

在电子束控制放电 KrF* 激光器中发生 电离不稳定性的判据与讨论

郑 承 恩

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文用相平面方法导出了电子束控制放电 KrF* 激光器中稳态放电的判据, 并讨论了 E/P 、 F_2 浓度以及外电离源强度对放电中发生电离不稳定性的效应。

Criteria and discussion on ionization instability in e -beam controlled discharge KrF* laser

Zheng Chengen

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

Abstract: In this paper, the criterion for steady discharge in e -beam controlled KrF* laser is deduced using phase-plane method. The effects of E/P , F_2 fractional densities and intensity of external ionization source on ionization instability are discussed.

用电子束控制放电来泵浦惰性气体卤化物激光器, 是获得高能紫外激光输出的重要方法^[1,2]。对电子束控制放电 KrF* 激光器放电过程的研究指出^[1,3], 在放电开始的几十毫秒内, 放电可达到准稳态过程, 但此种过程仅持续约 0.5 微秒就发生了放电电流的崩溃现象, 它比氟分子分解损耗与放电加热所确定的几个微秒的极限放电脉宽短得多。研究工作^[2~5]表明, 这类等离子体放电不稳定性是一种电离不稳定性, 它同放电中存在高达 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 的电离分数与亚稳种类分数有密切关系。本文从 Iacina 与 Nighan 等人的 KrF* 激光器电激发模型出发^[6,3], 比较一般地导出了准稳态存在的判据条件, 并通过求解玻尔兹曼微分积分方程所获得的电子激发与电离的速率常数, 研究了外电离源强度, 氟分子浓

度以及比场强等参数对放电稳定性的效应。

一、准稳态运转条件

1. 方程

为导出 Ar-Kr-F₂ 放电系统中电离不稳定性发展的条件, 可以根据放电中各反应过程的分析^[3,6], 写出支配电子密度 n_e 与亚稳态氩原子密度 n_A^* 以及亚稳态氟原子密度 n_k^* 的变化的方程:

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_e &= S_e + n_e n_A \langle \sigma_A^i v_e \rangle + n_e n_k \langle \sigma_k^i v_e \rangle \\ &\quad + n_e n_A^* \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle + n_e n_k^* \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle \\ &\quad - n_e n_{F_2} \langle \sigma_{F_2} v_e \rangle, \\ \dot{n}_k^* &= S_k + n_e n_k \langle \sigma_k^m v_e \rangle \\ &\quad - \frac{n_k^*}{\tau_k} - n_e n_k^* \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle, \end{aligned} \right\} (1)$$

收稿日期: 1979 年 8 月 21 日。

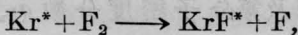
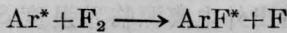
$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_A^* &= S_A + n_e n_A \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle \\ &- \frac{\dot{n}_A^*}{\tau_A} - n_e n_A^* \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle \end{aligned} \right\}$$

式中各符号的下标 e 、 k 、 A 以及 F_2 分别指电子、氩原子、氩原子以及氟分子; S_e 与 S_A 分别是外加电离源在单位时间单位体积内产生的电子-离子对以及亚稳态氩原子的数目; n_A 与 n_A^* 分别是基态与亚稳态氩原子数密度; \dot{n}_A^* 是 n_A^* 随时间变化的速率; σ_A^i 与 σ_A^{mi} 分别表示基态与亚稳态氩原子的电子碰撞电离截面; σ_{F_2} 是电子与氟分子的分解粘附截面; v_e 是电子速度; $\langle \rangle$ 表示对电子的速度分布函数求平均; τ_A 是亚稳态氩原子的寿命; 其它符号意义自明。

在方程组(1)中忽略了电子与 Ar_2^+ 与 Kr_2^+ 的复合过程的影响, 在典型的 KrF^* 激光放电条件下, 它对电子数密度的影响比 F_2 的分解粘附过程弱得多, 约相差一个数量级以上; 另外还忽略了 P 态的效应, 其数密度约比亚稳种类小 $1 \sim 2$ 个数量级。

根据下列两点对方程组(1)作出简化:

(1) 因为 τ_A 与 τ_k 主要由下列反应决定^[3,6]



