

新型偏振干涉成像光谱仪信噪比研究^{*}

袁志林^{1)†} 张淳民¹⁾ 赵葆常²⁾

1) 西安交通大学理学院, 西安 710049)

2) 中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710068)

(2006 年 11 月 7 日收到, 2007 年 1 月 5 日收到修改稿)

基于辐射度学、电磁与偏振理论和傅里叶变换光谱学理论, 从理论和实验上对超小型稳态偏振干涉成像光谱仪的信噪比进行了深入地分析与讨论. 推导出了其信噪比的理论计算公式; 采用计算机模拟给出了傍轴条件下信噪比随入射角的变化规律; 深入分析了偏振干涉成像光谱仪所特有的偏振化方向对信噪比的影响. 在调制度等于 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 时, 给出信噪比随偏振器光轴偏角的变化关系, 并给出最优化值. 在最优化情况下, 采用计算机模拟得出了信噪比随探测器像元数的变化规律, 与干涉成像光谱实验结果完全相符. 理论与实验结果表明, 该偏振干涉成像光谱仪在高调制度的情况下具有高通量、高信噪比的显著特点, 适合于航空航天、远距离目标和微弱信号的探测. 该研究为新型偏振干涉成像光谱技术的研究和新型成像光谱仪的设计、研制和工程化提供了重要的理论依据和实践指导.

关键词: 偏振干涉成像光谱技术, 信噪比, 调制度

PACC: 4210Q, 4110H, 0765

1. 引言

信噪比是衡量各种光谱仪和成像光谱仪性能的一个重要指标. 近年来, 随着面阵 CCD 的高速发展, 干涉成像光谱仪得到了快速的发展. 较色散型成像光谱仪具有多通道、高通量的显著特点. 其在微弱信号探测、远距离目标识别、航空航天、遥感探测等领域越来越显示出独特的优点和广阔的应用前景^[1-3]. 2000 年, Zhang 等提出了基于 Savart 偏光镜横向剪切的新型偏振干涉成像光谱技术, 设计研制了超小型稳态偏振干涉成像光谱仪 USPIIS (ultra-compact static polarization interference imaging spectrometer), 与国际上传统的色散型成像光谱仪、20 世纪 90 年代研制的空间调制型成像光谱仪和美国于 1996 年研制的 DASI (digital array scanned interferometers) 相比, 该仪器具有超小型、稳态、大视场、高通量和高分辨率等显著特点^[4-8].

目前, 国内外对光谱仪和成像光谱仪信噪比的研究涉及较多, 但对偏振干涉成像光谱仪信噪比的

研究目前国际上尚未见报道. 本文在基于辐射度学、电磁与偏振理论、傅里叶变换光谱学的基础上, 从理论和实验上对自行研制的超小型稳态偏振干涉成像光谱仪的信噪比进行了深入地分析与讨论.

2. 出射光强与起偏器、分析器偏振化方向偏角和入射角的关系

USPIIS 由前置光学系统 L_0 和 L_1 , 偏振干涉仪 (起偏器 P_1 , Savart 偏光镜和分析器 P_2), 成像镜 L_2 , 探测器 CCD 和信号处理系统组成, 如图 1 所示^[4].

Savart 偏光镜的三维结构如图 2 所示^[4]. 其左板光轴在 xz 平面内, 且与 x 轴和 z 轴的正向成 45° 角; 右板光轴在 yz 平面内, 且与 y 轴和 z 轴的正向成 45° 角. P_1 和 P_2 位于 xy 平面内, 且 P_1, P_2 的理想偏振化方向与 x 轴正向的夹角都为 45° , 这样可使剪切量最大^[9]. 但实际中, P_1 和 P_2 的偏振化方向与理想方向存在一定偏角. 设 P_1 和 P_2 偏振化方向偏离理想方向的角度分别为 θ 和 φ , 对其偏角正负规

^{*} 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 40537031), 国家高技术研究发展计划 (863 项目) (批准号: 2006AA12Z152), 国家自然科学基金 (批准号: 40375010, 60278019), 陕西省科技攻关项目 (批准号: 2005K04-G18) 和西安交通大学“985”信息电子平台资助的课题.

[†] E-mail: yzl0295@gmail.com

定如下,沿着 z 轴正方向,顺时针方向为正,逆时针方向为负.

