

只需要30焦耳的能量即可。由于溶液的折射率高于玻璃，完全的内反射能捕捉住足够的辐射，不需要反射镜就能产生激光作用。

没有反射镜的激光液槽的效果很有限，因为受激辐射从所有的方向渗出液槽外，不能构成一道准直光束。为了获得这样的光束，一定要使用精制的带有完全平行的反射镜的液槽。已评价过若干长六吋内直径1/4吋的液槽的工作性能，发现它们完全可以和尺寸相同的玻璃棒商品相比。每个脉冲为几焦耳能量的输出很容易达到。单个尖峰的峰值功率达10到20兆瓦，此外，光谱输出比玻璃激光器纯得多。如果和螯合物激光器相比，就会发现这种性能特别可贵，因为螯合物的输出和效率至少要分别低1,000倍和10,000倍。由此看出，似乎具有近于理想的荧光性质的液体介质终于找到了。但是，这仅是完成了该工作的头一部分，在余下的很多问题中，

最主要的是液体的热膨胀系数，它大约比固体的大1,000倍。闪光在介质内产生的热冲击波会给液槽带来严重影响。在两端留下膨胀体积的简单方法是有效的，但现在正在研究更佳的设计。闪光激励使液体变热时，也伴随着折射率的改变，这会使光路畸变，因而导致腔内的损耗。因此液体的循环是极重要的，特别是对连续激光器或高重复率脉冲激光器更如此。

只有这类“自由”离子液体激光器的情况，才需要严格试验液态在激光技术上的优缺点。完成连续运转和大能量、大功率脉冲运转似乎仅是时间的问题。因此，液体激光器已发展到有希望和普通的激光器相竞争的阶段。简言之，新的途径已经找到了；使用液体介质并开发其优点的整个技术一定要发展。

译自 Lempieki A., Samelson H.; *Scient. Amer.*, 1967 (June), 216 № 6, 81~90

## 激光在物理研究中的应用

尽管量子电子学得到了飞速的发展并逐步完善，但它至今还未形成一个完整的科研方向。作为量子仪器的工作基础，在大多数情况下，还未找到一些普遍适用的基本原则的物理界限。我们甚至还不能回答这样一些简单的问题：辐射的单色性和相干性到底有没有极限？它们与辐射的功率及频率有什么关系？各种形式的能量转换成相干光（或者相反）的极限效率到底如何等等。诸如此类悬而未决的问题还很多很多。差不多每天都在量子电子学这个领域中有新的开拓，它们从根本上改变着研究工作的方向，因此从现有的资料作出任何预测都没有充足的根据。所以，我们在这里仅就与激光器在技术及物

理应用中有关的个别问题进行探讨，这些问题现在世界各国正在进行研究。这些研究还远未完成，因此不能由此得出结论说，量子电子学的现状只能作为提出这些问题及进行实验的理论基础。

### 等离子体的高温加热

目前，激光器的功率已达到了非常高的数值。在脉冲持续的几个毫微秒( $10^{-9}$ 秒)时间内，它们已超过兆瓦。

图1示出了五级放大的钨玻璃激光器。在5毫微秒的脉冲持续时间内辐射出100焦耳的能量，也就是说，它的功率达到两万兆瓦。这样大的功率甚至最大的发电站也不能

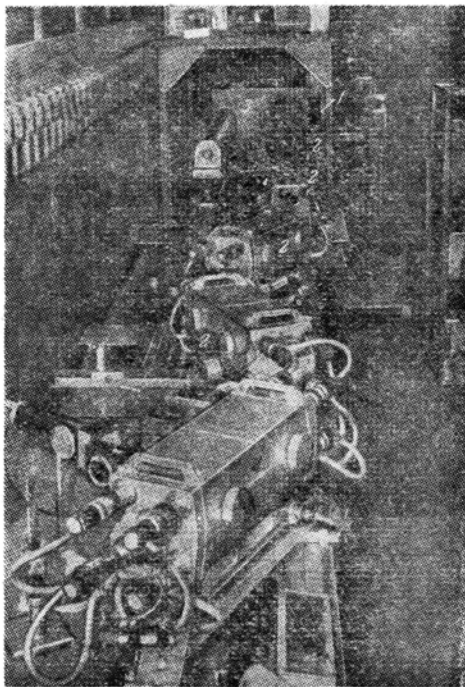


图 1 高功率钽玻璃激光器，光脉冲的辐射能量为 100 焦耳，半高度的持续时间为 5 毫秒。产生激光的振荡器(1)由长 120 毫米、直径 6 毫米的钽玻璃制成，棒端截成布儒斯特角。激光棒用 ИФК-15000 灯照射。输出脉冲能量为 0.3 焦耳，半高度的持续时间是 10 毫秒。这一脉冲经过五个光量子放大器(2)。第一级放大器的钽玻璃棒长 600 毫米，直径 20 毫米。其它几个棒的直径均为 30 毫米。每根棒的两端都截成布儒斯特角窗，它们都用四盏 ИФП-20000 灯照射。各级放大器之间都用盛有染料的液槽隔开。气体激光器(3)在这里作为调整装置。

达到。图 2 是三级放大的红宝石激光器照片，在 2 毫秒的脉冲时间内辐射出 15 焦耳的能量，也就是说它的功率是七千五百兆瓦。

此种功率的激光器能有多种用途。它创造了发展非线性光学(即研究物质在光作用下光学性质的改变)的条件。曾用激光器对月球进行了定位，并以 100 米的精确度测定了它的距离。

