

科技专题参考资料

激光

第四集

中国科学技术情报研究所重庆分所

激 光

第 四 集

中国科学技术情报研究所重庆分所编辑
科学技术文献出版社出版 (渝 版)
重庆市市中区胜利路 91 号

新华书店重庆发行所发行
重 庆 印 制 第 一 厂 印 刷

开本: 787×1092毫米¹/₁₆ 印张: 11 字数: 352,000

1973 年 8 月第一版 1973 年 8 月第一次印刷
印数: 12,300

书号: 15176.14 定价: 1.10 元

毛主席语录

人类的历史，就是一个不断地从必然王国向自由王国发展的历史。这个历史永远不会完结。在有阶级存在的社会内，阶级斗争不会完结。在无阶级存在的社会内，新与旧、正确与错误之间的斗争永远不会完结。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。停止的论点，悲观的论点，无所作为和骄傲自满的论点，都是错误的。其所以是错误，因为这些论点，不符合大约一百万年以来人类社会发展的历史事实，也不符合迄今为止我们所知道的自然界（例如天体史，地球史，生物史，其他各种自然科学史所反映的自然界）的历史事实。

目 录

单位体积输出能量高的大气压 CO_2 激光器	(1)
横向激励大气压 (TEA) CO_2 激光器能力的扩大	(6)
利用高能电子预电离的大气压脉冲 CO_2 激光器	(8)
螺旋状横向激励大气压 CO_2 激光器	(9)
横向激励大气压 CO_2 激光器	(15)
横向激励大气压 CO_2 激光器的初步测量	(17)
大气压脉冲 CO_2 激光器的参量行为	(21)
CO_2 激光器性能对放电性质的依赖关系的定量分析	(23)
CO_2 激光器的电光Q开关	(25)
Q 开关 CO_2 激光器引起 CO_2 等离子体中放电电流的变化	(28)
横向激励大气压 CO_2 激光器的锁模	(33)

*

*

*

高重复率 Q 开关 Nd:YAG 激光器的实验和理论研究	(35)
连续的大功率 Nd:YAG 激光器用的各种灯的比较	(50)
Nd:YAG 激光器光抽运用的碱金属蒸汽光源	(53)
高能 Q 开关运转的 Nd, Cr:YAlO ₃ 激光器	(57)
YAlO ₃ 中 Yb ³⁺ 的光学性质和 Nd ³⁺ ——Yb ³⁺ 的能量转移	(60)
铝酸钇 (YAlO ₃) 的连续激光作用	(65)

*

*

*

温度对半导体激光器辐射谱的影响	(69)
室温下大峰值功率的 GaAs 激光列阵	(71)
多路光通信用的注入式激光器	(77)
注入式激光器辐射功率的总和	(80)

单位体积输出能量高的大气压CO₂激光器

本文描述了双电极结构,它能够由脉冲式大气压CO₂-N₂-He激光器产生高的输出能量密度。在下列两种情况下,使用辅助放电,获得均匀的体积激励。第一个系统使用一种网状阴极,并且从800厘米³激活体积产生4.8焦耳(6焦耳/升)。第二个系统使用实心阴极,而由110厘米³激发体积产生2焦耳(18焦耳/升)。本文给出了实心阴极系统的参量研究结果。还研究了输出脉冲能量、峰值功率和脉冲波形与储能电容、充电电压和气体成份的关系。观察了部分自锁模,以及单模运转对脉宽的影响。

I 前 言

Beaulieu [1]和Dumanchin及Rocca-Serra^[2],最先报导了高压横向脉冲激励CO₂激光器。随后发表的许多文章,都与针棒电极放电相关联,这类放电之静区对激励体积有大的比值,而且有高纵横尺寸比的截面。本文讨论使有大致方形截面的相对大体积的气体在大气压下产生均匀电激励的方法。发展了两种电极结构[3],它使每单位体积有高的脉冲能量,并能进行有效的单模运转^[4]。在两种情况下,都用场发射来产生辅助放电,然后引发主放电。然而,本文的第二个系统每单位体积能产生更高的脉冲能量,它有更多的优点。所以,对这个系统进行了更详细的研究。

II 网孔阴极激光器

本文发展的第一个系统(图1),使用实心阳极,

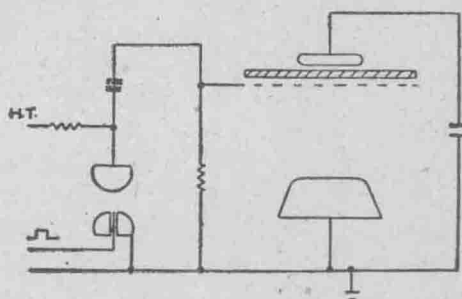


图1. 网孔阴极电极系统

表一、网孔阴极激光器的尺寸和最佳性能细节

放电长度,	厘米,	100
放电高度,	厘米	3.2
放电宽度,	厘米	2.5
放电体积 v,	厘米 ³	800
共振腔长,	厘米	160
反射镜的曲率半径,	米	20
平面输出窗的反射比,	%	70
存储电容,	微法	0.05
触发电容,	微法	0.0015
充电电压,	千伏	55
输入能量,	焦耳	76
输出能量,	焦耳	4.8
效率,	%	6.3
体积比,	CO ₂ :N ₂ :He	1.3:1:13
输出能量密度E/v,	焦耳/升	6

它的棱边粗略地制成相当于实际电极间隔两倍的 Rogowski外形。阴极是一个面积比阳极大很多的钢丝编织成的网状平板。网孔一般是用0.007吋的不锈钢,按20网孔/吋绷在介电薄板上,并通过一耦合电容与阳极相连接。这个系统,实际上类似于最近Laflamme [5]所叙述的使用金属线的栅而不是网孔的系统。把高压短脉冲加到阴极上,它在网孔和电介质之间给出很高的电场($\sim 10^6$ 伏-厘米⁻¹)而在整个触发面积

"Atmospheric Pressure CO₂ Lasers Giving High output Energy Per Unit Volume"
Pearson P. R., Lamberton H. M., IEEE J. Quant. Elect. 1972, QE-8, №2, 145-149.

上产生一个分布电子源, 然后, 在主电极之间引发均匀放电。表 I 示出了 1 米激活长度网孔阴极激光器性能的细目。每单位体积内最高的脉冲能量 (目前达到 6 焦耳/升), 与 Laflamme^[5] 从类似大小的栅格激光器所得到的结果很一致。在 55 千伏激励电压下, 得到 4.8 焦耳的脉冲能量。这个电压是从所用电源能够得到的最大值。输出能量随输入能量线性地增加, 直达此点, 因此, 由这个系统可以在每单位体积中得到较高的脉冲能量。当 CO_2 和 N_2 的浓度增加到高于所引用的值时, 放电出现弧光, 因此, 这些值表示对性能的实际限制。网孔阴极系统使单位体积产生高的脉冲能量, 并且很适宜于扩展到较大的系统。

