

掺杂浓度对硅锥阴极特性的影响*

皇甫鲁江¹⁾ 朱长纯¹⁾ 淮永进²⁾

¹⁾ 西安交通大学, 电子与信息工程学院, 西安 710049)

²⁾ 北京东方电子集团, 北京 100016)

(2001 年 4 月 2 日收到, 2001 年 5 月 26 日收到修改稿)

基于漂移-扩散模型和量子理论中的 WKB 方法, 用数值模拟方法分析了材料掺杂浓度对硅锥阴极场致发射特性及工作状态的影响. 结果表明, 硅锥阴极单纯的场致发射 $I_{\text{emit}}-E$ 特性受硅材料掺杂浓度的影响很小, 但低掺杂硅锥阴极顶端的电位随发射电流增大而明显上升. 锥体上电位变化可以等效为一个与锥体形状与掺杂相关的串联电阻的作用, 这一电阻对单尖发射电流有负反馈作用. 另外, 在常规的工作状态下, 硅锥阴极的温升并不严重. 这些结果可以作为硅锥阴极设计的参考.

关键词: 硅, 掺杂, 场致发射

PACC: 7220, 7320A, 7970

1 引 言

掺杂浓度是硅材料的重要参数. 通常认为, 重掺杂硅比较适于制作硅锥场致发射阴极^[1]. 但是, 也有研究者采用低掺杂硅 ($< 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) 制作硅锥阴极, 并得到比较好的特性^[2]. 关于这个问题, 我们尚未见详细报道, 本文即在这方面进行一些探讨.

金属内电子浓度和迁移率很高, 足以屏蔽外来电场和维持场致发射表面内电子浓度恒定, 因此其发射特性由电子隧穿概率决定. 对于硅锥阴极, 则要考虑电场渗入和电子由内部向表面的运输^[3,4]. 研究表明, 弱场下 (约 $< 5 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$), 硅的场致发射过程可以分为电子向发射表面运输和在表面隧穿发射两部分描述^[5]. 其中运输问题可以用 Wigner 运输方程或 Boltzmann 方程描述^[6]. 由于运输方程求解繁复, 使这些方法更适于描述一维问题. 即使对于一维问题, 运输方程通常也要进行一些简化, 如不考虑载流子运输中的碰撞电离产生等. 为了克服这些限制, 我们引入漂移-扩散模型下半导体基本方程描述载流子的运输, 用量子理论中的 WKB 方法计算电子隧穿发射概率, 通过数值模拟研究掺杂浓度对硅锥阴极场致发射特性及状态的影响.

2 物理模型

2.1 硅的场致电子发射^[7]

电子由体内向表面的运输和在表面的场发射可以分别用供给函数和透射系数描述. 供给函数 (Supply Function) 表示单位时间由体内到达单位发射表面的电子数量及相关能量分布, 透射系数 (Transmission Coefficient, TC) 是在发射表面一定能量的电子隧穿发射的概率. 采用供给函数及透射系数近似方法研究硅的场致电子发射特性时, 发射电流密度可以表示为

$$J_{\text{emit}} = -q \int_{E_c}^0 N(w) D(w) dw, \quad (1)$$

式中, 供给函数 $N(w)$ 和透射系数 $D(w)$ 中的 w 表示发射表面内电子在法向方向上的能量, q 为电子电量, E_c 为 Si 导带底能级. 如果把势能的零点取为无穷远处的真空能级, 则有 $E_c = -\chi$, χ 为 Si 的电子亲和势.

发射表面内侧电子满足 Fermi 分布, 可以推出供给函数如下:

$$N(w) = \frac{4\pi m_e^* kT}{h^3} \ln\{1 + \exp[-(w - E_F)/kT]\}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助的课题.

