

## 傅里叶变换光谱相位特性及处理方法研究

刘加庆<sup>1,2</sup>, 李志增<sup>1,4</sup>, 李婧<sup>3\*</sup>, 刘雷<sup>1,4</sup>, 刘磊<sup>1</sup>, 郭洪龙<sup>1</sup>, 王建国<sup>1</sup>

1. 中电科仪器仪表有限公司, 山东 青岛 266555
2. 电子测试技术重点实验室, 山东 青岛 266555
3. 山东科技大学电子信息工程学院, 山东 青岛 266590
4. 中国电子科技集团公司第四十一研究所, 山东 青岛 266555

**摘要** 相位校正是傅里叶光谱仪的关键处理步骤, 校正精度受仪器特性和不受控环境因素等的影响, 如干涉仪温度变化、机械振动等。针对干扰因素引入的相位不确定性及由此带来的校正难题, 在对傅里叶光谱仪相位特性进行量化分析的基础上, 将测量光谱相位分解为干涉仪温度相关的仪器相位和零光程点采样误差相关的线性相位。其中, 仪器相位主要由傅里叶光谱仪自身特性决定, 受到干涉仪温度波动影响, 干涉仪温度稳定时的仪器相位大致为常数; 零光程点采样误差是线性相位的主要来源, 并且每次测量时的采样零光程点位置都有所不同, 这会导致每个获取干涉数据的光谱相位不同。假设干涉仪稳定在温度限内的仪器相位大致为常数, 就可将相位处理简化为对线性相位的校正, 而包含仪器相位的剩余相位则可在后续的辐射定标过程中予以剔除。相位处理的具体流程如下, 获取反演光谱相位数据后, 考虑仪器相位的温度相关性, 首先采用最小二乘拟合方法提取线性相位项, 然后基于提取的线性相位对干涉数据进行对称化处理, 对称化处理后的干涉数据相位足够稳定, 允许通过光谱均值降低振动等物理效应的干扰, 最后在辐射定标过程中, 使用复数辐射定标流程, 并取定标结果实部作为目标场景的标定光谱辐射数据, 即可移除大部分仪器相位, 从而完成了相位校正。实验验证环节, 首先采用最小拟合方法得到并移除测量光谱的线性相位项后, 分析了不同阶次拟合多项式对仪器相位提取精度的影响, 结果表明, 5次多项式即可满足需求, 此时的均方误差为 0.13 rad, 更高阶次不会继续改善提取精度。然后基于 5 次多项式, 获取了干涉仪温度为 283, 290 和 300 K 时的仪器相位。测量光谱数据移除线性相位和仪器相位后, 残余相位误差为幅值在零点处分布的随机噪声, 结果表明仪器相位具有温度相关性, 与理论假设相符。最后, 实验验证了相位处理方案的可行性, 结果表明校正相位残差优于  $\pm 0.04$  rad, 辐射不确定度优于 0.8 K。

**关键词** 红外傅里叶光谱仪; 相位处理; 仪器相位; 复数辐射定标

**中图分类号:** O433.1 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2020)11-3328-08

### 引言

傅里叶光谱仪测量得到的干涉数据, 由于存在仪器引入的相位误差, 反演得到的通常为复数光谱, 因此需要校正复数光谱的相位, 以分离不同来源的光谱辐射成分, 并推演得到目标场景光谱辐射。但由于干涉数据相位误差的复杂性, 目前尚未有一种通用的标准校正方法, 并且很多校正方法是针对特定仪器开发的。目前文献报道的相位校正方法, 根据

相位误差的提取方式, 可分为基于单干涉数据和基于仪器特性两类。第一类方法的基本假定是, 干涉数据的相位误差是波数的平滑函数, 对于要校正的单个干涉数据, 使用某些准则提取原始相位, 将除有效光谱区域外, 其他区域的相位需要被校正到趋于零作为约束条件, 实现干涉数据的相位校正, 如 Forman 卷积法、Mertz 乘积法等, 但校正精度受到干涉数据截断效应的影响, 而当分束器辐射不可忽略等物理效应导致不希望的相位行为时, 校正光谱会出现负数光谱等情况, 难以得到真实的光谱辐射信息; 基于仪器特性方法的基

收稿日期: 2019-11-11, 修订日期: 2020-03-18

基金项目: 国家重点研发计划项目(2017YFF0106900), 国家自然科学基金项目(61727821), 预研基金项目(JZK7Y2019XXXXX01), 电子测试技术重点实验室稳定经费支持计划项目(KWD03012003)资助

作者简介: 刘加庆, 1986年生, 中电科仪器仪表有限公司高级工程师 e-mail: jiaqing@mail.ustc.edu.cn

\* 通讯联系人 e-mail: lijing2014@sdust.edu.cn

本想法是, 相位误差是一种仪器特性, 是由分束器的非理想补偿、电子学系统进行信号滤波放大过程中的相位延迟等引入的, 可与其他定标参数一同获取。确定仪器相位后, 干涉数据的实际相位误差, 考虑到零光程差点采样错误, 还应增加一个额外的线性项。当可以准确确定零光程差位置或采样误差为整数个采样点时, 通常忽略相位误差线性部分的提取。当以上假设不满足时, 现有方法, 如统计相位方法、复数辐射定标方法等, 极易受到机械振动、光谱鬼线、干涉仪温度不稳定性等干扰的影响, 难以提取正确的线性相位信息, 从而导致错误的相位校正结果<sup>[1-11]</sup>。本文提出了一种基于最小二乘拟合的光谱相位处理方法, 以降低线性相位提取过程中, 使用非真实数据进行拟合的风险。考虑并引入仪器相位的温度相关特性, 使得相位处理变为主要针对零光程差点采样误差的校正, 而后在辐射定标过程中, 使用复数辐射定标流程, 可消除大部分仪器相位的影响, 并取定标结果实部作为目标场景的真实光谱辐射数据, 定标结果的虚部可用于评估相位处理和定标过程等的质量。

