

Аналитическое исследование температурного профиля лазера на бромиде меди

И.П.Илиев, С.Г.Гочева-Илиева, Н.В.Саботинов

Представлен новый подход к определению температуры газа в поперечном сечении лазера на бромиде меди, основанный на решении двумерного уравнения теплопроводности с граничными условиями третьего и четвертого рода. Получены температурные профили при естественной и принудительной конвекции с учетом основных параметров лазера, таких как конструкция, входная электрическая мощность и др. В частности, проведены компьютерные расчеты для случая принудительной конвекции с целью повышения входной электрической мощности при фиксированной максимальной температуре разряда.

Ключевые слова: лазер на бромиде меди, температурный профиль, модель.

1. Введение

Среди лазеров на парах металлов лазеры на парах меди и на парах меди с добавками продолжают вызывать большой интерес, поскольку они, скорее всего, являются наиболее мощными источниками излучения в видимой части спектра. Хотя эти лазеры считаются достаточно хорошо изученными, они продолжают оставаться предметом экспериментальных исследований [1, 2]. Кроме того, для улучшения характеристик лазеров и изучения физических процессов, протекающих в их активной среде, интенсивно разрабатываются различные математические модели, предназначенные для компьютерного моделирования кинетических процессов [3–5].

При определении температуры газа обычно используются два основных подхода: задается температура стенок трубки [3, 4] или заранее фиксируется температура газа, причем эти параметры не меняются на протяжении последующего компьютерного моделирования [5]. Однако во время работы лазера, как и в ходе компьютерного моделирования, температура газа должна полностью контролироваться. Действительно, этот параметр является важной термодинамической характеристикой активной лазерной среды, поскольку он отражает время жизни, время затухания генерации и распределение нейтральных атомов в поперечном сечении трубки. Нижние лазерные уровни термически заселены, что сказывается на лазерной мощности и на модовом составе пучка. Вы-

сокая температура может вызвать термоионизационную нестабильность газового разряда. С другой стороны, в ходе различных компьютерных экспериментов можно изменять геометрические параметры конструкции, материал трубки и ее теплоизоляцию, а также входную электрическую мощность, равно как и условия работы лазера. В этом случае температура стенок трубки остается неизвестной. Предварительно заданный температурный профиль тоже может изменяться. Это означает, что если температура газа задана некорректно, полученные результаты могут оказаться ненадежными. Этой проблеме уделено отдельное внимание в [6].

Целью настоящей работы является создание новой аналитической модели для получения более точных значений температуры газа в поперечном сечении лазеров на парах бромида меди. Для этого рассматривается двумерное уравнение теплопроводности с нелинейными граничными условиями третьего и четвертого рода (вместо обычно используемых граничных условий первого рода). При заданной температуре окружающей среды (например, $T_0 = 300$ К) предложенный подход позволяет принимать во внимание теплообменные процессы между внешней поверхностью трубки и окружающей средой благодаря учету конвекции и излучения тепла. Температурный профиль газа в трубке и температура внешней части стенки выражаются через решение уравнения теплопроводности и непосредственно зависят от основных входных параметров лазера – его геометрических размеров, входной электрической мощности и т. д. Полученная аналитическая модель используется для изучения изменения температурного профиля газа, в частности в случае принудительного охлаждения лазерной трубки.

2. Описание метода

Объектом исследования является лазер на парах бромида меди [7]. Полная потребляемая электрическая мощность составляет 5000 Вт, а получаемая лазерная мощность равна 120 Вт. С учетом потерь электрической мощности в источнике питания мощность питания Q_1 лазерной трубки составляет 4800 Вт, а КПД лазера равен

Перевод с англ. В.В.Кошечкиной.

I.P.Iliev. Department of Physics, Technical University of Plovdiv, 25 Tzanko Dzhushtabanov St., 4000 Plovdiv, Bulgaria; e-mail: iliev55@abv.bg
S.G.Gочева-Илиева. Department of Applied Mathematics and Modeling, Faculty of Mathematics and Informatics, Paisii Hilendarski University of Plovdiv, 24 Tzar Assen St., 4000 Plovdiv, Bulgaria; e-mail: snow@pu.acad.bg, snegocheva@yahoo.com
N.V.Sabotinov. Metal Vapour Lasers Department, Georgi Nadjakov Institute of Solid State Physics, Bulgarian Academy of Sciences, 72 Tzarigradsko Chaussee, 1784 Sofia, Bulgaria; e-mail: nsabotinov@issp.bas.bg

Поступила в редакцию 14 мая 2007 г.; после доработки – 26 декабря 2007 г.

