

烧蚀等离子体流场尾迹区的天线辐射特性*

王宇轩 郭琳静† 李江挺 郭立新 臧俊魏 段佰利

(西安电子科技大学物理学院, 西安 710071)

(2025 年 2 月 8 日收到; 2025 年 3 月 14 日收到修改稿)

在超音速气动热能的加热下, 当飞行器表面防/隔热材料的壁面温度超过其耐受极限时, 表面区域将出现高温热化学烧蚀及机械剥蚀等退化损伤现象, 产生的烧蚀扩散产物(烧蚀颗粒)引射到周围等离子体流场中悬浮在飞行器周围, 形成伴有烧蚀扩散物的高超声速等离子体流场, 烧蚀扩散物的存在可对原等离子体流场的物理特征及电磁特性产生重要影响. 本文通过建立包覆钝头锥体的等离子体流场及机载天线的耦合电磁模型, 采用射线追踪方法, 定量分析了伴生烧蚀产物的尾迹区等离子体流场对喇叭天线辐射特性的影响. 研究表明, 包覆飞行器的等离子体流场可造成一定量的天线辐射能量损失, 而流场中弥散的烧蚀颗粒将会使这一情况加重, 且烧蚀产物的密度及几何尺寸都可对天线辐射能量的损失产生影响. 该研究可为解决临近空间高超声速飞行器信息传输瓶颈背后的电磁波传播提供参考, 为进一步深入研究高超声速飞行器的目标探测、识别、防/隔热材料及系统设计等技术提供理论参考.

关键词: 高超声速, 烧蚀, 等离子体流场, 天线辐射特性

PACS: 42.25.Dd, 42.68.Ay, 42.25.Bs, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.74.20250154

CSTR: 32037.14.aps.74.20250154

1 引言

当各类飞行器(临近空间飞行器、再入飞行器、返回式航天器)在大气层中以高超声速($Ma \geq 5$)飞行时, 周围气体被飞行器产生的超音速激波加热, 由于黏性流及激波的作用, 飞行器表面附近温度可高达数千摄氏度, 周围空气分子会因剧烈热运动而被电离, 产生含有等离子体的高温激波层, 包覆在飞行器表面形成“等离子体鞘套”^[1-3]. 等离子体鞘套内的高密度自由电子具有导电性质, 对入射电磁波产生吸收、反射及散射等作用, 可改变天线的辐射性能, 严重时可导致通信质量恶化甚至通信链路中断^[4-6].

造成上述问题的原因是包覆于高超声速飞行器的等离子体鞘套本质上是一种具有时空复杂形

态的等离子体绕流流场. 从空间分布来看, 表征流场的物理参数在沿飞行器径向及轴向均具有明显的梯度分布特征, 伴随着 3—4 个数量级的变化. 如在与飞行器表面垂直方向 10 cm 的厚度范围内, 自由电子密度可从 10^9 cm^{-3} 上升至 10^{13} cm^{-3} , 碰撞频率可从 10 MHz 上升至 10 GHz^[7]. 为解决等离子体流场包覆下高超声速飞行器的通信问题, 近年来, 等离子体流场覆盖下的天线辐射特性得到了诸多关注^[8,9], 例如, Zhao 等^[10]研究了等离子体鞘套中的太赫兹阵列天线的天线辐射特性; Ni 等^[11]也对鞘套包覆下的太赫兹阵列天线进行了研究, 除此之外, 还考虑了等离子体鞘套动态性的影响; Mei 和 Xie^[12]研究了 RAM-C 飞行器在 71 km 高空飞行时的等离子体鞘套, 分析了天线在驻点区和后体区的辐射方向图; 基于等离子体的共振吸收效应, Xu 等^[13]对等离子体干扰技术的机理进行了研究和验

* 国家自然科学基金(批准号: 62001344)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ljguo@xidian.edu.cn

证, 并从功率角度出发, 研究了等离子体对雷达回波波形和雷达信号检测的影响; Chen 等^[14]研究了时变等离子体鞘套对雷达回波信号的影响.

但现有的研究成果还无法应对实际工程中的技术难题, 高超声速飞行器的探测与被探测问题仍是该领域内的技术壁垒. 这是因为覆盖高超声速飞行器的等离子体流场伴随很多复杂的物理效应, 如飞行器表面防/隔热材料的烧蚀性^[15]、飞行姿态变化引起的动态效应^[16]、流场内部剪切力导致的湍流效应等^[17], 这些因素单独且耦合在一起, 与等离子体流场产生更高阶的相互作用, 因此, 这些复杂物理效应对等离子体流场电磁特性的新问题及新机理是解决未来高超声速飞行器通信问题的关键点.

高超声速流场产生的瞬间, 表面热防护材料在激波气动热能的加热下, 出现高温热化学烧蚀及机械剥蚀等退化损伤现象 (壁面温度超过材料的耐受极限), 随之产生的烧蚀扩散产物 (烧蚀颗粒) 引射到等离子体流场中, 悬浮在飞行器周围, 形成伴有烧蚀扩散物的高超声速等离子体流场^[18]. 流场中的电子、离子和中性粒子等不仅会对弥散的烧蚀扩散物产生碰撞、吸附及屏蔽等作用, 还会与其发生物理化学反应, 影响热防护材料性能的宏观、微观演化规律; 烧蚀扩散物的存在也会影响飞行器绕流流场的物理特性, 如烧蚀颗粒会使流场的边界层发生电离化学反应, 继而使流场的温度、壁面以及流场气体组分的空间、时间分布产生变化等, 宏观上表现出流场参数的动态性, 最终改变包覆等离子体流场的电磁特性. 随着近年来高超声速飞行器及技术的发展, 相关研究也得到了越来越多的关注^[19-23]. 如 Robin 等^[24]开展了基于钝体目标的等离子体流场与磁场相互作用的研究, 对飞行器的热防护系统进行了探讨. 丁明松等^[25]建立了含碱金属烧蚀的高速流动/等离子体/电磁场耦合计算方法, 较为系统地开展了多种条件下表面烧蚀对高超等离子体影响及其与电磁场相互作用的机制与规律研究.

截止目前, 针对高超声速等离子体电磁特性的研究取得了很多有价值的成果, 但伴随烧蚀扩散物的等离子体流场覆盖天线特性的研究鲜有发表, 针对该问题, 本文对飞行器表面防隔热材料的烧蚀效应引起的电磁特性展开研究, 通过仿真计算给出了典型飞行条件下钝头锥体的等离子体绕流流场, 建立了烧蚀等离子体与喇叭天线的耦合电磁模型, 在此基础上采用射线追踪方法研究了烧蚀等离子体

流场对机载喇叭天线辐射性能的影响.

2 物理模型

本研究涉及 3 个步骤, 首先根据流体力学的化学反应方程, 采用流体模拟软件 FLUENT 对包覆钝头锥体的等离子体流场进行仿真计算; 利用三维高频电磁场仿真软件 ANSYS HFSS(ANSYS high frequency simulation software) 建立宽带 X 波段的机载喇叭天线模型, 同时在考虑飞行器表面防热材料的高温热化学烧蚀及机械剥蚀的情况下, 建立包覆钝锥模型的烧蚀等离子体流场, 在与天线辐射场耦合建模的基础上, 采用射线追踪方法理论分析伴生烧蚀扩散物的钝头锥体尾迹区流场对机载喇叭天线辐射特性的影响. 整体计算流程如图 1 所示.

