

超陡倒掺杂分布对超深亚微米金属-氧化物-半导体器件总剂量辐照特性的改善*

王思浩^{1) 2)} 鲁庆¹⁾ 王文华¹⁾ 安霞^{1)‡} 黄如^{1)†}

1) (北京大学微电子学深圳研究院, 集成微系统重点实验室, 北京 100871)

2) (长春理工大学, 微电子系, 长春 130022)

(2009 年 5 月 10 日收到; 2009 年 7 月 8 日收到修改稿)

分析了沟道中超陡倒掺杂和均匀掺杂两种情况下超深亚微米 MOS 器件的总剂量辐照特性, 主要比较了两种掺杂分布的器件在辐照情况下的泄漏电流与阈值电压的退化特性. 结果表明, 在辐照剂量 < 500 krad 情况下, 超陡倒掺杂器件的泄漏电流比均匀掺杂器件的泄漏电流低 2—3 个量级; 而在辐照剂量 > 500 krad 情况下, 由于器件俘获的空穴量饱和, 超陡倒掺杂的改善没有那么明显. 但超陡倒掺杂的阈值电压漂移量比均匀掺杂的情况小约 40 mV. 超陡倒掺杂有利于改善器件的总剂量辐照特性. 文中还给出了用于改善器件辐照特性的超陡倒掺杂分布的优化设计, 为超深亚微米器件抗辐照加固提供了依据.

关键词: 总剂量效应, 超陡倒掺杂, 泄漏电流, 抗辐射加固.

PACC: 6180, 7340Q, 6185

1. 引 言

随着军事和航天电子技术的发展, 空间环境和电子技术的关系越来越密切, 辐射会导致器件和电路性能的退化, 甚至是彻底失效, 从而带来巨大的损失. 因此, 研究器件的辐射效应有很重要的现实意义. 随着器件尺寸进入到超深亚微米领域, 由于器件的结构参数和工艺的改变, 总剂量效应出现了一些新的现象. 总剂量效应主要是在二氧化硅和硅的交界面及其附近的二氧化硅层中产生缺陷和陷阱电荷^[1]. 辐照在二氧化硅中激发出电子空穴对, 电子很快迁移出二氧化硅, 而空穴则一部分迁移出二氧化硅, 一部分被二氧化硅中的空穴陷阱俘获成为正的陷阱电荷. 由于辐照时所加正偏压的作用这些陷阱电荷比较多的集中在硅和二氧化硅界面附近.

金属-氧化物-半导体 (MOS) 器件等比例缩小之后, 超薄栅氧本身具有很好的抗辐射特性^[2]. 而场氧化层隔离部分较厚, 辐照在 NMOS 中导致正的陷阱电荷在场氧化层中堆积, 当陷阱电荷累积到一定

浓度后会导致浅槽隔离 (STI) 区下的半导体表面反型, 在源漏区之间形成导电通路^[3]. 因此, 可以把辐照引起的场氧泄漏电流当作寄生晶体管的电流来处理. 形成的寄生晶体管增加了器件本身的泄漏电流, 成为影响器件辐照特性最主要的因素. 泄漏电流可以增大静态功耗, 导致电路失效^[4]. 近些年, 大家主要关注隔离区域中由于总剂量辐照而引起的电荷分布和陷阱特性^[5-8], 辐照加固^[9-13] 主要从氧化层隔离部分的工艺考虑. 但是, 未见有文章研究超陡倒掺杂技术对器件辐照特性的影响.

本文比较了超陡倒掺杂和均匀掺杂两种情况下器件辐照性能的退化程度, 分析了超陡倒掺杂技术对器件的辐照特性的影响, 包括对其泄漏电流以及阈值电压的退化的影响, 并给出了可提高器件抗辐照特性的超陡倒掺杂分布的一些设计考虑, 为器件和电路辐照加固提供了相关依据.

