

瞬时高温的测量

谭显祥

从辐射热力学的观点,即能量观点,研究光的吸收和发射,则在热平衡的情况下,引出温度概念。热平衡时的辐射称为温度辐射。温度是辐射热力学的一个宏观参量。另一方面,物体发射和吸收能量是分子和原子的运动状态发生变化的结果,温度描述了物体内部分子、原子微观运动状态的统计规律。测温,在光源研制,等离子体物理,炸药爆轰机理,动载下物质性态的研究等方面,都具有重要意义。我们知道,凝聚体受冲击压缩后的温度,通常是通过测冲击波的速度和波后粒子速度后,再代入用理论模型建立的状态方程,间接求出。如果能直接测出温度参量,则不仅可以检验理论模型的正确性,而且可利用所测温度数据直接建立状态方程,这是实验工作者感兴趣的事情。

光学测温的方法,随测试对象而异。最常用的有谱线相对强度法,比色法,亮温法,辐射温度法,光谱线的多普勒和斯托克效应增宽法等等。在爆炸研究领域,待测辐射体为微秒至纳秒量级脉冲光源,研究这类瞬时连续谱光源的测温方法,多用比色法和亮温法。这些方法在一般恒定光源的研制中也常用。

谱线相对强度法^[1]在低温等离子体(例如爆炸丝)的研究中,应用很广。它是利用两条以上谱线的强度比(相对强度),来测定等离子体温度。用相对强度法测温,必需使选择的谱线没有自吸收效应,或自吸收大小可以估计,才能得到正确的结果。但这一点往往又难以作到,因此常用伴随发生的杂质谱线来测温。例如测试金爆炸丝形成等离子体的温度时,金表面有意涂少许铜,利用铜杂质谱线测温以避免金谱线的自吸收效应。

用多普勒效应和斯托克效应谱线增宽原理测量温度的方法,又称为谱线轮廓诊断法。也是低温等离子体诊断中常用的测温方法。等离子体的热运动引起多普勒谱线增宽,与温度有密切关系。由等离子体中带电粒子库仑场的相互作用所决定的斯托克效应引起谱线的增宽,称为斯托克增宽。利用这一效应测温的同时,还可求出等离子体的电子密度。

比色法,亮温法,辐射温度法是从能量观点,利用温度辐射的基本定律测温的方法。特别是黑体辐射定律是这种方法的基础。大多数情况下,这类方法用于发射连续谱的温度测量,适用于恒定光源的研制或爆炸脉冲光源的研究。本文将叙述它的基本原理和具体的测试方法。为了正确应用这些方法,必需清楚地了解温度辐射的基本定律和光测高温学的有关概念。这些定律在许多物理书上都能找到,这里,从光测高温方法的需要出发,对这些定律作一综述。

一、温度辐射定律

1. 基尔霍夫定律

基尔霍夫定律描述物体的光谱辐出度 M_λ 和光谱吸收率 $a(\lambda, T)$ 之间的关系。所谓光谱吸收率是指波长间隔自 λ 至 $\lambda + \Delta\lambda$ 的入射辐射通量 $\Delta\phi'$ 与被物体吸收的辐射通量 $\Delta\phi$ 之比。即

$$a(\lambda, T) = \Delta\phi / \Delta\phi'$$

基尔霍夫证明：在热平衡的条件下， M_λ 与 $a(\lambda, T)$ 的比值与物体的性质无关，对所有物体而言，均是波长 λ 和温度 T 的普适函数。

$$M_\lambda / a(\lambda, T) = f(\lambda, T) \quad (1)$$

如果某物体能在任意温度下将入射到它上面的任何波长的能量全部吸收，即 $a(\lambda, T) = 1$ ，则这样的物体称为绝对黑体（简称黑体）。黑体以外的其它物体， $a(\lambda, T)$ 均小于 1。据此，按基尔霍夫定律就可得出：在相同温度和同一波长间隔内，黑体的光谱辐出度 $M_{\lambda b}$ 将大于任何其它物体的光谱辐出度 M_λ 。 M_λ 与 $M_{\lambda b}$ 的比值称为光谱发射率 $\varepsilon(\lambda)$ 。即

$$\varepsilon(\lambda) = M_\lambda / M_{\lambda b} \quad (2)$$

对于非黑体 $\varepsilon(\lambda)$ 值总小于 1。比较 (1) 和 (2) 式即可得出：物体的光谱发射率与其光谱吸收率相等。光谱发射率随波长（当然也随温度）而改变的物体，称为选择性辐射体，绝大多数实际辐射体都是选择性辐射体。光谱发射率小于 1 但不随波长而改变的物体称为灰体。不过，际存在的灰体也只有某一波段范围内（比如在可见光范围内）具有相同的光谱发射率。

