

验，即非线性放大。

非线性吸收效应是巨脉冲激光器的自动开关的基础，而非线性放大可以获得只有十亿分之一秒的短脉冲光。

非线性光学现象是变换光学波段辐射的很好的工具。不久的将来，人们就能象现在运用无线电波一样有效和熟练地运用光波。

原载 *Физика в школе*, 1966, №3, 11~18 (周稳观译, 刘玉泉校)

激光接收用探测器的选择

M. Ross

提要 在设计光频接收器时，必须考虑在微波频率可忽略的量子噪声。但是，适当设计接收器的前级，可以控制光噪声，灵敏度可以改进。

直接光探测器和光混频器是典型接收器的二种基本形式。直接光探测并不使用激光本机振荡器，而光混频器类似于外差接收的前级包括有激光的本机振荡器。

直接光探测类似于射频晶体的检波，这时，检测出载波起伏的包络，而载波频率以及相位信息则失掉了(见图1)。直接光探测器通常是平方律器件，例如光二极管或光电倍增管，在这些器件中，检波后的输出是：

$$e_0 = ae_i^2, \quad (1)$$

其中：

e_0 = 检波后输出电压，

e_i = 输入电压，

a = 常数。

只要探测到光频信号，并且考虑到光频噪声的特性，接收机的其余部分便可仿照一般的微波接收机。

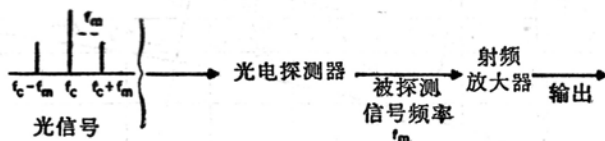


图1 受调光频信号的直接光探测，其原理类似于微波频率的视频检波。

光电倍增管的特性

最灵敏的探测器工作在可见光区域。在这一区域里，光发射效应使得可以有象光电倍增管这样的低噪声、高后探测增益的器件。光子照射在光电表面上，所打出电子的能量是：

$$E = \frac{1}{2}mv^2 = hf - \Phi, \quad (2)$$

其中：

$(\frac{1}{2})mv^2 =$ 光电子的功能，

$h =$ 普朗克常数，

$f =$ 频率，

$\Phi =$ 光电表面的功函数。

只有 hf 大于 Φ 时才有电子被打出。辐射强度增加时，光电子的数目增加，但其能量不增加。常量 Φ 可以表示为 hf_0 ， f_0 为阈值频率，当频率比 f_0 低时，便不发生光电效应。

一般可采用物质的功函数限制了光电探测器只能工作到很近的红外频率，但是，在可见光和紫外区域，光电探测器有很好的频谱宽度。

光电探测器的量子效率 ϵ 定义为每个入射光子的平均电子产量。对于光电探测器来说，这个产量一般是小的，量子效率在 10^{-5} 到 0.2 之间。各种常用光阴极物质的效率见图 2。

