

宽场、消色差、温度补偿风成像干涉仪中次级条纹研究*

代海山 张淳民[†] 穆廷魁

(西安交通大学理学院, 非平衡物质结构及量子调控教育部重点实验室, 西安 710049)

(2012年4月17日收到; 2012年6月8日收到修改稿)

本文提出了宽场、消色差、温度补偿风成像干涉仪 (FATWindII) 中次级条纹的精确计算模型, 并模拟了次级条纹在探测器上的分布; 计算了由次级条纹引起的温度与风速的反演误差. 在三维坐标下, 推导了任意倾斜角楔形补偿玻璃的调制函数和相位漂移公式, 并得到了 FATWindII 的楔形补偿玻璃的最佳倾斜角. 结论表明, 采用增透膜与楔形补偿玻璃结合的方法可将 FATWindII 中的次级条纹的相对强度压制到低于 2.5%, 并使次级条纹引入的温度和风速反演误差低于 0.05 K 和 0.045 m/s. 此研究为宽场、消色差、温度补偿风成像干涉仪的设计、研制以及定标提供了重要的理论依据及实践指导.

关键词: 高层大气探测, 次级条纹, 反演误差, 楔形补偿玻璃

PACS: 42.30.-d, 42.25.Hz, 07.60.Ly, 42.15.Eq

1 引言

20 世纪 90 年代以来, 视场展宽的迈克耳逊干涉仪被成功应用于高层大气风场、温度场的探测^[1,2]. 该技术是由成像光谱技术^[3-9]发展而来. 高层大气的风速、温度和粒子体辐射率可以通过记录在探测器上四幅步进光程差的干涉图获得. 尽管有多种步进光程差获取方案, 如动态偏振型^[10,11]、静态四分区镀膜型^[12,13]、以及偏振四分区型^[14-16], 但在卫星遥感应用中得到验证的是动镜扫描式风成像干涉仪. 它的代表是由加拿大、美国、法国共同研制并于 1991 年搭载在美国高层大气研究卫星 (Upper Atmosphere Research Satellite, UARS) 发射升空的风成像干涉仪^[1] (Wind Imaging Interferometer, WINDII). 在动镜扫描式的风成像干涉仪中, 为了使动镜移动以获取步进光程差, 需要在干涉仪的动臂上插入空气隙, 但却因此引入了不必要的反射光. 这些看似微小的散射光会在探测器

上形成次级条纹, 并影响探测精度. 针对这一问题, Shepherd 等提出用增透膜和楔形补偿玻璃^[1]的方法来消除次级条纹, 但并未就这一方法进行详细地定量计算与讨论. Hersom 试图通过一个简单的模型来验证次级条纹的实验结果, 但实验结果与模型的符合度并不好^[17].

本文基于张淳民等发展的宽场、消色差、温度补偿风成像干涉仪 (field-widened achromatic, temperature-compensated wind imaging interferometer, FATWindII)^[18,19], 建立了更加精确的次级条纹计算模型. 详细讨论了次级条纹对风速、温度反演的影响. 由于 FATWindII 的温度和风速的探测精度为 5 K 和 3 m/s, 因而在进行卫星数据反演之前, 仪器的探测误差要小于 1 K 和 1 m/s, 而由次级条纹引起的仪器误差只是众多仪器误差中的一个, 要尽可能地减小^[20]. 一般情况下, 次级条纹引起的温度和风速的误差需小于 0.1 K 和 0.1 m/s, 即仪器误差的 10%. 利用本文的次级条纹计算可知只采用镀膜的方法将无法达到此精度. 采用本文提出的

* 国家高技术研究发展计划 (863 计划) (批准号: 2012AA121101)、国家科技重大专项 (批准号: E0310/1112/JC02)、国家自然科学基金 (批准号: 40875013) 和 2011 苏州大学省重点实验室开放课题 (批准号 KJS1001) 资助的课题.

[†] E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

三维坐标下楔形补偿玻璃的计算方法,可以获得楔形玻璃的最佳倾斜角,利用镀膜与楔形补偿玻璃组合的方式可以将次级条纹压制到 10^{-4} 量级,并满足 FATWindII 的精度要求. 本研究有助于提高人们对风成像干涉仪中次级条纹的认识,对风成像干涉仪的设计、研制及仪器定标具有重要意义,为高层大气探测理论的发展与应用提供重要的理论依据及实践指导.

2 次级条纹模型

2.1 次级条纹的产生

为了获得宽场、消色差、温度补偿的风成像干涉仪,需要在传统迈克耳逊干涉仪的两臂上加入补偿玻璃^[21]. 相关的补偿理论在张淳民等的文献中有详细的描述^[19]. 如表 1 所示,选择 FATWindII 的三层介质补偿方案作为次级条纹计算模型的结构参数^[19]. 表 1 中补偿方案是在入射角为 0° 时,使用肖特光学玻璃数据库得到的.

当采用三层介质补偿方案时,如图 1 光路所示,当入射光以 θ 角入射后,各介质层折射角分别为 θ_0 ,

θ_1 和 θ_2 ; g_0, g_1 和 g_2 为各介质层的厚度. 本文的次级条纹计算模型将模拟由于补偿玻璃/空气界面而引入的三束光. 这三束光包含了入射光的大部分能量,可以精确计算次级条纹^[22]. 动臂上的这三束光分别记为光束 I, II, III, 如图 2 中所示,其中光束 I 为主要部分,光程为 L_1 , 总振幅透过率为 t_1 ; 光束 II 的光程为 l_1 , 总振幅透过率为 t'_1 ; 若 d_1 为动臂上空气隙的光程,那么,光束 III 的光程为 $L_1 + d_1$, 总振幅透过率为 t''_1 . 若入射光用电场矢量为 \hat{E}_0 , 经过图 1 所示的光路后,它的复振幅的相位将随光线所经过的光程而变化,而复振幅强度将受到总振幅透过率的调制^[23]. 总振幅调制是光束通过的各界面的振幅透过率的乘积. 那么,动臂上通过干涉仪后到达探测器的电场强度^[24,25] \hat{E}_1 可表示为

$$\hat{E}_1 = t_1 \hat{E}_0 \exp(i2\pi\sigma_0 L_1) + t'_1 \hat{E}_0 \exp(i2\pi\sigma_0 l_1) + t''_1 \hat{E}_0 \exp[i2\pi\sigma_0 (L_1 + d_1)], \quad (1)$$

