

# 第 2 章 纳米级 MOSFETs 的寄生电容模型

## 2.1 过往亚微米级寄生电容模型回顾

### 2.1.1 概述

金属氧化物半导体场效应晶体管器件的寄生电容在逻辑栅极的转换延迟中起到关键作用，因为对于给定的电流来说，电容决定了栅极在一个能够开启(关闭)源漏电流的特定电势下充放电的速度。金属氧化物半导体场效应晶体管的电容可以分为两大类，即本征电容和寄生电容。在这一章中，我们对早期微米尺度下没有考虑源漏接触对寄生电容影响的假定下所建立的寄生电容模型作出一个简洁的概述，并以此作为后续章节的知识背景。

#### 1. 金属氧化物半导体场效应晶体管的本征电容

金属氧化物半导体场效应晶体管的本征电容(见图 2.1.1)出现在沟道中的反型层和耗尽层电荷区。金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极电容分成三个区域来考虑：亚阈值区、线性区和饱和区。在亚阈值区，反型层电荷可以忽略不计，当栅极电势变化时，只有耗尽电荷需要考虑。因此，源极与漏极之间的本征电容可近似为零，栅极与体硅之间的电容  $C_g$  可以通过  $C_{ox}$  和  $C_d$  的串联得出， $C_g$  可以表示为

$$C_g = WL \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_d} \right)^{-1} \approx WL_g C_d \quad (2.1.1)$$

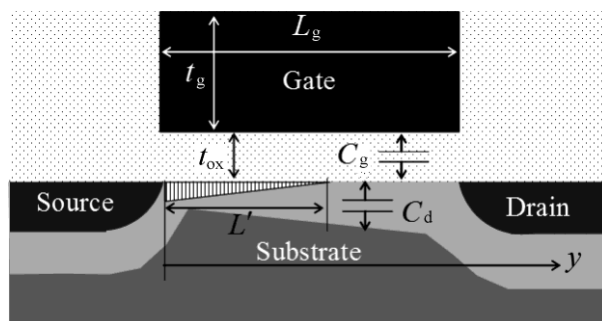


图 2.1.1 金属氧化物半导体场效应晶体管本征电容的示意图

其中  $C_d$  为单位面积的耗尽电容。对于高的漏极偏置电压，表面电势与沟道靠近漏极一

侧的耗尽层宽度增大。 $C_d$ 的平均值略低于沟道靠近源极一侧单位面积上的电容值。一旦表面形成反型层沟道，由于反型层电荷的屏蔽作用，栅极与体硅之间将不存在电容耦合现象。所有的栅极电容都是与沟道之间以及与源极、漏极端子形成的。在电荷片状模型的框架下，在低漏偏压时，反型层电荷密度 $C_d$ 呈线性变化趋势，并且从源端的 $-C_{ox}(V_g - V_T)$ 逐渐变化到漏端的 $-C_{ox}(V_g - V_T - mV_{ds})$ 。栅极作用下的总反型层电荷为 $-WLC_{ox}(V_g - V_T - mV_{ds}/2)$ ，栅极与晶体管沟道之间的电容可以近似为栅极氧化物所产生的电容，即

$$C_g = WL_g C_{ox} \quad (2.1.2)$$

当 $V_{ds}$ 已知时，反型层电荷密度 $Q_i(y)$ 沿着沟道呈抛物线形式变化。在沟道截止情况下， $V_{ds} = V_{dsat} = (V_g - V_T)/m$ ，在漏端， $Q_i = 0$ ，且

$$Q_i(y) = -C_{ox}(V_g - V_T) \sqrt{1 - \frac{y}{L_g}} \quad (2.1.3)$$

反型层电荷密度函数是关于沟道长度( $y$ )和沟道宽度的函数，对此函数积分可得总的反型层电荷的值为 $-\frac{2}{3}WL_g C_{ox}(V_g - V_T)$ ，在饱和区，栅极与沟道间的电容为

$$C_g = \frac{2}{3}WL_g C_{ox} \quad (2.1.4)$$

## 2. 金属氧化物半导体场效应晶体管的寄生电容模型发展概述

除了前面讨论的本征电容 $C_g$ 和 $C_d$ 之外，器件中还存在着寄生电容，即源极或漏极扩散区域与衬底之间的结电容、栅极与源极或漏极区域间(见图 2.1.2)重叠电容。这些电容对于 CMOS 集成电路的延迟效应产生了显著的影响。结电容或者扩散电容是由源极或者漏极与掺杂的衬底之间的耗尽电荷产生的。当源极或漏极电压变化时，耗尽电荷相应地增加或者减少。需要注意的是，当金属氧化物半导体场效应晶体管导通时，沟道与衬底间的耗尽层电容 $C_d$ 也被考虑作为源极或者漏极的结电容的一部分。它的影响较小，因为短沟道器件沟道部分的被扩散部分大大减少了。对于一个突变的 PN 结，单位面积上所产生的电容值为

$$C_j = \frac{\epsilon_{si}}{W_{dj}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{si} q N_a}{2(\psi_{bi} + V_j)}} \quad (2.1.5)$$

式中： $W_{dj}$ 为耗尽层宽度； $N_a$ 为轻掺杂的杂质浓度； $\psi_{bi}$ 为内建电势； $V_j$ 为施加在结上的反向偏置电压。

这个方程表明：源极或者漏极的结电容是根据电压变化而变化的。当漏极电压增大时，随着耗尽层宽度变宽，结电容随之变小。由于结电容还随着沟道掺杂浓度 $N_a$ 的增大而增大，因此应该避免对漏极与衬底之间所形成的结进行不必要的重掺杂。但是，相反地，如果此处的掺杂浓度过低，会导致多余的短沟道效应或导致金属氧化物半导体场效应晶体管的穿通，因此对于纳米级金属氧化物半导体场效应晶体管，这里的寄

生电容存在着和其他工作特性设计上的折中关系。在版图里，扩散与衬底之间的总电容可以简单地用  $C_j$  与扩散面积相乘来表示

$$C_j = WdC_j \tag{2.1.6}$$

式中： $W$  为器件宽度； $d$  为扩散宽度。

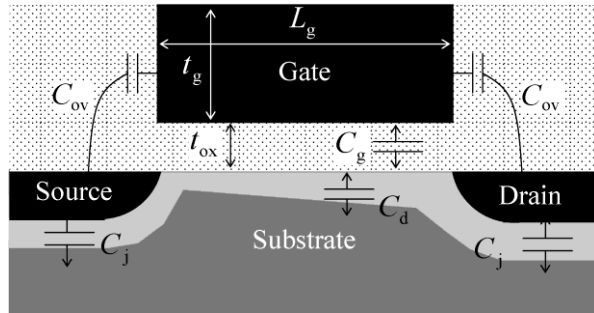


图 2.1.2 一个金属氧化物半导体场效应晶体管器件中包含本征电容 ( $C_g, C_d$ ) 和寄生电容 ( $C_j, C_{ov}$ ) 的示意图(在源极和漏极的两个  $C_j$  根据偏置电压的可以为不同的值)

对于一个非接触扩散来说，扩散宽度  $d$  理论上可以尽量小至最小线宽。在金属氧化物半导体场效应晶体管中，寄生电容的另一种成分是栅极与漏极之间或栅极与源极之间由于边缘电场效应所产生的电容。它包含三个部分：直接的重叠部分电容  $C_{do}$ ，外侧边缘场电容  $C_{of}$ ，内侧边缘场电容  $C_{if}$ ，如图 2.1.3 所示。 $l_{ov}$  表示源极或漏极区域在栅极下方与栅极重叠部分的长度。对于一般的半导体工艺，重叠区域的氧化物厚度大于  $t_{ox}$ ，这是由于栅极边缘的重复氧化会导致生成鸟嘴结构。因此  $l_{ov}$  应该被解释为等效重叠长度，而不是器件实际的物理长度。 $t_g$  表示多晶硅栅极的高度， $x_j$  表示源极或者漏极的结深度。

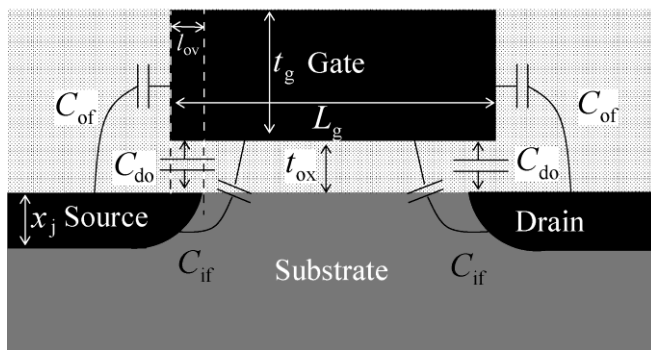


图 2.1.3 栅极与扩散层重叠结构的电容

在这一章，我们把重点放在边缘场效应所引起的寄生电容上。在现代 CMOS 工艺下，器件基于各种不同的理论在不断缩小尺寸<sup>[75-79]</sup>，尤其是高速集成电路，其中各个参数也随之减小，然而寄生电容却没有随之相应地变小，相反，随着源极和漏极接触

与栅极之间的距离越来越小，寄生电容有逐渐增大的趋势。因此对于深亚微米的短沟道金属氧化物半导体场效应晶体管而言，寄生电容对器件特性产生了重要影响。因此，对寄生电容进行足够精确的建模分析，从而能够准确预测其大小，对于评估深亚微米级金属氧化物半导体场效应晶体管的工作特性是非常重要的，因此寄生电容建模成为现阶段的研究热点之一。现对于寄生电容的建模研究现状作简要介绍。首先由 Ruehli 等学者发明了一个可以计算各种不同形状电极之间电容值的模拟器<sup>[80]</sup>。而随后 Sakurai 等学者系统地积累了数值数据，并以此为依据，分析并阐述了寄生电容值对栅极长度  $L_g$ ，栅极电极层厚度  $t_g$ ，栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  的依赖关系。进而提出了一个包含了栅极长度  $L_g$ ，栅极电极层厚度  $t_g$  和栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  的隐函数解析模型<sup>[81]</sup>。虽然 Sakurai 的模型可以较为准确地估算出大尺寸下金属氧化物半导体场效应晶体管的寄生电容值，但该模型只是从经验上对寄生电容作出描述。模型缺乏明确的物理意义之后，Kamchouchi 等学者使用施瓦兹-Christoffe 共型映射(Conformal Mapping)方法对大尺寸条件下的金属氧化物半导体场效应晶体管的寄生电容进行了数学抽象并做出了严格的数学推导，由此得出了一个半解析模型，并在此模型中使用了一些数值迭代<sup>[11]</sup>。之后，Greeneich 采用 Kamchouchi 的方法分析并估算出了寄生电容对各种参数的依赖关系。对于电路计算来说，需要的是更简约的模型<sup>[84]</sup>。Elmasry 提出了侧壁电容的概念，用来描述侧壁与衬底之间的平板电容，在模型中称它为  $C_{side}$ 。他还提出了栅极顶部电容的概念，并称之为  $C_{top}$ 。 $C_{top}$  描述的是栅极表面顶部和源极或漏极扩散区域之间所产生的寄生电容值<sup>[8]</sup>。随后，Centner 等学者对  $C_{top}$  电容模型做了进一步的研究<sup>[9]</sup>。这里需要注意的是，Elmasry 假定电场线的作用是平行于侧壁表面的，而从实际的物理学角度出发，电场的作用是垂直于表面的。而用于确定垂直于表面的，关于  $C_{side}$  模型在 Shrivastava 的研究论文当中<sup>[10]</sup>被进一步研究和阐述。综合上述介绍，虽然很多不同精度的寄生电容模型已经被开发，但一个简洁有效的、并能在器件分析中普遍适用的模型还有所欠缺<sup>[82-84]</sup>，且上述模型的准确性应该被系统的验证。Kunihro Suzuki 研究采用二维器件模拟器 FLAPS<sup>[85]</sup>对寄生电容进行了研究并评价了前人建立的模型的精度。在此基础上，更进一步地，Suzuki 以更为准确的边界条件修正了 Shrivastava 所提出的模型，在更严谨的边界条件的考虑下提出了一种新的模型并保证了相同的精确度。

## 2.1.2 几种常见的寄生电容模型介绍

在本节中，我们将详细介绍如 Elmasry 和 Center<sup>[8, 9]</sup>、Shrivastava、Kamchouchi 和 Suzuki 的寄生电容模型。

### 1. Elmasry 与 Center 模型(EC 模型)

图 2.1.4 所示是基于体硅的金属氧化物半导体场效应晶体管的电容成分的几何示意图。不同的电容元件如图 2.1.4 所示。此模型是假定把增加的电容表示为随距离的变化而变化的平板电容，此电容是指在硅衬底与当前位置之间，沿着栅电极表面的电容，

其中位于栅极层侧壁的电容成为标记为  $C_{\text{side}}$ ，而位于栅极顶部的成分标记为  $C_{\text{top}}$ 。 $C_{\text{side}}$  和  $C_{\text{top}}$  成分推导如下。

$$C_{\text{side}} = \int_{t_{\text{ox}}}^{t_{\text{ox}} + t_g} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{x} dx = \epsilon_{\text{ox}} \ln \left( 1 + \frac{t_g}{t_{\text{ox}}} \right) \quad (2.1.7)$$

$$C_{\text{top}} = \int_{t_{\text{ox}} + t_g}^{t_{\text{ox}} + t_g + (L_g/2)} \frac{\epsilon_{\text{ox}}}{x} dx = \epsilon_{\text{ox}} \ln \left( 1 + \frac{L_g/2}{t_{\text{ox}} + t_g} \right) \quad (2.1.8)$$

这里需要注意的是，Elmasry 假定电场线的作用是平行于侧壁表面的，侧壁电容  $C_{\text{side}}$  是假定反比例于  $x$  轴方向距离的，这是一种经验假设，并没有严格的物理学根据。而栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  的推导同样是根据经验，而没有严谨的物理学根据。随后，Centner 等学者对  $C_{\text{top}}$  电容模型做了进一步的研究<sup>[9]</sup>。尽管如此，从实际的物理学角度出发，电场的作用是垂直于表面的。因此，这种模型存在着理论上的缺陷。

