

具有镜反射正弦表面的半透明 介质层表观光谱发射特性*

黄勇 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, 黑龙江, 哈尔滨, 150001)

0434.313
0433

摘要 通过离散基底面并结合光线跟踪法, 将伪光源迭加法应用于一侧为镜反射半透明正弦曲面、另一侧为漫射不透明基底面的半透明介质层表观光谱发射问题, 给出了等温介质的表观光谱半球发射率与方向发射率分布, 并分析了有关参数的影响, 结果表明, 伪光源迭加法对求解具有镜反射半透明正弦曲表面的半透明介质层表观发射问题具有很好的适应性。

关键词 半透明介质, 表观光谱发射, 弯曲表面, 伪光源迭加法。

引言

半透明介质内的辐射传递及其表观光谱发射在目标红外辐射特性、遥感探测、红外加热以及玻璃加工和太阳能利用等工程领域有重要的应用背景^[1~7]。在文献[1]中, 作者提出伪光源迭加法, 用于具有镜反射半透明表面的平板状半透明介质层的表观光谱发射的计算, 由于波浪或界面波等表面的弯曲性对半透明流体的表观发射有重要影响^[8,9], 本文将伪光源迭加法应用于求解此类问题。

正弦波表面是流体波浪或界面波的最基本形状, 例如海洋表面的波浪是由来自不同方向的正弦波迭加而成^[10]。文中以表面为镜反射半透明正弦曲面的半透明介质层为研究对象, 并考虑基底面为漫射不透明的情况, 通过对基底面进行离散化处理, 并结合光线跟踪法, 用伪光源迭加法求解了该半透明介质层的表观光谱发射率分布。

1 伪光源迭加法

设介质层内热辐射性均匀、各向同性, 其光谱吸收系数和折射率分别为 k_λ, n_λ , 介质层温度分布均匀(见图 1)、半透明正弦曲面(界面 1)的表面方程为 $Z = A \sin(2\pi X/B)$, 该面对辐射能的反射和折射分别遵循 Fresnel 反射定律和 Snell 折射定律, 基底面(界面 2)为漫射不透明平面, 其光谱发射率为 $\epsilon_{\omega 2}$, 界面 1 外部是折射率为 1 的透明介质。

半透明介质层的表观发射是由介质和不透明基底面发射的辐射能经过介质和界面的复杂传递过程而产生的综合效应, 介质内的辐射传递方程为

$$\frac{dI_\lambda(s^*, \xi)}{ds^*} + I_\lambda(s^*, \xi) = I_{\lambda \omega}(s^*), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(编号: 59606006)、国家杰出青年基金(编号: 59725617)资助项目
稿件收到日期 1998-08-24, 修改稿收到日期 1999-01-26

式(1)中, $I_1(s^*, \zeta)$ 是介质内光学厚度 s^* 处沿 ζ 角方向的光谱辐射强度, $I_{blm}(s^*)$ 是介质内与 s^* 处温度相同黑体的光谱辐射强度.

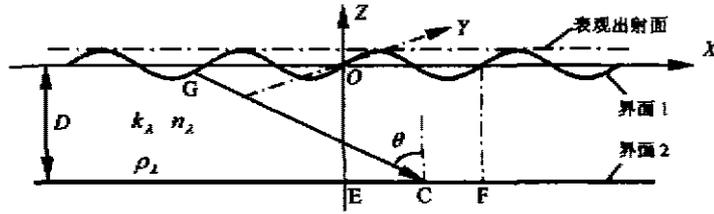


图 1 物理模型与坐标系

Fig. 1 Physical model and the coordinate system

以波峰所在平面为表现出射面,并在介质内取一与基底面平行且无限靠近的虚拟透明面.介质发射的辐射能在表现出射面和虚拟透明面之间的区域内经历介质吸收衰减、半透明曲面的多次反射和折射,其中一部分穿过表现出射面发射出去,形成对表现发射的第一部分贡献.另一部分辐射能则穿过虚拟透明面到达基底面.可以认为,经过基底面漫反射后的反射辐射能与基底面的发射辐射能合在一起是某个假想光源发射的,称其为一次伪光源发射.

