

# 列阵半导体激光器中的热传输特性

张晓波 陈金明\* 高鼎三

(吉林大学电子科学系,长春,130023)

1990 年 11 月 5 日收到, 次年 4 月 23 日修改

利用等效热注入假设推导出列阵半导体激光器热沉中温度分布解析表达式, 该式包括了影响列阵激光器温度分布的多种因素, 如各激射区的宽度, 腔长, 条间距以及管芯在热沉上的位置, 它比以往结果更符合实际情况。通过计算对影响列阵激光器的散热因素, 从热特性角度改善其锁相特性, 以及热散射角的大小等问题进行了讨论。

## 一、引言

国内外对大功率半导体激光器的需求日益迫切。制做单片锁相列阵或采用混合集成方式组装半导体列阵激光器是提高光输出功率的一种有效手段并已取得可喜进展<sup>[1-3]</sup>。由于热源的增加以及各发射区热源之间的相互作用使列阵器件的可靠性及光场分布受不利影响, 也限制了列阵器件输出功率的提高。因此研究列阵激光器的散热问题和芯片内的结温升引起了国内外学者的广泛兴趣<sup>[4,5]</sup>。理论分析列阵激光器的热传输问题, 可以将半导体管芯的多层结构及热源分布和热沉的作用作为整体考虑, 建立一组数学方程进行数值求解<sup>[6]</sup>, 但如此处理比较复杂, 得不到温度分布的解析表达式, 同时对热沉的处理过于简化、误差大。利用等效热注入方法求解较简单可得到温度分布解析表达式, 且可明确表示出热沉对激光器热特性的影响。对于具有无限多个激射区及无限大热沉的列阵结构<sup>[7]</sup>和有限个全同激射区具有半无限大热沉结构<sup>[8]</sup>已有分析报道。但以上两种结构与实际器件有一定差距, 实际器件不仅发射区个数、热沉大小有限, 而且各发射区也不完全一致。本文报道利用等效热注入假定推导出有限个发射区列阵激光器中热沉内的温度分布表达式, 它可描述条宽, 腔长以及条间距的任意组合情况, 利用所得数学表达式, 对影响列阵管芯内的结温升(热沉表面温升)的因素如热沉尺寸以及从设计上考虑降低各条之间温差加强锁相作用上给予了讨论。由所给数学表达式还获得了热流在热沉中的散射角的精确值, 这些对分析改善半导体激光器的热学特性都是有价值的。

