

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITÉ DE JIJEL  
FACULTÉ DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE  
DÉPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

MÉMOIRE DE FIN D'ÉTUDE POUR L'OBTENTION DU DIPLÔME  
DE MASTER EN ÉLECTRONIQUE  
**OPTION : MICROÉLECTRONIQUE**

## THÈME

Modélisation d'un  
transistor TFT à canal à  
base de silicium  
polycristallin

**ENCADRÉ PAR :**

MR. RIAD REMMOUCHE  
MR. HACHEMI BOURIDAH

**PRÉSENTÉ PAR :**

BOUAZIZ MERIEM  
AMROUNI FAIROUZ

Promotion : novembre 2020



*Plus grand nous cherchons, plus grand  
est notre étonnement, plus grand est  
notre*

*émerveillement pour ce que nous  
contemplons*

**Abdus Salam**

**Prix Nobel de Physique 1979**

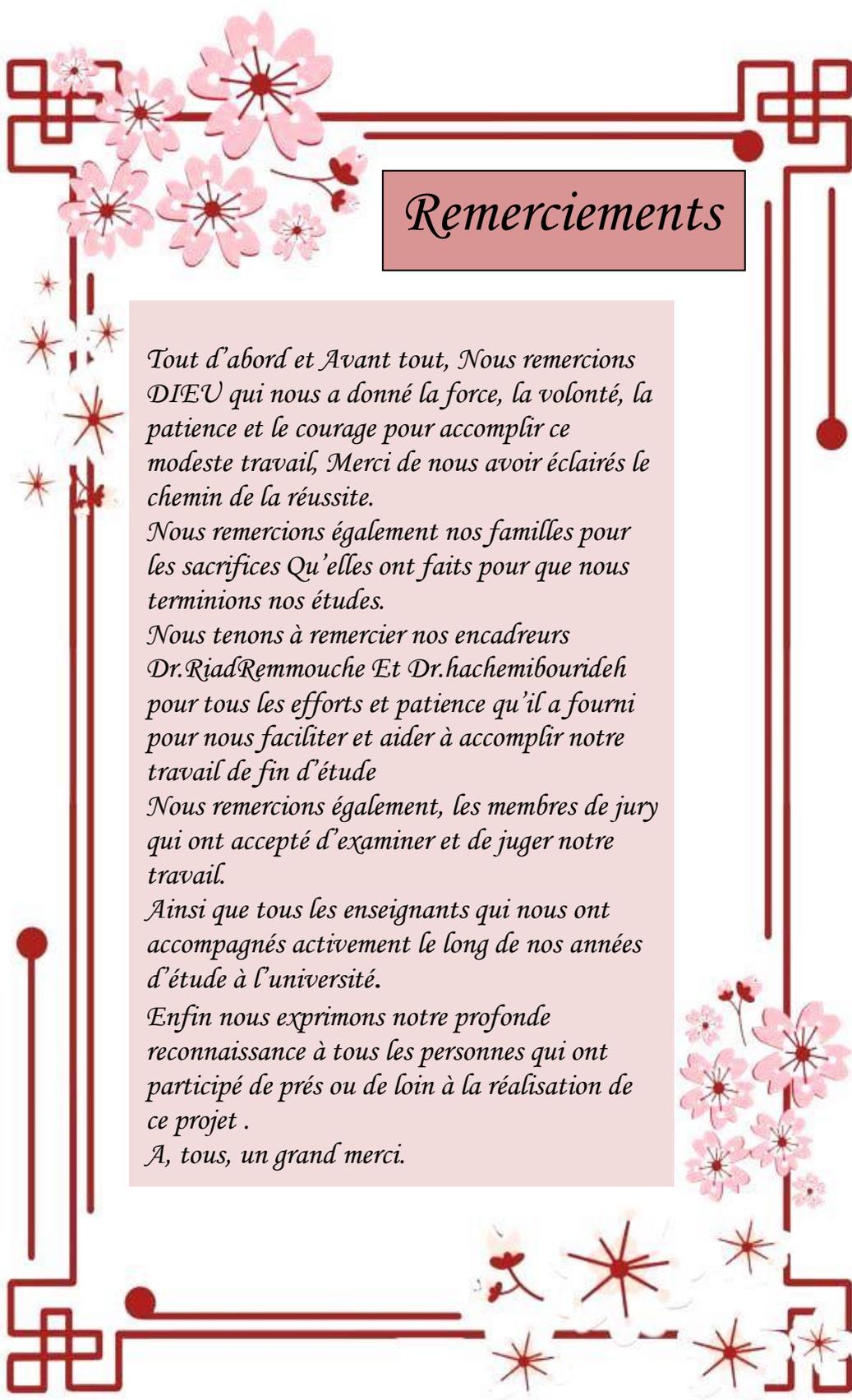
*Tous ceux qui sont sérieusement  
impliqués dans la science finiront par  
être convaincus*

*qu'un Esprit se manifeste dans les lois  
de l'Univers, un Esprit immensément  
supérieur à*

*celui de l'homme*

**Albert Einstein**

**Prix Nobel de Physique 1921**



## Remerciements

*Tout d'abord et Avant tout, Nous remercions DIEU qui nous a donné la force, la volonté, la patience et le courage pour accomplir ce modeste travail, Merci de nous avoir éclairés le chemin de la réussite.*

*Nous remercions également nos familles pour les sacrifices Qu'elles ont faits pour que nous terminions nos études.*

*Nous tenons à remercier nos encadreurs Dr.RiadRemmouche Et Dr.hachemibourideh pour tous les efforts et patience qu'il a fourni pour nous faciliter et aider à accomplir notre travail de fin d'étude*

*Nous remercions également, les membres de jury qui ont accepté d'examiner et de juger notre travail.*

*Ainsi que tous les enseignants qui nous ont accompagnés activement le long de nos années d'étude à l'université.*

*Enfin nous exprimons notre profonde reconnaissance à tous les personnes qui ont participé de près ou de loin à la réalisation de ce projet .*

*A, tous, un grand merci.*



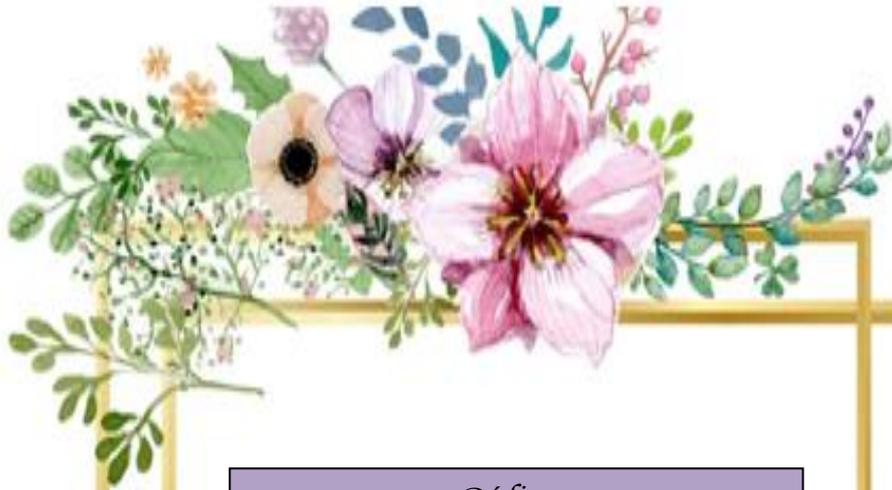


## *Dédicaces*

*Je dédie ce travail,  
prendre, celle qui a vraiment octroyée  
la lumière pour un aveugle et la  
richesse pour un pauvre.  
Mes parents qui me sont les plus chers  
au monde, dont l'amour et Les  
sacrifices n'ont pas cessé de combler ma  
vie ; Que Dieu les protège et les garde  
pour moi.  
mes enfant : ChihabElddin ,Jawad,  
NejmeEddine.  
Ma grande mère :Badiaa.  
A toute ma grande famille chacune de  
son nom et en particulier Mes chères  
frères :zahra, zeineb , keltoum, aissa,  
zakaria, abdelkarim, aymen, seifeeddin.  
A tous mes collègues et mes amis,  
À tous, qui m'aiment .*

*Meriem*





*Dédicace*

*Je dédie ce modeste travail*

*A mon père.*

*A ma mère.*

*A ma famille.*

*A mes frères et sœurs.*

*Ainsi que tous mes amis et Proches.*

**Fairouz**



# Sommaire

Remerciements.....	i
Dédicaces .....	ii
Table des matières. ....	vi
Liste des acronymes.....	viii
Liste des figures.....	xii
Liste des tableaux .....	xiv

## Table des matières

Introduction Générale.....	01
----------------------------	----

### *Chapitre I : Etat de l'art des technologies en silicium à couches minces et leurs applications*

<b>I.1.</b> Introduction.....	03
<b>I.2.</b> Les différents états du silicium.....	04
<b>I.2.1.</b> Etat monocristallin.....	04
<b>I.2.2.</b> Etat amorphe.....	05
<b>I.2.3.</b> Etat poly cristallin.....	06
<b>I.3.</b> Propriétés optoélectroniques du silicium cristallin.....	07
<b>I.3.1.</b> Le silicium monocristallin.....	07
<b>I.3.2.</b> Le silicium poly cristallin.....	09
<b>I.4.</b> Propriétés structurales de silicium poly cristallin.....	12
<b>I.4.1.</b> Structure d'un film de silicium poly cristallin.....	13
<b>I.5.</b> Les propriétés électriques du polysilicium.....	14
<b>I.6.</b> Nanostructures de silicium et effet de confinement quantique.....	14

Conclusion.....	16
-----------------	----

## *Chapitre II: Modélisation du transistor TFT*

<b>II.1.</b> Introduction.....	17
<b>II.2.</b> Le transistor TFT et son principe de fonctionnement.....	17
<b>II.2.1.</b> Présentation du TFT.....	17
<b>II.2.2.</b> Fonctionnement des transistors TFT Poly-Si.....	18
<b>II.2.2.1.</b> principe de fonctionnement.....	18
<b>II.2.2.2.</b> Régimes de fonctionnement du TFT en poly-Si.....	19
<b>II.3.</b> Paramètres électriques des TFTs en poly-Si.....	19
<b>II.3.1.</b> Courant de fuite.....	19
<b>II.3.2.</b> Tension de seuil.....	20
<b>II.3.3.</b> Pente sous le seuil.....	20
<b>II.3.4.</b> Mobilité des porteurs.....	20
<b>II.3.5.</b> Influence de la taille des grains sur les paramètres électriques du TFTpoly-Si.....	20
<b>II.4.</b> Conduction électrique dans le transistor TFT polysilicium.....	21
<b>II.4.1.</b> Modèles de conduction dans le silicium poly cristallin.....	21
<b>II.4.1.1.</b> Modèle de ségrégation des dopants.....	21
<b>II.4.1.2.</b> modèle de piégeage de Seto.....	21
<b>II.4.2.</b> Densité d'état des porteurs des charges.....	26
<b>II.4.2.1.</b> Densité d'état des porteurs de charge.....	27
<b>II.4.2.2.</b> Densité volumique de charges.....	27
<b>II.4.2.3.</b> Régime au-dessous du seuil.....	30
<b>II.4.2.4.</b> Régimes au-dessus du seuil.....	31
<b>II.4.3.</b> Tension de seuil.....	32
<b>II.4.4.</b> La mobilité effective.....	33



<b>II.4.5.</b> Le courant source drain $I_{DS}$ .....	36
Conclusion.....	39

**Chapitre III:Résultats de la modélisation du transistor TFT à base de silicium micro et nanocristallin**

<b>III.1.</b> Introduction.....	40
<b>III.2.</b> Etude de la structure microcristalline.....	40
<b>III.2.1.</b> Tension de seuil.....	40
<b>III.2.1.1.</b> La tension de seuil en fonction de la densité pièges.....	40
<b>III.2.1.2.</b> La tension de seuil en fonction de la densité de dopage.....	42
<b>III.2.1.3.</b> La tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde.....	43
<b>III.2.2.</b> Le courant source drain $I_{DS}$ .....	45
<b>III.3.</b> Etude de la structure nanocristalline .....	47
<b>III.3.1.</b> Le cas de silicium nanocristallin.....	47
<b>III.3.2.</b> Résultats de la modélisation .....	48
<b>III.3.2.1.</b> La constante diélectrique en fonction de la taille des grains.....	48
<b>III.3.2.2.</b> Tension de seuil .....	49
<b>III.3.2.2.1.</b> Tension de seuil en fonction de densité des pièges.....	49
<b>III.3.2.2.2.</b> Tension de seuil en fonction de la densité de dopage.....	51
<b>III.3.2.2.3.</b> Tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde.....	52
<b>III.3.2.3.</b> Le courant source drain $I_{DS}$ .....	53
<b>III.3.2.3.1.</b> Le courant $I_{DS}$ en fonction de la tension de seuil $V_{GS}$ .....	53
<b>III.3.2.3.2.</b> Le courant de drain $I_{DS}$ en fonction de tension $V_{DS}$ .....	54
<b>III.4.</b> Comparaison entre la structure microcristalline et la structure nanocristalline.....	55
<b>III.4.1.</b> La tension de seuil.....	55
<b>III.4.2.</b> Le courant de drain $I_{DS}$ .....	57

<b>III.4.2.1.</b> Le courant $I_{DS}$ en fonction de tension de grille $V_{GS}$ .....	57
<b>III.4.2.1.</b> Le courant $I_{DS}$ en fonction de tension de grille $V_{DS}$ .....	58
Conclusion.....	60
Conclusion générale.....	61
Bibliographie.....	62

## Liste des acronymes

### A

A la coupe transversale de canal

### B

Bulk Transistor sur silicium massif

BC Bande de conduction

BV Bande de valence

BI Bande interdite

### C

CFC Structure cubique à faces centrées

CMOS Transistors Métal-Oxyde-Semi-conducteur complémentaires

$C_{ox}$  Capacité de l'oxyde

$C_{inv}$  Capacité associée à la charge d'inversion

$C_n$  Coefficient de capture d'un électron

$C_p$  Coefficient de capture d'un trou

### D

D(E) Densité d'état en fonction d'énergie

$D_n$  Coefficient de diffusion des électrons

$D_p$  Coefficient de diffusion des trous

### E

$E_F$  Niveau d'énergie de Fermi

$E_i$  Niveau de Fermi intrinsèque

$E_g$  Energie de la bande interdite du semi-conducteur

EB Barrière de potentiel

EC Niveau d'énergie de la bande de conduction

EV Niveau d'énergie de la bande de valence

E Energie de l'état considéré.

