

除这些普通会议以外，海军研究局激光组还召开了一系列的小型专门会议。罗组织了一次关于“有机激光器”的会议；温伯格组织了一次关于“闪光灯”的会议；贝林格和索耳斯组织了一次“激光物理研究”会议；奎耳组织了一次“喇曼激光器”会议。还支持了“化学激光器”会议。

人们常常提出这样的问题：“基础研究对海军有什么用处？”本文叙述的工作就是一个有效的答复。研究微波波谱学时看不到什么实际应用，但以后却由此发展出一门全新的

技术。微波激射器与激光器现在为舰队服务，还将以不断增长的效力继续为它服务。频率控制、时间标准、导航辅助、惯性制导、雷达、微型机械加工、外科、直升飞机空速测量、飞机信息显示、测绘系统及卫星通讯等，仅仅是少数几种已成功或正在发展中的应用。微波激射器与激光器的应用与日俱增，基础研究可为其应用带来极大的好处。

摘译自 Rowe I., *Naval Res. Rev.*, 1966 (Dec.), 19, № 12, 1~13

## 高功率激光器的性能、限制和前途

**提要：**许多新的、想象的应用导致了高功率激光器的发展，这种功率已超过激光工作物质只能承受几次脉冲发射的能力，明显需要的补救措施，是弄清楚如何提高破坏阈值，以及如何改进不会降低激光器寿命的参数。本文讨论在激光系统中如何才能得到高的功率，并评价有关激光器性能的资料，以便确定损坏的主要原因和如何改进它们。这一分析的主要部分是测量的详细论述和对发光度的解释。

第一台激光器的公布<sup>[1]</sup>和 Q 开关方式的成功运转<sup>[2]</sup>，打开了大量应用设想的大门，其中很多需要产生特别高强度的输出光束。这就导致了高功率激光器的发展，其输出功率超过了激光工作物质只能承受几次脉冲发射的能力。这种情况显然是不令人满意的。高功率激光器仍然在流行，但一考虑到成本，预算编制者就感到沮丧。

活动的两条途径是显而易见的：一条是研究损坏机理以及它们和工作物质的特性的关系，以便弄清楚如何提高破坏阈值；另一条是重新评价应用要求，以便确定依靠增进不会减短激光器寿命的参数来达到所要求的目的并满足这些需要时，激光器的什么性能是主要的。工作物质的研究，有几个研究小组在积极进行，并已取得一些有益的结果。除去杂质（已经知道是损坏发生的中心）

并改进工作物质的制备技术后，Na 玻璃和红宝石的破坏阈值都提高了。审查几种较重要的应用后表明，在某些情况下（例如，测距和等离子体诊断中），真正需要的是发光度（单位面积单位立体角内的功率），因为这是直接确定激光器在给定的距离上能够给出的强度的参数。然而，在另外一些情况下，如在照相和破坏研究等情况下，在比 Q 开关脉冲长得多的时间内发送能量是合乎要求的。

在这篇文章中，讨论了在激光器系统中如何获得高功率，同时评价了有关高功率激光性能的有用资料，以便从实验上确定损坏的主要原因，并进一步确定可采取什么方法来维持令人满意的运转寿命。

### Q 开关

获得最高可能激光输出功率的操作方

法，通常都是突然改变激光器谐振腔的Q值。图1(A)表示一个典型的激光振荡器；它包括一个光泵、一根激光晶体和两块构成谐振腔的反射镜。激光晶体必须从光泵吸收，以便产生振荡的总能量，即阈值能量，直接依赖于谐振腔的损耗。如果在晶体吸收能量的期间，这些损耗一直保持很高，那末，大量的能量就储存在晶体中而不会达到振荡条件。假定晶体已饱吸能量，腔的损耗突然降低，那末，阈值能量就会降低，因而在阈值之上的那部分储存能量将在一个很短的光脉冲中发射出来。大量能量的储存，之后又突然释放，这一事实使有可能获得超高功率。在通常的运转中，当阈值达到时，能量就由棒放出，只要泵浦晶体，使其保持在阈值之上，就会出现连续输出。与此相反，由

