

高速模型尾迹流场及其电磁散射特性相似性实验研究

马平 石安华 杨益兼 于哲峰 梁世昌 黄洁

Experiment on similarity between wake flow field and electromagnetic scattering characteristic of the hypersonic model

Ma Ping Shi An-Hua Yang Yi-Jian Yu Zhe-Feng Liang Shi-Chang Huang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 102401 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.102401

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.102401>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

时空非均匀等离子体鞘套中太赫兹波的传播特性

Propagation characteristics of terahertz waves in temporally and spatially inhomogeneous plasma sheath

物理学报.2017, 66(8): 084102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084102>

光子晶体传输特性的时域精细积分法分析

Analysis of photonic crystal transmission properties by the precise integration time domain

物理学报.2017, 66(8): 084101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084101>

基于单层线-圆极化转换聚焦超表面的宽带高增益圆极化天线设计

Broadband circularly polarized high-gain antenna design based on linear-to-circular polarization conversion focusing metasurface

物理学报.2017, 66(6): 064102 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064102>

分层有耗手征介质中斜入射电磁波的传播矩阵

Propagation matrix of plane wave incident obliquely on stratified lossy chiral medium

物理学报.2017, 66(6): 064101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.064101>

若干电磁波完全极化参数组的完备变换关系

Conversion relationships between several parameter groups of completely polarized electromagnetic waves

物理学报.2017, 66(5): 054101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054101>

# 高速模型尾迹流场及其电磁散射特性相似性实验研究

马平<sup>†</sup> 石安华 杨益兼 于哲峰 梁世昌 黄洁

(中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000)

(2017年2月2日收到; 2017年3月14日收到修改稿)

高速目标再入大气层或在临近空间飞行时, 空气电离形成的等离子体鞘套和尾迹对目标的雷达散射特性会产生影响. 为了研究不同模型尾迹流场及其电磁散射特性规律和相似性, 以氧化铝球模型为研究对象, 在弹道靶设备上开展了双尺度参数相同的条件下高速球模型尾迹流场及其电磁散射相似性实验研究. 由二级轻气炮发射模型, 模型直径分别为8.0、10.0、12.0、15.0 mm, 速度约6 km/s, 靶室压力分别为6.3, 5.0, 4.2, 3.3 kPa, 采用阴影照相系统测量模型激波脱体距离、电子密度测量系统测量模型尾迹的电子密度分布、X波段单站雷达系统测量在视角为40°的模型及流场的雷达散射截面(RCS)分布. 实验结果表明: 在速度不变、双尺度参数相同的条件下, 随着模型尺寸的增加, 激波脱体距离逐渐增加, 激波脱体距离与模型直径之比近似相同; 不同模型尾迹电子密度测量曲线的趋势和数量级一致, 表明不同模型的尾迹流场适用于双缩尺律; 不同尺寸模型尾迹的总体RCS与分布RCS均不相同, 表明不同模型尾迹的电磁散射不适用于二元缩尺律; 高速球模型全目标电磁散射能量分布在模型及其绕流区域、等离子体尾迹区域; 高速球模型全目标电磁散射能量在模型及绕流区域出现1个强散射中心, 在模型湍流尾迹区域出现多个散射中心; 高速球模型尾迹的RCS测量信号呈现随机性分布特性, 幅度脉动和频率脉动均没有周期性; 随着模型尺寸的增加, 模型尾迹的总体RCS增加, 尾迹脉动频率的变化范围减小.

**关键词:** 等离子体, 尾迹流场, 电磁散射, 相似性

**PACS:** 24.10.Cn, 41.20.Jb, 42.68.Mj, 52.35.Ra

**DOI:** 10.7498/aps.66.102401

## 1 引言

当高速飞行器在大气层中飞行时, 由于和空气的剧烈相互作用, 使气体被加热到较高的温度, 导致空气发生振动激发、离解甚至电离的高温真实气体效应, 形成高温等离子体绕流场. 高温绕流场内的多组元气体将发生内能级激发、离解、电离、复合等复杂的物理化学过程, 并伴随着振动、转动、电子能级跃迁等各种不同的辐射跃迁过程. 高速飞行器周围等离子体分布直接影响电磁波的散射特性, 在某些情况下会产生雷达散射突增现象<sup>[1-7]</sup>. 图1为美国Trailblazer计划的飞行实验结果<sup>[8]</sup>, 由图可见UHF波段从58—59 km开始突增, S波段约

50 km左右, 湍流脉动使RCS增加了2—3个数量级, 层流尾迹的影响要小得多.

由于飞行实验成本较高, 理论计算分析和地面模拟实验是研究高速飞行器等离子体鞘套电磁散射特性的重要手段. 近年来, 理论与数值分析已从稳态等离子体中电磁散射特性分析进展到时变等离子体中电磁散射特性的数值计算, 研究了复杂目标电磁散射特性高效计算方法. 文献<sup>[9]</sup>推导了适用于时变等离子体的时域有限差分(FDTD)方法, 证实了时变等离子体对电磁波产生的频偏作用, 讨论了弛豫时间和频率偏移效应对目标电磁散射特性的影响. 文献<sup>[10]</sup>针对复杂等离子体目标电磁散射特性研究, 提出了一种分段线性递归卷积时域有

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: [hbmaping@263.net](mailto:hbmaping@263.net)

限差分算法及其在MPI+openMP并行计算模型中的高效实现方法. 文献[11]基于电流密度拉普拉斯变换方法改进的时域有限差分算法, 推导出计算三维时变问题的时域有限差分算法的迭代式. 文献[12]采用半解析半数值的方法求解了平面波在任意连续分层介质覆盖导体球上的散射问题, 给出了边界条件和控制方程, 可给出其散射系数. 文献[13]针对等离子体宽频电磁散射特性分析的复杂性, 提出了一种基于最佳一致逼近理论的宽频分析算法, 避免了复杂高阶阻抗矩阵导数的计算. 文献[14]采用分段线性电流密度递归卷积时域有限差分方法计算了不均匀时变等离子体覆盖导体圆柱的双站雷达散射(RCS)特性. 文献[15]从高超声速流场模拟的双缩尺率和亚密湍流尾迹RCS模拟的Born近似出发, 推导了真实飞行条件下和地面弹道靶试验之间亚密湍流尾迹RCS模拟的一种相似特性.

