

# 高功率激光束波前空间频率划分研究\*

刘红婕<sup>1</sup> 景 峰<sup>1</sup> 左言磊<sup>1,2</sup> 彭志涛<sup>1</sup> 胡东霞<sup>1</sup> 张春玲<sup>1,3</sup> 周 维<sup>1</sup>  
李 强<sup>1</sup> 张 昆<sup>1</sup> 姜 蕾<sup>1</sup> 左 明<sup>1</sup> 孙志强<sup>1</sup>

(1 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川绵阳 621900)

(2 清华大学工程物理系, 北京 100027)

(3 电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

**摘 要** 基于衍射理论和非线性小尺度自聚焦的纹波理论, 推导了不同频率下的纹波经过非线性介质传输后的解析式. 通过解析分析, 得到了不同空间频率波前畸变的非线性增长特性. 结合驱动器装置对打靶焦斑的要求, 研究了波前空间频率的划分方法, 并根据国内装置的特点划分了波前空间频率高中低频分界点.

**关键词** ICF; 波前畸变; 空间频率; B-T 理论; 高功率固体激光器

**中图分类号** TN241 **文献标识码** A

## 0 引言

高功率固体激光装置中大口径光学元件引入的波前畸变<sup>[1,2]</sup>, 在总的波前畸变中占有很大的比重, 几乎覆盖整个频谱范围, 将影响焦斑主瓣、焦斑旁瓣<sup>[3~6]</sup>以及光束近场<sup>[7,8]</sup>. ICF 驱动器对焦斑特性的要求以及对光束非线性自聚焦的控制都需要对光学元件波前畸变提出合适的指标. 由于不同空间频率波前畸变的传输性质不同, 对光束质量的影响方式也不同, 这个指标不能笼统地提出来, 而是需要针对不同频段利用合适的评价方式<sup>[9~11]</sup>分段提出. 因此研究高功率激光束波前畸变的频率特性, 划分高中低频波前畸变的范围具有重要的意义.

本文首先简单分析了纹波非线性传输的基础理论——B-T 理论, 并得到不同空间频率的纹波经过非线性介质后的解析式, 通过分析以及对解析式的模拟计算, 得到不同空间频率波前畸变的非线性增长特性. 根据不同空间频率波前畸变非线性增长的特点, 结合驱动器装置对打靶焦斑的要求, 划分了高中低频波前畸变的分界点.

## 1 理论分析

高强度非均匀光束在非线性介质中传输时, 由于三阶非线性极化, 小尺度自聚焦效应很显著, 它是威胁高功率激光器安全运行、限制其输出功率的主要因素. 60 年代末期, 人们便认识到了小尺度自聚焦效应, 最经典理论就是 B-T 理论<sup>[11]</sup>. 他们将非均匀光束看成是均匀的强背景光上叠加了一些小幅度

度的扰动, 而且假定背景光的光强不随传输距离  $z$  而增长(或衰减), 运用线性化等处理方法, 在小幅度扰动条件下导出了小尺度扰动所遵循的演化方程, 并求得了最快增长频率和最大增长系数, 以及 B 积分等结果. 后来许多人将其用于指导高功率固体激光器的设计.

由 B-T 理论知, 经过线性化处理可以得到平面上小微扰量在非线性介质中传输时的方程

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cosh(\theta) & -\frac{1}{S} \sinh(\theta) \\ -S \sinh(\theta) & \cosh(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

式中,  $\theta = S \times \beta_0 \times z$ ,  $S = \left( \frac{\beta_c - \beta_0}{\beta_0} \right)^{1/2}$ ,  $\beta_0 = \pi \lambda p^{-2}$ ,  $\beta_c = \frac{2B}{z}$ .  $p$  为扰动纹波的周期,  $\lambda$  为传输光束的波长,  $z$  为传输距离,  $B$  为 B 积分值.  $u_0, v_0$  分别为初始纹波在频域中的强度噪音和位相噪音分布,  $u, v$  为传输后频域中的强度噪音和位相噪音分布.

B 积分给出了最大纹波增益近似值, 不仅可以作为判定小尺度自聚焦严重程度的依据, 而且它又恰好是本底光束在非线性介质中传输时得到的附加相位. 由于它的简洁明了, 在系统估算和设计中是很常用的一个参量.

