

# 空间滤波器在提高光束亮度中的作用

陈时胜 毕无忌 王笑琴 赵庆春  
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文报导了真空空间滤波器在改进光束质量,提高光束亮度中的实验结果。

## 一、引 言

高功率激光器件发展中,提高亮度的根本限制是小尺寸自聚焦,这种效应起因于透明电介质的非线性折射率。为了克服这种小尺寸自聚焦引起光束亮度的下降,近年来发展了光束的空间整形技术,即软边化<sup>[1]</sup>以及空间滤波器<sup>[2]</sup>等,其目的都是为了消除光束强度的空间起伏,使其截面上的场强分布均匀化。

本文报导了我们在六束亚毫微秒高功率钕玻璃激光系统中<sup>[3]</sup>,使用空间滤波器来提高光束亮度的某些实验结果。

## 二、理 论 分 析

当一束强激光通过透明电介质材料时,光束的电场会引起介质极化,极化率增加,因而折射率也增大。其结果是光束场强越强的地方,折射率也就越高<sup>[4]</sup>。折射率由下式给出:

$$n = n_0 + n_2 \langle E \rangle^2 = n_0 + \gamma I, \quad (1)$$

其中,  $n_0$  为材料的线性折射率,  $\langle E \rangle^2$  为光束电场强度的平方,  $I$  为光强,  $n_2$  为材料的非线性折射率系数,  $\gamma$  为与  $n_2$  有关的非线性系数。

由电磁论知道<sup>[5]</sup>, 介质中能量的体密度为:

$$\rho = I \frac{n_0}{C} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{4\pi} \epsilon \langle E \rangle^2 = \frac{n_0^2}{4\pi} \langle E \rangle^2. \quad (2)$$

由此得

$$\langle E \rangle^2 = \frac{4\pi}{n_0 C} I, \quad (3)$$

式中  $C$  为真空中的光速,  $\mathbf{D}$  为电位移矢量,  $\mathbf{E}$  为激光电场强度。由于  $\Delta n = n_2 \langle E \rangle^2 = \gamma I$ , 于是

$$\gamma = \frac{4\pi n_2}{n_0 C}, \quad (4)$$

式中,  $n_2$  单位为 e.s.u.,  $\gamma$  单位为  $\text{cm}^2/\text{W}$ 。

当一束强度为  $I_0$  的初始光束进入长度为  $L$  的放大器并沿  $x$  轴传播时, 在非线性的作用下, 在不同的空间频率  $K$  上将产生不同的强度增长  $\Delta I_K$ , 表示为<sup>[4]</sup>:

$$\Delta I_K = I_0 \exp \int_0^L g(K, x) dx = I_0 e^{B(K)}, \quad (5)$$

其中,

$$g(K, x) = K \left( \frac{\gamma I(x)}{n_0} - \frac{K^2}{4\pi n_0 k_0} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

$K = 2\pi/\lambda$  称为空间频率(波数),  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ , 为激光波数。

$$B(K) = \int_0^L g(K, x) dx. \quad (7)$$

由于光束的这种不同空间频率的非线性增强, 将使光束强度不均匀, 并使空间截面上产生不同的相位延迟从而引起小尺寸自聚焦, 它不仅破坏了光束的方向性, 而且引起材料永久性损伤。

在本实验中, 采用的工作介质是硅酸盐钕玻璃, 其  $n_2$  为  $1.6 \times 10^{-13}$  e.s.u., 量纲为  $\text{cm} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{sec}^2$ , 折射率  $n_0 = 1.5$ , 于是  $\gamma$  值为  $4.2 \times 10^{-7} (\text{cm}^2/\text{GW})$ 。

对钕玻璃激光放大器, 其受激发射截面为  $\sigma = 1.1 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ , 能量增益方程为<sup>[6]</sup>:

$$E_{\text{out}}^{(s)} = E_r \ln \{ 1 + [\exp(E_{\text{in}}/E_r) - 1] \exp(\beta x) \}, \quad (8)$$

