

# 雪崩光电二极管体内漏电流的测量分析\*

石 仲 斌

(武汉大学物理系)

## 提 要

体内漏电流是雪崩光电二极管应用的一个重要参数，而一般测量暗电流的方法无法把表面漏电流和体内漏电流分开。本文提出一种测量雪崩光电二极管体内漏电流的方法，推导有关公式，并对宽耗尽层雪崩光电二极管的体内漏电流进行测量分析。

## 一、前 言

雪崩光电二极管的体内漏电流是应用上的一个重要参数，并且也是评价器件性能和工艺水平的重要数据。影响雪崩光电二极管性能的主要因素是体内漏电流，往往在总漏电流相同的条件下，器件的雪崩散粒噪声有数量级的差别，所以有必要用实验方法测量出器件的体内漏电流。

但采用通常测量器件漏电流的方法测出的漏电流总是表面电流和体内漏电流的总和，无法得到体内漏电流的数值。下面介绍一种测量雪崩光电二极管体内漏电流的方法，并对宽耗尽层硅雪崩光电二极管进行测量分析。

测量方法大致是这样的，按照器件结构选择一入射光波，使其在器件内产生的光生载流子流经雪崩区的空穴数量与电子数量之比等于二极管暗电流流经雪崩区的空穴电流分量与电子电流分量之比，然后测量光电流的倍增因子  $M_{ph}$  和相应的总暗电流  $I_c$ ，在双对数坐标上作  $M_{ph}-I_c$  曲线，将高倍增区线性部分延长与电流轴相交，在  $M_{ph} = 1$  处的电流值即为无倍增时器件的体内漏电流。

## 二、原 理

当考虑耗尽区内光、热激发的载流子对电流的贡献时，其一般电流方程为

$$\frac{dI_n}{dx} = -\alpha I_n - \beta I_p - g(x), \quad (1)$$

或

$$\frac{dI_p}{dx} = \alpha I_n + \beta I_p + g(x). \quad (2)$$

其中， $\alpha$  和  $\beta$  分别为电子电离率和空穴电离率， $g(x)$  是由光、热激发载流子的电流产生

\* 1980年7月14日收到。

率。 $I_n$  是流经雪崩区电流的电子流分量， $I_p$  是流经雪崩区电流的空穴分量。

方程的边界条件为

$$I_n(W) = I_{no}, \quad (3)$$

$$I_n(O) = I - I_{po}. \quad (4)$$

式中  $I_{no}$  是 P 型面耗尽区边界处的电子电流， $I_{po}$  是 N 型面耗尽区边界处空穴电流。 $O$  是 N 型边耗尽区边界， $W$  为 P 型边耗尽区边界（见图 1）。因此，可以得到总电流表达式

$$I = \frac{I_{po} + I_{no} e^{\int_0^W (\alpha - \beta) dx} + \int_0^W g(x) \rho \int_0^x (\alpha - \beta) dx' dx}{1 - \int_0^W \beta \cdot e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx}. \quad (5)$$

按倍增因子的定义可得平均倍增因子

$$\bar{M} = \frac{I}{I_o}, \quad (6)$$

式中  $I_o = I_{po} + I_{no} + \int_0^W g(x) dx \quad (7)$

是倍增前的总电流。由 (5)、(6) 及 (7) 式得

$$\bar{M} = \frac{I_{po} + I_{no} e^{\int_0^W (\alpha - \beta) dx} + \int_0^W g(x) e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx}{\left( I_{po} + I_{no} + \int_0^W g(x) dx \right) \cdot \left( 1 - \int_0^W \beta \cdot G(x) dx \right)}, \quad (8)$$

