

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究报告集

第四集

气体激光器及其应用

(内部资料)



1977

P374/46 04-5/32.4

中国科学院上海光学精密机械研究所

研究报告集

气体激光器及其应用

(内部资料)

1977

前 言

自从激光技术出现以来，气体激光器一直作为激光的主要器件之一而获得十分迅速的发展。初期研究的主要是电激发低气压器件，其中一些，如 He-Ne、Ar⁺、He-Cd 和 CO₂ 等激光器，目前已达到商品化，在工农业、医疗、科研和国防上都已广泛应用。

在六十年代末和七十年代初，出现了燃烧气动激光器、高气压激光器、电气动激光器、化学激光器和准分子激光器等新型器件。这些高能量、大功率气体激光器的出现，使气体激光器进入了一个新的发展阶段。连续输出功率从百瓦量级提高到百万瓦量级，脉冲功率达千兆瓦量级，可以与固体激光器相比拟；能量转换效率高；输出激光波长丰富，覆盖从真空紫外到远红外区，而且成本也较低。可以预料，气体激光器的这些新发展将会使它们在各方面获得更为广泛的应用，并为气体激光器今后的发展展示了美好的前景。

本报告集主要收集了我所自无产阶级文化大革命以来有关气体激光器方面的报告共二十一篇，是我所科技人员从事气体激光研究的部分工作总结。有些报告还来不及编入，因而在内容上并不完整，加之气体激光领域范围广泛，内容丰富，发展迅速，所以，本报告集并不能反映我所气体激光研究的全貌。

收集在报告集中的二十一篇文章，大体可分为两大部分：第一部分介绍了几种气体工作物质的激光器件的研制；第二部分介绍激光器性能与工作参数关系以及激光参量的测量和气体激光器的某些应用。

由于编者水平有限，如有不当之处，热切欢迎同志们批评指正。

编 者

1977年10月

毛主席语录

在生产斗争和科学实验范围内,人类总是不断发展的,自然界也总是不断发展的,永远不会停止在一个水平上。因此,人类总得不断地总结经验,有所发现,有所发明,有所创造,有所前进。

阶级斗争、生产斗争和科学实验,是建设社会主义强大国家的三项伟大革命运动,是使共产党人免除官僚主义、避免修正主义和教条主义,永远立于不败之地的确实保证,是使无产阶级能够和广大劳动群众联合起来,实行民主专政的可靠保证。

要在继续完成政治战线上和思想战线上的社会主义革命的同时,把党的工作的着重点放到技术革命上去。这个问题必须引起全党注意。

我们一定要鼓一把劲,一定要学习并且完成这个历史所赋予我们的伟大的技术革命。

全党努力学习科学知识,同党外知识分子团结一致,为迅速赶上世界科学先进水平而奋斗。

* * * *

把科技战线上广大干部和群众的革命积极性充分调动起来,向科学技术的现代化进军。

毛主席《在中国共产党第十一次全国代表大会上的政治报告》

目 录

电子束控制放电 CO ₂ 激光器.....	五〇三组	(1)
电子束控制放电 CO ₂ 激光器的实验研究	五〇三组	(5)
多节紫外光预电离 TEA CO ₂ 激光器	五〇一组	(11)
千瓦级燃烧型连续 CO ₂ 气动激光器.....	气动激光器研究组	(17)
十公斤气动激光器.....	气动激光器研究组	(19)
固体爆炸脉冲气动激光器.....	气动激光器研究组	(26)
气体远红外激光器.....	王润文 王福敦 雷仕湛 王志志	(33)
脉冲氩激光器及氦激光器.....	谢培良 王运书 赵伟明	(36)
纵向放电 CO ₂ 激光振荡器和放大器中的若干问题.....	邹海兴 程兆谷 顾庆华 贾青圃	(40)
氩离子激光器.....	可见激光研究组	(49)
JG-1 型 CO ₂ 激光器	CO ₂ 激光加工三结合组	(52)
氦-氟激光器的临界振荡选模	郑承恩 邵嘉莉 于澍生 于志捷	(61)
三相工频放电对 CO ₂ 激光器输出的影响	刘振堂 归振兴 莫成安 常秀珍	(64)
He-Ne 激光器中反射镜面形对激光输出束宽的影响.....	袁才来 郑承恩	(67)
连续 CO ₂ 气动激光器增益的测量.....	气动增益测试组	(72)
流动态 CO ₂ 激光器中 He 气的循环使用.....	谢相森 庄国良 朱福林 关铁梁	(74)
共振腔最佳透过率的选择.....	气动增益测试组	(78)
氦-氟激光束经畸变介质后的补偿	谢培良 蔡俊豪 谭慈爱 王运书	(80)
CO ₂ 激光切割.....	CO ₂ 激光加工三结合组	(83)
激光对动物机体损伤效果的观察.....	五〇三组	(89)
三维形变全息照相定量分析.....	王润文	(94)