在低信号水平时，有光发射阴极的光电倍增管是非常有用的探测器。内噪声是低的，而且，利用二次发射，有高的后探测增益。每个从阴极发射出打在二次发射面上的电子，使得

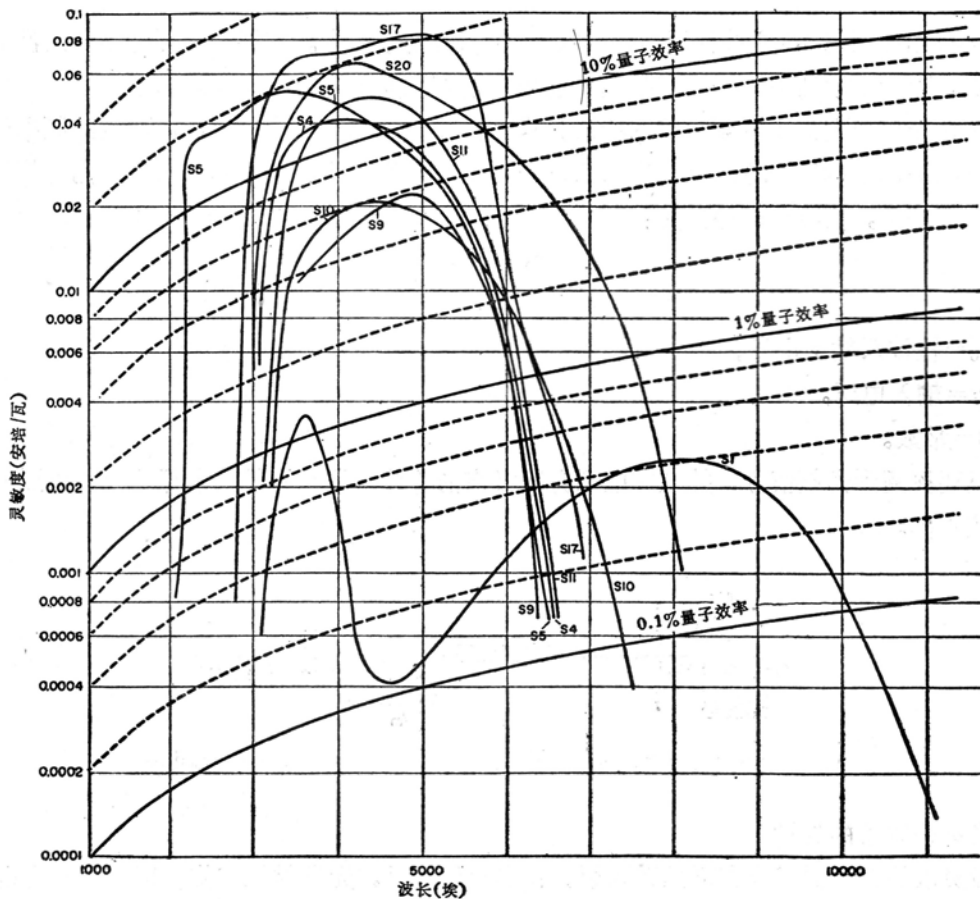


图 2 光阴极面的响应曲线。最有效的响应是在可见光区域。在红外频率区灵敏度急剧下降。但是，光阴极的效率不过比光探测器的效率低很多。

二次发射面又放出更多的电子，这些二次电子然后又在下→级的发射面上倍增。倍增器的输出是 $M=S^n$ 。其中 M 是倍增因子， S 是二次发射率， n 是级数。因子 S 最大可以到 10，级数也有相同的数量级，所以，超过 60 分贝的电流增益(功率增益 120 分贝)是很普通的。但是，倍增器的频率响应受渡越时间效应的限制，可探测大约 100 兆周的带宽。最近加迪(Gaddy)和霍耳肖塞(Holshouser)^[1]用静磁场和动电场改进光电倍增管，使得可以很好地工作到微波范围，其功率增益大于 100 分贝。其他的研究人员利用复杂的几何结构、高直流电压和磁场，设计出微波响应的光电倍增管^[2]。

行波光电管

另一种具有后探测增益的是西格曼(Siegman)和麦克穆特里(McMurtry)实验成功的行波光电管^[3]。这种器件使用一种行波结构，光发射的电子在其中聚焦成束。增益的获得类似于一般阻抗变换的微波行波管。这种行波光电管不是一种电子倍增器，所以它的后探测功率增益限制在约 50 分贝处，但是，却获得了一倍频程的带宽。典型的是 2~4 和 4~8 千兆周/秒。

在非常低的信号水平时，行波光电管光电阴极发射出的电子并不足以形成有用的光束。在阴极和射频结构之间增加静态光电倍增器以提高电子集居数目就可以解决这个问题。

最近发表的^[4,5]光频调制的直接探测和放大的一种变形表明了行波探测器的多样性。用一个棱镜使入射光按频率射到阴极上，横向调制了发射的电子束，所以能够用螺旋线高频电路作放大而不损失调频信息。

后探测增益是需要的，因为在宽频带时，需要巨大的后增益使得受量子限制的信号在探测器输出端超过热噪声。后增益与热噪声不一样，因为信号和量子噪声在探测器中被倍增，而在输出电阻上的热噪声却没有。

关于光电二极管的讨论

光电二极管是光生伏打效应的探测器。光子射到光生伏打探测器上，在其两端产生电压，而不需要外偏压或负载电阻。通常，光电二极管不具有后探测增益，利用雪崩效应的实验元件便具有这样的增益^[6]，但不能在光电倍增管有效的非常低的信号水平下工作。

加一个辅助电压以及与光敏电池层串联的负载电阻，光生伏打器件便象光电二极管一样工作。图 3 给出了其伏安特性。在黑暗中时，这种器件仅仅是一个整流器。当光强增加时，反向电流很快

