

微电子器件基础

作者：Pannenets.F

时间：November 3, 2020

分类：笔记

Je reviendrai et je serai des millions. ——«Spartacus»

特别声明

北航微电子学院在 2020 年秋季学期开设的微电子器件基础课程，课程教师为曾琅老师。

Pannenets F November 3, 2020

目录

1 绪论	1
1.1 半导体物理回顾	1
1.1.1 能带结构	2
1.1.2 非平衡态	2
2 PN 结	4
2.1 PN 结的形成	4
2.2 平衡态能带图	5
2.3 耗尽近似：泊松方程解析解	6
2.4 耗尽区的长度	6
2.5 外加电压	7
3 PN 结交流特性	11
3.1 正向导通电导	11
3.2 结电容	11
3.3 多数载流子	12
3.4 内建电势	12
3.5 少数载流子	12
3.6 数字电路中的应用	12
4 肖特基二极管	13
4.1 能带图	13
4.2 电流	13
5 MOS 管电容	14
5.1 MOS 的基本结构	14
5.2 MOS 的平衡能带图	14
5.3 理想 MOS 电容	14
5.4 阈值电压	14
5.5 低于阈值的状态	14
5.6 小信号电容	15
5.7 高于阈值的状态	15
5.8 响应时间	16
5.9 大信号电容：深耗尽	16

第一章 绪论

微电子硅基芯片的尺度即将到达瓶颈，是否可能存在进一步改进的可能，是否可以找到全新的替代材料？

1.1 半导体物理回顾

晶体结构部分

- 了解并使用密勒指数
- 理解基本的晶体结构
- 理解量子力学的基本知识

经典的理论只能处理单电子的问题，甚至 He_2 已经无法处理，而实际的固体存在 10^{23}cm^{-3} 的电子密度。进一步发现了晶体的周期性，三维重复性对问题进行了简化。对硅片来说，晶圆的方向就是 $[100]$ 晶向。当晶体纯度足够高时，我们就可以在单个的原胞内部处理。

当硅原子相隔较远，电子不发生交叠，均处在 E_1 能级，若是逐渐接近，能量会变化为 $E \pm \Delta E'$ 的能带分布。若是有 N 个电子，不考虑自旋兼并度就有 N 个能带，考虑则是 $2N$ 个。

假设我们有一块 N 原子晶体，那么能量以及相互作用的矩阵可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_1 & E_{12} & E_{13} & & \\ E_{21} & E_2 & E_{23} & & \\ E_{31} & E_{32} & E_3 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \ddots \end{bmatrix}$$

但是特征值的求解几乎是不可能的，那么我们使用原胞的思想就可以块对角化，求解特征值对应的能量：

$$\begin{bmatrix} [4 \times 4] & & & & \\ & [4 \times 4] & & & \\ & & [4 \times 4] & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \ddots \end{bmatrix}$$

实际上动量以及角动量对应着平移不变性以及旋转不变性。得到的 $E - K$ 关系就是能量-动量关系。

关键方程

- 物理常数
- 密勒指数
- 晶面角度
- 立方晶面距离

1.1.1 能带结构

- 理解 $E - K$ 关系，从中提取速度、有效质量、等能面等信息，进一步获得电流等关键量
- 理解态密度，费米积分，并进行简单计算
- 一定温度以及掺杂下，计算电子空穴浓度

布洛赫波函数为 $\varphi = \phi(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ 。实际中电子以波包的形式传播，其速度为群速度，与 $E - K$ 关系斜率相关（色散关系的倒数）。

综上，我们从真空电子**概率波**与晶格作用（周期势阱）得到了 $E - K$ 关系，导出了有效质量以及群速度等关系，转换为另一个**粒子**的状态，简化问题。

若是需要求解电流密度 $\mathbf{J} = i \cdot n \cdot \mathbf{v}$ ，其中 n 总满足**式 1.1**，为所有量子态的占据几率，其中 $N(E)$ 为态密度。

$$n = \sum_{\mathbf{k}=0}^{n=N} f(E(\mathbf{k})) = A \int_{\mathbf{k}} f(E(\mathbf{k})) d\mathbf{k}^3 A' \int_{E=0}^{\infty} f(E) N(E) dE \quad (1.1)$$

