

文章编号: 0258-7025(2004)01-0057-05

# 高能飞秒激光光束锯齿光阑截趾整形

夏 兰<sup>1</sup>, 钱列加<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 上海激光等离子体研究所, 上海 201800; <sup>2</sup> 复旦大学信息学院光科学与工程系, 上海 200433)

**摘要** 针对高能飞秒固体激光器光强分布光滑均匀的要求,研究了飞秒光束通过锯齿光阑和空间滤波器的传输特性。和单色激光的衍射不同,宽带的飞秒光束衍射调制较小,直接利用锯齿光阑,便能获得近场光强分布相对均匀的光束。

**关键词** 激光技术;锯齿光阑;截趾;超短脉冲

中图分类号 TN 012 文献标识码 A

## Serrated-aperture Apodizers of High-energy Ultrashort Pulse-laser Beam

XIA Lan<sup>1</sup>, QIAN Lie-jia<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China

<sup>2</sup>Department of Optical Science and Engineering, College of Information, Fudan University, Shanghai 200433, China

**Abstract** In this paper, the transmission features of the ultra-short pulsed-laser passing through the serrated aperture and spatial filter is studied in allusion to clean and uniform intensity distribution in the high-energy ultrashort pulse-laser system. The diffraction modulation of ultrashort pulsed-laser is less than that of CW laser, so only serrated aperture can be used to get uniform near-field uniform intensity distribution.

**Key words** laser technique; serrated-aperture; apodizer; ultrashort pulse-laser

## 1 引 言

在高功率激光器中,为了充分利用增益介质储能,激光光束要求有较高的填充因子,同时还要能抑制光束菲涅耳衍射调制及小尺度自聚焦,以免高峰值光强调制损坏激光器。TEM<sub>00</sub>高斯光束能避免衍射影响,但填充因子很小;方波光束填充因子为 1,但其菲涅耳衍射造成的光强调制会引起高功率激光器的损坏。因此,在高能激光器中激光光束需要经过整形为填充因子较高、菲涅耳衍射调制较小的超高斯分布光束<sup>[1]</sup>。目前,用于高功率激光器产生超高斯分布光束的典型方法是利用锯齿光阑与空间滤波器对光束进行整形<sup>[1]</sup>。

超短脉冲技术有着越来越广阔的应用前景,近年来,这一领域得到了很大的发展,可以产生飞秒量级的激光脉冲,国外如 LLNL 实验室的 1.5 PW/500 fs 超短脉冲激光器,国内有上海高功率激光物

理实验室正在建设的 10 J/0.5 ps 超短脉冲激光器。超短脉冲比较长脉冲和连续激光频谱要宽得多。显然,不同的频率成分在给定观察面上有不同的衍射分布,超短脉冲的衍射分布就是这些不同频率成分衍射分布的叠加。由此可以预见超短脉冲激光的衍射特性与单色激光是不同的,锯齿光阑截趾应用于超短脉冲激光器上与在单色激光器上也有不同的特点。

对于飞秒脉冲衍射的特性,国内外已经有文章讨论,但是针对在高能超短脉冲激光器上应用的此类研究还没有报道过。文献[2]讨论的是脉冲激光在自由空间的传输特性,主要讨论锯齿光阑衍射在光轴上的光强变化。本文针对在高能超短脉冲激光器上的应用,比较单色激光与超短脉冲激光衍射的特性以及利用锯齿光阑和空间滤波器截趾在单色激光和脉冲激光器上的应用,就超短脉冲激光锯齿光

