

## 超短沟道 MOSFET 电势的二维半解析模型\*

韩名君<sup>1)2)</sup> 柯导明<sup>1)†</sup> 迟晓丽<sup>1)</sup> 王敏<sup>1)</sup> 王保童<sup>1)</sup>

1) (安徽大学电子信息工程学院, 合肥 230061)

2) (芜湖职业技术学院电子信息工程系, 芜湖 241000)

(2012 年 11 月 14 日收到; 2012 年 12 月 7 日收到修改稿)

本文根据超短沟道 MOSFET 的工作原理, 在绝缘栅和空间电荷区引入两个矩形源, 提出了亚阈值下电势二维分布的定解问题. 通过半解析法和谱方法相结合, 首次得到了该定解问题的二维半解析解, 解的结果是一个特殊函数, 为无穷级数表达式. 该模型的优点是避免了数值分析时的方程离散化, 表达式不含适配参数、运算量小、精度与数值解的精度相同, 可直接用于电路模拟程序. 文中计算了沟道长度是 45—22 nm 的 MOSFET 电势、表面势和阈值电压. 结果表明, 新模型与 Medici 数值分析结果相同.

关键词: 半解析法, 电势, 阈值电压, MOSFET

PACS: 85.30.De, 85.30.Tv

DOI: 10.7498/aps.62.098502

## 1 引言

半导体工艺的迅速发展导致器件尺寸迅速缩小, 例如 Intel 将于 2015 年开始采用 14 nm 工艺, 2018 年使用 10 nm 工艺. 这些超深亚微米小尺寸器件将使器件的短沟效应、热载流子效应、漏致势垒降低 (DIBL) 效应更加严重, 因而需要更精确、更易于理解的 MOSFET 模型. 当前 MOSFET 模型分为两大类, 一类是数值模型<sup>[1-4]</sup>, Kasai 等采用差分法直接求解泊松方程和电流连续方程, Hadji 等则采用有限元方法. 这类模型的优点是计算准确, 精度高, 缺点是运算量大, 其参数缺少物理意义, 无法用于例如 SPICE 之类的电路模拟程序中. 另一类是解析模型, 但这些模型采用了一些与实际器件不同的假设, 其结果有误差, 或者需要提供适配参数<sup>[5-8]</sup>. 例如 SPICE 程序里的 BSIM 模型<sup>[9]</sup>, 由于只采用准二维解的方法, 将其用在电路模拟程序时, 适配参数高达两百多个, 给电路设计和器件设计带来了众多不便.

本文用半解析方法<sup>[10]</sup>与谱方法相结合, 求解

了二维栅介质层和耗尽层电势的定解问题. 文章首先根据超短沟道 MOSFET 的工作原理, 建立了沟道尺寸在 45 nm 以下的二维亚阈值模型, 列出定解问题的二维泊松方程、拉普拉斯方程及其边界条件和衔接条件. 接下来求解了定解问题, 得到了耗尽层和氧化层这两个区域的二维电势分布, 其表达式是两个无穷级数形式的特殊函数, 级数里各包含了若干个未知系数, 这些未知系数可由线性方程组解出. 用所得到的模型计算了沟道长度为 45—22 nm 的 MOSFET 电势分布、表面势和阈值电压, 并将结果与数值模拟程序 Medici 结果对比, 验证了半解析模型的正确性, 其精确度与 Medici 模拟精度相同.

## 2 电势半解析模型

## 2.1 电势模型建立

众所周知, MOSFET 在亚阈值下, Si 的空间电荷区或者处在耗尽状态, 或者正在从耗尽向弱反型状态转换. 这时电子和空穴积聚在 Si-SiO<sub>2</sub> 界面附近, 其密度远小于空间电荷区固定电荷密度, 因此

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61076086) 和高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 2103401110008) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: kedaoming@sohu.com

亚阈值态电荷分布只须考虑 Si 空间电荷区的固定正电荷 [11], 所以 Si 耗尽层电势分布的泊松方程中的电荷密度是电离的固定电荷密度. 本文讨论的是 NMOSFET, 耗尽层的空间电荷是负电荷, 又设栅氧化层区内无固定正电荷, 则栅氧化层区的电势分布可用拉普拉斯方程计算. 综上所述, 在栅氧化层区和空间电荷区各引入一个矩形源, 得到图 1 的坐标系下的定解问题是

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U_I}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_I}{\partial y^2} &= 0, \\ U_I|_{x=-t_{ox}} &= V_G, \\ \frac{\partial U_I}{\partial y}\bigg|_{y=0} &= 0, \quad \frac{\partial U_I}{\partial y}\bigg|_{y=L} = 0; \\ \frac{\partial^2 U_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_{II}}{\partial y^2} &= \frac{qN_A}{\epsilon_{si}}, \\ U_{II}|_{y=0} &= V_S, \quad U_{II}\bigg|_{y=L} = V_D, \\ \frac{\partial U_{II}}{\partial x}\bigg|_{x=d} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

