

激波管等离子体的静电双探针诊断*

张宁¹⁾ 田得阳¹⁾ 周毅¹⁾ 吴明兴²⁾ 李毅¹⁾ 马平^{1)†}

1) (飞行器流体物理重点实验室, 绵阳 621000)

2) (西安电子科技大学空间科学与技术学院, 西安 710126)

(2026 年 2 月 1 日收到; 2026 年 4 月 7 日收到修改稿)

激波管产生的高速等离子体流场被广泛应用于飞行器通信中断等领域研究, 有效诊断等离子体电子密度等参数是开展相关研究的重要前提. 针对激波管等离子体的电子密度变化快、动态范围大的特点, 采用电容补偿电路和双通道自适应数据采集实现位移电流抑制和微弱/强信号同步测量, 并开展了瞬态大动态等离子体的静电双探针诊断研究. 激波管等离子体诊断实验结果表明, 系统实现了时间分辨率为 $1\ \mu\text{s}$ 的高瞬态测量和电子密度跨越 $10^9\text{--}10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 共计 4 个数量级的大动态测量, 且完整捕捉了十微秒时间尺度内等离子体电子密度由 $10^9\text{--}10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 的变化过程, 表明激波管二区等离子体在十微秒时间尺度内完成了由初始电离到准稳定状态的快速建立. 实验重复误差小于 5%, 表明该静电双探针诊断方法具有较好的可靠性与稳定性. 与多组元化学非平衡流场数值模拟结果对比表明, 实验结果与数值模拟结果在电子密度量级和总体变化趋势上基本一致, 说明测得的电子密度结果具有较好的合理性. 本文工作可为激波管等离子体形成与演化规律研究提供实验依据, 也可为飞行器再入通信等相关地面模拟研究提供参数诊断支撑.

关键词: 静电探针, 高瞬态大动态等离子体, 电子密度, 激波管实验**DOI:** 10.7498/aps.75.20260183**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260183

1 引言

激波管^[1]产生的高速等离子体流场与飞行试验流场具有较高的一致性, 被广泛应用于飞行器通信中断、雷达探测等领域的研究^[2,3]. 其中, 有效准确地诊断等离子体电子密度、电子温度等参数是开展该类研究的重要前提. 激波管等离子体电子密度的时空分布呈现快速演变特性 ($10\ \mu\text{s}$ 量级) 且动态范围较宽 ($10^9\text{--}10^{13}\ \text{cm}^{-3}$)^[4], 对诊断系统的快速响应能力与大动态范围测量提出了严格要求.

当前常用的诊断技术主要包括微波诊断法^[5-7]与静电探针法^[8-10]. 微波诊断法作为一种非接触式技术, 具有无扰动、响应快的优势, 但通道数较少难以满足高空间分辨率的要求, 且无法直接测量电

子温度; 而静电探针法属接触式诊断, 可同时获得空间某单点位置的电子密度与电子温度, 结构简单并具备较宽的动态范围, 通过采用多通道阵列探针布置可显著提升空间分辨率.

随着理论与方法的持续发展, 静电探针已在各类等离子体诊断中获得广泛应用. 例如, NASA^[11,12]早在 20 世纪开展的 RAM-C 系列实验中, 就开始在飞行器上布置静电探针用于获取包覆在飞行器周围的等离子体的电子密度空间分布. 在地面模拟等离子体研究中, Scharfman^[13]在激波管中开展了系统的电子密度测试, 建立了适用于连续流动等离子体的探针收集的相关理论. Menart 等^[14]采用静电探针测量了马赫数为 6 的高速等离子体流场电子密度和电子温度. 然而上述研究主要聚焦于较低电子密度环境, 针对高电子密度、高焓值等更具挑

* 国家自然科学基金 (批准号: U25A20412, 92571302) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hbmapping@263.net

战性的风洞环境, 汪球等^[15]针对 JF-10 高焓激波风洞研发了相应的静电探针诊断系统, 重点优化了探针电路设计以有效抑制高频噪声. Yu 等^[16]开发了嵌入式双平齐探针, 在电弧风洞中实现了 300 s 的稳定采集. Deng 等^[17]在高焓感应耦合等离子体 ICP 加热风洞中采用单探针测量了等离子体关键参数, 其测量结果通过与激光干涉仪数据的对比得到了有效验证.

上述研究涉及的等离子体多处于长时间稳定状态, 即便流场形成机理与激波管相似的高焓激波风洞, 其稳定电离区持续时间也超过了 2 ms^[18], 显著长于激波管等离子体的数十微秒级持续时间. 尽管静电探针法已在激波管诊断中有所应用, 但受限于其较慢的响应速度与有限的动态范围, 难以满足瞬态流场的高精度测量需求. 激波管产生的等离子体兼具强瞬态特性和大动态范围, 在激波管二区数十微秒量级的有效持续时间内电子密度可从 10^9 cm^{-3} 快速变化到 10^{13} cm^{-3} , 横跨 4 个数量级. 为降低对流场的扰动, 静电探针的尺寸需要尽可能缩小. 然而过小的探针尺寸很难同时满足该大动态范围下所对应的薄鞘层条件. 此外, 激波管等离子体的强瞬态特性容易使得扫描电路引入较大的高频电磁噪声^[19]. 为解决噪声问题, 常采用待测探针与几何形状相同但不接收等离子体的参考探针进行差分来抑制此类噪声. 然而差分法要求等离子体流过探针尖的时间尺度远大于探针扫描周期^[20]. 但在激波管中, 等离子体驻留时间极短. 为分辨其微秒级快速演化过程, 需要进一步提高探针偏压的扫描频率. 扫描频率的提升会加剧分布电容效应并增大位移电流, 进而导致差分放大器输入端信号发

生相位偏移, 使常用差分噪声抑制方法的性能下降, 并最终影响瞬时 $I-V$ 曲线重建以及电子密度与电子温度的反演精度^[21]. 因此, 激波管等离子体诊断对测量系统的时间分辨率、动态范围及噪声抑制能力都提出了更高要求.

本文在激波管等离子体中开展了瞬态静电双探针诊断研究. 围绕激波后流场电子密度在十几微秒时间尺度内快速建立、探针电流动态范围大以及高频扫描易引入位移电流干扰等问题, 设计了双通道分量程同步采集与电容补偿相结合的双探针测量方案, 通过激波管实验验证了该系统对瞬态电子密度的测量能力, 并结合 CFD (computational fluid dynamics) 分析了激波管二区等离子体建立过程的特征时间尺度. 本工作可为激波管等离子体形成与演化规律研究提供实验依据, 也可为飞行器再入通信等相关地面模拟研究提供参数诊断支撑.

2 静电双探针测量系统和实验装置

2.1 激波管实验系统

激波管实验系统如图 1 所示, 包括高压段、低压段、试验段、真空箱、真空系统、气源系统、压力测量系统、测速系统以及静电双探针测量系统. 实验开始时, 首先通过真空系统将激波管的高压段与低压段抽至实验所需的真空度. 随后, 气源系统向高压段注入特定比例的氧气、氢气和氮气混合气体. 高压段与低压段之间由铝制膜片隔离. 当膜片破裂时, 将产生一道高速激波向下游传播.

