

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Савельева, О.С. Критерии отказоустойчивости технических систем / О.С. Савельева // Труды Одесского политехн. ун-та. – 2004. – № 2(22). – С. 1-4.
2. Антошина, И.В. Формализованный подход к модернизации локальной вычислительной сети / И.В. Антошина, В.Г. Домрачев, И.В. Ретинская // Лесной вестник. –2003. – №5. – С. 173-178.
3. Родзин, С.И. Технология проектирования и программно-аппаратные методы обеспечения отказоустойчивости вычислительных структур / С.И. Родзин // Известия ТРТУ. Тематический выпуск: компьютерные технологии в инженерной и управленческой деятельности. – С. 55-58.
4. Марлов, А.В. Методики оценки отказоустойчивости в автоматизированных системах / А.В. Марлов // Научная сессия МИФИ-2003. 10 Всероссийская научная конференция «Проблемы информационной безопасности в системе высшей школы»: сб. науч. тр. / Московский инж.-физ. ин-т; под ред. И.М. Ядыкин. – Москва, – 2003. – С. 125-126.
5. Менеджмент риска. Анализ дерева неисправностей: ГОСТ Р 51901.13-2005 – Введ. 29.06.05. – Москва: Научно-техническим управлением Госстандарта России, 2005. – С. 14.
6. Богатырев, В.А. Функциональный подход к надежности и отказоустойчивости компьютерных систем / В.А. Богатырев // Региональная информатика – 2004: материалы IX Санкт-Петербургской международной конференции. Санкт-Петербург, 22-24 июня 2004 г. / Санкт-Петербургское о-во инф-ки, выч. тех., систем связи и упр-ия: под ред. Б.Я. Советова. - СПб, 2004. - С. 31.
7. Абдель-Вахед Мутаз Халед. Методико-алгоритмический аппарат (инструментарий) анализа и оценки системы обеспечения надежности и отказоустойчивости распределенной локальной компьютерной сети : автореф. дис. ... канд. тех. наук : 05.13.13 / Абдель-Вахед Мутаз Халед ; Мос. Гос. ун-т экон., статис. инф-ки. – М., 2006. – 26 с.
8. Инструкция по применению двухставочного и двухставочно-дифференцированного по зонам суток тарифов на активную электрическую мощность и энергию с основной платой за фактическую величину наибольшей потребляемой активной мощности в часы максимальных нагрузок энергосистемы: утв. Постановлением М-вом энергетики Респ. Беларусь 16.10.02: текст по состоянию на 1 фев. 2010 г. – Минск: Дикта, 2010. – 15 с
9. Цвиркун, А.Д. Иммитационное моделирование в задачах синтеза структур сложных систем (оптимизационно-имитационный подход) / А.Д. Цвиркун, В.К. Акинфиев, В.А. Филиппов. – М: Наука, 1985. – 173 с.

Материал поступил в редакцию 02.11.10

PATSEY N.E. Simulation of data collection system

The paper introduces a simulation model for the distributed hierarchical data collection system, which is the basis of an automated system for control and power metering. Model allows to evaluate the quality of the system for failures of elements and determine the need reserve, and the opportunity to optimize the operation of the system.

УДК 539.293; 621.382

Паращук В.В., Русаков К.И., Vu Doan Mien, Vu Van Luc, Pham Van Truong

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭЛЕКТРОТЕПЛООВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЕ

Введение. В рамках выполненных нами исследований по повышению эффективности полупроводниковых диодных лазеров с использованием высокоэффективных теплопередающих материалов и модифицированных технологий формирования металлических покрытий с высокой адгезией к различным поверхностям на базе многофункциональных ионно-лучевых и магнетронных распылительных систем [1–5] представляет интерес дальнейшее изучение теплофизических характеристик указанных материалов, в частности решеточная (фононная) теплопроводность ($\lambda_{\text{ф}}$) алмазов в широком температурном диапазоне. Исследование указанной зависимости – одна из ключевых физических проблем, имеющих глубокую историю. В настоящее время теория переноса тепла фононами находится в такой стадии, когда по ней еще нельзя установить строгую количественную зависимость $\lambda_{\text{ф}}$ от температуры, структуры вещества и различных внешних воздействий. Существуют приближения, основанные на использовании сугубо опытных данных, либо пригодные только для частных случаев [6]. Поэтому для анализа тепловых, электрических и оптических процессов в реальной лазерной системе важно установить соответствующую взаимосвязь в виде практических соотношений общего характера.

Хорошо известно, что основной источник рассеяния фононов – флуктуации плотности ангармоничности тепловых колебаний [7, 8], приводящие к тепловому расширению сред. Однако в существующих теоретических представлениях фононного теплопереноса учитывается только первый член разложения в ряд потенциальной энергии решетки по смещениям атомов, дающий основной вклад и обуславливающий ангармоничность ее колебаний. Как свидетельствуют анализ и сопоставление результатов расчетов с опытом, проведенные в настоящей работе, а также результаты других авторов (например, [9]), такого приближения во многих случаях недостаточно для адекватного описания исследуемых явлений. Роль ангармонизма решеточных колебаний особенно важна для актуальных в настоящее время наноматериалов [10].

