基于有限立体角测量的谱色测温法*

辛成运 程晓舫† 张忠政

(中国科学技术大学热科学和能源工程系, 合肥 230027)

(2012 年 6 月 19 日收到; 2012 年 8 月 31 日收到修改稿)

辐射测温是通过测量物体表面发射的辐射来反演温度. 本文结合线性发射率模型从辐射测温方程封闭求解的角度, 解释了谱色测温通常需采用微元立体角测量或针对漫发射体的有限立体角辐射测量的原因, 并推导出了有限立体角辐射测量条件下, 具有非漫发射性质物体表面温度测量的辐射测温方程, 该方程具有测量普适性. 以此方程为基础, 推导了具有测量普适性的谱色测温方程组, 发现不同的辐射测量条件下, 发射率标尺的取值范围相同, 但物理意义发生了明显变化.

关键词: 辐射测温, 辐射测量, 定向光谱发射率, 谱色测温

PACS: 07.20.Ka, 06.20.−f, 42.79.Pw **DOI:** 10.7498/aps.62.030702

1 引 言

辐射测温 [1−4] 是通过测量物体表面发射的辐射来反演温度, 具有重要的应用价值 [5−7]. 然而, 实际物体光谱发射率的未知性和不确定性 [4,8]、以及温度场测量中的定标问题一直是辐射测温精确求解的关键障碍 [8]. 多波长测温方法 [1,3,9] 通过多通道单色辐射的测量和光谱发射率的构建来实现无需知晓发射率的真温求解. 彩色三基色温度测量原理 [10] 以彩色三基色原理、Planck 定律和最小二乘法为基础, 适用于发射率不多于 2 个未知参数时物体真温的测量. 由于窄波段内线性发射率模型具有普适性 [11,12], Cheng 和 Fu 等又将彩色三基色测温发展到谱色测温 [2,13−15], 该方法基于三通道的窄波段辐射测量, 窄波段内线性发射率模型及测量信号的归一化处理, 实现了无需知晓发射率、无需空间几何定标的二维真实温度场的测量. 在应用方面, 谱色测温法的适用对象为在有效测量波段内具有连续辐射特征的物体, 例如当可见光波段 (0.38—0.78 μm) 为有效测量波段时, 内燃机火焰、高温固体表面和油池火等的温度场测量, 并且还可能对氢气等具有带状辐射的高温气体火焰及其他非连续辐射的测量目标进行测温, 甚至可以实现多相流中各相温度的同时测量, 本课题组正在进行这方面的研究.

文献 [12] 中应用于谱色测温的辐射测量方程为

$$V_i = \Pi \int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \tilde{F}_i(\lambda)\varepsilon(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)I_b(\lambda,T)\,d\lambda, \qquad (1)$$

对于谱色测温定向光谱发射率为

$$\begin{aligned}&\varepsilon(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\\&=a_0(T,\theta,\phi,\beta)(1+m(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda),\end{aligned} \qquad (2)$$

其中, $i=1,2,3$; V_i 是通道 i 的测量信号强度, 又称谱色值; Π 是非光谱参数; $\tilde{F}_i(\lambda)$ 是通道 i 的绝对光谱响应函数; λ 是波长; $I_b(\lambda,T)$ 是黑体的定向光谱辐射强度; (λ_a,λ_b) 是传感器的光谱响应范围; Λ 是无量纲波长, $\Lambda=(\lambda-\lambda_a)/(\lambda_b-\lambda_a)$; 发射率标尺 $m(T,\theta,\phi,\beta)\in[-1,+\infty)$; (θ,ϕ) 为球坐标下的测量方向; β 为被测量物体表面的粗糙度.