最终得到

$$n = N_C e^{\frac{E_F - E_C}{kT}}$$

$$p = N_V e^{\frac{E_V - E_F}{kT}}$$

那么 $n \cdot p = N_C N_V e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_i^2$ 其中 $E_g = E_C - E_V$ 。

无掺杂时， $n = p = n_i \approx 10^{10} \text{cm}^{-3}$ 近似绝缘。有掺杂时，电中性条件为

$$p - n + N_D - N_A = 0 \quad (1.2)$$

在导带或者价带能量与费米能级相差 $3k_B T$ 及以上时，费米-狄拉克分布可以弱化为玻尔兹曼分布，并且可以称为简并半导体。

关键方程

- 不同维度的能量、动量态密度，
- 费米狄拉克分布
- 费米积分

1.1.2 非平衡态

- 理解载流子的产生与复合

- 理解载流子的扩散与漂移
- 初步求解简单的少数载流子扩散方程

虽然不满足 $np = n_i^2$ 但是仍均匀分布在空间中。当出现扰动时，偏离稳定，通过耗散能量逐渐回到平衡态。由于电子空穴成对出现，那么在恢复稳态时有

$$(n \pm \Delta n) \times (p \pm \Delta p) = n_i^2, \text{ where } \Delta n = \Delta p$$

复合中心辅助的产生与复合 (SRH)

$$-\frac{\partial n}{\partial t}_{SRH} = -\frac{\partial p}{\partial t}_{SRH} = R_{SRH} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)} \quad (1.3)$$

D_P, D_N 分别是空穴、电子的扩散系数，单位是 cm^2/sec

$$J_P|_{\text{diff}} = -qD_P\nabla p$$

$$J_N|_{\text{diff}} = qD_N\nabla n$$

考虑浓度差

$$J_N = qn\mu_N E + qD_N\nabla n$$

$$J_P = qp\mu_P E - (qD_P\nabla p)$$

第一项是漂移电流，第二项是扩散电流。

漂移电流的定义

$$J_n = qnv_{\text{drift}} = qn\mu_n \mathcal{E} = n\mu_n \frac{dF_n}{dx}$$

$$J_p = qp v_{\text{drift}} = qp\mu_p \mathcal{E} = p\mu_p \frac{dF_p}{dx}$$

其中 μ_n 是迁移率。

关键方程

- 半导体方程：连续性方程与泊松方程
- 少数载流子扩散方程

第二章 PN 结

内容提要

□ 什么是 PN 结

□ 外加电压

□ 平衡态能带图

PN 结是其他微电子器件的基础。

PN 结的常见应用有：太阳能电池，GaAs / GaN 激光器，有机发光二极管，雪崩光电二极管，CMOS 图像传感器。OLED 是有机半导体的显示材料，怕水，寿命有限。

2.1 PN 结的形成

PN 结最早是通过热扩散，目前有沉积、扩散、激光掺杂等工艺。

一般掺杂得到的是二维的器件，电流方向不是直线，难以求解。若是得到的是一个很窄的器件，可以简化为一个一维问题，对第二个维度的依赖性会变低，只需考虑第一维度的运动情况。

两种半导体直接相连是不能得到 PN 结的，因为断面上的原子不能形成化学键。对 N 型半导体，费米能级靠近导带，对于 P 型半导体，靠近价带。在两个体区中，N 型中很多的施主杂质电离的正离子（无法移动），但是有等量的电子（可以移动， $n = N_D$ ）；类似的 P 型存在可以移动的空穴（ $p = N_A$ ）。浓度差造成了扩散，那么 N 型靠近结区的部分电子被中和，整体带正电，P 型对应部分带负电，这就是耗尽区。由于扩散的存在，出现 $n \cdot p > n_i^2$ 的瞬态。