Q开关触发的巨脉冲的脉冲宽度则短得可以忽略闪光灯的影响。

以通常方式运转的激光器，能够输出比Q开关激光器大一个数量级的能量。但是，反过来，普通的红宝石或钕玻璃系统的典型输出脉冲宽度是几百个微秒，而Q开关激光器脉冲宽度则在几十个毫微秒的范围内；这样，其结果是净功率增加一个从 $10^3$ 到 $10^4$ 的因子。在单级振荡器和振荡器-放大器结构中<sup>[3]</sup>，分别获得几百兆瓦和几千兆瓦的功率是很容易的。其实际限制是自损坏。

近来，通过称为模锁定的操作方法<sup>[4]</sup>， $10^{-12}$ 秒数量级的脉冲宽度已经得到了。这些很短的脉冲使有可能获得较高的功率强度而不致引起过度的损坏。然而，对于这样短的脉冲，虽然存在一些有趣的应用，但这一工作仍处于实验室阶段，并且我们不打算再进行。

一些方法

Q开关的基本形式有两种，即被动式和主动式。前者靠激光器本身完成腔损耗的改变，而后者，是由外部的机械或电子学讯号产生所需要的开关作用。在两种情况下，都必须满足快速而巨大地增加Q值的要求。假如Q开关作用太慢，那末在晶体中储存的能量将以伸长的多脉冲形式释放出来，这样，就大大降低了输出功率。另一方面，如果Q值变化小，那末有用的能量也小，结果功率输出就低。在激光棒中，如果储存了大量的能量(即高增益)，则由于在腔中光强度的迅速建立，就有助于使脉冲宽度变窄，所有这些，进一步增加了激光器的输出功率。所以，为了得到高功率输出，就必须激烈地泵浦激光晶体，并使用快速动作的有效的Q开关。

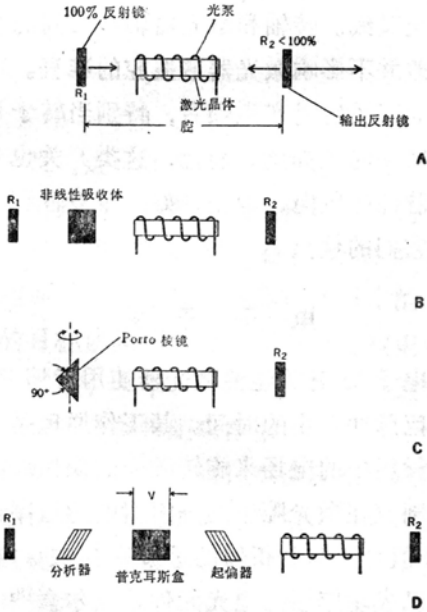


图1 典型的激光腔。(A)为普通运转设计的谐振腔，它包括光泵、激光晶体和两面构成谐振腔的反射镜。(B)用于被动式Q开关的由非线性吸收体形成的谐振腔。(C)使用转动 Porro 棱镜的机械Q开关，棱镜在一平面内维持准直。(D)用普克尔斯盒和“启动”法来完成电子Q开关作用的谐振腔装置。

为实现被动式 Q 开关作用, 在激光晶体和一个反射镜之间安置一种物质, 它对激光频率的光学透过率是激光强度和在激光中的曝光时间的函数(非线性吸收体), 其情况如图 1(B) 所示。初始透过率是低的, 所以, 开关工作物质减弱了从晶体射向 100% 反射镜  $R_1$  的光。当激光工作物质被充分泵浦而达到阈值时, 就发生快速吸收, 造成了一种高透过率的情况。腔损耗的突然减少降低了阈值, 因而光的巨脉冲就发生。

各种物质都能够用在被动式 Q 开关上。在液盒中, 对于红宝石, 已经成功应用的是溶解在乙醇中的隐花青, 或溶于硝基苯的钒铈花青; 对于钽玻璃或钇铝石榴石, 已经成功应用的是羧花青染料<sup>[5]</sup>。溶剂中的染料浓度(光学密度)决定激光器的输出功率。使用液盒的好处是成本比较低, 激光输出的光谱线宽比较窄; 它们的缺点包括以下几点: 第一, 染料变质, 特别是有紫外光和氧气存在的时候, 更是如此; 第二, 难以控制巨脉冲发生的时间; 第三, 有增加纤维状激光输出的趋势(热斑)。对于红宝石, 铯玻璃作为 Q 开关也工作得很好<sup>[6]</sup>, 不过, 铯玻璃需要一个单独的光泵, 把电子抽运到一定的能级, 为它成为 Q 开关作准备。这个辅助光泵的控制强度控制激光器的输出功率。这种方法容易控制功率输出, 但是, 玻璃比液盒更容易损坏。

