

空间调制傅里叶变换光谱仪分束器色散特性研究*

吕金光¹⁾²⁾ 梁静秋^{1)†} 梁中翥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) (中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2011年11月30日收到; 2011年12月26日收到修改稿)

在基于多级微反射镜的傅里叶变换光谱仪中, 由于分束器的色散特性, 不同波长的干涉图具有不同的横向偏移量, 其在横向空间会发生混叠. 同时, 不同波长的干涉图还具有不同的光程差偏移量, 使其在纵向空间也会发生混叠. 根据几何光学原理, 干涉图的横向混叠会减小干涉图元的有效面积. 计算表明, 本研究中干涉图元的横向混叠面积为总面积的 3.4%, 通过数据处理扣除混叠部分可以消除横向混叠的影响. 干涉图的纵向混叠会产生一个附加的相位延迟, 削弱谱线的强度. 经分析, 附加相位延迟与分束器和补偿板之间的厚度差成正比. 本文给出了发生对比度反转时分束器与补偿板厚度差的极限值, 并利用解线性方程组的方法对纵向混叠的干涉图进行了校正, 反演出的光谱与理想光谱的标准偏差仅为 1.76×10^{-14} .

关键词: 傅里叶变换光谱仪, 分束器, 色散, 干涉图

PACS: 07.57.Ty, 42.25.Hz, 42.79.Fm

1 引言

傅里叶变换光谱仪由于其多频道、高通量、高精度和低杂光等优点, 在光谱测量、化学分析、医学检验以及大气探测等领域有着广泛的应用^[1]. 为了适应一些高新技术领域的迫切需求, 傅里叶变换光谱仪的微型化与静态化组件受到人们重视. 传统的傅里叶变换光谱仪基于动镜扫描的干涉系统, 高精度的动镜驱动系统不但增加了光谱仪额外的体积和重量, 而且仪器的可靠性与重复性也难以保障, 这使其在空间探测等领域的应用受到限制. 微小型静态化的傅里叶变换光谱仪不仅可以节省空间载荷的有效体积, 而且降低了动镜控制系统带来的风险. 基于此, 国内外积极开展微型静态傅里叶变换光谱仪方面的研究. 2002年, 瑞士 Neuchâtel's 微技术研究所研究了基于倾斜镜的傅里叶变换光谱仪^[2], 由于反射镜不能进行大角度的倾斜, 所以不能实现高分辨率的光谱探测. 2006年, 瑞典 Mid-

Sweden 大学研究了基于楔状 F-P 标准具阵列的傅里叶变换光谱仪^[3], 其波长选择能力很强, 但不能实现宽光谱的测量. 2008年, 天津大学精密测试技术及仪器国家重点实验室对基于微倾斜反射镜式的静态傅里叶变换光谱仪的机理进行了剖析^[4], 并对倾斜的干涉条纹进行了校正. 2009年, 电子测试技术国家重点实验室设计了一种基于等效斜楔干涉具的小型静态傅里叶变换光谱仪^[5], 其光谱范围窄, 只能进行单波长脉冲的探测. 针对基于倾斜镜的傅里叶变换光谱仪光谱分辨率低和光谱范围窄的缺点, 我们设计了一种基于多级微反射镜的静态傅里叶变换光谱仪, 可以实现高分辨率宽光谱的探测. 由于仪器结构中分束器的色散效应使其对不同波长的光表现出不同的折射率值, 本文将对色散效应对干涉图与复原光谱的影响进行研究与讨论.

2 仪器原理

本文所研究的以多级微反射镜为核心部件的

* 国家自然科学基金 (批准号: 61027010, 60977062)、国家高技术研究发展计划 (批准号: 2009AA04Z315) 和吉林省科技发展计划 (批准号: 201205025) 资助的课题.