В рамках феноменологического подхода [11, 12], обобщающего известные квантовую и полуклассическую модели теплопереноса в твердых телах (модели Эйнштейна, Дебая, Френкеля), можно показать, что между коэффициентом теплопроводности $\lambda_{\text{ф}}$, температурой (T) и основными физическими параметрами материала при учете ангармонизма взаимодействия атомов кристалла высоких порядков (до пятого порядка включительно) существует взаимосвязь в виде соотношения

Паращук Валентин Владимирович, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси. Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68, e-mail: v_shchuka@rambler.ru.

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), Institute of Materials Science, Vietnamese Academy of Science and Technology, Hanoi.

Vu Van Luc, к.ф.-м.н. (Ph.Sc.), ведущий научный сотрудник, доцент (assoc. prof.), Institute of Materials Science, Vietnamese Academy of Science and Technology, Hanoi.

Pham Van Truong, научный сотрудник лаборатории полупроводниковых лазеров (scientist), Institute of Materials Science, Vietnamese Academy of Science and Technology, Hanoi.

$$\lambda_{\phi} = \frac{d_1 k R \rho \theta^3 V^2 (1+\sigma)^2}{\hbar^2 \left[\exp\left(\frac{\theta}{gT} - 1\right) \right] F c_p (1-2\mu)^{1/2} Z^4 K}, \quad (1)$$

где фактор $F = \alpha r = F(a_i, T)$, $i = 0, 1, \dots, 5$ ($a_i = b, c, d, e, f$) учитывает вклад ангармонизма,

$$F = \{a^4 (4605.9b^2 - 41453.4c + 17318 b a') + a^3 k (61412.4b^2 + 10363.3c^2 + 30399.1b d - 184237.2 e - 14700 b c a' + 103908.2 d a') T + a^2 k^2 [-134723.4b^2 c + 33162.7 d^2 + 48362.3c e + b (203318.9 f - 454598.3c a' - 35104.9e a') + 11701.6 b^3 a' - 38965.6cd a' + 779311.3 f a'] T^2 + a k^3 [10235.4b^4 + 92118.6e^2 + 355314.6d f + bc(-207266.8d + 139099.1 c a') + b^2(-61412.4e + 31360 d a') - 94080 d e a' - 238455.7c f a'] T^3 + k^4 [f(710629.1f - 649426.1e a') + bc(-829067.3f + 378831.9e a') + b^2(241811.3c^2 + 216475.4f a') - 126277.3b^3 c a'] T^4 \} / \{a' [a^2 (70b + 131.6 a') + a k (168 d - 98.7c a') T + k^2 (-420b c + 720 f + 109.7 b^2 a' - 329e a') T^2]^2 T\}, a' = \sqrt{\frac{a}{kT}}, \quad (2)$$

$a = r(1-2\mu)(1+\sigma)/(\beta Z^{5/3})$ – коэффициент квазиупругой силы, a_i – коэффициенты нелинейностей различных порядков; σ – электроотрицательность, ρ – удельный вес, $c_p = c_p(T)$ – теплоемкость киломоля вещества, V – его объем, K – число атомов в молекуле (элементарной ячейке кристалла), Z – координационное число межатомного взаимодействия, θ – характеристическая температура Дебая, μ – коэффициент Пуассона, r – постоянная кристаллической решетки, R – универсальная газовая постоянная, k – постоянная Больцмана, d_1 – константа, определяемая типом алмаза – концентрацией примеси, оптическими и электрическими свойствами; β – коэффициент изотермического сжатия (модуль объемной упругости), связанный с коэффициентом теплового расширения (α), теплоемкостью, коэффициентом Грюнрайзена и некоторыми другими физическими величинами; g – параметр, близкий к числу степеней свободы взаимодействующих осцилляторов.

Анализ указанных процессов свидетельствует об актуальности в исследуемых средах явлений многочастичных взаимодействий – вплоть до 6-и фонон-фононного рассеяния и фонон-электронного взаимодействия. В рамках разработанного подхода получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. На рис. 1а представлены соответствующие результаты для одного из образцов (базовый объект), характерные для трех основных типов алмазов (рис. 1б).

На основании полученных соотношений (1), (2) объясняются основные закономерности протекающих в твердых телах явлений теплопереноса и взаимосвязь соответствующих процессов с макроскопическими параметрами среды. В частности – характер температурной зависимости λ_{ϕ} в виде кривой с максимумом (T_{max}) при низких температурах, пропорциональность T_{max} температуре Дебая (θ). Анализ показывает, что такой характер зависимости $\lambda_{\phi}(T)$ обусловлен наложением двух процессов: с одной стороны, резким снижением ангармонической составляющей сопротивления перемещению электронов и фононов, с другой – уменьшением по экспоненте

числа фононов, способных принимать участие в процессах перебора энергии от одних точек к другим.