式中 k, h 分别为 Boltzmann 常数和 Planck 常数, m_e^* 为电子态密度有效质量, E_F 为 Fermi 能级(或在非平衡态时为准 Fermi 能级), T 为温度. 在外电场 E (与法向方向相反)下, 考虑镜像力的作用时, 用量子理论中的 WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin) 近似方法得到的透射系数为

$$D(w) = \exp \left[-2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{8\pi^2 m_e}{h^2} \left(|w| - \frac{\epsilon_{si} - 1}{\epsilon_{si} + 1} \cdot \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - qEx \right)} \cdot dx \right]. \quad (3)$$

式中 m_e 为电子质量, ϵ_{si} 和 ϵ_0 为硅的相对介电常数和真空介电常数, x 为沿法向方向离开表面的距离, x_1, x_2 为表面势垒高于电子动能 w 部分的边界, 其表达式如下:

$$x_{1,2} = \frac{1}{2qE} \left(|w| \pm \mu \sqrt{w^2 - \frac{\epsilon_{si} - 1}{\epsilon_{si} + 1} \cdot \frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \right). \quad (4)$$

从(2)式、(3)式可以看出, 表面内的电子费米能级 E_F 决定了供给函数 $N(w)$, 外加电场 E 决定了透射系数 $D(w)$.

2.2 基本半导体方程

半导体基本方程基于半导体的漂移-扩散模型, 其中包含载流子满足 Boltzmann 分布以及忽略热电子现象等假设. 在此, 半导体基本方程用于求解电子供给函数. 缓变电场近似下, 稳态半导体基本方程包括^[8]

$$\nabla^2 \psi = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + N_d), \quad (5)$$

$$\nabla \cdot (-q\mu_n \nabla \psi + qD_n \nabla n) = -qU, \quad (6)$$

$$\nabla \cdot (-q\mu_p \nabla \psi - qD_p \nabla p) = qU, \quad (7)$$

$$\nabla \cdot (k \nabla T) = -Q, \quad (8)$$

其中(5)式为 Poisson 方程, (6)(7)式为电子和空穴电流连续性方程, (8)式是导热方程, 电位 ψ 、电子浓度 n 和空穴浓度 p 以及温度 T 是方程组的基本变量, q, ϵ 和 N_d 分别是电子电量、介电常数和电离杂质浓度, 在此被视为常数. U 表示载流子净复合率, 由下式表示:

$$U = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + n_i)} - (\alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p|) \gamma q, \quad (9)$$

其中, 第1项表示热复合-产生, 第2项表示碰撞电离产生. 发热强度 Q 表达式为

$$Q = -(J_n + J_p) \cdot \nabla \psi + (R - G)E_g, \quad (10)$$

式中第1项为欧姆热, 第2项为载流子产生/复合所产生/吸收的热, E_g 为禁带宽度.

需要进一步说明的是基本方程中包含的系数迁移率 μ 、热导率 k 以及产生/复合项中的参数本征浓度 n_i 、少子寿命 τ 和电离系数 α . 虽然对这些与材料及其状态相关参数的了解已比较成熟, 但用于数值模拟的表达式却不能过于复杂. 广泛采用的方法是对已有研究成果进行数值拟合, 以得到比较简单的经验公式.

本文所采用的迁移率 μ 经验公式考虑了温度、掺杂浓度和场强的影响^[9,10]; 热导率经验公式主要考虑了晶格振动对热传导的贡献^[11]; 产生/复合项中包含的参数本征浓度 n_i 是温度和掺杂浓度的函数^[12]; 少子寿命 τ 是掺杂浓度的函数^[13]; 电离系数 α 是温度和场强的函数^[14]. 扩散系数 D 通过 Einstein 关系式由迁移率 μ 求出.

2.3 半导体基本方程的边界条件

假设硅锥阴极在锥体与基底界面处于平衡态, 电位、载流子浓度和温度满足 Dirichlet 边界条件, 为平衡态恒定值, 在锥体的大部分侧面, 上述物理量满足 Neumann 边界条件, 且梯度为 0. 这些假设表示大部分锥体处于一个无电场的环境, 表面无过剩电荷和载流子产生复合现象, 锥体本身不向外辐射或从外界接受热量.

在锥体顶端的表面, 存在场致发射现象. 在发射表面, 边界条件要考虑电子的隧穿发射和外电场的渗入. 另外, 电子隧穿发射时存在 Nottingham 效应^[15], 即对表层晶格吸收或释放相当于电子能级与费米能级之差的热量, 也要考虑在边界条件中. 发射表面的边界条件可表示为