2. 黑体辐射定律

(1) 黑体的总辐射——斯忒藩-波耳兹曼定律

黑体的辐出度 M_b 与它的绝对温度的四次方成正比。即

$$M_b = \sigma T^4 \quad (3)$$

上式也可用光谱辐出度的积分形式来表示

$$\int_0^\infty M_{\lambda b} d\lambda = \sigma T^4 \quad (4)$$

σ 称为斯忒藩-波耳兹曼常数，其值为 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ 。

(2) 黑体辐射的光谱分布定律——普朗克公式。

普朗克公式描述黑体的光谱辐出度与温度和波长的关系

$$M_{\lambda b} = c_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (5)$$

式中：光谱辐出度 $M_{\lambda b}$ 是单位面积黑体在波长 λ 处的单位波长间隔 $d\lambda$ 内辐射出的能通量，（按 1983 年我国国家标准规定，它应称为辐出度的光谱密集度，简称光谱辐出度。以往的教科书中常称它为辐射发射本领。）它的单位是 W/m^2 ； λ 为波长，单位是 m ； T 是黑体的绝对温度，单位是 K ；第一辐射常数 $c_1 = 3.7418 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$ ；第二辐射常数 $c_2 = 1.4388 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ 。应用 (5) 式计算时，若 $\lambda T < 0.31 \times 10^{-2} \text{ m} \cdot \text{K}$ ，则 $[\exp(c_2/\lambda T) - 1]^{-1}$ 可用 $\exp(-c_2/\lambda T)$ 代替，由此产生的误差小于 1%，在此条件下

$$M_{\lambda b} = c_1 \lambda^{-5} \exp(-c_2/\lambda T) \quad (6)$$

(6) 式称为普朗克简化公式。普朗克公式还可变换为以下几种形式：

以频率表示的普朗克公式，因 $M_{\nu b} = M_{\lambda b} \cdot c/\nu^2$ ，

$$M_{\nu b} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (7)$$

式中： c 为光速，其值为 $2.9979 \times 10^8 \text{ m/s}$ ； h 为普朗克常数，其值为 $6.6262 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ； k 为波耳兹曼常数，其值为 $1.3807 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ； $M_{\nu b}$ 的单位是 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1})$ 。同样，当 $h\nu \geq 4.64 k \cdot T$ 时，

公式(7)可简化为

$$M_{\lambda b} = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (8)$$

众所周知, 黑体是朗伯余弦辐射体(即发光强度呈余弦分布或亮度与方向无关), 因此辐出度、光谱辐出度与辐亮度 L_b 、光谱辐亮度 $L_{\lambda b}$ 之间有如下关系

$$\left. \begin{aligned} M_b &= \pi L_b \\ M_{\lambda b} &= \pi L_{\lambda b} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

由此可得黑体光谱辐亮度公式

$$\left. \begin{aligned} L_{\lambda b} &= \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \\ \text{或} \\ L_{\lambda b} &= \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$L_{\lambda b}$ 的单位是 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$ 。同理有

$$\left. \begin{aligned} L_{\nu b} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \\ \text{或} \\ L_{\nu b} &= \frac{2h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$L_{\nu b}$ 的单位是 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{s}^{-1})$ 。

(3) 维恩位移定律

绝对温度为 T 的黑体在波长 λ_m 处的光谱辐出度取最大值时, λ_m 与 T 的关系即为维恩位移定律。对(10)式求偏导数, 并令 $dL_{\lambda b}/d\lambda = 0$, 即可求出^[1]

$$\lambda_m = \frac{2898}{T} \quad \mu\text{m} \quad (12)$$

或

$$\lambda_m = \frac{hc}{4.965kT} \quad (13)$$

由此可见, 随着温度的升高, λ_m 值向短波方向移动, 故称位移定律。如果对(11)式取偏导数, 则可求出 ν_m :