电子束控制放电 CO₂ 激光器

五〇三组

用电子束控制电激励高压激光器是近几年来发展的一种新技术。在大气压横向电激励 (TEA) CO₂ 激光器的基础上比较有效地实现了大体积高压的均匀放电^[1]。我们利用这种技术在一台小型器件上也取得了一些初步结果。

一、原理和分析

在一个初始电离的气体中,由于电子的密度随着电子和离子的复合、扩散和附着而慢慢消失,因而要维持一定的电子密度必须外加电离源。

(1) 电子枪的束流

为了使工作气体达到一定的电子密度,根据等离子体的稳定条件及高能电子的电离能力^[2,3],可求得电子的束流密度为:

$$j = \frac{n_0^2 \alpha e}{N_p} \quad (1)$$

其中 n_0 为达到稳定后的电子密度, e 为电子电荷, α 为电子-离子复合系数, N_p 为电子束的电子每厘米深度产生的电离对:

$$N_p = \eta_i E_s P / (i, p) \quad (2)$$

其中 η_i 表示初始电子能量损失消耗在产生电离对的比, E_s 表示单位长度上的能量损失, (i, p) 为混合气体的平均电离电位, P 为总气压(以大气压为单位)。当总气压为一个大气压时,对于 CO₂:N₂:Ne=1:2:3 的工作气体,取 $\eta_i=0.4$, $E_s=3.2$ 千伏/厘米, $(i, p)=10$ 电子伏, $\alpha=10^{-8}$ 厘米³/秒,根据 (1)、(2) 式,并要求 $n_0=5 \times 10^{12}$ 个/厘米³,束流密度必须要在 30 毫安以上。

(2) 电子的能量

为了获得足够的体电离,初始电子必须具有一定的能量,才能穿过整个工作气体。电子枪内的电子首先要穿过电子枪的窗口(铝箔或钛箔),然后注入气体。不同能量的电子的穿透本领为^[4,6]

电子能量(千电子伏)	100	150	200	250
射程(毫克/厘米 ²)	15	30	50	75

对于 0.03 毫米厚的铝箔约需 8~10 毫克/厘米²。当电子注入气体时,由于气压比的不同,射程也是不同的。对于不同气压比,不同电子能量在气体中的射程见下表(总气压为一个大气压)。

混合气体 CO ₂ :N ₂ :He	气体密度 300°K (毫克/厘米 ³)	100 千伏 R (厘米)	150 千伏 R (厘米)	200 千伏 R (厘米)	250 千伏 R (厘米)
1:2:3	0.76	20	40	66	92
1:1:3	0.68	22	44	73	103
2:3:5	0.79	19	38	64	89
1: $\frac{1}{4}$:3	0.60	25	50	83	116

从上表可见,对常用的几种气压比,穿过 10 厘米的混合气体约需 6~8 毫克/厘米²。由于主放电使初始电子加速,因此也必须考虑在内。R. C. Smith^[6]对电子注入气体的射程作了计算,并考虑了主放电电场对射程的影响。根据这些结果,若使主放电电极间距不大于 10 厘米时,只要使电子加速能量约为 150 千伏就可以了。

(3) 主放电电流

被电离的二次电子,在电场(主放电电场)作用下产生的电流密度为:

$$J = n_e e V_d \quad (3)$$

式中的 V_d 为电子的漂移速度,它与电场有关, n_e 为电子密度。有关低气压工作气体的计算结果表明场强 E 约在 4~10 千伏/厘米·大气压时,对激光粒子数反转最有效^[4, 6, 7],一般取 $E \approx 4$ 千伏/厘米·大气压。若使 $n_0 = 5 \times 10^{12}$ 个/厘米³, $V_d = 5 \times 10^6$ 厘米/秒,则稳定后的放电电流密度 $J \approx 4 \sim 5$ 安培/厘米²。

二、实验装置

图 1 是实验装置的示意图。

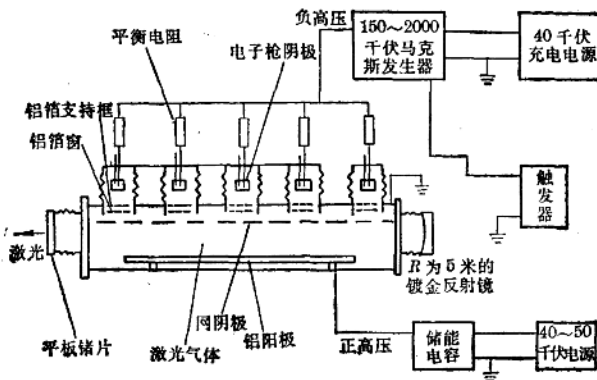


图 1 实验装置示意图

激光器件前后侧面和左右两端用有机玻璃,上下用钢板结构。上面一块板开了 5 个 $\phi 5$ 厘米的窗口,相邻窗口中心相距 8 厘米,每个窗口与电子枪窗口的法兰盘相配。为了使各电子枪工作平衡,电子枪阴极与高压电源之间分别串联约 1 千欧姆电阻(所谓平衡电阻)。激光器件内主放电的阴极用不锈钢网,阳极用铝板,电极间距可在 5~10 厘米内调节。器件工作时,通过触发器使马克思(Marx)发生器打开,输出的负高压加到电子枪的阴极。此时,电子束即

