

Динамическая теплоэлектрическая модель светоизлучающей структуры со слоем растекания тока

© В.А. Сергеев, А.М. Ходаков

Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 432071 Ульяновск, Россия

E-mail: ufire@mv.ru

(Получена 3 марта 2015 г. Принята к печати 27 ноября 2015 г.)

Рассмотрена нестационарная теплоэлектрическая модель осесимметричной гетероструктуры светоизлучающего прибора с учетом механизмов положительной обратной связи и влияния сопротивления слоя растекания тока. С учетом эффекта локализации тока найдено неоднородное распределение плотности тока гетероперехода по площади гетероструктуры. Численно-аналитическим итерационным методом решено нестационарное уравнение теплопроводности с температурозависимой плотностью тока, втекающего в гетеропереход. На основе развитой модели найдены распределения плотности тока, температуры и термомеханических напряжений для плоскости гетероперехода.

Введение

Известно [1–4], что в стационарном режиме работы в гетероструктурах светоизлучающих диодов (СИД) из-за сильной зависимости плотности тока от температуры и уменьшения квантовой эффективности с ростом температуры и плотности тока действуют механизмы положительной тепловой обратной связи (ПТОС). Эти механизмы приводят к существенному увеличению неоднородности распределения температуры и плотности тока по площади гетероперехода по сравнению с температуронезависимым приближением. При этом максимальная и средняя температуры гетероперехода суперлинейно растут с увеличением полного тока СИД. Наиболее опасно проявление указанных выше механизмов в мощных СИД с большой площадью активной области.

Указанные эффекты должны проявляться с учетом инерционности тепловых процессов и при работе СИД в импульсных режимах. Динамическая теплоэлектрическая модель (ТЭМ) гетеропереходного СИД была рассмотрена в [5] в приближении локальной тепловой обратной связи, при котором плотность мощности в локальной точке гетероперехода пропорциональна разности локальной и средней температур гетероперехода, а начальное распределение плотности тока полагалось однородным. Путем численного моделирования в этом приближении показано, что при подаче ступеньки греющего тока градиенты температуры (а значит, и механические напряжения) в гетероструктуре в процессе саморазогрева превышают соответствующие градиенты в статическом режиме.

Важным эффектом, не учитываемым ранее при анализе теплоэлектрических процессов в светоизлучающих гетероструктурах, является падение напряжения на распределенных сопротивлениях структуры при протекании электрического тока, которое приводит к начальному неоднородному токораспределению даже в температуронезависимом приближении.

В современных структурах СИД значительная часть подводимого тока инжектируется в расположенную под

верхним электродом часть активной области, что снижает квантовую эффективность и выход оптического излучения СИД. Для решения этой проблемы в структуру вводят прозрачный слой растекания тока [6]. В работах [7–9] расчет распределения плотности тока в структурах со слоем растекания проводился в температуронезависимом приближении без учета эффектов саморазогрева структуры поглощаемой мощностью и механизмов ПТОС в структуре.

В данной работе рассмотрена трехмерная нестационарная ТЭМ СИД с осесимметричной гетероструктурой, учитывающая механизмы ПТОС и влияние слоя растекания тока. На основе развитой модели проведено численное моделирование распределения плотности тока и температуры в плоскости гетероперехода и термомеханических напряжений в объеме гетероструктуры.

1. Динамическая теплоэлектрическая модель светодиода

На рис. 1 показана геометрия осесимметричной светоизлучающей гетероструктуры, содержащей подложку n -типа проводимости, гетеропереход и прозрачный токопроводящий слой растекания тока. Толщина подложки значительно больше, чем толщина гетероперехода. Подложка нижней (нерабочей) поверхностью размещена на идеальном теплоотводе; слой контактного соединения подложки и кристаллодержателя в данной работе не рассматривается. В центре верхней (рабочей) поверхности структуры размещена круглая контактная площадка заданного радиуса r_c . Поступающий через контактную площадку в СИД полный ток I_D можно разделить на две части: ток, втекающий в гетеропереход непосредственно под контактной площадкой, и ток, распределяющийся по площади гетероструктуры через слой растекания. При этом плотность J_{sp} тока, протекающего через слой растекания в радиальном направлении, уменьшается по мере удаления от контактной площадки в результате втекания тока с плотностью J_{ar} в гетеропереход.