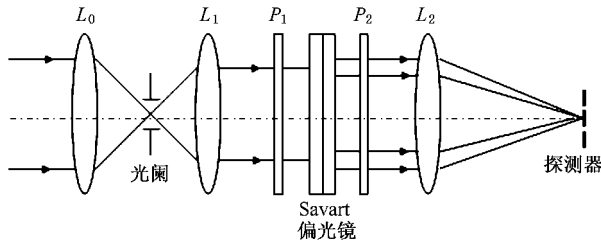


图1 USPIIS 原理图

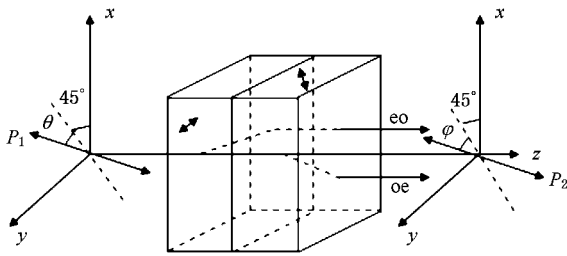


图2 Savart 偏光镜三维结构图

坐标系如图 2 所示,设一束入射到 Savart 偏光镜的偏振光方向矢量为 $\hat{S} = (-\sin i, 0, \cos i)$,由反射定律,反射光 S_r 的方向矢量为 $\hat{S}_r = (-\sin i, 0, -\cos i)$,折射 o 光波矢的方向矢量为 $\hat{K}_{o1} = (-\sin\theta_o, 0, \cos\theta_o)$ 折射 e 光波矢的方向矢量为 $\hat{K}_{e1} = (-\sin\theta_e, 0, \cos\theta_e)$. 其中 i 为入射角, θ_o, θ_e 分别为 o, e 光的波矢折射角. 由推广的 Snell 定律得到 $n \sin i = n_o \sin\theta_o = n'_e(\theta_1) \sin\theta_e$, 其中 n 为空气折射率, n_o, n_e 是晶体主折射率, $n'_e(\theta_1)$ 是相应的 e 光波矢折射率, θ_1 是 e 光波矢与 Savart 偏光镜左板光轴的夹角^[10-14].

设入射光经起偏器 P_1 后的电矢量为 E , 光强为 I_0 , 由 P_1 的偏振化方向可知 $\hat{E}_{xy} = (\sin(45^\circ - \theta), \cos(45^\circ - \theta), 0)$, 经分析得 $\hat{E} = (\hat{S} \times \hat{E}_{xy}) \times \hat{S}$. 所以

$$E = EA(\cos^2 i \sin(45^\circ - \theta), \cos(45^\circ - \theta) \sin i \cos i \sin(45^\circ - \theta)),$$

其中 $A = [\cos^2(45^\circ - \theta) + \cos^2 i \sin^2(45^\circ - \theta)]^{1/2}$. 由于在晶体内产生了 o, e 光, 故假设反射光 S_r 有两个方向相互垂直的电矢量 E_{rp} 和 E_{rs} , 那么, 反射光 S_r 的电矢量为

$$E_r = (-E_{rp} \cos i, E_{rs}, E_{rp} \sin i).$$

因为 o 光电矢量振动方向与 o 主平面垂直, e 光电矢量振动方向与 e 主平面平行, 光强分别为 I_{o1} 和 I_{e1} . 折射 o 光电矢量为 $E_{o1} = E_{o1}(0, 1, 0)$, 折射 e 光电矢量为 $E_{e1} = E_{e1}(\cos\theta_e, 0, \sin\theta_e)$. 根据电磁场矢量间的关系 $\hat{H} = \hat{K} \times \hat{E}$ 得出线偏光 S 的磁矢量

$$H = HA(-\cos i \cos(45^\circ - \theta) \cos^3 i \sin(45^\circ - \theta) + \sin^2 i \cos i \cos(45^\circ - \theta), -\sin i \cos(45^\circ - \theta)),$$

反射光 S_r 的磁矢量 $H_r = H_r(E_{rp}^2 + E_{rs}^2)^{-1/2}(E_{rs} \cos i, E_{rp}, -E_{rs} \sin i)$ 折射 o 光的磁矢量 $H_{o1} = H_{o1}(-\cos\theta_o, 0, -\sin\theta_o)$ 折射 e 光的磁矢量 $H_{e1} = H_{e1}(0, 1, 0)$.

应用电磁场边值条件求折射 o, e 光的透射系数

$$\hat{E}_x \text{ 分量: } EA \cos^2 i \sin(45^\circ - \theta) - E_{rp} \cos i = E_{e1} \cos\theta_e,$$

$$\hat{E}_y \text{ 分量: } EA \cos(45^\circ - \theta) + E_{rs} = E_{o1},$$

$$\hat{H}_x \text{ 分量: } -HA \cos i \cos(45^\circ - \theta) + H_r(E_{rp}^2 + E_{rs}^2)^{-1/2} E_{rs} \cos i = -H_{o1} \cos\theta_o,$$

$$\hat{H}_y \text{ 分量: } HAB + H_r(E_{rp}^2 + E_{rs}^2)^{-1/2} E_{rp} = H_{e1},$$

其中 $B = [\cos^3 i \sin(45^\circ - \theta) + \sin^2 i \cos i \cos(45^\circ - \theta)]$. 上述方程组联立求解, 并利用 $H = (\sqrt{\epsilon/\mu})E$, 且 $\mu = \mu_0$, 得到透射系数

$$t_o = \frac{E_{o1}}{E} = \frac{2An \cos i \cos(45^\circ - \theta)}{n_o \cos\theta_o + n \cos i}, \tag{1}$$

$$t_e = \frac{E_{e1}}{E} = \frac{n[A \cos^2 i \sin(45^\circ - \theta) + AB \cos i]}{n'_e(\theta_1) \cos i + n \cos\theta_e} \tag{2}$$