一次伪光源的发射一部分从表现出射面出去,称为一次伪光源对表现发射的贡献.另一部分返回基底面,被基底面反射后的反射辐射能,称为二次伪光源发射.同样,二次伪光源发射对表现发射产生贡献后将衰减为三次伪光源发射.依此类推,形成强度递推衰减的伪光源发射系列.所有伪光源发射对表现发射的贡献迭加构成介质层与基底面对表现发射的第二部分贡献.

考虑基底面上的一个周期区域 EF,如图 1 所示.将 EF 离散为 NN 个微元面,设第 i 个微元面的一次伪光源发射强度为 $I_{1,wa}(i)$,引入微元面间的同次伪光源相互影响系数 $K_i(i, h)$,它表示第 i 个微元面的某次伪光源发射辐射能经传递到达第 h 个微元面的份额.则第 i 个微元面的第 $p+1$ 次伪光源发射强度 $I_{p+1,wa}(i)$ 可表示为

$$I_{p+1,wa}(i) = \sum_{h=1}^{NN} I_{p,wa}(h) K_i(i, h) (1 - \epsilon_{wa}), \quad (2)$$

将该微元面的所有各次伪光源的发射强度迭加有

$$I_{wa}(i) = \sum_{p=1}^{\infty} I_{p,wa}(i) \quad (i = 1, 2, \dots, NN), \quad (3)$$

这样,只要求出 $I_{1,wa}(i)$ 和 $K_i(i, h)$,即可确定介质层与基底面对表现发射的第二部分贡献.

2 一次伪光源发射强度及微元面间同次伪光源相互影响系数的计算

2.1 一次伪光源发射强度的计算

基底面上 EF 区域内某微元面 i (C 是其中心点) 的一次伪光源发射强度 $I_{1,wa}(i)$ 可表示为

$$I_{1,wa}(i) = \epsilon_{wa} I_{blm} + \frac{1 - \epsilon_{wa}}{\pi} \int_{\Omega=2\pi} I_{12}^*(0) \cos\theta d\Omega, \quad (4)$$

式(4)中, I_{bim} 是基底面微元面 i 处的黑体光谱辐射强度, $I_{1i}^*(0)$ 是形成一次伪光源时穿过虚拟透明面沿 θ 方向到达微元面 i 处的光谱辐射强度, 采用反向光线跟踪法来计算 $I_{1i}^*(0)$.

考察沿 CG 方向 (θ 方向反向) 离开微元面 i 的一束光线的传递过程, 该光线到达半透明弯曲界面 1 后发生分裂——反射与折射, 或者全反射. 分裂后形成的两条光线均有可能落到界面 1 上, 进行再分裂, 这种复杂的光线分裂现象, 是具有弯曲表面介质层中辐射传递的显著特点. 图 2 给出了光线分裂跟踪的示意图. 光线在表面处进行第一层分裂时有一个分裂点, 进行第二层分裂时有 2 个分裂点, 依次类推, 容易看出, 进行第 n 层分裂时最多将有 2^{n-1} 个分裂点.

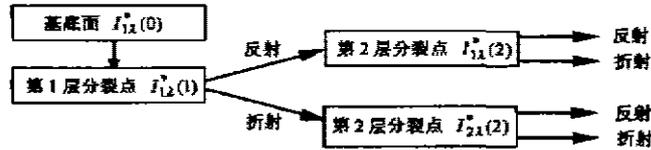


图 2 光线分裂跟踪示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the ray splitting and tracing

在三种条件下结束对当前光线的跟踪: (1) 光线穿过表面出射面, (2) 光线穿过虚拟透明面, (3) 光线的光谱辐射强度已衰减到足够小. 下面两式是进行跟踪时, 光谱辐射强度的传递关系.

$$I_{1i}^*(j) = \{I_{\text{mi}}(j) + I_{1i}^*(j+1)\exp[-k_i S(j)]\} \rho_{1i}(j) + I_{2i}^*(j+1)[1 - \rho_{1i}(j)] n_i^2, \quad (5)$$

$$I_{2i}^*(j) = \{I_{\text{mi}}(j) + I_{1i}^*(j+1)\exp[-k_i S(j)]\} [1 - \rho_{2i}(j)] / n_i^2 + I_{2i}^*(j+1) \rho_{2i}(j); \quad (6)$$

