



中国工程热物理学会

传热传质学学术会议

论文集

(下 册)

一九九六

北京

中国工程热物理学会编



传热传质学目录 (下册)

六、高温与热辐射

含各向异性散射粒子的半透明平板发射特性	
..... 夏新林、魏青政、余其铮、季建刚、谈和平	VI -1-6
半透明体发射特性的一种混合计算方法	夏新林、谈和平、余其铮
	VI -7-7
块状及粒子煤灰的复折射率	
..... 阮立明、余其铮、刘林华、谈和平	VI -14-5
用蒙特卡洛法及几何光学理论求球形大粒子的散射相函数	
..... 阮立明、余其铮、刘林华、谈和平	VI -19-8
燃烧产物辐射特性的不确定性对燃烧室内烟气温度及热流计算精度的影响	
..... 刘林华、余其铮、阮立明、谈和平	VI -27-8
高压电场影响非晶态 α - As_2S_2 玻璃热辐射性能的研究	
..... 程曙霞、钟明	VI -35-6
圆筒形半透明介质内非稳态复合导热与辐射研究	
..... 于帆、张欣欣、高仲龙	VI -41-6
求解辐射传递方程的离散坐标法	
..... 刘林华、余其铮、阮立明、谈和平	VI -47-8
空间飞行器外露腔体地球反照辐射的随机模拟计算	赵立新
	VI -55-8
宇宙飞船对外遮光罩辐射加热的分析与计算	赵立新
	VI -63-8

七、干燥

加热方式对真空冷冻干燥过程的影响	王朝晖、施明恒
	VII -1-6
液状制品升华干燥过程传输特性的研究	齐锡龄、许淑惠
	VII -7-6
蔬菜种子干燥中种皮的效应与优化传热传质机理	
..... 杨俊红、褚治德、吴树民、郭健	VII -13-6
加热方式对真空冷冻干燥热质传递机理的影响	
..... 杜小泽、齐锡龄、王补宣	VII -19-6

垂直对流干燥机流动与干燥特性的实验研究	胡学功、刘登瀛、张长梅、孟群 VII-25-8
物料在多层流化床内非稳态干燥的实验研究	和俊民、刘登瀛、张长梅、孔繁英、胡学功、孟群 VII-33-8
太阳能对流干燥最佳工况的实验研究	蒯大秋、肖国铭、马一太 VII-41-5
蜜枣太阳能对流干燥与纯对流干燥的对比试验研究	崔明辉、肖国铭 VII-46-5

八、数值模拟

微细光滑管内气体的流动与传热特性研究	邬小波、过增元 VIII-1-7
双辉法渗金属锯条炉内温度场的数值分析	李志信、耿旭、梁新刚、范本惠、李忠厚、刘晓萍 VIII-8-6
微重力条件下舱内通风换热的地面模拟技术	梁新刚、过增元、刘云龙、任建勋 VIII-14-6
平板热管的模化和分析计算	牟其峥、牟楷 VIII-20-6
激光匙孔焊接过程二维传热数值计算方法	张靖周、徐九华 VIII-26-6
降膜结晶过程的数值模拟	张政、魏利军 VIII-32-6
含蜡原油管道最小输量计算	吴明、陆钟武、蔡九菊 VIII-38-5
矩形坯连铸数学模型的研究与应用	刘青、王民忠、田乃媛、吴晓东、张罗、鲜于景唐、徐明昕 VIII-43-8
热等离子体发生器及热等离子体射流的湍流数值模拟	俞岚、陈熙 VIII-51-6
冷板传热与流动模型分析	顾学岐、崔建军 VIII-57-6
井筒 — 地层温度场计算的简化数学模型及其冗余解	李子丰、吴德华、黄跃芳、芮松云 VIII-63-9
突发高温作用下含湿多孔介质干燥过程的数值模拟	雷树业、郑贯宇、金哲 VIII-71-8
汽轮机高压缸三维瞬态温度场计算与实验	刘殊一、林志鸿、蓝如基、张志统、刘顺隆、高璞珍 VIII-79-5
循环流化床传热的数学模型	戴天红、钱壬章、李宏顺 VIII-84-6

玻璃池窑内配合料及玻璃液流动和传热的三维数学模型和图形模拟	沈锦林、朱建飞、颜晖	VIII -90-6
浮法玻璃熔窑内玻璃液温度场和流场分布对耐火材料侵蚀的影响	沈锦林、朱建飞、颜晖、吕皓、陈亮、王慈伟	VIII -96-8
螺旋槽纹管管内流体流动和换热的数值模拟	张军、姚仲鹏、韩占忠	VIII -104-6
三层同轴液柱内的热毛细对流的近似解析解及其数值分析	李明伟、康宁、曾丹岑	VIII -110-7
旋转床填料空间的液体的液相传质模型	张政、张军、郑冲	VIII -117-8
Marangoni 流动对熔化过程的影响	林雪萍、彭晓峰、王补宣、柯道友	VIII -125-6

九、测量及显示技术

液体速度电化学测试法传质解	王德耕、朱士亮	IX -1-7
极低速流场测量技术	陈泽敬、胡槐林	IX -8-5
循环流化床锅炉过热器传热系数的测试与研究	崔平、孙孝兰、王达三	IX -13-7
体表热干扰法测量局部组织血液灌注率的数值分析	胡振君、罗运文、彭见曙	IX -20-5
周期热流法测量薄膜材料热扩散率的二维效应分析	顾毓沁、廖峰	IX -25-6
电子玻璃料滴表面温度测量	朱德忠、冯西轴	IX -31-6
吸附剂材料的热物性测量方法研究	吴静怡、施雯、汤忠妹、王如竹、许煜雄	IX -37-6
连铸坯表面温度辐射测量方法的理论研究	殷晓静、李春	IX -43-7
单管临界热流密度 (CHF) 实验	高璞珍、王兆祥、庞凤阁、彭敏俊、丁洪河、许岷	IX -50-5
变热导率的测量方法	徐志明、王建国、赵晓彤、陈福、杨善让	IX -55-6

十、工业应用、换热器及其它

管带式汽车散热器传热与流动实验	廖强、杨军、辛明道、刘才丰、朱恂	X -1-6
-----------------------	------------------	--------