2. 器件结构和模拟方法

图 1 是我们用于模拟 NMOS 均匀掺杂和超陡倒

* 国家自然科学基金 (批准号: 60836004, 60625403) 和国家重点基础研究发展计划 (973) 项目 (批准号: 2006CB302701) 资助的课题.

† E-mail: ruhuang@pku.edu.cn

‡ E-mail: anxia@ime.pku.edu.cn

掺杂分布的二维剖面图与俯视图, 由于辐照对 NMOS 泄漏电流的影响较大, 对 PMOS 几乎没有什么影响, 所以本文只考虑辐照对 NMOS 的影响. 模拟中使用的参数如下, 栅长采用 $0.18 \mu\text{m}$, 栅氧化层厚度为 3.2 nm , STI 区的深度为 300 nm , STI 区中的空穴陷阱 (htrap) 均匀分布, 轻掺杂漏区 (LDD) 掺杂浓度为 $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 源漏区的掺杂浓度为 $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

图 2(a) 和 (b) 分别是器件沟道区均匀掺杂和超陡倒掺杂浓度分布示意图, 横坐标 Z 为垂直沟道表面向下的方向, 取沟道表面为坐标为 0 的地方,

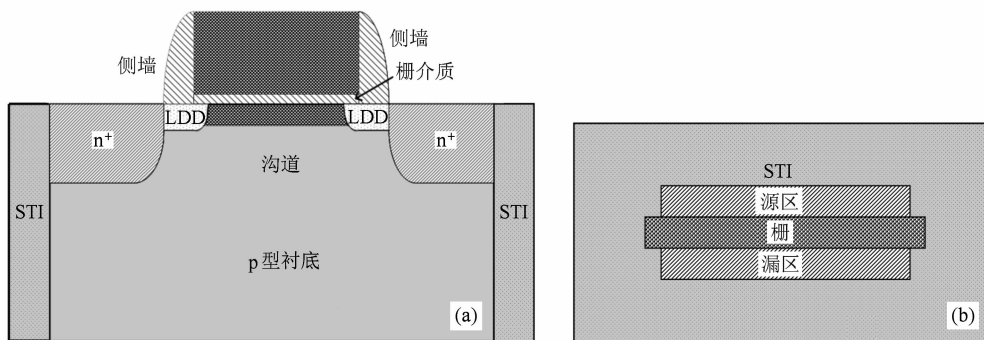


图 1 模拟 NMOS 均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的二维剖面图 (a) 与俯视图 (b)

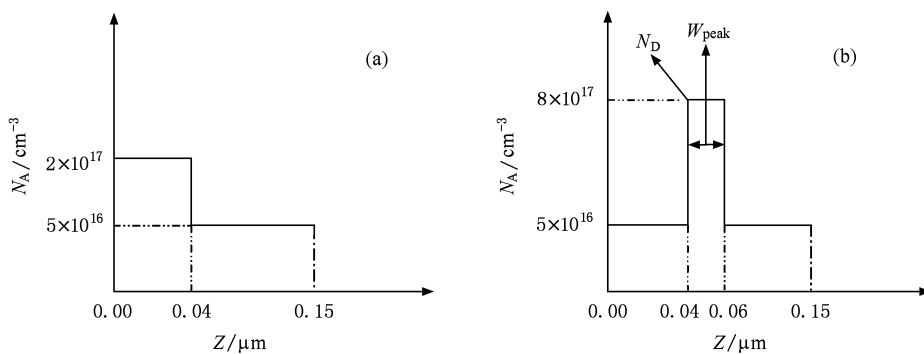


图 2 NMOS 器件阱区均匀掺杂和超陡倒掺杂分布示意图 (a) 沟道采用均匀掺杂; (b) 沟道采用超陡倒掺杂

$$\sigma_i = \sigma_{i0} (1.0 + 1.9 \times 10^{-4} \varepsilon^{0.55})^{-1}, \quad (1)$$