由于整个激波管中的流动过程非常复杂, 习惯上用波系图来表示激波、接触面等特征量的运动

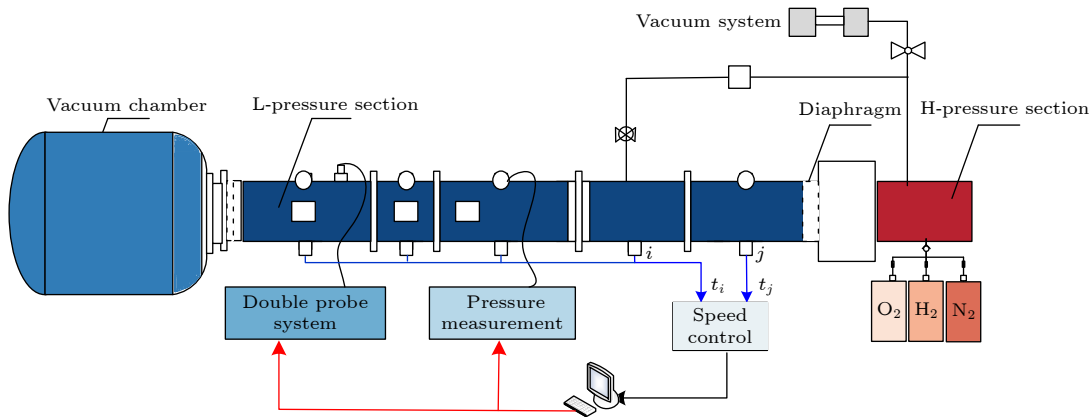


图 1 激波管实验系统的基本示意图

Fig. 1. Schematic diagram for the shock tube experimental system.

规律,如图2所示.波系图是激波管中气流的各个特征面(包括激波阵面、高压段中气体与低压段中气体的接触面等)位置随时间的变化图.激波以一定的速度在①区的气体传播.该区气体通过激波压缩成为具有一定速度的②区(二区)均匀气体区.接触面一开始几乎与激波重合,由于其运动速度小于激波传播速度,随着激波沿管道运动,其与激波之间的距离不断增大.与此同时,中心稀疏波沿高压段方向传播,其波头以当地音速在④区气体中传播.高压气体通过该区时,④区的气体被膨胀加速至③区.运动激波到达低压段末端后遇固壁反射,反射激波以一定的速度在②区逆流运动,反射波后是一个气流再一次受到压缩的区域(⑤区),该区域的气体速度滞止.当反射激波遇到接触面时,产生了⑥区气体.①区气体可以选择空气,也可以选择其他气体.根据试验需要,可以选择②区气体或⑤区气体作为试验气体.②区等离子体具有存在时

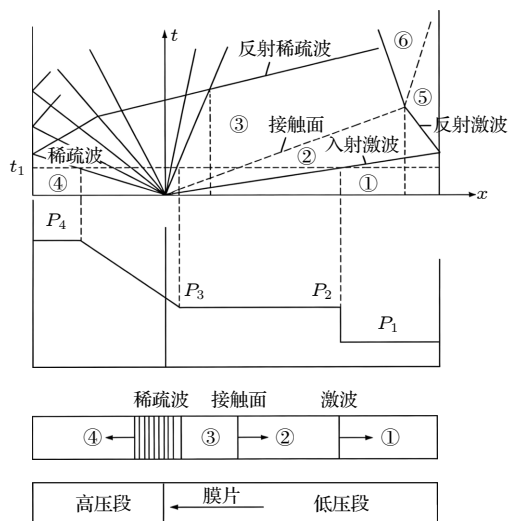


图2 激波管流动波系图,其中①区,低压段初始充气区域;②区,①区气体通过激波压缩后的气体区域;③区,接触面经过②区气体后的生成气体区域;④区,高压段氢氧燃烧后的混合气体区域;⑤区,反射激波再一次压缩②区气体后的激波波后气体区域;⑥区,接触面经过⑤区气体后的生成气体及区域

Fig. 2. Wave system diagram in a shock tube flow. ① Region I, initial low-pressure gas filling region; ② Region II, gas region formed after the gas in Region I is compressed by the shock wave; ③ Region III, product gas region formed after the contact surface passes through the gas in Region II; ④ Region IV, mixed gas region after hydrogen-oxygen combustion in the high-pressure section; ⑤ Region V, post-shock gas region formed after the reflected shock further compresses the gas in Region II; ⑥ Region VI, product gas region formed after the contact surface passes through the gas in Region V.

间短(几微秒至百微秒量级)、电子密度变化动态范围大(10^9 — 10^{13} cm $^{-3}$)等特点,要求诊断系统响应时间达微秒量级、瞬时测量动态范围达4个数量级.为了满足上述等离子体诊断要求,开展了激波管等离子体的静电双探针诊断研究.

2.2 静电双探针测量系统

2.2.1 系统基本构成

图3是静电双探针测量系统的示意图,测量系统由信号发生器生成500 kHz三角波信号,通过同步分配器分割成3路同步信号,每路信号经放大模块将电压提升至 ± 15 V后加载至探针组件.信号调理模块通过动态限幅电路和跨阻放大器将探针的电压/电流信号动态范围限定在采集系统的模拟输入范围内,并利用悬浮信号补偿技术建立公共参考电位,确保多通道信号相位一致.基于简仪高速采集系统(50 MHz的采样率),可实现微秒量级单次扫描,以满足激波管瞬态等离子体的高时间分辨率测量需求.

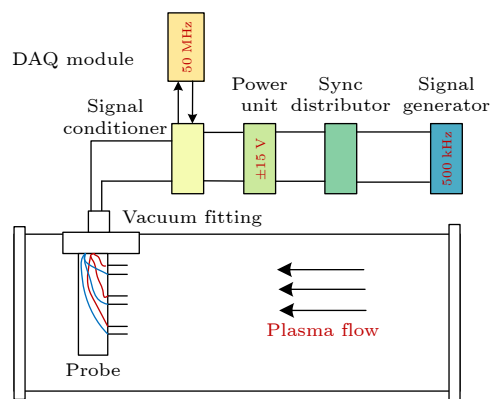


图3 静电双探针测量系统示意图

Fig. 3. Schematic diagram for the electrostatic dual-probe diagnostic system.

2.2.2 双通道大动态测量设计

激波管等离子体典型电子密度范围为 10^9 — 10^{13} cm $^{-3}$,电子温度范围为0.5—1.5 eV.基于本文所设计的探针(有效面积18 mm 2),在此等离子体参数下收集的探针电流理论值为5 μ A—200 mA.在微秒量级的测试时间内,电流信号将存在4—5个数量级的瞬时跃变.若要满足全量程精确测量的要求并覆盖所需动态范围,单路ADC必须提供至少13位有效位数.但当扫描频率提升至500 kHz时,16位ADC的实际有效分辨率因积分非线性和

高频噪声的影响而显著下降, 仅约 12 位, 难以满足全量程测量精度的要求。

为此, 本文采用双通道分量程同步采集方案, 通过设置不同采样电阻, 构建小电流通道和大电流通道, 对同一探针电流进行同步测量. 较大采样电阻对应的小电流通道用于提高微弱信号的输出幅值, 以实现微安级电流的高灵敏度测量; 较小采样电阻对应的大电流通道用于保证毫安至百毫安级信号在线性范围内采集, 避免前端放大电路饱和. 图 4 展示了探针电流信号的采集电路示意图. 其中, D_1 和 D_2 为微波介质谐振器, 用于抑制瞬态过压流入探针而损坏测量电路; R_0 为电路保护电阻, 用于限制瞬态过压条件下流入后级电路中的最大电流; 微波介质谐振器和限流电阻构成双重保护, 可将瞬态过压限制在 ± 30 V 以内, 峰值电流控制在 500 mA 安全阈值. R_1 为 20 Ω 的较大采样电阻, 用于收集探针小电流信号; 经后级放大与信号调理后, 可实现约 5 μ A 的电流分辨率, 小电流通道的线性有效测量上限约为 42.2 mA. R_2 为 5 Ω 的较小采样电阻, 用于收集大电流信号; 经后级放大与信号调理后, 其设计量程上限约为 200 mA. 综上, 小电流通道用于微弱信号的高灵敏度测量, 大电流通道用于大信号的线性采集, 结合不同通道的后级放大、信号调理、线性范围及重叠区一致性校核, 系统可兼顾微弱电流分辨能力与高电子密度阶段的大电流测量需求, 并为后续激波管二区等离子体快速建立过程的物理分析提供实验基础。

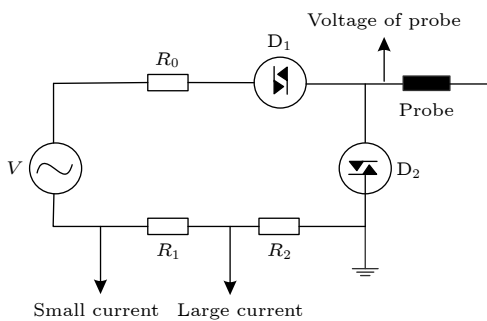


图 4 大动态测量电路示意图

Fig. 4. Schematic diagram of the probe current signal acquisition circuit.