电流分为两部分，漂移电流以及扩散电流。之前考虑的是扩散电流，因为此时还没有出现两部分的电势差。由于扩散后出现了静电荷，形成了电场，开始考虑漂移电流。电场逐渐增大，受到的阻力也越来越大，直到扩散电流与漂移电流相互抵消，进入稳态，即完成形成过程。

可以分为两个体区以及耗尽区（空间电荷区），耗尽区中没有自由移动的电荷，N 型一侧有 $n \ll n_0$ ，另一侧有 $p \ll p_0$ 。

$E_c(x)$ 如图 2.1

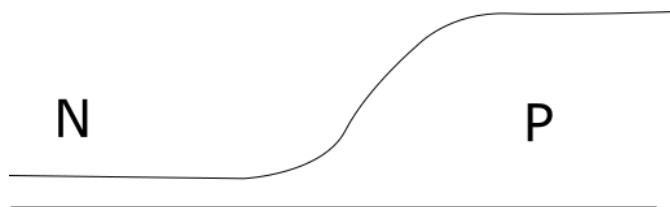


图 2.1: $E_c(x)$ 变化

$n(x)$ 满足

$$n(x) = N_c \exp\left(-\frac{E_c(x) - E_F}{kT}\right)$$

其中, $E_c - E_F \approx 0.06\text{eV}$, $kT \approx 26\text{meV}$ 。

依靠本式, 得到, 空间电荷区几乎没有自由电荷。最后的分布如图 2.2

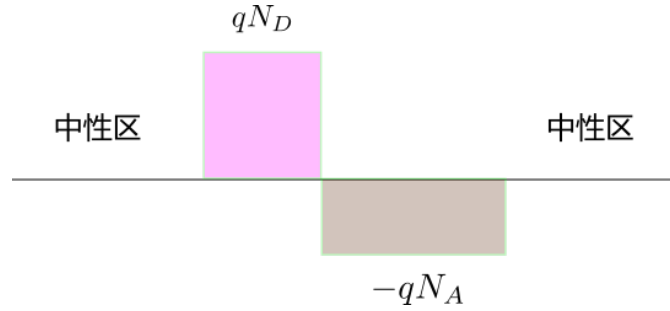


图 2.2: PN 结区域

形成的电场为均匀变化, 最大值为

$$E_{max} = \frac{q}{K_s \epsilon_0} x_p N_A = \frac{q}{K_s \epsilon_0} x_n N_D$$

可以得到对应的电势以及能带图。

2.2 平衡态能带图

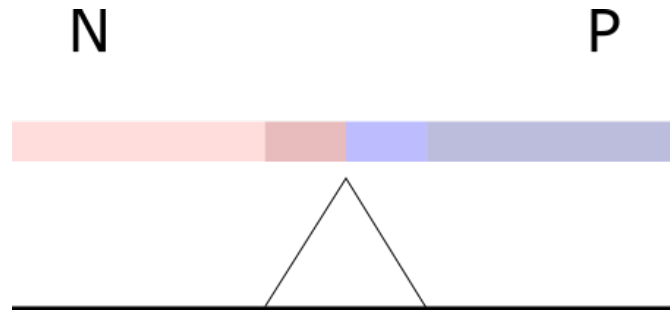


图 2.3: 电场 E 变化

分析空间电荷区电势在施主区的能级:

$$N_D = n = N_C \exp\left(\frac{E_i - E_C}{kT}\right)$$

解得

$$\log\left(\frac{n}{N_C}\right) = -\frac{E_C - E_i}{kT}$$

那么

$$E_C = -kT \log\left(\frac{n}{N_C}\right) + E_i$$

同理

$$N_A = p = N_V \exp\left(-\frac{E_i - E_V}{kT}\right)$$

$$E_V = E_i + kT \log\left(\frac{p}{N_V}\right)$$

带隙为

$$E_g = E_C - E_V = -kT \log\left(\frac{n_i^2}{N_C N_V}\right)$$

而

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

$$E_g = -kT \log\left(\frac{np}{N_C N_V}\right)$$

内建电势满足

$$V_{bi} = E_g - (E_F - E_V) - (E_{C,other side} - E_F)$$

$$V_{bi} = V_g + kT \log\left(\frac{N_C}{N_D}\right) + kT \log\left(\frac{N_V}{N_A}\right) = \frac{kT}{q} \log\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right)$$

