

同。从这里可以看出美国研制激光测距仪的一些概况。

从国外目前的发展可以看出，激光光这一新技术用在测距领域是成功的，也就是说，漫反射测距是激光光的一项切实可行的、重要的应用。在现有的基础上，进一步解决前进中存在的问题，提高测距性能是大有潜力的，发展到定位的光雷达也是不久有可能实现的。

### 主要参考文献

1. Buddenhagen D. A., Lengyel B. A., McClung F. J., Smith, G. F.: I. R. E. International Convention Record, Part 5, 1961, p. 285; Бадднхгер и др., Заруб. Радио-электроника, 1962, № 1. p. 117; 測繪譯丛, 1962, 第8期(总第35期).
2. Stich M. L., Meyers F. J., Morse J. H., Woodburg. E. J.: Proc. 5th Nat. Conv. on Military Electronics, 1961, 6, p. 279.
3. Woodburg E. J., etal: Wescon, 1961, Vol. 30, № 1.
4. Johnson R. E., Ticen J. E., Soeppard A. P.: Nat. Winter. Conv. on Military Electronics, 1962.
5. Smullin L. D.: Proc. I. R. E. 1962, 7, p. 1703.
6. Bosc H.: L'onde Electrique Guillet-Aout, 1963, p. 738; Заруб. Радио-электроника, 1964, 3, стр. 21.
7. Alfred Rosenblatt: Electronic Design, 1963, 8, 16, p. 4; 1963, 7, 19, p. 24.
8. Johnson T. S., Plotken H. H.: Lasers and Applications, 1963, p. 225.
9. Glen Taylor: Nat. Conv. on MIE, 1963, p. 9—11. MIE-E-CON 7, p. 165,
10. Robert C. Benson, Michael R. Mirarchi: IEEE Trans.-on MIE 1964, 1, p. 12.
11. Изнар А. Н., Федоров Б. Ф., “Оптические квантовые приборы в военной Технике”, p. 122.
12. Electronics Engineering, 1964, 7, p. 482 Hamilton: Lasers and their Application Conference 1964, p. 47.
13. Missiles and Rockets, 1961, Vol. 8, № 10, p. 18.

## 关于激光通讯的一些问题

(日) 内田禎二

光激光器出现以来，人们对于它在通讯方面的应用给予足够的重视，这是由于许多原因所致，如频率极高，有可能用于超宽带通信；具有比无线电波强得多的方向性以及有可能用于行星间的超远距离通信等等。但目前和光激光器的光调制、解调器件尚不够理想，有着相当复杂的特性。在这里主要是从实用的角度对激光光通讯问题作一剖视。

### 作为振荡源的光激光器

作为通讯设备中振荡源的光激光器，除了应有大的输出功率以外，还必需具有下列特性：

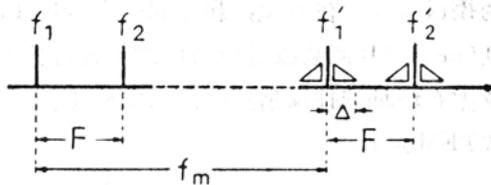
- (1) 振荡模式的个数要少，其频率间隔要宽；
- (2) 具有优良的空间和时间相干性；
- (3) 噪声小。

下面说明其理由。

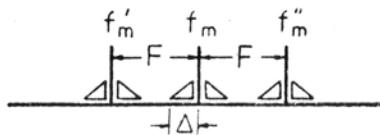
### 1. 振盪模式的个数与所传送訊号的頻寬

光雷射器和普通振盪器不同，它在若干个模式上同时产生振盪。假定，雷射器同时振盪在間隔为  $F$  的两个頻率  $f_1, f_2$  上，今以被頻寬为  $\Delta$  的視頻訊号調制了的微波訊号(頻率為  $f_m$ )作副載波对前者进行調制，这时的旁頻边带以  $f_1'$  和  $f_2'$  (它們分別与  $f_1, f_2$  相隔  $f_m$ ) 为中心，而具有  $\pm\Delta$  的寬度。

