

# 高焓等离子体流场电子密度低频电磁波衰减与 计算流体力学模拟联合诊断方法\*

谢楷<sup>1)</sup> 吴明兴<sup>1)</sup> 刘修远<sup>1)</sup> 姚泽<sup>1)</sup> 王文韬<sup>2)</sup> 汪球<sup>2)</sup>  
徐晗<sup>1)</sup> 刘艳<sup>1)†</sup> 马平<sup>3)‡</sup>

1) (西安电子科技大学空间科学与技术学院, 西安 710071)

2) (中国科学院力学研究所, 北京 100190)

3) (飞行器流体物理重点实验室, 绵阳 621000)

(2026年1月17日收到; 2026年2月11日收到修改稿)

实现地面模拟高速目标等离子体鞘套电子密度可靠诊断是开展高速飞行器通信中断、电磁散射特性等实验研究的重要前提. 本文提出了一种结合低频电磁波衰减与计算流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) 模拟的高焓等离子体电子密度诊断方法. 该方法利用低频电磁波 (7 MHz) 在等离子体中传播时的衰减特性来构建目标函数, 通过粒子群优化 (particle swarm optimization, PSO) 算法反演电子密度与碰撞频率的比值, 再结合 CFD 数值模拟获得的碰撞频率, 实现对电子密度的解耦. 在高焓激波风洞中先后开展了 CFD 碰撞频率验证与低频诊断验证实验. 结果表明: CFD 计算的碰撞频率与静电探针测量结果的一致性验证了数值模拟的可靠性; 低频诊断方法与静电探针在流场稳定时期测量结果符合较好, 误差基本小于 0.2 个数量级, 验证了低频-CFD 诊断方法的有效性. 此外, 7 MHz 工作频率可适用于大多数高焓等离子体场景, 但当密度低于  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  量级时需要提高工作频率来提高诊断精度. 该方法具有非接触、系统简单、适用于复杂实验场景等优势, 但诊断准确性依赖于碰撞频率与等离子体厚度的准确评估. 本文研究为高速目标等离子体电磁特性地面实验提供了一种新型可靠的诊断手段, 未来可推广至感应耦合等离子体 (inductively coupled plasma, ICP) 风洞等多类场景.

**关键词:** 低频电磁波, 电子密度诊断, 高焓激波风洞, 计算流体力学模拟, 粒子群优化算法

**DOI:** 10.7498/aps.75.20260089

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260089

## 1 引言

高焓激波风洞作为地面模拟高速、高焓流场的常用设备, 具有有效实验时间长 (相比于激波管)、总温高 (相比于电弧风洞) 等不可替代的优势<sup>[1]</sup>. 可用于高速目标通信中断、电磁散射特性以及等离子体流动控制等领域研究<sup>[2-4]</sup>. 为这些研究提供可靠

的电子密度数据是一项及其重要课题.

当前的电子密度诊断中, 静电探针是一种重要的诊断方法. 该方法属于接触式的测量方法, 结构简单, 采用探针阵列还可以获得不同位置点的电子密度, 具备一定的空间分辨率. 早在 20 世纪 70 年代美国国家航空航天局 (National Aeronautics and Space Administration, NASA) 兰利中心就在 RAMC (radio attenuation measurement-C) 系

\* 国家自然科学基金 (批准号: 92471101, 92571302, U25A20412) 和陕西省自然科学基金项目 (批准号: 2019JQ-653) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanliu@xidian.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: hbmaping@263.net

列飞行实验中采用了静电探针技术来获取电子密度空间分布<sup>[5]</sup>. 在风洞试验中, 静电探针技术也得到了不断的发展与应用. 比如 Scharfman<sup>[6]</sup>、Boyer 等<sup>[7]</sup> 分别在激波管和激波风洞中开展了探针诊断研究. 汪球等<sup>[1]</sup> 发展了一种可用于高焓流场中电子密度的静电探针诊断技术, 并在 JF-10 激波风洞进行了相关实验. 上述研究虽已尽可能的优化探针尺寸来减小对流场的扰动, 但探针造成的扰动却无法完全避免. 且当风洞高状态运行时产生的高速来流会对探针造成强烈冲击从而破坏探针结构造成诊断误差. 另外, 探针数据处理需要结合具体的流场状态及探针参数来进行理论简化, 也会导致部分误差.

以微波诊断为代表的无接触式诊断方法理论成熟, 利用微波在等离子体中传播产生的幅相特性来反解电子密度, 具有不干扰流场、响应速度快等优势. 比如, 在研究激波管和弹道靶模型尾迹等离子体的电磁特性时, 通常利用微波干涉仪法与微波谐振腔法来获取等离子体电子密度<sup>[8-10]</sup>. 在 ICP 等离子体诊断中, 杨敏等<sup>[11]</sup> 提出了一种宽频带微波反射诊断方法, Zhao 等<sup>[12]</sup> 提出了一种微波衍射方法. 由于微波诊断结果与电磁传输路径相关, 反解结果的准确性依赖于收发天线的对准. 通常收发天线需要结合具体实验环境与模型尺寸来设计, 同时还要配套相应的微波暗室, 限制了微波诊断方法在高焓激波风洞中的应用.

近十年来, 低频电磁波在等离子体中传播引起了广泛的关注<sup>[13-17]</sup>. 基于这些研究, Wu 等<sup>[18]</sup> 曾利用低频相移反解出激波管模型包覆等离子体的电子密度与碰撞频率的比值, 这方法仅能用于全包覆的等离子体形状, 对平板等离子体的诊断具有局限性. 前期 Wu 等<sup>[19]</sup> 还在高焓激波风洞中开展了大量的低频在平板等离子体中的传输特性实验. 验证了低频在动态平板等离子体中的理论模型, 发现了低频衰减规律与探针测量的电子密度变化规律基本相同. 这意味着利用低频法衰减反解电子密度成为可能. 根据低频在平板等离子体中的传输特性理论<sup>[19]</sup>, 其衰减与等离子体电导率密切相关, 由于电导率是电子密度与碰撞频率比值的函数, 这种方法也只能反解出电子密度与碰撞频率的比值, 无法单独获取电子密度或碰撞频率值. 值得一提的是, 目前很多诊断方法都难以获取等离子体的碰撞频率. 即使在高焓激波风洞诊断中常用的静电探针

法也需要结合压力传感器测量的结果并根据经验公式来进一步计算碰撞频率<sup>[20]</sup>. 但是同时安装压力传感器与静电探针会对流场造成更大的扰动. 目前主流方法是采用探针测量与计算流体力学 (computational fluid dynamics, CFD) 方法结合的方式获取碰撞频率. 幸运地, 由于高焓激波风洞波后压力随时间变化的稳定性较好, 碰撞频率在时间维度上相比于电子密度展现出了更均匀的特性. 因此采用定常的 CFD 数值模拟方法可以较为准确的计算出高焓激波风洞高焓流场的温度与压力, 进一步获得碰撞频率, 这在文献<sup>[21,22]</sup> 中得到了证实. 综上, 有理由认为根据仿真的温度与压力可以计算出可靠的碰撞频率, 并结合低频诊断结果获取等离子体中的电子密度. 该方法流程如图 1 所示.

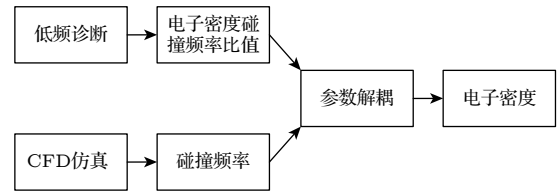


图 1 低频与 CFD 联合诊断方法  
Fig. 1. Coupled low frequency and CFD diagnostic method.

本文提出了一种基于低频与 CFD 模拟结合的电子密度诊断方法, 该方法可用于诊断高焓激波风洞模型透波窗口处的平板等离子体电子密度平均值. 首先开展了低频诊断方法的相关理论分析; 其次开展了 CFD 仿真并验证数值模型的有效性; 最后在高焓激波风洞中开展了诊断方法的验证实验. 本文的研究对地面开展高速目标等离子体电磁特性实验研究具有重要意义.