III 实心阴极激光器

A. 电极系统和放电特性的叙述

在第二系统(图 2)中, 放电发生在相同实心电极

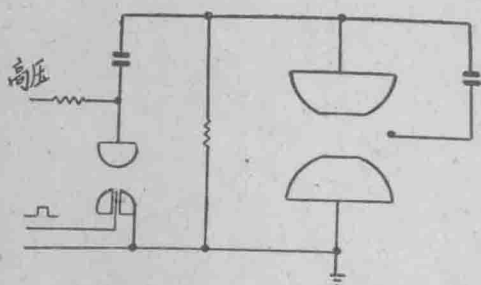


图2. 实心阴极电极系统。

对之间, 电极边缘具有 Rogowski 外形。细钨丝与主电极平行, 但偏离它们的中心线。而丝的每一端通过小耦合电容器与阳极相联。当把高压脉冲加到主电极上时, 丝的场发射引起丝和阳极之间片状放电。这种放电, 通过选择耦合电容在能量上予以限制, 然后, 在主电极之间沿着整个电极, 引发很均匀重复放电。引发的机构尚不清楚, 但是, 来自氦的 584 埃共振线的紫外辐射可能起着主要作用。为了确定引发是依赖于体内光致电离还是表面光电发射, 使用 600 兆赫的成帧摄影机研究放电的瞬间增长。图 3 示出了放电的条纹照片。放电从阴极开始, 所以光电发射是引发机构。当系统以相对缓慢的电脉冲运转, 例如用玻璃闸流管

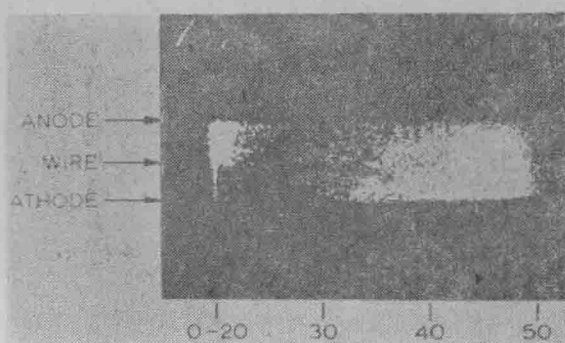


图3. 放电展开的条纹照片。

充电电压 47 千伏, 电容 0.006 微法, $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=2:1:6$, 扫描在电压脉冲前沿后 20 毫微秒开始。

和脉冲变压器时, 则用具有快速放电储能电容器, 加压力的火花隙和低电感连接的高速电路, 可获得比较好的性能。在这种条件下, 根据电流波形, 放电电阻抗是电阻性的, 在整个脉冲期间是一常数, 但是随着充电电压的增加以及气体混合物中氦浓度的增大而下降, 并随气体混合物中 $\text{N}_2:\text{CO}_2$ 体积比的增加而增加。估计在工作条件范围电阻率为 100—1000 欧姆·厘米。使用 Rogowski 线圈测得的典型电流波形示于图 4。与网孔阴极激光器或大多数其他脉冲大气压 CO_2 激光器相比, 能够在更宽范围的输入能量密度和 $\text{CO}_2-\text{N}_2-\text{He}$ 气体混合物中维持放电的均匀性。

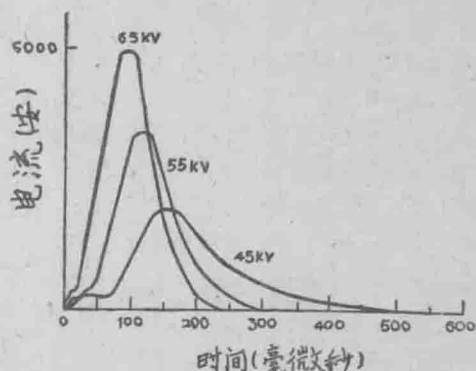


图4. 各种电压下的电流波形,
 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=2:1:6$, 电容—0.012 微法

B. 实验细节

28 厘米放电长度和 2.6×1.5 厘米截面的激光器, 使用上述电极结构构成。详细研究了这种激光器的性能与充电电压, 储能电容和气体成分的关系。气流速率足以完全改变两脉冲之间的气体。用温差电堆测量了平均功率 (1 赫时), 并用“光子曳力”探测器^[6]观测脉冲波形。光子曳力探测器的面积 (4×4 毫米)

远比辐射束的面积小得多，并发现在光束剖面上脉冲波形变化。这个效应也许是多重横模运转的结果^[4]。为了避免这种反常现象，就必需观察输出光束的整个面积。把光束直接聚焦到探测器上引起了空气击穿，所以用涂敷 GaAs 的束分裂器获得一个 10% 的样品。图 5 示出了装置简图。表二给出了共振腔和激光器的细节，以及最佳性能数字。

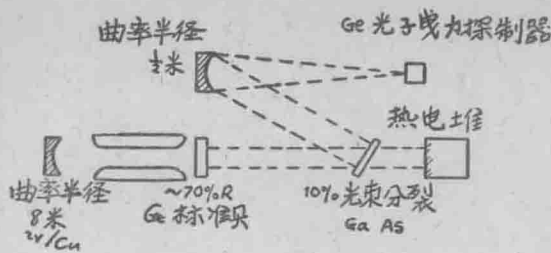


图5. 设备简图

表二、实心阴极激光器的尺寸和最佳性能数字

放电长度,	厘米	28
放电高度,	厘米	2.6
放电宽度,	厘米	1.5
放电体积 v,	厘米 ³ ,	110
腔长,	厘米	68
反射镜曲率半径,	厘米,	8
平面输出窗的反射率,	%,	70
总电感,	毫微亨	100
储存电容,	微法,	0.026
触发电容,	微微法	330
放电电压,	千伏,	60
输入能量,	焦耳,	47
输出能量 E,	焦耳,	2.0
效率,	%	4.3
体极比,	CO ₂ :N ₂ :He,	1.5:1:2
输出能量密度 E/v,	焦耳/升,	18

光子束力探测器应当提供入射功率的绝对测量值。然而，整个情况下，发现在温差电堆上测得的脉冲能量，比之在脉冲下由积分截面测得的结果要低得多。在由这些激光器观察到的大能量密度下，可以预期，由于温差电堆前表面的额外热耗，将得出一个低的读数。鉴于精确测量脉冲面积比较困难，决定对脉冲能量采用温差电堆读数。所以，性能数字是保守的，但是其倾向可以清楚地看出来。

C, 参量研究的结果

通常用可以允许的工作区来表征激光器的运转，

在该区域之外，放电电弧占优势，结果激光作用受到抑制。图 6 示出在 He 的不同浓度下脉冲能量随充电电压的变化。储能电容 (0.026 微法) 和 CO₂:N₂ 体积比 (2:1) 都被固定下来。可以看出，能量随着电

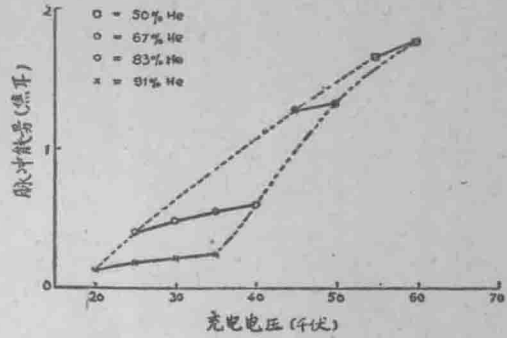


图6. 在氦的各种浓度下，脉冲能量随充电电压的变化。CO₂:N₂=2:1。电容 0.026 微法

压的增大和氦浓度的减小而增大。两条虚线表示工作电压的极限，在该极限之外，出现电弧抑制激光作用。较低的电压极限或许和直流击穿电位有关。在此极限处，发生单亮弧。在较高电压极限处，发生辉光到弧光的过渡，因为观察到亮弧叠加在均匀放电上。当减小氦浓度时，工作电压增加，但工作电压的范围减小。使用了四个储能电容值，全部结果示于图 7。当增加