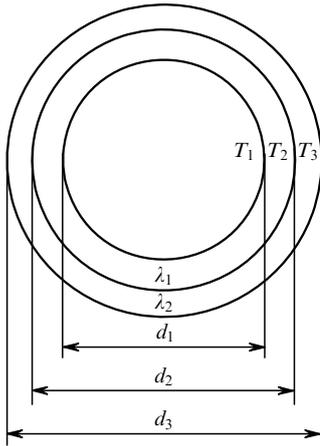


Рис.1. Поперечное сечение лазерной трубки лазера на бромиде меди ($d_1 = 60$ мм, $d_2 = 64$ мм, $d_3 = 74$ мм).

2.5 %. Исследования показывают [8], что ~ 15 % мощности Q_1 теряется на электродах (10 % на катоде и 5 % на аноде). Таким образом, к активному объему лазерной трубки прикладывается мощность $Q = 4080$ Вт. Геометрические параметры трубки показаны на рис.1. Трубка изготовлена из кварца, и ее активная часть покрыта теплоизоляционным материалом, изготовленным из стекловаты, минерального материала или диоксида циркония.

При моделировании температурного профиля делаются следующие допущения: 1) температурный профиль определяется в квазистационарном режиме; 2) температура газа между импульсами возбуждения меняется незначительно; 3) распределение мощности в активном объеме является равномерным, возможные спады разряда не рассматриваются; 4) вся поступающая на вход электрическая мощность $Q = 4080$ Вт трансформируется в активном объеме в тепло, а мощность, переданная стенкам трубки в результате эмиссии разряда и деактивации возбужденных и заряженных частиц, не учитывается.

Допущения 3 и 4 обусловлены отсутствием достаточно надежного экспериментально-аналитического исследования температурного профиля лазера на парах бромида меди. По этой причине полученный температурный профиль может отличаться от реального. Кроме того, невозможно оценить погрешности при моделировании.

Предложенная модель может использоваться для сравнительного анализа на стадии планирования эксперимента. В процессе компьютерного моделирования при изменении геометрических параметров, материала трубки, теплоизоляции, электрической мощности и условий эксплуатации можно определить основные тенденции изменения температурного профиля.

Таким образом, можно обозначить наиболее вероятные параметры, определяющие наиболее предпочтительный температурный профиль. Это поможет сократить затраты на экспериментальные исследования.

Двумерное квазистационарное уравнение теплопроводности в поперечном сечении лазерной трубки имеет вид

$$\text{div}(\lambda_g \text{grad} T_g) + q_v = 0, \tag{1}$$

где λ_g – коэффициент теплопроводности газа; q_v – объемная плотность внутреннего источника тепла; T_g – температура в трубке.

Обычно уравнение (1) решается при граничных условиях первого рода, когда температура внешней стороны кварцевой трубки задается равной T_2 . Как правило, коэффициент λ_g аппроксимируется зависимостью $\lambda_g = \lambda_0 \times T^m$. В этом случае решение уравнения (1) представляется в следующем виде [9]:

$$T_g(r) = \left[T_2^{m+1} + \frac{q_v(m+1)}{4\lambda_0} (R^2 - r^2) \right]^{1/(m+1)}, \tag{2}$$

где R – радиус трубки. Это решение уравнения (1) при граничных условиях первого рода использовалось в [10] для определения температурного профиля лазера на парах бромида меди, а также в [4] при компьютерном моделировании лазера на чистых парах меди. До сих пор нам не известны другие граничные условия, которые можно использовать для лазеров на парах меди и на парах меди с добавками при аналитическом решении уравнения (1).

