

低电子密度诊断技术研究*

竺乃宁 李学芬 周学华 陈 敏

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

王尚勇、

北京理工大学, 北京(邮政编码 100081)

摘要 用微型电探针技术和 $\phi 800\text{mm}$ 高温激波管中电子密度的标定技术相结合, 获得了高温高速气流中低电子密度的一种测量方法, 可用于 $n_e \approx 1 \times 10^{17}$ 个/ cm^3 条件下电子密度的测量。这种方法有较好的空间分辨能力, 且其探测灵敏度比常规的 8mm 微波干涉仪提高了两个数量级。

关键词 激波管 电探针 高温气体 电子密度 测量

1 引言

随着航天飞机、宇宙飞船等航天高技术的发展及战略武器突防反突防对抗技术的发展, 高速飞行器周围非平衡流场的研究越来越受到人们的重视。再入飞行器的雷达特性和电波传输特性强烈地依赖于流场中的电子密度分布, 在许多复杂流场情况下, 要求我们研究的电子密度范围从 10^{15} 个/ cm^3 直到 10^3 个/ cm^3 甚至更低, 但是在高温高速非平衡流场中低电子密度的测量是一件十分困难的事情。人们通常所采用的毫米波段微波干涉仪有较高的空间分辨能力和测量精度, 但是其测量灵敏度不够, 对电子密度测量的下限一般只能达到 $n_e \approx 10^{14}$ 个/ cm^3 。厘米波段微波干涉仪和微波谐振腔技术虽然有更高的灵敏度, 但是却大大损失了空间分辨能力。

本文试图采用微型电探针技术^[1]和 $\phi 800\text{mm}$ 大型高温激波管中电子密度的标定技术^[2]相结合来克服这一困难。

2 实验设备和工作原理

2.1 $\phi 800\text{mm}$ 高温激波管

实验中使用不锈钢圆形直激波管^[1], 总长 20m , 高压段长 1.6m , 内径 223mm , 低压及实验段内径 800mm , 使用氢氧燃烧驱动, 驱动压力为 $3 \sim 8\text{MPa}$, 测量探针与膜

* 国家自然科学基金、中国科学院基础局和国防科工委科研项目。
1995年7月7日收稿。

片间的距离约为 14m。实验段初始压力 $p_1 = 1.33 \sim 133 \text{ Pa}$, 激波马赫数 $M_1 = 5 \sim 22$ 。该实验设备具有良好的重复性和实验气流的均匀性。

2.2 电探针工作原理

在静止稀薄等离子体中(自由分子流或近自由分子流条件下),若探针相对于等离子体处于零偏压,则电子与离子都以其热运动速度向探针表面沉积。这时探针单位表面所得到的电子和离子收集流密度分别为^[1]

$$j_e = -\frac{1}{4} n_e e \bar{C}_e \quad (1)$$

$$j_i = \frac{1}{4} n_i e \bar{C}_i \quad (2)$$

其中电子的平均热运动速度 $\bar{C}_e = (8kT/\pi m_e)^{1/2}$, 离子的平均热运动速度 $\bar{C}_i = (8kT/\pi m_i)^{1/2}$ 。若探针电压不等于等离子体电压,则探针周围将形成 Debye 屏蔽鞘。若屏蔽鞘厚度 h 远远小于探针半径 R , 则圆柱形探针仍可按平板处理。当探针相对于等离子体具有负偏压时,即电压 $V < 0$, 这时正离子在探针周围形成屏蔽层,将把热运动能量小于探针偏压电场的那部分电子阻挡住,使它们无法达到探针(在近似计算平均热运动速度时我们假设电子和离子都具有同一温度 T , 且其热运动速度都遵从 Maxwell 分布)。由此收集到的电子流和离子流将分别为:

$$I_e = A j_e e^{-eV/kT} \quad (3)$$

$$I_i = A j_i \quad (4)$$

当 V 取足够大的负值时(实验室测定结果约为 $V < -9$ 伏), $I_e \approx I_i$, 探针总电流信号 $I \approx I_i$, 且 j_i 趋于常数,即达到饱和离子流。 A 为探针的有效表面积。

