

# 半球镜反射器在辐射测温 and 材料发射率测量中的应用

孙毓星 褚载祥 陈守仁

(哈尔滨工业大学精密仪器系)

**摘要**——本文介绍了近年来半球镜反射器在辐射测温 and 材料发射率测量中的典型应用例子,着重比较了它们在理论方法上的差异 and 特点,并给出一些最近的理论分析结果。

## 一、引 言

在辐射测温技术中,为了消除材料发射率的影响,可以在被测表面上附加镜反射器构成一个空腔,使作为腔底的部分表面呈现黑体辐射状态(即表观的或有效的发射率近于1),从而测得表面真实温度。如果除去反射器的影响,表面就处于自由辐射状态。根据两种状态下的辐射功率之比就能确定表面材料发射率,这就是用能量比较法测量材料发射率的转换黑体(或反射镜黑体)方案<sup>[1,15]</sup>。

在各种镜反射器中,半球镜应用最广。其特点在于反射的会聚性——发自球心的辐射只能反射回球心,造成该处表面的黑体状态。早在1951年M. D. Drury<sup>[2]</sup>等设计的表面温度计中就使用了半球形反射镜。由此发展的一系列兰德表面温度计——Land SP至今还广泛应用于轧钢、玻璃等工业部门。1966年,澳大利亚的P. R. O. Goard<sup>[4]</sup>首次将Land SP略加改造用于发射率的测量。近年来,许多研究者致力于这种镜反射器的开发应用。其中主要有:日本小野晃<sup>[6,7]</sup>提出的用于漫射不透明表面发射率测量的方法;我国高魁明等关于前置反射器辐射温度计<sup>[8]</sup>和在线黑度(即发射率)测量装置的研究<sup>[9]</sup>;澳大利亚的H. B. Becker<sup>[10,11]</sup>等提出的用于分析半球镜反射效应的Monte Carlo方法;以及我们研制的高温发射率测量装置<sup>[12]</sup>和求解有效发射率分布的镜面分割-射线追踪方法<sup>[13]</sup>等等。

本文对上述方法进行归类介绍和分析比较。

## 二、理论公式及应用

### 1. Drury 公式

图1表示带半球反射镜空腔的几何结构。

本文1987年10月9日收到。

Drury<sup>[2]</sup> 等给出被测表面的平均有效发射率近似等于

$$\epsilon_a = \frac{\epsilon}{1 - (1 - \epsilon)\rho_m} \quad (1)$$

式中,  $\epsilon$  为表面发射率,  $\rho_m$  为镜面反射率。考虑到探测小孔和工作缝隙, 式(1)应修改为

$$\epsilon_a = \frac{\epsilon}{1 - (1 - \epsilon)\rho_m [1 - (a/R)^2] [1 - (h/R)^2]} \quad (2)$$

式中几何参数  $R, h, a$  的含义见图 1。

式(1)和式(2)是 Land SP 的经典公式, 为众多研究者所采用。P. R. C. Goard<sup>[4]</sup> 等以 Land SP 的经典公式为基础, 提出一种不必独立测量试件温度的发射率测量方法, 其测量装置原理见图 2。测量分两次进行, 第一次测量时, 镀金的半球内表面被一冷的黑罩遮住, 此时  $\epsilon_{a1} = \epsilon$ ; 第二次测量时去掉黑罩, 相当于参考黑体,  $\epsilon_{a2}$  由式(1)确定。文献[4]取  $\rho_m = 0.91$  (Land SP 的给出值), 导出求表面发射率的公式

$$\epsilon = 1.1 \frac{V_1}{V_2} - 0.1; \quad (3)$$

式中,  $V_1$  和  $V_2$  分别是两次测量时探测器的输出电压, 它们正比于所接收的辐射功率。对铂片进行了测试, 在  $900^\circ\text{C}$  时,  $\epsilon = 0.21 \pm 0.04$ ; 在  $1200^\circ\text{C}$  时,  $\epsilon = 0.26 \pm 0.04$ ; 其结果同已发表的数据<sup>[4, 5]</sup>相吻合。