大功率激光器最有趣的应用之一是等离

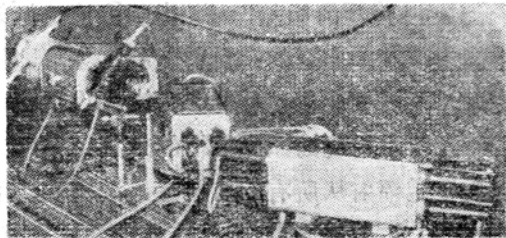


图 2 红宝石高功率激光器，光辐射的脉冲能量为 15 焦耳，半高度的持续时间为 2 毫秒。(3)为产生振荡的激光器，它由照明器(包括 ИФК-15000 型螺旋灯)及长 120 毫米、直径 10 毫米的红宝石棒组成；(1)为共振腔反射镜(输出反射镜由晶体的一个端面组成)；(2)为调制谐振腔品质因数的克尔盒。振荡器产生光脉冲的能量为 1.3 焦耳，半高度的持续时间为 16 毫秒。辅助克尔开关(4)的接入时间比开关 2 有一个固定的延迟，它使输出脉冲的前沿变得更陡。继后，光脉冲穿过 3 级放大器(5)，其中有二个在照片中已示出。每级放大器均采用长 240 毫米、直径 15 毫米的红宝石棒，棒端截成布儒斯特角，用四盏 ИФП-5000 的灯来照射。在振荡器之后，各级放大器之间都放上了盛有酞菁染料溶液的液槽。

子体物理。这里，激光不但能顺利地测定各种特性，而且能得到高温等离子体。

等离子体实质上是一种高温气体，这种气体的原子在激励作用下分离出一个或两个电子。电离过程及原子、电子的加热需要耗费相当大的能量。因此，等离子体是否能达到最大的温度，取决于能量密度的比率是否足够高。此外，因为热等离子体在不同的过程中(如热量向周围空间辐射或流散)很快地耗散着能量，因此，必须在尽量短的时间内供给它足够的能量。

上述这些条件就促成了应用大功率激光获得和加热等离子体一定的前景。在考虑了一系列问题之后，也应该指出，目前由激光器得出的光能量密度以及它输入等离子体的速度，已远远超过采用放电装置时的数值。

原则上可以用两种方法获得高温稠密等

离子体：一种是在均匀介质(如气体)中聚焦辐射；另一种是在很好的真空条件下加热靠近凝聚靶表面的物质。第一种方法我们已经有了熟知的光击穿现象及“火花”的形成(见图3)，第二种情况等离子体是由靶表面物质的汽化形成的。

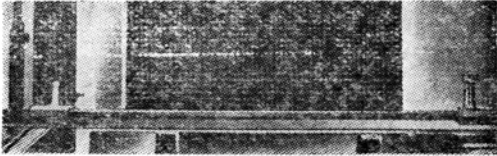


图3 激光长“火花”照片。它是用焦距为2.5米的透镜聚焦Q突变激光光束时产生的。做这一实验时，具有两级放大的钕玻璃激光器的输出功率约为1千兆瓦，在这种“火花”中有一百个以上的火花点。能量增大，火花数量也增加，其中有一些火花合并。大群的火花总是集聚在焦点附近。火花全长2米，激光功率达到兆瓦时，火花的长度可达10米。用高速照相法对击穿进行的研究表明，击穿前沿离开焦点的传播不但向着透镜而且也背离透镜。向着透镜的传播速度是 $1.2 \times 10^8$ 厘米/秒，相反方向的速度为 $3.8 \times 10^8$ 厘米/秒。特别是，击穿沿直线展开。个别火花与轴偏离不超过2毫米。击穿波前向着透镜方向的运动与火花前沿激光辐射功率的增加相联系，此时，在较小的聚焦辐射位置上击穿已产生了。击穿背离透镜方向的运动可以这样解释：实际上激光器辐射的球面波的曲率半径在辐射过程中不断变化，导致透镜焦点的移动。看来火花的间断结构与辐射强度时间调制有关。其调制的周期等于十分之一和百分之一毫微秒，即单个的尖峰辐射持续时间小于谐振腔中整个发光过程的时间。这样的尖峰结构只能是不稳定辐射复杂的相干结果。

在气体中用激光辐射进行光击穿的问题牵涉到一系列的工作。做了很多实验，对所生成的等离子体温度用各种方法进行了测量，这些方法包括根据由热等离子体散射单色光的增宽、等离子体硬辐射光谱及能量平衡等。所得的结果目前还未得到统一的解译，因为它们是自相矛盾的。很多作者得出的温度值大约处在 $10 \sim 100$ 电子伏( $10^5 \sim 10^6$ 度)

的范围内。

很重要的一点是，在均匀介质中由于聚焦激光产生击穿，从而形成等离子体，所获得的最大温度因介质对电离过程的不稳定而受到限制。在这种情况下，介质就开始变得不透明，而且在高于某一临界值(相应于击穿阈值)时，光流就没法透过，因此，辐射功率的提高主要是导致等离子体的体积增大。

最使人感兴趣的是凝聚介质及各种动力现象的应用。

最近，苏修科学院物理研究所做了一系列的实验和理论探讨，研究了在激光辐射脉冲作用下，真空中固体物质表面上生成的等离子体的性质(见图4)。在这里，一眼就可以看出，对产生等离子体的激光功率没有原