2.2.3 高瞬态测量设计

高扫描频率可在激波管有效实验时间内获得更多有效的 $I-V$ 数据, 从而精确捕捉流场的瞬态演化细节. 本文将扫描频率设置为 500 kHz, 对应单

个扫描周期约为 2 μ s, 由于三角波的上升支和下降支均可分别重建一条瞬时 $I-V$ 曲线, 因此可获得约 1 μ s 的时间采样间隔. 但扫描频率的提升会显著增大流经电路分布电容的位移电流, 其幅值可与探针收集的真实离子电流相当, 导致采集信号的信噪比急剧下降, 进而引发数据处理中的显著误差. 位移电流由寄生电容和电压变化率共同决定, 当 Langmuir 探针的扫描频率达到 500 kHz 时, 一般情况下寄生电容为 25 pF, 对应位移电流达到 0.5 mA^[22,23], 该值与探针实际收集的离子电流量级一致, 若不补偿会严重扭曲 $I-V$ 特性曲线, 并导致电子温度和密度计算偏差. 因此, 需将寄生电容产生的位移电流减小到与探针电流相比可以忽略的程度。

通过在功率放大器输出级构建数字可调电容阵列, 可根据应用环境进行自动梯度搜索和自适应跟踪, 实现寄生电容的动态补偿, 该多层动态补偿机制可有效衰减位移电流, 消除其对测量精度的干扰. 图 5 展示了降低位移电流而设计的扫描电路. 探针 2 上的电流通过采样电阻流经放大器 U_1 供电电源的公共端和放大器 U_1 , 再由 U_1 输出到探针 1, 形成完整的双探针回路, 此时采样电阻测量的是悬浮双探针的探针电流. 通过梯度下降法优化探针 1 和探针 2 同轴电缆并联的数字可变电容 (C_1-C_4) 阵列, 采用 LMS (least mean squares) 自适应滤波器实时调整可变电容, 并对电容温度进行漂移补偿, 动态平衡两路探针的分布电容, 从而使得位移电流互相抵消, 最终采样电阻将只采集有效探针电流。

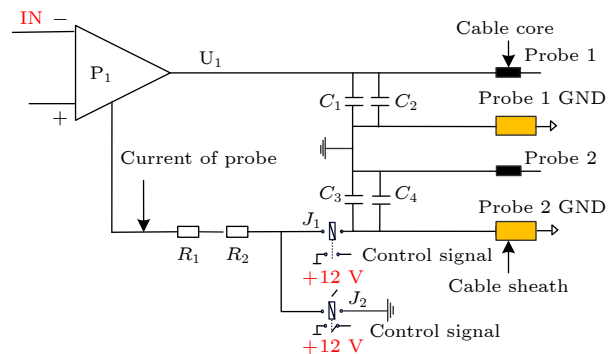


图 5 高瞬态测量电路示意图

Fig. 5. Schematic diagram of sweeping circuit designed to reduce the displacement current.

2.2.4 探针结构设计

激波管产生的等离子体属于近似电中性的稀薄等离子体. 为减小次级电子发射对测量结果的影

响, 探针材料选用比热容大、熔点高且溅射系数较小的钨丝. 探针针尖尺寸的选取需要满足瞬态扫描条件下的信号分辨能力、局部流场扰动控制以及结构强度等要求. 若探针尺寸过小, 虽然有利于减弱对局部流场的扰动, 但其有效收集面积减小, 探针电流信号幅值将明显下降, 在 500 kHz 高频扫描条件下更易受到噪声和位移电流残余的影响, 不利于微弱信号的稳定提取; 同时, 过细探针的机械强度较低, 也不利于激波管强瞬态环境下的可靠安装与重复使用. 相反, 若探针尺寸过大, 虽然有利于提高输出信号幅值和信噪比, 但会增强探针对外部流场和鞘层结构的扰动. 考虑到本文测量对象的电子密度跨越多个数量级变化, 探针尺寸还应尽量兼顾不同密度阶段下的测量条件. 综合考虑信号幅值、结构强度以及理论模型适用范围, 本文最终选取钨针直径为 0.6 mm、有效长度为 10 mm. 该尺寸在高密度区能够满足薄鞘层近似条件, 同时也覆盖了低密度区轨道限制模型的适用范围. 探针外部采用氧化铝陶瓷管 (内径 0.7 mm, 外径 0.9 mm) 实现各探针之间的绝缘隔离.

实验模型如图 6 所示, 双探针组件总长度为 100 mm, 宽度为 10 mm. 由于组件主体位于针尖后方, 在高速流动环境下, 下游支撑结构对针尖前方局部测量区的直接影响相对较小, 但组件整体外形仍可能通过附加流动扰动对测量环境产生间接影响. 因此, 组件尺寸的设计不仅需要满足多测点布置、结构强度和安装需求, 也需要兼顾对局部流场扰动的控制. 为减小支撑结构对等离子体流场的附加影响, 组件前缘采用锥角为 40° 的楔形设计. 组件上 A、B 和 C 三个位置可根据实际实验场景布置双探针, A、B 和 C 间距为 12 mm, 可进行等离子体的离子电流信号的收集, 用于测量等离子体流场电子密度和电子温度情况.

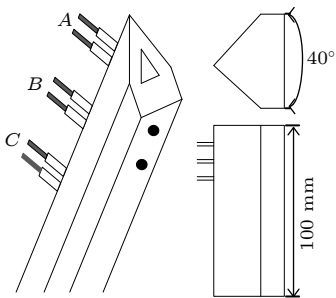


图 6 探针结构示意图

Fig. 6. Schematic diagram of the probe assembly.

3 静电双探针数据处理方法

3.1 数据处理流程与模型选取原则

对于固定尺寸的双探针系统, 电子密度变化将改变探针尺度与德拜长度的相对关系, 使探针周围鞘层特征由厚鞘层逐步过渡到薄鞘层. 若对所有双探针 I - V 曲线统一采用单一理论模型进行处理, 容易在不同密度区间引入较大偏差. 因此在数据处理时要依据探针尺度与德拜长度之比选择相应的数据处理模型.