通过静臂的光场的总振幅透过率为 t_2 , 光程为 L_2 ; 其在探测器的电场强度^[25] \hat{E}_2 为

$$\hat{E}_2 = t_2 \hat{E}_0 \exp(i2\pi\sigma_0 L_2). \quad (2)$$

表 1 FATWindII 的三层介质补偿方案^[19]

	材料	折射率	厚度/mm	光程/mm
分束器	BK7	$n_1/1.51509$	$g_0/50.8000$	153.8413
补偿玻璃 I	N-LaF21	$n_2/1.78454$	$g_1/65.2867$	232.9132
补偿玻璃 II	LF5	$n_0/1.57851$	$g_3/60.7636$	191.7264
空气隙	Air	1.00000	$g_2/1.91000$	3.8148
基准光程差	45.0016 mm			
热补偿效果	65.248×10^{-6} mm/K			

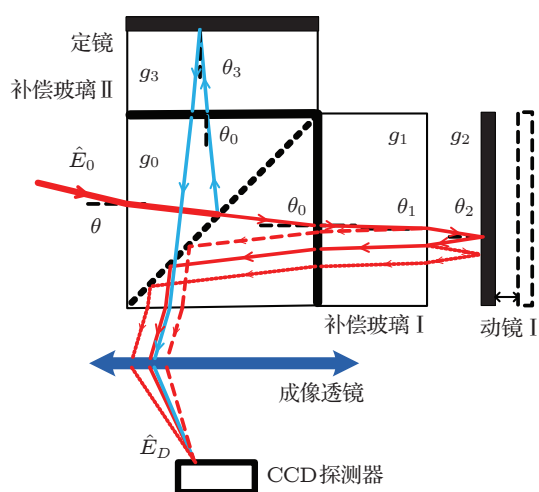


图 1 FATWindII 的结构及光路示意图

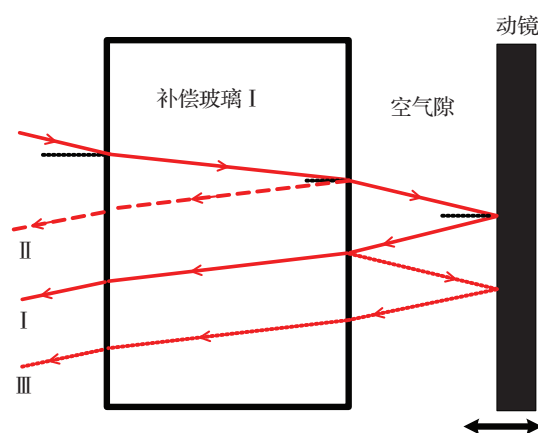


图 2 由于补偿玻璃/空气界面而引入的三束光线

因此, 经过迈克耳逊干涉仪后到达探测器上的

总电场强度为

$$\hat{E}_D = \hat{E}_1 + \hat{E}_2. \quad (3)$$

光强度可表示为电场强度乘以它的复共轭^[23-25]

$$I = 1/2\varepsilon_0 c \cdot \hat{E}_D \hat{E}_D^*, \quad (4)$$

其中, ε_0 为真空中的介电常数, c 为真空中光速. 那么, 波数为 σ 单色光在探测器上的强度为

$$I(\sigma, \Delta) = I_{\text{prim}}(\sigma, \Delta) + I_{\text{sf}}(\sigma, \Delta), \quad (5)$$

$$I_{\text{prim}}(\sigma, \Delta) = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c \cdot (t_1^2 + t_2^2 + 2t_1 t_2 \cos 2\pi\sigma\Delta), \quad (6)$$

$$I_{\text{sf}}(\sigma, \Delta) = \frac{1}{2\varepsilon_0 c} \left[t_1'^2 + t_1''^2 + 2t_1' t_1'' \cos 2\pi\sigma(2d_1) + 2(t_1' t_1'' + t_1 t_1'') \cos 2\pi\sigma d_1 + 2t_1' t_2 \cos 2\pi\sigma(\Delta - d_1) + 2t_1'' t_2 \cos 2\pi\sigma(\Delta + d_1) \right], \quad (7)$$

其中, I_{prim} 为主强度, 也即理想迈克耳逊仪器模型下的干涉强度; I_{sf} 为次级强度, 是由系统中玻璃/空气隙的反射光引入的干涉强度.

