中国激光
第15卷 第11期

激光宽带聚焦系统的研究

李俊昌
（昆明工学院激光应用研究室）

提要：从理论上研究了一种简易可行的光学装置，它可以将单模高斯激光(TEM_{00})会聚为不同尺寸的带形光斑，并且沿光斑的长度方向具有较均匀的能量分布。

Research of wide-band focusing system for laser beams

Li Junchang
(Laboratory for Laser Applications, Kunming Institute of Technology, Kunming)

Abstract: A simple and feasible optical device is studied theoretically which can focus a monomode Gaussian laser beam (TEM_{00}) into strip spot with varied size and uniform energy distribution along the length of the spot.

一、引　言

自从大功率激光器问世以后，激光对材料表面处理的应用研究获得迅速发展。变激光束能量的高斯分布为方形或带形均匀分布，实现激光对材料表面的均匀扫描，是提高表面热处理质量的关键技术。近年来，国内外对此进行了大量研究(例如文献[1～3])。本文提出一种简单光学系统。理论分析将表明，它可以将单模高斯光束对称分割，并在预定加工表面重新迭加成沿长度方向均能分布的带形光斑。由于系统内柱面透镜的单方向放大作用，可以形成不同尺寸的光斑，以满足实际应用的需要。

二、光学系统简介

图1为所研究的光学系统示意图。单模高斯激光沿系统对称轴射向劈形棱镜，穿过棱镜后被折射为与 y_0 轴对称的两个部份。彼此相互垂直配置的复合柱面透镜再次对光束折射，从而在系统后垂直于系统对称轴的平

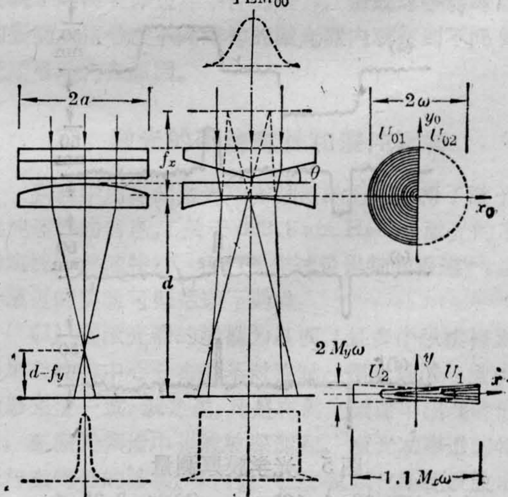

图1　光学系统示意图

收稿日期：1987年4月28日。

面 oxy 上相互迭加。我们将证明，当迭加光斑在 x 轴方向的宽度为 $1.1M_x\omega$ 左右时(M_x 为系统对光场沿 x 方向的横向放大率，ω 为入射高斯光束半径)，将形成沿 x 方向能量分布均匀的带形光斑。

三、理想光束的相干迭加

显然，由于激光的相干性，在迭加平面上将得到两瓣 1/2 高斯光束的干涉图样。另外，光学系统出射光瞳对光束的限制，不可避免地将发生菲涅耳衍射。但是，对于所研究 情况，系统出射光瞳孔径甚大于光波波长，我们暂且忽略光波的衍射。

将激光视为平行光，按照傅里叶光学理论，波长为 λ，半径为 ω 的单模高斯光束穿过光学系统后，某 1/2 光束截面(见图 1) 在出射平面 $o_0x_0y_0$ 上的复振幅可表为[4]：

$$U_{01}(x_0, y_0)=\exp\left(-\frac{x_0^2+y_0^2}{\omega^2}\right)\exp(jkSx_0)\times\exp\left(jk\frac{x_0^2}{2f_x}\right)\exp\left(-jk\frac{y_0^2}{2f_y}\right) \tag{1}$$

式中 $k=2\pi/\lambda$;

$$\begin{cases}-a\leqslant x_0\leqslant 0, & 2a\ \text{为方形出射透镜的边长;}\\ -a\leqslant y_0\leqslant a\end{cases}$$

$S=(n-1)\operatorname{tg}\theta$，$n$ 为透镜折射系数，$\theta+\frac{\pi}{2}$ 为劈形棱镜的侧面与系统对称轴的夹角；$-f_x$、f_y 分别为柱面复合透镜的两个焦距。