I 区和 II 区边界衔接条件按物质的本构关系是

$$\begin{aligned} U_I(0,y) &= U_{II}(0,y), \\ \epsilon_{si} \frac{\partial U_{II}}{\partial x}\bigg|_{x=0} - \epsilon_r \frac{\partial U_I}{\partial x}\bigg|_{x=0} &= -Q_S, \end{aligned} \quad (2)$$

式中,  $q$  为电子电量,  $\epsilon_{si}$  和  $\epsilon_r$  对应为硅和氧化层的介质常数,  $N_A$  为沟道掺杂浓度, 文中设  $N_A$  为常数,  $L$  为沟道长度,  $t_{ox}$  为氧化层厚度,  $d$  为耗尽层厚度. 栅极电势  $V_G = V_{gs} + \frac{E_g}{2}$ ,  $E_g$  为禁带宽度, 源极电势  $V_S = V_{sb} + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i}$ , 漏极电势  $V_D = V_{ds} + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i}$ ,  $V_{gs}$ ,  $V_{sb}$  和  $V_{ds}$  分别为栅源、源极、漏极外加电压.  $Q_S$  为界面电荷, 设为零. 此处的边界条件和衔接条件与 Medici 数值模拟的条件一致 [12].

由于栅、源和漏的电场需要空间电荷区中电荷屏蔽, 所以图 1 中的  $d$  与  $V_{gs}$ ,  $V_{sb}$  和  $V_{ds}$  有关, 外加电压不同则  $d$  大小不同, 因此定解问题在  $x = d$  处的边界是可动的. 根据 Ratnakumar 等的理论 [13] 和 Medici 结果, 在耗尽层底部的电势极小值点坐标  $(d, y_j)$ , 该点电势等于衬底电极上电势  $V_B$ , 可表示为

$$U_{II}(d, y_j) = V_B,$$

$$\frac{\partial U_{II}}{\partial y}\bigg|_{y=y_j, x=d} = 0, \quad (3)$$

其中  $V_B = V_b - \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$ ,  $V_b$  为衬底外加电压.

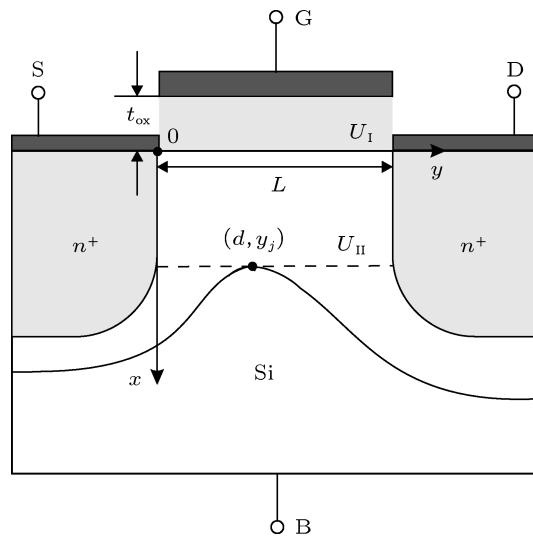


图 1 MOSFET 结构图

## 2.2 求解定解问题

首先求解  $U_I(x, y)$ . 令  $U_I(x, y) = X(x)Y(y)$ , 代入 (1) 式可得一组常微分方程

$$\begin{aligned} Y''(y) + \lambda Y(y) &= 0, \\ Y'(0) &= 0, Y'(L) = 0; \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} X''(x) - \lambda X(x) &= 0, \\ X(-t_{ox}) &= 0. \end{aligned} \quad (4b)$$

求解 (4a) 式可得特征函数  $Y(y) = B_n \cos \frac{n\pi y}{L}$ , 特征值为  $\lambda = \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . 将  $\lambda$  代入 (4b) 式, 应用叠加定理, 可得  $U_I$  为

$$\begin{aligned} U_I(x, y) &= V_G + B_0(x + t_{ox}) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{\sinh \frac{n\pi(x+t_{ox})}{L}}{\cosh \frac{n\pi t_{ox}}{L}} \cos \frac{n\pi y}{L}. \end{aligned} \quad (5)$$

下面用特征函数展开法求解  $U_{II}(x, y)$ . 令

$$U_{II}(x, y) = V_S + (V_D - V_S) \frac{y}{L} + U'_{II}, \quad (6)$$

将  $U'_{II}$  在特征函数系  $\left\{ \sin \frac{m\pi}{L} y, m = 1, 2, 3, \dots \right\}$  展开,

可得

$$U_{II}' = \sum_{m=1}^{\infty} C_m(x) \sin \frac{m\pi}{L} y, \quad m = 1, 2, 3 \dots \quad (8)$$

将上式代入 (2) 式后, 得到  $C_m$  的表达式是

$$C_m = A_m \frac{\cosh \frac{m\pi}{L}(x-d)}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} - \frac{2qN_A L^2}{\epsilon_{si} n^3 \pi^3} [1 - (-1)^m]. \quad (9)$$

