

激光时空特性对双光束相干合成影响分析

刘磊¹, 孙玲², 唐晓军¹

(1. 固体激光技术重点实验室, 北京 100015; 2. 华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要:从标量衍射理论出发, 分析了相干合成光束远场光强的分布特性, 并以两路单元激光为例讨论了激光输出时空特性参数初相位、波前、偏振等特性对相干合成远场光强分布的影响, 阐明了相干合成的高功率固体激光器必须采用同一个单频窄线宽种子源分束放大技术的原因, 并结合高功率固体激光器实际结构特点与可采取的技术手段, 提出光路差、光强比、偏振度等激光时空特性参数设计方法, 并在一定条件下定量的分析了其所应控制范围。

关键词:高功率; 相干合成; 光强分布

中图分类号:TN248.1 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2011.07.004

Effect of the spatio-temporal characteristic of laser on coherent combined beam

LIU Lei¹, SUN Ling², TANG Xiao-jun¹

(1. National Key Laboratory of Solid State Laser Technology, Beijing 100015, China;

2. North China Research Institute of Electro-optics, Beijing 100015, China)

Abstract: This paper analyzes the far-field intensity distribution of coherent combined beam based on scalar diffraction theory, and proves that the characteristics of unit laser determine effect of coherent beams combination. In this paper, the influence of initial phase, wavefront and polarization of unit laser on coherent combined beam are discussed respectively based on combination of dual laser. And this paper explains why the high power solid-state laser must be based on master of split narrow-linewidth single-frequency seed. Then the design of laser based on the parameters, such as optical path difference, intensity ratio, degree of polarization, are proposed and the ranges of those parameters are presented.

Key words: high power; coherent combined beam; intensity distribution

1 引言

二极管泵浦固体激光器因具有热效应小、稳定性好、结构紧凑等特点获得了广泛应用。20世纪90年代, 随着激光二极管技术的不断发展, 单芯二极管性能得到大幅提高, 激光二极管阵列技术也发展迅速, 高平均功率固体激光器成为各国研究的热点, 其在激光切割、焊接等工业加工领域应用越来越广泛。在军事领域, 诺格公司2007年实现了单路平均功率15 kW, 光束质量1.3倍衍射极限的激光输出, 2009年采用7路相干合成实现了105 kW, 光束质量3倍衍射极限的激光输出, 达到了激光武器对激光功率

的基本要求, 使固体激光器成为未来激光定向能武器最有发展前途的光源之一。目前, 高平均功率固体激光器的发展趋势是在进一步提高激光输出功率的同时, 努力提高激光光束质量。为实现这一目标, 未来的研究工作重点, 一是提高单口径激光器输出功率, 二是通过激光合成技术, 尤其是相干合成技术来获得高光束质量高功率激光输出。本文首先以板条激光器为例, 讨论单口径激光输出功率限制, 分析

作者简介:刘磊(1978-), 男, 博士生, 主要从事大功率固体激光器研究工作。E-mail: bitliulei@sina.com.cn

收稿日期:2011-04-06; **修订日期:**2011-05-10

各种激光特性对相干合成激光远场光强分布的影响^[1-2]。

2 单口径激光器输出功率的限制

目前,高功率固体激光器多采用主振荡功率放大(MOPA)的工作方式。通常多程放大的激光放大器会工作在近似饱和状态,其增益系数不能简单的认为是小信号增益 g_0 ,而是与放大器轴向 z 坐标值有关:

$$g(z) = \frac{g_0}{1 + I(z)/I_s} \quad (1)$$

式中, $g(z)$ 是信号强度为 $I(z)$ 时在放大器内点 z 处获得的增益。 I_s 为小信号增益 g_0 降低一半时的传输光强,如果工作物质是 Nd:YAG, 输出波长为 1064 nm, 则有:

$$I_s = \frac{h\nu}{\sigma_{21}\tau} = 2795 \text{ W/cm}^2 \quad (2)$$

小信号增益系数为:

$$g_0 = \Delta n_0 \sigma_{21} = \eta_Q \eta_S \eta_B P_{ab}/I_s V \quad (3)$$

式中, η_Q, η_S, η_B 分别是量子效率、斯托克斯效率和空间交叠效率,如果泵浦光为 808 nm, 则前两项效率乘积通常取 0.7; P_{ab} 为泵浦光注入功率; V 为吸收体积。如果光子在放大器的传播时间内, 反转粒子数 n 的变化不大, 则 z 方向的功率密度为^[3]:

$$\frac{dI}{dz} = g(z) \cdot I(z) - \alpha \cdot I(z) \quad (4)$$

以图 1 所示双程放大链路为例, 工作物质中的平均损耗 $\alpha = 0.005/\text{cm}$, $g_0 = 0.27 \text{ cm}^{-1}$, 求解超越方程(4), 可以得到激光输出光强、光-光转换效率与工作物质长度之间的关系曲线, 如图 2 所示。