## 1 相位误差来源分析

傅里叶光谱仪进行红外光谱辐射测量时, 探测器接收到的入射辐射, 按来源不同, 可分为三类<sup>[2, 5]</sup>:

(1) 来自目标场景以及入瞳和分束器间的望远镜、反射镜等前光路的辐射, 其产生的干涉信号与入射辐射、相位间存在如式(1)关系

$$\text{IFG}_b(x) \propto S_{b,1} + S_{b,2} \cos(2\pi\alpha x) \quad (1)$$

(2) 干涉仪和探测器间的反射镜、探测器光学等后光路的辐射, 产生的干涉信号与入射辐射、相位间存在如式(2)关系

$$\text{IFG}_u(x) \propto S_{u,1} + S_{u,2} \cos(2\pi\alpha x + \pi + \varphi_u) = S_{u,1} - S_{u,2} \cos(2\pi\alpha x + \varphi_u) \quad (2)$$

(3) 分束器等干涉仪自身辐射, 产生的干涉信号与入射辐射、相位间存在如式(3)关系

$$\text{IFG}_b(x) \propto S_{b,1} + S_{b,2} \cos(2\pi\alpha x + \pi/2 + \varphi_b) = S_{b,1} - S_{b,2} \sin(2\pi\alpha x + \varphi_b) \quad (3)$$

其中,  $\text{IFG}_b(x)$ ,  $\text{IFG}_u(x)$ ,  $\text{IFG}_b(x)$  分别为以上三种辐射来源产生的干涉信号,  $S_b$ ,  $S_u$  和  $S_{b,2}$  为对应的辐射强度, 下标 1 和 2 表示每种辐射来源中未调制和经干涉仪调制的辐射分量,  $\varphi_u$  和  $\varphi_b$  表示由分束器吸收效应等引入的附加相位。

实际测量得到的干涉数据, 即为以上三类辐射来源的叠加结果。通常, 傅里叶光谱仪通过交流耦合方式, 剔除未调制的直流分量, 只获取经干涉仪调制的交流部分, 即包含光谱信息的有效干涉数据。

理想干涉数据是以零光程差点对称的, 实际上, 采样点不一定刚好对应干涉图的真正零光程差位置, 这会在干涉数据中引入额外的相位差, 导致获取干涉数据是非对称的<sup>[2]</sup>。零光程差位置的采样点和真实值间的偏差, 即为零光程差点采样误差, 可用  $\epsilon$  表示, 它随波数变化。导致这一偏差的原因很多, 并且在实际测量系统中是不可避免的。

(1) 动镜位置是由参考激光确定的, 参考激光与入射辐

射采用共光路设计, 也同样经干涉仪调制。模拟放大器进行信号放大时的时间延迟随波数变化, 这会导致红外干涉数据和参考激光干涉数据间, 存在波数相关的不同相位延迟<sup>[3]</sup>;

(2) 分束器由不同介电材料构成。因此, 入射辐射的有效分束位置的边沿随波数变化, 这导致了波数相关的零光程差位置<sup>[11-12]</sup>;

(3) 分束片衬底和补偿片的色散, 以及楔形衬底制造过程可能出现的轻微厚度变化, 导致衬底材料的厚度没有完美匹配, 也会引起两个干涉臂间的光程差随波数变化<sup>[14]</sup>;

(4) 由于采样零光程差点不一定对应真实的干涉图零点, 这会导致采样错误, 从而产生非对称性的干涉数据离散采样<sup>[4, 6]</sup>。

上述分析的前三个误差来源, 导致波数相关的位置错误  $\epsilon_1 = \epsilon_1(\sigma)$ , 它们与仪器相关, 但不随时间变化, 因为光学和介电材料仅受环境条件波动影响。最后一个误差来源, 导致一个常数项的位置错误  $\epsilon_2$ , 它与波数无关, 但是每次测量的数据可能不同。这就是提取线性相位项的必要所在。

考虑不同来源辐射及相位误差后, 傅里叶光谱仪测量得到的光谱辐射<sup>[2, 5-6]</sup>, 可表示如式(4)

$$M(\sigma) = (S_{b,2}(\sigma) - S_{u,2}(\sigma) + i S_{b,2}(\sigma)) | S(\sigma) | e^{i(2\pi\sigma(\delta(t) + \Delta x(\sigma, T) + \varphi(\sigma v))} \quad (4)$$

式(4)中,  $S(\sigma)$  为仪器响应率,  $\delta(t)$  为真实零光程差点和实际采样之间的偏差,  $\Delta x(\sigma, T)$  为分束片和补偿片间的不完美厚度匹配引入的光程差。  $\varphi(\sigma v)$  为电子学链路引入的相位。  $t$  为时间,  $T$  为干涉仪温度,  $v$  为干涉仪的动镜运动速度。由前面分析及式(4)可知, 获取光谱辐射数据中, 包含由分束器辐射引入的虚部相位, 称为本征相位, 可由式(5)给出

$$\varphi_n = \arctan \frac{S_{b,2}}{S_{b,2} - S_{u,2}} \quad (5)$$

由式(4)可知, 获取光谱辐射数据中包含的相位误差如式(6)

$$\varphi(\sigma, t, T, v) = 2\pi\sigma\delta(t) + 2\pi\sigma\Delta x(\sigma, T) + \varphi(\sigma v) \quad (6)$$

由式(6)可知, 获取光谱辐射数据的相位误差<sup>[8, 10]</sup>, 主要由两部分构成:

(1)  $2\pi\sigma\delta(t)$  是波数的函数, 主要由零光程差点采样误差引入的线性相位分量, 它在每次测量时都会发生变化;

