

电子探针法测定强激波后电子密度分布*

王苏 崔季平 范秉诚 何宇中

中科院力学所高温气体重点实验室 北京 100080

张若凌 韩隆恒 俞福明 乐嘉陵

中国空气动力研究与发展中心 四川绵阳 621000

摘要：在激波速度 7~9km/s 的范围内，在低密度激波管中采用 Langmuir 静电探针技术测定波后离子数密度的变化，使用三温度模型计算的波后电子温度历史，以确定波后电子密度分布。本实验测定的波后峰值电子密度稍低于 Lin 的计算值，而获得的特征电离距离与波前自由流平均自由程之比的结果与已有实验和 Park 的计算结果吻合。

Abstract: In the range of shock velocity of 7~9 km/s, the variations of ion density are measured in a low-density shock tube using the Langmuir electrostatic probe technique. The electron temperature, calculated based on the three-temperature model, is used to determine the electron density distribution behind a strong normal shock wave. The peak electron densities determined in the present experiment are shown to be slightly smaller than those predicted by Lin's calculation. The experimentally obtained ratios of the characteristic ionization distance to the mean free path of freestream ahead of the shock wave are found to be in the agreement with the existing experiments and Park's calculation.

Key words: electron density, strong shock wave, Langmuir probe

强激波后气体受激波加热将发生非平衡解离、电离、电荷交换反应以及辐射现象。波后电子密度分布是反映这些非平衡现象、影响流场气动物理性质的重要物理量。实验测定波后电子密度分布有助于了解波后非平衡现象的机制、确定激波结构和流场性质，并用于检验计算模型的正确性。在空气介质中，波后电子密度由三类电离过程控制：(1) 氮、氧原子复合电离反应 $N + O \rightarrow NO^+ + e$ ；(2) 电荷交换反应；(3) 电子撞击电离。在相对较低的飞行速度（低于约 6km/s），只有过程（1）存在。在中等飞行速度（约在 6~10km/s），电荷交换反应将出现。在较高飞行速度（大于 10km/s），电子撞击电离成为最重要的电离过程。在由电离特征距离与波前自由流平均自由程之比定义的无量纲距离随激波速度变化的图中，在激波速度 7km/s 和 10km/s 附近出现了两个转折^[1]，分别对应电荷交换反应的出现和电离总过程转由电子撞击电离控制。在出现转折的激波速度实验测定波后电子密度分布因而更具有重要的意义，特别是对验证计算模型的正确性。所以，我们选择激波速度

* 国家自然科学基金资助项目(19889209)

7 ~ 9km/s 为实验条件, 另外也比较缺乏在此条件下的实验研究。

1. 实验

实验在力学所 LHD 800mm 低密度激波管上进行。激波管驱动段长 1.6m、内径 22cm, 被驱动段长 16m、内径 80cm。为了避免杂质干扰, 选用高纯氮气和氧气 (纯度 > 99.999%) 配制的空气为实验气体。选取了两种初始状态: 温度 $T_1 = 297.2\text{K}$, 压力 $P_1 = 0.01\text{Torr}$ 和 $P_1 = 0.02\text{Torr}$ 。实验选用 5mm 铝膜和氢氧燃烧驱动, 驱动段总压 1.0MPa, $\text{H}_2/\text{O}_2 = 9:1$ 。由于被驱动段初始压力较低, 采用分子涡轮泵为实验真空系统 (极限真空 $< 10^{-5}\text{Torr}$), 以减小激波管管壁吸附杂质的影响。关闭分子涡轮泵后, 系统能在极限真空度维持 10min 以上, 保证了实验的完成。