收稿日期:2002-04-25;收到修改稿日期:2002-08-28

基金项目:国家自然科学基金(60088003)、国家 973(G19990752023)及国家 863 激光技术资助项目。

作者简介:夏兰(1976—),女,硕士研究生,主要从事飞秒激光系统中光束传输研究。E-mail:septem\_tuo@hotmail.com

阑截趾的特性进行理论上的分析和计算。

## 2 理论分析

为了得到超高斯光束,高功率激光器的激光光束必须通过截趾系统进行整形。锯齿光阑截趾法是近年来较为常用的整形方法。它是由一个锯齿光阑加一个空间滤波器产生截趾的。如图1,截趾系统相当于一个典型的 $4f$ 光学信息处理系统<sup>[3]</sup>。假设空间滤波器的输入输出透镜都是理想的单透镜,即透

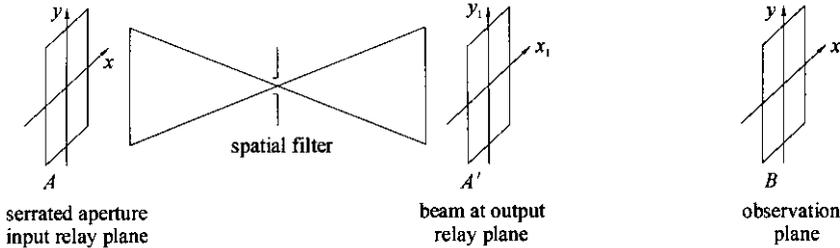


图1 锯齿光阑系统截趾过程

Fig. 1 Operation of a serrated-aperture apodizer system

若锯齿光阑  $A$  不在输入透镜前焦面上,放在距离输入透镜  $d(d < f)$  处,针孔面上也可以得到激光的空间频谱,比第一种情况多了一个位相因子,由于这里考虑的是光强的分布,这个二次项相位因子对光强测量不起作用,在讨论中可以不加考虑。因此无论锯齿光阑的位置如何,可以认为空间滤波器针孔面上就只有锯齿光阑  $A$  上的复振幅分布的频谱  $U(f_\xi, f_\eta)$ 。所以输入透镜在这里的作用就是将锯齿光阑上的复振幅分布  $u(x, y)$  进行傅里叶变换得到  $U(f_\xi, f_\eta)$ <sup>[3]</sup>。针孔面上的光强分布为原来的频谱  $U(f_\xi, f_\eta)$  与针孔复振幅透过率(即空间滤波器小孔滤波方程)  $H(\xi, \eta)$  的乘积

$$U'(f_\xi, f_\eta) = U(f_\xi, f_\eta) \times H(\xi, \eta) \quad (2)$$

经过针孔后,  $U'(f_\xi, f_\eta)$  的坐标轴都取反向,针孔面上的复振幅分布变为  $U'(-f_\xi, -f_\eta)$  通过空间滤波器输出透镜的变换后,在输出透镜的后焦面上得到

$$u'(x, y) = u(x, y) * h(x, y) \quad (3)$$

这里  $u'(x, y)$  为  $U'(-f_\xi, -f_\eta)$  的傅里叶变换,则  $u'(x, y)$  为  $U'(f_\xi, f_\eta)$  的逆傅里叶变换,  $h(x, y)$  为空间滤波器针孔函数  $H(\xi, \eta)$  的逆傅里叶变换,  $*$  表示卷积。因此在反射坐标系  $(x, y)$  中,输出透镜的作用如逆傅里叶变换<sup>[3]</sup>。

因此在反射坐标系  $(x, y)$  中,输出透镜的作用如逆傅里叶变换<sup>[3]</sup>。

镜的孔径远大于光阑孔径或光束孔径,透镜焦距远大于透镜厚度。若锯齿光阑位于空间滤波器的输入透镜的前焦面时,当平面波入射锯齿光阑  $A$ ,  $A$  上复振幅  $u(x, y)$  处于空间滤波器输入透镜的前焦面,我们知道,在输入透镜的后焦面上也就是空间滤波器的针孔面上就会出现  $u(x, y)$  的频谱  $U(f_\xi, f_\eta)$

$$f_\xi = \frac{\xi}{\lambda f}, \quad f_\eta = \frac{\eta}{\lambda f} \quad (1)$$

