

高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法

吴明兴 田得阳 唐璞 田径 何子远 马平

Inversion method of two-dimensional distribution of electron density in hypersonic model wake

Wu Ming-Xing Tian De-Yang Tang Pu Tian Jing He Zi-Yuan Ma Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 115202 (2022) DOI: 10.7498/aps.70.20212345

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212345>

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

集成化导光板下表面微棱镜二维分布设计

Two-dimensional distribution design of micro-prism for partial integrated light guide plate

物理学报. 2019, 68(3): 038502 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181684>

基于元胞自动机的气动光学光线追迹算法

Cellular automata ray tracing in two-dimensional aero-optical flow fields

物理学报. 2020, 69(19): 194201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200532>

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>

热化学模型对高超声速磁流体控制数值模拟影响分析

Numerical analysis of influence of thermochemical model on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2019, 68(17): 174702 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190378>

高超声速磁流体力学控制霍尔效应影响

Influence of Hall effect on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2020, 69(21): 214703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200630>

超声速混合层涡结构内部流体的密度分布特性

Density distribution characteristics of fluid inside vortex in supersonic mixing layer

物理学报. 2020, 69(14): 144701 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200255>

高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法*

吴明兴¹⁾ 田得阳¹⁾ 唐璞²⁾ 田径²⁾ 何子远²⁾ 马平^{1)†}

1) (中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所, 绵阳 621000)

2) (电子科技大学电子科学与工程学院, 成都 611731)

(2021 年 12 月 20 日收到; 2022 年 3 月 2 日收到修改稿)

弹道靶利用二级轻气炮将模型加速到高超声速状态, 模型在靶室内超高速飞行时形成等离子体尾迹. 为实现高超声速模型尾迹电子密度径向二维分布诊断, 利用七通道微波干涉仪测量系统获得了高超声速模型尾迹截面不同位置处平均电子密度. 该系统采用一发七收的方式, 实现平面波照射等离子体及平面波接收, 天线波束可完全覆盖尾迹径向范围. 多通道微波干涉仪数据处理过程常将等离子体视为分层介质, 考虑到分层界面上折射效应的影响, 本研究利用射线追踪方式建立电磁传播模型, 结合测量数据建立目标函数, 通过遗传算法优化来反演高超声速模型尾迹电子密度径向二维分布. 该数据处理方法的电子密度反演结果与相同来流条件下的数值模拟结果对比吻合较好, 初步验证了该方法的有效性. 分析了分层模型对电子密度分布特性的影响, 结果表明利用七层模型对尾迹建模效果最佳, 且适用于不同厚度尾迹, 最大化利用接收通道数, 确保了计算精度. 利用该方法实现弹道靶高超声速球模型尾迹电子密度二维分布诊断, 并给出了给定实验状态下模型尾迹电子密度二维分布的一些规律.

关键词: 高超声速模型尾迹, 七通道微波干涉仪, 射线追踪, 二维分布**PACS:** 52.35.Mw, 24.10.Cn, 52.40.Db, 41.20.Jb**DOI:** 10.7498/aps.70.20212345

1 引言

高超声速飞行器在临近空间飞行时头部形成的脱体弓形激波将空气压缩以及气体黏滞性作用使得飞行器周围空气发生离解、电离等一系列复合反应形成等离子体鞘套, 等离子体鞘套会造成电磁波信号衰减, 情况严重时导致通信中断现象, 是目前临近空间高超声速飞行器可靠通信与测控面临的首要挑战^[1]. 研究等离子体参数分布特性是解决临近空间高超声速飞行器实时通信与测控问题的前提与关键. 目前, 针对等离子体电子密度提出了一系列诊断方法^[2-6], 其中非接触式的微波诊断法, 具有扰动小、测量范围宽、响应快等特点而获

得广泛应用. Rishabhkumar 等^[7] 利用基于 Ka 波段的微波反射技术进行等离子体诊断实验, 分析了不同的电子密度测量技术, 对拍频技术的结果和获取方法都进行了系统论证. Jobes 和 Mansfield^[8] 利用单通道微波干涉仪对热核聚变等离子体进行诊断, 得到弦平均电子密度. Ohler 等^[9] 采用单通道微波干涉仪在不同径向位置上测量了空间推进器羽流等离子体电子密度, 利用 Abel 变换反演得到电子密度径向分布. Ghaderi 等^[10] 考虑电子密度的径向非均匀性, 提出了一种新型的微波散射诊断方法. 由于单通道微波干涉仪在空间分辨率上的局限性, 多通道技术相继被提出并得以应用. Atrey 等^[11] 利用研制的 100 GHz 七通道微波干涉仪在 Aditya 托卡马克装置上展开实验, 通过 Abel 变换计算得

* 国家重点研发计划 (批准号: SQ2019YFA040012) 和国防科技基础加强计划重点基础研究项目 (批准号: 2020-JCJQ-ZD-072) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hbmapping@263.net

到等离子体电子密度径向分布, 该结果与汤普森散射仪测量结果相吻合. Yoshikawa 等^[12]将改造后的多通道微波干涉仪对托卡马克等离子体进行诊断, 利用 Abel 变换得到等离子体电子密度径向分布. Eiichirou 等^[13]研制了一种带天线切换系统的多通道微波干涉仪用于托卡马克等离子体诊断, 并利用 Abel 变换得到了电子密度径向分布. 国内方面, 易臻^[14]首次将单通道微波干涉仪用于 SUNIST 球形托卡马克装置等离子体诊断, 测量结果优于当时其他诊断手段. 马平等^[15]在弹道靶设备上测量分析了高超声速球模型尾迹积分电子密度和电磁散射特性. 马吴军等^[16]在感应耦合等离子体风洞上研究了 S—Ka 波段电磁波在等离子体中的传输特性, 通过微波诊断技术得到等离子体平均电子密度和碰撞频率. 为满足激波管瞬态等离子体诊断需求, 肖礼康等^[17]研制了基于 Ka 波段的微波透射测量系统. 施培万等^[18]利用研制的四通道微波干涉仪对 HL-2A 托卡马克等离子体进行诊断, 采用 Abel 变换得到其电子密度剖面分布, 结果与 FIR 激光干涉仪和 FMCW 反射仪对比较为吻合. 叶民友等^[19]利用多通道干涉仪进行托卡马克等离子体诊断, 采用非对称的 Abel 变换方法获得了等离子体电子密度空间分布.