地热用防腐板式换热器的熵产分析	刘文倩、张启、徐松	X -7-5
窗口区域烧蚀瞬态热响应耦合计算与温升规律研究		
.....	桂业伟、陈兰、余泽楚、张健	X -12-7
折流杆换热器换热系数的神经网络预测模型		
.....	罗小兵、李永平、邢华伟、黄素逸	X -19-6
汽车空调用冷凝器总成的分析与研究	彭雄兵、彦启森	X -25-7
多背压凝汽器中温差场均匀性原则的直接证明		
.....	郜时旺、杨沫、徐志明、金虹、杨善让	X -32-5
中药槟榔的红外辐射振动流化干燥动力学实验研究		
.....	褚治德、杨俊红、李春英、金水娟、孟宪玲、焦士龙	X -37-6
霜形成对翅片管式蒸发器性能影响的研究		
.....	夏清、周振宇、周兴禧	X -43-8
壳管式相变储能换热器中传热特性的研究		
.....	赫俏、陆继东、仝兆丰、张仁元	X -51-8
换热器面积对混合工质制冷循环特性影响分析		
.....	郭新川、王奇、郑宗和、李晓鹏	X -59-7
混合物 JT 节流制冷机中逆流热交换器的计算分析	罗二仓、周远	X -66-6
CPL 冷凝器凝结换热长度和凝结流动阻力的研究		
.....	曲伟、侯增祺、张加迅	X -72-6
CPL 工程模型非稳态特性的试验研究	曲伟、侯增祺、张加迅	X -78-6
应用翼对涡流发生器强化扁管 — 板翅换热器气侧传热的实验研究		
.....	刘志海、神家锐、胡振军	X -84-8
微小型反向式烧结型蒸发器传热实验研究		
.....	朱宁、张正芳、马同泽、侯增祺	X -92-6

含各向异性散射粒子的半透明平板发射特性*

夏新林** 魏青政*** 余其铮** 季建刚** 谈和平**

** 哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院

*** 哈尔滨锅炉厂 海军代表处

摘要 用蒙特卡洛方法计算了温度均匀时, 含各向异性散射粒子的半透明大平板方向和半球发射率。得出了半球和方向发射率随粒径和介质折射率的变化规律, 并通过分析粒径和介质折射率对粒子系衰减系数及反照率的影响关系解释了该规律。

关键词 半透明体 发射特性 各向异性散射

一、引言

近年来, 含各向异性散射粒子的半透明介质辐射特性研究在动力、生物光学、大气科学及红外隐身技术等许多领域得到了应用^[1-5]。以往对含各向异性散射粒子的半透明介质的研究一般都简化为介质模型或假设介质为非吸收性的, 并对相函数作简化处理。近期的研究方法主要有离散坐标法^[6]和蒙特卡洛法^[7,8]两种。蒙特卡洛方法因比较灵活、通用性强而被广泛采用。文^[7,8]针对含稀相微粒的介质, 借助于反插值法直接应用米氏相函数考虑粒子的各向异性散射, 成功地用蒙特卡洛法直接模拟了含粒子半透明介质中的辐射能传递, 计算出了含粒子层的双向反射率和双向透射率, 对该领域的研究工作有较大的促进作用。但该文与以往的研究一样, 侧重于外部辐射在介质内部的辐射传递问题, 没有考虑含本身发射的辐射传递情况, 并假设介质为非吸收性的。本文在文^[7,8]的研究工作基础上, 用蒙特卡洛方法直接模拟含各向散射粒子半透明体的发射特性, 计算了温度均匀时, 含各向异性散射粒子的半透明大平板的方向和半球发射率; 并分析了粒径和介质折射率对发射特性影响的内在原因。

二、蒙特卡洛方法直接模拟及概率模型

用蒙特卡洛方法模拟含粒子半透明介质中的辐射能传递可分解为以下几个子过程:

(1) 介质和粒子系中能束射线的发射; (2) 能束射线在半透明体内的传递衰减, 包括被介质吸收和粒子衰减两种情况; (3) 射线击中粒子后被吸收还是被散射; (4) 能束射线在半透明体内表面的反射或折射。每一个子过程都有相应的概率模型描述。这些概率模型在文^[7,8,9]中有不同程度的推导, 本文仅给出几个主要概率模型的最终形式。

* 国家自然科学基金资助课题

1. 含散射粒子灰介质中能束射线的传递行程概率模型

$$S = -\frac{1}{K_e} \ln(1-R_s) \quad (1)$$

式中, S 是射线的传递行程; R_s 是传递行程随机数; K_e 是介质和粒子系总的衰减系数, 由下式确定

$$K_e = K_\alpha(1-f_v) + K_{ep} \quad (2)$$

其中, K_α 为介质的系数; K_{ep} 为粒子系的衰减系数(包括吸收和散射), 对稀相粒子系, $K_{ep} = \frac{1.5 \cdot f_v \cdot Q_{ext}}{d}$; f_v 为粒子系的体积浓度, d 是粒子直径, Q_{ext} 是单个粒子的普朗克平均衰减因子。

2. 能束射线击中粒子的概率模型

从射线能量衰减的角度考虑, 其被粒子衰减的能量占总衰减能量的比例为其击中粒子的累积概率。令 $P_{hit} = K_{ep}/K_e$, 当判断随机数 $R \leq P_{hit}$ 时, 射线击中粒子; 当 $R > P_{hit}$ 时, 射线未击中粒子而被介质吸收, 结束对射线的跟踪。

3. 能束射线被粒子散射的概率模型

当射线击中粒子后, 要判断其与粒子的作用结果, 即被散射还是被吸收。设粒子的反照率为 ω , 则当判断随机数 $R \leq \omega$ 时, 射线被粒子散射, 需确定散射方向继续跟踪; 当 $R > \omega$ 时, 射线被粒子吸收, 结束对射线的跟踪。

