

# 双光束、光学补偿傅里叶变换 光谱仪工作模式探讨

沈学础

(中国科学院上海技术物理研究所)

**摘要**——本文推导了普适条件下输入斩波、双光束和光学补偿傅里叶变换光谱仪合成干涉图和组合补偿干涉图的一般表达式。证明从合成干涉图数学地相减获得的组合补偿干涉图,可精确计算变换光谱,消除剩余调制、两光束光谱分布不一、探测器两方向响应率不一及两分束片特征不一与吸收损耗引起的效应。本文还讨论了某些情况下可以导致实验步骤简化的近似解。上述理论证明和计算结果已为实验所证实。

## 一、引言

双光束、光学补偿傅里叶变换光谱仪是近年来傅里叶光谱方法的新发展之一<sup>[1~6]</sup>。这种光谱仪,在两光束中不存在样品和参考标准时,或存在两相同样品或参考标准时,由于正相和反相干涉图的互补性,反映两光束中共同光谱特征的干涉信号应该光学地相消,这时的干涉图应该是平行于横坐标的一条直线。因而当两光束中分别插入样品和参考标准时,用这种方法可以记录十分微弱的合成干涉图信号,从而可以测量样品的弱吸收比或弱反射比而又缓和干涉图数字化的动态范围问题。此外,实验和理论分析表明<sup>[4,7]</sup>,在合成干涉图中,辐射源起伏、辐射源和探测器之间介质闪烁引起的复合噪声等等都可以减低。因而这种双光束、光学补偿傅里叶光谱方法为远红外光谱研究,尤其是许多远红外波段弱效应的研究提供了新的手段,新的前景。

然而,实验和理论分析表明<sup>[2,6]</sup>,合成干涉图中两辐射束共同的光谱特征的这种光学相消是不完善的。这不仅是由于实验上两光束特性不可能完全相等所致,而且是由于来自两输出孔径的信号在探测器表面上相干所致,探测器表面上的这种相干条纹在远红外波段更加不容易被平均掉。根据作者的经验,这种不完全光学相消引起的剩余调制通常约为单束干涉图主极大值的3~5%左右。这意味着,若无恰当措施消除这种剩余调制或用数学方法消除它对变换光谱的影响,双光束光学补偿傅里叶光谱仪的灵敏度将因此而退化,以致完全失去它在研究红外弱吸收或弱反射效应方面的优越性。

本文1981年7月14日收到。

本文讨论输入斩波情况下双输入、双输出双光束光学补偿傅里叶光谱仪的工作模式。计算证明,如果在实验上交换样品和参考标准的位置,并重复一次测量,则由合成干涉图数学地相减或经其他运算而获得的组合补偿干涉图可以用来精确地计算变换光谱及干涉仪某些特性。实验测量与计算的精确度不受不完全相消引起的剩余调制的影响,也与两光束光谱分布的不同、探测器在两个方向上光谱响应的不同及分束片的吸收损耗无关。这一推导与计算结果已经为双束、光学补偿傅里叶变换光谱仪的实验所证实,并用于气态和固态物理问题的研究测量<sup>[6, 8, 9]</sup>。

本文还讨论了某些情况下可以导致实验步骤简化的组合补偿干涉图变换的近似解。

## 二、普适条件下合成干涉图的一般表达式

输入斩波双光束、光学补偿傅里叶光谱仪的光学布局如图1所示,其光束传输情况由

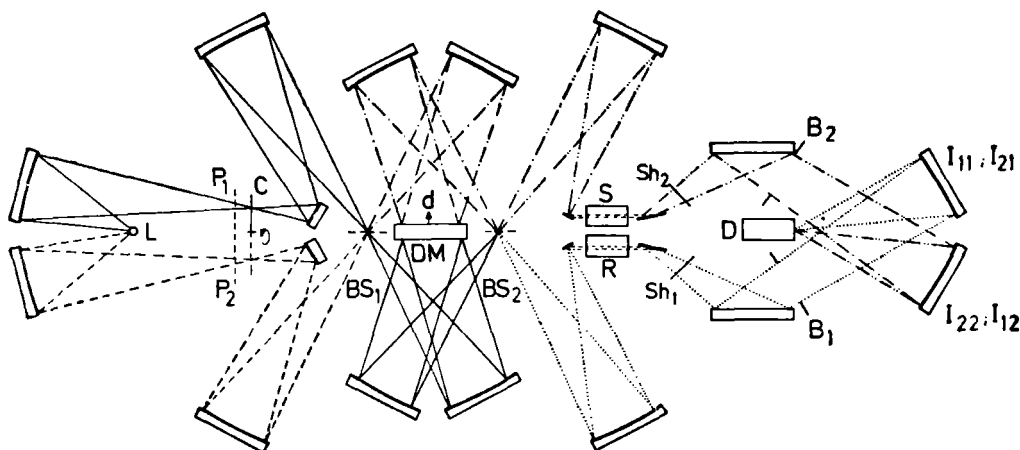


图1 输入斩波情况下双光束、光学补偿傅里叶光谱仪的光学布局

L: 辐射源; C: 斩波器; BS<sub>1</sub>与BS<sub>2</sub>: 分束片; DM: 移动双镜; S, R: 样品和参考标准;  
Sh<sub>1</sub>, Sh<sub>2</sub>: 电子快门; B<sub>1</sub>, B<sub>2</sub>: 可变孔径输出光阑; D: 探测器。

