

— *Chapitre III* —

Modélisation du TFT

MCours.com

III.1. Introduction

Dans cette partie nous exposons nos résultats de simulation numérique relatifs au transport électronique dans les TMOS en utilisant le programme MATLAB.

Nous commencerons par une brève présentation théorique du potentiel de surface dans les transistors MOS TFT en poly-silicium, les résultats de simulation obtenues prennent en considération les différents effets influant sur les caractéristiques courant-tension, le potentiel de surface et la tension de seuil, tels que l'effet de dopage, l'épaisseur de l'oxyde de grille, ainsi que la tension de polarisation de la grille. Ensuite, nous présenterons un modèle analytique de la tension de seuil ainsi qu'un modèle pour la mobilité des porteurs. Les résultats obtenus seront comparés et validés avec des mesures et des simulations de la littérature.

III.2. Potentiel de surface

III.2.1. Présentation théorique de potentiel de surface

III.2.1.1. Équation de Poisson

En général, l'équation de Poisson 1-D le long de la direction (OZ) perpendiculaire à l'interface oxyde de grille /substrat nc-Si TFT peut être écrite sous la forme [36], [37] :

$$\frac{\partial}{\partial z}[\varepsilon(z)\frac{\partial \phi}{\partial z}] = -q[N_D^+(z) - N_A^-(z) + p(z) - n(z) + N_{TD}^+(z) - N_{TA}^-(z)] \quad (\text{III.1})$$

Où ϕ est le potentiel électrostatique, $\varepsilon(z)$ est la constante diélectrique à dépendance spatiale, $N_D^+(z)$ et $N_A^-(z)$ sont respectivement les concentrations des donneurs et d'accepteurs ionisés, $n(z)$ et $p(z)$ sont respectivement les densités d'électrons et de trous dans le nc-Si, $N_{TD}^+(z)$ est la concentration des pièges donneurs vides (positifs) de joints de grains à un niveau mono-énergétique E_{TD} , $N_{TA}^-(z)$ est la concentration des pièges accepteurs occupés (négatifs) de joint de grains à un niveau mono-énergétique E_{TA} .

III.2.1.2. La densité intrinsèque des porteurs

Le potentiel de Fermi dans le film, lorsque la charge est nulle, est donné par [38]:

$$\phi_{F0} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{\rho_0}{ni}\right) \quad (\text{III.2})$$

La densité des porteurs intrinsèque peut être obtenue sous la forme :

$$n_i = \frac{2(2\pi k)^{3/2}}{h^3} (m_{lh}(m_e m_h)^{3/4} M_c^{1/2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right)) \quad (\text{III.3})$$

Où $m_h = (m_{lh}^{3/2} + m_{hh}^{3/2})^{3/2}$

m_{lh} et m_{hh} sont les masses légères et lourdes de trous (en silicium $m_{lh} = 0.16 m_0$, $m_{hh} = 0.49 m_0$ et $m_e = (m_l m_t)^{1/3}$)

m_l et m_t sont les masses effectives longitudinales et transversales d'électrons ($m_l = 0.98 m_0$, $m_t = 0.19 m_0$)

L'écart de la bande interdite est $E_g = 1.12 eV$

M_C est le nombre équivalent de minima à la bande de conduction ($M_C = 6$ pour le silicium) [36]

III.2.1.3. La densité des pièges

Les densités de pièges N_{TA} et N_{TD} sont liées respectivement à la densité des états de surface des joints de grain (superficiels) N_{ST} par :

$$N_{TD}^+ = \frac{N_{TD}}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E_{TD}}{KT}\right)} = \frac{N_{TD}}{1 + \exp\left(\frac{q\varphi - q\phi_{F0} + (E_i - E_{TD})}{KT}\right)}$$

$$N_{TA}^- = \frac{N_{TA}}{1 + \exp\left(\frac{E_{TA} - E_F}{KT}\right)} = \frac{N_{TA}}{1 + \exp\left(\frac{-q\varphi - q\phi_{F0} + (E_i - E_{TA})}{KT}\right)}$$

$$N_{TA} = \frac{N_{ST}}{d} \quad (\text{III.4})$$

Où d est la taille moyenne des grains [39].