$$\nu_m = 2.82 kT / h \quad \text{s}^{-1} \quad (14)$$

将(13)×(14)得: $\lambda_m \cdot \nu_m = 0.568c$ 。如果与波长 λ_m 相应的频率为 ν_m' , 则应有 $\lambda_m \cdot \nu_m' = c$ 。可见, 用频率表示的维恩定律求得的 ν_m 要比用波长表示的维恩定律对应的 ν_m' 小得多, 两者切不可混为一谈。最后, 我们在讨论普朗克公式时, 指出用普朗克简化公式的条件是 $\lambda T \leq 0.31 \times 10^{-2} \text{m} \cdot \text{K}$ 。在这里, 由(12)式得 $\lambda_m T = 0.29 \times 10^{-2} \text{m} \cdot \text{K}$ 。因此简化公式只适用于描述 $\lambda < \lambda_m$ 部分的光谱分布曲线, 对 $\lambda > \lambda_m$ 部分, 使用简化公式会带来较大的误差。

二、温度辐射定律的应用—光测高温学

应用温度辐射诸定律来测定高温的方法, 称为光测高温法。鉴于非黑体的某些辐射特性可用黑体辐射特性近似描述, 因此, 光测高温学中, 把非黑体与黑体的某些特性参量进行比较, 并用相应的黑体温度作为非黑体的等效温度。因为互相比对选取的参量不同, 等效温度的含义也不一样, 以下分别讨论真实温度和几种等效温度的意义及其计算方法。

1. 真实温度 T_0

这是指待测辐射体（包括黑体）处于热平衡状态的实际温度。当待测辐射体的光谱辐亮度求出以后，如果是黑体，则可由普朗克公式直接求得 T_0 ；如果是“非黑体”，还应测出它的光谱发射率，才能求出真实温度。

2. 辐射温度 T_r

某待测辐射体的辐出度 M 等于黑体的辐出度 M_0 时，则把该黑体的温度作为待测辐射体的辐射温度。按照这一定义及基尔霍夫定律有：

$$M_0 = \sigma T_0^4$$

$$M = \varepsilon \sigma T_0^4 \quad (\varepsilon \text{ 称为发射率})$$

令 $M = M_0$ 求得

$$T_r = \varepsilon^{1/4} T_0 \quad (15)$$

因 $\varepsilon < 1$ ，故 $T_r < T_0$ 即辐射温度小于真实温度。如果用 T_r 代替真实温度 T_0 ，所引入的相对误差为

$$\frac{T_0 - T_r}{T_0} = 1 - \varepsilon^{1/4} \quad (16)$$

以钨为例，它在各种真实温度下的发射率^[4]及由(16)式求得的相对误差，见表1。由表1可见，在低温情况下，误差可达43%，高温时也有20%以上的误差，不可忽视。基于辐射温度原理而设计的测量仪器即为辐射高温计。这种仪器只能用于测量恒定辐射体的辐射温度，不适于脉冲辐射体的高温测量。

表1 钨的发射率及辐射温度的相对误差

T_0 (K)	1000	1500	2000	2500	3000	3200	3400	3600	3655
ε	0.105	0.192	0.263	0.312	0.346	0.357	0.366	0.374	0.376
$\frac{T_0 - T_r}{T_0}$ (%)	43	33.8	28.4	25	23	22.7	22.2	21.8	21.7

3. 亮温度 T_b

待测辐射体在某波长的辐亮度，若与某一温度的黑体在同一波长的辐亮度相等，则该黑体的温度即称为待测辐射体的亮温度，简称亮温。按照这一定义，用普朗克简化公式可得

黑体
$$L_{\lambda b} = \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_b}\right)$$

待测辐射体
$$L_{\lambda} = \varepsilon(\lambda) \frac{c_1}{\pi} \lambda^{-5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_0}\right)$$

令 $L_{\lambda} = L_{\lambda b}$ ，则得

$$\varepsilon(\lambda) \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_0}\right) = \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T_b}\right)$$

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_b} = \frac{\lambda}{c_2} \ln \varepsilon(\lambda) \quad (17)$$

最后得

$$T_b = \frac{T_0 c_2}{c_2 - T_0 \lambda \ln \varepsilon(\lambda)} \quad (18)$$

因 $\varepsilon(\lambda) < 1$ 及 $\ln \varepsilon(\lambda) < 0$, 故 $T_B < T_0$ 。即非黑体的亮温总是小于它的真实温度。用亮温表示真实温度的相对误差为

$$\frac{T_0 - T_B}{T_0} = 1 - \frac{c_2}{c_2 - T_0 \lambda \ln \varepsilon(\lambda)} \quad (19)$$