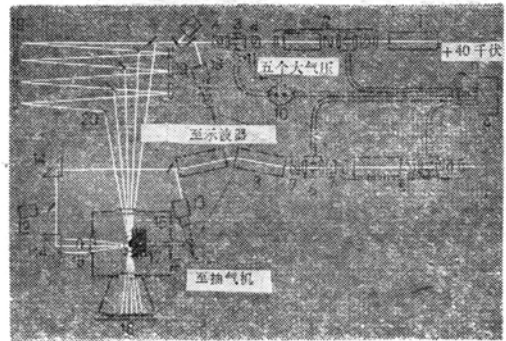


图4 用于研究由激光脉冲作用于固体表面所生成的等离子体的装置图。1—气体激光器，用来校准光延迟；2—克尔盒Q调制红宝石激光器；3—光脉冲“锐化器”，将红宝石激光脉冲压缩到3毫微秒；4—“锐化器”极化装置；5—克尔盒Q调制钕玻璃激光振荡器；6—“隔离”钕玻璃激光振荡器和放大器的克尔盒；7—隔离克尔盒的极化系统；8—钕玻璃激光放大器；9—同轴线方脉冲振荡器；10—电脉冲前沿陡度达0.5毫微秒的放电间隙；11—同轴线的匹配段；12—热量计；13—同轴光电管；14—钠反射棱镜；15—聚焦透镜， $f=150$ 毫米；16—真空盒；17—碳靶；18—感光底片，延迟光在它的表面上形成五个火花的阴影图象；19—光延迟反射镜系统；20—分离光束的光劈。

则上的限制。温度的增长规律与入射光流密度的依赖关系取决于两个过程：一是等离子体吸收辐射后的变热，二是蒸发过程中等离子体质量的增长情况。初步的理论探讨表明，由凝聚体表面蒸发的等离子体的质量、温度及密度(或体积)，可以由等离子体光学厚度\*的近似计算来求出(更进一步的研究结果表明，光学厚度等于0.25)。这里，一方面能根据激光辐射的功率及其作用时间来确定等离子体的未知参数的基本关系，另一方面也清楚地看出，在现有的密度和温度下，等离

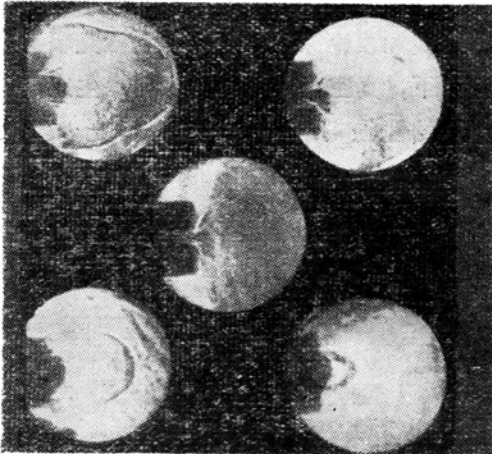


图 5(a): 冲击波在碳靶蒸发气体中五张阴影高速照片(拍摄顺序: 自右下方顺时针方向旋转; 中间一个是最后拍摄的)。如果在铍玻璃激光器中拿开隔离克尔盒, 那末, 在对棒进行强光泵浦时, 在巨脉冲振荡之前将随之而产生一个准连续光振荡背景, 其能量约为整个脉冲的 10%, 而持续时间为 100 微秒。这样, 在巨脉冲振荡发生时, 已经在靶附近生成了一层蒸发物质的云层, 这一层物质的密度为  $10^{17}$  厘米<sup>3</sup>, 与计算结果相符合。因此, 当巨脉冲以  $10^{12}$  瓦·厘米<sup>-2</sup> 的光流密度作用于碳靶时, 火花已经不是在真空中传播, 而是在蒸发物质中传播了, 而冲击波也是在这层物质中传播的。此实验中, 背景能量为 3 焦耳, 单脉冲能量为 10 焦耳。冲击波的平均速度在第一个 100 毫微秒时为  $1.4 \times 10^7$  厘米/秒, 照片的直径为 22 毫米, 曝光时间为 3 毫微秒, 各照片间的相隔时间为 50 毫微秒, 第一张照片是在铍玻璃激光脉冲结束之后拍摄下来的。

子体对辐射的吸收率越高, 物质就蒸发得越少, 所获得的温度也就越高(见图 4)。

这些设想可由实验结果(见图 5)明显地看出。用最大功率为  $10^9$  瓦(能量大约 15 焦耳、脉冲持续时间约  $1.5 \times 10^{-8}$  秒)的铍玻璃激光器的脉冲辐射产生等离子体, 再用红宝石脉冲辐射透视等离子体就获得了这些照

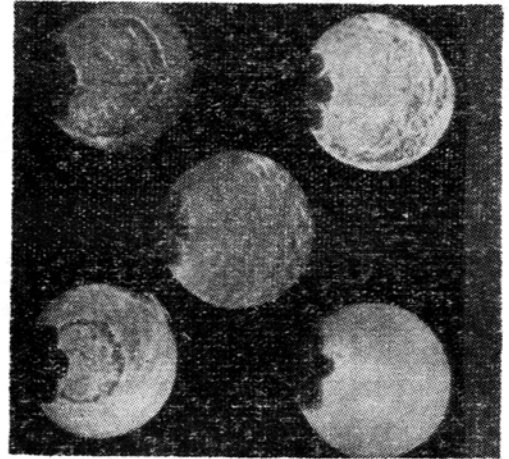


图 5(b): 冲击波在空气中传播时的五张阴影照片(气压为 10 毫米汞柱)。此冲击波是当大功率激光加热等离子体时, 等离子体膨胀而形成的。冲击波前沿的移动速度为  $2 \times 10^7$  厘米/秒, 相应于在冲击波前沿之后的气体温度为 100 电子伏(~一百万度), 辐射用  $f=150$  毫米的透镜聚焦。照片的直径为 22 毫米, 曝光时间为 3 毫微秒, 各照片间的相隔时间为 50 毫微秒。第一张照片相应于铍玻璃激光的最大值。加热到高温的物质的质量为  $10^{-6}$  克, 这大大小于由靶表面抛出的物质的质量( $10^{-4}$  克)。物质的附加抛出看来与在激光作用下于靶内生成的冲击波有关。由于蒸发物质在光脉冲照射时的喷射作用, 因而对靶面形成了  $10^5-10^6$  大气压的压力, 在脉冲辐射结束后产生了紧压靶的去荷波, 去荷时使大量的物质抛出来(在照片中可以看到一点“去荷”物质)。由照片可以得出抛出物质的速度约  $2 \times 10^5$  厘米/秒, 这时, 热等离子体的膨胀速度是  $10^7$  厘米/秒。