(8) 和 (9) 式代入 (7) 式, 再应用叠加定理, 得到空间电荷区电势的表达式是

$$U_{II}(x, y) = V_S + (V_D - V_S) \frac{y}{L} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} y(L-y) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{\cosh \frac{m\pi(d-x)}{L}}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \sin \frac{m\pi y}{L}. \quad (10)$$

(6) 和 (10) 式中的  $B_0$ ,  $B_m$  和  $A_m$  是未知常数, 可由界面衔接条件 (3) 决定, 下面讨论这三个未知常数的解法. 首先将 (6) 和 (10) 式代入条件  $U_I(0, y) = U_{II}(0, y)$ , 得到

$$B_0 t_{ox} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \tanh \frac{n\pi t_{ox}}{L} \cos \frac{n\pi y}{L} = V_S - V_G + (V_D - V_S) \frac{y}{L} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} y(L-y) + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \sin \frac{m\pi y}{L}. \quad (11)$$

再将 (11) 式在正交函数系  $\left\{ \cos \frac{n\pi y}{L}, n = 0, 1, 2 \dots \right\}$  展开, 令

$$\delta'_{mn} = \begin{cases} 0, & m = n, \\ 1, & m \neq n, \end{cases}$$

得到

$$B_0 = \frac{V_S - V_G}{t_{ox}} + \frac{V_D - V_S}{2t_{ox}} + \frac{1}{\pi t_{ox}} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^m}{m} \times \left\{ A_m - \frac{2qN_A L^2}{\epsilon_{si} m^3 \pi^3} [1 - (-1)^m] \right\}, \quad (12)$$

$$B_n = \frac{2(V_S - V_D)[1 - (-1)^n]}{n^2 \pi^2 \tanh \frac{n\pi t_{ox}}{L}} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m\delta'_{mn}}{\pi(m^2 - n^2)} \frac{[1 - (-1)^{m+n}]}{\tanh \frac{n\pi t_{ox}}{L}}$$

$$\times \left\{ A_m - \frac{2qN_A L^2}{\epsilon_{si} m^3 \pi^3} [1 - (-1)^m] \right\}. \quad (13)$$

其次, 将  $U_I(x, y)$  和  $U_{II}(x, y)$  代入边界衔接条件  $\epsilon_{si} \frac{\partial U_{II}}{\partial x} \Big|_{x=0} - \epsilon_r \frac{\partial U_I}{\partial x} \Big|_{x=0} = -Q_S$ , 得到

$$B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n\pi}{L} B_n \cos \frac{n\pi y}{L} + \frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_r L} \times \left( \sum_{m=1}^{\infty} m\pi A_m \tanh \frac{m\pi d}{L} \sin \frac{m\pi y}{L} \right) = \frac{Q_S}{\epsilon_r}. \quad (14)$$

在正交函数系  $\left\{ \cos \frac{n\pi y}{L}, n = 0, 1, 2 \dots \right\}$  下展开 (14) 式, 整理得

$$B_0 = \frac{Q_S}{\epsilon_r} + \frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_r L} \sum_{m=1}^{\infty} \left( -A_m \tanh \frac{m\pi d}{L} \right) \times [1 - (-1)^m], \quad (15)$$

$$B_n = \frac{2\epsilon_{si} L}{\epsilon_r n \pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \left( A_m \frac{-m\pi}{L} \tanh \frac{m\pi d}{L} \right) \times \frac{m}{m^2 - n^2} [1 - (-1)^{m+n}] \delta'_{mn}. \quad (16)$$

最后, 联立 (12) 和 (15), (13) 和 (16) 式, 得到求解  $A_m$  的线性方程组, 为

$$\sum_{m=1}^{\infty} [1 - (-1)^m] \left( \frac{-\epsilon_{si}}{\epsilon_r L} \tanh \frac{m\pi d}{L} - \frac{1}{m\pi t_{ox}} \right) A_m = \frac{V_S + V_D - 2V_G}{2t_{ox}} - \frac{Q_S}{\epsilon_r} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^m}{t_{ox} m \pi} \frac{2qN_A L^2}{\epsilon_{si} m^3 \pi^3},$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_m [1 - (-1)^{m+n}] \frac{m\delta'_{mn}}{m^2 - n^2} \times \left[ 1 + \frac{\epsilon_{si} m}{\epsilon_r n} \tanh \frac{m\pi d}{L} \tanh \frac{n\pi t_{ox}}{L} \right]$$

$$= \frac{V_D - V_S}{n^2 \pi} [1 - (-1)^n] + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2qN_A L^2 \delta'_{mn}}{\epsilon_{si} m^2 \pi^3 (m^2 - n^2)} \times [1 - (-1)^m] [1 - (-1)^{m+n}], \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (17)$$

