

## 朗缪尔探针法测量横流 CO<sub>2</sub> 激光器的电子密度

魏在福 程兆谷 王润文

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 本文讨论了探针在流动等离子体中的鞘层变化, 在厚鞘层情况下, 用朗缪尔探针测量了在不同偏压和主放电电流下的离子电流, 并计算出不同放电电流下的电子密度, 给出了电子密度的顺流分布。

**关键词:** 朗缪尔探针, 鞘层, 离子电流, 电子密度

### Measurement of electron density in a transverse-flow CO<sub>2</sub> laser by Langmuir electrostatic probe

Wei Zaifu, Cheng Zhaogu, Wang Runwen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** The change of the sheath in the flowing plasmas is discussed. The ion current is measured by using Langmuir electrostatic probe in various bias and D. C. current in the thick sheath, and the electron densities in various D. C. current by the relation of electron density versus ion current, are calculated and the electron density along the gas flow are presented.

**Key words:** Langmuir electrostatic probe, sheath, ion current, electron density

### 一、引言

在研究气体激光器机制的过程中, 为了对某种体系作出有意义的理论模型, 电子密度  $n_e$  的数值是个重要的参量, 因为许多动力学反应速率直接依赖于这个参量。等离子体诊断广泛采用朗缪尔探针法、光谱法和微波法。一般小功率和中等功率电激励激光器中, 电子密度在  $10^{11} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度在  $0.5 \sim 5 \text{ eV}$  范围内, 这时采用静电探针和微波法较好<sup>[1]</sup>。

1973年, Sedgwich<sup>[2]</sup> 首次用朗缪尔单探针测量了横流自持放电 CO<sub>2</sub> 激光器的电子衰减速率, 我们采用这种技术, 来测量横流 CO<sub>2</sub> 激光器的电子密度。

### 二、测量装置

电子密度测量装置如图 1 所示, 实验用的探针直径为  $0.7 \text{ mm}$ , 探针用石英玻璃管严格屏蔽, 以免导致测量误差, 探针放在阴阳极中间合适的位置, 露在等离子区中的探针长度为  $10 \text{ mm}$ , 在探针上加一个可调的直流偏压, 用来调整探针上的电位。

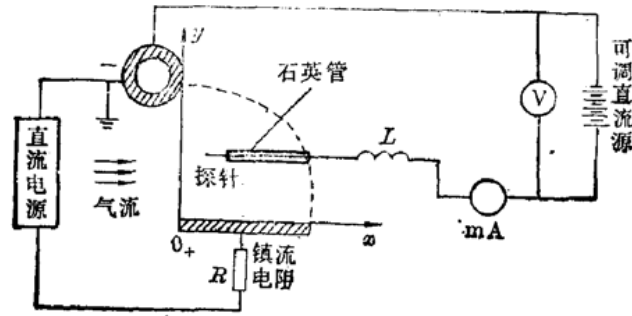


图1 电子密度测量装置图

### 三、离子电流的测量

当探针电位比它所处的等离子体电位低时，等离子体中的正离子被吸向探针，而电子则被探针排斥。稳定时，在探针表面形成一层正空间电荷层，称为鞘层，它屏蔽了探针的电位。在鞘层以外探针对等离子体没有影响，而鞘层的压降  $V_p$  为探针电位与它所在点等离子体电位之差。可见，通过调节探针的电位，可使鞘层压降  $V_p$  变化，从而探针上电流也变化。

在激光器工作气压为 42 Torr，风速 50 m/s，维持主放电电流 20 A，测得如图 2 所示离子电流随鞘层压降变化曲线。离子电流与鞘层压降有着简单的线性关系。当固定  $V_p = 30$  V，改变激光器的放电电流，得到如图 3 所示的离子电流随主放电电流的变化关系。