现有针对高超声速模型尾迹瞬态等离子体诊断设备以单通道或双通道为主, 无法满足尾迹电子密度二维分布诊断需求. 目前报道的多通道微波干涉仪主要应用于托卡马克或其他稳态的等离子体诊断, 其响应时间与动态范围不满足高超声速模型尾迹瞬态等离子体诊断要求. 另外, 多通道微波干涉仪通常采用喇叭天线作为收发天线, 其信号辐射面积大导致空间分辨率较低, 也不满足高超声速模型尾迹瞬态等离子体诊断要求. 为满足模型尾迹二维分布诊断需求, 研制的七通道微波干涉仪系统采用尺寸较小的开口波导天线来接收, 提高了空间分辨率. 利用多通道微波干涉仪进行等离子体诊断要求入射波频率远大于等离子体频率, 否则难以保证发射天线发射的电磁波被对应的接收天线接收. 一般运用传统的 Abel 变换及相应数值方法反演电子密度径向分布^[20,21], 该方法往往将传播过程简化为电磁波在等离子体中直线传播, 忽略了电磁波在等离子体模型分界面上的折射效应. 本研究结合了七通道微波干涉仪测量系统与高超声速模型尾迹流场的特点, 考虑分界面折射效应, 利用射线追踪方

法建立电磁传播模型, 利用遗传算法优化反演, 将该反演结果与相同来流条件下的数值模拟结果对比, 分析了该方法的实用性, 利用该方法实现了高超声速模型尾迹电子密度径向二维分布诊断.

2 高超声速模型尾迹流场

弹道靶与其他风洞设备不同, 风洞设备采用模型不动、气流加速的方式来获取实验流场, 弹道靶采用的是气体静止、模型加速的方式, 因此相对于其他风洞设备更经济, 可获得更高的速度. 弹道靶利用二级轻气炮将模型加速至高超声速状态, 沿实验段设置观察窗口, 可测量模型飞行速度及飞行姿态. 模型可分球模型、锥模型等. 以球模型为例, 飞行时尾迹如图 1 所示, 流场主要分为绕流区以及尾迹区. 其中尾迹主要由弱电离的等离子体组成, 电子密度范围约 $10^{15}—10^{19}/\text{m}^3$. 尾迹电子密度具有较强的动态特性, 尾迹宽度随着飞行距离增加而增加, 且等离子体温度低使得碰撞频率也低. 介电常数可进行简化处理, 尾迹可视为较小的等离子体柱, 对于球类飞行物体, 尾迹宽度可由经验公式表示:

$$\frac{w}{d} = k \left(\frac{C_d x}{d} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

式中, w 为尾迹宽度; d 为模型直径; k 为实验常数, 约为 1.2—1.4, 与模型外形相关; C_d 为阻力系数, 约为 0.9—1.4, 与飞行速度和靶室环境相关.

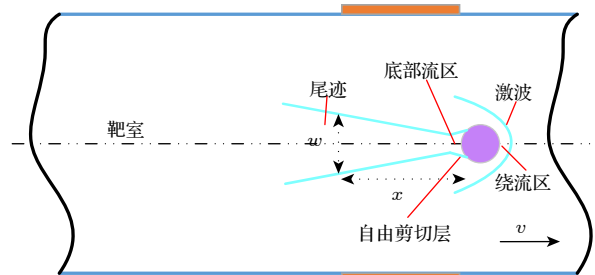


图 1 模型尾迹示意图

Fig. 1. The schematic diagram of wake.

模型以高超声速飞行时在模型周围形成热化学非平衡流场, 模拟该流场电子密度分布的化学反应模型常用 5 组元、7 组元、11 组元三种, 根据实验状态选择合适的组元模型. 其中 5 组元模型 (O_2 , N_2 , NO , N , O) 多用于无气体电离的化学反应流场, 7 组元模型 (O_2 , N_2 , NO , N , O , NO^+ , e) 多用于速度在 7 km/s 左右流场, 11 及以上组元模型

(O_2 , N_2 , NO , N , O , O_2^+ , N_2^+ , O^+ , N^+ , NO^+ , $e...$) 多用于速度约为 11 km/s 的高超声速流场. 采用 7 组元模型计算出 $\phi 12$ mm 钢球模型部分尾迹电子密度分布如图 2 所示, 其中 X 和 Y 为无量纲量, 可见尾迹径向电子密度呈中间高, 两边低的状态, 中心电子密度分布较为均匀, 从近尾区域到远尾区域电子密度衰减较快, 远尾区域电子密度径向分布梯度较小.

3 高超声速模型尾迹诊断实验

3.1 Ka 波段七通道微波干涉仪测量系统简介

传统单通道微波干涉仪只能测量等离子体在

微波传播方向上的线平均电子密度, 测量电子密度径向分布需采用多通道方式. 由于相位测量精度的限制, 通道数通常在 5—7 个为宜. 研制的 Ka 波段七通道微波干涉仪测量系统工作原理如图 3 所示, 采用一发七收的方式, 通过单曲面透镜将波导开口天线辐射的球面波转化为适宜实验环境的平面波. 为提高空间分辨率, 选择尺寸比喇叭天线要小的开口波导作为接收天线, 由七个平行且非对称排列的开口波导组成, 构成七个接收通道. 接收天线输出端采用标准波导开口, 便于与后续组件的级联. Ka 波段七通道微波干涉仪测量电子密度范围在 10^{17} — $10^{19}/m^3$, 对应的最大等离子体频率为 28.3 GHz, 响应时间优于 1 μs , 满足不同尺度的瞬态等离子体诊断需求. 该系统可应用于高超声速模

