

利用傅里叶变换方法测量 红外分谱辐射能量

汤大新 窦方亮 董玺娟

(吉林大学 原子与分子物理研究所)

摘要——本文报道了利用傅里叶变换方法测量红外辐射源分谱能量分布的基本原理和实验方法,着重讨论了测量系统的仪器响应特性对测量结果的影响及改进措施,最后就两个测量实例作了具体讨论。

一、前 言

红外辐射源的分谱辐射能量测量一直是红外辐射测量中的重要内容之一。特别是在快速傅里叶变换(FT)方法应用到红外辐射测量领域之后,这种技术被广泛地用于研究气体、固体和液体的结构和光学性质。

随着红外节能技术的迅速发展,对红外辐射源的研究日益深入,迫切要求快速、准确、方便、可靠的辐射测量技术。本工作在考虑仪器响应对测量影响的基础上,利用 FT 方法成功地实现了在 $400\sim 4600\text{ cm}^{-1}$ 范围内的红外辐射源分谱能量测量。

二、基本理论与测量方法

有关黑体辐射的理论研究,主要反映在斯忒藩-玻尔兹曼定律

$$W(T) = \sigma T^4, \quad (1)$$

普朗克定律

$$W(\lambda, T) d\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} \left[\frac{d\lambda}{\exp(c_2/\lambda T) - 1} \right] \quad (2)$$

和维恩定律

$$\lambda_{\max} = hc/4.965 K = 0.2898/T. \quad (3)$$

但在实际上,绝大多数辐射体都是灰体,灰体与黑体之间满足如下关系:

$$W(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) W_B(\lambda, T), \quad (4)$$

其中 $W(\lambda, T)$ 和 $W_B(\lambda, T)$ 分别代表灰体和黑体的辐出度, $\varepsilon(\lambda, T)$ 定义为比辐射率。

按传统方法,对灰体或黑体的辐射能量的测量通常采用色散式仪器,即辐射体发出的辐

射被调制后,经入射狭缝进入单色仪,分光后经出射狭缝到一凹面镜上,再聚焦到接收器上。但光谱仪器的光学系统对被测辐射体的光谱能量分布必不可免地会产生一定影响,这种影响可以表示为仪器函数^[2]:

$$F(x_2) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x_1)h(x_1, x_2)dx_1, \quad (5)$$

式中 $f(x_1)$ 为输入信号, $F(x_2)$ 为输出信号, $h(x_1, x_2)$ 为描述仪器传递性质的仪器函数(亦称传递函数)。在带有狭缝的光谱仪中,仪器函数是单色仪狭缝象的照度分布的函数,而狭缝象的照度分布取决于狭缝宽度、照明方法、孔径光栅的衍射和光学系统的象差。综合考虑所有这些因素,使仪器分布函数的计算变得十分困难。因此,也就很难通过单光路精确测量红外辐射体的真实能量光谱分布。特别是入射狭缝限制了入射辐射的光通量,使得测量比室温稍高的辐射体的光谱能量分布变得十分困难。

在傅里叶变换红外光谱(FT-IR)方法中,由于计算机和迈克尔逊干涉仪取代了色散法测量中的棱镜或光栅等,因此具有扫描速度快、光通量大、完全没有入射狭缝、分辨率高、波数精确等优点。特别是扫描速度快、光通量大的优点,使得 FT 方法不再受辐射源随时间变化的影响,并有可能测量 100°C 以下的红外辐射。

测量系统是由美国 Nicolet 公司 5-DX 光谱仪改装的*,其光学原理如图 1 所示。迈克尔逊干涉仪的分束器是带有 KBr 衬板的 Ge 半透膜,接收器为 TGS 探测器。

