

线性扫频影响超短光脉冲远域衍射场分布的理论分析

张筑虹 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文分析了具有线性扫频高斯型超短光脉冲衍射场的能量分布, 教学计算结果显示了线性扫频对衍射场的影响。通过衍射分析可以获得光脉冲的信息。

关键词: 线性扫频; 衍射; 超短光脉冲。

考察超短光脉冲的产生和传播过程, 许多介质, 如饱和吸收体, 增益介质, 反射镜的介质膜、色散元件, 由于群速度色散、自相位调制, 以及其他可实时影响介质非线性折射率的非线性作用过程, 使得光脉冲必然具有时变的附加相位, 其对时间的二阶导数的常数项即为啾啾(线性扫频)。本文给出了具有线性扫频的高斯型光脉冲单缝衍射场分布的计算结果, 从而反映出啾啾存在对光脉冲衍射的影响, 将其与相应的变换极限光脉冲的衍射^[1]相比较, 可使获得啾啾的信息, 为啾啾测量提供一种可选用的方法。

假定啾啾脉冲为高斯型, 其场 $E(t)$ 及其瞬时频率 $\omega(t)$ 分别为

$$E(t) = E_0 \exp(-2t^2/T^2) \exp\{i[\omega_0 t + (\delta\omega_m t^2/2T)]\}, \quad (1)$$

$$\omega(t) = \omega_0 + (\delta\omega_m t/T), \quad (2)$$

式中 E_0 为场振幅, ω_0 为中心频率, T 为 $1/e$ 峰值强度处的脉冲全宽度, $\delta\omega_m$ 为 T 范围内啾啾所覆盖的频率范围, 啾啾 C 为

$$C = (\delta\omega_m/T), \quad (3)$$

脉冲的功率谱为^[2]

$$\left. \begin{aligned} |E(\omega)|^2 &= |\tilde{E}'(\omega)|^2 M(\omega), \\ |\tilde{E}'(\omega)|^2 &= 4[2\pi/(\delta\omega)^2] E_0^2 \exp[-4(\omega - \omega_0)^2/(\delta\omega)^2], \\ (\delta\omega)^2 &= (\delta\omega_0)^2 + (\delta\omega_m)^2, \quad T' = 4/\delta\omega, \quad T = 4/\delta\omega_0, \\ M(\omega) &= \frac{\delta\omega}{2\delta\omega_0} \left\{ 1 + \cos \left[\tan^{-1} \left(\frac{\delta\omega_m}{\delta\omega_0} \right) - \frac{\delta\omega_m}{\delta\omega_0} \frac{4\omega_0^2}{(\delta\omega)^2} - \frac{4\delta\omega_m}{(\delta\omega)^2 \delta\omega_0} \omega^2 \right] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中 $|\tilde{E}'(\omega)|^2$ 为 $1/e$ 峰值全宽为 T' 的高斯型无啾啾变换极限脉冲的功率谱, $M(\omega)$ 为谱调制项。

根据基尔霍夫(Kirchoff)公式, 单色平面场的夫琅和斐(Fraunhofer)衍射场为^[3]

$$\tilde{E}(p, q) = \frac{E_0 \exp(ikz)}{\lambda z} \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] \iint_{\sigma} \exp[-ik(p\xi + q\eta)] d\xi d\eta, \quad (5)$$

式中 k 为波矢; p 和 q 为观察点的方向余弦, $p=(x/z)$, $q=(y/z)$; σ 为衍射孔面积。

考察一边长为 $2a \times 2b$ 的矩形孔, 光脉冲垂直照射矩形孔, 则光脉冲的每个光谱分量 $\tilde{E}(\omega)$ 的夫琅和斐衍射光场为

$$\tilde{E}_r(\omega) = \frac{4\tilde{E}(\omega) \exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2+y^2)\right] \frac{\sin(kpa)}{kp} \cdot \frac{\sin(qkb)}{kq} \quad (6)$$

由 Parseval 定理^[4] 可以得到一个脉冲经衍射后到达观察点 (p, q) 的能量为

$$\begin{aligned} s(p, q) &= \int_{-\infty}^{\infty} E_r(t) E_r^*(t) dt = \int_{-\infty}^{\infty} E_r(\omega) E_r^*(\omega) d\omega \\ &= \frac{4a^2b^2}{\pi^2 C^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 |\tilde{E}(\omega)|^2 \left[\frac{\sin(\omega pa/C)}{(\omega pa/C)}\right]^2 \left[\frac{\sin(\omega qb/C)}{(\omega qb/C)}\right]^2 d\omega. \end{aligned} \quad (7)$$

将(4)式代入(7)式求出衍射场的能量分布。很明显, 由于线性扫频的存在, 光脉冲的衍射场分布将不同于无啁啾的变换极限脉冲的衍射场分布。

具体考察狭缝衍射场在 $q=0$ 方向的场分布。

(1) 当 $\delta\omega_m=0$ 时

由(11)式给出场的归一化能量分布为

$$\hat{\varepsilon}(p) = \frac{s(p)}{s(0)} = \frac{C^2}{2p^2 a^2 \omega_0^2} \left(\frac{2}{\omega_0^2 T^2} + 1\right)^{-1} [1 - \cos(2pa\omega_0/C) \exp(-4p^2 a^2 / c^2 T^2)]. \quad (8)$$

