

$$\ddot{\varphi} + \frac{M_0 g \cdot y_C}{M_0 y_C^2 + I_C} \varphi = \pm \frac{M_0 g S}{M_0 y_C^2 + I_C}, \quad (9)$$

y_C – расстояние от центра масс системы до горизонтальной опоры в положении равновесия; I_C – момент инерции системы относительно оси, проходящей через центр масс; S – коэффициент трения качения. Знак «+» соответствует движению центра масс направо (поворот системы по часовой стрелке) и знак «-» соответствует повороту против часовой стрелки. Отметим, что все указанные величины за исключением S определяются геометрией масс системы и, следовательно, рассчитываются. При записи правой части уравнения считалось, что сила нормальной реакции опоры постоянна, что справедливо при малых колебаниях системы с относительной погрешностью порядка φ^2 .

Выводим конструкцию из сплошных цилиндров, к которой прикреплена стрелка, из положения равновесия на заданный угол и, располагая секундомером, измеряем по нанесённой шкале угол отклонения Φ от времени t .

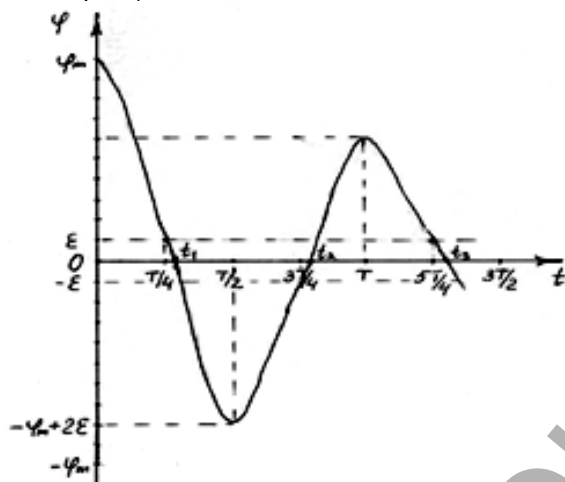


Рис. 3. График зависимости угла отклонения от времени

На рисунке показан график зависимости угла отклонения Φ от времени t .

Расчётное значение периода колебаний

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M_0 y_C^2 + I_C}{M_0 g \cdot y_C}}, \quad \epsilon = \frac{S}{y_C}, \quad \text{при } t = 0, \varphi = \varphi_m$$

При $t \in \left(0, \frac{T}{2}\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - \epsilon) \cos \omega t + \epsilon$, где

$$\omega = \frac{2\pi}{T},$$

при $t \in \left(\frac{T}{2}, T\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - 3\epsilon) \cos \omega t - \epsilon$,

при $t \in \left(T, \frac{3T}{2}\right)$, имеем $\varphi = (\varphi_m - 5\epsilon) \cos \omega t + \epsilon$, и т.д.

Обозначая последовательные моменты прохождения положения равновесия буквами $t_1, t_2, t_3 \dots$ и ограничиваясь в разложении косинуса линейными по ωt членами, получим с точностью до ϵ^3 :

$$t_1 = \frac{T}{4} + \frac{T}{2\pi} \epsilon (1 + \epsilon), \quad t_2 = \frac{3T}{4} + \frac{T}{2\pi} \epsilon (1 + 3\epsilon),$$

$$t_3 = \frac{5T}{4} + \frac{T}{2\pi} \epsilon (1 + 5\epsilon), \text{ и т.д.}$$

Поэтому измеряя промежутки времени τ между двумя последовательными прохождениями системы положения равновесия при движении в одну и ту же сторону, получим

$$\tau = T \left(1 + \frac{2\epsilon^2}{T}\right), \text{ откуда } \epsilon = \sqrt{\frac{T}{2} \left(\frac{\tau}{T} - 1\right)}.$$

Таким образом, считая величину T расчётной, определяемой на основе геометрии масс, по измеренному значению τ находим значение коэффициента трения качения

$$S = \epsilon \cdot y_C = y_C \sqrt{\frac{\pi}{2} \left(\frac{\tau}{T} - 1\right)}.$$

Если использовать сменные направляющие для качения и считать для одной из пар качения (например, сталь – сталь) коэффициент трения качения S_1 , известным (например, из справочников), то для другой пары он может быть выражен через известный S_1 , и измеренные значения τ_1 и τ_2

$$S_2 = \epsilon \cdot y_C = y_C \sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1} \left(\frac{\pi}{2} + \frac{S_1^2}{y_C^2}\right) - \frac{\pi}{2}}.$$

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Чопчиц, Н.И. Определение коэффициента трения качения по затуханию колебаний / Н.И. Чопчиц, А.А. Гладышук, И.С. Янусик // Сборник материалов межвузовской научно-методической конференции – Брест: БрГУ им. А.С. Пушкина, 2012. – С. 160–164.

Материал поступил в редакцию 25.10.12

CHOPCHIC N.I., GLADYSHCHUK A.A., YANUSIK I.S. The determination of characteristics of constant dissipative forces with use of interim measurement

With use of a method for establishing of roll friction coefficient, it is proved a possibility to determine constant dissipative forces with use of measurement of interim between two consecutive passages of the system of equilibrium position. It is shown the interim is different from supportive oscillation period. The latter is suggested as an interim between two consecutive deflections in one direction.

УДК 539.293; 621.382

Паращук В.В., Русаков К.И., Vu Doan Mien

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ МОЩНЫХ ДИОДНЫХ ЛАЗЕРОВ

Введение. Хорошо известна характерная особенность полупроводниковых диодных лазеров – зависимость порога генерации от

температуры в той или иной степени, иногда резкая [1–9]. Поэтому тепловым процессам в полупроводниковом лазере уделяется боль-

Паращук Валентин Владимирович, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. Беларусь, ИФНАН Беларуси, 220072, Минск, пр. Независимости, 68.

Русаков Константин Иванович, профессор кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Vu Doan Mien, к.ф.-м.н. (Ph.D), доцент (assoc. prof.), заведующий лабораторией полупроводниковых лазеров (Head of Laboratory of semiconductor lasers).

шое внимание. Как было показано еще в 60-х годах, в процессе работы в диоде 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 на основании сравнения критических условий, обусловленных возникновением ТН с экстремальными режимами, определенными температурной зависимостью пороговой плотности тока. Этот вопрос детально изучен в работе [8] для одномерного случая применительно к термоупругим напряжениям, обусловленным пространственной неоднородностью теплового поля в среде и относящихся к одному из наиболее важных случаев ТН. В ряде работ изучена роль других типов термоупругих напряжений, возникающих, в частности, при закреплении (напайке) гетероструктуры на хладопроводе [9] и при иных условиях ([10] и др.). Однако поскольку задача термоупругости вследствие неоднородного пространственного распределения температуры в активной области является существенно трехмерной [11–17], представляется важным дальнейшее развитие исследований [8]. В рамках разработанного метода расчета тепловых полей и термоупругих напряжений 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 [18].

Моделирование пространственного распределения термоупругих напряжений, индуцируемых в процессе работы приборов. Внутренние механические напряжения (σ) в полупроводниковых приборах [19–21] и особенно в инжекционных лазерах [1–4, 8] играют существенную роль как в процессе создания, так и при функционировании приборов. Поэтому до настоящего времени остается актуальной проблема физики полупроводниковых лазеров и современной микроэлектроники – выяснение механизмов возникновения указанных напряжений в тонких структурных слоях (пленках) проводников и диэлектриков, осажденных на подложки при различных условиях, в том числе путем моделирования соответствующих процессов; связи этих напряжений с физико-технологическими параметрами процессов формирования структурных слоев, их влиянию на характеристики полупроводниковых приборов. В частности, воздействие механических напряжений, носящих тепловой характер, приводит к ускоренной деградации диодных лазеров, что непосредственно сказывается на их ресурсе [2], ограничивает энергетические параметры инжекционного лазера – допустимую импульсную и среднюю мощность [8], может привести к нарушению адгезии и отслоению металлических покрытий элементов лазерной системы [22].

Существует множество причин, обуславливающих внутренние механические напряжения, среди которых основными считаются две - остаточные напряжения, вызванные различием коэффициентов термического расширения сопрягающихся слоев (многослойностью структуры) [1, 2, 10, 20, 21], и неоднородным распределением температурного поля – градиентом температуры в активной области (термоупругие напряжения) [1, 2, 8, 10, 23, 24]. Однако вопрос о соотношении между данными видами основных напряжений в литературе неоднозначен. Так, оценка для случая одномерного распределения температуры и механических напряжений (например [10]) приводит к их различию более чем на порядок (преобладает первый тип). В связи с этим представляло интерес промоделировать термоупругие напряжения в приближенной к реальной лазерной системе диод-теплоотвод с использованием полученного нами ранее пространственного распределения тепловых полей $T = T(x, y, z)$ [25] на базе трехмерного стационарного уравнения теплопроводности для соответствующих граничных условий, учитывающих особенности теплофизических процессов в контактных слоях.