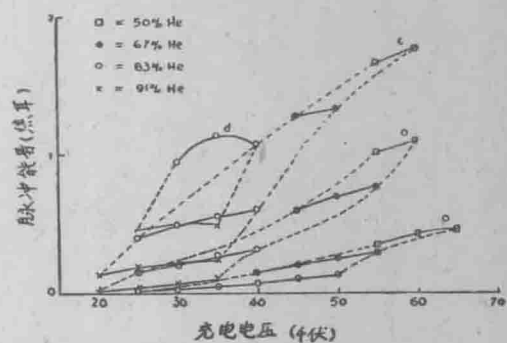


图7. 各种氦浓度下脉冲能量随充电电压的变化。CO₂:N₂=2:1, 电容值(微法): a—0.006, b—0.012 c—0.026, d—0.05。

储能电容值，其他条件保持不变时，输出能量增大。然而，使用最大电容 (0.05 微法) 时，氦含量低于 83%，就不可能运转。因此，由最佳电容值 0.026 微法的系统可得最大能量。用小电容器时，没有观察到输出能量随充电电压而饱和的现象。图 8 示出在类似条件下，峰值功率随电压的变化。

对于固定的 CO₂:N₂ 体积比，示出了前面的结果。图 9 表示在最佳电容值时各种不同的氦浓度和电压下

脉冲能量随 $\text{CO}_2:\text{N}_2$ 体积比的变化。除最大氦浓度外, 在所有氦浓度下, 都在最大允许的 N_2 浓度下得到最大脉冲能量。用其他电容值得到了类似的结果。

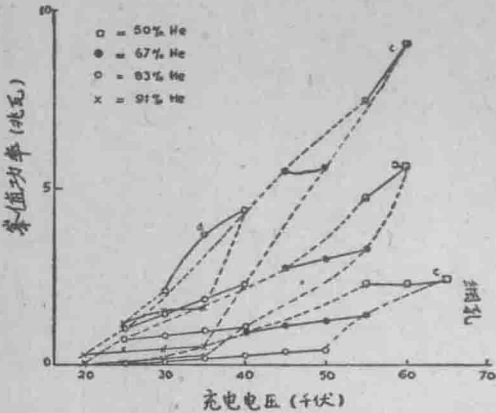


图8. 在氦的各种浓度下, 峰值功率随充电电压的变化。
 $\text{CO}_2:\text{N}_2=2:1$, 电容值 (微法): a—0.006, b—0.012, c—0.026, d—0.05。

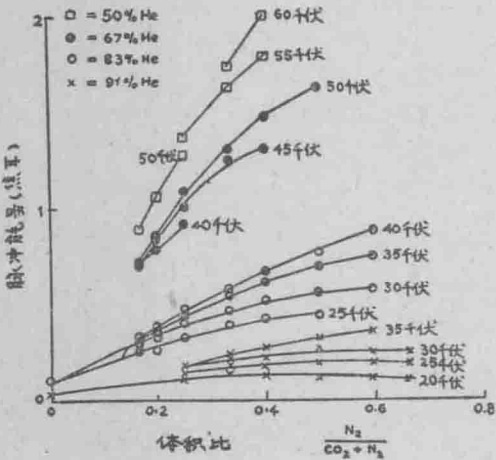


图9. 不同电压和氦的不同浓度下, 脉冲能量随 $\text{CO}_2:\text{N}_2$ 体积比的变化。
电容值—0.026微法。

图10表示在类似条件下, 峰值功率随 $\text{CO}_2:\text{N}_2$ 体积比的变化。和脉冲能量的变化情况不同, 在 $\text{CO}_2:\text{N}_2$ 的特定比值下获得最大峰值功率。这个最佳比, 由高氦浓度下的3:1变成低氦浓度下的2:1。因此, 可以看出, 高于 N_2 的这个最佳浓度时, 峰值功率减小而总脉冲能量继续增加。这意味着脉冲长度增加。

在本研究的所有条件下, 观察了辐射脉冲的波形, 一般由具有指数衰减尾部的尖峰构成。尖峰半高处的全宽度, 从在最高峰值功率处的70毫微秒变至最

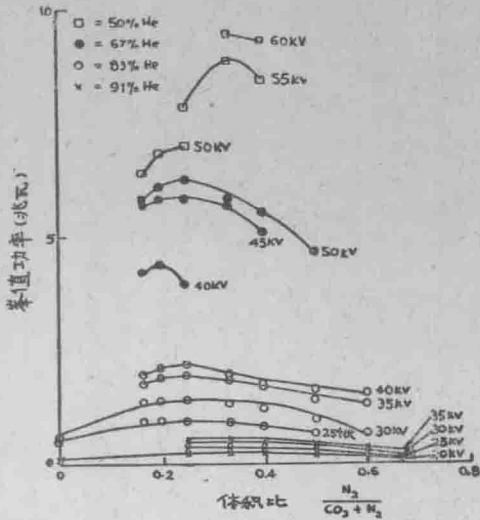


图10: 不同电压和氦的不同浓度下, 峰值功率随 $\text{CO}_2:\text{N}_2$ 体积比的变化。
电容值—0.026微法。

低功率的 250 毫微秒。尾部的衰减时间, 从而有效脉宽, 随 N_2 含量的增加而增大, 与图 9 和图10中的数据一致。在图11示出的典型脉冲波形中, 这个趋向是明显的。观察到尾部衰减时间为700毫微秒到20微秒。

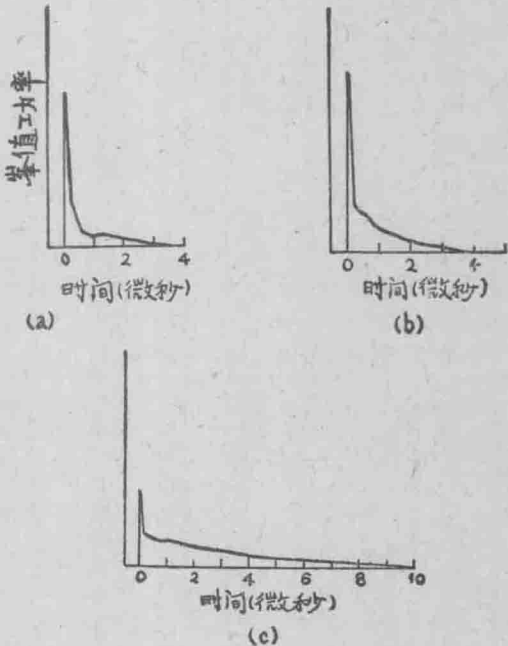


图11. 辐射脉冲波形。
充电电压—30千伏, 电容值—0.026 微法, 氦浓度—83%, a. $\text{CO}_2:\text{N}_2=5:1$, b. $\text{CO}_2:\text{N}_2=3:1$ c. $\text{CO}_2:\text{N}_2=1:1.5$