4. 散射方向概率模型

由于各向异性散射表现在极角方向, 而圆周角方向散射均匀, 则圆周角方向概率模型为 $\varphi_p = 2\pi \cdot R_\varphi$ 。散射方向的极角分布, 与散射相函数 $\Phi(\theta_p)$ 相关, 经推导得到概率模型

$$R_\theta = \int_0^{\theta_p} \frac{1}{2} \Phi(\theta_p) \cdot \sin \theta_p d\theta_p \quad (3)$$

由于各向异性散射相函数 $\Phi(\theta_p)$ 很难用一简单的公式表示, 因此散射极角 θ_p 不能由上式的概率模型表示为随机数 R_θ 的显函数形式, 本文采用文[7,8]中的反插值方法。

三、研究对象与发射率的统计表达式

1. 研究对象物理模型

本文研究含各向异性散射粒子的半透明大平板发射特性。该半透明介质是折射率为 n 的灰介质, 周围环境是折射率为1的空气。并假定: (1)介质和粒子系内温度分布均匀; (2)粒子浓度符合多次独立散射条件; (3)不考虑偏振和边界效应的影响。

2. 发射率的统计表达式

本文采用对介质分层的方法, 将整个介质厚度 L 分为 K 层, 每层厚度为 $dL = L/K$, 介质的吸收系数为 K_α , 粒子系的衰减系数为 K_{ep} , 反照率为 ω , 若对每层发射跟踪的能束射线数为 N , 则每束射线的能量为

$$W = 4[K_\alpha \cdot (1-f_v) + K_{ep} \cdot (1-\omega) \cdot f_v] \cdot dL \cdot n^2 \cdot \sigma T^4 / N \quad (4)$$

若 $N(\theta)$ 是通过半透明体表面折射向表面上方 θ 角方向、 $d\theta$ 角度范围内的能束射

线数，则方向发射率有如下表达式

$$\varepsilon(\theta) = \frac{N(\theta) \cdot W}{2 \cdot \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot d\theta \cdot \sigma T^4} \quad (5)$$

若 N_T 是通过半透明体表面折射向表面上方半球空间的能束射线总数，则半球发射率为

$$\varepsilon = \frac{N_T \cdot W}{\sigma T^4} \quad (6)$$

三、计算结果与分析

含各向异性散射粒子介质的发射特性影响因素较多，且各种因素互相耦合影响，因此分析较困难。本文主要讨论粒径大小、介质折射率的影响。计算中，粒子浓度 $f_v = 0.002$ 、平板厚度 $L = 0.1\text{cm}$ 、介质折射率 $n = 1.4$ 、介质的衰减系数 $K_a = 1.0\text{cm}^{-1}$ 、粒子的复折射率 $n_p = 1.8 - 0.01i$ 。

1. 粒径大小的影响

图1和图2.分别是方向发射率和半球发射率随粒径的变化情况。从图1.中可看出，介质中粒子的大小对方向发射率影响很大。在一定的温度下， $\varepsilon(\theta)$ 随粒径 d 值的增大先迅速增大，在某一 d 值时，达到极大值；之后随 d 值的增大反而减小，减小到一定程度又趋于平缓，这种变化规律从图2.中 ε 随 d 的变化曲线看的更清楚。

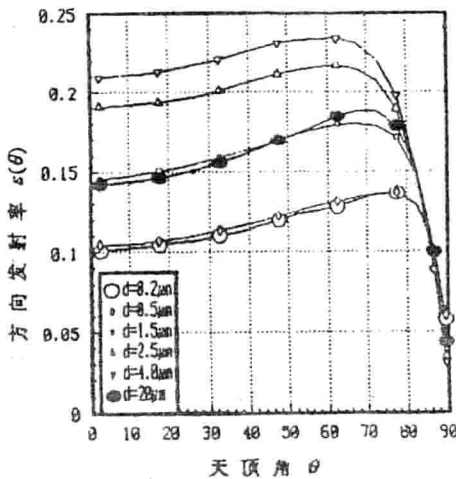


图1. $T=300\text{K}$ 时方向发射率随粒径的变化

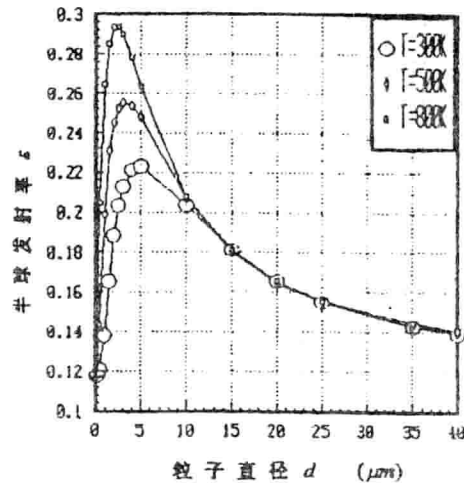
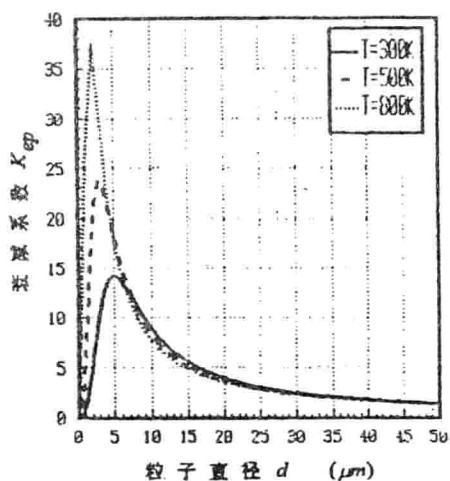
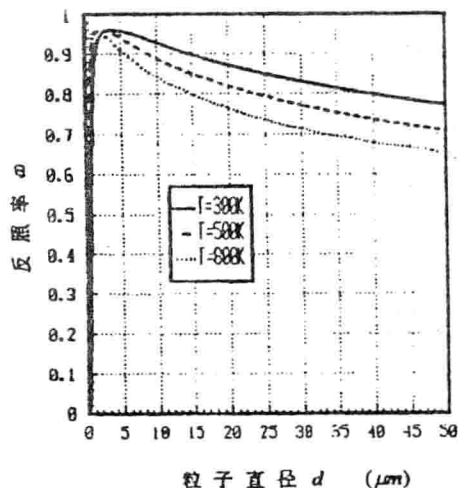