La concentration des dopants actifs est définie par la relation suivante [40]:

$$N_{Aa}^- = N_A^- - N_T^+ \quad (\text{III.5})$$

III.2.1.4. Expression analytique du potentiel de surface

Pour la modélisation analytique du potentiel de surface en fonction du champ électrique, et en suivant la méthode décrite dans l'annexe C, le champ électrique à l'interface oxyde/bulk en fonction du champ électrique est donné par [41], [42].

$$(E(\varphi_s))^2 = \frac{2q}{\epsilon_{nc-si}} \left[\left(N_{Aa}^- + \frac{N_{ST}}{KT} \varphi_s \right) + n_0 KT \left(\exp\left(\frac{q\varphi_s}{KT}\right) - 1 \right) + \frac{N_{ST}KT}{d} \ln \left(\frac{1 + \exp\left(-\frac{q\varphi_s + (E_i - E_{TA} - q\phi_{F0})}{KT}\right)}{1 + \exp\left(-\frac{(E_i - E_{TA} - q\phi_{F0})}{KT}\right)} \right) \right] \quad (\text{III.6})$$

D'ou $P_0 \simeq N_{Aa}^-$

$$n_0 = \frac{n_i^2}{N_{aa}^-} = \frac{1}{N_{aa}^-} \frac{(4 \cdot (2\pi kT)^3 (m_e m_h)^{3/2})}{h^6} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

P_0 et n_0 sont les densités des trous et des électrons dans le nc-Si

Cette équation peut être réécrite sous la forme suivante :

$$(E(\varphi_s))^2 = \frac{2q}{\left(1 + \frac{10.4}{1 + \left(\frac{1.38}{d \times 10^9}\right)^{1.37}}\right) \epsilon_0} \left[\left(N_{Aa}^- + \frac{Nst}{d}\right) \varphi_s + \frac{1}{N_{Aa}^-} \frac{4KT(2\pi KT)^3 (m_e m_h)^{3/2}}{h^6} \exp\left(-\frac{E_g(\infty) + q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right)}{KT}\right) KT \left(\exp\left(\frac{q\varphi_s}{KT} - 1\right)\right) + \frac{NstKT}{dl} \ln \left(\frac{1 + 0.5 \exp\left(\frac{q\varphi_s + 0.5E_g(\infty) + 0.5q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right) - E_{TA} - q\phi_{F0}}{KT}\right)}{1 + 0.5 \exp\left(\frac{0.5E_g(\infty) + 0.5q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right) - E_{TA} - q\phi_{F0}}{KT}\right)} \right) \right] \quad (III.7)$$

III.2.1.5. Constante diélectrique du nc-Si

La variation de la constante diélectrique du nc-Si en fonction de la taille des joints de grains est modélisée mathématiquement par la formule suivante [43]:

$$\epsilon_{nc-si(d)} = 1 + \frac{10.4}{1 + \left(\frac{1.38}{d \times 10^9}\right)^{1.37}} \quad (III.8)$$

Expérimentalement, les structures électroniques des nanocristaux semi-conducteurs sont déterminées par la méthode **insitu** (le dopage se fait en même temps que le dépôt de la couche), en utilisant l'absorption des rayons X.

Les données expérimentales de la bande interdite du nc-Si obéissent à la formule suivante :

$$\Delta E_g = E_g(R) - E_g(\infty) = \frac{3.4382}{(d \times 10^9)^2} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)} \quad (\text{ev}) \quad (III.9)$$

Où $E_g(R)$ est la largeur de bande en fonction du rayon, $E_g(\infty)$ est la largeur de cette bande en volume [44].

Notons que la tension de seuil ou la tension V_{on} est définie comme étant la tension à partir de laquelle s'amorce la forte inversion où on peut écrire [38]:

$$\varphi_s \approx 2\phi_p \approx 2 \frac{KT}{q} \ln \left(\frac{N_{aa^-} + 2 \frac{N_{st}}{d}}{n_i} \right) \quad (\text{III.10})$$

