

准直系统热光学效应对静态傅里叶变换红外光谱仪光谱复原的影响研究*

陈成¹⁾²⁾ 梁静秋^{1)†} 梁中翥¹⁾ 吕金光¹⁾ 秦余欣¹⁾ 田超¹⁾²⁾ 王维彪¹⁾

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2014年12月23日收到; 2015年2月4日收到修改稿)

在以多级微反射镜为核心器件的静态傅里叶变换红外光谱仪中, 由于准直系统距离红外光源较近, 光源的热辐射会导致其局部温度升高, 从而引起材料折射率发生改变, 使得由准直系统出射的光束存在一定的发散角, 进而影响光谱仪系统复原光谱所能达到的分辨率水平. 本文研究了光谱仪系统正常工作状态下准直系统各区域的温度分布情况, 由此计算出了相应的离焦量. 通过计算准直光束发散角在光程差采样区域内的分布, 分析了由此引入的附加光程差对光谱复原的影响. 通过计算光谱结构误差随准直系统温度的变化, 得到了准直系统温度控制的合理范围. 最后, 对基于 SiC 光源的光谱仪进行了实验, 结果显示制冷光源复原光谱的光谱结构误差与非制冷光源的光谱结构误差相比有明显改善. 因此, 降低光源温度对减小准直系统热光学效应的影响是非常有效的. 本文的研究结果将为解决同类问题提供参考.

关键词: 红外光谱仪, 准直系统, 折射率变化, 光谱复原

PACS: 07.57.Ty, 87.56.J-, 78.20.Ci, 43.58.Kr

DOI: 10.7498/aps.64.130703

1 引言

近年来, 光谱仪在化学分析、环境监测和空间探测等领域得到了广泛的应用^[1,2], 而傅里叶变换光谱仪 (Fourier transform spectrometer, FTS) 以其高通量、多通道、精度高等优点而备受青睐. 目前大多数的 FTS 基于传统的迈克耳逊干涉仪结构, 即通过平面镜的移动产生光程差获得干涉图, 通过傅里叶变换获得光谱信息. 然而这种时间调制型光谱仪, 系统内部可动部件的精度控制和系统的稳定性仍然是一个很大的问题^[3-5]. 因此, 空间调制型 FTS 成为了国内外很多高校和研究机构研究的热点^[6-9]. 本文研究的基于 MOEMS 多级微反射镜的空间调制型傅里叶变换红外光谱仪 (Fourier transform infrared spectrometer, FTIR), 采用两个

正交放置的多级微反射镜代替了传统时间调制型傅里叶变换光谱仪中的两个平面镜. 由于不含可动部件, 这种光谱仪具有系统稳定性高, 结构简单且重复性较好等优点^[10].

红外材料的折射率对温度变化敏感是红外光学系统的一个严重问题^[11]. 在 FTIR 系统中, 由于准直系统靠近光源使得其局部温度变化较大, 导致系统材料的折射率发生改变, 进而使光束经过准直系统后具有一定的发散角, 从而影响光谱仪系统的复原光谱所能达到的分辨率水平^[12,13]. 目前, 国内外通常采用无热化技术来补偿系统温度均匀变化引起的折射率改变对系统性能的影响, 其技术方法已经比较成熟^[14-16]. 但是系统内部温度的局部非均匀变化对系统性能的影响及补偿方法的研究却鲜见报道. 本文研究了准直系统局部温度变化对系统复原光谱的影响, 得到了温度控制的合理范围.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61027010, 60977062, 61376122)、吉林省科技发展计划 (批准号: 201205025, 20130206010GX, 20150204072GX) 和长春市科技计划 (批准号: 2011131, 2013261) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liangjq@ciomp.ac.cn

对 SiC 光源进行了温控实验, 获得了非制冷光源和制冷光源的干涉图和复原光谱的光谱结构误差值, 并对其进行了对比分析.

2 光谱仪的工作原理

图 1 是静态 FTIR 的原理示意图, 仪器基于迈克耳逊干涉仪的基本原理. 准直系统将光源发出的光变成平行光束, 如图中虚线区域所示; 分束系统将准直后的平行光分成强度相等的两束相干光; 两个相互正交放置的多级微反射镜代替了迈克耳逊干涉仪中的两个平面镜, 用以调节经过分束系统后的两束光产生特定的光程差. 两个多级微反射镜的阶梯常数 w 遵循 Nyquist-Shanno 采样定理和光程差互补原则, 即采样间隔要小于等于最小波长的二分之一, 低阶梯多级微反射镜的阶梯高度总和等于高阶梯多级微反射镜的一个阶梯高度. 两个多级微反射镜的阶梯数为 N , 阶梯高度分别为 w 和 Nw , 则系统可以获得采样间隔为 $\Delta = 2w$ 的 $N \times N$ 个采样定域, 各个定域的干涉图函数可以表示为

$$I(m, n) = \int_0^\infty B(\nu) \exp[j2\pi\nu\delta(m, n)] d\nu, \quad (1)$$

式中 $m, n \in [1, N]$, m 表示高阶梯多级微反射镜的阶梯数, n 表示低阶梯多级微反射镜的阶梯数, $I(m, n)$ 表示空间采样点 (m, n) 处的干涉图强度, $B(\nu)$ 为光信号的功率谱密度, ν 为光信号的空间频率, $\delta(m, n)$ 为空间采样点 (m, n) 处的光程差^[10].

