

# 元件与技术

## 对专门生长的红宝石激光棒的評價

E. W. Sucov

研究了含有两类严重不均匀性——色节带 (banding) 与系属结构 (lineage)——的 12 根红宝石棒。比较了根据干涉图和小角度散射测量所作的 光学评价与实际性能的测量结果。所得的结论是：根据生长方法或光学均匀性的被动式测量来预言红宝石激光棒的性能还不够成熟。认为时间相关测量比较有用。此外，还提出了解释不同棒之间性能差别的假设。

### I 引 言

已经很清楚的知道，红宝石激光棒的性能是很不稳定和难于预测的。看来，合理的想法应该是从棒的光学质量的变化去解释这种行为。而在阐明这种联系方面已作了一些研究。进行了小角度散射损失的测量<sup>[1,2]</sup>。其结果与利用萧洛-陶恩斯公式<sup>[3]</sup>计算出来的阈值能量有密切关系。然而，杜克 (Dueker) 等人<sup>[4]</sup>最近的报告却未能把达到阈值的时间与大角度散射或干涉检验结果联系起来。其余一些人研究了作为光学质量或散射中心的函数的发射光图案<sup>[5-7]</sup>。虽则上述的工作<sup>[1,2]</sup>指出散射损失会影响阈值，但是这些不均匀性对于激光棒有效地产生受激发射能量的能力有什么影响却一点也不清楚。此外，虽然散射区域会引起光束发散这一事实似乎是不证自明的；但当进行受激发射时，棒内发热的极度不均匀会产生温度梯度，其影响可以压倒被动的散射<sup>[8]</sup>。由于光激射器的某些主要应用取决于单位立体角内产生并放出大量能量的能力，故感到意外的是才发表了两篇联系激光棒产生能量的能力与晶体均匀性的文章<sup>[9,10]</sup>。因为到目前为止，报道过的所有工作都根据了不均匀性的偶然出现，故看来有目的的控制缺陷的出现和数量的打算是有价值的。

本文报道对下列诸问题的系统研究结果：

- (1) 晶体的培育者能产生或消除严重的不均匀性吗？
- (2) 测量这些不均匀性的光学评价方法中数哪一种最好？
- (3) 可控制的不均匀性与激光性能之间的关系如何？
- (4) 能根据光学评价预言光激射器具有怎样的性能吗？

林德公司的人士指出，在用维纳尔法生长的宝石棒中，他们能够控制两类不均匀性：

- (1) 色节带 (banding)，即  $\text{Cr}^{3+}$  的浓度沿棒轴方向的突变，(2) 系属结构 (lineage)，即 C 轴与

生长轴间的夹角的变化。在所得的 12 根红宝石中，其中 10 根都含有上述两种不均匀性，有些很小，有些很严重。另外两种则使其具有低的径向铬浓度的变化。因为红宝石的折射率随  $\text{Cr}^{3+}$  的含量改变，故  $\text{Cr}^{3+}$  径向分布的变化能起一个透镜的作用（在光路中）。为方便计，将称这类不均匀性为透镜作用。

所有的棒的规格都是长 7.6 厘米、直径 6.35 毫米，侧面经过很好的打磨，两端面抛光的平度达  $1/10$  个波长，平行度达 2 弧秒。C 轴与棒轴成  $60^\circ$  角， $\text{Cr}^{3+}$  的浓度一般是 0.05%。这些棒的鉴定结果示于表 I（见第 II 节）。林德公司已经试验在恰克拉斯基拉引法中利用精密控制生长条件以改进对不均匀的控制的方法。他们好象已能成功地生产这样的红宝石棒：棒孔径上的均匀性小于一个红光波长。而且被动的光束发散接近衍射极限<sup>[12]</sup>。然而这些棒还没有经过动力学的试验。

## II 被动式测量与结果

在棒作激光发射之前，作了四种测量来评价其光学质量。选择这些测量方法的原因是由于它们在很多生产部门的实验室里是普遍使用的。

### A. 阴影图

当一块高质量透镜将一均匀的入射光束会聚成一点时，置于焦点附近的刀口将不会遮断光线，因而形成的象不会受影响。如果把一块有折射率变化的透明体放在入射光束的光路中，则由此而引起的偏折将使光线接触到刀口，结果使象产生表征折射过程的阴影区域<sup>[13]</sup>。这种方法能给出象在图 1 中见到的那种整根棒的质量的总括性图案。

