

不连续类氧化层界面多晶硅发射极 晶体管理论模型

魏希文 李建军 马平西 邹赫麟

(大连理工大学 半导体研究室, 大连, 116023)

王阳元 张利春 吉利久

(北京大学 微电子研究所, 北京, 100871)

1991年6月21日收到, 1992年2月17日修改定稿

本文提出了一个不连续类氧化层界面多晶硅发射极晶体管理论模型, 根据多晶/单晶硅界面的性质空穴分别以隧道方式或热发射方式通过界面的不同部位。计算机模拟的结果得到了类氧化层界面的连续性、多晶硅膜厚、类氧化层两边的界面态密度、类氧化层厚度和多晶/单晶硅界面杂质浓度峰值等参数与多晶硅发射极晶体管 (PET) 电学特性的关系。

EEACC: 2560B, 2560J, 7340L

一、引言

多晶硅发射极晶体管 (PET) 自 1972 年问世以来^[1], 由于它具有一系列优点, 例如浅结, 可以和其它工艺 (如 CMOS) 相容, 并且有很高的电流增益, 故已成为超大规模半导体集成电路的主要双极型器件。为了说明多晶硅发射极对电流增益增强作用的物理机理, 目前已发展的理论模型主要有以下四种: (1) 载流子输运障碍模型^[2-4], 认为空穴在多晶硅发射区中的迁移率低是 PET 增益提高的主要因素。(2) 界面类氧化层隧道理论模型^[5-8], 认为在 PET 的多晶硅和单晶硅之间存在一层类氧化层, 空穴通过该层的隧道几率比较小, 从而降低了基极电流。(3) 统一考虑以上两方面的理论模型^[9,10]。(4) 界面层杂质分凝模型^[11], 认为杂质在多晶/单晶硅界面分凝对空穴将引入一势垒, 使基极电流减小。然而制造工艺对 PET 的特性有很大的影响, 已提出的理论模型不能概括 PET 的全部实验结果。PET 的电学特性之所以和一般双极型晶体管不同, 主要是由于多子和少子输运通过多晶硅薄膜以及多晶/单晶硅之间的界面所引起的。众所周知, 多晶硅发射极晶体管理论模型需要建立在对单晶/多晶硅之间界面层的化学组成、结构和对多晶硅晶粒间界的了解基础上。已发表的理论模型普遍认为在单晶硅和多晶硅之间要么不存在类氧化层, 要么存在一层均匀连续并有一定厚度的类氧化层。这层界面对工艺条件和在淀积多晶硅前的表面处理非常敏感。一般来讲, 有意或无意地会在界面处生长一层薄类氧化层。G. L. Patton 等人^[12]用透射电子显微镜 (TEM) 观测发现多晶/单晶硅之间的类氧化层是非常不均匀的, 并且在高温退火或重掺杂条件下类氧化层有“破裂”现象^[12-17], 在多晶/

单晶硅界面的某些部位多晶硅直接外延在硅衬底上. 载流子以隧道穿透的方式通过界面处有类氧化层的部位, 但是对于不存在类氧化层的部位, 载流子的输运应由其他机理来控制. 然而已发表的 PET 理论模型并没有概括上述实验结果. 因此, 本文提出一个不连续类氧化层界面多晶硅发射极晶体管的理论模型.

二、物理模型和理论分析

由 G. L. Patton 等人的实验结果可知, PET 发射区中多晶/单晶硅界面的类氧化层是不连续和不均匀的^[12-17]. 若要从数学上处理这个问题是很困难的, 但是从物理模型上可以等效地把多晶硅和单晶硅之间的界面看成是由两种不同性质的部分组成: 一种是厚度为 d_0 的类氧化层, 另一种是单晶硅和多晶硅直接接触. 本文提出的 PET 一维结构图如图 1 所示. 发射区由多晶硅、不连续界面层和单晶硅三部分组成. 当多晶/单晶硅界面存在类氧化层时, 其能带图如图 2(a)

所示, 载流子以隧道形式穿过多晶/单晶硅界面. 当界面不存在类氧化层时, 由于在界面多晶硅与单晶硅接触处的杂质堆积, 对空穴引入一势垒^[11]如图 2(b) 所示, 空穴以热发射

