

电子束控制的 CO₂ 激光器特性的研究

庄斗南 陆载通 李兰英

(中国科学院上海光机所)

提 要

本文报导了电子束控制放电激光器的泵浦模型, 根据模型设计的 8 升激活体积的冷(阴极)电子束控制放电 CO₂ 激光器系统的运转特性与预期结果相符。

Investigation on the characteristics of an electron-beam controlled CO₂ laser

Zhuang Dounan Lu Zaitong Li Lanying

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

Abstract

The pumping model for an electron-beam controlled discharging laser is described. A cold-cathode electron beam controlled discharging CO₂ laser system with 8 litres of excitation volume was designed on the basis of this model, and its operation characteristics are in agreement with the predicted ones.

一、引 言

继纵向低气压放电激光器之后发展起来的高气压激光器在峰值功率和脉冲能量方面迅速增长。关键技术是横向均匀放电。均匀放电方法很多。电子束控制放电(属非自持放电)的主要特点是由独立于激光器之外的电子束源来控制, 整个放电气体具有均匀的电导率, 它对于大体积、高气压和最佳电场气压比值低于气体自击穿条件的激光器特别优异。近几年这种技术已从 70 年代初开始用于 CO₂ 激光器发展到多种气体; 电子束泵浦

的激光器和化学激光器的诱发也朝这个方向发展。其中, 冷阴极电子枪(简称冷枪)对这类用途具有合适的电子束流密度, 而且运转简便、可靠。

这种激光器和汤生放电泵浦的情况不一样, 它既有外来电子束源又有主放电。我们从电子束控制放电激光器的基本过程出发, 采用一个泵浦模型, 以易测电参量——主电流密度的方程来描述泵浦过程, 算出泵浦能量密度, 估算激光输出, 选定系统设计参数。此外, 若把计算结果与测量的主电流比较可以得到放电过程的一些基本参数; 如果把泵浦

收稿日期: 1979 年 2 月 19 日。

函数代入 Casperson 的理论公式^[1]便可以计算激光增益和波形。

二、泵浦模型

泵浦模型基本分三部分, I. 电子束源; II. 激发气体; III 激光输出(参见图1)。模型核心是第 II 部分,主要参数是气体放电电流密度,即主电流密度。

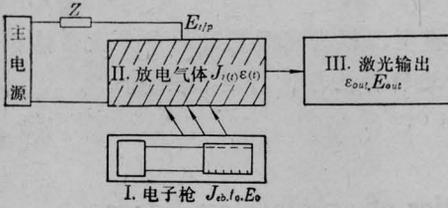


图1 电子束控制放电泵浦模型方框图

图中, $J_a(t)$ 是主电流密度, $e(t)$ 是泵浦能量密度; e_{out} 、 E_{out} 为激光输出密度和总输出; J_{eb} 、 t_0 、 E_0 分别为电子束流密度、束宽和能量

满足 $E_i/P < E_0/P$ (E_0 是气体自着火电场)时, 激发气体预先加上主电压, 此刻 $J_i(t) \rightarrow 0$ 。随后, 若电子枪点火运转, 电子束穿入主放电区, 气体电离, 于是主放电过程开始, $J_i(t)$ 上升并继续到束流停止后不久的时刻。主放电过程中, 二次电子迅速产生并激发具有受激特性的气体粒子至激光上能级。这就是泵浦过程。

经过一定时刻的粒子数积累, 于是便可能出现增益、受激振荡或放大。

主电流密度 $J_i(t)$ 的放电气体中可能输入的泵浦能量密度

$$\varepsilon(t) = \int_0^t W(t) dt \quad (1)$$

其中, 泵浦功率密度*

$$W(t) = J_i(t) E_i \quad (2)$$

由一般的电子密度速率方程可以获得放电气体的电流密度方程

$$\frac{dJ_i(t)}{dt} = c_1 v_d P J_{eb} - \frac{\alpha_r}{e v_d} J_i^2 \quad (3)$$

