

## 一个用于激波管的磁探针

何宇中 崔季平 范秉诚

(中国科学院力学研究所)

### 一、引言

采用林绍基<sup>[1]</sup>型的磁探针原理,把磁探针设计成能够探入激波管内的探针形式,用对置永久磁铁限制磁场径向分量仅分布于局部地区,以增加空间分辨能力,使之可以用来进行激波后非平衡等离子体的非平衡电导及离化过程的测量。讨论了在低密度下磁探针的工作特性,即考虑到磁场存在的情况下,拉莫频率的影响。

采用积分器直接读感应磁通,便得到随时间变化的电导率。免去必须事先约定简化处理方式的麻烦和不足,有利于对非平衡的离化过程的研究。在 $\phi 800$ 毫米激波管上进行了实验,证明这种磁探针的性能良好。

### 二、磁探针分析

图1是磁探针的组装图。中心部分用一硬铝套,装入对置的永久磁铁。套外部绕上探测线圈,迎风面设计成尖锥形,以减少对气流的干扰。在磁场最强处,即 $x=0$ 点,磁感应强度为 $B_{r0}$ ,则有:

$$\frac{B_r}{B_{r0}} \propto \left(\frac{R_0}{R}\right)^2. \quad (1)$$

$B_r$ 随 $x$ 方向变化,可单独分离出来(见图2,3),

$$B_r(R, x) = B_{r0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 f(x). \quad (2)$$

激波后运动的电离气体切割磁力线产生感生电流 $j$ ,

$$j = -\frac{1}{c} \sigma u B_r. \quad (3)$$

其中, $\sigma$ 为电导率, $u$ 为电离气体速度, $c$ 为光速。此电流在探测线圈中心处产生一个磁通密度

$$d\phi_0 = \frac{2\pi}{c} j \frac{R^2}{(x^2 + R^2)^{3/2}} dR dx. \quad (4)$$

对 $R$ 积分,并乘以有效面积 $Q$ ,得薄层 $dx$ 对磁通量的贡献 $d\phi$ ,

$$d\phi = \frac{2\pi}{c^2} \sigma u Q B_{r0} \left(\frac{R_0}{x}\right)^2 \left[1 - \frac{R_0/x}{\sqrt{1 + (R_0/x)^2}}\right] f(x) dx. \quad (5)$$

令

$$g(x) = \frac{2\pi}{c^2} \sigma u Q B_{r0} \left(\frac{R_0}{x}\right)^2 \left[1 - \frac{R_0/x}{\sqrt{1 + (R_0/x)^2}}\right] f(x), \quad (6)$$

