

新型半导体光电探测器 原理与性能

◎ 李国辉 崔艳霞 著

 北京理工大学出版社
BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

新型半导体光电探测器： 原理与性能

李国辉 崔艳霞 著

 **北京理工大学出版社**
BEIJING INSTITUTE OF TECHNOLOGY PRESS

版权专有 侵权必究

图书在版编目 (CIP) 数据

新型半导体光电探测器：原理与性能 / 李国辉, 崔艳霞著. —北京: 北京理工大学出版社, 2019. 8

ISBN 978 - 7 - 5682 - 6396 - 2

I. ①新… II. ①李… ②崔… III. ①光电探测器 IV. ①TN215

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2018) 第 224761 号

出版发行 / 北京理工大学出版社有限责任公司

社 址 / 北京市海淀区中关村南大街 5 号

邮 编 / 100081

电 话 / (010) 68914775 (总编室)

(010) 82562903 (教材售后服务热线)

(010) 68948351 (其他图书服务热线)

网 址 / <http://www.bitpress.com.cn>

经 销 / 全国各地新华书店

印 刷 /

开 本 / 710 毫米 × 1000 毫米 1/16

印 张 / 8.25

字 数 / 144 千字

版 次 / 2019 年 8 月第 1 版 2019 年 8 月第 1 次印刷

定 价 / 49.00 元

责任编辑 / 高雪梅

文案编辑 / 高雪梅

责任校对 / 周瑞红

责任印制 / 李 洋

图书出现印装质量问题, 请拨打售后服务热线, 本社负责调换

序 言

光电探测器是获取光信息的重要手段，已经广泛应用于航天、航空、国防、科技和工农业生产等各个领域。首先，光电探测器是图像传感器件中的关键元件，对可见光响应的光电探测器主要用作摄像头，红外光电探测器则主要用于对由温度差异的区域进行成像，在安防、医疗、电力、建筑、汽车业等多个领域都有应用。同时，光电探测器也是光通信系统中的重要组成部分，信息时代的蓬勃发展对光电探测器在成本及响应速度上提出越来越高的要求。具有弱光检测能力（如单光子探测）的光电探测器在天文学、光谱学、激光测距、导弹制导等领域具有重要应用价值。此外，光电探测器还可与人工智能结合，使机器具有类人的五官和大脑功能，可感知各种现象，完成各种动作，作为感受器的光电探测器可以说是整个系统中最为关键的部分。

近年来，由于大量新材料、新原理成功应用到了光电探测器的研制中，使得光电探测器在性能上得到了迅猛发展。为了使更多的研究人员、工程师以及学生保持与这些发展的同步，一本阐述这些新方法、新技术的专业著作是十分有必要的。

本书共八章，其中第一章、第二章、第四章、第五章、第六章、第七章、第八章由李国辉写作完成，第三章由崔艳霞写作完成。第一章介绍光电探测器的基础理论。第二章介绍光电探测器的噪声特性。第三章介绍光电探测器的性能参数。第四章首先介绍了钙钛矿材料的基本特性，然后详细介绍了光电导型、光伏型、晶体管型与光电倍增型钙钛矿光电探测器的原理，展示了不同类型器件在光谱响应率、探测率及响应速度等性能参数方面所表现出的不同特征。总结了钙钛矿光电探测器在柔性、窄带探测、自驱动及阵列化等特殊性能方面所取得的研究进展。第五章，我们介绍了钙钛矿与其他半导体材料构成的异质结构光电探测器。第六章围绕金属-无机半导体-金属光电探测器展开介绍。首先介绍了 MSM-PDs 的基本结构。紧接着，介绍了 MSM-PDs 具体的工作原理，除了常见的光电导型及肖特基型工作原理，还介绍了以金属作为吸光层的热载流子光电探测器的工作原理。随后，详细介绍了以 GaAs、InGaAs、Si/Ge、GaN、ZnO 等无机材料作为半导体层的 MSM-PDs 在过去所取得的研究进展。此外，还介绍了利用金属微纳结构拓展较宽带隙半导体材料 MSM-PDs 在红外波段响应特性。第七章

首先介绍了有机光电倍增探测器的基本结构及其光电倍增机理。本文中，针对将有机光电倍增探测器分为小分子基及聚合物基两种不同类型进行详细介绍。接着，详细介绍了研究者在改善有机光电倍增探测器量子效率、暗电流、响应速度、光谱性能等方面所取得的一些重要进展。随后，介绍了研究者们针对有机光电倍增探测器的工作机理所提出的一些不同解释。最后，在第八章我们分析了新型半导体光电探测器的发展前景。

