

# 微波条纹干涉仪用于激波管中 电离现象的研究

竺乃宜 李学芬  
(中国科学院力学研究所)

**提要** 本文介绍了 8mm 和 3mm 微波条纹干涉仪的结构和工作原理。微波条纹干涉仪具有高的测量灵敏度和精度(比普通透射仪和反射仪高一、两个量级),又有好的抗干扰能力,因此它是测量等离子体中电子密度的一种可靠手段。在  $P_1 = 1 \times 10^{-2} - 1 \text{ mmHg}$ ,  $Ma_1 = 9 - 22.5$  范围内的空气中,本文条纹干涉仪的测量结果与作者以前用其它手段测量的结果是一致的。根据这一宽阔范围内各种手段测量的结果,我们得到了在同一  $Ma_1$  下,  $n_e \propto P_1$  的近似关系。这一规律与理论计算的结果也是符合的。本文将条纹干涉仪与透射仪联合使用,测定了在某些温度下慢电子与中性粒子的平均碰撞截面。

## 一、引言

微波技术用于激波管中电子密度的测量和电离现象的研究已取得了很大的成功。Lin<sup>[1]</sup> 最先采用反射法测量了空气中较高马赫数下,正激波后的电子密度和电离松弛时间。Важенова<sup>[2,3]</sup> 用吸收法测量了较低马赫数下的电子密度和电离松弛时间。我们过去也使用微波透射仪,反射仪和简单干涉仪对  $\phi 800\text{mm}$  激波管中的电子密度进行了系统地测量<sup>[4,5]</sup>。

但是,反射法和吸收法的测量灵敏度都比较低,精度也不高。当等离子体中电子密度起伏较大时,简单干涉仪就变得不太可靠了。我们过去虽然研制了一种高灵敏度的微波透射仪和反射仪<sup>[6]</sup>,可是它的测量精度仍不太高。

本文中我们采用了微波条纹干涉仪,它不仅提高了测量的灵敏度,而且具有较高的抗干扰能力和可靠性。

## 二、条纹干涉仪结构和工作原理

图 1 给出了微波条纹干涉仪的方框图。锯齿波发生器一方面输出给 SBT-5 示波器的 Y 轴,另一方面用来调制微波信号源的反射速调管。锯齿波频率在 100—300KC,幅值在 30—70V。被调频以后的微波信号经 E-T 接头分成两路。其中一路信号由发射天线发出穿过被测等离子体再经接收天线接收以后到达魔 T,称为测量支路。另一路经过 20 米左右的长波导以后到达魔 T,称为参考支路。这两路信号在魔 T 处发生干涉。由于两条路径的程长不同,它们到达魔 T 时将会出现相位差<sup>[7]</sup>。

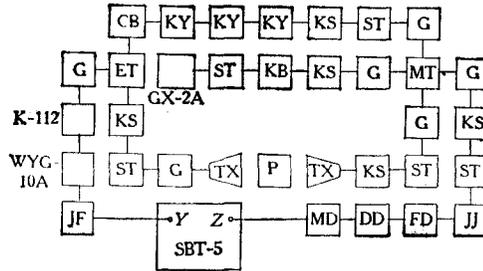


图 1 8mm 微波条纹干涉仪方框图

WYG-10A	速调管电源	K-112	反射速调管	G	隔离器
ET	E-T 波导接头	CB	长波导	KY	可变移相器
KS	可变衰减器	ST	双 T 调配器	MT	魔 T
TX	天线	P	等离子体	KB	波长表或频率计
GX-2A	功率计	JJ	晶体检波器	FD	负载电阻
DD	对比电路	MD	脉冲电路	JF	锯齿波发生器

$$\Delta\phi(t) = 2\pi L \left( \frac{\lambda_g}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\lambda_g} \frac{\Delta f(t)}{f} \quad (1)$$

其中  $\lambda$  为自由空间波长;  $\lambda_g$  为波导波长;  $L$  为参考支路和测量支路之间的路程差;  $f$  为所使用微波的中心工作频率;  $\Delta f(t)$  为电子调谐(即锯齿波调制)产生的频偏。由于锯齿波周期性地调制,频偏  $\Delta f(t)$  发生周期性地变化,相位差  $\Delta\phi(t)$  也就周期性地变化。因而从魔 T 输出的微波干涉信号将是一系列周期性的干涉峰。经过对比电路和脉冲电路以后将变成一组周期性的尖脉冲输入到 SBT-5 示波器的 Z 轴。在每一个周期的锯齿波中,示波器 Y 轴上将会出现若干个亮点,整个萤光屏上将得到明暗相间的干涉条纹。两个干涉条纹之间的相移相差  $2\pi$ 。