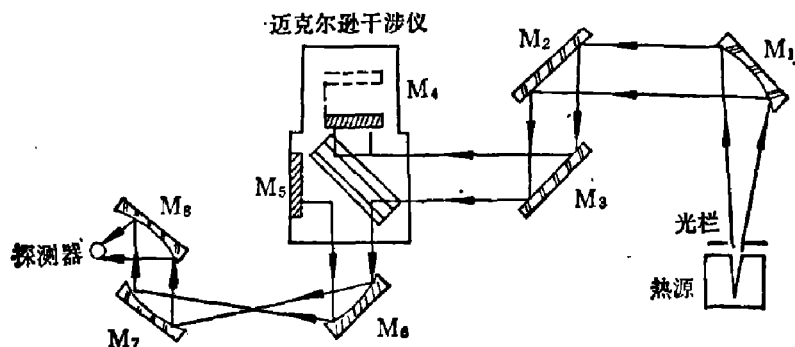


图 1 FT-IR 系统原理图

Fig. 1 The optical system diagram of 5-DX FT-IR system

FT 分谱辐射能量的测量结果可以表示为

$$T(\nu) = R(\nu)[W(\nu) + B(\nu) + I(\nu)], \quad (6)$$

其中 $W(\nu)$ 是被测辐射体的光谱辐射能量; $B(\nu)$ 是背景产生的辐射; $I(\nu)$ 是干涉仪产生的辐射; $R(\nu)$ 是仪器的响应函数,是由检测器、分束器和电子放大系统在整个被测频谱范围内的响应度决定的函数。有:

$$R(\nu) = R_{\text{检测器}}(\nu) + R_{\text{分束器}}(\nu) + R_{\text{电子系统}}(\nu)。 \quad (7)$$

由于它们在被测量的光谱范围内的非线性响应,使最后测得的结果或多或少产生畸变。图 2 系这种单光路测量结果。被测辐射体是自制的 JD-2 型黑体,根据理论计算,该黑体空腔有效发射率 $\epsilon = 0.998$ 。显然,能量的光谱分布随温度的变化规律与维恩位移定律和普朗克定律均不相符。

为了解决这一困难,首先假定:与被测目标相比,背景和干涉仪的辐射都很小,即 $B(\nu) \ll W(\nu)$, $I(\nu) \ll W(\nu)$, 则式(7)可化简为

*已于 1985 年 4 月通过鉴定。

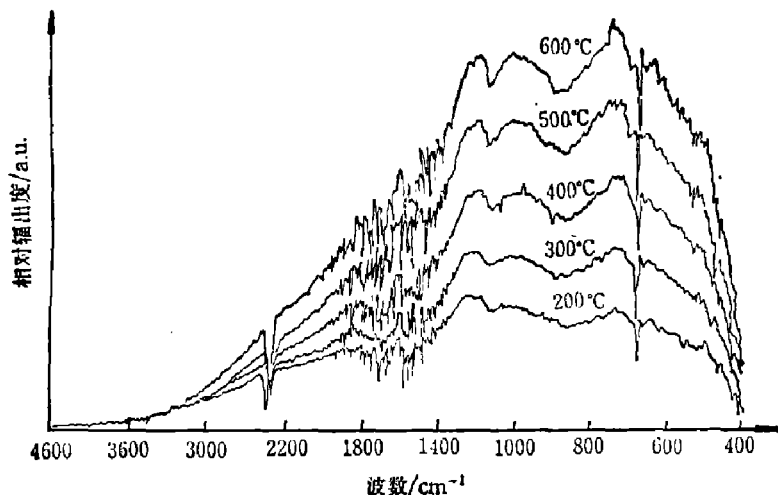


图2 利用 FT 系统直接测得的未经校正的 JD-2 黑体能量分布图
 Flg. 2 The energy spectra of JD-2 blackbody, not corrected,
 measured by 5-DX emission system

$$T(\nu) = R(\nu)W(\nu) \quad (8)$$

设 $W_{\text{PLANCK}}(\nu)$ 为普朗克定律的理论值, $W_B(\nu)$ 为标准黑体的实测值, 则有

$$R(\nu) = \frac{W_B(\nu)}{W_{\text{PLANCK}}(\nu)} \quad (9)$$

再利用式(8), 即可得到计及仪器响应非线性校正过的结果:

$$W(\nu) = \frac{T(\nu)}{R(\nu)} \quad (10)$$

为了实现以上设想, 首先要完成以下两项工作:

1. 标准黑体的设计与研制*

由式(10)知道, 如欲获得理想的测量结果, 首先须求出仪器的响应函数 $R(\nu)$ 。根据式(9), 为得到仪器在要求的工作波段上的响应函数, 需要准确地知道 $W_B(\nu)$ 。为此, 我们设计并制作了一种体积小、结构简单的能与迈克尔逊干涉仪相匹配的园腔黑体(参看图3), 简称 JD-1 型园腔黑体。

