

Влияние тепловых процессов на критические режимы работы мощных лазерных диодов

В.В.Паращук, Ву Зоан Мьен

Численно и аналитически в трехмерном приближении промоделировано влияние пространственной неоднородности термоупругих напряжений в системе лазерный диод–теплоотвод на выходные характеристики прибора при различных режимах работы. Изучена зависимость критической плотности тока накачки от длительности импульса, геометрии и теплофизических параметров лазерной системы, в том числе для современных теплопередающих материалов подложки. В рамках рассматриваемого подхода найдены оптимальные условия процесса сборки лазерных диодов по качеству позиционирования (посадки) лазерного кристалла на теплоотводящую подложку.

Ключевые слова: мощные лазерные диоды, система лазерный диод–теплоотвод (контактный слой), неоднородные тепловые поля, термоупругие напряжения, критические режимы работы, алмазные теплоотводящие подложки, позиционирование чипа.

1. Введение

Хорошо известна характерная особенность полупроводниковых лазерных диодов (ЛД) – это зависимость (в той или иной степени, иногда резкая) порога генерации от температуры [1, 2], поэтому тепловым процессам в ЛД уделяется большое внимание. Как было показано еще в 1960-х гг., в процессе создания и работы диода в нем также возникают значительные термоупругие напряжения (ТН), способные привести к возникновению микроразрушений и необратимому ухудшению энергетических параметров инжекционного лазера. В связи с этим актуальной задачей является определение оптимального рабочего режима ЛД на основании сравнения критических условий, обусловленных возникновением ТН, с экстремальными режимами, определенными температурной зависимостью пороговой плотности тока. Этот вопрос детально изучен в работе [3] для одномерного случая применительно к термоупругим напряжениям, обусловленным пространственной неоднородностью теплового поля в среде (одного из наиболее важных случаев ТН). В ряде работ изучена роль других типов термоупругих напряжений, возникающих, в частности, при закреплении (напайке) гетероструктуры на хладопроводе [4] и при иных условиях (см., напр., [5]). Однако поскольку задача термоупругости вследствие неоднородного пространственного распределения температуры в активной области является существенно трехмерной [6–10], представляется важным дальнейшее развитие этих исследований. В рамках разрабо-

танного метода расчета тепловых полей и ТН в системе рассмотрена также задача оптимального позиционирования (посадки или закрепления) лазерных чипов на теплоотводе при различных условиях. При этом сравнительные расчетные данные приведены для высокоэффективных теплоотводящих материалов – в продолжение исследований по повышению эффективности мощных диодных структур при использовании алмазных теплоотводов [11].

2. Моделирование пространственного распределения тепловых полей в исследуемой лазерной системе

С целью анализа термоупругих напряжений в модели типа «диод–теплоотвод», приближенной к реальной лазерной системе, рассмотрим пространственное распределение в ней тепловых полей, учитывающее особенности теплофизических процессов в контактных слоях, на базе трехмерно-

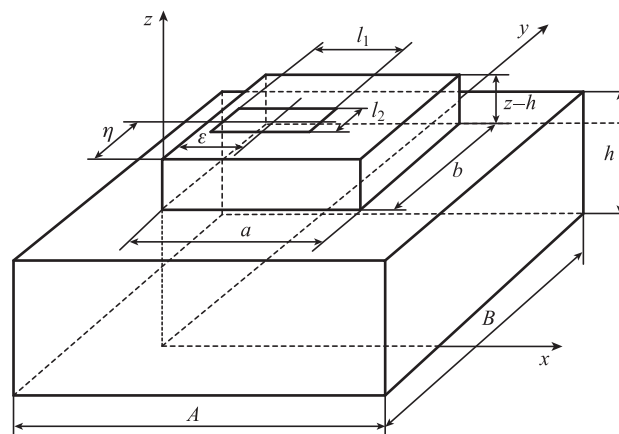


Рис.1. Математическая модель системы (1)–(5).

В.В.Паращук. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: v.parashchuk@ifanbel.bas-net.by

Vu Doan Mien. Institute of Materials Science Vietnamese Academy of Science and Technology (VAST), 18 Hoang Quoc Viet. Str., Cau Giay District Hanoi, Vietnam

Поступила в редакцию 31 января 2013 г., после доработки – 12 марта 2013 г.

го стационарного уравнения теплопроводности (1) для соответствующих граничных условий (2)–(5) (рис.1):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \tag{1}$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} =$$

$$\begin{cases} -q & \text{при } \varepsilon - 0.5l_1 \leq x \leq \varepsilon + 0.5l_1, \eta - 0.5l_2 \leq y \leq \eta + 0.5l_2, \\ 0 & \text{для остальных точек верхней грани кристалла,} \end{cases} \tag{2}$$

$$T_1|_{z=h} = T_2|_{z=h} \quad (x, y) \in (a, b), \quad T_2|_{z=0} = T_0, \tag{3}$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{z=h} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=h}, \quad (x, y) \in (a, b),$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0, \quad (x, y) \notin (a, b), \tag{4}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T_1}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=(a-A)/2} = \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=(b-B)/2} = 0, \\ \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_{x=a} = \frac{\partial T_2}{\partial y} \Big|_{y=b} = 0, \end{aligned} \tag{5}$$

