

横流 CW CO₂ 激光器电子密度的研究

毛英立 程兆谷 王润文 邓志 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

用 Langmuir 静电探针测量 5 kW 横流 CO₂ 激光器放电等离子体, 根据 P. R. Smy^[1] 流动等离子体厚鞘理论进行分析, 表明在工作气压为 42 Torr、放电电流为 10~20 A 的情况下, 电子密度约为 $(1.7 \sim 3.1) \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ 的范围内, 并沿流向成非均匀分布, 其极大值出现在距阳极板上游边沿 3 cm 处。电子的连续性方程给实验结果以解释, 理论与实验较好地符合。

关键词: CO₂ 激光器; 电子密度; Langmuir 探针。

一、前 言

横向激励和流动技术的出现, 大大提高了 CO₂ 激光器单位放电长度的激光输出, 但也引起了光轴的漂移和增益空间不均匀等问题, 它们主要来自流场的影响, 放电电子密度不均匀分布以及因热吸收而产生的介质空间不均匀等方面。本文给出利用 Langmuir 静电探针测量放电区的电子密度及其沿流向的相对分布, 并用双极扩散理论给予解释。结果表明, 由于横向激励和流动, 电子密度的分布与圆柱放电管中中心对称分布的情况不同, 呈沿流向成非对称的分布。

二、实验装置与方法

对电子密度的测量是在 5 kW 横流 CO₂ 激光器上进行的, 该激光器具有双放电通道, 对每个放电通道而言, 其三轴(光轴、气体流向、放电方向)成正交结构如图 1 所示, 内部通水冷却的阴极管与分块镇流的阳极板组成放电电极, 长度为 110 cm, 阴阳极之间垂直距离为 38.5 mm, 阳极板沿流向长度为 60 mm; 光腔由全反射铜镜 R_1 和 ZnSe 输出窗口 R_2 组成。无激光输出时, 测量放电电子密度的装置如图 2 所示, OX 、 OY 、 OZ 分别代表气体流向、放电、光轴三个方向的坐标轴, 探针由套在石英管内的 Mo 丝构成, 半径 $r_p = 0.35 \text{ mm}$, 凸出在石英管之外的长度为 9.5 mm, 在空间位置移动, 首先由探针测出被测点的空间电位, 再由可调电源 u 相对于空间电位加负偏压 V_p , 测出此时的离子电流 I_i 。

对不同的等离子体状态, 利用 V_p 和 I_i 计算电子密度的方法有所不同, 为此首先分析几个无量纲参数, 电雷诺数 Re , 德拜数 α 和无量纲偏压 $\chi^{[2]}$:

$$Re = 2vr_p e / \mu_e k T_e \quad (1)$$

$$\alpha = (2\epsilon_0 k T_e / n_e e^2)^{1/2} / 2r_p \quad (2)$$

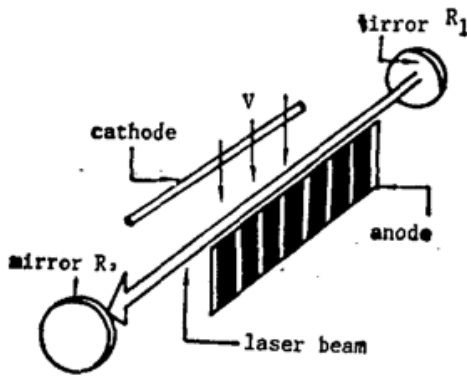


Fig. 1 The discharge region of 5 kW CW transverse-flow CO₂ laser

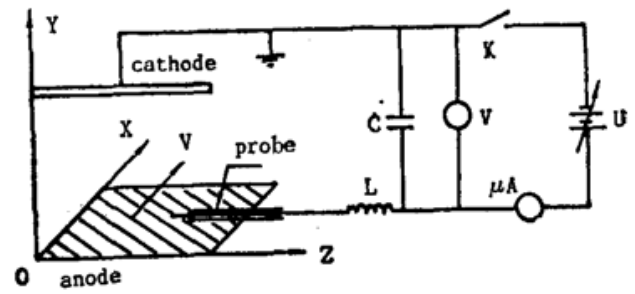


Fig. 2 The electron density measurement set-up

U —variable power supply, 0~1200V;
 C —isolation capacitor;
 L —filter inductor

$$\chi = eV_p / kT_e \quad (3)$$

其中流速 v 为 50 m/s, 探针半径 r_p 为 0.35 mm, 离子迁移率取 $0.02 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ^[2], 电子温度近似取 1.5 eV, 电子密度 n_e 一般在 $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 量级上, 负偏压 V_p 取 40 V, e 、 k 、 ϵ_0 分别为电子电荷、玻尔兹曼常数和真空介电常数。将各值代入(1)、(2)、(3)式, 得 $\text{Re}(\alpha\chi)^2 = 2.7 > 1$, 因此根据文献[1], 采用高压流动等离子体的厚鞘探测理论, 离子电流 I_i 应为^[1]:

$$I_i = \pi (n_e e v)^{3/5} (680 \mu_i)^{2/5} (V_p r_p)^{4/5} \quad (4)$$

此式适用于半径为 r_p 的球探针, 对于本实验中采用的半径 $r_p = 0.35 \text{ mm}$ 、长度 9.5 mm 的圆柱探针, 因接收面积的扩大而应将(4)式右端乘以 13.5^[1], 将各值代入(4)式即可得电子密度 n_e 与离子电流 I_i (μA) 和负偏压 V_p (V) 的关系式:

$$n_e = 8.9 \times 10^{10} (I_i^5 / V_p^4)^{1/3} \quad (5)$$

三、实验结果与分析

图 2 中, 当探针位于沿流向距阳极板上沿的位置 $x = 20 \text{ mm}$, 距阳极板的距离 $y = 19 \text{ mm}$ 时, 测量离子电流 I_i 随放电电流 I 的变化, 偏压 V_p 为 40 V, 得到图 3 的结果。可以看出随着 I 的增大, 电子密度逐渐增大而且变化速度有加快的趋势, 这主要是由于放电电流密度的增大而引起的, 电流密度 j_e 为:

$$j_e = en_e v_d \quad (6)$$

$$v_d = \frac{E}{N} \cdot \frac{8\pi e^2}{3m^2} \int_0^\infty \frac{u}{Q_1} \frac{\partial f}{\partial u} du \quad (7)$$

这里 v_d 、 m 、 f 和 u 分别为电子的漂移速度^[3]、质量、能量分布函数和能量, 电子与气体分子的碰撞动量转移截面 $Q_1 = \sum_n Q_m^n G^n$, 其中 Q_m^n 、 G^n 分别是电子与第 n 种气体分子的碰撞动量转移截面和第 n 种气体的比份, 在气体比份和总气压给定的条件下, Q_1 为常数。比电场 E/N 对于正常辉光放电, 其值基本不变, 因而 f 亦基本不变^[5], 也就是电子漂移速度 v_d 基本不变, 电子密度 j_e 的变化仅来自于 n_e , 电流 I 初始的增加一方面使得 j_e 增加同时使放电截面增大, 而随着 I 的继续增大, 放电截面将逐渐不再增大, I 的增加主要影响 j_e , 从而影响到电

子密度 n_e , 使得 n_e 随着 I 变化的趋势加快。众所周知, n_e 的增大无疑将对激光上能级的激发速率产生重要影响, 从而影响到激光的输出功率和效率。图 4 给出了激光输出功率和效率随放电电流变化的情况。以上我们讨论的都是正常辉光放电的条件下, 对于反常辉光放电, E/N 值将随电流 I 的增大而增大, 电子能量分布函数 f 和能量都将发生变化, 甚至由于各种因素而产生弧光放电, 激光功率大大下降, 情况与我们所讨论的有所不同。