Для решения уравнения (1) были использованы смешанные граничные условия третьего и четвертого рода, которые для цилиндрической конфигурации имеют вид [11]

$$T_1 = T_2 + \frac{q_l \ln(d_2/d_1)}{2\pi\lambda_1}, \quad T_2 = T_3 + \frac{q_l \ln(d_3/d_2)}{2\pi\lambda_2}, \tag{3a}$$

$$Q = \alpha F_3 (T_3 - T_0) + F_3 \varepsilon c \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right]. \tag{3б}$$

Граничные условия (3a) представляют собой уравнение непрерывности теплового потока на границе раздела двух сред. Здесь $q_l = Q/l_a$ – удельная мощность; $l_a = 2$ м – активная длина лазера [7]; λ_1 и λ_2 – теплопроводность кварцевой трубки и коэффициент теплоизоляции соответственно. Граничное условие (3б) отражает тепловой обмен между внешней поверхностью лазерной трубки и окружающей средой. Первое слагаемое в правой части (3б) получается из закона Ньютона – Римана для конвективного теплообмена, второе слагаемое – из закона Стефана – Больцмана для излучательного теплообмена. Здесь $Q = 4080$ Вт (согласно допущению 4); α – коэффициент теплопроводности; F_3 – площадь внешней активной поверхности трубки; ε – интегральная излучательность материала; $c = 5.67$ Вт·м⁻²·К⁻⁴ – коэффициент излучения абсолютно черного тела; $T_0 = 300$ К – температура воздуха. В граничные условия (3б) входят две неизвестные величины – α и T_3 . Для получения T_3 необходима предварительная оценка коэффициента теплопроводности α .

2.1. Определение коэффициента теплопроводности α и температуры газа T_g при естественной конвекции

Для всех типов конвекции в силе критерий Нуссельта [11]

$$\text{Nu} = \frac{\alpha H}{\lambda}, \tag{4}$$

а для свободной конвекции – критерий Грасгофа [11]

$$\text{Gr} = g\beta H^3 \frac{T_3 - T_0}{\nu^2}. \tag{5}$$

В случае горизонтальных трубок при естественной конвекции оба этих критерия можно объединить выражением [11]

Табл.1. Данные, использованные для расчета температурного профиля.

Q (Вт)	l_a (м)	q_v (Вт/см ²)	q_l (Вт/м)	$\lambda_g = \lambda_0 T^m$ (Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹)	λ_1 (Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹)	λ_2 (Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹)	ε
4080 [7, 8]	2 [7]	0.7219	2040	$\lambda_0 = 5.8935 \times 10^{-5}$ ($m = 1.091, p_{Ne} = 15$ Тор, $p_{H_2} = 0.3$ Тор) [10]	1.96 ($T = 800 - 1100$ К) [12]	0.12 ($T = 800 - 1100$ К, минеральная изоляция) [11]	0.72 [12]

$$Nu = 0.46Gr^{0.25}, \quad (6)$$

которое справедливо в диапазоне $700 < Gr < 7 \times 10^7$. Здесь H – характерный размер трубки (в данном случае $H = d_3$); g – ускорение свободного падения; β – коэффициент объемного теплового расширения газа (для воздуха $\beta_{air} = 3.41 \times 10^{-3} \text{ К}^{-1}$); ν – кинематическая вязкость ($\nu_{air} = 15.7 \times 10^{-6} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$); λ – коэффициент теплопроводности ($\lambda_{air} = 0.0251 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$). Эти данные справедливы при температуре воздуха 300 К [11].

Принимая во внимание соотношения (4)–(6), можно получить

$$\alpha = 0.46\lambda_{air} \left[g\beta_{air}d_3^3 \frac{T_3 - T_0}{\nu_{air}^2} \right]^{0.25} \frac{1}{d_3}. \quad (7)$$

Граничное условие (3б), представленное с учетом удельной мощности, принимает следующий вид:

$$q_l = 0.46\pi\lambda_{air} \left[g\beta_{air}d_3^3 \frac{T_3 - T_0}{\nu_{air}^2} \right]^{0.25} (T_3 - T_0) + \pi d_3 \varepsilon c \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right]. \quad (8)$$

Теперь внешнюю температуру T_3 можно найти, решив это нелинейное уравнение. Несложно доказать, что уравнение (8) обладает единственным действительным решением. После этого можно вычислить температуры T_2 и T_1 , используя уравнение (3а). Наконец, для определения температуры газа во всех внутренних точках активного разряда в среде выражение (2) можно записать в виде

$$T_g(r) = \left[T_1^{m+1} + \frac{q_v(m+1)}{4\lambda_0} (R_1^2 - r^2) \right]^{1/(m+1)}. \quad (9)$$

2.2. Определение коэффициента теплопроводности α и температуры газа T_g при принудительной конвекции

В ряде случаев, в зависимости от условий эксплуатации, требуется принудительное охлаждение лазерной трубки прямым потоком воздуха; при этом информация о возможном методе определения температурного профиля в поперечном сечении трубки отсутствует. Для решения уравнения (1) с граничными условиями (3а) и (3б) необходимо найти связь величины α с новыми условиями охлаждения.