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

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

对于电磁波在无磁场,无限大,均匀等离子体中传输的情况,折射率  $n$  将表示成<sup>[7]</sup>

$$n = \left\{ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right) + \frac{1}{2} \left[ \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \right)^2 + \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

其中  $\nu$  为电子的碰撞频率,  $\omega_p$  为等离子体的特征频率,  $\omega$  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(3)可以简化成:

$$n \approx \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{n_e}{n_{e,c}} \quad (4)$$

其中  $n_{e,c}$  为微波的截止密度,这时公式(2)可以写成

$$\Delta\phi_p = \frac{\pi z n_e}{\lambda n_{e,c}} \quad (5)$$

或

$$n_e = 1.184 \times 10^2 \frac{f \Delta \phi_p}{z} \text{ (cm}^{-3}\text{)} \quad (6)$$

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。

本工作是在  $\phi 800\text{mm}$  激波管<sup>[8]</sup>中进行的。使用了喇叭型发射天线和接收天线。采取了两种安装形式: 一种是将天线放在激波管横向对开玻璃窗口的两侧, 这时微波所穿过的等离子体厚度  $z$  约为  $80\text{cm}$ 。另一种是将天线放在激波管内部的横向支架上。天线口部用介质导流板封住, 以防对来流产生扰动。接收天线周围安装了微波吸收层, 以克服管内壁反射的干扰。在穿过激波管管壁法兰处,  $8\text{mm}$  微波干涉仪使用波导-聚四氟乙稀封接。  $3\text{cm}$  微波干涉仪则使用同轴电缆封接。将发射天线和接收天线都安装在激波管内部以后, 就可以自由地选取所需的等离子体厚度  $z$ 。

本文使用的  $3\text{cm}$  微波条纹干涉仪的中心工作频率为  $f = 9.073\text{GC}$ 。  $8\text{mm}$  微波条纹干涉仪的中心工作频率为  $f = 33.63\text{GC}$ 。实验中, 相移的测量精度一般可以读出  $1/10$  到  $1/20$  个条纹。从公式 (5) 或 (6) 即可得知, 当  $z = 80\text{cm}$  时,  $3\text{cm}$  干涉仪所能测到的最低电子密度是  $4 \times 10^9/\text{cm}^3$ ,  $8\text{mm}$  干涉仪所能测到的最低电子密度是  $1.5 \times 10^{10}/\text{cm}^3$ 。它们的灵敏度比一般的透射仪和反射仪高了一个多量级。在静态标定中, 当参考支路相位连续改变到  $540^\circ$  以上时, 干涉条纹都能连续均匀地移动。当测量支路信号衰减  $10$  到  $20$  分贝时, 干涉条纹仍不发生明显的畸变, 表明本干涉仪的可靠性和抗干扰能力是良好的。

### 三、实验结果

图 2 给出了在  $P_1 = 3 \times 10^{-1}\text{mmHg}$ ,  $Ma_s = 10.4$  到  $14.5$  之间, 使用  $8\text{mm}$  和  $3\text{cm}$  条纹干涉仪所测得的正激波后的峰值电子密度。并与以前  $8\text{mm}$  透射仪<sup>[5]</sup>的测量结果和理论计算值做了比较。图 3 给出了在  $P_1 = 1\text{mmHg}$ ,  $Ma_s = 8.9$  到  $11.5$  之间, 使用干涉仪所测得的正激波后的峰值电子密度。并与以前  $8\text{mm}$  透射仪<sup>[5]</sup>的测量结果及理论计算的结果做了比较。等离子体厚度分别采用  $z = 13\text{cm}$ ,  $20\text{cm}$ ,  $37\text{cm}$ ,  $80\text{cm}$  几种实验条件。从图 2 和图 3 可以看出: 微波条纹干涉仪的测量结果与以前透射仪的结果<sup>[5]</sup>是一致的, 并且与理论计算的平衡电子密度很接近。而且在不同等离子体厚度条件下实验测量的结果相互之间符合得也比较好。证明测量结果是可靠的。