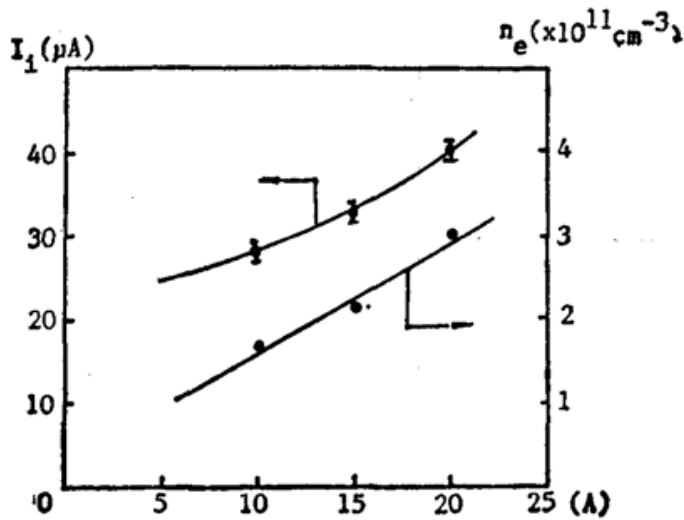


Fig. 3 I_1 & n_e vs. discharge current I

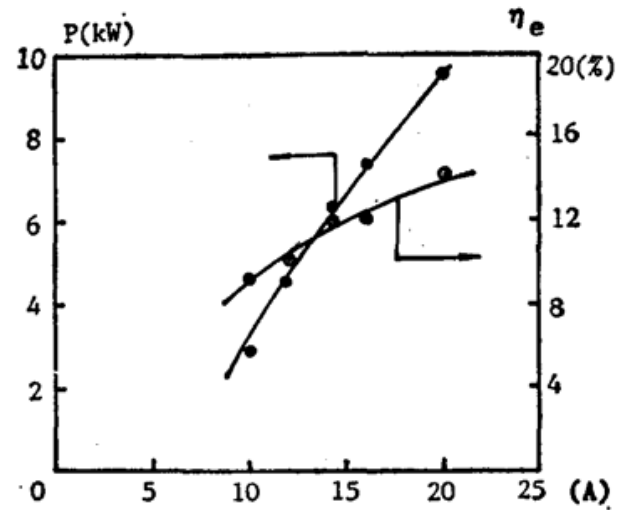


Fig. 4 Laser power & efficiency vs. discharge current I

将探针沿电场方向的位置固定在 $y=19$ mm 处, 沿气体流向移动探针, 测得电子密度沿流向的分布 $n_e(x)$ (给出的是 $n_e(x)$ 的相对值), 如图 5 所示。其中实线是基于双极扩散理论, 同时考虑了流动影响之后导出的理论曲线(请参阅附录)。圆圈代表实验值, 结果表明, 管板式器件电子密度 $n_e(x)$ 的最大值位于阴极下游。本实验中, 最大位置是在距阳极前沿 3 cm 处。由图 5 可以看出, 实验值与理论值基本相符, 但极大值较理论值略有前移, 而且实验点的尾部没有按照理论预期地降为零。主要由以下几种原因造成, 附录中在电子连续性方程中忽略了复合项和附着项的影响和电离频率 ν_I 的常数近似的影响。实际上, 上游的比电场 E/N 将略大于下游, 电子能量略高, ν_I 略大, 导致理论最大值的后移。另一方面, 附录方程(8)中的边界条件, 阳极板下沿和上沿电子密度之比 $n_e(l)/n_e(0)=0$ 是一级近似, 因等离子体有一定的衰减频率以及流场的影响都使得上述边界条件不能完全满足, 从而引起非零尾部。