上式与文献[2]的结果相同。

(2) 当 $\delta\omega_m \neq 0$ 时

由(4)、(7)式借助计算机可给出衍射场分布; 显然, 在 $\delta\omega_m \ll \delta\omega_0$ 时, 其衍射分布与脉宽为 T 的变换极限脉冲的基本一致; 在 $\delta\omega_m \gg \delta\omega_0$ 时, 其衍射分布与脉宽为 $4/\delta\omega_m$ 的变换极限脉冲基本一致; 在一般情况下, 脉冲衍射场分布应接近宽度为 $4/\delta\omega$ 的变换极限脉冲的衍射分布。线性扫频时衍射场的影响的突出表明是使脉宽为 T 的线性扫频脉冲的衍射场表现为接近脉宽为 T' 的变换极限脉冲的衍射场, 其中有

$$\delta\omega_m = 4[T'^{-2} - T^{-2}]^{1/2}. \quad (9)$$

显然, (9)式为利用脉冲衍射场分布获取脉冲啁啾量值提供了理论依据。

Fork^[5] 以啁啾脉冲压缩技术由宽度为飞秒光获得脉宽为 8 fs 光脉冲, 他以为该脉冲为变换极限脉冲, 而压缩前脉冲为线性扫频, 则有 $\omega_0 T \doteq 35\pi$, $\delta\omega_m \doteq 6\delta\omega_0$. 不失一般性, 可以取 $\omega_0 T = 20\pi$ 的脉冲为研究对象, 进行数值分析, 取单缝宽为 0.1 mm, $\delta\omega_m$ 分别为 $5\delta\omega_0, 2\delta\omega_0,$

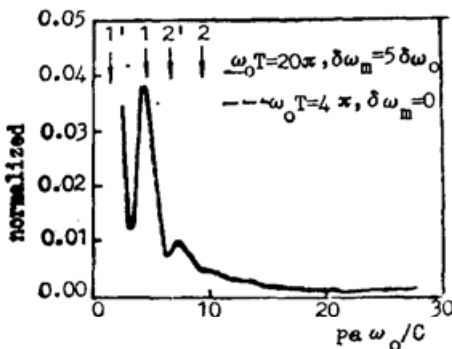


Fig. 1 Energy distribution of single slit diffraction of linear frequency-swept Gaussian pulses ($a=0.1$ mm)

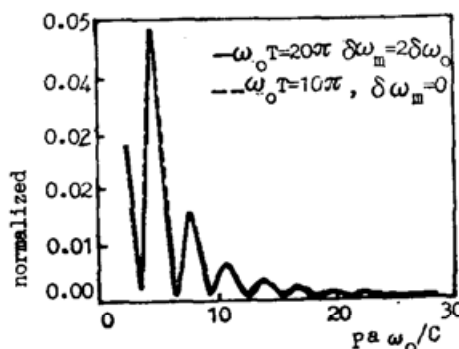


Fig. 2 Energy distribution of single slit diffraction of linear frequency-swept Gaussian pulse ($a=0.1$ mm)

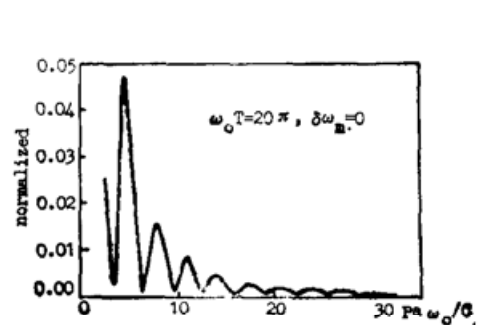


Fig. 3 Energy distribution of transform-limited Gaussian pulse ($a=0.1$ mm)

0 得到如图 1、2、3 的结果。结果表明, 线性扫频除了上述讨论的方式影响脉冲衍射场外, 同时使衍射纹的强弱发现变化, 从而区别与脉宽为 T' 的变换极限光脉冲, 然而这种变化量值相对较小, 如表 1 所列。

Table 1

$\omega_0 T (\pi)$	$\delta\omega_m (\delta\omega_0)$	Number of brilliant streak	Normalized intensity of diffraction streak			
			1'	2'	1	2
20	5	3	0.011	0.007	0.039	0.009
4	0	3	0.012	0.007	0.037	0.010
20	2	7	0.0030	0.0009	0.0487	0.0152
10	0	7	0.0032	0.0016	0.0478	0.0146
20	0	9	0.0024	0.0007	0.0480	0.0146

以上讨论表明, 由于线性扫频的影响, 具有线性扫频的超短光脉冲远域衍射场分布表现为脉冲宽度窄的超短脉冲远域衍射场分布, 如果用强度自相关方法获取线性扫频光脉冲的宽度, 则可结合其远域衍射场分布获取脉冲的啁啾量值。对具有相同频谱的光脉冲, 不论脉冲中啁啾成份的权重如何, 其远域衍射场分布只有很细微差别, 即衍射分布仅由频谱决定。

参 考 文 献

- [1] 朝全生, 朱振和; 《物理学报》, 1988, **37**, No. 9 (Sep), 1432.
 [3] 张筑红, 范滇元; 《光学学报》, 1990, **10**, No. 12 (Dec), 1129.
 [3] M. Born, E. Wolf; 《Principles of Optics》, (Pergamon press, 1975).
 [4] J. Woodman; 《Introduction to Fourier Optics》, (McGraw-Hill, 1968).
 [5] B. L. Fork, C. H. Brito Cruz *et al.*; *Opt. Lett.*, 1987, **12**, No. 7, 483.

Influence of linear frequency sweep on the energy distribution of diffraction of ultrashort pulse

ZHANG ZHUHONG AND FAN DIANYUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 12 December 1990; revised 26 June 1991)

Abstract

The energy distribution of the diffraction fields of linear frequency-swept pulses is inspected. The influence of linear frequency swept, on the diffraction patterns is revealed. It is indicated that the information about the pulse can be obtained by the diffraction inspection.

Key words: linear frequency sweep, diffraction, ultrashort-pulse.