系统的总光程差为 Δ , 由基准光程差 Δ_0 、步进光差 Δ' 和多普勒光程差 Δ_d 组成. 那么, 当大气的风速为 v 时的多普勒相位 ϕ 和仪器相位 Φ 分别为

$$\varphi = 2\pi\sigma\Delta_d = 2\pi\sigma\Delta_0 \frac{v}{c}, \quad (8)$$

$$\Phi = 2\pi\sigma(\Delta_0 + \Delta'). \quad (9)$$

为模拟高层大气中的气辉谱线, 以高斯型谱线作为光源^[20]:

$$B(\sigma) = B_0 \exp \left[-4 \ln 2 (\sigma - \sigma_0)^2 / w^2 \right], \quad (10)$$

其中, B_0 为波数 σ 为中心波数 σ_0 时的辐射强度. w 为谱线的半高宽. 理想迈克耳逊仪器模型下, 此谱线的调制度 V_0 可写成^[17]

$$V_0 = \exp(-Q_0 \Delta^2 T). \quad (11)$$

上式中, T 为大气的热力学温度, $Q_0 = 1.82 \times 10^{-12} \sigma_0^2 / M$ (单位为 $\text{K}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$), M 为原子量. 利用(5)–(7)式分别计算光场的 s 分量强度 $I^s(\sigma, \Delta)$ 和 p 分量强度 $I^p(\sigma, \Delta)$, 那么探测器上的总强度 I_D 可表达为:

$$I_D = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) [I^s(\sigma, \Delta) + I^p(\sigma, \Delta)] d\sigma, \quad (12)$$

当步进光程差 $\Delta' = 0, \frac{\lambda}{4}, \frac{\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{4}$ 时, 探测上的光强度分别为 $I_{D1}, I_{D2}, I_{D3}, I_{D4}$. 那么, 调制度 V 和多普勒相位 ϕ 可以由四强度算法得到^[21]; 高层大气的风速和温度可通过(8)和(11)式反演得到.

2.2 次级条纹的影响

根据上文所描述 FATWindII 的结构参数与探测器上强度表达式(12), 建立次级条纹的计算模型. 以温度为 200K 时高层大气中 $\text{O}(^1D)$ 原子的高斯型气辉辐射谱线为模拟光源^[1] (中心波长 λ_0 为 630.0 nm). 当入射角为 0° 时, 图 3 为模拟的探测器上的归一化总强度、主强度、次级强度随步进光程差的变化关系. 在图 3 中, 条纹形状仍然是余弦或近似余弦型, 说明双光束干涉仍为强度的主要部分. 由于次级条纹的存在, 总强度的条纹形状和位置相对于主强度确实存在变化和移动, 说明总强度的调制度与相位确实因为次级条纹的存在而发生变化. 图 3 中次级条纹的变化周期约为主强度的一半, 这与 Hersom 在 WINDII 的实验研究中建立的次级条纹模型的结论基本一致^[17].

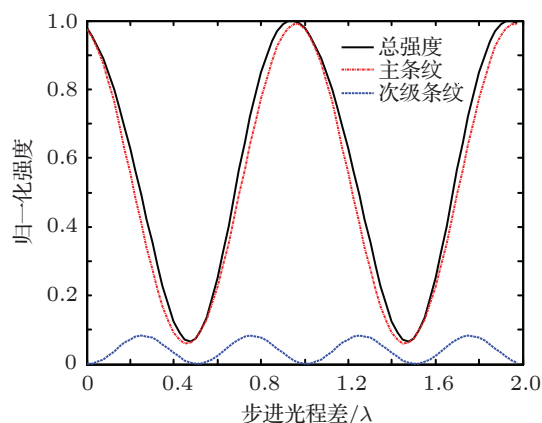


图 3 探测器上的归一化总强度、主强度和次级强度与步进光程差的关系

图 4 为探测器上模拟的归一化光强. 此时探测器的像元数为 256×256 (2×2 的像元合并), 仪器的视场角为 $3^\circ \times 3^\circ$, 步进光程差 Δ' 为 0. 其中图 4(a) 为模拟的总光强; 图 4(b) 为主强度; 图 4(c) 为次级强度. 图 4(b) 中光强在视场范围内几乎不变, 表明补偿方案对主条纹进行了很好的视场展宽. 但由于次级条纹的存在, 使总强度上出现了类似“涟漪”的强度起伏和一些离轴的圆环. 这些在主强度上的强度变化是由于(7)式中的余弦项引起的. 产生这些次级强度变化主要是由于视场展宽只针对光程

差 Δ , 而不是对光程差 $\Delta + d_1, \Delta - d_1, d_1$ 和 $2d_1$ 来进行的, 因此这些次级强度的光程差关于视场角的泰勒展开式中, 光程差随视场角变化的二次项不能被补偿玻璃修正为零^[21], 因而造成了光程差主要随视场角的二次项而变化, 最终形成了图 4(a) 和 (b) 中的离轴圆环. 图 4(c) 中靠近四边的四个较淡的圆环主要是由 $\cos 2\pi\sigma(2d_1)$ 项产生. 这是因为光程差 $2d_1$ 随角度的变化速率最快, 在图 4 中所展示的视场范围内, 由于角度的变化引起了光程差的周期变化, 进而形成了次级强度的周期性变化, 形成离轴的次级条纹圆环.