III.2.2. Résultats de simulation numérique

III.2.2.1 : variation du potentiel de surface en fonction de diamètre des grains

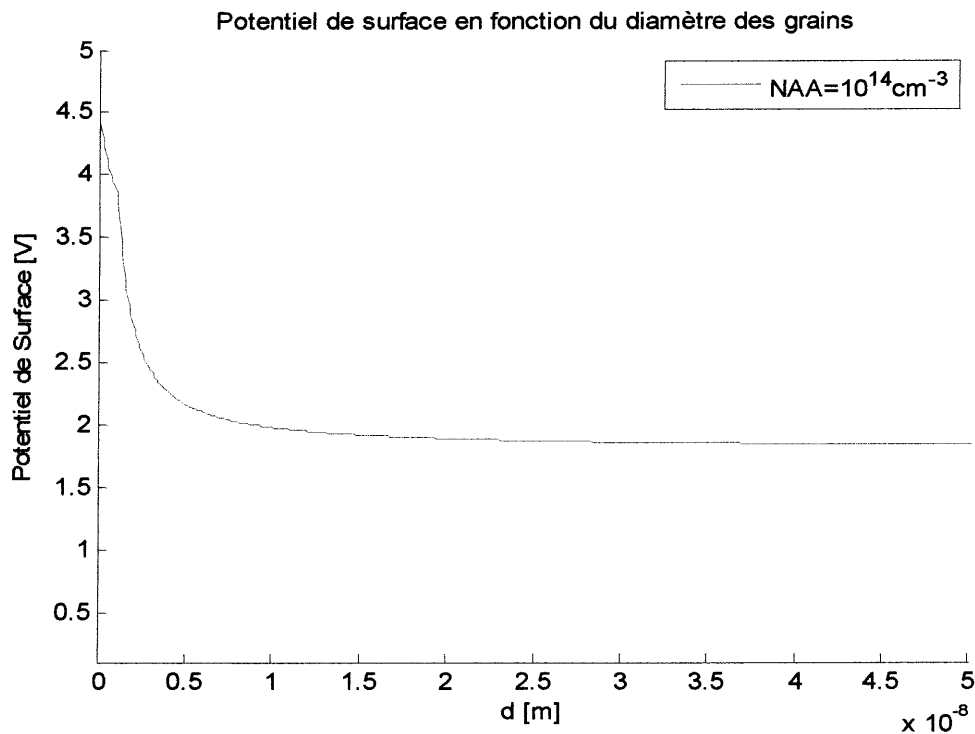


Figure III.1: *Potentiel de surface en fonction du diamètre des grains.*

La figure.III.1 représente la variation du potentiel de surface en fonction de la taille moyenne des grains pour une polarisation de grille de 10V, une tension de bande plate nulle et une épaisseur d'oxyde de 7 nm. La concentration des accepteurs ionisés a été fixée à 10^{14} cm^{-3} . Sur le graphe, nous observons que le potentiel de surface décroît avec l'augmentation de la taille des grains, une décroissance rapide est observée pour les tailles inférieures à 4 nm et le potentiel se stabilise pour une tension d'environ 2V.

III.2.2.2. Variation du potentiel de surface en fonction du diamètre des grains pour différentes valeurs de la concentration d'accepteurs ionisés (NA^-)