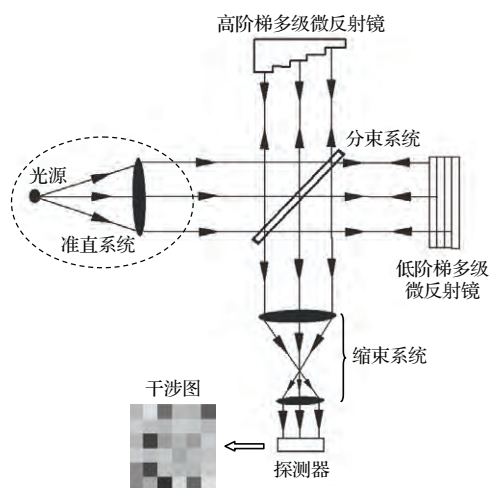


图 1 静态 FTIR 的原理示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the static FTIR.

静态 FTIR 系统的光谱分辨率根本上取决于最大光程差 $OPD_{\max}$ 和准直光束的发散角两个条

件^[12], 而最大光程差已由两个多级微反射镜的结构参数确定, 所以准直光束的发散角大小将决定系统所能达到的光谱分辨率水平. 同时, 准直光束发散角会使干涉信号发生空间侧移, 给后期的干涉图处理和光谱复原增加难度; 其会引入附加光程差, 削弱复原光谱的强度和增加光谱噪声^[17,18]. 因此, 准直光束发散角的控制对提高仪器复原光谱的质量具有重要意义.

3 准直系统热效应分析

准直系统由两片锗透镜组成, 如图 2 所示, 为了叙述方便, 将其分为五个区域, 区域 0 为光源所在区域, 区域 1 为前置透镜, 区域 2 为两透镜之间的空气层. 区域 3 为后置透镜, 区域 4 为空气.

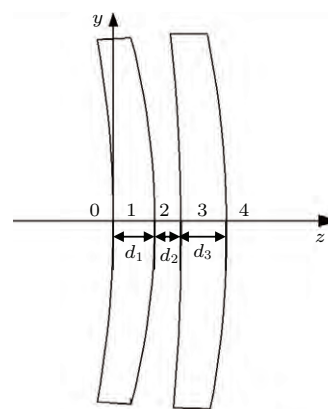


图 2 准直系统结构示意图

Fig. 2. Simplified configuration of the collimation lens.

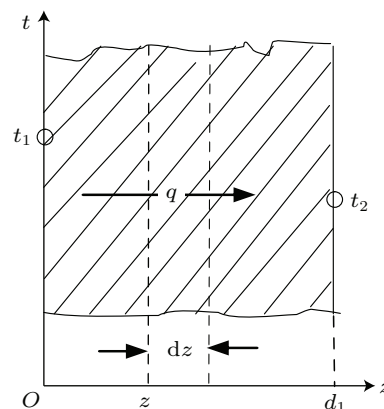


图 3 傍轴条件下前置透镜热量传递示意图

Fig. 3. Diagram for thermal transmission in the frontal lens with the paraxial modeling.

首先考虑区域 1 内的温度分布 t_{1z} , 在傍轴条件下, 可以将前置透镜等效于一个单层壁, 如图 3 所示, 图中 d_1 表示透镜的中心厚度. 材料的导热系数

为 λ_{Ge} , 平壁的两个外表面各维持一定的温度 t_1 和 t_2 , 平壁的温度只沿垂直于壁面的 z 轴向发生变化.

取 z 处一厚度为 dz 的薄壁, 根据傅立叶定理, 对于这一薄壁有

$$q = -\lambda \frac{dt}{dz}, \quad (2)$$

式中 q 代表热流量, λ 代表导热系数, 对(2)式积分有

$$t = -\frac{q}{\lambda}z + C, \quad (3)$$

由边界条件, 当 $z = 0$ 时, $t = t_1$, 当 $z = d_1$ 时, $t = t_2$, 根据(3)式有

$$C = t_1, \quad (4)$$

$$q = \frac{\lambda_{\text{Ge}}}{d_1}(t_1 - t_2), \quad (5)$$

在同等条件下, 准直系统可以等效于一个三层相互密接的复合壁, 如图4所示.

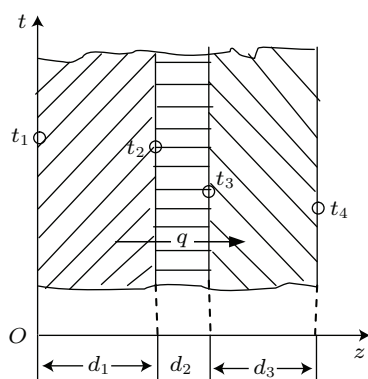


图4 傍轴条件下准直系统的热量传递示意图

Fig. 4. Diagram for the thermal transmission in the collimation lens with the paraxial modeling.