按照忽略衍射的假设，并舍弃与能量测量无关的相位因子，容易证明在光学系统后距离 d 处平面 oxy 上光波的复振幅为：

$$U_1(x, y)=U_1(x)\cdot U_1(y)$$

而

$$U_1(x)=\frac{1}{\sqrt{M_x}}\exp\left[-\frac{(x-Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right]\times\exp\left[\frac{jk}{2M_xf_x}(x+Sf_x)^2\right],$$

$$U_1(y)=\frac{1}{\sqrt{M_y}}\exp\left(-\frac{y^2}{M_y^2\omega^2}\right)\times\exp\left(-\frac{jk}{2M_yf_y}y^2\right)。$$

式中 $M_x=(d+f_x)/f_x$, $M_y=(f_y-d)/f_y$

由此可见，光场 $U_{01}(x_0, y_0)$ 经过距离 d 的传播以后，成为在 x、y 方向上分别放大了 M_x、M_y 倍，并且向 x 轴的正方向移动了距离 Sd 的光场。

利用几何对称性，我们直接得出在迭加平面上另一瓣光束的复振幅分布：

$$U_2(x, y)=U_1(-x)U_1(y)$$

于是，迭加光斑的光能分布可由下式表示：

$$\begin{aligned}I(x, y)&=|U_1(x, y)+U_2(x, y)|^2\\&=|U_1(x, y)|^2+|U_2(x, y)|^2\\&\quad+U_1^*(x, y)U_2(x, y)\\&\quad+U_1(x, y)U_2^*(x, y)\end{aligned} \tag{2}$$

将有关各量代入上式，我们得到：

$$\begin{aligned}&|U_1(x, y)|^2+|U_2(x, y)|^2\\&=\frac{1}{M_xM_y}\exp\left(-\frac{2y^2}{M_y^2\omega^2}\right)\\&\quad\times\left\{\exp\left[-\frac{2(x+Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right]\right.\\&\quad\left.+\exp\left[-\frac{2(x-Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right]\right\}\end{aligned} \tag{3}$$

以及

$$\begin{aligned}&U_1^*(x, y)U_2(x, y)+U_1(x, y)U_2^*(x, y)\\&=\frac{2}{M_xM_y}\exp\left(-\frac{2y^2}{M_y^2\omega^2}\right)\\&\quad\times\exp\left(-2\frac{x^2+S^2d^2}{M_x^2\omega^2}\right)\cos\left(\frac{2\pi}{T}x\right)\end{aligned}$$

式中

$$T=\frac{\lambda M_x}{2S} \tag{4}$$

以上结论表明，两束光在迭加平面上的干涉图样是一序列沿 x 方向等距离 T 分布的干涉条纹。为直观起见，令 $2Sd=1.1M_x\omega$ 以及 $T=\frac{1.1M_x\omega}{20}$，图 2 给出了干涉图样在 x 轴方向的能量分布。

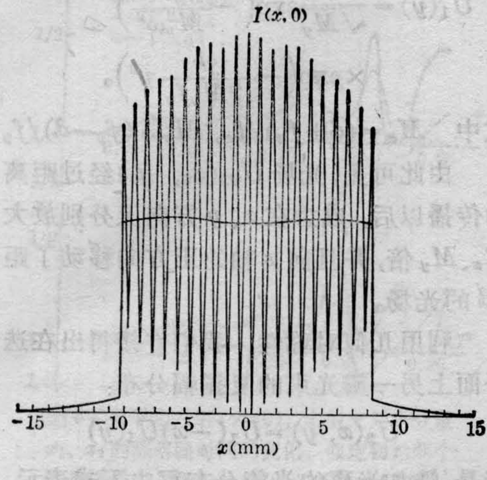

图 2　干涉图样在 x 轴上的能量分布形态

$2Sd=1.1M_x\omega$, $T=\dfrac{1.1M_x\omega}{20}$

四、形成均能光斑的条件

很明显，图 2 所示的这种周期性的能量起伏必然使合成光斑的质量大大下降。但是，考察(4)式可知，对于通常涉及的情况，总满足 $T\ll 1.1M_x\omega$(例如对于半径 10 mm，波长 10.6 μm 的 CO_2 激光，若选择 $n=2.4$ 的硒化锌作透镜材料，当 $\theta=10°$ 以及 $M_x=2$ 时，求得 $T=0.043\,\text{mm}\ll 22\,\text{mm}$)。而材料表面对光能的吸收事实上表现为光斑能量分布的局部平均值，当 T 甚小时，对于热处理涉及的宏观结果，合成光斑的能量分布 $\bar{I}(x,y)$ 可以直接由(2)式中前两项满意地描述[5]：