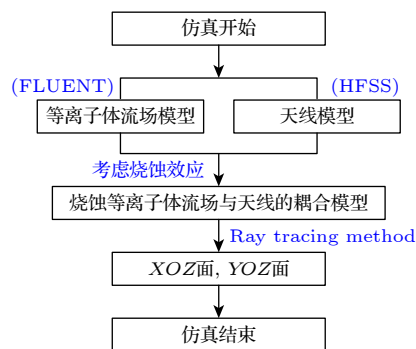


图 1 计算流程

Fig. 1. Calculation process.

2.1 等离子体鞘套模型

高超声速飞行器的等离子体流场与飞行器外形、飞行速度、姿态及高度等参数紧密相关, 相关研究中最常用的飞行器气动外形包括钝头锥体及尖头锥体两种. 钝头锥体类飞行器具有典型的空气动力学特征, 可在飞行器迎风面产生一个宽大且强烈的脱体正激波, 使得波前锋远离飞行器头部, 这个类似伞状的脱体激波层使气动加热所产生的热量主要耗散在空气密度较高的激波层内, 飞行器在周围宽厚边界层的保护下, 相比尖头飞行器, 机身承受的热量冲击则更小. 因此该结构被广泛应用于航天飞机、洲际导弹及高超声速打击武器等的头部, 如美国无线电衰减测量计划 (radio attenuation measurements, RAM) 的系列飞行实验, 与其对应的等离子体流场具有典型的区域分布特性, 且无明

显凸起改变其高速流场特性, 近年来, 该类气动外形的飞行器已成为高超声速飞行技术研究的主要模型.

对于锥体形飞行器来说, 其流场结构可大致分为驻点区、中间区、尾部区以及尾迹区. 驻点区是飞行器的来流接触点, 也是温度最高 (可达 5000 K 以上)、电子密度最大 (10^{20} m^{-3} 以上) 以及等子体鞘套最严重的区域; 中间区的空气流处于化学非平衡态, 电子密度仍然较高, 但已明显低于驻点区; 尾部区的自由电子主要来自穿过斜激波的气体, 流场参数进一步降低, 与飞行器的外形及飞行攻角密切相关, 该区域可用来安装机载天线; 尾迹区位于飞行器后边, 也称为背风面, 此处电子和离子的复合作用速率明显强于其生成速率, 导致自由电子密度急剧下降, 较于迎风面 (迎风面主要包含驻点区、中间区及尾部区), 其电子密度可下降至 10^{20} m^{-3} , 温度下降至 2000 K, 对电磁波的能量衰减也明显下降, 即使较低频的电磁波也可从该区域穿过, 该区域也可作为机载天线的安装窗口; 另一方面, 因本文中需要重点关注烧蚀产物的影响, 相比于其他区域, 尾迹区流场携带的烧蚀产物也最多, 因此本研究中将天线仓选取在钝形锥体的尾迹区, 如图 2 所示.

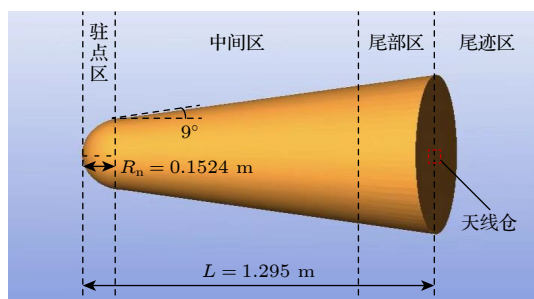


图 2 RAM-C 飞行器模型
Fig. 2. Aircraft model of RAM-C.

采用 Gambit 建模软件建立的钝头锥体飞行器长 1.295 m, 球头半径为 0.1524 m, 半锥角 9° , 如图 2 所示. 仿真计算时选取的飞行条件分别是高度为 30 km、速度为 $Ma = 25$ 、攻角为 0° 和高度为 40 km、速度为 $Ma = 20$ 、攻角为 0° .

采用 FLUENT 软件求解高超声速飞行器流场, 具体仿真计算步骤如下: 将已建立的飞行器模型导入 FLUENT 软件, 创建需要求解的控制区域, 将求解区域进行非结构化网格剖分; 选取流场中的空气化学反应模型, 定义流体的物理属性; 给定初

始状态下飞行器外围空气各个组分的摩尔分数、大气密度、温度、压强及来流方向和流速初始值等, 并设定飞行器表面为壁面, 设定压力远场等边界条件; 最后选取求解器及湍流模型, 设置库朗数、松弛因子、残差平滑及迭代次数等求解参数, 求解流场方程组 [26,27], 最终可给出两种典型飞行姿态下的电子密度、温度及压强的流场分布结果, 如图 3 和图 4 所示.

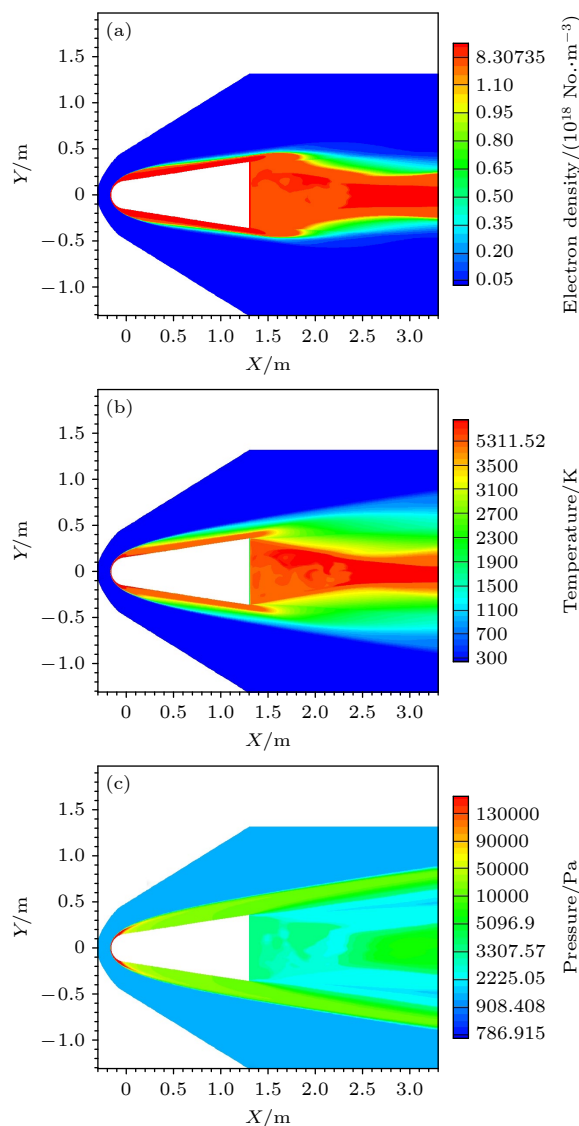


图 3 RAM-C 的等离子体流场 ($Ma = 25$, 30 km, 0°) (a) 电子密度; (b) 温度; (c) 压强
Fig. 3. Plasma flow fields of RAM-C ($Ma = 25$, 30 km and 0°): (a) Electron density; (b) temperature; (c) pressure.

