

综合评述

电离氩激光器的进展

提要：在过去五年中，从测得的最大值来看，连续运转的激光输出功率每年大约以十倍的速率增长。然而这种增长仅在一类型的气体激光器中没有实现，这类激光器中三种不同气体工作物质中，有四种不同的波长，气体是增加输出的障碍。作者讨论了稀有气体离子激光器的发现，以及它们的操作方法，并且以输出大约为一瓦的标准运转为例，说明这类激光器的显著特征。关于这些问题的本质和提高氩激光器到比较高的输出(5—100瓦)的探讨是本文的主要课题。然后论述一些有关目前的评论以及此种有趣和重要的氩激光器的应用预测。

如图1所示，在一种气体激光器中，提高输出的主要因素是体积的增加（实际长度标记在每条曲线的顶点）和工艺的改善。在两种 He-Ne 波长中，后一因素是主要的，它使得重要的 6328 埃的谱线比另一条较长波长的谱线以百倍的优势增长。不要指望再进一步提高这两种 He-Ne 激光器的连续波输出功率。

相反，氩离子 (Ar^{II}) 和 CO_2 激光器，考虑到它们的极限功率的可能性，成了当前相当重要的课题。虽然氩最初的连续波激光产生了相当高的 160 毫瓦的功率水平，但是显然在发展两年以后就封顶了。不过，人们认为这种限制只是暂时的；这种暂时脱节和进一步研究时迅速增长的困难有关。此外，氩离子激光器的体积增加尚未充分利用。

在离子气体（而非中性的）的受激能级之间工作的激光作用的特点，是有极高的激光电流密度，以及维持一部分气体处于电离状态的必要性。这种能量消耗不严重，它要求一种新技术来克服由此产生的不平常的热和腐蚀性放电特性。如果没有其他的优点，大概这种障碍将使这种连续波离子激光器在整个气体激光器发展中处于次要地位。但幸运的是，情况并不是这样，离化的稀有气体，特别是氩，为连续工作的激光器开辟了可见光谱中的新的以及以前不能利用的部分。十条氩离子激光波长落

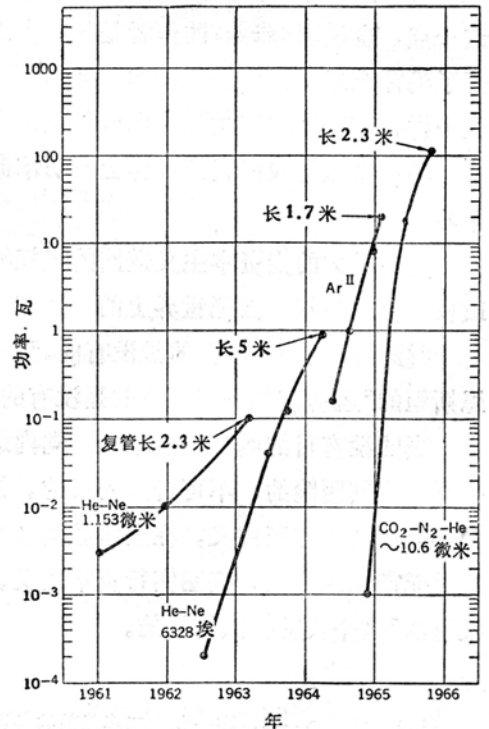


图1 过去五年中，气体激光器功率增长图。

在紫色、蓝色和绿色部分，利用氩离子可产生红色和黄绿色的谱线。连续波激光波长可达的范围，更远至光化光谱带，利用 Ne^{II} 现在已成事实。这些波长中至少有五条已经能产生大约 1 瓦的功率，因此，其光谱范围是有生命力的，又是多种多样的。

虽然在五种非放射性稀有气体中，有四种 (Ne、Ar、Kr、Xe) 都表现出离子激光作用，但是氩总是最有效的。

发现和引言

比其他任何个别因素更重要的是，激光研究者广泛应用大电流脉冲气体放电技术的结果，使之能首次观察到气体离子激发态之间的激光作用。关于这一点，在 1964 年初，已由贝耳 (Bell) 报告过了，他是利用单次电离的汞 (Hg^{II}) 得到的。

1964 年之前，大量关于可能的气体激光工作物质的研究是用连续放电工作进行的，其放电柱的激发用射频式直流电源。一般说来，当观察到每一种新的激光跃迁时，在光源和激光器的能量和热量的能力范围内，确定功率饱和点是容易的，并不需要探测这个范围以外的情况。实际上，连续波的探索者们是能够很容易地发现一些易于掌握的谱线的。

马赛厄斯 (Mathäas) 和帕克 (Parher)，及布特 (Boot)、克卢尼 (Clunie) 和索恩 (Tharn) 的工作，正如 1963 年中期所报导的，使我们在确定以前难于处理的一种气体 (N_2) 的激光作用时，或在寻求已知的 He-Ne 激光等离子体中的全新的气压关系时，能对大电流脉冲放电的作用有一初步了解。虽然他们的努力并没有制成第一台脉冲放电激光器 (这些努力常常是为了诊断而进行的)，但他们在应用峰值功率 (0.75~1.0 兆瓦) 方面的工作是十分出色的。

马赛厄斯和布特的工作，以及其后其他人的工作，揭示了高电流脉冲放电气体系统的三种特性：

适用于激光管和低占空因素脉冲系统的阴极的放电电流和输入功率的数量级，能够比连续操作时所允许的高一些。例如，高达 2,000 安培的峰值电流已有报导。用空气冷却的石英激光管和敷氧化物的阴极这类简单结构适用于所有的操作，唯独不能用于窄而尖的脉冲操作。对于那些不适合于有污染特性的敷氧化物阴极的气体，可采用冷阴极。

不相容原理的若干应用，脉冲方法将显现出某些天生就是短暂的激光跃迁作用 (即它们永远排除了连续运转的方式)。关于这一情况贝内特 (Bennett) [4] 给出过一个简单的例子，说明短寿命的集居数反转能发生于某些二能级系统，即具有那种过渡的、亚稳的低能级的系统。集居数反转能够维持一个短的时间间隔 T ，这个 $T \leq 1/2A_{21}$ ，此处 A_{21} 是所讨论的激光跃迁爱因斯坦系数 A 。典型的 T 值是 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 秒，激励脉冲的上升时间必须比此值还要短，才能表现出有集居数反转。

在另一些情况下，激光作用在脉冲断开的瞬间，即在所谓的“余辉”区域实现。对二元混合气体尤其是这样，这时通过与缓冲气体亚稳态的第二类碰撞，选择激发的上能级能延续 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ 秒。电子集居数较为迅速的衰减使较低能级去激发，并且允许建立短寿命的集居数反转。

相容原理的若干应用，因为脉冲技术能够找到激光作用的全部谱线，进一步的研究是要说明这些谱线是瞬时的还是有连续运转的可能性。假如脉冲是充分可变的，即能产生短脉

冲($10^{-8}\sim 10^{-7}$ 秒), 又能产生长脉冲($10^{-4}\sim 10^{-3}$ 秒), 这时可以对谱线初步分类。利用毫微秒脉冲有时叫作准连续波操作, 因为这一时间间隔比任何适度的原子过程的时间常数要大。

在第一个离子激光器制成以后的几个月内, 有三个独立集团报告了在单次电离氩中获得脉冲激光作用。这类激光器的出现大概和氩(以及氦)作为汞激光器的缓冲气体的广泛应用有关。现在已知 Ar^{II} 的增益系数是十分大的, 即使在很差的条件下也容易促进激光作用, 但是 He^{II} 的激光作用现在还没有实现。

