

激光可用作热源；此时，如很好地利用激光所特有的单色性和方向性较强的优点，就可以在极小的面积上集中巨大的能量，故可望用于高熔点物质的熔化、切削、加工（特别是精密加工）等方面。美帝麻省理工学院曾以1千瓦的连续 CO_2 气体激光束轰击岩石，再配以挖岩机，使得隧道的掘进效率提高，并减少了挖岩机刀刃的磨损。这方面的工作很有深入进行的必要。

除了上述技术方面的应用之外，当物质受到极强的辐照时，在辐照强电场的作用下，会产生非线性光学现象。使用 CO_2 激光器已在这方面得到若干有趣的结果。

某些对10.6微米的红外波长透明的单晶，如Te, GaAs, ZnS, CdS, InAs等，佩特耳等人用 CO_2 激光照射而获得了二次谐波(5.3微米)。

其次便是多光子现象。在极强电磁波的照射下，同时吸收两个或更多的光子，物质便能吸收比固有能级间隔的能量差小得多的光子而产生跃迁^[5]。随着激光的出现，用红宝石激光早已观察到这种效应，如今用 CO_2 激光亦观察到同样的现象，这对探索物质的新的光物性质将发挥其应有的作用。

7. 结 论

以上就 CO_2 激光器研究的一般动向，结合笔者的经验，作了一些解释。其中讲述了一些必要的基本知识，略陈其发展简史，对工作原理亦作简略介绍。至于应用方面，和其它激光器一样，还没有出现能够完全取代迄今为止各种装置的、具有划时代意义的器件，这确是令人遗憾的事。但不能因此而悲观，对它的前途仍应充满信心。无疑，为着提高激光器的效率，延长其寿命，改善其稳定性以及进一步增加其输出功率等等方面，尚留有许多相应的技术问题等待我们去解决。

从应用方面来看，与激光无直接关系的其它领域中的一些专门家提出的意外要求和方案，往往会给今后激光的发展带来深远的影响。从这个意义上讲，让非激光工作者了解一些 CO_2 激光器的概况，那就不仅仅是期待在不久的将来发现和利用一些意外的新领域的问题了。

参考文献(略)

译自 島津備愛, «電子科学», 1967(8月),
№8, 101~107

CO_2 激 光 器 简 介

提要：本文详细讨论了一种对于高功率应用有很大前途的激光系统，包括设计程序和参数互换的考虑。

人们对于 CO_2 激光器十分感兴趣是由于它的连续功率输出的能力以及高效率 and 结构的简易。表1示出了它比其他几种气体激光器优越的地方。

CO_2 激光器系统如图1所示。三种气体

(二氧化碳、氮气和氦气)相混合，并以几个毫的压强被送入放电管的一端。混合气体在大约一秒时间内流过整个管长，并在管的另一端由前置机械泵抽至管外。放电维持在管的金属凸缘之间。由于放电时有负的动态阻

抗发生,因而需要一个镇流阻抗。把全反射镜面置于左端,部分透射的反射镜放在右端,便组成了能在远红外区辐射 10.6 微米波长的激光器。

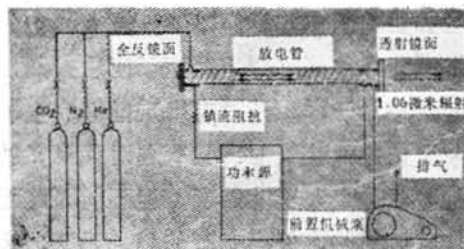


图 1 采用流动气体放电的 CO₂ 激光系统。

CO₂ 激光器与微波速调管相比,如果不考虑其尺寸大小,前者较为简单。两者都有一个高 Q 值的电磁波共振腔和需要高效率的功率输出耦合技术,而工作物质所需的功率源都取自于简单的直流电源。还有,只要稍加修改,两者都可做成振荡器和放大器。

应用分子振动产生激光作用的可能性,在 1961 年就由 Polanyi^[1]清楚地指出来了。最近,Patel^[2]对 CO₂ 在放电过程中振动-转动跃迁产生激光作用的某些细节作了讨论。其后不久,Patel^[3]在系统中附加氮气,Moeller 和 Rigden^[4]在系统中附加氦气,达到了高功率和高效率。另外一些分子系统也能发生激光作用,不过到目前为止,CO₂ 激光器是最重要的功率源。

表 1 几种气体激光器的比较

激光器种类	碱性功率密度 (瓦/米)	最大功率 (瓦)	功率效率 (%)
He-Ne	0.1	1	0.1
Ar	1~10	50	0.1
CO ₂	60~80	1200	15~20