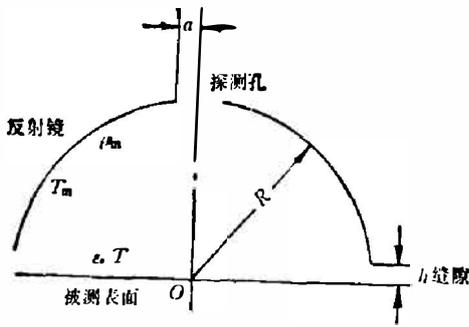


图 1 半球反射镜-漫射底型空腔的几何关系

Fig. 1 Geometry of the hemisphere mirror-diffuse bottom cavity.

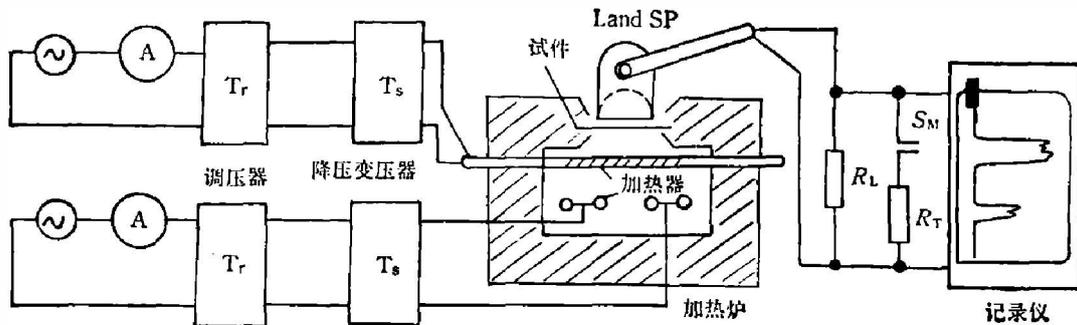


图 2 Goard 的测量装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the measurement device developed by Goard.

小野晃 1981 年发表的光谱方向发射率测量装置见图 3。其状态转换方法是: 在试件上方放置或移去半球反射镜。文献[7]指出, 测量发射率的三个基本条件是: 黑体条件、孤立条件和等温条件。文献[7]使用公式(2)计算  $\epsilon_a$ , 只是形式有所不同。为保证孤立条件, 在计算辐射亮度比时考虑到背景辐射, 所用公式为

$$\gamma = \frac{\epsilon + (1 - \epsilon)f}{\epsilon_a + (1 - \epsilon_a)f}; \quad (4)$$

式中,  $\gamma$  为自由辐射状态与黑体状态的辐射亮度比;  $f = L_b(\lambda, T_r) / L_b(\lambda, T)$ ; 这里  $L_b$  表示由普朗克公式确定的光谱辐射亮度;  $T_r$  与  $T$  分别表示室温和试件温度。文献[7]还指出, 当半球放上或移开时, 试件表面温度要发生变化。为保证等温条件采取了温度外推方法。假

定试件是初始温度均匀的半无穷大固体,当其表面与周围环境发生辐射热交换时,表面温度  $T$  变化规律为

$$T = T_i(1 + Ct^{1/2}); \quad (5)$$

式中,  $T_i$  为初始温度;  $t$  为时间;  $C$  是依赖于固体热物性的常系数。测出状态转换后不同时刻后的亮度温度(大约每 0.5s 测一点),外推至时间零点,就得到转换瞬间(此时  $T = T_i$ )的亮温值。

作者用 SUS304 不锈钢,在  $T = 600^\circ\text{C}$ ,  $\lambda = 0.9 \mu\text{m}$ , 测量法向光谱发射率。误差分析结果是,对  $\varepsilon > 0.6$  的漫射表面,测量总不确定度小于 0.01。他还指出用该装置测量带镜反射成分的表面和测量方向发射率的可能性。作为一种试验装置,它在许多地方是比较粗糙的,其误差分析亦不够完整,结论也过于乐观。