其中, ε 为垂直方向的电场, σ_i 为考虑了电场情况下的电子空穴的俘获截面, 这是根据辐照模型中截面俘获系数对电场的依赖关系进行拟合得到的更加准确的表达式. 其中 σ_{i0} 是电场为 0 时的电子空穴的俘获系数, 其值分别是 $1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 和 $1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, 低于某些文献中报道的数值^[15,16], 主要是在模拟过程中用热速度代替了漂移速度. STI 氧化层中性电子和空穴的陷阱密度都设为 $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

N_A 为沟道中的掺杂浓度. 图 2(a) 为传统 NMOS 工艺掺杂分布近似, 临近表面的掺杂浓度为 $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 到离表面为 40 nm 处, 其掺杂浓度为 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 图 2(b) 为超陡倒掺杂工艺, 临近表面的掺杂浓度与衬底相同, 为 $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. 而 40 nm 到 60 nm 处有一个较高的掺杂 $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

在模拟辐照对器件的损伤过程中运用了 Krantz 等的假设^[14], 整个 STI 部分的陷阱 (htrap) 均匀分布, 对载流子俘获截面进行修改主要是考虑到辐照时栅压对阈值电压的漂移量的影响. 将辐照模型中载流子俘获截面的表达式修改为

电子和空穴的迁移率分别为 $20 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 和 $1 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ^[17,18].

模拟过程中使用了 Synopsys TCAD Sentaurus 软件^[19], 该软件通过氧化层中的陷阱俘获电荷对器件氧化层阈值的影响来模拟辐照的行为, 所以我们需要在氧化层中指定空穴陷阱的分布, 为接近实际陷阱分布情况, 取空穴的陷阱分布为高斯分布, 高斯分布中心在靠近界面 10 nm 处, 标准方差为 5 nm , 其峰值为 10^{18} cm^{-3} . 在辐照过程中, 所加的偏置会

影响器件的俘获特性, Sentauros 通过偏置对氧化层中的电荷产生的影响来模拟, 其方程如下:

$$G_{ox} = g_0 D' Y(E), \quad (2)$$

$$Y(E) = \left(\frac{|E| + E_0}{|E| + E_1} \right)^m, \quad (3)$$

其中, G_{ox} 是辐照在氧化层中引起的电荷产生率, g_0 是电子空穴对的产生速率, D' 是辐照剂量率, E_0 , E_1 , m 是常数. 对于 X 射线, $E_1 = 1.35 \text{ MV/cm}$, $m = 0.9$; 而对于 Co^{60} , $E_1 = 0.65 \text{ MV/cm}$, $m = 0.9$ ^[20,21]. $E_0 = Y_0 E_1$, 室温下 $Y_0 = 0.05$ ^[22].

3. 结果与分析

3.1. 辐照引起的 NMOS 器件泄漏电流增加以及阈值电压漂移量的减小

图 3 给出了栅长为 $0.18 \mu\text{m}$ 器件均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的转移特性曲线. 比较了辐照前以及累积辐照剂量为 150 krad, 200 krad, 500 krad (Si) 下的转移特性 ($1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$). 辐照剂量很小时, 不会产生泄漏电流, 辐照剂量间隔较小时, 泄漏电流变化很小, 本文中选取的间隔较大. 辐照的时候, 采用的是最劣偏置, 源、漏和衬底都接地, 栅压为 1.8 V .

