

椭圆柱面-平面和平面-圆柱面组合透镜 对准直光束的压缩性能分析*

何华伟, 罗亚梅, 梁一平

(重庆师范大学 物理学与信息技术学院, 重庆 400047)

摘要: 由于双椭圆柱面透镜压缩准直光束的方案中存在着透镜加工难度大和不易于调整的不足, 本文采用椭圆柱面-平面和平面-圆柱面组合透镜对半导体激光器慢轴方向准直光束进行压缩, 根据光线的基本传播原理, 通过计算和推导, 阐述了该方案的原理, 与此同时, 对透镜的可加工性和在实验中可调整的优点给予了充分地展示。用解析式表达讨论了在无损耗和有反射损耗的两种情况下出射光束光强在出射面上的光强空间分布特点, 为实验提高光束质量提供必要的理论依据。

关键词: 半导体激光 椭圆柱面-平面和平面-圆柱面组合透镜 压缩

中图分类号: O435

文献标识码: A

文章编号: 1672-669X(2008)02-0050-04

大功率半导体激光器列阵由于体积小, 重量轻, 光束能量集中, 高寿命, 高可靠性, 高重复率, 高效率, 和结构紧凑等特点, 已被广泛应用于泵浦固体激光器、材料加工及激光医疗等领域。应用中要求聚焦光斑(或者接收元件)的光参数积非常小, 但是半导体激光器列阵在快、慢轴方向具有不同的束腰位置和大小, 直接输出的是在两个方向具有不同发散角的像散光束, 光束质量不高, 无法满足光参数及匹配的要求, 因而需要进行整形^[1-5]。对于半导体激光器的光束整形, 国内外都有了不少的研究, 本文采用的整形方案是首先用正交双曲柱面-圆柱面-平面透镜使半导体激光器列阵的光束准直, 获得在快轴方向宽度很小而慢轴方向保持原尺寸的横截面为矩形的准平行光束, 然后再对慢轴方向的光束宽度进行压缩^[6-9]。在已获得矩形准平行光束的基础上, 根据光线传播的基本规律, 采用光线追迹方法, 分析椭圆柱面-平面和平面-圆柱面组合透镜对半导体激光器已准直光束的压缩性能。

1 组合透镜压缩光束的光路及原理

激光二极管条可视为沿慢轴方向延伸的线光源, 经过正交圆柱面-双曲柱面-平面透镜的准直之后, 输出的光束可成为准平行光束。被整形的大功

率半导体二极管列阵激光光束的特点是慢轴(y 方向)分布的光束可看成由25个点光源发出, 准直之后的光束同样由25个小的准平行光束组成。这25个小的准平行光束的强度分布一致, 只是沿慢轴方向依次有 $400\ \mu\text{m}$ 的平移。整个激光二极管条慢轴方向的长度为 $10\ \text{mm}$ (设为 $2D$)^[6-8]。

根据椭圆焦点的折射光学意义, 从几何光学理论上可以证明, 采用图1所示的双椭圆柱面透镜可以将较宽的准直光束无像差地压缩成较窄的准直光束^[7-8]。图1中, 双椭圆柱面透镜入射面和出射面由偏心率都为透镜材料相对于空气的折射率(即 $e=n$), 右方焦点(线)重合的两个椭圆折射面构成。入射椭圆柱面为凸面, 短半轴为 b , 为保证光线入射角不至于太大, 需满足 $b > 2D$ 。出射椭圆面为凹面, 短半轴为 b' , 且 $b' < b$ 。两个椭圆柱面的中心纵剖面与二极管慢轴方向(y 方向)平行, 且在同一平面上。长轴(z 轴)位于二极管条慢轴方向的垂直平分线上与光束传播方向一致。设平行于 z 轴的入射光线与 z 轴的距离为 y , 经入射椭圆柱面折射后, 折射光线指向其右方焦点, 由于此焦点也是出射椭圆柱面的右方焦点。因而, 此光线再经出射面折射后, 必将重新平行于 z 轴, 只是距 z 轴的距离由 y 变为了

* 收稿日期 2007-07-31

资助项目: 重庆市科委科技攻关项目(No. 8180), 重庆市教委应用技术项目(No. 030804)

