

# 内含光栏的光栅对展宽器式脉冲整形器的输出光束特性的研究

徐世祥 张 华 高艳霞 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 在忽略空间衍射效应的情况下, 研究了内含狭缝光栏的光栅对展宽器式脉冲整形器的输出光束的时间特性; 通过与光束的空间传输特性类比解析了光栏宽度变化引起的脉宽变化以及脉冲轮廓出现时间衍射调制现象; 讨论了空间衍射效应可忽略的条件; 提出用光栏软边可消除这种调制。

**关键词** 脉冲整形, 啁啾脉冲, 输出特性。

## 1 引 言

自从 Treacy<sup>[1]</sup> 提出利用平行光栅对进行脉冲压缩以来, Treacy 光栅对在皮秒和亚皮秒脉冲压缩过程中得到了广泛的应用。随后 Martinez 提出了一种能产生正群速度色散的高倍光栅对脉冲压缩器(3000 倍)<sup>[2]</sup>, 这种结构后来成为啁啾脉冲放大系统中脉冲展宽器的常用结构<sup>[3, 4]</sup>。若其中的两反平行放置的光栅与其相邻的透镜的距离等于透镜的焦距, 则这种结构就成为“无色散”系统。利用这种结构并配以各种振幅或相位调制器可获得高时间分辨的超快整形脉冲<sup>[5~7]</sup>, 这是目前超快光学领域较为热门的研究方向。Danailov 等率先阐述了这种脉冲整形理论<sup>[8]</sup>, 1996 年, Wefers 和 Nelson 则进一步发展和完善了它<sup>[9]</sup>。对于“有色散”系统的整形理论, Agostinelli 等曾作了报道<sup>[10]</sup>, 然而他基本上是实验研究。本文在忽略空间衍射效应的情况下研究了内含狭缝光栏的光栅对展宽器式脉冲整形器的输出光束的时间特性; 通过与光束的空间传输特性类比解析了光栏宽度变化引起的脉宽变化以及脉冲轮廓出现时间衍射调制现象, 将光栏软边可消除这种调制。最后讨论了空间衍射效应可忽略的条件。

## 2 忽略光束空间衍射效应时整形器输出光脉冲表达式推导

当忽略有限尺寸光束的空间衍射效应时, 光栅对脉冲展宽器的工作原理得到大大简化。如图 1 所示, 此时脉冲展宽器对入射光脉冲的空间参数不起任何作用。假定入射光脉冲为  $E_{in}(t)$ , 其傅里叶变换式为  $\psi_{in}(\omega)$ 。在不加光栏的情况下, 其输出啁啾光脉冲  $E_{out}(t)$  可表示为

$$E_{out}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_{in}(\omega) \exp [i(T_1\Omega + \frac{T_2}{2!}\Omega^2 + \frac{T_3}{3!}\Omega^3 + \dots)] \exp (-i\Omega t) d\Omega \quad (1)$$

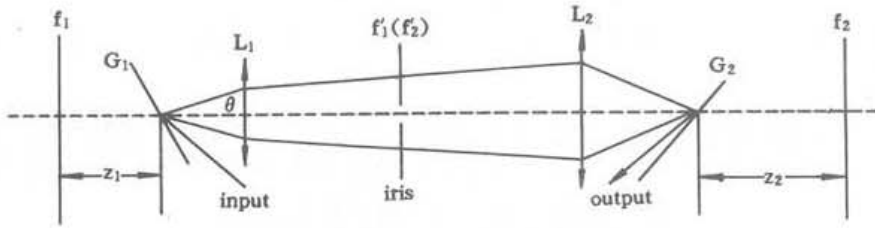


Fig. 1 Sketch of a grating pair stretcher.  $L_1, L_2$ : lenses,  $G_1, G_2$ : gratings

式中  $\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\omega$  为光脉冲的角频率,  $\omega_0$  为脉冲中心频率。  $T_i (i = 1, 2, 3, 4 \dots)$  的意义见参考文献[11]。当输入脉宽大于 100 fs 场合,  $i$  取到 4 已足够。由于正的群速度色散, 在输出脉冲包络中, 从前沿到后沿, 频率以从低到高排布。另外, 因为当光经光栅  $G_1$  时, 不同频率的光沿不同方向传输。于是经透镜  $L_1$  后, 不同频率的光会聚在透镜  $L_1$  焦面上的不同位置, 经透镜  $L_2$  和光栅  $G_2$  后, 光束被准直。若用反射镜将光原路返回构成双程结构, 则出射光束空间分布与入射脉冲原则上完全相同。根据上述说法, 若在  $L_1, L_2$  共焦面上放一狭缝光栏, 则可通过控制光栏的宽度来调节光经展宽器的光束频谱宽度, 进而调节输出啁啾脉冲的宽度。

假定狭缝光栏的脉冲响应函数  $P(u)$  有如下表达

$$P(u) = \begin{cases} 1, & |u| \leq \frac{D}{2} \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (2)$$