В случае принудительного охлаждения критерий (5) заменяется критерием Рейнольдса [11]

$$Re = \nu H / \nu. \quad (10)$$

Здесь ν – скорость потока; при поперечном охлаждении трубки $H = d_3$.

Для горизонтальных трубок с принудительным воздушным охлаждением имеет место следующее соотношение [11]:

$$Nu = 0.615Re^{0.466}. \quad (11)$$

Таким образом, из (4), (10) и (11) имеем

$$\alpha = 0.615 \frac{\lambda_{air}}{d_3} \left(\frac{\nu d_3}{\nu_{air}} \right)^{0.466}. \quad (12)$$

Граничное условие (3б) записывается как

$$q_l = 0.615\pi\lambda_{air} \left(\frac{\nu d_3}{\nu_{air}} \right)^{0.466} (T_3 - T_0) + \pi d_3 \varepsilon c \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right]. \quad (13)$$

Уравнение (13) позволяет вычислить T_3 . Затем, как и в предыдущем случае, с помощью (3а) и (9) можно определить температурный профиль газа в поперечном сечении.

3. Результаты и их обсуждение

Приведенные в табл.1 данные использовались для вычисления температурного профиля в случае естественной и принудительной конвекции.

3.1. Естественная конвекция

Температурные распределения в поперечном сечении трубки при различных Q показаны на рис.2. При решении уравнений (8), (3а) и (9) были получены следующие значения параметров: $T_3 = 617$ К, $T_2 = 1010$ К, $T_1 = 1020$ К и $T(0) = T_{max} = 1967$ К.

На рис.3 приведены температурные распределения $T_q(r)$ в кварцевой стенке и $T_i(r)$ в слое изоляции. Они удовлетворяют условиям

$$T_q(r) = T_1 - (T_1 - T_2) \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)},$$

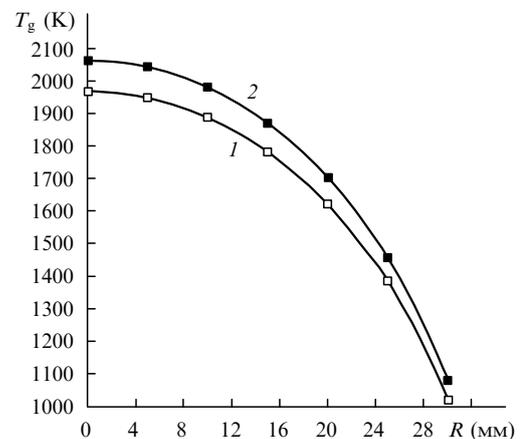


Рис.2. Распределение температуры газа в поперечном сечении лазерной среды при естественной конвекции и вложенной мощности $Q = 4080$ (1) и 4488 Вт (2).

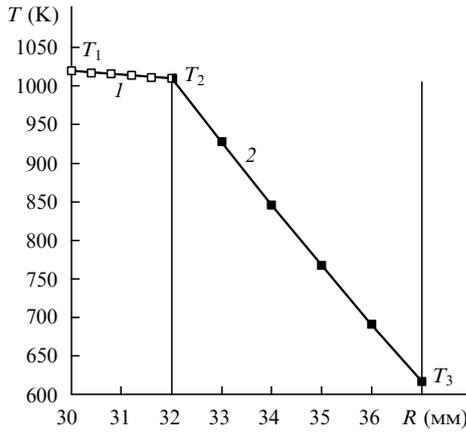


Рис.3. Температурный профиль, полученный в кварцевой стенке (1) и в слое теплоизоляции (2) при мощности $Q = 4080$ Вт.

$$T_i(r) = T_2 - (T_2 - T_3) \frac{\ln(r/r_2)}{\ln(r_3/r_2)}$$

(см. [11]).