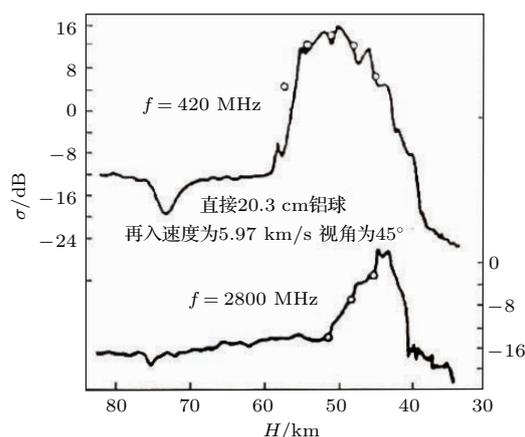


图1 不同高度下的再入体雷达散射特性

Fig. 1. The electromagnetic scattering characteristics of the reentry vehicle at multiple altitudes.

地面模拟手段对开展等离子体鞘套中电磁散射特性研究具有非常重要的意义. 地面模拟实验数据可以为理论建模与数值仿真分析研究提供验证数据. 高速飞行器电磁散射特性实验研究主要还是在地面模拟设备上完成. 在弹道靶试验中, 模型自由飞, 能够方便地模拟高速飞行器的再入速度、飞行环境压力, 配置有微波暗室. 因此, 弹道靶设备是目前开展高速飞行器目标电磁散射特性研究的主要地面实验设备之一. 美国通用汽车公司防御研究室(GM/DRL)、空军阿诺德工程发展中心(AEDC)、俄罗斯科学院约菲技术物理研究所、俄罗斯中央机械研究院(TSNMIMASH)等在弹道

靶设备上开展了高速目标及其鞘套RCS特性、湍流尾迹的增长律和相关尺度、湍流能谱函数、湍流脉动强度及尾迹流动状态对电磁散射的影响等系列研究工作[16-22]. 中国航天科工集团公司207所在中国科学院力学研究所JF10爆轰驱动高焓激波风洞中开展了等离子体包覆目标电磁散射特性实验[23], 基于矢量网络仪的步进扫频体制, 在C波段上进行实验, 观测到等离子体鞘套对目标RCS的影响.

目前, 公开报道的高速目标电磁散射特性地面模拟实验结果较少, 尤其是针对双尺度参数条件下不同模型尾迹流场及电磁散射特性相似性实验研究尚未见公开报道. 本文以氧化铝球模型为研究对象, 在弹道靶设备上开展了双尺度参数相同(即环境压力与模型尺寸乘积相同)的条件下高速非烧蚀球模型激波脱体距离测量、模型尾迹电子密度测量、模型及流场RCS测量, 研究不同模型尾迹流场及其电磁散射的变化规律及相似性, 分析了环境压力、模型尺寸等因素对目标尾迹流场电子密度分布、RCS分布的影响.

## 2 高速目标尾迹流场及其电磁散射特性弹道靶实验测量方法

利用弹道靶的二级轻气炮将实验模型发射到超高速飞行状态, 靶室模拟环境压力, 模型在该环境中与空气相互作用产生等离子体高温流场. 实验模型速度通过控制发射器参数实现, 模型飞行环境压力利用抽真空系统实现[24]. 选用直径8, 10, 12, 15.00 mm的氧化铝球, 模型速度约6 km/s, 靶室压力对应为6.3, 5.0, 4.2, 3.3 kPa. 由布置在弹道靶设备不同位置的阴影照相系统、电子密度测量系统和雷达系统分别进行模型激波脱体距离、模型尾迹电子密度和电磁散射特性测量. 激波脱体距离和尾迹的电子密度测量结果主要用于验证考核流场参数计算使用的化学动力学模型和化学反应模型以及计算方法. 弹道靶雷达系统获得模型及流场后向RCS变化.

### 2.1 高速模型激波脱体距离测量方法

激波脱体距离在气动物理靶上采用阴影仪进行测量. 光源采用532 nm脉冲激光器, 激光出光脉

冲宽度  $10\text{ ns} \pm 1\text{ ns}$ , 模型选用直径为  $15.00\text{ mm}$  的高圆度且具有高强度和耐高温  $\text{Al}_2\text{O}_3$  球. 通过提高测速控制系统的精度来减少对大测量视场的要求, 采用单镜头成像等技术措施提高成像系统的空间分辨率, 分析结果表明激波脱体距离测量的空间分辨率高于  $10\text{ }\mu\text{m}$ . 选用触发时刻与出光时刻时间差稳定的激光光源, 时间差偏差小于  $1\text{ }\mu\text{s}$ , 实现了模型在飞行轴线方向处于测量视场宽度范围中. 通过调节刀口位置改变成像系统的灵敏度, 实现了不同压力下模型激波脱体距离测量的需要, 测量系统示意图见图 2.

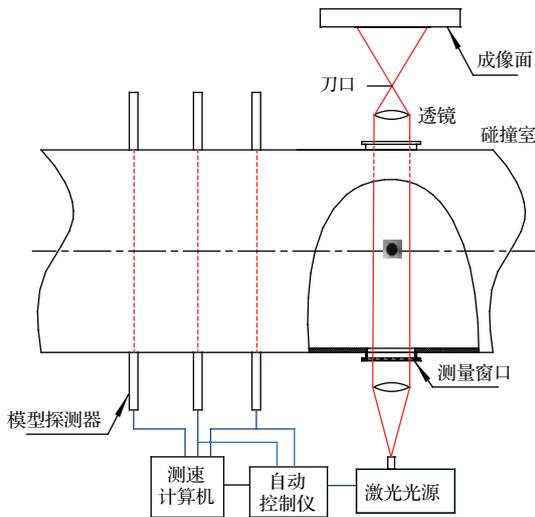


图 2 高速模型激波脱体距离测量方法  
Fig. 2. The measuring methods of shock standoff distances of the models with hypersonic velocity.

