

一般讲,组元原子半径差大于 10% 者较有利于非晶态的形成和稳定,这是许多文章里谈到的.需指出的是,在通常结构模型中,认为副组元比主组元小,是填隙在主组元原子骨架内而构成非晶态的;但实际的非晶态材料中并不一定副组元原子尺寸比主组元小,比如 $\text{Cu}_{0.6}\text{Zr}_{0.4}$ 、 $\text{Pt}_{0.66}\text{Sb}_{0.34}$ 、 $\text{Ni}_{0.6}\text{Nb}_{0.4}$ 、 Ge-Bi 等的副组元原子比主组元还大.可见这种结构模型不是唯一的.

3. 冷却速率

冷却速率必然影响到非晶态的形成,这是大家共知的.同时,冷却速率的差异也将造成非晶态结构的差异,从而又影响到材料结构相变的过程,这一点也是可以想像到的结论.但

这方面的实验工作还相当少.

参 考 文 献

- [1] H. T. Savage and A. E. Clark, *IEEE Trans. on Mag.*, **10**(1974), 807.
- [2] N. Funakoshi, *Japan. J. Appl. Phys.*, **15**(1976), 1833.
- [3] J. M. Vitek, J. B. Vander Sande, N. J. Grant, *Acta Met.*, **23**(1975), 165.
- [4] A. S. Schaafsma, F. Van. der. Woude, *Amorphous magnetism II* p. 335.
- [5] H. G. Suzuki, K. Yamamoto, *Mat. Sci. Eng.*, **33**(1978), 57.
- [6] C. P. Peter. Chou, D. Turnbull, *J. Non-Cryst. Solids*, **17**(1975), 169.
- [7] H. S. Chen, *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 245.
- [8] T. Masumoto, H. Kimura et al., *Mat. Sci. Eng.*, **23**(1976), 141.
- [9] S. Takayama, *J. Mat. Sci.*, **11**(1976), 164.

若干固体器件噪声研究的进展

裘 小 松

(山东大学电子系)

十四年前,作者曾综述了电噪声的基本问题与物理内容^[1].近来,在电子电路中广泛地应用了各种新型的电子器件,电子器件的噪声限制了任何测量的精确度,它影响了电子电路允许处理的信号的最低极限.因此,在近代的精密测量中,在微弱信号的接收与处理中,电子器件的噪声具有特别重要的意义.

电真空器件是最早使用的有源电子器件.自从 1918 年肖特基 (Schottky) 指出电子管板流中因电子的微粒性与随机性所发生的散粒噪声以后,到本世纪五十年代,电真空器件中的噪声已有较完善的理论,且与实验良好地一致.本文重点阐明常用的半导体器件、量子器件与参量放大器件的噪声研究的新进展,作一综合介绍.

一、半导体器件的噪声

1. 场效应晶体管 (FET) 中的噪声

物理

1967年,克拉逊(Klaassen)与泼林斯(Prins)^[2]用朗之万 (Langévin) 方程推导出在场效应晶体管的导电沟道内所产生的热噪声公式.他们得到的电流谱强度是

$$S_i(f) = \gamma \cdot 4kTg_{d0}. \quad (1)$$

其中 k 为玻耳兹曼 (Boltzmann) 常数, T 为沟道温度,以及 g_{d0} 为漏极电压等于零时的漏极电导.设在沟道内离源极距离 x 处的单位长度沟道电导是 $g(x)$,它当然唯一地决定于该处的电位 $V_0(x)$,所以 $g(x)$ 又可写作 $g(V_0)$. 设 V_d 为漏极电压,因此(1)式中的 γ 定义为

$$\gamma = \frac{\int_0^{V_d} [g(V_0)/g_0]^2 dV_0}{\int_0^{V_d} [g(V_0)/g_0] dV_0}. \quad (2)$$