而且此两反应的速率常数仅相差 5% 以内^[7], 故可认为 $\tau_A \approx \tau_k = \tau$ 。

(2) Ton-That 等人的计算结果表明^[8], σ_A^{mi} 与 σ_k^{mi} 与其阈值都接近, 并且 σ_A^{mi} 与实验符合较好(作者尚未见到 σ_k^{mi} 的实验报导), 因此可假定 $\langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle \approx \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle$, 根据动力学计算也确证了这个近似较好。

由此可把方程组(1)简化, 并把其中的第二、三方程化为一个方程, 结果如下:

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_e &= S_e - \beta n_e + \nu_e n_e, \\ \dot{\nu}_e &= GS_g + An_e - B\nu_e - Gn_e \nu_e, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 $\beta = n_{F_2} \langle \sigma_{F_2} v_e \rangle - (n_A \langle \sigma_A^i v_e \rangle + n_k \langle \sigma_k^i v_e \rangle)$,

$$\nu_e = n_k^* \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle + n_A^* \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle,$$

$$G = \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle \approx \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle,$$

$$A = n_k \langle \sigma_k^{mi} v_e \rangle + n_A \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle + n_A^* \langle \sigma_A^{mi} v_e \rangle,$$

$$B = \frac{1}{\tau},$$

$$S_g = S_A + S_k.$$

2. 相平面分析

方程组(2)是一个互相耦合的非线性方程组, 很难求出解析解, 可是我们能在 $n_e - \nu_e$ 平面上, 用相平面的方法^[9] 获得电子密度 n_e 与电离速率 ν_e 随时间变化的某些属性。为此把方程组(2)中两个方程相比, 消去时间的微分, 得到

$$\frac{dn_e}{d\nu_e} = \frac{S_e - \beta n_e + \nu_e n_e}{GS_g + An_e - B\nu_e - Gn_e \nu_e} \quad (3)$$

作变换

$$\left. \begin{aligned} n_e(t) &= n_{0\pm} + n(t) \\ \nu_e(t) &= \nu_{0\pm} + \nu(t) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} n_{0\pm} &= \frac{B\beta - G(S_e + S_g) \pm \sqrt{H}}{2(A - \beta G)} \\ \nu_{0\pm} &= \frac{B\beta + G(S_e + S_g) \pm \sqrt{H}}{2B} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中

$$H = (GS_e + GS_g - \beta B)^2 - 4BS_e(A - \beta G). \quad (6)$$

把式(4)代入(3)化简后得到

$$\begin{aligned} \frac{dn_e(t)}{d\nu_e(t)} &= \frac{n\nu + (\nu_0 - \beta)n + \nu\nu}{-(B + Gn_0)\nu + (A - G\nu_0)n - Gn\nu} \end{aligned} \quad (7)$$

分析方程(5)~(7), 注意方程(7)分子与分母的末项是 n 、 ν 的二次项, 符合 Poincare' 条件, 因此可用对奇点分类的方法^[9], 进一步分析方程(3)的两个奇点 (ν_{0+}, n_{0+}) 与 (ν_{0-}, n_{0-}) 的属性, 这些分析的结果可列为下列三种情况说明:

(1) $H < 0$ $n_{0\pm}$ 与 $\nu_{0\pm}$ 不具有实数值。

$$(2) H > 0 \begin{cases} A - \beta G \geq 0 \begin{cases} \text{奇点 } (\nu_{0+}, n_{0+}) \\ \text{是鞍点, 对应} \\ \text{不稳定点;} \\ \text{奇点 } (\nu_{0-}, n_{0-}) \\ \text{是稳定的结} \\ \text{点;} \end{cases} \\ A - \beta G < 0 \begin{cases} (\nu_{0+}, n_{0+}) \text{ 是非} \\ \text{平衡点;} \\ (\nu_{0-}, n_{0-}) \text{ 是稳} \\ \text{定的结点或} \\ \text{焦点;} \end{cases} \end{cases}$$