其中,  $E_{\text{in}} = h\nu I_0 \tau_0$  为输入能量;  $E_r = h\nu/2\sigma$  为饱和能量;  $\tau_0$  为光脉冲宽度,  $I_0$  为输入到放大器的光强度;  $\beta$  为放大器的增益系数;  $h\nu$  为每个光子的能量。

从实验上确定激光放大器增益系数  $\beta = 0.04 \text{cm}^{-1}$ 。将  $\beta$  值代入功率增益方程  $I(x) = I_0 e^{\beta x}$ , 再将所得  $I(x)$  代入(7)式, 便可计算出  $B(K)$  积分。图1是一组计算结果。

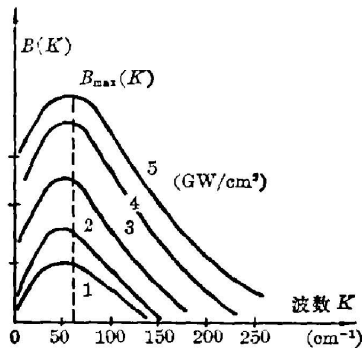


图1  $B(K)$  与波数  $K$  的关系

Fig. 1 Relationship between  $B(K)$  and spatial wave number  $K$

从曲线中看出,  $B_{\text{max}}(K)$  随功率密度  $I (\text{GW}/\text{cm}^2)$  的增加而向较大波数方向略有位移。最大的  $B(K)$  约发生在波数为  $K_{\text{max}} = 70 \text{cm}^{-1}$  左右。

另外, 从公式(6)中令  $dg(K)/dK = 0$  便得强度增加最快时所对应的空间频率为  $K_{\text{max}} = k_0 (2\gamma I_0/n_0)^{1/2}$ , 将  $I_0 = 3 \text{GW}/\text{cm}^2$ ,  $\gamma = 4.2 \times 10^{-7} (\text{cm}^2/\text{GW})$  代入, 便得  $K_{\text{max}} = 78 \text{cm}^{-1}$ 。

倘若入射平行光束的最大截止频率为  $K_{\text{co}}$ , 空间滤波器的截止频率为  $K_{\text{sf}}$ , 则仅有  $K < K_{\text{sf}}$  的空间频率可透过滤波器, 对  $K > K_{\text{sf}}$  的空间频率将被滤除。因为入射到滤波器的各种空间频率所对应的强度是无关的, 因而透过滤波器的透过率为:

$$T_{\text{sf}} = 1 - \int_{K_{\text{sf}}}^{K_{\text{co}}} 2\pi K I_0(K) \exp B(K) dK,$$

如果光强分布  $I(K)$  呈方形分布, 即

$$\begin{cases} I(K) = I_0 & (0 \leq K \leq K_{\text{co}}), \\ I(K) = 0 & (K > K_{\text{co}}). \end{cases}$$

此时便有,  $T_{\text{sf}} = 1 - \pi I_0 (K_{\text{co}}^2 - K_{\text{sf}}^2) e^B$ , 由此可见, 当  $B$  积分增大时, 滤波器透过率便下降,

这表明激光焦斑随  $B$  的增大而变大, 即光束亮度下降。使用空间滤波器的目的是要滤去较高的空间频率, 使光强分布均匀化。

### 三、实 验

实验是在六束亚毫微秒激光等离子体实验装置<sup>[3]</sup>进行的。实验中选用了六束系统中的一束进行。激光输出波长为  $1.064 \mu\text{m}$ , 脉宽为  $100 \text{ ps}$  (FWHM), 每束输出能量一般为  $10 \text{ J}$ 。