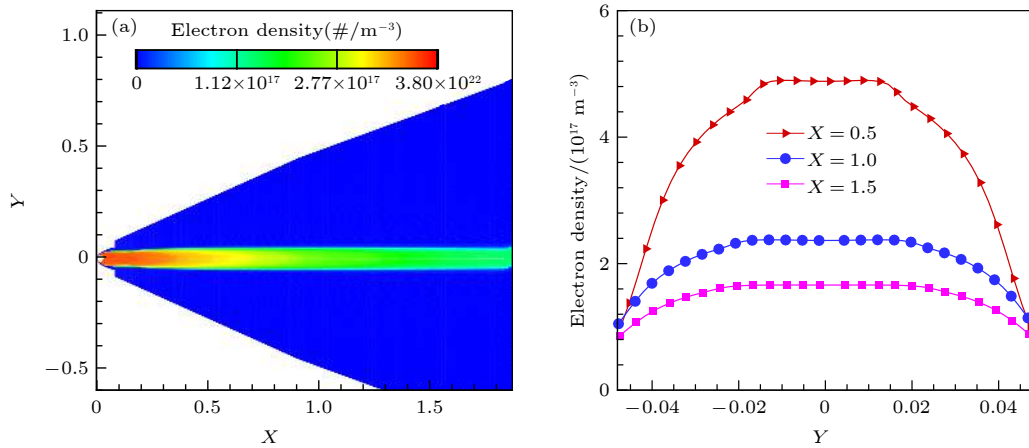


图 2 $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s 钢球模型尾迹电子密度分布 (a) 电子密度流场; (b) 不同轴向位置电子密度径向二维分布
Fig. 2. The wake of ball electron density distribution ($P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s): (a) The flow field of electron density; (b) radial two-dimensional distribution of electron density at different axial positions.

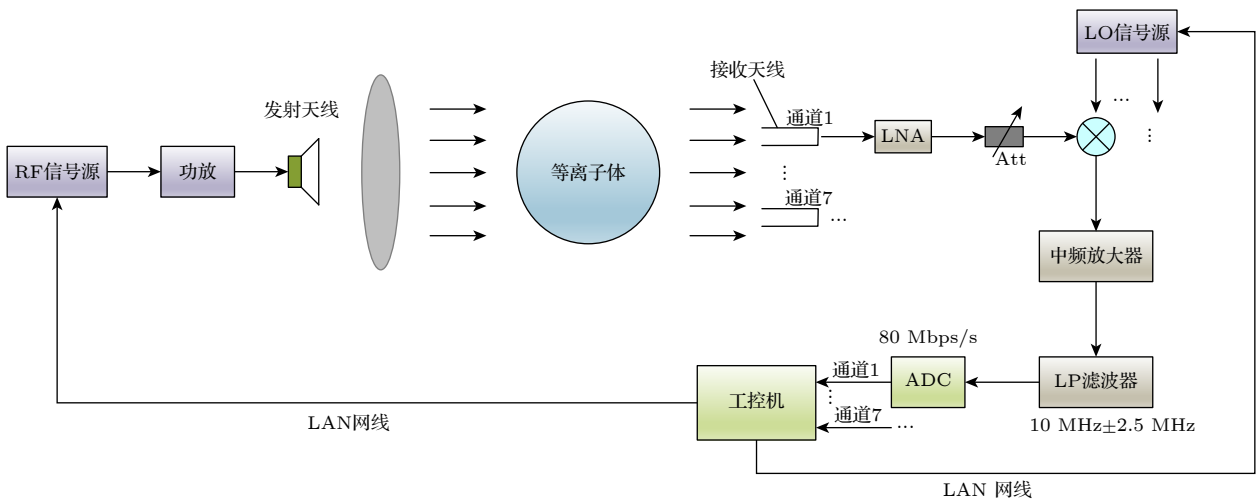


图 3 Ka 波段七通道微波干涉仪测量系统工作原理

Fig. 3. Operating principle of seven channels Ka band microwave interferometer measurement system working in Ka band.

型尾迹等离子体诊断以及其他风洞设备产生的等离子体, 得到不同径向位置的电子密度随时间的分布和不同时刻电子密度径向二维分布. 由于具备幅度检测功能, Ka 波段七通道微波干涉仪测量系统也可用于微波在等离子体中的传播特性研究.

3.2 实验布置

利用研制的 Ka 波段七通道微波干涉仪测量系统在弹道靶设备上开展实验. 实验前, 设置入射波频率与功率, 采用点频工作模式, 入射波频率为 35 GHz. 调整收发天线位置使发射天线、接收天线以及待测等离子体三者中心处于同一直线上, 测量方位为径向. 接收天线距等离子体中心 210 mm, 以第四通道为天线中间阵元, 其他阵元距天线中间阵元的距离分别为: +32.36 mm, +20.49 mm, +8.62 mm, -11.87 mm, -23.74 mm 和 -35.45 mm, 其中“+”为上偏移, “-”为下偏移. 接收天线端口分布如图 4 所示, 因此实验时天线最大接收高度为 35.45 mm, 即通道 1 阵元的偏移量. 当等离子体到达实验段前触发并持续采集, 采集时长覆盖等离子体持续时间. 为减缓实验环境带来的各类电磁散射干扰, 在接收天线周围装上一定面积的吸波材料. 利用二级轻气炮将模型加速到高超声速飞行状态, 飞行速度由发射器装填参数决定, 利用真空系统对靶室抽真空来模拟飞行环境, 模型飞行时与靶室内空气相互作用产生等离子体尾迹流场. 采用耐高温高强度直径为 $\phi 12$ mm 的钢球, $\phi 15$ mm 的三氧化二铝球开展实验, 实验状态如下:

1) 钢球, 靶室压力 $P = 40000$ Pa, 模型速度 $V = 5.83$ km/s;

2) 钢球, 靶室压力 $P = 20000$ Pa, 模型速度 $V = 5.80$ km/s;

3) 三氧化二铝球, 靶室压力 $P = 40000$ Pa, 模型速度 $V = 4.72$ km/s.

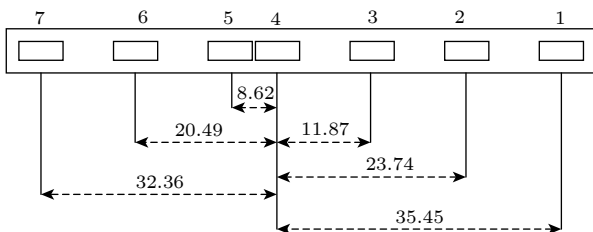


图 4 接收天线端口分布

Fig. 4. The port distribution of the receiving antenna.