目 录

第一章 半导体的光电效应	(001)
1.1 光电导效应	(001)
1.2 p-n 结光伏效应	(004)
1.3 光电子发射效应	(006)
1.4 光磁电效应	(007)
第二章 光电探测器的噪声	(009)
2.1 噪声的概率分布	(009)
2.2 噪声的功率谱密度	(010)
2.3 几种常见的噪声	(010)
第三章 光电探测器的性能参数	(014)
3.1 光电探测器的工作条件	(014)
3.2 光电探测器的响应	(015)
3.3 光电探测器的噪声参数	(016)
3.4 其他参数	(017)
第四章 有机-无机杂化钙钛矿光电探测器	(018)
4.1 钙钛矿材料性质	(018)
4.2 光电导型钙钛矿光电探测器	(021)
4.3 光伏型钙钛矿光电探测器	(024)
4.4 晶体管型钙钛矿光电探测器	(027)
4.5 光电倍增型钙钛矿探测器	(029)
4.6 钙钛矿光电探测器的性能	(031)
4.7 全无机钙钛矿光电探测器	(038)
第五章 异质结构钙钛矿光电探测器	(040)
5.1 与二维材料异质	(040)

5.2	与低维纳米结构异质	(042)
5.3	其他类型的异质结构	(043)
第六章	金属 - 无机半导体 - 金属光电探测器	(045)
6.1	MSM-PDs 基本结构及原理	(046)
6.2	GaAs 材料 MSM-PDs	(050)
6.3	InGaAs 材料 MSM-PDs	(053)
6.4	Si/Ge 材料 MSM-PDs	(055)
6.5	GaN 材料 MSM-PDs	(057)
6.6	ZnO 材料 MSM-PDs	(060)
6.7	其他无机材料 MSM-PDs	(063)
6.8	金属微纳结构改善 MSM-PDs 的红外响应	(065)
第七章	有机光电倍增探测器的研究进展	(068)
7.1	有机光电倍增探测器的基本结构及原理	(069)
7.2	基于小分子的有机光电倍增探测器	(071)
7.3	基于聚合物的有机光电倍增探测器	(073)
7.4	有机光电倍增探测器的性能优化	(077)
7.5	有机光电倍增探测器工作原理的不同解释	(084)
第八章	光电探测器的前景	(086)
8.1	钙钛矿光电探测器的前景	(086)
8.2	金属 - 无机半导体 - 金属光电探测器的前景	(088)
8.3	有机光电倍增探测器前景	(089)
	参考文献	(091)

1.1 光电导效应

光电导效应是一种内光电效应，是光电导探测器光电转换原理的基础。当半导体材料受光照时，由于光子的吸收引起载流子浓度的增大，从而导致材料电导率的增大，这就是光电导效应。根据所使用的半导体材料的类型，光电导效应可以分为本征型和非本征型两种。对于本征半导体，当光子能量大于材料禁带宽度时，价带中电子吸收光子能量被激发到导带，价带中失去一个电子而产生一个自由空穴，导带中得到一个自由电子，半导体中产生一对自由电子与自由空穴，从而引起半导体材料的电导率变化，这就是本征光电效应；对于掺有杂质的半导体，光子能量能够使电子从施主能级跃迁到导带或从价带跃迁到受主能级，就可以产生光生自由电子或自由空穴，从而改变材料电导率，这就是非本征光电导效应。

1. 光电流

如图 1.1 所示，在一个半导体光电材料两端镀上电极，沿 y 方向施加电压为 V 的弱电场，沿 z 方向施加辐射通量为 Φ_e 的均匀光照。当辐射通量 Φ_e 为常数时，所得光电流称为稳态光电流。