很多参数影响着 CO₂ 激光器的运转和设计。气体放电可以用直流、交流、射频、

重复脉冲式或者是几种方式结合起来供电。反射镜面可以是固定的、转动的(如对于 Q 开关)或振动的(如对于反应式 Q 开关)。这里仅限于讨论具有固定反射镜且以直流电源激发的情况。大多数技术数据是由 Horrigan^[5]和 Whitehouse^[6]得到的;欲知更详细的情况可以参考他们的报告。

CO₂ 激光器的最佳工作状态

CO₂ 激光器的工作性能有下列几种最佳状态:最大的多模功率;最大的单模功率;最大的效率;同时(或者)尺寸最小并且不复杂。对于流动气体系统,影响处于最佳状态的一些参数是:

- 管长,直径和管壁温度;
- 混合气体,压强和流动速度;
- 光模的控制,波长的控制及输出耦合;
- 放电控制和电流密度。

除此之外,对于密封式 CO₂ 激光器,气体纯度及管壁材料看来也是重要的。使其处于最佳工作状态决不是简单的事情,由于它的各种参数紧密地互相关联着,因此,只能把所有的结果看作为性能的大体趋向。技术人员应当对其自己的实验系统进行实验研究。

激 光 光 学

最普通的电磁波激光腔由两个圆形孔径的反射镜面组成,如图 2 所示。两个反射镜面是半径为 R_1 和 R_2 的球面的一部分,其间的距离为 L 。当曲率中心的联线与通过镜面中心及激光介质的几何轴相重合时,便形成了最好的排列情况。对于气体激光器,镜面可以直接装在放电管上,也可把其中一个镜面或者两个都装在放电管之外。如果装在外面,则真空存在于两个光学抛光的透明平板窗口之间,此窗口安装成布儒斯特角,即

$\theta_B = \text{tg}^{-1}n$, 式中 n 是平板窗口材料的折射率。装有布儒斯特角窗口的系统, 其优点是激光辐射是偏振的, 并且镜面的调节与管子

无关。它的缺点是窗口须能经受住光腔内部的高功率激光辐射场的作用。

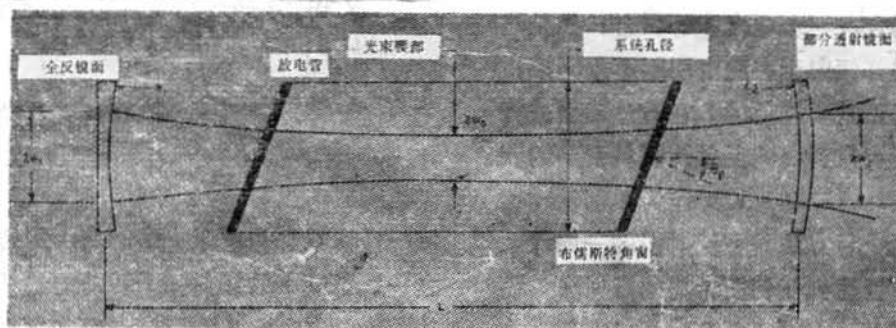


图 2 CO₂ 激光器的腔模分布。

如果系统的孔径足够大, 则激光腔内的辐射图样可以用一些标准模的和来渐近, 每个标准模有不同的频率和不同的空间分布, 这由反射镜面的曲率和间距确定。纵模具有近似于 e^{-2r^2/w^2} 的径向高斯功率分布, 式中高斯宽度 w 或称之为光斑大小是随轴的位置改变的一个函数。图 2 中绘出了一个这样的模。为了方便起见, 表明的是 $R_1 = R_2 = L$ 的共焦结构情况, 在这种情况下, 光束腰部的光斑大小为 $w_0 = (\lambda L / 2\pi)^{1/2}$, 而在两镜面处为 $w_1 = w_2 = \sqrt{2} w_0$ 。一般说来, 光斑大小是随着离开光束腰部的距离而增加的一个函数, 或者表成 $w/w_0 = [1 + (4z^2/L^2)]^{1/2}$ 。由此可以导出标准模远场光束全宽度为 $2w/\alpha = (4/\pi)(\lambda/2w_0)$ 。若 $\lambda = 10.6$ 微米, 腔长

为 1 米, 则光束腰部直径为 $2w_0 = 2.6$ 毫米。如果采用大直径的管子和反射镜面, 则能产生径向模, 或称之为离轴模, 因此对输出总功率有贡献。然而, 对于单频运转情况, 纵模光斑大小必定是随着镜面曲率的增加而增加的。通常希望把透射镜面作成光学平板。这样 $R_2 = \infty$, 在两个镜面处的光斑大小为:

$$W_1 = \left(\frac{\lambda L}{\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{R_1^2}{L(R_1 - L)} \right]^{1/4},$$

$$W_2 = \left(\frac{\lambda L}{\pi} \right)^{1/2} \left[\frac{R_1 - L}{L} \right]^{1/4}.$$