其中, 设气体呈电中性, 忽略汤生和附着效应(在电子束控制的高气压 CO_2 混合气体放电

中是合理的), α_r 是电子-离子复合系数, v_d 是电子漂移速率, e 是电子电荷, c_1 是与电子能量和气体特性有关的参数, 典型值列于表 1 中。

显然, (3) 式把电子束控制放电的过程直观地表达为主电流与电子束参数的直接关系。普通情况下, J_{eb} 是时间的函数, 式(3)需用数值法求解。

简化情况下, 令 J_{eb} 为常数(或取平均值), 解(3)式可得

表 1 典型气体比率和电子束能量 E_0 与 c_1 值的关系

E_0 (千电子伏)	气体比份 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$			
	2/3/5	1/2/3	1/0/3	1/0/0
	$c_1 (\times 10^{20})$			
150	6.4	8.1	4.8	15
200	4.8	5.6	3.5	11
400	3.2	4.0	2.5	6.9

其中 c_1 单位 [大气压⁻¹·安培⁻¹·厘米⁻¹·秒⁻¹]

$$J_i(t) = J_{im} \tanh h \left(\frac{c_1 P J_{eb} \alpha_r}{e} \right)^{1/2} v_d t \quad (4)$$

其中, $J_{im} = v_d \left(\frac{e c_1 P J_{eb}}{\alpha_r} \right)^{1/2}$ 。由(4)式绘出曲线于图 2 中, 电子束照射时间从 $t=0$ 开始, $t=t_0$ 结束。显然, 该曲线与实验中测量的主电流波形 $I_i(t)$ 相似, 因此把测量波形 $I_i(t)$ 与式(4)直接比较便可以确定不易同时测量的电子束流密度 J_{eb} 、二次电子密度和束流停止时刻 t_0 等基本参数(见下文)。

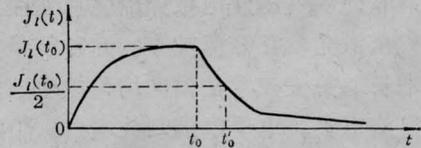


图 2 电子束控制放电的主电流密度理论曲线。 t_0 足够大时, $J_i(t_0) \approx J_{im}$

由(1)、(3)和(4)式可以得到泵浦能量密度

* 这里假定主电容足够大, 引线电感、电阻可忽略, E_i 固定。这与实际情况大致相符。

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \{ \ln \cosh (c_1 P \alpha_r T_{eb})^{1/2} (\delta_1 t) + \delta_2 \ln [1 + n_e(t_0) \alpha_r (t - t_0)] \} \quad (5)$$

其中,

$$t \geq t_0, \quad \delta_1 = t_0/t, \quad \delta_2 = 1;$$

$$t < t_0, \quad \delta_1 = 1, \quad \delta_2 = 0;$$

$$\varepsilon_0 = e v_d E_l / \alpha_r,$$

$$n(t_0) = \left(\frac{c_1 P J_{eb}}{\alpha_r} \right)^{1/2} \tan h (c_1 P \alpha_r J_{eb})^{1/2} t_0;$$

这里 t 为有效泵浦时间。下文中我们将看到(5)式的计算值与测量值接近。

三、结构参数的选定

引入由 E_l/P 值和气体成分所确定的激光效率 η , 由(5)式得出激光器可能提供的总输出

$$E_{out} = \frac{\pi \phi^2 l \eta}{4} \varepsilon_0 \{ \ln \cosh (c_1 P \alpha_r J_{eb})^{1/2} \times (\delta_1 t) + \delta_2 \ln [1 + n_e(t_0) \alpha_r (t - t_0)] \} \quad (6)$$

其中, 激发口径 ϕ 的最大值受可能运转的电压和横向损耗所限; 最大激发长度受单程放大损耗或自激振荡所限; c_1, v_d, α_r 可以查出; 气体成分和 E_l/P 值由合适的 η 值所决定; t_0 和 J_{eb} 等由电子枪特性决定。

将放大器提取效率 η_{am} 代替 η , (6)式的 E_{out} 就是可能从放大器中提取的总能量。

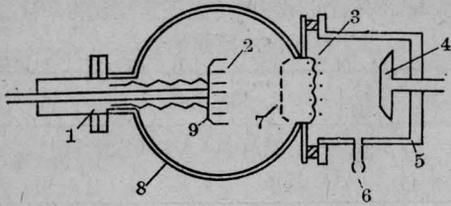
根据已知的参数和预求的激光输出, 由上述式子可以选定所需的条件, J_{eb}, E_l, P 和 t_0 等。

