

C-C 转移放电泵浦的 XeCl 准分子激光器的电参量特性

邓国扬* 袁达长 王绍英* 谢仿卿 马 军 费瑞安 顾之玉*

(中国科学院安徽光机所)

提要: 本文报道 C-C 转移放电泵浦的 XeCl 准分子激光器的电参量对激光器工作特性的影响。

Electric parameter performances of a C-C transfer discharge pumped XeCl laser

Deng Guoyang, Yuan Dachang, Wang Shaoying, Xie Fangqing, Ma Jun, Fei Ruian, Gu Zhiyu

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

Abstract: The electric effects of a C-C transfer discharge pumped XeCl laser on its working performances are presented.

一、引言

目前, 实用化的准分子激光器常采用 UV 预电离, C-C 转移放电泵浦方式。对于放电激励的准分子激光器, 电参量的变化对激光器的工作特性有着重要影响。然而, 从现有文献看, 对电参量特性方面的研究报道尚不够深入、系统。本文报道在同时监测放电电流、电压波形和输出激光能量的基础上, 对 C-C 转移放电泵浦的 XeCl 准分子激光器充电电压、回路电感和电容等电参量特性的研究结果, 试图为这类实用化激光器的研究设计提供一些参考。

二、实验装置简述

实验装置的细节已在另一篇论文中报道^[1]。为叙述方便, 图 1 仍给出激光器的电激励原理图和等效电路。图中 C_s 、 C_a 分别为储能电容和转移放电电容, L 为充电电感, UV 预电离火花通过网阴极照射放电区域。分压器并于 A、B 两端测量 C_a 上的电压, 阳极接地端 E 串入分流器以监测通过激光气体的放电电流。而等效电路图中的 L_1 、 L_2 分别代表回路 1 (C_s 对 C_a 充电回路) 和回路 2 (C_a 通过激光气体放电回路) 的等效电感,

收稿日期: 1987 年 1 月 16 日。

* 现在中国希格玛光电有限公司工作。

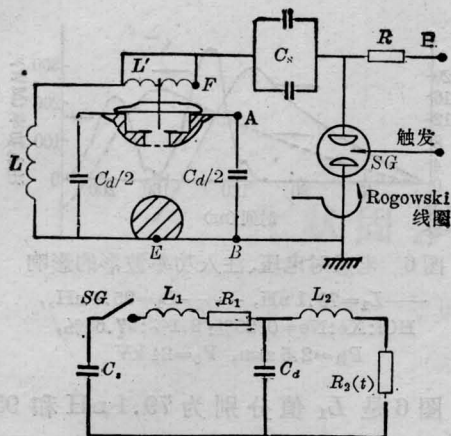


图1 激光器电激励原理图及等效电路图

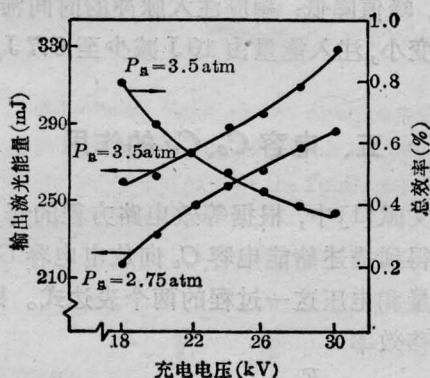


图2 激光能量、总效率随充电电压的变化

HCl: Xe = 4.8 Torr: 50 Torr

R_1 、 R_2 分别代表回路1和回路2(主要是激光气体)的等效电阻,后者是时间的函数。激光器的工作原理和电路方程的解也参见[1]。最大激光输出($\lambda = 308 \text{ nm}$, $E = 328.5 \text{ mJ}$)所对应的各电参量分别为 $L_1 = 79.1 \text{ nH}$, $L_2 = 10.3 \text{ nH}$, $C_s = 200 \text{ nF}$, $C_d = 54 \text{ nF}$ 。

三、充电电压的变化

在固定 HCl: Xe = 4.8 Torr: 50 Torr 配比下,加缓冲气体 Ne, 在 3.5 atm 和 2.75 atm 两个总气压下改变充电电压 V_0 。从图2看出,随着 V_0 升高,输出能量增大,当 $P_g = 3.5 \text{ atm}$ 时,输出比线性增长更快,说明