将谱色值 (V_1,V_2,V_3) 归一化, 可得基于绝对光谱响应 $\tilde{F}_i(\lambda)$ 的谱色测温方程组:

* 国家自然科学基金 (批准号: 50976112) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xfcheng@ustc.edu.cn

$$x_j = \frac{V_j}{V_1+V_2+V_3} = \frac{\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \tilde{F}_j(\lambda)(1+m(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda)I_b(\lambda,T)\,d\lambda}{\sum\limits_{i=1}^{3}\int_{\lambda_a}^{\lambda_b} \tilde{F}_i(\lambda)(1+m(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda)I_b(\lambda,T)\,d\lambda}, \quad j=1,2. \tag{3}$$

方程组 (3) 给出了待求解变量 (m,T) 与归一化测量值 (x_1,x_2) 之间的映射关系, 从而满足了温度的封闭求解的基本条件. 然而, 上述各式中 (θ,ϕ) 的存在要求辐射测量必须在微元立体角条件下实施, 即从被测物体表面微元 dA 见到的光学成像透镜所张的立体角 $\Delta\omega$ 满足 $\Delta\omega \to \mathrm{d}\omega$ 条件, 这就要求进行远距离测量.

如果被测物体表面发射辐射表现为漫发射性质, 则发射率标尺 m 与空间方向无关, 在 $\Delta\omega$ 内仍表现为待定常数, 此时谱色测温可以从微元立体角测量推广到有限立体角测量 [8,16,17]. 本文要解决的是: 可否把有限立体角测量条件完全推广到上述的谱色测温? 即有限立体角条件下实施的谱色测温能否用于非漫发射性质的被测物体表面温度的测量?

2 微元立体角辐射测量的数学描述

假设测量波段 $\Delta\lambda$ 是吸收介质的窗口波段, 辐射强度在介质中的衰减系数可表示为 $K(\theta,\phi,x)$, 发生在厚度无限小的薄层 dx 内的衰减量可以表示为,

$$\begin{aligned}&\mathrm{d}I(\lambda,T,\theta,\phi,\beta,x)\\&=-K(\theta,\phi,x)I(\lambda,T,\theta,\phi,\beta,x)\,\mathrm{d}x,\end{aligned} \tag{4}$$

分离变量并在整个传输距离 L 上积分, 并整理得,

$$\begin{aligned}&I(\lambda,T,\theta,\phi,\beta,L)\\&=I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\,\mathrm{e}^{[-\int_0^L K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x]},\end{aligned} \tag{5}$$

L 处围绕方向 (θ,ϕ) 的微元立体角 dω 内及围绕波长 λ 的 dλ 内的辐射能速率 dq[18],

$$\begin{aligned}\mathrm{d}q&=\mathrm{d}A\cos\theta\cdot\mathrm{d}\omega\times I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta,L)\,\mathrm{d}\lambda\\&=\mathrm{d}A\cos\theta\cdot\mathrm{d}\omega\times I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\\&\quad\times\mathrm{e}^{[-\int_0^L K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x]}\,\mathrm{d}\lambda,\end{aligned} \tag{6}$$

其中, $I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)$ 是粗糙度为 β 的表面 dA 在方向 (θ,ϕ) 上的定向光谱辐射强度. 设辐射测量仪器的绝对光谱透过率为 $\tilde{\tau}(\lambda)$, 传感器的绝对光谱响应函数为 $\tilde{\eta}(\lambda)$, 则测量仪器的绝对光谱响应 $\tilde{F}(\lambda)=\tilde{\tau}(\lambda)\tilde{\eta}(\lambda)$. 设曝光函数为 CCD$(t)$, 可得传感器测量信号为,

$$\begin{aligned}V_{\mathrm{d}\omega}&=\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\left\{\tilde{F}(\lambda)\mathrm{CCD}(t)\,\mathrm{d}q\right\}\mathrm{d}\lambda\\&=\mathrm{d}A\cos\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^L K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x]}\cdot\mathrm{CCD}(t)\cdot\mathrm{d}\omega\\&\quad\times\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\,\mathrm{d}\lambda.\end{aligned} \tag{7}$$

(7) 式给出了微元立体角辐射测量的完整数学描述.