### 2.3 计算耗尽层厚度

将空间电荷区电势的表达 (10) 式代入 (4) 式, 得到  $d$  和  $y_j$  的超越方程

$$\frac{(V_D - V_S)}{L} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} (L - 2y_j) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m\pi}{L} \frac{A_m}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \cos \frac{m\pi y_j}{L} = 0, \quad (18)$$

$$V_S + (V_D - V_S) \frac{y_j}{L} - \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} y_j (L - y_j) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{A_m}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \sin \frac{m\pi y_j}{L} = V_B. \quad (19)$$

采用迭代法求解 (18), (19) 式, 其迭代表式为

$$y_j^{(k+1)} = \frac{L}{2} - \frac{(V_D - V_S)\epsilon_{si}}{LqN_A} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{m\pi\epsilon_{si}}{LqN_A} \frac{A_m}{\cosh \frac{m\pi d}{L}} \cos \frac{m\pi y_j^{(k)}}{L}, \quad (20)$$

$$d^{(k+1)} = \frac{L}{\pi} \operatorname{arccosh} \left[ A_1 \sin \frac{\pi y_j}{L} / \left( V_B - V_S - \frac{V_D - V_S}{L} y_j + \frac{qN_A y_j}{2\epsilon_{si}} (L - y_j) - \sum_{m=2}^{\infty} \frac{A_m \sin \frac{m\pi y_j}{L}}{\cosh \frac{m\pi d^{(k)}}{L}} \right) \right]. \quad (21)$$

$d$  的迭代初值采用无穷长沟道下的耗尽层厚度, 图 2 所示为无穷长沟道 MOSFET 耗尽层厚度示意图.

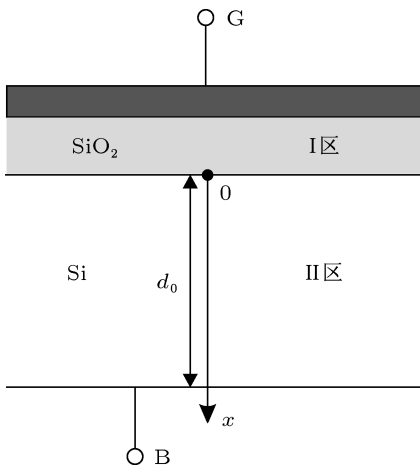


图 2 无穷长沟道下的耗尽层厚度

I 区电势  $U_I$  的一维拉普拉斯方程是  $\frac{\partial^2 U_I}{\partial x^2} = 0$ , 边界条件  $U_I|_{x=-t_{ox}} = V_G$ , 求解得到  $U_I(x) = A(x + t_{ox}) + V_G$ ,  $A$  为未知量. II 区电势  $U_{II}$  的一维泊松方程是  $\frac{\partial^2 U_{II}}{\partial x^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}}$ , 边界条件为  $U_{II}|_{x=d_0} = V_B$ ,  $\frac{\partial U_{II}}{\partial x} \Big|_{x=d_0} = 0$ , 求解得到  $U_{II}(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} (x - d_0)^2 + V_B$ .

将  $U_I(x)$  和  $U_{II}(x)$  代入 (3) 式的两个衔接条件, 解得

$$A = -qN_A d_0 / \epsilon_r, \quad (22)$$

$$d_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}(V_G - V_B)}{qN_A} + \left(\frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_r} t_{ox}\right)^2} - \frac{\epsilon_{si}}{\epsilon_r} t_{ox}. \quad (23)$$

(23) 式作为耗尽层厚度的迭代初值.  $y_j$  初值根据 (20) 式可以设为

$$y_{j0} = \frac{L}{2} - \frac{(V_D - V_S)\epsilon_{si}}{LqN_A} \quad (24)$$

根据 (17), (20) 和 (21) 式, 可以写出半解析算法的流程图, 见图 3.

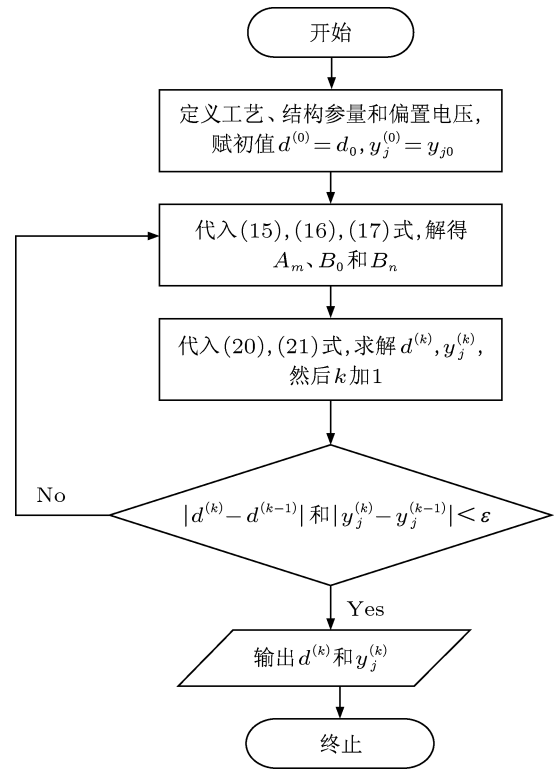


图 3 半解析算法流程图

### 3 计算结果与数值分析对比

为了验证模型的正确性, 将电势分布、表面势和阈值电压的半解析法计算结果与 Medici 模拟结果对比分析. MOSFET 器件部分结构参数设置为: 源漏掺杂浓度  $N_D = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  氧化层厚度  $t_{ox} = 2 \text{ nm}$ , 结深  $X_j = 0.5 \mu\text{m}$ , 源极和衬底外加电压  $V_{sb} = V_b = 0 \text{ V}$ , 其余参数在分析时具体说明.