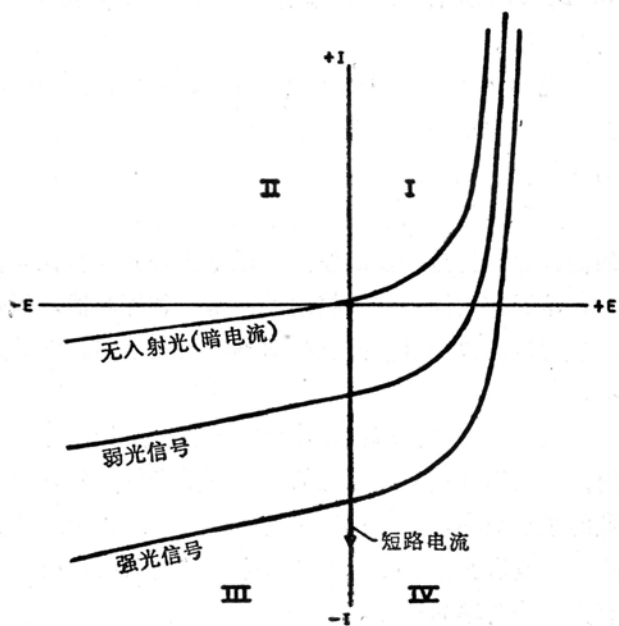


图 3 光电二极管的响应曲线。大多数二极管是工作在第三象限。

增加，在如图的第三象限时便有光二极管的作用。两个光二极管反接便得到一个光三极管。

由于激光的出现，硅光电二极管发展很快，它的灵敏度和频率响应足以供许多接收的应用。硅光电二极管的峰值响应在大约 8,500~9,000 埃，这是砷化镓激光的光谱区域，因此，可以作为固体发射器灵敏的固体探测器。在背景噪声高于内噪声的情况下，由于光电二极管的量子效率高(可接近 1)使它成了比光电倍增管还好的探测器。例如在 9,000 埃处，光电倍增管的量子效率是 0.003，而硅光电二极管在 9,000 埃处对背景的分辩要比光电倍增管大约好 100 倍。

其他的光生伏打效应的物质，包括硅、锗、砷化镓、铟化铋。利用硅掺杂和锗 PIN 结的二极管已制成微波响应的光电二极管。

光电导管和光参量探测器

在光电导探测器中，光减低工作物质的电阻，因而使被探测的电流增大。有两种光电导管：半导体和绝缘体。半导体通常是这两种中响应较快的。绝缘体 (CdS, CdSe) 对可见区灵敏，而半导体可工作到光谱的近红外和红外。各种物质的探测器灵敏度是很不相同的。不过，在很低的信号水平时，光电二极管比光导管好^[7]。

绝缘体光电导管能提供后探测增益，因为它们不象光发射和光生伏打探测器那样，在理论上受每个光子只对应发射一个电流载流子的限制。尽管理论上这种增益可能是很大的，但是对于光通讯接收说来响应足够快的光电导管却没有后探测增益。

光电磁效应是不太重要的，但是为了完整起见，也顺便提一下。在这种效应中，载流子在放在磁场中受光照射的半导体里扩散，响应不如其他的效应好。以光电磁效应模式工作的 InSb，可以工作在 1~8 微米的区域，InAs 可在 1~4 微米之间使用，响应时间是 0.2 毫秒的数量级。

光参量探测器^[8]包括激发电路，因此，二极管探测器不只起光子探测器的作用，而且借助于参量作用在解调频率上提供后探测增益。已报导的功率增益为 25 分贝。在近红外工作的二极管表明有退化和无退化的参量放大作用。

这种参量作用和增益并不发生在光频，而是在调制频率处。尽管对任何具有后探测增益的器件应保持进一步的注意，但是这种光参量探测器对光接收机的价值仍然是肯定的。

量子放大器虽然严格地说不是一种探测器，但也有潜在的价值。这种器件是和激光振荡器等价的放大器，并且在探测器前面使用，它放大输入的载频光子，以提供光频功率增益。

在 3 微米的区域内，已成功地获得用低信号的量子放大器的实验结果^[9,10]。在这个区域内，可利用高增益，单程的量子或激光放大器。原则上，量子放大器可以更容许光电倍增管低的量子效率。在固体探测器前面使用时，量子放大器能够改进整个接收机的灵敏度。它同样可以改进光谱和方向的分辨率，但是只有在限制使用宽孔径、高增益的光学系统时，才具有方向分辨率的优点。

