

基于 Monte Carlo 法的高温尾焰红外偏振辐射传输特性仿真*

周瑾^{1)2)3)#} 陈雪琦^{1)2)3)#} 孔筱芳⁴⁾ 曹姝清⁵⁾ 梁彦⁵⁾
张硕⁵⁾ 顾国华¹⁾²⁾³⁾ 陈钱¹⁾²⁾³⁾ 万敏杰^{1)2)3)†}

1) (南京理工大学电子工程与光电技术学院, 南京 210094)

2) (南京理工大学, 江苏省视觉传感与智能感知重点实验室, 南京 210094)

3) (南京理工大学, 光学前沿交叉研究中心, 南京 210094)

4) (南京理工大学, 瞬态物理全国重点实验室, 南京 210094)

5) (上海航天控制技术研究所, 上海 201109)

(2025 年 2 月 13 日收到; 2025 年 3 月 12 日收到修改稿)

飞行器目标经过高温尾焰传输后的红外偏振辐射是红外探测设备对飞行器进行探测、识别、跟踪、告警的重要依据. 在目标与背景红外辐射强度对比度低的情况下, 将偏振特性差异结合到强度探测中可显著提高系统的探测与识别能力. 本文基于 Monte Carlo 法建立了高温尾焰红外偏振辐射传输特性仿真模型, 根据尾焰空间气体组分的红外吸收系数谱, 模拟光子在尾焰空间的多次散射过程, 统计最终接收到的光子特性, 分析了传输距离、尾焰温度和压强、气体组分浓度和探测波长对红外偏振光传输特性的影响. 研究表明: 本文研究方法和 HITRAN 库关于辐亮度透过率的计算结果误差基本保持在 2% 以内; 随着距离增大, 温度和压强对光波偏振辐射传输特性的影响更为显著. 压强与透过率和偏振度呈负相关, 温度的影响与气体的类型、温度范围等因素有关; 辐亮度透过率和偏振度与尾焰空间气体的吸收系数和传输距离呈指数衰减关系; 探测波长不同, 光波的偏振辐射传输特性也存在差异.

关键词: 偏振辐射传输, 高温尾焰, 红外吸收光谱, Monte Carlo 法

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Bs, 41.20.Jb, 94.20.Bb

DOI: 10.7498/aps.74.20250174

CSTR: 32037.14.aps.74.20250174

1 引言

在目标与背景红外辐射强度对比度低的情况下, 将偏振特性差异结合到强度探测中可显著提高系统的探测与识别能力^[1-5]. 飞行器目标经过高温尾焰传输后的红外偏振辐射是红外探测设备对导

弹、无人机等飞行器进行探测、识别、跟踪、告警的重要特征依据. 考虑到真实发动机试验昂贵、操作复杂等因素, 数值仿真方法具有成本低、操作简单、结果具有可参考性等诸多优点^[6], 是研究红外偏振光在高温尾焰中传输特性的主要手段之一.

近年来, 以数值仿真的方式对不同介质中偏振光传输特性的研究有很多, 主要研究介质包括: 大

* 十四五陆军预研基金 (批准号: 627010402)、国家自然科学基金 (批准号: 62201260) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 30923011015, 30924010941) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: minjiewan1992@njjust.edu.cn

气、气溶胶、烟雾、水体. 1) 大气介质. 王子谦等^[7]提出了一种混浊大气偏振模式的建模方法, 以三维天球大气模型为基础, 用 Monte Carlo 法模拟太阳光在大气中的传输过程. 王威等^[8]利用简化的双层大气模式模拟实际大气, 建立了基于 RT3 的大气偏振模型. 提汝芳等^[9]针对近地面水平方向偏振观测, 基于单次散射假设, 仿真计算了不同气溶胶光学厚度条件下的大气偏振辐射传输特性. 2) 气溶胶. Pust 和 Shaw^[10]研究了无云天气的可见光和近红外偏振度. 胡帅等^[11]系统给出了矢量辐射传输 Monte Carlo 模型, 分析了气溶胶形状、入射光偏振状态对光波退偏振度、透过率及反射率的影响. 3) 烟雾. van der Laan 等^[12]分析了圆偏振光较线偏振光在雾环境中的传输优势. 王开鹏^[13]基于 Monte Carlo 法, 针对不同类型的微粒体系, 仿真了宽波段下不同偏振光(圆偏振和线偏振)在雾天环境下的动力学演化过程. 张肃等^[14]针对烟雾环境中烟雾浓度对偏振光传输特性的影响, 用 Monte Carlo 法建立仿真模型并对偏振传输理论进行分析. 4) 水体. 曾祥伟等^[15]基于偏振子午面 Monte Carlo 法, 提出一种散射环境中前向传输光子偏振态的统计方法. 吴琼等^[16]用 Monte Carlo 法对水下蓝绿高斯光束传输过程进行仿真, 分析海水类型、传输距离和发散角等因素对接收功率及脉冲响应的影响. 目前关于不同类型偏振光(圆偏振

光、线偏振光)在不同介质(大气、气溶胶、烟雾和水体)中的偏振辐射传输特性研究已较为完善. 然而大部分关于气体偏振辐射传输特性的研究均聚焦于可见光波段, 且研究对象大多为大气环境. 少量研究虽探讨了红外波段气体辐射特性的改变, 但缺少针对偏振特性的研究, 更缺乏对高温尾焰这种特殊气体环境中红外偏振辐射传输特性的研究.

针对上述分析, 本文通过 Monte Carlo 法对红外偏振光在高温尾焰中的传输过程进行了建模, 并利用 HITRAN 数据库计算了 H_2O 在 2.5—3.3 μm 波段和 CO_2 在 4—5 μm 波段的吸收系数, 模拟光子在尾焰空间的多次散射过程, 从微观层面分析发生碰撞事件时每个光子运动余弦和振动余弦的变化, 结合偏振度、透过率计算原理来统计光子特性, 根据仿真结果对比了不同传输距离下辐亮度透过率和偏振度的改变, 并分析了尾焰温度、压强、尾焰气体组分浓度和探测波长对红外偏振光传输特性的影响.

2 研究方法

图 1 为 Monte Carlo 模拟中光子在尾焰空间的随机运动过程示意图. Monte Carlo 法求解红外偏振辐射传输的基本思想是模拟光子在尾焰空间中的运动, 其运动过程可分解为若干个光子与气体分子的多次碰撞, 碰撞的结果包括发射、吸收和散

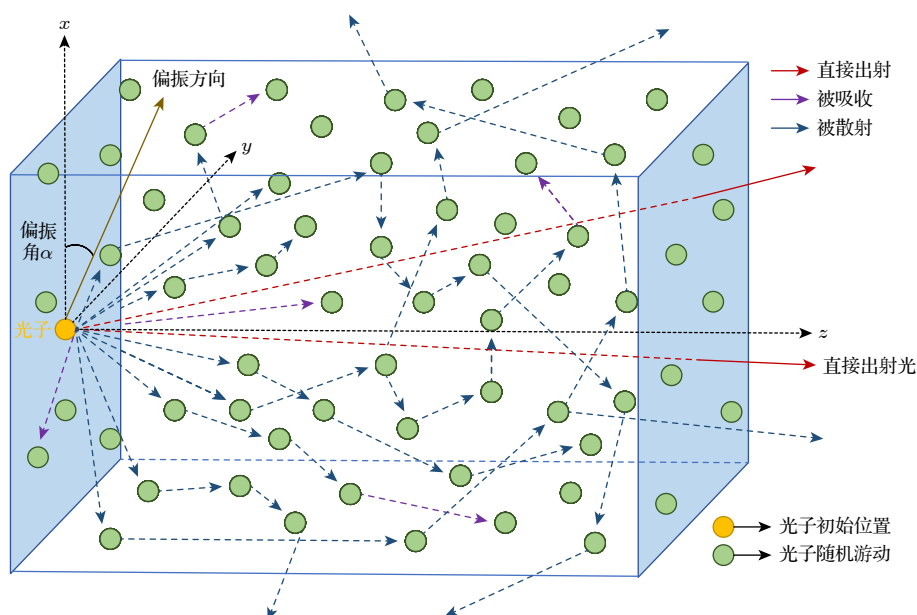


图 1 Monte Carlo 模拟中光子在尾焰空间的随机运动过程示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the random motion process of photons in the tail flame space in Monte Carlo simulation.

