

一种新型干涉选择调幅光谱仪的研究

李润林

杨性愉 冯启元

(北京瑞利分析仪器公司, 北京 100015) (内蒙古大学物理系, 呼和浩特 010021)

摘 要 讨论一种新型干涉选择调幅光谱仪的光路设计, 利用补偿板的扭动实现振幅调制. 文章同时对辐射通量和分辨率进行了理论分析, 采用矩形光栏时, 分辨率为光栅分辨率的 1.35 倍. 文章还讨论了采用椭圆形光栏时, 仪器函数曲线的切趾.

关键词 干涉选择调幅光谱仪, 分辨率, 切趾法.

1 引 言

1952年 Fellgett 首先提出干涉调制光谱原理. 建立在这一基本原理基础上的干涉选择调幅光谱仪(SISAM), 由于能同时获得高分辨率和高光通量, 因此得到了广泛的关注和研究^[1~3]. 在这类仪器中最具代表性的是 Connes 提出的双光栅式干涉选择调幅光谱仪. 但在同步转动两光栅的过程中, 要使光栅面及光栅刻线保持平行是十分复杂和困难的, 即使干涉图样的质量很高, 图样也不够稳定, 因此这种仪器迄今一般仅适用于对红外光谱区的光谱研究^[4,5]. 本文讨论一种干涉选择调幅光谱仪的新方案和独特的光路设计. 初步的原理实验证明, 本方案切实可行. 就形成等倾干涉而言, 对光路双臂的要求, 与一般泰曼干涉仪一样即可(实验结果将另发表).

2 光路设计

仪器的光路如图 1 所示. 在一台泰曼干涉仪入射臂的前方置一衍射光栅, 从光源出射的光线经准直物镜后成为平行光照射在衍射光栅上. 光线由光栅衍射后, 经分束器 BS 被分成两束, 分别入射到平面反射镜 M_1 和 M_2 上. 反射光束发生干涉后, 可在出射光瞳平面上观察到干涉条纹. 通过周期地改变干涉光线间的光程差实现光谱信号的振幅调制, 它可以由步进马达带动补偿板 P 作周期性的扭摆来完成. 旋转光栅 G 完成对确定光谱范围的扫描. 最后, 经调制的光谱信号被光电倍增管、窄带放大器和记录仪接收记录.

3 辐射通量和分辨率的理论分析

假设入射平行光与光栅的法线成 α 角, 光栅法线与仪器光轴夹角是 β_0 , 光栅 G 在平面镜

M_1 、 M_2 处的象为 G_1 、 G_2 。考虑点光源照明的理想情况，入射光波前在沿 G_1 、 G_2 平面方向的复振幅为

$$u_1 = A(\lambda) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} (x \sin \alpha + \Delta) \right]$$

$$u_2 = A(\lambda) \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right)$$

式中 x 为沿光栅平面垂直于刻槽方向的坐标， Δ 为调制产生的光程差。假设光栅的衍射系数、平面镜的反射系数都为 1，可求出沿光轴方向传播的第 k 级衍射光线的复振幅为

$$U_1 = A(\lambda) \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} (x \sin \alpha + \Delta) \right] \exp \left(-i 2\pi \frac{kx}{d} \right) \exp \left(i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \beta_0 \right) \quad (1)$$

$$U_2 = A(\lambda) \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha \right) \exp \left(i 2\pi \frac{kx}{d} \right) \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \beta_0 \right) \quad (2)$$

式中 d 为光栅常数。可以求得通过面元 $dxdy$ 的光通量 $d\phi$ 正比于

$$d\phi = A^2(\lambda) \left\{ 1 + \cos 2\pi \left[\frac{2kx}{d} - \frac{2x}{\lambda} (\sin \alpha + \sin \beta_0) + \frac{\Delta}{\lambda} \right] \right\} dx dy$$

考虑沿光轴方向衍射的光线，波长为 λ_0 ，衍射角为 β_0 ，由光栅方程 $d(\sin \alpha + \sin \beta_0) = k\lambda_0$ 可得

$$\begin{aligned} d\phi &= A^2(\lambda) \left\{ 1 + \cos 2\pi \left[2 \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda} \right) (\sin \alpha + \sin \beta_0) x + \frac{\Delta}{\lambda} \right] \right\} \\ &= A^2(\lambda) \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{2kx}{d} (\lambda - \lambda_0) + \Delta \right] \right\} dx dy \end{aligned} \quad (3)$$