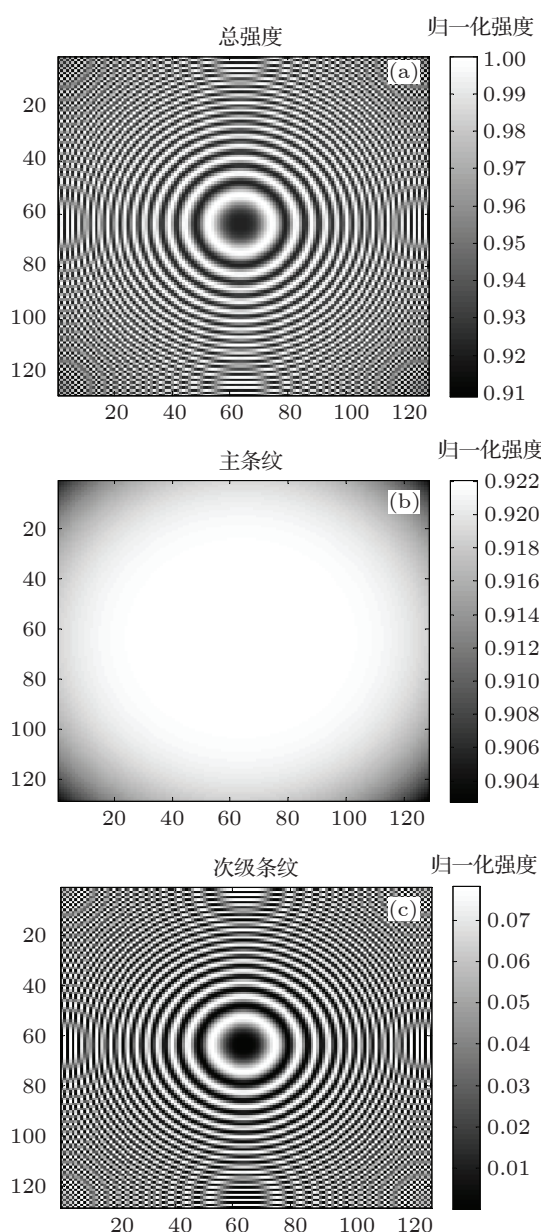


图 4 模拟的探测器上的归一化光强 (步进光程差 $\Delta' = 0$) (a) 总强度; (b) 主强度; (c) 次级强度

定义次级条纹相对强度为 $R = I_{sf}/I$. 当强度

取四强度探测法中的 I_{D1}, I_{D2}, I_{D3} 和 I_{D4} 时, 次级条纹的相对强度随步入射角的变化如图 5 所示. 次级条纹相对强度随入射角振荡变化, 甚至在部分入射角达到了 40%—50%. 次级条纹严重影响了 FATWindII 的条纹质量, 必须采取有效的措施来消除次级条纹的影响.

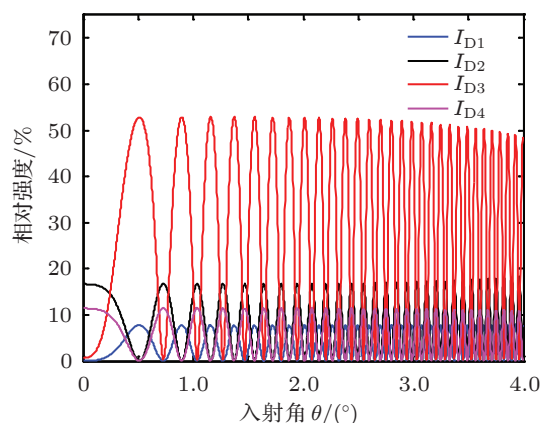


图 5 四强度 $I_{D1}, I_{D2}, I_{D3}, I_{D4}$ 的次级条纹相对强度

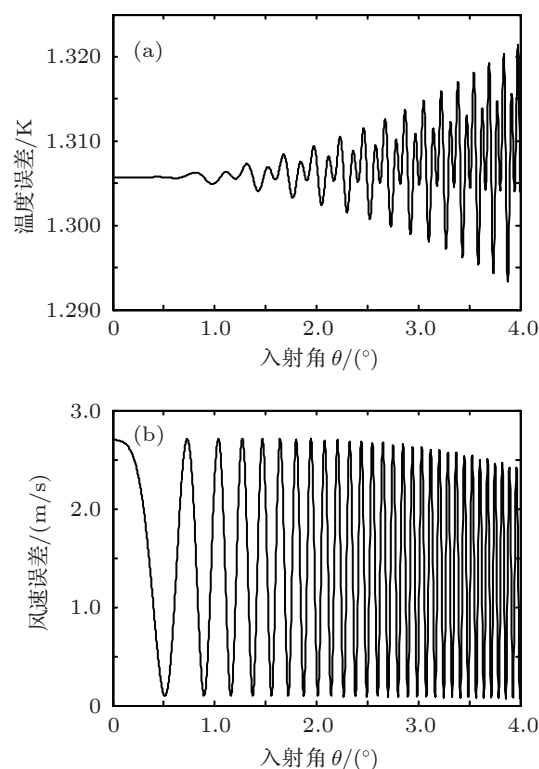


图 6 次级条纹引起的反演误差与入射角的关系 (a) 温度误差; (b) 风速误差

根据 (11) 式, 由次级条纹引起的温度反演误差可表示为

$$\delta T = \frac{\ln V_{\text{total}} - \ln V_{\text{prim}}}{-Q\Delta^2}, \quad (13)$$

其中, V_{total} 为总强度调制度; V_{prim} 为主条纹调制度.

根据 (8) 式, 由次级条纹引起的风速反演误差可表示为 [1]

$$\delta v = \frac{|\phi'_0 - \phi_0| \cdot \lambda_0 c}{2\pi\Delta}, \quad (14)$$

其中, ϕ'_0 为有次级条纹影响的零风速位相, ϕ_0 是无次级条纹影响时的零风速位相. 图 6 为次级条纹引起的温度与风速反演误差相对于入射角的变化关系. 从图 6(a) 中可以看到温度反演误差在 1.30 K 附近振荡变化; 图 6(b) 中风速的反演误差在 0—3 m/s 内振荡变化. 如此大的次级条纹反演误差远不能满足 FATWindII 的精度要求.

