

文章编号:1001-9014(2011)05-0439-06

非线性各向异性散射介质红外传输特性的 P_N 方法

袁远¹, 谢放², 易红亮^{1*}, 董士奎¹, 谈和平^{1*}

(1. 哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;

2. 中国航天科技集团公司一院十四所, 北京 100076)

摘要:针对含粒子参与性介质内红外辐射传输与光谱特性开展了数值方法研究. 推导了辐射传输方程的球谐函数 (P_N -Approximation) 分解形式, 建立了求解非线性各向异性散射介质内红外传输的任意阶 P_N 方法. 基于辐射—导热耦合换热模型, 通过已有理论解验证了高阶 P_N 方法的计算精度. 经验证, 对于非线性各向异性散射问题, 文章建立的任意阶 P_N 方法的计算精度非常高, 对高阶散射相函数处理地十分简便, 该方法对含气溶胶大气的红外传输问题计算非常适合. 最后计算了 2~5 μm 含气溶胶大气红外辐射传输特性, 研究了各向异性散射对大气红外传输特性的影响. 研究表明: 非线性各向异性散射对于大气红外光谱辐射强度起到了削弱作用; 同时对于强吸收谱带, 散射也会削弱方向辐射强度.

关键词:辐射特性; 各向异性散射; 任意阶 P_N 方法; 大气气溶胶

中图分类号:TK124 **文献标识码:**A

P_N -approximation method for infrared transmission characteristics in nonlinear anisotropic scattering medium

YUAN Yuan¹, XIE Fang², YI Hong-Liang^{1*}, DONG Shi-Kui¹, TAN He-Ping^{1*}

(1. School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China;

2. The 14th Institute of the First Academy of China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100076, China)

Abstract: A numerical method, used for infrared radiative transmission and spectrum characteristics in participating medium with particles, was developed in this paper. Decomposition form of radiative transfer equation was deduced using spherical harmonics (P_N -Approximation) method. Arbitrary order P_N -Approximation method for solving infrared transmission in nonlinear anisotropic scattering medium was established. Based on the coupled radiation and conduction model, the calculation accuracy of high-order P_N -Approximation method was verified through comparison with theoretical solution. Comparison shows that the arbitrary order P_N -Approximation method established in this paper has a high accuracy, and it can easily treat the nonlinear anisotropic scattering phase functions with high order. Therefore, this method is very suitable for solving the problem of atmospheric infrared transmission. Atmospheric transmission characteristics with aerosols in the spectrum band ranging from 2 μm to 5 μm were calculated, and the influence of anisotropic scattering on atmospheric infrared transmission characteristics was studied. The results show that nonlinear anisotropic scattering can reduce both the atmospheric infrared spectral radiation intensity and the direction radiation intensity in strong absorptive bands.

Key words: radiative characteristics; anisotropic scattering; arbitrary order P_N -Approximation method; atmospheric aerosols

PACS: 78.30.-j

引言

参与性介质的红外辐射特性研究在目标识别^[1]、大气遥感^[2]、红外隐身^[3]等领域有重要的研究意义及应用背景. 考虑到介质中所含粒子的影响, 介质红外辐射特性计算时必须考虑粒子的非线性各

向异性散射因素. 尤其对于大气辐射问题, 云及大气中的气溶胶粒子对太阳辐射的散射及吸收在维持地球能量平衡方面起到了重要作用^[4,5]; 因此对于该问题, 发展精确求解非线性各向异性散射介质的红外传输的数值方法, 显得很有必要.

目前, 已发展了多种求解吸收散射性介质内红

收稿日期: 2010-04-23, 修回日期: 2011-05-27

Received date: 2010-04-23, revised date: 2011-05-27

作者简介: 袁远(1983-), 男, 黑龙江哈尔滨人, 博士生, 主要从事红外热辐射特性与传输研究, E-mail: yuanyuan_0125@yahoo.com.cn.

* 通讯作者: tanheping@hit.edu.cn, yihongliang@hit.edu.cn

外辐射传输的数值方法,如热流法、区域法、蒙特卡洛法、离散传递法、离散坐标法、有限体积法等^[6].但这些方法对于高度非线性各向异性散射问题的处理效果尚待进一步发展.球谐函数法(Spherical Harmonics Method),又称 P_N 近似法,首先由 Jeans 在研究星际辐射传输时提出,后经 Davison 和 Kourganoff^[7]等进一步完善,应用于中子传输问题.近年来,Modest 等^[8]将其应用于三维辐射传热,但目前仅使用较低阶方法.国内目前对于该方法在非线性的各向异性散射参与性介质内红外辐射传输求解问题中的应用尚不多见.

采用 P_N 方法求解辐射传输问题时,需将辐射强度及散射相函数同时按球谐函数展开.因此高阶 P_N 方法求解非线性各向异性散射介质的红外传输问题时:(1)精度较高;(2)通过球谐展开形式可以直接获得任意方向的辐射强度,不需要插值或拟合;故该方法处理方向辐射特性具有较大优势.但需指出的是,目前应用较多的低阶 P_N 方法在求解光学薄介质、非线性各向异性散射介质辐射传输问题时,存在很大的计算偏差.为保证任意情况下的计算精度,必须使用足够高阶(几十阶以上)的 P_N 近似方法,而高阶 P_N 方法在数学上的表述十分复杂,实现较为困难,国内外对于超高阶 P_N 方法的使用报道很少.

