

綜 合 評 述

激光器的新应用

O. S. Heavens

提要: 概述至今已报道的激光器性能和若干目前已用于激光器操作的技术。讨论已经发展而不太为人熟悉的几种控制激光系统的方法。评述下列领域中激光应用的进展: 放大、调制、干涉度量学、衍射度量学、散射(布里渊、喇曼和瑞利)、等离子体诊断、非线性光学、强场效应、生物学和医学。本评述不包罗万象, 仅对那些激光技术能够作出贡献的领域加以说明。

一、引 言

本文评述范围主要限于近一、二年内已报道的激光应用, 且仅涉及其实用的部分, 而不包括那些可能的应用。虽然对于许多早先预言的应用来说, 激光器件的进展是缓慢的, 但是已经受到重大冲击的领域的名单却很长。本文不打算对激光技术每一个已知的例子作详尽无遗的讨论, 因为这将要求过多的篇幅。本文的目的是从很广的范围中选取一类实验加以阐述。在这类实验中, 激光器的使用现已带来好处。

在着手讨论应用之前, 先来考察一下目前激光器的发射谱并给出目前能利用的能量和功率水平也许是有益的。应充分意识到这些数值只有暂时的意义。此外, 在最佳性能场合下, 它们在某些情况下仅在有限的意义上才是有效的。(一种受重视的应用必须具有相当的重要性才能抵偿激光系统的非常高的代价。)

二、激光器的光谱和功率

贝伏洛(Bevolo)和巴克(Barker)(1965)列出了一张很全面的激光波长表, 波长范围从0.254微米到85微米, 涉及掺杂晶体、有机、气体和半导体系统。布里奇斯(Bridges)和切斯特(Chester)(1965)列出了稀有气体激光器在近紫外和可见区域的发射谱。可见辐射中的大部分系由脉冲直流放电的激光器发出, 但较强的谱线是在连续波操作下观察到的。除此表所列的波长外, 在水蒸汽、 D_2O 、氮和HCN的放电中, 还观察到几条更长波长的谱线(格比(Gebbie)等(1964), 马赛厄斯(Matthias)和帕克(Parker)(1963), 马赛厄斯和克罗克(Crocker)(1964))。

激光谱线的排列示于图 1，其中采用线性波数标尺。在一些区域，谱线密集在一起而呈现出近于连续的状态。这是受画图的限制：这些区域相应于分子光谱带，由相距为 $10\sim 20$ 厘米 $^{-1}$ 数量级的谱线组成。

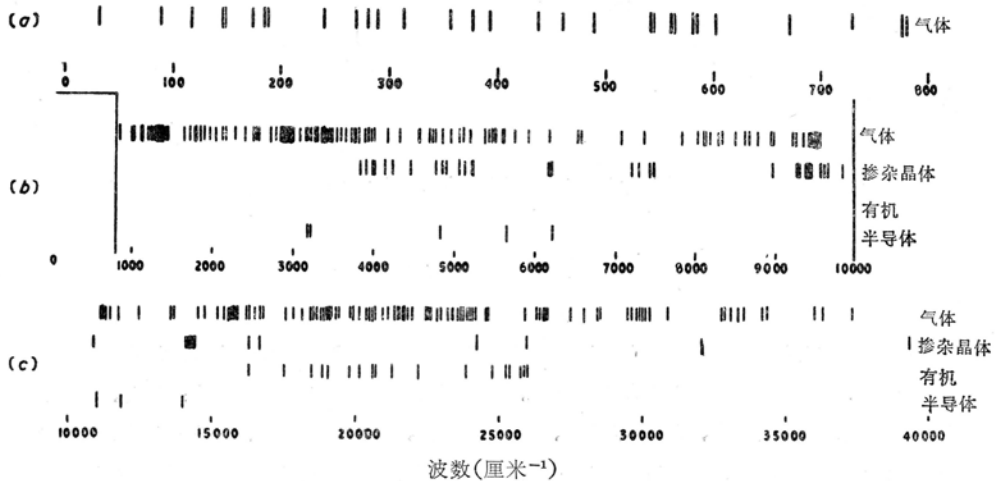


图 1 已报道的激光光谱，(a) $0\sim 800$ 厘米 $^{-1}$ ，(b) $800\sim 10,000$ 厘米 $^{-1}$ ，(c) $10,000\sim 40,000$ 厘米 $^{-1}$

1. 固态掺杂晶体系统

在大能量和高功率脉冲激光系统中，红宝石继续占据突出的地位。发射谱随温度而异，在 693.4 至 694.3 毫微米范围内。最高功率是 $3\sim 6$ 千兆瓦左右，它是由宝石振荡器串接一个宝石放大器组成的系统产生的。无放大时，最高达 500 兆瓦左右的功率已有报道。这些系统是 Q 突变式的，可产生 10 焦耳数量级的能量脉冲。无 Q 突变时，最高能量输出达 $1,500$ 焦耳。各种宝石系统已报道的性能概括地示于表 1。其中若干系统已有商品供应。

表 1 大宝石系统的输出特性

输出能量 (焦耳)	峰值输出功率	脉冲持续时间	最高重复率 (脉冲数/分)	来源
1,500	—	2 毫秒	0.2	脉塞光学公司
35	—	1 毫秒	1,200	
125	250 千瓦	2.3 毫秒	4	李尔·西格勒公司
2	50 兆瓦	20~30 毫微秒	60	
125~150	400 千瓦	0.5 毫秒	1	科拉德公司
25~40	3~6 千兆瓦	5~20 毫微秒	1	

掺钕玻璃是高功率领域中的竞争者。它的输出脉冲在采用 Q 突变时可达许多兆瓦的数量级。输出波长为 1.06 微米。这种系统特别令人感兴趣，因为用合适的晶体，如 ADP 或 KDP，来产生二次谐波时，可以得到很高的转换效率（大于 $25\sim 30\%$ ）。能产生兆瓦级的绿光（ $\lambda=530$ 毫微米）脉冲，这对于某些需要可见光探测的应用或传播媒质对绿光有十分低的

吸光系数的情况，均具有重要意义。就此而论，重要的是用于产生二次谐波的晶体在获得高转换系数所需的功率下并不损坏。普洛霍洛夫(1965)已报导钽玻璃辐射在 KDP 中产生四次谐波的效率达 3%。

固态、掺杂晶体激光工作物质发展中的一个最重要的趋向是有关多掺杂的问题。有时会遇到这样的情况：在具有所需的受激跃迁的工作物质中，吸收带太弱，以致不能有效地抽运。如果适当地选择第二种掺杂物，那么能量就有可能由一种离子吸收通过谐振耦合转换给所需的离子，这样在受激跃迁中就产生大得多的功率。图 2 的一组波形图示出了在 $\text{Na}_{0.5}\text{Gd}_{0.46}\text{Nd}_{0.02}\text{Yb}_{0.02}\text{WO}_4$ 中 Nd^{3+} 和 Yb^{3+} 光谱线随时间变化的情形(彼得森(Peterson)和布

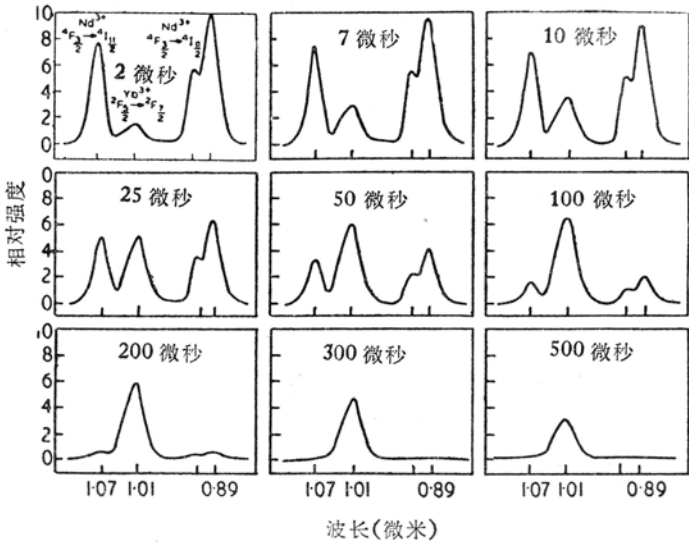


图 2 钨酸钠钒中 Nd-Yb 耦合系统的发射谱随时间的变化[彼得森和布利登博(1964)]。图中的时间表示在 2 微秒激发之后的时间间隔

里登博(Bridenbaugh)(1964)]。以一短脉冲激发 Nd^{3+} 离子后约 0.2 毫秒，激发能量完全转移到 Yb^{3+} 离子上。在掺 Yb^{3+} 、 Nd^{3+} 玻璃(皮尔逊(Pearson)和波特(Porto)(1964)]和掺 Tb^{3+} 及 Dy^{3+} 的玻璃中(凯比泽斯(Cabezas)和德沙泽(Deshazer)(1964))，通常也观察到类似的行为。在 $\text{Ca}(\text{PO}_3)_2$ 玻璃中， Ce^{3+} 及 Mo^{2+} 均可用于对掺杂离子 Nd^{3+} 共振转移的媒介物(岛屋(Shionaya)和中泽(Nakazawa)(1965))。这方法的必然推广是利用含稀土离子的基质晶格，稀土离子由泵源激发，并将能量转换给取代了晶格的掺杂原子。在奥康纳(O'Connor)和哈格里夫斯(Hargreaves)(1964)的工作中已用了这个方法，他们在 CeF_3 基质中掺以 Nd^{3+} 。 CeF_3 是令人感兴趣的，因为 Ce^{3+} 离子既可以通过强晶格吸收带的直接转移来激发，也可以通过 0.3~0.45 微米波长的辐射所抽运的激发态所产生的荧光衰减来激发。到现在为止，其性能受晶体的光学质量限制。近来，类似的系统，包括掺铥氧化钪系统，已有报导。在此例中，基质晶体吸收 0.4~1.5 微米范围内的能量。晶体冷至 77°K 时，脉冲和连续操作均已实现。脉冲操作时的阈值接近于 $\text{CaF}_2(\text{Dy}^{2+})$ 所具有的低阈值。