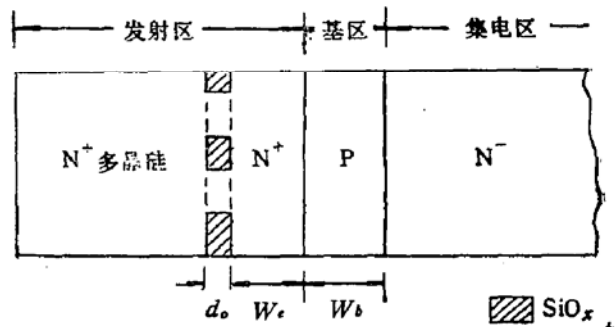


图 1 PET 一维结构图

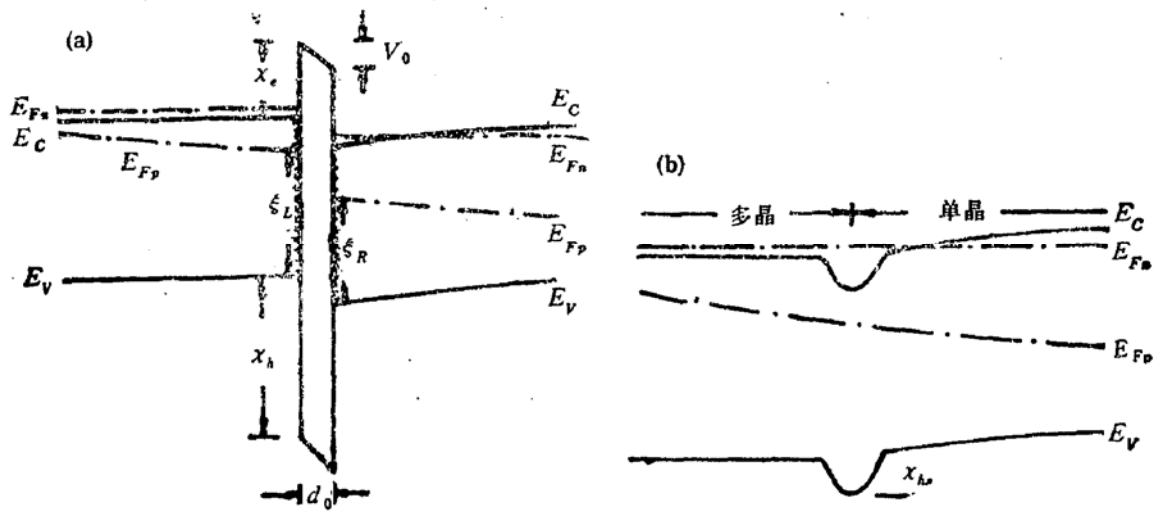


图 2 PET 多晶/单晶硅界面附近能带图

(a) 界面存在连续类氧化层 (b) 界面不存在类氧化层

的方式越过势垒进入多晶硅中, 于是通过多晶/单晶硅界面的总空穴电流密度 j_{int} 为:

$$j_{int} = C_1 j_{pt} + (1 - C_1) j_{th}, \quad (1)$$

上式中 C_1 是拟合常数, 其值与制造 PET 的具体工艺有关, 可根据类氧化层在总的多晶/单晶硅界面层中所占的比例决定 C_1 值 ($0 \leq C_1 \leq 1$). 当 $C_1 = 1$ 时, 表示界面层是

一连续均匀的一类氧化层, $j_{int} = j_{pt}$, 即这时通过界面层的总空穴电流全部由空穴以隧道方式通过类氧化层界面形成。当 $C_1 = 0$ 时, 表示界面不存在类氧化层, $j_{int} = j_{th}$, 这时通过多晶/单晶硅界面层的总空穴电流全部由空穴以热发射形式通过界面形成。

PET 之所以有很高的电流增益, 主要是因为它的基极电流比常规晶体管低。PET 的基极电流 j_b 由以下几部分组成: (1) 基区中的空穴复合电流 j_{rb} , (2) e-b 结空间电荷区中的空穴复合电流 j_{er} , (3) 单晶硅发射区中的空穴复合电流 j_{re} , (4) 多晶/单晶硅之间类氧化层界面两边界面态上的复合电流 j_{rr} 和 j_{rl} , (5) 注入到多晶硅中的空穴电流 j_{pol} 。

假设只考虑一维情况, 小注入条件, 并且忽略通过多晶/单晶硅界面态的间接隧道电流根据电流连续原理可知:

$$j_b = j_{rb} + j_{er} + j_{oe} \cdot e^{V_E/V_T}, \quad (2)$$

$$j_{oe} \cdot e^{V_E/V_T} = j_{re} + j_{rr} + j_{int}, \quad (3)$$

$$j_{int} = j_{rl} + j_{pol}. \quad (4)$$

下面对各电流分量进行定量分析。

1. 隧道电流 j_{nt} 、 j_{pt}

载流子以隧道穿透方式通过多晶硅和单晶硅之间厚度为 d_0 的类氧化层界面。由于多晶/单晶类氧化层两边的发射区都是重掺杂, 故在类氧化层界面两边没有能带弯曲^[18], 如图 2(a) 所示。在小注入条件下, 电子准费米能级和平衡时的费米能级重合, 通过类氧化层的电子隧道电流 j_{nt} 为:

$$j_{nt} = q \frac{4\pi m_n^* k_0 T}{h^3} \int_0^\infty P_n(E_x) \ln \frac{1 + \exp[-(E_x - \xi)/k_0 T]}{1 + \exp[-(E_x - \xi + qV_0)/k_0 T]} dE_x, \quad (5)$$

其中电子隧道几率 $P_n(E_x)$ 用 WKB 近似可表示为^[19]:

$$P_n(E_x) = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h} \int_0^{d_0} [2m_n^*(qV_n(x) - E_x)]^{1/2} dx\right\}, \quad (6)$$