本文首先推导辐射传输方程的球谐函数分解形式,建立任意高阶 P_N 近似求解方法.基于辐射导热耦合换热模型,对任意阶 P_N 方法求解辐射传输问题的正确性进行验证.然后应用任意阶 P_N 方法,针对几种典型的散射相函数,对非线性各向异性散射问题进行分析计算,并与理论解和采用其它数值方法得到的结果进行比较;同时考虑了 P_N 方法中展开阶数对散射问题计算精度的影响.最后采用 P_N 方法分析大气气溶胶非线性各向异性散射对大气出射辐射特性的影响.

1 求解辐射传递方程的任意阶 P_N 方法

推导辐射传输方程(Radiative Transfer Equation, RTE)的球谐函数分解形式的具体过程如下.

对于一维吸收、发射、散射性介质的 RTE 方程可写为:

$$\mu \frac{dI(\tau, \mu)}{d\tau} = -I(\tau, \mu) + (1 - \omega)I_b(\tau) + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I(\tau, \mu') \Phi(\mu', \mu) d\mu' \quad (1)$$

式中,天顶角方向余弦 $\mu = \cos\theta$, 光学厚度 $\tau = (\kappa_a + \kappa_s)x$, 反射率 $\omega = \kappa_s / (\kappa_a + \kappa_s)$, κ_s 、 κ_a 分别为散射系

数及吸收系数.方程(1)中的辐射强度 I 及辐射物性参数均是波长 λ 的函数,为简化处理,在推导及计算过程中略去下标 λ .将辐射强度 $I(\tau, \mu)$ 按球谐函数展开,可得:

$$I(\tau, \mu) = \sum_{n=0}^N I_n(\tau) P_n(\mu) \quad (2)$$

其中, $P_n(\mu)$ 为 n 阶勒让德多项式.相函数 $\Phi(\mu', \mu)$ 按球谐函数展开为:

$$\Phi(\mu', \mu) = \sum_{n=0}^N g_n P_n(\mu') P_n(\mu) \quad (3)$$

其中, g_n 为不对称因子.将式(2)、(3)代入式(1),并根据勒让德多项式的正交性:

$$\int_{-1}^1 P_n(\mu) P_m(\mu) d\mu = \frac{2}{2n+1} \delta_{nm} \quad (4)$$

可得到球谐函数形式的 RTE 方程:

$$\begin{aligned} & \mu \frac{d}{d\tau} \left(\sum_{n=0}^N I_n(\tau) P_n(\mu) \right) \\ &= - \sum_{n=0}^N I_n(\tau) P_n(\mu) + (1 - \omega) I_b(\tau) \\ & \quad + \sum_{n=0}^N \frac{\omega g_n}{2n+1} I_n(\tau) P_n(\mu) \end{aligned} \quad (4)$$

再利用勒让德多项式的递推关系: $\mu P_n(\mu) = \frac{(n+1)P_{n+1}(\mu) + nP_{n-1}(\mu)}{2n+1}$, 可得:

$$\begin{aligned} & \frac{d}{d\tau} \left(\sum_{n=0}^N \frac{(n+1)P_{n+1}(\mu) + nP_{n-1}(\mu)}{2n+1} I_n(\tau) \right) \\ &= - \sum_{n=0}^N I_n(\tau) P_n(\mu) + (1 - \omega) I_b(\tau) \\ & \quad + \sum_{n=0}^N \frac{\omega g_n}{2n+1} I_n(\tau) P_n(\mu) \end{aligned} \quad (5)$$

方程(5)等号两边各乘以 $P_n(\mu)$ 并对 μ 在 $[-1, 1]$ 区间积分,同时注意到勒让德多项式的正交性,便得到 $N+1$ 个包含 $I_n(\tau)$ 的微分方程,即 $N+1$ 个 P_N 近似方程:

$$\begin{aligned} & \frac{n+1}{2n+3} \frac{dI_{n+1}(\tau)}{d\tau} + \frac{n}{2n-1} \frac{dI_{n-1}(\tau)}{d\tau} + \left(1 - \frac{\omega g_n}{2n+1} \right) I_n(\tau) \\ &= (1 - \omega) I_b(\tau) \delta_{0n} \quad n = 0, 1, \dots, N \end{aligned} \quad (6)$$

