

半导体激光器的组合式光束耦合研究

郑朝思 胡企铨 屠玉珍 方祖捷

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

提要 运用自聚焦透镜列阵, 实现了多个高功率半导体激光器的光束耦合。该光学耦合系统结构简单、造价低廉, 耦合效率约为60%。同时, 还研究了自聚焦透镜的装校失调对多光束耦合焦斑尺寸的影响, 为光学耦合系统的固化提供了可靠的依据。

关键词 半导体激光, 光束传输, 自聚焦透镜

1 引言

半导体激光器随其性能的改善和价格的降低已经得到越来越广泛的应用。由于其体积小、费用低、性能稳定等优点, 将逐渐取代某些固体、气体激光器在材料加工、医疗、军事等领域的应用。但单个半导体激光目前国内水平仅为2~3W, 限制了其在更高功率领域的应用。如何将瓦级的单元半导体激光器组合成有相当功率并且激光光束具有可接受的小尺寸焦斑和发散角, 是扩大半导体激光器的应用范围的重要手段。这将涉及到复杂的光学耦合系统。目前已有相当多的方法用于组合多个半导体激光器。这些方法包括偏振双光束耦合^[1,2]、柱透镜聚光^[3,4]、微棱镜线阵聚光等^[5]。这些方法的光学系统或较为复杂或价格较贵, 对少量的半导体激光器的组合还可应用, 但要组合十几甚至几十个的半导体激光器, 这些方法的代价太大。我们的耦合方法采用自聚焦透镜, 大大降低了造价且光学系统也较为简单。为了简单起见, 本实验用三个半导体激光管代表一组组合用的半导体激光器。

2 多光束耦合的理论依据

多光束耦合到小面积被照物上以后, 其光束的拉格朗奇量等于各光束的拉格朗奇量之和, 且光束的拉格朗奇量经无像差光学系统传输其值不变。因而半导体激光器拉格朗奇量及被照明物的拉格朗奇量的大小, 决定了半导体激光器列阵的组合个数及组合方式。设半导体激光器的拉格朗奇量在垂直结方向和平行结方向分别为 I_x, I_y , 而被照明物的拉格朗奇量为 I 。则垂直结方向允许排列的二极管数为 $m = I/I_x$, 而平行结方向允许排列的二极管数为 $n = I/I_y$ 。在实际耦合中, 应注意使半导体激光光束的耦合焦斑和发散角同时小于等于被照明物的尺寸和可接受角, 这样多光束才能耦合进被照明物内。

其中 I_x, I_y, I 分别为^[6]:

$$I_x = d_x \theta_x, \quad I_y = d_y \theta_y, \quad I = D\theta \quad (1)$$

d_x, d_y 分别为半导体激光源的发射面光斑在两垂直截面的大小, θ_x, θ_y 分别为与之对应的发散角, D 为被照明物的尺寸, θ 为被照明物的可接受角。

我们实验中所用的半导体激光器发射面为 $1 \times 80 \mu\text{m}^2$, 发散角约为 $40^\circ \times 10^\circ$ 。因而两个方向的拉格朗奇量之比 $I_x/I_y = 1/20$ 。所以, 半导体激光器组合排列应为各个半导体激光器的结相互平行, 且垂直结方向允许排列 20 个激光二极管。

3 组合式光学系统及实验结果

我们所用的三个半导体激光器耦合系统的实验结构如图 1 所示。三个半导体激光排成一列, 其结互相平行, 相距 20 mm。用自聚焦透镜分别对各个半导体激光器的出射光束准直。由于平行结方向的光束的拉格朗奇量较大, 自聚焦透镜准直后光束在该方向的发散角也较大, 因而对光束平行结的方向再用一个柱透镜使该方向的发散角变小。从而保证半导体激光发射的光束在平行结方向和垂直结方向都有较小的发散角。最后用双胶合的球面透镜对该光束组聚焦, 在其焦点处形成小尺寸光斑。光束经耦合后的发散角取决于半导体激光阵列排列的宽度, 即 $\theta_0 = 2\arctan l/2f$, 其中 l 为半导体激光的排列宽度, f 为球面镜的焦距。