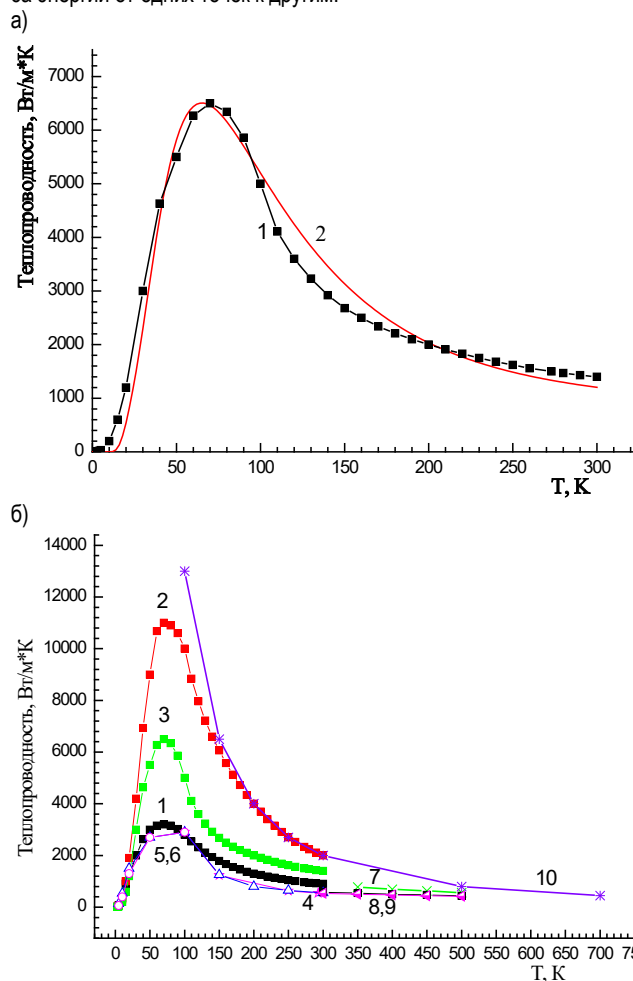


Рис. 1. Зависимости теплопроводности алмаза типа IIb от температуры: а) кривая 1 – опытные данные [6], 2 – расчет при $\theta = 1850$ К, $g = 9$; б) природные (1–7) и синтетические (8–10) алмазы; 1, 4 – тип I, 2 – тип IIa, 3 – тип IIb; концентрация азота – $1,5 \cdot 10^{16}$ см³ (10)

Следует отметить, что полученные соотношения пригодны для достоверного определения теплопроводности других веществ с аналогичным (решеточным) механизмом теплопередачи по значениям параметров, характеризующих их электрические, механические и иные хорошо изученные свойства, в отличие от сложных прямых методов измерения с высокой степенью погрешности. Эти результаты позволяют также оценивать значение коэффициентов ангармонического взаимодействия высоких порядков, имеющих важное практическое значение, что предполагается использовать в дальнейшем для создания нового метода определения указанных коэффициентов, большинство данных о которых неизвестно или невозможно установить другими способами.

Расчеты показывают, что в актуальной рабочей области диодных лазеров $T = 300-400$ К (активный слой) температурная зависимость теплопроводности подложек на основе кубического нитрида бора (сВН) является растущей функцией T вследствие особенностей температурной зависимости теплоемкости $c_p(T)$ для данного материала (рис. 2, кривая 1 – расчет в приближении теории Дебая): вблизи точки упорядочения ($T \sim 240$ К) наблюдается фазовый переход по аналогии с данными для латуни [6].

При этом в сВН достигаются значения λ_{ϕ} , типичные для алмазов. Это позволяет рассматривать кубический нитрид бора как перспективный аналог для производства полупроводниковых приборов, превосходящий алмазы по ряду основных параметров, и особенно – в отношении экономичности.

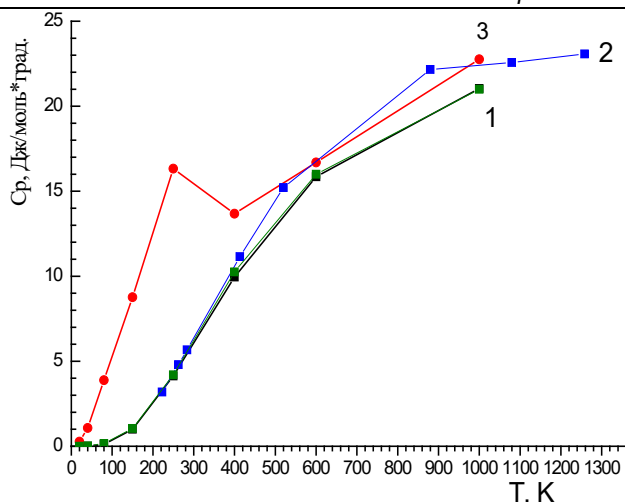


Рис. 2. Сравнительная температурная зависимость теплоемкости алмаза (1, 2) и кубического нитрида бора (3)

Для дальнейшего анализа исследуемых процессов непосредственный интерес представляет тепловое взаимодействие между элементами лазерных структур и, в частности, моделирование соответствующего электротеплового взаимодействия. С этой целью вначале рассмотрено пространственное распределение тепловых полей в реальной лазерной системе (с учетом особенностей теплофизических процессов в контактных слоях) на базе трехмерного стационарного уравнения теплопроводности для соответствующих граничных условий (рис. 3):

$$\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial Y^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = 0, \quad (3)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial Z} \Big|_{z=z} = \begin{cases} -q, \text{ при } \varepsilon - 0,5l_1 \leq x \leq \varepsilon + 0,5l_1; \eta - 0,5l_2 \leq y \leq \eta + 0,5l_2 \\ 0, \text{ для всех остальных точек верхней грани кристалла} \end{cases}; \quad (4)$$

$$T_1 \Big|_{z=h} = T_2 \Big|_{z=h}, (X, Y) \in (a, b); \quad T_2 \Big|_{z=0} = T_0; \quad (5)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial Z} \Big|_{z=h} = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial Z} \Big|_{z=h}, (X, Y) \in (a, b);$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial Z} \Big|_{z=h} = 0, (X, Y) \notin (a, b); \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_1}{\partial X} \Big|_{X=0} = \frac{\partial T_1}{\partial Y} \Big|_{Y=0} = \frac{\partial T_2}{\partial X} \Big|_{X=(a-A)/2} = \frac{\partial T_2}{\partial Y} \Big|_{Y=(b-B)/2} = 0, \quad (7)$$

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 диодного лазера, 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).