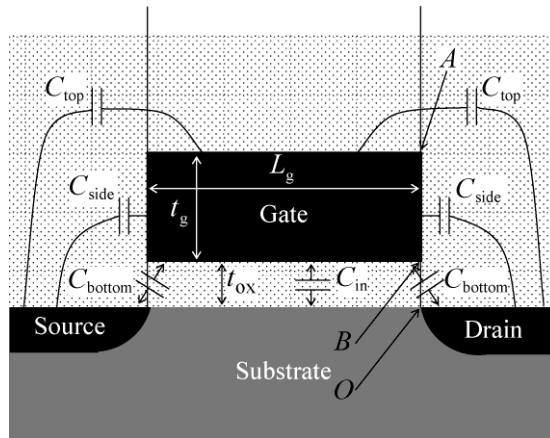


图 2.1.4 基于体硅的金属氧化物半导体场效应晶体管的电容成分的几何示意图

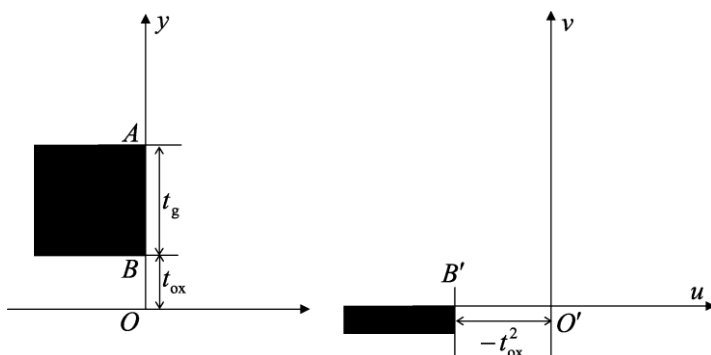
### 2. Shrivastava 模型(S 模型)

Shrivastava 模型简称为 S 模型，是一个较为简单的适用于超大规模集成电路金属氧化物半导体场效应晶体管器件的近似寄生电容模型。该模型将栅极与源极或漏极重叠区域寄生电容的表达式通过共形映射的数学技巧推导出来。所得到的表达式考虑了多晶硅栅极厚度是有限值而非无穷大、源极和漏极的结深度以及栅极氧化物介电常数等参数，并通过采用拉普拉斯方程的数值方法计算出了精确的边缘场效应引起的重叠栅极和源极或栅极和漏极之间所产生的寄生电容值。

现就 S 模型推导的关键过程作简要介绍。如图 2.1.5 所示，通过使用共形映射法(详见附录 A)，通过  $\omega$  平面与原始  $z$  平面的映射关系可以得出

$$\omega = z^2 \quad (2.1.9)$$

式中： $\omega = u + iv$ ， $z = x + iy$ ，分别是两个复平面。


 图 2.1.5 S 模型中，原始  $z$  平面和转换后  $w$  平面的几何结构

通过(2.1.9)的映射关系，可以得到  $w$  平面的横纵坐标与原始  $z$  平面的横纵坐标之间满足关系

$$\begin{aligned} u &= x^2 - y^2 \\ v &= 2xy \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

设栅极电压为  $V_G$ ，源极电压或漏极电压为零，则原始  $z$  平面的边界条件可以表示为

$$\begin{cases} V(x, 0) = 0 & (x > 0) \\ V(0, y) = V_G & (y > 0) \end{cases} \quad (2.1.11)$$

实际上，电势在  $0 < y < t_{ox}$  区域并不等于  $V_G$ ，它应该是随着  $y$  的变化从 0 变换到  $V_G$ ，由于该区域的边界条件对于其电场的变化起到决定性作用，没有正确考虑该部分的边界条件是此模型假设中存在的一个明显的错误。通过映射，相对应的  $w$  平面的边界条件可以表示为

$$\begin{cases} V(u, 0) = 0 & (u > 0) \\ V(0, u) = V_G & (u < 0) \end{cases} \quad (2.1.12)$$

采用泊松积分法，可以得到  $w$  平面的电势分布为

$$\begin{aligned} \phi(u, v) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{vV_G}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \\ &= \frac{V_G}{\pi} \tan^{-1} \left( \frac{v}{u} \right) \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

方程(2.1.13)是  $w$  平面内的二维电势分布函数，利用映射关系，将式(2.1.10)代入式(2.1.13)，即可得到对应的原始  $z$  平面内的二维电势分布函数为

$$\phi(x, y) = \frac{V_G}{\pi} \tan^{-1} \left( \frac{2xy}{x^2 - y^2} \right) \quad (2.1.14)$$

知道了电势分布函数，我们可以通过微分的方式求得栅极与绝缘层介质界面上的界面电场强度值，再根据高斯定理对界面作关于  $y$  方向从  $t_{ox}$  到  $t_{ox} + t_g$  的积分，便可以得到沿栅极侧壁方向的净电荷量  $Q$  为

$$Q = \varepsilon_{\text{ox}} \int_{t_{\text{ox}}}^{t_{\text{ox}}+t_{\text{g}}} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} dy = \frac{2V_{\text{G}} \varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{t_{\text{g}}}{t_{\text{ox}}} \right) \quad (2.1.15)$$

利用电容、电荷量和电势之间的关系，很容易得出相应的侧壁电容  $C_{\text{side}}$  为

$$C_{\text{side}} = \frac{2\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{t_{\text{g}}}{t_{\text{ox}}} \right) \quad (2.1.16)$$

此模型还可以采用下面的方法简单得出，即假设电场线是圆形分布，在  $x$  点的有效长度为  $2\pi x/4$ 。由此可得  $C_{\text{side}}$  为

$$C_{\text{side}} = \int_{t_{\text{ox}}}^{t_{\text{ox}}+t_{\text{g}}} \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\frac{2\pi x}{4}} dx = \frac{2\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{t_{\text{g}}}{t_{\text{ox}}} \right) \quad (2.1.17)$$

方程(2.1.17)是与式(2.1.16)相同的表达式。因此，Shrivastava 的模型是基于电场线近似成圆形分布而推导出的。由于 Shrivastava 只是提出了  $C_{\text{side}}$  模型，总的寄生电容还需要将不同的  $C_{\text{top}}$  模型考虑进去，因此，我们把 EC 模型中的  $C_{\text{top}}$  模型也加进来，统称为 S 模型。

### 3. Kamchouchi 模型

Kamchouchi 等学者在严格边界条件下解决了相关问题。新的模型是对有限厚度的电极导致的边缘电容的修正。此修正被分为三个独立的部分：电极厚度部分、电极的较低边缘部分、电极的底部。前两部分的表达式可以很容易地推导出来，第三部分电容也可以通过等价的简单函数推导得出，即有

$$C_{\text{side}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln(a) \quad (2.1.18)$$

这里

$$a = 2K(K^2 - 1)^{1/2} + 2K - 1 \quad (2.1.19)$$

$$K = 1 + \frac{t_{\text{g}}}{t_{\text{ox}}} \quad (2.1.20)$$

为推导过程产生的参数，且顶部电容为

$$C_{\text{top}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \left\{ 2 - \ln 4 - \ln \left[ 1 - 2 \exp \left[ -2 \left( 1 + \frac{\pi L_{\text{g}}}{2t_{\text{ox}}} \right) \right] \right] \right\} \quad (2.1.21)$$

进一步分析表面，此寄生电容模型还包含了图 2.1.4 所示的栅极底部边缘的电容  $C_{\text{bottom}}$ ，即有

$$C_{\text{bottom}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( \frac{u}{a} \right) \quad (2.1.22)$$

这里  $u$  可从下面的方程式里得出

$$\frac{\pi L_{\text{G}}}{2 t_{\text{ox}}} = \frac{a-1}{\sqrt{a}} \frac{R}{R^2-1} + \ln \left( \frac{\sqrt{a}R+1}{\sqrt{a}R-1} \right) - \frac{a+1}{\sqrt{a}} \ln \left( \frac{R+1}{R-1} \right) \quad (2.1.23)$$

方程(2.1.23)是关于  $a$  和  $u$  的隐函数关系方程, 这里

$$R = \sqrt{\frac{u-1}{u-a}} \quad (2.1.24)$$

为含有  $u$  和  $a$  的中间变量。Greeneich 使用 Kamchouchi 的模型计算了寄生电容的大小与器件各参数之间的关系。表达式(2.1.22)的  $C_{\text{bottom}}$  模型在求参数  $u$  时, 需要通过式(2.1.24)中的迭代方法, 这样电路模拟参数提取时过于复杂, 物理上也不够直观。另外, 式(2.1.22)中的  $C_{\text{bottom}}$  会影响本征电容, 我们不能用以往的方法简单地给出本征电容  $C_{\text{in}}$ , 同时, Kamchouchi 的模型并没有给出  $C_{\text{in}}$  是如何求出的。

#### 4. Suzuki 模型

Suzuki 模型是在上述模型的基础上所作的改进。该模型考虑了方程(2.1.10)中相同的从原始  $z$  平面到  $\omega$  平面的共形映射变换, 但在此基础之上修正了之前模型所采用的错误边界条件, 即在  $z$  平面下所使用边界条件为

$$V(x, 0) = 0 \quad (\text{当 } x > 0 \text{ 时})$$

$$V(0, y) = \begin{cases} V_G & (y > t_{\text{ox}}) \\ \frac{y}{t_{\text{ox}}} V_G & (0 < y < t_{\text{ox}}) \end{cases} \quad (2.1.25)$$

这种边界条件假定电势在氧化层内部线性变化, 比起之前没有考虑氧化层内部的电势变化是一种明显的改进。基于  $z$  平面的这种边界条件假定, 再利用之前模型的共形映射变换, 得到了相应的  $\omega$  平面相应的边界条件也随之修正为

$$V(u) = \begin{cases} V_G & (u < -t_{\text{ox}}^2) \\ -\frac{u}{t_{\text{ox}}^2} V_G & (-t_{\text{ox}}^2 < u < 0) \\ 0 & (u > 0) \end{cases} \quad (2.1.26)$$

同样使用泊松积分可以得到基于式(2.1.26)边界条件下的  $\omega$  平面的二维电势分布函数为

$$\begin{aligned} \phi(u, v) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \\ &= \frac{1}{\pi} \left[ \int_{-\infty}^{-t_{\text{ox}}^2} \frac{vV_G}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta + \int_{-t_{\text{ox}}^2}^0 \frac{-v\frac{V_G}{t_{\text{ox}}^2}\eta}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \right] \\ &= \frac{V_G}{\pi} \left\{ \tan^{-1} \left( \frac{v}{u+t_{\text{ox}}^2} \right) + \frac{u}{t_{\text{ox}}^2} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{v}{u+t_{\text{ox}}^2} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{v}{u} \right) \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{v}{2t_{\text{ox}}^2} \ln \left( \frac{v^2 + u^2}{v^2 + (u+t_{\text{ox}}^2)^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.1.27)$$

再通过式(2.1.10)的映射关系, 得到  $z$  平面内的二维电势分布函数为

$$\begin{aligned} \phi(x, y) = & \frac{V_G}{\pi} \left\{ \tan^{-1} \left( \frac{2xy}{x^2 - y^2 + t_{\text{ox}}^2} \right) \right. \\ & + \frac{x^2 - y^2}{t_{\text{ox}}^2} \left[ \tan^{-1} \left( \frac{2xy}{x^2 - y^2 + t_{\text{ox}}^2} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{2xy}{x^2 - y^2} \right) \right] \\ & \left. - \frac{xy}{t_{\text{ox}}^2} \ln \left[ \frac{(2xy)^2 + x^2 - y^2}{(2xy)^2 + (x^2 - y^2 + t_{\text{ox}}^2)^2} \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.1.28)$$

根据栅极侧壁电荷的积分公式, 将式(2.1.28)代入即可得到栅极侧壁的电荷量为

$$Q = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \int_{t_{\text{ox}}}^{t_{\text{g}}} \left( -\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_{x=0} dy = \frac{\varepsilon_{\text{ox}} V_G}{\pi} \ln \left[ (K^2 - 1) \left( \frac{K^2}{K^2 - 1} \right)^{K^2} \right] \quad (2.1.29)$$

因此, 栅极侧壁电容值  $C_{\text{side}}$  可以表示为

$$C_{\text{side}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left[ (K^2 - 1) \left( \frac{K^2}{K^2 - 1} \right)^{K^2} \right] \quad (2.1.30)$$

式(2.1.26)中的参数  $K$  与式(2.1.30)相同。假设栅极顶部表面电场分布如图 2.1.4 所示, 考虑  $x$  的轨迹以  $A$  为原点, 以  $x$  为半径画圆, 接着画另一个以  $O$  为原点, 以  $x + t_{\text{ox}} + t_{\text{g}}$  为半径的圆, 则电场的长度为

$$\frac{1}{4} \left[ 2\pi x + 2\pi(x + t_{\text{ox}} + t_{\text{g}}) \right] \quad (2.1.31)$$

相应的电容  $C_{\text{top}}$  为

$$C_{\text{top}} = \int_0^{(L_{\text{g}}/2)} \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\frac{1}{4} \left[ 2\pi x + 2\pi(x + t_{\text{ox}} + t_{\text{g}}) \right]} dx = \frac{\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( 1 + \frac{L_{\text{g}}}{t_{\text{ox}} + t_{\text{p}}} \right) \quad (2.1.32)$$

基于式(2.1.30)和式(2.1.32), 容易推导出总的寄生电容值为

$$C_{\text{total}} = C_{\text{in}} + 2C_{\text{p}} = C_{\text{in}} + 2(C_{\text{side}} + C_{\text{top}}) \quad (2.1.33)$$

式中:  $C_{\text{in}}$  是本征电容, 表达式为

$$C_{\text{in}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}} L_{\text{g}}}{t_{\text{ox}}} \quad (2.1.34)$$

图 2.1.6 所示曲线显示出电容  $C_{\text{T}}$  与栅极长度的关系, 我们假设器件长度  $W$  是  $1\mu\text{m}$ , 从式(2.1.34)可以得出,  $C_{\text{in}}$  随着栅极长度的减小而降低。而寄生电容的变化基本与栅极长度的变化无关。