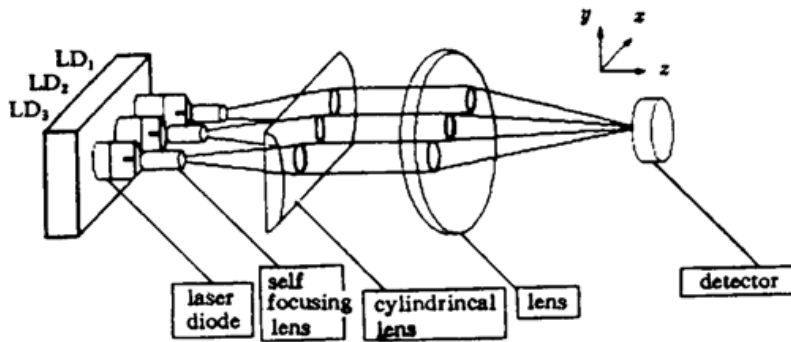


Fig. 1 The scheme of the optical system coupling three LDs

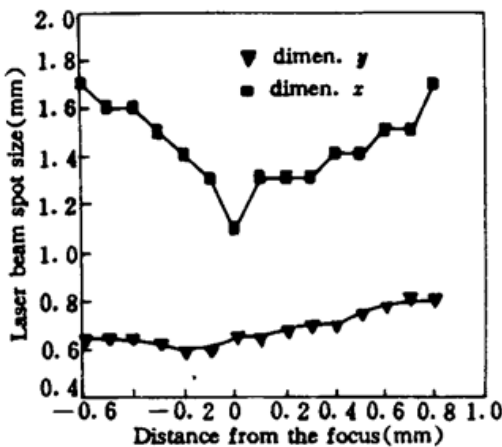


Fig. 2 The beam spot varies with the distance from the focus in dimensions x and y

三个半导体激光器经光学系统聚焦后, 焦点附近的光斑尺寸见图 2, 光斑大小由最大光强的 $1/e^2$ 处的宽度决定。在垂直结方向和平行结方向的焦斑大小分别为 1.1 mm 和 0.65 mm, 焦深约为 1 mm。光强分布见图 3。我们得出的焦斑尺寸较大, 这主要是由自聚焦透镜的像差造成的。为了减少焦斑尺寸, 降低自聚焦透镜的像差是一个很重要的步骤。自聚焦透镜球差的消除, 可利用带球面的自聚焦透镜。目前日本 NIPPON 公司可提供此透镜^[7], 用以取代国产自聚焦透镜, 有望减少光斑尺寸。

光学系统中自聚焦透镜的参数为: $NA = 0.6$, 长度 $L = 3.03 \text{ mm}$, $N_0 = 1.6564, \sqrt{A} = 0.3940 \text{ mm}^{-1}$ 。则其焦距为:

$$f_s = \frac{1}{N_0 \sqrt{A} \sin(\sqrt{A} L)} = 1.648 \text{ mm} \quad (2)$$

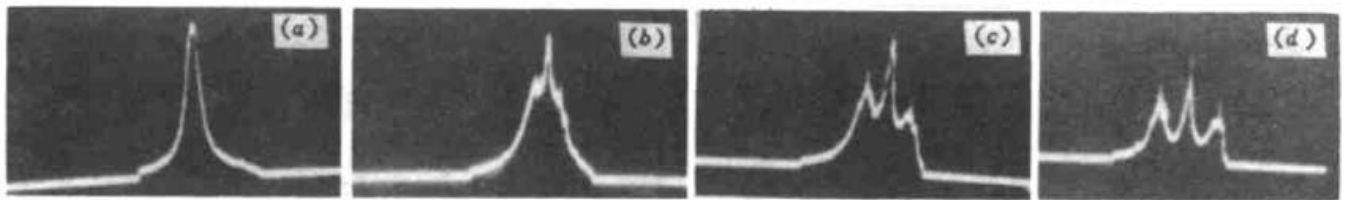


Fig. 3 Field distribution

The distance from focus point, (a) 0 mm; (b) 0.8 mm; (c) 2 mm; and (d) 3 mm

聚焦球面镜的焦距为 100 mm, 在理想情况下, 垂直结方向的成像放大倍数应为 $100/1.648=60.7$ 。故而 $1\ \mu\text{m}$ 的发光尺寸应成像为 $60.7\ \mu\text{m}$ 。但由于在垂直结方向光束的发散角很大, 且列阵光束入射到球面镜的口径较大, 所以自聚焦透镜的球差及球面镜的球差已成为提高成像质量的主要障碍, 因而垂直结方向的焦斑大小主要由透镜系统的球差决定。在平行结方向, 成像的放大倍数由自聚焦透镜、柱面镜及球面镜共同决定, 而且此方向发散角较小, 入射球面镜的光束宽度较窄, 从而球差影响较小。