\* 原注: 光学厚度  $\alpha$  等于入射光强  $I_0$  与透过光强  $I$  之比的对数, 即  $I = I_0 e^{-\alpha}$ 。

片。每一镜头的曝光时间为  $3 \times 10^{-9}$  秒，各镜头间的时间间隔为  $5 \times 10^{-8}$  秒。在实验时应用的是碳靶，碳靶周围的大气压应以避免在靶前引起空气击穿为宜。

在图 5 中，能很清楚地看出几乎是球形的强大冲击波如何以每秒 200 千米的速度离开焦点，在空气中传播。热等离子体处在碳靶表面与冲击波前沿之间。在激光脉冲的作用刚刚结束时，得到的温度最高。这一温度取决于等离子体的扩展速度，约几十万度，冲击波前沿的温度约一百万度。等离子体的密度分布可用干涉法来测量。典型的干涉图见图 6。带的偏移与沿光束的折射率的变化直接有关，所以也和等离子体中的电子密度有关。图 7 示出了电子密度的测量结果。由此可知，在靠近靶面附近的等离子体密度大约是每立方厘米  $10^{18}$  个粒子。

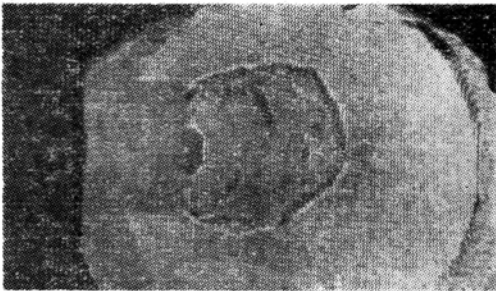


图 6(a):用聚焦钹玻璃激光束(能量 10 焦耳, 持续时间 15 毫微秒)加热碳靶时在空气中(1.5 毫米汞柱)形成的冲击波照片。照片是用红宝石激光的快速干涉法摄制的, 曝光时间为 3 毫微秒。在加热开始后延迟 100 毫微秒。靶的横尺寸为 10 毫米。从照片中可以看出, 波的前沿使带的图形发生轻微的畸变, 在某些情况下, 移动要比一个带的宽度小得多。因此, 照相时可用干涉法和阴影照相法并合使用。由于光在电子浓度梯度很大的那些地方产生散射, 因而在照片上显现出密度跃变处的黑色带, 曝光时间这样选择, 既要求对黑度能很好地分辨, 同时又要使干涉带不要显露。这种方法在我们的情况下直到气压达到 10 毫米汞高时都是有效的。

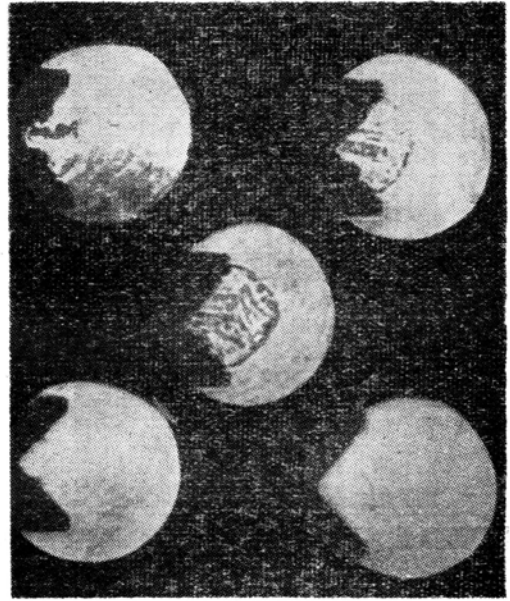


图 6(b): 两冲击波相撞时摄制下来的五张照片。照片直径为 22 毫米, 两钹玻璃激光束(每束能量为 1.5 焦耳, 持续时间 15 毫微秒)的焦点相距 7 毫米, 曝光时间为 3 毫微秒, 各镜头的间隔时间为 50 毫微秒。第一个镜头(右下角)是在脉冲结束后摄下的, 第五个镜头在中间, 靶的形状象一本打开的书。冲击波的速度为 100 千米/秒数量级, 它接近于现代放电装置中所获得的速度。此外, 用激光还可得到各种形式的冲击波, 其中也有会聚的、用来研究高温积聚现象的冲击波。也可做冲击波的碰撞实验, 照片中已列出。在这些波的会聚面上(见第三、第四张照片)能观察到密度和速度的增加。当两火花在真空中碰撞时, 也能观察到密度和“抛出”气流的显著增加, 当向靶面斜入射时, 火花的飞射和冲击波的移动仍然垂直于靶面而与入射角无关。冲击波仍然保持原来的状态, 这就说明激光束对火花运动的动力学过程有轻微的影响。

另一个使人感兴趣的问题是等离子体扩散速度的平方与激光辐射的功率有关, 这一测量结果示于图 8。因为运动速度的平方与等离子体温度成正比, 因此由测量结果得出温度与辐射流的比例是 0.4~0.6。对强电离气体进行理论分析的结果是 0.5 左右。因此, 要想在  $10^6$  度的基础上再把等离子体的温度提高 4~5 倍(目前, 要达到  $10^6$  度的温