式中,  $\lambda$  为激光波长,  $f$  为空间滤波器输入透镜的焦距,  $\xi$  和  $\eta$  为针孔面的坐标。

系统的输出信号是输入信号与滤波器针孔函数的逆傅里叶变换的卷积;在频域上,输出信号的空间谱是输入信号的频谱与空间滤波器针孔函数的乘积。由公式(3)得到<sup>[3~5]</sup>

$$u'(x, y) = \iint u(x', y') \times h(x - x', y - y') dx' dy' \quad (4)$$

这里假设空间滤波器的针孔为一半径为  $b$  的方孔,空间滤波器的针孔函数为

$$\begin{cases} H(\xi, \eta) = 0, & |\xi| > b, |\eta| > b \\ H(\xi, \eta) = 1, & |\xi| \leq b, |\eta| \leq b \end{cases} \quad (5)$$

将公式(5)进行逆傅里叶变换,得到函数  $h(x, y)$

$$h(x, y) = b^2 \times \frac{\sin(kbx/f)}{kbx/f} \times \frac{\sin(kby/f)}{kby/f} \quad (6)$$

式中,  $k$  为波数。激光光束通过锯齿光阑  $A$  时,光束边缘沿  $x$  方向上复振幅产生周期变化,周期为  $L$ ,如图2。在  $y$  方向上,光束边缘的复振幅分布随锯齿光阑的齿形变化。当  $y$  值为一定时,光束边缘的复振幅分布  $u(x, y)$  就是一个周期为  $L$  的方波<sup>[4]</sup>,这时  $u(x, y)$  可分解成一系列正弦波的和。将公式(6)代入(4)中可知,要消除  $u(x, y)$  中  $x$  方向上的这些正弦成分,就要求  $h(x, y)$  的  $x$  方向上的主波瓣的宽度至少大于  $u(x, y)$  的一个周期  $L$ 。设  $h(x, y)$  主波瓣的宽度为  $l$ ,有<sup>[4]</sup>

$$kbl/f = \pi \quad (7)$$

则有  $l = f\lambda/2b$ , 根据  $l \leq L$  的要求得到, 要消除光束边缘上  $x$  方向上周期变化, 空间滤波器的针孔半径必须满足条件

$$b \leq f\lambda/2L \quad (8)$$

这样就可以选择空间滤波器针孔大小, 滤去在锯齿光阑处引入的沿光阑边  $x$  方向的光强变化, 而同时引入的在  $y$  方向上复振幅分布沿齿形变化仍旧保留了下来。因此, 激光光束原本是陡直的边缘光强分布, 通过锯齿光阑和空间滤波器之后, 变成较缓和的边缘光强分布, 这时光束边缘光强分布由齿形决定, 得到的超高斯分布光束的边缘形状同锯齿光阑锯齿之间的形状是相同的。另外比值  $H/L$  也很重要, 如果比值太小, 就不能完全消除输出面上边缘光强的锯齿花纹, 一般取  $H/L \geq 6$ 。相对而言, 光阑的锯齿形状对激光衍射特征影响不大<sup>[4]</sup>。