2.3 耗尽近似：泊松方程解析解

泊松方程是静电变量的出发点，适用于三维的公式为

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{K_S \epsilon_0}$$

杂质分布为，其中 $\rho = q(p - n + N_D - N_A)$

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{\rho}{\epsilon_r} = \frac{\rho}{K_s \epsilon_0}$$

那么

$$\begin{aligned} E(x) &= \int -\frac{qN_D}{\epsilon_r} dx \\ &= -\frac{qN_D}{\epsilon_r} x \end{aligned}$$

多次掺杂需要浓度的提升。

2.4 耗尽区的长度

在突变近似以及耗尽近似下，

$$\frac{dE}{dx} = \begin{cases} -qN_A/K_S\epsilon_0, & -x_p \leq x \leq 0 \\ qN_D/K_S\epsilon_0, & 0 \leq x \leq x_n \\ 0, & else \end{cases}$$

得到

$$E(x) = \begin{cases} -\frac{qN_A}{K_S\epsilon_0}(x_p + x), & -x_p \leq x \leq 0 \\ -\frac{qN_D}{K_S\epsilon_0}(x_n - x), & 0 \leq x \leq x_n \end{cases}$$

为了满足 $x = 0$ 的电场连续性, 得到

$$N_A x_p = N_D x_n$$

求解电势, 电势满足 $E = -dV/dx$

设置 p 型区边缘的电势为参考电势 0, 那么在 n 型区边缘的电势为 V_{bi} , 那么交界处的电势一致:

$$V_{bi} - \frac{qN_D}{2K_S\epsilon_0}x_n^2 = \frac{qN_A}{2K_S\epsilon_0}x_p^2$$

得到

$$\begin{aligned} x_p &= \left[\frac{2K_S\epsilon_0}{1} \left(\frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)} \right) \right] \\ x_n &= \left[\frac{2K_S\epsilon_0}{1} \left(\frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)} \right) \right] \\ W = x_n + x_p &= \left[\frac{2K_S\epsilon_0}{1} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \right]^{1/2} \end{aligned}$$

2.5 外加电压

正向偏置是指的增加正向电压, 使得正电压一端中性区费米能级下降, 引起导带价带下降, 这样也引起了 V_{bi} 的下降 (平移)。费米能级下降的幅度为外加电压的大小。

$$V'_{bi} = V_{bi} - V_A$$

对原有的耗尽宽度的改进可以直接将 V_{bi} 替换为 V'_{bi} 。

若是反向, 在 n 型区使得费米能级降低, 内建电势 V_{bi} 会上升, 其峰值电场强度会明显增强。

反向偏置的 PN 结可以作为电容。

PN 结的连续性方程:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot E &= q(p - n + N_D^+ - N_A^-) \\
\frac{\partial n}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_N - r_N + g_N \\
\mathbf{J}_N &= qn\mu_N E + qD_N \nabla n \\
\frac{\partial p}{\partial t} &= \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_P - r_P + g_P \\
\mathbf{J}_P &= qp\mu_P E - qD_P \nabla p
\end{aligned}$$

添加外场后（正向），如 图 2.4。由于结区较短，产生复合未达到平衡，因此不满足 $np = n_i^2$ ，但是电子 / 空穴内部达到平衡，因此产生一种**准费米能级**，分别描述两种粒子的状态。¹ 平衡时，电子空穴的准费米能级是重合的。图 2.5。