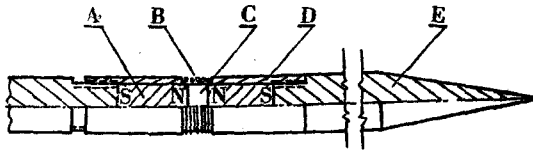


图1 磁探针组装图

A. 磁钢; B. 探测线圈; C. 硬铝垫块;  
D. 硬铝套; E. 软钢外磁路。

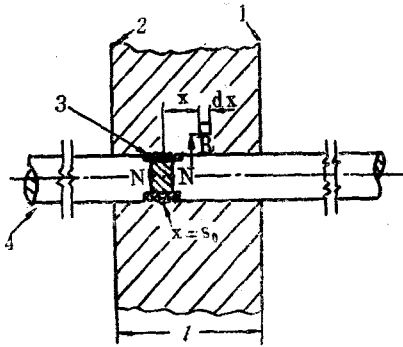


图2 对置磁铁

1. 激波面  $x=s$ ; 2. 气体分界面  $x=s-l$ ;  
3. 测试线圈; 4. 磁探针。

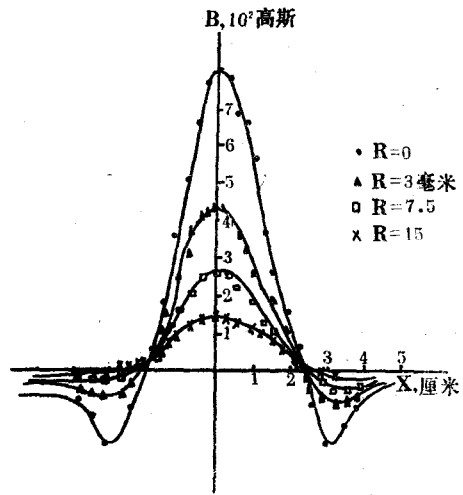


图3 对置磁铁磁场强度分布实测曲线

对(5)式中  $x$  积分, 得到磁通量

$$\phi(s) = u \int_{s-l}^s \sigma(s-x)g(x)dx. \quad (7)$$

$g(x)$  的具体形式, 可由实测得到的  $f(x)$  及(6)式计算得出, 也可以用校正方法直接测定。

直接测定。

我们采用薄铝板作校正。先用双电桥精确测得电导率  $\sigma_{Al}$ , 在  $\phi 200$  毫米铝板中心开一孔, 内径稍大于磁探针外径 2 毫米。探针竖直安放, 铝板在重力作用下自由下落穿过磁探针, 用示波器记录探测线圈上的输出信号。由于重力作用、加速度影响是一个小量, 近似把当地速度  $u_1$  视为定值处理。薄板厚度  $\Delta Al$  比起  $g(x)$  的有效宽度小得多, 于是有

$$\phi_{Al}(s) = u_{Al} \sigma_{Al} g(s) \Delta Al. \quad (8)$$

实地实验分为两部分, 一部分直接读探测线圈上的感生电动势

$$V_{Al}(s) = Au_{Al} \frac{d}{ds} \phi_{Al}(s), \quad (9)$$

$A$  为探测线圈常数; 另一部分则是采用一个集成电路块, 组成一个积分器电路, 得到积分后的探测线圈信号

$$V_{IAI}(t) = \frac{1}{\tau_I} \int_{-\infty}^t V_{Al} dt. \quad (10)$$

在此,  $ds = u_1 dt$ 。

(10)式中,  $\tau_I$  为积分器的积分常数。将(8)式分别代入(9), (10)式, 按实验所得之  $V_{Al}(s)$  和  $V_{IAI}(s)$  值, 使(9), (10)式拟合, 定出  $g(s)$ , 得到的  $g(s)$  为一个正态分布函数,

$$g(s) = \frac{D}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{\sqrt{2}(s-s_0)}{b} \right]^2 \right\}, \quad (11)$$

而有

$$V_{Al}(s) = ADu_{Al}^2 \sigma_{Al} \frac{\sqrt{2}}{b} \cdot \frac{\sqrt{2}(s-s_0)}{b} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[ \frac{\sqrt{2}(s-s_0)}{b} \right]^2 \right\} \Delta Al, \quad (12)$$

$$\text{和 } V_{IAI}(s) = \frac{1}{\tau_1} AD \frac{uAI\sigma AI}{\sqrt{2}} b \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\frac{\sqrt{2}(s-s_0)}{b}\right]^2\right\} \Delta AI. \quad (13)$$

测定结果如表 1。

表 1 测定结果

磁 探 针	永磁直径, 毫米	$b$ , 厘米	$AD=A^*$ , 毫伏·秒 <sup>2</sup> /欧姆·厘米
25*	25	1.05	$2.64 \times 10^{-8}$
15*	15	0.54	$1.24 \times 10^{-8}$

$b$  是一个特征长度, 是磁场的有效宽度的量度, 也是对于电导率探头分辨力的量度。进而, 与林绍基的磁探针  $b=1.8$  厘米比较, 提高了分辨能力。校正实验得到的示波图见图 4。