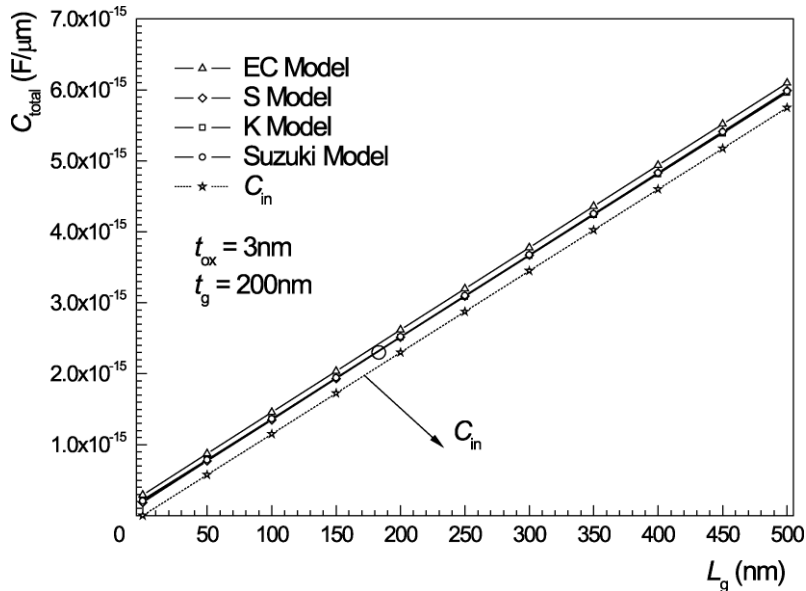


图 2.1.6 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的总电容  $C_{total}$  随栅极长度变化的曲线

图 2.1.7 所示给出了 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的  $C_{top}$  之间的比较, 表明栅极顶部电容与栅极长度之间的关系, 从图 2.1.7 中可以明显看出, 各个模型之间对  $C_{top}$  的预测上存在着较大的差异, 这说明上述模型在抽象近似过程中没有保留足够信息,  $C_{top}$  模型的建立需要更为深入的研究。产生这些问题是由于所采用的经验公式缺乏严格的数学推导或因边界条件的近似缺乏合理性而导致的。

图 2.1.8 所示为 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  与栅电极层厚度的关系曲线。从图 2.1.8 可以看出, 四种模型有着共同的变化趋势, 即栅极侧壁电容随着栅极厚度的增大而增大, 但增大趋势随着栅极层厚度的增加有所减缓。从图 2.1.8 中还可以看出, EC 模型的计算值总是大于其他模型的计算值。而 K 的模型与 Suzuki 的模型计算结果较为接近。S 的模型的计算值是所有模型计算值里最小的。从四种模型中都可以看出, 当栅电极厚度减小至 50nm 以下时, 栅极侧壁电容会随着栅电极厚度的减小而迅速减小。

图 2.1.9 所示给出了 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极顶部电容与栅电极厚度之间的函数关系。在 EC 模型、S 模型和 Suzuki 模型中, 栅极顶部电容  $C_{top}$  是随着栅电极厚度的增加而减小的; 而 EC 模型和 S 的模型的计算值非常接近, 且都远大于 Suzuki 的模型值。它们都能够反映出栅极顶部电容值随栅电极厚度变小而明显增大的趋势。而在 K 模型中则没有体现出栅极顶部电容值随着栅电极厚度的变化出现明显变化的这一趋势。

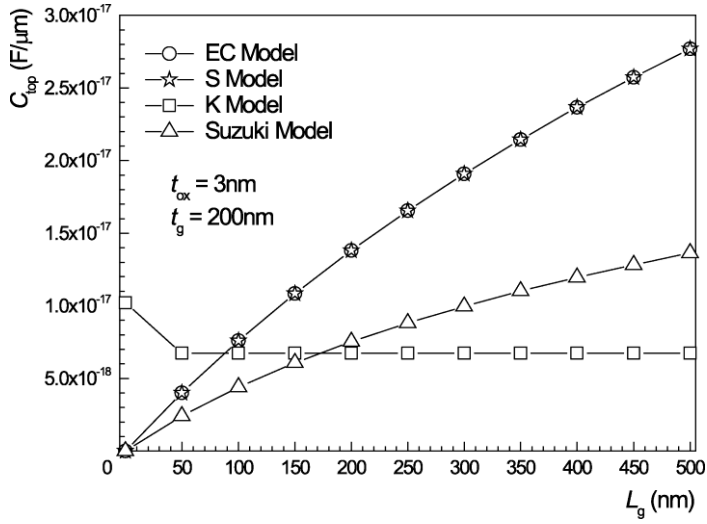


图 2.1.7 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极顶部电容  $C_{top}$  随栅极长度的曲线

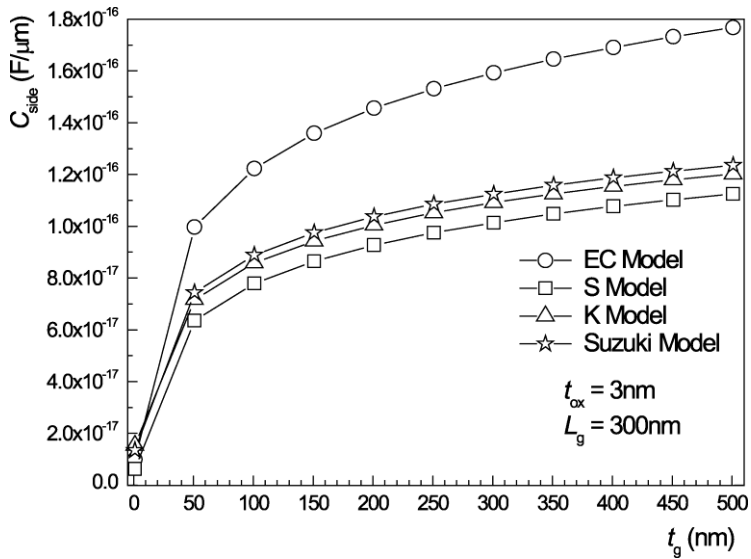


图 2.1.8 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  与栅极层厚度的关系曲线

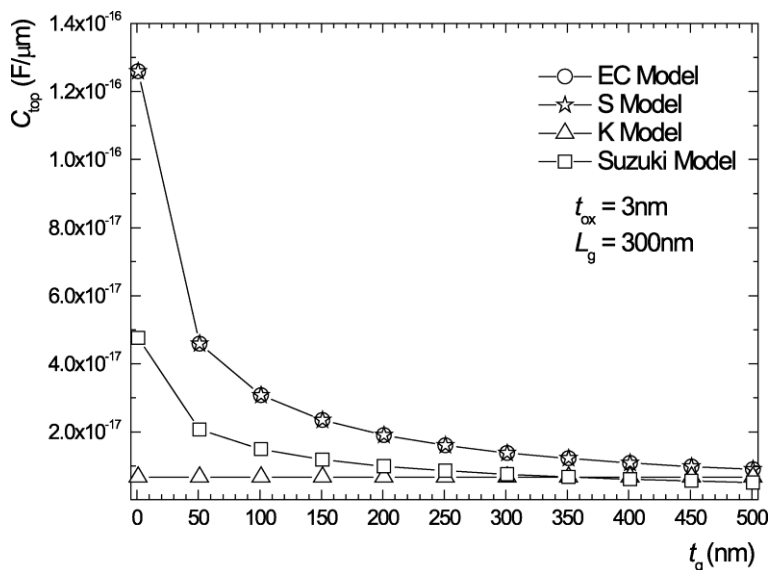


图 2.1.9 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极顶部电容与栅电极厚度之间的函数关系

图 2.1.10 所示表明了 EC 模型、S 模型、K 模型和 Suzuki 模型所计算出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  的大小与栅极氧化物厚度的关系。从图 2.1.10 中可以明显看出，EC 模型的计算值要远大于其他三个模型的值。虽然在电容值上有所差异，但可以看出，每个模型所反映出的侧壁电容随栅极氧化物厚度的增大而减小的这一趋势是一致的，且除了 EC 模型以外，其他三个模型的计算值相差不大。

Suzuki 的寄生电容模型是建立在微米级金属氧化物半导体场效应晶体管器件尺寸的基础之上的。金属线经过晶体管，电容电极的位置与栅极的距离在深亚微米甚至纳米级，情况变得更加复杂，电场的分布与前面的分析相比有了很大的不同。在这些复杂情况下，侧壁电容  $C_{side}$  的值没有发生明显变化，因为只有侧壁的底部对总的侧壁电容产生影响，且栅电极底部与衬底的距离远远小于离它最近的环形电极的距离，即使是在超大规模集成电路中。然后，顶部电容  $C_{top}$  在某些情况下却会发生明显的变化。按照我们模型推导， $C_{top}$  中电场最长的宽度为  $\pi(L_g + t_{ox} + t_g)/2$ ，因此当栅极与离它最近的电极之间的距离远大于这个值时，Suzuki 模型应该是准确的。如果电极间的距离接近或者小于这个值，模型就需要被修正。不过，更多的关于环形电极结构的细节的分析超出了本章的讨论范围。

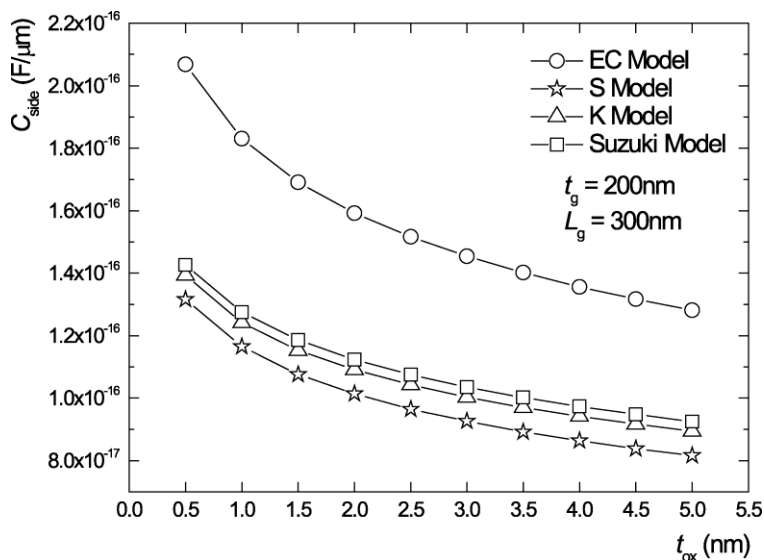


图 2.1.10 侧壁电容与栅极氧化物厚度的关系

## 2.2 考虑源漏接触电极影响的深亚微米寄生电容模型

### 2.2.1 概述

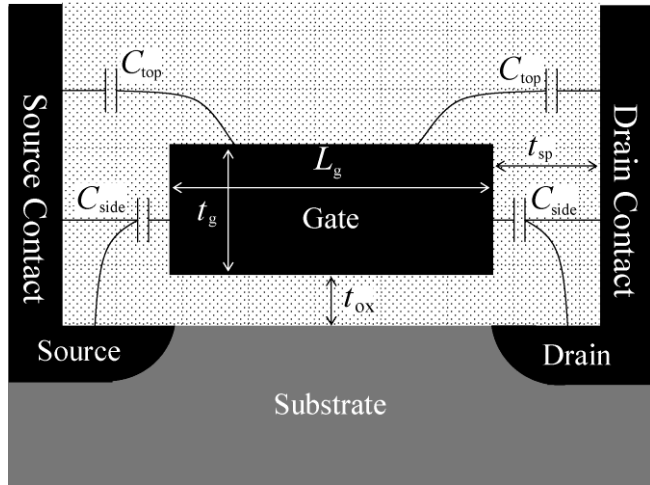
由于金属氧化物半导体场效应晶体管的尺寸已经减小到深亚微米尺度，因此边缘场效应引起的寄生电容对于电路设计者来说变得越来越重要，因为寄生电容会导致功耗和传播延迟，甚至负反馈引起的增益带宽。Judith Mueller 等对寄生电容对电路性能的影响进行了分析<sup>[1]</sup>，并基于数值计算的角度给出了相应的模型。然而，对于电路设计者来说，一个准确的能够从物理和几何角度预测寄生电容的解析模型会更为方便。在上一小节当中，我们介绍了由 Suzuki 总结的早期的利用共性映射法<sup>[86]</sup>所建立的模型<sup>[8-12]</sup>。该模型是采用共形映射的方法，给出了适用于微米级金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁寄生电容成分和栅极顶部寄生电容成分的解析模型。然而，随着金属氧化物半导体场效应晶体管工艺尺寸的进一步减小，源漏极接触通孔的金属电极(以下简称源漏通孔中金属电极)和栅极电极之间的距离越来越小，进而导致该寄生电容值会出现逐渐增大的趋势<sup>[13]</sup>。在深亚微米尺度，这种影响已经无法忽略。而 2.1.2 节当中所介绍的模型，包括 Suzuki 模型在内，均没有考虑填充在源/漏极接触通孔的金属电极之间的影响。虽然此后 Mohapatra 尝试了对源/漏通孔中金属电极和栅电极之间的电容进行建模<sup>[14]</sup>，然而实际上 Mohapatra 还是采用了 Suzuki 的模型来计算侧壁电容。除了之前定义的栅极顶部电容之外，他还定义另一个侧壁电容用来描述栅极侧壁和源/漏通孔中金属电极

之间的寄生电容。然而，由于 Mohapatra 的模型遵循用 Suzuki 的共形映射，在考虑源极漏极电极影响的电容模型中需要使用修正因子来修正模型值与模拟结果的差异，所以该模型只是对 Suzuki 模型的一种经验修正，并没有经过严格的推导。近年来，共形映射的方法也被用于对双栅器件的栅极侧壁电容进行建模<sup>[15-16]</sup>和考虑互连的影响<sup>[17]</sup>。所有文献都表明，共形映射法方法对寄生电容的建模在很大的范围内是有效且高效的。

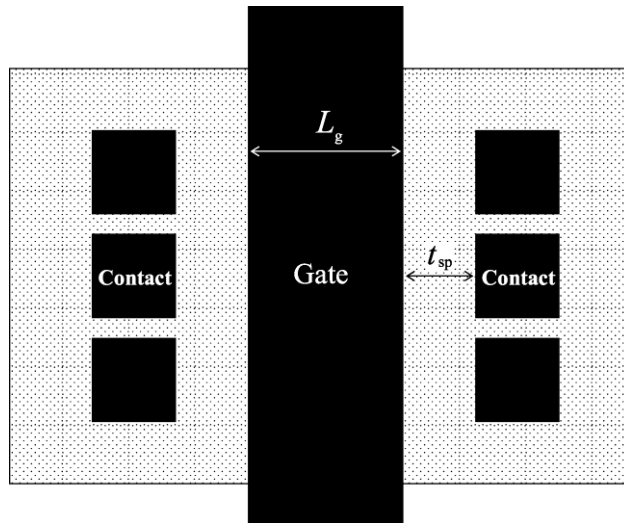
在本小节中，作为一个起点，我们重新考虑了包括源/漏通孔中金属电极的几何结构，通过一个更为恰当的共形映射，给出了一个崭新的二维解析模型。不同于 Mohapatra 的模型，我们将侧壁电容和栅极与源极漏极之间的电容看成一个有机的整体，利用更为合理的共形映射方案，在考虑源/漏通孔对寄生电容影响的前提下给出了一个整合的栅极侧壁电容模型。与此同时，我们还在考虑了源/漏通孔对寄生电容影响的前提下，重新建立栅极顶部电容模型，所采用的是与侧壁电容建模类似的方法。通过合理抽象结合结构，采用更为精准的映射方案，可以在不需要使用任何的修正因子的情况下，实现与仿真结果的精确吻合。本章将分别对栅极侧壁电容模型和栅极顶部电容模型进行推导。并通过和 TCAD 器件仿真值进行比较来验证模型的正确性和精度。