光混频器有什么好处

在光混频中，本机振荡激光和入射的信号光子在光探测器的表面上相拍以得到一个中间

的射频拍频(见图4)。理论上,光混频的变频增益能够使被探测的输出克服探测器的热噪声和内部噪声。当变频增益足以压过器件的噪声和热噪声时,余下的重要的噪声是 hfB ,也就是量子噪声。

在光混频中,由探测器输出的所需分量的功率,理论上是 $i_{s0}^2 R$ 。其中 $i_{s0} = (i_s i_{LO})^{1/2}$ 。被探测的本机振荡电流是 $i_{LO} = \varepsilon q P_{LO} / hf$ 。

其中:

- i_{s0} = 混频后输出的信号电流,
- i_s = 和输入信号有关的电流,
- i_{LO} = 与本机振荡器有关的电流。

在理想的本机振荡器中,增加本机振荡器的功率就可增加变频增益。考虑到理论的信噪比 $SNR = P_s / hfB$ 后,本机振荡器中的任何噪声都会减低变频增益的有效程度。这个理论的信噪比比直接光探测好3分贝^[11]。在许多应用中,由于光混频提供了优良的空间和频率的背景分辨,整个信噪比比直接光探测还能进一步改善。

相位的要求是麻烦的

但是,光混频的空间要求有时使得难于应用这项技术。除非在整个光表面,本机振荡器和信号是同相的,否则光混频作用会很快的降低。要求大约 10^{-4} 弧度的准直精度和调节^[12]。一种使用爱里斑的方法在某种程度上可以减低这种要求^[13]。以光混频在大气中工作特别困难,传输介质的各种变化使信号的相位波前以杂乱无规的和不可预计的方式发生畸变,所以光混频就减弱了。

为了探测弱信号,需要一个近于理想的激光器作为本机振荡器。在空间系统中,会发生较大的多普勒频移,使得中频的差频有较大的变化,所以在光混频系统中,中频的带宽必须特别宽,或者可在宽范围内调谐。由于中频是在微波频率,这些宽频带的要求会是麻烦的。相反,设计者可指定窄带的中频系统,并使用可调谐本机激光振荡器。尽管在这个方向上已取得某些进展,但在实验上,可调频率的激光器仍然必须考虑。

由于光混频要求信号光子相对于本机振荡器的光子有精确的空间相位,所以限制了接收光子的面积的大小。光学技术要把接收透镜或反射抛物面的大小限制在刚使相位畸变开始可察觉的尺寸内,也就是使由接收面上各点到阴极的路程的差别为光频波长的数量级。相反,光探测器的相位限制不在光频区,而在调制频率区,从而容许光学孔径面积可大几个数量级。仅仅由于这个因素而许可发射机功率降低就是光探测接收机的最大优点。

没有光学滤光片光混频就不能具有频率分辨的优点。只有那些落在中频带宽内的噪声分量会被放大。另外,由于光混频作用方向性的要求,原则上,只有那些平行于本机振荡光能的背景能量才能产生差频分量。不幸,多普勒频移有抵消这些优点的倾向。中频带宽必须超过调制带宽以适应多普勒频移,因此,又再次引进了在调制带宽以外的背景噪声。但是,光混频器的方向限制仍然有效,不必另加光学滤光片。

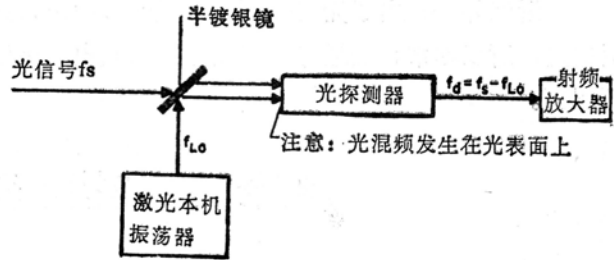


图4 混频接收机。工作和一般的外差检波器类似,但是在光频区,要求信号和本机振荡在整个光敏表面上相位相干,这就限制了这种方法的使用。

在光频区，直接光探测的优点和方便，常常胜过超外差(光混频)系统，而在某些应用中还同样灵敏。在光发射探测器不能很好起作用的光谱区域量子放大器也许是有价值的。在可见光和近红外区，由于光电倍增管有低的内噪声，并且在非常低的信号水平时，有高的后探测增益，所以通常它是最好的探测器。而光电二极管在特殊的接收应用中，也可以是有效的探测器。