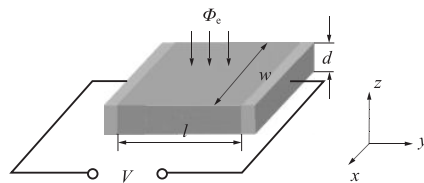


图 1.1 半导体的光电导效应

电子在电场的作用下存在一个漂移运动，其速度大小为

$$v_n = -\mu_n E \quad (1.1)$$

空穴的漂移速度为

$$v_p = \mu_p E \quad (1.2)$$

其中, μ_n 、 μ_p 分别是电子、空穴的迁移率。

自由电子和空穴所形成的电流密度分别为

$$J_e = n\mu_e eE \quad (1.3a)$$

$$J_p = p\mu_p eE \quad (1.3b)$$

其中, n 、 p 分别表示自由电子和自由空穴的浓度, 两种载流子形成的总电流密度为

$$J = e(n\mu_e + p\mu_p)E = \sigma E \quad (1.4)$$

其中, 电导率为

$$\sigma = e(n\mu_e + p\mu_p) \quad (1.5)$$

无光照时, 由于热激发载流子的存在, 材料有一定暗电导率

$$\sigma_0 = q(n_0\mu_n + p_0\mu_p) \quad (1.6)$$

在有光照时, 光生自由电子和自由空穴的浓度分别为 Δn 和 Δp , 此时电导率为

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)\mu_n + e(p_0 + \Delta p)\mu_p \quad (1.7)$$

其中, 光电导率为

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) = e\Delta n\mu_p(b + 1) \quad (1.8)$$

其中, $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ 为迁移比。

在稳态情况, 光生载流子不断产生和复合, 半导体中光生载流子浓度是一常数 $\Delta p = g\tau$, 其中 g 是载流子产生率, 若入射辐射通量为 Φ_e , 则有

$$g = \frac{\Phi_e \eta}{hv(wld)} \quad (1.9)$$

光生载流子浓度可表达为

$$\Delta p = \frac{\Phi_s \eta}{hv(wld)} \tau = \Delta n \quad (1.10)$$

光电流密度大小为

$$\Delta J = E_y \Delta\sigma = e\mu_p(b + 1)E_y \frac{\Phi_s \eta}{hv(wld)} \tau \quad (1.11)$$

设 $T_r = \frac{l}{\mu_p(b + 1)E_y}$, $N = \frac{\Phi_s \eta}{hv}$, T_r 是载流子在两极间渡越时间, N 是单位时间内光生载流子数目, 则光电流密度为

$$\Delta J_0 = \frac{qN}{wd} \frac{\tau}{T_r} \quad (1.12)$$

2. 响应时间

如图 1.2 所示, 光电导从施加光照到稳态需要一定的时间, 同样从停止光照到光电流消失也需要一定的时间, 这就是光电导弛豫过程。在弛豫过程中, 载流

子浓度变化为：

$$\Delta p(t) = \Delta p_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (1.13)$$

式中， Δp_0 是稳态时的光生载流子浓度。

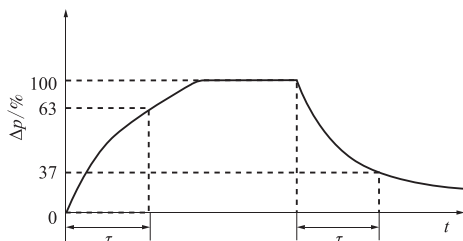


图 1.2 半导体光电导的弛豫过程

在停止光照后，光生载流子浓度为

$$\Delta p(t) = \Delta p_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.14)$$

其中， τ 是响应时间，其大小等于载流子寿命。当输入辐射通量按正弦规律变化时，

$$\Delta p = \frac{g\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} = \frac{\Delta p_0}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \quad (1.15)$$

弱光照射时， $\Delta\sigma$ 与 Φ_e 呈线性关系，但在强光时， $\Delta\sigma$ 与 Φ_e 的平方根成正比，这时，光生载流子浓度为

$$\Delta p = \Delta p_0 \left(th \frac{t}{\tau} \right) \quad (1.16)$$

3. 光谱响应

波长越小，光子能量越大，吸收系数也越大。对长波的吸收较少，部分光波穿过材料，量子效率较低；波长减短、吸收增加逐步达到峰值；波长再短，吸收系数更大，在表面附近光生载流子密集，复合显著增加，且光子数减少。量子效率峰值通常出现在靠近长波限一端。如图 1.3 所示，一般定义长波限为峰值一半处的波长。