被动式 Q 开关的其他一些方法, 也在实验室中成功地表演了, 但是, 其应用却很有限, 其一是爆破薄膜, 它仅能单次使用, 另一是半导体反射器, 在这种 Q 开关中, 由于泵浦大量电子到导带而增高了反射率, 由此完成 Q 开关作用。不幸, 在后一种情况中, 半导体材料很容易损坏。

## 机械 Q 开关

假定能使激光谐振腔的一面反射镜以适当的速度旋转到与另一面镜子精确平行的位置, 那么, 单巨脉冲是能够发生的<sup>[4]</sup>。反射镜的转动必须与闪光灯的触发同步, 以至当两面镜子达到平行时, 晶体已充分泵浦。例如, 为了在红宝石激光器中产生最高的功率, 谐振腔的 Q 值就必须在闪光灯触发约 600 微秒之后突变。

如果转镜的转速是 400 赫, 且转镜轴上的转换器形成的讯号和闪光灯点燃时刻之间的电子学延迟是 100 微秒, 那么, 在两块镜子平行和转换器检波之间的角位置大约必须是  $100^\circ$ 。如图 1(c) 所示, 为了和一个平面维持平行排列, 常常用 Porro 棱镜作为转镜。转轴垂直于构成 Porro 棱镜  $90^\circ$  角的两个平面的交叉线。转轴和激光器轴线之间的小角度偏差并不影响激光器谐振腔的准直。这种类型的开关容易产生噪音, 特别当转子是由空气转动时更如此。而且, 这类开关也有出现多脉冲的倾向, 但是, 好的重复性和经济则是它们的优点。

## 电子开关

电子 Q 开关能使激光器使用者精确的决定巨脉冲发生的时间。其工作原理是利用电光材料中的电场来旋转激光的偏振面, 以便控制放在激光腔中的分析器的透过率。腔的 Q 值直接与分析器的透过率有关。在这方面已成功应用的电光元件是克尔盒<sup>[8]</sup>和普克耳斯盒。也可用法拉第效应来获得同一结果, 但不是用电场, 而是用磁场来激活装置<sup>[9]</sup>。通常把光学激活材料, 连同支架和电极一道, 称为 Q 开关。

以普克耳斯盒作为 Q 开关的典型装置

示于图 1 (D)。起偏器和分析器可以是互构成  $90^\circ$  角的两个相同的元件, 例如, 或者是方解石棱镜, 或者是布儒斯特角平板堆。起偏器保证激光晶体达到 Q 开关时是平面偏振的。对于不发射平面偏振光的激光器, 例如钽玻璃激光器, 起偏器是不可缺少的。

普克耳斯盒上的偏压是零的时候, 偏振光将通过它, 并被分析器反射出谐振腔之外。这就是断开或低 Q 值状态。如果在普克耳斯盒上加一个适当的脉冲电压, 那末, 当光通过该盒的时候, 偏振面将旋转  $90^\circ$ ; 因此, 光将通过分析器, 并沿着激光器轴, 被图中所示的 Porro 棱镜反射回来。这就是接通或高 Q 值状态。

若在普克耳斯盒上加上足够的偏压, 使光的偏振面旋转  $45^\circ$ , 达到断开状态, 那末, 除去分析器是可能的。去掉偏压 (即脉冲结束) 就会增加透过率和腔的 Q 值。在这种情况下, 需要的电压是脉冲接通法的一半。

用电子 Q 开关, 所获得的巨脉冲的抖动可低于 10 个毫微秒。

### 功率和晶体损坏

激光工作物质发生破坏的临界值, 就是激光器发出的最大功率强度 (单位面积上的功率)。红宝石晶体的预期寿命与功率强度的函数关系示于图 2。曲线主要是根据长约 20 厘米、直径 1.6 或 1.9 厘米的晶体的性能作出来的。由数量有限的  $\phi 1.4$  厘米  $\times$  10 厘米的晶体得到的数据与所示的曲线符合。克尔盒 Q 开关在脉冲宽度约为 10 个毫微秒的条件下使用。当输入能量和工作参数保持不变时, 若输出功率衰减 30%, 则认为红宝石已损坏。因此, 假如需要红宝石达 10 焦耳/厘米<sup>2</sup>, 那末相应的功率 ( $10^9$  瓦) 强度在发射几次后就将损坏红宝石。就同 Avizonis

