

文章编号: 1001-2486(2009)01-0005-06

## 高超声速圆球绕流流场及其近尾尾迹流场电磁散射特性分析\*

常雨<sup>1</sup>, 陈伟芳<sup>2</sup>, 吴其芬<sup>1</sup>

(1. 国防科技大学 航天与材料工程学院, 湖南 长沙 410073; 2. 浙江大学 航空航天学院, 浙江 杭州 310027)

**摘要:** 采用分段线性电流密度递归卷积时域有限差分 (PLJERG-FDTD) 方法计算高超声速导电金属球绕流流场及其近尾尾迹流场电磁散射特性, 分析等离子体绕流流场 RCS 的频率特性、双站散射特性、极化特性及随飞行高度、飞行马赫数、入射角的变化关系。计算表明, 前向散射方向是全方位散射中 RCS 取得最大值的方向; 马赫数较大 (本文  $Ma \geq 14$ ) 时, 入射波频率增大、马赫数增大及飞行高度降低, 绕流流场前向 RCS 增大。马赫数较小 (本文  $Ma \leq 10$ ) 时, 飞行马赫数、高度及入射角变化对绕流流场 UHF、L、S 波段后向 RCS 和双站 RCS 影响很小; 在 UHF、L 波段, 绕流流场及本体的后向 RCS 差距较小。马赫数较大时, 大范围过密等离子体尾迹的形成使得电磁波垂直轴线入射时绕流流场增大了目标本体的后向 RCS; 在 L、S 波段, 绕流流场后向 RCS 曲线可用一条直线逼近。

**关键词:** 时域有限差分; 雷达散射截面; 电磁波; 等离子体; 高超声速绕流; 尾迹

**中图分类号:** V221      **文献标识码:** A

## Analysis of the Scattering Characteristic for the Hypersonic Flow Field with Near Wake Region of Sphere

CHANG Yu<sup>1</sup>, CHEN Wei-fang<sup>2</sup>, WU Qi-fen<sup>1</sup>

(1. College of Aerospace and Material Engineering, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2. School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang Univ., Hangzhou 310027, China)

**Abstract:** A piecewise linear JE recursive convolution finite-difference time-domain (PLJERG-FDTD) algorithm is applied to the study of the scattering characteristics of the hypersonic flow field with near wake region of conductive metal sphere. The effects of incidence wave frequency, incidence angle, scattering angle, polarization angle, altitude and Mach number on the radar cross section (RCS) are analyzed. The results illustrate that the forward RCS is the maximal RCS of all scattering orientations' RCS. The forward RCS increases with the rise of incidence wave frequency and Mach number, decreases with the decline of altitude when the Mach number is not less than 14 in this article. The backward RCS and the bistatic RCS of flow fields vary very small with Mach number, altitude and incidence angle for UHF, L and S band, the margin of the backward RCS between flow fields and sphere are small when the Mach number is not more than 10. The backward RCS of flow fields is more than the sphere's because of the formation of wide over-dense plasma wake, the curve of backward RCS varies when the incidence wave frequency can be approached by one line for L, S band if the incidence orientation is perpendicular to the X-axis and the Mach number is not less than 14.

**Key words:** FDTD; RCS; electromagnetic wave; plasma; hypersonic flow; wake

当再入飞行器或导弹等目标在大气层内以高超声速飞行时, 由于激波的形成及飞行器表面烧蚀作用, 在飞行器周围将产生电离现象并形成等离子体 (或电离气体) 包覆流场, 这是一团非均匀、碰撞、冷等离子体<sup>[1]</sup>。激波层中部分解和电离的气体从再入目标前驻点区域沿物体两侧向后扩展, 当等离子体流至物体尾部时快速向后扩展, 在再入目标后方成长达几百米到几千米尺度的尾迹。相比驻点区域, 物体尾部附近的电子数密度可能数量级地递减, 而更远处尾迹中的电子数密度将更低。等离子体电参数是流场参数的函数, 其分布特性与高超声速流场参数分布特性紧密相关, 同时与飞行器外形、飞行马赫数及飞行高度有关。等离子体包覆流场 (等离子体鞘套) 的存在, 对通信、目标识别及隐身、目标气动

