

文章编号: 1672-8785(2018)01-0001-07

基于马赫-曾德干涉仪的傅里叶变换光谱仪

洪光烈^{1,2} 梁新栋³ 雷武虎⁴ 况耀武^{1,2}

- (1. 中国科学院上海技术物理研究所, 上海 200083;
2. 中国科学院空间主动光电技术重点实验室, 上海 200083;
3. 中国科学院大学, 北京 100049;
4. 脉冲功率激光技术国家重点实验室, 安徽 合肥 230037)

摘 要: 傅里叶变换光谱仪现已广泛应用于红外光谱学领域, 它也是较为适合对大气温度、湿度、风场以及大气成分进行天基垂直探测的一种遥感仪器。提出了一种基于马赫-曾德干涉仪的傅里叶变换光谱仪。马赫-曾德干涉仪的一组反射镜作匀速直线运动, 线性改变两个光学臂之间的光程差, 然后平衡探测器对两路干涉信号进行差分检测。通过对光程差线性变化的电信号进行傅里叶变换, 可以获得输入光的光谱分布曲线。与迈克尔逊干涉仪相比, 马赫-曾德干涉仪在同样光通量输入条件下得到的干涉信号更强, 且由非相干强度带来的噪声更小。该结果对于卫星遥感来说十分有利。

关键词: 傅里叶变换光谱仪; 马赫-曾德干涉仪; 平衡探测器; 信噪比

中图分类号: TN216 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3969/j.issn.1672-8785.2018.01.001

Fourier Transform Spectrometer Based on Mach-Zehnder Interferometer

HONG Guang-lie^{1,2}, LIANG Xin-dong³, LEI Wu-hu⁴, KUANG Yao-wu^{1,2}

- (1. Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
2. Key Laboratory of Space Active Opto-Electronics Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;
3. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;
4. State Key Laboratory of Pulse Power Laser Technology, Hefei 230037, China)

Abstract: Fourier transform spectrometers are widely used in the field of infrared spectroscopy. They are also the remote sensing instruments suitable for profiling atmospheric temperature, humidity and wind field and atmospheric composition. A Fourier transform spectrometer based on a Mach-Zehnder interferometer is proposed. A set of reflectors in the Mach-Zehnder interferometer move at a uniform linear velocity to vary the Optical Path Difference (OPD) between double arms linearly. Then, a balanced photo-receiver detects the in-

收稿日期: 2017-10-23

基金项目: 脉冲功率激光技术国家重点实验室开放基金项目(SKL2016KF07); 中国科学院上海技术物理研究所创新基金项目(cx-111)

作者简介: 洪光烈(1966-), 男, 研究员, 博士, 主要从事激光雷达与遥感方面的研究。

E-mail: glhong@mail.sitp.ac.cn

interference signals from double paths differentially. Through the Fourier transform of the electric signals corresponding to linear optical path difference, the spectral distribution curve of input light can be obtained. Compared with the Michelson interferometer, the interference signals obtained by the Mach-Zehnder interferometer under the same optical flux input condition is stronger and the noise due to non coherence intensity is less. This result is of significance to the space remote sensing.

Key words: Fourier transform spectrometer; Mach-Zehnder interferometer; balanced photoreceiver; signal-to-noise ratio