上式中:

$$qV_n(x) = \chi_e + \frac{x - d_0}{d_0} qV_0. \quad (7)$$

类氧化层两边空穴浓度用玻尔兹曼分布来统计。这样, 通过类氧化层的空穴隧道电流 j_{pt} 为:

$$j_{pt} = q \frac{4\pi m_p^* k_0 T}{h^3} \int_0^{x_h} P_h(E_x) \left[\exp\left(-\frac{E_x + \xi_R}{k_0 T}\right) - \exp\left(-\frac{E_x + \xi_L + qV_0}{k_0 T}\right) \right] dE_x, \quad (8)$$

其中空穴隧道几率 $P_h(E_x)$ 为:

$$P_h(E_x) = \exp\left\{-\frac{4\pi}{h} \int_0^{d_0} [2m_p^*(qV_h(x) - E_x)]^{1/2} dx\right\}, \quad (9)$$

上式中的

$$qV_h(x) = \chi_h - \frac{x}{d_0} qV_0. \quad (10)$$

2. 空穴热发射电流 j_{th}

在多晶/单晶硅界面不存在类氧化层的部位, 由于杂质分凝, 对空穴将引入一势垒 χ_{hs} [11] 如图 2(b) 所示. 这时将(8)式的积分限从 χ_{hs} 取到 ∞ , 且令 $P_A(E_x) = 1$, 可得到通过多晶/单晶硅界面的空穴热发射电流密度为:

$$j_{th} = q(P_R - P_L) \left(\frac{k_0 T}{2\pi m_p^*} \right)^{1/2} \exp(-\chi_{hs}/k_0 T), \quad (11)$$

其中 χ_{hs} 由界面杂质堆积的峰值 N_{Dm} 决定.

3. 类氧化层两边界面态上的复合电流 j_i

在类氧化层两边的禁带中有界面态存在如图 2(a) 所示. 空穴在这些界面态上的复合电流是基极电流组成部分之一. 假设电子准费米能级和空穴准费米能级之间的界面态是有效的复合中心 [20], 因为在非平衡情况下, 这些界面态被电子和空穴占据的几率都很大, 在这些界面态上的复合电流 i_i 为:

$$i_i = q \int_{E_{FP}}^{E_{FN}} U(E_i) dE_i. \quad (12)$$

在小注入条件下, $r_n = r_p$. 假设 N_i 为均匀连续分布, $E_{FN} - E_{FP} = qV$, 则可求得类氧化层两边界面态的复合电流 i_i 为:

$$i_i = qN_i r_p p_0 k_0 T (e^{V/V_T} - 1) \ln \frac{1 + e^{V/V_T}}{2}. \quad (13)$$

如果知道类氧化层两边的准费米能级之差 $qV_i = (E_{FN} - E_{FP})_i$ 和 $qV_i = (E_{FN} - E_{FP})_i$, 根据(13)式即可求得类氧化层两边界面态上的复合电流 i_{ir} 和 i_{il} .

4. 注入到多晶硅中的空穴电流 $j_{p,01}$

假设多晶硅发射区是由 N 个大小相等, 均匀掺杂的立方晶粒和 $N-1$ 个晶粒间界组成如图 3(a) 所示. 晶粒性质和单晶体相同, 晶粒间界是无序的非晶薄层, 可将其看成是导电介质的一部分 [21]. 对重掺杂的多晶硅发射区可以忽略不计多晶硅层中的电场强度 [10], 因此在求解少子连续方程时可忽略漂移项. 在非平衡情况下, 晶粒和晶粒间界内少子分布示意图如图 3(b) 所示. 求解扩散方程可得到第 i 个晶粒两边边界处的少子空穴电流为 [10]:

$$i_{i1} = j|_{x=0} = q(a_g P_{i1} - b_g P_{i2}), \quad (14)$$

$$i_{i2} = j|_{x=d_g} = q(b_g P_{i1} - a_g P_{i2}), \quad (15)$$

上式中:

$$a_g = \frac{D_p}{L_p} \coth(d_g/L_p), \quad b_g = \frac{D_p}{L_p} \operatorname{csch}(d_g/L_p). \quad (16)$$

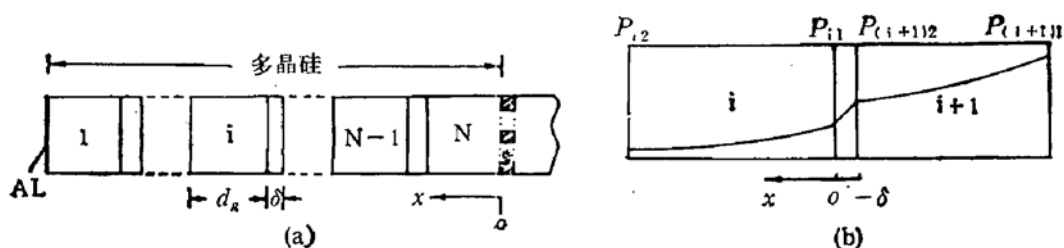


图 3 (a) PET 多晶硅结构图 (b) 多晶硅少子分布示意图

其中 D_p 和 L_p 分别为空穴在晶粒内的扩散系数和扩散长度。空穴在晶粒中的寿命、迁移率及晶粒中禁带宽度变化都是掺杂浓度的函数,可用下式表示^[22]:

$$\Delta E_g(N_D) = qfV_T \ln [N_D(x)/N_0], \quad (17)$$

$$\mu(N_D) = MN_D^{-m}, \quad (18)$$

$$\tau(N_D) = KN_D^{-k}. \quad (19)$$

式中 f 、 M 、 m 、 K 、 k 为正的常数。

对晶粒间界可引用 Kim 等人^[23]提出的迁移率模型,即迁移率在晶粒中和晶粒间界中的值不同。由扩散理论^[23]可解出第 i 个晶粒间界两边边界处的电流密度为:

$$j'_{i1} = j|_{x=-\delta} = q(a'_g P_{(i+1)2} - b'_g P_{i1}), \quad (20)$$

$$j'_{i2} = j|_{x=0} = q(b'_g P_{(i+1)2} - a'_g P_{i1}) \quad (21)$$

其中

$$a'_g = \frac{D'_p}{L'_p} \coth(\delta/L'_p), \quad b'_g = \frac{D'_p}{L'_p} \operatorname{csch}(\delta/L'_p). \quad (22)$$

上式中的 D'_p 、 L'_p 和 δ 分别表示晶粒间界中空穴的扩散系数、扩散长度和晶粒间界的厚度。

根据电流连续性原理可知:

$$j_{i1} = j_{i2}, \quad (23)$$

$$j_{(i+1)2} = j_{i1}. \quad (24)$$

实际上与铝电极接触的第二个晶粒边界处的空穴浓度 $P_{i1} = 0$, 假设一个 P_{i2} 值,由以上关系即可求得 j_{N1} , 这电流密度就是注入到多晶硅中的空穴电流密度 j_{pol} 。

5. 单晶硅发射区中电流的传输

单晶硅发射区中的杂质分布采用幂函数形式来描述^[22],即:

$$N_D(x) = A(x+B)^C. \quad (25)$$

坐标零点选为发射区一边 e-b 结空间电荷区的边界,方向指向界面层。 A 、 B 、 C 是正的常数,调整这些常数可符合整个掺杂浓度实际分布情况。当 $C > 10$ 时,杂质分布趋于指数形式,当 $C = 0$ 时为均匀掺杂情况。在单晶硅发射区中禁带宽度变窄量,少子迁移率和寿命都是掺杂浓度 $N_D(x)$ 的函数,分别由(17)、(18)和(19)式决定。

解连续性方程可求得单晶硅发射区中空穴浓度分布为:

$$P(x) = (x+B)^{(1-(1-f-m)C)/2} \left[C'_1 I_V \left(\frac{x+B}{\alpha L_p(x)} \right) + C'_2 K_V \left(\frac{x+B}{\alpha L_p(x)} \right) \right], \quad (26)$$

其中:

$$V = \left| \frac{1 + (1-f+m)C}{(m+k)C + 2} \right|, \quad (27)$$

$$\alpha = \frac{(m+k)C + 2}{2}, \quad (28)$$

$$\frac{1}{L_p^2(x)} = \frac{A^{m+k}(x+B)^{(m+k)C}}{V_T K M}. \quad (29)$$

I_V 、 K_V 是修正的贝塞尔函数, C'_1 、 C'_2 是由边界条件决定的常数。

单晶发射区靠近发射结处的空穴饱和电流密度 j_{os} 是由漂移和扩散两个分量组成:

$$j_{os} = j_{osdrift} + j_{osdiff}(S), \quad (30)$$

其中 S 是 $x = w_c$ 处的等效表面复合速度:

$$S = \frac{j|_{x=w_c}}{q\Delta p(w_c)}. \quad (31)$$

单晶硅发射区中的体复合电流密度 j_{re} 为:

$$j_{re} = \left| \int_0^{w_c} \frac{dj}{dx} dx \right| = q \int_0^{w_c} P(x)/\tau(x) dx. \quad (32)$$

上式中 $P(x)$ 、 $\tau(x)$ 分别由(26)和(19)式决定.

