

反射光栅的色散特性研究

陈同生 蓝信炬 刘耀兰

(华中理工大学激光研究所, 武汉, 430074)

摘要: 本文分析了反射光栅的各种色散特性, 提出光栅时间色散的概念, 推导了光栅对光脉冲一级衍射的数学表达式。

Research of dispersion properties of reflective grating

Chen Tongsheng, Nan Xingju, Liu Yaolan

(Institute of Laser, HUST)

Abstract: This paper analysis the dispersion features of various gratings and presents the concept of the RGTD (reflective grating time dispersion). On this basis, the first order diffraction formula of the optical pulse is demonstrated.

一、引言

光栅是一种重要的色散元件。在光谱分析中, 光栅的色散特性直接决定测量的分辨率和准确性。近年来, 在超短激光脉冲的压缩、整形, 合成及超高速照相中, 光栅是必不可少的色散元件^[1~4]。光栅具有各种色散特性, 最基本的是角色散。利用光栅的角色散特性, 可以将光谱在空间上展开, 再结合适当的滤波就可以对光脉冲进行整形以获得期望的脉冲形状, 这对编码光通信具有重要意义。光栅对光脉冲还具有延迟作用, 通过分析和推导, 提出了光栅时间色散的概念。最后详细分析并给出了光脉冲经光栅第一级衍射的光脉冲数学表达式。

二、角色散与空间色散

光栅第一级衍射方程是

$$\sin\theta_i + \sin\theta_r = \lambda/d \quad (1)$$

式中, d 为光栅常数, θ_i , θ_r 分别为入射角和衍射角。当 θ_i 与波长 λ 无关时, 对(1)式求导有

$$d\theta_r/d\lambda = 1/(d\cos\theta_r) \quad (2)$$

由(1), (2)两式可知, 对具有相同入射角 θ_i 的不同光波, 衍射角 θ_r 是不相同的。这就是光栅的角色散特性。

显然, 在大角入射, 小角衍射时, 光栅的角色散小, 而在小角入射, 大角衍射时, 光栅的角色散增大。所以, 对具有光栅常数 d 的光栅, 其角色散是波长 λ 和入射角 θ_i 的函数, 增大

光栅角色散的方法就是减小光栅常数 d 和采取小角入射大角衍射。

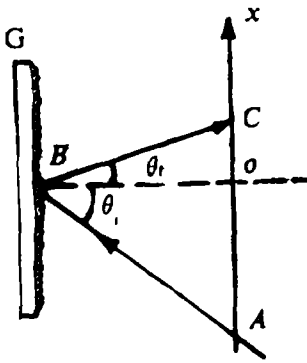


Fig. 1 Spatial dispersion

由于光栅的角色射特性，衍射光在空间的分布必定是波长 λ 的函数，此即光栅的空间色散特性。如图1所示， θ_i 为入射角， θ_r 为衍射角， ox 为垂直于光栅法线的空间坐标。令

$$\overline{AB} = P, \quad \overline{BO} = R,$$

则有

$$R = P \cos \theta_i$$

$$x = R \tan \theta_r = P \tan \theta_r \cos \theta_i \quad (3)$$

若 θ_i 与波长 λ 无关，对上式两边求导

$$dx/d\theta_r = P \cos \theta_i \sec^2 \theta_r$$

利用 $\frac{dx}{d\theta_r} = \frac{dx}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\theta_r}$ 和 (2) 式，上式变为

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{d\theta_r}{d\lambda} \cdot P \cos \theta_i \sec^2 \theta_r = \frac{R}{d \cos^3 \theta_i} \quad (4)$$

由此可见，空间色散除了与光栅常数和衍射角有关外，还与坐标轴到光栅的距离 R 成正比，即离光栅越远，光谱在空间就分开得越大，这有利于空间滤波。若在 ox 处放置一个滤波函数为 $H(x)$ 的物理掩膜膜片，就可以对光波进行滤波处理，进而对光脉冲进行整形与合成，利用不同的掩膜膜片可以得到不同形状的光脉冲。