为了获得单脉冲能量几百焦耳的激光输出和近千倍的小信号增益, 我们选用冷枪产生电子束(简称冷电子束)控制 8 升激发体积的 CO_2 激光器。为了加工使用的方便和灵活性, 采用一式二节结构。每节各由独立电源供电, 二台冲击电压(或 Marx)发生器由公用的第一级球隙作同步开关。整个装置分别见图 3(a) 剖面图和图 3(b) 电源简图。

真空系统与枪同轴, 用钛泵或扩散泵均可。前者无油蒸气, 使枪运转稳定, 但启动困

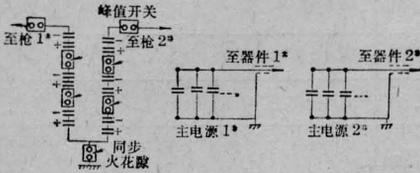
表 2 8 升激发体积的冷电子束控制的 CO_2 激光器系统主要结构参数。

激 光 器 结 构 参 数	
激光器	外壳——有机玻璃, 内侧面喷砂, 防止寄生振荡
主 阴 极	用 $\phi 0.2$ 厘米黄铜丝, 间距 1.2 厘米并排, 面积 87×10 厘米 ² , 透过率 $\sim 80\%$
主 阳 极	铝表面喷砂(不必成儒可夫斯基型, 只需倒圆角), 或紧密结构石墨, 面积 92×12 厘米 ²
极 间 距	7~10 厘米可调
气 压	>1 大气压可调
主 电 容	(每台)7.2 微法 $\times 50$ 千伏, 或 ~ 9 微法 $\times 50$ 千伏(共二台)
激发区或腔长度	激发长度 $\sim 2 \times 85$ 厘米, 腔长 ~ 3 米
激 光 器 窗 口	Ge 片易损, NaCl 好一些, 也易打出云层。全反镜——玻璃先涂铬后涂金, $R > 10$ 米
激发体积	8 升(预期输出 30~50 焦耳/升)
小信号增益系数	预期 4~4.5% 厘米 ⁻¹ 脉宽 1~3 微秒
冷 枪 结 构 参 数	
枪 壳	4 毫米厚不锈钢筒, 端面有插头、观察窗。
阴 极	0.02~0.04 毫米厚铝箔卷成 $\sim \phi 1.2$ 厘米圆筒排列在 7×85 厘米 ² 的不锈钢阴极罩内
阳 极	箔型不锈钢网, 透过率 $\sim 80\%$ 。
极 间 距	1~10 厘米可调
枪 真 空	一般为 $5 \times 10^{-5} \sim 5 \times 10^{-6}$ 托, 泵与枪同轴, 使用 Ti 泵或冰水冷却(夏天为主)扩散泵
枪电源电容电压	$c_M \sim 0.45$ 微法/6~0.9 微法/6 (共二台) v_g 最高值 ~ 50 千伏 $\times 6$
窗 口	Ti, Al 或涤纶膜涂铝
开 关	充气火花隙, 铜-钨合金电极
枪电极等效电容	$c_g \sim 40$ 微微法
其 他	单位阴极面积所配电源平均容量 ~ 130 微微法/厘米 ²



(a) 剖面图

1—有机玻璃引线柱；2—铅箔筒；3—枪薄膜窗口；
4—主阳极；5—激光盒；6—气嘴；7—枪阴极；
8—不锈钢机壳；9—阴极罩



(b) 电源简图

图3 8升冷电子束控制的CO₂激光器剖面图和电源简图

难；后者会让油蒸气沾污电子枪，尤其是热天，必须对扩散泵进行冷却或另加冷阱等除油装置。

系统主要结构参数列于表2。其中，主电容量 C 选得很大，用同轴电缆小心地连线，以满足(1)式条件。

四、运转特性的实验研究

根据泵浦模型，电子束参数对激光特性起决定性作用(见(4)、(5)和(6)式)。而电子束受电子枪特性所决定。因此，我们建立一系列测试装置，测量枪、电子束和激光特性。这些方法同样适用于其他类型的快放电激光器系统。

1. 测量方法

脉冲高压。使用二种方法，①阻、容分压器(由27节510微微法无感电容和3千欧姆碳质电阻串接浸在油箱内)，优点是能比较正确反映波形，缺点是电阻易损坏，检查不便。②硫酸铜水溶液电阻分压器，但阻值不稳，采用饱和溶液过滤后阻值稳定。结构采用 $\phi 2.5$ 厘米、高约70厘米的玻璃钢管装水