В общем виде формулировка трехмерной задачи термоупругости (определения термоупругих напряжений по заданному распределению тепловых потоков) известна [11–14], 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 двумерной квазистатической задачи термоупругости. Следуя существующим представлениям [11], 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

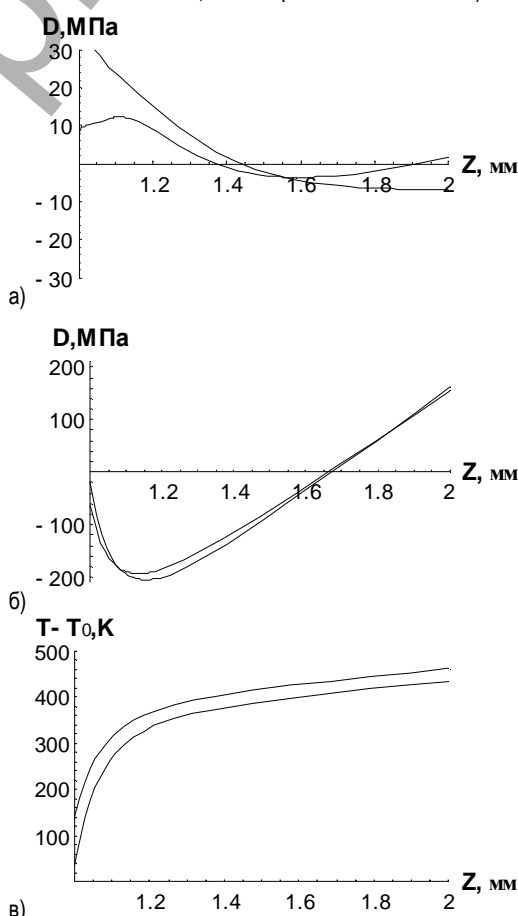
$$\sigma_{ij} = \beta_{ij} \left[\frac{3(z-d/2)}{2(d/2)^3} z \overline{T(x, y, z)} + \overline{T(x, y, z)} - T(x, y, z) \right], \quad (1)$$

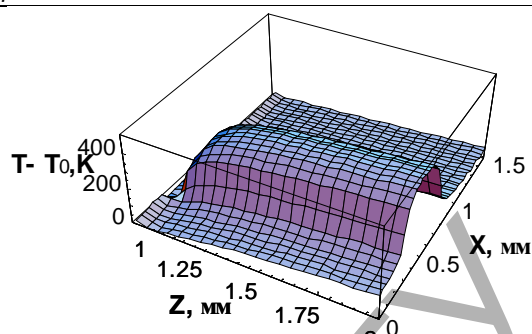
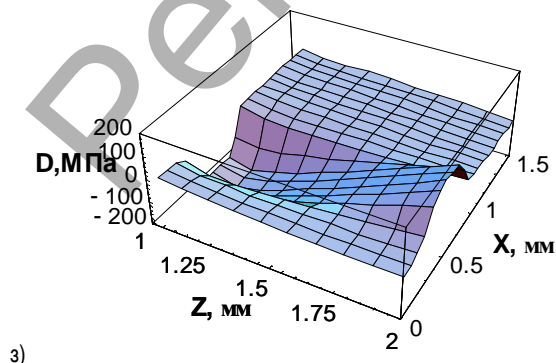
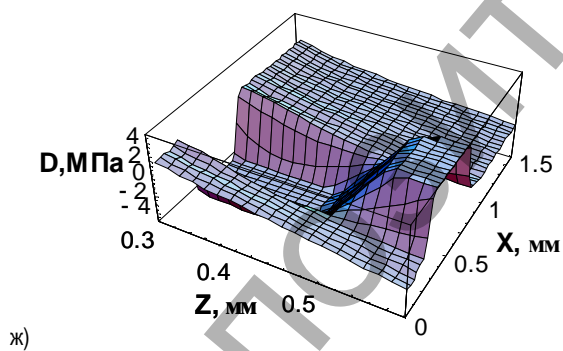
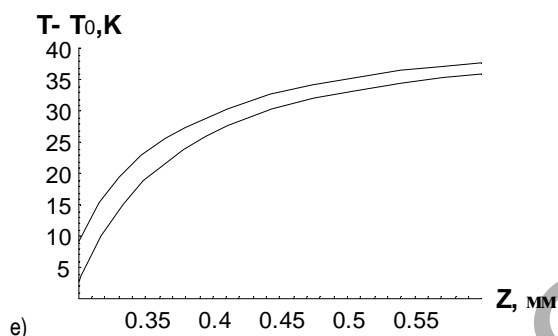
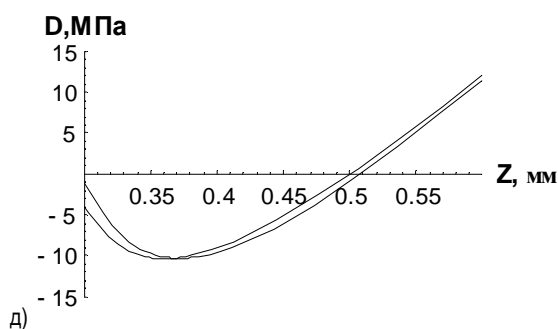
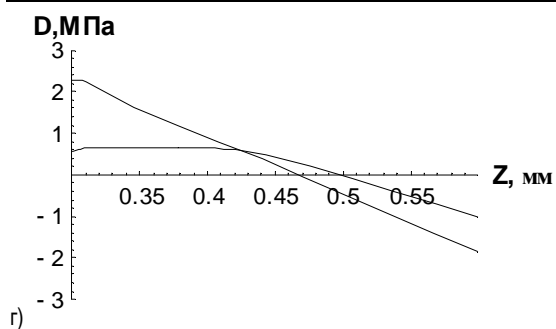
$$(i, j = 1, 2),$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{16} \\ S_{12} & S_{22} & S_{26} \\ S_{16} & S_{26} & S_{66} \end{vmatrix}, \quad (2)$$

где $\beta_{ij} \equiv \beta_m = A_{mn} \alpha_n / \Delta$ ($m, n = 1, 2, 6$) – термоупругие коэффициенты, A_{mn} – алгебраическое дополнение элемента S_{mn} (коэффициенты упругости) в определителе Δ , α_n – коэффициенты теплового расширения; верхняя черта в (1) означает усреднение по толщине d слоя. Согласно [12, 14, 26] для изотропной среды $\beta_{ij} = \alpha_T E / (1 - \nu)$, α_T – температурный коэффициент линейного расширения, ν – коэффициент Пуассона, E – модуль Юнга.

На рисунке 1 приведены результаты расчетов термоупругих напряжений ($\sigma \equiv D$) в моделируемой системе при различных условиях в виде пространственного распределения и его сечений. Здесь $\lambda_{1,2}$ – теплопроводность соответственно в объеме кристалла и теплоотвода (подложки или контактного слоя); $a, b, z-h$ и A, B, h – размеры указанных элементов моделируемой системы; $l_{1,2}$ – размеры источника тепла, например, активной области диодного лазера; ϵ, η – координаты центра источника, q – его удельная поверхностная мощность; T_0 – температура нижней грани теплоотвода (может быть как постоянной, так и переменной величиной).





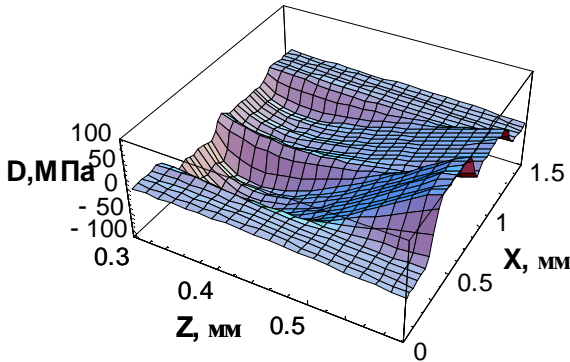
и)
 $n = m = 40$; $\lambda = 50$ (GaAs), 400 (медь) (1), 1450 (алмаз) (2) Вт/мм·К;
 $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм; $a = b = 1,5$ мм, $A = B = 5$ мм, $h = 1,0$ (а-в),
 0,3 (а-е) мм; $\eta = b/2$; $x = 0$ (а, з), 0,5 (б, в, д, е) мм; $\varepsilon = 0,5$ мм,
 $y = b/2$; $P = 10$ (а-в, з, и), 1 (а-е, ж) Вт

Рис. 1. Пространственное распределение термоупругих напряжений и тепловых полей в системе кристалл-теплопровод (контактный слой) и влияние на него мощности теплового источника, теплопроводности материала подложки и геометрии элементов системы