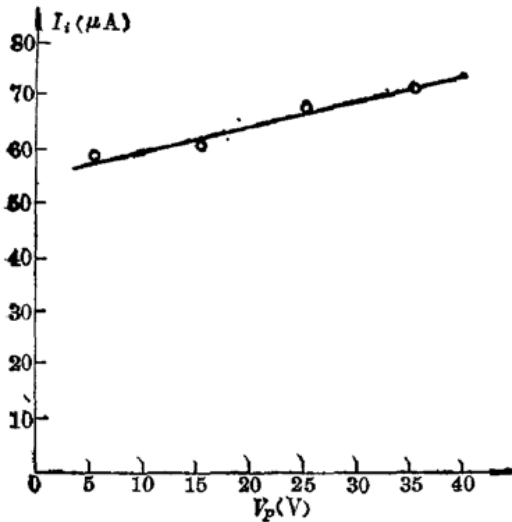


图2 实验测得的离子电流与鞘层压降的关系

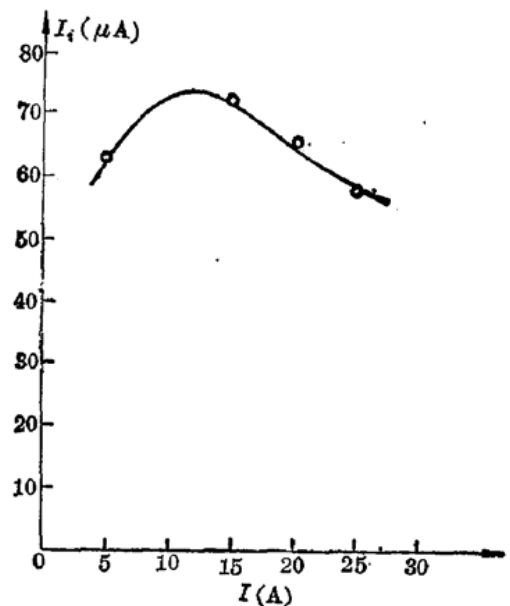


图3 离子电流随放电电流的变化关系

由图 3 可见，随放电电流增大，开始离子电流也相应增大，当  $I = 12$  A 时，离子电流  $I_i$  达到最大  $74 \mu A$ ，随后离子电流又逐渐减小。这是由于放电电流的增大导致气体温度升高，气体密度减小，电子自由程增长，因而电子迁移率增大，所以原来不能进入鞘层的电子，一部分穿过鞘层飞抵探针，导致离子电流读数的减小。

#### 四、流动等离子体的鞘层讨论

1964年, Lam<sup>[3]</sup>发表了有关流动等离子体理论方面的论文, 他的理论对以后流动等离子体研究起了重要作用。对于静态等离子体, 通常用两个泊松方程来描述电子和离子电流。对流动的等离子体, 必须考虑对流产生的影响, 因此, 引入一个速度矢量  $V^{[4]}$ , 则有

$$V \cdot \nabla n_i + \nabla \cdot \Gamma_i = 0 \quad (1)$$

$$V \cdot \nabla n_e + \nabla \cdot \Gamma_e = 0 \quad (2)$$

式中

$$\Gamma_i = D_i \nabla n_i - e \mu_i n_i E \quad (3)$$

$$\Gamma_e = -D_e \nabla n_e - e \mu_e n_e E \quad (4)$$

式中,  $n_i, n_e$  分别是离子和电子密度;  $\Gamma_i, \Gamma_e$  分别是离子和电子的通量;  $D_i, D_e$  分别是离子和电子的扩散系数;  $\mu_i, \mu_e$  分别是离子和电子的迁移率;  $E$  是电场强度。

设离探针无穷远处边界条件:  $\chi=0$ ,  $\chi$  是探针归一化电位。当电子温度等于离子温度, 在大的电雷诺数情况下, 有下列方程<sup>[4]</sup>:

$$\begin{aligned} & \frac{2\partial^2 N_i}{\partial \eta^2} - \left( V_x \frac{\partial N_i}{\partial x} + V_y R_e^{\frac{1}{2}} \frac{\partial N_i}{\partial \eta} \right) \\ & = R_e \alpha^2 \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{\partial \chi}{\partial \eta} \frac{\partial^2 \chi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^3 \chi}{\partial \eta^3} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