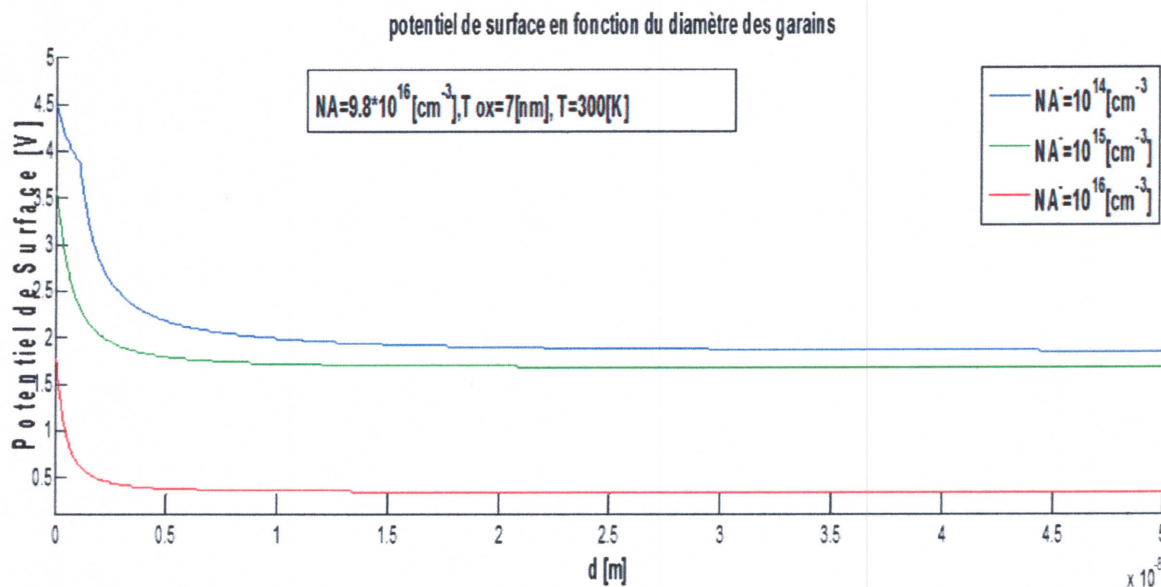


Figure III.2 : *Le potentiel de surface en fonction du diamètre des grains.*

La figure III.2 représente la variation du potentiel de surface en fonction de la taille moyenne des grains pour différentes valeurs d'accepteurs ionisés (NA^-), pour une polarisation de grille de 10 V, une tension de bande plate nulle et une épaisseur d'oxyde de 7 nm, nous observons que le potentiel de surface décroît avec l'augmentation de la taille des grains et avec l'augmentation de la concentration des accepteurs ionisés.

La diminution du potentiel de surface avec l'augmentation de d est attribuée à l'apparition des effets quantiques qui deviennent plus importants pour de telles tailles. Ce qui nous mène à conclure que le potentiel de surface, et par la suite, la tension de seuil dans les nano-cristaux sera largement affecté par les effets quantiques (cités précédemment) et ces effets vont disparaître pour des grains plus petits.

La variation de la concentration des accepteurs ionisés affecte la variation du potentiel de surface. En effet, ce dernier a tendance à diminuer avec l'augmentation du dopage (accepteurs ionisés) et cela est attribué à l'augmentation de la concentration des porteurs libres (dans la bande de conduction) qui ont pour rôle la création de la couche d'inversion dans chaque grain et ces porteurs vont participer au courant circulant le long du canal en conséquence à la diminution du potentiel de surface et de la tension de seuil.

III.2.2.3. Variation du potentiel de surface en fonction du diamètre des grains pour différentes valeurs de T_{ox}

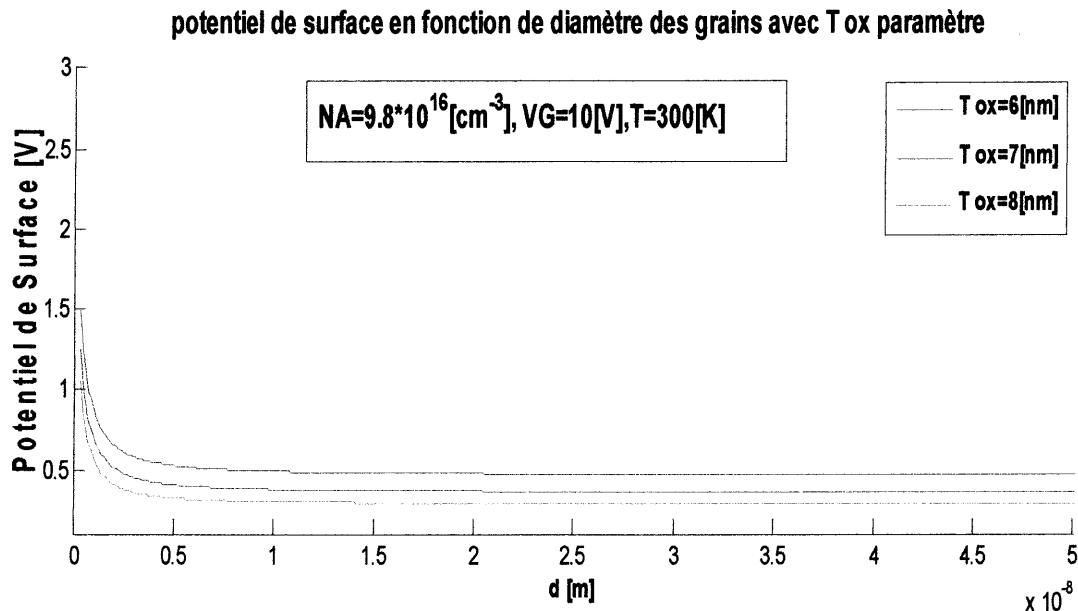


Figure III.3 : Potentiel de surface en fonction du diamètre des grains avec T_{ox} paramètre.