对于几何尺寸相同、间距较小且局部等离子体近似均匀的双探针, 在电子近似服从 Maxwell 分布条件下, 其 I - V 关系可写为

$$I = I_{\text{sat}} \tanh \left(\frac{eV_d}{2k_B T_e} \right), \quad (1)$$

其中, I_{sat} 为双探针饱和特征电流, V_d 为两探针间偏压差, e 为元电荷, k_B 为玻尔兹曼常数, T_e 为电子温度. 当 $V_d \rightarrow 0$ 时,

$$\left. \frac{dI}{dV_d} \right|_{V_d=0} = \frac{eI_{\text{sat}}}{2k_B T_e}, \quad (2)$$

从而可得

$$T_e = \frac{eI_{\text{sat}}}{2k_B (dI/dV_d)_{V_d=0}}. \quad (3)$$

在获得电子温度后, 进一步利用下式计算德拜长度:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}, \quad (4)$$

并定义无量纲参数:

$$\chi = \frac{r_p}{\lambda_D}, \quad (5)$$

其中, ε_0 为真空介电常数, r_p 为探针半径, n_e 为电子密度. 对固定尺寸探针, r_p 为常数, 而实验中电子温度变化范围相对有限, 因此 χ 的变化主要反映电子密度变化所引起的鞘层尺度变化. 基于圆柱探针鞘层离子收集理论的研究结果^[24], 需要对 χ 的取值进行分区处理: 当 $\chi \leq 1$ 时归入低密度厚鞘层区; 当 $\chi > 10$ 时归入高密度薄鞘层区; 当 $1 < \chi < 10$ 时归入过渡区. 实际处理中, 首先由 (1) 式—(3) 式从双探针瞬时 I - V 曲线求得 T_e . 随后分别采用低密度模型和高密度模型估算电子密度初值, 并分别据此计算对应的 λ_D 和 χ . 若两种模型判据给出的区

间一致, 则采用对应区间的模型结果; 若判据不一致或结果接近区间边界, 则将该数据归入过渡区, 并采用对数权重平滑连接的方法进行处理, 以保证模型选取与结果的自洽性和连续性.

3.2 低密度区数据处理

在低密度区, 探针周围鞘层相对较厚, 离子的收集可用轨道限制 (OML)^[21] 理论近似描述. 对于圆柱探针, 在无碰撞、厚鞘层条件下, 离子电流与偏压满足 OML 收集关系. 双探针在低密度区离子电流表达式为

$$I_L = \frac{A_p}{\pi} e n_e \sqrt{\frac{2e|V_s - V_p|}{M_i}}, \quad (6)$$

其中, I_L 为离子电流, $A_p = 2\pi r_p L$ 为探针有效收集面积, L 为探针有效长度, M_i 为离子质量, V_s 为等离子体空间电位, V_p 为探针电位.

由 (6) 式可知, 在 OML 收集理论下, 离子电流的平方 I_L^2 与探针鞘层电势降 $|V_s - V_p|$ 呈线性关系. 在深饱和区, 正探针电位近似固定于悬浮电位, 负探针鞘层电压的变化量近似等于施加的两探针偏压差 V_d 的变化量, 即 $d|V_s - V_p| \approx dV_d$. 因此, 对 (6) 式两端平方并对 V_d 求导, 可得电子密度与饱和区 I_L^2 - V_d 曲线斜率之间的关系式:

$$n_e = \frac{\pi}{A_p e} \sqrt{\frac{M_i}{2e}} \frac{d(I_L^2)}{dV_d}. \quad (7)$$

(7) 式主要用于计算激波管二区等离子体形成初期的电子密度.

3.3 高密度区数据处理

在高密度区, 探针周围鞘层相对较薄, 离子的收集可用薄鞘层理论^[21] 描述, 此时离子电流可表示为

$$I_h = \alpha e n_e A_p C_s, \quad (8)$$

其中, I_h 为离子饱和电流, α 为有效 Bohm 系数, $C_s = \sqrt{k_B T_e / M_i}$ 为离子声速,

由 (8) 式可得电子密度为

$$n_e = \frac{I_h}{\alpha e A_p} \sqrt{\frac{M_i}{k_B T_e}}. \quad (9)$$

3.4 过渡区平滑连接与模型切换

在过渡区, 探针周围鞘层厚度与探针半径处于

同一量级, 低密度区 OML 模型与高密度区薄鞘层模型均不再严格适用. 为避免模型切换出现非物理跳变, 本文对过渡区电子密度采用平滑连接方法处理. 设低密度区模型给出的电子密度为 $n_{e,L}$, 高密度区模型给出的电子密度为 $n_{e,H}$, 则过渡区电子密度写为

$$\ln n_e = w(\chi) \ln n_{e,L} + [1 - w(\chi)] \ln n_{e,H}. \quad (10)$$

等价地:

$$n_e = n_{e,L}^{w(\chi)} n_{e,H}^{1-w(\chi)}, \quad (11)$$

其中, $w(\chi)$ 为随 χ 单调连续变化的权重函数, 且满足 $0 \leq w(\chi) \leq 1$. 本文取:

$$w(\chi) = \frac{\ln \chi_2 - \ln \chi}{\ln \chi_2 - \ln \chi_1}, \quad \chi_1 < \chi < \chi_2, \quad (12)$$

其中, $\chi_1 = 1$, $\chi_2 = 10$ 分别为过渡区下、上边界. 当 $\chi = \chi_1$ 时, 数据依据低密度区模型处理; 当 $\chi = \chi_2$ 时, 数据依据高密度区模型处理; 而在 $\chi_1 < \chi < \chi_2$ 区间内, 两端结果按对数尺度平滑连接.

4 实验结果与讨论

4.1 双通道测量信号分析

实验时, 探针组件安装在实验段内, 双探针组内针间距 4 mm, 在此结构下的空间分辨率约为 10 mm. 扫描波形为三角波, 扫描频率设置为 500 kHz. 该扫描波形和扫描频率下, 可在有效实验时间内获得更多周期的有效数据, 提高测量精度. 设置实验状态如下: 1 区压力 $P_1 = 400$ Pa, 激波速度 $V = 5.61$ km/s.

图 7 给出了按照图 1 实验场景测量到的电压通道、小电流通道的原始电压数据. 从信号曲线可以清晰观察到激波到达前由位移电流 (displacement current) 引起的噪声基线 (noise), 激波到达后等离子体的形成区 (formation region)、稳定区 (stable region) 和衰减区 (decay region). 如图 7(a) 所示, 在激波到来瞬间 (约 12 μ s 处), 探针上的扫描电压出现轻微畸变, 同时下方两个电流通道的信号也出现相应波动, 表明激波对探针系统产生了瞬间干扰. 该现象过后, 电压信号迅速恢复稳定, 该瞬态干扰属于预期范围内的物理现象, 反映了激波与探针相互作用的真实过程. 如图 7(b) 所示, 在 $t < 25$ μ s 的激波形成初期, 等离子体密度较低, 离子电流微弱. 此时, 采用高阻值

采样电阻的小电流通路起主导作用, 能够将微弱电流转换为幅值较大、信噪比较好的电压信号, 从而有效抑制位移电流对有用信号的干扰, 捕获信号上升沿的精细特征. 在 $t = 25\text{--}70\ \mu\text{s}$ 阶段, 随着激波进一步发展, 等离子体密度急剧上升, 离子电流显著增强. 此时, 小电流通路 (量程范围: $\pm 7.5\ \text{V}$) 输出已达饱和状态, 系统转为以大电流通路为主进行探针电流采集. 该通道采用低阻值采样电阻, 能够确保在大电流条件下产生的电压信号始终处于

线性工作范围内. 在图 7(c) 中, 激波稳定阶段该通道的输出电压最高为 $3.9\ \text{V}$ (量程范围: $\pm 6.5\ \text{V}$), 表明其处于线性非饱和状态, 从而实现了高密度等离子体状态的准确与安全测量. 图 7(b), (c) 的结果充分验证了本文所采用双通道同步采集方式的必要性. 两通道通过全时域同步采集进行数据获取, 可覆盖激波管等离子体的大动态范围.