где $T_1(x, y, z)$ и $T_2(x, y, z)$ – температура соответственно в объеме кристалла и теплоотвода (подложки или контактного слоя); $\lambda_{1,2}$ – их теплопроводность; $a, b, z-h$ и A, B, h – размеры указанных элементов моделируемой системы; $l_{1,2}$ – размеры источника тепла (например, активной области ЛД); ε и η – координаты центра источника; q – его удельная поверхностная мощность; T_0 – температура нижней грани теплоотвода (может быть как постоянной, так и переменной величиной). В данной модели источник имеет вид прямоугольника, расположенного на поверхности кристалла, что в определенной мере соответствует структуре реального ЛД с асимметричным расположением активной области вблизи одной из граничных поверхностей. С учетом малой толщины этой области (~ 1 мкм) распределение тепла в ней принято двумерным (в плоскости x, y).

Аналитическое решение уравнения (1) с граничными условиями (2)–(5) методом разделения переменных приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} T(x, y, z) = T_0 + q l_1 l_2 \left(\frac{h}{AB\lambda_2} + \frac{z-h}{ab\lambda_1} \right) + \frac{4qal_2}{\lambda_1 b \pi^2} \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} \cos\left(\frac{k\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{k\pi}{a}\varepsilon\right) \sin\left(\frac{k\pi}{2a}l_1\right) \left[\tanh\left(\frac{k\pi}{a}(z-h)\right) \right. \\ \left. + \frac{[\lambda_1 A / (\lambda_2 a)] \tanh(k\pi h / A)}{1 + [\lambda_1 A / (\lambda_2 a)] \tanh(k\pi h / A) \tanh(k\pi(z-h) / a)} \right] + \frac{4qbl_1}{\lambda_1 a \pi^2} \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2} \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}\eta\right) \sin\left(\frac{m\pi}{2b}l_2\right) \left[\tanh\left(\frac{m\pi}{b}(z-h)\right) \right. \\ \left. + \frac{[\lambda_1 B / (\lambda_2 b)] \tanh(m\pi h / B)}{1 + [\lambda_1 B / (\lambda_2 b)] \tanh(m\pi h / B) \tanh(m\pi(z-h) / b)} \right] + \frac{16q}{\lambda_1 \pi^3} \\ \times \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{km \sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}} \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{k\pi}{a}x\right) \\ \times \sin\left(\frac{m\pi}{2b}l_2\right) \sin\left(\frac{k\pi}{2a}l_1\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}\eta\right) \cos\left(\frac{k\pi}{a}\varepsilon\right) \\ \times \left\{ \tanh\left[(z-h)\sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}\right] + \frac{\lambda_1 \sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}}{\lambda_2 \sqrt{k^2/A^2 + m^2/B^2}} \right. \\ \times \tanh\left(h\sqrt{k^2/A^2 + m^2/B^2}\right) \left. \left\{ 1 + \frac{\lambda_1 \sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}}{\lambda_2 \sqrt{k^2/A^2 + m^2/B^2}} \right. \right. \\ \times \tanh\left(h\sqrt{k^2/A^2 + m^2/B^2}\right) \\ \left. \left. \times \tanh\left[(z-h)\sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}\right] \right\}^{-1} \right\}. \end{aligned} \tag{6}$$

Результаты расчета тепловых полей в моделируемой системе приведены на рис.2 (показаны в виде сечений). Приняты следующие значения теплопроводностей: $\lambda_1 = 400 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ для медного (рис.2,а) и $1450 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ для алмазного (рис.2,б,в) оснований и $\lambda_2 = 50 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ для кристалла GaAs. С использованием полученного решения (6) продемонстрирована возможность учета аддитивного взаимодействия нескольких (двух) источников тепла, которыми, в частности, могут быть элементы лазерной диодной структуры. В последнем случае размеры обоих ис-

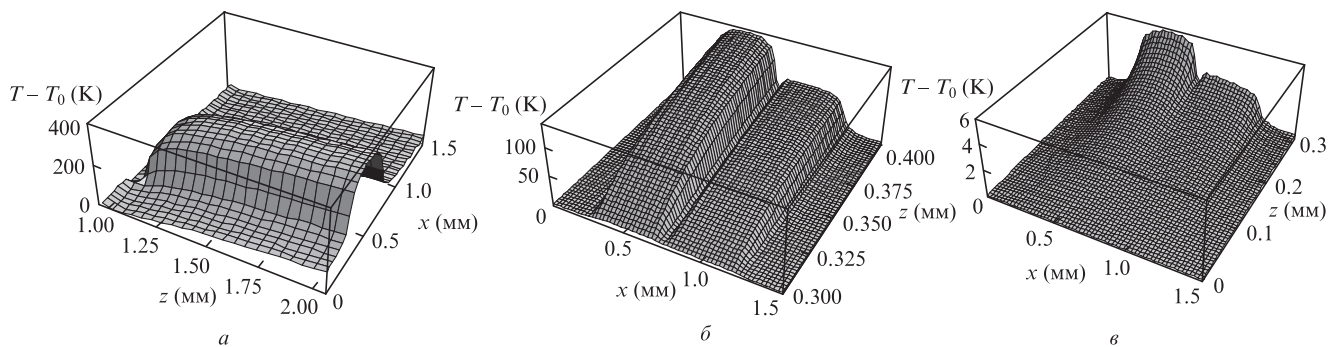


Рис.2. Распределение температурного поля в моделируемой системе: кристалл (а, б) и теплоотвод (в) с одним (а) и двумя (б, в) тепловыми источниками. Параметры системы: $l_1 = 0.45 \text{ мм}$, $l_2 = 0.1 \text{ мм}$; $a = b = A = B = 1.5 \text{ мм}$, $h = 0.3 \text{ мм}$; $\delta_x = 0.5 \text{ мм}$, $\varepsilon = 0.5 \text{ мм}$; $\eta = y = 0.75 \text{ мм}$; $P = 10 \text{ Вт}$ (а), $P_1 = 4.5$ и $P_2 = 2.25 \text{ Вт}$ (б, в).