在先前发表的严格论述中, 康弗特 (Convert)、阿芒 (Armand) 和马蒂诺-拉加德 (Martinot-Lagarde)^[5]在汞蒸气和氩的混合气体中, 发现了一条蓝色的激光跃迁线, 但是他们没有判断出它的来源。这个任务在仅仅几天以后在布里奇斯 (Bridges)^[6]发表的资料里解决了, 他提供了一个很容易理解的一览表, 包括纯粹的和缓冲的氩中放电产生的十条可见区域的激光线, 以及推测的能级分布和某些估算的增益。其后, 贝内特^[7]等发表了关于七条氩谱线的脉冲增益测量的资料, 以及准连续波功率输出状况。对其中两个跃迁, 长脉冲数据似乎特别引人注目; 贝内特在 4880 埃获得 1 瓦, 在 5145 埃获得的近于 10 瓦。

一般说来, 人们可以期望通过延长脉冲宽度来仔细了解连续工作情况, 研究发热等方面的问题。但是在 1964 年春并不是这种情况。和贝内特的文章同时期也报导过功率大约 0.1 瓦的完全连续波运转。戈登 (Gordon)、拉布达 (Labuda) 和布里奇斯^[8]也承认氩离子的一些跃迁有连续运转的可能性, 他们并利用适当的新工艺在全部十条谱线上获得连续运转。戈登的文章报告看到在 Kr 和 Xe 中观察到的另外的 20 条可见光波长中又有许多条都实现了连续波激光作用(但未给出详细结果, 并且未发表波长的目录)。

除了得到强脉冲和遍布可见光波段的激光(特别是深入到蓝色)连续运转的各种显明的关系外, 我们必须注意到布里奇斯、贝内特和戈登的工作是在惰性气体族中完成的。这一族(除去 He 和放射性的 Ra)的四种元素作为离子激光工作物质的各种优点, 并不总是充分起作用的。

它们的有用的性质简短摘要说明如下:

1. 它们比纯物质易于获得, 并且经济得多。
2. 在利用液氮时, Ne、Ar、和 Kr 容易捕获杂质; Xe 在利用固体 CO_2 时, 也能捕获杂质。
3. 它们不和氟氧化物的阴极起反应, 也不和吸气剂起反应。
4. 它们是无毒的。
5. 虽然为了某些原因往往掺入一些其他混合物, 但这无损它们的离子激光作用。
6. 虽然在实验上发现调整激光器的器壁温度有好处, 但并不是必需的。

惰性气体, 特别是氩, 它们的离子激光作用很重要, 这不仅是因为它们固有的优良因素, 如连续运转、可见区域强线多等等, 而且也因为工作物质本身在我们目前的工艺条件下能理想地控制。

即使连续波出现以后, 脉冲电离气体激光器的研究也几乎没有减少。这一领域是如此广

阔，以致在连续波运转的激光器中也发现了若干离子激光跃迁^[9]，尽管对于它们的放电电流并不利。

到目前为止，短波极限已深入到紫外的 2,358 埃，它是由三次电离的氩离子的激发能级产生的^[10]。这种激光器的阈值，对于四毫米直径的管子，是 1,200 安培。

脉冲离子激光器的研究者们准备对目前有很大困难的氦激光器以及它的理论问题作一定考虑。他们的努力也围绕着金属蒸气这一领域(汞除外)，例如，福耳斯(Fowles)和西耳夫瓦斯特(Silfvast)^[11]在中性的铅蒸气中实现了脉冲激光作用。

连续运转的氩离子激光器的进展和局部改进方面，几乎停留在(戈登)等所建立的水平上达一年之久。氩激光器 1 瓦的大关是在 1964 年 8 月末突破的，它是利用增加激光器的体积以及其后发现的磁场效应。而输出 1 瓦的连续激光器的改善仍然继续进行，直至成为普通的商品，但用相似而较大的结构以获得 5~20 瓦连续输出，在某些重要方面暴露出一些操作上的困难。这些问题的范围和设想的解决办法在本文的后面进行详细讨论。

氩离子激光器的反转机理

在惰性气体毛细管放电中，离子能级的激发基本上是由于电子碰撞造成的。虽然究竟电子碰撞在什么东西上面，一直是大家争论的问题，但是由贝耳电话实验室所测得的、目前还未发表的数据，已经证实激发机理具有下列性质：

1. 中性原子激发态和离子基态是由于电子和中性原子基态以及“1S”亚稳态的碰撞形成的。
2. 离子激发态是由于电子和离子基态以及离子亚稳态的碰撞形成的。
3. 级联辐射对激光高能级集居数积累的贡献和电子碰撞的贡献相比，可以忽略。
4. 由于向离子基态的短寿命的真空紫外跃迁，使激光低能级接近维持空的状态，因而产生集居数的反转。如果到高能级和到低能级的激发速率是可以比拟，那末激光高能级的较长寿命便自动地产生反转。在足够高的电流密度时，这种反转集居数足够大，以致能产生大于腔损耗的光增益。

在电子漂移速度和平均热能与电流密度无关的条件下，逐步激发过程预言了如下的一些变化： $(J_a$ 表示不同能级集居数的电流密度)：所有中性原子受激能级集居数与 J_a 无关；离子基态和亚稳态能级集居数比例于 J_a ；离子辐射能级集居数比例于 J_a^2 。

通常用以获得离子激光作用的毛细管放电是处于弱电离辉光放电和强电离弧光放电之间。在发生连续激光作用的气压和电流密度的大部分范围内，发现电子漂移速度和热能与 J_a 无关，而能级集居数对 J_a 的依赖关系则有待观察。测得的毛细管放电参数和在大压力-直径乘积(Pd)下的二极(ambipolar)扩散理论以及在小 Pd 情况下的汤克斯-朗缪尔(Tonks-Langmuir)离子自由降落理论在定量上适当地符合。

差不多所有元素的中性和离子类型都存在着有利的寿命比，所以在整个周期表中，普遍发现离子有激光作用是不奇怪的。然而靠上述的过程，没有观察到中性原子的反转，这是因为可能的激光低能级的有效寿命通常比其自然寿命长得多。这种寿命的增长是因为紫外共振辐射强烈地被原子基态再吸收，因而重新集居于较低的激光能级。这种共振再吸收在离子中

也发生，因而它决定了可以利用的电流密度及能得到的激光器功率的上限。该上限在连续工作离子激光器中还没有达到，但是在比较高的电流密度脉冲式的激光器中却已达到。

在毛细管放电中的离子跃迁线宽由高的离子温度（典型地为 $> 2,000^\circ\text{K}$ ）所产生的多普勒加宽决定。自然线宽和多普勒线宽比较起来是可忽略的。通常，有许多法布里-珀罗腔的 $C/2L$ 模（ C ——光速， L ——腔长）振荡在多普勒加宽线内（典型的 $C/2L$ 为每秒几百兆周数量级，而离子多普勒线宽是在每秒几千兆周数量级）。然而，在振荡阈值时，则只有最接近于谱线中心的模振荡，这时实际增益实质上等于线中心零信号时的增益 K_0 。

在逐次激发过程中， K_0 正比于 $J_a^2 L$ ，其中 L 为放电长度，并是 Pd 的不很灵敏的函数。

如果将不同长度和直径的毛细管，在光学损耗相等的腔中与阈值电流相比，那末量 $I_t^2 L/d^4$ 将是常数（式中， I_t 为振荡阈值所需的电流）。

图 2 给出贝耳电话实验室测得的未发表的数据，其中， Ar^{II} 的 4,880 埃跃迁中， $I_t^2 L$ 对毛细管直径 d 的变化相差 5 个数量级。所测得的依赖关系落于 d^{-4} 和 d^{-5} 之间，鉴于实验不能保证不同腔有相同的损耗，所以认为所测得的依赖关系和预言的 d^{-4} 关系相当符合。这些数据是在 Pd 近于常数值得到的。

