

第 3 章



器 件 噪 声

电子器件是电路的基本元素,电路和系统的噪声表现行为和噪声功率输出均与单个电子器件的噪声息息相关。本章将介绍各种电子器件的噪声来源、噪声类型以及噪声输出功率谱,包括电阻、电容等无源器件和二极管、晶体管等有源器件。

3.1 电阻

电阻是最基本的电子器件,广义上金属、导电液体以及半导体中的导电沟道在电学上均可视为电阻,实际上电路中广泛使用的贴片电阻大都是以高阻金属为基本材料制成的。第 2 章分析了电阻的热噪声表达式,并且指出电阻的热噪声与电阻是否偏置、是否有电流流过无关。实际上电阻除了热噪声以外,还存在一种依赖于偏置电流的噪声成分,因为其只在电流不为零时才存在,所以称为电流噪声。3.1.2~3.1.4 节将介绍电阻中电流噪声的起源、测试方法以及电阻生产工艺对电流噪声的影响。3.1.5 节和 3.1.6 节将介绍电阻的小信号高频等效电路以及电阻的噪声模型。

3.1.1 电阻热噪声

电阻是最基本的电子器件,也是最典型的耗散器件,其热噪声功率谱采用约翰逊-奈奎斯特公式表示为

$$S(f) = 4kTR \quad (3.1)$$

其中, R 为电阻阻值, T 为电阻的物理温度。

3.1.2 电阻的闪烁噪声

电阻热噪声不依赖于外部偏置电流而存在,因此被称为平衡噪声,而依赖于偏置电流的噪声被称为非平衡噪声。热噪声是电阻的基本噪声源,其噪声功率谱密度只与温度和电阻阻值有关,与电阻处于什么偏置条件无关。电阻非平衡噪声来源于电阻内部电子流动的不连续性以及非均匀性,不连续性和非均匀性导致电流波动,进而引起电阻两端电压涨落。非平衡噪声的噪声功率谱密度与偏置电流相关,因此也称为电阻的电流噪声。电流噪声指数

是电流噪声输出功率谱的一个关键参数,定义如下

$$N_I = 10 \lg \frac{E_V^2}{V_{DC}^2} \quad (3.2)$$

其中, V_{DC} 为电阻的直流偏置电压, E_V^2 定义为带内任意十倍频程的噪声功率。 E_V^2 具体表达式如下

$$E_V^2 = \int_{f_1}^{10f_1} S_V(f) df \quad (3.3)$$

$S_V(f)$ 为电阻非平衡噪声的功率谱密度,其表达式如下

$$S_V(f) = \frac{K I_{DC}^2 R^2}{f} \quad (3.4)$$

其中, K 为常数,与电阻材料和制造工艺有关。式(3.4)代入式(3.3)及式(3.2)后得到简化结果为

$$N_I = 10 \lg(K \ln(10)) \quad (3.5)$$

可见电阻的非平衡噪声功率谱密度具有 $1/f$ 特征,是一种典型的粉红噪声,仅在低频处噪声谱幅度较大,高频时将被热噪声谱所淹没。测试结果表明,不同偏置条件下电流的噪声指数 N_I 或者参数 K 基本不变,因此只需测试得知一个频点的噪声功率谱,就可以根据式(3.4)计算得到参数 K ,进而得到全频带的噪声谱密度 $S_V(f)$ 。

电阻的总噪声功率谱密度为热噪声和非平衡噪声之和,即

$$S_R(f) = 4kTR + \frac{K I_{DC}^2 R^2}{f} \quad (3.6)$$

从式(3.3)的积分结果可以看出,电阻的电流噪声指数与积分的上下限具体值(f_1)没有关系,只要噪声功率谱密度具有 $1/f$ 特征,计算得到的电流噪声指数与频率无关,也与加载的偏置电压无关。

3.1.3 电流噪声系数的测试

电阻的电流噪声测试方法基于国际标准 IEC195,其测试电路如图 3.1(a)所示,待测电阻 R 产生的电流噪声被低频低噪声放大器放大后经平方率检波器检波。该测试电路采用单电源供电,电阻分压会施加在低噪声放大器输入端,在测试大电阻的情况下,该偏置电压很大,有可能损坏放大器。为解决这个问题,文献[1]提出一种双电源驱动测试电路,如图 3.1(b)所示,调整负压幅度使得测试端的直流电压为 0,这样低噪声放大器只在零偏置情况下对电流噪声信号进行放大。两种测试电路的等效电路如图 3.1(c)所示,辅助测试电阻 R_a 采用绕线电阻,电流噪声可以忽略,因此只有热噪声输出,待测电阻的噪

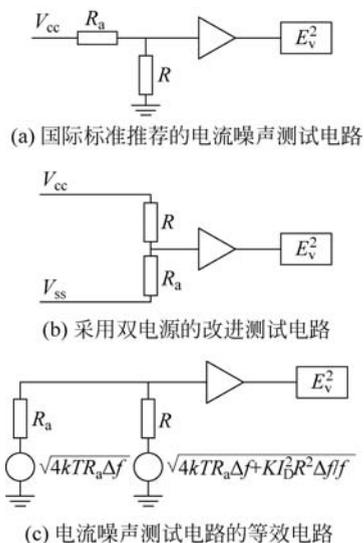


图 3.1 电流噪声的测试电路

声输出功率为热噪声和电流噪声之和,经低噪声放大器放大后,等效的输入端噪声功率为

$$E_V^2(f) = \frac{R^2}{(R_a + R)^2} 4kTR_a \Delta f + \frac{R_a^2}{(R_a + R)^2} (4kTR + S_V(f)) \Delta f + E_{LNA}^2(f) \quad (3.7)$$

式(3.7)应用了皮尔斯功率耗散公式, $E_{LNA}^2(f)$ 为低噪声放大器的等效噪声功率。当电路直流电压为 0 时,待测电阻不存在电流噪声,此时总的噪声输出功率为

$$E_{V_0}^2(f) = \frac{R^2}{(R_a + R)^2} 4kTR_a \Delta f + \frac{R_a^2}{(R_a + R)^2} 4kTR \Delta f + E_{LNA}^2(f) \quad (3.8)$$

式(3.7)和式(3.8)相减可以计算出

$$S_V(f) \Delta f = \frac{(R_a + R)^2}{R_a^2} (E_V^2(f) - E_{V_0}^2(f)) \quad (3.9)$$

根据式(3.9),测试消除了电阻的热噪声和放大器噪声,只提取出待测电阻的电流噪声。测试出 $S_V(f) \Delta f$, 即可以得到参数 K 和电流噪声指数 N_1 。

电流噪声功率谱如图 3.2 所示,从中可以看出,电流噪声功率谱与频率成反比,而与偏置电压的平方成正比。噪声功率谱每十倍倍频程降低 10dB,偏置电流增加 10 倍,功率谱曲线上升 20dB。

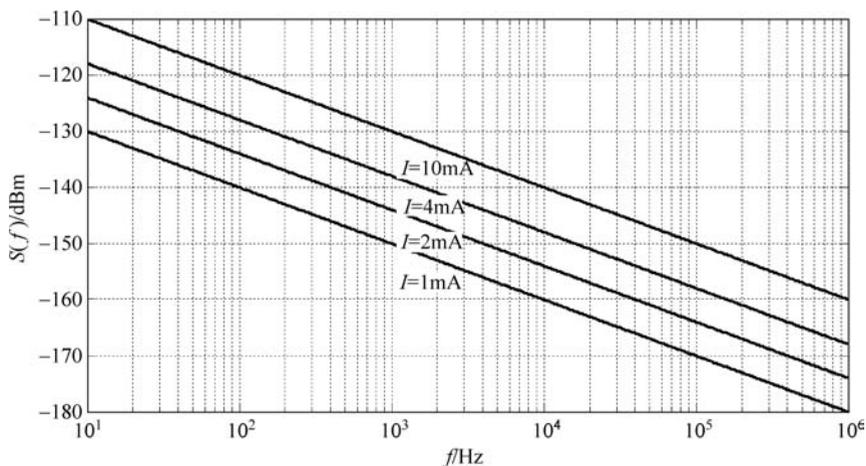


图 3.2 电流噪声功率谱示意图

3.1.4 电阻工艺和材料对电流噪声系数的影响

电阻具有多种形式,例如 PCB 上大量使用的贴片电阻、精密仪表中使用的绕线电阻以及半导体集成电路中的印制电阻等,具体如图 3.3 所示。

贴片电阻是基片通过电阻成膜方法制成的,如图 3.3(a)所示,薄膜电阻和厚膜电阻是最常用的两种成膜工艺,分别采用丝印烧结技术和真空制膜技术。厚膜电阻厚度一般在 $15\mu\text{m}$ 以上,而薄膜电阻的厚度仅几十到几百纳米。溅射镀膜工艺生成的薄膜电阻通常质

地致密均匀,且在真空条件下制备,基片缺陷和异常不均匀晶粒数量较小,制备过程中引入杂质含量小,因此由电阻薄膜本体的载流子数涨落所产生引起的电流噪声能量较小^[6]。贴片电阻的电流噪声主要来源于电阻膜与合金界面处存在的杂质中心,这些杂质中心能够随机发射或俘获载流子,根据相关理论,大量不同时间常数的杂质中心综合贡献的噪声功率谱具有粉红噪声特征。厚膜电阻器是将金属氧化物微粒埋入玻璃基中,电阻膜包含两种基本结构,分别对应着两种不同的导电模式:①两个导电颗粒烧结在一起,形成较好的欧姆接触,电子通过直接传导方式导电;②两个相邻导电颗粒之间存在玻璃相的绝缘薄层,形成金属-绝缘体-金属结构,电子可以一定概率隧穿通过绝缘薄层。传导方式产生的电流噪声主要来源于接触噪声,而隧穿机制带来的低频噪声主要来源于金属-绝缘体-金属结构中的缺陷^[7-12]。厚膜电阻晶粒、晶粒界层较大而且较为复杂,导电颗粒链的接触面结构复杂,同时制备过程中容易引入杂质,这些因素导致厚膜电阻的电流噪声功率谱要高于薄膜电阻。

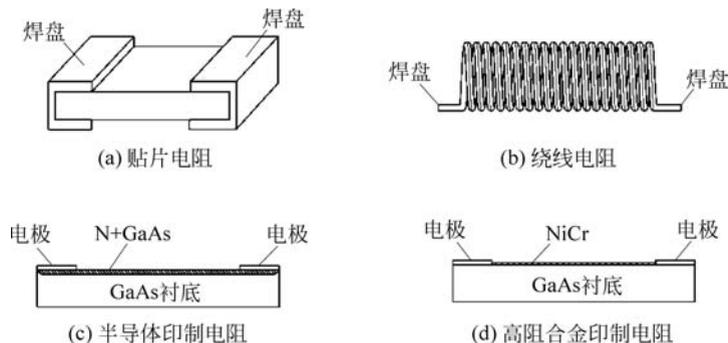


图 3.3 电阻类型

碳膜电阻为膜式电阻器,采用高温真空镀膜技术将碳原子紧密附在瓷棒表面形成碳膜,然后加适当接头切割,碳膜表面涂上环氧树脂密封保护,碳膜的厚度决定了阻值的大小。金属膜电阻也是膜式电阻器中的一种,采用高温真空镀膜技术将镍铬或类似的合金紧密附在瓷棒表面形成皮膜,经过切割实现精密阻值。金属膜电阻属于引线式电阻,方便手工安装及维修,多用于家电、通信、仪器仪表上,其耐热性、电流噪声水平、温度系数、电压系数等电性能比碳膜电阻器优良。

绕线电阻是将镍铬或锰铜金属丝缠绕在瓷管上,如图 3.3(b)所示,可平行多层绕制,也可采用无感绕法,表面再涂一层绝缘漆,其电流噪声具有 $1/f$ 频谱,但相比于金属膜电阻其过剩噪声要小一个数量级。绕线电阻适用于精密仪表等交直流电路中作分压、降压、分流及负载电阻等,具有阻值精度极高,工作噪声小、稳定可靠,能承受高温等优点,但其体积大、阻值较低,分布电容和电感系数都比较大,不能在高频电路中使用。

芯片制造中常需要在半导体晶体内部形成电阻器,常用的工艺如图 3.3(c)和图 3.3(d)所示,可在本征半导体的表面薄层中掺杂杂质,利用半导体导电沟道不同的掺杂浓度来实现

一定阻值的电阻,也可在半导体表面两电极之间印制高阻金属薄膜,实现芯片上电阻。半导体表面印制的薄膜电阻器中包含有单晶、多晶结构及各种缺陷和杂质中心,各晶体间存在着晶粒界层,当对电阻器两端施加电压时,载流子在外加电场作用下产生定向运动的过程中不断地受到原子、晶粒、晶粒界层以及各种缺陷的阻挡、散射或俘获与发射。这些相互作用引起在单位时间内通过整个电阻体的载流子数目的变化,导致较大的电流噪声。薄膜电阻器的低频噪声包含有 $1/f$ 噪声、产生-复合(G-R)噪声和热噪声等噪声成分,其噪声功率谱密度表示为

$$S_V(f)\Delta f = A + \frac{B}{f^\gamma} + \frac{C}{1 + \left(\frac{f}{f_0}\right)^\alpha} \quad (3.10)$$

其中, γ 和 α 为噪声功率谱的特征参数,与半导体的材料和制造工艺密切相关。

3.1.5 电阻的高频等效电路

电阻的高频等效电路与电阻的材料、实现工艺、封装、电极的连接形式密切相关,不同的电阻形式具有不同的等效电路拓扑和参数,微波集成电路中常用的贴片电阻(见图 3.3(a))的小信号高频等效电路如图 3.4 所示,其中 R 为本征电阻,在高频等效下本征电阻的阻值与低频或直流条件下的阻值不同, L_s 为引线电感,主要来源于金属电极和金属焊盘, C_p 为封装电容,与电阻的尺寸和封装材料相关。在高频条件下,引线电感会带来额外的电压分压,而封装电容会引起电流分流,并且随着频率的升高,引线电感和封装电容的寄生效应会越来越强烈,使得等效电路的电阻成分愈发偏离本征值。当电感和电容的电抗相互抵消时,等效电路的阻抗为无穷大,此频率点称为电阻的自谐振频率,这也是理论上电阻能够使用的最高频率点,实际工程上电阻的使用最高频率应比自谐振频率低一个数量级以上。

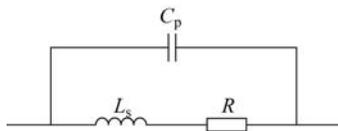


图 3.4 贴片电阻的小信号高频等效电路

图 3.5 为不同阻值、不同封装贴片电阻的阻抗实部与本征电阻的归一化数值随频率的变化曲线。电阻阻值分别为 10Ω 、 50Ω 、 100Ω ,分为 0805(长约 2mm,宽约 1mm)和 0402(长约 1mm,宽约 0.5mm)两种封装。0805 封装电阻的引线电感和封装电容分别为 1nH 和 0.09pF,0402 封装的引线电感和封装电容分别为 0.3nH 和 0.04pF。由图 3.5 可见,随着频率的升高,阻抗实部与本征电阻的归一化数值逐渐偏离 1,并且寄生参数大的 0805 封装率先达到自谐振频率,按照 1/10 的降额标准,0805 封装的最大使用频率为 1GHz,0402 封装的最大使用频率为 4GHz。由于有寄生电抗成分的存在,电阻等效电路的阻抗虚部不为 0,并且随着频率升高,阻抗虚部的成分相比于实部越来越大,具体表现为电阻等效电路相位随频