(2)  $2\pi\sigma\Delta x(\sigma, T) + \varphi(\sigma v)$  为波数、温度和干涉仪动镜运动速度等的函数, 主要由仪器自身引入的相位, 例如分束器组件间厚度不匹配、折射系数失配、电子学链路延迟、动镜速度波动等, 通常称为仪器相位。与单次测量时间相比, 傅里叶光谱仪的热特性具备较高的时间稳定性, 因此, 获取干涉数据时的温度变化可忽略, 此时仪器相位具有较好的稳定性<sup>[11]</sup>。

## 2 相位校正流程

### 2.1 仪器相位识别

傅里叶光谱仪的仪器相位仅与仪器特性相关, 大部分情况下, 总能找到辐射特性已知的辐射源, 它的辐射强度远大于分束器辐射, 使得式(4)所示不同来源的辐射和, 可作为

正实数处理, 此时测量光谱数据的相位, 可近似等于式(6)所示相位误差。因此, 可在稳定环境条件下, 通过获取已知辐射目标的测量数据, 提取得到仪器相位。例如, 测量辐射特性已知的黑体, 分束器辐射相比黑体辐射可被忽略, 从而测量数据中的本征相位  $\varphi_0$  很小, 此时近似有测量相位  $\varphi_m \approx \varphi(\sigma, t, T, v)^{[4, 12]}$ 。测量相位可由式(7)给出

$$\varphi_m(\sigma) \approx \arctan 2[M_{BB}(\sigma)] \quad (7)$$

式(7)中,  $M_{BB}(\sigma)$  为黑体的测量光谱辐射数据。

由于黑体光谱是无分辨率特性的平滑函数, 可由低分辨率复数光谱得到相位。正是由于低光谱分辨率, 噪声降低明显。前面分析可知, 式(7)计算得到的测量相位  $\varphi_m(\sigma)$ , 包括仪器相位和线性相位。通过对测量相位做线性拟合, 并在  $\varphi_m(\sigma)$  中移除拟合的线性项, 剩余相位即为仪器相位, 它仅包含相位的非线性部分。需要强调的是, 移除的线性相位分量, 不仅包括零光程差点采样误差引入相位, 还包括仪器相位中的线性部分, 例如分束器色散引入相位误差的线性部分。因此, 这一线性相位分量, 没必要追究来源。随后讨论中, 可将仪器相位理解为测量相位的非线性部分。另外, 应考虑测量时所有对仪器相位有影响的因素, 如目标源辐射的角度扩展、干涉仪校准条件、动镜速度波动、温度漂移等都必须进行精确控制。特别的, 相位校正流程考虑到仪器相位与干涉仪温度的相关性, 因此, 定标时需对干涉仪在不同工作温度的情况, 分别进行标定, 以覆盖仪器的工作温度范围。仪器相位的量化结果是与温度和波数相关的二维数组。对于星载或外场测量等应用场合出现的机械振动等干扰因素, 可考虑叠加均值处理。但是如果直接对测量数据进行叠加均值, 则会由于零光程差点采样偏差不同, 引入不同的线性相位项, 导致错误的均值结果。针对这一情况, 先通过最小二乘拟合方法提取线性相位项, 以及干涉数据对称化处理, 此时, 剩余相位主要为稳定的仪器相位。这就允许通过叠加均值处理改善测量数据信噪比, 以抑制干扰影响。

## 2.2 提取线性相位项

线性相位主要来自零光程差采样位置和真实位置的偏差, 当然, 干涉仪失准直也会引入线性相位。不同干涉数据间的线性相位可能存在较大偏差, 例如电子学系统重启后, 干涉数据的零光程差参考点可能重新设定。仪器的热效应, 可在数分钟尺度内引入连续变化的线性相位。仅当相位足够稳定时, 例如相位误差的变化小于 100 mrad, 同一目标场景的同向干涉数据才可以叠加均值, 并计算均值后的线性相位<sup>[5, 9]</sup>; 否则, 需要分别计算各个干涉数据的线性相位。因此, 从式(6)中提取线性相位项是极其关键的一步, 虽然过程很繁琐。这是因为, 首先, 当辐射源不是实数, 例如, 某些光谱明显受到分束器辐射影响时, 导致虚数辐射量; 其次, 在某些光谱区域, 相位可能受到机械振动等产生鬼线的影响。因此, 仪器相位考虑干涉仪温度这个关键影响因素后, 移除仪器相位后, 相位与波数间存在线性趋势关系, 剩余相位仅为零光程差点采样误差引入的线性相位, 是个不受干扰的线性项。基于以上约束, 仅用可靠的小波段光谱采样就可确定线性相位的斜率。前面提到的关键条件, 可通过选择合适的光谱采样区域计算线性相位来规避。在选择采样光谱

区域使用最大信号提取线性相位项, 以降低机械振动等干扰因素对于相位的影响<sup>[13]</sup>。类似的, 对于存在明显分束器辐射的情况, 需要找出至少一个光谱区域, 在该光谱区域内分束器辐射可忽略或者目标辐射源与分束器辐射的比值已知。

线性相位为波数  $\sigma$  的函数, 可用斜率  $a_1$  和常数项  $a_0$  表示。波数偏移量  $\sigma_0$  应在仪器工作波段的中间区域选择, 以使相位估算误差最小。

式(7)给出的测量相位  $\varphi_m(\sigma)$ , 与线性相位  $\varphi_{lin}(\sigma)$ 、仪器相位  $\varphi_{inst}(\sigma)$  的关系如式(8)

$$\begin{aligned} \varphi_m(\sigma) &= \varphi_{inst}(\sigma) + \varphi_{lin}(\sigma) = \\ & \varphi_{inst}(\sigma) + a_0 + a_1(\sigma - \sigma_0) \end{aligned} \quad (8)$$

为消除干扰等的影响, 提高线性相位项的提取精度, 采用最小二乘拟合方法得到参数  $a_1$  和  $a_0$ 。

$$\begin{aligned} F(a_1, a_0) &= \sum_{i=0}^n (\varphi_m(\sigma) - a_1(\sigma - \sigma_0) - a_0)^2 \\ \Rightarrow \frac{\partial F}{\partial a_1} &= 0, \quad \frac{\partial F}{\partial a_0} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