0 引言

干涉分光光谱技术是一种对由双光束干涉产生的时域谱进行傅里叶变换以获取目标辐射光谱的技术。干涉分光具有光通量大、光谱分辨率高以及波数准确等一系列显著优点。基于这种分光技术的光谱仪称为干涉光谱仪或者傅里叶变换光谱仪^[1]。它可以用单元探测器同时探测某个光谱范围内所有波长的辐射,并能很好地解决仪器探测灵敏度与光谱分辨率之间的矛盾。目前,干涉光谱仪已广泛应用于红外光谱学领域,它也是较为适合对大气温度、湿度、风场和痕迹气体进行天基垂直探测的一种遥感仪器^[2-3]。目标辐射经分束、相位的时间或空间调制,再叠加后即可得到干涉图。时间调制型干涉光谱仪的干涉图是基于迈克尔逊干涉原理获取的^[3]。在迈克尔逊干涉仪中,光束首次经过分束器(Beam Splitter, BS)后分成两路,分别射向固定反射镜和移动反射镜;光束被它们反射回来,第二次经过分束器表面,此时总有一半的光能量被分束器反射,并从入射端返回,而无法到达探测器。这就会损失迈克尔逊干涉的光通量,从而制约迈克尔逊干涉型傅里叶光谱仪的信噪比^[4]。如果我们线性地改变马赫-曾德干涉仪两个臂的光程差,那么通过用两个探测器检测两组光束干涉信号,并对其进行差分放大处理,然后用数字信号处理器对最终输出的信号进行傅里叶变换,便可得到输入光的光谱分布曲线。该方法同样可构建一种傅里叶变换光谱仪。它有自己的特色和优点。马赫-曾德干涉仪使用了两个分束器:入射光束经过第一个分束器后分成两路光,分

别奔向固定反射镜和移动反射镜;这两路光被反射后不再回到第一个分束器,而是在第二个分束器上分分合合,接着在两个探测器上产生干涉而被检测到。此时所有的光通量都得到了利用,这一点对用于遥感领域的光谱仪来说很有价值。2016年,欧洲空间局报道了远红外射出辐射机制与监测(Far-infrared-Outgoing-Radiation Understanding and Monitoring, FORUM)计划,他们将会采用基于马赫-曾德干涉仪的傅里叶光谱仪^[5]。

1 马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪模型

图1(a)和图1(b)所示分别为傅里叶光谱仪模型和马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪模型。图1(b)中,有一组直角反射镜是固定不变的,另一组直角反射镜则作匀速直线移动;两组直角反射镜均镀有金属反射膜;两个分束器的反射率/透射率之比接近50/50,厚度相同,材料相同;探测器相同,其前面的透镜也相同。光束经首个分束器反射/透射分成两路光束,它们在第二个分束器处再次相遇,经过又一次反射/透射分束后形成两个组合,接着由透镜汇聚在两个对称的单元探测器上。

如果进入光谱仪的是光频率为 ν 的单色光,并设双臂光路的光程差为 Δ ,光速为 c ,产生干涉前的强度信号为 $S(\nu)$,每个探测器上相干叠加的光强为 I (被两路相干光束的相位差所调制,相位差取决于双臂光路的光程差和光频率),那么到达两个探测器的光干涉相位差中,一个相对于另一个差别 180° :

$$I_1(\Delta, \nu) = S_1(\nu) \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c}\right) \right]$$

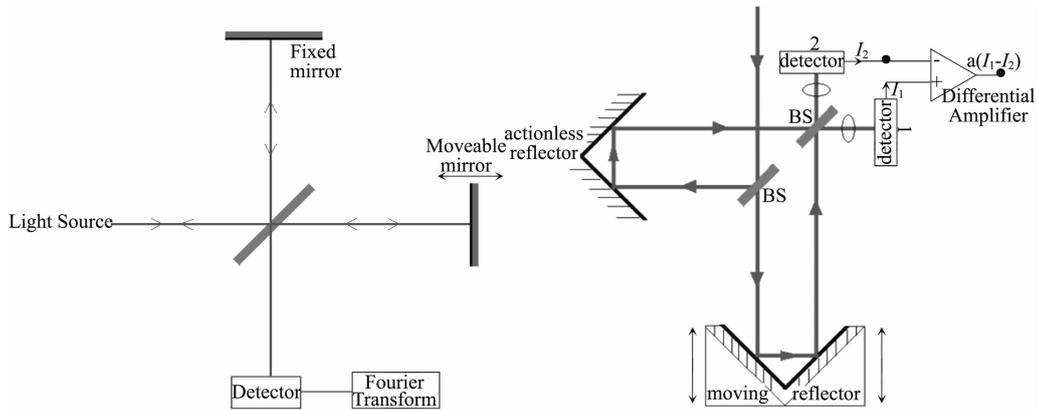


图 1 (a)傅里叶光谱仪模型; (b)马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪模型

$$I_2(\Delta, \nu) = S_2(\nu) \left[1 - \cos\left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c}\right) \right] \quad (1)$$