Аналитическое решение уравнения (3) с граничными условиями (4)–(7) методом разделения переменных приводит к следующему результату (8).

С использованием полученного решения (8) промоделировано тепловое взаимодействие между элементами (тепловыми источниками) лазерной диодной структуры. В основу модели данного взаимодействия положен принцип суперпозиции. На рис. 4 в качестве примера приведены расчетные данные для случая двух источников и теплоотводящего основания с параметрами, типичными для алмазных сред.

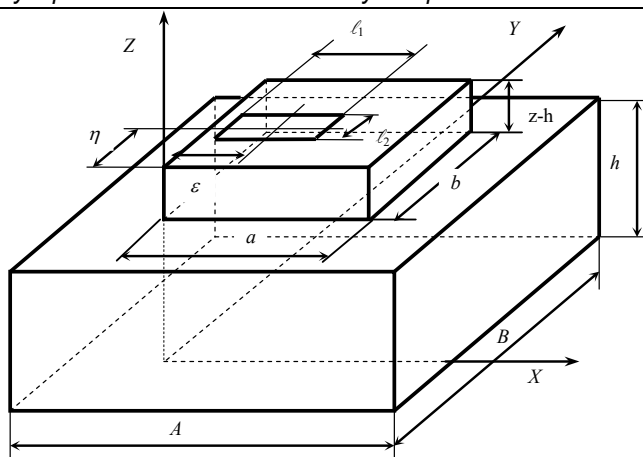
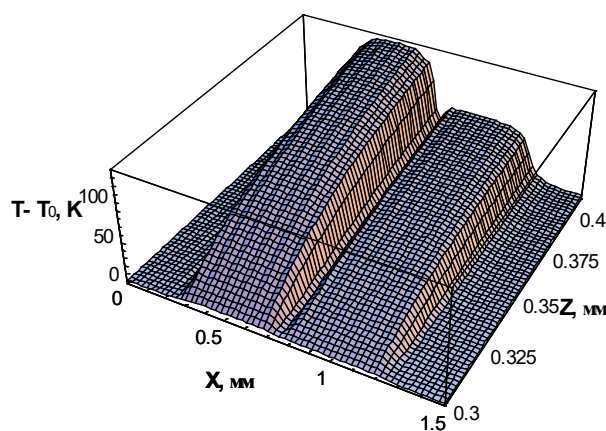


Рис. 3. Геометрия математической модели системы (3)–(7)

а)



б)

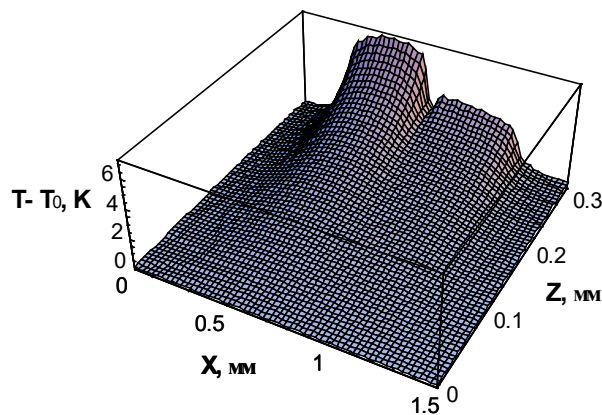


Рис. 4. Распределение температурного поля в системе активный слой (а) алмазное теплоотводящее основание (б) в условиях взаимодействия источников тепла различной мощности (P_i)

Размеры источников 450×100 мкм, активной области и основания – $1,5 \times 1,5 \times 0,3$ мм; расстояние между центрами элементов по оси X , $\varepsilon = 0,5$ мм; $P_1 = 4,5$, $P_2 = 2,25$ Вт, $\lambda_1 = 1450$ Вт/(м·К) для основания, $\lambda_2 = 50$ Вт/(м·К) для активной области; $Y = 0,75$ мм.

Найдены оптимальные условия счета в среде типа "Математика": заданная точность вычисления температурного распределения ($\sim 0,0001-0,001$) обеспечивается в каждой точке (X, Y) при минимальном значении индексов суммирования $m, n \sim 20-40$.