图 4 示出 LD_1 , LD_2 , LD_3 分别经光学系统耦合后, 出射光能与入射光能之比即耦合效率。由图可见以下两现象: (1) 耦合效率随 LD 驱动电流的增加而增加; (2) 中间的半导体激光束经光学系统的耦合效率高于边缘半导体激光束经光学系统的耦合效率。现象一是因为随着驱动电流的增加, LD 出射光强分布更集中的缘故 (见附录)^[6]。现象二是因为边缘 LD 发射的光束入射到球面镜的边缘, 其入射面相对于 LD 光束并非垂直, 而球面镜是按垂直入射镀的增透膜, 故而边缘 LD 光束的反射损耗较中间 LD 光束的反射损耗大, 降低了边缘 LD 的耦合效率。

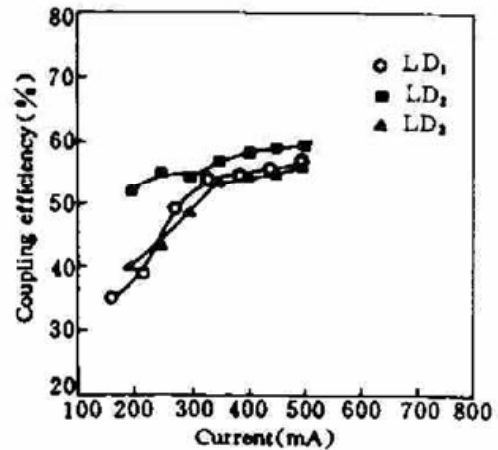


Fig. 4 The coupling efficiency of LD through the optical system for different currents

为了实现耦合光学系统的固化, 保证机械加工精度, 我们还必须对自聚焦透镜允许的失调偏差进行研究, 即以中间的自聚焦透镜为基准研究边缘自聚焦透镜的失调对焦斑的影响。

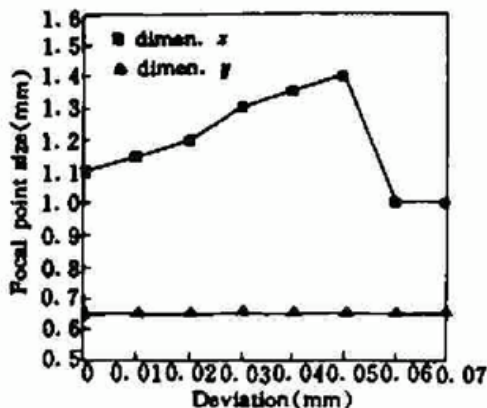


Fig. 5 The change of focal point with the deviation of lens in x direction

图 5 为自聚焦透镜的位置在 x 方向的平移偏差引起的焦斑尺寸变化。由图知在此偏差范围内其对 y 方向的光斑尺寸无大的影响。而 x 方向的光斑随偏差的增大而增大, 但偏差大到 0.05 mm 时, 焦斑尺寸迅速减小, 这是因为该自聚焦透镜对应的半导体激光光束已扩散到对焦斑无影响。