图 4 和图 5 中的各幅图按图 1 所示的坐标系绘制, 横坐标是  $y$ , 纵坐标是  $x$ , 纵坐标的最大值为耗

耗尽层厚度  $d$ . 图 4 给出了沟道长度取 45 nm 时, 不同漏极偏压  $V_{ds}$  下的耗尽层等势线. 由图可知, 当漏极电压  $V_{ds}$  为零时, 等势线是一簇分布均匀、源漏极对称的曲线, 耗尽层厚度  $d$  为 33.805 nm. 当  $V_{ds}$  取 0.5 V 时, 等势线簇的底部偏向源极,  $d$  增大为 61.934 nm.

图 5 给出了沟道长度为 32 nm 时, 不同偏置电压下的氧化层和耗尽层等势线. 图 5 中氧化层的电势分布不同于以往模型 [8,13] 所做的假设, 并不是线性分布.

$U_{II}(x,y)$  中  $x$  取零为表面势  $\psi_S$ . 图 6 为沟道长度分别取 22 nm, 32 nm 和 45 nm 的表面势  $\psi_S$ . 此时的漏极偏压  $V_{ds} = 0.3$  V, 半解析模型的表面势最小值点坐标向源端偏移, 三种不同沟道长度下的结果均和 Medici 表面势模拟结果高度一致. 因此半解析法模型可以精确模拟超短沟道 MOSFET 器件的

表面势  $\psi_S$  和 DIBL 效应.

图 7 比较了沟道长度为 32 nm,  $N_A = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $V_{ds} = 0$  V,  $V_{gs}$  分别为 0 V, 0.1 V 和 0.2 V 时的表面势. 由图可知,  $V_{gs}$  取不同值, 表面势的改变和 Medici 结果高度一致.

由于表面势的最小值为  $2\phi_f = 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i}$  时, 对应的栅电压  $V_{gs}$  为  $V_{th}^{[13]}$ . 此时的  $\psi_S$  最小值点的坐标  $y_c$  必须满足条件  $\left. \frac{\partial U_{II}(0,y)}{\partial y} \right|_{y=y_c} = 0$ , 将  $U_{II}(0,y)$  代入该条件求出  $y_c$ ,  $U_{II}(0,y_c) = 2\phi_f$  时所对应的  $V_{gs}$  就是阈值电压  $V_{th}$ .

阈值电压的模拟结果如图 8 所示. 图 8(a) 为沟道长度 45 nm,  $V_{sb} = 0$  V,  $V_{ds} = 0$  V,  $V_{th}$  与掺杂浓度的关系, 图 8(b) 为  $N_A = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $V_{sb} = 0$  V,  $V_{ds} = 0$  V,  $V_{th}$  随与道长度的关系. 由图可知, 模型得到的阈值电压  $V_{th}$  与 Medici 数值分析结果一致.