Из данного рисунка следует, что при мощности теплового источника $P \sim 1$ Вт величина термоупругих напряжений по толщине структуры (вдоль оси Z) изменяется в пределах ± 10 МПа в центре активной области и в пределах $\pm (1-2)$ МПа по ее краям (з, д), что сравнимо с величиной остаточных напряжений (вызванных различием коэффициентов термического расширения сопрягающихся слоев для многослойной структуры). При этом максимальная температура (перегрев) в этой области достигает значений $\Delta T = 35 - 40$ К (е). С увеличением теплового потока до $P \sim 10$ Вт (при плотности мощности $\sim 10^6$ Вт/см²) соответственно имеем $\sigma \sim \pm 200$ и $\pm (10 - 20)$ МПа (а, б), $T_{\max} \sim 400 - 450$ К (е), т.е. термоупругие напряжения становятся преобладающими, а перегрев активной области – существенным ($\Delta T \sim 100$ К). Отвечающее этим условиям пространственное распределение дано на рисунке 1, ж-и (медная подложка). Во всех случаях различие с литературными данными составляет 1–2 порядка – как в отношении величины σ , так и T_{\max} , и связано в основном с использованием в [10] одномерного приближения. Данный вывод подтверждается результатами ряда работ [8, 23, 24, 27, 28], поэтому при отмеченных выше условиях в различных задачах термоупругости вкладом термоупругих напряжений (по отношению к остаточным) нельзя пренебрегать.

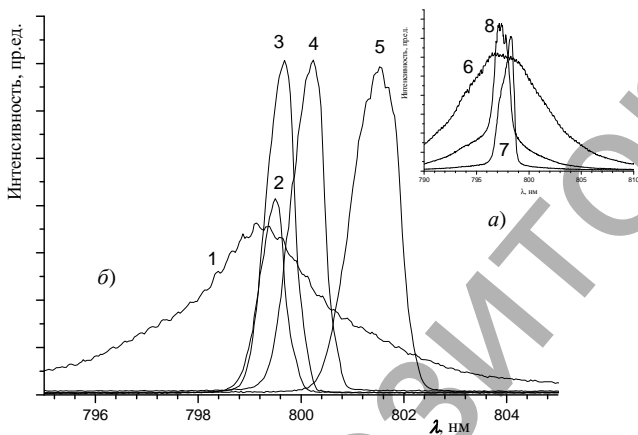
На рисунке 1, а–е представлены данные для медных и алмазных теплопроводов (по две кривые для каждого из них), указывающие на то, что в пределах активной области термоупругие напряжения в случае медного теплопровода несколько меньше, чем для алмазного, однако при этом T_{\max} заметно больше (максимум в $\sim 1,5$ раза). Вместе с тем, в среднем данное различие относительно невелико, несмотря на существенную разницу коэффициентов теплового расширения сравниваемых материалов теплопроводов по отношению к активной среде (она больше в случае алмаза). За пределами активной области указанное соотношение напряжений меняется на обратное, что может найти практическое применение. Поскольку величина и знак термоупругих напряжений зависит от пространственной локализации в системе и теплофизических свойств материала теплопровода, то это обстоятельство может быть использовано при проектировании и в технологии выращивания структур для выравнивания напряжений по всей длине активной области. На рисунке 2 показано пространственное распределение термоупругих напряжений в моделируемой системе в условиях теплового взаимодействия (в приближении аддитивности) нескольких источников на примере двух элементов. Предложенный метод позволяет также рассчитывать термоупругие поля при электротепловом взаимодействии в случае предельных (критических) режимов [25].

На рисунке 3 приведены результаты ресурсно-спектральных измерений для случая мощных ЛД (одиночных диодов), демонстрирующие влияние тепловых процессов, в том числе термоупругих напряжений, на их ваттамперные характеристики. Сравнение с данными для диодных линеек (ЛДЛ) [18, 25, 28, 29] при различных условиях, включая предельные режимы с использованием различных по эффективности теплоотводов (алмазных, медных, микроканальных, комбинированных и др.), показывает, что в случае ЛДЛ влияние рассматриваемых факторов сказывается в большей мере, чем для ЛД (одиночных диодов), что подтверждается и известными литературными данными.



$n = m = 20$; $\lambda = 50$ (GaAs), 1450 (алмаз) Вт/мм·К; $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм; $a=b=1,5$ мм, $A=B=5$ мм, $h=0,3$ мм; $\eta = b/2$; $\varepsilon_1=0,5$, $\varepsilon_2=1$ мм; $y = b/2$, $z = 0,6$ мм; $P_1 = 10$, $P_2 = 5$ Вт

Рис. 2. Термоупругие напряжения в системе при взаимодействии двух тепловых источников



P/I , мВт/мА: 5/650 (1), 318/1000 (2), 600/1276 (3), 1000/1700 (4), 2000/3017 (5); 5-10/650 (6), 320-350/1000 (7), 1000/1500 (8); $\lambda = 796,8$, 797.43, 798.24 (a), 799.17, 799.50, 799.68, 800.24, 801.53 (б) нм

Рис. 3. Спектральные и мощностные характеристики ЛД № А1792 до (а) и после ресурсных испытаний (б) при $I = 2,34$ А, $T = 20^\circ\text{C}$, $t = 350$ ч

Из вышеприведенных результатов следует, что применение алмазных теплоотводящих оснований позволяет существенно снизить уровень термомеханических напряжений и тем самым уменьшить влияние соответствующих деградационных процессов на ресурс и стабильность работы мощных диодных лазеров.

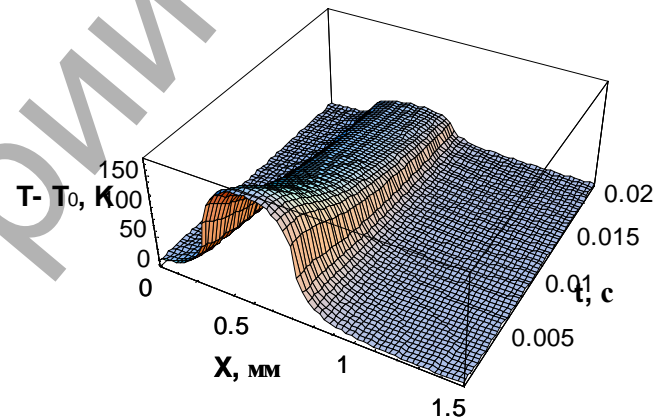
Исследование воздействия термоупругих напряжений на выходные характеристики лазера при различных режимах работы. Следуя подходу [8], попытаемся определить оптимальные условия работы диодного лазера на основании сравнения критических условий, обусловленных возникновением ТН с экстремальными режимами, определенными температурной зависимостью пороговой плотности тока, в трехмерном (квазитрехмерном) приближении. Вна-

чале 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 [15], запишем решение соответствующего уравнения теплопроводности в виде

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

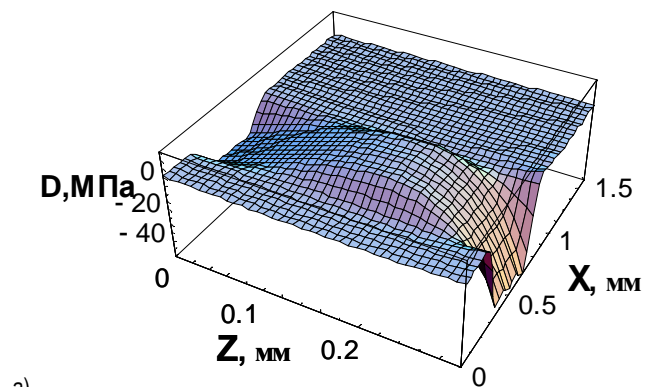
где t – время, T – температура; $a, b, (c-h)$ – размеры активной области; $\varphi(\xi,\eta,\zeta) = T(x,y,z,0)$ – начальное температурное распределение, в качестве которого можно использовать данные [25]; $\alpha = \lambda/(c_p\rho)$ – температуропроводность, c_p – удельная теплоемкость, ρ – плотность, λ – теплопроводность кристалла.

Температурное поле $\Delta T = T(x, y, z, t) - T(x, y, z, 0)$, рассчитанное в соответствии с (3) для системы лазерный кристалл – активная область в отсутствие массивного теплоотвода (однослойная система), показано на рисунке 4 для одного из сечений и приводит к возникновению термоупругих напряжений в рассмотренном выше приближении (рис. 5).