空间滤波器由透镜-针孔-透镜组成。空间滤波器的截止频率为  $K_{c,f} = k_0 d / 2f$ , 式中  $k_0$  为真空激光波数,  $d$  为滤波器针孔直径,  $f$  为聚焦透镜的焦距。透镜  $L_1$  的焦距  $f = 1 \text{ m}$ , 针孔采用不锈钢制成, 直径  $d = 0.5 \text{ mm}$ , 相应的滤波器截止频率为  $K_{c,f} = 14.8 \text{ cm}^{-1}$ , 它只允许小于  $4.2 \text{ mm}$  的空间条纹通过。在滤波器位置上, 相应的增长最快的空间频率为  $78 \text{ cm}^{-1}$ , 它相应于宽度为  $0.8 \text{ mm}$  的空间条纹。这种条纹已被滤除。滤波器的第二个透镜  $L_2$  是用来将透过针孔的光束再准直成平行光, 以便进入下一级放大器。

为了避免空气击穿, 滤波器针孔被置于真空中, 真空度为  $10^{-2} \text{ torr}$ 。

为了减小滤波器的损耗, 透镜及窗口皆镀以  $1.06 \mu\text{m}$  增透介质膜层, 在无针孔情况下, 滤波器透过率为  $90\%$ 。实验布置示于图 2 中。图中  $A_{VII}$ ,  $A_{VIII}$  为放大器,  $L_1$ ,  $L_2$  为滤波透镜,  $P$  为取样平板,  $C_1$  为能量卡计。

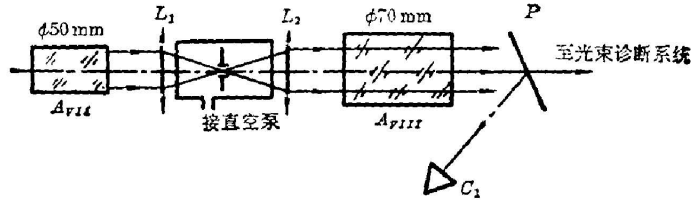


图 2 实验布置图

Fig. 2 The experimental arrangement

### 四、实验结果

为了证实空间滤波器对改进光束质量的作用, 本文分别测量了在  $\phi 50 \text{ mm}$  与  $\phi 70 \text{ mm}$  放大器间加入或不加入空间滤波器时的光束质量, 并加以比较。在光束质量测量中, 采用了近场图样, 远场图样以及可聚焦功率等测量方法。

(1) 近场图样 图 3(a) 与图 3(b) 分别是无滤波以及经滤波后的光束近场图样。

从图 3(a) 中看出, 光束近场图中, 光强分布极不均匀, 呈许多明显的细干涉条纹。这些条纹起因于介质的不均匀以及由衍射、干涉等产生的条纹, 其中有宽度约  $1 \text{ mm}$  的条纹, 这些条纹相应的空间波数为  $60 \text{ cm}^{-1}$ , 它在放大器中传输时最易产生局域强区, 容易导致自聚焦而使光束质量下降。但经过滤波后, 在图 3(b) 中这些条纹已被滤除, 近场图已明显地均匀化。



图 3(a) 不加空间滤波器时光束的近场图样  
Fig. 3(a) Near field pattern of the laser  
without spatial filter

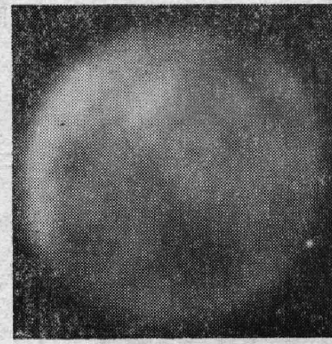


图 3(b) 经滤波后光束的近场图样  
Fig. 3(b) Near field pattern after  
passing spatial filter

(2) 可聚焦功率 在真空靶室内安装不同直径的微球靶, 测量被靶阻挡的能量比率即可聚焦功率。另外, 还在靶室内安装多台 X 光离子能量卡计, 测量了激光转化为 X 光及离子的能量比率, 这种测量提供了可聚焦功率的旁证数据。表 1 和表 2 分别为无滤波器及