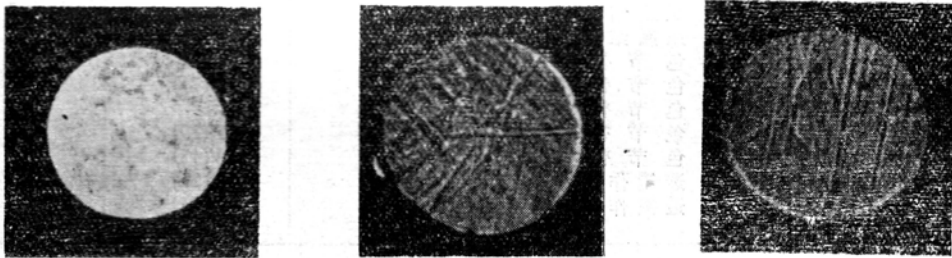


图 1 红宝石激光棒的阴影图

a—棒 1783-30-1(系属结构轻); b—棒 1782-58(色节带多); c—棒 1783-16-1(系属结构重)



图 2 不同红宝石棒的干涉图

a—12-9-63; b—2-3-64; c—1-15-64; d—1830-42; e—1782-58

### B. 干涉图

所用的装置是西屋研究实验室制造的泰曼-格林干涉仪，并用气体激光器作强的、单色

的相干光源。图 2 是不同红宝石棒的干涉图。外环中的直线条纹是由未受扰乱的参考区域形成的。这种条纹为红宝石本身的不均匀性所产生的条纹提供了一个直接的、图案式的比较。我们还可以注意到按质量下降的次序排列的各种干涉图案。请特别注意图 2 (e)和图 1 (c), 并作比较。两个图案取自同一根棒。在图 1 (c)中, 暗示着大的折射率梯度的垂直线相应于在图 2 (e)中看到的中心区域的明显边界(在这个区域内折射率急剧变化。这些图案指出了折射率沿棒长的总变化。由于干涉图能根据条纹与直线的偏离来估计棒的光学质量, 所以它跟阴影图相比, 稍能作些较为定量的描述。

干涉图实际上总合了整个棒长上光学不均匀的结果。这就有可能迅速地对整根棒的质量作一总的估计。然而, 我们还不知道条纹变弯的确切根源, 换言之, 即不知道一种非均匀是部分地还是全部地为另一种非均匀性所平衡。为了进行仔细的研究。激光棒需要浸入折射率与它相近的液体中, 放在一个具有平的平行表面的盒里。一般来讲, 对于红宝石, 除非质量有了很大的改进, 图 2 所示的干涉图是不能用作定量描述的。但作为一个快速比较方法它是有效的。

表 I 用各种光学方法评价红宝石棒

棒	不均匀性	质量估计 (1 = 最佳)		
		干涉图	小角散射	大角散射
1783—30—1	系属结构轻	4	5(58) <sup>a</sup>	2
1783—30—2				
1783—16—1				
1783—16—2				
1765—76	系属结构重	1	6(71)	6
1830—12				
12—9—63	色节带少	5	2(29)	1
1783—38				
1830—42	色节带多	6	4(43)	5
1782—58				
1—15—64	透镜作用小	3	1(26)	3
2— 3—64				

<sup>a</sup> 散射曲线下的面积。

### C. 小角散射

当一根激光棒放到一条准直光束的光路中时, 棒内的各种不均匀性使光发生散射, 故出射光束就不再是准直的了。放在环形圆弧(其中心为红宝石棒的光线出射端)上的长条胶片会

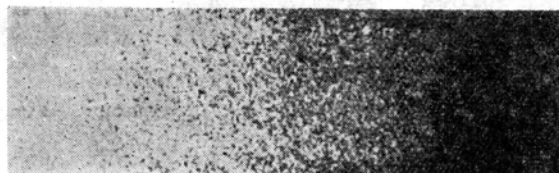


图 3 相干光源的干涉斑点特性的图案

变黑，其程度与散射光的强度成正比。这样的“照相机”呈  $90^\circ$  弧形，或在中心孔两边分别呈  $45^\circ$  弧形，采用 He-Ne 气体激光器作光源。在测量中，表征变化的强度的斑点图案呈现在胶片上。这在图 3 中可以看到。实际查看胶片时，由  $0.5^\circ$  开始每隔  $1^\circ$  读数一次。