(3) $H = 0 \quad n_{0+} = n_{0-}, \nu_{0+} = \nu_{0-}$, 对应于稳定的工作点。

在上述情况 (1) 中, 由外电离源与放电电子产生的电离不能被电子的粘附损耗所抵消, 不存在两种效应相当的平衡位置; 在情况 (2) 中可以找到这种平衡点, 即 (ν_{0-}, n_{0-}) 。当时间 t 增加时, 积分曲线 $n_e(t)$ 与 $\nu_e(t)$ 上的点都趋向该点运动, 而对不稳定奇点 (ν_{0+}, n_{0+}) 言, 则有背离此点运动的特点。这说明, 在稳定点 (ν_{0-}, n_{0-}) , 当等离子体发生某种扰动使电子密度有所增减时, 进一步的变化总会使它恢复扰动前的状态; 在情况 (3) 中, 两个奇点合并为一个, 因 $(ad - bc) = 0$, 已不能使用奇点分类法^[9], 但对方程 (2) 用微扰法分析这种情况后, 得到 (ν_0, n_0) 系稳定点。

综上所述, 并考虑到 n_{0-} 与 ν_{0-} 的物理涵义, 可以得到满足稳定平衡的判据条件是

$$H \geq 0 \wedge n_{0-} > 0 \quad (8)$$

反之, 上式不满足时, 即

$$H < 0 \vee n_{0-} \leq 0$$

将得不到稳态运转过程。

二、数值计算

1. 计算方法

为研究稳态判据式 (8), 必须求解玻尔兹曼微分积分方程, 以得到各有关反应的速率

常数。按照大部分电子束控制放电 KrF^* 激光器的运转条件, 我们限于考虑比场强 $E/N > 9 \times 10^{-17}$ 伏·厘米², 电离分数 $n_e/N < 2 \times 10^{-5}$, 亚稳分数 $N^*/N < 2 \times 10^{-5}$ 的范围。因此在解玻尔兹曼微分积分方程时, 可以忽略电子间的相互作用以及电子与激发种类之间的超弹性碰撞效应^[2, 10, 11]。在电子的弹性与非弹性碰撞截面中, 本文共考虑了 20 组截面数据, 它们是电子与惰性气体原子的动量转移过程^[13]; 电子与 F_2 的分解粘附过程以及对于 F_2 的 $V=1 \sim 5$ 的振动激发过程^[14]; 电子对于惰性气体原子的亚稳态碰撞激发与电离过程, 电子对于惰性气体原子的 P 态激发过程^[15~18]; 电子对于亚稳态原子的 P 态碰撞激发与电离过程^[8, 19]; 电子对于 P 态原子的碰撞电离过程^[20]。

在求解玻尔兹曼微分积分方程时, 本文采用 Rockwood 的差分格式^[12]。限于考虑 0~20 电子伏的放电电子能量范围, 把能量轴均匀分成 400 个格子, 用稳态解法求出电子能量分布 $n(\epsilon_k)$ ^[21]。因此可算出各反应速率常数, 并求出判据式 (8) 中各有关参数的相互制约关系*。

2. 计算结果

图 1 给出外电离源临界强度 S_c^0 同比场强 E/P 以及氟分子密度分数 q_{F_2} 的关系, $q_{\text{F}_2} = n_{\text{F}_2}/N$ 。即在图中每条曲线的下方是稳态放电区, 而其上方已达不到稳态运转的条件。图 2 给出临界电子密度 n_c^0 同比场强 E/P 与氟分子密度分数 q_{F_2} 的关系, 图中每条曲线的上、下方分别对应于非稳态与稳态运转区域。显见随 F_2 含量的增加, S_c^0 与 n_c^0 也相应地上升, 因此较高的氟气含量对避免电离不稳定性的出现有利, 但是过于高的 F_2 含

* 为核对本文对 $n(\epsilon_k)$ 的解法, 我们模拟资料 [3] 中图 2 的气体条件, 在 $E/N = 1.0 \times 10^{-16}$ 伏·厘米² 时得到平均电子能量 $\bar{\epsilon} = 4.89$ 电子伏, 或特征能量 $\epsilon_0 = \frac{2}{3} \bar{\epsilon} = 3.26$ 电子伏, 这与 Nighan^[3] 提供的 3.25 电子伏符合较好。