对于 $\lambda \neq \lambda_0$ 的入射光线，由于衍射光不沿光轴，调制后强度为零。设边长为 D 和 H 的矩形孔径光阑位于光栅平面，通过光谱仪的单色光通量可由(3)式对孔径光阑面积的积分给出

$$\begin{aligned} \phi &= A^2(\lambda) H \int_{-D/2}^{D/2} \left\{ 1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left[\frac{2kx}{d} (\lambda - \lambda_0) + \Delta \right] \right\} dx \\ &= A^2(\lambda) HD \left\{ 1 + \frac{\sin \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) \left[(kD/d) (\lambda - \lambda_0) \right]}{(2\pi/\lambda) (kD/d) (\lambda - \lambda_0)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

考虑到宽度为 D 、光栅常数为 d 的光栅的理论分辨率 $R = kD/d$ ，可得

$$\phi = A^2(\lambda) HD \left[1 + \frac{\sin \frac{2\pi}{\lambda} R (\lambda - \lambda_0)}{\frac{2\pi}{\lambda} R (\lambda - \lambda_0)} \cos \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \right], \quad (5)$$

设

$$P = \frac{\sin \left[(2\pi/\lambda) R (\lambda - \lambda_0) \right]}{(2\pi/\lambda) R (\lambda - \lambda_0)}, \quad (6)$$

$$\phi = \phi_0 [1 + P \cos (2\pi/\lambda) \Delta],$$

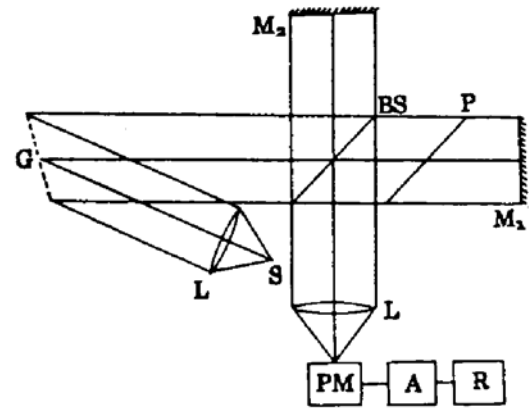


Fig. 1 Optical system of the spectrometer, S-optical source, L- objective lens, G- diffraction grating, BS-beam splitter, P-modulator, M_1 , M_2 -reflect mirrors, PM- photomultiplier, A- narrow bandpass amplifier R-recorder

式中 $\phi_0 = A^2(\lambda)HD$. 由于仪器的接收记录系统仅将光通量中的交流分量放大, 因此从光谱仪幅射通量表达式(6)中可以看出, $P(\lambda - \lambda_0)$ 就是该干涉选择调幅光谱仪的仪器函数. 仪器函数曲线如图 2(a) 所示. 当 $\lambda = \lambda_0$ 时, $P = 1$, 仪器接收到的干涉图样的强度为最大. 随着 λ 与 λ_0 之间差值的增加, 干涉图样强度迅速下降, 当 $2R(\lambda - \lambda_0)/\lambda = 1$ 时, 干涉强度第一次为零.

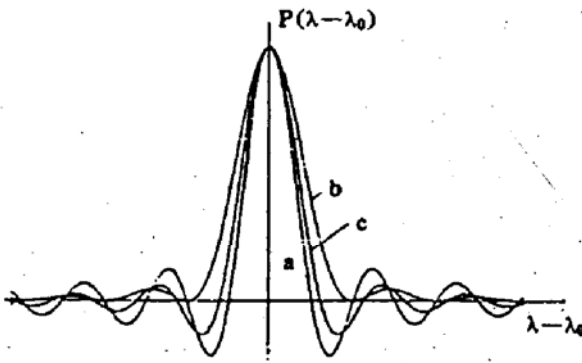


Fig. 2 Curves of the instrumental function and apodization (a) The curve of instrumental function with a rectangle diaphragm, (b) The curve of apodization with a rhombohedral diaphragm, (c) The curve of apodization with a elliptical diaphragm

解此方程, 求得

$$\pi\delta_\lambda R/\lambda \approx 2.32, \quad \lambda/\delta\lambda \approx 1.35 R \quad (9)$$

可见, 该光谱仪的分辨率是光栅分辨率的 1.35 倍. 孔径光栏采用不同形状, 所得仪器函数曲线的形状也不同, 相应的仪器分辨率也不同.

4 仪器函数曲线的切趾

从图 2 中曲线 a 可看出, 采用矩形光栏时, 仪器函数曲线的次极大值较大. 如果在次极大处恰有较强的其它谱线, 那末在扫描中心频率时, 就会把次极大所包含的其它谱线也一并记录在中心频率处, 从而影响谱线实际的相对强度甚至会产生假谱线. 为了减弱仪器函数曲线次极大的高度, 可以采用切趾法. 切趾法在光学信息处理中是一种空间频率滤波法, 采用低通带光栏将决定次级谱的高频成份切去.

