

# 深能级中心的电场增强载流子产生效应\*

丁扣宝 张秀森

(杭州大学电子工程系, 杭州 310028)

**摘要** 本文研究了半导体表面空间电荷区中的深能级中心的电场增强载流子产生效应; 指出应全面考虑库仑发射和非库仑发射对载流子产生率的影响; 给出了相应的产生率计算公式。对计算机计算结果的分析表明, 以往的只考虑库仑发射的模型过于简单, 本文理论可以较满意地解释有关的实验结果。

**关键词** 半导体; 深能级中心; MOS 电容

## 1 引言

随着 VLSI 器件和亚毫米波放大器的发展, 半导体工作区的电场强度已达  $10^5 \text{V/cm}$  以上, 因而研究电场作用下载流子的行为显得愈来愈重要。

阶跃电压作用下 MOS 电容的瞬态特性测量作为测定少子产生寿命和表面产生速度的有效方法之一, 已进行了大量的研究。这些工作表明, 在耗尽的阶跃电压作用下, 半导体表面出现了所谓的载流子的瞬态增强产生现象<sup>[1-7]</sup>。很多学者<sup>[1,2,6]</sup> 对这一现象作出了许多不同的解释, Rabbani<sup>[7]</sup> 指出, 这些解释, 诸如陷阱发射、表面产生等, 均不能正确说明载流子的增强产生。Calzolari 等<sup>[8]</sup> 提出了载流子的增强产生是由于耗尽区中的电场所引起的观点。在此基础上, Calzolari 等<sup>[9]</sup> 和 Rabbani<sup>[7]</sup> 假设载流子的产生完全受库仑中心的热发射控制, 利用一维的 Poole-Frenkel 模型<sup>[6,9]</sup>, 推论出载流子产生率随电场增长的结果。本文作者认为, 他们的工作有其合理的一面, 但过于简单。

本文将全面考虑深能级中心的库仑热发射和非库仑发射对载流子产生率的作用, 通过引进一维的 Poole-Frenkel 模型建立起一个理论, 避免了文献[5,7]只考虑库仑热发射的片面性。计算机计算结果显示, 文献[5,7]的模型与实验结果之间存在较大的矛盾, 本文的理论则可较满意地解释实验结果。

## 2 理论

让我们考虑施主浓度为  $N_D$  的  $n$  型半导体, 假设其中的深能级中心为类受主, 位于禁

1992-06-30 收到, 1993-01-07 定稿

\* 国家自然科学基金资助项目

丁扣宝 男, 1965 年生, 硕士生, 现从事半导体物理和器件方面的研究。

张秀森 男, 1938 年生, 教授, 现从事半导体物理和器件方面的教学和研究。

带中部,其浓度为  $N_t$ 。由于类受主在未被电子占据时呈现电中性,而在被电子占据时呈现负电性,因此,当类受主发射电子时,发射过程属于非库仑发射,如图 1(a) 所示。发射率  $e_n$  不受电场  $\mathcal{E}$  的影响。当类受主发射空穴时,发射过程则为库仑发射,如图 1(b) 所示。发射率  $e_p$  将依赖于电场  $\mathcal{E}$ ,且可用一维 Poole-Frenkel 模型描述。这种依赖关系可表示为

$$e_p(\mathcal{E}) = e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|}), \quad (1)$$

式中  $r$  为<sup>[9]</sup>

$$r = \sqrt{q^3 / [\pi \epsilon_s (kT)^2]}.$$

这里  $q$  为电子电荷,  $\epsilon_s$  为硅的介电常数,  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为绝对温度。

考虑上述两种发射,根据文献[6],深能级中心的载流子产生率  $G$  为

$$G = e_n e_p N_t / (e_n + e_p). \quad (2)$$

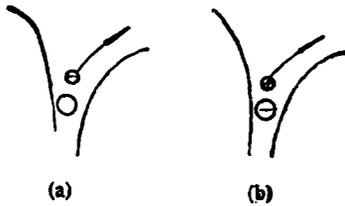


图 1  $n$ -Si 中类受主发射载流子示意图

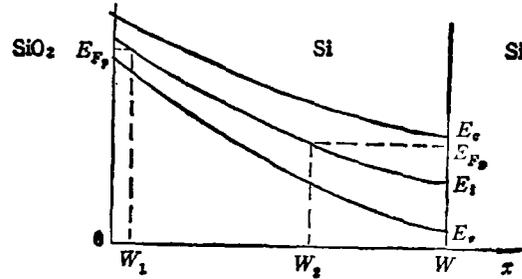


图 2 处于深耗尽态的  $n$ -Si 表面空间电荷区能带图

根据(1)式,可将(2)式写成

$$G = N_t e_n e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|}) / [e_n + e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|})]. \quad (3)$$