如果 R_1 增加到 50 米, 则光斑大小约增加到 10 毫米, 因而单模就开始占据相当大的体积。一般说来, 曲率可以进一步增大, 由所用光学元件而定。

表 2 CO₂ 激光器的几种反射镜材料的比较

材 料	折 射 率	菲涅耳反射率	法布里-珀洛反射率	吸 收	水 解
NaCl 晶体	1.49	0.039	0.145	$\ll 0.01$ 厘米 ⁻¹	是
KCl 晶体	1.454	0.034	0.127	$\ll 0.01$	是
BaF ₂ 晶体	1.42	0.030	0.113	0.077	稍有
KRS-5	2.38	0.167	0.490	0.02	稍有
irtran-2	2.19	0.139	0.429	≈ 0.55	否
irtran-4	2.4	0.170	0.497	≈ 0.1	否
锗	4.0	0.360	0.779	≈ 0.07	否

可以用种种方法从腔内引出输出。其中最好的方法是采用输出透射镜面，此种镜面在整个孔径内具有均匀的透射率。其他技术计有小孔耦合，光斑耦合和环耦合；但是这些耦合方式都倾向于在腔内引起不规则模，而这种情况正是要避免的。在透过镜面进行耦合时，可能遇到由纯反射镜材料引起的菲涅尔反射 $[(n-1)/(n+1)]^2$ 作为振荡器反馈的情况。另一种方法是在反射镜的一面涂上多层介质膜以达到任何所希望的反射率，而在另一表面上涂上减反射膜。在10.6微米运转的高功率CO₂激光器的涂层并不非常

表 3 光学材料的功率极限

材 料	标称功率极限	
	(空气冷却)	(边缘水冷却)
NaCl	1200	不可能水冷
Irtran-4	200	没有试
锗	50	200~300

可靠，因此凡能应用的地方，都使用不涂膜反射镜。另外一种技术是采用类似于法布里珀洛标准具的平行平板反射镜，其反射率可以在0到 $[\frac{n^2-1}{n^2+1}]^2$ %之间取任何值，这视波长而定。对于10.6微米目前采用的材料的反射率和物理特性列于表2。

输出光的频谱

CO₂激光器的输出谱是由镜面间精确的间距所确定的，并与放大介质CO₂有密切关系。当在管内开始放电但还未产生激光作用时，介质呈现单程增益为 $e^{\alpha L}$ ，其中 α 是频率的函数（参见图3和附——CO₂激光器的理论）。这种增益曲线是一列不断隆起的曲线，倘若说是宽度约为50兆赫的谱线组，其中

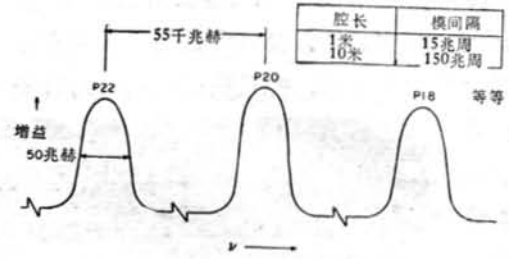


图 3 输出谱CO₂激光器的增益特征。

每一条谱线都相应于振动态001的转动能级之一，态001的任何一个转动能级 J 相对于100态的转动能级 $J+1$ ，都存在剩余粒子数密度。这些谱线的波长由CO₂分子确定，其平均间隔约为55千兆赫。线宽主要由热扩展确定，其次由碰撞加宽确定。所有 P 跃迁增益曲线下的总面积正比于振动能级001与100之间的粒子数密度差。在 P 支谱线间的分布由分子的有效转动温度确定。在室温下，峰值增益或最大面积发生在 $P=20$ 处。纵腔模间具有规则的频率间隔 $C/2L$ ，其中 C 是介质中的光速。对于1米长的腔，这些模的间隔为150兆赫，它比各个 P 跃迁的多普勒宽度50兆赫要大。如果假定径向模已经由于适当地选择镜面曲率和管子直径而得到抑制，则对任何一个 P 跃迁来说，具有最高增益的纵模将首先生成。例如，如果一个模在 $P20$ 中心发生，它的振荡就占绝对优势。发生在 $P18$ 或 $P22$ 内的其他模便不能振荡，这是由于转动能级间的碰撞弛豫，因而 P 跃迁之间的弛豫，进行得非常快。图解 C 指出这个时间为 10^{-7} 秒，就是说它已小得足以保证下述过程发生，即随着腔中功率密度的变高，把其它转动能级供给 $P20$ 的反转数消耗殆尽，同时整个增益位形一起下降。因此 P 支跃迁被均匀加宽；只有一个模倾向于振荡，而且这个模提供了由振动能级所能获得的大部分功率。当腔长逐