图1 双程放大示意图

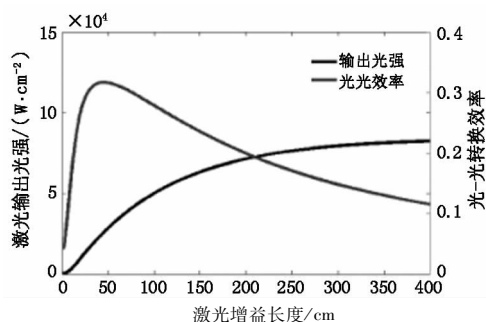


图2 光强与效率与工作物质长度关系

当工作物质长度为 48 cm 时(多个放大级累加

长度), 其最高效率为 31.7%, 光强为 27330 W/cm², 如果工作物质横截面积为 0.5 cm², 则输出功率为 14 kW; 工作物质长度达到 800 cm 时, 最大激光输出光强约为 84248 W/cm², 如果工作物质横截面积为 0.5 cm², 则输出功率可达 42 kW 左右, 但此时的光-光效率降为 5.9%。具有实际应用价值的激光系统, 应该至少具有较高的效率, 目前以光纤、板条、圆棒等作为工作物质的高功率激光器通常其出光截面积不大于 1 cm², 按照上面的计算方法, 其最高效率处的输出功率不超过 30 kW, 考虑到泵浦功率提升(g_0 增加); 利用激光陶瓷晶体增大输出口径; 工作物质特性改变(I_s 提高) 等因素, 最高输出功率应该也仅在 100 kW 的数量级, 如果需要进一步提高输出功率达到兆瓦数量级的话, 单口径技术将会遇到很大的困难, 在这种背景下, 相干合成技术应运而生, 成为保证光束质量不明显降低还可拓展固体激光器输出功率的重要手段之一。

3 相干合成远场光强特点

激光的远场成像在透镜的焦平面处, 再考虑发射系统的口径限制, 构建一个受光阑和透镜限制的激光光束传输模型。

激光光束的传输特性与几何光学在近轴光线的传输特性不同, 在理想情况下, 当入射激光光束的束腰在透镜的前焦面上时, 出射激光光束的束腰则在透镜的后焦面上, 其激光光束经光阑和透镜的传输变换如图 3 所示^[4]。

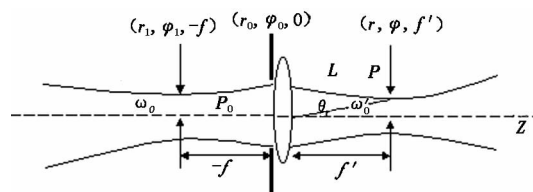


图3 激光光束经过光阑和透镜的变换

根据透镜的傅里叶变换性质, 透镜像方焦面上 $p(r, \varphi, z)$ 点处激光光束衍射场振幅分布 $\psi(p)$ 可用透镜处点处 $p_0(r_0, \varphi_0, 0)$ 激光光束场分布 $\psi(p_0)$ 来表示^[5-9]:

$$\psi(p) = \frac{1}{i\lambda f} \exp(ikr^2) \cdot \mathcal{F}[\psi(p_0) \exp(ikr_0^2/2f)] \quad (5)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda$ 是波长 λ 的波数; $\psi(p_0)$ 为激光光束在透镜出射波面上 p_0 点处的场振幅分布, 可由透镜孔径函数 $c(r_0, \varphi_0, 0) = \text{circ}(r_0/a)$, 透镜的相位变换因子 $b(r_0, \varphi_0, 0) = A \exp[ikr_0^2/2f]$ 和透镜入射波面上 U 点处场振幅分布 $U(r_0, \varphi_0, 0)$ 表示为:

$$\psi(p_0) = U(r_0, \varphi_0, 0) b(r_0, \varphi_0, 0) c(r_0, \varphi_0, 0) \quad (6)$$

式中, p_0 点与激光光束束腰距离为 f , 根据高斯光束

定义 $U(r_0, \varphi_0, 0)$ 表示为:

$$U(r_0, \varphi_0, 0) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp\left\{i\left[k\left(f' + \frac{r_0^2}{2R}\right) + \arctan\frac{f'}{z_R}\right]\right\} \quad (7)$$