注入工作气体，使气体电离，于是已充好电的主放电电流即自动放电，泵浦激光气体，输出激光。

电子枪是冷阴极的，初步试制的结构如图2所示。管壁材料用石英玻璃，为了提高耐压，采用波纹结构；阴极用厚0.1~0.2毫米的钼或钽片，作成 $\phi 2 \sim 2.5$ 厘米、长3厘米的圆筒；加热灯丝为 $\phi 0.5$ 毫米、长17厘米的钨丝，绕成螺旋状，供加热除气用；输出窗口为 $\phi 50$ 毫米的铝箔，厚2.5~3丝，用橡皮圈压紧密封，并用一个金属框架支持。电子枪内部维持动态真空 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 托。

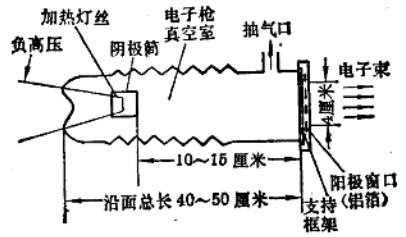


图2 电子枪结构示意图

窗口的电子束流测量表明，每支枪约2~4安培，脉宽为0.5~1.5微秒，输出电量约几个微库伦。在所研究的几种阴极材料（钼、钽、镍、钨等），与阴极形状（筒状、针状、刀片状等）中，未观察到它们对输出束流产生显著影响。真空度在 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 托内变化时，输出束流也无明显影响。

三、初步实验结果

激光器放电长度48厘米，电极间距取5厘米，腔长1米，有效放电体积约1升，反射镜曲率半径5米，输出窗口用8毫米或3毫米厚的铝片。5支枪同时工作，电子枪动态真空 $(2 \sim 3) \times 10^{-5}$ 托，电子枪高压为5级马克斯发生器，输出总电容为4700微微法，枪高压为150千伏，气压比1:2:3(CO₂:N₂:He)，在不同主放电电容下的输入能量结果如下表：

主放电电容 (微法)	主放电电压 (千伏)	总气压 (托)	电位降落 (千伏)	输入能量 (焦耳)
0.5	25	600	6.5	71
1.3	26	660	3	98
1.5	26	660	3.5	128

由上表可看出，在此实验装置条件下，随着电容量的适当增加，输入工作气体的能量可增大。

目前在该器件上已获得输出能量32焦耳，效率为12%。

实验中感到，5支枪的同步运转是很重要的，由于每支枪在结构上不能做得完全一致，要使所有枪同时工作和均匀输出束流是困难的。为了克服这些问题，我们又采用了如图3所示的改进装置。图中， R_i 是供真空击穿后限流用的电阻，约为100~200欧姆， M_i 是马克斯发生器，输出电压为150~200千伏，输出电容为0.0047微法。同步触发器由一系列球隙触发电路组成^[8]。采用此种线路结构后，使5支枪的平衡显著改善。在主放电电容为1.76微法时，器件放电输入能量最高达310焦耳，而稳定性也有相当程度的提高。

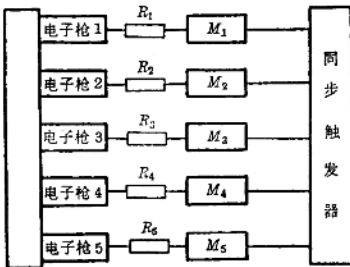


图3 电子枪同步实验方框图

参 考 资 料

- [1] *Phys. Today*, 1972, **25**, No. 1, 17.
- [2] C. A. Fenstermacher et al.; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**, No. 2, 56.
- [3] C. Cason et al.; AD738109, 1971.
- [4] S. J. Kast et al.; *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**, No. 4, 1631.
- [5] R. C. Smith; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**, No. 8, 352.
- [6] W. L. Nighan; *Phys. Rev.*, 1970, **2**, No. 5, 1989.
- [7] T. F. Stratton et al.; *IEEE J.*, 1973, **QE-9**, No. 1, Part II of two parts, 157.
- [8] F. Frungel; *High Speed pulse technology*, 1965, **1**, Academic press, New York and London, 131.

(工作时间: 1972.9.~1974.9.)