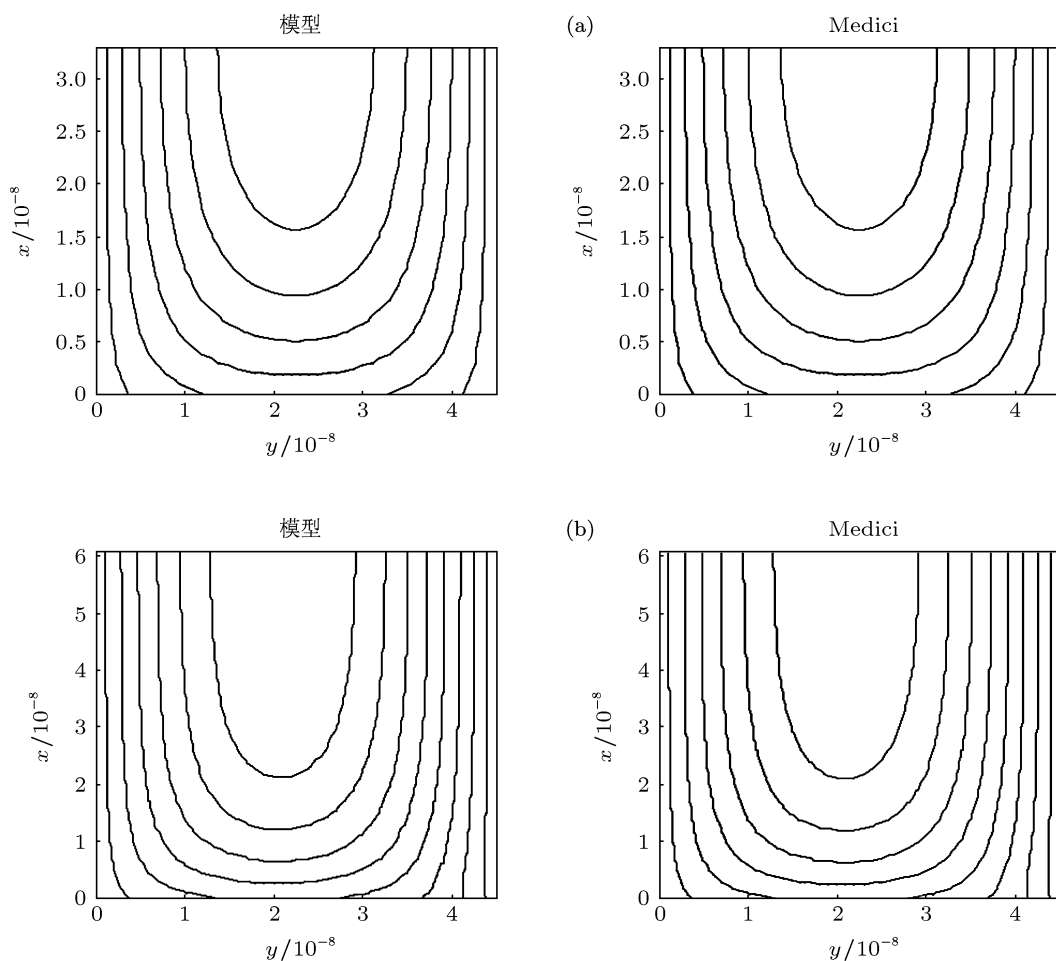


图 4 沟道长度为 45 nm,  $N_A = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  不同  $V_{ds}$  下的耗尽层等势线 (a)  $V_{gs} = 0$  V,  $V_{ds} = 0$  V; (b)  $V_{gs} = 0$  V,  $V_{ds} = 0.33$  V