† E-mail: liangjq@ciomp.ac.cn

空间调制型傅里叶变换光谱仪的仪器结构^[6-9]如图1所示. 将两个多级微反射镜引入到 Michelson 干涉仪中, 以多级微反射镜对干涉图的空间采样代替平面镜的动镜驱动时间采样. 多级微反射镜的阶梯常数 d 遵循 Nyquist-Shannon 采样定理, 并且两面多级微反射镜的台阶高度遵循光程差互补原则. 将两面多级微反射镜正交放置, 就可以在横向空间将干涉光场划分成若干个定域, 每一个定域采集一个对应某一特定光程差的干涉图元. 通过设置零光程差的位置, 既可以实现干涉图高精度的双边采样, 也可以实现干涉图高光谱分辨率的单边采样. 由此, 各个定域的干涉图函数可由下式表示:

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

式中 $I(x, y)$ 表示空间采样点 (x, y) 处的干涉图强

度, $B(\nu)$ 为光信号的功率谱密度, $\nu = \frac{1}{\lambda}$ 为光信号的空间频率, $\delta(x, y)$ 为空间采样点 (x, y) 处的光程差. 图1中的干涉图像以 6×6 个采样点为例示意了空域中干涉图强度的分布情况.

设两面多级微反射镜的阶数均为 m , 则干涉图的采样间隔 $T = 2d$, 采样点数 $N = m^2$. 通过对采样干涉图序列进行离散傅里叶变换运算, 就可以反演出原始的光谱信息^[10-16].

3 色散效应计算与仿真

傅里叶变换光谱仪中分束器材料的色散特性对不同波长的光会表现出不同的折射率值, 这会导致不同波长的光在分束器中传播时具有不同的传播方向和不同的光程^[17-23].

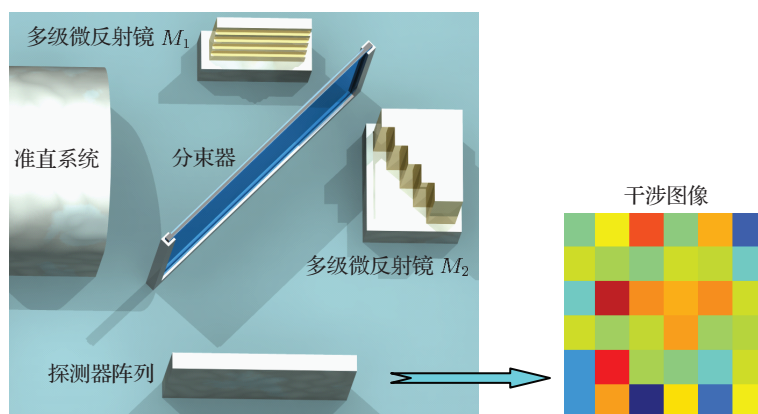


图1 空间调制傅里叶变换光谱仪结构原理图

3.1 色散引起干涉图的横向混叠

被多级微反射镜反射的光束通过分束器平板, 由于光的折射, 导致出射光束相对于入射光束产生横向的平移, 如图2所示. 所以, 经过多级微反射镜不同台阶反射的光束, 在横向空间的接收平面上均有一横向偏移量 Δx .

设分束器的折射率为 $n(\lambda)$, 光线对分束器的入射角为 θ , 则由折射定律可以得到折射角 θ' 为

$$\sin \theta' = \frac{\sin \theta}{n(\lambda)}. \quad (2)$$

若分束器的厚度为 b , 则光在分束器中传播的距离为

$$L = \frac{b}{\cos \theta'} = \frac{bn(\lambda)}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta}}. \quad (3)$$

所以光线通过分束器后产生的横向偏移量为

$$\begin{aligned} \Delta x &= L \sin(\theta - \theta') \\ &= b \sin \theta - \frac{b \sin \theta \cos \theta}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta}}. \end{aligned} \quad (4)$$

由(4)式, 不同波长的光经过分束器后会产生不同的横向偏移量. 所以, 经过多级微反射镜不同台阶反射的光束, 通过分束器与另一束光相干后, 不同波长的干涉图像会有不同的横移, 从而会使各个频率的干涉图元在横向空间发生混叠.

分束器采用 ZnSe 材料, 设分束器的厚度 $b = 10 \text{ mm}$, 由(4)式可以得到不同频率下干涉图像的横向偏移量曲线, 如图3所示.