## 二、物理模型及其数学描述

图 1 为所讨论列阵激光器的结构示意图, 管芯中的黑色区为有源区也就是热产生区。这里考虑有源区长度、宽度、间距不同的情况下, 列阵激光器中的热传导特性。由于半导

\* 吉林大学电子科学系八九级半导体化学专业毕业生。

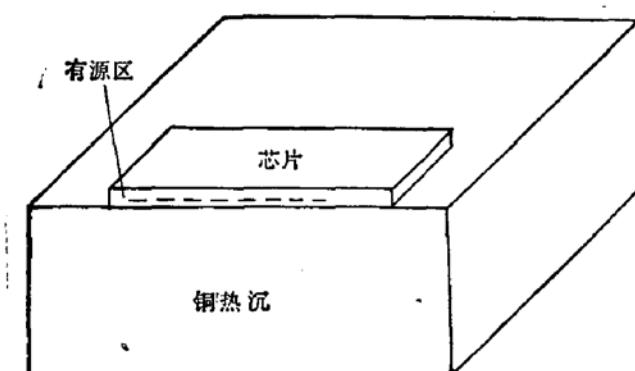


图 1 列阵激光器结构示意图

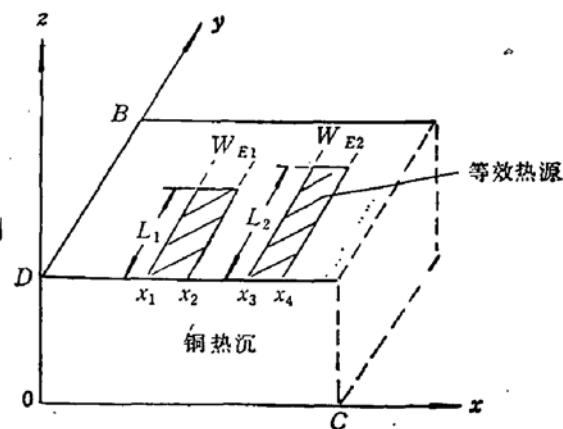


图 2 列阵激光器的等效热注入模型

体的热传导系数比热沉的小许多，而且热沉与热源靠的比较近，所以有源区产生的热量沿 $-z$ 方向传导比沿 $\pm x, \pm y, +z$ 方向快许多。在考虑激光器的热阻或有源区温升时，为简化处理通常采用等效热注入模型，即忽略热量沿 $+z$ 方向的传导，而在 $\pm x$ 方向的扩展以热注入有效宽度 $W_E$ 表示，等效宽度是一个假想的宽度，在这一宽度内有均匀的热通量注入热沉，而由此产生的有源区内的平均温度 $T_{AV}$ 与考虑实际热在 $\pm x$ 方向扩展情况时相同。等效宽度由下式求出<sup>[9]</sup>，

$$W_E = (P/L \cdot K) \left( \frac{\partial T_{AV}}{\partial d} \right)^{-1}, \quad (1)$$

其中， $P$  为有源区内热耗， $L$  为有源区腔长， $K, d$  分别为有源区与热沉中间夹层的热传导系数和厚度。在 $y$ 方向由于实际腔长比热扩展长度大许多，所以可直接采用有源区实际长度作为热注入区的长度。因此在等效热注入假设下，列阵激光器的热传导过程简化为在热沉表面具有多个热注入区的热传导问题，如图 2 所示。通过求解热传导方程可求出热沉中的温度分布，而管芯中有源区的温升可以由热沉表面温升加上有源层到热沉之间各层温差获得。设在 $L_i \times W_i$  面积内由管芯向热沉注入的热通量密度为 $q$  ( $i = 1, 2, 3, \dots$ )，热沉的热传导系数为 $\lambda$ ，热沉底部温度为 $T_A$  (常数)。 $B, D, C$  是热沉的长、高和宽。在列阵稳定工作状态下，热沉中任意一点 $(x, y, z)$  的温度 $T$ ，应满足的热传导方程及其边界条件为：

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=C} = \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=B} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=D} = \begin{cases} q/\lambda, & (x_1 < x < x_2), (x_3 < x < x_4), \dots \\ 0, & \text{其它处} \end{cases} \quad (4)$$

$$T(z=0) = T_A, \quad (5)$$

在以上方程中，方程(3)描述的是热沉边缘 $(x=0, x=C, y=0, y=B)$ 的绝热条件。这一条件的成立是基于热沉四周一般与空气(氮气)接触，它们之间的热交换可忽略。方

程(4)中,  $x_1, x_2, \dots$  为多条有源区条边的  $x$  轴坐标,  $L_1, L_2, \dots$  为各条有源区腔长, 描述激光器管芯与热沉交界面上管芯向热沉中热注入的条件。对以上方程采用分离变量法求解, 设  $T(x, y, z) = H(x), Y(y), Z(z)$  代入方程(2)及关于  $(x, y)$  的边界条件可得到其通解,

$$\begin{aligned} T(x, y, z) = & q + Pz + \sum_{m=1}^{\infty} (A_m \operatorname{ch}(L_m z) + B_m \operatorname{sh}(L_m z)) \cos(L_m y) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n \operatorname{ch}(K_n z) + D_n \operatorname{sh}(K_n z)) \cos(K_n x) \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (A_{mn} \operatorname{ch}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot z) \\ & + B_{mn} \operatorname{sh}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot z)) \cdot \cos(K_n x) \cdot \cos(L_m \cdot y), \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $K_n = \frac{n\pi}{C}$ ,  $L_m = \frac{m\pi}{B}$ ,  $q, P, A_m, B_m, C_n, D_n, A_{mn}, B_{mn}$  为待定常数, 将(6)式代入关于  $z$  的边界条件, 并将其按二重傅里叶级数展开, 可定出(6)式中的常数, 最后得到温度分布函数表达式为:

$$\begin{aligned} T(x, y, z) = & T_A + \frac{2q}{C \cdot B \cdot \lambda} \left[ \frac{1}{2} \sum_{j=1}^l (x_{2j} - x_{2j-1}) \cdot L_j \cdot z \right. \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos(L_m y)}{L_m^2} \cdot \frac{\operatorname{sh}(L_m \cdot z)}{\operatorname{ch}(L_m \cdot D)} \\ & \cdot \sum_{j=1}^l (x_{2j} - x_{2j-1}) \sin(L_m \cdot L_j) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(K_n x)}{K_n^2} \cdot \frac{\operatorname{sh}(K_n \cdot z)}{\operatorname{ch}(K_n \cdot D)} \cdot \sum_{j=1}^l L_j (\sin(K_n x_{2j}) \\ & - \sin(K_n \cdot x_{2j-1})) + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(K_n \cdot x)}{K_n} \\ & \cdot \frac{\cos(L_m y)}{L_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{K_n^2 + L_m^2}} \cdot \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot z)}{\operatorname{ch}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot D)} \\ & \left. \cdot \sum_{j=1}^l (\sin(K_n x_{2j}) - \sin(K_n x_{2j-1})) \cdot \sin(L_m L_j) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

上式中,  $j$  为激射区标号,  $l$  为激射区总数。在(7)式中, 如令  $l = 1$ , 该式就变成描述单条激光器热沉中温度分布表达式:

$$\begin{aligned} T(x, y, z) = & T_A + \frac{2q}{C \cdot B \cdot \lambda} \left[ \frac{1}{2} W_E \cdot L \cdot z + \sum_{m=1}^{\infty} W_B \cdot \frac{\cos(L_m \cdot y)}{L_m^2} \right. \\ & \cdot \frac{\operatorname{sh}(L_m \cdot z)}{\operatorname{ch}(L_m \cdot D)} \cdot \sin(L_m \cdot L) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(K_n \cdot x)}{K_n^2} \\ & \cdot \frac{\operatorname{sh}(K_n \cdot z)}{\operatorname{ch}(K_n \cdot D)} \cdot L (\sin(K_n x_2) - \sin(K_n x_1)) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos(K_n x)}{K_n} \cdot \frac{\cos(L_m y)}{L_m} \cdot \frac{1}{\sqrt{K_n^2 + L_m^2}} \\
 & \cdot \frac{\operatorname{sh}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot z)}{\operatorname{ch}(\sqrt{K_n^2 + L_m^2} \cdot D)} \cdot (\sin x_2 - \sin x_1) \sin(L_m \cdot L), \quad (8)
 \end{aligned}$$

式中  $W_E, L$  分别为有效热注入宽度和腔长。这一结果同文献[7]所给表达式一致，只是由于坐标原点选择不同表达式形式稍有不同。文献[7]描述的是无限多激射区全同等间距焊接在无限大热沉上的情况同本文中的特例一单条激光器情况满足相同的热传导方程及边界条件，虽然两者采用不同的求解方法，分离变量法和格林函数法，但表达式的结果完全一样。

### 三、数值计算结果及讨论

首先利用(7)式计算了一个具有 10 条等间距、等有效条宽的列阵激光器的热沉表面温度分布，结果示于图 3。由图 3 结果可见热沉尺寸对其温度分布的影响并不大，在热沉的长( $B$ )，宽( $C$ )高( $D$ )三个尺寸中，其中之一增加或缩小一倍，另两个数值不变时，热沉表面最高点温度只有  $1^\circ\text{C}$  左右变化。因此，只要管芯中的热能及时散到热沉上，那么热沉的尺寸大小对管芯中的温升影响就不大。从(7)式可见，降低热通量密度或增加热导率都会使热沉中温度成倍降低。降低热通量密度就是提高管芯的微分量子效率或降低阈值电流。而增加热导率只有通过采用新型热沉材料来实现如金刚石热沉。这里只考虑了各种因素对热沉表面温度的影响，如果管芯中所产生的热量不能及时传导到热沉上，即使热沉表面温度低而管芯内部的温升也会很高。因此从全面考虑，一方面要降低管芯中的热耗，另一方面要保证管芯到热沉的良好散热。