## 2.3 干涉数据对称化处理

根据提取的线性相位项  $\varphi_{lin}(\sigma)$ , 对测量光谱辐射进行相位校正, 得到校正光谱辐射  $M_{sym}(\sigma)$ , 从而校正了零光程差点采样误差导致的非对称干涉数据。

$$M_{sym}(\sigma) = M(\sigma) e^{-\varphi_{lin}(\sigma)} \quad (10)$$

## 2.4 复数辐射定标完成相位校正

傅里叶光谱仪获取干涉数据完成对称化处理后, 采用 Revercomb 等提出的复数辐射定标流程进行辐射定标<sup>[14]</sup>。进行相关处理时, 傅里叶光谱仪的仪器温度变化应在允许限内, 以确保仪器相位的温度相关特性可忽略。如文献[6, 15]指出, 当 PFS(行星傅里叶光谱仪)的仪器温度稳定在 2K 以内时, 仪器相位基本保持稳定。因此, 地面标定测试时, 需要对仪器在整个工作温度范围的仪器相位函数进行量化分析, 以确定合适的温度限; 在定标过程中, 对作为定标源的两个不同温度黑体的测量数据, 完成对称化处理后, 进行叠加均值处理, 以消除仪器振动等干扰影响。测量数据完成对称化处理, 并剔除温度和振动等干扰因素后, 所有影响测量数据剩余相位误差的因素都是常数, 此时等式(4)可等效为

$$M(\sigma) = S(\sigma)(S_{n,2}(\sigma) - S_{n,2}(\sigma) + iS_{bs,2}(\sigma)) \quad (11)$$

式(11)中各变量均为波数  $\sigma$  的复数函数, 基于两个已知辐射源  $R_1(\sigma)$  和  $R_2(\sigma)$  的测量数据, 可通过代数运算求得定标参数

$$\begin{cases} M_1(\sigma) = S(\sigma)(R_1(\sigma) - S_{n,2}(\sigma) + iS_{bs,2}(\sigma)) \\ M_2(\sigma) = S(\sigma)(R_2(\sigma) - S_{n,2}(\sigma) + iS_{bs,2}(\sigma)) \end{cases} \quad (12)$$

求解式(12), 得到定标系数的斜率  $S(\sigma)$  和偏移量  $E_E(\sigma)$

$$\begin{cases} S(\sigma) = \frac{M_2(\sigma) - M_1(\sigma)}{R_2(\sigma) - R_1(\sigma)} \\ E_E(\sigma) = S_{n,2}(\sigma) - iS_{bs,2}(\sigma) = R_1(\sigma) - \frac{M_1(\sigma)}{S(\sigma)} \end{cases} \quad (13)$$

定标系数确定后, 根据复数辐射定标流程, 测量光谱辐射  $M(\sigma)$  对应的定标光谱辐射  $R(\sigma)$ , 通过取定标结果的实部得到, 定标结果的虚部可用于辐射定标误差分析、仪器性能评估等。

$$R(\sigma) = \operatorname{Re}\left(\frac{M(\sigma)}{S(\sigma)}\right) + E_E(\sigma) \quad (14)$$

式(14)中,  $\operatorname{Re}$  表示取定标结果的实部。对于空间应用等场合, 冷定标源通常采用 4 K 温度的深空目标, 等式(13)中的  $R_1(\sigma) = 0$ , 式(14)可简化为

$$R(\sigma) = \operatorname{Re}\left(\frac{M(\sigma) - M_1(\sigma)}{S(\sigma)}\right) \quad (15)$$

相关文献指出<sup>[1, 5-10]</sup>, 当出现如下情况时: (1) 由于零光程差点采样误差, 测量相位为波数相关函数, (2) 各次测量时对应的仪器响应率相位不同, (3) 分束器缺陷、机械振动等引入鬼线产生的虚部成分等。Revercomb 提出的复数辐射定标流程, 得到的定标光谱辐射将会出现较大偏差。本文通过移除定标所用测量数据的线性相位项来解决以上问题, 从而确保了校正流程的适用性。通过剔除测量数据中的线性相位项, 并结合复数辐射定标流程, 简化了相位处理流程, 降低了相位校正的复杂度, 很好的解决了傅里叶光谱仪在光谱辐射测量过程中的相位校正问题。

### 3 相位校正流程校验与分析

#### 3.1 仪器相位的温度相关特性分析

傅里叶光谱仪的仪器温度参数是光谱反演和校验的关键信息。仪器温度监测数据是获取科学数据的重要组成部分<sup>[12, 15]</sup>。为评估仪器相位的温度相关性, 使用 1 000 K 腔体黑体作为目标源, 在实验室环境下, 通过温度控制系统, 调整仪器自身辐射主要来源的干涉仪的工作温度, 分别获取干涉仪温度为 283, 290 和 300 K 时的测量数据。此时目标场景辐射远高于分束器辐射。使用多项式插值方式建模提取测量光谱数据相位的非线性部分, 即为仪器相位。首先采用最小

二乘拟合方法提取测量相位的线性分量, 对于剩余相位使用多项式插值方式提取仪器相位, 这里采用正交多项式最小二乘拟合方法确定多项式的系数, 分析不同阶次的多项式插值效果, 确定合适的多项式阶次。考虑到不同干涉仪温度时, 仪器相位具有类似的行为, 采用干涉仪温度为 300 K 时的测量数据, 分析不同阶次多项式的插值效果, 结果如表 1 所示, 采用 5 阶多项式即可, 继续增加阶次不会进一步降低相位提取误差。

表 1 不同阶次多项式的仪器相位提取效果

Table 1 Performance of instrumental phase identification with different polynomials order