通过截止后光束从  $A'$  传播到观察面  $B$  上, 可用

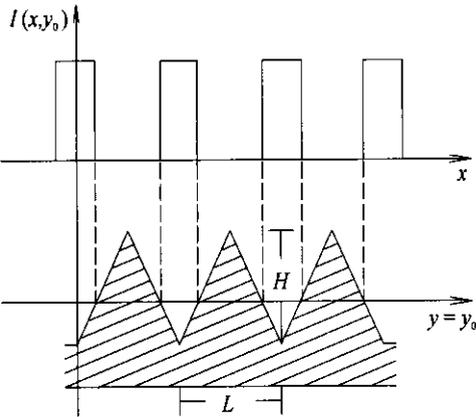


图 2 锯齿光阑的齿形及其各个参数

Fig. 2 Serration pattern of the serrated aperture

菲涅耳衍射公式计算  $B$  上的衍射分布。傍轴近似下,  $B$  上的复振幅分布如下<sup>[6]</sup>

$$u_B(x, y, z, \omega) = \frac{i \exp(-i2\pi z/\lambda)}{\lambda z} \times \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right] \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u'(x_1, y_1, \omega) \times \exp\left[\frac{i2\pi}{\lambda z}(x_1 x + y_1 y)\right] \times \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}(x_1^2 + y_1^2)\right] dx_1 dy_1 \quad (9)$$

这里  $u_B$  为观察面上的复振幅分布,  $z$  为  $A'$  与  $B$  之间的距离,  $x_1, y_1, x, y$  为  $A'$  与  $B$  上的坐标。当激光光束是超短脉冲时, 光场并不是单色的, 而是有一个中心频率为  $\omega_0$  的频谱分布。在  $B$  面上, 光强分布是各个频率成分的叠加。设  $V(\Delta\omega)$  为脉冲的频谱分布, 其中  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ 。  $B$  面上的光强分布为<sup>[2,6]</sup>

$$I(x, y, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} |V(\Delta\omega) * u_B(x, y, z, \omega)|^2 d\omega \quad (10)$$

$C$  为归一化系数。

设激光脉冲为一个高斯脉冲, 当脉冲宽度满足至少大于几个振荡周期的缓变化条件时, 脉冲振幅可近似写为

$$U_0(t) = \exp(-i\omega_0 t) \exp(-t^2/T^2) \quad (11)$$

参数  $T$  与脉冲半高宽  $\Delta\tau$  的关系为

$$T = \frac{\Delta\tau}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (12)$$

$U_0(t)$  傅里叶变换得到<sup>[2]</sup>

$$V(\Delta\omega) = \sqrt{\pi} T \exp\left[-\frac{T^2 \omega_0^2}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right)^2\right] \quad (13)$$

光阑是一个方形光阑, 边长为  $a$ 。从公式(5), (6), (9) 就可得到  $B$  上光强分布为

$$I_B(\xi, \eta, z) = C \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \exp\left[-\frac{T^2 \omega_0^2}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - 1\right)^2\right] * N_0 * \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right) * \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u'(x_1, y_1, \omega) * \exp[iN_0^2(2\xi_1 \xi + 2\eta_1 \eta - \xi_1^2 - \eta_1^2)] d\xi_1 d\eta_1 \right|^2 d\omega \quad (14)$$

$N_0 = \frac{\pi a^2}{4\lambda_0 z}$  为中心波长的菲涅耳数, 则其他波长的

菲涅耳数为  $N = N_0 \times \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right)$ 。  $\xi_1 = 2x_1/a, \xi = 2x/a, \eta_1 = 2y_1/a, \eta = 2y/a$ 。从(14)式看, 光强分布公式(10) 积分部分可写成对菲涅耳数  $N$  积分的形式。长脉冲激光的频谱宽度很短,  $N$  的变化范围比较小, 各个频率成分的分布花纹可能没有较好地错开, 比如, 取中心波长菲涅耳数为 100, 脉冲宽度为 100

个振荡周期(相当于皮秒级脉冲), 那么  $N$  的变化范围约为 1~2, 各个频率成分的分布花纹几乎没有错开, 其叠加后结果与单色光强衍射分布应该相同, 我们在分析中就可以将大于 1 ps 的脉冲看成为长脉冲。对于超短脉冲激光, 频谱宽度很大,  $N$  的变化范围较大, 各个频率成分衍射分布叠加后的结果应该较为均匀。比如, 取中心波长菲涅耳数为 100, 脉冲宽度为 4~5 个振荡周期(相当于 10 ps 左右), 此时