溶液，一端浸入铜棒接高压端，另一端串75欧分压电阻接屏蔽外套后接地。后者可靠，对快上升波头稍有畸变。分压比为7000/37.5，或6000/37.5。

脉冲电流。用磁芯儒可夫斯基线圈(铁芯截止频率0.5~1兆赫，饱和磁场强度 $B_s \approx 3200$ 高斯，尺寸 $\phi_{外} 10 \times \phi_{内} 4.5 \times 2$ 厘米，磁环上均绕30匝，输出电阻约1.1欧)。经多种方法模拟、比对证实显示波形正确。此外，曾用介质芯线圈(300匝，24欧)测量，波形严重反冲，但波头正确，把峰值至底部算作幅度之后，数据近于合理。

束流分布和波形。用可变束流和能量的电子束照射酸敏纸，测量酸敏纸的单色透过率，并用法拉第筒定量测量给出电子流密度和能量与射程定标曲线。电子枪运转时，便可以用酸敏纸定量地测量电子束的密度分布和能量分布。

激光和增益波形。采用10瓦左右， $\phi 0.5$ 厘米的连续CO₂激光作为探针光束通过放大器，输出后经约20米长光路进入屏蔽房内的液氮冷却的HgCdTe探测器测量增益波形。激光波形用口径约3厘米的Ge光子牵引探测。由SS-212示波器显示。

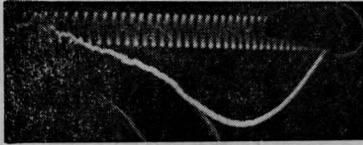
激光能量和其他激光参数。普通炭锥形卡计在兆瓦/厘米²水平的CO₂激光照射下出现明显的闪光、燃烧。为此，我们研制了用CaF₂作吸收体的体吸收卡计，效果良好。承受功率密度大于10兆瓦/厘米²，潜力大于30焦耳/厘米²和千兆瓦/厘米²，与上海计量局圆盘功率计定标结果在3%以内相一致。光眼角用热敏纸打花样方法测量。

X光测量。用热释光材料(如LiF等)测量系统运转时的X光辐射强度达到20毫伦/单脉冲(器件下侧约1米处)。

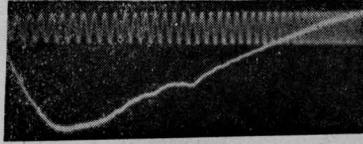
2. 实验结果

1) 冷枪特性

通常认为冷枪的“着火”过程是由局部点的场发射开始形成发射层。本实验有几个事

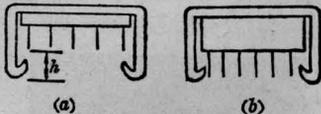


(a) 枪压 $v_g(t)$



(b) 枪电流 $I_g(t)$

图4 电子枪电压和电流波形同步照片



(a) $h=1.5$ 厘米 (b) $h \approx 0$

图5 二种典型的阴极发射体位置 (h 为发射端与阴极罩端面相对位置)

实证明了这一点。(1) 选用厚约 0.004 厘米的钽片作阴极, 枪压 $v_g > 150$ 千伏时, 可得到 $E > 10^7$ 伏/厘米。同样条件下, v_g 下降时发射效果变差的速度比 $v_g^{3/2}$ 关系大。(2) 从图 4 枪电压和电流波形可见, v_g 达到峰值之前, 没有明显的发射。(3) 阴极罩与发射体的相对位置不同, 阴极体上的电场不相同, 虽然 d_0 (枪阴、阳极间距) 相同, 而发射效果相差很远。图 5 是二种典型的发射位置, 图 5(b) 比 (a) 的发射效果高约 $\sqrt{2}$ 倍。(4) 烧蚀、清洗过的发射筒发射性能显著改善, 这也表明阴极体初始发射的重要性。(5) 枪引线柱附近的位置发射强, 表明“着火”快的好处。