由 (7) 式可见, 非光谱参数

$$\begin{aligned}\Pi_{\mathrm{d}\omega}&=\mathrm{d}A\cos\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^L K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x]}\\&\quad\times\mathrm{CCD}(t)\cdot\mathrm{d}\omega.\end{aligned} \tag{8}$$

由以上推导过程可见, (7) 式并未对立体角进行积分, 仅是微元立体角条件下成立.

在光学成像透镜测量中, 从被测物体表面微元 dA 见到的光学成像透镜所张的立体角为

$$\begin{aligned}\Delta\omega&=\left(\frac{\pi}{4}D^2\cos\alpha\right)\Big/(u/\cos\alpha)^2\\&=\frac{\pi}{4}\left(\frac{D}{u}\right)^2\cos^3\alpha,\end{aligned} \tag{9}$$

式中, D, u 分别为镜头直径和物距; α 为 dA 和镜头中心连线与主光轴的夹角.

只有当 $u \gg D$ 时, 上述的 $\Delta\omega$ 才能满足 $\Delta\omega \to \mathrm{d}\omega$, 即前述谱色测温用于非漫发射性质的被测物体表面温度测量时, 必须在长物距条件下实施.

3 有限立体角辐射测量的数学描述

被测物体表面微元 dA 见到的光学成像透镜所张的立体角为 $\Delta\omega$, 在球坐标条件下, 其所覆盖的空间区域为 $(\Delta\theta,\Delta\phi)$, 微元立体角为 $\mathrm{d}\omega=\sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\varphi$, 传感器接受此有限立体角内的辐射所产生的电信号量可由 (7) 式在 $\Delta\omega$ 内积分得到

$$\begin{aligned}V_{\Delta\omega}=\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\Delta\omega}&\left\{\cos\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)} K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x]}\right.\\&\left.\times\int_{\Delta\lambda}\tilde{F}(\lambda)I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\,\mathrm{d}\lambda\right\}\mathrm{d}\omega\end{aligned}$$

$$=\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\bigg\{\cos\theta\sin\theta\times\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\times\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)\mathrm{d}\lambda\bigg\}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi \quad (10)$$

谱色测温采用以无纲波长展开的线性发射率模型

$$\varepsilon(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)=a_0(T,\theta,\phi,\beta)+a_1(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda, \quad (11)$$

定义定向光谱发射率

$$\varepsilon(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)=I_e(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)/I_b(\lambda,T). \quad (12)$$

定向光谱发射率 $\varepsilon(\lambda,T,\theta,\phi,\beta)$ 的引入, 将表面发射辐射光谱性质和方向性质的复杂性归于定向光谱发射率的光谱性质和方向性质的复杂性. 根据 Planck 定律 [19], 黑体的光谱辐射强度

$$I_b(\lambda,T)=\frac{C_1/\pi}{\lambda^5\{\exp[C_2/(\lambda T)]-1\}}, \quad (13)$$

其中, C_1 和 C_2 分别为第一和第二辐射常数.

由 (10)—(12) 式, 可得有限立体角辐射测量的数学描述的直接形式:

$$V_{\Delta\omega}=\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\bigg\{\cos\theta\sin\theta\times\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\times\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)[a_0(T,\theta,\phi,\beta)+a_1(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda]I_b(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda\bigg\}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi. \quad (14)$$

若被测物体表面具有漫发射性质, 则 (14) 式可变为

$$V_{\Delta\omega}=\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\cos\theta\sin\theta\times\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi\times\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)[a_0(T,\beta)+a_1(T,\beta)\Lambda]\times I_b(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda. \quad (15)$$

由 (7), (11) 和 (12) 式, 可得微元立体角条件下的辐射测温方程:

$$V_{\mathrm{d}\omega}=\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\{\tilde{F}(\lambda)\mathrm{CCD}(t)\mathrm{d}q\}\mathrm{d}\lambda=\mathrm{d}A\cos\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^{L}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\mathrm{CCD}(t)\cdot\mathrm{d}\omega\times\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)[a_0(T,\theta,\phi,\beta)+a_1(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda]\mathrm{d}\lambda. \quad (16)$$