稳定状态下, 热流量是常数, 且对于每一层都相同. 由(5)式可得, 通过每一层的热流量可以写成

$$\begin{aligned} q &= \frac{\lambda_{\text{Ge}}}{d_1}(t_1 - t_2), \\ q &= \frac{\lambda_A}{d_2}(t_2 - t_3), \\ q &= \frac{\lambda_{\text{Ge}}}{d_3}(t_3 - t_4), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 λ_A 为空气的导热系数, t_1, t_2, t_3, t_4 为四个区域交界面温度, d_1, d_2, d_3 分别代表各介质层的中心厚度. 由(6)式有

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}} + \frac{d_2}{\lambda_A} + \frac{d_3}{\lambda_{\text{Ge}}}}, \quad (7)$$

t_1 和 t_4 可通过实验测得, 为已知常数, 则未知温度 t_2 和 t_3 为

$$\begin{aligned} t_2 &= t_1 - q \frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}}, \\ t_3 &= t_1 - q \left(\frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}} + \frac{d_2}{\lambda_A} \right) \text{ 或 } t_3 = t_4 + q \frac{d_3}{\lambda_{\text{Ge}}}, \end{aligned} \quad (8)$$

由(3), (7), (8)式和边界条件可得

$$\begin{aligned} C_1 &= t_1, \\ C_2 &= t_1 + q \left(\frac{d_1}{\lambda_A} - \frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}} \right), \\ C_3 &= t_1 + q \left(\frac{d_2}{\lambda_{\text{Ge}}} - \frac{d_2}{\lambda_A} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

则每一层的温度分布为

$$\begin{aligned} t_{1z} &= t_1 - \frac{q}{\lambda_{\text{Ge}}}z, \\ t_{2z} &= t_1 - \frac{q}{\lambda_A}z + q \left(\frac{d_1}{\lambda_A} - \frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}} \right), \\ t_{3z} &= t_1 - \frac{q}{\lambda_{\text{Ge}}}z - q \left(\frac{d_1}{\lambda_A} - \frac{d_1}{\lambda_{\text{Ge}}} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

由于准直系统的最大口径仅为50 mm, 因此可认为温度在前置透镜的前表面是均匀分布的, 且准直系统径向表面各点在各介质层中的轴向距离差最大值仅为0.2 mm, 相应的最大温度误差仅为0.0012 °C. 因此可认为透镜的温度分布是径向均匀的. 而实际测试结果也显示, 前置透镜的前表面最大温差在0.1 °C以下, 所以上述近似是合理的.

表1 准直系统热传导计算的相关参数

Table 1. The parameters used to thermal transmission in the collimation lens.

变量名	数值	变量描述
$t_1/^\circ\text{C}$	34.62	前置透镜前表面温度
$t_4/^\circ\text{C}$	20.12	后置透镜后表面温度
$T_c/^\circ\text{C}$	20	环境温度
$\lambda_{\text{Ge}}/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$	60.2	锗的导热系数
$\lambda_A/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}$	0.024	空气的导热系数
d_1/mm	5.4	前置透镜的中心厚度
d_2/mm	1	前置透镜和后置透镜之间的空气层厚度
d_3/mm	6.2	后置透镜的中心厚度

准直系统各结构参数值和描述如表1所示, 其中 t_1, t_4 和环境温度, T_c 为系统稳定工作时的测试值. 则由(8)和(10)式有

$$t_2 = 34.59\text{ }^\circ\text{C},$$

$$t_3 = 20.16\text{ }^{\circ}\text{C}; \quad (11)$$

$$t_{1z} = 34.62 - 5.75z,$$

$$t_{2z} = 112.53 - 14433z,$$

$$t_{3z} = 20.19 - 5.75z. \quad (12)$$

从(12)式可知温度在各层介质中是线性变化的. 对于前置透镜, 由于其前后表面的温差 $\Delta t_1 = t_2 - t_1 = 0.03\text{ }^{\circ}\text{C}$, 可认为温度在整个前置透镜上是均匀分布的, 取前后表面的平均值 $\bar{t}_1 = 34.60\text{ }^{\circ}\text{C}$ 为前置透镜的整体温度. 由(11)式可知, 由于空气层的阻隔作用, 后置透镜的温度已非常接近室温, 所以在接下来的分析中将忽略其温度变化对准直系统离焦的影响.

4 准直系统温度变化对光谱复原的影响

4.1 理论分析

对于准直系统来说, 由于前置透镜温度的变化, 其焦距 f_1 也会发生相应的改变, 从而会导致准直系统产生一定的离焦, 其焦距变化可以表示如下:

$$df = \frac{f}{n-1} \frac{dn}{dt} \Delta t, \quad (13)$$

已知前置透镜的焦距 $f_1 = -107.620\text{ mm}$, 锗的折射率 $n = 4.024$, 折射率随温度的变化 $dn/dt = 3.96 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$, $\Delta t = \bar{t}_1 - T_c = 14.60\text{ }^{\circ}\text{C}$. 由(13)式有 $\Delta f_1 = 0.206\text{ mm}$. 又后置透镜的焦距 $f_2 = 311.200\text{ mm}$, 前置透镜和后置透镜之间的光学间隔 $\Delta = 418.642\text{ mm}$, 而准直系统的焦距可表示为

$$f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta}, \quad (14)$$

因此, 前置透镜温度变化引起的准直系统的离焦量 $\Delta f = 0.153\text{ mm}$. 离焦的存在会导致经过准直系统出射的光束产生发散角, 且发散角随像方数值孔径增大而增大, 如图5所示, $\theta(m)$ 表示入射到多级微反射镜第 m 级阶梯上的光束的发散角, 实线代表离焦的光线, 虚线代表理想准直光线, 图中省略了分束系统. 此时准直系统出瞳平面上的波前由平面波前变成球面波前, 如图6所示. 此时的波面方程为

$$W(x_0, y_0) = \frac{x_0^2 + y_0^2}{2R}, \quad (15)$$

式中 (x_0, y_0) 为准直系统出瞳面坐标, R 为出瞳平面到会聚像点之间的距离.

