

doi:10.3788/gzxb20144312.1222003

近红外偏振干涉光谱仪的光学系统设计

谢正茂^{1,2}, 高立民¹, 何俊华¹

(1 中国科学院西安光学精密机械研究所, 西安 710119)

(2 中国科学院大学, 北京 100049)

摘 要:提出一种基于偏振干涉的单光路近红外光谱仪光学系统. 针对光纤耦合卤钨灯光源, 设计离轴抛物面镜准直和会聚光学系统. 氦氖激光作为采集控制光源, 用冷光镜与近红外光束实现分合. 采用正交放置的格兰-汤普逊棱镜为起偏和检偏器, 设置补偿晶体和扫描光楔完成偏振干涉的相位补偿. 近红外光偏振干涉光谱仪光学系统的光谱范围为 800~1 700 nm, 理论光谱分辨率优于 8 cm^{-1} , 通光口径 $\Phi 10.4 \text{ mm}$. 质量评价表明, 全视场点列图均方根半径值约为 $1.7 \mu\text{m}$, 垂轴色差小于 $0.2 \mu\text{m}$, 全视场范围内几何包围圆 $\Phi 14 \mu\text{m}$ 之内能量达到 100%.

关键词:光学设计; 近红外光谱; 偏振干涉; 光谱仪; 傅里叶变换

中图分类号: TN219

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2014)12-1222003-6

Optical System Design of Near Infrared Spectroscopy Based on Polarized Interference

XIE Zheng-mao^{1,2}, GAO Li-min¹, HE Jun-hua¹

(1 Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

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

Abstract: Based on polarized interference principle, an optical system of near infrared spectroscopy with single optical path was proposed. For the tungsten halogen source coupled with optical fiber, the collimated and convergent systems using 90° off-axis parabolic mirror were designed. He-ne laser as source for sampling control was introduced, and the beams are combined and split with near infrared by a cold mirror. Two perpendicular Glan-thompson prisms are introduced as polarizers, within the compensated crystal and scanning wedge are set as optical phase compensator of the polarization interference. A near infrared polarization interference-based optical system was designed, whose wavelength band is from 800 nm to 1700 nm, theoretical spectrum resolution is better than 8 cm^{-1} , and clear aperture is $\Phi 10.4 \text{ mm}$. The results of quality evaluation show that the root mean square radius at marginal field of view according to the spot diagram is about $1.7 \mu\text{m}$, the lateral chromatic aberration is $0.2 \mu\text{m}$, and the geometric encircled energy at all the field of view has reached to 100% within a diameter of $\Phi 14 \mu\text{m}$.

Key words: Optical design; Near infrared spectrum; Polarized interference; Spectroscopy; Fourier transformation