3 次级条纹的压制方法

现代光学中常采用镀增透膜的方法来消除光学系统中不必要的反射光的影响, 因而增透膜是一种压制次级条纹的方法, 而楔形补偿玻璃可以改变迈克耳逊干涉仪的强度调制度 [1]. 因而合理地控制补偿玻璃的楔角可以使主强度保持最大并将次级条纹压制到最小. 如图 7 所示, 以动镜的光轴为 Z_1 轴, 光轴与补偿玻璃的交点 O_1 为原点, 建立动臂立坐标系 $X_1Y_1Z_1$. 以补偿玻璃界面旋转的方式形成楔形玻璃. 补偿玻璃 I 的旋转中心为 $C_1(x_1, y_1, 0)$. 若初始时补偿玻璃 I 界面与 $X_1O_1Y_1$ 平面重合, 以 C_1 点为补偿玻璃 I 界面的旋转中心, 当界面分别以绕 X_1 和 Y_1 轴正方向的右手螺旋方向旋转 α_1 和 β_1 角度后, 可形成任意角度倾斜的楔形补偿玻璃 I. 在干涉仪静臂补偿玻璃 II 上建立如图 7 所示的坐标系 $X_2Y_2Z_2$, 补偿玻璃 II 界面的旋转中心为 $C_2(x_2, y_2, 0)$, 当界面分别以绕 X_2 和 Y_2 轴正方向的右手螺旋方向旋转 α_2 和 β_2 角度后, 可形成任意角度倾斜的楔形补偿玻璃 II. 记楔形补偿玻璃 I 的倾斜角为 (α_1, β_1) , 楔形补偿玻璃 II 的倾斜角为 (α_2, β_2) . 此处的倾斜角都是极微小的角度, 单位为角秒 (arcsec).

设入射光的孔径为矩形, 尺寸为 $D_1 \times D_2$. 孔径内的任意一束入射光经过分束器后被分为两束, 其中光束 I 进入动臂并通过 $X_1O_1Y_1$ 平面内的点 (x, y) ; 光束 II 进入静臂并通过平面 $X_2O_2Y_2$ 内的点 (x, y) . 这两束光经过动镜和动静镜反射后在干涉平面 $\xi C_0\eta$ 形成干涉, 其中 C_0 为倾斜中心 C_1

在干涉平面上的对应点.

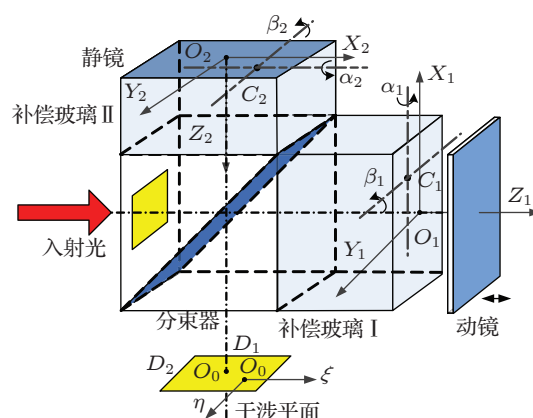


图 7 楔形补偿玻璃的倾斜角形成示意图

令 $\xi = x - x_1, \eta = y - y_1$, 那么,

$$\xi \in [-(D_1/2 + x_1), D_1/2 - x_1],$$

$$\eta \in [-(D_2/2 + y_1), D_2/2 - y_1].$$

两束光到达干涉面后, 由于楔形补偿玻璃 I 而导致与动臂相关的光程 l_1, d_1 和 L_1 的变化量为

$$\delta l_1 = 2(n_1 - 1)(\xi\alpha_1 - \eta\beta_1), \quad (15)$$

$$\delta d_1 = -2(\xi\alpha_1 - \eta\beta_1), \quad (16)$$

$$\delta L_1 = \delta l_1 + \delta d_1, \quad (17)$$

由于静臂与动臂的旋转中心不一致而导致的光程差变化为

$$\begin{aligned} \delta\Delta_c = & -2(n_2 - 1) [(x_1 - x_2)\alpha_2 \\ & - (y_1 - y_2)\beta_2], \end{aligned} \quad (18)$$

那么, 由楔形补偿玻璃 II 而引入的静臂光程的变化量为

$$\delta L_2 = -2(n_2 - 1)(\xi\alpha_2 - \eta\beta_2) + \delta\Delta_c. \quad (19)$$

表 2 中列出了所有在次级条纹计算中涉及的光程差 S_k 和由于楔形补偿玻璃而引入的光程差改变量为 δS_k ; 相应的透射率常数 T_k 也展示在表 2 中. 表 3 中列出了光程改变因子 a_k 和 b_k , 它们与光程差改变量 δS_k 的关系为

$$\delta S_k = \begin{cases} a_k\xi + b_k\eta - \delta\Delta_c, & (k = 1, 4, 5), \\ a_k\xi + b_k\eta, & (k = 2, 3). \end{cases} \quad (20)$$

那么引入楔形补偿玻璃后, 单色光的在探测器上强度表达式 (5)—(7) 可写成入射光在入射孔径内

的积分

$$I' = \frac{1}{D_1 D_2} \iint_{\xi, \eta} \left\{ T_0 + \sum_{k=1}^5 T_k \times \cos[2\pi\sigma(S_k + \delta S_k)] \right\} d\xi d\eta, \quad (21)$$

其中, $T_0 = 1/2\varepsilon_0 c \cdot (t_1^2 + t_2^2 + t_1'^2 + t_1''^2)$. 上式中每个余弦项积分过后都会受到 sinc 函数的调制, 结果为

$$I' = T_0 + \sum_{k=1}^5 m_k \cos[2\pi\sigma(S_k + \delta\psi_k)], \quad (22)$$

其中, 调制函数 m_k 与相位漂移 $\delta\psi_k$ 分别为

$$m_k = \text{sinc}(D_1 a_k) \cdot \text{sinc}(D_2 b_k), \quad (23)$$

$$\delta\psi_k = \begin{cases} -2\pi\sigma(a_k x_1 + b_k y_1 - \delta\Delta_c), & (k = 1, 4, 5), \\ -2\pi\sigma(a_k x_1 + b_k y_1), & (k = 2, 3). \end{cases} \quad (24)$$

根据 (23) 式, 为了最大限度的保持主强度而压制次级条纹, 只要使 m_1 尽可能大而

使 $m_k (k = 2, 3, 4, 5)$ 尽可能小即可. 当楔形补偿玻璃 I 的倾斜角为 $(\alpha_1, 0)$, 楔形补偿玻璃 II 的倾斜角为 $(\alpha_2, 0)$, 入射光垂直入射且孔径为 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ 时, 若倾斜中心为 $C_1 = (0, 0, 0)$ 和 $C_2 = (0, 0, 0)$, 调制函数 m_k 与倾斜角 α_1 和 α_2 的关系如图 8 所示. 图 8 中 m_2 和 m_3 是重合的. 为了使压制次级条纹并保持主条纹最大, 可得最优倾斜角 $\alpha_1 = 10 \text{ arcsec}$, $\alpha_2 = 3.7 \text{ arcsec}$.