2.3 探针特性的标定方法

当等离子体的定向流动速度与其粒子的平均热运动速度达到同等量级以上时,在探针迎风表面所接收到的带电粒子流就不再是简单的热沉积方式,而必须考虑集体定向运动的影响。当处于流动等离子体中的探针不满足自由分子流条件时,探针周围可能形成边界层,探针头部可能形成脱体激波,使得探针不能直接记录来流中的电荷密度,这时探针的理论将变得十分复杂。为了克服这一困难,本文设定一个半经验的探针特性系数 C , 这时探针电流信号与等离子体中正离子密度的关系可用下列半经验公式来计算。

$$n_i = \frac{C I}{A e} \left(\frac{2\pi m_i}{kT} \right)^{1/2} \quad (5)$$

实验中首先用微波条纹干涉仪精确测量典型条件下 n_i 值,与电探针信号对比后,定出每一只探针的特性系数 C , 就可将探针用于其它相应条件下电子密度的测量。

实验采用了中心工作频率为 $f = 9.073 \text{ GHz}$ 的 3cm 微波条纹干涉仪和中心工作频率 $f = 33.63 \text{ GHz}$ 的 8mm 微波条纹干涉仪。在没有等离子体存在时静态干涉条纹之间的相移相差 2π 。当存在等离子体时,测量支路的信号从等离子体中穿过以后将产生附加的

相位移动, 这时干涉条纹也就对应地发生移动而弯曲。若等离子体厚度为 Z , 则由于等离子体折射率变化引起的相位移动 $\Delta\phi_p$ 为

$$\Delta\phi_p = \int_0^Z \frac{2\pi(n-1)}{\lambda} dx \quad (6)$$

由于 $\phi 800\text{mm}$ 高温激波管中能满足电磁波在无磁场、无限大、均匀等离子体中传输的条件, 折射率 n 将表示成^[1]

$$n = \left\{ \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - \frac{\nu^2}{\omega^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

其中 ν 为电子的碰撞频率, ω_p 为等离子体的特征频率, ω 为微波工作频率。当中性密度不太高和电离度不太大时, 即 $\nu^2 \ll \omega^2$, $\omega_p^2 \ll \omega^2$ 时, 公式(7)可以简化成:

$$n \approx \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - \frac{n_e}{n_{e,c}} \quad (8)$$

其中 $n_{e,c}$ 为微波的截止密度, 这时公式(6)可以写成

$$\Delta\phi_p = \frac{\pi Z n_e}{\lambda n_{e,c}} \quad (9)$$

或

$$n_e = 1.184 \times 10^3 \frac{f \cdot \Delta\phi_p}{Z} \text{ (个/cm}^3\text{)} \quad (10)$$

因此, 从干涉条纹上测量到相移量 $\Delta\phi_p$, 就可以直接得到等离子体中对应的电子密度 n_e 值。

3 实验结果和讨论

首先我们利用 $\phi 800\text{mm}$ 高温激波管中等离子体尺度大、均匀性好、参数变化范围宽的优点, 在 $p_1 = 1.33 \sim 133\text{Pa}$, $M_1 = 9 \sim 22.5$ 范围的空气中, 使用 8mm 和 3cm 微波条纹干涉仪等手段对各种运行状态下正激波后的电子密度进行系统的测量, 测量结果发现在同一激波马赫数下, n_e/p_1 接近于常数, 且与理论计算结果^[1, 6]也是一致的(见图1)。这一半经验规律可以作为我们对微型电探针进行标定的依据。

本项实验中选用了两种尺寸的圆柱形电探针, 顺着气流方向放置, 以减少迎风面气流的影响; 采用负偏压来收集饱和正离子流, 提高探针信号的稳定性。I型探针: 直径 $d_1 = 0.5\text{mm}$, 长 $L_1 = 5\text{mm}$; II型探针: 直径 $d_2 = 2\text{mm}$, 长 $L_2 = 7.5\text{mm}$ 。实验参数: $p_1 = 26.7\text{Pa}$, $M_1 = 7 \sim 9.9$, 正激波后峰值电子密度 $n_e = 1.5 \times 10^9 \sim 2 \times 10^{10}$ 个/ cm^3 。波前分子平均自由路程:

$$\lambda_1 = 1/\sqrt{2} \pi \cdot d^2 \cdot n_1 (\sim 2 \times 10^{-1} \text{mm}) \quad (11)$$

波后分子平均自由路程:

$$\lambda_2 = 1/\sqrt{2} \pi \cdot d^2 \cdot n_2 (\sim 2 \times 10^{-2} \text{mm}) \quad (12)$$

Debye屏蔽距离:

$$h = (kT / 4\pi \cdot n_e \cdot e^2)^{1/2} (\sim 1 \times 10^{-1} - 3 \times 10^{-2} \text{mm}) \quad (13)$$

由于 $d_1 > h$, $d_1 \gg \lambda_1$; $d_2 \gg h$, $d_2 \gg \lambda_2$, 因此探针周围的流场必须视为连续流, 应考虑边界层和头激波的影响, 采用半经验公式 (5) 是必要的, 这时离子收集流仍可近似看作与探针表面积成正比。