OCIS Codes: 120.4570; 260.3160; 120.3180

基金项目: 国家自然科学基金(No. 11173053)和瞬态光学与光子技术国家重点实验室开放基金(No. SKLST201006)资助

第一作者: 谢正茂(1982-), 男, 工程师, 博士研究生, 主要研究方向为光学设计和近红外光谱分析技术. Email: minryen@163.com

导师: 高立民(1965-), 男, 研究员, 博士, 主要研究方向为光电技术和高功率激光参数诊断等. Email: glm@opt.ac.cn

收稿日期: 2014-03-14; 录用日期: 2014-06-20

<http://www.photon.ac.cn>

0 引言

近红外(Near infrared, NIR)光谱(780~2526nm)是由于分子振动的非谐性使分子振动从基态向高能级跃迁时产生的,包含了丰富的物质结构和成分信息.通过近红外光谱仪、化学计量软件和计算模型的有机结合可以快速、准确地对物质(包括固态、液态和气态)进行定量测试和分析^[1-2].近红外光谱分析技术的核心是光谱仪,研究可靠、便携并且适用于在线分析和过程控制的新型光谱仪具有重要的理论和工程意义^[3].目前,商业化的近红外光谱仪主要以干涉仪和光栅为主要分光方式.传统迈克尔逊干涉光谱仪技术成熟,具有高通量、高分辨率等优点,但其本身采用双支路结构且存在运动平面镜使得迈克尔逊干涉仪对外界振动非常敏感,对使用环境的要求比较苛刻,往往需要在结构设计上采取大量防震措施^[4],致使整个系统过于庞大和复杂,因此价格昂贵、维护和使用成本也非常高.而一些改进型迈克尔逊干涉仪采取了诸如动态准直^[5]、全补偿等技术^[6]来弥补缺陷提升其抗震能力,但此类技术引入的电子、控制和软件成本高昂,而且系统复杂易带来额外的不可靠因素.偏振干涉仪具有共光路的优点,但采用渥拉斯顿(Wollaston)棱镜为分光元件的角剪切式偏振干涉仪存在狭缝,光通量受限,且其远场条纹为双曲线,不利用于光谱数据处理.而以萨瓦(Savart)板为代表横向剪切偏振干涉成像光谱仪虽不用狭缝,但Savart板所能产生的最大光程差有限,很难达到非常高的光谱分辨率^[7].光栅光谱仪因为狭缝的存在,导致光通量不足,部分光栅光谱仪还包含扫描机构,对使用环境要求较高^[8].本文提出了一种基于相位补偿器的单光路近红外偏振光干涉光谱仪,不存在狭缝,光谱分辨率高,而且只有一条光路,抗震性和工艺性得到显著增强.因其结构简单,有利于实现小型化和轻量化,非常适合用于复杂的工业和野外环境下的光谱测量.

1 设计分析

近红外偏振干涉光谱仪,其本质仍属于傅里叶变换光谱仪,核心是干涉仪,光源经过准直后采用一定的分光技术(如分光镜、偏振器件等)产生振动方向相同、频率相同、相位差恒定的两束光,经过扫描或者空间剪切等方式使光程差产生变化,经会聚在探测器上产生干涉,光电探测器对干涉信号进行光电转换,并由采集卡进行采集,传输至计算机后对其进行傅里叶变换即可获得目标的光谱信息.如图1,近红外宽光谱光源(S_1)由 90° 离轴抛物面镜(CL_1)准直并通过冷光镜(BS_1)后由格兰——汤普逊起偏棱镜(P_1)转换为线偏振光.线偏振光被各向异性补偿晶体(C_1)分解为两束

振动方向相互垂直且存在一定相位差的偏振分量,扫描晶体(MC)沿斜边扫描后,两束偏振光之间的相位差周期性变化.入射到检偏棱镜(P_2)后,两束偏振光在检偏棱镜光轴方向上的振动分量同时透过.此时,两束偏振光分量振动方向平行、存在稳定的相位差、频率相同,满足干涉条件.干涉光透过冷光镜(BS_2)后经反射镜(CL_2)会聚后,减小光束口径,使之与近红外点探测器(D_1)的感光面尺寸相匹配.为降低干扰在探测器前设置宽带滤光片(F_1).与此同时,作为近红外光谱采集的触发源信号,氦氖激光(S_2)与近红外光同轴排布.因氦氖激光具有较好的准直性,由 BS_1 直接反射进入干涉仪中,其形成干涉光的原理和近红外光一样.最后由 BS_2 反射到窄带滤片(F_2)后面的光电二极管(D_2)上.探测器将NIR和氦氖激光干涉光进行光电转换从而形成按时域分布的电压起伏,对该电压信号进行采集,经傅里叶变换即可获得相应的光谱图样.

对近红外偏振干涉仪进行相关的理论分析,如图1建立直角坐标系.

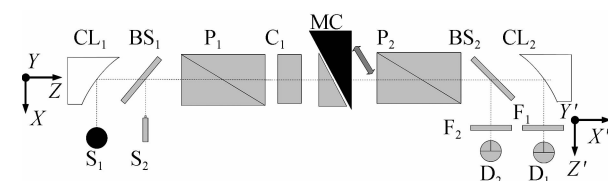


图1 工作原理图

Fig.1 Schematic diagram

P_1 器件之前均为自然光,垂直纸面为 Y 轴,平行于纸面为 X 轴,光的传播方向为 Z 轴,当光束经过 CL_2 后,类似于光束经过一个 90° 平面反射镜,其坐标系将产生变化, X 坐标逆时针旋转 90° 变为 X' , Y 坐标方向不变, Z 坐标始终与传播方向相同变为 Z' .令 C_1 的光轴与 Y 轴平行, MC 的光轴与 X 轴平行, P_1 和 X 轴之间的夹角为 α , P_2 与 X 轴的夹角为 β ,如图2.