对于不透明、漫发射、漫反射边界,选择奇次项的勒让德多项式作为正交函数集,马绍克(Marshak)边界条件可写成

$$\begin{aligned} & \int_{\hat{n} \cdot \hat{s} > 0} I(\tau_{W=0}, \hat{s}) P_{2n+1}(\hat{s}) d\Omega \\ &= \varepsilon_W \int_{\hat{n} \cdot \hat{s} > 0} I_W(0, \hat{s}) P_{2n+1}(\hat{s}) d\Omega \\ & \quad + \int_{\hat{n} \cdot \hat{s} > 0} (1 - \varepsilon_W) \frac{1}{2\pi} \int_{\hat{n} \cdot \hat{s} < 0} I(\tau_W, \hat{s}') d\Omega' P_{2n+1}(\hat{s}) d\Omega \end{aligned} \quad (7)$$

球谐函数形式下的边界条件可写为:

$$\sum_{n=0}^N I_n(0) \left[\int_0^1 P_n(\mu) \mu^{2n+1} d\mu - (1 - \varepsilon_0) \int_0^1 \int_{-1}^0 P_n(\mu') \mu^{2n+1} d\mu' d\mu \right] = I_{b0} \varepsilon_0 \int_0^1 \mu^{2n+1} d\mu$$

$$\sum_{n=0}^N I_n(\tau_L) \left[\int_{-1}^0 P_n(\mu) \mu^{2n+1} d\mu - (1 - \varepsilon_{\tau_L}) \int_{-1}^0 \int_0^1 P_n(\mu') \mu^{2n+1} d\mu' d\mu \right] = I_{b\tau_L} \varepsilon_{\tau_L} \int_{-1}^0 \mu^{2n+1} d\mu$$

$$n = 0, 1, \dots, \frac{N-1}{2}, \quad (8)$$

采用三对角阵算法(TDMA)即可对式(6)进行数值求解。

2 方法验证

本文通过建立辐射导热耦合换热模型,将 P_N 方法数值结果与理论解和其他数值方法进行比较,从而验证本文建立的任意阶 P_N 方法处理非线性各向异性散射介质辐射传输的正确性和计算精度。

2.1 验证模型

半透明介质内辐射与导热瞬态耦合换热能量方程的一般形式可写为:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(k_e \text{grad} T) - \text{div} \mathbf{q}' + \phi, \quad (9)$$

其中,令 $\Phi'(T) = \int_{\Delta V} -\text{div} \mathbf{q}' dV$, 并称其为热辐射源项. 由文献[9],

$$\Phi'(T) = \int_{\Delta V} -\text{div} \mathbf{q}' dV$$

$$= \int_{\Delta V} -\kappa_a [4\pi I_b(\tau) - G(\tau)] dV, \quad (10)$$

其中,投射辐射函数 $G(\tau) = \int_{\Omega} I(\tau, \Omega) d\Omega$, 对于一维问题,可将其化为 $G(\tau) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \mu) d\mu$. 将 $I(\tau, \mu)$ 按式(2)进行展开后,并根据勒让德多项式的正交性, $\int_{-1}^1 P_n(\mu) P_m(\mu) d\mu = \frac{2}{2n+1} \delta_{nm}$, 同时考虑到 $P_0(\mu) = 1$, $G(\tau)$ 可以变为

$$G(\tau) = 2\pi \int_{-1}^1 I_0(\tau) d\mu. \quad (11)$$

对于能量方程(9),考虑非稳态、无内热源的一维导热—辐射耦合问题,可将其离散为:

$$\rho c \Delta x \frac{T_i^{m+1} - T_i^m}{\Delta t} = \frac{k_e (T_{i+1}^{m+1} - T_i^{m+1}) + k_w (T_{i-1}^{m+1} - T_i^{m+1})}{\Delta x} + \Phi_i^{r,m}. \quad (12)$$

使用 TDMA 方法求解该离散方程即可得到温度场。

2.2 纯吸收性介质内辐射传输数值验证

应用上述模型,考虑一维不透明、纯吸收性、厚度为 L 的灰介质问题进行数值验证. 本算例考虑不

透明边界条件,辐射达到热平衡状态,介质两侧壁面发射率 $\varepsilon = 1$, 壁面温度保持不变,分别为 $T_1 = 750\text{K}$, $T_2 = 1500\text{K}$.

图1给出了介质光学厚度 $\tau_0 = \kappa_s L = 0.1, 1$ 时,使用 P_N 方法及射线踪迹—节点分析法(RTNAM)^[6] 计算出的介质温度场(其中 P_N 方法中近似阶数 $N = 31$). 从图中可以看出,使用这两种方法计算获得的结果非常一致,最大温度相对偏差小于0.1%。

2.3 非线性各向异性散射介质内辐射传输数值验证

考虑第一类边界条件下一维各向异性纯散射(散射反照率 $\omega = 1$)灰介质内的辐射传输. 两侧界面假定为黑体;一侧温度 $T_{s1} = T_f = 1000\text{K}$, 另一侧温度 $T_{s2} = 0\text{K}$. 令 q' 为界面 S_2 的投射辐射热流,定义无量纲反射辐射热流 $\tilde{q}'_R = 1 - \frac{q'}{\sigma T_f^4}$; 先考虑线性