图 3 表示的  $x$  方向即与列阵条垂直方向的温度分布表明了各条激射区之间的温度差异，这一差异导致各发射区之间激射波长的不同，在相邻条之间锁相要求下，它们的波长差应满足<sup>[8]</sup>

$$\Delta\lambda < \frac{\lambda^2}{2\pi n L} \Gamma. \quad (9)$$

式中， $L, n, \Gamma$  分别是激射区的腔长、折射指数和条之间的光限制因子。因此，由于锁相要求各条激射区之间的温差也要小于一定值。以前文献中提出采用特殊形状热沉或导热性更好的金刚石热沉会获得较均匀的侧向温度分布<sup>[8,9]</sup>。在我们的计算中发现，如果适当设计列阵激光器结构可以使其侧向温度分布变得平缓。有文献提出采用变间距结构即中心条间距大于两边值有利于提高侧向温度分布的均匀性<sup>[10]</sup>，我们计算的结果表明这种结构没有采用不等条宽结构有效，如图 4 所示。由图 4 的结果可知采用宽热沉 ( $C$  值大) 同时设计条宽由中心向两侧递增结构更有利于获得  $x$  方向的均匀温度分布，如曲线 B(2, 5, 10) 的结果。从改善锁相特性提高列阵激光器锁相功率角度需要列阵具有中心条窄而两边条宽，但是为获得单瓣衍射极限角分布的远场输出光束却需要设计相反的条宽分布结构<sup>[11]</sup>。如果应用中主要是要求具有较高输出功率的锁相列阵，而且可以使用多模光输出便可采用前种结构，如果对锁相功率要求不高，但对光束方向性要求高则要采用后种结

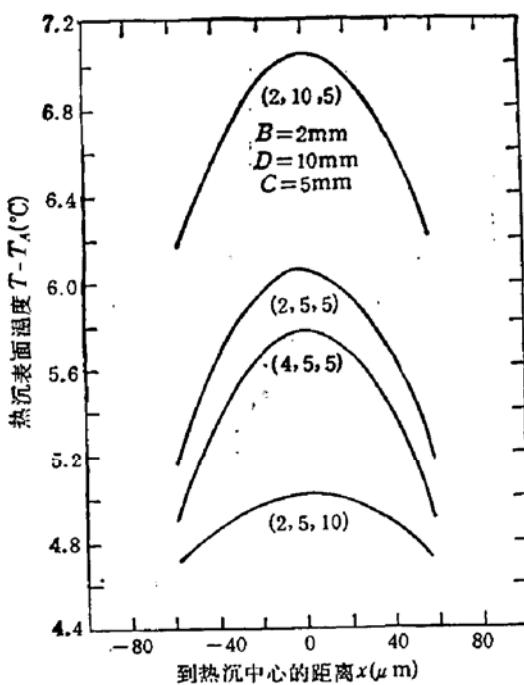


图 3 不同热沉尺寸下的热沉中温度沿  $x$  方向分布 ( $y = 0, z = D$ )。计算中取  $W_B = 10 \mu\text{m}$ , 条间距为  $2 \mu\text{m}$ , 热导率  $\lambda = 400 \text{ W/m}\cdot\text{K}$ , 热通量密度  $q = 2 \times 10^7 \text{ W/m}^2$ , 腔长为  $400 \mu\text{m}$