基本上可满足公式(7)成立的近似条件,可以用以上的计算方法计算, $N$ 的变化范围约为15。

### 3 数值计算及结果分析

数值计算中取中心波长菲涅耳数为100,超短脉冲宽度为4个振荡周期,基本满足公式(7)成立的条件,空间滤波器小孔大小的选择满足理论分析中的条件公式(4)。采用快速傅里叶变换(FFT)方法计算,取计算点 $128 \times 128$ 个,这样的精度已经足够说明问题。

计算结果如图3所示。图3(a)是单色激光通

过方孔在 $x$ 方向上的衍射分布,(b)是超短脉冲激光通过方孔在 $x$ 方向上的衍射分布,(c)是单色激光通过锯齿光阑和空间滤波器后在观察屏上的分布,(d)是超短脉冲通过锯齿光阑后在观察屏上的分布。

比较图3(a),(b)可以看出,超短脉冲激光的小孔衍射分布与单色激光小孔衍射分布相差很大。除边缘衍射调制较大外,中间部分衍射调制非常小,可见 $\Delta\lambda$ 相当有效地消除了高频成分的衍射调制。在理论分析中我们知道,由于超短脉冲激光的频谱很宽,其菲涅耳数变化范围很大,不同频率成分的衍射条纹明暗错开较大,叠加后的光强分布就比单色光的光强分布均匀。