точников для упрощения расчета приняты одинаковыми (0.45×0.1 мм), а их мощности ($P_{1,2}$) – разными; размеры кристалла и основания полагаются одинаковыми, расстояние между центрами элементов $\delta_x = 0.5$ мм.

Найдены оптимальные условия счета в среде типа «Математика» – заданная точность вычисления температурного распределения (0.0001–0.001) обеспечивается в каждой точке (x, y) при минимальном значении индексов суммирования (k, m) ~ 20 –40.

3. Расчет пространственного распределения термоупругих напряжений в лазерной системе

В общем виде формулировка задачи нахождения термоупругих напряжений по заданному распределению тепловых потоков известна [6–8], а ее решение возможно для частных случаев. Рассмотрим приближение, в котором допускается разбиение исследуемой области на элементарные участки малых размеров. Тогда в пределах каждого участка возможна постановка квазитрехмерной задачи термоупругости. Следуя существующим представлениям [6], можно показать, что в этом случае решение стандартной системы уравнений равновесия с учетом соответствующих краевых условий и условий совместности деформаций для определения напряжений имеет вид

$$\sigma_{ij} = \beta_{ij} \left[\frac{3(z - d/2)}{2(d/2)^3} z \overline{T(x, y, z)} + \overline{T(x, y, z)} - T(x, y, z) \right],$$

$$(i, j = 1, 2), \quad \Delta = \begin{vmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{16} \\ s_{12} & s_{22} & s_{26} \\ s_{16} & s_{26} & s_{66} \end{vmatrix}, \quad (7)$$

где $\beta_{ij} \equiv \beta_m = A_{mn} \alpha_n / \Delta$ – термоупругие коэффициенты ($m, n = 1, 2, 6$); A_{mn} – алгебраическое дополнение элемента s_{mn} (коэффициенты упругости) в определителе Δ ; α_n – коэффициенты теплового расширения; верхняя черта в (7) означает усреднение по толщине слоя d . Для изотропной среды $\beta_{ij} = \alpha_T E / (1 - \nu)$, где α_T – температурный коэффициент линейного расширения, ν – коэффициент Пуассона и E – модуль Юнга.

Термоупругие напряжения ($\sigma \equiv D$) в моделируемой системе рассчитывались в зависимости от мощности теплового источника (P), теплопроводности материала подложки (для меди и алмаза) и геометрии элементов системы (рис.3).

Из данных расчета следует, что при мощности теплового источника $P \sim 1$ Вт термоупругие напряжения по толщине структуры (вдоль оси z) изменяются в пределах $\pm(1-10)$ МПа, что сравнимо с величиной остаточных напряжений, обусловленных различием коэффициентов термического расширения сопряженных слоев для многослойной структуры. При этом максимальная температура (перегрев) в этой области $\Delta T = 35-40$ К. С увеличением P до 10 Вт (при плотности мощности $\sim 10^6$ Вт/см²) соответственно имеем $\sigma \approx \pm(10-200)$ МПа (рис.3,а), $T_{\max} \sim 400-450$ К (рис.2,а), т. е. термоупругие напряжения становятся преобладающими, а перегрев активной области – существенным ($\Delta T \sim 100$ К), что согласуется с данными ряда работ [3, 12–15]. Расчет в одномерном приближении [5] приводит к расхождению этих результатов в сторону меньших значений на 1–2 порядка как в отношении вели-