图 1(a) 上仅示出了它的上边带。另一方面，采用光电阴极或者半导体之类的具有平方律特性的檢波器对上述調制光进行直接檢波，而仅取出  $f_m$  附近的訊号时，如图 1(b) 所示，除了  $f_m$  以外，还得到在它的左右相隔  $\pm F$  的成份： $f_m'$  和  $f_m''$ 。因此当視頻訊号的通带  $\Delta$  小于  $F$  的  $1/2$  时， $f_m, f_m'$  和  $f_m''$  各自的边带才不致于重叠。用一个中心頻率為  $f_m$  通带为  $\pm\Delta$  的滤波器，就能单独地选出  $f_m$  附近的边带，将它放大檢波之后即解調而得一不失真的視頻訊号  $\Delta$ 。如若不用滤波器而将  $f_m, f_m', f_m''$  等 3 个成份同时作直接檢波，为了获得不失真的視頻訊号，保証边带間的拍頻不落在視頻通带內， $\Delta$  必需小于  $F$  的  $1/3$ 。



(a) 由視頻訊号調幅的微波副載波所調制的雷射光的頻譜



(b) 光檢波器输出的微波頻譜

图 1 頻譜图

由此可見，同时振盪在間隔为  $F$  的两个頻率上的雷射器，傳送訊号时的允許通带  $\Delta$  与副載波頻率  $f_m$  无关，仅受限于  $F$  的数值。

这样，即使当  $f_m = 0$  亦即視頻訊号直接調制光雷射器时，其可能傳送的訊号通带亦不变。一般來說，同时振盪于几个頻率間的光雷射器所允許的訊号通带，受限于两个頻率最为接近的振盪模式的間隔，故希望制得单頻的光雷射器，但在目前要获得有一定的功率輸出，且稳定的单頻光雷射器是困难的。

应该設法加寬光雷射器各模式間的頻率間隔。固体与半导体光雷射器，由于其振盪譜不純，且它們的共振腔内部均是固体，模式的控制較为困难。

与此相反，气体光雷射器。从其腔体結構上很易控制其模式，並具有极佳的相干性，故宜于作通訊設備中的振盪源，下面对气体光雷射器的模式作一說明。

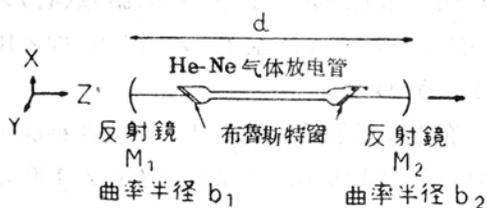


图 2 He-Ne 气体光雷射器的結構

共振腔間隔为 1 米左右的普通 He-Ne 气体光雷射器，在 6328 埃綫的振盪閾值以上的帶寬約为 1300—1600 兆赫，因此在腔所允許的模式中，我們可以仅考虑落在这一頻段內的模式。光雷射器腔的模式已在文献 [1][2] 中作了詳細的解析，根据其定义，TEM<sub>mng</sub> 模式的頻率  $f_{mng}$  为：

$$f_{m,n,q} = \frac{c}{2d} \left[ q + \frac{1}{\pi} (1+m+n) \cos^{-1} \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)} \right] \quad (1)$$

其中  $m, n, q$  是图 2 中所示的光激光器坐标轴方向的模式编号； $c$  是光速； $d$  是反射镜的间隔； $b_1$  和  $b_2$  为两反射镜的曲率半径。当  $b_1 = b_2 = b$  时在共焦条件  $d = b$  的附近是不稳定的，故一般总使反射镜间距不等于  $b$ 。图 3 中所示的是  $d$  较  $b$  长若干，且  $d = 1$  米时气体激光器的振荡模式。在这里，属于同一个横模  $TEM_{m,n}$  的纵模，约以 150 兆赫的谱线间隔排列起来，且  $(m+n)$  为偶数或奇数的模式，各自构成等间隔  $\Delta$  的群。传送讯号的通带受限于这一  $\Delta$  值，故需合理地选择反射镜间距与曲率半径，使  $\Delta$  尽可能地大，或者设法使它仅振荡在单一模式  $TEM_{00}$  上。