式中, $\omega = \omega_0 [1 + (f/z_R)^2]^{1/2}$ 为透镜入射面处高斯光束等效束腰半径的大小; $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为瑞利距离; $R = f' + z_R^2/f'$ 为透镜处高斯波面的曲率半径。

如果是圆对称高斯光束, 根据傅里叶-贝塞尔变换:

$$\mathcal{F}[g(r_0)] = 2\pi \int_0^\infty r_0 g(r_0) J_0(2\pi\rho r_0) dr_0 \quad (8)$$

式中, $\rho = r/\lambda f'$ 在非涅耳近似 $z^3 \gg \pi(r-r_0)^4/4\lambda$ 条件下, 根据式(5), 式(6), 式(7)和式(8)可得, 激光

$$I(r, \varphi, 0) = \left(\frac{A_0\omega_0}{\lambda f\omega}\right)^2 \left\{ \left[\int_0^a \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \cos\left(\frac{kr_0^2}{2R}\right) J_0\left(\frac{2\pi r r_0}{\lambda f'}\right) r_0 dr_0 \right]^2 + \left[\int_0^a \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \sin\left(\frac{kr_0^2}{2R}\right) J_0\left(\frac{2\pi r r_0}{\lambda f'}\right) r_0 dr_0 \right]^2 \right\} \quad (11)$$

这就是高斯光束远场光强分布的表达式, 下面推导两路相干合成表达式, 为了便于分析, 设孔径光阑尺寸 a 远大于激光束腰 ω 。相干合成的过程是不同轴的高斯光束以一定空间间隔排列起来然后通过一个孔径发射出去, 其远场光强分布的分析方法与单路高斯光束分析方法相同, 都是通过对透镜焦平面上光强分布的测量与分析得出合成光束的远场光强分布特点。

式(5)和式(8)给出了一个重要结果, 即透镜后焦面上的光场分布正比于物体的傅里叶变换, 换句话说, 后焦面上的点的振幅和位相正比于物体频谱所包含的频率分量的振幅和位相。根据傅里叶变换的位移定理:

$$\mathcal{F}[g(r_0 - a)] = G(\rho) \exp(-i2\pi\rho a) \quad (12)$$

式中, ρ 为空间频率, 此处 $\rho = r/\lambda f'$, 上式表示函数在空域的平移, 带来频域中的线性相移。首先设一束激光光束在原点, 另有一束激光光束中心位置在 $P'(a, 0, 0)$ 点, 则有:

$$\begin{aligned} \psi_1(r, \varphi, 0) &= \psi_0(r, \varphi, 0) \exp(-i\phi_1) \\ \psi_2(r, \varphi, 0) &= \psi_0(r, \varphi, 0) \exp(-i\phi_2) \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $\phi_1 = 0$, $\phi_2 = 2\pi a/\lambda f'$, 两路相干合成的后焦面场振幅分布:

$$\psi(r, \varphi, 0) = \psi_0(r, \varphi, 0) [1 + \exp(-i\phi_2)] \quad (14)$$

光强分布:

$$I(r, \varphi, 0) = 2I_0(r, \varphi, 0) (1 + \cos\phi_2) \quad (15)$$

其中, $I_0(r, \varphi, 0)$ 由式(11)确定。如果两束激光光束初位相不同, 存在位相差 ω_i , 式(15)变为:

$$I(r, \varphi, 0) = 2I_0(r, \varphi, 0) (1 + \cos(\phi_2 + \omega_i)) \quad (16)$$

光束经过透镜后在焦平面上 $p(r, \varphi, f')$ 点出衍射场振幅分布表示为:

$$\psi(r, \varphi, 0) = \frac{A_0\omega_0}{i\lambda f'\omega} \exp(i\phi) \int_0^\infty \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \text{circ}\left(\frac{r_0}{a}\right) \exp\left(\frac{ikr_0^2}{2R}\right) J_0\left(\frac{2\pi r r_0}{\lambda f'}\right) r_0 dr_0 \quad (9)$$

式中, $\phi = kf' + \arctan(f'/z_R) + kr^2/2f'$ 为光束传输的相位因子; $J_0(\cdots)$ 为零阶贝塞尔函数。

根据光强和振幅的关系, 激光光束在透镜焦面上的衍射光强的分布表达式表示为:

$$I(r_0, \varphi_0, 0) = \psi(r_0, \varphi_0, 0) \cdot \psi(r_0, \varphi_0, 0)^* \quad (10)$$