在高气压下,提高 V_0 对增大输出是有利的。

我们记录了每次放电的电压波形。图3给出了不同 V_0 下电压上升时间 t_r (定义为从电压开始上升至峰值电压的时间)、峰值击穿电压 U_b 的变化。发现前者随 V_0 的提高而变短,后者随 V_0 的提高而上升。图4是两个不同 V_0 下的放电电压波形。结合图3、图4可以看出,提高充电电压(从而初始储能)使得转移至 C_d 的能量相应增大,固然能使输出提高,但在高充电电压下,气体的击穿相角提前^[1],使得初始储能转移至 C_d 的效率反而下降,所以我们得到了如图2所示的总效率随充电电压的提高而下降的曲线。这说明,为使器件在高 V_0 下高效率地工作,应设法增大气体的击穿相角。改变配气成分和适当提高总气压则是实现这一目的的主要手段。

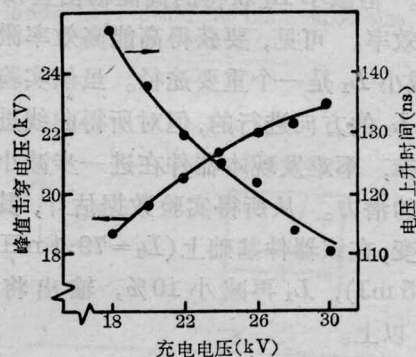


图3 峰值击穿电压、电压上升时间随充电电压的变化

HCl: Xe = 4.8 Torr: 50 Torr, 充 Ne 至 $P_g = 3.5 \text{ atm}$

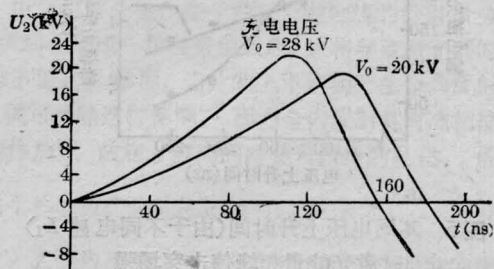


图4 充电电压的变化对 U_2 波形的影响
HCl: Xe: Ne = 0.18%: 1.88%: 97.94%, $P_g = 3.5 \text{ atm}$

四、电感的影响

为考察电感 L_1 对激光器输出特性的影响,我们改变回路结构,即在图 1 的储能电容 C_s 和球隙 SG 之间串入电感线圈。通过改变线圈圈数,实现了 L_1 依次增大而其他参量不变的条件。从放电电压波形看,增大 L_1 ,引起电压上升时间单调地变长。图 5 给出了不同电压上升时间 t_r (不同 L_1 的结果)所对应的输出能量、峰值击穿场强。可见,输出能量随电感的变化十分敏感(实验中, L_1 的变化范围为 79.1~230 nH)。增大 L_1 ,输出能量明显下降,当电感增至一定值(对应的 $t_r \sim 300$ ns)时,放电出现不稳,激光接近阈值。前面指出,靠提高充电电压增加输出,效率反而下降。但减小 L_1 获得的高能输出直接导致高的效率。可见,要获得高能高效率激光输出,减小 L_1 是一个重要途径。虽然实验是按增大 L_1 的方向进行的,但对所得曲线进行合理外推,不难发现本器件在进一步减小电感方面的潜力。从所得实验数据估计,其它条件不变,在该器件基础上 ($L_1=79.1$ nH, $E=328.5$ mJ), L_1 再减小 10%,输出将增加 10% 以上。