图 8 展示了经过进一步倍数换算和滤波处理的探针电流信号. 通过图 8 插图和红框标注的细节可以看出, 小电流通路 (蓝色曲线) 的位移电流为 $5\ \mu\text{A}$, 位移电流 (噪声水平) 被有效抑制在微安级. 位移电流作为噪声的主要来源之一, 通过双探针对称抵消和实时电容优化技术, 已被抑制到可忽略的水平, 对有效信号不构成干扰. 两通道的电流范围分别为 $5\ \mu\text{A}\text{--}42.2\ \text{mA}$ (小电流通路) 和 $5.5\ \mu\text{A}\text{--}120\ \text{mA}$ (大电流通路), 计算得到系统动态范围为 $88\ \text{dB}$, 小于电路设计的 $100\ \text{dB}$ ($5\ \mu\text{A}\text{--}200\ \text{mA}$). 由于小电流通路和大电流通路始终对同一探针电流进行同步采集, 因此在数据处理中需根据通道的线性范围确定主通道. 本文以小电流通路 $42.2\ \text{mA}$ 的实测线性有效上限作为通道切换判据, 当时间序列中识别到小电流通路首次达到该阈值时, 以该时刻为切换点, 该时刻前数据采用小电流通路, 该时刻后数据采用大电流通路. 由图 8 可见, 按该判据完成通道切换后, 重建电流曲线在切换点附近保持连续, 未出现明显异常跳变, 说明该方法能够保证全时域探针电流重建的连续性与可靠性.

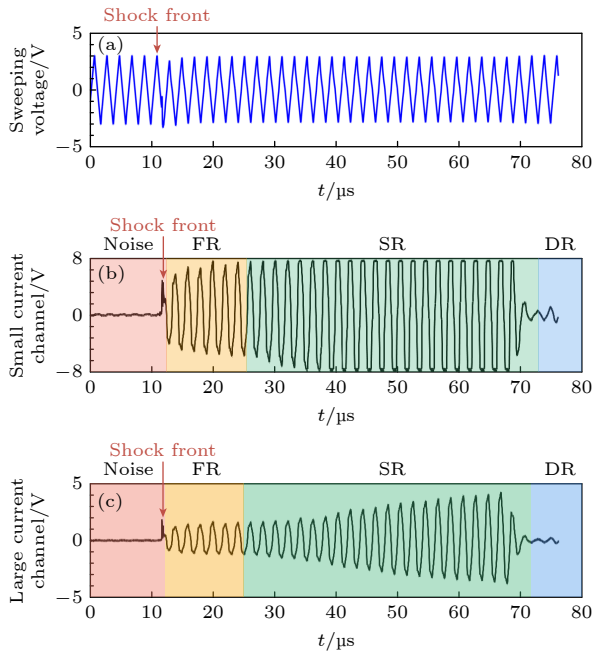


图 7 电压通道、小电流通道和大电流通道的原始电压信号 (a) 扫描电压通道; (b) 小电流通道输出电压; (c) 大电流通道输出电压

Fig. 7. Raw voltage signals measured from the three acquisition channels: (a) Scanning-voltage channel; (b) small-current channel output; (c) large-current channel output.

4.2 电子温度与电子密度时序演化分析

基于以上采集的数据, 采用第 3 节的数据处理方法获得电子密度时序结果. 探针组件上位置

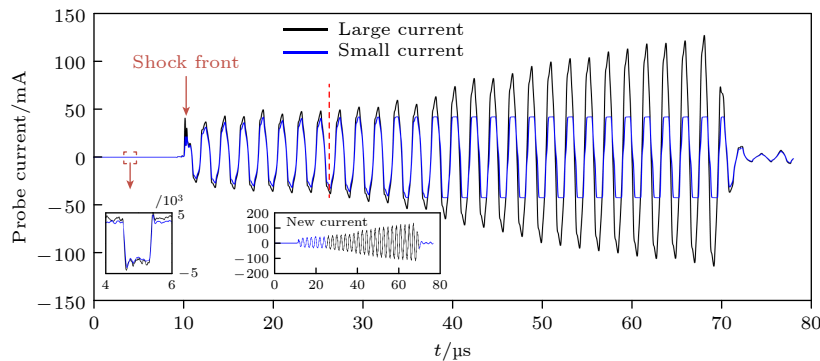


图 8 处理后的探针电流信号 (扫描电压为 $-15\text{--}15\ \text{V}$)

Fig. 8. Probe current signals after scaling and filtering treatment (scan voltage is $-15\text{--}15\ \text{V}$).

B 处的双探针在有效时间内测量得到的电子密度如图 9 所示. 通过图 9 插图的细节可以看出: 在 $t = 12 \mu\text{s}$ 时刻, 激波后的空气开始发生电离, 初始电子密度为 $2.0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$; 随着时间推移, 该区域经历了快速的化学电离/复合反应过程, 电子密度急剧增大并在短时间内达到平衡, 整个等离子体的建立过程约 $13 \mu\text{s}$. 该建立时间与基于 CFD 模拟获得的稳定化学反应时间 (十几微秒量级) 相近, 说明测量系统能够分辨该特征时间尺度上的快速建立过程. 约从 $t = 25 \mu\text{s}$ 起, 该区域进入相对稳定的准平衡状态, 此时电子密度为 $3.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. 对稳定区 ($t = 25\text{--}70 \mu\text{s}$) 的等离子体参数进行时间平均, 其电子密度为 $3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. 以上结果清晰地测量并展示了等离子体电子密度从 $10^9\text{--}10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 四个数量级的完整建立过程, 验证了瞬态静电双探针测量系统针对等离子体大动态电子密度变化情况的测量能力.

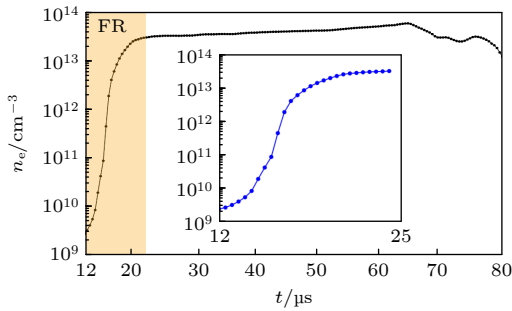


图 9 有效实验时间内位置 B 处的静电双探针电子密度测量结果

Fig. 9. Electron density measured by the electrostatic dual-probe at position B on the probe assembly over the effective time period.

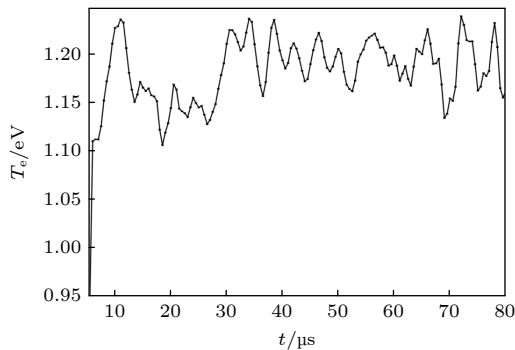


图 10 有效实验时间内位置 B 处的静电双探针电子温度测量结果

Fig. 10. Electron temperature measured by the electrostatic dual-probe at position B on the probe assembly over the effective time period.

图 10 给出了同一测点电子温度随时间的演化结果. 可以看出, 在有效实验时间内, 电子温度总体维持在 1.1 eV , 相较于电子密度在形成阶段的快速跃升, 电子温度的变化幅度明显较小. 这说明二区建立阶段的时序演化主要表现为自由电子的持续积累. 由于电子温度的变化范围相对有限, 其时间演化特征在当前实验结果中不如电子密度建立过程显著.