图 6 为自聚焦透镜的位置在 y 方向的平移偏差引起的焦斑尺寸变化。 y 方向的位置偏差对 x 方向的光斑仍有影响。

图 7 为自聚焦透镜的位置在 z 方向的平移偏差引起的光斑变化。在 z 方向自聚焦透镜有较大的偏差允许范围 (约为 0.1 mm)。

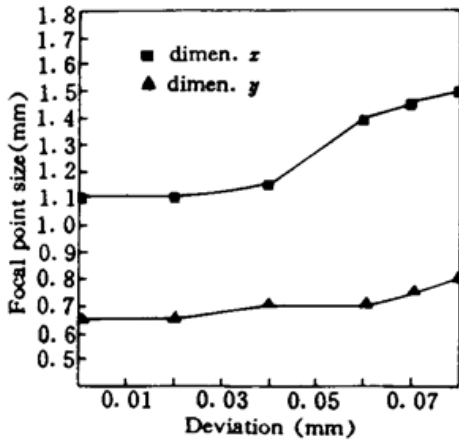


Fig. 6 The change of focal point with the deviation of lens in y direction

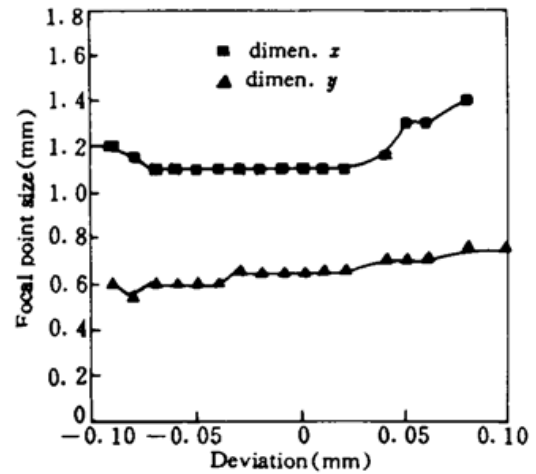


Fig. 7 The change of focal point with the deviation of lens in z direction

图 8、图 9 分别为自聚焦透镜在 x, y 方向的偏转对焦斑的影响曲线。

从以上这些曲线我们可根据允许的光斑大小确定自聚焦透镜可接受的失调偏差,从而依此设计机械结构的精度。

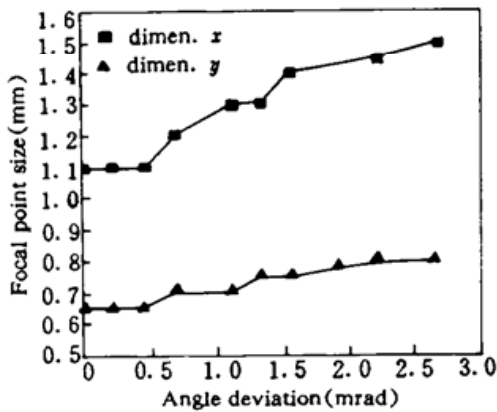


Fig. 8 The focus change with the angle deviation of lens in x direction

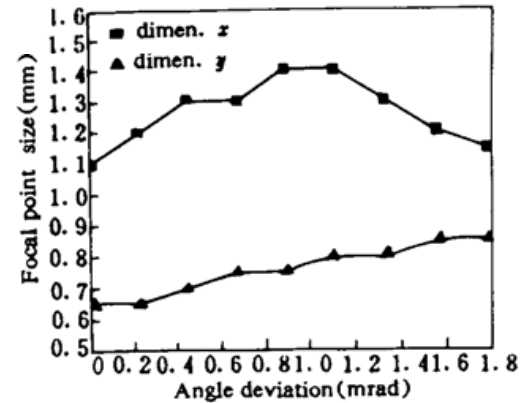


Fig. 9 The focus change with the angle deviation of lens in y direction

4 结 论

半导体激光阵列的耦合使得其具有更广泛的应用范围。该耦合系统由于自聚焦透镜较小,可以集成更多的半导体激光器。其排列数仅受被照明物的孔径角和接收面所限制。同时,由于自聚焦透镜的价格较为便宜,从而大大降低了光学系统的造价。文中失调偏差的曲线为固化光学系统的机械加工精度及装校提出了具体的要求,而且几十微米的加工精度在实现时并不困难。

致谢 感谢中国科学院西安光机所的汪翠莲为本实验提供所需的自聚焦透镜。

参 考 文 献

- 1 Hamid Hemmati. 2.07 μm CW diode laser pumped $\text{Tm, Ho} : \text{YLiF}_4$ room temperature laser. *Opt. Lett.* . 1989, 14 (9) : 435

- 2 F. Hanson. Efficient operation of a room temperature Nd : YAG 964 nm laser pumped with multiple diode arrays. *Opt. Lett.*, 1995, 20(2) : 148
- 3 L. Turi, T. Juhasz. High power longitudinally end diode pumped Nd : YLF regenerative amplifier. *Opt. Lett.*, 1995, 20(2) : 154
- 4 T. Y. Fan. Efficient coupling of multiple diode laser arrays to an optical fiber by geometric multiplexing. *Appl. Opt.*, 1991, 30(6) : 630
- 5 James R. Leger, William C. Goltsov. Geometrical transformation of linear diode laser arrays for longitudinal pumping of solid state laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1992, QE-28(4) : 1088
- 6 T. F. Johnston. M^2 concept characterizes beam quality. *Laser Focus World*, 1990, May : 173
- 7 NIPPON SHEET GLASS Co. LTD. , Product Standard, Standard No. ;C-C-WJT-T-6146
- 8 傅竹西. 光电子学. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1993. 174

Study of Coupling of Multiple Diode Laser with Self-focusing Lenses

Zheng Chaosi Hu Qiquan Tu Yuzhen Fang Zujie

(Shanghai Institute of Optics and Fine Machine, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract · A novel technique for coupling multiple diode laser is demonstrated with self-focusing lenses. A coupling efficiency of about 60% was obtained. Some figures indicate the deviation of SFL will induce the focal point size of the coupling beam and provide the precision required for the solid state optical system. Such a scheme may be particularly useful for more application of diode lasers to come.