特别指出,上述方案均使用式(1)和式(2)计算  $\varepsilon_a$ ,可以证明,该两式仅对底面上球心附近的微小区域适用。通常探测视场较大,因而从理论上就要引入附加误差。

## 2. 高魁明的理论公式

高魁明<sup>[8]</sup>等从辐射热换角度得到如下公式;

$$\varepsilon_a = \frac{\frac{F_1}{F_2} \left( \frac{\rho_m}{1 - \rho_m} \right) + 1}{\frac{1}{\varepsilon} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{\rho_m}{1 - \rho_m} \right)}; \quad (6)$$

式中,  $F_1$  和  $F_2$  分别是被围表面和半球镜面的面积。该式实际上是考虑整个底面辐射的平均效果,因而具有一定普适性。事实上,令式(6)中  $F_1/F_2 = 1$ ,就得到公式(1)。显然,在大视场情况下,式(6)将更接近实际情况。文献[8]还在拟定的边界条件下求解热传导方程,得到表面温升理论公式的计算值,与采样间隔约 0.5s 的实测值基本符合。

高魁明等研制的前置反射器辐射温度计极限误差为  $\pm 10^\circ\text{C}$ ,已成为定型产品。他们的在线黑度系数测量装置<sup>[9]</sup>同时使用两台仪表测量,分别配置镜反射器和吸收器(冷黑罩),类似于 Goard 方案。在  $400^\circ\text{C}$  以上,  $\varepsilon > 0.6$  时,测量系统误差小于 5%。

## 3. Becker 的 Monte Carlo 解法

鉴于半球反射镜的广泛应用, H. B. Becker 和 T. F. wall<sup>[10,11]</sup> 认为应当从理论上对 Land SP 的辐射特性作更深入的分析。他们首先指出,利用 Land SP 测出的是法向发射率  $\varepsilon_n$ ,而不是半球发射率  $\varepsilon_h$ 。由于传热计算中多用  $\varepsilon_h$ ,可参照 Schmidt 和 Eckert(1935)及 Gubareff 等(1960)的研究成果,由  $\varepsilon_n$  经一定修正得到  $\varepsilon_h$ 。他们强调,以前的研究者应用公式(1)时,事实上都要假定试件上辐射能流密度是均匀分布的(更确切地说,要求探测视场内均匀分布),而半球镜的存在必然导致非均匀分布,所以要精细求解。他们用分段法,将试件分成十个等面积的同圆心环,再用 Monte Carlo 方法计算出各环(序号为  $j$ )的有效辐射功率  $q_j$ ,其结果示于图 4。曲线显示出半球镜的会聚作用 在中心处有效辐射最强。他们根据计算结果给出一个代替 Goard 式(3)的二次式

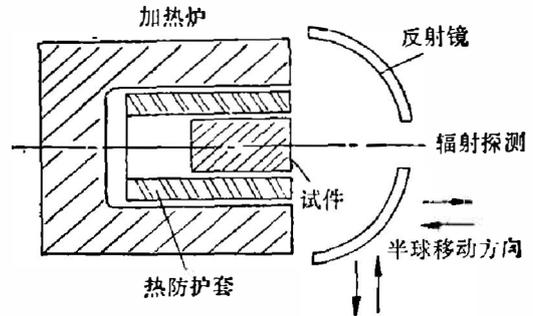


图 3 小野晃的测量装置示意图  
Fig. 3 Schematic diagram of the measurement device developed by Ono.

$$\epsilon_n = 1.2 \frac{V_1}{V_2} - 0.1 \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^2 - 0.1. \quad (7)$$

Becker 在 Land SP 上实际测试了探测视场, 发现探测器仅对第一区段的辐射有响应 (该区半径为  $0.316 R$ , 约  $15 \text{ mm}$ )。显然, 应当将区段分得更细才能充分反映这种不均匀性。然而区段增多将大大增加计算量 (随段数的平方增加), 给用 Monte Carlo 法求解带来困难。