式中 $I_{1i}^*(j)$ 是第 j 层分裂处, 当光线从界面 1 内侧向外侧传递时, 与分裂前光线反向的光谱辐射强度; $I_{2i}^*(j)$ 是第 j 层分裂处, 当光线从界面 1 外侧向内侧传递时, 与分裂前光线反向的光谱辐射强度; $\rho_{1i}(j)$ 是光线从界面 1 内侧向外侧传递时的光谱反射率; $\rho_{2i}(j)$ 是光线从界面 1 外侧向内侧传递时的光谱反射率; $S(j)$ 是从第 j 层分裂点沿着介质内部的那条分裂线到达界面 1 或界面 2 的传递行程; $I_{\text{mi}}(j)$ 是从第 j 层分裂点沿着介质内部的那条分裂线到达界面 1 或界面 2 的沿程介质光谱发射强度, 由下式计算得到

$$I_{\text{mi}}(j) = I_{\text{bim}} \{1 - \exp[-k_i S(j)]\}. \quad (7)$$

若对某束光线经过 M 层分裂后结束跟踪, 则视具体情况取 $I_{1i}^*(M+1)=0$ 或 $I_{2i}^*(M+1)=0$, 或二者均取为零. 则形成一次伪光源时沿 θ 方向到达微元面 i 处的光谱辐射强度 $I_{1i}^*(0)$ 为

$$I_{1i}^*(0) = I_{\text{mi}}(0) + I_{1i}^*(1)\exp[-k_i S(0)], \quad (8)$$

式(8)中, $S(0)$ 是由第一个分裂点到基底微元面 i 处的传递行程, $I_{\text{mi}}(0)$ 是该行程的介质光谱发射强度.

2.2 微元面间同次伪光源相互影响系数的计算

将基底面上 EF 区域内某微元面 i 的半球空间离散为 N 个微元立体角, 对某次伪光源

发射,沿第 n 个微元立体角的中心射线 CG 进行跟踪.若该光线经过多层分裂后有 M 条分裂线到达微元面 h 或到达与 h 相距整数倍周期长度的某微元面上,其中第 m 条分裂线经历了 L 层分裂,其辐射能衰减为该伪光源辐射能的 $R_{n,m,L,\lambda}(i,h)$ 倍,则微元面 i 与微元面 h 的同次伪光源相互影响系数为

$$K_{\lambda}(i,h) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M R_{n,m,L,\lambda}(i,h), \quad (9)$$

式(9)中, $R_{n,m,L,\lambda}(i,h)$ 由下面的衰减传递规律计算

$$R_{n,m,j-1,\lambda} = R_{n,m,j,\lambda} \exp[-k_{\lambda} S(j)] \rho_{1\lambda}(j), \quad (10)$$

$$R_{n,m,j+1,\lambda} = R_{n,m,j,\lambda} [1 - \rho_{1\lambda}(j)], \quad (11)$$

$$R_{n,m,j+1,\lambda} = R_{n,m,j,\lambda} \exp[-k_{\lambda} S(j)] [1 - \rho_{2\lambda}(j)], \quad (12)$$

$$R_{n,m,j+1,\lambda} = R_{n,m,j,\lambda} \rho_{2\lambda}(j), \quad (13)$$

$$R_{n,m,1,\lambda} = \cos\theta \exp[-k_{\lambda} S(0)] (d\Omega/2\pi). \quad (14)$$

$R_{n,m,j,\lambda}$ 是第 j 层分裂点处的衰减倍数, $R_{n,m,j-1,\lambda}$ 是第 j 层分裂后,沿某条分裂线与界面 1 或界面 2 的交点处的衰减倍数.如果第 j 层分裂光线传递方向是从介质内射向介质外,沿反射跟踪,采用衰减关系式(10);沿折射跟踪,采用衰减关系式(11).如果第 j 层分裂光线传递方向是从介质外射向介质内,沿折射跟踪,采用衰减关系式(12),沿反射跟踪,采用衰减关系式(13). $R_{n,m,1,\lambda}$ 是从基底面某微元发射的某条射线到曲界面时辐射能占该微元总辐射能的比值,它的值由式(14)给出.