## 2.2.2 栅极侧壁电容 ( $C_{\text{side}}$ )

图 2.2.1(a)所示表示一个传统的金属氧化物半导体场效应晶体管的几何结构截面图 2.2.1(a)。图中， $t_g$  表示栅极厚度， $t_{\text{ox}}$  表示栅极氧化物厚度， $t_{\text{sp}}$  表示栅极侧壁与源极/漏极金属接触之间的距离。在栅极与源极/漏极的电容平行相连：一种是栅极与源极/漏极区域之间的电容；另一种是栅极与漏极/漏极电极之间的电容。因此，它们可以被视作同一种电容，这里我们把它命名为  $C_{\text{side}}$ 。栅极顶部与源极/漏极电极之间的电容命名为  $C_{\text{top}}$ 。图 2.2.1(b)表示所示一个金属氧化物半导体场效应晶体管俯视图，这里  $L_g$  表示栅电极的有效长度。由于源极和漏极是对称的，因此总的寄生电容相当于源极或者漏极一边电容的二倍。由于本书主要目的是对氧化层中边缘场效应引发的寄生电容的影响进行建模，源极/漏极耗尽层的影响不在考虑范围之内。为了推导出侧壁电容，我们使用共形映射的方法。与没有考虑的源/漏通孔中金属电极影响的模型<sup>[14]</sup>不同，我们用另一个更为恰当的共形映射方案，利用 Schwarz-Christoffel 法(附录 B)来描述源/漏通孔中金属电极对寄生电容的影响。为了清楚地看到这种转换，我们分两个步骤来解释这个过程。首先，把考虑源/漏通孔中金属电极影响的  $A$  平面转换成没有源/漏通孔中金属电极的  $z$  平面，这一步是与之前的 Suzuki 模型的一个栅极侧壁寄生电容模型的重要本质区别。然后将  $z$  平面转换到  $\omega$  平面，这一步与早期的 Suzuki 模型<sup>[13]</sup>是一致的。



(a)



(b)

图 2.2.1 金属氧化物半导体场效应晶体管示意图

(a) 截面图; (b) 俯视图

图 2.2.2 所示为建立  $C_{side}$  所采用的平面变换与相应的坐标提取。其中图 2.2.2(a)所示为  $A$  平面的坐标系; 图 2.2.2(b)所示为转换成的  $z$  平面; 图 2.2.2(c)所示为转换成  $\omega$  平面。在这里需要解释一下, 使用两步的转换只是使转换更明确, 使读者更易看懂我们对之前的模型的改进, 也同样可以直接从  $A$  平面转换到  $\omega$  平面, 这与分两步转换在数学上是等价的。我们可以看到, 经过两个步骤的转换, 介质层的边界近似地可以看作由  $A$  平面的“U”字形变成了  $z$  平面的“L”字形, 再从  $z$  平面的“L”字形, 变成了  $\omega$  平面的“一”字形。根据数学推导,  $A$  平面到  $z$  平面之间的转换公式为

$$z = t_{\text{ox}} \sin\left(\frac{\pi}{2t_{\text{sp}}} A\right) \quad (2.2.1)$$

式中： $t_{\text{ox}}$  为栅极氧化物厚度； $t_{\text{sp}}$  为栅极与漏极之间或栅极与源极之间的绝缘阻挡介质层的宽度； $z = x + iy$  和  $A = a + ib$  都是复数。根据(3.2.1)，将  $z = x + iy$  和  $A = a + ib$  代入式(2.2.1)可以得到

$$\begin{cases} x = t_{\text{ox}} \sin(\pi a / 2t_{\text{sp}}) \cosh(\pi b / 2t_{\text{sp}}) \\ y = t_{\text{ox}} \cos(\pi a / 2t_{\text{sp}}) \sinh(\pi b / 2t_{\text{sp}}) \end{cases} \quad (2.2.2)$$

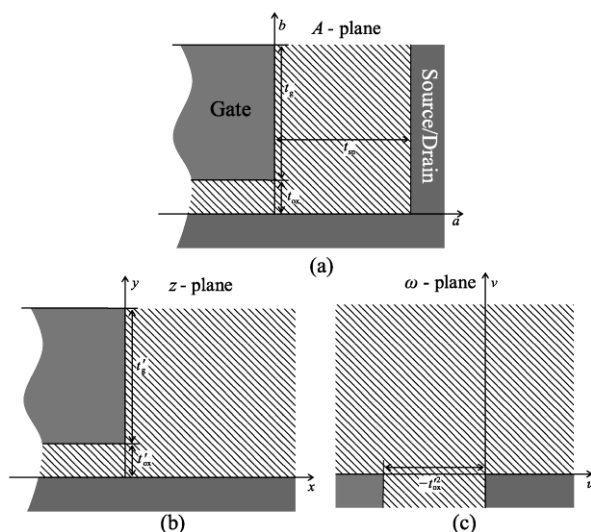


图 2.2.2 建立  $C_{\text{side}}$  所采用的平面变换与相应的坐标提取

(a)  $A$  平面的坐标系；(b) 转换成  $z$  平面；(c) 转换成  $\omega$  平面

类似地， $z$  平面到  $\omega$  平面的转换可以表示为

$$\omega = z^2 \quad (2.2.3)$$

即

$$\begin{aligned} u &= x^2 - y^2 \\ v &= 2xy \end{aligned} \quad (2.2.4)$$

这个转换与早期的模型<sup>[13]</sup>相同。为了得到电势分布函数，给出  $A$  平面的边界条件为

$$V(0, b) = \begin{cases} V_g & (b > t_{\text{ox}}) \\ bV_g/t_{\text{ox}} & (0 < b < t_{\text{ox}}) \end{cases} \\ V(a, 0) = 0 \quad (0 < a < t_{\text{sp}}) \quad (2.2.5)$$

式中： $t_g$  为栅极侧壁区域；栅极电压恒定为  $V_g$ ； $t_{\text{ox}}$  为栅极氧化层的厚度。**Suzuki** 模型假设在该区域中，电压是线性变化从  $V_g$  到零。 $x$  的正方向表示漏极扩散区界面区域和漏极接触通孔与绝缘介质层的界面，因此电压被设置为零。需要解释的是，在方程(2.2.5)中的线性变化的边界条件是一种有效的近似边界条件，也被用在早期的模型当中<sup>[13]</sup>。

由于点 $(0, t_{\text{ox}})$ 、点 $(0, 0)$ 和点 $(t_{\text{sp}}, 0)$ 分别是几个孤立奇异点，因此在这几个点是不需要给出边界条件的。而在 $z$ 平面和 $\omega$ 平面，相应的边界条件与早期的模型<sup>[13]</sup>相同。唯一不同的是，对于 $z$ 平面和 $\omega$ 平面， $t'_{\text{ox}} = t_{\text{ox}} \sinh(\pi t_{\text{ox}} / 2t_{\text{sp}})$ 。在 $z$ 平面内，经过变换所对应的边界条件为

$$V(x, 0) = 0 \quad (x > 0)$$

$$V(0, y) = \begin{cases} V_G & (y > t'_{\text{ox}}) \\ \frac{y}{t'_{\text{ox}}} V_G & (0 < y < t'_{\text{ox}}) \end{cases} \quad (2.2.6)$$

经过变换所得到的 $\omega$ 平面内的边界条件为

$$V(u) = \begin{cases} V_G & (u < -t'^2_{\text{ox}}) \\ -\frac{u}{t'^2_{\text{ox}}} V_G & (-t'^2_{\text{ox}} < u < 0) \\ 0 & (u > 0) \end{cases} \quad (2.2.7)$$

同样使用泊松积分的方法（附录 C），可以得到 $\omega$ 平面内的二维电势分别满足泊松积分

$$\phi(u, v) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u - \eta)^2} d\eta \quad (2.2.8)$$

该积分可以分为三个部分进行分段积分，我们将各个积分段的积分值记为 $I_1$ 、 $I_2$ 和 $I_3$ 。

当 $u < -t'^2_{\text{ox}}$ 时， $V(u) = V_G$ ，为第一个积分段，则第一个积分段的积分值

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-t'^2_{\text{ox}}} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u - \eta)^2} d\eta \\ &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{-t'^2_{\text{ox}}} \frac{vV_G}{v^2 + (u - \eta)^2} d\eta \\ &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \arctan\left(\frac{-t'^2_{\text{ox}} - u}{v}\right) - \arctan\left(\frac{-\infty - u}{v}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.2.9)$$

积分结果由两个反正切函数组成，由于 $-\infty - u = -\infty$ ，所以可以将上式重新写作

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \arctan\left(\frac{-t'^2_{\text{ox}} - u}{v}\right) - \arctan(-\infty) \right] \\ &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \arctan\left(\frac{-t'^2_{\text{ox}} - u}{v}\right) + \frac{\pi}{2} \right] \\ &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{t'^2_{\text{ox}} + u}{v}\right) \right] \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

当 $-t'^2_{\text{ox}} < u < 0$ 时， $V(u) = -\frac{u}{t'^2_{\text{ox}}} V_G$ 为第二个积分段，则第二个积分段的积分值

$$\begin{aligned}
 I_2 &= \frac{1}{\pi} \int_{-t_{\text{ox}}^{\prime 2}}^0 \frac{v \left( -\frac{\eta}{t_{\text{ox}}^{\prime 2}} V_G \right)}{v^2 + (u - \eta)^2} d\eta \\
 &= -\frac{V_G}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \int_{-t_{\text{ox}}^{\prime 2}}^0 \frac{v\eta}{v^2 + (u - \eta)^2} d\eta \\
 &= -\frac{V_G}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left\{ u \cdot \arctan \left( \frac{0 - u}{v} \right) - u \cdot \arctan \left( \frac{-t_{\text{ox}}^{\prime 2} - u}{v} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{v}{2} \ln \left[ \left( \frac{0 - u}{v} \right)^2 + 1 \right] - \frac{v}{2} \ln \left[ \left( \frac{-t_{\text{ox}}^{\prime 2} - u}{v} \right)^2 + 1 \right] \right\} \\
 &= -\frac{V_G u}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left[ \arctan \left( \frac{t_{\text{ox}}^{\prime 2} + u}{v} \right) - \arctan \left( \frac{u}{v} \right) \right] \\
 &\quad - \frac{V_G v}{2\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left\{ \ln \left[ \frac{u^2 + v^2}{(t_{\text{ox}}^{\prime 2} + u)^2 + v^2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.2.11}$$

该积分结果为一个对数复合函数。

当  $u > 0$  时,  $V(u) = 0$  第三个积分段, 则第三个积分段的积分值

$$I_3 = 0 \tag{2.2.12}$$

将这三部分求和, 即可得到  $\omega$  平面内的二维电势解析分布函数为

$$\begin{aligned}
 \phi(u, v) &= I_1 + I_2 + I_3 \\
 &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{t_{\text{ox}}^{\prime 2} + u}{v} \right) \right] \\
 &\quad - \frac{V_G u}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left[ \arctan \left( \frac{t_{\text{ox}}^{\prime 2} + u}{v} \right) - \arctan \left( \frac{u}{v} \right) \right] \\
 &\quad - \frac{V_G v}{2\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left\{ \ln \left[ \frac{u^2 + v^2}{(t_{\text{ox}}^{\prime 2} + u)^2 + v^2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.2.13}$$

相应地,  $z$  平面的二维电势解析分布函数也可以通过映射变换求出

$$\begin{aligned}
 \phi(x, y) &= \frac{V_G}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2} - \arctan \left( \frac{t_{\text{ox}}^{\prime 2} + x^2 - y^2}{2xy} \right) \right] \\
 &\quad - \frac{V_G (x^2 - y^2)}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left[ \arctan \left( \frac{t_{\text{ox}}^{\prime 2} + x^2 - y^2}{2xy} \right) - \arctan \left( \frac{x^2 - y^2}{2xy} \right) \right] \\
 &\quad - \frac{V_G xy}{\pi t_{\text{ox}}^{\prime 2}} \left\{ \ln \left[ \frac{(x^2 + y^2)^2}{(t_{\text{ox}}^{\prime 2} + x^2 - y^2)^2 + 4x^2 y^2} \right] \right\}
 \end{aligned} \tag{2.2.14}$$

如果将式 (2.2.2) 代入式 (2.2.3) 并将式 (2.2.3) 代入式 (2.2.14), 就可以很容易地求出 A 平面的电势分布。因此, 栅极侧壁的净电荷  $Q_{\text{side}}$  可通过积分计算

$$\begin{aligned}
 Q_{\text{side}} &= \varepsilon_{\text{ox}} W \int_{t_{\text{ox}}}^{t_{\text{ox}}+t_{\text{g}}} \left. \frac{\partial \phi(a,b)}{\partial a} \right|_{a=0} db \\
 &= \frac{\varepsilon_{\text{ox}} W V_G}{\pi} \left\{ \frac{\left[ \sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right) \right]}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} \right. \\
 &\quad \times \left. \frac{\left[ \frac{\sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right)}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} - \sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right) \right]}{\left[ \frac{\sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right)}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} \right]} \right\}
 \end{aligned} \tag{2.2.15}$$

式中:  $W$  为沟道宽度。则栅极侧壁电容  $C_{\text{side}}$  表达式为

$$\begin{aligned}
 C_{\text{side}} &= \frac{Q_{\text{side}}}{V_G} \\
 &= \frac{\varepsilon_{\text{ox}} W}{\pi} \ln \left\{ \frac{\left[ \sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right) \right]}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} - 1 \right\} \\
 &\quad \times \left\{ \frac{\left[ \frac{\sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right)}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} - \sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right) \right]}{\left[ \frac{\sinh^2 \left( \frac{\pi(t_{\text{ox}}+t_{\text{g}})}{2t_{\text{sp}}} \right)}{\sinh^2 \left( \frac{\pi t_{\text{ox}}}{2t_{\text{sp}}} \right)} \right]} \right\}
 \end{aligned} \tag{2.2.16}$$