#### 4. 一种新的精确解法

我们研制了一台测量高温下材料发射率的装置, 同时逐步发展了一种精确求解半球镜反射效应的新方法<sup>[12,13]</sup>。测量装置见图 5。激光将位于半球底面中心的小试件加热到高温 ( $1100^\circ\text{C}$  以上), 并呈现黑体辐射状态。一旦接通电磁铁, 使小试件迅速前移, 即转为准自由辐射状态。状态转换在十几 ms 内完成以保证等温条件。显然, 这种方法 (小试件小视场) 要求精细计算试件上有效发射率分布。

半球腔的几何关系示于图 6。空腔含镜反射壁面, 要用交换系数 (exchange factor<sup>[14]</sup>) 描述诸面元之间的辐射交换。可以证明, 由面元  $dA_0(0, y_0, 0)$  发出, 在球面半圆环  $A_1$  上第一次反射的射线经过  $n$  次镜反射后 ( $n \geq 1$ ), 都会聚到直径异测的面元  $dA(0, y, 0)$  上。 $dA_0$  与  $dA$  之间的交换系数为

$$dE_{y_0, y} = \sum_{n=1}^{\infty} dF_{y_0, y} \cdot \rho_m^n; \quad (8)$$

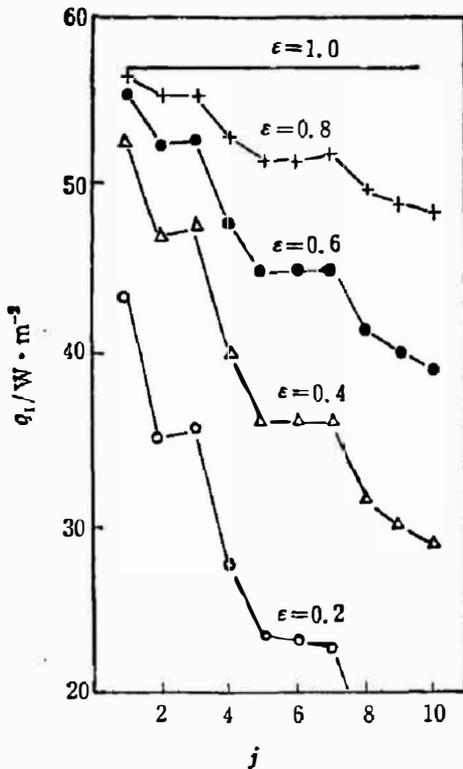


图 4 用 Monte-carlo 法计算的表面有效能流分布

Fig. 4 Effective energy fluids of plane surface calculated by Monte-Carlo method.