\* 收稿日期: 2008-07-20

基金项目: 国家部委基金项目

作者简介: 常雨 (1979-), 男, 博士生。

性能存在不同程度的影响。等离子体包覆流场使电磁波产生反射、折射及散射,同时吸收电磁波能量,使地面站与飞行器间通信受扰,甚至造成通信中断<sup>[2-3]</sup>;另一方面,等离子体包覆流场改变了飞行器本体原有的空间散射特性,对对方雷达起到一定的电子干扰作用,对飞行器起到隐身作用<sup>[4]</sup>;再者,通过外加电磁场控制改变等离子体包覆流场结构,可以提高飞行器的气动性能<sup>[5-6]</sup>。等离子体尾迹具有极其复杂的气动、物理、化学现象,其电磁散射特性与再入目标头身部绕流流场电磁散射特性不同。雷达等探测设备所得到的尾迹测量结果反应出再入尾迹的电磁特性,能够提取目标的相关性质,获得再入目标的特征信息,进而可识别及反识别目标。在再入等离子体尾迹电磁散射特性等方面的研究工作可见文献[7-9]。

## 1 PLJERC-FDTD 算法

在非磁化、碰撞、冷等离子体中,Maxwell 方程组及相关联立方程为

$$\nabla \times H = \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + J \quad (1)$$

$$\nabla \times E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_e}{\partial t} = -\frac{e}{m} E - \nu u_e \quad (3)$$

$$J = -en_e u_e \quad (4)$$

式中, $E$  为电场强度; $H$  为磁场强度; $J$  为极化电流密度; $\epsilon_0$  和  $\mu_0$  分别为真空中的介电常数和磁导率; $n_e$  为电子数密度; $u_e$  为电子平均速度; $\nu$  为等离子体碰撞频率; $e$  和  $m$  分别为电子的电量和质量。

由式(3)和式(4),可以得到  $E$  和  $J$  的频域时谐关系为

$$J(\omega) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{j\omega + \nu} E(\omega) = \sigma(\omega) E(\omega) \quad (5)$$

式中,

$$\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / m \epsilon_0} \quad (6)$$

$$\sigma(\omega) = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{j\omega + \nu} \quad (7)$$

式中, $\omega_p$  为等离子体角频率; $\sigma$  为等离子体电导率; $\omega$  为入射电磁波角频率。

将式(5)和式(7)进行逆傅立叶变换,可得

$$J(t) = \int_0^t E(t-\tau) \sigma(\tau) d\tau \quad (8)$$

$$\sigma(\tau) = \epsilon_0 \omega_p^2 \exp(-\nu\tau) U(\tau) \quad (9)$$

式中, $U(\tau)$  为单位阶跃函数。

采用 Yee 氏符号,令  $t = n\Delta t$ ,极化电流密度  $J$  和电场强度  $E$  的各个分量可写为

$$J_i(n\Delta t) = j_i^n = \int_0^{n\Delta t} E_i(n\Delta t - \tau) \sigma(\tau) d\tau \quad (10)$$

式中, $i = x, y, z$ 。

PLJERC-FDTD 方法假设电场强度在  $\Delta t$  时间内为线性变化,卷积中的电场强度写为

$$E_i(n\Delta t - \tau) = E_i^{n-m} + \frac{E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}}{\Delta t} (\tau - m\Delta t) \quad (11)$$

将式(9)和式(11)代入式(1),有

$$J_i^n = \sum_{m=0}^{n-1} [E_i^{n-m} \sigma^n + (E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}) \xi^n] \quad (12)$$