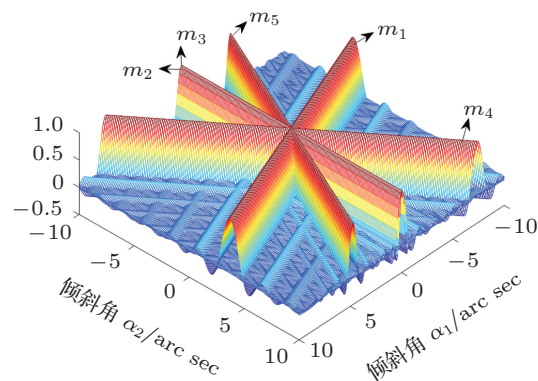


图 8 调制函数 m_k 与倾斜角 α_1 和 α_2 的关系

表 2 次级条纹计算中的光程差、透过率常数与光程差的变化量

序号 k	光程差 S_k	透射率常数 T_k	光程差变化 δS_k
1	Δ	$1/\varepsilon_0 c \cdot t_1 t_2$	$\delta l_1 + \delta d_1 - \delta L_2$
2	$2d_1$	$1/\varepsilon_0 c \cdot t_1' t_1''$	δd_1
3	d_1	$1/\varepsilon_0 c \cdot (t_1 t_1' + t_1 t_1'')$	$2\delta d_1$
4	$\Delta - d_1$	$1/\varepsilon_0 c \cdot t_1' t_2$	$\delta l_1 - \delta L_2$
5	$\Delta + d_1$	$1/\varepsilon_0 c \cdot t_1'' t_2$	$\delta l_1 + 2\delta d_1 - \delta L_2$

表 3 光程改变因子

序号 k	光程差改变因子 a_k	光程差改变因子 b_k
1	$2[(n_1 - 2)\alpha_1 + (n_2 - 1)\alpha_2]$	$-2[(n_1 - 2)\beta_1 + (n_2 - 1)\beta_2]$
2	$-2\alpha_1$	$-2\beta_1$
3	$-4\alpha_1$	$-2\beta_1$
4	$2[(n_1 - 1)\alpha_1 + (n_2 - 1)\alpha_2]$	$-2[(n_1 - 1)\beta_1 + (n_2 - 1)\beta_2]$
5	$2[(n_1 - 3)\alpha_1 + (n_2 - 1)\alpha_2]$	$-2[(n_1 - 3)\beta_1 + (n_2 - 1)\beta_2]$

此时, $m_1 = 0.9993$, $m_2 = 0.0004$, $m_3 = 0.0004$, $m_4 = 0.0220$, $m_5 = 0.0218$. 图 9 为当采用上述最优倾斜角后主条纹的相位漂移 $\delta\psi_1$ 与倾斜中心 $C_1 = (x_1, y_1, 0)$ 的关系. 当 x_1 和 y_1 在 $[-5, 5] \text{ mm}$ 的区间内变化时, 主条纹的相位漂移在 $[-0.4, 0.4]$ 度之间变化. 因为次级条纹的强度在

引入楔形玻璃后已被压制到最小, 故由次级条纹引入的相位漂移 $\delta\psi_k (k = 2, 3, 4, 5)$ 可忽略不计.

为了达到 FATWindII 的精度要求, 采用增透膜与楔形补偿玻璃相结合的方法来压制次级条纹. 当采用增透膜 (透过率为 99.8%) 与最佳倾斜角的楔形补偿玻璃 ($\alpha_1 = 10 \text{ arcsec}$, $\alpha_2 = 3.7 \text{ arcsec}$) 组合

的方式压制次级条纹时, 次级条纹的相对强度如图 10 所示, 相对强度被压制到低于 2.5%, 并随入射角振荡变化; 探测器上的归一化强度分布如图 11 所示, 此时探测器尺寸为 256×256 (2×2 像元合并), 视场角为 $3^\circ \times 3^\circ$. 次级条纹的绝对强度被减小到 10^{-4} 量级; 相比于图 4(a), 图 11(a) 中总强度中次级条纹的影响明显减小, 并且由于对 $\cos 2\pi\sigma (2d_1)$ 项的次级强度压制明显, 图 4(a) 中的靠四边的四个离轴圆环相对于总强度接近于消失.