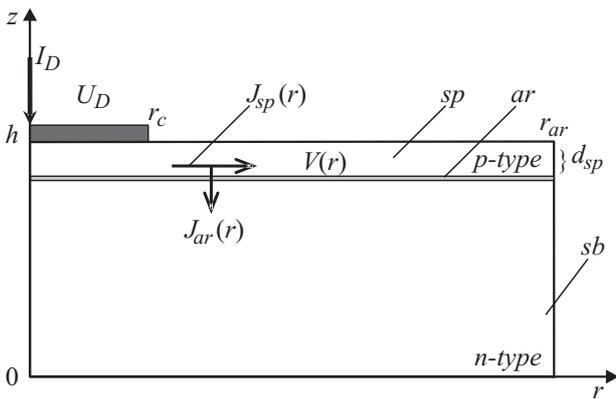


Рис. 1. Схема модельной структуры СИД: *sp* — слой растекания тока, *ar* — гетеропереход, *sb* — подложка.

Зависимость потенциала *p*-слоя *V* от координаты *r* в каждый момент времени *t* можно найти из решения уравнения [10]

$$\Delta_r V(r) = R_{sp} J_{ar}(r), \tag{1}$$

где Δ_r — оператор Лапласа в цилиндрической системе координат, $R_{sp} = \rho_{sp}/d_{sp}$ — сопротивление слоя растекания, ρ_{sp}, d_{sp} — удельное сопротивление и толщина слоя растекания соответственно.

Граничными условиями будут:
— потенциал *V* на границе металлического контакта r_c равен приложенному к светодиоиду напряжению U_D ,

$$V(r_c) = U_D; \tag{2}$$

— так как $J_{sp} = -(1/\rho_{sp})[dV(r)/dr]$, то при $r = r_{ar}$ должно выполняться условие

$$\left. \frac{dV(r)}{dr} \right|_{r=r_{ar}} = 0. \tag{3}$$

Плотность тока, втекающего в гетеропереход, является в общем случае сложной функцией приложенного к светодиоду напряжения (U_D) и температуры (T). Аналитическое решение задачи с экспоненциальной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) светодиода приводит к серьезным математическим и вычислительным трудностям, даже без учета ПТОС [10].

Для мощных светодиодов в диапазоне больших токов, при которых становятся существенными эффекты неоднородного токораспределения, зависимость тока от напряжения близка к линейной [6], поэтому при описании зависимости $J_{ar}(V, T)$ можно воспользоваться линейным приближением ВАХ светодиода вида

$$J_{ar}(V, T) = \frac{1}{R_D(\bar{T})S_{ar}} [V(r) - V_0], \tag{4}$$

где R_D — сопротивление прямосмещенного светодиода, S_{ar} — площадь активной области, V_0 — напряжение

отсечки, которое будем считать слабо зависящим от температуры в рассматриваемом температурном диапазоне,

$$\bar{T} = (2\pi/S_{ar}) \int_0^{r_{ar}} T(r, h - d_{sp}, t) r dr$$

— средняя температура активной области структуры.

Зависимость сопротивления от температуры $R_D(\bar{T})$, как показано в работе [11], близка к экспоненциальной и в линейном приближении от величины $1/\bar{T}$ может быть представлена в следующем виде:

$$R_D(\bar{T}) = \xi(\bar{T}) R_{D0} \frac{T_0}{\bar{T}}, \tag{5}$$

где R_{D0} — сопротивление светодиода при начальной температуре T_0 , $\xi(\bar{T})$ — модельный параметр, выбор значения которого рассмотрен далее.