(2) 式中的 g_0 是源极的沟道电导.从(2)式可见,

$$\gamma \leq 1. \quad (3)$$

仅在 $V_d = 0$ 时,即漏电压为零时, $\gamma = 1$; 此外, $\gamma < 1$. 详细的计算表明 γ 值随 $|V_d|$ 的上

升而单调地下降，并在场效应晶体管饱和时达到最小值 γ_{sat} 。范·德·切耳 (Van der Ziel)^[5] 求得结型场效应管的值

$$\gamma_{\text{sat}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1 + 3z^{1/2}}{1 + 2z^{1/2}}, \quad (4)$$

式中 $z = (-V_g + V_{\text{dif}})/V_{00}$ 。这里， V_{00} 是截止电位， V_{dif} 是结的扩散电位以及 V_g 是栅极电位。所以，在 $z = 0$ 时（源极处沟道完全打开的情形）， $\gamma_{\text{sat}} = \frac{1}{2}$ ；在 $z = 1$ 时（源极处沟道截止），

$$\gamma_{\text{sat}} = \frac{2}{3}.$$

约旦 (Jordan)^[4] 指出，低电导率基片的 MOS 场效应管（即绝缘栅场效应晶体管），在任何栅偏置下，都有 $\gamma_{\text{sat}} = \frac{2}{3}$ 。而高电导率基片的 MOS 场效应管具有稍低于 $\frac{2}{3}$ 的 γ_{sat} 值。

实验表明^[2]，低电导率基片的 MOS 场效应管的 γ 值与理论预言的完全一致。但是，在高电导率基片的 MOS 场效应管中所作的实验^[5] 出现了严重的分歧。实验的 γ 值居然出现大于一的情形。实验者说明可能存在着其它非热噪声型的噪声。但是后来的多次实验^[6] 指明仅只存在着热噪声。因此，高电导率基片的 MOS 场效应管内的噪声问题尚未取得一致意见，而基本上倾向于只存在热噪声。

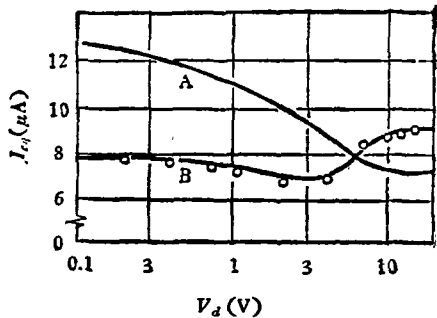


图1 在25千赫频率下测量结型场效应管的饱和二极管电流 I_{d0} 与漏电压 V_d 的关系。

曲线A是忽略串联电阻的理论计算曲线。曲线B是计入串联电阻的计算曲线。圆点为实验点

图1^[7] 表明在结型场效应管中考虑了引出线的串联电阻效应之后的测量结果。热噪声理论与实验值完全一致。

场效应管在高频运用时还有栅感应噪声。范·德·切耳^[8] 曾把沟道、栅极以及基片都看成

是一个有源的 RC 分布式传输线系统，并在处理了该系统的波动方程之后，能够获得栅感应噪声的解。在饱和情况下它是

$$\begin{aligned} (\overline{i_g^2})_{\text{sat}} &= 4kT_{ng}g_g\Delta f \\ &= \alpha_g \cdot 4kT_{ng}g_g\Delta f. \end{aligned} \quad (5)$$

其中 g_g 为场效应管的输入电导， T 为沟道温度，而等效噪声温度 T_{ng} 与实际的沟道温度 T 之比即为 α_g 。对于 n 型沟道的结型场效应管说， α_g 的变化如图 2 所示^[9]。而 MOS 场效应管的 α_g 约为 $4/3$ 。

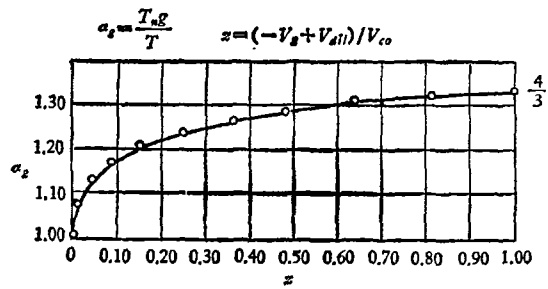


图2 α_g 与 z 的关系

大多数场效应管都在较低的频率下运用，这是由场效应管本身的频响特性不高所决定的。因此，场效应管的低频噪声引起了人们的广泛注意。

在场效应管沟道内的载流子，由于随机地复合与产生而要出现产生-复合噪声，这是低频范围内很显著的噪声。范·德·切耳^[10] 推导出产生-复合噪声的电流谱为

$$S_i(f) = \frac{4q\mu\alpha}{L^2} \cdot \frac{\tau}{1 + \omega^2\tau^2} \cdot I_d V_d. \quad (6)$$