3 表现发射计算

与一次伪光源的计算类似,采用反向光线跟踪法确定介质层与基底面对表现发射的第一部分和第二部分贡献.反向跟踪时,沿程辐射强度的递推关系仍满足式(5)和式(6).如果分裂线从表现面射出或到达基底面,就停止对该条分裂线的跟踪.但有一点区别,即分裂射线到达基底面时, $I_{2\lambda}^+(j+1)$ 不再等于 0,而等于该点迭加伪光源的辐射强度 $I_{w\lambda}(i)$.这时,由式(5)和式(6)计算出的 $I_{2\lambda}^+(1)$ 即是表现出射面的光谱发射强度,由此可求得表现光谱方向与半球发射率.

4 计算结果与讨论

4.1 表现半球发射率

图 3~7 给出了不同条件下表现出射面一个周期内各点的表现光谱半球发射率 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$ 的分布,各图中横坐标 $x/B=0.25$ 对应着波峰位置,一个正弦周期对应的表现出射面长度 B 为 0.05m.

图 3 是正弦波高 A 为 0.005m、介质折射率 n_{λ} 等于 1.33、吸收系数 k_{λ} 等于 2.0m^{-1} 、基底面发射率 $\epsilon_{w\lambda}$ 为 0.7 时,不同介质层深度 D 下的表现光谱半球发射率 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$.由图 3 可见, D 对 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$ 的大小影响较大,但对其分布的不均匀性影响不大.

图 4 和图 5 是 n_{λ} 等于 1.33、 k_{λ} 为 2.0m^{-1} 、 D 为 0.2m、 $\epsilon_{w\lambda}$ 分别为 0.7 和 1.0 时,不同波

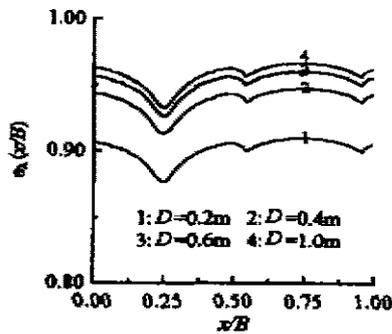


图3 介质层深度不同时的表现光谱半球发射率

Fig. 3 The apparent hemispherical spectral emissivities at different depths of the medium layer

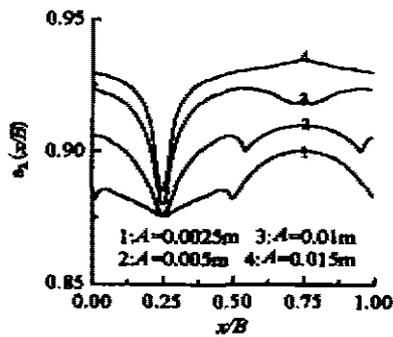


图4 波高不同时的表现光谱半球发射率($\epsilon_{\text{ext}}=0.7$)

Fig. 4 The apparent hemispherical spectral emissivities at different wave heights ($\epsilon_{\text{ext}}=0.7$)

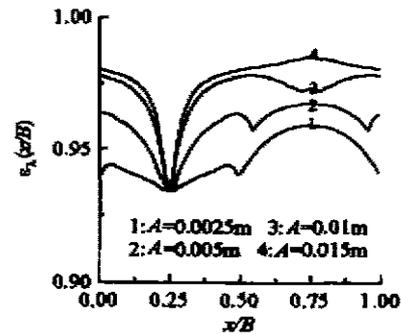


图5 波高不同时的表现光谱半球发射率($\epsilon_{\text{ext}}=1.0$)

Fig. 5 The apparent hemispherical spectral emissivities at different wave heights ($\epsilon_{\text{ext}}=1.0$)

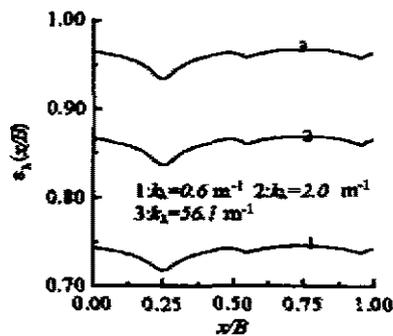


图6 介质吸收系数不同时的表现光谱半球发射率

Fig. 6 The apparent hemispherical spectral emissivities with different medium absorptive coefficients