2. 注入式激光器

在注入式激光器领域中，GaAs、InAs 和 GaAs/GaP 二极管现均有商品出售。表 2 给出它们的功率和性能。这些数字是从《微波》杂志 1964 年 10 月号里内容更为广泛的表中取来的。

表 2 注入式激光系统的性能

型 式	工作温度 (°C)	发射波长 (毫微米)	线 宽 (毫微米)	光束发散度 (毫弧度)	脉冲宽度	重 复 率 (脉冲数/秒)	连 续 输 出 功 率
GaAs	室温	845	—	140	5 毫微秒	100	—
GaAs	室温	900	20	500	8 毫秒	60	450 毫瓦
InAs	室温	3,900	90	500	8 毫秒	60	11 毫瓦
GaAs/P	室温	900	21	130	5 微秒	200	75 毫瓦
	25	770	20	130	5 微秒	200	15 毫瓦
GaAs	-196	720	—	—	—	—	75 毫瓦
GaAs	-196	840	0.15	—	2 微秒	300	1 瓦
GaAs	-196	840	—	140	10 毫微秒	200	—
GaAs	-196	840	0.8	200	1 微秒	3,000	—
GaAs	-258	840	0.005	—	—	—	0.5 瓦

对于工作在 15°K 的低功率(1 毫瓦) GaAs 激光器，线宽的干涉测量表明：小于 0.0001 毫微米(50 兆赫)的线宽是可以得到的〔阿姆斯特朗(Armstrong)和史密斯(Smith)(1964)〕。

注入式激光器的调制频率看来受电流脉冲与光发射之间的时延所限制。康讷思(Konnerth)和蓝扎(Lanza)(1964)已观察到这个延迟。对于 77°K GaAs 二极管所进行的 2 毫微秒脉冲测量发现，在阈值以上时，时延随驱动电流的增加而增加。这个效应是容易理解的，因为建立振荡所需的集居数反转需要一定的时间。假定单个自发辐射的延迟时间为 τ ，那么延迟时间 $t_{延}$ 和电流 I 的关系即可以下式表示*：

$$t_{延} = \tau \ln \{ I / (I - I_{阈}) \}$$

其中， $I_{阈}$ 是阈值电流。若取 $\tau = 2$ 毫微秒——已知对 GaAs 二极管为合适的数字——上式与实验结果一致。上述结果表明，1 千兆赫左右的调制应可达到；但除非十分接近阈值，再高的频率是不可能的。

除表 2 所列的和目前的商品系统之外，在许多其它的半导体材料中也观察到激射作用。在 $\text{In}(\text{P}_x\text{As}_{1-x})$ 化合物中砷和磷的完全可混性提示出：这些材料，如 $\text{Ga}(\text{P}_x\text{As}_{1-x})$ ，可提供一系列合适的器件。在 $\text{In}(\text{P}_{0.49}\text{As}_{0.51})$ 中已见到激射作用，其发射波长为 1.60 微米(亚历山大(Alexander)等(1964))。

IV-VI 族化合物有希望作为较长波长的注入式二极管，当然，象预料的那样，它们多半需要在低温下工作。巴特勒(Butler)等(1964)已观察到工作在 12°K 的 PbTe 产生 6.5 微米的发射，工作在 12°K 的 PbSe 产生 8.5 微米的发射。在后一例中，线宽小于 6.5 毫微米。

* 原文的公式中漏写 τ ——译校者注。

这些结果的有趣的特点是，受激跃迁不是相当于 $K=0$ ，而是相当于 $\langle 111 \rangle$ 方向上布里渊区边缘的带顶之间的跃迁。表3摘录了典型注入式激光器的特性。

表3 注入式激光器的发射波长和工作温度

材 料	发 射 波 长 (微米)	温 度 (°K)	参 考 文 献
Ga(As/P)	0.72	77	} 半导体元件公司 美国无线电公司、飞歌公司、科拉德公司、通用电气公司等
Ga(As/P)	0.77	300	
GaAs	0.845	300	
In(P _{0.49} As _{0.51})	1.60	77	亚力山大等(1964)
InAs	3.1	77	梅耳恩盖里斯(Melngailis)(1963)
InSb	5.3	4.2	费伦(Phelan)和里迪克(Rediker)(1965)
PbTe	6.5	12	} 巴特勒等(1964)
PbSe	8.5	12	

InSb 的例子在两个方面令人感兴趣：首先，激射作用发生在垂直于结平面的方向，而不象通常结构中那样发生在平行方向。其次，12.3至14.7千高斯的磁场可获得5.185至5.21微米的发射波长(梅耳恩盖里斯(1965))。

3. 气体系统

气体激光器的一般状况目前可概述如下：在电激发的稀有气体系统中，振荡(连续波)可以在260毫微米至大约85微米范围内的许多波长上得到。对大多数可见和近红外跃迁来说，输出功率为毫瓦或几十毫瓦数量级，然而，这只不过是系统几何尺寸的一个量度，而不是激光器本身的任何固有限制。在远红外，输出功率在微瓦范围。

对于离子态稀有气体，特别是氩，已得到高得多的连续波功率，每一单线的功率达瓦级。这些系统在可见区域产生非常强的发射，这是目前最强的单色、可见光源。对近红外，当前的兴趣肯定在分子气体方面，现已获得非常高的连续波功率。有关的跃迁来自分子的振动能级，它们一般通过和其它处于高振动能态的分子碰撞而有所选择地被激发。因此，在 $N_2 + CO_2$ 系统中应用 N_2^* 可获得波长为10.6微米、功率接近20瓦的辐射*(佩特耳(Patel)(1965))。

4. 有机激光器

早期的有机激光器限于低温工作($-100^\circ C$)。但使用某些螯合物——如四配位型的苯甲酰三氟代丙酮铝化物——时，室温运转也是可能的(塞缪尔森(Samuelson)等(1964))。

三、激光器件的控制

在这节中，我们讨论有关激光器控制方面的若干发展，它们可以显著地增加这些器件的有效性。我们的讨论仅限于那些不常见的方法，因为激光系统、Q突变装置、调制和开关系

* 现在，这种系统的连续波功率已超过130瓦。

统的基本结构早已成型了(参见 *J. Opt. Soc. Amer.*, 1965, 55, 752~66; 特别是 602, 628, 651, 713, 744, 761, 773, 900, 956, 1152, 1179, 1180, 1236 和 1383)。

用于抽运各种激光晶体的照明系统倾向于分成两类。较有效的光耦合器趋向于使晶体暴露在大的杂散场中, 然而由于塞曼加宽可能会有困难。如果晶体在此杂散场中曝露得不够, 那么这种系统的耦合通常是不够有效的。多耳顿(Dalton)(1965)建议的结构示于图 3, 它代表了一种有效的折衷。 M_1 、 M_2 是偏轴椭球面(一个焦点在 f_1)的两个部分。光源(弧光)置于 f_1 , M_5 用来使弧光的象和本身重合。来自环形焦点的光, 经 f_2 、 f_3 , 由偏轴抛物面 M_3 、 M_4 成象于激光棒上。此结构中使用的非球面保证了晶体上有最大的照明。

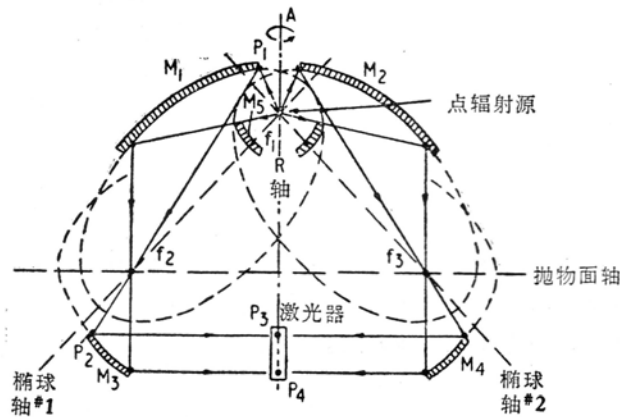


图 3 有效的激光器照明系统[多耳顿(1965)]

在激光的应用中, 单频工作经常是必要的, 可以用几种方法来得到。这些方法常常要求在近阈值的激发强度下工作, 所以只能得到低输出功率。对于氮-氩系统, 由于甲烷吸收带位置的偶然巧合, 导致一个很简单的选择 3.39 微米跃迁频率的方法(穆尔(Moore)(1965))。氮-氩系统通常振荡于 $2,947.90 \text{ 厘米}^{-1}$ ($3s_2-3p_4$)。甲烷的一个吸收带足够接近于这个值, 而使抑制相应振荡成为可能, 只要将甲烷充入激光腔内(至 8~9 托), 振荡就完全转移到 $2,948.79 \text{ 厘米}^{-1}$ 的 $3s_2-3p_2$ 跃迁上来了。

适用于宝石棒的一个完全不同的建议已由埃夫图霍夫(Evtuhov)和西格曼(Siegmam)(1965)提出。这就是利用一个能量密度在棒内是均匀的模式。它可以通过将激光棒置于两个双折射端板之间而获得。双折射板的主要方向处在垂直于棒轴的平面内, 且与棒轴成 $\pi/2$ 角。这样, 在棒内就产生二个纵向位移为 $\lambda/4$ 的驻波图。电场强度的 x 和 y 分量是

$$E_x = \cos(kz + \theta)$$

及

$$E_y = \sin(kz + \theta),$$

由此产生均匀的能量密度。这样的系统已经制成, 尽管还有一些特性尚未完全理解, 但仍可作为一个单模系统来操作。

具有高输出功率的气体激光器的单模操作已由拉图雷特(La Tourette)、雅各布斯(Jacobs)和雷宾诺威兹(Rabinowitz)(1965)得到, 他们采用了衍射耦合而不是通常的传输耦