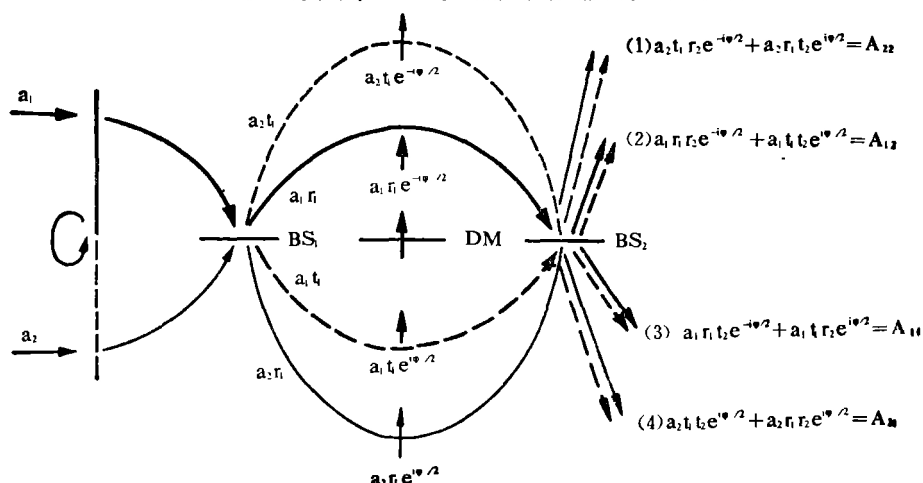


图2 输入斩波情况下双光束、光学补偿傅里叶光谱仪的光束传输示意图

$a_1, a_2$ : 两输入光束的振幅; BS<sub>1</sub>和BS<sub>2</sub>: 两分束片; DM: 可移动双面镜。

图 2 给出的示意图描述。

我们讨论最一般的实验条件, 即两输入辐射束的强度和光谱分布不相等:

$$B_1(\bar{\nu}) \neq B_2(\bar{\nu}), \quad (1)$$

式中  $\bar{\nu}$  为波数; 探测器在两不同方向上的响应率不相等:

$$D_1(\bar{\nu}) \neq D_2(\bar{\nu}); \quad (2)$$

两分束片的反射比和透射比不相等并且可以是吸收性的。

我们先看某一频率为  $\nu$ 、波数为  $\bar{\nu}$  的辐射, 由图 2 可见, 振幅为  $a_1(\bar{\nu})$ 、 $a_2(\bar{\nu})$  因而强度为  $B_1(\bar{\nu}) (= |a_1|^2)$  和  $B_2(\bar{\nu}) (= |a_2|^2)$  的两输入辐射束, 投射到第一个分束片后分裂为  $a_1 r_1$ ,  $a_1 t_1$ ,  $a_2 r_1$  和  $a_2 t_1$  四束, 在此,

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{R_1} e^{i\Phi_{r1}}, \\ t_1 &= \sqrt{T_1} e^{i\Phi_{t1}}, \end{aligned} \quad (3)$$

$R_1$ 、 $T_1$  分别为第一个分束片的反射率与透射率。 $r_1$  与  $t_1$  则分别为第一个分束片的振幅反射比与振幅透射比,  $R_1 = r_1 \cdot r_1^*$ ,  $T_1 = t_1 \cdot t_1^*$ 。 $\Phi_{r1}$  与  $\Phi_{t1}$  为光束经第一个分束片反射或透射而引起的相位移。

$$\Phi_{r1} - \Phi_{t1} = \Phi_1 \neq \pi/2 \quad (4)$$

表明分束片吸收的效应。这四束辐射再经移动双面镜反射后, 每束引入附加相移  $e^{i\varphi/2}$  或  $e^{-i\varphi/2}$ , 在此,

$$\varphi = 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x, \quad (5)$$

$x$  是双面镜的位移。

这四束辐射经过第二个分束片后, 则成为如下四束相干束:

$$\left. \begin{aligned} A_{11} &= a_1 r_1 t_2 e^{-i\varphi/2} + a_1 t_1 r_2 e^{i\varphi/2}, \\ A_{12} &= a_1 r_1 r_2 e^{-i\varphi/2} + a_1 t_1 t_2 e^{i\varphi/2}, \\ A_{21} &= a_2 t_1 t_2 e^{-i\varphi/2} + a_2 r_1 r_2 e^{i\varphi/2}, \\ A_{22} &= a_2 t_1 r_1 e^{-i\varphi/2} + a_2 r_1 t_2 e^{i\varphi/2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中,