$$\bar{I}(x,y)=|U_1(x,y)|^2+|U_2(x,y)|^2=\frac{1}{M_xM_y}\exp\left(-\frac{2y^2}{M_y^2\omega^2}\right)I(x) \tag{5}$$

式中

$$I(x)=\exp\left[-\frac{2(x+Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right]+\exp\left[-\frac{2(x-Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right] \tag{6}$$

分析上式可知，只要讨论一元函数 $I(x)$ 的性质，即可确定形成沿 x 方向均能分布的条件。

很容易证明，在 $x=0$ 点 $I(x)$ 通常具有极值。并且，当 $\dfrac{2Sd}{M_x\omega}>1$ 时为极小值。反之，当 $\dfrac{2Sd}{M_x\omega}<1$ 时为极大值。也即是说，当 $\dfrac{2Sd}{M_x\omega}=1$ 时，在 $x=0$ 的某一邻域内，$I(x)$ 可能出现一个平坦的区域。如果光斑的两端($x=\pm Sd$)也包含在这个区域内，则可能获得一个沿 x 方向能量分布完全均匀的光斑。为此，我们从(5)式出发，令 $\bar{I}(0,y)=\bar{I}(\pm Sd,y)$，考察在该情况下 $\dfrac{2Sd}{M_x\omega}$ 的数值，即求解下方程：

$$2\exp\left(-2\frac{S^2d^2}{M_x^2\omega^2}\right)=1+\exp\left(-8\frac{S^2d^2}{M_x^2\omega^2}\right)$$

方程的解为：

$$\frac{2Sd}{M_x\omega}\approx 1.104 \tag{7}$$

由于 $1.104>1$，因此 $I(x)$ 在 $x=0$ 处为极小值，我们不可能获得数学上完全均匀的光斑。但是，毕竟 1.104 与 1 相差较小，不妨以(7)式作为迭加条件，进一步考察获得光斑的情况。

由数学分析可以证明，这时光斑在两个对称区域 $\bar{I}(\pm 0.368M_x\omega,y)$ 有极大值，但满足下式：

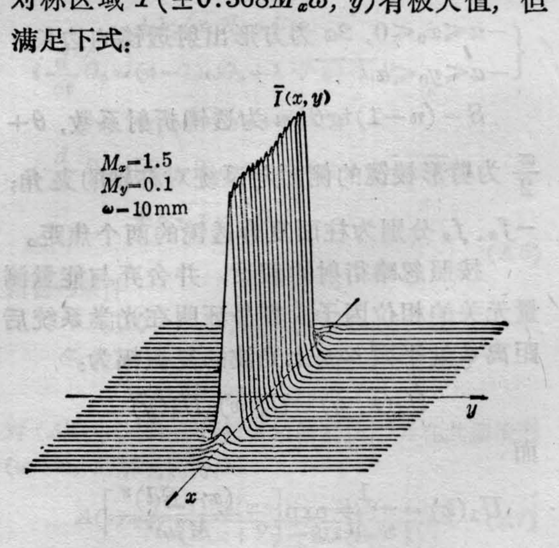

图 3　迭加平面上带形光斑的强度分布

($M_x=1.5$, $M_y=0.1$ 以及 $2Sd=1.1M_x\omega$)

$$\frac{\bar{I}(\pm 0.368M_x\omega,\ y)-\bar{I}(0,\ y)}{\bar{I}(\pm 0.368M_x\omega,\ y)+\bar{I}(0,\ y)}\approx 1.3\%$$

因此，和文献[1]所得出的结论相类似，以(7)式作为形成均能光斑的迭加条件，可以获得足够满意的带形光斑。图3为选择 $M_x=1.5$、$M_y=0.1$ 时利用(5)式绘出的迭加平面上的能量分布，可见在光斑内沿 x 轴方向有相当均匀的分布。此外，从(5)式出发，通过进一步分析还可得出，在光斑内聚集了透射光能的97%左右，而光斑两端边沿处外部能量密度和内部之比约为8.1%。