(14) 式中的 $a_0(T,\theta,\phi,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 是有限立体角 $\Delta\omega$ 内的所有方向 (θ,ϕ) 的函数, 不能直接作为具有常数数值的待定系数以进行封闭求解. (15) 式为有限立体角条件下, 漫发射表面的辐射测温方程, 漫发射的引入使 $a_0(T,\beta)$ 和 $a_1(T,\beta)$ 与 $\Delta\omega$ 内的方向 (θ,ϕ) 无关, 此时 $a_0(T,\beta)$ 和 $a_1(T,\beta)$ 表现为待定常数, 可以通过多通道光学设计来构建三个测温方程来实现温度的封闭求解. (16) 式是进行围绕 $(\theta,\phi$ 方向的微元立体角辐射测量, 由于测量中仅涉及一个方向 (θ,ϕ), 所以 (16) 式中的 $a_0(T,\theta,\phi,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 也表现为待定常数. 由以上分析可见, 要实现温度的封闭求解, 通常要使 $a_0(T,\theta,\phi,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 表现为常数, 有两种实现方法: 1) $(\Delta\theta,\Delta\phi)\to(\theta,\phi)$, 采用 (16) 式, 即微元立体角测温; 2) 引入漫发射假设的有限立体角测温, 采用 (15) 式. 然而非漫发射条件下有限立体角测温, 直接从 (14) 式来看, 好似行不通. 以下将在线性发射率模型条件下, 通过数学转换获得在有限立体角辐射测量下非漫发射性质物体表面谱色测温的数学描述的间接形式, 以实现温度封闭求解.

(14) 式交换积分顺序得:

$$\begin{aligned}V_{\Delta\omega}=&\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\bigg\{\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\bigg\{\cos\theta\sin\theta\times\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\times\tilde{F}(\lambda)[a_0(T,\theta,\phi,\beta)+a_1(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda]I_b(\lambda,T)\bigg\}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi\bigg\}\mathrm{d}\lambda\\=&\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)I_b(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda\times\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\bigg\{\cos\theta\sin\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\times a_0(T,\theta,\phi,\beta)\bigg\}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi\\&+\mathrm{d}A\cdot\mathrm{CCD}(t)\int_{\lambda_a}^{\lambda_b}\tilde{F}(\lambda)\Lambda I_b(\lambda,T)\mathrm{d}\lambda\times\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\bigg\{\cos\theta\sin\theta\cdot\mathrm{e}^{[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\mathrm{d}x]}\times a_1(T,\theta,\phi,\beta)\bigg\}\mathrm{d}\theta\mathrm{d}\phi. \quad (17)\end{aligned}$$

由二重积分中值定理的推广形式 [20] 得:

$$\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\cdot \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}a_0(T,\theta,\phi,\beta)\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi$$
$$=a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\cdot \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi,\quad (\theta_1,\phi_1)\in(\Delta\theta,\Delta\phi), \tag{18}$$

$$\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\cdot \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}\times a_1(T,\theta,\phi,\beta)\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi$$
$$=a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\cdot \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi,\quad (\theta_2,\phi_2)\in(\Delta\theta,\Delta\phi). \tag{19}$$

由推导过程可见, (18) 和 (19) 式中 $a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)$ 已经成为某个特定方向上的待定常数数值.

将 (18) 和 (19) 式代入 (14) 式得:

$$V_{\Delta\omega}=\mathrm{d}A\cdot \mathrm{CCD}(t)\times\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\times \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi\times\int_{\lambda_\mathrm{a}}^{\lambda_\mathrm{b}}\tilde{F}(\lambda)\Big\{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)+a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)\Lambda\Big\}I_\mathrm{b}(\lambda,T)\,\mathrm{d}\lambda. \tag{20}$$

(20) 式给出了线性发射率模型条件下, 有限立体角辐射测量的完整数学描述的间接形式. 对于确定的测量有限立体角 $\Delta\omega$, (20) 式中的 $a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)$ 已经成为待定常数数值, 可以通过光学设计来构建三个测量方程以实现温度的封闭求解.