6. e-b 结中的空穴复合电流 j_{er}

由于发射结正偏, 在发射结空间电荷区 x_m 内载流子浓度高于平衡值, 因而存在净复合, 特别是当发射结偏压较低时, e-b 结空间电荷区内的复合电流是基极电流的重要组成部分. 要严格计算 j_{er} 是相当困难的. 但 j_{er} 可以近似表示为:

$$j_{er} = qx_{mc} \frac{n_i}{2\tau_{eR}} e^{V_E/2V_T}. \quad (33)$$

7. 集电极电流 j_c 和基区体复合电流 j_{rb}

基区内杂质浓度分布采用指数形式, 对于集电极电流, 可忽略载流子在基区中的复合, 集电极电流 j_c 可表示为:

$$j_c = \frac{q[n_{ie}(w_b)e^{-V_E/V_T} - n_{ie}(0)e^{V_E/V_T}]}{\int_0^{w_b} [N_B(x)/D_{nb}(x)] dx}, \quad (34)$$

这时基区内的电子浓度分布为:

$$n_b(x) = \frac{1}{N_B(x)} \left[n_{ie}(w_b)e^{-(V_E/V_T)} - \frac{j_c}{q} \int_x^{w_b} \frac{N_B(x)}{D_{nb}(x)} dx \right]. \quad (35)$$

对于基极电流, 基区内的复合电流不能忽略, j_{rb} 表示为:

$$j_{rb} = q \int_0^{w_b} n_b(x)/\tau_{nb}(x) dx, \quad (36)$$

其中基区内电子的寿命 $\tau_{nb}(x)$ 是掺杂浓度的函数.

三、模拟结果和讨论

对给定的 d_g 、 N 、 d_0 、 N_{DM} 、 C_1 、发射区和基区的杂质浓度分布等, 用计算机模拟可得到多晶硅发射极晶体管的电流增益. 类氧化层对电子和空穴产生的势垒高度 χ_e 、 χ_h 与类氧化层的厚度有关, χ_e 与 χ_h 的值引用 K. K. Ng 等人的实验结果^[23]. 在模拟过程中首先采用 T. H. Ning 等人所给出的杂质分布^[2]如图 4 所示. 这时单晶硅发射区中杂质分布相当于(25)式中取 $C = 0.5$ 时的分布. 其它参数值的选取如表 1 所示. 模拟计算得到 PET 的电流增益 β 值约为 157.6, 基极电流密度为 0.42A/cm^2 . 而具有相同杂质分布和集电极电流铝接触的晶体管的 β 值约为 73, 基极电流密度约为 0.91A/cm^2 . 模拟计算结果与 T. H. Ning 等人实验数据符合较好.

表 1 参数值的选取

参数	M	m	K	k	f	N_0	r_p
取值	1.4×10^9	0.38	5.5×10^{20}	2	0.75	$7 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	10^{-3}cm^2
参考文献	[21]						[4]

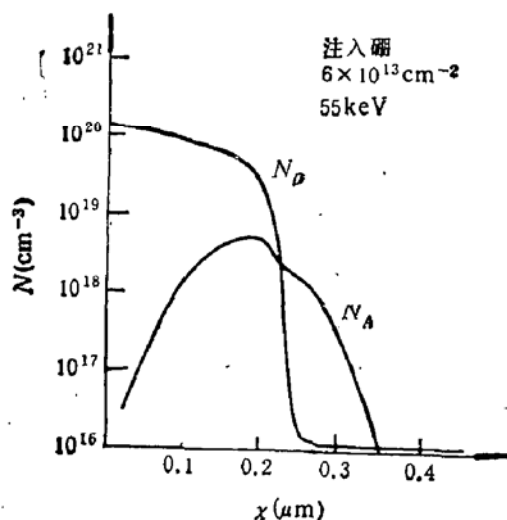


图 4 文献[2]中的晶体管杂质剖面图

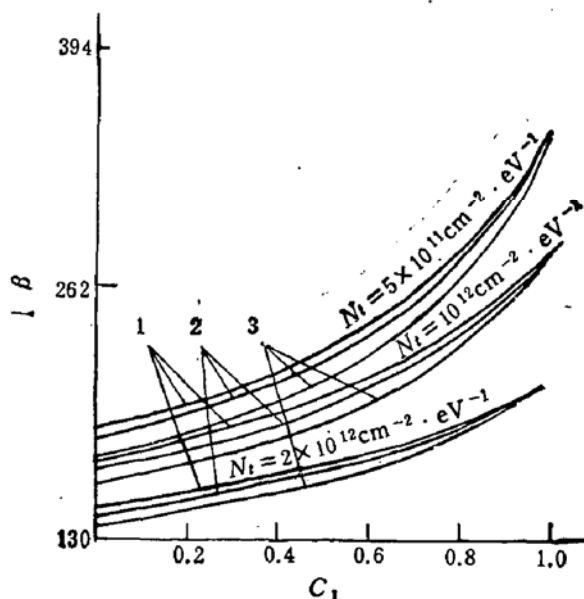


图 5 类氧化层界面连续性对增益的影响

- $j_c = 66.3 \text{A} \cdot \text{cm}^{-2}$
1. $N_{DM} = 1.2 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$ 2. $N_{DM} = 8 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$
 3. $N_{DM} = 4 \times 10^{20} \text{cm}^{-3}$