La figure III.3 représente la variation du potentiel de surface en fonction de la taille moyenne des grains pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde de grille. La grille a été polarisée à une tension de 10 V, une tension de bande plate nulle et une concentration en accepteurs de $9.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

D'après le graphe, nous remarquons que l'augmentation de l'épaisseur d'oxyde provoque la diminution du potentiel de surface en enregistrant un décalage vers la droite du minimum de φ_s avec l'augmentation de la taille des grains. Ce décalage peut être justifié par le fait que l'épaisseur de l'oxyde de grille affecte directement la création de la couche d'inversion et plus cette épaisseur est petite et plus les effets quantiques par effet tunnel direct à travers l'oxyde seront prononcés. Pour des épaisseurs plus importantes, les lignes de champs seront affectées et une faible concentration en porteurs libres sera par la suite obtenue.

III.2.2.4. Variation du potentiel de surface en fonction de l'épaisseur d'oxyde pour différentes valeurs du dopage

La figure suivante illustre la variation du potentiel de surface en fonction de T_{ox}

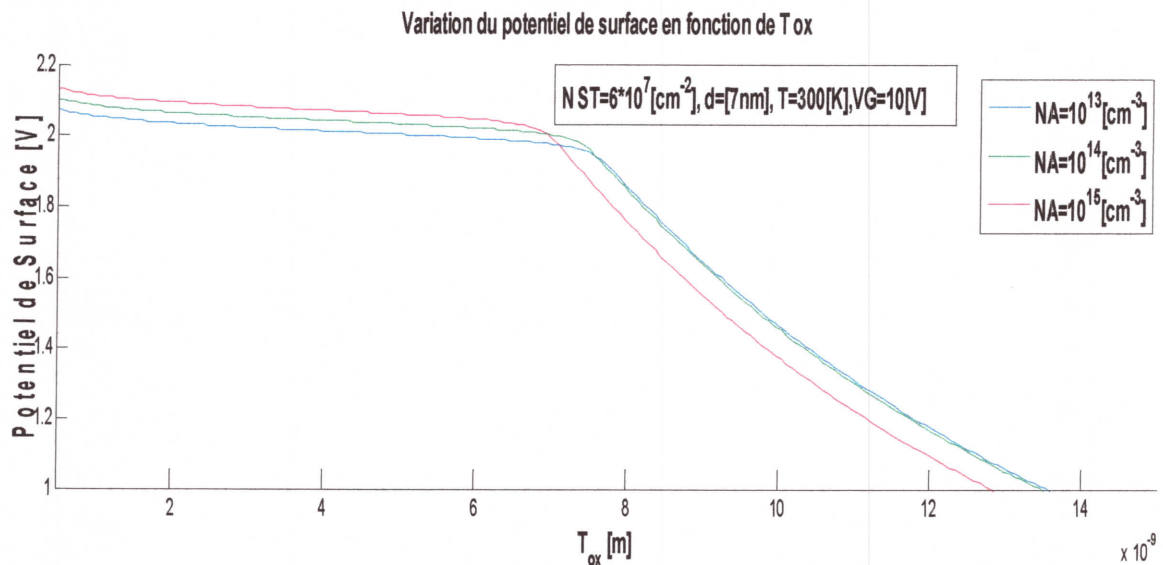


Figure III.4 : Variation du potentiel de surface en fonction de T_{ox}

À partir de cette figure, nous remarquons l'augmentation du potentiel de surface avec l'augmentation de la concentration du dopage jusqu'à une valeur de l'épaisseur de l'oxyde d'environ 7 nm où nous constatons une diminution brusque du potentiel de surface. Plus l'épaisseur de l'oxyde est faible, plus fort est l'effet du champ électrique provoqué par la polarisation de la grille, et plus grand est le nombre de porteurs libres attirés vers le canal, ce qui va augmenter considérablement le potentiel de surface.