图 4 指出了 6 根宝石棒的散射分布曲线。一种光子质量测试结果是找出最小散射角下最大变黑的程度。在这方面 1-15-64 和 2-3-64 的优点是明显的(这些棒在透镜作用小、其他不均匀性尽量少这两方面作了特殊的选择)。另外一种质量的测试是散射光的分布。现在很清楚，棒 1783-16-2 和 12-9-63 是在最大角度上散射大部分光的棒。其余四根棒看来具有同样的斜率。

#### D. 大角度散射

光在大角度上的散射，为评价激光棒的质量提供了另一种方法。把红宝石棒放在气体光激励器的光束中，并从横向进行照相，图 5 指示了照相的结果。这种方法的优点是能够找出棒内部不均匀的特定区域。因为棒的四周精细地磨过，所以散射区域的详细情况是定不出的，而且也不能和埃克哈特(Eckhardt)及金太尔(Gentile)的结果作比较。但是我们却能区别具有高或低的散射中心密度的棒。

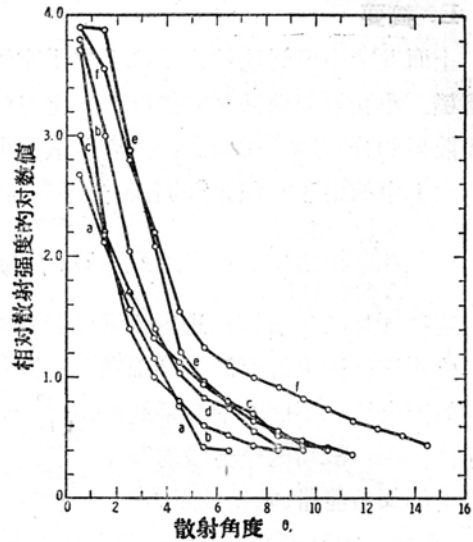


图 4 对不同红宝石棒，相对散射强度与散射角的关系(用表度示)  
(a)—1-15-64; (b)—1830-42; (c)—2-3-64;  
(d)1782-58; (e)1783-16-2; (f)—12-9-63

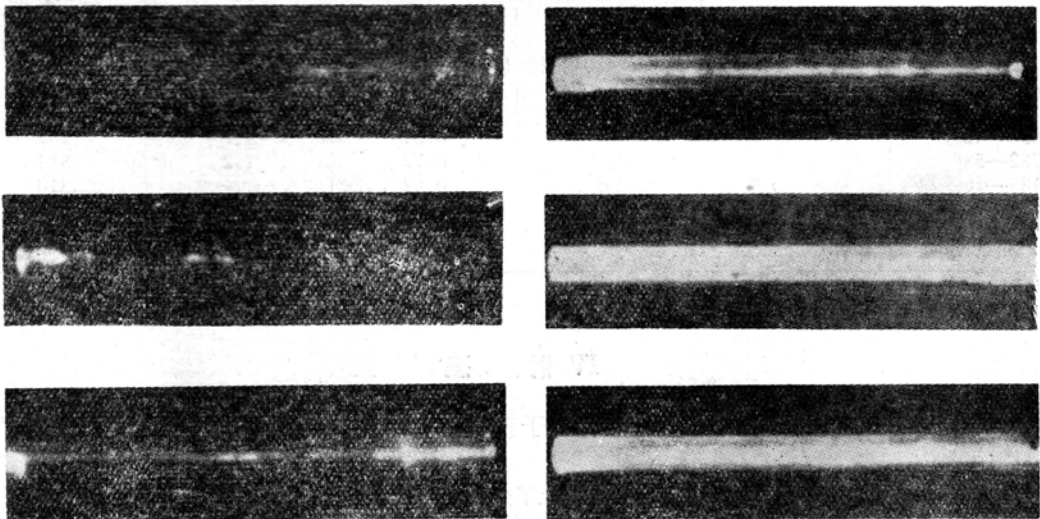


图 5 六根棒的大角度散射(按散射增加的次序排列)  
(a)—1830-42; (b)—1783-16-2; (c)—1-15-64; (d)—2-3-64; (e)—1782-58; (f)—12-9-63

## E. 摘要

上面几节中所讨论的方法都是属于定性的。用这些方法估计质量比较粗糙，因而分类也很粗糙。小角散射曲线稍微能够作些定量的估计，我们判断棒的质量能根据同时包含开始变黑和散射的分布的总质量图，这就是散射曲线下面的面积。