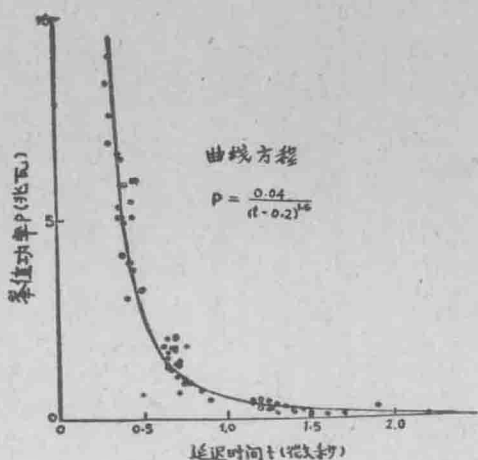


图12. 延迟时间随峰值功率的变化

辐射脉冲相对于电流脉冲是延迟的。图12上, 利用最佳电容值, 对全部条件, 画出了这个延迟时间对脉冲峰值功率的关系, 因为峰值功率应与增益成比例, 而脉冲上升时间应与增益成反比, 所以这条曲线接近于直角双曲线。产生集居数反转所需要的有限时间还会对延迟时间有贡献。选择 $t = 200$ 毫微秒的渐近线, 使图12上的点子适合于一条功率曲线。

系统的性能按激光器的不同尺寸而逐渐变化的。具有 1 厘米间隙的 20 厘米激光器, 在完全无弧光的运转下, 给出 300 毫焦耳 (15 焦耳/升) 的脉冲能量。

IV 输出脉冲特性

上述两种激光器结构, 均适合于低阶模的运转。由网孔阴极激光器和利用 Dumanchin 及 Rocca-Serra[2]所报导的体积激励方式的 40 厘米激活长度的激光器, 观察了横向基模运转对输出脉冲波形的影响。当激光器在多模条件下运转时, 半高度处的脉宽一般为 100—150 毫微秒, 大量的能量 (>50%) 是在脉冲尾部。发现, 当用平面镜共振腔使激光器限于基模运转时, 脉冲半宽度显著缩小到 40—80 毫微秒 [图 13(a)] 而尾部消失。这表示, 尾部结构大部分是由于高阶横向模的缓慢增长。曾在基模中得到高达 50% 的多模能量。压力增宽的线宽约 3 兆赫, 允许许多轴向模共振, 因此, 总是存在一定数量的部分自锁模。对于限

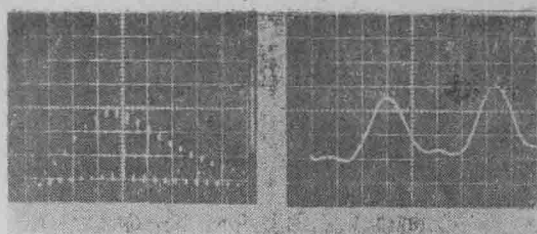


图13. 典型的模锁脉冲序列。

(a) 时间标度: 20 毫微秒/分度 (腔长 130 厘米)。 (b) 时间标度: 2 毫微秒/分度 (腔长 130 厘米)。为了便于照象复制, (b) 上的轨迹用白笔加深

于基模运转的激光器, 有时观察到 100% 的自锁模 [图 13(a)]。观察到的单个模锁脉冲的宽度为 3 毫微秒 [图 13(b)]。2.4 毫微秒的脉冲上升时间等于示波器上测得的上升时间, 因此, 脉宽必定窄得多。大气压 CO_2 激光器的类似的自锁模已被其他作者观察到 [7]—[9]。

V 结 束 语

描述了具有均匀体积激励的, 每单位体积能给出高脉冲能量的两种电极系统, 这两种系统很适合于基模运转。实心阴极系统是更令人满意的, 因为它的每单位体积的能量输出比另一种电极系统要高二倍 (18 焦耳/升)。这个系统的参量研究表明, 输出脉冲能量随储能电容、充电电压和 N_2 含量的增加而增大, 而这些参量受放电中出现弧光的限制。因为这些限制比网孔阴极激光器的要高, 所以实心阴极激光器的性能要好得多。

此外这种系统非常坚固而且能防止弧光损坏。用于密封的激光器中, 这种简单的结构是理想的, 而且对于高重复率器件中的横向气流来说这种几何结构也是方便的。已经证明, 系统的输出随激光器的不同尺寸而比例变化。然而, 可以预计, 当尺寸增加时, 电路中电感的增加终究会限制其性能。这种电极系统也适合于激励其他高压激光气体。使用 N_2O , 由 15 厘米器件获得 33 毫焦耳 (1.5 焦耳/升) 脉冲能量和 50 千瓦峰值功率。至于其他气体, 正在进行研究。

横向激励大气压 (TEA) CO₂ 激光器 能力的扩大*

叙述了迄今用单脉冲和高重复率运转的横向激励CO₂激光器所得之结果。触发电的特殊阴极结构, 允许输出能量大于18焦耳/升激励体积, 没有弧光出现时, 总效率为17%。用气体循环回路得到的初步结果, 在20焦耳/脉冲电平时, 为100脉冲/秒。

横向激励大气压 CO₂ 激光器的性能, 正在不断提高。自从 Michon 发表了所得的第一批结果^[1]以后, 输出能量和功率都有很大的提高。本文叙述迄今所得的结果, 以及预期到的不久将来的发展前景。

目前激光器的研究, 有两个不同的方向。

1. 要求得到极大能量和峰值功率的单脉冲输出。这时, 激光器的体积要大; 主要意义在于得到每单位体积高的输出能量和功率。

2. 在重复脉冲工作情况下得到高的平均功率。这就需要使用流动气体混合物的循环回路。在这种情况下, 与总效率相比, 激活(激光作用)体积处于次要地位。

使用的结构示于图1。阴极结构与触发电极结合, 允许准均匀地引发^[2]主放电。正如以前所证明的, 可以使这种结构按比例增加为大的尺寸, 而不会使单位体积的性能下降。在下列中等尺寸的激光器上, 得到了最佳的性能: 即, 87厘米长, 4.5厘米宽, 和4.5厘米极间距离, 相应于激活体积1.75升, 可作为估计单位体积内能量的基准。这样一种激光器示于图2。

用这种激光器得到的输出能量, 在稳定性好并不出现弧光时, 一个单脉冲为31.5焦耳。比输出能量为18焦耳/升。稍微增加激励能量, 就可得到19焦耳/升或更高, 但稳定性较差。激励是通过低电感脉冲变压器转变为放电的。其电路示于图3。直接激励系统已经证明不是令人满意的。

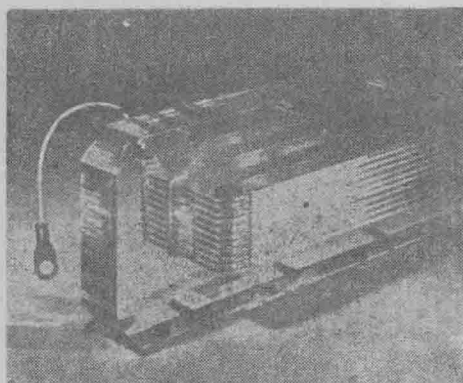


图1. 组合阴极

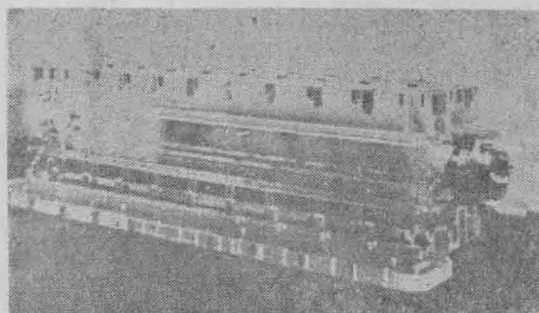


图2. TEA激光器 (高重复率运转)