$E_{cv}$	Energie de la bande de conduction en volume
$E_{cs}$	Energie de la bande de conduction en surface
$E_{Fi}$	Niveau de Fermi intrinsèque
<b>H</b>	
H	Constante de Planck.
<b>I</b>	
$I_D$	Courant de drain
$I_{GD}$	Courant entre la grille et le drain
$I_{GS}$	Courant entre la grille et la source
$I_{D_{sat}}$	Courant de drain de saturation
$I_{DS}$	Courant entre la source et le drain
$I_{sub}$	Courant sous le seuil.
<b>K</b>	
K	Constante de Boltzman
<b>L</b>	
L	Logeur du canal
$L_G$	La taille de grain
<b>M</b>	
MOS	Métal oxyde semi-conducteur
$m_n$	Masse de l'électron
$m_p$	Masses effectives des trous
$m_e$	Masses effectives des électrons
<b>N</b>	
$N_A$	Concentration des dopants accepteurs
$N_{TA}$	Densité de pièges accepteurs
$N_{TD}$	Densité de pièges donneurs
<b>P</b>	

$P_0$	concentration des trous à l'équilibre thermodynamique
<b>Q</b>	
$q$	Charge électrique élémentaire absolue
<b>S</b>	
SOI	Silicon On Insulator
SiO <sub>2</sub>	Oxyde de Silicium.
<b>T</b>	
$T$	Température
$T_{si}$	Epaisseur de silicium
$T_{ox}$	Epaisseur d'oxyde
TFT	Transistors en couches minces (Thin Film Transistors en Anglais)
<b>U</b>	
$\mu_0$	Mobilité à faible champ électrique
$\mu_p$	mobilité des trous
$\mu_n$	mobilité des électrons
<b>V</b>	
$V_T$	Tension de seuil
$V_D$	Tension de drain
$V_{Dsat}$	Tension de drain de saturation
$V_{DS}$	Tension entre le drain et la source
$V_{GS}$	Tension entre la source et la grille
$V_D$	Polarisation du drain normalisée
$V_G$	Tension de grille
<b>W</b>	
$W$	largeur du canal
$\Phi_F$	Potentiel de Fermi
$\psi$	Potentiel électrostatique

$\epsilon_{sc}$	Permittivité du semi-conducteur
$\epsilon_0$	Permittivité du vide.
$\epsilon_r$	Permittivité relative du milieu.
$\epsilon_{ox}$	Permittivité d'oxyde

## Liste des figures

### *Chapitre I : Etat de l'art des technologies Couches minces et leurs*

## *applications*

Figure I.1 :Structure cristalline(a) amorphe(b).....	05
Figure I.2 :Structure du silicium poly-cristallin.....	06
Figure I.3 :Densité d'états de différents types de silicium.....	07
Figure I.4 : Structure cristallographique du silicium monocristallin (type diamant) .....	08
Figure I.5 : Structure de bandes du silicium monocristallin.....	08
Figure I.6 : Coefficient de réflexion R et d'absorption $\alpha$ du silicium monocristallin en fonction de la longueur d'onde.....	08
Figure I.7 : Densité d'états en échelle logarithmique dans la bande interdite du silicium poly-cristallin en présence de défauts.....	09
Figure I.8: Structure granulaire (a) et colonnaire (b) du poly silicium.....	13
Figure I.9 :Joint de grain, zone déserte et zone de confinement des porteurs dans un matériau poly-cristallin.....	13
Figure I.10: diagramme de bande en énergie pour un puits de potentiel de largeur d et de barrière $V_0$ .....	15

## *Chapitre II: Modélisation du transistor TFT*

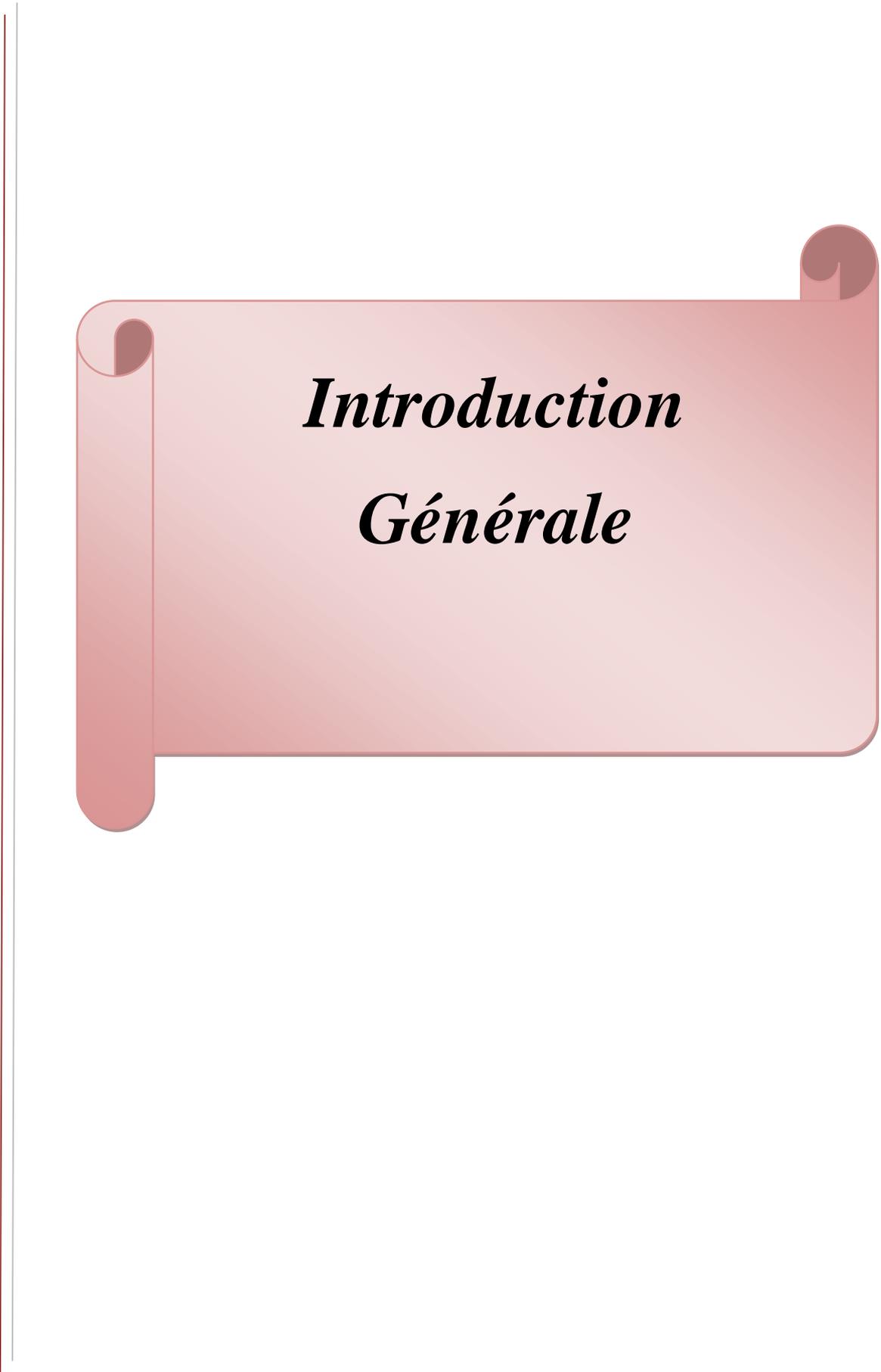
Figure II.1 : Schéma général d'un TFT.....	17
Figure II.2 : Evolution du courant de drain $I_{DS}$ avec la tension de grille $V_{GS}$ d'un TFT en poly-Si à canal N de dimension $50\mu\text{m} \times 50\mu\text{m}$ .....	19
Figure II.3:(a) structure cristalline du silicium poly cristallin, (b) répartition des charges dans le silicium poly cristallin, (c) diagramme de bande d'énergie dans le silicium poly cristallin. Les défauts sont électriquement actifs aux joints de grains.....	22
Figure II.4 :Densité volumique de charges de polysilicium de type p.....	23
Figure II.5 :Densité volumique de charges de polysilicium de type p.....	23
Figure II.6 : Evolution de la probabilité $f_n(E)$ en fonction de $(E - E_F)$ et de la température.....	26
Figure II.7:Coupe transversale en présence de joints de grains perpendiculaires (transversaux). Les régions ombrées représentent les joints de grains.....	33

**Chapitre III: Résultats de la modélisation du transistor TFT à base  
de Silicium micro et nanocristallin**

Figure III.1 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges.....	41
Figure III.2 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges pour différentes valeurs de la température.....	42
Figure III.3 : Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage .....	43
Figure III.4 : Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour trois valeurs de $N_T$ .....	44
Figure III.5 : Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de.....	45
Figure III.6 : Courant de drain $I_{DS}$ en fonction de la tension de grille $V_{GS}$ .....	46
Figure III.7 : Variation du courant $I_{DS}$ en fonction de tension de grille $V_{DS}$ .....	47
Figure III.8 :Variation de la constante diélectrique du silicium nanocristallin( $\epsilon$ ) en fonction de la taille des grains ( $L_g$ ).....	49
Figure III.9 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges.....	50
Figure III.10 :Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges pour différentes valeurs de T.....	51
Figure III.11 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité de dopage pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde.....	51
Figure III.12 : Variation de la tension du seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour trois valeurs de $N_T$ .....	52
Figure III.13 : Variation de la tension du seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de T.....	53
Figure III.14 : Variation de courant de drain $I_{DS}$ en fonction de tension de grille $V_{GS}$ .....	54
Figure III.15 : Variation de courant de drain $I_{DS}$ en fonction de tension de grille $V_{DS}$ .....	54
Figure III.16 : Tension de seuil en fonction de :(a) la densité des pièges, (b) de la densité de dopage(c) de l'épaisseur de l'oxyde.....	55
Figure III.17 : Caractéristique de sortie(a) structure microcristalline(b) structure nanocristalline.....	57
Figure III.18 : caractéristique de sortie(a) structure microcristalline (b) structure nanocristalline.....	57

## Liste des tableaux

Tableau I.1: Mobilité pour différents états cristallins du silicium .....	04
Tableau III.1 : Paramètres physiques et technologiques du transistor.....	40



***Introduction***  
***Générale***

## **Introduction générale**

**L**es transistors à effet de champ en couches minces (ou TFT en Anglais pour Thin Film Transistor) sont les éléments de base d'une grande variété de dispositifs électroniques. Différentes applications sont apparues suite aux possibilités qu'offre la combinaison entre le savoir-faire accumulé dans la micro électronique et les nouveaux horizons ouverts par l'utilisation de substrats de dimensions élevées. En effet, les transistors TFT à base de silicium polycristallin sont parfaitement adaptés à la fabrication des écrans plats à cristaux liquides et à matrice active (AMLCD) (Active Matrix Liquid Crystal Displays). Ces transistors sont des dispositifs de première importance, lorsqu'il s'agit de contrôler des matrices des écrans plats remplaçant ainsi les TFTs en silicium amorphe, en raison d'une durée de vie des porteurs plus élevée. Notons que l'intérêt fondamental de l'utilisation du Silicium polycristallin comme matériau de base dans ce type de composants permet de fabriquer des écrans de grande taille. En outre, il offre la possibilité d'une intégration directe sur le substrat en verre grâce à la facilité de dépôt du polysilicium assurant de meilleures performances électriques par rapport au Silicium amorphe (a-Si). En effet, l'optimisation des performances des TFT nécessite une haute qualité des couches minces de silicium et de leurs interfaces. En effet, le silicium polycristallin sous sa forme micro et nanocristallin est le plus stable et permet d'excellentes performances électriques vu que dans la majorité des modèles de conduction, les propriétés de ce matériau tiennent compte d'une structure particulière à base de grains et de joints de grains. C'est justement dans ce contexte que s'assigne l'objectif principal de ce travail de mémoire qui vise la modélisation d'un transistor TFT à base de silicium polycristallin sous sa forme micro et nanocristalline.

Le manuscrit comporte trois chapitres :

Nous abordons dans le premier chapitre quelques notions relatives au silicium polycristallin d'un point de vue expérimental et théorique et nous passons en revue le transistor en couche mince.

Nous exposons dans le dernier chapitre les résultats de la modélisation avec une comparaison entre les propriétés électriques du TFT à base de silicium microcristallin et TFT à base de silicium nanocristallin.



***Chapitre I :***  
***Etat de l'art des technologies en***  
***silicium***  
***à couches minces et leurs***  
***applications***

## **I .1. Introduction :**

Le matériau inorganique le plus utilisé pour l'électronique grande surface est le silicium, comme beaucoup d'autres éléments, le silicium peut exister à température ambiante sous différentes structures, dont les deux extrêmes sont respectivement l'état amorphe et l'état cristallin. Il est habituel de considérer que le silicium polycristallin, nommé dans la suite poly Si, est composé d'une manière hétérogène de ces deux formes, c'est-à-dire de grains monocristallins séparés par des zones amorphes. On utilise le silicium sous forme amorphe dans la production des matrices actives depuis le début des années 80 [1] [2]. Les technologies silicium pour l'électronique grande surface ont ensuite évoluées vers des matériaux aux performances accrues tout en cherchant à limiter les coûts de fabrication.

La première direction explorée fut celle du silicium polycristallin ; Lorsque l'on porte le matériau amorphe à des températures (environ 600°C), celui-ci cristallise localement et donne une structure polycristalline [3]. L'un des problèmes inhérent à cette méthode de cristallisation tient à la faible résistance en température des verres employés comme substrat pour la réalisation des écrans plats. À des températures supérieures à 500°C, ces matériaux se déforment et il est donc préférable d'utiliser des techniques de cristallisation à faible budget thermique. C'est pourquoi, on réalise l'opération par action d'un laser à température ambiante [4]. Une autre technique consiste à induire la cristallisation et de la contrôler en mettant le matériau amorphe en contact avec un métal, on parle alors de Metal-Induced Cristallisation (MIC) [5]. Les propriétés de conduction du silicium polycristallin sont nettement supérieures par rapport à celles du silicium amorphe ; la mobilité est ainsi multipliée par un facteur dix à cent suivant la technologie de cristallisation. Cependant les technologies issues de la recherche sur le silicium polycristallin souffrent de nombreux inconvénients dont les principaux sont l'augmentation des dispersions entre les dispositifs dûes à différentes tailles des grains sur la plaque et le coût prohibitif associé à l'étape de cristallisation laser qui est lente.

Par conséquent, des voies alternatives sont explorées : on voit par exemple apparaître des techniques de report de couches cristallines [6] : on réalise le collage moléculaire d'une couche de silicium cristallin sur un substrat de verre, les propriétés des transistors égalent alors celles des dispositifs avancés de la microélectronique. Une autre voie consiste à fabriquer des matériaux à des coûts aussi faibles que le silicium amorphe mais avec des propriétés de conduction supérieures : c'est la voie du silicium nano et microcristallin [7].