$$\left. \begin{aligned} r_2 &= \sqrt{R_2} e^{i\Phi_{r2}}, \\ t_2 &= \sqrt{T_2} e^{i\Phi_{t2}}, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$R_2$ 、 $T_2$ 、 $r_2$ 、 $t_2$ 、 $\Phi_{r2}$  与  $\Phi_{t2}$  的物理意义与第一个分束片的对应参数相同,

$$\Phi_{r2} - \Phi_{t2} = \Phi_2 \neq \pi/2 \quad (8)$$

表示第二个分束片也存在吸收效应, 并且与第一个分束片不一样。式(6)中  $A_{11}$  为仅打开输入孔径 1、输出孔径 1 时干涉束的振幅,  $A_{12}$  为仅打开输入孔径 1、输出孔径 2 时干涉束的振幅,  $A_{21}$  为仅打开输入孔径 2、输出孔径 1 时干涉束的振幅,  $A_{22}$  为仅打开输入孔径 2, 输出孔径 2 时干涉束的振幅。

这些辐射束到达探测器并被探测器接收后, 对应的干涉强度分别为:

$$\begin{aligned} I_{11} &= D_1(\bar{\nu}) A_{11} \cdot A_{11}^* = D_1 (a_1 r_1 t_2 e^{-i\varphi/2} + a_1 t_1 r_2 e^{i\varphi/2}) (a_1^* r_1^* t_2^* e^{i\varphi/2} + a_1^* t_1^* r_2^* e^{-i\varphi/2}) \\ &= D_1 B_1 (R_1 T_2 + R_2 T_1) + D_1 B_1 (r_1 t_1^*) (r_2^* t_2) e^{-i\varphi} + D_1 B_1 (r_1^* t_1) (r_2 t_2^*) e^{i\varphi} \\ &= D_1 B_1 (R_1 T_2 + R_2 T_1) + D_1 B_1 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{e^{-i[\varphi + (\Phi_2 - \Phi_1)]} + e^{i[\varphi + (\Phi_2 - \Phi_1)]}\} \\ &= D_1 B_1 (R_1 T_2 + R_2 T_1) + D_1 B_1 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cdot 2 \cos[\varphi + (\Phi_2 - \Phi_1)], \end{aligned} \quad (9)$$

$$I_{12} = D_2(\bar{\nu}) A_{12} \cdot A_{12}^* = B_1 D_2 (R_1 R_2 + T_1 T_2) + B_1 D_2 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cdot 2 \cos[\varphi - (\Phi_2 + \Phi_1)], \quad (10)$$

$$I_{21} = D_1(\bar{\nu}) \cdot A_{21} \cdot A_{21}^* \\ = B_2 D_1 (R_1 R_2 + T_1 T_2) + B_2 D_1 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cdot 2 \cos[\varphi + (\Phi_2 + \Phi_1)], \quad (11)$$

$$I_{22} = D_2(\bar{\nu}) A_{22} \cdot A_{22}^* \\ = B_2 D_2 (T_1 R_2 + T_2 R_1) + B_2 D_2 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cdot 2 \cos[\varphi - (\Phi_2 - \Phi_1)], \quad (12)$$

上述表达式是对单色谱线或者说是对于一个谱元而言, 若考虑到整个光谱, 并略去直流信号, 则我们获得与上述四束干涉束相对应的干涉图表达式:

$$F_{11}(x) = \int_0^\infty I_{11}(x, \bar{\nu}) d\bar{\nu} = 2 \int_0^\infty B_1 D_1 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi + (\Phi_2 - \Phi_1)] d\bar{\nu}, \quad (13)$$

$$F_{12}(x) = 2 \int_0^\infty B_1 D_2 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi - (\Phi_2 + \Phi_1)] d\bar{\nu}, \quad (14)$$

$$F_{21}(x) = 2 \int_0^\infty B_2 D_1 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi + (\Phi_2 + \Phi_1)] d\bar{\nu}, \quad (15)$$

$$F_{22}(x) = 2 \int_0^\infty B_2 D_2 \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi - (\Phi_2 - \Phi_1)] d\bar{\nu}. \quad (16)$$