2.2 天线模型

喇叭天线属于高增益天线, 由一个逐渐变宽的金属或介质管道构成, 一端与信号源相连, 另一端

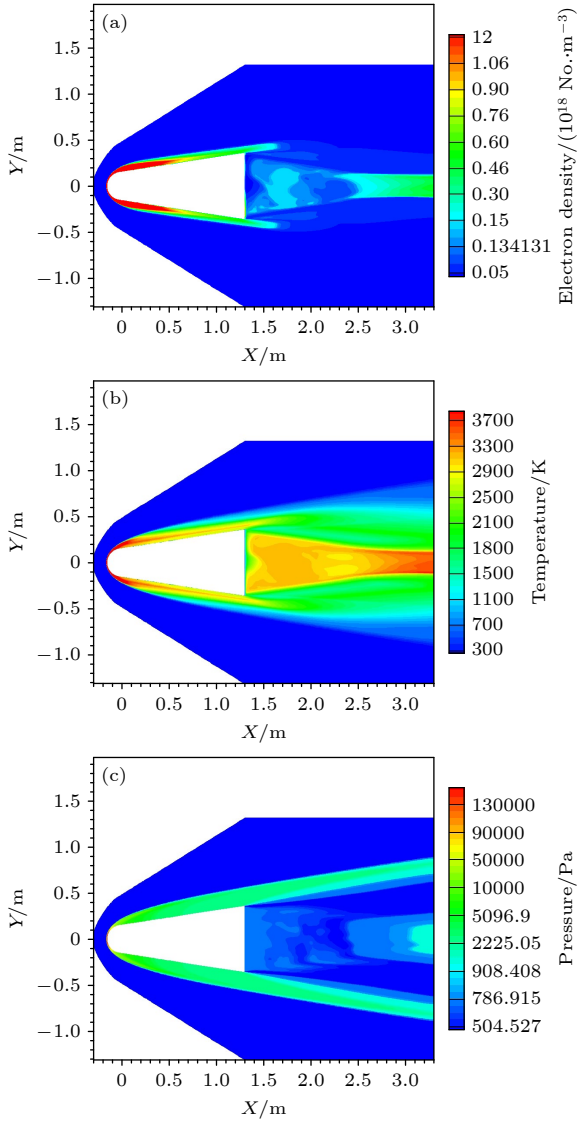


图 4 RAM-C 的等离子体流场 ($Ma = 20, 40 \text{ km}, 0^\circ$) (a) 电子密度; (b) 温度; (c) 压强
Fig. 4. Plasma flow fields of RAM-C ($Ma = 20, 40 \text{ km}, 0^\circ$): (a) Electron density; (b) temperature; (c) pressure.

为开口, 用于发射或接收电磁波, 该结构使喇叭天线能够实现较高的前向增益, 且能在较宽的频率范围内保持性能稳定. 本文建立的 X 频段喇叭天线具有良好的定向性和较高的增益特性, 表 1 所示为该喇叭天线的基本建模参数, 图 5 为其结构示意图, 图 6 和图 7 为辐射方向图及回波损耗.

表 1 X 波段喇叭天线结构参数
Table 1. Structural parameters of X-band horn antenna.

波导 宽度 W/mm	波导 高度 H/mm	波导 长度 L/mm	喇叭口 径宽度 W_1/mm	喇叭口 径高度 H_1/mm	喇叭 长度 L_1/mm
23	10	32	238	176	465

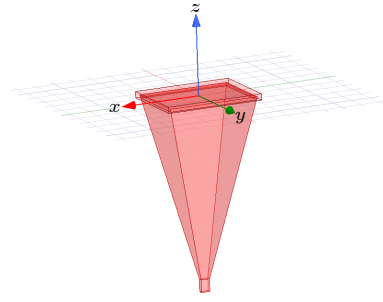


图 5 喇叭天线结构示意图
Fig. 5. Horn antenna structure diagram.

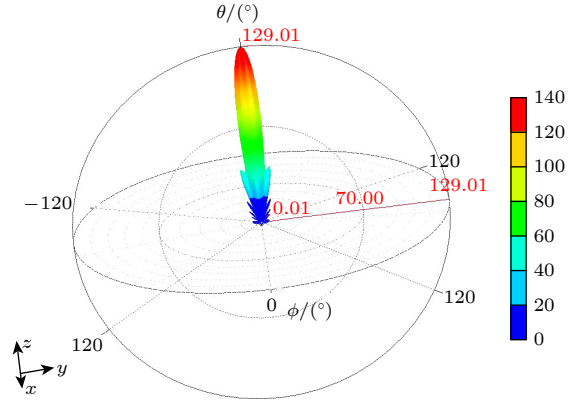


图 6 喇叭天线方向示意图
Fig. 6. Direction diagram of horn antenna.

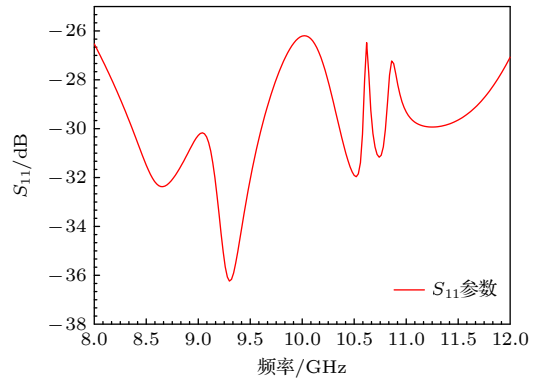


图 7 喇叭天线 S_{11} 参数
Fig. 7. S_{11} parameter of horn antenna.

2.3 射线追踪法

射线追踪法主要处理两方面的内容: 射线轨迹搜索以及射线场强的计算. 其中射线轨迹搜索可以通过几何知识得到解决, 射线场强的计算会涉及较为复杂的电磁场知识^[28]. 首先需要引入一种新的坐标系: 入射-透射射线基坐标系, 如图 8 所示.

图 8 中 S 为入射点, R 为透射点, F 为场点, $\hat{s}_1$ 为从 S 点指向 R 点的入射线单位矢量, $\hat{s}_2$ 为从 R 点指向 F 点的透射线单位矢量, $\hat{\beta}_1$ 和 $\hat{\beta}_2$ 为入射

面内分别与 $\hat{s}_1$ 和 $\hat{s}_2$ 垂直的单位矢量, 定义单位矢量 $\hat{\alpha}_1$ 和 $\hat{\alpha}_2$ 分别如下:

$$\begin{cases} \hat{\alpha}_1 = \hat{\beta}_1 \times \hat{s}_1, \\ \hat{\alpha}_2 = \hat{\beta}_2 \times \hat{s}_2. \end{cases} \quad (1)$$

因此, $(\hat{s}_1, \hat{\alpha}_1, \hat{\beta}_1)$ 和 $(\hat{s}_2, \hat{\alpha}_2, \hat{\beta}_2)$ 就构成了入射和透射射线基坐标系, 用这两个坐标系来表示矢量场, 又由于平面波在传播方向电场强度为零, 则在射线基坐标系下, 任意方向的电场可表示为

$$E(r) = \hat{\alpha} E_{\alpha}(r) + \hat{\beta} E_{\beta}(r). \quad (2)$$

这样就可以将笛卡尔坐标下的三维变为二维, 大大减少计算量. $\hat{\alpha}$ 分量表示波的正交极化分量, $\hat{\beta}$ 分量表示波的水平极化分量.