射等一系列独立且随机的子过程, 需建立每个子过程的概率模型进行求解. 图 2 为 Monte Carlo 法的基本流程图. 点光源发射一定数量的光子, 假设每个光子携带的初始能量权重为 1. 首先初始化每个光子的位置坐标、能量、方向余弦和振动余弦信息. 根据光子的初始位置和方向余弦判断光子能否射入尾焰空间. 若能, 模拟光子在尾焰中的随机游动过程, 即光子在尾焰空间中与气体分子的多次碰撞过程. 接着, 根据每次碰撞事件发生前的位置坐标、方向余弦和振动余弦计算下一次发生碰撞事件的位置坐标和碰撞后新的方向余弦和振动余弦. 最后统计探测面接收到的光子数及光子最大振动方向分量和最小振动方向分量, 用以计算透过率和偏振度. 光子携带能量的随机运动过程由高温尾焰的物理参数决定, 如温度、压强、气体组分浓度等.

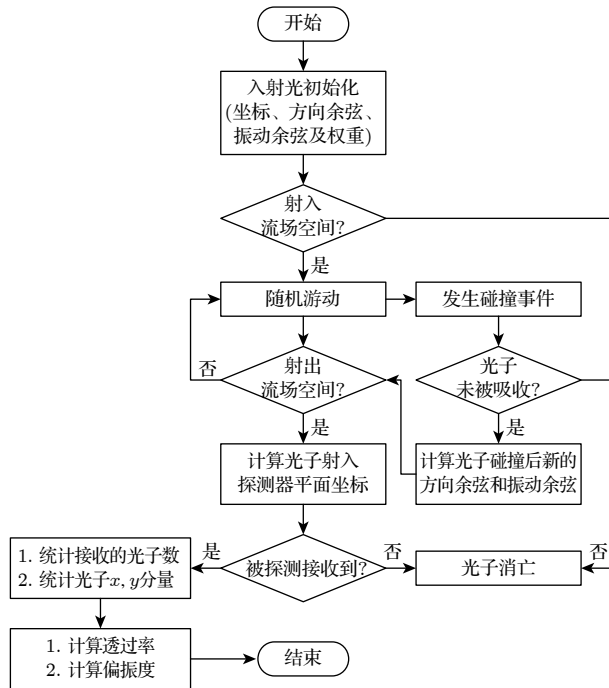


图 2 Monte Carlo 法基本流程图

Fig. 2. Basic flowchart of Monte Carlo method.

光子在尾焰空间中与气体分子的多次碰撞过程主要模拟光子的散射与吸收过程, 下文具体阐述了相关模拟过程.

2.1 光子状态初始化

如图 3 所示, 红外偏振光点光源 $(x_{\text{spot}}, y_{\text{spot}}, 0)$ 发出的光子的起始位置 $(x_{i0}, y_{j0}, 0)$ 服从正态分布. 光束初始平面为 $z = 0$, 沿着 z 轴正方向传播,

光束发散角为 θ_{max} , 光束偏振角为 α_0 , 光束直径为 D , 光子初始权重为 1, (θ_0, φ_0) 为光子初始运动方向的天顶角及方位角, (θ'_0, α_0) 为光子初始振动方向的天顶角及方位角. 则光子初始发射时的坐标 (x_{i0}, y_{j0}, z_{k0}) 、出射方向余弦 (u_{i0}, u_{j0}, u_{k0}) 和振动方向余弦 (v_{i0}, v_{j0}, v_{k0}) 可表示为

$$\begin{cases} x_{i0} = \rho_0 \cos \alpha_0 + x_{\text{spot}}, \\ y_{j0} = \rho_0 \sin \alpha_0 + y_{\text{spot}}, \\ z_{k0} = 0; \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} u_{i0} = \cos \varphi_0 \sin \theta_0, \\ u_{j0} = \sin \varphi_0 \sin \theta_0, \\ u_{k0} = \cos \theta_0; \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} v_{i0} = \cos \alpha_0 \sin \theta'_0, \\ v_{j0} = \sin \alpha_0 \sin \theta'_0, \\ v_{k0} = \cos \theta'_0. \end{cases} \quad (3)$$

其中, (ρ_0, α_0) 为光子在 $z = 0$ 平面的极坐标, (θ_0, φ_0) 为光子初始运动方向的天顶角及方位角, (θ'_0, α_0) 为光子初始振动方向的天顶角及方位角.

光子的概率分布以高斯函数 $\exp[-r^2/(D/2)^2]$ 形式从中心向外平滑地减小, 所以光子的起始发射位置和起始发射方向满足:

$$\begin{cases} \rho_0 = \frac{D}{2} \sqrt{-\ln r_{\rho_0}}, \\ \alpha_0 = 2\pi r_{\alpha_0}, \\ \varphi_0 = 2\pi r_{\varphi_0}, \\ \theta_0 = \theta_{\text{max}} r_{\theta_0}, \end{cases} \quad (4)$$

其中, θ_{max} 为光束发散角; D 为光束直径; r_{α_0} , r_{φ_0} , r_{θ_0} 为互相独立的 $[0, 1]$ 范围内随机数; r_{ρ_0} 为 $[e^{-1}, 1]$ 范围内的随机数.

由于出射方向余弦 (u_{i0}, u_{j0}, u_{k0}) 和振动方向余弦 (v_{i0}, v_{j0}, v_{k0}) 始终垂直, 振动方向方位角 α_0 为偏振角, 计算振动方向的天顶角 θ'_0 时满足:

$$\begin{aligned} & \cos \varphi_0 \sin \theta_0 \cos \alpha_0 \sin \theta'_0 + \sin \varphi_0 \sin \theta_0 \sin \alpha_0 \sin \theta'_0 \\ & + \cos \theta_0 \cos \theta'_0 = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

2.2 光子单次碰撞过程建模

在这个模块中, 光子与气体分子的单次碰撞过程分为三种情况: 光子与气体分子未发生碰撞直接射出尾焰空间; 光子与气体分子碰撞后被吸收; 光

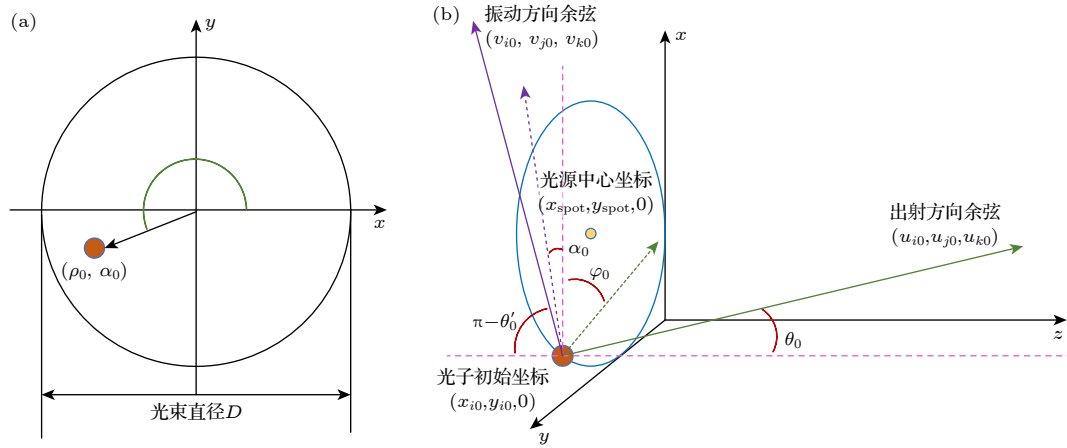


图 3 光子初始位置和初始方向示意图 (a) 光子初始位置; (b) 光子初始方向

Fig. 3. Schematic diagram of initial position and direction of photons: (a) Initial position of photons; (b) initial direction of photons.