式(1)为矩阵形式

$$\begin{pmatrix} \bar{u} \\ \bar{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{u}_0 \\ \bar{v}_0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

$m_{11}, m_{12}, m_{21}$  和  $m_{22}$  分别对应于上式中各项的系数.

对大部分系统, 光束不会仅仅通过一种介质, 特别在有增益介质中, 还要考虑强度的变化而将介质分为足够薄的薄片, 在每一片中都可以认为光强是不变的, 这里每一部分都可以看作一个矩阵  $[M_i]$ , 经过  $n$  个矩阵的输出满足

\* 国防科技重点实验室基金(51480040104ZW0806)资助  
Tel: 0816-2494640 Email: hongjie3713@sina.com  
收稿日期: 2005-06-13

$$\begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} = (M_n) \cdots (M_3)(M_2)M_1 \begin{pmatrix} u_0 \\ v_0 \end{pmatrix} \quad (3)$$

若  $(M) = (M_n) \cdots (M_3)(M_2)M_1$ , 只要计算出实际系统的  $M$ , 就可以计算它的小尺度调制增长频谱分布. 当仅考虑位相畸变的情况时, 就可以假定输入光束强度均匀, 位相有调制, 即:  $u_0 = 0, v_0 = v_0$ , 则功率谱增益曲线

$$G_m(p) = m_{12}^2 + m_{22}^2 \quad (4)$$

分析式(4)知, 位相畸变对功率谱的非线性增益与位相畸变的空间频率以及传输系统的 B 积分有关, 系统的 B 积分又主要与光束通量和非线性介质的非线性折射率系数有关. 在系统 B 积分确定的情况下, 非线性增长只取决于波前畸变的空间频率.

## 2 不同频率位相畸变的非线性增长

图 1 为神光 III 原型装置光路排布图. 从图中可以看出, 神光 III 原型装置主要由前端、预放级、主放大级、诊断靶场、光束控制与诊断和计算机集中控制系统等六大系统组成. 光束由前端 (MO) 输出, 经过预放大级 (PA) 放大整形为主放大级所需要的平顶高斯光束, 经过变形镜 (DM) 和注入反射镜 (IM) 注入到主放光路中. 经过腔内空间滤波器 SF1 的 1 孔到主放大器 (Amp. 1) 第一次放大, 经腔镜 (CM) 反射到主放大器第二次放大, 然后通过 SF1 的 2 孔到 U 型反转器, 经过反转器各元件反射回 SF1 腔内到 3 孔, 其中包括晶体小开关 (PC. 1), 经过传输第