式中  $D$  为光栏的宽度。  $u$  与光频率的关系为

$$u \approx \frac{4c\pi N}{\omega_0^2 \cos \theta_0} (\omega - \omega_0) f = K\Omega \quad (3)$$

上式  $N$  为光栅的槽密度,  $\theta$  的意义见图 1, 参数  $K$  为与入射光脉冲光谱无关的量, 它只与展宽器结构参数有关。令  $\Omega_c = D/2K$ , 结合(1)~(3)式, 在透镜对的共焦面上加光栏的情况下, 有

$$E_{\text{out}}(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} P(K\Omega) \psi_{\text{in}}(\omega) \exp \left[ i(T_1\Omega + \frac{T_2}{2!}\Omega^2 + \frac{T_3}{3!}\Omega^3 + \dots) \right] \exp(-i\Omega t) d\Omega \propto \int_{-\Omega_c}^{+\Omega_c} \psi_{\text{in}}(\omega) \exp \left[ i(T_1\Omega + \frac{T_2}{2!}\Omega^2 + \frac{T_3}{3!}\Omega^3 + \dots) \right] \exp(-i\Omega t) d\Omega \quad (4)$$

### 3 数值计算和讨论

#### 3.1 光栏宽度的变化对输出脉冲宽度的影响

在讨论过程中假定输入脉冲是变换受限的高斯脉冲。图 2 是当  $N = 1800 \text{ l/mm}$ , 双程有效光程为 81.6 cm, 光脉冲中心波长  $1.056 \mu\text{m}$ , 脉宽为 160 fs, 入射角为  $75^\circ$  时光栅所截得到的光谱量与脉宽的关系。图中横坐标量  $\mu$  表示所截得的谱宽与入射光谱宽度的比值。在入射脉冲谱宽一定的条件下, 它表征了光栏的大小和所截到的光谱宽度。图 2 曲线有三个特征: 1) 当  $\mu > 1.0$  时, 即光栏所截到的谱宽大于入射脉冲的谱宽时, 光栏的大小对输出脉冲宽度 (FWHM) 的影响很小。2) 当  $\mu < 1.0$  但大于某一值 (图 2 约为 0.042) 时, 输出脉冲宽度几乎与光栏的宽度呈线性关系。3) 当  $\mu$  足够小时, 随着光栏宽度的变窄, 输出脉冲宽度反而变大。对于 1)、2) 特征, 可以这样解释: 由于光栅对脉冲展宽比较大 (4000 多倍), 输出脉冲为大啁

啾脉冲。正如前面所述, 输出脉冲包络中, 从前沿到后沿, 频率以从低到高排布。可见当光栏截去的光频成份在输出脉冲峰值光强的  $1/2$  处以外时, 脉冲宽度基本不随光栏宽窄的变化而变化, 只是使脉冲前、后沿比原来更陡。显然, 当光栏截去的光频成份在输出脉冲峰值光强的  $1/2$  处以内时, 脉冲宽度随光栏宽窄的变化是敏感的。如果脉冲啾啾为线性啾啾或仅存有少量非线性啾啾时, 脉冲宽度与光栏的宽窄便存在如图 2 所示的线性关系。当光栏变得足够窄时, 输出脉宽出现反弹现象的原因是测不准原则开始作用。从(4)式可知, 尽管光栅对能产生较大的群速度色散 ( $T_2$  值高达  $4.7 \times 10^{-23} \text{ sec}^2$ ),

但因  $\mu$  很小, 故(4)式中相位值也很小, 于是输出脉冲是准变换受限脉冲—频谱变窄, 脉冲变宽。图 2 中计算曲线脉宽最小值约 10.8 ps, 对应的  $\mu$  值为 0.042, 谱宽为  $7.28 \times 10^{11} \text{ rad/sec}$ 。若将光谱轮廓按方波近似, 则输出脉冲时间轮廓为  $\text{sinc}^2$  函数(这已为数值计算所证实)。其时间—带宽积按变换受限时  $\Delta t \Delta \omega = 2\pi$  计算, 可得脉宽为 8.6 ps, 几乎等于 10.8 ps。此时在啾啾脉冲时间包络中, 光栏所截得的边频  $\omega_0 \pm \Delta \omega$  所在区域与中心频率所在区域已大部分重合。当光栏继续变小时,  $\Delta \omega$  变小, 光栏所截得的边频也更加靠近中心频率, 边频与中心频率在输出脉冲包络中存在区域相互重叠部分更多, 通过光栏的所有频率分量的存在区域相互重叠部分也更多, 同时各频率分量的存在区域变宽(这是因为脉冲谱宽变窄, 对应的变换受限的脉冲宽度变宽)。当所有频率的存在区域完全重叠正是对应变换受限脉冲场合。所以光栏变小的效果是: 一方面由于  $\Delta \omega$  变小, 使得边频经光栅对后相对于中心频率的群速度时延变小, 脉冲变短; 另一方面, 又是由于  $\Delta \omega$  变小, 所得对应变换受限脉宽变大, 亦即脉冲包络中各频率分量存在区域变大, 这又有使输出脉宽呈变大的趋势。图 2 中在  $\mu = 0.042$  处输出脉冲宽度取得最小值正是这两种趋势相互平衡的结果。当  $\mu > 0.042$  时, 前一种因素占上方; 当  $\mu < 0.042$  时, 后一种因素占优。