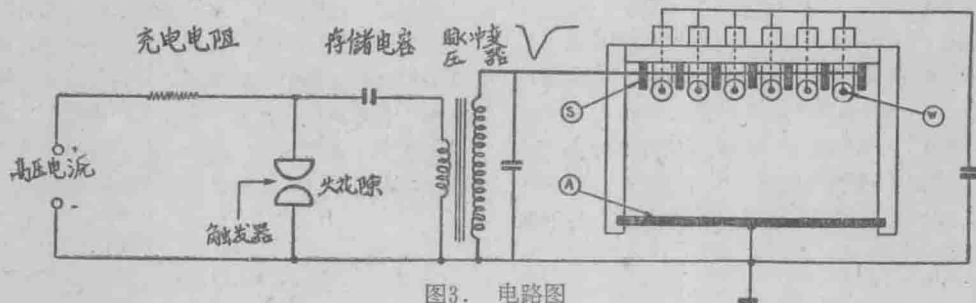


图3. 电路图

上面所给出的性能的总效率, 为17.4%, 如图4所示, 它表示激光器输出能量对激励能量的关系曲线。没有观察到饱和现象, 表明, 在这个能量水平下

运转实际上不受温度限制。混合物的热容量, 使得温

* "Extension of TEA CO₂ Laser Capabilities", Dumanchin R., etc., IEEE J. Quant. Electr. 1972, QE-8, No 2, 163-165

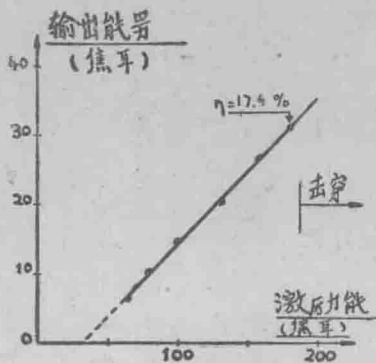


图4. 输出脉冲能量与激励能量的关系。

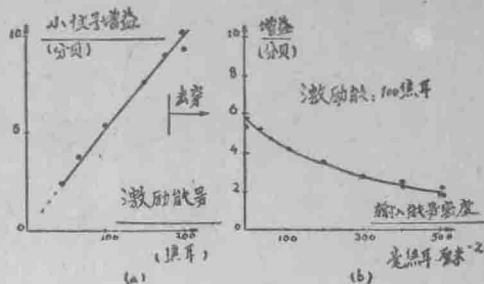


图5 增益曲线

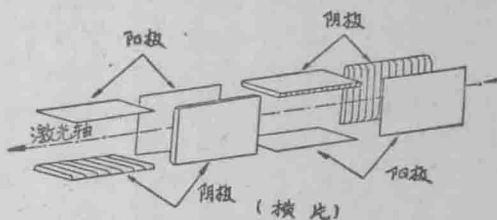


图6. 光束均匀性较好的电极结构

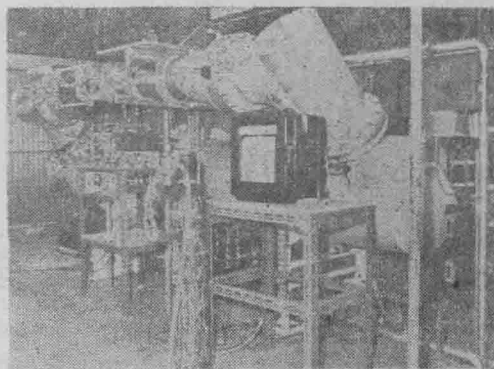


图7. 高重复率的工作装置

度上升约75°C, 因此, 仅当能量水平高3—4倍时, 饱和效应才显著。斜度效率为21%, 相应于真正的激励效率。而理论最大值为41%。这趋向于表明, 在放电内部获得的 E/P (E 电场, P 压力), 接近于最佳值。 E/P 的这个值接近于 Nighan 和 Bennett^[3],^[4], 对于通常的较低气压连续波 CO₂ 激光器所估计的值。由 E/P 的估计值可以推出, 效率不可能有更大的改善, 而每单位体积的能量, 还可以增加到2或3倍。因此, 真正的问题在于增加传递给等离子体的能量而不出现弧光放电。预期这个目的可用下面两种不同方法达到: 减小电流脉冲时间; 和改善阴极电子发射的均匀性。

就峰值功率而论, 在用二元 (CO₂-He) 和三元 (CO₂-N₂-He) 混合物工作之间, 我们并没有看出任何明显的差别。测得所述激光振荡器的峰值功率为35兆瓦。通过以后的放大, 可以得到更高得多的功率。测得的增益作为激励能量的函数, 示于图5(a)。增益可能达到10分贝/米, 即, 增益因子为 0.023 厘米⁻¹。对于一个已知的激励。增益对入射能量的函数关系, 图示于5(b)。由这些曲线可以预言, 在空气, 或离化气体中, 能流的击穿阈值, 可以通过放大而迅速达到。初步的测量指示, 在 60 焦耳/升能量水平激励的等离子体中, 击穿阈值为10⁸瓦/厘米²。

还应注意, 当使用图6所示的结构时, 得到良好均匀的光束强度分布。激光器被分成不同的四段, 它们彼此绕光轴旋转 90°角。阴极元件也与激光轴成直角。

下面, 用图7所示的测试工作台, 研究了重复脉冲下横向激励大气压激光器的运转。这个工作台能够适应长达1米和横截面为10×10厘米的激光器结构。大气压下的气流速度大于50米/秒, 这至少能将气体混合物每秒换新1000次。

这个装置是使用有90千瓦能力的热交换器来完成的。至今, 这种激光器曾以高达100脉冲/秒的重复率运转, 输出能量为20焦耳/脉冲。这种装置能达到更高的性能(就平均功率而言约提高10倍), 而不需作重大的修改。脉冲重复率还可提高。因为目前的脉冲重复率低于气体换新速率, 这种激光器的运转十分类似于单脉冲横向激励大气压激光器。结果, 平均功率与重复率成正比, 而效率是常数。

最后, 注意到, Beaulieu^[5]最近以足够的精度确定了脉冲式横向激励大气压激光器的最大理论性能。根据现时的实验和结果, 看来, 此性能极限是在实际可及的范围以内。进一步的工艺上改进必然导致高度的可靠性, 这就将使横向激励大气压激光器成为科学和工业上有用的工具。

利用高能电子预电离的大气压 脉冲 CO₂ 激光器

在文献[1—3]里报导了改进横向激励大气压 CO₂ 激光器中放电均匀性的几种方法。这些方法都利用辅助放电,使一个电极的邻近地区在主电流脉冲通过以前电离。然而,这些方法的成功看来是与在激光混合气体中使用大量氦气有关的^[4]。近来, Fenstermacher 等^[5]表明,还可以用电子束来使混合气体产生均匀放电。在所报导的实验中表明,小信号增益是放电中电场强度的线性增长函数,并且得到直达 3 分贝/米的值。这篇通讯描述按相同原理,但使用新型电子束装置的一个横向激励大气压 CO₂ 激光器。这种技术对气体混合物或外加电场并没有严格的限制。并且可以把 300 焦耳能量从电容器组一次传送给 1.7 升气体而不出现弧光。

激光器是圆柱对称形的,它被一个钛箔管子分为两个容器,如图 1 所示。外部容器内充有 0.01 托气压的氦,而内部容器内充有一大气压的激光混合气体。钛箔厚 0.01 毫米,用高度透明的网状圆柱来避免两侧产生电弧。