(20) 式中, 非光谱参数为

$$\Pi_{\Delta\omega}=\mathrm{d}A\cdot \mathrm{CCD}(t)\times\int_{\Delta\phi}\int_{\Delta\theta}\left\{\cos\theta\sin\theta\times \mathrm{e}^{\left[-\int_0^{L(\theta,\phi)}K(\theta,\phi,x)\,\mathrm{d}x\right]}\right\}\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi. \tag{21}$$

微元立体角测量方程中的非光谱参数 (8) 式和有限立体角测量方程中的非光谱参数 (21) 式都是空间位置的函数, 当 $(\Delta\theta,\Delta\phi)\to(\theta,\phi)$ 时, 即 $\Delta\omega\to \mathrm{d}\omega$ 时, (20) 式便可退化为 (16) 式, 当发射辐射具有漫发射性质时, (20) 式便可退化为 (15) 式. 因此, (20) 式是具有测量普适性的辐射测温方程.

必须引起注意的是 (20) 式 $\varepsilon'=a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)+a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)\Lambda$ 已经不一定具有定向光谱发射率的意义, 但其取值范围仍然为 $[0,1]$.

4 基于有限立体角的非漫发射谱色测温

由 (20) 式可得基于有限立体角的非漫发射谱色测温的辐射测量方程组,

$$V_{\Delta\omega i}=\Pi_{\Delta\omega}\int_{\lambda_\mathrm{a}}^{\lambda_\mathrm{b}}\tilde{F}_i(\lambda)\Big\{a_0(T,\theta_1,\varphi_1,\beta)+a_1(T,\theta_2,\varphi_2,\beta)\Lambda\Big\}I_\mathrm{b}(\lambda,T)\,\mathrm{d}\lambda,\quad i=1,2,3. \tag{22}$$

归一化谱色值 $(V_{\Delta\omega1},V_{\Delta\omega2},V_{\Delta\omega3})$ 可得基于绝对光谱响应 $\tilde{F}_i(\lambda)$ 的谱色测温方程组:

$$x_j=\frac{V_{\Delta\omega j}}{\sum\limits_{i=1}^{3}V_{\Delta\omega i}}=\frac{\int_{\lambda_\mathrm{a}}^{\lambda_\mathrm{b}}\tilde{F}_j(\lambda)(1+m'(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda)I_\mathrm{b}(\lambda,T)\,\mathrm{d}\lambda}{\sum\limits_{i=1}^{3}\int_{\lambda_\mathrm{a}}^{\lambda_\mathrm{b}}\tilde{F}_i(\lambda)(1+m'(T,\theta,\phi,\beta)\Lambda)I_\mathrm{b}(\lambda,T)\,\mathrm{d}\lambda},\quad j=1,2, \tag{23}$$

在 (23) 式中, 发射率标尺

$$m'(T,\theta,\phi,\beta)=\frac{a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}. \tag{24}$$

因为 $a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)$ 和 $a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)$ 是待定常数, 所以 (24) 式中的 $m'(T,\theta,\phi,\beta)$ 也是待定常数, 因此方程组 (23) 给出了待求解变量 (m,T) 与归一化测量值 (x_1,x_2) 之间的映射关系, 两方程两个未知数, 从而具备了实现温度的封闭求解的基本条件.

在 (2) 式中, 基于微元立体角测量的发射率标尺为

$$m(T,\theta,\phi,\beta)=\frac{a_1(T,\theta,\phi,\beta)}{a_0(T,\theta,\phi,\beta)}. \tag{25}$$

(24) 与 (25) 式所描述的发射率标尺形式完全相同, 但 m 的涵义却相差较大. 尽管如此, $m\in[-1,+\infty)$ 的特征并没改变.