两个探测器(平衡探测器)关于单频激光强度的差分输出为

$$I(\Delta, \nu) = I_1(\Delta, \nu) - I_2(\Delta, \nu) \quad (2)$$

令

$$S(\nu) = S_1(\nu) + S_2(\nu) \quad (3)$$

当干涉仪输入非单色光时, $S(\nu)$ 表征了光波中 ν 频率成分的含量, 这正是我们感兴趣的光谱函数。而对于多光谱光束来说, 探测到的总强度则是各个频率成分 $S(\nu) d\nu$ 的累积和(即关于频率 ν 的积分):

$$I(\Delta) = \int_0^{+\infty} I(\Delta, \nu) d\nu \quad (4)$$

$$I(\Delta) = \int_0^{+\infty} [S_1(\nu) - S_2(\nu)] d\nu + \int_0^{+\infty} [S_1(\nu) + S_2(\nu)] \cos\left(\frac{2\pi\nu\Delta}{c}\right) d\nu \quad (5)$$

光程差 $\Delta = 2ut$, 其中 u 为直角反射镜匀速移动的速度, t 为移动时间。若用时间 t 代替光程差 Δ , 则

$$I(t) = \int_0^{+\infty} I(ut, \nu) d\nu \quad (6)$$

设两个探测器的直流信号之差为 A , 则

$$\int_0^{+\infty} S_1(\nu) d\nu - \int_0^{+\infty} S_2(\nu) d\nu = A \quad (7)$$

A 相当于是两个探测器的非相干叠加强度之差。它是一个与两臂光路的光程差无关(与动镜运动无关)的常量。在理想情况下, 分束比

严格等于 50%, 两个光学臂完全对称, 即 $S_1(\nu) = S_2(\nu)$, $A = 0$ 。其实在非单频光的情况下, 这个条件难以达到。 A 即使不能相消变成 0, 但还是因两个探测器差动抵消了一部分而变小了。式(5)可变为^[6]

$$I(t) = A + \int_0^{+\infty} S(\nu) \cos\left(\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu \quad (8)$$

$$\int_0^{+\infty} S(\nu) \cos\left(\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu = [I(t) - A]$$

$$\int_0^{+\infty} S(\nu) \frac{\exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) + \exp\left(-i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right)}{2} d\nu = [I(t) - A]$$

$$\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(\nu) \exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu$$

$$+ \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(\nu) \exp\left(-i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu = [I(t) - A]$$

$$\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(\nu) \exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu$$

$$+ \frac{1}{2} \int_{-\infty}^0 S(\nu) \exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu = [I(t) - A]$$

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) \exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu = [I(t) - A]$$

(9)

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) \exp\left(i\frac{2\pi\nu ut}{c}\right) d\nu = 2[I(t) - A]$$

(10)

由此可见, $2[I(t) - A]$ 和 $S(\nu)$ 互为时间(光程差)-光谱的傅里叶变换对。通过一边移动第二块反射镜, 一边在观测点上检测 $I(t)$, 可以测得足够稠密的 $I(t)$ 值。 $S(\nu)$ 可由傅里叶变换得

到^[7]:

$$S(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} 2[I(t) - A] \times \exp\left(-\frac{i2\pi vut}{c}\right) d\left(\frac{ut}{c}\right) \quad (11)$$

$$S(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{u}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} [I(t) - A] \times \exp\left(-\frac{i2\pi vut}{c}\right) dt \quad (12)$$

$I(t) - A$ 信号由平衡探测器的电流差分放大器输出; $[I(t) - A]$ 可用在移动反射镜的过程中多次抽样测量的数据来充分接近, 其中 A 值还正比于输入光功率(即图 2 中“input power detection”强度)。

2 马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪的特点

在同等的输入光条件下, 对马赫-曾德干涉仪和迈克尔逊干涉仪进行比较。

两束具有单一频率 v 的光线产生干涉:

$$I'(t, v) = \frac{S(v)}{2} \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi vut}{c}\right) \right] \quad (13)$$