散射相函数,取 $\Phi(\theta_i, \theta_s) = 1 + \cos\theta_i \cos\theta_s$. 为保证计算精度,取计算网格数为10000,近似阶数 $N = 31$,分别计算不同光学厚度 $\tau_0 = (\kappa_a + \kappa_s)L$ 时的无量纲反射辐射热流. 表1分别列出了理论解(ERTT)^[10], 辐射元法(REM)^[11], 蒙特卡洛法(MCM)^[6], RTNAM^[12], 有限体积法(FVM)^[6] 以及 P_N 方法的计算结果(除本文所用 P_N 方法外,其他方法计算结果均取自于文献[6]). 由表中可以看出, P_N 方法的计算结果与理论解非常接近,计算精度高于其他数值方法(其中部分方法计算条件为: MCM 方法计算抽样

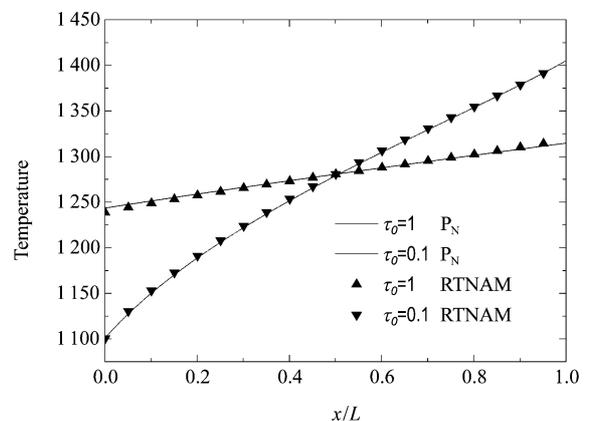


图1 不同光学厚度下介质内部温度分布
Fig. 1 Temperature distributions in media with different optical thickness

数为 $N_{\text{num}} = 1 \times 10^6$, FVM 方法计算网格数为 $N_r \times N_\varphi \times N_z = 10 \times 12 \times 25$).

表 1 不同方法计算的线性各向异性散射无量纲反射辐射热流

Table 1 Dimensionless reflective radiative heat flux for linear anisotropic scattering by different methods

τ_0	$\Phi(\theta_i, \theta_s) = 1 + \cos\theta_i \cos\theta_s$					
	ERTT	REM	MCM	RTNAM	FVM	P_N
1	0.3577	0.36160	0.35764	0.3552919	0.35883	0.357736
2	0.5154	0.51617	0.51533	0.5164068	0.51582	0.515449
3	0.6102		0.61027	0.6125566	0.61028	0.610178
4	0.6738		0.67442	0.6767364	0.67395	0.673810
5	0.7195	0.71948	0.71922	0.7226612	0.71982	0.719562
6	0.7540		0.75402	0.7571575	0.75397	0.754054
7	0.7810		0.78121	0.7840210	0.78102	0.780990
8	0.8026		0.80303	0.8055330	0.80264	0.802607
9	0.8203		0.82038	0.8231478	0.82030	0.820341
10	0.8351	0.83498	0.83537	0.8378365	0.83507	0.835151

再考虑非线性各向异性散射问题,使用以下散射相函数进行验证:

$$(1) \Phi_1(\Theta) = 1 + 0.5P_2(\cos\Theta);$$

$$(2) \Phi_2(\Theta) = 1 + P_1(\cos\Theta) + 0.5P_2(\cos\Theta);$$

$$(3) \Phi_3(\Theta) = 1 + 1.5P_1(\cos\Theta) + 0.5P_2(\cos\Theta).$$

其中 Φ_1 、 Φ_2 、 Φ_3 皆为非线性各向异性散射相函数. 其他计算条件同上一算例. P_N 方法计算结果与 Busbridge^[10]、Orchard^[12] 的理论解的比较情况见表 2. 如表 2 所示,对于各种非线性散射相函数,当展开阶数足够高时(如取阶数 $N = 31$), P_N 方法计算结果与理论解之间的绝对偏差均不超过 10^{-4} . 由此可见,超高阶 P_N 方法对非线性各向异性散射问题具有非常好的计算效果.

表 2 非线性各向异性散射无量纲反射辐射热流

Table 2 Dimensionless reflective radiative heat flux for nonlinear anisotropic scattering

τ_0	Φ_1		Φ_2		Φ_3	
	Orchard	P_N	Busbridge	P_N	Orchard	P_N
1	0.4468	0.446794	0.3580	0.357933	0.3020	0.302088
2	0.6101	0.610091	0.5157	0.515742	0.4490	0.448992
3	0.6985	0.698478	0.6104	0.610366	0.5437	0.543664
4	0.7541	0.754126	0.6739	0.673934	0.6104	0.610398
5	0.7924	0.792410	0.7197	0.719647	0.6601	0.660073
6	0.8204	0.820376	0.7541	0.754115	0.6985	0.698506
7	0.8417	0.841702	0.7810	0.781035	0.7292	0.729130
8	0.8585	0.858501	0.8026	0.802641	0.7541	0.754106
9	0.8721	0.872076	0.8204	0.820367	0.7749	0.774865
10	0.8833	0.883275	0.8352	0.835171	0.7924	0.792392

3 计算结果与分析

3.1 展开阶数对计算精度的影响

考虑 P_N 方法中展开阶数 N 对非线性各向异性散射问题计算精度的影响. 使用以下高阶散射相函数作为验证函数,其构造形式如下.