合。如果在普通的激光器中使用膜片来抑制高阶模式，那么，由于引入了很大的衍射耗损，总输出功率剧烈下降。但是，如果高阶模式的抑制是利用小直径反射镜来实现的，那么从镜子外边衍射出去的能量可以收集起来而构成输出。在这样的系统中，被耦合出去的功率 F 由下式给出：

$$F = \frac{1 - \gamma}{1 - \gamma R},$$

式中， γ 是每次行程的衍射耗损， R 是镜子的反射率。当 R 趋近 1 时， F 也趋近于 1。虽然反射镜的存在改变了近场图，但是远场图仅受轻微扰动。

在高功率系统的场合下，采用了各种 Q 开关和增益开关系统。由于多层介质膜一般不能承受 Q 开关系统所能达到的极高的功率，所以一块简单的平板（例如石英板）就可以构成实用的代用品。振荡发生于这样的频率：板的光学厚度等于其半波长的整数倍。为实现 Q 突变，板以高速旋转且和闪光适当地同步。另外，也可以使用旋转全反射棱镜或一对棱镜。在后一结构中，激光器轴上的旋转棱镜将光束反射 90° 。每旋转一次，光束扫过一固定的反射棱镜，这样，就完成了谐振腔的作用。这样的系统在下述意义下是慢的：即使镜子或棱镜每分钟自旋三万转，开关时间仍达 1 微秒数量级——比脉冲的生成时间要来得长。虽然用旋转陆末-盖尔克(Lummer-Gehrcke)板的巧妙方法(戴利(Daly)和西姆斯(Sims)(1964))可使开关时间达到约 70 毫微秒，但一般而论，为获得快速开关(10 毫微秒)，必须应用电光器件。在旋转陆末-盖尔克板的方法中，若利用带有布儒斯特角窗的板，降低插入耗损是可能的。这个方法对于不能使用克尔盒的波长区域特别有用。

控制 Q 突变激光器脉冲持续时间的一个简单方法利用了下述事实：由火花所产生的等离子体对于激光辐射有很高的不透明性。这样，若将一对透镜放入激光系统的腔内以会聚内场，那么在焦点就会产生火花，从而可以根据气体的压力有所控制地切断激光脉冲〔托姆林森(Tomlinson)(1965)〕。当谐振腔抽真空时，2.1 兆瓦的激光脉冲可产生一个 100 毫微秒的脉冲。若充以氩气，脉冲长度可减至 20 毫微秒。当然，采用这个办法时总能量输出就要减少了。

通常“开关”激光束的方法包含使用外盒、偏转器等。波耳(Pole)、迈尔斯(Myers)和 Nuñez(1965)采用图 4 所示的系统，证实了内方向开关的可能性。这个结构和含有外电光盒的结构相比，优点在于光束偏转为宝石几何形状所固定，而且，一旦加于盒上的电压超过开关值，光束偏转就与电压无关。这是一个运用标准的(但有时是不熟悉的)光学原理来控制光束的典型例子。

一个特殊然而简单的方法已被丹尼耳森(Danielson)和迪默里阿(DeMaria)(1964)用来控制固体激光器中常见的尖峰现象。利用一个管状换能器包围宝石棒的一端，在棒内产生超声驻波。声波波形使棒的折射率发生规则的变化，它有效地启断激光器输出，从而同步于声频(900 千赫)产生激光脉冲。这个系统比其它控制方法优越的地方在于光学腔内不须引入有耗损的材料。

气体激光器最有希望的应用来源于该系统产生极端稳定、单色输出的可能性。麻省理工

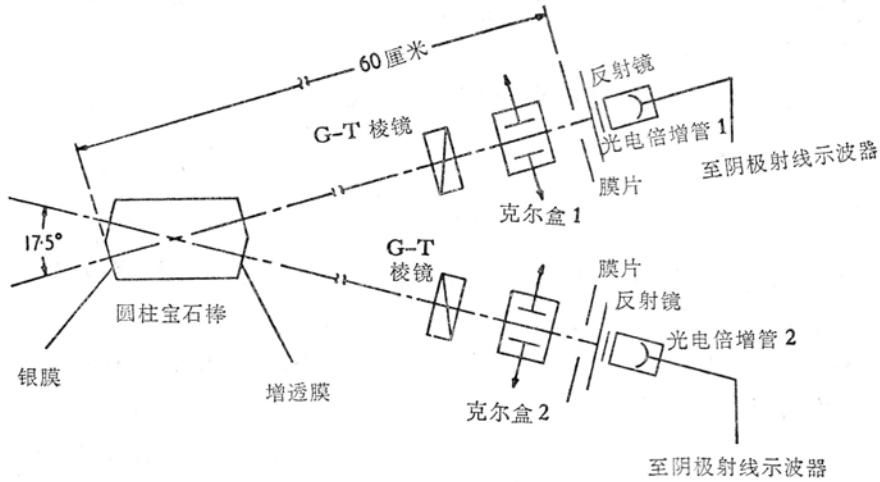


图 4 内方向开关宝石激光器系统[波耳、迈尔斯和 Nufez (1965)]

学院的许多工作都是在防震地窖中进行的，可是并非所有的单位都拥有这种地窖。但霜田光一(Shimoda)和杰文(Javan)(1965)指出，在通常的实验条件下，632.8 毫微米的谱线可在长时间内具有 10^{10} 分之几数量级的稳定性。反射镜的倾斜、间距以及放电功率的自动控制，可用磁致伸缩法，以 71 赫频率调制系统内腔的长度而得到。所得的稳定性主要受调制器驱动电流的谐波含量所限制。二次谐波含量必须保持低于基波的 1%。

对于振荡在 3.39 微米的氩-氦系统，贝内特(Bennett)等(1964)已报导， 10^{-10} 的稳定度达八个小时以上。其方法利用了下述事实：当激光器中的反转密度被调制时，在输出中观察到频率偏移(利用与本机激光振荡器相拍来观察)，它随振荡频率对谱线中心的偏离线性地变化。这比那些基于输出功率随调谐变化的方法好，因为，在那些情况下，当接近谱线中心时，灵敏度下降到零。

内森(Nathan)等(1965)所描述的双 GaAs 注入式激光器说明了激光器可用在双稳态器件中的可能性。其结构示于图 5。如果区域 E 有一正向偏压使它接近发生激射作用的阈值，那么当区域 A 无电流时，不发生振荡。若将一个脉冲加到 A 上，总增益就能上升到使系统振荡。虽然尚未了解器件的详细行为，也不管振荡所需的低温(通常为 2°K ，但亦可能在 77°K 和 90°K 工作)，但只要能够以 1 毫微秒脉冲进行开关，这种结构就有希望。

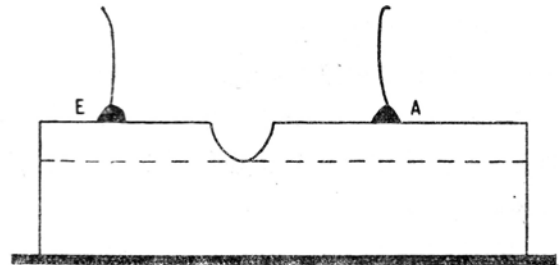


图 5 双稳 GaAs 激光器件

在结束本节关于激光器的控制时，指出一两个在激光器件测量中容易出错的地方是合适的。能量常常以标定的光电管进行测量。通常，激光束的发散度随输出水平变化，因此，光阴极表面的不同部分将在不同的功率条件下受到照射。因此，光敏表面灵敏度的空间变化就

可能引起麻烦。此外，在阳极遮盖了阴极表面的光电管结构中，由这个原因引入的比例误差将随功率水平而变化(斯廷勒(Stimler)和沃雷耳(Worrell)(1964))。当探测器用作光混频器件时(例如在布里渊或喇曼散射的工作中)，会引起另一个困难。在光电流中所观察到的差频是由入射光束混频所引起的这一假定，完全地建立在光强度和光电流间的关系是严格线性的假定之上。现在，如果两种不同频率的光入射到非线性阴极上，光电流可能包含差频的多次倍频。在布里渊散射的研究中，这或许会被错误地解释为入射光信号中布里渊漂移的谐波〔卡明斯(Cummins)，克内布耳(Knable)和耶(Yeh)(1963)〕。

四、激光器的应用

1. 激光放大器

描述激光放大器稳态行为的普遍方程已由瓦格纳(Wagner)和伯恩鲍姆(Birnbaum)(1961)得出。红宝石放大器对于方形输入脉冲的响应已由斯蒂耳(Steele)及戴维斯(Davis)(1965)研究过。对于一根长为 L 、初始反转密度为 n_0 、辐射吸收截面为 σ 的棒，他们得到下列增益 G 的表达式：

$$G = (2\sigma\rho_0c\tau_0)^{-1} \ln\{1 + \{\exp(2\sigma\rho_0c\tau_0 - 1)\} \exp(n_0\sigma L)\}$$

式中， τ_0 是输入脉冲的持续时间， ρ_0 是光子密度。对于 $\tau \sim 20$ 毫微秒的输入脉冲，发现增益达到饱和，其值为 5 至 7——这是一个为实验所证实的结果。若输入脉冲满足 $2\sigma\rho_0c\tau_0 \ll 1$ ， G 的值减至 $\exp(n_0\sigma L)$ 。因为 n_0 的饱和值是 $n/2$ (n 是棒中的铬离子数)，所以 G 的饱和值为 $\exp(n\sigma L/2)$ 。

将宝石磨成透镜，通过透镜中的激光作用，可以产生放大。蓝克济(Lanczi)(1965)已描述了宝石透镜的这一新用途。透镜的凸表面涂以增透膜，而宝石仍以通常的方法由闪光灯抽运。超过 2 倍的放大已见报导。用钹玻璃作放大物质可得到大的增益(凯斯特(Koester)和斯奈泽(Snitzer)(1964))。对于所用的光导纤维来说，用通常的方法来决定增益是困难的。因为不容易确定耦合到纤维激活模式上的那部分输入信号的幅度。所以只测量了总增益，它的定义为有抽运和无抽运条件下输出信号之比。对于一个一米长的、有外套的钹玻璃纤维，所得之值达 5×10^4 。将纤维端面截成斜角即可防止振荡。