## 2 理论分析

### 2.1 低频诊断方法

根据电磁波在等离子体中传播理论<sup>[23]</sup>, 等离子体介电常数可以表示为

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c(\omega_c - j\nu_e)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 + \nu_e^2} - j \frac{\nu_e}{\omega_c} \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 + \nu_e^2}, \quad (1)$$

其中  $\omega_c$  为入射波频率,  $\nu_e$  为等离子体碰撞频率,  $\omega_p$  为等离子体频率. 在动态等离子体中, 时变等离子体频率与时变电子密度  $n_e(t)$  的关系为

$$\omega_p(t) = \sqrt{\frac{e^2 n_e(t)}{\epsilon_0 m_e}}, \quad (2)$$

其中,  $e$  为单位电荷量,  $m_e$  为电子质量,  $\varepsilon_0$  为真空中介电常数. 根据电导率  $\sigma$  与等离子体介电常数之间关系:

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0}, \quad (3)$$

结合 (1) 式可以推断出电导率表达式为

$$\sigma = \frac{\varepsilon_0 v_e \cdot \omega_p^2}{\omega^2 + v_e^2}, \quad (4)$$

由于低频下,  $\omega \ll \omega_p$ ,  $\omega \ll v_e$ ,  $\sigma$  可以进一步近似:

$$\sigma \approx \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{v_e} = \frac{e^2 n_e}{m_e v_e}. \quad (5)$$

由 (5) 式可知, 低频下电导率由电子密度与碰撞频率比值决定. 在近场区域内, 由小环天线发出的电磁波可以采用等效传输线理论<sup>[24]</sup>来描述, 传输理论模型如图 2 所示. 图中, 将等离子体看作类似金属的屏蔽体, 厚度为  $L$ ,  $\eta_1$ ,  $\eta_2$ ,  $\eta_3$  分别为不同区域的等效波阻抗.

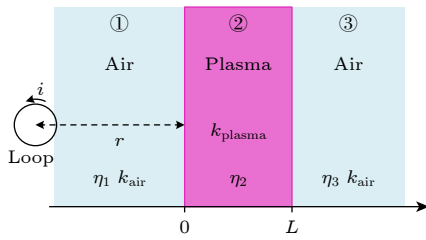


图 2 低频等效传输线理论

Fig. 2. Low frequency equivalent transmission line theory.

根据该模型, 电磁波在第①, ②层分界面与第②, ③层分界面的透射系数  $T_{12}$ ,  $T_{23}$ , 反射系数  $\Gamma_{12}$ ,  $\Gamma_{23}$  分别为

$$T_{12} = \frac{2\eta_2}{\eta_1 + \eta_2}, \quad T_{23} = \frac{2\eta_3}{\eta_2 + \eta_3},$$

$$\Gamma_{12} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1 + \eta_2}, \quad \Gamma_{23} = \frac{\eta_3 - \eta_2}{\eta_2 + \eta_3}. \quad (6)$$

当电磁波入射介质分界面时, 根据电场和磁场切向分量连续的边界条件. 可得电磁波透射等离子体后的磁场 ( $H_t$ ) 与透射等离子体前的磁场 ( $H_i$ ) 的比值, 如 (7) 式所示:

$$\frac{H_t}{H_i} = \frac{T_{12} T_{23} e^{-jkL}}{1 - \Gamma_{12} \Gamma_{23} e^{-2jkL}}. \quad (7)$$

将 (6) 式代入 (7) 式中可得

$$\frac{H_t}{H_i} = \frac{4\eta_2 \eta_3}{(\eta_1 + \eta_2) \cdot (\eta_2 + \eta_3)} e^{-jkL} / \left( 1 - \frac{(\eta_1 - \eta_2) \cdot (\eta_2 - \eta_3)}{(\eta_1 + \eta_2) \cdot (\eta_2 + \eta_3)} e^{-2jkL} \right), \quad (8)$$

其中,  $k$  为电磁波在等离子体中的传播常数. 实验时, 低频波由天线辐射后依次经过空气、等离子体、特氟龙窗口、空气后被接收. 由于特氟龙厚度仅为 2 mm, 对低频的传播不会造成影响, 可认为等离子体层两侧都为空气, 即  $\eta_1 = \eta_3$ , 因此 (8) 式可以简化为

$$\frac{H_t}{H_i} = \frac{4\frac{\eta_1}{\eta_2} e^{-jkL}}{\left(\frac{\eta_1}{\eta_2} + 1\right)^2 - \left(\frac{\eta_1}{\eta_2} - 1\right)^2 e^{-2jkL}}, \quad (9)$$

式中,  $\eta_1 = j\omega_c \mu_0 r$  为近场区等效波阻抗. 由入射波频率、真空磁导率  $\mu_0$ , 以及天线与等离子体之间的距离  $r$  共同决定. 屏蔽层为等离子体时  $\eta_2$  可由 (10) 式表示, 等离子体中的传播常数  $k$  由 (11) 式表示:

$$\eta_2 = \eta_{\text{plasma}} = \frac{m_e v_e (1 + j)}{e^2 n_e} \sqrt{\frac{\omega \mu_0 e^2 n_e}{2 m_e v_e}}, \quad (10)$$

$$k = k_{\text{plasma}} = (1 + j) \sqrt{\frac{\omega \mu_0 e^2 n_e}{2 m_e v_e}}. \quad (11)$$

当屏蔽层为空气时  $\eta_2$  为真空波阻抗, 传播常数  $k$  为真空中传播常数. 由 (12) 式和 (13) 式表示:

$$\eta_2 = \eta_{\text{air}} = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}, \quad (12)$$

$$k = k_{\text{air}} = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}. \quad (13)$$

综上, 低频电磁波穿过等离子体时的透射系数为

$$T = T_{\text{plasma}} / T_{\text{air}}, \quad (14)$$

(14) 式中的  $T_{\text{plasma}}$  与  $T_{\text{air}}$  分别为屏蔽层为等离子体和空气时透射磁场与入射磁场的比值, 由 (9) 式计算. 则低频电磁波穿过等离子体时的衰减为

$$S_H = 20 \lg(|T|). \quad (15)$$

由上述推导过程可知, 低频衰减由等离子体与天线的距离  $r$ , 等离子体厚度  $L$ , 等离子体电子密度  $n_e$ 、碰撞频率  $v_e$  共同决定. 通常,  $r$ ,  $L$  是已知的, 衰减可以由 (16) 式表示, 其中  $\zeta$  由  $r$ ,  $L$  决定:

$$S_H(t) = f(n_e(t) / v_e(t), \zeta). \quad (16)$$

由于低频电磁波远大于等离子体尺寸, 等离子体非均匀性对衰减的影响较小, 刘东林<sup>[25]</sup>指出在电子密度不同分布形式下低频衰减与均匀分布基本一致. 因此, 理论上可以通过实验测量出低频衰减  $S_H$  求出等离子体  $n_e / v_e$  的平均值. 如 (17) 式所示.  $g(\cdot)$  为  $f(\cdot)$  的反函数:

$$n_e(t)/v_e(t) = f^{-1}(S_H(t), \zeta) = g(S_H(t), \zeta), \quad (17)$$

式中,  $g(\cdot)$  是包含有指数与对数函数的超越方程, 直接求解非常困难. 然而, 已知  $n_e/v_e$  可以很容易求解出衰减, 并且衰减与  $n_e/v_e$  是一一对应. 因此先预设  $n_e/v_e$ , 求解出对应的衰减  $S_{H_{pre}}$ . 当预设  $n_e/v_e$  所求的  $S_{H_{pre}}$  与实验衰减  $S_H$  误差足够小时, 预设的  $n_e/v_e$  为实际的  $n_e/v_e$ . 故定义目标函数:

$$F(n_e/v_e) = \left| \frac{S_{H_{pre}}(n_e/v_e) - S_H(n_e/v_e)}{S_H(n_e/v_e)} \right|. \quad (18)$$

粒子群优化 (PSO) 算法是一种理论成熟且灵活高效的优化工具, 无需梯度信息, 适用于处理低维度优化问题 [26]. 本文采用粒子群优化算法来优化 (18) 式所示的目标函数, 以获取准确的  $n_e/v_e$  值.