“着火”后由发射层发射电子, 阻抗特性一般认为是

$$Z_g = d^2 / AKv_g^{1/2} \quad (10)$$

其中, A 是发射面积, 系数 $K = 2.335 \times 10^{-6}$, $d = d_0 - vt$, v 是枪内发射层扩展速度。当 $d_0 = vt$ 时, $Z_g \rightarrow 0$ 。在我们的实验条件下发现“着火”后的枪阻抗不是 (10) 式而是指数规律

$$Z = Z_0 e^{-\frac{t-t_{i0}}{\tau_0}} \quad (11)$$

式中, 常数 Z_0 、 τ_0 和 t_{i0} (枪电流起始时刻) 因

运转条件的不同而不同。例如, 由图 4 得, $Z_0 \approx 71$ 欧姆, $\tau_0 \approx 0.5$ 微秒, $t_{i0} \approx 0.55$ 微秒。实验还发现, Z_0 小, I_g 大; τ_0 越大, 阻抗和枪压波形都较平坦, 脉宽大; 枪压上升慢, t_{i0} 相应变大。

对二支电子枪电流同步测量的结果 (见图 6) 表明通常是同步的, 这说明第一级球隙作同步开关是可靠的。

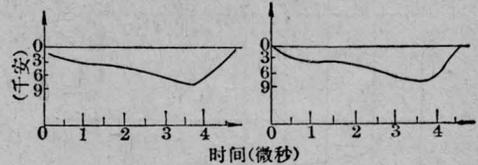


图6 二支电子枪的电流同步波形

左: 1# 电子枪; 右: 2# 电子枪

此外, 根据枪电流和束流波形可以定义束流宽度 τ , $\tau = t_{cu} - t_{i0}$, 其中, t_{cu} 是对应于窗膜截止电压的时刻。 τ 与 v 的关系密切, 而 v 值受枪真空的影响, 真空度太低, v 大, τ 小, 这可以从二个枪电压波形 (图 7) 看出, 真空度低的一幅显示枪压在 ~ 1.8 微秒时刻迅速降到零。



图7 真空度为 2.5×10^{-5} 托 (a) 和 8.5×10^{-5} 托 (b) 时的枪电压波形 (阻容分压器测量)

虽然, 在 $8 \times 10^{-6} \sim 8 \times 10^{-5}$ 托真空范围内枪都能运转, 但真空度太低脉宽小, 输入与激光能量都小 (参见图 10)。实验发现枪限流电阻在 $0 \sim 10$ 欧左右影响不大, 但太小枪内击穿严重影响发射体寿命, 太大影响枪电流。

关于枪阴极结构的试验发现, 多个钽箔圆筒排成的阴极比刀片、针排等阴极具有长寿命、发射均匀性和稳定性好的优点。电子束穿过涤纶膜窗后发散角 $\geq 20^\circ$ 。

2) 束流及其分布 图 8 示出枪电压、电流和束流的同步波形, 它证实了上述关于 τ 值的定义基本合理, 稍为偏高。因为我

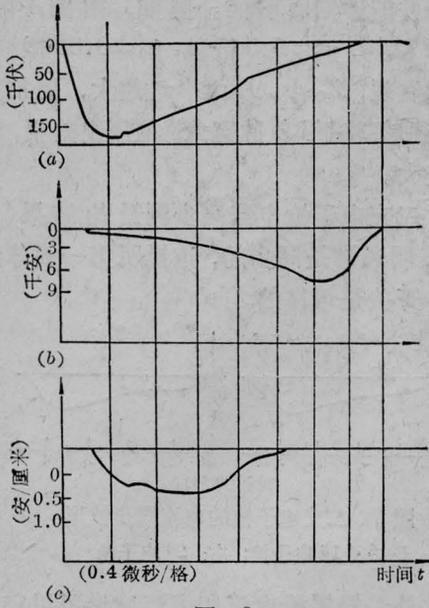
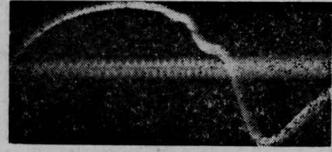


图 8

们的 70 微米厚涤纶膜涂铝窗口截止电压约 7.5 万伏 (质量厚度约 7 毫克/厘米²), 事实上, $v_0 \approx 10$ 万伏时透过率已显著降低。束流的横向分布基本均匀, 沿光轴方向不太均匀, 引线柱附近较强, 可见需增加引线, 缩短长度。我们的束流密度在 $d_0 \approx 10$ 厘米时约 100 毫安/厘米², $d_0 \approx 5$ 厘米, $J_{e0} \approx 0.5$ 安/厘米²。前者脉宽 2~3 微秒, 后者 1~1.5 微秒, 阻抗崩溃速率 $v \approx 3 \sim 5$ 厘米/微秒。