III.2.2.5. Variation du potentiel de surface en fonction de la tension de grille pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde

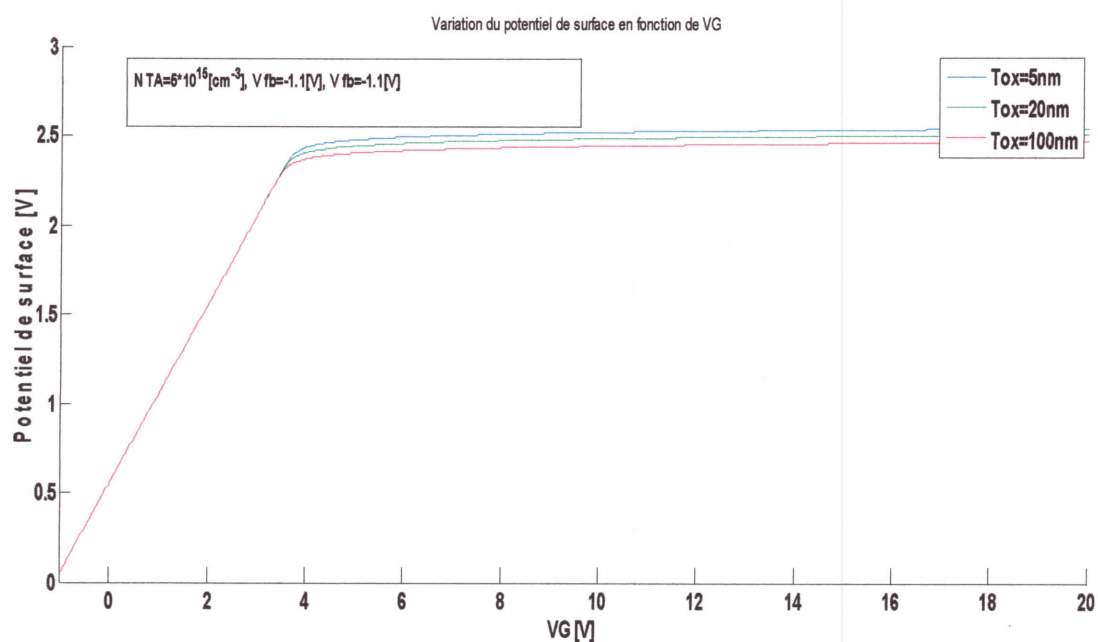


Figure III.5 : Variation du potentiel de surface en fonction de la tension V_G

Dans cette figure, nous présentons l'évolution du potentiel de surface en fonction de la tension V_G sous l'effet de l'épaisseur de l'oxyde. Nous constatons que le potentiel de surface croît linéairement avec la tension de la grille jusqu'à une valeur voisine de 3.5V pour un maximum de 2.5V. À partir de cette valeur, le potentiel de surface tend à diminuer légèrement avec l'augmentation de l'épaisseur de l'oxyde. La variation linéaire φ_s a un lien direct avec le remplissage des pièges présents dans le canal et la diminution de φ_s avec l'augmentation de l'épaisseur de l'oxyde est attribuée à la modification des lignes de champ. Le décalage de φ_s (en fonction de T_{ox}) est attribué, quant à lui, à la présence des nouveaux pièges au niveau de l'oxyde de grille qui sont de nature technologique et qui viennent influencer le potentiel de bandes plates que nous allons voir par la suite.