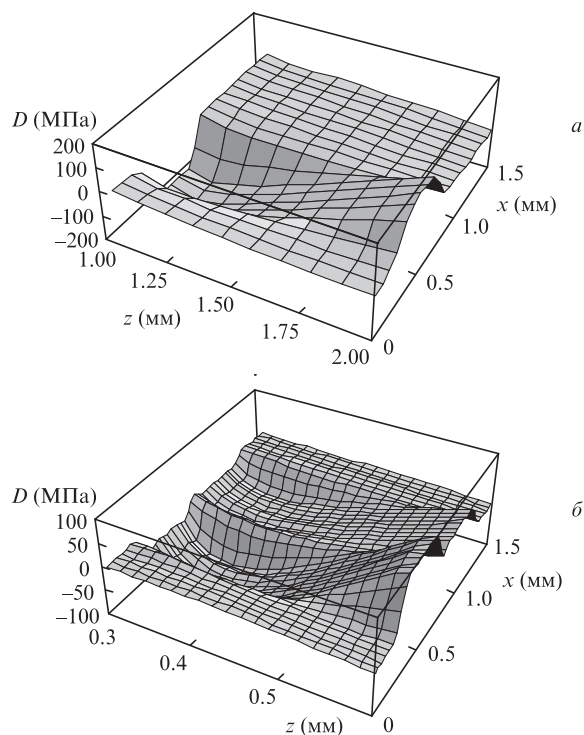


Рис.3. Пространственное распределение термоупругих напряжений для одного ($P = 10$ Вт) (а) и двух тепловых источников ($\varepsilon_1 = 0.5$ мм, $\varepsilon_2 = 1$ мм; $P_1 = 10$ Вт, $P_2 = 5$ Вт) (б). Параметры системы: $l_1 = 0.45$ мм, $l_2 = 0.1$ мм, $a = b = 1.5$ мм, $A = B = 5$ мм, $h = 0.3$ мм, $\eta = b/2$, $\varepsilon = 0.5$ мм, $y = b/2$.

чины σ , так и T_{\max} . Поэтому при отмеченных выше условиях в различных задачах термоупругости вкладом рассмотренных напряжений (по отношению к остаточным) нельзя пренебрегать.

Сравнение данных расчета для различных теплоотводов указывает на то, что в пределах активной области термоупругие напряжения в случае медного теплоотвода несколько меньше, чем для алмазного, несмотря на существенное различие коэффициентов теплового расширения сравниваемых материалов теплоотводов по отношению к активной среде (оно больше в случае алмаза). Однако при этом T_{\max} для медных теплоотводов заметно больше (в 1.5 раза). За пределами активной области указанное соотношение напряжений меняется на обратное. Поскольку при этом величина и знак термоупругих напряжений зависят от пространственной локализации в системе и теплофизических свойств материала теплоотвода, то это обстоятельство может быть использовано для выравнивания напряжений по всей длине активной области. Эффективность (степень) такого выравнивания заметно выше в случае алмазных теплоотводов. На рис.3,б показано пространственное распределение термоупругих напряжений в моделируемой системе в условиях «теплового взаимодействия» (в приближении аддитивности) нескольких источников на примере двух элементов.

4. Исследование воздействия термоупругих напряжений на выходные характеристики лазера при различных режимах работы

Следуя [3], попытаемся определить оптимальные условия работы лазерного диода на основании сравнения

критических условий, обусловленных возникновением ТН с экстремальными режимами, определенными температурной зависимостью пороговой плотности тока в заданном приближении.

Вначале рассмотрим случай нестационарного (импульсного) режима. Известно, что для импульсного режима задача термоупругости решается в квазистатической постановке при длительности импульса вплоть до единиц наносекунд, хотя задачи теплопроводности для импульсного и непрерывного режимов различны. Используя данные [9], запишем решение соответствующего уравнения теплопроводности в виде

$$T(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\kappa\sqrt{\pi t})^3} \int_0^a \int_0^b \int_0^{c-h} \varphi(\xi, \eta, \zeta) \times \exp\left[-\frac{(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2 + (\zeta-z)^2}{4\kappa t}\right] d\xi d\eta d\zeta, \quad (8)$$

где t – время; T – температура; $a, b, c-h$ – размеры активной области; $\varphi(\xi, \eta, \zeta) = T(x, y, z, 0)$ – начальное температурное распределение, в качестве которого можно использовать соотношение (6); $\kappa = \lambda/(c_{sp}\rho)$ – температуропроводность; c_{sp} – удельная теплоемкость; ρ – плотность; λ – теплопроводность кристалла.

Вначале температурное поле $\Delta T = T(x, y, z, t) - T(x, y, z, 0)$ рассчитывалось для упрощенной лазерной модели (в отсутствие массивного тепловода). Соответствующее пространственное распределение термоупругих напряжений в приближении (6)–(8) представлено на рис.4.

Связь между пространственным распределением тепловых полей и термоупругих напряжений с рабочими характеристиками лазерного диода может быть задана

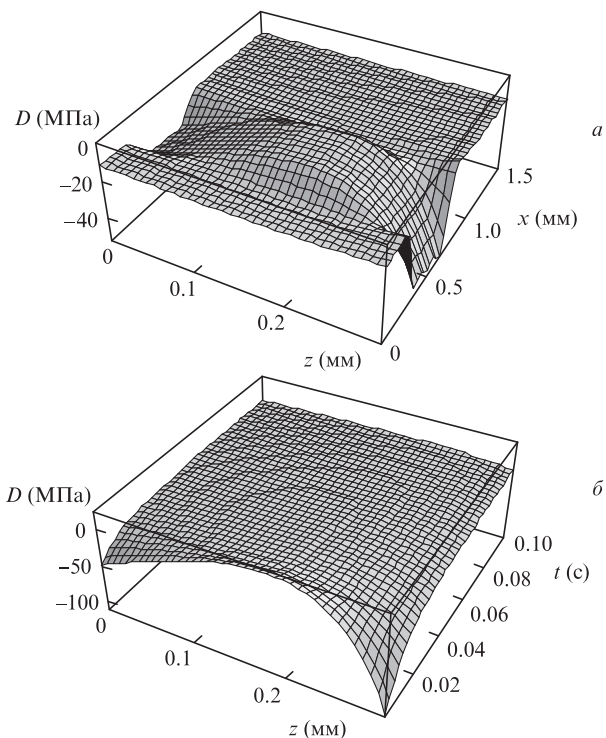


Рис.4. Термоупругие напряжения в моделируемой системе при нестационарном возбуждении в сечении XZ (а) и их временная зависимость (б). Параметры системы: $P = 10$ Вт, $a = b = 1.5$ мм, $z = c = 0.3$ мм, $T_0 = 0$, $\lambda = 0.5$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, $\kappa = 0.27$ см²/с, $l_1 = 0.45$ мм, $l_2 = 0.1$ мм, $\varepsilon = 0.5$ мм, $\eta = 0.75$ мм, $t = 0.01$ с (а), $y = b/2$, $x = \varepsilon$ (б).