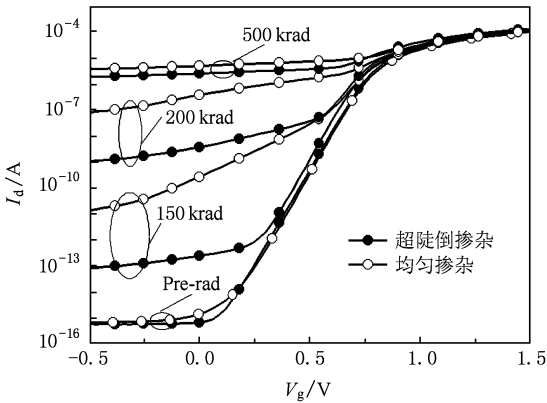


图 3 均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的转移特性曲线在不同剂量下的比较

从图 3 中可以看出, 总剂量辐照能使器件的泄漏电流显著增加. 在均匀掺杂的情况下, 当器件处在关态时, 辐照剂量达到 150 krad 之后, 泄漏电流就开始明显增大; 在 200 krad 时, 泄漏电流已经比辐照前高 7—8 个量级. 当辐照剂量达到 500 krad 时, 关态泄漏电流接近开态时的电流水平, 比辐照前高约

9 个量级. 对于超陡倒掺杂曲线也存在同样的变化趋势. 这主要是因为随着辐照剂量的增大, STI 氧化层中空穴陷阱俘获的空穴数量增多, 引起 STI 区侧面感生的电子密度增加, 从而导致泄漏电流的增加.

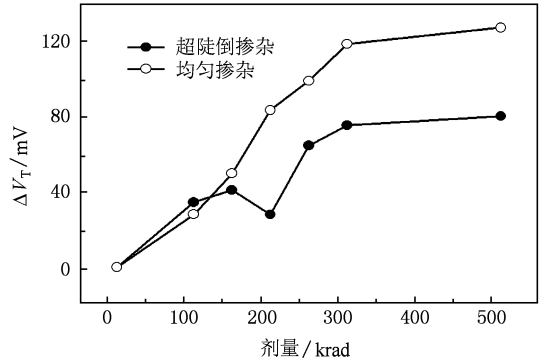


图 4 均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的阈值电压漂移

在辐照前, 均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的泄漏电流在关态时基本处于同一个量级, 而在辐照开始之后, 两者在关态时的泄漏电流存在明显的差异. 在剂量值为 150 krad, 200 krad (Si) 时, 超陡倒掺杂分布的泄漏电流要比均匀掺杂小大约 2—3 个数量级. 在剂量值到达 500 krad 时, 这种差异又明显减小, 这主要是因为在该剂量下, 陷阱俘获的空穴的数量达到饱和. 通过对比我们可以知道超陡倒掺杂相对于均匀掺杂能有效地减小辐照所引起的泄漏电流.

图 4 给出了辐照前后的阈值电压的变化, 并比较了随着辐照剂量的增加, 均匀掺杂和超陡倒掺杂分布的阈值电压漂移量. 可以看出, 辐照后两种掺杂的阈值电压漂移量均随着辐照剂量的增加而增加, 直达到一个饱和值. 但均匀掺杂的阈值电压漂移量饱和值要比超陡倒掺杂分布的阈值电压漂移量饱和值大 40 mV 左右, 器件的退化较超陡倒掺杂分布更为严重. 从而我们可以得到结论: 超陡倒掺杂分布有利于抑制辐照引起的阈值电压的漂移. 下面我们将探索超陡倒掺杂下器件辐照特性得到改善的原因.

3.2. 超陡倒掺杂下改善器件辐照特性改善的原因

3.2.1. 超陡倒掺杂下 NMOS 器件的泄漏电流的减小
首先, 我们分析一下总剂量辐照情况下泄漏电流产生的主要原因, 并根据仿真结果给出证明.