С учетом выражения (4) уравнение (1) примет вид

$$\frac{d^2V(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dV(r)}{dr} = C^2 [V(r) - V_0], \tag{6}$$

где

$$C^2 = \frac{\rho_{sp}}{d_{sp} R_D(\bar{T}) S_{ar}}.$$

Решая уравнение (6) с граничными условиями (2) и (3), находим при $r_c \leq r \leq r_{ar}$ распределения потенциала и плотности тока гетероперехода по площади гетероструктуры:

$$V(r) = V_0 + (U_D - V_0) \times \left[\frac{K_1(Cr_{ar})I_0(Cr) + I_1(Cr_{ar})K_0(Cr)}{K_1(Cr_{ar})I_0(Cr_c) + I_1(Cr_{ar})K_0(Cr_c)} \right], \tag{7}$$

$$J_{ar}(r) = \frac{(U_D - V_0)}{R_D(\bar{T})S_{ar}} \times \left[\frac{K_1(Cr_{ar})I_0(Cr) + I_1(Cr_{ar})K_0(Cr)}{K_1(Cr_{ar})I_0(Cr_c) + I_1(Cr_{ar})K_0(Cr_c)} \right], \tag{8}$$

где $I_0(Cr), I_1(Cr)$ — нулевого и первого порядка модифицированные функции Бесселя; $K_0(Cr), K_1(Cr)$ — нулевого и первого порядка модифицированные функции Ганкеля.

Под контактной площадкой плотность тока гетероперехода есть

$$J_{ar}(r, T) = \frac{(U_D - V_0)}{R_D(\bar{T})S_{ar}}. \tag{9}$$

Для нахождения распределения температуры по структуре СИД необходимо решить уравнение теплопроводности

$$c_s(T)\rho_s(T) \frac{\partial T_s(r, z, t)}{\partial t} = \nabla_{r,z} [\lambda_s(T) \nabla_{r,z} T_s(r, z, t)] + Q_{V_s}, \tag{10}$$

где индекс $s = sp, sb$ показывает отношение к слою растекания или подложке, λ_s, c_s, ρ_s — коэффициенты теплопроводности, удельной теплоемкости и плотности s -го элемента конструкции СИД (считаем, что тепловое сопротивление активной области незначительно), с на-

чальным условием

$$T_s(r, z, 0) = T_0 \tag{11}$$

и граничными условиями

$$\lambda_{sb} \frac{\partial T_{sb}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h-d_{sp}} - \lambda_{sp} \frac{\partial T_{sp}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h-d_{sp}} = q_{ar}(r, t), \tag{12}$$

$$T_{sp}(r, h - d_{sp}, t) = T_{sb}(r, h - d_{sp}, t), \tag{13}$$

$$\frac{\partial T_s(r, z, t)}{\partial r} \Big|_{z=0, r_d} = \frac{\partial T_{sp}(r, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \tag{14}$$

$$T_{sb}(r, 0, t) = T_0. \tag{15}$$

Плотность мощности в активной области можно записать следующим образом:

$$q_{ar}(r, t) = \begin{cases} J_{ar}(r, t)V(r, t)(1 - \eta), & 0 \leq r \leq r_{ar} \\ 0, & r_{ar} < r \leq r_d \end{cases}, \tag{16}$$

где r_d — радиус диода, $\eta = P_{opt}/P_{el}$ — эффективность СИД, P_{opt}, P_{el} — оптическая и подводимая к СИД электрическая мощность соответственно.

Объемная плотность источников тепла в слое растекания определяется как

$$Q_{V_{sp}} = \rho_{sp} J_{sp}^2(r, t), \tag{17}$$

а тепловыделением в подложке пренебрегаем,

$$Q_{V_{sb}} = 0. \tag{18}$$

2. Численное решение задачи и анализ полученных результатов

Нестационарная задача (10)–(15) распределения температуры в структуре СИД решалась методом последовательных интервалов времени $\Delta t = t_j - t_{j-1}$ [5]. Для расчета температурного поля в структуре СИД применялась интерактивная моделирующая среда COMSOL Multiphysics. Итерационным методом, подобным методу, рассмотренному в работе [4], находилось распределение плотности мощности по активной области в моменты времени t_j . Используя рассчитанное распределение температуры по активной области $T(r, h - d_{sp}, t_{j-1})$ на $(j - 1)$ -м временном интервале, итерационным способом находили распределения плотностей тока $J_{sp}(r, t_j)$ и $J_{ar}(r, t_j)$ с температурной зависимостью величины сопротивления $R_D(\bar{T})$ в виде выражения (5). Управляющим изменяющимся параметром цикла итераций являлся параметр модели $\xi(\bar{T})$, значение которого определялось из решения уравнения, описывающего условие включения прибора во внешнюю электрическую цепь (в представленной работе в качестве такого условия выбрано постоянство протекающего через светодиод

