

介质参数对 KrF 激光放大器的影响

吴选红 杨之昌

(复旦大学物理系, 上海 200433)

提 要

本文对 KrF 激光产生的动力学过程及发光机制进行了研究, 利用激发态二能级稳定态理论, 得到了介质的增益、饱和光强以及腔内最佳光强随介质成分和压强的依赖关系, 可以作为准分子激光器介质参数选择的依据. 并介绍一种用 Goblin 装置放大短脉冲的方法.

关键词 小信号增益, 饱和光强, 最佳腔内光强.

1 引 言

KrF 准分子激光器的介质是由 Ar、Kr 和 F₂ 三种气体混合而成, 由电子束泵浦的方式激活 KrF 分子, 激发态 KrF* 与基态之间的振动跃迁产生 248 nm 的激光, 通过高能短脉冲电子束泵浦能使介质获得较高的能量转化效率和输出功率, 得到较高功率的 KrF 激光输出. 英国 Rutherford 实验室的 Goblin 装置是在上述原理基础上建立起来的^[1~3], 由于它内在的高转化效率, 适合 KrF 激光的复合短脉冲的放大^[2], 对正在发展的高功率 KrF 激光器系统提供重要实验依据.

Goblin 是用横向电子束激发 KrF 介质, 放大 248 nm 的 KrF 激光的装置, 它由电子束加速室、飘移室和激发室构成. 激发室体积是 40×2×2 cm³, 介质是 Ar、Kr 和 F₂ 的混合气体, 总气压为 P , 则气体分子数密度 $N_0 = P/KT$. 电子束是由栅阴极产生, 阳极是厚度为 75 μm 的铝箔, 加速电压为 450 kV, 电子进入激发室的能量 $E_0 = 450$ keV, 束流强度 $J = 75$ kA, 阳极与激发室之间有一个低压飘移区, 它靠近阳极的一面是 50 μm 厚的薄膜, 靠近激发室的一面是 75 μm 厚的薄膜, 区内气压控制在 80~106 Pa 之间, 飘移区外绕线圈, 产生 1 kG 的磁场, 用于约束电子束.

2 稳定态理论

KrF 激光的上能级是强束缚态 $B^2\Sigma^+_{1/2}$, 下能级是弱束缚态 $X^2\Sigma^+_{1/2}$, 介质的激发只发生在上述两振动能级之间, 表示为 $\text{KrF}^*(B \rightarrow X)$, 在下面的分析中, 认为激发态是由 B 、 O 两态混合成 $\text{KrF}^*(B, O)$ ^[3, 4], $\text{KrF}^*(B)$ 态是具有振动能级 $\nu < 4$ 的激发态, $\text{KrF}^*(O)$ 是其它激发态, 态数方程是:

$$\frac{dN}{dt} = \bar{R} - \frac{N}{\tau_D} - \frac{N_0}{\tau_s}, \quad \frac{dN_0}{dt} = -\frac{N_0 - \theta_0 N}{\tau_V} - \frac{N_0}{\tau_D} - \frac{N_0}{\tau_s}. \quad (1)$$

式中, \bar{R} 是形成 $\text{KrF}^*(B, O)$ 的平均泵浦率, τ_V, τ_D, τ_s 分别是 $\text{KrF}^*(B, O)$ 态的振动弛豫、碰撞弛豫、受激辐射(包括自发辐射)的特征时间. N_0 是 $\text{KrF}^*(B)$ 态中 $\nu=0$ 的态数, θ_0 是 $\nu=0$ 态的玻尔兹曼因子, $N = \sum_\nu N_\nu$ 是 $\text{KrF}^*(B, O)$ 的态数. 在平衡时可得:

$$g_0 = \sigma \tau_D \bar{R} \frac{\theta_0}{1 + (\tau_V/\tau_D)}, \quad I_s = \frac{h\nu}{\sigma \tau_D} \frac{1 + (\tau_D/\tau_V)}{1 + \theta_0(\tau_D/\tau_V)}. \quad (2)$$

g_0 是小信号增益, σ 是受激辐射截面, I_s 是饱和光强. 若 α_0 是饱和吸收系数, 最大腔内光强和相应腔内功率是:

$$P_{\max} = I_s (\sqrt{g_0} - \sqrt{\alpha_0})^2, \quad I_{\max} = I_s (\sqrt{g_0/\alpha_0} - 1) \quad (3)$$

F. Kannari 等人给出 g_0/α_0 的表达式为^[1,3,5]:

$$\frac{g_0}{\alpha_0} = \frac{\sigma}{\sigma_a} \frac{1}{\tau_T K_T} \frac{\theta_0}{1 + (\tau_V/\tau_D)}, \quad (4)$$