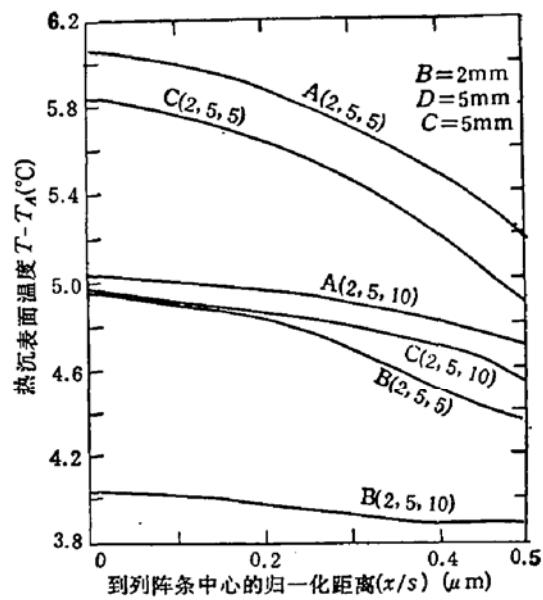


图 4 三种 10 条列阵结构热沉表面温度沿侧向的归一化分布。A 线为图 3 所描述的等条宽等间距结果, B 线为等间距  $2 \mu\text{m}$ , 条宽由中心  $6 \mu\text{m}$ , 相邻条递增  $1 \mu\text{m}$  到边缘  $10 \mu\text{m}$  的结果, C 线为等条宽  $10 \mu\text{m}$ 、条间距由中心  $5 \mu\text{m}$  递减  $1 \mu\text{m}$  到边缘  $1 \mu\text{m}$  的结果, 其它参数同图 3 相同,  $s$  为所有激射区占的总宽度

构, 后者可以获得高的基超模与高阶模增益差, 因此得到远场单瓣光输出。

为了比较列阵激光器与单条激光器的热特性, 同时也为与文献 [7] 所给结果进行对比, 对单条(全同无限多条)激光器利用(8)式进行了计算。当取与文献[7]中所用相同参数时, 所得结果也完全相同。取热沉尺寸,  $D = 10 \text{ mm}$ ,  $B = 2 \text{ mm}$ ,  $C = 5 \text{ mm}$ , 其它参数与计算 10 条列阵时取值相同, 单条激光器热沉表面最大温升只有  $1.5^\circ\text{C}$ , 这个值同 10 条列阵的相应值  $5.9^\circ\text{C}$  相比小得多。这一结果说明十条列阵管芯内温升要比单条器件高 4—5°C。因此, 列阵中多个热源的存在是其热特性变差的本质因素, 所以它对散热的要求也必然比单管苛刻。在保证管芯与热沉接触部分散热好的基础上还要改善热沉向管壳上的散热特性, 以降低热沉表面的温度从而降低管芯内的温升。

热流在热沉中的散射角  $\alpha$  是分析单管及列阵激光器的一个重要参数, 在以往对半导体激光器热阻的分析中, 人们普遍采用 W. Wakwaski 所分析得到的值  $\alpha = 12^\circ$ <sup>[12]</sup>。我们得到热沉中的温度分布表达式后, 获得准确的热流散射角是非常容易的。利用(8)式我们计算 3 单条激光器热沉内部的温度分布和  $x-y$  平面内的等温线, 分别如图 5 和图 6 所示。与等温线垂直方向为热散射方向, 散射角为该方向与热流方向即垂直于热沉表面方向的夹角, 由此得到的结果为  $\alpha \approx 45^\circ$ 。这一结果与文献[12]的分析结果差别较大, 差别的原因在于[12]中的结果是在假定散射角内热流均匀条件下得到的, 因此后者的结果不是精确值。