渐改变时,在 P_{20} 中心的模将移出中心,结果引起输出功率减少。如果另一个模位于 P_{18} 或 P_{20} 的中心,这时它将建立起振荡并提供有用功率。如果所有的模都位于增益位形两翼以外,若干 P 支同时振荡也是可能的。对于长腔,例如 10 米的腔,其模间隔为 15 兆赫,则能发生另一极端情况。在这种情况下具有最大增益的 P 支跃迁总是振荡,因为始终有一个模居于多普勒增益位形峰值以内。

放 电 特 性

虽说由 CO_2 , N_2 和 He 组成的体系,其放电可以由直流、交流、射频或脉冲能源供电,但是看起来最大平均输出功率是通过把直流或低频交流直接加到电极上得到的。用射频激励时所取得的功率稍小,这可能是由于此种放电难于使较长的放电长度保持均匀的被激发之故。凡一定要用脉冲供电的地方,其平均功率仅为直流供电时的十分之一到三分之一,最佳压强和输出耦合条件也发生变化。

CO_2 激光器电学特性是高电压、低电流,具有负的动态阻抗。除了具有大的负动态阻抗以外,其放电特性类似于冷阴极辉光放电。在如本文介绍的流动气体系统中,几乎任何材料都可以用来做电极。对于用 \bigcirc 形圆环连接起来的玻璃管,在两节之间的金属凸缘是最方便的。对于玻璃金属封接系统,可伐接头本身就可以做为电极。

对于通常使用的管子,其伏安曲线及气体混合比例由图 4 给出。欲求得这些曲线,须把电压换算为场强,这只要把管电压除以电极间隔就可以了。因此,除了由阴极位降引起很小的误差外,这些数据对于任何长度的管子都是可以保证的。由这些曲线表示的

负阻抗,从低电流时每米约 50 千欧姆变化到高电流时每米 10 千欧姆,而且在回路中需加一镇流阻抗以稳定电流。

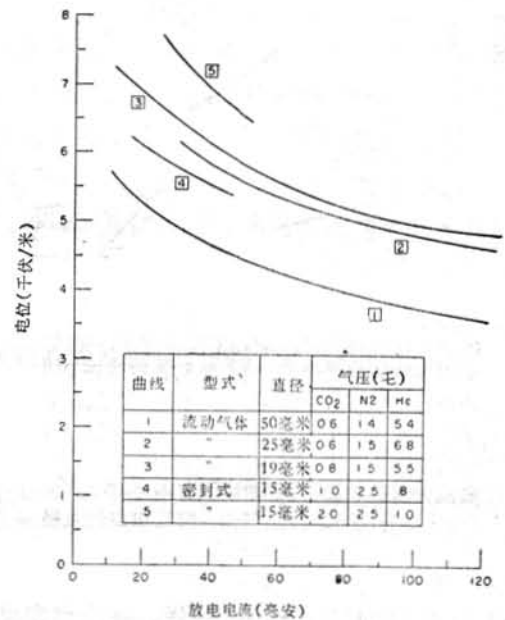


图 4 CO_2 激光器的伏-安曲线。

CO_2 激光器的特征

CO_2 激光器的重要特征是具有高的饱和增益、高功率输出和效率高。实验已经确定,其增益是强烈地依赖于管子直径的函数,而输出功率实质上与管子直径无关。在有最大功率输出的最佳气压的条件下,对于三种管径所测得的增益与管子电流的函数关系绘于图 5。对于直径更大的管子,大体上仅仅由于湍流附加于流动气体而使增益曲线变化。增益在低电流达到最大值,随电流增加而下降。显然这种下降部分是由于沿管轴气体发热而引起的。应注意的是有最大增益时的电流比有最大功率输出时的电流要小。