## 2.2 方法验证

高焓激波风洞可以产生的等离子体电子密度范围为  $10^{17}$ — $10^{19} \text{ m}^{-3}$  量级, 碰撞频率范围为 1—10 GHz 量级, 对应  $n_e/v_e$  范围为  $10^7$ — $10^{10} \text{ m}^{-3}/\text{Hz}$ . 图 3 为理论计算得到的 1.5, 7 和 14 MHz 电磁波衰减随  $n_e/v_e$  的变化规律. 其中等离子体厚度为 3 cm, 碰撞频率分别为 1 GHz 和 5 GHz, 电子密度  $1 \times 10^{17}$ — $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 对应  $n_e/v_e$  分别为  $2 \times 10^7$ — $2 \times 10^9$ ,  $1 \times 10^8$ — $1 \times 10^{10}$ . 由图 3 可见, 当  $n_e/v_e$  越大时低频衰减越大; 频率越高, 衰减越大. 在给定的参数区间内, 低频衰减基本可以反映出等离子体参数的变化. 然而, 在  $n_e/v_e$  为  $10^7$ — $10^8$  这个区间内, 低频率的电磁波衰减梯度较小, 可能会造成反演分辨率的不足, 此时需要提高电磁波频率来提高分辨率. 若以衰减 40 dB 作为低频测量系统的测量极限, 7 MHz 和 14 MHz 电磁波衰减接近 40 dB 时对应的  $n_e/v_e$  分别为  $6 \times 10^9$ ,  $3 \times 10^9$ , 超过这个比值时会带来较大的诊断误差. 因此, 在低比值下应该提高工作频率; 高比值下, 需要降低工作频率. 综合考虑, 本文折中选择 7 MHz 为工作频率, 该频率在高比值与低比值下相比于其他两个频率具有更好的适应性, 诊断结果可以基本覆盖高焓激波风洞等离子体的参数范围.

根据图 3 中的衰减结果, 利用上述方法来反解电子密度值与碰撞频率的比值. 粒子群算法反解过程如图 4 所示. 表 1 反解结果显示 3 个工作频率下利用 PSO 算法来优化 (18) 式中的目标函数可以得到准确的  $n_e/v_e$  值, 证实了这种方法的有效性.

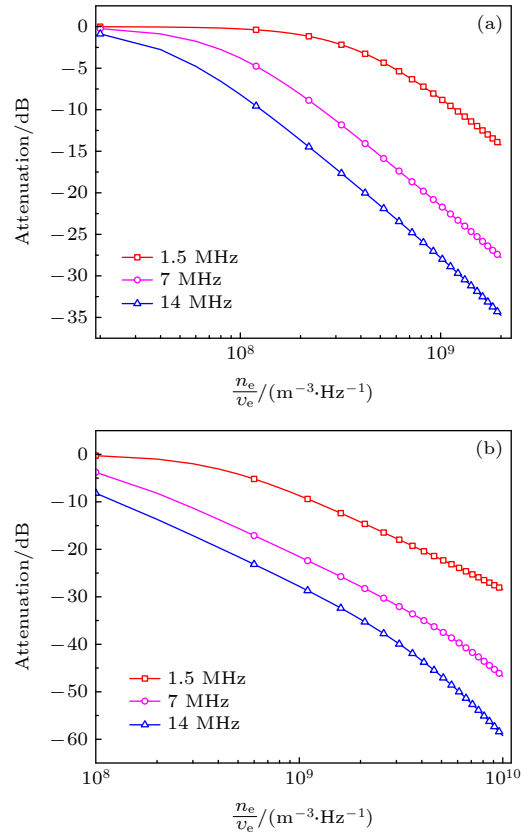


图 3 低频衰减随  $n_e/v_e$  的变化曲线 (a)  $v_e = 5 \text{ GHz}$ ; (b)  $v_e = 10 \text{ GHz}$

Fig. 3. Curves of low-frequency attenuation varying with  $n_e/v_e$  (a)  $v_e = 5 \text{ GHz}$ ; (b)  $v_e = 10 \text{ GHz}$ .

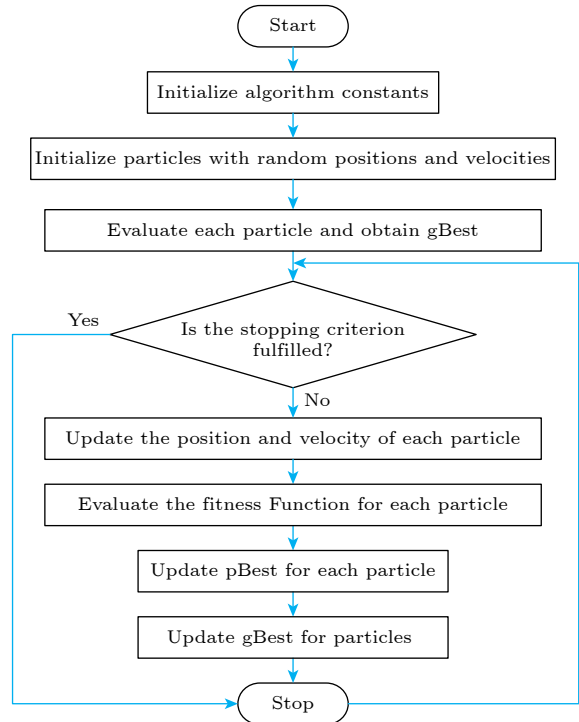


图 4 粒子群算法流程图

Fig. 4. Flowchart of PSO algorithm.

由于预设衰减与反演采用的衰减计算方法一致, 使得反演  $n_e/v_e$  与预设  $n_e/v_e$  也完全一致, 误差全部为 0. 此外, 即使很小的衰减, 也能反演出准确的电子密度, 表明采用 PSO 优化算法并不会带来额外的算法误差.

表 1 粒子群优化方法反解结果  
Table 1. The  $n_e/v_e$  of inverse solution using PSO algorithm.

频率/MHz	预设 $n_e/v_e$	反解 $n_e/v_e$	误差/%
1.5	$2 \times 10^7$	$2 \times 10^7$	0
	$6 \times 10^7$	$6 \times 10^7$	0
	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^8$	0
	$5 \times 10^8$	$5 \times 10^8$	0
	$1 \times 10^9$	$1 \times 10^9$	0
7	$2 \times 10^7$	$2 \times 10^7$	0
	$6 \times 10^7$	$6 \times 10^7$	0
	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^8$	0
	$5 \times 10^8$	$5 \times 10^8$	0
	$1 \times 10^9$	$1 \times 10^9$	0
14	$2 \times 10^7$	$2 \times 10^7$	0
	$6 \times 10^7$	$6 \times 10^7$	0
	$1 \times 10^8$	$1 \times 10^8$	0
	$5 \times 10^8$	$5 \times 10^8$	0
	$1 \times 10^9$	$1 \times 10^9$	0

低频反解结果准确度依赖于厚度的准确性. 然而在高焓激波风洞中, 由于绕流场的动态特性, 对于厚度的预估会存在部分误差. 表 2 给出了工作频率 7 MHz, 等离子体厚度 3 cm, 预设  $n_e/v_e$  值为  $5 \times 10^7$ ,  $1 \times 10^8$  及  $5 \times 10^8$  时厚度变化带来的影响. 表中厚度误差在 0.3 cm 内低频反解结果误差都小于 10%. 厚度变化在不同比值下产生的误差基本相同, 厚度高估造成的误差大于低估带来的误差. 尽管如此, 由于厚度变化产生的误差仍然在合理的误差范围之内. 所设置的厚度变化也可以覆盖高焓激波风洞等离子体流场持续过程中厚度的变化.

表 2 厚度变化误差分析

Table 2. Error in the plasma thickness variation.

预设 $n_e/v_e$	厚度/cm	反解 $n_e/v_e$	误差/%
$5 \times 10^7$	2.8	$5.32 \times 10^7$	6.40
	2.9	$5.14 \times 10^7$	2.80
	3.1	$4.81 \times 10^7$	3.80
	3.2	$4.65 \times 10^7$	7.00
	3.3	$4.50 \times 10^7$	10.00
$1 \times 10^8$	2.8	$1.06 \times 10^8$	6.00
	2.9	$1.02 \times 10^8$	2.00
	3.1	$9.61 \times 10^7$	3.90
	3.2	$9.31 \times 10^7$	6.90
	3.3	$9.02 \times 10^7$	9.80
$5 \times 10^8$	2.8	$5.32 \times 10^8$	6.40
	2.9	$5.14 \times 10^8$	2.80
	3.1	$4.81 \times 10^8$	3.80
	3.2	$4.65 \times 10^8$	7.00
	3.3	$4.51 \times 10^8$	9.09