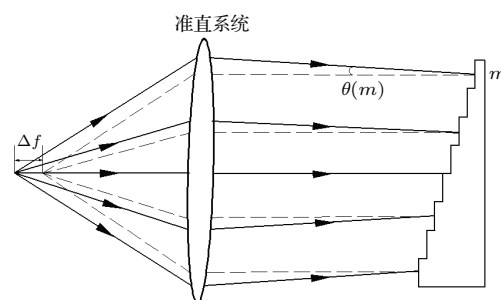


图5 存在离焦时准直系统子午光线在不同阶梯上的入射角示意图

Fig. 5. Incidence angle of meridional rays in the different steps when the collimation lens is defocused.

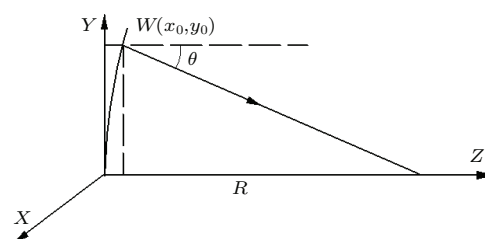


图6 准直系统离焦时出瞳面上的球面波前

Fig. 6. The spherical wavefront at the exit pupil when the collimating lens is defocused.

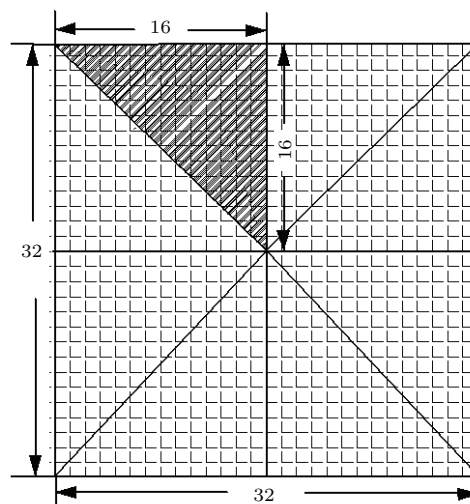


图7 两个正交的多级微反射镜组成的采样区域示意图, 阴影部分为实际计算入射光束发散角时选取的采样区域

Fig. 7. Diagram for the sample area generated by two crossed stepped-mirror, the shadow area is chosen to calculate the divergence angle of the incident light.

对于两个多级微反射镜的阶梯数均为32, 阶梯宽度均为1 mm的FTIR系统, 两个正交的多级微反射镜构成了 32×32 的矩形采样区域, 如图7所示. 由于准直系统为旋转对称系统, 所以选取图7所示

的两条边为16个采样区域的等腰三角形阴影区域计算准直光束发散角在该区域内的分布情况. 通过对该区域内发散角的计算结果进行拟合, 得到发散角 $\varphi(m, n)$ 随阶梯数变化满足如下关系:

$$\varphi(m, n) = k\sqrt{(m-16)^2 + (n-16)^2} + c, \quad (16)$$

式中 m 和 n 分别表示高阶阶梯多级微反射镜的第 m 级阶梯和低阶梯多级微反射镜的第 n 级阶梯, 拟合系数 $k = 0.103 \times 10^{-3}$, $c = 0.793 \times 10^{-3}$. 将该区域的计算结果经过旋转对称变换后可得到发散角在整个采样区域内的变化情况, 如图8所示, 发散角随采样区域变化呈现出非均匀变化, 整个区域内发散角的标准差为 4.67×10^{-4} rad.

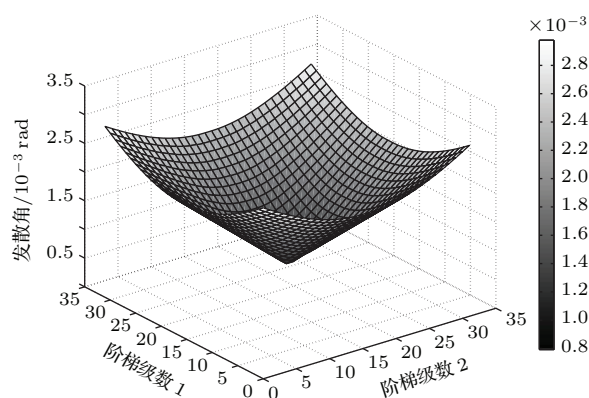


图8 入射光束发散角在整个采样区域内的分布情况
Fig. 8. Divergence angle distribution of the incident light beam in the sample areas.