式中

$$G(x) = e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx'}. \quad (9)$$

当只考虑空穴注入耗尽区而不计及耗尽区中光、热激发成分时，由 (8) 式得空穴发动的倍增因子

$$M_p = \frac{1}{1 - \int_0^W \beta \cdot G(x) dx}. \quad (10)$$

同样，只考虑电子注入耗尽区也不计及耗尽区中光、热激发成分时，由 (8) 式得由电子发动的倍增因子

$$M_n = M_p G(W). \quad (11)$$

用 R. J. McIntyre 在文献 [1] 中提供的方法，也可以得到耗尽区中光、热激发载流子的倍增因子为

$$M(x) = G(x) / \left( 1 - \int_0^W \beta \cdot G(x) dx \right), \quad (12)$$

它表明，产生载流子的位置不同，其倍增因子也不同，也就是说，在耗尽区倍增因子是位置的函数。当  $\alpha > \beta$  时，可以得到

$$M_p \leq M(x) \leq M_{no}. \quad (13)$$

实际上只考虑耗尽区内光、热激发的电流时，由 (8) 式得这时的平均倍增因子

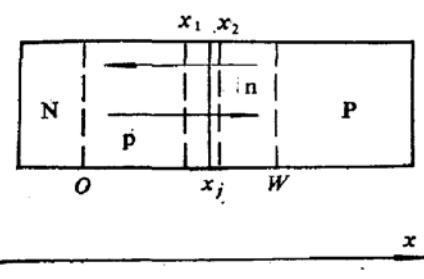


图 1 雪崩光电二极管反向偏压时空穴和电子的运动方向

$x$ ；是化学比结， $O$  和  $W$  分别为 N 边和 P 边的耗尽区边界， $x_1$  和  $x_2$  分别是 N 边和 P 边的雪崩区边界

$$\bar{M}_{gen} = \frac{\int_0^W g(x) M(x) dx}{\int_0^W g(x) dx}. \quad (14)$$

下面分析三种特殊情况：

(一) 只考虑空穴注入耗尽区的情况，即

$$I_{no} = g(x) = 0.$$

用低电阻率N型材料制备的p<sup>+</sup>n结雪崩光电二极管就是一个很好的近似。这时倍增因子就由(10)式表示。对同一器件来说， $\alpha$ 、 $\beta$ 和 $W$ 都只依赖于偏压，与空穴的注入数目无关。如果让光从N型面入射，选择适当的光波波长，使光子在耗尽区以外的N型面全部被吸收，这样流入耗尽区的光电流就全部是由空穴组成，测量这时光电流倍增因子，根据上面的分析得知，这个光电流倍增因子与器件暗电流倍增因子相等。

(二) 只考虑电子注入耗尽区的场合，即

$$I_{po} = g(x) = 0.$$

用低电阻率P型材料制备的n<sup>+</sup>p雪崩光电二极管就相当于这种情况，这时倍增因子的表达式就由(11)式给出。同样的道理，选择入射光波，从P型面入射，使光子在耗尽区以外的P型边全部被吸收，测量这时的光电流倍增因子就可得到器件暗电流的倍增因子。

(三) 只考虑耗尽区内产生的电子-空穴对，即

$$I_{po} = I_{no} = 0.$$

相当于高电阻率材料制备的雪崩光电二极管，这时由于耗尽区很宽，耗尽区内热激发的电流远比扩散电流大得多，所以暗电流中可以略去扩散电流成分。雪崩倍增因子由(14)式给出。由于耗尽区中电场是位置的函数，电离率又是电场的强函数，因此在耗尽区中电离率是位置的非常强的函数。这样，我们可以进一步把耗尽区分成雪崩倍增区和非雪崩倍增区。雪崩区以外的电场较低，相对来说，电离率 $\alpha$ 和 $\beta$ 可以近似认为等于零。如图1所示，把耗尽区分成三个区间。

(i)  $0 \leq x < x_1$  区间，这里可以认为  $\alpha = \beta = 0$ ，所以在这一区间内有

$$M(x) = M_p, \quad (15)$$

(ii)  $x_1 < x \leq W$  区间，这里可以认为  $\alpha = \beta = 0$ ，所以在这区间内有

$$M(x) = M_n, \quad (16)$$

(iii)  $x_1 \leq x \leq x_2$  区间，这里的 $\alpha$ 和 $\beta$ 都不等于零。我们可以定义

$$\int_{x_1}^{x_2} \langle \alpha \rangle dx = 0.95$$

时的 $[x_1, x_2]$ 区间为雪崩倍增区，这里 $\langle \alpha \rangle$ 为电离积分因子，

$$\langle \alpha \rangle = \alpha \exp \left[ - \int_x^W (\alpha - \beta) dx' \right].$$

其载流子产生的倍增因子由(12)式给出。这时(14)式也就变成

$$\bar{M}_{gen} = \frac{I'_{po} M_p + I'_{no} M_n + \int_{x_1}^{x_2} g(x) M(x) dx}{I'_{po} + I'_{no} + \int_{x_1}^{x_2} g(x) dx}. \quad (17)$$