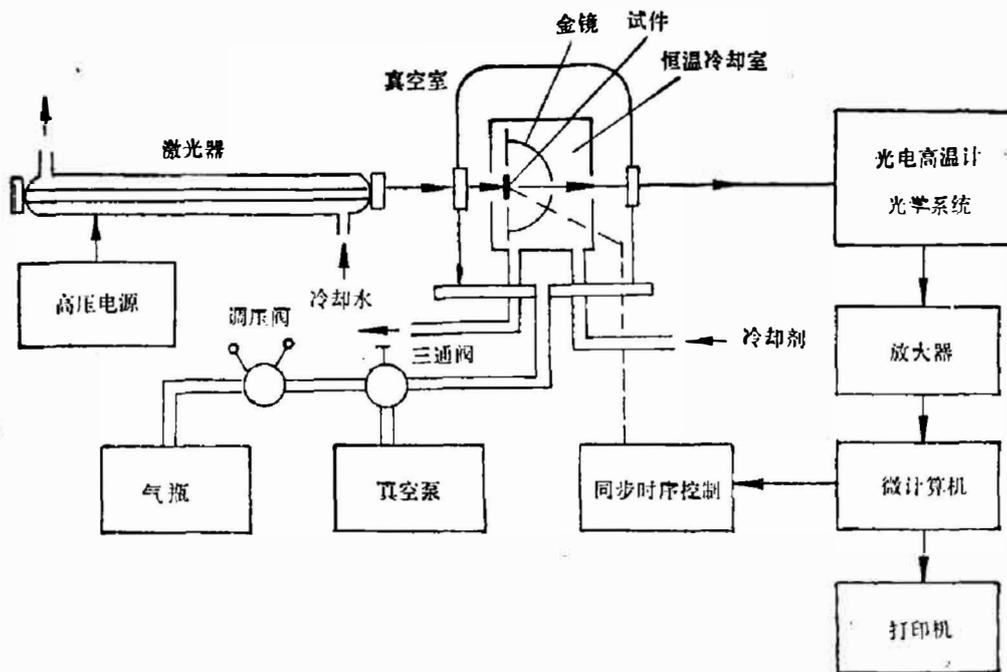


图 5 作者的测量装置示意图

Fig. 5 Schematic diagram of the measurement device developed by the authors.

式中,  $dF_{y_0, y}$  是  $dA_0$  到  $A_1$  的漫射角系数。计算  $dA_0$  处有效发射率  $\varepsilon_o(y_0)$  的积分方程为

$$\varepsilon_o(y_0) = B \cdot \varepsilon + (1 - \varepsilon) \int \varepsilon_o(y) \cdot dE_{y_0, y}; \quad (9)$$

式中, 积分域是整个圆形试件表面(腔底), 即  $0 \leq y \leq R$ ;  $B$  为温度修正因子, 若  $y_0$  处温度为  $T(y_0)$ , 以中心点温度  $T(0)$  为参考温度, 那么, 在计算全发射率时  $B = \left[ \frac{T(y_0)}{T(0)} \right]^4$ ; 在计算光谱发射率时  $B = \frac{\exp(C_2/\lambda \cdot T(0)) - 1}{\exp(C_2/\lambda \cdot T(y_0)) - 1}$ , 这里  $C_2$  为第二辐射常数。

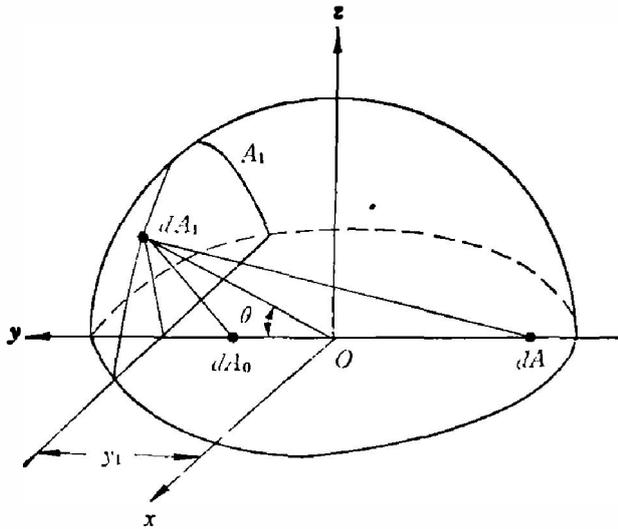


图6 半球镜反射特性示意图

Fig. 6 Schematic diagram of the reflecting characteristics of hemisphere mirror.

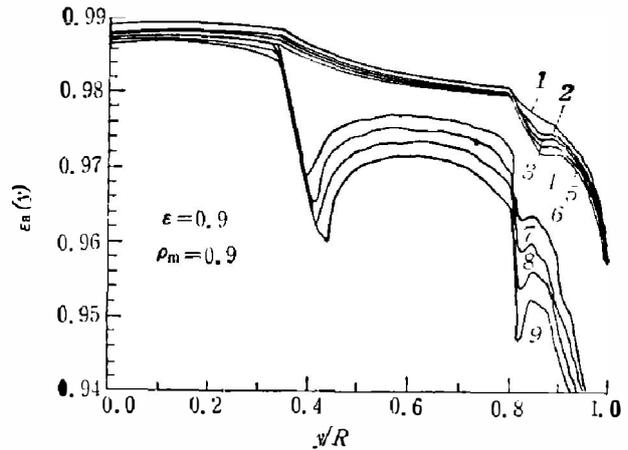


图7 用作者的方法计算的表面有效发射率分布

Fig. 7 Effective emissivities of plane surface calculated by the authors' method.