图 5 为深亚微米器件总剂量辐照情况下的等效电路图, 由于 STI 隔离区陷阱俘获大量的空穴, 在靠

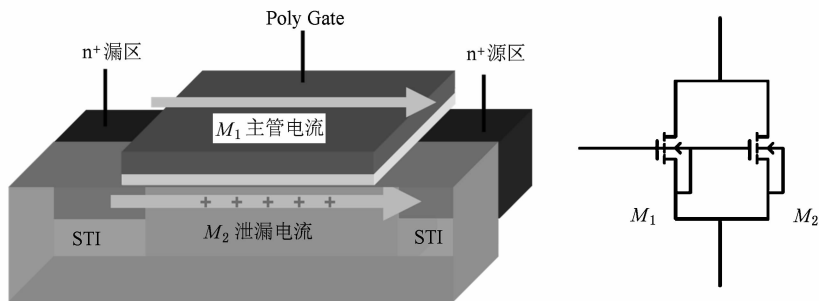


图5 总剂量辐照情况下等效电路图及泄漏通道

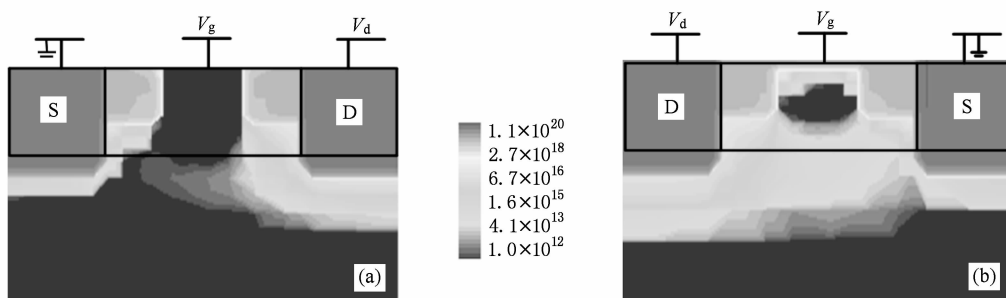


图6 沟道采用超陡倒掺杂电子密度分布图 (a)关态;(b)开态

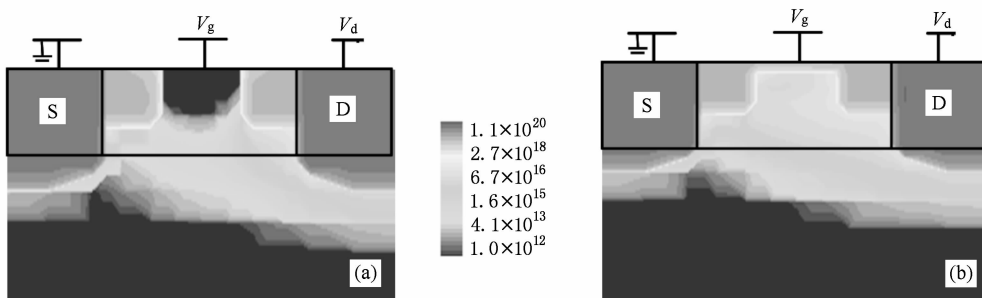


图7 沟道采用均匀掺杂电子密度分布图 (a)关态;(b)开态

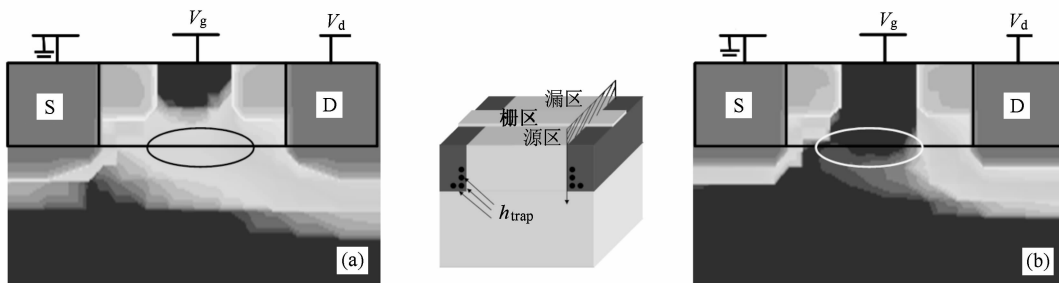


图8 关态下均匀掺杂和超陡倒掺杂器件表面的电子密度分布图 (a)沟道采用均匀掺杂;(b)沟道采用超陡倒掺杂

近 STI 区的侧面会感生出电子,从而会在主管 M_1 的侧面形成寄生管 M_2 [20]. 器件处于关态时,感生出的电子会形成泄漏通道,从而产生侧面泄漏电流.