4 Ka 波段七通道微波干涉仪测量数据处理方法

4.1 高超声速模型尾迹电子密度轴向分布

当入射波频率远高于等离子体振荡频率时, 电磁波可近似无衰减地穿过等离子体, 但等离子体介质等效折射率的变化会影响电磁波传播相位, 从而导致与无等离子体介质时的电磁波传播相位存在一个相位差, 微波干涉仪可直接测量该相位差 $\Delta\phi$:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L (1 - n) dx, \quad (2)$$

式中, $n = \sqrt{\epsilon_r}$ 为等效折射率; λ_0 为入射波波长; L 为等离子体尺度. 不考虑碰撞频率的影响, 弱电离等离子体的介电常数简化为

$$\epsilon_r = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 = 1 - n_e / n_c, \quad (3)$$

式中, ω 为入射波角频率; $\omega_p = (e^2 n_e / \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率; n_e 为等离子体电子密度; n_c 为等离子体临界电子密度. 联立 (2) 式和 (3) 式, 可得

$$\Delta\phi(t) = \frac{Le^2 N_e}{c\epsilon_0 m_e 4\pi f_0}, \quad (4)$$

式中, $N_e = \frac{1}{L} \int_0^L n_e dx$ 为电子密度在传播路径上线平均电子密度; c 为真空光速; ϵ_0 为真空介电常数; m 为电子质量; e 为单位电荷量; f_0 为入射波频率. 由于 Ka 波段干涉仪测量系统具有 7 个通道, 因此可得到 7 个不同径向位置处平均电子密度随等离子体尺度的分布.

4.2 高超声速模型尾迹电子密度径向分布

对于圆柱型等离子体, 七通道微波干涉仪可直接测得电磁波穿过不同弦长时的相位差, 结合 Abel 反演出等离子体折射率 $n(r)$ 与相位差的关系如 (5) 式所示, 利用折射率可求出电子密度分布:

$$1 - n(r) = -\frac{\lambda}{2} \int_r^R \frac{d\Delta\phi}{dh} \frac{dh}{\sqrt{h^2 - r^2}}. \quad (5)$$

从 (5) 式的积分中可看出存在奇异点和微分噪声, 直接利用该式求解比较困难, 因此提出了一些数值方法, 如 (6) 式采用的离散法处理:

$$\Delta\phi(h_j) = \sum_{i=j}^7 \frac{4\pi}{\lambda} \frac{r_i \Delta r}{\sqrt{r_i^2 - h_i^2}} (1 - n(r_i)). \quad (6)$$

求解 (6) 式中的线性方程组即可得到等效折

射率 $n(r_i)$. 利用 Abel 变换及相应的数值方法虽能简便地反演出电子密度径向分布, 但由于 Abel 变换假设电磁波在等离子体中直线传播, 忽略了折射效应, 在等离子体尺度较小时, 无法利用边缘通道测量数据导致有效通道数减少影响到计算精度. 考虑到上述问题, 采用如下的射线追踪方法进行数据处理.

单曲面透镜可将发射天线辐射的电磁波转变为平面波, Ka 波段平面波在等离子体中传播时可将其看成是一束平行射线, 当该电磁波所能探测的临界电子密度远大于等离子体电子密度时, 可认为射线垂直穿过各层等离子体到达接收天线处; 否则需考虑平面波束折射效应. 由于折射效应的存在, 贴近中间位置发射的信号可能被接收端边缘处的天线接收, 传播示意图如图 5 所示. 将等离子体当作分层介质, 射线追踪法通过追踪传播路径求解穿过等离子体层后的相位移. 该相位移由传播常数 k 和光程 d 决定, 计算公式为

$$\phi = kd. \quad (7)$$

入射波在局部分界面传播如图 5(b) 所示, 根据施奈尔折射定律有

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_1}{k_2} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (8)$$

其中 k_1, k_2 为层间传播常数; θ_i, θ_t 为入射角和折射角; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 为介电常数. 通过 (8) 式追踪射线传播路径, 求出总光程 d 与接收高度 h . 由于圆柱对称性, 后半段传播路径与前半段相同, 由 (7) 式可知相位差计算公式:

$$\Delta\phi = 2k_0 \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \cdot d_i - \phi_0, \quad (9)$$

式中, k_0 为空气中传播常数; d_i 为每一层光程; n 为层数. 虽然尾迹中存在大量的未电离非均匀气

体, 但 Ka 波在非均匀气体中传播时其介电常数不变, 折射率也未发生改变, 因此气体密度非均匀性不会影响光程的变化而引起相位差的变化. 其次, 当电离程度非常小时, 35 GHz 电磁波所能探测的电子密度远高于该情况下的电子密度, 此时由于折射带来的光程差很小, 相位差的变化亦可忽略不计, 故 (9) 式中相位差主要由尾迹中等离子体影响的结果.

实验中记录接收天线高度以及相位差 $\text{data}(i)$, 联立 (9) 式确定目标函数:

$$F = \sum_{i=1}^7 |\Delta\phi(i) - \text{data}(i)|. \quad (10)$$

遗传算法是通过模拟自然界遗传与进化过程来搜索最优解的算法. 利用遗传算法优化 (10) 式目标函数时, 可根据经验设置介电常数作为初始种群, 通过遗传、交叉变异等方式迭代寻找最优解, 直至得到满足条件的介电常数值, 从而得到电子密度分布.

5 高超声速模型尾迹电子密度测量实验结果与讨论

5.1 电子密度轴向分布

弹道靶中高超声速球模型尾迹宽度与距模型底部的距离由 (1) 式求出. 尾迹宽度与距模型底部距离成正比, 当距离增大时, 尾迹宽度也随之增大. 图 6 展示了三种不同实验状态下各径向位置线积分电子密度随轴向距离的分布特性曲线. 图 6 中位置 1 (通道 4) 与位置 4 (通道 6) 轴向电子密度基本相同, 分析原因是由于弹道靶发射管距离电子密度测量段距离较远, 高超声速球模型飞行过程中飞行轨迹偏移至第 4 通道与第 6 通道之间, 由于尾迹的对称性, 二者测量结果基本相同. 此外, 由于开始阶段尾迹等离子体尺度较小, 边缘通道接收到的

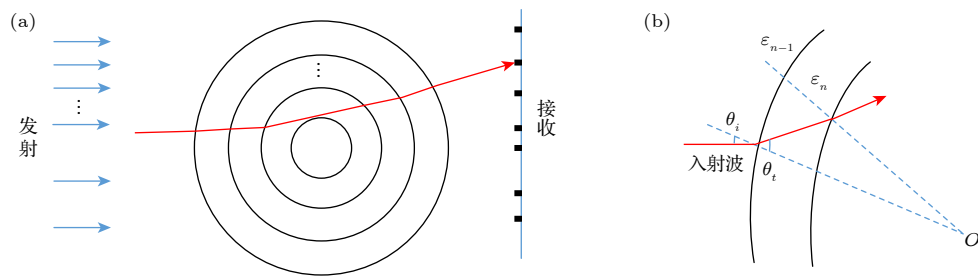


图 5 射线追踪示意图 (a) 传播路径; (b) 分界面折射

Fig. 5. The schematic diagram of ray tracing: (a) Tracking path; (b) refraction at the interface.