式(13)中的“1/2”缘于有一半光通量被迈克尔逊干涉仪反射回去了。非单色光按频率积分:

$$I'(t) = \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(v) dv + \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(v) \times \cos\left(\frac{2\pi vut}{c}\right) dv \quad (14)$$

非相干叠加强度为

$$\frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(v) dv = B \quad (15)$$

迈克尔逊干涉仪的输出信号为

$$I'(t) = B + \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(v) \cos\left(\frac{2\pi vut}{c}\right) dv \quad (16)$$

比较式(16)和式(8)中的非干涉直流分量和干涉分量:

$$A = \int_0^{+\infty} S_1(v) dv - \int_0^{+\infty} S_2(v) dv < \frac{1}{2} \left[\int_0^{+\infty} S_1(v) dv + \int_0^{+\infty} S_2(v) dv \right] = B \quad (17)$$

$$\int_0^{+\infty} S(v) \cos\left(\frac{2\pi vut}{c}\right) dv > \frac{1}{2} \int_0^{+\infty} S(v) \cos\left(\frac{2\pi vut}{c}\right) dv \quad (18)$$

由此可见, 马赫-曾德干涉仪输出的干涉信号大于迈克尔逊干涉仪输出的干涉信号; 马赫-曾德干涉仪输出信号 $I(t)$ 中的非相干分量(直流分量 A)一般小于迈克尔逊干涉仪输出信号 $I'(t)$ 中的非相干分量(直流分量 B)。

迈克尔逊干涉型傅里叶变换光谱仪的光通量只有一半被利用, 而且总有一半光通量从入口返回; 而马赫-曾德干涉仪的光通量则被全部利用, 且平衡探测器输出两个电流信号的差值即其直流强度之差变小, 有利于降低散粒噪声(相对强度噪声 RIN); 两个探测器的干涉信号同相叠加了, 有用信号也增加了。总之, 在同等的入射光通量下, 马赫-曾德干涉仪的信噪比比迈克尔逊干涉仪的高。

3 马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪的一种实现形式

图 2 所示为马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪的一种实现形式。其中两个顶对顶放置的直角反射镜固定在一起且相对位置不变。两者作为整体可以在导轨上一起作匀速直线移动以改变光程。直角反射镜的精密驱动(Aero-tech U100Z-A-40 电机控制器)至关重要^[2]。实际上, 直角反射镜的速度总会有所波动, 所以光程差与时间之间并不是严格的线性关系。若采用等时间间隔采样, 则会产生较大的采样位置误差和干涉图误差, 进而导致光谱误差。因此应提高直角反射镜的稳速精度并采用参考激光(input port2)进行等光程间隔采样^[8]。另外, 在直角反射镜扫描的有效行程中, 直角反射镜与定镜应保持理想对准, 即定镜的虚像与动镜保持平行。由此即可建立一套与主干涉系统同时工作的参考激光干涉检测系统。