和 Farrington 的数据相符合<sup>[10]</sup>, 他们进一步指出, 当增加脉冲宽度到 100 毫微秒时, 红宝石损坏的阈值能量密度就增加到 30 焦耳/厘米<sup>2</sup>。对于钽玻璃, 他们报导了类似的结果, 其情况如图 3 所示。

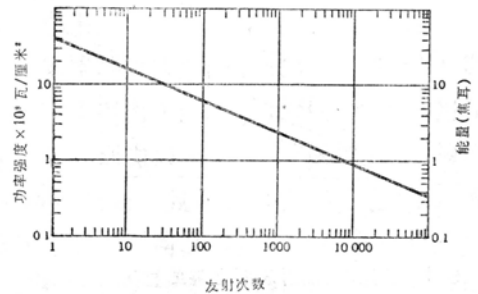


图 2 红宝石晶体的寿命与功率强度的函数关系。这些数据点是各种不同直径的若干晶体的平均值。脉冲宽度约为 10 毫微秒。

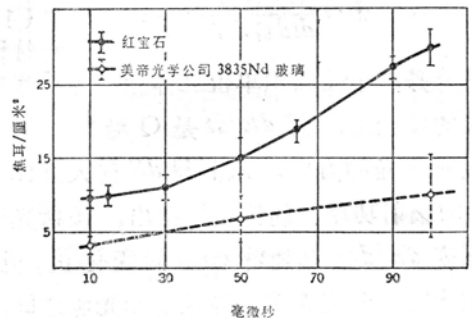


图 3 红宝石和钽玻璃的破坏阈值 (焦耳/厘米<sup>2</sup>) 与脉冲宽度的关系。

红宝石和钽玻璃的寿命强烈地依赖于功率强度, 而对脉冲总能量的依赖较小。为了延长晶体的寿命, 对于给定能量, 必须用尽可能宽的脉冲; 但对于给定的功率水平, 脉冲要尽可能的短。然而, 若在详细说明发光度时又同时考虑功率, 则意义就更深刻。这个术语的意义以及如何测量它, 将在下文中叙述。

### 发 光 度

在辐射源的研究中, 亮度的概念已经使用多年了。简要回顾一下它对漫发射体的应

用, 然后再考虑如何赋予 Q 开关激光的独  
特性是有意义的。当一个表面充分受热以至  
辐射可见光时, 在所有的角度和所有的距离  
上观察它都显得同样明亮。亮度或发光度的  
大小由下面的关系式给出(参看图 4):

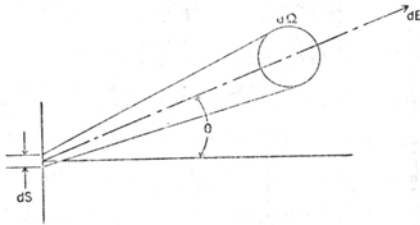


图 4 发光度(发射表面上每单位面积每单位  
立体角内的功率)的图解表示。注意, 立体角  
是从发射体表面的总面积  $dS$  算起的。

$$B = \frac{dE}{dt d\Omega dS \cos \theta}, \quad (1)$$

其中  $B$  是以单位面积单位立体角中的功率来  
定义的发光度, 而  $dE/dt$  是 Q 沿与面  $S$  的  
法线成  $\theta$  角的方向, 从面积  $dS$  射入立体角  
 $d\Omega$  的辐射功率。朗伯定律指出, 漫射光源  
的强度  $dE/d\Omega$  是随着  $\cos\theta$  而变化的, 因  
此发光度与角度无关。当眼睛和光源之间的  
距离增加时, 进入瞳孔的功率的减少可从象  
尺寸的缩小来弥补, 结果不同距离上的亮度  
保持恒定。

激光器与漫射光源的明显不同点是, 它  
的辐射是在很小的立体角内——典型地是  
 $10^{-5}$  球面度, 而漫射光源的辐射角则是  $2\pi$   
球面度。此外, 在辐射锥内, 激光器的发光  
度是角度的明显的函数。此外, 激光器的辐  
射是完全单色的, 而绝大多数漫射光源则有  
很宽的光谱。我们只关心辐射角的缩小以及  
亮度随角度的变化。激光器的单色性具有重  
要的含意, 但它们在这个讨论中不是主要的。  
下面就考虑测量 Q 开关激光器发光度的问  
题<sup>[11]</sup>。