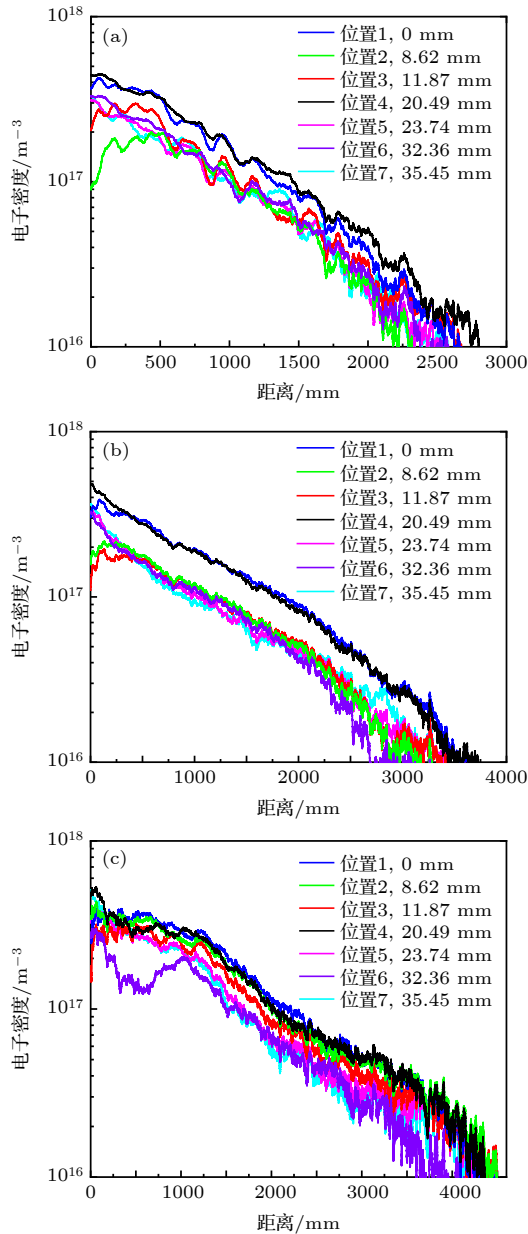


图6 径向不同位置电子密度随轴向距离的分布 (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s

Fig. 6. The electron density at different radial positions distribution with axial distance: (a) Steel ball of $\phi 12$ mm, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) steel ball of $\phi 12$ mm, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) Al_2O_3 ball of $\phi 15$ mm, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s.

信号受到穿过空气和穿过等离子体的信号共同影响导致相移大于其他通道, 因此轴向电子密度相对较高, 随着模型飞行距离增加, 尾迹等离子体逐渐覆盖整个接收天线, 电子密度轴向分布逐渐呈现出中间高边缘低的状态. 从图6可看出, 在给定实验状态下, 电子密度随轴向飞行距离的增加不断衰减

且衰减速度较快; 速度相近时, 飞行环境压力越大, 模型尾迹电子密度相对越高; 速度相近, 压力小的情况下, 不同径向位置之间的电子密度分布更为接近. 但压力变化与电子密度之间并无明显线性关系, 这是由于速度相近且靶室温度接近室温, 压力较大的气体粒子数密度高, 因此电离产生的离子和电子数密度相对更高; 但压力较大时, 由于电离产生的离子和电子数密度高, 电离可逆反应速率增加, 导致电子密度朝减少的方向变化.

5.2 电子密度径向分布

射线追踪方法求解电子密度径向二维分布时将圆柱型等离子体视为分层介质, 分层数可由微波干涉仪测量系统通道数决定, 分层圆柱半径由模型尾迹厚度和接收天线高度决定. 对于高超声速模型尾迹诊断实验, 尾迹厚度较小时, 接收天线探测范围大于尾迹等离子体尺度, 需考虑多径干扰的影响, 最外层通道接收的相位未必有效, 因此可忽略最外层通道接收的相位数据. 不失一般性, 以球模型底部为 x 轴零点, 分别选择 x 为 10 倍模型直径 ($x = 10\phi$), 50 倍模型直径 ($x = 50\phi$), 100 倍模型直径 ($x = 100\phi$) 三个轴向位置处分析尾迹电子密度径向分布, 对应尾迹等离子体尺度分别为小于天线最大接收高度、接近天线最大接收高度以及大于天线最大接收高度. 利用射线追踪法求得两种实验状态下尾迹电子密度径向二维分布与数值模拟结果对比如图7—图9所示, 图中结果表明, 虽然数值模拟分布结果随着轴向距离增加中心电子密度分布趋于平缓, 且尾迹中心处电子密度衰减速度较快, 但整体变化趋势与射线追踪方法求解结果大致相同, 且两者结果在量级上基本一致, 最大差距不超过半个量级, 射线追踪结果与数值模拟结果吻合较好, 初步证实了七通道微波干涉仪测量系统数据处理方法的可行性与有效性.

从图7—图9可看出, 在给定实验状态下, 高超声速模型尾迹电子密度径向分布在一个量级左右, 呈中心高两侧低的状态; 中心电子密度沿径向衰减较快, 两侧衰减慢; 速度相近, 环境压力大时, 钢球尾迹电子密度沿径向衰减快, 压力小时沿径向衰减慢; 相同实验条件下, 远尾区域中心向两侧电子密度衰减比起近尾区域较为平缓.