多模激光器每个模的输出功率是 K_0 的函数，且正比于模的体积。功率对 K_0 的函数依赖关系在低振荡电平时比线性关系要快，在很高的振荡电平时，则接近于线性关系。因此，如果振荡模完全充满放电体积，那末每单位放电体积的输出功率将只依赖于 J_a ，在低的 J_a 时比 J_a^2 的变化更迅速，在高的 J_a 时趋近于 J_a^2 。

上面所引用的未发表的测量数据示于图 3 中。每单位长度激光器功率与 J_a 的关系的预言趋势在很多不同直径的毛细管中进行了观察。假定 Pd 不依赖于 K_0 ，模完全充满放电体积，及线中心增益与腔损耗的比值对所有数据都相同时，则图 3 中的几条曲线将重合。这些曲线间存在差别，是由于没有实现这些条件，同时，对较大的直径，可能是由

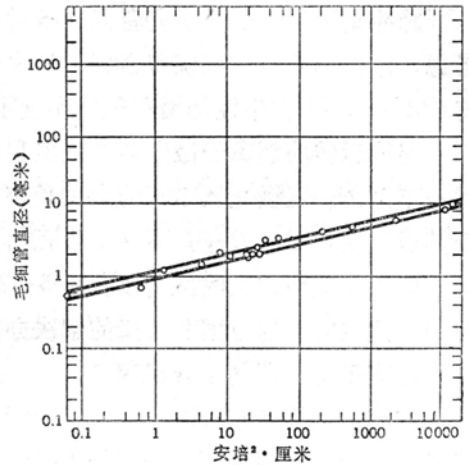


图 2 氩离子激光器直径阈值特性图解。

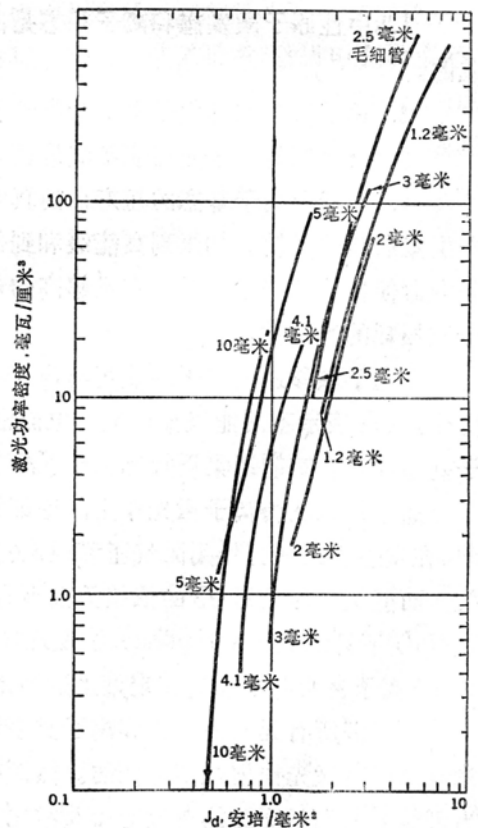


图 3 功率密度对电流密度的变化。

于放电自收缩引起的。放电自收缩使实际的电流密度要比由毛细管尺寸和电流来估计的电流密度高。

轴向磁场的影响

将轴向磁场应用到毛细管放电中，使电子围绕磁力线作螺旋形运动，因而减少了电子的径向扩散。虽然磁力对离子的影响是可忽略的，但由于空间电荷中性条件要求离子和电子有相同的径向速度，因而离子的径向扩散也减少了。这样，由于离子损失速率减少，电场、电子温度以及漂移速度也就减少（即对于给定的放电电流密度，磁场减少了激发速率系数，但增加了电子密度）。因此在逻辑上，磁场是否将增加或减少离子辐射是不明白的。然而在实验上，施加合适的纵向磁场，能够增加离子激光器的功率和自发发射。

对于二种不同毛细管直径应用磁场得到的激光器功率的增加示于图 4^[12]。这些结果和比克顿 (Bickerton) 以及冯·恩格耳 (Von Engel)^[13] 关于纵向磁场中正电柱的研究定性相符。随着毛细管直径的增加，磁场的最佳值减小了，而对于给定的直径，磁场最佳值是颇宽的。在电流超过阈值足够高时，对于在 1.2 到 4.1 毫米之间的直径，发现增加度几乎正比于毛细管的直径。由于当毛细管直径增加时单位长度的毛细管功率耗散和对于毛细管的腐蚀损害都减少了，因而用磁场能改善激光器的效率和寿命是明显的。

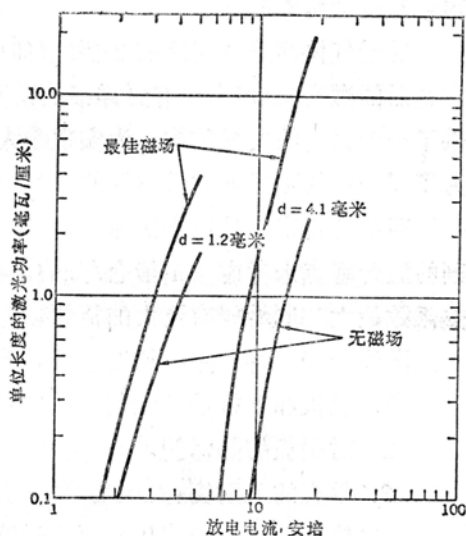


图 4 两种毛细管尺寸磁场的增加。

氙离子激光器的一般特性

这一节较全面地描述了中等功率氙离子激光器原型的物理和工作特性。图 5 所表示的是氙激光器系统的主要部分，从中可以看出和众所周知的老式氦-氙低功率气体激光器不同的

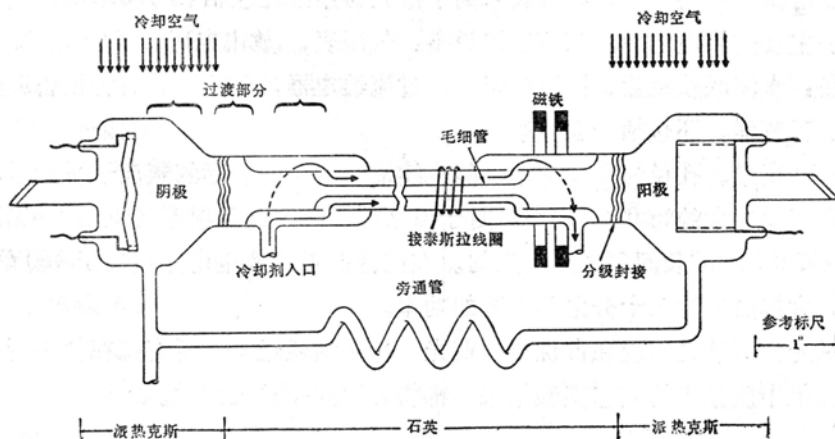


图 5 氙激光装置图解。

几个特点,虽然也存在象直流放电、布儒斯特角窗等等的相同的東西。

为了看清激光器本质,避开在大功率时出现的问题,假设全部谱线的额定功率输出为一瓦。

熔融石英由于具有低的热膨胀及可塑性的优点,以之做成精密的毛细管结构和过渡区域是合理想的。三段过渡部分平滑地把大直径的阴极和阳极(约 50 毫米)与毛细管孔径(直径约 2.2 毫米)连接起来。

敷氧化物阴极是弧光放电有效的发射体。20~40 平方厘米的激活面积,提供了产生一瓦功率的典型激光器所需的 14 安培(或小一点)电流。阳极可用钼或不锈钢来做,并适用于依靠辐射来冷却*。

对于气体回路或支路的必要性(如图 5 所示)已在原始连续波参考文献^[8]中扼要地述及,在稍后的激光文献^[14]中有更详细的说明。采用螺旋型的支路,为避免电弧触发所需的管长提供了一个紧凑的安置结构。为实现稍大的气体电导率,可以采用阻止放电的多孔玻璃材料、为了同一目的强磁场、玻璃活塞以及合并回收线上的分离气体泵浦。