式中,

$$\sigma^n = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \sigma(\tau) d\tau = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu} [1 - \exp(-\nu\Delta t)] \exp(-m\nu\Delta t) \quad (13)$$

$$\xi^n = \frac{1}{\Delta t} \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} (t - m\Delta t) \sigma(\tau) d\tau = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{V^2 \Delta t} [1 - (1 + V\Delta t) \exp(-V\Delta t)] \exp(-mV\Delta t) \quad (14)$$

由式(12)可得

$$J_i^{n+1} + J_i^n = (\sigma^0 - \xi^0) E_i^{n+1} + \xi^0 E_i^n + \Psi_i^n \quad (15)$$

式中, 卷积项

$$\Psi_i^n = \sum_{m=0}^{n-1} [E_i^{n-m} (\sigma^m + \sigma^{m+1}) + (E_i^{n-m-1} - E_i^{n-m}) (\xi^m + \xi^{m+1})] \quad (16)$$

由  $\Psi_i^n$  性质, 可得  $\Psi_i^n$  的迭代式

$$\Psi_i^n = (\sigma^0 + \sigma^1 - \xi^0 - \xi^1) E_i^n + (\xi^0 + \xi^1) E_i^{n-1} + \exp(-V\Delta t) \Psi_i^{n-1} \quad (17)$$

于是, 可得电场的迭代式为<sup>[10-11]</sup>

$$E_i^{n+1} = \frac{1}{1 + \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} (\sigma^0 - \xi^0)} \left[ \left( 1 - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \xi^0 \right) E_i^n + \frac{\Delta t}{\epsilon_0} (\nabla \times H)_i^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2\epsilon_0} \Psi_i^n \right] \quad (18)$$

磁场迭代式与常规 FDTD<sup>[12]</sup> 方法相同。

## 2 PLJERC-FDTD 方法有效性

为检验算法的正确性, 本文计算了金属导电球后向 RCS, 并与文献[13]结果进行了对比, 如图 1 所示。图中, 纵坐标为归一化 RCS(NRCS), 其值为  $\sigma/(\pi a^2)$ , 横坐标为电磁波传播常数与导电球半径的乘积  $ka = 2\pi a/\lambda$ , 其中  $a$  为导电球半径,  $\lambda$  为入射电磁波波长。同时, 本文给出另一验证算例——半径 1m 的等离子体球后向 RCS, 并与文献[14]结果进行了对比(图 2)。等离子体参数取自文献[14], 其特征频率为 28.7GHz, 碰撞频率为 20GHz。

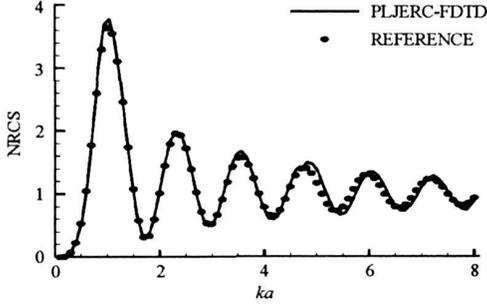


图 1 导电球的 NRCS 值

Fig. 1 NRCS of conductive sphere

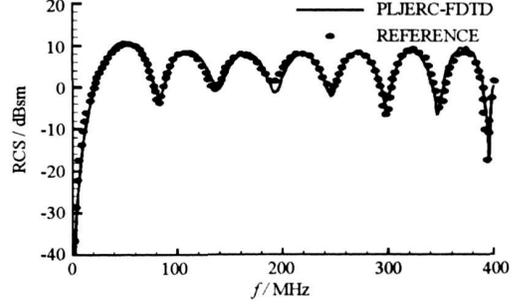


图 2 等离子体球后向 RCS

Fig. 2 Backward RCS of plasma sphere

由图 1 和图 2 可见, 本文计算结果与文献结果吻合较好, 本文的 PLJERC-FDTD 算法是有效的。

## 3 计算结果分析

半径 0.05m 的导电金属球高超声速绕流流场及尾迹流场数据由 11 组元模型<sup>[15]</sup> 计算得到, 来流流动方向为  $x$  轴正方向, 计算域形状、大小如图 3 右上所示( $D$  为球直径, 尾迹计算域长为球直径的 5 倍)。基于流场参数, 由文

