

## 连续室温红宝石激光器输出 1 瓦

美帝休斯飞机公司已制成输出超过 1 瓦的连续室温红宝石激光器。这种装置还表现出高功率单模运转的可能。这种新激光系统的输出纪录达 1.3 瓦，其增量效率约为 0.11%，红宝石棒长 2 吋，直径 2 毫米。其效率与在光谱的可见部分的其它激光器大致一样。

由于这种激光器使用了椭圆柱泵浦腔，因而能使用分离的反射器，因而也就有可能直接应用以前发明的有效的模控制技术。

若使用有效的元件，则有理由指望得到 3 瓦的功率输出。若以特殊的涡流稳定的等离子体源进行泵浦，则可望从红宝石获得 50 到 100 瓦的更高输出。若使用 Q 开关技术，则可望取得 10 千瓦左右的峰值功率、100 毫微秒的脉宽以及数量级为 1 千赫的可变重复率。

译自 *Electron. News*, 1966, 11, № 572, 49

## 微型激光器

据国外报导，已制成一种微型激光器，其输入阈值为几焦耳。此装置为一个非常精致的玻璃盒，其中有一个直径为 2 毫米的激光棒和一个与其平行的 2 毫米管道，管道中充满了氙，其两端为电极所封闭，作闪光管。此激光棒是端面反射的；弯曲的外表面涂银并镀铜，形成固体辐射式热传导通路。此装置具有普通大型激光器的大部分功能，这包括光泵、在共振腔中泵与激光器的耦合、散热以及激光在共振腔中的停留。

译自 *Technol. Week*, 1966, 19, № 18, 4

## 用核裂变放出的热能激发激光

利用核裂变放出的热能作为激光的泵浦讯号，在解决激光动力方面是极有利的。根据设想，这种方法完全可以大大提高激光器的输出功率和效率。

此方法的实质是将热核裂变放出的热能，用来加热多个气体放电二极管的阴极，每一个气体二极管都是一个激光器（图 1）。在这些二极管内保持着弧光放电。换句话说，这里是将热能直接转变成相干辐射能。这个方法可在目前已经知道有感应辐射的气体介质里使用，此外，此种方法看来也有可能开发以碱金属蒸汽（如铯）作为工作物质的激光器。这个方法的各可能应用中，最使人感兴趣的是将它用在宇宙通讯的空间装置中。

图 1 是采用上述方法的气体激光器简图。用透镜将单个激光器“并联”起来。在偏振面不变的条件下，激光器也可以串联。显然，单个激光器的放大率应该超过棱镜式反射器的损失值。