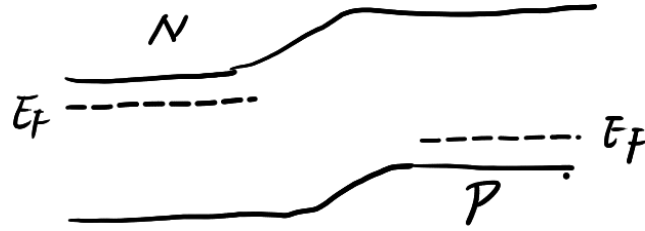


图 2.4: 外加电压后的能级图

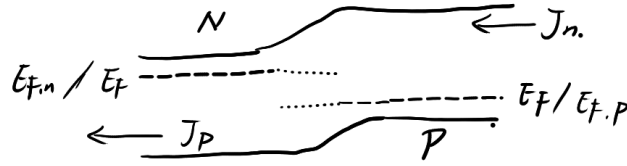


图 2.5: 外加电压后的准费米能级图

假设外加直流电压，在中性区中没有产生与复合，且 n 为常数，因此 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 。

对于 N 区空穴来说，浓度极低，只需考虑 $J_P = -qD_p \nabla p$ ，需要注意 p 的梯度，也就是只有扩散电流。而电流处处相等，另一区的总电流总是和这一侧的扩散相等的。

那么总电流

$$I = J_{P(N)} + J_{N(N)} = J_{P(n),D} + J_{N(n),D,D} = J_{P(n),D} + J_{N(p),D}$$

假设电流是常数，那么 $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ ：

又

$$J_N = qD_N \nabla \cdot n, \text{ where } n = n_0 + \Delta n$$

$$\nabla^2 \cdot \Delta n = 0$$

¹子系统平衡时间为 ps，整体平衡为 μs - ms 的量级

因此

$$\Delta n = A \cdot x + B$$

由边界条件，坐标系如图 2.6

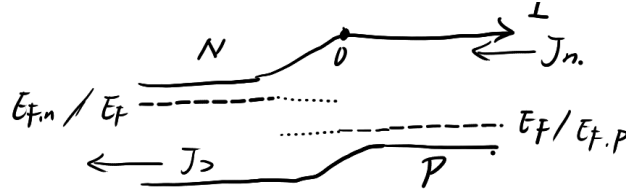


图 2.6: 坐标系建立

$$\Delta n = A(x - L)$$

$$n(0) = N_C \exp\left(-\frac{E_C(0) - E_F}{kT}\right), \text{ where } E_C(0) = E_C + V_{bi} - V_A$$

那么

$$n(0) = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{V_{bi}}{kT}\right) \exp\left(\frac{V_A}{kT}\right) = \frac{n_i^2}{p} \exp\left(\frac{V_A}{kT}\right) = n_{0,p} \exp\left(\frac{V_A}{kT}\right)$$

那么

$$\Delta n = n_{0,p} \left(\exp\left(\frac{V_A}{kT}\right) - 1 \right)$$

假设存在一个线性的变化，到电极处 $\Delta n = 0$ 存在一个线性的改变。

在无偏置时，扩散电子以及漂移电子可以动态平衡。正向偏置后漂移电子增多，扩散电子减少。

根据结区的电子浓度以及平衡区的电子浓度计算分布，并进行线性近似

正向偏置有

$$\ln J_T \approx qV_A/k_B T + \ln \text{const}$$

$$J_T = -q \left[\frac{D_n}{W_p} \frac{n_i^2}{n_A} + \frac{D_p}{W_n} \frac{n_i^2}{N_D} \right] (e^{qV_A/k_B T} - 1)$$

反向偏置有

$$J_T \approx \text{const}$$

反向偏置时：

$$n' = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = N_C \exp\left(-\frac{E_O + V_{bi} - V_A - E_F}{kT}\right)$$