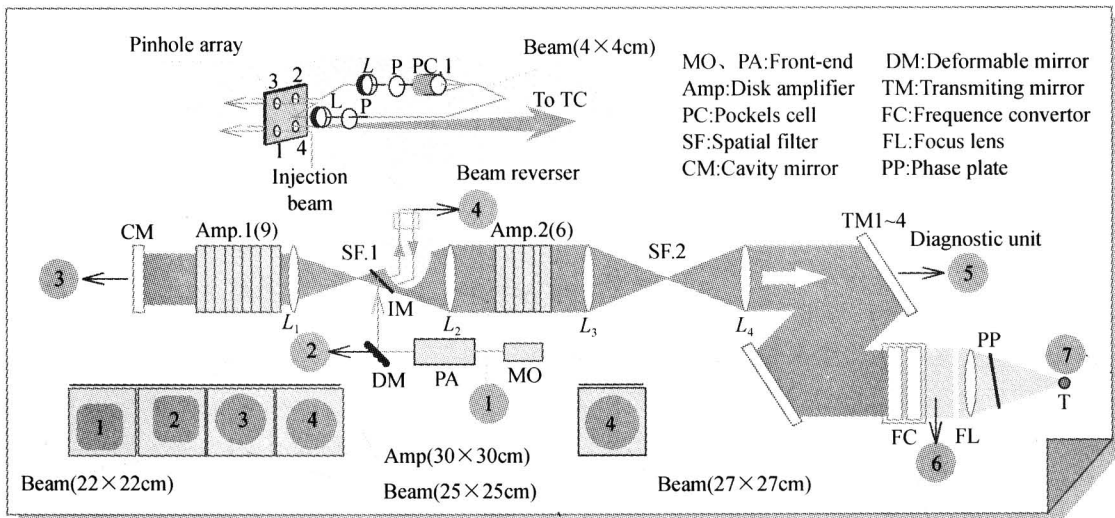


图 1 神光-III 原型装置光路排布图

Fig. 1 Distribution of the beam path in SG-III prototype

三次通过主放大器放大, 再经腔镜反射第四次通过主放大器放大, 然后通过 SF1 的 4 孔后输出. 输出后经过助推放大器 (Amp. 2) 再次放大, 通过传输空间滤波器 (SF. 2) 后经打靶反射镜反射, 再经过三倍频转换晶体, 将基频光束转换为三倍频打靶光打靶.

神光 III 原型装置中非线性自聚焦效应最严重的位置是助推放大级. 下面就以这部分为例, 利用上述 B-T 理论的结果数值模拟助推放大级上不同空间频率位相畸变的非线性增长. 原型装置的助推放大器系统如图 2. 助推放大器的关键参量如下: 几何尺寸为  $590 \text{ mm} \times 320 \text{ mm} \times 40 \text{ mm}$  的钕玻璃以布儒斯特角放置, 动态时的小信号增益系数约为  $0.05 \text{ cm}^{-1}$ , 钕玻璃的线性折射率为  $n_0 = 1.528$ , 非线性折射率为  $n_2 = 1.15 \times 10^{-13} \text{ esu}$ , 两侧窗口玻璃和透镜玻璃的厚度为  $34 \text{ mm}$ , 线性折射率为  $n_0 = 1.528$ , 非线性折射率为  $n_2 = 1.46 \times 10^{-13} \text{ esu}$ . 由于钕玻璃以布儒斯特角放置, 通过单片钕玻璃的光程约为  $45.7 \text{ mm}$ . 为了便于计算, 将该系统等效为平行排布如图 3 的

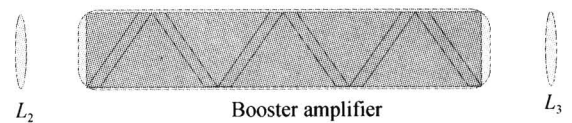


图 2 助推放大系统钕玻璃排布图

Fig. 2 Distribution of Nd : glass in booster amplifier

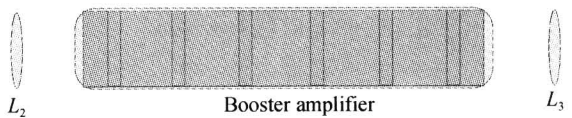


图 3 模拟计算用到的等效图

Fig. 3 Equivalent figure used in simulation

系统, 这种等效基本不会影响非线性增长曲线, 只是在非线性增长紊乱的区域略有变化. 钕玻璃等效间距约为  $490 \text{ mm}$ , 钕玻璃与窗口间距约等效为  $250 \text{ mm}$ , 计算时所用的波长  $\lambda_0 = 1.053 \mu\text{m}$ . 原型装置系统设计输出能量为  $2400 \text{ J/1ns}$ , 助推放大器处的光束口径为  $27 \text{ cm} \times 27 \text{ cm}$ . 每张钕玻璃等效一个薄片, 则经过一张钕玻璃片, 光强要变化一次, 钕玻璃之间光强不变.

本论文根据 B-T 理论模拟神光 III 原型装置助推级得到的结果如图 4, 为不同空间频率的波前畸变所对应的非线性增长分布. 图中曲线为由位相畸变引入的功率谱增益曲线, 根据不同空间频率波前畸变的非线性传输性质, 可将不同空间频率波前畸变的功率谱增益曲线分为 A、B、C、D、E 五个区域:

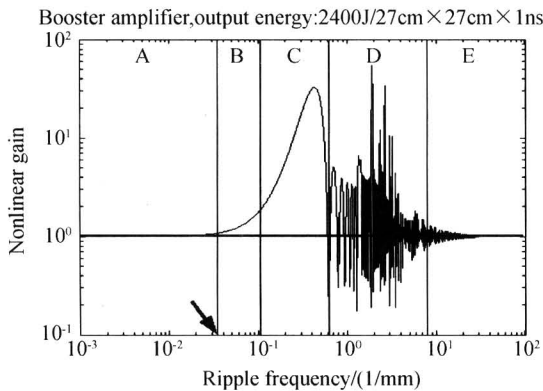


图 4 不同空间周期的位相畸变所对应的非线性增益分布  
Fig. 4 Nonlinear-gain distribution as a function of phase distortions of different spatial periods

1) A 区: 非线性增益非常低, 可以忽略. 这部分纹波的非涅耳长度很长, 衍射效应不明显, 能够通过滤波小孔打到靶点上. 这种纹波的非涅耳长度超过 1000m, 传输过程中可用几何光学来表述.