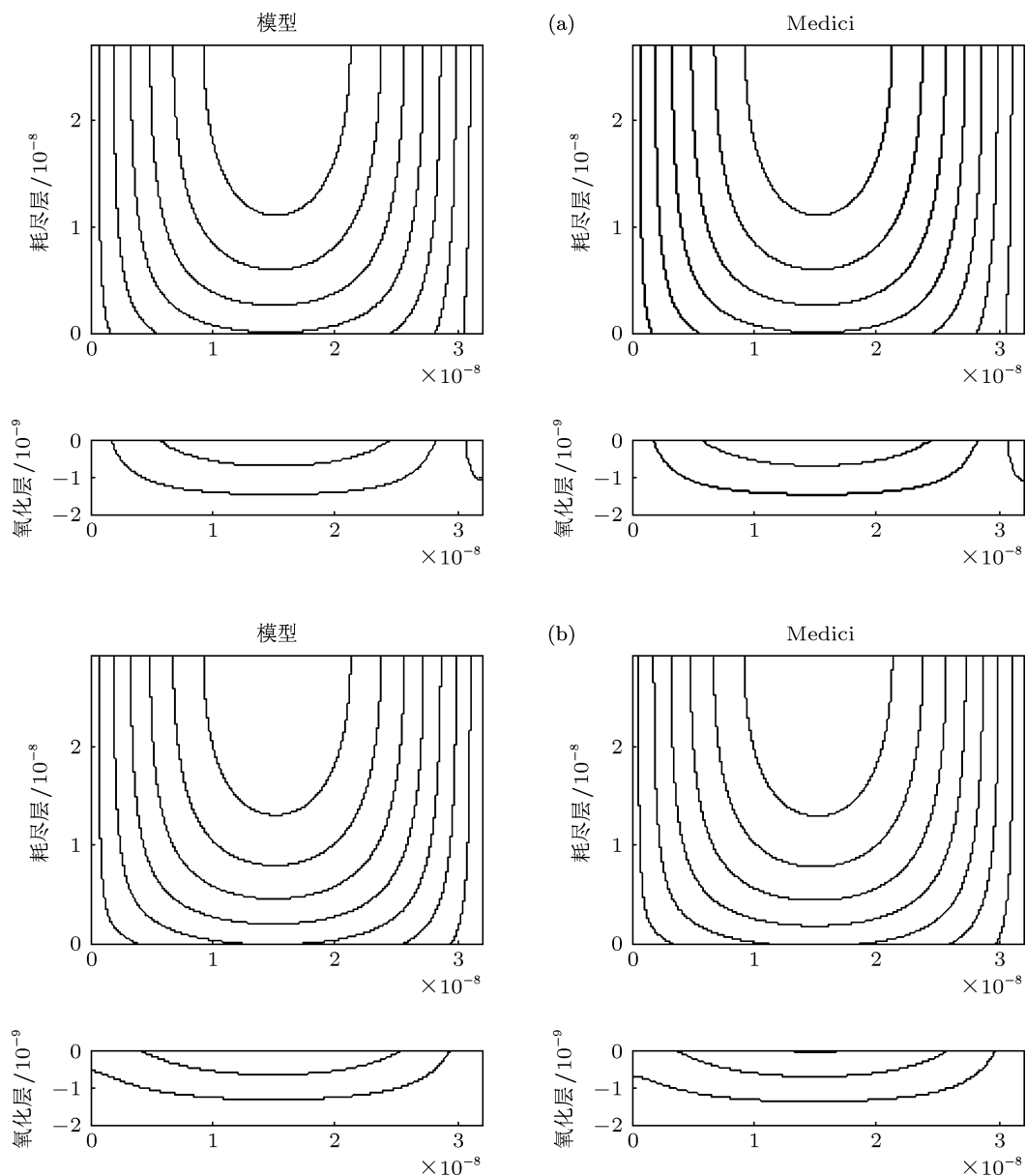


图5 沟道长度为 32 nm,  $N_A = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 不同  $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$  下的等势线 (a)  $V_{ds} = 0.2 \text{ V}$ ,  $V_{sb} = V_{gs} = 0 \text{ V}$ ; (b)  $V_{ds} = 0.2 \text{ V}$ ,  $V_{gs} = 0.2 \text{ V}$ ,  $V_{sb} = 0 \text{ V}$

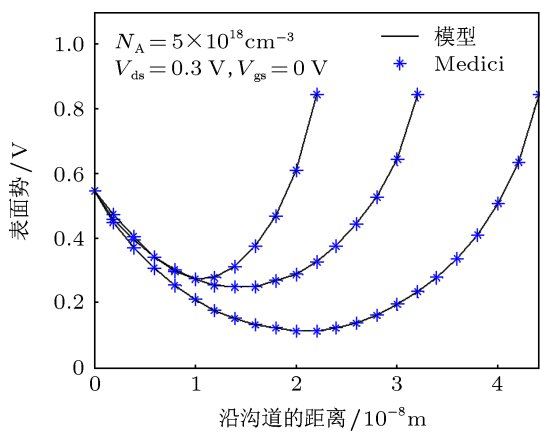


图6 三种不同沟道长度下的表面势

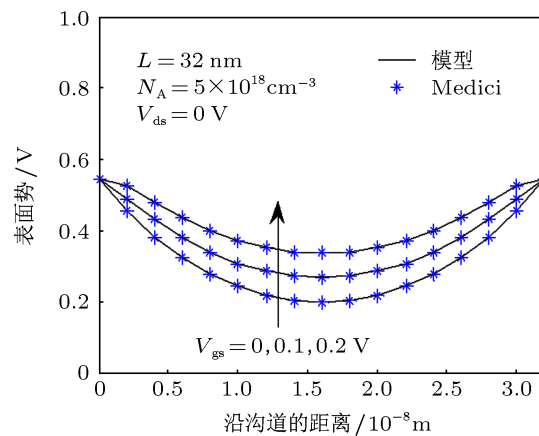
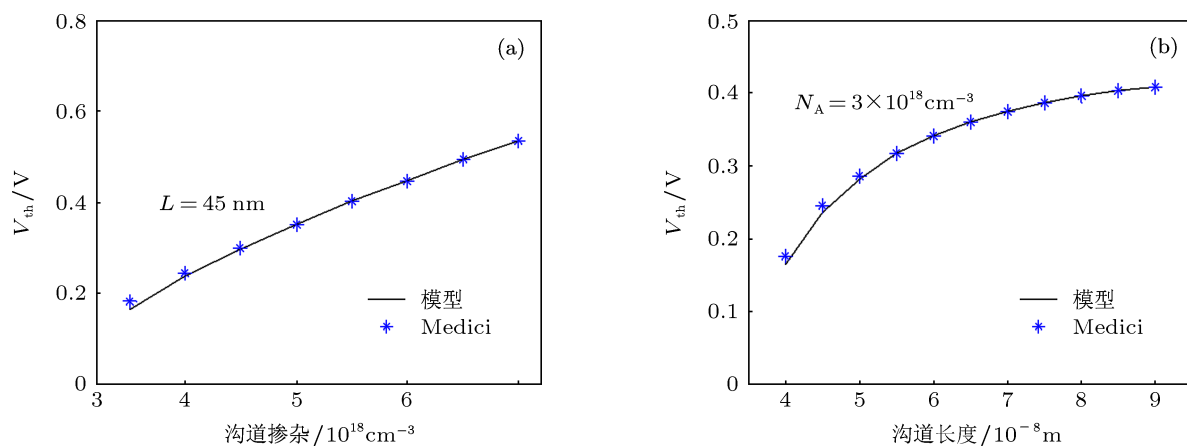


图7 不同栅极电压  $V_{gs}$  下的表面势

图8 阈值电压  $V_{th}$  曲线 (a)  $V_{th}$  与掺杂浓度的关系; (b)  $V_{th}$  与沟道长度的关系

## 4 结论

本文用半解析法和谱方法相结合, 求解了亚阈值状态下的电势定解问题, 提出了计算栅氧化层和沟道耗尽层二维电势模型定解问题的线性方程组

和电势表达式, 同时根据耗尽层的边界条件, 计算耗尽层厚度, 最后得到二维电势半解析解. 结果与 Medici 数值分析结果高度一致. 该方法也可运用到文献 [14—16] 提出的不同结构 MOSFET 模型中.