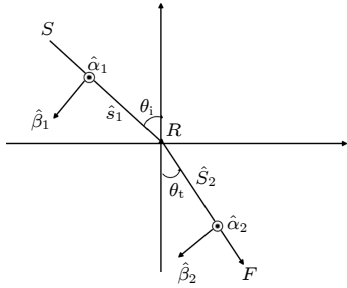


图 8 入射-透射射线基坐标系

Fig. 8. Incidence-transmission coordinate system.

在射线追踪模型中, 在进行透射场强的计算时, 先将电场分解到相互垂直的两个极化方向, 然后由透射理论: 菲涅耳定律和边界条件可以得到光线的透射场. 经过一系列复杂的推导和计算 (参考附录 A), 可得到透射场为

$$T_{//} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_1 \cos \theta_i + Z_2 \cos \theta_t} = \frac{2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta_i}}, \quad (3a)$$

$$T_{\perp} = \frac{2Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta_i}}, \quad (3b)$$

其中, 下标 $//$ 和 $\perp$ 分别表示平行和垂直极化波; Z_1 和 Z_2 分别是入射和反射电磁波的波阻抗系数; θ_i 和 θ_t 分别为电磁波在非均匀介质中的入射角和反射角. 折射理论给出了入射角与反射角之间的如下关系:

$$\theta_t = \arcsin \left(\frac{\sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}}{\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1}} \sin \theta_i \right). \quad (4)$$

2.4 烧蚀等离子体介电模型

等离子体通常是由电子、离子和其他中性粒子组成的有损耗、不均匀的色散介质. 当等离子体介质中含有烧蚀粒子时, 烧蚀等离子体的复介电常数为 [29,30]

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v_{en}^2} + \frac{c\eta_{ed}(v_{ch} + v_{en})}{(\omega^2 + v_{ch}^2)(\omega^2 + v_{en}^2)} + \frac{1}{j\omega} \left[\frac{\omega_p^2 v_{en}}{\omega^2 + v_{en}^2} + \frac{c\eta_{ed}(\omega_p^2 - v_{ch} v_{en})}{\varepsilon_0(\omega^2 + v_{ch}^2)(\omega^2 + v_{en}^2)} \right], \quad (5)$$

式中, ω 为入射波频率, ω_p 为等离子体频率, 表示等离子体中电子振荡的快慢, 大小为 $\omega_p = \sqrt{e^2 N_e^2 / m_e \varepsilon_0}$, 其中 m_e 为电子质量; e 为电荷量; N_e 是电子密度; ε_0 是真空介电常数; v_{en} 为电子与中性粒子间的有效碰撞频率, 与温度 T 有关, 大小可表示为 $v_{en} = 6.3 \times 10^{-9} n_n \sqrt{T/300}$, 其中 n_n 为中性粒子密度, 一般在 10^{24} m^{-3} 量级.

表征烧蚀特征的参数包括充电频率 v_{ch} 和充电响应因子 η_{ed} , 充电频率 $v_{ch} = r_d \omega_{pi}^2 (1 + T_i/T_e + Ze^2/r_d \kappa T_e) / \sqrt{2\pi} V_{Ti}$, 表示颗粒表面电量恢复到平衡状态的速率; 其中 T_i 和 T_e 分别为离子和电子的温度, 理论上两者不相等且难以区分, 因此在本文计算中, 离子温度和电子温度被计算区域等离子体流场的温度所替代, 相关常数 $\kappa = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$, $Z = 3000$; 离子振荡频率 $\omega_{pi} = \sqrt{e^2 N_i / \varepsilon_0 m_i}$, N_i 为离子密度, 其质量 $m_i = 5 \times 10^{-26} \text{ kg}$; 离子热速率 $V_{Ti} = \sqrt{8\kappa T / \pi m_i}$. 充电响应因子 $\eta_{ed} = e^2 \pi r_d N_e N_d / m_e$, 其中 N_d 是烧蚀颗粒密度, r_d 是烧蚀颗粒半径.

3 结果与讨论

根据建立的钝头锥体等离子体流场, 将天线安装于锥体尾部中心区域的天线仓内, 在图 3 和图 4 给出的两种飞行姿态下, 分别截取流场尾迹区中轴线上的特征参数, 即图中横坐标值为 1.45—3.3 m 区域中心轴的电子密度及温度等参数值, 采用射线追踪方法计算电磁波穿过等离子体流场后的透射场, 即位于流场图中横坐标 $X = 3.3 \text{ m}$ 之后的区域, 此结果为无烧蚀颗粒的尾迹区天线辐射结果, 当考虑烧蚀效应时, 即将烧蚀产物弥散于流场中, 同样采用射线追踪方法, 可得出烧蚀情况下的天线辐射结果.

图 9 和图 10 所示为烧蚀颗粒密度对机载喇叭

天线辐射场的影响, 计算时将烧蚀粒子的半径统一为 $1\ \mu\text{m}$. 黑色线条是 X 波段喇叭天线的初始远场场强, 红色线条表示电磁波穿过等离子体尾迹区流场(无烧蚀颗粒)后的出射场场强, 其余 3 条线(蓝、橙、绿)则为电磁波在不同烧蚀颗粒密度下(分别为 2×10^{13} , 5×10^{13} 及 $8 \times 10^{13}\ \text{m}^{-3}$) 的出射场场强.

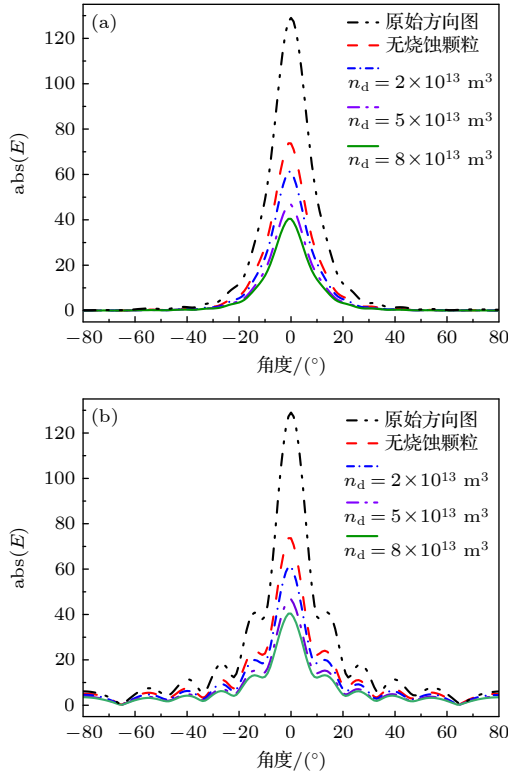


图 9 不同烧蚀颗粒密度下的天线方向图 ($Ma = 25, 30\ \text{km}, 0^\circ$) (a) xoz 面; (b) $yo z$ 面

Fig. 9. Antenna patterns of ablation particles with different densities ($Ma = 25, 30\ \text{km}, 0^\circ$): (a) xoz plane; (b) $yo z$ plane.