从干涉图横移曲线中可以看出, 当 $\nu = 0.1 \mu\text{m}^{-1}$ 时, $\Delta x = 4.897 \text{ mm}$; $\nu = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$ 时,

$\Delta x = 4.931 \text{ mm}$. 所以在 $0.1 \mu\text{m}^{-1} - 0.4 \mu\text{m}^{-1}$ 的光谱范围之内, 干涉图的相对横移量的最大值为 0.034 mm . 由于干涉图元的尺寸为 $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, 所以干涉图元的横向混叠面积仅为总面积的 3.4% . 因此, 我们在进行干涉图处理时, 仅需要将干涉图元交界处 3.4% 的混叠光场扣除即可消除横向混叠的影响.

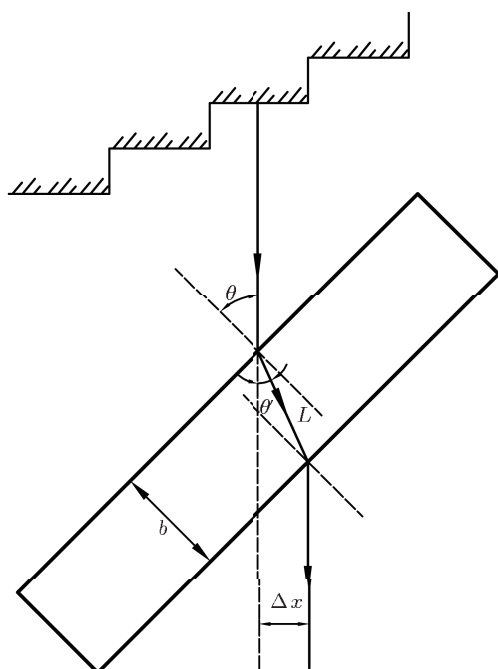


图2 折射引起的光线横移

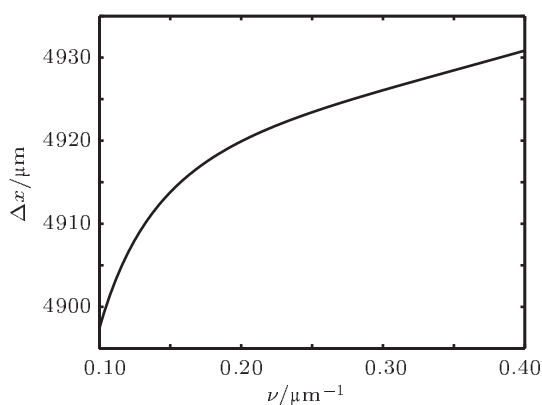


图3 干涉图的横移量与频率的关系曲线

3.2 色散引起干涉图的纵向混叠

3.2.1 理论计算

分束器的分束膜将入射光束分成强度相等的两束光: 反射光束通过分束器, 经多级微反射镜反射后再次通过分束器, 回到光束分割点; 而透射光

束通过补偿板, 经另一面多级微反射镜反射后再次通过补偿板, 回到光束分割点. 光束分割情况如图4所示.

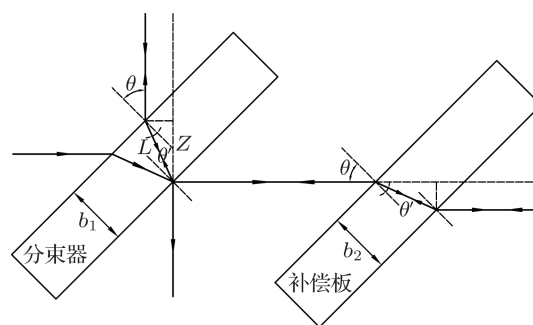


图4 分束器分光示意图

由于分束器与补偿板均具有一定的厚度, 所以两束光经分束膜分光后, 当其再次回到光束分割点时传播的光程相对于实际的空间位置具有一光程增量.