电子束控制放电 CO₂ 激光器的实验研究

五〇三组

一、设计原理

用电子束控制气体放电是近年来发展的一种新技术，它是使高压大体积发生均匀放电的有效方法。它的一个主要优点是通过把电子束注入到激光介质中去，把放电戴流子形成的过程和使这些戴流子有效地获得激发激光上能级所必须的能量过程分离开来。因为放电处于非自持状态，故通过改变工作气体的组分、气压及放电电压，可以把大部分放电能量转化为激光上能态有关的一些振动模。设放电等离子体是准中性的，则放电功率密度可表示为：

$$W = EJ - \left(\frac{E}{P}\right) P n_e e v_d \quad (1)$$

式中 E 、 J 分别是放电电场强度与放电电流密度， P 是放电气体总气压， e 是电子电荷， v_d 是电子漂移速度，它是气体成分和 E/P 的函数， n_e 是电子密度。在导出 n_e 的表示式时，我们将只考虑放电气体中的两体复合效应^[1]，而不考虑电子粘附效应等效应；也不考虑在放电电场作用下电子繁生放电的贡献，因为放电的非自持性说明电子由繁生放电产生的速率小于高能电子束引起的电离速率。若放电是稳态的，则：

$$n_e = \sqrt{\frac{S}{\alpha}} = \sqrt{\frac{j_e N_1 P}{\alpha e}} \quad (2)$$

式中 α 是电子与正离子的复合系数； S 是高能电子束在工作气体中单位时间单位体积内产生的电子、离子对数目； j_e 是射入工作气体中的高能电子束流密度； N_1 是在一个大气压时每个高能电子在单位程长上引起的电子、离子对数目，它可近似表示为：

$$N_1 = \xi E_1 / \Delta \varepsilon \quad (3)$$

式中 $\Delta \varepsilon$ 是工作气体的平均电离电位， ξ 是小于 1 的系数， E_1 是工作气体一个大气压时高能电子每经过单位程长所损耗的能量。设放电时间是 Δt ，并注意到放电处于稳态的假设，根据 (1)、(2) 式，则输入气体的电能可表示为：

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{放电}} &= \int_0^{\Delta t} E(t) I(t) dt \\ &= \left[V_d \frac{E}{P} \sqrt{\frac{e N_1}{\alpha}} \right] P^{3/2} \sqrt{j_e} \Delta t \end{aligned} \quad (4)$$

由上式可见，对于成分一定的工作气体，电子束控制放电高压激光器的放电能量和总气压 $3/2$ 次方与高能电子束流密度的平方根成正比，但是在一定温度下过高的电子束流密度也是不利的，因为这时产生了过大的 n_e ，它使下能态的激发速率变得显著起来。

根据 (4) 式可对高能电子束流密度作出简单估计。设电能到光能的转化效率 $\eta = 10\%$ ，则为获得 50 焦耳/升·大气压的激光输出，需在放电期间把大约 500 焦耳/升·大气压的能量输

入到气体中去。若放电时间 $\Delta t = 10$ 微秒, 则采用下列参数^[2]

$$V_d = (2 \sim 6) \times 10^6 \text{ 厘米/秒}$$

$$N_1 = 20 \sim 100 \text{ 对/厘米}$$

$$\alpha = 2 \times 10^{-7} \text{ 厘米}^3/\text{秒}$$

$$E/P = 6 \text{ 伏/厘米} \cdot \text{毛}$$

可算得 $j_e \approx 10^3$ 毫安/厘米²。当然这种估算并不准确, 它仅提供了数量级的概念。

二、实验装置

图 1 是电子束控制 CO_2 高气压激光器的示意图, 图 2 是该激光装置的外形照片, 图 3 是控制线路方框图。

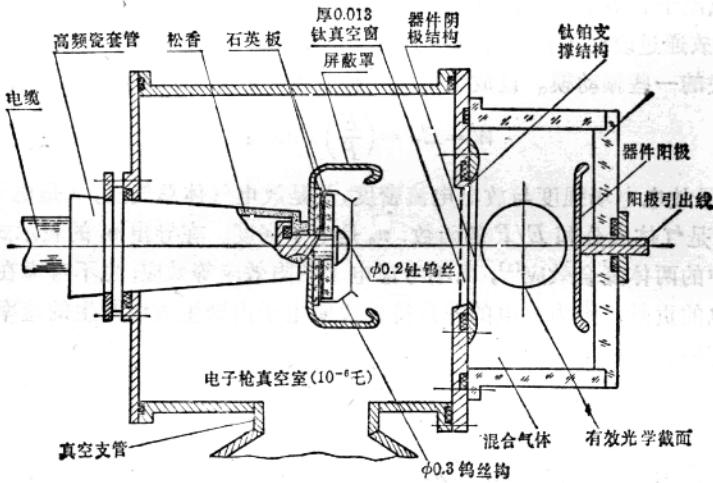


图 1 电子束控制 CO_2 放电激光器截面示意图(不按比例)