作者简介: 何华伟(1973-)男, 硕士研究生, 研究方向为激光单元器件及应用。通讯作者: 梁一平, Email: liangyipinglyp@yahoo.com

y'' ,且有关系为 $\frac{y''}{y} = \frac{b'}{b} < 1$ 。这样对于整个准平行光束就实现了光束宽度的压缩,其压缩比 $\frac{b'}{b}$,可根据对出射光束的要求和可实现的条件来设计。

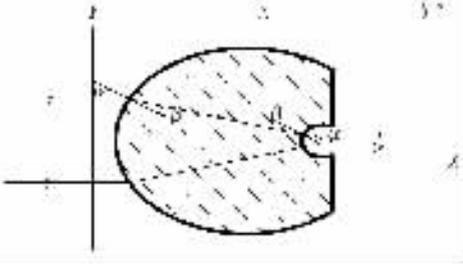


图1 双椭圆柱面透镜压缩准直光束原理图

但是,微小的凹椭圆柱面在实际制作工艺上难度较大。一方面偏心率难于控制,得与材料折射率精确地一致;另一方面两个椭圆柱面的焦线和长轴要分别严格重合也难以做到,这些因素都会严重地影响输出光的准直程度,而且一旦制作后,无法再通过调节来弥补。为了克服这一困难,本文提出用椭圆柱面-平面和平面-圆柱面组合透镜代替双椭圆柱面透镜对准直光进行压缩,实际上是将双椭圆柱面透镜一分为二,并用比较容易加工的凹圆柱面代替难于精确掌握的凹椭圆柱面,其原理和计算光路如图2所示。

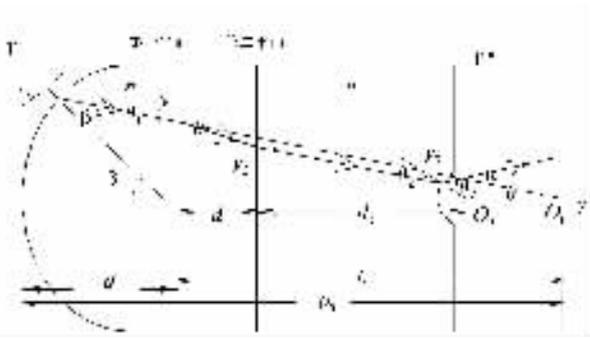


图2 组合透镜压缩准直光束原理图

设两柱面的中心纵剖面与二极管慢轴方向(y 方向)平行,且在同一平面上。 O_1 为椭圆的右方焦点,到入射椭圆面顶点(长轴端点)的距离(焦距)为 ρ_0 ; O_2 为凹圆柱面的圆心,圆柱面半径为 r ; β, β' 为准直光束在椭圆柱面上的入射角与折射角; θ_1, θ'_1 为在第一个透镜出射平面(第一平面)上与中心轴距离处的入射角与折射角,同时也是在第二个透镜入射平面(第二平面)上与中心轴距离 y_2 处的折射角和入射角; θ_2, θ'_2 为在凹圆柱面上与中心轴距离 y_3 处的入射角与折射角; α 为 y_3 处出射光线的倾角;

d 为椭圆面顶点与第一平面的间距; d_1 为两平面间距离; d_2 为第二平面到凹圆柱面圆心的距离,且满足 $d_2 > r$; L 为第一平面到椭圆焦点 O_1 的距离。