帕纳嫩(Paananen)等(1964)已指出，激光器作为低噪声放大器的理论可能性可由工作在单程增益为 1060 的氩-氩系统中实现。对于 3.39 微米的跃迁，单模(每一偏振)操作时测得的噪声功率和预期值的符合程度在 10% 以内。对于 1.15 微米处的跃迁，可达到的增益要低得多，这就要求光程比 3.39 微米时长——这个问题已由马赛厄斯(Mathias)和罗克(Rock)(1965)用矩形截面放电管巧妙地解决了。让光在 2 米长的管子内多次往返而使总路程达到 68 米，在 1.15 微米处的总增益就达 400 左右。

前述结果表明激光放大器中噪声的主要来源，在最佳条件下，是自发辐射。弗里德(Freed)和豪斯(Haus)(1965)测量了氩-氩激光器的过剩噪声、散弹噪声、带宽和功率后，已充分证实了这个结论。

和激光放大器相联系的噪声温度(由 $\hbar\nu/k$ 给出)通常是很高的，因而使用激光放大器得

不到什么好处。但是,如果能产生足够高的反转比,气体激光器还是可以作为有效的前置放大级的。激光器能有效地作前置放大级的条件已由斯坦伯格(Steinberg)(1963)作了讨论。布里奇斯和皮库斯(Picus)(1964)将一个氙激光前置放大器用于InSb和InAs探测器。结果使最小可测信号降低16分贝。信号于1,000赫兹截止。有必要注意到,只有当截止频率低于探测器带宽频率时,激光器才具有优越性(假定它不超过激光器放大带宽)。

2. 激光器发射的调制

对于通讯用激光器的兴趣已激起人们去探索高频调制激光束的可能性。虽然对这方面应用的评价大多从早期的狂热转入更严肃的估价,但对某些特殊应用来说,激光通讯系统可能是有较大价值的。虽然利用对流层散射,超视界通讯看来可能提供相当的信息传递率(金(King)和凯纳(Kainer)(1965)),但是大气的吸收和散射可能是进一步发展长距离地面通讯的严重限制。

激光束的相位调制可以利用如KDP之类的合适的电光晶体来实现。这样,就可以产生一形为

$$e(t) = E_c \sin(\omega_c t + \delta \sin \omega_m t)$$

的信号,式中 ω_m 是调制频率, δ 是调制深度, E_c 、 ω_c 是载波的振幅和频率, $e(t)$ 可以写成

$$e(t) = J_0(\delta) E_c \sin \omega_c t + J_1(\delta) E_c \{ \sin(\omega_c + \omega_m)t - \sin(\omega_c - \omega_m)t \}.$$

如果调相光束被分裂(例如,在特威曼-格林(Twyman-Green)系统中),而且在光束之间引入时间延迟 τ ,那么在平方律检波器上组合光束时,其输出电流将比例于 $\{e(t) + e(t + \tau)\}^2$ 。

对于小的调制深度($\delta \ll 1$),输出电流比例于

$$J_0^2(\delta) E_c^2 (1 + \frac{1}{2} \cos \omega_c \tau) - 2J_0(\delta) J_1(\delta) E_c^2 \sin \omega_c \tau \sin(\omega_m t + \phi) |\sin \frac{1}{2} \omega_m \tau|,$$

式中

$$\phi = \arctan \{ \sin \omega_m \tau / (\cos \omega_m \tau - 1) \}.$$

如果 $\omega_m \tau = (2n + 1)\pi$ 及 $\omega_c \tau = (m + \frac{1}{2})\pi$,那么检波电流将达极大(塞特(Saito)和基廖勒(Kimura)(1964))。

另一个调制方法是利用双折射晶体将频率调制变换为振幅调制。由于双折射的色散特性,频率的变化可以变换为振幅的变化。哈里斯(Harris)(1963)用一个5厘米长的方解石证实,一直到10千兆赫的频率,这个方法都是可实现的,在此频率上,调幅信号和调频信号之比为2分贝。

光学调制器件的问题之一是调制器件中微波与光的相速度匹配问题。除非做到这一点,否则,可获得的调制深度是很小的,而且不能用增大调制晶体尺寸的方法来使它增大。迈尔斯(Myers)和珀兴(Pershan)的工作预示着这个困难正在被克服。他们利用了下述事实:KDP晶体具有四重反演轴,而且沿此轴的一个方向上的电场等价于相对第一个晶体旋转 90° 的第二个晶体中的反向场。将交替取向的许多晶体排成一堆,电感应双折射就随晶体深度线性地增加,这样就克服了用一整块单晶制成的调制器所固有的限制。在16千兆赫调制频率上操作的成功说明了这个方法的效力,同时,也说明了KDP和ADP的电光效应在这个频率上

继续有效。

这种类型的晶体堆调制器的一个优点是：它实质上是一种宽带器件。布勒(Buhrer)(1965)所使用的这种类型的结构就可使在7.5~12千兆赫频率范围内获得调制。

3. 干涉度量学和衍射度量学中的激光器

激光器的高亮度和大相干长度使激光器立即用于对热光源所不能胜任的干涉度量学。于是，斐索干涉度量就可以很容易的用于几十厘米长的光学元件，而迈克尔逊干涉度量对于几十米的程差也成为可能了(通常，此限制来自大气扰动，而不是激光源的相干性)。高功率而又有单色性，使迅速变化的现象——如火焰或下落水层中的现象——的研究成为可能(伯奇(Burch)(1965))。激光器对于等离子体研究的干涉应用在下面第5节中讨论。在微小光学元件的测试中，激光器可以以下述方式和某些干涉仪联合起来使用：在很大的屏上产生测试条纹图而不需辅助光学系统(佐特(Zoot)(1964a))。和一对法布里-珀罗板组合后，激光系统可以用作测试五角棱镜，如图6所示(佐特1964b)。利用自准直仪将法布里-珀罗板精确地放置成 90° 。若五角棱镜的角度是正确的，在屏幕上就可以看到法布里-珀罗环。采用氦-氟气体激光器时，大尺寸元件可用这种方法进行测试。

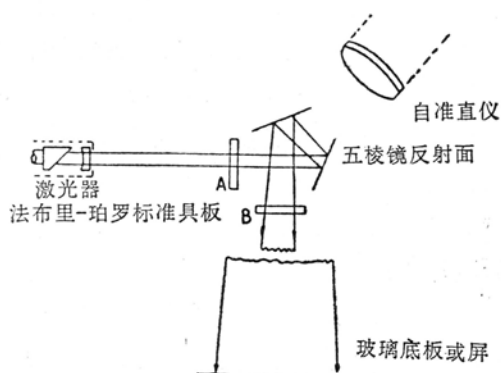


图6 测试五角棱镜的结构(佐特1964b)

激光器在红外迈克尔逊干涉度量学中的一个有用的应用已由基斯(Kiss)(1965)描述。红外干涉仪中可动的镜子构成另外一个和氦-氟气体激光器一起使用的迈克尔逊干涉仪的一部分。镜子的定位精度由短(激光)波长决定，这就在所研究的红外波长上给出高得多的精度。

暂时离开局限于一定目的的讨论，而回到较为现实的题目，来推测一下使用目前这一代激光器所能期待的极限灵敏度，并估计可能会碰到的问题的类型，是令人感兴趣的。稳定的气体激光器带宽目前可低至0.1赫左右。线中心的绝对稳定性在短时间内相应于1~2千赫的范围，所以与之相联系的相干长度为300公里数量级。使用多光束干涉仪时，若其反射镜的反射率为0.95，那么我们就可以在7~8公里的距离上得到约40次的往返。若取10赫数量级这样一个保守的极限作为线中心可探测的漂移，那么，这相当于由反射镜以每秒120埃或每年300厘米的相对速度运动时所引起的多普勒频移。比这些更为乐观的建议(霍尼格(Honig)(1964))指出，对应于大陆漂移的速度(每年1~2吋)亦在可测范围之内。在这些考虑中存在有重大的限制，这就是要求2赫的可检测性以及假定16公里路程内有500次往返。为使其可实现，光路及反射系统上的损失必须极低。在速度标尺的另一端，用相对多普勒频移来测量人造卫星的速度，看来有相当的希望(格哈兹(Gerharz)(1965))。对于每秒 10^3 米的卫星速度来说，相应的频移为400千赫。对于现有的功率水平，人造卫星的反射器(多面体)须有一米的直径。

在实验室应用中，相干光源的有效性使折射率和空间的测量可利用直截了当的方法。杨

氏双缝系统中的干涉条纹可用来测量折射率，例如，对晶体材料作测量时，精确度达 ± 0.003 （阿加德(Aagard)、陈(Chen)和奥托(Otto) (1964)）。过去使高分辨多光束干涉度量不能应用于高阶的限制（托蓝斯基(Tolansky) (1948)）被消除了，这使得在 20 厘米大小的距离上可以得到鲜明的条纹（穆斯(Moos)等(1963)）。它的一个直接的结果是可能使光学平面调整到远小于单光束衍射效应所决定的限度之内。而且，高分辨方法现在可以应用于至今通常还须用马赫-曾德尔干涉仪的地方。

在全光照相领域内（盖伯(Gabor) (1948, 1949)）激光源的出现已提供了一个决定性的推进力。将这种图象再现方法的可能性变为现实的实践证明，没有强有力的相干源时，这是非常困难的。（这个技术可以想象为射频技术的光学翻版，在射频技术中，差频是用本机振荡器来处理的）。图 7 给出记录和再现全光照相的光学装置简图。在(a)中，光照相板，作为一复合的混合器和记录器，它记录由物体的散射波和参考波 R 所组合而产生的差值项。在再现过程中(图 7(b))，使参考光束通过全光照片，就可以看到虚的和实的再现象。为了能得到三维再现，与照明及参考光束相联系的相干长度必须大于被再现的物体的深度。工作在单模状态的氦-氖气体激光器，其相干长度适合此要求。在这个领域中，激光器的主要贡献是使全光照片能在很短的曝光时间内记录下来，因此使运动物体的再现成为可能。这样，倘若在曝光时间内物体的移动近似地不超过 $\lambda/10$ ，则可得到一个很好的记录。非相干源则是不合适的，不仅因为它的相干长度短而阻碍了三维成象，而且因为其亮度低，所需要的曝光时间就长。