полного тока):

$$2\pi \int_0^{r_{ar}} J(r, t_j) r dr = I_D. \tag{19}$$

Цикл итераций заканчивался при выполнении этого условия, а соответствующая плотность мощности $q_{ar}(r, t_j)$ определялась по формуле (16).

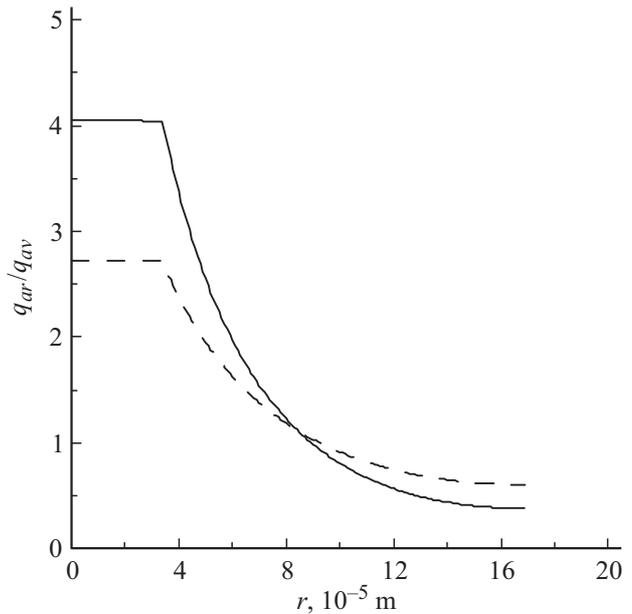


Рис. 2. Распределение плотности мощности по активной области. q_{av} — средняя плотность мощности по активной области. Штриховая линия — температурнезависимое приближение. Плотность тока 100 A/cm^2 , $t = 0.002 \text{ с}$.

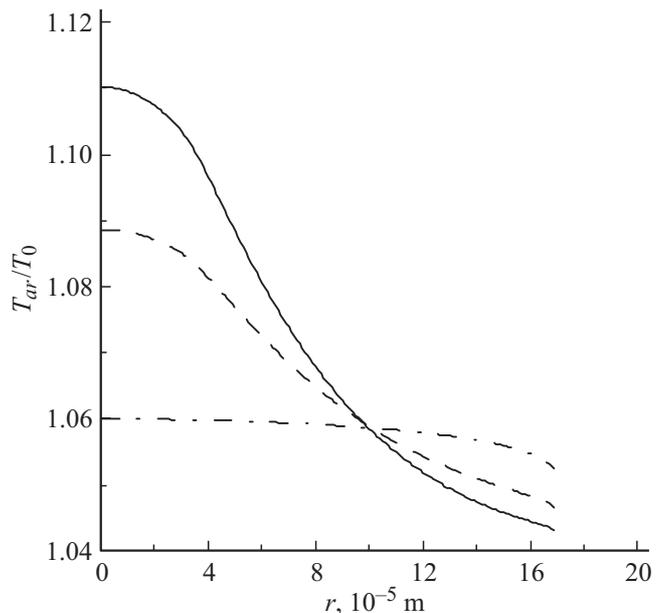


Рис. 3. Распределение температуры по активной области. Штриховая линия — температурнезависимое приближение, штрихпунктирная линия — при средней плотности мощности q_{av} . Плотность тока 100 A/cm^2 , $t = 0.002 \text{ с}$.