通常的自来水被用作液体冷却剂,然而在特别的情况下其它的流体会更有利一点。从冷却剂的温升观点来考虑,1 加仑/分的流速是足够的,但为使石英与冷却剂之间界面上的膜的传热系数最大,则希望有更大的流量。

激光器件结构可能包括以下几种改变中的任何一种:

1. 阴极和阳极的外壳与光轴成直角。
2. 对阴极的热保护。
3. 垂直的入射窗。
4. 线性地逐渐变细代替逐步过渡。

5. 阳极足够小,与同轴的螺线形支管置于一一起,以允许单端负载加入螺线型管中。由于上述最后一个变更,使得激光器变成细长的样子,再加上具粉红、蓝、蓝绿范围的强烈色彩印象,使一位观察者为取了一个称为“光子炮”的新词。

除了图 5 所示的主要部分外,整套氩离子激光器系统还包括(1)功率源:磁铁电源、阴极加热电源、主要的放电电源。(2)监视设备:气压表、放电电压表和安培表、热电堆。(3)防护设备:水流联锁装置、镇流电阻器、过流继电器。(4)其它各种设备:起动电路、气体储存器、吸气器。还包括一套反射镜。

对于长 650 毫米、孔径为 2.2 毫米、能连续地产生 1 瓦功率的氩离子激光器,产生激光作用的工作电流阈值大约为 0.67 安培。对于氩来说,假定高反射率($R > 99.6\%$)的反射镜在整个 4545~5287 埃波长间隔内是有效的。在此情况下,放电电压接近于 480 伏,所以为了观察到振荡,大体必须输入十分之几千瓦的功率。

最初,激光作用总是出现在占优势的蓝光 4,880 埃跃迁上。所有象在图 2 所示的阈值数据,以及在文献中所报告的其它实验结果,都将参照这个重要波长。

* 即靠辐射的方式把自己的能量(主要是热能)传递出去——校者注。

当工作电流上升到超过阈值时, 功率输出开始按 I^6 的数量级迅速地增加。这个增加的速率减少到 I^4 , 最终在额定功率达到以前减少到 I^2 。然而远在到达这个点之前, 就看到光束颜色的变化, 这个变化不是由于人的视网膜强度效应所致。这些象信号一样, 标志着一个接着一个通过氩离子可见光跃迁激光作用的电流阈值。参看表 1, 对这点就看得明白。这些资料取自于一瓦类型的带有全反射镜和较弱磁场的激光器。

在表 1 中, 观察 4880 和 5145 埃这两根强谱线如何通过分配同一低能级这一偶然事实而比 4,545、4,658 和 4,727 埃线占优势是有趣的。仅在应用例如棱镜这样的适当选择元件, 我们才容易获得后者的跃迁。

表 1 氩 激 光 器 特 性

颜色区域	埃	反 应	带棱镜的 阈值电流 (安 培)	无棱镜的 阈 值 I (安 培)	无棱镜的激光谱线				
					5	7.5	10	15	
紫 色	{	4545	4p $^2P^o_{3/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$	10.5	>15				
		4579	4p $^2S^o_{1/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{1/2}$	5.2		✓	✓	✓	✓
		4658	4p $^2P^o_{1/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$	6.9	12.5				✓
		4727	4p $^2D^o_{1/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$	6.7	>15				
蓝 色	{	4765	4p $^2P^o_{3/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{1/2}$	3.8		✓	✓	✓	✓
		4880	4p $^2D^o_{5/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$	1.45		✓	✓	✓	✓
		4965	4p $^2D^o_{3/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{1/2}$	4.0		✓	✓	✓	✓
		5017	4p' $^2F^o_{5/2} \rightarrow 3d \ ^2D_{3/2}$	6.0			✓	✓	✓
绿 色	{	5145	4p $^4D^o_{5/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$	3.6		✓	✓	✓	✓
		5287	4p $^4D^o_{3/2} \rightarrow 4s \ ^2P_{1/2}$	10.5	10.0			✓	✓

在实际激光器中, 在 15 安培时激光谱线的数目 (如表 1 所指出的八个) 通常降到六或七个。由于建造在每个跃迁上都有最佳透射率的“倾斜的”反射镜将有不可克服的困难, 因而采用反射镜商品必然会使输出有一些损耗。这显然有一个如氩光谱区域相当大小的平坦的带宽。对于任何激光器, 在选用的工作电流时所需的平均透射值可根据经验来决定。

在电流“足够”的情况下, 在六根或七根激光谱线中的功率输出分布一般将按 $(I_t)^{-1}$ 排列, 但不是有精确的比例。在功率输出方面, 4,880 埃和 5,145 埃波长占优势, 在输出功率中它们所占的百分数分别可达百分之 45 和 47。在 4,965 埃或 4,765 埃居第三, 大约占总输出的百分之六。

逻辑上, 仅有 4,880 埃能作为激光作用触发器。同时谱线之间的耦合通过共同的下能级可望实现的情况下, 5,145 埃至少有一部分反转能变换到 4,880 埃跃迁上, 可望得到约占多色功率 70~80% 的单色输出。然而在实验上, 发现这是不现实的。并且在对于准阈值激光器实验的三个反射镜实验中, 仅看到可忽略的交叉耦合效应。

在有三个反射镜的装置中, 激光器一端的色散棱镜要能使所讨论的那两个波长产生角度移动, 每一个都为相邻两面独立的反射镜所反射。两束中任何一束的湮没都能够使我们研究湮没对另一束的影响。反射镜反射系数的设计使能在宽的腔功率比范围内对这个现象进行检测。

现在插入几句来谈谈单色性物质这一点是有意义的，特别是对氩离子激光器。如希文斯(Heavens)^[15]指出，“人们对把微波激光器〔激光器〕作为振荡器有很大兴趣，是因能在可靠的功率级上产生高相干辐射”。

借助于一个小孔和高质量透镜，可以从任何一个波源得到具有极好空间(横的)相干特性的平面波。使平面波通过一系列渐增的选择滤波器(法布里——珀罗标准具)，还可以把平面波变成所希望的单色波。当然，毕竟这里是没有什么能量内容的，因为前置激光源是十分不明亮的。

激光器具有如图6所示的一套相干体系，但是中间几阶与其说是分离的还不如说是连续的。关于在每两个体系之间选择功率阶的大小没有“改变不得”的意思；仅只意味一些典型数值。正在试图使光谱图中各单元的大小和数目与所定的阶的数值发生关系。如图6所指出，在“单个横模”上面的“单个跃迁”的顺序中也有一个任意点。对于某些激光器来说，它们是倒过来的，但是，在任何情况下，都是说明从图顶到图底的功率变化(大约75到1)。