图2. 不同温度下半球发射率随粒径的变化

方向发射率 $\varepsilon(\theta)$ 和半球发射率 ε 随粒径的变化规律，可以从粒子系的衰减系数 K_{ep} 和反照率 ω 随粒径的变化情况得到解释，如图3a.和图3b.所示。可以发现，在很小的粒径范围内，粒子系的衰减系数和反照率随粒径的增大而先迅速增大，亦即粒子系的散射优势增强，导致发射率在这一粒径范围内随粒径的增大而迅速增大；此后 K_{ep} 和 ω 随粒径的增大而减小，使粒子散射减弱，又引起发射率的减小。

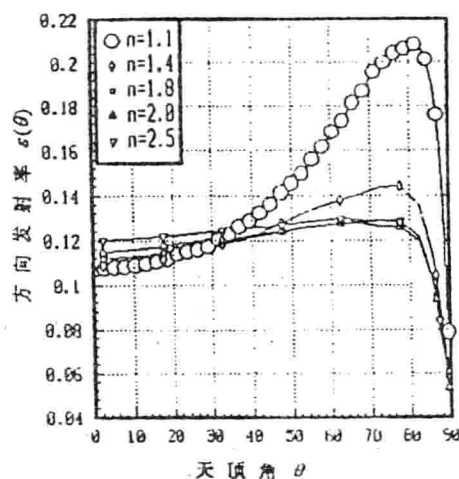


(a) 衰减系数的变化

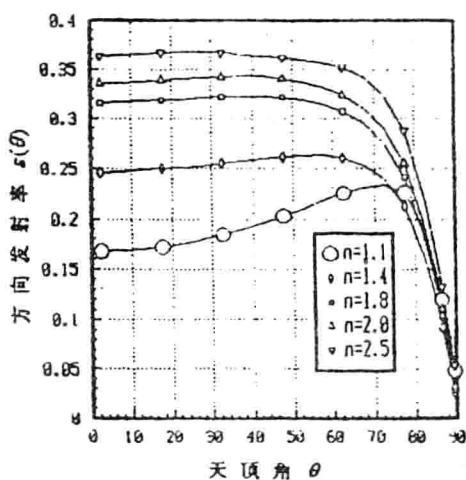


(b) 反照率的变化

图3. 不同温度下粒子衰减系数和反照率随粒径的变化



(a) $d=0.2\mu\text{m}$



(b) $d=3\mu\text{m}$

图4. 方向发射率随折射率的变化

2. 介质折射率的影响

图4.是两种粒径下, 方向发射率随介质折射率的变化情况。当折射率较小时各向异性比较强烈, 存在着明显的峰值。在小粒径 $d=0.2\mu\text{m}$ 时, $\varepsilon(\theta)$ 先随折射率的增大而减小, 达到极小值后又逐渐增大。在粒径较大时 ($d=3\mu\text{m}$), $\varepsilon(\theta)$ 先随折射率的增大而增大, 最后变化趋于平缓。图5.是半球发射率随折射率的变化规律, 比方向发射率曲线能更直接反映不同粒径时, 折射率对发射的影响。

不同粒径下方向发射率和半球发射率随折射率的不同变化规律是折射率和粒径对

K_{ep} 和 ω 的综合影响的反映。如图6所示, 在粒子复折射率不变情况下, 当粒径较小时, 随折射率的增大, K_{ep} 迅速增大, 而 ω 变化很小; 当粒径较大后, K_{ep} 随折射率的变化很小, 而 ω 随折射率的增大逐渐减小。因此, 粒径很小时, 吸收占优势使发射率随折射率的增大而减小; 当折射率进一步增大时, 因散射占优势, 导致发射率随折射率的增大而缓慢增大。同样, 大粒径时的变化规律也可得到类似的解释。

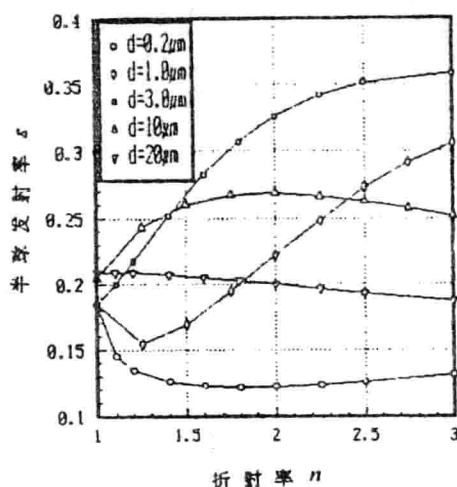


图5. 半球发射率随折射率的变化

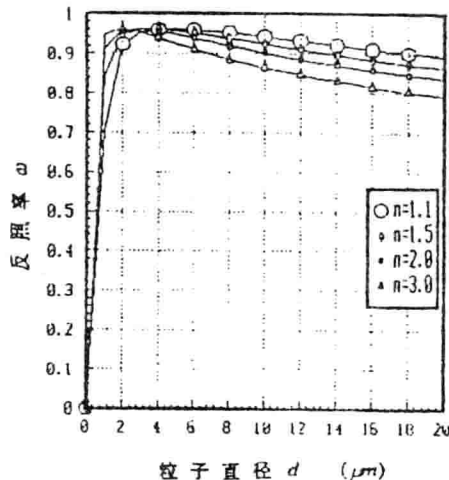
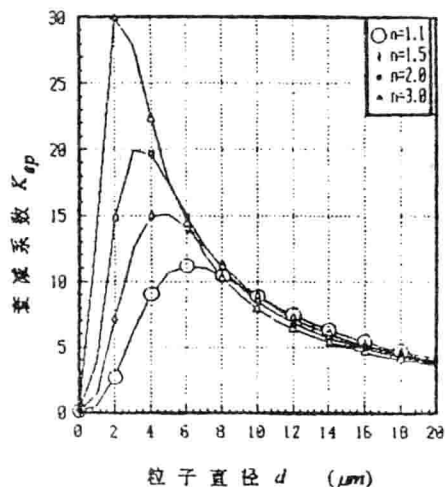


图6. 不同粒径下粒子衰减系数和反照率随折射率的变化

参考文献

- [1] Kuto, K., et al, "Analysis on Radiation Characteristics of Heat-Generating Particles Dispersed in Non-Gray Combustion-Gas Slab", Proc. Int. Conf. Power Engineering, Tokyo, 1993.
- [2] 孙威, 应金平等, "用蒙特卡洛方法研究生物组织中的光分布", 光学学报, Vol.14, NO.1, 1994.
- [3] Gilbert N.P. and George W.K., "Radiant Intensity of Light Scattering from Clouds", Applied Optics, Vol.7, No.4, 1968.
- [4] Aronson J.R., et al, "Modeling the Infrared Emittance of Paints", ADA121879, 1989.