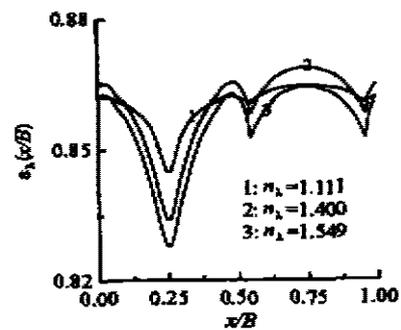


图7 不同介质折射率下的表现光谱半球发射率

Fig. 7 The apparent hemispherical spectral emissivities different refractive indexes of the media

高 A 下的 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$. 由图 4 和图 5 可见, A 不仅影响 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$ 的大小, 而且对其分布不均匀性影响很大. ϵ_{ext} 的增大使表现出表面上各点的半球发射率以几乎相等的比例增大, 因此对发射率分布不均匀性几乎无影响.

图 6 给出了介质吸收系数 k_{λ} 不同时的 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$. 其中波高 A 为 0.005m , n_1 等于 1.33 , D 为 0.2m , ϵ_{ext} 为 0.5 . 由图 6 可见, k_{λ} 对 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$ 的大小影响很大, 但对其分布的不均匀性无影响. 随 ϵ_{ext} 的增大和表面弯曲程度 (A/B) 的降低, k_{λ} 对表面发射的影响减弱.

图 7 给出了介质折射率 n_1 对表现光谱半球发射率 $\epsilon_{\lambda}(x/B)$ 的影响. 计算中取 A 为

0.005m, k_λ 等于 2.0m^{-1} , D 为 0.2m, ϵ_{sub} 为 0.5. n_λ 对 $\epsilon_\lambda(x/B)$ 的影响 强烈, 不同 n_λ 时的 $\epsilon_\lambda(x/B)$ 分布曲线出现相互交错现象, 而且随着介质层光学厚度 $k_\lambda D$ 及基底面发射率 ϵ_{sub} 的减小, 这种现象愈加明显.

从图 3~7 可见, 在本文计算条件下, 波峰处 ($x/B=0.25$) 的表现光谱半球发射率 $\epsilon_\lambda(x/B)$ 最小, 且随表面弯曲程度 (A/B) 的增大, 这种现象愈加明显. 这是因为, 半透明弯曲表面的折射率和折射作用将由介质层传递来的辐射能进行了不均匀分配.

4.2 表现光谱方向发射率

图 8、9 分别给出了 A 为 0.005m, B 为 0.05m, D 为 0.2m, ϵ_{sub} 为 0.7, n_λ 为 1.33, k_λ 为 2.0m^{-1} 时, 表现出射面上 $x/B=0.25$ (波峰) 和 0.75 (波谷) 处的表现光谱方向发射率 $\epsilon_\lambda(x/B, \zeta, \varphi)$. 其中, ζ 为天顶角, φ 为方位角. 从图 8 中可见, 波峰处的 $\epsilon_\lambda(x/B, \zeta, \varphi)$ 仅随天顶角 ζ 单调变化, 而与方位角 φ 无关. 波谷处的 $\epsilon_\lambda(x/B, \zeta, \varphi)$ 随天顶角 ζ 单调变化, 随方位角 φ 的变化规律受天顶角 ζ 的影响如图 9 所示. 当天顶角 ζ 较小时, $\epsilon_\lambda(x/B, \zeta, \varphi)$ 不随方位角 φ 变化; 当天顶角 ζ 较大时, 随 φ 的变化对称分布, 在 $\varphi=90^\circ, 270^\circ$ 方向迅速出现两个相等的极小值, 而在 $\varphi=90^\circ, 180^\circ$ 方向平缓地出现两个相等的极大值.

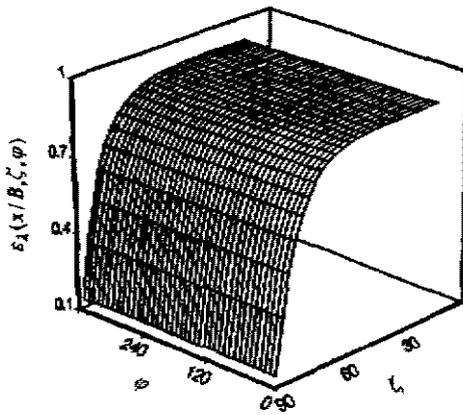


图 8 $x/B=0.25$ 处的表现
光谱方向发射率

Fig. 8 The apparent directional spectral emissivities for the point at $x/B=0.25$