对应的透射光强为 $I_{o1} = t_o^2 I_0 (n_o/n)$, $I_{e1} = t_e^2 I_0 (n'_e(\theta_1)/n)$. 类似于上述分析, 可以得出 o, e 光由 Savart 偏光镜左板入射到胶黏剂的透射系数为^[10]

$$t_{o\text{胶}} = \frac{E_{o\text{胶}}}{E_{o1}} = \frac{2n_o \cos\theta_o}{n' \cos i' + n_o \cos\theta_o}, \tag{3}$$

$$t_{e\text{胶}} = \frac{E_{e\text{胶}}}{E_{e1}} = \frac{n'_e(\theta'_1) \cos\theta_e + n'_e(\theta'_1) \cos r_e}{n' \cos r_e + n'_e(\theta'_1) \cos i'}. \tag{4}$$

对应的透射光强为 $I_{o\text{胶}} = t_{o\text{胶}}^2 I_{o1} (n'/n_o)$, $I_{e\text{胶}} = t_{e\text{胶}}^2 I_{e1} (n'/n'_e(\theta_1))$. 其中 n' 为胶黏剂的折射率, r_e 是反射 e 光波矢与入射面法线 (z 轴) 的夹角, $n'_e(\theta'_1)$ 是相应的 e 光波矢折射率. 依次得出, 当 o, e 二光由胶黏剂入射到 Savart 偏光镜右板时, o 光分成 oe 和 oo 光, e 光分成 eo 和 ee 光, 由于 oo 和 ee 光的光强非常小, 可忽略不计, 此处我们只考虑 oe 和 eo 光, 其透射系数为

$$t_{oe} = E_{oe}/E_{e\text{胶}} = 2Cn' \cos i' (1 + \sin^2 \theta'_e)^{1/2} \times (n_o \cos i' + n' \cos\theta_o), \tag{5}$$

$$t_{eo} = E_{eo}/E_{e\text{腔}} = -2Cn' \cos i' (1 + \sin^2 \theta_o)^{1/2} + (n_o \cos i' + n' \cos \theta_o) \times [n' \cos i' + n'_e(\theta_2) \cos \theta'_e], \quad (6)$$

其中，

$$C = \{\sin \theta_o \sin \theta'_e (n_o \cos \theta_o + n' \cos i') \times [n' \cos \theta'_e + n'_e(\theta_2) \cos i']\}$$

对应的透射光强为 $I_{oe} = t_{oe}^2 I_{o\text{腔}} (n_o/n')$, $I_{eo} = t_{eo}^2 I_{e\text{腔}} (n'_e(\theta_2)/n')$. 经由右板出射到空气后, oe 和 eo 光的透射率

$$t'_{oe} = \frac{E'_{oe}}{E_{oe}} = \frac{(1 + \sin^2 i)^{1/2}}{(1 + \sin^2 \theta'_e)^{1/2}} \cdot \frac{2 \cos \theta'_e [n'_e(\theta_2)D + 2F]}{nD(G \cos \theta'_e + \cos i) + 2F(G \cos i + \cos \theta'_e)}, \quad (7)$$

$$t'_{eo} = \frac{E'_{eo}}{E_{eo}} = \frac{(1 + \sin^2 i)^{1/2}}{(1 + \sin^2 \theta_o)^{1/2}} \frac{2n_o \cos \theta_o (\sin^2 \theta_o \sin^2 \theta'_e - 1)}{n \sin i \sin^2 \theta'_e \sin(i + \theta_o) + \frac{1}{2} \sin 2\theta'_e (n_o \sin i - n \sin \theta_o) - (n_o \cos i + n \cos \theta_o)} \quad (8)$$

其中, θ'_e 为 e 光在右板中的折射角. $D = \cos \theta_o + \sin \theta_o \sin \theta'_e \cos \theta'_e$, $F = (\cos \theta'_e + \sin \theta'_e \sin \theta_o \cos \theta_o) n_o/2$, $G = \frac{n_o n_e}{n} \cdot \left(n_o^2 - \frac{1}{2} (n_o^2 - n_e^2) \cos^2 \theta'_e \right)^{-1/2}$.

对应的透射光强为 $I'_{oe} = (t'_{oe})^2 I_{oe} (n/n_o)$, $I'_{eo} = (t'_{eo})^2 I_{eo} (n/n'_e(\theta_2))$, 得到从 Savart 偏光镜右板出射到空气的 oe 和 eo 光强度为 $I'_{oe} = (t'_{oe})^2 t_{oe}^2 t_{o\text{腔}}^2 I_0$ 和 $I'_{eo} = (t'_{eo})^2 t_{eo}^2 t_{e\text{腔}}^2 I_0$. 偏振片 P_2 与理想方向成角度 φ , oe 和 eo 光通过 P_2 之后, 变成两束振动方向相同的线偏振光, 其强度分别为

$$I_1 = (I'_{oe}) \sin^2(45^\circ - \varphi) = (t'_{oe})^2 t_{oe}^2 t_{o\text{腔}}^2 I_0 \sin^2(45^\circ - \varphi), \quad (9)$$

$$I_2 = (I'_{eo}) \cos^2(45^\circ - \varphi) = (t'_{eo})^2 t_{eo}^2 t_{e\text{腔}}^2 I_0 \cos^2(45^\circ - \varphi). \quad (10)$$