多项式阶次	均方误差/rad	辐射误差/%
3	0.23	2.3
4	0.13	1.9
5	0.13	1.9

干涉仪温度为 283, 290 和 300 K 时的测量数据, 采用最小二乘拟合方法提取各自的线性相位项, 并分别进行对称化处理, 使用 5 阶多项式, 分别提取以上干涉仪温度时的仪器相位, 结果图 1 所示, 不同干涉仪温度时的仪器相位存在差别, 但是仪器相位具有类似的行为, 这也印证了确定多项式阶次时假定的合理性, 并且, 283 与 300 K 温度时仪器相位的偏差, 相比 290 与 300 K 温度时仪器相位的偏差更大, 从而证明了仪器相位的温度相关特性, 而且不同波数处的相位误差, 也未表现出明显的线性趋势, 由此可见, 温度引入的仪器相位变化不是波数的线性函数。

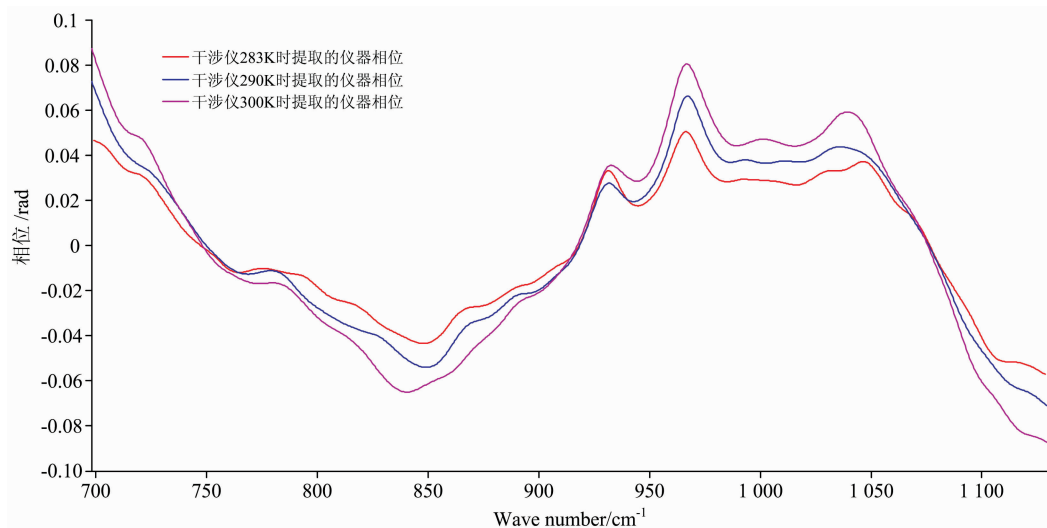


图 1 干涉仪不同温度时的仪器相位

Fig. 1 Fitting instrument phase with different interferometer temperature

利用 300 K 干涉仪温度时, 计算得到的仪器相位的插值多项式参数, 对干涉仪温度为 283 和 290 K 时的测量数据做仪器相位提取, 并移除各自对应的线性相位。三种不同干涉

仪温度时, 移除线性相位项和仪器相位项后, 测量数据对应的剩余相位残差, 如图 2 所示, 相位残差的幅值在零点处随机分布, 但是不同干涉仪温度时, 测量数据对应的剩余相位

残差并不完全相同,再次验证了仪器相位的温度相关特性,与前面理论分析一致。为改善傅里叶光谱仪的红外光谱辐射测量精度,需要在设计的干涉仪工作温度范围内,量化分析不同温度时的仪器相位参数,以及仪器工作温度的实时监测数据,共同作为后续处理的一部分。傅里叶光谱仪在辐射定

标处理时,应确保干涉仪温度的稳定性,以消除仪器相位的温度相关性对于定标流程的干扰。进行光谱辐射测量时,根据干涉仪温度的实时监测数据,使用对应的定标参数进行辐射定标处理,以得到尽可能接近实际情况的红外光谱辐射测量数据。

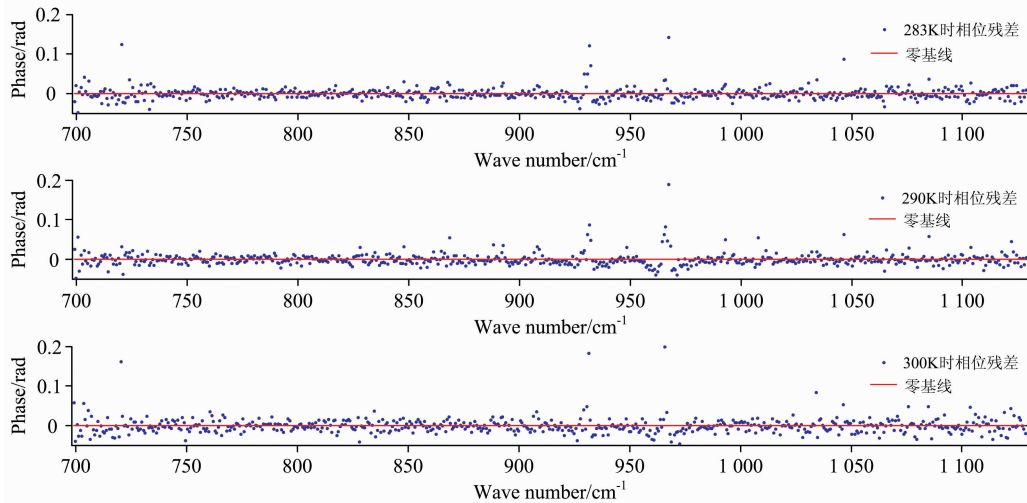


图 2 相位移除后的测量数据相位残差

Fig. 2 Phase regression residuals with phase correction procedure

### 3.2 复数辐射定标流程

傅里叶光谱仪进行辐射定标时,通过系统控制,使得干涉仪温度稳定在允许的范围内,以使仪器相位的温度效应可以忽略,此时不同测量数据的相位偏差,主要是由零光程差点采样误差引入的。使用 500 K 高温黑体和 300 K 低温黑体作为定标源,各获取 32 组测量数据作为定标数据。对每个测量数据都按照相位校正流程,先采用线性最小二乘拟合方法提取线性相位项并进行补偿,对称化处理完成后,对两组定标数据分别进行叠加均值处理。对于每组测量数据,分别计