要确定积分方程的核, 即计算  $dE_{y_0, y}$ , 经典方法<sup>[14]</sup>已不适用。为此我们从辐射传播的物理过程出发提出镜面分割-射线追踪法求解。该法的原理是, 将镜面沿  $\theta$  角向分成许多微小半圆环  $A_1(\theta)$ , 由  $dA_0$  发出的任一辐射线必然在某个  $A_1(\theta)$  上发生第一次镜反射, 并经过  $n$  次 ( $n \geq 1$ ) 反射后投射到  $dA$  处, 投射点坐标  $y$  可按几何光学的射线追踪方法求得。根据角系数的加合性求得交换系数  $dE_{y_0, y}$ 。参见图 1 和图 6, 在考虑开孔和缝隙的影响时, 角系数计算公式为

$$dF_{y_0, y} = \frac{2R^3 \cdot \sin^2 \theta \cdot (R - y_0 \cos \theta)}{\pi (R^2 - 2y_0 R \cos \theta + y_0^2)^2} \cdot \left( \frac{\sqrt{R^2 \sin^2 \theta - h^2}}{R \sin \theta} - P \right) d\theta; \quad (10)$$

式中, 若在反射过程中射线没有从开孔逸出, 则  $P=0$ ; 若经  $m$  次反射后射线有逸出, 则

$$P = \frac{\sqrt{a^2 - R^2 \cos [\theta + m(\pi - 2\beta)]}}{R \sin [\theta - m(\pi - 2\beta)]}, \quad (0 \leq m \leq n-1).$$

用本方法计算得到的精确解示于图 7。由图 7 可以看出, 在试件中心附近(约  $y < 0.3R$ ), 有效发射率分布比较均匀, 而较远的地方则有明显下降和波动。而且开孔和缝隙, 尤其是缝隙对  $\varepsilon_{oi}$  分布有显著影响。对于试件不在球心的准自由辐射状态, 要按照球坐标分割镜面, 建立新的射线追踪方程, 同样能得到  $\varepsilon_{oi}(y)$  的精确解。计算表明, 在准自由辐射状态,  $\varepsilon_{oi}$  将略大于材料发射率  $\varepsilon$ , 而且分布得更均匀些。 $\varepsilon_{oi}$  和  $\varepsilon_{oi}$  又都是  $\varepsilon$  的函数, 因此可确定两种状态的辐射功率比与材料发射率  $\varepsilon$  之间的函数关系。以列表方式描述的这一函数关系更为精确, 或者说, 理论误差更小。镜面分割-射线追踪法具有一定普遍性, 用于求解其它形式的带镜

反射壁面的空腔也是有效的。

用该装置对工业陶瓷和带氧化层的不锈钢试件进行测试,测量总不确定度小于0.05,与理论分析结果一致。

### 三、结 语

显而易见,上述处理方法各具特点,亦各有其适用场合。通过误差估算及分析,我们认为应当从理论和实践两个方面进一步解决如下问题:

(1) 温度的变化和不均匀性对有效发射率影响很大,因此,必须探求快速测量温度的方案和更完善的温度补偿或修正的方法。

(2) 镜面反射率  $\rho_m$  亦显著影响有效发射率的大小(特别在低  $\varepsilon$  场合)。由于  $\rho_m$  与镀膜工艺及反射表面状况密切相关,所以使用给定值并不可靠,应发展有效的半球镜反射率测试手段。