率的升高愈发偏离 0 相位,变化曲线如图 3.6 所示。

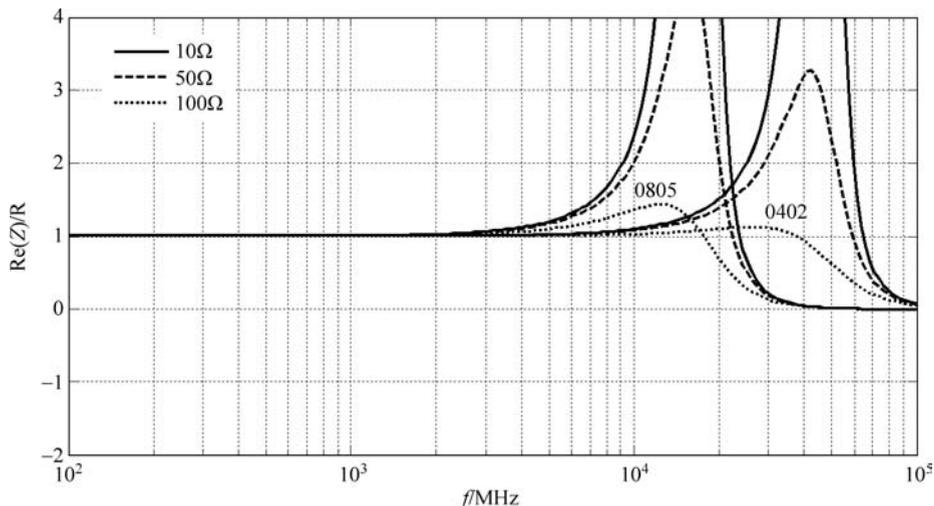


图 3.5 归一化电阻与频率的变化关系

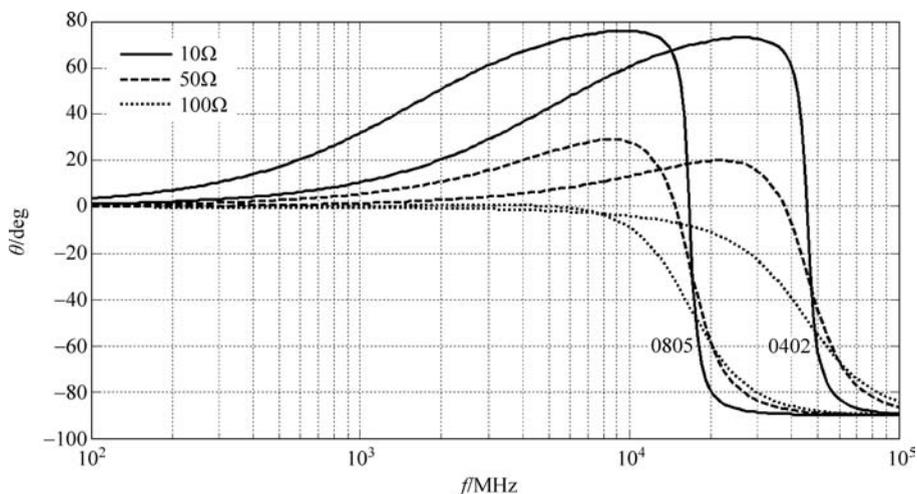


图 3.6 电阻寄生相位随频率的变化曲线

射频电路常使用 50Ω 的贴片电阻作为匹配负载,由于高频情况下电阻的阻抗逐渐偏离本征值,同时伴随着越来越明显的寄生电抗成分,导致 50Ω 电阻的匹配水平随频率升高逐渐变差。如图 3.7 所示的 0805 封装和 0402 封装的 50Ω 电阻随频率的匹配情况,以反射系数小于 -20dB 为门限,0805 封装的 50Ω 电阻的可用最大频率为 2GHz ,0402 封装的 50Ω 电阻的可用最大频率为 8GHz 。采用两只 100Ω 电阻并联可有效地降低寄生参数的影响,使得电阻的匹配可用频带大幅升高,如图 3.7 所示,两只 0805 的 100Ω 电阻并联的可用频率提升至 8GHz ,而两只 0402 的 100Ω 电阻可用频率提升至 20GHz 。

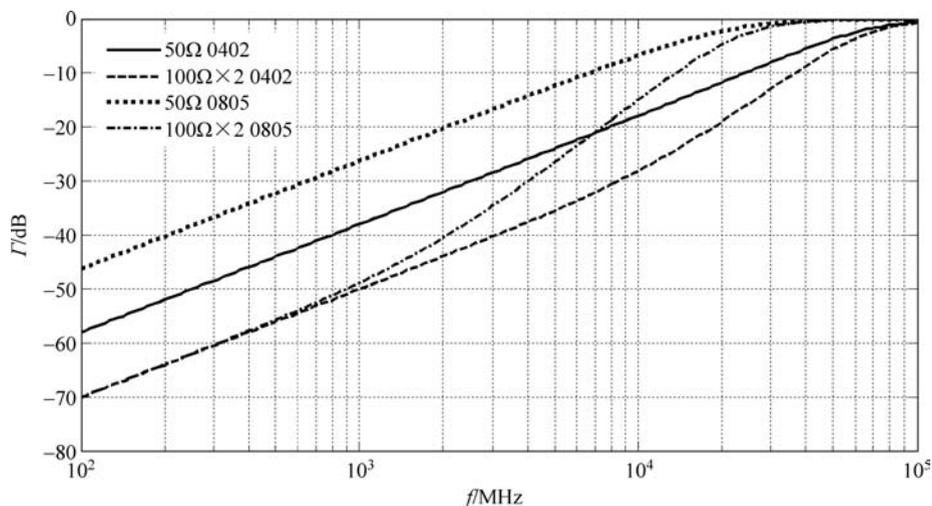


图 3.7 匹配电阻的可用频率范围

3.1.6 电阻的噪声模型

如前文所述,电阻包含热噪声和低频的闪烁噪声两部分功率谱成分,每种功率谱都可以写出电压噪声源形式或电流噪声源形式

$$\begin{cases} S_{VT}(f) = 4kTR \\ S_{Vf}(f) = \frac{KI_{DC}^2 R^2}{f} \end{cases} \quad (3.11)$$

$$\begin{cases} S_{IT}(f) = 4kT/R \\ S_{If}(f) = \frac{KI_{DC}^2}{f} \end{cases} \quad (3.12)$$

其中, S_{VT} 为热噪声电压源的功率谱, S_{Vf} 为闪烁噪声电压源的功率谱, S_{IT} 为热噪声电流源的功率谱, S_{If} 为闪烁噪声电流源的功率谱。电阻的等效电路和噪声模型如图 3.8 所示。

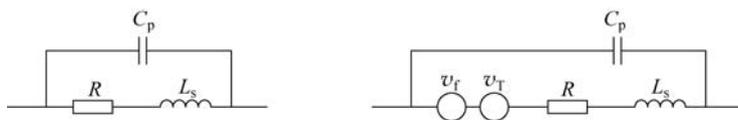


图 3.8 电阻的等效电路和噪声模型

除了电阻,电容和电感是电路中另外两种重要的元器件,3.2 节和 3.3 节将分别描述电容和电感的噪声表现、小信号等效电路和噪声等效电路。

3.2 电容

理想的电容是无耗元器件,根据第2章的相关内容,电容不贡献热噪声,但实际的电容由于使用非理想金属作为电极材料,介质材料也非理想绝缘体,并且加工工艺以及封装材料的限制,导致电容存在电阻和电感等寄生成分,电容从电学表现上看并非为纯粹的电容。因此,有必要分析其寄生成分的来源、定量描述寄生成分,从而提取出电容的小信号等效电路,再根据奈奎斯特定律提出电容的噪声等效电路。

3.2.1 电容形式

电容是电荷储存元件,理想情况下表现为纯电抗,不具备能量耗散性,因而不贡献热噪声。电容主要应用于射频信号耦合、匹配、旁路、调谐、滤波和谐振等电路中,是重要的电路元器件。电容具有不同的形式,主要分为集总式电容和分布式电容两大类型。集总式电容为分立式元器件,包含各种电解电容、陶瓷电容等形式,如图3.9(a)所示的表面贴片电容,由两端呈交指状分布的电极以及电极间填充的陶瓷介质构成。贴片电容由多层金属立体交叠,陶瓷介质均匀充满金属电极之间,形成三维交指结构,随着工艺的发展,贴片电容交指的层数提升很快,同时高介电常数陶瓷介质的引入,使得在较小封装内实现较大容值电容成为可能。分布式电容主要应用于高频段、电磁波的波长与电容尺寸可比拟的情况下,如图3.9(b)~图3.9(d)所示。图3.9(b)为扇形片匹配结构,半径一般为 $1/4$ 波长,对于射频信号而言为典型的短路接地结构,等效于较小容值的旁路电容,用于阻抗匹配以及高频滤波。图3.9(c)为金属-介质-金属形式电容,可实现较高的容值,但制造工艺复杂。图3.9(d)为典型的片上电容,表面交指结构为二维结构,实现工艺简单,属于印制电容,一般应用于射频耦合电路或半导体表面电容制造,实现的容值较小,广泛应用于微带电路以及微电子电路中,起着射频信号耦合、滤波和谐振的作用。

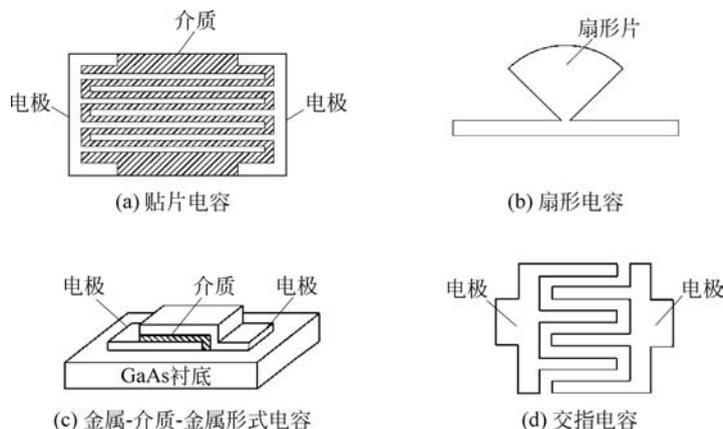


图 3.9 电容类型

不同材料、不同工艺实现的电容性能大不相同,例如有的电容适合低频使用,高频则失效,而有的电容可以工作在更高的频段。究其原因在于,即便标称容值相同,不同种类电容的寄生成分大相径庭,最终导致电容的频域响应各不相同,使用 3.2.2 节建立电容的小信号等效电路便能够定量地分析电容的高频表现,并进一步以小信号等效电路为基础提出电容的噪声等效电路。

3.2.2 电容的高频等效模型和噪声模型

理想的电容没有损耗,不产生热噪声,但实际上由于材料和工艺的限制,存在电阻和电感等寄生参数。电容的引线金属电极必然存在损耗,等效为与本征电容串联的电阻;电容的封装材料也会产生一定的电流泄漏,等效为与本征电容并联的电阻,电容的高频等效电路如图 3.10(a)所示。由于寄生电阻参数的存在,电容同时存在热噪声和闪烁噪声两种形式的噪声源,由于并联的电阻 R_p 流经电流极小,因此与电流平方成正比的闪烁噪声量值可以忽略,电容的噪声等效电路如图 3.10(b)所示。

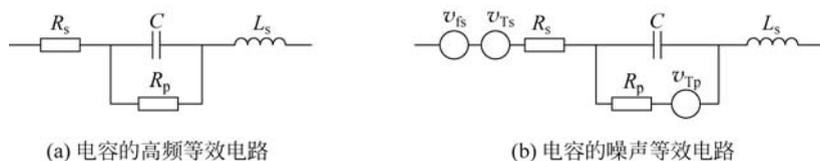


图 3.10 电容的高频等效电路和噪声等效电路

根据图 3.10(a)所示的电容高频等效电路,可以计算电容的电抗值 X ,并可由电抗值计算该电容的等效电容值 C_{eff} ,其中 $C_{\text{eff}} = 1/(X\omega)$ 。图 3.11 为电容的电抗随频率的变化曲线,3 种电容容值分别为 1pF、10pF、100pF,引线寄生电阻分别为 1Ω 、 0.5Ω 、 0.2Ω ,寄生电感均为 1nH 。理想电容的电抗与频率成严格反比关系,由于寄生参数的存在,实际电容的电抗曲线先降后升,在自谐振频率点达到阻抗最小。

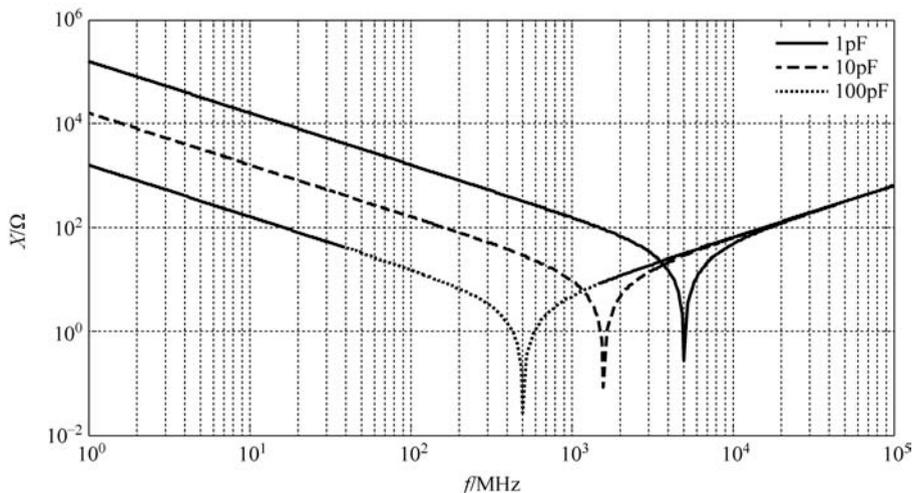


图 3.11 电容的电抗随频率的变化曲线

由于寄生参数的影响,电容的等效容值随着频率的升高逐渐偏离其本征值。图 3.12 为实际等效电容容值随频率的变化曲线,其中 3 种电容容值分别为 1pF、50 pF 和 1000pF,引线寄生电阻均为 4Ω ,寄生电感均为 3nH 。当频率低于自谐振频率时,电容的等效容值基本保持本征容值不变,在自谐振频率处电容实际容值剧烈变化;当频率远超自谐振频率时,等效容值趋近于 0,此时电容表现为感抗,电抗随频率升高而增加。