3. 超小型稳态偏振干涉成像光谱仪的信噪比计算与分析

设光源辐射的平行光光谱辐射照度为 $E(\lambda)$; L_0 的光能量通过率为 $\tau_0(\lambda)$ 焦距为 f_0 ; L_1 的光能量通过率为 $\tau_1(\lambda)$ 焦距为 f_1 ; L_2 的光能量通过率为 $\tau_2(\lambda)$ 焦距为 f_2 ; Savart 偏光镜的光能量通过率为 $\tau_s(\lambda)$ 系统孔径为 D , 光阑的宽度为 L , 探测器的高度和宽度都为 l , 探测器光敏单元面积为 S_d , 如图 1 所示. 忽略光在传播过程中大气对光的吸收, 光阑上接收的 λ 波长的辐射通量为^[15]

$$\Phi_0(\lambda) = \tau_0(\lambda) E(\lambda) \frac{L \cdot l}{f_0^2} \left(\frac{D}{2} \right)^2. \quad (11)$$

起偏器 P_1 上接收的 λ 波长的辐射通量和强度分别为

$$\Phi_1(\lambda) = \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) E(\lambda) \frac{L \cdot l}{f_0^2} \left(\frac{D}{2} \right)^2, \quad (12)$$

$$I(\lambda) = \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) E(\lambda) L \cdot l \frac{f_2^2}{f_0^2}. \quad (13)$$

光束经过起偏器 P_1 之后, 变为线偏振光, 光强 $I_0(\lambda)$ 为 $I(\lambda)/2$. 由 (9) (10) 式, 得出二线偏振光经过 P_2 之后, 在 P_2 偏振化方向上投影为 $I_1(\lambda)$ 和 $I_2(\lambda)$, 分别为

$$I_1(\lambda) = (t'_{oe})^2 t_{oe}^2 t_{o\text{腔}}^2 \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) E(\lambda) \times L \cdot l \sin^2(45^\circ - \varphi) \frac{f_2^2}{2f_0^2}, \quad (14)$$

$$I_2(\lambda) = (t'_{eo})^2 t_{eo}^2 t_{e\text{腔}}^2 \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) E(\lambda) \times L \cdot l \cos^2(45^\circ - \varphi) \frac{f_2^2}{2f_0^2}. \quad (15)$$

二相干光经 L_2 汇聚, 在探测器面上合束发生干涉. 在距零级条纹距离为 x 处, 干涉强度 $I_x(\lambda)$ 为

$$I_x(\lambda) = \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) \tau_2(\lambda) \tau_s(\lambda) E(\lambda) \times L \cdot l \frac{f_2^2}{2f_0^2} h(\lambda), \quad (16)$$

其中, d 为横向剪切量.

$$h(\lambda) = [(t'_{oe})^2 t_{oe}^2 t_{o\text{腔}}^2 \sin^2(45^\circ - \varphi) + (t'_{eo})^2 t_{eo}^2 t_{e\text{腔}}^2 \cos^2(45^\circ - \varphi) + t'_{oe} t_{oe} t_{o\text{腔}} t'_{eo} t_{eo} t_{e\text{腔}} \cos 2\varphi \cos\left(\frac{2\pi x d}{\lambda f_2}\right)],$$

则在距零级条纹距离为 x 处的探测单元面积 S_d 上, 接收光源整个波段的辐射通量 Φ_x 为

$$\Phi_x = \frac{L \cdot l \cdot S_d}{2f_0^2} \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) \times \tau_2(\lambda) \tau_s(\lambda) E(\lambda) h(\lambda) d\lambda, \quad (17)$$

其中, λ_- 和 λ_+ 分别为光源整个波段的下限波长和

上限波长.

设探测器积分时间为 τ_d , CCD 器件的量子效率为 $\eta(\lambda)$, K_f 为 CCD 器件的转换因子, 得出距零级条纹距离为 x 处 输出信号电压 V_{xs} 为

$$V_{xs} = \frac{L S_d \tau_d K_f}{2 f_0^2 h c} \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) \tau_2(\lambda) \times \tau_s(\lambda) E(\lambda) \eta(\lambda) \lambda h(\lambda) d\lambda. \quad (18)$$

在成像光谱仪中, 相应的噪声源主要有光子噪声、暗电流噪声及输出噪声等, 噪声的强弱直接影响到所探测干涉图的信噪比, 是一个非常重要的参数, 应特别加以控制. 设 CCD 总的输出噪声为 N , 则所有噪声所产生的噪声电压 V_{xN} 为

$$V_{xN} = K_f N.$$

最后, 得到 USPIIS 在距零级条纹 x 处干涉条纹信噪比 SNR_x 为^[16,17]

$$SNR_x = \frac{L S_d \tau_d}{2 f_0^2 h c N} \int_{\lambda_-}^{\lambda_+} \tau_0(\lambda) \tau_1(\lambda) \tau_2(\lambda) \times \tau_s(\lambda) E(\lambda) \eta(\lambda) \lambda h(\lambda) d\lambda. \quad (19)$$