五、衍射对光斑能量分布的畸变

在以上讨论中，尽管我们考虑了激光的相干性，但是纯粹几何光学传播的假设并不能满意地描述光斑的能量分布。因此，有必要计算衍射对光斑能量分布的影响。

按照菲涅耳衍射方程的卷积形式，光学系统后距离 d 处某1/2光束(参见图1)的复振幅可以写为[4]:

$$U_1(x,\ y)=\frac{\exp(jkd)}{j\lambda d}\iint_{-\infty}^{\infty}U_{01}(x_0,\ y_0)\times\exp\left\{jk\frac{1}{2d}\left[(x-x_0)^2+(y-y_0)^2\right]\right\}dx_0dy_0$$

将 $U_{01}(x_0,\ y_0)$ 代入上式，经整理后得到:

$$U_1(x,\ y)=\frac{\exp[jkD(x,\ y)]}{j\lambda dM_xM_y}\int_{-M_xa+Sd}^{Sd}dx_1\times\int_{-M_ya}^{M_ya}dy_1\cdot\exp\left[-\frac{y_1^2}{M_y^2\omega^2}\right]\times\exp\left[j\frac{k}{2M_yd}(y_1-y)^2\right]\times\exp\left[-\frac{(x_1-Sd)^2}{M_x^2\omega^2}\right]\times\exp\left[j\frac{k}{2M_xd}(x_1-x)^2\right]\quad(8)$$

式中 $x_1=x_0+Sd,\ y_1=y_0$。

以及

$$D(x,\ y)=\frac{1}{2d}\left[\left(1+\frac{1}{M_x}\right)x^2+\left(1+\frac{1}{M_y}\right)y^2\right]+\frac{S}{M_x}x+\left(1+\frac{S^2}{2M_x}\right)d$$

(8)式表明，利用菲涅耳衍射方程，我们类似地也得到这样的结论：在光学系统后距离为 d 的迭加平面上，将得到一个在 x、y 方向上分别放大了 M_x、M_y 倍，并且向 x 轴正方向平移了距离 Sd 的衍射场。

同样，根据几何对称性，可以直接写出另一瓣1/2光束的衍射场。

沿用以上得出的结论，将迭加光斑的光能分布表为两束光在迭加平面上能量分布之和，从而最终可以求得迭加光斑能量分布的表达式。但是，由于表达式无解析解，我们直接进行了数值计算：选择 $\omega=10$ mm，$\lambda=10.6\ \mu$m，$d=150$ mm，$M_x=1.5$ 以及 $M_y=0.1$，图4-A为由数值计算求得的光斑能量分布在 x 轴向的剖面曲线。与忽略衍射时的几何光学近似(图4-B)比较，我们看到，在光斑边沿处较强的衍射条纹破坏了光斑能量分布的均匀性。详细分析可以证明[3]，图中各参数由以下各式表示：

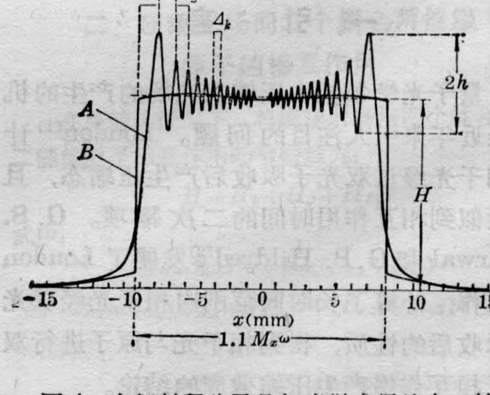

图4 由衍射积分及几何光学求得的在 x 轴上的能量分布比较

(A: 衍射积分，B: 几何光学)

(下转第651页)

8块和9块时，腔内650 nm激光消失，此处两条曲线非常接近，当腔内有650 nm激光振荡时，曲线2随磁铁块的减少激光功率下降比曲线3快得多，650 nm激光输出功率越大，633 nm激光功率下降越多。同样，633 nm激光下降多的这部分功率是通过受激Raman散射过程变成了650nm的激光功率。

