

# InGaAs/InP APD探测器光电特性检测

肖雪芳<sup>1</sup>, 杨国华<sup>1</sup>, 归强<sup>1</sup>, 王国宏<sup>1</sup>, 马晓宇<sup>1</sup>, 陈朝<sup>2</sup>, 陈良惠<sup>1</sup>

(1. 中国科学院半导体研究所 北京 海淀区 100083; 2. 厦门大学物理系 厦门 361005)

**【摘要】**建立了雪崩二极管的静态光电特性的自动测试系统。利用该系统对光敏面的直径为500 μm的台面型InGaAs/InP雪崩光电二极管(APDs)进行测试。测试结果表明, 该APD器件在90%击穿电压下的暗电流为151 nA, 在直径500 μm的光敏面上其光响应均匀性良好。提出一种测量雪崩二极管倍增因子的方法, 只需利用普通的测量电流-电压的测试仪器, 就可以获得开始倍增时的光电流, 从而得到APD的倍增因子。通过该方法得到的InGaAs/InP APD器件最大倍增因子的典型值在10~100量级。

**关键词** 静态光电特性的自动测试系统; 雪崩光电二极管; 大面积APD; 倍增因子  
**中图分类号** TN312+.7 **文献标识码** A

## Measurement of the Static Optoelectronic Characteristics of InGaAs/InP Avalanche Photodiode

XIAO Xue-fang<sup>1</sup>, YANG Guo-hua<sup>1</sup>, GUI qiang<sup>1</sup>, WANG Guo-hong<sup>1</sup>,  
MA Xiao-yu<sup>1</sup>, CHEN Chao<sup>2</sup>, and CHEN Liang-hui<sup>1</sup>

(1. Institute of Semiconductor of Chinese Academy of Science Haidian Beijing 100083; 2. Department of Physics of Xiamen University Xiamen 361005)

**Abstract** A measurement system is set up which could measure static optoelectronic characteristics of avalanche photodiodes (APDs). By using this system, the mesa-structure InP/InGaAs APDs is measured. The results show that the APDs have a relatively low dark current (~150 nA at 90% of breakdown) and a uniform photoresponse profile of about 500 μm diameter. A method of getting APDs's multiplication gain is also proposed. Through getting the photocurrent at the point where multiplication is beginning, the multiplication gain can be obtained by the simple current-voltage equipment. For InP/InGaAs APDs, the typical maximum multiplication gain measured by this method is about 10~100.

**Key words** auto-measurement system of static optoelectronic characteristics; avalanche photodiodes; large area APD; multiplication gain

APD探测器(雪崩光电二极管)具有灵敏度高、动态范围大、响应高等优点, 是0.92~1.65 μm波长范围工作的红外系统的关键元件<sup>[1]</sup>。探测器性能的好坏直接决定红外探测系统的整体性能, 因此必须对探测器的性能参数进行测试。

本文使用美国 Keithley 公司生产的 236 Source-Measure Unit(236 SMU)作为核心设备, 建立了一套半导体光电探测器的静态光电特性的自动测试系统。通过编程实现了电脑控制下的仪器自动扫描、采集和处理数据, 并通过数据处理将测量的结果进行图形化显示。

### 1 倍增因子

倍增因子是APD重要的性能指标, 它决定了倍

增性能的好坏。与Si、Ge的APD探测器不同, 由于InGaAs/InP异质结构的带隙差导致的载流子陷阱效应不能通过InGaAsP过渡层完全消除, 因此很难确定开始倍增的光电流  $I_{p0}$ , 有时刚出现光响应光电流就已经有倍增; 有时光响应开始一段时间后光电流才有倍增。测量APD倍增因子的方法如下:

(1) 将光脉冲入射APD表面, 通过前置放大器跟示波器进行测量。通过某偏压下的脉冲振幅与  $M=1$  的脉冲振幅的比较得到增益<sup>[2]</sup>。

(2) 采用相敏探测技术来测量光电流, 获得光响应。将给定偏压下的光响应与  $M=1$  的光响应进行比较获得倍增因子。通过线性外推光电流曲线到斜率接近为0处定义为  $M=1$  的  $I_{p0}$  点<sup>[3]</sup>。