σ_a 是 KrF^* 在 248 nm 跃迁处的吸收截面, K_T 是三体碰撞形成 Kr_2F^* 的几率. 当 $E_B - E_0 = 80 \text{ cm}^{-1}$, $\Delta E_V = 327 \text{ cm}^{-1}$, $\theta_0 = 0.89$, $T = 300 \text{ K}$ 时得到

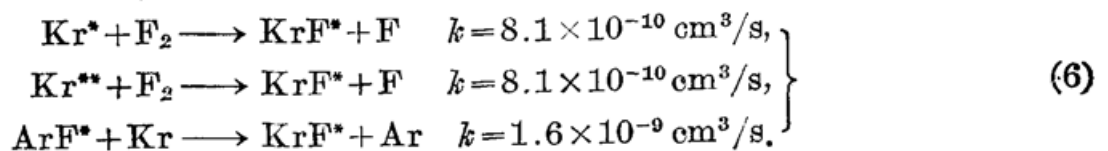
$$\left. \begin{aligned} I_s (\text{W/cm}^2) &= \frac{4 \cdot 10^{-3}}{\tau_D} \frac{1 + (\tau_D/\tau_V)}{1 + 0.89(\tau_D/\tau_V)} \cdot \bar{W}, \\ \frac{g_0}{\alpha_0} &= \frac{57.2}{\tau_T K_T} \frac{0.89}{1 + (\tau_V/\tau_D)} \bar{W}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中:

$$\begin{aligned} \tau_D^{-1} &= 6.59 \times 10^7 + 10^4 P (3.03x_A + 2.79x_K + 1080x_F) + P^2 (292x_K x_A \\ &\quad + 299x_K^2 + 31.4x_A x_{K+A}) + 3.74 \times 10^7 P^{-1} \bar{W} (7.57x_K \\ &\quad + 3.01x_A) / x_F / (1.84x_K + x_A), \\ \tau_V^{-1} &= 3.22 \times 10^5 P (4x_A + 5x_K), \\ \tau_T^{-1} &= 5.6 \times 10^6 + 4.83 \times 10^6 P x_F + 4.3 \times 10^7 P^{-1} \bar{W} (7.57x_K \\ &\quad + 3.81x_A) / x_F / (1.84x_K + x_A), \\ K_T &= P^2 (292x_A x_K + 301x_K^2 + 31.4x_A x_{K+A}). \end{aligned}$$

以上各式的单位是 s^{-1} , 压强 P 的单位是 Pa, x_A, x_K, x_F 和 x_{K+A} 分别是 Ar、Kr、 F_2 和 Ar+Kr 的体积占有数, \bar{W} 是平均泵浦功率密度, 单位是 MW/cm^3 .

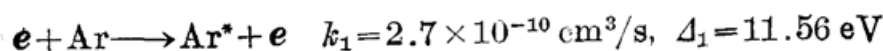
考虑到 KrF^* 形成的动力学过程, KrF^* 激发态主要是由 Kr^* 、 Kr^{**} 、 ArF^* 与 F_2 或 Kr 反应产生的, 产生率为 $R'(t)$, 反应方程式及速度常数如下^[3]:

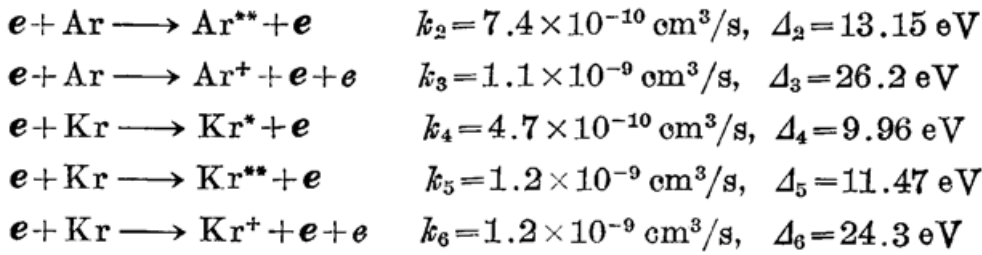


由于 KrF^* 态的碰撞弛豫过程, KrF^* 的泵浦速率方程是:

$$R(t) = \frac{dx(t)}{dt} = R'(t) - [x(t)/\tau_7]. \quad (7)$$

式中 $x(t)$ 是不考虑受激辐射与振动弛豫时 KrF^* 的态数, τ_7 是 KrF^* 的碰撞弛豫时间. 高能电子激发与电离 Ar 和 Kr 的寿命 τ_9 可由其反应速度常数 k_i 及每次反应的能量传递 Δ_i 求出^[3].