现在, 我们考虑到在实验上为研究样品的弱吸收或弱反射效应, 常在输出孔径中分别插入样品和参考标准。我们研究透射实验的情况, 假定在输出孔径 1 中插入透射比为  $T_s$  的样品, 在输出孔径 2 中插入透射比为  $T_R$  的参考标准并异相斩波两输入孔径, 则我们获得如下合成干涉图表达式:

$$F_{SR}(x) = T_s(F_{11} - F_{21}) + T_R(F_{12} - F_{22}).$$

从方程式(13)~(16), 我们获得:

$$F_{SR}(x) = 2 \int_0^\infty B_1 D_1 T_s \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi + (\Phi_2 - \Phi_1)] d\bar{\nu} \\ - 2 \int_0^\infty B_2 D_1 T_s \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi + (\Phi_2 + \Phi_1)] d\bar{\nu} \\ + 2 \int_0^\infty B_1 D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi - (\Phi_2 + \Phi_1)] d\bar{\nu} \\ - 2 \int_0^\infty B_2 D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cos[\varphi - (\Phi_2 - \Phi_1)] d\bar{\nu}. \quad (17)$$

定义:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_2 - \Phi_1 &= \Delta\Phi, \\ \Phi_2 + \Phi_1 &= 2\bar{\Phi}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

并简化方程式(17), 则得:

$$F_{SR}(x) = 2 \int_0^\infty \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_s - B_2 D_2 T_R) \cos \Delta\Phi \\ - (B_2 D_1 T_s - B_1 D_2 T_R) \cos 2\bar{\Phi} \} \cos \varphi d\bar{\nu} \\ - 2 \int_0^\infty \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_s + B_2 D_2 T_R) \sin \Delta\Phi \\ - (B_2 D_1 T_s + B_1 D_2 T_R) \sin 2\bar{\Phi} \} \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (19)$$

方程式(19)即为普适条件下合成干涉图的一般表达式。定义:

$$\sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_s - B_2 D_2 T_R) \cos \Delta\Phi - (B_2 D_1 T_s - B_1 D_2 T_R) \cos 2\bar{\Phi} \} \equiv P_{SR}(\bar{\nu}), \quad (20)$$

$$- \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_s + B_2 D_2 T_R) \sin \Delta\Phi - (B_2 D_1 T_s + B_1 D_2 T_R) \sin 2\bar{\Phi} \} \equiv Q_{SR}(\bar{\nu}), \quad (21)$$

则方程式(19)可写为:

$$F_{SR}(x) = 2 \int_0^{\infty} P_{SR}(\bar{\nu}) \cos \varphi d\bar{\nu} + 2 \int_0^{\infty} Q_{SR}(\bar{\nu}) \sin \varphi d\bar{\nu}. \quad (22)$$

### 三、讨 论

#### 1. $P_{SR}(\bar{\nu})$ 与 $Q_{SR}(\bar{\nu})$ 的物理意义

定义:

$$\tilde{H}_{SR}(\bar{\nu}) = P_{SR}(\bar{\nu}) + iQ_{SR}(\bar{\nu}), \quad (23)$$

则

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{SR}(\bar{\nu}) e^{-i\varphi} &= \{P_{SR}(\bar{\nu}) + iQ_{SR}(\bar{\nu})\} (\cos \varphi - i \sin \varphi) \\ &= P_{SR}(\bar{\nu}) \cos \varphi + Q_{SR}(\bar{\nu}) \sin \varphi + i\{Q_{SR}(\bar{\nu}) \cos \varphi - P_{SR}(\bar{\nu}) \sin \varphi\}, \end{aligned} \quad (24)$$

鉴于人们测得的干涉图和光谱图恒为实数, 上式虚部的积分应恒等于零, 考虑到方程式(5), 我们有:

$$\int \{Q_{SR}(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x - P_{SR}(\bar{\nu}) \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x\} d\bar{\nu} \equiv 0,$$

为对每一谱元均满足上述条件, 作为  $\bar{\nu}$  的函数的被积函数必须恒为零, 即

$$Q_{SR}(\bar{\nu}) \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x - P_{SR}(\bar{\nu}) \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \equiv 0,$$

所以  $Q_{SR}(\bar{\nu})$  为奇函数, 而  $P_{SR}(\bar{\nu})$  为偶函数, 于是我们有:

$$\begin{aligned} F_{SR}(x) &= 2 \int_0^{\infty} P_{SR}(\bar{\nu}) \cos \varphi d\bar{\nu} + 2 \int_0^{\infty} Q_{SR}(\bar{\nu}) \sin \varphi d\bar{\nu} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_{SR}(\bar{\nu}) e^{-i\varphi} d\bar{\nu} = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_{SR}(\bar{\nu}) e^{-i2\pi\bar{\nu} \cdot 4x} d\bar{\nu}. \end{aligned} \quad (25)$$

暂时我们不考虑截肢函数 (apodization), 则从方程式(25)的傅里叶变换, 我们得:

$$\tilde{H}_{SR}(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} F_{SR}(x) e^{i\varphi} dx, \quad (26)$$

$$\left. \begin{aligned} P_{SR}(\bar{\nu}) &= \int_{-\infty}^{\infty} F_{SR}(x) \cos \varphi dx, \\ Q_{SR}(\bar{\nu}) &= \int_{-\infty}^{\infty} F_{SR}(x) \sin \varphi dx, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