(3) 通过  $C-V$  测试确定APD的穿通电压(或称拉

通电压,通常定义为耗尽区扩展到InGaAs/InGaAsP界面的电压),测量穿通电压下的APD的*I-V*特性,并与具有相同倍增层厚度的PIN管的在该电压下的*I-V*特性进行比较,获得穿通电压下的倍增因子。这样某偏压下的倍增因子可以通过该偏压下的*I-V*特性和穿通电压下的*I-V*特性对比得到<sup>[4]</sup>。

(4) 通过光源、分光计、锁相放大器测量APD的量子效率,通过跟公式  $I_{p_0} = (1-r)(1-e^{-\alpha W})$  计算得到的量子效率进行对比,得到倍增因子<sup>[5]</sup>。

(5) 测量穿通电压后APD的外部量子效率,将测量得到的量子效率与参考APD进行比较,获得倍增因子。作为参考的APD满足以下条件:穿通电压后呈现出非常平的光响应,没有观察到明显的由雪崩增益引起的量子效率增强<sup>[6]</sup>。

(6) 穿通电压加一伏作为*M=1*的转折点,通过公式  $M = (I_p - I_d) / (I_{p_0} - I_{d_0})$  计算得到倍增因子<sup>[7]</sup>。上述方法往往要找到参考器件作为辅助手段来判断APD的倍增因子,或者需要借助多种测量仪器来测量APD器件的量子效率等参数找到倍增因子。

本文提出了一种简单方法来获得APD的倍增因子,绕开参考器件和繁琐的测量手段,只需利用普通的测量电流-电压的测试仪器,就可以找到*M=1*的拐点,从而得到APD的倍增因子。

## 2 获得倍增因子为1的 $I_{p_0}$ 方法

### 2.1 非线性曲线拟合原理

曲线拟合是指根据来自实验的数据  $\{x_i, y_i\}$ , 调整参数  $b_j$  使理论曲线  $f(b_j, x_i)$  尽可能跟实验散点图一致。使实验数据和理论曲线尽可能一致的标准如下:

加权残差平方和为  $Q = \sum_{i=1}^n w_i (f(x_i, b_j) - y_i)^2$ , 其中

$w_i$  为权重,达到最小。使用  $Q \rightarrow \min$  为标准的拟合称为最小二乘法。使用最小二乘原理处理非线性曲线拟合,令权重  $w_i=1$ , 非线性曲线拟合的数学表达为:

已知一组数据  $\{x_i, y_i\}$ ,  $i=1,2,\dots,n$ , 满足已知方程形式  $f(x_i, b_j)$ ,  $j=1,2,\dots,m$ , 求解  $\{b_j\}$ , 使其满足

$$Q = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i, b_j)]^2 \rightarrow \min, \text{ 即求解 } \partial Q / \partial b_j = 0.$$

令  $b_j = b_j^0 + \Delta b_j$ ,  $b_j^0$  为给定初始值,利用Taylor展开,将偏微分方程转化为可求解的线性代数方程组。

### 2.2 获得倍增因子*M=1*的 $I_{p_0}$ 的方法

倍增因子定义为在完全相同的注入条件下,有雪崩增益时通过器件的电流与无雪崩增益时通过器件的电流之比。

在实际器件中,获得的最高直流倍增因子受串联电阻的空间电荷效应限制,这些因素可以合并成一个有效串联电阻*R*。光生载流子的倍增因子在电流很小时,可以用经验关系描述为<sup>[8]</sup>:

$$M = I_p / I_{p_0} = [1 - ((V - IR) / V_b)^n]^{-1} \cong [1 - (V / V_b)^n]^{-1}$$

式中  $I_p$  为倍增以后的光电流;  $I_{p_0}$  为无倍增时的光电流;  $V$  为反向偏压;  $n$  为一常数,取决于半导体材料、掺杂分布和辐射波长。对给定的初始值  $I_{p_0}^0$  和  $n^0$ , 根据测量电流-电压关系得到的数据组  $\{V, I_p\}$ , 拟合曲线为  $I_p = [1 - (V / V_b)^n]^{-1} I_{p_0}$ , 通过高斯消去法求解方程组,得到需要求解的未知参数  $\Delta I_{p_0}$  和  $\Delta n$ , 反复叠代直到加权残差平方和小于规定值,从而获得转折点的  $I_{p_0} = I_{p_0}^0 + \Delta I_{p_0}$ 。