激波速度的测定由安装在管壁上的 3 个电探针完成。3 个电探针分别距离被驱动段尾盖 200cm、450cm、650cm。采用 Langmuir 静电探针监测波后 2 区离子数密度的变化。静电探针为圆柱型, 用不锈钢丝制成, 负压偏置, $V_p = -9\text{V}$, 长 $l_p = 1\text{cm}$, 半径 $r_p = 0.05\text{cm}$, 安装在距离被驱动段尾盖 200cm 处的管中心位置。实验采用顺向探针方式, 即探针轴向与气体流动方向一致, 以避免气体流动对探针电流的影响。所有探针信号被输入瞬态 A/D 记录仪中。

2. Langmuir 静电探针

由于 Langmuir 静电探针负压偏置, 实际收集的是正离子饱和沉积电流。在本实验条件下, 激波后 2 区的正离子主要是 NO^+ , 其数密度基本等于电子数密度。根据 Langmuir 静电探针理论, 探针电流密度 j_i 与 NO^+ 数密度 N_{NO^+} 之间的关系为

$$j_i = eN_{\text{NO}^+} \left(\frac{k_B T_e}{2pm_i} \right)^{\frac{1}{2}} I_i(x_p, T_i/T_e, r_p/I_D) a(I_D/I_i) \quad (1)$$

其中, 依赖于探针无量纲电位 x_p 、离子与电子温度比 T_i/T_e 、探针半径与 Debye 半径比 r_p/I_D 的无量纲电流 $I_i(x_p, T_i/T_e, r_p/I_D)$ 用来表达沉积离子围绕圆柱型探针表面作圆周运动对探针沉积电流的影响。依赖于 Debye 半径与离子平均自由程比 I_D/I_i 的无量纲量 $a(I_D/I_i)$ 则表达沉积离子与探针等离子体鞘层中稀释剂发生弹性碰撞对探针沉积电流的影响。

根据 Laframboise 理论^[2], 无量纲电流 I_i 在 1 ~ 5 之间变化, 并且可以表达为不显含电子数密度物理量 $b = (r_p/I_D)^2 I_i$ 的函数。当 $r_p/I_D \rightarrow \infty$,

$I_i \rightarrow 1$ 。实际上, 当 $b > 10^4$, 即可取 $I_i \approx 1$ 。在本实验条件下, 电子温度

$T_e = 2000 \sim 6000 \text{ K}$, Debye 半径 $I_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi e^2 N_{NO^+}} \right)^{\frac{1}{2}}$ 约为 10^{-4} cm , 满足 $b > 10^4$, 因此本文取 $I_i = 1$ 。

Schulz & Brown^[3]根据弹性散射理论, 给出了在探针鞘层中发生几次碰撞时校正因子 $a(I_D/I_i)$ 的表达式。当平均碰撞数 $I_D/I_i \ll 1$ 时, $a \rightarrow 1$ 。在本实验条件下, 波后分子、离子平均自由程 l_0 、 $l_i \approx 10^{-2} \text{ cm}$, $I_D/I_i \approx 10^{-2}$, 故取 $a = 1$ 。

在本实验条件下, 由于 l_0 、 $l_i \gg r_p \gg I_D$, 探针工作在接近自由分子流条件, 对气流状态没有明显扰动。根据以上分析, 将各常数代入 (1) 式后得到

$$N_{NO^+} = 9.42 \times 10^{15} T_e^{-\frac{1}{2}} j_i \quad (2)$$

其中 N_{NO^+} 的单位是 cm^{-3} , 电流密度 j_i 的单位是 A/cm^2 。

3. 波后电子温度

强激波后空气将发生解离、电离等一系列过程, 波后气体处于化学和热的非平衡状态, 出现各自由度温度的分离。根据探针理论, 探针沉积电流的控制温度是电子温度 T_e 。为了确定波后电子温度的变化历史, 采用包含 11 组分的化学动力学模型和考虑平动 T 、振动 T_v 、电子温度 T_e 分离的三温度模型, 计算了一维激波波后气体状态。在 $T_1 = 297.2 \text{ K}$ 、 $P_1 = 0.02 \text{ Torr}$ 、激波速度 $U_s = 7.6 \text{ km/s}$ 的条件下, 计算的波后温度历史显示在图 1 中。