式中  $I'_{po}$  和  $I'_{no}$  分别为雪崩区外的耗尽区内产生的注入到雪崩区的空穴电流和电子电流。在普通雪崩二极管中，雪崩区相对耗尽区来说小得多，在可以略去雪崩区内由光、热激发的载流子的条件下，可以把(17)式写成

$$\bar{M}_{gen} = \frac{I'_{po}M_p + I'_{no}M_n}{I'_{po} + I'_{no}}, \quad (18)$$

考虑耗尽区以外有空穴和电子注入时，平均倍增因子可写成

$$\bar{M} = \frac{I''_{po}M_p + I''_{no}M_n}{I''_{po} + I''_{no}}, \quad (19)$$

这里  $I''_{po}$  和  $I''_{no}$  分别为注入雪崩区的空穴电流和电子电流。把(19)式改写成

$$\bar{M} = \frac{M_p}{1 + \frac{I''_{no}}{I''_{po}}} + \frac{M_n}{1 + \frac{I''_{po}}{I''_{no}}}. \quad (20)$$

前面已经指出，同一器件的  $M_p$  和  $M_n$  只与偏压有关，所以从(20)式看出，在同一偏压下  $\bar{M}$  值只与注入到雪崩区的电子电流和空穴电流的比值有关。现在只要选择入射光波波长，使其在器件内产生的光生电流流过雪崩区的电子电流与空穴电流之比等于暗电流流经雪崩区的电子电流与空穴电流之比，那么这时光电流的倍增因子与暗电流的倍增因子就可以认为是相等的。

按定义，暗电流的倍增因子

$$\bar{M}_d = \frac{I_d}{I_{do}}, \quad (21)$$

式中  $I_{do}$  为倍增前 ( $\bar{M} = 1$ ) 的体内漏电流， $I_d$  为倍增后的体内漏电流。设  $I_s$  为表面漏电流，它不参加倍增<sup>[2]</sup>， $I_c$  为总漏电流，那么  $I_c = I_s + I_d$ ，因此，

$$\bar{M}_d = \frac{I_c - I_s}{I_{do}}, \quad (22)$$

或

$$\ln \bar{M}_d = \ln (I_c - I_s) - \ln I_{do}. \quad (22')$$

当电压足够高，也即  $\bar{M}_d$  很大时，因为表面漏电流不发生倍增，所以这时电流的增加主要是发生倍增的体内漏电流  $I_d$  分量引起的，这时可以认为  $I_c = I_d$ ，因此有

$$\bar{M}_d = \frac{I_c}{I_{do}}, \quad (23)$$

或

$$\ln \bar{M}_d = \ln I_c - \ln I_{do}. \quad (23')$$

式中总漏电流  $I_c$  可以用一般方法直接测量，而暗电流的倍增因子  $\bar{M}_d$  前面已分析过，可以选择适当的入射光波波长，测量光电流的倍增因子  $M_{ph}$  来确定。

### 三、实 验

根据上面分析的结果，对研制的宽耗尽层硅雪崩光电二极管体内漏电流进行了测量分析。器件结构如图 2 所示。实际器件参数是这样来选定的，宽耗尽层硅雪崩光电二极

管的工作偏压在 2000 伏左右,因而首先选用杂质浓度为  $10^{14} \text{cm}^{-3}$  的 N型硅单晶作衬底材料。为了提高量子效率和时间响应速度,应使光子尽量在耗尽区内被吸收,因此 N型层的厚度是设计成高反向偏压时 N边的耗尽层厚度,而光敏面到化学比结的距离也应设计成高反向偏压时 P边的耗尽层厚度。P型的杂质扩散表面浓度是  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ ,结深为  $40\mu\text{m}$ 。根据这些数据,按照文献 [3] 给出的图表查得 N边耗尽层厚度为  $186\mu\text{m}$ ,因而取 N型层厚度为  $186\mu\text{m}$ 。P型边的耗尽层厚度为  $14\mu\text{m}$ ,而扩散结深为  $40\mu\text{m}$ ,因而要在表面腐蚀一个坑形成光敏面,使其到化学比结的距离为  $14\mu\text{m}$  左右。