子与气体分子碰撞后改变运动状态继续在尾焰空间中运动.

2.2.1 气体分子红外吸收特性计算

光子在尾焰内部传播时, 遇到 H_2O , CO_2 , NO 等气体存在被吸收的概率, 不同温度压强状态下不同气体组分的红外吸收系数的值可由 HITRAN 数据库计算得到 [17,18]. 光子在气体分子空间中发生碰撞后被吸收的概率为

$$\tau_{\text{absorb}} = \mu_{\text{absorb}} \cdot d, \quad (6)$$

其中, μ_{absorb} 是尾焰总气体的红外吸收系数, 由 HITRAN 库计算得到, d 是光子发生碰撞前运动的距离.

高温尾焰空间属于多粒子分散系统, 其中散射介质总的吸收系数计算表达式为

$$u_{e\text{-total}} = x_1 u_{e1} + x_2 u_{e2} + \cdots + x_n u_{en}, \quad (7)$$

其中, $x_1, x_2, \cdots, x_n$ 表示第几种粒子在整个散射系统里的相对体积分数, $x_1 + x_2 + \cdots + x_n = 1$; $u_{e1}, u_{e2}, \cdots, u_{en}$ 分别为第几种粒子的吸收系数.

2.2.2 光子随机步长设置

Monte Carlo 是通过概率统计方法直接模拟光在气体空间中的传输过程. 这种方法将光的散射过程视为光子随机游动并与气体分子发生碰撞的结果. 每次光子碰撞后行进的距离称为自由程, 其大小与气体的吸收系数密切相关. 已知光子的起始位置和起始运动方向后, 需要给定光子本次移动的步长, 才能确定光子的下一个落脚点. 光子连续散射两次的过程间, 能量的变化遵循比尔定律

$I = I_0 e^{-\mu_t z}$, 设两次连续散射运动距离 (光子自由程) 为 Δz :

$$\Delta z = -\frac{\ln(\zeta)}{\mu_t}, \quad (8)$$

其中, Δz 范围在 $[0, \infty)$, ζ 是随机生成的 $(0, 1]$ 之间的数, μ_t 是尾焰气体介质的吸收系数.

当光子传输的自由程 l 确定后, 由当前光子所处位置 (x, y, z) 和运动方向单位向量 (u_x, u_y, u_z) 推定光子抵达的下一个散射点坐标 (x', y', z') :

$$\begin{cases} x' = x + u_x l, \\ y' = y + u_y l, \\ z' = z + u_z l. \end{cases} \quad (9)$$

若计算出的下一次散射点位置在尾焰气体空间内, 则发生下一次碰撞. 反之, 下一次碰撞事件并不会发生, 光子直接射出尾焰空间.

2.2.3 光子碰撞后状态判断

当光子与尾焰空间内气体分子发生碰撞时, 生成一个 $[0, 1]$ 范围内的随机数 τ_0 , 若满足 $\tau_0 \leq \tau_{\text{absorb}}$, 则光子被吸收; 反之, 光子与气体分子碰撞后被散射出去. 若光子此次碰撞事件后被散射, 则生成 $[0, 1]$ 范围内的随机数 ζ , 并根据尾焰气体介质的吸收系数 μ_t 计算出下一次碰撞事件发生的随机步长 l . 散射后根据随机步长 l 计算出下一次发生碰撞事件的点位 (x', y', z') , 若该点位超出尾焰空间, 则下一次碰撞事件不存在, 判断为光子直接射出尾焰空间. 尾焰空间模拟为一个长方体, 空间内各点坐标满足:

$$\begin{cases} x_{\text{fluent}} - \frac{l_{\text{length}}}{2} \leq x \leq x_{\text{fluent}} + \frac{l_{\text{length}}}{2}, \\ y_{\text{fluent}} - \frac{l_{\text{width}}}{2} \leq y \leq y_{\text{fluent}} + \frac{l_{\text{width}}}{2}, \\ z_{\text{fluent}} - \frac{l_{\text{height}}}{2} \leq z \leq z_{\text{fluent}} + \frac{l_{\text{height}}}{2}, \end{cases} \quad (10)$$

其中, $(x_{\text{fluent}}, y_{\text{fluent}}, z_{\text{fluent}})$ 是尾焰空间的中心点坐标; $l_{\text{length}}, l_{\text{width}}, l_{\text{height}}$ 分别为尾焰空间的长度、宽度和高度.

光子的生存周期的终止只有两种情况, 一种是光子被气体分子吸收, 另一种是光子逃逸出尾焰介质的边界. 否则, 光子持续在尾焰空间中与气体分子发生碰撞, 碰撞后的运动方向由瑞利散射角度得出.

2.3 散射角和运动方位角的获取

在运用 Monte Carlo 方法处理辐射传输问题时, 对空间散射方向的采样计算尤为关键. 目前, 主流的实现方式有两种: 其一是两步抽样法^[19,20], 即通过两次随机抽样来确定运动方向; 其二是一步抽样法^[21], 一次随机抽样即可确定所有角度. 本文基于后一种方法, 提出了一种用于随机采样散射角及运动方位角的计算策略.

红外光子与气体分子的碰撞过程实际上是光子的单次散射过程. 散射通常分为瑞利散射、米氏散射和几何光学散射三种, 一般采用无量纲尺度参数 $k = 2\pi r/\lambda$ 作为散射种类的判别标准. 气体分子的半径 r 比红外光的波长 λ 小得多, 此时 $k < 0.1$, 需用瑞利散射来模拟计算光子碰撞后的散射角度.

描述瑞利散射的原始方程 $S(\lambda, \theta, h)$ 可以分为两个变量. 一个是散射系数 $\beta(\lambda, h)$, 表示散射强度; 一个是相位函数 $\gamma(\theta)$ (与散射的几何结构有关) 控制散射方向:

$$S(\lambda, \theta, h) = \beta(\lambda, h) \gamma(\theta). \quad (11)$$

相位函数 $\gamma(\theta)$ 可以用 $S(\lambda, \theta, h)$ 除以 $\beta(\lambda, h)$ 得到:

$$\begin{aligned} \gamma(\theta) &= \frac{\pi^2(n^2 - 1)^2}{2} \cdot \frac{\rho(h)}{N} \cdot \frac{1}{\lambda^4} \cdot (1 + \cos^2\theta) \\ &\quad \times \frac{2}{8\pi^3(n^2 - 1)^2} \cdot \frac{N}{\rho(h)} \cdot \lambda^4 \\ &= \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2\theta), \end{aligned} \quad (12)$$

其中, $\gamma(\theta)$ 是偶极子的形状, $3/(16\pi)$ 用作归一化因子, θ 是散射角度. 因此, 光子与气体分子单次碰

撞后的散射角度 θ 的概率公式 $P(\theta)$ 与 $(1 + \cos^2\theta)$ 因子密切相关:

$$P(\theta) = \frac{\int_{\theta-0.5}^{\theta+0.5} (1 + \cos^2\theta) d\theta}{\int_{-0.5}^{180.5} (1 + \cos^2\theta) d\theta}. \quad (13)$$

给 $[0, 180^\circ]$ 间的 180 个整数角度一个 $P(\theta)$ 的概率值. 每个 θ 代表的概率区间为 $[0, P(0)]$, $[P(0), P(0)+P(1)]$, $[P(0)+P(1), P(0)+P(1)+P(2)]$..., 以此类推. 给定一个 0—1 的随机数, 散射角度 θ 为随机数落在区间对应的角度. 再随机生成一个 0—360 的整数随机数, 作为运动方位角 α 的值.