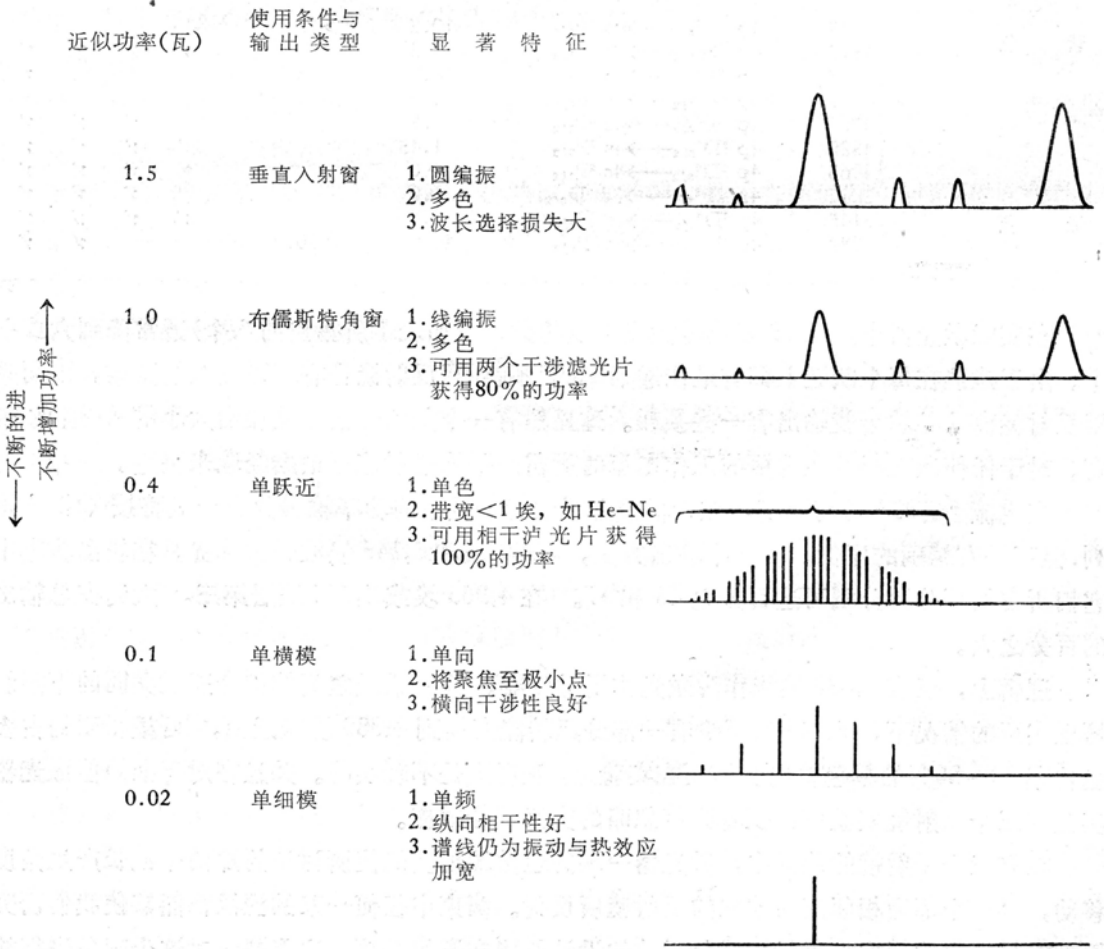


图6 氩激光器的一组可分辨的光谱图。

氩激光束的初步检验表明,它具有到处都有的 He-Ne 红色激光器的许多熟悉的属性。光束的张角看来是一样的,横模花样照例出现,并且特征性的“斑点性”已观察到。然而,如果十分仔细地留心查看,那么,对离子激光的发射发生在移动着的介质——离子本身——的两个激发能级之间这一事实就找到某些问题。在中性气体激光器中,原子在运动,但是没有任何直接意义。

这些效应中的若干研究在最近已经由里格罗德(Rigrod)和布里奇斯^[16]报导了。他们解释了在环形共振腔中,至少是部分地由多普勒移动效应产生的双稳行波(不是驻波)。多数精确见解仅在使用适用于模分析的仪器才可以辨认。如他们所指出,离子漂移效应可导致强的单频振荡器(因此图6部分地更换)和高功率互易放大器的最后实现。

最后,就这些器件的单个效率再谈几句:物理学家分析弧光中同时出现的许多过程,以圆满的逻辑发现了“放电”或“圆柱”效率,在此

$$\eta_D = \frac{W_{\text{光学}}}{E \cdot L \cdot I}$$

式中 E 的单位是伏特/厘米,而 L 则仅是测量弧光柱的均匀部分。

因为大量的输入功率消耗在弧光柱上,所以总效率的任何实质性的改善都必须由此开始。简单分析指出, η_D 合理的上限是 1.7%,但是实际上目前还远没有达到这个值。拉布达^[12]采用一个大直径(8毫米)管,报导 $\eta_D > 0.1$ 。对于孔的直径(2.2毫米),使用布儒斯特角光学装置并同时全部跃迁时,在一瓦的功率级上, η_D 大约为 0.03%。

最易得的效率,简单地说来就是激光器的端电压和电流的乘积。它将不同于 η_D 之处在于它在阴极和阳极两端离子和电子的产生和消灭。对于功率为一瓦的激光器来说,这个效率可能是 0.026%。

我们可以估计开动全部激光器的辅助设备,如热离子阴极、磁铁、致冷循环器、冷传热片、镇流电阻等等所需的功率,如果我们要测总效率,还要计入在主放电供电中的损耗。这个参量正比于在诸如阴极加热的保护和转换为永久磁场的损耗总和。这个效率的合理数值将是 0.022%。

当前的趋向

企图全面描述和评价氩激光器这个蓬勃兴起领域当前研究的情况是没有把握的。我们只希望对新近发展的描述尽可能正确。当然在同一要求下,并不回避描述之中所应加的评论。这样,我们将试图使我们的估价具有适当的水平。

与任何探索性很强的工作领域一样,较重要的新发现,可能使其后的努力进入完全意想不到的途径。在本文中,离子激光器最新引入的感应抽运,也许是具有同等意义的一件事情。

由于熔融石英的缺点,在高电流密度(500安/厘米²以上)时,放电管问题开始被提到议事日程上来。离子激光器相当大部分工作是寻找替换的工作物质和改变使用石英工作的方法。不完全的研究已引出了三种处理所谓“傍牵制”问题的方法。对这三个方法的讨论,我们按其复杂性的增加依次进行。

第一个方法，简单地说就是用大孔径放电管代替常用的 1~3 毫米的放电管，所谓“大孔径”是指直径在 7~8 毫米左右。

在基本的方法中，暂且不管磁场的效应，先考虑在双重直径激光器中所发生的一些过程。若本来直径是 3 毫米，则另一直径为 6 毫米。由于其孔径比普通孔径的尺寸大二倍，为维持原电流密度工作，电流必须增加四倍，而电压梯度大约减小一半，因此输入功率只消加倍。因为冷却的周长也加倍，所以壁的热负载保持不变。光学增益将被降低，但是，因为它在氩离子激光器中已经相当高，所以重新调整(减小)输出耦合反射镜的透过率将得到一个新的最佳耦合。因此只要增益远远地保持在大于不可避免的光学损失(例如单程为 0.3%)，则重新调整将是十分有效的。因为在开头已假定是一个相当长的激光器，所以可以预料输出功率比原来激光器大了 3~4 倍，简言之，比原有的强度增长四倍。

如图 4 所示，加上一个最佳的轴向磁场，将不同程度地有利于加倍尺寸的管子(有利于加大输出功率)，磁场影响可能是二次作用，使总的输出功率增益将比原来的激光输出增加 6~7 倍。由于后者估计可以承受 1.5~2 瓦(3 毫米孔径)，所以比较容易达到 10 瓦的水平。

况且，随着电压梯度的降低(降低 2~3 倍)，此电压梯度的降低和肉眼可以看见的电离柱离开壁的收缩相联系，导致管壁热负载大大降低。使研究者只须对多瓦激光器进行外围冷却。正如前面所指出的，在这样条件下放电效率 η_D 接近它的最佳值。

但有一些缺点。第一，总的效率未必反映出由于从直流电阻为几十欧姆的激光器件到直流电阻约为一欧姆的激光器件的变化而引起的放电效率的改善。总损耗的很大一部分不可避免地发生在导体——等离子体的界面上。并且在结构上取适当的尺寸，以满足阴极发射所要求的问题。

第二，使大孔径氩激光器运转，且使其通常输出功率是单模结构几乎是没有任何希望的。即使是比较容易操作的 He-Ne 红光激光器，要做到这一点也是困难的(在大孔径情况下)，何况这种难于办到的事，在氩中还混杂着占优势的高的中性气体温度和温度梯度。当谐振腔是由两个平面镜组成时，有趣的是观察到由梯度起伏而引起氩激光作用的间断性。