只要使激光束沿着管长定向传输,则这些管子就可用作放大器以及振荡器。光束功率密度一经超过 25 到 50 瓦/厘米², 增益就

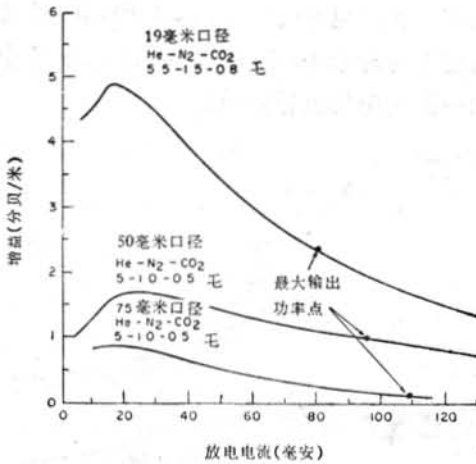


图 5 在管长 1 米、管径不同的情况，在管轴上测得的增益曲线。这些数据是在跃迁 P18 的中心频率(10.57 微米)处，对另一个低功率激光器光束的功率放大进行测量获得的。这个低功率激光器光束的直径 5 毫米，并使它顺着放大管的轴投射。有效抽气速率为 15 呎³/分(合 405 升/分)，并且气体入口及出口的直径为 3/8 吋(约厘米)。

饱和，并降低到数值。这样，在功率密度远小于这个数字的时候，采用在低电流工作的细管就可以实现功率放大。对于功率密度远大于 25~50 瓦/厘米²的情况，功率放大几乎与管径无关；因此放电管应以产生最大功率的电流工作。

当用做振荡器时，激光的输出和效率将随放电电流改变，如图 6 所示。对于这个激光器，曾在放电电流为 120 毫安时得到了峰值功率 230 瓦，其效率为 17%，在 60 毫安时有峰值效率为 21.5%。所用的光学器件产生多模图样。如果只希望纵模存在，则最大功率约减低 20%。由于功率转换效率很高，因此激射作用对于伏-安特性有着强烈的影响。在发射激光的情况下，整个电位-放电电流曲线(图 4，曲线 1)上升约 200 伏/米，换言之总电压上升约 600 伏。

由研究数据得到结论，就是从不同尺寸的管子能够得到的输出功率与管子直径无

关，而与管长成正比例。如果设计适宜，CO₂ 激光器在光腔内每米放电长度能产生 60 瓦到 80 瓦。在管长取 1 到 20 米时已经证实了这一点。

至今，输出镜面的最佳透射系数用尝试方法确定。按理说，为要得到最大输出功率，一定直径和长度的管子须用多大透射系数应该是知道的。幸好，功率曲线随着透射系数的变化很宽，因此不需要知道其准确数值。根据管子的直径和放电长度，从图 7 可以粗略地估计出所需用的透射系数。

气体放电管在正常情况下需要用水套冷却，但是对于流动气体系统，冷却效果只是边缘部分。例如，对于 50 毫米管径的激光器，若管壁温度增加 30 度到 40 度，则其输出功率只降低 10%。可是，对于密封式激光器，却不能用流动方式由气体将消耗功率带走，这样损耗功率就使管壁发热。因此，为了冷却管子中心的气体，并避免输出功率降低，加水套冷却是必要的。

另外两个重要的参数是气体分压和流动速度。但是由于各参量之间都是相互制约着的，因而实际情况很复杂。例如，若 N₂ 的压强发生改变，则输出功率可能降低；但是能够想得到，改变输出透射耦合和放电电流，就可以弥补这种损失。但若所有参数都选在最佳值，而且只有一个分压在其最佳值附近增减时，则激光器的输出功率将按下式改变：

$$\Delta P/P = -\alpha(\Delta P/P)$$

其中 P 是输出功率， P 是分压。对于 N₂ 和 He α 约为 0.5；对于 CO₂， α 约为 2.0。

功率随抽气速率约以 0.2 瓦/米/呎³/分(合 0.0074 瓦/米/升/分)的比率增加至少到 100 呎³/分(合 2700 升/分)。低于 10 呎³/分(合 270 升/分)，功率很快下降，