结区有

$$\frac{N_D N_A}{n_i^2} = \exp\left(\frac{V_{bi}}{kT}\right) \frac{n_i^2}{N_A}$$

那么

$$n' = \frac{n_i^2}{N_A} \exp\left(\frac{V_A}{kT}\right)$$

V_{bi} 推导

由于

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

对于 E_C 最低处为 n_1 另一侧为 n_2 , 那么

$$\begin{aligned} n_1 &= N_D \\ n_2 &= \frac{n_i^2}{N_A} \\ \frac{n_1}{n_2} &= \exp\left(\frac{E_{C,2} - E_{C,1}}{kT}\right) \\ \log(N_A N_D / n_i^2) &= \frac{V_{bo}}{kT} \end{aligned}$$

第三章 PN 结交流特性

电容的本质是电荷随电压变化。PN 结也是电容，并且是一个可变电容。对 PN 结来说结电容占主导，扩散电容较少。

3.1 正向导通电流

$$I = I_0(\exp(q(V_A - R_S I)\beta/m) - 1)$$

其中 m 是非理想因子。

$$\ln \frac{I + I_0}{I_0} = q(V_A - R_S I) \frac{\beta}{m}$$

$$\frac{1}{R} = \frac{dI_A}{dV_A}$$

3.2 结电容

结区宽度满足

$$W \propto \sqrt{V_{bi} - V_A}$$

那么随着小信号的增大，空间电荷区变窄，p 区费米能级下降；减小则空间电荷区变宽，p 区费米能级上升。

那么外加小信号 V_{AC} 后势垒也随之变化，

计算流程为

$$V_{AC} \rightarrow \Delta V_{bi} \rightarrow \Delta W \rightarrow \Delta Q = \Delta W_n N_D$$

$$C = \frac{\Delta Q}{V_{AC}}$$

若是看成平板电容器

$$C = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{(W_n + W_p)}$$

A 是结面积。由于宽度由直流偏置决定，因此这是一个可变电容。

3.3 多数载流子

运动速度为 ps 量级，决定结区的性质。

3.4 内建电势

$$\frac{1}{C_j^2} \approx \frac{2}{qN_D(x)K_s\epsilon_0 A^2}(V_{bi} - V_A)$$

3.5 少数载流子

少数载流子决定扩散电容。

$$J_N = qn\mu_N E + qD_N \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} - r_N + g_N$$

$$\frac{\partial(n_0 + \Delta n_{dc} \Delta n_{ac} e^{j\omega t})}{\partial t} = D_N \frac{d^2(n_0 + \Delta n_{dc} \Delta n_{ac} e^{j\omega t})}{dx^2} - \frac{\Delta n_{dc} + \Delta n_{ac} e^{j\omega t}}{\tau_n}$$

少数载流子的变化在微秒级。

3.6 数字电路中的应用

一般来说，在电压突变时，会发生电压保持、电流突变的行为来维持电容特性。

第四章 肖特基二极管

也可以叫做金属半导体二极管，具有和 PN 结类似的整流功能。

4.1 能带图

Φ_B 称为肖特基势。

描述金属只需要一个参数即 E_F 来描述。在接触边界需要能级的弯曲。

肖特基结瞬态响应更快，电流承载力更大。

4.2 电流

$$J_T(V_A) = J_{s-m}(0) - J_{s-m}(V_A)$$

而

$$\begin{aligned} J_{s-m} &= qnv \\ &= \int_{E>E'}^{\infty} -q\text{DOS}(E)f(E)dE \\ &= -\frac{N_S}{2} \exp\left(-\frac{E_c + E' - V_A - E_F}{kT}\right) Vq \\ &= -\frac{N_S}{2} \exp\left(-\frac{V_{bi} - V_A}{kT}\right) Vq \\ &= I_0 \exp\left(\frac{V_A}{kT}\right) \end{aligned}$$