附录——光接收器中的噪声

激光接收器与微波接收器必须进行本质上不同的考虑。最显著的不同点是其量子效应成为主要问题，而在微波频率处，它们通常是被忽略的。

如以光子表示，单频接收的能量是：

$$E = hfn_r, \quad (A)$$

其中： h = 普朗克常数 (6.62×10^{-34} 焦耳-秒)，

f = 辐射频率，

n_r = 被接收的光子数。

在微波频率区，其中 kTB 或热噪声占优势，需要许多光子克服热噪声能量 kT 。然而，当频率增加时，每个光子的能量也增加，直到光频区，每个光子的能量 hf ，通常比热噪声能量 kT 大。

$T = 300^\circ\text{K}$ (室温) 时，在 1 微米 (10,000 埃) 处， $f = 3 \times 10^{14}$ 周/秒，和 $hf/kT \approx 50$ 。 $hf \gg kT$ 的效应是由于在一个光接收器中，光子的波动所产生的噪声能变成极限灵敏度。

光子波动和通常所指的热噪声的比例关系(以及两种噪声源)可由普朗克辐射定律导出。此定律可适用于非相干或黑体辐射：

$$\psi = \frac{8\pi f^2 (df)}{c^3 [(e^{hf/kT}) - 1]}, \quad (B)$$

其中： ψ = 每单位频率的能量密度，

c = 光速。

$8\pi f^2/c^3$ 项能与模的数目或量子态有关。每个量子态的平均光子数是

$$\bar{n}_s = \frac{1}{e^{hf/kT} - 1}. \quad (C)$$

当 $kT \gg hf$ 时，如在微波中的情况一样，

$$\bar{n}_s = \frac{1}{V-1} = \frac{kT}{hf} \gg 1, \quad (D)$$

其中

$$\mu = [1 + hf/kT + \frac{(hf/kT)^2}{2} + \dots].$$

在光子中的这种无规统计波动实际上是噪声。已发现 \bar{n}_s 的均方波动是^[14]

$$\Delta \bar{n}_s^2 = \bar{n}_s(1 + \bar{n}_s) = \bar{n}_s + \bar{n}_s^2. \quad (\text{E})$$

如果 $n_s \gg 1$ ，正如我们对微波所表明的一样，则

$$\Delta \bar{n}_s^2 = \bar{n}_s^2, \quad (\text{F})$$

和均方根值(噪声)是

$$(\Delta \bar{n}_s^2)^{1/2} \approx \bar{n}_s = \frac{kT}{hf}. \quad (\text{G})$$

因为 $E = hf\nu$ ，每个量子态的噪声能量是 $E = hf(\Delta \bar{n}_s^{-2})^{1/2} = kT$ ， kT 为有名的射频热噪声(约翰逊、尼奎斯特噪声)(Johnson, Nyqvist)。

对于许多量子态说来，在光学接收器里通常实用的 L 为

$$\Delta \bar{n}^2 = \bar{n} + \bar{n} \cdot \bar{n}_s, \quad (\text{H})$$

其中

$$\bar{n} = L\bar{n}_s.$$

第一项 \bar{n} 可考虑为合量子噪声项，第二项即热噪声项。

但当 $hf \gg kT$ 时(它是符合光频的)，则 $\bar{n}_s \ll 1$ ， $\Delta \bar{n}^2 \approx \bar{n}$ 。量子噪声能量正比于波接收光子数的平方根。这种噪声在探测器里表现为辐射感生散粒效应噪声。

入射辐射的信号噪声比是

$$\frac{S}{N} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\bar{n}}} = \sqrt{\bar{n}}, \quad (\text{I})$$

其中 \bar{n} 是在测量间隔中所接收的平均光子数。在 τ 时间里(其中 τ 与信息和后检波带宽有关，故 $\tau = 1/2B_d$)，接收的光子数为 n 。这里 $n_r = n/\tau$ 光子/秒的光子速率。以均方根值的噪声电流表示，则为 $i_n = qn^{1/2}/\tau$ ，均方噪声电流是 $i_n^2 = q^2 n/\tau^2$ 。