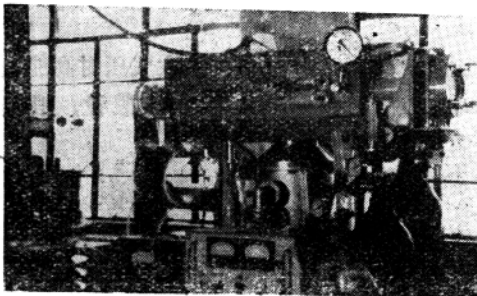


图 2 电子束控制 CO_2 放电激光器装置外形照片

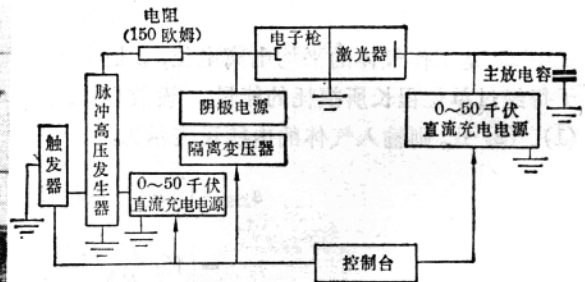


图 3 实验装置方框图

下边分几个部分加以介绍。

1. 电子枪: 它主要由电子枪阴极、真空室、电源三部分组成。

(1) 阴极: 由直径 0.2 毫米的碳化钨钨丝组成, 钨丝形状如图 1 与图 4 所示, 它是用直径 0.3 毫米的钨丝做成的 80 个钩挂在长宽为 40 厘米 \times 5 厘米的石英板上。整个阴极由这

样两个单元组成。钨丝总长约 6.5 米, 它的发射电流约 10^2 安培。

(2) 真空室: 由机械泵与油扩散泵组成的真空机组维持电子枪真空室在工作时的真空度达 10^{-6} 托。整个小室用不锈钢做成, 组合处用真空橡皮圈密封。电子枪室与激光室之间用厚 0.013 毫米 (或 0.02 毫米) 的钛箔分隔开, 作为电子束窗口, 紧贴钛箔有“梳齿”形的金属支架。钛箔与其支架构成电子枪的阳极, 它离阴极面约 8 厘米。

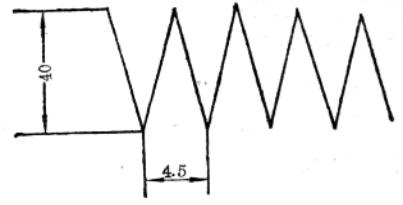


图 4 阴极灯丝排列图

(3) 电源: 一套电源是阴极加热电源; 另一套是电子加速电源, 即脉冲高压发生器, 它是脉冲输出负 150

千伏至负 200 千伏的马克斯发生器, 我们用了两种形式, 其一是四级, 每级容量 0.45 微法 $\times 2$, 耐压 50 千伏; 其二是五级, 每级容量 0.45 微法, 耐压 50 千伏。图 5 示出阴极电源外形照片。



图 5 电子枪阴极电源外形照片。

(马克斯发生器位于图右方的架子上; 图左方是阴极加热电源, 图左下方是高压隔离变压器, 其上为阴极灯丝电流变压器与整流设备)

2. 激光器放电室: 主要由有机玻璃组成, 如图 1 所示。放电阴极由排列成“梳形”的直径 1.5 毫米、间隔 1 厘米的圆铜条组成, 铜条轴向与光轴垂直, 高钛箔约 1 厘米。电子束钛箔窗口由两个组成, 每个长宽为 37 厘米 \times 5 厘米, 两个窗口中间间隔 3 厘米。放电室阳极由面积 9 厘米 \times 80 厘米的不锈钢做成, 边缘弄圆, 但未按严格面型加工。阴阳极间距 9 厘米。有效放电长度 74 厘米。

3. 共振腔: 使用内腔结构, 全反射端用镀金玻璃镜或镀金黄铜镜, 曲率半径 R 各使用过 5 米、10 米、15 米等。输出端用锗片, 全斑输出, 厚度 4 毫米, 两镜间距 1.3 米, 有效通光孔径 $\phi 80$ 毫米。因此, 有效激光体积约 3.7 升。

4. 放电电源: 由 3 个或 4 个电容并联而成, 每个电容 3 微法, 耐压 50 千伏。

工作时, 各部分动作顺序是这样控制的, 先对主放电电容 C 与脉冲高压发生器各级电容充电, 然后电子枪阴极预热, 几秒钟后触发器动作, 使脉冲高压发生器输出, 于是电子束注入激光放电室, 引起主放电电容通过混合气体放电。三秒钟后, 灯丝电源自动切断, 同时一切高压电容自动短路。

三、实验结果

1. 放电特性:

研究了电子束控制气体放电的一些参量之间的关系。如式 (4) 所指出, 放电输入能量密度和气压的 $3/2$ 次方之间成线性关系。C. Cason 等人在 1~3 气压范围内的实验未获得对于此关系的证实, 而得到输入电能和气压成线性关系的结果。我们在小于一个气压的范围内 (180~720 托) 做了这方面的实验。实验结果示于图 6, 实验过程中维持电子枪工作条件不变, 即灯丝加热电流 3.6 安培, 马克斯发生器输出电压 200 千伏, 电子枪内真空度高于 $5 \times$

10⁻⁶ 托, 同时气体成分保持不变, CO₂/N₂/He=1/2/3, 气体放电的 E/P 保持不变, $E/P=4.8$ 伏/厘米(相当于 3.6 千伏/厘米·大气压)。由图 6 可以看到五组实验点基本上落在一条直线上, 且其斜率约为 3/2。这说明在小于一个气压的范围内, 输入放电能量大体上与 $P^{3/2}$ 成正比。图 6 中还示出激光效率(激光能量与位于有效孔径截面内的放电能量之比)和总气压的关系。

