

- [7] K. F. Herzfeld and T. A. Litovitz, Absorption and Dispersion of Ultrasonic Waves (Academic Press New York, 1959).
- [8] T. L. Cottrell and J. C. Mc Coubrey, Molecular Energy Transfer in Gases (Butterworth and Co. Ltd., London, England 1961).
- [9] W. S. Benedict and E. K. Plyler in Energy Transfer in Hot Gases (National Bureau of Standards Circular 523, March 10, 1954) p. 57—73.

譯自 *Appl. Phys. Letters*, 1965, 7, No. 1, 15—17. 黃非玄譯 沃新能校

## 氮分子第二正帶激光躍迁的飽和

D. A. 列昂納德

一年多以前哈德<sup>[1]</sup> (Heard) 报道过快速上升的高电流高电压放电时, 氮分子的激光作用, 这激光发生在氮分子的第二正带系, 波长为 3371 埃。本实验室完成的实验证实了他发表的结果, 表明从一个作用区长 30 厘米的近共焦腔的输出为 10 瓦, 而从放电管的侧壁观测到的同一跃迁的自发辐射为若干瓦。让此类振荡器的输出光通过一个同步的较短的开端放大部分(这放大部分由一类似的放电管组成)就能促使这种高增益的跃迁达到饱和并获得自发辐射功率水平的输出。

在所研究过的从 1 托尔到几十托尔的气压范围内这系统有一最佳的  $E/p$  值约为 200 伏/厘米-毫米汞柱。在这范围内输出是近似地正比于  $E$ , 因而要求高电场。

利用垂直于激光方向的电场可能建立起具有高电场的任意长度的通道。这样一个装置示于图 1 中。用这一结构产生了 200 瓦和 20 毫微秒宽度的激光脉冲。一个长为两米的 U 形铝槽既做为结构的支座又作为一个电极。另一极分割为 128 块  $\frac{1}{2}$  吋长的铝片, 由  $\frac{1}{8}$  吋的人造荧光树脂间隔器隔开, 并用人造荧光树脂支撑, 这东西又是  $\frac{1}{8}$  吋  $\times$  1" 的放电通道的壁。所以要分割开是为了保证沿着整个放电通道有均匀的电流密度, 同时也使作用区的长度得以方便地改变。分割开的电极通过一个触发火花隙由同轴电缆与电容器连起来。最佳的氮气压约为 20 托尔。

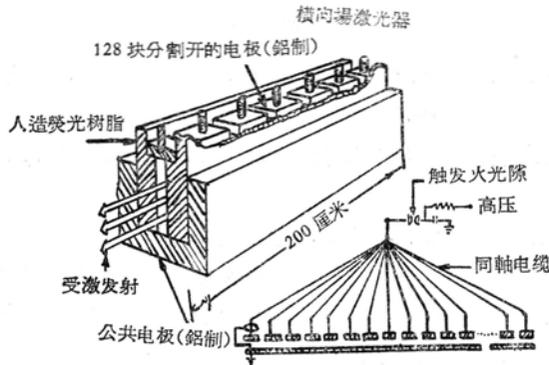


图 1 装置图。其电场与激光方向垂直。

典型的线路参数为:  $L=100$  毫微亨;  $c=0.03$  微法; 电容器的起始电压为 15 至 25 千伏。

由于极高的光增益和短的脉冲宽度，发现得到最大输出功率的最好的配置为放电通过的一端放一平面镜，让另一端敞开。图 2 示出输出光束射到离放电通道五米的屏上的照片。这里可以看出当 (A) 处不放镜子时激光光束在屏上的尺寸是与几何孔径相似的。在 (A) 处有镜子时，光束发散度减小了一半。这些观察说明器件是放大了从一端发出的自发辐射。镜子使得有效长度增大了一倍。

输出功率相对放电的作用区长度的定量数据示于图 3。当作用的放电长度小于 80 厘米，功率小于 10 瓦时，功率增益为每米 75 分贝。对更长的放电长度，输出功率达到饱和而随放电长度线性增加。在线性区域，直线部分的斜率表明饱和功率为  $2 \times 10^3$  瓦/厘米<sup>3</sup>。得到的重复率为 10 次/秒，但在提供适当的热传递下可以达到由扩散限制的  $10^3$  次/秒的重复率。

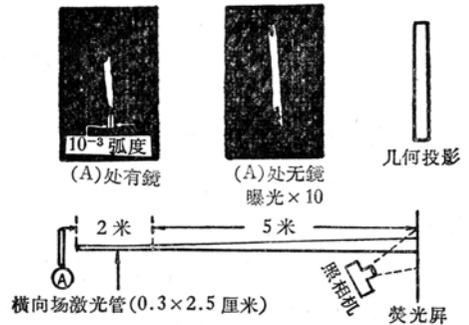


图 2 横向场激光器的输出光束的照片。光束发散度  $10^{-3}$  弧度是由放电通道的几何孔径决定的。

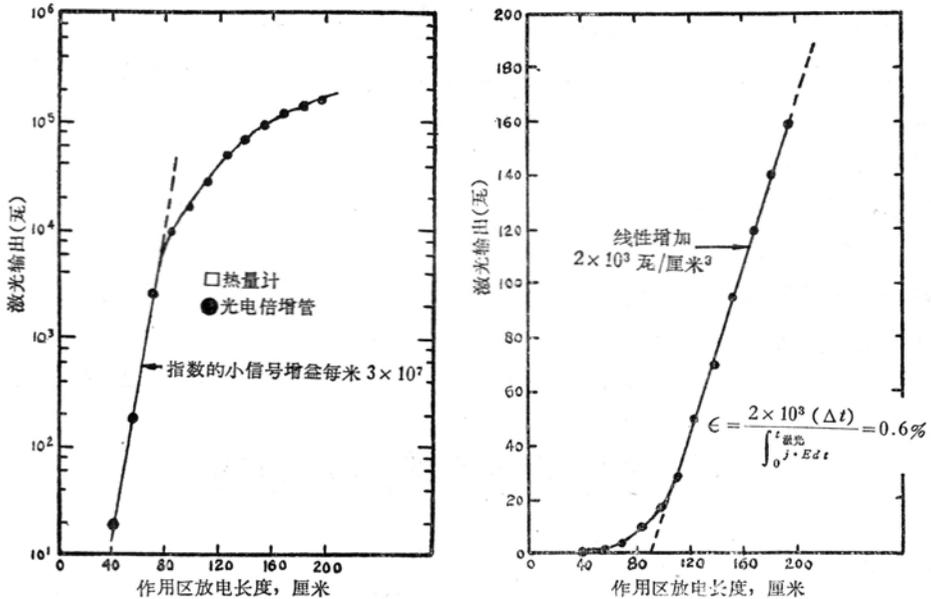


图 3 光激光器输出功率与作用区放电长度的关系。用校准过的光电倍增管与“鼠巢”式卡计测得的输出功率符合程度在 50% 以内。两种测量的平均值为 200 瓦。

在线性增加部分的效率可由积分激光脉冲延续时间内进入气体单位体积中的总电功率得到。由此算出的效率为 0.6%。因为外电路没有很好地与激光放电管匹配，激光输出能量与电容器贮存能量之比只有 0.03%。

### 参 考 文 献

[1] H. Heard, *Nature*: Nov.16(1963), 667.