

TEA CO₂ 激光器中均匀脉冲放电的 预电离条件

黄 彪

王欲知

(西安交通大学电子物理与器件研究所, 西安 710049)

(西南交通大学应用物理系, 成都 610031)

提要 本文建立了不考虑电压上升时间的均匀脉冲放电预电离条件, 所得结果和前人的实验数据符合较好, 修正了前人的研究成果。

关键词 TEA CO₂ 激光器, 气体放电

Preionization conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharge in TEA CO₂ laser

HUANG Biao

WANG Yuzhi

(Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049) (Southwestern Jiaotong University, Chengdu 610031)

Abstract Preionization conditions for the homogeneous formation of pulsed avalanche discharges without considering the voltage rising-time of electrical pulse are discussed. The results are in good agreement with the experimental data obtained by V. N. Karnyushin *et al.*

Key words TEA CO₂ laser, gas discharge

为了解决 TEA CO₂ 激光器中脉冲放电的均匀性问题, 人们采用了各种预电离技术, 并在不考虑电压上升时间的条件下, 对预电离均匀脉冲放电的机理进行了研究^[1,2]。本文建立的均匀脉冲放电的预电离条件修正了前人的研究成果, 为进一步在考虑电压上升时间的条件下, 精确建立 TEA CO₂ 激光器中均匀脉冲放电的预电离条件奠定了基础。

1 理 论

以下在不考虑电压上升时间的条件下, 论述为产生均匀脉冲放电, 在形成放电的过程中所需满足的两个预电离条件。

1.1 电子崩空间重叠条件

众所周知, 如预电离产生的初始自由电子密度 n_0 足够大, 在流光形成条件成熟前使初始电子崩充分重叠, 则不仅形成了均匀的等离子体密度, 而且可将空间电荷场的局部梯度减小至一定程度, 以至完全防止了流光的产生。

预电离电子在放电空间中通常是非均匀分布的。为了使问题简化,考虑如下的电子空间分布模型:每 N_0 个预电离电子组成一个电子集团,这些电子集团在放电空间中均匀分布;每个电子集团产生一个电子崩,这些电子崩在放电空间中均匀分布。其中 N_0 为产生一个电子崩的初始电子数,在模型中用来反映预电离非均匀性的影响。在均匀预电离及预电离非均匀性的影响不大的情况下,取 $N_0 = 1$ 。预电离非均匀性的影响大到一定程度时,可取 $N_0 = 2$ 。

电子崩头的高斯半径可表示为^[3]

$$R = \sqrt{4D\tau} \quad (1)$$

式中 D 为扩散系数, τ 为电子雪崩时间。当开始产生流光时,其对应的电子崩头扩散半径为

$$R_c = \sqrt{4Dt_c} \quad (2)$$

式中 t_c 为产生流光所需的电子雪崩时间。

要形成流光,电子崩中的电子数需达到一临界值 N_{crit} ,一般可取 N_{crit} 为 10^8 个电子^[3]。而

$$N_{\text{crit}} = N_0 \exp(\alpha W t_c) \quad (3)$$

故

$$t_c = \frac{\ln(N_{\text{crit}}/N_0)}{\alpha W} \quad (4)$$

其中 α 为电子的电离系数, W 为电子在电场中的漂移速率。此时一般电场较强,故可忽略电子的附着作用,而电子密度也不太大,又可忽略电子—离子复合过程的影响。

由爱因斯坦关系式知

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT_e}{e} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon}{e} \quad (5)$$

故

$$D = \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon}{e} \cdot \mu \quad (6)$$

其中 μ 为电子迁移率, T_e 为电子温度, ε 为平均电子能量, k 为玻尔兹曼常数, e 为电子电荷。将式(4)及式(6)代入式(2),可得

$$R_c = \left[\frac{8\varepsilon \ln(N_{\text{crit}}/N_0)}{3aeE} \right]^{1/2} \quad (7)$$

式中 E 为电场强度。

由于电子崩的密度为 (n_0/N_0) ,故电子崩头间的距离 L 为 $(n_0/N_0)^{-1/3}$ 。设电子崩中的电子均集中在其头部的一个半径为 R_c 的球体中,则比值 L/R_c 体现了电子崩间的重叠程度。当比值 L/R_c 减小至某一阈值 M 时,电子崩互相充分重叠,此时较均匀的空间电荷电场防止了线状流光的出现。对于阈值 M ,A. J. Palmer 取为 1^[1]。由于在电子崩头中,可认为电子分布是球对称的,电子密度与球半径 r 间具有 $\exp(-r^2/R_c^2)$ 的变化形式^[3],再考虑到电子崩在三维空间中均匀分布的几何模型,我们认为阈值 M 应小于 1。 M 的大小可在区间(0,1)内用优选法(如对分法)通过实验确定,这是一项十分复杂的工作。由于缺乏具体的数据,这里可简单地取 $M = 0.5$ 。

故保证均匀脉冲放电的重叠条件为

$$(n_0/N_0)^{-1/3} \leq 0.5R_c \quad (8)$$

上式变形后,可得

$$n_0 \geq 8N_0(R_c)^{-3} \quad (9)$$

将式(7)代入式(9),得

$$n_0 \geq N_0 \left[\frac{3aeE}{2\varepsilon \ln(N_{\text{crit}}/N_0)} \right]^{3/2} \quad (10)$$