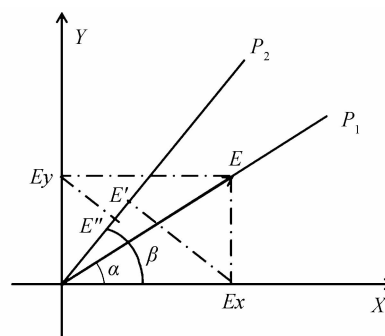


图2 元件的偏振方向

Fig.2 Polarized orientation of elements

假设平行光透过 P_1 后产生的线偏振光振幅为 a ,则其在 C_1 上 x 和 y 轴上的投影分量分别为 $a \cos \alpha$ 和 $a \sin \alpha$,经过厚度为 d 的补偿晶体 C_1 后,两偏振分量的相位差^[9]为

$$\delta = \frac{2\pi d(n_o - n_e)}{\lambda} \quad (1)$$

式中 λ 为波长, n_o 、 n_e 分别为某波长单色光的 o 光和 e 光折射率, d 为补偿晶体的厚度. 光束经过扫描晶体 MC 后, 因其组合厚度 h 在扫描过程中不断变化, 故两束光的相位差也不断周期变化. 对于本文的各向异性晶体, 不同波长的双折射特性各不一样, 对于相同厚度, 不同波长的相位差是不一致的. 由于 C_1 与 MC 的光轴方向相互垂直, 因此 C_1 中的 o 光和 e 光, 在 MC 中分别变为 e 光和 o 光, 此时相位差为

$$\delta' = \frac{2\pi(d-h)(n_o - n_e)}{\lambda} \quad (2)$$

两偏振分量的复振幅分别变为

$$\mathbf{E}_x = a \cos \alpha \quad \mathbf{E}_y = a \sin \alpha \cdot e^{i\delta'} \quad (3)$$

两偏振分量叠加后为椭圆偏振光, 让该光束透过检偏器 P_2 后, \mathbf{E}_x 和 \mathbf{E}_y 在 P_2 光轴方向的投影分量分别为

$$\mathbf{E}' = a \cos \alpha \cos \beta \quad \mathbf{E}'' = a \sin \alpha \cdot e^{i\delta'} \sin \beta \quad (4)$$

光矢量 \mathbf{E}' 和 \mathbf{E}'' 满足干涉条件, 其干涉强度

$$I = \langle (\mathbf{E}' + \mathbf{E}'') \cdot (\mathbf{E}' + \mathbf{E}'') \rangle \quad (5)$$

将式(4)代入并整理得到

$$I = a^2 \cos^2(\alpha - \beta) - a^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta \cdot \sin^2 \left[\frac{\pi(d-h)(n_o - n_e)}{\lambda} \right] \quad (6)$$

从式(6)可知, 偏振干涉光强度的分布由两项组成, 前项主要与起偏器和检偏器的摆放角度相关与器件的性质无关, 且其值是大于等于 0 的常数, 因此可将其视为干涉强度的背景项. 第二项与起偏器和检偏器相对于补偿晶体的快慢轴夹角有关, 同时还和晶体的性质如厚度、折射率相关, 是干涉强度的变量所在, 通过改变晶体的参数如厚度可以获得按一定规律变化的干涉强度变化. 这也是偏振干涉仪实现光谱扫描的核心部分.

理论上讲, 起偏器 P_1 和检偏器 P_2 的相对位置可以按要求任意布置, 但某些特殊位置对研究偏振干涉将具有重要意义, 下面以偏振器正交状态为例对偏振干涉进行讨论. 起偏器 P_1 和检偏器 P_2 光轴正交, 此时有

$$\beta = \alpha + \frac{\pi}{2} \quad (7)$$

则式(6)为

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta'}{2} \quad (8)$$

I_0 为某波长的光强度, 其中取决于照明光源的光谱分布和光学元件的镀膜情况. 式(8)表明, 偏振干涉的背景项为 0, 干涉强度与夹角 α 和相位差 δ 相关. 假设 $\alpha = 45^\circ$, 则有

$$I_{\perp} = I_0 \sin^2 \frac{\delta'}{2} \quad (9)$$

此时, 能最大限度地利用光强度, 减小光能损失. 当相位差 δ' 不断产生周期性变化, 光强即在 $0 \sim I_0$ 之间形成周期变化. 实际上工作光谱都有较宽的范围, 对于复色光在探测器上的总光强为各波长的线性叠加, 即

$$I = \sum_{\lambda_i} I_0 \sin^2 \frac{\delta'}{2} \quad (10)$$

按照奈奎斯特采样定律, 由采集卡对干涉信号以同轴布置的 632.8 nm 激光为基准进行等光程有限采集, 当 632.8 nm 产生的干涉信号过零点时都必须采集一次, 该采集量约为红外光谱仪的两倍^[10].