3) 主电流特性 二节器件的同步往往出现 1.5~0.8 微秒的延迟。原因主要与气体混合不均匀有关: (1) 充气时按 CO₂、N₂、He 的先后顺序充, 未预先混合; (2) 靠近充气端器件绝大部分先点火, 可能因 He 气比偏高; (3) 经多次运转后才可能出现同步 (见照片 9)。

以照片 10 为例, 峰值电流和峰值电流密度 J_{im} 分别为 1.4×10^4 安培和 20 安培/厘米²。本实验条件下, 由表 1 和文献 [2, 3] 可以查得所需参数, $c_1 \approx 8.1 \times 10^{20}$ (大气压⁻¹·安培⁻¹·厘米⁻¹·秒⁻¹), $v_d \approx 6 \times 10^6$ [厘米/秒], $e = 1.6 \times 10^{-19}$ [库仑]。又由 $t \geq t_0$, $J_{e0} = 0$ 时 (3) 式的解可得



(a)



(b)

图 9 二器件同步运转的电流波形 (a) (二幅都接近 (a)) 和不同步电流波形 (b) (另一幅同 (a)) (介质芯线圈探测)



图 10 典型的主电流波形

实验条件: 枪电压 $V_M \approx 183$ 千伏, $E_0 \approx 150$ 千伏, $E_i \approx 5.7$ 千伏/厘米; $P = 1.25$ 大气压, CO₂/N₂/He $\approx 1/2/3$ 。磁芯线圈: 30 匝, 电阻 1.1 欧姆。图中坐标, 纵坐标 1.5×10^4 安培/厘米, 横坐标 0.11 微秒/1 周期。充电电压 $V_0 = 40$ 千伏, 电压降 $\Delta V_i = 1.8$ 千伏

$$\alpha_r = \frac{1}{\left(\frac{J_{im}}{ev_d}\right)(t'_0 - t_0)} \approx 8 \times 10^{-8} \text{ (厘米}^3/\text{秒)},$$

其中 $J_i = \frac{1}{2} J_{im}$ 时, $t = t'_0$, 这与文献 [3] 的 α_r 值 (9×10^{-8}) 接近; 照片中可知 $t_0 \approx 1.2$ 微秒。

于是, 可算出放电气体的最大电导率 $\sigma_m = \frac{J_{im}}{E_i} \approx 3.5 \times 10^{-3}$ (欧姆⁻¹·厘米⁻¹), 即单节器件的最小放电阻抗约为 3.3 欧姆; 平均束流密度 $J_{e0} = \left(\frac{J_{im}}{v_d}\right)^2 \alpha_r / ec_1 P \approx 74$ 毫安/厘米²; 由 (5) 式可得 $\varepsilon(t_0) \approx 0.15$ [焦耳/厘米³], 总泵浦能量 $E \approx 1200$ 焦耳。

在我们的实验中用静电计测主电容在放电过程中释放出的能量

$$E' = \frac{1}{2} c (2V_0 - \Delta V_i) \Delta V_i \approx 1000 \text{ 焦耳}.$$

显然, 理论与实验结果十分接近, 理论结果偏高的原因主要来源于计算中引入的近似, 尤

其是忽略主放电回路损耗。这是一次低水平的运转,特点是束流、 E_i/P 值和脉宽都不高,而这三者都是提高泵浦能量的有效措施,其中 E_i/P 与 η 密切相关,在 J_{ob} 不大时,提高脉宽是好途径。

4) 激光特性 实验装置和结构参数见图3和表2。举二个二节同步运转时的例子:(1)以照片9(a)为例。实验条件, $V_0=41.5$ 千伏, $V_M=62\times 3$ 千伏,枪电压约150千伏,主电压降 $\Delta V_1\approx 3$ 千伏, $t_0\approx 2.5$ 微秒,则 $E\approx 1750$ 焦耳,激光输出 $E_{out}\approx 187$ 焦耳,激光效率 $\eta\approx 11\%$, $I_{im}\approx 1.44\times 10^4$ 安,气体 $CO_2/N_2/He\sim 160/320/480$ 托。(2)获得较大输出的典型, $E_{out}\approx 430$ 焦耳, $\epsilon_{out}\approx 38$ 焦耳/升·大气压。实验条件, $CO_2/N_2/He\sim 180/360/480$ 托, $V_1=48.5$ 千伏, $\Delta V\approx 3$ 千伏, $V_M\approx 198$ 千伏。枪电源储能 $E_M\approx 1485$ 焦耳, $E\approx 3000$ 焦耳。不考虑枪电源储能时,激光效率 $\eta\approx 14\%$ 。