- [1] Kasai R, Yokoyamak, Yoshiia A, Sudo T 1982 *IEEE Trans. on Electron Devices* **29** 870
- [2] Hadji D, Marchal Y 1999 *IEEE Trans. Magnetics* **35** 1809
- [3] Rios R, Mudanai S, Shih W K, Packan P 2004 *IEDM Tech. Dig.* 755
- [4] He Jin, Chan Mansun, Zhang Xing 2006 *IEEE Trans. on Electron Devices* **53** 2008
- [5] Xie Q, Xu Jnm, Yuan Taur 2012 *IEEE Trans. Electron Devices* **59** 1569
- [6] Liu Z H, Hu C, Huang JH, Chan T Y, Jeng M C, Ko P K, Y C Cheng 1993 *IEEE Trans. on Electron Devices* **40** 86
- [7] Qing S S, Zhang H M, Hu H Y, Qu J T, Wang G Y, Xiao Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 058501 (in Chinese) [秦珊珊, 张鹤鸣, 胡辉勇, 屈江涛, 王冠宇, 肖庆, 舒瑛 2011 物理学报 **60** 058501]
- [8] Baishya S, Allik A, Sarkar C K 2006 *IEEE Trans. on Electron Devices* **53** 507
- [9] Xi X, Dunga M, He J, Liu W, Cao K M, Jin X, Ou J J, Chan M, Niknejad A M, Hu C 2004 *BEIM 4.5.0 MOSFET MODEL* (Berkeley: Dept. Elect. Eng. Comput. Sci. University of California)
- [10] Sheng J N, Ma Q S, Yuan B, Zheng Q H, Yan Z W 2006 *Theory and Application of Electromagnetic Field and Wave by Semi-Analytical Method* (Beijing: Science Press) p25 (in Chinese) [盛剑霓, 马齐爽, 袁斌, 郑勤红, 闫照文 2006 电磁场与波分析中半解析法的理论与应用 (北京: 科学出版社) 第 25 页]
- [11] Jayadeva G S, DasGupta A 2010 *IEEE Trans. on Electron Devices* **57** 1820
- [12] Medici Version A User Guide 2007 Synopsys Company
- [13] Ratnakumar K, Meindl J 1982 *IEEE Solid-State Circuits* **17** 937
- [14] Yu B, Lu H, Liu M, Taur Y 2007 *IEEE Trans. on Electron Devices* **54** 2715
- [15] Xie Q, Xu J, Ren T, Taur Y 2010 *Semicond. Sci. Technol.* **25** 035
- [16] Bi H S, Hai C S, Han Z S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 018501 (in Chinese) [毕津顺, 海潮和, 韩郑生 2011 物理学报 **60** 018501]

# A 2D semi-analytical model for the potential distribution of ultra-short channel MOSFET\*

Han Ming-Jun<sup>1)2)</sup> Ke Dao-Ming<sup>1)†</sup> Chi Xiao-Li<sup>1)</sup> Wang Min<sup>1)</sup> Wang Bao-Tong<sup>1)</sup>

1) (*Institute of Electronics and Information, Anhui University, Hefei 230601, China*)

2) (*Department of Electronics and Information, Wuhu Institute of Technology, Wuhu 241000, China*)

(Received 14 November 2012; revised manuscript received 7 December 2012)

## Abstract

Based on the principle of ultra-short channel MOSFET, a definite solution of potential is proposed by introducing two rectangular sources between the insulated gate and the space-charge region. By using the semi-analytical method and the spectral method, the 2D semi-analytical solution has been obtained for the first time as far as we know. The solution is a special function for the infinite series expressions. The most advantage of this model is that it can not only be calculated directly without numerical analysis but also keep the same accuracy as that of numerical solution. In addition, this model, which can be directly used in circuit simulation, has the characteristics that in its expression there is no adapter parameter with small calculating amount. The potential, surface potential and threshold of 45—22 nm MOSFET have been calculated in the frame of this model. It is shown that the calculated results are identical with Medici.

**Keywords:** semi-analytical method, potential, threshold voltage, MOSFET

**PACS:** 85.30.De, 85.30.Tv

**DOI:** 10.7498/aps.62.098502

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61076086), and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 2103401110008).

† Corresponding author. E-mail: kedaoming@sohu.com