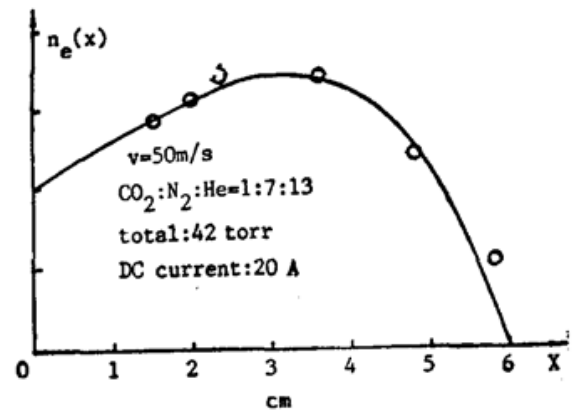


Fig. 5 Relative electron density distribution along flow direction

电子密度 $n_e(x)$ 的分布情况对于增益分布有直接的影响, 由文献[5]给出的简化公式, 小信号增益 $g_0 = \sigma_s \left(\frac{K_u}{\lambda_u} - \frac{K_1}{\lambda_1} \right) n_e$, 其中 σ_s 为激发截面, K_u 、 K_1 分别为上、下能级的激发速率, λ_u 、 λ_1 为上、下能级的弛豫速率。 g_0 的分布实际上与 n_e 的分布不同^[6], 但仍表明了两者间有密切关系。因此, $n_e(x)$ 的测量为光轴位置的选择和电极结构的合理设计提供了重要依据。

四、结 论

用 Langmuir 探针对管板式 5kW CW CO₂ 激光器的放电区进行测量, 表明了在工作条件下, 电子密度约在 10¹¹ cm⁻³ 量级上, 为进一步改进放电、采用新的放电手段提供了比较的参数。测量电子密度沿流向的分布以及研究流速对 n_e 空间分布影响, 对于研制合理的电极结构和选择合理的流场参数, 有一定的理论参考价值。进一步的工作将研究有预电离情况下电子密度的量级以及小信号增益空间分布与电子密度空间分布的关系。

感谢陆宾、赵国征、魏在福等同志在实验中给予的帮助。

附 录

图 6 为管板式横流 CO₂ 激光器的放电区, 在电场 y 方向的正柱区内, 电子密度 n_e 的变化不大^[7], 沿光轴 z 方向认为电极无限长, 也就是电子密度 n_e 均匀分布在此方向上, 考虑电子密度沿气流 x 方向的变化, 电子的连续性方程^[8] 和边界条件^[6] 为:

$$\left. \begin{aligned} \partial n_e / \partial t + \nabla(n_e u) &= \nu_I n_e - \nu_a n_e - \gamma n_e^2; \\ n_e(l) / n_e(0) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 ν_I、ν_a、γ 分别是碰撞电离频率, 附着频率和复合系数。在本文情况下忽略 ν_a、γ 两项, 也就是认为双极扩散为主^[9], n_e(l)、n_e(0) 分别为阳极板下沿和上沿处的电子密度值, u 为电子运动速度, 由扩散项和气体运动速度 v 组成:

$$n_e u = -D_a \nabla n_e + n_e v. \quad (9)$$

在定常流情况下 ∂n_e/∂t=0, 联立(8)、(9)式解得电子密度沿 x 方向的分布:

$$n_e(x) = n_e(0) \exp(vx/2D_a) \cos(\pi x/2l). \quad (10)$$

式中 D_a 为双极扩散系数, n_e(0) 的数值由下式决定:

$$I = \int_S e n_e(x) v_a dS = \int_S e n_e(0) \exp(vx/2D_a) \cos(\pi x/2l) v_a dS. \quad (11)$$