式中  $\varphi = 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x$  为光程差。方程式(26)与(27)表明,  $P_{SR}(\bar{\nu})$  与  $Q_{SR}(\bar{\nu})$  分别为合成干涉图  $F_{SR}(x)$  复傅里叶变换的实部和虚部。

#### 2. 比谱考虑

傅里叶变换光谱学的基本任务在于测量或记录干涉图并把干涉图变换成光谱图而获得人们感兴趣的光谱信息。方程式(19)所表达的干涉图包含了我们希望求得的光谱信息  $T_S$ , 为精确地从合成干涉图求得光谱信息, 我们设想, 再进行如下三组合成干涉图的实验测量。

首先, 我们交换样品与参考标准的位置。则我们获得另一包含信息  $T_S$  的合成干涉图, 我们把这一合成干涉图记为  $F_{RS}(x)$ ,

$$\begin{aligned} F_{RS}(x) &= T_R(F_{11} - F_{21}) + T_S(F_{12} - F_{22}) \\ &= 2 \int_0^{\infty} \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_R - B_2 D_2 T_S) \cos \Delta\bar{\Phi} \\ &\quad - (B_2 D_1 T_R - B_1 D_2 T_S) \cos 2\bar{\Phi} \} \cos \varphi d\bar{\nu} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -2 \int_0^{\infty} \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_R + B_2 D_2 T_S) \sin \Delta \Phi \\
& - (B_2 D_1 T_R + B_1 D_2 T_S) \sin 2\bar{\Phi} \} \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (28)
\end{aligned}$$

与方程式(20), (21)相似, 我们定义:

$$\sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_R - B_2 D_2 T_S) \cos \Delta \Phi - (B_2 D_1 T_R - B_1 D_2 T_S) \cos 2\bar{\Phi} \} \equiv P_{RS}(\bar{\nu}), \quad (29)$$

$$-\sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_R + B_2 D_2 T_S) \sin \Delta \Phi - (B_2 D_1 T_R + B_1 D_2 T_S) \sin 2\bar{\Phi} \} \equiv Q_{RS}(\bar{\nu}), \quad (30)$$

则方程式(28)可写为:

$$F_{RS}(x) = 2 \int_0^{\infty} P_{RS}(\bar{\nu}) \cos \varphi d\bar{\nu} + 2 \int_0^{\infty} Q_{RS}(\bar{\nu}) \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (31)$$

$P_{RS}(\bar{\nu})$  和  $Q_{RS}(\bar{\nu})$  的物理意义与上一节所讨论的相同。

其次我们测量将参考标准插入输出孔径2并遮断输出孔径1时的合成参考干涉图, 因这一干涉束来自输出孔径2, 我们把它记为  $F_{R2}(x)$ , 从方程式(13)~(16), 我们有:

$$\begin{aligned}
F_{R2}(x) &= T_R(F_{12} - F_{22}) \\
&= -2 \int_0^{\infty} D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_2 \cos \Delta \Phi - B_1 \cos 2\bar{\Phi}) \cos \varphi d\bar{\nu} \\
&\quad - 2 \int_0^{\infty} D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_2 \sin \Delta \Phi - B_1 \sin 2\bar{\Phi}) \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (32)
\end{aligned}$$

定义:

$$\left. \begin{aligned}
& -D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_2 \cos \Delta \Phi - B_1 \cos 2\bar{\Phi}) \equiv P_{R2}(\bar{\nu}), \\
& -D_2 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_2 \sin \Delta \Phi - B_1 \sin 2\bar{\Phi}) \equiv Q_{R2}(\bar{\nu}),
\end{aligned} \right\} \quad (33)$$

则  $F_{R2}(x)$  可写为:

$$F_{R2}(x) = 2 \int_0^{\infty} P_{R2}(\bar{\nu}) \cos \varphi d\bar{\nu} + 2 \int_0^{\infty} Q_{R2}(\bar{\nu}) \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (34)$$

$P_{R2}(\bar{\nu})$  和  $Q_{R2}(\bar{\nu})$  分别为合成干涉图  $F_{R2}(x)$  的复傅里叶变换的实部与虚部。

最后我们测量将参考标准插入输出孔径1并遮断输出孔径2时的合成参考干涉图  $F_{R1}(x)$ , 类似地, 我们有:

$$\begin{aligned}
F_{R1}(x) &= T_R(F_{11} - F_{21}) \\
&= 2 \int_0^{\infty} D_1 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_1 \cos \Delta \Phi - B_2 \cos 2\bar{\Phi}) \cos \varphi d\bar{\nu} \\
&\quad - 2 \int_0^{\infty} D_1 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_1 \sin \Delta \Phi - B_2 \sin 2\bar{\Phi}) \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (35)
\end{aligned}$$