表 I 中摘出了 6 根棒\*的各种光学评价结果。

## III 主动式测量和结果

这些测量表征出棒在进行受激发射时的性能。

棒用直管闪光灯泵浦，并围在一个圆柱形的反射镜里。在研究过程中，光激励器有更动，不同的闪光灯和不同的耦合系统给出了不同的输出。然而我们关心的是在同等的条件下在棒之间作比较，故用两个光激励器得到了两组结果。在表 II 中，我们提出了被研究的 12 根红宝石棒的阈值能量、输出能量  $E^{**}$  输出、光束发散角  $\theta$  和辐射亮度的数据。其中 6 根棒有介质涂层(一个面上的反射率为 99%，另一面为 95%)，而另外 6 根没有涂，它们在进行受激发射时使用了外反射镜(99% 和 85%)。

表 II 各种红宝石激光棒的性能评价

棒	不均匀性	阈 值 (焦 耳)	(输 入 能 量 600 焦 耳)		
			输出能量 (焦 耳)	$\theta$ (毫弧度)	辐射亮度 $10^3$ 焦耳/平方弧度
涂 电 介 质 的 棒 (99-95%)					
1783—30—1 <sup>a</sup>	系属结构轻	220	1.16	2.3	208
1783—30—2	系属结构轻	200	0.52	3.4	45
1783—16—1	系属结构重	210	0.24	—	—
1765—76	系属结构重	275	0.18	1.7	62
1830—12	色节带少	240	0.49	6.9	10.4
1783—38	色节带多	240	0.42	6.9	8.9
未 涂 的 棒: 外 反 射 镜 (99-85%) 相 隔 43 厘 米					
12— 9—63	色节带少	216	0.81	2.3	145
1830—42	色节带多	294	0.31	1.7	107
1782—58 <sup>a</sup>	色节带多	216	0.72	1.2	514
1783—16—2 <sup>a</sup>	系属结构重	295	0.62	1.4	310
2— 3—64	透镜作用小	216	0.93	2.3	166
1—15—64 <sup>a</sup>	透镜作用小	188	1.50	2.3	270

<sup>a</sup> 突出的棒。

## IV 讨 论

曾期望对不均匀性的某种测量能够有助于预言光激励器的实际性能。而首先感兴趣的是

\* 另外 6 根棒在光学测量装置准备好之前已经涂上了介质反射膜，故不能进行检查。

\*\* 输出能量是利用西屋 RV-1 型卡计测量的。光束发散度是由直接测量距棒端 9.5 米的 Polavoid 52 型胶片上的激光斑点而确定的。在这样的距离上，可以不考虑棒端面上实际产生激光作用的斑点的尺寸。辐射亮度(在单位立体角内发出的有用能量)定义为  $R = E_{\text{输出}} / \theta^2$ 。



确定用于质量评价中的这三种方法彼此是否一致。从表 I 中的调查看来, 这些方法之间的联系是不明显的。

表 II 摘出了 12 根红宝石棒的性能评价。从这些有价值的资料中可以得出以下的结论:

- (1) 可控制的不均匀的严重程度和这里报导的激光性能的测试之间的联系很小。
- (2) 被认为同样的棒之间的性能有很大的变化。
- (3) 低阈值和高输出能量间没有确定的联系。
- (4) 在生长过程中应该控制的因素尚不清楚。

(5) 最佳的棒(1782-58), 在 3 倍于阈值的地方, 光束发散度比衍射极限高出许多倍。注意, 当使用反射镜时(这时谐振腔的长度为 43 厘米)光束的发散度比较低。而在棒上使用电介质涂层时(腔的长度只有 7.6 厘米)发散度较高。其原因在于较长的谐振腔抑制离轴波型的能力比较强。

似乎我们还没有足够的知识从棒的生长方式、干涉图或散射测量来预言激光棒的发射本领。

考虑测定指定的棒的辐射亮度所需的两个因素: 能量输出和光束发散度, 我们采用了时间积分法。为了测量能量输出, 用卡计接收在激光脉冲过程中从尖峰列发射出来的总光能。但对这些尖峰列的仔细分析指出, 从激光器中发出的能量是作为时间的函数而变化的<sup>[16]</sup>。重复率<sup>[17]</sup>和尖峰高度, 在脉冲过程中往往是先增加然后减少。可以利用闪光强度的振幅在这段时间内变化的事实来解释这种行为。随着棒的能量供给速率的增加, 空能级再填满的速率也增加, 因而引起了更快的尖峰过程。

然而, 在相同条件下, 不同的棒有不同的重复率和不同的平均尖峰高度; 而各尖峰列的持续期却大致相同。这告诉我们控制棒内能量转移和贮藏的原子和材料参数决定了输出能量, 所以, 被动式光学的与主动式时间-积分的测量不足以了解大抵等同的棒产生不同输出能量的机理。