由于高超声速球模型尾迹流场中存在超声速自由剪切流动, 流场中间部分温度较高, 化学反应

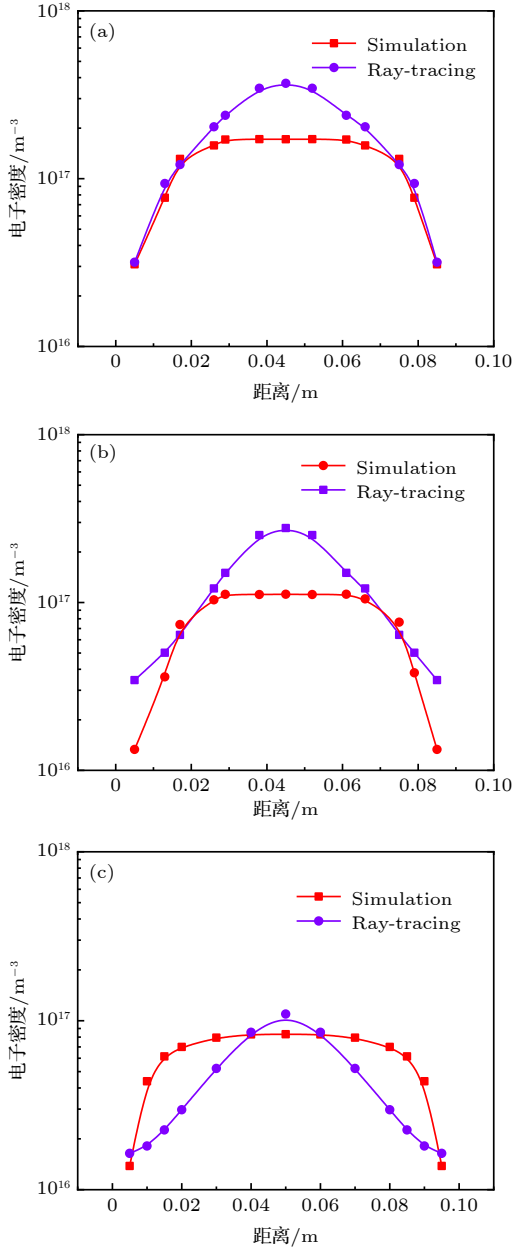


图 7 $x = 100\phi$ 电子密度径向二维分布 (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s

Fig. 7. The radial two-dimensional distribution of plasma electron density ($x = 100\phi$): (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s.

剧烈, 导致电子密度较高; 随着径向距离增加, 流场外侧温度降低, 化学反应向复合方向发展, 电子密度衰减严重, 因此其二维径向分布呈现出中间高两边低的特点. 高超声速模型尾迹属于小尺度, 且尺度持续变化的等离子体, 电子密度约在 10^{15} — $10^{19}/\text{m}^3$ 区间内. 尾迹介电常数的变化会导致传播

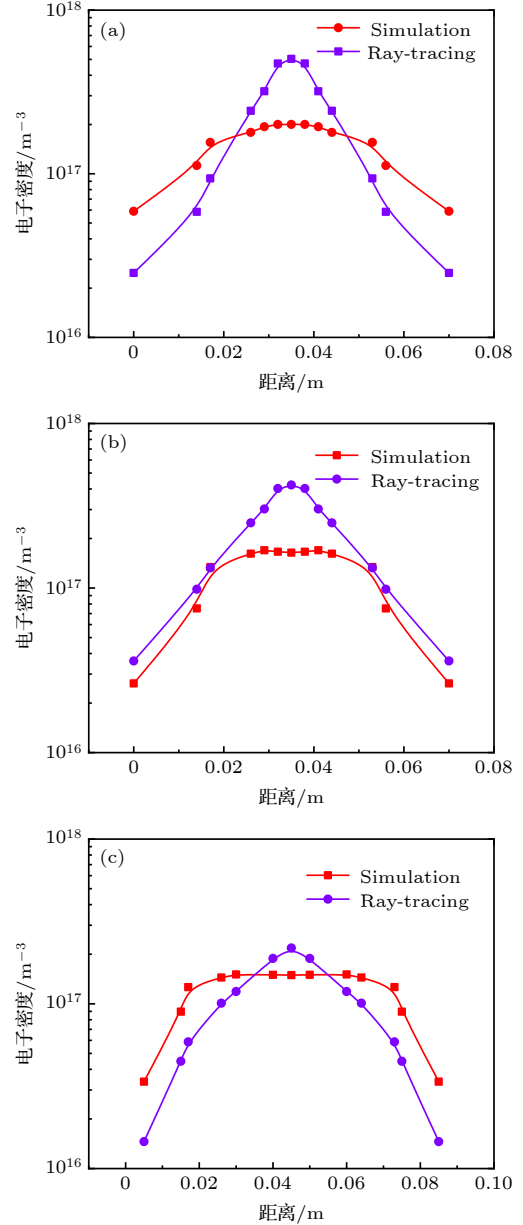


图 8 $x = 50\phi$ 电子密度径向二维分布 (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s

Fig. 8. The radial two-dimensional distribution of plasma electron density ($x = 50\phi$): (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s.

射线发生偏折, 而传统 Abel 变换反演方法一般认为射线在等离子体中直线传播, 忽略折射效应, 因此该方法在 Ka 工作频段下更适用于电子密度相对稀薄的等离子体. 其次, 针对小尺度等离子体, 天线覆盖尺度大时, 对于传统 Abel 变换反演方法来说可用通道数将变少, 从而影响二维分布空间分

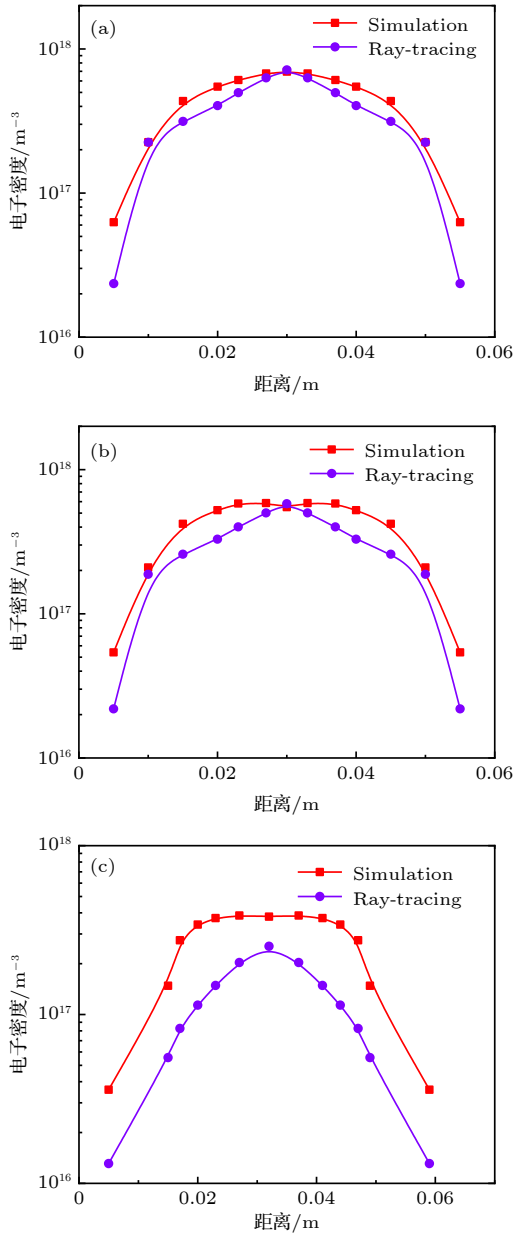


图9 $x = 10\phi$ 电子密度径向二维分布 (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s

