

微重力下不可燃气体对火焰沿薄燃料表面传播的影响*

杜文锋 胡文瑞

中国科学院力学研究所国家微重力实验室, 北京 100080

摘要 数值模拟研究表明, 不可燃气体对火焰传播有重要的影响. 当不可燃气体为 N_2 时, 在分析中可不考虑辐射再吸收的影响, 热传导是火焰传播的主要驱动力. 而当不可燃气体为 CO_2 时, 辐射再吸收对火焰结构和传播速度有较大的影响. 在静止微重力下, 火焰对燃料表面的热辐射和热传导在火焰传播机理中的作用几乎相同, 火焰传播速度具有最大值. 随着逆流速度的增大, 辐射再吸收对火焰传播的影响逐渐减弱, 热传导又成为火焰传播的主要驱动力.

关键词 火焰传播 辐射再吸收 微重力

在正常重力下或有强迫对流存在的微重力环境中, 化学反应放热速率比辐射热损失速率大得多, 辐射热损失对火焰传播的影响可以忽略不计. 但在静止的微重力环境中, 燃烧产物有较大的特征停留时间, 辐射热损失对火焰有较强的冷却作用, 从而导致火焰温度和传播速度较低^[1-5]. 当氧浓度较低时, 空气流动速度存在冷熄极限, 即当空气流动速度低于冷熄极限时, 火焰会因辐射冷却而熄灭. 冷熄极限的存在对飞船火灾的扑救具有重要的意义: 当飞船发生火灾时, 关闭飞船内部的通风系统将使火灾的燃烧强度减弱或使其熄灭. 但 Ronney 的实验^[1]发现, 当不可燃气体为 Ar, He 和 N_2 时, 在静止微重力下, 火焰沿燃料表面的传播速度比正常重力下的火焰传播速度小, 极限氧浓度比在正常重力下大; 但当不可燃气体是 CO_2 或 SF_6 时, 微重力火焰传播速度大于正常重力下的火焰传播速度, 且微重力环境中的极限氧浓度小于正常重力下的极限氧浓度. 这表明空气流动可能使火焰传播速度减小, 冷熄极限将不再存在, 因此, 上述飞船灭火方法将不再适用. Ronney 认为, 产生这种差异的可能原因有两个, 其一是 Lewis 数的影响, 对此, Ronney 进行了系统的研究. 原因之二是环境气体对辐射再吸收的影响. 当不可燃气体为 CO_2 或 SF_6 时, 由于

CO_2 或 SF_6 对热辐射具有吸收作用, 因此, 热辐射将对火焰上游的环境气体加热. 在此情况下, 火焰前沿对燃料表面的热传导速率有可能增加, 同时气体对燃料表面的热辐射也可能在火焰传播的机理中起重要的作用. 对此解释的合理性, 目前还没有得到任何理论分析和数值模拟的验证, 本文的目的即是利用数值模拟方法研究不可燃气体的热辐射性质的变化对火焰传播机理的影响.

1 数学模型

火焰沿薄燃料表面的传播如图 1 所示. 薄燃料位于无限大空间中. 空气的流动方向与火焰传播方向相反. 坐标系相对于火焰固定不变, 从而使火焰传播成为稳态问题. 燃料表面相对于火焰运动的速度在数值上与火焰传播速度 V_f 相等, 而环境气体

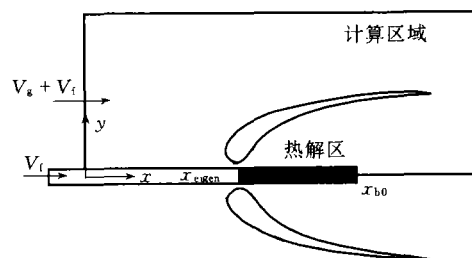


图 1 火焰传播示意图

2002-09-10 收稿, 2002-10-10 收修改稿
* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 59986004)
E-mail: wfdu6266@sina.com

相对于火焰的流动速度等于火焰传播速度 V_f 和空气流动速度 V_g 之和 $V_g + V_f$ 。火焰传播模型由描述气体内部的能量守恒、组分守恒、质量守恒和动量守恒的椭圆型方程, 和描述燃料分解的质量守恒和能量守恒的固相分解模型组成。

1.1 气相模型

气相方程的通用形式为

$$\frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \phi)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma_{\phi} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + S_{\phi}. \quad (1)$$

对不同的方程, ϕ , Γ_{ϕ} 和 S_{ϕ} 的具体意义见表 1

表 1 方程(1)中参数的物理意义^{a)}

方程	ϕ	Γ_{ϕ}	S_{ϕ}
连续方程	1	0	0
x-方向动量方程	u	μ	$-\partial P/\partial x$
y-方向动量方程	v	μ	$-\partial P/\partial y$
燃料方程	m_f	μ/Pr	$A_g \rho^2 m_f m_{ox} \exp(-E_g/RT)$
氧气方程	m_{ox}	μ/Pr	$s A_g \rho^2 m_f m_{ox} \exp(-E_g/RT)$
能量方程	T	μ/Pr	$\Delta H A_g \rho^2 m_f m_{ox} \exp(-E_g/RT) - q_r$

a) u , v , m_f , m_{ox} , T , P , μ , Pr 分别代表在 x , y 方向的气体速度、燃料气体质量分数、氧气质量分数、气体温度、环境气体压力、气体粘性系数、Prandtl 数。 A_g , E_g , s , ΔH , q_r 分别为气相反应指前因子、活化能、反应物之间当量系数、化学反应热和辐射热损失速率

假定化学反应为单步、不可逆的二阶 Arrhenius 反应类型。气相方程的边界条件为

在 $x=0$ 处, $\phi = \phi_{\infty}$ ($u = V_f + V_g$);

在 $x=x_{max}$ 处, $\partial \phi / \partial x = 0$, $P = P_{\infty}$;

在 $y=y_{max}$ 处, $u = V_f$, $v = 0$, $\partial \phi / \partial y = 0$;

在燃料的表面, $y=0$, $u = V_f$, $v = V_w$, $T = T_s$,

而对于各种组分有

$$(\rho_g v \phi - \Gamma_{\phi} \partial \phi / \partial y)_{y=0} = I_{\phi}.$$

其中, 对燃料气体, $I_{\phi} = m''$; 对氧气和氮气, $I_{\phi} = 0$ 。在燃毁点(见固相模型中的定义)之后, $\partial \phi / \partial y = 0$, $v = 0$ 。 V_w , T_s 和 m'' 分别为固体燃料表面的分解气体喷射速度、表面温度和表面燃料分解气体的质量通量, V_f , V_g 分别为火焰传播速度和环境气体流动速度。

1.2 固相模型

固体燃料热分解连续方程为

$$m'' = d(\rho_s \tau V_f) / dx. \quad (2)$$

燃料分解方程为

$$m'' = A_s \rho_s \tau e^{-E_s/RT_s}. \quad (3)$$

能量方程为

$$\begin{aligned} \dot{q}_{gsc} + \dot{q}_{gst} = & -\rho_s \tau V_f C_s dT_s / dx + \\ & m'' [L_v^0 + (C_g - C_s)(T_s - T_{\infty})], \end{aligned} \quad (4)$$

式中 \dot{q}_{gsc} , \dot{q}_{gst} 和 L_v^0 分别代表气体对燃料表面的导热热通量、辐射热通量和燃料的蒸发热。 A_s , E_s , τ , ρ_s 分别代表固体分解反应的指前因子、活化能、薄燃料的半厚度和密度。联立方程(2)和(3)可以计算沿火焰传播方向, 燃料表面的密度变化。

以上微分方程的边界条件为: 在 $x=0$ 处, $T_s = T_{s,\infty}$, $\rho_s = \rho_{s,\infty}$ 。从火焰到燃料表面的导热通量 \dot{q}_{gsc} 和辐射热通量 \dot{q}_{gst} 由气体温度场求解。

最后, 为使数学模型封闭, 规定固体燃料计算区域的某点为特征点 x_{eigen} , 该点温度为特征温度 T_{eigen} , 给定合适的特征点和特征温度, 可以使计算得到的火焰位于计算区域的中心。同时规定特征点下游燃料表面的某点为燃料的燃毁点 x_{bo} , 在燃毁点之后, 燃烧生成的残碳从燃料表面脱落。

1.3 辐射与辐射再吸收计算

由于需要计算辐射再吸收, 因此, 必须对辐射传递方程进行求解。如果不考虑介质对辐射的散射作用, 辐射传递方程为

$$s \cdot \nabla I(x, s) = k(x) [I_b(x) - I(x, s)],$$

这里 $I(x)$ 是辐射强度, $I_b(x)$ 是黑体辐射强度, $k(x)$ 是气体的辐射率(或吸收率), s 是单位法向矢量。计算过程中只对 CO_2 与 H_2O 的辐射进行了求解。

$$I_b(x) = \sigma T(x)^4 / \pi.$$

将辐射热通量矢量定义为

$$q_r(x) = \int s I(x, s) d\Omega$$

则能量方程中的辐射热损失项为

$$-\nabla \cdot q_r(x) = k(x) [U(x) - 4\pi I_b(x)];$$

$$U(x) = \int_{4\pi} I(x, s) d\Omega.$$

上式表明, 微元体得到的净辐射能量等于微元体吸收辐射能与发射辐射能之差.

2 计算结果与讨论

2.1 火焰传播速度

图2表示的是在 $O_2-N_2-CO_2$ 环境气体中, 氧气的质量分数为 30%, 二氧化碳的质量分数分别是 0%, 20%, 40%, 50%, 60% 和 70% 时, 火焰传播速度随环境气体流动速度的变化. 当环境气体中的不可燃气体为氮气 (0% CO_2) 时, 在空气流动速度接近零时存在辐射冷却控制区, 这与以前的实验和数值模拟结果在趋势上是一致的. 但随着环境气体中二氧化碳浓度逐渐增大, 火焰传播速度逐渐提高, 辐射冷却控制区域宽度逐渐减小. 当二氧化碳的浓度为 60% 时, 辐射冷却控制区基本消失. 而当二氧化碳浓度为 70% 时, 火焰传播速度随环境气体流动速度的增大单调减小. 当环境气体流动速度为零时, 火焰传播速度最大这与 Ronney 的实验结果在趋势上是一致的. 在计算过程中, 环境气体的其他物理化学参数固定不变, 而只有环境气体中的二氧化碳浓度和氮气浓度有变化, 这在数学模型中表现为气体的 Planck 平均吸收系数有变化, 从而使火焰和环境气体的热辐射和辐射再吸收能力发生变化. 因此, 有理由相信, 在高浓度二氧化碳作用下, 辐射再吸收是辐射冷却控制区域消失的主要原因之一.

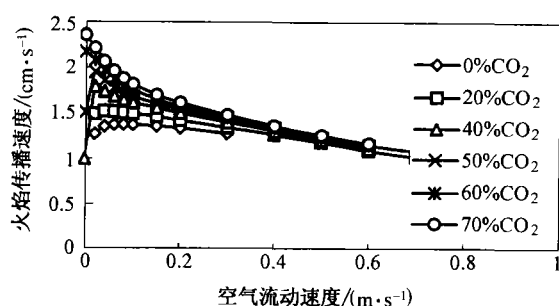


图2 不同 CO_2 浓度时空气流动速度对火焰传播速度的影响

2.2 火焰结构

图3给出了在 $30\% O_2 + 70\% N_2$ 和 $30\% O_2 + 70\% CO_2$ 两种环境气体中, 气体流动速度分别为 $0.0 m/s$ 和 $0.1 m/s$ 时, 火焰内部及其周围气体的温度分布曲线. 与火焰在 $30\% O_2 + 70\% N_2$ 中传播相比, 火焰在 $30\% O_2 + 70\% CO_2$ 中传播时其结构有两个明显的特征:

(1) 在静止微重力环境中, 火焰对周围气体的加热厚度明显增大. 为讨论方便, 定义在火焰传播方向上, $400 K$ 的温度等值线离开火焰前沿 (此处气体对燃料表面的导热通量最大) 的距离为火焰对周围气体的加热厚度. 当环境气体中的不可燃气体为 N_2 时, 环境气体不吸收热辐射, 火焰只能通过导热对环境气体加热, 其加热厚度很小. 但当环境气体中的不可燃气体为 CO_2 时, 由于 CO_2 对特定波长的热辐射具有吸收作用, 因此, 火焰通过热辐射对整个可燃气体空间加热, 此时, 火焰对周围气体的加热厚度明显增大由图3, 在静止的 $30\% O_2 + 70\% N_2$ 中, 环境气体的加热厚度仅为 $1.3 cm$, 而在静止的 $30\% O_2 + 70\% CO_2$ 中, 环境气体的加热厚度为 $2.8 cm$.

(2) 环境气体的辐射再吸收受到气体流动的影响. 热辐射对环境气体的加热不仅受到不可燃气体的辐射再吸收能力的影响, 还要受到气体停留时间的影响. 在空气流动速度为零时, 气体的特征停留时间最大, 环境气体受到火焰的辐射加热时间最长, 因此, 被加热的厚度最大. 当存在空气流动时, 火焰周围受辐射加热的环境气体被不断吹离. 空气流动速度越大, 被加热厚度越薄. 在静止的 $30\% O_2 + 70\% CO_2$ 气体中, 当空气流动速度从 $0.0 m/s$ 增大到 $0.1 m/s$ 时, 环境气体的加热厚度从 $2.8 cm$ 减小到 $1.5 cm$, 如图3所示.

火焰结构的变化还可以从计算区域中各点的净辐射加热率的分布进行说明. 图4中, 当环境气体中的不可燃气体为 N_2 时, 在火焰内部, 各点的净辐射加热率均为负值, 表明辐射是火焰的热汇, 辐射对火焰有冷却降温作用; 在紧靠火焰的边沿区域, 净辐射加热率大于零, 但在数值上相对于火焰中心位置的净辐射加热率很小. 离开这一薄辐射加热区域, 辐射加热率迅速趋于零, 表明环境气体不吸收热辐射. 当环境气体中的不可燃气体为 CO_2 时, 火焰内部各点的净辐射加热率均为负值, 且其绝对值比不可燃气体为 N_2 时更大, 表明由于环境气体中存在 CO_2 , 辐射热损失对火焰的冷却作用更强. 但从火焰中心向外, 净辐射加热率由负值逐渐趋于零. 在离开化学反应区后, 净辐射加热率变为正值, 表明环境气体吸收辐射热升温. 在火焰前沿的上游, 靠近燃料表面的地方, 辐射加热率达到最大. 因此, 辐射再吸收将使靠近火焰前沿的环境气体的温度上升最快, 从而增大气体对燃料表面的导热通量. 图3中, 在 $30\% O_2 + 70\% CO_2$ 的环境气

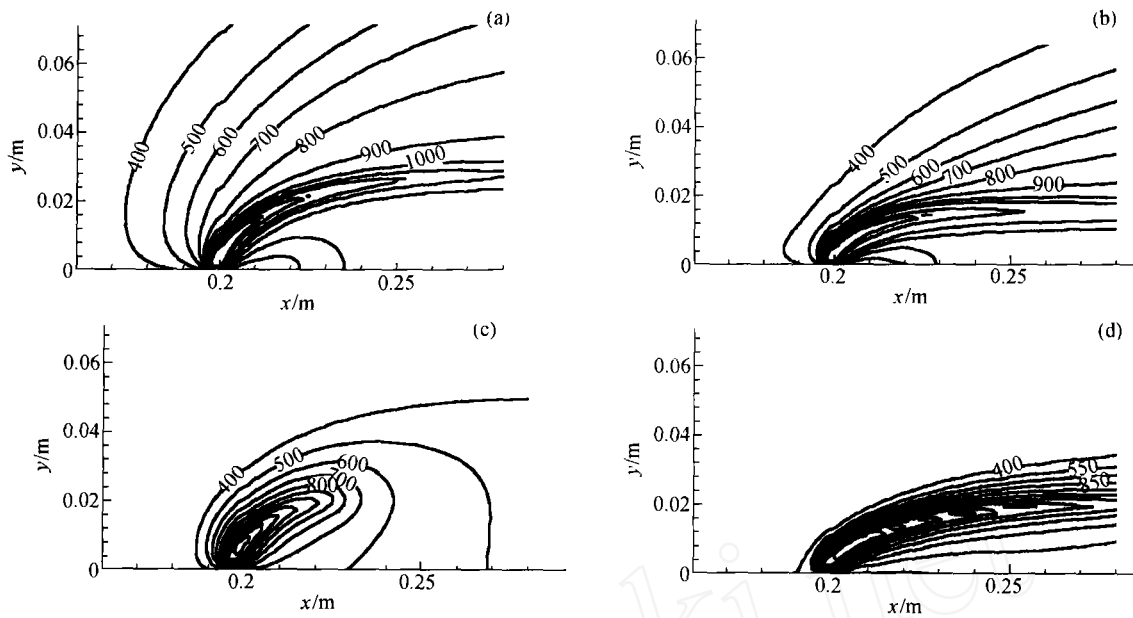


图3 不同环境气体和环境气体速度时的火焰内部温度分布

(a) 30% O₂ + 70% CO₂, V_g = 0 m/s; (b) 30% O₂ + 70% CO₂, V_g = 0.1 m/s
 (c) 30% O₂ + 70% N₂, V_g = 0 m/s; (d) 30% O₂ + 70% N₂, V_g = 0.1 m/s

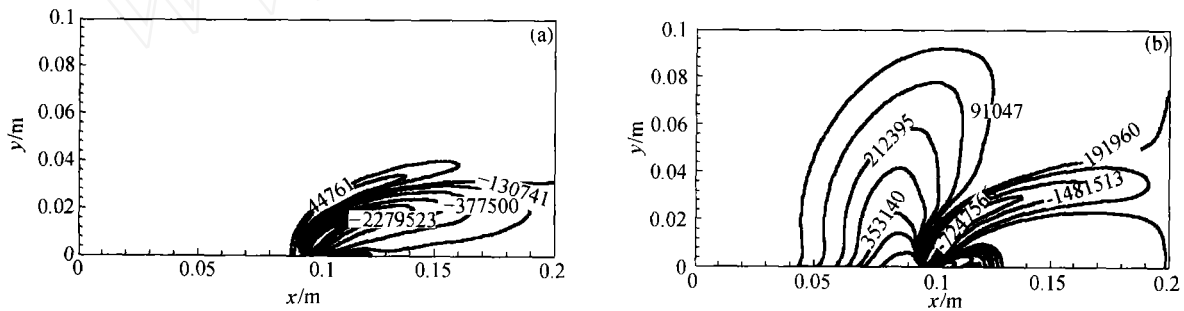


图4 火焰内部及其周围净辐射加热率的分布

(a) 30% O₂ + 70% N₂; (b) 30% O₂ + 70% CO₂

体中, 火焰周围的辐射热吸收区域比在 30% O₂ + 70% N₂ 中的辐射热吸收区域大得多.

2.3 火焰的峰值温度

辐射再吸收除了对环境气体的加热产生影响外, 还会对火焰的峰值温度产生影响. 一方面, 随着环境气体中 CO₂ 浓度的增大, 火焰的辐射能力增强, 从而使火焰的辐射冷却增强, 火焰温度有降低的趋势; 另一方面, 火焰内部的辐射再吸收能力也增强, 从而使火焰的辐射热损失减小, 火焰的温度有上升的趋势. 火焰的峰值温度受以上两个方面和化学反应放热速率的共同影响. 图5的结果表明, 火焰的峰值温度随环境气体中的 CO₂ 浓度的增大而减小. 由此可见, 尽管火焰传播的辐射冷却控制区

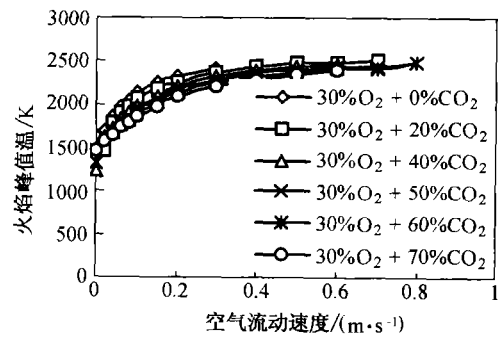


图5 空气流动对火焰峰值温度的影响

域随着 CO₂ 的浓度增大逐渐消失, 但热辐射对火焰的冷却并没有消失, 只不过由于环境气体的辐射再吸

收, 火焰向燃料表面的传热得到了强化, 从而引起火焰传播速度的增大. 随着空气流动速度增大, 火焰的峰值温度逐渐增大, 并趋于常数. 这说明在较强的对流作用下, 不论环境气体中的 CO_2 浓度大小如何, 辐射热损失对火焰的冷却作用均减小, 火焰的温度主要受化学反应动力学控制.

2.4 火焰向燃料表面的传热机理

从火焰传播的机理考虑, 辐射与辐射再吸收对火焰传播的影响体现在两个方面. 一方面, 环境气体的辐射再吸收使火焰上游的环境气体的加热厚度增大, 导致气体对燃料表面的总导热通量增大, 从而提高火焰传播速度; 另一方面, 当环境气体中的不可燃气体具有热辐射性质时, 火焰的热辐射能力得到加强, 火焰对燃料表面的辐射热通量增大, 这也是有利于火焰传播的. 但与此同时, 火焰内部的峰值温度由于辐射热损失的增大而减小, 从火焰传播的导热机理和辐射机理来看, 又是不利于火焰传播的. 因此, 用 CO_2 取代预混气体中的 N_2 时, 火焰传播速度的变化趋势取决于上面几种因素共同作用的结果.

图6给出了环境气体分别为 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{N}_2$ 和 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{CO}_2$ 时, 火焰前沿附近的燃料表面的导热热通量和辐射热通量. 结果表明, 在 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{N}_2$ 中, 在火焰上游远离火焰前沿的区域, 火

焰既不能通过导热, 也不能通过辐射对气体加热, 因此, 气体温度不会受到火焰的直接加热升温. 相反, 燃料表面受到火焰的热辐射, 其表面温度大于相邻的气体温度. 但由于火焰对燃料表面的辐射加热速率很小, 因此, 燃料表面对气体的实际导热热通量速率很小, 在图6中离开火焰前沿一定距离后, 燃料表面的导热热通量几乎为零. 在火焰前沿, 气体对燃料表面的导热热通量约为气体辐射热通量的5倍左右, 因此, 火焰对燃料表面的导热是火焰传播的主要驱动力. 但当环境气体为 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{CO}_2$ 时, 由于辐射再吸收, 火焰上游的环境气体被辐射加热, 造成气体温度大于燃料表面温度, 因此, 气体对燃料表面的导热热通量大于零. 在火焰前沿附近, 虽然气体对燃料表面的导热热通量还是大于辐射热通量, 但辐射热通量的峰值已经接近导热热通量. 计算表明, 当环境气体为 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{N}_2$ 时, 火焰前沿之前的燃料表面上的总辐射热通量只占总导热热通量的60%左右, 而当环境气体为 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{CO}_2$ 时, 总辐射热通量占总导热热通量的90%, 说明在此条件下, 火焰对燃料表面的辐射传热已成为与热传导同等重要(甚至更重要)的火焰传播机理.

图7给出了在不同的环境气体中在火焰前沿上游燃料表面的总辐射热通量 Q_{rad} 和总导热热通量 Q_{con} 随空气流动速度的变化. 在 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{N}_2$

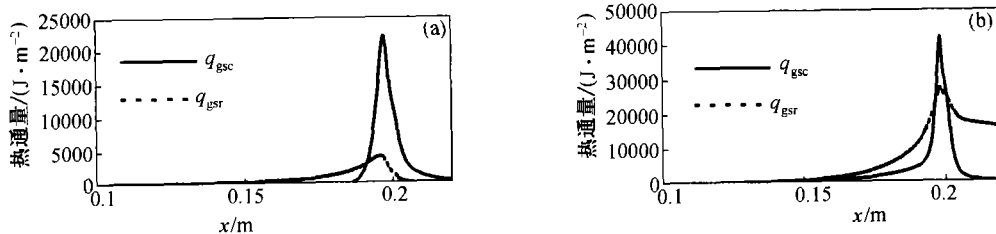


图6 导热热通量 q_{gsc} 和辐射热通量 q_{gsr} 在火焰前沿的分布

(a) $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{N}_2$; (b) $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{CO}_2$

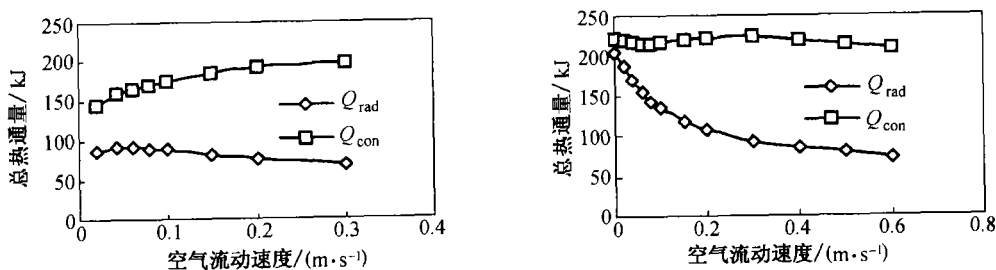


图7 空气流动对燃料表面的总导热热通量 Q_{con} 和总辐射热通量 Q_{rad} 的影响

(a) $30\% \text{O}_2 + 0\% \text{N}_2$ 中; (b) 在 $30\% \text{O}_2 + 70\% \text{CO}_2$ 中

中,总导热热通量 Q_{con} 比总辐射热通量 Q_{rad} 大得多,火焰向燃料表面的导热是火焰传播的主要驱动力.在空气流动速度接近零的区域,随着空气流动的增大,总导热热通量 Q_{con} 逐渐增大,总辐射热通量 Q_{rad} 变化很微弱.而在 30% O_2 + 70% CO_2 中,当空气流动速度为零时,总辐射热通量 Q_{rad} 与总导热热通量 Q_{con} 接近,热辐射和导热对火焰传播共同起决定作用.随着空气流动速度的增大,总导热热通量 Q_{con} 微弱减小,之后,又有微弱的上升;总辐射热通量 Q_{rad} 随着空气流动速度的增大迅速减小.因此,火焰对燃料表面的总热通量随空气流动速度的增大而减小,热传导又成为火焰传播的主导因素.

3 结论

计算与分析表明,当环境气体中的不可燃气体为 N_2 ,环境气体无辐射再吸收能力时,火焰传播存在辐射冷却控制区域,在此区域内,火焰传播速度随空气流动速度的增大而上升.当环境气体中的不可燃气体是 CO_2 ,环境气体具有辐射再吸收能力时,火焰传播的辐射冷却控制区域消失,火焰传播速度随空气流动速度增大单调减小.对火焰结构和火焰峰值温度的分析表明,环境气体的辐射再吸收

使火焰向燃料表面的传热机理发生变化,这是辐射冷却控制区域消失的原因.当环境气体不具备辐射再吸收能力时,导热是火焰向燃料表面传热的主要形式,但当环境气体中的不可燃气体是 CO_2 时,导热和热辐射成为同等重要的热传递形式,火焰对燃料表面的传热得到加强.但随着空气流动速度的增大,辐射传热对火焰传播的影响逐渐减小,导热又成为火焰传播的主导机理,火焰传播速度减小.

参 考 文 献

- 1 Honda L K, et al. Effect of ambient atmosphere on flame spread at microgravity. *Combustion Science and Technology*, 1998, 133: 267
- 2 Liu Y, et al. Prediction of radiative heat transfer in laminar flames. *Combustion Science and Technology*, 1996, 118: 127
- 3 Abbud-Madrid, et al. Premixed flame propagation in an optically thick gas. *AIAA Journal*, 1993, 31(11): 2179
- 4 Bhattacharjee S, et al. The effect of surface radiation on flame spread in a quiescent, microgravity environment. *Combustion and Flame*, 1991, 84: 160
- 5 Bhattacharjee S, et al. Radiation-controlled, opposed-flow flame spread in a microgravity environment. *Twenty-third Symposium (International) on Combustion*. Pittsburgh: The Combustion Institute, 1990. 1627-1633

国家自然科学基金委员会科学基金杂志部将举办 “第二期科技论文写作高级研修班”

随着我国科学研究水平的不断提高,基础研究与国际间的交流与合作日趋紧密.我国科研工作者参与国际重大科学计划、出席国际会议、申请各种基金、向国际知名期刊投稿,以及与同行或非同行的国际交流日益增加.因此,具有符合国际游戏规则的良好沟通能力和技巧成为科学工作者的基本能力.

科学基金杂志部将于 2003 年 7 月 21~25 日在北京和上海举办“第二期科技论文写作高级研修班”,课程内容的设计丰富与实用.授课教授分别来自英国牛津、剑桥等著名学府,分属不同学科,均有数次在国际知名学术期刊,如《Nature》、《Science》上发表论文的实践经验.

详细信息请查阅国家自然科学基金委员会科学基金杂志部网页: <http://pub.nsf.gov.cn/mzmag.nsf>.

(供稿:武长白)