运转时,以外管作为阴极,在低气压空间发生脉冲高压辉光放电。放电时沿半径向内运行的高能电子穿过钛箔,引起高压混合气体强烈电离。于是,起激光作用的放电就在中央棒(阳极)和内保护网(阴极)之间建立起来。这种放电发生在气体被预电离的区域,因此,它的轴向长度大致与高压放电长度相同,即 0.6 米。结果,高压区激励气体的体积为 1.7 升。

本实验里,用储能 35 焦耳的 Marx 发生器产生 120 千伏脉冲来激励低气压区的辉光放电。由电荷聚集实验估计,在这些条件下在接近 1 微秒的一个脉冲持续时间内,大约有 10^{14} 个电子进入激光混合气体。测量电导率的结果表明,由这些电子引起的电离也是一个大约具有相同持续时间形式的脉冲,而且是从阳极到阴极的气体的电阻达到最小值—10 欧姆时的强度。

利用触发随激光混合气体阻抗而变的简单电路,使主电容器放电(内体积容器中)与预电离脉冲同步起来。火花隙与激光器串联,而储能电容器则和它们

二者跨接。利用电阻在火花隙和激光器之间分压,使得没有预电离脉冲时并不发生击穿。但在预电离期间,混合气体的阻抗下降,达到足以升高火花隙上电压到击穿值以上。于是,电容器通过串联的火花隙和激光器迅速放电。电流脉冲的半宽度约为 1.5 微秒。

共振腔由一个曲率半径 50 米的全反射镜和一个平面输出镜构成。平面镜是用氯化钠为底板镀上多层介质膜制成,其反射率在 10.6 微米处为 46%。这个反射率对于本实验里所用的所有较低输入能量都接近最佳值。

用体积比 3:3:4 的二氧化碳、氮和氦混合物得到最高输出能量。图 2 表示出当这种混合气体通过器件的流速为 0.6 升/秒时,不同输入能值所对应的输出能量。脉冲重复频率为 0.4 赫,这个值很低,足以保证每个脉冲不受先前脉冲的影响。固定充电电压为 40 千伏改变电容值以改变输入能量。这种方法避免了重复调节主放电电路中的火花隙。在这些实验里所得的最高输出能量为 20 焦耳,这个能量受到在不出现电弧时

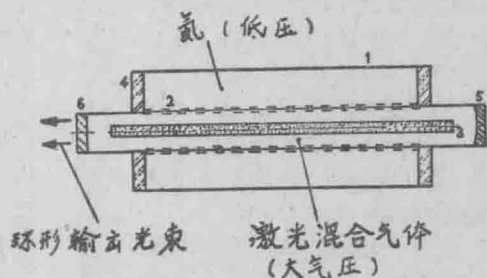


图 1 激光器的简图。

1—用作电子束阴极的(220毫米内径)不锈钢管; 2—每侧有保护网的钛箔管(内径63毫米,长600毫米); 3—用作激光器阳极的不锈钢棒(19毫米直径); 4—玻璃绝缘板; 5—全反射镜; 6—激光输出反射镜。

可利用电容量的限制。在此输出水平上的效率(考虑

“Atmospheric-pressure pulsed CO₂ laser utilizing preionization by highenergy electron” R. K. Garnsworthy, L. E. S. Mathias, ..., Appl. Phys. Lett., 1971, Vol. 19, №12. 506—508

螺旋状横向激励大气压CO₂激光器

提要: 本文对有螺旋状电极的横向激励大气压CO₂激光器作了阐述和分析。这种激光器结构具有的径向增益分布, 自然有利于共振器最低阶模式的激发。在基模中获得0.7焦耳脉冲, 峰值功率~1兆瓦。然而, 激光腔中因横向放电引起的强发散透镜效应, 产生一远场束散度, 其大小是由共振器几何尺寸算出值的一半。这个透镜效应已经用于具有某些不稳定几何结构的共振腔的激光器。研究这种透镜效应所作的两种单独的测量表明, 与所提出的理论模型一致。

1. 引言

最近, Beaulieu 1970a 报导了CO₂激光器在大气压下用快速横向放电获得激光作用。在用于激光腔中激励气体混合物的各种电极结构中, 有把电阻性负载的针状电极(Fortin 1971), 电容负载针(Beaulieu 1970 b) 和无负载的横向放电针放在磨光的平面接地阳极上方(Laurie and Hale 1970) 沿着激光器轴线排成一列。在这些类型激光器中, 短电流脉冲引起粒子数迅速反转。当激光场强到使高激光能级粒子数迅速减少之前增益达到一个大的值, 因此, 得到产生后脉冲输出的增益开关效应。因为在大气压下, 转动

热化时间比共振腔运行时间短, 可以预料振荡器的Q开关在单一的转动跃迁上运转。正如 patel (1968) 所预言的一样, 观察到峰值功率显著增加。这些特性, 加上在大气压下运转、结构简单, 并且重复率高, 表明TEA-CO₂激光器有很多重要的优点。

本文将首先描述有螺旋状电极的TEA-CO₂激光器。然后, 介绍共振腔的性能和输出光束的特性。特别是要说明共振腔中发生的重要的气体透镜效应, 在精确预计光束中的能量分布时, 必须加以考虑。

译自: "Helical TEA-CO₂ Lasers", 《Can. J. Phys》, 1971, 49, №13, 1783-1793.
Fortin R., Gravel M.,

了产生预电离所需的能量)为6%。用铈镉汞探测器对输出脉冲的检测表明, 它们与普通横向激励大气压激光器所得的脉冲形状和持续时间大致相同(1.3, 4)。然而, 振荡是在放电电流脉冲期间而非余辉期中开始的。把一个窄带滤光片插进输出光束内, 可以证明激光器在接近10.6微米的一个波长或更多波长处工作。

在光学谐振腔内安置中央棒状阳极, 可以得到环形输出光束。调节二反射镜得到最大输出时, 近场图案的强度(每单位面积的能量)总是在半径接近中央棒半径处为最大, 以后随着半径的增大而单调地减少。这与从共轴几何结构中电场和电流密度分布产生的激励图所预计的是一致的。输入能量为200焦耳时, 发现在半径比棒半径稍大处的输出强度至少为整个截面上平均值的两倍。

值得注意, 用只含CO₂和N₂的混合气体, 也能在大气压下工作。用等比例的这两种气体, 输入300焦耳能量时, 得到11焦耳输出能量。

看来没有任何理由怀疑, 也可把这种预电离技术用于更普遍的几何结构激光器, 即其截面为矩形, 激励电压加在相对的两面之间。这种结构会使气体的激励更加均匀。因此, 与用现有装置相比, 可能获得更高的平均输出能量密度。

结论: 这种电子束预电离方法对大气压下CO₂激光混合气体的电激励是一种有效的技术。这种能产生高度气体传导的能力表明, 对于在用一般方法不易激励的气体中产生扩散的放电, 也应当是适用的。