将式(9)代入式(10), 根据指数函数的性质, $\exp(ix) = \cos(x) + i\sin(x)$, 激光光束在透镜焦面上的衍射光强的分布表达式为:

图4表示两路激光光束相干合成光强随两路激光之间的空间间隔的变化关系, $a = 0.8$ 时对应的填充因子 $\eta = a/2\omega_0 = 1$ 。图中可以看出, 相干合成后的光强峰值不变, 但是光强分布发生明显改变, 中心亮斑直径随空间间隔增大越来越小, 旁瓣逐渐增大。虚线表示非相干合成时的光强分布, 相干合成后的峰值光强明显高于非相干合成。

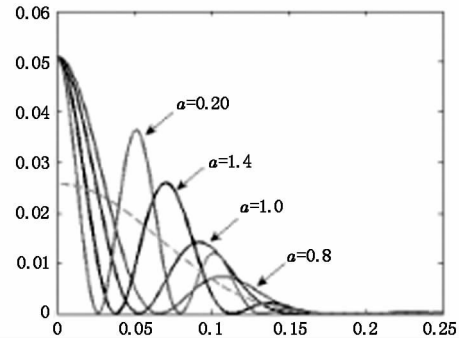


图4 相干光强分布与空间间隔关系

图5是两路激光相干合成后的光强分布与两路激光之间的相位差关系, 可以看出, 相位差增加, 相

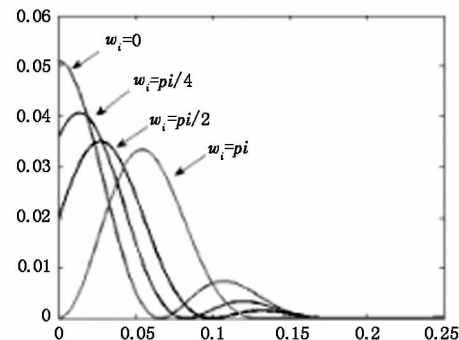


图5 相干光强分布与初相位差关系

干合成后光斑明显增大,峰值光强也随之明显降低,所以需要在激光放大器中加入相位调制器就补偿相位差。

如果两束激光是不同频率的激光,计算激光相干合成的时候不能省略光振动中的时间变量部分,存在一个时间轴的相位差,这个相位差是随时间变化的变量,在光强分布中应属于第四维变量,即 $\omega_i = -i2\pi\Delta\nu t = -i2\pi \cdot c \cdot \Delta\lambda \cdot t/\lambda^2$,代入式(16),可得:

$$I(r, \varphi, 0, t) = 2I_0(r, \varphi, 0) (1 + \cos(\phi_2 + \omega_i + \omega_s)) \quad (17)$$

图6设两束相干激光光束频率差0.5 Hz(波长差 1.87×10^{-12} nm),可以看出经过1 s后光斑中心由亮斑变成暗斑,峰值光强明显下降,再过1 s后相位差为 2π ,光斑又恢复0 s时的光强分布,这就表明,即使两束激光光束存在一个非常小的波长差,也就是频率差,相干合成后的光斑会产生抖动现象,光斑忽明忽暗,忽小忽大,随波长差增加,抖动频率加快,最后抖动速度太快以至不可分辨,此时即与非相干合成现象一样了。事实上几乎不可能找到频率差在赫兹数量级的两束激光源,所以通常情况下要求这两束激光光束是由同一个激光种子源放大得来的,这样的话在空间等光程的位置,时间差为0,激光的频率永远保持一致,可以达到相干合成的效果。但是在激光放大器中,整个光学链路系统庞大复杂,两束激光光束在出口处通常不能保证经过了等光程,由于种子源存在线宽(激光频率会随时间变化而在小范围内波动),因此产生频率相错,引起的相位差可以表示为 $\omega_s = -i2\pi\Delta L \cdot \nu_{lw}/(c \cdot t_{lw})$,其中 $\Delta L, \nu_{lw}, t_{lw}$ 分别为光程差、线宽和线宽时间。式(17)应写成:

$$I(r, \varphi, 0, t) = 2I_0(r, \varphi, 0) (1 + \cos(\phi_2 + \omega_i + \omega_s)) \quad (18)$$