由于 PET 的单晶硅发射区部分的杂质分布是和具体的制造工艺过程有关,下面对(25)式中 C 取值为 11 时指数分布形式的模拟计算结果进行分析和讨论。

1. 多晶/单晶硅界面性质对 PET 特性的影响

图 5 给出了以多晶/单晶硅界面的界面态密度 N_t 和界面杂质浓度峰值 N_{DM} 为参变量时, PET 的电流增益 β 随 C_1 变化的计算结果。前面已指出 C_1 的值是和制造 PET 的具体工艺有关。当 $C_1 = 1$ 时表示多晶和单晶硅之间的类氧化层无破裂,即这层界面是连续的类氧化层界面。当 $C_1 = 0$ 时表示多晶硅和单晶硅之间的界面无类氧化层。由图 5 可见,界面类氧化层连续性的好坏和界面态密度 N_t 对 PET 的电流增益影响很大。 β 随着 C_1 的增加而增大,随着 N_t 的增大而减小。由此可见, PET 要得到高的电流增益,必须从工艺上获得连续类氧化层界面,同时还要降低多晶/单晶硅界面的界面态密度。

图 6(a) 给出了以多晶/单晶硅界面态密度为参变量时,类氧化层厚度 d_0 对 PET 增益的影响。当 $d_0 < 18 \text{\AA}$ 时,随着 d_0 的增大,穿过界面层的空穴隧道电流逐渐减小,导致基极电流相应地减小,因此使 PET 的 β 逐渐增大。当 $d_0 > 18 \text{\AA}$ 时,穿过多晶/单晶硅界面层的隧道电流在总的基极电流中所占的比例很小, d_0 的增大对总的基极电流影响不大,因而增益不受 d_0 的影响。但是 d_0 不能任意增大,这是因为随着 d_0 的增大,穿过

类氧化层的电子隧道几率要减小, 使得类氧化层上的压降 V_0 增大。外加在发射极-基极上的电压 V_{BE} 一部分降在类氧化层界面上为 V_0 , 另一部分降在发射结上为 V_E 。当 V_0 与 V_E 相比不能忽略时, PET 的 $I-V$ 特性将变坏, 如图 6(b) 所示。所以类氧化层界面层的厚度不宜太厚。

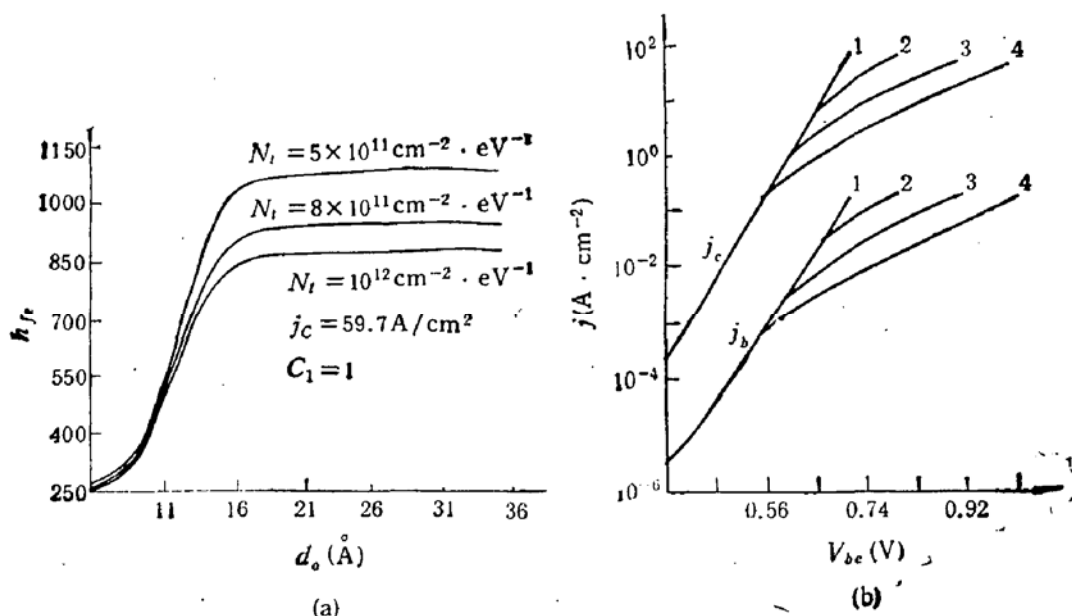


图 6 (a)、(b) 类氧化层厚度对 PET 特性的影响

(b) 中 $C_1 = 1$, $N_t = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$

1. $d_o = 24 \text{ Å}$ 2. $d_o = 28 \text{ Å}$ 3. $d_o = 32 \text{ Å}$ 4. $d_o = 35 \text{ Å}$

2. 多晶硅膜厚对 PET 电流增益的影响

当多晶/单晶硅界面处不存在类氧化层时, PET 的电流增益 β 与多晶硅膜厚 W_p 的关系如图 7(a) 所示。图中以多晶/单晶硅界面杂质浓度峰值 N_{DM} 为参变量。当 $W_p < 3000 \text{ Å}$ 时, PET 的 β 随着 W_p 的增加而增大, 当 $W_p > 3000 \text{ Å}$ 时, β 基本上不再随 W_p