### 3 高焓激波风洞模型绕流场碰撞频率估计

#### 3.1 高焓风洞设备

高焓激波风洞的核心是强激波驱动技术, 即通过产生强激波为风洞驻室提供高焓试验所需的高总温、高总压试验气源. 在风洞激波管段形成强激波的条件主要依赖于驱动段与被驱动段气体比率. 本文用到的设备为中国科学院力学研究所 JF10 高焓激波风洞, 该风洞采用了氢氧爆轰驱动方式. 主要方法是在驱动段中均匀混入氢氧混合气体. 快速起爆后, 氢氧迅速反应释放的热量对未反应的氢气进行加温, 通常在 3500 K 左右, 依此获得的驱动气体具有较高的声速比, 可产生强激波, 且重复性好、气流品质高 [27]. 图 5 为高焓激波风洞结构示意图, 由卸爆段、驱动段、激波管段、喷管以及真空试段组成. 在爆轰驱动段末端起爆产生的爆轰波下

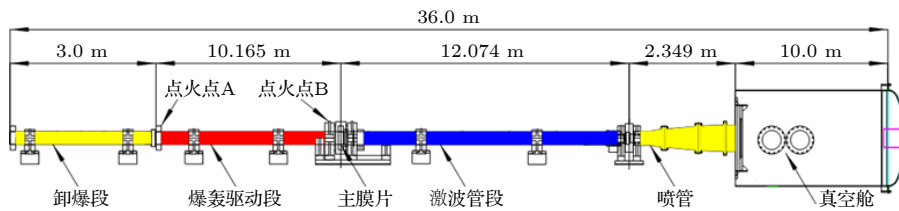


图 5 JF10 高焓激波风洞结构示意图

Fig. 5. Sketch of JF-10 high enthalpy shock tunnel.

行至主膜处汇聚, 形成高温高压驱动气源压破主膜. 在激波管内形成强激波压缩试验气体 (空气) 后在喷管喉道段反射, 产生试验所需的高温高压气源, 最后再经过喉道流经喷管膨胀加速到试验段, 建立流场. 产生的等离子体电子密度范围为  $10^{17}$ — $10^{19} \text{ m}^{-3}$  量级, 碰撞频率范围 1—10 GHz 量级, 对应  $n_e/v_e$  范围为  $10^7$ — $10^{10}$ , 流场稳定时间约 1—2 ms.

### 3.2 碰撞频率 CFD 计算方法

在等离子体流场计算中, 常用的碰撞频率经验公式<sup>[20]</sup>如 (19) 式所示. 式中,  $P$  为激波后压力 (单位为 atm,  $1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ),  $T_e$  为流场电子温度 (单位为 K). 该公式将碰撞频率定义为电子-中性粒子的碰撞, 适用流场温度范围为 2000—6000 K, 与高焓激波风洞流场相符. 由于高焓激波风洞等离子体为弱电离状态, 电子密度低, 通常也

采用电子-中性粒子碰撞的近似来描述碰撞频率. 因此 (19) 式可以准确描述高焓激波风洞等离子体的碰撞频率:

$$v = 5.8 \times 10^{12} T_e^{-1/2} P. \quad (19)$$

目前, CFD 计算方法可以准确计算出高焓激波风洞流场压力与电子温度, 进一步获得碰撞频率, 避免了多个传感器安装导致的流场扰动. 流场仿真中采用轴对称 Navier-Stokes 方程, 控制方程如下:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial r} + G = \frac{\partial E_v}{\partial x} + \frac{\partial F_v}{\partial r} + G_v + W, \quad (20)$$

式中  $U$  为守恒变量组成的矢量,  $E, F$  为柱坐标下  $x, r$  方向上的对流通量矢量,  $E_v, F_v$  为  $x, r$  方向上黏性项矢量,  $G, G_v$  为无黏和有黏的源项矢量,  $W$  为化学反应与振动能源项矢量. 对于热化学非平衡流, 各矢量分别为

$$\begin{aligned}
 U &= \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_{n_s} \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho e_v \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_{n_s} u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E + p) \\ \rho u e_v \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_{n_s} v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(E + p) \\ \rho v e_v \end{bmatrix}, \quad G = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_{n_s} v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ v(E + p) \\ \rho v e_v \end{bmatrix}, \quad W = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \vdots \\ \dot{\omega}_{n_s} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ S_v \end{bmatrix}, \\
 E_v &= \begin{bmatrix} \rho D_1 X_{1x} \\ \vdots \\ \rho D_{n_s} X_{n_s x} \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xr} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + q_x \\ q_{xv} \end{bmatrix}, \quad F_v = \begin{bmatrix} \rho D_1 X_{1r} \\ \vdots \\ \rho D_{n_s} X_{n_s r} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{rr} \\ u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + q_r \\ q_{rv} \end{bmatrix}, \quad G_v = \frac{1}{r} \begin{bmatrix} \rho D_1 X_{1r} \\ \vdots \\ \rho D_{n_s} X_{n_s r} \\ \tau_{xr} \\ \tau_{rr} - \tau_{\theta\theta} \\ u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + q_r \\ q_{rv} \end{bmatrix}, \quad (21)
 \end{aligned}$$

式中  $i = 1, 2, \dots, n_s, n_s$  为混合气体中除电子外的组分个数;  $\rho, \rho_i, C_i, D_i$  为混合气体密度、组分  $i$  的密度、质量分数和扩散系数;  $p, u, v$  分别为混合气体的压力和两个坐标方向上的速度分量;  $E, H$  为单位质量混合气体的总能和总焓;  $e_v$  为单位质量混合气体的振动能;  $\tau_{xx}, \tau_{rr}, \tau_{xr}, \tau_{\theta\theta}$  为应力张量的各分量;  $q_x, q_r, q_{xv}, q_{rv}$  为总热流和振动热流在两个坐标上的分量;  $\dot{\omega}_i$  为  $i$  组分的质量生成率;  $S_v$  为振动源项.

在高速非平衡流模拟中较为常用的为 5 组元、7 组元和 11 组元模型. 空气 5 组元模型的化学组分为  $\text{N}_2, \text{O}_2, \text{N}, \text{O}, \text{NO}$ ; 7 组元模型需加上  $\text{NO}^+, \text{e}^-$ ; 11 组元模型还包含  $\text{N}_2^+, \text{O}_2^+, \text{N}^+, \text{O}^+$ . 由于 5 组元模型未涉及流场的电离, 一般用于气动力、气动热计算. 而 11 组元包含  $\text{N}_2^+$  这一对辐射具有较大贡献的组分, 常用于需要考虑流场光辐射特性的条件. 7 组元模型用于模拟高速等离子体流场最为

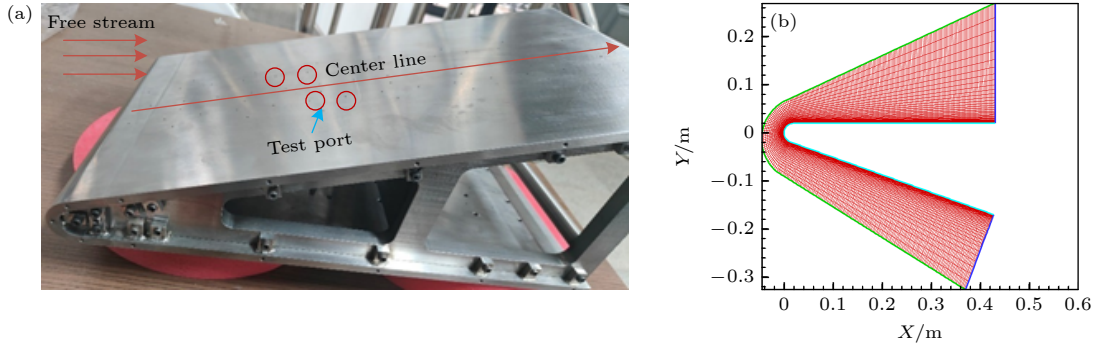


图 6 测试模型实物图与 CFD 计算网格 (a) 模型实物图; (b) 计算网格

Fig. 6. Model photograph and CFD computational mesh: (a) Model photograph; (b) CFD computational mesh.

准确. 在描述温度时, 本文采用 Park 在 1985 年提出的双温度模型. 7 组元与双温度模型是目前最为常用的等离子体流场计算组合, 是一种成熟的计算方法, 目前已被广泛运用.

热流是决定碰撞频率的关键因素, 为验证 CFD 方法的有效性, 对比了典型来流工况下壁面热流测试结果. 设置风洞运行参数: 驱动段氢氧比 4:1, 驱动段初始压力 2.4 MPa, 被驱动段初始压力 8 kPa. 加工了用于热流测试实验的金属钝楔模型, 模型前缘与表面设置有多个  $\phi 2$  mm 热流测孔. 其中一列位于流向中心线上. 测试模型实物图与 CFD 计算网格如图 6 所示. 在该工况下开展了两次实验, 获得的实验热流与相同来流条件下 CFD 对比结果如图 7 所示. 可见, CFD 计算热流结果与实验吻合较好, 验证了 CFD 数值计算方法的有效性.