Fig. 9. The radial two-dimensional distribution of plasma electron density ($x = 10\phi$): (a) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s; (b) $\phi 12$ mm 钢球, $P = 20000$ Pa, $V = 5.80$ km/s; (c) $\phi 15$ mm Al_2O_3 球, $P = 40000$ Pa, $V = 4.72$ km/s.

分辨率. 图7—图9中展示的结果是将等离子体划分为七层介质后计算所得, 理论上有效通道数越高, 计算结果空间分辨率也越高. 当等离子体尺度大于接收天线最大接收高度时, 可忽略多径干扰影响, 采用七层分层介质模型最为合理. 等离子体尺度较小时, 可能存在多径干扰导致有效通道数降低,

与之对应的等离子体介质分层数也将降低. 为分析分层介质模型的适用性, 在 $\phi 12$ mm 钢球, $P = 40000$ Pa, $V = 5.83$ km/s 实验状态下选择尾迹厚度小于最大接收高度 ($x = 10\phi$) 和接近最大接收高度 ($x = 50\phi$) 两个位置进行计算, 从图10的计算结果对比可以看出: 在两种不同尾迹厚度下, 采用5层、6层、7层分层模型反演的径向分布结果基本相同, 7层介质模型与仿真结果吻合度最佳. 分析原因是由于尾迹等离子体尺度与天线最大接收高度相差不大, 多径干扰影响较小; 考虑折射效应, 高出等离子体尺度的接收天线也可接收穿过等离子体的信号, 7个接收天线接收到的数据仍然有效, 因此, 在此接收天线条件下, 采用7层介质模型完全适用于给定实验条件下高超声速模型尾迹增长规律下的分层介质建模. 综上, 射线追踪方法从电磁波传播特性出发, 利用几何光学方法追踪射线传播路径来反演电子密度分布, 更符合电磁波在尾迹中传播的物理实际, 且相比于 Abel 变换该方法最大化的利用了接收通道, 确保了径向二维分布的精度.

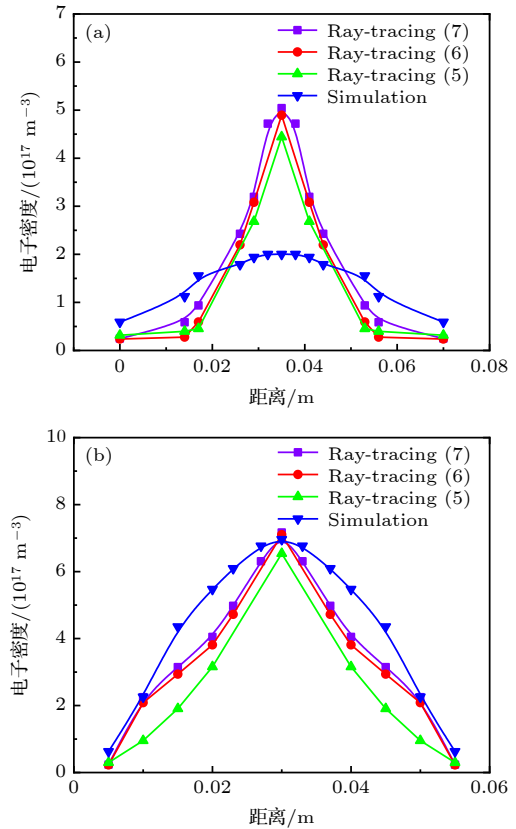


图10 不同分层数计算结果对比图 (a) $x = 50\phi$; (b) $x = 10\phi$

Fig. 10. Comparison diagram of results of different stratification numbers: (a) $x = 50\phi$; (b) $x = 10\phi$.

6 结 论

1) 将等离子体尾迹视为分层介质, 每层内设置不同介电常数值, 采用射线追踪法建立分层介质中电磁传播模型, 根据测量数据构造目标函数, 利用遗传算法来优化该目标函数直至得到满足条件的介电常数值, 以此建立高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法, 反演结果与相同来流条件下数值模拟结果对比较为吻合, 初步验证了该方法的有效性.

2) 利用高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法分析了分层模型及通道数对反演结果的影响, 结果表明 7 层分层模型适用于给定的实验状态下高超声速模型尾迹建模, 最大化地利用了接收通道, 确保了电子密度径向二维分布的精度.

3) 初步获得了给定实验状态下高超声速球模型尾迹径向分布规律, 在给定的实验状态下, 高超声速球模型尾迹电子密度径向分布变化在一个量级左右, 呈中心高两侧低的状态; 中心电子密度沿径向衰减较快, 两侧衰减慢; 速度相近, 环境压力大时, 钢球尾迹电子密度沿径向衰减快, 压力小时沿径向衰减慢; 相同实验条件下, 远尾区域中心向两侧电子密度衰减比起近尾区域较为平缓.

4) 高超声速模型尾迹电子密度二维分布反演方法可用于提取其他圆柱型等离子体电子密度二维分布, 但由于算法计算量大, 算法效率有待提高. 此外, 本文开展的弹道靶实验次数有限, 下一步将继续开展实验以及提高算法效率的相关工作.

感谢电子科大曾彬对于算法理论、中国空气动力研究与发展中心超高速所李海燕副研究员对于超高速模型尾迹流场的讨论与支持; 感谢所有参试人员在实验中提供的帮助.