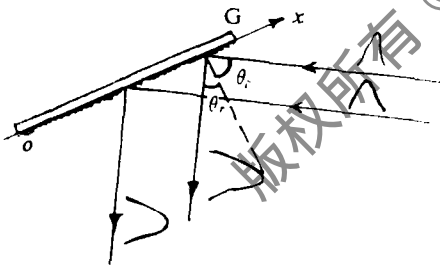


Fig. 2 Time delay

三、时间色散

光脉冲照到光栅 G 上，经光栅衍射后（只考虑第一级衍射），射出一个光脉冲。这时，由光栅不同位置射出的光脉冲在时间上有不同的延迟。如图2所示：取与光栅刻条垂直的射线 ox 为坐标轴，并令由零点射出的光脉冲经光栅衍射产生的光程差为零。则由光栅上坐标为 x 的点射出的光经光栅衍射产生的光程差为

$$l = \lambda x / d \quad (5)$$

式中， λ 为光波长。对应的时间延迟为

$$t = l/c = \lambda x / cd \quad (6)$$

由(6)式可见，光栅衍射产生的时间延迟不仅与入射光脉冲在光栅上的位置有关，而且还与波长 λ 有关，即光栅同一位置衍射产生的时间延迟是波长 λ 的函数，亦即光脉冲经光栅衍射后，不同的光谱在时间域被展开，称此特性为光栅的时间色散。显然，可以用一快速开关对衍射光进行滤波，不过这只局限于入射光脉冲光束直径非常小，可视为线光束的情况。

一般情况，光束不仅有一定的大小，而且光束截面还是波长 λ 的函数，此时(6)式两边

对波长 λ 求导得

$$dt/d\lambda = \frac{1}{dc} \left(x + \lambda \frac{dx}{d\lambda} \right) \quad (7)$$

典型情况是如图3所示的双光栅压缩器。 G_1, G_2 为两个相同的光栅，平行放置，且其垂直距离为 R ， ox 为坐标。光脉冲经 G_1 衍射后射向光栅 G_2 。设入射光脉冲光斑很小，视为线光束且入射点处 $x=0$ 。则对 G_2 有

$$x = R \tan \theta_{r,1} \quad (8)$$

式中， $\theta_{r,1}$ 为光栅 G_1 的衍射角。上式对 λ 求导得

$$dx/d\lambda = R \sec^2 \theta_{r,1} \frac{d\theta_{r,1}}{d\lambda} = \frac{R}{d \cos^3 \theta_{r,1}} \quad (9)$$

将(8)式、(9)式代入(7)式有

$$dt/d\lambda = \frac{R}{cd} \left[\tan \theta_{r,1} + \frac{\lambda}{d \cos^3 \theta_{r,1}} \right] \quad (10)$$

由于 $\theta_{r,1} = \theta_{r,1}(\theta_i, \lambda, d)$ ，即 $\theta_{r,1}$ 是 λ 的函数。所以(10)式是波长的复杂函数。由此可知，双光栅压缩器引起的时间色散，亦即产生的相位修正肯定是波长的复杂函数。若作泰勒展开，即存在高次项。正因如此，双光栅系统可以对光脉冲进行压缩。对其特性，我们将作详细研究。

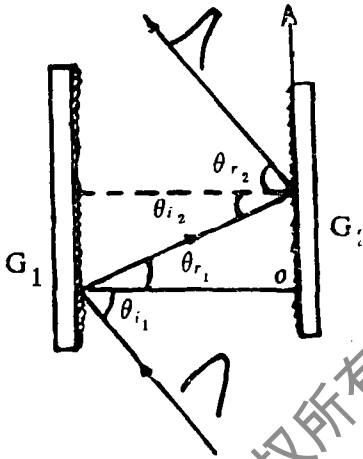


Fig. 3 Double gratings system

四、光栅对光脉冲的衍射表达式

从以上讨论可见，光栅的衍射角 θ 不仅与入射角 γ 有关，而且还与光波的频率有关。对第一级衍射，设中央光谱的入射角为 γ_0 ，衍射角为 θ_0 ，频率为 ν_0 。令 $\Delta\theta = \theta - \theta_0$ ； $\Delta\gamma = \gamma - \gamma_0$ ； $\omega = 2\pi(\nu - \nu_0)$ 。并由下式定两个系数 α 和 β 。

$$\Delta\theta = \alpha \Delta\gamma + \beta \omega \quad (11)$$

上式表明，相对于中央光谱，衍射角的变化量取决于入射角的偏移量和入射光脉冲的谱宽。(11)式只考虑了一次项的影响， $\Delta\gamma$ 和 ω 高次项的影响可参阅文献[6, 7]。在小角度变化时，忽略高次项的影响是可行的。

建立如图4所示的坐标： ox_1 垂直于入射光， ox_2 垂直于衍射光。设入射光脉冲幅度为 $a(x_1, \omega)$ ，则其空间傅里叶变换为

$$A(\xi, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x_1, \omega) \exp(i2\pi\xi x_1) dx_1 \quad (12)$$

