

窄频带及宽频带激光束的传输特性

王桂英 陈时胜 余文炎 邓锡铭

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文通过对宽频带及窄频带激光束的传输进行的模拟计算与实验,比较了相干光与部分相干光的传输性质。作者认为宽频带激光束的传输技术是克服当前用于激光核聚变的固体高功率铍玻璃激光器亮度的受限的重要新途径。

当前铍玻璃高功率激光器亮度受限的根本原因是小尺度自聚焦^[1],它来自于材料的非线性折射率系数以及光强空间分布的不均匀性。即使是初始分布为高斯型的光束,在传输过程中由于材料的不均匀、灰尘颗粒以及硬边光阑等都会造成新的衍射,从而改变了场强的空间分布,导致小尺度的自聚焦,使光束亮度受限。近年来,虽然发展了软边光阑^[2]、空间滤波及像传递技术^[3],延缓了自聚焦进程,但却使系统日趋复杂,效率降低。为此,邓锡铭等人^[4]提出了采用宽频带激光束传输,以减少衍射造成的起伏,迟缓自聚焦进程的建议。本文就是这一建议的判断性理论计算与实验,进一步探讨了发展高功率激光系统中的宽带激光束的传输。

一、基本原理与计算模型

为了定量分析窄带及宽带激光束的传输性质,作者选择了线宽为 0.1\AA 的He-Ne激光束模拟相干光的传输,以两条谱线间隔为 676\AA 的铜蒸汽激光模拟部分相干光的传输。为了模拟高功率激光的传输发生的相干效应引起的强度起伏,我们利用一个硬边光阑,将其安放在主光束截尾强度为中心光斑强度的50%和80%处,研究其发生的费涅耳衍射效应。

图1表示模拟光束传输的光路。首先将He-Ne激光或铜蒸汽激光扩束为平行光;其振幅分布是高斯型的。为简便起见,忽略场的矢量性,则光场的表达式为:

$$E_0(r) = Ae^{-\rho(r/a)^2}e^{i\varphi}, \quad (1)$$

其中, A 与 φ 分别表示振幅以及时间带来的位相变化,在一个定点上,光场的瞬时光通量是迅速涨落的,通常将场振幅与位相随着时间的变化取为时间的平均值。为方便起见,将它们取为常数; a 为高斯光斑的横向尺寸; ρ 表示与填充因子有关的常数。当

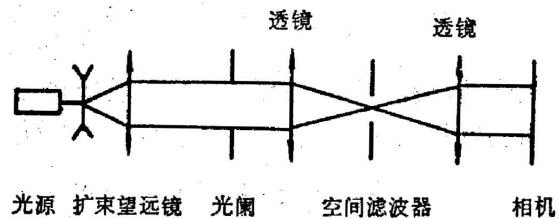


图1 模拟实验装置与计算用光路图

Fig. 1 Simulating experiment system and optical diagram for computing

$r^2 = x^2 + y^2$ 时, 该光束应是圆对称的。由于计算机内存单元所限, 仅取 $y=0$ 一条线上的情况, 即 $r=x$, 把圆孔衍射近似为宽缝衍射来进行模拟计算。

为了求出不同距离上的费涅耳衍射图像, 将上述光场按平面波的角谱展开, 再在每一项角谱上加上由于传输距离带来的位相变化^[5]。

$$E_1(\nu) = \int E_0(r) \exp(-2\pi i\nu r) dr, \quad (2)$$

式中, ν 表示空间频率, $\nu = r/\lambda z$ 。若以光阑 D 所在处取为零点, 经传输 z 距离后, 角谱变化为:

$$E_2(\nu) = E_1(\nu) \exp(-i\pi z \lambda \nu^2), \quad (3)$$

式中, λ 表示传输激光的波长。在距离为 z 处的光场分布为:

$$E_3(r) = \int E_2(\nu) \exp(i2\pi\nu r) d\nu. \quad (4)$$

对于宽带激光, 传输距离对角谱的影响为:

$$E_{2j}(\nu) = E_2(\nu) \exp(-i\pi z \lambda \nu^2). \quad (5)$$

此处只取波长差异, 其它参数对不同波长的光取相同值。对窄带相干光的强度取按振幅迭加的形式:

$$I = \left| \sum_j E_{2j}(\nu) \exp(2\pi i\nu r) d\nu \right|^2. \quad (6)$$

对宽带的非相干光, 总强度按不同波长上的光的强度迭加:

$$I = \sum_j \left| \int E_{2j}(\nu) \exp(2\pi i\nu r) d\nu \right|^2. \quad (7)$$

当光束继续向前传输, 经过空间滤波器的前透镜之后, 在透镜焦平面上的光强分布为:

$$I = \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \int E_3(r) \exp(-2\pi i\nu r) d\nu \right|^2. \quad (8)$$

在焦平面上安放一个直径为 3~5 倍于衍射极限的滤波小孔。透过小孔后的光场分布为:

$$E_4(\nu) = H \cdot \int E_3(r) \exp(-2\pi i\nu r) dr, \quad (9)$$

式中, H 为小孔的透过率函数, 它满足

$$H = \begin{cases} 1 & (-h < r < h), \\ 0 & (-h > r \text{ 或 } r > h), \end{cases}$$

式中, h 为小孔的半径。考虑到由传输距离带来的位相变化后, 经过小孔而达到滤波器的后透镜时, 在该透镜镜面位置上的场的分布为^[6]:

$$E_5(r) = -\frac{1}{M} \int E_4(\nu) \exp\left[-i\pi\left(1 + \frac{1}{M}\right)f\lambda\nu^2\right] \exp(2\pi i\nu r) d\nu, \quad (10)$$

式中, f 为滤波器前透镜的焦距, M 为滤波器扩束的倍率, 即 $M = f_E/f_M$ 。

当光源为铜蒸汽激光时, 需要分别计算它所发出的两种不同波长的光的传输, 并将铜蒸汽激光中的每一种单色光作为相干光处理, 它与 He-Ne 激光的处理相同; 而对两种不同波长的光的迭加是按非相干光处理, 即强度相加。为使两种波长的光强度相同, 可选用衰减片将其衰减到相同, 以便于使实验与理论进行比较。

二、实验与计算结果

图 2 中的一组照片及其黑密度描述以及一组曲线, 分别表示费涅耳数为 $N_F=15$ 处的 He-Ne 激光束及铜蒸汽激光束的费涅耳衍射图形和模拟计算结果 (光阑口径为全光束口径的 $1/3$)。