式中,  $N_i$  是归一化离子数密度;  $x, y$  是边界坐标系两垂直轴,  $x$  平行于探针表面,  $y$  垂直于探针表面;  $\alpha$  为归一化探针尺寸;  $R_e$  是电雷诺数;  $\eta = y R_e^{\frac{1}{2}}$ ;  $V_x, V_y$  是沿  $x, y$  轴两速度分量。方程(5)第一项表示扩散电流, 第二项表示对流电流, 第三项表示在鞘层电场作用下离子电流。如果  $R_e \alpha^2 \chi^2 \ll 1$ , 第三项可忽略, 忽略鞘层电场的影响, 电流由扩散和对流决定, 我们称该区为扩散对流区。如果  $R_e \alpha^2 \chi^2 \gg 1$ , 第一项可忽略, 电流由对流和鞘层场决定, 另外, 如果  $R_e \alpha^2 < 1$ , 那么, 所有的离子将由于鞘层场的作用而进入鞘层到探针上去, 我们称该区为鞘层对流区。然而, 如果  $R_e \alpha^2 > 1$ , 鞘层场使小部分离子进入鞘层到探针上去, 则称该区为  $E$  场对流区。本文讨论的是第二种情况, 即鞘层对流区, 是属于厚鞘层情况, 这里  $R_e \alpha^2 \chi^2 \gg 1$ ,  $R_e \alpha^2 > 1$ 。

#### 五、电子密度计算

为了从离子电流数据确定电子密度, 首先必须弄清探针的工作特性, 这里需要几个无量纲参量:

##### 1. 电的雷诺数<sup>[2]</sup>:

$$R_e = 2 \mu_f r_p e / \mu_i k T_e \quad (6)$$

这里  $\mu_f$  是气体流速,  $r_p$  是探针半径,  $e$  是电子的电量;  $\mu_i$  是离子迁移率;  $T_e$  是电子温度,  $k$  是玻尔兹曼常数。

##### 2. 归一化探针尺寸:

$$\alpha = L_a / 2 r_p \quad (7)$$

其中  $L_d$  是德拜屏蔽长度:

$$L_d = \left[ \frac{2 \varepsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

式中,  $n_e$  是电子密度,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数。等离子区探针归一化电位为

$$\chi = eV_p / kT_e \quad (9)$$

在实验中, 探针露在等离子区的长度为 10 mm, 探针半径为 0.7 mm, 气体流速 ( $\mu_f$ ) 为 50 m/s。电子温度取作  $T_e = 1\text{eV} = 11600\text{K}$ , 则离子的迁移率为  $\mu_i = 0.02\text{m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ , 德拜长度取作  $L_d = 3 \times 10^{-5}\text{m}$ , 在鞘层压降  $V_p = 30\text{V}$  时, 计算得  $\alpha = 0.02$ ,  $\chi = 30$ , 电的雷诺数  $R_e = 3.5$ , 由以上数据得:  $R_e \alpha^2 \chi^2 = 1.26 > 1$ , 这表明鞘层半径比探针半径大得多, 获得的离子电流由气体流速决定, 由此, 我们可用 Smy 关于厚鞘层离子电流的关系式来计算电子密度。对球型探针离子电流为<sup>[4]</sup>

$$I_i = \pi (n_e e \mu_f)^{6.0} (6 \varepsilon_0 \mu_i)^{0.4} (V_p r_p)^{0.8} \quad (10)$$

对于柱型探针须再乘以一个 12.5 的系数<sup>[2]</sup>。代入上述数据得

$$n_e = 9.52 \times 10^{13} (I_i)^{1.67} \quad (11)$$

由(11)式, 根据测得的离子电流, 就可以计算出电子密度。

## 六、实验结果

在工作气体组分为 CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He=1:7:13, 气压为 42 Torr, 风速为 50 m/s 条件下, 维持鞘层压降  $V_p = 30\text{V}$ , 改变激光器主放电电流, 测得离子电流, 根据公式(11)得到电子密度, 如图 4 所示。由图可见, 电子密度并不是随放电电流的增大而一直增大。这可能是由于过大的放电电流, 导致气体温度升高, 密度减小, 一方面这会使电子向电极移动速度加快; 另一方面, 气体温度的升高会产生大量的 O<sub>2</sub>、NO、NO<sub>2</sub>、CO 等有害气体, 这些有害气体在气体放电中附着电子而形成负离子, 附着过程的截面很大, 从而消耗大量的电子。因此, 电子的热运动加快和负离子的形成导致放电空间电子密度  $n_e$  的减小。如果加大气体的流速, 降低气体温度, 可减小这一效应。