算测量数据直接叠加均值和经对称化处理后的叠加均值结果,测量相位相对于均值数据相位的均方误差,如表 2 所示,

表 2 对称化处理前后的光谱相位均方误差

Table 2 Mean square errors before and after symmetrization

均方误差	低温黑体	高温黑体
直接测量数据	1.93	1.91
对称化处理后的数据	0.14	0.12

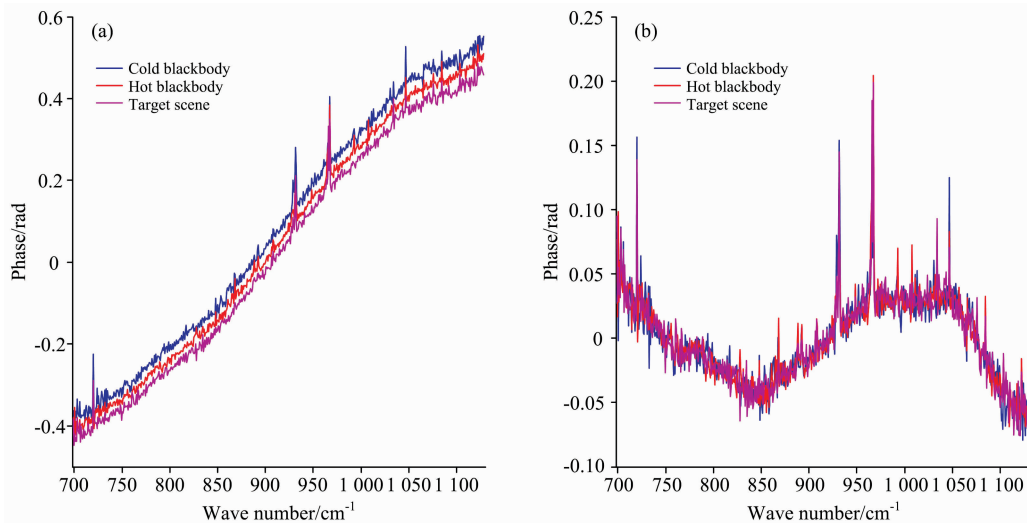


图 3 傅里叶光谱仪的相位误差

(a): 测量光谱相位; (b): 移除线性相位项后的剩余相位

Fig. 3 Phase error of fourier transform spectrometer

(a): Measurement phase; (b): Residuals phase after linear phase removed

可见测量数据直接叠加均值,相比对称化处理后的相位均方误差,存在较大偏差。这就表明如果对测量数据直接进行叠加均值处理,将会引入很大的误差,进而影响后续目标场景光谱辐射测量的标定精度。通过对测量数据提取线性相位项并进行对称化处理,均方差大为降低,这也验证了在同一条条件下,傅里叶光谱仪测量数据间的相位偏差,主要来自于零光程差的采样误差,与前面的理论分析一致。

目标场景由本单位研制的红外探测器性能测试系统产

生。两个定标源和目标场景的测量相位,如图 3(a)所示,相位误差表现出显著的波数相关的线性趋势,这也再次印证了傅里叶光谱仪测量数据的相位误差,主要来源是由零光程差点采样误差引起的。移除相位线性项后,剩余相位如图 3(b)所示,测量数据在移除线性相位项后,两个均值定标数据的剩余相位未表现出明显的偏差,相位噪声主要来源于系统设计缺陷、电子学噪声等,可当作系统噪声处理。

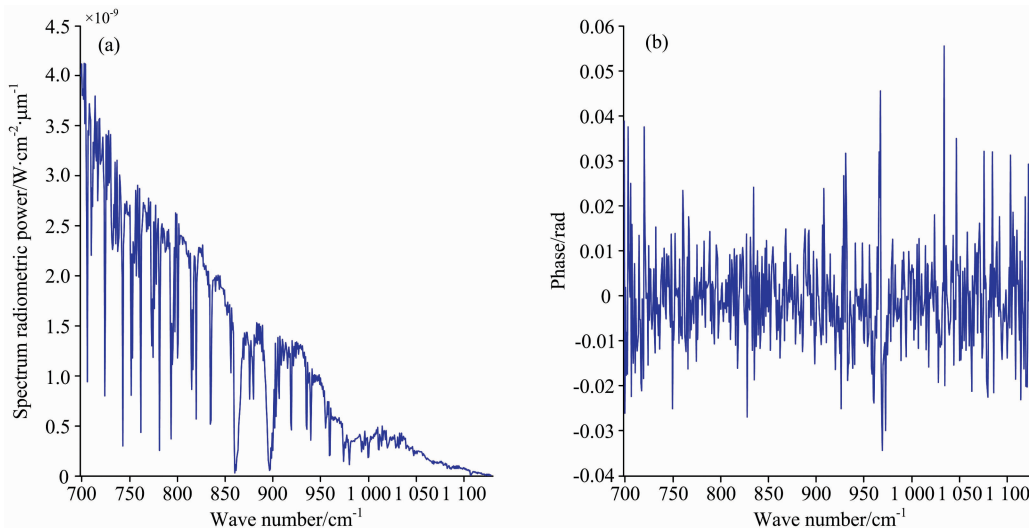


图 4 复数辐射定标结果

(a): 定标光谱辐射; (b): 相位残差

Fig. 4 Complex radiometric calibration result

(a): Calibration spectral radiometric; (b): Phase residuals

目标场景的等效亮温设定在两个定标源温度之间,采用复数辐射定标流程完成辐射定标,获取的定标光谱辐射如图 4(a)所示,定标数据的相位残差如图 4(b)所示,辐射不确定度如图 5 所示。定标光谱辐射的等效亮温温差优于 0.8 K,定标结果的虚部主要是杂乱无章的小幅值噪声项。通过提取线性相位项和对称化处理,结合复数辐射定标流程,可有效抑制不同测量数据间,由于零光程差点采样误差引入的相位偏差,实现较高的光谱辐射标定精度。