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} \cdot n = -E_{\text{pnr}}, \quad (11)$$

$$J_n \cdot n = J_{\text{emit}}, \quad (12)$$

$$J_p \cdot n = 0, \quad (13)$$

式中, n 表示表面法向矢量; J_{emit} 为发射电流密度, 按(1)~(4)式计算; 渗入电场 E_{pnr} 代表了外加电场 E 和表面态(电荷) N_{surf} 共同作用的结果, 满足下式:

$$E_{\text{pnr}} = \frac{-E}{\epsilon_{si}} - \frac{N_{\text{surf}}}{\epsilon_{si}\epsilon_0}. \quad (14)$$

Q_{not} 为 Nottingham 效应(面)发热强度

$$Q_{\text{not}} = \int_{E_c}^{\infty} (E_F - w) N(w) D(w) dw. \quad (15)$$

2.4 耦合方程组的求解

按(1)–(4)式计算场致发射电流时,为确定供给函数 $N(w)$,需要确定表面内电子的 Fermi 能级或准 Fermi 能级,用 E_F 表示,电子浓度 n 和(准)Fermi 能级 E_F 之间有如下关系:

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{E_F - E_c}{kT} \right), \quad (16)$$

式中 N_c 为导带底态密度, $F_{1/2}$ 为 Fermi 积分. 当电子浓度 n 已知时,通过数值方法得到 E_F 是容易的.

虽然电子浓度 n 可以通过求解基本方程组(5)–(8)得到,但由于其边界条件中又包含了场致发射电流密度 J_{emit} . 因此基本方程(5)–(8)和场致发射电流表达式(1)–(4)是相互耦合的,必须迭代求解和计算,直至实现自洽. 其流程如图 1. 需要说明的是,当电场较强,发射电流随电场变化剧烈,简单迭代方法容易发生数值振荡,这时可以考虑对于 J_{emit} 采取低松弛迭代. 关于基本方程组的解法,可参见文献 [16].

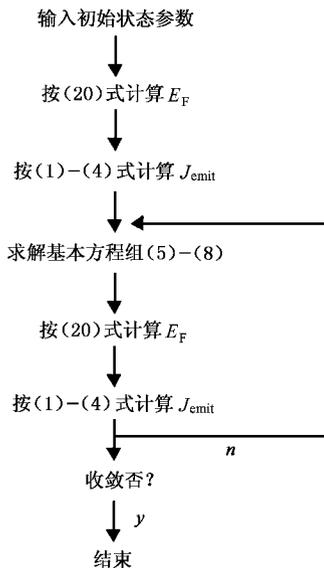


图 1 耦合方程组求解流程示意图

2.5 近表面区域近似

由于漂移-扩散模型无法考虑电子固有的波动与表面势垒的相互作用,临近场致发射表面的区域模型误差较大. 本文把这一区域称为“近表面区域”,

其范围为 1.0nm. 我们假设,在此区域中电子不存在输运问题,所有电子都可以直接隧穿发射,忽略其中的电子浓度分布,用平均浓度代替,同时假设近表面区域中的电子满足 Fermi 分布.

图 2 是不同模型下硅锥对称轴上电子浓度分布的一维模拟曲线. 曲线 A 为解 Schrödinger 方程的结果,曲线 B、曲线 C 分别为普通漂移-扩散模型和采用“近表面区域近似”修正的模拟结果. 对于经典模型(包括经近表面区域近似修正后的经典模型),表面电子浓度就表面势垒(内)边缘的浓度,而量子理论中 WKB 方法描述电子隧穿时,由于电子的波动性,入射波峰值的位置距势垒边缘有一定距离($\lambda/4$, λ 表示电子波长). 由于透射系数原始含义是入射波和透射波振幅之比,应用于 Schrödinger 方程得到的等效电子浓度时,表面电子浓度应是距表面势垒 $\lambda/4$ 处的值. 因此在进行各模型比较时,应进行对于透射系数等效的表面电子浓度对比. 简单的方法是把图 2 中曲线 A 向表面平移 $\lambda/4$ (平均值)后进行比较.