$$\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{4qa l_2}{\lambda_1 b \pi^2} \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[\operatorname{th}\left(\frac{k\pi}{a} (z-h)\right) + \right. \\
 & \left. + \frac{\left(\frac{\lambda_1 A}{\lambda_2 a}\right) \operatorname{th}\left(\frac{k\pi}{A} h\right)}{1 + \left(\frac{\lambda_1 A}{\lambda_2 a}\right) \operatorname{th}\left(\frac{k\pi}{A} h\right) \operatorname{th}\left(\frac{k\pi}{a} (z-h)\right)} \right] + \frac{4qbl_1}{\lambda_1 a \pi^2} \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[\operatorname{th}\left(\frac{m\pi}{b} (z-h)\right) + \right. \\
 & \left. + \frac{\left(\frac{\lambda_1 B}{\lambda_2 b}\right) \operatorname{th}\left(\frac{m\pi}{B} h\right)}{1 + \left(\frac{\lambda_1 B}{\lambda_2 b}\right) \operatorname{th}\left(\frac{m\pi}{B} h\right) \operatorname{th}\left(\frac{m\pi}{b} (z-h)\right)} \right] + \frac{16q}{\lambda_1 \pi^3} \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 \\
 & \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) \left\{ \operatorname{th}\left[\sqrt{k^2 \pi^2 / a^2 + m^2 \pi^2 / b^2} \cdot (z-h)\right] + (8) \right. \\
 & \left. + \frac{\lambda_1 \sqrt{k^2/a^2 + m^2/b^2}}{\lambda_2 \sqrt{k^2/A^2 + m^2/B^2}} \operatorname{th}\left(\sqrt{k^2 \pi^2 / A^2 + m^2 \pi^2 / B^2} \cdot h\right) \right\} / \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}} \times \right. \\
 & \left. \times \operatorname{th}\left(\sqrt{k^2 \pi^2 / A^2 + m^2 \pi^2 / B^2} \cdot h\right) \cdot \operatorname{th}\left[\sqrt{k^2 \pi^2 / a^2 + m^2 \pi^2 / b^2} \cdot (z-h)\right] \right\}.
 \end{aligned}$$

Рассмотренный метод определения температурного распределения можно использовать как для учета влияния температуры на отдельные элементы излучающей структуры, а, следовательно, на ее выходные характеристики, так и для создания нового эффективного принципа термостабилизации лазерной системы в целом, основанного на электротепловом взаимодействии между элементами диодных структур, в том числе между неоднородностями активной области в пределах одного элемента.

Кроме того, учет данного взаимодействия совместно с рассмотренной выше температурной зависимостью коэффициента теплопроводности $\lambda_{\text{ф}}$ позволяет сформулировать требования к топологии размещения излучающих и вспомогательных элементов на кристалле, что способствует улучшению характеристик лазеров и созданию новых структур и систем, в основу работы которых положен принцип теплового (электротеплового) взаимодействия. Так, предложенная модель расчета трехмерных тепловых полей в структуре диодных лазеров позволяет на основе учета реальной топологии системы анализировать ее поведение в режимах, близких к предельным, а также оптимизировать конструкцию разрабатываемых новых мощных структур для повышения их устойчивости к тепловому пробоям (шнурованию тока накачки). Данный тип неустойчивости хорошо известен для мощных транзисторных структур [13], однако актуален и в случае диодных лазеров. Следует отметить, что ранее в инжекционных лазерах с широкой активной областью наблюдалось образование нитеобразных светящихся филаментов [14], интерпретируемых в рамках представления о самоканалировании света [15] или шестиволнового взаимодействия [16]. Кроме того, в некоторых типах мощных диодных лазеров нами наблюдалась специфическая неустойчивость ваттаперной характеристики (с многократной воспроизводимостью), сопровождающаяся возникновением неоднородности ближнего и дальнего поля генерации и объясняемая с позиции эффекта бокового просветления пассивных областей лазера [17]. Эти же эффекты могут быть обусловлены в определенной мере и рассматриваемым явлением теплового пробоя, т. е. электротепловым взаимодействием.

Для описания данного взаимодействия в граничных условиях (4) учтена зависимость теплового потока q от плотности тока накачки j через лазерный диод:

$$\begin{aligned}
 q = Uj, \quad j = j_0 \exp\left[\frac{e(U - rjS) - E_g}{kT}\right], \\
 E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta},
 \end{aligned}$$

$$\int_0^a \int_0^b j(x, y) dx dy = I = \text{const}, \quad (9)$$

где U – напряжение на p - n -переходе (может быть заданным), I – фиксированный ток через диод, r – его последовательное сопротивление, $S = l_1 \times l_2$ – площадь активной области, E_g – ширина запрещенной зоны кристалла (в частности, для материала GaAs параметры $E_g(0) \approx 1.52$ эВ, $\alpha \approx 8,87 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, $\beta \approx 572$ К [18]); j_0 – коэффициент ("начальная" плотность тока), температурной зависимостью которого можно пренебречь по сравнению с экспоненциальной.

В указанном приближении система (3)–(7), (9) решалась численно методом Рунге-Кутты (рис. 5) при различных условиях для нескольких геометрий активной области (вариантов топологии структур), моделирующих процессы электротеплового взаимодействия как в одиночных диодных лазерах, так и в диодных структурах (линейках). При этом в качестве базового варианта – исходной модели структуры, подлежащей оптимизации с точки зрения топологии, взята структура с активной областью в виде прямоугольной полоски размерами $l_1 = 0,45$ мм, $l_2 = 0,1$ мм. В приводимых результатах за некоторым исключением полагается $h = 0$, $a = b = 1,5$ мм, $z \equiv c = 0,3$ мм, $T_0 = 0$, $U \equiv 1,52 + U \cdot 0,0001$, $\lambda = 0,05$ Вт/(м·К), $x_0 = y_0 = 0$, $\varepsilon = 0,5$ мм, $\eta = 0,75$ мм.