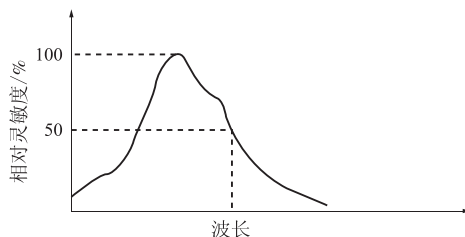


图 1.3 半导体光电导的光谱响应

1.2 p-n 结光伏效应

p-n 结光伏效应也是一种内光电效应，光子激发产生的光生载流子在 p-n 结内建电场作用下扫向势垒两边，产生一个光生电动势，它在外电路中可产生光电流。

1. 半导体 p-n 结

两种不同导电类型的半导体，在其交界处形成 p-n 结。在 n 型区中，电子多而空穴少，在 p 型区中，空穴多而电子少。由于载流子浓度梯度的存在而产生扩散运动，空穴从 p 区扩散到 n 区，电子从 n 区扩散 p 区，结果在 n 区边界出现多余的空穴，带正电，在 p 区边界出现多余的电子，带负电，这个区域称耗尽区如图 1.4 所示。由于两侧耗尽区所带电荷不同，在边界区域出现电场，它从 n 区指向 p 区，使电荷产生漂移作用，阻止了电荷的进一步扩散，最后达到动态平衡。

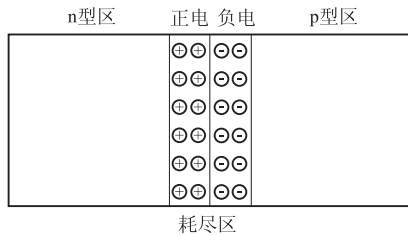


图 1.4 p-n 结的原理

平衡时，材料费米能级应相同，故电子在 n 区的能量比在 p 区低。p-n 结势垒高度与掺杂程度密切相关。

p 区导带中电子浓度为

$$n_p = N_c \exp\left(-\frac{E_{cp} - E_{fp}}{KT}\right) \quad (1.17)$$

n 区导带中电子浓度为

$$n_n = N_c \exp\left(-\frac{E_{cn} - E_{fn}}{KT}\right) \quad (1.18)$$

平衡时，p 区和 n 区费米能级相同，即 $E_{fn} = E_{fp}$ ，由此可得

$$E_{cn} - E_{cp} = KT \ln \frac{n_n}{n_p} = qV_0 \quad (1.19)$$

其中， qV_0 是势垒高度， V_0 是势垒两侧电势差

$$V_0 = \frac{KT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} \quad (1.20)$$

在室温下，载流子浓度等于掺杂浓度： $n_n = N_d$ ， $p_p = N_a$ ，且 $n_i = \frac{n_i^2}{N_a}$ ，由此可得

$$V_0 = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) \quad (1.21)$$

由公式 (1.20) 可求出

$$n_p = n_n \exp\left(\frac{-qV_0}{KT}\right) \quad (1.22)$$

$$p_n = p_p \exp\left(\frac{-qV_0}{KT}\right) \quad (1.23)$$

2. p-n 结的电流电压特性

(1) 正向偏置

如图 1.5 所示，由于耗尽区的电阻远比体电阻大，外加电压几乎全部降落到耗尽层上，势垒高度降低到 $q(v_0 - v)$ ，空间电荷区变窄，则漂移运动弱于扩散运动，多数载流子越过势垒，在外电路形成正向电流，其方向从 p 区到 n 区，由推导可知，正向电流为：

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (1.24)$$

式中反向饱和电流 $J_0 = q\left(\frac{D_p}{L_p} p_n + \frac{D_n}{L_n} n_p\right)$ ， p_n 、 n_p 分别是 n 区和 P 区的少数载流子浓度。

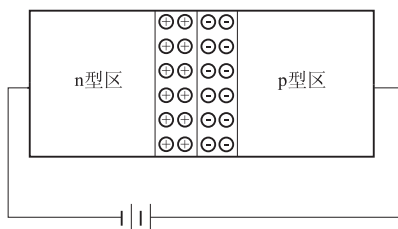


图 1.5 p-n 结的正向偏置

(2) 反向偏置

在反偏下，势垒高度增加到 $q(v_0 - v)$ ，空间电荷区变宽，漂移运动占主导地位，电流从 n 区流向 p 区，反向电流为：

$$J = J_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-qV}{KT}\right) \right] \quad (1.25)$$