上式即为重叠条件的表达式。

1.2 均匀光辐射条件

当预电离电子从阴极向阳极漂移时,在它们离开的区域内应有足够大的电子产生速率,否则就不可能形成均匀脉冲放电。

由大面积放电的实验研究知,放电光辐射导致的气体光电离对于放电的发展起着决定性的作用^[4,5]。计算发现,对于大面积的均匀放电,阳极附近的等离子体密度均匀增加,故无指向阳极的电离波和返回的电离波,仅有指向阴极的电离波^[6]。因此为了保证这一指向阴极的电离波的顺利传播,在放电空间产生足够大的电子密度,形成均匀脉冲放电,放电本身须能产生足够强的光辐射。在一级近似的条件下,可认为正在发展的放电所产生的光辐射强度与气体的电离度成正比,此电离度随时间呈指数增长且在阳极处达到极大值。所以,要使电离波顺利传播,保证均匀脉冲放电的形成,所须满足的均匀光辐射条件为:从阴极附近出发的初始电子崩到达阳极附近时,应能在阳极处形成一个电子密度足够大的薄层,产生足够强的放电光辐射,以保证均匀放电通道的形成。

根据线状放电的计算结果,当电子密度达到约为 10^{10} cm^{-3} 的阈值时,指向阳极和指向阴极的两个电离波才开始传播^[6]。对于均匀放电,取此阈值 n_{crit} 为 $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 。

故令 d 为极间距,则均匀光辐射条件可表达为

$$n_0 \exp(\alpha d) \geq n_{\text{crit}} \quad (11)$$

即
$$n_0 \geq n_{\text{crit}} \exp(-\alpha d) \quad (12)$$

对于 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$ 的一个大气压混合气体,当 $10 \leq E \leq 35 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时, ε 和 α 可表示为^[2]

$$\varepsilon = 4.6 \times 10^{-4} E \quad (13)$$

$$\alpha = 2.243 \times 10^3 \exp(-6.15 \times 10^4/E) \quad (14)$$

其中 ε 的单位为 eV, E 的单位为 V/cm, α 的单位为 cm^{-1} 。式(10)及式(12)~(14)共同确定了不考虑电压上升时间时,产生均匀脉冲放电所允许的 n_0 和 E 的取值范围。保留式(10)及式(12)中的等号,则式(10)、(13)和(14)确定了此范围的上限,式(12)和(14)确定了此范围的下限。

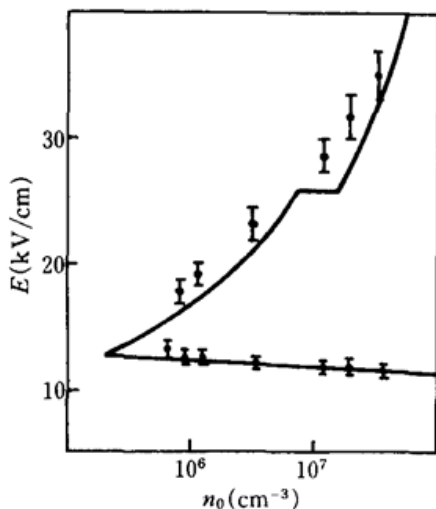


Fig. 1 Limits of the range of initial conditions ensuring homogeneous discharge development

2 计算结果与讨论

我们计算了 n_0 和 E 的允许取值范围的上限和下限,计算条件采用文献[2]中的实验条件: $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 8$, $d = 0.55 \text{ cm}$ 。图 1 标出了文献[2]的实验数据。由所使用的实验装置及采用的实验技术与方法可知,实验中 n_0 增大,预电离的非均匀性随之增大。对于上限,实验数据中 n_0 的最小值约为 $9 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$,可认为此时预电离基本上是均匀的,故 $N_0 = 1$,其对应的电子崩头间距 L_1 为 $1.04 \times 10^{-2} \text{ cm}$ 。随着 n_0 增大,电子崩头间距 L 减小,预电离非均匀性的影响增大。当

比值 L/L_1 减小至某一阈值,以致在计算中不得不考虑预电离非均匀性的影响时,可取 $N_0 = 2$ 。显然此阈值的大小在区间 $(0, 1)$ 内,如选取此阈值为 0.5,则可算出相应的 n_0 为 $7.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 。因而对于上限的计算,开始时取 $N_0 = 1$;随着 E 的增大,当 n_0 的计算值达到 $7.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ 时,取 $N_0 = 2$ 。上限及下限的计算结果如图 1 中的实线所示,与文献[2]的实验数据符合较好。

V. N. Karnyushin 等人也对 TEA CO₂ 激光器中均匀脉冲放电的预电离条件进行了研究^[2]。对于电子崩空间重叠条件,未考虑电子崩形成流光所需的临界电子数 N_{crit} ,仅简单地取 $t_c = 1/\alpha W$,并且未考虑预电离非均匀性的影响。另外,认为产生均匀脉冲放电的第二个预电离条件可表述为:正离子空间电荷电场强度和外加电场强度可相比拟。

我们认为,由于 V. N. Karnyushin 等人未考虑临界电子数 N_{crit} 及预电离非均匀性的影响,故未能很好反映放电形成的实际过程。其次,当极间场强较低时,产生均匀脉冲放电的充要条件应是能在阳极处存在足够强的均匀放电光辐射,他们提出的第二个预电离条件是产生均匀脉冲放电的充分条件,但不是充要条件。故在文献[2]中,他们的计算结果和实验数据的符合情况不太好。

参 考 文 献

- 1 A. J. Palmer, *Appl. Phys. Lett.*, **25**(3), 138~140(1974)
- 2 V. N. Karnyushin, A. N. Malov *et al.*, *Sov. J. Quant. Electr.*, **8**(3), 319~323(1978)
- 3 杨津基, 气体放电, 科学出版社, 1983, 68, 124
- 4 J. Koppitz, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **6**, 1494~1502(1973)
- 5 W. Rervughaus, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **5**, 1448~1452(1972)
- 6 L. E. Kline, *J. Appl. Phys.*, **45**(5), 2046~2054(1974)