实验使用的是美国 Sarnoff 公司所研制 CAM512CCD 相机, 像元数 512×512 , 像元尺寸 $18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$, 量子效率 $\eta = 0.6$, 积分时间 $\tau_d = 2.5 \text{ ms}$, 工作波长 $0.4 \mu\text{m} - 1.0 \mu\text{m}$. 此处假设 $\tau_0(\lambda)$, $\tau_1(\lambda)$, $\tau_2(\lambda)$ 及 $\tau_s(\lambda)$ 在整个谱段上为常数, 简写为 τ_0 , τ_1 , τ_2 和 τ_s , 取 $\tau_0 = \tau_1 = \tau_2 = \tau_s = 0.9$; 三个透镜的焦距 $f_0 = 75 \text{ mm}$, $f_1 = 40 \text{ mm}$, $f_2 = 50 \text{ mm}$, 光阑宽度取 $L = 3 \text{ cm}$, 横向剪切量 $d \approx 1 \text{ mm}$, $x = 18 \times 10^{-6} \text{ m}$.

在 USPIIS 光学系统设计中采用傍轴条件, 入射角 i 会有微小的变化, 一般考虑到 3° 左右. 将(1), (2)(3)(4)(5)(6)(7)和(8)式代入(19)式, 可以得出, 在入射角有微小增大时, 系统信噪比也会相应地增大, 如图3所示^[17-19].

图4为当像元数 $n = 250$ 时, 且起偏器、分析器与理想方向的夹角 θ 和 φ 变化时(θ 和 φ 的变化区间都是 $[-\pi/2, \pi/2]$), USPIIS 的信噪比随两夹角变化的曲面图^[13]. 不难看出, 在以下两种情况下: 1) $\theta = \pi/4$, $\varphi = -\pi/4$; 2) $\theta = -\pi/4$, $\varphi = \pi/4$, 系统的信噪比为零. 因为在这两种情况下, 最后出射的两束光(oe 和 eo 光)强度均为零, 所以系统的信噪比为零. 系统信噪比最高的点出现在: 1) $\theta = \pi/4$, $\varphi = \pi/4$; 2) $\theta = -\pi/4$, $\varphi = -\pi/4$. 此时偏振光经过 Savart 偏光镜和偏振片 P_2 均未被分解, 即穿过整个系统到达探测器上的光不会被分解成两束光. 此处需要特别注

意的是, 虽然此时系统的信噪比为最大值, 但是对于偏振干涉成像光谱仪系统来说, 是没有任何意义的, 因为此时根本就没有干涉条纹.

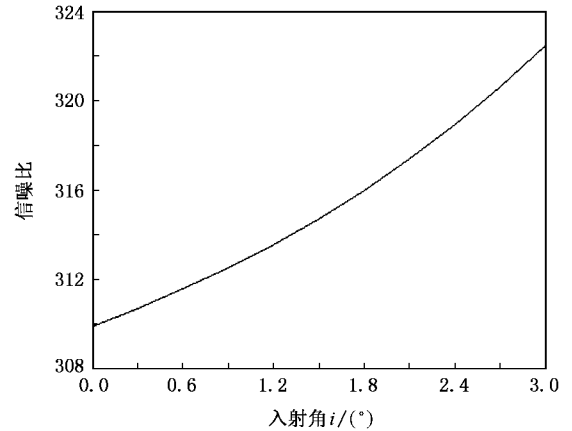


图3 傍轴条件下, USPIIS 信噪比随入射角 i 的变化曲线

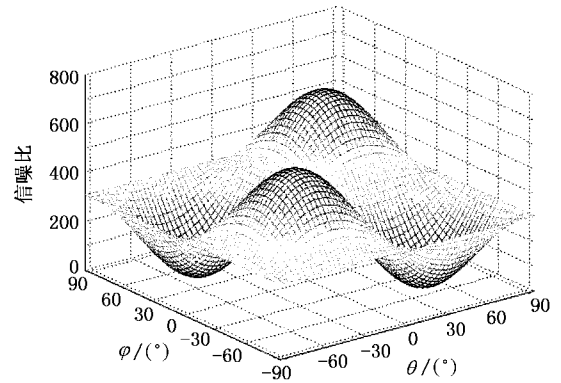


图4 USPIIS 信噪比随 θ 和 φ 而变化的曲面图

为了更详尽地分析何时取得系统信噪比的最优化值, 需引入调制度, 也就是说, 既要保证高信噪比, 又要获得对比度高的干涉图案. 由调制度定义, 设两束相干光的振动方向夹角为 α , 光强之比 $\epsilon = I_2/I_1$, 得到调制度^[7]

$$V = \frac{2\sqrt{\epsilon}}{1 + \epsilon} |\cos \alpha|. \quad (20)$$

在 USPIIS 系统中, 由于最后从偏振片 P_2 出来的两束线偏振光振动方向一致, 故 $\alpha = 0$. 调制度简化为

$$V = \frac{2\sqrt{\epsilon}}{1 + \epsilon}. \quad (21)$$

调制度随角度 θ 和 φ 的变化如图5所示^[7]. 可知, 调制度在以下两种情况下为 1:

$$\theta = \varphi = -\pi/2 \text{ 或 } \pi/2 \text{ 或 } \theta = -\varphi. \quad (22)$$

当取调制度等于最大值 1 时,从(21)式可知两束相干光强度之比为 1,为全对比.在调制度为最大值 1 的条件下,当 $n = 250$ 时,系统信噪比随 θ 和 φ 的变化曲线图,如图 6 所示^[7].