由于激光器的总能量包含在几毫弧度的  
锥角内, 因此可令等式(1)中  $\cos\theta$  这一项  
等于 1。显而易见, 可假设辐射面上所有点  
的功率强度和脉冲持续时间都相同, 因而  
(1)式可以写成

$$B = \frac{dE}{d\Omega A t_p},$$

式中,  $A$  是辐射面的面积,  $t_p$  是脉冲宽度。

脉冲宽度是用快速光二极管和示波器测  
量的。为了确定能量随角度的变化, 用了图  
5 所示的装置。激光束通过焦距大约为 1~  
2 米的透镜。一块白色块状漫反射体 ( $MgO$ )  
放在透镜的焦平面上, 这样就在漫反射块上  
产生激光器的远场花样, 横坐标正比于光束  
的发散度。一台多透镜照相机用来照下象影。  
每块透镜都附有一块透过率已知中性滤光  
片, 结果得到一系列象片, 其相对强度范围  
跨过约两个数量级。胶片对光的反应程度直  
接依赖于能量密度, 但是是一个非线性的函  
数。

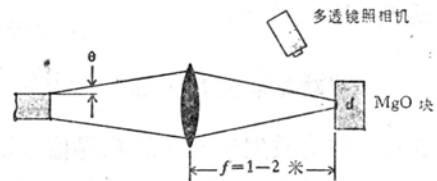


图 5 测量 Q 开关激光器亮度的实验装置  
图。MgO 块作为一个散射体。多透镜照相  
机装有一系列衰减器, 其间隔是 3 分贝。

中性滤光片的作用是校正感光片密度和  
能量的函数关系。显象密度计的描述可精确  
地确定斑点尺寸随透过率的增加而发生的变  
化; 这些描述的描述示于图 6。透过率最小  
时, 取斑点尺寸为零。可认为  $x$  的每一个值  
表示一个直径为  $x$ 、厚度为  $dx$  的环, 其恒  
定相对能量密度为  $\sigma(x)$  [环包含能量  $dE$  (归  
一化单位)], 因此,

$$dE = \sigma(x) 2\pi dx \quad (2)$$

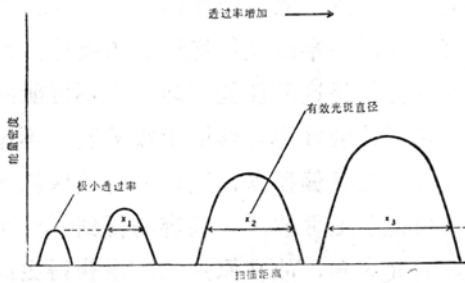


图 6 多透镜照相机底片上聚焦激光斑点象的典型现象密度计描述。

利用关系式

$$x = f\theta, \quad (3)$$

(其中  $f$  是聚焦透镜的焦距,  $\theta$  是相应于  $x$  的光束的那一部分的角发散度) 斑点的尺寸就能转换成激光束的角发散度。激光光束中的相对能量密度能绘制成为光束发散度的函数图, 情况如图 7 所示。改变变量后, (2) 式就成为

$$dE = \sigma(\theta) f^2 2\pi\theta d\theta$$

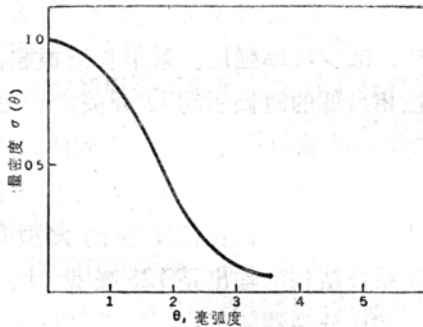


图 7 相对能量密度  $\sigma(\theta)$  与光束角的典型关系。函数  $\sigma(\theta)$  近似于  $\exp-(\theta/\theta_0)^2$ 。