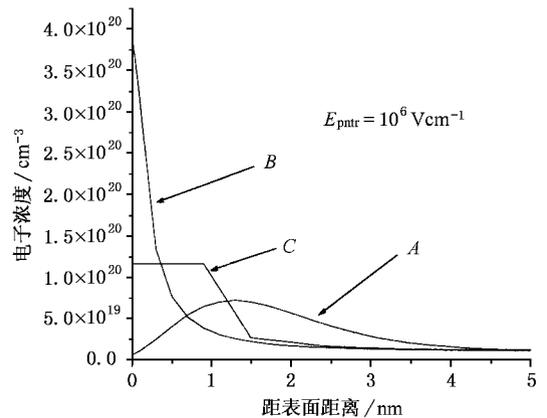


图 2 不同模型近表面区域电子浓度

与普通的漂移-扩散模型相比,“近表面区域近似”得到的表面最高浓度在数值上与(平移后)量子模型的结果比较接近. 如要进一步减小偏差,比较合理的方法是在表层区域采用较准确的一维模型,如文献 [17],通过与体内的漂移-扩散模型结合,以合理的运算量得到较高的精度.

3 模拟的结果及讨论

实际的硅锥阴极形状可以近似为一个极小的球冠经过渡与一个圆台相接,在此仍按习惯称之为锥体,而把球冠及过渡部分称为顶端部分. 模拟中,顶

端部分的旋转截面边界用一组折线拟合,如图 3 所示.硅锥的具体参数如下:球冠半径为 30nm,锥体半顶角 15° ,高度 $1\mu\text{m}$,n 型掺杂浓度为 N_d .球冠表面外加电场强度为 E ,并假设过渡部分表面电场与(拟合曲线)曲率成反比.衬底处电位 $\psi_{\text{sub}} = 0$,温度 $T_{\text{sub}} = 300\text{K}$.通常情况下,表面态(电荷)密度 N_{surf} 的值约为 $10^{10} - 10^{12} \text{C} \cdot \text{cm}^{-2}$ [18],根据(18)式可以屏蔽 $1.8 \times 10^4 - 1.8 \times 10^6 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的外电场.由于引起显著发射电流的电场强度在 $3 \times 10^7 \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 以上,能被表面态(电荷)屏蔽部分相对较小,因此我们在分析中忽略表面态的影响.

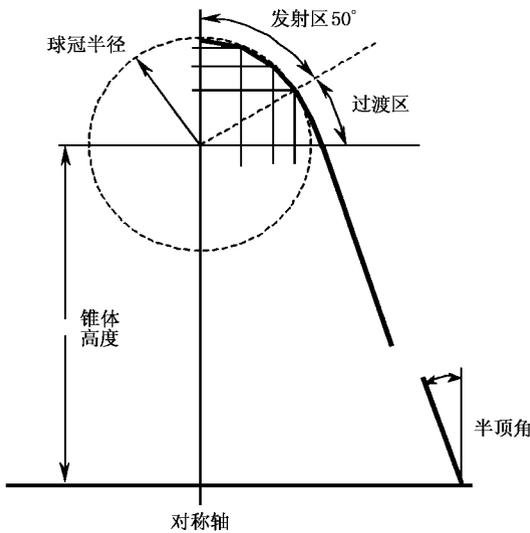


图 3 硅锥形状示意图

3.1 掺杂浓度对发射特性的影响

图 4 是模拟得到的场致发射电流 I_{emit} 对于外加电场 E 的 $I_{\text{emit}} - E$ 特性曲线.对于不同的 n 型掺杂浓度 N_d ($10^{15} - 10^{19} \text{cm}^{-3}$),这一曲线几乎重合,说明单纯的硅锥阴极直流 $I_{\text{emit}} - E$ 特性受硅材料掺杂的影响很小.根据模拟结果,由于透射系数 $D(w)$ 对电场非常敏感,发射电流基本限于电场较强的球冠表面,过渡部分发射电流极小.而在球冠表面,虽然假设外场是均匀的,但中心部分发射电流密度更大.

$I_{\text{emit}} - E$ 特性与掺杂浓度 N_d 无关的主要原因是硅锥顶端部分内部的电子浓度(及供给函数)基本不受 N_d 影响.根据 Poission 方程,体顶端内电子浓度由渗入电场 E_{pmr} 和电离杂质浓度 N_d 决定,但由于顶端部分很强的渗入电场,造成发射表面内电子聚集,浓度达到 10^{21}cm^{-3} 以上(见图 6),而电离杂质浓度通常

