

新的辐射测温方法研究

I. 辐射噪声的温度特性

陈 祖 培

(中国科学院上海技术物理研究所)

摘要——应用热释电探测器测量了灰体辐射源的辐射涨落(辐射噪声)。发现辐射噪声均方值与辐射功率平均值之比与辐射源温度成正比,并与比辐射率无关。这意味着利用辐射噪声进行测温可能成为辐射测温的新途径。

一、引 言

热辐射是物体间通过光子发射进行能量传递的一种方式。微观上来看,它是一种不连续的“准无规”物理过程。这一过程的强弱通常用单位时间内发射的光子数(光子发射速率)或辐射出射度来表示。它们在光谱间隔 $d\nu$ 内的数值可以用普朗克定律精确地计算出来。实际上它们仅仅是一个平均量。描述热辐射的另一个量是均方根值,通常用功率谱密度表示。对于热辐射涨落(辐射噪声)的研究长期来一直限于理论上的探讨。近年来,随着具有宽光谱响应的高性能热释电探测器和相关接收技术的发展,对辐射噪声进行精确测量已不十分困难。我们应用自行研制的高性能热释电辐射计测量辐射噪声随辐射源温度的变化关系,并讨论它对于发展辐射测温技术的作用。

二、辐射噪声的数学描述

辐射噪声是指辐射功率围绕其平均值的涨落。至今已有很多种方法推导辐射噪声的功率谱密度^[1~6]。大致上分为统计学方法和热力学方法二种。前者把光子看作是玻色子,服从玻色-爱因斯坦统计,应用统计学方法求出光子发射速率偏离其平均值的均方偏差,从而得出其功率谱密度;后者是利用热平衡系统中能量均分定理来推导辐射噪声功率谱密度的解析式。Kruse^[7]对此已作了很好的总结,这里引述与实验测量有关的结果。

黑体在单位面积上发射的辐射噪声功率谱密度为

$$S_{pb} = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} S_{pb\lambda}(f) df d\lambda, \quad (1)$$

$$S_{pb\lambda}(f) = \frac{2\pi h^2 C_0^3 \exp(hC_0/\lambda KT)}{\lambda^5 [\exp(hC_0/\lambda KT) - 1]}, \quad (2)$$

本文 1983 年 9 月 28 日收到。

其中 C_0 为光速, h 为普朗克常数, λ 为波长, K 为玻尔兹曼常数, T 为源温度, f 为频率。

对于非黑体, 只要将式(2)乘以比辐射率 ε_λ 即可,

$$S_{p\lambda}(f) = \varepsilon_\lambda S_{pb\lambda}(f) \quad (3)$$

根据普朗克公式, 上式可改写为

$$S_{p\lambda}(f)/M_\lambda = \frac{hC_0^2 \exp(hC_0/\lambda KT)}{\exp(hC_0/\lambda KT) - 1} \quad (4)$$

其中

$$M_\lambda = \varepsilon_\lambda M_{\lambda b}, \quad (5)$$

$$M_{\lambda b} = \frac{2\pi C_0^2 h}{\varepsilon^5 [\exp(hC_0/\lambda KT) - 1]} \quad (6)$$

这里 M_λ 为分谱辐射出射度, $M_{\lambda b}$ 为黑体的分谱辐射出射度。式(6)即为普朗克公式。

对于灰体, $\varepsilon_\lambda = \varepsilon$ 与波长无关, 由式(3)对 λ, f 积分, 可得单位面积上发射的辐射噪声功率谱密度