准直光束发散角的存在会给系统的两束干涉光引入附加的光程差, 如图9所示. 此时通过干涉系统的两束光的光程差将不再是 $\delta = 2w(Nm - n)$, 而是 $\delta(m, n) = 2w(Nm - n) / \cos[\phi(m, n)]$, $\phi(m, n)$ 表示(16)式经过旋转对称变换后发散角在整个采样区域内的随阶梯数变化的分布. 附加光程差在采样区域内的变化情况如图10所示. 由(1)式可得探测器上实际探测到的干涉图光强分布为

$$\begin{aligned} I(m, n) &= \int_0^\infty B(v) \\ &\times \exp \left\{ j2\pi v \left[\frac{2(Nm - n)w}{\cos \phi(m, n)} \right] \right\} dv, \end{aligned} \quad (17)$$

对(17)式进行傅里叶变换即可得到实际复原光谱. 为了表征实际复原光谱和理想复原光谱之间的误差, 定义光谱结构误差 (spectrum-constructing

error, SCE) 为

$$\text{SCE} = \frac{\sum_{k=0}^n |B_{\text{real}}(k) - B_{\text{ideal}}(k)|}{\sum_{k=0}^n B_{\text{ideal}}(k)}, \quad (18)$$

其中, $B_{\text{real}}(k)$ 表示实际复原光谱, $B_{\text{ideal}}(k)$ 表示信号原始光谱 [19].

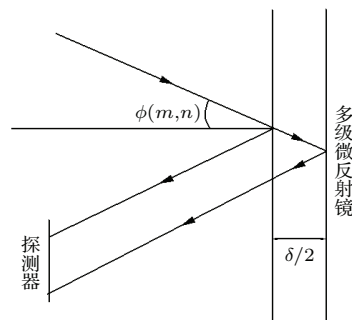


图9 入射光存在发散角时在多级微反射镜上引入的附加光程差
Fig. 9. Additional optical path differences generated by the incidence light beam's divergence angle at the stepped-mirror.

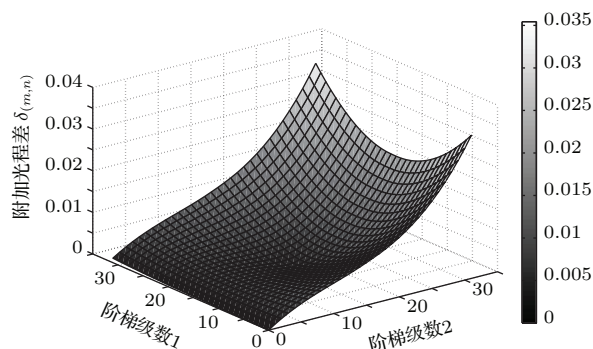


图10 附加光程差在采样区域内的变化情况
Fig. 10. Additional optical path differences distribution in the sample areas.

本文研究的FTIR工作波段为中波红外 (3—5 μm), 高低两个多级微反射镜的阶梯高度分别为 20 μm 和 0.625 μm . 图11和图12分别为定义波数为 2100, 2300, 2500 cm^{-1} 的离散光源对应准直系统离焦量为零时的理想复原光谱和离焦量 $\Delta f = 0.153$ mm时的实际复原光谱. 与理想复原光谱相比, 实际复原光谱出现了一定量的背景噪声, 光谱峰值也受到了一定的削弱, 相应的SCE为 18.72%, 光谱失真比较严重. 此时, 中心波长 (2300 cm^{-1}) 的光谱分辨率为 5.57 cm^{-1} , 相比理想条件下的光谱分辨率 4.71 cm^{-1} , 增加了 0.86 cm^{-1} , 光谱分辨能力降低.

图13为实际复原光谱的SCE值随准直系统前置透镜和环境之间温差的变化情况. 从图中可看出, SCE值随温差的升高而非线性增大. 若要求SCE值不大于5%时, 前置透镜和环境的温度差 Δt 应不超过8 °C.

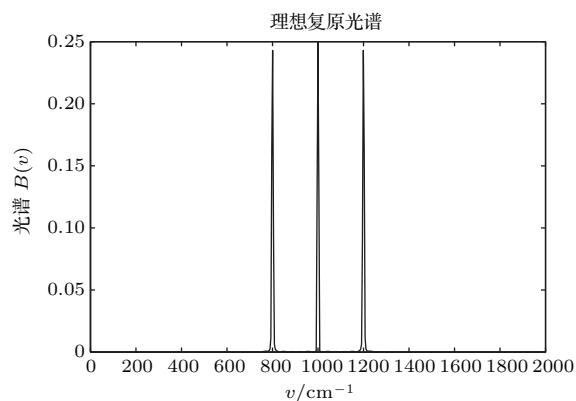


图11 理想复原光谱

Fig. 11. Ideal recovered spectrum.

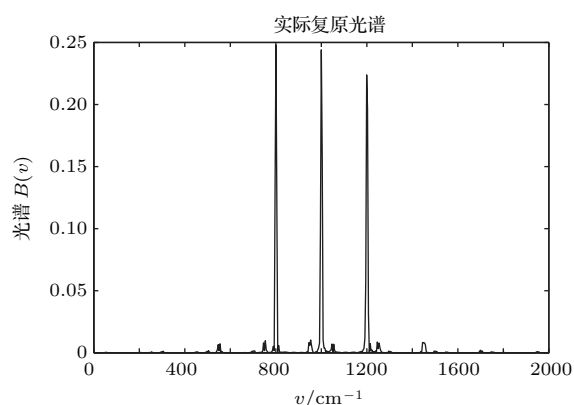


图12 离焦时的实际复原光谱

Fig. 12. Real recovered spectrum with defocus.