这实际上是由双曲函数和对数函数所构成的一个复合的解析函数。所引入的双曲函数实际上是对 Suzuki 模型的修正, 使得模型可以适用于考虑了栅极与漏极接触电极之间或栅极与源极接触电极之间的绝缘介质层所产生的寄生电容值的情况。

图 2.2.3 所示为具有不同栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{\text{sp}}$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极层厚度值变化的关系曲线。图 2.2.3 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心符号代表 TCAD 器件仿真值, 直线代表模型计算值。其中栅极绝缘氧化物层厚度  $t_{\text{ox}}$  设置为 1.5nm, 栅极层厚度  $t_{\text{g}}$

从 80nm 逐渐递减至 30nm，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  设置为 20nm 或 50nm。可以看出，在不使用任何校正因子的前提下，本章所提出的栅极侧壁电容模型计算值与模拟结果吻合良好。仿真结果是通过 Silvaco TCAD 器件仿真工具<sup>[87]</sup>得到的。不同于早期的模型，该模型将栅极侧壁电容  $C_{side}$  和  $C_{pp}$  ( $C_{pp}$  为 Mohapatra 模型<sup>[14]</sup>中所引入的栅极和源极、漏极电极之间的电容)作为一个整合的寄生电容成分来考虑。从图 2.2.3 中可以清楚看到，栅极侧壁电容  $C_{side}$  随栅极厚度增加几乎呈线性变化。更为重要的是，当栅极与漏极、源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  从 50nm 减小至 20nm 时，栅极侧壁电容  $C_{side}$  会明显增大，因此对于深亚微米级集成电路设计来说，栅极侧壁电容  $C_{side}$  是需要考虑的一个重要参数。图 2.2.3 说明对于深亚微米级集成电路来说，Suzuki 模型等没有考虑漏、源电极接触对栅极侧壁电容  $C_{side}$  影响的寄生电容模型，是无法正确预测寄生电容的大小的，在深亚微米或纳米尺度下，Suzuki 等模型会严重失效。而本章所提出的经过两次共形映射所得到的栅极侧壁电容  $C_{side}$  模型可以准确反映出漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的减小对寄生电容的影响。

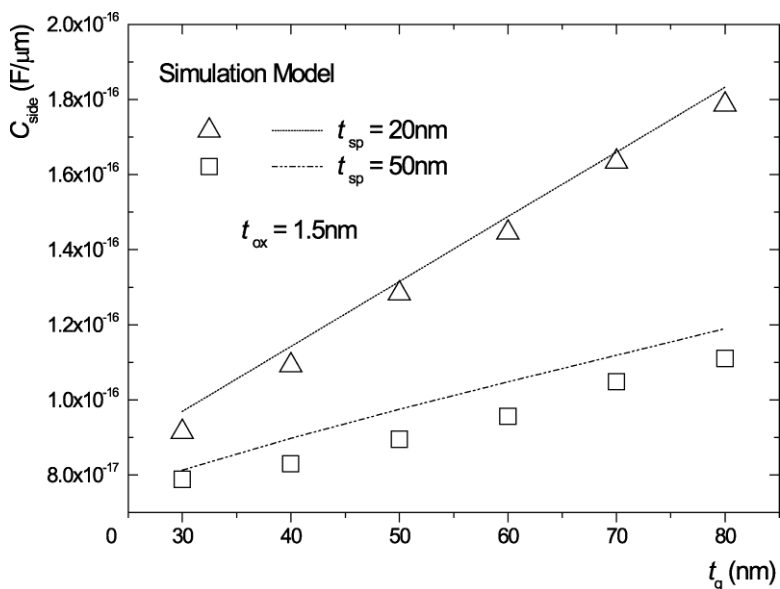


图 2.2.3 具有不同栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容  $C_{side}$  随栅极层厚度值  $t_g$  变化的关系曲线

图 2.2.4 所示为具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极与漏源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  变化的关系曲线。图 2.2.4 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。其中栅极绝缘氧化物层厚度  $t_{ox}$  设置为 2nm，栅极层厚度  $t_g$  设置为 50nm 和 100nm，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  从 80nm 逐渐递减至

10nm。从图 2.2.4 中可以看出，当栅极厚度  $t_g$  一定时，若漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  大于 30nm 时，栅极侧壁电容  $C_{side}$  并不随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的变化而发生明显改变，这也是 Suzuki 等所建立的栅极侧壁电容模型在大尺度金属氧化物半导体场效应晶体管的条件下有效的根本原因。因为在微米级工艺下，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  过远，漏极和源极金属通孔构不成寄生电容的主导因素，而随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  下降到深纳米尺度，栅极侧壁电容  $C_{side}$  会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的减小而激增。

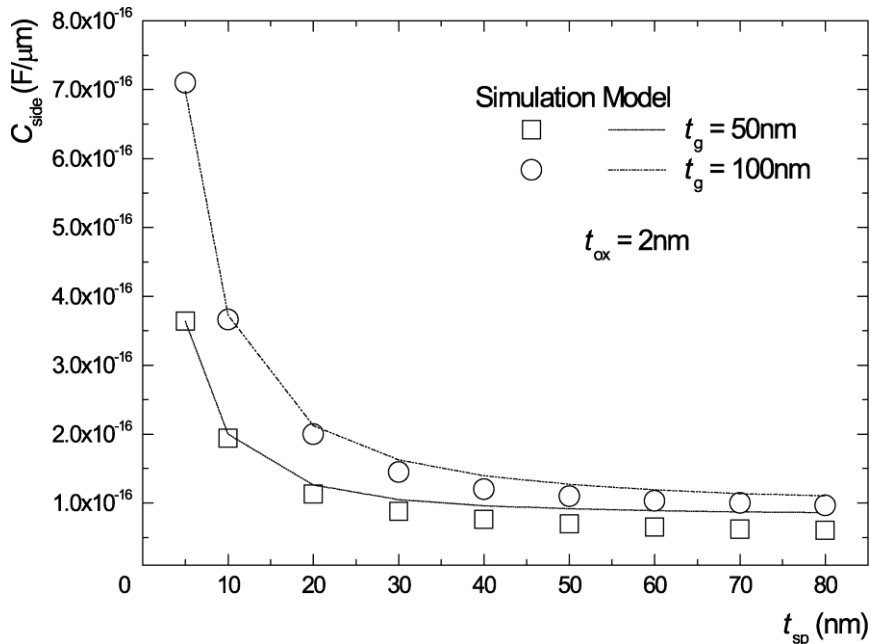


图 2.2.4 具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  变化的关系曲线

图 2.2.5 所示为具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  变化的关系曲线。图 2.2.5 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。其中栅极绝缘氧化物层厚度  $t_{ox}$  从 5nm 逐渐递减至 1.5nm，栅极层厚度  $t_g$  设置为 50nm 和 100nm，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  设置为 50nm。从图 2.2.5 中可以看出，栅极侧壁电容  $C_{side}$  随栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  的变化趋势并不明显，单本章所提出的模型亦可正确反映出这种微弱的变化趋势，因此侧面验证了本章所提出的模型的正确性。但依然可以看出，模型计算值和 TCAD 仿真结果之间还存在着少许差异，产生这种差异现象的根本原因是由于在栅极氧化层内部所采用的边界条件，沿用了 Suzuki 模型当中的线性近似。在后续章节中，我们会详细介绍如何避免这种近似所造

成的误差。

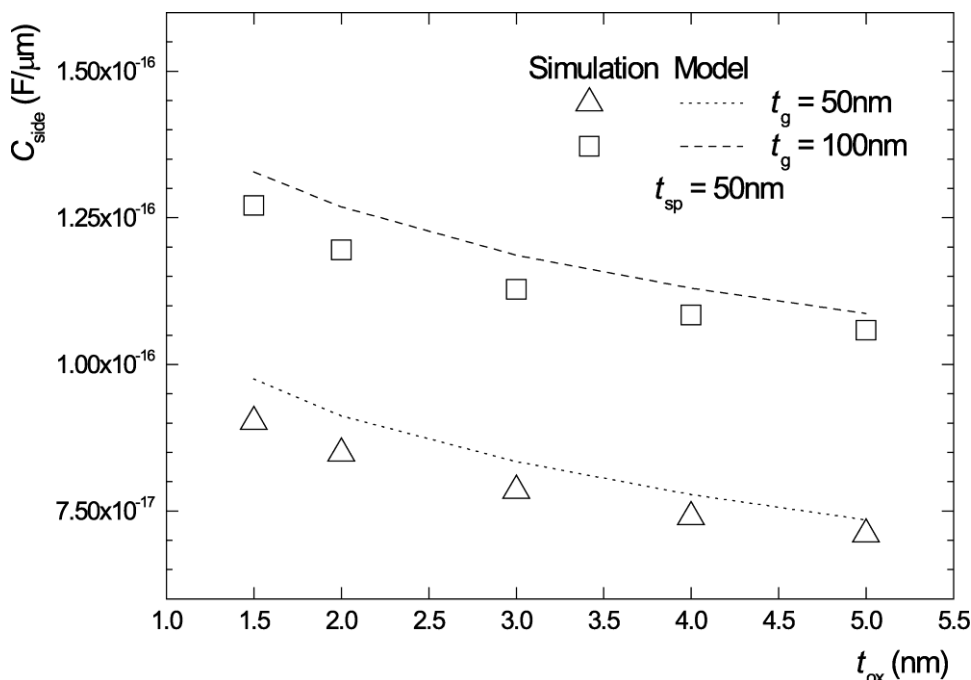


图 2.2.5 具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  变化的关系曲线

### 2.2.3 栅极顶部电容与总寄生电容

为了提取栅极顶部所产生的寄生电容值  $C_{top}$ ，在经过仔细观察该成分的几何特征后，我们采用了图 2.2.6 所示的共形映射方式并建立了相应的坐标系。与栅极侧壁电容  $C_{side}$  的建模方法相类似，通过泊松积分来求解二维电势解析分布函数，其中，两个平面之间的相互转换关系为

$$\omega = \left( \frac{L_g}{2} + t_{sp} \right) \sin \left( \frac{\pi z}{L_g + 2t_{sp}} \right) \quad (2.2.17)$$

式中： $L_g$  为栅极长度； $t_{sp}$  为漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离。根据方程(2.2.17)的映射关系，很容易求得  $u$  和  $v$  与  $x$  和  $y$  之间所满足的关系式分别为

$$\begin{aligned} u &= (L_g / 2 + t_{sp}) \sin[\pi x / (L_g + 2t_{sp})] \cosh[\pi y / (L_g + 2t_{sp})] \\ v &= (L_g / 2 + t_{sp}) \cos[\pi x / (L_g + 2t_{sp})] \sinh[\pi y / (L_g + 2t_{sp})] \end{aligned} \quad (2.2.18)$$

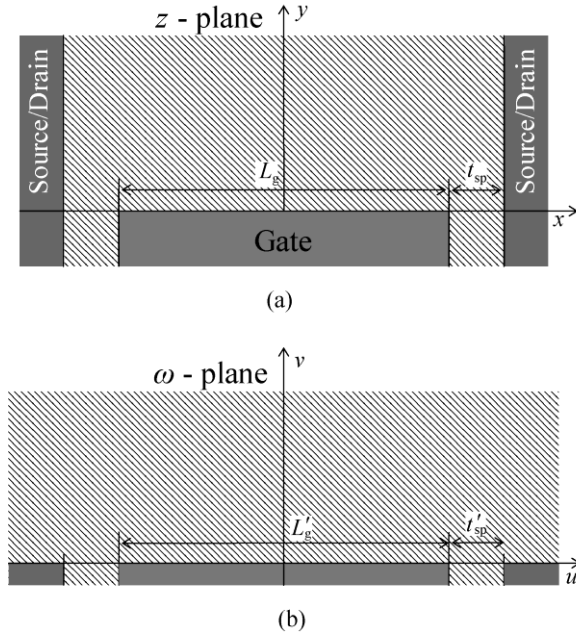


图 2.2.6 提取  $C_{top}$  所采用的共形映射平面示意图和相应的坐标系

(a) 原始  $z$  平面的几何结构；(b) 转换后的  $w$  平面

为了得到精确的二维电势解析分布函数，必须给出适当的边界条件。由于边缘场作用，从栅极到源/漏通孔中金属电极的电势分布并不是线性变化的。这在栅极侧壁寄生电容  $C_{side}$  的建模过程中也提到过，由于栅极氧化物厚度对于  $C_{side}$  是次要因素，因此在对栅极侧壁寄生电容  $C_{side}$  的建模时所作的线性化处理对于模型精度影响并不大，但是，对于栅极顶部寄生电容成分  $C_{top}$  而言，由于漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  往往远大于栅极氧化物厚度  $t_{ox}$ ，因此这种线性近似会导致模型精度的下降。为此，我们参考 TCAD 仿真结果，建议给出以下的边界条件

$$V(x, 0) = \begin{cases} (L_g/2 + t_{sp} + x)^{4+t_{sp}/L_g} V_g / t_{sp}^{4+t_{sp}/L_g} & [-(L_g/2 + t_{sp}) < x < -L_g/2] \\ V_g & (-L_g/2 < x < L_g/2) \\ (L_g/2 + t_{sp} - x)^{4+t_{sp}/L_g} V_g / t_{sp}^{4+t_{sp}/L_g} & (L_g/2 < x < L_g/2 + t_{sp}) \end{cases} \quad (2.2.19)$$

$$V[\pm(L_g/2 + t_{sp}), y] = 0 \quad (y > 0)$$

这里需要说明的是，由于电势在绝缘介质层内不是呈线性变化趋势的，我们将边界条件分割为  $n$  部分，在每一个部分中将边界条件近似为线性变化，因此， $w$  平面相应的边界条件可写作

$$V(u, 0) = \begin{cases} 0 & [u < -(L_g/2 + t'_{sp})] \\ \frac{V_{m-1} - V_m}{t'_{sp(m)} - t'_{sp(m-1)}} \left[ \frac{L'_g}{2} + \frac{V_{m-1}t'_{sp(m)} - V_m t'_{sp(m-1)}}{V_{m-1} - V_m} + u \right] & \left[ -\left(\frac{L'_g}{2} + t'_{sp(m)}\right) < u < -\left(\frac{L'_g}{2} + t'_{sp(m-1)}\right) \right] \\ V_g & (-L'_g/2 < u < L'_g/2) \\ \frac{V_{m-1} - V_m}{t'_{sp(m)} - t'_{sp(m-1)}} \left[ \frac{L'_g}{2} + \frac{V_{m-1}t'_{sp(m)} - V_m t'_{sp(m-1)}}{V_{m-1} - V_m} - u \right] & \left[ \frac{L'_g}{2} + t'_{sp(m-1)} < u < \frac{L'_g}{2} + t'_{sp(m)} \right] \\ 0 & (u > L'_g/2 + t'_{sp}) \end{cases} \quad (2.2.20)$$

式中： $m=1,2,3,\dots,n$ ， $n$  为分割部分的数量， $n$  为整数。分割的部分越多，得到的结果越精确。其中

$$V_m = V_g \left( \frac{n-m}{n} \right)^{4+t_{sp}/L_g} \quad (2.2.21)$$

$$V_{m-1} = V_g \left( \frac{n+1-m}{n} \right)^{4+t_{sp}/L_g} \quad (2.2.22)$$

$$\frac{L'_g}{2} = \left( \frac{L_g}{2} + t_{sp} \right) \sin \left( \frac{\pi L_g}{2L_g + 4t_{sp}} \right) \quad (2.2.23)$$

$$t'_{sp(m)} = (L_g/2 + t_{sp}) \left\{ \sin \left[ \frac{\pi(L_g/2 + mt_{sp}/n)}{L_g + 2t_{sp}} \right] - \sin \left( \frac{\pi L_g/2}{L_g + 2t_{sp}} \right) \right\} \quad (2.2.24)$$

$$t'_{sp(m-1)} = (L_g/2 + t_{sp}) \left\{ \sin \left[ \frac{\pi(L_g/2 + (m-1)t_{sp}/n)}{L_g + 2t_{sp}} \right] - \sin \left( \frac{\pi L_g/2}{L_g + 2t_{sp}} \right) \right\} \quad (2.2.25)$$

$$t'_{sp} = t'_{sp(m=n)} = (L_g/2 + t_{sp}) \left[ 1 - \sin \left( \frac{\pi L_g}{2L_g + 4t_{sp}} \right) \right] \quad (2.2.26)$$

为计算过程中所导入的中间变量，利用前边求栅极侧壁寄生电容  $C_{side}$  的类似方法，通过泊松积分可以计算出  $\omega$  平面内的二维电势分布函数为

$$\begin{aligned} \phi(u, v) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \\ &= \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^n \int_{-(L'_g/2+t'_{sp(m)})}^{-(L'_g/2+t'_{sp(m-1)})} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \int_{-L'_g/2}^{L'_g/2} \frac{vV_g}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta + \frac{1}{\pi} \sum_{m=1}^n \int_{L'_g/2+t'_{sp(m-1)}}^{L'_g/2+t'_{sp(m)}} \frac{vV(\eta)}{v^2 + (u-\eta)^2} d\eta \end{aligned} \quad (2.2.27)$$

将式(2.2.17)代入式(2.2.27)，则栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  模型表达式可以表示为

$$\begin{aligned}
C_{\text{top}} &= \frac{Q_{\text{top}}}{V_g} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}} W}{\pi V_g} \int_0^{L_g/2} \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{y=0} dx \\
&= \sum_{m=1}^n \frac{\varepsilon_{\text{ox}} W}{\pi} \left[ \left( \frac{n+1-m}{n} \right)^{4+\frac{t_{\text{sp}}}{L_g}} - \left( \frac{n-m}{n} \right)^{4+\frac{t_{\text{sp}}}{L_g}} \right] \\
&\quad \times \ln \left[ \frac{\left( 1 + \frac{t'_{\text{sp}(m)}}{L'_g} \right)^\alpha \left( \frac{L'_g}{t'_{\text{sp}(m)}} + 1 \right)^\beta}{\left( 1 + \frac{t'_{\text{sp}(m-1)}}{L'_g} \right)^\alpha \left( \frac{L'_g}{t'_{\text{sp}(m-1)}} + 1 \right)^\gamma} \right]
\end{aligned} \tag{2.2.28}$$

这里

$$\alpha = \frac{L'_g}{t'_{\text{sp}(m)} - t'_{\text{sp}(m-1)}} \tag{2.2.29}$$

$$\beta = \frac{t'_{\text{sp}(m)}}{t'_{\text{sp}(m)} - t'_{\text{sp}(m-1)}} \tag{2.2.30}$$

$$\gamma = \frac{t'_{\text{sp}(m-1)}}{t'_{\text{sp}(m)} - t'_{\text{sp}(m-1)}} \tag{2.2.31}$$

由于单个晶体管中总的寄生电容是侧壁电容与顶部电容之和的 2 倍，所以总寄生电容值  $C_{\text{tot-para}}$  可以表示为

$$C_{\text{tot-para}} = 2(C_{\text{side}} + C_{\text{top}}) \tag{2.2.32}$$

因此，栅极到源/漏通孔中金属电极的寄生电容  $C_{\text{gs-para}}$  或  $C_{\text{gd-para}}$  可以表示为

$$C_{\text{gs-para}} = C_{\text{gd-para}} = C_{\text{tot-para}} / 2 = C_{\text{side}} + C_{\text{top}} \tag{2.2.33}$$

图 2.2.7 所示为具有不同栅极长度  $L_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  随漏源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  变化的关系曲线。图 2.2.7 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。栅极绝缘氧化物层厚度  $t_{\text{ox}}$  设置为 2nm，栅极长度  $L_g$  设置为 40nm，栅极层厚度  $t_g$  设置为 100nm，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  从 80nm 逐渐递减至 10nm。从图 2.2.7 中可以看出，当栅极长度  $L_g$  一定时，若漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  大于 30nm 时，栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的减小而逐渐增加，且这种增加的趋势也会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的减小而逐渐增大。由于 Suzuki 等所建立的栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  模型在模型中没有考虑漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的影响，所无法反应这种变化趋势。在大尺度金属氧化物半导体场效应晶体管的条件下，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  足够大，漏极和源极金属通孔

构不成寄生电容的主导因素，Suzuki 等所建立的栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  模型是有效的，但在深亚微米级工艺下，Suzuki 等所建立的栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  模型会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的减小而逐渐失效。随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  下降到深纳米尺度，栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间距离  $t_{sp}$  的减少而显著增加，本章中所提出的基于共形映射的  $C_{top}$  模型可以精准反映这一变化趋势。

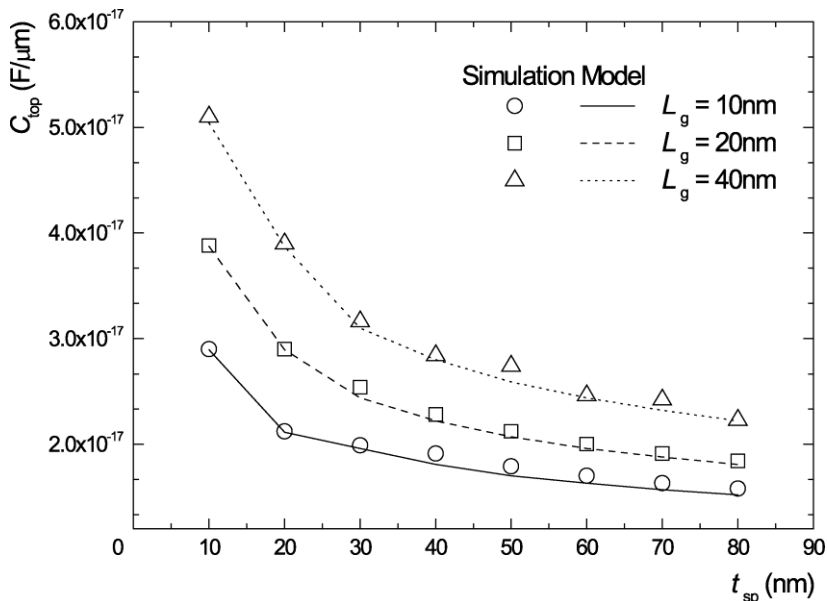


图 2.2.7 具有不同栅极长度  $L_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  变化的关系曲线

图 2.2.8 所示为纳米级金属氧化物半导体场效应晶体管的总寄生电容  $C_{tot-para}$  随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  变化的关系曲线。图 2.2.8 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。合并了栅极侧壁寄生电容  $C_{side}$  和栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  的综合作用影响。可以看出，在深纳米尺度下，金属氧化物半导体场效应晶体管的总寄生电容  $C_{tot-para}$  值会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间距离  $t_{sp}$  的减小而显著增加，因此成为深亚微米级集成电路设计中必须考虑的一个寄生器件。从图 2.2.8 上看出模型值与仿真结果精准地吻合，这表明采用适当的边界条件和适合的共形映射在对寄生电容建模中是有效的。

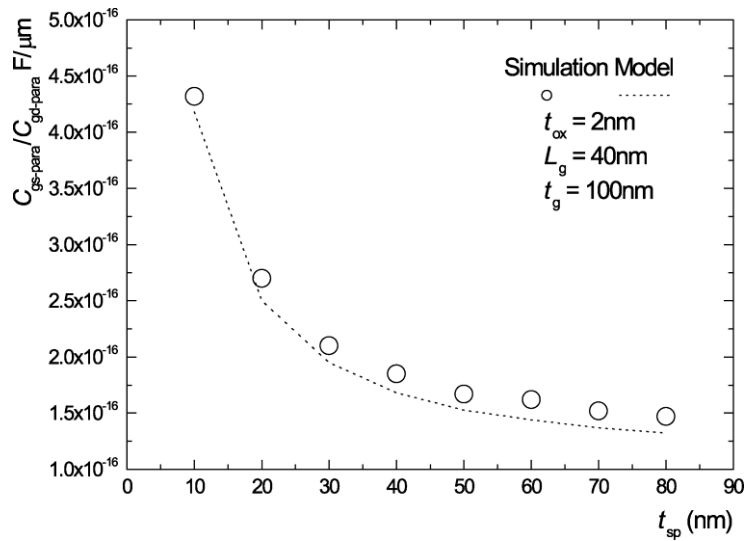


图 2.2.8 纳米级金属氧化物半导体场效应晶体管的总寄生电容  $C_{tot-para}$  随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  变化的关系曲线

## 2.3 基于精准边界条件的全解析寄生电容模型

### 2.3.1 概况

随着工艺进步，集成度不断提高，集成电路中的基本单元金属氧化物半导体场效应晶体管器件的特征尺寸已缩小至纳米级<sup>[88-90]</sup>。而器件的寄生电容却没有随之等比例缩小，使其对电路的影响变得越发严重<sup>[91]</sup>。对于数字电路来说，寄生电容会导致传播延迟和增加功耗；对于模拟电路来说，由寄生电容所产生的负反馈影响了增益带宽积。65nm 工艺下，集成电路的寄生电容已使环振荡器的延迟增加了 20%，由此可预计，随着器件特征尺寸持续缩小，此影响会越发严重<sup>[7]</sup>。为了减小寄生电容以优化电路设计，需分析器件的几何尺寸及特征对寄生电容的影响。因此，寄生电容成为纳米尺度下金属氧化物半导体场效应晶体管器件建模中的热点问题。在本章中介绍了 Suzuki 利用共形映射的技巧，基于物理角度，建立了适用于微米尺度单栅金属氧化物半导体场效应晶体管结构寄生电容的解析模型<sup>[13]</sup>，从而科学地反映了亚微米尺度下，寄生电容与器件的栅极长度、栅极厚度以及栅极氧化物厚度之间的关系。但此模型中没有考虑栅极侧壁与源/漏通孔中金属电极之间的电容的影响。这是由于当时的集成电路工艺水平处于亚微米级，栅极与源/漏通孔中金属电极之间的距离相对较大而导致这部分寄生电容在总寄生电容中所占比例很小，因此可以忽略。而随着集成工艺的进步，器件尺寸持续缩小至深亚微米，这使得栅极侧壁与源/漏通孔中金属电极之间的寄生电容持续增加而无法忽略<sup>[92,93]</sup>，从而导致 Suzuki 的寄生电容模型不再适用。由于考虑源/漏通孔中金属电极的影响建立模型时，栅极与源/漏之间的几何结构发生了变化，因此所采用的映射方法也必须做出相应的调整。Mohapatra 发现栅极侧壁与源/漏通孔中金属电极之间

的寄生电容的影响<sup>[9]</sup>，但却在建模中依旧采用 Suzuki 的共形映射，这导致了他所建立的模型必须采用修正因子而无法得到完全的解析形式。之后，Judith Mueller 等基于数值角度对栅极侧壁和源漏通孔中金属电极之间的寄生电容进行分析并得到了经验表达式<sup>[7]</sup>，但没有建立解析模型来揭示其内在机理。在上一节中，我们考虑源/漏通孔中金属电极的影响并采用适当的共形映射，得出了反应栅极侧壁和顶部与源/漏通孔中金属电极之间的寄生电容的解析模型<sup>[94]</sup>。然而由于在栅极与衬底之间氧化物部分的边界条件仍采用了 Suzuki 的线性近似，导致模型存在着一定误差，且解析模型的表达形式较为烦琐。随后，为解决这一问题，通过巧妙地选取新的共形映射，避开了近似边界条件，最终建立了栅极侧壁和顶部与源/漏通孔中金属电极之间的寄生电容的解析模型<sup>[95]</sup>。此模型形式简洁并精准地反映了栅极长度、栅极厚度、栅极氧化物厚度及栅极侧壁与源/漏通孔中金属电极之间距离对寄生电容的影响。然而，上述模型的建立都是针对单个金属氧化物半导体场效应晶体管器件来研究的，在实际电路中，栅极引线是连接多个单元器件的，栅极的延伸部分和源/漏通孔中金属电极之间也同样存在寄生电容成分，因此也是建模中必须考虑的问题之一。但由于其几何结构的复杂性，目前此部分寄生电容的解析模型还未建立。且目前国内外关于金属氧化物半导体场效应晶体管器件寄生电容的理论研究都还处于二维建模的阶段，因此无法从根本上反映实际工艺中所存在的如源/漏通孔形状等三维几何特征对寄生电容带来的影响。此外，多栅(双栅、围栅及 FinFETs)金属氧化物半导体场效应晶体管结构具有集成度高，对电流电压曲线控制更强的优点，被认为是未来纳米尺度下最有可能取代传统单栅结构的新型器件结构<sup>[22, 65]</sup>。而其复杂的栅极结构有可能增大寄生电容对电路性能的影响，同时也加大了寄生电容建模的难度，因此如何建立简洁有效的适用于多栅极金属氧化物半导体场效应晶体管结构的寄生电容模型，也成为近年来的研究热点。目前已有学者利用共形映射法建立了适用于双栅极金属氧化物半导体场效应晶体管结构的栅极侧壁与源漏间的寄生电容模型<sup>[96, 97]</sup>。而栅极顶部、栅极延伸部分与源/漏通孔中金属电极之间的寄生电容模型以及适用于围栅及 FinFETs 的寄生电容模型还有待建立。综上所述，针对纳米金属氧化物半导体场效应晶体管器件寄生电容的建模，还有多个待解决的关键问题，模型尚不完善。在这一节，通过考虑包含源/漏通孔中金属电极的几何结构，我们通过共形映射的方法给出一个解析的模型。不同于以往的模型，我们的共形映射变换避免了近似的边界条件。不需要任何修正因子，我们的模型也仍然可以与仿真结果吻合良好。基于我们的模型，我们将详细介绍器件的结构，并给出模型的推导过程，并将模型值与仿真结果作比较。