图 6、图 7 为辐照剂量为 200 krad 时,超陡倒掺

杂和均匀掺杂情况下,关态和开态下 Si 中的电子密度的分布图,关态时,栅压为 0 V,源接地,漏压接 1.8 V. 开态时,栅压为 1.8 V,漏压接 1.8 V. 可以看出,在两种掺杂情况下,关态时,沟道表面都没有反

型层, 泄漏电流主要是辐照引起的寄生晶体管的作用. 开态情况下, 沟道表面会产生反型层, 所产生的主管的电流较大, 将湮没寄生管的影响.

其次我们进一步分析不同掺杂情况下导致寄生晶体管产生泄漏电流不一致的原因.

图 8 给出了两种掺杂情况下关态时 STI 区与体硅接触部分, 体硅表面的电子密度分布图. 图中可以看到, 均匀掺杂情况下感生出的电子密度要比超陡倒掺杂情况下的电子密度大 4 个量级左右. 因此超陡倒掺杂情况下引起的泄漏电流要低于均匀掺杂的情况.

在辐照情况下, 表面区域主要受栅的控制, 虽然有 STI 区域所俘获电荷的作用, 但是在剂量比较小的情况下, 这种影响是比较小的, 表面受栅控作用较强, 感生出电子的密度很低. 而体区受栅的控制较弱, 感生出的电子浓度较大. 因此在低剂量下泄漏沟道主要存在于体区, 泄漏电流主要是体区泄漏引起的.

对于超陡倒掺杂和均匀掺杂的情况而言, 我们可以看到, 表面会耗尽, 其电子密度较小; 而到达图 8 所示深度时, 超陡倒掺杂由于其掺杂浓度值较高, 抑制了器件的反型电子的形成, 从而抑制了器件泄漏通道的形成, 因而减小了器件的泄漏电流.

3.2.2. 超陡倒掺杂下 NMOS 器件的阈值电压的减小

由前面的分析得知, 当 STI 区俘获电荷之后, 会形成寄生晶体管. 寄生晶体管的栅氧可以认为是 STI 区氧化层部分, 如图 9 所示, T_{ox1} 和 T_{ox2} 可以分别看作是寄生晶体管的等效栅氧厚度. 在均匀掺杂情况下, 接近 STI 区与体区的界面处俘获的电荷数量较大, 因此寄生晶体管的阈值电压较小, 相应的阈值电压漂移量越大. 在超陡倒掺杂情况下, 由于高掺杂区的存在, 接近 STI 区表面俘获的电荷数量相对较小, 寄生晶体管形成的阈值电压较大, 相应的阈值电压漂移量减小. 由于阈值电压仅受 STI 区与体区临近的表面部分所俘获的电荷的影响, 而泄漏电流却是由 STI 区一定深度方向俘获的电荷影响, 因此在辐照剂量达到 500 krad 左右时, 虽然超陡倒掺杂器件的泄漏电流没有改善, 但是阈值电压漂移量仍然能有一定的改善.