Метод, использовавшийся до настоящего момента, требовал знания температуры внешней кварцевой стенки T_2 , которая при необходимости может быть измерена (например, термопарой). После этого в предположении, что $T_2 = T_1$, с помощью (2) вычисляется температура в лазерной трубке [3, 7]. Расчеты показывают, что в этом случае абсолютная погрешность $\Delta T = T_1 - T_2 = 10$ К. Разность температур чрезвычайно мала, таким образом, это предположение пригодно для использования на практике.

Предложенный метод позволяет оценить возможное изменение температуры при изменении входной электрической мощности. Так, увеличение электрической мощности на 10 % вызывает рост максимальной температуры T_{\max} на 96 °С (рис.2, кривая 2). Подобные предварительные расчеты невозможны в упомянутых выше работах, поскольку температура T_2 остается неизвестной.

При известной температуре T_3 с помощью уравнения (8) можно анализировать механизм передачи тепла между лазерной трубкой и окружающей средой. В нашем случае основным механизмом передачи тепла является тепловое излучение, вклад которого составляет 64 %, тогда как на конвекцию приходится только 36 %.

3.2. Принудительная конвекция

Во избежание перегрева лазера во время эксплуатации в некоторых случаях используется принудительное охлаждение, например радиально направленным потоком воздуха. Как следует из п.2.2, последовательно решаются уравнения (13), (3а) и (9). Полученные температурные профили в случае принудительной конвекции и скорости воздушного потока $v = 20$ м/с приведены на рис.4. Значения температур в особых точках следующие: $T_3 = 466$ К, $T_2 = 858$ К, $T_1 = 881$ К, $T(0) = T_{\max} = 1903$ К. При сравнении этих температур с температурами, полученными в случае естественной конвекции, наибольшее расхождение наблюдается для T_3 : $\Delta T_3 = T_3^{\text{nat}} - T_3^{\text{forc}} = 617$ К – 466 К = 151 К, а наименьшее – для T_{\max} : $\Delta T_{\max} = T_{\max}^{\text{nat}} - T_{\max}^{\text{forc}} = 1967$ К – 1903 К = 64 К. В условиях принудительной конвекции радиальный градиент температуры возрастает: $\Delta T_r^{\text{nat}} = T_{\max}^{\text{nat}} - T_1^{\text{nat}} = 1967$ К – 1020 К = 947 К, $\Delta T_r^{\text{forc}} = T_{\max}^{\text{forc}} - T_1^{\text{forc}} = 1903$ К – 466 К

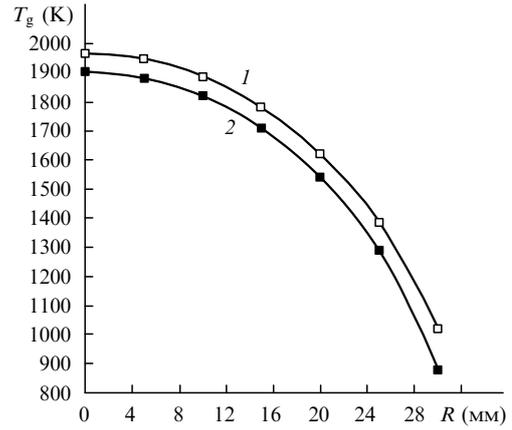


Рис.4. Распределение температуры газа в поперечном сечении лазерной среды при естественной конвекции и мощности $Q = 4080$ Вт (1), а также при принудительной конвекции, $Q = 4080$ Вт и скорости потока $v = 20$ м/с (2).

= 1437 К. Наличие большого радиального градиента температуры отрицательно влияет на лазерную мощность и на модовый состав излучения.

Предложенный метод позволяет провести некоторые компьютерные исследования. Например, можно предположить, что температурный профиль на рис.4 (кривая 1), является оптимальным и обеспечивает требуемый температурный режим лазерной трубки. Это означает, что принудительная конвекция позволяет увеличивать входную электрическую мощность до достижения начальной температуры (из рис.4 следует, что мощность можно повышать до тех пор, пока кривые 1 и 2 не совпадут). Это позволяет увеличивать мощность лазера без перегрева трубки. Однако похоже, что с ростом электрической мощности кривая 2 не может полностью совпасть с кривой 1. На рис.5 кривая 1 построена таким образом, что она совпадает с кривой 2 только при максимальной температуре $T_{\max} = 1967$ К. Такой подход приемлем, поскольку он гарантирует термостабильность центральной части трубки, в которой расположена активная зона лазерной генерации. К сожалению, на практике реализация этой идеи невозможна, потому что в большинстве случаев значение T_{\max} неизвестно и отсутствует реальный физи-