式中， I_d 为漏电流， V_d 为漏电压， L 为沟道长度， μ 为载流子的迁移率， α 与 τ 是载流子按指数衰减的比例常数与时间常数。公式(6)表明噪声谱具有 $\frac{\tau}{1 + \omega^2\tau^2}$ 型的依赖关系。

萨 (Sah)^[11] 曾经指出，在场效应管的空间电荷区域(枯竭区)内，缺陷的随机占居调制了空间电荷区域的宽度，并由此调制了沟道的宽度，因此导致起伏噪声。对 n 型沟道结型场效应管与 MOS 场效应管的理论推导^[12] 都指明有类似于(6)式的噪声谱强度。1963年哈莱台 (Halladay)

与勃隆克 (Bruncke)^[13] 测得的缺陷噪声谱如图 3 所示。由图可见, 锗(Ge)比硅(Si)管的噪声大, 而且在 1 兆赫附近的常用频率下, 低频噪声还相当严重。图中标出的 63 微安与 31 微安分别是硅与锗的热噪声固有值。这是早期产品的实验结果, 近期由于结构与工艺方面的改进, 可以使缺陷噪声有数量级上的改善。然而, 个别场效应管如果出现很大于产生-复合噪声理论所预示的噪声值时, 超量的噪声可以认为是由缺陷引起的, 换用良好制备的场效应管可以得到改善。

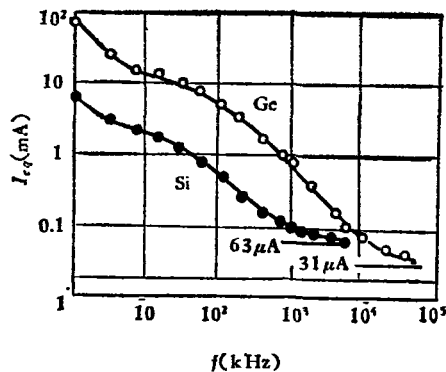


图 3 早期锗与硅场效应管因缺陷引起的噪声谱

图 4 表明另一类低频噪声的典型实验结果^[14]。由图可见, 费米(Fermi)能级处的表面态密度 ρ_s 似乎与场效应管的闪烁噪声电阻 R_N 成正比, 并唯一地确定了它。至于温度与表面取向的不同而有不同的噪声是因为温度与表面取向影响了表面态密度。例如, (100) 表面有最少的表面态密度, 因此用(100)表面制备的场效应管噪声最小。当温度增加时, 表面态密度趋向于沿导带边缘增加, 所以 $1/f$ 噪声也增大了。实际上, 因为器件的几何尺寸影响着跨导与沟道的激活面积, 故亦对 R_n 有影响, 但这是次要的因素。所以, 降低 $1/f$ 噪声的最好方法是设法降低费米能级邻域内的表面态密度。

然而, 场效应管的闪烁噪声理论由于影响的因素众多而并不成熟。目前的理论指出谱强度是发散的^[15], 这在理论上与实际都不合理。这种状况与十多年前的真空管闪烁噪声研究状况是类似的。但是, 在 1964 年, 范·弗利脱