令底片在整个激光脉冲下曝光一次, 就可以测出光束的发散度。然而, 由泵浦红宝石棒所引起的准直气体激光光束散射的时间相关研究指出: 在所有情况下, 在脉冲期间, 一个很快的脉冲出现后紧接着出现一个泵浦后的慢脉冲<sup>[19]</sup>。因为在使用蓝宝石时不出现散射<sup>[19]</sup>, 所以相信在泵浦期间杂质离子的吸收产生了很多新的散射中心。在激光脉冲期间, 这种散射与光束发散度变化之间的联系还没有得到实验的证实, 但这种联系显得很密切。

本工作的重要结论是激光棒的被动式光学测量不足以预言激光棒的性能。所以在我们能够了解这些红宝石激光棒的发射本领的宽广变化之前, 需要在激射作用进行的情况下对原子和材料参数进行时间相关测量。

能量转换比  $E_{\text{输出}}/E_{\text{输入}}$  有较大的变化。在表 II 中能够看到两种突出的棒——1783-30-1 和 1-15-64, 其能量转换比超过其他的棒 3 至 6 倍。

为了弄清楚哪些原子或材料参数可能影响转换比, 让我们来分析一下激光过程<sup>[20]</sup>。闪光灯在每单位体积内发出一定的电能  $\epsilon_{\text{输入}}$ , 其中可见光的能量密度为  $\epsilon_{\text{输入}}\alpha$ 。这些光通过各种结构和反射器与棒相耦合, 所以到达棒表面的只有  $\beta$  部分。红宝石以两个主吸收带吸收能量。

所以入射光中只有  $\gamma$  部分是实际用来将原子从基态能级泵浦到激发态能级 3 的。概言之，在单位体积内激光原子从泵浦吸收来的有用能量  $E_{\text{输入}}$  应为

$$E_{\text{输入}} = \varepsilon_{\text{输入}} \cdot \alpha \cdot \beta \cdot \gamma = F \varepsilon_{\text{输入}} \quad (1)$$

被这一辐射泵浦到能级 3 上的原子数目是  $E_{\text{输入}}/h\nu_{13}$ 。这些被激发的原子借非辐射跃迁衰减到亚稳态能级 2。如果参与这一衰减过程的这部分原子为  $\eta$ ，则借泵浦过程而到达能级 2 的原子数目是  $N_2 = E_{\text{输入}} \eta / h\nu_{13}$ 。对红宝石而言，到达阈值的粒子数分布条件为  $N_2 = N/2$ ，其中  $N$  是单位体积内的原子数目。当泵浦超过阈值时，受激发射抽空能级 2，使其回到阈值条件。所以超过维持振荡所需的能量的那部分抽运能量立刻作为有用的辐射重新发出来。发射出来的有用光子数为  $N_2 - N/2$ 。用  $h\nu_{21}$  相乘，我们得到：

$$E_{\text{输出}} = E_{\text{输入}} \eta \quad \frac{h\nu_{21}}{h\nu_{13}} - \left[ \frac{Nh\nu_{21}}{2} \right] = \eta \frac{\nu_{21}}{\nu_{13}} \left[ E_{\text{输入}} - \frac{Nh\nu_{13}}{2\eta} \right] \quad (2)$$

可以看出第 2 项是到达阈值时需要的能量。所以，

$$E_{\text{输出}} = \eta \frac{\nu_{21}}{\nu_{13}} [E_{\text{输入}} - E_{\text{阈}}] \quad (3)$$

利用方程(1)，则可以写成：

$$E_{\text{输出}} = \eta \frac{\nu_{21}}{\nu_{13}} [F \varepsilon_{\text{输入}} - E_{\text{阈}}] \quad (4)$$

该方程式中  $\nu_{21}$  和  $\nu_{13}$  是常数，对于给定的抽运条件， $\varepsilon_{\text{输入}}$  也是常数， $E_{\text{阈}}$  为棒的光学质量所决定。只有  $\eta$  和  $F$  才能受泵浦和激光作用的影响。

对上面提到的散射能作定性的解释。这只需假定，与时间有关的散射位置是当 Cr 离子吸收强烈的泵浦辐射时，在杂质离子周围形成剧烈加热的小区域便可。 $\eta$  项（即非辐射地衰减到能级 2 的那部分原子）代表一个独特的电子过程，并已作为材料的一个特性常数。但我们知道，非辐射跃迁通过电子振动跃迁与晶格发生的相互作用能够影响其自身。故当晶格被剧烈泵浦时，它将可能产生这样的畸变，即量子效率和辐射跃迁几率都会偏离原始值。