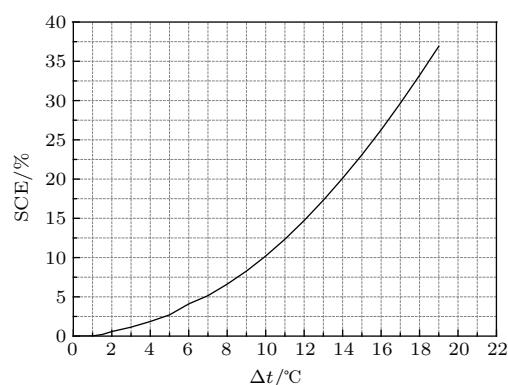


图13 SCE值随前置透镜和环境温度差的变化曲线

Fig. 13. The curve of the SCE value vary with temperature difference between the frontal lens and the environment.

4.2 实验结果

对基于SiC红外光源的光谱仪系统进行了实验, 系统结构如图14所示. 图15和图16分别为实验所使用的高、低两个多级微反射镜. 光源工作于非制冷状态时探测器(响应波长 λ 为3.7—4.8 μm)上得到的干涉图如图17所示, 此时准直系统前置透镜和环境的温度差 $\Delta t = 14.60$ °C, 图中的每一个小方格代表一个采样区域, 所有的小方格一起展示了两个正交多级微反射镜产生的空间采样干涉图. 由于光源的光谱带宽较宽, 随着光程差的增加, 干涉图的对比度降低. 利用水循环系统对光源进行制冷后在探测器上得到的干涉图如图18所示, 此时准直系统前置透镜和环境的温度差 $\Delta t = 5.78$ °C, 根据图13可知, 对应的SCE理论值为3.85%. 对比图17和图18可以看出, 非制冷光源对应干涉图的干涉信号发生了明显的侧移, 噪声水平也较高.

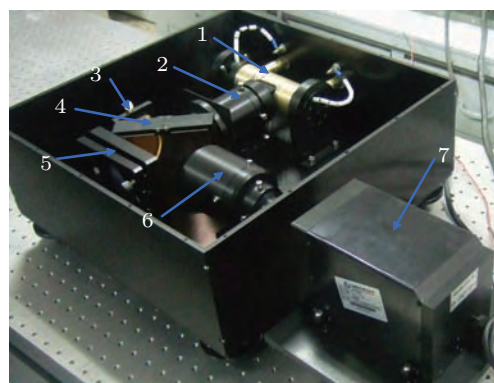


图14 (网刊彩色) 系统结构图1 光源; 2 准直系统; 3 高阶梯多级微反射镜; 4 分束系统; 5 低阶梯多级微反射镜; 6 缩束系统; 7 红外探测器

Fig. 14. (color online) Configuration of the spectrometer: 1. light source; 2. collimation lens; 3. tall stepped-mirror; 4. beam splitter; 5. low stepped-mirror; 6. expand lens; 7. infrared detector.

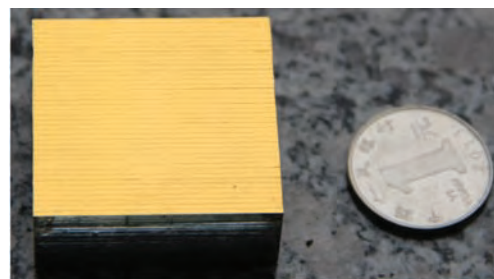


图15 (网刊彩色) 高阶梯多级微反射镜

Fig. 15. (color online) Tall stepped-mirror.

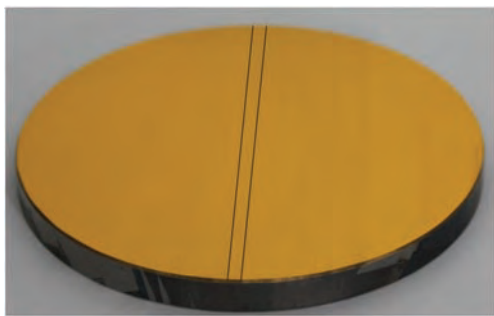


图 16 (网刊彩色) 低阶梯多级微反射镜

Fig. 16. (color online) Low stepped-mirror.

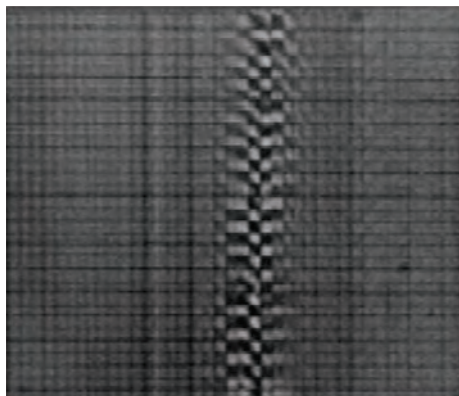


图 17 SiC 光源非制冷时的干涉图

Fig. 17. Interferogram of non-cold light source.