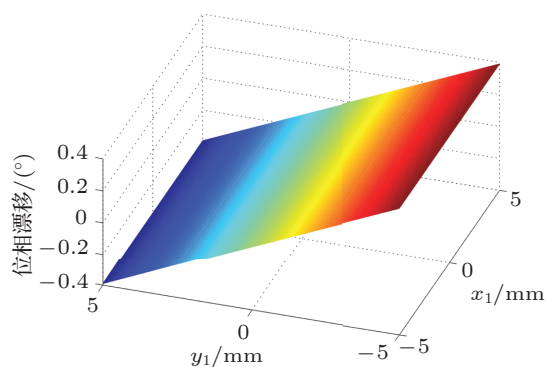


图 9 相位漂移 $\delta\psi_1$ 与倾斜中心位置的关系

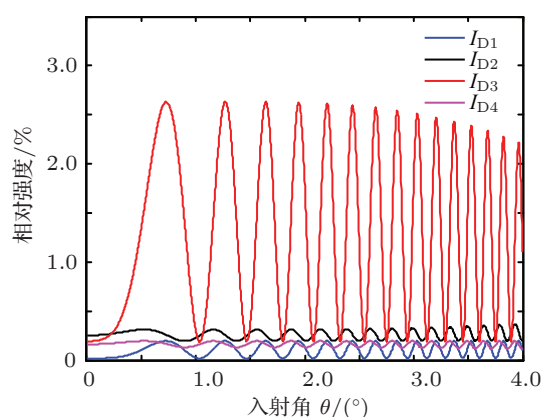


图 10 采用增透膜与楔形玻璃组合的方法后次级条纹的相对强度

图 12 为采用增透膜 (透过率为 99.8%) 与最佳倾斜角的楔形补偿玻璃 ($\alpha_1 = 10 \text{ arcsec}$, $\alpha_2 = 3.7 \text{ arcsec}$) 后由次级条纹引起的反演误差. 其中, 温度反演误差在 0.015—0.050 K 之间振荡变化, 而风速反演误差在 0.025—0.045 m/s 之间振荡变化. 计算结果表明, 采用增透膜与楔形补偿玻璃相结合的方法可以有效地压制次级强度, 并达到 FATWindII 的精度要求 (温度反演误差 $< 0.1^\circ\text{K}$; 速度反演误差 $< 0.1 \text{ m/s}$).

4 结论

1. 提出了一种用于精确计算次级条纹的模型与方法, 以 FATWindII 的结构参数为基础, 分析了次级条纹在探测器上的分布规律, 结果表明, 次级条纹使主条纹的强度和位相都发生变化; 次级条纹的相对强度随入射角及步进光程差变化而变化. 次级条纹分布规律的研究将为下一步次级条纹的实验室验证提供重要的理论指导.

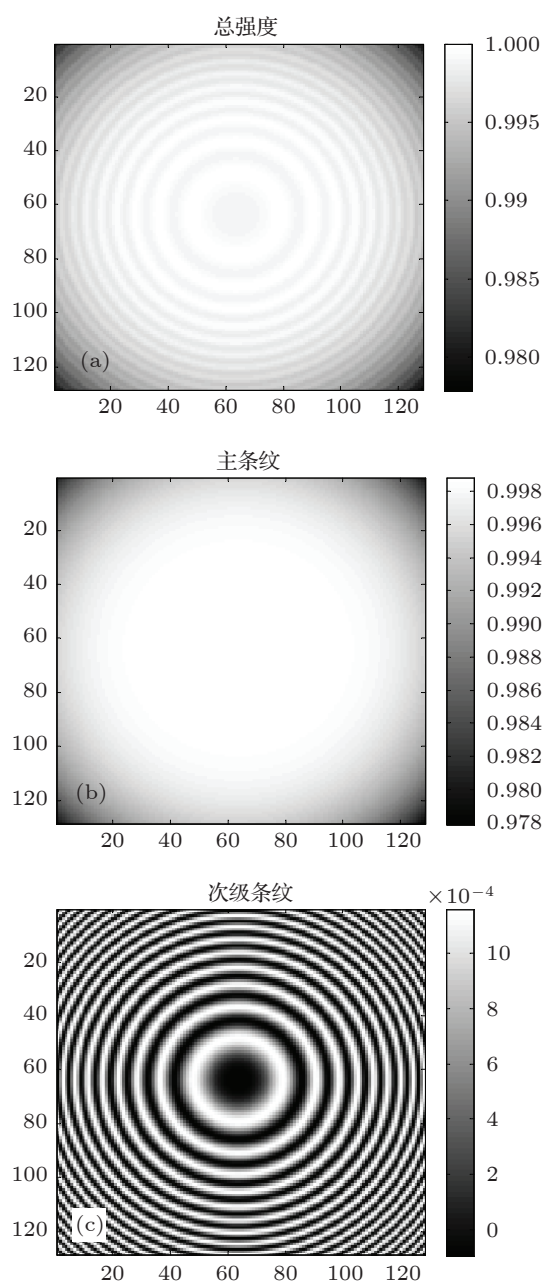


图 11 采用增透膜与楔形玻璃组合的方法后探测器上的强度分布 (a) 总强度; (b) 主强度; (c) 次级强度

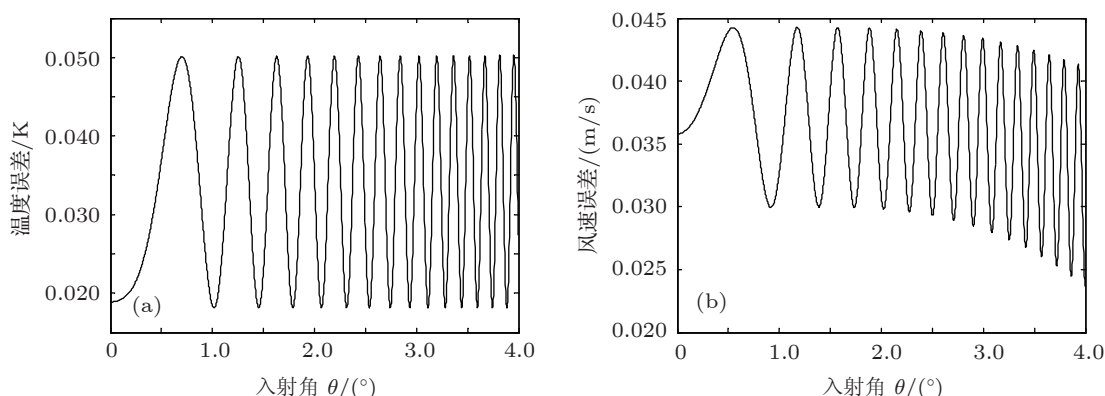


图 12 采用增透膜与楔形玻璃组合的方法后次级条纹引起的反演误差 (a) 温度误差; (b) 风速误差

2. 在三维坐标下, 计算了任意角度倾斜时的楔形补偿玻璃带来的光程差的变化, 给出了楔形补偿玻璃的调制函数与相位漂移的计算公式. 计算并得到了 FATWindII 楔形补偿玻璃的最佳倾斜角.