## 2.2 高速模型尾迹电子密度测量方法

为了满足高超声速模型尾迹大动态范围的电子密度 ( $10^9\text{--}10^{13}/\text{cm}^3$ ) 的测量要求, 采用了  $8\text{ mm}$  微波干涉仪测量系统 (以下简称微波干涉仪) 和开式微波谐振腔测量系统 (以下简称开腔) 衔接来完成. 在  $(10^{11}\text{--}10^{13})/\text{cm}^3$  范围采用微波干涉仪测量, 在  $(10^9\text{--}10^{11})/\text{cm}^3$  范围采用工作模式为  $\text{TEM}_{00q}$  的开腔测量. 电子密度测量系统空间分辨率为  $50\text{ mm}$ .

从微波干涉仪信号源发出的微波信号分成两路, 一路为测量支路, 一路为参考支路. 测量支路的微波信号通过点聚焦透镜天线形成聚焦波束穿过模型尾迹, 通过等离子体的微波信号产生相位移, 由点聚焦透镜接收天线接收馈送到微波接收电路. 该信号与参考支路的信号在混频器混频后送入

数据采集与处理系统. 利用数字鉴相方法得到微波经过等离子体后的相位变化. 根据相位移和电子密度之间的关系获得相应的尾迹电子密度. 模型尾迹电子密度的微波干涉仪测量示意图见图 3.

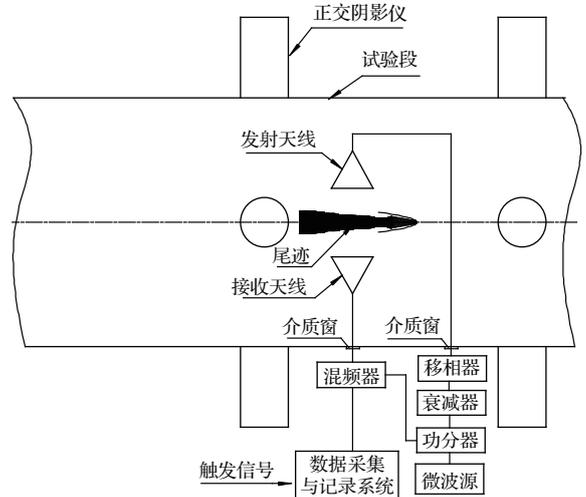


图 3 微波干涉仪测量高速模型尾迹电子密度示意图  
Fig. 3. The schematic diagram of the wake electron density of the models with hypersonic velocity by the microwave interferometer system.

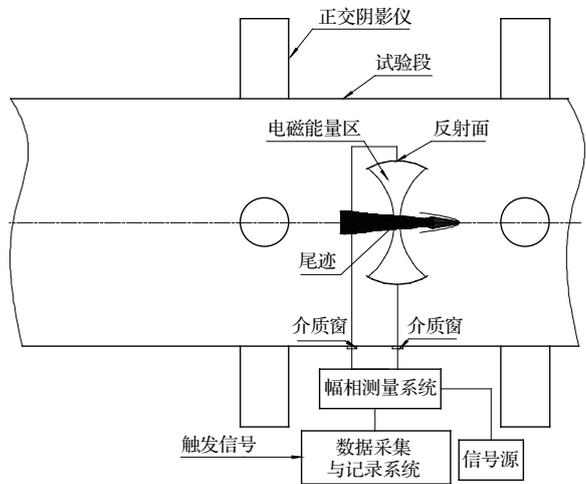


图 4 开腔测量高速模型尾迹电子密度示意图  
Fig. 4. The schematic diagram of the wake electron density of the models with hypersonic velocity by the open microwave resonant cavity.

当高速模型从开腔腔体内通过时, 空气受高速模型产生的激波作用形成等离子体尾迹高温气体, 尾迹对腔体电场产生微扰, 腔体中电磁场的谐振频率和相位发生变化. 通过高精度的幅相测量系统测量尾迹引起的传输信号的幅度变化和相位移. 根据

传输信号的幅度、相位与电子密度的关系, 计算得到沿模型飞行轴线的尾迹电子密度分布. 模型尾迹电子密度的开腔测量示意图见图 4.

### 2.3 高速模型及流场 RCS 测量技术

利用 X 波段连续波雷达系统测量高速模型及流场 RCS. 在微波暗室内测量天线固定一个特定角度, 目标飞过天线波束区时, 雷达记录目标散射测量信号, 经过数据处理得出对应于测量方式时的目标 RCS 数据; 弹道靶测控系统实现模型测速, 并且为阴影照相系统、电子密度测量系统、雷达测量系统提供同步时间触发信号, 使模型位置、姿态数据与雷达测量数据同步、关联, 获得与模型位置、姿态相关的 RCS 数据; 阴影照相系统实现目标流场显示测量. 为了减小背景反射的影响, 雷达布置在微波暗室中且采用了背景对消技术. 图 5 给出了高速模型及流场 RCS 测量方案, 测量视角为  $40^\circ$ , 采用垂直极化发射、垂直和水平极化接收方式测量. 实验前, 利用单站对消装置进行背景对消, 降低背景散射电平.

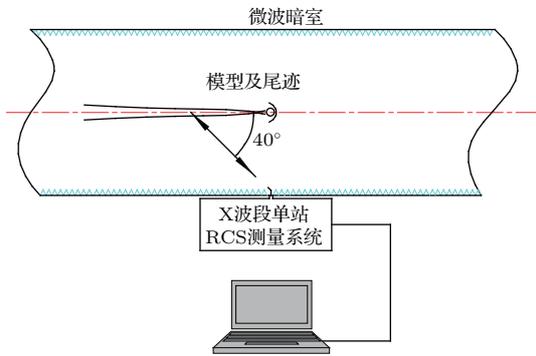


图 5 高速模型及流场 RCS 测量方案  
Fig. 5. The RCS measurement scheme of the models with hypersonic velocity and their flow fields.

当模型穿过天线波束时, 模型及流场对入射电磁波产生散射, 雷达系统记录模型及流场散射信号的幅值  $A(t)$ 、相位  $\phi(t)$  曲线. 经过定标、近远场变换和一维成像处理, 最终得出模型及流场的总体 RCS 和沿模型飞行轴线分布 RCS 数据. 由于绕流和尾迹 RCS 通常远小于金属模型 RCS, 采用金属模型进行流场对 RCS 的影响实验, 不易观察到绕流和尾迹对 RCS 的影响. 因此, 选用本体 RCS 较小的氧化铝球作为实验模型.