### 3.2 狭缝光栏改变输出脉冲的形状

众所周知, 当不加光栏时, 若输入一变换受限的高斯脉冲, 输出的是一高斯轮廓的啾啾脉冲。当加入光栏时, 情况发生了变化。图 3(a)~图 3(f)分别对应  $\mu = 0.0035$ 、0.042、0.064、0.12、0.16 和 0.8 时输出脉冲形状。从这些曲线可以看出: 1) 脉冲前、后沿不对称。这主要是因  $T_3 \neq 0$  而引起, 计算时若令  $T_3 = 0$ , 则可消除这种现象。并且发现由于计算中使用光栅对中心线有效距离未用负值代入, 故脉冲前沿脉冲幅度高于后沿, 反之应是后沿高于前沿。当光栏狭缝足够宽时, 在输出脉冲的前、后沿明显可看到被光栏“截过的痕迹”——变陡, 且  $\mu$  越大, 被“截”处越陡。当光栏足够窄时, 被“截”迹不明显, 脉冲形状逐渐演变为  $\text{sinc}^2$  函数。2) 脉冲轮廓出现多峰调制。 $\mu$  越大, 峰数越多, 调制频率也越高, 调制深度也越浅。当入射脉宽恒定(光谱不变时), 改变光栏大小时输出脉冲宽度和形状的变化情况如图 3 所示。

### 3.3 光栏大小恒定, 即光栏所截得的谱宽不变, 改变入射脉宽(或改变入射脉冲谱宽)

利用(4)式并结合图 3 可得出结论。不管入射脉冲谱宽如何变化, 如果在变化的过程中始终满足  $\Omega_c$  小小于输入脉冲谱宽, 以至输出脉冲轮廓调制峰数小于 1 则输出脉冲宽度就不发生变化, 而且形状也基本不变, 入射谱宽的微扰不改变输出脉冲的  $\text{sinc}^2$  形状。随  $\Omega_c$  逐渐增大, 输出脉冲调制峰数逐渐增加, 输出形状变化类似于空间高斯光束通过一小圆孔的近场衍

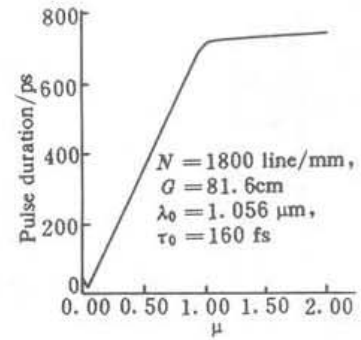


Fig. 2 Output pulse width from a grating stretcher with a slit vs. parameter  $\mu$