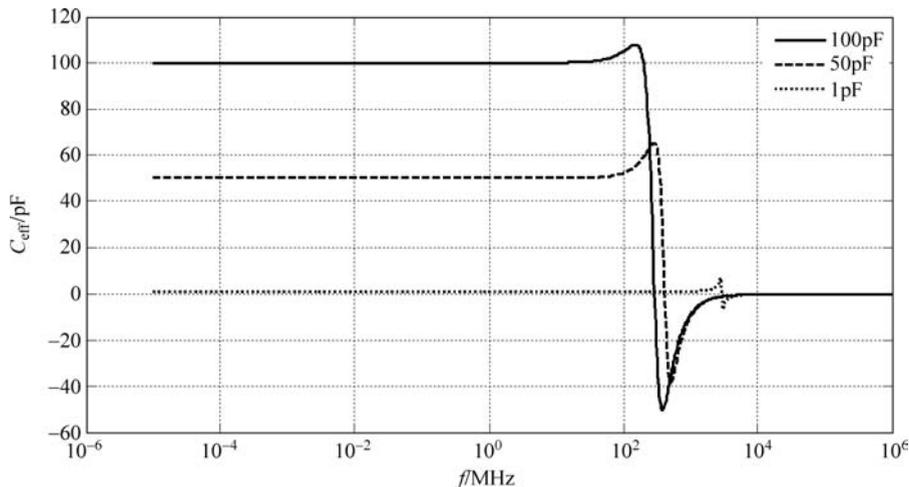


图 3.12 电容容值随频率的变化曲线

电阻和电容均存在寄生成分,电感也不例外,3.3节将介绍电感的等效电路和噪声表现。

3.3 电感

与电容类似,电感由于材料和工艺的非理想性,同样存在寄生成分。寄生成分在高频时会淹没电感的电抗成分,导致电感退化,本节将介绍电感种类、小信号等效电路和噪声等效电路,分析其随频率的变化规律。

3.3.1 电感形式

电感是无源匹配、滤波和有源器件偏置电路的重要组成器件,电感按实现形式分为集总电感和分布式电感两种。集总形式的电感一般为绕线电感,由高电导率金属丝缠绕于氧化铝芯或是铁氧体磁芯表面,在器件两端与金属焊盘连接,如图 3.13(a)和 3.13(b)所示。集总电感具有较高的 Q 值和自谐振频率,主要应用于射频信号的耦合、扼流以及谐振等功能电路。

在集成电路封装工艺过程中,需采用绑定线将电路晶片与引线框架连接,如图 3.13(c)所示,键合采用极细的金属丝或极薄的金属带,具有一定的寄生电感和寄生电阻,典型的金属

丝具有 $10\text{m}\Omega/\text{mm}$ 的寄生电阻和 $1\text{nH}/\text{mm}$ 的寄生电感,电路在仿真和设计阶段就需要考虑这些寄生参数的影响。

微电子电路中的电感采用平面印制螺旋线结构,采用空气桥将内部电极引出,如图 3.13(d)所示。印制电感的结构紧凑,占用晶片面积较小,但其品质因数较低,主要用于有源电路的偏置、反馈和阻抗匹配。

过孔是信号跨层连接的重要无源器件,工艺上过孔由化学沉积的方法在圆柱孔壁上形成一层金属,用以连通上下层。理想的过孔具有零阻抗,但实际上由于结构特征和所用材料的非理想特性,过孔具有一定的对地寄生电容、串联寄生电感和寄生电阻。在高速数字电路和射频电路设计中,过孔的寄生电感对电路造成的影响往往大于寄生电容和电阻。过孔的长度是决定寄生电感的主要参数,一般 1mm 长过孔的寄生电感约为 1nH ,在 1GHz 频率下的电抗约为 6.28Ω ,过孔两端已不能认为等电位,通过过孔传输信号和接地将产生一定恶化;该过孔在 10GHz 频率下的电抗约为 62.8Ω ,此时信号的传输和接地将大受影响。

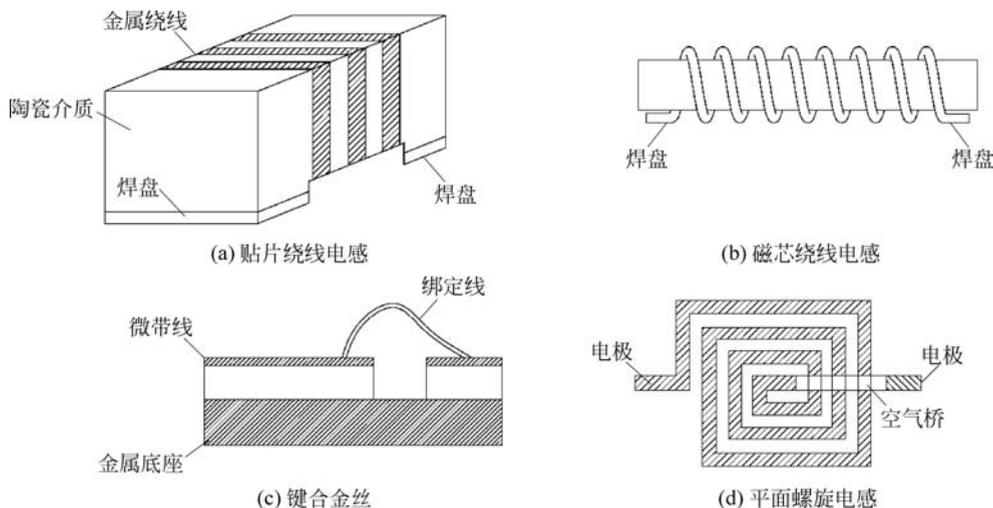


图 3.13 电感形式

3.3.2 电感的高频等效电路和噪声模型

理想的电感没有损耗,不产生热噪声,但由于材料和工艺的限制以及磁滞效应和涡流等因素,导致电感有一定的损耗,因此引入串联电阻 R_s ,同时封装工艺还伴随一定的寄生电容。电感的高频等效电路如图 3.14(a)所示,噪声等效电路如图 3.14(b)所示,噪声源包含热噪声和低频噪声两种成分。

图 3.15 所示为电感阻抗随频率的变化曲线,三个电感值分别为 1nH 、 50nH 和 100nH ,寄生电阻为 2Ω ,寄生电容为 2pF 。电感的感抗在自谐振频率处上升速度加快,当频率超过自谐振频率时,电感电抗迅速变为负值,表现为负电抗电容。由图 3.15 所示的电抗曲线可计

算器件的等效电感值 L_{eff} ，其中 $L_{\text{eff}} = X/\omega$ 。等效电感值随频率变化曲线如图 3.16 所示，等效电感值在自谐振频率附件剧烈波动并变为负值，电感可用的最高频率一般设定为自谐振频率的 1/10。



图 3.14 电感的高频等效电路和噪声等效电路

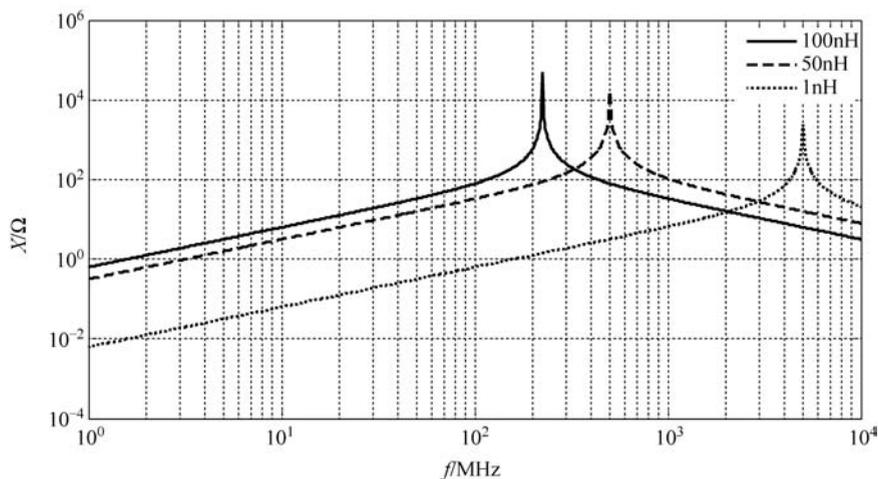


图 3.15 电感阻抗随频率的变化曲线

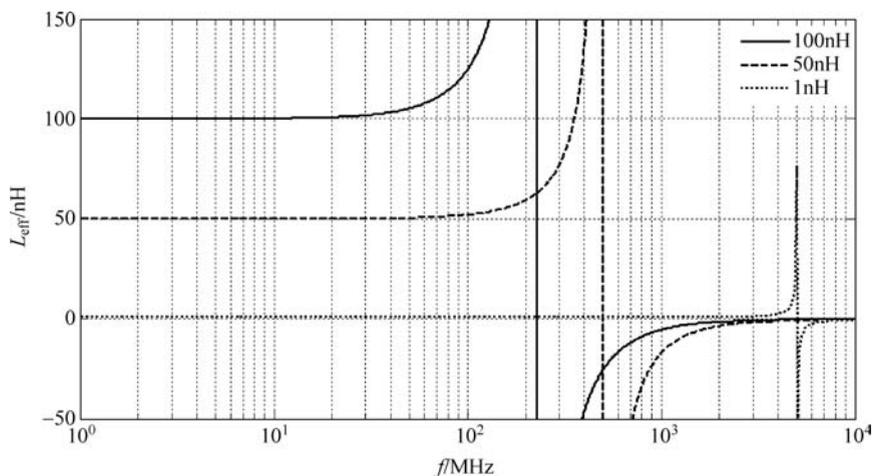


图 3.16 等效电感值随频率的变化曲线

除了电阻、电容、电感等无源器件以外,射频电路中还广泛使用各种功能性无源器件,例如天线、滤波器、耦合器以及环形器等器件,这些器件的噪声表现将在 3.4 节介绍。

3.4 其他无源器件

耦合器以及环形器等器件等效为二端口的衰减器,其端口噪声输出与等值的衰减器相同。天线、滤波器的噪声性能与频率强烈相关,即便其端口匹配,其噪声表现与端口阻抗等值的电阻也有所不同,3.4.1 节和 3.4.2 节将分别介绍天线和滤波器这两种典型无源器件的噪声表现和噪声等效电路。

3.4.1 天线

在射频电路的仿真、设计和分析过程中,一般将天线视为单端口器件,等效为内阻为 50Ω 的高频信号源。但天线输出的噪声温度与天线的物理温度没有直接相关性,天线的等效噪声温度主要取决于天线以外的因素,例如天线波束所对准物体的物理温度、辐射率、大气等传输路径的损耗和物理温度等因素均会影响天线的输出噪声温度,天线自身的损耗和物理温度反而对输出的噪声贡献较小,本书第 6 章将详细介绍天线输出噪声温度的理论和计算方法。天线输出端口的噪声温度一般定义为 T'_A ,表示天线馈电端口的等效噪声温度,天线口面噪声温度(即天线波束的视在噪声温度)采用变量 T_A 表示,口面噪声温度经过天线自身损耗的衰减以及自身物理温度的叠加后才得到最终的天线馈电点噪声温度 T'_A 。天线的等效电路模型和噪声模型如图 3.17 所示,其输出的电压噪声谱为

$$N' = 4kT'_A \operatorname{Re}(Z_{\text{out}}) = 4kT'_A R_s \quad (3.13)$$

其中, R_s 为天线馈电端口的阻抗实部。

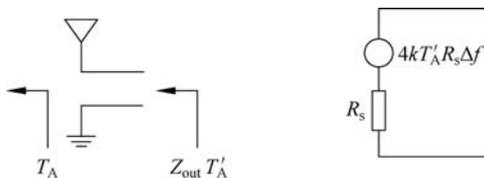


图 3.17 天线的电路模型和噪声模型

对于宽带天线来说,其端口在较宽的频带内输出阻抗实部维持在 50Ω 附近,虚部维持在较低值,因此在较宽的频带内天线的等效输出电阻为 50Ω 。对于谐振型的窄带天线而言,天线的输入阻抗仅在较小的带宽内能够保持 50Ω ,在带外则呈现实部较小、虚部较大的复阻抗,因而天线在带外几乎无热噪声输出,具有一定的噪声频带滤波功能。图 3.18 为典型的微带天线输入端口阻抗的实部和虚部以及端口回波损耗随频率的变化曲线,在天线的谐振点处输入阻抗实部接近 50Ω ,虚部接近 0,而在带外,尤其频偏较远的地方,天线输入阻抗的实部逐渐接近于 0。

根据天线的等效电路,匹配条件下天线输出噪声功率谱表示为 $N' = 4kT'_A \text{Re}(Z_{\text{out}})$, 端口非良好匹配情况下的噪声输出功率谱函数为 $N' = 4kT'_A \text{Re}(Z_{\text{out}})(1 - |\Gamma_{\text{out}}|^2)$, 当端口输出阻抗严重偏离 50Ω 时, 端口反射系数 Γ_{out} 的绝对值接近 1, 因此无论天线端的输出阻抗如何, 端口处带外噪声的功率谱幅值接近 0。

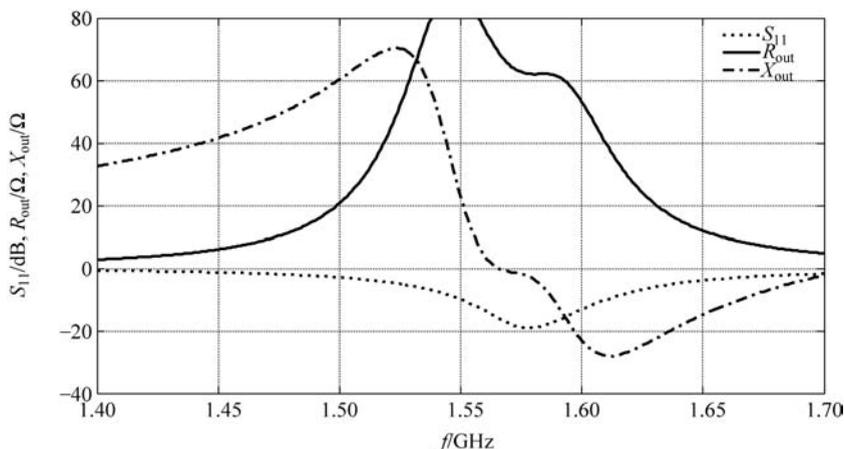


图 3.18 典型天线的回波反射和端口阻抗

3.4.2 滤波器

滤波器是一种频率选择器件,某些频段信号可以无损或低损通过,而其他频段信号则以较大的损耗衰减,低损通过的信号频带称为通带,高损通过的频带称为阻带。从端口阻抗上观察,在滤波器的通带,端口的阻抗接近于输入和输出端的特征阻抗(一般为 50Ω),因此该频段信号可以透明传输,而在滤波器阻带,端口的阻抗处于严重失配状态,信号大部分被反射,无法传输至输出端。对于常规的同轴或微带滤波器而言,端口的特征阻抗为 50Ω ,若滤波器的端口 1 接 50Ω 且物理温度为 T 的匹配负载,则端口 2 的视在阻抗为 $Z_{\text{out}} = 50 \frac{1+S_{22}}{1-S_{22}}$ 。在滤波器通带内, $S_{22} \ll 1$, 因此端口 2 的视在阻抗实部接近 50Ω , 阻抗虚部接近 0, 滤波器处于良好的阻抗匹配状态。而在阻带,滤波器的端口阻抗实部接近 0Ω , 阻抗虚部迅速接近无穷大,端口 2 处于全反射状态,滤波器的频率响应和输出阻抗如图 3.19 所示。