## 3 测量

本文研究了台面型InP/InGaAs APD静态光电特性。该APD的光敏面直径为500 μm,光照下的电流与电压关系曲线及无光照下的暗电流与电压关系曲线如图1所示,将有光照与无光照时候相同偏压下的电流值相减得到的电流即为光电流。图1还显示了倍增因子与偏压的关系,其中,实线对应由实验测量获得的倍增因子与偏压的关系,虚线对应由公式  $M = [1 - (V / V_b)^n]^{-1}$  得到的倍增因子与偏压关系。

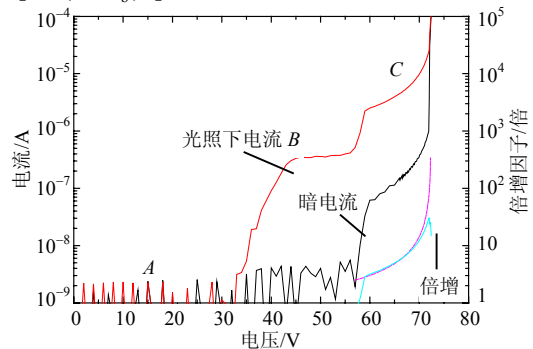


图1 光敏面直径500 μm 的台面型 APD静态光电特性曲线

在无光照的情况下,测量器件暗电流  $I_d$  随反向偏压的变化,将  $I_d=100 \mu A$  时的反向偏压定义为APD器件的击穿电压  $V_b$ 。测量电压为  $0.9V_b$  的暗电流,定义为APD探测器的暗电流。

从图中可以看出,该APD的击穿电压72.4 V,  $0.9V_b$  下暗电流是151 nA,因为本文测试APD的暗电流具有增益,因此与通常光纤通信用的小面积APD的相比,暗电流偏大。

APD的响应度定义为APD的光电流与入射光功率之比。光衰减器调节到输出功率为1  $\mu\text{W}$ 且波长为1.55  $\mu\text{m}$ 的单模光纤输出光入射APD光敏面,可以得到该APD的最大响应度是23.2  $\mu\text{A}/\mu\text{W}$ 。

对应图1所得到的该器件静态特性参数值以及通过本文的曲线拟合方法得到的 $M=1$ 时的 $I_{p_0}$ 和 $n$ 如表1所示。

表1 APD静态特性参数测量值

$V_b/V$	$I_d(0.9V_b)/\text{nA}$	$R_{\text{max}}/\mu\text{A}\cdot\mu\text{W}^{-1}$	$M_{\text{max}}$	$I_{p_0}/\text{nA}$	$n$
72.400	151.000	23.200	30.300	766.800	2.137

APD器件的基本结构如图2所示。图1中APD的光电流电压曲线可以分为三个区域:

(1) 光死段,对应于图1中的A段。此时外加偏压较低,耗尽层在 $n\text{-InP}$ 层内,未扩展到 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 界面,空穴的能量不足以克服界面势垒,所以在外电路不会形成光电流。

(2) 光响应段,对应图1中B段。此时耗尽层穿通到 $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ 界面,使该处能带发生弯曲,从而降低界面势垒对空穴的阻挡作用,光生空穴能够跃过界面势垒并在电场作用下漂移到 $p^+\text{InP}$ 层,在外电路形成电流。随偏压增大,吸收层逐渐完全耗尽,吸收入射光子激发的电子空穴对数目逐渐稳定,因此APD具有一段平稳的光响应,其响应度在0.35~0.4  $\mu\text{A}/\mu\text{W}$ ,这可能是由于界面势垒对空穴的限制作用没有完全消除,仍然有大部分光生空穴在异质结界面复合,对外电路的光电流无贡献,响应度偏低。

(3) 光倍增段,对应图1中C段。此时 $\text{InP}$ 中电场达到发生雪崩倍增的临界电场,吸收层输运过来的空穴在电场下获得足够的能量,与 $\text{InP}$ 晶格发生碰撞电离,光电流获得雪崩增益。