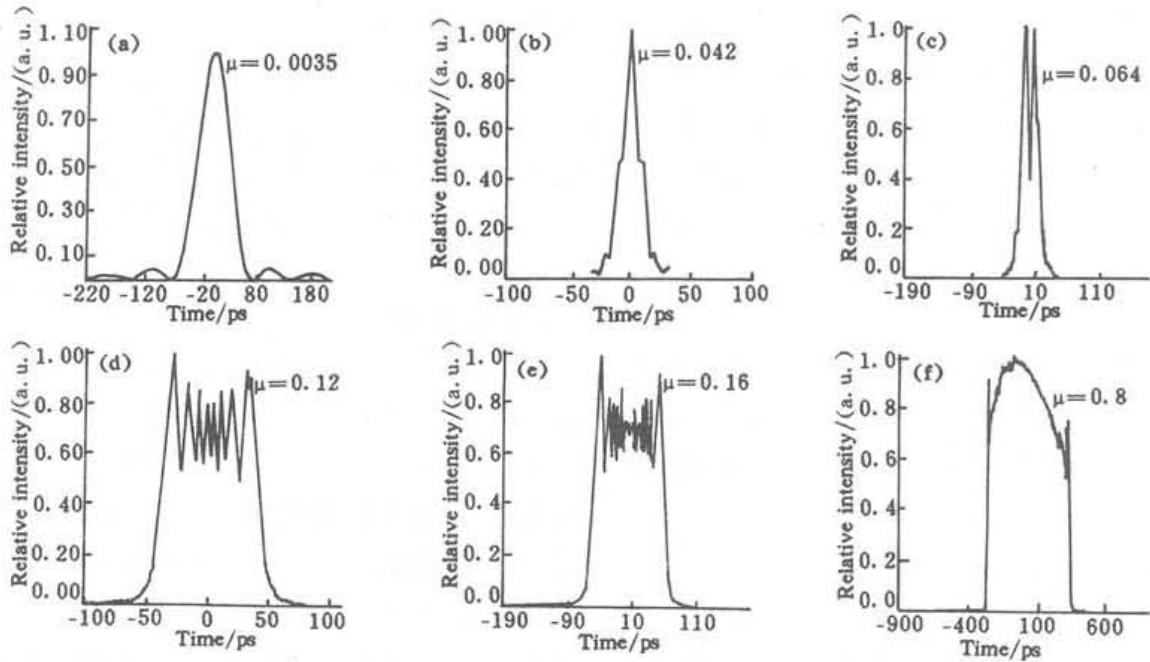


Fig. 3 Variation of pulse width and envelope with different  $\mu$

射。图 4(a)~图 4(d)的计算结果证明了这一点。计算中所用输入脉冲宽度分别为 80 fs、320 fs、800 fs 和 1200 fs, 图 4(a)光栅截得的谱宽与图 3(b)相同, 而图 4(b)~图 4(d)则与图 3(e)相同。计算表明, 图 4(a)与图 3(b)、图 4(b)与图 3(e)曲线完全一样。而图 4(c)和图 4(d)与图 3(e)比较, 调制峰值数、输出脉宽等均一样, 不同的是, 随输入脉宽的增大, 输出脉冲前、后沿调制峰值得到了抑制, 而脉冲中心的调制峰值逐渐增强, 这完全是由于  $\Omega_c$  与输入谱宽比值逐渐增大所造成。

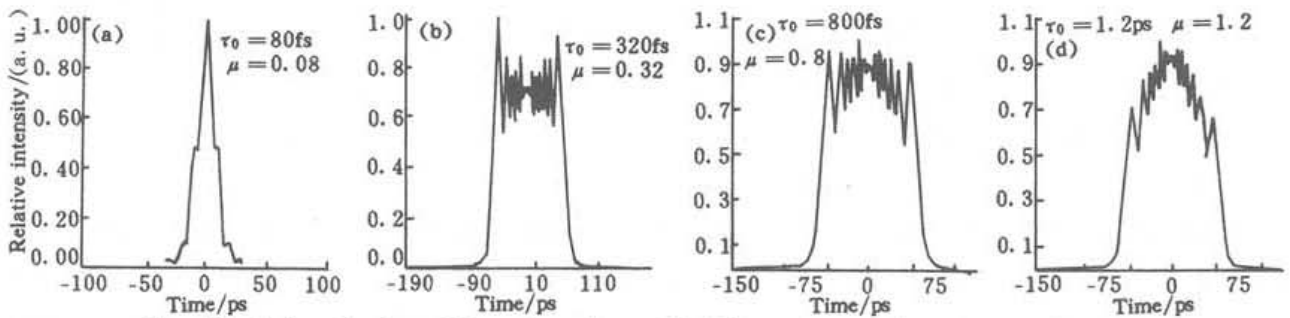


Fig. 4 Variation of pulse width and envelope with different input pulse and same slit width

### 3.4 $T_2$ 对脉冲形状的影响

改变两光栅中心线间的有效距离  $G$  来改变  $T_2$ , 因为  $G$  与  $T_2$  是成正比的。图 5(a)对应的双程有效光程为 112.6 cm, 为保持输出脉宽与图 3(e)一样,  $\mu$  值改为 0.116, 结果发现调制峰

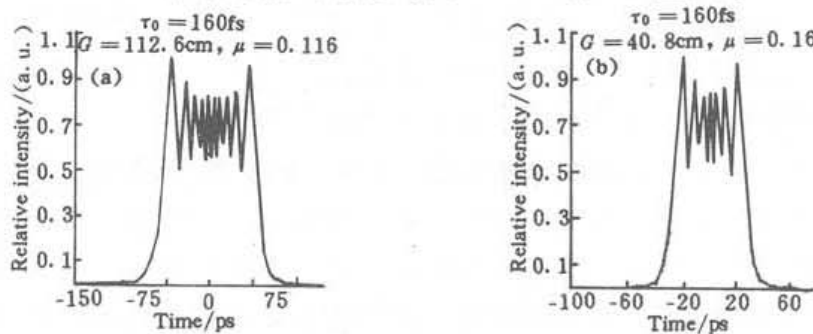


Fig. 5 Variation of pulse envelope with different  $T_2$

值数由原来图 3(e) 的 14 变为 10, 即调制频率变小。图 5(b) 是计算参数除  $G$  值是图 3(e) 的一半外, 而其它均未变的情况下得出的曲线图。发现输出脉宽是图 3(e) 的一半, 而调制峰数也减少为原来的一半, 即调制频率基本不变。这些说明单改变  $G$  不影响调制频率, 仅改变调制峰值数, 能改变调制频率的因素是光栏的大小。

#### 4 与光束的空间传输特性类比分析

光束在空间域的衍射与光脉冲在色散介质中传输过程中时域特性具有相似性, 这已被许多作者讨论过。在旁轴近似下, 光场沿  $z$  方向传输的衍射方程可写为<sup>[12]</sup>

$$\frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} = -\frac{i}{2k} [E_{xx}(x, y, z) + E_{yy}(x, y, z)] \quad (5)$$