设在无光照的条件下,流入倍增区的空穴电流与电子电流之比为

$$I''_{po}:I''_{ne} = A. \quad (24)$$

如果让光从 P型面入射,由于雪崩区比耗尽区小得多,所以可以化学比结为分界线来计算注入雪崩区的载流子数目。设器件吸收一个光子产生一个电子-空穴对,且对光电流均有贡献,因此产生倍增的光生空穴数目为 N型边  $d_2$  内光激发的空穴数

$$p_{ph} = \phi_0 e^{-R \cdot d_2} (1 - e^{-2R \cdot d_2}), \quad (25)$$

式中  $\phi_0$  是入射光通量,  $R$  为硅的光吸收系数,它是波长的函数。式子考虑了光从底面的第一次反射吸收。同样的道理,产生倍增的光生电子数为

$$n_{ph} = \phi_0 (1 - e^{-R \cdot d_1}), \quad (26)$$

由(25)和(26)两式得

$$\frac{p_{ph}}{n_{ph}} = \frac{1 - e^{-2Rd_2}}{e^{R \cdot d_1} - 1}, \quad (27)$$

令其和暗电流流入雪崩区的空穴数与电子数之比相等,由(24)和(27)两式得

$$\frac{1 - e^{-2Rd_2}}{e^{R \cdot d_1} - 1} := A. \quad (28)$$

前面已经指出,在高反向电压工作时,  $d_1$  和  $d_2$  就分别是 P型边和 N型边的耗尽层厚度。由于耗尽层很宽,体内漏电流可以略去扩散电流成分,看成是耗尽区内热激发产生的电流。利用耗尽区产生电流公式可得到反向漏电流为

$$I_r = A q \frac{n_i}{2\tau} W, \quad (29)$$

式中  $A$  为 p-n 结面积,  $q$  为电子电荷,  $n_i$  为本征载流子浓度,  $\tau$  为载流子寿命,  $W$  为耗尽层厚度,这里有  $W = d_1 + d_2$ 。同样以化学比结为分界线计算注入雪崩区的热激发载流子数目。直径  $D$  以外的区域电场较低,载流子不发生倍增<sup>[2]</sup>,所以在计算对倍增有贡献的载流子数时可以不考虑这部分载流子。因而产生倍增的载流子是在以  $D$  为直径的圆柱形的耗尽区内,由(29)式得圆柱体内的产生电流为

$$I'_r = A' q \frac{n_i}{2\tau} (d_1 + d_2), \quad (30)$$

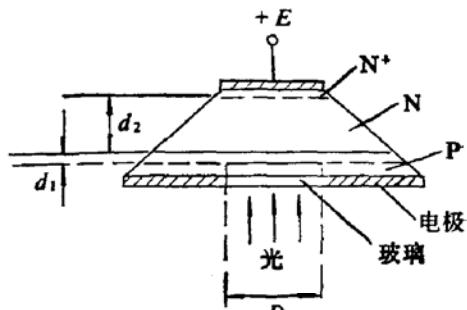


图 2 宽耗尽层硅雪崩光电二极管结构  
D 为光敏面的直径,  $d_1$  为 P边光敏面到  
化学比结的距离,  $d_2$  为 N区厚度

式中  $A'$  为圆柱横截面积。因此，圆柱内 P 型边耗尽层中产生的电子电流为

$$I'_{no} = A' q \frac{n_i}{2\tau} d_1,$$

N 型边产生的空穴电流为

$$I'_{po} = A' q \frac{n_i}{2\tau} d_2,$$

因此，流入雪崩区的空穴电流与流入雪崩区的电子电流之比为

$$\frac{I'_{po}}{I'_{no}} = \frac{d_2}{d_1} = 13. \quad (31)$$

将 (31) 式代入 (28) 式算出  $R = 20\text{cm}^{-1}$ ，对于硅材料，这接近  $1.06\mu\text{m}$  光波的吸收系数。因此测量时选用了  $1.06\mu\text{m}$  波长的红外单色光照射器件的 P 型面，改变器件偏压，然后测量出不同的光电流倍增因子  $M_{ph}$  和相应的暗电流  $I_c$ ，在双对数坐标上作图，就可得到器件的体内漏电流。图 3 给出了两条典型的暗电流与倍增因子的关系曲线。