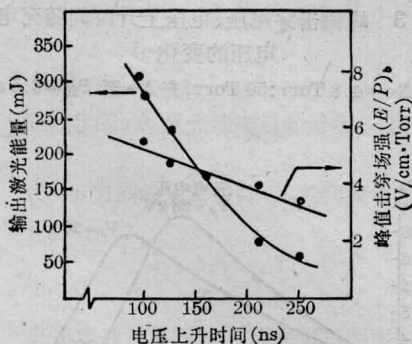


图 5 不同电压上升时间(由于不同电感 L_1)时激光能量和峰值击穿场强

充电电压 $V_0=24$ kV,
HCl:Xe:Ne=0.25%:2.1%:97.65%,
 $P_{\text{总}}=2.5$ atm

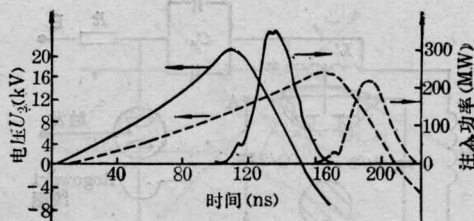


图 6 电感对电压、注入功率波形的影响
— $L_1=79.1$ nH, --- $L_1=95.4$ nH,
HCl:Xe:Ne=0.25%:2.1%:97.65%,
 $P_{\text{总}}=2.5$ atm, $V_0=24$ kV

图 6 是 L_1 值分别为 79.1 nH 和 95.4 nH 时,电压及注入功率波形的比较。显然,稍微改变结构使 L_1 增大,放电电压波形前沿变缓,峰值降低;相应注入脉冲的时间滞后,幅值变小,注入能量由 10 J 减少至 6.7 J。

五、电容 C_s 、 C_a 的作用

文献[1]中,根据等效电路方程的解,我们已得到描述储能电容 C_s 向放电电容 C_a 转移能量和电压这一过程的两个表达式。即能量转移效率

$$\eta_E = \frac{E_{\text{转}}}{\frac{1}{2} C_s V_0^2} = \frac{C_a / C_s}{(1 + C_a / C_s)^2} (1 + e^{-\gamma_1 \pi / \omega})^2 \quad (1)$$

和电压转移比

$$\eta_U = \frac{U_b}{V_0} = \frac{1}{1 + C_a / C_s} (1 + e^{-\gamma_1 \pi / \omega}) \quad (2)$$

式中 V_0 是 C_s 上的充电电压, $E_{\text{转}}$ 是转移至 C_a 的能量, U_b 是激光气体击穿电压, γ_1 是回路 1 的阻尼因子, ω 是振荡圆频率。以上两式的推导假定了激光气体的击穿发生在 C_a 达到最高电压的时刻。(1)式表明, η_E 在 $\eta_C = C_a / C_s = 1$ 时达到极值。可见, $C_a = C_s$ 时对能量转移最有利。不计损耗,可把 C_s 上的能量 100% 地转移至 C_a 。而(2)式表明, η_C 愈小对电压的转移愈有利,不计损耗,当 $\eta_C \rightarrow 0$ 时 $\eta_U \rightarrow 2$,体现了 C-C 转移电路的升压作用。显然,升压作用是以减少能量转移效率为代

价的。

实际上,上述 η_0 的两种极限情形正代表了 $C-C$ 转移放电型器件两种截然不同的工作方式: (1) $\eta_0 \rightarrow 0$, 即在长脉冲运行的情形下, 击穿前 C_s 上的能量只有极小部分转移至 C_a , 但 C_a 的升压作用却有助于激光气体的快速击穿。随之, C_s 对激光气体直接放电, 供给能量。因为回路周期 $T_1 \approx 2\pi\sqrt{L_1 C_s}$ 往往较长, 能量沉积和抽取的持续时间也长, 这是获得长脉冲准分子激光的一种手段, 参见文献[2, 3]。(2) $\eta_0 \rightarrow 1$, 即在短脉冲运行的情形下, 激光气体击穿前, C_s 上的能量几乎全部转移至 C_a ; 气体击穿后, C_a 直接对激光气体放电, 成为能量的主要提供者。因放电周期 $T_2 \approx 2\pi\sqrt{L_2 C_a}$ 要比 T_1 短得多, 能量沉积和抽取能很快完成, 因此, 可望获得高能高效率运转, 参见文献[4]。