(3)式表明,产生率  $G$  依赖于外加电场  $\mathcal{E}$ 。

下面,我们从(3)式的产生率  $G$  出发,计算产生电流与产生区宽度的关系。

图 2 给出了处于深耗尽态的  $n$ -Si 表面空间电荷区能带图。图中  $x = W$  对应着表面耗尽区在 Si 体内的边缘,  $x = 0$  对应着 Si 的表面。  $E_{Fn}$  和  $E_{Fp}$  分别表示电子和空穴的瞬时准费米能级。分析表明<sup>[7]</sup>,有效产生宽度  $W_g$  为

$$W_g = W_2 - W_1, \quad (4)$$

$$W_1 = W - \sqrt{W^2 - W_1^2/2}, \quad (5)$$

$$W_2 = W - W/\sqrt{2}, \quad (6)$$

其中

$$W_1 = L_D \sqrt{2 \ln(N_D/n_i)}, \quad L_D = \sqrt{2kT\epsilon_s / (q^2 N_D)},$$

这里  $n_i$  为本征载流子浓度。

参考图 2,产生区中产生的电流密度  $I_g$  为

$$I_g = q \int_{W_1}^{W_2} G dx. \quad (7)$$

根据耗尽近似,有

$$|\mathcal{E}(x)| = \frac{qN_D}{\epsilon_s} (W-x). \quad (8)$$

将(8)式,(3)式代入(7)式,得到

$$I_s = qN_s e_n e_p(0) \int_{W_1}^{W_2} \frac{dx}{e_p(0) + e_n \exp(-a\sqrt{W-x})}, \quad (9)$$

式中  $a = r\sqrt{\frac{qN_D}{\epsilon_s}}$ . 令

$$\left. \begin{aligned} m &= e_n/e_p(0), \\ y &= -a\sqrt{W-x}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(9)式变换成

$$I_s = -\frac{2qN_s e_n}{a^2} \int_{-a\sqrt{W_2-W_1/2}}^{-a\sqrt{W_1-W_1/2}} \frac{y dy}{1 + m \exp(y)}.$$

再令  $y_1 = -a\sqrt{W_2-W_1/2}$ ,  $y_2 = -a\sqrt{W_1/2}$ , 则

$$\begin{aligned} I_s &= -\frac{2qN_s e_n}{a^2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{y dy}{1 + m \exp(y)} = -\frac{2qN_s e_n}{a^2} \int_{y_1}^{y_2} y d \left( \ln \frac{m e^y}{1 + m e^y} \right) \\ &= \frac{2qN_s e_n}{a^2} \left\{ f(y_2) - f(y_1) - \int_{y_1}^{y_2} \ln [1 + m \exp(y)] dy \right\}, \end{aligned}$$

其中  $f(y) = y \ln [1 + m \exp(y)] - y^2/2$ . 令

$$z = m \exp(y), \int \ln [1 + m \exp(y)] dy = \int \frac{\ln(1+z)}{z} dz = F(z),$$

上式中  $F(z)$  为

$$F(z) = \begin{cases} z - \frac{1}{2} z^2 + \frac{1}{3} z^3 - \frac{1}{4} z^4 + \dots, & (z \leq 1), \\ \frac{\pi^2}{6} + \frac{1}{2} (\ln z)^2 - \frac{1}{z} + \frac{1}{2} \frac{1}{z^2} - \frac{1}{3} \frac{1}{z^3} + \dots, & (z > 1), \end{cases}$$

那么

$$I_s = \frac{2qN_s e_n}{a^2} \{ f(y_2) - f(y_1) - F[m \exp(y_2)] + F[m \exp(y_1)] \}. \quad (11)$$

(11)式中,  $y_2 = -a\sqrt{W_1/2}$  为一常数,由(4),(5),(6)式

$$W_s = W_2 - W_1 = \sqrt{W^2 - W_1^2/2} - W_1/\sqrt{2},$$

这样

$$y_1 = -a\sqrt{W^2 - W^2/2} = -a\sqrt{W_s + W_1/\sqrt{2}},$$

因而(11)式实质上体现了  $I_s \sim W_s$  的函数关系.