2 设计实例

根据实际应用需求确定近红外偏振干涉光谱仪光学系统的主要技术参数, 如表 1.

表 1 光学系统技术参数

Table 1 Specification of optical system

Item	Specification
Clear aperture	Φ10.4 mm
Resolution	8 cm ⁻¹
Wavelength band	800-1 700 nm
Calibrated Wavelength	632.8 nm
Source	Fiber coupled; NA = 0.22; Diameter of core: Φ600 μm
Detector	InGaAs and Si of Φ1 mm

近红外偏振干涉光谱仪光学系统为非成像系统, 因此其设计和评价具有特殊性. 由于系统工作于 800~1 700 nm 的近红外宽光谱范围内, 因此在光源和光学材料的选择上受到较大的约束. 为了避免较大的色散, 光源的准直和会聚应采用反射式; 其次, 用于标定的氦氖激光与近红外光谱同轴共路, 为减小宽光谱的色散, 分束部件采用色散系数更小的石英材料, 同时应用相应的镀膜技术将近红外光与可见光分离.

2.1 设计结果

经过光学设计软件的反复优化, 得到设计结果. 图 3 为光学系统图.

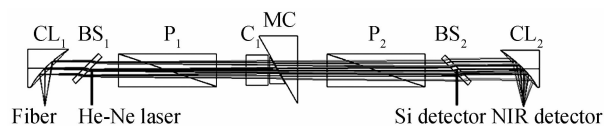


图 3 光学系统图

Fig. 3 Diagram of optical system

由于整个光路中具有光焦度的元件只有 CL_1 和 CL_2 , 且其间为平行光, 因此放大率取决于两个元件的焦距之比, 即

$$\beta = -\frac{f'_{CL2}}{f'_{CL1}} \quad (11)$$

令 $f'_{CL1} = f'_{CL2}$, 即 $\beta = -1$. 卤钨灯光源由光纤耦合输出, 可以充分利用光纤传输的优点, 在准直时可将其近似视为点光源. 因卤钨灯光源光谱范围非常宽, 可

达 350~2 500 nm,为满足 800~1 700 nm 的波段要求可以在光纤输出后用宽带滤光片获取. 对于宽光谱光源,若采用透射元件进行准直,将面临红外材料选择及宽光谱色差校正等难题. 为解决此问题,本文提出了一种采用离轴抛物面镜进行准直的方案,相对于透射式准直方法,不仅可以减少光学元件的数目从而简化结构,而且可以解决近红外波段光学材料稀少、价格昂贵的缺点,同时也可以避免透射元件所带来的色散问题. 离轴抛物面镜本质上是抛物面镜上截取一部分来满足特定要求的光学元件,其主要参数为口径 D 、离轴量 b 、离轴角 2α 和顶点曲率半径 R 等等^[11],如图 4.

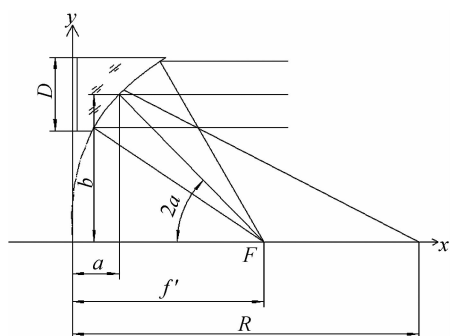


图 4 离轴抛物面镜

Fig. 4 Off-axis parabolic mirror

各主要参数之间的关系为

$$\tan(2\alpha) = \frac{b}{f' - a} = \frac{b}{f' - \frac{b^2}{4f'}} \quad (12)$$

若离轴角 $2\alpha = 90^\circ$,则 $f' = \frac{b^2}{4f'}$,即

$$b = 2f' = R \quad (13)$$

CL_1 焦距的确定在满足加工工艺的前提下应尽可能小,以使整个光学系统更为紧凑. 经过权衡取

$f'_{CL_1} = f'_{CL_2} = 25.4 \text{ mm}$. 为了保证 90° 的离轴角,设定抛物面镜的离轴量 $b = R = 50.8 \text{ mm}$ 即可.