物理

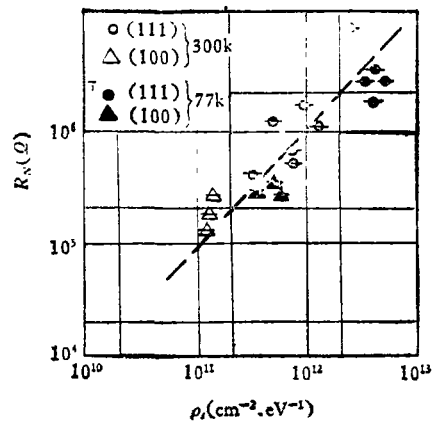


图 4 在 10 千赫时测量 MOS 场效应管的等效噪声电阻 R_N 与表面态密度 ρ_s 之间的关系

(Van Vliet) 与琼森 (Johnson)^[16] 提出了氧化物阴极中闪烁噪声是由电离施主的扩散与漂移引起的理论。如图 5 所示, 他们的理论与实验结果是精确地相符合的。图中突出的一点是在较低的频率时, 存在一个转折频率 f_0 , 当 $f > f_0$ 时, 有 $f^{-\alpha}$ 型谱的变化律, 而在 $f < f_0$ 时, 谱曲线趋于平坦。这一点从理论上说很重要, 它合理地排除了总噪声功率的发散性。从实际应用上说, 设法使转折频率 f_0 的及早出现是很有利的。范·弗利脱与琼森指出低频噪声谱主要是阴极激活的函数。类似地, 上面已指出场效应管的低频噪声主要决定于半导体的表面态密度。因此场效应管低频噪声能否类似地有一个转折频

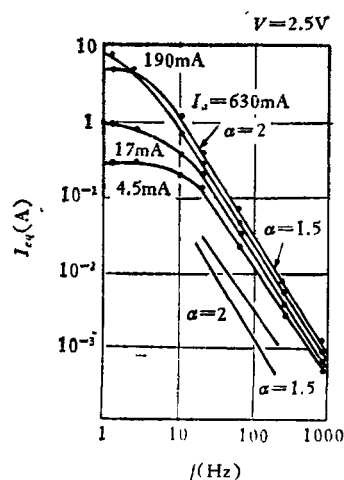


图 5 真空管 2X2 的噪声谱 ($V = 2.5$ 伏)

率呢? 这有待于从理论与实验上进一步研究。我们认为闪烁噪声的理论将要借重于外逸电子理论^[17]的发展, 因为从根本上说闪烁噪声很可能是金属或半导体表面的外逸电子的无规起伏所产生的。

随着薄膜集成电路的发展, 研究薄膜 MOS 场效应管低频噪声是目前的重要课题。胡 (Hsu)^[18] 提出了空间电荷区域内的陷阱态构成了低频陷阱噪声。他指出, 通过噪声的测量能够测定陷阱能量、陷阱态密度与俘获截面等重要的重要的半导体参量。从而别开生面地开拓了测量半导体参量的新途径。

2. 隧道二极管的噪声

由重掺杂质的 p-n 结半导体制成的隧道二极管可以作放大器与振荡器等广泛的用途。在隧道二极管中, 载流子的运动是以量子力学中的隧道跃迁方式进行的。因此隧道二极管中只存在着散粒噪声^[19]。隧道二极管都无例外地作高频运用, 因此它的低频噪声并不受重视。有人 (Dow) 曾设想在隧道二极管中有密度起伏噪声, 作者^[20]通过计算作了否定。

假设工作于负阻区域的隧道二极管有一个负的电导 $-g_d$, 假定源电导 $g_s > g_d$, 以使得隧道二极管放大电路是稳定的, 设此时工作电流为 I_d , 则隧道二极管的电流起伏均方值是

$$\overline{i_d^2} = 2qI_d\Delta f. \quad (7)$$

隧道二极管放大器的噪声系数 $F^{[20]}$ 为

$$F = 1 + \frac{q}{2kT} \frac{I_d}{g_s}. \quad (8)$$

上面两式中的 q 为电子电荷的绝对值。从 (8) 式可见, 增大 g_s 可以降低噪声系数 F 。然而增大 g_s 对增益是很不利的。良好的情形是保证稳定性的条件下 ($g_s > g_d$), 使 $g_s \rightarrow g_d$, 这时的噪声系数变成

$$F' = 1 + \frac{q}{2kT} \cdot \frac{I_d}{g_d}. \quad (9)$$

设计良好的隧道二极管放大器仅有 3 分贝的噪声系数, 而且又有较好的功率增益。它的低声性能决定它常被用作微波装置的低噪声前置放大器。

由于隧道二极管中的电子与空穴是按量子力学规律作运动的, 过程几乎在瞬间进行, 因此不必考虑高频情况对噪声公式的修正。

3. 在半导体二极管与三极管中的噪声

在半导体中, 载流子与晶格的随机碰撞所引起的噪声是扩散噪声。当载流子的迁移率满足爱因斯坦关系式时, 即电子扩散系数 D_n 与迁移率 μ_n (对于空穴, 分别为 D_p 与 μ_p) 成正比时:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n. \quad (10)$$