在 $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{Ne}=0.25\%:2.1\%:97.65\%$, $P_{\text{总}}=2.5 \text{ atm}$ 的条件下, 测量了 $C_s=200 \text{ nF}$ 及 $C_s=100 \text{ nF}$ 时输出能量随 C_a 的变化, 结果示于图 7。当 C_a 从 21.6 nF 变到 54 nF 时, 输出一般随 C_a 的增大而增大, 这是预期的结果。因为据理论分析的结论, 理想能量转移效率 ($\eta_B=1$) 发生在 $\eta_0=1$, 而实验中 η_0 的变化范围在 $0.1\sim 0.54$ 之间。由图 7(c)、(d) 看到, 当 $C_s=100 \text{ nF}$, $C_a=54 \text{ nF}$ ($\eta_0=0.54$) 时, 输出有饱和趋势, 我们认为, 这时, 回路的升压效应已显示出来。提高充电电压, 饱和将发生在更高的 η_0 值。比较图 7(a)、(c) 发现, 在同样的 C_a 值下, C_s 减半 (储能相应减半), 输出只降低约 23%。这证实, 在高 η_0 下工作, 激光器的效率更高。

图 8 给出了三个不同 η_0 值下的电压电流波形。电压波形由 η_0 唯一确定, 当 η_0 由大到小, 电压上升由慢到快, 击穿点提前, 击穿电压提高。电流波形则是 C_s 、 C_a 较复杂的函数。当 C_s 相同时, C_a 大则脉冲宽, 峰值高。当 C_a 相同时, 脉宽相等, C_s 大则峰值高, 说明脉冲宽度由 C_a 单独决定, 脉冲峰值则有赖

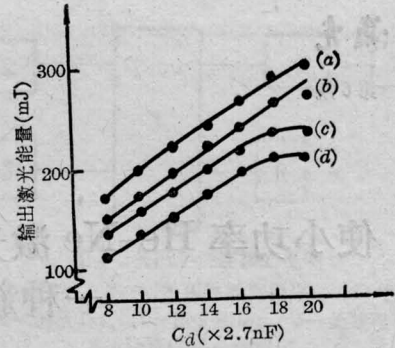


图 7 输出激光能量随 C_1 、 C_2 的变化
(a)、(b): $C_s=200 \text{ nF}$; (c)、(d): $C_s=100 \text{ nF}$;
(a)、(c): $V_0=24 \text{ kV}$; (b)、(d): $V_0=20 \text{ kV}$;
 $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{Ne}=0.25\%:2.1\%:97.65\%$; $P_{\text{总}}=2.5 \text{ atm}$

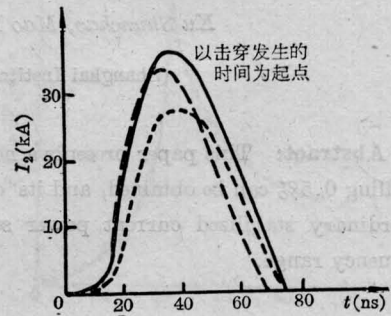
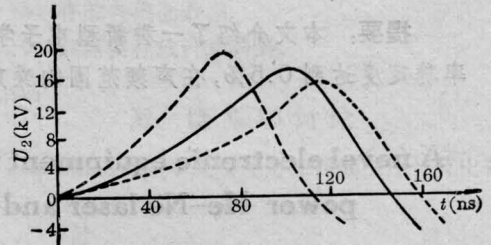


图 8 不同 C_1 、 C_2 时的电压、电流波形
实线: $C_s: 200 \text{ nF}$, $C_a: 54 \text{ nF}$ ($\eta_0: 0.27$); 虚线: $C_s: 200 \text{ nF}$,
 $C_a: 21.6 \text{ nF}$ ($\eta_0: 0.11$); 点线: $C_s: 100 \text{ nF}$, $C_a: 54 \text{ nF}$
($\eta_0: 0.54$); $\text{HCl}:\text{Xe}:\text{Ne}=0.25\%:2.1\%:97.65\%$;
 $P_{\text{总}}=2.5 \text{ atm}$; $V_0=24 \text{ kV}$