## 3 高速模型流场特性和电磁散射特性数据处理方法

### 3.1 高速模型激波脱体距离测量

通过照片判读的实验模型激波脱体距离  $\Delta$  和模型直径  $D$  与照片像素之间存在如下的比例关系:

$$\frac{D}{P_{e1}} = \frac{\Delta}{P_{e2}} \quad (1)$$

式中,  $P_{e1}$  为沿模型垂直中心线判读出的模型直径像素,  $P_{e2}$  为沿模型水平中心线判读出的驻点激波脱体距离像素,  $\Delta$  为照片判读的实验模型激波脱体距离,  $D$  为实验模型直径.

判读得到激波脱体距离  $\Delta$  为

$$\Delta = \frac{P_{e2}}{P_{e1}} D. \quad (2)$$

通过判读实验照片得到激波脱体距离数据的误差主要来源于像素判读偏差和模型尺寸误差. 激波脱体距离判读误差  $E$  为

$$E = \left| -\frac{P_{e2}}{P_{e1}} D \right| \Delta P_{e1} + \left| \frac{1}{P_{e1}} D \right| \Delta P_{e2} + \left| \frac{P_{e2}}{P_{e1}} \right| \Delta D, \quad (3)$$

式中,  $\Delta P_{e1}$  为沿模型垂直中心线判读模型直径像素时偏差的像素,  $\Delta P_{e2}$  为沿模型水平中心线判读驻点激波脱体距离像素时偏差的像素,  $\Delta D$  为实验模型直径误差.

### 3.2 高速模型尾迹电子密度数据测量

根据弹道靶模型尾迹增长规律、结合模型尾迹流场照片可以得到模型尾迹宽度. 对于微波干涉仪, 根据直接测量的相位差  $\phi$  和微波透射的等离子体厚度  $\delta$ , 计算得到相应的模型等离子体尾迹电子密度  $n_e$ :

$$\phi = \frac{2\pi \cdot \delta}{\lambda_0} \left[ \left( 1 - \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \cdot \frac{1}{\omega^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (4)$$

式中,  $\lambda_0$  为扫频微波源中心频率,  $e$  为电子的电量,  $\epsilon_0$  为真空介电常数,  $m_e$  为电子质量,  $\omega$  为扫频微波源角频率.

开腔测量高速模型尾迹电子密度时, 将等离子体尾迹等效为大体积小介电常数的微扰. 根据微扰法求解电磁场方程, 得到等离子体尾迹微扰情况下电子密度与腔体参数之间的关系:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f}{f_0} &= \frac{\sqrt{\pi}\delta^2 n_{e0}}{4n_c d_r \sqrt{2w_0^2 + \delta^2}} e^{-\frac{4y_0^2}{2w_0^2 + \delta^2}} \\ &\times \left[ 1 \pm \cos(2kx_0) \exp\left(-\frac{(k\delta)^2}{4}\right) \right] \\ &= \frac{1}{2Q} \text{tg}\phi, \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $f_0$  为微波谐振腔的谐振频率,  $\Delta f$  为微波谐振腔谐振频率的 3 dB 带宽,  $\delta$  为等离子体尾迹宽度,  $d_r$  为腔体反射面之间的距离,  $k$  为电磁波波数,  $w_0$  为电磁波高斯波束在  $z = 0$  处的束腰半径,  $x_0$  为等离子体区中心横坐标,  $y_0$  为等离子体区中心纵坐标,  $n_{e0}$  为尾迹中心轴线上的电子密度,  $n_c$  为角频率为  $\omega_0$  时的临界电子密度,  $Q$  为腔体品质因数.

由于缺乏标准的等离子体源, 电子密度测量系统采用间接标定的方法确定系统测量误差. 标定结果显示, 电子密度测量系统响应时间小于 1  $\mu\text{s}$ , 测量系统误差小于 10%.

### 3.3 高速模型及流场电磁散射特性测量

雷达测量系统采用发射低速金属球法进行标定. 标定结果显示, X 波段雷达系统测量误差小于  $\pm 1$  dBsm. 由于模型及流场处于天线近场区, 为了获得目标远场 RCS, 需要进行近远场变换. 近远场变换算法是把依次通过天线波束的模型和尾迹信号进行合成, 通过一定变换, 把在近场测量的信号转变为整体目标在远区的总回波信号, 经过定标后表示为远区的总 RCS.

利用定标球可得目标散射值:

$$\begin{aligned} &RCS_{\text{target}}(\theta_{01}, \theta_{02}) \\ &= \left| \frac{\int_{t_1}^{t_2} v_{\text{target}} V(t) G(t) dt}{\int_{t'_1}^{t'_2} v_{\text{sphere}} V_0(t) G_0(t) dt} \right|^2 \\ &\times RCS_{\text{sphere}}(\theta_{01}, \theta_{02}), \end{aligned} \quad (6)$$

式中,  $v_{\text{sphere}}$  为定标球运动速度,  $v_{\text{target}}$  为目标运动速度,  $\theta_{01}$  为 X 轴正方向到发射天线波束中心的旋转角,  $\theta_{02}$  为 X 轴正方向到接收天线波束中心的旋转角,  $G_0(t)$  为定标球构造函数,  $G(t)$  为目标构造函数,  $V_0(t)$  为定标球测量数据,  $V(t)$  为目标测量数据,  $RCS_{\text{sphere}}(\theta_{01}, \theta_{02})$  为雷达从  $\theta_{01}$  方向发射信号、在  $\theta_{02}$  方向上观察到的定标球远场双站 RCS, 它通过理论计算获得.

为了获得模型及流场沿飞行方向的一维距离像, 利用模型及尾迹依次穿过天线波束时产生的多普勒频移信号, 经过相位补偿对其进行聚焦后产生模型及尾迹在模型飞行方向的一维 RCS 像. 根据目标与测量雷达之间的相对运动关系, 建立空间几何模型. 图 6 给出了测量雷达和目标的几何关系.

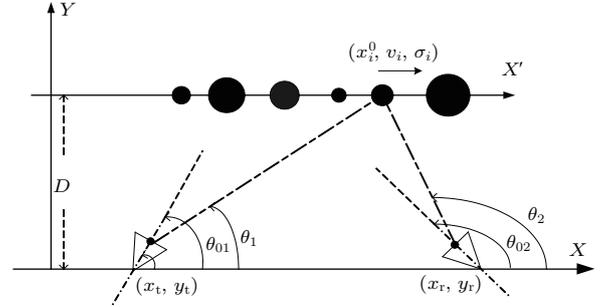


图 6 测量雷达和目标的几何关系

Fig. 6. The space geometry relations between instrumentation radar and targets.