4. 结果

强激波后由于存在前驱电离现象, 以及波后高温气体强紫外辐射引起探针表面的光致电离, 都将导致探针电流在激波到达前提前出现。采用从探针电流记录曲线急剧上升段外推到电流零点作为激波波面的位置。

在初始压力 $P_1 = 0.01 \text{ Torr}$, 激波速度分别为 $U_s = 7.85$ 、 7.85 、 7.65 km/s 的条件下, 实验测得波后电子数密度的结果如图 2 所示。在初始压力 $P_1 = 0.02 \text{ Torr}$ 、激波速度 $U_s = 8.53 \text{ km/s}$ 的条件下, 获得的波后电子数密度分布显示在图 3 中。在本实验条件下, 激波波面与分界面间隔很小, 电子密度在上升达峰值后受 3 区气体冷却而衰减。

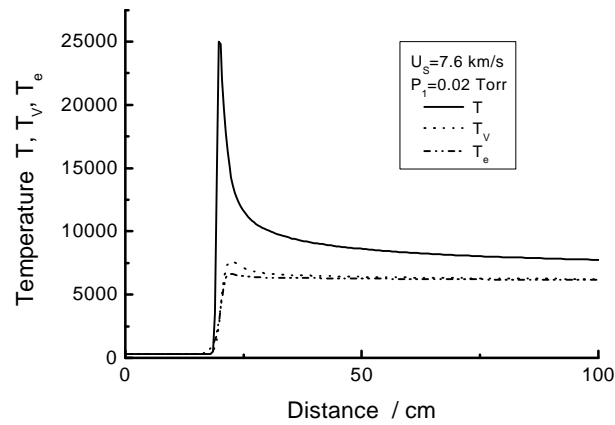


Fig.1 Calculated temperature history behind a normal shock wave

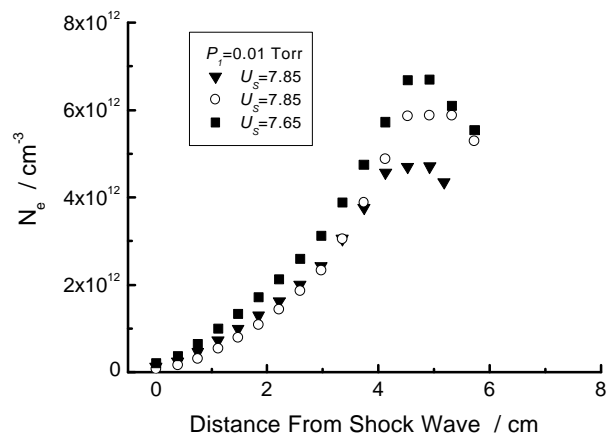


Fig.2 Electron density distribution behind a shock wave for $P_1 = 0.01$ Torr and $U_s = 7.65, 7.85$ km/s

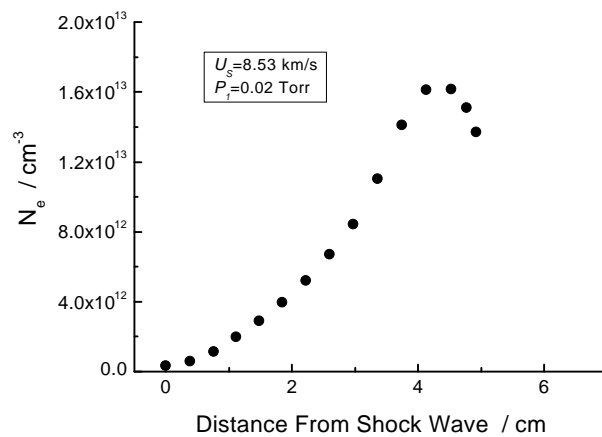


Fig. 3 Electron density distribution behind a shock wave for $P_1 = 0.02$ Torr and $U_s = 8.53$ km/s