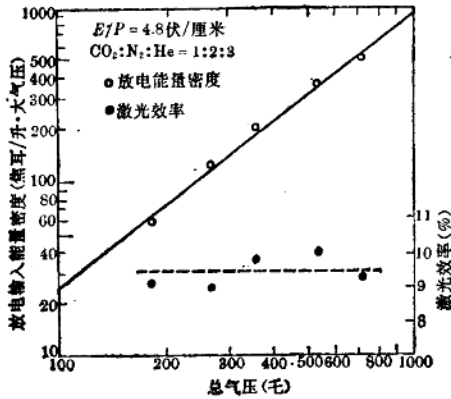


图 6 放电输入能量密度及其激光效率与工作气压的关系

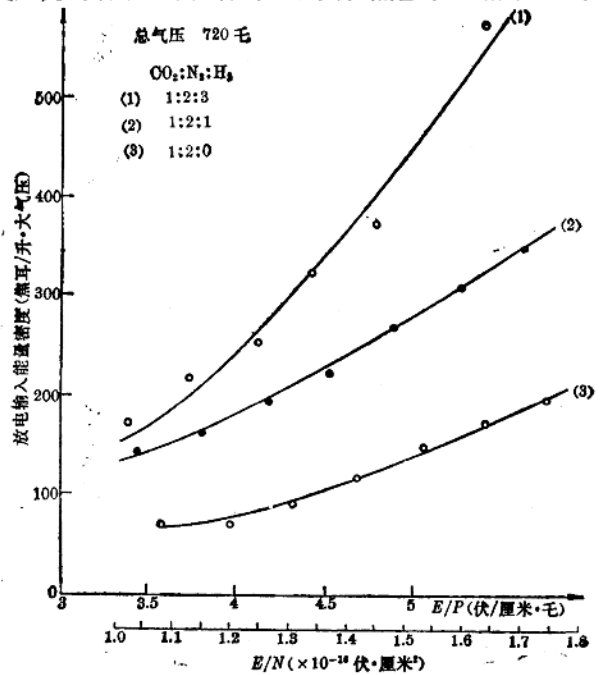


图 7 放电输入能量与 E/P (或 E/N) 的关系

图 7 给出在几组不同气体成分情况下, 放电输入能量密度对 E/P 的依赖关系。实验中同样维持电子枪工作条件不变。由图看到, 在大部分 E/P 的测量范围内, 放电能量密度与 E/P 的关系可用线性关系来近似, 仅在 E/P 较小的范围内, 显示出与线性关系的显著偏离。根据式 (4), 这种情况说明电子漂移速度对 E/P 的依赖关系不太强。

在较高 E/P 范围内(例如 $E/P > 6.5$ 伏/厘米·托), 放电能量密度和 E/P 的关系受到下述过程的制约: 汤逊电离效应已处于不可忽视的地位。

随 E/P 的进一步升高, 此效应的结果逐渐超过电子束电离效应的结果, 这时气体放电能量已不能用式 (4) 来描述。在实验上, 由于我们的电极未作特殊的面型加工(例如洛果夫斯基型), 因此当 $E/P > 6.5$ 伏/厘米·托时, 放电时经常出现弧光, 造成电子束窗箔的损坏, 使较高 E/P 范围内放电能量的变化不能得到实验的确定。

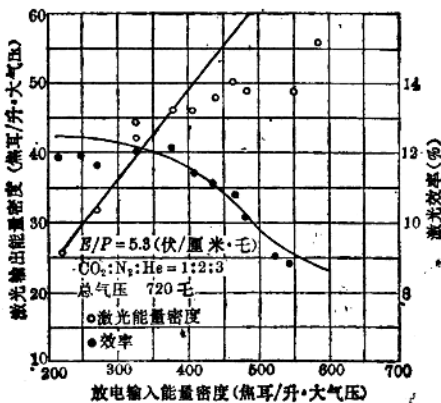


图 8 激光输出能量密度及其效率和放电输入能量密度的关系

2. 激光输出

(1) 激光能量

观察到激光输出能量随放电输入能量的增加而逐渐出现饱和的现象。这种情况可能是由于所谓 010 能级的热瓶颈效应引起。在图 8 中, 我们给出了

在室温(约 290°K) 条件下的实验结果, 实验时维持 $E/P=5.3$ 伏/厘米·托(约 4 千伏/厘米·大气压), 且总气压 720 托, $CO_2/N_2/He=1/2/3$ 。显然在此实验条件下, 当放电输入能量密度小于 400 焦耳/升·大气压时, 激光能量与放电能量大约成线性关系, 放电能量进一步增加时, 激光效率逐渐下降, 而激光能量密度逐渐出现饱和, 此时器件的激光输出约 170 焦耳(约 50 焦耳/升·大气压), 这些实验结果是用一块两个光学面已被激光部分烧蚀的锗窗获得的。此锗片两面靠中心部分呈毛玻璃状, 范围 $\phi 20$ 毫米左右以内较严重, 向外呈扩散状。