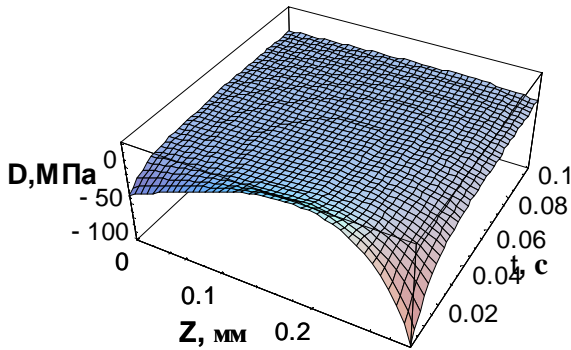


$P = 5$ Вт, $m_1 = n_1 = 100$, $a = b = 1,5$ мм, $Z = c = 0,3$ мм, $T_0 = 0$, $\lambda = 0,5$ Вт/см·К, $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм, $\varepsilon = 0,5$ мм, $\eta = 0,75$ мм, $Y = b/2$, $\alpha \approx 0,27$ см²/с

Рис. 4. Временная зависимость температурного поля в однослойной лазерной системе при нестационарном режиме



а)



б) $P = 10$ Вт, $m_1 = n_1 = 20$, $a = b = 1.5$ мм, $Z = c = 0,3$ мм, $T_0 = 0$, $\lambda = 0,5$ Вт/смК, $\alpha \approx 0,27$ 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)

Рис. 5. Термоупругие напряжения в однослойной системе при нестационарном возбуждении в сечении XZ (а) и их временная зависимость (б)

При учете зависимости теплового потока q от плотности тока накачки j через лазерный диод, $q = Uj$, и температурной зависимости пороговой плотности тока,

$$j_i = j_{0i} \exp\left[\frac{\Delta T}{T_1}\right], \quad (4)$$

из соотношений (3), (4) следует выражение для критической плотности тока или условие генерации по термоупругим напряжениям в безразмерном виде, аналогичное данным [8]:

$$j' = F_1 \cdot (t')^{-3/2}, \quad (5)$$

где безразмерные переменные $j' = j / j_{0п}$ – критическая плотность тока (при которой возможно появление необратимых структурных изменений в диоде) и $t' = t / t_i \equiv t_i$ – длительность импульса тока накачки; $F_1 \sim \sigma_{ij} / (\beta_{ij} T_1)$ – безразмерный параметр (функция координат), $\sigma_{ij} = \sigma_{кр}$ – допустимое термоупругое напряжение для активной среды, $T_1 \sim 80$ К – характеристическая температура в зависимости (4), $j_{0п}$ – пороговая плотность тока при начальной температуре среды T_0 , $t_i = \pi \lambda c_{yp} T_1^2 / (j_{0п} U)^2$, U – напряжение на p - n -переходе.

Условие генерации по пороговой плотности тока имеет такой же вид, как и в случае [8]:

$$j' \geq \exp(j' \sqrt{t'}) \quad (6)$$

и определяет плотность тока, при которой генерация срывается в момент t' . Уравнение (6) имеет два действительных решения при условии $t' < e^{-2}$ и определяет предельную длительность импульса генерации $t_{пр} = \pi \lambda c_{yp} T_1^2 / (e j_{0п} U)^2$ (при $t' \geq e^{-2}$). В частности, для $j_{0п} \sim 10^4$ А/см², $T_1 \sim 80$ К, $U \approx 1,4$ В оценки дают $t_{пр} \sim 10^{-6}$ с.

Представляет интерес сравнение обоих критериев (5) и (6) с целью определения оптимальных режимов работы диода. В качестве примера на рисунке 6 представлено численное решение уравнения (5) (кривые 1–3) для различных условий и решение уравнения (6) (кривая 4). Из данного рисунка видно, что при $t' > e^{-2}$ генерация в импульсном режиме невозможна, а при $t' < e^{-2}$ равенству в (6) удовлетворяют два значения плотности тока (нижняя и верхняя ветви зависимости), соответствующие началу генерации (первый порог) и ее срыву из-за перегрева p - n -перехода (второй порог). Наибольшее неравенство дает значение плотности тока, позволяющее достигнуть при фиксированной длительности импульса максимальной выходной мощности. Промежуточные между указанными ветвями кривые, определяемые механизмом ТН, относятся к оптимальным режимам генерации. Следует отметить, что рассчитанная согласно (5) зависимость $j'(t')$ многозначна и является функцией координат (в данном случае показана для трех значений X при фиксированных

остальных) – как следствие неоднородности пространственного распределения теплового поля и термоупругих напряжений (рис. 5).

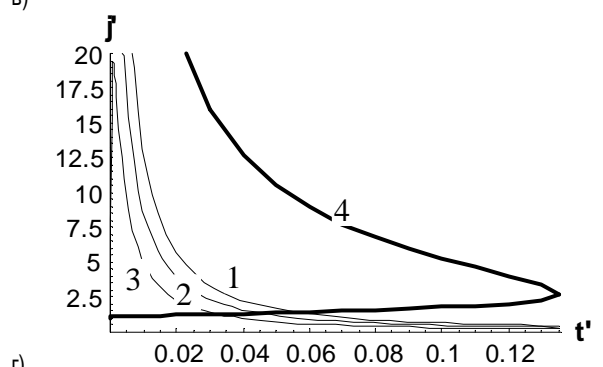
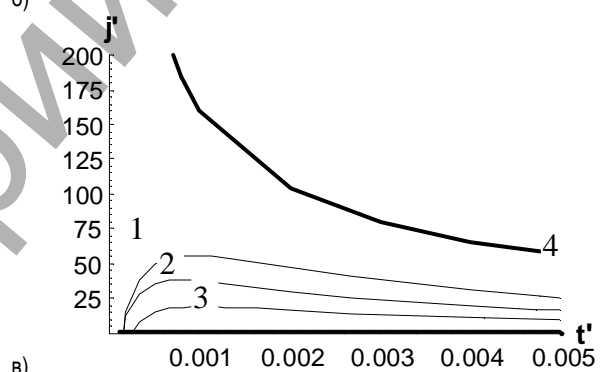
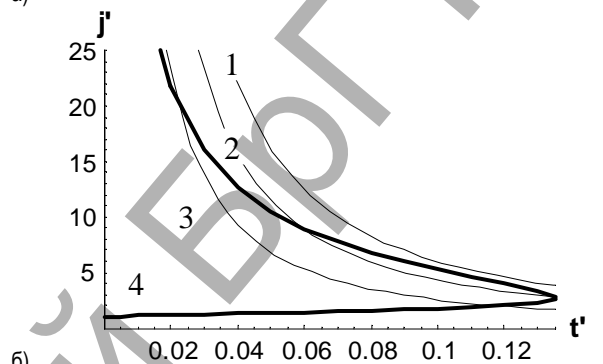
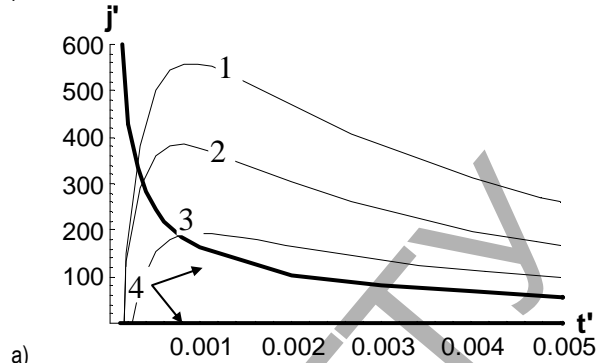


Рис. 6. Сравнительная временная зависимость критического тока, ограниченного влиянием термоупругих напряжений (1–3) и пороговыми условиями (4), в однослойной системе с медным теплоотводом при различной мощности теплового источника