图 8(a) 为该状态下定常 CFD 方法计算的模型绕流场碰撞频率结果. 高焓激波风洞流场本质上是瞬态的, 但流场中气体分子自由程短, 湍流尺度相对较小, 流场在稳定期内的压强和温度分布比较均匀. 即使等离子体参数对温度和压力敏感, 但在流场稳定区内, 压力的波动范围也比较有限, 这种波

动基本不会影响传热特性, 采用定常计算方案是一个合理的近似. 图 8(b) 提取了与后续探针安装位置处 ( $x = 0.12$  m) 的碰撞频率径向分布. 碰撞频率约为 8.60 GHz, 等离子体厚度约 30 mm. 图 8(c) 为静电探针实测的电子密度结果, 在流场平稳时期碰撞频率约为 8.02 GHz. 仿真与实验结果相对误差约 7%, 表明 CFD 能够准确捕捉到等离子体碰

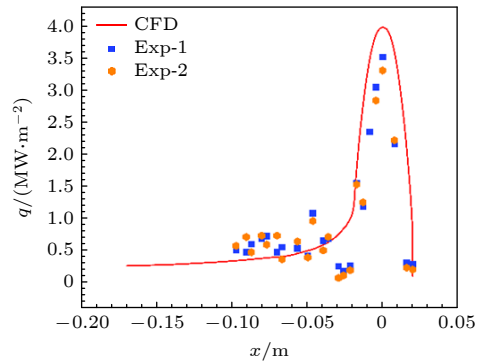


图 7 典型来流工况下模型绕流场热流 CFD 计算与实验对比结果

Fig. 7. Comparison between CFD simulations and experimental results of heat flux distribution around the model under typical freestream conditions.

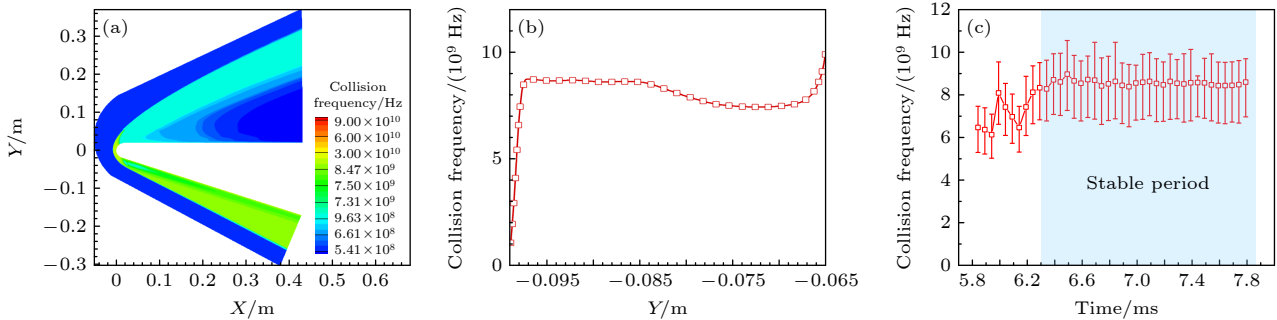


图 8 典型来流工况下碰撞频率分布 (a) 碰撞频率分布; (b) CFD 计算碰撞频率分布; (c) 探针实测电子密度

Fig. 8. Collision frequency distribution under typical freestream conditions: (a) Collision frequency distribution; (b) radial distribution of collision frequency at electrostatic probes location ( $x = 0.12$  m); (c) experimentally measured collision frequency.

撞频率特征, 这种碰撞频率的差异对于低频衰减影响并不显著. 值得注意的是, 静电探针测量的是空间某位置点碰撞频率随时间的变化, 而 CFD 数值方法计算的是流场稳定期内某一时刻的碰撞频率. 由于在绕流场稳定期间, 压力与温度变化很小, 碰撞频率的时间变化也相对稳定, 因此, 将 CFD 计算结果与探针实测结果对比是合理的. 综上, 采用定常 CFD 数值方法来获取高焓激波风洞等离子体绕流场电子密度可行, 后续将采用 CFD 计算结果替代探针测量结果.

## 4 实验与讨论

### 4.1 诊断实验设置

实验时, 利用真空系统将试验段抽至所需气压, 可以模拟不同高度气压环境. 当高速气流到达模型时, 形成等离子体绕流场. 采用的模型除在上表面开有 120 mm×120 mm 的透波特氟龙窗口外, 其余结构和尺寸与图 6(a) 中的模型一致. 为作对比, 在透波窗口处安装有静电探针阵列用于诊断等离子体电子密度. 低频实验整体布置如图 9 所示. 低频接收天线内置于模型内部, 实验时由信号源 (AFG-2225, Gwinstek) 发出的低频电磁波经过功放后被小环天线辐射, 小环与模型距离 50 cm, 信号经过等离子体后被模型内部的天线接收, 并由示

波器 (MSO54, Tektronix) 保存. 示波器采样时间设置为 10 ms, 完全覆盖等离子体从产生到消失的过程, 采样率设置 125 MHz. 该示波器具有高稳定性, 带宽 (计算上升时间) 为 500 MHz (800 ps), 垂直分辨率最高可达 16 位, 具备自动校准和校准功能. 由于小环天线近场区电磁波能量以磁场为主, 在接收端, 采用了低频磁天线替代传统电天线. 磁芯为铁氧体材料, 其中 X 路线圈感应垂直于地面方向的磁场分量, Y 路线圈感应平行于地面方向的磁场分量, X 路和 Y 路线圈方向正交. 磁场分量可以通过 X 路信号与 Y 路信号矢量相加获得. 两路线圈可等效为一个全向的短波接收天线. 该磁天线已经利用标准天线法进行校准 [28]. 采用这样的发射与接收方案极大程度上降低了对天线定向性的要求.

由于低频绕射能力强, 将接收天线内置于金属模型内部可以屏蔽其余方向的衍射分量. 仅在金属模型表面开有一定尺寸的透波窗口, 当风洞产生的高速来流到达模型时, 透波窗口被等离子体覆盖, 电磁波只能从唯一的透波窗口处传输, 排除了在其他方向上存在衍射分量的可能. 此外, 将无等离子体时接收到的透射信号作为参考信号, 与有等离子体时的信号相减, 可差分掉其他电磁干扰信号, 使得低频产生的衰减仅由等离子体引起. 这种方案尽可能减小了由于实验操作以及测量带来的实验误差. 示波器采集到的原始波形信号可用同步解调算

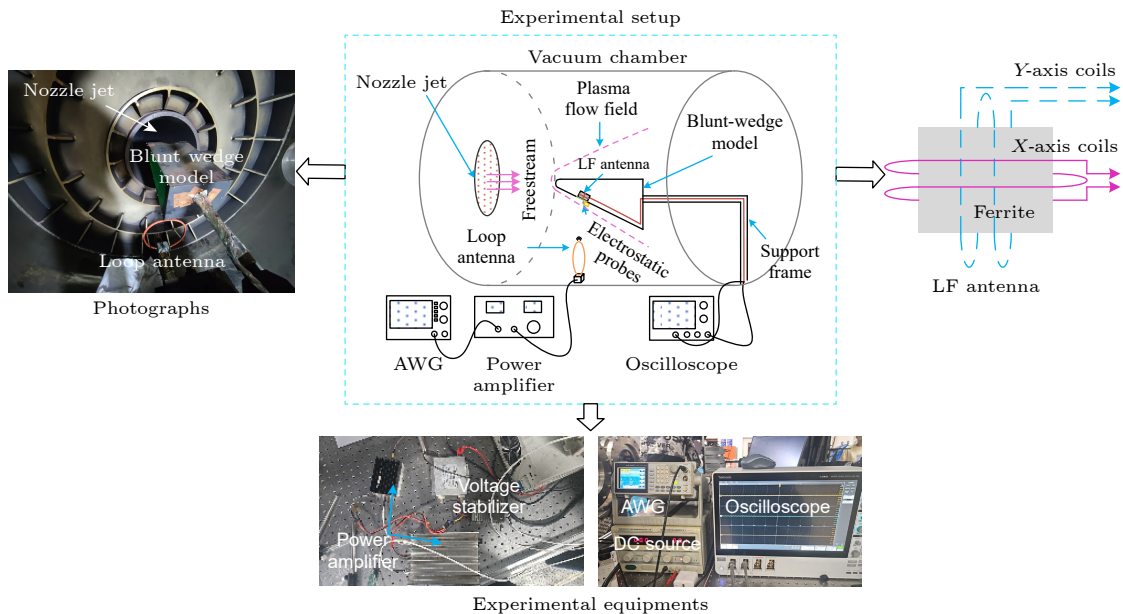


图 9 高焓激波风洞等离子体低频诊断实验布置

Fig. 9. Experimental setup for low frequency plasma diagnostics in JF-10 shock tunnel.