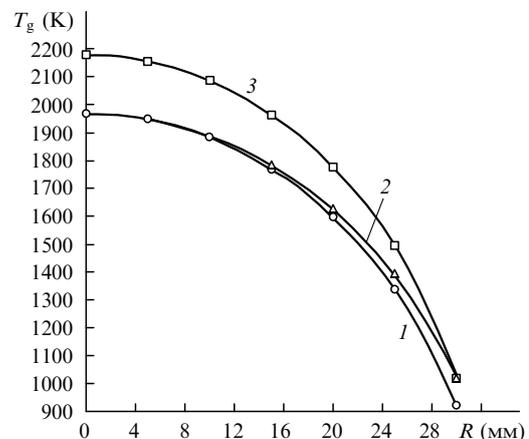


Рис.5. Температурный профиль, полученный в лазерной трубке при принудительной конвекции, скорости потока $v = 20$ м/с и мощности $Q = 4360$ Вт (1), при естественной конвекции и $Q = 4080$ Вт (2), а также при принудительной конвекции, скорости потока $v = 20$ м/с и $Q = 5310$ Вт (3).

ческий индикатор температуры, который должен был бы указать момент прекращения роста электрической мощности. По этой причине ее можно увеличивать до достижения $T_1 = 1020$ К – значения, которое можно измерить с помощью термопары. Это видно из рис.5 (кривая 3). Расчеты показывают, что максимальная температура увеличивается примерно на 213 °С, но в рассматриваемом случае это может отрицательно повлиять на термостабильность лазерной трубки.

4. Заключение

Предложен новый подход к решению уравнения теплопроводности для лазера на парах бромида меди. Температурный профиль в поперечном сечении активной среды вычисляется с учетом смешанных граничных условий, которые описывают теплообмен между лазерной трубкой и окружающей средой. Были исследованы два варианта охлаждения – естественная и принудительная конвекция. Полученные оценки показывают, что при естественной конвекции основным механизмом передачи тепла является излучение. Разработанный метод позволяет получить предварительную оценку температуры газа при компьютерном моделировании – проследить влияние геометрических параметров, материала трубки и термоизоляции, а также входной электрической мощности и условий эксплуатации. Исследование температурного профиля при условии принудительного охлаждения показало, что во всех рассмотренных случаях радиальный градиент температуры среды возрастает.

Вне зависимости от особенностей объекта исследования предложенный метод легко адаптируется и может применяться для широкого класса газовых лазеров, лазеров на парах металлов и лазеров на парах смесей металлов.

Работа выполнена при поддержке ФНИ Болгарского министерства образования и науки, проект ВУ-МИ-205/2006, и НПД Пловдивского Университета им. Паисия Хилендарского, проект 07M07.

1. Шиянов Д.В., Суханов В.Б., Евтушенко Г.С., Андриенко О.С. *Квантовая электроника*, **34**, 625 (2004).
2. Шиянов Д.В., Евтушенко Г.С., Суханов В.Б., Федоров В.Ф. *Квантовая электроника*, **37**, 49 (2007).
3. Carman R.G., Brown D.J.W., Piper A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
4. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
5. Бойченко А.М., Евтушенко Г.С., Жданов О.В., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **33**, 1047 (2003).
6. Петраш Г.Г. *Квантовая электроника*, **35**, 576 (2005).
7. Astadjov D.N., Dimitrov K.D., Jones D.R., Kirkov V.K., Little C.E., Sabotinov N.V., Vuchkov N.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 705 (1997).
8. Astadjov D.N., Sabotinov N.V. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, 1507 (1997).
9. Kushner M.J., Warner B.E. *J. Appl. Phys.*, **54**, 2970 (1983).
10. Astadjov D.N., Vuchkov N.K., Sabotinov N.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 1926 (1988).
11. Oprev M., Batov S. G., Uzunov D. Z. *Toplotehnika (Heat Technology)* (Sofia: Technika, 1978).
12. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).