2) B 区: 非线性增益比较低, 且非线性增益变化缓慢. 这部分纹波衍射较小, 能通过滤波小孔, 但会影响打靶. 这部分纹波的非涅耳长度在 1000m 到 100m 之间, 与激光器长度相当, 不能够确定是用衍射光学还是用几何光学.

3) C 区: 非线性增益高且迅速增长, 这部分纹波的非线性增益迅速增大到最大值, 很容易引起非线性自聚焦, 从而导致光学元件损伤和破坏, 不能通过空间滤波器小孔到其后的光学元件.

4) D 区: 非线性增益高但很无序的区域, 与 C 不同的是增益变得无序, 这是因为这部分纹波的非涅耳长度比较短, 近似于两张片的距离.

5) E 区: 非线性增益非常低, 可以忽略, 表现为散射作用.

由上面分析知, A 区域和 E 区域空间频率的纹波非线性增益较低, 基本可以不考虑非线性增长. B、C、D 区域都是必须考虑非线性增长的空间频率的纹波, 这部分频率的纹波最大增长可达上百倍, 是 ICF 驱动器设计所必须重点考虑的. 初步可以认为 A 区域的空间频率为低频, B、C、D 区域的空间频率为中高频.

从图 4 还可以看出根据非线性增长曲线划分 A、B 区域的划分界限并不是很明显, 下面就从 NIF 对低频和中高频的定义出发, 根据原型装置对焦斑

的要求划分 A、B 区域的分界点. 由于 A 区域的空间频率为低频, B 区域的空间频率为中高频, 这个分界点也是低频与中高频波前畸变的分界点.

### 3 神光 III 原型装置波前畸变高中低频的划分

NIF 的研究表明<sup>[9]</sup>, 低频波前畸变将决定打靶焦斑主瓣, 传输过程中可以近似为几何光线光学. 中高频波前畸变将决定打靶焦斑的旁瓣, 还可能引起非线性自聚焦效应. 在传输过程中, 中高频波前畸变物理过程微妙复杂, 不能近似为几何光线光学. 以此为基础, NIF 经过研究划分了高中低频波前畸变的分界点: 中低频为 33 mm、中高频为 0.12 mm.

国内高功率固体激光装置对波前的划分一直沿用 NIF 的. 由上可知, NIF 的这两个分界点是根据 NIF 系统的特点确定下来的, 对不同的激光装置这个分界点并不一定相同. 下面根据神光 III 原型装置打靶对焦斑的要求以及不同空间频率波前畸变的传输性质, 划分了神光 III 原型装置的波前高中低频范围.

根据原型装置对焦斑的设计要求: 10 倍衍射极限内集中大于 95% 激光能量, 结合低频波前近似于几何光学的传输特性以及对低频波前的定义, 划分了中低频波前畸变的分界点. 对原型装置来说 10 倍衍射极限对应于光束的基频光发散角  $\theta$  约为 35urad, 由关系式  $\Delta = \lambda/\theta$ , 式中  $\lambda$  为波长,  $\Delta$  为对应的空间周期, 可以得到低频和中高频的分界点为  $\Delta \approx 30$  mm. 空间周期大于这个分界点的纹波的非线性增长可以近似为 0, 为低频; 而小于这个点一直到 0.11 mm, 这部分空间周期的纹波非线性增长不能近似为 0, 为非线性增益较高的中频波前纹波; 其后非线性增长又近似为 0, 为高频. 因此原型装置位相畸变低频和中频空间尺度的分界点为 30 mm, 中频和高频空间尺度的分界点为 0.11 mm.