图 2 中的分束器镀有对入射光辐射起半透/半反作用的半透膜。入射光辐射被准直为平行光束, 然后被分束器的半透膜分为反射光

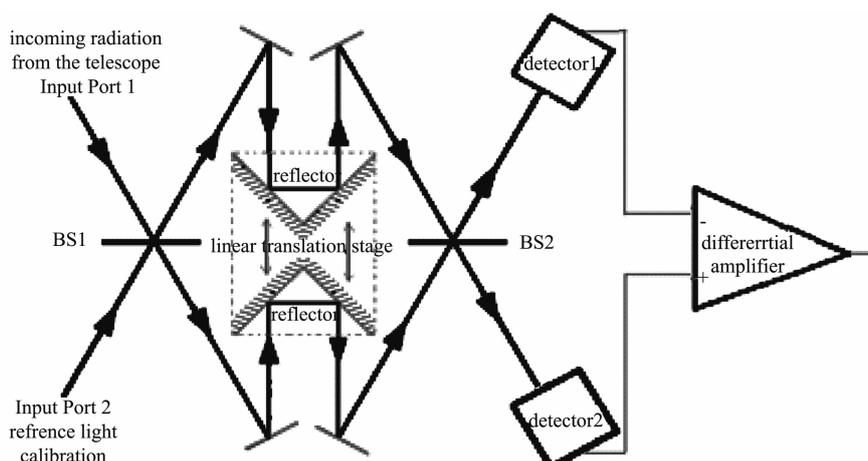


图 2 马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪的一种实现形式

束和透射光束。两个分束器的厚度相同，反射光和透射光在分束器中的光程相同，其材料的折射率色散也不会影响干涉仪的光程差。

折叠光路和两个光束都沿轴对称，使得光程差受单一线性移动台机械调制。导轨上载有顶-顶直角反射镜。若位移平台移动 D_x ，则一个光学臂缩短 $2D_x$ ，另一个光学臂延长 $2D_x$ ，导致总的光程差调制 $D_{OPD} = 4D_x$ 。如此紧凑的设计特别适合于空间载荷光学仪器。镜子和分束器等光学部件的工程挑战在于分束器的制作，即要求把光束分成强度相等、偏振无关的两束。傅里叶光谱仪分束器的具体选择基于待测目标的光谱范围。该干涉仪采用宽带、强度分束器。在机械结构方面，最难的是傅里叶光谱仪的线型导轨。线性平台设置的最长行程决定了傅里叶光谱仪的分辨率极限。傅里叶光谱仪的最小分辨单元 $\Delta\sigma$ 为 $1 / (2 \times OPD_{max})$ 。导轨的工程挑战是需要实现很高的精度控制，即导轨必须保持恒定速度，所以一般采用比例-积分-微分 (Proportional-Integral-Derivative, PID) 控制系统，或者以不大于最短观测波长的量值进行精确等步长步进。服务于导轨的计量系统必须在线工作，用于为 PID 控制记录平台位置。该光谱仪拥有两个计量系统^[9]：光学编码器用于确定平台的相对位置，其通过导轨全程的精度达到 1 mm，并用一个补充算法提供空间信息(约 10 nm)；另一个线性位移传感器

用于给出绝对位置，其测量精度达到 100 nm 左右，接近零光程差。在此情况下，干涉仪光程差的最大调制值可能约为 14 cm (4×3.5 cm)，可实现的分辨单元约为 0.036 cm^{-1} 。最高的分辨率略微大于作为仪器线型最大半宽度分辨单元的 1.207 倍，由此带来的分辨率约为 0.043 cm^{-1} 。

平衡光接收器的探测器是一对几乎相同的光探测器。相同的有效光敏面积、增益倍数、量子效率(响应率)以及差分输出的对称性(不可能绝对对称，但可通过差分放大器的电子元件参数加以调节)对于提升光谱仪的性能十分有意义。数字信号处理器(Digital Signal Processor, DSP)可以完成快速傅里叶变换运算。上述马赫-曾德型傅里叶变换光谱仪可以用作行星绕飞卫星的遥感载荷。与迈克尔逊干涉仪相比，它的光通量可增加一倍，相当于望远镜的直径增加 40%，所以其收益是很可观的。

太赫兹波(亚毫米波)是电磁波谱中较为特殊的一部分，其应用相对较晚，现已成为当今研究的热点之一。基于太赫兹辐射的深空探测技术已成为遥感领域的关注点。但在自然界中，太赫兹辐射很弱，而当代国际上已经开发出来的太赫兹探测器的响应度却很低，因此拟实施的太赫兹遥感工程任务都会使用大口径望远镜。以太赫兹探测为假想对象，马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪的设计参数见表 1。

表 1 马赫-曾德干涉型傅里叶光谱仪的参数汇总

参数	描述
直角反射镜的光束直径	约 20 mm
望远镜的有效直径	3.29 m
扫描模式	快速扫描, 最长扫描时间为 20~60 s
光谱频带	350 μm , 450 μm , 750 μm , 850 μm
光谱分辨率	0.005 cm^{-1} , 150 MHz
准确度	0.0002 cm^{-1} , 6 MHz
分束器	偏振不敏感、强度分束
探测器	混成型辐射计, 要求工作温度为 0.3 K
束宽	7"~14" (FWHM)
噪声等效温度	约 1 K@850 μm , 1 σ 每 200 s 积分 约 4 K@350~450 μm , 1 σ 每 200 s 积分