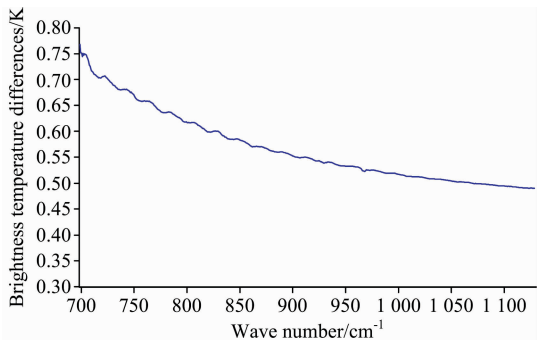


图 5 等效亮温温差表示的辐射不确定度

Fig. 5 Radiometric uncertainty expressed as brightness temperature differences

### 3.3 辐射定标效果对比分析

采用求模法、Mertz 卷积法和本文所提方法分别进行相位处理后,得到的定标光谱辐射数据,如图 6(a)所示,对应的辐射不确定度如图 6(b)所示,如预期所料,由于抑制温度相关仪器特性、机械振动、零光程差点采样误差等干扰因素的能力不同,本文所提方法具备更高的辐射定标精度。

如图 6 所示,求模法得到的定标光谱辐射数据,存在明显的幅值纹波,对应的等效亮温温差超过 1 K,等效亮温温差曲线同样存在明显的纹波毛刺,这是因为求模法直接将反演复数光谱的模值,用于辐射定标流程,而模值光谱数据中,存在由仪器和环境因素等引入干扰噪声,这就会导致较大标定误差的出现;Mertz 法通过对反演复数光谱的相位校正处理,可将大部分干扰因素剔除,从而改善了获取的定标光谱辐射数据质量。但由于干涉数据的截断效应,会影响 Mertz 法的相位反演精度。此外,存在某些物理效应导致不希望的相位行为时,例如获取光谱数据的某些光谱区域,存在目标场景的红外辐射强度小于探测器响应限或仪器效应产生的鬼线时,测量数据相位会出现畸变,那么 Mertz 法将很难获取真实的相位信息,从而影响后续的光谱辐射标定精度;本文所提方法,通过引入仪器相位的温度相关特性,以及线性相位项的识别提取、干涉数据对称化处理、叠加均值、复数辐射定标流程,可有效消除仪器热不稳定性 and 存在

机械振动干扰等情况,对于反演目标场景红外光谱辐射信息的干扰,从而提高了傅里叶光谱仪在红外光谱辐射测量时的辐射定标精度。需要指出的是,如果没有来源于探测器光学或分束器的明显辐射,并且也没有额外的仪器辐射相关相位可以获取,那本文所提方法就不能实现线性相位的有效识别

提取,这正是本文研究时未讨论的两个例外情况。此时,如果在冷定标源测量时,叠加一个如激光等的窄线宽强辐射源,或许有助于量化仪器辐射相关特性,下一步将针对这两个例外情况,开展相关研究。

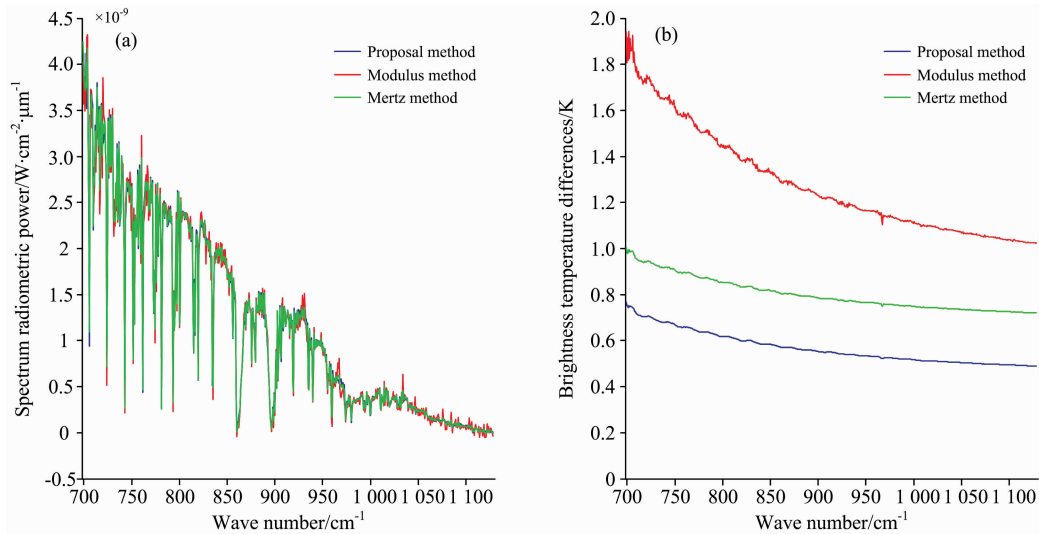


图 6 不同方法的定标数据对比

(a): 定标光谱辐射; (b): 辐射不确定度

Fig. 6 Calibration data with different method

(a): Calibration spectral radiometric; (b): Radiometric uncertainty

## 4 结 论

介绍了一种干涉数据相位处理方法,通过引入复数辐射定标流程,降低了相位校正的难度和复杂度,可有效降低仪器热不稳定性和存在机械振动干扰等情况,对于反演目标场景红外光谱辐射信息的干扰。本文将测量数据相位分解为仪器相位和线性相位项,通过考虑仪器相位的温度相关性,结合干涉仪实时温度监控数据,确保定标过程中的干涉仪温度稳定在允许限内,从而获取的目标场景数据和两个定标源数据的仪器相位项基本保持一致,此时,不同测量数据间的相位偏差,主要是由每一次测量时的采样零光程差点漂移引起的。针对这一问题,通过采用线性最小二乘拟合方法,较好