3.3. 具有抗辐照特性的超陡倒掺杂设计考虑

我们将超陡倒掺杂中较高浓度值的宽度定义为 W_{peak} . 从图 10 可以看出, 随着 W_{peak} 减小, 泄漏电

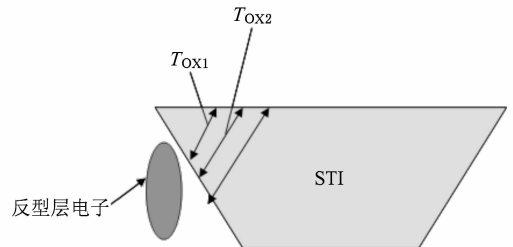


图 9 辐照引起的寄生晶体管示意图

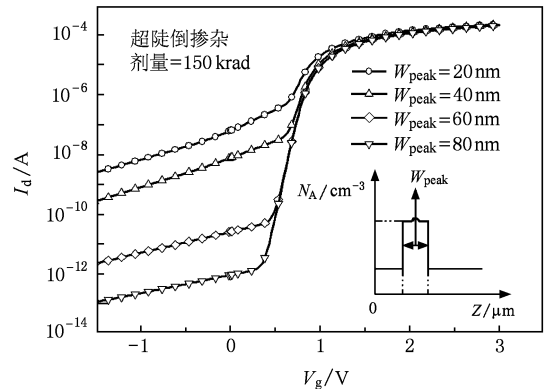


图 10 辐照条件下不同的高掺杂浓度区宽度情况的转移特性曲线

流会逐渐增大. 主要是因为高掺杂浓度区域的宽度越宽, 辐照引起的氧化层陷阱电荷感生出的电子越少, 引起的泄漏电流越小.

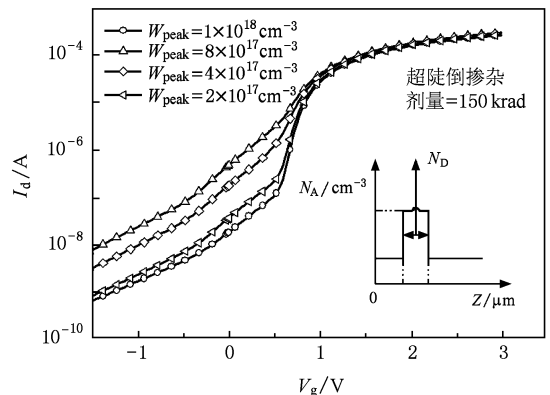


图 11 辐照条件下不同的高掺杂浓度情况的转移特性曲线

我们将超陡倒掺杂较高浓度的值定义为 N_D , 从图 11 中可以看出, 较高浓度值 N_D 越大, 引起的泄漏电流越小. 主要是因为 N_D 越大, 反型电子形成得越少, 导致感生的泄漏电流越小. 同时, 超陡倒掺杂区的深度对抗辐照特性也有很大的影响, 辐照时产生的氧化层陷阱电荷由于正栅压的作用会有向下

分布的趋势,电荷分布最集中的位置与倒置阱高浓度位置越接近,辐照引起的泄漏电流越小.

综上可知,为改善超陡倒掺杂情况下的总剂量辐射效应,可以通过增大高掺杂浓度区的宽度以及提高高掺杂区的浓度来实现,还可以考虑倒掺杂区深度的影响.这些设计考虑都有利于减少辐照引起的寄生沟道中电子的产生,从而使得俘获的空穴数量减小,进而减小辐照引起的关态泄漏电流.

4. 结 论

本文分析了沟道超陡倒掺杂和均匀掺杂情况

下栅长为 $0.18 \mu\text{m}$ MOS 器件的辐照特性. 结果表明,超陡倒掺杂比均匀掺杂具有更低的泄漏电流,更小的阈值电压的漂移量,因而具有更好的抗辐照特性. 在关态情况下,泄漏电流主要是辐照导致的寄生晶体管电流. 超陡倒掺杂分布情况下俘获的空穴陷阱比均匀掺杂情况下少,引起的寄生通道反型层电子浓度降低,使得辐照引起的寄生晶体管的泄漏电流和阈值电压的漂移量较小. 最后我们结合超陡倒掺杂本身的特点,分析了能够改善器件辐照特性的因素,主要是高掺杂区的宽度和掺杂浓度,高掺杂区宽度越宽、掺杂浓度越高抗辐照性能越好,为辐照加固提供了相关设计依据.