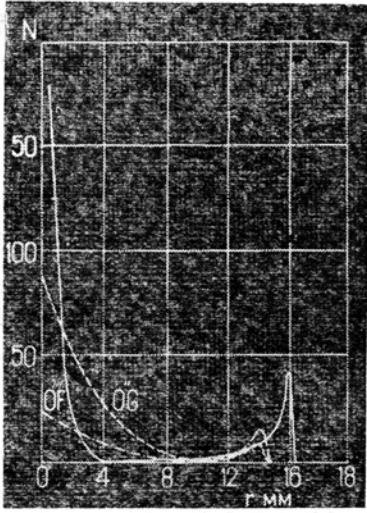


图 7 开始加热后 100 毫微秒瞬间冲击波在空气中 (气压 1.5 毫米汞柱) 传播的干涉照片定量处理结果。得出了光束轴上电子浓度与距离座标的关系 (实线)。虚线表示垂直光束轴距靶表面 1 毫米处的电子浓度。点划线为距靶表面 2 毫米的情况。干涉照片定量处理时假设冲击波绕激光光束轴具有圆柱对称性。为此对冲击波干涉照片上引起的条纹移动进行了平均, 实际上发现波前与对称图片偏差不大。当然仅对干涉照片上最“光滑”的部分进行处理。离轴的两个方向条纹移动有较大的偏离时利用平均值来计算。从曲线得出, 光束轴上平均距离 0.5 毫米的疏密突变点上的电子浓度为  $4 \times 10^{18}$  厘米<sup>-3</sup>, 那时波前运动速度为  $1.4 \times 10^7$  厘米/秒。初始原子密度为  $10^{17}$  厘米<sup>-3</sup> (忽略了分解能量), 得到疏密突变点上的离子有效电荷为  $Z=5$ 。

度, 可用  $10^9$  瓦的功率), 就要求将激光功率提高 20 倍左右。这一温度值大约相当于在重氢等离子体中热核合成时产生中子的温度阈值。

由上述可知, 将激光聚焦在凝固介质的表面上使物质直接加热的方法, 虽然在原则上能得到产生热核反应的温度, 但毕竟不是最佳的。因此, 目前正在探索能使等离子体中热能密度提高的新方法。同时进一步发展激光技术, 首先是提高激光的能量。

当激光在固体靶的两点上聚焦时就产生

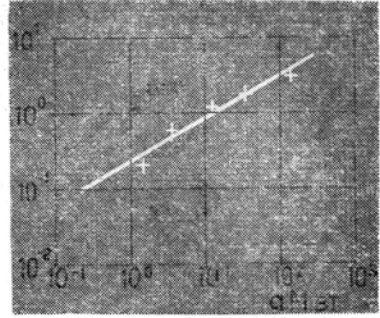


图 8 火花边缘速度平方与激光辐射功率的关系示于对数座标上。按最大偏离给出误差。此种关系近似于斜率为  $r=0.4 \pm 0.6$  的直线。火花边缘速度的平方正比于脉冲末尾火花的温度, 因此按火花边缘半径与时间关系曲线的近似斜率测量速度。这样从图可看出加热等离子体温度大约正比于辐射流密度的平方根。边缘的离子速度达  $2 \times 10^7$  厘米/秒, 相当的能量为 2.5 仟电子伏。火花边缘上的离子能量这样大, 是由于气体动力学压力加速了它们的结果。

两个冲击波, 图 6 就示出了这两个冲击波碰撞时的情形。在碰撞区域, 由于动能的熄灭, 既使等离子体的密度增加, 又使等离子体的温度升高。如果用会聚冲击波代替发散冲击波, 在碰撞时更能使等离子体的温度和密度增加。

所有这些绝不是目前的研究现状和设想的全部, 而只是激光的各种有趣应用中的一个例子。

### 半导体器件的几种应用

最近几年, 在半导体激光器件方面取得了很多成果, 这些器件有在脉冲态工作的, 也有连续运转的, 有在室温下操作的, 也有在液氮温度下工作的。

这里只想指出半导体器件应用于计算技术、投影电视、立体电影方面的一系列可能应用。

限制电子计算机运算速度的因素之一, 是连接逻辑元件回路的电感及电容。因此,

由光学信号来联系光学计算机各单元的设想就非常引人注目了。最近几年光波段量子放大器及量子振荡器的出现，使人们用光来处理信息的兴趣更趋浓厚。特别是要建立一种信息处理的光学系统更具有诱惑力，其中全部的逻辑运算都由光能来完成。

光学计算机的部件完全可以仿照电子计算机的样子，所不同的只是进行换算的是光信号，而不是电信号。例如，借助于两个串联的半导体二极管，用其增益系数与振荡光强的非线性关系，就可以制成一种作用与无线电技术中所熟知的多谱振荡器相类似的仪器。二极管的电流可以这样选择：其中一个起振荡器的作用，而另一个却吸收它的辐射。这样，在串联二极管的回路中将不产生辐射（见图 9）。但如果给它们馈以光脉冲，

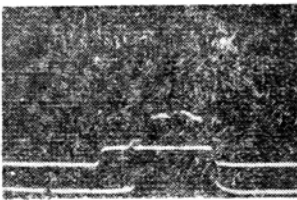
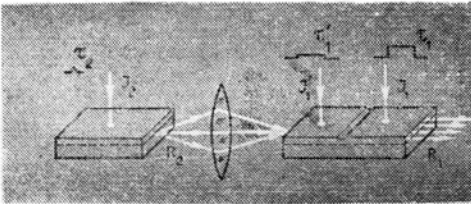


图 9 二个砷化镓激光二极管的“硬激状态”。激光器 I 在激光器 II 辐射的作用下由一个稳定状态变换到另一个稳定状态。在两激光二极管的电路中电流  $I > I_1'$ 。电流的脉冲持续时间  $\tau_1' = \tau_1 = 10$  微秒。用  $\tau_2 = 0.7$  微秒的短脉冲电流使辅助二极管的发光发生变化，从而“启动”双二极管（见照片）。