Известно, что в качестве критерия устойчивости полупроводниковой структуры к тепловому шнурованию тока в случае мощных транзисторов, для которых данное явление изучено в наибольшей степени, принимается критическое напряжение, при котором в структуре возникают так называемые "горячие пятна" [13]. Их появление сопровождается, в частности, резкими изломами и скачками на зависимости максимальной температуры от прикладываемого напряжения и на выходных характеристиках транзистора. В нашем случае этим условиям, как будет показано ниже, отвечает возникновение различных пространственных неоднородностей, сингулярностей и других особенностей в распределении теплового поля в кристалле при определенном значении плотности тока накачки $j \geq j_{\text{кр}}$, определяемом величиной коэффициента j_0 в соотношениях (9).

При относительно малых токах накачки, соответствующих $j_0 \sim 1 \div 150$ А/мм², и значениях параметра D экспоненты в выражении для плотности тока

$$D = \frac{e(U - rjS) - E_g}{k} = -100 \div 100 \quad (10)$$

в системе наблюдается слабый тепловой фон, который по мере увеличения j_0 сменяется возникновением отдельных интенсивных возмущений.

С дальнейшим ростом значений j_0 и, соответственно, плотности тока наблюдаемая картина начинает напоминать процесс взаимодействия между единичными возмущениями с образованием более сложных пространственно-неоднородных структур, например, по аналогии с данными моделирования динамики стримерных полупроводниковых лазеров [19–21]. Согласно этим представлениям, в определенных условиях в системе возможен переход от хаоса к самоорганизации и обратный переход при предельных режимах, что согласуется с данными других авторов по тепловым процессам [22, 23].

При критических условиях ($j_0 \geq 6 \cdot 10^4$ А/см²) на фоне стационарного распределения теплового поля возникают резкие возмущения в виде всплесков и провалов (рис. 5а,в), идентичных для различных значений координаты Z, что свидетельствует о возникновении в этих направлениях каналов или тепловых токовых шнуров аналогично данным [13].

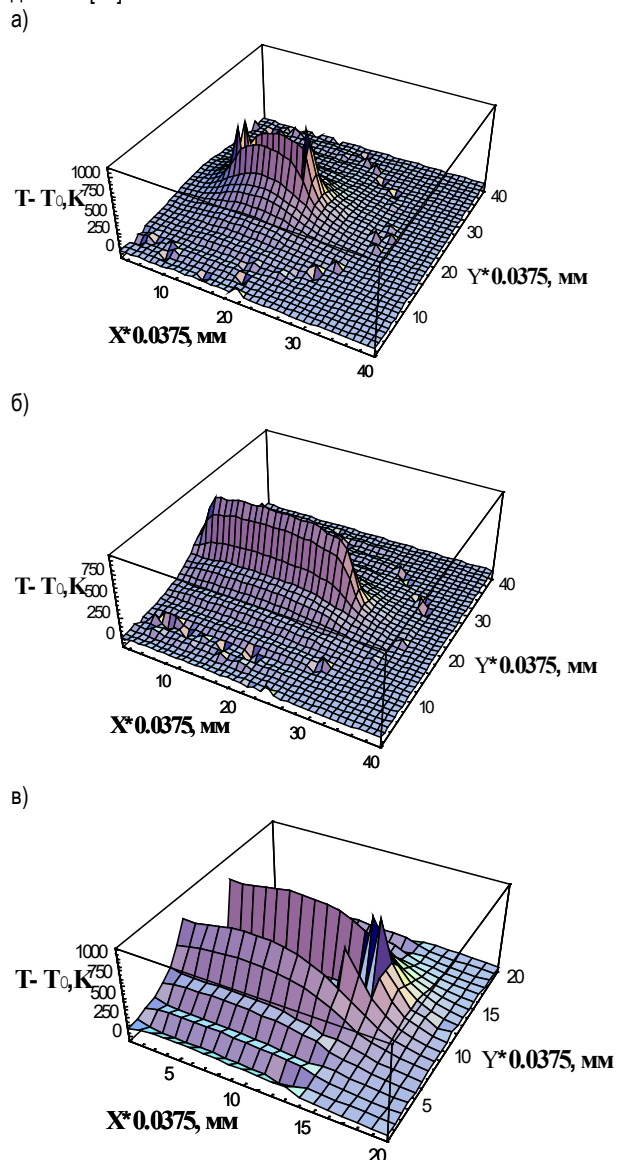


Рис. 5. Электротепловое взаимодействие в критических условиях для базового варианта топологии активной области: (а) и его разновидности (б, в) при $X_0 = Y_0 = 0.001$

$D = -10$ К⁻¹, $j_0 = 9 \cdot 10^4$ (а,б), $5 \cdot 10^5$ (в) А/см²;
 $l_1 = 0.45$ мм, $l_2 = 0.1$ мм (а);
 $l_1 = 0.9$ мм, $l_2 = 0.05$ мм (б,в).

В отличие от нестационарных явлений [19–21], носящих характер пространственно-неоднородных диссипативных структур, моделируемые выше процессы характеризуются зависимостью решений от на-

чальных условий, в частности координат X_0, Y_0, Z_0 (рис. 6б,7), и поэтому в соответствии с существующими представлениями [24] могут быть отнесены к разряду консервативных структур, например солитонов.