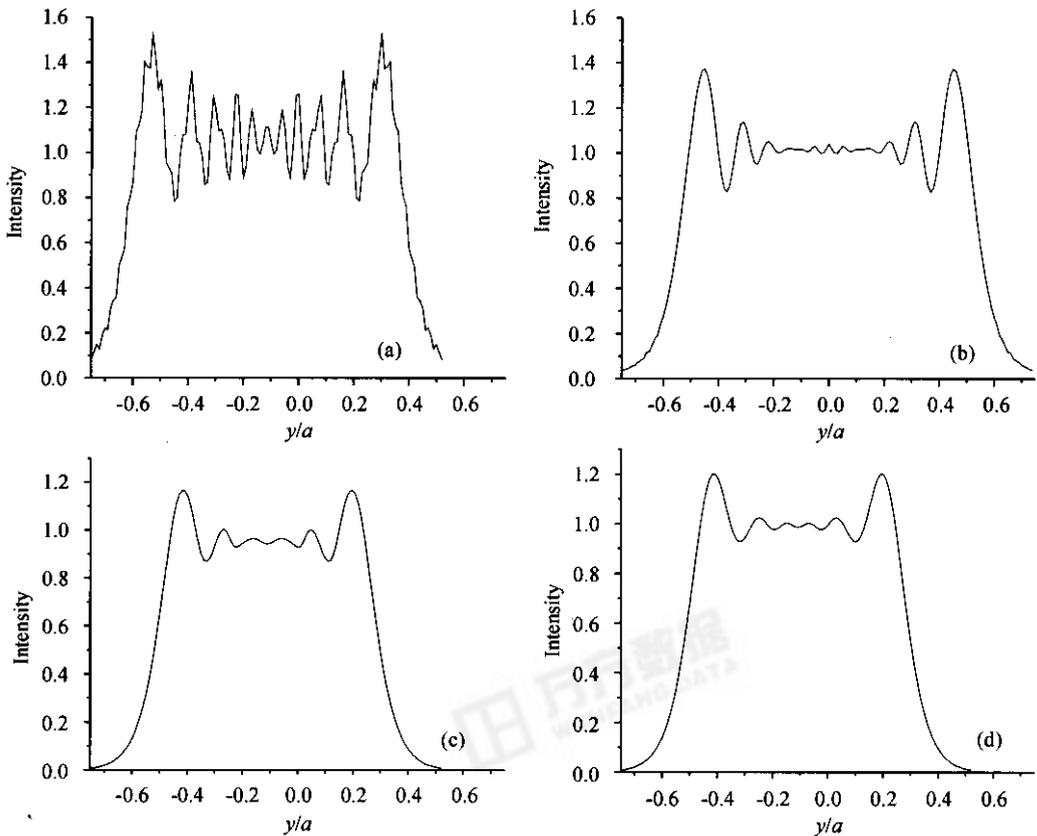


图3 中心菲涅耳数为100的观察面上的光强分布

(a) 单色激光照射小孔;(b) 超短脉冲激光照射小孔;(c) 单色激光照射锯齿光阑;(d) 超短脉冲激光照射锯齿光阑

Fig. 3 Intensity distribution in the observation for  $N_0 = 100$

(a) aperture with CW illumination; (b) aperture with ultrashort-pulsed illumination;

(c) serrated aperture with CW illumination; (d) serrated aperture with ultrashort-pulsed illumination

比较图3(c),(d)可知,超短脉冲激光通过锯齿光阑之后,与单色激光通过锯齿光阑和空间滤波器的分布相似,两者的光强调制也相差不大。主要是单色激光通过滤波器之后有效地滤去了高频噪声。另外,还计算了超短脉冲通过锯齿光阑和空间滤波

器滤波的衍射情况,结果与图3(d)的结果相同。比较单色激光器上的截趾,超短脉冲激光器上的截趾不需要空间滤波器。这是因为由于超短脉冲的菲涅耳数变化范围很大, $\Delta N = N - N_0$ 消除了由锯齿光阑引入的高频衍射调制,不再需要利用空间滤波器

来消除这些噪声。

除了图 3 的计算结果外,还计算了皮秒量级的情况。长脉冲激光小孔衍射的结果与图 3(a)几乎是相同的,长脉冲激光通过锯齿光阑和空间滤波器之后的衍射分布与图 3(c)相同。也就是说长脉冲激光的各种情况下的结果都与单色激光是相同的。长脉冲激光的频谱很窄,  $\Delta N$  相当小,不同频率产生的明暗条纹不能像超短脉冲激光那样明显相互抵消,对衍射光强分布的影响非常小,因而截趾系统对长脉冲激光的影响可看成与单色激光相同。

## 4 总 结

综上所述,超短脉冲激光的衍射光强分布比单色激光的光强分布衍射调制较小,超短脉冲激光中用于整形的截趾系统比单色激光器中的要简单,不需要空间滤波器。经过整形截趾后的衍射光强分布与单色激光整形后的相似。长脉冲激光的衍射分布和截趾与单色激光的相似。

## 参 考 文 献

- 1 Qian Liejia, Gong Wei, Wen Guojun *et al.*. Serrated circular aperture and its design [C]. *Collection of Theses on High Power Laser and Plasma Physics B* (National Laboratory on High Power Laser and Physics), 1993, December, 26~30  
钱列加,龚伟,文国军等. 波纹圆孔光阑的衍射及其设计[C]. 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B(高功率激光物理国家实验室), 1993. 26~30
- 2 Min Gu, X. S. Gan. Fresnel diffraction by circular and serrated apertures illuminated with an ultrashort pulsed-laser beam [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, **13**(4):771~778
- 3 Yang Guoguang, Song Feijun. *Advance Physical Optics* [M]. Hefei: USTC Press, 1991. 85~88  
羊国光,宋菲君. 高等物理光学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社, 1991. 85~88
- 4 Jerome M. Auerbach, Victor P. Karpenko. Serrated-aperture apodizers for high-energy laser systems [J]. *Appl. Opt.*, 1994, **33**(15):3179~3183
- 5 Jack D. Gaskill, translated by Feng Kaiyin. *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics* [M]. Beijing: The People's Education Press, 1981. 200~201  
J. D. 加斯基尔, 封开印译. 线性系统·傅里叶·变换光学 [M]. 北京:人民教育出版社, 1981. 200~201
- 6 N. George, G. M. Morris. Diffraction by serrated apertures [J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1980, **70**(1):6~17