图 9 所示为飞行速度 $Ma = 25$, 飞行高度 $30\ \text{km}$, 0° 攻角时的计算结果. 可以看出 0° 攻角处电磁波的初始场强为 $129.0\ \text{V/m}$, 穿过尾迹区后降至 $73.7\ \text{V/m}$, 当烧蚀颗粒密度分别为 2×10^{13} , 5×10^{13} 和 $8 \times 10^{13}\ \text{m}^{-3}$ 时, 电场强度继续减至 61.1 , 46.7 及 $40.4\ \text{V/m}$. 图 10 为飞行速度 $Ma = 20$, 飞行高度 $40\ \text{km}$, 0° 攻角时的场强分布结果, 与图 9 的入射场相同, 即 0° 处初始电场强度为 $129.0\ \text{V/m}$, 由于尾迹区流场分布的不同, 此处的透射场强降至 $121.8\ \text{V/m}$, 当烧蚀颗粒存在时, 透射场强分别降至 117.1 , 107.1 和 $99.9\ \text{V/m}$.

以上结果可以看出, 当烧蚀颗粒存在于流场中时, 导致更多的电磁波能量被衰减, 且随着流场中烧蚀颗粒密度的增大, 电场强度衰减得越多. 这是

因为在电磁波的传输过程中, 电磁波的电场会对流场中的自由电子进行加速, 被加速的电子通过与烧蚀颗粒发生碰撞的形式将电场能量转化为热能, 表现出电场能量的吸收和衰减, 烧蚀颗粒越多, 与自由电子的碰撞次数则越多, 则需要更多的自由电子被加速, 最终使得电磁波的更多电场能量被转化为热能. 同时, 在烧蚀颗粒与流场中的自由电子相互碰撞过程中, 部分烧蚀颗粒则会通过碰撞带上电量, 充上电的烧蚀颗粒又与入射电磁波相互碰撞, 导致电磁波的能量被转移、吸收; 如果流场中的烧蚀颗粒密度更大, 则被充电的烧蚀颗粒也会更多, 最终导致更多的电磁波能量衰减.

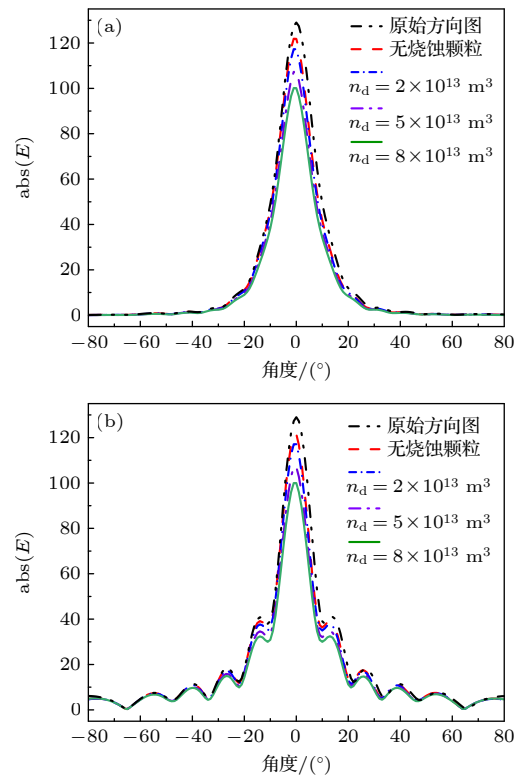


图 10 不同烧蚀颗粒密度下的天线方向图 ($Ma = 20, 40\ \text{km}, 0^\circ$) (a) xoz 面; (b) $yo z$ 面

Fig. 10. Antenna patterns of ablation particles with different densities ($Ma = 20, 40\ \text{km}, 0^\circ$): (a) xoz plane; (b) $yo z$ plane.

流场中弥散烧蚀颗粒的多少会造成更多的电磁波能量衰减, 烧蚀颗粒的几何尺寸也会对电磁波的传播产生影响. 相对于等离子体中的带电微粒, 烧蚀颗粒尺寸比较大, 可至几十微米量级, 其形状和尺寸都是不同的, 实际计算中无法对大量的粒子进行单独的个体化研究, 因此在仿真计算时认为所有的烧蚀产物具有统一的尺寸, 在此处的 3 种算例

中假设烧蚀颗粒半径分别为 $r_d = 2, 5, 8 \mu\text{m}$, 烧蚀颗粒密度为 $2 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$. 结果如图 11 和图 12 所示, 与图 9 和图 10 类似, 初始场强为 129.0 V/m, 飞行条件为 $Ma = 25, 30 \text{ km}, 0^\circ$ 时, 无烧蚀颗粒的透射场场强为 73.76 V/m, 图 11 中伴有烧蚀颗粒的透射场场强分别降为 50.03, 27.66 和 19.46 V/m; 图 12 中飞行条件为 $Ma = 20, 40 \text{ km}, 0^\circ$, 无烧蚀颗粒的透射场场强为 121.827 V/m, 伴有烧蚀颗粒存在的透射场场强降为 110.17, 78.38 和 59.02 V/m.

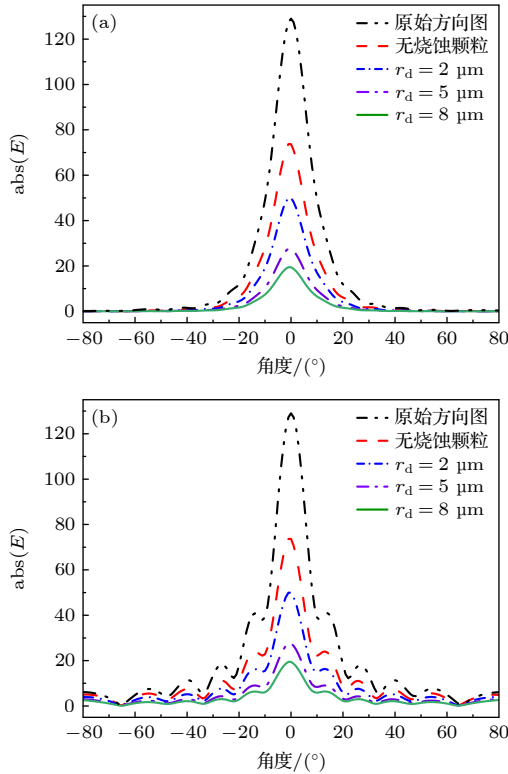


图 11 不同烧蚀颗粒半径下的天线方向图 ($Ma = 25, 30 \text{ km}, 0^\circ$) (a) xoz 面; (b) $yo z$ 面

Fig. 11. Antenna patterns of ablation particles with different radii ($Ma = 25, 30 \text{ km}, 0^\circ$): (a) xoz plane; (b) $yo z$ plane.