从图4可以得到650 nm激光的最大输出功率为0.70 mW，这时633 nm激光输出功率为1.3 mW，通过测量腔镜的透过率为2×10^{-4}，可推算腔内的激光功率650 nm为3.5 W，633 nm为6.5 W，转换效率达35%。对称共焦腔的腰粗w_0为

$$w_0=\left[\frac{\lambda^2}{4\pi^2}(2RL-L^2)\right]^{1/4}$$

当$R=3$ m，$L=127$ cm，$w_0=0.050$ cm。光束的有效截面积A为：

$$A=\frac{\pi w_0^2}{1.26}=6.2\times10^{-3}\ \mathrm{cm}^2$$

腔内633 nm单位面积平均光强I_p为：

$$I_p=1.05\times10^3\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}。$$

根据650 nm激光输出功率随腔长变化的周期现象，可以估测650 nm增益全线宽为80 MHz，相应的Raman散射截面为$1.1\times10^{-26}\ \mathrm{m^4\cdot W^{-1}}$。因为$1S_5$是亚稳态，能级寿命为2s，$1S_4$相对$1S_5$来说粒子数很少，$1S_5$能级粒子数密度为$6\times10^{11}\mathrm{cm^{-1}}$。由公式(5) Raman增益系数：

$$g_R=N\cdot\sigma_R\cdot I_p=6.6\times10^{-2}\mathrm{m^{-1}}。$$

腔内单程损耗约为$10^{-3}\mathrm{m^{-1}}$量级，增益大于损耗，所以，Raman激光振荡可以形成。

感谢中国计量科学院赵克功院长的帮助和启发，感谢郑乐民教授提出650 nm激光可能是受激Raman过程的启示，感谢王庆吉副教授有益的讨论。感谢上海市玻璃仪器一厂提供的优质膜片。

参 考 文 献

1 游大江 *et al*. 中国激光，**11**(1)，34(1984)

2 Moore C E. Atomic Energy Levels, **1**, Circular 467 of the US National Bureau of Standards Washington D. C 1949

3 赵绥堂 *et al*. 中国激光，**13**(5)，314(1986)

4 赵克功，计量学报，(3)，(1987)

5 Djeu N *et al*. *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 473(1978)

6 Heitler W. The Quantum Theory of Radiation, London, England, 1954

7 Marcuse D. Principle of Quantum Electronics, Academic, New York, 1980, p. 382

(上接第659页)

$$\varDelta=\frac{1}{2}(A_0+B_0);$$

$$\varDelta_k=\frac{1}{2}[(A_{2k}+B_{2k})-(A_{2k-2}-B_{2k-2})]$$

$$(k=1,\ 2,\ 3,\ \cdots)$$

$$A_i=\sqrt{(2i+1)\lambda|M_x|d/2},$$

$$B_i=\sqrt{(i+1)\lambda|M_x|d}$$

$$(i=0,\ 1,\ 2,\ \cdots);\quad h/H\approx25\%。$$

可见，对于波长一定的激光，衍射条纹的间距与$\sqrt{|M_x|d}$成正比。由于材料表面对光能的吸收为光斑能量分布的局部平均值，只要我们尽可能减小衍射距离d，则可能利用装置实现激光对材料表面的均能扫描。

七、结 论

利用光学手段，将单模高斯光束对称分割后，可以重新迭合成沿垂直于分割线方向宽度约高斯光束半径1.1倍的均能光斑。本文所提出的简单光学系统可以方便地对光束进行分割和组合，并能利用柱面镜单方向放大的特性，获得不同宽度及不同能量密度的带形光斑。在大功率激光对材料表面处理的研究和应用中，这种简易可行的激光宽带聚焦系统应能发挥积极作用。

参 考 文 献

1 Kawamura Y *et al*. *Opt. Commun.*, **48**, 44(1983)

2 Dagenais D M *et al*., *Appl. Opt.*, **24**, 671(1985)

3 Li J C(李俊昌) *et al*. *Revue de Physique Appliquee*, **218**, 425 (1986)

4 Goodman J W. Introduction to Fourier Optics, McGraw Hill Book Cy, N. Y., 1968

5 Girardeau-Montaut J P *et al*. *Opt. Commun.*, **57**, 16(1986)