考虑双站测量状态(单站为双站测量的特例), 如图 6 所示, 目标为分布在位置  $x_i^0$  上散射强度为  $\sigma_i$  的散射点, 水平沿弹道方向以速度  $v_i$  运动. 点散射源响应信号为

$$\begin{aligned} S_i(t) &= \frac{P_t \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_i(t)}{(4\pi)^3} \cdot \frac{F_t(\theta_1(t) - \theta_{01})}{r_1(v_i t)} \\ &\times \frac{F_r(\theta_2(t) - \theta_{02})}{r_2(v_i t)} \\ &\times \exp\{-jk[r_1(v_i t) + r_2(v_i t)]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中,  $P_t$  为雷达发射功率,  $\lambda$  为雷达波工作波长,  $r_1(v_i t)$  为第  $i$  个聚焦函数的点散射源在  $t$  时刻到发射天线的距离,  $r_2(v_i t)$  为第  $i$  个聚焦函数的点散射源在  $t$  时刻到接收天线的距离,  $\theta_1(t)$  为 X 轴正方向到  $r_1(v_i t)$  的旋转角,  $\theta_2(t)$  为 X 轴正方向到  $r_2(v_i t)$  的旋转角,  $F_t(\theta)$  为发射天线的幅度方向性函数,  $F_r(\theta)$  为接收天线的幅度方向性函数.

为了提取目标中速度为  $v_i$  的各散射点的散射强度  $\sigma_i$ , 构造一系列沿弹道中心线运动速度为  $v_j$  的飞过收发天线波束照射区域的点散射源响应信号:

$$\begin{aligned} S_j(t) &= \frac{F_t[\theta_1(t) - \theta_{01}]}{r_1(v_j t)} \cdot \frac{F_r[\theta_2(t) - \theta_{02}]}{r_2(v_j t)} \\ &\times \exp\{-jk[r_1(v_j t) + r_2(v_j t)]\}. \end{aligned} \quad (8)$$

对  $S_j(t)$  能量归一化作为成像系统聚焦函数. 聚焦函数信号  $S_j(t)$  与测量信号  $S_i(t)$  互相关, 通过

相关结果的最大值获得具有该速度的目标相对散射强度. 然后, 利用阴影仪记录的目标和定标球各自的弹道偏移量对相对散射强度值进行弹道偏移修正. 最后用定标球完成目标 RCS 定标, 以获得具有不同速度的各个散射点散射强度的距离分布.

## 4 高速模型电磁散射特性测量实验结果与分析讨论

### 4.1 高速模型激波脱体距离测量

图 7 给出了实验获得的不同状态条件下球模型飞行时的高分辨率阴影/纹影照片.

表 1 给出了根据阴影/纹影照片分析处理得到的高速球模型激波脱体距离实验数据. 由表 1 可见, 在给定的实验条件下, 激波脱体距离的测量误差最大值为 4.3%. 在速度近似不变、双尺度参数相同的实验条件下, 随着模型尺寸的增加, 模型激波脱体距离逐渐增加.

理论分析表明, 化学反应对球模型头部激波脱体距离有重要影响. 双尺度参数是模拟离解反应的相似参数, 在双尺度参数条件下, 离解反应起主要作用. 双尺度参数相同时, 不同直径球模型流动的化学反应相似, 激波脱体距离与球模型特征尺度之比近似相同. 随着球模型直径变大, 激波脱体距离也变大. 实验中, 不同直径的球模型激波脱

体距离与球模型直径的比值分别为 0.0393, 0.0408, 0.0416, 0.0357, 近似相同. 因此, 在给定的实验条件下, 随着球模型尺寸的增加, 其激波脱体距离逐渐增加, 激波脱体距离与球模型直径之比近似相同, 获得的球模型激波脱体距离数据与理论分析的变化规律一致.

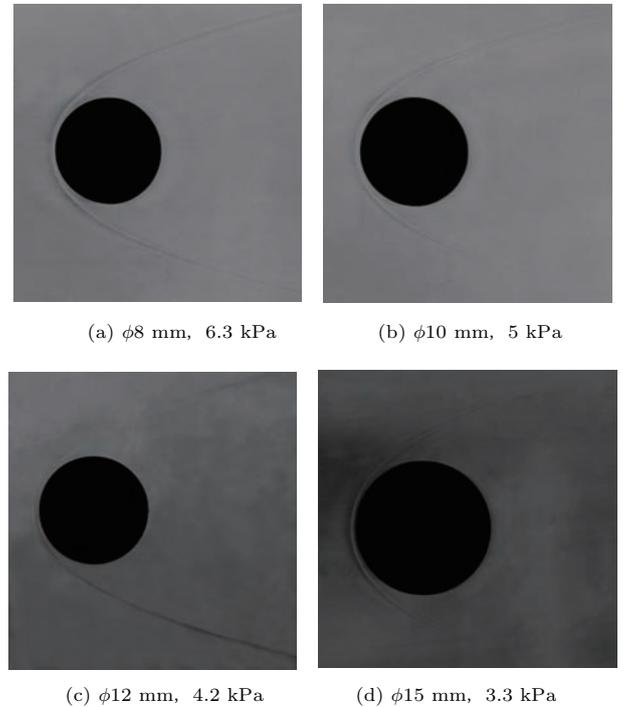


图 7 高速氧化铝球模型激波脱体距离测量照片  
Fig. 7. The photographs of the shock standoff distances of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  balls with hypersonic velocity.

表 1 高速氧化铝球模型激波脱体距离测量结果

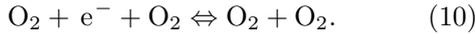
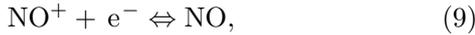
Table 1. The measurement results of the shock standoff distances of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  balls with hypersonic velocity.