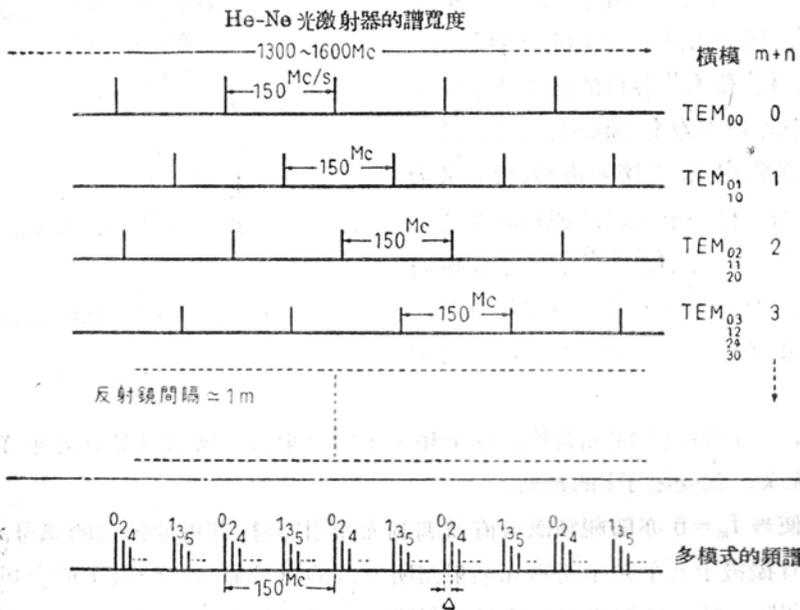


图 3 气体激光器的振荡模式与其频谱

但在实际的光激光器中，还存在着由同一  $(m+n)$  值的高次模式间所产生的低频差拍。例如， $TEM_{01}$  和  $TEM_{10}$  模，按(1)式所示，虽应得到完全相等的频率，但由于图 2 中所示的布儒斯特窗及反射镜的偏斜，造成了腔的非点象差，这时对于  $TEM_{01}$  和  $TEM_{10}$  模式的等效反射镜间距  $d$  略有差异，使共振频率的简併消失，各自振荡在极为相近的频率上。对于 6328 埃 ( $4.7 \times 10^{14}$  赫) 的光激光器，这两个模式的  $d$  值只要有 10 埃的差别，就能产生  $4.7 \times 10^{14}$  周/秒  $\times 10$  埃  $\div 1$  米  $\approx 500$  千赫左右的频差它变为视频调制通带内的噪声。

因此，对于振荡在若干个模式的气体光激光器，有必要采取适当的方法来抑制这种低频差拍。使用反射镜间距为 1 米左右的气体光激光器时，如图 3 所示，其纵模间隔约为 150 兆赫，故可能传送的通带为数十兆赫。固体和半导体光激光器同时振荡在许多模式上，其模式的控制亦较为困难，再加上下述相干性方面的问题，用于通讯是不合适的。

## 2. 空間和時間的相干性

用于通訊的光激射器必需具有優良的空間和時間的相干性。前者與傳送特性有關，後者則通過單色性而與噪聲相聯系。如圖4所示，在開口直徑為D的孔面上即使具有相位一致的平面光，它也決不會平行地前進，而是以 $\theta$ 弧度的張角逐漸發散開去，這一張角 $\theta \approx 1.2\lambda/D$  ( $\lambda$ 為波長)，故相位一致的孔的直徑愈大，其張角愈小。用窄光束傳送訊號，可以減少其傳播損耗，後者是與波長平方成反比的。這是與微波中將拋物面天線的直徑做得愈大而愈能獲得窄的波束的理由是完全相同的。固體和半導體光激射器，由於其材料不均勻，其空間的相干性甚差。而與此相反的，氣體光激射器在數毫米的孔徑上能得到一致的相位，且空間的相干性亦十分優越，故其傳輸特性極佳。

下面對時間相干性作一說明。一般情況下，光不是從無限持續的正弦波的形式射出來的，而以在有限時間內連續的一系列的波列射出的。這些波列間由於位相上不相關故相互不產生干涉。所謂時間相干性好就是指波列比較長的意思，換言之，這一頻率上譜綫的寬度很狹，具有較佳的單色性。以 $t_0$ 表示波列的平均衰減常數，若譜綫寬度為 $\Delta\nu$ ，則 $\Delta\nu = \frac{1}{2}\pi t_0$ 。光激射器的理論綫寬為：