图 2 给出了初步的实验结果, 证明探针信号与探针表面面积近似成正比。不锈钢和

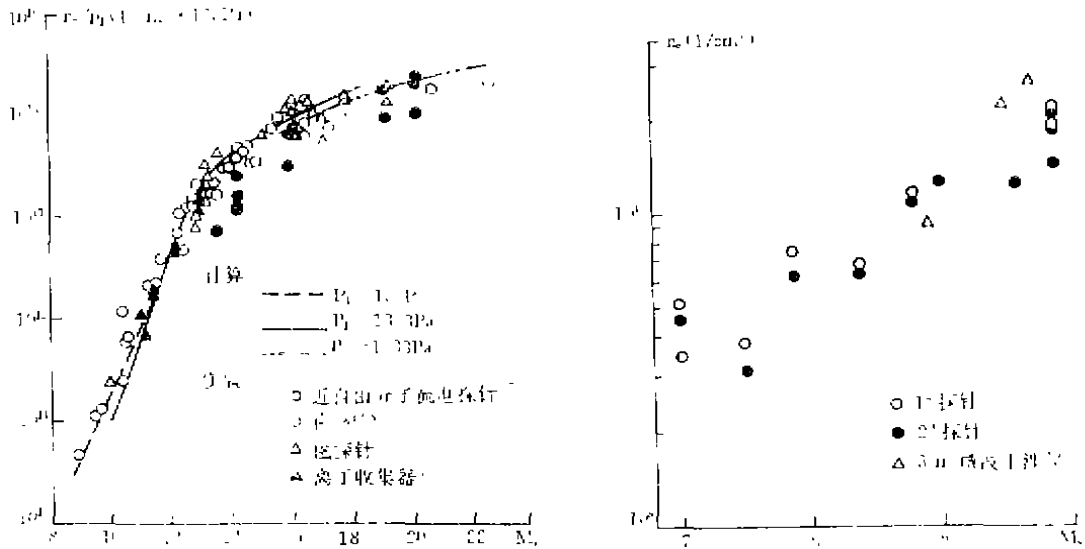


图 1 $\phi 800\text{mm}$ 微波管中电子密度 n_e 随 P_1 和 M_s 的变化 图 2 电探针与 3cm 微波测量结果对比 ($P_1 = 26.7 \text{ Pa}$)

钨等不同探针材料的影响不大。随着 M_s 的增加即来流正激波后电子密度的增加, 探针信号在对数坐标上接近于直线关系, 这与理论计算的电子密度随 M_s 变化规律 (在一定的 M_s 范围内) 是一致的。当经过 3cm 微波干涉仪测量的电子密度 ($M_s = 9.9$ 附近) 进行标定并给出每一只探针的特性系数 C 以后 (I 型探针 $C_1 \approx 1$, II 型探针 $C_1 \approx 0.74$), 这类探针将可用于接近 $n_e \approx 1 \times 10^{11}$ 个/cm³ 条件下的低电子密度测量。不仅有比微波干涉仪更高的灵敏度, 且有较高的空间分辨能力, 经济实用。

另外, 更低电子密度条件下的测量, 由于激波管实验值表现出与理论计算值之间的偏差有增大的趋势, 我们认为应着重考虑和克服杂质对电离的影响。

参 考 文 献

- 1 竺乃宜,李学芬,力学学报特刊,1981,P252.
- 2 竺乃宜,李学芬,力学学报,1984,16(1):85
- 3 竺乃宜等,力学学报,1978,10(3):231
- 4 Heald M A,Wharten C B. Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley and Sons, New York,1965.
- 5 Hilsenrath J H,Klein M,N,B.S.,AEDC-TR-65-58,1965.
- 6 Feldman S,Hypersonic Gas Dynamic Charts For Equilibrium Air,AVCO RL 1957.
- 7 崔季平,何宇中,范秉诚,力学学报,1984,16(1):81
- 8 竺乃宜,李学芬,力学学报,1981,13(5):507

STUDY OF THE LOW ELECTRON DENSITY MEASUREMENTS

Zhu Naiyi Li Xuefen Zhou Xuehua Chen Song
(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences*)
Wang Shangyong
(*Beijing Institute of Technology*)

Abstract This paper presents the low electron density measurements in high-temperature flow field by the use of electron probe and demarcation technology in an 800mm diameter high temperature shock tube. The capability of its time and spatial-resolution is fairly good. Their sensitivity is two orders higher than that of the ordinary 8mm microwave interferometer, $n_e \approx 1 \times 10^{19}/\text{cm}^3$.

Key words shock tube electron probe high temperature gas electron density measurement