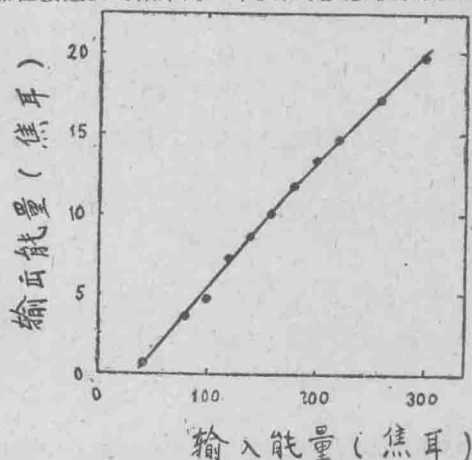


图2 在40千伏激励电压下激光器的性能。

2. 螺旋状结构

TEA 激光器用的螺旋结构细节说明于图 1。用塑料管作气体混合物的外壳和电极支架。电极系统由带有一定排布的针的螺旋阳极和一系列 1000 欧姆电阻构成的相对的 (转 180°) 螺旋阴极组成。使用过两种类型的螺旋电极, 各有螺距 36 厘米和 18 厘米 (以下分别叫做 1 型和 2 型)。每次相继的放电, 均由其原先

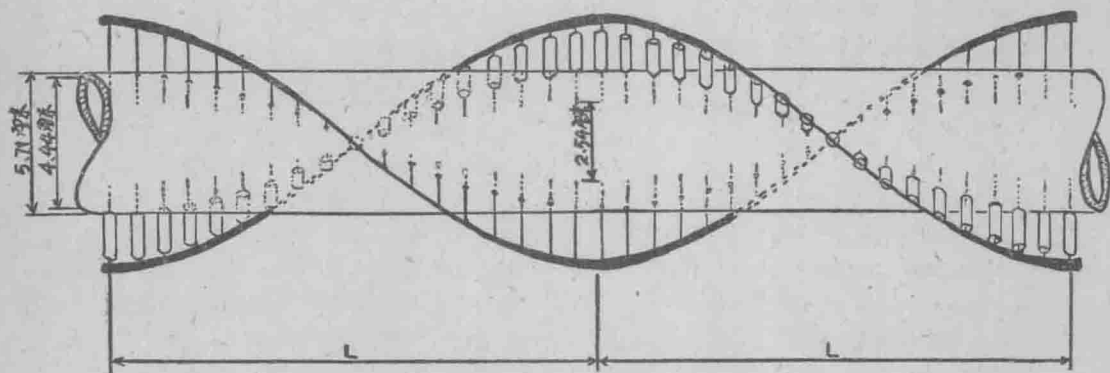


图 1 螺旋结构的细节：
1 型螺旋 $L=36$ 厘米, 2 型为 18 厘米。

在 4.3μ 对单一激励放电所作荧光测量 (Gilbert 1970), 指出 ρ_0 的值约为 2.5 毫米。因此, 螺旋电极结构致使有增益分布之激活体积在激光器轴线附近呈圆形对称化, 这种情况在上边提到的几种线性结构中是没有的。这种典型的增益分布物理学上有利于共振腔最低阶模式的振荡。还发现螺旋几何形状适合于轴向模锁运转 (Gilbert 和 Laehambre 1971)

3. 共振腔的研究

测得螺旋 TEA- CO_2 激光器的输出能量, 是腔长、螺旋结构类型 (1 或 2)、耦合窗平面的反射系数、以及金属反射镜的曲率半径的函数。整个实验均使用 $\text{He}:\text{CO}_2:\text{N}_2$ 气体混合物, 其相对比例为 90:5:5。供电的激励电路简图示于图 3。用土 6% 精确度定标的热电元件 (Lachambre 1971), 进行能量测量。

当激励电压为 30 千伏时, 对各种不同的共振腔结构最有效的参数相应的结果列于表 1。用标号 1 和 2 的各种不同组合描述的电极结构, 列在第一列。每一种符号对应着一节长 1.5 米的 1 型或 2 型螺旋。其他符号有: n , 放电单元的总数; R , 反射镜的曲率半径; E_0 , 电容器开始存储的能量; E_d , 每次放电的平均

的位置相对于激光器轴线转动 10° (Fortin 等人 1970)。

近似地计算了螺旋电极的径向增益分布, 其中假定, 每次放电在半径 ρ_0 的圆柱体内产生一均匀的气体激励。结果示于图 2, 纵坐标 A , 代表在离开轴线距离为 ρ 并平行轴线传播的线上观察到的放大的有效长度。对于 $\rho \leq \rho_0$ 的区域, 曲线用第二类完全椭圆积分 $E[90^\circ/(\rho/\rho_0)]$ 表示。而当 $\rho > \rho_0$ 时, 椭圆积分是不完全的 $E[(\sin^{-1}\rho_0/\rho)/(\rho_0/\rho)]$ 。

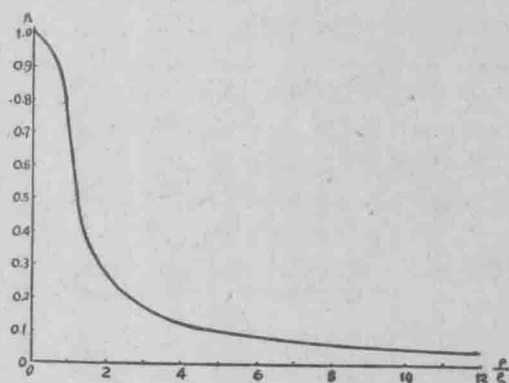


图 2 在螺旋共振腔横截面内的近似增益断面图, A 。

ρ_0 是圆柱放电的半径, ρ 是离开轴线的距离。

能量输出; EFF , 全效率; 而 g 代表规一化曲率参数, 由激光器的几何尺寸定义为

$$g = 1 - \frac{d}{R} \quad (1)$$

式中 d 是共振腔的长度。若 $0 \leq g \leq 1$, 则认为光学共振器是几何稳定的 (Kogelnik 和 Li 1961)。

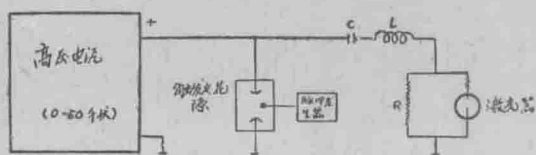


图3 TEA-CO₂激励电路示意图

R: 分流电阻 C: 充电电容器 L: 总的电路电感

表1容易证明, 1型电极的效率, 比2型电极的和两类电极的约大35%, 在非线形式样中它随着螺旋结构的长度而减小。这种行为不能认为是由一种激励变成了另一种激励, 因为电压和电流特性的同时测量显示出, 每列放电以相同的能量传给气体。另一方面, 尚未发现几何形状引起的衍射损失, 会强得足以充分说明那些行为。共振腔的行为好像 g 参数大于从几何形状算出的值一样。这似乎为列于表2中的进一步的研究结果所证实的, 其中几何不稳定的组态

表1. 稳定共振腔的位形

电 极	n	R (米)	E_0 (焦耳)	E_d (毫焦耳)	EFF (%)	g
1	144	6	9	2.9	4.7	0.75
1-1	288	7	18	2.6	4.1	0.57
1-1-1	432	10	27	1.3	2.2	0.55
2	288	6	13.5	1.7	3.6	0.75
2-2	576	7	27	1.3	2.8	0.57
2-2-2	864	10	40.5	0.75	1.6	0.55