模型直径/mm	实验压力/kPa	双尺度参数 $\rho R/\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$	激波脱体距离/mm	相对测量误差/%
8	6.3	$3.0 \times 10^{-4}$	0.315	4.26
10	5.0	$3.0 \times 10^{-4}$	0.408	3.31
12	4.2	$3.0 \times 10^{-4}$	0.500	2.69
15	3.3	$3.0 \times 10^{-4}$	0.536	2.79

### 4.2 高速模型尾迹电子密度测量

采用耐高温的  $\text{Al}_2\text{O}_3$  陶瓷球作为实验模型, 实验中模型不发生烧蚀. 理论研究表明, 非烧蚀高速模型流场的不同部分可能由不同体模型的化学反应占主导地位, 且存在过渡区, 即模型流场的不同部分可能服从不同的缩尺律. Lees<sup>[23]</sup> 用理论证明大部分尾迹流场中, 电子的衰减由二体化学反应占主导地位, 即大部分流场服从

双缩尺律. 双尺律条件如下: 1) 几何相似, 且物体的线性尺度有  $\eta = d_1/d_2$  的关系; 2) 来流速度  $\nu_\infty$  相同, 即  $\nu_{\infty 1} = \nu_{\infty 2}$ ; 3) 来流组分  $C_{i\infty}$  相同, 即  $C_{i\infty 1} = C_{i\infty 2}$ ; 4) 来流温度  $T_\infty$  相同, 即  $T_{\infty 1} = T_{\infty 2}$ ; 5) 来流密度  $p_\infty$  与物体的线性尺度成反比, 即  $p_{\infty 1}d_1 = p_{\infty 2}d_2$ . 双缩尺律在远尾流适用与否, 要取决于下面两个电子衰减反应中哪一个占主导地位:



利用电子密度测量系统获得了不同直径的  $\text{Al}_2\text{O}_3$  球模型尾迹 ( $10^9-10^{12}$ ) 个/ $\text{cm}^3$  量级内的电子密度一维分布数据. 图 8 为实验中测量的不同直径  $\text{Al}_2\text{O}_3$  模型尾迹电子密度沿飞行方向的一维分布图,  $x$  是从模型底部量起的距离. 实验中, 在模型速度不变的条件下, 保持模型直径与实验压力之积不变, 实验气体均为干燥空气. 由图 8 可见, 不同模型的尾迹电子密度测量结果数量级和变化趋势基本一致. 从模型近尾到远尾, 模型尾迹电子数密度从  $10^{12}$  个/ $\text{cm}^2$  量级逐渐下降到  $10^9$  个/ $\text{cm}^2$  量级. 在模型尾迹的相应点  $x_1/d_1 = x_2/d_2$ , 有  $(n_{e1})_{\text{av}}\delta_1 = (n_{e2})_{\text{av}}\delta_2$ , 即尾迹积分电子密度相同. 在  $x/d$  从 1 到接近 1000 的范围内, 不同模型尾迹电子密度在同一相对位置为同一个数量级, 并且电子密度变化规律相同. 在同一个相对位置, 不同模型尾迹电子密度在数值上相差最大不超过 1.5 倍. 说明高速球模型的尾迹流场在给定的实验条件下适用于双缩尺律, (9) 式表示的化学反应占主导地位.

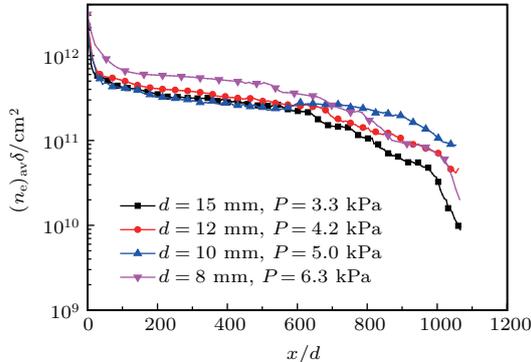


图 8 (网刊彩色) 高速氧化铝球模型尾迹平均电子密度分布测量结果  
Fig. 8. (color online) The wake electron density distribution measurement results of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  with hypersonic velocity.

### 4.3 高速模型及流场 RCS 测量

单站 X 波段雷达系统沿模型飞行方向的空间分辨率约为 70 mm. X 波段雷达系统可以测量到低至  $-80$  dBsm 的 RCS. 图 9 为高速氧化铝球模型及其尾迹归一化 RCS 沿飞行方向的一维距离分布图. 实验中, 电子密度系统测量的是一定区域面积内尾迹电子密度宏观的平均值. 高速氧化铝球模型尾迹

RCS 的脉动可能是由测试区域尾迹电子密度的脉动引起的.

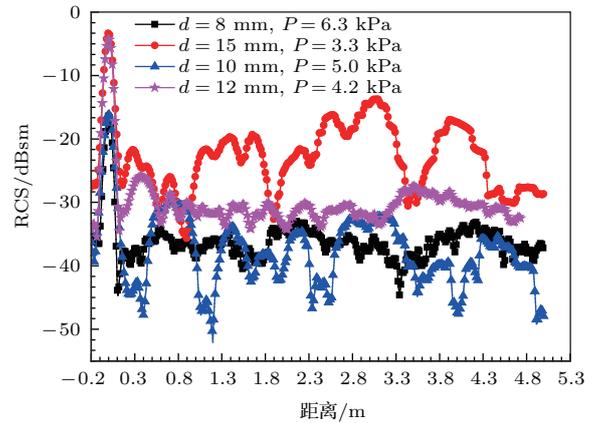


图 9 (网刊彩色) 高速氧化铝球模型及其流场归一化 RCS 一维分布测量结果  
Fig. 9. (color online) The normalized RCS distribution measurement results of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  balls with hypersonic velocity and their flow fields.

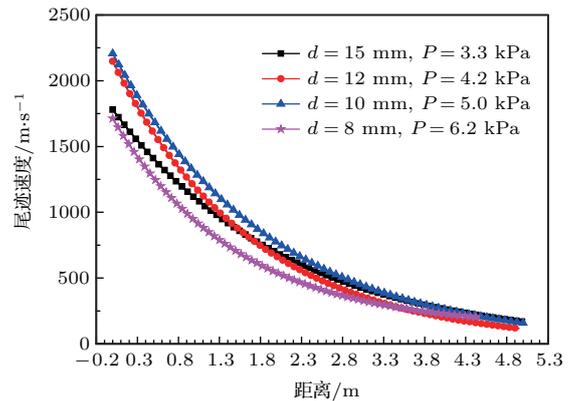


图 10 (网刊彩色) 高速氧化铝球模型尾迹速度一维分布测量结果  
Fig. 10. (color online) One dimensional distribution measurement results of the  $\text{Al}_2\text{O}_3$  balls with hypersonic velocity and their flow fields.