### 4 结论

本文基于非线性小尺度自聚焦的 B-T 理论, 通过高功率激光束位相畸变的空间频率非线性增长特性的研究, 以及装置打靶对焦斑的要求, 建立了划分高中低频位相畸变的划分方法. 并根据这种划分方法, 划分了神光 III 原型装置高中低频位相畸变的范围: 低频和中频空间尺度的分界点为 30 mm, 中频和高频空间尺度的分界点为 0.11 mm. 由于不同空间频率波前的传输性质和对装置的影响方式都不同, 因此, 根据划分的空间频率区域, 对不同空间频段的光学元件提出各自的加工指标, 这对满足装置对光学元件的要求同时减轻光学元件的加工压力是非常有意义的.

## 参考文献

- 1 Campbell J H, Fedder R H, Stolz C J, *et al.* NIF Optical Materials and Fabrication Technologies overview. UCRL-CONF-155471, 2004
- 2 Spaeth M L, Manes K R, Widmayer C C, *et al.* The National Ignition Facility wavefront requirements and optical architecture. UCRL-CONF-I 55442, 2004
- 3 Rothenberg J E, Auerbach J M, Shamasundar, *et al.* Focal spot conditioning for indirect drive on the NIF. *Proc SPIE*, 1998, **3492**: 65~77
- 4 Williams W W, Auerbach J M, Henesian M A, *et al.* Modeling Characterization of the National Ignition Facility Focal Spot. *Proc SPIE*, 1999, **3264**: 93 ~ 104 Mark A
- 5 栗敬钦. ICF 驱动器激光束聚焦特性的研究[博士学位论文], 四川成都, 四川大学, 2001  
Li J Q. Study on the self-focusing characteristics of driver laser in ICF, [Dissertation], Chengdu: Sichuan University, 2001
- 6 刘红婕, 景峰, 左言磊, 等. 激光波前功率谱密度与焦斑旁瓣的关系. *中国激光*, 2006, **33**(4): 504~508  
Liu H J, Jing F, Zuo Y L, *et al.* Chinese Journal of Laser, 2006, 2006, **33**(4): 504~508
- 7 Fleck J A, Jr Morris J R, Bliss E S. Small-scale self-focusing effects in a high power glass laser amplifier. *IEEE J QE*, 1978, **QE-14**(5): 353~363
- 8 Campillo A J, Shapiro S L, Suydam B R. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. *Appl Phys Lett*, 1973, **23**(11): 628~630
- 9 Williams W W, Auerbam J M, Hunt J T, *et al.* NIF Optics Phase Gradient Specification. UCRL-ID-127297, 1997
- 10 Lawson J K, Aikens D A, English R E, *et al.* Power Spectral Density Specifications for High-Power Laser Systems. UCRL-JC-123105, 1996
- 11 Bespanlov V I, Tanalov V I. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids. *JETP Lett*, 1966, **3**(12): 307~310

## Study of the Dividing Method of the Wave-front Spatial Frequency of the High-power-laser Beam

Liu Hongjie<sup>1</sup>, Jing Feng<sup>1</sup>, Zuo Yanlei<sup>1,2</sup>, Peng Zhitao<sup>1</sup>, Hu Dongxia<sup>1</sup>, Zhang Chunling<sup>1,3</sup>,  
Zhou Wei<sup>1</sup>, Li Qiang<sup>1</sup>, Zhang Kun<sup>1</sup>, Jiang Lei<sup>1</sup>, Zuo Ming<sup>1</sup>, Sun Zhiqiang<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900

<sup>2</sup> Department of Engineering Physics of Tsinghua University, Beijing 100027

<sup>3</sup> School of Physical Electronics of UESTC, Chengdu 610054

Received date: 2005-06-13

**Abstract** In terms of the theory of diffraction and nonlinear small-scale self-focusing, the analytical expression which described ripples of different spatial frequencies' passing through nonlinear media was induced. By analytical method, the nonlinear-gain characteristics of different spatial frequencies' wavefront distortions were obtained. The division method of the wavefront-distortion' s spatial frequency was developed according to the requirements for the focal spot in drivers and the separation points between the higher, middle and lower frequencies which were assured according to the characteristics of domestic driver.

**Keywords** ICF; Wavefront distortion; Spatial frequency; B-T theory; High power solid laser

**Liu Hongjie** was born in 1978. She graduated from Shandong University in 1995 and obtained B. S. degree. In 2005, she got her M. S. degree from department of Graduate of CAEP in Beijing. Her research area includes laser technology, beam propagation and transform.