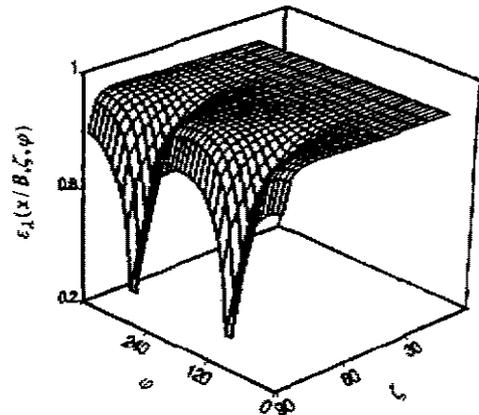


图 9 $x/B=0.75$ 处的表现
光谱方向发射率

Fig. 9 The apparent directional spectral emissivities for the point at $x/B=0.75$

REFERENCES

- 1 HUANG Yong, XIA Xin-Lin, TAN He-Ping, *et al.* Apparent emitting properties of a semi-transparent medium layer with specular semi-transparent surface and diffuse substrate, *Acta Energetica Solaris Sinica* (黄勇, 夏新林, 谈和平等. 具有半透明镜反射表面和不透明基底面的半透明介质层的表现光谱发射特性. *太阳能学报*), 1999, 20: 116~121
- 2 Yuen W W, Ma A. Evaluation of total emittance of an isothermal nongray absorbing scattering gas-particle mixture based on the concept of absorption mean beam length. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1992, 114(3): 653~658

- 3 Phelan P E, Chen G, Tien C L. Thickness dependent radiative properties of Y-Ba-Cu-O thin films. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1992, 114(1): 227~233
- 4 Malone C G, Choi B I, Flik M I, *et al.* Spectral emissivity of optically anisotropic solid media. *ASME Journal of Heat Transfer*, 1993, 115(5): 1021~1028
- 5 Yu Q Z, Tan H P. Numerical analysis of temperature field in materials during infrared heating. *Chinese Journal of Infrared & Millimeter Waves*, 1991, 10(2): 169~178
- 6 XIA Xin-Lin, TAN He-Ping, JI Jian-Gang, *et al.* Emitting properties of a semi-transparent slab with a given temperature profile. *Acta Energetica Solaris Sinica* (夏新林, 谈和平, 季建刚等. 具有温度分布的半透明平板的发射特性. *太阳能学报*), 1996, 17(3): 245~251
- 7 XIA Xin-Lin, JI Jian-Gang, TAN He-Ping, *et al.* Emitting characteristics of a semitransparent medium layer with anisotropic scattering particles. *Journal of Harbin Institute of Technology* (夏新林, 季建刚, 谈和平等. 含各向异性散射粒子的平板状半透明介质层发射特性. *哈尔滨工业大学学报*), 1998, 30(6): 4~7
- 8 Zeisse C R. Radiance of the ocean horizon. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, 12(9): 2022~2030
- 9 Wu X Q, Smith W L. Emissivity of rough sea surface for 8-13 μ m modeling and verification. *Applied Optics*, 1997, 36(12): 2609~2619
- 10 NIU Wen-Yuan. *Theoretical Geography*, Beijing: Commercial Press (牛文元, *理论地理学*, 北京: 商务印书馆), 1992: 50~51

APPARENT SPECTRAL EMITTING PROPERTIES OF A SEMI-TRANSPARENT LAYER MEDIUM WITH A SINE-SHAPED SURFACE*

HUANG Yong XIA Xin-Lin TAN He-Ping YU Qi-Zheng

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China)

Abstract The apparent spectral emission of a semi-transparent medium layer with a sine-shaped surface was analyzed by the pseudo-source adding method. The isotropic and isothermal medium layer was investigated by considering a specular and semi-transparent sine-shaped surface as well as a diffuse and opaque substrate wall. The pseudosource adding method was improved. The apparent hemispherical and directional spectral emissivity results were presented and discussed by considering the influences of relevant factors. The pseudo-source adding method was found to be very effective for the analysis of the thermal emission of the semi-transparent medium layer with curved surface.

Key words semi-transparent medium, apparent spectral emission, curved surface, pseudo-source adding method.

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China and the Chinese National Science Fund for Distinguished Young Scholars.
Received 1998-08-24, revised 1999-01-26.