的解决了线性相位项的提取难题;对称化处理后的干涉数据,允许通过光谱均值处理降低机械振动等物理效应引入缺陷,对于标定光谱辐射的影响;最后,结合复数辐射定标流程,在实现获取数据辐射定标的同时,完成了相位校正。本文的相位处理流程,无需精确获取采样干涉数据的零光程差点位置信息,通过最小二乘拟合提取线性相位项和干涉数据的对称化处理,即可最大限度的消除零光程差点采样误差,这一傅里光谱仪获取数据相位误差的主要来源。实验结果表明,本文建议的干涉数据相位处理方法,能有效校正受鬼线等影响的小信号区域的光谱数据,可实现高精度的相位校正和辐射标定。本文的相位处理方法,也适用于红外透过谱/吸收谱测量场合的相位校正。

## References

- [1] Hearn D R. Massachusetts Inst of Tech Lexington Lincoln Lab, 1999, 5.
- [2] Mertz L. Josa, 1964, 54(12): 9.
- [3] Anne K, Olaf T. Appl. Opt., 2007, 46(12): 2307.
- [4] Simon T, Tracy S. Appl. Opt., 2010, 49(17): 3411.
- [5] Kim R, Wigand H. Appl. Opt., 1997, 36(26): 6678.
- [6] Kozlov D. J. Optical Technology, 2013, 80(2): 110.
- [7] Snively C, Koenig J. Applied Spectroscopy, 1999, 53(2): 170.
- [8] Bruno C, Luca P, Piera R. Appl. Opt., 1999, 38(36): 7475.
- [9] Johnson D, Traub W, Jucks K. Appl. Opt., 1996, 35(16): 2955.
- [10] Vallon F, Maucher G, Kleinert A, et al. Appl. Opt., 2004, 43(16): 3335.

- [11] Olaf T, Christian W. *Appl. Opt.*, 2000, 39(31): 5834.  
[12] Bortolino S, Diego S, Marco T. *Appl. Opt.*, 2011, 50(12): 1717.  
[13] Saggin B, Comolli L, Formisano V. *Appl. Opt.*, 2007, 46(22): 5248.  
[14] Revercomb H, Buijs H, Howell H, et al. *Appl. Opt.*, 1988, 27(15): 3210.  
[15] Formisano V, Angrilli F, Arnold G, et al. *Planetary and Space Science*, 2005, 53(10): 963.

## Phase Characterizing and Processing in Fourier Transform Spectroscopy

LIU Jia-qing<sup>1, 2</sup>, LI Zhi-zeng<sup>1, 4</sup>, LI Jing<sup>3\*</sup>, LIU Lei<sup>1, 4</sup>, LIU Lei<sup>1</sup>, GUO Hong-long<sup>1</sup>, WANG Jian-guo<sup>1</sup>

1. China Electronics Technology Instruments Co., Ltd., Qingdao 266555, China

2. Science and Technology on Electronic Test & Measurement Laboratory, Qingdao 266555, China

3. College of Electronics and Information Engineering, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266590, China

4. The 41st Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Qingdao 266555, China

**Abstract** Phase correction is a critical procedure for Fourier transform spectrometers(FTS), whose accuracy can be jeopardized from instrument properties and many uncontrollable environmental conditions, such as significant temperature change of interferometer, mechanical disturbances. Nevertheless, a generally applicable phase correction method seems not available, since current research result in limitations of the standard methods and propose solutions tailored to specific instruments. Considering of phase uncertainly and the challenge of phase determination, the phase property of FTS is characterization and analysis, then to resolve the FTS phase into an instrumental phase that is dependent on the interferometer temperature and a linear phase component that accounts for the discrepancy between the actual interferogram zero optical path difference (ZOPD) and the sampled one. The instrumental phase is mostly an instrumental characteristic that can be identified along with the other calibration parameters, the instrumental phase is strongly affected by interferometer temperature fluctuation, the instrumental phase is constant with interferometer temperature changes within threshold; While linear phase is main attributable to the offset between the digitized ZOPD and the real ZOPD, but also a mainly component of FTS phase. According to the principle of FTS, ZOPD sample errors can change abruptly from one interferogram to another; as a result, each spectrum has a different linear phase with respect to the wavenumber. So the phase processing can be simplification as a linear phase correction, residual phase, including the instrumental phase was removed in radiometric calibration later. This work considers the temperature properties of instrument phase, the implemented method is based on the identification of linear phase by least-squares approach, with interferogram symmetrization, residuals phase of measured data is stabilization to permit spectra averaging, so the artifacts due to vibrations are removed, the last step is complex radiometric calibration procedure with mostly instrumental phase removed, and then the phase correction is accomplished. Based on experimental data, the linear phase terms are derived by the least-squares method and removed. Data were interpolated to model the instrumental phase using different order polynomials. A fifth-order polynomial fitting was eventually used with mean square errors(MSE) of 0.13 rad, because of a further reduction of MSE is not entail with the order increased. Instrumental phase with interferometer temperatures of 283, 290 and 300 K were taken by fifth-order polynomial fitting. Phase regression residuals with the instrumental phase and linear phase removed, stochastic distributed central at zero, the temperature dependence of the instrumental phase by theoretic is demonstrated by experiment. And then, the feasibility of the proposal phase processing method is experimentally validated. Experimental result shows that phase residuals within  $\pm 0.04$  rad and the radiometric uncertainty sought 0.8 K accuracy or better is achieved.

**Keywords** Infrared fourier transform spectrometer; Phase processing; Instrument phase; Complex radiometric calibration

(Received Nov. 11, 2019; accepted Mar. 18, 2020)

\* Corresponding author