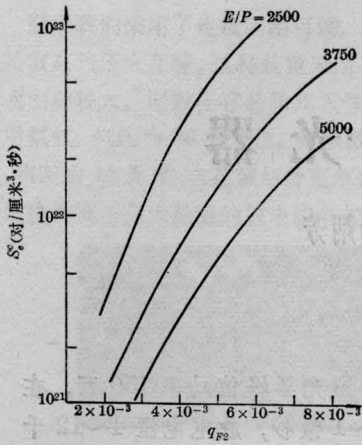


图1 外电离源临界强度 S_e^* 同比场强 E/P 以及氟分子密度分数 q_{F_2} 的关系

放电气体总气压 $P=2$ 个大气压; 气体比分为 $Ar:Kr:F_2=(0.92-q_{F_2}):0.08:q_{F_2}$; 亚稳种类分数 $N^*/N=5 \times 10^{-6}$

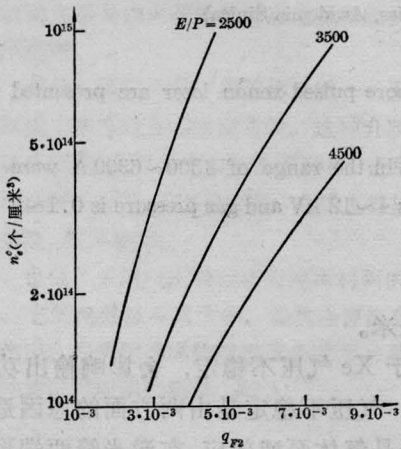


图2 临界电子密度 n_e^* 同比场强 E/P 与氟分子密度分数 q_{F_2} 的关系 (气体比与气压同图1)

量会对亚稳种类 N^* 及激光上能态 KrF^* 引起过于强的猝灭作用^[3]。

图3给出了临界比场强 E_c/P 同氟含量 q_{F_2} 的关系, 每条曲线上、下方分别对应于非稳态与稳态运转区。显见, 对于30万电子伏与5安/厘米²的高能电子束流密度, 此时 $S_e \approx 8 \times 10^{21}$ 对/厘米³·秒*, 在放电比场强 $E/P=4000$ 伏/厘米·大气压时, 至少需要含0.4%左右的 F_2 才能使放电保持稳定。

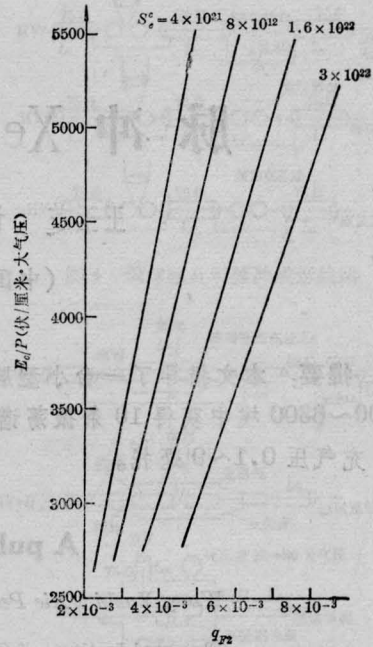


图3 临界比场强 E_c/P 同氟密度分数的关系 (气体比与气压同图1)

三、结束语

1. 电子-电子相互作用的效果是使电子分布函数达到某种程度的“热化”, 这倾向于增加高能电子的相对比重, 使基态 Ar 原子的电离速率上升, 但此项对电子增率不构成主要贡献, 计算指出它比外电离源的电离效应或亚稳种类的电离效应小得多。因此忽略电子间的相互作用对本文结果影响不大。

2. 在文献[2, 4]中, 用比本文方程组(1)更简化的速率方程, 用微扰法导出了电离不稳定性判据的另一种形式 $\beta^{F_2} > 2\nu_{iv}^{Kr}$, 它可从本文结果近似地化出。一般说, 其近似性较好, 但在 q_{F_2} 较小时对某些强度的外电离源来说, 存在一定的偏离。

3. 由本文知道, 外电离源强度与放电场强都不能超过某个临界值, 这在一定程度上 (下转第13页)