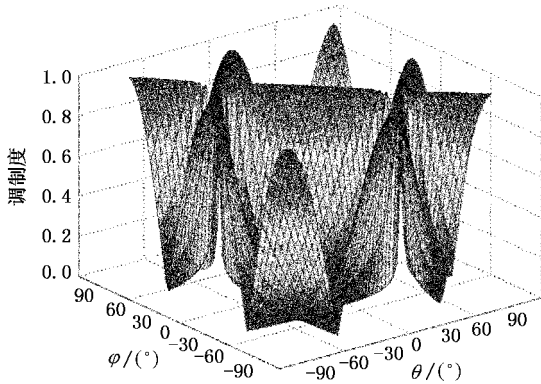


图 5 USPIIS 调制度随 θ 和 φ 而变化的曲面图

在满足干涉图样调制度为最大值 1(全对比)的情形下,即在满足(22)式的条件下,信噪比在以下几种情况下取得极大值:1) $\theta = \varphi = 0$ 2) $\theta = \varphi = \pm \pi/2$; 3) $\theta = \pi/2, \varphi = -\pi/2$ 4) $\theta = -\pi/2, \varphi = \pi/2$.在最大调制度条件下,信噪比值超过了 300,达到了较高的值,如图 5 和图 6 所示.

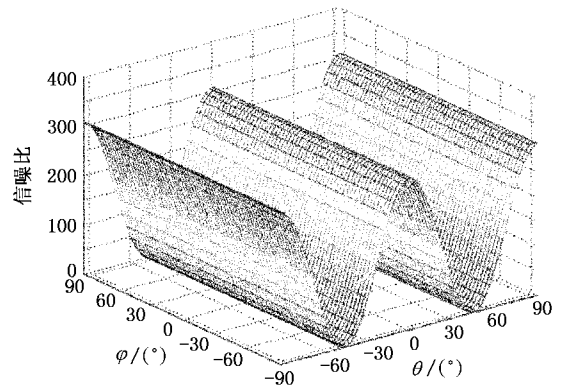


图 6 USPIIS 信噪比随 θ 和 φ 而变化的曲面图 ($V = 1$)

为了更好地研究信噪比和调制度之间的关系,以便找到其中的最佳优化点,以下绘出了调制度等于 0.9、0.8、0.7 和 0.6 时,USPIIS 信噪比随 θ 和 φ 变化的曲面图,如图 7(a)(b)(c)(d)所示.从图 7 可以清楚地看出,当调制度变小时,USPIIS 的极大信噪比值依次增大,但都位于 400 以下;同时,相应的偏角也相应的移动.所以,在调制度取最大值 1 时,信噪比相对于其他情况下,相差不大,已可以达到很好的效果.在实际应用中,应取调制度为最大值时为最佳情况.