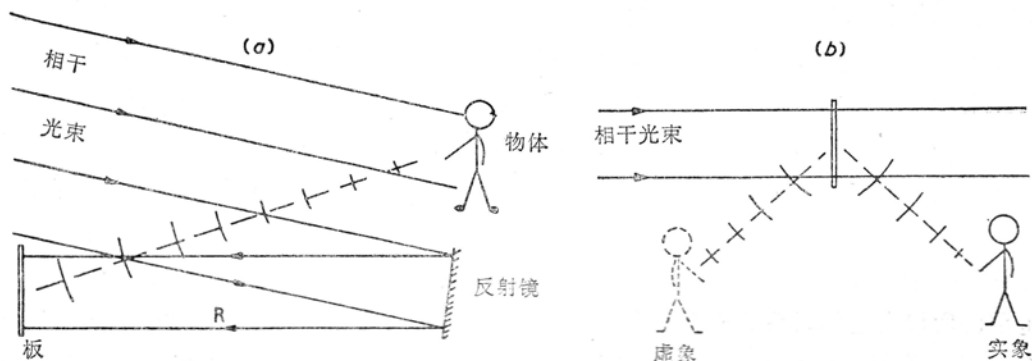


图 7 全光照相实验装置简图：(a)记录；(b)再现

在利用大相干长度的另一例子中，激光器被用来研究荧光寿命，此荧光是由激光束产生的。如果一个多模氦-氖激光器被用来激发荧光，那么发射的荧光在所存在的频上是调幅的，这是由于例如在光束中存在多于一个的轴模。此外，由于荧光物质中所产生的激发态寿命有限，荧光信号相对于受调制的激发光束来说将有一相位移动：这个相移可以很容易的用适当地改变光程的干涉方法来检测。在图 8 的结构中，检测器同时接收所示出的两束光。在样品位置放一玻璃板，调节棱镜的位置，使两束光的程差为 $(n + \frac{1}{2})$ 个调制波长。将光束振幅调节到相等(用偏振片作衰减器)，其差频为零。若以荧光样品代替玻璃，以滤波器阻隔氦-氖波长，检测器就从样品接收到一个相移信号。由于移动棱镜的位置可补偿相位差，这就使

得相移能够通过测量棱镜的位移而确定。因而荧光寿命就很容易测出。在 GaAs 荧光的研究中，卡崩(Carbene)和郎格克(Longaker)(1964)已成功地运用这种方法。差频为 155 兆赫的氩-氟源所适用的寿命范围为 10^{-11} 至 10^{-8} 秒。

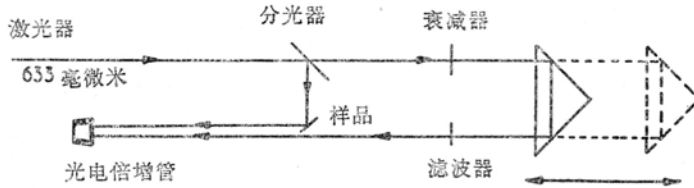


图 8 用激光干涉度量术测量荧光寿命的装置简图

4. 布里渊、喇曼和瑞利散射

激光器的应用使得研究固体和液体在超声频率范围内的特性变得容易了。在合适的条件下，用高能激光束可以产生强布里渊散射及受激布里渊散射。相互作用实质上是两个光波和一个声波之间的作用，而光-声耦合则是通过电致伸缩来完成的。一个频率为 ω_1 、波矢为 \vec{K}_1 的入射光波在媒质中可以同一(散射)光波(ω_2, \vec{K}_2)及一频率为 $\omega_1 - \omega_2$ 的声波耦合，这只需各光波的方向满足声波速度为 $(\omega_1 - \omega_2) / |\vec{K}_1 - \vec{K}_2|$ 的条件便可。虽然布里渊散射的截面不大，但由于激光的高强度，加上将激光器用作布里渊光放大器，就使得这种散射很容易观察到。据报道，已观察到固体的布里渊移动为 1 厘米^{-1} 数量级；液体的要小一些，约 0.1 厘米^{-1} 数量级。如果宝石激光器用于图 9 所示的装置，从而使布里渊移动的辐射可被放大，那么，由于能进行放大的宝石线宽为几个 厘米^{-1} ，几个布里渊移动级是可以观察到的。若使用 *n*-己烷，那么在 Q 突变的宝石系统产生非聚焦光束的光强达 15 兆瓦/厘米^2 时，可观察到八级(在散射实验中，激光束由一个 5 厘米焦距的透镜聚焦到液体盒上)。

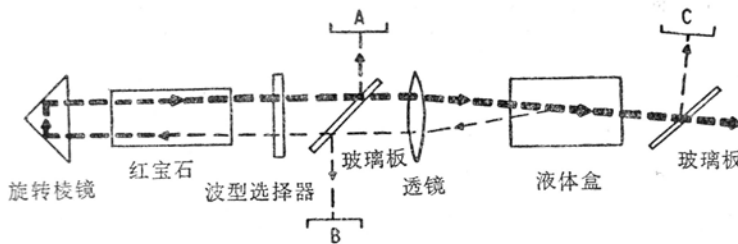


图 9 加迈尔(Garmire)和陶恩斯(1964)观察布里渊散射的装置

测量布里渊移动就能测出有关的超声波速度。假定 v 是超声速度， ν 是波矢为 \vec{K}_1 的光波频率， n 是媒质在这个频率下的折射率，那么布里渊移动为 $\Delta\nu = 2n\nu v/c$ 。由于受激布里渊发射产生很窄的线宽，即使对布里渊移动光进行直接的法布里-珀罗干涉度量，移动也可以以很高精度进行测量。利用光学外差技术(杰宁斯(Jennings)和宅间(Takuma)(1964))还可以得到更高的精密度，对于 100 兆赫左右的频率，其精度可达 2%。随着激光技术在这些应用中的进一步发展，我们可以期望开始去辨认弛豫过程，并检测声谱范围内的谐振，从而将许多过

去在光谱学中已是习以为常的技巧带给声谱学(Phonon spectroscopy)。

除了高能光源给与喇曼光谱学以显著影响外,激光还开辟了一个全新的受激喇曼光谱学领域。这是在将硝基苯克尔盒置于激光器谐振腔内用作 Q 突变时偶然发现的。观察到了很强的喇曼移动辐射,而且具有相似于受激发射的方向特性。其后的许多实验证实了此时发生受激喇曼散射的看法。此后,详细地研究了喇曼移动光束与频率及角度的关系。加迈尔、潘德勒斯(Panderese)和陶恩斯(1963)讨论了产生相干分子振荡的媒质的一般特性。早先在解释有关激励激光器的多模工作的实验结果时所遇到的困难,现在已很好的排除了,但在有关受激喇曼散射的阈值方面仍然存在某些争论。有时阈值显得比应有的还低。被宝石辐射所激励的苯的高阶斯托克斯线就是这种情形〔宅间和詹宁斯(1965)〕。

受激喇曼辐射随散射分子浓度变化的研究揭示了在混合物中有很微弱的浓度依赖性〔凯泽(Kaiser)等(1965)〕,我们知道对于斯托克斯线来说,依赖关系是线性的。这种类型的实验使我们想到可以将此效应作为一种可能的工具来研究喇曼散射分子和溶剂分子间相互作用的影响。

在与入射光束成 90° 的方向上观察受激喇曼辐射对讨论斯托克斯和反斯托克斯辐射具有重要意义。此时,不论入射光束的方向如何,在通过焦区的最大光程方向上观察到最大增益〔丹尼斯(Dennis)和坦嫩瓦耳德(Tannenwald)(1964)〕。这说明仅在正前方向上才有高增益的各种模型(由于动量变换)都是不正确的。

在激光光谱学中,光混频技术的组合使能获得非常高的分辨率,从而可以测量光学方法至今力所不及的微小频移。在分散的聚苯乙烯分子的瑞利散射的研究中,卡明斯、克内布耳和耶(1964)已证实了得到 10^{14} 数量级的光学分辨率的现实性。瑞利散射光的线宽对散射角的依赖关系(图 10)显示此种技术具有引人注目的效能。在运用光学外差检测技术时,对于 4.7×10^{14} 赫频率的入射光(氦-氖激光器)所得之仪器分辨率,小于 6 赫。理论曲线基于下述假定而导出:溶剂分子通过碰撞使标称多普勒展宽线变窄,从而导致下列线宽 $\Delta\nu$ 对散射角 θ 的依赖关系:

$$\Delta\nu = -\frac{8kT}{3\eta r\lambda^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

式中, η 是粘滞系数, λ 是散射波长, r 是微粒直径(球形微粒)。图 10 中的小偏差是由于悬浮物中的残余对流造成轻微展宽的结果。这类测量已应用于测量液体的流动速率的问题之中。将聚苯乙烯微粒注入到流动的液体中,然后测量瑞利散射光的频移(耶和卡明斯 1964)。低到 10^{-2} 厘米/秒的流速已用此法测定。相似的系统已用于气体〔福尔曼(Foreman)等(1965)〕,其速度范围为 2~100 厘米/秒。

5. 等离子体诊断中的激光器

虽然等离子体中的电荷载体带来了相关的光学折射

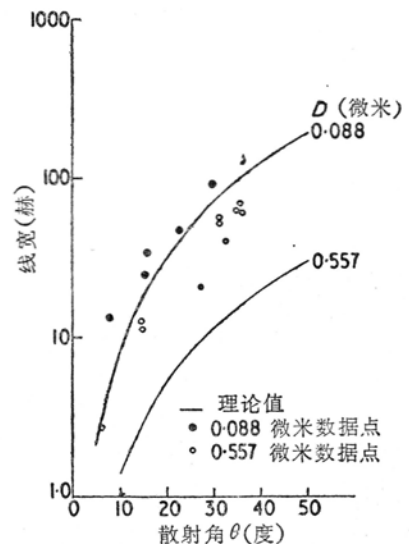


图 10 瑞利散射光的线宽作为散射角的函数〔卡明斯、克内布耳和耶(1964)〕

率,但传统的干涉度量技术至今尚不能用来对其进行测量。这多半是由于在光频区域中大量的发射淹没了任何可以提供必要测试光束的传统光源。光频区域的等离子体发射典型地相应于有效温度在 10^4K 范围的气体放电,而此温度刚好和传统光源具同一数量级。由于激光器每单位带宽的功率相当于其温度远高于等离子体温度的黑体曲线,所以,激光束在等离子体自发发射的背景上容易被“看见”。