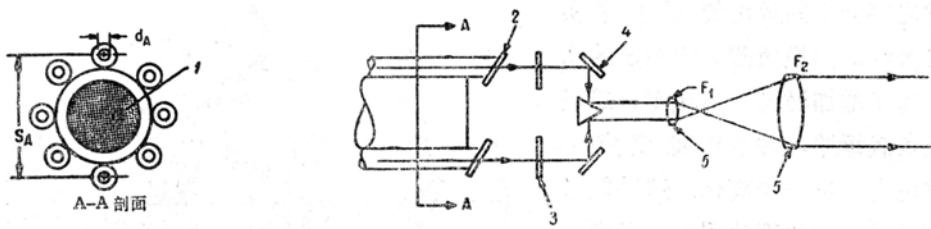


图 1 以热核源为中心的气体激光器布置图。

1—热能源  $UO_2$ ; 2—布儒斯特角窗; 3—反射器; 4—反射镜; 5—透镜。

能量转换过程示于图 2, 普通激光器实现的过程为 1→2, 3→4。在此情况下, 实现的过程是 2→4。

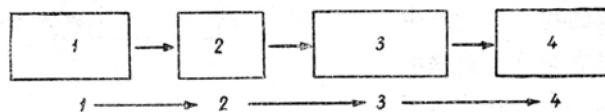


图 2 核能转换为相干辐射能。

1—核能; 2—热能; 3—电能; 4—相干辐射能。

**热能转换为相干辐射能** 直接将热能转换为相干辐射能的试验, 在几年前就开始了<sup>[1,2]</sup>。在此实验的基础上得出了三能级微波激光器与热机的相似性, 但是, 所提供的实验没有给出肯定的结果。

在所研究的情况中, 能量的转换是在气体放电二极管中实现的<sup>[3]</sup>。因为这些二极管阴极的温度维持在  $1,200^{\circ}C \sim 1,500^{\circ}C$  的范围内, 故以非相干的热辐射为主 (热核是它的源), 处在红外光谱区内。因此, 此种仪器是一个频率变换器; 将非相干的红外辐射转换为光波段的单色辐射。如果激光输出讯号频率同样是在红外光谱区内 (它可由表中选择气体的种类及其压力大小获得), 那末实际上就是使宽频辐射转换为单频辐射。

气体	波长(微米)	能 量 跃 迁	最佳压力(毫米汞柱)	1 米的放大率(%)
氦	2.1019	$4d'[5/2]_2^0 \rightarrow 4P[3/2]_2$	0.2	3
氙	2.0261	$5d[3/2]_2^0 \rightarrow 6P[3/2]_1$	0.05	10
氙	5.5738	$5d[7/2]_2^0 \rightarrow 6P[5/2]_3$	0.01	不 详

直接将热能转换为相干辐射能的激光器结构, 详细描述在图 3b。为了比较, 将普通的气体激光器结构描绘为图 3a。后者是利用讯号发生器作为泵浦讯号源, 这个振荡器要与激光器同步还有很大的困难。激光器这种激发方式的效率非常低。相反, 图 3b 所描述的方法比较简单, 且效率比较高 (它的效率至少比前一种高一个数量级)。

热能源可以放在激光器的外面 (图 1), 或者气体放电二极管的阴极本身就可以包含一种热核材料。低电压弧光放电的性质在文献<sup>[4-6]</sup>中阐述过, 在放电着火的那一瞬间 (例如, 它

可以通过电容器空间放电的方法来实现),在二极管的阳极负载上有一定的功率输出。为了增加激光输出功率,二极管的阳极负载短路,并且放电变成电弧,使放电空间进一步离化。这种能量转换器可借助于热机理论<sup>[7]</sup>进行研究,同时应把电子气视为工作液体<sup>[8]</sup>。

**低电压弧光放电** 由于提高了发射极的温度,使最初处在费米能级  $a$  (图4)上的某些电子跃迁到能级  $b$ 。在电子发射时,由于空间电荷的存在,就产生一个势垒  $bc$ ,动能足以克服这个势垒的那些电子,就进入  $cd$  区域,并在此区得到加速。在  $ed$  区里,气体原子发生电离和激发,形成等离子体。

形成的离子向放电空间的两极扩散。发射极附近离子的存在,使得势垒  $bc$  降低。因为存在使电子减速的  $ef$  区,在等离子体和集电极间边界条件的相符性不会遇到困难。进入收集极的电子放出的能量  $e\phi_{收集}$  转变成热能。正确选择二极管的工作条件以及发射极和集电极的材料时,在二极管中将会产生电位差  $V$ 。先用一个外源的附加触发电压,使二极管放电,然后降去这个附加电压。为了增加等离子体放出的能量,将二极管的阳极负载短路。在用这种能源时,维持放电所必需的是放电管发射极发出的热电子。

采用下面的符号:

$I$ ——等离子体中电荷载流子的漂电流;

$I_i$ ——与等离子体中离子扩散相应的离子电流;

$V_x$ ——激发电位;

$I_x$ ——当量激发电流;