可见，随着 V 的增大，反向电流趋于饱和值 J_0 。

3. p-n 结光伏效应

如图 1.6 所示，当有光照到 p-n 结上时，就产生电子-空穴对，光生电子-空穴对在内建电场作用下发生漂移，越过 p-n 结而形成光电流。

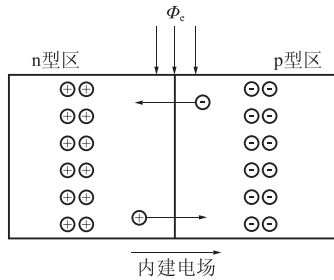


图 1.6 p-n 结的光伏效应

电子与空穴的这一流动，使 p 区电势高于平衡状态，相当于 p-n 结上加了正向偏压，这一正向偏压引起 p-n 结上的正向电流，其方向正好与光电流方向相反。所以，在光照下流过 p-n 结的总电流为

$$I = LWJ = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] - I_p \quad (1.26)$$

方向从 p 区到 n 区，式中 LW 是横截面积， I_p 是光电流，如入射光通量 Φ_e ，则光电流是 $I_p = \frac{\Phi_e}{hv} \eta q$ 。短路时， $V=0$ ，短路电流 $I_{sc} = -I_p = -q \frac{n\Phi}{hv}$ ，与入射光辐射通量成正比。开路时， $I=0$ ，开路电压 $V_{oc} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{I_p}{I_0} + 1\right)$ ，与入射光辐射通量成对数关系。

1.3 光电子发射效应

1. 光电发射定律

这是一种外光电效应，当入射光子能量在足够大时，可使电子逸出物质表面，形成光电子发射效应。

光电效应可用爱因斯坦定律说明：（1）发射的光电子的最大动能与入射光子频率成线性增加关系，与入射光强度无关；（2）当入射辐射的光谱分布不变时，饱和光电流 I 与入射的辐通量 Φ_e 成正比。

2. 金属逸出功与半导体的发射阈值

$$\frac{1}{2} m_e v_{\max}^2 = h\nu - W \quad (1.27)$$

如图 1.7 所示， $W = E_0 - E_f$ ， E_0 为自由电子的最小能量； E_f 为费米能级。

对半导体，热电子发射逸出功为

$$W_{\text{热}} = E_0 - E_f = \frac{1}{2} E_g + E_A \quad (1.28)$$

其中, $E_A = E_0 - E_c$ 称电子亲和势。而光电子发射逸出功为

$$W_{\text{光}} = E_g + E_A \quad (1.29)$$

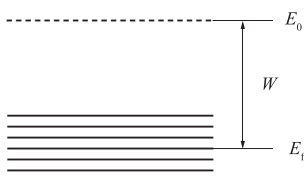


图 1.7 金属的能带结构

3. 阈值波长

光子的最小能量必须大于光电发射阈值, 这个最小能量对应的光波波长为光电发射的长波限

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{hc}{W} \quad (1.30)$$

1.4 光磁电效应

光磁电效应又称为光磁生伏特效应。如图 1.8 所示, 用波长合适的光线照射在半导体表面, 并且在它的侧面加上磁场, 则在样品两端将出现一个电动势, 该电动势就是光磁电动势, 这种现象就是光磁电效应。

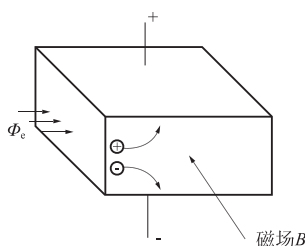


图 1.8 光磁电效应原理

光磁电效应就是光生扩散电流产生的霍尔效应^[1]。将半导体样品置于磁场中, 磁场既与入射光方向垂直, 又与样品材料上两电极连线方向垂直。能量足够的光子入射到半导体样品上, 通过本征吸收产生电子-空穴对, 由于材料的吸收作用, 光强随进入材料的深度而呈指数下降, 所以在材料内形成光生载流子浓度梯度。于是光生载流子将从浓度大的表面向浓度小的体内扩散。在扩散中, 光生载流子切割磁力线。由于带相反电荷的电子和空穴朝相同方向运动, 在磁场所产生的洛伦兹力的作用下, 电子和空穴分别向样品的两端偏转, 于是在样品两端产生电荷积累, 从而建立起一个电场, 在材料两端产生电势差。由于这个电势差是

光与磁同时作用而产生的，故称为光磁电效应。根据这个效应可制成光磁电探测器。常用的材料是铋化锑，其用途：

- (1) 可测少数载流子寿命；
- (2) 研究半导体材料内载流子密度 n ；
- (3) 确定半导体材料类型。

光电探测器输出信号的真实性和稳定性是其工作性能的重要指标。分析光电探测器输出信号大小以及噪声大小对判断器件的工作性能具有重要的意义。噪声可以分为内部噪声和外部噪声。对于外部噪声源的干扰可采取适当的屏蔽、滤波、电路元件合理配置等措施来减小或消除。