根据热噪声定义,滤波器的输出噪声功率谱为 $N' = 4kT \text{Re}(Z_{\text{out}}) = 4kTR_{\text{out}}$, 考虑到端口匹配状态,上式修正为

$$N' = 4kT \text{Re}(Z_{\text{out}})(1 - |\Gamma_{\text{out}}|^2) \quad (3.14)$$

在滤波器带外,滤波器的阻抗处于完全失配状态,由于实部接近 0,因而根据式(3.14)可知,滤波器在带外几乎无热噪声输出。滤波器的热噪声输出频谱仅限于滤波通带内,因而滤波器在完成带外信号和杂波滤除的同时,还极大地抑制了带外噪声功率谱,降低了射频链路系统的总噪声功率。在射频电路各级中合理地使用滤波器是降低链路噪声、提高系统信

噪比的重要手段。

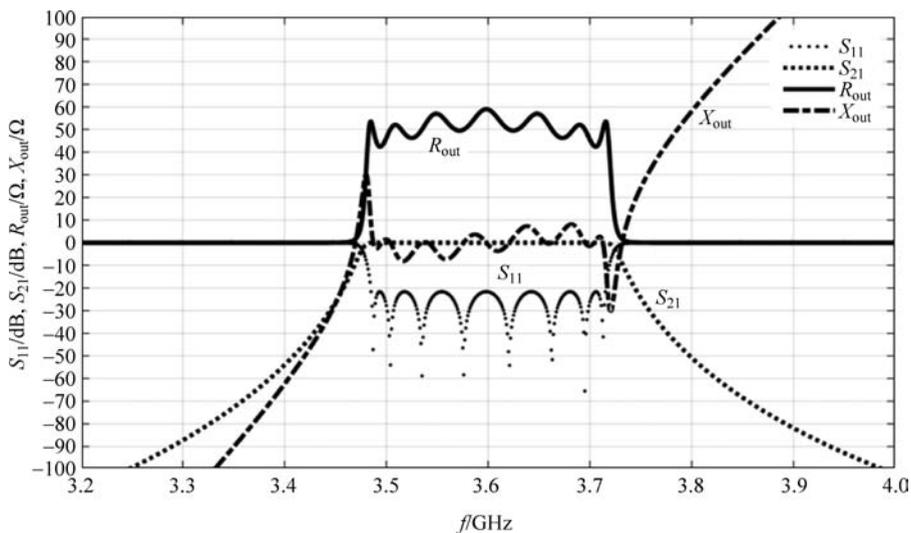


图 3.19 滤波器的 S 参数以及端口阻抗

无源器件的噪声以热噪声为主,等效噪声电路简单,一般为电阻串联噪声电压源或电阻并联噪声电流源。相比之下,有源器件的噪声表现较为复杂,不仅包含热噪声,还包含半导体器件特有的散粒噪声和闪烁噪声,典型的二极管、双极性晶体管和场效应管的噪声表现和噪声等效电路将在 3.5 节~3.7 节中介绍。

3.5 二极管

二极管是最早诞生的由硅、锗等材料制成的具有单向导电性能的半导体电子器件,能够实现限幅、钳位、整流、电路开关、检波以及频率变换等多种电路功能。二极管内部的噪声主要包括热噪声、 $1/f$ 噪声、爆裂噪声以及散粒噪声等类型。二极管中的热噪声主要来源于体电阻和电极接触电阻;爆裂噪声主要是由晶体缺陷、表面态和复合中心引起的; $1/f$ 噪声一般认为是多重 G-R 噪声叠加的结果;散粒噪声则是由肖特基势垒或 PN 结势垒引起的。

3.5.1 肖特基二极管

单管芯平面结构的肖特基势垒二极管如图 3.20 所示,从下往上依次为半绝缘 GaAs 衬底、重掺杂 N 型 GaAs 导电层,轻掺杂 N 型 GaAs 外延层、 SiO_2 钝化层和金属极,金属阳极通过空气桥跨越镂空区间后穿过钝化层与外延层接触,从而形成肖特基接触,该接触只占管芯的一部分表面,金属阴极穿过钝化层与外延层后直接与导电层形成欧姆接触。由于肖特基二极管是多数载流子器件,不受电荷短缺效应的影响,也没有 PN 结电子和空穴复合时间的限制,因而工作频率可高达几百吉赫。肖特基二极管在微波、毫米波和太赫兹频段被广泛

应用于混频器、倍频器等非线性器件中。

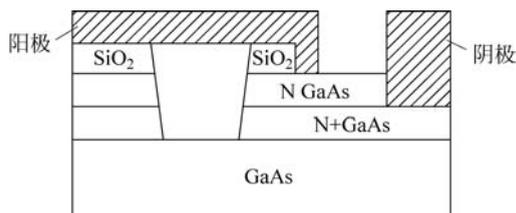


图 3.20 肖特基二极管的结构

半导体比金属的费米能级高,因此电子会从半导体流向金属,导致半导体中留下带正电荷的空穴,金属由于流入电子而带有负电荷,从而产生了从半导体指向金属的内建电势。内建电势会促使电子产生漂移运动,即从金属移动至半导体。当扩散和漂移达到平衡时,在半导体侧,临近金属层一定范围内,掺杂的施主自由电子被抽空,抽空的半导体区域称为耗尽层。耗尽层具有正电荷,金属侧表面具有一层极薄的电子层,两者电量相等。对于均匀掺杂的肖特基结来说,耗尽层的厚度为

$$d = \sqrt{\frac{2\varphi\epsilon_s}{qN_d}} \quad (3.15)$$

其中, φ 为金属和半导体之间的能级差, N_d 为掺杂浓度, ϵ_s 为半导体介电常数, q 为载流子电荷。当外加偏压 V 时,式(3.15)中的 φ 应替换为 $\varphi - V$ 。外加正偏压时,耗尽层厚度降低,正向电流增大,外加反向电压时,耗尽层厚度增加。

肖特基二极管阳极具有较长的引线,所以存在一定的引线电阻 R_{s1} 和电感 L_s ,外延层由于掺杂浓度低,在电荷未耗尽的区域表现为电阻,此外还存在扩散电阻、导电层电阻以及欧姆接触电阻,统一记为引线电阻 R_{s2} 。金属阳极与阴极之间跨越多层绝缘层和半导体材料,分别引入了封装电容成分 C_{p1} 和 C_{p2} ,因此肖特基二极管的等效电路如图 3.21 所示。

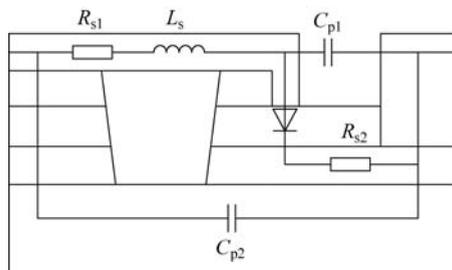


图 3.21 肖特基二极管的小信号模型

肖特基二极管在偏置电压 V 的作用下,产生的电流包括电子从半导体注入金属引起的电流成分以及电子从金属扩散入半导体引起的反向电流成分,表示为

$$I = I_f + I_r = I_s e^{\frac{qV}{nkT}} - I_s \quad (3.16)$$

其中,第一项 $I_s e^{\frac{qV}{kT}} = I_f$ 为二极管的正向电流,第二项 $I_r = -I_s$ 为反向饱和电流, q 为电子电量, n 为二极管理想因子。这两种电流都是由随机地穿过结势垒的载流子组成,表现出散粒噪声特性,等效的功率谱为

$$i_s'^2 = i_{s1}'^2 + i_{s2}'^2 = 2qI_s e^{\frac{qV}{kT}} + 2qI_s \quad (3.17)$$

其中, $i_{s1}'^2 = 2qI_f = 2qI_s e^{\frac{qV}{kT}}$ 为正向电流的散粒噪声功率谱, $i_{s2}'^2 = 2qI_s$ 为反向饱和电流的散粒噪声功率谱,特别的当 $V=0$ 时, $i_{s0}'^2 = 4qI_s$, 尽管此时二极管的偏置电流为 0, 输出的散粒噪声却不为 0。当 $I_f \gg I_s$, 式(3.17)可近似为

$$i_s'^2 \approx i_{s1}'^2 = 2qI_s e^{\frac{qV}{kT}} \approx 2qI \quad (3.18)$$

肖特基二极管是以金属为正极、N 型半导体为负极的半导体器件。金属和 N 型半导体的接触面上形成势垒,其中 N 型半导体中含有大量电子,肖特基二极管是多子器件,且电子渡越时间很短,散粒噪声公式(3.17)适用频率范围可达微波波段。当肖特基二极管的 N 型半导体掺杂浓度很高时,载流子渡越肖特基势垒的方式从扩散运动变为热发射以及量子隧穿,载流子的渡越时间 τ 更短,式(3.17)的可用频段更高。

二极管的闪烁噪声的表达式为

$$i_{1/f}'^2 = \frac{2qf_L I_{DC}^\gamma}{f^\alpha} \quad (3.19)$$

其中, f_L 为低频转角频率; γ, α 为特征参数,与二极管工艺和材料有关,通常接近于 1。

二极管的小信号等效电路如图 3.22(a)所示,将引线电阻 R_{s1} 和 R_{s2} 合并为 R_s , 封装电容成分 C_{p1} 和 C_{p2} 合并为 C_p 。二极管的噪声等效电路如图 3.22(b)所示,寄生电阻 R_s 贡献电压噪声源,偏置电流 I 贡献噪声电流源,其中 r_j 为动态电阻,即交流状态下电压与电流的微分比值,不贡献热噪声。二极管的结电容是耗尽层厚度的函数,耗尽层与偏置电压有关,正偏时耗尽层厚度减小,内建电压降低;反偏时耗尽层厚度增加,内建电压增加,存储电荷增加,耗尽层的厚度为偏置电压的函数,表示为

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon}{qN_D}(V_{bi} - V)} \quad (3.20)$$

其中, V_{bi} 为肖特基势垒, ϵ 为半导体材料介电常数, N_D 为掺杂浓度,空间电荷区存储的电荷为

$$Q = qN_D A W \quad (3.21)$$

其中, A 为肖特基势垒处阳极接触的面积,据此,可得肖特基结电容为

$$C_j = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| = A \sqrt{\frac{\epsilon q N_D}{2(V_{bi} - V)}} = \frac{C_{j0}}{\sqrt{1 - \frac{V}{V_{bi}}}} \quad (3.22)$$

其中, C_{j0} 为零偏时二极管的结电容。二极管动态电阻表示为偏置电压对偏置电流的微分,即

$$R_j = \frac{1}{\partial I / \partial V} = \frac{nkT}{q(I + I_s)} \quad (3.23)$$

结电阻 R_j 和结电容 C_j 均是偏置电压的函数,在进行高频噪声分析时,二极管的噪声模型忽略 $1/f$ 闪烁噪声等低频噪声,仅考虑肖特基势垒产生的散粒噪声和寄生电阻产生的热噪声。

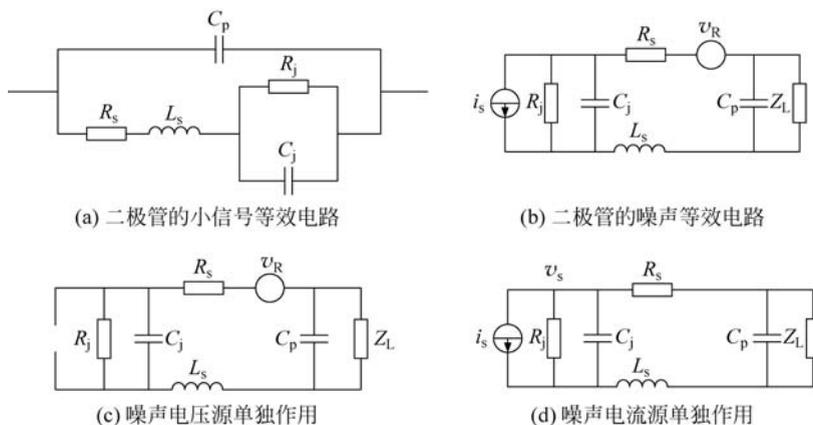


图 3.22 肖特基二极管的等效模型和噪声等效电路

按照各个独立源线性叠加的原理,逐一计算各个源对负载吸收功率的贡献。寄生电阻产生的热噪声电压均方值为 $\overline{v_R^2} = 4kTR_s\Delta f$,该热噪声电压源单独作用,如图 3.22(c)所示,对负载阻抗的噪声贡献为:

$$\overline{v_{ZL1}^2} = \left| \frac{Z_L}{1 + j\omega C_p Z_L} \right|^2 \frac{\overline{v_R^2}}{|Z_{TR}|^2} \quad (3.24)$$

其中, $Z_{TR} = R_s + j\omega L_s + \frac{R_j}{1 + j\omega C_j R_j} + \frac{Z_L}{1 + j\omega C_p Z_L}$ 为热噪声电压源的全部负载阻抗。

由肖特基势垒产生的散粒噪声电流源单独作用的电路如图 3.22(d)所示,散粒噪声电流的均方值为 $\overline{i_s^2} = 2qI\Delta f$,噪声电流流经负载阻抗得到电压均方值为

$$\overline{v_s^2} = \overline{i_s^2} |Z_{Ts}|^2 \quad (3.25)$$

其中, $Z_{Ts} = \frac{1}{\frac{1}{R_j + j\omega C_j} + \frac{1}{R_s + j\omega L_s + \frac{Z_L}{1 + j\omega C_p Z_L}}}$ 为电流源的负载阻抗,负载 Z_L 的分压为

$$\overline{v_{ZL2}^2} = \overline{v_s^2} \left| \frac{\frac{Z_L}{1 + j\omega C_p Z_L}}{R_s + j\omega L_s + \frac{Z_L}{1 + j\omega C_p Z_L}} \right|^2 \quad (3.26)$$

最终负载上总的噪声电压均方值为式(3.24)和式(3.26)之和。

3.5.2 PN 结二极管

PN 结二极管由 P 型半导体和 N 型半导体相接触而形成单向导通器件,其性质与肖特基二极管相似,但由于 PN 结二极管涉及两种载流子的运动,其噪声表现要比肖特基二极管复杂。