以钨为例, 当 $T_0 = 1300 \text{ K}$, $\lambda = 0.66 \mu\text{m}$ 时, $\varepsilon(\lambda) = 0.4$, 相对误差为 5%; 当 $T_0 = 2300 \text{ K}$, $\lambda = 0.66 \mu\text{m}$ 时, $\varepsilon(\lambda) = 0.36$, 相对误差为 10%。由此知: 若非黑体的真实温度很高, 且 $\varepsilon(\lambda)$ 又很小时, 亮温和真实温度的差别就越大。测量恒定辐射体亮温的仪器有消丝高温计。同样它也不适用于脉冲光源的高温测量。

4. 颜色温度 T_c

待测辐射体的光谱辐亮度与某一温度的黑体相近时, 该黑体的温度即称为待测辐射体的颜色温度。简称色温。由这一定义可知, 选择性很强的辐射体, 因其辐射光谱分布与黑体截然不同, 对它们来说, 色温便失去意义。

按照色温的定义, 本应先求出待测辐射体的光谱辐亮度, 才能求得色温。但实际测温中, 往往用两个波长的辐亮度与黑体相应波长辐亮度相比, 若比值相等, 就用黑体的温度作为待测辐射体的色温。在波长 λ_1 及 λ_2 处写出比值相等公式

$$\frac{L_{\lambda_1 b}}{L_{\lambda_1}} = \frac{L_{\lambda_2 b}}{L_{\lambda_2}} \quad (20)$$

再用普朗克简化公式写出黑体与待测辐射体在两个波长的光谱辐亮度, 代入 (20), 求解得

$$T_c = \frac{T_0 c_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2) + T_0 \lambda_1 \lambda_2 \ln [\varepsilon(\lambda_1) / \varepsilon(\lambda_2)]} \quad (21)$$

由上式可以得出以下几点:

(1) 当待测辐射体为黑体时, 有 $\varepsilon(\lambda_2) = \varepsilon(\lambda_1) = 1$, 则由上式得出 $T_c = T_0$, 即黑体的色温就是它的真实温度。同理, 由公式 (16) 和 (18) 得 $T_r = T_0$, $T_B = T_0$, 黑体的色温、亮温、辐射温度均等于它的真实温度。

(2) 若待测辐射体为灰体, 有 $\varepsilon(\lambda_2) = \varepsilon(\lambda_1) = \text{const}$, 则 $T_c = T_0$, 即灰体的色温也等于它的真实温度, 但灰体的辐射温度和亮温仍小于真实温度。

(3) 既不是黑体又不是灰体的实际辐射体, 其色温 T_c 在大多数情况下大于真实温度 (当短波发射率大于长波发射率时)。少数情况下 (长波发射率大于短波发射率), 色温小于真实温度。但色温比亮温和辐射温度更接近于真实温度, 因为光谱发射率在一定波长范围内变化不会很大。据此, 实际辐射体的光谱辐亮度 $M_\lambda \neq \varepsilon(\lambda) (c_1 / \pi) \lambda^{-5} \exp(-c_2 / \lambda T_c)$ 。只有灰体, 此式左右两边才能取等号。

色温与真实温度的相对误差为

$$\frac{T_0 - T_c}{T_0} = 1 - \frac{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2)}{c_2 (\lambda_1 - \lambda_2) + T_0 \lambda_1 \lambda_2 \ln [\varepsilon(\lambda_1) / \varepsilon(\lambda_2)]} \quad (22)$$

以钨为例, 当 $T_0 = 2500 \text{ K}$, $\lambda_1 = 0.65 \mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.467 \mu\text{m}$ 时, 有 $\varepsilon(\lambda_1) = 0.425$, $\varepsilon(\lambda_2) = 0.46$, 以此代入 (21) 式得 $T_c = 2558 \text{ K}$, 与真实温度的相对误差约为 2%。

(4) 色温可用两个波长的亮温求得。若将 (17) 式中的 $\ln \varepsilon(\lambda_1)$ 和 $\ln \varepsilon(\lambda_2)$ 代入 (21) 式即得

$$T_c = \frac{(\lambda_1 - \lambda_2) T_{B1} T_{B2}}{\lambda_1 T_{B1} - \lambda_2 T_{B2}} \quad (23)$$