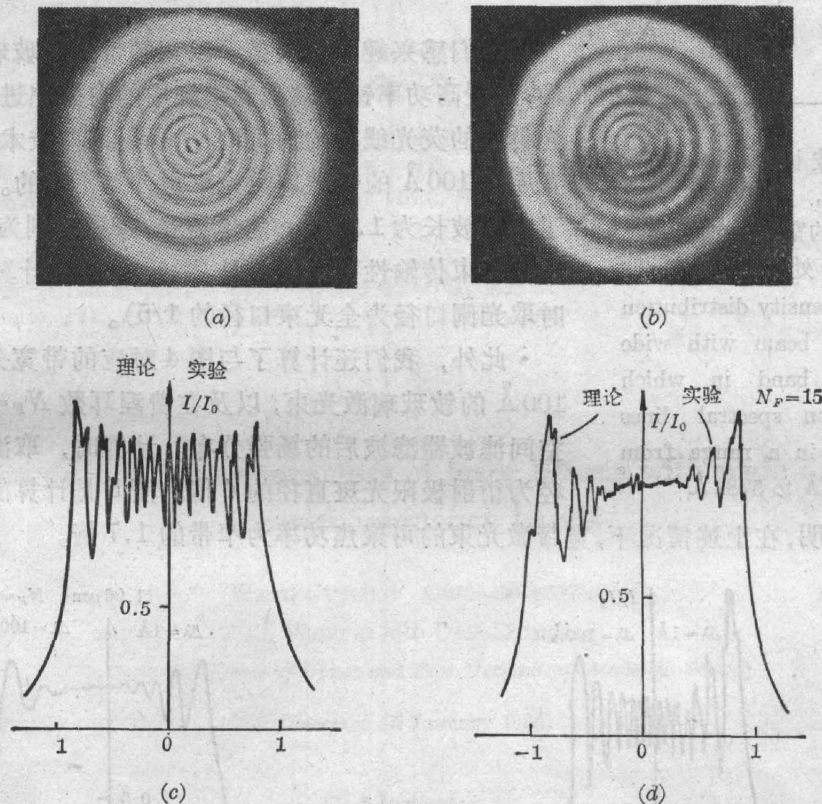


图 2

(a) $N_F=15$ 时, He-Ne 激光束的衍射图; (b) $N_F=15$ 时, 铜蒸汽激光束的衍射图; (c) He-Ne 激光束的光强分布的理论计算(左), 与实验结果(右); (d) 铜蒸汽激光束的强度分布的理论计算结果(左)与实验结果(右)

Fig. 2

(a) Diffraction pattern of a He-Ne laser beam ($N_F=15$); (b) Diffraction pattern of a Cu-vapour laser beam ($N_F=15$); (c) Intensity distribution of a He-Ne laser beam ($N_F=15$), theoretical result (left), experimental result (right); (d) Intensity distribution of Cu-vapour laser beam ($N_F=15$), theoretical result (left), experimental result (right)

图 2 的结果表明, 在相同费涅耳数的地方, 铜蒸汽激光比 He-Ne 激光的场图中心调制度小三倍之多。随着传输距离的增加, 宽频带激光束场图中心区的调制度比窄频带激光束产生的调制度小得多。同时, 我们还计算了这两种激光的可聚焦功率以及通过空间滤波器后的强度分布。计算结果表明, 在 $N_F=15$ 的相同情况下, 在四倍于衍射极限的滤波器小孔内的可聚焦斑内, 铜蒸汽激光(部分相干光)的可聚焦功率是 He-Ne 激光(相干光)可聚焦功率的二倍。

为了考核计算,并进一步阐明宽频带激光束传输对场扰动较小的优异性质,设想铜蒸汽激光从波长为 $5106 \text{ \AA} \sim 5782 \text{ \AA}$ 的间隔内 (676 \AA) 由 10 根等间距的不同波长组成, 计算了费涅耳数为 $N_F=50$ 时所产生的场强分布。图 3 是理论计算的结果。

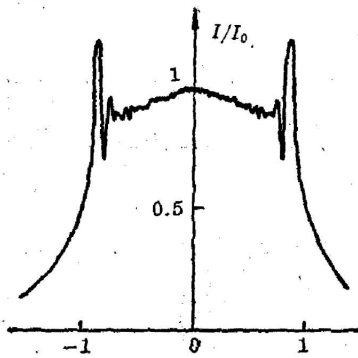


图 3 在波长从 $5106 \text{ \AA} \sim 5782 \text{ \AA}$ 间, 由 10 根等间距谱线组成的宽带激光束, 在 $N_F=15$ 处的强度分布

Fig. 3 Intensity distribution of a laser beam with wide frequency band in which contains ten spectral lines distributed in a range from 5106 \AA to 5782 \AA

三、宽频带钕玻璃激光束的传输性质

我们感兴趣的实例是: 以宽频带的钕玻璃激光束的传输, 延缓高功率钕玻璃激光系统中的自聚焦进程。钕玻璃激光材料的荧光谱宽约为 200 \AA , 采用某些技术以获得谱线宽度为 100 \AA 的钕玻璃激光束也许是不难的。为此, 计算了中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的单色光, 带宽分别为 1 \AA 和 100 \AA 时的光束传输性质。图 4 是 $N_F=15$ 时的计算结果 (计算时取光阑口径为全光束口径的 $1/5$)。