Для проведения расчетных исследований модели была выбрана структура красного светодиода AlInGaP/GaAs с многоямной гетероструктурой, характеристики которого и схема расположения слоев в светодиоде чипе представлены в работе [12]. Согласно данным о структуре, это — двойная гетероструктура AlInGaP/GaP с множественными квантовыми ямами, сформированная на подложке GaAs. Размеры чипа СИД составляли $300 \times 300 \times 170$ мкм; площадь активной области $S_{ar} = 9 \cdot 10^{-8}$ м². Материалом слоя растекания тока *p*-типа проводимости являлся GaP толщиной $d_{sp} = 8$ мкм и с удельным сопротивлением $\rho_{sp} = 5 \cdot 10^{-4}$ Ом·м [13]. Используемые при решении тепловой задачи зависимости теплофизических характеристик материалов структуры от температуры $\lambda(T)$, $c(T)$, $\rho(T)$ были взяты из библиотеки моделирующей среды COMSOL Multiphysics.

На рис. 2 и 3 представлены распределения плотности мощности и температуры по активной области, из которых следует, что совместный учет ПТОС и эффекта локализации тока (рис. 4) приводит к возрастанию максимальной температуры активной области (для рассматриваемого варианта на 7 К) по сравнению с вариантом без учета электротепловой обратной связи.

Анализ зависимости эффекта растекания тока от полного тока I_D (рис. 5) показывает, что увеличение подводимого к светодиоду тока усиливает локализацию линий тока под верхним *p*-контактом, что, очевидно, объясняется уменьшением сопротивления *p-n*-перехода с ростом плотности инжектируемого тока [9]. Динамика изменения максимальной и средней температуры активной области изображена на рис. 6.

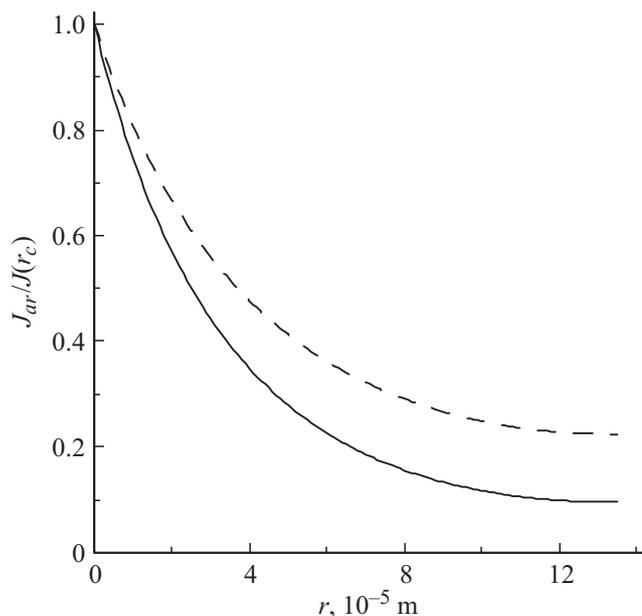


Рис. 4. Локализация тока в структуре светодиода: штриховая линия — без учета ПТОС, начало отсчета радиального расстояния соответствует краю *p*-контакта. Плотность тока 100 А/см², $t = 0.002$ с.

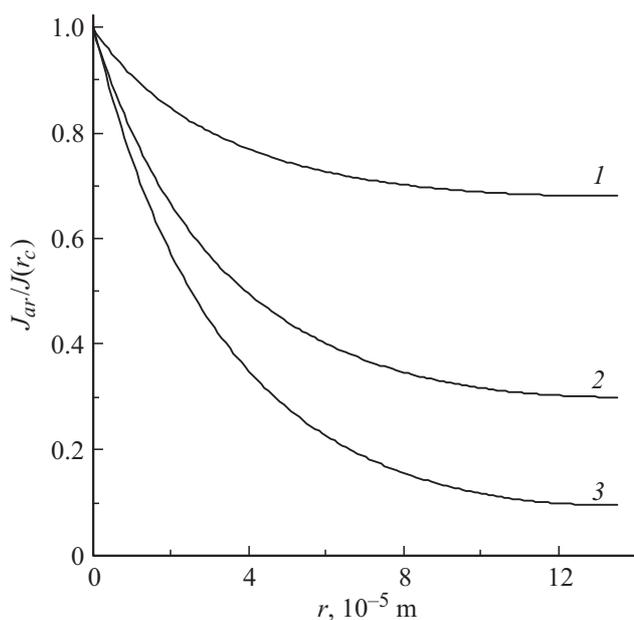


Рис. 5. Зависимость локализации тока от уровня инжекции. $t = 0.002$ с, I_D , mA: 1 — 50, 2 — 80, 3 — 100.