对于反射光束, 设分束器的厚度为 b_1 , 由 (3) 式, 其在分束器中传播的光程为

$$OP_1 = n(\lambda)L = \frac{b_1 n^2(\lambda)}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta}}; \quad (5)$$

由 (2) 和 (3) 式, 可得实际空间位移量为

$$\begin{aligned} Z &= L \cos(\theta - \theta') \\ &= b_1 \cos \theta + \frac{b_1 \sin^2 \theta}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta}}; \end{aligned} \quad (6)$$

所以光程增量为

$$\begin{aligned} \Delta OP_1 &= 2(OP_1 - Z) \\ &= 2b_1 \left[\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta} - \cos \theta \right]; \end{aligned} \quad (7)$$

同理, 对于透射光束, 设补偿板的厚度为 b_2 , 光程增量为

$$\Delta OP_2 = 2b_2 \left[\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta} - \cos \theta \right]; \quad (8)$$

所以, 当两束光再次回到光束分割点处相干叠加时, 其光程差有一纵向偏移量

$$\begin{aligned} \Delta \delta &= \Delta OP_1 - \Delta OP_2 \\ &= 2 \cdot \Delta b \cdot \left[\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2 \theta} - \cos \theta \right], \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\Delta b = b_1 - b_2$, 为分束器与补偿板的厚度差.

由 (9) 式, 不同波长的光在接收平面上发生相干时具有不同的光程差偏移量, 从而导致各个频率的干涉图在叠加时会在纵向空间发生混叠. 当分束

器与补偿板的厚度差为 $\Delta b = 0.2 \mu\text{m}$ 时, 由 (9) 式可得光程差偏移量与频率的关系曲线, 如图 5 所示.

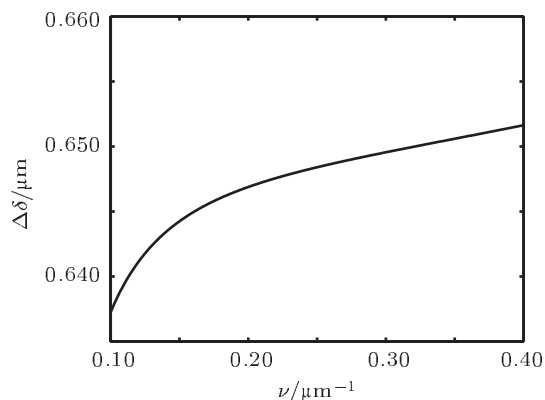


图 5 光程差偏移量与频率的关系曲线

从图 5 中可以看到, 光程差偏移量是随着光波频率的增加而逐渐增加的, 所以高频的光信号具有较大的光程差增量. 当 $\nu = 0.1 \mu\text{m}^{-1}$ 时, $\Delta\delta = 0.6373 \mu\text{m}$; $\nu = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$ 时, $\Delta\delta = 0.6516 \mu\text{m}$.

3.2.2 仿真实验

设两面多级微反射镜之间的理想光程差为 δ , 则由于色散效应, 由 (9) 式可得实际的光程差为

$$\begin{aligned} \delta' &= \delta + \Delta\delta \\ &= \delta + 2\Delta b \left[\sqrt{n^2(\nu) - \sin^2\theta} - \cos\theta \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

所以, 接收平面上总的干涉光强为各个频率的光信号在实际光程差位置干涉强度的叠加, 即

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \int_0^\infty B(\nu) \exp \left\{ j2\pi\nu \left[\delta(x, y) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2\Delta b \left(\sqrt{n^2(\nu) - \sin^2\theta} - \cos\theta \right) \right] \right\} d\nu. \end{aligned} \quad (11)$$

由此, 对于不同的厚度差 Δb , 可以得到接收平面上的光强分布情况, 如图 6 和图 7 所示.

由图 6 和图 7 可以看出, 分束器与补偿板的厚度差引起的色散效应, 降低了干涉图像的对比度; 并且厚度差值越大, 对比度下降的越明显. 将干涉图像 6 与干涉图像 7 的二维空间强度信息按照光程差的排布方式转换成一维的干涉图序列, 然后通过切趾运算与快速傅里叶变换, 反演出光谱信息,

如图 8 和图 9 所示.