定义:

$$\left. \begin{aligned}
& D_1 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_1 \cos \Delta \Phi - B_2 \cos 2\bar{\Phi}) \equiv P_{R1}(\bar{\nu}), \\
& -D_1 T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (B_1 \sin \Delta \Phi - B_2 \sin 2\bar{\Phi}) \equiv Q_{R1}(\bar{\nu}),
\end{aligned} \right\} \quad (36)$$

则  $F_{R1}(x)$  写为:

$$F_{R1}(x) = 2 \int_0^{\infty} P_{R1}(\bar{\nu}) \cos \varphi d\bar{\nu} + 2 \int_0^{\infty} Q_{R1}(\bar{\nu}) \sin \varphi d\bar{\nu}, \quad (37)$$

$P_{R1}(\bar{\nu})$  和  $Q_{R1}(\bar{\nu})$  分别为合成干涉图  $F_{R1}(x)$  复傅里叶变换的实部和虚部。

现在我们考虑, 从合成干涉图  $F_{SR}(x)$ 、 $F_{RS}(x)$ 、 $F_{R1}(x)$  和  $F_{R2}(x)$  可能获得的光谱信息, 我们考虑它们的组合, 即组合补偿干涉图和比谱。我们将分别讨论它们的复傅里叶变换的实部和虚部。

由方程式(20)及(29), 我们获得:

$$\begin{aligned}
P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu}) &= \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 T_S - B_2 D_2 T_R - B_1 D_1 T_R + B_2 D_2 T_S) \cos \Delta\Phi \\
&\quad + (-B_2 D_1 T_S + B_1 D_2 T_R + B_2 D_1 T_R - B_1 D_2 T_S) \cos 2\bar{\Phi} \} \\
&= \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (T_S - T_R) [ (B_1 D_1 + B_2 D_2) \cos \Delta\Phi - (B_1 D_2 + B_2 D_1) \cos 2\bar{\Phi} ], \quad (38)
\end{aligned}$$

由方程式(33)和(36),我们获得:

$$P_{R2}(\bar{\nu}) - P_{R1}(\bar{\nu}) = -T_R \sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \{ (B_1 D_1 + B_2 D_2) \cos \Delta\Phi - (B_1 D_2 + B_2 D_1) \cos 2\bar{\Phi} \}, \quad (39)$$

我们求方程式(38)与(39)的比,可见等式右边与两输入光束光谱特征,探测器响应率及两分束片特性有关的物理量  $B(\bar{\nu})$ 、 $D(\bar{\nu})$ 、 $R_i$ 、 $T_i$  及  $\Phi_i$  都消失了,于是这一比值可以写为:

$$\frac{P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu})}{P_{R2}(\bar{\nu}) - P_{R1}(\bar{\nu})} = 1 - T_S/T_R.$$

正如前面讨论中已经指出那样,  $P_{SR}(\bar{\nu})$  是合成干涉图  $F_{SR}(x)$  复傅里叶变换的实部,  $P_{RS}(\bar{\nu})$  是合成干涉图  $F_{RS}(x)$  复傅里叶变换的实部, 所以,  $P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu})$  是组合补偿干涉图  $F_{SR}(x) - F_{RS}(x)$  复傅里叶变换的实部, 即

$$P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} \{F_{SR}(x) - F_{RS}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx,$$

同理有:

$$P_{R2}(\bar{\nu}) - P_{R1}(\bar{\nu}) = \int_{-\infty}^{\infty} \{F_{R2}(x) - F_{R1}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx,$$

于是我们获得:

$$1 - T_S/T_R = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{F_{SR}(x) - F_{RS}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \{F_{R2}(x) - F_{R1}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx}, \quad (40)$$

或者考虑到  $P(\bar{\nu})$  函数, 因而  $F_{SR}(x) - F_{RS}(x)$  函数及余弦函数的偶函数性质, 式(40)也可改写为:

$$1 - T_S/T_R = \frac{\int_0^{\infty} \{F_{SR}(x) - F_{RS}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx}{\int_0^{\infty} \{F_{R2}(x) - F_{R1}(x)\} \cos 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x \, dx}. \quad (41)$$

方程式(40)与(41)代表了我们的讨论所导出的第一个结论, 它表明组合补偿干涉图傅里叶变换的结果与样品和参考标准的特性  $T_S$  及  $T_R$  有关, 而与代表干涉仪或光谱仪特性的参量, 如两输入辐射束的光谱分布  $B_1(\bar{\nu})$  与  $B_2(\bar{\nu})$ , 分束片的反射率  $R_i$ 、透射率  $T_i$  及损耗特性  $\Phi_i$ , 和探测器在不同方向上的响应率  $D_1(\bar{\nu})$  与  $D_2(\bar{\nu})$  无关。这一结论对实验来说颇为重要, 它指出, 为精确求得样品特性  $T_S$ , 若采用如上讨论的工作模式与组合补偿干涉图, 就不必苛求于双束合成干涉图本身的完全相消和分束片本身损耗特性等因素。