黑体腔所用材料为 $\text{Cr}_{18}\text{Ni}_9\text{Ti}$, 园腔内径为 20 mm, 腔体长度为 100 mm, 辐射出射孔径为 10 mm。为了提高空腔的有效发射率, 腔体设计成倒园锥状^[3]。腔的内壁经喷砂打毛处理后, 在高温下氧化发黑, 经过这样的处理后, 腔体材料自身发射率 $\epsilon_0 \approx 0.85$ 。选用人工熔铸云母作骨架材料, 这种材料绝缘性能好, 热惯性适中, 且便于加工。整个腔体的三

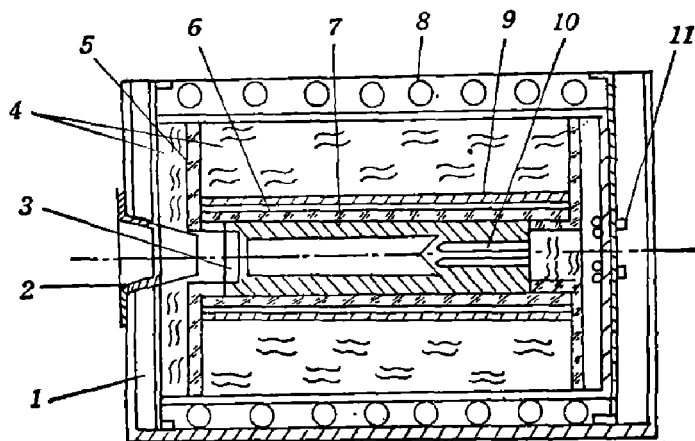


图3 JD-1 型黑体结构图

- 1—水冷光栏; 2—标准光栏; 3—样品池; 4—保温层;
- 5—陶瓷管支架; 6—加热陶瓷管; 7—黑体; 8—水冷管;
- 9—加热丝; 10—高温铂电阻; 11—引线柱

Fig. 3 The structure diagram of JD-1 circular cavity blackbody designed to replace the standard blackbody

*已于 1985 年 4 月通过鉴定。

分之二区间温差小于 3°C。按诸载详等人^[4,5]给出的理论公式,用 IBM-PC8088 计算机算得黑体有效发射率 $\epsilon=0.999$ 。为了降低背景辐射的影响,在黑体前部外加水冷光栏。黑体温度用专用 JD-1 型黑体温控仪自动控制,精度优于 $\pm 1^\circ\text{C}$,温控范围从室温至 600°C 。感温元件采用陶瓷铂电阻,其电阻比 $R_{100}/R_0=1.3910\pm 0.0010$,灵敏度约 $0.18\ \Omega/^\circ\text{C}$ 。

2. 辐射测量用计算机软件

根据式(2)利用 FORTH 语言编制一套理论黑体 $W_{\text{PLANCK}}(\nu)$ 的计算程序和可在 $400\sim 4600\ \text{cm}^{-1}$ 区间绘出指定温度下普朗克函数曲线的绘图程序。图 4 为利用这一程序绘出的 500 K、750 K 和 900 K 的普朗克函数曲线。