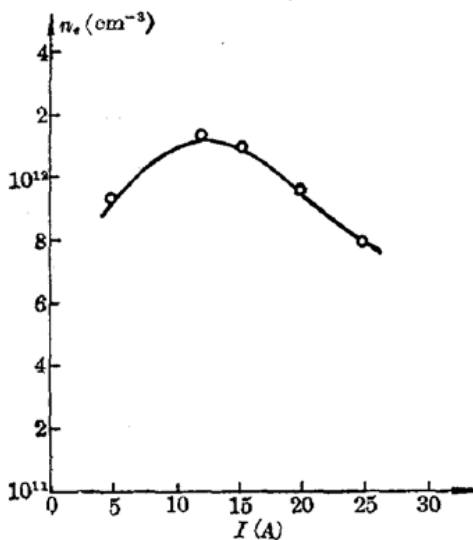


图 4 电子密度随放电电流的变化关系

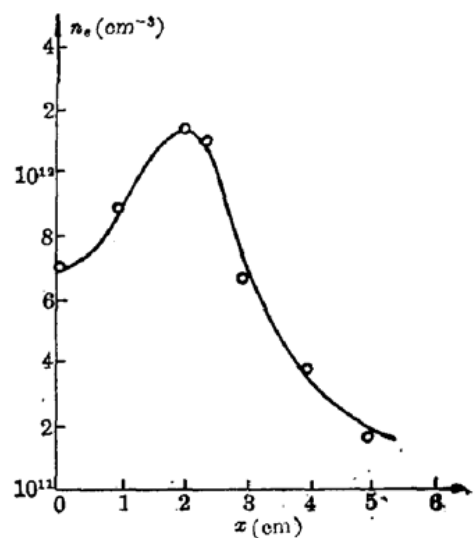


图 5 电子密度的顺流分布

(下转第 523 页)

Casperson<sup>[9]</sup> 曾对谐振腔输出功率进行了理论分析,并对各种近似进行了讨论。他对非均匀加宽情况认为是很难近似,只可以用数值求解。本文在大量计算基础上,对非均匀加宽的近似作了初步的尝试,给出了简单的表达式。

### 参 考 文 献

- 1 W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, **34**, 3602 (1963)
- 2 W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, **36**, 2487 (1965)
- 3 W. W. Rigrod, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-14**, 377 (1978)
- 4 M. Rokni *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-14**, 464 (1978)
- 5 J. K. Rice *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-16**, 1315 (1980)
- 6 G. M. Schindler, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-16**, 546 (1980)
- 7 J. J. Ewing *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-15**, 368 (1979)
- 8 S. C. Lin *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **31**, 499 (1984)
- 9 L. W. Casperson, *Appl. Opt.*, **19**, 422 (1980)

(上接第 533 页)

在不改变气体组分和风速的情况下,维持鞘层压降  $V_p = 30$  V,主放电电流 15 A,沿气流方向( $x$  轴),测量不同位置的电子密度(电极沿气流方向的长度为 6 cm),其电子密度的顺流分布如图 5 所示。在横流放电  $\text{CO}_2$  激光器中,放电区等离子体区轮廓不对称,而随电极结构和风速而异,在  $x=0$  处,电子密度为  $6.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,在  $x=2.0$  cm 处,电子密度最大  $n_e = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。在  $y$  方向,由于电场的作用,电子从阴极向阳极漂移,但由于气流的作用,电子被吹向下游,作用结果电子密度最大的地方不在电极的上游,而是在顺流方向  $x=2.0$  cm 的地方。

利用单探针测量电子密度有一定的局限性,因为探针电位一定要以放电盒的阳极或阴极为参考点;另一方面,要测到饱和离子流,往往造成探针电流过大,使探针热效应增加,歪曲特性曲线。而且对等离子区干扰也严重。为了克服上述缺点,用双探针法较好。

感谢毛英立、陆宾等同志在实验中的大力协作。

### 参 考 文 献

- 1 庄国良等译,激光等离子体原理,上海科学技术出版社, p. 314
- 2 V. A. Seugui *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **60** (9), 3088 (1986)
- 3 S. H. Lam, *AIAA J.*, **2**(2), 256 (1964)
- 4 P. R. Smy, *Adv. Phys.*, **25** (5), 517~553 (1976)