

06;07;12

Эффективность охлаждения линеек лазерных диодов в контакте с пористой проницаемой стенкой

© В.В. Аполлонов, С.И. Державин, В.В. Кузьминов,
Д.А. Машковский, В.Н. Тимошкин, В.А. Филоненко

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 18 августа 1998 г.

Для интенсификации теплообмена в мощных излучателях на основе лазерных диодов предлагается использовать теплоотвод из пористого проницаемого материала с охлаждающей жидкостью [1,2]. Анализ характерных значений тепловых нагрузок и их зависимости от параметров материала и жидкости в одномерной модели стационарного теплообмена показывает возможность отвода тепловых потоков более 1 kW/cm^2 .

1. Вследствие критической зависимости характеристик излучения линеек лазерных диодов (ЛЛД) от температуры повышение мощности генерации в непрерывном режиме возможно только за счет интенсификации теплоотвода от активной области [3,4]. Задача состоит в обеспечении отвода значительных тепловых потоков ($> 1 \text{ kW/cm}^2$) при низком температурном напоре ($\sim 10 \text{ K}$). В данной работе анализируется возможность ее решения при использовании теплоотвода через поверхность слоя открытой пористой структуры с каркасом из высокотеплопроводного материала (порометалла), омываемым жидким теплоносителем. Высокая эффективность этого способа, определяемая интенсивным объемным поглощением тепла, была ранее показана в случае охлаждения элементов силовой оптики, но при большем температурном напоре ($\approx 100 \text{ K}$) [1,2].

Рассматривается случай, когда теплопроводность каркаса κ_p намного выше, чем у жидкого теплоносителя κ_1 , и поэтому можно считать, что весь тепловой поток через поверхность контакта передается в объем пористого слоя (рис. 1) только по каркасу [5,6]. Последний описывается в традиционном приближении эффективной сплошной однородной среды с теплопроводностью $\kappa_p = \kappa_p^{(0)} f(\Pi)$, $\kappa_p^{(0)}$ — теплопроводность материала

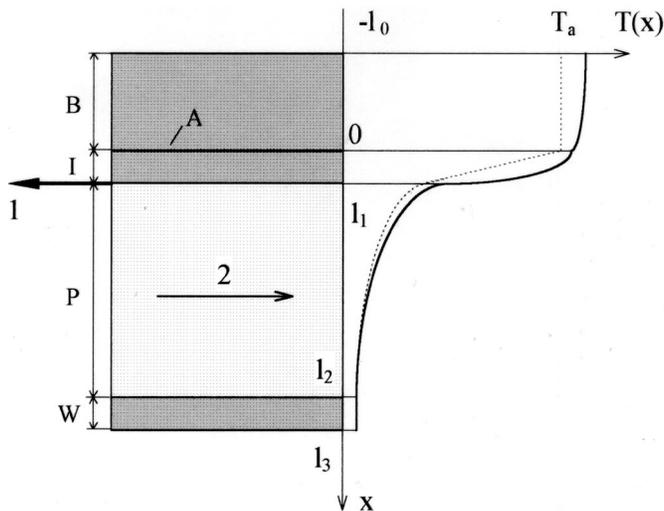


Рис. 1. Схема для расчета температурного распределения. Слои: B — пленочный катод и многослойная составляющая линейки n -типа; A — активный слой; I — многослойная составляющая линейки p -типа, пленочный анод, слой припоя; P — охлаждаемый пористый слой; W — закрывающая его стенка. Направления: 1 — вывода излучения, 2 — потока жидкости. Сплошная линия на графике $T(x)$ соответствует точному решению модели, пунктирная — приближению $q_1 = 0$.

каркаса в компактном состоянии, $f(\Pi)$ — функция средней пористости среды Π , вид которой зависит от структуры каркаса, $f(\Pi) < 1$ [7,8].

Расчет теплообмена в ЛЛД (при непрерывном режиме излучения) и охлаждающем слое порометалла, совокупность которых представляет собой многослойную среду (рис. 1), производился в рамках одномерной стационарной модели:

$$\kappa_i \partial_x^2 T_i + q_i = 0, \quad \partial_x^2 T_p - \Lambda^{-2} T_p = 0, \quad \partial_x^2 T_j = 0, \quad \Lambda^2 = \kappa_p / \alpha_V,$$

где температуры обозначены как T_i — в слоях линейки и электродах, T_p — каркаса в пористом слое, T_j — во всех остальных, q_i — плотность объемных источников джоулева тепла, α_V — коэффициент объемной теплоотдачи, характеризующий интенсивность теплообмена между каркасом и жидкостью, Λ — характерная глубина поглощения