De Boer<sup>[9]</sup> 曾经使用离子搜集探针, 在激波管起始压力  $P_1 = 5 \times 10^{-2} - 4 \times 10^{-1}\text{mmHg}$ ,  $Ma_s = 6 - 9$  的较低马赫数范围内测量了正激波后的离子密度。他在离子密度  $n_i$ -温度  $T$  的坐标图中按照同一温度下  $n_i \propto P_1^{1/2}$  的规律, 将不同  $P_1$  条件下的实验结果, 约化在一条曲线附近。这时的温度范围大约从  $2100^\circ\text{K}$  到  $2900^\circ\text{K}$ 。这与  $3000^\circ\text{K}$  以下理论计算的平衡离子密度是一致的。后来 Frohn 和 De Boer<sup>[10]</sup> 又将测量范围扩大到  $P_1 = 5 \times 10^{-1} - 40\text{mmHg}$ ,  $Ma_s = 7.2 - 12.8$ , 这时温度范围约为  $2800 - 4400^\circ\text{K}$ 。在约化不同  $P_1$  条件下的实验数据时, 他们仍然借用了同一温度下  $n_i \propto P_1^{1/2}$  的关系式。应当指出, 从理论计算的平衡电子密度随  $T$ 、 $P_1$  的变化来看, 当  $T > 3500^\circ\text{K}$  时,  $n_i \propto P_1^{1/2}$  的这一近似关系已经存在较大的偏差。我们在图 4 中给出了  $P_1 = 1 \times 10^{-2} - 1\text{mmHg}$ ,  $T = 3000 - 6000^\circ\text{K}$

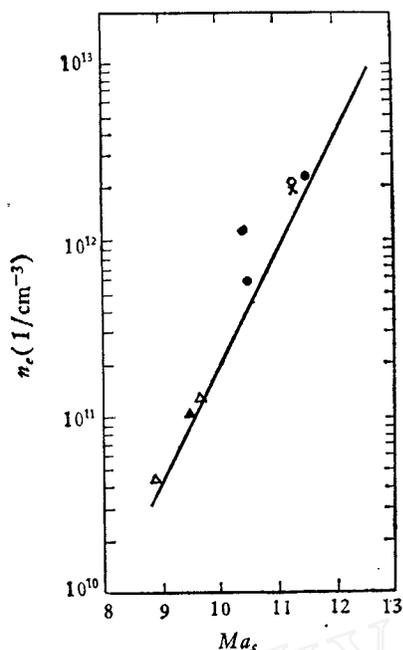


图2 正激波后峰值电子密度,  $P_1 = 3 \times 10^{-1} \text{mmHg}$

- 8mm 透射仪<sup>[11]</sup>  $z = 80\text{cm}$ ;
- × 8mm 干涉仪  $z = 13\text{cm}$ ;
- △ 3cm 干涉仪  $z = 20\text{cm}$ ;
- ▲ 3cm 干涉仪  $z = 37\text{cm}$ ;
- 理论计算(据文献[11],[12]的表).

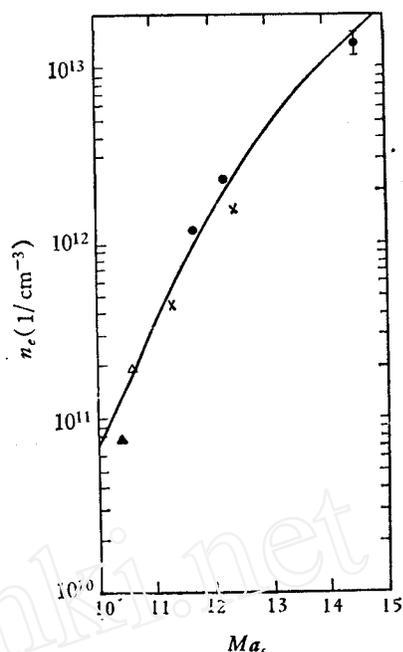


图3 正激波后峰值电子密度,  $P_1 = 1\text{mmHg}$

- 8mm 透射仪<sup>[11]</sup>  $z = 80\text{cm}$ ;
- 8mm 透射仪  $z = 13\text{cm}$ ;
- × 8mm 干涉仪  $z = 13\text{cm}$ ;
- △ 3cm 干涉仪  $z = 20\text{cm}$ ;
- ▲ 3cm 干涉仪  $z = 37\text{cm}$ ;
- 理论计算(据文献[11],[12]的表).