À partir du seul élément silicium, on dispose aujourd'hui d'un très vaste panel de matériaux aux propriétés cristallines différentes. Le choix d'un matériau pour une application résultera donc d'un compromis entre le coût et les performances. On résume sous forme d'un tableau (tableau I.1), l'ordre de grandeur des mobilités pour les éléments cités dans le texte.

	silicium amorphe	silicium microcristallin	silicium polycristallin	silicium cristallin
Mobilité des Electrons $\text{cm}^2/(\text{Vs})$	1	1-5	100-200	500-1000

**Tableau I.1 :** Mobilités pour différents états cristallins du silicium [7].

## **I.2. Les différents états du silicium**

Le silicium existe sous différentes formes :

- sous forme multi cristalline et monocristalline pour les couches massives.
- sous forme amorphe et poly cristalline pour les couches minces.

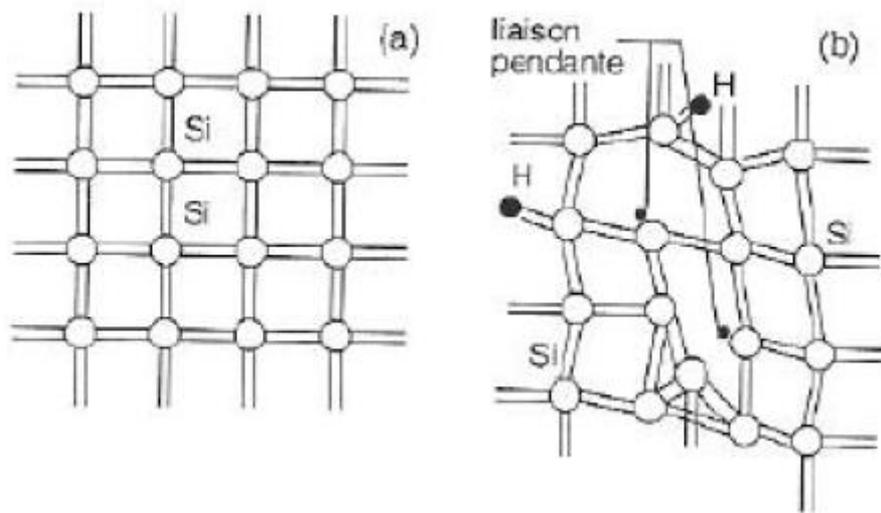
Ces différentes formes se distinguent par l'épaisseur de la couche mais aussi par la taille des grains.

### **I.2.1. Etat monocristallin**

La structure monocristalline est définie comme étant un arrangement ordonné et périodique d'atomes au sein d'un réseau cristallographique dont l'élément élémentaire est appelée maille [8]. Le silicium cristallin dans la structure cubique diamant, qui est une structure cubique à faces centrées (CFC) à motif, avec une distance inter atomique ou paramètre de maille  $d=2.35\text{Å}$ , et des angles de liaison bien définis [9], comme l'indique la figure (I.1.a). Les liaisons chimiques dans le silicium sont de type covalentes et à ce type de liaison correspond des états électroniques couplés entre eux par un potentiel périodique du cristal conduisant à des états permis et interdits pour les électrons, et qui définissent l'existence de bandes d'énergies permises et interdites.

### **I.2.2. Etat amorphe**

Cet état est systématiquement défini comme étant dépourvu d'ordre cristallin à longue distance par rapport à la distance inter atomique. Les angles inter liaison et les distances interatomiques ne sont pas respectés et seul un ordre à courte distance peut exister. Dans le silicium amorphe, les premiers voisins d'un atome de silicium seront bien aux sommets d'un tétraèdre, mais il y aura distorsion des angles de liaisons en atteignant les seconds, troisièmes voisins. On aboutira à une disposition des atomes ou certaines liaisons chimiques ne peuvent pas être satisfaites pour des raisons géométriques. Les niveaux d'énergie correspondant aux liaisons non satisfaites sont situés dans la région de la bande interdite du cristal puisque c'est précisément l'hybridation qui crée la bande interdite.



**Fig.I.1 :** Structure cristalline(a) amorphe(b) [10].

### **I.2.3. Etat poly-cristallin**

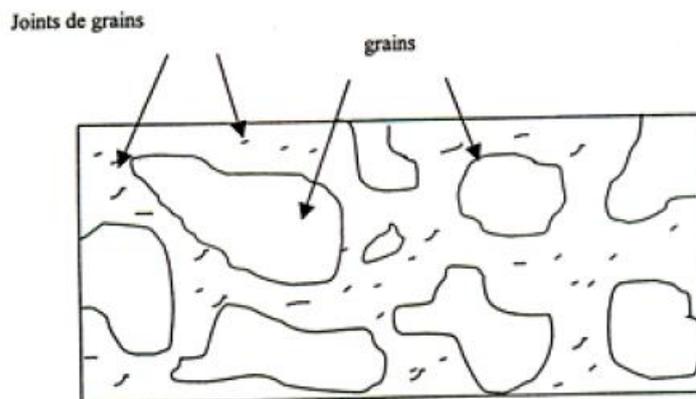
Une structure polycristalline est considérée comme un état intermédiaire entre l'état cristallin et l'état amorphe, elle est souvent considérée comme un mélange de ces deux phases. Le silicium polycristallin est constitué de grains monocristallins séparés entre eux par des zones désordonnées et riches de défauts cristallins, que l'on peut assimiler à du silicium amorphe et que l'on nomme joints de grains. Chacun de ces deux composants de silicium polycristallin, grains et joints de grains, possède des caractéristiques propres que nous rappelons brièvement [11]:

-Le grain peut être défini par sa taille et par sa qualité cristalline.

-Les caractéristiques essentielles du joint de grain sont ses dimensions c'est-à-dire son épaisseur, et également ses défauts.

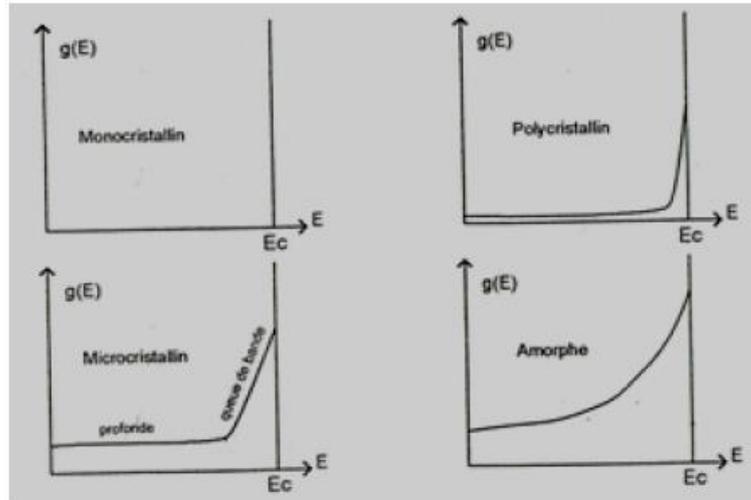
Parler d'un type unique du silicium poly cristallin serait donc une erreur et c'est pourquoi il est toujours nécessaire de définir le silicium polycristallin selon certains critères que l'on peut résumer comme ceci :

- Texture et taille de grains.
- Densité de défauts intra-granulaires.
- Rapport du volume cristallin sur le volume amorphe.
- Porosité.



***Fig. I.2: Structure du silicium poly-cristallin***

La structure polycristalline de silicium dépend fortement de ses paramètres du dépôt et en générale, la qualité de ce matériau est déterminée par la taille et la qualité des grains ou des cristallites qui le forment. En effet, les grains d'un polycristal ne sont pas de vraies cristallites monocristallines, ils peuvent contenir des défauts électriques venant d'états localisés à l'intérieur de la bande interdite [12]. En général, la qualité d'un matériau polycristallin est déterminée par la taille et l'orientation de ces grains, par la densité de défauts dans les joints de grains et dans les grains, et par les fractions volumiques de chaque état constituant le matériau. Les caractéristiques structurales d'un matériau polycristallin peuvent introduire des états localisés à l'intérieur de la bande interdite (liaison pendante). La qualité structurale détermine donc la structure électronique du matériau, et par conséquent le phénomène de transport à l'intérieur du matériau, sans tenir compte d'un dopage éventuel qui modifie les propriétés électriques du matériau comme pour un semi-conducteur parfait.



*Fig.I.3 :Densité d'états de différents types de silicium [13]*

### **I.3. Propriétés optoélectroniques du silicium cristallin**

Dans cette deuxième partie, nous présentons les généralités sur les propriétés optoélectroniques du silicium monocristallin puis celles du silicium polycristallin ; l'objectif est de rappeler les conséquences de la présence de défauts cristallographiques (joints de grains, macles, dislocations) et chimiques (hydrogène, oxygène) sur les propriétés électriques du silicium cristallin.

#### **I.3.1. Le silicium monocristallin**

La structure cristallographique du silicium monocristallin (Fig.I.4) est une structure cubique diamant dans laquelle deux réseaux cubiques à faces centrées s'interpénètrent. Chaque atome d'un des réseaux est entouré par 4 proches voisins équidistants de l'autre réseau formant un tétraèdre [14]. Les liaisons entre les atomes sont de type covalent avec une distance interatomique de 2.35 Å et un paramètre de maille  $a=5.43$  Å [15]. La bande interdite (gap), séparant la bande de valence de la bande de conduction est égale à  $E_g=1.12$  eV à température ambiante. Il correspond à un gap indirect puisque le minimum de la bande de conduction est repéré en un point autre que le maximum de la bande de valence dans la zone de Brillouin. La figure I.5 représente la répartition des niveaux d'énergie du silicium monocristallin et illustre le gap indirect.

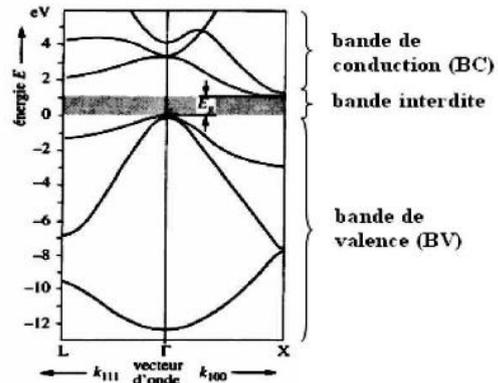
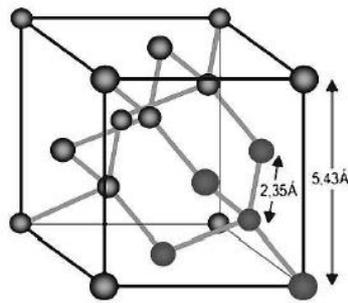


Fig. I.4: Structure cristallographique du silicium

Fig. I.5: Structure de bandes du

silicium monocristallin (type diamant) [15]. Monocristallin [16].

La figure I.6 montre la variation des propriétés optiques du silicium monocristallin, à savoir le coefficient de réflexion  $R$  et le coefficient d'absorption  $\alpha$  fonction de la longueur d'onde, mesurés à température ambiante [17]. Le spectre du coefficient de réflexion révèle 2 pics localisés autour de  $\lambda=275$  nm et  $\lambda=365$  nm, caractéristiques du silicium monocristallin. Ces pics sont associés respectivement à l'ordre à longue distance et à courte distance dans la structure d'excitation. La longueur d'absorption pour laquelle 63 % du faisceau lumineux est absorbé dans le matériau est de 100  $\mu\text{m}$  pour des photons de longueur d'onde  $\lambda=2$   $\mu\text{m}$ . Elle prend cependant des valeurs très faibles aux faibles longueurs d'onde, jusqu'à 10 nm dans l'ultraviolet.

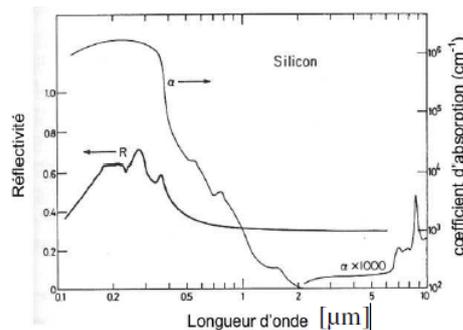
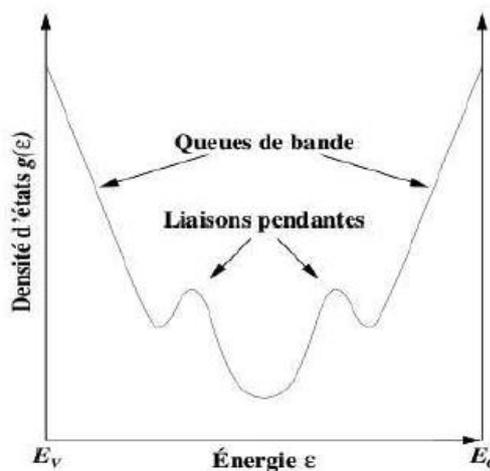


Fig. I.6 : Coefficient de réflexion  $R$  et d'absorption  $\alpha$  du silicium monocristallin en fonction de la longueur d'onde [17].

### I.3.2. Le silicium poly cristallin

La structure du silicium polycristallin se situe entre celle du silicium monocristallin et celle du silicium amorphe. Elle est constituée de grains dont la taille varie de quelques centaines de nanomètres à quelques millimètres suivant les conditions d'élaboration, séparés entre eux par des joints de grains. Les joints de grains délimitant des grains d'orientations différentes constituent des zones désordonnées, souvent assimilées à du silicium amorphe. La figure I.7 représente la densité d'états dans la bande interdite du silicium polycristallin, similaire à celle du silicium amorphe.



**Fig. I.7 :** Densité d'états en échelle logarithmique dans la bande interdite du silicium poly-cristallin en présence de défauts [18].

Le désordre induit par les joints de grains et la distorsion des liaisons entre les atomes de silicium provoquent une distribution des états électroniques. Cela se traduit par l'apparition d'états localisés dans la bande interdite au niveau des bandes de conduction et de valence sous forme de queues de bande. Les liaisons pendantes (liaisons non satisfaites) introduisent quant à elles deux états électroniques au milieu du gap.

Les grains peuvent être de différentes tailles. Leur qualité cristalline est fonction de la densité des défauts intra granulaires parmi lesquels les dislocations, les sousjoints et les joints de macle. En présence de ces défauts, la structure de bande du silicium peut être modifiée. D'autre part, les couches de silicium polycristallin ont un niveau de pureté moins élevé par rapport au silicium monocristallin. La présence d'impuretés telles que l'oxygène, le carbone et les métaux de transition, pouvant être incorporées dans la couche lors de la fabrication du silicium polycristallin, limite la longueur de diffusion des porteurs minoritaires dans les applications telles que le photovoltaïque. D'autres impuretés peuvent être introduites intentionnellement dans

la couche pour le dopage ou la passivation des défauts. En fonction de la densité des défauts dans la couche, la densité d'états peut prendre différents aspects, cependant elle sera toujours proche de celle présentée sur la figure I.6, les joints de grains étant inévitables dans le silicium polycristallin.