这就会“引燃”第二个激光器，从而使两个二极管都产生辐射。这种情形在无线电技术中就称为硬激状态。应用这种硬激状态就可以制造“光学储存器”。如欲建立逻辑网眼，可

利用熄灭振荡的效应，就是说，由一个激光器来的相干辐射在穿过另一个的时候使后者的振荡减弱或完全熄灭（见图 10）。由于半导体激光器的体积很小（千分之一立方毫米），因此它们的起动时间就很短，而且基本上取决于光透过元件的时间。由电能转换成光能的高效率（100%）及很大的增益系数，给半导体二极管建立逻辑元件开辟了光明的前景。

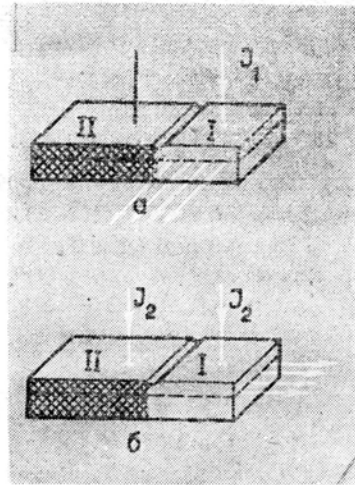


图 10 由半导体激光器组成的光学开关：  
a—激光器 I 工作；b—在激光器 II 辐射的作用下激光器 I 的辐射熄灭。

在我们研究所内进行的实验表明，效率为 50~70% 时，光学元件的变换时间是  $10^{-10}$  秒。半导体激光器的辐射特性可以建立跟踪频率为  $10^{10}$  赫、脉冲持续时间为  $10^{-11}$  秒的光脉冲振荡器。此种振荡器可以作为“拍频振荡器”而应用于计算机中（见图 11）。

这样，半导体激光器今天已能制成快速计算机的各种必不可少的基本元件，这种计算机在一秒钟内能完成几十亿道运算。但遗憾的是这种元件尚不能连续工作，因为二极管会产生过热现象。我们深信，工艺的进一步改善，只要将二极管的阈值电流降低二、三倍，就可建立用于连续运算的计算机上的元件。

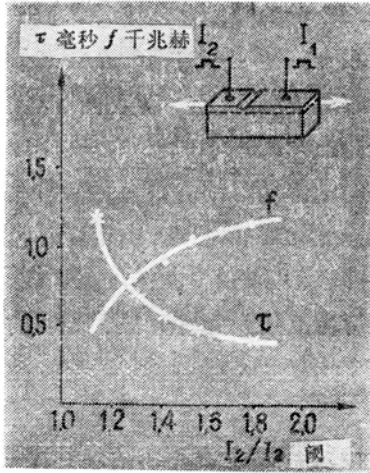
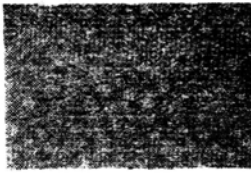
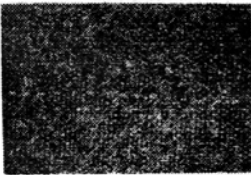


图 11 “拍频振荡器”脉冲示波照片(左边)。当  $I_1$  为常数时, 激光的光峰持续时间( $\tau$ )及重复频率( $f$ )与电流  $I_2$  的关系曲线(右图)。 $I_{20}$ —开始振荡时所要求的电流。



$I_2 = 1.8 I_{20}$        $I_1 = \text{常数}$   
 $\tau = 0.35 \text{ 毫微秒}$        $f = 1.2 \text{ 千兆赫}$



$I_2 = 1.5 I_{20}$        $I_1 = \text{常数}$   
 $\tau = 0.5 \text{ 毫微秒}$        $f = 1.05 \text{ 千兆赫}$



$I_2 = I_{20}$        $I_1 = \text{常数}$   
 $\tau = 1.2 \text{ 毫微秒}$        $f = 0.55 \text{ 千兆赫}$

电子激励半导体激光器应用的可能性也是很有趣的。最近几年已制成了一种带所谓辐射反射镜的激光器(图 12)。金属反射镜上镀上一薄层半导体, 这一膜层在快速电子束轰击时能放大电磁辐射。对这种激光器的初步研究表明, 当用液氮冷却时, 在效率为 10% 的情况下, 能够得到每一平方厘米为一

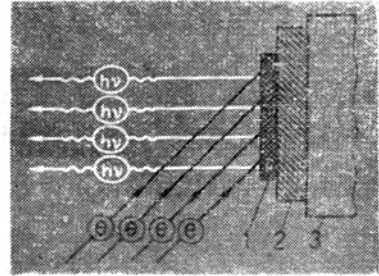


图 12 带有辐射反射镜的量子振荡器, 反射镜由快速电子激励。

1—半导体膜片; 2—反射镜; 3—恒冷器;  
 $e$ —电子;  $h\nu$ —光子。

万千瓦的脉冲功率, 和每一平方厘米为 1 千瓦的平均功率(提高平均功率会使样品发热; 提高脉冲功率会导致半导体材料的损坏)。

这种屏幕如果用能量为几万电子伏的空间扫描电子束(如电视摄像管中所进行的那样)来照明, 那末, 这种半导体屏幕每平方厘米所辐射的能量, 就足以照明面积为几百平方米的屏幕(图 13)。调节了产生振荡的电