范围内理论计算的平衡电子浓度  $n_e$  随  $T$  的变化曲线。

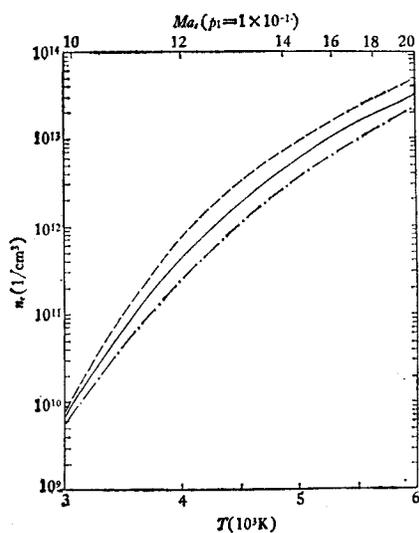


图4 高温空气平衡电子密度(据文献[11],[12]图表计算)  
 ——  $1/3.16 n_e(P_1 = 1\text{mmHg})$     - - -  $n_e(P_1 = 1 \times 10^{-1}\text{mmHg})$   
 ·····  $3.16 n_e(P_1 = 1 \times 10^{-2}\text{mmHg})$

为了探讨  $\phi 800\text{mm}$  激波管中所测电子密度  $n_e$  与起始压力  $P_1$  的关系。我们根据本文和作者以前的部分测量结果<sup>[4,5]</sup>,发现在同一马赫数下,近似存在着  $n_e \propto P_1$  的关系。图5中以  $n_e$  和  $Ma_s$  为坐标,按照同一  $Ma_s$  下  $n_e \propto P_1$  的经验关系式,将  $P_1 = 1 \times 10^{-2} - 1\text{mmHg}$ ,  $Ma_s = 9 - 22.5$  的全部实验点都约化成  $P_1 = 1 \times 10^{-1}\text{mmHg}$  状态下。这些实验点分别采用 3cm 透射仪; 8mm 透射仪; 3cm 和 8mm 高灵敏度透射仪; 8mm 高灵敏度反射仪; 3cm 和 8mm 普通干涉仪; 3cm 和 8mm 条纹干涉仪等测量手段所得到。从图中清楚地看到,几乎全部实验点都落在  $P_1 = 1 \times 10^{-1}\text{mmHg}$  状态理论计算曲线的附近。证明了这一

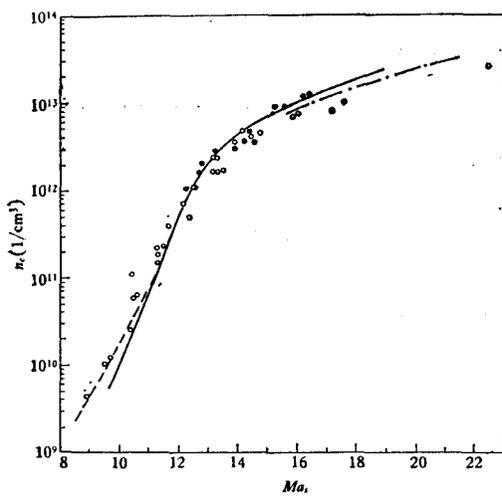


图 5 正激波后峰值电子密度随起始压力和马赫数变化的规律

- $n_e$ , 理论 ( $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$ )
- - -  $\frac{1}{10} n_e$ , 理论 ( $P_1 = 1 \text{mmHg}$ )
- · -  $10 n_e$ , 理论 ( $P_1 = 1 \times 10^{-2} \text{mmHg}$ )
- $n_e$ , 实验 ( $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$ )
- $n_e$ , 实验 ( $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$ ), 按照  $n_e \propto P_1$  的关系约化到  $P_1 = 1 \times 10^{-1}$  的状态

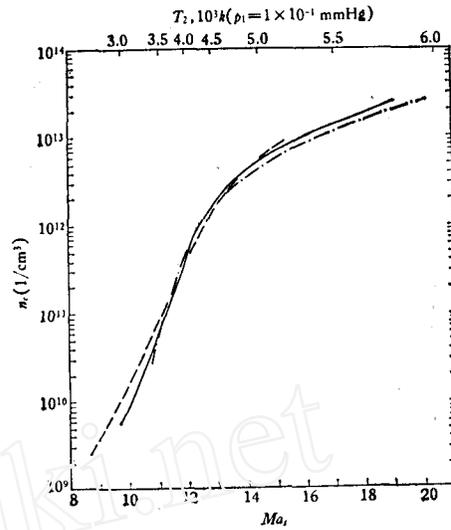


图 6 高温空气平衡电子密度随  $P_1$  和  $Ma_s$  的变化规律

- - -  $\frac{1}{10} n_e (P_1 = 1 \text{mmHg})$
- $n_e (P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg})$
- · -  $10 n_e (P_1 = 1 \times 10^{-2} \text{mmHg})$