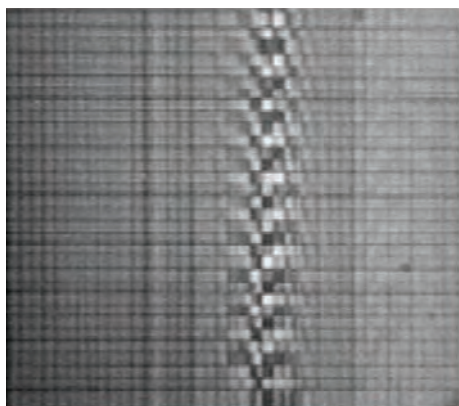


图 18 SiC 光源制冷时的干涉图

Fig. 18. Interferogram of cold light source.

对两幅干涉图进行光谱复原, 处理过程主要包括暗电流噪声的消除, 空间增益的校正, 像元平均信号水平的计算和复原光谱的计算四步^[5], 得到如图 19 所示的复原光谱, 图中实线表示使用 SR-5000N 光谱辐射仪得到的定标光谱, 双划线表示非制冷光源对应的复原光谱, 虚线表示制冷光源对应的复原光谱. 与定标光谱相比, 非制冷光源对应的复原光谱的 SCE 为 21.51%, 制冷光源对应的复原光谱的 SCE 为 8.48%. 两个复原光谱的 SCE

值均大于对应的理论值, 理论值和实验值对比如表 2 所示. 产生此现象的原因是因为实验结果还受到 FTIR 系统中杂散光、系统装调精度、光学系统像差以及两个多级微反射镜制作精度等因素的影响. 而制冷光源与非制冷光源相比, 复原光谱的 SCE 降低了 13.03%. 因此, 准直系统的热光学效应对系统复原光谱有显著的影响.

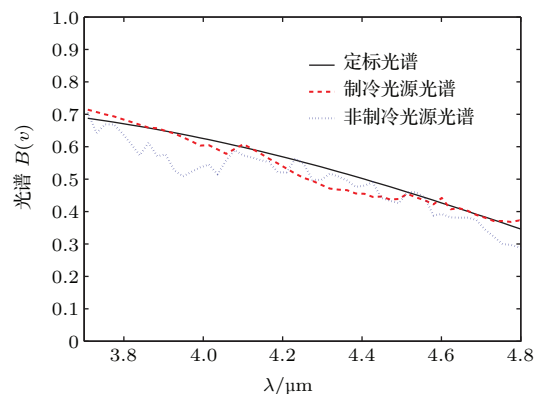


图 19 SiC 光源的光谱

Fig. 19. The recovered spectrum of the SiC light source.

表 2 光源制冷前后复原光谱的 SCE 理论结果与实验结果对比

Table 2. Difference of the theory value and experiment value with non-cold light source and cold light source.

光源类型	温度差 $\Delta t/^{\circ}\text{C}$	SCE 理论值/%	SCE 实验值/%
非制冷光源	14.60	18.72	21.51
制冷光源	5.78	3.85	8.48

5 结 论

对静态 FTIR 正常工作状态下准直系统温度分布情况进行了理论分析, 结果显示红外材料的折射率随温度变化引起的准直系统离焦量为 $\Delta f = 0.153 \text{ mm}$. 离焦导致了准直光束产生一定的发散角, 且发散角在光谱仪系统的采样区域内不是均匀分布的, 而是随采样区域变化呈现出旋转对称变化. 由于准直光束发散角给干涉光束引入了附加光程差, 与理想复原光谱相比, 实际复原光谱出现了背景噪声, 光谱峰值受到了削弱, 复原光谱 SCE 为 18.72%, 光谱失真比较严重; 中心波长处的光谱分辨率为 5.57 cm^{-1} , 与理想条件下光谱分辨率 4.71 cm^{-1} 相比, 分辨能力降低. 进一步的分析表明, 复原光谱的 SCE 随温差的增加而呈现非线性增长. 当要求 SCE 不大于 5% 时, 前置透镜和

环境的温度差应不超过 8 °C. 最后, 使用 SiC 光源进行了实验, 结果显示, 与定标光谱相比, 非制冷光源和制冷光源的 SCE 值分别为 21.51% 和 8.48%, 均大于理论值, 但制冷光源复原光谱的 SCE 值比非制冷光源时减小了 13.03%. 因此, 降低光源温度对准直系统热光学效应的影响是非常有效的.