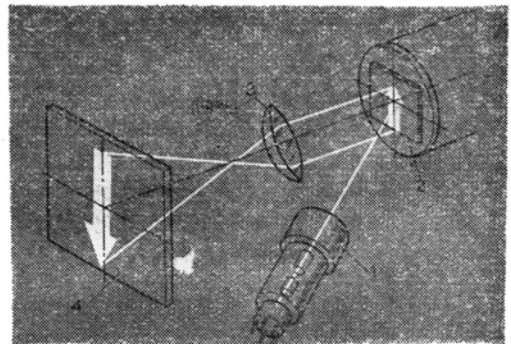


图 13 投影电视接收机示意图。

1—电子枪; 2—半导体屏幕; 3—透镜; 4—显示投影图象的屏幕。



子束的强度以后,就能制成投影电视。如果不是采用一束,而是同时采用几束电子束,那末所得图象的质量就要比电视的改善得多。在屏上使几个半导体发射的不同颜色的图象吻合之后,就可以得到彩色电视。

类似的系统同样可以得到立体图象。最近在全光照相方面已取得了相当的成就。全光照相是一种独特的衍射光栅,当相干光束照射上去以后,由于绕射的作用使光束以不同的角度偏转。这些光束在离底片某一距离上产生相干而给出立体图象。为了使得到的立体图象不逊于现有的电视图象,在空间必须有大约一亿个发光点(在平面上有一百万个点,图象的每一行有一千个点)。这可以在投影管中同时采用几百条光束的方法来完成(图14)。管屏上的各个点所辐射的能量应该在同一位相内。屏上各点的发光定相由一辅助激光器来完成,这一激光器可以照明整个屏。为了传输立体图象必须有厘米波段的发射机。

由电子激励的激光管中获得的多点图象结构,可以作为制造多路光学计算机的基础。

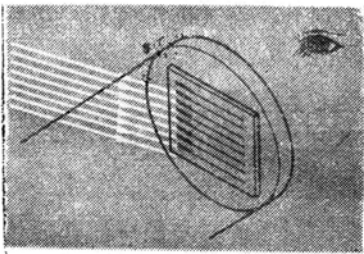


图 14 立体电视示意图。

既然谈到了电子束激励半导体激光器,就不妨再谈谈工作在远紫外波段的短波激光器的制造问题。正象计算和实验所指出的那样,短波辐射振荡的困难在于没有一种激励介质所必需的、工作在此波段的强光源。应该指出,因为自发辐射的强度与其频率的立

方成正比,故要求激励的光强必须随频率很快地增加。

如果利用电子束激励,这些困难就可避免。图15示出了电子束的阈值电流密度与频率的依赖关系。图上标出的点是工作在激光状态的半导体。为了使样品不致过热,必须使电子脉冲的时间缩短到 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 秒。

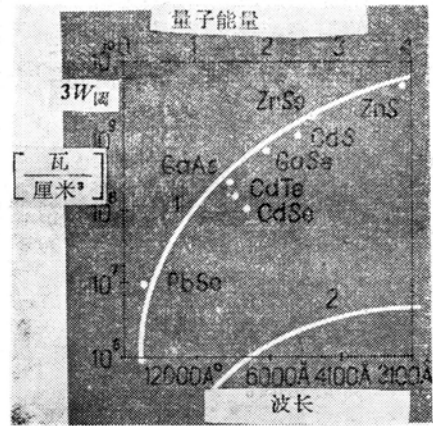


图 15 电子束的阈值电流密度与量子能量的关系曲线。

曲线 1—容许带间的垂直跃迁;  
曲线 2—禁带间的垂直跃迁。

这里,工作物质可用宽禁带(10电子伏)的介质,甚至固体晶体,以及氢或惰性气体,如氦、氩、氙等,它们的禁带宽度可达20电子伏。用这些晶体来实现振荡,在激励时会产生晶格结构的改变(极化)。极化子的形成导致辐射光子能量的降低,这样就容易产生振荡,因为极化子辐射的光子不为晶格尚未极化的晶体所吸收。

对于宽禁带晶体的复合辐射,暂时还缺乏足够的分析。但可以相信,欲在远紫外波段得到激光器的要求将会大大促进这些研究的发展。

### 光频标准

量子电子学领域中另一个有趣的问题是

建立光频标准，就是说激光器的光振荡频率具有极高的稳定度。

在这一领域中，采用微波激光器已取得了相当的成就。微波振荡的频率标准第一次不依赖于天文观察，根据分子常数进行了时间的精确测量。这样，就使时间间隔测量的精度达到十二位数成为可能，这相当于一段时间的测量精度，例如一万年只差一秒。微波频率标准的最好振荡频率是氢微波激光器的频率，即  $10^9$  赫。为了使测量精度达到十二位数，需要很长的观察时间，大约 1 小时。要想使这一波段的频率标准更趋完善实际上是不可能的，因为如果以十五位数的精度来测量时，观察时间要长达一个月。与此同时，光学波段的频率却达到了  $10^{14} \sim 10^{15}$  赫，要是进行精度为十五位数的测量的话，可以在一秒钟内就能完成。

微波频率之所以能进行精密测量，主要是因为它能获得极窄的谱线，应用氢振荡器时这种线宽达到  $\frac{\Delta\nu_{\text{线}}}{\nu} \sim 10^{-8} \sim 10^{-9}$ 。测量精度能达到十二位数这一事实表明，我们能够分辨出千分之一甚至万分之一线宽的共振。这是因为，产生辐射的共振腔具有极宽的频带  $\frac{\Delta\nu_{\text{共振}}}{\nu} \sim 10^{-3}$ ，因此振荡频率就靠近光谱线的顶点：
$$\nu_{\text{振荡}} = \nu_{\text{线}} + \frac{\Delta\nu_{\text{线}}}{\Delta\nu_{\text{共振}}} (\nu_{\text{共振}} - \nu_{\text{线}})$$
，这里  $\nu_{\text{振荡}}$  是振荡频率， $\nu_{\text{线}}$  是谱线的共振频率， $\nu_{\text{共振}}$  是共振腔的共振频率。