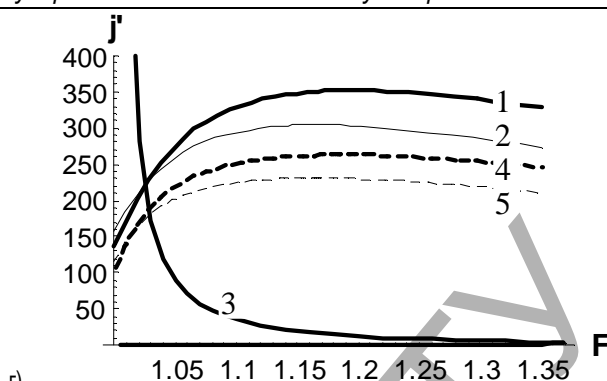
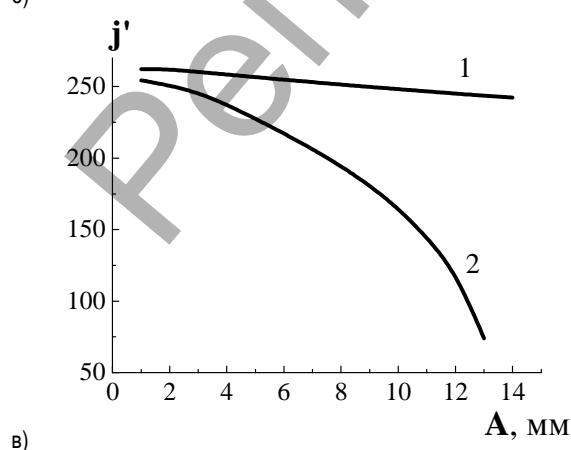
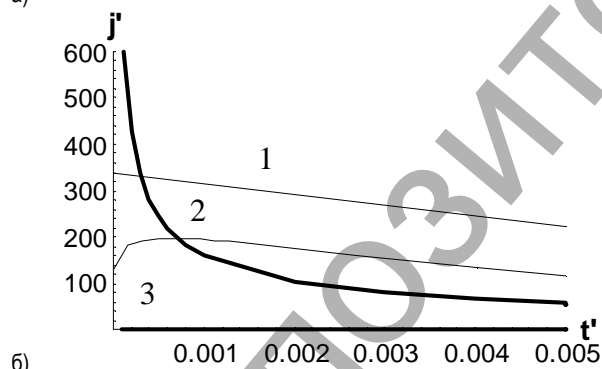
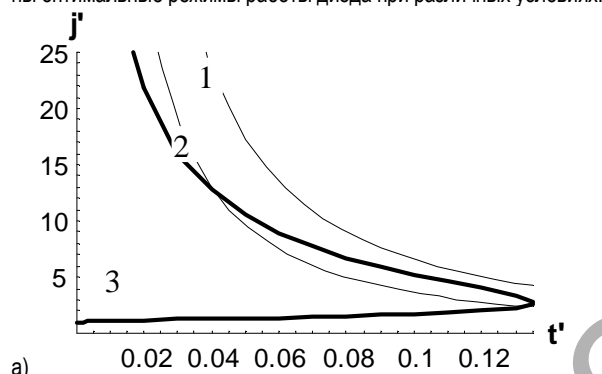
а) $P = 10$ (а, б), 1 Вт (в, г); $m_1 = n_1 = 20$, $a = b = 1,5$ мм, $Z = c = 0,3$ мм, $T_0 = 0$, $\lambda = 0,5$ Вт/смК, $\alpha \approx 0,27$ см²/с, $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм, $\varepsilon = 0,5$ мм, $\eta = 0,75$ мм, $Y = b/2$; $X = 0,5$ (1), 0,3(2), 0,275 (3) мм

Из полученных результатов следует, что для различных значений параметра F_1 (координат), мощности теплового источника (P) и других условий при заданной длительности импульса генерации плот-

ность тока может быть ограничена как срывом генерации из-за температурного роста пороговой плотности тока, так и вследствие возникновения критических термоупругих напряжений. Так, при оптимальной согласно [4] длительности $t' = 0,04$, позволяющей получить максимальную энергию излучения, по данным рисунка 6,б 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 в согласии с литературными данными [8]. При этом возникает необходимость учета трехмерного распределения температурного поля для оценки вклада термоупругих напряжений в значение и характер пространственного распределения $j_{кр} \equiv j'$. В целом при импульсном режиме влияние ТН на критические характеристики по сравнению с температурным пороговым ограничением преобладает.

Подобные результаты получены нами для различных типов материалов теплоотводящей подложки (медь, алмаз, кубический нитрид бора и т.п.), а также для многослойной системы (рис. 7). Изучена зависимость критической плотности тока накачки от длительности импульса, геометрии и теплофизических параметров лазерной системы, в том числе для современных теплопередающих материалов подложки, характеризующихся высокоадгезионной металлизацией, и определены оптимальные режимы работы диода при различных условиях.



г) $P = 10$ Вт; $m_1 = n_1 = 20$; $a = b = 1,5$ мм, $Z = c = 1,1$ мм, $h = 1$ мм; $A = B = 50$ (а, б), 5 (г) мм; $\lambda_1 = 0,5$, $\lambda_2 = 15$ (1,4), 5 (2,5) Вт/(смК); $\alpha \approx 0,27$ см²/с, $t' = 0,002$ (в); $T_0 = 0$; $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм, $\varepsilon = 0,5$ мм, $\eta = 0,75$ мм, $Y = b/2$; $X = 0,5$ (1,2), 0,3 (4,5) мм

Рис. 7. Определение критических условий в многослойной системе диод-теплоотвод (контактный слой) при импульсном (а-в) и непрерывном (г) режимах для теплоотводов из алмаза (1, 4) и меди (2, 5) в зависимости от их размеров (в) и расположения источника (г)

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

$$j' = F_2 \cdot (F)^{-1}, \quad (7)$$

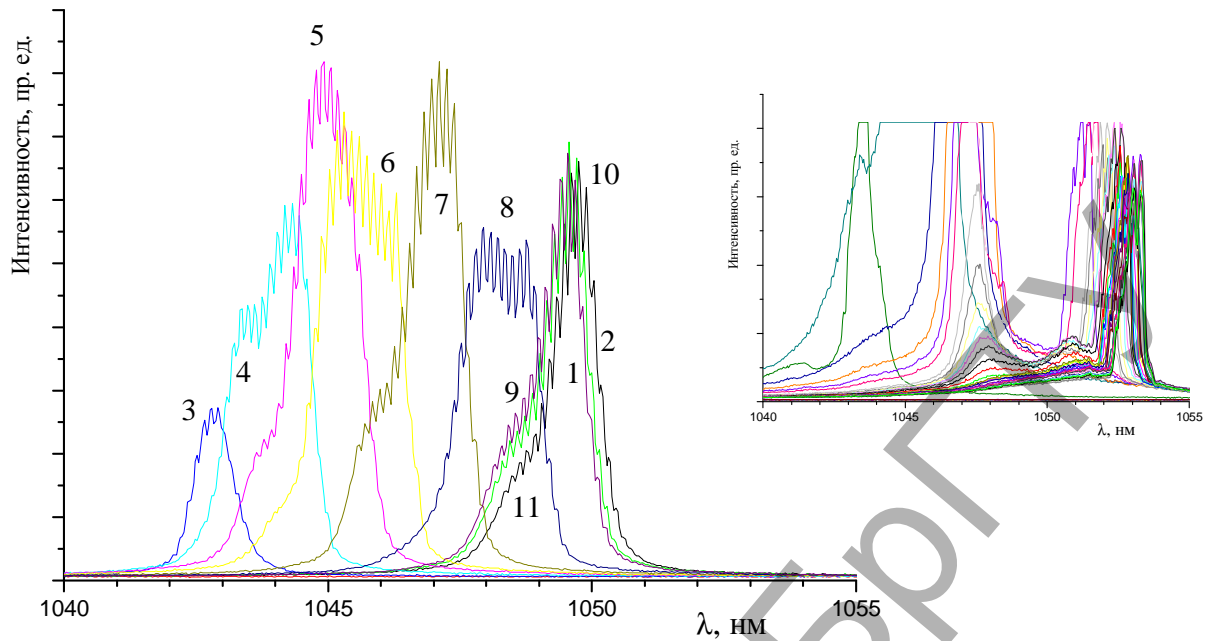
$$j' \geq \exp(j'F), \quad (8)$$

где F_2 – параметр, аналогичный F_1 , который в отличие от данных [8] является функцией координат; $F = j_{оп} U z / (2 \lambda_2 T_1)$ – безразмерная переменная; λ_2 – коэффициент теплопроводности материала теплоотвода. Соответствующие критериям (7) и (8) решения представлены на рисунке 7, г и 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 активного слоя ограничиваются преимущественно температурной зависимостью порогового тока, что согласуется с выявленными закономерностями нестационарного режима при изменении длительности импульса.

На опыте в ряде случаев при коммутации (включении или выключении) диодного лазера, работающего в непрерывном режиме, вначале наблюдается длинноволновое смещение спектра излучения, затем – обратное смещение и т.д. (рис. 8). Данный эффект может быть интерпретирован в рамках используемого здесь подхода. В соответствии с ним предполагается, что при коммутации и дальнейшем установлении непрерывного режима основной вклад в динамику изменения спектра генерации ЛД последовательно вносят различные области кристалла (активной среды), а также процессы перепоглощения излучения в них. Кроме того, данный эффект может быть связан с конкуренцией двух рассмотренных механизмов влияния тепловых процессов как локально, так и по объему среды.

Для экспериментальной проверки рассмотренного влияния тепловых процессов в различных режимах работы диодного лазера можно воспользоваться рекомендациями [8], а именно, характерной зависимостью критической плотности тока от различных параметров. В частности, из полученного критерия (5) следует, что для достаточно коротких импульсов $j_{кр}$ должно быть пропорционально величине t_n в степени $(-3/2)$, а не $(-1/2)$, как следует из данных цитируемой работы. Кроме того, параметры F_1 , F_2 в соотношениях (5) и (7) должны характеризоваться пространственной неоднородностью.



Время, $t \times 20$, мс: 0 (1), 72 (2), 73 (3), 78 (4), 79 (5), 80 (6), 81 (7), 84 (8), 91 (9), 115 (10), 201 (11); $I = 1$ А, $U = 1,57$ В; $R_t \approx 11,3$ К/Вт, $\delta\lambda/\delta T \approx 4,6$ Å/К
Рис. 8. Динамика установления спектра излучения непрерывного ЛД, образец 1043-A03. На вставке – динамика генерации образца 1043-C02; $I = 0,5$ А, интервал времени 200 мс, 50 кадров. Регистрация спектров при помощи монохроматора МДР-23 и CCD-камеры, сопряженной с компьютером, спектральное разрешение $\sim 0,3$ Å

С точки зрения технологии сборки диодного лазера представляет интерес выявление оптимальных условий металлизации теплоотвода, в частности определение необходимой толщины напыляемого слоя индия, обеспечивающих ряд требований, как в отношении теплового сопротивления, так и электропроводности элементов лазерной системы, а также некоторых других параметров. В простейшем случае, когда активная среда (p - n -переход) расположена посередине между p - и n -областями и учитывается тепловое сопротивление данных областей, контактного слоя In и теплоотвода, сформулированные требования можно представить в следующем виде:

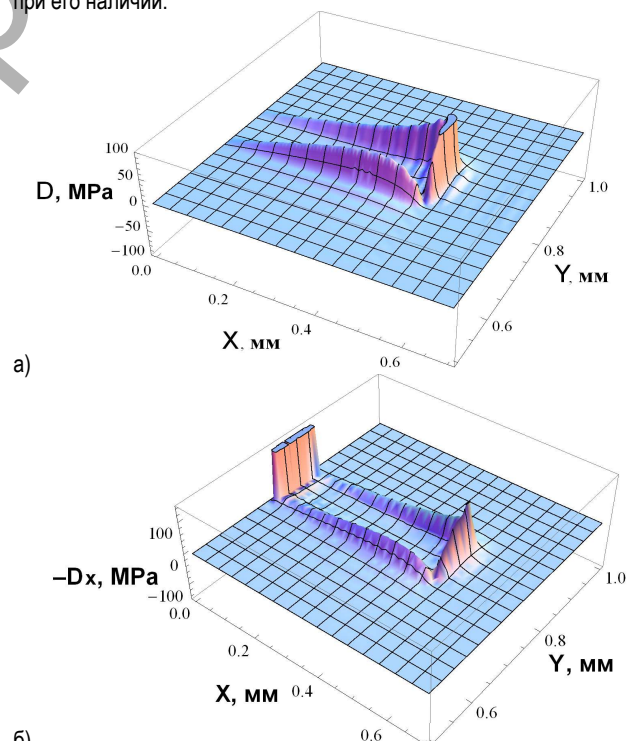
$$\delta_1 \approx \frac{1 + \frac{\lambda_3}{4\lambda_1} + \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \frac{d_2}{d_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \left(1 + \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \frac{d_2}{d_1} \right)^2}{\frac{1}{2} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \frac{d_2}{d_1}} \rightarrow \delta_{\min}, \quad (9)$$

$$R_3^t > R_1^t + R_2^t, \quad R_{i \text{ аў}} = \sum_i R_i \quad (i = 1, 2, 3), \quad (10)$$

где параметр δ_1 характеризует степень перегрева в трехслойной системе по аналогии с принятым в [8] одномерным приближением; λ_1 – коэффициент теплопроводности кристалла, λ_2 – контактного слоя, λ_3 – теплоотвода; d_i – соответствующие им толщины, $R_i^t \approx (d/\lambda_i)^{-1}$ – тепловые сопротивления и R_i – $\delta_1 \Delta T c_{\gamma} \rho_i / j_{оп}^2 t_{оп}$ – электросопротивления. Величины δ_1 и $R_{общ}$ подлежат минимизации ($\delta_1 T \delta_{\min}$, $R_{общ} \leq 1$ Ом). Принимая, как в [8], $j_{оп} = 2 \cdot 10^4$ А/см², $t_{оп} \sim 10^{-6}$ с, из условий (9), (10) находим $\delta_{\min} = 5$, $d_2 \approx 2,5$ мкм – в согласии с данными, установленными опытным путем [18, 29].

Оптимизация методов позиционирования чипов и процесса сборки. Известно, что технологическая операция установки (позиционирование) чипов на теплоотводящих основаниях в процессе сборки диодных лазеров существенно влияет на многие их характеристики, но наиболее существенно сказывается на тепловых режимах и, как следствие, на энергетических параметрах и ресурсе приборов [30]. Соответствующее требование заключается в точности расположения выходного (переднего) зеркала диодного чипа относительно рабочей кромки теплоотвода, на котором он номинально располагается с целью избежания эффекта виньетирования излучения. Допустимое значение данного параметра находится в области нескольких микрон. Ниже в рамках разработанного метода расчета тепловых

полей численно промоделировано влияние процесса позиционирования лазерного чипа на пространственное распределение термоупругих напряжений в системе (рис. 9). Рассмотрено приближение $\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(x, y)$ ($i, j = 1, 2, 3$) [11, 16, 17] при различных условиях, в том числе для случая отсутствия теплоотвода (предельные режимы), и при его наличии.



а) $\Delta \varepsilon = 0$ (а), ± 5 мкм (б); $n_1 = m_1 = 100$, $P = 1$ Вт, $a_0 = 10^{-3}$; $\lambda = 0,05$ Вт/м·К; $a = b = 1,5$ мм, $c = 0,3$ мм, $l_1 = 0,5$ мм, $l_2 = 0,1$ мм

Рис. 9. Влияние точности позиционирования ($\Delta \varepsilon$) лазерного чипа на величину и характер термоупругих напряжений (11) в моделируемой системе

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, приводящая к следующим выражениям:

$$\sigma_x = a_0 \left(\frac{1}{x} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{1}{y} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \left(\frac{1}{y} \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{1}{x} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \times \quad (11)$$

$$\times (a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 xy + a_4),$$

$$\sigma_x = b_0 \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) (b_1 x^2 + b_2 y^2 + b_3 xy + b_4) \text{ и т.д.} \quad (12)$$

где коэффициенты a_i, b_i связаны с компонентами тензора упругости и коэффициентом теплового расширения кристалла (GaAs). Данные параметры определяются на основании анализа обобщенного закона Гука и условий равновесия и совместимости деформаций Сен-Венана с учетом соответствующих краевых условий и функции напряжения Эйри [11–13, 16, 17]; $T = T(x, y, z)$ – полученное ранее пространственное распределение теплового поля в моделируемой системе.

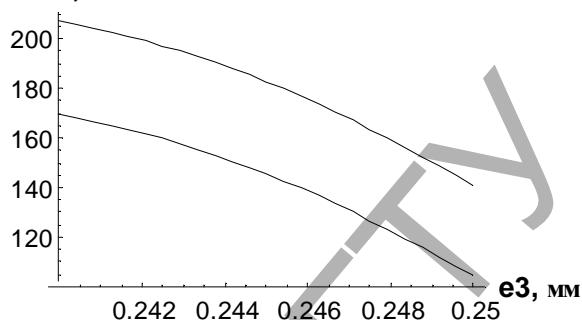
Из полученных результатов следует, что при расположении полосы активной области (источника) в центре кристалла, картина формируемых термоупругих напряжений симметрична по отношению к сечению $\parallel XOZ$, проходящему через продольную ось полосы, и к произвольным поперечным сечениям $\parallel YOZ$, т. е. для противоположных сторон указанной области. При этом напряжения концентрируются преимущественно по периметру источника (на его краях), а их знак на длинных и коротких сторонах полосы может быть как одинаковым, так и разным. В случае распределения (12) знак напряжений меняется на каждой из сторон полосы. Эти результаты в определенной степени соответствуют данным [9], полученным численным методом конечных элементов для случая закрепления диода на теплоотводе (контактная задача) и относящихся к остаточным напряжениям. Обращает внимание величина максимальных напряжений ~ 100 МПа, формируемых в обоих случаях, что подтверждает ранее сделанный вывод.

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 ($\epsilon = 0,25$ мм), значения σ_x здесь минимальны или близки к нулю, что соответствует случаю точного позиционирования $\Delta\epsilon = 0$ (рис. 9, 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 превышает значение $\Delta\epsilon = \pm 5$ 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.

На рисунке 10 показаны результаты расчета влияния условий позиционирования на величину перегрева активной области $\Delta T = T - T_0$ диода при различных условиях. Приводятся сравнительные характеристики для медных и алмазных теплоотводов. Точность позиционирования соответствует $\Delta\epsilon \equiv \epsilon_3 = x - \epsilon$. Видно, что в случае продольного позиционирования (параллельно оси X) величина ΔT существенно зависит от ряда факторов – геометрии кристалла (теплоотвода) и активной области, тепловой мощности P (плотности мощности p , рис. 1) и теплофизических характеристик материалов, температуры окружающей среды T_0 . Для всех рассмотренных вариантов, за исключением б), возможен импульсный и непрерывный режимы работы при $\Delta\epsilon \sim 1-5$ мкм, а для последнего

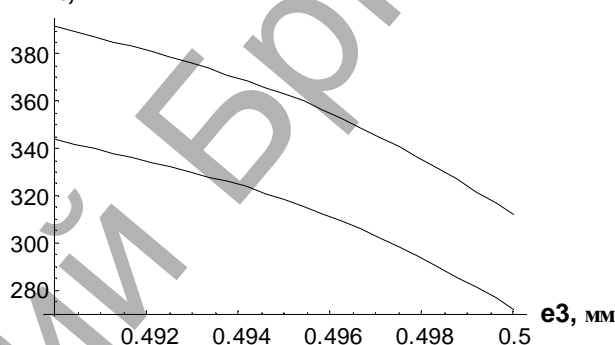
варианта, по-видимому, только импульсный режим с использованием алмазного теплоотвода. Эти данные согласуются с приведенными выше результатами по моделированию термоупругих напряжений при различных условиях позиционирования чипов.

Т- T₀, К



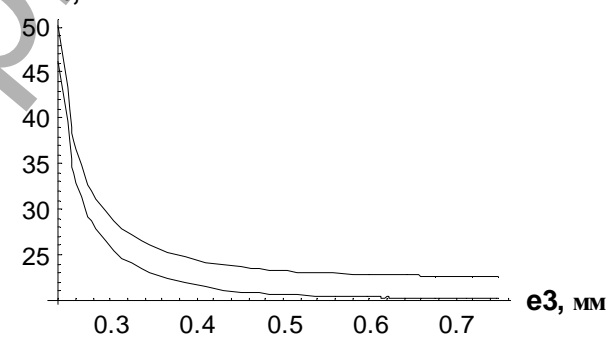
а)

Т- T₀, К



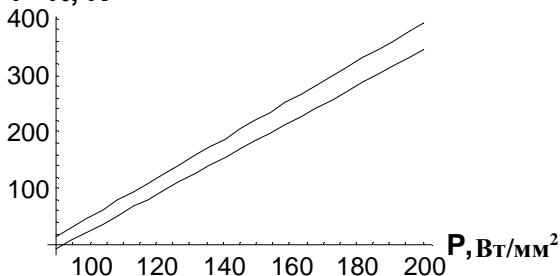
б)

Т- T₀, К



в)

Т- T₀, К



г)

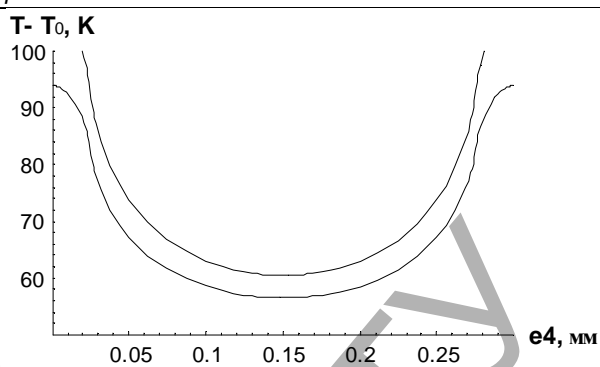
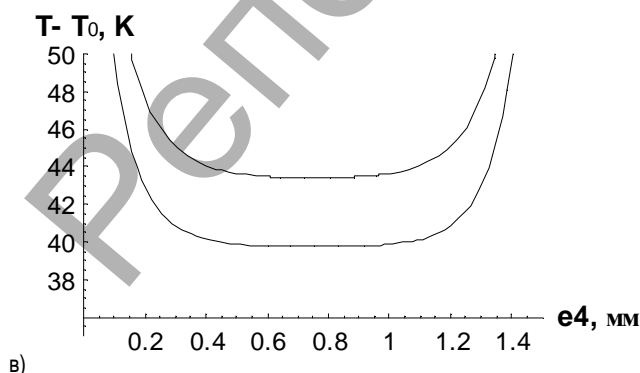
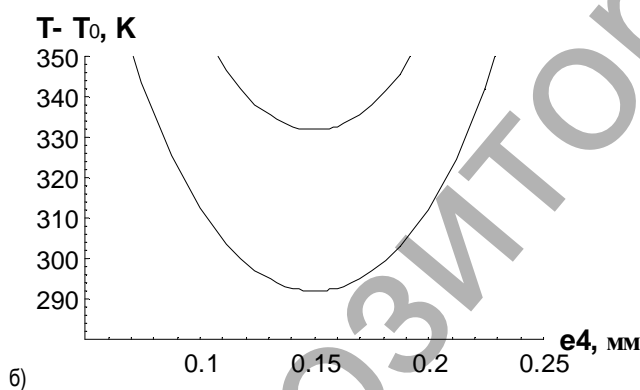
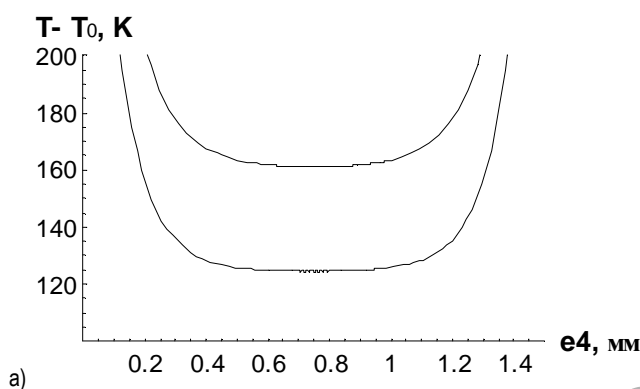
$P = 10$ (а, б), 1 (в) Вт; $n_1 = m_1 = 100$; $T_0 = 293$ (а, б, в), 0 (г) °К; $a = 1,5$ (а, в), 1 (б, в) мм; $b = 1,5$ (а, в), 0,3 (б, в) мм; $h = 1$ мм, $z = 1,3$ мм; $l_1 = 0,5$ (а, в), 1 (б, в) мм; $l_2 = 0,1$ мм; $\epsilon = 0,25$ (а, в), 0,5 (б, в) мм; $\eta = y = 0,75$ (а-в), 0,15 (в); $A = B = 5$ мм

Рис. 10. Влияние точности продольного позиционирования чипа на величину перегрева активной области для медных (верхние кривые) и алмазных (нижние кривые) теплоотводов

Анализ показывает, что перегрев активной области существенно зависит также от точности поперечного позиционирования чипа – параллельно оси Y (рис. 11), т.е. от степени "децентровки" ($\eta \equiv e_4$) чипа в процессе его посадки. Поэтому данный фактор важно учитывать наряду с продольным позиционированием при сборке приборов.

Данные рисунка 11 указывают на существование оптимальных условий по степени децентровки в отношении перегрева. В случае больших величин ΔT (рис. 11,б) аналогично соответствующему варианту продольного позиционирования (рис. 10,б) предсказывается возможность только импульсного режима работы прибора при мощности $P \sim 10$ Вт и $T_0 = 273$ К с использованием высокоэффективных теплопроводов, для остальных вариантов – импульсного и непрерывного режимов при указанных условиях.

Приведенные выше результаты позволяют оптимизировать процесс сборки диодных лазеров и оптических модулей на их основе в целом, являясь составной частью физико-технологических основ создания указанных приборов.



г) $P = 10$ (а, б), 1 (в, г) Вт; $n_1 = m_1 = 100$; $T_0 = 293$ (а), 273 (б), 0 (в, г) °К; $a = 1,5$ (а, в, г), 1 (б) мм; $b = 1,5$ (а, в, г), 0,3 (б) мм; $h = 1$ мм, $z = 1,3$ мм; $l_1 = 0,5$ (а, в, г), 1 (б) мм; $l_2 = 0,1$ мм; $\varepsilon = 0,25$ (а, в, г), 0,5 (б) мм; $y = \eta$, $x = 0$; $A = B = 5$ мм

Рис. 11. Влияние децентровки позиционирования на величину перегрева активной области в зависимости от тепловой мощности и геометрии чипа

Заключение. Численно и аналитически в трехмерном приближении промоделировано влияние термоупругих напряжений в приближенной к реальной лазерной системе, возникающих вследствие пространственной неоднородности теплового поля, на выходные характеристики инжекционного лазера при различных режимах работы (импульсный, непрерывный). Показано, что значение данных напряжений для мощных диодных лазеров (при тепловых потоках более $\sim 10^6$ Вт/см²) сравнимо с остаточными внутренними напряжениями, обусловленными многослойностью гетероструктур и в этих условиях перегрев активной области существенен (≥ 100 К). Применение алмазных теплопроводящих оснований позволяет минимизировать в лазерной системе термомеханические напряжения, обуславливающие деградационные процессы и снижающие ресурс работы приборов.