(3) 以上模型多不考虑半球镜面本身的辐射贡献,即要求“冷”镜面。我们对该项理论误差作了具体分析。若表面温度为  $900^\circ\text{C}$ , 镜面为  $20^\circ\text{C}$ , 在  $\lambda < 3\ \mu\text{m}$  进行单色测量, 其有效辐射能量的相对误差低于  $10^{-6}$ ; 进行全波段测量时, 该误差为  $6 \times 10^{-4}$ 。显然, 在测量时应尽可能选用单色或窄带的辐射探测器, 以减小该项理论误差。

(4) 实际使用 Land SP 一类装置时, 反射镜与表面之间往往要有工作缝隙(一般  $h \approx 0.1R$ )。我们分析表明, 若试件表面偏离球心, 则理论模型将有较大差异, 使用式(2)也会有很大的误差。所以, 应当采用半球缺构成的反射镜, 并确保球心仍然在试件表面上(见图1)。

(5) 实际被测表面往往不具备全漫射特性, 尤其在中、低温区或红外波段要考虑到镜反射成分。为此, 必须改进或重建数学模型, 发展表面镜反射率和漫反射率的测试方式, 研究新的半球镜应用方案等等。不言而喻, 这是一项极有实用价值的工作, 它代表了半球镜反射器应用的主要发展趋向。近年来, 已有一些究研者进行了有益的探索<sup>[15]</sup>。

可以预见, 半球镜反射器将在辐射热流测量及有关的领域内发挥越来越大的作用。同时, 它的广泛应用也会促进辐射换热理论, 特别是空腔理论的进一步发展。

### 参 考 文 献

- [1] 诸载祥, 陈守仁, 孙毓星, 红外研究 **5A**(1986), 3: 231.
- [2] Drury, M. D. Perry K. P. and Land T. J. J. S. I., **169**(1951), 245.
- [3] Land T. and Barber R., *J. Soc. Glass Technology*, **38**(1954), 45N.
- [4] Goard P. R. C., *J. Sci. Instrum.* **43**(1966), 256.
- [5] Haigh C. P. and Chojnowski, *B. J. Inst. Fuels* **48**(1975), 139.
- [6] 小野晃, 应用物理 **50**(1981), 6: 625.
- [7] Ono A. *Proc. 8th Symp. Thermophysical Properties*, **2**(1982), 133.
- [8] 高魁明, 刘怀良, 陈万庆, 东北工学院学报, **SUM. 40**(1984), 3: 39.
- [9] 高魁明, 王玲生, 李丽洁, 张伟, 东北工学院学报, **SUM. 48**(1986), 3: 103.
- [10] Becker H. B. and Wall T. F., *J. Phys. E: Sci. Instrum.* **14**(1981), 998.
- [11] Becker H. B., *Report SO/80/4, Herman Research Laboratory*, (1980).
- [12] Chen Shouren, Chu Zaixiang, Sun Yuxing, Wang Chenggeng and Chen Hongpan, *Proc. 1st A.T. P. C.* (1986), 111.
- [13] Sun Yuxing, Chu Zaixiang and Chen Shouren, *Distinct Proc. 10th E. T. P. C.*(1986)

*In press: High Temperature-High Pressures, 19(1987).*

[14] Lin S. H. and Sparrow E. M., *J. Heat Transfer, Trans. ASME Ser. C87*(1965), 299.

[15] Ono A., *International Journal of Thermophysics.*(1986), 2: 443.

## **APPLICATION OF SPECULAR HEMISPHERE FOR THE MEASUREMENT OF TEMPERATURE AND EMISSIVITY**

**SUN YUXING, CHU ZAI XIANG, CHEN SHOU REN**

(Harbin Institute of Technology)

### **ABSTRACT**

This paper presents typical examples of the application of specular hemisphere for the measurement of temperature and emissivity in recent years. Characteristics of them and differences between them are depicted and compared. The late outcomes of theoretical researches are given.