式中， ξ 为空间频率。当 $a(x_1, \omega) = \exp(i2\pi\xi_0 x_1)$ 时

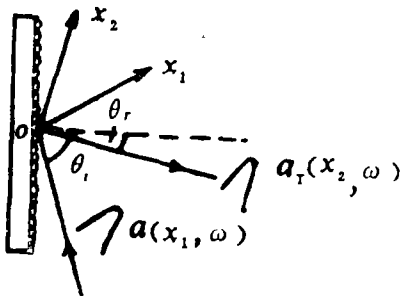


Fig. 4 Diffraction coordinate

$$A(\xi, \omega) = \delta(\xi - \xi_0) \quad (13)$$

当 $\omega = 0$, 传播角偏移为 $\Delta\gamma$ 的平面波的相位为 $(2\pi/\lambda) [\sin(\Delta\gamma)x + \cos(\Delta\gamma)Z]$ 。取 Z 为恒定值时, 并在小角度情况下, 省略恒定相位, 则应有

$$2\pi\xi_0 x = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\Delta\gamma)x$$

即

$$\Delta\gamma \approx \sin(\Delta\gamma) = \lambda\xi_0 \quad (14)$$

由 (11) 式可知: 跃迁光束 A_T 与 θ_0 的偏移为 $\alpha\Delta\gamma$; 而由 (14) 式可知, α 的增加等价于空间频率 ξ 的增大。因此, 空间频率为 ξ 的跃迁幅度一定与频率为 ξ/α 的入射幅度成正比, 即

$$A_T(\xi, \omega) = b_1 A(\xi/\alpha, \omega) \quad (15)$$

式中, b_1 表征光束在传播过程中所有的损失和衰减。

考虑色散项 $\beta\omega$ 的影响, 则有

$$a_T(x_2, \omega) = b_1 \exp(ik\beta\omega x_2) F^{-1}[A(\xi/\alpha, \omega)] = b_1 a(\alpha x_2, \omega) \exp(ik\beta\omega x_2) \quad (16)$$

式中, F^{-1} 是反傅里叶变换。(16) 式即为我们所要求的表达式, 它反映了衍射光波中各光谱成分相对中央光谱的变化规律。根据 (16) 式即可知具有一定结构的光脉冲经光栅衍射后的光脉冲信号的变化特性。

参 考 文 献

- [1] Martinez O E, J O S A, 1986; B3(7): 929
- [2] Weiner A M, Heritage J P, Kirischner E M, J O S A, 1988; B5(8): 1563
- [3] Thurston R N, Opitz S, Seilmeier A, IEEE J Q E, 1986; QE22(5): 682
- [4] 高福源, 陈淑琴. 中国激光, 1985; 12(3): 169
- [5] Martinez O E, Gordon J P, Fork R L, J O S A, 1984; A1(10): 1003
- [6] Fujimoto J G, Weiner A M, Ippen E P, A P L, 1984; 44(9): 832
- [7] Knox W H, Fork R L, Downer M C, A P L, 1985; 45(12): 1120

* * *

作者简介: 陈同生, 男, 1964年4月出生。硕士。现从事光电子技术研究。

收稿日期: 1992年4月28日。收到修改稿日期: 1992年11月18日。

· 简 讯 ·

中压氮气风冷固体激光器研制成功

一项新的高热负荷光电器件的冷却技术及高重复频率中压氮气风冷固体激光器, 日前在西安交通大学研制成功。

高重复频率中压氮气风冷固体激光器, 用中压氮气封闭循环风冷, 高效微型半开式增压叶轮提供气体循环压力能, 对光泵浦热阻较大部位实施传热强化, 实现了对高重复频率光泵浦系统的有效冷却。激光腔——散热器结构紧凑、简单、体积小, 激光器性能稳定、可靠。其技术参数为: 单次脉冲能量250mJ, 重复频率5~10Hz, 氮气压力2.0MPa, 激光器长时间工作时聚光腔内氮气温度与外界环境大气温差 $<20^{\circ}\text{C}$ 。

高重复频率中压氮气风冷固体激光器已于1992年底通过了由国家教委组织的鉴定。鉴定意见认为, 该成果属国内首创并达到国际先进水平。

中压氮气封闭循环风冷用在二氧化碳激光器上可节约大量用水, 也可对其它高热负荷光电器件实施有效冷却。

(本刊通讯员 供稿)