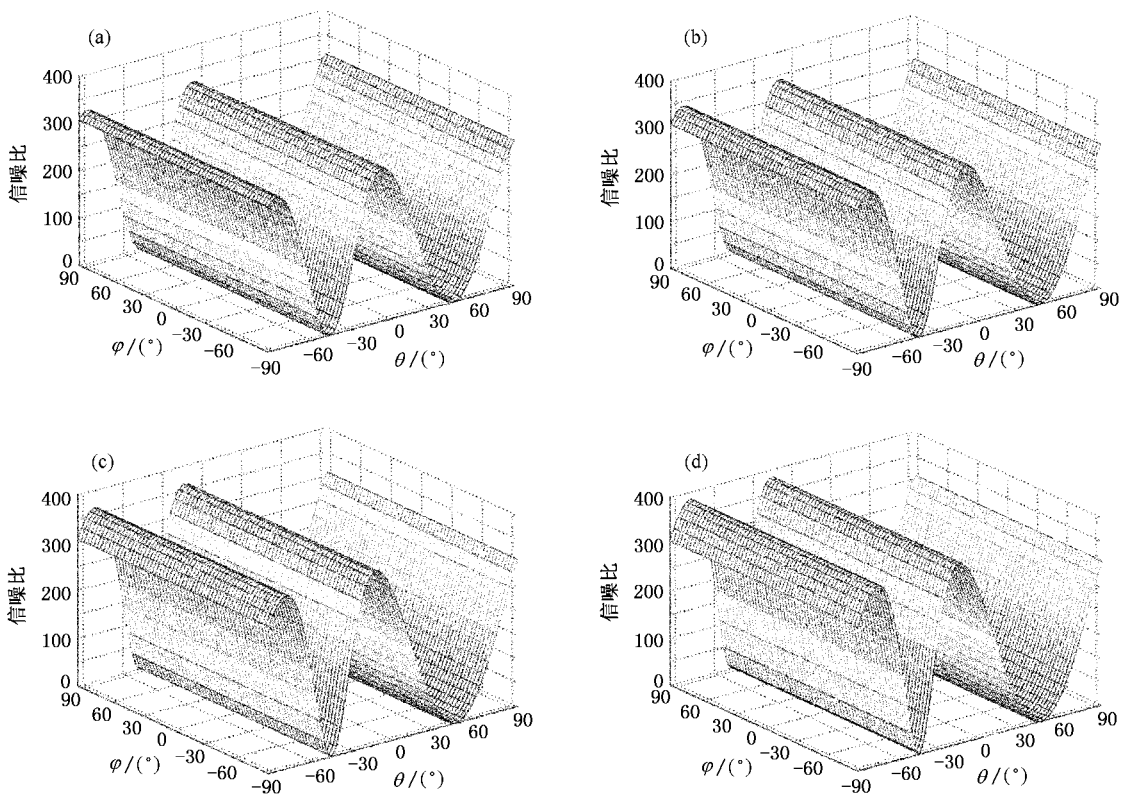


图 7 USPIIS 信噪比随 θ 和 φ 而变化的曲面图 (a) $V = 0.9$ (b) $V = 0.8$ (c) $V = 0.7$ (d) $V = 0.6$

图 8 是在确定系统调制度为最大值 1 的情况下,系统信噪比随像元数 n 的变化曲线.可知,在零级干涉条纹处,信噪比达到最大值,随着 n 的递增(远离零级条纹),信噪比渐趋稳定.

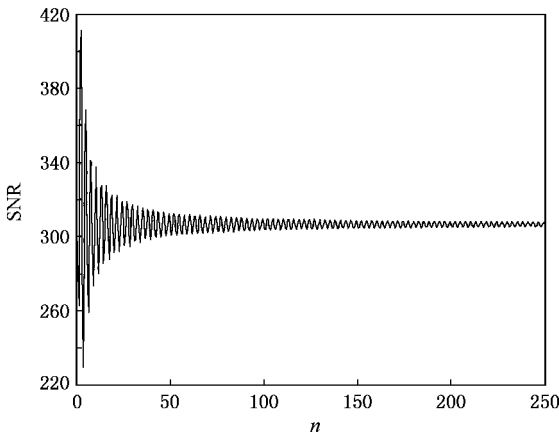


图 8 USPIIS 信噪比随 n 而变化的曲线图($V=1$)

4. 实验验证

依据上述理论分析和推导,为了获得对比度高的干涉图案,在实验室中采用最佳方案($V=1$),连续采集一系列如图 9 所示的目标干涉图.可以清楚地看见,图像上叠加有明暗相间的干涉条纹,足以证明调制度达到了最大值,与理论预测一致.通过处理图像各像元输出信号的平均值和均方根偏差值,得到实际干涉图信噪比曲线,如图 10 所示.

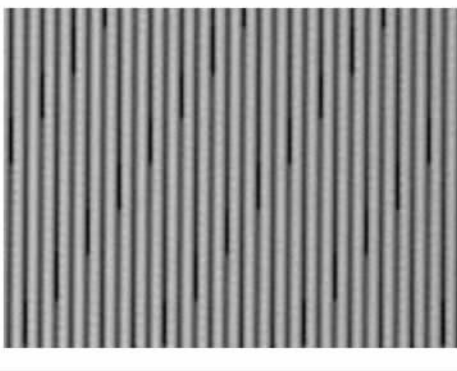


图 9 实验测得的干涉图案

可见,实际的信噪比曲线和理论曲线比较接近,变化趋势基本一致.在零级条纹处,信噪比取得最大值,且振荡幅度较大,都随着 n 的递增趋于稳定,但

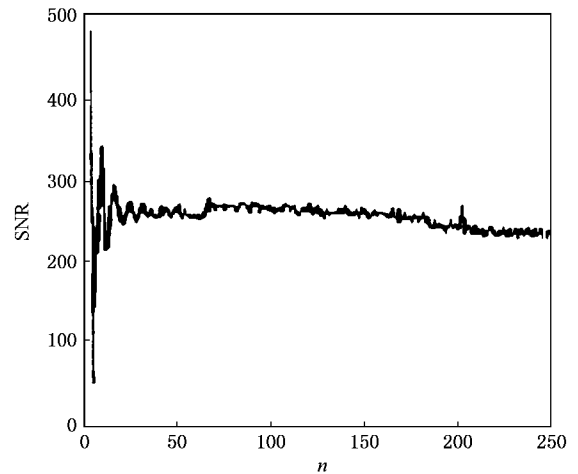


图 10 实验测得的 USPIIS 干涉图信噪比曲线

是由于实验使用的仪器有没有估计到的误差和损失,所以实际的曲线值略低于理论曲线值.

5. 结 论

1. 本文深入分析和讨论了 USPIIS 信噪比随起偏器、分析器偏振化方向偏离理想方向时的变化规律,给出了信噪比随视场角 i 、起偏器和分析器的偏角 θ 和 φ 变化的理论计算公式.

2. 采用计算机模拟,给出了信噪比随 i 的变化曲线,表明视场角 i 越大,通量越大,信噪比越高.