图 10 为高速氧化铝模型尾迹速度分布图, 可见模型后尾迹速度沿飞行方向逐渐降低. 不同尺寸高速模型尾迹归一化 RCS 的幅度变化、频率变化、散射中心数见表 2. 高速模型尾迹会出现较强的 RCS. 在一定速度压力下, 模型尾迹总 RCS 甚至会大于本体及绕流 RCS. 在给定的实验条件下, 不同尺寸模型尾迹总体 RCS 与分布 RCS 均不相同, 说明不同模型尾迹的电磁散射特性不符合二元缩尺律.

尾迹的电磁散射是尾迹流场中的电子在雷达波作用下被加速而再次进行电磁辐射的过程. 层

流尾迹是平稳、近似光滑的流动, 因此层流尾迹散射的能量主要集中在镜面反射方向. 对于后向散射而言, 只有垂直入射时单站雷达才有较强的层流尾迹回波. 湍流是一种随机介质, 散射特性接近于各向同性散射(亚密情况)或粗糙面随机散射(过密情况), 在任意方向上可观察到较强的回波. 实验中, 雷达波的入射方向与高速模型飞行方向夹角为 $40^\circ$ . 电子密度测量系统测量的高速模型尾迹电子密度最大值为 $10^{12}$ 个/cm<sup>3</sup>量级. 在距离模型 $x/d$ 大于10之后, 尾迹电子密度均小于 $10^{12}$ 个/cm<sup>3</sup>量级, 即小于雷达工作频率对应的临界电子密度, 属于亚密等离子体, 因此实验中单站雷达接收的尾迹散射能量主要来自于高速模型亚密湍流等离子体尾迹的散射.

表2 不同尺寸高速模型尾迹归一化 RCS 幅频及散射中心的变化

Table 2. The amplitude frequency changes and scattering center changes of the normalized wake RCS on various models with hypersonic velocity.

幅频变化范围	模型直径/mm			
	8	10	12	15
(RCS) <sub>min</sub> /dB	-44.6	-50.8	-34.9	-35.6
(RCS) <sub>max</sub> /dB	-32.9	-29.8	-25.8	-13.7
$f_{\min}$ /kHz	0.7	1.9	0.5	0.4
$f_{\max}$ /kHz	12.7	11.9	13	7.7
散射中心个数	43	17	18	11

在给定的实验条件下, 高速氧化铝模型全目标电磁散射能量分布在模型及其绕流区域、等离子体尾迹区域. 高速氧化铝模型全目标电磁散射能量呈现多个散射中心, 模型及绕流场区域出现1个强散射中心, 模型湍流尾迹出现多个散射中心. 对同一模型而言, 模型及绕流场区域的散射中心强度远大于模型尾迹单个散射中心的强度, 模型本体与其尾迹散射中心强度最大值之差最小约10 dB. 模型尾迹散射中心强度最大值与最小值的差别最大约22 dB.

高速氧化铝球模型尾迹 RCS 测量信号呈现随机性分布特性, 幅度脉动和频率脉动均没有周期性, 幅度脉动范围从9.1 dB到22 dB, 频率脉动范围从0.4 kHz到12.7 kHz. 随着模型尺寸的增加, 模型本体 RCS 和尾迹总体 RCS 均增加, 尾迹散射中

心从43个逐渐减小到11个, 尾迹脉动频率的变化范围减小.

## 5 结 论

在弹道靶设备上开展了速度不变、双尺度参数相同的条件下高速模型尾迹流场电磁散射特性研究, 获得了相关的实验数据, 分析了环境压力、模型尺寸对目标 RCS 的影响. 根据实验结果与分析讨论, 可以得到以下结论:

1) 在给定的实验条件下, 随着模型尺寸的增加, 激波脱体距离逐渐增加, 激波脱体距离与模型直径之比近似相同, 与理论分析的变化规律一致;

2) 在给定的实验条件下, 不同模型尾迹电子密度测量曲线趋势和数量级一致, 高速球模型的尾迹流场适用于双缩尺律;

3) 在给定的实验条件下, 不同尺寸模型尾迹总体 RCS 与分布 RCS 均不相同, 不同模型尾迹的电磁散射不符合二元缩尺律;

4) 在给定的实验条件下, 高速氧化铝模型全目标电磁散射能量分布在模型及其绕流区域、等离子体尾迹区域; 高速氧化铝模型全目标电磁散射能量呈现多个散射中心, 模型及绕流场区域出现1个强散射中心, 模型湍流尾迹出现多个散射中心;

5) 在给定的实验条件下, 高速氧化铝球模型尾迹 RCS 测量信号呈现随机性分布特性, 幅度脉动和频率脉动均没有周期性; 随着模型尺寸的增加, 模型本体 RCS 和尾迹总体 RCS 均增加, 尾迹脉动频率的变化范围减小.

中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所谢爱民高级工程师提供了球模型激波脱体距离的照片; 与中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所李海燕副研究员讨论了球模型激波脱体距离变化的物理机理, 获益匪浅; 中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所罗锦阳高级工程师、廖富强、李文光等同志在实验中提供了帮助. 对上述各位的帮助, 在此一并表示感谢!