由 (21)' 式可以得到

$$\frac{d(\ln \bar{M}_d)}{d(\ln I_d)} = 1, \quad (32)$$

因此，在双对数坐标上作  $\bar{M}_d$  与  $I_d$  的关系曲线得到一条斜率为 1 的直线，在高倍增区，当

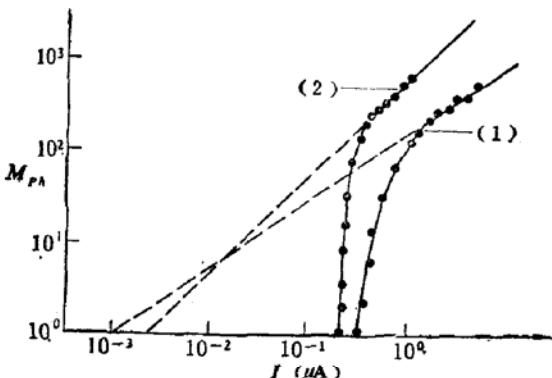
表面漏电流可以忽略的情况下， $\bar{M}_d - I_c$  与  $\bar{M}_d - I_d$  曲线应趋于一致，但图 3 中曲线 (1) 器件由于表面状况不好，而使本来不发生倍增的表面漏电流也随电压升高而增大，使漏电流的增长比正常的器件要快，在总暗电流成分里不能略去表面电流成分，而作图时仍用  $I_c$  代替  $I_d$ ，所以这时的延伸直线斜率就出现比 1 小的现象。这样作图得到的体内漏电流的数值比实际的偏小。

从图 3 看到，曲线 (2) 的延伸直线斜率等于 1，这说明该器件的倍增因子与暗电流

图 3 雪崩光电二极管暗电流与倍增因子的关系

曲线 (1) 为 77-15 号管 曲线 (2) 为 77-100 号管

的关系可由 (23)' 式决定。在  $\bar{M}_d = 200$  处直线出现拐弯，这说明在这以下的区间表面漏电流的影响是不能忽略的。在  $\bar{M}_d = 200$  以上，表面漏电流影响可以忽略， $\bar{M}_d - I_c$  曲线与  $\bar{M}_d - I_d$  直线就趋于一致了。这样，延伸直线与电流轴相交，就得到该器件无倍增时体内漏电流。



#### 四、结语

以上对硅雪崩光电二极管的体内漏电流进行了测量分析。介绍了一种测量雪崩光电二极管体内漏电流和暗电流倍增因子的方法，并对实验器件测量到过去无法得到的体内漏电流的数值。

从测量结果来看，器件的体内漏电流比总的漏电流小两个数量级，显然，在器件应用中以总漏电流代替体内漏电流是不合适的，将会带来很大的误差，所以这一参数的测量在实际应用上是很重要的。另一方面由于这种测量方法是非破坏性的，所以也是很方便的。

本文作者以测量到的器件体内漏电流来计算器件的雪崩散粒噪声，所得结果与噪声实测值都能很好地符合。

应该指出，使用此法进行测量时要注意使人射光尽可能弱，以免在高倍增因子时由于电流过大而产生显著的空间电荷效应<sup>[4]</sup>，从而降低雪崩区电场强度，使所测的光电流倍增因子  $M_{ph}$  偏小。

最后指出，通过测量到的体内漏电流还可方便地计算出器件耗尽区内载流子的寿命这一器件重要参数。

张君和同志对本文提出了许多宝贵意见，对此，作者在此表示深切的谢意。

### 参 考 文 献

- [1] R. J. McIntyre, *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED-13, 165(1966).
- [2] V. L. Gelezunas, W. Siebt, G. Huth, *Appl. Phys. Let.*, 30, 118(1977).
- [3] H. Lawrence, and R. M. Warner, Jr., *Bell Syst. Tech. J.*, 39, 389—404 (1960). Bell Telephone System Monograph 3517 Contains complete sets of Curves.
- [4] S. M. Sze and W. Shockley, *Bell Syst. Tech. J.* 46, 837 (1967).

## Measurement Analysis on the Bulkgenerated Leakage Current of the Silicon Avalanche Photodiodes

Shi Zhongbin

(Department of Physics, Wuhan University)

### Abstract

The bulkgenerated leakage current is an important parameter in the application of avalanche photodiodes, however, the surface leakage current can not be separated from the bulkgenerated leakage current by using the conventional method. In this paper, a method for measuring the bulkgenerated leakage of avalanche photodiodes is suggested, the correlative expressions are given and the bulkgenerated leakage current of a silicon avalanche photodiode is analysed.