前向散射相函数 F1 的表达式:

$$\begin{aligned} F1(\cos\Theta) = & 1 + 2.53602P_1(\cos\Theta) + 3.56549P_2(\cos\Theta) \\ & + 3.97976P_3(\cos\Theta) + 4.00292P_4(\cos\Theta) \\ & + 3.66401P_5(\cos\Theta) + 3.01601P_6(\cos\Theta) \\ & + 2.23304P_7(\cos\Theta) + 1.30251P_8(\cos\Theta) \\ & + 0.53463P_9(\cos\Theta) + 0.20136P_{10}(\cos\Theta) \\ & + 0.05480P_{11}(\cos\Theta) + 0.01099P_{12}(\cos\Theta) \end{aligned} \quad (13)$$

前向散射相函数 F2 的表达式:

$$\begin{aligned} F2(\cos) = & 1 + 2.00917P_1(\cos\Theta) + 1.56339P_2(\cos\Theta) \\ & + 0.67407P_3(\cos\Theta) + 0.22215P_4(\cos\Theta) \\ & + 0.04725P_5(\cos\Theta) + 0.00671P_6(\cos\Theta) \\ & + 0.00068P_7(\cos\Theta) + 0.00005P_8(\cos\Theta) \end{aligned} \quad (14)$$

后向散射相函数 B1 的表达式:

$$\begin{aligned} B1(\cos\Theta) = & 1 - 0.56524P_1(\cos\Theta) + 0.29783P_2(\cos\Theta) \\ & + 0.08571P_3(\cos\Theta) + 0.01003P_4(\cos\Theta) \\ & + 0.00063P_5(\cos\Theta) \end{aligned} \quad (15)$$

其他计算条件为:光学厚度 $\tau_0 = 1$,计算网格数为 10000. 计算结果见表 3,可以看出,当相函数为 Φ_2 时, P_N 方法计算结果与表 2 中理论值的偏差随着展开阶数的增加而降低. 当阶数 N 大于 11 时,计算结果趋于稳定,无量纲反射热流在 10^{-4} 左右波动,相函数为 F2、B1 时也是如此. 而对于散射相函数 F1 这种情况,展开阶数 N 要超过大于 15 之后才会得到稳定的计算结果. 出现这种现象的原因是:采用 P_N 方法求解辐射传输问题时,不但要将辐射强度按球谐函数展开,同时亦需要将散射相函数按球谐函数展开,故只有当展开阶数 N 大于相函数阶数时,针对各向异性散射问题的计算才可以获得稳定结果. 以相函数 F1 为例,F1 本身阶数高达 12,所以只有当 N 大于 13 阶之后,才会在离散方程中将其完全体现,才会在计算中获得稳定的数值解. 通过这个算例可以说明,对于 P_N 近似方法,阶数 N 足够高之后,即使处理非常复杂的非线性各向异性散射问题,也可以获得非常令人满意的结果;同时可以看出,对于 P_N 方法,散射相函数阶数的增加并不会增加问题的复杂性.

表 3 阶数 N 对非线性各向异性散射无量纲反射热流的影响

Table 3 The influence of order N on the dimensionless reflective radiative heat flux for nonlinear anisotropic scattering

P_N	Φ_2	F1	F2	B1
P_1	0.333383	0.103969	0.198574	0.471312
P_3	0.354887	0.139159	0.228856	0.484783
P_5	0.356984	0.144339	0.232358	0.486111
P_7	0.357402	0.145601	0.232993	0.486380
P_{11}	0.357744	0.146135	0.233434	0.486603
P_{15}	0.357899	0.146314	0.233630	0.486704
P_{21}	0.357994	0.146424	0.233751	0.486766
P_{31}	0.358042	0.146484	0.233837	0.486803

3.2 大气红外辐射特性分析

应用上述 P_N 模型,使用高阶展开形式对大气红外辐射特性进行计算,计算条件如下.

(1) 从 HITRAN 数据库中获得沿高度变化的标准大气温度,如图 2 所示.假定参考温度 $T_f = 300\text{K}$.

(2) 利用 HITRAN2004 数据库,考虑大气五种主要成分: H_2O 、 CO_2 、 CH_4 、 N_2O 、 CO ,使用逐线方法计算出沿程光谱光学厚度,同时光学厚度沿高度方向指数变化;计算光谱范围为 $2 \sim 5 \mu\text{m}$,光谱分辨率为 5 cm^{-1} .

(3) 为分析气溶胶散射对大气红外传输特性的影响,分别考虑无散射以及 MIE 散射两种情况.若忽略粒子衍射特性, MIE 散射可简化为 Henyey-Greenstein (HG) 散射^[6],相函数为 $\Phi(\Theta) = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)g^n P_n(\cos\Theta)$,其中 g 为非对称因子.考虑气溶胶种类为沙尘性气溶胶,其物性参数见文献[5].