$$\Delta\nu = 8\pi h\nu(\Delta\nu_{cav})^2/p \quad (2)$$

式中 $h$ 為普朗克常數， $\nu$ 為振盪頻率， $\Delta\nu_{cav}$ 為腔

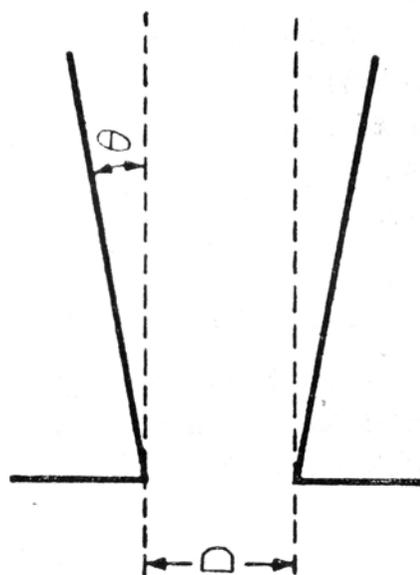
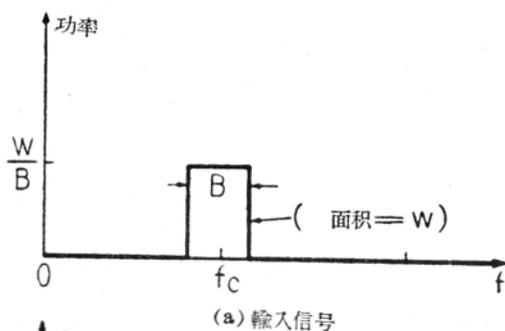
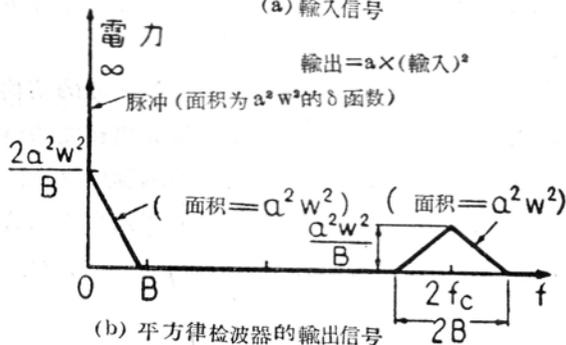


圖4 激射光的發散角



(a) 輸入信號



(b) 平方律檢波器的輸出信號

圖5(a) 具有頻寬的訊號譜 圖5(b) 光檢波器的輸出譜

的半寬度， $p$ 為振盪功率。

普通的气体光激射器中，一个模式的寬度約 $10^{-3}$ — $10^{-4}$ 赫左右。而在固體和半導體光激射器中，即便取時間相干性較好的連續振盪的GaAs半導體光激射器，其一个模式的寬度亦不小于30千赫，這接近于普通的視頻通頻帶。

如圖5中所示振盪頻率 $f$ 。附近帶寬為 $B$ ，總功率為 $W$ 的光若是用半導體或光電陰極(具平方律特性)來檢波時，在其輸出上可得如圖(b)所示的噪聲分佈，即相對於直流分量的脈沖部分和在0到 $B$ 頻帶內的部分以及出現在視頻通帶內

的总功率等于脉冲直流成份的第三部分，后一部分就是噪声。

由视频讯号调制的微波副载波来调制这种光束时，与图 1(a) 相似，其噪声亦移到信号的位置上，故噪声不会减少。由此可见，光激光器的振荡线宽必需十分窄。对于气体光激光器来说这是满足的。在这里应该注意这样一个问题：即与前述相反，采用振荡线宽为  $B$  的非常宽的光源时其噪声性能是否能有所改善。事实上这是肯定的。正如图 5(b) 所示，视频通带上的三角噪声的面积仅由输入功率而定， $B$  较大时，单位通带内的噪声减小了。但一般来说，振荡线宽较宽，时间相干性差的激光光，其空气中的相干性亦差，故得不到窄光束（这正是激光光通讯的本质所在），同时也不可能使用超外差接收方式，这样就与使用普通光源的通讯完全等同了。

例如，GaAs 二极管在阈值以下连续工作而作为红外光源使用时，其本身的讯噪比较好，但由于不是激光光，故得不到极窄的光束。在发光部分虽有着一些优点，但即便采用了光学系统也不可能得到象气体光激光器那样狭窄的光束。在阈值以上产生激光光时，如前所述，由于其一个不振荡模式的振荡线宽就近于视频通带，故振荡器的讯噪比不佳。另外，它同时在许多模式上产生振荡，这些模式间产生的低频差拍就形成了噪声。