式中  $E_{xx}(x, y, z)$ 、 $E_{yy}(x, y, z)$  为电场对坐标  $x, y$  的二次微分,  $k$  为波数  $2\pi/\lambda$ 。相应的, 在单色波近似下, 沿  $Z$  向传输平面波电场包络  $A(z, t)$  色散方程为

$$\frac{\partial A(\zeta, \tau)}{\partial \zeta} = \frac{id^2\beta}{2d\omega^2} \frac{\partial^2 A(\zeta, \tau)}{\partial \tau^2} \quad (6)$$

其中

$$\tau = (t - t_0) - [(z - z_0)/v_g], \quad \zeta = z - z_0 \quad (7)$$

式中  $t_0, z_0$  为任意参考量,  $v_g = d\omega/d\beta$ ,  $\beta$  为光脉冲在色散介质中的传输常数。对照(5)、(6)式, 其形式上的相似性是显而易见的。几个对应的量为

$$\zeta \leftrightarrow z, \quad \tau \leftrightarrow x \text{ or } y, \quad A \leftrightarrow E, \quad \frac{id^2\beta}{2d\omega^2} \leftrightarrow -\frac{i}{2k} \quad (8)$$

理所当然, 两式具有相同形式的解。(5)式的解可写为

$$E(x, y, z) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi(k_x, k_y, 0) \exp\left[\frac{i(k_x^2 + k_y^2)z}{2k}\right] \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y \quad (9)$$

(6)式的解为

$$A(\zeta, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} a(0, \omega) \exp[-i\zeta d^2\beta\omega^2/d\omega^2] \exp(i\omega\tau) d\omega \quad (10)$$

式中  $\psi(k_x, k_y, 0)$ 、 $a(0, \omega)$  分别为  $E(x, y, 0)$ 、 $A(0, \tau)$  的空间域、时间域的傅里叶变换。为了便于分析问题, 仍假定  $\psi(k_x, k_y, 0)$ 、 $a(0, \omega)$  为高斯形函数。于是(9)式可化为<sup>[13]</sup>

$$E(x, y, z) \propto \frac{W_0}{W(z)} \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{W^2(z)}\left[1 + i\frac{z}{z_0}\right]\right\} \exp\left[i\left(-kz + \text{tg}^{-1}\frac{z}{z_0}\right)\right] \quad (11)$$

而(10)则化为<sup>[14]</sup>

$$A(\zeta, \tau) \propto \sqrt{\frac{\tau_0}{\tau'}} \exp\left\{-\left(\frac{\tau}{\tau'}\right)^2\left(1 + i\frac{2T_2}{\tau_0^2}\right)\right\} \exp\left[ik\zeta + \frac{k}{2} \text{tg}^{-1}\left(\frac{2T_2}{\tau_0^2}\right)\right] \quad (12)$$

式中  $W_0, \tau_0$  分别为高斯光场和高斯形脉冲强度  $e^{-2}$  处的束腰半径、变换受限的脉冲全宽, 并且有

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}, \quad \tau' = \tau_0 \sqrt{1 + (2T_2/\tau_0^2)^2} \quad (13)$$

$z_0$  为高斯光束的瑞利长度。(11)式、(12)式形式基本上是相同的。它们之间一些差异存在的原因是: (11)式是在空间  $x, y, z$  三维坐标下得出的, 而(12)式是在  $\tau, z$  二维场合得出的。

从上面分析可知, 在忽略高阶非线性相位的情况下, 变换受限的光脉冲被展宽的过程可

等价于空间光束在自由空间中传输的过程。在展宽器中透镜对共焦面上加上光栏则相当于空间光束通过一空间滤波器。但是,在一般情况下,空间滤波器的工作环境是光束空间传输距离  $z$  与  $z_0$  是可比拟的,即入射光束是空间小啁啾或准变换受限光束;而经展宽器的光束是大啁啾光束,它对应于  $z \gg z_0$  的空间光束。即入射光束束腰到空间滤波器物面传输距离比入射光束的端利长度大得多。令  $R(z)$  为高斯光束曲率半径,则

$$\lim_{z/z_0 \rightarrow \infty} [R(z) - Z] = \lim_{z/z_0 \rightarrow \infty} (z_0 \frac{z_0}{z}) = 0 \quad (14)$$