#### **a) Les défauts cristallographiques**

##### **• Les joints de grains**

Les joints de grains délimitent des grains d'orientations différentes. Ils constituent des zones désordonnées, souvent assimilées à du silicium amorphe. Comme ce dernier, les joints de grains contiennent une forte densité de liaisons pendantes. Ces défauts introduisent des niveaux localisés dans la bande interdite qui ont pour effet de piéger les porteurs de charges minoritaires. En effet, les liaisons pendantes attirent les porteurs majoritaires. Il s'ensuit une zone de charge d'espace qui agit comme un puits de potentiel à l'égard des porteurs minoritaires. Ils constituent donc des centres de recombinaison. Cela entraîne une atténuation de la densité des porteurs minoritaires, conduisant à une dégradation des propriétés électriques du semi-conducteur polycristallin dans sa globalité. Les joints de grains sont aussi le siège d'une ségrégation des éléments dopants qui deviennent inactifs. Cet effet est plus important si le rayon atomique du dopant est grand par rapport au rayon atomique du silicium ou lorsque la densité en éléments dopants augmente.

##### **• Les défauts intra granulaires**

Parmi les défauts intra granulaires du silicium, nous distinguons les dislocations, les sous-joints et les joints de macles.

– Les dislocations sont des défauts linéaires, créées à partir d'un glissement de certains plans atomiques par rapport à d'autres ou de la distorsion de deux régions adjacentes l'une par rapport à l'autre dans la structure cristalline. Elles sont dues aux chocs thermiques lors de l'élaboration du matériau ou encore à la présence d'impuretés. Ces défauts sont électriquement actifs. Ils augmentent la vitesse de recombinaison des porteurs minoritaires, ce qui provoque la réduction de leur longueur de diffusion. De plus, elles induisent des liaisons pendantes, zones de ségrégation des impuretés.

Cela entraîne un affaiblissement des propriétés électriques du silicium polycristallin [19]. Une forte densité de dislocations entraîne l'apparition de sous-joints.

– Les sous-joints séparent à l'intérieur d'un cristal des zones d'orientation proche. En général, l'angle de désorientation est inférieur à  $15^\circ$ . Ces joints sont actifs électriquement à cause de la présence de dislocations. Le réseau de coïncidence (CSL: Coïncidence Site Lattice) correspond aux sites atomiques communs entre deux grains. Il est possible d'attribuer aux joints de grains un indice de coïncidence  $\Sigma$  de la désorientation [20]. Plus cet indice est bas, plus le nombre de nœuds communs est grand. Il est calculé à partir de l'expression :

$$\Sigma = \text{Volume de la maille de coïncidence} / \text{Volume de la maille du réseau}$$

Les sous-joints ont un indice de coïncidence  $\Sigma=1$ .

Les propriétés électriques du silicium poly-cristallin sont fonction des défauts intergranulaires mais aussi de ceux contenus dans les grains. Nous allons voir dans le prochain paragraphe l'effet de la présence d'impuretés dans la couche.

### **b) Les défauts chimiques**

Par défauts chimiques, nous entendons les impuretés incorporées dans le silicium polycristallin soit dans la chambre du dépôt, soit lors du processus de cristallisation, ou alors intentionnellement pour la passivation des défauts ou pour le dopage de la couche. Dans cette section, nous n'abordons pas les impuretés servant pour le dopage de la couche.

#### **• L'hydrogène**

Comme nous venons de le voir, Les joints de grains et les dislocations constituent des centres de recombinaison des porteurs de charges. Ils sont électriquement actifs et tendent à limiter les performances du silicium polycristallin. La réduction de leur densité est une condition nécessaire au bon fonctionnement du composant. L'incorporation d'atomes d'hydrogène pendant ou après l'élaboration du matériau permet de passiver les défauts. Le procédé consiste à former des liaisons entre les atomes d'hydrogène et les défauts structuraux contenus dans le silicium (liaisons pendantes). Les barrières de potentiel créées dans les joints de grains se trouvent réduites ainsi que la densité d'états électroniques dans la bande interdite. La mobilité des porteurs de charge se trouve activée et leur longueur de diffusion augmentée.

La passivation à l'hydrogène se trouve ralentie lorsqu'une forte ségrégation d'éléments se produit au niveau des joints de grains où ils s'accumulent, ce qui empêche la pénétration de l'hydrogène [21,22]. L'hydrogène passive les défauts contenus dans les joints de grains mais aussi ceux contenus dans les grains. L'hydrogénation des couches polycristallines (et

amorphes) permet de passiver les liaisons pendantes générées par les dislocations. Elle permet donc de réduire la densité des défauts électriquement actifs comme l'ont reporté Ditzio et al. et Jousse et al [23,24].

- **L'oxygène**

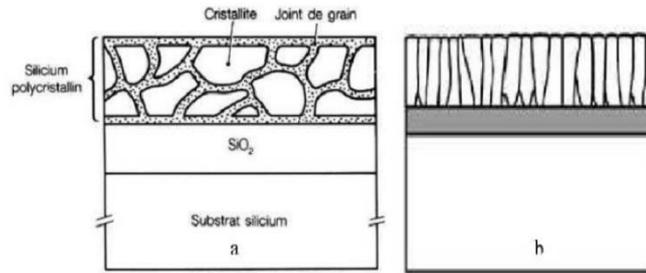
L'oxygène est l'impureté la plus courante dans le silicium poly-cristallin en raison de sa forte affinité pour le silicium. Il provient essentiellement de l'atmosphère et occupe généralement des sites interstitiels. En forte concentration, il précipite sous forme de  $\text{SiO}_x$  qui affecte la génération et la durée de vie des porteurs minoritaires [25]. En effet, sa présence conduit à un piégeage des impuretés dans la couche et à une dégradation de la durée de vie et de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires [26].

Le modèle de piégeage des porteurs [27] considère la présence d'états pièges dans les joints de grains qui attirent les porteurs majoritaires. Ils deviennent chargés et créent des barrières de potentiel qui s'opposent au déplacement des porteurs de charge. Lorsque le dopage est élevé, l'état atteint la concentration critique, tous les pièges se retrouvent saturés et la hauteur de la barrière est à son maximum. Une augmentation du dopage provoque alors une diffusion des porteurs dans le grain et la diminution de la barrière de potentiel. La mobilité des porteurs de charge augmente provoquant une décroissance brutale de la résistivité. En conséquence, pour atteindre une résistivité proche du silicium monocristallin, il est nécessaire que les cristallites composant le silicium poly-cristallin soit très larges.

## **I.4 Propriétés structurales du silicium polycristallin**

### **I.4.1 Structure d'un film de silicium polycristallin**

Le silicium polycristallin est composé de grains et de joints de grains. Les grains sont considérés comme des cristallites de silicium. Les joints de grain est l'interface entre deux grains d'orientation cristalline différente. Les joints de grains sont des plans de défauts (liaisons pendantes ou contraintes, lacunes, interstitiels...). Le film de silicium polycristallin possède des grains traversant verticalement son épaisseur.

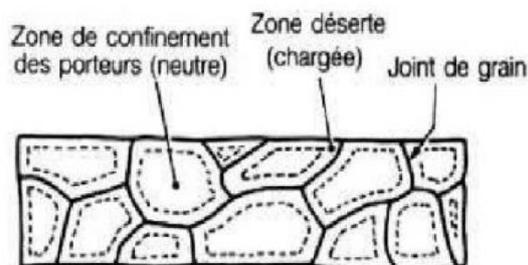


**Figure I.8 :** Structure granulaire (a) et colonnaire (b) du poly silicium.

Pour un film de silicium poly cristallin colonnaire, la structure peut être décrite par une approximation d'homogénéisation locale. La densité de joints de grains est égale à la surface totale des joints de grains par unité de volume de silicium poly cristallin.

Elle est homogène à l'inverse d'une unité de longueur. Pendant un traitement thermique, les phénomènes de croissance des grains sont susceptibles de diminuer la densité de joints de grains [28]. La présence d'impuretés peut augmenter cette croissance. En fonction de leur concentration, les dopants de types N (comme l'arsenic et surtout le phosphore) accélèrent la migration des joints de grains [29]. En revanche, en présence de dopants de type P (comme le bore), aucune accélération n'est observée en comparaison d'un film de silicium poly cristallin non dopé. La ségrégation des dopants aux joints de grains les rend électriquement inactifs. Cet effet est plus important si le rayon atomique du dopant est grand vis-à-vis du rayon atomique du silicium. Le phénomène est donc plus important pour l'arsenic que pour le bore.

Le piégeage de certains porteurs aux joints de grains y localise une charge électrique qui va confiner les autres porteurs, de meurent libres, dans la région centrale de la cristallite en créant une zone déserte isolante de part et d'autre du joint de grain et une barrière de potentiel qui limite le passage du courant (figure I.9).



**Figure I.9 :** Joint de grain, zone déserte et zone de confinement des porteurs dans un matériau polycristallin.

### **I.5. Les propriétés électriques du polysilicium:**

Nous ne considérons ici que le dopage intentionnel, c'est à dire celui que l'on est en mesure de contrôler. Le rôle du dopage est de moduler les propriétés électriques du semi-conducteur. Généralement, dans le cas du silicium, les éléments utilisés sont soit pentavalents (As, P, Sb) soit trivalents (B, In ...). Ces impuretés, placées en substitution dans un environnement tétraédrique, vont donner respectivement un caractère semi-conducteur de type n ou de type p au silicium, en apportant des porteurs libres qui sont soit des électrons, soit des trous. Il est alors possible d'entrevoir la différence essentielle entre le dopage d'un monocristal et celui d'un polycristal tel que nous l'avons défini. En effet, d'une part les atomes d'impuretés peuvent être placés dans un environnement autre que tétraédrique, d'autre part les éventuels porteurs libres peuvent être piégés par des défauts.

- **Résistivité** : la résistivité du polysilicium faiblement dopé est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celle du silicium monocristallin. Pour une certaine concentration critique, elle chute brutalement, pour tendre aux forts dopages vers la résistivité du silicium monocristallin.
- **Mobilité de Hall des porteurs majoritaires** : la mobilité présente un minimum dans la gamme des dopages intermédiaires. Vers les forts dopages, elle tend vers la mobilité du silicium monocristallin. Vers les faibles dopages, elle a tendance également à tendre vers la mobilité du monocristallin, mais reste toutefois très inférieure.
- **Concentration de porteurs libres** : elle est toujours inférieure à celle du silicium monocristallin. Elle est très faible pour les faibles dopages, et augmente rapidement à partir d'une concentration critique pour tendre vers la concentration de porteurs du silicium monocristallin. Au vu de ces trois courbes, il est intéressant de noter l'existence d'une concentration critique pour laquelle se produit la plus grande variation pour chacune des trois grandeurs.

### **I.6. Nanostructures de silicium et effet de confinement quantique**

La réduction des dimensions de la structure cristalline du silicium à quelques nanomètres va induire des changements importants sur ses propriétés électroniques et notamment sur sa structure de bande. Lorsqu'une paire électron-trou est créée dans un semi-conducteur, on peut lui associer une taille caractéristique appelé rayon de Bohr. Si la taille des nanostructures de Si est plus petite que le rayon de Bohr, l'exciton est alors confiné dans un espace limité que l'on peut décrire en mécanique quantique comme une boîte quantique. Le confinement spatial implique un

élargissement de la distribution des vecteurs d'onde  $k$  des électrons et des trous, et donc une localisation (ou quantification) des niveaux d'énergie en raison de la relation d'incertitude de Heisenberg.

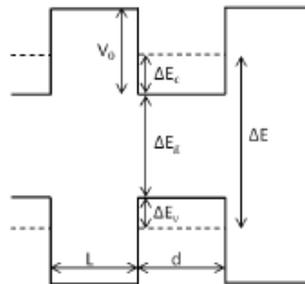
En première approximation, les puits et les boîtes quantiques peuvent être décrits comme des puits de potentiel avec une barrière d'énergie infinie. Pour une particule libre de masse effective  $m^*$  confinée dans un puits de potentiel à une dimension de largeur  $d$ , les vecteurs d'onde permis pour la particule sont décrits par l'approximation des masses effectives :

$$K_n = \frac{n\pi}{d}, \quad (n=1,2,3\dots) \quad (I.1)$$

Et les niveaux d'énergie discrets pour les porteurs libres confinés sont :

$$E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E_g + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2d^2} \left( \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_p^*} \right), \quad (n=1,2,3) \quad (I.2)$$

Où  $E_g$  est le gap du matériau massif,  $\hbar$  la constante de Planck réduite et  $m_e^*$  et  $m_p^*$  les masses effectives des électrons et des trous respectivement. Le second terme est la combinaison des différences d'énergie  $\Delta E_c$  et  $\Delta E_v$  des premiers états excités de l'électron dans la bande de conduction et du trou dans la bande de valence respectivement, comme représenté sur la Figure I.10.



**Fig I.10** : diagramme de bande en énergie pour un puits de potentiel de largeur  $d$  et de barrière  $V_0$ .

**Conclusion :**

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté le silicium sous ses différents états , à savoir, l'état ou la forme multi cristalline et monocristalline. Nous avons également abordé, d'une manière plus ou moins détaillée, les propriétés structurales du polysilicium ainsi que ses propriétés électriques.



***Chapitre II:***  
***Modélisation du transistor TFT***

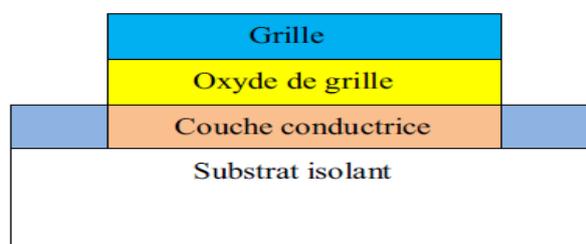
## **II.1.Introduction**

Nous présentons dans ce chapitre les différentes équations permettant la modélisation du transistor TFT à canal à base de silicium polycristallin. Vu la dépendance très étroite du fonctionnement de ce type de transistor sur les propriétés morphologiques du silicium polycristallin, nous traiterons les propriétés de transport électrique dans le polysilicium et la distribution de la densité des porteurs localisés sur les queues de bandes ainsi que sur les centres profonds. Nous présenterons un modèle analytique simplifié permettant le calcul de la densité de charge dans le polysilicium. Tous les résultats de cette étape seront exploités pour la modélisation du transistor TFT.