III.2.2.6. Variation du potentiel de surface en fonction de la polarisation de la grille pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde

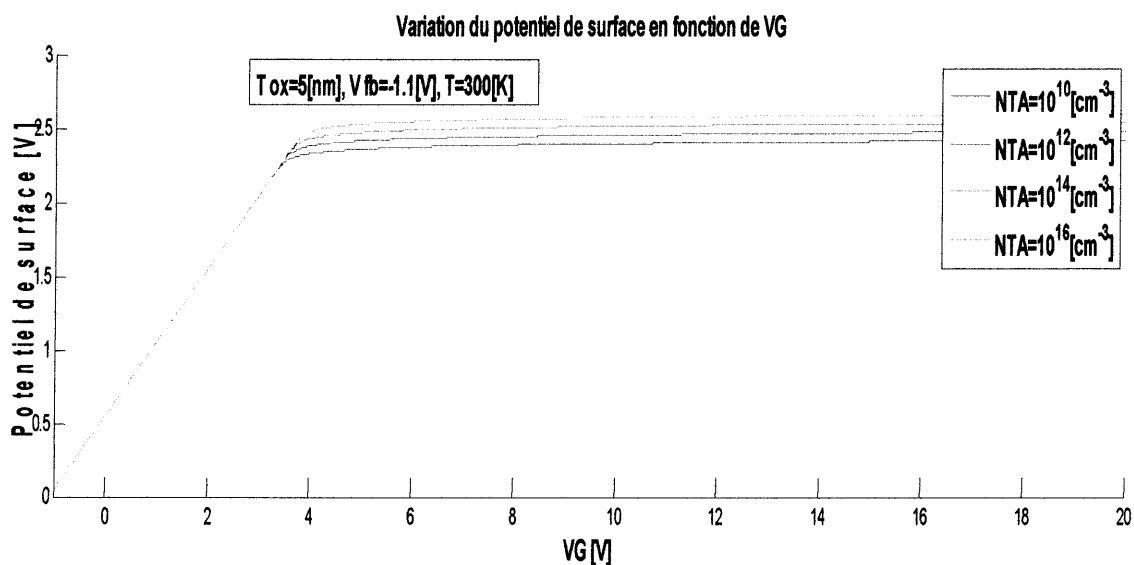


Figure III.6 : Variation du potentiel de surface en fonction de la tension de grille pour différentes valeurs de N_{TA}

La figure III.6 représente l'effet de la tension de la grille sur le potentiel de surface en prenant la densité des pièges accepteurs comme paramètre. L'augmentation de la polarisation de la grille fait augmenter le potentiel de surface, pour les différentes valeurs de densité des pièges jusqu'à une valeur d'environ 4V, à partir de cette valeur le potentiel de surface se stabilise à une valeur voisine de 2,5V. Cette valeur de saturation tend à augmenter avec l'augmentation de la densité des pièges (pour $N_{TA}=10^{10} \text{ cm}^{-3}$, le potentiel de surface se sature à une valeur de 2,2 V, pour $N_{TA}=10^{16} \text{ cm}^{-3}$ il se sature à une valeur de 2.6V). Cela est dû essentiellement au remplissage des pièges présents au niveau du canal.

III.3. La tension de seuil

III.3.1. Présentation théorique

La tension de seuil est définie comme étant le potentiel qu'il faut appliquer sur la grille pour réaliser entre la source et le drain de la structure MOS une liaison électrique (un contact ohmique), cela aura lieu grâce à la présence de la couche d'inversion qui va s'établir pour attirer les porteurs libres présents dans le canal du transistor vers l'interface oxyde de grille/canal.

La modélisation analytique de la tension de seuil peut être écrite comme suit [36] :

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_p + \frac{\epsilon_{nc-sc}}{\epsilon_{ox}} T_{ox} \times E(\phi_s) \quad (III.11)$$

Avec $\phi_s = 2\phi_p$ en remplaçant $E(\phi_s)$ par son expression :

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_p + \frac{\epsilon_{nc-sc}}{\epsilon_{ox}} T_{ox} \times \frac{2q}{\left(1 + \frac{10.4}{1 + \left(\frac{1.38}{d \times 10^9}\right)^{1.37}}\right) \epsilon_0} \left[\left(N_{Aa}^- + \frac{N_{ST}}{d} \right) \phi_s + \right. \\ \left. \frac{1}{N_{Aa}^-} \frac{4KT \cdot (2\pi KT)^3 (m_e m_h)^{\frac{3}{2}}}{h^6} \exp\left(-\frac{E_g(\infty) + q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right)}{KT}\right) \exp KT \left(\exp\left(\frac{q\phi_s}{kt}\right) - 1 \right) + \right. \\ \left. \frac{N_{ST} KT}{d} \ln \frac{1 + 0.5 \exp\left(\frac{q\phi_s + 0.5 E_g(\infty) + 0.5 q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right) - E_{TA} - q\phi_{F0}}{KT}\right)}{1 + 0.5 \exp\left(\frac{0.5 E_g(\infty) + 0.5 q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right) - E_{TA} - q\phi_{F0}}{KT}\right)} \right] \quad (III.12)$$