故此时高斯光束可看成球面波。于是其等价光路图可表示成如图 6 所示。

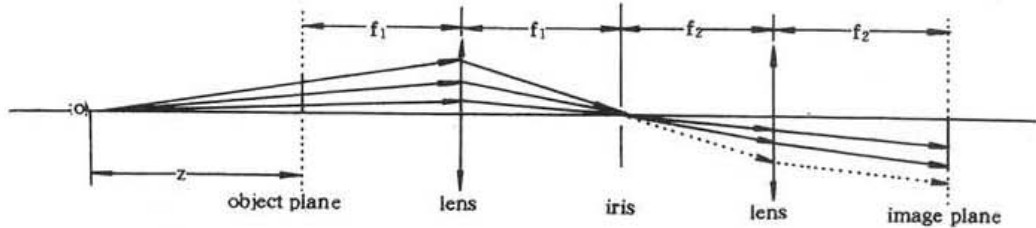


Fig. 6 Spatial chirp beam through a spatial filter

物面上光斑大小即对应于经展宽后啁啾脉冲宽度,像面上光斑大小同时也对应于经滤波后的脉冲宽度。正如在啁啾脉冲时间轮廓中不同位置对应不同的空间频率那样,图 6 中物面上不同点也对应不同的空间频率。于是滤波小孔在滤去频率分量的同时,也改变了像面上光斑的尺寸。这正好可解释图 2、图 3 曲线现象。图 4、图 5 讨论了光栏大小恒定,改变输入脉宽,光栅对中心有效距离对输出脉冲的影响。对应到图 6 上都可归结为  $z/z_0$  变化对像方焦面上光斑的影响。显然,利用图 6 模型去解释图 4、图 5 更加简单、明了。

根据吕百达教授对高斯光束有效菲涅尔数定义<sup>[15]</sup>:无孔径限制高斯光束有效菲涅尔数  $F_{\text{eff}}$  为

$$F_{\text{eff}} = W^2(z)/\lambda R(z) = z/\pi z_0 \quad (15)$$

由此,若将时间域上菲涅尔数等价地定义为

$$F_t = T_2/2\pi \ln 2\tau_0^2 = T_2/\pi\tau_{1/2}^2 \quad (16)$$

式中  $\tau_{1/2}$  是指强度 1/2 处脉冲全宽。当考虑狭缝光栏后,上式成为

$$F_t = T_2\mu^2/\pi\tau_{1/2}^2 \quad (17)$$

则用(13)式和(17)式可成功地解释和计算出图 4、(5)式峰值调制数、调制频率及变化。在(17)式中,当  $\mu < 1$  时,  $\mu$  的变化影响输出脉宽或光斑大小;当  $\mu > 1$  时,  $\mu$  不影响输出脉宽或光斑大小,但影响调制频率和调制深度。

## 5 利用超高斯透射软边光栏消除输出脉冲轮廓的调制效应

在高功率激光系统中,为了得到大的填充因子空间光束,常利用软边光栏技术<sup>[16~18]</sup>,但此时的软边光栏位置一般都在空间滤波器的物面附近。在这里,为消除由于加入狭缝光栏而引起的输出光脉冲时间衍射调制,可以在共焦透镜对的共焦面上以透过率呈超高斯函数变化的软边光栏取代硬边狭缝光栏。数值计算表明是成功的。

将(4)式中的  $P(k\Omega)$  用超高斯函数来表示,则有

$$P(k\Omega) = P(x) = \exp[-3.45(\frac{x^2}{D^2/4})^N] = \exp[-3.45(\frac{\Omega^2}{(\Delta\Omega)^2/4})^N] \quad (18)$$

式中  $D$ 、 $\Delta\Omega$  分别为光强透过率峰值 1% 处的光栏直径和所截得的谱宽， $N$  为正整数，它表示超高斯级数。这种光栏可用感光乳胶、镀变化透过率膜和玻璃磨砂等方法制得<sup>[19]</sup>。下面的数值分析结果是将(18)式代入(4)式计算而得。

图 7(a)虚线表示的正是图 3(e)曲线，而实线则是将狭缝光栏换成(18)式中的  $D$  值与狭缝宽度相等， $N = 6$  的超高斯光栏。显然，除了脉冲前、后沿有两个小峰外，其调制现象基本消除，脉冲宽度变化很小。而脉冲前、后沿小峰的消除可通过降低  $N$  值办到。图 7(b)证明了这一点，此图中三条曲线除  $N$  值不同外，其余都一样。当  $N = 5$  时脉冲轮廓非常光滑，随着  $N$  值增大，脉冲前后沿小尖峰逐渐显露出来，可以预见，当  $N$  足够大时，硬边光栏时出现的调制现象也将出现。其实前、后沿小尖峰出现也是调制现象没有完全消除的结果。

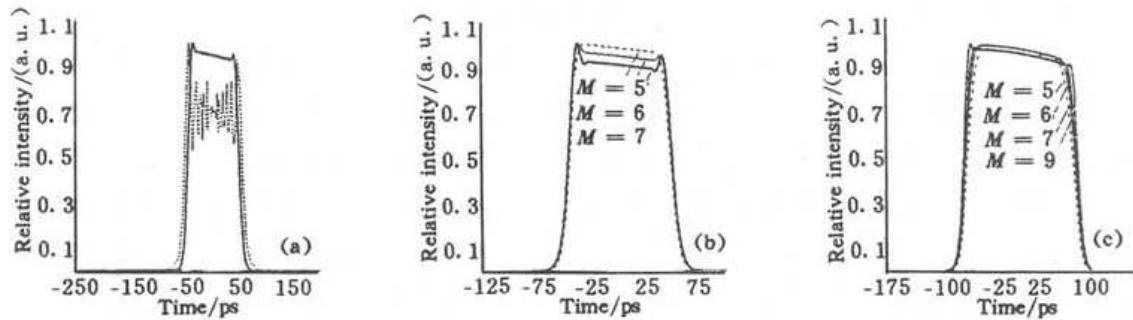


Fig. 7 Variation of pulse envelope using super-Gaussian transmission slit. Fig. 7 (a) illustrates the modulation in solid curve disappears in dashed curve by soft slit ( $M=6$ ) instead of hard slit, while Fig. 7 (b) illustrates the influence of parameter  $M$  on pulse envelope with  $\mu = 0.16$  and Fig. 7 (c) with  $\mu = 0.24$