Оптимизация геометрии активной области показывает, что за счет сужения ее ширины и удлинения, а также разделения на более мелкие фрагменты при неизменной общей площади, достигается существенное увеличение максимальной рассеиваемой мощности ($j_{кр}$) и устойчивости структуры к переходу в состояние с резко неоднородным распределением (шнуром или каналом) тока и температуры. Кроме того, учет температурной зависимости теплопроводности материала активной области в соответствии с полученными выше соотношениями (1), (2) приводит к повышению примерно в 1,5 раза значения критической плотности тока накачки и максимальной температуры в моделируемой среде, несмотря на тот факт, что в соответствующей области указанная зависимость $\lambda_{\phi}(T)$ является падающей функцией температуры.

Из данных моделирования следует возможность оптимизации структур по параметру δ (расстоянию между элементами) и тот факт, что вариант "продольной" геометрии, присущий лазерным системам усиления, выгоднее в плане тепловой устойчивости, чем однодиодный вариант "поперечной" геометрии, свойственный диодным линейкам. При этом в первом случае элементы могут располагаться как в одной плоскости (режим усилителя), так и в отстоящих друг от друга параллельных плоскостях (диодная решетка). Однако существуют дополнительные возможности оптимизации структуры, связанные с пространственной неоднородностью распределения теплового поля и существованием критических точек, наиболее напряженных в отношении тепловых режимов (приведенные результаты соответствуют координатам центра полосок). В частности, для диодных лазеров – это область выходного зеркала резонатора активной зоны, где указанная разница предполагается существенно большей.

В заключение следует отметить, что в реальных излучающих структурах, как известно, квантовый выход далек от значения 100% (за исключением специальных случаев), а коэффициент вывода излучения из кристалла для планарной конструкции составляет ~ 1%, вследствие чего большая часть генерируемого излучения передает свою энергию кристаллической решетке, тем самым увеличивая тепловыделение – этот процесс является доминирующим среди остальных. Влияние температуры существенно как на энергетику вещества, так и на рекомбинационные процессы, квантовую эффективность излучения, пороговые условия генерации света, а также на ряд других электрических и оптических характеристик излучающих структур [18], причем здесь возможна регенерация части энергии [25]. Поэтому исследованию этих и взаимосвязанных с ними вопросов в дальнейшем предполагается уделить больше внимания.

Заключение. Изучены теплофизические характеристики современных теплопередающих материалов, в том числе теплопроводность (λ_{ϕ}) алмазов в широком температурном диапазоне. Обоснована зависимость λ_{ϕ} для алмазов различного типа от температуры и основных физических параметров материала с учетом ангармонизма взаимодействия атомов кристалла высоких порядков, свидетельствующие об актуальности в исследуемых средах явлений многочастичных взаимодействий. В рамках разрабатываемой модели получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, в связи с чем полученные соотношения пригодны для достоверного определения теплопроводности других веществ и позволяют оценивать для них значение коэффициентов ангармоничности высоких порядков. Промоделировано тепловое взаимодействие между элементами лазерных диодных структур на основании полученного аналитического решения трехмерного стационарного уравнения теплопроводности для конкретной двухслойной лазерной системы: активная область – алмазная теплоотводящая подложка (контактный слой). Показано, что в моделируемой системе возможно

существование различных режимов – от хаоса до различных пространственно-неоднородных структур. Предложенный метод расчета тепловых полей позволяет учитывать реальную топологию и оптимизировать конструкцию разрабатываемых приборов, а также может быть использован для создания нового эффективного принципа термостабилизации лазерной системы.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований и Вьетнамской академией наук и технологий в рамках совместного международного проекта (Ф09ВН-007).