1. PN 结二极管的中低频噪声

与肖特基二极管偏置电流的组成成分类似,PN 结二极管在小注入条件下电流分量也包含两部分,分别是 P 区注入 N 区的空穴扩散电流以及由 N 区产生被 P 区收集的反向空穴电流。PN 结二极管的伏安特性和中低频的散粒噪声均如式(3.16)和式(3.17)所示,引入二极管的动态电导 $g_0 = \frac{dI}{dV} = \frac{q}{nkT}(I + I_s)$, 则式(3.17)可以改写为

$$i_s'^2 = 2qI_s(e^{\frac{qV}{kT}} + 1) = 2q(I + 2I_s) = 2kTg_0 \frac{I + 2I_s}{I + I_s} \quad (3.27)$$

零偏压时, $I=0$, 式(3.27)简化为 $i_s'^2 = 4kTg_0$, 数值上二极管的散粒噪声等于电导对应的热噪声。二极管正偏时, $I \gg I_s$, 式(3.27)简化为 $i_s'^2 = 2kTg_0$, 数值上二极管的散粒噪声等于电导对应热噪声的一半。

2. 小注入情况下的高频噪声

PN 结二极管载流子渡越时间长, 式(3.17)和式(3.27)仅在频率较低且为小注入的情况下适用。在高频情况下, 除存在正向漂移电流和反向扩散电流以外, 还存在一种电流分量, 即 P 区注入 N 区的某些空穴在被复合或被收集之前又返回 P 区所形成的回弹脉冲电流, 其方向与器件电流方向相反, 并伴有一定时间延迟, 反向脉冲独立且随机产生, 呈现散粒噪声特性^[15], 回弹电流散射噪声的功率谱表示为

$$S_u(f) = 4kT(g - g_0) \quad (3.28)$$

其中, $g = g_0 \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 + \omega^2 \tau_p^2}}{2}}$ 为 PN 结的高频电导, τ_p 为 N 区的空穴寿命。在高频情况下, PN 结二极管总的散粒噪声表示为

$$S(f) = S_s(f) + S_u(f) = 2kTg_0 \frac{I + 2I_0}{I + I_0} + 4kT(g - g_0) = 4kTg - 2kTg_0 \frac{I}{I + I_0} \quad (3.29)$$

高频电导随频率增加很快, 随着频率的上升, 二极管的回弹散射噪声将占主要地位。

3. 大注入噪声

大注入条件时, P^+N 结二极管所加正向偏压足够大, 使得 P 区产生的空穴大量注入 N 区, 空穴作为 N 区的少数, 大量注入导致其浓度接近甚至超过了 N 区的多数电子浓度。在大注入条件下, 载流子跨越 PN 结势垒的过程不再构成一系列独立随机事件, 不同电流分量之间的相关性变得十分显著。在大注入条件下, PN 结二极管的散粒噪声功率谱可统一写为

$$S(f) = 2qI\beta r(g, g_0) \quad (3.30)$$

其中, 参数 β 和函数 $r(g, g_0)$ 与半导体掺杂浓度、半导体结构等因素相关, g_0 和 g 分别为二极管的低频电导和低频电导。

3.5.3 雪崩二极管

二极管的正向偏置和反向偏置情况下都会产生散粒噪声,反向偏置饱和电流幅度较小,因此产生的散粒噪声功率也较小;当反向偏置电压进一步增大时,少数载流子(电子)在大电场的加速下动能增加,产生隧道击穿;当反向偏置电压进一步增大时,高能电子与晶格发生碰撞,进而连锁激发更多的自由电子,从而产生雪崩击穿效应。雪崩击穿时反向电流激增,同时伴随着较高功率的散粒噪声输出。

1. 雪崩击穿

假设半导体中的空穴和电子的电离系数相等,一组电子空穴对在通过空间电荷区时以一定概率碰撞晶格产生额外的一组电子空穴对,新的电子空穴对又会在电场的加速下继续碰撞产生下一代的电子空穴对,不断产生的电子空穴对增加了PN结的反向电流,各种电流成分由于电子空穴对的随机产生,具有散粒噪声特性^[36],噪声功率谱表示为

$$S(f) = 2qI_0(1 + p + p^2 + \dots)^3 = 2qI_0M^3 \quad (3.31)$$

其中, I_0 为PN结未击穿时的反向电流, p 为电子碰撞产生新的电离的概率, $M=1/(1-p)$ 为电流倍增因子。

若半导体中空穴与电子的电离系数之比为 k ,则 P^+N 二极管和 N^+P 二极管的雪崩噪声功率谱密度分别修正为

$$S(f) = 2qI_0M^3 \left[1 + \frac{1-k}{k} \left(\frac{M}{M-1} \right)^2 \right] \quad (3.32)$$

$$S(f) = 2qI_0M^3 \left[1 - (1-k) \left(\frac{M}{M-1} \right)^2 \right] \quad (3.33)$$

2. 齐纳击穿

高掺杂的PN结空间电荷区很薄,在外加强反电场的作用下空间电荷区将进一步变薄,有一定数量的P区的高能价带电子越过禁带变为N区的导带电子,物理上称为量子隧穿,产生的PN结击穿为齐纳击穿。齐纳击穿产生的散粒噪声功率谱密度为

$$S(f) = 2qI_0 \left[\frac{1 + 3a + 3ab + a^2b}{(1-ab)^2} \right] \quad (3.34)$$

其中, a 和 b 分别为半导体空间电荷区电子与空穴的平均电离系数。

式(3.31)~式(3.34)表示的噪声功率谱函数均不含频率因子,但不能认为雪崩二极管的噪声谱在无限宽的带宽内都具有白噪声特性。事实上雪崩二极管白噪声应用范围与载流子的渡越时间成反比,渡越时间越短,式(3.34)的应用频带越宽。优秀的雪崩噪声二极管产品可工作在DC~Ka频段,可作为测试领域的标准噪声源使用。

3.6 双极性晶体管

双极性晶体管俗称三极管,具有三个端子,由三部分不同性质掺杂的半导体材料组成,集电极和发射极之间等效为两个背靠背的PN结结构(即背靠背的二极管)。在合适的偏置

条件下,集电极和发射极之间由载流子在PN结的扩散运动和漂移运动中形成传输电流,电子和空穴两种极性的载流子共同参与电流的传输,因而得名双极性晶体管。

3.6.1 双极性晶体管的结构

构建放大器是双极性晶体管的重要用途之一,典型的共射和共集放大电路以基极为输入端,由于双极性晶体管具有较高的基极电阻,应用于射频频段放大器时不利于降低器件的噪声系数。为降低三极管的散粒噪声和热噪声,需降低基极-发射极的电流密度,因而晶体管结构多采用交指结构,交指结构的晶体管相当于多路晶体管并联,其结构如图3.23所示。一方面为进一步提高晶体管的电流增益,要求发射区重掺杂、基区轻掺杂;另一方面为提高晶体管的工作频率,又要求减小发射结电容、减少基区电阻。由于两种要求互相矛盾,因而双极性晶体管难以同时实现高频且高增益的要求,应用频率一般不超过2GHz。

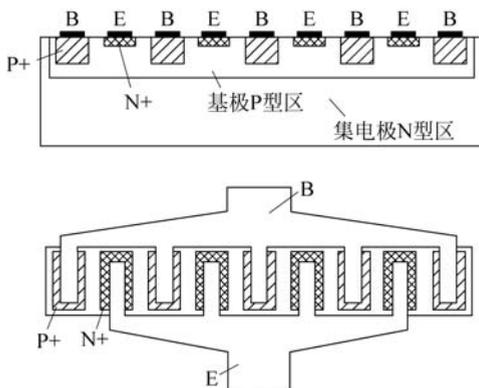


图 3.23 双极性晶体管的剖面和版图

有源电路都是有噪声的,为了分析方便,将有源电路中的噪声源抽象并提取出来,并与无噪声的理想有源模型相级联,构成的级联形式的噪声等效电路如图3.24(a)所示。提取出的噪声源包含级联电压噪声源 v_n 和并联电流噪声源 i_n ,放置于无噪有源电路的输入端,两个噪声源具有相应的功率谱函数,并且两者之间具有一定的相关性。

双极性晶体管的共射极放大电路如图3.24(b)所示,根据三极管的特性,基极发射极结以及基极集电极结的偏置电流会产生散粒噪声,因此在三极管的输入和输出引入基极噪声电流源 i_b 和集电极噪声电流源 i_c ,输入端的串联电压噪声源 v_b 为基极引线和基极半导体的体电阻所带来的热噪声,且 v_b 与基极和集电极的散粒噪声源不相关。将共射极放大电路的集电极噪声电流等效于输入端,其噪声电压部分与 v_b^2 相加,而噪声电流部分与 i_b^2 相加,最终转化为如图3.24(a)所示的级联噪声模型^[16],变换公式如下

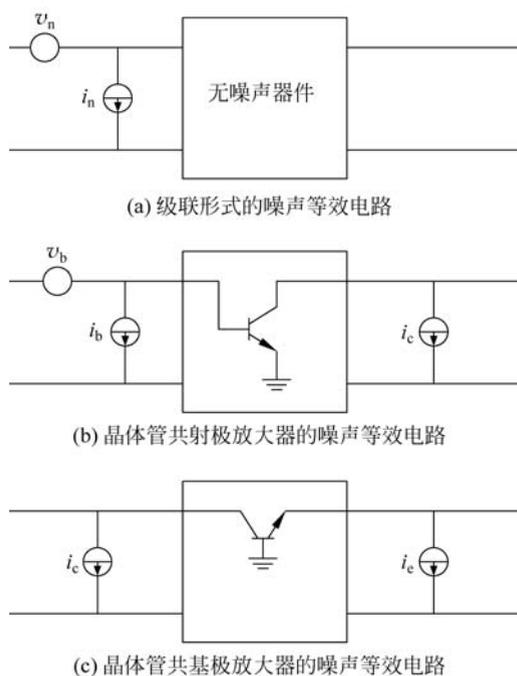


图 3.24 共射极和共基极放大电路的等效噪声源模型

$$\begin{cases} \overline{v_n^2} = \frac{\overline{i_c^2}}{|Y_{21}|^2} + \overline{v_b^2} \\ \overline{i_n^2} = \overline{i_b^2} + \overline{i_c^2} \frac{|Y_{11}|^2}{|Y_{21}|^2} - 2\text{Re}\left(\overline{i_b^* i_c} \frac{Y_{11}}{Y_{21}}\right) \\ \overline{i_n^* v_n} = \overline{i_c^*} \frac{Y_{11}^*}{|Y_{21}|} - \frac{\overline{i_b^* i_c}}{Y_{21}} \end{cases} \quad (3.35)$$

SPICE 模型将共射电路的输入和输出电流噪声定义为基极和集电极的散粒噪声^[17], 即 $\overline{i_b^2} = 2qI_B \Delta f$, $\overline{i_c^2} = 2qI_C \Delta f$ 。根据文献[18], 忽略集电极结的渡越时间, 并认为电流放大系数足够大的情况下, 基极和集电极的散粒噪声相关性为 0。另外基极引线和体电阻带来的热噪声为 $\overline{v_b^2} = 4kTR_b \Delta f$ 。

共基极三极管放大器的噪声模型如图 3.24(c) 所示, 输入端噪声电流源为集电极电流对应的散粒噪声, 输出端噪声电流源为发射极电流对应的散粒噪声。共基极等效噪声电路可以转化为共射极噪声电路, 考虑到基极电流满足 $i_b = i_c - i_e$, 转化后的共射极功率谱函数为^[19]

$$\begin{cases} \overline{i_b^2} = \overline{(i_e - i_c)^* (i_e - i_c)} = \overline{i_e^2} + \overline{i_c^2} - 2\text{Re}(i_c i_e^*) \\ \overline{i_b^* i_c} = \overline{(i_e - i_c)^* i_c} = \overline{i_e^* i_c} - \overline{i_c^2} \end{cases} \quad (3.36)$$

晶体管中电流由载流子扩散所形成,对于 NPN 型三极管来说,一般 BE 正向导通, CB 反向偏置,集电极具有比基极更高的电势。发射极所发射的电子(对基极来说为少数载流子)流向基极,当扩散至集电极附近时,被更高电势的集电极所收集,而基极输出较小数量的空穴,在电场驱动下进入发射区,与发射极的电子复合。可见发射极电流包含两部分:一部分是基极注入发射极的空穴电流 i_{pe} ; 另一部分是发射极注入基极(最终被集电极收集)的电子电流 i_{ne} 。两种电流成分均跨越 PN 结势垒,因此表现为散粒噪声。载流子流向和电流流向如图 3.25 所示,空穴电流 i_{pe} 和电子电流 i_{ne} 的散粒噪声功率谱表示为

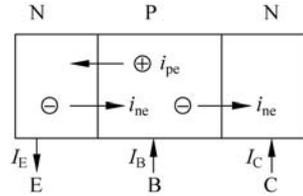


图 3.25 NPN 三极管的各极电流流向

$$\begin{cases} \overline{i_{ne}^2} = 2qI_C \Delta f \\ \overline{i_{pe}^2} = 2qI_B \Delta f \end{cases} \quad (3.37)$$

发射极电流为空穴电流和电子电流之和,因此其噪声功率谱表示为

$$\overline{i_e^2} = \overline{i_{ne}^2} + \overline{i_{pe}^2} + \overline{i_{ne} i_{pe}^*} + \overline{i_{ne}^* i_{pe}} = \overline{i_{ne}^2} + \overline{i_{pe}^2} + 2\text{Re}(i_{ne} i_{pe}^*) \quad (3.38)$$

文献[20]证明空穴电流和电子电流互功率谱为纯虚数,因此发射极散粒噪声可简化写为

$$\overline{i_e^2} = \overline{i_{ne}^2} + \overline{i_{pe}^2} = 2q(I_C + I_B)\Delta f = 2qI_E \Delta f \quad (3.39)$$

由式(3.37)可知,基极散粒噪声由越过发射结(EB)势垒的发射区少数(空穴)电流 I_B 决定,集电极散粒噪声由越过集电结(CB)势垒的基区少数(电子)电流 I_C 决定。载流子跨越晶体管的基极和集电极结是需要一定时间的,标记载流子在基区渡越时间为 τ_b ,载流子通过集电极结的渡越时间为 τ_n 。低频晶体管的基极宽度较大,基区渡越时间远大于集电极结渡越时间,因此后者可以忽略。而高频晶体管的基极尺寸缩减显著,导致基区渡越时间与集电极结渡越时间相当。SPICE 模型认为噪声电流源 i_b 和 i_c 不相关,这仅适用于低频晶体管,高频晶体管由于集电极结的渡越时间相比于基区渡越时间不可忽略,导致集电极结的集电极端电流 i_{c1} 和基极端的电流 i_{c2} 是不相等的,两者的差值电流 i_{b2} 称为过剩基极电流。这部分电流将贡献额外的散粒噪声,这样总的基极电流包含基极注入发射极的空穴电流和过剩基极电流两种成分,两种成分互不相关,因此噪声功率谱可直接叠加。由于过剩基极电流与集电极电流直接相关,因此过剩基极电流的散粒噪声与集电极噪声强相关,这导致高频时总的基极电流散粒噪声与集电极散粒噪声部分相关,SPICE 模型所述的基极电流和集电极电流不相关的关系将不再成立。根据文献[21],集电极端电流 i_{c1} 和基极端的电流 i_{c2} 关系为

$$i_{c2} = i_{c1} (1 - j\omega\tau_n) \quad (3.40)$$

各电流成分的功率谱表示为

$$\begin{cases} \overline{i_{c2}^2} = 2qI_C(1 + \omega^2\tau_n^2)\Delta f \\ \overline{i_{b2}^2} = 2qI_C\omega^2\tau_n^2\Delta f \\ \overline{i_{b2}^*i_{c2}} = -2qI_C(j\omega\tau_n + \omega^2\tau_n^2)\Delta f \end{cases} \quad (3.41)$$