等离子体的折射率和电子密度间的关系由下式给出:

$$\mu = 1 - \frac{1}{2}(\omega_p/\omega)^2$$

式中,等离子体频率 ω_p 由

$$\omega_p = (4\pi n_e e^2/m_e)^{1/2}$$

给出。图 11 所示的非常简单的装置可用来跟踪等离子体中电子密度的改变(阿什比(Ashby)和杰夫科特(Jephcott)(1963);阿什比等(1965))。第三个镜子 M_3 的作用是使激光器的输出随 M_2 和 M_3 间的光程长度变化。如果光程 $M_2M_3M_2$ (包括相位改变的等效光程)是波长的整数倍,那么组合 M_2M_3 对于激光器呈现高传输率,从而减小了激光器输出。对于 $M_2M_3M_2$ 等于半波长奇数倍的情形。 M_2M_3 组合的反射率很高,激光器的输出功率最大。这样,激光器输出调制的周数(或输出-时间曲线中的“条纹”)就可以用来确定建立等离子状态时光程的变化。这种方法是很有价值的,因为它能处理通常微波吸收技术所不能应付的低电子密度(数量级为 $10^{17}/L$ 厘米 $^{-3}$,其中 L 是等离子体的长度)。氮-氩激光器可以同时产生 0.6328 微米和 3.39 微米辐射(此二跃迁来源于同一高能级)的事实可巧妙地加以利用。两个波长中较长者产生较高的检测灵敏度,因为“条纹”数由

$$N = (e^2/\pi mc^2)\lambda Ln_e = 8.9 \times 10^{-14}\lambda Ln_e$$

给出;但和 0.6328 微米线相比,在检测时,长波长会引起困难。然而,由于 3.39 微米振荡的调制产生一个相应的、0.6328 微米线的调制,因此可利用光电倍增管速度及灵敏度之优点。阿什比和杰夫科特(1963)所用系统的时间分辨率主要是受激光器,而不是受检测系统的响应时间的限制。利用一合适的重迭式结构可达到较图 11 所示结构更高的灵敏度。克里克

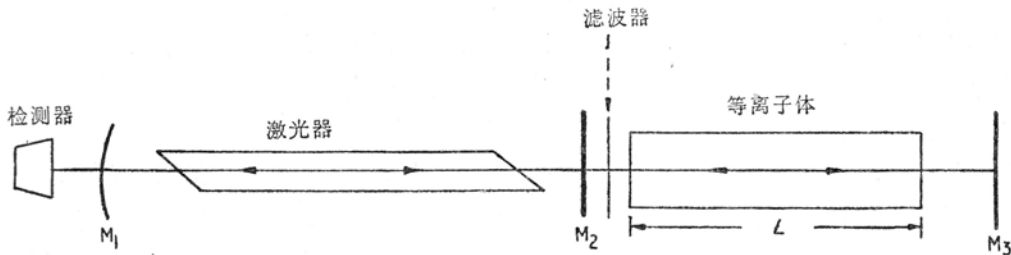


图 11 阿什比和杰夫科特的等离子体干涉仪简图

(Krick)和史密斯(1965)将上述系统稍作修改,在等离子体脉冲期间移动第三个镜子,并比较存在等离子体和不存在等离子体时的条纹数。增加等离子体密度,条纹间隔就减小,反之亦然。比较激光干涉方法和通常的微波(70 千兆赫)吸收方法,得到非常一致的结果〔杰勒多(Gerardo)和佛迪晏(Verdeyen)(1965)〕。涉及的密度包括 $1\sim 20 \times 10^{-3}$ 厘米 $^{-3}$ 范围。在其

它的实验中, 这些作者(佛迪晏和杰勒多 1964) 用两个独立的激光器在 0.6328 微米及 1.15 微米处探测等离子体, 并将所得结果和由 H β 线的斯塔克加宽推出的电子密度作比较。在涉及的范围($9 \times 10^{14} \sim 9 \times 10^{15}$ 厘米 $^{-3}$)内, 得到很好的一致。

在上述三镜系统中, 等离子体的一部分自发辐射进入激光干涉仪的腔和检测系统内。多伊恰斯(Deuchars)(1965)等人的迈克尔逊干涉仪系统可消除此缺点, 在此系统中, 等离子体管置于迈克尔逊系统的一个臂中, 而单色器则用在检测系统中。在这个结构中, 常常研究 Q 箍缩中电子密度的变化。当电子密度在 $2 - 10 \times 10^{15}$ 厘米 $^{-3}$ 范围时, 已得到几分之一微秒的时间分辨率。检测 0.6328 微米线用光电倍增管, 而 3.39 微米线则用快速铷钾直接检测(贝克、哈末耳(Hammel)和矢宝田(Jahoda)(1965)), 并能给出比得上倍增管的时间分辨率。

总之, 对于这样的系统, 其时间响应受激光器的限制; 若使用 Q 值非常低的系统, 则极限由检测器的响应时间决定。如果要检测远红外激光, 那么, 目前的极限频率响应为几兆赫数量级。但是, 格里布耳(Gribble)、克雷格(Craig)和杜格耳(Dougal)(1964)所作的相类似于上述 Q 箍缩应用的工作表明, 具有低 Q 激光谐振腔的系统能够以高至 70 兆赫的频应成功地运转。

确定电子密度的另一途径是利用磁-光(法拉第)旋转来量度。因为等离子体产生的法拉第旋转随波长的平方而变化, 所以使用红外源是有好处的。德利斯(Dellis)等(1965)已用一工作在 27.9 微米的水蒸汽激光器来测量氦和氢等离子体的电子密度。用阿什比和杰夫科特(1963)以及阿什比等(1965)的方法, 以 3.39 微米谱线同时进行的测量和法拉第测量的结果符合到实验误差范围以内。

这类法拉第旋转测量也已经和干涉法研究联合起来作等离子体放电的时间及空间过程的研究(索耶(Sawyer), 皮科克(Peacock)和奎因(Quinn)(1965)), 装置中使用了马赫-曾德干涉仪和 Q 突变红宝石激光源。

在其它的等离子体研究中, 激光器已用在汤姆孙散射及合作散射均可发生的散射实验中。适当的选择检测装置, 两种形式的散射可同时观察到(德席耳瓦(DeSilva)、伊万斯(Evans)和福雷斯特(Forrest)(1964))。在汤姆孙散射的条件下, 电子密度可以从散射强度推出。在这类实验中, 金斯蓝德(Kingsland)(1965)使用 Q 突变激光器在两个波长上进行了观察。这个方法对于电子密度在 10^{14} 厘米 $^{-3}$ 以上的范围是有用的。

6. 激光器和非线性光学

在此领域内, 激光器最重要的应用之一是提供原始激光源的倍频辐射源。利用目前在红宝石或钕玻璃激光器的聚焦(甚至非聚焦)光束中所能达到的场强, 可以以非常高的效率产生二次及高次谐波。由于存在原始光束和谐波光束间的相位容易匹配的晶体(诸如 ADP 及 KDP), 使产生二次谐波的效率能够达到 30~40%左右, 从而输出了兆瓦级的绿光脉冲(530 毫微米)。

在非线性光学中, 除早先的光学混频实验预示了电子学技术可更普遍地应用于激光领域之外, 彼得森及亚里夫(Yariv)(1964)的实验还表明, 产生光信号和微波信号的和频是可能的。将一个 KDP 晶体置于氦-氖激光腔内(633 毫微米), 并加上一 8.9 千兆赫的微波场, 即

可达到此目的。这将引起谐振腔材料介质常数的电光调制，并造成在光及微波的和频上能量的参量增强。对于 250 毫瓦的微波输入功率，可产生约 0.4 毫瓦的和频。和频的存在在系统输出的法布里-珀罗干涉图中很清楚地显示出来。

7. 在激光的焦点上

激光器的出现使我们想起在大多数电磁学教科书中已小心略去的一个问题，即关于会聚光束附近电磁场的结构问题。虽然存在这些基本困难，但下述事实仍可利用：能使任何已知凝聚态材料汽化的能量密度是可以产生的。而这个特性的各种应用也就在于此特性本身。

卡斯特勒(Kastler) (1964) 曾推测过在激光焦点处所能指望达到的温度。为了用数字来说明，他考虑了一个工作在 100 兆瓦的 4 焦耳激光器，并假定能量可聚焦到 1 微米立方 (10^{-12} 厘米³) 的体积内。这相当于 3×10^{11} 焦耳/米³ 的能量密度，相应的电场强度达 30 伏/埃。若考虑(起始)真空中黑体辐射的比热，并假定聚焦区域被 1 厘米半径的镜面所包围(用以封闭辐射能量)，上述数字可望达到 10^7 °K 的温度。激光唤起了热核方面的兴趣，这并不奇怪，因为它给提供维持热核反应所需的高温源带来了希望。在这样或那样的意义上，聚焦激光束的一个重要特性是显现出非常高的辐射压力。因此，如果一组适当同步的高能激光器向很小的一个空间区域发射，那么，在脉冲前缘所形成的等离子体将受到显著的压缩，并具有很好的绝热加温的可能性。

聚焦激光束对固体影响的研究涉及一系列活跃的领域。对于焊接应用来说，在普通脉冲和 Q 突变脉冲的作用下，对固体的宏观行为已进行了考察。在 $10^4 \sim 10^5$ 瓦数量级的脉冲(持续几百微秒)作用下所观察到的行为，显著地不同于 $10^7 \sim 10^8$ 瓦时的情况(持续数十毫微秒)。以通常的沸腾机理对汽化过程所作的一般描述，在非 Q 突变光束的实验中，给出十分符合的结果。用 5,000 焦耳/厘米²、600 秒的光束在不锈钢、铜、铝、铬和镍上所烧蚀的孔，其深度与计算值符合得很好(雷迪(Ready) (1965))。在 Q 突变条件下的行为，由于下述情况而变得复杂起来：激光脉冲的辐射压力足够高，使得最初放出的蒸汽受到压缩，靶材料的沸点就随之而升高。后者可被过热到汽化热下降至零的程度，此时固体的行为相似于气体。考虑这些效应后，激光烧蚀孔的深度可计算出来。和实验结果的符合在 2 的因数以内。研究由表面喷射的材料的速度，便能证明普通和 Q 突变行为有区别。