因为信号电流 $i_s = qn_r$ ，

$$i_n^2 = \frac{i_s q}{\tau} = 2qi_s B_d, \quad (\text{J})$$

这就是散粒效应噪声公式。

被探测到的信噪比可写为

$$\left(\frac{S}{N}\right)_0 = \bar{n} = \frac{n_r}{\alpha B_d}. \quad (\text{K})$$

由于输入功率 $P = hf\bar{n}_r$ ，

$$\left(\frac{S}{N}\right)_0 = \frac{P}{\alpha hf B_d}. \quad (\text{L})$$

$2hfB_d$ 项可考虑为与信号功率有关的有效输入量子噪声功率。

以 $i_s = e q P / hf$ 取代，

$$\left(\frac{S}{N}\right)_0 = \frac{i_s}{2qB_d} = \frac{i_s^2}{2qi_s B_d}. \quad (\text{M})$$

散粒效应噪声公式通常是从阴极来的无规电子发射项，而不是从信号波动导出的，在这种情况下里，噪声表示为 $2qiBa$ ，其中， i 是平均电流。背景辐射在探测器里产生散粒效应噪声内部电流(称为暗电流)也产生散粒效应噪声。总散粒效应噪声可写为：

$$i_n^2 = 2q(i_s + i_b + i_a)Ba, \quad (N)$$

其中： i_b = 背景辐射所产生的电流，

i_a = 暗电流。

其它的噪声源包括：(1) 探测器输出中的热噪声，通常叫作 kTB 噪声；(2) 固态探测器中的电流和 $1/f$ 噪声；(3) 固态光电导体探测器中产生和复合的噪声，此种噪声类似于光电发射探测器和光电二极管中的散粒效应噪声；背景或介质波动；(4) 与系统有关的噪声取决于发射机、带宽、副载波等等。激光接收器里的噪声源略述于附表里。

激光接收器的噪声源

噪 声	来 源
信号(量子)噪声	信号功率的统计波动
背景辐射噪声	背景辐射的统计波动
暗电流内噪声	内部产生电流载流子或光电子的统计波动
激光本机振荡器功率噪声	本机振荡器的统计波动
诸如 $1/f$ 噪声和电流噪声等内噪声	视探测器的缺陷而定
非相干或准相干载流子噪声	载流子带宽和信息带宽的依赖
非理想本机振荡器噪声	本机振荡器元件互拍或与信号相拍而产生的，由于本机振荡器具有有限噪声带宽
激光源的特别噪声	每个量子态接收许多光子
背景或介质调制噪声	背景或平均信号值的改变
热噪声(约翰逊、尼奎斯特噪声)	接收器射频部分的温度噪声

参 考 文 献

- [1] O. Gaddy, D. Holshouser, *Proc. IEEE*, Vol. LI, 1963, p. 153.
- [2] R. C. Miller, N. C. Wittwer, *IEEE Quantum Electronics Journal*, Vol. I, 1965, p. 62.
- [3] B. J. McMurtry, A. E. Siegman, *Applied Optics*, Vol. I, 1962, p. 51.
- [4] J. R. Kerr, "A Transverse Phototube for Detection of Microwave Frequency-Modulated Light," International Electron Devices Meeting, Oct. 1965.
- [5] *Microwaves*, Nov. 1965, p. 10.
- [6] K. M. Johnson, *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-12, 1965, p. 55.
- [7] M. DiDomenico, Jr., L. K. Anderson, *Proc. IEEE*, Vol. LII, 1964, p. 815.
- [8] D. E. Sawyer, *Proc. IEEE*, Vol. LI, 1963, p. 1238.
- [9] W. Bridges, G. Picus, *Applied Optics*, Vol. III, 1964, p. 1189.
- [10] R. A. Paananen et al, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. IV, 1964, p. 149.
- [11] B. M. Oliver, *Proc. IRE*, Vol. XLVIII, 1961, p. 1787.
- [12] M. Ross et al, Nat. Symposium on Space Electronics and Telemetry, Oct. 1962.
- [13] W. S. Read, P. L. Fried, *Proc. IEEE*, Vol. LI, 1963, p. 1787.
- [14] A. L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Statistical Physics* (New York: Pergamon Press, 1958), P 154 and 172.
原载 *Microwaves*, 1966, 5, №1, 49—61 (吴瑞昆、陈加华译, 伍树森、王克武校)