arXiv:2301.04855v1 [physics.comp-ph] 12 Jan 2023

# 高温小羽流对喷管底板热载荷的估算

Kamal Khemani[1], Pradeep Kumar[1*], Ganesh Natarajan[2]

[1] 数值实验室（辐射与流体流动物理），印度理工学院曼迪分校，喜马偕尔邦，*175075*，印度[2] 机械工程学科，印度理工学院帕拉卡德分校，帕拉卡德，喀拉拉邦，*678557*，印度

**摘要**

本研究通过数值研究，估算了纯（$CO_2$）、（$H_2O$）以及（$CO_2$）与（$H_2O$）按50:50（%）组成的三种高温羽流，在静止介质中以1.1巴压力和298 K温度通过收敛-扩张（CD）喷管膨胀时，对位于流动上游方向的喷管底板造成的热载荷。喷管底板因羽流形式的高温气体发出的热辐射而升温。主要参与性气体（如（$CO_2$）、（$H_2O$））的光谱辐射特性由HITEMP-2010数据库计算得出。本研究采用一款小型CD喷管作为设计对象 [1]；该喷管通过一维计算设计为使空气完全膨胀，其喷嘴喉部直径为1.98 mm，面积比为1.5942。对于该CD喷管，三种羽流均处于欠膨胀状态，因此羽流离开喷管后会以超音速迅速膨胀，并形成一系列膨胀波和压缩波。喷管喷出的高温羽流因扩散，在底板周围很小的区域内产生极高温度，并使底板温度显著升高。除该区域外，这三种羽流，即 $CO_2$ 羽流、混合羽流和 $H_2O$ 羽流在底板上产生的最大辐射热流分别为 $4000\ W/m^2$、 $2300\ W/m^2$ 和 $1300\ W/m^2$；相应热流导致的最高温度分别为323 K、312 K和308 K。

**关键词：**可压缩流、气体辐射、热载荷、欠膨胀

*URL:* pradeepkumar@iitmandi.ac.in(Pradeep Kumar[1*])

**符号表**

**英文字母符号**

$c_1$， $c_2$ 第一和第二辐射常数$c_p$ 定压比热$e$ 内能$h$ 焓$k$ 导热系数，湍流动能 $\hat{}n$ 单位法向量$p$ 压力$q$ 热流$s$ 方向向量$t$ 时间$u$ 速度$x$ 笛卡尔坐标坐标$A_r$ 面积比$I_\eta$ 光谱强度 $I_{b\eta}$ 普朗克函数$R$ 通用气体常数$Y$ 组分质量分数**希腊字母符号**

| | |
|---|---|
| $\beta_\eta$ | 谱消光系数 |
| $\epsilon$ | 发射率，湍流耗散率 |
| $\eta$ | 波数 |
| $\kappa_\eta$ | 谱吸收系数 |
| $\mu$ | 动力黏度 |
| $\nabla\cdot q$ | 辐射热流散度 |
| $\Omega$ | 立体角 |
| $\phi$ | 方位角 |
| $\Phi$ | 散射相函数 |
| $\rho$ | 流体密度 |
| $\sigma_{s\eta}$ | 谱散射系数 |
| $\theta$ | 极角 |
| $\tau$ | 黏性应力张量、气体透射率、光学厚度 |

**下标**

| | | |
|---|---|---|
| $b$ | 黑体$c$ | 传导 |
| $cv$ | 对流$eff$ | 有效 |
| $\eta$ | 光谱$g$ | 气体$k$ |
| 湍流动能$r$ | 辐射 | |
| $t$ | 湍流，总量 | |
| $w$ | 壁面 | |

## 1. 引言

喷管排气羽流是高温、高压气体从燃烧室排出的产物。这些气体在收敛-扩张喷管中迅速膨胀至超音速，这是因为热能转化为动能，从而产生推力，使火箭升空。羽流结构并不均匀，包含不同的流动状态和超音速激波结构。它呈现为明亮的发光火焰，在电磁波谱的可见光、紫外线（UV）和红外线（IR）波段发射辐射 [2]。羽流辐射的主要部分来自参与性气体，如 $CO_2$、 $CO$ 和 $H_2O$ ，它们在光谱的红外区域表现出强烈的热辐射 [3]。这会加热火箭底板，并在导弹、战斗机和作战飞机的情况下，成为敌方追踪的目标。

Tien和Abu-Romia [4] 采用解析法，利用理想化物理模型估算了来自排气 $CO_2$ 和 $H_2O$ 气体羽流、作用于火箭底板的辐射热流。他们评估了半无限长圆柱形 $H_2O$ 气体羽流在温度为 $2000^oR$、压力为1 标准大气压时，以及 $CO_2$ 气体羽流在温度为 $2500^oR$时底板的表观发射率。Nelson [5] 采用反向蒙特卡罗方法估算排气羽流对火箭底板的辐射热流。他们进一步研究了排气羽流锥角和散射反照率对羽流加热底板的影响。锥角增大时，底板上的热流增大；而反照率增大时，热流减小。不过，反照率增大会增强羽流的探照灯式辐射。Baek和Kim[6] 计算了排气羽流及粒子探照灯式辐射对底板产生的热负荷。他们采用有限体积法求解辐射传输方程。Tan等人 [7] 开展了一项研究，将羽流的温度分布从等温改为非等温，并得出结论：非等温羽流对底板产生的热载荷降低了2至3倍。他们还观察到，介质光学厚度增大时，壁面上的辐射热流也会增大。Everson和Nelson [8]开发了反向蒙特卡罗方法，以预测羽流辐射造成的底板加热，并发现反向蒙特卡罗方法的计算效率高于正向蒙特卡罗方法。这是因为该方法只考虑射中目标点的射线。在计算中，他们使用带模型描述气体光谱，并使用Henyey-Greenstein函数描述粒子散射。他们针对四种不同情形进行了反向蒙特卡罗计算，包括纯散射羽流、主发动机羽流中仅气体发射、固体火箭发动机羽流，以及一种具有非均匀温度、会吸收、发射和散射的羽流。最终发现，大部分辐射来自中心喷出的氧化铝颗粒。而 $H_2O$ 和 $Al_2O_2$ 发出的辐射来自羽流

中心，而且辐射的主要贡献来自 $Al_2O_3$ 粒子。Kumar和Ramamurthy [9] 采用正向蒙特卡洛技术，估算了具有轴向和径向温度变化的灰体圆锥形羽流对火箭底板产生的辐射热负荷。他们发现，径向温度分布变化时，辐射热流会发生显著变化；此外，随着高度增加，羽流冷却得更快，辐射热流量随之降低。Gu和Baek [10] 研究了固体火箭发动机的加权和灰气体模型方法辐射热流，并据此估算了由长度为5千米和10千米的长羽流产生的热载荷，也提出了类似的观点。

要安全、高效地设计火箭，准确模拟辐射引起的热传递至关重要。准确确定辐射引起的热传递，关键且最重要的一步是估算气体的辐射特性。参与性气体的辐射特性可利用一些最常用的光谱数据库计算，例如高分辨率透射光谱分子吸收数据库（HITRAN） [11], 二氧化碳光谱数据库（CDSD） [12], 高温光谱吸收参数（HITEMP） [13] 等。光谱吸收系数的变化极不规则，包含数百万条谱线，且许多谱线会多次达到相同数值。这使求解辐射传输方程（RTE）所需的计算成本不必要地增加，因为逐线法需要计算光谱中的每一条谱线，因此大多仅用于基准测试 [14]。

许多方法被提出以减少计算资源需求，例如全谱缩放相关k分布（FSSK/FSCK） [14], 基于查找表的全谱K分布 [15],谱线加权灰气体求和法 [16]等。上述方法在气体均匀组分 [17, 18], 条件下的准确性已得到充分验证；然而，气体组分及其混合物的变化带来了更高层次的挑战，因此还需要进一步建模 [19]。为了使用基于查找表的FSK方法，需要采用一些插值技术来获取计算域内气体当前热力学状态下的性质。从上述文献可以看出，只有少数研究计算了火箭底板的热负荷，而且这些研究采用了固定的圆锥形羽流形状和气体辐射特性。燃烧、火箭推进和气化等一般热传递应用涉及众多热力学状态，因此，建立包含不同温度、压力和摩尔分数下吸收系数的数据库很有用。本研究的情形为光学薄，因此使用查找表中不同热力学状态下的普朗克平均吸收系数求解辐射传输方程。通过求解完整的控制方程组，获得准确的流场和温度场，并据此计算喷管底板的热载荷。辐射特性取自

HITEMP-2010数据库，该数据库以查找表的形式存储了气体在一定范围热力学状态下的数据，并在求解辐射传输方程时加以利用。对于已有数据的热力学状态，可直接使用相应数据。此外，利用多维线性插值技术，可以轻松计算未收录热力学状态下的普朗克平均吸收系数。采用fvDOM数值方法求解辐射传输方程，并通过基于压力的可压缩流应用程序sonicRadFoam将其与流体流动耦合；该程序是在OpenFOAM的sonicFoam应用程序基础上修改而来 [20]。最后，该方法还考虑了黏性力所做的功、组分传输方程，以及采用普朗克平均吸收-发射模型的辐射传输方程。

本文结构如下：第 2 节介绍问题描述，第 3 节介绍数学模型和控制微分方程，第 4 节进行验证，第 5 节给出结果并展开讨论，最后在第 6 节总结本研究。

## 2. 问题描述

如图 1 所示，收敛—扩张喷管（CD 喷管）的喉部直径和面积比分别为 1.98 mm 和 1.5942，收敛段和扩张段的长度分别为 7 mm 和 14 mm；图中还包括用于使射流排入大气的缓冲区。底板连接在喷管末端，流体从驻点压力和温度分别为 7.11 巴和 2000 K 的状态膨胀至大气条件下压力为 1 atm、温度为 298 K 的静止介质中。本研究采用的一维计算设计了用于使空气完全膨胀的 CD 喷管，并考虑了在上述压力和温度条件下三种羽流的流动，其组成分别为纯 $CO_2$、纯水蒸气以及 50-50(%) 的 $CO_2$ 和 $H_2O$ 。初始时，整个计算域充满压力为 1 atm、温度为 298 K 的 $N_2$ 气体。本研究采用了以下假设。

1. 采用雷诺平均纳维-斯托克斯假设对湍流进行建模。2. 参与性介质只吸收或发射热辐射，不发生散射。3. 介质和壁面的折射率均为 1。4. 忽略湍流-辐射相互作用。5. 本研究采用了湍流普朗特数为常数的假设：

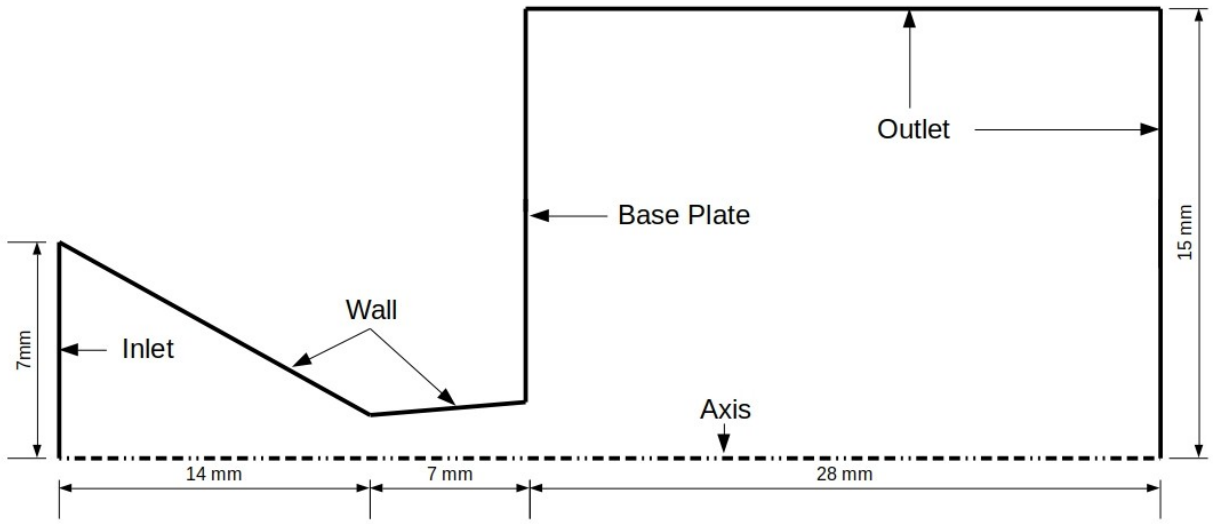



图1：用于计算高温羽流对喷管底板热载荷的几何结构示意图

### *2.1.* 控制方程

对于流体的可压缩流，除了速度和压力脉动外，还必须考虑密度和温度脉动。为考虑这些因素，采用质量加权平均（通常称为 Favre平均） [21, 22], 来描述可压缩湍流流体中的流动和能量传递，其定义如下：

$$\widetilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \tag{1}$$

其中， $\rho$ 为流体密度。 $\phi$ 为标量，密度的平均值定义如下：

$$\overline{\rho} = \frac{1}{T}\int_0^T \rho \, dT \tag{2}$$

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{3}$$

$$\frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_i}\widetilde{u_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \widetilde{\tau_{ij}}}{\partial x_j} \tag{4}$$

其中，

$$\widetilde{\tau_{ij}} = \mu_{eff}\left(\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \widetilde{u_j}}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\,\delta_{ij}\,\frac{\partial \widetilde{u_k}}{\partial x_k}\right) - \frac{2}{3}\overline{\rho}k\delta_{ij} \tag{5}$$

其中， $\mu_{eff}$ 是流体的有效动力黏度，即流体分子动力黏度与湍流动力黏度之和（$\mu + \mu_t$）；气体的分子黏度由 Sutherland 公式给出。

$$\mu = \frac{A_s\,T^{3/2}}{T + T_s} \tag{6}$$

$A_s$ 和 $T_s$ 是 Sutherland 常数，取决于气体的种类及其分子； $\mu_t$ 是湍流黏度，计算公式如下：

$$\mu_t = \overline{\rho}\,C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{7}$$

其中， $k$ 是湍动能， $\epsilon$ 是湍流耗散率， $C_\mu$ 是闭合常数。这些参数通过两方程（$k.\epsilon$）湍流模型进行建模，公式如下：

$$\frac{\partial \overline{\rho\kappa}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_j}\kappa}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa}\right)\frac{\partial \kappa}{\partial x_i}\right] + P_\kappa - \overline{\rho}\epsilon \tag{8}$$

其中， $k = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{\overline{\rho}}$是湍动能， $P_k$ 是动能生成率。

$$\frac{\partial \overline{\rho}\epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_j}\epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon}\right)\frac{\partial \epsilon}{\partial x_i}\right] + C_{\epsilon 1}\frac{\epsilon}{\kappa}P_\kappa - C_{\epsilon 2}\overline{\rho}\frac{\epsilon^2}{\kappa}P_\kappa \tag{9}$$

其中，$\epsilon = \nu\overline{\frac{\partial u_i''}{\partial x_j}\frac{\partial u_i''}{\partial x_j}}$是湍流耗散率，闭合常数的取值如下： $C_\mu$ =0.09， $\sigma_k = 1$， $sigma_\epsilon = 1.3$， $C_{\epsilon 1} = 1.44$， $C_2 = 1.92$。压力根据理想气体状态方程计算。

气体定律如下：

$$\overline{p} = \overline{\rho}R\widetilde{T} \tag{10}$$

其中， $R$ 为通用气体常数， $T$ 为温度。组分分布通过组分

输运方程计算如下

$$\frac{\partial \overline{\rho_i}\widetilde{Y_i}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho_i}\widetilde{u_i}\widetilde{Y_i}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(-\rho\mu_{eff}\frac{\partial \widetilde{Y_i}}{\partial x_i}\right) \tag{11}$$

其中， $Y_i$ 为组分质量分数，其定义如下：

$$Y_i = \frac{\overline{\rho_i}}{\overline{\rho}} \tag{12}$$

温度场的分布通过以下能量方程计算得出

$$\frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{E}}{\partial t}+\frac{\partial \overline{\rho}\widetilde{u_j}\widetilde{E}}{\partial x_j}+\frac{\partial \widetilde{u_j}\overline{p}}{\partial x_j}=-\frac{\partial \widetilde{q_j}}{\partial x_j}+\frac{\partial \widetilde{u_j}\widetilde{\tau_{ij}}}{\partial x_j} \tag{13}$$

其中， $E$ 是总能量，包括内能 $e$、动能 $K$ 和湍动能$k$。热流定义如下：

$$\overline{q_j}=-\frac{c_p\mu_{eff}}{Pr}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}+\widetilde{q_r} \tag{14}$$

$c_p$ 取决于温度，其数值取自 JANAF 热力学表，如下所示：

$$c_p=R((((a_4T+a_3)T+a_2)T+a_1)T+a_0) \tag{15}$$

$a_0$， $a_1$， $a_2$， $a_3$， $a_4$ 为多项式常数，

$$q_r=\int_0^\infty\int_{4\pi} I_\eta(\hat{s})\,|\hat{n}\cdot\hat{s}|\,d\Omega\,d\eta \tag{16}$$

其中， $q_r$ 是可在壁面上计算的辐射热通量，$\hat{}n$ 是表面法向量，$\partial q_r/\partial x_j$ 是辐射热通量的散度，可按如下方式计算：

$$\nabla\cdot q=\int_0^\infty \kappa_\eta\left(4\pi I_{b\eta}-\int_{4\pi} I_\eta\,d\eta\right)d\eta$$

or

$$\nabla\cdot q=\int_0^\infty \kappa_\eta\left(4\pi I_{b\eta}-G_\eta\right)d\eta \tag{17}$$

其中， $\eta$ 是波数， $I_{b\eta}$ 是普朗克函数，$\kappa_\eta$ 是谱吸收系数， $G_\eta$ 是谱辐照度， $I_\eta(\hat{s})$是辐射强度场，通过求解辐射传输方程（RTE）获得，具体说明见后续段落。上述方程满足表 1 所示的边界条件。

方程 17 中的辐射强度场通过求解吸收和发射（非散射）介质的谱辐射传输方程（s-RTE）得到，如下：

$$\frac{dI_\eta}{ds}=\kappa_\eta I_{b\eta}-\kappa_\eta I_\eta \tag{18}$$

上述方程满足以下边界条件:

$$I_\eta(r_w,\hat{s}) = \epsilon_{w_\eta} I_{b\eta}(r_w) + \frac{1-\epsilon_{w\eta}}{\pi}\int_{\hat{n}\cdot\hat{s}>0} I_\eta(r_w,\hat{s})\,|\hat{n}\cdot\hat{s}|\,d\Omega \quad (\hat{n}\cdot\hat{s}<0) \tag{19}$$

其中，$\epsilon_{w\eta}$ 为谱壁面发射率， $I_\eta$ 为沿$\hat{s}_i$方向的光谱强度， $I_{b\eta}$ 为普朗克函数，$\kappa_\eta$为谱吸收系数， $\eta$ 为波数，Ω为立体角。当前问题的长度尺度非常小，即光学长度 $\tau = \kappa_\eta L << 1$，这意味着介质的吸收率远小于 1，因此，大部分辐射能会在未被吸收的情况下逸出介质。因此，辐射源项（式 17）

$$\int_0^\infty \kappa_\eta 4\pi I_{b\eta} d\eta << \int_0^\infty \kappa_\eta G_\eta d\eta$$

辐射源项式 17 变为

$$\nabla\cdot q = \frac{\int_0^\infty \kappa_\eta 4\pi I_{b\eta} d\eta}{\int_0^\infty I_{b\eta} d\eta}\int_0^\infty I_{b\eta} d\eta = 4\kappa_p \sigma T^4$$

其中， $\kappa_p$ 为普朗　普朗克平均吸收系数。因此，当前情况的解可　e

表 1：热辐射羽流模拟的边界条件

| **场** | **入口** | **出口** | **Wall** |
|---|---|---|---|
| 压力（$p$） | 总压力<br>$P_o = P + 0.5\,\rho\,U^2$<br>$P_o$ = 7.11 巴 | 固定值<br>$P$=1 标准大气压 | 零梯度<br>$\nabla P = 0$ |
| 速度 ($U$) | 压力入口出口速度<br>$P_o = P + 0.5\,\rho\,U^2$<br>流入：U = (0,0,0)<br>流出：　$\nabla U = 0$ | 入口出口<br>流入：U = (0,0,0)<br>流出：　$\nabla U = 0$ | 无滑移<br>U = (0,0,0) |
| 温度 ($T$) | 固定值　$T = 2000\,K$ | 零梯度<br>$\nabla T = 0$ | $q_c + q_r = 0$ [23] |
| 组分 (x) | 固定值　$x = 1$<br>适用于纯　$H_2O$ 羽流 | 零梯度<br>$\nabla x = 0$ | 零梯度<br>$\nabla x = 0$ |

通过基于普朗克平均吸收系数的辐射物性模型获得。因此，辐射传输方程变为，

$$\frac{dI_p}{ds} = \kappa_p \cdot (I_b - I_p) \,, \tag{20}$$

带有边界条件，

$$I_p = \epsilon_w I_b + \frac{1-\epsilon_w}{\pi} \int_{\hat{n}\cdot\hat{s}>0} I_p \, |\hat{n}\cdot\hat{s}| \, d\Omega \quad (\hat{n}\cdot\hat{s} < 0) \tag{21}$$

在（[18]）所述的特定区间内，针对气体热力学状态的范围计算普朗克平均吸收系数，并以查找表的形式存储。此外，采用插值技术计算查找表中不可用的吸收系数。

辐射传热、黏性力所做的功以及组分输运模型已添加到 OpenFOAM 现有的应用程序“sonicFOAM”中，并命名为“radSonicFOAM”。新应用程序的算法如下所述，并已按照后续章节中的说明进行了广泛的验证和确认，最终用于估算喷管底板上的热载荷。

### *2.2.* 采用辐射求解羽流流动的数值过程与求解算法

上述质量、动量、组分、能量和辐射传输方程采用有限体积法 [24]进行离散化。此外，面值插值采用二阶迎风格式，并通过SIMPLE算法迭代求解最终的代数方程组，直到质量、动量、组分、能量和辐射的残差达到 $10^{-5}$ 级别。上述求解方法的算法如下所述，

1. 初始化压力、速度、组分和温度场。

2. 求解质量、 动量、组分输运和能量方程，暂不考虑辐射，直至收敛 .

3. 使用收敛后的场初始化辐射强度场。

4. 使用普朗克平均查找表，根据收敛后的温度场、压力和组分摩尔分数计算普朗克平均吸收系数，并求解辐射传输方程直至收敛。

5. 计算辐射热流散度。

6. 使用辐射汇项更新温度场。

7. 重复步骤 2 至 6，直至所有场达到稳态。此外，上述算法的流动示意图如图 2 所示。

## 3. 验证与确认研究

上述数学建模和求解算法通过三个步骤进行验证

- 计算得到的辐射特性经过了验证。
- 不可压缩流的求解结果通过与已发表的结果进行比较得到验证。
- 以下各节根据假设的羽流形状，对底板上的辐射热通量进行验证。

### *3.1.* 纯 $H_2O$ 和 $CO$的普朗克平均吸收系数验证 $_2$

使用内部 C++ 代码 [25, 26, 27], ，根据 HITEMP-2010 获得的 $H_2O$ 和 $CO_2$ 在不同温度下的普朗克平均吸收系数，与 Chu 等人 [28]的结果吻合良好，如图 3 所示。 $H_2O$ 的普朗克平均吸收系数随温度升高而呈指数下降；而对于 $CO_2$，该系数先随温度升高而增大，达到 750 K 后再下降，直至 2000 K。低温下， $H_2O$ 的普朗克平均吸收系数高于 $CO_2$ ；但在高温下情况正好相反。随着可压缩流温度升高，这种差异逐渐减小。

### *3.* 可压缩流场验证

Darwish 等人 [1] 根据空气完全膨胀条件下的一维流动等熵关系，设计了一个收敛—扩张（C-D）喷管。该 C-D 喷管的出口直径为 2.5 mm，喉部直径为 1.98 mm，因此面积比为 $A_r = 1.5942$。图 1 展示了 C-D 喷管及其缓冲段的示意图，流体从该处流出。他们使用 OpenFOAM 对该喷管及缓冲区的轴对称几何进行流动模拟，并进一步采用阴影法开展实验以观察流动。本研究将使用相同的喷管验证基于压力的可压缩流应用程序“sonicFOAM”。空气从压力为 7.1 标准大气压、温度为 288 K 的状态膨胀至压力为 1 标准大气压的静止介质中。本案例采用的边界条件与表 1 所示相同，但入口温度为 288 K，温度的壁面边界条件为零梯度（$\nabla \cdot T = 0$）。该流动按轴对称方式进行模拟

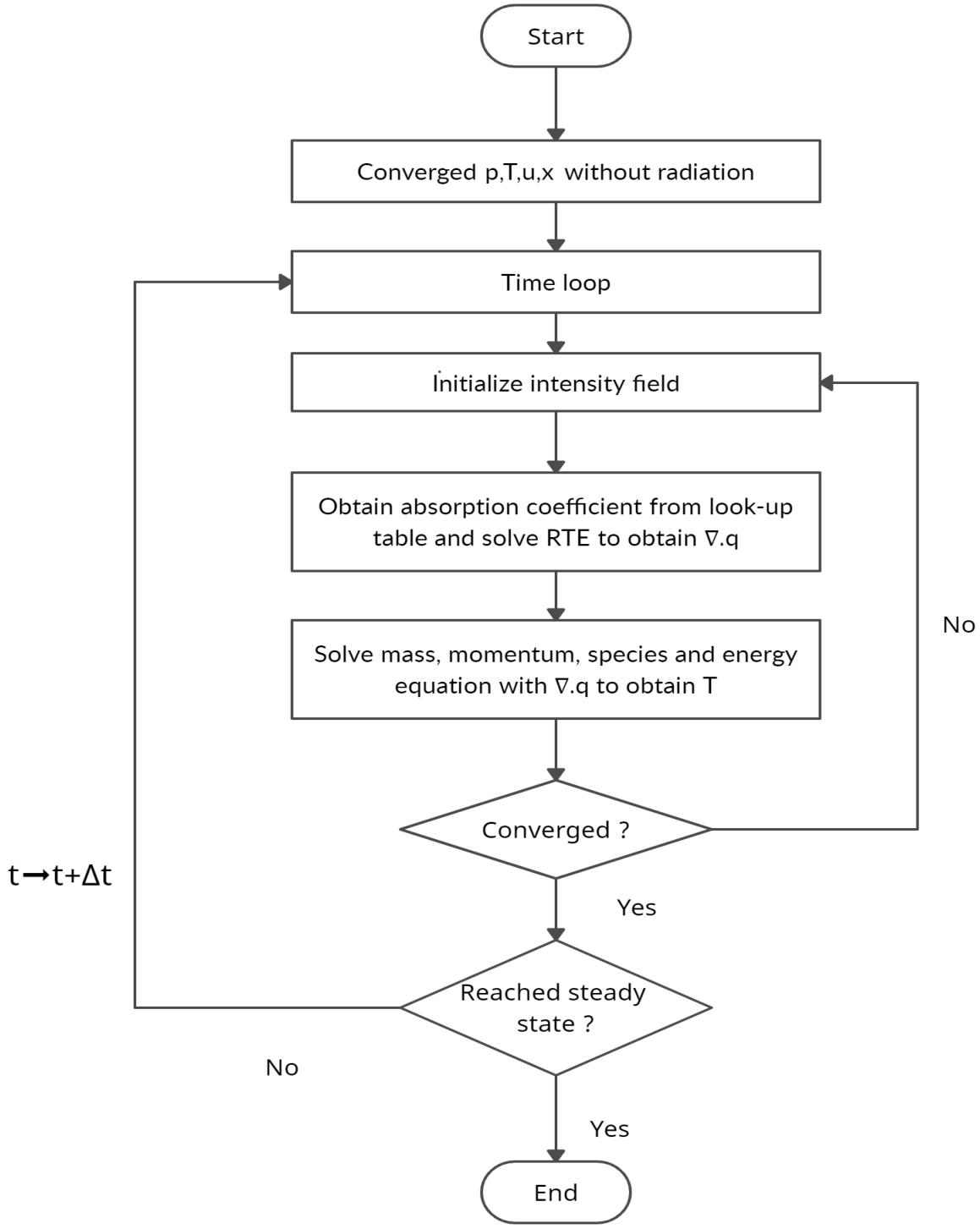



图2：高温高压羽流流动与辐射的求解流程图

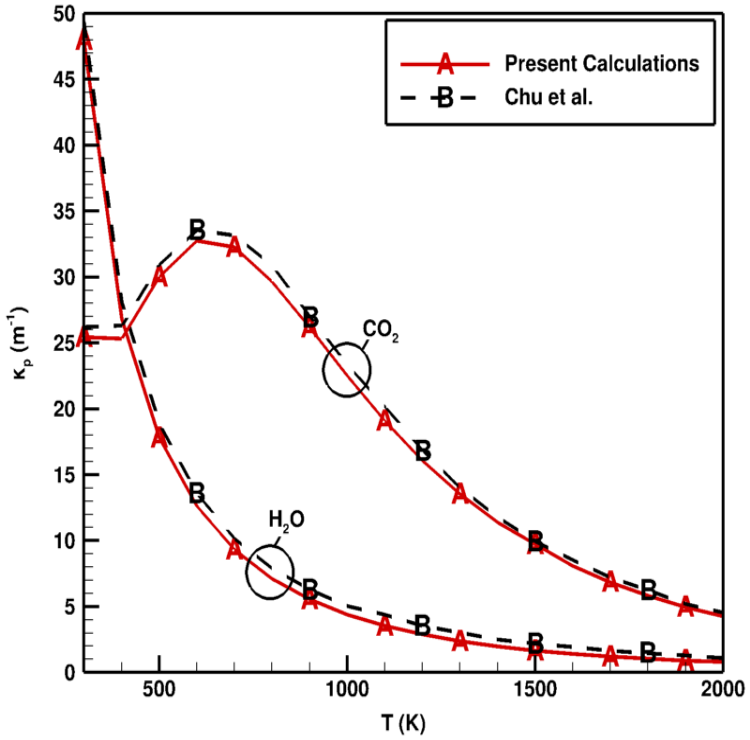



图 3：纯 $H_2O$ 和 $CO_2$ 的普朗克平均吸收系数在 1 巴压力下随温度的变化

通过在 $\theta$ 方向上创建角度为 $\theta = 2.5^o$ 的单元楔形几何结构。该几何结构包含 38,400 个单元，并将第一个单元中心到壁面的距离维持在 $y^+ \approx 30$。采用标准 $k-\epsilon$ 模型来模拟湍流。使用压力隐式分裂算法（PISO）求解控制流动方程和能量方程。空气的热物理性质和输运性质取为常数： $C_p = 1005 kJ/kgK$、$\gamma = 1.4$、 $\mu = 1.789 \times 10^{-5} PaS$ 和 $Pr = 0.7$。本次模拟所用的时间步长为 $10^{-8}$ $s$。模拟进行了 $7\,ms$。喷管中心线上的压力和马赫数变化，以及 Darwish 等人 [1], 报告的结果，分别绘于图 4 和图 5 中。本研究结果与文献结果吻合良好。由于流动在喷管内完全膨胀，喷管内部没有激波或突变。喷管根据一维等熵计算设计，而本研究进行的是二维轴对称情形的模拟，因此结果与一维等熵流存在偏差。由此形成微小的膨胀波和压缩波，产生细小的菱形图案，可在几何结构轴向上的压力和马赫数分布中观察到。

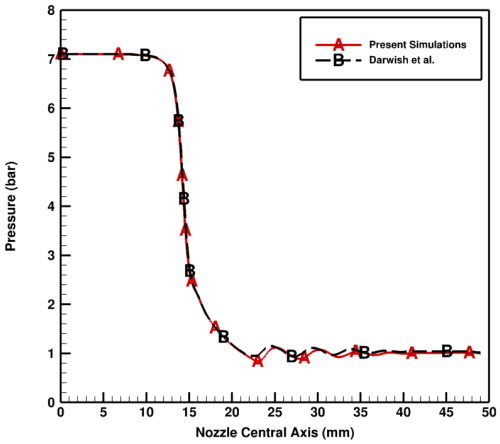



图 4：几何结构轴线上的压力变化

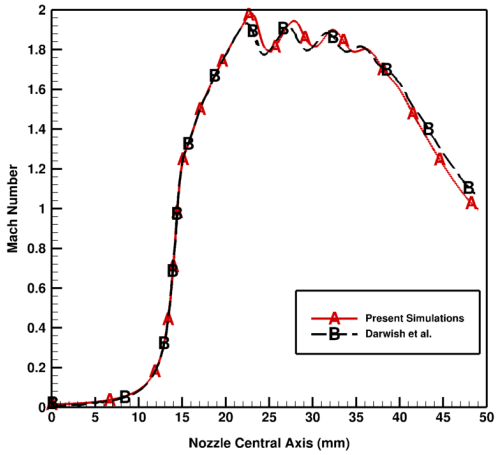



图 5：几何结构轴线上的马赫数变化

### *3.3.* 采用假定羽流形状验证火箭底板加热

针对固定羽流形状，测试了RTE的轴对称近似在火箭底板加热问题中的适用性。假设羽流呈圆锥形，半锥角为 $15^o$ ，无量纲长度为 $Z/R = 50$ ，如图 6 所示。羽流的温度 $T_p$ 均匀。假设环境为冷且不参与辐射，即 $\kappa = 0$ ，羽流的吸收系数为 $\kappa = 0.5\,m^{-1}$。

图 7 展示了通过轴对称计算和三维计算得到的排气羽流对底板产生的辐射热通量。三维模拟得到的结果与 Baek 和 Kim [6], 发表的结果吻合良好，而辐射传递方程的轴对称模拟结果则与已发表结果相差甚远。这表明有必要重新构建 OpenFOAM 中辐射传热的轴对称近似。因此，后续模拟采用了三维几何结构，如图 8a 所示。

## 4. 结果与讨论

采用开源计算流体力学软件包 OpenFOAM，对不同羽流的热辐射加热火箭底板进行了数值研究，这些羽流由纯 $H_2O$ 羽流、 $CO_2$ 羽流以及 $H_2O$ 与 $CO_2$ 羽流各占50%的混合物构成。当前模拟采用基于压力的可压缩流应用程序 sonicRadFoam，在完整的三维几何结构上进行。与现有的 sonicFoam 相比，它增加了多项功能，例如在能量方程中考虑黏性力所做的功、组分输运方程，以及气体辐射引起的发射与吸收。采用普朗克平均辐射传热模型，

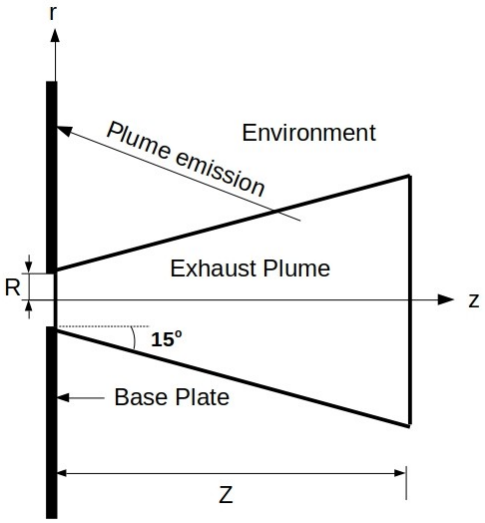



图6：锥形羽流几何

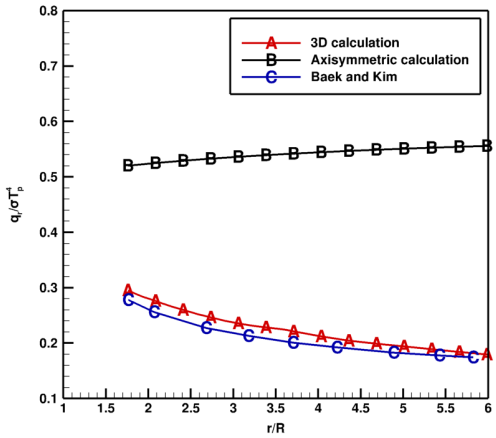
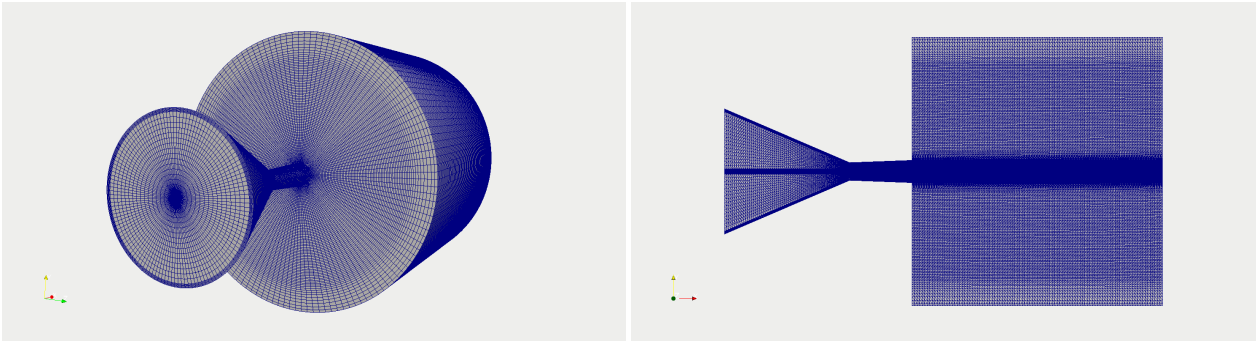



图7：基于假定羽流形状，通过轴对称和三维辐射传递方程解得到的底板无量纲辐射热通量变化



(a) (b)

图8：（a）含辐射羽流模拟的三维几何与网格划分；（b）三维几何的横截面视图

此外，还引入了用于物性参数的多维线性插值技术，以便在光学薄近似成立的条件下进行辐射传热计算。

后续章节将介绍由三种不同组分的排气羽流作用于火箭底板所产生的热载荷结果，即纯 $H_2O$ 羽流、纯 $CO_2$ 羽流以及 $H_2O$ 和 $CO_2$ 各占50%的混合物羽流。

### *4.1.* 纯 $H_2O$ 羽流

纯 $H_2O$ 羽流由纯 $H_2$ 与液体氧化剂 $LOX$燃烧形成。生成的产物含有摩尔分数为 $H_2O$ （$x = 1$）的 $H_2O$ ，并以羽流的形式从喷管喷出。起初，介质中充满 $N_2$， $H_2O$ 从 7.11 巴、2000年 K 膨胀至静止介质

（压力）为 1 标准大气压、温度为 288 K。

喷管收敛段内的压力保持不变，但如图10a所示，在喉部和喷管扩张段内压力会突然降低。 $H_2O$羽流的喷管出口压力略高于静止介质的压力，即 1.4 巴，这实际上意味着流动处于欠膨胀状态 [29]。由于这种欠膨胀状态，会形成一系列强烈的膨胀波和压缩波（斜激波），这些波从喷管唇口发展而来，因为压力会尝试调整至与介质压力相平衡。从喷管唇口发展而来的激波呈桶状，因此可称为“桶形激波”；激波之后会出现一个由单次反射形成的马赫盘。喷管扩张段内的压力变化会使温度降低，如图10b所示。羽流中的压力变化对温度变化也有类似影响。因此，喷管扩张段和羽流内的温度变化促成了传热机制。然而，由于喷管收敛段内温度均匀，该段不会发生热传递。压力、温度、速度或马赫数等物理量会在激波两侧迅速变化。激波图样呈菱形，也称为菱形流动结构。如图10a所示，压力在激波两侧从 1.4 巴变化到 0.58 巴。同样，温度也会急剧变化；如图10b的轴向温度分布所示，在 23 mm 至 25 mm 区域内，温度变化幅度可达 300 K。气体膨胀使温度先降低，随后温度因压缩波而升高，这种变化模式持续到压力与缓冲区压力达到平衡为止。超过 40 mm 后，流动趋于稳定，因为该处流体压力与介质压力相同。马赫数的变化趋势则相反：气体膨胀时，流速增大，本例中马赫数的最大值为 2.25。图9c和图10c分别显示了马赫数等值线及其沿中心线的分布曲线。在羽流近场区域，越过无黏核心区的中心区域后会形成混合层，此处会受到黏性效应的影响，主要组分（$H_2O$）开始与大气组分（$N_2$）混合并形成剪切层。喷管外侧、组分开始混合的区域称为羽流卷吸区。沿流动方向向下游移动时，由于 $H_2O$ 分子的分子量较轻（分子量为=18），混合层会逐渐变宽，如图9d所示。在远场区域，即激波之后的区域，组分会完全混合至中心线处，这一点可从沿中心线的 $H_2O$ 和 $N_2$ 分布曲线中看出。图10d显示了沿轴线的 $H_2O$ 和 $N_2$分布曲线；图9d和图9e分别展示了 $H_2O$ 和 $N_2$ 的等值线。压力

, $\mathrm{tem}$温度和 $H_2O$ 等值线中的组分浓度构成了热力学 c

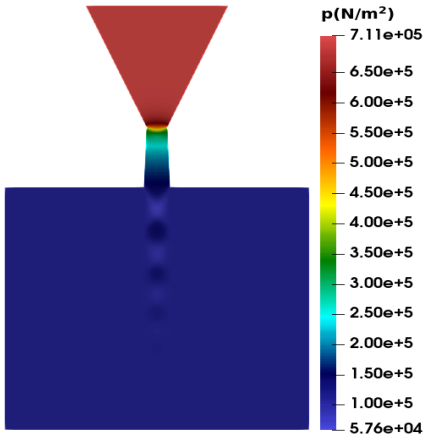
状态，并通过查找表获取了 $H_2O$ 蒸气的普朗克平均吸收系数以及 $H_2O$ 的普朗克平均吸收系数，其等值线如图 11a 所示。喷管收敛段由于压力极高，吸收系数也很高；随着喷管扩张段压力降低，吸收系数随之下降，在羽流中则进一步降低。在仅有 $N_2$ 气体的区域，吸收系数为零。由于羽流厚度很小，不会发生再吸收，主要辐射来自羽流核心；在剪切层中，辐射发射与吸收几乎相等，因此辐射热流散度几乎为零；图 11b 所示的吸收系数为零的区域也是如此。值得注意的是，辐射热流散度的取值范围从负值到正值：正的辐射热流散度表示辐射汇项，负值则表示辐射源项。因此，辐射会加热喷管扩张段内的气体，同时冷却羽流。此外，能量还会通过辐射热传递传输到其他区域，而不发生任何变化。

高温羽流从喷管喷出后会扩散，并在底板上喷管唇口周围很狭窄的区域内产生极高的热流和温度。除这一区域外，底板接收来自羽流剪切层的辐射能。图 12a 显示了底板上的辐射热通量，喷管唇口附近的部分区域除外。辐射热通量的最大值为 $1300\ W/m^2$ ，并随着羽流视角因子的减小而沿径向降低。同样，辐射热流导致的温度分布如图 12b 所示。底板因辐射能而达到的最高温度为 308 K，并沿半径方向以与辐射热流相似的方式降低。

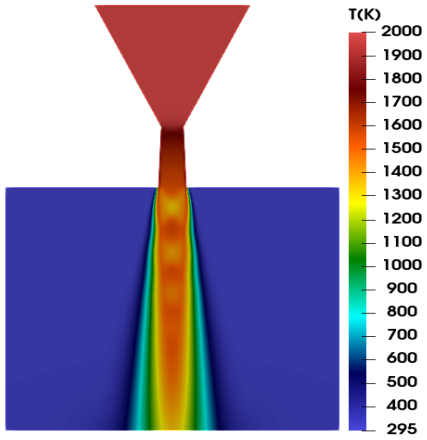
### *4.2.* 纯 $CO_2$ 羽流

尽管生成纯 $CO_2$ 羽流并不十分符合实际，但为了从理论上进行理解，仍对纯 $CO_2$ 羽流进行了模拟。纯 $CO_2$ 的模拟通过在喷管入口处通入纯 $CO_2$ （$x = 1$）进行，其余条件与 $H_2O$羽流相同。这同样属于欠膨胀情况，因此喷管唇口处的压力在激波间从 1.4 巴变化至 0.5 巴。第一道激波末端形成了马赫盘。压力等值线及沿中心线的压力分布分别如图 13a 和图 14a 所示。与 $H_2O$相比， $CO_2$ 羽流中的激波温降较小，但羽流末端的温度降幅更大。

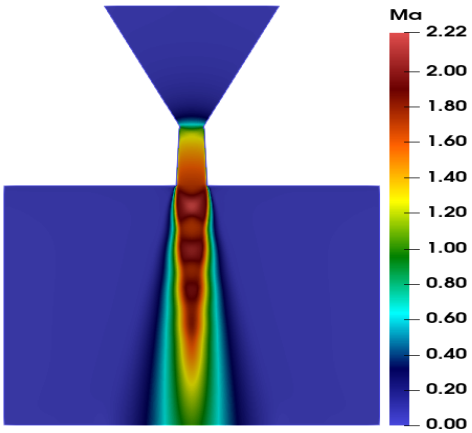
温度等值线如图 13b 所示。与 $H_2O$ 羽流相比，温度穿过第一道激波时的变化并不大；此外，该羽流的冷却速度比 $H_2O$ 羽流更快，也就是说，该羽流在两端的最低温度为 1200 K，而 $H_2O$ 羽流为 1350 K。马赫数



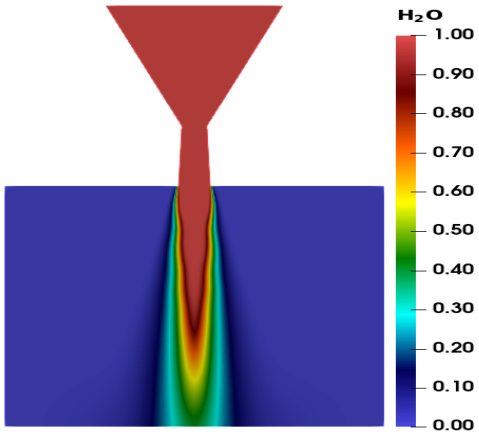

(a)



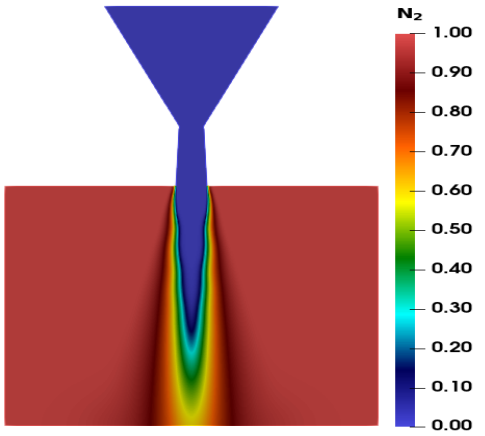

(b)




(c)

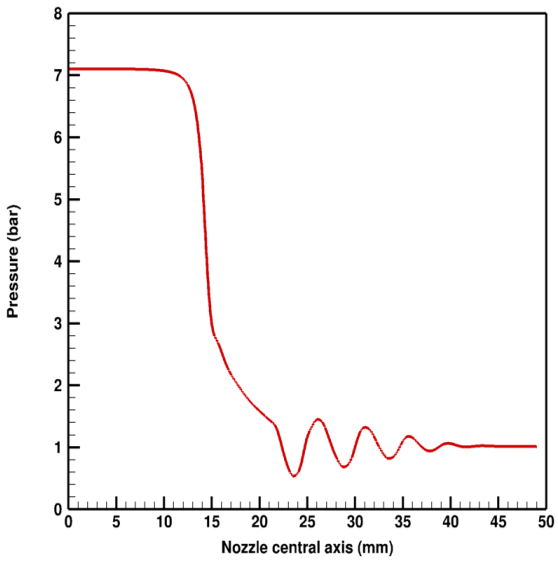



(d)

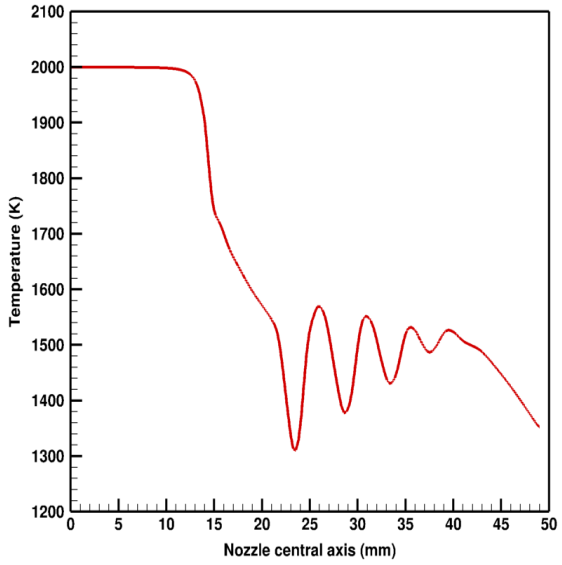



(e)

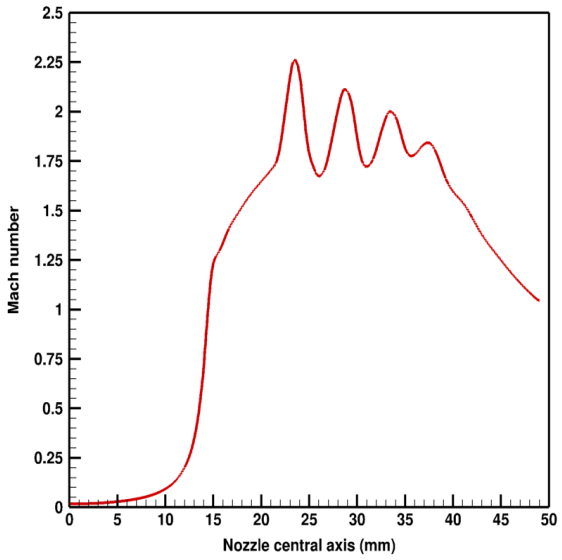
图9: 纯 $H_2O$ 羽流的（a）压力（b）温度（c）马赫数（d） $H_2O$ （e） $N_2$ 等值线



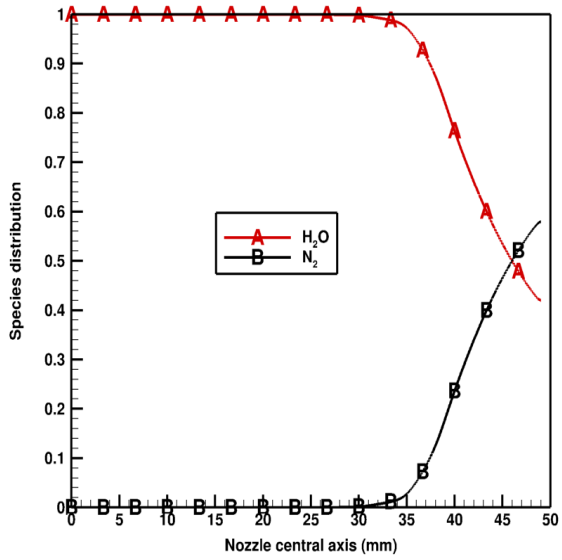

(a)




(b)

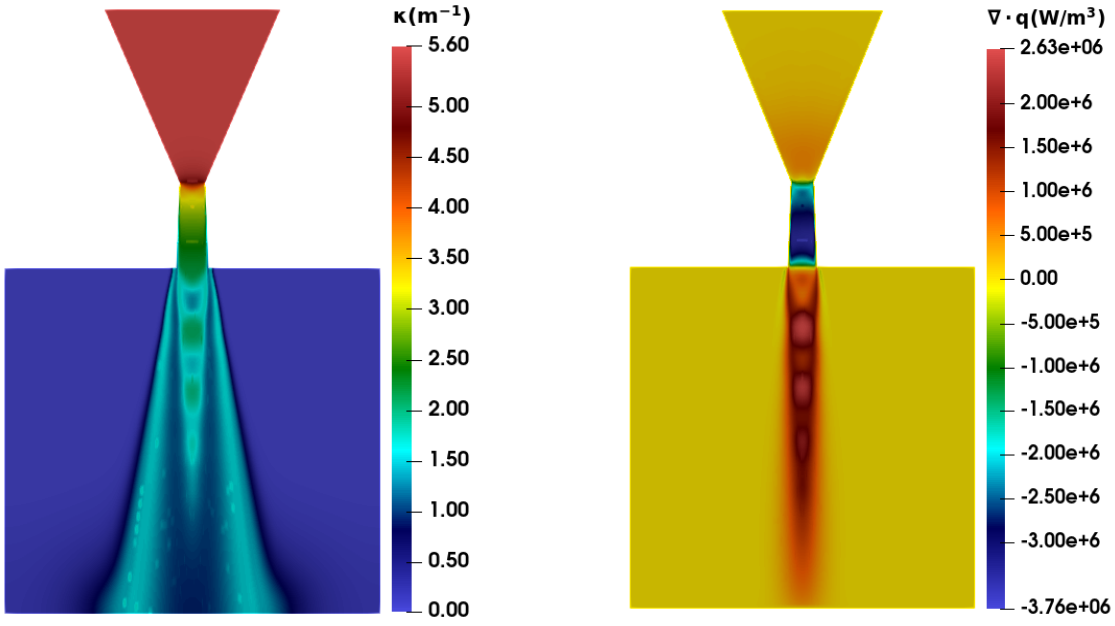



(c)



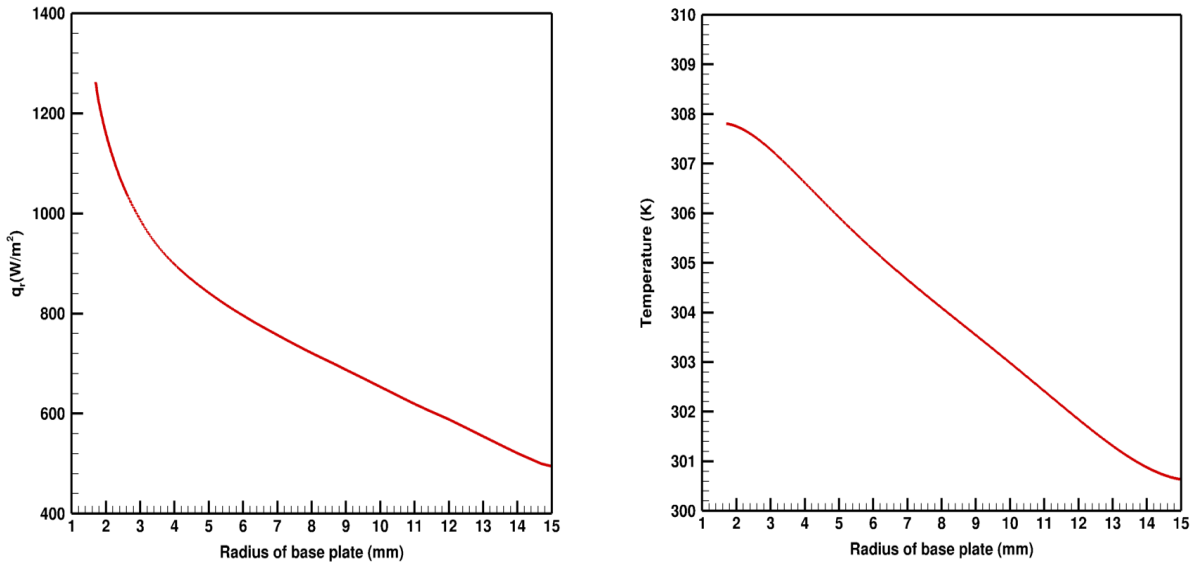

(d)

图10：纯 $H_2O$ 羽流中心线上的(a)压力 (b)温度 (c)马赫数 (d)组分分布



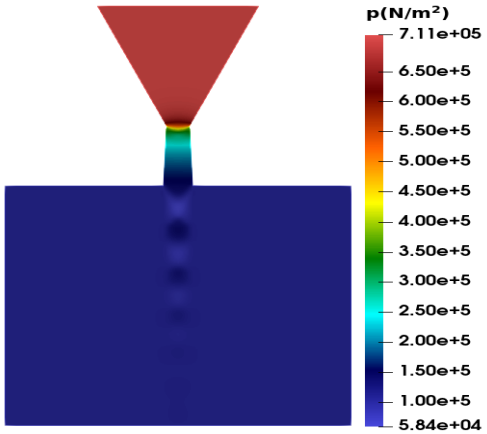

(a) (b)

图11: 纯 $H_2O$ 羽流的（a）吸收系数（b）辐射热流散度等值线

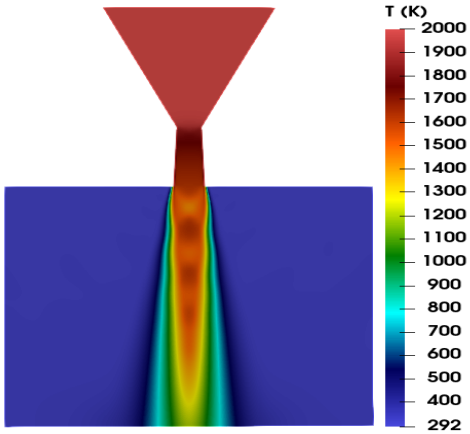



(a) (b)

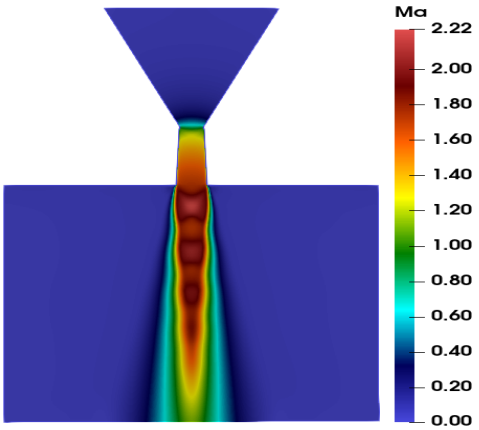
图12：纯 $H_2O$ 羽流底板沿半径方向的（a）辐射热通量（b）温度分布



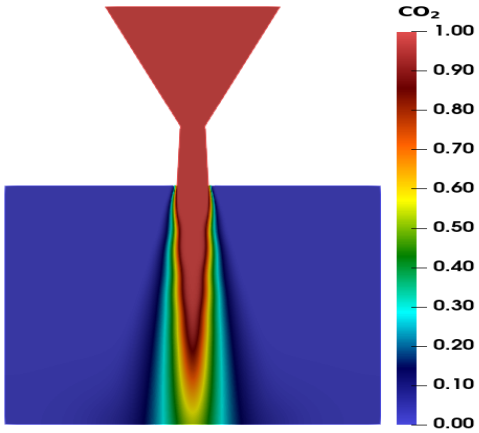

(a)



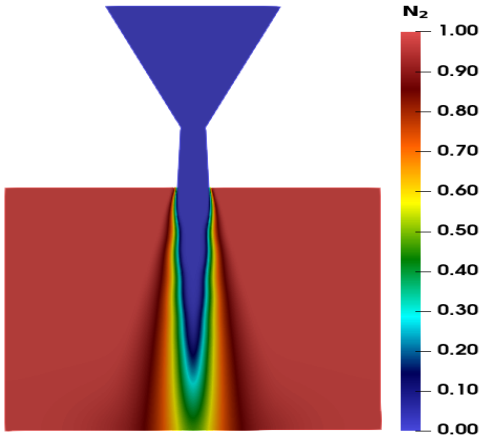

(b)




(c)




(d)




(e)

图 13：纯 $CO_2$ 羽流的（a）压力（b）温度（c）马赫数（d） $CO_2$ （e） $N_2$ 等值线 e

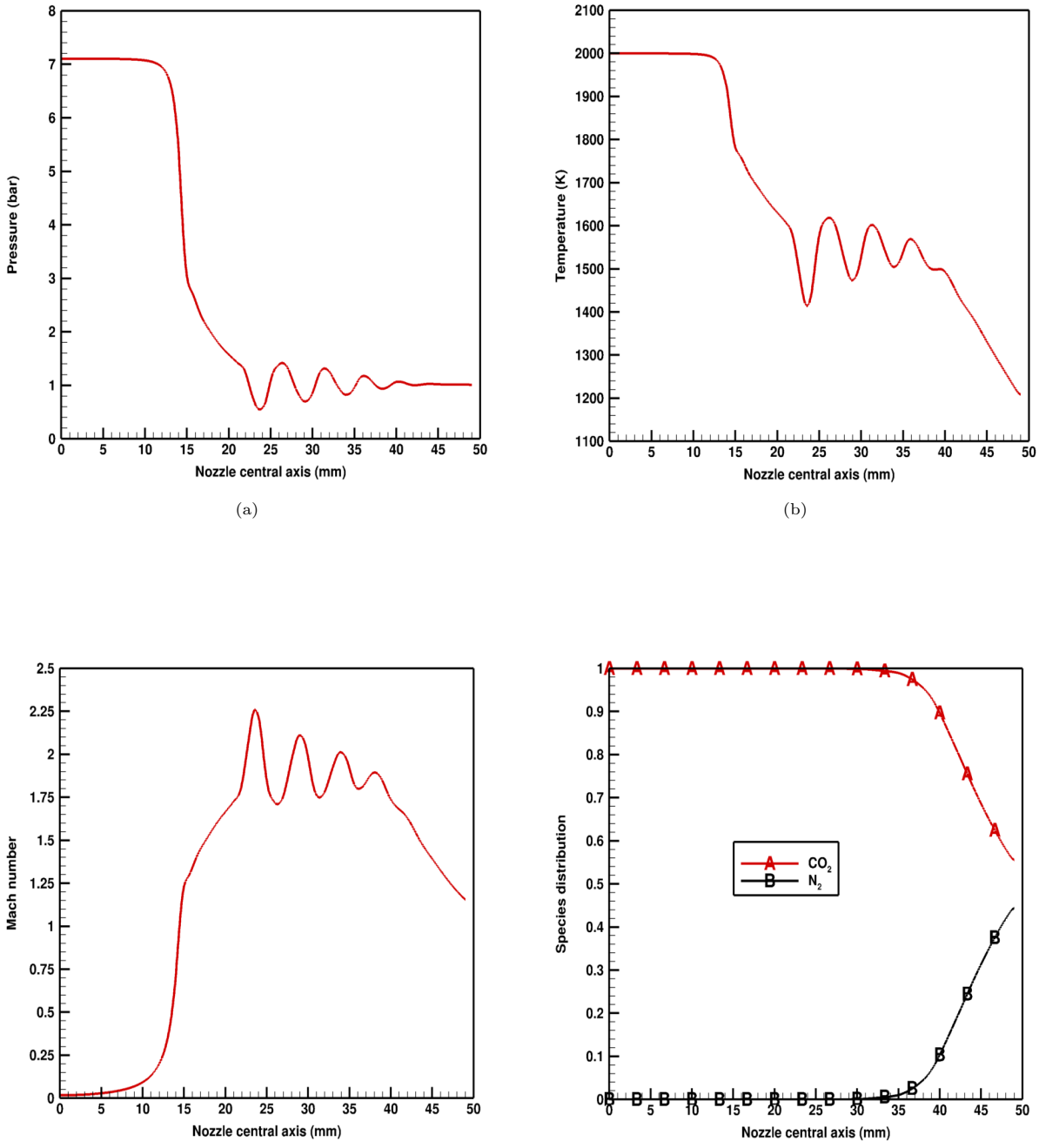
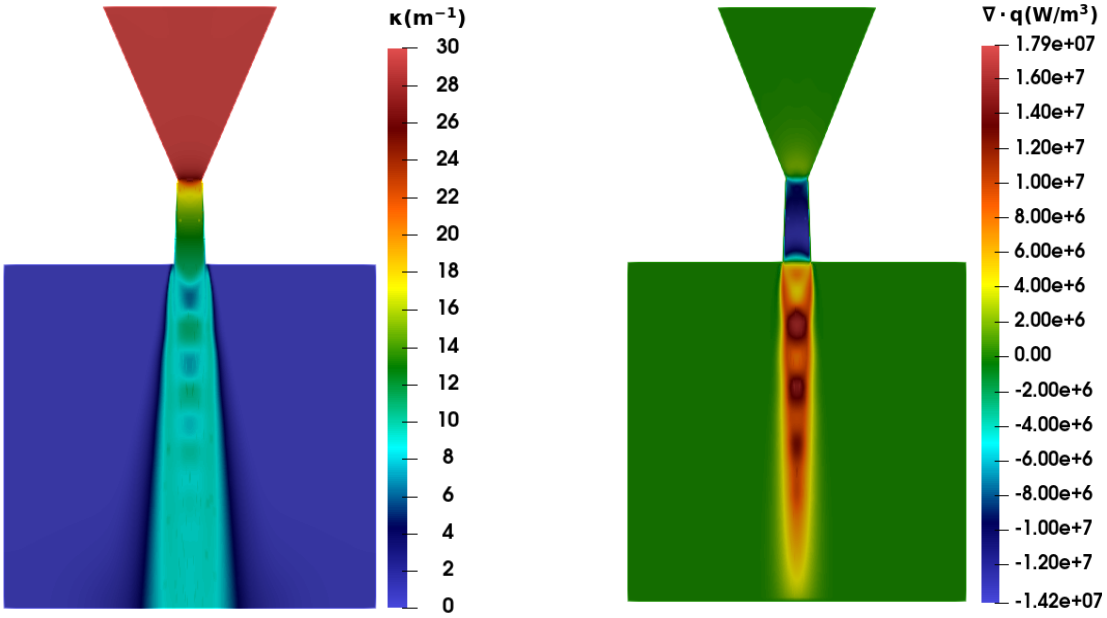
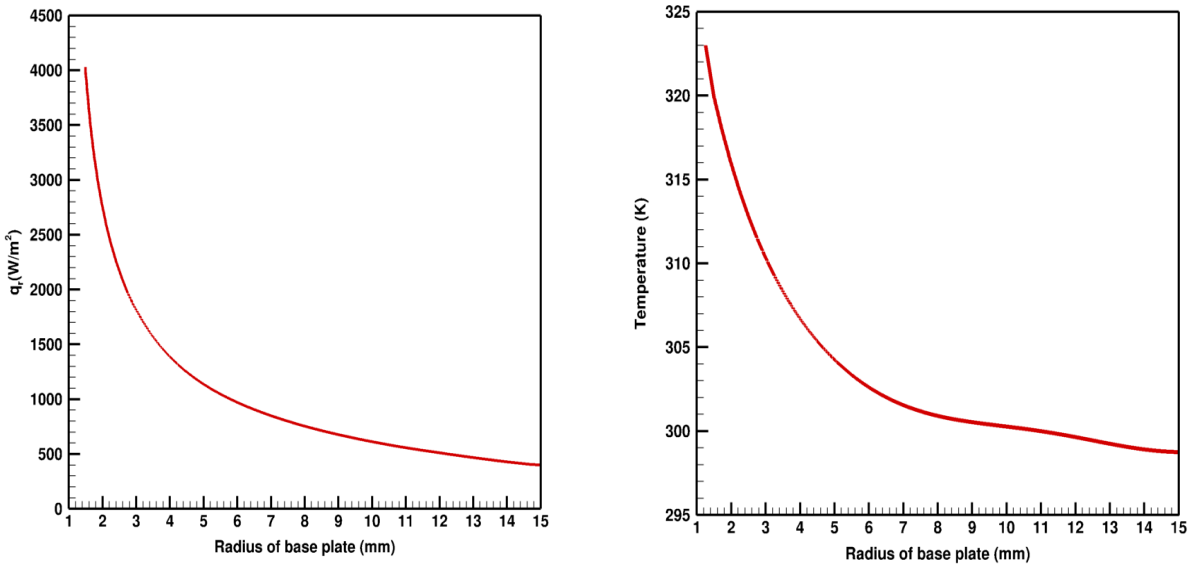



图14：纯 $CO_2$ 羽流的（a）压力（b）温度（c）马赫数（d）组分分布



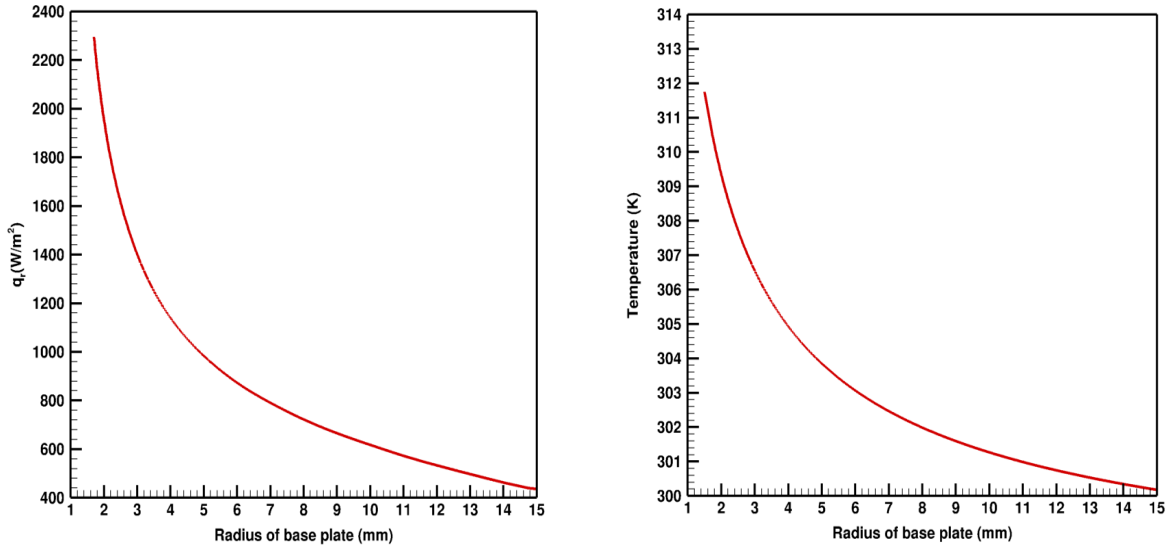

(a) (b)

Figu图15：纯 $CO_2$ 羽流的（a）吸收系数等值线（b）辐射热流散度等值线 e




(a) (b)

图16：纯 $CO_2$ 羽流底板沿半径方向的（a）辐射热通量（b）温度分布




(a) (b)

图17：50-50% $CO_2 - H_2O$ 羽流混合物在底板半径方向上的底板 (a) 辐射热通量 (b) 温度分布

等值线及其沿中心线的分布分别如图13c和图14c所示。与 $H_2O$(18)相比， $CO_2$ (44)的分子量较高，因此 $N_2$ 中的 $CO_2$ 扩散程度低于 $H_2O$ ，如图14d所示。 $CO_2$ 和 $N_2$ 的摩尔分数等值线分别如图13d和图13e所示。

考虑 $CO_2$ 羽流普朗克平均吸收系数后得到的吸收系数分布如图15a所示。除羽流核心和剪切层外，其余区域的吸收系数几乎为零。由于剪切层中 $CO_2$ 的吸收系数高于 $H_2O$ 羽流，因此火箭底板上的辐射热通量也较高，约为 $4000\ W/m^2$ ，如图16a所示。底板上相应的温度分布如图16b所示，除扩散区域外，最高温度为323 K。

### *4.3.* 混合羽流（$50\ \%\ H_2O$ 和 $50\ \%\ CO_2$）

碳氢燃料与液体氧化剂（$LOX$）的燃烧会产生由 $CO_2$ 和 $H_2O$组成的 50-50% 混合物。因此，对于当前问题，我们在喷管入口处供给由 $CO_2$ 和 $H_2O$ 组成的 50-50% 混合物，并将其他条件保持与前述情况相同，以模拟该羽流。这同样属于欠膨胀羽流。缓冲段末端沿中心线的温度变化，在某种程度上是纯 $CO_2$ 和 $H_2O$ 羽流温度变化的平均值。

辐射传　　通过传热计算确定底板上的热流，来源于

$CO_2 - H_2O$ 羽流。底板上的最大辐射热通量为 $2300\ W/m^2$（图 17a），并随底板半径增大而衰减。底板上的相应温度分布如图 17b 所示。值得注意的是，$CO_2$ 和混合羽流的热流及温度分布随半径呈指数衰减，而 $H_2O$则几乎呈线性变化。这是因为，$H_2O$ 的高扩散性使 $H_2O$ 扩展得更广，而且来自 $H_2O$ 的辐射具有较高的视角因子；而 $CO_2$ 和混合羽流则并非如此。

## 5. 结论

在 OpenFOAM 中计算了排气羽流对喷管底板造成的热负荷。测试了基于压力的可压缩流应用程序 sonicFoam 捕捉空气在收敛-发散喷管中膨胀时流场的能力。喷管入口的驻点压力和驻点温度分别为 7.11 巴和 288 K，因此流体膨胀，并在喷管出口达到 2.1 的马赫数。所得中心线压力和马赫数变化与标准已发表结果吻合良好。

随后，在入口压力不变的情况下，将同一喷管的驻点温度提高至 2000 K，以估算三种不同羽流对底板造成的热负荷，即纯 $H_2O$ 羽流、纯 $CO_2$ 羽流和混合羽流。随后，通过加入黏性力所做的功和组分输运方程，并将其与辐射传输方程求解器有限体积离散坐标法以及普朗克平均吸收-发射模型相结合，对 sonicFoam 应用程序进行了改进，并将其命名为 radSonicFOAM。所有三种羽流均在欠膨胀流动条件下从喷管流出，此时出口压力高于背压。膨胀波从喷管唇口开始，因此流体流出喷管时温度降低，马赫数则升高至最大值 2.25。

本研究中，热辐射作用于底板所产生的最大热负荷来自纯 $CO_2$ 羽流，即 $4000\ W/m^2$，这是由于其吸收系数较高（扩散区除外）。该热通量使底板升温至323 K；其次是混合羽流，其接收到的最大辐射热通量为 $2300\ W/m^2$，相应的温升为312 K。纯 $H_2O$ 羽流的热通量最小，即 $1300\ W/m^2$，温升为308 K。不同羽流的热通量变化各不相同，这主要是由于气体的吸收系数存在差异。此外，它们的分子量也不同，因此气体流场存在差异，喷管底板上的热通量和温度变化特征也各不相同。

由于长度尺度较小，当前情况属于光学薄区，因此，普朗克平均吸收

该模型能够给出令人满意的结果，但普朗克平均吸收模型可能不适用于长度尺度较大的其他情况。因此，需要采用全谱辐射特性模型，并纳入羽流中所有热力学状态对应的特性。此外，固体燃料会产生粒子，而粒子是喷管底板辐射热负荷的主要来源。因此，当前的辐射传热功能需要进一步完善，将散射模型纳入其中。

**参考文献**


[1] M. Darwish、L. Orazi、D. Angeli，使用 OpenFOAM 对激光切割超音速喷管射流流动模式的模拟与分析，《国际先进制造技术杂志》102 (9)（2019年）3229–3242。

[2]F. Simmons，《火箭排气羽流现象学》，美国航空航天学会，2000年。

[3] M. F. Modest，《辐射传热》，学术出版社，2013年。

[4] C. Tien、M. Abu-Romia，计算火箭羽流辐射至底部区域的方法，《航天器与火箭》1 (4)（1964年）433–435。

[5] H. Nelson，火箭羽流底部加热的反向蒙特卡罗建模，《热物理学与传热学杂志》6 (3)（1992年）556–558。

[6] S. W. Baek、M. Y. Kim，采用有限体积法分析火箭羽流底板的辐射加热，《国际传热与传质杂志》40 (7) (1997年) 1501–1508。

[7] H.-P. Tan、Y. Shuai、S.-K. Dong，采用反向蒙特卡罗方法分析火箭羽流底板加热，《热物理学与传热学杂志》19 (1) (2005年) 125–127。

[8] J. Everson、H. Nelson，采用反向蒙特卡罗模拟研究火箭羽流辐射对底板的加热，《热物理学与传热学杂志》7 (4) (1993年) 717–723。

[9] K. R. S. Sunil Kumar，考虑空间温度变化预测羽流辐射，《传热工程》21 (1) (2000年) 55–73。

[10] B. Gu、M. Y.Kim、S. W. Baek，《超音速固体火箭排气羽流的红外特征与辐射底部加热分析》，《国际航空与航天科学杂志》20 (2) (2019) 423– 432.

[11] L. S. Rothman、I. E. Gordon、A. Barbe、D. C. Benner、P. F. Bernath、M. Birk、V. Boudon、L. R. Brown、A. Campargue、J.-P. Champion 等，《HITRAN 2008分子光谱数据库》，《定量光谱学与辐射传递期刊》110 (9-10) (2009) 533–572。[12] S. Tashkun、V. Perevalov，《CDSD-4000：高分辨率高温二氧化碳光谱数据库》，《定量光谱学与辐射传递期刊》112 (9) (2011) 1403–1410。[13] L. Rothman、I. Gordon、R. Barber、H. Dothe、R. Gamache、A. Goldman、V. Perevalov、S. Tashkun、J. Tennyson，《HITEMP：高温分子光谱数据库》，《定量光谱学与辐射传递期刊》111 (15) (2010) 2139–2150。[14]M. F. Modest、H. Zhang，《分子气体-颗粒混合物热辐射的全谱相关-k分布》，《传热杂志》124 (1) (2002) 30–38。[15] C. Wang、W. Ge、M. F. Modest、B. He，《用于非均匀气体介质辐射传递的全谱k分布查找表》，《定量光谱学与辐射传递期刊》168 (2016) 46–56。[16] V. P. Solovjov、B. W. Webb，《多组分气体混合物辐射传递的SLW建模》，《定量光谱学与辐射传递期刊》65 (4) (2000) 655–672。[17]S. Parvatikar、K. Khemani、P. Kumar，《使用FSK查找表进行非灰辐射传热计算的基准测试案例》，载于：《物理学杂志：会议系列》第2116卷，IOP出版社，2021年，第012066页。[18] K. Khemani、S. Parvatikar、P. Kumar，《使用全谱k分布法进行基准测试案例的辐射传热计算》，S¯adhan¯a 48 (1) (2023) 1–18。[19] K. Khemani、P. Kumar，《使用全谱k分布法计算混合气体的辐射传热》，载于：《物理学杂志：会议系列》第2116卷，IOP出版社，2021年，第012065页。[20] OpenCFD，《OpenFOAM——开源计算流体力学工具箱——用户指南》，OpenCFD有限公司（2007年4月11日）。[21] D. C. Wilcox 等，《计算流体力学湍流建模》，第2卷，DCW industries，加利福尼亚州拉卡纳达，1998年。[22] T. F. Edgar、R. M. Felder、J. McKenna、R. W. Rousseau、S. I. Sandier、R. C. Seagrave，Bird、Stewart和Lightfoot：《传递现象》。

[23] G. Chanakya、P. Kumar，《辐射与自然对流耦合作用下半透明壁面热绝热边界条件的研究》，《工程科学与力学计算方法国际期刊》23 (4) (2022) 349–366。

[24] P. Kumar，《参与性灰介质中的辐射传热及其与流体流动的相互作用》，博士论文，印度坎普尔印度理工学院（2009年1月）。

[25] N. Bartwal、G. Chanakya、P. Kumar，《基于HITEMP-2010数据库计算高温下水蒸气的非灰辐射透射率、吸收率和吸收系数》，载于：第六届亚洲计算传热与流体流动研讨会，IITM，印度金奈，2017年。

[26] N. Bartwal、P. Kumar，《基于HITEMP-2010数据库计算高温下二氧化碳的非灰辐射透射率和吸收率》，载于：第24届全国暨第2届国际ISHMT-ASTFE传热与传质会议，BITS-Pilani，印度海得拉巴，2017年。

[27] N. Bartwal, P. Kumar，基于HITEMP-2010数据库计算混合气体的非灰辐射吸收率和吸收系数，载于：《国际传热会议数字图书馆》，Begel House公司，2018年。

[28] H. Chu、M. Gu、H. Zhou、F. Liu，使用逐线模型和统计窄带模型计算真实气体的窄带透射率和普朗克平均吸收系数，《能源前沿》8（1）（2014）41–48。

[29] E. Franquet、V. Perrier、S. Gibout、P. Bruel，静止介质中的自由欠膨胀射流：综述，《航空航天科学进展》77（2015）25–53。