在微型焊接和微型打孔中，特别是对于具有高熔点的材料，激光器的使用预示着即将形成重要的新工艺。在焊接中，接缝的深度和宽度之比可高达 $3\frac{1}{2}$ 比 1。虽然，缝焊一般是通过重迭的点焊完成的，但是，用柱状透镜可以产生细长的焊线。在微电子学领域内，激光器提供了细导线(直径 5×10^{-4} 吋)焊接的广阔天地。但是，还存在一些由于在焊点和孔附近材料的纹理发生变化而引起的问题。当然，在对孔的形成过程有进一步了解时，这些问题几乎肯定可以弄清楚。激光器大概是目前在高熔点金属和耐熔材料上打微型孔的最好方法了。上述操作可以在完全密闭的系统中(即在真空中)完成，这在某些情况下是一个优点。事实上，史密斯和特纳(1965)已将激光器用来蒸发真空沉积中的薄膜材料。这种方法的一个可能的好处是在挥发化合物时并不改变其成分(如闪光汽化时那样)。虽然许多二元合金薄膜的成分和基底材料相同，但仍有明显的例外(例如，在沉积的 InAs 中，As 的浓度为基底材料的 35 倍)。

在完全转换到薄膜上的个别微粒中，In 的比例较 InAs 中高 2.5 倍。

在此方法中，材料汽化的难易取决于紧贴样品表面处的激光束能量的大部分是否被足够的吸收。这样， PbCl_2 就不能用这种方法汽化，除非掺入微量的碳粉。相反， MoO_3 较易汽化，这多半是由于它有点颜色的缘故。将普通激光脉冲和 Q 开关激光脉冲加以比较，可观察到一些差别。当利用 Q 开关脉冲时，具有良好热传导性的材料表现出优于弱传导材料的性能。史密斯和特纳指出，在这些情况下，在一个脉冲的周期内，热不能很好的在固体中对流，同时，过热的顶层屏蔽了底下的材料而阻止其汽化。虽然尚有某些细节有待讨论，但在通常的方法存在缺点的情况下，很清楚，此方法是值得考虑的。

在激光器以上述方式作技术应用的同时，还进行了曝露于激光脉冲下材料的表面所发射的离子、电子和中子的性质的研究，这是为了能更完全地了解详细的相互作用过程。钨发射的电子能量对入射角依赖关系的研究〔克内希特(Knecht)(1965)〕表明，激光束的电场方向在决定发射材料的形状中起了重要的作用。发射一般由正离子、中子和电子组成。对于钽那样的金属，发射出相当数目的中子和电子，以及大约 0.4% 的正离子(霍尼格, 1963)。对于半导体，发射出的中子比例高得多，而电子与正离子之比仍与所研究的金属相同。利用减速电势对发射电子速度分布所作的研究表明，对于低于 7.9 电子伏的能量，钽的电子发射是由热离子引起的，其表面温度为 $8,800^\circ\text{K}$ (红宝石激光 1 焦耳。聚焦在样品上。照射面积未给出)。在解释此类实验的结果时须加小心。明显地出现在表面发射电流中的峰，或许是来源于集电极的光电发射，其光子源则是等离子羽。

多耳门(Dolman)和温(Wen)(1964)的实验展示了利用激光束加热的高容量热离子器件的前景。他们用一 0.0005 吋厚的钨带获得了 25 安的电流脉冲，这相应于 $20,000$ 安/厘米² 的发射电流密度。钨在熔点的发射电流，按计算为 500 安/厘米²，这说明通常限制电子发射密度的空间电荷被表面发出的正离子中和了。

8. 生物学和医学领域中的激光器

(“……似乎在直至 54.5 焦耳的能量水平上，人的头脑阻碍了激光的传输……”*Fed. Proc.*, 1965, 24, S-115)

上述评论清楚地表明激光应用现正以运动员的姿态进入这个新领域。激光辐射的生物学效应已完全从空白开始研究，而现在我们似乎处在这样的阶段：可以考虑比起象鼠胃在 60 焦耳聚焦激光束照射下膨胀成半球这类观察更为人为的方法。

在研究细胞对电磁辐射的反应中，细胞照射法已运用好多年了。但是，至今尚不能产生高的强度并使作用限制在极小范围内。将激光器用于细胞研究将带来下列好处：

- (i) 光源强度可容易地控制，直到足以破坏细胞。
- (ii) 可获得极短持续时间的脉冲，因此可袭击迅速运动的细胞。
- (iii) 极低浓度的染料已足够保证激光束有选择地破坏某些细胞。
- (iv) 作用可限制在极小范围，这使能照射个别细胞的指定部分。

最后一个优点已用在阿米巴(变形虫)的研究中〔萨克斯(Saks), 祖佐路(Zuzolo)和科帕克(Kopac)(1965)〕,对细胞核和细胞浆分别进行了照射。在一个潜伏期后,阿米巴的反应是细

胞浆流出的速率和方向发生改变,随后发生全面的挛缩。经几秒后(20毫焦耳脉冲),阿米巴看上去已完全恢复并明显地显示出正常的行为。但是,对受照射阿米巴生长行为的研究清楚地表明,丝状分裂的速率猛烈地减小到未照射的以下。虽然关于这种效应的机理尚无所知,但已了解到激光照射引起了细胞蛋白质的某些变异。在植物组织中观察到类似的生长率的降低。

激光辐射对人类表皮影响的广泛研究表明,普通的表皮细胞可以完全不受激光的影响,而富于色素的细胞,例如网膜细胞和黑瘤却可以很容易地被凝固或破坏。激光对医学领域可能会有很好贡献的一个地方是清除恶性黑瘤。虽然作出肯定的结论还为时过早(特别是因为所经历的时间过于短促,而不足以显示出可能的长期效应),但是,有迹象表明甚至当老的方法不能成功时,激光的照射也能将这些具有恶性黑瘤的区域消除。

心和肌肉的细胞(动物的)在激光束照射下,其正常的行为将发生某种变化。鸡心细胞受 2.3 焦耳/厘米²的宝石激光束照射后,活动力减弱,而且以后不能再恢复。此外,发现骨骼肌肉的收缩率表现出显著的下降(朗兹(Rounds),强伯林(Chamberlain)和冲垣(Okigaki)(1965))。

激光对家兔内皮细胞染色体的重大影响说明了在处理激光辐射时应与处理高能辐射时同样地小心。当宝石辐射的累计剂量为 23 焦耳/厘米²时,出现大量的染色体;同时,细胞数的分析表明与标准样品相比有重大变化。然而,大多数酶类受宝石辐射的照射后(伊格耳曼(Igelman)等(1965)),其活动力却看不出有变化。

在发展的现阶段,解释生理医学实验的存在问题之一是:对于我们感兴趣的大多数材料来说,象吸收系数之类的基本光学数据都很欠缺,因此,仍无法搞清详细的相互作用机理。激光器的光学普遍应用将使收集这些基本数据获得进展。

现在,用激光器来治疗视网膜脱落似乎已列入标准方法的名单中。许多病人已经用这种方法来治疗,获得很大的成功。有关装置的详细结构已由凯珀尼(Kapany),西耳伯特拉斯特(Silbertrust)和佩珀斯(Peppers)(1965)给出。最近,用Q-开关激光器代替普通激光器作实验,发现存在一些差别。当功率密度非常高时,在表皮区域产生声波,这就使表皮有损伤的危险。所以,对于这种应用,Q-开关系统没有任何好处。

医学已接受了激光促进光谱学发展的一个成果,这就是激光脉冲可用来提供光谱化学分析所需的蒸汽源。看来这是可能的:人类或动物的组织轻松地让微量的皮肤、牙齿、指甲等在聚焦激光束照射下化为蒸汽,而同时,对于光谱化学的分析来说却又有足够的物质挥发出来。高功率激光束在外科中的应用也有人作了讨论,不过,看起来还只有一篇文献论述现存的实际外科器件(J. Bond and G. Frobe 1964, 'Goldfinger', *Proc. Unit. Art.*, 007)。

五、结 论

本文为了勾划出一个总的图象,将讨论局限于最为活跃的领域,还有许多激光应用未归入本文各论题之内。电子技术和相干光频率的强有力的结合开辟了许多新领域,这些领域以前仅是通过迄今所能达到的极限光学分辨率去了解。迈克尔孙-莫雷实验的重复完全可以用

重复肯尼迪-桑代克 (Kennedy Thorndike) 实验来仿效。激光源辐射的统计特性现在正开始得到了了解, 而许多过去因无高光子密度而无法获得的基本效应现在都可以观察到。法拉第效应已用激光源第一次得到了证实 (珀兴等 1965)。在激光束和固体相互作用方面, 非线性效可能导致重要的器件发展。固体的折射率现可用强光场来调制, 而在半导体的情况下, 激光束可以影响表面的反射率 (苏伊 (Sooy)、盖勒 (Geller) 和博特菲耳德 (Bortfield) 1964)。高容量、弱耦合通讯通道的有效性已导致一些新颖器件的发展, 例如, 由 GaAs 激光二极管组成的极高压直流电流计。待测电流的一部分通过二极管, 而输出的光辐射则在一安全的距离外检测, 这样就解决了绝缘问题。

在初期就有人提议激光器可用来影响化学反应。这似乎是鲍 (Pao) 和伦策皮斯 (Rentzepis) (1965) 的工作在最近得到的结果。苯乙烯在红宝石激光器的光照下发生聚合的事实强烈地显示出双量子过程, 因为已经知道在 400 毫微米以上的波长上并不会发生聚合反应。