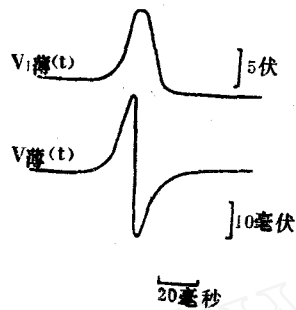


图 4 校正实验示波图

从校正实验得到的  $g(s)$  中, 强度因子  $D$  显然应当正比于磁场强度  $B_{r0}$  和探测线圈有效面积  $Q$ , 经过对实测的  $B_r$  分布数值代入计算, 对于目前我们的装置, 有

$$D = (2.5\pi/c)QB_{r0} \quad (14)$$

在气体较稀薄的情况下, 碰撞频率  $\nu_1$  比较小。目前, 起始压力  $p_1=10^{-2}$  毫米汞柱, 磁场强度达几百高斯。磁回旋频率  $\omega$  的影响不能忽略, 即有<sup>[2]</sup>

$$\sigma = \sigma_0 \nu_1^2 / (\nu_1^2 + \omega_b^2). \quad (15)$$

其中  $\sigma_0$  为正常电导率,

$$\sigma_0 = 0.850 n_e e^2 / m_e \nu_1; \quad (16)$$

$$\omega_b = (e/cm_e)B_r = \beta B_r. \quad (17)$$

这样, (5) 式讨论过的  $d\phi$  表达式中, 依赖  $x$  变化的部分, 就变得更为复杂, 校正实验定出的响应函数  $g(s)$  将不能代表这一情况。在  $\nu_1 \ll \omega_b$  条件下, 考虑在  $x \ll R_0$  时, 将 (15—17) 式代入 (3), (4) 式中, 对  $R$  求积分, 得到探测线圈中心处产生的磁通密度

$$d\phi_0 = \frac{2\pi\sigma_0 u \nu_1^2}{c} \cdot \frac{1}{\beta^2 B_{r0} f(x) (R_0/x)^2} \cdot \left[ \int_{R_0/x}^{\infty} \frac{(R/x) d(R/x)}{1+a^2(R/x)^4} \right] dx. \quad (18)$$

其中 
$$a = \frac{\nu_1}{\beta B_{r0} f(x)} \left( \frac{x}{R} \right)^2. \quad (19)$$

当  $a$  值小时, 即  $a^2(R/x)^4 \ll 1$ , 可有

$$d\phi_0 = \frac{2\pi\sigma_0 u \nu_1^2}{c} \cdot \frac{1}{\beta^2 B_{r0} f(x)} \left( \frac{x}{R_0} \right)^2 \left[ \frac{\pi}{4a} - \frac{1}{2} \left( \frac{R_0}{x} \right)^2 \right] dx. \quad (20)$$

在  $x$  处的一个  $dx$  薄层气体对探测线圈中总磁通量的贡献为

$$d\Phi_H \Big|_{|x| < R_0} = \left[ \frac{\pi^2 Q u \sigma_0 \nu_1}{2c\beta} - \frac{2\pi Q u \nu_1^2 \sigma_0}{c} \cdot \frac{1}{\beta^2 B_{r0} f(x)} \right] dx. \quad (21)$$

由 (21) 式可见,  $d\Phi_H$  在沿磁铁轴心附近, 即  $x$  值较小时, 对于  $\nu_1 \ll \omega_b$  条件下的分布, 可视为一个随  $x$  变化不大的, 在  $f(x)$  不明显为零的区域中较为平坦的响应特性。而在  $x > R_0$  时, 则已处于磁场的边缘部分, 可视为接近正常电导。为此, 对于拉莫频率起作用的情况, 探针响应特性函数与正常电导时的  $g(x)$  不同, 取其为  $H(x)$ 。在  $|x|$  值小的部分, 它比  $g(x)$  的顶峰低而平, 在边缘上,  $|x|$  值大的区域里还原成近正态分布。对于一次近似而言, 取其响应函数为平顶, 宽度  $b_H = 2b$ 。这样, 对于电离轮廓变化较为平缓。在这种条件下, 我们采用  $\Phi_H$