经验关系式有较好的概括性。图 6 中我们在  $n_e - Ma_s$  图中将  $P_1 = 1 \text{mmHg}$  和  $P_1 = 1 \times 10^{-2} \text{mmHg}$  的理论曲线(根据文献 [11, 12] 的图表计算而得)按照  $n_e \propto P_1$  的经验关系约化到  $P_1 = 1 \times 10^{-1} \text{mmHg}$  状态下。从图中可以看到,在  $Ma_s = 11-17$  的范围内三条理论曲线之间相差不大。这就证明了在这一较宽的  $Ma_s$  范围内,我们从实验所得到的在同一  $Ma_s$  下  $n_e \propto P_1$  的经验关系式与理论计算的结果是一致的。

以上的结果表明了微波条纹干涉仪所测量的电子密度是比较准确的。因此,从原则上讲,我们根据微波条纹干涉仪测定的电子密度,再结合微波透射仪所测得的电波穿过等离子体的衰减,就可以定出激波加热等离子体中的碰撞频率  $\nu$ , 进而可以得到低能慢电子对中性粒子的散射截面。

文献 [7] 给出了电磁波在无磁场、无限大、均匀等离子体中传输时,电波衰减系数  $\alpha$  与等离子体中的电子密度和碰撞频率之间的关系

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

当  $\omega^2 \gg \omega_p^2$ ,  $\omega^2 \gg \nu^2$  时,公式 (7) 可简化成

$$\alpha = \frac{\omega}{2c} \left[ \left( \frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{\nu}{\omega} / \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right] = \frac{\nu}{2c} \left[ \frac{n_e}{n_{e,c}} / \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{e,c}}} \right] \quad (8)$$

等离子体中电子的碰撞频率

$$\nu = \nu_{ei} + \nu_{en} \quad (9)$$

其中电子与正离子的碰撞频率

$$\nu_{ei} = \left( \frac{8KT}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_i Q_{ei} \quad (10)$$

其中  $K$  为玻尔兹曼常数;  $m_e$  为电子质量;  $n_i$  为正离子的数密度;  $Q_{ei}$  为电子与正离子的碰撞截面. 当电离度较小时, 一般有  $\nu_{ei} \ll \nu_{en}$ . 这时我们可以采用近似的理论公式来计算  $Q_{ei}$ <sup>[13,14]</sup>

$$Q_{ei} = (20.2 \times 10^{-6}/T^2) \lg [221 \times T/n_e^{1/3}] \quad (11)$$

或<sup>[15,16]</sup>

$$Q_{ei} = (7 \times 10^{-6}/T^2) \lg (2.8 \times 10^6 T/n_e^{1/3}) \quad (12)$$

而电子与中性粒子的碰撞频率

$$\nu_{en} = \left( \frac{8KT}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_n Q_{en} \quad (13)$$

根据微波条纹干涉仪测得的电子密度  $n_e$  及微波透射仪测得的衰减常数  $\alpha$  值, 利用公式 (8) 就可以定出总碰撞频率  $\nu$ . 再结合公式 (9)、(10)、(11) 或 (12) 即可得到  $\nu_{en}$ , 再从公式 (13) 就可定出与实验时等离子体温度  $T$  相对应的慢电子与中性分子的平均碰撞截面  $Q_{en}$ .

表 1 中给出了  $P_1 = 1 \text{ mmHg}$ ,  $Ma_s = 10.5, 11.3, 11.5$  三个状态下所定出来的电离空气中慢电子与中性分子的平均碰撞截面. 在  $P_1 = 1 \text{ mmHg}$ ,  $T = 3500-4000^\circ\text{K}$  的空气中氮的解离度很小, 这时空气的中性成分以氮分子为主. 本实验中定出的平均截面与对应温度下电子与氮分子碰撞截面理论值<sup>[17]</sup>接近.