式中 T_{B1} 和 T_{B2} 是 λ_1 和 λ_2 波长的亮温。

(5) 鉴于这种方法是通过两个以上波长光谱辐亮度的比较而获得温度参数, 故这种测温方法称为比色法。用此原理建立的高温计, 称为比色高温计。

如果待测辐射体本身是黑体，则用比色法测温的关键在于求得两个波长的辐亮度比值。这就大大减少了测试工作量。已知

$$\frac{L_{\lambda 1b}}{L_{\lambda 2b}} = \frac{\lambda_1^{-5} \exp(-c_2/\lambda_1 T_c)}{\lambda_2^{-5} \exp(-c_2/\lambda_2 T_c)}$$

上式解得

$$T_c = \frac{c_2(\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}{\ln(L_{\lambda 1b}/L_{\lambda 2b}) + 5\ln(\lambda_1/\lambda_2)} \quad (24)$$

由上式可知，只要测出 $L_{\lambda 1b}/L_{\lambda 2b}$ 即可求得黑体的真实温度。实际测温工作中，往往在测得 $L_{\lambda 1}$ 、 $L_{\lambda 2}$ 、 $L_{\lambda 3}$ ……等之后，要求根据这些数据 它是否符合黑体辐射规律，从而确定待测辐射体是否为黑体。我们可将黑体关系写

$$\ln L_{\lambda b} - \ln \frac{c_1}{\pi} + 5 \ln \lambda = -\frac{c_2}{\lambda T} \quad (25)$$

令

$$F(\lambda, T) = \ln \left(\frac{L_{\lambda b} \cdot \lambda}{c_1/\pi} \right)^5$$

$$F(\lambda, T) = -\frac{c_2}{\lambda T} \quad (26)$$

以 $F(\lambda, T)$ 为纵坐标， $1/\lambda$ 为横坐标作图，则上式为一直线。若以 $\text{tg } \phi$ 表示该直线的斜率，就得出

$$T = -\frac{c_2}{\text{tg } \phi} \quad (27)$$

把测得的 $L_{\lambda 1}$ 、 $L_{\lambda 2}$ 、 $L_{\lambda 3}$ ……等代替 (25) 式中的 $L_{\lambda b}$ ，并按上述处理方法逐点作图，若得到一条直线，即可判断待辐射体为黑体或灰体，否则为选择性辐射体。具体作图时，应注意使 $F(\lambda, T)$ 与 $1/\lambda$ 的比例尺一致，若选取不同的比例尺，直线斜率角 ϕ 就会出错。 ϕ 角以顺时针方向为负，反时针方向为正。

三、瞬时辐射体的温度测量

上面我们已提及瞬时辐射体的温度，不能用现成的光学高温计来测量。从计算辐射温度公式 (15)，亮温公式 (18) 和色温公式 (21) 可以看出，它们只是给出了有效温度和真实温度之间的关系，还不能直接由它们求出瞬时辐射体的温度。因为在这些公式中至少有三个未知数。瞬时辐射体温度的测量，需依赖已知辐射特性的标准光源或黑体的数据作比较。常用作标准光源的有 3800K 碳弧灯，2500K 左右的钨带灯或黑体炉。这些标准器均应有定期的计量部门检验数据，即它们本身的数据不是一成不变的。另一方面，如果要求得到温度随时间的变化，则需有时间分辨装置，可用示波器或高速相机充当。

基于光测高温学原理的瞬时辐射体温度测量方法，基本上分为两大类，一为光电方法，另一为扫描光谱法，以下分别叙述它们。

1. 光电方法

图 1 为测量炸药爆炸冲击波阵面温度

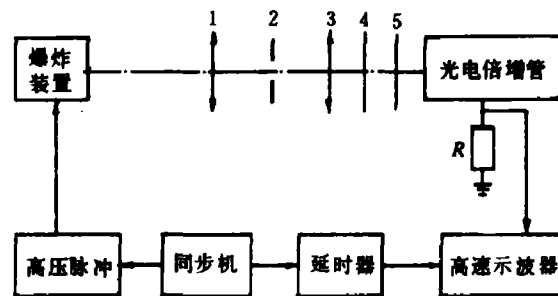


图 1 光电法温度测量装置简图

1. 物镜，2. 视场光栏，3. 物镜，
4. 中性滤光片，5. 干涉滤光片

的典型光电方法装置简图。爆炸装置由高压脉冲发生器引爆后, 冲击波阵面发光由物镜1成像并充满视场光栏2, 此光栏由物镜3成像在光电倍增管的光阴极上, 为了取得单色光和适当幅度的电压波形, 在光电倍增管前, 置中性滤光片4和干涉滤光片5。光电倍增管负载电阻 R 上的电压波形由高速示波器记录。示波器和爆炸装置的同步由同步机和延时器控制。