图 4 为散射过程角度变化示意图. 以光子碰撞点 (x', y', z') 为坐标原点, 碰撞事件发生前光子运动方向 (u_x, u_y, u_z) 为 z 轴, 光子振动方向 (v_x, v_y, v_z) 为 x 轴建立右手坐标系作为光子坐标系 $O_P\text{-}XYZ$. 在光子坐标系中, 天顶角 θ 和方位角 α 构成碰撞后的运动方向 $(\cos\alpha \sin\theta, \sin\alpha \sin\theta, \cos\theta)$, 天顶角 $(\theta + 90)^\circ$ 和方位角 α 构成碰撞后光子的振动方向 $(\cos\alpha \cos\theta, \sin\alpha \cos\theta, -\sin\theta)$.

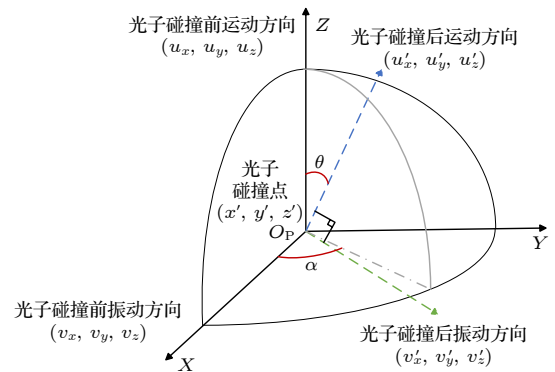


图 4 散射过程角度变化示意图

Fig. 4. Schematic diagram of angle variation during scattering process.

根据原始坐标系 $O_L\text{-}XYZ$ 和每次碰撞发生时的光子坐标系 $O_P\text{-}XYZ$ 计算坐标系间的旋转平移

矩阵 $\mathbf{R}_T = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & t_1 \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} & t_2 \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} & t_3 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$, 然后根据 $\mathbf{R}_T$ 、

光子坐标系 $O_P\text{-}XYZ$ 下光子碰撞后的运动方向向量 $(\cos\alpha \sin\theta, \sin\alpha \sin\theta, \cos\theta)$ 和振动方向向量 $(\cos\alpha \cos\theta, \sin\alpha \cos\theta, -\sin\theta)$ 计算出原始坐标系下光子碰撞后的运动方向向量 (u'_x, u'_y, u'_z) 和振动方

向向量 (v'_x, v'_y, v'_z) 为

$$\begin{cases} u'_x = r_{11} \cdot \cos \alpha \sin \theta + r_{12} \cdot \sin \alpha \sin \theta \\ \quad + r_{13} \cdot \cos \theta + t_1, \\ u'_y = r_{21} \cdot \cos \alpha \sin \theta + r_{22} \cdot \sin \alpha \sin \theta \\ \quad + r_{23} \cdot \cos \theta + t_2, \\ u'_z = r_{31} \cdot \cos \alpha \sin \theta + r_{32} \cdot \sin \alpha \sin \theta \\ \quad + r_{33} \cdot \cos \theta + t_3; \end{cases} \quad (14)$$

$$\begin{cases} v'_x = r_{11} \cdot \cos \alpha \cos \theta + r_{12} \cdot \sin \alpha \cos \theta \\ \quad - r_{13} \cdot \sin \theta + t_1, \\ v'_y = r_{21} \cdot \cos \alpha \cos \theta + r_{22} \cdot \sin \alpha \cos \theta \\ \quad - r_{23} \cdot \sin \theta + t_2, \\ v'_z = r_{31} \cdot \cos \alpha \cos \theta + r_{32} \cdot \sin \alpha \cos \theta \\ \quad - r_{33} \cdot \sin \theta + t_3. \end{cases} \quad (15)$$

2.4 光子数统计与红外传输特性计算

设探测器平面单位法向量为 (l_x, l_y, l_z) , 中心点坐标 (x_d, y_d, z_d) , 尺寸为 $a \text{ cm} \times a \text{ cm}$, 计算每个从尾焰空间中出射的光子的运动轨迹与探测器平面的交点 (x_p, y_p, z_p) , 判断光子是否能被探测器接收到的标准为

$$\begin{cases} x_d - \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_x^2} \leq x_p \leq x_d + \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_x^2}, \\ y_d - \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_y^2} \leq y_p \leq y_d + \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_y^2}, \\ z_d - \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_z^2} \leq z_p \leq z_d + \frac{a}{2} \sqrt{1 - l_z^2}. \end{cases} \quad (16)$$

若光子当前发生碰撞事件后, 判定发生下一次碰撞事件的位置超过尾焰空间, 则表明光子直接射出尾焰空间. 接着, 判断从尾焰空间中出射的光子是否能被探测器接收到. 若能, 统计每个射出空间且能被探测器接收到的光子的能量和振动方向向量.

计算程序中, 每个光子的初始权重为 1, 光子能量只存在被完全吸收的情况, 并不存在传输路径中的衰减, 因此用统计到的总的接收光子数表示探测器接收到的光强的大小. 光子经过尾焰空间的辐射亮度透过率 ρ 用接收光子数/总出射光子数表示.

偏振度是描述光或电磁波的偏振状态的量化指标. 偏振度依据电矢量在不同方向上的强度来定义:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (17)$$

其中, P 表示偏振度, $I_{\max}$ 为某一部分偏振光沿某

一方向上所具有的能量最大值, $I_{\min}$ 为在其垂直方向上具有的能量最小值.

出射光的偏振度由接收的所有光子叠加计算得到, 光子的数量、每个光子的能量 (或波长、频率) 和振动方向对计算结果有贡献. 假设每个光子一开始都有一个数值为 1 的能量权重, 最后接收到的光子在原始坐标系 XOY 平面上计算振动方向的 x, y 分量, x 分量的方向设置为与初始振动方位角方向一致. 偏振度 DOP 计算公式为

$$\text{DOP} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i^2 - y_i^2)}{\sum_{i=1}^n (x_i^2 + y_i^2)}. \quad (18)$$

3 结果和讨论

本文红外 Monte Carlo 偏振辐射传输模型程序包运行的硬件配置为: CPU: 12th Gen Intel(R) Core(TM) i7-12700 处理器, 2.10 GHz; 内存: 16 GB; 硬盘: 1 TB; 网卡: 千兆网卡. 操作系统: Windows10 64 位; 开发工具: Microsoft Visual Studio 2022. 气体红外吸收系数计算程序包的开发工具为 python 3.10, 配置了 HITRAN 库开源的 hapi.py 文件.