即电流密度对放电截面 S 的积分等于放电电流。由此决定了 n_e(x) 的绝对值。

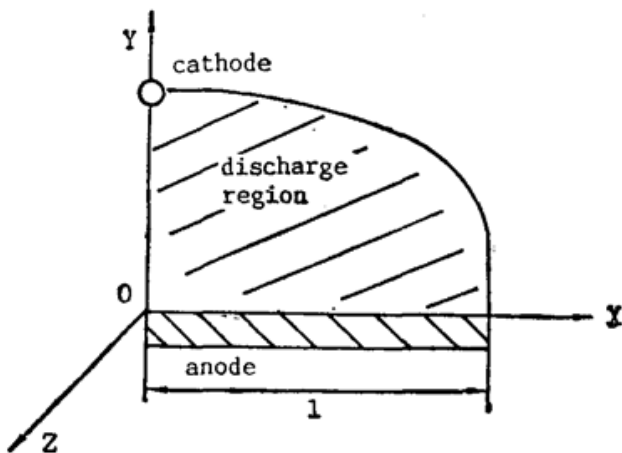


Fig. 6 The discharge cross-section

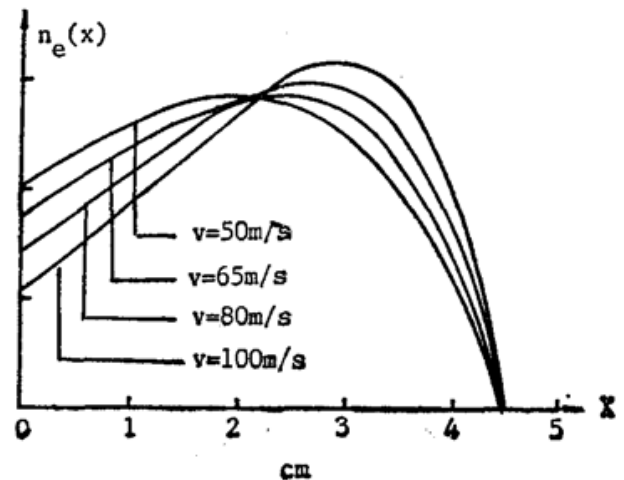


Fig. 7 The relative electron density distribution of different velocity

图 7 给出了不同流速下 n_e(x) 的相对值, 扩散系数 D_a=kT_eμ⁺/e, μ⁺ 为正离子迁移率。取 D_a=0.8m²/s^[8], 可以看出, 随着 v 的增大 n_e(x) 极大值逐渐后移。作为近似, 这里忽略了放电区内由热吸收产生的气体膨胀效应, 故 v 的增大使 n_e 沿流向分布更不均匀, 这也是横流 CO₂ 激光器较难获得对称均匀分布输出的原因之一。

参 考 文 献

- [1] P. R. Smy; *Advances in Physics*, 1976, **25**, No. 5 (May), 517~553.
[2] V. A. Seguin *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1986, **60**, No. 9 (Nov), 3088~3092.
[3] J. J. Lowke *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 10 (Oct), 4664~4671.
[4] W. J. Witteman; *«The CO₂ Laser»*, (Springer-Verlag, 1987), 150~151.
[5] 秋葉稔光等; *«レーザー研究»*, 1976, **4**, No. 3 (Dec), 242~248.
[6] 程兆谷等; *«中国激光»*, 1983, **10**, No. 12 (Dec), 821~825.
[7] A. Von Engel; *«Ionized Gases»*, (Oxford at the Clarendon press, 1965), 213.
[8] B. E. Cherrington; *«Gaseous Electronics and Gas Laser»*, (Pergamon Press, 1979), **99**, 115.
[9] 赫光生等; *«激光器设计基础»*, (上海科学技术出版社, 1979年, 第一版), 151.

Study of electron density in a high power CW transverse-flow CO₂ laser

MAO YINGLI, CHENG ZHAOGU, WANG RUNWEN, DENG ZHI AND WANG ZHIJIANG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 29 May 1989; revised 17 August 1989)

Abstract

Measurements of the electron density in a 5 kW CW transverse-flow CO₂ laser gas discharge are presented. Experiments were performed with a single Langmuir probe. Electron density was evaluated using P. R. Smys' thick sheath expression for a flowing plasma. The spatial distribution of electron density and an analysis using the electron continue equation are given. In the condition of pressure 42 Torr, discharge current 20 A, the electron density is about $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and along the flow, the distribution was unhomogeneous, the maximum value occurred at 3 cm from The top edge of the anode in the flow direction. The explanation of the experimental results is given by the continuity formulation of electrons, the theory coincides with the experiment.

Key words: CO₂ laser, electron density; langmuir probe.