## **II.2.Le transistor TFT et son principe de fonctionnement**

### **II.2.1. Présentation du TFT**

Le TFT (Thin Film Transistor ou transistor en couche mince) est un transistor à effet de champ composé d'une ou plusieurs couches semi-conductrices non-monocristalline déposées sur un substrat isolant (voir Fig.II.1). Dépendant du type du substrat, il est possible d'intégrer des transistors TFTs sur des surfaces beaucoup plus grandes contrairement aux transistors MOS, ce qui explique leur utilisation pour des applications en grande surface. La technologie TFT sur substrat en verre est différente de celle à transistor MOS en monosilicium fabriqué en volume (ou transistor bulk). De plus, elle possède certains avantages par rapport à d'autres technologies telle que la technologie SOI (Silicon On Insulator) où le phénomène de latch-up est incontournable [30].



*FigII.1: Schéma général d'un TFT*

### **II.2.2.Fonctionnement des transistors TFT Poly-Si**

### **II.2.2.1. le principe de fonctionnement**

Les TFT Poly-Si sont des transistors à effet de champ. Ils ont trois électrodes : grille, drain et source. Ils n'ont pas de terminal substrat comme les transistors bulk classiques, ce qui explique l'absence d'effet substrat. Leur principe de fonctionnement est similaire aux transistors bulk avec la conduction par effets de champ dans le canal (N ou P), formé entre le drain et la source et modulé par la tension de grille. Toute fois, tandis que les transistors bulk fonctionnent en régime d'inversion, les transistors TFT poly-si fonctionnent en régime d'accumulation. En effet, pour un transistor de type N, une tension de grille positive ( $V_{GS} > 0$ ) provoque une accumulation d'électrons au niveau du canal du transistor. Lorsque la tension appliquée sur la grille atteint la tension de seuil ( $V_{GS} > V_T$ ) des porteurs libres (des électrons) sont créés. Dans un premier temps les charges libres générées sont piégées par les états localisés dans la bande interdite. Ensuite, en augmentant la tension de grille, le nombre de charges libres augmente jusqu'à saturation de tous les pièges. Dans ce cas on atteint le régime ON du transistor ( $V_{GS} = V_{on}$ ) [31].

### **II.2.2.2. Régimes de fonctionnement du TFT en poly-Si**

Le principe de fonctionnement du TFT en poly-Si est similaire à un transistor MOS monocristallin fabriqué en volume (transistor bulk). Il se base sur une conduction par effet de champ dans le canal (N ou P) qui se forme entre la source et le drain. Cette conduction est modulée par la polarisation de la tension de grille qui détermine le régime de fonctionnement du dispositif. Lorsqu'une tension de drain est appliquée, le courant entre la source et le drain circule. En effet, pour un TFT en poly-Si à canal N, une tension de grille positive ( $V_{GS} \geq V_T$  : tension de seuil) provoque une accumulation d'électrons où un courant de diffusion s'établit (régime linéaire). Au fur et à mesure que cette tension augmente, le nombre de charges libres s'accroît jusqu'à saturation de tous les états pièges localisés dans la bande interdite (régime de saturation). On atteint alors le régime ON du transistor ( $V_{GS} = V_{ON}$ ) [31].

Dans cette zone de fonctionnement, les caractéristiques électriques telles que la concentration des porteurs et leur mobilité sont fortement liés à la structure du polysilicium (taille des grains, densité de pièges présents aux joints de grains). Selon les propriétés du film de polysilicium, les états d'interface et la tension de grille, trois régimes de conduction peuvent être identifiés à savoir, un régime de blocage ou de fuite, début de l'accumulation ou régime de diffusion, et enfin le régime de conduction d'où un courant entre la source et le drain réparti comme suit :

- Régime de fuite (zone I): Le courant de fuite  $I_{OFF}$  dans le polysilicium est élevé. Il augmente avec les tensions  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  même après avoir atteint le minimum, le transistor est en état bloqué comme il est clairement montré par la figure II-2. Ce courant est l'une des limitations majeures des performances des TFTs.
- Régime linéaire (zone II) : Cet intervalle de fonctionnement correspond à un début d'accumulation des porteurs dans le canal où un courant de diffusion ( $I_{ON}$ ) s'établit. Notons que la concentration côté drain dépend du potentiel appliqué.
- Régime de conduction ou de saturation (zone III) : Au fur et à mesure que la tension de grille augmente, la majorité des porteurs induits par celle-ci contribuent au courant de conduction dans le canal [31].

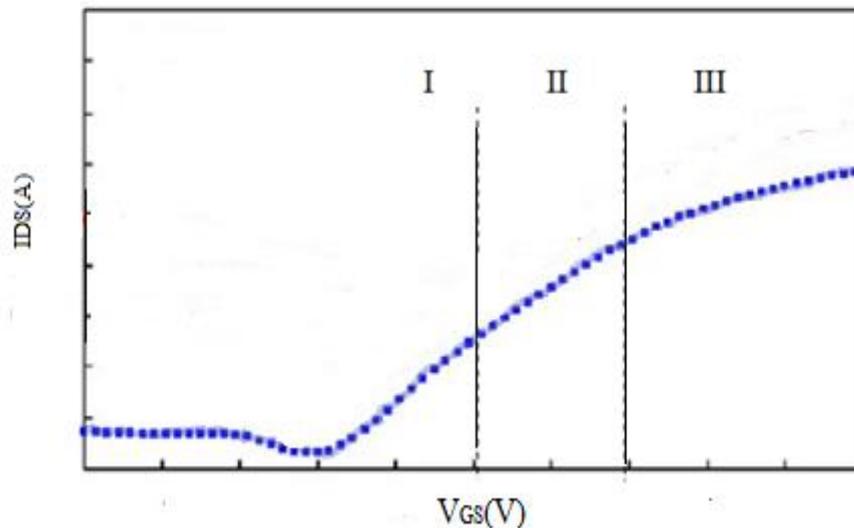


Fig II-2. Evolution du courant de drain  $I_{DS}$  avec la tension de grille  $V_{GS}$  d'un TFT en poly-Si à canal N

## II.3. Paramètres électriques des TFTs en poly-Si

### II.3.1. Courant de fuite

Le courant de fuite  $I_{OFF}$  est induit par la jonction inverse qui se crée entre le drain et le canal lorsque le TFT en poly-Si est à l'état bloqué. Notons que ce courant est indépendant de la tension de grille  $V_{GS}$  tant que celle-ci est faible devant la tension de drain  $V_{DS}$ . Dès que cette dernière augmente, le courant  $I_{OFF}$  prend des valeurs élevées.

### II.3.2. Tension de seuil

La tension de seuil dans le transistor MOS est évaluée entre la source et le drain pour laquelle la zone d'inversion apparaît dans le canal. Or, la transition entre les régimes OFF à ON étant très rapide, les valeurs des tensions de seuil sont pratiquement faibles (inférieures à 1V).

Contrairement au transistor monocristallin, un TFT en poly-Si dont la commutation du régime OFF à ON se produit plus lentement, en raison de la structure du silicium polycristallin formant le canal. En effet, le piégeage des porteurs libres par les états pièges présents aux joints de grains sous l'effet de la polarisation de la grille se fait d'une manière rapide. Ceci a pour effet la diminution de la concentration des porteurs libres et donc une conduction plus lente.

### **II.3.3. Pente sous le seuil**

La pente sous le seuil est un paramètre qui définit la vitesse de commutation entre le régime de conduction et le régime du blocage du transistor. Elle dépend de la densité d'états des pièges dans la bande interdite du polysilicium formant le canal. En effet, lorsque la tension  $V_{GS}$  augmente, les états pièges continuent à se remplir, ralentissant la mise en conduction du transistor.

### **II.3.4. Mobilité des porteurs**

La mobilité dans un TFT est fortement liée à la structure du canal. Elle est fortement diminuée, par la présence des joints de grains, d'un facteur 2 à 3 fois inférieur par rapport à la mobilité d'un transistor monocristallin. Ainsi, la mobilité est étroitement liée aux propriétés structurales du film de polysilicium d'une part, et aux différentes tensions appliquées d'autre part [32].

### **II.3.5. Influence de la taille des grains sur les paramètres électriques du TFT poly-Si**

Les caractéristiques électriques du TFT à base du polysilicium dépendent étroitement de sa structure en termes de taille des grains et densité des joints de grain ainsi que de ses dimensions géométriques (longueur et largeur du canal). En effet, il a été démontré que les paramètres électriques ( $I_{ON}$ ,  $V_T$ , pente sous le seuil, mobilité...) sont nettement améliorés pour des tailles des grains supérieures à 1  $\mu\text{m}$  ou une réduction de la longueur du canal inférieure à 10  $\mu\text{m}$ .

## **II.4. Conduction électrique dans le transistor TFT polysilicium**

Le canal étant formé d'une couche de silicium polycristallin, la conduction électrique dans ce transistor est directement liée aux phénomènes de transport électrique dans le silicium

polycristallin. Il est donc primordial de présenter les différents modèles de conduction dans le silicium polycristallin.

#### **II.4.1. Modèles de conduction dans le silicium polycristallin**

La conduction électrique dans le silicium polycristallin est décrite dans la littérature par deux modèles, en l'occurrence le modèle de ségrégation et le modèle de piégeage de Seto.

##### **II.4.1.1. Modèle de ségrégation des dopants**

Ce modèle a été proposé par Cocher et Sidgwick [33], et décrit la variation de la résistivité en fonction de la densité de dopant : l'hypothèse de départ est que les joints de grains constituent des sites préférentiels pour la ségrégation des atomes de dopant. Pour les faibles concentrations de dopant, la majorité des atomes sont localisés au niveau des joints de grain, supposés neutres et électriquement inactifs. En conséquence, la quantité de dopant à l'intérieur des grains est réduite, et ainsi la concentration des porteurs libres participant à la conduction est beaucoup plus faible que celle correspondant à la concentration chimique totale de dopant supposée uniformément distribuée. Lorsqu'on augmente le dopage, les joints de grains deviennent saturés en dopant, et les atomes se retrouvent uniformément distribués à l'intérieur des grains. Par conséquent, la concentration en porteurs libres rejoint celle en dopant, et la résistivité du film de silicium polycristallin qui a d'abord diminué, croît linéairement avec la concentration de dopant dans le cas des forts dopages. Ce modèle, basé sur le mécanisme de la ségrégation des dopants, n'explique guère la variation de la résistivité avec la température, et le minimum de la mobilité de Hall des porteurs, observé aux concentrations intermédiaires de dopant [34].

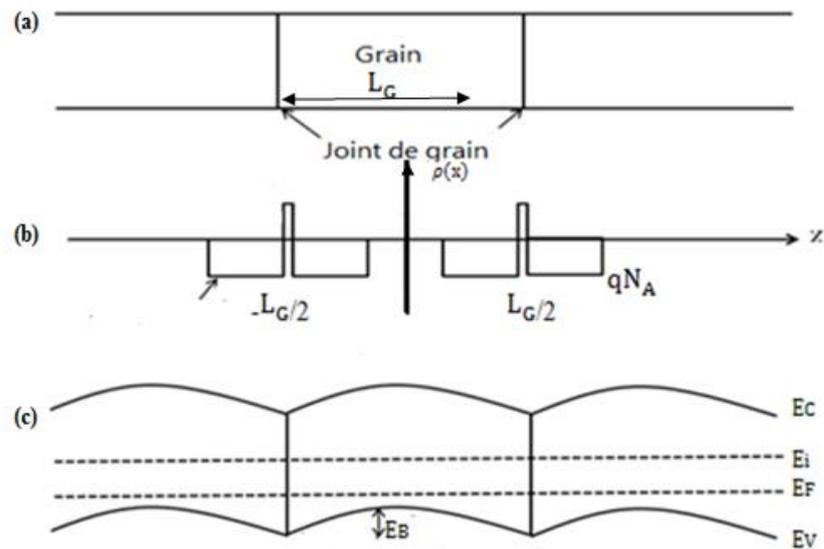
##### **II.4.1.2. modèle de piégeage de Seto:**

Le modèle de piégeage des porteurs proposé par Seto, a permis d'expliquer l'allure des caractéristiques électriques du silicium poly-cristallin. Le modèle de Seto illustré par la figure (II.3) est basé sur les hypothèses suivantes :

- Grains identiques de taille  $L_G$ .
- Les joints de grains ont une épaisseur négligeable par rapport à la taille des grains, et contiennent une densité d'états pièges  $N_T$ , situés à un niveau d'énergie  $E_T$  par rapport au niveau intrinsèque dans la région neutre.
- Les pièges sont initialement neutres et se chargent en piégeant des porteurs.

- Présence d'un seul type d'atomes de dopant uniformément distribués et totalement ionisés avec une concentration  $N$  dans la couche de silicium poly cristallin.

Le modèle de piégeage des porteurs permet une meilleure explication des propriétés de conduction électriques dans des couches de silicium polycristallin. Cependant, il ne peut pas expliquer leurs variations en fonction des traitements thermiques et des différentes espèces dopantes. Afin de permettre une explication plus plausible des propriétés de conduction électriques dans des couches de silicium polycristallin, les deux modèles ont été combinés, en d'autres termes utiliser le modèle de piégeage en tenant compte de la ségrégation des dopants[34].



**Fig II.3** : (a) structure cristalline du silicium polycristallin, (b) répartition des charges dans le silicium poly cristallin, (c) diagramme de bande d'énergie dans le silicium poly cristallin. Les défauts sont électriquement actifs aux joints de grains.

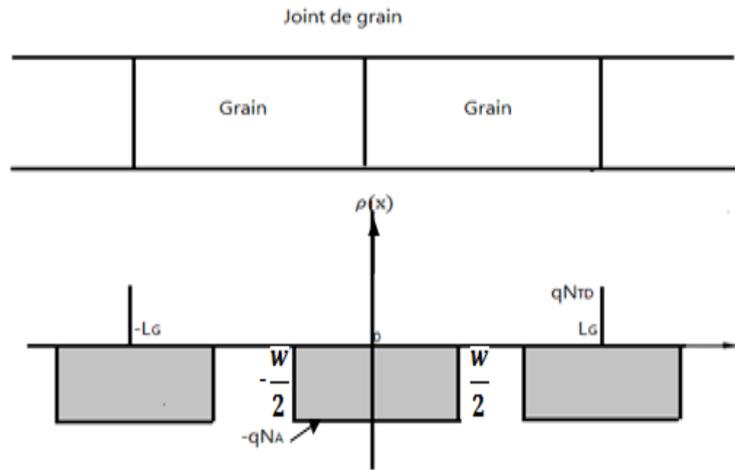


Fig II.4 : Densité volumique de charges de polysilicium de type p.