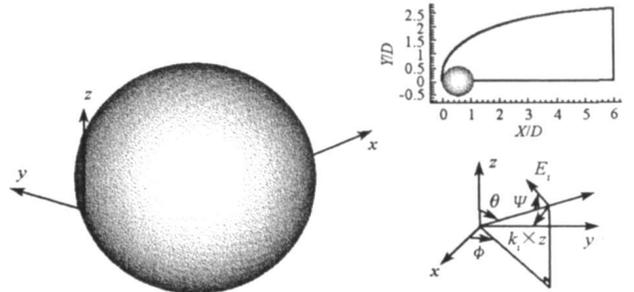


图 3 计算域及坐标系、角度定义

Fig. 3 Computational field, coordinate system and definition of angles

献[1]和[16]得到流场等离子体特征频率及电子碰撞频率分布。FDTD 计算中入射波采用微分高斯脉冲, 计算频率上限为 4GHz, 所得 RCS 数据均为共极化结果。入射角  $(\theta, \phi)$ 、双站角  $(\theta, \phi)$  及极化角  $\Psi$  定义采用球坐标系表示<sup>[12]</sup>, 坐标系及角度定义如图 3 所示。

图4是飞行高度40km,入射角( $90^\circ, 0^\circ$ ),极化角 $90^\circ$ ,飞行马赫数分别为6、8、10、14、16时球绕流流场及本体(Sphere曲线,由文献[13]导电金属球后向RCS曲线经单位变换后得到)后向RCS随入射波频率变化对比曲线。由图4可以看到马赫数变化对绕流流场后向RCS频率特性的影响:马赫数较低(本文 $Ma \leq 10$ )时,马赫数变化对绕流流场后向RCS频率特性影响很小,不同马赫数时绕流流场后向RCS曲线基本重合;马赫数增大(本文 $Ma = 14, 16$ )后,绕流流场后向RCS频率特性与低马赫数时的RCS频率特性差别较大,高马赫数时绕流流场后向RCS曲线不如低马赫数时光滑,振荡比较剧烈,但振荡幅度随入射波频率增加而减小。绕流流场对目标本体后向RCS频率特性的影响体现在:马赫数较低时,绕流流场后向RCS曲线在低频区间与目标本体的后向RCS曲线基本重合,在高频区间绕流流场存在改变了目标本体的后向散射特性;马赫数较高时,绕流流场存在对目标本体的后向RCS频率特性影响很大。形成这种RCS频率特性的原因从流体力学的角度看,同一外形物体的高超声速流动具有相似的波系结构,但马赫数变化对化学反应强度和流场参数分布具有不同程度的影响,马赫数较低时,化学反应作用较弱,球周围及近尾的等离子体(或电离气体)强度较弱;随着马赫数增大,化学反应作用增强,电离度增大,等离子体强度增强。由于等离子体电参数(等离子体特征频率和碰撞频率)是流场参数的函数,因而马赫数变化对流场参数分布特性的影响反映到电磁学方面内容就是对等离子体电参数分布特性的影响。马赫数较低时,如飞行高度40km,马赫数为10时,流场头部驻点区及近尾核心区等离子体特征频率分别为 $10^8$ 、 $10^7$ (Hz)量级,对于本文计算的大部分电磁波频率区间(UHF、L、S波段),等离子体流场处于欠密状态,电磁波与等离子体作用较弱,马赫数变化对绕流流场后向RCS频率特性影响较小;虽然等离子体强度较弱,但由于等离子体对电磁波的碰撞吸收作用,使得绕流流场改变了目标本体的散射特性。马赫数较高时,如飞行高度40km,马赫数为16时,流场头部驻点区及近尾核心区等离子体特征频率分别为 $10^{11}$ 、 $10^{10}$ (Hz)量级,等离子体鞘套及近尾尾迹核心区等离子体流场处于过密状态,电磁波与等离子体作用较强,因而马赫数变化对绕流流场后向RCS频率特性及目标本体的散射特性影响较大。图5是飞行马赫数10,极化角 $90^\circ$ ,入射角分别为( $90^\circ, 0^\circ$ )、( $90^\circ, 90^\circ$ ),飞行高度分别为30、40、50km时球绕流流场及本体后向RCS随入射波频率变化对比曲线。由图5可以得到,马赫数较低时,飞行高度及入射角变化对绕流流场后向RCS的频率特性影响较小。