表 1 电子与中性分子的平均碰撞截面

$Ma_s$	$T(10^3^\circ\text{K})$	$n_e(10^{11}/\text{cm}^3)$	$\nu(10^9/\text{秒})$	$\nu_{ei}(10^9/\text{s})$	$\nu_{en}(10^9/\text{s})$	$Q_{en}(10^{-16}\text{cm}^2)$
10.5	3.51	5.2	8.2	0.045	8.2	6
11.3	3.83	19	14.2	0.12	14.1	9.6
11.5	3.93	25	10	0.17	9.8	6.6

#### 四、结 论

本文的实验结果表明, 作为激波管中电子密度的诊断, 微波条纹干涉仪是一种比较好的测量手段. 它有高的测量灵敏度和精度, 又有好的抗干扰能力, 因此比较可靠. 从空气起始压力  $P_1 = 1 \times 10^{-2} - 1 \text{ mmHg}$ , 激波马赫数  $Ma_s = 9 - 22.5$  范围内大量实验结果表明在同一马赫数下存在着  $n_e \propto P_1$  的近似关系. 由实验得到的这一规律与理论计算的结果也是符合的.

高温气体中微波衰减系数的测量可作为决定慢电子与分子平均碰撞截面的一种手段.

在本文工作中得到刘铁群和崔滨生同志热情帮助, 特致谢意.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Lin, S. C. et al., *Physics of Fluids*, **5**, 12(1962), 1633.
- [ 2 ] Баженова, Т. В., Физическая газодинамика Теплообмен и Термодинамика газов высоких температур (1962), 120.
- [ 3 ] Баженова, Т. В., Физическая Газодинамика и свойства Газов при высоких температурах (1964), 17
- [ 4 ] 竺乃宜, 李学芬, 力学学报, 5(1981), 507.
- [ 5 ] Zhu Naiyi and Li Xuefen, Proceedings of the 13th International Symposium on Shock Tubes and Waves (1981), 528.
- [ 6 ] 竺乃宜, 李学芬, 等离子体快报, 1(1981), 14.
- [ 7 ] Heald, M. A., Wharton, C. B., Plasma diagnostics with microwaves, John Wiley and Sons, New York (1965).
- [ 8 ] 竺乃宜, 李红德, 邹惠良, 李连祥, 力学学报, 3(1978), 234.
- [ 9 ] De Boer, P. C. T., *The Review of Scientific*, **37**, 6 (1966), 775.
- [ 10 ] Frohn, A and DeBoer, P. C. T., *AIAA. J.*, **5**, 2(1967), 261.
- [ 11 ] Hilsenrath, J. H., Klein, M., N.B.S. AEDC-TR-65-58 (1965).
- [ 12 ] Feldman, S. Hypersonic Gas Dynamic Charts For Equilibrium Air, AVCO EL: (1957).
- [ 13 ] Гинзбург, В. Л., Гуревич, А. В., *Усп. Физ. Наук*, **70** (1960), 201.
- [ 14 ] Колесников, В. Н., *Ж. Э. Т. Ф.*, **42** (1962), 1001.
- [ 15 ] Константинов, О., *Ж. Э. Т. Ф.* (1964), 1664.
- [ 16 ] Исмаилова, Л., Илим (1963), 3.
- [ 17 ] McDaniel, W., Collision Phenomena in Ionized Gases (1964).

## THE INVESTIGATION OF IONIZATION PHANOMENA OF SHOCK TUBE USING MICROWAVE INTERFEROMETER

Zhu Naiyi Li Xuefen

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

### Abstract

This paper presents the structure and the working principle of a microwave interferometer. The working wavelengths of the instrument are 8 mm and 3 cm respectively. The sensitivity and precision are one or two order higher than those with ordinary microwave transmission and microwave reflection methods. And the anti-disturbance capacity is very good. Therefore it is a reliable method for the measurement of electron density in plasma.

The results obtained agree with the previous ones obtained by other methods, over the range of  $P_1 = 1 \times 10^{-2} - 1$  mmHg,  $Ma_s = 9-22.5$ , in air. By using our data obtained by this method and the others, an approximate equation  $n_e \propto P_1$  is obtained for constants  $Ma_s$ . And this approximate equation agrees with the theoretical prediction.

Moreover, the average collision cross-section between a slow electron and a neutral particle is measured at several different temperatures using both the interferometer and the transmission methods.