整个测试系统先用标准光源定标。爆炸装置和标准光源最好放在物镜1前方相同位置, 以避免繁琐换算。且标准光源和爆炸装置经物镜1所成的象均应充满视场光栏2。鉴于标准光源为恒定源, 因此用它标定时, 应在光栏2前放置斩波器调制成脉冲光源。设标定时示波器记录到的电压峰值幅度为 $V_0(\lambda)$ 伏, 则有

$$V_0(\lambda) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{l} \right)^2 \cdot \tau_1(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda) \cdot \tau_3 \cdot L_{10} \cdot \Delta\lambda \cdot s(\lambda) \cdot \Delta s \cdot G \cdot R \quad (28)$$

上式中: $(\pi/4)(D/l)^2$ 是光学系统(包括物镜1和3)在光电倍增管上成像光束所张的立体角(sr)。 $\tau_1(\lambda)$ 为光学系统光谱透过率。 $\tau_2(\lambda)$ 为中性滤光片的光谱透过率。 τ_3 为干涉滤光片透过率。 L_{10} 为标准光源的光谱辐亮度。[W/(cm²·sr·nm)] $\Delta\lambda$ 为干涉滤光片带宽(nm)。 $s(\lambda)$ 为倍增管光阴极的光谱灵敏度(A/W)。 Δs 为倍增管光阴极的受光面积(cm²)。 G 为倍增管电流倍增系数。 R 为倍增管负载电阻(Ω)。

爆炸装置引爆后, 测得的电压幅度设为 $V(\lambda)$ 伏, 同理有

$$V(\lambda) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D}{l} \right)^2 \cdot \tau_1(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda) \cdot \tau_3 \cdot L_1 \cdot \Delta\lambda \cdot s(\lambda) \cdot \Delta s \cdot G \cdot R \quad (29)$$

(28)式和(29)式相比, 除了考虑量程大小, 中性滤光片的透过率 $\tau_2(\lambda)$ 有所不同外, 其它仪器参数均一样。

$$\text{故} \quad \frac{V_0(\lambda)}{V(\lambda)} = \frac{L_{10} \cdot \tau_2(\lambda)}{L_1 \cdot \tau_2(\lambda)}$$

$$\text{或} \quad L_1 = \frac{V(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda)}{V_0(\lambda) \cdot \tau_2(\lambda)} \cdot L_{10} \quad (30)$$

上式右边各项均已知, 故 L_1 可求出。由 L_1 可求亮温, 两个以上不同波长的亮温又可求色温。有了亮温和色温数据, 再测得辐射体的光谱发射率, 则按照前节介绍的公式, 就能求出待测辐射体的真实温度。至于光谱发射率的测量, 往往在上述测试工作中能同时解决。参考文献[5]介绍了由记录到的电压波形, 计算冲击压缩NaI晶体光谱发射率的方法。归根结底, 瞬时辐射体温度的测量, 主要是求出它的光谱辐亮度和光谱发射率, 式(30)是基本的计算公式之一。

用上述方法, 测量了 $\phi 100$ mm炸药透镜加 $\phi 100 \times 20$ mm主药柱的表面空气冲击波阵面的温度, 其值为 8220 ± 260 K^[6]。由测试知, 击波阵面的辐射基本上可看作黑体辐射。

光电方法简单易行, 一直为人们所采用。缺点是每个光电倍增管一次只能测一个波长。如果需同时测几个波长的亮温, 则会使装置结构庞大, 增加各个波长数据的分散性。此外, 干涉滤光片的带宽较大, 只能做到5—10 nm左右, 对测试结果的准确度有一定影响。