Dans ce modèle, le matériau poly-Si est supposé être composé d'une chaîne linéaire de cristallites identiques ayant une taille de grain  $L_G$  et une densité de piège aux joints de grain  $N_T$ . La charge piégée aux joints de grain est compensée par des régions d'appauvrissement de charges opposées entourant les joints de grain. Ce modèle est basé sur le calcul de la barrière d'énergie aux joints de grains, qui affecte le transport des électrons dans la couche. Pour calculer la barrière d'énergie [33], le moyen le plus simple consiste à résoudre l'équation de Poisson dans le grain. Soient :

$N_A$  : concentration de dopage des accepteurs,

$N_{TD}$  : densité de pièges donneurs aux joints de grain,

$\epsilon_{si}$  : permittivité de semiconducteurs (Silicium),

$\epsilon_{si} = \epsilon_0 \epsilon_r$ ;  $\epsilon_0$  : la permittivité du vide .  $\epsilon_r$  : la permittivité diélectrique du milieu.

$L_G$  : taille des grains,

$\Psi$  : Potentiel électrostatique.

On suppose que le piégeage des porteurs aux joints des grains entraîne l'existence d'une zone entièrement désertée par les porteur libre de longueur  $\frac{w}{2}$  de part et d'autre de joint de grain.

- Dans la zone des charge d'espace :  $0 < x < \frac{w}{2}$  ;  $\frac{d^2\Psi}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_{si}}$ . (II.1)

- A l'extérieur de la zone :  $\frac{w}{2} < x < \frac{L_G}{2}$  ;  $\frac{d^2\Psi}{dx^2} = 0$  (II.2)

• A la limite de la zone d'espace  $\frac{d\Psi}{dx}=0$  a  $x=\frac{w}{2}$  (II.3)

$$0 < x < \frac{w}{2} : \frac{d\Psi}{dx} = -\frac{qN_A}{\epsilon_{si}}x + \text{const.} = -\frac{qN_A}{\epsilon_{si}}\left(x - \frac{w}{2}\right) \quad (II.4)$$

$$\Psi(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} \left(x - \frac{w}{2}\right)^2 + \Psi\left(\frac{w}{2}\right). \quad (II.5)$$

$$\frac{w}{2} < x < \frac{L_G}{2} : \Psi(x) = \Psi\left(\frac{w}{2}\right) \quad (II.6)$$

Et la hauteur de la barrière énergétique  $E_B$  est la différence énergétique entre la position  $x=0$  et  $x=\frac{w}{2}$  donc :

$$E_B = q\Psi_B = q[\Psi\left(\frac{w}{2}\right) - \Psi(0)] = q\frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} \left(\frac{w}{2}\right)^2 = \frac{q^2N_A}{8\epsilon_{si}} w^2. \quad (II.7)$$

La valeur de  $w$  doit vérifier la neutralité électrique du matériau donc :

$$wN_A = N_{TD}^+ \quad (II.8)$$

Où  $N_{TD}^+$  est la densité des centre donneur ionisés.

Pour une taille de grain donnée  $L_G$  deux cas peuvent se présenter suivant les valeurs relatives des concentrations en atomes de dopant  $N_A$  et de piège  $N_{TD}$ .

Le modèle de SETO définit une concentration critique ( $N_A^*$ ), pour laquelle la cristallite est à la limite de la désertion totale [35]:

- pour un dopage inférieur à  $N_A^*$ , le grain est totalement déserté.

- pour un dopage supérieur à  $N_A^*$ , il existe une zone neutre au milieu du grain et dans ce cas, SETO suppose que tous les pièges sont ionisés.

$$\frac{w}{2} = \frac{L_G}{2} \longrightarrow w = L_G \longrightarrow N_A^* = \frac{N_{TD}}{L_G} \quad (II.9)$$

Pour une concentration des pièges fixe :

- $N_A > N_A^*$  : désertion partielle de la cristallite

Dans ce cas les grains sont partiellement désertés de porteur et les états pièges sont entièrement remplis SETO suppose que :

$$N_{TD}^+ = N_{TD} \quad (II.10)$$

Après la relation (II.8) :

$$w = \frac{N_{TD}}{L_G} \quad (II.11)$$

Donc la hauteur de barrière devient alors :

$$E_B = \frac{q^2 N_{TD}^2}{8\epsilon_{si} N_A} \quad (II.12)$$

**On remarque que :**

- la hauteur de barrière  $E_B$  est indépendante de la taille de grain.
- la hauteur de barrière  $E_B$  tend vers zéro lorsque la concentration en dopant devient suffisamment importante prépondérants devant les porteurs pièges et dans ce cas les propriétés du matériau sont équivalentes à celles d'un matériau monocristallin.

Le potentiel s'exprime alors :

$$\text{Pour } x \in [0, \frac{w}{2}] \quad \Psi(x) = -\frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} \left[ x - \frac{N_{TD}}{2N_A} \right]^2 \quad (II.13)$$

$$\text{Pour } x \in [\frac{w}{2}, \frac{L_G}{2}] \quad \Psi(x) = 0 \quad (II.14)$$

- $N_A < N_A^*$  : désertion complète de la cristallite.  $w = L_G$  (II.15)

$$E_B = \frac{q^2 N_A}{8\epsilon_{si}} L_G^2 \quad (II.16)$$

**On remarque que :**

- La hauteur de barrière  $E_B$  est indépendante de la concentration de pièges  $N_T$ .

Pour le silicium polycristallin le potentiel électrostatique au point  $x = \frac{L_G}{2}$  s'écrit:

$$\text{pour } x \in [0, \frac{L_G}{2}] : \Psi(x) = -\frac{qN_A}{2\epsilon_{si}} \left[ x - \frac{L_G}{2} \right]^2 \quad (II.17)$$

### II.4.2. Densité d'état des porteurs des charges

La définition de la "densité d'états" est une fonction de l'énergie, notée  $D(E)$  telle que pour toute fonction ne dépendant que de l'énergie, on a  $\langle f \rangle = \int F(E) D(E) dE$  [36].

Ainsi, la concentration des porteurs libres (par unité de volume) possédant une énergie  $E$  est donnée par le produit de la densité d'états et de la fonction de distribution comme suit :

Pour les électrons :

$$dn = D_n(E) \cdot f_n(E) dE \quad (II.18)$$

Pour les trous :

$$dp = D_p(E) \cdot f_p(E) dE \quad (II.19)$$

La concentration totale des électrons dans la bande de conduction est obtenue en intégrant l'énergie E sur toute cette bande.

$$n = \int_{E_C}^{\infty} D_n(E) \cdot f_n(E, T) dE \quad (\text{II.20})$$

De la même façon que pour les électrons, on trouve dans la bande de valence une concentration des trous dont l'expression est :

$$P = \int_{-\infty}^{E_V} D_p(E) \cdot f_p(E, T) dE \quad (\text{II.21})$$

D (E) : représente le nombre maximum de particules (électron ou trou) pouvant être comprises entre les niveaux d'énergies E et E+dE.

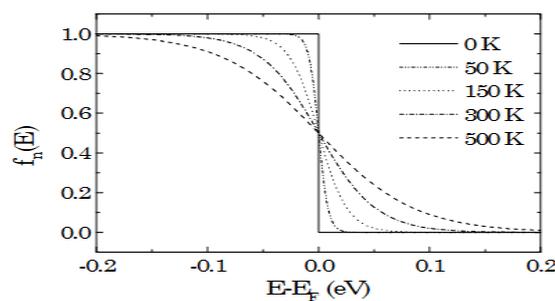
f(E, T) : fonction de distribution (probabilité d'occupation de l'état d'énergie E).

Cette dernière obéit à la statistique de FERMI-DIRAC, et est donnée par l'expression suivante :

$$f_n(E) = \frac{\text{nombre de cases occupées par les électrons entre E et E + dE}}{\text{nombre de cases disponibles entre E et E + dE}}$$

$$f_n(E, T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \quad (\text{II.22})$$

$E_F$  : étant le niveau de Fermi, qui correspond à une probabilité d'occupation égale à 1/2, quelle que soit la température T. La figure (II.6) représente l'évolution de  $f_n(E)$  en fonction de la différence  $E - E_F$  et de la température. Elle permet de constater que sa valeur varie plus ou moins rapidement de 1 à 0 en passant toujours par 0,5 pour  $E - E_F = 0$ .



**Fig II.5 :** Evolution de la probabilité  $f_n(E)$  en fonction de  $(E - E_F)$  et de la température

Pour les trous :

$$f_p(E) = 1 - f_n(E) \quad (\text{II.23})$$

En remplaçant  $f_n(E)$  par son expression on obtient :

$$f_p(E) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_f}{kT}\right)} \quad (\text{II.24})$$

#### II.4.2.1. Densité d'état des porteurs de charge :

Le silicium polycristallin qui est parfaitement cristallisé (grains de taille micrométrique) présente des défauts correspondants aux liaisons Si-Si faiblement distordues. La densité d'état peut être modélisée par une fonction exponentielle (à pente assez raide) pour les queues de bandes et les états profonds pour les défauts présents aux joints de grains [37], dont l'expression est :

$$g(E) = N_{TA} \exp\left(\frac{E - E_C}{W_{TA}}\right) + N_{DA} \exp\left(\frac{E - E_C}{W_{DA}}\right) \quad (\text{II.25})$$

Où  $N_{TA}$  et  $N_{DA}$  expriment les densités des charges piégées sur les états de queues et les états profonds, respectivement.

$W_{TA}$  et  $W_{DA}$  sont des paramètres dépendant de la température attribués aux densités localisées de queues, et aux densités des états profonds, respectivement.

Les densités des porteurs localisés sur les queues de bandes et sur les centres profonds sont des fonctions intégrales de la forme:

$$N_{TA} = \int_{E_V}^{E_C} g_{TA} f_{TA}(E, n, p) dE \quad (\text{II.26})$$

$$N_{DA} = \int_{E_V}^{E_C} g_{DA} f_{DA}(E, n, p) dE \quad (\text{II.27})$$

Avec  $f_{TA}$  et  $f_{DA}$  les probabilités d'occupation des états pièges de queue et de centres profonds :

$$f_{TA,DA}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT_{TA,DA}}\right)} \quad (\text{II.28})$$

#### II.4.2.2. Densité volumique de charges

Le terme  $\rho$  est donné par la somme algébrique des charges volumiques du matériau. Ces charges sont de trois types :

- les porteurs libres participant à la conduction électrique : ce sont les concentrations d'électrons  $n$  et de trous  $p$ ,
- les charges dues aux impuretés dopantes ionisées de type accepteur  $N_A$  ou donneur  $N_D$ ,
- les charges dues aux pièges ionisés  $N_T$  de type accepteur ou donneur.

Dans le silicium poly cristallin la densité des charges est donnée par :

$$\rho(x) = -q[N_D - N_A + p(x) - n(x) + N_{TD}^+ - N_{TA}^-] \quad (\text{II-29})$$

$N_D, N_A$  sont les concentrations des donneurs et d'accepteurs, respectivement.

$n(x)$  et  $p(x)$  sont les densités d'électrons et de trous dans le polysilicium, respectivement.

$N_{TD}^+$  est la concentration des pièges donneurs (positifs) au niveau du joint de grain.

$N_{TA}^-$  est la concentration des pièges accepteurs (négatifs) dans le joint de grain.

- **la concentration des porteurs libres :**

A partir de la statistique de Maxwell-Boltzmann la densité de charges libres:

➤ pour les électrons :

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_C}{KT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_f}{KT}\right) \quad (\text{II.30})$$

$n_i$  : la Concentration intrinsèque des porteurs écrite comme suit :

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi KT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} (m_e m_p)^{\frac{3}{4}} \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right) \quad (\text{II.31})$$

$h$  est la constant de Planck ( $h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ j.s}$ ) ;  $m_e, m_p$  est la masse effective d'électron et trous,  $m_e = 0.34 m_0$  et  $m_p = 0.55 m_0$  ( $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31} \text{ Kg}$ ) ;

$E_g$  : est l'énergie de bande interdite.

On a :  $q\Psi = E_F - E_i + q\phi_F$  ( $\phi_F$  : est le potentielle de Fermi).

Donc on peut écrire :

$$n = n_0 \exp\left(\frac{\Psi}{\phi_t}\right) \quad (\text{II.32})$$

$\phi_t = \frac{KT}{q}$  ;  $\phi_t$  : le potentiel thermique.

➤ pour les trous :

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - E_F}{KT}\right) = p_0 \exp\left(\frac{-\Psi}{\phi_t}\right) \quad (\text{II.33})$$

$N_C$  : est la densité d'états effective des électrons dans le poly silicium à température T.

$N_v$  : est la densité d'états effective des trous dans le poly silicium à température T.

$n_0$  : concentration des électrons à l'équilibre thermodynamique.

$p_0$  : concentration des trous à l'équilibre thermodynamique.

Les expressions des densités d'états effectifs :

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_e KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.34})$$

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_p KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

- **Densité des porteurs localisés sur la queue de bande**

Une formulation de la densité des charges piégées sur les états de queues est obtenue en intégrant dans le domaine énergétique de l'équation (II-26) on obtient :

$$N_{TA^-} = \frac{N_T / g}{1 + \theta \cdot \exp\left(-\frac{\Psi}{\phi T}\right)} = g(E) \frac{\pi KT}{\sin\left(-\frac{\pi KT}{E_{in}}\right)} \exp\left(\frac{E_{f0} + q\Psi - qV - E_C}{E_{in}}\right) \quad (\text{II.35})$$

En posant  $\theta = 0.5 \exp(E_T - E_i) / KT$ .

$E_i$  niveau d'énergie intrinsèque,  $N_T$  la densité des pièges,  $E_T$  le niveau mono énergétique de densité  $N_{TA^-}$ ,  $N_T$  la densité des pièges. Quant à  $E_{in}$  c'est un paramètre du modèle caractérisant la pente de la densité d'états aux queues de bandes [38].

- **Densité des porteurs localisés sur les centres profonds :**

Comme pour le cas de la densité des charges localisés sur les queues de bandes, la résolution de l'intégrale de l'équation (II.10) détermine la densité des porteurs localisés sur les centres profonds de la bande de conduction  $E_c$  [38].

$$N_{DA} = g_{DA} \frac{\pi KT}{\sin\left(-\frac{\pi KT}{E_{in}}\right)} \exp\left(\frac{E_{f0} - qV - E_C}{E_{in}}\right) \quad (\text{II.36})$$

Lorsque la tension appliquée à la grille  $V_{GS}$  augmente progressivement, le niveau de Fermi se déplace en se rapprochant de la bande de conduction. Les états pièges sont complètement remplis, et le transistor TFT en poly-Si passe du régime dit "au-dessous" le seuil au régime "au

dessus du seuil". Ces deux régimes sont les plus sensibles à la densité des états de queues de bandes et les états profonds.