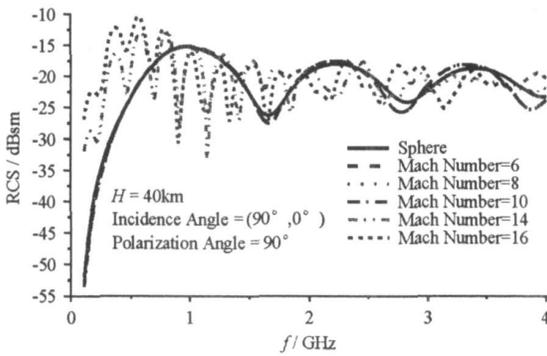


图4 飞行马赫数分别为6、8、10、14、16时球绕流流场及本体后向RCS随入射波频率变化对比曲线

Fig. 4 Backward RCS of sphere and flow field vs. incidence wave frequency, which Mach numbers are 6, 8, 10, 14, 16

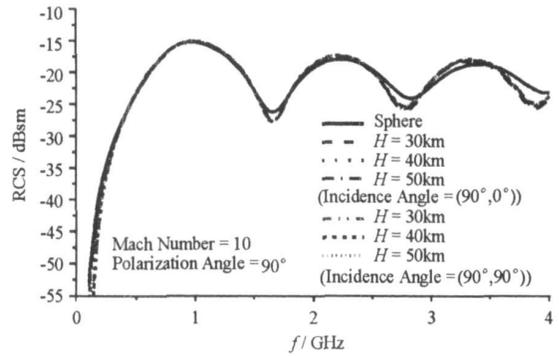


图5 飞行高度分别为30、40、50km时球绕流流场及本体后向RCS随入射波频率变化对比曲线

Fig. 5 Backward RCS of sphere and flow field vs. incidence wave frequency, which altitudes are 30, 40, 50km

图6是飞行马赫数16,入射角( $90^\circ, 0^\circ$ ),极化角 $90^\circ$ ,飞行高度分别为30、40、50km时球绕流流场及本体后向RCS随入射波频率变化对比曲线;图7是入射角( $90^\circ, 90^\circ$ ),其他条件与图6相同时的RCS结果。可以发现,高马赫数时飞行高度及入射角变化对绕流流场后向RCS的频率特性影响较大。高马赫数时,飞行高度变化影响等离子体电参数的分布特性,进而影响绕流流场的后向RCS频率特性;电磁波沿轴向入射时,后向散射的贡献主要来源于头颈部绕流流场,入射波沿垂直轴线方向入射时,后向散射的贡献则主要来源于大范围的尾迹流场。头颈部绕流流场的等离子体电参数分布特性与尾迹流场不同,

头身部绕流流场是强度很强的等离子体鞘套, 尾迹流场是强度相对较弱的与头身部流场波系结构、流场参数分布特性不同的等离子体流场, 因而不同入射角度时绕流流场后向散射特性不同。高马赫数时, 在球后方形成了大范围的过密等离子体尾迹, 当入射角 $(90^\circ, 90^\circ)$ 时, 电磁波与等离子体绕流流场作用表现出了绕流流场增大了目标本体后向 RCS 的特性, 随高度增加 RCS 增幅基本成减小趋势, 在 L、S 波段, 后向 RCS 随入射波频率变化关系可用一条直线来逼近(图 7)。无论是轴向入射还是垂直轴线入射, 高马赫数时, 绕流流场的存在较大程度上改变了目标本体的散射特性, 掩盖了目标本来的信息。