3. 采用透过率为 99.8% 的增透膜与最佳倾斜角的楔形补偿玻璃结合的方法可使次级条纹引起的温度和风速的反演误差低于 0.05 K 和 0.045 m/s.

结果表明, 增透膜与楔形补偿玻璃结合的方法可更有效地压制次级条纹, 并为 FATWindII 的设计加工提供理论依据.

本文关于次级条纹分布规律及压制方法的研究对基于迈克耳逊干涉仪的大气探测仪器的设计验证、加工制造以及仪器定标提供了重要的理论依据与实践指导, 对自行研制的风成像干涉仪 FATWindII 的工程化具有重要的指导意义.

- [1] Shepherd G G, Thuillier G, Gault W A, Solheim B H, Hersom C, Alunni J M, Brun J F, Brune S, Charlot P, Cogger L L, Desaulniers D L, Evans W F J, Gattinger R L, Girod F, Harvie D, Hum R H, Kendall D J W, Llewellyn E J, Lowe R P, Ohrt J, Pasternak F, Peillet O, Powell I, Rochon Y, Ward W E, Wiens R H, Wimperis J 1993 *J. Geophys Res-Atmos* **98** 10725
- [2] Thuillier G, Shepherd G G 1985 *Appl. Opt.* **24** 1599
- [3] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B 2004 *Appl. Opt.* **30** 6069
- [4] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **8** 815
- [5] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **1-2** 21
- [6] Zhang C M, He J 2006 *Optics Express* **14** 12560
- [7] Mu T K, Zhang C M 2010 *Chinese Physics B* **19** 060702
- [8] Jian X H, Zhang C M, Zhang L, Zhao B C 2010 *Optics Express* **18** 5674
- [9] Zhang C M, Jian X H 2010 *Opt. Lett.* **35** 366
- [10] Title A M, Ramsey H E 1980 *Appl. Opt.* **19** 2047
- [11] Bird J C, Liang F, Solheim B H, Shepherd G G 1995 *Meas. Sci. Technol.* **6** 1368
- [12] Gault W A, Sargoytchev S, Shepherd G G 1996 *Proceedings of SPIE* **2830** 15
- [13] Gault W A, Sargoytchev S, Brown S 2001 *Proceedings of SPIE* **4306** 266
- [14] Liu N, Zhang C M, Wang J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4369 (in Chinese) [刘宁, 张淳民, 王金婊, 穆廷魁 2010 物理学报 **59** 4369]
- [15] Wang J C, Zhang C M, Zhao B C, Liu N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1631 (in Chinese) [王金婊, 张淳民, 赵葆常, 刘宁 2010 物理学报 **59** 1631]
- [16] Zhang C M, Zhu H C, Zhao B C 2011 *Opt. Exp.* **19** 9626
- [17] Hersom C H 1993 *Ph. D. Dissertation* (Canada: York University)
- [18] Bu Z C, Zhang C M, Zhao B C, Zhu H C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2415 [步志超, 张淳民, 赵葆常, 朱化春 2009 物理学报 **58** 2415]
- [19] Zhu H C, Zhang C M, Jian X H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 893 [朱化春, 张淳民, 简小华 2010 物理学报 **59** 893]
- [20] Rochon Y 2000 *Ph. D. Dissertation* (Canada: York University) (in English)
- [21] Shepherd G G, Gault W A, Miller D W, Pasturczyk Z, Johnston S F, Kosteniuk P R, Haslett J W, Kendall D J W, Wimperis J R 1985 *Appl. Opt.* **24** 1571
- [22] Shepherd G G 1987 *Surv. Geophys.* **9** 185
- [23] Ward W E, Pasturczyk Z, Gault W A, Shepherd G G 1985 *Appl. Opt.* **24** 1589
- [24] Born M, Wolf E 2007 *Principle of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light Seventh (Expanded) Edition (7th Ed.)* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p32
- [25] Bell R J 1972 *Introductory Fourier Transform Spectroscopy* (New York: Academic Press) p37

Research of secondary fringes in field-widened achromatic, temperature-compensated wind, imaging interferometer (FATWindII)*

Dai Hai-Shan Zhang Chun-Min[†] Mu Ting-Kui

1) (MOE Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 17 April 2012; revised manuscript received 8 June 2012)

Abstract

The accurate method to calculate secondary fringes of field-widened, achromatic, temperature-compensated wind imaging interferometer (FATWindII) is presented, and the distribution of secondary fringes on instrument detector is simulated. The effects of secondary fringes on inversion errors of temperature and wind velocity are calculated. The formulas of modulation functions and phase shifts are derived when the wedge compensating glasses with arbitrary tilt angles, and the optimal tilt angles of wedge compensating glasses are obtained in FATWindII. By adopting antireflection film and wedge compensating glasses, the relative intensity of secondary fringes is reduced to below 2.5%, and the inversion errors of temperature and wind velocity introduced by the effects of secondary fringes can be minimized to about 0.05 K and 0.045 m·s⁻¹ respectively. The research has important theoretical significance and practical guidance for the FATWind instrument design, fabrication and calibration.

Keywords: upper atmosphere measurement, secondary fringes, inversion errors, wedge compensating glasses

PACS: 42.30.-d, 42.25.Hz, 07.60.Ly, 42.15.Eq

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA121101), the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. E0310/1112/JC02), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40875013), and the open subject of 2011 provincial key laboratory of Soochow University(Grant No.KJS1001).

[†] E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn