

高温激波层 CO₂ 辐射与传输特性数值计算研究

庞明琪^{1,2,3,4}, 刘海峥^{2,3,4}, 张代军^{2,3,4}, 史泽林^{1,2,3,4}

1. 中国科学技术大学 自动化系, 安徽 合肥 230027;
2. 中国科学院光电信息处理重点实验室, 辽宁 沈阳 110016;
3. 中国科学院沈阳自动化研究所, 辽宁 沈阳 110016;
4. 中国科学院机器人与智能制造创新研究院, 辽宁 沈阳 110169)

摘要: CO₂ 是中、短波红外探测的主要辐射噪声源, 目前针对高温 CO₂ 辐射和传输特性的研究尚不清晰。重点研究了激波层中 CO₂ 的吸收作用, 并对 CO₂ 热辐射及光敏面各辐射分量占比进行了计算与分析。采用改进的切线平板法求解辐射传输方程, 并考虑了目标与窗口辐射对激波层内辐射场分布的影响, 据此推导了激波层红外辐射和传输特性计算模型, 最后给出了探测器光敏面各辐射分量及占比计算模型。对某型超声速红外制导导弹飞行高度 $h=1$ km、飞行速度 $Ma=3\sim 5$ 时激波层特性进行仿真计算, 结果表明: 中波波段激波层透过率低于短波波段, 但总体来说可忽略激波层吸收作用; 飞行速度增加导致 CO₂ 辐射噪声区间向长波方向拓宽, $Ma\geq 4$ 、 $h=1$ km 时, 4.4 μm 以上波段有严重的 CO₂ 辐射噪声淹没目标信号, 截止波长为 4.4 μm 的滤波器无法适用。

关键词: 超声速; 高温激波; 辐射传输; 辐射噪声

中图分类号: TN215 文献标志码: A DOI: 10.3788/IRLA20210376

A numerical study of carbon dioxide radiation and transmission property in high temperature shock layer

Pang Mingqi^{1,2,3,4}, Liu Haizheng^{2,3,4}, Zhang Daijun^{2,3,4}, Shi Zelin^{1,2,3,4}

1. Department of Automation, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China;
2. Key Laboratory of Opto-Electronic Information Processing, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China;
3. Shenyang Institute of Automation, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110016, China;
4. Institutes for Robotics and Intelligent Manufacturing, Chinese Academy of Sciences, Shenyang 110169, China)

Abstract: CO₂ is the main source of radiation noise in mid-infrared and short-infrared detection. The research on radiation and transmission property of CO₂ at high temperature is still not clear at present. The absorption effect of CO₂ in the shock layer was mainly studied, and the thermal radiation of CO₂ and radiation component proportion on the photosensitive surface were analyzed and calculated. The improved tangent-slab approximation method was used to solve the radiative transport equation, and the influences of target and window radiation on the radiation field distribution in the shock layer were considered. Based on this, the radiation and transmission property of shock layer were deduced. Finally, the calculation model of each radiation component and proportion of the photosensitive surface was given. The property of the shock layer of a supersonic missile at an altitude of $h=1$ km and flight speed of $Ma=3\sim 5$ was simulated and calculated. The results showed that the transmittance of

收稿日期: 2021-06-07; 修订日期: 2021-10-28

基金项目: 中国科学院国防重点实验室基金 (CXJJ-16 S027)

作者简介: 庞明琪, 女, 博士生, 主要研究方向为高温激波光学特性。

导师简介: 史泽林, 男, 研究员, 博士生导师, 博士, 主要研究方向为光电成像探测、自动目标识别。

shock layer in mid-wave bands is lower than that in short-wave band, but shock layer absorption can be ignored in general. The increase of flight speed leads to a broadening of the CO₂ radiated noise region to the long-wave direction, and the target signal is submerged seriously by CO₂ radiation noise in the band above 4.4 μm under condition of $Ma \geq 4$ and $h=1$ km, the filter with a cutoff wavelength of 4.4 μm is not suitable.

Key words: supersonic; high temperature shock layer; radiative transport; radiation noise

0 引言

具有红外成像制导系统的飞行器在中高空以超声速飞行时,其光学头罩周围会形成激波^[1]。高温激波层以及因气动热效应而被加热的光学窗口^[2]会发出大量的热辐射并伴有强烈的吸收作用,热辐射对探测系统形成噪声干扰,降低目标探测信噪比;高温激波层和窗口对目标信号的吸收作用,会减小对目标的探测距离。因此,准确预测激波层的红外辐射噪声和传输特性,积极探索激波热辐射相关抑制方法,对超声速红外制导导弹发展具有重要意义^[3]。

目前,国内外学者针对高超声速飞行器面临的激波层热辐射问题已经开展了许多相关研究^[4-6]: Umar Sheikh^[6]研究了再入环境下的气动热辐射问题;吕俊明^[7]等人研究了某前视导弹在 30 km 高度时不同飞行速度下激波层的红外辐射噪声。Deepak Bose^[8]和 Deborah^[9]等人分析了大型航天器在月球返回轨道上的激波层辐射加热环境;罗大雷^[10]等人预测了高超声速飞行器激波层和弹体壁面产生的红外辐射;罗杰^[11]等人研究并测量了高温 CO₂ 气体的红外辐射特性。W. Krawczyk 等人^[12]分析预测了一些典型的高超声速拦截器中激波热辐射对探测器信噪比的影响。然而上述研究均未考虑激波层对目标信号的吸收作用。

关于辐射传输方程的求解,较为经典的方法有区域法 (Zone Method)、热流法 (Heat Flux Method)、有限体积法 (Finite Volume Method)、蒙特卡洛法 (Monte-Carlo Method)^[13]等。随着美国积极开展行星再入或外行星进入的研究,在求解高超声速航天器的激波层辐射传输方程时, NASA 的学者提出了切线平板近似法 (Tangent-slab Approximation)^[14-15]、三维射线追踪法 (Three-Dimensional Ray-Tracing)^[16]、基于视场因子法 (View-Factor-Based Method)^[17]等方法。上述方法根据激波层流场特点进行合理的近似,如果将其应用于超声速导弹激波层辐射传输方程的求解,可极大地降低计算量。

文中提出了改进的切线平板近似法,使之适用于超声速红外制导飞行器激波层辐射传输方程的求解,并充分考虑了目标信号和高温窗口辐射对激波层辐射传输方程的影响。以此为基础,重点研究了高温激波层的红外辐射和传输特性,并对探测器光敏面各辐射分量占比进行了分析。从理论上说明了现有截止波长为 4.4 μm 的滤波器在高速下失效的可能原因。

1 激波层内辐射传输方程及求解

1.1 辐射传输方程

准确推导并求解激波层内部的辐射传输方程是研究高温激波层热辐射和传输特性的基础。由于气动热效应,红外窗口会被加热产生强红外辐射,因此,在求解激波层辐射传输方程时应将窗口辐射也考虑进来。在进行激波层辐射传输方程推导前需要做如下假设:

- (1) 在目标辐射传输过程中,认为激波层对目标辐射的散射作用很小,仅考虑其对目标辐射的吸收作用;
- (2) 激波层不仅是削弱辐射的介质,而且它本身也发射辐射,因此,在考虑激波层吸收作用的同时,也须考虑其自身辐射;
- (3) 认为辐射场在每一时刻都可以看成是与发射源和吸收源的瞬时分布,即与激波层的温度和密度的瞬时分布相适应的准定常态,因而可以在辐射传输方程中忽略辐亮度对时间的导数。

因此,激波层的辐射传输方程可以表示为:

$$\frac{dL_\lambda}{ds} = -k'_\lambda [L_\lambda - B_\lambda(T)] \quad (1)$$

式中: λ 为波长; L_λ 为光谱辐射亮度, $W \cdot cm^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot \mu m^{-1}$; s 为传输路径长度; k'_λ 为考虑诱导辐射后的吸收系数, cm^{-1} ^[18-19], 且

$$k'_\lambda = k_\lambda \left[1 - e^{-\frac{s}{\lambda}} \right] \quad (2)$$

式中: k_λ 为原始吸收系数, cm^{-1} , 可通过 HITEMP 数据库获得相关参数并根据实际流场信息进行修正和计

算得到; $B_{\lambda}(T)$ 为普朗克函数, $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}\cdot\mu\text{m}^{-1}$:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{c_1}{\pi\lambda^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \quad (3)$$

式中: c_1 为第一辐射常数; c_2 为第二辐射常数。

在驻点区域附近, 垂直于飞行器壁面方向的流场参数变化梯度较大, 而切线方向的参数变化梯度较小^[19-20]。因此, 可以沿垂直飞行器壁面方向将激波层等效为每一层内的流场性质都均匀的无限大的分层结构, 忽略切线方向的流场变化。从理论上来说, 激波层分层数足够多, 就可以对非均匀的激波层进行足够的近似。激波层内辐射传输过程如图 1 所示。到达激波层前, 目标源辐射亮度为 $L_{\lambda,t}$, 之后其经过激波层和光学窗口的吸收作用, 最终抵达探测器。

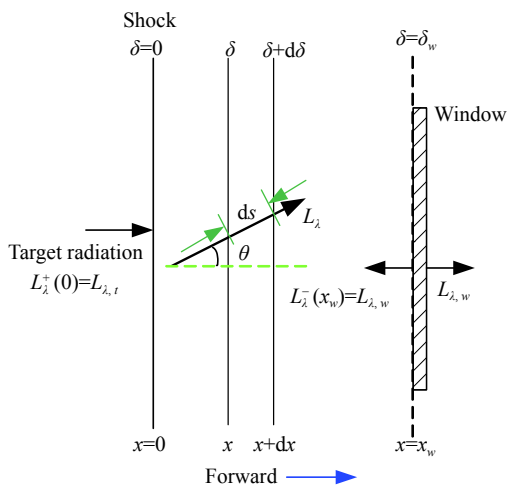


图 1 激波层内的辐射传输

Fig.1 Radiation transport in the shock layer

定义目标信号入射边界的坐标为 $x=0$, 飞行器窗口靠近激波层一侧的坐标为 $x=x_w$; 在激波层内, 垂直窗口且指向探测器的方向为正向, 反方向为负向; θ 为辐射传输方向与正向之间的夹角。 δ 为光学厚度:

$$\delta(x) = \int_0^x k'_{\lambda} dx \quad (4)$$

$$\begin{aligned} L_{\lambda}^{+}(x_n, \theta) &= L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} + \int_0^{x_n} k'_{\lambda}(x') B_{\lambda}[T(x')] e^{-(\delta(x_n)-\delta(x'))/\cos\theta} d \frac{x'}{\cos\theta} = \\ &= L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} + \sum_{k=1}^{n-1} k'_{\lambda}(x_{k,mid}) B_{\lambda}[T(x_{k,mid})] e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} \int_{x_k}^{x_{k+1}} e^{\delta(x')/\cos\theta} d \frac{x'}{\cos\theta} = \\ &= L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} + \sum_{k=1}^{n-1} k'_{\lambda}(x_{k,mid}) B_{\lambda}[T(x_{k,mid})] \frac{e^{-\delta(x_n)/\cos\theta}}{a_k} \int_{x_k}^{x_{k+1}} d e^{\delta(x')/\cos\theta} = \\ &= L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} + \sum_{k=1}^{n-1} k'_{\lambda}(x_{k,mid}) B_{\lambda}[T(x_{k,mid})] \frac{e^{-\delta(x_n)/\cos\theta}}{a_k} \left(e^{\frac{\delta(x_{k+1})}{\cos\theta}} - e^{\frac{\delta(x_k)}{\cos\theta}} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

正向初始辐射亮度为目标辐射 $L_{\lambda,t}$, 负向初始辐射亮度为窗口辐射 $L_{\lambda,w}$, 因此辐射传输方程 (1) 的解为^[18-19]:

$$L_{\lambda}^{+}(x, \theta) = L_{\lambda,t} e^{-\delta(x)/\cos\theta} + \int_0^x k'_{\lambda}(x') B_{\lambda}[T(x')] e^{-(\delta(x)-\delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \quad (5)$$

$$L_{\lambda}^{-}(x, \theta) = L_{\lambda,w} e^{-(\delta(x)-\delta(x_w))/\cos\theta} + \int_{x_w}^x k'_{\lambda}(x') B_{\lambda}[T(x')] e^{-(\delta(x)-\delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \quad (6)$$

方程 (5) 为正向 ($0 \leq \theta \leq \pi/2$) 辐射传输方程的解, 等号右边第一项代表目标辐射被激波层吸收后, 在 x 处剩余的辐射亮度; 等号右边第二项为在 x 处激波层的辐射亮度。方程 (6) 为辐射传输方程负向 ($\pi/2 \leq \theta \leq \pi$) 的解, 根据方程 (5)~(6) 便可得到激波层内部任意位置的辐射场分布。

1.2 数值求解

积分方程 (4)~(6) 需要用离散求和代替积分后进行求解。到达第 n 层流场时, 光学厚度可用如下的分段近似表示:

$$\begin{aligned} \delta(x_n) &= \int_0^{x_n} k'_{\lambda}(x') dx' \approx \sum_{k=1}^{n-1} \int_{x_k}^{x_{k+1}} k'_{\lambda}(x') dx' \approx \\ &= \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{n-1} [k'_{\lambda}(x_k) + k'_{\lambda}(x_{k+1})] (x_{k+1} - x_k) \end{aligned} \quad (7)$$

如果用每层中间位置 $x_{k,mid}$ 的流场性质代表该层流场状态, 上式可简化为:

$$\delta(x_n) \approx \sum_{k=1}^{n-1} k'_{\lambda}(x_{k,mid}) (x_{k+1} - x_k) \quad (8)$$

对于辐射亮度积分方程 (5)~(6), 由于有指数项, 为了提高积分精度, 需要假设每层流场内光学厚度近似线性^[19], 即

$$\delta(x) = a_k x + b_k \quad (9)$$

因此, 方程 (5) 离散后可以写为:

a_k 可由每层流场两端的光学厚度推出:

$$\begin{cases} \delta(x_{k+1}) = a_k x_{k+1} + b_k \\ \delta(x_k) = a_k x_k + b_k \end{cases} \Rightarrow a_k = \frac{\delta(x_{k+1}) - \delta(x_k)}{x_{k+1} - x_k} = k'_\lambda(x_{k,mid}) \quad (11)$$

将公式 (11) 代入公式 (10), 离散后正方向辐射亮度进一步表达为:

$$L_{\lambda,t}^+(x_n, \theta) = L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} + \sum_{k=1}^{n-1} B_\lambda [T(x_{k,mid})] e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} \left(e^{\frac{\delta(x_{k+1})}{\cos\theta}} - e^{\frac{\delta(x_k)}{\cos\theta}} \right) \quad (12)$$

同理, 反方向离散后辐射亮度表示为:

$$L_{\lambda,t}^-(x_n, \theta) = L_{\lambda,w} e^{-(\delta(x_n) - \delta(x_w))/\cos\theta} - \sum_{k=n}^{k_{\max}-1} B_\lambda [T(x_{k,mid})] e^{-\delta(x_n)/\cos\theta} \left(e^{\frac{\delta(x_{k+1})}{\cos\theta}} - e^{\frac{\delta(x_k)}{\cos\theta}} \right) \quad (13)$$

2 激波层红外辐射与传输特性分析

2.1 激波层传输特性计算模型

令方程 (5) 中 $x=x_w$ (或令方程 (12) 中 $n=k_{\max}$), 可以得到激波层对 θ 方向上单根目标光束的透过率以及该方向上激波层的辐射亮度, 如下式所示:

$$L_{\lambda,t}^+(x_w, \theta) = L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} + \int_0^{x_w} k'_\lambda(x') B_\lambda [T(x')] e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \quad (14)$$

式中: $e^{-\delta_0/\cos\theta}$ 即为 θ ($0 \leq \theta \leq \pi/2$) 方向激波层的透过率。等号右边第二项为激波层内气体在 θ 方向上产生的辐射亮度 $L_{\lambda,s}$:

$$L_{\lambda,s}(x_w, \theta) = \int_0^{x_w} k'_\lambda B_\lambda [T(x')] e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \quad (15)$$

离散后激波层辐射亮度为:

$$L_{\lambda,s}(x_{k_{\max}}, \theta) = \sum_{k=1}^{k_{\max}-1} \{ B_\lambda [T(x_{k,mid})] \times e^{-\delta(x_{k_{\max}})/\cos\theta} (e^{\frac{\delta(x_{k+1})}{\cos\theta}} - e^{\frac{\delta(x_k)}{\cos\theta}}) \} \quad (16)$$

当目标辐射为平行辐射时, 激波层透过率为:

$$\tau_{\lambda,s} = e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} \quad (17)$$

若目标辐射不可视为平行辐射, 需要将公式 (14) 中第一项对立体角进行积分, 通过求解目标源穿过激波层后剩余的辐射通量密度来获得激波层的透过率。

首先定义一个 n 阶指数积分公式^[18-21]:

$$E_n(X) = \int_1^\infty e^{-\xi X} \frac{d\xi}{\xi^n} \quad (18)$$

显然, $\frac{dE_n(X)}{dX} = -E_{n-1}(X)$ 。根据辐射通量计算公式:

$$M = \int L \cos\theta d\Omega \quad (19)$$

则目标信号穿过激波层后辐射通量密度为:

$$M_{\lambda,t} = \int L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} \cos\theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} L_{\lambda,t} e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi = 2\pi \cdot L_{\lambda,t} \cdot \int_0^1 e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} \cos\theta d\cos\theta \quad (20)$$

令 $\cos\theta = \frac{1}{\xi}$, 则

$$\int_0^1 e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} \cos\theta d\cos\theta = \int_1^\infty e^{-\delta(x_w)\xi} \frac{d\xi}{\xi^3} = E_3(\delta(x_w)) \quad (21)$$

将上式代入公式 (20) 中:

$$M_{\lambda,t} = 2\pi \cdot L_{\lambda,t} \cdot E_3(\delta(x_w)) = 2E_3(\delta(x_w)) \cdot \pi L_{\lambda,t} \quad (22)$$

式中: $2E_3(\delta(x_w))$ 即为激波层的透过率。

综上, 激波层透过率为:

$$\tau_{\lambda,s} = \begin{cases} e^{-\delta(x_w)/\cos\theta} = e^{-\delta(x_{k_{\max}})/\cos\theta} & \text{平行辐射} \\ 2E_3(\delta(x_w)) = 2E_3(\delta(x_{k_{\max}})) & \text{漫射辐射} \end{cases} \quad (23)$$

2.2 激波层红外辐射计算模型

公式 (15) 对立体角积分, 可以得到高温激波层射向探测器方向的辐射出射度 $M_{\lambda,s}$:

$$M_{\lambda,s} = \int \left\{ \int_0^{x_w} k'_\lambda(x') B_\lambda [T(x')] e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \right\} \cos\theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left\{ \int_0^{x_w} k'_\lambda(x') B_\lambda [T(x')] e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} \frac{dx'}{\cos\theta} \right\} \cos\theta \sin\theta d\theta d\varphi = 2\pi \cdot \int_0^{x_w} \left\{ k'_\lambda(x') B_\lambda [T(x')] \cdot \int_0^1 e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} d\cos\theta \right\} dx' \quad (24)$$

令 $\cos\theta = \frac{1}{\xi}$, 则

$$\int_0^1 e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))/\cos\theta} d\cos\theta = \int_1^\infty e^{-(\delta(x_w) - \delta(x'))\xi} \frac{d\xi}{\xi^2} = E_2(\delta(x_w) - \delta(x')) \quad (25)$$

根据公式 (9)、(11)、(18) 可得:

$$E_2(\delta(x_w) - \delta(x')) dx' = \frac{E_2(\delta(x_w) - \delta(x')) d(\delta(x_w) - \delta(x'))}{-a_k} = \frac{-dE_3(\delta(x_w) - \delta(x'))}{-k'_l(x')} = \frac{dE_3(\delta(x_w) - \delta(x'))}{k'_l(x')} \quad (26)$$

将公式 (25)、(26) 代入公式 (24) 中, 并进行离散化, 可得激波层内高温气体产生的辐射出射度为:

$$M_{\lambda,s} = 2\pi \cdot \int_0^{x_w} k'_l(x') B_\lambda [T(x')] \cdot E_2(\delta(x_w) - \delta(x')) dx' = 2\pi \cdot \int_0^{x_w} B_\lambda [T(x')] dE_3(\delta(x_w) - \delta(x')) = 2\pi \cdot \sum_{k=1}^{k_{max}-1} B_\lambda [T(x_{k,mid})] \int_{x_k}^{x_{k+1}} dE_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x')) = 2\pi \cdot \sum_{k=1}^{k_{max}-1} B_\lambda [T(x_{k,mid})] [E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_{k+1})) - E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_k))] \quad (27)$$

如果整个激波层近似认为温度恒定, 即激波层仅分一层时, 上式可以进一步简化为:

$$M_{\lambda,s} = 2\pi \cdot B_\lambda(T) \sum_{k=1}^{k_{max}-1} [E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_{k+1})) - E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_k))] = 2\pi \cdot B_\lambda(T) [E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_{k_{max}})) - E_3(\delta(x_{k_{max}}) - \delta(x_1))] = 2\pi \cdot B_\lambda(T) [E_3(0) - E_3(\delta(x_{k_{max}}))] = \pi \cdot B_\lambda(T) [1 - 2E_3(\delta(x_{k_{max}}))] \quad (28)$$

2.3 光敏面辐射分量及占比计算模型

此节给出不同辐射源 (目标源、激波层和窗口) 在探测器光敏面产生的辐射通量及其占比的计算模型, 以此来分析激波层和窗口热辐射噪声在不同波段的占比变化, 为寻求探测器最优工作波段提供数值分析依据。

文中仅考虑图 2 所示的面目标源情况, 且忽略大气衰减影响。其中, A_t 为发射面积即目标源面积,

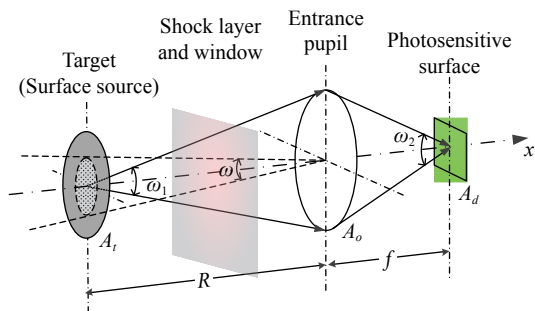


图 2 探测器光敏面接收到的辐射通量

Fig.2 Radiation flux received by photosensitive surface of detector

A_o 为光学入瞳的面积, A_d 为光敏面的面积, ω_1 为入瞳面对目标中心所张立体角, ω 为系统瞬时视场角, ω_2 为光敏面的接收立体角, R 为目标源与入瞳面之间的距离, f 为光学系统焦距。

此时, 探测器入瞳面只能接收到目标源部分表面发出的辐射。因此, 目标源在入瞳处产生的辐照度为:

$$E_{\lambda,t} = \tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot L_{\lambda,t} \cdot \omega \quad (29)$$

式中: $\tau_{\lambda,w}$ 为窗口透过率; $\tau_{\lambda,s}$ 为激波层透过率。

目标源在探测器光敏面产生的辐射通量为:

$$\Phi_{\lambda,t} = E_{\lambda,t} \cdot A_o \cdot \tau_o = \tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot \tau_o \cdot L_{\lambda,t} \cdot \omega \cdot A_o \quad (30)$$

式中: τ_o 为光学系统效率。

近似认为在系统瞬时视场角范围内, 激波层的辐射亮度为常数, 等于 $\theta = 0$ 时的辐射亮度, 即:

$$L_{\lambda,s}(x_{k_{max}}, 0) = \sum_{k=1}^{k_{max}-1} B_\lambda [T(x_{k,mid})] e^{-\delta(x_{k_{max}})} (e^{\delta(x_{k+1})} - e^{\delta(x_k)}) \quad (31)$$

激波层和窗口辐射均可以视为近场辐射噪声^[22], 参照目标辐射通量计算公式 (30), 可以得到高温激波层在探测器光敏面产生的辐射通量为:

$$\Phi_{\lambda,s} = \tau_{\lambda,w} \cdot \tau_o \cdot L_{\lambda,s} \cdot \omega \cdot A_o \quad (32)$$

高温窗口在探测器光敏面产生的辐射通量为:

$$\Phi_{\lambda,w} = \tau_o \cdot L_{\lambda,w} \cdot \omega \cdot A_o \quad (33)$$

因此, 在不考虑背景辐射时, 目标源产生的辐射通量占光敏面接收到的总辐射通量的比例为:

$$\eta_{\lambda,t} = \frac{\Phi_{\lambda,t}}{\Phi_{\lambda,t} + \Phi_{\lambda,s} + \Phi_{\lambda,w}} = \frac{\tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot L_{\lambda,t}}{\tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot L_{\lambda,t} + \tau_{\lambda,w} \cdot L_{\lambda,s} + L_{\lambda,w}} \quad (34)$$

激波层产生的辐射通量占光敏面接收到的总辐射通量的比例:

$$\eta_{\lambda,s} = \frac{\Phi_{\lambda,s}}{\Phi_{\lambda,t} + \Phi_{\lambda,s} + \Phi_{\lambda,w}} = \frac{\tau_{\lambda,w} \cdot L_{\lambda,s}}{\tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot L_{\lambda,t} + \tau_{\lambda,w} \cdot L_{\lambda,s} + L_{\lambda,w}} \quad (35)$$

高温窗口产生的辐射通量占光敏面接收到的总辐射通量的比例:

$$\eta_{\lambda,w} = \frac{\Phi_{\lambda,w}}{\Phi_{\lambda,t} + \Phi_{\lambda,s} + \Phi_{\lambda,w}} = \frac{L_{\lambda,w}}{\tau_{\lambda,w} \cdot \tau_{\lambda,s} \cdot L_{\lambda,t} + \tau_{\lambda,w} \cdot L_{\lambda,s} + L_{\lambda,w}} \quad (36)$$

从公式 (26)~(28) 可以看出, 计算激波层和窗口热辐射占比, 无需计算其在光敏面上产生的辐射通量, 仅需计算各辐射源的辐射亮度以及传输介质的透过率即可。

3 计算结果与分析

文中以某型超声速红外制导导弹为研究对象,重点研究飞行高度为 $h=1$ km、飞行速度为 $Ma=3, 4, 5$ 时激波层的红外辐射与传输特性。高温激波层内的 H_2O 、 CO_2 等气体是红外探测的主要辐射噪声源。文中为说明切线平板计算方法, 仅以 CO_2 气体为例, 计

算其红外辐射和传输特性, 并假设空气中的 CO_2 含量为 0.033%, 忽略气体的电离、离解。

3.1 激波层高速流场仿真

图 3~5 所示为 $h=1$ km、 $Ma=3, 4, 5$ 时某导弹的流场仿真结果。根据仿真结果将激波层驻点区域进行分层, 并假设每层流场状态恒定。文中为说明方法同时简化计算, 仅将流场分为两层。

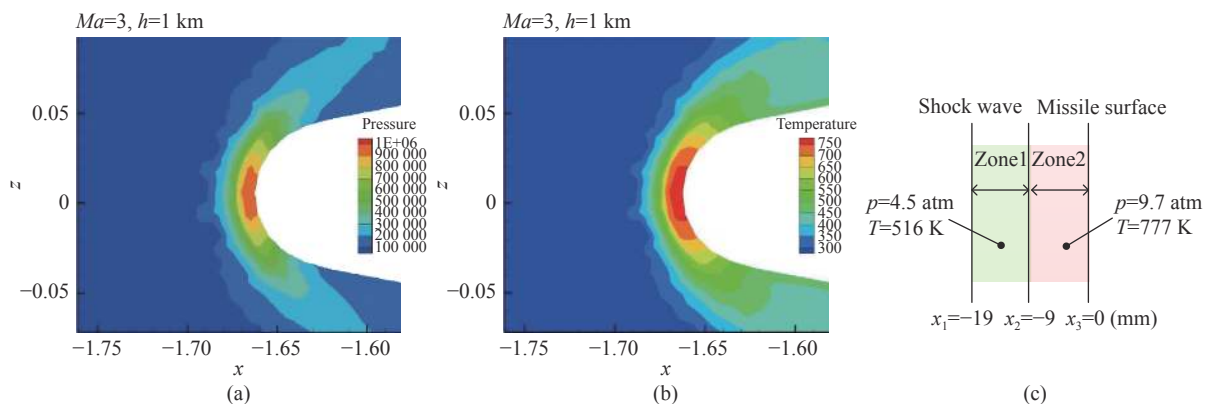


图 3 $Ma=3$ 、 $h=1$ km 时激波层流场仿真结果。(a) 压力; (b) 温度; (c) 流场近似

Fig.3 Flow field simulation results in the shock layers at $Ma=3$, $h=1$ km. (a) Pressure; (b) Temperature; (c) Flow field approximation

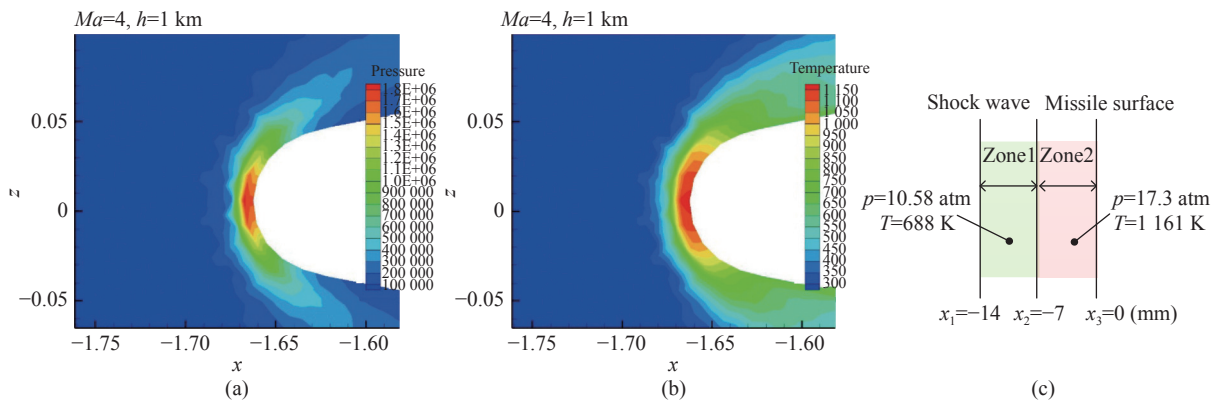


图 4 $Ma=4$ 、 $h=1$ km 时激波层流场仿真结果。(a) 压力; (b) 温度; (c) 流场近似

Fig.4 Flow field simulation results in the shock layers at $Ma=4$, $h=1$ km. (a) Pressure; (b) Temperature; (c) Flow field approximation

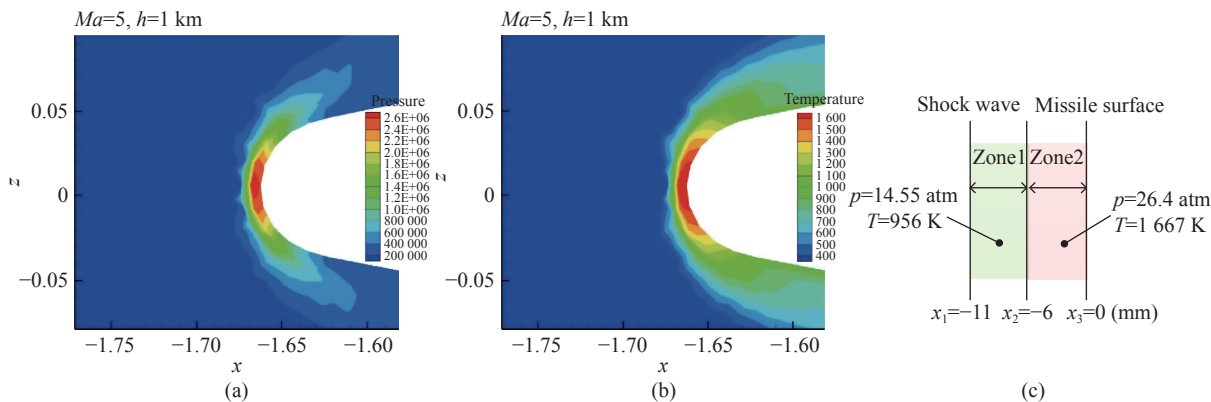


图 5 $Ma=5$ 、 $h=1$ km 时激波层流场仿真结果。(a) 压力; (b) 温度; (c) 流场近似

Fig.5 Flow field simulation results in the shock layers at $Ma=5$, $h=1$ km. (a) Pressure; (b) Temperature; (c) Flow field approximation

图 3(a)、(b) 分别为 $Ma=3$ 、 $h=1$ km 时激波层的压力和温度分布图, 图 3(c) 为该飞行条件下的激波层近似流场。第一层流场坐标区间为 $x_1=-19$ mm~ $x_2=-9$ mm, 该层温度为 $T=516$ K, 压力为 $p=4.5$ atm, 厚度为 10 mm; 第二层坐标区间为 $x_2=-9$ mm~ $x_3=0$ mm, 该层温度为 $T=777$ K, 压力为 $p=9.7$ atm, 厚度为 9 mm。

图 4(a)、(b) 分别为 $Ma=4$ 、 $h=1$ km 时激波层的压力和温度分布图, 图 4(c) 为该飞行条件下激波层近似流场, 第一层坐标区间为 $x_1=-14$ mm~ $x_2=-7$ mm, 该层温度为 $T=688$ K, 压力为 $p=10.58$ atm, 厚度为 7 mm; 第二层坐标区间为 $x_2=-7$ mm~ $x_3=0$ mm), 该层温度为 $T=$

1161 K, 压力为 $p=17.3$ atm, 厚度为 7 mm。

图 5(a)、(b) 分别为 $Ma=5$ 、 $h=1$ km 时激波层的压力和温度分布图, 图 5(c) 为该飞行条件下激波层近似流场, 第一层坐标区间为 $x_1=-11$ mm~ $x_2=-6$ mm, 该层温度为 $T=956$ K, 压力为 $p=14.55$ atm, 厚度为 5 mm; 第二层坐标区间为 $x_2=-6$ mm~ $x_3=0$ mm, 该层温度为 $T=1667$ K, 压力为 $p=26.4$ atm, 厚度为 6 mm。

3.2 激波层的透过率与光谱辐射亮度计算

根据理论分析和流场仿真结果, 计算得到 $h=1$ km、 $Ma=3, 4, 5$ 时激波层 CO_2 的透过率、光谱辐射亮度和辐射出射度曲线, 如图 6 所示。其中图 6(a)、

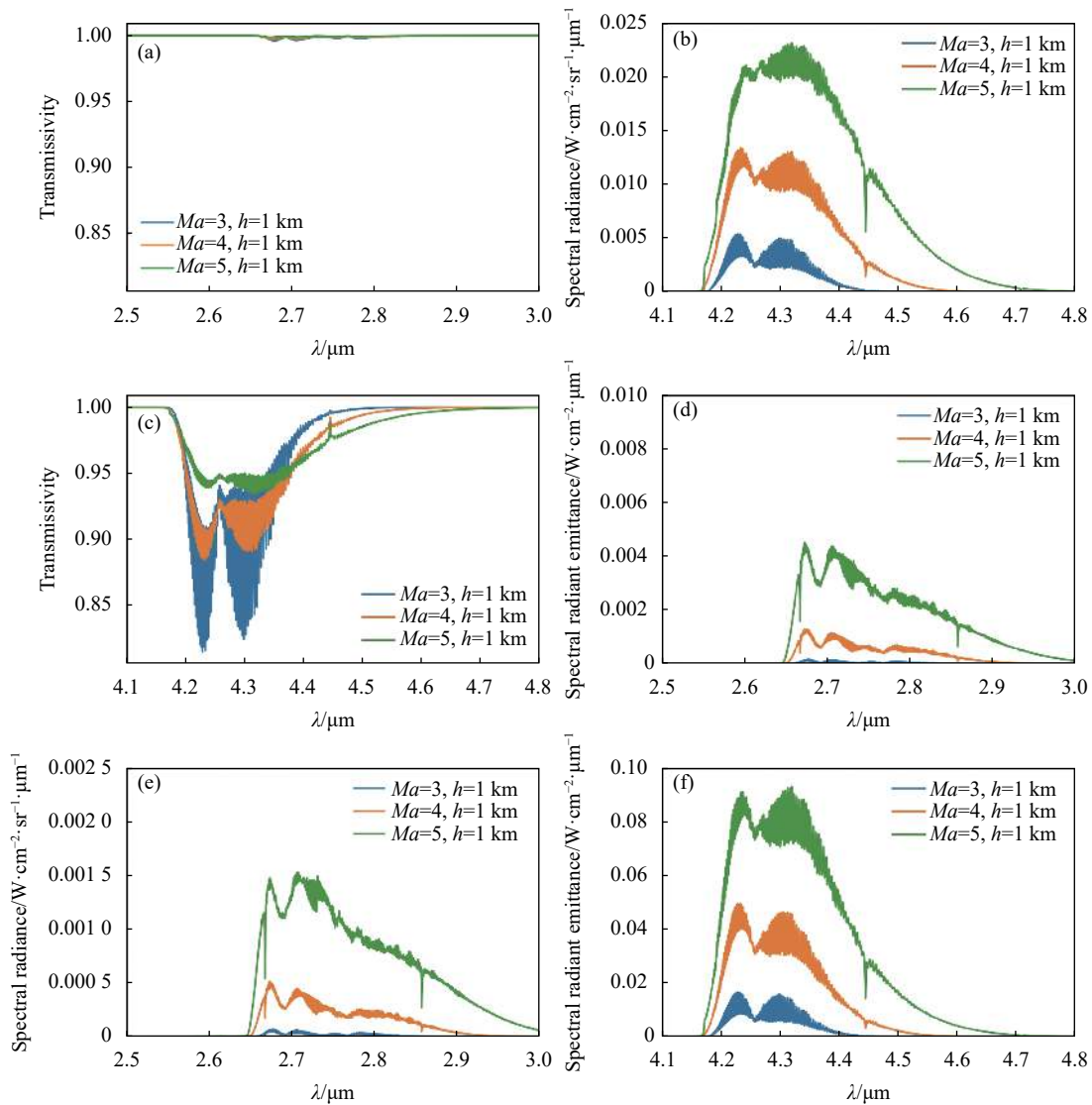


图 6 $Ma=3, 4, 5$ 、 $h=1$ km 时激波层内 CO_2 (a) 2.5~3 μ m 透过率; (b) 4.1~4.8 μ m 透过率; (c) 2.5~3 μ m 光谱辐射亮度; (d) 4.1~4.8 μ m 光谱辐射亮度; (e) 2.5~3 μ m 辐射出射度; (f) 4.1~4.8 μ m 辐射出射度

Fig.6 (a) 2.5-3 μ m transmissibility; (b) 4.1-4.8 μ m transmissibility; (c) 2.5-3 μ m spectral radiance; (d) 4.1-4.8 μ m spectral radiance; (e) 2.5-3 μ m spectral radiant emittance; (f) 4.1-4.8 μ m spectral radiant emittance of carbon dioxide in shock layer at $h=1$ km, $Ma=3, 4, 5$ respectively

(b) 分别为 2.5~3 μm 和 4.1~4.8 μm 激波层的透过率曲线。从图 6(a) 中可以看出,短波波段激波层的透过率几乎为 1,可以忽略 CO₂ 的吸收作用。对比图 6(a)、(b) 可以看出,与短波波段相比,中波波段激波层的透过率有所下降。Ma=3、h=1 km 时,透过率最小值为 0.81; Ma=4、h=1 km 时,透过率最小值为 0.88; Ma=5、h=1 km 时,透过率最小值为 0.94。总体来说,激波层对目标辐射的吸收作用不是很强。

图 6(c)、(d) 为 θ=0 时,2.5~3 μm 和 4.1~4.8 μm 波段激波层的光谱辐射亮度。从图 6(d) 中可以看出,在中波波段, Ma=3、h=1 km 时辐射亮度峰值为 0.005 W·cm⁻²·sr⁻¹·μm⁻¹,辐射亮度大于零区间为 4.18~4.45 μm; Ma=4、h=1 km 时辐射亮度峰值为 0.013 W·cm⁻²·sr⁻¹·μm⁻¹,辐射亮度大于零区间为 4.18~4.6 μm; Ma=5、h=1 km 时辐射亮度峰值为 0.023 W·cm⁻²·sr⁻¹·μm⁻¹,辐射亮度大于零的区间为 4.18~4.8 μm。飞行高度相同时,飞行速度越快激波层的辐

射亮度越强,且辐射亮度大于零的区间明显向右拓宽。对比图 6(c)、(d) 可以看出,相同飞行条件下,短波波段的辐射亮度小于中波波段。根据公式 (27) 可以得到激波层的光谱辐射出射度,如图 6(e)、(f) 所示。激波层的光谱辐射出射度与光谱辐射亮度具有相似的变化规律。

3.3 光敏面各辐射分量占比计算

本节分别计算 h=1 km、Ma=3, 4, 5 时目标、激波层和窗口辐射占比。假设导引头窗口材料为蓝宝石,窗口厚度为 5 mm,目标源为温度 300 K、发射率为 0.9 的灰体。

根据公式 (34)~(36) 分别计算上述三种飞行条件下各辐射源在光敏面的辐射占比变化,如图 7 所示。其中图 7(a)~(c) 中飞行速度分别为 Ma=3, Ma=4, Ma=5。通过对比不同飞行条件下的各辐射源占比曲线可知,随着飞行速度的增加,激波层内的 CO₂ 在长波波段的辐射占比逐渐增加。

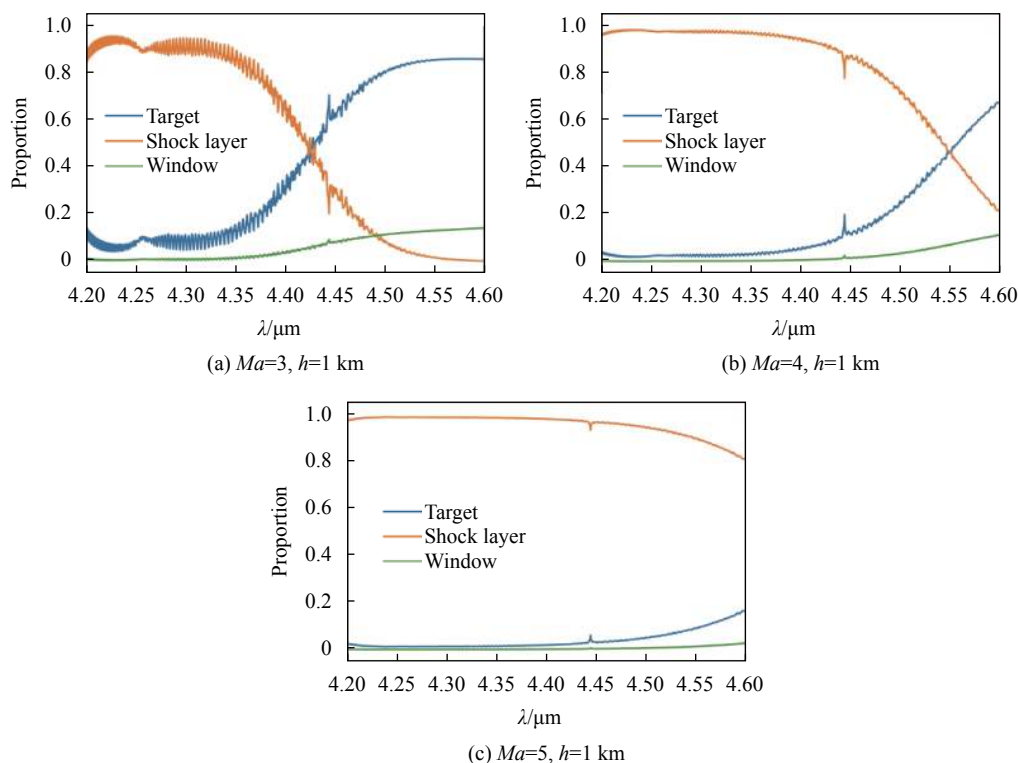


图 7 中波波段不同辐射源辐射占比变化

Fig.7 Proportion of different radiation sources in mid-wave infrared

表 1 给出了 4.2~4.4 μm 和 4.4~4.6 μm 波段各辐射分量占比的均值。从图 7 和表 1 中可以看出,当 Ma=3、h=1 km 时,4.4 μm 以上波段激波层内 CO₂ 的

辐射占比小于目标辐射,截止波长为 4.4 μm 的滤波器可以滤除激波热辐射噪声干扰。而 Ma=4、h=1 km 和 Ma=5、h=1 km 时,4.4 μm 以上波段 CO₂ 的辐射占比

表 1 中波波段目标、激波和窗口辐射占比

Tab.1 Proportion of target, shock layers and window radiation in mid-wave band

Conditions	Proportion	Wavelength/ μm	
		4.2-4.4	4.4-4.6
$Ma=3$ $h=1$ km	η_t	0.12	0.72
	η_s	0.86	0.17
	η_w	0.02	0.11
$Ma=4$ $h=1$ km	η_t	0.03	0.30
	η_s	0.96	0.65
	η_w	0.01	0.05
$Ma=5$ $h=1$ km	η_t	0.02	0.06
	η_s	0.98	0.92
	η_w	0.00	0.02

远大于目标辐射,说明激波层辐射噪声会淹没目标信号,截止波长为 4.4 μm 的滤波器无法适用于高速、低空飞行。

4 结 论

文中提出了一种改进的切线平板近似法对激波层内辐射传输方程进行求解。在求解时,沿垂直飞行器壁面方向将激波层等效为每一层内的流场性质都均匀的无限大的分层结构,忽略切线方向的流场变化,该方法简化了求解过程。并对高温激波层的红外辐射和传输特性进行了理论分析,给出了光谱辐射亮度、透过率和光谱辐射出射度的计算模型,分别为公式(15)、(23)和(27)。最后给出了光敏面各辐射分量及其占比的计算模型,如公式(34)~(36)所示。

根据理论分析,分别计算了 $h=1$ km、 $Ma=3, 4, 5$ 时,激波层内 CO_2 的辐射特性,以及目标源、激波层及窗口的辐射占比。结果表明:飞行速度增加导致 CO_2 辐射噪声区间向长波方向拓宽,当 $Ma \geq 4$ 、 $h=1$ km 时,4.4 μm 以上波段激波层内 CO_2 的辐射大于目标辐射,此时激波层辐射噪声会淹没目标信号。这一结果从理论上解释了现有截止波长为 4.4 μm 的滤波器无法适用于高速飞行的原因。

文中从理论上分析并计算了超声速空空导弹、空地导弹飞行过程中遇到的激波层热辐射噪声和吸收作用,为探索激波影响抑制方法提供依据。为弥补理论计算的局限性,后续将进行热风洞实验,验证理论分析结果。

参考文献:

- [1] Wang Pengfei, Luo Chang, Xu Jing, et al. Research on the development and defense strategy for hypersonic missiles [J]. *Tactical Missile Technology*, 2021(1): 60-66. (in Chinese)
- [2] Li Yihan, Hu Haiyang, Wang Qiang. Radiative transmission property of infrared window in hypersonic vehicle [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(4): 0404002. (in Chinese)
- [3] Yi Shihe, Ding Haolin. Opportunities, challenges and countermeasures for infrared imaging of hypersonic seeker flying in condensed atmosphere [J]. *Modern Defense Technology*, 2020, 48(3): 1-10. (in Chinese)
- [4] Brandis A M. Status of shock layer radiation validation [R]. National Aeronautics and Space Administration, 2019.
- [5] Cruden B A. Current status of shock layer radiation studies for planetary probes [R]. National Aeronautics and Space Administration, 2019.
- [6] Sheikh U. Re-entry radiation aerothermodynamics in the vacuum ultraviolet [D]. Brisbane: The University of Queensland, 2014.
- [7] Lv Junming, Hao Jingke, Cheng Xiaoli, et al. Computational methods of gas radiative noise for hypersonic vehicles [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2016, 28(8): 92-99. (in Chinese)
- [8] Bose D. Analysis and model validation of shock layer radiation in air [C]//46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2008.
- [9] Levin D A. Multispectral shock-layer radiance from a hypersonic slender body [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2000, 14(2): 237-243.
- [10] Luo D L. Numerical study on infrared radiation characteristics of hypersonic/supersonic vehicle head shock layer [D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2012. (in Chinese)
- [11] Luo Jie, Wang Guolin, Ma Haojun, et al. Measurement and study of high temperature infrared radiation of CO_2 [J]. *Infrared*, 2018, 39(7): 35-39. (in Chinese)
- [12] Krawczyk W, Trolier J, Hudson D, et al. Shock layer radiance effects on endoatmospheric interceptor seeker performance [C]//AIAA SDIO Annual Interceptor Technology Conference, 1992: 2816.
- [13] Tan H P, Xia X L. Numerical Calculation of Infrared Radiation Properties and Transmission: Computational Thermal Radiology [M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press, 2006. (in Chinese)

- [14] Johnston C O. Improved exponential integral approximation for tangent-slab radiation transport [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2010, 24(3): 659-661.
- [15] Hartung L C. Radiation transport around axisymmetric blunt body vehicles using a modified differential approximation [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1993, 7(2): 220-227.
- [16] Mazaheri A, Johnston C O, Sefidbakht S. Three-dimensional radiation ray-tracing for shock-layer radiative heating simulations [J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2013, 50(3): 485-493.
- [17] Bose D, Wright M J. View-factor based radiation transport in a hypersonic shock layer [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2004, 18(4): 553-555.
- [18] Zeldovich Y B, Raizer Y P. The Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena [M]. New York: Dover Publications, 2002.
- [19] Chambers L H. Predicting radiative heat transfer in thermochemical nonequilibrium flow fields [R]. National Aeronautics and Space Administration, 1994.
- [20] Liu D L. Study on the low-frequency EM wave transmission characteristics under plasma sheath and blackout mitigation by E×B [D]. Xi'an: Xidian University, 2016. (in Chinese)
- [21] Sheng P X, Mao J T, Li J G, et al. Atmospheric Physics [M]. Beijing: Peking University Press, 2006. (in Chinese)
- [22] Yin X L. Aeroptics Principle [M]. Beijing: China Aerospace Publishing House, 2003. (in Chinese)