$$S_p = 8\varepsilon K \sigma T^5 \Delta f, \quad (7)$$

应用斯忒芬-玻尔兹曼定律, 上式可改写为

$$S_p/M = 8KT \Delta f, \quad (8)$$

其中

$$M = \varepsilon M_b, \quad (9)$$

$$M_b = \sigma T^4, \quad (10)$$

M 为辐射出射度, M_b 为黑体辐射出射度。式(10)即为斯忒芬-玻尔兹曼定律, σ 为常数。

三、实验方法及测试结果

辐射噪声测试装置如图 1 所示。辐射源发出的辐射由光学系统接收以后入射到探测器变换为电压信号。入射辐射包括二部分, 一部分是未被斩光器调制的恒定辐射, 另一部分是被斩光器调制的交变辐射。探测器采用本所研制的 GLT302 型热释电探测器, 只对交变辐射有响应。因而进入辐射计锁相放大器的电信号中仅包括与入射辐射噪声成正比的涨落信号电压和与交变辐射功率成正比的调制信号电压二部分。通常后者比前者大, 因而斩光器前加一小的限制光栏, 使进入锁相放大器的二种信号电压的差别限制在一个数量级以内。光学系统有效孔径约为 $\phi 100$ mm, 斩波器前限制光栏孔径为 $\phi 2$ mm, 因而入射辐射中只有 0.04% 被调制。斩光器频率为 80 Hz, 调制信号由锁相放大器读数, 涨落信号电压经锁相放大器中的频率均衡前置放大器后输入一低通滤波器。频率均衡放大器对探测器响应率进行频率补偿, 使响应频谱扩展(3~1000 Hz)。低通滤波器带宽为 25 Hz, 低通滤波器输出的涨落信号电压由 Mu7702 型均方根电压表测量。

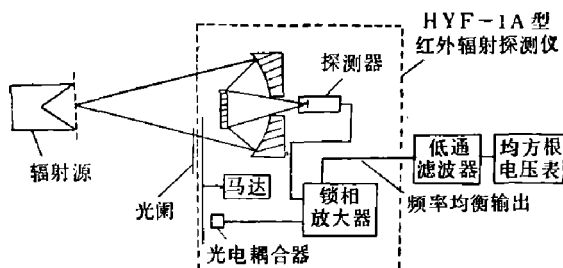


图 1 辐射噪声测试系统

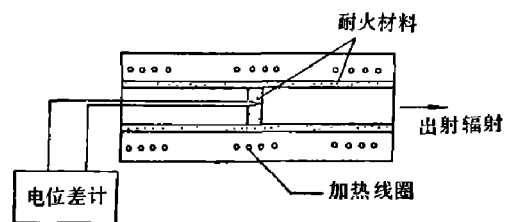


图 2 辐射源简图

辐射源是一个用 ZKL-1 型自动控温管状扩散炉改装的灰体。如图 2 所示。扩散炉由三组独立的线圈加热，调节各组线圈中电流可以调节恒温区。我们在实验中保证恒温区大于 0.5m。这样在恒温区中放置一个耐火砖塞子，便构成一个黑体。如果将该塞子移出恒温区，比辐射率减小，相当于一个灰体。耐火砖塞子温度用铂-铑热电偶测量。

光学系统，热释电探测器，斩光器和锁相放大器系 HYF-1A 型红外辐射探测仪的相应部件。光学系统为一个卡塞格仑反射镜，孔径为 $\phi 100$ mm， f 数为 2，探测器光敏面积为 $\phi 2$ mm。辐射源置于主平面前 0.5m 处，探测器响应面置于辐射源象平面上。在本实验的温度范围内，涨落信号和调制信号均比探测器固有噪声大得多，因而可以忽略探测器噪声的影响。

探测器接收到的辐射功率和辐射噪声分别为

$$\phi_s = Rnm A_s A_D / \pi r^2, \quad (8)$$

$$\sqrt{S_n} = \sqrt{S_p A_s} (A_D / \pi r^2), \quad (9)$$

其中 n 为入射辐射中被调制部分所占比例， $n \approx 0.04\%$ ， m 为波形转换因子， A_s 为辐射源有效辐射面积， A_D 为探测系统有效接收面积。均方根噪声电压表测得涨落信号电压和探测器输出中的调制信号电压分别为

$$V_n = S_n^{1/2} \mathcal{R}_V G_V, \quad (10)$$

$$V_s = \mathcal{R}_{V0} \phi_s, \quad (11)$$

其中 \mathcal{R}_V 为电压响应率， G_V 为频率均衡放大器电压增益， $\mathcal{R}_V G_V$ 与频率无关。 \mathcal{R}_{V0} 为 $f = 80$ Hz 时的电压响应率。由式(10)和式(11)可得

$$V_n^2 / V_s = C_i T, \quad (12)$$

$$V_n^2 = C_n (\varepsilon^{1/5} T)^5, \quad (13)$$

$$V_s = C_s (\varepsilon^{1/4} T)^4, \quad (14)$$

其中 C_i ， C_n 和 C_s 均为与系统有关的常数， V_n^2 ， V_s 和 T 均可由实验确定，因此，通过 V_n^2 ， V_s 和 T 的测量可以验证噪声理论的结论。