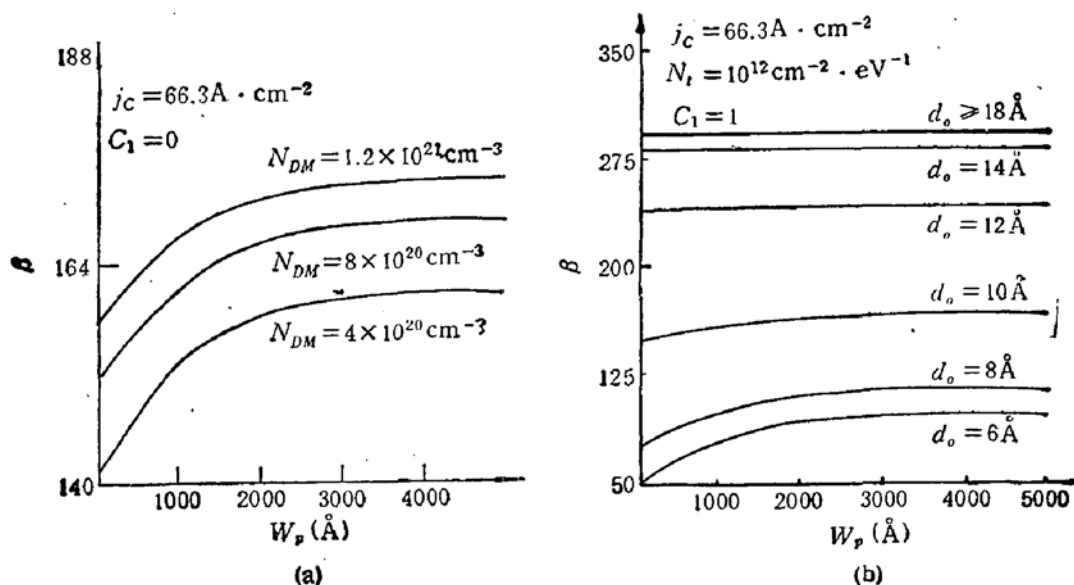


图 7 (a)(b) 多晶硅膜厚对 PET 电流增益的影响

变化,即这时继续增加多晶硅膜厚对增加 PET 的电流增益没有意义。这与 T. H. Ning 的实验结果相符合^[2]。从图 7(a) 同时看到,随着多晶/单晶硅界面杂质浓度峰值的增大,多晶硅膜厚 W_p 对 PET 电流增益的影响减小。

图 7(b) 是多晶/单晶硅界面处存在连续类氧化层时,多晶硅膜厚 W_p 对 PET 电流增益的影响,图中以类氧化层厚度 d_0 为参变量。当 $d_0 > 14 \text{ \AA}$ 时,由于通过类氧化层注入到多晶硅的空穴电流只占总基极电流的很小一部分,故多晶硅膜厚对 PET 电流增益的影响不明显。当 $d_0 < 14 \text{ \AA}$ 时,随着多晶硅膜厚的增大, PET 的 β 增加。当 $W_p > 3000 \text{ \AA}$ 时, β 基本上不受 W_p 的影响。

四、结 论

本文提出了一个不连续类氧化层界面多晶硅发射极晶体管理论模型。根据多晶/单晶硅界面的性质,空穴分别以隧道或热发射方式通过界面的不同部位。用此模型,通过计算机模拟分析了多晶/单晶硅界面的性质、多晶硅膜厚对 PET 的直流特性的影响,其结论如下:

从理论上,为得到电流增益高的多晶硅发射极晶体管,有必要在多晶/单晶硅之间获得一连续类氧化层界面,并且应同时设法降低类氧化层两边的界面态密度。为保证 PET 的电流增益高和电学特性好,连续类氧化层的厚度应有一定的取值范围,并且多晶硅膜应大于一定的厚度。

主要参数和符号

d_0	多晶/单晶硅类氧化层界面层的厚度
δ	多晶硅晶粒间界的厚度
$D_p(D'_p)$	空穴在多晶晶粒(晶粒间界)中的扩散系数
$D_{nb}(x)$	电子在基区中的扩散系数
$E_{Fn}(E_{FP})$	电子(空穴)准费米能级
h	普朗克常数
$i_{nt}(j_{pt})$	穿过类氧化层的电子(空穴)隧道电流密度
i_{th}	通过多晶/单晶硅界面的空穴热发射电流密度
$L_p(L_n)$	空穴在晶粒(晶粒间界)中的扩散长度
$m_n^*(m_p^*)$	电子(空穴)有效质量
$N_D(N_B)$	单晶硅发射区(基区)掺杂浓度
N_{Dm}	多晶/单晶硅界面杂质浓度峰值
n_{ie}	有效本征载流子浓度
P_0	热平衡时多晶硅晶粒中的空穴浓度
$P_R(P_L)$	多晶/单晶硅界面右边(左边)的非平衡空穴浓度
$r_p(r_n)$	空穴(电子)俘获率
N_t	多晶/单晶界面层两边的界面态密度
ξ	定义为 $E_{Fn} - E_c$