内部噪声是系统内部的物理过程所固有的、不可能人为地消除的随机起伏。由于噪声是在平均值附近的随机起伏，瞬时值不确定，长时间的平均值为零。所以，一般用噪声电流的均方值来表征其大小

$$\overline{i_n^2} = \frac{1}{T} \int_0^T [i(t) - i_{\text{平}}]^2 dt = \frac{1}{T} \int_0^T i^2(t) dt \quad (2.1)$$

亦可用噪声电压来表示，它们都是实际可测值。当光电探测器中存在多个噪声源时，只要这些噪声源是独立的，互不相关的，就可以将它们的噪声功率直接相加，即：

$$\overline{i_n^2} = \overline{i_{n1}^2} + \overline{i_{n2}^2} + \cdots + \overline{i_{nk}^2} \quad (2.2)$$

2.1 噪声的概率分布

由于噪声是一种连续型随机变量，它在某一时刻各种可能数值都可能出现。但不同值出现的概率不同，所以噪声（电压）的大小，只能用概率分布密度 $\rho(V_n)$ 来表达，它表示噪声电压 V_n 在 t 时刻取值在 V_n 附近单位电压区间内的概率。而 t 时刻噪声电压取值在 $V_{n1} \sim V_{n2}$ 之间的概率为：

$$P(V_{n1} < V_n < V_{n2}) = \int_{V_{n1}}^{V_{n2}} \rho(V_n) dV_n \quad (2.3)$$

光电系统中热噪声电压的概率分布密度 $\rho(V_n)$ 一般符合高斯正态分布^[2]：

$$\rho(V_n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_n} e^{-\frac{(V_n - a)^2}{2\sigma_n^2}} \quad (2.4)$$

式中， a 是 V_n 的平均值，通常 $V_n \approx 0$ ， σ_n^2 为其方差，它表征了热噪声交流功率的大小，显然，噪声电压（电流）取较大值的概率较小，取值超过 V_{n0} 的概率为：

$$P(|V_n| > V_{n0}) = 1 - \int_{-V_{n0}}^{V_{n0}} \rho(V_n) dV_n \quad (2.5)$$

2.2 噪声的功率谱密度

在许多情况下，时域上的问题从频域上讨论可能更为方便，并且物理概念也比较清晰，具体办法是采用傅里叶变换，将时域上的噪声特性变换到频域上，分析噪声功率的频谱特性。

设 $s_v(f)$ 是噪声功率的频谱分布，即噪声功率谱密度，它定义为^[3]：

$$s_v(f) = \lim_{\Delta f \rightarrow 0} \frac{\overline{i_n^2}(f, \Delta f)}{\Delta f} \quad (2.6)$$

显然

$$\overline{i_n^2} = \int_{-\infty}^{\infty} s_N(f) df = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} s_n(\omega) d\omega \quad (2.7)$$

在一般光电系统中，输出噪声受放大器带宽 (f_1 、 f_2) 限制，故上式积分上、下限可改为 f_1 及 f_2 ，通常用低噪声放大器作为与光电探测器连接的第一级前置放大器，其基本要求是在信号频带范围内保证对信号进行有效放大的同时，尽量降低输出噪声功率。所以放大器的带宽应限制在能使信号的特征频谱分量通过即可。过宽的带宽不会增加有用的信息量，反而会降低输出量的信噪比。

在工程应用中为计算方便，经常采用单边功率谱密度，由于正、负频率的功率谱对称，故定义单边功率谱密度为^[4]：

$$F_v(f) = \begin{cases} 2s_n(f), & f > 0 \\ 0, & f < 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

这样噪声功率为

$$\overline{i_n^2} = \int_0^{\infty} F_n(f) df \quad (2.9)$$

2.3 几种常见的噪声

1. 热噪声

热噪声又称电阻噪声或白噪声，所谓白噪声是指此类噪声在任何频率上单位频率间隔中的噪声功率具有相同的数值，与频率高低无关，即其噪声功率谱密度是常数。温度高于绝对零度时，导体与半导体中每一载流子都携带着 1.6×10^{-19} 库仑的电量作随机运动，这相当于微电流脉冲。尽管从宏观看来其平均值为零，但瞬时电流扰动在材料两端产生噪声电压。这种由于载流子的热运动引起的电流