图 2 中电子密度的峰值平均为 $6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ，图 3 中电子密度的峰值为 $1.65 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ，分别超过对应条件下的平衡值 $3.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 和 $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ，验证了强激波后非平衡电离的过冲现象 (overshoot)。Lin & Tear^[9] 以及 Park^[11] 通过计算指出，在激波速度接近 $9 \sim 10 \text{ km/s}$ ，电离过冲现象将逐渐消失。用初始压力 P_1 归一化的本实验波后峰值电子密度与 Lin 实验值^[7] 和计算值^[9] 的比较显示在图 4 中。图中显示，本实验值比 Lin 的计算值低了约一倍。

以一直线拟合波后电子密度分布的急剧上升段并外推与峰值相交，所对应的距离被定义为波后电离特征距离，如图 5 所示。再用波前自由流的平均自由程 l_1 将电离特征距离归一化为与初始压力无关的无量纲量。采用钢球模型，得到空气的平均自由程 $l_1 = \frac{1.62 \times 10^{14}}{N_t}$ ，其中 N_t 为总的粒子数密度，单位为 cm^{-3} 。

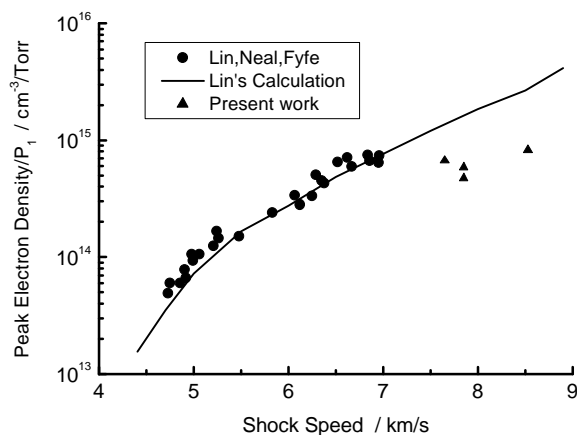


Fig. 4 Comparison between the peak electron densities

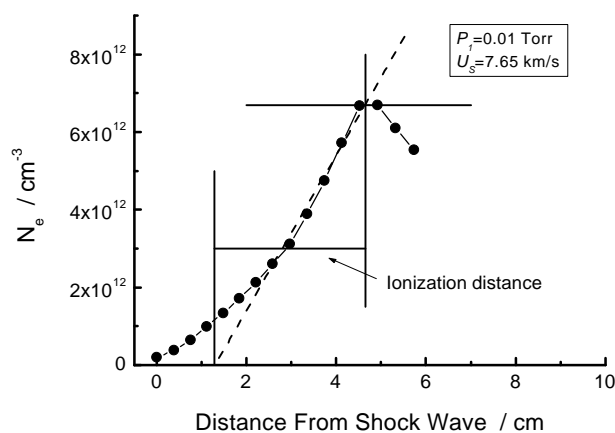


Fig. 5 Characteristic ionization distance
for $P_1 = 0.01 \text{ Torr}$ and $U_s = 7.65 \text{ km/s}$

Park^[1]曾对激波速度在 2 ~ 13km/s 范围内已有的波后电子密度测定实验^[4,5,6,7,8]作过评述并作了理论计算。但他没有采用波后峰值电子密度,而是选取了对计算中所用动力学参数更为敏感的电离特征距离与实验结果进行比较。本次实验所得到的波后电离特征距离与已有实验和 Park 计算结果的比较如图 6 所示。图中显示,本实验结果与 Park 的计算吻合的很好。在激波速度 7 ~ 8km/s 的范围内,对应着波后空气主要由氮、氧原子复合电离过渡到氮、氧原子复合电离与电荷交换反应共存电离机制的转变。在图 6 中,这一电离机制的转变表现为在激波速度 7 ~ 8km/s 之间出现转折。对比已有的其它实验结果,本实验结果符合这一趋势。