BS_1 和 BS_2 为 45° 入射角的冷光镜,不同于普通滤光片,其本质是一种二向色镜,光以石英玻璃为材料,对红外光具有很好的透过性能,同时色散系数小,通过镀膜实现不同光谱的分离,可使近红外光透射,可见光反射,镀膜曲线如图 5. 工作时,800~1 700 nm 波段可以高达 90% 以上的透过率, BS_1 使氦氖激光反射注入主光路, BS_2 使氦氖激光分离出来入射到光电探测器上.

作为偏振干涉仪的关键部件 P_1 和 P_2 规格一致,均为格兰-汤普逊棱镜,与普通的吸收型和散射型起偏器相比具有更高的消光比和更宽的光谱范围,更适合应用于要求比较高的应用场合. 格兰-汤普逊棱镜由两只以冰洲石为材料且光轴平行的直角棱镜沿斜边胶合而成,冰洲石具有双折射率大、理化性能稳定和光谱范围宽等优点,是制作、加工偏振器件的理想材料. 自然

光入射后作为 o 光和 e 光均不产生偏折,通过合理设置直角棱镜的楔角使 o 光传输至冰洲石与胶合剂界面上产生全反射,而 e 光则由于在两只直角棱镜中折射率几乎不变而无偏折地从棱镜出射,由此获得了消光比极高的线偏振光.

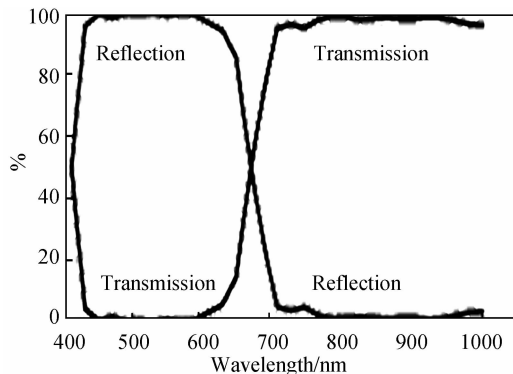


图 5 冷光镜镀膜曲线

Fig. 5 Coating curves of cold mirror

相位补偿器是偏振干涉仪的核心部件,虽然 Savart 板和 Wollaston 棱镜也可以实现偏振光的分束和相位补偿,但二者主要是依靠角剪切和横向剪切使偏振光分离并产生光程差,一般应用于偏振干涉成像光谱仪中,光谱分辨率不太高,须采用成本更高、数据处理更为复杂的面阵探测器进行接收.

本文提出的相位补偿器由补偿晶体及扫描晶体共同组成,如图 6. 扫描晶体由两个楔角和光轴方向相同但尺寸不一的冰洲石楔形晶体沿斜边设置而成,其中一个固定,另一个可沿斜边以一定的速度扫描,扫描时两晶体光楔的斜边始终保持平行. 根据式(2),当扫描晶体的组合厚度 h 不断产生变化时,两束偏振光分量之间的相位差将不断变化.

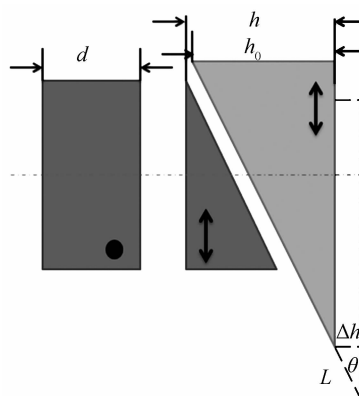


图 6 相位补偿器示意图

Fig. 6 Diagram of phase compensator

相位补偿器采用冰洲石为材料,该材料是一种色散材料,不同波长的单色光对应的折射率 n_o 和 n_e 都不一样. 根据 Sellmerier 修正方程^[12]

$$n_o^2 = 2.6926 + \frac{0.0192}{\lambda^2 - 0.0195} + 0.0143\lambda^2 \quad (14)$$

$$n_e^2 = 2.1846 + \frac{0.0085}{\lambda^2 - 0.0143} + 0.0023\lambda^2 \quad (15)$$

可以求解出冰洲石在透射光谱范围内(200 nm ~ 2 200 nm)任意波长的 n_o 和 n_e . 因本文仅讨论 800 ~ 1 700 nm 和 632.8 nm 光谱,故只计算该光谱范围内冰洲石的色散曲线.如图 7,随着波长向长波方向延伸, $n_o - n_e$ 呈递减趋势,即双折射效应越来越弱.