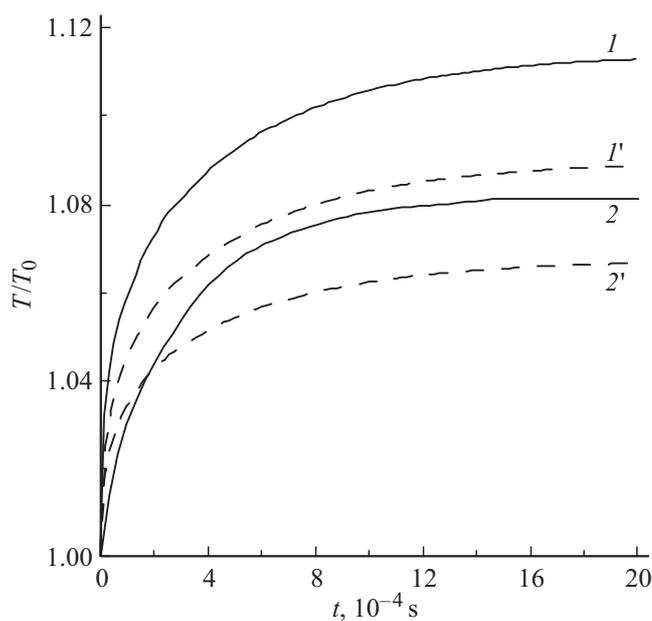


Рис. 6. Изменение максимальной и средней температуры активной области со временем: 1, 1' — максимальная температура, 2, 2' — средняя температура. 1', 2' — температурне-зависимое приближение. Плотность тока 100 А/см².

Для расчета механических напряжений в структуре использовался модуль связанных (мультифизических) задач механики прочности и теплопроводности программного пакета COMSOL Multiphysics. Возникающие при нагреве структуры светодиода механические напряжения по Мизесу σ [14] (рис. 7, а) достигают максимального значения на крае *p*-контакта, там, где градиент темпе-