En utilisant la condition de la forte inversion et l'hypothèse que $q\phi_s$ et $E_i - E_{TA} - q\phi_{F0}$ sont beaucoup plus importants que KT , le champ électrique de (III.12) se simplifie à :

$$(E(\phi_s))^2 = \frac{2q}{\epsilon_{nc-si}} \left[\left(N_{Aa}^- + \frac{N_{st}}{d} \right) \phi_s + n_0 KT \left(\exp\left(\frac{q\phi_s}{KT}\right) \right) \right] = \frac{2q}{\left(1 + \frac{10.4}{1 + \left(\frac{1.38}{d \times 10^9}\right)^{1.37}}\right) \epsilon_0} \times \left(N_{Aa}^- + \frac{N_{st}}{d} \right) \phi_s + \\ + \frac{1}{N_{Aa}^-} \frac{4KT(2\pi KT)^3 (m_e m_h)^{3/2}}{h^6} \exp\left(-\frac{E_g(\infty) + q\left(\frac{3.4382}{d \times 10^9} + \frac{1.1483}{(d \times 10^9)^2}\right)}{KT}\right) KT \cdot \exp\left(\frac{q\phi_s}{KT}\right) \quad (III.13)$$

L'expression de la tension de seuil simplifiée peut s'écrire comme suit :

$$V_T = V_{FB} + 2\phi_p + \frac{\epsilon_{nc-sc}}{\epsilon_{ox}} T_{ox} \times E(\phi_s) \times \sqrt{\frac{2q}{\epsilon_{nc-si}} \left(\left(N_{Aa}^- + \frac{N_{ST}}{d} \right) (2\phi_p) + n_0 KT \cdot \exp\left(\frac{2q2\phi_p}{KT}\right) \right)}$$
(III.14)

III.3.2. Tension de seuil en fonction de la concentration des pièges [45]

D'après la structure d'un TFT, l'équation du courant drain dans la région linéaire peut s'écrire sous la forme [38]:

$$I_D = (W/L) \cdot u_{eff} \cdot C_{OX} (V_G - V_T) V_D$$
(III.15)

Où $\left(\frac{W}{L}\right)$ représente le rapport de la largeur et la longueur du canal,

u_{eff} est la mobilité effective des porteurs,

C_{OX} est la capacité de l'oxyde de grille

V_G , V_T et V_D sont la polarisation de la grille, la tension de seuil et la polarisation du drain.

Le calcul de la tension de seuil au niveau de l'interface oxyde/semi-conducteur passe obligatoirement par la résolution de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s}$$
(III.16)

Où ϕ représente le potentiel électrostatique suivant x , ϵ_s est la constante diélectrique du poly-Si, ρ est la densité de charge qu'on peut écrire en fonction de la densité d'états des pièges N_T ($cm^{-3} eV^{-1}$) selon l'équation suivante :

$$\rho = -q^2 N_T \phi$$
(III.17)

Le champ électrique E et le potentiel électrostatique ϕ sont nuls dans le volume et nous obtiendrons l'expression du champ électrique surfacique en fonction du potentiel de la surface ϕ_s :

$$E_s = q\phi_s \left(\frac{N_T}{\epsilon_s}\right)^{1/2}$$
(III.18)

Dans le cas de la forte inversion [46]

$$n_i = 2(2\pi KT/h^2)^{3/2} (m^* e m^* h)^{3/4} \cdot \exp(-E_g/2KT)$$
(III.19)

$m^* e$ et $m^* h$ sont les masses effectives des électrons et des trous, E_g est l'énergie de la bande interdite (gap) pour poly-Si, h étant la constante de Plank.

Le champ dans l'oxyde est relié au champ de la surface par : $E_{ox} = (\epsilon_s/\epsilon_{ox})E_s$

Où E_{ox} est la constante diélectrique de l'oxyde