光脉冲中调制现象的消除不但与  $N$  有关，而且还取决于  $D$  值。在输入脉冲谱宽一定的情况下， $D$  越小，要完全消除调制现象所需的  $N$  值越小。图 7(b) 中  $N = 5$ ，脉冲轮廓中调制现象基本消除，此时  $\mu = 0.16$ ；而图 7(c) 中  $\mu = 0.24$ ，所对应  $N = 7$ 。为了便于讨论，将刚好能完全消除衍射调制所对应的  $N$  值定义为  $N_c$ 。那么当  $N < N_c$  时有什么影响呢？图 7(c) 说明，此时脉冲仍保持光滑，只是脉冲沿随着  $N$  减少而逐渐变得平坦。当  $N = 1$  时，成为高斯形脉冲。这个结果表明，若要保持脉冲光滑，在设计  $N$  值时具有较大的灵活性。

图 8 所对应的  $N = 5$ ，其它参数与图 7(b) 中的相同。实线是超高斯光栏准确调整时的光脉冲。虚线则是光栏中心偏离光轴时所出现的光脉冲形状，显然此时越靠近脉冲后沿，调制深度越深，脉冲后沿出现不光滑现象。从此图可判断，此时光栏更多地截去了比中心频率低的频率分量(因计算时光栅对中心间有效光程用正值代入)。结合图 7(b)、图 7(c) 可知输出脉冲出现调制现象对光栏中心位置失调的敏感性与  $N$ 、 $D$  值有关， $N$  越小， $D$  越大，对中心失调越不灵感。

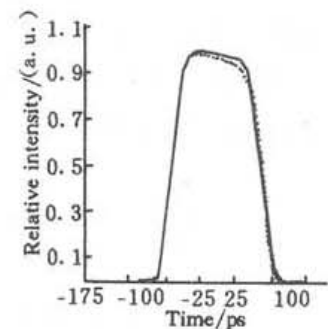


Fig. 8 Influence on the pulse envelope due to the misalignment of the center of the slit. The solid curve corresponds to the case slit is aligned exactly, while the dashed curve to the case the center of slit away from light axis  $\Delta\mu = 12.5\% \mu$

### 6 光栏对输入光束空间形状影响可忽略的条件

前面讨论没有考虑到实际光束的有限空间线度。那么，在考虑了光束的空间线度后，光栏对输出脉冲的空间轮廓会有什么样的影响呢？结合 Martiner<sup>[2]</sup> 和 Nefers 等人<sup>[9]</sup> 的结论，经

过详细的推导可知,当两光栏对中心有效光程为  $G$  时,若输入光束为

$$E_{in}(x_0, \Omega) = a_{in}(\Omega)B(x_0, z = d) \quad (19)$$

其中

$$B(x_0, z = d) = \exp[-ikx_0^2/2q(d)] \quad (20)$$

$$q(z) = z + ik\sigma/2 \quad (21)$$

式中  $\sigma$  为入射光束的束腰半径,  $d$  为束腰离第一块光栅面的光程,则光经整形器一周径返后,输出光场的空间频谱可表示为

$$\bar{E}_{out}(u, \Omega) \propto \exp[ik\beta^2\Omega^2G] a_{in}(\Omega) \bar{B}(u, z = d + 2\alpha^2G)\bar{G}_d(u, \Omega) \quad (22)$$

(22)式中  $\bar{E}_{out}(u, \Omega)$ 、 $\bar{G}_d(u, \Omega)$  和  $\bar{B}(u, z = d + 2\alpha^2G)$  分别是  $E_{out}(x, \Omega)$ 、 $G_d(x, \Omega)$  和  $B(x, z = d + 2\alpha^2G)$  的傅里叶变换。 $G_d(x, \Omega)$  是光双程经整形器的脉冲响应函数,且有

$$\bar{G}_d(x, \Omega) = \bar{P}[-\lambda f(\beta k\Omega - \alpha u)/2\pi]\bar{P}[-\lambda f(\beta k\Omega + \alpha u)/2\pi] \quad (23)$$