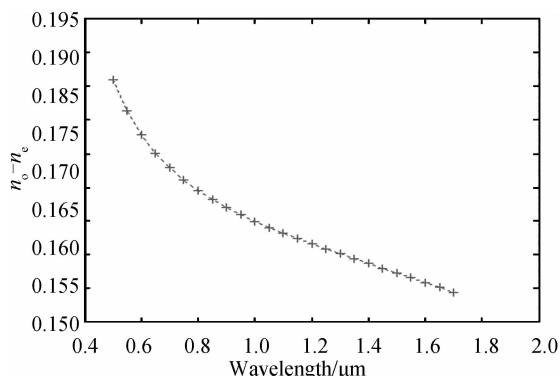


图 7 波长与 $n_o - n_e$ 关系曲线

Fig. 7 Curves of relation between wavelength and $n_o - n_e$

根据傅里叶变换光谱仪的基本原理,光谱分辨率

$$\sigma = \frac{1}{(n_o - n_e)(d - h)} \quad (16)$$

光谱分辨率不仅取决于扫描晶体的组合厚度 h ,同时还与 o 光和 e 光折射率差 $n_o - n_e$ 有关系.当 $d = h$ 时光谱仪处于初始状态,即相位零点,随着 MC 沿斜边扫描 h 将不断变化,光程差也随之变化.根据技术要求光谱分辨率优于 8 cm^{-1} ,由于 $n_o - n_e$ 随波长增加而减小,当 $\lambda = 1\ 700 \text{ nm}$ 时 $n_o - n_e = 0.154\ 4$,由式(16)解得相位补偿器的最小位移量为

$$\Delta h = d - h = 5.18 \text{ mm} \quad (17)$$

图 6 中, L 为晶体光楔的沿斜边的移动距离, θ 为光楔角度,该角度的选择不宜过大,这样可以防止因光束入射角小而发生全反射.由三角函数关系式可得

$$L = \Delta h / \sin \theta \quad (18)$$

令 $\theta = 30^\circ$,由式(18)即可算得晶体光楔移动距离 $L = 10.36 \text{ mm}$,即可满足理论分辨率优于 8 cm^{-1} 的要求.为提供一定的余量实际移动距离为 10.5 mm .

2.2 抗震性分析

迈克逊干涉光谱仪在红外光谱分析中被广泛应用,但在 NIR 领域内,由于工作波长更短,因此对干涉仪动态反射镜的倾斜误差要求更高,而近红外偏振干涉仪最大优点是整个系统只有一条光束,产生干涉的两偏振分量振动方向始终垂直,传播方向始终相同,因此大大降低了对光束对准的要求,提高了系统的稳定性.此外,光楔微扰变动量对偏振干涉的光程差影响要比迈克逊干涉仪要小得多^[13].假定近红外偏振干涉和迈克逊干涉仪各产生一个波长光程差,分别要移动 L 和 x ,其定量关系为

$$(n_o - n_e)L \sin \theta = \lambda \quad (19)$$

$$2x = \lambda \quad (20)$$

联立,得到

$$\frac{L}{x} = \frac{2}{(n_o - n_e) \sin \theta} \quad (21)$$

扫描晶体的材料为冰洲石,光楔角 $\theta = 30^\circ$,以 632.8 nm 为例,产生一个波长的光程差, L 为 x 的 22.72 倍,即近红外偏振干涉仪对震动的容限约为迈克逊干涉仪 22.72 倍左右.如图 7 随着波长向近红外长波方向延伸双折射率差越来越小,因此 L 与 x 的比值也越来越大,抗外界微扰的能力逐渐增强.另一方面,根据式(21),通过减小光楔角 θ 的大小还可以进一步地提升近红外偏振干涉仪的抗震性能,如 $\theta = 20^\circ$, L 为 x 的 33.22 倍.