以上结果说明烧蚀颗粒的尺寸大小对入射电磁波的能量衰减有影响, 且烧蚀颗粒半径与入射电磁波的能量衰减成正比. 可以试着从微观机理进行解释: 在相同的烧蚀粒子密度下, 烧蚀产物半径越大, 体积越大, 烧蚀颗粒与自由电子之间碰撞的概率则越大, 这是因为烧蚀颗粒的碰撞截面中包含了颗粒半径这个参量, 该参量对碰撞及充电过程都有影响, 颗粒半径的增大使电磁波的色散效果增加, 最终, 高频的碰撞导致更多的自由电子能量被转移, 从而导致更多的电磁波能量被转移.

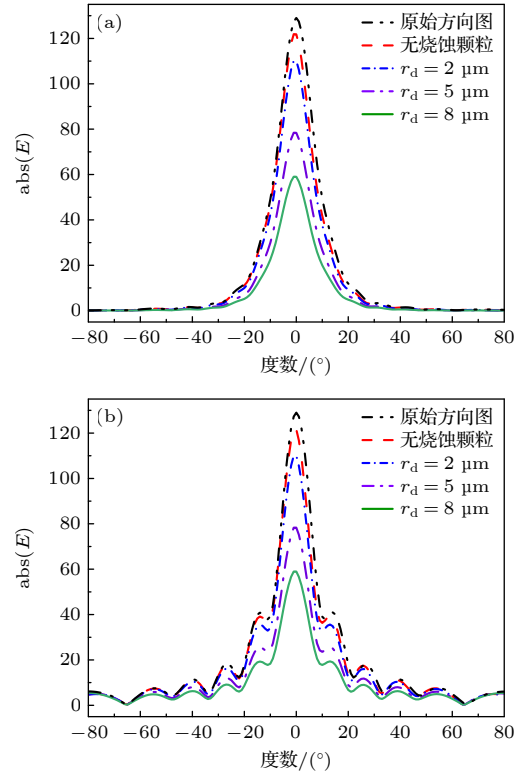


图 12 不同半径烧蚀颗粒半径下的天线方向图 ($Ma = 20, 40 \text{ km}, 0^\circ$) (a) xoz 面; (b) $yo z$ 面

Fig. 12. Antenna patterns of ablation particles with different radii ($Ma = 20, 40 \text{ km}, 0^\circ$): (a) xoz plane; (b) $yo z$ plane.

烧蚀颗粒的存在对飞行器尾迹区等离子体的电磁特性有很大影响, 还有几点需要说明, 首先, 烧蚀颗粒的密度和尺寸半径主要与热防护材料及背景气动热环境相关, 相同气动热环境下不同热防护材料的烧蚀历程及烧蚀产物是不同的, 目前工程上最常用的烧蚀材料主要有碳基复合材料、硅基复合材料和树脂碳基碳化材料^[23], 每种复合材料的传热方式、热响应特性及剥蚀特性不同, 产生的烧蚀颗粒密度和尺寸也不尽相同, 因此, 飞行器表面使用的热防护材料本身是影响电磁波传播的重要因素. 其次, 不同气动热环境下材料烧蚀过程的化学反应及组分扩散不同, 因此, 高超声速的背景气动热环境是影响烧蚀性的又一关键因素, 其与飞行器外形及飞行姿态高度相关, 整体上飞行器几何外形决定了外围流场的轮廓, 且飞行器端头、翼舵前缘、非冬季喷管喉道等精细位置处也会影响流场的空间分布, 而飞行速度、高度及攻角等又决定了边界层的流动状态 (层流、湍流、温度和压力分布等). 因此, 研究烧蚀性对流场电磁特性影响的前提是精确建立基于飞行器的包覆流场物理模型. 除此之外, 飞行器等离子体流场具有很强的区域性, 各区

域的烧蚀性也大不相同,如驻点区气动加热最剧烈,烧蚀也最为严重;而尾迹区除了大量的自由电子、离子和中性分子之外,还有推进燃料的产物,这些产物也可能与周围的电子和离子碰撞,形成更为复杂的烧蚀等离子体环境,当电磁波穿过该区域,其中的带电粒子受迫振荡,可消耗更多的传输信号能量,导致信号失真、衰减甚至中断。

因此,高超声速飞行器表面热防护材料的烧蚀性对等离子体流场电磁特性的影响是一个包含材料烧蚀热防护理论、稀薄气体动力学以及电磁学的多学科综合性问题,本文只对该问题进行初步的理论模型建立及计算,后续还需结合多学科开展进一步的理论与实验研究。

4 结 论

本文通过仿真包覆钝头锥体高超声速飞行器的等离子体流场及机载天线模型,采用射线追踪方法,定量分析了烧蚀颗粒有无情况下的尾迹区等离子体天线辐射特性。结果表明,不同的飞行姿态导致流场空间分布的差异,电磁波穿过流场后透射场的能量衰减也存在差异,因此,可以考虑通过以控制飞行姿态的方式达到减小电磁波能量衰减的目的。此外,防/隔热材料烧蚀后产生的烧蚀颗粒会导致更多的电磁波能量衰减,且烧蚀颗粒的密度及尺寸半径都与电磁波的能量衰减成正比,无烧蚀及伴生烧蚀两种情况下的电场差异证明烧蚀性是高超声速飞行器测控通信中不可忽视的重要因素。可依据本研究推测,在数千摄氏度的气动热环境下,能够烧蚀成更少、更小的颗粒产物的热防护材料更适用于飞行器表面,该研究可为高超声速飞行器的烧蚀隔热技术的研究提供一定的参考。

附录 A

假设一束平面波入射到界面上,其表示为

$$\begin{cases} E^i = E_0^i e^{-j\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}}, & H^i = \frac{1}{z_1} \hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{E}_i, \\ \mathbf{E}_i = \hat{x} \cos \alpha_i + \hat{y} \cos \beta_i + \hat{z} \cos \gamma_i, \end{cases} \quad (\text{A1})$$

其中 $\mathbf{k}_i$ 为入射波方向, k_1 是入射波的波数, $\mathbf{k}_1 = k_1 \hat{\mathbf{k}}_1$ 是传播向量; $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ 分别为入射波的传播方向与 X, Y, Z 轴之间的夹角。因此,反射波和透射波的传播方向可表示为

$$\begin{cases} \mathbf{k}_r = \hat{x} \cos \alpha_r + \hat{y} \cos \beta_r + \hat{z} \cos \gamma_r, \\ \mathbf{k}_t = \hat{x} \cos \alpha_t + \hat{y} \cos \beta_t + \hat{z} \cos \gamma_t. \end{cases} \quad (\text{A2})$$

反射波和透射波的传播矢量可表示为

$$\mathbf{k}_r = k_1 \hat{\mathbf{k}}_r, \quad \mathbf{k}_t = k_2 \hat{\mathbf{k}}_t. \quad (\text{A3})$$

反射波和透射波的表达式可以写成:

$$E^r = \hat{e}_r E_0^r e^{-j\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r}}, \quad H^r = \frac{1}{z_1} \hat{\mathbf{k}}_r \times \mathbf{E}_r, \quad (\text{A4})$$

$$E^t = \hat{e}_t E_0^t e^{-j\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r}}, \quad H^t = \frac{1}{z_2} \hat{\mathbf{k}}_t \times \mathbf{E}_t, \quad (\text{A5})$$