- [5]D.V.Walters, R.O.Bucklus, “ Rigorous Development for Radiation Heat Transfer in Nonhomogeneous Absorbing , Emitting and Scattering Media ” , Int. J. Heat & Mass Transfer , Vol.35 , No.12 , 1992.
- [6]S. Kumar , A. Majumdar and C.L. Tian , “The Differential—Discrete—Ordinate Method for Solution of Radiative Transfer ” , ASME J. of Heat Transfer , Vol.112, 1990.
- [7]余其铮, 潘迎春等, “ 蒙特卡洛方法对各向异性介质辐射特性的模拟 ” , 工程热物理学报, Vol.17, No.1, 1996.
- [8]张东辉, “含微粒介质的各向异性散射特性”, 哈尔滨工业大学硕士论文, 1995.
- [9]季建刚, “半透明介质的表面发射特性”, 哈尔滨工业大学硕士学位论文, 1996.

半透明体发射特性的一种混合计算方法*

夏新林 谈和平 余其铮
哈尔滨工业大学 能源科学与工程学院

摘要 将正、反向射线踪迹法与漫反射表面有效辐射强度结合, 提出一种计算半透明体发射特性的混合方法。该方法适用于计算由镜反射和漫反射半透明或不透明表面组成的半透明体或系统的定向发射率和半球发射率。文中以温度均匀的半透明灰圆盘的发射率计算为例, 介绍了该方法; 并与半透明大平板的解析解和圆盘的蒙特卡洛方法数值解分别进行比较。结果表明, 该方法准确、可靠, 对复杂表面半透明体的发射特性计算, 比蒙特卡洛方法的计算精度高、速度快; 计算结果还表明, 半透明圆盘的发射率不仅在发射方向上变化, 而且还随发射点的位置变化, 存在着明显的边缘效应。

关键词 半透明体, 发射特性, 混合计算方法

一、引言

由于半透明材料广泛应用于能源、红外加热、玻璃、陶瓷、半导体材料以及空间光学遥感等技术领域中, 对其辐射特性开展研究有重要意义。数十年来, 在光学、材料技术和辐射换热领域有一些学者相继开展了这方面的研究工作。以往的研究涉及到具有光学光滑表面的涂层^[1]、无限大平板^[2,3,4]、无限长圆柱和球体等旋转对称体^[5,6], 主要考察该类物体热发射的方向特性, 所采用的计算方法有蒙特卡洛法^[1]、Gardon法^[4,5]、双热流法^[3]、射线踪迹法^[7]和正、反向射线踪迹法^[2,6,8]。目前经常使用的主要是蒙特卡洛法和正、反向射线踪迹法。蒙特卡洛法可以处理各种复杂的情况, 但其缺点也很明显; 而正、反向射线踪迹法只适用于半透明体或系统的表面镜反射的情况。

由镜反射和漫反射表面组成的半透明体发射特性, 对空间光学遥感系统中透镜和窗口的热分析计算有较强的实际意义。对这类问题, 虽然用蒙特卡洛法可以进行计算, 但计算量大、结果波动较大、计算精度较低。本文利用正、反向射线踪迹法处理镜反射表面的优点, 对漫反射表面采用区域离散和引入有效辐射强度的概念, 提出一种混合计算方法。该方法比蒙特卡洛方法能更有效地求解这类问题, 并且可以与蒙特卡洛方法相互比较验证。此外, 还可发展用于计算具有类似界面特性的半透明体内的辐射—导热复合换热问题。

* 本课题得到国家自然科学基金和哈尔滨工业大学科学基金的资助

二、混合方法的基本原理

计算半透明体表面发射特性时,混合方法的基本原理是由半透明体外沿要考察的表面发射方向反向发射一束射线,跟踪射线在半透明体内的传递路径,直到射线到达某一漫反射内表面,或所经过的光学距离足够长,使辐射能几乎被完全衰减(介质吸收和内表面反射、折射)。再以该射线的终点为半透明体内辐射能的发射起点,发射一束射线,沿原路径反方向(对外表面发射而言,为正方向)传递到要考察的表面内侧,经折射沿预定的发射方向射出。该出射射线的辐射强度与同一温度下黑体的定向辐射强度之比,即是该方向的定向发射率。对非灰半透明体,得到的是方向光谱发射率;若结合谱带模型可得到全光谱平均的方向发射率。

当半透明体内发射起点位于漫反射内表面时,起始辐射强度取该点的有效辐射强度,否则取为零。漫反射内表面的有效辐射强度定义为离开表面射向介质的辐射强度,对不透明表面等于表面的本身辐射强度和反射辐射强度之和,对半透明表面等于反射辐射强度。漫反射内表面的有效辐射强度由热平衡方程结合辐射传递的正、反向射线踪迹法通过迭代求解。

三、用混合方法计算圆盘表面的辐射特性

1. 基本控制方程

考虑一半透明圆盘(如图1.),其两端面是光学光滑的半透明灰平面,侧表面是漫反射半透明或不透明灰表面。半透明介质为辐射物性均匀、各向同性的灰体,外部环境为真空。

半透明介质内的辐射传递方程为

$$\frac{dI(S, \eta, \xi)}{dS} + I(S, \eta, \xi) = I_{bm}(S) \quad (1)$$

其中, S 是 (η, ξ) 方向的光学厚度,

$I_{bm}(S) = n^2 \sigma T^4(S) / \pi$ 。由此得出射线

到达内表面两相邻交点 O_m 、 O_{m+1} 处的辐射强度之间的递推关系

$$I_{m+1}(\eta, \xi) = I_{bm} \cdot (1 - e^{-\Delta S}) + \rho_m \cdot I_m(\eta, \xi) \cdot e^{-\Delta S} \quad (2)$$