在文献[7]中, Rabbani 给出了阶跃电压作用下,  $n$ -Si MOS 电容器的  $I_s \sim W_s$  的实验曲线. 实验所用样品为直径 1mm 的圆形 MOS 电容器. 它是在晶向<111>、施主浓度  $N_D = 1.1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$  的  $n$  型硅材料上热氧化生长一层厚度约 1200Å 的氧化层而制

成的。实验在室温(20℃)下进行,实验时加于样品上的电压由 +10V 突变到 -22V,如图 3 所示。这一阶跃电压使得硅片表面由积累态变为深耗尽态。分析实验测得的电容(C)-时间( $t$ )曲线,即可获得  $I_g \sim W_g$  曲线。实验结果如图 4 所示。

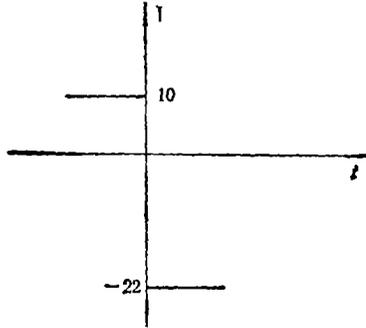


图 3 加于型衬底 电解器上的阶跃电压

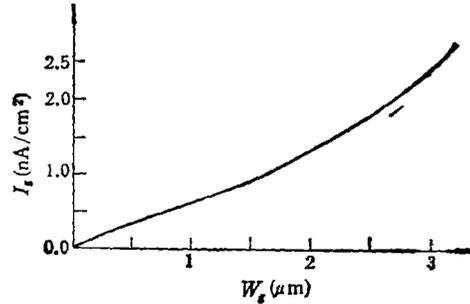


图 4 实验曲线图

文献[7]给出低场下的产生率  $G_{10w}$  为

$$G_{10w} = 3.3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}.$$

根据本文理论,我们认为

$$N_s e_n e_p(0) / [e_n + e_p(0)] = G_{10w} = 3.3 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}.$$

根据(10)式,上式也可写作

$$N_s e_n / (1 + m) = G_{10w}. \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式,得到

$$I_g = \frac{2q(1+m)G_{10w}}{a^2} \{f(y_2) - f(y_1) - F[m \exp(y_2)] + F[m \exp(y_1)]\}.$$

将  $y_1, y_2$  的表达式代入上式

$$I_g = \frac{2q(1+m)G_{10w}}{a^2} \{f(-a\sqrt{W_l}/\sqrt{2}) - f(-a\sqrt{W_g + W_l}/\sqrt{2}) - F[m \exp(-a\sqrt{W_l}/\sqrt{2})] + F[m \exp(-a\sqrt{W_g + W_l}/\sqrt{2})]\}. \quad (13)$$

记(13)式的右端为  $B(W_g, m)$ , 则

$$I_g = B(W_g, m). \quad (14)$$

(13)式(或(14)式)体现了  $I_g \sim W_g$  的函数关系,  $m$  为参变量。

### 3 结果和讨论

令  $P(m) = B(W_g, m) - I_g = 0$ , 在图 4 上读取一组  $(W_g, I_g)$  值后,利用计算机解超越方程  $P(m) = 0$ , 可得到相应的参变量  $m$  的值。然后,用该  $m$  值,由(13)式即可画出此时的  $I_g \sim W_g$  理论曲线。与实验  $I_g \sim W_g$  曲线比较,发现,当  $m = 0.64$  时理论曲线与实验曲线符合得较好,具体结果参见图 5。

由上述的拟合过程,还可发现,  $m$  值, 亦即  $e_n$  与  $e_p(0)$  的比值  $e_n/e_p(0)$  在  $10^{-1}$ —

10 之间,这说明  $e_n$  和  $e_p(0)$  具有相近的数值。下面对这一结果作进一步的分析。

根据本文理论,已经得到

$$G = N_s e_n e_p / (e_n + e_p) = N_s e_n e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|}) / [e_n + e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|})]$$