此外, 我们还计算了与图 4 对应的带宽分别为 1 \AA 和 100 \AA 的钕玻璃激光束, 以及在费涅耳数 $N_F=15$ 时, 经过空间滤波器滤波后的场强分布。计算时, 取滤波小孔的直径为衍射极限光斑直径的 4 倍。图 5 是计算的结果。

计算表明, 在上述情况下, 宽带激光束的可聚焦功率为窄带的 1.7 倍。

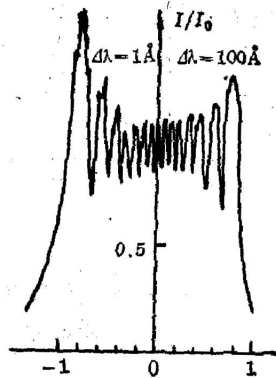


图 4 中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的窄带(左)及宽带(右)的钕玻璃激光束在 $N_F=15$ 处的强度分布
Fig. 4 The intensity distribution of a Na^{3+} glass laser beam (central wave length at $1.06 \mu\text{m}$) with narrow frequency band (left) and wide frequency band (right) at the place where the Fresnel number is $N_F=15$

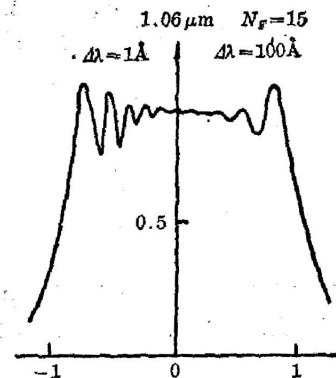


图 5 经空间滤波后, 窄带(左)与宽带(右)的钕玻璃激光束的强度分布
Fig. 5 After passing through the spatial filter, the intensity distribution of a Nd^{3+} glass laser beam with narrow frequency band (left) and wide frequency band (right) respectively

四、结 论

上述计算及模拟实验结果表明, 宽频带激光束的传输比窄频带激光束的传输要好是明

显的,前者对场的扰动较小,从而不易产生小尺度自聚焦的不稳定性增长,对提高激光束的亮度起有利作用。作者认为它有可能发展成为当前用于激光核聚变的高功率激光系统中提高光束亮度的重要新途径之一。

作者在数值计算中曾与范滇元同志进行过有益的讨论,并得到本所计算机房同志们的协助。在实验过程中曾得到张桂燕、景春阳和卓美珍等同志的热情帮助,在此谨向他们致谢。

参 考 文 献

- [1] P. L. Kelley; *Phys. Rev. Lett.*, 1965, **15**, No. 26 (27 Dec), 1005.
F. T. 阿雷克, E. O 舒尔茨-杜波依斯主编; 《激光手册, 第五分册: 激光的物理应用》(科学出版社, N. 1979).
- [2] E. S. Bliss *et al.*; *U. S. Patent* 3867017 (Feb). 1975.
- [3] J. T. Hunt *et al.*; *Appl Opt.*, 1977, **16**, No. 4 (Apr), 779.
- [4] 邓锡铭等; 《光学学报》(待发表)
- [5] J. W. 顾德门著; 《傅里叶光学导论》, (科学出版社, 1976), 第三章.
- [6] V. I. Talanov *et al.*; *JETP Lett.*, 1970, **11**, No. 4 (20 Feb), 199.

The propagating characters of laser beams with wide and narrow frequency bands

WANG GUIYING CHEN SHISHENG

YU WENYIN AND DENG XIMING

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 15 January 1983)

Abstract

In this paper a numerical coding and experiments to simulate the propagating characters of laser beams with wide and narrow frequency bands are described. By comparing the propagating characters of coherent light with those of partial coherent light, it is demonstrated that the propagating technique of a laser beam with wide frequency band is a new way to increase the brightness of high power laser beam.