如果使用光学加工质量较好的锗片(厚 4 毫米)作窗口, 在 $\phi 80$ 毫米的孔径上能获得大约 240 焦耳的输出(约 70 焦耳/升·大气压)。

在图 9 中给出输出激光能量稳定性的统计图。纵坐标是指输出激光能量落在横坐标所示能量范围内的运转次数与总次数之比, 统计次数共 29 次。由图可见, 能量在 130~170 焦耳范围内的次数占总运转次数的 80%, 实验所用窗口锗片与图 6 同。

激光能量是用口径 $\phi 110$ 的炭斗(上海光机所工厂制造)作接收器测得的。炭斗前加四层不同规格的金属丝网作衰减用。接收时炭斗内出现亮光, 系炭锥面附近空气击穿引起, 因此有部分能量辐射出炭斗, 对这部分能量未作估计。

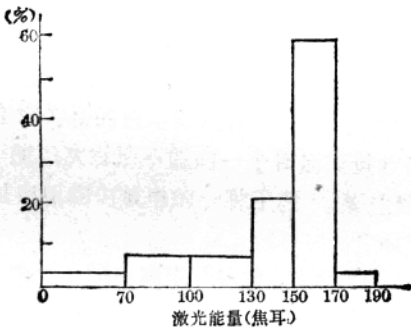


图 9 激光输出能量稳定性统计图

纵坐标系指输出激光能量落在横坐标所示能量范围内的运转次数与总次数之比。统计总次数 29 次

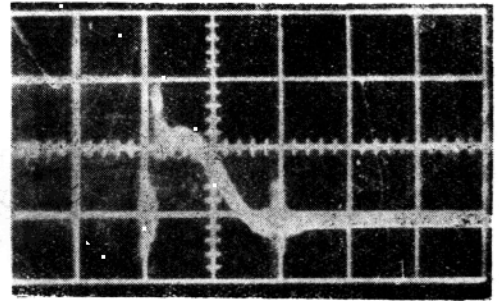


图 10 激光输出功率波形

横轴 5 微秒/大格; 纵轴 0.2 伏/大格。器件气压 720 托; 比份 $CO_2/N_2/He=1/2/3$, 输出能量水平 150 焦耳, $E/P=5.4$ 伏/厘米·托

(2) 激光功率

我们测量了激光能量在 100~200 焦耳范围内的激光波形, 图 10 示出一张典型的示波器照片。实验所用气压 720 托, 比份 $CO_2/N_2/He=1/2/3$ 。 $E/P=5.4$ 伏/厘米·托, 激光输出能量水平 150 焦耳, 接收器是通光口径 $\phi 25$ 毫米的光子牵引探测器, 其输出阻抗 50 欧姆, 示波器型号 SS-1101, 测量时进入探测器的能量约 40 焦耳, 图中第一个尖峰是增益开关尖峰, 其最大半宽度约小于 0.5 微秒, 尖峰功率约大于 60 兆瓦, 次级最大平均功率约 30 兆瓦, 激光波形全宽度约 8 微秒。测量结果表明, 当能量进一步增加到近 200 焦耳时, 波形全宽度约 10 微秒。

(3) 激光方向性。使用 $R=10$ 米镀金铜镜和全光斑输出平板锗窗口组成共振腔, 在激光输出能量水平 100~200 焦耳时, 用 $R=3$ 米反射镜的焦面光斑法测得激光束束宽全宽度约 20~25 毫弧度, 使用输出耦合率约 60% 的环状 NaCl 平板作窗口的非稳定腔 ($R_1=7.3$ 米, $R_2=4.6$ 米, $L=1.3$ 米)作实验, 用同样方法测得激光束宽全宽度约 7 毫弧度。较大的束宽可能

主要由高阶模的振荡引起。

参 考 资 料

- [1] C. A. Fenstermatch; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **20**, 56.
- [2] T. F. Seratton *et al.*; *IEEE J.*, **QE-9**, 1973, No. 1. S. C. Brown, *Basst Data of plasma physics 1966*, MIT press, E2.

(工作时间: 1974~1975 年)

多节紫外光预电离 TEACO₂ 激光器

·五〇—组

在前一阶段的工作中,发现预电离火花亮度不够均匀,虽然单节器件性能还比较好,但用三节器件工作时,稳定性变坏,常常有一节出现弧光。放电时有几个区域发光较强,有些区域较弱。为了解决这一问题,改进了电离火花的放电方式,采用一个火花一组电容的方式来代替一个火花一个电阻的方式。其次在三级工作中采用畸变场球隙做为同步开关,及电缆球隙触发线路,达到了同步触发放电的要求,但耐久性和可靠性均需改善,这是因为触发针处结构同样性较难满足和得到长时间的保证。因而改为均匀场球隙做为同步触发球隙。在进行上述二点改进后,多节工作的稳定性大大提高,为今后的多级放大器打下了一定的基础。