3.1 Monte Carlo 模型精度验证

为了验证 Monte Carlo 模型的准确性, 设定一组实验参数进行仿真, 并对比 HITRAN 库关于透过率的计算结果. 假设红外线偏振光入射, 入射光波长为 $1.96 \mu\text{m}$. 尾焰空间由 20% CO_2 和 80% 空气组成的, 温度为 1500 K, 压强为 20 atm ($1 \text{ atm} = 1.01 \times 10^5 \text{ Pa}$). 分别模拟并统计传输距离为 10, 20, 30, ..., 200 cm 的散射粒子出射光透过率和偏振度变化, 模拟光子数设为 10^8 个, 本模型与 HITRAN 库关于辐射亮度透过率的计算结果对比如图 5 所示. 结合图 5 误差数据, 本文研究方法和 HITRAN 库的计算结果基本一致, 误差保持在 2% 以内, 验证了本文模型在模拟光粒子散射过程中对偏振辐射特性分量统计的准确性.

3.2 温度和压强对传输特性的影响

本节模拟了 20% CO_2 和 80% 空气组成的立方体尾焰空间温度分别为 500, 1000, 1500, 2000 K

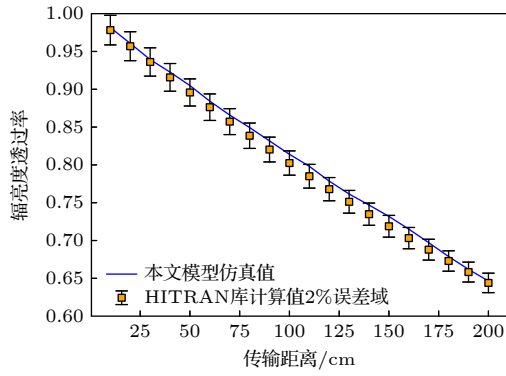


图5 本模型与HITRAN库关于辐射亮度透过率的计算结果对比

Fig. 5. Comparison of the calculation results of radiance transmittance between the model in this article and the HITRAN library.

(压强为 10 atm) 和压强分别为 5, 10, 20, 40 atm (温度为 1500 K) 时对光波传输特性的影响, 尾焰空间横截面尺寸为 $1\text{ m} \times 1\text{ m}$, 尾焰空间起点平面为 XOY 平面. 模拟过程中取光波为线偏振光, 光束

直径为 10 mm, 发散角为 0° , 偏振角为 90° , 光束中心点坐标为 $(0.5, 0.5, 0)\text{ cm}$, 探测波长为 $1.96\text{ }\mu\text{m}$, 传输距离为 0—4 m, 模拟光子数为 10^8 个. 探测接收面尺寸为 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$, 与光束入射面平行, 探测接收面中点坐标 $(0.5, 0.5, z_1)\text{ cm}$, z_1 为光束传输距离. 辐射亮度透过率和偏振度图像如图 6 和图 7 所示.

由图 6 和图 7 可知, 光波辐射亮度透过率随着距离增大而减小, 偏振度变化规律相同. 随着距离增大, 温度和压强对辐射亮度透过率和偏振度的影响更为显著, 其中温度和压强对透过率的影响强于偏振度. 分析原因可知, 对于辐射亮度透过率而言, 传输距离增大, 尾焰空间光学厚度增加, 可能发生碰撞散射事件的概率增加, 碰撞后被吸收的概率和改变传输方向不能被探测器接收的概率同步增大. 同时多次散射效应的增强, 使得碰撞造成的散射特性差异被积累放大, 光束偏振度随距离增加而减小. 根据模拟结果可知, 透过率和偏振度的斜率由开始的

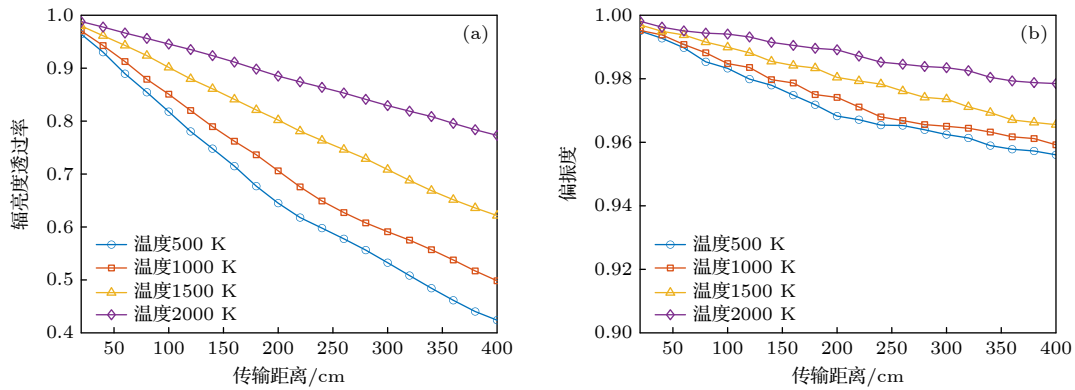


图6 传输距离变化对不同温度尾焰空间的传输特性的影响 (a) 透过率; (b) 偏振度

Fig. 6. The influence of transmission distance variation on the transmission characteristics of different temperature tail flame spaces: (a) Transmittance; (b) polarization degree.

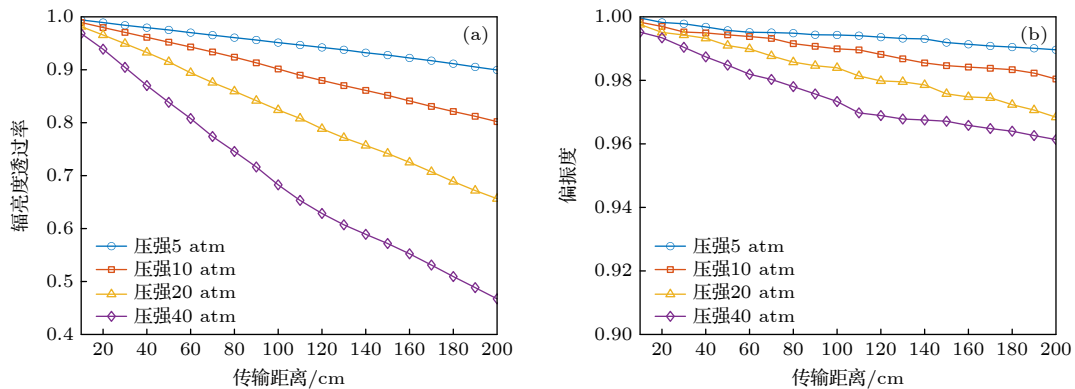


图7 传输距离变化对不同压强尾焰空间的传输特性的影响 (a) 透过率; (b) 偏振度

Fig. 7. The influence of transmission distance variation on the transmission characteristics of different pressure tail flame spaces: (a) Transmittance; (b) polarization degree.

陡峭逐渐过渡到平缓,说明辐亮度透过率和偏振度与传输距离呈指数衰减的关系;随着温度的升高,CO₂气体的吸收系数减小,其对红外辐射的吸收逐渐减弱,光波辐亮度透过率和偏振度的衰减程度越来越小;而在压强不断增大过程中,辐亮度透过率和偏振度不断减小,这是因为压强升高,单位立方米空间内CO₂分子数量增多,即相同传输距离条件下发生碰撞事件的可能性增大,光子被吸收和散射的概率增大(图中曲线存在一定波动,这是光子统计脉动造成的).需说明的是,并非所有气体吸收谱线的峰值吸收系数均随温度的升高而减小,这与气体分子类型、温度范围、谱线位置等因素有关[22].

3.3 气体组分浓度对传输特性的影响

液体发动机尾流一般由高温气体组成,燃料不同其尾流组分也有所不同,尾流中H₂O和CO₂气体成分占绝大多数.除此之外,极化是导致红外分子吸收的一个重要因素,极性气体或者有极性键的气体红外吸收特性很强,如H₂O,CO₂,NO,NO₂,OH.如果既不是极性气体,又没有极性键,比如

N₂,O₂,则红外吸收特性很弱.因此,掌握发动机尾流中的H₂O和CO₂气体红外光谱吸收特性具有重要意义和价值.