漫反射内表面某点的热平衡方程为

$$J(z) \cdot \pi = \varepsilon_c \cdot E_{bm} + \rho_c \cdot \int_{\beta=0}^{\pi/2} \int_{\gamma=0}^{2\pi} G(z, \beta, \gamma) \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma \quad (3)$$

其中, $J(z)$ 是有效辐射强度; $G(z, \beta, \gamma)$ 是对该面的投射辐射强度; (β, γ) 是该表面上方空间的极角和圆周角; ε_c 、 ρ_c 是该点的发射和反射率, $E_{bm} = n^2 \cdot \sigma \cdot T(z)^4$ 。

若由介质内到达半透明镜反射界面内侧 O' 点的辐射强度为 $I_{o'}(\eta, \xi)$, 考虑到出射辐射强度 $I_{o'em}(\theta, \varphi) = I_{o'}(\eta, \xi) \cdot (1 - \rho_{o'}) / n^2$, O' 点的定向发射率为

$$\varepsilon_{o'}(\theta, \varphi) = I_{o'}(\eta, \xi) \cdot (1 - \rho_{o'}) / (n^2 \cdot I_b) \quad (4)$$

这里, (θ, φ) 是与 (η, ξ) 方向对应的外表面发射方向极角和圆周角; $I_b = \sigma T^4 / \pi$ 。

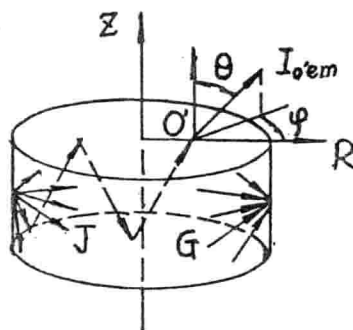


图1. 物理模型与坐标系

2. 无量纲化

设圆盘一半厚度的光学厚度为 B ，以 B 为参考量将几何量变为相对光学厚度， $S^* = S/B$ ；以 I_0 为参考量，将辐射强度变为无量纲辐射强度， $I^* = I/I_0$ 。考虑半透明体内温度均匀的情况，上述基本方程中的(1)、(2)、(3)、(4)式相应变形为

$$\frac{dI^*(S^*, \eta, \xi)}{dS^*} + I^*(S^*, \eta, \xi) = n^2 \quad (5)$$

$$I_{m+1}^*(\eta, \xi) = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S^*}) + \rho_m \cdot I_m^*(\eta, \xi) \cdot e^{-B \cdot \Delta S^*} \quad (6)$$

$$J^*(z^*) \cdot \pi = \varepsilon_c \cdot n^2 \cdot \pi + \rho_c \cdot \int_{\beta=0}^{\pi/2} \int_{\gamma=0}^{2\pi} G^*(z^*, \beta, \gamma) \cdot \sin \beta \cdot \cos \beta \cdot d\beta \cdot d\gamma \quad (7)$$

$$\varepsilon_o(\theta, \varphi) = I_o^*(\eta, \xi) \cdot (1 - \rho_o) / n^2 \quad (8)$$

3. 方程离散与求解

将漫反射侧表面沿 Z 轴方向均匀离散为 NZ 个区域，考虑到对称性，沿圆周方向不需离散。将侧表面上每一点的半球空间都离散为 $N\beta \times N\gamma$ 个立体角，在每一个立体角的中心，由该点向半透明体内引出一条射线。(7)式离散为

$$J_i^* = \varepsilon_c \cdot n^2 + \frac{\rho_c \cdot \pi}{N\beta \cdot N\gamma} \sum_{j=1}^{N\beta} \sum_{k=1}^{N\gamma} G_{i,j,k}^* \cdot \sin \beta_j \cdot \cos \beta_j \quad (9)$$

当由 z_i^* 点引出的射线直接与侧面的某点 z_{il}^* 相交时， $G_{i,j,k}^*$ 由(5)式直接积分得到

$$G_{i,j,k}^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S^*}) + J_{il}^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S^*} \quad (10)$$

若射线经过 M 次镜反射与侧达表面的某点 z_{il}^* 相交， $G_{i,j,k}^*$ 由(6)式递推得到

$$G_{i,j,k}^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_i^*}) + \rho_i \cdot I_i^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_i^*} \quad (11a)$$

$$I_m^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_m^*}) + \rho_m \cdot I_{m+1}^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_m^*} \quad (11b)$$

$$I_M^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_M^*}) + J_{il}^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_M^*} \quad (11c)$$

若射线经过足够多次镜反射还未与侧表面相交，但已满足条件

$$\prod_{m=1}^M \rho_m \cdot e^{-B \cdot \Delta S_m^*} \leq \Delta \quad (12)$$

则(11c)式中右侧第二项去掉。式中， Δ 是射线的反向跟踪精度。

通过射线跟踪确定每束射线与表面的交点及相邻两交点间的相对光学厚度 ΔS_m^* ，再由(10)~(11c)式迭代求出漫反射表面的有效辐射强度 J_i^* 。射线与表面交点的确定以及射线经镜反射或折射后的传递方向确定都是在图1中的坐标系(系统坐标系)中进行的，而由漫反射的侧表面引出的射线方向是在该点的当地坐标系中确定的，需进行坐标转换。另外各表面方程和射线方程中几何量都应转换为相应的相对光学厚度，这样求出的射线方程中的参数即是 ΔS_m^* 。对交点求解和坐标转换问题的详细介绍见文[9]。

求出漫反射表面的有效辐射强度 J_i^* 后再由正反向射线踪迹法求圆盘表面的发射率。跟踪由圆盘一端内表面上某点 O' 沿 (η, ξ) 方向射向介质内的一束射线，若射线直接与侧表面的某点 z_i^* 相交，则(8)式中由介质内到达半透明镜反射表面内侧 O' 点的辐射强度 $I_o^*(\eta, \xi)$ 为

$$I_o^*(\eta, \xi) = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S^*}) + J_i^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S^*} \quad (13)$$