тепла в пористом слое. Значения температур отсчитываются от значения температуры теплоносителя на входе в пористый слой. Активный слой рассматривается как плоский тепловой источник на границе слоев B и I с постоянной плотностью выделяемого теплового потока Q . Соответственно условия на границе $x = 0$ записываются как

$$T_B^{(a)} = T_I^{(a)}, \quad \kappa_B^{(a)} \partial_x T_B^{(a)} = \kappa_I^{(a)} \partial_x T_I^{(a)} + Q,$$

где индекс (a) указывает на слои из B и I , непосредственно примыкающие к активному слою. Условия сопряжения на всех остальных внутренних границах:

$$T_n = T_{n+1}, \quad \kappa_n \partial_x T_n = \kappa_{n+1} \partial_x T_{n+1},$$

κ_n — теплопроводности слоев. На внешних поверхностях, считающихся теплоизолированными,

$$x = -l_0, \quad \partial_x T_B^{ex} = 0; \quad x = l_3, \quad \partial_x T_I = 0,$$

где $T_B^{(ex)}$ — температура катода (верхнего слоя из B).

В приближении $q_i = 0$ (которое допустимо, как показывают оценки для типовой AlGaAs линейки, применявшейся в экспериментах [9,10], для значений тока накачки вплоть до 100 А) плотность теплового потока, отводимого пористым слоем от ЛЛД, равна Q и связана с температурой в активном слое T_a выражением

$$\frac{T_a}{Q} = \sum_{(l)} \frac{l_i}{\kappa_i} + \frac{\Lambda}{\kappa_p} \operatorname{cth} \left(\frac{L_p}{\Lambda} \right), \quad L_p = l_2 - l_1, \quad (*)$$

где суммирование в первом слагаемом производится по всем слоям, входящим в слой I . Обобщая рассмотренную модель на случай импульсно-периодического режима работы ЛЛД, несложно показать, что в случае импульсов прямоугольной формы с длительностью τ_p и скважностью ν среднее значение $\langle T_a \rangle = \nu \tau_p T_a$.

2. Величины предельных тепловых потоков, которые способен отвести пористый слой Q^* , определяются из (*) при $T_a = T_a^*$ — значении допустимого перегрева активного слоя (соответствующая мощность излучения равна $Q^* \xi / (1 - \xi)$, ξ — к. п. д. линейки). Расчеты проводились для ЛЛД на основе AlGaAs [9,10], для которой $T_a^* = 15$ К (при

комнатной температуре теплоносителя). Для членов суммы в правой части (*) использовались следующие значения: p -слой линейки — $l_1 = 1.5 \mu\text{m}$, $\kappa_1 = 0.46 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$; анод из золота — $l_2 = 10 \mu\text{m}$, $\kappa_2 = 3.17 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$; индиевый припой — $l_3 = 5 \mu\text{m}$, $\kappa_3 = 0.82 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$.

Регламентирующий величину Q^* коэффициент объемного теплообмена α_v вычисляется по числу Нуссельта Nu , которое очень сильно зависит от структуры пористого материала и типа структурообразующих элементов. Расчеты $Q^*(d, \Pi)$ проводились для большой выборки эмпирических выражений Nu из числа приведенных в [7,8]. Характерный вид полученных данных представлен на рис. 2 и отвечает предложенному в [7] обобщенному соотношению $Nu = 0.004 Re$ (Re — число Пекле). Оно является экстраполяцией значительного числа частных соотношений для Nu и с удовлетворительной погрешностью применимо при $0.2 < \Pi < 0.65$. Ему соответствуют $\alpha_v = \kappa_1 Nu(a/b)^2$, $Re = Vb/(\chi a)$, где χ — температуропроводность жидкости, V — скорость ее фильтрации через пористый слой, a , b — вязкостный и инерционный коэффициенты уравнения Дарси–Рейнольдса–Форшхеймера (ДРФ) [7,8], которое мы применяли в линеаризованной форме: $p/H = a\eta V + b\rho V^2$, p — перепад давления на участке длиной H вдоль течения, η , ρ — динамическая вязкость и плотность жидкости. Чтобы обеспечить наибольшую однородность нагрева линейки и уменьшить влияние нагрева жидкости, ее поток должен быть направлен поперек продольной оси ЛЛД, поэтому H выбиралась равной ширине линейки 0.5 mm , а для p использовалось характерное значение в 1 atm . Для коэффициентов уравнения ДРФ использовались значения [8]

$$a = 6 \cdot 10^9 (1 - \Pi)^2 \Pi^{-3} d^{-2} [\text{cm}^{-2}],$$

$$b = 9.23 \cdot 10^3 (1 - \Pi) \Pi^{-3.73} d^{-1} [\text{cm}^{-1}], \quad [d] = \mu\text{m},$$

относящиеся к проволочным пористым структурам, которые считаются наиболее эффективным типом каркаса для отвода интенсивных тепловых потоков, d — средний диаметр проволоки. Материалом каркаса считалась медь, а для теплопроводности использовалась форма $f(\Pi) = (1 - \Pi)/(1 + \Pi)$ [8]. Значения $Q^*(d, \Pi)$ на рис. 2 рассчитаны при значениях $L_p = 3\Lambda$, минимизирующих тепловое сопротивление пористого слоя ($\text{cth}(L_p/\Lambda) \approx 1$ для $L_p/\Lambda \geq 3$). Также на рис. 2 помещены соответствующие тем же значениям параметров зависимости $\Lambda(d, \Pi)$ и массового расхода жидкости $M(d, \Pi) = 3\rho V \Lambda$, рассчитанного по ДРФ (при длине ЛЛД в 1 cm).