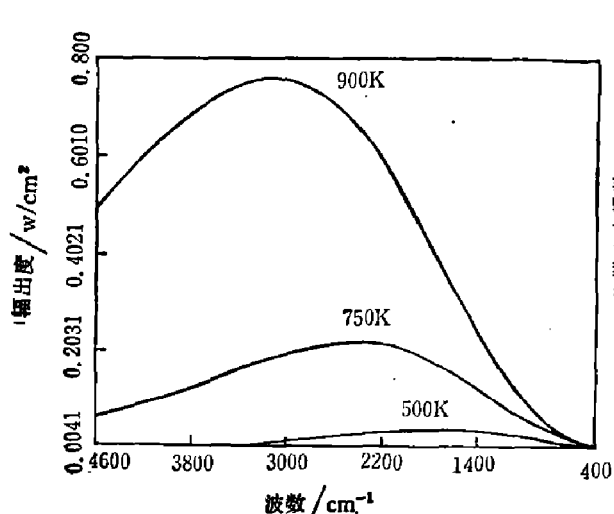


图 4 利用计算机绘制的普朗克函数曲线

Fig. 4 The Planck function curve autoplotted by microcomputer

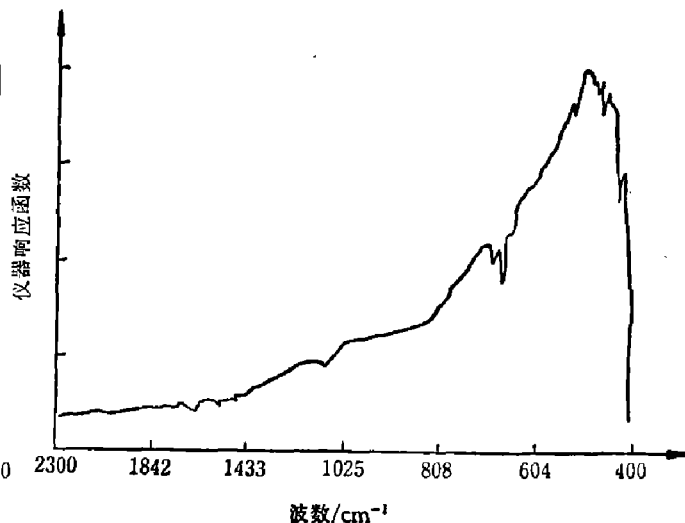


图 5 FT-IR 系统的仪器响应函数曲线

Fig. 5 The instrument response function of FT-IR emission measurement system

利用图 1 所示系统测量作为标准的黑体 JD-1,把所得结果 $W_B(\nu)$ 存入计算机。将 $W_B(\nu)$ 与 $W_{\text{PLANCK}}(\nu)$ 相除,即得到仪器响应函数 $R(\nu)$ 的曲线,参见图 5。然后,测量待测的红外辐射体,得到未经校正的辐射能量谱 $T(\nu)$,根据式(10),将 $T(\nu)$ 与 $R(\nu)$ 相除,即可获得 $W(\nu)$ 结果。

在进行以上步骤的测量时,应预先选定辐射计量单位^[2]。根据选定的单位,在计算机终端输入相应的参数,如辐射源面积、辐射源到接收器的距离等等。

在软件的设计中,为使理论计算与实验获得的光谱在分辨率上一致,在 $400\sim 4600\ \text{cm}^{-1}$ 范围内,以步长 $15802\ \text{cm}^{-1}/8192$ 完成全部运算。

三、测量结果

如前所述,红外辐射体可分为三大类,即黑体、灰体和选择性辐射体,他们之间的关系满足式(5)。由于在大多数情况下, ϵ 随波数 ν 的变化不是线性关系,因此通常的辐射体只是近似灰体。为了检验本测试装置和测试方法的可靠性,先讨论黑体辐射测量,再讨论近灰体辐射的测量结果。

1. 黑体辐射测量

对测试系统的校准,仍采用 JD-1 型园腔黑体。被测黑体为 JD-2 型侧开口园腔黑体,

经理论计算其有效发射率为 0.99。由于普朗克公式仅具有理论上的意义,因此测量结果与普朗克公式完全一致是不可能的,但若测试方法合理,所测得的结果应与理论结果基本一致。

图 6 为三个不同温度的 JD-2 型黑体分谱辐射能量谱。图中曲线上比较明显的细致结构是辐射通过大气时、由大气中的 H_2O 和 CO_2 的吸收造成的。原则上,在计算式(10)时,空气中的 H_2O 和 CO_2 吸收带应完全扣除,但实际上要严格保证 $T(\nu)$ 测量和 $R(\nu)$ 测量始终处于完全相同的气氛是不可能的,这点和双光路测量不同,这是利用单光路 FT 方法中尚待解决的一个问题。从结果可以看出,测试结果与普朗克公式的计算结果基本一致,能量的峰值位置亦与维恩位移定律相符。