式中, $\hat{e}_r$ 和 $\hat{e}_t$ 分别为反射波和透射波的电场方向, E_0^r 和 E_0^t 分别表示反射波和透射电场的有效振幅。可以利用边界条件来确定反射波和透射波的传播方向和电场振幅。

首先确定传播方向。界面两侧电场切向分量的连续性产生:

$$k_1 \sin \theta_i = k_1 \sin \theta_r = k_2 \sin \theta_t. \quad (\text{A6})$$

根据折射定律:

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{\sqrt{\mu_2 \varepsilon_2}}{\sqrt{\mu_1 \varepsilon_1}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (\text{A7})$$

不论是哪一种偏振,所有斜入射平面波都可以分解成两个正交的线偏振波:一个是偏振方向垂直于入射平面的垂直偏振波,一个是偏振方向在入射平面内的平行偏振波。反射和透射并不改变波的极化方向,即垂直极化波的反射波和透射波均为垂直极化波,平行极化波的反射波和透射波也均为平行极化波。

同时根据边界条件:

$$E_{1t} = E_{2t}, \quad H_{1t} = H_{2t}. \quad (\text{A8})$$

平行极化波的反射和透射系数可得为

$$\begin{cases} R_{//} = \frac{Z_1 \cos \theta_i - Z_2 \cos \theta_t}{Z_1 \cos \theta_i + Z_2 \cos \theta_t} \\ = \frac{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta_i}}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta_i}}, \\ T_{//} = \frac{2 Z_2 \cos \theta_i}{Z_1 \cos \theta_i + Z_2 \cos \theta_t} = \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_t} (1 - R_{//}) \\ = \frac{2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i}{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \cos \theta_i + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \theta_i}}. \end{cases} \quad (\text{A9})$$

同理,垂直偏振波的反射和透射系数可表示为

$$\begin{cases} R_{\perp} = \frac{Z_2 \cos \theta_i - Z_1 \cos \theta_t}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \\ = \frac{\cos \theta_i - \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta_i}}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta_i}}, \\ T_{\perp} = \frac{2 Z_2 \cos \theta_i}{Z_2 \cos \theta_i + Z_1 \cos \theta_t} \\ = 1 + R_{//} = \frac{2 \cos \theta_i}{\cos \theta_i + \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - \sin^2 \theta_i}}. \end{cases} \quad (\text{A10})$$

参考文献

- [1] Korotkevich A O, Newell A C, Zakharov V E 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 083305
- [2] Li J F, Wang Y, Zhou Z X, Yao J F, Liu J L, Lan Z H, Yuan

- C X 2023 *Nanophotonics* **12** 1847
- [3] Chen S G, Hou L, Shi W, et al. 2023 *IEEE Trans. THz Sci. Technol.* **13** 28
- [4] Yang W O, Liu Q, Mao W, Gao S, Wu Z 2023 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **71** 2710
- [5] Zhang Y, Xu G, Zheng Z 2021 *Waves Random Complex Media* **31** 2466
- [6] Bogatskaya A V, Klenov N V, Tereshonok M V, Adjemov, S S, Popov, A M 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 185602
- [7] Li X P, Liu Y M, Xie K 2018 *Theory and Communication Technology of Electromagnetic Wave Propagation in Plasma Sheath of High Speed Aircraft* (Beijing: Science Press) p35 (in Chinese) [李小平, 刘彦明, 谢楷 2018 高速飞行器等离子体鞘套电磁波传播理论与通信技术 (北京: 科学出版社) 第 35 页]
- [8] Sha Y X, Zhang H L, Guo X Y, Xia M Y 2019 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **67** 2470
- [9] Li J, He M, Li X P, Zhang C F 2018 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **66** 3653
- [10] Zhao Z Y, Yuan K, Tang R X, Lin H, Deng X H 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 517
- [11] Ni Y X, Zhao Z Y, Yuan K, Tang Y X, Hong L J 2023 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **51** 2736
- [12] Mei J, Xie Y J 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 364
- [13] Xu J, Bai B W, Dong C X, Zhu Y T, Dong Y Y, Zhao G Q 2017 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **16** 1056
- [14] Chen X Y, Li K X, Liu Y Y, Zhou Y G, Li X P, Liu Y M 2017 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **45** 3166
- [15] Zheng Y K, Ye Y D, Tian H, Tian H, Jiang Q X 2024 *Aerosp. Technol.* **458** 54 (in Chinese) [郑永康, 叶友达, 田浩, 田浩, 蒋勤学 2024 空天技术 **458** 54]
- [16] Mao M Y, Peng K P, Zhao Z Y, Yuan K, Xiong J W, Tang R X, Deng X H 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 240
- [17] Deng Q Q, Chen W, Yang L X, Chen C X, Bo Y, Guo L X 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 1452
- [18] Guo Y J, Shi W B, Zeng L, Du B H 2019 *Mechanism of Ablative Thermal Protection Applied To Hypersonic Vehicles* p25 ((in Chinese)[国义军, 石卫波, 曾磊, 杜百合 2019 高超声速飞行器烧蚀防热理论与应用 (北京: 科学出版社) 第 25 页]
- [19] Bisek N J, Poggie J 2011 *42th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* Hawaii, USA, June 27–30, 2011, AIAA 2011-897
- [20] Zeng X J, Li H Y 2017 *J. Astronaut.* **38** 109 (in Chinese) [曾学军, 李海燕 2017 宇航学报 **38** 109]
- [21] Li K 2017 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [李开 2017 博士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [22] Li K, Liu W Q 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 064701 (in Chinese) [李开, 刘伟强 2016 物理学报 **65** 064701]
- [23] Yao X, Liu W Q, Tan J G 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174702 (in Chinese) [姚霄, 刘伟强, 谭建国 2018 物理学报 **67** 174702]
- [24] Robin A M, Adam S P, Partho P 2019 *J. Thermophys. Heat TR* **33** 1018
- [25] Ding M S, Liu Q Z, Jiang T, Fu Y A X, Li P, Mei J 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 115204 (in Chinese) [丁明松, 刘庆宗, 江涛, 傅杨奥骁, 李鹏, 梅杰 2024 物理学报 **73** 115204]
- [26] Shao C, Nie L, Chen W F 2016 *Aerosp. Sci. Technol.* **51** 151
- [27] Zhao W W 2014 *Ph. D. Dissertation* (Hangzhou: Zhejiang University) (in Chinese) [赵文文 2014 博士学位论文 (杭州: 浙江大学)]
- [28] Chang P C Y, Walker J G, Hopcraft K I 2005 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **96** 327
- [29] Li L Q, Wei B, Yang Q, Yang X, Ge D B 2017 *IEEE Trans. Antennas wireless propag. Lett.* **16** 2078
- [30] Wang M Y, Li H L, Dong Y L, Li G P, Jiang B J, Zhao Q, Xu J 2016 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **64** 286

Antenna radiation characteristics of wake region in ablative plasma flow^{*}

WANG Yuxuan GUO LinJing[†] LI Jiangting GUO Lixin
ZANG Junwei DUAN Baili

(College of Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 8 February 2025; revised manuscript received 14 March 2025)