由于  $2\pi\theta d\theta$  是立体角元  $d\Omega$  (假定  $\sin\theta \approx \theta$ ), 它从辐射源发出, 包含了能在照相底板上产生能量密度  $\sigma(\theta)$  的那些光线, 因此,

$$dE/d\Omega = f^2\sigma(\theta)$$

因为  $\sigma(\theta)$  是相对函数, 所以  $f^2$  可并入一个常数  $C$ , 因此

$$B = \frac{dE}{t_p d\Omega A} = \frac{C\sigma(\theta)}{At_p}$$

由于  $t_p A f B d\Omega$  对  $2\pi$  球面度的积分是光束发射的总能量  $E_t$ , 故

$$C = \frac{E_t}{\int_{2\pi} \sigma(\theta) d\Omega}$$

用量热测量法很容易确定  $E_t$  的值。完成所指出的数值积分, 或分析一个与图 6 的曲线很接近的函数, 常数  $C$  就能确定。

$\theta=0$  时,  $\sigma(\theta)=1$ ; 因此

$$B_0 = \frac{C}{At_p}$$

这是激光器的最高发光度。函数  $\exp-(\theta/\theta_0)^2$  与到现在为止所处理的绝大多数曲线都匹配得很好。因而最高发光度成为

$$B_0 = \frac{Et}{\pi\theta_0^2 At_p} = \frac{P}{\pi\theta_0^2}$$

式中,  $P$  是峰值功率强度,  $\theta_0$  是激光束的锥角, 也就是整个光束角的一半。俟密度函数接近此处应用的高斯模型的时候,  $\theta_0$  就是功率密度降至峰值功率的  $1/e$  处的角度。包含总能量一半的  $\theta$  角是  $0.83\theta_0$ , 功率为半最大处的  $\theta$  值也相同。在本文中, 把每一个这种角都作为“光束角”。要特别注意我们究竟在考虑哪一个角度, 因为高能量密度不是高斯型的时候, 它们的值变动很大。

当我们考虑把最多的能量聚焦到最小的点上这一特殊的问题的时候, 发光度的意义就更明显。假定  $f$  是透镜的焦距,  $d$  是红宝石和透镜的直径,  $\theta$  是激光输出的锥角, 那末这个斑点的半径  $S$  是

$$S = f\theta.$$

实际的考虑限制着一个透镜对一个透镜的  $f$  光栏数 ( $f/d$ )。因此

$$S = d\theta$$

在这一点内的强度是

$$I = \frac{F}{\pi d^2 \theta^2} = \frac{P}{\pi \theta^2}$$



其中,  $F$  是激光器的总功率。这个等式的右端就是前面已经得到的发光度的表示式。

### 光束角的缩小

发光度与光束角的平方成反比, 因此可稍许减小光束角而使发光度显著提高。所以, 任何缩小光束角的方式, 都将增进 (除强度以外) 激光器的性能。

改善光束角的方法之一, 是采用一种振荡器-放大器结构。柯拉德特殊设计的激光器的输出是  $1.1 \times 10^9$  瓦, 其亮度是  $2.5 \times 10^{14}$  瓦/厘米<sup>2</sup>/球面度, 这比太阳的亮度大  $2.5 \times 10^{11}$  倍。

在单个振荡器上面, 已用两种方法改善了光束角。在实验上已经确定, 如果放大器的光学质量并不差, 振荡器就能决定放大器输出的光束角。出自小晶体的光束角通常比大晶体的好得多。所以, 选择一个好的振荡器晶体比较容易, 并且比选择一个同等光束角的大晶体更经济。此外, 强烈地泵浦振荡器晶体会使光束角变坏。在振荡器-放大器结构中, 是放大器贡献出能量的主要部分; 这就使振荡器能在低泵浦水平下工作, 从而避免了光束角变坏。振荡器在低泵浦水平下工作的另一个好处是, 精密的元件, 例如普克耳斯盒和反射器等, 比较不容易损坏。

放大器的输出端常常切成布儒斯特角, 以避免光反射回到振荡器的输出反射器, 因为这样就会引起放大器振荡, 特别当得到充分泵浦时就更如此。没有用反射介质膜, 因为在高强度激光光束作用下, 它们很快就变坏。100%反射器是 Porro 棱镜, 为了保证光束角, 其加工精度在 2 弧秒之内, 浸在保护液中的普克耳斯盒作为 Q 开关。

在亮度为  $2.5 \times 10^{14}$  瓦/厘米<sup>2</sup>/球面度的情况下, 系统能发射 300 次, 光学元件一点

不损坏, 不过, 放大器晶体除外, 因为在它的输出端, 多半出现汽泡形成的痕迹。以单个振荡器获得这种性能实际上是不可能的。

相同的装置也能够用于钕玻璃, 不过, 需要加上交叉偏振器, 这是因为玻璃激光器的辐射是非偏振的。玻璃容易得到比红宝石更好的光束角, 故在原则上, 能获得更高的亮度。法国通用电气公司研究中心已经报告了一种由一级振荡器和两级放大器构成的系统, 其亮度为  $10^{14} \sim 10^{15}$  瓦/厘米<sup>2</sup>/球面度。