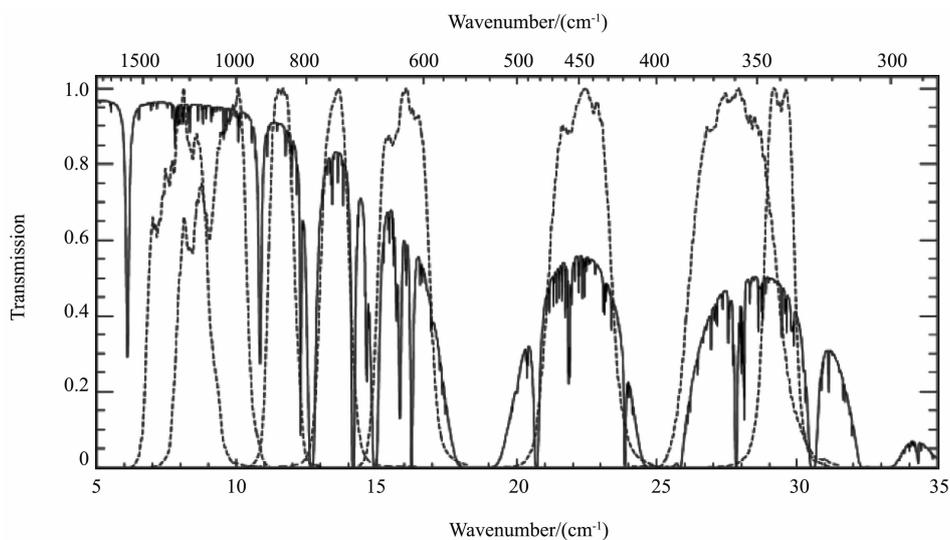


图 3 用 0.5 mm 波模拟的可降雨水汽的理论透过率谱(虚线表示其中的有效滤波带)

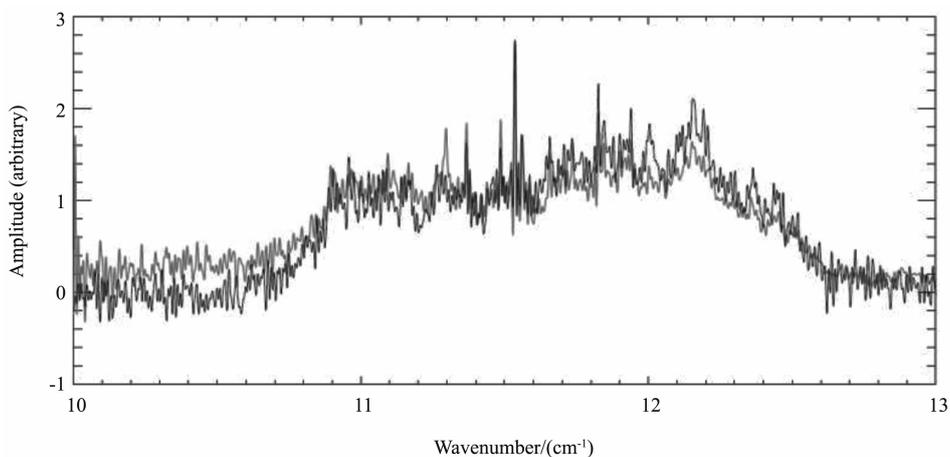


图 4 步进的和积分的谱(深色)以及平均的快速扫描谱(灰色)