* $S_e = \sum_s \sigma_s^i N_s J_0 / e$, σ_s^i 是高能电子束对 s 种类气体的电离截面, 其值取自文献[6]; N_s 是 s 种类气体的数密度; J_0 是高能电子束流密度。

率及腔长对输出脉宽的影响与实验结果相符^[5]。同样可以预期激活截面 S 对脉宽的影响。 S 越大脉宽愈宽。图 4 表示随着 n_i/n_p 值的提高脉宽相应变窄。

图 5 表示脉冲波形两种计算结果的比较,在中心区域两者符合很好,只在曲线两翼下方稍有差别。

表 2 列出了脉宽的两种计算结果的比较
表 2 脉冲宽度两种计算结果比较

n_i/n_p	1.221	1.492	2.014	3.004	4.953	6.050	9.025	11.023
δ' 计算机解	16.4	8.25	4.50	2.70	1.75	1.53	1.23	1.13
δ' 按(20)式计算	17.1	8.24	4.46	2.63	1.63	1.38	1.04	0.91

较,对于 δ' 值,与计算机解相比在 $n_i/n_p \leq 6$ 时其误差小于 10%,在 $n_i/n_p \geq 6$ 以及 $n_i/n_p \leq 11$ 时其误差在 20% 内,两者基本符合。

参 考 文 献

- [1] Wagner W. G., Lengyel B. A.; *JAP*, 1963, **34**, 2040.
- [2] Vuylsteke A. A., *JAP*, 1963, **34**, 1615.
- [3] 激光物理学编写组;《激光物理学》,1975, 215.
- [4] Dr. Dieter Ross, *Laser Light Amplifiers and Oscillators*, 1969, 340.
- [5] Arecchi F. F. et al.; *Nuovo Cimento*, 1964, **34**, 1458.
- [6] 黄宏嘉;《中国科学》,1974, **3**, 247.
- [7] 宋铭钊;《激光》,1978, **5**, No. 5~6, 28.
- [8] Benson R. C., Mirarchi M. R.; *IEEE Trans.*, 1964, **Mil-8**, 13.

(上接第 17 页)

对高能电子束束流密度与放电场强不均匀性施加了一定的限制。

本文完成后看到 W. H. Long, Jr.^[22] 用与本文不同的方法(微扰法)导出并计算了稳定放电的条件,他的这部分结果与本文部分内容是一致的。

参 考 文 献

- [1] D. B. Cohn et al.; *J. Current Laser Abstracts*, 1978, **15**, 22.
- [2] M. Rokni et al.; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, 464.
- [3] W. L. Nighan; *IEEE J. Q. E.*, 1978, **QE-14**, 714.
- [4] J. D. Daugherty et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **28**, 581.
- [5] R. T. Brown et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, 730.
- [6] W. B. Lacina et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **32**, 106.
- [7] M. Rokni et al.; *Phys. Rev. A.*, 1977, **16**, 2216.
- [8] D. Ton-That et al., *Phys. Rev. A.*, 1977, **15**, 517.
- [9] Н. Н. Боголюбов и др.; “Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний”, Государственное издательство Техничко-Теоретической литературы. Москва, 1955.
- [10] W. H. Long, Jr., *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**, 391.
- [11] O. Judd, *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, 5297.
- [12] S. D. Rockwood; *Phys. Rev. A.*, 1973, **8**, 2348.
- [13] L. S. Frost et al., *Phys. Rev. A*, 1964, **136**, 1539.
- [14] R. J. Hall; *J. Chem. Phys.*, 1978 **68**, 1803.
- [15] J. H. Jacob et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1976, **29**, 467.
- [16] M. Schaper et al.; *Beit. Plas. Phys.*, 1969, **9**, 45
- [17] J. Olmsted III et al.; *J. Chem. Phys.*, 1965, **42** 2321.
- [18] D. Rapp; *J. Chem. Phys.*, 1965, **43**, 1464.
- [19] H. A. Hyman; *Phys. Rev. A.*, 1978, **18**, 441.
- [20] L. Vriens; *Phys. Lett.*, 1964, **8**, 260.
- [21] K. Smith et al.; “Computer Modeling of Gas Lasers”, Plenum Press, New York 1978.
- [22] W. H. Long, Jr.; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, 168.