的下述表示方式:

$$\begin{aligned}\Phi_H(s) &= \frac{2\pi Qu}{c} \times 0.850 \frac{e^2}{m_e} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\pi}{4} \int_{s^{-1}}^s n_e(s-x)H(x)dx \\ &= 0.425\pi^2 \frac{Que^2}{c\beta m_e} \int_{s^{-1}}^s n_e(s-x)H(x)dx.\end{aligned}\quad (22)$$

$$\text{其中 } H(x) = \begin{cases} 1 & \text{当 } |x| \leq b_H, \\ 0 & \text{当 } |x| > b_H. \end{cases}\quad (23)$$

如果  $n_e(s-x)$  在  $|x| \leq b_H$  范围内, 与  $H(x)$  相比可作为缓变量先行积分时, 引用前面校正实验定出的常数  $A$  和  $D$ , 就有

$$V(s) = 0.534 \frac{A^* b_H e^2}{m_e \beta B r_0} u \frac{dn_e}{dt}.\quad (24)$$

当使用积分器输出信号时, 则有

$$V_I(s) = 0.534 \frac{A^* b_H e^2}{\tau_1 m_e \beta B r_0} u n_e(s).\quad (25)$$

由上可见, 在  $\omega_0$  起主导作用的情况下, 可以用(24)式或(25)式, 直接测定电子密度  $n_e$ , 而不需要再借助于碰撞频率  $\nu_1$  或者碰撞截面的知识。

### 三、实验结果

用这一磁探针进行在激波下, 激波后氩及空气的电离过程的研究。现在举出一个实验例子说明之。

实验条件为  $M_s = 14.6$ ; 起始压力  $p_1 = 1.0 \times 10^{-1}$  毫米汞柱; 冻结温度  $T_{af} = 2.03 \times 10^4 \text{K}$ ; 平衡温度  $T_{aeq} = 1.02 \times 10^4 \text{K}$ ; 冻结压缩比  $\Delta f = 3.95$ ; 平衡压缩比  $\Delta_{eq} = 8.16$ ; 平衡电离度  $\alpha_{eq} = 13.5\%$ ; 平衡电子浓度  $n_e = 3.89 \times 10^{15} \text{厘米}^{-3}$ 。

其实验结果见图5。在同一组实验中, 放置 Langmuir 探针, 负电压偏置。考虑离子沉积时离子的碰撞影响, 按 Schultz 和 Brown<sup>[3]</sup> 的方式, 对不同气压下的结果, 找出了修正系数。在本实验中, 对平衡点来说, 将实测沉积电流按损失系数调整。对磁探针的数据进行了逐点分析, 因为波后过程中压缩比在变化, 速度  $u_2$  也在变化, 而我们实测的是  $u_2$  和  $n_e$  的乘积值。经过数据处理, 最后实测的电子密度对实验室座标的时间  $t_1$  作图(见图6)。与电探针实验比较, 电离过程的外形符合得令人满意。

用这一磁探针进行了氩的波后电离速率的测定, 这在《激波管中氩的离化现象研究》一文作了论述<sup>[4]</sup>。

图7为15\*磁探针未经积分器测得的空气的电子密度随  $M_s$  变化曲线。对于不同起始压力  $p_1$  所得的电子密度  $n_e$ , 按照质量作用定律, 依据  $n_e \propto \sqrt{p_1}$  约化为同一个起始压力作图。由图中可见本实验点与林绍基实验点趋势较接近。在  $M_s > 14$  之后, 电子密度实际值大于平衡值, 即出现超过平衡值的过越现象。本实验支持林绍基的这种看法。

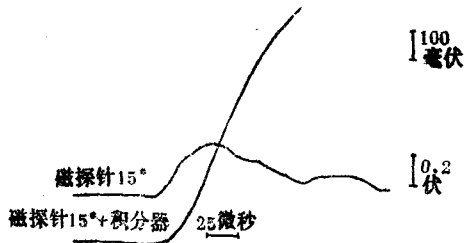


图5 典型磁探针实验曲线  
上线: 永久磁铁  $\phi 15$  毫米的磁探针结果;  
下线: 其信号经积分器积分的结果;  $p_{1A} = 1.0 \times 10^{-1}$  毫米汞柱;  $M_s = 14.6$ 。