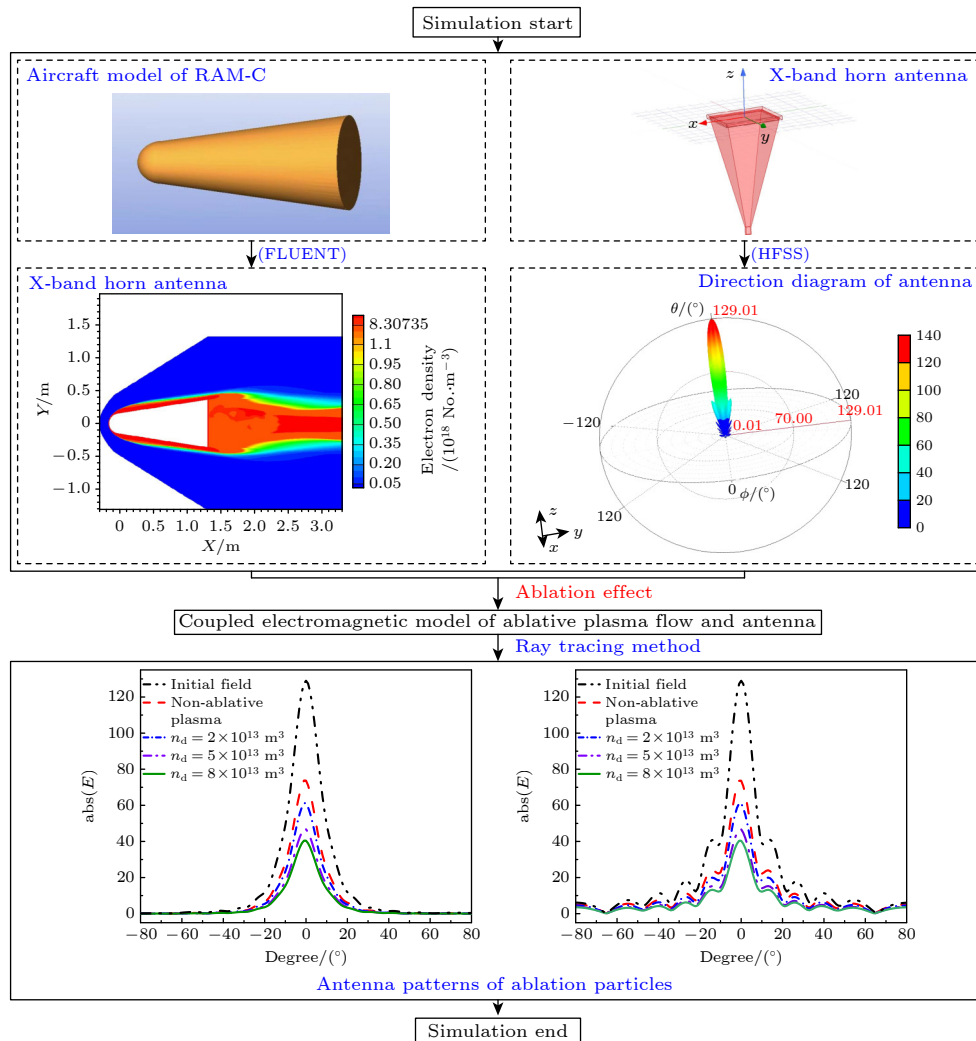
Abstract

When the wall temperature of the thermal protection or insulation materials on the surface of an aircraft exceeds their tolerance limits under the heating of supersonic aerodynamic heat energy, degradation damage phenomena such as high-temperature thermochemical ablation and mechanical erosion will occur in the surface area. The ablation diffusion products (ablation particles) generated are ejected into the surrounding plasma flow field and suspended around the aircraft, forming a hypersonic plasma flow field with ablation diffusion substances. The presence of ablation diffusion substances can significantly affect the physical and electromagnetic characteristics of the original plasma flow field. To solve this problem, this study establishes a coupled electromagnetic model of an ablative plasma flow field surrounding a blunt-nosed cone aircraft and analyzes the antenna radiation characteristics in the wake region of the ablative flow field. The research method

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62001344).

[†] Corresponding author. E-mail: ljguo@xidian.edu.cn

consists of several key steps. Firstly, the plasma flow field around the blunt-nosed cone is simulated using ANSYS FLUENT, a computational fluid dynamics (CFD) software. This step provides the fundamental flow field parameters such as electron density, temperature, and pressure distributions. Secondly, ablation particles, generated from thermal protection material degradation, are uniformly dispersed into the plasma flow. Then, the ablative plasma flow field is obtained. Thirdly, an X-band horn antenna is designed in ANSYS HFSS and loaded into the center of the wake region of the ablative plasma flow field. Based on the above models, the ray-tracing method is employed to quantitatively evaluate the attenuation of antenna radiation as it propagates through the wake region. The numerical results demonstrate that the plasma flow field enveloping the aircraft induces significant attenuation of antenna radiation energy. It is more noteworthy that the presence of ablation particles within the flow field substantially amplifies this energy dissipation effect. Both the ablation particle density and size distribution are identified as dominant factors controlling radiative energy loss, exhibiting proportional relationships with the attenuation of the incident field. This study systematically proves the influences of ablation particle density and size on initial field energy attenuation. This research can provide a reference for solving the problem of electromagnetic wave propagation that causes the information transmission bottleneck of near-space hypersonic aircraft. It can also serves as a theoretical basis for further in-depth research on technologies such as target detection, identification, thermal protection/insulation materials, and system design of hypersonic aircraft.



Keywords: supersonic, ablation, plasma flow, antenna radiation characteristics

PACS: 42.25.Dd, 42.68.Ay, 42.25.Bs, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.74.20250154

CSTR: 32037.14.aps.74.20250154



烧蚀等离子体流场尾迹区的天线辐射特性

王宇轩 郭琳静 李江挺 郭立新 臧俊魏 段佰利

Antenna radiation characteristics of wake region in ablative plasma flow

WANG Yuxuan GUO LinJing LI Jiangting GUO Lixin ZANG Junwei DUAN Baili

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 114202 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250154

CSTR: 32037.14.aps.74.20250154

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250154>

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

表面烧蚀对等离子体的影响及其与电磁场相互作用

Influence of surface ablation on plasma and its interaction with electromagnetic field

物理学报. 2024, 73(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231733>

高超声速类HTV2模型全目标电磁散射特性实验研究

Experimental investigation on all-target electromagnetic scattering characteristics of hypervelocity HTV2-like flight model

物理学报. 2022, 71(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211901>

各向同性等离子体覆盖金属天线辐射增强现象

Radiation enhancement phenomenon of isotropic plasma layer coated cylindrical metal antenna

物理学报. 2023, 72(13): 135202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230101>

飞秒激光辐照二硫化钨的超快动态响应及时域整形调制

Ultrafast dynamic response and temporal shaping modulation of tungsten disulfide irradiated by femtosecond laser

物理学报. 2021, 70(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210737>

风洞模拟等离子体绕流场回波频谱调制特性实验研究

Echo spectrum modulation characteristics of plasma flow field simulated by wind tunnel

物理学报. 2022, 71(3): 035203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211471>

高超声速条件下凸曲率壁面混合层的流动演化

Flow evolution of mixed layer on convex curvature wall under hypersonic conditions

物理学报. 2024, 73(10): 104701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240128>