发射极注入基区的电子小部分与基极中的多子(即空穴)复合,大部分直接进入集电极。集电极与基极处于反偏状态,电子在基极-集电极结内建电场中顺行,没有跨越势垒,因此不会产生额外的散粒噪声。实际上这部分电流体现为散粒噪声的本质原因为:集电极电流为发射极注入的电子电流的副本,两者仅相差时间常数 τ_n ,当频率进入射频特别是微波波段以上频率时,时延常数 τ_n 带来的影响将不可忽略。集电极电流表现出的散粒噪声特性也继承于发射极电流,因此集电极电流与发射极电流噪声是强相关的。集电极电流表达式为 $i_c = i_{nc} = i_{ne} e^{-j\omega\tau_n}$,因此共射极电路的发射极电流和集电极电流相应的噪声功率谱为

$$\begin{cases} \overline{i_e^2} = \overline{|i_{pe} + i_{ne}|^2} = \overline{i_{ne}^2} + \overline{i_{pe}^2} + 2\text{Re}(\overline{i_{ne}^*i_{pe}}) = 2q(I_B + I_C) = 2qI_E\Delta f \\ \overline{i_c^2} = 2qI_C\Delta f \\ \overline{i_c^*i_e} = \overline{i_{ne}^*e^{j\omega\tau_n}(i_{pe} + i_{ne})} = 2qI_Ce^{j\omega\tau_n}\Delta f \end{cases} \quad (3.42)$$

对于共基极电路来说,将集电极视为输入端,发射极视为输出端,采用时延模型来描述共基极电路的输入端和输出端噪声电流源,可得到噪声谱函数为

$$\begin{cases} \overline{i_b^2} = \overline{i_c^2} + \overline{i_e^2} - 2\text{Re}(\overline{i_c^*i_e}) \\ \quad = 2q(I_C + I_E)\Delta f - 4qI_C\Delta f\text{Re}(e^{j\omega\tau_n}) \\ \overline{i_c^2} = 2qI_C\Delta f \\ \overline{i_b^*i_c} = \overline{(i_e^* - i_c^*)i_c} = 2qI_C\Delta f(e^{-j\omega\tau_n} - 1) \end{cases} \quad (3.43)$$

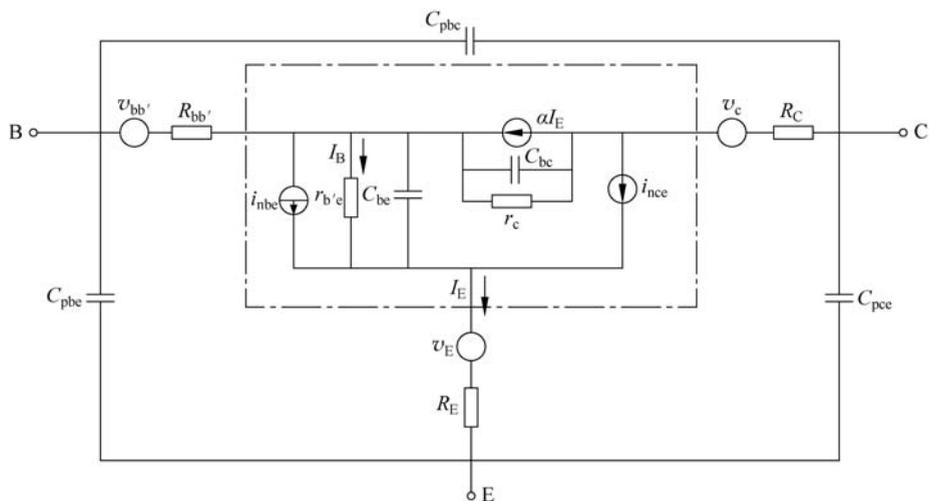
当频率较低时, $\omega\tau_n \approx 0$,即退化为 SPICE 模型,此时式(3.43)简化为

$$\begin{cases} \overline{i_b^2} = 2q(I_C + I_E)\Delta f - 4qI_C\Delta f = 2qI_B\Delta f \\ \overline{i_c^2} = 2qI_C\Delta f \\ \overline{i_b^*i_c} = 0 \end{cases} \quad (3.44)$$

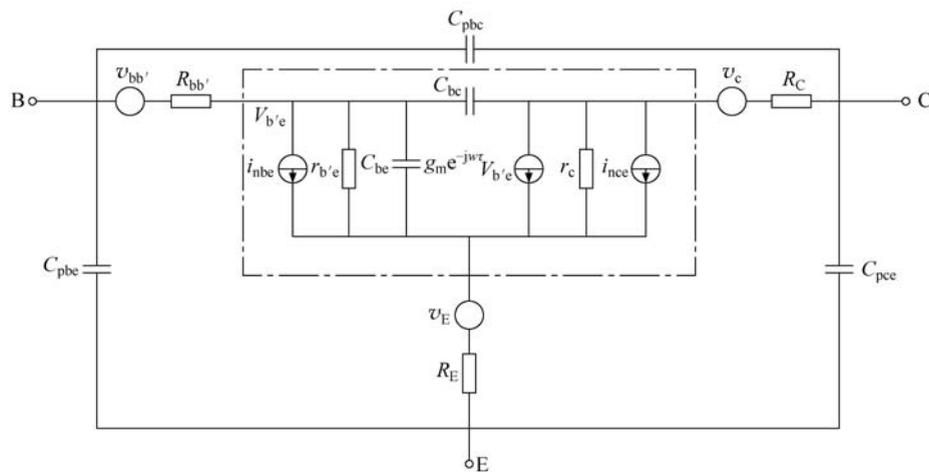
3.6.2 双极性晶体管的噪声等效电路

双极性晶体管的噪声等效电路有 T 形和 II 形两种等价形式,分别如图 3.26(a)和(b)所示。虚线框内的等效器件为晶体管的本征模型,框外器件为晶体管封装等因素带来的寄生参数,寄生参数包括各个引脚的寄生电阻以及引脚间的封装电容。其中, $r_{b'e}$ 为基极电阻,

g_m 为跨导, C_{be} 为发射极电容, C_{bc} 为基极和集电极势垒电容, r_c 为集电极动态电阻, α 为共基极电流放大系数。T 形模型中的基极电阻等效为噪声电压源, 基极和发射极 PN 结产生散粒噪声源, 基极与集电极的 PN 结也产生散粒噪声源, 但由于这个 PN 结一般工作于反偏状态, 反向电流很小, 因此这个 PN 结产生的散粒噪声可以忽略。



(a) 晶体管的T形噪声等效电路



(b) 晶体管的Π形噪声等效电路

图 3.26 晶体管的 T 形和 Π 形噪声等效电路

晶体管噪声源主要由热噪声、散粒噪声、低频噪声和高频分配噪声等几种类型构成。晶体管各个电极具有一定的引线电阻, 将 $v_{bb'}$ 、 v_C 以及 v_E 分别定义为基极、集电极和发射极引线寄生电阻的等效电压噪声源。PN 结在偏置电压下会产生散粒噪声, 半导体和金属的接触以及半导体的层间接触会产生闪烁噪声, 另外基极和集电极电流汇聚为发射极电流, 两

者的比例波动会带来高频率的分配噪声。

各个电极的引线噪声电压表示为

$$\begin{cases} v_{bb'}'^2 = 4kTR_{bb'}\Delta f \\ v_C'^2 = 4kTR_C\Delta f \\ v_E'^2 = 4kTR_E\Delta f \end{cases} \quad (3.45)$$

基极噪声源包含基极-射极 PN 结的散粒噪声和闪烁噪声成分,两者来源不同,因此互不相关,功率谱相互叠加表示为

$$i_{nbe}'^2 = i_{SB}'^2 + i_{B_{1/f}}'^2 \quad (3.46)$$

其中,基极散粒噪声表示为 $i_{SB}'^2 = 2qI_B\Delta f$,基极闪烁噪声表示为 $i_{B_{1/f}}'^2 = \frac{k_F I_B^\gamma}{f^\alpha} \Delta f$,基极-射极 PN 结本质上就是二极管,因此闪烁噪声的表达式与二极管一致。

集电极噪声来源主要有散粒噪声和高频分配噪声,两者也互不相关,集电极总电流噪声功率谱表示为

$$i_{nce}'^2 = i_{SC}'^2 + I_{cp}'^2 \quad (3.47)$$

其中,集电极散粒噪声为 $i_{SC}'^2 = 2qI_C\Delta f$,高频分配噪声为 $I_{cp}'^2 = 2qI_C \left(1 - \frac{|\alpha|^2}{\alpha_0}\right) \Delta f$, $\alpha = \alpha_0 / \sqrt{1 + f^2/f_a^2}$ 为频率为 f 的共基极电流放大倍数, α_0 为 α 在直流时的值, f_a 为 α 的截止频率。

对于共射极放大电路来说,若基极输入端源阻抗为 R_s ,将晶体管内部各个噪声源转化为输入端电压噪声源,有如下结果

$$\begin{cases} v_B'^2 = i_{nbe}'^2 (R_s + R_{bb'})^2 \\ v_C'^2 = i_{nce}'^2 \frac{(R_s + R_{bb'} + r_{b'e})^2}{(g_m r_{b'e})^2} \end{cases} \quad (3.48)$$

等效为输入端的噪声总功率谱密度为

$$v_N'^2 = v_{Ts}'^2 + v_{bb'}'^2 + v_B'^2 + v_C'^2 \quad (3.49)$$

其中, $v_{Ts}'^2 = 4kTR_s$, $g_m = \frac{qI_c}{kT}$, $r_{b'e} = \frac{\beta}{g_m}$, $r_{b'e}$ 和 r_c 是虚拟的动态电阻,没有热噪声贡献。

3.6.3 异质结晶体管

双极性晶体管具有较高的基区电阻和较大的基极发射极结电容,导致放大器电路搭建时输入级匹配难度较大,增益、噪声系数以及工作频带不理想。为了减小基区电阻,可采取提高基区掺杂浓度、增宽基区厚度等措施,但副作用是载流子基区渡越时间增大,影响器件的运行速度、限制电路的最高工作频率和功率放大能力。若采取增加集电结耗尽层的厚度或者减小集电结的面积等措施降低发射结势垒电容,会导致载流子渡越集电结耗尽区的时

间增加,进而降低器件的放大性能。因此传统的双极性晶体管结构和工艺难以兼顾高频、高增益、低噪声等要求。

异质结双极晶体管(HBT)的出现克服了晶体管的缺点,HBT采用宽带隙半导体材料做发射区,窄带隙材料做基区(HBT剖面如图3.27所示),与双极性晶体管相比,HBT具有特征频率高,最高振荡频率高等特点。HBT降低了电子从发射区注入基区的势垒,同时提高了空穴由基区向发射区反注入的势垒,使电子电流注入基极得到加强,同时抑制空穴注入发射极,从而获得更高的发射效率。发射效率的提高使得晶体管制造工艺中无需对发射极进行高浓度掺杂即可实现电流增益的提升,使器件在保持较高电流增益的条件下,达到较高的晶体管速度和工作频率。HBT不仅在发射极和基极界面可实现异质结,甚至还可在基底和集电极界面实现双异质结结构,使得晶体管的最高工作频率延伸至50GHz。HBT的等效电路拓扑结构与晶体管一致,仅具体参数不同。

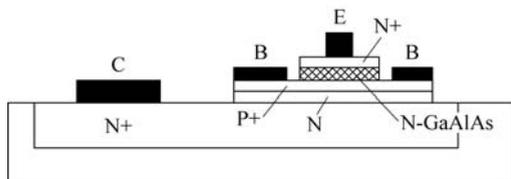


图 3.27 异质结晶体管的剖面图

3.7 场效应晶体管

应用于微波集成电路中的射频放大器主要包含结型晶体管(Junction Transistor)和场效应晶体管(Field Effect Transistor, FET)两种基本的场效应管形式。其中结型晶体管包括3.6节所讨论的双极性晶体管(Bipolar Junction Transistor, BJT)和异质结晶体管(Heterojunction Bipolar Transistor, HBT),双极性晶体管由于其特征频率的限制主要应用于低频放大电路中,异质结晶体管的特征频率较高,可用于高频和微波波段。微波场效应晶体管的特征频率比双极晶体管高,并且随着晶体管特征尺寸的缩小,特征频率可达到数百吉赫(GHz),因此在微波波段特别是毫米波段需要采用场效应管制作各种类型的射频放大器。场效应晶体管包括高电子迁移率晶体管(HEMT)、赝同晶高电子迁移率晶体管(pHEMT)、金属半导体场效应晶体管(MESFET)、金属绝缘层半导体场效应晶体管(MISFET)、金属氧化物半导体场效应晶体管(MOSFET)。其中, MESFET和MOSFET适用于低频率射频放大器的设计,而HEMT及pHEMT适用于高频、微波甚至是毫米波段射频放大器的设计。

场效应晶体管均为电压控制元件,对输入端电流索取极少,且沟道中传输的载流子为多数载流子,载流子迁移率很高。场效应管以其良好的高频特性和低噪声特性,在射频电路中广泛应用。射频场效应管与传统的模拟和数字场效应管工艺兼容,所以易于制造具有综合

功能的射频集成电路。场效应管集成电路成本低,功耗小,适用于移动终端使用。

3.7.1 场效应管概述

场效应管是一种利用外置偏压控制沟道电流通断和电流大小的半导体器件,导电沟道中只有一种载流子传输,因此这种半导体器件也称为单极型晶体管。场效应管是多数载流子导电的器件,不存在少子的存储、少子在多子中的扩散问题与复合作用,因而载流子迁移速度快、噪声系数低,可用工作频率也比双极性晶体管高。根据外置偏压控制机理的不同,场效应管可分为结型场效应管(JFET)、金属半导体场效应管(MESFET)以及金属氧化物半导体场效应管(MOSFET)。其中 JFET 采用 PN 结作为栅极,PN 结反偏时耗尽区厚度增大,压缩导电沟道的宽度,从而达到控制电流大小和电流通断的作用。MESFET 采用由金属半导体构成的肖特基势垒作为栅极,工作时肖特基势垒也处于反偏,通过改变耗尽区的厚度来调节导电通道的宽度,结型场效应管和金属半导体场效应管在栅极零偏置时,导电沟道没有受到耗尽区的挤压,沟道处于全开放状态,此时源漏极施加电压,将产生较大的沟道电流。与前者不同,MOSFET 结构中源和漏之间为一对背靠背的 PN 结,不存在导电沟道,但当栅极加载足够大的偏压时,由于静电吸引效应会在栅极绝缘体底部形成一层反型层,反型层载流子类型与源漏极一致,因而形成了导电沟道,通过调整栅压可以改变反型层(即导电沟道)的厚度,进而可调节电流通断和电流大小。每一类型的场效应管根据导电沟道的极性可分为 N 沟道和 P 沟道两种,具体还可细分为增强型和耗尽型两种。