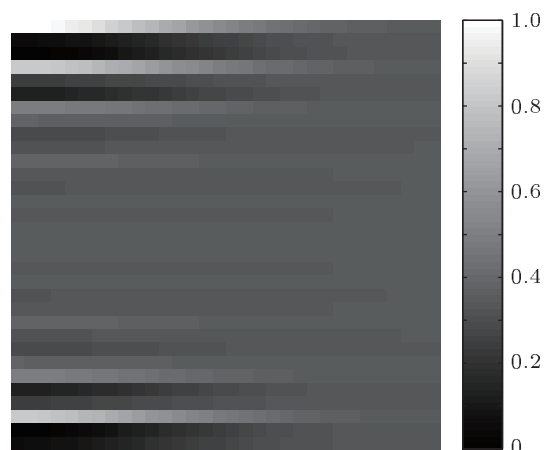


图 6 $\Delta b = 0 \mu\text{m}$ 时的干涉光强分布



图 7 $\Delta b = 0.2 \mu\text{m}$ 时的干涉光强分布

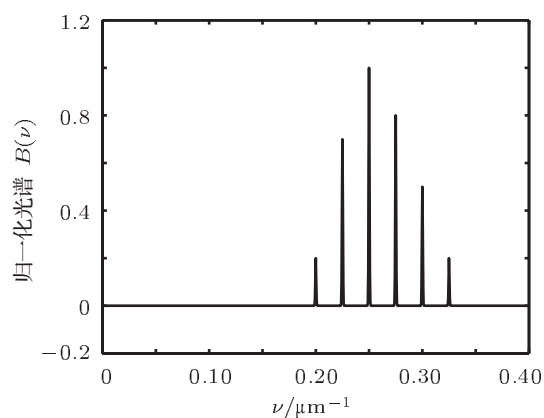
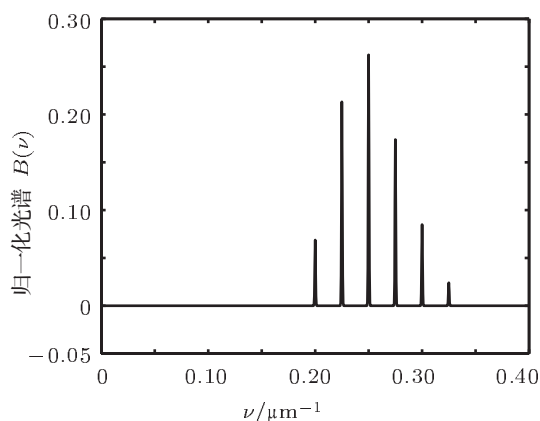


图 8 $\Delta b = 0 \mu\text{m}$ 时的反演光谱


 图9 $\Delta b = 0.2 \mu\text{m}$ 时的反演光谱

由图 8 和图 9 可以看出, 分束器与补偿板的色散效应会改变谱线相对强度. 并且, 对不同频率的谱线会有不同程度的削弱, 尤其是高频信号的谱线, 削弱现象比较明显. 一些弱的光谱信号, 可能会因为色散效应而被淹没. 计算表明, $\Delta b = 0.2 \mu\text{m}$ 时利用快速傅里叶变换反演的光谱与理想光谱的标准偏差为 $\sigma_1 = 4.96 \times 10^{-2}$.

图 9 中不同频率成分的信号, 其光谱失真程度不同, 这主要与分束器色散特性的频率响应有关. 由 (11) 式, 色散效应其实导致了探测信号的附加相位延迟, 延迟量为

$$\Phi(\nu) = 4\pi\nu\Delta b \left[\sqrt{n^2(\nu) - \sin^2\theta} - \cos\theta \right]. \quad (12)$$

附加相位延迟曲线如图 10 所示.