用菱形光栏得到的仪器函数曲线如图 2 中曲线 b 所示, 此时次极大值明显减小, 但仪器分辨率也有很大降低. 如果采用介于矩形光栏、菱形光栏之间的椭圆形光栏, 可以得到二者之间的仪器函数曲线, 如图 2 中曲线 c 所示. 设椭圆光栏在光栅平面处的主轴分别是 H 和 D (H 沿光栅刻线方向), 这时光通量为

$$\phi = A^2(\lambda) \int_{-H/2}^{H/2} dy \int_{-D \sqrt{1 - (4y^2/H^2)}/2}^{D \sqrt{1 - (4y^2/H^2)}/2} \{1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} [\frac{2kx}{d}(\lambda - \lambda_0) + \Delta]\} dx$$

积分后的仪器函数为

现在来确定该干涉选择调幅光谱仪的分辨率. 如前所述, 当位于光栅平面的孔径光栏为矩形时, 仪器函数由(5)式给出, 显然, 对于该光谱仪, 用衍射成像的瑞利判据是不合适的. 考虑强度相同的相邻的两条谱线(假设是线宽无限窄的理想情况), 从干涉选择调幅光谱仪得到的谱线就是最大值相同的两条仪器函数曲线, 当这两谱线之间的强度凹陷为最大值的 20% 时, 这两条谱线最大值之间的距离就是分辨极限 $\delta\lambda$. 按照这种判据, 有

$$P(\lambda_0 + \delta\lambda/2) + P(\lambda_0 - \delta\lambda/2) = 0.8 [P(\lambda_0) + P(\lambda_0 + \delta_\lambda)] \quad (7)$$

将(5)式代入, 可得

$$\frac{\sin(\pi\delta_\lambda R/\lambda)}{\pi\delta_\lambda R/\lambda} = 0.4 \left[1 + \frac{\sin(2\pi\delta_\lambda R/\lambda)}{2\pi\delta_\lambda R/\lambda} \right], \quad (8)$$

$$P(\lambda - \lambda_0) = \int_{-H/2}^{H/2} \frac{\sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} R(\lambda - \lambda_0) \sqrt{1 - y^2 / (H/2)^2} \right]}{(2\pi/\lambda) R(\lambda - \lambda_0)} dy \quad (10)$$

利用数值积分, 可以绘出仪器函数曲线如图 2 中曲线 c 所示. 从图中可以看出, 仪器函数曲线的次极大值被压低, 主极大包含的宽度稍有增加, 分辨率减小不显著.

结 论 所设计的单光栅式新型干涉选择调幅光谱仪不仅保持了双光栅式干涉选择调幅光谱仪的高分辨率和高光通量的优点, 而且由于只采用一块光栅, 使得机械稳定性大大提高, 从而能实现扩展到可见、紫外光区的干涉选择调幅光谱仪. 这种新型干涉选择调幅光谱仪在分光光度计、荧光光谱仪、激光喇曼光谱仪等各种扫描型光栅光谱仪领域中有广泛的应用前景.

代钦参加了部分理论计算工作, 龙飞、赵守正、郭英甲高级工程师对本工作给予了协助, 作者在此一并表示感谢.

参 考 文 献

- [1] T. Dohi, T. Suzuki, New type interference selective modulation spectroscopy. *Appl. Opt.*, 1971, 10(6): 1359~1362
- [2] Minoru Yoshida, Kunio Yoshihara, A selective modulation interference spectrometer. *Jap. J. Appl. Phys.*, 1980, 19(3): 471~477
- [3] V. M. Arkhipov, N. G. Dabakhova, L. V. Gromova, Using a SISAM as a high-resolution spectroscope. *Sov. J. Opt. & Technol.*, 1981, 48(7): 417~419
- [4] Pierrel Pinson, High resolution infrared spectrometer in the 8~10 μm range. *Appl. Opt.*, 1974, 13(7): 1618~1620
- [5] V. M. Arkhipov, O. N. Gusev, SISAM with a high-speed interference modulator. *Sov. J. Opt. & Technol.*, 1982, 49(12): 785~787

Study on a New Type Interference Selective Amplitude Modulation Spectrometer

Li Runlin

(Rayleigh Analytical Instrument Corporation of Beijing, Beijing 100015)

Yang Xingyu Feng Qiyuan

(Department of Physics, Inner Mongolia University, Huhehaote 010021)

(Received 11 January 1993; revised 23 April 1993)

Abstract A new type of interference selective amplitude modulation spectrometer is described in this paper. The diffraction grating illuminated by a collimated incident beam is placed in front of a Twyman interferometer. The beam is splitted into two parts and reflected by two mirrors acting as two diffraction gratings. Then the interference fringe is modulated. The theoretical analysis of flux and resolution is made. Using rectangle diaphragm the resolution of 1.35 times of the grating is obtained. The apodization technique with elliptical diaphragm is discussed.

Key words SISAM, resolution, apodization.