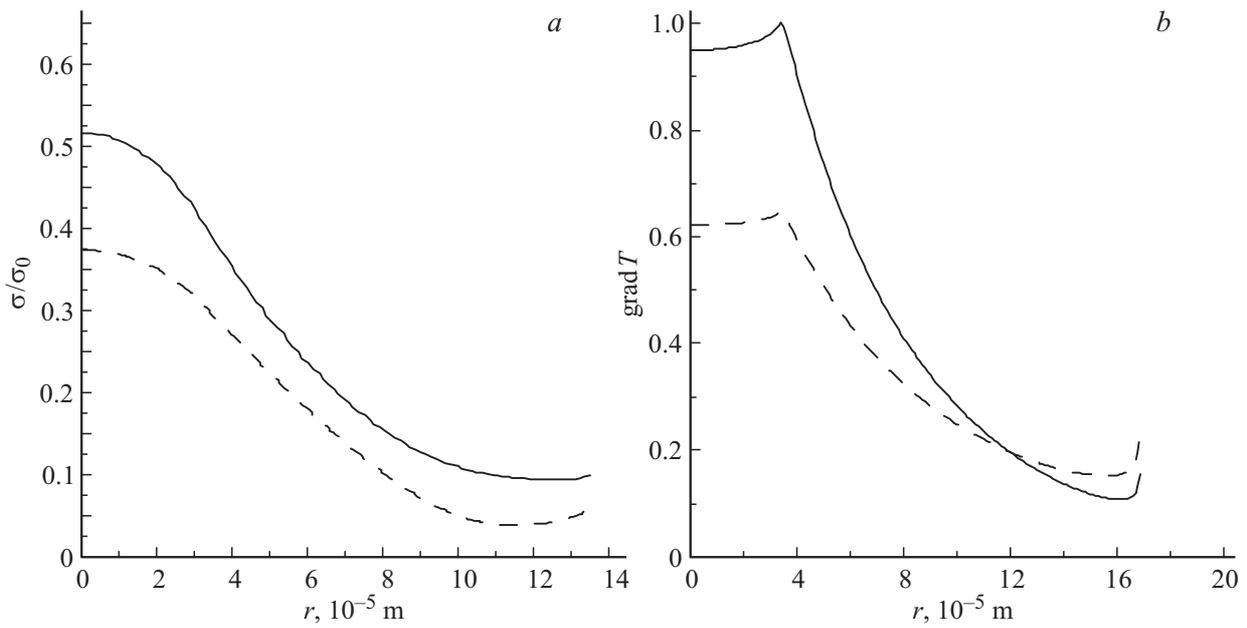


Рис. 7. Распределение механических напряжений (а) (начало отсчета радиального расстояния соответствует краю р-контакта) и градиента температуры (b) по активной области структуры СИД. $\sigma_0 = 20$ МПа — предел текучести материала [15], $z = 162$ мкм, $t = 0.002$ с, плотность тока 100 А/см².

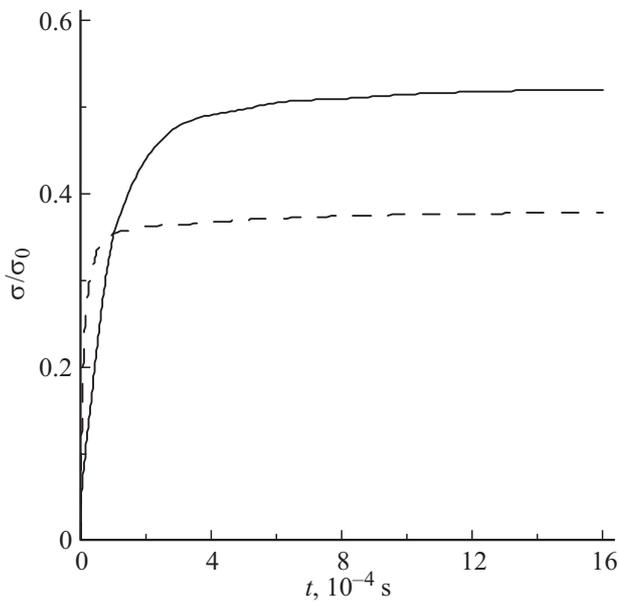


Рис. 8. Динамика роста максимального значения механических напряжений в структуре (сплошная линия). Штриховая линия — температурнезависимое приближение.

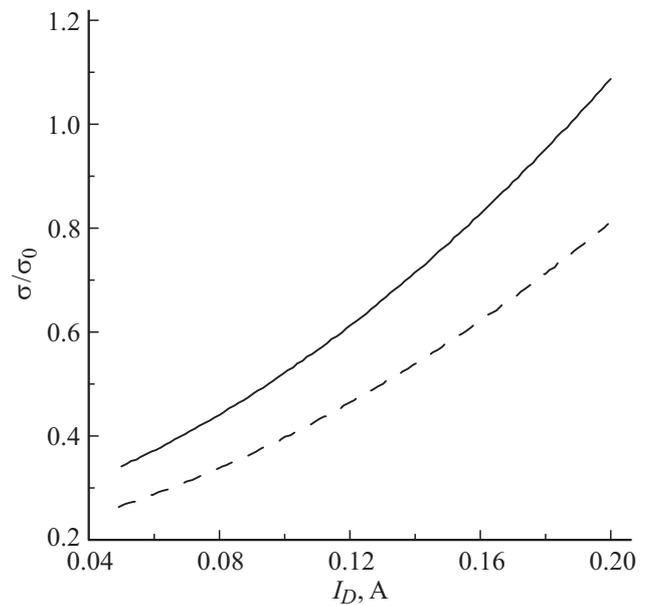


Рис. 9. Токовая зависимость максимального механического напряжения в структуре СИД (сплошная линия). Штриховая линия — температурнезависимое приближение. $t = 0.002$ с.