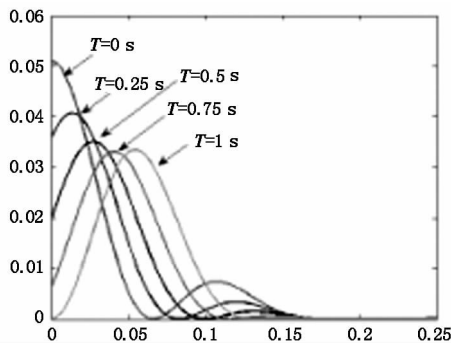


图6 不同频相干光强分布随时间变化曲线

如果选用的种子源线宽2.5 MHz(50 ms内),图7表示不同光程差时远场相干光强分布曲线,如果以理想相干合成后光强峰值的90%为标准的话,可以计算出在这种线宽条件下,光程差应该至少保

持在0.3 m范围内。如果种子源线宽更宽,相应的光程差容限应该等比例的缩小。

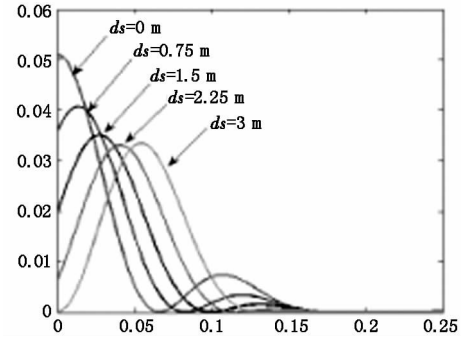


图7 不同光程差相干光强分布曲线

如果两束激光光束光强比值为 $I_1/I_2 = u$ 时,式(18)应写成:

$$I(r, \varphi, 0, t) = I_0(r, \varphi, 0) (u + 1 + 2\sqrt{u} \cdot \cos(\phi_2 + \omega_i + \omega_s)) \quad (19)$$

相干合成后的光强分布如图8所示,当两束激光光束光强不同时候,激光中心亮斑稍微变暗,暗环开始有光强分布,同样以理想相干合成后光强峰值的90%为标准的话,可以计算出两束光强比大于0.25即可。一般情况下,经过简单的控制手段,相干合成的两束激光光束平均光强可以保持基本一致,但是每一束激光光束光强并不是平顶分布,或者空间交叠不完全一致,合成光强中就会存在这种由光强差造成的影响。

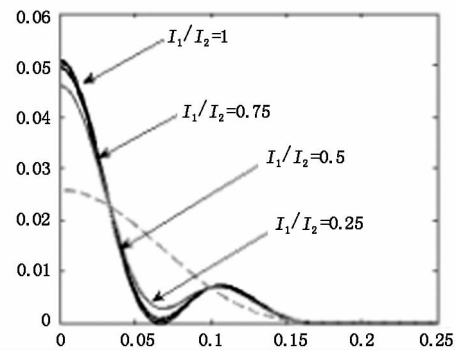


图8 不同光强光束相干光强分布曲线

如果两束激光中一束或者两束都不是线偏振光或者线偏振光存在夹角,其相干过程应该分为均为线偏振、线偏振与椭圆偏振、椭圆偏振与椭圆偏振等多种情况分别加以分析,本文以两束光都是线偏振但是存在一个偏振夹角的情况为例,分析其相干合成过程。假设线偏振光束一偏振方向为 x 方向,则线偏振光束2中的 x 方向分量可以与光束1相干叠加合成, y 方向分量就为非相干合成,假设光束2中 x, y 分量光强比为 p ,则可以将式(19)改写成:

$$I(r, \varphi, 0, t) = I_0(r, \varphi, 0) (u + 1 + 2\sqrt{u \cdot p} \cdot \cos(\phi_2 + \omega_i + \omega_t + \omega_s)) \quad (20)$$

其相干合成后远场光强分布如图9所示,两束光偏振方向趋于垂直时,相干合成趋向于非相干合成,以理想相干合成后光强峰值的90%为标准的话,可以计算出偏振比大于0.65,所以实际研制过程中应尽量保证两束激光偏振方向一致。如果存在非线偏振情况,则相干过程比较复杂,涉及偏振态旋转的时间匹配等问题,基本上难以得到理想的相干合成效果。