第三个障碍是必须在大体积范围内供给约 1 千高斯的磁场。只有少数大孔径的运转，在无磁场的情况下进行了试验。拉布达^[12]提出将奇数个对称分布的磁场交换方向，不但可以避免布儒斯特角偏振效应引起的功率损耗，而且大大地减轻磁铁重量。这个想法目前可能还未得到实验证实。

作为大孔径想法实际的例子，我们引用雷瑟恩研究部的一个 $6.75 \times 1,670$ 毫米的“家用”激光器的经验，这个激光器间歇地工作了六个月以上。大量各种各样的实验(首先是生物学的，但也包括了微型电路的修理、斯塔克效应加宽，以及其他不属物理学范围的实验)是在 10 瓦甚至超出 10 瓦的功率水平上完成的，与反射镜的状态有关。此激光器一般工作到电源的极限——75 安培。经过半年的工作后没观察到石英变暗的现象。

对“傍牵制”问题的第二个一般的解决方法涉及这样一个问题，即要以更加耐熔的、热传导性更好但仍是非导电性的材料代替熔融石英。偶然把耐熔陶瓷的特性列表审查，发现它在最大的工作温度和热导性等重要方面远比熔融石英好，已经使用的或者可能适用于氩的放电

方面的陶瓷材料包括铍和锆石以及如下几种形式的矾土：各种致密的、不透明的大块；薄的阳极膜片；兰宝石；半透明的 Lucalox®。氮化硼也属此类。具有良好温度特性的石墨虽然不是陶瓷材料，但也在考虑之列。

这些材料的每一种都在某种程度上有利于激光器的成功。这些特性简单地包括以下几方面：低的热膨胀率，对电弧柱区重要的辐射带是透明或半透明的，真空紧密性、到高温时热传导率数值维持不变，以及对本职工作来说，形式合用和价格适宜。在这些耐熔材料中，抵抗离子轰击(溅射)的相对力量也很重要，但是有关这方面的知识很不完全。在块状陶瓷材料的研究中，对于其他各方面都非常合适的陶瓷材料，克服对热冲击的敏感性可能是最重要的问题。

在过去六个月中，雷瑟恩的工作者们对薄的阳极电镀矾土膜层所作的努力，使我们对陶瓷激光器的特殊变化可以提出一个简短的第一手进展报告。在阳极电镀铝时，阳极和阴极一起浸在适当的电解液中，在阳极上形成一层氧化铝薄膜。多数激光管的阳极电镀都是用硫酸——草酸和水电解液来完成(工作温度在 15°C)，以同时获得最佳的某些特性：诸如耐久性、孔径的尺寸、以及抗破坏力。

用这些涂层的尺寸为 3×570 毫米的独石似的铝激光管的工作经验表明它的工作已受到了管子末端的电弧击穿的限制。一般说来，这是阳极薄膜曲面上存在裂缝引起的。在比较粗糙的分段结构中和在 300 毫米的单片中，在电流可达 20 安培以上时，也取得极为满意的结果。梅迪卡斯(Medicus)^[17]已证实了 400 毫米放电体有很大的生命力。这个放电体是采用草酸处理的薄膜，很不易破裂。

在很精细地分段的 4 毫米的大电流(75 安培)放电激光器中，对专利的 Sanford 阳极电镀过程作了估价，除在强发射的阴极区和等离子过渡区以外，都具有很好的结果。很明显，只要充分考虑减少边缘上的电压应力，及维持区域总长度不变，并且使放电电流值相应于由寿命要求所允许的电流值，则阳极电镀单片激光器就能成功运转。总之，我们可以认为，陶瓷制造的激光器是介于熔融石英结构和分段金属结构之间。如果某些制作工程上的问题可以克服，那么它们在强度、放电的清洁性以及结构简单性等方面都有很多优点。

氩离子激光器中采用金属放电管的想法，早在一年以前至少就有两个在这一领域中工作上完全无关的研究团体设想过。利用金属作为电弧的限制器，由于金属具有良好的热传导及可变形性质，所以立即引起了人们的注意。利用金属来限制电弧仅在通过横向切割，即把所希望长度的金属圆柱分割为较短的、分开的，和绝缘的一段段之后才能实现。这样，沿着连续的金属外壳的电弧长度与直径之比 $L/D > 100$ (这是典型的比值)的运转，或更严格一点是起动，显然是不可能的。金属块将仅作为接通冷阴极和阳极放电用，在孔内不存在气导。对于 L/D 的比值等于 5 甚至 10 的管，平常加在每段上的电压不足以支持有效的冷阴极发射。同时，越过孔放电成为较流畅的路线。这样首尾相连的许多段的集合，构成金属放电体(每段是“电漂浮的”)。

虽然导致成功分段金属放电管的思想过程可看作是为了满足需要而发明的经典事例，但随后的参考文献揭示了 this 原始的思想。例如：梅克尔(Maecker)^[18]在 1956 年，舒梅克

(Shumaker)^[19]在1961年和埃蒙斯(Emmons)^[20]在最近,都在电弧电流或电流密集时使用液冷分段铜放电电路,他们大体上都比后来试图将这方法用在激光器上的人来得早。

去年已研制出两个几何形状特殊的金属管激光器,其中比较简单的一种是将分离的金属段堆积于透明物质外壳之中(假定是石英),这样就避免了金属结构所需的任何附加的真空密封。金属段的冷却仅靠通过外壳向外辐射来达到。外壳材料的选择必须使之对1.5~2.0微米波长的辐射是透明的,这相当于段温度为1,500~2,200°K的辐射最大值。在这种情况下,外壳靠环境冷却已足够,但是为了工作人员的安全,必须防止传递出来的辐射(通常在螺旋结构的内壁上)。因为只有钼和钨等耐熔金属可以做为段的材料,所以这种方法受到一些限制。

在其他适用的金属体激光器中,液体冷却剂可以放入每段的内部或绕在每段上。只有在每一段上附加一种复杂的真空密封后才可以获得良好的冷却。段本身可以很方便的用铜、铝或其他合金制成。复合结构(例如:把钼筒压进铝母体中,见图7)在成本和重量方面比任何单种材料的段有较多优点。现在已采用多种分段分离绝缘的方法,例如阳极电镀膜、陶瓷隔离物和塑料环。

真空级的环氧树脂和维顿(Viton)“O”环作为真空封接物性能良好,虽然最近的研究工作采用更使人迷惑的陶瓷-金属焊接技术(此技术通常用于微波管结构中)。

虽则在金属激光器中没有看到放电系统显著的熔化,但在段膛孔上,尤其是在圆柱的边缘上有难于捉摸的变化。与此现象有关的原因是溅射——由电离的氩原子碰撞造成的金属原子向放电空间的发射。我们注意到,不幸的是,气体的种类、离子密度和电离氩激光器中常用的压力范围有助于增加溅射速率。

在均匀放电系统中,段结构的溅射效应更为严重。首先,不连续的段间电压降产生很强的局部电场,使正的氩离子加速进入膛孔边缘附近,而由此产生的金属喷出物大部分直接沉积在对面的边缘上,因此在这种临界范围内,最后肯定会形成段短路的可能性。溅射的加强就使得段不那么有效。

因此,轴向段长度和选择钼或钨作为抵抗溅射的膛孔物质是确定溅射速率的主要因素。然而更微妙的因素无疑是在溅射情况工作的问题:段的间隙和旁轴形式的选择,磁场所起的作用,使双重带电离子的影响变为重要的电流电平,等等。溅射效应会限制激光器的长期寿命。但对于短期的装置,最大的激光工作电流将有其他的限制。