本节不仅模拟了温度1500 K、压强5 atm时,H₂O气体体积分数分别为1%,5%,10%情况下对光波偏振辐射传输特性的影响,并选取体积分数为10%的CO₂作为对照.还模拟了相同温度压强时,CO₂气体体积分数分别为5%,10%,20%情况下对光波偏振辐射传输特性的影响,并选取体积分数为5%的H₂O作为对照.其余仿真条件与3.2节一致.辐亮度透过率和偏振度图像如图8所示.

由图8可知,对于同种气体的不同浓度情况,随着气体浓度的增加,光波辐亮度透过率和偏振度的衰减程度增大.其中不同气体组分浓度对透过率的影响强于偏振度.主要原因是随着气体组分和浓度的变化,尾焰空间的红外吸收系数改变,随机步长分布概率改变,气体分子碰撞后发生散射或吸收的概率也随之改变,光子传输特性改变.由图8(a)可得,传输距离为100 cm时,5% H₂O透过率为0.66,10% H₂O透过率为0.46.此时10% H₂O的吸收系

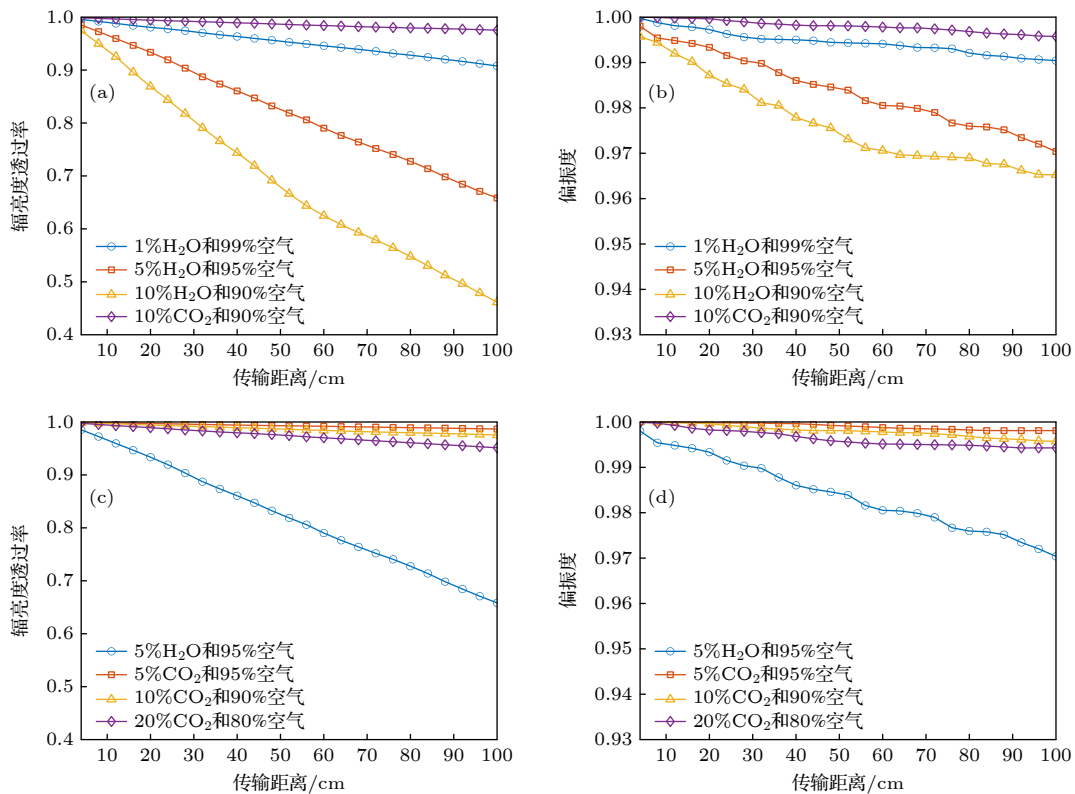


图8 传输距离变化对不同气体组分尾焰空间的传输特性的影响 (a) H₂O透过率; (b) H₂O偏振度; (c) CO₂透过率; (d) CO₂偏振度

Fig. 8. The influence of transmission distance variation on the transmission characteristics of different gas components in the tail flame space: (a) H₂O transmittance; (b) H₂O polarization degree; (c) CO₂ transmittance; (d) CO₂ polarization degree.

数是 5% H_2O 的 2 倍, 但 10% H_2O 透过率的衰减度 0.54 不足 5% H_2O 透过率衰减度 0.34 的 2 倍. 根据图 8(b) 可得, 传输距离为 100 cm 时, 5% H_2O 偏振度为 0.97, 10% H_2O 偏振度为 0.965. 此时 10% H_2O 的吸收系数是 5% H_2O 的 2 倍, 但 10% H_2O 的退偏度 0.035 不足 5% H_2O 的退偏度 0.03 的 2 倍. 因此辐亮度透过率和偏振度与尾焰空间气体的吸收系数呈指数衰减关系. 研究探测波长 1.96 μm 处相同浓度的 H_2O 和 CO_2 气体对红外线偏光的影响时, HITRAN 库计算得 CO_2 的红外吸收系数比 H_2O 低, 此时光波透过率和偏振度对 H_2O 气体的敏感性更强.

3.4 波长对传输特性的影响

H_2O 气体主要吸收峰的波长分别为 1.38, 1.87, 2.53, 6.3, 18 μm . 不同温度下, H_2O 气体的吸收峰中心波长位置几乎没有变化, 只是吸收系数数值大小发生变化. CO_2 气体的吸收峰位置分别为 2.7, 4.3, 15 μm . 其中 4.3 μm 处的吸收系数最大, 5 μm 处的次之, 2.7 μm 处的最小. 不同温度的 CO_2 气体吸收峰波长位置相同 [23]. 故本文选取 H_2O 气体

的 2.5—3.3 μm 和 CO_2 气体的 4—5 μm 波段进行研究.

本节模拟了温度 1500 K、压强 5 atm 时, 2% H_2O 气体在 2.5—3.3 μm 波段和 0.1% CO_2 气体在 4—5 μm 波段对偏振辐射传输特性的影响, 其余仿真条件与 3.2 节一致. 辐亮度透过率和偏振度图像如图 9 所示.

对于 2% H_2O 和 98% 空气组成的尾焰空间, H_2O 气体主要吸收峰出现在 2.53 μm , 透过率波谷出现在 2.53 μm , 数值约为 0.42. 然而此时, 偏振度的波谷却出现在 2.58 μm , 数值约为 0.967, 与 H_2O 气体主要吸收峰出现在 2.53 μm 略有出入, 但是总体上偏振度变化的规律与透过率一致, 故可认为这一现象是光子统计脉动造成的. 整体上光波偏振度在 2.5—3.3 μm 波段随着波长的变化规律与辐亮度透过率相同, 其中波长对透过率的影响强于偏振度, 在 2.5—3 μm 波段 H_2O 气体对光波透过率和偏振度的影响波动较大, 而在 3—3.3 μm 波段 H_2O 气体对光波透过率和偏振度的影响趋于平缓; 对于 0.1% CO_2 和 99.9% 空气的尾焰空间, 透过率的波谷出现在 4.3 μm , 数值约为 0.4, 偏振度的波