(4) 使用自适应网格,计算网格数量根据光谱

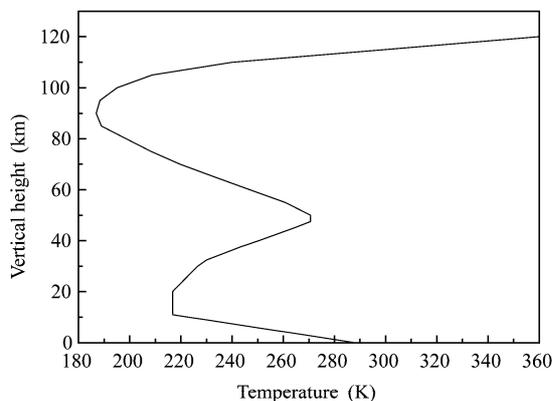


图 2 大气温度随海拔高度的变化

Fig. 2 Variation of atmospheric temperature with altitude

光学厚度变化,对于 P_N 方法来说,每单位光学厚度划分 50 网格即可满足网格无关性要求.

(5) 假定大气顶部为透明边界.

图 3(a)分别计算了洁净大气及考虑气溶胶 HG 散射影响的大气垂直出射光谱红外辐射强度.考虑 HG 散射时,反照率 $\omega = 0.5$,气溶胶粒子粒径假定为 $R = 10.8 \mu\text{m}$,复折射率 $m = 1.43 - 0.07i$,各波长对应的非对称因子 g 可由 MIE 散射理论通过上述参数计算获得,具体计算过程参见文献[5~6].从图 3(a)可以看出,使用 P_N 方法计算出的大气红外光谱辐射特性与图 3(b)所表示的沿程大气光谱光学厚度相吻合,在 $2.7 \mu\text{m}$ 与 $4.3 \mu\text{m}$ 的强吸收带,基本呈现出黑体发射特性;而考虑 HG 散射后,大气红外光谱辐射特性变化较大,特别在两个强吸收带,光谱辐射强度均成比例减小;但对于 $3.5 \mu\text{m}$ 到 $4 \mu\text{m}$ 这一穿透率较大的区域,红外光谱发射特性没有发生太大变化,与不考虑散射时基本相同.

图 4 给出了洁净大气及考虑气溶胶 HG 散射作用的大气顶部沿天顶角方向辐射强度变化的情况.如图,天顶角 $\theta = 0^\circ$ 表示垂直出射情况, $\theta = 90^\circ$ 表示平行于大气层方向.图 4(a)、4(b)分别给出了处于强吸收光谱带与弱吸收光谱带时的方向辐射特性变化情况.可以看出,处于强吸收带,方向辐射强度沿天顶角变化很小,基本呈现出漫发射特性,考虑非线性各向异性散射会造成方向辐射强度均匀下降;而处于弱吸收带时,沿天顶角方向辐射强度会随着出射角度的增加而变大,天顶角较小时,考虑 HG 散射后其方向辐射强度基本不会发生变化.但如图 4(b)所示,在弱吸收谱带处,天顶角 $\theta = 80^\circ$ 左右时会出现方向强度受散射影响而变化十分剧烈的现象.造成此现象的原因可能是,由于天顶角 θ 很大时,沿程光学厚度与角度较小时相比差距过大,可看成类似光学厚介质发射,此时出射方向强度只受到临近介质区域影响,与处于强吸收带时的辐射较为相似;随着角度继续增大,可以影响出射方向强度的介质区域越来越少,出射方向强度会随之减小.

4 结论

本文发展了一种求解非线性各向异性散射介质内辐射传输问题的数值方法.该方法在对辐射强度和散射相函数进行球谐函数展开的基础上,推导出辐射传输方程的球谐函数分解形式,建立了任意阶 P_N 近似求解方法.

本文首先基于一维漫发射热辐射模型,计算验

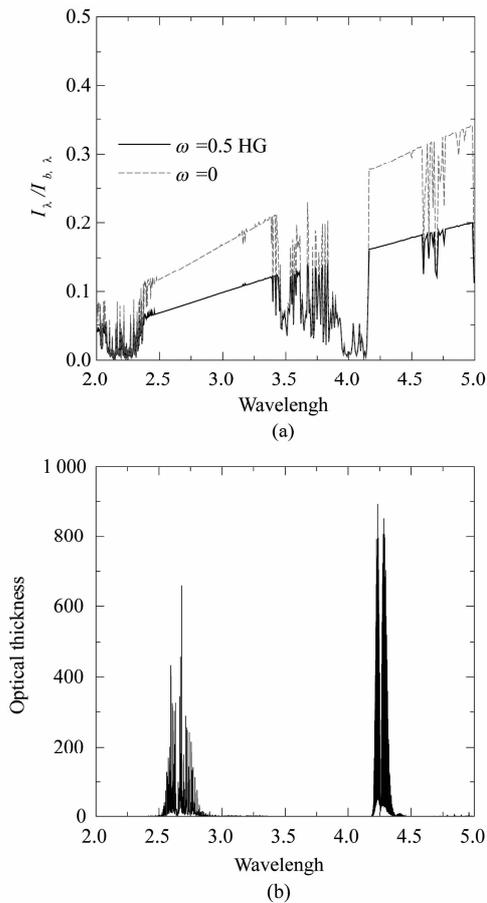


图3 大气垂直出射红外光谱强度比较 (a)大气垂直出射光谱强度 (b)大气光谱光学厚度

Fig. 3 Comparison of atmospheric infrared spectrum intensity with normal emission (a) atmospheric spectrum intensity with normal emission (b) atmospheric spectrum optical thickness