-
- [1] Jim Schwank *et al* 2002 *IEEE NSREC Short Course III* -4
- [2] Saks N S, Ancona M G, Modolo J A 1984 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **31** 1249
- [3] Shaneyfelt M R, Dodd P E, Draper B L, Flores R S 1998 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** 2584
- [4] Henson W K, Yang N, Kubicek S, Vogel E M, Wortman J J, DeMeyer K, Naem A 2000 *IEEE Trans. Electron Dev.* **47** 1393
- [5] Turowski M, Raman A, Schrimpf R D 2004 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **51** 3166
- [6] Brisset C, Ferlet-cavrois V, Flament O, Mussesu O, Leray J L, Pelloie J L, EscoEer R, Michez A, Cirba C, Bordure G 1996 *IEEE Trans Nucl Sci.* **43** 2651
- [7] Li R M, Du L, Zhuang Y Q, Bao J L 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 3400 (in Chinese) [李瑞珉、杜磊、庄奕琪、包军林 2007 物理学报 **56** 3400]
- [8] Peng S Q, Du L, Zhuang Y Q, Bao J L, He L, Chen W H 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 5205 (in Chinese) [彭绍泉、杜磊、庄奕琪、包军林、何亮、陈伟华 2008 物理学报 **57** 5205]
- [9] Shaneyfelt M R, Dodd P E, Draper B L, Flores R S 1998 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45** 2584
- [10] Lacroe R C, Osborn J V, Mayer D C, Witczak S C, Brown S, Robertson R 1999 in *Proc. Radiation Effects Data Workshop* 82
- [11] Lacroe R C 2002 in *Proc. Int. Reliability Physics Symp* 376
- [12] Jacunski M D, Peckerar M C 1992 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **39** 1947
- [13] Li D M, Wang Z H, Hf L Y, Gou Q J 2007 *Chin. Phys.* **16** 3760
- [14] Krantz R J, Aukerman L W, Zietlow T C 1987 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **34** 1196
- [15] Ma T P, Dressendorfer P V 1989 *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits* (New York: Wiley-Interscience) 87
- [16] Aitken M, Young D R 1977 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **24** 2128
- [17] Mott N F 1977 *Adv. Phys.* **26** 363
- [18] Hughes R C 1975 *Phys. Rev. B* **15** 2012
- [19] TCAD Sentaurus Device User's Manual, 2005 Synopsys, Mountain View, CA
- [20] Esqueda I S, Barnaby H J, Alles M L 2004 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **52** 2259

The improvement on total ionizing dose (TID) effects of the ultra-deep submicron MOSFET featuring delta doping profiles^{*}

Wang Si-Hao¹⁾²⁾ Lu Qing¹⁾ Wang Wen-Hua¹⁾ An Xia^{1)‡} Huang Ru^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Integrated Microsystems, Shenzhen Graduate School of Peking University, Beijing 100871, China*)

2) (*Department of Microelectronics, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

(Received 10 May 2009; revised manuscript received 8 July 2009)

Abstract

Total ionizing dose (TID) effects of the deep submicron MOSFET (metal oxide semiconductor field effect transistor) with delta doping profiles and uniform doping profiles in the channel region are analyzed in this paper. The influence of both doping profiles on the leakage current and threshold voltage is investigated. The results show that, the leakage current of MOSFET with delta doping profile is 2—3 orders lower than that with the uniform doping profile when the radiation dose is lower than 500 krad. Yet when the radiation dose is higher than 500 krad, the delta doping profile does not show significant improvement compared with uniform doping profile as the trapped holes in the MOSFET saturate. But the threshold voltage shift is about 40 mV less than that with the uniform doping profile. Therefore, the TID effects of the deep submicron MOSFET can be improved by adopting the delta doping profile. The optimization of the delta - doping profile to further improve the TID effects is also given in this paper, which provides the guideline for the radiation hardened design.

Keywords: TID effects, delta doping, leakage current, radiation hardness

PACC: 6180, 7340Q, 6185

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60836004, 60625403) and State Key Development Program for Basic Research of China 973 (Grant No. 2006CB302701).

[†] E-mail: ruhuang@pku.edu.cn

[‡] E-mail: anxia@ime.pku.edu.cn