ратуры структуры принимает свое наибольшее значение (рис. 7, b).

Динамика роста максимального значения σ показана на рис. 8. С ростом подводимого к светодиоду тока наблюдается рост механических напряжений в его структуре (рис. 9), и при величине тока, равной критическому значению I_c (для рассматриваемого варианта

равного 0.18 А), величина σ достигает предела текучести материала σ_0 .

3. Заключение

Разработана трехмерная математическая теплоэлектрическая модель осесимметричной гетероструктуры

светоизлучающего прибора с учетом известных механизмов ПТОС и влияния сопротивления слоя растекания тока. На основе численных расчетов показано, что крутизна нарастания максимальной и средней температуры гетероперехода при подаче ступеньки греющего тока и их квазистационарные значения на 15–20% превышают аналогичные значения, полученные в известных линейных моделях. Рассчитано поле термодформаций в гетероструктуре и установлено, что максимум напряжений возникает вблизи края контактной площадки.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 2014/232 Министерства образования и науки РФ Ульяновскому государственному техническому университету.

Список литературы

- [1] В.А. Сергеев, А.М. Ходаков. ФТП, **44**, 230 (2010).
- [2] V.A. Sergeev, A.M. Hodakov. *III Nanotechnology Intern. Forum* (Moscow, Russia) [J. Physics: Conf. Ser., **291**, 012 042 (2011)].
- [3] В.А. Сергеев, А.М. Ходаков. ФТП, **46**, 5 (2012).
- [4] В.А. Сергеев, А.М. Ходаков. *Нелинейные тепловые модели полупроводниковых изделий* (Ульяновск, УлГТУ, 2012).
- [5] В.А. Сергеев, А.М. Ходаков. Изв. вузов. Электроника, **6** (92), 80 (2011).
- [6] Ф. Шуберт. *Светодиоды* (М., Физматлитгиз, 2008).
- [7] A. Porch, D.V. Morgan, R.M. Perks. J. Appl. Phys., **96**, 8 (2004).
- [8] Han-Youl Ryu, Jong-In Shim. Opt. Express, **19**, 4 (2011).
- [9] Я.Я. Кудрик, А.В. Зиновчук. Письма ЖТФ, **38**, 10 (2012).
- [10] W.B. Joyce, S.H. Wemple. J. Appl. Phys., **41**, 3818 (1970).
- [11] А.А. Петухов, Б.Е. Журтанов, С.С. Молчанов, Н.Д. Стоянов, Ю.П. Яковлев. ЖТФ, **81**, 91 (2011).
- [12] В.А. Сергеев, А.А. Широков. Письма ЖТФ, **35** (9), 1 (2009).
- [13] R.M. Fletcher, C.P. Kuo, K.H. Huang. J. Electron. Mater., **20**, 1125 (1991).
- [14] Ю.Н. Работнов. *Механика деформируемого твердого тела* (М., Наука, 1988).
- [15] S. Wang, P. Pirouz. Acta Mater., **55**, 5500 (2007).

Редактор Л.В. Шаронова

Dynamic thermoelectric model of light-emitting structure with the current spreading layer

V.A. Sergeev, A.M. Hodakov

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Ulyanovsk Branch), Russian Academy of Sciences, 432071 Ulyanovsk, Russia

Abstract Non-stationary thermoelectric model of axisymmetric heterostructure of a light emitting device taking into account mechanisms of a positive feedback and influence of resistance of current spreading layer has been considered. Taking into account the effect of the current localization, non-uniform distribution of the density of heterojunction current on the heterostructure area was found. The numerical-analytical iterative method was used for solution of the non-stationary heat equation with temperature-dependent current density flowing into the heterojunction. On the basis of the developed model, distributions of current density, temperature and thermomechanical pressure for the heterojunction plane have been found.