由折射定律

$$\sin\theta'_1 = n\sin\theta \text{ 或 } \theta'_1 = \arcsin(n\sin\theta_1)$$

利用三角函数和反三角函数展开公式,将 θ'_1 展开成 θ_1 的幂级数,保留到 θ_1^3 ,则有

$$\theta'_1 \approx n\theta_1 + \frac{1}{6}n(n^2 - 1)\theta_1^3$$

同样由折射定律有

$$\sin\theta'_2 = n\sin\theta_2, \theta'_2 = \arcsin(n\sin\theta_1) \quad (1)$$

由图2的几何关系,可得

$$y_1 = L\tan\theta_1 \quad (2)$$

$$y_1 - y_2 = d_1\tan\theta'_1 \quad (3)$$

$$y_3 = r\sin(\theta_1 + \theta_2) \quad (4)$$

$$y_2 - y_3 = [d_2 - r\cos(\theta_1 + \theta_2)]\tan\theta_1 \quad (5)$$

联合(2)、(3)、(4)、(5)式,可得

$$\sin\theta_2 \approx A\theta_1 + B\theta_1^3 \quad (6)$$

其中

$$A = \frac{1}{r}(L - d_2 + nd_1) \quad (7)$$

$$B = -\frac{1}{6r}[L - d_2 + n(3n^2 - 4)d_1] \quad (8)$$

把(6)式代入(1)式,可得

$$\theta'_2 \approx nA\theta_1 + \left(nB + \frac{1}{6}n^3A^3\right)\theta_1^3 \quad (9)$$

由三角关系

$$\alpha = \theta'_2 - \theta_1 - \theta_2 \quad (10)$$

把(6)、(9)式代入(10)式,将 α 展开成 θ_1 的幂级数并保留到 θ_1 的三次项,得

$$\alpha = [(n-1)A - 1]\theta_1 + \left[(n-1)B + \frac{1}{6}n^3A^3\right]\theta_1^3 \quad (11)$$

由(11)式可见 α 为 θ_1 的函数,若令

$(n-1)A - 1 = 0$,即有

$$A = \frac{1}{n-1} \quad (12)$$

则消去了一次发散,若再令

$$(n-1)B + \frac{1}{6}\left(\frac{n}{n-1}\right)^3 = 0$$

即有

$$B = -\frac{n^3}{6(n-1)^4} \quad (13)$$

则消去了3次发散。

联合(7)、(8)、(12)、(13)式,可得

$$d_1 = \left[\frac{3n^2 - 3n + 1}{3n(n+1)(n-1)^5} \right] r \quad (14)$$

$$L - d_2 = \left[\frac{1}{n-1} + \frac{n(3n^2 - 3n + 1)}{3n(n+1)(n-1)^5} \right] r \quad (15)$$

$$L = \rho_0 - d$$

由(14)、(15)式构成的方程组可知,对于确定的 ρ_0 、 r ,通过调节各参数的大小,可以消去出射光束的一次和3次发散,使得经过压缩后的光束为良好的准直光。例如,若椭圆的中心曲率半径 $\rho_0 = 30 \text{ mm}$ 、 $d = 10 \text{ mm}$,圆半径 $r = 1 \text{ mm}$,则只要 $d_1 = 9.24 \text{ mm}$ 、 $L = 20 \text{ mm}$ 、 $d_2 = 4.14 \text{ mm}$,就能消去一、三次发散。

由图2

$$\rho(\theta_1) = \rho_0 \left(\frac{n-1}{n - \cos\theta_1} \right) \quad (16)$$

$$y = \rho \sin\theta_1 \quad (17)$$

把(16)式代入(17)式可得

$$y = \frac{\rho_0(n-1)\sin\theta_1}{n - \cos\theta_1} \quad (18)$$

联合(4)、(6)、(18)式,在小角近似的条件下可求出其压缩比为 $\frac{y_3}{y} \approx \frac{nr}{(n-1)\rho_0}$,上式中,由于 $\rho_0 \gg r$,

所以有 $\frac{y_3}{y} < 1$,这样对于整个平行光束就实现了光束的压缩,可根据对出射光束的要求和可实现的条件来设计。

2 出射光强的分布

图2中, Y 表示过光轴面与透镜前半表面的交线,且与光轴面垂直的平面,视为入射面; Y'' 表示与光轴面垂直的出射光束的接收面。 Y 平面上距离光轴面 y 处平行于 z 轴光线,经透镜折射后到达接受面 Y'' 上距光轴 y'' 处。由图得 y'' 与 y 有如下关系 $y \approx$

$$\frac{nr}{(n-1)\rho_0} y'' \text{ 从而 } dy = \frac{nr}{(n-1)\rho_0} dy''。$$

2.1 无损输出光束的光强分布

半导体二极管激光射出的第 m 束光束经过准直后,其慢轴方向的光强分布为

$$\mathcal{K}(y - y_m) = I'(y' - y'_m) dy' / dy =$$

$$\mathcal{K}(0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{8}{3r^2} - \frac{4}{w_y^2} \right) (y - y_m)^2 + \dots \right]$$