由上述原因可见，气体光激光器作为宽带通信设备的振荡器是合适的。

### 3. 噪 声：

除了上述原因以外，由于腔体的机械振动，尘埃以及放电后等离子体的不稳定性等，使得气体光激光器的输出一般具有与频率成反比( $1/f$ )的噪声特性<sup>[4]</sup>，因此，在设计光激光器时必须设法减少它们的影响。

## 调 制

调制是激光光通讯中最为困难的问题之一，它要求光调制器具有下列特性：

- (1) 调制灵敏度高，即用低功率即可调制；
- (2) 能获得良好的宽带调制效果；
- (3) 不损害激光光的相干性，同时对激光光的插入损耗要小。

作为实用的宽带调制器，除了半导体光激光器的直接调制以外，最有希望的要算利用晶体的一次光-电效应即利用普克尔效应的器件了，这种应效较大的晶体计有：正方晶系的 KDP 和 ADP 晶体，立方晶系的 CuCl 和 ZnS 等。

图 6 所示的是利用这些晶体的光调制器的结构原理。图(a)是最常用的幅调制器的结构，但由于调制电场与光路同方向，使电极的制造发生困难，其调制度取决于两端面电极间的电压。图6(b)是仅能用于立方晶系晶体上的幅调制器，虽然在电场方向单位长度上的调制度仅是图(a)的一半，但增加光路上的晶体长度即可提高其调制度，同时它还具有电极与光路垂直的优点。可惜的是属于立方晶系的 CuCl, ZnS 等均不是均质晶体且对光有一定的吸收，故期望今后能研究出更为优良的同类晶体。

图(c)和(d)中所示的是相位调制器，无论对正方或立方晶系都是适用的。曾经提出用方解石作为光学鉴频器<sup>[7]</sup>，但由于其解调灵敏度极低，故有必要探索别的光学鉴频器或者设法

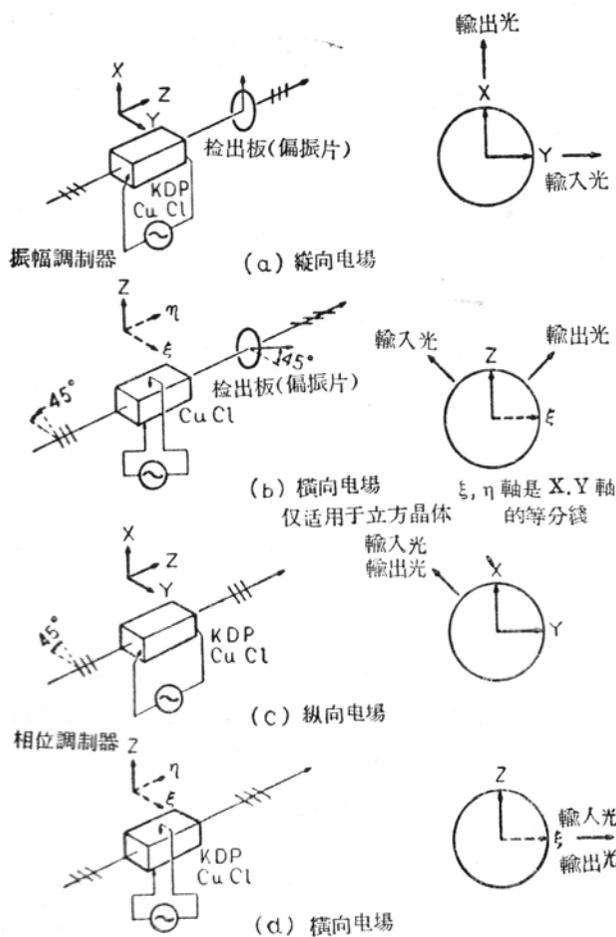


图 6 光调制器的结构原理

器及解调器的具体电路在文献<sup>[10]</sup>中已有详细叙述，可参阅。

另一方面，KDP 和 ADP 晶体均具有潮解性，这就是说必需十分注意由于潮湿而会使光研磨的表面变得模糊。同时，这些结晶的压电效应很大，很小的固定电极用的压力加在晶体上时就象加了直流偏压那样，会使调制工作点改变。且当这一压力增强时，调制就很难加上，因此，甚高频和微波波段的光调制器也必需利用直流来确定这些晶体的调制特性。