### 2.3.2 栅极侧壁电容

图 2.3.1 所示为单个金属氧化物半导体场效应晶体管的示意图。其中图 2.3.1 (a) 为截面图；图 2.3.1(b)为俯视图。由于源极和漏极是对称的，总的寄生电容相当于源极或者漏极一边电容的两倍。由于本文的主要目的是对栅极氧化层中边缘场效应引发的寄生电容的影响进行建模，源极、漏极的耗尽层的影响区不在考虑范围之内。前面提到了 Suzuki 模型和本书作者所提出的考虑源极和漏极金属电极通孔接触影响的模型，该模型是在 Suzuki 模型的基础之上，通过两次映射以在模型中体现源极和漏极金属电极通孔接触影响，但由于在栅极层和衬底硅体之间的栅极氧化物部分的边界条件仍然沿

用了 Suzuki 模型的线性近似，而实际上栅极氧化层内部由于边缘场效应的影响实际上并不是线性的，且其具体的分布函数必须通过严格解复杂区域的泊松方程来求得，这在数学上是很难解析表达的，因此导致模型计算值和模拟值之间产生一些差异。本节采用一种新的共形映射方法，与之前所有模型不同的是，本方法所需要的边界条件绕过了栅极氧化绝缘层内部，即边界条件只需要栅极的侧壁部分、源极或漏极扩散区域部分以及源极或漏极金属电极通孔接触部分。栅极的侧壁部分的边界条件可以设置为栅极电压  $V_g$  表示，而源极或漏极扩散区域部分以及源极或漏极金属电极通孔接触部分可设置为零，从而巧妙回避了栅极氧化绝缘层内部的复杂边界条件。本章将对基于这种方法的模型推导过程作详细介绍。

首先介绍求解栅极侧壁电容  $C_{side}$  的具体过程。图 2.3.2 所示为  $\omega$  平面的坐标系和相应的共形映射转换成的  $z$  平面坐标系。我们将栅极临近硅体衬底的一角抽象成由 D-E-F 所形成的“L”形，源极或漏极扩散区域部分以及源极或漏极金属电极通孔接触部分则可抽象成图 2.3.2 所示的由 A-B-C 所组成的“L”形。

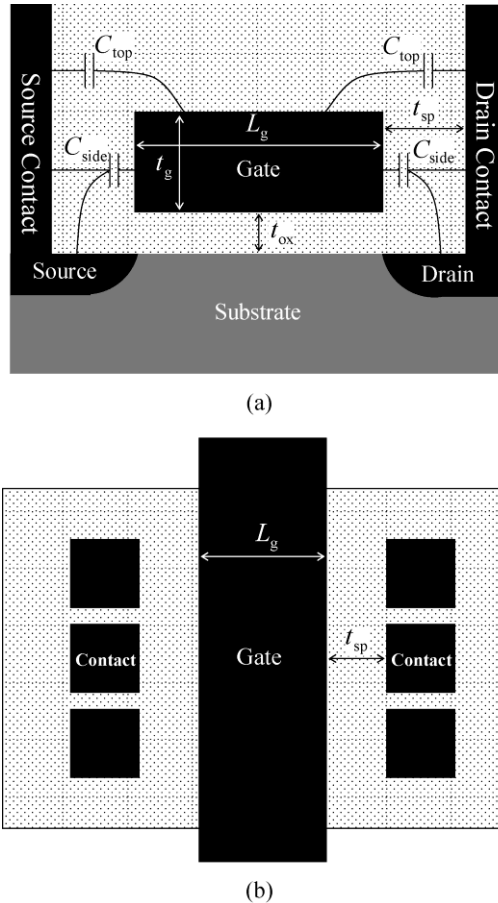
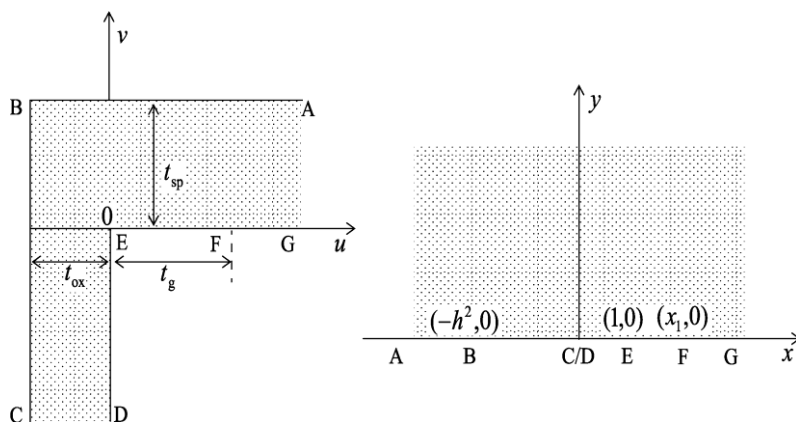


图 2.3.1 单个金属氧化物半导体场效应晶体管

(a) 截面示意图；(b) 俯视图示意图


 图 2.3.2  $\omega$  平面和转换为的  $z$  平面的提取  $C_{\text{side}}$  的坐标系

数学上, 从  $\omega$  平面转换为  $z$  平面所需的转换关系式可以表达为

$$\omega = \frac{i \cdot t_{\text{ox}}}{\pi} \ln \left( \frac{1+ih t}{1-ih t} \right) + \frac{t_{\text{sp}}}{\pi} \ln \left( \frac{1+t}{1-t} \right) \quad (2.3.1)$$

式中:  $t = \left( \frac{z-1}{z+h^2} \right)^{1/2}$ ,  $h = t_{\text{sp}}/t_{\text{ox}}$ , 为表达方便起见所引入的中间变量。经过从  $\omega$  平面变换到  $z$  平面, 我们可以发现, A 点对应于  $z$  平面的  $x$  轴的负无穷, B 点对应于  $x$  轴上的  $-h^2$ , 而 C 和 D 点均对应于  $z$  平面的坐标原点, E 点为栅极的顶点, 对应于  $z$  平面坐标点  $(1, 0)$ , 在  $\omega$  平面内, 线段 EF 长度为栅极的厚度  $t_g$ , 我们令对应于  $z$  平面的 F 点坐标为  $(x_1, 0)$ , 则当  $\omega = t_g$  时, 相应的点 F 的坐标  $x_1$  在  $z$  平面  $x$  方向上可以通过求解下面的非线性方程得到

$$t_g = -2 \frac{t_{\text{ox}}}{\pi} \arctan(ht) + \frac{t_{\text{sp}}}{\pi} \ln \left( \frac{1+t}{1-t} \right) \quad (2.3.2)$$

由于式(2.3.2)右边的第一项可以近似为  $-t_{\text{ox}}$ , 因此栅极厚度可以近似地表示为

$$t_g \approx -t_{\text{ox}} + \frac{t_{\text{sp}}}{\pi} \ln \left( \frac{1+t}{1-t} \right) \quad (2.3.3)$$

所以点 F 在  $z$  平面相应的  $x$  方向的坐标可以表示为

$$x_1 = (C_1 h^2 + 1) / (1 - C_1) \quad (2.3.4)$$

式中:  $C_1 = \left( e^{\pi(t_g + t_{\text{ox}})/t_{\text{sp}}} - 1 \right)^2 / \left( e^{\pi(t_g + t_{\text{ox}})/t_{\text{sp}}} + 1 \right)^2$  是为表示方便所引入的中间变量。可以看出, 在  $\omega$  平面内的栅极厚度  $t_g$  在对应的  $z$  平面内的长度为栅极厚度  $t_g$ 、栅极氧化层厚度  $t_{\text{ox}}$  以及栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{\text{sp}}$  相关的复合函数。

可以看到, 经映射(2.3.1)的转换后, 在  $z$  平面内,  $x$  轴的方向对应于  $\omega$  平面内的栅极与氧化物之间的接触界面, 而  $x$  轴的负方向则对应于  $\omega$  平面内的栅极和源极或漏极金属接触, 以及源极或漏极扩散区域。这样就合理避开了氧化层内部的任何部分作为  $x$  轴上的任何一点。从而使后续的泊松积分变得简单。在  $z$  平面, 边界条件可以表示为

$$V(x,0) = \begin{cases} 0 & (x < 0) \\ V_g & (x > 0) \end{cases} \quad (2.3.5)$$

使用泊松积分可以得到在  $z$  平面的二维电势分布解析函数，具体的积分求解步骤为

$$\begin{aligned} \phi(x,y) &= \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{yV(\eta)}{y^2 + (\eta - x)^2} d\eta \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{yV_g}{y^2 + (\eta - x)^2} d\eta = \frac{V_g}{\pi} \arctan\left(\frac{\eta - x}{y}\right) \Bigg|_0^{\infty} \\ &= \frac{V_g}{\pi} \left[ \frac{\pi}{2} - \arctan\left(-\frac{x}{y}\right) \right] = \frac{V_g}{2} + \frac{V_g}{\pi} \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

从公式(2.3.6)可以看出，在  $z$  平面内，二维电势分布解析函数为一个和  $x$ 、 $y$  相关的反正切函数组成的复合函数。在  $x$  轴上，沿着  $y$  方向的电场值可以通过对(2.3.6)关于  $y$  求导而计算得出

$$\xi(x,0) = -\frac{\partial \phi(x,y)}{\partial y} \Bigg|_{y=0} = \frac{V_g x}{\pi x^2} = \frac{V_g}{\pi x} \quad (2.3.7)$$

这说明在此映射下，在  $z$  平面内的  $x$  轴上， $y$  方向的电场强度沿着  $x$  轴正方向与  $x$  成反比。根据这一关系，很轻松可以计算出栅极侧壁上(即线段 EF 上)所聚集的表面电荷量为

$$Q_{\text{side}} = \varepsilon_{\text{ox}} W_g \int_1^{x_1} \xi(x,0) dx = \frac{V_g \varepsilon_{\text{ox}} W_g}{\pi} \ln(x_1) \quad (2.3.8)$$

这里的积分域两端分别为线段 EF 在  $z$  平面上分别对应的点的  $x$  轴坐标 1 和  $x_1$ 。这里  $W_g$  为栅极宽度(或者沟道宽度)。根据电容、电压和电荷量之间的关系，栅极侧壁电容的表达式可以表示为

$$C_{\text{side}} = \frac{Q_{\text{side}}}{V_g} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}} W_g}{\pi} \ln(x_1) \quad (2.3.9)$$

将式(2.3.4)代入式(2.3.9)即可得到栅极侧壁电容值的大小。这样就将栅极侧壁电容  $C_{\text{side}}$  表示为含有栅极厚度  $t_g$ 、栅极氧化层厚度  $t_{\text{ox}}$  以及栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{\text{sp}}$  相关的复合解析函数。值得注意的是，本章所得到的栅极侧壁电容  $C_{\text{side}}$  的解析表达式对比之前模型，形式上要更为简洁。

图 2.3.3 所示为具有不同栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极氧化物厚度  $t_{\text{ox}}$  变化的关系曲线。图 2.3.3 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。其中，栅极厚度  $t_g$  设置为 50nm，栅极侧壁电容随栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{\text{sp}}$  设置为 50nm 或 30nm，栅极氧化物厚度  $t_{\text{ox}}$  从 5nm 逐渐缩减至 0.5nm。

从图 2.3.3 中可以看出，本节所提出的栅极侧壁电容  $C_{\text{side}}$  电容模型可以精准地描述

在具有特定的栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{sp}$  条件下，栅极侧壁电容  $C_{side}$  随栅极侧壁电容随栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  的变化趋势。因此验证了本节所提出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  模型所采用的映射是合理性和精确性。这种精准的吻合的根本原因是由于所采用的映射回避了栅极氧化物部分的边界条件，也是本章所提出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  模型和之前所有已有模型的本质区别。

从图 2.3.3 中可以看出，栅极侧壁电容  $C_{side}$  电容会随着栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{sp}$  的减小而显著增大，且当栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  缩小几个纳米时，亦会随着氧化物厚度  $t_{ox}$  缩小而显著增大。以  $t_{sp} = 50 \text{ nm}$  的情况为例，当栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  从  $5 \text{ nm}$  减小到  $0.5 \text{ nm}$  的过程中，栅极侧壁电容  $C_{side}$  的电容值由  $7.4 \times 10^{-17} \text{ F}/\mu\text{m}^3$ ，增加至  $1.2 \times 10^{-16} \text{ F}/\mu\text{m}^3$ ，增加了接近 2 倍。这说明，对应纳米级集成电路设计来说，栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  和栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{sp}$  对于寄生电容的影响都不容忽视。

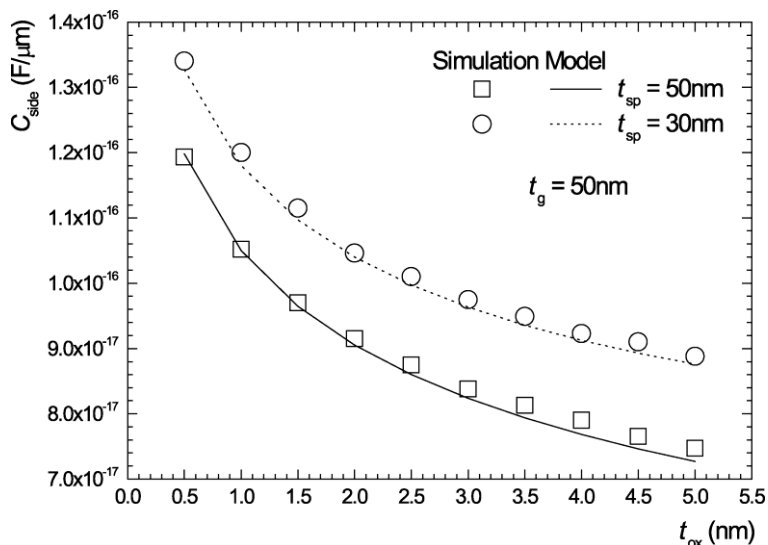


图 2.3.3 具有不同栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{sp}$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  变化的关系曲线