3. 给出了信噪比随起偏器、分析器偏角 θ 和 φ 的变化关系.理论分析表明,在调制度取最大值 1 的前提下,系统信噪比在以下几种情况下取得极大值: 1) $\theta = \varphi = 0$; 2) $\theta = \varphi = \pm \pi/2$; 3) $\theta = \pi/2, \varphi = -\pi/2$; 4) $\theta = -\pi/2, \varphi = \pi/2$. 如果降低调制度值时,系统极大信噪比值会相应地增大.根据计算机分析及实验结果显示,在取最大调制度时,已经达到很好的信噪比效果,可以达到 300,所以应尽量取调制度为最大值.

4. 在零级干涉条纹处,系统信噪比取得最大值,但振荡很大.随着干涉级次的增加,系统信噪比趋于稳定.

5. 和其他干涉成像光谱仪类同,USPIIS 也可以通过以下手段来提高系统的信噪比: 1) 提高系统的相对孔径; 2) 提高各个元器件的光通量; 3) 提高探测器的像元面积和积分时间.

- [1] Zhang C M ,Xiangli B ,Zhao B C 2000 *Proc. SPIE* **4087** 957
- [2] Treffers R R 1997 *Appl. Opt.* **16** 12
- [3] Zhang C M ,He J 2006 *Optics Express* **14** 12561
- [4] Zhang C M ,Xiangli B ,Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **203** 21
- [5] Zhang C M ,Xiangli B ,Zhao B C 2004 *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **6** 815
- [6] Zhang C M ,Zhao B C ,Xiangli B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090
- [7] Zhang C M ,Zhao B C ,Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221
- [8] Zhang C M ,Zhao B C ,Xiangli B ,Li Y C ,Peng Z H 2005 *Proc. SPIE* 6150
- [9] Framcon M ,Mallick S 1971 *Polarization Interferometer*(Wiley ,New York)
- [10] Peng Z H ,Zhang C M ,Zhao B C ,Xiangli B ,Li Y C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese)[彭志红、张淳民、赵葆常、相里斌、李英才 2006 物理学报 **55** 6374]
- [11] Li Y Z ,Shi Q F ,Wang Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1119 (in Chinese)[李运周、史庆藩、王 琪 2006 物理学报 **55** 1119]
- [12] Li Z J ,Xiong Y S ,Liu Z L ,Yao K L 1997 *Chin. Phys.* **6** 731
- [13] Xiao J B ,Sun X H 2006 *Chin. Phys.* **15** 1824
- [14] Wang Y H ,Guo L X ,Wu Q 2006 *Chin. Phys.* **15** 1754
- [15] Che N Z ,Yan D Y 1990 *Radiometry and Photometry* 38 (in Chinese)[车念曾、闫达远 1990 辐射度学与光度学 38]
- [16] Liu Y Q ,Zhang J ,Chen Z L ,Peng X Y 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1433 (in Chinese)[刘运全、张 杰、陈正林、彭晓昱 2004 物理学报 **53** 1433]
- [17] Schumann L W ,Lomheim T S 2002 *Proc. SPIE* 4480
- [18] Charles L B 1996 *Proc. SPIE* 2883
- [19] Fang Y H ,Xun Y L ,Yi W N ,Wang L Y 2001 *Proc. SPIE* **4548** 124

Study of SNR of a novel polarization interference imaging spectrometer^{*}

Yuan Zhi-Lin¹† Zhang Chun-Min¹ Zhao Bao-Chang²

¹ *School of Science ,Xi 'an Jiaotong University ,Xi 'an 710049 ,China*

² *Xi 'an Institute of Optics and Precision Mechanics , Chinese Academy of Sciences ,Xi 'an 710068 ,China*

(Received 7 November 2006 ; revised manuscript received 5 January 2007)

Abstract

Based on radiometry ,electromagnetism and polarization theories and the Fourier transform spectroscopy ,an in-depth study is conducted on the SNR of the self-developed ultra-compact static polarization interference imaging spectrometer (USPIIS) theoretically and experimentally. The theoretical equations of its SNR are deduced. Under paraxial approximation ,the curve of the SNR changing with incidence angle is given via computer simulation. How the polarizing directions affect the SNR of USPIIS , which is a particular feature of the polarization interference imaging spectrometer ,is deeply studied. When modulation depth equals 0.6 ,0.7 ,0.8 ,0.9 and 1.0 ,the curves of the SNR changing with polarizing directions are given respectively ; after which the optimum value is recommended. Under optimum conditions ,the changing laws of SNR with the elements of detector are obtained ,which turned out the same as the prediction of the theory. The theoretical and experimental results both indicate that the novel imaging spectrometer has the properties of high throughput and high SNR under the condition of high modulation depth , which is suitable for aviation ,remote sensing ,weak signal testing applications. The work can provide theoretical basis and guidance for the design ,development and engineering of polarizer ,interferometer and polarization imaging interferometer.

Keywords : polarization interference imaging spectroscopy , signal-to-noise ratio , modulation depth

PACC : 4210Q , 4110H , 0765

^{*} Project supported by the State Key Program of National Natural Science of China (Grant No. 40537031) , the National High Technology Research Development Special Fund (863project) of China (Grant No. 2006AA12Z152) ,the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40375010 ; 60278019) ,the Key Program of Science & Technology of Shaanxi Province (Grant No. 2005K04-G18) ; 985 " Project of Xi 'an Jiaotong University.

† E-mail : yzl0295@gmail.com