证了任意阶 P_N 方法求解线性散射介质辐射传输问题的精确性;考虑几种非线性散射相函数,通过与解析解及其它数值方法的比较,验证了 P_N 方法求解非线性散射介质辐射传输问题的计算精度. 针对不同散射相函数,分析了 P_N 方法求解非线性各向异性散射辐射传输问题时,展开阶数对其计算精度的影响,结果显示高阶 P_N 方法对高阶非线性各向异性散射问题的处理简便,同时具有很高的计算精度.

基于逐线计算获得的沿程大气红外光谱光学厚度数据,用 P_N 方法计算了洁净大气与考虑 HG 散射效应的含气溶胶大气红外出射辐射光谱特性及方向辐射特性. 结果发现, HG 散射削弱了处于强吸收带的 $2 \sim 5 \mu\text{m}$ 大气光谱辐射强度,但对处于弱吸收带的辐射强度影响甚微;在 $2 \sim 5 \mu\text{m}$ 波长范围内, HG 散射同样在强吸收带对大气方向辐射强度的影响较强,但当天顶角接近 90° 时,无论处于哪个吸收带, HG 散射都对大气方向辐射强度影响很大.

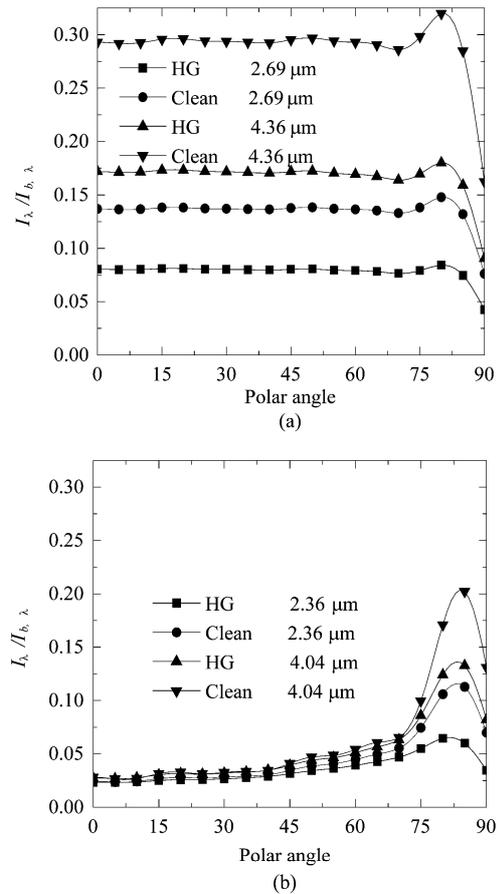


图4 大气出射辐射方向特性比较 (a)强吸收光谱带 (b)弱吸收光谱带

Fig. 4 Comparison of atmospheric radiative direction characteristics (a) strong absorptive bands (b) weak absorptive bands

本文工作为后续大气多场耦合换热及大气气溶胶辐射强迫效应的计算分析打下了基础.

REFERENCES

- [1] XUAN Yi-Min, LIU Jun-Cai, HAN Yu-Ge. Analysis of the thermal features and simulation of the infrared signatures of vehicles[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (宣益民, 刘俊才, 韩玉阁. 车辆热特征分析及红外热像模拟. *红外与毫米波学报*), 1998, **17**(6): 441-446.
- [2] YANG Gui-Jun, LIU Qin-Huo, HUANG Hua-Guo, et al. Methods for simulating infrared remote sensing images based on scene models[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (杨贵军, 柳钦火, 黄华国等. 基于场景模型的热红外遥感成像模拟方法. *红外与毫米波学报*), 2007, **26**(1): 15-21.
- [3] HUANG Yong, WANG Jun. Thermal emission properties of a two dimensional medium with nonlinear refractive index distribution[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (黄勇, 王俊. 二维非线性梯度折射率介质的热辐射特性研究. *红外与毫米波学报*), 2009, **28**(1): 38-41.
- [4] ZHANG Peng, BRUNEL P, DONG Chao-Hua, et al. Study of hyper-spectral atmospheric sounding with an accurate forward simulation[J]. *J. Infrared Millim. Waves* (张鹏, Pascal Brunel, 董超华. 卫星高光谱红外大气探测的正演

模拟研究. 红外与毫米波学报), 2005, **24**(6):414-418.