图 2.3.4 所示为具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  变化的关系曲线。图 2.3.4 中包含了本节所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。其中栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  设置为  $2 \text{ nm}$ ，栅极厚度  $t_g$  设置为  $50 \text{ nm}$  或  $100 \text{ nm}$ ，栅极侧壁电容随栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  从  $50 \text{ nm}$  逐渐缩减至  $10 \text{ nm}$ 。从图 2.3.4 中可以看出，本节所提出的栅极侧壁电容  $C_{side}$  模型和 TCAD 器件仿真值吻合非常精准。当栅极厚度  $t_g$  一定时，若漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  大于  $30 \text{ nm}$  时，栅极侧壁电容  $C_{side}$  并不随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的变化

而发生明显改变。因为在微米级工艺下，漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  过远，漏极和源极金属通孔构不成寄生电容的主导因素，而随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  下降到深纳米尺度，栅极侧壁电容  $C_{side}$  会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的减少而激增。从图 2.3.4 中还可以看出，在漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  一定的情况下，当  $t_g$  从 100nm 减小到 50nm，栅极侧壁电容  $C_{side}$  会明显减少，并且当漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  越小时，这种减小的趋势就越明显。对于漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  为 10nm 的情况，当  $t_g$  从 100nm 减小到 50nm 时，栅极侧壁电容  $C_{side}$  的值要比具有 100nm 栅极厚度且具有 20nm 漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离的情况还要小。这说明当漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  减小至纳米级时，减小栅极厚度  $t_g$  是抑制寄生电容栅极侧壁电容  $C_{side}$  分量的一个有效方法。

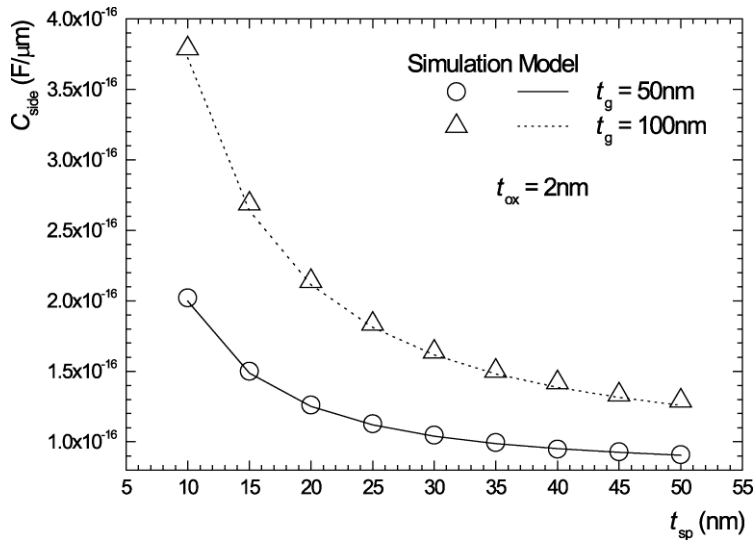


图 2.3.4 具有不同栅极厚度  $t_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极侧壁电容随栅极与漏/源极间绝缘层厚度  $t_{sp}$  变化的关系曲线

### 2.3.3 栅极顶部电容与总寄生电容

前面 2.2 小节中提到的  $C_{top}$  模型，实际上是结合 TCAD 仿真结果的半经验模型，同时也没有避开栅极顶部与漏极和源极金属通孔之间的绝缘介质层内部的边界条件问题。通常情况下，由于漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  要比  $t_{ox}$  大得多，因此类似本章中所介绍的 Suzuki 模型中的绝缘层内部电势变化的线性近似所体现出的局限性也越发明显。虽然本小节中所给出的基于 TCAD 仿真结果的半经验  $C_{top}$  模型与仿真值吻合得较好，但可以看出，该模型的形式较为复杂，且需要通过级数求和的方式来

获取较为精确的结果，复杂的形式和复杂的计算方式都使得其难以作为一个简洁有效的栅极顶部寄生电容模型。这就要求我们从对该寄生电容重新考虑，寻找更为合适的映射方式来解决此问题。2.2 节中所介绍的共形映射方法，绕过了栅极氧化绝缘层内部的边界条件，成功地给出了一个精准简洁的解析栅极侧壁寄生电容  $C_{\text{side}}$  模型，在本节我们沿用这种建模思路，寻找适合于栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  的映射方式。本节将对基于这种方法的栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  模型推导过程作详细介绍。

图 2.3.5 所示为  $\omega$  平面的坐标系和相应的共形映射转换成的  $z$  平面坐标系。为提取栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$ ，我们将栅极顶部的一角抽象成由 A-B-C 线段所形成的“L”形，源极或漏极金属电极通孔接触部分则可抽象成图 2.3.5 所示由 D-E 所组成的“L”形。

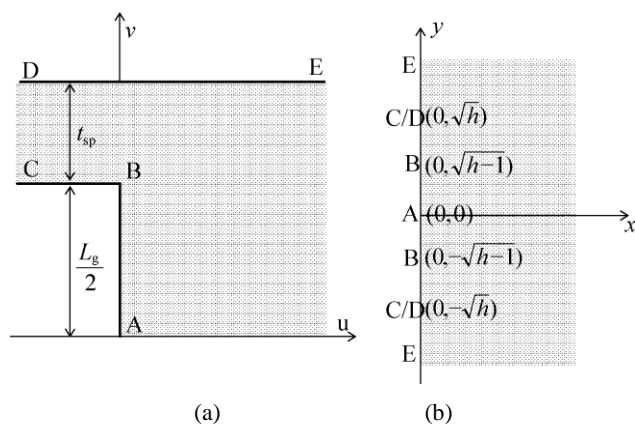


图 2.3.5 提取栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  的原始  $\omega$  平面及其坐标系和相应的转换  $z$  平面及其坐标系

(a)  $\omega$  平面坐标系；(b)  $z$  平面坐标系

数学上，从  $\omega$  平面转换为  $z$  平面所需的转换关系式可以表达为

$$\omega = \frac{L_g + 2t_{\text{sp}}}{2\pi} \left\{ \cosh^{-1} \left( \frac{2z^2 + h - 1}{h - 1} \right) - \frac{1}{h} \cosh^{-1} \left[ \frac{(h+1)(z^2 + h) - 2h}{(h-1)(z^2 + h)} \right] \right\} \quad (2.3.10)$$

式中： $h = \left( \frac{L_g + 2t_{\text{sp}}}{2t_{\text{sp}}} \right)$ 。从中可以看出， $h$  恒大于 1。 $h$  为表达方便起见所引入的中间变量。经过从  $\omega$  平面变换到  $z$  平面，我们可以发现，A 点对应于  $z$  平面  $y$  轴的坐标原点，B 点对应于  $z$  平面  $y$  轴上的  $\pm\sqrt{h-1}$ ，而 C 和 D 点均对应于  $z$  平面  $y$  轴上的  $\pm\sqrt{h}$ ，E 点为正负无穷。在  $\omega$  平面内，线段栅极长度的一半  $L_g/2$  对应于  $z$  平面线段 AB 的长度  $\sqrt{h-1}$ 。

与侧壁电容情况类似，我们使用泊松积分来提取  $z$  平面的二维电势分布解析函数为

$$\phi(x, y) = \frac{V_g}{\pi} \left[ \arctan \left( \frac{\sqrt{h} - y}{x} \right) + \arctan \left( \frac{\sqrt{h} + y}{x} \right) \right] \quad (2.3.11)$$

可以看出,  $z$  平面的二维电势分布解析函数为和  $x$ 、 $y$  相关的反正切函数。而  $y$  轴表面  $x$  方向的电场强度可以通过对式(2.3.11)微分得到

$$\xi_{x=0} = -\frac{\partial\phi(x,y)}{\partial x}\bigg|_{x=0} = \frac{V_g}{\pi} \left[ \left( \frac{1}{\sqrt{h}-y} \right) + \left( \frac{1}{\sqrt{h}+y} \right) \right] \quad (2.3.12)$$

因此, 利用高斯定理, 栅电极表面的电荷量可以通过以下对  $x$  方向  $y$  轴表面电场积分得到

$$Q_{\text{top}} = 2\varepsilon_{\text{ox}} W \int_0^{\sqrt{h}-1} \xi(0,y) dy = \frac{4V_g \varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln(\sqrt{h} + \sqrt{h-1}) \quad (2.3.13)$$

因此, 根据电容、电势和电荷量之间的函数关系, 栅极顶部寄生电容可以推导出为

$$C_{\text{top}} = \frac{Q_{\text{top}}}{V_g} = \frac{4\varepsilon_{\text{ox}}}{\pi} \ln(\sqrt{h} + \sqrt{h-1}) \quad (2.3.14)$$

将  $h = \left( \frac{L_g + 2t_{\text{sp}}}{2t_{\text{sp}}} \right)$  代入式(2.3.14)即可得到栅极侧壁电容值的大小。这样就将栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  表示为含有栅极长度  $L_g$  以及栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{\text{sp}}$  相关的复合解析函数。值得注意的是, 本节所得到的栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  的解析表达式在形式上非常简洁, 虽然模型所采用的映射方式以及推导过程极其复杂, 只用了一个和栅极长度  $L_g$  以及栅极和源极金属接触之间或栅极和漏极金属接触之间的距离  $t_{\text{sp}}$  相关的对数函数, 就将栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  抽象出来。这说明采用一个合理适当的映射方法对于大大简化模型的复杂度是大有帮助的。

图 2.3.6 所示为具有不同栅极长度  $L_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  变化的关系曲线。图 2.3.6 中包含了本节所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心负号代表 TCAD 器件仿真值, 直线代表模型计算值。其中栅极长度  $L_g$  设置为 20nm、30nm 和 40nm, 漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  从 50nm 逐渐递减至 10nm。从图 2.3.6 中可以看出, 当栅极长度  $L_g$  一定时, 若漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  大于 30nm 时, 栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的减小而逐渐增加, 且这种增加的趋势也会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的减小而逐渐增大。随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  下降到深纳米尺度, 栅极顶部寄生电容  $C_{\text{top}}$  会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  的减少而显著增加, 本节中所提出的基于共形映射的  $C_{\text{top}}$  模型可以精准反映这一变化趋势。值得庆幸的是, 随着栅极长度  $L_g$  的逐渐减小, 栅极顶部寄生电容值  $C_{\text{top}}$  也会逐渐减小。这说明对于深纳米尺度栅极长度,  $C_{\text{top}}$  不会成为寄生电容的主导因素。

图 2.3.7 所示为纳米级金属氧化物半导体场效应晶体管源极一侧或漏极一侧的总寄生电容 ( $C_{\text{gs-para}}$  或  $C_{\text{gd-para}}$ ) 随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{\text{sp}}$  变化的关系曲线。图 2.3.7 中包含了本章所提出的模型计算值和 TCAD 仿真模拟值之间的比较。其中空心

负号代表 TCAD 器件仿真值，直线代表模型计算值。其中栅极长度  $L_g$  设置为 10nm，栅极氧化物厚度  $t_{ox}$  设置为 1nm，栅极厚度  $t_g$  设置为 100nm，漏极或源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  从 50nm 逐渐减小到 10nm，合并了栅极侧壁寄生电容  $C_{side}$  和栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  的综合作用影响，可以看出，在深纳米尺度下，金属氧化物半导体场效应晶体管源极一侧或漏极一侧的总寄生电容 ( $C_{gs-para}$  或  $C_{gd-para}$ ) 值会随着漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  的减小而显著增加，因此它成为深亚微米级集成电路设计中必须考虑的一个因素。从图上看出模型值与仿真结果精准地吻合。

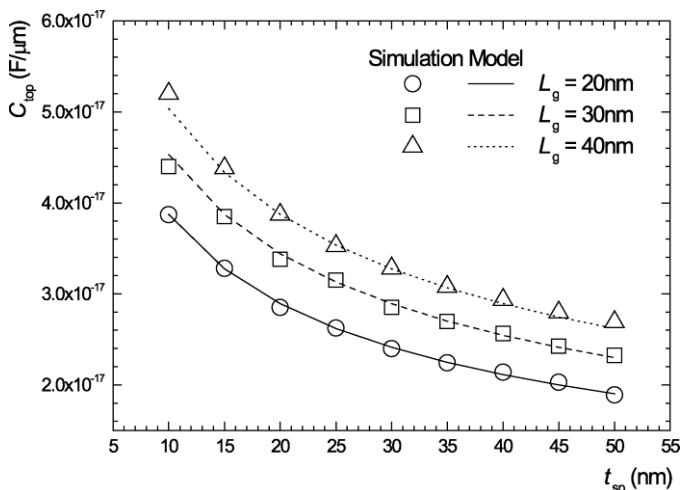


图 2.3.6 具有不同栅极长度  $L_g$  的金属氧化物半导体场效应晶体管的栅极顶部寄生电容  $C_{top}$  随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  变化的关系曲线

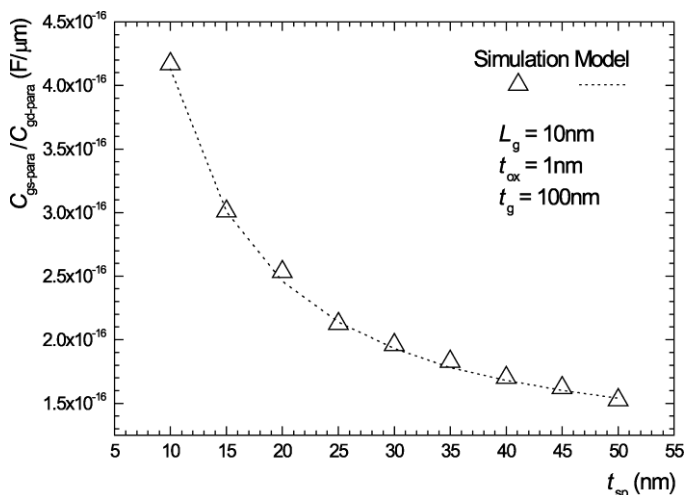


图 2.3.7 纳米级金属氧化物半导体场效应晶体管源极一侧或漏极一侧的总寄生电容 ( $C_{gs-para}$  或  $C_{gd-para}$ ) 随漏极和源极金属通孔与栅极之间的距离  $t_{sp}$  变化的关系曲线