在光频段，一般说来正好相反，光谱线的宽度要比共振腔的带宽宽得多，因此振荡频率实际上取决于共振腔。

在光频段中，共振腔的频率依赖于反射镜间的距离（在一般近似下可以认为反射镜间满足半波长整倍数的那些波长是共振的）。因此，激光振荡的频率也与反射镜间的

距离相关。借助于光谱线使这一距离稳定以后，可得到频率稳定度为  $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-10}$  的激光。为了排除振荡频率对反射镜间距离的依赖关系，必须提高共振腔的带宽，这可以用降低反射镜反射率的方法来实现。但最有效的方法是全部排除共振。为了这一目的，一个反射镜可用散射表面来替代（见图 16）。这时候，光是由散射返回到激活物质中去的（反馈），当然这种情况下只有一小部分光返回，而大部分是损失掉的。因此，为了补偿这种耗散，须应用有很大增益的激活物质。研究表明，这一激光器中振荡频率完全取决于光谱线的频率而与“反射镜共振腔”无关。

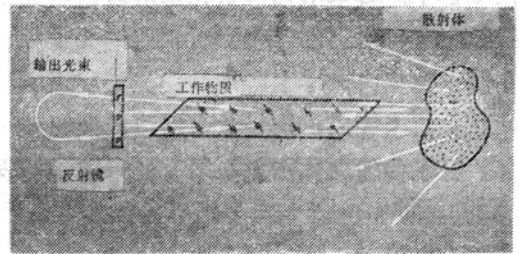


图 16 非共振反馈激光器示意图。

开初激光器的工作物质是红宝石，继后就应用了氦和氩原子的混合物（波长 3.5 微米）。研究证明，这种激光器的振荡频率完全由光谱的频率决定。

为了提高频率的稳定性，必须获得窄的光谱线。在气体激光器中，线宽受多普勒加宽的制约，而后者又与原子的无规热运动相联系。微波中，可以用原子和分子束来减小多普勒线宽（约 100 倍），在光波段中也可用此种方法。但激励原子的短寿命（ $10^{-5} \sim 10^{-8}$  秒）造成了极大的困难。因此，原子的“激励”（出现负温度状态）必须要在它们飞入共振腔之前直接实现。这种激励可以由补助辐射来完成（微波中也是如此），因为这种辐射能将

原子从低能态跃迁到激发态。

这样激励时，振荡频率与辅助辐射有关。为了摆脱这种相依性，我们企图用辉光或借助于量子放大器预先放大的激光光束来激励分子，这种装置应该具有很高的频率稳定度。

图 17 示出了这种振荡器的结构。用甲醛分子作为工作物质。精确度为四位数的甲醛跃迁频率同作为放大器的 He-Xe 激光器 ( $\lambda \sim 3.5$  微米) 的跃迁频率正好吻合。

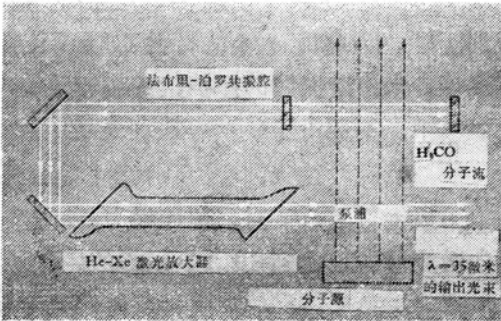


图 17 分子束光频标准示意图。

另一种引人注目的光频标准是自调激光器。它的反馈假设由反射镜来完成，这一反

射镜在激光辐射作用下自动出现 (见图 18)。如果用“适当的”物质放入垂直的光波中，则

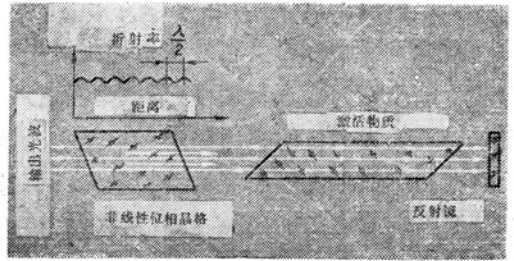


图 18 自调激光器图示。

在场为极大值的那些地方 (由于非线性现象) 物质的折射率将产生变化。其结果，就会在物质中形成很多折射率的跃变，这种跃变乃是能够反射光束的特殊立体晶格。这种激光器就具有自动调制谱线频率的特性。

初步计算表明，最近就能制成稳定度为  $\frac{\Delta\nu}{\nu} \sim 10^{-13}$  或更高的光波段频率标准。

这里所举的例子，只是激光器的某些应用，并不包罗万象。但仅此也足以证明，量子电子学将要进入人类活动的各个领域。

译自 H. Г. Басов; *Природа*, 1967 (Окт.),

№10, 17~27

## 激光在精密测量中的应用

### 1. 前言

激光的出色特点，已为人们所熟知<sup>[1]</sup>，关于它的应用也有许多叙述<sup>[2]</sup>。激光在计量方面的应用是极有前途的一种应用，由于接二连三的研究正在进行，所以这里尽可能避免与迄今为止的那些讲述相重复，只限于介绍激光在精密测量中的应用及其必要的基础知识。同时，文中略去了有关一些建议和设计的介绍，而对基础实验完成了的或产品化

了的东西则作尽可能详尽的叙述。至于激光器的构造和特性，请参阅文献 1 等综述性文章。

### 2. 激光应用于精密测量的条件

能够用于精密测定的是气体激光，但须更进一步满足下面三个条件：

- (a) 单波型振荡；
- (b) 激光波长稳定；