- $U(E_i)$ 非平衡载流子在能级 E_i 处的复合率
 V_0 多晶/单晶硅界面类氧化层上的压降
 $V_E(V_c)$ 发射结(集电结)上的外加偏压
 V_T 定义为 kT/q
 $W_e(W_b)$ 单晶硅发射区(基区)宽度
 $\chi_s(\chi_h)$ 多晶/单晶硅界面类氧化层对电子(空穴)产生的势垒高度
 i_{int} 通过多晶/单晶硅界面的总空穴电流
 i_{os} 单晶发射区靠近发射结处的空穴饱和电流密度
 x_{ms} 发射结势垒区宽度
 $\xi_R(\xi_L)$ 多晶/单晶硅类氧化层界面右边(左边)的空穴准费米能级与价带顶的能量差
 τ_{eR} e-b 结中载流子的寿命
 $\tau_{eb}(\tau)$ 基区中电子的寿命

参 考 文 献

- [1] M. Takagi, K. Nakayama, C. Tevada and H. Kamioko, *J. Japan. Soc. Appl. Phys.*, (Suppl.), **42**, 101 (1973).
- [2] T. H. Ning and R. D. Issac, *IEEE Trans. Electron Devices*, **27**, 2051(1980).
- [3] J. G. Fossam and M. A. Shibib, *IEDM Tech. Dig.*, 280(1980).
- [4] A. A. Eltoukhy and D. J. Roulston, *IEEE Trans. Electron Devices*, **29**, 961(1979).
- [5] H. C. Degraff and J. G. Degroot, *IEEE Trans. Electron Devices*, **26**, 1771(1979).
- [6] H. Schabar, B. Benna, L. Treitinger and A. W. Wieder, *IEDM, Tech. Dig.*, 738(1984).
- [7] P. V. Halen and D. L. Pulfrey, *IEEE Trans. Electron Devices*, **32**, 1307(1985).
- [8] N. G. Tarr, D. L. Pulfrey and D. S. Cammporese, *IEEE Trans. Electron Devices*, **30**, 1760(1983).
- [9] A. A. Eltoukhy and D. J. Roulston, *IEEE Trans. Electron Devices*, **29**, 1826(1982).
- [10] Z. Yu., B. Ricco and R. W. Dutton, *IEEE Trans. Electron Devices*, **31**, 773(1984).
- [11] C. C. Ng and E. S. Yang, *IEDM Tech. Dig.*, 32(1986).
- [12] G. L. Patton, J. C. Bravman and J. D. Plummer, *IEEE Trans. Electron Devices*, **33**, 1754(1986).
- [13] G. L. Patton, J. C. Bravman and J. D. Plummer, in *Symp. VLSI Technol. Dig. Tech. Papers*, 54(1984).
- [14] J. C. Bravman, G. L. Patton and J. D. Plummer, *J. Appl. Phys.*, **57**, 2779(1985).
- [15] G. L. Patton, J. C. Bravman and J. D. Plummer, *IEDM Tech. Dig.*, 30(1985).
- [16] N. Jorgensen, J. C. Barry, G. R. Booker, P. Ashburn G. R. Wolstenholme, M. C. Wilson and P. C. Hunt, in *Microscopy of Semiconductor Materials Conf. Dig.* (Oxford England), Mar. 1985.
- [17] M. C. Wilson, N. Jorgensen, G. R. Bokker and P. C. Hint, in *Symp. VLSI Technol. Dig. Tech. Papers*, 46(1985).
- [18] J. Y. W. Seto, *J. Appl. Phys.*, **46**, 5247(1975).
- [19] R. Stratton, *J. Phys. Chem. Solids*, **23**, 1177(1962).
- [20] H. C. Card and E. S. Yang, *IEEE Trans. Electron Devices*, **24**, 387(1977).
- [21] Dae M. Kim, A. N. Khondker, S. S. Ahmed and Rajiv R. Shah *IEEE Trans. Electron Devices*, **31**, 480 (1984).
- [22] L. A. Verhoef and W. C. Sink, *IEEE Trans. Electron Devices* **37**, 210(1990).
- [23] D. M. Kim, A. N. Khondker, R. R. Shah and D. L. Crosth *IEEE Electron Devices Lett.*, **3**, 141(1982).
- [24] K. K. Ng and H. C. Card, *J. Appl. Phys.*, **51**, 2153(1980).

A Discontinuous Oxide-Like Interface Theory Model of Polysilicon Emitter Transistor

Wei Xiwen, Li Jianjun, Ma Pingxi, Zou Helin

(Physics Department Dalian University of Technology, Dalian, 116023)

Wang Yangyuan, Zhang Lichun, Ji Lijiu

(Institute of Microelectronics, Peking University, Beijing, 100871)

Abstract

A discontinuous oxide-like interface theory model of polysilicon emitter transistor (PET) is proposed. According to the characters of the polysilicon-monosilicon interface, holes pass through the different parts of the interface by tunneling or thermionic emission. It is obtained by using the computer simulation that the electronic characteristics of the PET depend on the interface continuity, polysilicon thickness, interface state density, continuous oxide-like layer thickness and the maximum dopant concentration at the interface.

EEACC: 2560B, 2560j, 7340