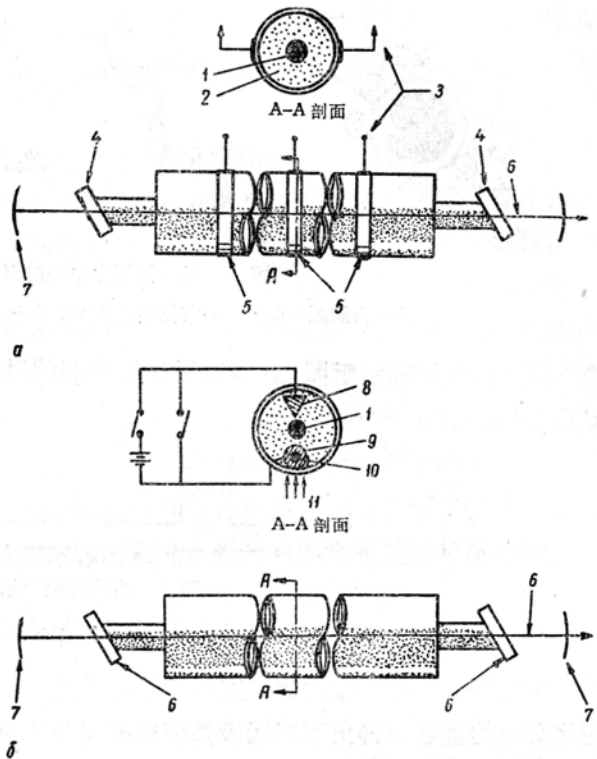


图3 气体激光器。

$a$ —带外泵振荡器的激光器;  $b$ —将核能转换为相干辐射能的激光器。

1—放电极; 2—气体; 3—接泵浦振荡器; 4—布儒斯特角窗; 5—电极; 6—激光输出辐射; 7—反射镜; 8—阳极; 9—阴极; 10—热核材料; 11—热能流。

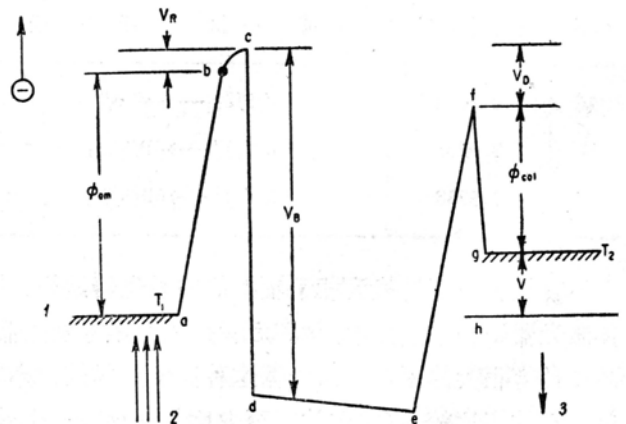


图4 低电压弧光放电中的电子能级分布。

1—费米能级; 2—热能输入; 3—热能的释放。

$V_i$ ——电离电位;

$f$ ——处在高能级的受激原子数;

$n$ ——在能级的多余的(反转的)原子数与低能级原子数之比。

$P_{\text{辐射}}$ ——辐射功率;

$r$ ——跃迁频率;

$\phi_{\text{发射}}$ ——发射极的脱出功(钨为 4.5 伏);

$\phi_{\text{收集}}$ ——收集极脱出功(收集器表面上涂钽层, 其脱出功等于 1.5 伏);

$V$ ——在无限大的负载电阻值时, 放电电极间的电压;

$V_B$ ——等离子体中的电位降(氙为 10 伏);

$T_e$ ——电子温度(氙为 11,000~14,000°K);

$\tau$ ——自发发射状态的寿命;

$V_D$ ——电弧区的电位降(对氙, 近于 2.5 伏);

$\mu$ ——跃迁矩阵元;

**能量的平衡** 热电子所携带的能量消耗于气体原子的电离和激发上, 同样也消耗一部分在使离子从等离子体脱离以及收集极放出的电子动能和辐射损耗上。被等离子体散射掉的能量  $IV_D$  等于

$$IV_D = I_i V_i + \sum_x I_x V_x + I_i V_B + P_{\text{辐射}} + \frac{2kT_e}{e} I \quad (1)$$

其中, 当量激发电流这样确定:  $\sum I_x V_x$  等于所有激发原子能量的总和, 参看(图 4):

$$\phi_{\text{发射}} + V_R + \frac{2kT_{\text{发射}}}{e} = V_D + \phi_{\text{收集}} + V \quad (2)$$

在此种情况下, 使几个体系保持在激发态所必需的最小功率由文献〔9〕给出, 即

$$P = \frac{nh r}{\tau} \quad (3)$$

仪器的工作条件是

$$f \times \sum_x I_x V_x > \frac{nh r}{\tau} \quad (4)$$

仪器的功率取决于发射极电子的温度  $T_{\text{发射}}$ , 这个温度满足于已知的雷查松(Ричардсон)公式

$$I = A T_{\text{发射}}^2 \exp\left(\frac{e\phi_{\text{发射}}}{kT_{\text{发射}}}\right) \quad (5)$$