2.3 设计评价

作为一个基于平行光束的傅里叶变换偏振干涉光谱仪系统,本系统关注能量的利用,应尽可能地充满探测器靶面以提高信噪比^[13].在忽略像差的前提下,因光学系统的放大率为 -1 ,而物方点光源大小可近似为光纤芯径即 $\Phi 0.6 \text{ mm}$,根据共轭关系可求得像大小亦为 $\Phi 0.6 \text{ mm}$.但由于 CL_1 本身具有一定的像差,其准直光具有一定的不平行度,导致经 CL_2 会聚后将产生光斑扩大.经软件优化,探测器处光斑尺寸为 $\Phi 0.68 \text{ mm}$,基本保证了 $1:1$ 的放大关系,其光斑大小占近红外探测器感光面积的 76% ,可以全部地利用光能量,图 8 为点列图,全视场均方根半径值约为 $1.7 \mu\text{m}$.几何包围能量代表了光纤芯径上任意点源经光学系统后的能量分布状况.从图 9 可知,全视场内所有点源经准直和会聚后其能量均 100% 集中于 $\Phi 14 \mu\text{m}$ 之内,能够有效地降低背景噪声和杂声光的影响.光学系统中,除采用离轴抛物面镜用于准直和会聚外,还采用了透射元件,但由于所用材料的色散系数较小,因此 $800 \sim 1\ 700 \text{ nm}$ 光谱范围内的色差非常小,如图 10,以 $1\ 250 \text{ nm}$ 为中心,全视场范围内,垂轴色差均小 $0.25 \mu\text{m}$,几乎可以忽略不计.