如前所述，在现阶段，调制讯号通带有数十兆赫就满足了，在将来则希望研制成超宽带的调制器。

## 解 调

光检波器主要是利用具有光电阴极的行波管 (Travling Wave phototube: TWP) 光电倍增管或半导体等的光电效应来进行的。这些器件中是以对应于射入光子数的电子数亦即对应于功率的电流值作为输出的，实质上都具有平方律检波特性和量子效率。输出电子数与输入电子数之比称之为量子效率，是检波元件的一个固有参数。半导体的量子效率要较其它器件大得多。今若

在超外差接收的中频上进行鉴频，但正如后面所述，超外差接收在实际存在着一些问题，很难适用于微波调相的光束上。

实用光调制器主要由 KDP 和 ADP 晶体构成。频率高于数百千赫时，压电效应就无法跟随了，这时 KDP 的调制灵敏度为直流时的 85%，而 ADP 为 50%。虽说 KDP 晶体比其它要优越得多，但在常温下，对 6328 埃的光束为了获得 100% 的振幅调制，仍需要 9 千伏的高压（调制灵敏度与波长成反比地下降）。

因此，人们进行了利用微波段高 Q 腔来升高调制电压而制成光调制器的实验，但这里仍需要相当大的功率<sup>[8]</sup>。并试图利用 KDP 晶体在稍高于居里温度时具有很大的电光效应来制成视频调制器。其它还提出了几种在晶体上加超声波的调制方案。实际上后者不可能得到良好的频率特性，特别是其中利用晶体内光的多次反射的方法，将会有损光的相干性。光调制

在量子效率为  $\eta$  的光檢波器上每秒加入频率为  $\nu$  的  $n$  个光子 (即輸入功率为  $p = nh\nu$ ,  $h$  普郎克常数), 則所激励出的电流为  $I = \eta ne$  ( $e$  为电子电荷)。若將檢出器看作內阻为无限大的电流源, 則由輸出部份的等效阻抗  $R$  即可求得輸出功率。

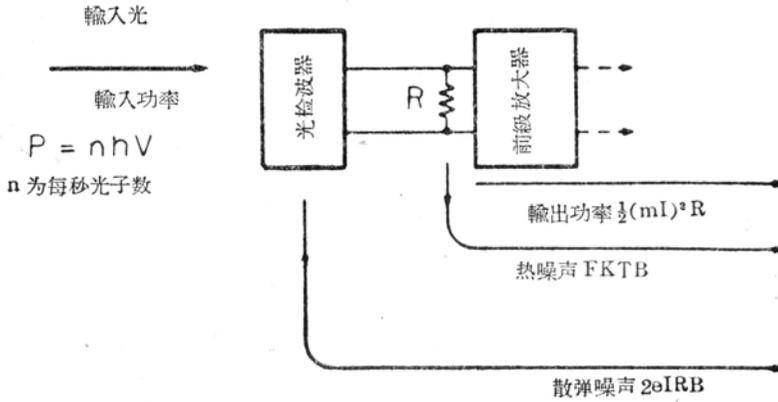


图 7 直接檢波光接收机的結構

另一方面, 存在着檢波器的直流电流  $I$  所引起的散彈噪声以及由噪声系数  $F$  代表的迴路噪声, 后者包括檢波器輸出迴路和次級放大迴路的噪声, 图 7 中表示了这一情况, 故可得訊噪比的表示式:

$$S/N = \frac{\frac{1}{2} (mI)^2 R}{2eIRB + FKT B}, \quad I = \eta ep/h\nu$$

式中  $m$  为調制度。  $B$  为通带,  $K$  是波耳兹曼常数,  $T$  是絕對温度。  $Si$  对于短于 1 微米,  $Ge$  对于短于 1.7 微米的波长的光具有 80% 的量子效率, 而光电阴极的量子效率則随其种类和波长而异, 数值是相当低的。例如对 He-Ne 激光器 6328 埃的激射光而言, 多碱 S-20 阴极为 5% 左右, 普通的 S-10 和 S-17 阴极仅約 1%。而对該光激射器 1.15 微米波长的光束, 連 S-1 阴极也仅能得到 0.01% 的量子效率。