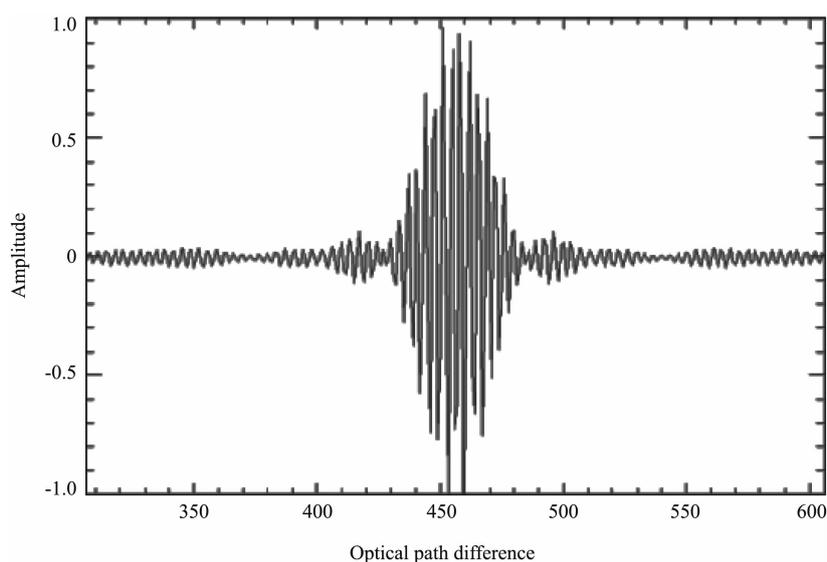


图 5 反对称干涉图

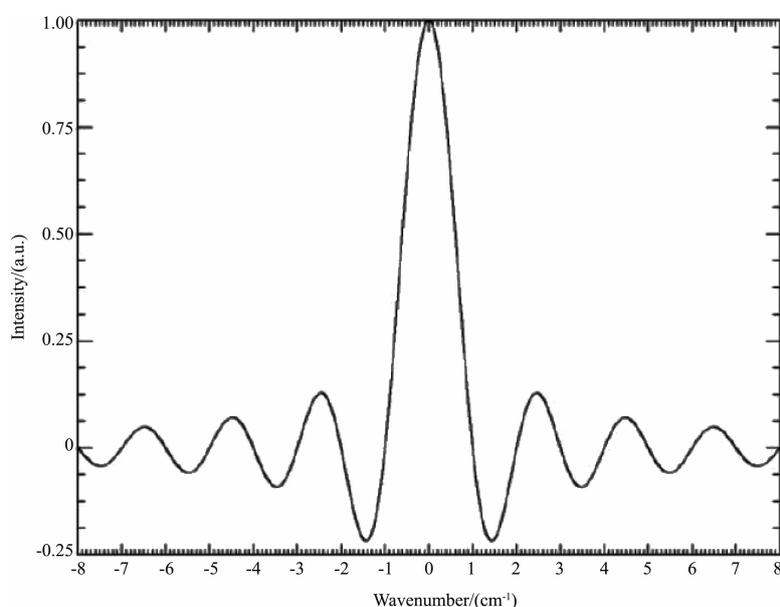


图 6 模拟的傅里叶光谱的线性函数

根据表 1 的设计参数, 利用马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪对太赫兹波(亚毫米波)进行了仿真(结果见图 3、图 4、图 5 和图 6) [10]。

4 结束语

马赫-曾德干涉型傅里叶变换光谱仪具有与迈克尔逊干涉型傅里叶变换光谱仪相似的功能。输入迈克尔逊干涉仪的光通量只有一半被利用, 而马赫-曾德干涉仪则可全部利用所输入的光通量。马赫-曾德干涉仪平衡探测器差分输出信号的相干分量近乎是迈克尔逊干涉仪的两

倍, 其非相干直流分量明显小于后者。总体说来, 马赫-曾德干涉型傅里叶光谱仪的信噪比比迈克尔逊干涉型傅里叶光谱仪的高。马赫-曾德干涉型傅里叶光谱仪是一种值得开发利用尤其是在深空探测、空间遥感等领域要实现应用的光谱分析仪器。当该光谱仪用于在深空探测太赫兹波这样极微弱的信号时, 光通量可增加一倍, 相当于望远镜的直径增加 40%。对于米级以上的大型望远镜来说, 其意义变得十分明显。

(下转第 30 页)