зависимостью теплового потока q от плотности тока накачки j через лазерный диод и температурной зависимостью пороговой плотности тока в виде

$$q = Uj, \quad j_{th} = j_{0th} \exp(\Delta T/T_1), \quad (9)$$

где U – напряжение на р–п-переходе; j_{0th} – пороговая плотность тока при начальной температуре среды T_0 ; величина q определяет граничные условия (2) и пространственную зависимость температуры (6). Тогда из соотношений (8), (9) следует выражение для критической плотности тока или условие генерации по термоупругим напряжениям в безразмерном виде, аналогичное данным [3]:

$$j' = F_1(t')^{-3/2}. \quad (10)$$

Здесь безразмерные переменные $j' = j/j_{0th}$ – критическая плотность тока (при которой возможно появление необратимых структурных изменений в диоде) и $t' = t/t_1 \equiv t_p$ – длительность импульса тока накачки; $F_1 \sim \sigma_{ij}/(\beta_{ij}T_1)$ – безразмерный параметр (функция координат); $\sigma_{ij} = \sigma_{cr}$ – допустимое термоупругое напряжение для активной среды; $T_1 \sim 80$ К – характеристическая температура; $t_1 = \pi\lambda c_{sp}\rho T_1^2/(j_{0th}U)^2$.

Условие генерации по пороговой плотности тока имеет такой же вид, как и в [3],

$$j' \geq \exp(j'\sqrt{t'}), \quad (11)$$

и определяет плотность тока, при которой генерация срывается в момент t' . Уравнение (11) имеет два действительных решения при условии $t' < e^{-2}$ и определяет предельную длительность импульса генерации $t_{lim} = \pi\lambda c_{sp}\rho T_1^2/(e j_{0th}U)^2$ (при $t' \geq e^{-2}$).

Оптимальный режим работы диода может быть установлен при сравнении обоих критериев (10) и (11). В качестве примера на рис.5 представлено численное решение уравнения (10) (кривые 1–3) для различных условий и решение уравнения (11) (кривая 4). Видно, что при $t' > e^{-2}$ генерация в импульсном режиме невозможна, а при $t' < e^{-2}$ условию равенства (11) удовлетворяют два значения плотности тока (нижняя и верхняя ветви зависимости), соответствующие началу генерации (первый порог) и ее срыву из-за перегрева р–п-перехода (второй порог). Наибольшее расхождение ветвей определяет плотность тока, при которой (при фиксированной длительности импульса) достигается максимальная выходная мощность. Промежуточные между указанными ветвями кривые, определяемые механизмом ТН, относятся к оптимальным режимам генерации. Следует отметить, что рассчитанная согласно (10) зависимость $j'(t')$ многозначна и является функцией координат (в данном случае показана зависимость для трех значений X при фиксированных остальных) как следствие неоднородности пространственного распределения теплового поля и термоупругих напряжений (рис.4).

Из полученных данных следует, что для различных значений параметра F_1 (координат), мощности теплового источника P и других условий при заданной длительности импульса генерации плотность тока может быть ограничена как срывом генерации из-за температурного роста пороговой плотности тока, так и вследствие возникновения критических термоупругих напряжений. Так, при оптимальной длительности $t' = 0.04$ [3], позволяющей получить максимальную энергию излучения, из рис.5,б