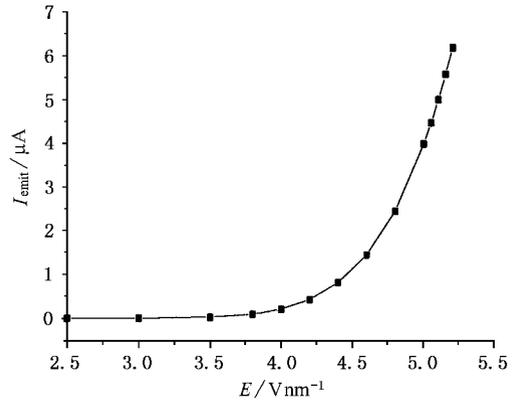


图 4 硅锥的场致电流发射特性

不超过 10^{19}cm^{-3} ,其影响自然不明显了.同样根据 Poission 方程,即使外场均匀,由于多维效应(表面积和距表面一定距离内的体积之比),发射表面中心部分内侧电子浓度更高,因此供给函数大,发射电流密度也大.

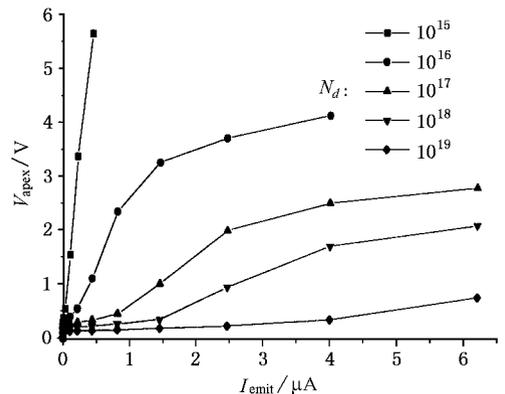


图 5 不同掺杂硅锥顶端电位与发射电流关系

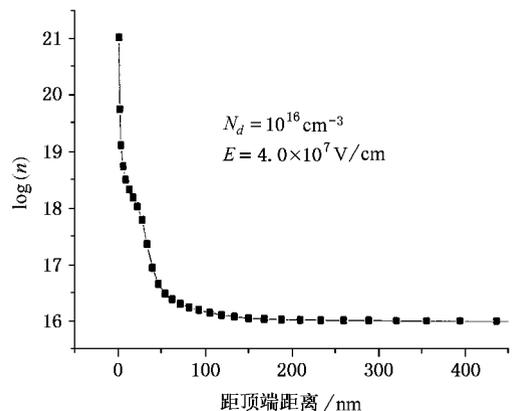


图 6 硅锥对称轴上电子浓度的变化

3.2 锥体的电位分布变化

掺杂浓度 N_d 对硅锥阴极状态的影响主要表现在锥体顶端电位 V_{apex} 的变化. 图 5 是不同 N_d 硅锥阴极的 $V_{apex}-I_{emit}$ 特性曲线. 这组曲线中, 相同发射电流下, 低掺杂硅锥阴极顶端电位升高幅度较大. 但是, 这种差异并不主要是由于材料电阻造成的. 图 6 是锥体轴线上电子浓度相对位置的变化. 根据这条曲线, 可以分析锥体电位变化的机理.

按图 6 中的硅锥体内电子分布(以及电场分布)我们可以把锥体大致分为三个部分: 首先是顶端约 0—30nm 的部分, 由于强渗入电场及多维效应, 其中具有很高的电子浓度, 并伴随着强烈的碰撞电离产生现象. 由于这一部分很短, 引起的电位上升也很小(约 0.05V), 并且基本不随发射电流变化也不受掺杂浓度 N_d 的明显影响. 顶端部分以下是饱和漂移区, 该区中电场依然较强, 但不足以引起明显的碰撞电离. 由于电子及顶端产生的空穴是以饱和速度在该区域中输运, 因此电场增强并不能产生更大的电流. 饱和漂移区输运更大电流的途径是提高其中电子浓度, 因此这一区域的下端面随发射电流增大不断向下扩展, 直至下端面注入的电子满足电流连续的要求. 这一过程主要由锥体形状(顶角)及 N_d 决定. 饱和漂移区是引起锥体顶端部分电位变化的主体, 当锥体顶角小及 N_d 较低时, 饱和漂移区向下扩展幅度很大, 造成顶端电位的大幅度上升. 饱和漂移区以下是平衡区, 其状态接近平衡态. 平衡区上的电位变化也不突出.