扩散噪声的公式就归结于热噪声的表达式。爱因斯坦关系式是在例如麦克斯韦这样的平衡分布情况下成立的。因此, 在等离子体内、在受强场作用的半导体内以及双注入的二极管内, 扩散噪声并不简单地归结于热噪声, 而且这些情况下的扩散噪声理论尚有待于进一步研究。

p-n 结二极管的散粒噪声电流谱强度为

$$S_i(f) = 2q(I + 2I_0). \quad (11)$$

式中 I_0 为零偏置时的饱和电流, I 是工作电流。在高频情况下, 除去散粒噪声与热噪声 (即扩散噪声) 以外, 还要考虑高频场对二极管电导的调制所引起的附加电导部分的热噪声。

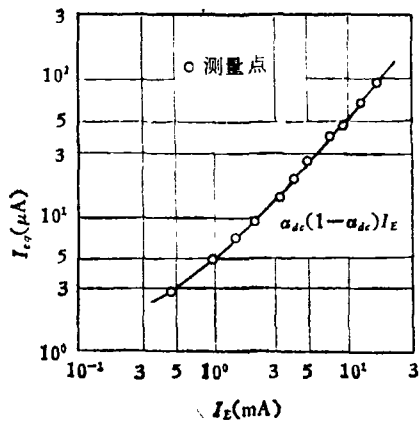
晶体三极管的散粒噪声是研究得较为成熟的一个部门。在一般的频率下, 有

$$\overline{i^2} = 2qI_E(1 - \alpha_f)\alpha_f\Delta f + 2qI_{C0}\Delta f. \quad (12)$$

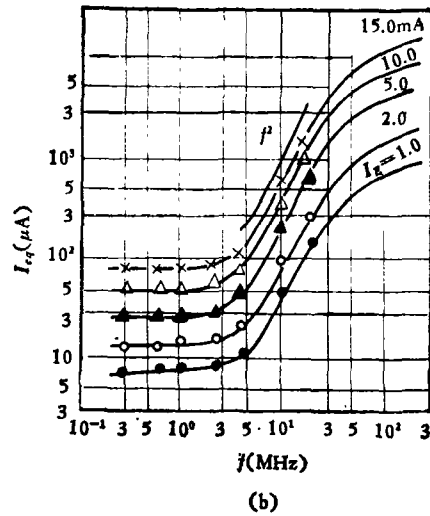
其中 I_E 为发射极电流, α_f 为电流放大系数 ($\alpha_f < 1$)。 (12) 式中的第二项是由零偏置时的饱和电流 I_{C0} 所引起的散粒噪声。第一项是晶体管在工作状态下的散粒噪声与分配噪声综合考虑的结果, 即发射极电流 I_E 中有 $\alpha_f I_E$ 部分流入集电极以及有 $(1 - \alpha_f) I_E$ 部分流入基极, 而每一部分都有无规起伏。晶体三极管散粒噪声的典型实验结果如图 6 所示^[21]。其中图 6(a) 验证了 (12) 式的正确性。但是, 在较高频率时, (12) 式须修正为

$$\overline{i^2} \approx 2qI_E\Delta f \cdot \frac{\alpha_f[1 - \alpha_f + f^2/f_a^2]}{1 + f/f_a} + 2qI_{C0}\Delta f. \quad (13)$$