由图 10 可以看出, 光信号的频率越高, 附加的相位延迟越大. 所以, 对于信号的高频部分, 其光谱失真程度较大. 由图 10 所示, 当相位延迟的值

为 $\Phi = \pi$ 时, 相位错动了半个周期, 干涉条纹极大值与极小值对换, 从而发生对比度反转. 发生对比反转的高频信号的干涉图会抵消低频信号干涉图的强度信息. 因此, 为了避免发生对比反转, 分束器与补偿板的厚度差应该满足如下关系:

$$\Delta b \leq \frac{1}{4 \cdot BW \left[\sqrt{n^2(\lambda_{\min}) - \sin^2\theta} - \cos\theta \right]}, \quad (13)$$

式中 $BW = \nu_{\max} - \nu_{\min}$ 为光信号的带宽.

3.2.3 纵向混叠干涉图的光谱校正

由于干涉图的采样间隔为 T , 采样点数为 N , 由离散傅里叶变换理论可以得到其频域的光谱分辨率为 $F = \frac{1}{NT}$, 所以在频域以分辨率 F 对光谱进行离散, 并不会丢失空域的干涉图信息. 因此, 令 $\delta_n = nT$, $I(\delta_n) = I(n)$, $\nu_k = k/NT$, $B(\nu_k) = B(k)$, $n(\nu_k) = n(k)$, $\Phi(\nu_k) = \Phi(k)$, 只取 (11) 式的实部, 可以将其离散为如下形式:

$$\begin{aligned} I(n) &= \sum_{k=0}^{N-1} B(k) \cos \left\{ 2\pi \frac{k}{NT} \left[nT + 2\Delta b \left(\sqrt{n^2(k) - \sin^2\theta} - \cos\theta \right) \right] \right\} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} B(k) \cos \left[2\pi \frac{kn}{N} + \Phi(k) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

将其写为矩阵形式如下:

$$\bar{I} = \bar{A} \cdot \bar{B}, \quad (15)$$

其中 $\bar{I} = [I(0), I(1), I(2), \dots, I(N-1)]^T$, $\bar{B} = [B(0), B(1), B(2), \dots, B(N-1)]^T$,

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} \cos[\Phi(0)] & \cos[\Phi(2)] & \cos[\Phi(2)] & \cdots & \cos[\Phi(N-1)] \\ \cos[\Phi(0)] & \cos\left[\frac{2\pi}{N} + \Phi(1)\right] & \cos\left[\frac{2\pi}{N}2 + \Phi(2)\right] & \cdots & \cos\left[\frac{2\pi}{N}(N-1) + \Phi(N-1)\right] \\ \cos[\Phi(0)] & \cos\left[\frac{2\pi}{N}2 + \Phi(1)\right] & \cos\left[\frac{2\pi}{N}2 \times 2 + \Phi(2)\right] & \cdots & \cos\left[\frac{2\pi}{N}2(N-1) + \Phi(N-1)\right] \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \cos[\Phi(0)] & \cos\left[\frac{2\pi}{N}(N-1) + \Phi(1)\right] & \cos\left[\frac{2\pi}{N}2(N-1) + \Phi(2)\right] & \cdots & \cos\left[\frac{2\pi}{N}(N-1)(N-1) + \Phi(N-1)\right] \end{bmatrix}.$$