当  $V=0$  时, 将方程(1)、(2)、(3)联立求解, 得

$$I\psi' - \frac{2kI}{e} (T_e - T_{\text{发射}}) - I_i V_i - I_i V_B - P_{\text{辐射}} > \frac{nh r}{f\tau}, \quad (6)$$

式中  $\psi' = \phi_{\text{发射}} + V_R - \phi_{\text{收集}}$

不等式(6)是激光器正常工作的必要条件

**气体激光器** 高频激励下<sup>[10]</sup>氙、氙的直流工作状态, 目前已令人确信, 所有的惰性气体

都存在着感应辐射。为了同时保证低电压放电和感应辐射，还必须仔细地选择气体的种类，气压和放电空间的几何形状。显然，气体激光器的输出功率是气压的函数<sup>[11]</sup>。另一方面，在放电空间，即电极的距离给定时，为了保持低电压弧光放电状态，气体的压力必须最小才行。因而，实际上的激光器结构，应保证不发生共振捕获现象。这个现象归结为邻近原子间的多次交换光子，它可以改善低电压弧光放电的激发条件，但是，却会使感应辐射消失。

列出激光器在低电压弧光放电状态下激发的工作条件：

发射极(钨)的脱出功	4.52 伏
收集极(涂钨钼合金)的脱出功	1.6 伏
在低电压弧光放电状态下的电子气体温度(氙)	1,200~14,000°K
放电空间的电位降 $V_D$	2.5 伏

**铯蒸汽中非平衡放电** 后来，有人仔细研究了铯蒸汽中的弧光放电<sup>[12]</sup>。铯蒸汽有以下优点：激发电位和电离电位均小(1.4和3.9伏)，以致铯原子很容易用热电子激发；发射极可以自还原，集电极脱出功小。建议发射极的温度范围在1,200~1,500°C为合适。铯蒸汽所需的压强(0.05~5毫米水银柱)以调节容器温度的方法来稳定。

铯蒸汽放电的光学研究结果指出，激发态的分布不是玻耳兹曼分布<sup>[12]</sup>。电子能量分布的探针法研究表明<sup>[13]</sup>，它不同于麦克斯韦分布。所得到的数据可以给出一个基本的判断，感应辐射不仅在稀有气体中可以获得，而且在碱金属蒸汽中也可以得到。目前正在这方面进行广泛的实验研究。

### 参 考 文 献

- [1] E. O. Schulz, DuBois in "Quantum Electronics." p. 217, C. H. Townes, ed. (1960).
- [2] H. E. D. Scovil, E. O. Schulz, DuBois, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 262, (1959).
- [3] L. Malter, E. O. Johnson, W. M. Webster, *RCA Rev.*, **12**, 415, (1951).
- [4] E. O. Johnson, *RCA Rev.*, **16**, 498, (1955).
- [5] G. Medicus, G. Wehner, *Phys. Rev.*, **84**, 1,074, (1951).
- [6] G. Medicus, G. Wehner, *J. Appl. Phys.*, **22**, 1, 389, (1951).
- [7] J. M. Houston, H. F. Webster, *Advances in Electronics and Electron Phys.*, **17**, 125-205, (1962).
- [8] Л. Н. Добрецов, *ЖТФ*, т. 39, No. 4, 365, (1960).
- [9] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **29**, 1, 940, (1958).
- [10] C. K. N. Patel *et al*, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 470, (1962).
- [11] C. K. N. Patel, *J. Appl. Phys.*, **333**, 194, (1960).
- [12] F. M. Johnson, in Preparation.
- [13] R. H. Bullis, W. J. Wiegand, 23rd Physical Electronics Conference (Massachusetts Institute of Technology, March, 1963).

原载 *Nucleonics*, 1964, **22**, № 4, 57~60. 转译自 Лазарев А. В., *Экспресс-информация, Радиотехника сверхвысоких частот*, 1964, № 32, 1~9.