法处理<sup>[29]</sup>, 在没有等离子体的情况下得到的信号幅值 (Amp0) 作为参考数据, 有等离子体的情况下测量得到幅值为 (Amp1). 参考值 (Amp0) 和测量值 (Amp1) 相减为由等离子体引起的衰减 ( $Att = Amp1 - Amp0$ ). 此外, 实验配备有反射式纹影仪系统<sup>[4]</sup>, 系统包含高功率白光、反射镜与高速相机等, 其画面幅拍摄帧频为 16600 frame/s, 可以实现对激波结构变化的准确捕捉.

在高焓激波风洞上开展了 4 次实验, 风洞实验参数如表 3 所示, 覆盖了激波风洞典型装填参数流场, 可验证低频诊断方法用于高焓激波风洞等离子体流场诊断的可行性与普适性.

表 3 风洞实验关键参数

Table 3. The key operating parameters.

序号	驱动段初始压力/MPa	H <sub>2</sub> :O <sub>2</sub>	被驱动段压力/kPa	CFD计算碰撞频率/GHz
Case1	2.1	4:1	8	8.11
Case2	2.4	4:1	8	8.60
Case3	1.8	4:1	5	7.32
Case4	1.2	3:1	4	7.22

## 4.2 实验结果与讨论

图 10(a) 纹影仪系统拍摄的稳定期的流场结构. 可见, 窗口处的激波层可以完全覆盖静电探针阵列. 厚度 3 cm. 图 10(b) 为 Case2 中的压力测量曲线, 由于高焓激波风洞运行时, 入射激波在低压段末端反射会产生很高的压力跳跃, 紧接着爆轰驱动后紧跟着一系列稀疏波, 压力开始下降并出现平台. 因此在等离子体流场建立初期具有较高的电子密度, 随着压力逐渐稳定, 电子密度也随着降低. 这一过程在图 10(c) 衰减曲线中体现为衰减先达到最大值, 随后逐渐减小. 在 4 次实验中, 除了 Case3 中的流场建立初期, 其余时间衰减全部小于 40 dB, 可以满足电子密度的反演需求. 高焓激波风洞模型等离子体绕流场建立过程可以大致分为流场建立期, 流场稳定期以及流场衰减期. 图 11 展示了在建立初期、稳定期以及衰减期的纹影图片. 可见, 在不同时期内流场激波层厚度波动较为微弱, 小于上文中厚度误差采用的 0.3 cm.

尽管静电探针诊断的是空间某点的电子密度 (点测量), 低频则诊断的是窗口区域内的平均电子

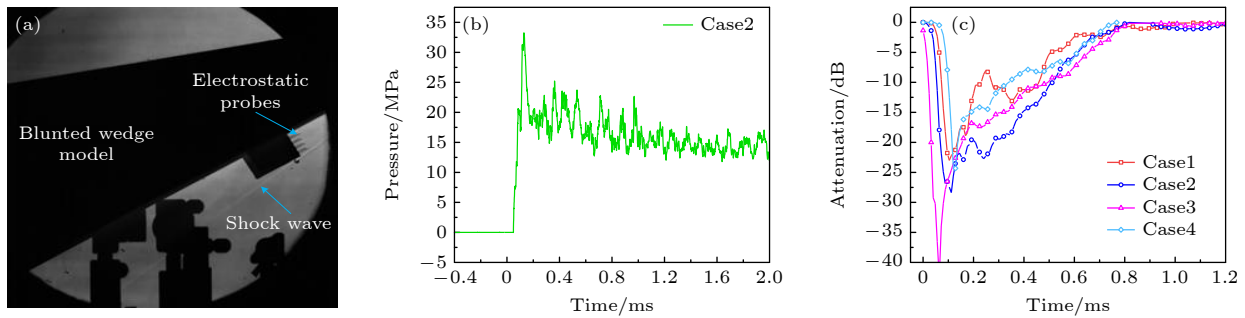


图 10 实验结果 (a) 流场纹影图片; (b) 实验测量压力曲线; (c) 低频衰减曲线

Fig. 10. Experimental results: (a) Flow field schlieren image; (b) experimental measured pressure curve; (c) low frequency attenuation curve.

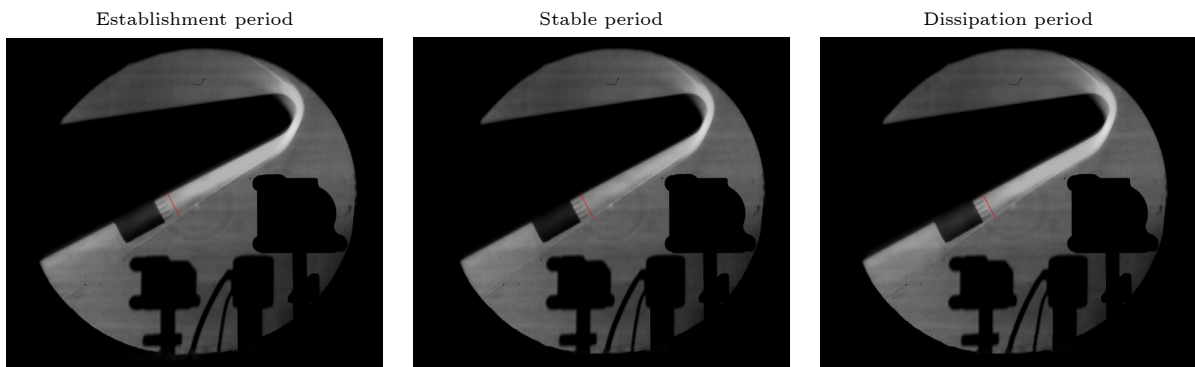


图 11 不同时期纹影图片

Fig. 11. Schlieren image from different periods.

密度(面平均).但在高焓激波风洞模型绕流场中,等离子体径向分布相对均匀,可以将探针诊断结果用于验证低频诊断法的可行性.图12为4次实验状态电子密度低频反演结果.整体而言,低频诊断法与静电探针诊断结果具有较好的一致性,验证了低频诊断法的有效性.

图12中的淡蓝色区域对应流场建立期(I区),这个区域伴随着高速气流到达模型时产生的第2次激波压缩,具有较高的电子密度与压力,湍流等动态特性较强,低频与探针诊断误差相对较大.产生误差原因主要有以下几方面:首先在流场建立期,流场动态特性使得空间分布非均匀性无法保证,导致点测量与面平均的对比尺度不一,造成尺度误差.其次为流场厚度与碰撞频率波动误差,此区域激波层相对较厚,实际等离子体厚度略大于低频反演时采用的3 cm.特别是在Case3与Case4中,由于装填参数低,自由流速度慢,流场建立时间稍长,实际厚度相对较大,引起较大的测量误差.从图11纹影图片可以看出,厚度波动不超过0.3 cm.根据表2计算结果,当厚度波动为0.3 cm时,诊断误差不超过10%.另外,在这一区域内,由于流场

强动态特性,压力波动大,仿真碰撞频率与实际碰撞频率存在较大差异.以图8(c)碰撞频率为例,流场建立期实际碰撞频率与仿真二者相对误差最大为40%,大于流场厚度误差.碰撞频率波动与厚度波动贡献误差约50%.