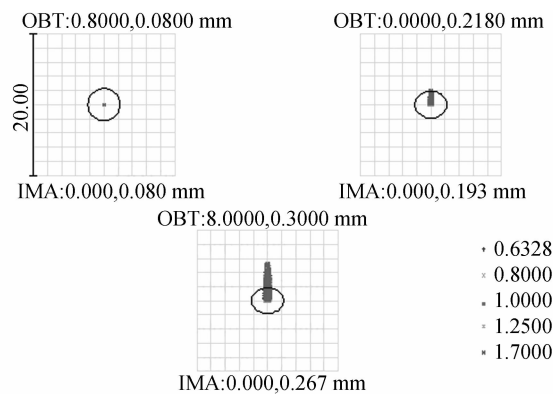


图 8 点列图

Fig. 8 Spot diagram

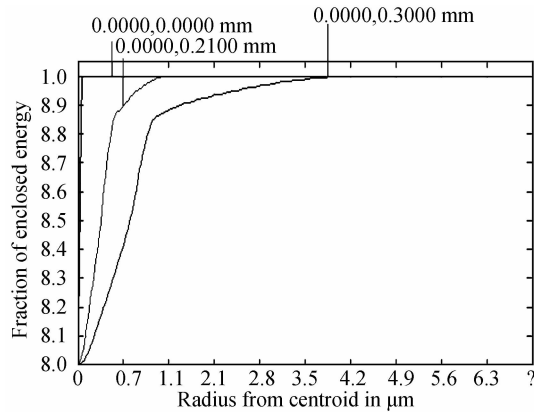


图9 几何包围能量

Fig. 9 Geometric encircled energy

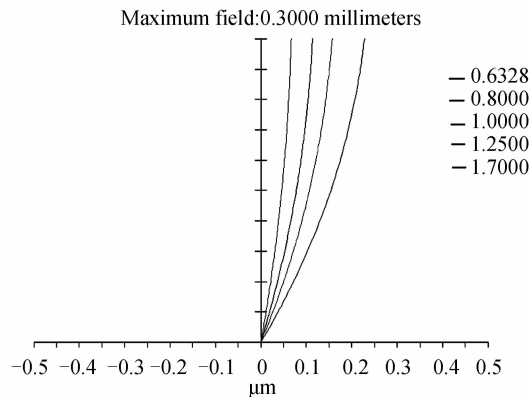


图10 垂轴色差曲线

Fig. 10 Curves of lateral color

3 结论

本文基于傅里叶变换和偏振干涉理论提出一种新型近红外偏振干涉光谱仪光学系统,该系统采用单一光路实现干涉,具有光谱分辨率高、结构简单、布局紧凑和光谱范围宽等优点,能够有效降低光谱仪对应用环境的要求,其抗震容差能力相比传统迈克逊干涉仪要高 22.72 倍以上,通过减小光楔角 θ 的大小还可以进一步提升近红外偏振干涉仪的抗震性能.此外,与 Savart 板和 Wollaston 棱镜型分束器件相比,本文通过提高补偿晶体和扫描晶体的组合厚度差值就可以方便、快速地获得更高的光谱分辨率,在物质成分分析中也更加具有优势,通过与化学计量学和计算技术相结合能够快速、准确地对物质结构和成分等参数进行现场分析,在能源、化工、食品安全、印染等诸多领域都有广泛的应用前景.

参考文献

[1] DONALD A. B, EMIL W. C. Handbook of near-infrared analysis [M]. New York: CRC Press, 2008.

- [2] TAKAFUMI H, KEVIN K M, VALENTINA Q, *et al.* Near-infrared spectroscopy/imaging for monitoring muscle oxygenation and oxidative metabolism in healthy and diseased humans [J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2007, **12**(6), 1-16.
- [3] XIE Hua-jun, LIU Li-pen, XIA A-ling, *et al.* Development and application of online near infrared spectroscopy analyzer [J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 2009, **30**(3): 531-535.
叶华俊, 刘立鹏, 夏阿林, 等. 在线近红外光谱分析仪的研制及应用[J]. *仪器仪表学报*, 2009, **30**(3): 531-535.
- [4] LIU Jia, CHEN Fen-fei. A digital micromirror device-based hadamard transform near infrared spectrometer [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2011, **31**(10): 2874-2878.
刘佳, 陈奋, 等. 基于数字微镜技术的阿达玛变换近红外光谱仪[J]. *光谱学与光谱分析*, 2011, **31**(10): 2874-2878.
- [5] THOMAS M, JOACHIM O, HANS PETER K. Resolution and suppression of mechanical noise in FT-NIR spectroscopy [J]. *Trends in Analytical chemistry*, 2006, **25**(1): 19-23.
- [6] YANG Qin-hua, ZHOU Ren-kui, ZHANG Bao-chang. Tilt tolerance of the moving mirror in michelson interferometric spectrometer [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(3): 677-680.
杨庆华, 周仁魁, 赵葆常. 迈克尔逊干涉光谱仪动镜倾斜误差容限分析[J]. *光子学报*, 2009, **38**(3): 677-680.
- [7] WU Lei, ZHANG Chun-min, YUAN Yan, *et al.* Exact calculation of the lateral displacement and optical path difference of savart polariscope [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(9), 192-197.
吴磊, 张淳民, 袁艳, 等. 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的精确计算[J]. *光学学报*, 2005, **25**(7), 886-890.
- [8] ZHANG Chun-min, ZHAO Bao-chang, XIAN Li-bin, *et al.* Analysis and calculation of throughput of the polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(9), 192-197.
张淳民, 赵葆常, 相里斌等. 偏振干涉成像光谱仪能量的分析与计算[J]. *光学学报*, 2001, **21**(9), 192-197.
- [9] 廖延彪. 偏振光学[M]. 北京: 科学出版社, 2003, 101-103.
- [10] 翁诗甫. 傅里叶变换红外光谱分析[M]. 第二版. 北京: 化学工业出版社, 2009.
- [11] 潘君骅. 光学非球面的设计、加工与检验[M]. 苏州: 苏州大学出版社, 2004: 146-148.
- [12] CHEN Xi-yuan, SHAN Min. Dispersion formula of calcite [J]. *Opto-Electronic Engineering*, 2007, **34**(5), 38-42.
陈西园, 单明. 方解石晶体色散方程的研究[J]. *光电工程*, 2007, **34**(5), 38-42.
- [13] MEYER T, OELICHMANN J, KELLERHALS H. Resolution and suppression of mechanical noise in FT-NIR spectroscopy [J]. *Trends in Analytical Chemistry*, 2006, **25**(1): 19-23.
- [14] SHI Man-man, HUANG Mei-zhen. Design of a small rapid scanning near infrared spectroscopy [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(4): 591-595.
施曼曼, 黄梅珍. 小型快速扫描近红外光谱仪的研制[J]. *光子学报*, 2011, **40**(4): 591-595.