若射线经过 N 次镜反射才与侧表面的某点 z_i^* 相交, 则

$$I_o^*(\eta, \xi) = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_i^*}) + \rho_i \cdot I_i^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_i^*} \quad (14a)$$

$$I_n^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_n^*}) + \rho_n \cdot I_{n+1}^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_n^*} \quad (14b)$$

$$I_N^* = n^2 \cdot (1 - e^{-B \cdot \Delta S_N^*}) + J_i^* \cdot e^{-B \cdot \Delta S_N^*} \quad (14c)$$

若射线经过足够多次镜反射还未与侧表面相交, 但已满足(12)式条件, 则(14C)式右侧第二项去掉。

四、算例与分析比较

1. 与大平板解析解的比较

对 $B=0$ 、 $n=1.5$ 和 $B=0.15$ 、 $n=1.45$ 两种半透明大平板表面的半球发射率和定向发射率用混合方法进行了计算, 计算中取圆盘的相对半径 $R_M^* = 1000$ 、 $\rho_c = 0.1 \times 10^{-10}$ (视为无限大平板); 侧面沿 Z 向离散为 $NZ=20$ 个区域, 每个区域上方半球空间离散为 $N\beta \times N\gamma = 15 \times 30$ 个立体角; 计算精度 $\Delta = 0.1 \times 10^{-6}$ 。计算结果与解析解的半球发射率和随极角变化的定向发射率完全相同, 见图2.和图3.中。

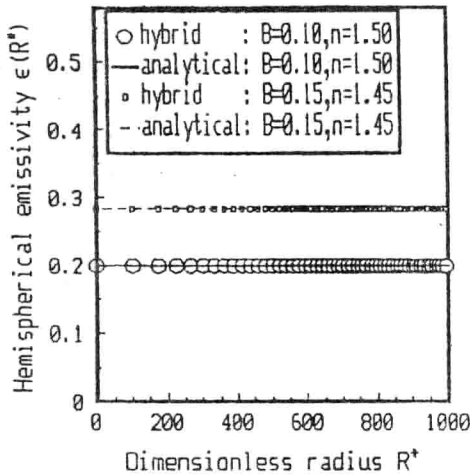


图2. 大平板表面的半球发射率比较

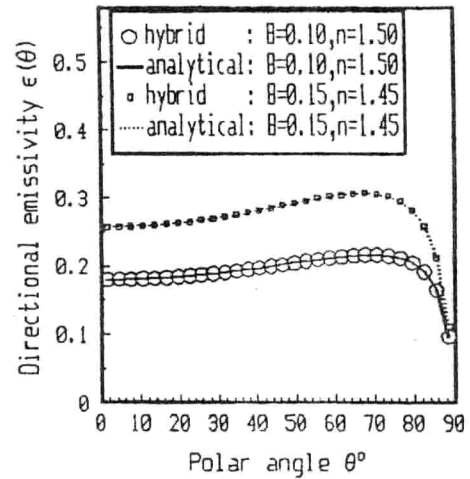


图3. 大平板表面的定向发射率比较

2. 与蒙特卡洛方法的比较

用混合方法和蒙特卡洛法分别计算了 $B=0.15$ 、 $R_M^* = 10$ 、 $n=1.45$ 、 $\rho_c = 0.1$ 和 $B=0$ 、 $R_M^* = 10$ 、 $n=1.5$ 、 $\rho_c = 0.1$ 两种参数的半透明圆盘的表面半球发射率和随极角变化的定向发射率。用蒙特卡洛方法模拟半透明介质内辐射传递的基本思路和相关概率模型在文献[10,11]中有较详细的介绍, 这里不再赘述。在两种方法计算时, 均将圆盘表面上方半球空间离散为 $N\theta \times N\phi = 30 \times 60$ 个区域。用混合方法计算时, $NZ=40$ 、 $N\beta \times N\gamma = 15 \times 60$ 、 $\Delta = 0.1 \times 10^{-6}$; 用蒙特卡洛法计算时, 对整个圆盘发射跟踪的光子数为 $NVE = 3 \times 10^7$ 。图4. 是半球发射率随表面上点的位置的变化规律及两种方法的比较; 图中结果表明两者吻合很好。图5. 是两种方法计算出的 $R^* = 7.0$ 处

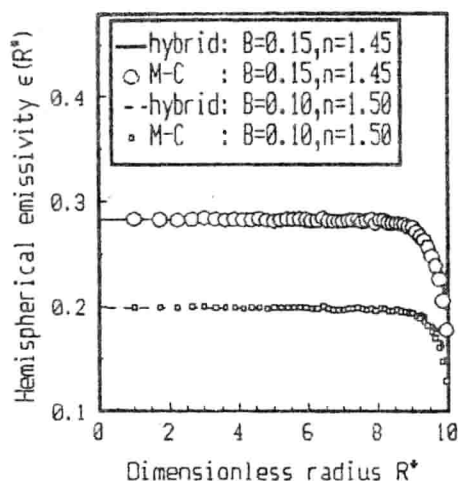


图4. 圆盘表面的半球发射率比较

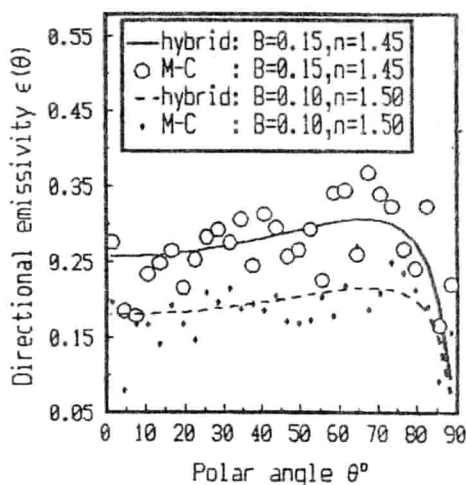


图5. 圆盘表面的定向发射率比较

随极角变化(对圆周角取平均)的定向发射率,可以看出,蒙特卡洛法的计算值围绕混合法的计算结果波动,说明用蒙特卡洛法处理该类问题时的精确度比混合方法差。

3. 半透明圆盘的表面发射特性

在比较分析了混合计算方法的可靠性基础上,对侧面为半透明漫反射面的半透明圆盘的端表面发射率分布规律进行了考察。图6. 是四种条件下,表面上不同半径处点的半球发射率分布。图中未标出的参数对四条曲线均相同,即 $B=0.15$ 、 $n=1.5$ 、 $N\theta \times N\varphi=30 \times 60$ 、 $NZ=40$ 、 $N\beta \times N\gamma=15 \times 60$ 、 $\Delta=0.1 \times 10^{-6}$ 。图中曲线表明,半透明圆盘表面上各点的半球发射率随该点处半径的增大在相当大范围内保持不变,但在离边缘一定距离处,开始比较迅速的变化;当侧面的反射率 ρ_c 较小时,半球发射