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Рябцев, Г.И. Теплоотводы на основе искусственных алмазов для мощных лазерных диодов // Lithuanian Journal of Physics / Г.И. Рябцев, Л.Е. Батай, В.В. Паращук [и др.] – 1999. – V. 39. – № 4–5. – С. 389–394.
2. Паращук, В.В. Формирование высокоадгезионных металлических покрытий для мощных диодных лазеров // Вестник Брестского государственного технического университета / В.В. Паращук, А.К. Беляева, В.В. Баранов, Е.В. Телеш, К.И. Русаков, Vu Doan Mien, Vu Van Luc, Pham Van Truong. – 2009. – № 5: Физика, математика, информатика. – С. 102–105.
3. Баранов, В.В. Особенности микромонтажа мощных лазерных диодов: сб. материалов V Международной научно-технической конференции "Проблемы проектирования и производства РЭС"; Новополоцк, 29-30 мая 2008 г. / В.В. Баранов, В.В. Паращук, Г.И. Рябцев [и др.] – ПГУ, 2008. – Т. 1. – С. 32–35.
4. Ryabtsev, G.I. Effective diamond technology for high power laser diode systems // Abst. 5th Asian Symposium on Intense Laser Science ASILS-5 December 2–5, 2009, Hanoi, Vietnam / G.I. Ryabtsev, V.V. Parashchuk, A.K. Belyaeva, V.V. Baranov, E.V. Telesh, Vu Doan Mien, Vu Van Luc, Pham Van Truong. – P. 119–120.
5. Способ получения контактных соединений диодных лазеров и линеек: патент РФ № 2364985. / Т.В. Безъязычная, В.В. Паращук, Г.И. Рябцев [и др.] // Зарег. 08.02.2008, нач. действ. 20.08.2009.
6. Способ получения контактного соединения активного элемента диодного лазера, выполненного в виде лазерного диода или диодной линейки: патент РБ № 12719 С1 от 30.12.2009 г. МПК (2006) H 01S 3/00, H 01L 21/02. / Т.В. Безъязычная, В.В. Паращук, Г.И. Рябцев [и др.] // Зарег. 25.09.2009, нач. действ. 29.01.2008.
7. Новицкий, Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах: справочник / Л.А. Новицкий, И.Г. Кожевников – М.: Машиностроение, 1975. – 216 с.
8. Иоффе, А.Ф. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1960.
9. Займан, Д. Электроны и фононы. – М.: Наука, 1962.
10. Бугай, А.Н. О влиянии поперечных возмущений на движение краевой дислокации / А.Н. Бугай, С.В. Сазонов // ФТТ. – 2005. – Т. 47. – В. 4. – С. 622–627.
11. Кузнецов, В.М. О роли ангармонизма решеточных колебаний в макро- и наноструктурах / В.М. Кузнецов, В.И. Хромов // ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – В. 6. – С. 156–158.
12. Сачавский, А.Ф. Единое уравнение состояния вещества / А.Ф. Сачавский, В.В. Евстигнеев, Н.А. Сачавская // Труды АлтГТУ им. И.И. Ползунова, Барнаул. – 1998. – В. 8. – С. 214–222.
13. Евстигнеев, В.В. О возможности вычисления теплопроводности по другим физическим величинам / В.В. Евстигнеев, Н.А. Сачавская, А.Ф. Сачавский // http://elib.altstu.ru/elib/books/Files/2000-03/07/pap_07.html.
14. Кернер, Б.С. Теория теплового пробоя транзистора / Б.С. Кернер, В.В. Осипов // Радиотехника и электроника. – 1975. – Т. 20. – № 10. – С. 1694–1703; Нелинейная теория неизотермического шнурования тока в транзисторных структурах // Микроэлектроника. – 1977. – Т. 6. – В. 4. – С. 337.
15. Бахерт, Х.Ю. Деформация мод в инжекционном лазере из-за самофокусировки и ее связь с нелинейностью выходной характеристики / Х.Ю. Бахерт, А.П. Богатов, П.Г. Елисеев // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5. – № 3. – С. 603–608.
16. Ахманов, С.А. О самофокусировке и самоканализации интенсивных световых пучков в нелинейной среде / С.А. Ахманов, А.П. Сухоруков, Р.В. Хохлов // ЖЭТФ. – 1966. – Т. 50. – № 6. – С. 1537–1549.
17. Богатов, А.П. Поперечная полевая неустойчивость и 6-волновое смещение в лазерном диоде с широкой активной областью. – М., 1992. – 36 с. – (Препринт / ФИАН; № 43).
18. Ryabtsev G.I, Bezyazychnaya T.V., Parashchuk V.V. et al. Bleaching effect in passive regions of powerful 1.02 mm InGaAs/AlGaAs DQW laser diodes with ridged waveguide structure // Appl. Phys. B. 2008. – V. 90. – № 3–4. – P. 471–476.
19. Грибковский, В.П. Полупроводниковые лазеры. – Мн.: Университетское, 1988. – 304 с.
20. Паращук, В.В. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда / В.В. Паращук, В.П. Грибковский // Докл. НАН Беларуси. 2001. – Т. 45. – № 1. – С. 56–59.
21. Parashchuk V.V. Dynamics of an electron-photon system in strong electric fields // JOSA B. – 2006. – V. 23. – № 2. – P. 326–331.
22. Русаков, К.И. Моделирование динамики стримерных разрядов в полупроводниковых кристаллах // Научные и методические аспекты теоретической и математической физики, астрофизики и астрономии: сб. материалов межфакульт. науч.-метод. конф., посв. 15-летию кафедры теоретической физики и астрономии БрГУ, Брест, 5 янв. 2010 г. / К.И. Русаков, В.В. Паращук; под ред. В.С. Секержицкого. – С. 62–66.
23. Володин, Ю.Е. ДАН СССР / Ю.Е. Володин, В.М. Бейбутян, В.В. Барелко, А.Г. Мержанов – 1982. – Т. 264. – С. 604–607.
24. Барелко, В.В. Тепловые волны и неоднородные стационарные состояния в системе; под ред. М.Т. Греховой // Автоволновые процессы в системах с диффузией / В.В. Барелко, В.М. Бейбутян, Ю.Е. Володин, Я.Б. Зельдович. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – С. 135–148.
25. Васильев, В.А. Автоволновые процессы / В.А. Васильев, Ю.М. Романовский, В.Г. Яхно; под ред. Д.С. Чернавского – М.: Наука. ГРФМЛ, 1987. – (Соврем. пробл. физики), 240 с.
26. Ермаков, О.Н. Влияние температурных эффектов на характеристики полупроводниковых источников излучения // Обзоры по электронной технике. – Сер. 2: Полупроводниковые приборы. – 1987. – В. 1(1254). – 56 с. – М: ЦНИИ "Электроника".

Материал поступил в редакцию 25.11.10

PARASHCHUK V.V., RUSAKOV K.I., VU DOAN MIEN, VU VAN LUC, PHAM VAN TRUONG Simulation of processes of thermal and electrothermal interactions in diode laser system

Are investigated thermo-physics characteristics of the modern heat-transmitting materials and simulated the processes of thermal and electrothermal interactions in diode laser system. The method of calculation of the thermal fields is offered, allowing to take into account real topology and to optimize a design of developed devices.