目前的风洞试验中,有效实验气体通常采用稳定期内的实验气体,即图12中的绿色区域.在这个区域内,稀疏波开始到来,压力降低且更为稳定.在II区内,低频诊断结果与静电探针诊断结果基本一致,大部分诊断结果基本保持在0.2个数量级以内,表明了低频诊断方法用于稳定期流场诊断的可靠性.产生误差的原因与流场建立期基本相同.由于稳定期内,流场压力稳定,空间均匀性强,两种方法对比尺度误差降低.其次碰撞频率波动误差减小.比如,碰撞频率波动从建立期的40%下降到7%,7%的波动对诊断结果的影响较小.而在稳定期内,厚度几乎接近3 cm,由厚度波动带来的误差可以忽略.最后是流场衰减期(III区),该区域内虽然压力比较稳定,但流场温度降低,离子复合化学反应速率增大,电子密度降低到 $10^{17} \text{ m}^{-3}$ 以下,这样的低密度等离子体理论上不会造成低频电磁波

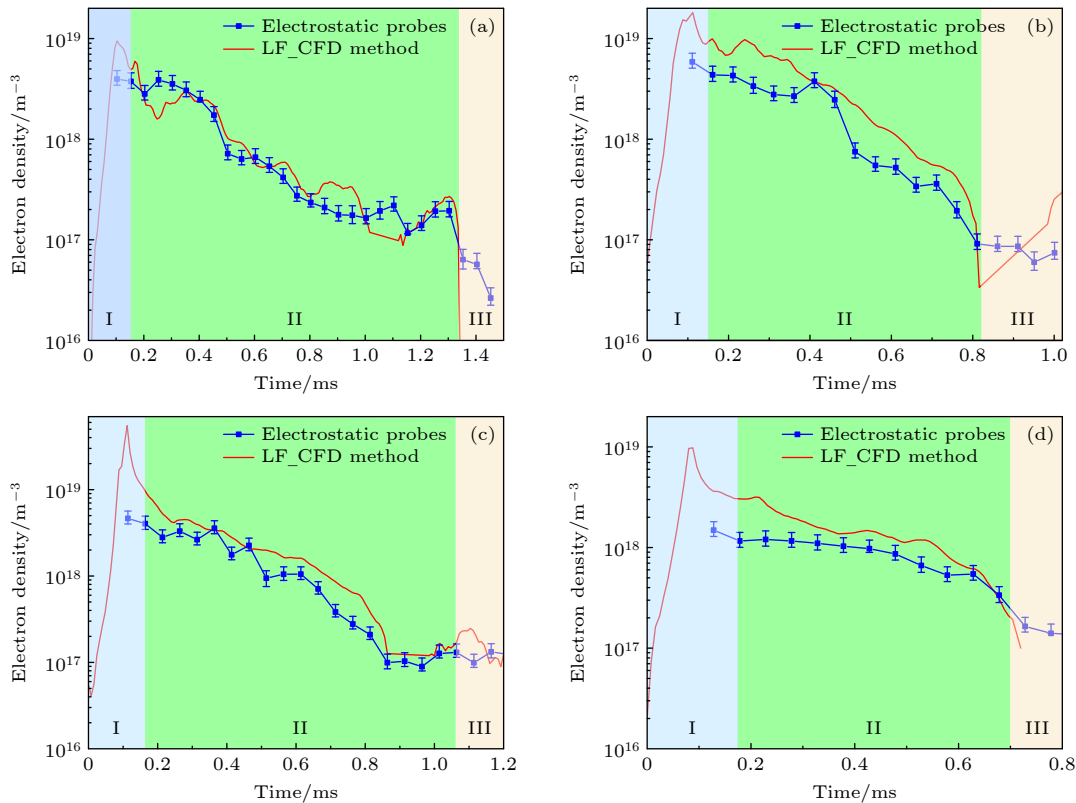


图12 电子密度反演结果 (a) Case1; (b) Case2; (c) Case3; (d) Case4

Fig. 12. The result of electron density inversion: (a) Case1; (b) Case2; (c) Case3; (d) Case4.

的衰减. 然而, 这个区域在实验测量的部分衰减仍在 0.1 dB 附近波动, 使得反解结果存在波动且误差较大, 这个误差可定义为实验系统误差. 显然, 这个区域的诊断结果与上一节的理论分析一致, 7 MHz 已不适用于  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  以下的等离子体电子密度测量, 诊断这种低密度等离子体需要提高工作频率.

在给定的 4 组实验状态中, 低频诊断稳定期最大电子密度分别为:  $5.95 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $9.93 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ,  $9.05 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  以及  $3.05 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . 基本可以反映出实验装填参数对等离子体参数的影响. 当其他设置一致时, 驱动段初始压力越高, 产生的等离子体电子密度越大, 碰撞频率也呈现出相同的规律. 对于高密度持续时间而言, 驱动段压力越高, 持续时间反而减小, 这是由于高密度下, 复合化学反应速率也会变快, 难以维持较长的时间. 等离子体流场的产生与驱动段压力、被驱动段压力、氢气与氧气比等参数密切相关. 多种参数的共同影响使得等离子体电子密度、持续时间与装填参数之间没有展现出明显的线性规律. 当前采用高焓激波风洞来模拟高速等离子体鞘套流场还无法实现对等离子体参数的精准调控, 侧面反映出实现等离子体参数的精确诊断极其重要.

整体而言, 当等离子体的尺度确定时, 采用低频与 CFD 结合的方法可以准确获取稳定期内等离子体电子密度. 低频的优势在于降低了实验的成本. 首先, 短波信号无需降频就可以被高精度的示波器直接采集, 省略了如微波诊断法中高频数据采集鉴相、鉴幅的步骤, 避免了部分误差. 且小型化的收发系统也使得其适用于更多的实验场景. 低频由于强透射性也可能是一种诊断高密度如托卡马克装置等离子体的有效手段. 然而, 这种方法还具有局限性. 首先, 电子密度诊断结果的准确性依赖于对碰撞频率的精确计算, 且要求碰撞频率在时间维度上变化较小, 才能将定常 CFD 方法计算出的碰撞频率用于整个时间维度上. 对于瞬态流场而言, 若能提供流场稳定期内不同时刻的碰撞频率, 诊断精度会进一步提升. 其次, 由于该方法诊断的是等离子体面平均电子密度, 无法获取等离子体电子密度的空间分布. 尽管如此, 在针对高焓激波风洞、ICP 等离子体风洞等等离子体源时, 所提出的诊断方法不失为一种有效的非接触式诊断方法.

## 5 结 论

1) 本文提出了一种新型的无接触式低频-CFD 等离子体平均电子密度诊断方法. 该方法主要利用低频电磁波入射等离子体时产生的衰减与等离子体参数之间的关系构建目标函数, 并采用 PSO 优化算法反解电子密度与碰撞频率比值, 最后通过 CFD 方法获取碰撞频率后实现对电子密度的解耦. 在高焓激波风洞上开展了验证实验, 实验结果表明: 低频法与静电探针诊断结果在流场稳定期吻合较好, 验证了低频法的可行性.

2) 确定了 PSO 算法不会带来额外的误差, 分析了厚度对于反解结果的影响, 当厚度变化小于 0.3 cm 时, 厚度变化引起的误差小于 10%. 在高焓激波风洞流场中, 诊断结果精度依赖于厚度与碰撞频率波动, 流场建立期碰撞频率波动大于厚度波动. 在给定的实验状态下, 当高焓激波风洞等离子体厚度约为 3 cm 时, 7 MHz 的工作频率无法准确的诊断出  $10^{17} \text{ m}^{-3}$  量级以下的等离子体电子密度, 针对这种低密度等离子体需要提高工作频率.

3) 小型化的收发系统使得该方法适用于多数实验场景, 方法准确性依赖于对碰撞频率的准确评估. 因此该方法更适用于碰撞频率在时间分布上更均匀的等离子体源, 如高焓激波风洞、ICP 等离子体风洞等. 此外, 由于未开展同一工况下的重复性实验, 目前还无法评估方法的稳定性与系统误差, 下一步将深入研究.