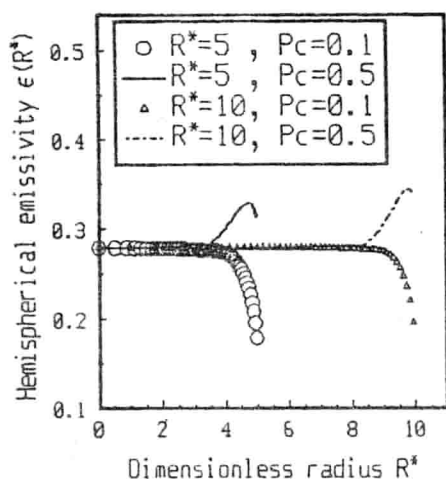


图6. 圆盘表面的半球发射率分布

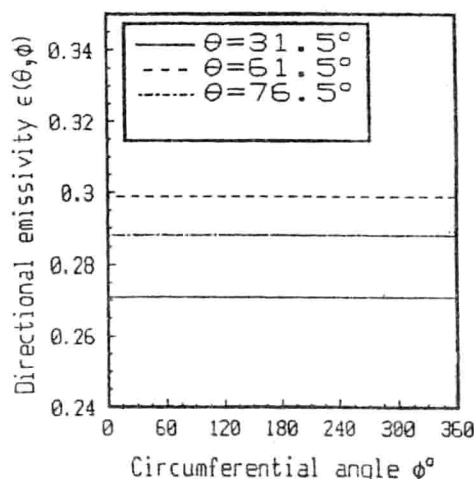


图7. 圆盘面 $R^*=3.0$ 处的定向发射率

率随半径的继续增大而迅速减小；反之，半球发射率则随半径的继续增大先增大，然后又开始减小，这种减小的程度和范围随 R_M^* 值的增大而变减小。

图7. - 图9. 是 $B=0.15$ 、 $R_M^*=10$ 、 $n=1.5$ 、 $\rho_c=0.5$ 的圆盘表面上半径不同的三个点处的定向发射率随点的位置和发射角度的变化。计算中的离散参数和跟踪精度与图6.情况相同。可以看出，不同点处的发射率随极角和圆周角的变化规律不同。在发射点离圆心距离 R^* 小于某一值的各点处，定向发射率只是极角的函数(图7.)，与半透明大平板的方向发射率分布相同。随着 R^* 的增加，方向发射率与圆周角的关系越来越大；而且不同极角下方向发射率随圆周角的变化规律对不同的 R^* 点也不同。在边缘处点的方向发射率在极角和圆周角两方向都存在着强烈的各向异性。

五、结论

- 对由镜反射和漫反射(半透明或不透明)表面组成的半透明体或系统的发射特性计算，本文的混合计算方法具有很高的可靠性，比蒙特卡洛方法计算精度高、速度快。
- 对半透明圆盘端面发射特性的计算发现，其半球发射率和定向发射率都是半径的函数，而且存在着较强的边缘效应；定向发射率不仅随极角变化，而且对圆周角也表现出较强的各向异性；边缘效应的变化趋势依赖于漫反射面的反射率和圆盘的半径与厚度之比。

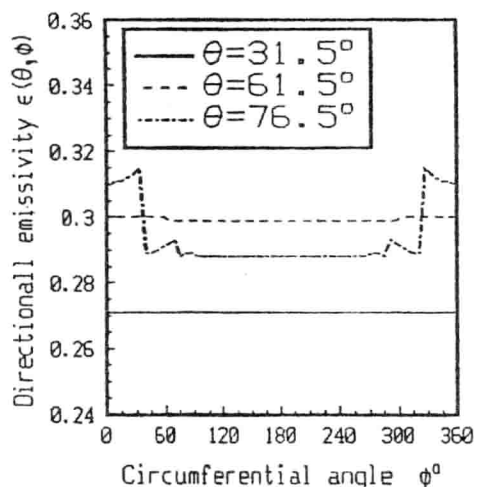


图8. 圆盘面 $R^* = 7.0$ 处的定向发射率

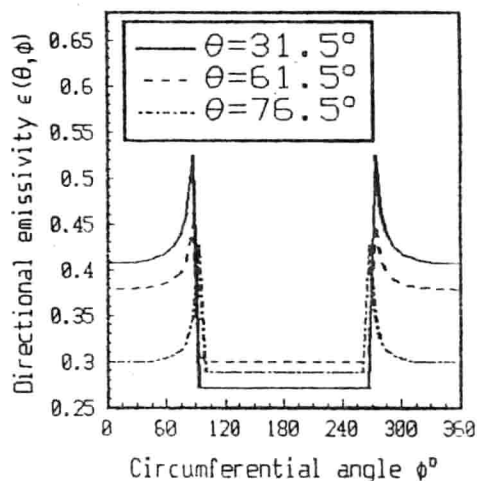


图9. 圆盘面 $R^* = 9.95$ 处的定向发射率

参考文献

- [1] W.D.Turner, and T.J.Love, "Directional Emittance of a Two-Dimensional Ceramic Coating", AIAA Journal, Vol.9, No.9, 1971.
- [2] 季建刚, 夏新林, 余其铮, 谈和平, "半透明体表面的各向异性发射特性", 中国工程热物理学会传热传质学学术会议论文集, No.953121, 1995.