系数  $F$  将灯供给的电能变成棒所吸收的有用光能。如果假定灯的特性和激光器的几何形状比较固定，则  $F$  中易变的部分看来应该是同红宝石的吸收带的形状有密切关系的系数  $\gamma$  了。最近的测量结果已经指出<sup>[21]</sup>，放在激射光束中的材料（工作物质）的吸收系数在这很强的激光场作用下发生了变化。由此看来，红宝石的系数  $\gamma$  在强的内部激光场作用下能够发生变化。因此，当杂质离子受到很强的激励时，工作物质的  $\eta$  和  $\gamma$  都不是常数。故不同的棒在性能上的差别可归因于在激活离子与晶格的相互作用上的差别。

## 参 考 文 献

- [1] W. Kaiser and M. J. Keck, *J. Appl. Phys.*, **33**, 762 (1962).
- [2] R. L. Aagard, *J. Opt. Soc. Am.*, **53**, 911 (1963).
- [3] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **112**, 1940, (1958).
- [4] G. W. Dueker, C. M. Kellington, M. Katzmawn, and J. G. Atwood, *Appl. Opt.*, **4**, 109 (1965).
- [5] C. M. Stickley, *Appl. Opt.*, **2**, 855 (1963).

- [6] J. W. Crowe, "The Effects of Crystal Structure and Scattering Centers on the Light Pattern and Moding in Ruby Lasers", Presented at Spring Meeting of OSA, March 1963.
- [7] H. Hanada and T. Asakura, *Oyo Buturi* 32, 454 (1963).
- [8] E. P. Riedel, *Appl. Phys. Letters.*, 5, 162 (1964).
- [9] G. Eckhardt and A. L. Gentile, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 9, 66 (1964).
- [10] D. P. Bortfeld, R. S. Congleton, M. Geller, R. S. McComas, L. D. Riley, W. R. Sooy, and M. L. Stich, *J. Appl. Phys.*, 35, 2267 (1964).
- [11] Linde Company, Division of Union Carbide Corporation.
- [12] M. N. Ploaster, H. M. Dess, and O. H. Nestor, Semi-Annual Technical Summary Report, Union Carbide Corp. Linde Division, Speedway Labs., Contract Nonr.-4132(00) (22, Jan. 1965).
- [13] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics.* (Pergamon, London, 1959), p. 425.
- [14] Ref. 13, p. 302.
- [15] J. D. Rigden and E. I. Gordon, *Proc. Inst. Radio Engrs.* 50, 2367 (1962).
- [16] E. W. Sucov (to be published).
- [17] 此与 D. D. Bhawalkar, W. A. Gambling 和 R. C. Smith, *Radio Electron. Engr.* 27, 285 (1964) 所报导的一致。
- [18] E. W. Sucov, "Energy Output of Laser Rods Related to Spike Parameters", Westinghouse Research Laboratories Scientific Paper 64-ICI-154-p.3, Aug., 1964.
- [19] E. P. Riedel (to be published).
- [20] A. Yariv, *Froc. IEEE.*, 51, 1723 (1963).
- [21] J. Braunbeck, in *Quantum Electronics III*, P. Grivet and N. Bloembergen, eds. (Columbia Univ. Press, New York, 1964) p. 691.

原载 *Appl. Opt.*, 1965, 4, № 9, 1107—1112 (黄德群译, 颜绍知校)

## 激光探测器——高速光电倍增管与 CdS 薄膜压电探测器

(日) 片岡榮照

1965年3月23日至27日,在纽约召开了美国电气电子学工程师协会的国际性学术会议。在80个分组讨论会上,发表了许多有关电子技术的最新成就的论文。

本文介绍的是在第一天举行的、题为“量子器件”的分组会上的两篇报告,它们论述了高速激光探测器的问题。

以往,一般使用的激光探测器是光电倍增管。由于其内电场不均匀,加之受电子初速度以及放射出电子的打拿极位置不同的影响,使各电子的渡越时间略有参差,大大降低了它所能探测的响应频率上限。贝尔电话公司的米勒(R. C. Miller)和威特沃(N. C. Wittwer)等人针对这一问题进行了研究,他们合理地安排了打拿极的位置,用以补偿电子在渡越时间上的