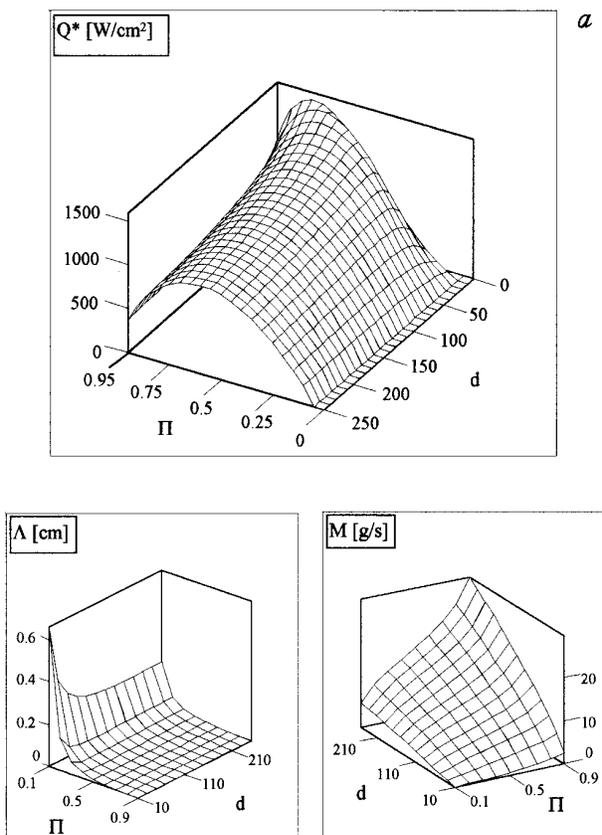


Рис. 2. Зависимость предельных тепловых потоков Q^* , отводимых слоем порометалла от активного слоя, характерной длины поглощения тепла Λ и массового расхода теплоносителя M от диаметра проволоки $d[\mu\text{m}]$ и средней пористости Π для: a — воды, b — эвтектической смеси Na–K–Cs.

В качестве охлаждающей жидкости рассматривались вода (высокая теплоемкость) (рис. 2, a) и жидкометаллическая эвтектическая смесь Na–K–Cs (высокая теплопроводность) (рис. 2, b), для характеристик которой использовались значения из [11]. Более высокие значения Q^* для воды могут быть объяснены тем, что она имеет χ почти в десять

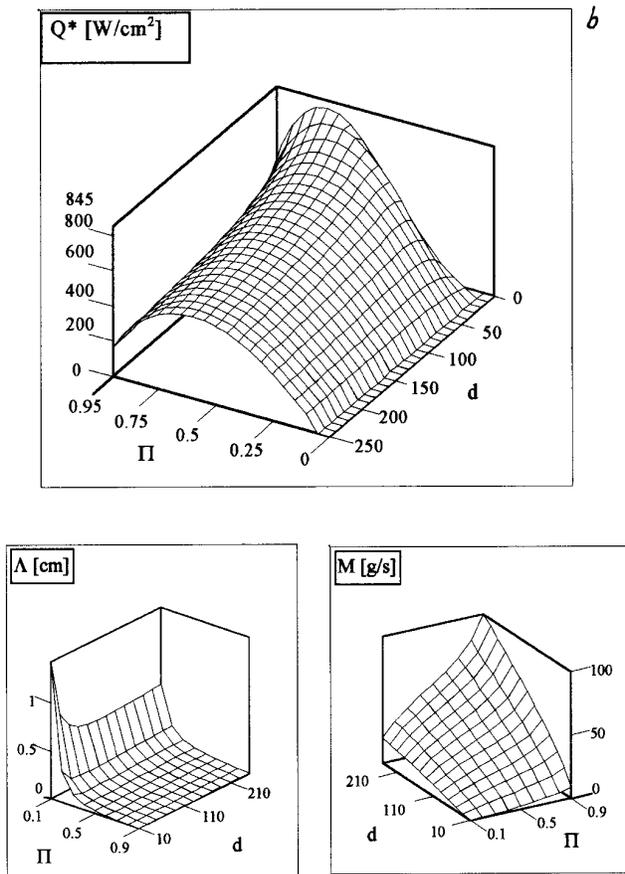


Рис. 2 (продолжение).