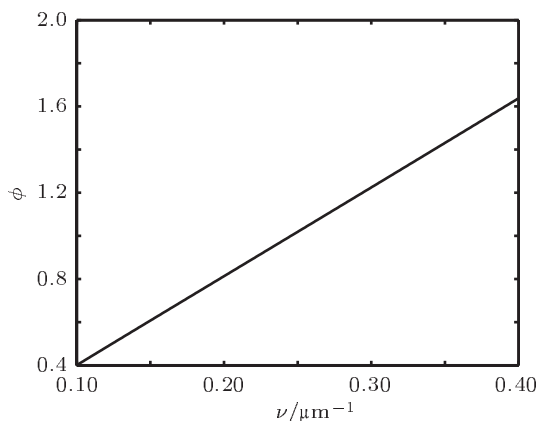


图 10 色散效应引起的附加相位延迟曲线

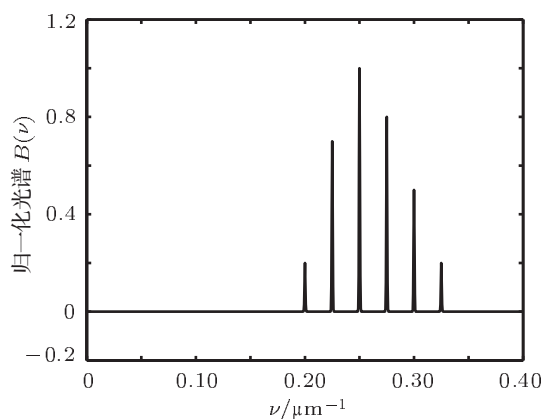


图 11 色散校正后的光谱谱线

通过解线性方程组 (15), 就可以从附加有色散效应的干涉图中反演出光谱信息, 如图 11 所示. 计算表明, $\Delta b = 0.2 \mu\text{m}$ 时利用解线性方程组的方法反演的光谱与理想光谱的标准偏差

为 $\sigma_2 = 1.76 \times 10^{-14}$, 与快速傅里叶变换算法相比, 能更精确地反演出信号的光谱信息.

4 结论

基于多级微反射镜的傅里叶变换光谱仪中分束器与补偿板的色散效应, 是仪器设计中必须要考虑的关键问题之一. 对于 ZnSe 材料的分束器, 当其厚度为 10 mm 时, 干涉图元横向偏移量的最大值为 0.034 mm, 所以干涉图混叠面积占总面积的 3.4%, 每个干涉图元的有效面积减少了 3.4%. 这是由于在横向空间中, 光的折射会使出射光相对于入射光产生横向的偏移, 而色散效应则导致不同波长的光具有不同的偏移量, 从而使各个波长的光产生的干涉图像在接收平面上横向混叠. 通过对干涉图横向混叠量的分析计算, 可以在数据处理过程中将混叠的部分扣除来消除其影响, 还原原始的干涉图信息. 对于 ZnSe 材料的分束器和补偿板, 当其厚度差为 $0.2 \mu\text{m}$ 时, 色散效应引起光程差的最大偏移量为 $0.6516 \mu\text{m}$. 光程差偏移会产生一随频率变化的附加相位延迟, 削弱谱线的强度. 这是由于色散效应导致不同波长的光在接收面上干涉时具有不同的光程差, 从而使干涉图在纵向空间发生混叠的结果. 通过对色散效应引起的附加相位延迟的分析, 以干涉条纹发生对比度反转作为干涉图的退化极限, 可以得到分束器与补偿板的厚度差的极限值. 根据干涉图函数积分方程, 对频率进行离散, 通过解线性方程组的方法, 可以对纵向混叠的干涉图进行很好的校正. 计算表明, 校正后的光谱与理想光谱的标准偏差仅为 1.76×10^{-14} .

- [1] Weng S F 2005 *Fourier Transform Infrared Spectrometer* (Beijing: Chemical Industry Press) p34 (in Chinese) [翁诗甫 2005 傅里叶变换红外光谱仪 (北京: 化学工业出版社) 第 34 页]
- [2] Manzardo O 2002 *M.S. Dissertation* (Switzerland: Neuchatel University)
- [3] Anatoliy M, Henrik A, Goran T, Hans-Erik N 2006 *Proc. SPIE* **6395** 639504
- [4] Lin L, Ren Z, Li G 2008 *Spectrosc. Spect. Anal.* **28** 2067 (in Chinese) [林凌, 任钊, 李刚 2008 光谱学与光谱分析 **28** 2067]
- [5] Tian E M, Zhang J L, Li X, Zhang Y, Wang Z B 2009 *Spectrosc. Spect. Anal.* **29** 853 (in Chinese) [田二明, 张记龙, 李晓, 张悦, 王志斌 2009 光谱学与光谱分析 **29** 853]
- [6] Kong Y M, Liang J Q, Liang Z Z, Wang B, Zhang J 2009 *Proc. SPIE* **7283** 728304
- [7] Wang B, Liang Z Z, Kong Y M, Liang J Q, Fu J G, Zheng Y, Zhu W B, Lü J G, Wang W B, Pei S, Zhang J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 907 (in Chinese) [王波, 梁中焘, 孔延梅, 梁静秋, 付建国, 郑莹, 朱万彬, 吕金光, 王维彪, 裴舒, 张军 2010 物理学报 **59** 907]
- [8] Fu J G, Liang Z Z, Liang J Q 2010 *Spectrosc. Spect. Anal.* **30** 3203 (in Chinese) [付建国, 梁中焘, 梁静秋 2010 光谱学与光谱分析 **30** 3203]
- [9] Lü J G, Liang Z Z, Fu J G, Liang J Q 2011 *Spectrosc. Spect. Anal.* **31** 2865 (in Chinese) [吕金光, 梁中焘, 付建国, 梁静秋 2011 光谱学与光谱分析 **31** 2865]
- [10] Jian X H, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 824 (in Chinese) [简小华, 张淳民, 赵葆常 2007 物理学报 **56** 824]
- [11] Lü Q B, Yao T, Xiang L B, Huang M 2010 *Spectrosc. Spect. Anal.* **30** 114 (in Chinese) [吕群波, 姚涛, 相里斌, 黄旻 2010 光谱学与光谱分析 **30** 114]
- [12] Xiang L B, Yuan Y, Lü Q B 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5399 (in