表 1 无空间滤波器时, 光束的可聚焦功率

Table 1. Focusable power of laser beam without the spatial filter

输出能量 (J)	放大器的负载功率密度 (GW/cm <sup>2</sup> )	束漂移角 $\theta$ (")	靶球直径 ( $\mu$ )	相应的发散角 (mrad)	可聚焦功率 (%)
6.1	2.2	5	$\phi 55$	0.45	65
6.2	2.2	5	$\phi 65$	0.54	73
10	3.5	5	$\phi 70$	0.58	67
11.8	4.1	5	$\phi 68$	0.57	64

表 2 有空间滤波器情况下, 经滤波后的激光束的可聚焦功率

Table 2 The focusable power of the laser beam after passing through the spatial filter

输出能量 (J)	放大器相应的负载功率密度 (GW/cm <sup>2</sup> )	束角漂移 $\theta$ (")	靶球直径 ( $\mu$ )	相应的发散角 $\theta$ (mrad)	可聚焦功率 (%)	离子卡计能量激光能量 (%)
14.3	5.0	5	$\phi 60$	0.5	80	未测
8.4	3.0	10	$\phi 70$	0.58	91	未测
9.1	3.2	5	$\phi 55$	0.45	80	未测
5.1	1.8	5	$\phi 100$	0.83	97	27
7.7	2.7	5	$\phi 100$	0.83	95	18
9.0	3.1	5	$\phi 100$	0.83	95	19
11.7	4.1	5	$\phi 100$	0.83	90	13
12.2	4.3	5	$\phi 100$	0.83	90	12.8
15.2	5.3	5	$\phi 100$	0.83	88	10



有滤波器情况下, 光束可聚焦功率的数据。表 1 中光束的角漂移引起焦点在靶上的位移为  $\Delta = f\theta$ , 靶镜焦距  $f = 120 \text{ mm}$ , 例如, 当  $\theta = 10''$  时, 位移量为  $\Delta = 6 \mu$ 。

比较表 1 和表 2 可以看出, 采用空间滤波器后, 光束在  $0.58 \text{ mrad}$  内的可聚焦功率从原来的约 70% 提高到 90%。另外, 平均负载功率密度从  $1.8 \text{ GW/cm}^2$  提高到  $4.3 \text{ GW/cm}^2$  时, 可聚焦功率仅从 97% 下降到 90%, 表明非线性作用尚未明显地使可聚焦功率下降。

(3) 远场尖劈图的比例 本文利用尖劈法分别测量了无空间滤波器以及有空间滤波器情况下, 输出激光的远场能量分布。两者皆在同样输出能量(或功率)时测量, 因而也是在相同的平均负载功率密度( $3.5 \text{ GW/cm}^2$ )下得到的。图 4(a) 与图 4(b) 分别是无空间滤波器(图 4(a))与有空间滤波器(图 4(b))时的远场分布图。

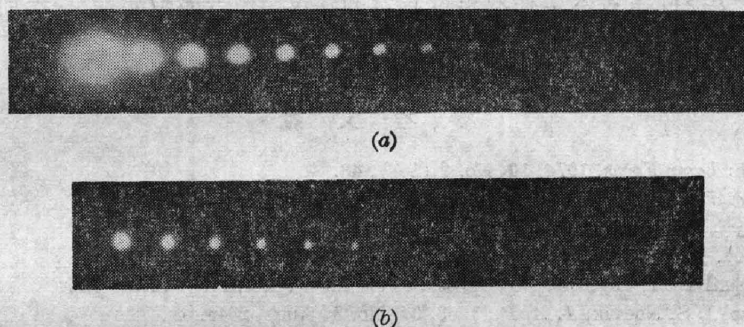


图 4 激光束的远场分布

Fig. 4 Far-field distribution of laser beam

图 5 的结果表明, 在无空间滤波器时(图 5(a))和有空间滤波器时(图 5(b)), 光束的远场焦点较大, 且在焦平面上光强呈许多尖峰状分布, 这是由于光束的自聚焦引起的。在采用空间滤波器后, 光束远场焦点变小, 且无明显的尖峰分布。图 6 中的曲线 A(无空间滤波器)与曲线 B(有空间滤波器)表明, 采用空间滤波器后, 光束的发散角变小。