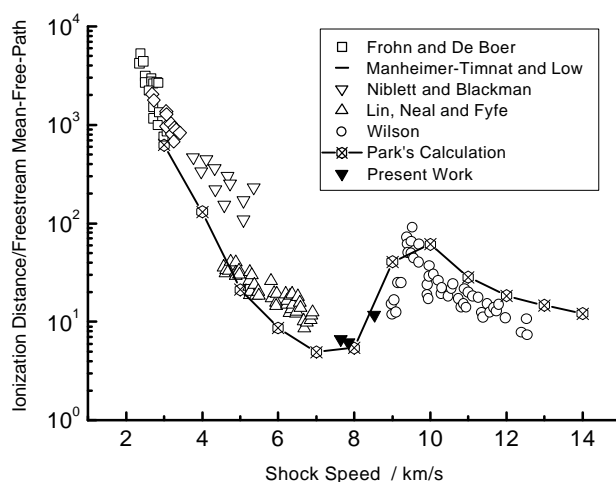


Fig. 6 Comparison between the present work and the existing experiments and Park's calculation

竺乃宜^[10]等人在初始压力 $P_1 = 0.01 \text{ Torr}$ 、激波速度 $U_s = 7.5 \text{ km/s}$ 的条件下,曾测定了波后电子密度分布。但测量的峰值电子密度与本实验相比偏低,且低于电子密度的平衡值,电离弛豫时间偏大。

5. 结论

在对应着波后空气电离机制主要由氮、氧原子复合电离过渡到与电荷交换反应共存的转折激波速度 7 ~ 9km/s 的条件下,在低密度激波管中采用 Langmuir 静电探针技术监测波后离子数密度的变化。采用三温度模型计算的波后电子温度历史,确定波后电子密度的分布。本实验测定的波后峰值电子密度稍低于 Lin 的计算值,而获得的特征电离距离与波前自由流平均自由程之比的结果与已有实验和 Park 的计算结果吻合。

参考文献

- [1] Park C., Review of Chemical-Kinetic Problems of Future NASA Missions, I: Earth Entries, J. Thermophysics and Heat Transfer, Vol.7, No.3, 1993, p.383
- [2] Sonin Ain A., Free-Molecule Langmuir Probe and Its Use in Flowfield Studies, AIAA J., Vol.4, No.9, 1966, p.1588
- [3] Schulz G. J. and Brown S. C., Microwave Study of Positive Ion Collection by Probes, Physical Review, Vol.98, 1955, p.1964-1649
- [4] Frohn A. and De Boer P. C. T., Measurement of Ionization Relaxation Times in Shock Tubes, Physics of Fluid Supplement I, 1969, p. I-54
- [5] Manheimer-Timnat Y. and Low W., Electron Density and Ionization Rate in Thermally Ionized Gases Produced by Medium Strength Shock Waves, J. Fluid Mechanics, Vol.6, 1959, p.449
- [6] Niblett B. and Blackman V. H., An Approximate Measurement of the Ionization Time Behind Shock Waves in Air, J. Fluid Mechanics, Vol.4, 1958, p.191
- [7] Lin S. C., Neal R. A. and Fyfe W. I., Rate of Ionization Behind Shock Waves in Air. I. Experiment Results, Physics of Fluids, Vol.5, No.12, 1962, p.1633
- [8] Wilson J. F., Ionization Rate of Air Behind High-Speed Shock Waves, Physics of Fluids, Vol.9, No.10, 1966, p.1913
- [9] Lin S. C., Teare J. D., Rate of Ionization Behind Shock Waves in Air. II. Theoretical Interpretation, Physics of Fluids, Vol.6, No.3, 1963, p.355
- [10] 竺乃宜、李连祥, 近自由分子流 Langmuir 探针和电离激波结构的研究, 《力学学报》特刊, 1981, p.252