- Chinese) [相里斌, 袁艳, 吕群波 2009 物理学报 **58** 5399]
- [13] Jian X H, Zhang C M, Zhang L, Zhao B C 2010 *Opt. Express* **18** 5674
- [14] Jian X H, Zhang C M, Zhu B H, Ren W Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6131 (in Chinese) [简小华, 张淳民, 祝宝辉, 任文艺 2010 物理学报 **59** 6131]
- [15] Zhang C M, Jian X H 2010 *Opt. Lett.* **35** 366
- [16] Zhang C M, Huang W J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5479 (in Chinese) [张淳民, 黄伟健, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 5479]
- [17] Wu H Y, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1642 (in Chinese) [吴海英, 张淳民, 赵葆常, 李英才 2009 物理学报 **58** 1642]
- [18] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [19] Wu J F, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034201
- [20] Ruan K, Zhang C M, Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5435 (in Chinese) [阮锴, 张淳民, 赵葆常 2008 物理学报 **57** 5435]
- [21] Zhang C M, Ai J J, Ren W Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020701
- [22] Zhang C M, Zhao J K, Sun Y 2011 *Appl. Opt.* **50** 3497
- [23] Mu T K, Zhang C M, Zhang B C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3877 (in Chinese) [穆廷魁, 张淳民, 赵葆常 2009 物理学报 **58** 3877]

Study on chromatic dispersion of beam splitter in spatially modulated Fourier transform spectrometer*

Lü Jin-Guang¹⁾²⁾ Liang Jing-Qiu^{1)†} Liang Zhong-Zhu¹⁾

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

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

(Received 30 November 2011; revised manuscript received 26 December 2011)

Abstract

Due to the chromatic dispersion of beam splitter, the interferogram units from various wavelengths could shift by different offsets, leading to interferogram aliasing in transverse space. Simultaneously, the interferograms of different wavelengths have different offsets of optical path difference, which makes the interferogram aliasing in vertical space. According to geometric optics principles, the transverse aliasing of the interferogram reduces the area of the interferogram unit, and the vertical aliasing of the interferogram leads to a phase-frequency response which could reduce the spectral line intensity. The calculation and the analysis indicate that the transverse aliasing area is only 3.4% of the total area of the interferogram unit in our study, which could be removed in the data processing; and the phase delay from the vertical aliasing of the interferogram is proportional to the thickness difference between the beam splitter and the compensating plate. The maximal thickness difference is provided when the contrast reversion appears in the interference fringe. Finally, we correct the chromatic dispersion from the aliasing interferogram by solving linear equation set, and recover the ideal spectrum.

Keywords: Fourier transform spectrometer, beam splitter, chromatic dispersion, interferogram

PACS: 07.57.Ty, 42.25.Hz, 42.79.Fm

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61027010, 60977062), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2009AA04Z315), and the Jilin Province Science and Technology Development Plan, China (Grant No. 201205025).

† E-mail: liangjq@ciomp.ac.cn