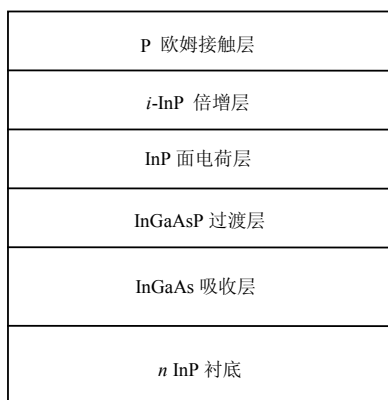


图2 APD结构示意图

由于本文所测试的APD器件具有一个较长平坦的响应段(对应B段),因此将穿通电压加一伏作为

$M=1$ 的 $I_{p_0}$ <sup>[7]</sup>,该方法对本文的测试实例并不适用。而通过线性外推光电流曲线到斜率接近0处定义为 $M=1$ 的 $I_{p_0}$ 方法<sup>[3]</sup>,对本文APD来说,由于响应段到倍增段过渡得不像通常的APD那样平缓,而是有个明显的转折扭曲,因此光电流曲线斜率接近0段将发生在倍增前,用该方法得到的倍增因子偏大。通过理论计算得到量子效率和实际测量量子效率,比较得到倍增因子<sup>[5]</sup>,该方法由于忽略了 $\text{InGaAs}$ 光吸收层外的缺陷及杂质的光吸收、散射以及耗尽层外的复合等因素影响,并且通常在制备增透膜后将反射系数近似为零,因此理论计算得到的倍增前量子效率往往比器件的实际可能获得量子效率偏高,则该方法得到的倍增因子往往偏小。

本文通过 $I\text{-}V$ 曲线测试获得一组实验数据 $\{V, I_p\}$ ,进行非线性曲线拟合,得到 $I_{p_0}$ 。给定的初始值 $I_{p_0}^0$ 为:通过求解从 $0.95V_b$ 往回算起的一段测量 $I\text{-}V$ 曲线的一次偏微分的第一个突变点(即是一次偏微分从极小变成极大)来确定拐点电压 $V_0$ 与相应的拐点光电流 $I_{p_0}^0$ 。给定的初始值 $n$ 为 $n^0 = \alpha W/2$ <sup>[9]</sup>,其中 $\alpha$ 为电子电离系数; $W$ 为击穿时耗尽区宽度。通过曲线拟合得到 $I_{p_0}$ ,代入公式 $M = I_p/I_{p_0}$ ,就可以获得不同偏压下倍增因子 $M$ 的大小。

图1给出了根据非线性曲线拟合获得 $I_{p_0}$ 测量得到的 $M\text{-}V$ 的关系,以及根据非线性曲线拟合获得 $n$ 由公式 $M = [1 - (V/V_b)^n]^{-1}$ 得到的 $M\text{-}V$ 关系。

从图中可以看出,两条曲线在大部分偏压下基本重合,随着反向偏压的增大,倍增因子受串联电阻的空间电荷效应限制,不能无限增大,因此倍增因子和偏压的关系不再满足经验公式 $M = [1 - (V/V_b)^n]^{-1}$ ,则实际测量结果和理论曲线产生较大偏差。对 $n\text{-InP}$ ,估计在 $E_m = 5.0 \times 10^5 \text{ V/cm}$ 时产生雪崩倍增,电子的电离系数<sup>[10]</sup>为 $\alpha \approx 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ,在耗尽区宽度为 $W=5$ 时由公式 $n = \alpha W/2$ 获得的 $n \approx 2.500$ ,通过非线性曲线拟合得到的 $n=2.137$ ,二者基本吻合,可以认定用该方法得到的 $I_{p_0}$ 是合理的。从上述分析可以看出,本文采用的寻找 $I_{p_0}$ 的方法不仅适用于响应段和倍增段过渡不明显的 $\text{InGaAs}/\text{InP}$ 器件,而且相对于不需要参考器件的方法,对响应段到倍增段过渡明显的APD器件更适用。

本文还进行了APD器件均匀性测试,在 $0.9V_b$ 时,沿着光敏面逐点扫描测量得到的光响应度如图3所示。从图中可以看出,该APD器件沿光敏面光响应度变化较小,器件的均匀性较好。