e 表示高能电子, e 表示低能电子, 得到 τ_2 与平均能损 $\bar{\Delta}$ 的表达式分别是:

$$\tau_2 = \frac{E_0}{\sum k_i x_i \Delta_i N_0} = 10^8 \frac{450 \times 10^3}{N_0(4.2x_A + 4.8x_K)} \quad (8)$$

$$\bar{\Delta} = \frac{\sum k_i x_i \Delta_i N_0}{\sum k_i x_i N_0} = \frac{42x_A + 48x_K}{2.1x_A + 2.9x_K} \quad (\text{eV}) \quad (9)$$

x_i 是 Ar 或 Kr 的体积占有数, 若电子束脉宽为 τ_1 , 令 $\tau_0 = \text{Min}(\tau_1, \tau_2)$, 当 $t < \tau_0$ 时, 高能电子的数密度是:

$$n_e = N_e t. \quad (10)$$

N_e 是单位时间内进入激发室的电子数密度. 式(7)的解为:

$$\begin{aligned}
 R(t) &= 1.4 \times 10^{-18} x_F x_K N_0^2 N_e f_{4,7} + 1.2 \times 10^{-27} x_F x_K x_A N_0^3 N_e f_{1,7}/c_8 \\
 &+ 3.3 \times 10^{-28} x_F x_K x_A N_0^3 N_e f_{2,7}/c_8. \quad (11)
 \end{aligned}$$

式中:

$$f_{i,j} = \frac{1 - e^{-c_j t}}{c_i c_j} + \frac{e^{-c_j t} - e^{-c_i t}}{c_i (c_j - c_i)} \quad (12)$$

$$c_1 = 1.1 \times 10^{-9} x_F N_0 + 10^{-32} N_0^2 (x_A x_K + 1.14x_A^2),$$

$$c_2 = 10^{-10} N_0 (7.8x_F + x_A),$$

$$c_4 = 8.1 \times 10^{-10} x_F N_0 + 10^{-32} N_0^2 (2.7x_A x_K + x_A^2),$$

$$\begin{aligned}
 c_7 &= 10^{-12} N_0 (1.8x_A + 2x_K + 780x_F) + 10^{-31} N_0^2 \\
 &\cdot (0.7x_A^2 + 6.5x_A x_K + 6.7x_K^2),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_8 &= 10^{-9} N_0 (1.6x_K + 1.9x_F + 0.009x_A) \\
 &+ 4 \times 10^{-31} x_A^2 N_0^2.
 \end{aligned}$$

c_1, c_2, c_4, c_7, c_8 分别是 $\text{Ar}^*, \text{Ar}^{**}, \text{Kr}^*, \text{KrF}^*, \text{ArF}^{**}$ 的碰撞弛豫时间的倒数. 由(12)式的性质, 可以认为 $\bar{R} = R(\tau_0), \bar{W} = \bar{R}\bar{\Delta}$.

图1是在 $\tau_1 = 50 \text{ ns}$, 介质参数如 $P, x_A/x_K/x_F$ 对平均泵浦率 \bar{R} 的影响曲线. 从图中得出当介质参数选择 $P = 81 \text{ kPa}, \text{Ar/Kr/F}_2 = 91.37\%/8.4\%/0.23\%$ 时, \bar{R} 最大, 上述参数是 KrF^* 激发态平均泵浦率的最佳参数. 式(11)中最后两项是介质 Ar 对 KrF^* 的贡献, 如果介质中没有 Ar, \bar{R} 将随 Kr 的减少而下降, 从图中可得到, 介质中 Ar 的存在有利于 KrF^* 的产生, 能提高电子束的能量利用率.

在 $\tau_1 = 100 \text{ ns}, P = 101 \text{ kPa}, \text{Ar/Kr} = 9$ 的条

件下 I_s 与 I_{max} 随 F_2 分压的变化关系曲线如图2所示. 计算结果表明: 当 $x_F = 0.07\%$ 时, I_s 与 I_{max} 都出现极大值, 其值分别是 1.13 MW/cm^2 和 15.3 MW/cm^2 , 电子束平均