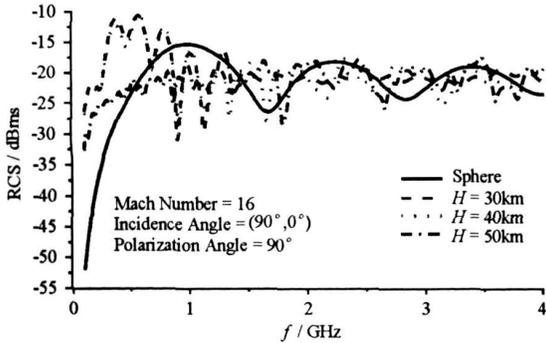


图 6 入射角 $(90^\circ, 0^\circ)$ 时球绕流流场及本体后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 6 Backward RCS of sphere and flow field vs. incidence wave frequency with incidence angle  $(90^\circ, 0^\circ)$

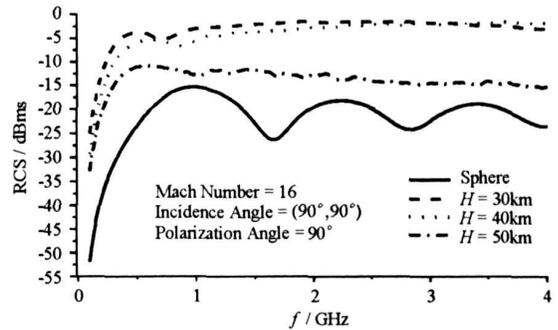


图 7 入射角为 $(90^\circ, 90^\circ)$ 时球绕流流场及本体后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 7 Backward RCS of sphere and flow field vs. incidence wave frequency with incidence angle  $(90^\circ, 90^\circ)$

图 8 给出了极化角对绕流流场后向 RCS 频率特性的影响, 图 9 给出了极化角对绕流流场双站散射特性的影响。可以发现, 极化方式的改变对绕流流场后向 RCS 频率特性及双站散射特性存在不同程度的影响。通常, 目标的前向散射大于后向散射。由图 9 可见, 在本文的绕流流场全方位散射中, 前向 RCS 是全方位 RCS 中的最大值; 双站 RCS 值处于第二位的散射方向并不一定是后向散射方向, 而是相对轴线来说的镜面反射方向。从前向 RCS 来看, 入射波频率为 3.0GHz(S 波段)时前向 RCS 比入射波频率为 1.5GHz(L 波段)时前向 RCS 大, 说明入射波频率增大, 电磁波的透射能力增强。

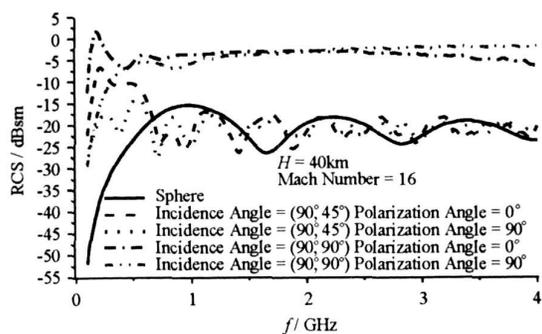


图 8 入射角分别为 $(90^\circ, 45^\circ)$ 、 $(90^\circ, 90^\circ)$ , 极化角分别为 $0^\circ$ 、 $90^\circ$ 时球绕流流场及本体后向 RCS 随入射波频率变化对比曲线

Fig. 8 Backward RCS of sphere and flow field vs. incidence wave frequency, which incidence angles are  $(90^\circ, 45^\circ)$ ,  $(90^\circ, 90^\circ)$  and polarization angles are  $0^\circ, 90^\circ$