下面討論等效輸出阻抗。在半导体二极管中, 它依赖于本身的阻抗和下級放大器的輸入阻抗, 而主要是由后者决定的。但在 TWP 中, 由于放大作用, 可以具有 100 千欧—1 兆欧的极高的等效輸入阻抗。

图 8 示出直接檢波情况下的光檢測器的訊噪比对 100% 調制的 6328 埃光束的輸入电平的关系。图中画出了輸入阻抗为 1 千欧和 10 千欧放大器与  $Si$  二极管联合时的訊噪比, 以及等效輸出阻抗为 100 千欧和 1 兆欧的 TWP 的訊噪比曲綫。当串接在二极管后面的放大器的輸入阻抗高于 4 千欧时, 低輸入功率下的訊噪比亦高于等效阻抗为 1 兆欧的 TWP。对于 1.15 微米波长的光, 两者的差别非常悬殊, 但在实用上对两者作比較时还应考虑到下列因素:

### 1. 聚光与背景噪声:

与 TWP 相比較, 二級管的結面积很小, 聚光是較为困难的, 但若注意設計合理的聚光系統, 这一缺陷可以有一定程度的改善。事实上, 对于 6328 埃的激射光, 采用了合理的聚

光系統的飛歌 L4501, Si 二極管具有 50% 的量子效率; 另一方面, 聚光上的缺點對本地噪聲而言則變成了優點。從周圍射來的散射光進入檢波器構成了噪聲, 但其頻率最高也不超過數百周/秒, 採用較高的訊號頻率就可以避免它的直接影響。這種本底散射光不可能依上述方式直接變成噪聲, 但它可以在檢波器上變換成直流電流而以散彈噪聲進入於系統中。

半導體受光面積較 TWP 小得多。L4501 二極管的實測結果表明其本地噪聲小到可以略而不計, 而一般具有光電陰極的檢出器, 則需仔細地遮去散射光。

## 2. 等效輸出阻抗與訊號頻率:

在視頻段高於 10 兆赫的頻率上, 很易獲得輸入阻抗為 10 千歐左右的放大器, 但在微波段, 含有二極管的放大器的輸入阻抗就很低了。由於 TWP 具有 100 千歐—1 兆歐的高輸入阻抗, 故採用 TWP 來檢測低功率的微波調制光是合適的。

以上對直接檢波系統作了討論, 下面所介紹的超外差接收系統, 與其說是避免了與微波段相同的, 二極管以  $1/f$  分佈的低頻噪聲, 提高了選擇性, 還不如說它完全除去了迴路噪聲即 (3) 式中 FKTB 的影響。以  $N_s$  表示每秒被接收的光子數,  $N_l$  表示本地訊號的光子數, 則超外差接收機的訊噪比為:

$$S/N = \frac{\eta^2 e^2 2N_s N_l R}{2e I R B + FKTB}, \quad I = \eta e N_l, \quad N_l \gg N_s$$

式中  $N_s = p/h\nu$   $p$  為所接收的功率,

由式 (4) 很易知道: 當加上  $N_l$  很大的強本地訊號時, 隨著輸出訊號的增加, 其散彈噪聲亦增大了, 它可以遠遠地超過迴路噪聲。故迴路的影響 (FKTB) 可以忽略而使訊噪比得到改善, 這時僅由檢波器的量子效率決定訊噪比。超外差接收系統雖有着這一優點, 但仍有下列實際問題:

首先需要實現單頻的光激射器, 並將它用作發射器和本地振盪器。但由前述可知這是相當困難的; 再之接收光與本地光的波面應嚴格地平行即需要“瞄準”, 隨著中頻的提高這一要求更為嚴格, 現實亦更為困難。