锥体上的电位降可以等效为一个串联电阻, 但这一电阻与按材料电阻率计算的锥体电阻不同. 在顶端区域, 由于其中的电子浓度远高于平衡值, 其阻值很小, 但在饱和漂移区, 由于其中电子达到饱和漂移速度, 其阻值又极大. 从图 4 可以估算出, 对于掺杂浓度 N_d 为 10^{15} cm^{-3} 的硅锥阴极, 在发射电流为 $5 \mu\text{A}$ 时, 其等效的串联微分电阻大于 $10 \text{ M}\Omega$. 串联电阻对单锥发射电流有负反馈作用, 因此可以提高大面积场致发射阴极阵(FEA)列发射电流的均匀性^[19]. 显然, 采用适当的高阻硅材料并对锥体的形状进行适当的设计是改善 FEA 发射均匀性及限制过大发射电流的一个简便手段.

3.3 碰撞电离现象

锥体顶端内碰撞电离产生的电子可以使发射电

流密度超过常规电子饱和漂移速度造成的输运限制, 这一点已被一些实验事实肯定^[20]. 在本例中, 锥体的顶端区域和饱和漂移区的界面是电子运输的瓶颈. 当外电场为 $5 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 时, 在运输瓶颈处向顶端运输的电子电流约为 $3.1 \mu\text{A}$, 而实际的发射电流约为 $4.0 \mu\text{A}$, 足以见得碰撞电离产生现象对发射特性的影响.

3.4 锥体的热状态

图 7 是不同 N_d 的硅锥阴极的 $T_{apex}-E_{emit}$ 特性曲线. 低掺杂硅锥阴极顶端的温升较大, 但其随掺杂的变化程度却不如电位变化明显. 这一现象的原因是硅锥阴极顶端部分发热量受掺杂浓度 N_d 的影响较小, 饱和漂移区的发热量虽然随 N_d 减小而增加, 但发热区域也向基底热沉扩展, 因此, 在正常散热条件下, 顶端部分的温升和发热量不成正比. 这一现象还从侧面说明了 Nottingham 效应发热对硅锥阴极的热状态的影响不大. 从总体上看, 低场下硅锥阴极的温升并不严重. 根据图 4 中发射特性曲线, 在所谓低场范围内单尖发射电流可达到 $5 \mu\text{A}$ 以上, 已经超过目前大部分实验所达到的数值, 而顶端温升也只有几十度. 因此可以认为, 只要发射电流均匀, 衬底散热良好, 硅锥场致发射阴极阵列的温升问题并不严重.

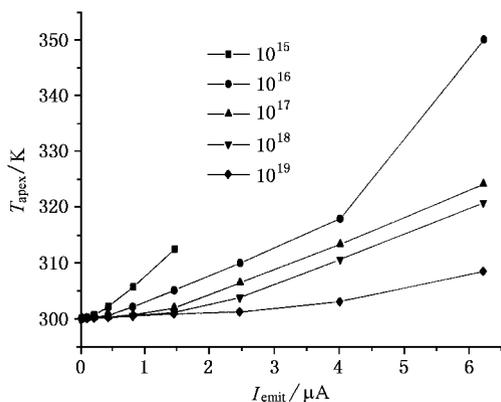


图 7 不同掺杂硅锥顶端温度与发射电流关系

4 总 结

为研究掺杂浓度对硅锥阴极发射特性的影响, 本文引入漂移-扩散模型. 相比以前输运方程方法, 该模型的优点是能模拟(准)3维问题. 显然, 只有在3维模型下, 研究锥体形状及发热对特性和状态的影响

影响才有意义.更重要的是,该模型还可以方便地包含载流子碰撞电离等现象.模型中不考虑载流子碰撞电离产生的影响已被一些实验和理论证明是不适当的.对于漂移-扩散模型的缺陷文中进行了初步的分析.

文献 [1] 认为高掺杂硅作为场致发射阴极具有优势的主要依据是高掺杂硅具有较高的电子浓度,通过本文的模拟可以发现,由于硅锥阴极发射表面内电子的浓度和供给函数主要由渗入电场决定,单

纯场致发射 $I_{\text{emit}}-E$ 特性受硅材料掺杂浓度的影响很小.但是这并不说明实际的硅锥阴极的场致发射特性不受掺杂浓度的影响.由于低掺杂硅锥顶端的电位随发射电流的增大明显上升,这对单锥的发射电流会有负反馈作用.因此适当地选用低掺杂材料制作硅锥阴极,可以作为克服硅锥阴极阵列场致发射电流不均匀及限制过大电流的一种手段.另外,从总体上看,常规工作状态下,硅锥阴极的温升并不严重.