现代的光谱辐射计, 配有单色仪, 有较高的光谱分辨率, 可以代替图1中的记录系统。以585型光谱辐射计为例, 它的结构示意图见图2。光源1经滤光片2(带宽100 nm左右)后, 成为准单色光。再经输入光学系统3和场镜4, 在入射狭缝5上成像。通过入射狭缝的准单色光经光栅6衍射以后, 不同波长的光线经凹面反射镜7和场镜8会聚于出射狭缝9的平面上。狭缝9的宽度决定了最终单色光的纯度。此单色光由光探测器接收。光电倍增管或光电二极管等可互换作为探测器。它的输出可直接由数字指示器显示, 或送去计算机作进一步处理, 或由示波器显示波形。光栅单色仪的光谱分辨可达1 nm, 最高线色散为3200 nm/m。光探测器如使用高灵敏度的光电倍增管(有三

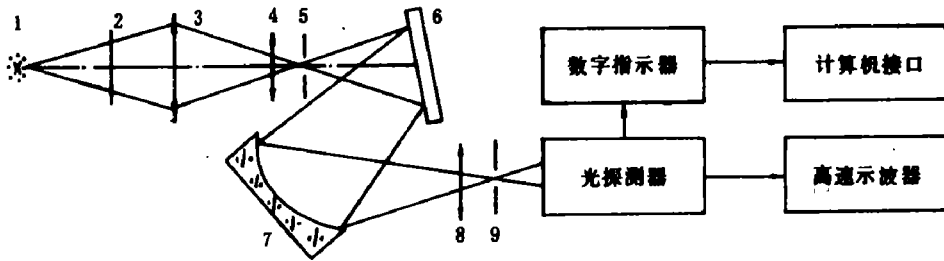


图2 585型光谱辐射计简图

1. 光源, 2. 滤光片, 3. 输入光学系统, 4. 场镜, 5. 入射狭缝,
6. 衍射光栅, 7. 凹面反射镜, 8. 场镜, 9. 出射狭缝。

种不同光阴极的倍增管),可记录 200~1150 nm 范围内的光谱。此时,对脉冲波形的响应时间为 1 ns。如采用 PbS 探测器,则可响应 700~3200 nm 的光辐射。在可见光和红外区测量辐射的准确度为 $\pm 8\%$,精度优于 1%。由以上可见,辐射计比单纯使用干涉滤光片,光谱分辨率提高一个量级,而且记录系统既有模拟量输出又有数字量输出,数据处理方便。当然,每次只能测一个波长的辐亮度,仍然是这种光谱辐射计的不足之处。

2. 扫描光谱法

在高速扫描相机前加上光谱头(通常为光栅光谱头),便构成扫描光谱仪。扫描光谱仪一次可记录多条扫描谱线,仪器结构紧凑。但如用底片作记录介质,则数据处理费时。如果用高速变象管相机加上时间分析器,则可实时处理数据。日本出的 C1155型扫描变象管相机^[7]带有多通道(256通道)时间分析器,可以实时处理 256 条谱线相对强度随时间的变化数据(显示、打印和绘图)。显示波形如图 3 所示。它使测温工作极为方便。但它的变象管只能响应可见光,向红外延伸是很困难的。

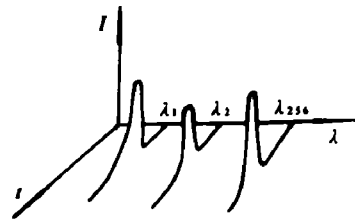


图3 时间分析器显示的波形

以转镜式高速相机进行时间分辨的扫描光谱仪,国内外有多种产品问世。下面以美国考丁公司生产的 200型扫描光谱仪^[8]为例,作一说明。图 4 为 200

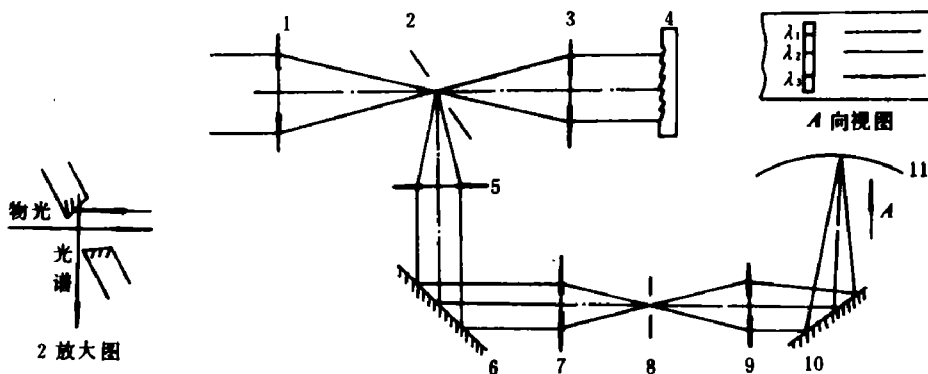


图4 200型扫描光谱仪结构原理图

1. 主物镜, 2. 光谱狭缝, 3. 准直物镜, 4. 光栅, 5. 物镜, 6. 反
- 射镜, 7. 物镜, 8. 高速相机狭缝, 9. 物镜, 10. 转镜, 11. 底片。