4.3 结果可靠性分析

图 11 给出了探针组件上位置 A, B, C ($L = 4, 6, 8 \text{ mm}$) 处测量得到的电子密度和电子温度的平均值, 其电子密度分别为 $3.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $3.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $3.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度为 1.1 eV . 可以看到靠近管体中间位置点 B 处的电子密度稍大, 靠近管体壁面 A, C 处的电子密度略小, 这种非均匀性主要源于激波管的边界效应, 壁面黏滞应力导致激波速度径向衰减, 致使近壁区气体压缩比降低, 电离度随之减弱. 但 3 个位置密度和电子温度测量相对偏差在 10% 以内, 测量结果具有较好的一致性. 这与激波管二区径向流场相对均匀的特征相一致, 说明静电双探针系统能够在不同测点给出总体一致的测量结果. 为表征图 11 所示稳定阶段平均参数结果的离散程度, 在相同实验状态下对各测点开展了 3 次重复实验, 并在每次实验的稳定时间窗内分别选取 100 个数据点计算电子密度和电子温度. 依据 3 次重复实验所得平均结果的标准差给出图 11 中的误差棒, 其中电子密度约为 5%, 电子温度约为 4%.

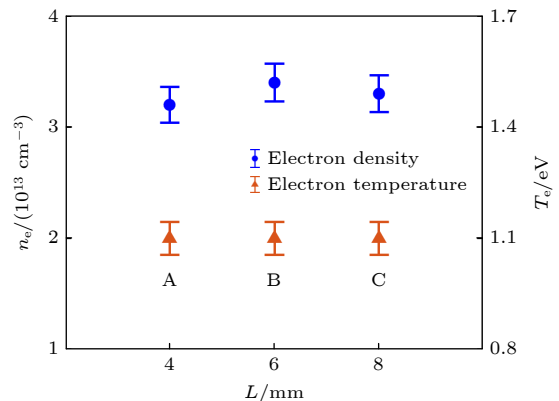


图 11 探针组件上位置 A, B, C 处静电双探针测量结果

Fig. 11. Averaged electron density and electron temperature measured at positions A, B, and C on the probe assembly.

图 12 对比了 B 点在相似实验状态下的等离子体密度测量结果. 在 5, 6, 7 测试中, 激波速度分别为 5.32 km/s, 5.34 km/s, 5.37 km/s, 实验压力分别为 198 Pa, 195 Pa, 195 Pa, 探针均获得了高度一致的电子密度值, 稳定在 2.3×10^{13} — $2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 范围内, 相对偏差小于 5%. 这表明当来流参数波动较小时, 系统能可靠复现测量结果, 进一步验证了该测量系统具有较好的重复性和稳定性.

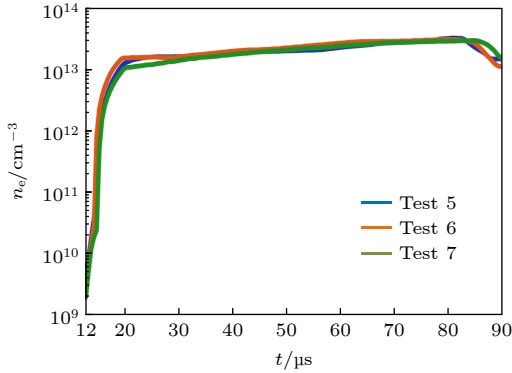


图 12 B 点在相似实验状态下的等离子体密度测量结果
Fig. 12. Plasma density measurement results at point B at several tests under similar experimental conditions.

4.4 数值模拟对比分析

为进一步分析二区等离子体建立过程的物理时间尺度, 并对比实验测量与数值模拟在电子密度量级和总体演化趋势上的一致性, 将双探针测量结果与多组元化学反应流场数值模拟^[25,26]进行对比分析. 利用 Moretti 提出的七组分八反应模型以及空气 11 组分 Dunn-Kang 化学反应模型来模拟化学反应, 涉及的组分包括: O , O_2 , NO , N_2 , N , OH , H_2O , H_2 , H^+ , NO^+ , O^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ 与 e^- . 在笛卡尔坐标系下, 无量纲形式的广义一维 Euler 控制方程和组分连续方程的强耦合形式为

$$\frac{\partial(AQ)}{\partial t} + \frac{\partial(AF)}{\partial x} = S, \quad (13)$$

其中:

$$Q = \begin{pmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \dots \\ \rho_{N_s-1} \\ \rho \\ \rho u \\ \rho E_t \end{pmatrix}, \quad F = \begin{pmatrix} \rho_1 u \\ \rho_2 u \\ \dots \\ \rho_{N_s-1} u \\ \rho u \\ p + \rho u^2 \\ (p + \rho E_t)u \end{pmatrix},$$

$$S = \begin{pmatrix} \dot{\omega}_1 A \\ \dot{\omega}_2 A \\ \dots \\ \dot{\omega}_{N_s-1} A \\ 0 \\ p \frac{dA}{dx} - \left(\frac{\rho u |u|}{2} \right) \left(\frac{4C_f}{D} \right) A \\ -CQ_w \end{pmatrix}.$$

Q , F , S 表达式各变量的含义详见文献^[25,26].

该数值模拟模型已基于微波干涉仪诊断激波管等离子体试验得到了验证. 根据文献^[27]微波干涉仪测量系统对激波管产生的等离子体二维分布测量结果, 在两组典型实验条件下: 1) 实验压力 30 Pa, 激波速度 5.00 km/s, 路径积分平均电子密度测量值为 $5.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; 2) 实验压力 150 Pa, 激波速度为 5.55 km/s, 测量值为 $8.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. 利用本文的数值模拟模型对以上两种状态进行计算, 得到的电子密度结果分别为 $5.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $7.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. 对比显示微波干涉仪测量的电子密度与数值模拟结果差异在 0.2 个数量级内, 表明数值模拟模型具备较高的置信度, 能够较好地给出激波管等离子体电子密度的量级估计与总体演化趋势.

图 13 展示了某一特定实验状态下的数值模拟结果. 管壁温度与初始空气温度相同为 300 K, 且不发生化学反应, 低压段压力为 200 Pa, 激波管内径为 0.08 m, 破膜压力为 $1.65 \times 10^7 \text{ Pa}$, 从破膜瞬间开始, 其中横坐标为运动距离, 纵坐标表示时间, 朝下游低压段运动方向为正方向. 从图 13(a)—(c) 可以看出, 破膜瞬间压力和温度基本保持在初始状态, 破膜后高压段自膜片到左端压力迅速下降, 而温度急剧上升至约 3000 K, 随着时间推移, 入射激波向前运动, 被压缩后低压段气体压力与温度迅速上升, 形成二区气体. 入射激波在 $t = 1.5 \text{ ms}$ 时到达激波管末端固壁后被反射, 从图 13(a)—(c) 可明显观察到入射激波、膨胀波、反射激波、反射膨胀波以及接触面的位置. 其中二区气体温度最高可超过 8000 K, 由于图中右上角位置的气体是被反射后的入射激波再次压缩, 因此呈现出了更高的状态. 电子密度最高可达 10^{14} cm^{-3} 量级, 二区气体中电子密度主要分布在 10^9 — 10^{13} cm^{-3} 范围内.