输出光斑不太均匀,属多模结构,方向角约1毫弧度。

实验中发现,激光输出较好的气体比分是 $CO_2/N_2/He\sim 1/2/3$ 。激光波形如图11所示

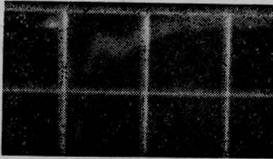


图11 中等激光输出的激光波形
(扫描:5微秒/厘米;纵坐标:相对光强)

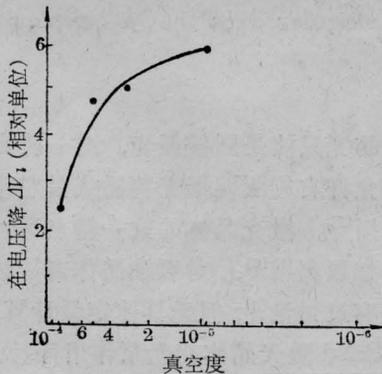


图12 电子枪真空度对激光器输入能的关系

示,第一尖峰虽陡峭上升,但因 N_2 气比率高,对尾部贡献很明显。对于更高的输出,呈现更长更高的尾部,尾部占激光能量的大部分。

枪真空度对 ϵ 影响的实验结果示于图12。其中表明枪真空不太高时已经达到饱和,而真空低于 10^{-4} 托,输入迅速下降。实验发现合适的枪真空是高于 2×10^{-5} 托,这比文献[4]等的高约一个量级。

5) 增益 增益波形与激光波形类似, N_2 气比率高时,尾部较高,但增益尖峰偏低。 N_2 气减少时,增益尖峰升高,尾部压低。后一条件下增益较大。在 $CO_2/N_2/He\sim 210/270/480$ 托时获得小信号增益系数 $g_0\approx 4.5\%$

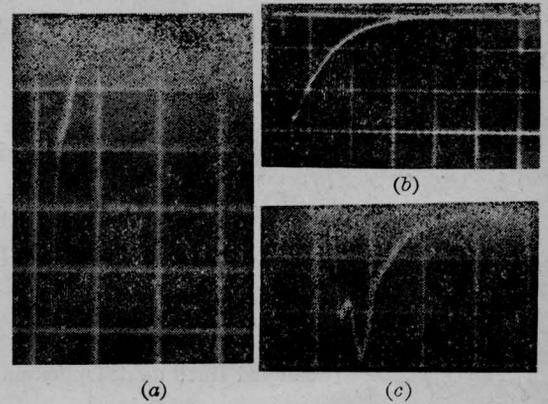


图13 不同气体比分的增益波形

实验条件:(a) $CO_2/N_2/He\sim 210/270/480$ 托,枪真空 8×10^{-6} 托, $V_M=63.5\times 3$ 千伏, $V_1=43.5$ 千伏, $\Delta V_1=3.5$ 千伏;(b) $CO_2/N_2/He\sim 180/300/480$ 托, $V_1=43$ 千伏, $V_M=62.5\times 3$ 千伏; $\Delta V_1\approx 3.5$ 千伏;(c) $CO_2/N_2/He\sim 160/320/480$ 托,其他同(b)

厘米 $^{-1}$ [见图13(a)]。然而在激光较强的气体比率高下, g_0 却低2~3倍以上,增益波形宽而且只出现一个低而宽的峰[图13(b)],或尾部比第一峰更高的情况[图13(c)]。这对于短脉冲放大器是很重要的特性。

参 考 文 献

- [1] L. W. Casperson *et al.*; *J. Appl. Phys.*, **47**, No 10(1976), 4555~4571.
- [2] O. D. Judd; LA-UR75-1433.
- [3] C. Cason *et al.*; AIAA77-65.
- [4] AD 742841.