раз меньшую, чем у Na–K–Cs, а выбранное $Nu \sim Re \sim \chi^{-1}$. При использовании высокопористых материалов с $0.7 < \Pi < 0.9$ [6,12] ситуация меняется, и более высокие значения принимает Q^* для эвтектической смеси. Например, для Nu из [12] максимальные значения Q^* , рассчитанные при указанных выше значениях, составляют $\approx 1.1 \text{ kW/cm}^2$ для эвтектической смеси и 0.92 kW/cm^2 для воды.

В целом расчетные данные показывают, что интенсификация теплообмена может быть достигнута прежде всего оптимизацией структуры порометалла для выбранного теплоносителя. В основе этого лежит создание условий для усиления турбулизации течения жидкости в порах. Наибольшим значениям α , отвечают $\Pi = 0.5 \div 0.7$ при $d < (50 \div 70) \mu\text{m}$, что хорошо согласуется с данными других работ [1,2]. В меньшей степени предельные потоки зависят от повышения давления: например, для зависимостей на рис. 2 удвоение максимального Q^* достигается при увеличении p в десять раз.

3. В результате можно заключить, что теплообмен ЛЛД со слоем на основе порометалла способен обеспечить эффективное охлаждение ее активной области в непрерывном режиме генерации при интенсивных тепловых нагрузках, превышающих 1 kW/cm^2 . Причем обстоятельство, что эти значения получены в одномерной модели, означает, что для отвода таких потоков пористому теплообменнику достаточно быть соразмерным с линейкой в плоскости контакта. В сочетании с малыми значениями Λ это может служить основой для создания компактных микротеплообменников.

Применение их в решетках лазерных диодов [13] позволило бы существенно увеличить плотность упаковки линеек и тем самым среднюю плотность потока излучения. Применение двухстороннего теплоотвода из-за толстого низкотеплопроводного n -слоя линейки в B , отделяющего стенку $x = -l_0$ от активного слоя, не способно существенно повысить эффективность рассмотренного способа охлаждения. Значительный эффект могут дать или предварительное охлаждение теплоносителя, или применение теплоносителя с низкой точкой кипения как при нормальных условиях, так и в условиях разрежения, достигаемого за счет создания отрицательного давления на выходе из канала (вапотронного эффекта) [14].

Список литературы

- [1] Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Прохоров А.М. и др. Металлическое лазерное зеркало с охлаждаемой оптической поверхностью. Отчет ФИАН. 1977.
- [2] Аполлонов В.В., Быстров П.И., Гончаров В.Ф. // КЭ. 1979. Т. 6. № 12. С. 2553–2545; КЭ. 1981. Т. 8. № 6. С. 1328–1331.
- [3] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. В 2 т. М.: Мир, 1981.

- [4] *Байков И.С., Безотосный В.В.* // Прикл. физ. 1995. № 2. С. 3–35.
- [5] *Плаксеев А.А., Харитонов В.В.* // ИФЖ. 1989. Т. 56. № 1. С. 36–44.
- [6] *Харитонов В.В.* Теплофизика лазерных зеркал. М.: Изд-во МИФИ, 1993. 152 с.
- [7] *Поляев В.М., Майоров В.А., Васильев Л.Л.* Гидродинамика и теплообмен в пористых элементах конструкций летательных аппаратов. М.: Машиностроение. 1988. 168 с.
- [8] *Пористые* проницаемые материалы / Под ред. С.В. Белова. М.: Наука, 1987. 340 с.
- [9] *Безотосный В.В., Коваль Ю.П., Маркова Н.В.* и др. // КЭ. 1995. Т. 22. N 2. С. 101–104.
- [10] *Аполлонов В.В., Державин С.И., Кузьминов В.В.* и др. // КЭ. 1997. Т. 24. № 10. С. 869–874.
- [11] *Быстров П.И., Каган Д.Н., Кречетова Г.А.* и др. Жидкометаллические теплоносители тепловых труб и энергетических установок. М.: Наука, 1988. 263 с.
- [12] *Гортышов Ю.Ф., Муравьев Г.Б., Надыров И.Н.* // ИФЖ. 1987. Т. 53. № 3. С. 357–361.
- [13] *Mundinger D., Beach R., Benett W.J.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 12. P. 1030–1032; Appl. Phys. Lett. 1990. V. 57. N 21. P. 2172–2174.
- [14] *Аполлонов В.В., Барчуков А.И., Прохоров А.М.* и др. Водохлаждаемое зеркало, работающее в режиме гипервапорона. Отчет ФИАН. 1977. *Аполлонов В.В., Прохоров А.М., Христьян Е.В.* // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. В. 4. С. 174–175.