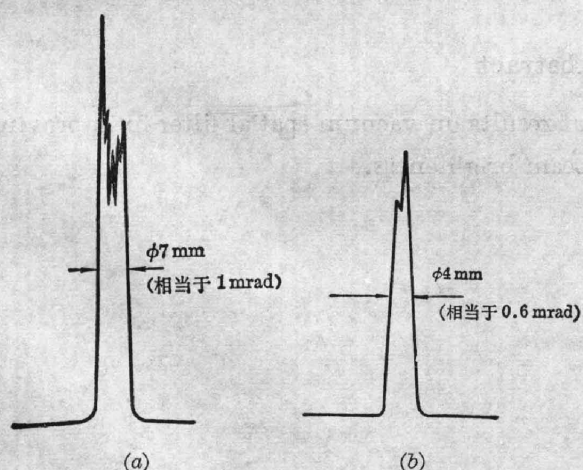


图 5 激光束远场焦点的显微黑密度扫描

Fig. 5 Densitometer tracing of the far field focus of laser beam

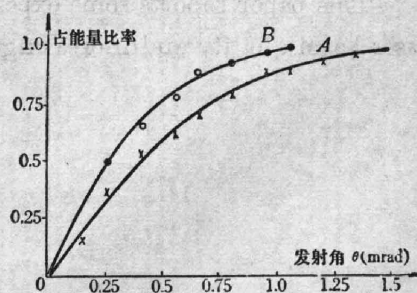


图 6 激光束的能量分布与发散角的关系

Fig. 6 Relationship between the energy and the divergent angle [corresponding to Fig. 4(a) and Fig. 4(b)]

## 四、结 论

上述结果表明,在本文所述的实验条件下,当激光放大器的平均负载功率密度为 $3.5\text{GW}/\text{cm}^2$ 时,采用空间滤波器后,光束的发散角有所改善,可聚焦功率大约提高25%。光束的近场及远场分布也较均匀。文献[2]指出,在采用空间滤波器后,光束亮度提高了一倍。这是由于在文献[2]中,器件中不仅采用空间滤波器,而且采用了多台滤波器的像传递,因而对克服非线性传输的影响更有效。

邓锡铭、余文炎同志对本工作提出过有益的建议,作者谨致谢忱。参加本工作的还有何兴法,谢怀加,戴美兰,韦小春,竺庆春等同志。

### 参 考 文 献

- [1] V. B. Casitch; *Laser Focus*, 1974, **10**, No. 9 (Sep), 43.
- [2] J. T. Hunt, *et al.*; *Appl. Opt.*, 1977, **16**, No. 4 (Apr), 779.
- [3] 邓锡铭等;《光学学报》,1981, **1**, No. 4 (Jul), 289.
- [4] V. I. Bespalov, V. T. Talanov; *J. E. T. P. Lett.*, 1966, **3**, No. 12 (Jun), 307.
- [5] Max Born, Emil Wolf; *Principles of Optics*, (Pergamon Press, 1964) Chapter 1.
- [6] L. M. Frantz, J. S. Nodvik; *J. A. P.*, 1963, **34**, No. 8 (Aug), 2346.

## The effect of spatial filter on laser beam brightness

CHEN SHISHENG BI WUJI WANG XIAOQIN AND ZHAO QINGCHUN  
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 16 October 1981)

### Abstract

This paper reports some experimental results on vacuum spatial filter in improving laser beam quality and increasing laser beam brightness.