图 6(b) 表明 (13) 式是正确的, 并且从图 6(b) 上求出了实验所使用的晶体管具有 α -截止频率



(a) 550 千赫与输入开路时的测量结果



(b) 在 $V_{CB} = -10$ 伏与输入开路时的测量结果

图 6 晶体三极管的典型实验结果

$f_a = 50$ 兆赫。高频噪声大致与 f^2 成正比。

同场效应晶体管与真空管情形相类似，晶体管的低频噪声是研究得不够成熟的。图 7 是用晶体二极管所作的实验结果^[22]。因为表面复合速度 S_0 与表面态密度 ρ_s 成正比，所以与场效应管类似地， I_{eq} 与 S_0 成正比的关系是合理的。由此看来，闪烁噪声的表面复合模型机理是可以获得承认的。一般说，p-n-p 型晶体管具有比 n-p-n 型晶体管更小的 $1/f$ 噪声，以及用 (100) 硅表面制备的器件比用 (111) 表面制备的有更小的 $1/f$ 噪声。有趣的是通过测量晶体管

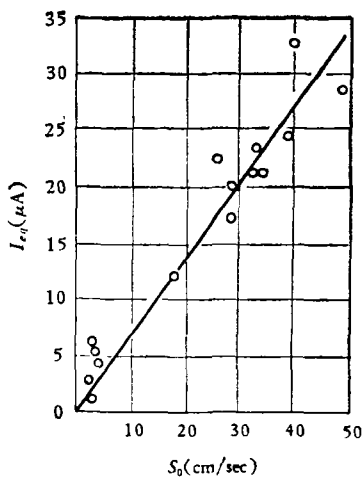


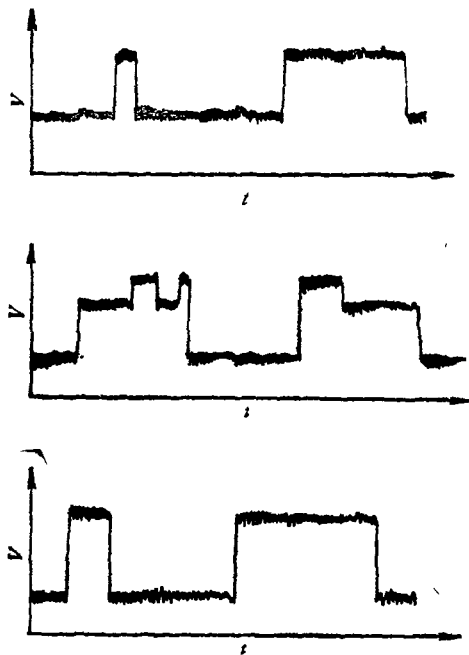
图 7 在 $f = 40$ 赫的条件下，测量等效噪声电流 I_{eq} 与表面复合速度 S_0 之间的关系

的等效基极噪声电阻，我们发现由此推算出基极电阻 r_b 的值和用其它方法所测得的价值完全一致，这就指明 $1/f$ 噪声的产生来源于表面随机复合的过程；而且这也提供了一条测量晶体管参量的途径。

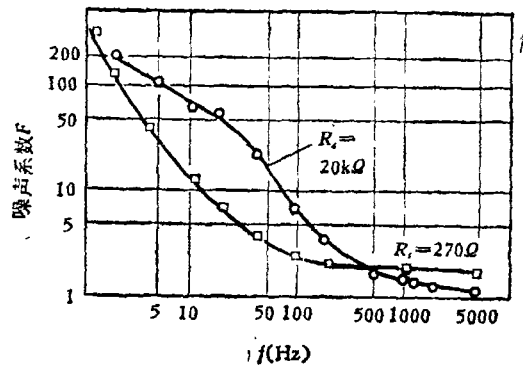
近来，人们发现除去散粒噪声、热噪声与 $1/f$ 噪声以外，许多硅管，特别是台面扩散型硅管，还有另一种低频噪声，称为猝发噪声 (Burst Noise——也称爆裂噪声)^[23]。它们似乎由长度可变与高度相等的一系列随机脉冲所组成，其波形如图 8(a) 所示。图 8(b) 表示噪声系数 F 对频率 f 的依赖关系。关于这一噪声的发生机理至今仍不很清楚，然而也有人唯象地用随机开关模型来建立理论，其结果指明也有 $\tau_0/(1 + \omega^2\tau_0^2)$ 型的电流谱。通过测量基极电阻 r_b 的噪声实验，可以发现猝发噪声源比 $1/f$ 噪声源更加靠近于基极的接触点^[15]，时间常数 τ_0 约为 10 毫秒。实验说明猝发噪声好像与发射结掺杂的轻重程度有关。由于猝发噪声源位于很靠近发射结，因此在信号源的电阻 R_s 变化时将引起噪声系数测量的显著变化，图 8(b) 正是证实了这一点。