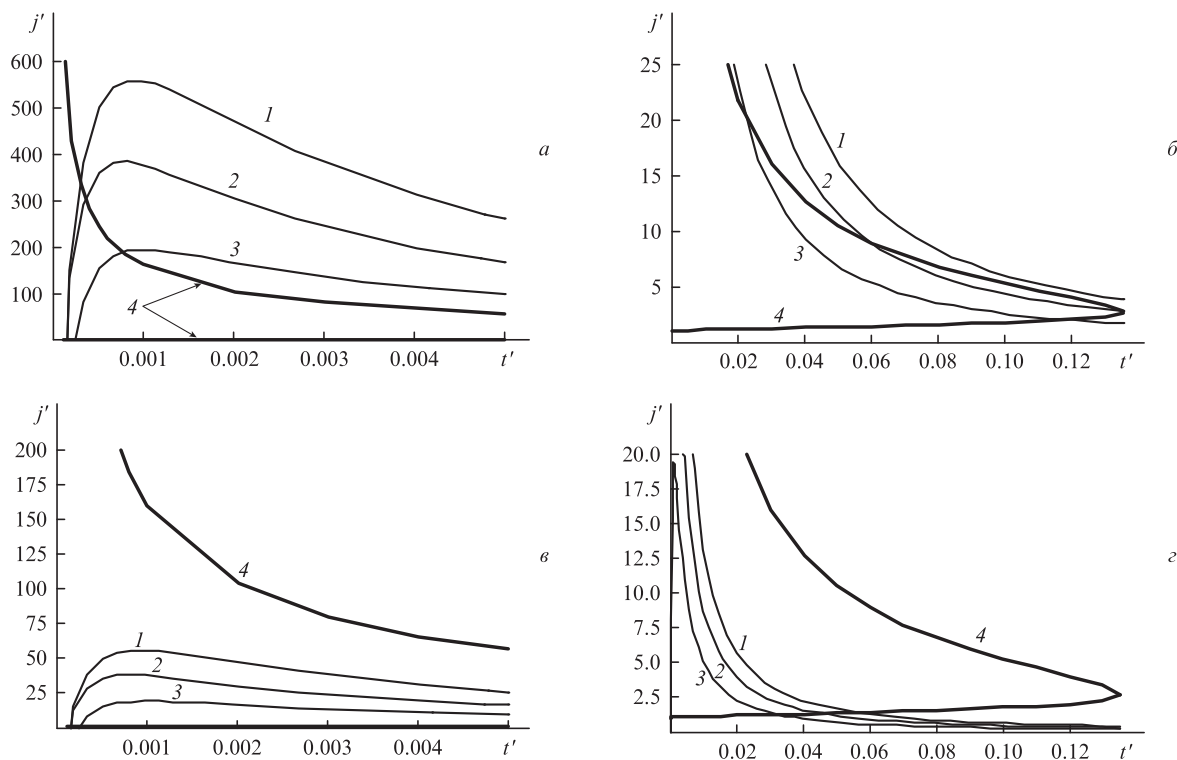


Рис.5. Временные зависимости критического тока в лазерной системе с медным теплоотводом при мощности теплового источника $P = 10$ (а, б) и 1 Вт (в, з). Параметры системы: $a = b = 1.5$ мм, $z = c = 0.3$ мм, $T_0 = 0$, $\lambda = 0.5$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, $\kappa \approx 0.27$ см²/с, $l_1 = 0.45$ мм, $l_2 = 0.1$ мм, $\varepsilon = 0.5$ мм, $\eta = 0.75$ мм, $y = b/2$; $x = 0.5$ (1), 0.3 (2) и 0.275 (3) мм. Кривая 4 – решение уравнения (11).

можно установить, что при $x = 0.275$ мм (кривая 3) выходная мощность определяется ограничением тока вследствие появления ТН, а при $x = 0.3$ и 0.5 мм – температурной зависимостью пороговой плотности тока.

С ростом длительности возбуждающего импульса, т. е. при приближении к стационарному режиму, обнаруженное влияние неоднородности пространственного распределения теплового поля возрастает, что согласуется с литературными данными. При этом возникает необходимость учета трехмерного распределения температурного поля для оценки вклада ТН в значение и характер пространственного распределения $j_{cr} \equiv j'$. В целом, в условиях импульсного режима влияние ТН на критические характеристики по сравнению с температурным пороговым ограничением преобладает.

Аналогичные результаты получены для лазерной системы с массивным теплоотводом и различных типов материала теплоотводящей подложки (медь, алмаз, кубический нитрид бора). Показано, что применение высокоэффективных теплоотводов из алмаза позволяет увеличить критическую плотность тока накачки почти в два раза (по сравнению с медными теплоотводами) и существенно расширяет функциональные возможности прибора по энергетическим и динамическим параметрам.

В стационарном (непрерывном) режиме условия генерации по термоупругим напряжениям и пороговой плотности тока записываются в виде

$$j' = F_2(F)^{-1}, \tag{12}$$

$$j' \geq \exp(j'F), \tag{13}$$

где F_2 – параметр, аналогичный F_1 , который в отличие от данных [3] является функцией координат; $F = j_{0th} U z /$

$(2\lambda_2 T_1)$ – безразмерная переменная; λ_2 – коэффициент теплопроводности материала теплоотвода. Решения, соответствующие критериям (12) и (13), качественно подобны рассмотренному случаю нестационарного режима.

Из результатов расчета следует, что в стационарном режиме влияние неоднородности пространственного распределения температуры на зависимость $j'(F)$ слабое по сравнению с импульсным режимом. Генерационные характеристики в области активной слоя ограничиваются преимущественно температурной зависимостью порогового тока, что согласуется с выявленными закономерностями нестационарного режима при изменении длительности импульса.

Для экспериментальной проверки рассмотренного влияния тепловых процессов в различных режимах работы ЛД можно воспользоваться рекомендациями [3], а именно характерной зависимостью критической плотности тока от различных параметров. В частности, из полученного критерия (10) следует, что для достаточно коротких импульсов плотность j_{cr} должна быть пропорциональна величине $t_p^{-3/2}$, а не $t_p^{-1/2}$, как показано в работе [3]. Кроме того, параметры F_1, F_2 в соотношениях (10) и (12) должны характеризоваться пространственной неоднородностью.