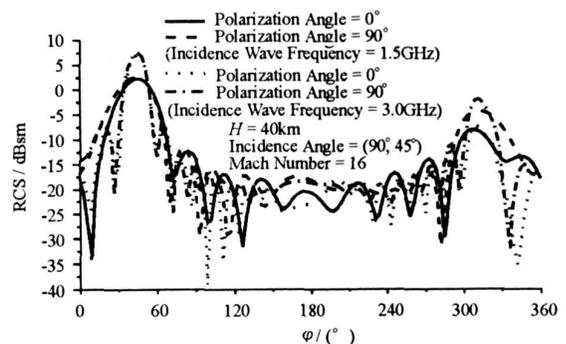


图 9 入射波频率分别为 1.5、3.0GHz, 极化角分别为 $0^\circ$ 、 $90^\circ$ 时球绕流流场双站 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 9 Bistatic RCS of flow field vs. scattering angle, which incidence wave frequencies are 1.5, 3.0GHz and polarization angles are  $0^\circ, 90^\circ$

图 10 是飞行高度 40km, 入射波频率 1.5GHz, 入射角 $(90^\circ, 0^\circ)$ , 极化角 $90^\circ$ , 飞行马赫数 6、8、10、14、16 时球绕流流场双站 RCS 随双站角变化对比曲线。马赫数较低时, 马赫数变化对绕流流场双站散射特性影响很小, 双站 RCS 随散射角变化曲线比较平滑; 马赫数较高时, 绕流流场双站 RCS 散射曲线有所振荡, 过密等离子体区的形成, 增大了目标散射体体积, 随着马赫数增大, 绕流流场前向 RCS 增大。图 11 是绕流流场双站散射特性随飞行高度变化对比曲线。高马赫数时, 随着飞行高度增加, 等离子体过密区范围减小, 绕流流场前向 RCS 变小。相同马赫数时, 随高度增加, 绕流流场双站 RCS 曲线振荡性有所减弱。

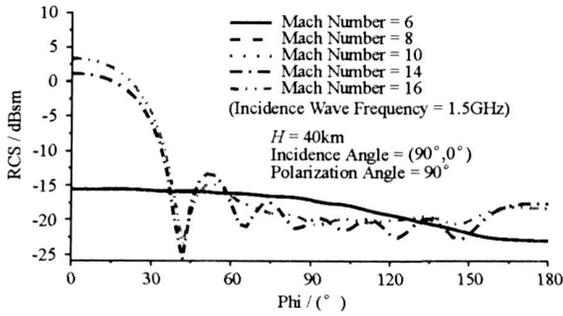


图 10 飞行马赫数 6、8、10、14、16 时球绕流流场双站 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 10 Bistatic RCS of flow field vs. scattering angle, which Mach numbers are 6, 8, 10, 14, 16

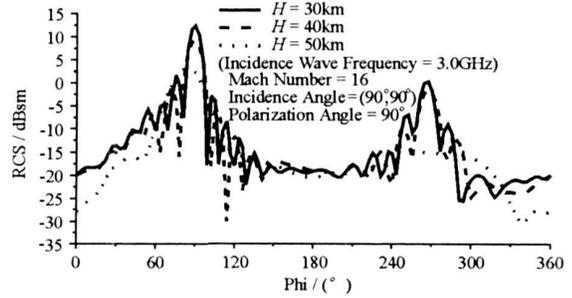


图 11 飞行高度分别为 30、40、50km 时球绕流流场双站 RCS 随双站角变化对比曲线

Fig. 11 Bistatic RCS of flow field vs. scattering angle, which altitudes are 30, 40, 50km

## 4 结论

(1) 马赫数较小(本文  $Ma \leq 10$ )时,对于 UHF、L、S 波段电磁波来讲,等离子体绕流流场处于欠密状态,飞行马赫数、高度及入射角变化对高超声速绕流流场 UHF、L、S 波段后向 RCS 频率特性和双站散射特性影响很小,绕流流场存在对目标本体 UHF 和 L 波段后向散射特性影响较小。