下面我们考虑合成干涉图或组合补偿干涉图复傅里叶变换的虚部。

由方程式(21)和(30),我们获得:

$$\begin{aligned}
Q_{SR}(\bar{\nu}) + Q_{RS}(\bar{\nu}) &= -\sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} (T_S + T_R) \cdot \{ (B_1 D_1 + B_2 D_2) \sin \Delta\Phi - (B_1 D_2 + B_2 D_1) \sin 2\bar{\Phi} \},
\end{aligned}$$

由方程式(33)和(36),我们获得,

$$\begin{aligned}
Q_{R2}(\bar{\nu}) + Q_{R1}(\bar{\nu}) &= -\sqrt{R_1 R_2 T_1 T_2} \cdot T_R \cdot \{ (B_1 D_1 + B_2 D_2) \sin \Delta\Phi - (B_1 D_2 + B_2 D_1) \sin 2\bar{\Phi} \},
\end{aligned}$$

求上述两式的比值,我们有:

$$\frac{Q_{SR}(\bar{\nu}) + Q_{RS}(\bar{\nu})}{Q_{R2}(\bar{\nu}) + Q_{R1}(\bar{\nu})} = 1 + T_S/T_{R0}$$

从第1点的讨论, 我们知道,  $Q_{SR}(\bar{\nu}) + Q_{RS}(\bar{\nu})$  和  $Q_{R2}(\bar{\nu}) + Q_{R1}(\bar{\nu})$  乃分别为组合补偿干涉图  $\{F_{SR}(x) + F_{RS}(x)\}$  和  $\{F_{R2}(x) + F_{R1}(x)\}$  复傅里叶变换的虚部, 从而得:

$$\begin{aligned} 1 + T_S/T_R &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{F_{SR}(x) + F_{RS}(x)\} \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \{F_{R2}(x) + F_{R1}(x)\} \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x dx} \\ &= \frac{\int_0^{\infty} \{F_{SR}(x) + F_{RS}(x)\} \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x dx}{\int_0^{\infty} \{F_{R2}(x) + F_{R1}(x)\} \sin 2\pi\bar{\nu} \cdot 4x dx}, \end{aligned} \quad (42)$$

积分限的改变是由于考虑到被积函数的偶函数性质。方程式(42)代表了我们的讨论所导出的第二个结论, 它指出, 组合补偿干涉图  $\{F_{SR}(x) + F_{RS}(x)\}$  和  $\{F_{R2}(x) + F_{R1}(x)\}$  复傅里叶变换的虚部之比仅包含了样品与参考标准的光谱信息, 而与表征干涉仪特征的参量无关。作者预期, 这一结论对其他类型的双束傅里叶光谱仪, 如调相型双束傅里叶光谱仪可能是十分有益的。

最后我们讨论一下是否还有其他包含另一些信息的组合补偿干涉图。我们发现, 如果假定探测器在两个不同方向上的探测率相等, 即  $D_1(\bar{\nu}) = D_2(\bar{\nu})$ , 那么我们可以从下述的组合干涉图获得有关第二个分束片损耗的相位因子  $\Phi_2$ 。让我们计算

$$\frac{\{P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu})\}^2 + \{Q_{SR}(\bar{\nu}) + Q_{RS}(\bar{\nu})\}^2}{\{P_{R2}(\bar{\nu}) - P_{R1}(\bar{\nu})\}^2 + \{Q_{R2}(\bar{\nu}) + Q_{R1}(\bar{\nu})\}^2}$$

在  $D_1(\bar{\nu}) = D_2(\bar{\nu})$  的条件下, 从方程式(20), (21), (29), (30), (33)和(36), 得

$$\begin{aligned} &\frac{\{P_{SR}(\bar{\nu}) - P_{RS}(\bar{\nu})\}^2 + \{Q_{SR}(\bar{\nu}) + Q_{RS}(\bar{\nu})\}^2}{\{P_{R2}(\bar{\nu}) - P_{R1}(\bar{\nu})\}^2 + \{Q_{R2}(\bar{\nu}) + Q_{R1}(\bar{\nu})\}^2} \\ &= \frac{(T_S - T_R)^2 (\cos \Delta\Phi - \cos 2\bar{\Phi})^2 + (T_S + T_R)^2 (\sin \Delta\Phi - \sin 2\bar{\Phi})^2}{T_R^2 \{(\cos \Delta\Phi - \cos 2\bar{\Phi})^2 + (\sin \Delta\Phi - \sin 2\bar{\Phi})^2\}} \\ &= \left(\frac{T_S - T_R}{T_R}\right)^2 + 4 \frac{T_S}{T_R} \cos 2\Phi_2, \end{aligned} \quad (43)$$