5. Оптимизация методов позиционирования чипов и процесса сборки

Известно, что технологическая операция установки (позиционирования) лазерных чипов на теплоотводящих основаниях в процессе сборки ЛД существенно влияет на многие их характеристики, но наиболее существенно сказывается на тепловых режимах и, как следствие, на энергетических параметрах и ресурсе приборов [16]. Соответству-

ющее требование заключается в величине смещения $\Delta\epsilon$ выходного (переднего) зеркала чипа относительно рабочей кромки теплоотвода. Допустимое смещение (во избежание виньетирования излучения) должно находиться в области нескольких микрометров. Ниже в рамках рассмотренного подхода численно промоделировано влияние позиционирования лазерного чипа на пространственное распределение ТН в лазерной системе (рис.6) и выявлены оптимальные условия данного процесса.

Использовано приближение типа $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(x, y)$ ($i, j = 1, 2, 3$) [10] при различных условиях, в том числе как в отсутствие теплоотвода (предельные режимы), так и при его наличии. Приведены результаты для нормальной составляющей $\sigma_{xx} \equiv D$ тензора напряжений, характеризующейся наибольшими значениями (показана часть кристалла). С целью упрощения расчетов использована интерполяция в виде полиномов второй степени и выше. Параметры задачи определялись на основании анализа обобщенного закона Гука и условий равновесия и совместности деформаций Сен-Венана с учетом соответствующих краевых условий и функции напряжения Эйри [7, 10].

При расположении полоски активной области (источника) в центре кристалла, картина формируемых ТН симметрична по отношению к сечению, параллельному плоскости xoz , проходящему через продольную ось полоски, и к произвольным поперечным сечениям, параллельным плоскости yoz , т. е. для противоположных сторон указанной области. Видно, что напряжения концентрируются преимущественно по периметру источника (на его краях). Их знак на длинных и коротких сторонах полоски может быть как одинаковым, так и разным, а также изменяться на каждой из сторон полоски. Эти результаты в опреде-

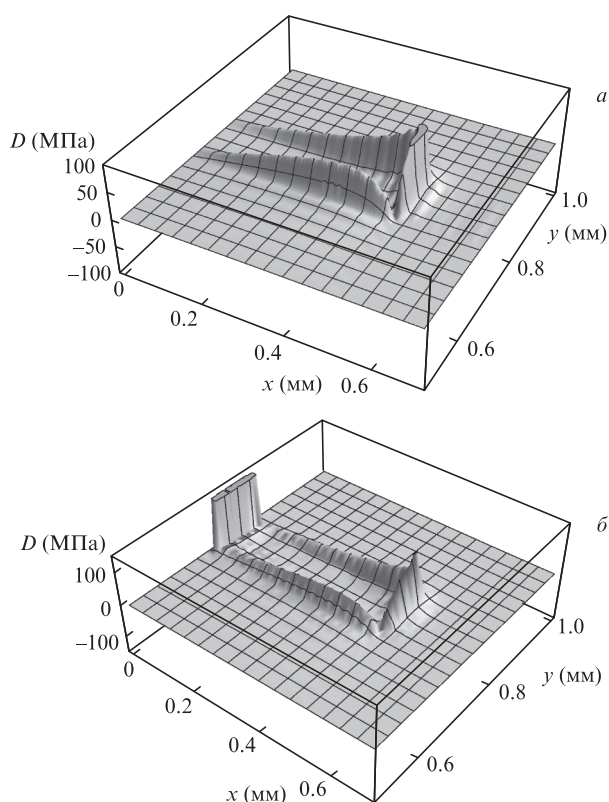


Рис.6. Влияние смещения $\Delta\epsilon$ лазерного чипа на величину и характер термоупругих напряжений в моделируемой системе: $\Delta\epsilon = 0$ (а) и ± 5 мкм (б). Параметры системы: $P = 1$ Вт, $\lambda = 0.05$ Вт·м⁻¹·К⁻¹, $a = b = 1.5$ мм, $c = 0.3$ мм, $l_1 = 0.5$ мм, $l_2 = 0.1$ мм.

ленной степени соответствуют данным [4], полученным численным методом конечных элементов для случая закрепления диода на теплоотводе (контактная задача) и относящимся к остаточным напряжениям.

При смещении источника к краю кристалла указанная выше симметрия картины напряжений нарушается, а при совпадении короткой стороны (передней кромки) источника с рабочей гранью кристалла yoz значения σ_x минимальны или близки к нулю, что соответствует случаю точного позиционирования $\Delta\epsilon = 0$ (рис.6,а). Такая ситуация имеет место как при наличии теплоотвода, так и в его отсутствие. При отклонении от указанных условий, когда величина наружного выступа (или внутреннего уступа) передней кромки $\Delta\epsilon$ больше ± 5 мкм, в соответствующей области возникает всплеск напряжений, значительно (в несколько раз) превышающий максимальные напряжения на остальных сторонах источника. Этот факт может быть использован для диагностики качества посадки лазерного чипа и как эффективный метод позиционирования в процессе сборки диодных структур. Из данных расчета также следует, что использование теплоотвода приводит к существенному относительному уменьшению всплеска термоупругих напряжений на передней кромке активной области при уменьшении точности позиционирования.