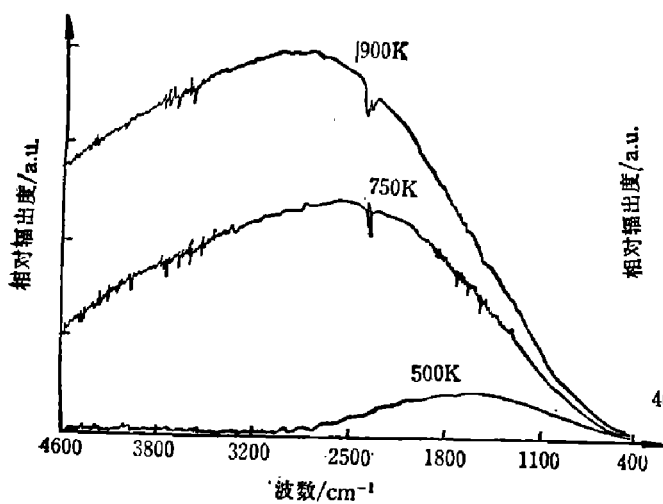


图 6 利用 FT-IR 系统测得的 JD-2 型黑体能量分布
Fig. 6 The emission energy spectra of JD-2 blackbody measured by FT-IR emission system

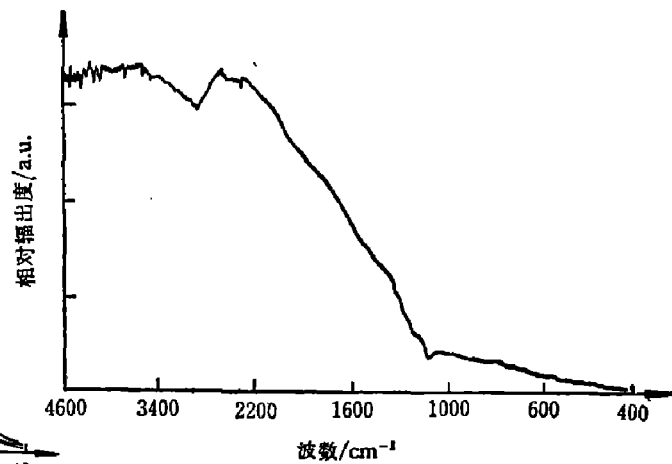


图 7 SHQ 石英红外灯的能量光谱
Fig. 7 The emission energy spectra of SHQ infrared lamp

2. 灰体辐射测量

本文仅以锦州石英玻璃厂 SHQ 石英灯红外加热器为例。在额定功率下,利用 WMEA-2 型表面温度计测得其表面温度为 $500^{\circ}C$, 尽管这种测量方法误差较大,但仍可作为对辐射测量方法可靠性的一个判断标准。利用 FT-IR 系统测量结果如图 6 所示。整个辐射能量的光谱分布与黑体辐射相差甚远。突出特点是辐射能量的峰值位置有两处。其中一处是在 $3400 \sim 4600 \text{ cm}^{-1}$ 区间,主要来源于灯丝辐射。灯丝辐射能量虽有石英管作屏蔽,但在可见和近红外波段仍可透射出一部分。另外一处能量峰值位于 2670 cm^{-1} 附近,按维恩定律计算,温度应为 $502^{\circ}C$,与用 WMEA-2 型表面温度计的测量值仅差 $2^{\circ}C$ 。计及测量误差,并考虑到灯丝辐射带和石英管辐射带相叠加引起谱带形状和峰值位置的改变,可见我们测得的结果是相当准确的。在 2670 cm^{-1} 右侧,辐射能量稍有凹陷,这是由于空气中的 CO_2 吸收造成的。在 1100 cm^{-1} 处,辐射能量又有一处凹陷,这是由石英本身在这个波数上的选择性反射导致比辐射率下降造成的^[6]。

总之,由以上两例可以看出,FT 方法测量红外辐射能量具有光通量大、测量速度快的优点,可以更准确地反映出被测辐射体的红外辐射特性。

四、误差讨论

在利用 FT 方法进行红外辐射体分谱辐射能量测量时,以下诸因素均有可能引起误差,

应予以关注。

1. 温度的影响

尽管 FT 方法实现了快速辐射测量,但在测量过程中注意保持被测辐射体的温度稳定性仍然是必要的。若在波长为 λ 、温度为 T 时温度偏差为 dT ,则辐射源发出辐射能量为

$$\begin{aligned} W(\lambda, T+dT) &= W(\lambda, T) + dW \\ &= W(\lambda, T) \left(1 + \frac{dW}{W(\lambda, T)} \right) = W(\lambda, T) \left(1 + F \frac{dT}{T} \right), \end{aligned}$$