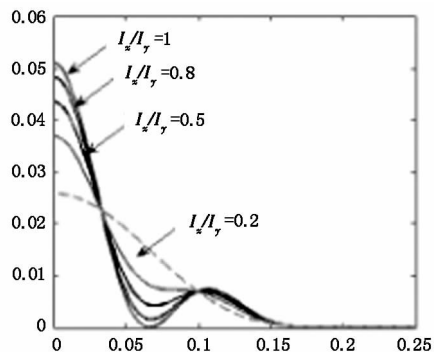


图9 不同偏振比例光束合成

除了激光光束时间相位、偏振特性等对相干合成造成的影响外,在实际情况下,如果不采取技术手段,高能激光光束通常不一定是基模高斯光束,其场分布应该用拉盖尔-高斯函数描述,则式(7)应写成:

$$U_{mn}(r, \varphi, 0) = A_{mn} \frac{\omega_0}{\omega} \left(\sqrt{2} \frac{r_0}{\omega}\right)^m L_n^m \left(\sqrt{2} \frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \exp\left(-\frac{r_0^2}{\omega^2}\right) \cdot \exp\left\{i\left[k(f' + \frac{r_0^2}{2R}) - (m + 2n + 1) \arctan \frac{f'}{z_R}\right]\right\} \quad (21)$$

将此式代入式(9)和式(11),可得不同高阶横模远场光强分布(由于本文采用傅里叶-贝塞尔变换方法,所以仅能模拟圆对称,也就是 $m=0$ 的情况)。图10模拟了 TEM_{00} , TEM_{01} , TEM_{02} 三种横模分布相干合成后的远场分布,可以看出,横模阶次增加,光斑变大,光强变弱。

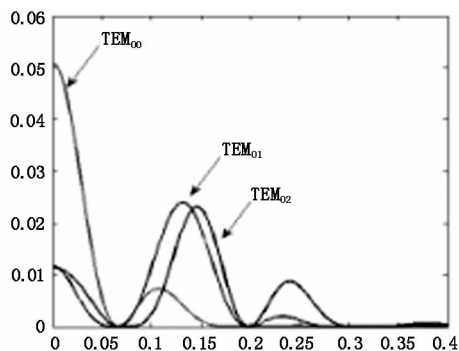


图10 三种横模相干光强分布曲线

4 结论

通过对不同激光光束特点对相干合成远场光强分布的影响分析,再以理想相干合成后光强峰值的90%为标准的话,可以得出用于相干合成的激光器输出激光时空特性基本要求:①必须由同一种子源放大得到;②种子源线宽至少兆赫数量级;③系统内光程差小于0.3 m;④尽可能好的光束质量(基模高斯光波或平面波);⑤输出功率尽可能一致,光强比大于0.25;⑥光束偏振态最好为同方向线偏振光,偏振比至少大于0.65,考虑到多参数的共同作用,某些特性参数的要求还应该更加苛刻。需要注意的是,出于实际情况的考虑,计算过程中假设两束激光光束口径一致,这也是系统设计的通常要求。

参考文献:

- [1] S Redmond, S McNaught. 15 kW near-diffraction-limited single-frequency Nd-YAG laser [J]. Optical Society America, 2007, 2.
- [2] R Poprawe Disk, fiber, rod. Slab_ new laser concepts open new application perspectives [J]. SPIE, 2008: 7138.
- [3] Koechner W. Solid-state Laser [J]. Engineering, 1995, 5.
- [4] Gao Rui. Characteristic analyses and application on limited laser beam [D]. Fujian Normal University, 2009, (S1): 18-19.
高瑞. 受限激光光束的特性分析及其应用 [D]. 福建师范大学, 2009, (S1): 18-19.
- [5] Lu Nai Guang. Fourier optic [M]. Beijing: China Machine Press, 2006.
吕乃光. 傅里叶光学 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2006.
- [6] Tang Qianjin, Shi Xiangchun. The impact of fillfactor on laser group's far field power [J]. distribution, 2007, 28(5): 566-569.
唐前进, 施翔春. 填充因子对激光组束远场功率分布的影响 [J]. 推进技术, 2007, 28(5): 566-569.
- [7] Casperson L W, Tovar A A. Hermite-sinusoidal-gaussian beams in complex optical systems [J]. JOSA (A), 1998, 15(4): 954-961.
- [8] Collins S A Jr. Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optic [J]. J. Opt. Soc. Am, 1970, 60(9): 1168-1177.
- [9] Gradshteyn IS, Ryzhik IM. Table of integrals, series, and products [M]. New York: Academic Press, 1980.
- [10] Kumar R, SusMI K, Kaura D, et al. Holographic optics based schlieren diffraction interferometer [J]. Current Science, 2008, 94(2): 184-188.
- [11] Borghi R Gori F, Santarsiero M. Optimization of laguerre-gauss truncated series [J]. Optics Communications, 1996, 125: 197-203.