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 преобладает. Изучена зависимость критической плотности тока накачки от длительности импульса, геометрии и теплофизических параметров лазерной системы, в том числе для современных теплопередающих материалов подложки (алмаз, кубический нитрид бора), и определены оптимальные режимы работы диода при различных условиях.

В рамках разработанного метода расчета тепловых полей и термоупругих напряжений численно промоделированы оптимальные условия посадки (позиционирования) лазерного кристалла (чипа) на теплопроводящую 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.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Алферов, Ж.И. Физика двойных гетероструктур (по материалам Нобелевской лекции) // Сб. науч. трудов Военного ин-та Киевского нац. ун-та. – К.: ВІКНУ, 2009. – В. 21.– С. 6–26.
2. Грибковский, В.П. Полупроводниковые лазеры. – Мн.: Университетское, 1988. – 304 с.

3. Mayburg, S. Temperature limitation of continuous operation of GaAs lasers // J. Appl. Phys. – 1963. – Vol. 34, No. 11. – P. 3417.
4. Keyes, R.W. Thermal problems of the injection lasers // IBM J. Res. and Dev. – 1965. – Vol. 9, № 4. – P. 303.
5. Vilms, J. Optimization of the GaAs injection laser for maximum CW power output / J. Vilms, L. Wandinger, K.L. Kohn // IEEE J. Quant. Electron. – 1966. – Vol. 2, No. 4. – P. 80.
6. Елисеев, П.Г. Спонтанное и когерентное излучение эпитаксиальных *p-n*-переходов в арсениде галлия / П.Г. Елисеев, И. Исмаилов, А.И. Красильников [и др.] // ФТП. – 1967. – Т.1, № 9. – С. 1315.
7. Dument, J.C. Continuous operation of GaAs junction lasers on diamond heat sinks at 2000 °K / J.C. Dument, L.A. D'Asaro // Appl. Phys. Lett. – 1967. – Vol. 11, No. 9. – P. 292.
8. Кружилин, Ю.И. О роли термоупругих напряжений в инжекционном лазере / Ю.И. Кружилин, В.И. Швейкин, Н.В. Антонов, Ю.И. Колосков // Известия вузов СССР – Радиоэлектроника. – 1969. – Т.12, № 7. – С. 692–700.
9. Шерстнев, В.А. Термоупругие напряжения в системе лазерный диод-хладопровод / В.А. Шерстнев, А.Н. Кузьмин, Г.И. Рябцев // Весці АН БССР. – 1987, № 4. – С. 75–80.
10. Поляков, М.Е. О внутренних механических напряжениях (Al,Ga)As гетеролазеров // Известия АНБ. Сер. физ. - мат. наук. – 1981, № 5. – С. 71–75.
11. Гречушников, Б.Н. Температурные напряжения в кубических кристаллах / Б.Н. Гречушников, Д. Бродовский // Кристаллография. – 1956. – Т. 1. – С. 597–599.
12. Боли, Б.А. Теория температурных напряжений / Б.А. Боли, Д.Х. Уэйнер – М.: Мир, 1964.
13. Трехмерные задачи математической теории упругости и термоупругости / Под ред. В.Д. Купрадзе. – М., 1976.
14. Подстригач, Я.С. Неустановившиеся температурные поля и напряжения / Я.С. Подстригач, Ю.М. Коляно – Киев: Наук. думка, 1972; Обобщенная термомеханика. – Киев: Наук. думка, 1976.
15. Кошляков, Н.С. Уравнения в частных производных математической физики / Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов – М.: Высшая школа, 1970. – 712 с.
16. Тимошенко, С.П. Теория упругости / С.П. Тимошенко, Дж. Гудьер – М., 1979. – 560 с.
17. Филоненко-Бородич, М.М. Теория упругости. – М: ГИФМЛ, 1959. – 364 с.
18. Паращук, В.В. Повышение эффективности мощных диодных лазеров при использовании алмазных теплопроводов / В.В. Паращук, Г.И. Рябцев, А.К. Беляева [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 4. – С. 301–304.
19. Ермаков, О.Н. Влияние температурных эффектов на характеристики полупроводниковых источников излучения // Обз. по электр. техн. Сер.2, Полупроводниковые приборы. – 1987. – В.1 (1254). – М.: ЦНИИ Электроника. – 56 с.
20. Ермаков, О.Н. Влияние температурных эффектов на рекомбинационные процессы в полупроводниковых источниках излучения. – Ч. I. Физические аспекты // Обз. по электр. техн. Сер. 2: полупроводниковые приборы. – 1986. – В.5 (1193). – М.: ЦНИИ Электроника. – 71 с.
21. Романов, А.С. Механические напряжения в тонких пленках / А.С. Романов, В.В. Щеглова // Обз. по электрон. техн. Сер.: полупроводниковые приборы. – 1981. – В.6 (798). – М.: ЦНИИ Электроника. – 68 с.
22. Гольдштейн, Р.В. Отслоение покрытий под действием термоупругих напряжений / Р.В. Гольдштейн, Н.М. Осипенко // Вестник СамГУ. Естеств. сер. – 2007, № 4 (54). – С. 66–83.
23. Гарнов, С.В. Исследование возможности создания мульткиловаттного твердотельного лазера с многоканальной диодной накачкой на основе оптически плотных активных сред / С.В. Гарнов, В.А. Михайлов, Р.В. Серов [и др.] // Квант. электрон. – 2007. – Т. 37, № 10. – С. 910–915.
24. Смирнов, В.А. Распределение температуры и термоупругих напряжений в активном элементе в виде тонкого диска с произвольной оптической плотностью / В.А. Смирнов, И.А. Щербаков // Квант. электрон. – 2008. – Т. 38, № 12. – С. 1105–1109.
25. Паращук, В.В. Моделирование процессов электротеплового взаимодействия в диодной лазерной системе / В.В. Паращук, К.И. Русаков, Vu Doan Mien [и др.] // Вестник Брестского государственного технического университета. – Физика, математика, информатика. – 2010, № 5. – С. 89–94.
26. Brantley, W.A. Calculated elastic constants for stress problems associated with semiconductor devices // J. Appl. Phys. – 1973. – Vol. 44, № 1. – P. 534–535.
27. Nannichi, Y. Rapid degradation in double-heterostructure lasers. Semiquantitative analyses on the propagation of dark line defects / Y. Nannichi, J. Matsui, K. Ishida // Jap. J. Appl. Phys. – 1975. – Vol. 14. – P. 1561–1568.
28. Безотосный, В.В. Моделирование тепловых параметров мощных линеек лазерных диодов. Двумерная нестационарная модель / В.В. Безотосный, Х.Х. Кумыков // Квантовая электроника. – 1998. – Т. 25, № 3. – С. 225–228.
29. Паращук, В.В. Оптимизация тепловых режимов диодных лазеров / В.В. Паращук, А.К. Беляева, В.В. Баранов [и др.] // Известия Томского политехнического университета. Энергетика. – 2009. – Т. 315, № 4. – С.137–141.
30. Loosen, Peter. Cooling and Packaging of High-Power Diode Lasers / Edit. R. Diehl: High-Power Diode Lasers, Topics Appl. Phys. – 2000. – Vol. 78. – P. 289–301.

Материал поступил в редакцию

PARASHCHUK V.V., RUSAKOV K.I., VU DOAN MIEN Modelling of critical operating mode of powerful diode lasers

Numerically and analytically in three-dimensional approached simulated the influence of thermoelastic stress in system a laser diode - heatsink (contact layer), occurred owing to spatial inhomogeneity of a thermal field, on output characteristics of the device at various operating modes. Dependence of critical density of a pumping current from duration of a pulse, geometry and thermophysical parameters of laser system, including for modern heat-transmitting materials of a substrate (diamond, boron cubic nitride) is investigated. Within the framework of the considered approach optimum conditions on quality of positioning planting a laser crystal on a heatsink substrate and process of assembly of diode lasers as a whole are found.

УДК 538.9:546.87:537.63

Пинчук А.И., Якимович К.С.

МЕТОДИКА МИКРОИНДЕНТИРОВАНИЯ В УСЛОВИЯХ ПРИЛОЖЕНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ К ОБРАЗЦУ

Введение. Как известно, микроиндентирование является удобным методом исследования механических свойств кристаллов.

Например, для пластичных поликристаллических материалов выполняются соотношение $H_u = 3\sigma$ [1], где H_u – микротвердость, σ –

Пинчук А.И., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Якимович К.С., студент строительного факультета Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, информатика