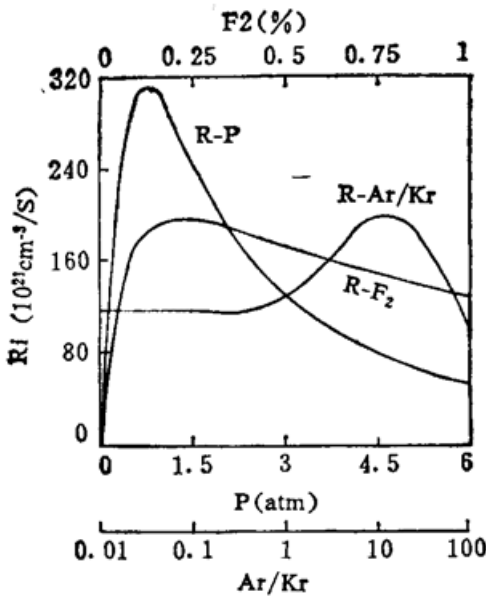


Fig. 1 Variation of average pumping rate with P and Ar/Kr/F₂

R~P: Ar/Kr/F₂=89.8%/10%/0.2%,

$\tau_0 = 50 \text{ ns}$

R~Ar/Kr: P=2atm, F₂=0.2%,

$\tau_0 = 50 \text{ ns}$

R~F₂: P=2atm, Ar/Kr=9,

$\tau_0 = 50 \text{ ns}$

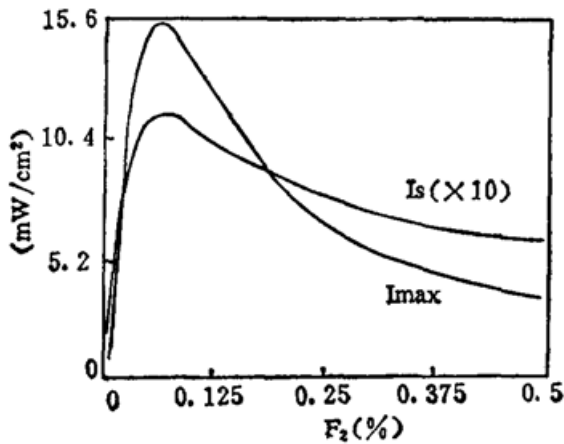


Fig. 2 Variation of I_s , I_{\max} with partial pressure of F_2

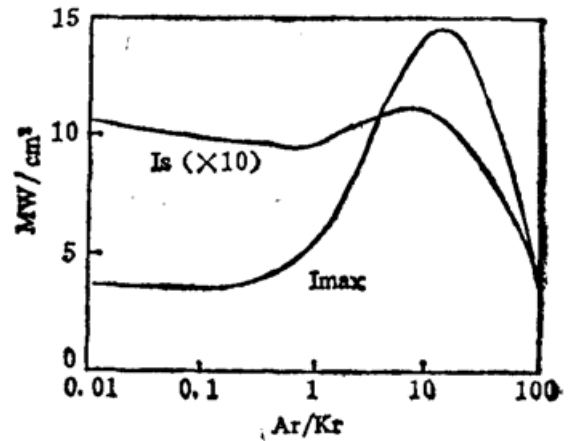


Fig. 3 Variation of I_s , I_{\max} with partial pressure ratio Ar/Kr

泵浦率 $\bar{W} = 0.83 \text{ MW/cm}^3$, $g_0/\alpha_0 = 210$. 随着 F_2 含量增加, KrF^* 的碰撞弛豫过程增加, 以及 g_0/α_0 的减小, 使 I_s 和 I_{\max} 减小, I_s 的变化较为平坦, 考虑到 F_2 分子的分解, 实际选择 F_2 含量时应选择 x_F 稍大. F. Kannari 等人理论和实验都选择 F_2 的含量在 0.2% 左右^[1~3, 6], 就是因为 $x_F = 0.2\%$ 是能使 I_s 和 I_{\max} 保持较高值的较小含量. 当 x_F 趋向零时, I_s 和 I_{\max} 迅速趋向零, 这符合 KrF^* 形成的动力学原理.

图 3 是在 $\tau_1 = 100 \text{ ns}$, $P = 101 \text{ kPa}$, $x_F = 0.1\%$ 的条件下计算出的 I_s 和 I_{\max} 随 Ar/Kr 分压比的变化关系. 按照 KrF^* 的形成的动力学过程, 在没有 Ar 的参加时, I_s 和 I_{\max} 将随着 Kr 的减小而减小, 如图 3 所示 Ar/Kr 较小的一部分. 由于当 Ar 加入含量在 91.37% 时, \bar{W} 有极大值 0.91 MW/cm^3 , 导致 I_s 和 I_{\max} 在 Ar 含量较大时出现一个极大峰值. 当 $x_A = 87.3\%$, $x_K = 12.6\%$ 时, I_s 达到极大值 1.1 MW/cm^2 , 当 $x_A = 92.8\%$, $x_K = 7.1\%$ 时, I_{\max} 出现极大值 14.4 MW/cm^2 . 当 x_A 继续增大时, KrF^* 的数密度将会迅速降为零, 导致 I_s 和 I_{\max} 降为零.