1. 结型场效应晶体管

N 沟道结型场效应晶体管结构如图 3.28 所示,器件本体为 N 型半导体材料,在左右两端制作高掺杂的 P 区作为栅极,N 型本体的上下两端分别引出漏极和源极。漏极和源极之间的 N 型半导体形成导电沟道,当源漏之间有电压差时,将形成导电电流。栅极与本体材料形成 PN 结,PN 结形成的耗尽区将挤占导电沟道区域,当 PN 结反向偏置时,耗尽区变厚,挤压导电沟道使之变窄,以此可以调控沟道通过的电流。JFET 属于电压控制器件,正常工作时栅极处于反偏,因而栅极电流极小,因此 JFET 作为放大器应用时栅极不需要大的直流驱动功率,并且栅极输入阻抗大,易与外部电路匹配。JFET 的沟道位于半导体内部,载流子的流动不受栅极表面态的状态和缺陷影响,因此具有迁移率高、噪声低的特点^[30]。

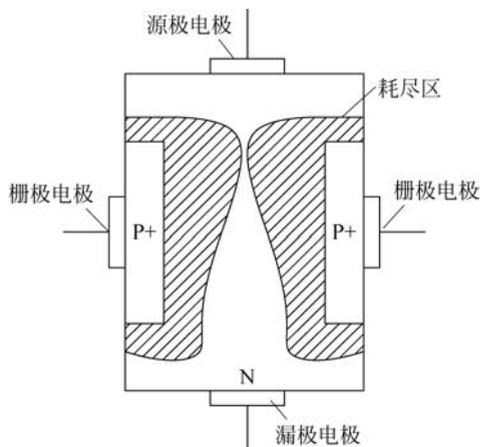


图 3.28 JFET 的结构

2. 金属半导体场效应晶体管

MESFET 结构如图 3.29 所示,栅极由金属与半导体构成的肖特基势垒构成,栅极下方为导电沟道薄层,导电沟道的半导体材料极性和源漏极一致,均为 N 型掺杂,漏极和源极天

然导通。与 JFET 相同,正常工作时 MESFET 的肖特基势垒也工作于反偏,由栅极的反偏电压调节耗尽区的厚度,从而实现了对沟道电流的控制。GaAs 材料制成的 MESFET 具有优良高频、高速和低噪声等优点。微波领域常用的高迁移率场效应管 HEMT 的栅极往往也是肖特基势垒,也可看作一种特殊的高频 MESFET。

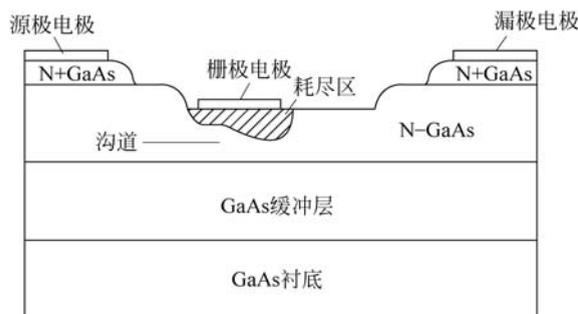


图 3.29 MESFET 的结构

3. 金属氧化物半导体场效应晶体管

N 沟道增强型 MOSFET 结构如图 3.30 所示,半导体本体采用 P 型材料,在源漏极扩散两个 N 型区,栅极由金属电极和氧化物构成绝缘平板电容结构实现。源漏之间为 P 型半导体,因此源极和漏极之间为一对背靠背的 PN 结,即便源漏之间加偏压,也无法实现电流流通。当在栅极施加正向偏压时,由于静电效应,栅极下方的 P 型半导体中空穴的数量减少,电子的数量增加,当栅极偏压足够高时绝缘层下的 P 型半导体将会出现大量电子的聚集,电子的密度高于空穴时,P 型半导体将表现出 N 型半导体的性质,即形成了反型层。反型层与源极和漏极的掺杂区性质一致,因而在栅极下方形成的 N 型导电沟道与源漏极 N 型区联通,此时若源漏之间有电势差,电子即可在沟道内横向传输,形成导通电流。栅极偏压的大小决定了反型层的厚度,进而决定了一定漏源偏压下的沟道电流大小。

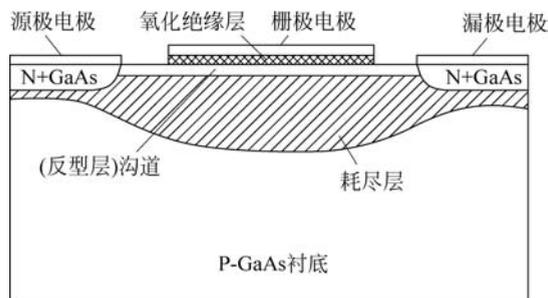


图 3.30 MOSFET 的结构

4. 高电子迁移率晶体管

高电子迁移率晶体管(HEMT)是一种采用异质结的场效应晶体管,是 MESFET 的一个变种,也称为调制掺杂场效应晶体管和二维电子气场效应晶体管,主要用于微波、毫米波、

超高速领域。典型的 AlGaAs/GaAs 异质结 HEMT 结构如图 3.31 所示,漏极和源极与 N 型掺杂 AlGaAs 半导体材料构成欧姆接触,栅极与 AlGaAs 层接触形成肖特基势垒,肖特基势垒反型层完全阻塞 N 型 AlGaAs 层,因此载流子无法在此层形成沟道传输。N 型掺杂 AlGaAs 下方分别为 AlGaAs 本征层和 GaAs 本征层,AlGaAs 与 GaAs 本征层接触后,由于能带的不连续形成异质结,使得 AlGaAs 势垒层中的电子会向非掺杂的 GaAs 层一侧移动并被束缚到二维量子势阱中,从几何上看量子势阱很窄,因此电子被束缚在 GaAs 一侧的薄层里,称为二维电子气。由于电离施主在 AlGaAs 势垒层中,而与之对应的电子在非掺杂的 GaAs 层势阱中,电子与其电离施主在空间上是分离的,降低了离子化杂质对电子的散射作用,电子在势阱中的运动几乎不受施主晶格的散射影响,电子漂移速度快,沟道电阻低,从而使异质结器件具有迁移率高、饱和速度大、高特征频率和低噪声性能等优点。异质结 FET 器件比相同沟道长度的 MESFET 具有更高的增益、更低的噪声系数、更高的特征频率,逐步取代了 MESFET 器件。PHEMT 具有更低噪声系数,不仅应用于低噪声放大器,还可用于小信号和功率放大器。

GaAs 型 HEMT 的沟道是由于异质结形成的量子阱束缚载流子而形成的,而 MOSFET 的沟道是由沟道垂直方向电场作用形成的反型层产生的,两者沟道形成机制完全不同。

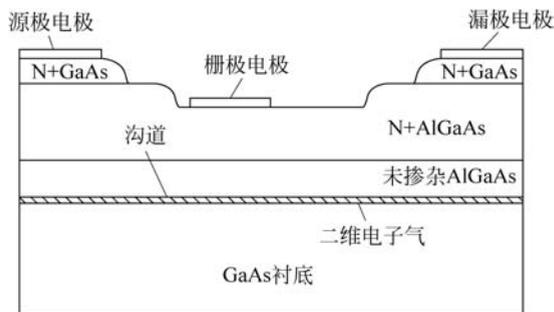


图 3.31 HEMT 的结构

当 HEMT 器件的栅漏极之间加偏置电压后,将形成平行于势垒层的电场,电子由源极欧姆接触进入导电沟道,并在电场的作用下由源极向漏极做漂移运动,从而形成漏极电流 I_d ,并通过漏极欧姆接触形成电流回路。HEMT 也属于电压控制器件,栅极偏置电压能够改变异质结界面处三角形势阱的深度和宽度,调节导电沟道的电子浓度,从而改变电子的迁移率和漏极电流的大小。如果将小功率的正弦电压波加在栅极上,则会引起沟道电流也做同频率的正弦波动,当漏极引出的正弦电流加载到合适的负载上之后,将在负载上得到振幅更大的正弦电压波,从而实现了信号的放大。栅极电压可改变异质结势阱的深度,控制二维电子气的电荷密度,从而控制着导电沟道中的电流。

目前除了 AlGaAs 与 GaAs 异质结 HEMT 广泛应用以外,AlGaN 与 GaN 异质结 HEMT 也逐渐崭露头角,GaN 异质结 HEMT 的异质结界面处,量子势阱深,因此二维电子

气的浓度远高于 GaAs 异质结 HEMT, 这些特性决定了 AlGaN 与 GaN 异质结 HEMT 在高频、高功率以及低噪声应用上有很大的应用潜力和发展前景。

HEMT 具有较好的高频、高速和低噪声性能, 但是 HEMT 常出现 DX 中心缺陷, 导致二维电子气浓度随温度变化, 从而导致 HEMT 阈值电压不稳定, 温度稳定性差^[31]。为解决这一问题, 在 HEMT 的 AlGaAs 层与 GaAs 层之间插入不掺杂的 InGaAs 薄层, 二维电子气将在 AlGaAs 与 InGaAs 界面产生, 半导体结构如图 3.32 所示, 这种结构称为赝同晶高电子迁移率晶体管(pHEMT)。由于 InGaAs 禁带宽度较窄, 异质结势阱较深, 容易消除 DX 中心的影响, 从而获得较好的温度稳定性。

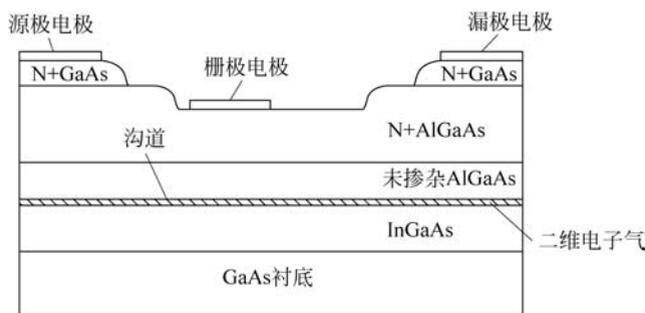


图 3.32 pHEMT 的结构

3.7.2 场效应管的基本参数

对于场效应管而言, 栅极电压超过一定阈值才能在源漏之间形成导电沟道。对于结型场效应管和耗尽型场效应管而言, 零栅压时器件内就有沟道, 只有当反偏电压达到一定程度沟道才被夹断, 这个典型栅极电压称为夹断电压 V_p 。对于增强型场效应管而言, 栅极零偏时不存在导电沟道, 只有当栅压提升至一定数值才能形成反型沟道, 这个电压称为开启阈值电压 V_T 。

在电场作用下, 沟道内载流子的漂移速度也是晶体管的重要指标之一。半导体中的载流子在外加电场作用下, 产生两种运动模式的叠加: 一方面是载流子在电场作用下的漂移运动; 另一方面是运动的载流子与晶格碰撞而不断散射, 产生速度和方向的变化。由于晶格散射的存在, 使得载流子不可能处于一直加速的状态, 载流子的每次碰撞都会将一定的能量交换给晶格, 自身的动能降低或方向改变, 宏观上看在外电场和散射的双重作用下, 载流子维持一定的平均速度沿外电场力的方向漂移, 形成电流。而且在恒定电场作用下, 电流密度是恒定的, 载流子平均速度与电场的比值称为载流子迁移率, 具体表示为

$$\mu_e = \frac{\bar{v}}{E} \quad (3.50)$$

半导体导电通道(沟道)的电导表示为

$$\sigma = nq\mu_e \quad (3.51)$$

其中, n 为沟道内载流子密度, q 为载流子电量。晶体管导电沟道电导与载流子迁移率成正比, 迁移率越大, 电阻率越小, 因而功耗越小, 电流和功率承载能力越大。另一方面迁移率越大, 载流子渡越时间越短, 相应的可用频率越高。同一半导体基体材料的电子迁移率远高于空穴迁移率, 因而高速高功率型晶体管通常采用 N 沟道结构。

场效应管均为电压控制器件, 栅极电压可以控制沟道电流大小, 这种器件统称为跨导器件, 一般满足以下关系

$$I_D = g_m V_G \quad (3.52)$$

其中, g_m 称为跨导。MOSFET 栅极电压超过开启电压时, 会在栅极下方的 P 型半导体材料中产生反型层, 进而形成源极和漏极之间的导电通道, 当源漏之间电压由零逐渐增大, 沟道电流也迅速增大, 基本与漏极电压成线性关系, 漏极电流表达式为

$$I_D = \frac{WC_{ox}\mu_e}{L} \left[(V_G - V_T)V_D - \frac{V_D^2}{2} \right] \quad (3.53)$$

其中, W 和 L 为栅的宽度和长度。当 $V_D \geq V_G - V_T$ 时, 电子在高电压作用下运动越来越快, 达到最大速度极限之后, 电子传输电流的能力将不随电压的升高而明显增大, 此时场效应管进入饱和区, 漏极电流与漏极电压弱相关, 零阶的电流近似公式为

$$I_D = \frac{WC_{ox}\mu_s}{2L} (V_G - V_T)^2 \quad (3.54)$$

作为射频放大器的核心器件, 晶体管的特征频率和最大振荡频率是两个重要参数。特征频率定义为晶体管共射极(共源)电路的电流放大系数降低至 1 时的频率, 该参数也称为晶体管的增益带宽积, 主要由栅源电容以及栅漏电容决定。在高频电场的作用下载流子需要一定延迟时间才能从发射极(源极)传输至集电极(漏极), 当器件工作频率较高, 源漏间的延迟时间与信号周期可比拟时, 晶体管的输入信号和输出信号具有较大的相位差, 载流子在基区中的电流与集电极电流不同相, 导致器件的电流增益下降; 当器件工作频率足够高时, 电流增益下降至 1 以下, 此时器件不具备电流放大能力。当器件的工作频率高于特征频率时, 尽管电流增益低于 1, 但在器件负载较大的情况下仍有可能使功率增益大于 1, 因此仅采用电流增益不足以完整描述器件的放大性能, 还需采用功率增益来衡量。晶体管的最大振荡频率定义为器件的功率增益降低至 1 时的频率, 当工作频率高于器件最大振荡频率时, 负载得到的功率小于器件的输入功率, 此时器件不具备功率放大能力。