使激光器结构承受更大负载的一种易办到的方法是用氦代替氩。弧光柱区电压梯度在这种情况下大概大三分之一。

在这方面工作中,第一个连续紫外激光作用的、具有阳极电镀膛的铝段激光器最近在雷

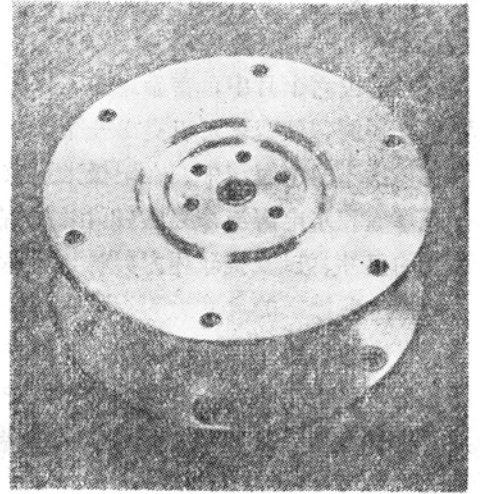


图7 把钼筒压进铝基体的复合钼段的特写照片。

瑟恩实现。4毫米孔径管子的激光阈值为65安培，所以金属激光器结构的实际意义是显而易见的。

当氩激光器发展(在石英中)超过1瓦的水平时，研究工作者开始观察到了光束的强度和形式的某些反常的趋势。例如，经过几小时之后，可以看到输出功率的衰减。另一个新奇的现象是光束的不对称性——在阳极端较窄，而在阴极端(输出端)比正常的宽，并且近似地比例于放电电流。一般说来，光束变窄造成它的圆形截面严重畸变。在这样的情况下，由于宽的光束边界作为电流的二次函数向上移动，使输出功率减小。这些都是与“纵向牵制”或反射镜问题相联系的明显的现象。

通常采用的某些简单试验的结果确实证明了反射镜的加热效应是这种现象的主要来源。当光学谐振腔被封闭和开启的时候，光束变窄的时间常数通常是几秒。这些现象显然正比于光学谐振腔的质量，由于这个参数在固定放电电流时随调换反射镜而改变。在高强度激光器使用的介质膜反射镜中看到了漂白斑点。也已经观察到不同介质制成的反射镜存在明显差别，尤其是对强光照射的反应。

多层介质膜反射镜是气体激光技术的中枢，我们必须了解它对于高功率(5~100瓦)氩激光器可能的限制。所有这样的反射镜至少会有轻微的损耗；在一个得到计算支持的理论^[21]中，在薄膜中产生的总热量可以很容易地耦合到反射镜的衬底上，并使后者局部地畸变。这样的概念满意地解释了所观察到光束的不对称性，因为一对原来相同的反射镜被改变为更大的半球几何图形。这种情况是稳定的，因为由窄光束引起的密集的加热将会理想地维持光束狭窄的性质。已经指出：氩离子激光器可作为它本身的气体“透镜”，并且可以作为这种透镜的“符号”——首先确定那个末端将会变窄。

如果这个理论是正确的，可以提出一些明显的补充测量，但没有人会这样精细地、这样卖力地搞，或者是作到同原来的电介质反射镜工艺那样毫无差别。这些测量中的一个如图8所示，那里一面空气推动的反射镜支架把圆环的大部分面积暴露于光束中。若使用介质膜金属反射镜，那末可利用小孔获得输出耦合。此外，也可用全内反射光进行工作。

有时提出这样的问题：如成功地应用在其他大多数气体激光器中一样，氩离子激光器能否有效地用射频激发呢？如果用通常的方式工作，即用分离的电极围绕放电管外表面，这个问题的回答是：“不能”。在氩的情况，为了同很低的电弧阻抗相匹配，需要有通过介质壁的巨大的位移电流。况且，介质壁包含着夹在它中间的液体冷却剂，如果企图得到大功率，则冷却剂还具有相应的射频损耗。

贝耳^[22]用刚才所描述的双电场耦合，已解决了电弧激光器的射频激发问题。从图9看，

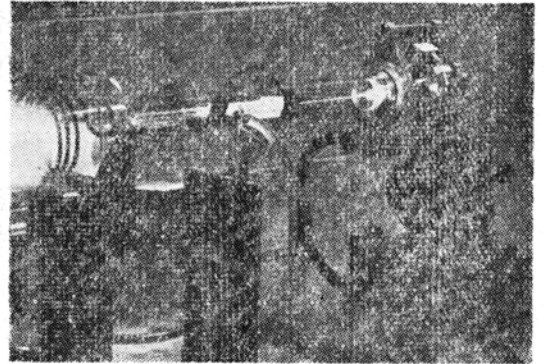


图8 处于停留位置的旋转反射镜装置。空气推动的反射镜装置增加了暴露于光束中的环面积。

这个方法是清楚的，闭合回路激光管变为射频变压器的一匝次级线圈，它对于这样的应用，在概念上是理想的。

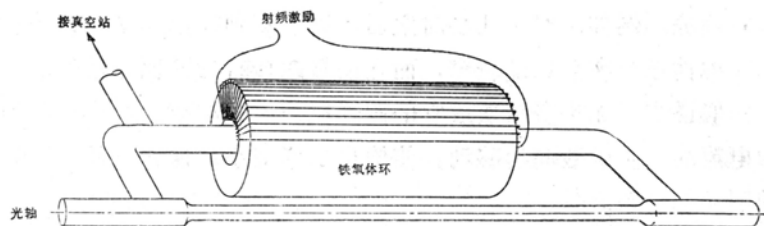


图 9 环状激光器图。

在气体反应的研究中，若不用阳极和阴极，则马上表现出重要的应用，而环形放电激光就是这样用的。对于氩激光器，贝耳^[23]报道了在这样的环中试验目标为 1 瓦的连续波工作的成就。磁场引起了功率的增加（10 到 1 的数量级），并且在石英放电系统中，孔径的腐蚀作用也不存在。可以想象，后一种好处部分地是由于离子在射频场中不能作大的运动。比普通报道的高得多的射频（10 兆赫）现在得到了很好的效果。

贝耳观察到的其他射频场激励的一些有用的特点：

1. 不存在与时间有关的气体吸收。
2. 无噪声的光束（直流电弧放电束往往会出现各种放电现象）。
3. 比原子线宽窄 30%。

贝耳相信放电（等离子区）效率大概是平常氩激光器的两倍，两者的总效率大概相同。这个差别是对将激励向更好的形式“预先进行”的一个惩罚。

在高功率的探索中，环状放电激光器所起作用的设计大概被两个因素限制：第一，特别良好的放电效率和磁场的增加将对高的、连续的循环流动有利；第二，环的放电将在除石英以外的结构中正常工作。环状放电激光器所达到的水平将在今后六个月内得到回答。

应用与展望

建立和评价二种能使氩离子激光器有 100 瓦输出的活动计划正在雷瑟恩进行中。这些装置的头一个将是 4 毫米粗、1.7 米长的分段铝-钨体，而钨是准备在需要时作替换用的。根据现有的 20 瓦连续波结果及乔（Cheo）和库珀（Cooper）^[10]提供的脉冲数据来推算，100 瓦的水平将在 110~120 安培的放电电流时达到。一种大孔径（粗 8 毫米、长 8 米）的水冷石英激光器也在计划中，在这种激光器中，为了获得这个指标将需要 125~135 安培的放电电流。每种激光器将需要 500~625 伏的电压，因此预期可达到的效率（基于电压×电流）大约是 0.15%。

光牵引问题在短时间内大概还不能以任何完全满意的方法解决，因此，刚才所假定的效率并不能达到。如果把全部的改善寄托于放电管的体积加大的话，那末在这领域真正突破也是受到限制的。