Key word diode laser, beam coupling, self-focusing lenses

附录 注入电流的增加对半导体激光光强分布的影响

半导体激光垂直于结方向的光强分布即横模特性,可由半导体激光的结的厚度和特性决定。对于厚度为 $1 \mu\text{m}$ 的结其截止的最低模次小于 m :

$$m = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\omega_0 d}{c} \sqrt{n_f^2 - n_s^2} - \text{tg}^{-1} \sqrt{\frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2}} \right) \quad (\text{A} - 1)$$

其中 d 为波导层厚度, n_f 为波导层的折射率, n_c, n_s 分别为包覆层的折射率, ω_0 为激光频率。我们所用半导体激光的折射率为 $n_c = n_s = 3.20$, $n_f = 3.45$, 而 $\lambda_0 = 0.81 \mu\text{m}$, 则 $m = 0.51$ 。所以半导体激光光束在垂直结方向只有零阶模才能振荡。垂直结方向为单横模分布。

光在波导中传播时,电磁场并不是仅仅被限制在波导层内,波导层外也存在随距离指数衰减的场。将电磁场衰减到波导层表面的 $1/e$ 时的厚度定义为波导的有效厚度:

$$d_{\text{eff}} = d + \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - n_c^2 k_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{\beta^2 - n_s^2 k_0^2}} \quad (\text{A} - 2)$$

$\beta = Nk_0$ 为模的传播常数, N 为波导层的有效折射率。

由上可知,根据波导理论光场分布的区域一定要延伸到波导层外,而半导体激光器的波导层厚度总是大于或等于激活区的厚度。所以光场分布包括有源区和无源区两部分。当注入电流增加时,对增益波导激光器而言激活区的有效折射率 N 随之减小^[8],由公式(A-2)可

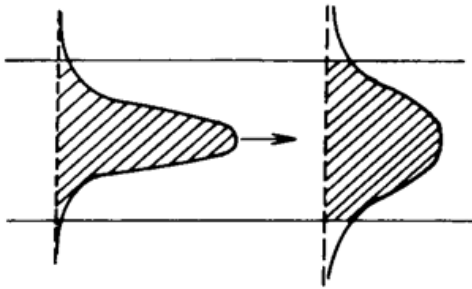


Fig. A1 The change of electric intensity with the increase of current

得： N 减小，从而 β 减小，则 d_{er} 增大。说明激光电场分布更宽。如图 A1 所示。则激光光束的束腰变大。根据高斯光束的传输理论，高斯光束的发散角 $\theta = \lambda/\pi w$ ， w 为高斯光束的束腰半径，因而激光光束的发散角变小。

综上所述，随着注入电流的增加，引起激活区的折射率减小，从而激光光场的分布展宽，激光光束的束腰变大。因而激光光束的发散角变小，能量分布更集中于中心。

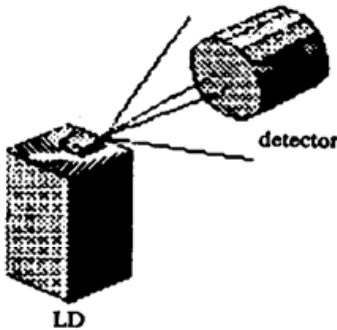


Fig. A2 Detection of energy concentration

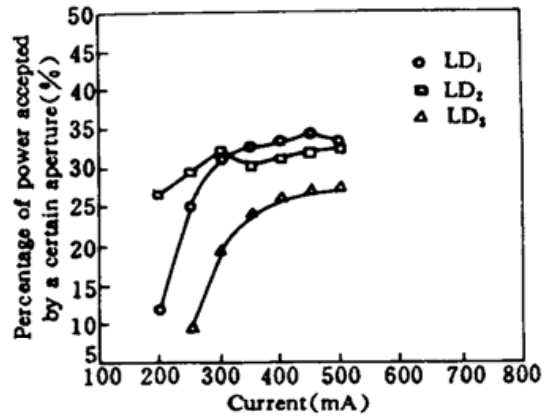


Fig. A3 The energy concentration of the laser beam with increasing of the laser power

我们用以下的小实验定性地验证了上述现象。如图 A2，在离半导体激光发射面一定的距离处，用固定口径的功率计测出：注入电流增加时，功率计接收到的功率与总功率之比，如图 A3 所示。由图可知随着注入电流的增加，半导体激光的光强更集中于中心。随着电流增大，起初能量集中的速度快些，随后集中的速率逐渐减缓。这是电流逐渐增大， N 的变化趋缓引起的。由图可知 LD₁，LD₂，LD₃ 的能量集中性依次减少。