对于高性能工作的激光器，应避免这个工作区间。

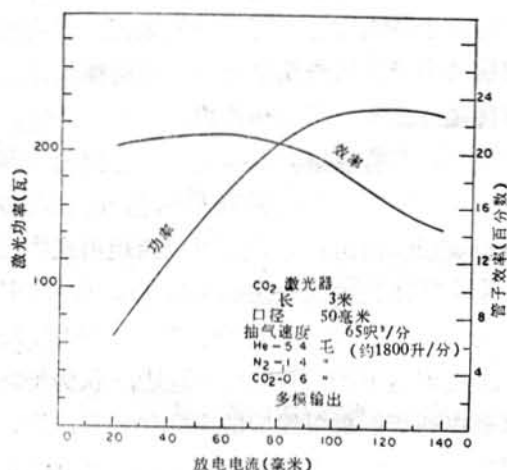


图 6 典型 CO₂ 激光器的输出功率和效率，透射系数为 35% 的、涂有介质膜的 NaCl 作为输出耦合镜面。

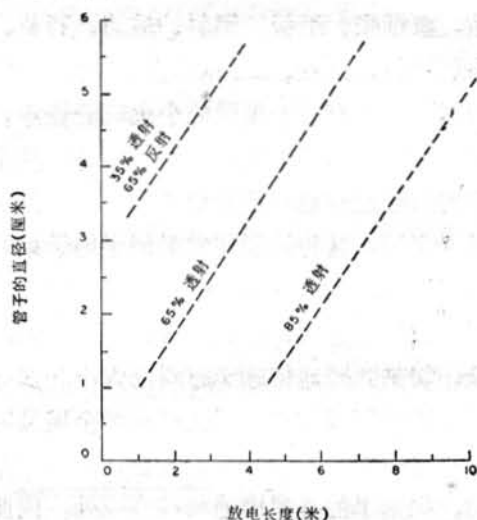


图 7 确定透射和反射系数的光学设计曲线。

设计程序

问题：若已知 CO₂ 激光器的输出功率 P₀，并要求有最小的物理长度，那么 CO₂ 激光器的各个参数应取何值？

假定有效抽气速率至少为 15 呎³/分 (合 405 升/分)，且分压和放电电流可以在工作

期间调查，则可以遵循如下程序设计。

1. 设多模输出功率为 P₀ 瓦，则放电介质的激活长度是要解答的第一个参数。

$$\text{长度} = P_0 / 60 \text{ 米。}$$

若仔细地进行光学设计，亦可以在这个长度内获得只具有纵模的功率输出 P₀ 瓦；然而在长度上增加 20% 到 30% 就会在处理这个附加要求方面变得稳妥一些。

2. 其次，选择输出镜面的光学材料和确定管子的直径。如果希望用无涂层光学器件，则可以查阅能够采用的材料表，以确定应用什么反射率。指定了反射率和管长后，可从图 7 确定管子的直径。如果管子直径从另外方面的考虑已经给定（例如从所用电源的电压来考虑），则可用图 7 确定所需要的反射率。如果必要的话，则可用电介质涂层镀于适当的基质上来达到所需要的反射率。除此之外要考虑光学器件被加热所引起的功率限制。所用材料的功率极限由表 3 给出。

3. 应用模大小的计算来设计光学器件，使模充满管体积。全反射镜面通常是在玻璃或者金属基质上镀金。金只吸收入射能量的 1.5%，并且在化学上不起反应。使用上是选用具有内反射镜的放电管还是具有外镜的布儒斯特角窗式放电管，这要由应用情况来决定。对于高功率激光器，因为布儒斯特角窗必须透过高强度光束，因此如果有可能，就应避免这种结构。

4. 已知管长及直径，由图 4 设计电源。管子直径确定了图 4 中所用的曲线，整个管子的电压可由图 4 的纵坐标乘以管长来确定。另外，再加上镇流阻抗所要求的电压值以及由于激射作用引起的管压上升值，这就确定了电源电压。最佳电流水平稍微依赖于直径，图 5 指出了几个数值。对于长管子，所需的电压变得过高，并且必须把放电

的总路程分成并行的几节。对于直流激励，这要求对电路和气体流动条件进行仔细的平衡。

5. 激光器物理长度的考虑。如果必须维持在最短长度，则把激光器折迭一次或几次是可能的。不过反射镜的调置是个问题，并且输出功率有点降低，因为光在折转反射镜上有损耗。

6. 如果系统是高功率的（超过1千瓦），则可以这样设计，采用一个功率为500到1000瓦的振荡器，然后再经几级具有同样结构的放大器。同样的原理也可用于低功率水平；但是，要记住在功率密度未充分超过25瓦/厘米²以前，放大器是未饱和的。

应 用

已对CO₂激光器提出了很多应用，但只对几项应用做了认真的考虑和分析。这多少是由于在10微米附近几乎没有作过什么技术工作。光子能量约为0.1电子伏特，只是室温相应能量的5倍左右，因此为了探测这种辐射，应用光电发射是不可能的，而要达到快速、低电平探测，必须使用冷剂冷却光电导器件。而且，虽然这种辐射的调制可以使用电-光材料来实现，但是在这些材料中有过多的附加吸收，以致使高功率调制的发热问题很难解决。不过使用1米的天线（反射镜）、能够定向发射束宽为10⁻⁵弧度的几千瓦功率，这种可能实现的重要情况鼓舞人们努力去解决上述困难。至今还不能说出，这几种激光器以怎样的形式来实现远距离雷达或通讯系统的应用。许多设计方面的考虑是根据下述一系列问题作出的，诸如大气衰减、大气畸变及光束指向精度等都是。最近美帝政府支持有关航空方面的CO₂激光雷达和CO₂多普勒系统的研究。可直接应用多普勒