$\mathcal{K}(y - y_m)$ 为半导体二极管激光光束经过准直后的光束强度分布。由于准直后的光束经过椭圆透镜的压缩,其光强在不考虑任何损耗时有

$$I''(y'' - y''_m) = \mathcal{K}(y - y_m) dy / dy'' \quad (19)$$

压缩后光束的光强分布为

$$I''_m(y'' - y''_m) =$$

$$\frac{(n-1)\rho_0}{nr} \mathcal{K}(0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{8}{3r^2} - \frac{4}{w_y^2} \right) (y'' - y''_m)^2 + \dots \right]$$

由上式可知,经过透镜压缩后的光强在 y 方向上的分布区域,只是按照原来的分布压缩到

$$\frac{nr}{(n-1)\rho_0} \text{ 而光强增加到 } \frac{(n-1)\rho_0}{nr} \text{ 倍。}$$

出射面慢轴方向上总的光强分布是各光束贡献的非相干叠加

$$I''(y'') = \sum_{m=-12}^{12} I''_m(y'' - y''_m) =$$

$$\sum_{m=-12}^{12} \frac{(n-1)\rho_0}{nr} \mathcal{K}(0) \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{8}{3R^2} - \frac{4}{w_y^2} \right) (y'' - y''_m)^2 + \dots \right]$$

$I''_m(y'' - y''_m)$ 就是在不考虑任何损耗情况下光束经压缩透镜后的光强分布。

2.2 反射损耗光强分布

在实际应用中,光能的传输损耗是不可避免的,下面主要考虑反射损耗对压缩后光束的光强分布的影响。假定透镜表面非常光洁,并且完全不加任何增透处理,没有其他附加损耗。由于光束需4次经过透镜与空气的界面(不考虑光线在透镜内的多次反射和不经透镜折射的光线)才能到达接收面。设在4个界面上光束的光强透过率分别为 T_0, T_1, T_2, T_3 ,则(19)式给出的光强分布应乘上因子 $T_0 T_1 T_2 T_3$ 。可以认为LD Bar的光束是沿慢轴方向的TM偏振光(磁矢量与透镜母线与半导体激光器快轴方向平行),此处只考虑TM偏振光的透过率。

对于TM偏振光,由菲涅耳公式可得

$$T_0 = 1 - \left[\frac{\tan(\beta - \beta')}{\tan(\beta + \beta')} \right]^2$$

$$T_1 = 1 - \left[\frac{\tan(\theta_1 - \theta'_1)}{\tan(\theta_1 + \theta'_1)} \right]^2$$

$$T_2 = 1 - \left[\frac{\tan(\theta'_1 - \theta_1)}{\tan(\theta'_1 + \theta_1)} \right]^2$$

$$T_3 = 1 - \left[\frac{\tan(\theta_2 - \theta'_2)}{\tan(\theta_2 + \theta'_2)} \right]^2$$

利用图2中的几何关系可分别整理得

$$T_0 \approx \frac{4n}{(n+1)^2} + \frac{2n^3 r^2}{(n+1)^2 (n-1)^2 \rho_0^4} Y^{m2}$$

$$T_1 T_2 \approx \frac{16n^2}{(n+1)^4} + \frac{16n^4 r^2}{(n+1)^4 \rho_0^4} Y^{m2}$$

$$T_3 \approx \frac{4n}{(n+1)^2} + \frac{2n^3 r^2 (n^4 + n^3 - 3n^2 + 3)}{3(n+1)^4 (n-1)^3 \rho_0^4} Y^{m2}$$

$$T = T_0 T_1 T_2 T_3 \approx \frac{256n^4}{(n+1)^8} +$$

$$\frac{128n^5 r^2 (6n^6 - 6n^5 + 5n^4 + 19n^3 - 3n^2 - 12n + 3)}{3(n+1)^{10} (n-1)^3 \rho_0^4} y'^2$$