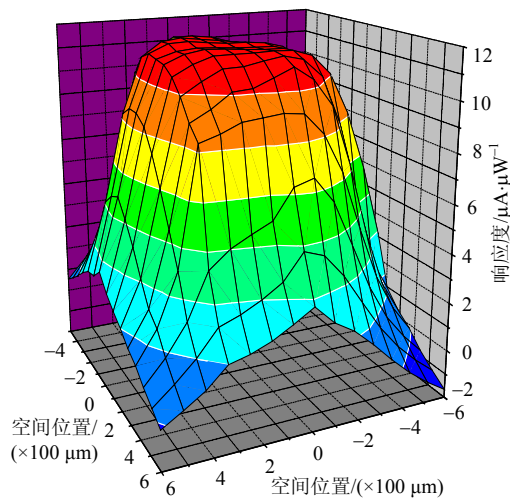


图3  $0.9V_b$ 时, APD的响应度随空间位置变化

## 4 结束语

针对InGaAs/InP APD光电探测器的特性, 本文论述了其静态特性测试的设计思想和具体环节, 设计了操作简单效率高的测试系统。测试结果表明, 相比其他方法, 本文使用的测试方法简单有效, 得到的数据符合物理实际。

### 参考文献

- [1] 罗家强. 半导体光电探测器的发展及应用[J]. 世界电子元器件, 2002, 07: 41-43.  
 [2] ERNESTO G, AVILA R E, FERRER J. Development of a novel planar-construction avalanche photodiode[J]. IEEE Trans Nuclear Science, 2001, 48(4): 1211-1214.

- [3] PEARSALL T P, CAPASSO F, NAHORY R E, et al. The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors: GaAs[J]. Solid-State Electronics, 1978, 21: 297.  
 [4] JIAN Wei, XIA Feng-nian, FORREST S R. A high-responsivity high-bandwidth asymmetric twin-waveguide coupled InGaAs-InP-InAlAs avalanche photodiode[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2002, 14(11): 1590-1592.  
 [5] KINSEY G S, CAMPBELL J C, DENTAI A G. Waveguide avalanche photodiode operating at 1.55  $\mu\text{m}$  with a gain-bandwidth product of 320 GHz[J]. IEEE Photon Technol Lett, 2001, 13(8): 842-844.  
 [6] ZHENG X G, HSU J S, HURST J B, et al. Long-wavelength In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As-In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As large-area avalanche photodiodes and arrays[J]. IEEE J Quantum Electron, 2004, 40(8): 1068-1073.  
 [7] ZHENG X G, HSU J S, SUN X, et al. A 12 $\times$ 12 In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As-In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.48</sub>As avalanche photodiode array[J]. IEEE J Quantum Electron, 2002, 38(11): 1536-1540.  
 [8] MEICHIOR H, LYNCH W T. Signal and noise response of high speed germanium avalanche photodiodes[J]. IEEE Trans Electron Devices, 1966, 13: 829.  
 [9] URGLL J, LEGUERRE J R. Experimental determination of the avalanche region of one-sided abrupt barriers[J]. Solid-State Electron, 1974, 17: 239-244.  
 [10] STILLMAN G E, COOK L W, BULMAN G E. Long-wavelength(1.3~1.6  $\mu\text{m}$ ) detectors for fiber-optical communications[J]. IEEE Trans Electron Devices, 1982, 29: 1355-1371.

编辑 黄 莘

(上接第452页)

- [3] TRN K, BALACHANDRAN R. Direct precipitation of lead zirconate titanate by hydrothermal method[J]. Mater Res Bull, 1984, 19: 1479-1488.  
 [4] 施尔畏, 夏长泰, 仲维卓, 等. 水热条件下钛酸钡晶粒形成机理[J]. 硅酸盐学报, 1996, 24(1): 45-52.  
 [5] 郑燕青, 施尔畏, 李文军, 等. 水热反应条件二氧化锆同质变体的形成[J]. 中国科学(E辑), 2001, 31(4): 289-295.

- [6] 张克从, 张乐惠. 晶体生长[M]. 北京: 科学出版社, 1981: 234.  
 [7] 徐如人, 庞文琴. 无机合成与制备化学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002: 582.  
 [8] 王中林, 康振川. 功能与智能材料-结构演化与结构分析[M]. 孙家枢, 译. 北京: 科学出版社, 2002.

编辑 黄 莘