系统来测量车辆的速度。若短期频率稳定性为1千赫，则速度测定的分辨率可达1厘米/秒。由于CO₂激光具有很小的束宽，故由它组成的多普勒系统比之于同类型的微波系统有优越得多的空间分辨能力。

上述所有应用，都需要一个稳定的单频辐射源。其它应用是利用CO₂激光器的多模、多谱线输出。这些应用包括使用集中的功率进行热处置的一切加工过程。把波长10微米的千瓦功率聚焦到衍射极限范围，功率密度可达10⁹瓦/厘米²。但是，认为把功率聚焦到衍射极限线度的100倍的范围内，即在0.04吋（合1毫米）之内是比较实际的。由于大多数材料吸收10微米的辐射，因此将CO₂激光器应用于切割方面是颇有兴趣的。这意味着可以用CO₂激光器切割如下那样的物品，象纸张、纸板、塑料、玻璃、石英、木头（伐树）、肉食、肌肉（无血手术）、金属和岩石。如果有一个很强的小火花能烧穿材料的话，那么除了上述最后两项以外，其余物品的切割过程也正是能想象到的。在某种意义上讲，这种过程非常类似于电子束的切割和焊接，但是应用激光器来工作更要简便得多。对于金属，开始的吸收依赖于表面状况，切割强烈地依赖于材料的大小和热导性。薄板料可以切割，但是烧熔的金属又凝结在板的边缘上，使切口很粗糙。切割厚金属时，烧熔了的金属成池状存在原处，因此要进一步进行穿透就必须用其他方法将其除去。已经发现，用数量级为200瓦/厘米²的功率密度照射硬的岩石时，会使其表面白热化。由此产生的机械应力会使岩石变脆；在一些情况中，这能使岩石碎裂。在更高的功率密度下，岩石将被烧熔，消除了局部区域的应力。坚硬材料的粉碎问题正在继续作进一步的研究。绝大多数的材料在10微米不透明，

而要求对被控制的表面进行加热或烧毁的任何问题,都可能用 CO_2 激光器来获得解决。

附—— CO_2 激光器的理论

在 CO_2 激光器中,只有电子基态是重要的。这样分子平移、振动和转动就是能量贮存和交换的主要方式。分子的一些重要能级由图 A 加以说明。 CO_2 是线性对称分子,一

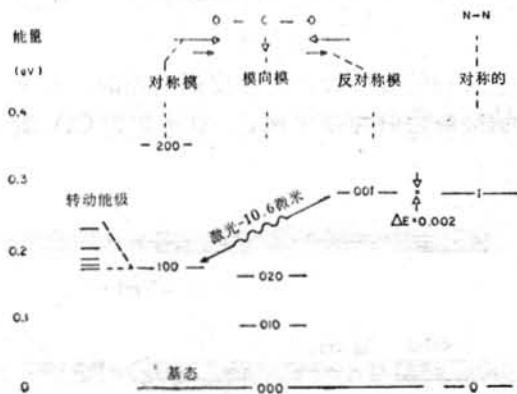


图 A CO_2 的能级图。

个碳原子与两个氧原子相平衡: $\text{O}-\text{C}-\text{O}$ 。因此有三个特征振动模: 对称模, 两个氧原子彼此相反地振动; 横向模, 碳原子移离分子轴, 因此使分子弯曲; 反对称模, 两个氧原子都相对于碳原子彼此相反地振动着。这三个振动模都是量子化的, 分子的特定的振动能态用三个整数来命名。第一个数字是对称模的量子级或称激发数; 第二个数字是横向模的激发数; 第三个数则是反对称模的激发数。这里只给出单一模的能级而实际上存在的是混合的振动能态(例如 III 能态)。

随便那一个振动能态都是兼并的, 或者由于振动分子总体的转动进一步分裂成一系列的能级。这些能级也是量子化的, 并用转动量子数 J 标志。对于振动能级 001 和 100, 这种情况在图 B 中表明, 图中能量标度是扩大了。在 10.6 微米的激光跃迁同时改变