由此可得, TM 偏振光在 Y'' 平面上的光强分布为

$$I''_{mp}(y'' - y''_m) = I''_m(y'' - y''_m) T \approx \frac{(n-1)\rho_0}{nr} K(0) \frac{256n^4}{(n+1)^8} + \frac{(n-1)\rho_0}{nr} \cdot \frac{128n^5 r^2 (6n^6 - 6n^5 + 5n^4 + 19n^3 - 3n^2 - 12n + 3)}{3(n+1)^{10} (n-1)^3 \rho_0^4} \cdot (y'' - y''_m)^2 - \frac{(n-1)\rho_0}{nr} K(0) \frac{128n^4}{(n+1)^8} \cdot \left(\frac{8}{3r'^2} - \frac{4}{w_y^2} \right) (y'' - y''_m)^2$$

3 结论

综上所述, 使用椭圆柱面 - 平面和平面 - 圆柱面组合透镜比双椭圆柱面透镜具有更大的灵活性和更多的可调节参数, 可根据对出射光束的要求和可实现的条件, 设计透镜的各参数, 使其达到最好效果。参数 d 的要求可以不是很严格, 参数 d_2 在制作过程中能够比较精确地控制, 参数 d_1 则可在安装各部件时根据实际效果准确地调节, 使得出射光束的一

次和 3 次发散都能消去, 从而使半导体激光器已准直光束在压缩后仍具有良好的准直性。

参考文献:

- [1] 梁一平, 戴特力. 圆柱透镜对半导体激光光束准直性能的改进[J]. 中国激光, 2004, 31(11): 1305-1311.
- [2] 戴特力. 半导体激光二极管泵浦全固态激光器[M]. 成都: 四川大学出版社, 1993.
- [3] 郑国兴. 高功率半导体激光器阵列的光束变换系统研究[D]. 成都: 中国科学院光电技术研究所, 2005.
- [4] 孔媛媛. 大功率激光二极管阵列光束整形技术综述[J]. 电子科技, 2006, 1: 56-59.
- [5] GANGOPADHYAY S. Sarkar Laser Diode to Single-mode Fibre Excitation Via Hyperbolic Lens on the Fibre Tip: Formulation of ABCD Matrix and Efficient Computation[J]. Optics Communication, 1996, 11: 55-60.
- [6] 熊玲玲, 罗亚梅, 梁一平. 双曲柱面-平面透镜的准直性能[J]. 重庆师范大学学报(自然科学版), 2006, 23(1): 34-38.
- [7] 罗亚梅, 梁一平, 熊玲玲. 双曲柱面-平面透镜准直的误差分析[J]. 重庆师范大学学报(自然科学版), 2006, 23(4): 58-60.
- [8] 熊玲玲, 罗亚梅, 梁一平. 双曲柱面-平面透镜对半导体激光光束的准直性能[J]. 激光杂志, 2006, 27(2): 33-35.

The Compression Performance of Ellipse-plane Lens and Plane-cylinder Lens

HE Hua-wei, LUO Ya-mei, LIANG Yi-ping

(College of Physics and Information Technology, Chongqing Normal University, Chongqing 400047, China)

Abstract: This paper includes two parts. Firstly, since the project of double-elliptic cylinder lens compressing collimated laser beam has the insufficiency that the lens is difficult to manufacture and is not easy to adjust, we have adopted new project to compress the collimated laser beam along the slow axis of semiconductor laser by ellipse cylinder-plane lens and plane-cylinder lens. According to the basic principle of light-ray propagation and with the method of ray-tracing through calculations and deduction, the principles and advantages of the new project have been explained and discussed. At the same time, the merit of new project easy to manufacture and to adjust easily in the experiment has show sufficiently. Secondly, the spatial distribution characteristic of lighting intensity in the output plane, under no loss or having reflection loss, has been expressed and discussed with analytic expression. This article provides the necessary theory foundation for improving the beam quality in the experiment.

Key words: semiconductor laser; ellipse cylinder-plane lens and plane-cylinder lens; compression

(责任编辑 欧红叶)