型高速扫描相机与光栅光谱头衔接说明图。主物镜1将物光束聚焦在光谱狭缝2上。后者置于准直物镜3的焦平面上。故平行光在平面反射光栅4上产生衍射。衍射后的谱线再经光谱狭缝反射,通过物镜5、反射镜6和物镜7,在高速相机狭缝8上成象,各波长谱线沿狭缝高度展开,并通过转镜10的高速旋转在底片上随时间扫描,获得不同波长的扫描光谱。用显微密度计沿各条扫描光谱测量黑密度,得到黑密度 D 随时间变化的波形(见图5)。同光电方法一样,也要使用标准光源事先对扫描光谱仪定标。为了避免因显影条件的改变而产生的误差,宜将定标底片和测试底片一同冲洗。

在底片乳剂特性曲线的直线段,黑密度与曝光量的对数成正比。当曝光时间一定时,曝光量与辐亮度成正比。故有

$$\frac{D_0}{D_i} = \frac{\lg L_{i0}}{\lg L_i}$$

$$\ln L_i = \frac{D_i}{D_0} \cdot \lg L_{i0} \quad (31)$$

式中 D_0 、 D_i 分别为标准光源和待测辐射体同一谱线扫描波形的峰值黑密度。求出 L_i 后的数据处理,同光电测温法。

200型扫描光谱仪的光谱性能,如表2所示。

表3 200型扫描光谱仪的光谱性能

光栅刻线密度 L/m	线色散 nm/m	底片高度方向容纳的 光谱范围(nm)	底片上的光谱 分辨率(nm)
300	10900	272	1.5
600	5400	136	0.75
1200	2700	68	0.39
光栅尺寸	$\phi 82\text{mm}$, 刻线面积: $52 \times 52\text{mm}^2$, 闪耀角 $8^\circ 38'$ (600L/m)		
准直镜焦距	$12''$, $f/4.5$		
光谱定标灯	汞灯或其他标准谱线灯		

随着现代黑白底片感光灵敏度的提高(国产底片目前已达34~36 DIN),转镜式高速扫描光谱方法的应用会愈来愈广。加上自动显微密度计的配合,数据处理工作也已相对减轻。

无论是光电方法还是扫描光谱方法,原则上都能测温度随时间的变化。这时,需要把测得的波形和待测辐射体发光时刻一一对应,得到温度的时间谱。近几年来,人们企图从物质化学结构的变化,来研究炸药爆轰机理,测出爆轰成长过程的光谱成份及其时间谱就是有意义的工作。具有皮秒量级时间分辨本领,能探测红外辐射并配有道时间分析器的变象管扫描光谱仪,将会胜任这一工作。实现这种扫描光谱仪的技术关键,国内已基本解决。

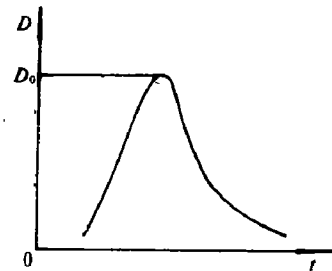


图5 扫描光谱仪黑密度波形

参 考 文 献

- [1] 唐福林等译“低温等离子体物理及技术” p 90.
- [2] 福里斯, 普通物理学三卷一分册, p 295.
- [3] 薛君敬等编著: 光辐射测量原理和方法, p 27.
- [4] 复旦大学电光源实验室, 电光源原理, p 21.
- [5] 谭华等爆炸与冲击, 5 (3) (1985), 76.
- [6] 赵长源, 全国第三届高速摄影与光子学学术交流会论文集, 第三册 (1982).
- [7] Tsuchiya, T., *Picosecond*, Vol. 14, June 1983.
- [8] 美国考丁公司产品介绍.

MEASUREMENT OF TRANSIENT HIGH TEMPERATURE

Tan Xianxiang