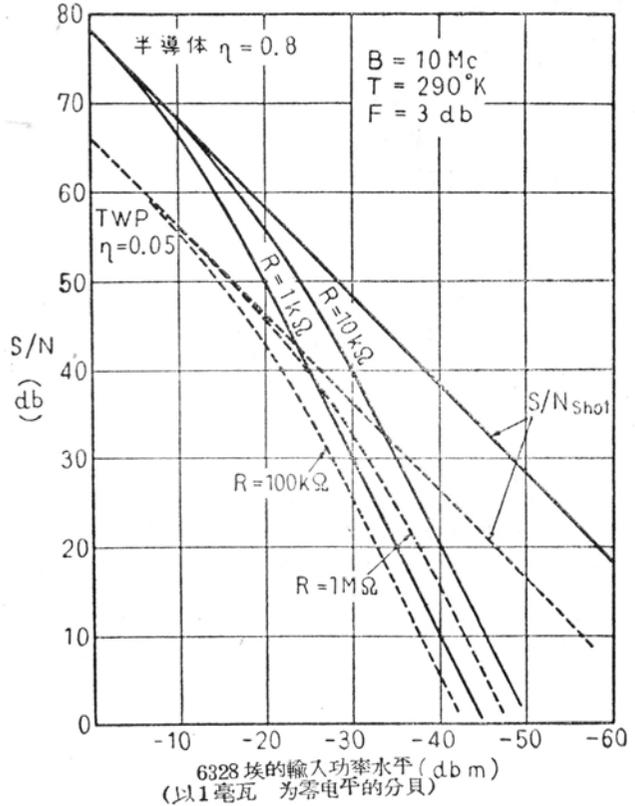


圖 8 6328 埃之輸入功率與光電探測的訊噪比

\* 原文中誤為  $1/f$ 。——譯者

最后，我們將激射光通訊中的噪声与微波通訊噪声作一比較。在激射光通訊中，由于頻率高，由普朗克热辐射公式而定的热噪声在光频段可以略而不計，而代之以每一赫內、与其頻率成比例的量子噪声 $h\nu$ 援引微波通訊中的概念則可用下列方式敘述：在光频段对于相同的輸入功率，頻率愈高所包含的光子数愈少，与此相应的檢出器中产生的电子数亦即輸出电流亦減少，致使檢波器的变换損耗增加。將檢出器的散彈噪声乘以这一变换損耗，並換算成輸入光功率，就得到量子噪声。从(4)式的变换中很易理解这一点。

在激射光通訊中，尽管具有与頻率成比例的量子噪声，但正如前面所述，其傳播損失是与頻率平方成反比的，故訊噪比仍与頻率成比例地提高。这就是說，光激射器功率的減少可以用升高頻率来弥补。

### 参 考 文 献

1. G. D. Boyd & J. P. Gordon; B. S. T. J., 40, 489—508, 1961.
2. G. D. Boyd & H. Kogelnik; B. S. T. J., 41, 1347—1369, 1962.
3. J. P. Goldsborough; Appl. Opt., 3, 2, 267—275, 1964.
4. 内田; 物理学会, 昭39春の分科会, p. 132.
5. C. H. Townes; Advances in Quantum Electronics, 3—11, Columbia Univ. Press, 1961.
6. P. P. Sorokin et al; Symposium on Optical Masers, 481—489 Polytechnic Press, 1963.
7. S. E. Harris; Appl. Phys. Lett., 2, 3, 47—48, 1963.
8. S. E. Harris. et al.; Appl. Phys. Lett., 1, 2, 37—39, 1962.
9. 内田, 伊藤; 物理学会昭38秋の分科会 p. 545.
10. 斋藤; 量子エレクトロニクス, 第6章 电气通信学会編
11. D. J. Blattner et al.; IEEE, International Convention Record, Part 3, 79—86, 1963.
12. B. J. McMurtry; IEEE, Trans. ED-10, JuJy, 219—226, 1963.
13. 平野; 昭39, 电气四学会, 1182.

譯自“电子技术”, Vol. 6, № 11 (1964年10月)51

屠世谷譯, 孙占鳌校

## 美国軍方寻求激光位相列陣

### A. 科納累托

激光位相陣似乎可以实现。知道軍方对这一概念有强烈的兴趣，若干微波公司正探索此种系統。

列陣將結合并放大数十道光束，以克服目前单个光激射器的限制，甚至可以实现具有破坏能力的光束。

根据飞歌公司兰荅公司的計算，由輸出为100千瓦的单个激光振盪器所饋給的100束的列陣可达到的有效光束功率約为400千瓦。

用于監視与跟踪的激光位相陣較类似的微波列陣精度高而范围大，因为激射光束可能具有較大的能量和較低的发散角。空軍认为，光学系統的扫描速度足夠在大多数場合上的应用。

羅馬航空发展中心让飞歌公司研究100束列陣，并与斯珀里·兰德公司訂立合同，以研