- [1] Huang Q A , Qin M 1996 The advantages of N-type heavily-doped silicon as an emitter for vacuum microelectronics ,Dig. of 9th IVMC , St. Petersburg 155—157
- [2] McGruer N E , Warner K , Singhal P *et al* 1991 *IEEE Trans. on ED* **38**(10) 2389
- [3] Huangfu L J , Zhu C C 1999 *Chinese Journal of Semiconductors* **20** (11) 1015 [in Chinese] 皇甫鲁江、朱长纯 1999 半导体学报 **20** (11) 1015
- [4] Jensen K L , Ganguly A K 1993 *J. Vac. Sci. Technol.* **B11**(2) 371
- [5] Jensen K L , Ganguly A K 1994 *J. Vac. Sci. Technol.* **B12**(2) 770
- [6] Filip V , Nicolaescu D , Plavitu C N *et al* 1998 *J. Vac. Sci. Technol.* **B16**(2) 888
- [7] Xue Z Q , Wu Q D 1993 *Electron Emission and the Spectroscopy* (Beijing : Peking University Press) 62 [in Chinese] 薛增泉、吴全德 1993 电子发射与电子能谱(北京:北京大学出版社) 62]
- [8] Selberherr S 1984 *Analysis and Simulation of Semiconductor Devices* (Wien : Springer-Verlag) 41
- [9] Canali C , Majni G , Minder R *et al* 1975 *IEEE Trans on ED* **22**(11) 1045
- [10] Arora N D , Hauser J R , Roulston D J 1982 *IEEE Trans on ED* **29** (2) 292
- [11] Adler M S 1978 *IEEE Trans on ED* **25**(1) 16
- [12] Sze S M 1981 *Physics of Semiconductor Devices* (New York : John Wiley & Sons) 19
- [13] D 'Avanzo D C , Vanzi M , Dutton R W 1979 *One-dimensional Semiconductor Device Analysis* (SEDAN) (Stanford : Stanford University)
- [14] Okuto Y , Crowell C R 1975 *Solid-State Electron.* **18**(2) 161
- [15] Nottingham W B 1941 *Phys. Rev.* **59** 906
- [16] Alwin V C , Navon D H , Turgeon L J 1977 *IEEE Trans on ED* **24** (11) 1297
- [17] Lou Z D , Xu Z , Xu C X *et al* 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 139 [in Chinese] 娄志东、徐征、徐春祥等 1998 物理学报 **47** 139]
- [18] Liu N K , Zhu B S , Luo J S *et al* 1994 *Semiconductor Physics* (Beijing : National Defense Industry Press) 197 [in Chinese] 刘恩科、朱秉升、罗晋生等 1994 半导体物理学(北京:国防工业出版社) 197]
- [19] Ghis A , Meyer R , Rambaud P , Levy F *et al* 1991 *IEEE Trans. on ED* **38**(10) 1320
- [20] Roddie I , Spindt C A 1992 *Vacuum Microelectronics* (New York : Academic Press Inc) 21

The influences of doping on the emission characteristic of a silicon emitter^{*}

Huangfu Lu-Jiang¹⁾ Zhu Chang-Chun¹⁾ Huai Yong-Jin²⁾

¹⁾ Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

²⁾ Beijing Orient Electronic company Ltd, Beijing 100016, China)

(Received 2 April 2001 ; revised manuscript received 26 May 2001)

Abstract

A numerical method based on the Drift-Diffusion model and WKB approach was employed to analyze the influences of doping on the characteristic of a silicon emitter. The results show that there is little difference among the $I_{\text{emit}}-E$ characteristics for different-doped silicon emitters, while the apex potential of a lightly doped emitter increases with the emission current. The potential changes can be attributed to a result of a serial resistance when emission current is passing through it. This resistance, which is concerned with the doping and shape of the emitter, has a negative feedback action to the emission current of the emitter. Also, there is no serious temperature rising in the silicon emitter under the normal operating states. The conclusions here can be used as references for emitter design.

Keywords : silicon , doping , field emission

PACC : 7220 , 7320A , 7970

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China.