图 13(d) 进一步给出了二区电子密度随时间的变化规律. 可以观察到, 入射激波与接触面之间的区域 (二区) 气体电子密度在经历一个小幅上升后逐渐下降. 该区域的化学反应弛豫时间约为

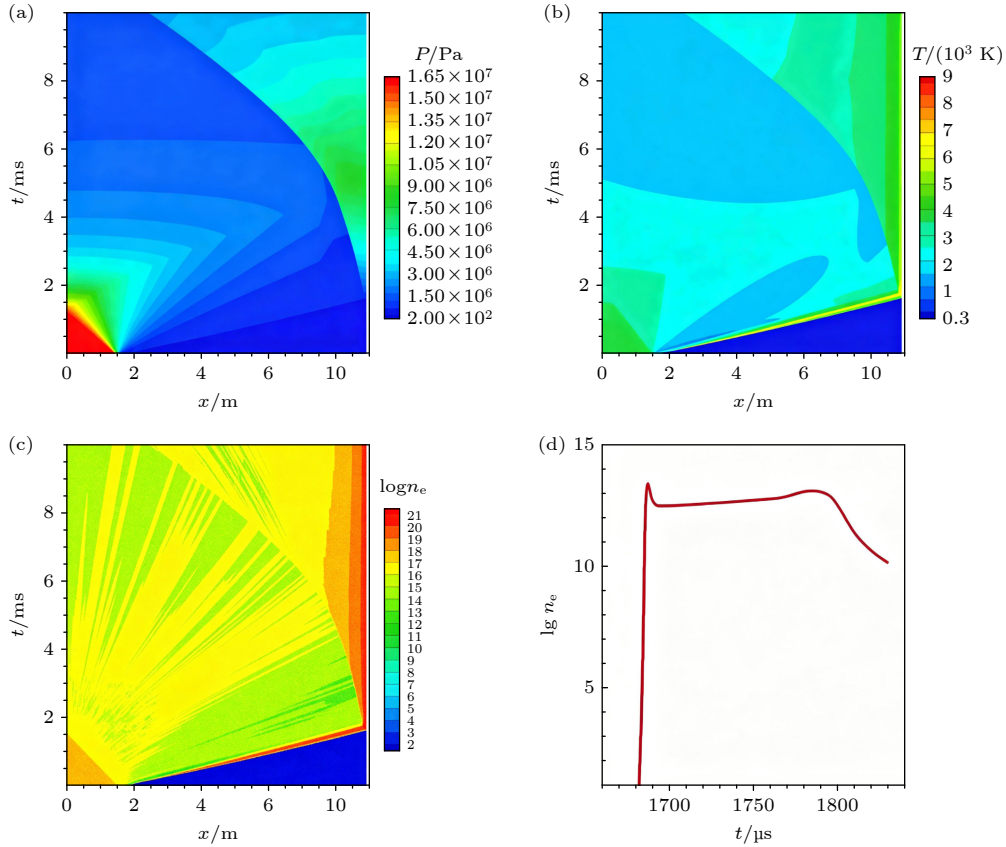


图 13 激波管流场数值模拟计算结果 (a) 压力分布; (b) 温度分布; (c) 电子密度分布; (d) 二区电子密度随时间的变化

Fig. 13. Numerical simulation results of space-time diagram for the flow field after diaphragm rupture: (a) Pressure distribution; (b) temperature distribution; (c) electron density distribution; (d) electron density in zone II.

12 μs , 二区整体稳定的持续时间约为 95 μs . 尽管当前数值模拟所设置的初始条件与本文实验条件并非完全一致, 但电子密度总体演化趋势与双探针测量结果保持一致; 尤其是数值模拟得到的化学反应弛豫时间约为 12 μs , 实验结果表明电子密度建立过程约为 13 μs , 二者均处于十几微秒量级, 说明激波管二区等离子体的建立并非瞬时完成, 而是受激波后非平衡化学反应过程控制, 需要经历十微秒量级的弛豫过程后才进入相对稳定阶段. 实验与数值模拟在这一特征反应时间尺度一致性也表明, 双探针测量能够有效分辨激波管瞬态等离子体建立过程中的关键物理时间尺度.

表 1 列出了不同实验状态下获得的等离子体密度测量值与数值模拟计算结果的对比. 虽然数值模拟计算得到的电子密度和实验测量到的电子密度在具体数值上存在一定差异, 但在电子密度量级和总体变化趋势上保持一致. 在激波速度 3—5.5 km/s 范围内, 得到的等离子体密度范围为 10^{12} — 10^{13} cm^{-3} 量级, 在相同实验状态下随着激波速度的增大, 等离子体电子密度呈现相应的增长趋

势, 说明静电双探针测量结果与数值模拟在量级和总体演化规律上具有一致性. 这从侧面支持了本文方法对激波管瞬态等离子体演化过程的测量能力. 表中 Err 为相对偏差:

$$\text{Err} = \frac{\text{Calc} - \text{Meas}}{\text{Meas}} \times 100\%, \quad (14)$$

式中, Meas 代表实际测量的电子密度值, Calc 代表数值计算结果. 该指标用于表征数值计算结果相对于实验测量结果的偏离程度.

由表 1 可见, 在低速高压条件下, 探针测量值整体上高于数值模拟值. 该现象源于高压环境下电子温度被低估, 导致实际离子速度不足, 鞘层预电离区扩展, 从而使测量值增大. 此外, 高压下气体黏性增强, 激波管壁面边界层增厚, 使核心流动区收缩, 实际等离子体分布偏离准一维模型假设, 这也使得探针测量值高于数值模拟计算的体积平均值. 在激波速度大于 4.5 km/s 时, 测量值普遍低于计算值, 这是因为数值计算模型采用了全耦合部分隐式方法处理化学源项, 但所采用的有限速率动力学模型 (如 Moretti 七组分模型) 仍可能低估了高

表 1 不同实验状态下静电探针测量结果和数值模拟计算结果比较

Table 1. Comparison of electrostatic probe measurement results and simulation results under different experimental conditions.

测试	实验状态			二区气体测量值		Err/%
	激波速度 $V/(\text{km}\cdot\text{s}^{-1})$	实验压力 P_1/Pa	环境温度 $T_1/^\circ\text{C}$	平均电子密度 n_e/cm^{-3}	平均电子密度 n_e/cm^{-3}	
1	3.28	999	14.0	1.1×10^{12}	0.7×10^{12}	-36.36
2	3.66	998	12.0	2.6×10^{12}	2.1×10^{12}	-19.23
3	4.10	398	14.0	8.4×10^{12}	4.8×10^{12}	-42.86
4	4.69	400	14.0	1.2×10^{13}	2.0×10^{13}	+66.67
9	5.01	198	13.0	2.8×10^{13}	5.5×10^{13}	+96.43
5	5.32	198	13.0	3.3×10^{13}	8.3×10^{13}	+151.52

速下电子-离子复合速率, 导致计算结果偏高. 综合来看, 实验与数值模拟之间的偏差是可以预期的, 但两者在建立/弛豫时间、电子密度量级及总体变化趋势上的一致性, 从数量级角度看, 各组工况下电子密度实测值与计算值总体处于同一数量级, 差异小于 0.5 个量级^[28]. 表明本文方法能够较稳定地表征激波管瞬态等离子体的电子密度演化过程.

5 结 论

1) 通过采用大电流线性功率放大器实现高频扫描电压的稳定输出, 结合电容补偿抑制寄生电容引起的位移电流干扰, 利用大小阻值采样电阻协同与双 ADC 同步测量结构, 实现了微弱信号与大信号的统一测量, 从而满足了激波管等离子体参数诊断对高时间分辨率和大动态范围的要求.

2) 激波管实验结果表明, 静电双探针诊断方法实现了 $1\ \mu\text{s}$ 时间分辨率的测量, 获得了在 $80\ \mu\text{s}$ 的有效实验时间内的等离子体电子密度演化结果, 捕捉了电子密度由 $10^9\text{--}10^{13}\ \text{cm}^{-3}$ 的快速变化过程, 并揭示了激波后化学反应达到稳定所对应的弛豫时间, 该时间尺度与数值模拟得到的化学弛豫时间基本一致.

3) 多次重复性实验的相对偏差小于 5%, 表明静电双探针诊断方法具有较好的重复性与稳定性. 与多组元化学非平衡流场数值模拟结果对比表明, 实验结果与数值模拟结果在电子密度量级和总体变化趋势上基本一致, 说明测得的电子密度结果具有较好的合理性.