肖特基是多数载流子导电的器件。

第五章 MOS 管电容

5.1 MOS 的基本结构

MOS 由源极漏极栅极和衬底构成。源漏为 n 型则为 nMOS，为 p 型则为 pMOS。

5.2 MOS 的平衡能带图

为了使得费米能级连续，接触处的能带下拉，由于氧化物是刚性下拉，另一侧也下降。

$$\frac{p}{p'} = \exp\left(\frac{\phi_S}{kT}\right)$$

5.3 理想 MOS 电容

通过外接电压，使得氧化物能级变平。

通过外加偏置，可以得到积累、耗尽与反型几种状态。

5.4 阈值电压

反型的临界：表面电子浓度与内部空穴浓度相等时的外接电压。

$$\frac{n_i^2}{N_A} \exp \frac{\phi_S}{kT} = N_A$$

$$\phi_S = kT 2 \log(N_A/n_i)$$

那么

$$V_G = V_{ox} + \phi_S = \frac{Q_S(\phi_S)}{C_{ox}} + \phi_S$$

5.5 低于阈值的状态

由于空穴沿位置上升速度极快，可以看作是一个冲激函数。而积累时 $\phi_S \approx 0$

$$V_G = \frac{Q_S}{C_{ox}}$$

激发的载流子全部存在于界面上，电压全部落在氧化层上， $V_G \approx V_{ox} = Q_S(\phi_S)/C_{ox}$ 。

类似的，反型之后电子浓度也会出现急剧上升，电压的进一步上升基本都会落在 V_{ox} 上，用于能带弯曲的电压只需一小部分就可以引起极大的电荷变化。

5.6 小信号电容

对于积累时，宽度不变，电荷变化；而耗尽时，类似 PN 结，宽度会发生变化，而电荷保持¹在 $-N_A$ ，是一个串联的电容；反型会增加极薄的反型层，空间电荷区基本稳定，但是反型电荷由 δ 近似会发生变化。

$$C_S = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{W}, \text{ where } W \propto \sqrt{V_{bi} - V_A}$$

5.7 高于阈值的状态

电荷随着 V_G 线性增长，随着 V_{th} 指数增长。

$$\begin{aligned} V_G &= \phi_S + V_{ox} \\ &= \phi_S + E_{ox} x_{ox} \\ &= \phi_S - \frac{Q_i + Q_F}{\epsilon_r \epsilon_0} x_{ox} \end{aligned}$$

而阈值电压满足

$$\begin{aligned} V_{th} &= 2\phi_F + E_{ox} x_{ox} \\ &= 2\phi_F - \frac{Q_i(2\phi_F) + Q_F}{\kappa_{ox} \epsilon_0} x_{ox} \\ V_G - V_{th} &= (\phi_S - 2\phi_F) - \frac{Q_i(\phi_S - Q_i(2\phi_F))}{\kappa_{ox} \epsilon_0} x_{ox} \\ &\approx - \frac{Q_F(\phi_S) - Q_F(2\phi_F)}{\kappa_{ox} \epsilon_0} x_{ox} \\ &= \frac{Q_i}{\epsilon_r \epsilon_0} x_{ox} \end{aligned}$$

小信号电容表示为栅氧层电容和半导体的可变电容。

$$C_G = \frac{dQ_G}{dV_G}$$

$$\frac{dV_G}{dQ_G} = \frac{Q_S/C_{ox}}{dQ_G} + \frac{d\phi_S}{dQ_S}$$

因此

$$\frac{1}{C_G} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_S}$$

对于导通电流，与 C_G 有关，进一步与 C_{ox} 有关，可以将二氧化硅做薄以增加 C_{ox} 。

$$I_{on} = qnv = qvV_G C_G$$

¹电离杂质

体效应因子 $m = 1 + C_S/C_{ox}$ ，越小越好。

$$\phi_S = \frac{C_j}{C_O + C_S} V_G = \frac{V_G}{m}$$

亚阈值斜率

$$SS = \frac{d \log_{10} I_D}{V_G} = 60 mV/dec \times m$$

5.8 响应时间

多子响应快，少子响应慢。

5.9 大信号电容：深耗尽

若是电压极具变化，则是 C_S 变化的最小值更小了， V_{ox} 不突变，所有电压落在表面势上。