В рамках используемого подхода, учитывающего влияние термоупругих напряжений, проанализирована роль продольной и поперечной геометрии позиционирования на величину перегрева активной области диода (ΔT) для медных и алмазных теплоотводов. Показано, что в случае продольного позиционирования (параллельно оси x) величина ΔT существенно зависит от ряда факторов – геометрии кристалла (теплоотвода) и активной области, тепловой мощности P и теплофизических характеристик материалов, температуры окружающей среды T_0 . Для большей части рассмотренных вариантов возможен импульсный и непрерывный режимы работы при $\Delta\epsilon \sim 1-5$ мкм, а для продольного позиционирования – только импульсный режим с использованием алмазного теплоотвода.

Установлено, что перегрев активной области существенно зависит также от точности поперечного позиционирования чипа – параллельно оси y , т. е. от степени «децентровки» чипа в процессе его посадки. Поэтому данный фактор важно учитывать наряду с продольным позиционированием при сборке приборов. Данные расчета указывают на существование оптимальных условий по степени «децентровки» в отношении перегрева. В случае больших ΔT аналогично соответствующему варианту продольного позиционирования предсказывается возможность только импульсного режима работы прибора при мощности $P \sim 10$ Вт ($T_0 \sim 300$ К) с использованием высокоэффективных теплоотводов, для остальных вариантов – импульсного и непрерывного режимов при указанных условиях. Приведенные выше результаты позволяют оптимизировать процесс сборки лазерных диодов и оптических модулей на их основе в целом.

6. Выводы

Численно и аналитически в приближенной к реальной лазерной системе промоделировано влияние термоупругих напряжений, возникающих вследствие пространственной неоднородности теплового поля, на выходные характеристики инжекционного лазера при различных режи-

мах работы. Показано, что эти напряжения для мощных ЛД (при тепловых потоках более 10^6 Вт/см²) сравнимы по величине с остаточными внутренними напряжениями, обусловленными многослойностью гетероструктур, и в этих условиях перегрев активной области существенен ($\Delta T \geq 100$ К). Применение алмазных теплоотводящих оснований позволяет увеличить степень пространственной однородности термомеханических напряжений в лазерной системе.

Выполнен сравнительный анализ критических режимов, обусловленных ТН и температурной зависимостью пороговой плотности тока накачки. Обнаружено существенное влияние степени неоднородности пространственного распределения теплового поля на характер ограничения критического тока и его величину. Установлено, что в импульсном режиме влияние ТН на критические характеристики по сравнению с температурным пороговым ограничением является основным. Изучена зависимость критической плотности тока накачки от длительности импульса, геометрии и теплофизических параметров лазерной системы, в том числе для алмазной теплоотводящей подложки, и определены оптимальные режимы работы диода при этих условиях.

В рамках разработанного метода расчета тепловых полей и термоупругих напряжений численно промоделированы оптимальные условия посадки (позиционирования) лазерного кристалла (чипа) на теплоотводящую подложку. Показано, что при выборе оптимальных технологических режимов наряду с допустимой величиной выступа (смещения) переднего зеркала чипа относительно рабочей кромки подложки необходимо учитывать степень «децентровки» кристалла относительно ее оси симметрии. Эти результаты позволяют облегчить процесс позиционирования и упростить технологию сборки диодных лазеров

в целом, тем самым существенно улучшить выходные характеристики приборов.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках международного проекта Ф09ВН-007.

1. Алферов Ж.И. *Физика двойных гетероструктур*. В сб. науч. трудов Военного ин-та Киевского нац. ун-та (К.: ВИКНУ, 2009, в.21, с.6–26).
2. Грибковский В.П. *Полупроводниковые лазеры* (Минск: Изд-во Университетское, 1988).
3. Кружилин Ю.И., Швейкин В.И., Антонов Н.В., Колосков Ю.И. *Изв. вузов СССР. Сер. Радиоэлектроника*, **12** (7), 692 (1969).
4. Шерстнев В.А., Кузьмин А.Н., Рябцев Г.И. *Весті АН БССР*, №4, 75 (1987).
5. Поляков М.Е. *Изв. АНБ. Сер. физ.-мат. наук*, №5, 71 (1981).
6. Гречушников Б.Н., Бродовский Д. *Кристаллография*, **1**, 597 (1956).
7. *Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости*. Под ред. В.Д.Купрадзе (М.: Наука, 1976).
8. Подстригач Я.С., Коляно Ю.М. *Неустановившиеся температурные поля и напряжения* (Киев: Наукова думка, 1972); *Обобщенная термомеханика* (Киев: Наукова думка, 1976).
9. Кошляков Н.С., Глинер Э.Б., Смирнов М.М. *Уравнения в частных производных математической физики* (М.: Высшая школа, 1970).
10. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. *Теория упругости* (М.: 1979).
11. Паращук В.В., Рябцев Г.И., Беляева А.К. и др. *Квантовая электроника*, **40** (4), 301 (2010).
12. Гарнов С.В., Михайлов В.А., Серов Р.В. и др. *Квантовая электроника*, **37** (10), 910 (2007).
13. Смирнов В.А., Щербак И.А. *Квантовая электроника*, **38** (12), 1105 (2008).
14. Nannichi Y., Matsui J., Ishida K. *Japan. J. Appl. Phys.*, **14**, 1561 (1975).
15. Безотосный В.В., Кумыков Х.Х. *Квантовая электроника*, **25** (3), 225 (1998).
16. Brauch U., Loosen P., Oprea H. *Top. Appl. Phys.*, **78**, 289 (2000).