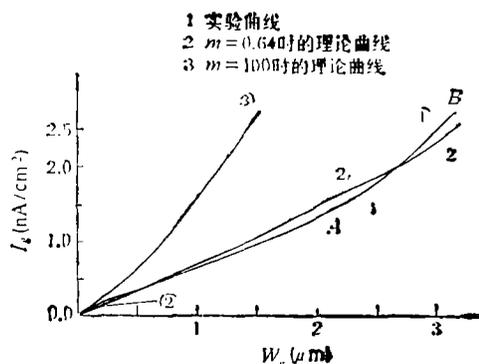
$$= N_s e_n / [1 + m \exp(-r\sqrt{|\mathcal{E}|})]$$

(1) 如果  $m \ll 1$ , 即  $e_n \ll e_p(0)$ , 产生过程完全由类受主中心的非库仑发射(发射电子)控制, 这时  $G \approx N_s e_n$ ,  $G$  与电场  $\mathcal{E}$  无关, 产生过程不呈现电场增强载流子产生效应。

(2) 如果  $m \gg 1$ , 即  $e_n \gg e_p(0)$ , 产生过程完全由类受主中心的库仑发射(发射空穴)控制, 这时  $G \approx (1/m) N_s e_n \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|}) = N_s e_p(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|}) = G(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|})$ , 这正是文献[5,7]中使用的模型。由此可见, 上述模型只是本文理论在  $m \gg 1$  的极限情况下的一个近似, 但由实验曲线算得的  $m$  值显然是不满足  $m \gg 1$  的。因此, 我们认为, 对于解释上述实验结果, 文献[5,7]的模型过于简单, 是不理想的。

为更加具体起见, 我们取  $m \gg 1$  时, 例如取  $m = 100$ , 利用计算机计算(13)式, 得到了此时的  $I_g \sim W_g$  关系曲线, 如图 5 所示。

分析图 5, 可以看到, 按文献[5,7]的模型(亦即本文理论在  $m \gg 1$  的极限情况)得到的理论  $I_g \sim W_g$  曲线与实验  $I_g \sim W_g$  曲线存在较大的偏差。如果试图用它来解释  $I_g \sim W_g$  关系的实验曲线, 则必须先将其向右平移一段, 即使这样, 也只能解释实验曲线上变化较快的部分(AB 段), 而变化较缓的部分(OA 段)则无法解释。事实上, 文献[7]回避了直接解释  $I_g \sim W_g$  关系的实验曲线, 而是采取了一个间接方法, 而且这种间接解释也仅仅是部分适合。



## 4 结 论

本文理论显示, 载流子的产生率对电场有依赖性, 但其关系不一定能简单地用

$$G(\mathcal{E}) = G(0) \exp(r\sqrt{|\mathcal{E}|})$$

来描写, 而应综合考虑库仑发射和非库仑发射的影响, 亦即应使用本文理论给出的产生率表示式。

## 参 考 文 献

- [1] Zerst M Z. Angew. Phys., 1966, 22(1): 30—33.
- [2] Schroder D K, Nathanson H C. Solid-St. Electron., 1970, 15(5): 577—581.
- [3] Heiman F P. IEEE Trans. on ED, 1967, ED-14(11): 781—784.

- [4] Rabbani K S, Pennock J L, Lamb D R. *Solid-St. Electron.*, 1978, 21(11-12): 1577-1582.  
[5] Calzolan P U, Graffi S, Morandi C. *Solid-St. Electron.*, 1974, 17(10): 1001-1011.  
[6] Simmons J G, Wei L S, *Solid-St. Electron.*, 1976, 19(12): 153-158.  
[7] Rabbani K S, *Solid-St. Electron.*, 1987, 30(6): 607-613.  
[8] Poole H H, *Phil. Mag.*, 1921, 42(2): 488-490.  
[9] Frenkel J. *Phys. Rev.*, 1938, 54(7): 647-648.

## THE FIELD ENHANCED CARRIER GENERATION EFFECT OF DEEP LEVEL CENTERS

Ding Koubao Zhang Xiumiao

(*Hangzhou University, Hangzhou 310028*)

**Abstract** The field-enhanced carrier generation of deep level centers in semiconductor space charge region has been studied. This paper points out that both Coulombic emission and non-Coulombic emission must be considered into the carrier generation rates of deep level centers. On this basis, a formula of generation rate has been given. The analysis of the computing results shows that previous model, in which only Coulombic emission was considered, is rather simple, and the theory proposed in this paper can more satisfactorily explain the experimental results.

**Key words** Semiconductor; Deep level center; MOS capacitor