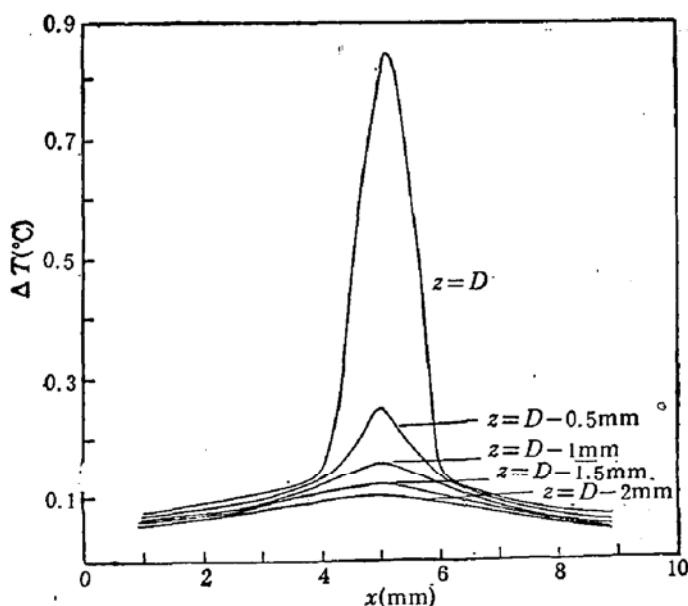


图 5 单条激光器中在热沉不同深度处沿  $x$  方向的温度分布, 有关参数取与文献[12]相同:  
 $D = 10\text{mm}$ ,  $B = 5\text{mm}$ ,  $C = 10\text{mm}$ ,  $W_B = 20\mu\text{m}$ ,  $L = 400\mu\text{m}$ ,  $q = 10\text{W/mm}^2$

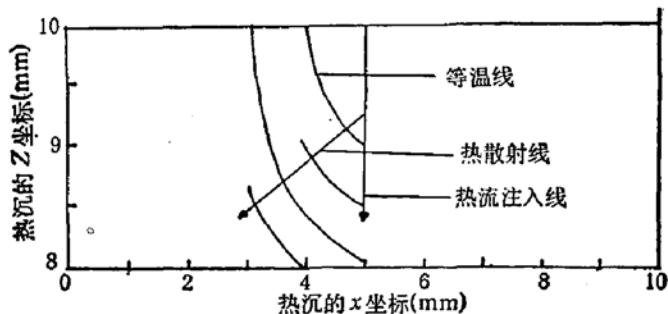


图 6 单条激光器热沉中  $x-z$  平面等温线, 参数取值同图 5,  $\alpha$  为热散射角。由于对称性, 等温线只画出  $x$  轴负半轴部分

总之, 本文通过建立热传导方程及合理选择边界条件得到多条列阵激光器中的温度分布解析表达式, 利用这一表达式可得任意条宽, 腔长及条间距分布的列阵器件结果。本文所得结果也可方便地简化成描述单条器件的情况, 它等同于无限多条列阵激光器情况。通过计算得出改善列阵激光器热学特性的关键因素, 如微分量子效率、阈值。对改善列阵激光器的锁相特性也提出设计方案并给出计算结果。对单条激光器的计算给出一些有用数据, 如热沉中热流散射角。

本系高国荣老师在计算时给予了帮助。有关锁相列阵激光器的问题同本系赵方海同志进行了有益的讨论。

### 参 考 文 献

- [1] D. Scifres, et al., *Electron. Lett.*, 19(5), 169(1983).
- [2] J.P. Donnelly, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 53(11), 938(1988).
- [3] L.J. Mawst, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 55(1), 10(1989).
- [4] 林岳明, 方祖捷, 1989 年光电子器件与集成技术年会论文集, p484, 北京。
- [5] R. A. Laff, et al. *Appl. Opt.*, 17(5), 778(1978).

- [6] 张晓波,高鼎三,通信学报,11(5),34(1990).
- [7] W. Nakwaski, *Electron. Lett.*, 22(22), 1160(1986).
- [8] E. M. Garmire, et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-20(11), 1277(1984).
- [9] 林岳明,方祖捷,吉林大学自然科学学报,1990年特刊,p 148.
- [10] D. E. Ackley, *Electron. Lett.*, 20(17), 695(1984).
- [11] E. Kapon et al., *Appl. Phys. Lett.*, 45(12), 1257(1984).
- [12] W. Nakwaski, *Sov. J. Quant. Electron.*, 14(2), 266(1984).

## Heat Conduction in Semiconductor Laser Arrays

Zhang Xiaobo, Chen Jinming and Gao Dingsan

(Department of Electronics Sciences, Jilin University, Changchun, 130023)

### Abstract

The concept of the effective width of a heat flux penetrating into a heat sink is used to develop a formula to describe the temperature distribution in laser arrays. The formula includes various influencing factors such as active region width, cavity length, stripe space and the location of a diode chip on the heat sink. The formula is more practical compared with the previous ones. A discussion is given to the heat dissipation, phase-locking improvement and heat divergence.