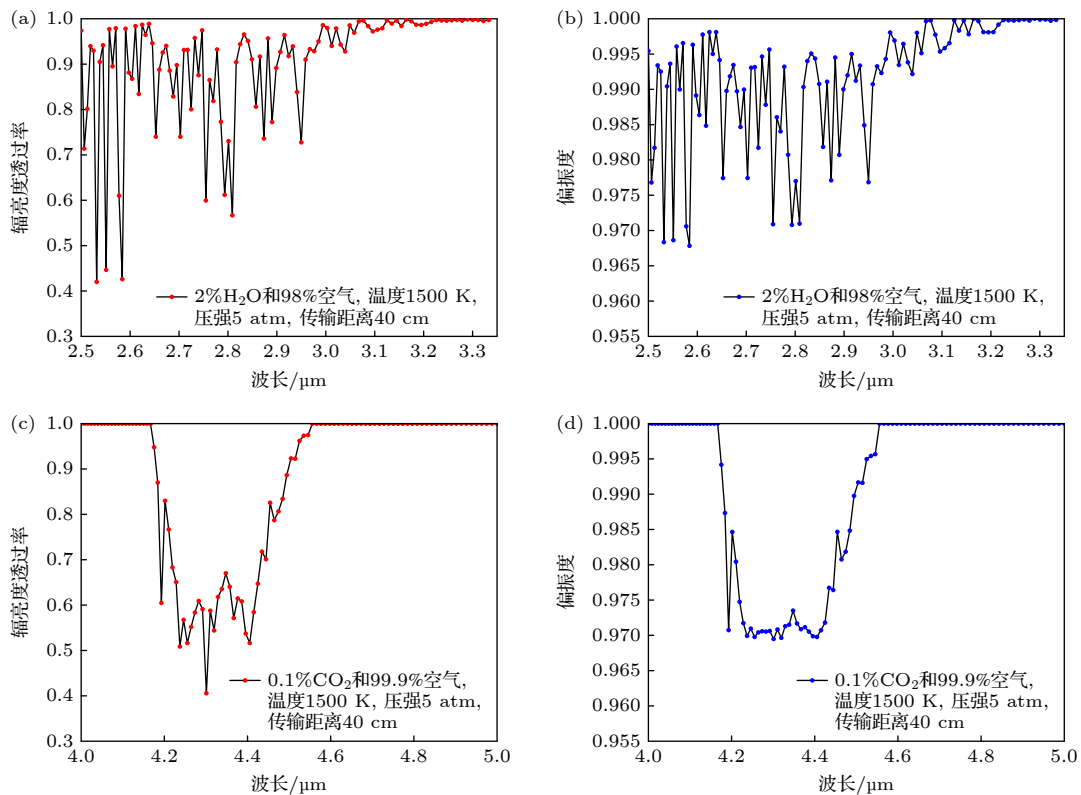


图 9 波长变化对不同气体组分尾焰空间的传输特性的影响 (a) H_2O 透过率; (b) H_2O 偏振度; (c) CO_2 透过率; (d) CO_2 偏振度

Fig. 9. The influence of wavelength variation on the transmission characteristics of different gas components in the tail flame space: (a) H_2O transmittance; (b) H_2O polarization degree; (c) CO_2 transmittance; (d) CO_2 polarization degree.

谷也出现在 $4.3\ \mu\text{m}$, 数值约为 0.969, 与 CO_2 气体主要吸收峰出现在 $4.3\ \mu\text{m}$ 的现象一致. 整体上光波偏振度在 $4\text{--}5\ \mu\text{m}$ 波段随着波长的变化规律与辐亮度透过率相同, 其中波长对透过率的影响强于偏振度, CO_2 气体对光波透过率和偏振度的影响主要分布在 $4.18\text{--}4.58\ \mu\text{m}$ 波段, 而在 $4\text{--}4.18\ \mu\text{m}$ 和 $4.58\text{--}5\ \mu\text{m}$ 波段 CO_2 气体对光波透过率和偏振度几乎没有影响.

4 结 论

本文基于 Monte Carlo 法建立了高温尾焰红外偏振辐射传输特性仿真模型. 根据 HITRAN 库计算气体红外吸收特性参数, 使用 Monte Carlo 法解决偏振辐射传输问题, 结合透过率、偏振度计算原理, 最终讨论了传输距离、尾焰温度和压强、尾焰气体组分浓度和探测波长对红外偏振光传输特性的影响, 主要得到以下结论.

1) 本文研究方法和 HITRAN 库关于辐亮度透过率的计算结果误差基本保持在 2% 以内, 验证了本文模型在模拟光粒子散射过程中对偏振辐射特性分量统计的准确性.

2) 随着传输距离增大, 温度和压强对光波偏振辐射传输特性的影响更为显著. 压强与透过率和偏振度呈负相关, 温度的影响与气体的类型、温度范围等因素有关.

3) 辐亮度透过率和偏振度与尾焰空间气体的吸收系数和传输距离呈指数衰减关系.

4) 探测波长不同, 光波的偏振辐射传输特性也存在差异, 其变化与气体的红外吸收特性光谱有关.

本文为红外偏振光在均匀分布的尾焰空间中的偏振辐射传输特性研究提供了理论依据. 由于尾焰传输特性还受到分布不均匀的温度压强等因素的干扰, 下一步研究重点为完善理论模型, 考虑尾焰分层特性对传输特性的影响.