## 参考文献

[1] Huang Y, Chen Z S, Xu J W 2008 *Ship. Elec. Counter.* **31** 969 (in Chinese) [黄勇, 陈宗胜, 徐记伟 2008 舰船电子对抗 **31** 969]

- [2] Wu J M, Gao B Q 1997 *Chin. J. Rad. Sci.* **12** 26 (in Chinese) [吴建明, 高本庆 1997 电波科学学报 **12** 26]
- [3] Zhu F, Lü Q Z 2008 *Modern. Radar.* **30** 14 (in Chinese) [朱方, 吕琼之 2008 现代雷达 **30** 14]
- [4] Zhou C, Zhang X K, Zhang C X, Wu G C 2014 *Modern. Radar.* **36** 83 (in Chinese) [周超, 张小宽, 张晨新, 吴国成 2014 现代雷达 **36** 83]
- [5] Niu J Y, Yu M 1999 *Acta Mech. Sin.* **31** 434 (in Chinese) [牛家玉, 于明 1999 力学学报 **31** 434]
- [6] Li Y 2014 *M. S. Thesis* (Nanjing: Nanjing University of Posts and Telecommunications) (in Chinese) [李勇 2014 硕士学位论文 (南京: 南京邮电大学)]
- [7] Ma P, Shi A H, Yang Y J, Yu Z F, Bu S Q, Huang J 2015 *High. Pow. Laser. Par. Beams* **27** 073201 (in Chinese) [马平, 石安华, 杨益兼, 于哲峰, 部绍清, 黄洁 2015 强激光与粒子束 **27** 073201]
- [8] Martin J J 1966 *Atomosph. Reentry* 264
- [9] Zhang B X 2013 *M. S. Thesis* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [张宝贤 2013 硕士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [10] Wang W M, Zhang Y H, Jia M, Song H M, Chang L, Wu Y 2014 *High Vol. Engineer.* **40** 2084 (in Chinese) [王卫民, 张艺瀚, 贾敏, 宋慧敏, 苍磊, 吴云 2014 高压电技术 **40** 2084]
- [11] Yang L X, Shen D X, Shi W D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104101 (in Chinese) [杨利霞, 沈丹华, 施卫东 2013 物理学报 **62** 104101]
- [12] Zhang D W 2013 *J. Sichuan Univ.* **44** 119 (in Chinese) [张大跃 2013 四川大学学报 **44** 119]
- [13] Chen M S, Kong M, Shi J J, Wu X L, Sha W 2011 *Chin. J. Radio Sci.* **26** 216 (in Chinese) [陈明生, 孔勳, 石晶晶, 吴先良, 沙威 2011 电波科学学报 **26** 216]
- [14] Wu X P, Shi J M, Du S M, Gao Y F, Dang K Z 2012 *Chin. J. Vacu. Sci. Technol.* **32** 244 (in Chinese) [吴小坡, 时家明, 杜石明, 高永芳, 党可征 2012 真空科学与技术学报 **32** 244]
- [15] Yu Z F, Bu S Q, Shi A H, Liang S C, Ma P, Huang J 2014 *Acta Aerodyn. Sin.* **32** 57 (in Chinese) [于哲峰, 部绍清, 石安华, 梁世昌, 马平, 黄洁 2014 空气动力学学报 **32** 57]
- [16] Richard A H 1992 *AIAA 17th Aerospace Ground Testing Conference*
- [17] Landrum D B, Hayami R A 1994 *AIAA 18th Aerospace Ground testing Conference*
- [18] Keidar M, Kim M, Boyd I D 2008 *J. Space Rockets* **45** 445
- [19] Savino R, Paterna D, M De S F 2010 *Open Aero. Engin. J.* **3** 76
- [20] Lin L, Wu B, Wu C K 2003 *Plasma Sci. Technol.* **5** 1905
- [21] Chadwick K M, Boyer D W, Andre S N 1996 *AD-A317594* (New York: Calspan Corp Buffalo)
- [22] Yu M 2000 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science) (in Chinese) [于明 2000 博士学位论文 (北京: 中国科学院力学研究所)]
- [23] Jin M, Wei X, Wu Y, Zhang Y H, Yu X L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 205205 (in Chinese) [金铭, 韦笑, 吴洋, 张羽淮, 余西龙 2015 物理学报 **64** 205205]
- [24] Zeng X J, Shi A H, Huang J 2007 *The Test and Measurement Technology on Aerophysics Ballistic Range* (Beijing: National Defense Industry Press) pp3-17 (in Chinese) [曾学军, 石安华, 黄洁 2007 气动物理靶试验与测量技术 (第1版) (北京: 国防工业出版社) 第3—17页]

# Experiment on similarity between wake flow field and electromagnetic scattering characteristic of the hypersonic model

Ma Ping<sup>†</sup> Shi An-Hua Yang Yi-Jian Yu Zhe-Feng Liang Shi-Chang Huang Jie

(China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

(Received 2 February 2017; revised manuscript received 14 March 2017)

## Abstract

The plasma sheath and wake flow of the hypersonic vehicle can affect the electromagnetic scattering characteristics of the reentry targets when they pass through the earth atmosphere at high speed. In order to study the similarity between the wake and the characteristic of the model launched at high velocity, the simulation experiments on the electromagnetic scattering characteristics of the spherical models made of  $\text{Al}_2\text{O}_3$  and their wakes are carried out under the same binary scaling parameters in the ballistic range. The models are launched by the two-stage light-gas gun. The diameters of the models are 8 mm, 10 mm, 12 mm and 15 mm, respectively, while the pressures of the target chamber are 6.3 kPa, 5.0 kPa, 4.2 kPa and 3.3 kPa, respectively. The shock standoff distance is obtained by the shadow graph system. The electron density distribution of the wake is measured by the electron density measurement system. The RCS distribution of the wake and the model are acquired by X band monostatic radars, whose visual angle is  $40^\circ$ . The results show that the shock standoff distance gradually increases with the increasing of the model dimension under the conditions of the same velocity and binary scaling parameters. The wake electron densities of different models are similar in their variation trends and orders of magnitude. The wake flow field of the different models with high velocity are the same as the results predicted by the double scale laws. The RCS distributions and total RCS of the wake of the models are different from each other. The electromagnetic scattering properties of the wake flow field of the various models do not conform with the predicted results obtained from the double scale law. The electromagnetic scattering energy is distributed over the regions of the models made up of aluminium oxide and the wake zones. There appears to be one center of the electromagnetic scattering energy in the area of the model coated with flow field, while several centers emerge in the region of the wake. The measuring signals of the RCS of the models show a random distribution, because the amplitude variation of the RCS and the frequency change of the RCS are random. The total RCS of the model increases with the increase of the model dimension, but the variation range of ripple frequency decreases with the increase of the model dimension.

**Keywords:** plasma, wake flow field, electromagnetic scattering, similarity

**PACS:** 24.10.Cn, 41.20.Jb, 42.68.Mj, 52.35.Ra

**DOI:** 10.7498/aps.66.102401

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [hbmaping@263.net](mailto:hbmaping@263.net)