总起来说，半导体器件的噪声还有如下几个方面的工作有待于研究：

(1) 半导体器件低频噪声的超低频极限问



(a) 在晶体管集电极观察到的猝发噪声典型波形



(b) F 对 f 的函数

图 8 噪声波形及函数关系图

题。它们是否也像文献[16]表明真空管的 $1/f$ 噪声有转折频率那样，存在转折频率呢？为了避免发散性，这是理所应有的结果。如果有，那么转折频率与哪些因素有关？能否设法使它提前出现？

(2) 半导体器件中 $1/f$ 噪声的产生机理是多种多样的，各有自己的实验支持。是否有统一的可能性呢？它们能否也像基本粒子具有分层结构那样^[24]， $1/f$ 噪声机理在低频范围内存在频率域上的分层结构呢？从图 8(b) 可见猝发噪声是在 100 赫以下的频率才起显著的作用；而表面复合机构的噪声早在 1 千赫时已十分显著了；但是缺陷调制导电沟道引起的噪声则在 1 兆赫时就要考虑了。

(3) 上述结果都是小电流、单注入情况下得出的，对大电流与双注入等非麦克斯韦分布情形的噪声问题，现在尚未有精确的理论可资说明。

(4) 由于大规模固体集成电路的发展，噪声分析跟随电路分析一起面临着新的考验，需要有新的分析方法与实验技术。

二、量子与参量放大器件的噪声

近来，已广泛地使用了量子放大器(脉泽)、激光放大器(莱塞)与参量放大器。它们突出的优点是有很低的噪声性能。最早讨论这类器件噪声性能的是赫夫纳(Heffner)^[25]。

量子放大器的低噪声性能使得人们提出了它的噪声极限究竟是多少的问题。为此建立一个理想的量子放大器概念，它是满足下述三个条件的放大器：(a) 忽略去一切电路的损耗；(b) 强的泵浦信号，以使粒子数强烈逆转(上能级的 $N_2 \gg$ 下能级的 N_1)；(c) 增益 $G \gg 1$ 。这时在双能级脉泽系统中用量子力学理论推导出系统噪声温度

$$T_{\text{sys}} = \frac{hf/k}{\ln[2 - \exp(-hf/kT_s)]} \quad (14)$$

其中 T_s 为信号源的噪声温度以及 h 为普朗克常数。(14)式在 $hf \ll kT_s$ 时为

$$T_{\text{sys}} = T_s + \frac{hf}{k} \quad (15)$$

(15)式说明，系统噪声温度简单地等于源温度

加上由量子力学测不准关系决定的零点能所反映的噪声温度 hf/k 。当 $f=10^{10}$ 赫 (10 千兆赫) 时, $hf/k = 0.5K$ 。所以, 理想的脉泽放大器的噪声是十分小的。当 $hf \gg kT$ 时, (14) 式简化为

$$T_{\text{sys}} = \frac{hf}{k \ln 2} = 1.44 \frac{hf}{k} \quad (16)$$

我们称它为有源介质自发发射噪声的等效噪声温度。在常用工作条件下, $f = 10^{10}$ 赫与 $T_s = 4K$, $hf/kT_s = 0.12$, 所以以 $hf \ll kT_s$ 的情况为主。

上述是腔脉泽的结果, 实际上脉泽本身的噪声温度是很低的, 所以必须考虑环形器与波导管的损耗所产生的热噪声影响。在电路分析中通常使用噪声等效电路来进行分别计算的。

在行波脉泽中, 设行波长度为 L , 输出噪声功率为输入噪声加以自发发射噪声的放大量, 即有输出噪声功率公式 (满足理想量子放大器条件时)

$$P_n(L) = G \left[\frac{hf\Delta f}{\exp(hf/kT_s) - 1} + hf\Delta f \right] \\ = G[P_n(0) + hf\Delta f] \quad (17)$$

