

三维燃烧介质和壁面温度的非接触联合重建研究*

冯玉霄 黄群星[†] 梁军辉 王飞 严建华 池涌

(浙江大学热能所, 能源清洁利用国家重点实验室, 杭州 310027)

(2011年10月23日收到; 2011年11月23日收到修改稿)

温度分布在线实时测量对于燃烧过程优化和污染物控制具有重要意义, 针对以往非接触三维温度分布重建过程的耗时性问题和忽略壁面辐射的不足, 本文提出了一种新的离散重建模型, 用于三维吸收、发射和散射性高温燃烧介质以及壁面温度的快速联合非接触测量. 该模型以四个 CCD (Charge Coupled Device) 为测量传感器, 通过构建辐射逆问题求解方程, 从 CCD 输出的辐射投影图像重建温度分布. 介质中不同投影方向内的辐射传递过程通过离散传递法来描述, 介质的散射和壁面反射则通过离散坐标法来近似. 离散后计算局部辐射强度的病态方程通过最小二乘余量法来求解, 论文对其计算速度进行了优化. 通过非对称温度分布测量算例分析了该模型的有效性, 讨论了测量噪音、介质和壁面辐射特性对重建精度的影响, 并与其他方法对比分析了模型的重建速度. 计算结果表明本文提出的离散模型可以有效地用于大型高温燃烧介质和壁面温度分布的联合非接触测量. 即使在有噪声的情况下, 该模型也能获得准确的测量结果, 与其他计算方法相比, 采用改进的最小二乘余量法, 能有效地提高温度分布的重建计算速度.

关键词: 离散传递法, 离散坐标法, 辐射逆问题, 最小二乘余量法

PACS: 47.80.Fg, 44.40.+Z, 52.25.Tx

1 引言

温度是热力系统诊断最重要的参数, 燃烧效率的提高和污染物排放的控制, 都需要全面了解燃烧系统中介质的温度分布特性. 在过去的几年中, 基于发射辐射的被动式温度场测量技术得到了广泛关注和研究^[1-4], 技术的核心是利用在边界上接收到的燃烧介质光谱辐射投影强度, 通过求解辐射传递方程重建燃烧介质的温度信息. 它最大的优点是无干扰性, 同时不需要激光^[5]和超声波^[6]等外部发射源, 使得这种技术特别适合在许多条件受限场合下温度的测量, 同时电磁辐射的快速传递特性提供了实时测量的可能性^[7,8]. Li 和 Özisik 等^[9-11]较早研究了一维和二维介质中温度重建的辐射传递逆问题, 他们首先假定温度分布满足一定的拟合函数形式, 然后使用球谐函数法来求解辐射传递方程, 并用共轭法迭代更新温度拟合参数.

Liu 等^[12-14], Park 等^[15]和 Namjoo 等^[16]在此基础上提出了利用离散坐标法解决辐射传递问题. 但是基于函数拟合的温度求解模式需要预先了解大致的温度分布, 同时求解过程中需要温度拟合函数随输出辐射能强度的导数, 求解过程耗时. 为了简化辐射传递方程求解, 许多研究者提出通过建立一个辐射贡献矩阵将温度或者局部辐射强度与传感器接收到的辐射投影直接联系起来, 通过求解一个最优化问题来得到温度分布信息. Correia 等^[17]和 Wang 等^[18]利用光束追踪算法, 通过忽略散射得到炉膛辐射强度与火焰图像之间的辐射贡献矩阵, 并利用代数迭代重建技术来计算炉膛截面内的二维温度分布. Zhou 等^[19-22]考虑了介质散射的影响, 提出将传感器接收到的辐射强度分成直接和间接两部分, 并用蒙特卡洛法来模拟炉内辐射到火焰图像的传递过程, 最后的温度分布则通过正则化方法来求解. 最近 Liu 等^[23,24]提出了一种基于逆向蒙特卡洛法的辐射传递求解方法, 该方法的最

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2009CB219802, 2011CB201500) 和固体废弃物焚烧处理项目 (批准号: 2009ZX07317-003, A2009R50049) 资助的课题.

[†] E-mail: hqx@zju.edu.cn

大优点是可以有效地改善传统蒙特卡洛法在模拟大辐射体对小传感器辐射过程中存在的极端低效率 [25,26].

从以往的研究来看,虽然大多数基于辐射的温度分布测量技术其研究目标是希望能用于实际燃烧过程的在线诊断研究,但是以往的研究对于重建过程的耗时性关注较少,即使是采用逆向蒙特卡洛光线跟踪算法,其整个温度分布的时间消耗仍难以满足实际燃烧过程分析和诊断的实时性要求,因此大部分见诸报道的温度分布重建过程还只能用于离线分析.此外,以往的研究通常忽略壁面的辐射发射和反射作用,将其考虑为非反射性冷壁面 [17-19],与实际情况相差较大.为了提高三维燃烧介质和壁面温度分布的非接触测量重建速度,用于满足燃烧过程的实时诊断需求,本文在以往研究的基础上,提出了三维吸收、发射和散射性燃烧介质以及壁面温度的联合快速重建模型,该模型以 CCD(Charged Coupled Device) 为传感器,首先通过离散传递法来描述介质与壁面发射辐射源函

数在介质内的传递过程,然后通过离散坐标法近似求解介质散射和壁面反射项,最后由局部辐射源函数得到介质和壁面温度分布.为了提高重建速度,本文利用改进的最小二乘法 LSMR(Least Squares Minimum Residue) 来求解病态重建方程,文章分析了测量误差和介质以及壁面辐射特性对重建精度的影响,并与其他计算方法在重建速度方面进行了比较.

2 离散重建模型

基于介质发射辐射温度重建技术的核心是通过安装在壁面上的辐射传感器得到高温燃烧介质的辐射投影值,然后通过辐射反问题分析,计算出介质的温度分布 [14,19,26]. 本文讨论的测量系统如图 1 所示,采用四个 CCD 作为辐射传感器,其输出图像中每个像素位置对应介质中一个特定的辐射传递方向,同时这个像素的灰度值与沿着这个方向的辐射强度积分投影值成正比.

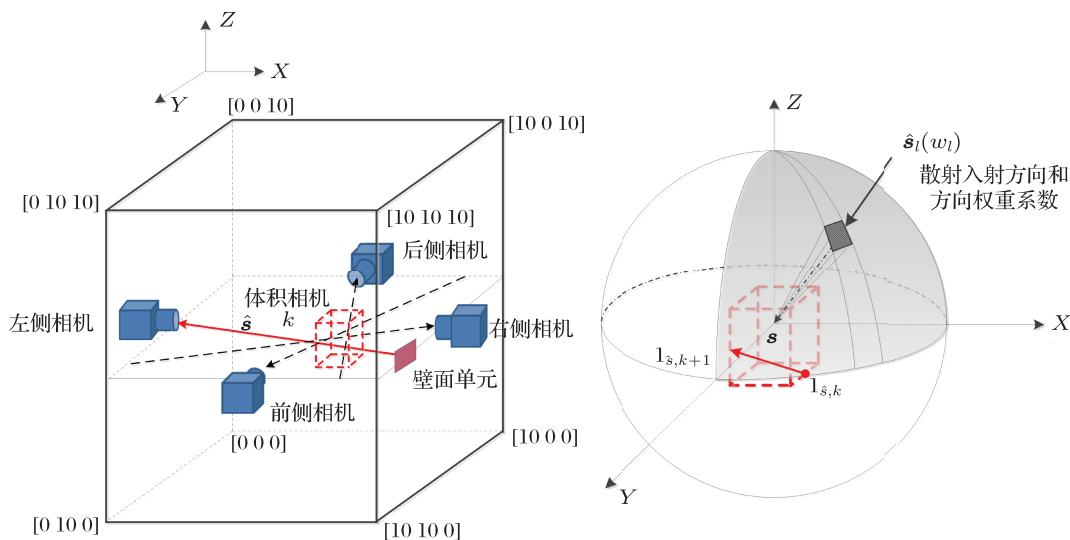


图 1 基于 CCD 的介质与壁面温度联合离散重建模型

2.1 离散重建法原理

离散法的具体求解过程如下:

首先我们通过辐射离散传递法来描述局部辐射源函数在燃烧介质中的传输过程,该方法首先由 Lockwood 等 [27] 提出,并由 Coelho 等 [28] 改进为守恒形式.由于其较快的计算速度和极高的计算精度,目前该方法已经被耦合到许多商业数值模拟程序中用于辐射传递问题的求解 [28]. 根据辐射

离散传输法,在 CCD 的某一特定投影方向,如图 1 中 \hat{s} 内,辐射传递过程可以用如下的离散公式来表示:

$$I_{\hat{s},k+1} = I_{\hat{s},k} e^{-\tau_{\hat{s},k}} + S_{\hat{s},k}(1 - e^{-\tau_{\hat{s},k}}), \quad (1)$$

$I_{\hat{s},k}$ 和 $I_{\hat{s},k+1}$ 分别为进入和离开在方向 \hat{s} 上的第 k 个离散体元的辐射强度值,这里 $\tau_{\hat{s},k} = (\kappa_k + \sigma_{sca,k})\Delta l_{\hat{s},k}$ 为单元体内的光学厚度, $\Delta l_{\hat{s},k}$ 为辐射在第 k 个离散体元内穿越的长度. κ_k 和 $\sigma_{sca,k}$

为介质的吸收和散射系数. $S_{\hat{s},k}$ 是局部辐射源函数, 由局部发射辐射和来自周围介质的散射辐射组成. 如果我们从壁面起始点 ($k = 0$) 开始到 CCD ($k = K$) 沿 \hat{s} 方向跟踪一条射线, 并递推利用公式 (1) 对所有经过的单元格计算 $I_{\hat{s},k}$ 和 $I_{\hat{s},k+1}$ ($k = 1, 2, \dots$), 则最终 CCD 接收到的辐射强度 $P_{\hat{s}}$ 可以表示为

$$\begin{aligned}
 P_{\hat{s}} &= I_{\hat{s},K} = I_{\hat{s},K-1} e^{-\tau_{\hat{s},K-1}} \\
 &\quad + S_{\hat{s},K-1} (1 - e^{-\tau_{\hat{s},K-1}}) \\
 &= I_{\hat{s},K-2} e^{-\tau_{\hat{s},K-1} + \tau_{\hat{s},K-2}} \\
 &\quad + S_{\hat{s},K-1} (1 - e^{-\tau_{\hat{s},K-1}}) \\
 &\quad + S_{\hat{s},K-2} (1 - e^{-\tau_{\hat{s},K-2}}) e^{-\tau_{\hat{s},K-1}} \\
 &\quad \vdots \\
 &= S_{\hat{s},w} e^{-\sum_{k=0}^{K-1} \tau_{\hat{s},k}} + \sum_{k=0}^{K-1} S_{\hat{s},k} (1 \\
 &\quad - e^{-\tau_{\hat{s},k}}) e^{-\sum_{m=k+1}^{K-1} \tau_{\hat{s},m}}, \tag{2}
 \end{aligned}$$

或者

$$P_{\hat{s}} = \sum_{k=0}^{K-1} \alpha_{\hat{s},k} S_{\hat{s},k}, \tag{3}$$

此处

$$\alpha_{\hat{s},k} = \begin{cases} (1 - e^{-\tau_{\hat{s},k}}) e^{-\sum_{m=k+1}^{K-1} \tau_{\hat{s},m}}, & \text{volume element,} \\ e^{-\sum_{m=0}^{K-1} \tau_{\hat{s},m}}, & \text{wall element,} \end{cases} \tag{4}$$

$\alpha_{\hat{s},k}$ 的大小表示离散单元 k 对于辐射的贡献率. 对于体积离散单元和壁面离散单元式 (2) 和 (3) 中的辐射源函数, 可以表示为

$$S_{\hat{s},k} = \begin{cases} (1 - \omega_k) I_{b,k} + \frac{\omega_k}{4\pi} \int_{4\pi} I_k(\hat{s}') \Phi(\hat{s}', \hat{s}) d\Omega, & \text{volume element,} \\ \varepsilon I_{b,w} + \frac{\rho}{\pi} \int_{\hat{n} \cdot \hat{s}' < 0} I_w(\hat{s}) |\hat{n} \cdot \hat{s}| d\Omega, & \text{wall element,} \end{cases} \tag{5}$$

ρ 为壁面反射系数. 如果燃烧介质的散射是各向同性的也就是 $\Phi(\hat{s}', \hat{s}) = 1$, 并且壁面为漫反射, 那么辐射源函数 $S_{\hat{s},k}$ 就与方向无关, 则 $S_{\hat{s},k} = S_k$, 这样

方程 (3) 可以改写为以下的矩阵形式:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{P} &= \mathbf{A} \cdot \mathbf{S}, \quad \mathbf{A} = [\mathbf{A}_V, \mathbf{A}_W] \in R^{N \times M}, \\
 \mathbf{S} &= [\mathbf{S}_V, \mathbf{S}_W] \in R^M, \quad \mathbf{P} \in R^N, \tag{6}
 \end{aligned}$$

其中 \mathbf{P} 为由 CCD 图像中得到的辐射强度投影值向量, \mathbf{S} 是需要求解的辐射源函数向量. 下标 V 和 W 分别代表体积和壁面单元, \mathbf{A} 是辐射贡献系数矩阵, 其元素如下:

$$\alpha_{i,j} = \begin{cases} 0, & \text{when beam } i \text{ missed element } j, \\ (1 - e^{-\tau_{i,j}}) e^{-\sum_{m=j+1}^{k_i} \tau_{i,m}}, & \text{when } i \text{ passed volume element } j, \\ e^{-\sum_{m=j+1}^{k_i} \tau_{i,m}}, & \text{when } i \text{ hit wall element } j, \end{cases} \tag{7}$$

其中, $i = 0, \dots, N-1$ 为射线序号, $j = 0, \dots, M-1$ 为体积和壁面离散单元序号. k_i 是由射线 i 所经过的单元数.

如果介质的辐射特性是已知的, 那么每个单元格对穿过它的射线的辐射贡献率就可以根据射线方向和网格布置, 由光线跟踪算法计算得到, 这样 \mathbf{A} 就是已知的, \mathbf{P} 可以从 CCD 输出的图像中得到, 这样辐射源函数 \mathbf{S} 可以通过求解以下最优化方程得到

$$f(\mathbf{S}) = \min \{ \|\mathbf{A} \cdot \mathbf{S} - \mathbf{P}\|_2 \}, \tag{8}$$

由于每一条射线只能穿越所有体积单元格中的一少部分, 并且只能和一个壁面单元相交, 因此矩阵 \mathbf{A} 是一个稀疏矩阵, 同时由于 CCD 视场角度的限制, 很多射线之间的角度差异很小, 矩阵 \mathbf{A} 的条件数往往很大, 因此 (8) 式所描述的最优化问题是一个病态问题.

如果壁面是透明的, 同时忽略散射作用, 那么在得到了局部辐射源函数 \mathbf{S} 之后, 就可以按照 (5) 式直接由 Planck 公式或者比色法计算局部介质温度, 如文献 [29,30] 中对自由扩散火焰的处理和文献 [18] 中对大型燃煤炉膛的近似. 但是如果不能忽略介质散射和壁面作用, 那么就需要进一步利用离散坐标法来考虑介质散射和壁面反射作用, 从局部辐射源函数得到温度.

如果我们利用离散坐标法 [31] 通过数值积分法来近似代替方程 (5) 中的积分项, 则体积单元和壁面单元的光谱发射强度 $I_{b,k}$ 和 $I_{b,w}$ 可以表达成如

下形式,

$$(1 - \omega_k)I_{b,k} = S_k - \frac{\omega_k}{4\pi} \sum_{l=1}^L w_l I_{k,\hat{s}_l}, \quad (9a)$$

$$\varepsilon I_{b,w} = S_{\hat{s},w} - \frac{\rho}{\pi} \sum_{\substack{l=1, \\ \hat{n} \cdot \hat{s}_l < 0}}^L w_l I_{w,\hat{s}_l} |\hat{n} \cdot \hat{s}_l|, \quad (9b)$$

其中, w_l 是与方向 \hat{s}_l 相关的积分权重. 如图 1 中右面缩放区域所描述的, 当第一步计算得到局部辐射源函数 S 之后, 我们可以再次按照离散传递法, 从当前离散单元格 k 开始, 选择一个离散方向 \hat{s}_l 并跟踪一条射线的传递过程, 直到射线与壁面相交, 同时记录沿程穿越各体积单元及最后相交的壁面单元对单元格 k 在方向 \hat{s}_l 上的散射辐射贡献, 以上过程可以用以下公式来描述:

$$I_{k,\hat{s}_l} = \sum_{k'=0}^{K'^l} S'_{k'} [1 + (\delta(k') - 1) e^{-\tau_{\hat{s}_l,k'}}] \times e^{-\sum_{m=k'+1}^{K'^l-1} \tau_{\hat{s}_l,m}}, \quad (10)$$

将式 (10) 代入 (9) 式, 对于体积单元可以得到

$$(1 - \omega_k)I_{b,k} = S_{\hat{s},k} - \frac{\omega_k}{4\pi} \sum_{l=1}^L w_l \left[\sum_{k'=0}^{K'^l} S_{\hat{s}_l,k'} [1 + (\delta(k') - 1) e^{-\tau_{\hat{s}_l,k'}}] \times e^{-\sum_{m=k'+1}^{K'^l-1} \tau_{\hat{s}_l,m}} \right], \quad (11a)$$

对于壁面单元可以得到

$$\varepsilon I_{b,w} = S_{\hat{s},w} - \frac{\rho}{\pi} \sum_{l=1, \hat{n} \cdot \hat{s}_l < 0}^L w_l \times \left[\sum_{k'=0}^{K'^l-1} S_{\hat{s}_l,k'} [1 + (\delta(k') - 1) e^{-\tau_{\hat{s}_l,k'}}] \times e^{-\sum_{m=k'+1}^{K'^l-1} \tau_{\hat{s}_l,m}} \right], \quad (11b)$$

其中, $k' \neq 0$, $\delta(k') = 0$ 时, K'^l 为射线在 \hat{s}_l 方向上穿越的单元数.

在前面计算得到局部辐射源函数之后, 式 (11) 的右侧都成为已知项了, 这样就可以直接计算得到 $I_{b,k}$ 和 $I_{b,w}$. 本文中, 我们选择两个不同的波长, 按照比色公式来计算介质和壁面温度. 其中波长选择在可见光范围内, 同时假定介质的复折率与波长无关, 按照 Chang 提出的拟合公式, 这一假设引起的最大误差小于 5%^[32].

式 (11) 中离散方向和权重系数的选择, 本文采用文献 [33] 中提出的 $S_{N=8}$ 参数设置.

2.2 重建速度的优化

温度分布重建算法所消耗的时间, 对于实际燃烧过程的诊断是非常重要的, 不幸的是, 系数矩阵 A 的病态性使得问题无法用常规的直接法求解^[34], 而必须借助于迭代最优化方法. 本文提出通过以下两种方法来提高计算速度, 减少重建耗时.

首先, 在算法上我们选择最新的最小二乘余量法 (LSMR)^[35] 来求解 (8) 式, 从而获取局部辐射源函数. 该方法与 Liu 等^[23,25,26] 使用的 LSQR (Least Squares QR Decomposition)^[36] 算法一样, 其本质都是一种迭代共轭梯度法, 两种方法的不同之处在于, 对于 LSQR 法, 每一次迭代过程中结果向量 \mathbf{x}_k 的更新约束条件满足 $\|r_k\| = \|\mathbf{b} - A\mathbf{x}_k\|$ 最小化, 而对于 LSMR 法, $\|A^T r_k\|$ 被用作收敛性判据, 它在不降低精度的情况下可以更快的结束迭代过程, 其定义如下:

$$\begin{aligned} & \min_{y_k} \|A^T r_k\|_2 \\ & = \min_{y_k} \left\| \bar{\beta}_1 v_1 - V_{k+1} \begin{pmatrix} B_k^T B_k \\ \alpha_{k+1} \beta_{k+1} e_k^T \end{pmatrix} \mathbf{y}_k \right\|_2 \\ & = \min_{y_k} \left\| V_{k+1} \left(\bar{\beta}_1 e_1 - \begin{pmatrix} B_k^T B_k \\ \bar{\beta}_{k+1} e_k^T \end{pmatrix} \mathbf{y}_k \right) \right\|_2 \\ & = \min_{y_k} \left\| \begin{pmatrix} \bar{\beta}_1 e_1 - \begin{pmatrix} B_k^T B_k \\ \bar{\beta}_{k+1} e_k^T \end{pmatrix} \mathbf{y}_k \end{pmatrix} \right\|_2, \quad (12) \end{aligned}$$

方程 (12) 中所使用的变量的具体含义可以参考文献 [35] 和 [36].

其次, 在本文中我们对常规 LSMR 算法中矩阵点积运算进行了改进, 将二维矩阵 A 中的零元素全部删除, 将其转换为 $[NA(0), NA(1), \dots, NA(N-1)]$ 这样的一维向量, 在这里 $NA(i)$ 是第 i 行的非零元素数. 这样对于每一行, 向量点积可以改为如下形式:

$$\text{sum}(i) = \begin{cases} \sum_{J=NA(i-1)}^{NA(i)} (A)[R(J)] \cdot (\mathbf{x})[R(J)] \\ \text{for } A \cdot \mathbf{x}, \\ \sum_{J=NA(i-1)}^{NA(i)} (A^T)[R(J)]^T \cdot (\mathbf{y})[R(J)]^T \\ \text{for } A^T \cdot \mathbf{y}, \end{cases} \quad (13)$$

其中, $R(J)$ 是第 J 个非零元素的列指针, 对于本文中的离散重建法, 矩阵 \mathbf{A} 的大多数元素为零, 这样可以大大的减少矩阵索引时间和浮点数乘积耗时.

3 结果与讨论

为了对本文提出的温度分布重建方法的有效性进行验证, 并且分析介质辐射特性以及测量误差对重建精度的影响, 我们对三维矩形区域所包围介质的温度分布进行了重建模拟研究. 模拟重建过程中, 我们首先假定介质的辐射特性和温度分布为已知, 其次模拟计算得到安装在壁面上的四个 CCD 所接收的辐射投影图像, 然后对辐射投影图像添加噪音用于模拟实际的测量过程, 最后通过离散重建法根据辐射投影图像, 计算出介质和壁面的温度, 并与假定值进行比较. 在本文中, 重建区域为一个 $11(\text{m}) \times 11(\text{m}) \times 11(\text{m})$ 三维腔体, 并被分成 $11 \times 11 \times 11$ 个体积单元和 $6 \times 11 \times 11$ 个壁面单元. 四个 CCD 对称分布在 Z 轴方向的中心截面位置, 每个 CCD 的视场角度为 95° , 对应离散射线数为 3200 (也就是重建方程数为 $N = 4 \times 3200 = 12800$).

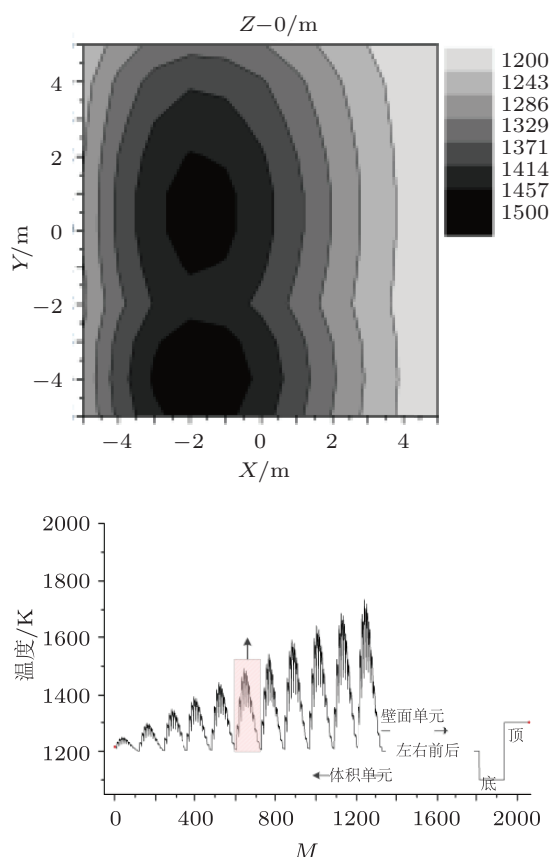


图2 体积单元和壁面单元的假设温度分布

为了模拟实际燃烧介质, 我们假设温度分布如图 2 所示. 左右和前后壁面的温度假设为 1200 K, 底部和顶部壁面温度分别设为 1100 K 和 1300 K, 图 2 中横坐标从 0 到 1330 为离散体积单元序号, 从 1331 到 2056 为离散壁面单元序号. 介质辐射特性参数假定为 $\kappa = \sigma_{\text{sca}} = 0.20 (\text{m}^{-1})$, 六个壁面的发射率设置为 $\epsilon = 0.8$, 在后面的讨论中, 我们还将分析辐射特性变化对重建精度的影响. 重建过程中辐射波长 λ_1 和 λ_2 选择为 $0.57 \mu\text{m}$ 和 $0.68 \mu\text{m}$, 这与 CCD 绿色和红色通道的中心波长相匹配.

3.1 重建方法的验证

图 3(a) 给出了在没有噪音干扰的情况下体积和壁面所有离散单元重建后的相对重建误差情况. 从图中可以看出, 对于体积单元, 最大的重建误差为 0.18%; 对于壁面单元, 最大的重建误差为 0.015%. 图 3(b) 给出了沿 Z 轴各截面内体积单元以及各壁面单元的平均相对误差. 对于体积单元, 最大平均相对误差位于 $Z = -5.0(\text{m})$ 的底部横截面, 其分布如图 4(a) 所示; 对于壁面单元, 其最大平均相对误差位于底部壁面, 如图 4(b) 所示. 图 4 中误差的分布与照相机的对称布置相一致, 最大误差都位于角落单元, 这是因为这些单元的温度相对较低, 经过沿程的衰减, 其发出的辐射能被 CCD 接收到的份额相对于其他单元要小的多.

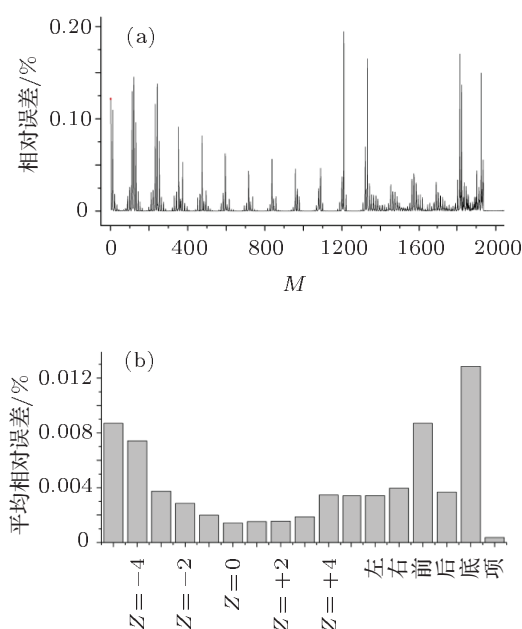


图3 离散单元相对误差及沿 Z 轴各截面平均相对误差和各壁面平均相对误差

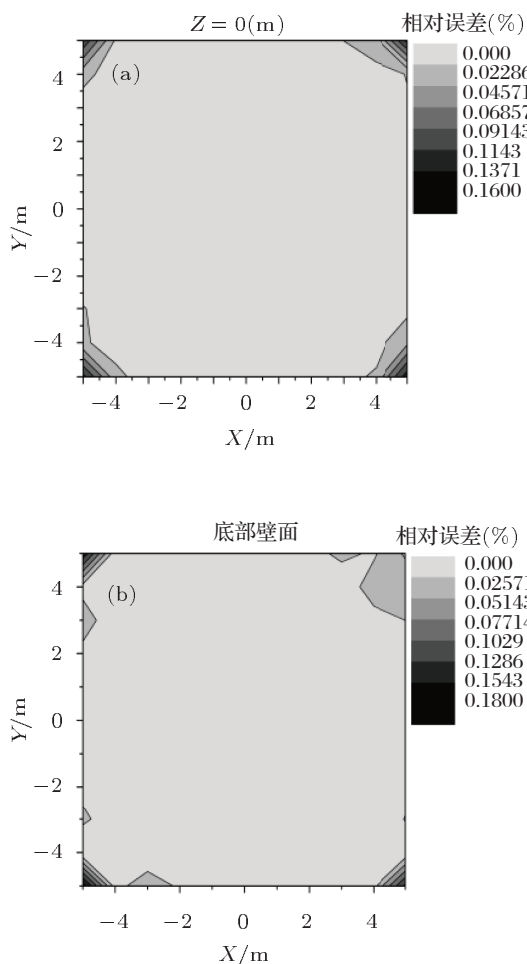


图4 相对误差分布 (a) 底部横截面 $Z = -5.0(m)$; (b) 底部壁面

3.2 测量噪声对重建精确度的影响分析

基于燃烧介质发射辐射的温度重建技术由于其重建方程的病态性,重建精确度非常易受测量不确定性的影响^[17-26,29,30],而这种测量的不确定性可能是来源于多个方面,包括仪器振动、电子元器件的热噪声、光学透镜受污染等.为了分析测量误差的影响,我们将高斯随机噪声添加到模拟计算得到的 CCD 辐射投影图像中 $I_{\hat{s},noise} = (1 + \psi\xi)I_{\hat{s}}$,其中 ψ 是噪音的强度,测量信噪比 SNR(Signal to Noise Ratio) 定义为 $SNR = -20 \log(\psi)$, ξ 是满足高斯分布的随机向量,其在 $(-2.576, 2.576)$ 之间的分布概率为 99%.

图 5 给出了不同测量信噪比 SNR 情况下重建的平均误差情况.从图中我们可以看出随着噪音强度的增加,重建精度呈线性下降,其中体积单元的

重建精度要优于壁面单元,如果 SNR 大于 50 dB,壁面和体元的平均重建误差都能保持在 3%以下.目前商用工业 CCD 传感器的信噪比大约是 62 dB.图 6 给出了 SNR 等于 60 dB 时的重建误差直方图分布,从图中可以看出,只有不到 1%的体积单元和壁面单元,其重建相对误差高于 5%.

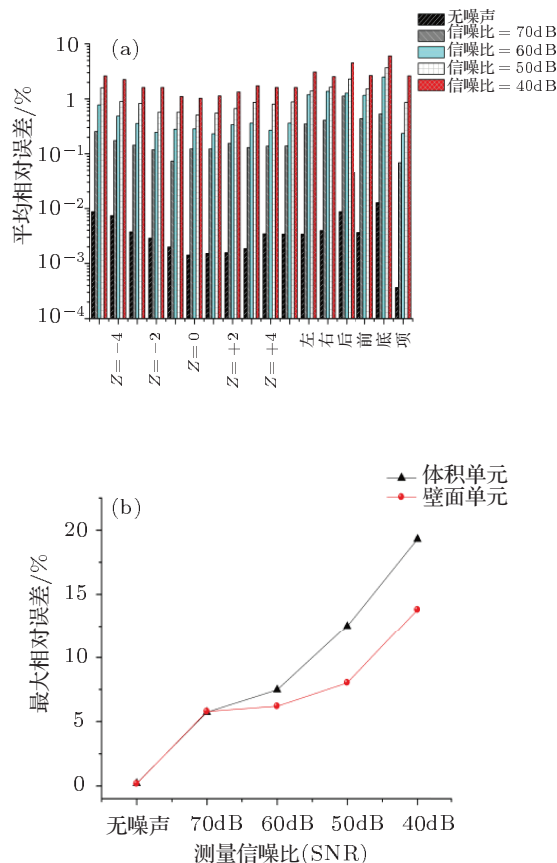


图5 测量噪声对重建精度的影响 (a) 沿 Z 轴各截面平均相对误差及各壁面平均相对误差; (b) 体积和壁面最大误差

另一个需要关注的是最大重建误差,如图 5(b)所示,在测量信噪比为 70 dB 的情况下,沿着 Z 轴各截面及所有壁面的平均相对误差都在 0.01%左右,但是其最大相对误差仍然超过 5%,这些最大误差都位于 $Z = -5(m)$ 的底部体积截面和底部壁面的局部角落单元内,这说明这些局部单元对于噪音扰动非常敏感,其原因一是这些单元的温度较低,同时与 CCD 传感器的距离较大,其发射辐射强度受沿程介质衰减的影响较强;另一个重要的原因是来自角落单元的辐射不能被所有的 CCD 传感器捕获.在实际的测量过程中,由于这些单元都位于底部角落位置,可以通过热电偶等接触式传感器来修正.

3.3 介质和壁面辐射特性对重建精确度的影响

为了分析介质和壁面辐射特性对重建精度的影响,我们设定测量信噪比 $SNR=60\text{ dB}$. 从图 7(a) 中可以看出,当介质散射系数 σ_{sca} 和壁面发射系数 ε 为常数时,体积单元和壁面单元的误差均随着介质吸收系数 κ 的增加而增加,但是壁面单元误差比体积单元误差增加的要快;当 κ 和 ε 是常数时,重建误差同样也随 σ_{sca} 的增加而增加. 因此从总体上看,平均误差与消光系数 $(\kappa + \sigma_{\text{sca}})$ 成正比. 不同介质辐射特性下的最大重建误差如图 7(b) 中所示,

对于体积单元,其最大重建误差随着 $\kappa + \sigma_{\text{sca}}$ 成线性增加,在相同的消光系数下,散射比例越大则误差越大,其原因在于散射导致介质发射辐射到传感器的份额减少,方程 (8) 中系数矩阵的条件数增加,则问题的病态性恶化. 图 8(a) 和 8(b) 给出了壁面吸收系数对重建精确度的影响,从结果看,当壁面吸收系数 ε 小于 1 的时候,除了壁面单元的平均误差和最大误差随 ε 有所增加外,体积单元的重建精度受到的因素影响较小. 但当 $\varepsilon = 1$,壁面变为纯吸收时,重建最大误差明显增加,这是由于壁面附近体积单元的发射辐射被壁面所吸收,只有很少一部分能到达传感器所致.

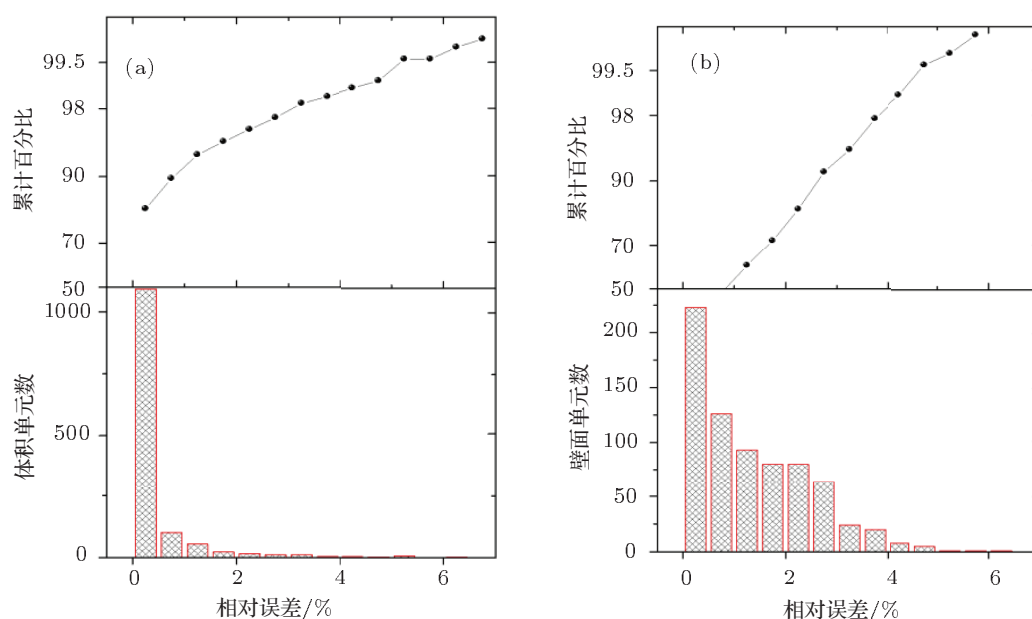


图 6 CCD 信噪比为 60 dB 时体积单元与壁面单元重建相对误差的柱状图

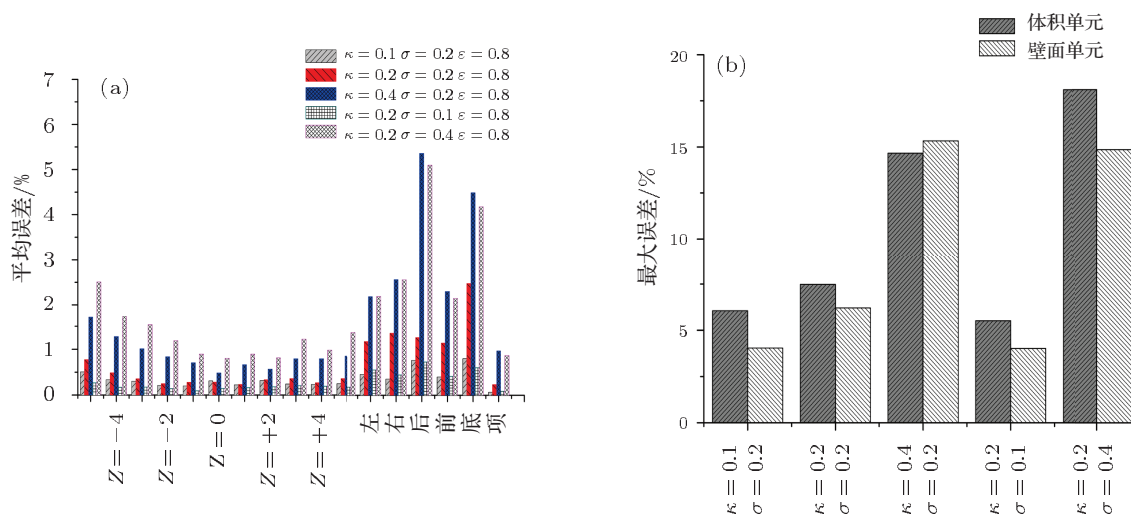


图 7 当 $SNR=60\text{ dB}$ 时,介质辐射特性对重建精确度的影响 (a) 平均相对误差; (b) 最大相对误差

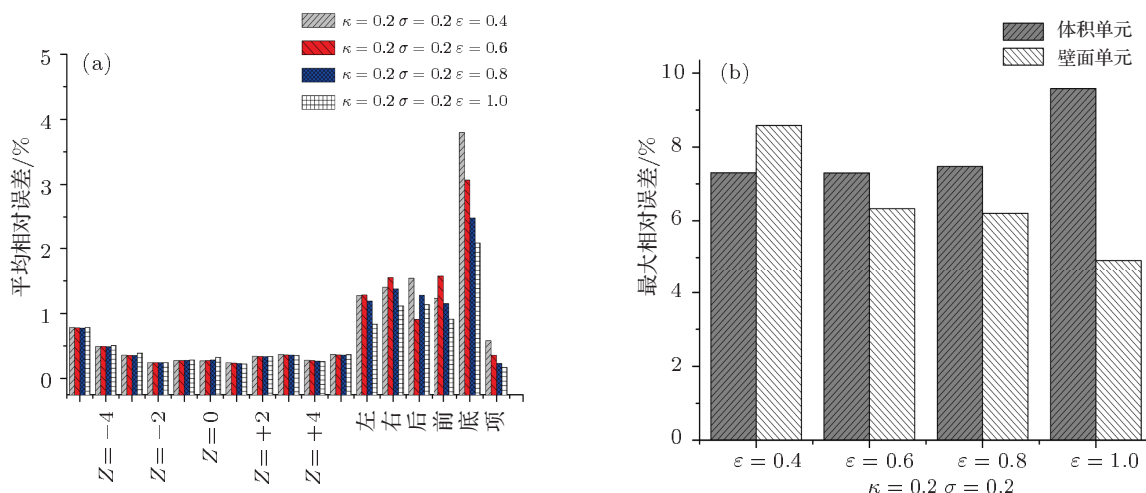


图 8 当测量信噪比 SNR = 60 dB 时, 壁面发射率对重建精确度的影响 (a) 平均相对误差; (b) 最大相对误差

3.4 温度分布重建耗时

为了提高三维温度分布的重建速度, 本文采用了两种途径来降低计算耗时. 为了对其效果进行分析, 我们比较了采用其他方法的计算耗时情况, 包括常规 LSQR(Least Squares QR Decomposition) 算法^[36-38]、Tikhonov 正则化算法^[39,40]. 其中 Tikhonov 正则化算法修正为迭代型, 即将上一次计算结果作为下一次计算的初始值. 所有算法的计算收敛余量为 1×10^{-8} . 图 9 显示了在不同噪音水平下的计算结果. 从图中可以看出, 由于公式 (8) 中 A 为大型稀疏矩阵, 本文通过采用改进 LSMR 算法, 重建时间与常规 LSQR 和迭代 Tikhonov 相比降低了一个数量级以上. 当测量系统的信噪比降低的时候, 所有算法的计算时间都会迅速增加, 这是因为需要更多次迭代来获得稳定的结果. 但是如果我们能够使用高信噪比 CCD, 或者对 CCD 输出的

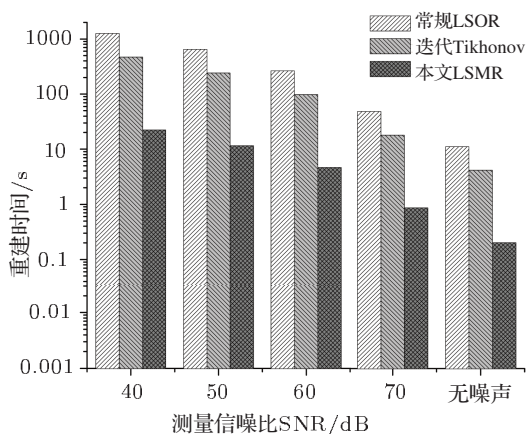


图 9 在不同测量信噪比下的重建时间比较

辐射投影图像进行降噪预处理从而使最终的信噪比达到 70 dB, 那么对于文本所考虑的重建问题, 其计算时间能够控制在 0.5 s 以内, 这样的速度基本能够满足燃烧过程控制和诊断的要求.

4 结论

高温燃烧弥散介质中和壁面温度分布的非接触测量研究具有重要的研究意义和广泛的应用背景. 以辐射反问题分析为基础的非接触温度分布重建技术是目前国内外研究的热点. 本文针对以往温度重建过程速度较慢, 没有考虑壁面辐射的不足, 提出了一种基于辐射反问题分析的介质与壁面温度的联合快速重建模型. 该模型利用离散辐射传递法来描述介质内辐射的传递过程, 并通过离散坐标法对介质散射和壁面反射进行积分近似. 为了提高温度重建的速度, 本文对 LSMR 算法进行了改进用于求解病态最优化问题, 数值模拟分析的结果表明:

(1) 即使在有噪音的情况下, 本文中提出的方法也能够同时重建出三维介质以及壁面的温度分布, 其中体积单元的重建精度要优于壁面单元.

(2) 从辐射特性对重建精度的影响分析来看, 本文方法既可以用于散射性介质也可以用于吸收性介质, 同时计算精度受壁面发射系数的影响较小.

(3) 本文利用大型稀疏矩阵的特点, 对 LSMR 算法进行了改进. 与其他求解算法相比, 计算速度得到了较大的提高. 如果使用高质量 CCD 或者对辐射投影图像进行降噪预处理, 将测量信噪比提高到 70 dB, 那么本文提出的重建方法有望用于实际燃烧过程的在线温度重建分析.

- [1] Siewert C E 1993 *JQSRT*. **50** 603
- [2] Li H Y, Yang C Y 1997 *Int. J. Heat Mass Transfer* **40** 1545
- [3] Özisik M N, Orlande H R B 2000 *Inverse heat transfer: fundamentals and applications* (New York: Taylor & Francis) pp253–288
- [4] Modest M F 2003 *Radiative Heat Transfer* (2nd ed) (New York: Academic) pp729–739
- [5] Kohse-Höinghaus K, Barlow R S 2005 *Proc. Combust. Inst.* **30** 89
- [6] Sielschott H 1997 *Flow Meas. Instrum.* **8** 191
- [7] Docquier N, Candel S 2002 *Prog. Energy Combust. Sci.* **28** 107
- [8] Ballester J, Garc'ia-Armingol T 2010 *Prog. Energy Combust. Sci.* **36** 375
- [9] Li H Y, Özisik M N 1992 *ASME J. Heat Transfer* **114** 1060
- [10] Li H Y, Özisik M N 1992 *JQSRT*. **48** 237
- [11] Li H Y 2001 *JQSRT*. **69** 403
- [12] Liu L H, Tan H P, Yu Q Z 1999 *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **26** 239
- [13] Liu L H, Tan H P, Yu Q Z 2001 *Int. J. Heat Mass Transfer* **44** 63
- [14] Liu L H, Tan H P 2001 *JQSRT*. **68** 559
- [15] Park H M, Yoo D H 2001 *Int. J. Heat Mass Transfer* **44** 2949
- [16] Namjoo A, HosseiniSarvari S M, Behzadmehr A, Mansouri S H 2009 *JQSRT*. **110** 491
- [17] Correia D P, Ferrao P, Caldeira-Pires A 2000 *Proc. Combust. Inst.* **28** 431
- [18] Wang F, Yan J H, Cen K F, Huang Q X, Liu D, Chi Y, Ni M J 2010 *Fuel* **89** 202
- [19] Zhou H C, Han S D, Sheng F, Zheng C G 2002 *JQSRT*. **72** 361
- [20] Zhou H C, Lou C, Cheng Q, Jian Z W 2005 *Proc. Combust. Inst.* **30** 1699
- [21] Lou C, Li W H, Zhou H C, Salinas C T 2011 *Int. J. Heat Mass Transfer* **54** 1
- [22] Huang Z F, Cheng Q, Zhou H C 2009 *JQSRT*. **110** 1072
- [23] Liu D, Wang F, Yan J H, Huang Q X, Chi Y, Cen K F 2008 *Int. J. Heat Mass Transfer* **51** 3434
- [24] Liu D, Wang F, Huang Q X, Yan J H, Chi Y, Cen K F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4812(in Chinese) [刘冬, 王飞, 黄群星, 严建华, 池涌, 岑可法 2008 物理学报 **57** 4812]
- [25] Liu D, Wang F, Cen K F, Yan J H, Huang Q X, Chi Y 2008 *Opt. Lett.* **33** 422
- [26] Liu D, Yan J H, Cen K F 2011 *Int. J. Heat Mass Transfer* **54** 1684
- [27] Lockwood F C, Shah N G 1981 *Symposium (International) on Combustion* **18** 1405
- [28] Coelho P J, Carvalho M G 1997 *ASME J. Heat Transfer* **119** 118
- [29] Ayranci I, Vaillon R, Selcuk N 2007 *JQSRT*. **104** 266
- [30] Snelling D R, Thomson K A, Smallwood G J, Gulder O L, Weckman E J, Fraser R A 2002 *AIAA Journal* **40** 1789
- [31] Fiveland W A 1987 *ASME J. Heat Transfer* **109** 809
- [32] Chang H, Charalampopoulos T T 1990 *P. Roy. Soc. A-Math. Phys.* **430** 577
- [33] Lathrop K D, Carlson B G 1965 *Discrete-Ordinates Angular Quadrature of the Neutron Transport Equation* (Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California: California)
- [34] Hansen P C 2007 *Numer. Algorithms* **46** 189
- [35] Fong D C L, Saunders M A 2011 arXiv: 1006.0758v2 [cs.MS]
- [36] Paige C C, Saunders M A 1982 *AMC Trans. Math. Softw.* **8** 195
- [37] Huang Q X, Liu D, Wang F, Yan J H, Chi Y, Cen K F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7928(in Chinese) [黄群星, 刘冬, 王飞, 严建华, 池涌, 岑可法 2008 物理学报 **57** 7928]
- [38] Liu D, Wang F, Huang Q X, Yan J H, Chi Y, Cen K F 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1312
- [39] Groetsch C W 1984 *The Theory of Tikhonov Regularization for Fredholm Equations of the First Kind* (Botson: Pitman)
- [40] Huang Q X, Liu D, Wang F, Yan J H, Chi Y, Cen K F 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6742(in Chinese) [黄群星, 刘冬, 王飞, 严建华, 池涌, 岑可法 2007 物理学报 **56** 6742]

Research on simultaneous reconstruction of the temperature distribution of a 3D participating medium and its boundary*

Feng Yu-Xiao Huang Qun-Xing[†] Liang Jun-Hui Wang Fei
Yan Jian-Hua Chi Yong

(State Key Laboratory of Clean Energy Utilization, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(Received 23 October 2011; revised manuscript received 23 November 2011)

Abstract

In-situ and nonintrusive 3D temperature measurement is very important for combustion diagnosis and controlling of pollutants. The temperature reconstruction technique based on radiation inverse analysis has received intensive attention. In order to reduce the computation cost and take boundary temperature into consideration, a discrete method is presented for 3D temperature distribution determination for an absorbing, emitting and scattering combustion medium and its boundary by using the emission image measured by four CCD cameras. First the radiative source term is retrieved through the discrete transfer method. Then, the temperature is inferred from the blackbody intensity obtained by subtracting the media scattering and boundary reflecting contribution from the source term by the discrete ordinate approximation. The least squares minimum residual algorithm is improved to solve the ill-posed reconstruction equations. The performance of the proposed method is examined by numerical test. The effects of measurement noise and radiative properties on the reconstruction accuracy are investigated. The results show that the method proposed in this paper is capable of reproducing the temperature of the medium and its boundary accurately, even with noise. The reconstruction time cost is reduced significantly compared with those of other methods.

Keywords: discrete transfer method, discrete ordinate method, inverse radiation analysis, least squares minimum residual method

PACS: 47.80.Fg, 44.40.+Z, 52.25.Tx

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 2009CB219802 and 2011CB201500), the Sewage Sludge Incineration Projects (Grant Nos. 2009ZX07317-003, A2009R50049).

[†] E-mail: hqx@zju.edu.cn