由于 $A_{r,II}$ 有预期的饱和效应，光功率大大超过 100 瓦的前景是很不理想的。若一旦证

明这是事实，则对氩所进行的某些努力无疑地将让位给充分探查在紫外光部分氩连续波的可能性。当然，在这里反射镜问题将是非常重要的，这是因为在这个光谱区域内所应用的大多数涂层物质的固有损耗所致。

因为氩离子激光器大概是第一个强连续波激光器，因此已将它的光束聚焦在各种物质上以产生某些预期的效应。我们可将这种在小面积范围内需要高能密度的效应叫做“光炬”。例如，氩激光器有可能用在修理微型电路上^[24]；在实验室中可作为自烧灼切割动物用；作为焊接、铜焊和切断金属丝用；塑胶刻槽等等。在光炬的应用中，用户对所提供的波长自然是不关心的。因此，这其中一些任务可靠非常有效的 CO₂ 激光器来完成。由于聚焦的氩光束打在靶上所引起的散射光是异常地亮，所以既有帮助，又有许多妨碍。注意到以下事实是很重要的：对于需要高度聚焦的工作，由于氩激光与 CO₂ 激光波长相比为 20 : 1，所以氩激光器更有利些。在这种工作中所用的功率在 1~5 瓦范围就很有效。但对于有效地进行外科切割，显然需要更多的功率。

氩激光器将在它所开辟的新的重要的光谱领域内找到所断言的真正应用。可见光区域的激光器除有明显美学上的吸引力，人们也一定重视 4500~5200 埃带的极明显的优越性。氩光束的可见性及准备进行的各种实验的容易性，充分发展的光学装置也是主要的优点。

我们注意以下事实：光电发射探测器和许多薄膜乳状液在蓝的及紫的光谱区域的“巅峰上升”，探测器可能具有百分之 25~30 的量子效率。再则，这些波长是很短的，足够满足新的除生物学上所需要之外的新的和不同的吸收光谱区域连续波辐照的需要。波长的可选择性使得有试验颜色有效性的机会。

氩激光器特性中的某一两个最著名利用是关于双子星座 7 号空中飞行的应用。在三个地面基地上装置氩激光器作为宇宙航空上瞄准航标或可见目标。虽然航标不是全部都看得见，但由于激光器是最亮的可控人造光源，所以这种方法本身的应用将会逐渐增多。

如果氩激光器不能找到适用于起码是一些其他的长距离工作的需要，那将会使我们感到惊奇。例如用它来跟踪配备有返回反射器的卫星，通过返回的散射探查大气的细微结构和实际证明金(King)与凯纳(Kainer)^[26]关于适当宽度的地球散射环(100里)的预言。

在实验室中，氩激光器的蓝-绿辐射应在数据贮存，全光照相照明，散射实验中的光源和亮度显示等方面的应用都得到高度的评价(当用氩离子激光器获得的辐射时，最后提及的应用有时还连系到附近的黄-绿和红光附近光谱)。

这种列表式的叙述几乎是无穷无尽的。不过最后作为结论，我们应注意，氩激光器即使具有目前的各种重要应用，但这种激光器明确的任务还可能出现。

参 考 文 献

- [1] Bell, W. E., "Visible laser transitions in Hg⁺," *Appl. Phys. Letters*, vol. 4, p. 34, Jan. 15, 1964.
- [2] Mathias, L. E. S., and Parker, J., "Stimulated emission in the band spectrum of nitrogen," *Appl. Phys. Letters*, vol. 3, pp. 16-18, July 1, 1963.
- [3] Boot, H. A. H., Clunie, D. M., and Thorn, R. S. A., "Pulsed laser operation in a high-pressure helium-neon mixture," *Nature*, vol. 198, p. 773, May 25, 1963.

- [4] Bennett, W. R., Jr., "Inversion mechanisms in gas lasers," *Appl. Opt.: Supplement on Chemical Lasers*, pp. 3-33, 1965.
- [5] Convert, G., Armand, M., and Martinot-Lagarde, P., "Effet laser dans des mélanges mercure-gaz rares," *Compt. Rend.*, vol. 258, p. 3259, Mar. 23, 1964.
- [6] Bridges, W. B., "Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum," *Appl. Phys. Letters*, vol. 4, pp. 128-130, Apr. 1, 1964.
- [7] Bennett, W. R., Jr., Knutson, J. W., Jr., Mercer, G. N., and Detch, J. L., "Super-radiance, excitation mechanisms, and quasi-CW oscillation in the visible Ar⁺ laser," *Appl. Phys. Letters*, vol. 4, pp. 180-182, May 15, 1964.
- [8] Gordon, E. I., Labuda, E. F., and Bridges, W. B., "Continuous visible laser action in singly ionized argon, krypton, and xenon," *Appl. Phys. Letters*, vol. 4, pp. 178-180, May 15, 1964.
- [9] Horrigan, F. A., Koozakanani, S. H., and Paananen, R. A., "Infrared laser action and lifetimes in argon^{II}," *Appl. Phys. Letters*, vol. 6, pp. 41-43, Feb. 1, 1965.
- [10] Cheo, P. K., and Cooper, H. G., "Ultraviolet ion laser transitions between 2300 and 4000 Å," *J. Appl. Phys.* vol. 36, pp. 1862-1865. June 1965.
- [11] Fowles, G. R., and Silfvast, W. T., "High-gain laser transition in lead vapor," *Appl. Phys. Letters*, vol. 6, p. 236, June 15, 1965.
- [12] Labuda, E. F., Gordon, E. I., and Miller, R. C., "Continuous duty argon ion lasers," *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-1, pp. 273-279, Sept. 1965.
- [13] Bickerton, R. J., and von Engel, A., "The positive column in a longitudinal magnetic field," *Proc. Phys. Soc.* vol. 69B, pp. 468-481, 1956.
- [14] Gordon, E. I., and Labuda, E. F., "Gas pumping in continuously operated ion lasers," *Bell System Tech. J.*, vol. 43, p. 1827, July 1964.
- [15] Heavens, O. S., "Optical masers," *Appl. Opt. (Supplement on Optical Masers)*, pp. 1-23, 1962.
- [16] Rigrod, W. W. and Bridges, T. J., "Bistable traveling-wave oscillations of ion ring laser," *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-1, pp. 298-303, Oct. 1965.
- [17] Private communication.
- [18] Maecker, H., "Ein zylindrischer Bagen Für hohe Leistungen," *Z. Naturforschung*, vol. 11A, pp. 457-479, June 1956.
- [19] Shumaker, J. B., Jr., "Arc source for high-temperature gas studies," *Rev. Sci. Instr.*, vol. 32, pp. 65-67, Jan. 1961.
- [20] Emmons, H. W., "Recent developments in plasma heat transfer," in *Modern Developments in Heat Transfer*, W. Ibele, ed. New York: Academic Press, 1963.
- [21] Hsieh, H., Private communication.
- [22] Bell, W. E., "Ring discharge excitation of gas ion lasers," *Appl. Phys. Letters*, vol. 7, p. 190, Oct. 1, 1965.
- [23] Private communication.
- [24] Segré, J. P., "Use of lasers for microcircuit resistance trimming," *Proc. Nat'l Electron. Conf.*, pp. 48-51, 1965.
- [25] Hoyer, R., and Minton, J., "Noble gas ion laser as a lightknife," *Surg. Forum*, vol. 16, pp. 93-95, 1965.
- [26] King, M., and Kainer, S., "Some parameters of a laser-type beyond-the-horizon communication link," *Proc. IEEE*, vol. 53, pp. 137-141, Feb. 1965.
- [27] Bridges, W. B., and Chester, A. N., "Spectroscopy of ion lasers," *IEEE J. of Quantum Electronics*, Vol. QE-1, pp. 66-83, May 1965.

译自 Paananen Roy A.; *IEEE Spectrum*, 1966, 3, №6, 88-99