式中 G 为系统的功率增益, $P_n(0)$ 为输入噪声功率,

$$P_n(0) = \frac{hf\Delta f}{\exp(hf/kT_s) - 1} \quad (18)$$

(17) 式可以作激光放大器的噪声公式使用, 当然这时的频率 f 是很大的。从 (17) 式可见, 放大器的自发发射噪声相当于在输入波中单位带宽上的一个量子 hf , 常称它为基本的量子噪声。

实际量子放大器的主要噪声来源是腔与线 (广义的线, 如波导管、光波导纤维束) 等附加装置的热损耗引起的。因此用冷却的办法可以获得巨大好处。现代的量子放大系统往往冷却到液氮的温度下工作 (4K)。

在例如时变电容的参量放大器中, 在有良好的增益与可忽略的损耗时, 可以求出等效噪声温度 T_{na} 与噪声系数 $F^{[15]}$,

$$T_{na} \approx \frac{\omega_i}{\omega_2} T, \quad (19)$$

$$F \approx 1 + \frac{\omega_i}{\omega_2} \quad (20)$$

其中 ω_i 为输入频率, ω_2 为惰性电路的频率以及 T 为电路的温度。由 (19) 式可见, 把系统置于低温状态可以获得很大的益处。这是因为参量放大器件不存在任何有源电子器件 (非线性电容并不产生任何噪声), 噪声来源都是温度 T 的热噪声所贡献的, 因此这个结论不足为奇。此外, 使用高的惰性频率 ω_2 (因为输入频率 ω_i 往往不能随意的) 也是十分有益的。当 $\omega_i \approx \omega_2$ 时, $F = 2$ (即 3 分贝), 所以当参量放大器冷却到液氮温度 (4K) 时, 它的噪声性能可以与隧道二极管放大器和量子放大器的相比拟。

量子与参量放大器本身的噪声很低, 实际运用中的噪声主要来源于附加设备的热损耗。

参 考 文 献

- [1] 张荣、袁小松, 物理通报, 1964 年第 7 期, 第 289—293, 305 页。
- [2] F. M. Klaassen and J. Prins, *Philips Res. Repts.*, **22**(1967), 505.
- [3] A. van der Ziel, *Proc. I.E.E.*, **50**(1962), 1808.
- [4] A. G. Jordan and N. A. Jordan, *I.E.E. Trans.*, **ED-12** (1965), 148.
- [5] H. E. Halladay and A. van der Ziel, *Electronics Letters*, **4**(1968, Aug.), 366.
- [6] L. D. Yau and C. T. Sah, *Solid-State Electronics*, **12**(1969), 927.
- [7] W. C. Bruncke, *Proc. I.E.E.*, **51**(1963), 378.
- [8] A. van der Ziel, "Solid State Physical Electronics", 2nd ed., Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1968, Chapt. 18.
- [9] A. van der Ziel and J. W. Ero, (罗), *I.E.E. Trans.*, **ED-11** (1964), 128.
- [10] A. van der Ziel, *Proc. I.E.E.*, **51**(1963), 1570.
- [11] C. T. Sah, *Proc. I.E.E.*, **52**(1964), 795.
- [12] C. T. Sah and L. D. Yau, *I.E.E. Trans.*, **ED-16**(1969), 170.
- [13] H. E. Halladay and W. C. Bruncke, *Proc. I.E.E.*, **51**(1963), 1671.
- [14] G. Abowitz et al., *I.E.E. Trans.*, **ED-14**(1967), 775.
- [15] A. van der Ziel, "Noise: Sources, Characterization, Measurement." Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1970.
- [16] K. M. van Vliet and R. R. Johnson, *J. Appl. Phys.*, **35**(1964), 2039—2051.
- [17] 马圣朝、朱希恺, 自然杂志, **1**(1978, 6), 115.
- [18] S. T. Hsu, *RCA Rev.*, **38**(1977), 226—237.

(下转第 153 页)