即使这样先进的系统, 其光束角也比衍射极限值 (0.05 毫弧度) 大 20 倍, 所以在理论上仍有改善的余地。但是, 在要求激光器用于远距离的应用中, 瞄准问题并不希望光束进一步减小。

### 脉冲拉长和列阵

在不损坏红宝石的前提下, 为了获得大能量 (200 焦耳) Q 开关激光脉冲, 就需要拉长脉冲, 减少功率强度。采用长谐振腔, 并在增益相当低的时候驱动 Q 开关, 则长于 100 毫微秒的脉冲宽度是能够得到的。采用输出放大器的列阵方法, 可使功率强度保持在损坏阈值之下。柯拉德发展的大型 Q 突变激光系统结构的输出是 125 毫微秒、200 焦耳。光束分裂器的工作原理是破坏全内反射。在前置放大器和中间放大器之间置一隔离器, 防止反馈进入前置放大器。光束整形器把平面振荡器晶体形成的圆光束转换成椭圆光束, 以便和前级放大器的布儒斯特入口相一致。

输出为几千兆瓦的类似系统<sup>[12]</sup>, 已在劳伦斯辐射实验室建成, 它采用了振荡器, 前级放大器和末级放大器的列阵。这个系统的要求是在非常短的脉冲内释放出巨大的能量。

## 未 来

改善激光晶体的光学质量和制备技术,以减小光束角,因而使亮度达到  $10^{15} \sim 10^{16}$  瓦/厘米<sup>2</sup>/球面度,这一目的在不久的将来就能够达到。损坏阈值大概不会明显提高,但想象的激光器的列阵和大直径的晶体将有可能使在一个拉长的脉冲中放出 1000 焦耳

能量的高功率 ( $25 \sim 100 \times 10^9$  瓦) 激光器制成。电子学反馈电路将有可能使脉冲拉长而不致延长腔长。当全面考虑过这些以后,激光器是有光明前途的。

## 参 考 文 献 (略)

译自 Burns F. P., *IEEE Spectrum*, 1967 (Mar.), 4, №3, 115~120

# 紫外激光器的设计与应用

虽然在紫外范围工作的气体激光器具有短波所具有的独特优点,但由于其工作性能差,常常使其应用受到限制。但是,此种脉冲氮激光器<sup>[1-8]</sup>却具有许多突出的特性——例如高峰值功率、高重复率、短脉冲持续期及优良的脉冲稳定性,这些特性使得它对于诸如光化学、光色数据显示、光谱学、微粒

探测,照相术以及电光效应及光学测距等重要应用极为适宜。

本文介绍脉冲氮激光器的工作理论,并叙述美帝阿夫科·埃弗雷特研究实验室在广泛研究三年后发明和制造的脉冲氮激光器商品的设计和應用。

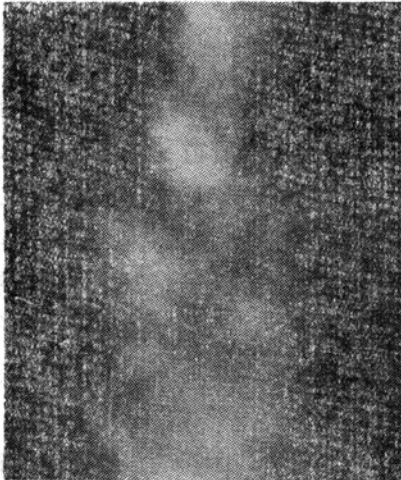


图 1 以脉冲氮激光器研究气体紊流的结构。左图是在白光源照射下看见的一束亚声速喷烟,右图则为以紫外激光器照射时拍摄的照片。被散射的紫外光为紊流给出一幅瞬时平面图。激光束的高度方向性使之可以将喷烟分开,获得详细的结构图。

## 理 论 考 虑

氮激光器属于自终结脉冲气体激光器一

类,这类激光器包括氙<sup>[9-11]</sup>、铜<sup>[12]</sup>、和铅<sup>[13]</sup>。这些激光器一般用快速上升的高压放电激励,产生的脉冲功率在千瓦至兆瓦范围。脉