这只是激光器发展宽广范围内能实现的少数几种。还有许多尚未提及, 而象本文这样的综述绝不可能是完全的。希望对目前的活动范围给以足够广泛的注意, 以给出还在迅速发展的领域一个适当的全貌。

参 考 文 献

- [1] Aagard, R. L., Chen, D., and Otto, G. N., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 643—4.
- [2] Alexander, F. B., Bird, V. R., Carpenter, D. R., Manley, G. W., McDermott, P. S., Peloke, J. R., Quinn, H. F., Riley, R. J., and Yetter, L. R., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 13—5.
- [3] Armstrong, J. A., and Smith, A. W., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 196—8.
- [4] Ashby, D. E. T. F., and Jephcott, D. F., 1963, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 13—6.
- [5] Ashby, D. E. T. F., Jephcott, D. F., Malein A., and Raynor, F. A., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 29—34
- [6] Baker, D. A., Hammel, J. E., and Jahoda, F. C., 1965, *Rev. Sci. Instrum.*, **36**, 395—6.
- [7] Bennett, W. R., Jacobs, S. F., LaTourette, J. T., and Rabinowitz, P., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 56—8.
- [8] Bevolo, A. J., and Barker, W. A., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 531—43.
- [9] Bridges, W. B., and Chester, A. N., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 573—80.
- [10] Bridges, W. B., and Picus, G. S., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 1189—90.
- [11] Buhner, C., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 545—50.
- [12] Burch, J. M., 1965, *Z. angew Math. Phys.*, **16**, 111—9.
- [13] Burns, R. P., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 1505—7.
- [14] Butler, J. F., Calawa, A. R., Phelan R. J. Jr., Harman, T. C., Strauss, A. J., and Rediker, R. H., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 75—7.
- [15] Cabezas, A. Y., and DeShazer, L. G., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 37—9.
- [16] Carbone, R. J., and Longaker, P. R., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 32—4.
- [17] Cummins, H. Z., Knable, N., and Yeh, Y., 1963, *Appl. Optics*, **2**, 823—5.
- [18] ———1964, *Phys. Rev. Letters*, **12**, 150—3.
- [19] Dalton, M., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 628—9.
- [20] Daly, R., and Sims, S. D., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 1063—6.

- [21] Danielson, G. E., and DeMaria, A. J., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 123—5.
- [22] Dellis, A. N., Earl, W. H. F., Malein, A., and Ward, S., 1965, *7th Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gases, Beograd*, 1965 (Beograd: Gradevinska Knjiga).
- [23] Dennis, J. H., and Tannenwald, P. E., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 58—60.
- [24] DeSilva, A. W., Evans, D. E., and Forrest, M. J., 1964, *Nature, Lond.*, **203**, 1321—2.
- [25] Deuchars, W. M., Kidd, D. E., Irving, J., and Warnock, A. C. C., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 30—2.
- [26] Dolman, G. C., and Wen, T. S., 1964, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **52**, 200.
- [27] Evtuhov, V., and Siegman, A. E., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 142—3.
- [28] Foreman, J. W., George, E. W., and Lewis, R. D., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 77—8.
- [29] Freed, C., and Haus, H. A., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 85—7.
- [30] Gabor, D., 1948, *Nature, Lond.*, **161**, 777—8.
- [31] —1949, *Proc. Roy. Soc. A*, **197**, 454—7.
- [32] Garmire, E., Pandarese, F., and Townes, C. H., 1963, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 160.
- [33] Garmire, E., and Townes, C. H., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 84—6.
- [34] Gebbie, H. A., Findlay, F. D., Stone, N. W. B., and Robb, J. A., 1964, *Nature, Lond.*, **202**, 169—70.
- [35] Geeraets, W. J., Ham, W. T., Williams, R. C., Mueller, H. A., Burkhart, J., Guerry, D., and Vos, J. J., 1965, *Fed. Proc.*, **24**, S—48.
- [36] Gerardo, J. B., and Verdeyen, J. T., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 185—7.
- [37] Gerharz, R., 1965, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **53**, 218.
- [38] Goldman, L., 1965, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **122**, 802—31.
- [39] Gribble, R. F., Craig, J. P., and Dougal, A. A., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 60—2.
- [40] Harris, S. E., 1963, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 47—9.
- [41] Honig, R. E., 1963, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 8—11.
- [42] Honig, W., 1964, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **52**, 430.
- [43] Igelman, J. M., Rotte, T. C., Schecter, E., and Blaney, D. J., 1965, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **122**, 780—801.
- [44] Jennings, D. A., and Takuma, H., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 241—2.
- [45] Kaiser, W., Maier, M., and Giordmaine, J. A., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 25—6.
- [46] Kapany, N. S., Silbertrust, N., and Peppers, N. A., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 517—22.
- [47] Kastler, A., 1964, *C. R. Acad. Sci., Paris*, **258**, 489—90.
- [48] King, M., and Kainer, S., 1965, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **53**, 137.
- [49] Kingsland, D. O., 1965, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **53**, 196.
- [50] Kiss, R. J., 1965, *Physics of Quantum Electronics Conf., Puerto Rico*, 1965 (New York: McGraw-Hill).
- [51] Knecht, W. L., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 99—100.
- [52] Koester, C. J., and Snitzer, E., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 1182—6.
- [53] Konnerth, K., and Lanza, C., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 120—1.
- [54] Kricker, W. A., and Smith, W. I. B., 1965, *Phys. Letters*, **14**, 102—3.
- [55] Lanczi, E. R., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 255.
- [56] LaTourette, J. T., Jacobs, S. F., and Rabinowitz, P., 1965, *Appl. Optics*, **3**, 981—2.
- [57] Mathias, L. E. S., and Crocker, A., 1964, *Phys. Letters*, **13**, 35—6.
- [58] Mathias, L. E. S., and Parker, J. T., 1963, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 16—8.
- [59] Mathias, L. E. S., and Rock, N. H., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 133—5.
- [60] Melngailis, I., 1963, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 176—8.
- [61] —1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 59—60.
- [62] Moore, C. B., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 252—4.

- [63] Moos, H. W., Imbusch, G. F., Mollenauer, L. F., and Schawlow, A. L., 1963, *Appl. Optics*, **2**, 817—22.
- [64] Myers, R. A., and Pershan, P. S., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 22—8.
- [65] Nathan, M. I., Marinace, J. C., Rutz, R. F., Michel, A. E., and Lasher, G. J., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 473—80.
- [66] O'Connor, J. R., and Hargreaves, W. A., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 208—9.
- [67] Paananen, R. A., Statz, H., Bobroff, D. L., and Adams, A., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 149—51.
- [68] Pao, Yoh-Han., and Rentzepis, P. M., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 93—5.
- [69] Patel, C. K. N., 1965, *Physics of Quantum Electronics Conf., Puerto Rico*, 1965, Paper F. 9. (New York: McGraw-Hill).
- [70] Pearson, A. D., and Porto, S. P. S., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 202—4.
- [71] Pershan, P. S., Van der Ziel, J. P., and Malmstrom, L. D., 1965, *Physics of Quantum Electronics Conf., Puerto Rico*, 1965 (New York: McGraw-Hill).
- [72] Peterson, D. G., and Yariv, A., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 184—6.
- [73] Peterson, G. E., and Bridenbaugh, P. M., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 201—2.
- [74] Phelan, R. J. Jr., and Rediker, R. H., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 70—1.
- [75] Pole, R. V., Myers, R. A., and Nuñez, J., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 119—21.
- [76] Prokhorov, A. M., 1965, *Physics of Quantum Electronics Conf., Puerto Rico*, 1965 (New York: McGraw-Hill).
- [77] Ready, J. F., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 462—8.
- [78] Rounds, D. E., Chamberlain, E. C., Okigaki, T., 1965, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **122**, 713—27.
- [79] Saito, S., and Kimura, T., 1964, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **52**, 1048.
- [80] Saks, N. M., Zuzolo, R. C., and Kopac, M. J., 1965, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **122**, 695—712.
- [81] Samuelson, H., Lempicki, A., Brecher, C., and Brophy, V., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 173—4.
- [82] Sawyer, G. A., Peacock, N. J., and Quinn, W. E., 1965, *7th Int. Conf. on Phenomena in Ionised Gases, Beograd*, 1965 (Beograd: Gradevinska Knjiga).
- [83] Shimoda, K., and Javan, A., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 718—26.
- [84] Shionoya, S., and Nakazawa, E., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 117—8.
- [85] Smith, H. M., and Turner, A. F., 1965, *Appl. Optics*, **4**, 147—8.
- [86] Sooy, W. R., Geller, M., and Bortfield, D. P., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 54—6.
- [87] Steele, E. L., and Davis, W. C., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 348—51.
- [88] Steinberg, H., *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **51**, 943.
- [89] Stimler, M., and Worrell, G. P., 1964, *Appl. Optics*, **3**, 538—9.
- [90] Takuma, H., and Jennings, D. A., 1965, *Proc. Inst. Elect. Electron. Engrs*, **53**, 146.
- [91] Tolansky, S., 1948, *Multiple Beam Interferometry* (London: Oxford University Press).
- [92] Tomlinson, R. G., 1965, *J. Appl. Phys.*, **36**, 868—70.
- [93] Verdeyen, J. T., and Gerardo, J. B., 1965, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **122**, 676—84.
- [94] Wagner, W. G., and Birnbaum, G., 1961, *Advances in Quantum Electronics* (New York: Columbia University Press), p. 328.
- [95] Warnock, A. C. C., Deuchars, W. M., Irving, J., and Kidd, D. E., 1965, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 29—30.
- [96] Yeh, Y., and Cummins, H. Z., 1964, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 176—8.
- [97] Zoot, R. M., 1964a, *Appl. Optics*, **3**, 985—7.
- [98] —1964b, *Appl. Optics*, **3**, 1187—8.

原载 *Brit. J. Appl. Phys.*, 1966, **17**, №3, 287~309 (范滇元译, 郑一飞校)