参考文献

[1] Yu Z F, Sun L K, Ma P, Yang Y J, Zhang Z C, Huang J 2017 *Infrared* **38** 039 (in Chinese) [于哲峰, 孙良奎, 马平, 杨益

兼, 张志成, 黄洁 2017 *红外* **38** 039]

[2] Chi L F, Lin K X, Yao R H, Lin X Y, Yu C Y, Yu Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1313 (in Chinese) [池凌飞, 林揆训, 姚若河, 林璇英, 余楚迎, 余云鹏 2001 *物理学报* **50** 1313]

[3] Wu Y, Bai S B, Wang J Y, Chen J P, Ni X W 2007 *Optoelectron. Technol.* **27** 49 (in Chinese) [吴莹, 白顺波, 王俊彦, 陈建平, 倪晓武 2007 *光电子技术* **27** 49]

[4] Wu R, Li Y, Zhu S G, Feng H Y, Zhang L, Wang J D 2008 *Spectrosc. Spectral Anal.* **28** 731 (in Chinese) [吴蓉, 李燕, 朱顺官, 冯红艳, 张琳, 王俊德 2008 *光谱学与光谱分析* **28** 731]

[5] Wang Y F, Zhu X M, Zhang M Z, Meng S F, Jia J W, Chai H, Wang Y, Ning Z X 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 095211 (in Chinese) [王彦飞, 朱悉铭, 张明志, 孟圣峰, 贾军伟, 柴昊, 王旻, 宁中喜 2021 *物理学报* **70** 095211]

[6] Wu J Z, Tang J E, Dong Y E, Zhang G F, Wang Y H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 195208 (in Chinese) [武晋泽, 唐晋娥, 董有尔, 张国峰, 王彦华 2012 *物理学报* **61** 195208]

[7] Rishabhkumar M N, Nandurbarkar A B, Buch J U 2017 *International Conference on Inventive Computing and Informatics* Coimbatore, India, November 23–24, 2017 pp267–272

[8] Jobs F C, Mansfield D K 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 5154

[9] Ohler G S, Gilchrist E B, Gallimore D A 1995 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23** 428

[10] Ghaderi M, Moradi G, Mousavi P 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 451

[11] Atrey P, Pujara D, Mukherjee S, Rakesh L 2019 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **47** 1316

[12] Yoshikawa M, Matsumoto T, Shima Y, Negishi S, Imai T 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 2281

[13] Eiichirou K, Lin Y H, Atsushi M, Yasushi N, Cheng C Z 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 023507

[14] Yi Z 2006 *Manuf. Autom.* **28** 091 (in Chinese) [易臻 2006 *制造业自动化* **28** 091]

[15] Ma P, Shi A H, Yang Y J, Yu Z F, Liang S C, Huang J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 102401 (in Chinese) [马平, 石安华, 杨益兼, 于哲峰, 梁世昌, 黄洁 2017 *物理学报* **66** 102401]

[16] Ma H J, Wang G L, Luo J, Liu L P, Pan D X, Zhang J, Xing Y L, Tang F 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 025201 (in Chinese) [马昊军, 王国林, 罗杰, 刘丽萍, 潘德贤, 张军, 邢英丽, 唐飞 2018 *物理学报* **67** 025201]

[17] Xiao L K, Tang P, Chen B, Wang L L, He Z Y, Ma P 2017 *J. Ordnance Equip. Eng.* **38** 44 (in Chinese) [肖礼康, 唐璞, 陈波, 万莉莉, 何子远, 马平 2017 *兵器装备工程学报* **38** 44]

[18] Shi P W, Shi Z B, Chen W, Zhong W L, Yang Z C, Jiang M, Zhang B Y, Li Y G, Yu L M, Liu Z T, Ding X T 2016 *Plasma Sci. Technol.* **18** 708

[19] Ye M Y, Guo W K, Fan S P 1991 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **11** 185 (in Chinese) [叶民友, 郭文康, 范叔平 1991 *核聚变与等离子体物理* **11** 185]

[20] He L, Dong X L, Zhang X K 2016 *Chin. J. Space Sci.* **36** 358 (in Chinese) [何璐, 董晓龙, 张祥坤 2016 *空间科学学报* **36** 358]

[21] Jiang S E, Liu Z L, Tang D Y, Zheng Z J 1999 *Acta Opt. Sin.* **19** 660 (in Chinese) [江少恩, 刘忠礼, 唐道源, 郑志坚 1999 *光学学报* **19** 660]

Inversion method of two-dimensional distribution of electron density in hypersonic model wake^{*}

Wu Ming-Xing¹⁾ Tian De-Yang¹⁾ Tang Pu²⁾ Tian Jing²⁾
He Zi-Yuan²⁾ Ma Ping^{1)†}

1) (*Hypervelocity Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China*)

2) (*School of Electronic Science and Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China*)

(Received 20 December 2021; revised manuscript received 2 March 2022)

Abstract

The ballistic target uses a two-stage light gas gun to launch the model into a hypersonic state, and the model forms a plasma wake when flying at a hypersonic speed in the target chamber. In order to obtain the radial two-dimensional distribution of transient plasma electron density in the wake of hypervelocity model, a seven-channel Ka-band microwave interferometer measuring system is developed. In the transceiver system, a transmitting antenna achieves the plane wave irradiation plasma, and a seven-port array antenna is used to receive plane waves which are passing through the plasma: the antenna beam can completely cover the radial range of the wake. The shortest response time of measuring system is 1 s, and electron density measurement range of the interferometer measuring system is 10^{11} – 10^{13} /cm³. The plasma is often treated as layered medium in data processing of multichannel microwave interferometer. Taking into consideration the effect of refraction on the stratified interface in this work, the ray tracing (RT) method is used to establish the electromagnetic propagation model. Combined with the measurement data to construct the objective function, the genetic algorithm (GA) is used to invert the radial two-dimensional distribution of the electron density under different test conditions. The result shows good agreement with the numerical simulation under the same test state, which proves the the data processing method reliable. Then, the influence of the layered model on the calculation result is analyzed, which shows that the seven-layer model is suitable for the wake modeling under given experimental conditions, and thus maximizing the number of receiving channels and ensuring the accuracy. The RT method is used for the first time to achieve the two-dimensional distribution of electron density in the wake of hypervelocity projectile, and some rules of two-dimensional electron density distribution of the hypersonic model under given experimental conditions are realized.

Keywords: wake of hypervelocity model, seven channels microwave interferometer, ray tracing, two-dimensional distribution

PACS: 52.35.Mw, 24.10.Cn, 52.40.Db, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.70.20212345

^{*} Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. SQ2019YFA040012) and the Key Basic Research Foundation of the National Defense Science and Technology Basic Strengthening Program of China (Grant No. 2020-JCJQ-ZD-072).

[†] Corresponding author. E-mail: hbmapping@263.net