(2) 马赫数较大(本文  $Ma \geq 14$ )时,对于 UHF、L、S 波段电磁波来讲,头身部等离子体鞘套及尾迹核心区等离子体处于过密状态。电磁波沿轴线入射时,后向散射的贡献主要来源于头身部绕流流场;垂直轴线入射时,后向散射的贡献主要来源于大范围的尾迹流场,头身部及尾迹过密区等离子体分布特性不同使得入射波沿轴向入射及垂直轴线入射时的后向散射特性差别很大。电磁波垂直轴线入射时,大范围过密尾迹区的形成,增大了目标本体的后向 RCS;在 L、S 波段,绕流流场后向 RCS 频率特性曲线可用一条直线来逼近。

(3) 前向散射方向是全方位散射中 RCS 取得最大值的方向,电磁波非轴向入射时双站 RCS 值处于第二位的方向是相对轴线来说的镜面反射方向。马赫数较大时,入射波频率增大,绕流流场前向 RCS 增大;马赫数增大,前向 RCS 增大;飞行高度增加,前向 RCS 减小。

(4) 飞行器高超声速绕流流场电磁散射特性与飞行器外形、飞行状态、飞行环境及雷达特性密切相关,绕流流场 RCS 特性与这些参数之间有着复杂的关系及变化机制,这一规律有待进一步研究。

## 参考文献:

- [1] 乐嘉陵,等.再入物理[M].北京:国防工业出版社,2005.
- [2] Rybak J P, Churchili R J. Progress in Reentry Communications[J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 1971(5): 879- 894.
- [3] Usui H, Matsumoto H, Yamashita F, et al. Computer Experiments on Radio Blackout of a Reentry Vehicle[C]//6<sup>th</sup> Spacecraft Charging Technology Conference, AFRL-VS-TR-20001578, 2000: 107- 110.
- [4] Gregoire D J, Santonu J, Schumacher R W. Electromagnetic-wave Propagation in Unmagnetized Plasmas[R]. AD- A250 710, 1992.
- [5] Fujino T, Ishikawa M. Numerical Simulation of Control of Plasma Flow with Magnetic Field for Thermal Protection in Earth Reentry Flight[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2006, 34(2): 409- 420.
- [6] Shang J S. Plasma Injection for Hypersonic Blunt-body Drag Reduction [J]. AIAA Journal, 2002, 40(6): 1178- 1186.
- [7] 于明,牛家玉.再入尾迹湍流对雷达散射截面影响分析[J].计算物理,2002,19(6): 501- 506.
- [8] 吴建明,高本庆.再入飞行器等离子体尾迹 RCS 的计算[J].电波科学学报,1997,12(1): 26- 32.
- [9] 彭世缪,高巍,牛家玉.湍流等离子体尾迹雷达散射截面的计算及其影响因素分析[J].空气动力学学报,2005,23(1): 103- 107.
- [10] 庄钊文,袁乃昌,刘少斌,等.等离子体隐身技术[M].北京:科学出版社,2005.
- [11] 刘少斌.等离子体覆盖目标的电磁特性及其在隐身技术中的应用[D].长沙:国防科技大学,2004.
- [12] 王长清,祝西里.电磁场计算中的时域有限差分法[M].北京:北京大学出版社,1994.
- [13] 黄培康,等.雷达目标特性[M].北京:电子工业出版社,2005.
- [14] Yang L. 3D FDTD Implementation for Scattering of Electric Anisotropic Dispersive Medium Using Recursive Convolution Method[J]. Int. J. Infrared Milli Waves, 2007, 28:557- 565.
- [15] 柳军.热化学非平衡流及其辐射现象的实验和数值计算研究[D].长沙:国防科技大学,2004.
- [16] 袁忠才,时家明.非磁化等离子体中的电子碰撞频率[J].核聚变与等离子体物理,2004,24(2): 157- 160.