其中因子 $F = F(\lambda, T)$ 为联系 $\frac{dW}{W}$ 与 $\frac{dT}{T}$ 的函数^[7]。作为一种估计,不妨令不确定温度 $dT = \pm 5 \text{ K}$,在 $T = 1200 \text{ K}$ 和 $\lambda = 2 \mu\text{m}$ 时,有 $F = 6.2$,因此

$$W(\lambda, T+dT) = W(\lambda, T) \left(1 \pm 6.2 \times \frac{5}{1200} \right) = W(\lambda, T) \pm 0.026 W(\lambda, T)。$$

对于理论黑体, $W(2\mu\text{m}, 1200 \text{ K}) = 2.9204 \text{ W/cm}^2$,由温度起伏引起的误差不超过

$$W(\lambda, T+dT) - W(\lambda, T) = \pm 0.026 \times 2.9204 = 0.0759 \text{ (W/cm}^2\text{)}。$$

由于函数 F 是 λT 的单调下降函数,所以,在本实验装置的测试范围内,温度不确定性引起的误差不会超过此值。

此外,温度也直接影响到仪器的响应函数。在确定测量系统的仪器响应函数时,为了在感兴趣的光谱范围内获得尽可能高的信噪比,校准温度(作为标准的黑体温度和普朗克函数的相应输入温度)应尽可能高,以便提高高波数区的辐射能量,否则高波数区会因信噪比过低而不能获得理想的结果。

2. 大气吸收的影响

通常的光谱测量均采用双光路方法,大气中 H_2O 和 CO_2 的吸收被抵消,因此大气吸收对测量结果没有大的影响。我们的方法是采取单光束一次测量技术,因此大气中 H_2O 和 CO_2 对辐射能量的吸收会严重地影响到测量结果。不但测量结果的峰值位置会产生偏差,而且辐射能量分布轮廓也会被扭曲,特别是在 H_2O 和 CO_2 的吸收区,由于辐射能量被强烈吸收而使曲线凹陷,类似的现象在测绘仪器的校准曲线上也会出现。当然,校准曲线的误差也会影响测量结果的准确性。消除这类测量误差的最方便的方法是用干燥的氮气对仪器进行 3~4 小时的吹扫。

3. 其它测量误差

欲定量地测量辐射体的辐出度、辐射强度等物理量,必须精确地计算辐射体的辐射面积、接收器对辐射体所张的立体角、接收器到辐射体的距离。由于被测辐射体是各种各样的,其几何形状往往很不规则,这就使上述参数的计算复杂化,并给最终结果带来误差。所以,目前的辐射测量多采用相对测量,即比较各波段上辐射能量的相对分布。在一般情况下,这种测量方法获得的结果已可满足实际要求。

致谢——参加本工作的还有毛坤元、金明星、庄荣书等,作者谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] “常用红外辐射术语统一方案”,红外研究,2(1983),2:153.
- [2] 包学诚,光学与光谱技术,(1981),3:49.

- [3] Cussen A. J., *SPIE*, Vol. 344, 1982, 2.
- [4] 诸载详等, 哈尔滨工业大学学报, 2(1980), 1.
- [5] 陈守仁等, 哈尔滨工业大学学报, 4(1980), 1.
- [6] Kember D. and Sheppard N., *Applied Spectroscopy*, 29(1976), 6:496~500.
- [7] Richmond J.C., *Radiative Transfer from Solid Materials*, ed. H. Blau & H. Fischer, Macmillan Co., New York, 1962, p. 142.

THE FOURIER TRANSFORM (FT) METHODS FOR MEASURING INFRARED SPECTRAL EMISSION ENERGY

TANG DAXIN, DOU FANGLIANG, DONG XIJUAN

Institute of Atomic and Molecular Physics, Jilin University

ABSTRACT

The experimental principle and techniques to measure the spectral emission energy using Fourier transform method are reported. The effects of the response function of the measuring system on the experimental results are discussed, and some improvemental methods are proposed. In the end, two results are given for the JD-2 blackbody and milk-white quartz lamp.