- [5] SHI Guang-Yu. *Atmospheric radiology* [M]. Beijing: Science Press; 2007. (石广玉. 大气辐射学. 北京: 科学出版社, 2007.)
- [6] TAN He-Ping. *Numerical Calculation of Infrared Radiation Properties and Transfer* [M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press; 2006. (谈和平. 红外辐射特性与传输的数值计算—计算热辐射学 [M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2006.)
- [7] KOURGANOFF V. *Basic methods in transfer problems* [M]. New York: Dover Publications, 1963, 36-97.
- [8] MODEST M F, Yang Jun. Elliptic PDE formulation and boundary conditions of the spherical harmonics method of arbitrary order for general three-dimensional geometries [J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2008, **109**(9):1641-1666.

- [9] YU Qi-Zheng. *Principles of Radiative Heat Transfer* [M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press; 2000. (余其铮. 辐射换热原理. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2000.)
- [10] BUSBRUDGE I W, Orchard S E. Reflection and transmission of light by a thick atmosphere according to a phase function: $1 + x \cos \theta$ [J]. *The astrophysical Journal*, 1967, **149**:655-664.
- [11] MARUYAMA S. Radiative heat transfer in anisotropic scattering media with specular boundary subjected to collimated irradiation [J]. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 1998, **41**:2847-2856.
- [12] ORCHARD S E. Reflection and transmission of light by a thick atmosphere of puer scattering with a phase function: $1 + \omega_1 p_1(\cos \theta) + \omega_2 p_2(\cos \theta)$ [J]. *The astrophysical Journal*, 1967, **149**:665-674.

(上接 432 页)

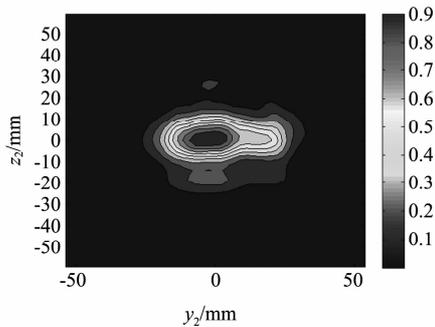


图 5 椭圆抛物镜面上的二维场分布
Fig. 5 Power distribution on the elliptical mirrors

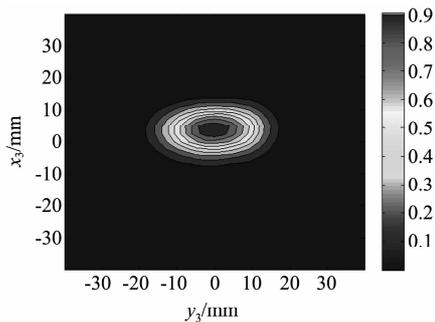


图 6 窗面上的二维场分布
Fig. 6 Power distribution on the window plane

4 结论

采用几何光学和矢量绕射口面积分理论, 编制了分析和优化 $TE_{6,2}$ 模式准光变换器的数值计算程序, 该程序采用了 Gauss-Legend 快速积分法非常有

利于进行优化计算. 计算表明, 准光模式变换器可将 $TE_{6,2}$ 模式转化为较好的高斯波束, 波束直径为 40 mm, 功率转换效率约为 85%, 波束高斯成分含量超过 70%. 此结论对于研制内至于回旋管内部的高效、紧凑准光模式变换器具有重要的参考价值.

REFERENCES

- [1] Petelin M I. One Century of Cyclotron Radiation [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 1999, **27**(2):291-302.
- [2] Kartikeyan M V, Edith Borie, Oliver Drumm, et al. Design of a 42 GHz 200 kW Gyrotron Operating at the Second Harmonic [J]. *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, 2004, **52**(2):686-692.
- [3] Yang Xiaokang, Thumm Manfred, Arnold K Andreas, et al. Progress toward optimization of phase-correcting mirrors for a multifrequency 1 MW Gyrotron [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2006, **34**(3):652-658.
- [4] Jin J B, Piosczyk B, Thumm M, et al. Quasi-optical mode converter/mirror system for a high power coaxial-cavity Gyrotron [J]. *IEEE Trans on Plasma Science*, 2006, **34**(4):1508-1515.
- [5] NIU Xin-jian, YU Sheng, LI Hong-fu, et al. Phase rematch on high-power millimeter wave mode converter [J]. *J. Infrared Millim. Wave* (牛新建, 喻胜, 李宏福, 等. 过模弯曲圆波导模式耦合设计. 红外与毫米波学报), 2006, **25**(1):51-54.
- [6] Lawson W. The design of a high-power, high-gain, frequency-doubling gyrokystron [J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2005, **33**(2):858-865.
- [7] NIU Xin-jian, GU Ling, YU Sheng, et al. corrugated waveguide mode conversion for 94ghz second-harmonic gyrotron [J]. *J. Infrared Millim. Wave* (牛新建, 顾玲, 喻胜, 等. 过模弯曲圆波导模式耦合设计. 红外与毫米波学报), 2007, **26**(2):117-120.