方程式(43)代表了我们的讨论所导出的第三个结论, 它指出, 在如上指出的假定条件下, 由等式左边的组合补偿干涉图复傅里叶变换的运算, 可以求得有关第二个分束片光谱损耗特性的相位因子  $\Phi_2(\bar{\nu})$ 。

计算表明, 不可能求得有关第一个分束片光谱损耗特性的相位因子  $\Phi_1(\bar{\nu})$ 。

在实验上, 如果采用图1所示的光学布局, 即采用单一辐射源和探测器并仔细调节光学系统的话, 有可能实现

$$\left. \begin{aligned} B_1(\bar{\nu}) &\approx B_2(\bar{\nu}) = B(\bar{\nu}), \\ D_1(\bar{\nu}) &\approx D_2(\bar{\nu}) = D(\bar{\nu}), \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

在这一条件下, 计算光谱信息的方程式(40)~(42)可以简化<sup>[6]</sup>。

#### 四、结 论

我们已经推导了普适条件下输入斩波、双光束和光学补偿傅里叶变换光谱仪合成干涉图的一般表达式, 讨论了从合成干涉图获得的几种组合补偿干涉图及其傅里叶变换。我们



证明,从组合补偿干涉图 $\{F_{SR}(x) - F_{RS}(x)\}$ 和 $\{F_{R2}(x) - F_{R1}(y)\}$ 傅里叶余弦变换之比、或从组合补偿干涉图 $\{F_{SR}(x) + F_{RS}(x)\}$ 和 $\{F_{R2}(x) + F_{R1}(x)\}$ 傅里叶正弦变换之比可以精确求得样品光谱特性,而与代表干涉仪或光谱仪特性的参量,如两输入辐射束的光谱分布、分束片损耗特性及探测器在不同方向上响应率的不同无关。前一结论已经为实验测量所证实,并已用于气态或固态问题研究,后一结论对其他类型的双束补偿傅里叶光谱仪,如调相型的,可能是有益的。

如果实验证明,探测器在不同方向上的光谱响应相同,那么从方程式(43)给出的组合补偿干涉图的傅里叶变换可以求得与第二个分束片损耗特性有关的相位因子 $\Phi_2$ ,从而研究分束片的损耗特性。

在满足条件(44)及分束片近乎无损耗情况下,方程式(40)~(42)可逐步化简,从而可以从三个或二个合成干涉图即获得有关光谱信息,自然这种化简是以双束傅里叶光谱仪性能退化为代价的。

上述推导和讨论是对透射研究而言,然而对反射研究也完全适用。

致谢——作者十分感谢 Genzel 教授的指导和十分有益的讨论。作者也十分感谢方俊鑫教授的有意义的讨论。

#### 参 考 文 献

- [1] P. R. Griffiths, *Chemical Infrared Fourier Transform Spectroscopy*, New York: Wiley, 1975.
- [2] H. B. Chandrasekhar, L. Genzel & J. Kuhl, *Opt. Commun.*, **17**(1976), 106.
- [3] L. Genzel, H. R. Chandrasekhar & J. Kuhl, *Opt. Commun.*, **18**(1976), 381.
- [4] L. Genzel & J. Kuhl, *Infrared Phys.*, **18**(1978), 113.
- [5] T. F. Zehnpfennig, O. Shepherd, S. Rappaport, W. P. Reidy & G. Vanasse, *Appl. Opt.*, **18**(1979), 1996.
- [6] S. C. Shen, T. Welker, J. Kuhl & L. Genzel, *Infrared Phys.*, **20**(1980), 277.
- [7] W. J. Burroughs & J. Chamberlain, *Infrared Phys.*, **11**(1971), 1.
- [8] S. C. Shen, C. J. Fang, M. Cardona, and L. Genzel, *Phys. Rev.*, **B22**(1980), 2913.
- [9] S. C. Shen, C. J. Fang & M. Cardona, *Phys. Stat. Soli.*, **b101**(1980), 451.

# ON THE OPERATING MODES OF THE DOUBLE BEAM-OPTICALLY COMPENSATED FTS

SHEN XUECHU (S. O. SHEN)

*(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)*

## ABSTRACT

The universal expressions of the compensated interferograms and the combinations of these interferograms of the double beam-optically compensated FTS (Fourier Transform Spectroscopy) have been derived under the general conditions. It has been shown that the transformed spectra can be calculated from the combined interferogram which is obtained from the subtraction of the compensated interferograms, and the accuracy of the calculation is independent of the difference of the spectral distributions and intensities of the two input beams, the difference of the responsivity of the detector in two different directions, and the difference and absorptions of the two beamsplitters, and the remained modulation due to the incomplete compensation. Some possible approximations of the formula have also been discussed. The theoretical proof and calculation have been demonstrated by the experimental results.