耦合窗的反射系数=65%

($g < 0$) 产生一个输出脉冲, 具有稳定腔输出脉冲的特性。这个问题将在下一节分析。

4. 脉冲和光束的特性

螺旋激光器的脉冲和光束的几个特性, 已从实验上, 即光束的径向能量分布, 由一个脉冲到另一脉冲

的总能量变化, 远场发散角, 瞬时脉冲结构和偏振方面加以确定。这些测量都是在9.3米螺旋激光器上完成的。这个激光器由装在两空箱之间长7.2米的1型螺旋组成, 一个箱长1.8米并装有球面反射镜($R=10.5$ 米); 另一箱长0.3米装有硒涂层的NaCl平板耦合窗。激光器的几何大小给出菲涅耳数为1.6而 g 值为0.12。

表2. 不稳定共振腔的位形

电 极	n	R (米)	E_0 (焦耳)	E_d (毫焦耳)	EFF (%)	g
1-1-2	576	∞	36	0	0	1
1-1-2	576	3	36	0.26	0.4	-0.65
1-1-2	576	3.5	36	0.47	0.8	-0.45
1-2-2	720	∞	40.5	0	0	1
1-2-2	720	3	40.5	0.29	0.5	-0.65
1-2-2	720	3.5	40.5	0.29	0.5	-0.45
0-1(x7)	1000	∞	67.5	0	0	1
0-1(x7)	1000	6	67.5	0.10	0.15	-1.05

耦合窗的反射系数=65%

符号0属于1.5米的空箱

光束中径向能量的分布用一小型热电探测器测量。敏感元件是一小块能嵌入晶体管的锆酸铅-钛酸铅陶瓷。接收孔直径为1毫米。图4表明探测器横过光束各不同位置所得信号的Visicorder记录。垂直段代表由相继激光脉冲记录的总能量。这明显地得到一个接近高斯分布的图, 这意味着螺旋电极结构大大有利于

共振腔基模的激励。每次脉冲的平均总能量为0.7焦耳, 其标准误差为4%而最大值的展开不超过平均值的10%。总效率约为2.5%

用HgCdTe光生伏特探测器求得典型非偏振激光脉冲的时间显示, 示于图5。脉宽约400毫微秒, 而峰值功率接近于1兆瓦。表征大多数TEA-CO₂激光

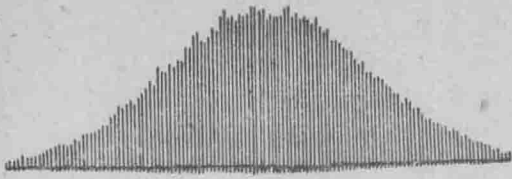


图4 激光输出光束强度轮廓的 Visicorder 记录。

器特征的这个脉冲波形, 非常接近于 Gilbert (1970) 根据 N_2-CO_2 能量转换过程的理论预言。脉冲上出现的小周期振荡, 是由于自发纵向模拍的结果, 其周期为 62 毫微秒, 这与共振腔运行一周的时间相一致。真正的锁模, 最近 (Gilbert 和 Lachambre 1971) 已在类似激光器的共振腔中加入起偏振镜和可漂白的吸收器得到了。

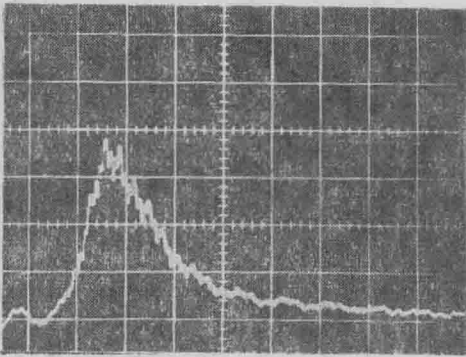


图5 激光脉冲的典型功率显示。

时称为 0.2 微秒/散度

在非偏振的光束上做了一些测量, 以便看出能量如何在各种不同偏振中均匀地分布。所用的分析器是两个布儒斯特角的 $NaCl$ 窗, 一个窗是另一窗相对光束轴转动 90° , 以便允许互相垂直的偏振的取样通过。从每个分析器表面反射的偏振信号和透过两个窗的信号同时记录在 Visicorder 装置上, 记录若干相继脉冲的一例示于图 6。光束两个垂直偏振成份的涨落 (下轨迹) 是相反的, 对于总的信号终归有较高的稳定性 (上一, 轨迹)。偏振分量的这个行为意味着, 用一分光器监测相继激光脉冲振幅时, 入射角必需保持在小于 15° , 以保证反射信号和透过信号仍然是相关的。

在沿着激光束方向的不同位置上, 测量了高斯强度分布图, 测量分布的半宽度作为激光器距离的函数的图表, 由图 7 曲线 B 所表示。远场中的半角散度是 0.42 毫弧度, 如同后面会看到的, 对应于衍射极限值。显然, 这个展开并不像单由共振腔几何形状所预

言的那样快。的确, 根据 Kogelnik 和 Li (1961),

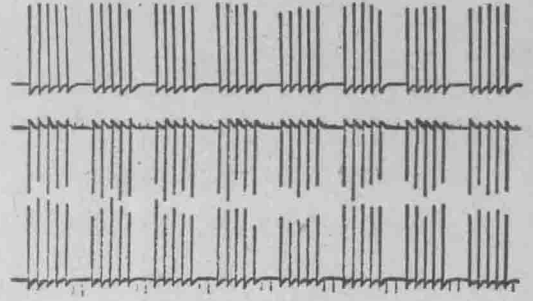


图6 相继非偏振脉冲 (上一轨迹) 的 Visicorder 记录, 和两个互相垂直偏振的成份 (下二轨迹)

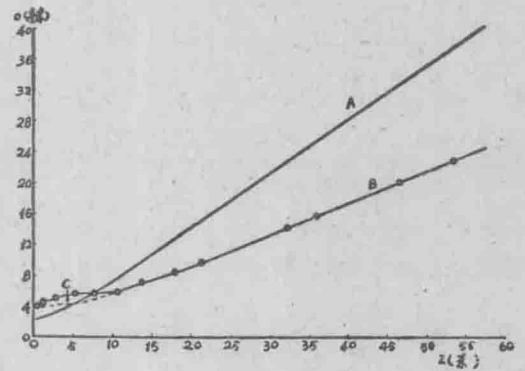


图7 高斯强度分布的半宽度作为至激光器之距离的函数。

测量值由曲线 B 给出, 而曲线 A 和 C 分别相应于 $\sigma_0 = 2.35$ 和 4.04 毫米的双曲线展开。

半-半球共振腔得到的光束半宽度由下公式给出

$$\sigma_0^2 = \frac{\lambda d}{2\pi} \left[\frac{R}{d} - 1 \right]^{1/2} \quad (2)$$

在目前 $\lambda = 10.6$ 微米, $d = 9.3$ 米而 $R = 10.5$ 米的情况下, 该式导致 $\sigma_0 = 2.3$ 毫米, 而不是 4.05 毫米, 如同实验测量的一样。图 7 中曲线 A 表示如同从腔的几何形状所预计的光束细部 $\sigma_0 = 2.3$ 毫米的高斯束的双曲线展开式

$$\sigma_z^2 = \sigma_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{2\pi \sigma_0^2} \right)^2 \right] \quad (3)$$

曲线 A 和 B 之间大的差异表明, 高压放电对共振腔的行为必定有一些影响。实际上, 下面将要说明, 共振腔的行为就像它包含有一个分布散透镜一样。但是, 测量束的展开式, 仍然可以用如 $\sigma_0 = 4.05$ 毫米 (± 0.05 毫米) 曲线 C 之双曲线描述, 在远场点上它们是相符合的。