Tant que la tension de drain est faible  $V_{DS} < (V_{GS} - V_T)$ , le courant de drain correspondant dépendra des tensions  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  où le transistor présente un fonctionnement en régime linéaire. Dès que la tension  $V_{DS}$  augmente, le transistor passe au régime au-dessus du seuil qui n'est pas uniforme tout au long du canal. Etant donné que le courant doit rester constant afin d'assurer une conservation de la charge, une zone de pincement apparaît au niveau du drain. Le transistor fonctionne en mode de saturation. Si la tension de drain continue à augmenter, la zone de pincement s'élargit de plus en plus jusqu'à ce que le courant de drain résultant ne dépende plus que de cette tension [39].

### II.4.2. 3. Régime au-dessous du seuil

Lorsque le transistor fonctionne en régime au-dessous du seuil, on peut négliger la densité de charges libres par rapport à la densité de charges piégées, la densité de charges dans l'approximation de température nulle s'écrit alors[40] :

$$\rho(x) = -q \int_{E_{FO}}^{E_{FO} + q\Psi} N(E) dE \quad (II.37)$$

$E_{FO}$  est le niveau de Fermi loin de l'interface oxyde semi-conducteur ;  $N(E)$  : Les distributions d'état de piégeage,,  $N_T \approx N_{DA} + N_{TA}$  ; dans ce cas :  $N_T \approx N_{DA}$ .

$$N(E) = N_T \exp\left(\frac{E - E_C}{KT_t}\right) \quad (II.38)$$

$T_t$  : représentent les températures caractéristiques relatives à l'état piégée.

Donc :

$$\rho(x) = -q \int_{E_{FO}}^{E_{FO} + q\Psi} N_T \exp\left(\frac{E - E_C}{KT_t}\right) dE . \quad (II.39)$$

Après l'intégration on obtient :

$$\rho(x) = -q N_T K T_t \left[ \exp\left(\frac{E_{FO} + q\Psi - E_C}{K T_t}\right) - \exp\left(\frac{E_{FO} - E_C}{K T_t}\right) \right] \quad (II.40)$$

$$\rho(x) = -q N_T K T_t \exp\left(\frac{E_{FO} - E_C}{K T_t}\right) \left[ \exp\left(\frac{q\Psi}{K T_t}\right) - 1 \right] \quad (II.41)$$

Si la tension  $\Psi$  est suffisamment faible  $\frac{q\Psi}{K T_t} \ll 1$  donc l'équation (II.39) s'écrit :

$$\rho(x) = -q^2 N_T \Psi \exp\left(\frac{E_{F0} - E_C}{KT_t}\right) \quad (\text{II.42})$$

$E_{F0} - E_C = q\Psi - (E_g/2)$  donc on obtient :

$$\rho(x) = -q^2 N_T \Psi \exp\left(\frac{q\Psi - \frac{E_g}{2}}{KT_t}\right) \quad (\text{II.43})$$

$q\Psi - \frac{E_g}{2} \ll KT$  Donc on peut écrire :

$$\rho(x) \approx -q^2 N_T \Psi. \quad (\text{II.44})$$

L'équation de poisson est devenue :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \frac{q^2 N_T \Psi}{\epsilon_{si}} \quad (\text{II.45})$$

De la résolution de l'équation (II.43) découle le potentiel qui dépend de la densité de charges localisées aux centres profonds dont l'expression est fonction de la position du niveau de Fermi, donc du potentiel de grille appliqué, et par conséquent du régime de fonctionnement du transistor. La relation qui relie le potentiel de surface à ces paramètres est donnée par [41,42] :

$$V_{GS} - V_{fb} - \Psi_s = \frac{\sqrt{2q\epsilon_{si}}}{KT_t} [N_T E_{in} (\exp\left(\frac{q\Psi}{E_{in}}\right) - 1)]^{1/2}. \quad (\text{II.46})$$

$V_{fb}$  : tension de bandes plates.

La charge totale des pièges est exprimée par :

$$Q_t = (\Psi(0) - \Psi_s) - \frac{qKT\epsilon_{si}N_c \exp\left(-\frac{q\Psi_B}{KT} + \frac{q\Psi(0)}{KT} - \frac{q\Psi_s}{KT}\right)}{\sqrt{q\epsilon_{si}N_T} (\Psi(0) - \Psi_s)} \quad (\text{II.47})$$

#### II.4. 2.4. Régime au- dessus du seuil

Dans ce régime, le niveau de Fermi se déplace dans la région des états de queue au bord de la bande de conduction [43]. La densité de charge de conduction est réduite à :

$$Q_n = \int_{E_v}^{E_c} qf(E)N_{TA} \exp\left(\frac{E - E_C}{KT}\right) \quad (\text{II.48})$$

Dans ce cas  $N_T \approx N_{TA}$

Reprenons l'expression générale du courant de drain qui est la somme entre le courant de conduction  $I_{drift}$  et le courant de diffusion  $I_{diff}$  [44]:

$$I_D = I_{drift} + I_{diff} = \mu_n Q_{inv} W \frac{d\Psi_s}{dx} + \mu_n W Q_t \frac{dQ_{inv}}{dx} \quad (II.49)$$

La charge en régime d'inversion en fonction de la charge totale est donnée par [44,45]

$$Q_t = (\Psi(0) - \Psi_s) - \frac{qKT\epsilon_{si}N_c \exp\left(-\frac{q\Psi_B}{KT} + \frac{q\Psi(0)}{KT} - \frac{q\Psi_s}{KT}\right)}{\sqrt{q\epsilon_{si}N_T (\Psi(0) - \Psi_s)}} \quad (II.50.a)$$

Avec  $Q_n = Q_{inv} + Q_t$  (II.50.b)

Où  $Q_t$  est la charge totale des pièges présents aux joints de grains,  $V_i$  est le potentiel appliqué au  $i^{\text{ème}}$  grain du polysilicium.

### II.4.3. Tension de seuil

L'équation de Poisson relie le potentiel électrostatique à la densité de charge d'espace, par la relation suivante :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_{si}} \quad (II.51)$$

$\rho(x)$  : est la densité de charge.

$\epsilon_{si}$ : est la permittivité du semiconducteur.

Dans le cas de polysilicium :

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} = \frac{q^2 N_T \Psi}{\epsilon_{si}} \quad (II.52)$$

On a le champ électrique :

$$E = -\frac{d\Psi}{dx} \quad (II.53)$$

Donc :

$$\frac{EdE}{d\Psi} = \frac{q^2 N_T \Psi}{\epsilon_{si}} \quad (II.54)$$

Par intégration du volume pour éviter les rendements de surface on obtient :

$$\int_{bulk}^S \frac{EdE}{d\Psi} = \int_{bulk}^S \frac{q^2 N_T \Psi}{\epsilon_{si}} \implies \int_{bulk}^S EdE = \frac{q^2 N_T}{\epsilon_{si}} \int_{bulk}^S \Psi d\Psi. \quad (II.55)$$

Donc on trouve :

$$\frac{1}{2} [E_S^2 - E_{bulk}^2] = \frac{1}{2} \frac{q^2 N_T}{\epsilon_{si}} [\Psi_S^2 - \Psi_{bulk}^2] \quad (II.56)$$

On a :  $E_{\text{bulk}} = 0$  et  $\Psi_{\text{bulk}}=0$   
 donc :

$$\frac{1}{2} [E_S^2] = \frac{q^2 N_T}{2 \epsilon_{Si}} [\Psi_S^2]. \quad (\text{II.57})$$

Finalement on trouve :

$$E_S = q \Psi_S \sqrt{\frac{N_T}{\epsilon_{Si}}} \quad (\text{II.58})$$

$E_S$  : champ électrique de surface.

$\Psi_S$  : potentiel surface.

$\phi_F$  : potentiel de fermi .

$$\phi_F = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{II.59})$$

Dans le régime de forte inversion on a :  $\Psi_S \geq 2 \phi_F$ .

Donc on peut écrire  $\Psi_S$  come suite :

$$\Psi_{S(\text{inv})} = 2\phi_F = \frac{2KT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (\text{II.60})$$

$$E_S = 2KT \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \sqrt{\frac{N_T}{\epsilon_S}} \quad (\text{II.61})$$

La relation qui lie le champ électrique de l'oxyde  $E_{\text{ox}}$  et le champ électrique de surface est :

$$E_{\text{ox}} = E_S \frac{\epsilon_S}{\epsilon_{\text{OX}}} \quad (\text{II.62})$$

Donc :

$$E_{\text{OX}} = \frac{2KT}{q\epsilon_{\text{OX}}} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \sqrt{N_T \epsilon_S} \quad (\text{II.63})$$

Maintenant, la tension aux bornes de l'isolant,  $V_{\text{ox}}$  est simplement égale à  $t_{\text{ox}} E_{\text{ox}}$  où  $t_{\text{ox}}$  est l'épaisseur de l'oxyde.

$$V_{\text{OX}} = E_{\text{OX}} t_{\text{ox}} \quad (\text{II.64})$$

la tension de seuil est donc :

$$V_T = V_{\text{OX}} + \Psi_S \quad (\text{II.65})$$

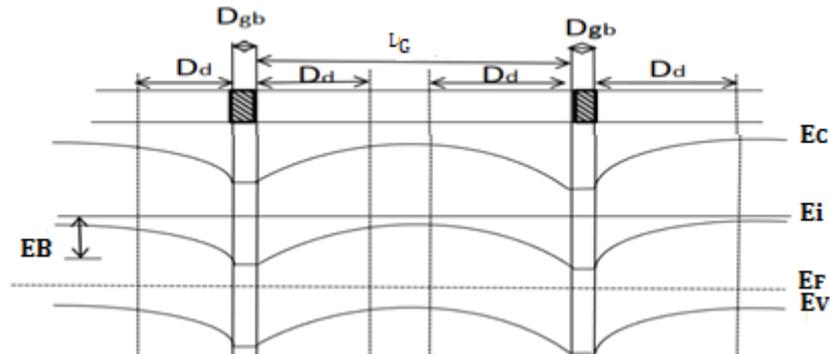
donc :

$$V_T = \frac{2KT}{q\epsilon_{\text{OX}}} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \sqrt{N_T \epsilon_S} t_{\text{ox}} + \frac{2KT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right). \quad (\text{II.66})$$

$$V_T = \frac{2KT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) [1 + qt_{ox} \sqrt{N_T \epsilon_S} / \epsilon_{ox}] \quad (II.67)$$

$$V_T = \Psi_{s(inv)} [1 + qt_{ox} \sqrt{N_T \epsilon_S} / \epsilon_{ox}] \quad (II.68)$$

#### II.4.4. La mobilité effective :



**FigII.6 :** Coupe transversale en présence de joints de grains perpendiculaires (transversaux). Les régions ombrées représentent les joints de grains.

$L_G$  : taille de grain

$D_{GB}$  : largeur de joint de grain ( $D_{GB} \ll L_G$ )

$D_d$  : largeur de la région de déplétion ( $D_{GB} \ll L_G$ )

$R_G$  : la résistance dans le grain

$R_{GB}$  : la résistance dans le joint de grain

$n_g$  : le nombre des grains

$\sigma_G$  : La conductivité du grain

$\sigma_{GB}$  : Conductivité de joint de grain

$\sigma_{eff}$  : conductivité effective de canal.

$L$  : longueur total du canal

$A$  : la coupe transversale de canal.

Les grains et les joints des grains représentent une résistance le long du canal de la source au drain.

La résistance totale de canal est donnée par :

$$R_T = n_g R_G + (n_g - 1) R_{GB} \quad (II-69)$$

On a :

$$n_g = \frac{L}{L_G} \quad (D_{GB} \ll L_G) \quad (II.70)$$

$$R_T = \frac{L}{A\sigma_{eff}} \quad (II.71)$$

$$R_G = \frac{L_G}{A\sigma_G} \quad (II.72)$$

Donc on remplace les équation (II.70),(II.71),(II.72) dans (II.69) on obtient :

$$\frac{L}{A\sigma_{eff}} = \frac{n_g L_G}{A\sigma_G} + \frac{(n_g - 1)D_{GB}}{A\sigma_{GB}} \quad (II.73)$$

La conductivité effective dans le semi-conducteur est donnée par :

$$\sigma_{eff} = q N_A \mu_{eff} \quad (II.74)$$

$$\sigma_G = q N_A \mu_G \quad (II.75)$$

$$\sigma_{GB} = q \mu_{GB} p \quad (II.76)$$

$\mu_{eff}$  : la mobilité effective de canal.

$\mu_G$  : la mobilité dans le grain

$\mu_{GB}$  : la mobilité dans le joint de grain

$p$  : la concentration des porteurs libres dans le joint de grain

$$\sigma_{GB} = q \mu_{GB} n_i \exp\left(\frac{E_F - E_i}{KT}\right) \quad (II.77)$$

$$\sigma_{GB} = q \mu_{GB} n_i \exp\left[\left(\frac{E_F - E_i}{KT}\right)_{bulk} - \frac{E_B}{KT}\right] \quad (II.78)$$

avec :

$$N_A = n_i \exp\left[\left(\frac{E_T - E_i}{KT}\right)_{bulk}\right] \quad (II.79)$$

Donc :

$$\sigma_{GB} = q \mu_{GB} N_A \exp\left(-\frac{E_B}{KT}\right) \quad (II.80)$$

$E_B = q\Psi_B$  ( $\Psi_B$  : la hauteur de la barrière de potentiel)

Donc l'équation(II.73) devient:

$$\frac{n_g L_G}{Aq N_A \mu_{eff}} = \frac{n_g L_G}{Aq N_A \mu_G} + \frac{(n_g - 1)D_{GB}}{Aq \mu_{GB} N_A \exp\left(-\frac{E_B}{KT}\right)} \quad (II.81)$$

On résout l'équation (II.81) on obtient :

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\mu_G}{1 + \left[ \frac{(n_g - 1) - \mu_G D_{GB}}{n_g \mu_{GB} L_G} \exp \frac{q \Psi_B}{KT} \right]} \quad (\text{II.82})$$

$$\Psi_B = \frac{q n_t^2}{8 \epsilon_s N} \quad (\text{II.83})$$

$n_t(\text{cm}^{-2})$  représente la densité de charge des états chargés aux joints de grain et peut être extraite d'un ajustement linéaire à  $\ln\left(\frac{I_{DS}}{V_{GS}}\right)$  en fonction de  $\frac{1}{V_{GS}}$  par utilisation de la relation[46] :

$$\frac{I_{DS}}{V_{GS}} = \frac{W}{L} \mu_0 V_{DS} C_{ox} \exp\left(\frac{q^3 n_t^2 t_{si}}{8KT \epsilon_{si} C_{ox}} \frac{1}{V_{GS}}\right) \quad (\text{II.84})$$

Où  $N$  est la concentration totale dans le canal en régime de forte inversion ,elle est donnée par [24] :

$$N = \frac{C_{ox}(V_{GS} - V_T)}{q t_{si}} \quad (\text{II.85})$$

$t_{si}$  : l'épaisseur de la couche d'inversion,  $C_{ox}$  : la capacité de l'oxyde.