## 参考文献

- [1] Wang Q, Huang J D, Nie C S, Zhao W, Yu X L 2016 *Sci. Sin. Technol.* **46** 500 (in Chinese) [汪球, 黄建栋, 聂春生, 赵伟, 余西龙 2016 中国科学: 科学技术 **46** 500]
- [2] Jones W L, Cross A E 1972 *Electrostatic Probe Measurements of Plasma Parameters for Two Reentry Flight Experiments at 25000 Feet Per Second* (NASA TN D-6617)
- [3] 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]
- [4] Luo K, Wang Y H, Wang Q, Li J W, Li Z, Nie C S, Li Z 2022 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **43** 727720 (in Chinese) [罗凯, 王永海, 汪球, 栗继伟, 李峥, 聂春生, 李铮 2022 航空学报 **43** 727720]
- [5] Akey N D, Cross A E 1970 *Radio Blackout Alleviation and Plasma Diagnostic Results from a 25000 Foot Per Second Blunt Body Reentry* (Washington DC NASA: TND-5615)
- [6] Scharfman W E 1965 *The Use of Langmuir Probes to Determine the Electron Density Surrounding Reentry Vehicles* (Washington DC: NASA)

- [7] Boyer D W, Touryan K J, Russo A J 1972 *10<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting* San Diego, California, USA, January 17–19, 1972 p1667
- [8] Wu M X, Tian D Y, Tang P, Tian J, He Z Y, Ma P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 115202 (in Chinese) [吴明兴, 田得阳, 唐璞, 田径, 何子远, 马平 2022 物理学报 **71** 115202]
- [9] 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]
- [10] Ma P, Tian J, Tian D Y, Zhang N, Wu M X, Tang P 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 172401 (in Chinese) [马平, 田径, 田得阳, 张宁, 吴明兴, 唐璞 2024 物理学报 **73** 172401]
- [11] Yang M, Wang J M, Qi K X, Li X P, Xie K, Zhang Q J, Liu H Y, Dong P 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 235201 (in Chinese) [杨敏, 王佳明, 齐凯旋, 李小平, 谢楷, 张琼杰, 刘浩岩, 董鹏 2022 物理学报 **71** 235201]
- [12] Zhao C W, Li X P, Liu Y M, Liu D L, Sun C, Ma G L, Tian L S, Bao W M 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 015007
- [13] Guo S S, Xie K, Sun B, Xi R Y, Liu Y 2021 *Plasma Sci. Technol.* **23** 075401
- [14] Xie K 2014 *Ph. D Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [谢楷 2014 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [15] Liu D L, Li X P, Xie K, Liu Z W 2015 *Phys. Plasmas* **22** 102106
- [16] Xie K, Guo S S, Sun B, Quan L, Liu Y 2019 *Phys. Plasmas* **26** 073509
- [17] Sun B, Xie K, Liu Y, Zhang Y J, Guo S S, Ma P 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 102106
- [18] Wu M X, Xie K, Liu Y, Xu H, Zhang B, Tian D Y 2024 *Chin. Phys. B* **33** 055204
- [19] Wu M X, Ma P, Xie K, Liu X Y, Yao Z, Liu yan, Tian D Y, Xu H, Zhang B 2026 *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.* **25** 9
- [20] Banks P M, Kockarts G 1973 *Aeronomy: Part A* (New York: Academic Press) p10
- [21] Schramm J M, Hannemann K, Beck W, Karl S 2002 *22nd AIAA Aero-dynamic Measurement Technology, Ground Testing Conference* St. Louis, Missouri, USA, June 24–26, 2002 p1
- [22] Karl S, Schramm J M, Hannemann K 2004 *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics IV* (Berlin: Springer) p229
- [23] Ginzburg (translated by Qian S X) 1978 *Propagation of Electromagnetic Wave in Plasma* (Beijing: Science Press) p64
- [24] Schelkunoff S A 1951 *Electromagnetic Waves* (New York: Van Nostrand) p205
- [25] Liu D L 2015 *Ph. D Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [刘东林 2015 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [26] Kennedy J, Eberhart R 1995 *Proceedings of ICNN'95—International Conference on Neural Networks* Perth, WA, Australia, November 27–December 01, 1995 p1442
- [27] Wang Q, Zhao W, Teng H H, Jiang Z L 2015 *Acta Aerodyn. Sin.* **33** 66 (in Chinese) [汪球, 赵伟, 滕宏辉, 姜宗林 2015 空气动力学报 **33** 66]
- [28] Sun B 2022 *Ph. D Dissertation* (Xi'an: Xidian University) (in Chinese) [孙斌 2022 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
- [29] Xie K, Sun B, Guo S S, Quan L, Liu Y 2019 *Rev. Sci. Instrum.* **90** 073503

# Diagnostic method for electron density in high enthalpy plasma flow field using low-frequency electromagnetic wave attenuation and computational fluid dynamics modeling\*

XIE Kai<sup>1)</sup> WU Mingxing<sup>1)</sup> LIU Xiuyuan<sup>1)</sup> YAO Ze<sup>1)</sup> WANG Wentao<sup>2)</sup>  
 WANG Qiu<sup>2)</sup> XU Han<sup>1)</sup> LIU Yan<sup>1)†</sup> MA Ping<sup>3)‡</sup>

1) (*School of Aerospace Science and Technology, Xidian University, Xi'an 710071, China*)

2) (*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

3) (*National Key Laboratory of Aerospace Physics in Fluids, Mianyang 621000, China*)

( Received 17 January 2026; revised manuscript received 11 February 2026 )

## Abstract

This paper proposes a novel diagnostic method for electron density in high-enthalpy shock tunnel plasmas, which integrates low-frequency (LF) electromagnetic (EM) wave attenuation with computational fluid dynamics (CFD) modeling (abbreviation: LF-CFD method). This method utilizes the attenuation characteristics of LE EM waves (7 MHz) propagating through plasma to construct an objective function. By employing the particle swarm optimization (PSO) algorithm, it inversely solves for the ratio of electron density to collision frequency ( $n_e/\nu_e$ ). Subsequently, the electron density is decoupled using the collision frequency obtained from the CFD simulations. Diagnostic validation experiments were conducted in the JF-10 high-enthalpy shock tunnel. The results demonstrate that the LF-CFD method aligns well with electrostatic probes during stable flow periods, with a maximum error of less than 0.2 orders of magnitude, thereby validating the effectiveness of this method. The study also indicates that an operation frequency of 7 MHz is suitable for most high-enthalpy shock tunnel plasma scenarios. However, for electron density below the order of  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ , a higher operating frequency is required to enhance the diagnostic accuracy. The proposed method offers advantages such as non-contact measurement, system simplicity, and adaptability to complex experimental environments. Nonetheless, its diagnostic accuracy depends on the precise evaluation of the collision frequency and plasma thickness, making it particularly suitable for plasma sources with uniformly distributed collision frequencies over time. This study provides a novel and reliable diagnostic method for ground-based experiments on the EM characteristics of high-speed target plasmas, which can be extended to future extension to inductively coupled plasma (ICP) wind tunnels and other scenarios.

**Keywords:** low-frequency electromagnetic wave, electron density diagnosis, high-enthalpy shock tunnel, computational fluid dynamics simulation, particle swarm optimization algorithm

DOI: [10.7498/aps.75.20260089](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260089)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260089](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260089)

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92471101, 92571302, U25A20412) and the Basic Research Program in Natural Sciences of Shaanxi Province, China (Grant No. 2019JQ-653).

† Corresponding author. E-mail: [yanliu@xidian.edu.cn](mailto:yanliu@xidian.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [hmaping@263.net](mailto:hmaping@263.net)



高焓等离子体流场电子密度低频电磁波衰减与计算流体力学模拟联合诊断方法

谢楷 吴明兴 刘修远 姚泽 王文韬 汪球 徐晗 刘艳 马平

**Diagnostic method for electron density in high enthalpy plasma flow field using low-frequency electromagnetic wave attenuation and computational fluid dynamics modeling**

XIE Kai WU Mingxing LIU Xiuyuan YAO Ze WANG Wentao WANG Qiu XU Han LIU Yan MA Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 110501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260089

CSTR: 32037.14.aps.75.20260089

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260089>

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

利用质子能损诊断部分电离等离子体靶中的束缚电子密度

Diagnosis of bound electron density by measuring energy loss of proton beam in partially ionized plasma target

物理学报. 2024, 73(7): 073401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231736>

泵波作用下电离层等离子体中波-波、波-粒相互作用过程的数值模拟

Modeling of wave-wave and wave-particle interactions in ionospheric plasma under pump wave action

物理学报. 2025, 74(20): 209401 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250788>

等离子体风洞中释放二氧化碳降低电子密度

Electron density depletion by releasing carbon dioxide in plasma wind tunnel

物理学报. 2022, 71(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212353>

斜入射非线性电离层Langmuir扰动的电磁波传播特性

Electromagnetic wave propagation characteristics of oblique incidence nonlinear ionospheric Langmuir disturbance

物理学报. 2022, 71(6): 064101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211204>

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>

应用于超高速流场电子密度分布测量的七通道微波干涉仪测量系统

A seven-channels microwave interferometer measurement system for measuring electron density distribution in hypervelocity transient plasma flow

物理学报. 2024, 73(17): 172401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240656>