MOSFET 在栅极与导电沟道之间用二氧化硅隔离, 而 MESFET 采用金属半导体的肖特基势垒为栅极控制端, 正常工作情况, 二极管处于在反偏状态下, 因此栅极电流几乎为零。场效应管沟道的流通电流与半导体表面(栅极)平行, 沟道即为栅极下方由掺杂半导体形成的导电通道, 其长度一般定义为栅极的长度, 沟道的长度与半导体器件的特征频率 f_T 成反比, 为了提高半导体的特征频率, 通道长度必须较短, 通常短于 $1\mu\text{m}$ 。

3.7.3 场效应管的小信号模型

小信号模型是分析和仿真场效应管在微弱输入信号状态下工作特性的有效工具, 在此

基础上可以建立器件的噪声模型,为计算和评估器件的增益、效率、噪声系数等参数提供技术手段。同双极性晶体管一样,建立场效应管的小信号模型有助于分析其电学特性,同时进一步可依据小信号模型建立场效应管的噪声等效电路。场效应管的小信号等效模型一般采用共源 II 形等效电路,如图 3.33 所示,虚线内为场效应管的本质部分,虚线外为寄生成分,其中 C_{pgd} 、 C_{pg} 、 C_{pd} 分别为器件的封装电容, R_s 、 R_g 、 R_d 分别为源极、栅极和漏极的欧姆接触、焊盘材料和引线所引起的寄生电阻, L_s 、 L_g 、 L_d 为源极、栅极、漏极寄生电感,共源极场效应管电路的源极一般通过过孔与衬底地连接,因此 R_g 和 L_g 分别为通孔的寄生电阻和电感。场效应管本质部分的主要参数有栅极电容 C_{gs} 、栅极充电电阻 R_i 、跨导 g_m 、栅漏电容 C_{gd} 以及漏源电容 C_{ds} 。外围的寄生参数基本不随偏置变化,而本质部分则受偏置影响较大。

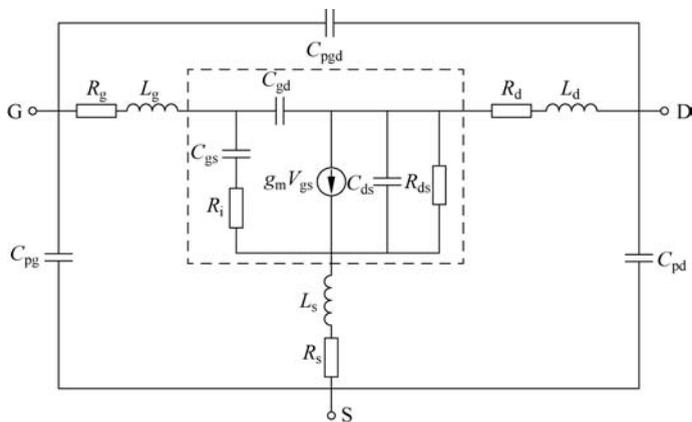


图 3.33 场效应管的小信号等效电路

根据场效应管的等效电路,漏极短路时栅极和漏极电流分别表示为

$$\begin{cases} i_g = V_{gs} \frac{1}{\frac{1}{j\omega C_{gs}} + R_i} + j\omega C_{gd} V_{gs} \\ i_d = g_m V_{gs} - j\omega C_{gd} V_{gs} \end{cases} \quad (3.55)$$

根据晶体管的电流增益定义,当忽略 R_i 时,电流增益简化为

$$G_i = \left| \frac{i_d}{i_g} \right| = \frac{\sqrt{g_m^2 + \omega^2 C_{gd}^2}}{\omega C_{gs} + \omega C_{gd}} \quad (3.56)$$

电流增益随频率升高而降低,当 $G_i = 1$ 时对应的频率为晶体管的截止频率,即

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi\sqrt{C_{gs}^2 + 2C_{gs}C_{gd}}} \quad (3.57)$$

场效应管的输出接负载电阻时 R_L ,其输入和输出电压表示为

$$\begin{cases} v_{\text{in}} = V_{\text{gs}} + R_s \left[j\omega C_{\text{gd}}(V_{\text{gs}} - v_{\text{out}}) + V_{\text{gs}} \frac{1}{\frac{1}{j\omega C_{\text{gs}}} + R_i} \right] \\ v_{\text{out}} = [g_m V_{\text{gs}} - j\omega C_{\text{gd}}(V_{\text{gs}} - v_{\text{out}})] R_o \end{cases} \quad (3.58)$$

其中, R_o 为 R_{ds} 和 R_L 的并联电阻。令 $g_0 = 1/R_o$, 忽略 R_i , 则输入输出电压和电压增益简化为

$$\begin{cases} v_{\text{in}} = \left[1 + j\omega C_{\text{gd}} R_s \left(1 - \frac{g_m - j\omega C_{\text{gd}}}{g_0 - j\omega C_{\text{gd}}} \right) + j\omega C_{\text{gs}} R_s \right] V_{\text{gs}} \\ v_{\text{out}} = \frac{g_m - j\omega C_{\text{gd}}}{\frac{1}{R_o} - j\omega C_{\text{gd}}} V_{\text{gs}} \end{cases} \quad (3.59)$$

器件的电压增益定义为 $G_v = \left| \frac{v_{\text{out}}}{v_{\text{in}}} \right|$, 功率增益定义为 $G = G_i G_v$, 功率增益随频率升高而降低, 当功率增益降为 1 时对应的频率为晶体管的最大振荡频率 f_{max} 。

场效应管的沟道开启时, 源漏之间的沟道具有一定的电阻 g_0 , 其热噪声根据奈奎斯特定律表示为 $\overline{i_d^2} = 4kTg_0$ 。沟道电阻与场效应管的类型和偏置条件有关, MOSFET 在漏压零偏的情况下沟道电导具体写为

$$g_0 = \frac{\mu^2 W^2}{L^2 I_{\text{DS}}} \int_0^{V_{\text{DS}}} [C_{\text{ox}}(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}(x) - V(x))]^2 dx \quad (3.60)$$

其中, W 和 L 分别表示栅指的长度和宽度(栅指的宽度 L 也是沟道的长度), μ 为载流子迁移率, I_{DS} 为偏置电流, C_{ox} 为栅极沟道电容, V_{GS} 为栅源偏置电压, $V_{\text{T}}(x)$ 为沟道开启电压, 与沟道位置有关, $V(x)$ 为沟道电压。若近似认为 V_{T} 为常数, 则式(3.60)可简化为

$$g_0 = \frac{2}{3} \mu C_{\text{ox}} \frac{W}{L} \frac{3(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}})V_{\text{DS}} - 3(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}})^2 + V_{\text{DS}}^2}{2(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) - V_{\text{DS}}} \quad (3.61)$$

当场效应管处于饱和点时, $V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} = V_{\text{DS}}$, 式(3.61)简化为

$$g_0 = \frac{2}{3} \mu C_{\text{ox}} \frac{W}{L} (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) = \frac{2}{3} g_m \quad (3.62)$$

其中, g_m 表示场效应管的跨导。式(3.62)仅为近似公式, 未考虑开启电压随沟道的位置变化, 也未考虑短沟道效应和衬底效应。

沟道电势线性分布时, 沟道动态电阻的理论表达式为

$$R_i = \frac{1}{5g_m} \quad (3.63)$$

栅极压控信号导致漏极电流变化存在一定的时间延迟, 具体延迟时间的理论表达式为^[36]

$$\tau = \frac{C_{\text{gs}}}{5g_m} \quad (3.64)$$

高频情况下,相位 $e^{-j\omega\tau}$ 不可忽略,此时漏极受控电流源应改写为

$$I_d = g_m e^{-j\omega\tau} V_{gs} \quad (3.65)$$

3.7.4 场效应管的噪声模型

场效应管中存在沟道热噪声、闪烁噪声、栅极多晶硅的电阻噪声、衬底分布电阻的噪声、漏源反偏漏电流的散粒噪声等种类。其中热噪声来源于晶体管焊盘和欧姆接触的寄生电阻以及导电沟道的非理想导电性。散粒噪声来源于导电沟道与源极的势垒,由于源端与沟道势垒较弱,产生的散粒噪声幅度较小,一般情况下(长沟道)场效应管的散粒噪声可以忽略,当沟道长度处于 $0.1\mu\text{m}$ 级别时,散粒噪声的作用才显现,作为剩余噪声叠加在沟道热噪声之上,即视为沟道热噪声的一部分。闪烁噪声来源于场效应管栅极与半导体界面处的缺陷所引起的 G-R 噪声。

晶体管各电极均有一定的寄生电阻,对共源放大电路来说,栅极为输入端,因此栅极电阻影响器件噪声性能,源极和漏极的电阻噪声可以忽略。栅极电阻分为寄生电阻和本征电阻两部分,寄生电阻来源于栅极引线和封装电阻,本征电阻为栅极电极材料的分布电阻,本征电阻带来电压噪声功率谱为^[20]

$$v_{\text{RG}}'^2 = 4kT \frac{R_{\text{sq}}}{12n} \frac{W}{L} \Delta f \quad (3.66)$$

其中, R_{sq} 为栅极沿沟道方向的薄膜电阻率, n 为栅指的数量, L 为栅极沟道长度, W 为栅指的长度。对于绝缘栅场效应管来说,栅极电流为零,因而栅极的本体电阻和引线电阻不会造成电路噪声的提高。但随着频率进入射频频段,栅极电容带来的电导将不可忽视,栅极将产生高频电流,栅极电阻产生高频热噪声将对电路性能产生影响。

场效应管的沟道一般认为不存在势垒,因此电流在沟道中传输不会产生散粒噪声,场效应管的散粒噪声主要是由栅极漏电流引起的,对于绝缘性良好的 MOSFET 来说,栅极电流为 0,因此不存在散粒噪声, JFET 和 MESFET 的栅极存在少量的漏电流,因而存在散粒噪声成分

$$\overline{i_g^2} = 2qI_g \Delta f \quad (3.67)$$

栅极闪烁噪声的电压功率谱表示为

$$\overline{v_{1/f}^2} = \frac{k_f}{WLC_{\text{ox}}} \Delta f \quad (3.68)$$

其中, k_f 为闪烁噪声的特征参数, 大约为 $1\text{pF} \cdot \text{V}^2$ 量级, C_{ox} 为单位面积的栅极电容, W 和 L 分别为栅极的长度(也即栅指的长度)和宽度(也即栅极沟道的长度)。器件的闪烁噪声集中于低频,最高不超过 1MHz 即淹没于热噪声之下,因而对于射频放大器而言,可忽略闪烁噪声的影响,但对于微波振荡器而言,器件的闪烁噪声会因上变频效应成为振荡器相位噪声的重要成分,不可忽视。

电流在场效应管的源漏沟道中流通不产生散粒噪声,但沟道有一定阻抗,因此贡献热噪声。根据文献[36],漏极电流的热噪声功率谱表示为

$$\overline{i_{\text{ND}}^2} = 4kT\gamma g_0 \Delta f \quad (3.69)$$

沟道中流通的热噪声还会通过栅极电容耦合至栅极,形成栅极感应噪声,近似表示为

$$\overline{i_{\text{NG}}^2} = 4kT \frac{(2\pi f)^2}{5g_m} \quad (3.70)$$

其中,参数 γ 与场效应管的工艺、材料和偏置条件密切相关,对于长沟道场效应管来说, $\gamma = 2/3$, g_0 为源漏零偏时的沟道电导, C_{gs} 为栅源等效电容, g_m 为饱和时的跨导。由于栅极感应噪声来源于沟道热噪声,因此两者的噪声功率谱是相关的,文献[36]表明长沟道场效应管的相关系数 $\rho = -0.395j$ 。将栅极感应噪声分为两部分,一部分与沟道热噪声完全相关 $\overline{i_{\text{gc}}^2}$,另一部分与沟道热噪声完全不相干 $\overline{i_{\text{gu}}^2}$,即

$$\overline{i_{\text{NG}}^2} = \overline{i_{\text{gc}}^2} + \overline{i_{\text{gu}}^2} \quad (3.71)$$

场效应管的衬底也具有一定的电阻,当载流子传输泄漏到衬底时,衬底的电阻将贡献噪声。场效应管的噪声等效电路如图3.34所示,与小信号等效电路相比较,增加了栅极感应噪声电流源(分为与沟道热噪声相关 i_{gc} 和不相干 i_{gu} 两部分)和沟道热噪声 i_{ND} 。衬底电阻采用三电阻网络,所有电阻热噪声可采用噪声等效电压源或噪声电流源表示,为了模型简洁图中未画出这些电阻噪声源。

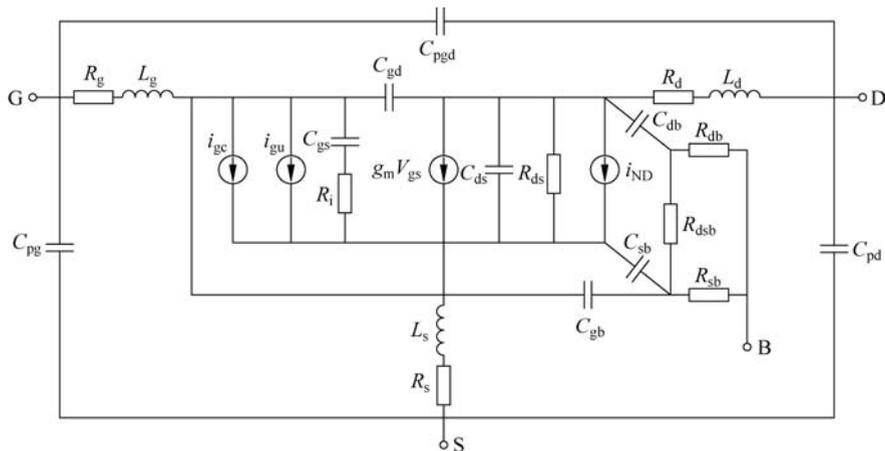


图 3.34 场效应管的噪声等效电路

3.8 本章小结

本章系统地介绍了射频电路中所能用到的各种器件的噪声性能和噪声等效电路。3.1节~3.3节详述了电阻、电容和电感的噪声性能、小信号等效电路和噪声等效电路。3.4节介绍了天线和滤波器的噪声等效电路,揭示了这两者由于具有频选特性,其输出阻抗在工作带外实部近似为0,虚部为无穷大,因此具有噪声抑制的作用。实际上射频电路抑制噪声

功率、提高信噪比的最主要措施就是在链路各个环节插入频带滤波器。在本书第 7 章和第 9 章将提到锁定检波器和极低信噪比的载波捕获电路,能够将信号的信噪比提高 20dB 以上,其本质也是采用极窄滤波电路来充分地抑制带外噪声,从而达到提取淹没于噪声中的极其微弱有用信号的目的。本章 3.5 节~3.7 节介绍了二极管、晶体管和场效应管等有源半导体器件的噪声性能、小信号等效电路和噪声等效电路,半导体器件是射频电路的基石,其噪声性能是射频电路噪声的最主要决定因素,本章介绍的半导体噪声模型将为半导体器件特别是射频放大器的低噪声设计提供理论基础。