将 (24) 式变形得:

$$\begin{aligned}m'(T,\theta,\phi,\beta)=&\frac{a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}\\=&\frac{a_1(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}\\&+\frac{a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)-a_1(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}\\=&\frac{a_1(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)}\\&+\frac{\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)}{a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)},\end{aligned} \tag{26}$$

其中,

$$\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)=a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)-a_1(T,\theta_1,\phi_1,\beta).$$

(26) 式表明, 有限立体角非漫发射条件下的发射率标尺 $m'(T,\theta,\phi,\beta)$ 为此有限立体角内某方向 (θ_1,ϕ_1) 上的斜截比与一差量 $\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 之和. 当 $(\theta_1,\phi_1)\to(\theta_2,\phi_2)$ 时, $\lim\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)=0$, $m'(T,\theta,\phi,\beta)$ 与 $m(T,\theta,\phi,\beta)$ 具有相同的物理意义. 微元立体角谱色测温和有限立体角条件下漫发射谱色测温正是 $(\theta_1,\phi_1)\to(\theta_2,\phi_2)$ 的两个特例. (23) 式的谱色测温方程组具有测量普适性, 适合于有限立体角条件下的温度测量.

5 结 论

辐射测温是通过测量物体表面发射的辐射来反演温度. 基于窄波段辐射测量、线性发射率模型及测量数据归一化处理的谱色测温, 实现了无需知晓光谱发射率和无需空间几何标定的二维温度场的测量, 是多谱段测温的重要发展, 具有广泛应用前景. 本文分别建立了微元立体角和有限立体角条件下的辐射测量方程, 并引入按无量纲波长展开的线性发射率模型后, 发现有限立体角条件下实施的辐射测量方程直接用于非漫发射性质物体表面温度的测量时, 测量方程组无法封闭求解, 这正是谱色测温通常需采用微元立体角辐射测量或漫发射条件下的有限立体角辐射测量的原因所在. 本文结合线性发射率模型, 推导出了有限立体角辐射测量条件下具有非漫发射发射性质物体表面温度测量的辐射测量方程, 该方程具有测量普适性, 但该方程中的 $\varepsilon'=a_0(T,\theta_1,\phi_1,\beta)+a_1(T,\theta_2,\phi_2,\beta)\Lambda$ 已经不一定具有定向光谱发射率的意义, 但其取值范围仍然为 $(0,1]$.

基于窄波段内线性发射率模型的谱色测温可用于有限立体角条件下, 具有非漫发射性质被测物体表面温度的测量. 本文推导了具有测量普适性的谱色测温方程组, 发现不同的辐射测量条件下发射率标尺的取值范围相同, 但物理意义不同. 有限立体角非漫发射条件下的发射率标尺 $m'(T,\theta,\phi,\beta)$ 为有限立体角内某方向 (θ_1,ϕ_1) 上的斜截比与一差量 $\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 之和, 而微元立体角谱色测温和有限立体角条件下漫发射谱色测温正是差量 $\Delta a_1(T,\theta,\phi,\beta)$ 为零的特例.

[1] Coates P B 1981 *Metrologia* **17** 103

[2] Fu T R, Cheng X F, Fan X L, Ding J L 2004 *Metrologia* **41** 305

[3] Sun X G, Dai J M, Cong D C, Chu Z X 1998 *J. Infrared Millim. W.* **17** 221 (in Chinese) [孙晓刚, 戴景民, 丛大成, 褚载祥 1998 红外与毫米波学报 **17** 221]

[4] Yang C L, Dai J M, Hu Y 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1685

[5] Gao P T, Zhang Q C, Fu S H, Hu Q, Gao Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 458 (in Chinese) [曹鹏涛, 张青川, 符师桦, 胡琦, 高云 2010 物理学报 **59** 458]

[6] Gao P T, Zhang Q C, Xiao R, Xiong S M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5591 (in Chinese) [曹鹏涛, 张青川, 肖锐, 熊少敏 2009 物理学报 **58** 5591]

[7] Dubrov A V, Dubrov V D, Zavalov, Y N, Panchenko V Y 2011 *Appl. Phys.* B *Lasers Opt.* **105** 537

[8] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H 2007 *Sci. China* G **50** 753