于 C_s 和 C_a , 这一点和理论结果^[1]也是一致的。因为对于放电回路, 同样通过等效电路分析, 可得到放电电流的近似表达式 (假定激光等离子电阻为常数 R_2)

$$i_2 \approx \frac{2U_b}{\sqrt{\frac{4L_2}{C_a} - R_2^2}} e^{-\frac{R_2}{2L_2} t} \times \sin \sqrt{\frac{1}{L_2 C_a} - \frac{R_2^2}{4L_2^2}} t \quad (3)$$

(下转第 331 页)

$$g_1^* = \frac{1}{2}, \quad g_2^* = 1 \quad (4-5)$$

对应热焦距满足

$$f = 2d_2 \quad (4-6)$$

2. 从基本公式(3-1)出发, 并对腔参数和归一化模参数作具体物理分析, 就可推导出望远镜腔热稳定的充分必要条件。事实上(3-12)(a)、(b)为 W_1 有极值的必要条件, 而(3-12)(c)则保证了 W_1 有极值点存在。同时, 使用本文方法, 还同时求出了满足热稳条件的 D_n, f, g_1^*, g_2^* 的解析表示式, 使用这些公式, 不仅可直接对热稳望远镜腔的性质, 例如 g^* 参数图上的分布、腔的失调特性等从物理上进行分析, 而且也给热稳腔的设计带来了方便。

3. 本文使用 g', g^* 参数等价腔可正确求出输出镜 S_1 处基模光斑半径 W_1 , 但不能直接求得全反射镜 S_2 处的基模光斑半径 W_2 , 即等价腔的使用是有条件的。通常使用的单端输出腔的热稳性实质上是指输出激光束对光腔热扰动的稳定性。可以证明, 对两端输出、二反射镜皆“匹配”的光腔, 仅可能由一端

获得热稳的激光束。因此, 所有腔参数相同, 但输出端不同的两个多元件腔, 就输出特性而言, 一般并不相同。不注意到这点就会得出错误的结论。

4. 由于使用等价腔的分析方法和变换技巧, 原则上总可以把含有多个透镜(其中有一个是热透镜)的多元件腔化为只含有一个热透镜的腔, 因此, 本文的分析方法和所得结果不仅对望远镜腔适用, 而且可直接推广用于分析一般多元件腔的热稳问题, 即光腔热稳定的充分必要条件(3-10)式或(3-12)式具有普遍性意义, 在分析具体腔型时, 仅需将相应的 g_i^*, A, d_i 等的表示式代入而已。

参 考 文 献

- 1 Staffen J et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972; **QE-18**(2): 239
- 2 Lortscher J P et al. *Opt. and Quant. Electr.*, 1975; **7**(6): 505
- 3 吕百达. 光学学报, 1987; **7**(2): 105
- 4 Hanna D C et al. *Opt. Commun.*, 1981; **37**(5): 359
- 5 Weber H. 激光谐振腔, 华中工学院出版社, 1983: 111

(上接第 335 页)

而击穿电压可近似表示为

$$U_b \approx \frac{V_0}{1 + \frac{C_d}{C_s}} (1 + e^{-\gamma_s \pi / \omega}) \quad (4)$$

(3)、(4)式确实反映了前述的电流幅值和脉宽随 C_s, C_d 的变化规律。

六、结 论

对激光器电参量的研究表明: 放电泵浦的 XeCl 准分子激光器中, 各电参量控制着初始储存的能量向激光气体内沉积的过程, 从而影响到激光器的输出能量和效率。为得到高能高效激光输出, 要求回路电感尽可

能小以增大电压上升速率, 从而获得较高的注入功率; 提高充电电压只有在设法增大激光气体击穿相角的基础上才能收到良好效果; 而储能电容 C_s 一旦选定, 对于特定器件, C_d 有一特定最佳值。理论上应使 $\eta_C = 1$ 。实际上, 兼顾到电压转移比, 应取 η_C 为小于 1 的某最佳值。

参 考 文 献

- 1 王绍英 et al. 光学学报, 1988; **8**(2): 125
- 2 Mel'chenko S V et al. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1984; **4**(17): 1009
- 3 Bychkov Yu I et al. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1982; **12**(12): 1581
- 4 Miyozaki Kenzo et al. *Rev. Sci. Instrum.*, 1985; **56**(2): 201