由参数 P 对 I_s 和 I_{\max} 的影响的计算结果表明, 在 $x_A = 87.3\%$, $x_K = 12.6\%$, $x_F = 0.1\%$, $\tau_1 = 100 \text{ ns}$ 的条件下, $P = 53 \text{ kPa}$ 附近 I_s 有一极大峰, 值为 1.7 MW/cm^2 , 而在 $x_A = 92.8\%$, $x_K = 7.1\%$, $x_F = 0.1\%$ 条件下, $P = 40.5 \text{ kPa}$ 附近 I_{\max} 有极大值 59 MW/cm^2 . 由于在低气压下, 两体碰撞形成 KrF^* 占主要地位, 随压强增加, KrF^* 的碰撞弛豫将增加, 将会导致 I_s 和 I_{\max} 的下降. 计算得到的压强对 I_{\max} 的影响关系与 J. A. Mangano 等人的实验结果基本相符^[6].

3 应用与结论

英国 Rutherford 实验室用横向电子束激励的 Goblin 装置放大脉宽为几个 ns 宽的 248 nm KrF 短脉冲激光, 激光通过反射镜来回四次经过 Goblin 激发室, 由于受 KrF^* 激发态泵浦率上升时间的限制, 激光只有第一次和第三次经过激发室时才被放大. 由 (3)、(5)、(11) 式计算出在 $P = 95.6 \text{ kPa}$, $Ar/Kr/F_2 = 487/228/2.3$, 电子束脉宽 $\tau_1 = 100 \text{ ns}$, 激发脉宽 $\tau = 12 \text{ ns}$ 的条件下, 得到 $\bar{W} = 0.84 \text{ MW/cm}^3$, $I_s = 0.802 \text{ MW/cm}^2$, $I_{\max} = 4.4 \text{ MW/cm}^2$, 在窗面积为 $6 \times 6 \text{ cm}^2$ 时, 得到饱和放大后脉冲能量为 693 mJ. 与

C. J. Hooker 等人在相同条件下的实验结果 700 mJ 基本相符^[2]。

由式(3)、(5)、(11)可根据具体实验要求,计算出相应的 P、Ar/Kr/F₂ 的最佳值。如在 KrF 的激光器中,要求 I_{\max} 最大,可选择 $P=40.5$ kPa, $\text{Ar/Kr/F}_2=92.8\%/7.1\%/0.1\%$, 得出 $\bar{W}=0.8$ MW/cm³, $I_{\max}=59$ MW/cm², 如果最佳腔体透过率是 5%, 则输出激光强度为 3 MW/cm²。而对于 248 nm 跃迁的放大装置,要求饱和光强最大,计算出介质的最佳参数为 $P=52.7$ kPa, $x_A=87.3\%$, $x_K=12.6\%$, $x_F=0.1\%$, 得到 $\bar{W}=1.0$ MW/cm³, $I_s=1.7$ MW/cm²。综合考虑,可选择 $\text{Ar/Kr/F}_2=89.8\%/10\%/0.2\%$, 而压强可选择 50.7~101.3 kPa 左右^[1~3]。

参 考 文 献

- [1] F. Kannari, M. J. Show *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1987, **61**(2): 476
- [2] C. J. Hooker, F. Kannari *et al.*, *Opt. Commun.*, 1988, **65**(4): 269
- [3] F. Kannari, M. Obara *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 1985, **57**(9): 4309
- [4] J. H. Jacob *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1980, **37**(6): 522
- [5] C. B. Edwards, M. J. Show *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1981, **38**(11): 843
- [6] J. A. Mangano *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **31**(1): 26

Influence of medium parameter on amplification of KrF laser

WU XUANHONG YANG ZHICHANG

(Physics Department, Fudan University, Shanghai 200433)

(Received 23 November 1990; revised 1 November 1991)

Abstract

We have studied the dynamics and mechanism of KrF laser, and obtained the dependence of medium gain, saturation intensity and maximum intracavity intensity on the medium composition and pressure using the theory of steady state. All of these can be used for the design of the medium parameter in excimer laser. A method for amplifying the multiplexed short pulse by the Goblin amplification is introduced in this paper.

Key words little signal gain, saturation intensity, maximum intracavity intensity.