参考文献

- [1] Dong Q L, Liu Y Q, Teng H, Li Y J, Zhang J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 065206
- [2] Giuseppe C, Alexander K, Scott D, Alexander G, Pavel S, Sergey B, Vladimir Y, Stefano C, Christophe P 2014 *Light: Science & Applications* **3** e203
- [3] Sin J, Lee W H, Popa D, Stephanou H E 2006 *Proc. SPIE* **6109** 610904
- [4] Wallrabe U, Solf C, Mohr J, Korvink J G 2005 *Sens. actu. A* **123-124** 459
- [5] Kong Y M, Liang J Q, Wang B, Liang Z Z, Xu D W, Zhang J 2009 *Spectrosc. Spec. Anal.* **4** 29 (in Chinese) [孔延梅, 梁静秋, 王波, 梁中翥, 徐大伟, 张军 2009 光谱学与光谱分析 **4** 29]
- [6] Brachet F, Hébert P J, Cansot E, Buil C, Lacan A, Roucayrol L, Courau E, Bernard F, Casteras C, Loesel J, Pierangelo C 2008 *Proc. SPIE* **7100** 710019
- [7] Lacan A, Bréon F M, Rosak A, Brachet F, Roucayrol L, Etcheto P, Casteras C, Salaün Y 2010 *Opt. Express* **8** 18
- [8] Ivanov E V 2000 *J. Opt. A. Pure Appl. Opt.* **6** 2
- [9] Lü J G, Liang J Q, Liang Z Z 2012 *Acta phys. sin.* **61** 140702 (in Chinese) [吕金光, 梁静秋, 梁中翥 2012 物理学报 **61** 140702]
- [10] Feng C, Wang B, Liang Z Z, Liang J Q 2011 *J. Opt. Soc. Am. B.* **1** 28
- [11] Zhang Y M 2011 *Applied Optics* (Vol. 3) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p561 (in Chinese) [张以谟 2011 应用光学 (北京: 电子工业出版社) 第 561 页]
- [12] Saptari V 2003 *Fouri-Transfrom Spectroscopy Instrumentation Engineering* Washington, SPIE PRESS, 2003 p29
- [13] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [14] Kuo C W, Lin C L, Han C Y 2010 *Appl. Opt.* **19** 49
- [15] Yang H S, Kihm H, Moon I K, Jung G J, Choi S C, Lee K J, Hwang H Y, Kim S W, Lee Y W 2011 *Appl. Opt.* **33** 50
- [16] Wang X X, Jiao M Y 2009 *J. Appl. Opt.* **1** 30 (in Chinese) [王学新, 焦明印 2009 应用光学 **1** 30]
- [17] Lü J G, Liang J Q, Liang Z Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 070704 (in Chinese) [吕金光, 梁静秋, 梁中翥 2012 物理学报 **61** 070704]
- [18] Zhang C M, Huang W J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5479 (in Chinese) [张淳民, 黄伟建, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 5479]
- [19] Feng C, Liang J Q, Liang Z Z 2011 *Appl. Opt.* **34** 50

Influence on the recovered spectrum caused by thermal optics effect of the collimation lens used in static Fourier transform infrared spectrometer*

Chen Cheng¹⁾²⁾ Liang Jing-Qiu^{1)†} Liang Zhong-Zhu¹⁾ Lü Jin-Guang¹⁾ Qin Yu-Xin¹⁾
Tian Chao¹⁾²⁾ Wang Wei-Biao¹⁾

1) (State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 23 December 2014; revised manuscript received 4 February 2015)

Abstract

In a stepped-mirror-based static Fourier transform infrared spectrometer, the collimation lens is located adjacent to the light source and the thermal radiation would lead to the partial temperature increase, and the refractive index of the infrared material unavoidably changes. Then the light beam passing through the collimation lens will induce a divergence angle, directly affecting the resolution of the recovered spectrum. Meanwhile, the angular divergence results in a displacement in the interference signal, making increasing difficulties in the interferogram processing and the spectrum recovery. In this paper, the distribution of temperature in different areas of the collimation lens is studied under the working condition, and the defocusing value of the collimation lens is 0.153 mm that is caused by the refractive index gradient of the infrared material along with the temperature. In addition, the divergence angle induced by defocusing is calculated, its distribution being nonuniform but symmetrical within the sample area. Moreover, the divergence angle brings about additional optical path difference, its effect on the recovered spectrum is analyzed. Compared with the ideal recovered spectrum, much noise emerges and the peak value is reduced in the real recovered spectrum. The spectrum-construction error of the real recovered spectrum is 18.72%, indicating that the recovered spectrum is seriously distorted, and the resolution at the center wavelength in the ideal recovered spectrum and the real spectrum are 4.71 cm^{-1} and 5.57 cm^{-1} , respectively. This indicates that the spectrum resolving power is weakened. Furthermore, the reasonable temperature range is obtained by analyzing the curve of spectrum-construction error versus temperature of the collimation lens. When a spectrum-construction error of less than 5% is demanded, the temperature difference between the front lens of collimation and the ambient must be less than 8°C . Finally, experiments are performed using a SiC rod as the light source, and interferograms are made by four steps including dark current electric noise elimination, spatial gain correction, image signal averaging, and spectrum recovery. Results show that the spectrum-construction errors (SCE) from the cold light source and non-cold light source are 8.48% and 21.51%, respectively. Although they are all larger than the theoretical value, the SCE of cold light source decreases by 13.03% compared to cooling-free light source. Hence, it is necessary to reduce the thermal radiation influence on collimation lens from the light source. This result is helpful in solving the analogous problems.

Keywords: infrared spectrometers, collimation lens, refractive index change, recovered spectrum

PACS: 07.57.Ty, 87.56.J-, 78.20.Ci, 43.58.Kr

DOI: 10.7498/aps.64.130703

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61027010, 60977062, 61376122), the Jilin Province Science and Technology Development Plan, China (Grant Nos. 201205025, 20130206010GX, 20150204072GX), and the Changchun Science Development Plan, China (Grant Nos. 2011131, 2013261).

† Corresponding author. E-mail: liangjq@ciomp.ac.cn