一、基本设想

1. 预电离火花

在均匀场的放电隙间预先产生均匀的电子分布,其密度为 n_0 ,使一次雪崩均匀地布满阴极表面,使二次雪崩不能向一个雪崩通道收敛,从而在放电的初始阶段抑制丝状放电的发生,是这种过电压均匀放电的一种手段^[1]。要达到均匀放电,对 n_0 有一定要求,其量级有如下关系^[1]:

$$n_0^{-1/3} \approx (\alpha_0 \bar{\lambda})^{1/2}$$

其中: n_0 ——预电离电子密度(厘米⁻³)

α_0 ——一次雪崩临界距离(厘米)

$\bar{\lambda}$ ——平均分子自由程(厘米)

当 n_0 足够大时,这种过电压放电,在 100 毫微秒左右即由均匀的一次雪崩造成均匀的放电等离子体,如图 1 所示。而丝状放电的发展过程大多在 100 毫微秒以上。同时前者产生的电

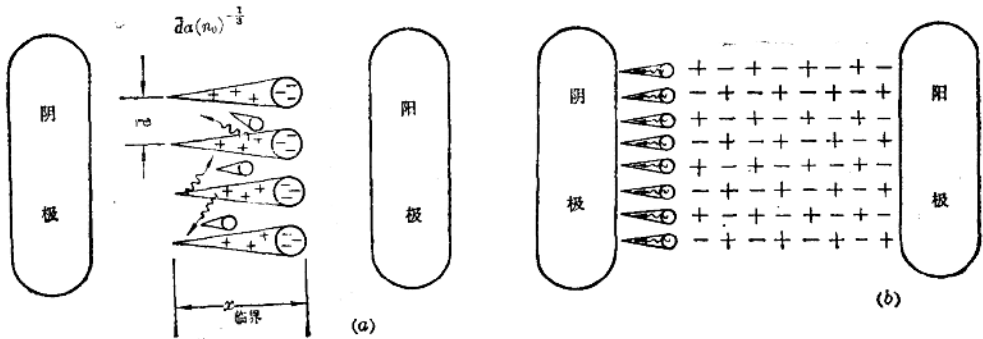


图 1 有预电离时过电压放电的情况

(a) 预电离存在时大量一次雪崩击穿的初始阶段

(b) 最后阶段的电荷分布

流很大,上升很快,因而电容上的电压迅速下降,这样的降低正好和过渡到辉光放电的要求相匹配,使紧接着一个很短的过渡过程随之为辉光放电,直到电容上电全部放完。因此欲达到均

匀放电,对大量参数必须加以选择和限制,如电压 V 、电容 C 、电感 L 的大小,气体的比分,杂气的多少, n_0 的大小,上升速度及均匀性等等。在考虑 n_0 这一因素时,为使多针同时亮,加一尽量小的电阻限流使其达到这一目的是比较简便的办法,其等效线路如图2。其放电电流大小可表示为:

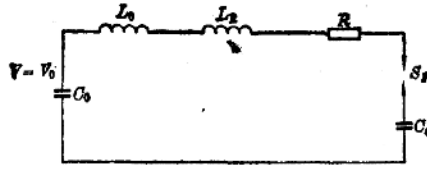


图2 预电离火花 S_p 放电的等效线路

$$i = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \omega t$$

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}$$

其中:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_s}$$

$$L = L_R + L_0$$

L_0 为回路电感

L_R 为电阻 R 的电感。

L 很小时,由于 R 的存在, i 随时间迅速下降,因此在很小的时间范围内,即一、二个 $\frac{2L}{R}$ 的时间内,30个火花均能放电。由于电容量很小(C_0 和 C_s 串联),又因同时放电有 $2L/R$ 的时差,因此往往先放电的那些火花的能量大于后放电的。这一问题当然可由增大电容 C_s ,同时采用两路放电的方式,即将主放电和预电离放电分开,并做适当的延迟来解决。另一方面, R 的存在,大大降低了火花的亮度,这是因为火花的等效电阻很小,根据[3], $R_s = \frac{kd}{Q}$,只有零点几欧。 R 还引入电感 L_R ,使同时性变差。

从上述分析得出单路横向均匀放电,最好去掉 R ,这样就必须将 C_s 分成一个火花一个电容。这样既增加了预电离强度,又提高了同时性。因为这时同时性完全由开关和各火花线路及结构(如针距及形状)的不同样性决定。

2. 同步触发

为了获得前沿为毫微秒的高压脉冲,大多采用球隙快速开关和同轴电缆放电的方式,原理见图3(a)。先将电缆充电到电压 V , G 经触发打开将电缆短路,电缆经 G 放电,其前沿经 G 反射变为 $-V$,这一负脉冲通过电容 C 输出去触发同步放电球隙。为了使工作安全简便,我们采用对电缆脉冲充电的方式。同时尽量减小 G 处的电感,以保证前沿的陡度。触发线路示于图3(b)^[4]。由于放电球隙触发极上电压迅速变号,因此造成触发极和主电极之间的过电压击穿,紧接着整个击穿。

3. 放电球隙

在用非均匀场球隙进行同步放电时,常发生不可靠问题,主要是因为触发针和电极开孔的