参考文献

- [1] Xin W, Zhong W H, Shi Y J, Shi Y M, Jing J W, Xu T F, Guo J X, Liu W Z, Li Y Z, Liang Z Z, Xin X, Cheng J L, Hu W D, Xu H Y, Liu Y C 2024 *Adv. Mater.* **36** 2306772
- [2] Zhong F, Wang H, Wang Z, Wang Y, He T, Wu P S, Peng M, Wang H L, Xu T F, Wang F, Wang P, Miao J S, Hu W D 2021 *Nano Res.* **14** 1840
- [3] Tong L, Huang X Y, Wang P, Ye L, Peng M, An L C, Sun Q D, Zhang Y, Yang G M, Li Z, Zhong F, Wang F, Wang Y X, Motlag M, Wu W Z, Cheng G J, Hu W D 2020 *Nat. Commun.* **11** 2308
- [4] Zhen Y R, Deng J, Bu Y H, Dai X, Yu Y, Shi M D, Wang R W, Ye T, Chen G, Zhou J 2023 *J. Infrared Millim. Waves* **43** 52 (in Chinese) [甄玉冉, 邓杰, 布勇浩, 代旭, 余宇, 石梦碟, 王若文, 叶韬, 陈刚, 周靖 2023 红外与毫米波学报 **43** 52]
- [5] Hu W D, Li Q, Chen X S, Lu W 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 120701 (in Chinese) [胡伟达, 李庆, 陈效双, 陆卫 2019 物理学报 **68** 120701]
- [6] Zheng H J, Bai T Z, Wang Q X 2018 *Acta Photonica Sin.* **47** 162 (in Chinese) [郑海晶, 白廷柱, 王全喜 2018 光子学报 **47** 162]
- [7] Wang Z Q, Zhang X D, Jin H H, Fan Z G 2014 *Chin. J. Lasers* **41** 213 (in Chinese) [王子谦, 张旭东, 金海红, 范之国 2014 中国激光 **41** 213]
- [8] Wang W, Chu J K, Cui Y, Zhi W, Chen C 2013 *Chin. J. Lasers* **40** 513001 (in Chinese) [王威, 褚金奎, 崔岩, 支伟, 陈辰 2013 中国激光 **40** 513001]
- [9] Ti R F, Sun X B, Li S, Chen Z T 2018 *Infrared Laser Eng.* **47** 1111001 (in Chinese) [提汝芳, 孙晓兵, 李树, 陈震霆 2018 红外与激光工程 **47** 1111001]
- [10] Pust N J, Shaw J A 2012 *Opt. Express* **20** 15559
- [11] Hu S, Gao T C, Liu L, Yi H L, Ben X 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034204 (in Chinese) [胡帅, 高太长, 刘磊, 易红亮, 贲勋 2015 物理学报 **64** 034204]
- [12] van der Laan J D, Wright J B, Kemme S A, Scrymgeour D A 2018 *Appl. Opt.* **57** 5464
- [13] Wang K P 2019 *M. S. Thesis* (Hefei: Hefei University of Technology) (in Chinese) [王开鹏 2019 硕士学位论文 (合肥: 合肥工业大学)]
- [14] Zhang S, Zhan J T, Bai S K, Fu Q, Duan J, Jiang H L 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 729001 (in Chinese) [张肃, 战俊彤, 白思克, 付强, 段锦, 姜会林 2016 光学学报 **36** 729001]
- [15] Zeng X W, Zhang Y, Yang J X 2023 *Acta Opt. Sin.* **43** 1829001 (in Chinese) [曾祥伟, 张燕, 杨钧秀 2023 光学学报 **43** 1829001]
- [16] Wu Q, Wang B, Wang T, Zhu R J, Zhang P, Wang L J 2021 *Acta Photonica Sin.* **50** 0406002 (in Chinese) [吴琼, 王博, 王涛, 朱仁江, 张鹏, 汪丽杰 2021 光子学报 **50** 0406002]
- [17] Liu D D, Huang Y B, Dai C M, Wei H L, Rao R Z 2013 *Infrared Laser Eng.* **42** 1776 (in Chinese) [刘丹丹, 黄印博, 戴聪明, 魏合理, 饶瑞中 2013 红外与激光工程 **42** 1776]
- [18] Cui H L, Yan Z A, Zhang B Y, Guo W J, Hu X 2020 *Chin. J. Space Sci.* **40** 1046 (in Chinese) [崔洪鲁, 闫召爱, 张炳炎, 郭文杰, 胡雄 2020 空间科学学报 **40** 1046]
- [19] Hopcraft K, Chang P, Walker J, Jakeman E 2000 *Light Scattering from Microstructures: Lectures of the Summer School of Laredo, University of Cantabria, Laredo, Spain, September 11–13, 1998* (Berlin: Springer) pp135–158
- [20] Ramella-Roman J C, Prahla S A, Jacques S L 2005 *Opt. Express* **13** 4420
- [21] Whitney B A 2011 *Fluid Flows To Black Holes: A Tribute to S Chandrasekhar on His Birth Centenary* (Singapore: World Scientific) pp151–176
- [22] Yun Y X, Lv T G, Han H, Wang Z Z, Yao J X, Li X W, Zhao X X 2011 *Infrared Laser Eng.* **40** 992 (in Chinese) [云玉新, 吕天光, 韩洪, 王泽众, 姚金霞, 李秀卫, 赵笑笑 2011 红外与激光工程 **40** 992]
- [23] Zheng H J, Bai T Z, Wang Q X, Cao F M 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 0726001 (in Chinese) [郑海晶, 白廷柱, 王全喜, 曹峰梅 2017 光学学报 **37** 0726001]

Simulation of infrared polarized radiation transmission characteristics of high-temperature tail flame based on Monte Carlo method*

ZHOU Jin^{1)2)3)#} CHEN Xueqi^{1)2)3)#} KONG Xiaofang⁴⁾ CAO Shuqing⁵⁾
 LIANG Yan⁵⁾ ZHANG Shuo⁵⁾ GU Guohua¹⁾²⁾³⁾
 CHEN Qian¹⁾²⁾³⁾ WAN Minjie^{1)2)3)†}

1) (School of Electronic and Optical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

2) (Jiangsu Key Laboratory of Visual Sensing & Intelligent Perception, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

3) (Advanced Interdisciplinary Research Center for Optics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

4) (National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

5) (Shanghai Aerospace Control Technology Institute, Shanghai 201109, China)

(Received 13 February 2025; revised manuscript received 12 March 2025)

Abstract

Infrared polarization radiation of aircraft targets after being transmitted through high-temperature exhaust plumes is an important basis for infrared detection equipment to detect, identify, track and warn aircraft. At present, most of the studies on the transmission characteristics of gas polarized radiation focus on the visible wavelength band, and the research object is mainly the atmospheric environment. The study of infrared polarization radiation transmission characteristics in the special gas environment of high-temperature exhaust plume is still insufficient. In this paper, the Monte Carlo method is used to model the transmission of infrared polarized light in a high-temperature exhaust plume, and the absorption coefficients of H₂O in 2.5-3.3 μm band and CO₂ in 4-5 μm band are calculated using the HITRAN database. The multiple scattering process of photons in the exhaust plume space is simulated, and the changes of the cosine of motion direction and cosine of vibration direction of the photons in the collision events are analyzed at the microscopic level. Additionally, the photon characteristics are statistically analyzed based on the principles of calculating polarization and transmittance. Based on the simulation results, the changes of radiative transmittance and polarization at different transmission distances are compared with each other, and the effects of exhaust plume temperature, pressure, gas component concentration, and detection wavelength on the transmission characteristics of infrared polarized light are analyzed as well. The experimental results demonstrate that the error between the calculated radiative transmittance in this study and the HITRAN database is within 2%. The effects of temperature and pressure on the transmission characteristics of polarized light become increasingly significant as the distance increases. The pressure is negatively correlated with transmittance and polarization, while the effect of temperature is related to the gas type and the temperature range. The radiant transmittance and polarization degree decay exponentially with the absorption coefficient and transmission distance of the gas in the exhaust plume space. Different detection wavelengths also lead to differences in the transmission characteristics of polarized light.

Keywords: polarized radiation transfer, high-temperature tail flame, infrared absorption spectroscopy, Monte Carlo method

PACS: 42.25.Dd, 42.25.Bs, 41.20.Jb, 94.20.Bb

DOI: 10.7498/aps.74.20250174

CSTR: 32037.14.aps.74.20250174

* Project supported by the Equipment Pre-research Weapon Industry Application Innovation Project, China (Grant No. 627010402), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62201260), and the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant Nos. 30923011015, 30924010941).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: minjiewan1992@njjust.edu.cn

基于Monte Carlo法的高温尾焰红外偏振辐射传输特性仿真

周瑾 陈雪琦 孔筱芳 曹姝清 梁彦 张硕 顾国华 陈钱 万敏杰

Simulation of infrared polarized radiation transmission characteristics of high-temperature tail flame based on Monte Carlo method

ZHOU Jin CHEN Xueqi KONG Xiaofang CAO Shuqing LIANG Yan ZHANG Shuo GU Guohua
CHEN Qian WAN Minjie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 114201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250174

CSTR: 32037.14.aps.74.20250174

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250174>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一维有序单链水红外吸收光谱的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of infrared absorption spectra of one-dimensional ordered single-file water

物理学报. 2023, 72(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222031>

高温热辐射输运模拟的蒙特卡罗全局降方差方法

Global variance reduction method for Monte Carlo simulation of thermal radiation transport

物理学报. 2023, 72(13): 139501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230218>

红外光谱辐射计探测器高阶非线性响应校正方法

High-order nonlinear response correction method for infrared radiation detector

物理学报. 2021, 70(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201530>

干涉型红外光谱辐射计仪器线型函数仿真及校正

Calibration method of instrument line shape for infrared radiometer

物理学报. 2021, 70(14): 140701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210302>

室温下CO的近红外波段宽光谱吸收测量

Hyperspectral absorption of CO in the near infrared band at room temperature

物理学报. 2023, 72(22): 224207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230557>

高温对MOSFET ESD防护器件维持特性的影响

Effect of high-temperature on holding characteristics in MOSFET ESD protecting device

物理学报. 2022, 71(12): 128501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220172>