式中  $\bar{P}$  即为光栏函数  $P$  的傅里叶变换。 $\alpha$ 、 $\beta$  表达式参见文献[3]的(11)式、(12)式。比较(22)式和文献[13]中的(37)式可知,  $G \neq 0$  比  $G = 0$  场合输出场只是多加了一项相位项,这一项相位项正是引起脉冲展宽的线性啁啾项。与光束的空间轮廓无关。于是光栏对空间轮廓的影响完全可用 Nefers 等人的结论,即当  $\eta = \beta k/\alpha = N\lambda/(c \cos \theta_i)$  值远大于  $u/\Omega_c$  (此处  $\theta_i$  为光入射角),光栏仅对时间整形。当  $\eta$  值越向于零时,只对空间整形。除此之外,对时间、空间都整形。

当光栅常数及入射角一定时,  $\alpha$ 、 $\beta$  就一定了。例如当  $N = 1800$  1/mm, 入射角  $\theta_i$  为  $72^\circ$ , 是波长  $1.056 \mu\text{m}$  的利特曼(Littrow)角, 则  $\alpha = -1$ ,  $k\beta = 1.93 \times 10^{-11}$ 。当透镜焦距  $f = 500$  mm、入射光束束腰直径为  $2$  mm 时, 每个频率的光在共焦面上光斑  $e^{-1}$  处  $u = \pm 2 \text{ mm}^{-1}$ 。若  $\Omega_c = 2.76 \times 10^{12}$  rad/sec, 光栏直径约  $28$  mm, 此时对输出光束空间轮廓影响不大。若要  $\Omega_c = 9.5 \times 10^{11}$  rad/sec, 并让  $u/\Omega_c$  值不变, 可将入射光束腰扩束到  $5.84$  mm。此时光栅宽度为  $9.5$  mm。所以增大入射光束束腰是减少空间整形的一种方法。如果  $\eta$  值不足够大, 则光束的空间轮廓也会就现调制现象。

## 参 考 文 献

- [1] E. B. Treacy, Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, **QE-5**(9) : 454~458
- [2] O. E. Martinez, 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in  $1.3 \mu\text{m} \sim 1.6 \mu\text{m}$  region. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(1) : 59~64
- [3] Francois Salin, Jeff Squier, Gerard Mourou, Large temporal stretching of ultrashort pulse. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(9) : 1225~1228
- [4] L. Zhao, F. W. Budnik, G. Kulcsar *et al.*, High-contrast terawatt pulses from fiberless chirped-pulse amplification laser based on 1 ps direct feedback controlled Nd:glass oscillator. *Proc. SPIE*, 1994, **2041** : 93~102
- [5] Keilh M. Mahoney, Andrew M. Weiner, A Femtosecond pulse-shaping apparatus containing microlens arrays for use with pixellated spatial light modulators. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(12) : 2071~2077
- [6] Marc M. Wefers, Keith A. Nelson, Andrew M. Weiner, Multidimensional shaping of ultrafast optical waveforms. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(10) : 746~751
- [7] A. M. Weiner, J. P. Heritage, E. M. Kirschner, High-resolution femtosecond pulse shaping. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1988, **5**(8) : 1563~1572
- [8] M. B. Danailov, I. P. Christov, Time-space shaping of light pulses by Fourier optical processing. *J. Mod.*



- Opt.*, 1989, **36**(6): 725~731
- [9] Marc M. Wefers, Keith A. Nelson, Space-time profiles of shaped ultrafast optical waveforms. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1996, **QE-32**(1): 161~172
- [10] J. Agostinelli, G. Harvey, T. Stone *et al.*, Optical pulse shaping with a grating pair. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(14): 2500~2504
- [11] J. D. McMullen, Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by a strong dispersive grating pair. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(5): 737~741
- [12] Brian H. Kolner, Space-time duality and the theory of temporal imaging. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(8): 1951~1963
- [13] 吕百达著, 激光光学. 第二版, 成都, 四川大学出版社, 1992: 62
- [14] J. D. McMullen, Chirped pulse compression in strongly dispersive media. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(11): 1575~1578
- [15] 吕百达著, 激光光学. 第二版, 成都, 四川大学出版社, 1992: 97
- [16] J. A. Glaze, High energy glass laser. *Opt. Eng.*, 1975, **15**(2): 136~142
- [17] R. A. Haas, Theory of laser beam apodization with a graded random phase window. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(13): 2708~2718
- [18] S. G. Lukishov, Soft aperture to shape high-power beams. *Proc. SPIE*, 1989, **1132**: 42~49
- [19] 姚裕贵, 徐世祥, 孟绍贤等, 利用锯齿光栏获得超高斯型光束. *光学学报*, 1995, **15**(7): 931~934

## Characteristics of Output Pulse from a Grating Pair Stretcher with a Slit

Xu Shixiang      Zhang Hua      Gao Yanxia      Fan Dianyan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 20 May 1997; revised 3 July 1997)

**Abstract** Temporal characteristics of output pulse from a grating pair stretcher with a slit are investigated neglecting the spatial diffraction. And a theoretical model is established to expound the variation of pulse duration and the modulation on the pulse envelope similar to the diffraction characteristics in spatial domain. The modulation can be eliminated by appropriate soft slit. The condition, on which the slit has not much to do with spatial filtering, is discussed.

**Key words** pulse shaping, chirp pulse, characteristics of output.