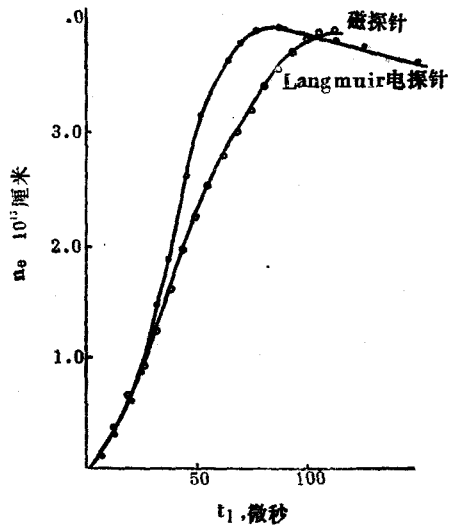


图6 磁探针在Ar气中测得的电子密度-时间曲线  
 $p_{1Ar}=1.0 \times 10^{-1}$ 毫米汞柱;  $M_s=14.6$ .

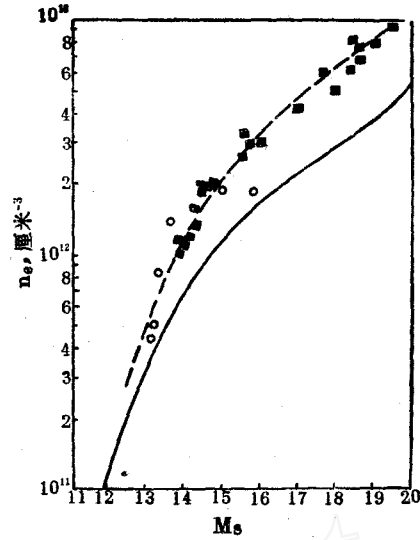


图7  $n_e-M_s$ 曲线  
 Air激波:  $p_1$ , 0.02毫米汞柱; ■——林绍基实验点; ○; 一本实验点; 实线为林绍基理论计算平衡值; 虚线为按过越现象理论计算值。

#### 四、结 论

本工作改进了磁探针的设计,使建造简单,空间分辨能力提高。同时对于在磁回旋频率大于碰撞频率的情况下的探针响应特性进行了分析。发现在这种情况下,仍然可以用金属板来校正仪器参数,结合分析方法加以处理。工作在磁回旋频率占主导情况下的探针测量,给出的量是流速和电子密度的乘积,可以免除碰撞频率这一未知因素的影响。进行了激波管实地实验,结果比较满意。

#### 参 考 文 献

- [1] 林绍基等, *J. Appl. Phys.*, 26, 95(1955).
- [2] J. L. Delcroix, *Introduction to the Theory of Ionized Gases*, New York, 1960.
- [3] G. J. Schultz et al., *Phys. Rev.*, 6, 98(1955).
- [4] 崔季平等, 激波管中氩的离化现象研究, 1980年, 未发表。
- [5] S. C. Lin et al., *Phys. Fluids*, 6, 335(1963).

(编辑部1981年5月收稿)

## A MAGNETIC PROBE USED IN SHOCK TUBE

HE Yuzhong CUI Jipin FAN Bingcheng

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing, China)

### ABSTRACT

Using two permanent magnetic bars facing each other to produce localized radial magnetic field, a magnetic probe with high space resolving power is constructed. The non-equilibrium conductivity and ionization profile behind the shock wave is monitored directly by connecting the probe with an integrator. By considering the effect of the Larmor gyration in the case of low gas density and strong magnetic field, the response character of a normal probe is expanded. The electron density of Ar and air behind the shock wave in a 800mm shock tube is measured and satisfactory results are obtained.

WWW.CNKI.NET