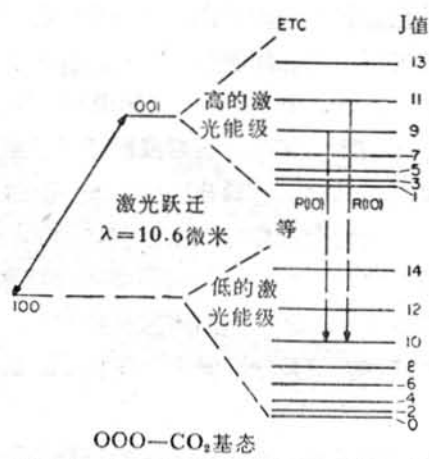


图 B 振动分子的转动能级, 振动能级 001 和 100 的标度是放大的。

了振动和转动的量子态。然而这可以发生在若干个转动跃迁的任何一个跃迁上。振-转跃迁的选择定则是 J 必须改变 ± 1 。 J 增加的那些跃迁称为 P 支跃迁 (例如 P10), J 减少 1 的称为 R 支跃迁 (例如 R10)。与主要跃迁相联系的一些波长是 P18~10.57 微米、P20~10.59 微米、P22~10.61 微米等。当整个振动能级由于放电而发生反转数时, P 支跃迁比 R 支跃迁有更高的增益。因为 P 和 R 跃迁彼此竞争, 所以, 如果不特别采取措施, 介质只在 P 支跃迁产生激光。具有最高增益的 P 支跃迁, 似乎绝大部分都有激光作用。

激发和消激发振动能级

实验表明, 反转不是电子直接激发的结果, 而是由于 N_2 和 CO_2 间振动能量交换产生的。 N_2 的最低振动能级实际上是亚稳态, 因为此种分子是对称的, 不辐射的。在 N_2 放电过程中, 约有 20~30% 的分子是被振动激发。 N_2 的 $\nu=1$ 的能级与 CO_2 的 001 态相匹配在 2 毫伏*以内, 如图 A 所示 (完全在大约 25

* 此处的单位指电子伏——校注。

毫伏的热能扩展范围以内)。当两种气体混合后,在这两种态之间发生了有效共振碰撞运输过程。还有, N_2 的第二个能级与 CO_2 的 002 模相匹配,如此继续形成阶梯状。纯净的结果是,反对称阶梯 00n 得到充分的激发,或者它具有很高的振动温度。

较低的激光能级和与其相联系的对称阶梯不是由 N_2 激发的,因为这里没有任何能量共振存在。但是,当激光器工作的时候,100 态及其链的集居数大大地增加。这个链不能辐射到基态,只能弱辐射到较低的一些横向模。但是,100 模同 020 模间存在很近的“费米”共振,并且碰撞可以使这个跃迁发生。

附加一定量 He 气有助于提高激光功率。He 的质量很轻,对于小能量改变情况,这在使它的动能与分子内能模交换方面是有效的。

结果,附加 He,在以下几个方面是有效的:

冷却 CO_2 的转动温度(而不降低振动温度);

加强了到管壁的热传导(这样可以将平移温度维持在低水平,而使多普勒宽度很

小,且增益很高);

提高 CO_2 的 010 能级的消集居 (depopulation) 速率,因而也就使 100 能级的集居数减少到更低的水平。这是因为 010, 020 及 100 能级通过共振碰撞而紧密联系在一起。

CO_2 激光器能级的一些重要的寿命参数,实际上都是由碰撞现象确定的。辐射寿命从几个毫秒变化到几秒,而分子碰撞之间的平均自由时间则是 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ 秒的数量级。因此这些时间必定是随着影响某一能量运输过程的碰撞数目而成比例增加的。若干重要的运输时间示于图 C。其中假定 CO_2 激光器的分压强是在正常情况。

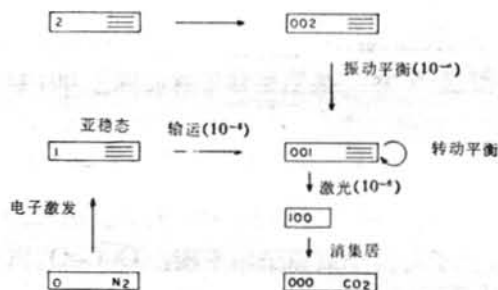


图 C 在 He-N₂-CO₂ 系统中若干重要的碰撞寿命。

译自 Whitehouse D. R., *Microwaves*, 1967 (July), No. 7, A6~A14

(上接第 32 页)

研究氰激光器的发射与时间的关系

加拿大西安大略大学研究了氰化物 (CN) 激光器 337 微米发射与时间的关系。丙酮与氮的混合物所产生的放电脉冲长度为 2 至 20 微秒。这些放电用来泵浦 CN 激光器。发现激光作用产生在泵浦放电终止以后 6 至

8 微秒。类似特性还在 311 微米谱线处发现。在放电期中,激光作用显然受到阻碍。阻碍机理目前尚不明了,有待未来研究。

译自 *Laser Focus*, 1967 (Sept.), 3, No. 17, 12