参考文献

[1] Stalker R J 1972 *Aeronaut. J.* **76** 374

- [2] Shin G W, Kim J H, Lee S H, Bang I Y, Kim J H, Park Y S, Kwon H T, Kim W J, Kwon G C 2023 *Aerospace* **10** 87
- [3] Shao C, Nie L, Chen W F 2016 *Aerosp. Sci. Technol.* **51** 151
- [4] Wu M X, Xie K, Liu Y, Xu H, Zhang B, Tian D Y 2024 *Chin. Phys. B* **33** 055204
- [5] Tian J, Ma P, Chen B, Hu H Q, Zeng B, Li L T, Tang P 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 045505
- [6] Wei Q, Liu Y M, Jiang Q H, Luo C, Gao J R, Sun, C, Zhao C W, Luo C, Xia D 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 800
- [7] Zhou Z, Tian J, Ma P, Tang P, Lei S W, Chen B, Tian D Y 2024 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **23** 3198
- [8] Fang M T C, Zhang J L, Yan J D 2005 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** 1431
- [9] Regodón G F, Díaz-Cabrera J M, Fernández Palop J I, Ballesteros J 2021 *Coatings* **11** 1158
- [10] Díaz-Cabrera J M, Ballesteros J, Fernández Palop J I, Tejero-Del-Caz A 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 025026
- [11] Jones W L, Cross A E 1972 *Electrostatic-probe Measurements of Plasma Parameters for Two Reentry Flight Experiments at 25000 Feet per Second* Report Number: NASA-TN-D-6617
- [12] Kang S W, Jones W L, Dunn M G 1973 *AIAA J.* **11** 141
- [13] Scharfinan W E 1965 *The Use of Langmuir Probes to Determine the Electron Density Surrounding Re-entry vehicles: Final Report* Report Number: NASA-CR-66108
- [14] Menart J, Shang J S, Hayes J 2001 *32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference* Anaheim, USA, 2001 June 11–14, AIAA Paper 2001-2804
- [15] Wang Q, Zhao W, Yu X L, Jiang Z L 2013 *J. Exp. Fluid Mech.* **27** 64 (in Chinese) [汪球, 赵伟, 余西龙, 姜宗林 2013 实验流体力学 **27** 64]
- [16] Yu P C, Liu Y, Liu X Q, Lei J H 2024 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **52** 5234
- [17] Deng W F, Liu Y M, Li R, Zhang J, Li X P, Bao W M 2023 *J. Instrum.* **18** P05009
- [18] Jiao X L, Chang J T, Wang Z Q, Yu D R 2017 *Acta Astronaut.* **130** 167
- [19] Lobbia R B, Gallimore A D 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 073503
- [20] Kopiczynska A, Schmidt M 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 115013
- [21] Lieberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (2nd Ed.) (Hoboken: Wiley)
- [22] Liu F X, Guo X M, Pu Y K 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 034013
- [23] Park C W, Horváth B, Derzsi A, Schulze J, Kim J H, Donkó Z, Lee H C 2023 *Plasma Sources Sci. Technol.* **32** 115003

- [24] Li W Q, Wang G, Xiang D, Su X B 2016 *J. Vac. Sci. Technol.* **36** 1271 (in Chinese) [李文秋, 王刚, 相东, 苏小保 2016 真空科学与技术学报 **36** 1271]
- [25] Gupta R N, Yos J M, Thompson R A 1989 *A Review of Reaction Rates and Thermodynamic and Transport Properties for the 11-species Air Model for Chemical and Thermal Nonequilibrium Calculations to 30000 K* Report Number: NASA-TM-101528
- [26] Zhang Z, Liu S, Goetz S M, Akan O B 2025 *Opt. Express* **33** 4582
- [27] 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]
- [28] Zeng H, Yan X X, Chen Z M, Miao W B, Zhou J Y 2025 *Acta Aerodyn. Sin.* **43** 108 (in Chinese) [曾徽, 闫宪翔, 陈智铭, 苗文博, 周靖云 2025 空气动力学学报 **43** 108]

Electrostatic dual-probe diagnosis of shock tube plasma^{*}

ZHANG Ning¹⁾ TIAN Deyang¹⁾ ZHOU Yi¹⁾

WU Mingxing²⁾ LI Yi¹⁾ MA Ping^{1)†}

¹⁾ (National Key Laboratory of Aerospace Physics in Fluids, Mianyang 621000, China)

²⁾ (School of Aerospace Science and Technology, Xidian University, Xi'an 710126, China)

(Received 1 February 2026; revised manuscript received 7 April 2026)

Abstract

The high-speed plasma flow generated by a shock tube is widely used in studies of spacecraft communication blackout and related fields. Effective diagnosis of plasma parameters such as electron density is an important prerequisite for such research. To address the rapid variation and wide dynamic range of electron density in shock-tube plasma, a transient dual electrostatic probe diagnostic study for wide-dynamic-range plasma is conducted by employing a capacitive compensation circuit and dual-channel adaptive data acquisition to suppress displacement current and enable synchronous measurement of weak and strong signals. A 500 kHz triangular sweeping bias is applied to reconstruct instantaneous I - V characteristics, and a segmented data-processing strategy is adopted to determine electron density in different density regimes, thereby improving the applicability of the diagnostic method over a wide dynamic range.

Experimental results of shock-tube plasma diagnostics show that the system achieves highly transient measurements with a time resolution of 1 μ s and wide-dynamic-range measurements spanning four orders of magnitude in electron density, from 10^9 cm⁻³ to 10^{13} cm⁻³. The system also successfully captures the variation of electron density from 10^9 cm⁻³ to 10^{13} cm⁻³ within a time scale of tens of microseconds, indicating that the plasma in shock-tube region II rapidly evolves from initial ionization to a quasi-steady state within this time scale. The complete establishment process of the plasma in region II is clearly resolved, demonstrating that the proposed method is capable of diagnosing the rapid evolution of shock-tube plasma over both microsecond time scales and four orders of magnitude in electron density. The repeatability error of the experiments is less than 5%, demonstrating that the proposed dual electrostatic probe diagnostic method has good reliability and stability. Comparison with numerical simulation results based on a multi-species chemically non-equilibrium flow model shows that the experimental results are generally consistent with the numerical results in terms of electron density magnitude and overall variation trend, indicating that the measured electron density is physically reasonable. In addition, the experimental results are consistent with the numerical simulation in revealing the characteristic rapid establishment behavior of the shock-tube plasma, which further supports the validity of the present diagnostic method. This work can provide an experimental basis for studying the formation and evolution of shock-tube plasma, and can also provide parameter diagnostic support for ground-based simulation studies related to spacecraft reentry communication.

Keywords: electrostatic probe, highly transient large-dynamic-range plasma, electron density, shock tube experiment

DOI: 10.7498/aps.75.20260183

CSTR: 32037.14.aps.75.20260183

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U25A20412, 92571302).

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



激波管等离子体的静电双探针诊断

张宁 田得阳 周毅 吴明兴 李毅 马平

Electrostatic dual-probe diagnosis of shock tube plasma

ZHANG Ning TIAN Deyang ZHOU Yi WU Mingxing LI Yi MA Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 150506 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260183

CSTR: 32037.14.aps.75.20260183

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260183>

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

电子束透射氮化硅薄膜窗产生低密度等离子体

Low-density plasmas generated by electron beams passing through silicon nitride window

物理学报. 2024, 73(14): 144102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240302>

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>

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

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

物理学报. 2026, 75(11): 172401 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260089>

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>

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>

强激光与近临界密度等离子体相互作用中的无碰撞静电冲击波产生

Generation of collisionless electrostatic shock waves in interaction between strong intense laser and near-critical-density plasma

物理学报. 2023, 72(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230271>