图 3 和图 4 是耐火砖塞子位于炉管中央和炉管出口二个位置时测得的 V_n^2 和 V_n^2/V_s 随塞子温度的变化关系。

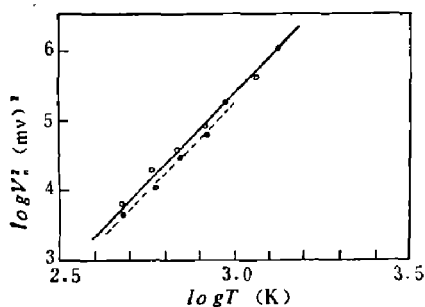


图 3 V_n^2 对 T 的关系

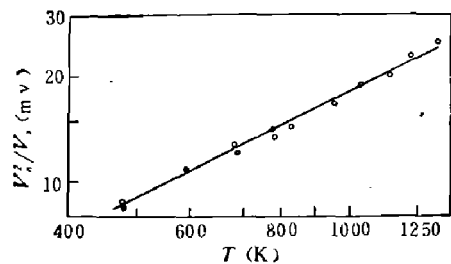


图 4 V_n^2/V_s 对 T 的关系

○ 耐火砖塞子位于炉管中央
● 塞子位于炉管出口

图 3 中实线代表耐火砖塞子位于炉管中央时的结果，虚线代表塞子位于炉管出口时的结果。二者之比值为 0.8，说明前者之比辐射率大于后者。这两种情况下，曲线斜率都等于 5。由图 4 可知，塞子无论置于炉管中央还是炉管出口， V_n^2/V_s 值相同，并与温度 T 成正比，这说明 V_n^2/V_s 值与比辐射率无关。上述实验结果与辐射噪声理论给出的关系是吻合的。

四、讨 论

对于辐射噪声的测量一方面验证了辐射噪声理论,另一方面,测试结果也意味着利用辐射噪声可以确定物体温度,即辐射噪声测温。这是一种新的测温方法。与辐射率测温法相似,这种新方法也可分成两种,一种是全波段辐射噪声测温,即利用本文中式(7)和式(8);另一种是窄波段辐射测温,即利用本文中式(3)和式(4)。前一种方法适用于灰体,后一种方法可适用于各种辐射源,包括灰体和选择性辐射源。由式(4)和式(8)可知,利用辐射噪声功率谱密度与辐射出射度之比来确定温度可消除比辐射率的影响。

因此,辐射噪声测温可能成为发展辐射测温技术的新途径。

致谢——汤定元先生和吴坛烈同志审阅了此稿并作了修改,作者谨致谢意。

参 考 文 献

- [1] Carson J. R., *Bell System Tech J.* **10** (1931), 374.
- [2] Felgett R. B., *J. opt. Soc. Amer.* **39** (1949), 970.
- [3] Jones R. C., *J. opt. Soc. Amer.* **37** (1949), 879.
- [4] Tolman R. C., *The Principles of Statistical Mechanics*, oxford, 1938, 632.
- [5] Milatz J. M. W., and Van Der Velden H. A., *Physica*, **10** (1943), 369.
- [6] Smith R. A., Jones F. E. and Chasmar R. P., *The Detection and Measurement of infrared radiation*, oxford, 1957, 207.
- [7] Kruse P. W., *Element of Infrared Technology*, oxford, 1962.

A NEW METHOD FOR RADIATION TEMPERATURE MEASUREMENT

I. TEMPERATURE DEPENDENCE OF RADIATION NOISE

CHEN ZUPEI

(Shanghai Institute of Technical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Radiation fluctuation (radiation noise) of the thermal sources is measured by using the pyroelectric detector. It is found that the ratio of the mean square value of radiation noise to the average value of radiation power is proportional to the source temperature and independent of emissivity. This means that there will be a new method for radiation temperature measurement, which is based on the temperature dependence of radiation noise.