[9] Dai J M, Sun X G, Lu X D, Cong D C 2002 *Theory and Practice of Multi-Spectral Thermometry* (Beijing: High Education Press) p4 (in Chinese) [戴景民, 孙晓刚, 卢小冬, 丛大成 2002 多光谱辐射测温理论与应用 (北京: 高等教育出版社) 第 4 页

[10] Cheng X F, Zhou Z 1997 *Sci. China* E **27** 342 (in Chinese) [程晓舫, 周洲 1997 中国科学 E 辑 **27** 342]

[11] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H, Yang C J 2008 *Spectrosc. Spectr. Anal.* **28** 1 (in Chinese) [符泰然, 程晓舫, 钟茂华, 杨臧健 2008 光谱学与光谱分析 **28** 1]

[12] Cheng X F, Fu T R, Fan X L 2005 *Sci. China* G **48** 142

[13] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H 2007 *Sci. China* G **50** 753

[14] Fu T R, Cheng X F, Wu B, Zhong M H, Shi C L, Liu T M 2006 *Meas. Sci. Technol.* **17** 379

[15] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H, Liu T M 2006 *Meas. Sci. Technol.* **17** 2751

[16] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H, Yang C J 2008 *Spectrosc. Spectr. Anal.* **28** 1994 (in Chinese) [符泰然, 程晓舫, 钟茂华, 杨臧健 2008 光谱学与光谱分析 **28** 1994]

[17] Fu T R, Cheng X F, Zhong M H, Yang C J 2006 *Spectrosc. Spectr. Anal.* **26** 2166 (in Chinese) [符泰然, 程晓舫, 钟茂华, 杨臧健 2006 光谱学与光谱分析 **26** 2166]

[18] Incropera F P, DeWitt D P, Bergman T L, Lavine A S (Translated by Ge X S, Ye H) 2007 *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (6th Edn.) (Beijing: Chemical Industry Press) p445 (in Chinese) [Incropera F P, DeWitt D P, Bergman T L, Lavine A S 著, 葛新石, 叶宏译 2007 传热和传质基本原理 (第六版) (北京: 化工出版社) 第 445 页]

[19] Incropera F P, DeWitt D P, Bergman T L, Lavine A S (Translated by Ge X S, Ye H) 2007 *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (6th Edn.) (Beijing: Chemical Industry Press) pp451–452 (in Chinese) [Incropera F P, DeWitt D P, Bergman T L, Lavine A S 著葛新石, 叶宏译 2007 传热和传质基本原理 (第六版) (北京: 化学工业出版社) 第 451—452 页]

[20] Department of Mathematics of ECNU 2010 *Mathematical Analysis* (Vol.2) (4th Edn.) (Beijing: Higher Education Press) p230 (in Chinese) [华东师范大学数学系 2010 数学分析 (下册) (第四版) (北京: 高等教育出版社) 第 230 页]

Primary spectrum pyrometry based on radiation measurement within a finite solid angle*

Xin Cheng-Yun Cheng Xiao-Fang† Zhang Zhong-Zheng

(*Department of Thermal Science and Energy Engineering, USTC, Hefei* 230027, *China*)

(Received 19 June 2012; revised manuscript received 31 August 2012)

Abstract

The true surface temperature for an object can be determined by measuring emitted radiation. Primary spectrum pyrometry should be generally carried out by radiation measurement within an infinitesimal solid angle or within a finite solid angle in the case of diffuse emission, so that the radiation thermometry equations become a closed system for temperature and other undetermined parameters. The radiation thermometry equation with linear emissivity model is obtained, which can be used to measure the temperature of the object with non-diffuse emission within a finite solid angle. This equation is universal in radiation measurement, based on which equations for primary spectrum pyrometry are deduced. These equations are also universal in radiation measurement, in which the emissivity scales under different measurement conditions are limited to the same range, but have different physical meanings.

Keywords: radiation thermometry, radiation measurement, directional spectral emissivity, primary spectrum pyrometry

PACS: 07.20.Ka, 06.20.−f, 42.79.Pw **DOI:** 10.7498/aps.62.030702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50976112).

† Corresponding author. E-mail: xfcheng@ustc.edu.cn