Donc la hauteur de barrière de potentiel est donnée par :

$$\Psi_B = \frac{q^2 n_t^2 t_{si}}{8 \epsilon_s C_{ox} (V_G - V_T)} \quad (\text{II-86})$$

#### **II.4.5. Le courant source drain $I_{DS}$ :**

Le principe de base du fonctionnement des TFTs étant le même que celui des transistors MOSFETs, le modèle classique des MOSFETs peut être utilisé en premières approximations pour évaluer le comportement d'un TFT. Nous présentons les équations d'un courant d'un MOSFET du type N. En notant comme  $x$  l'axe parallèle au canal entre la source et le drain, le courant, pour une position  $x$ , est exprimé par l'équation suivante :

$$I(x) = \mu_{\text{eff}} \cdot w \cdot q \cdot n_s(x) \frac{dv(x)}{dx} \quad (\text{II-87})$$

Où  $\mu_{\text{eff}}$  est la mobilité effective des électrons,  $W$  est la largeur de la grille,  $q$  est la charge élémentaire,  $n_{\text{sest}}$  la densité surfacique des électrons et  $V$  est le potentiel électrique dans le canal (pris à la position  $x$ ). La densité surfacique de la charge induite par la tension de grille est donnée par :

$$qn(x) = C_{\text{Ox}}(V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - V(x)) \quad (\text{II-88})$$

où  $C_{\text{ox}}$  est la capacité par unité de surface de l'isolant de grille,  $V_{\text{GS}}$  est la différence de potentiel entre la grille et la source et  $V_{\text{T}}$  la tension de seuil. En combinant ces deux équations, nous obtenons :

$$I(x) = \mu_{\text{eff}} \cdot w \cdot (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}} - V(x)) \frac{dv(x)}{dx} \quad (\text{II.89})$$

Or, le courant ne dépend pas de la position  $x$ , donc en intégrant l'équation précédente sur la longueur du canal ( $L$ ), nous obtenons l'expression du courant [47] .

$$I_{\text{DS}} = \mu_{\text{eff}} \frac{w}{L} C_{\text{ox}} \left( (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) V_{\text{DS}} - \frac{1}{2} V_{\text{DS}}^2 \right) \quad (\text{II.90})$$

➤ **Le régime linéaire :**

Pour une tension drain-source  $V_{\text{DS}}$  faible ( $V_{\text{DS}} < V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}$ ), le canal a un comportement ohmique c'est à dire que sa conductance est constante. On a alors :

$$I_{\text{DS}} = \mu_{\text{eff}} \frac{w}{L} C_{\text{ox}} \left( (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) V_{\text{DS}} \right) \quad (\text{II.91})$$

La transconductance et la conductance de drain du transistor sont données respectivement par :

$$g_{\text{m}} = \frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{GS}}} = \frac{w}{L} \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} V_{\text{DS}} \quad (\text{II.92})$$

$$g_{\text{c}} = \frac{\partial I_{\text{DS}}}{\partial V_{\text{DS}}} = \frac{w}{L} \mu_{\text{eff}} C_{\text{ox}} (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}) \quad (\text{II.93})$$

Il est important de remarquer que cette description n'est valable que dans le cas où les charges contenues dans l'isolant ou les charges d'interfaces sont négligées afin de ne pas induire de tension de bande plate.

A partir de l'équation (II.92) on obtient la mobilité effective :

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{L}{WC_{\text{ox}}V_{\text{ds}}} g_m \quad (\text{II-93})$$

➤ **Le régime de saturation:**

Le régime de saturation est atteint pour :  $V_{\text{DSSAT}} \geq (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}})$  donc on trouve :

$$I_{\text{DS}} = \mu_{\text{eff}} \frac{W}{2L} c_{\text{ox}} (V_{\text{GS}} - V_{\text{T}})^2 \quad (\text{II-94})$$

## **Conclusion**

Ce chapitre axé sur la présentation des équations nécessaires à la modélisation analytique d'un transistor TFT à canal à base de silicium polycristallin, présente les différentes étapes nécessaires à l'aboutissement de l'explicitation de ces équations. En effet, vu la particularité de la structure cristalline du silicium polycristallin, il nous a été nécessaire de présenter une étude concernant le phénomène de transport dans le silicium polycristallin. Les résultats de cette étude ont été introduits dans les différentes équations que supporte le modèle en question. Les résultats ont montré l'influence des paramètres morphologiques du silicium polycristallin sur le comportement électrique du transistor TFT.

***Chapitre III :***

***Résultats de la modélisation  
du transistor TFT à base de  
silicium micro et  
nanocristallin***

### **III-1-Introduction**

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la modélisation analytique d'un TFT à canal N à base de silicium polycristallin dans ses deux formes micro et nanocristalline. La modélisation sera effectuée en fonction de plusieurs paramètres physiques, technologiques et électriques. Les programmes de modélisation sont réalisés par l'utilisation du logiciel MATLAB.

### **III.2. Etude de la structure microcristalline**

#### **III.2.1. Tension de seuil**

Les défauts (les états de queues de bande et les états profonds) sont assez spécifiques aux cas du silicium polycristallin et du silicium amorphe. Leur densité d'états dépend de plusieurs paramètres liés à la phase de dépôt de la couche. Ces défauts, ainsi que les charges piégées dans l'oxyde de grille, sont des éléments qui contribuent à la modification de la tension de seuil du transistor.

L'expression de la tension de seuil est donnée par l'équation (II-68) du chapitre II.

Les paramètres physiques et technologiques utilisés dans la modélisation sont rassemblés dans le tableau suivant [48] :

<b>paramètre</b>	<b>symbole</b>	<b>valeur</b>
Longueur de canal	L	10 $\mu$ m
Largeur de canal	W	10 $\mu$ m
Taille de grain	L <sub>G</sub>	200nm
Largeur de joint de grain	D <sub>GB</sub>	2nm
L'épaisseur de la zone d'inversion de polysilicium	t <sub>si</sub>	4nm
mobilité aux grain	$\mu_G$	203cm <sup>2</sup> vs <sup>-1</sup>
Mobilité aux joint de grain	$\mu_{GB}$	0.3cm <sup>2</sup> vs <sup>-1</sup>

*Tab.III.1. Paramètres physiques et technologiques du transistor*

#### **III.2.1.1. Tension de seuil en fonction de la densité des pièges**

- Par considération de plusieurs valeurs de l'épaisseur de l'oxyde

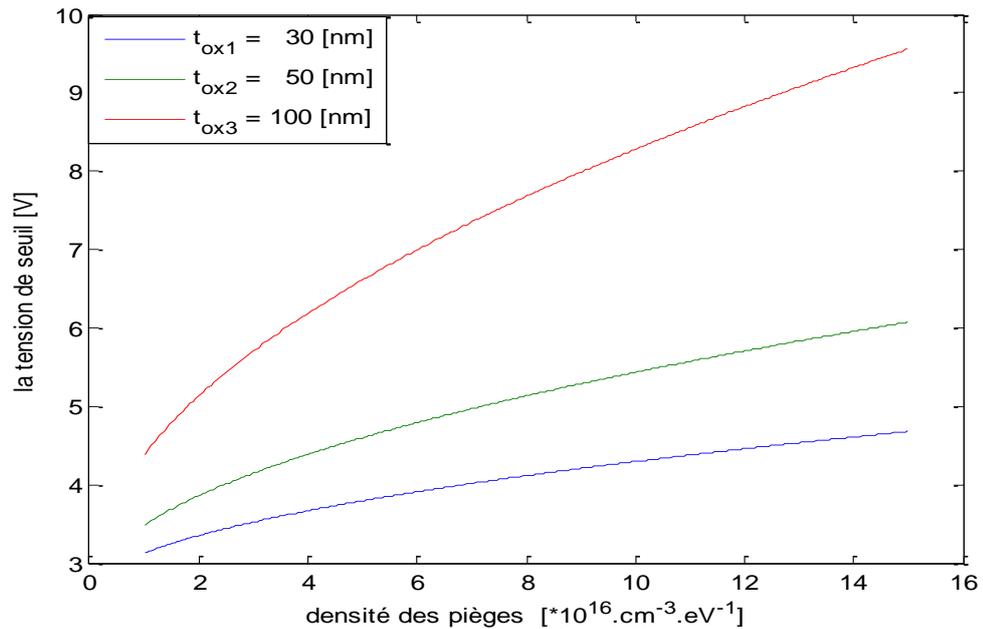


Fig III-1: Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges

Sur la figure (III-1), nous traçons la variation de la tension de seuil en fonction de la densité des pièges pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de l'oxyde. On observe une augmentation de la tension de seuil au fur et à mesure que l'épaisseur d'oxyde augmente. On remarque aussi que la tension de seuil prend la plus faible valeur pour une densité des pièges  $N_T = 1.5 \cdot 10^{16} (\text{cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1})$ . A partir de la valeur  $N_T = 1.5 \cdot 10^{16} (\text{cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1})$  la tension de seuil augmente avec l'accroissement de la densité des pièges pour toutes les valeurs de l'épaisseur de l'oxyde. Il est à noter que le rythme de variation de la tension de seuil augmente avec l'épaisseur de l'oxyde. Ceci s'explique par une diminution de la concentration des défauts d'origine technologique présents dans l'oxyde. En effet, la diminution de  $t_{ox}$  engendre une augmentation de la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$ , conduisant à une diminution du potentiel de surface et donc de la tension de seuil.

- Par considération de plusieurs valeurs de la température

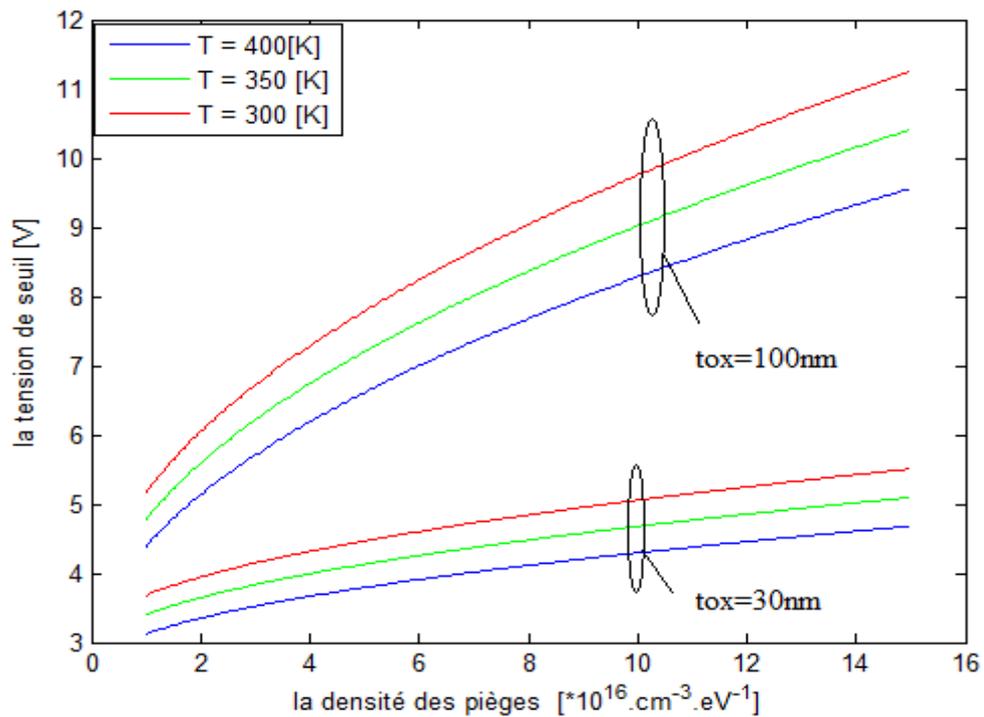


Fig III-2 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges pour différentes valeurs de la température.

La Figure (III-2) représente la variation de la tension de seuil en fonction de la densité des pièges  $N_T$  pour différentes valeurs de la température en considérant deux valeurs de l'épaisseur de l'oxyde (30 nm et 100 nm). Nous remarquons sur la figure que la tension de seuil croît avec l'augmentation de la densité des pièges pour toutes les valeurs de la température. En outre, la tension de seuil prend les plus grandes valeurs pour les épaisseurs d'oxyde les plus importantes. Nous remarquons aussi que pour les deux valeurs de l'épaisseur d'oxyde, la tension de seuil diminue en fonction de la température. Ceci peut être attribué à l'augmentation avec la température du nombre de porteurs libres qui contribuent à la formation du canal pour de faibles valeurs de la tension appliquée à la grille. Cependant, l'effet de la température pour un oxyde de 100nm d'épaisseur est plus prédominant que pour un oxyde de 30nm [49].

### III.2.1.2. Tension de seuil en fonction de la densité de dopage

- Pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde

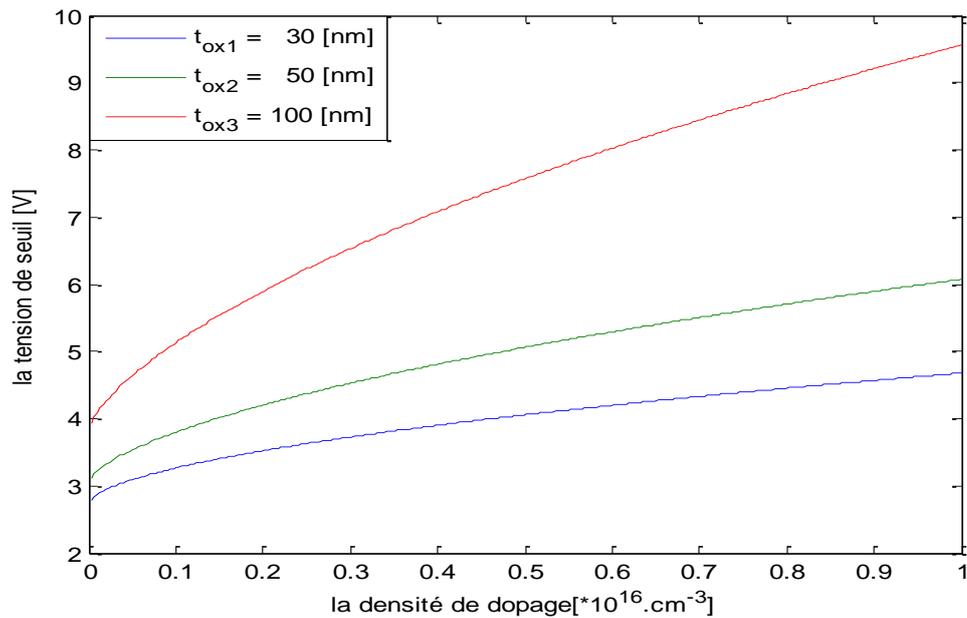


Fig III.3 : Variation de la tension de seuil en fonction de la densité de dopage

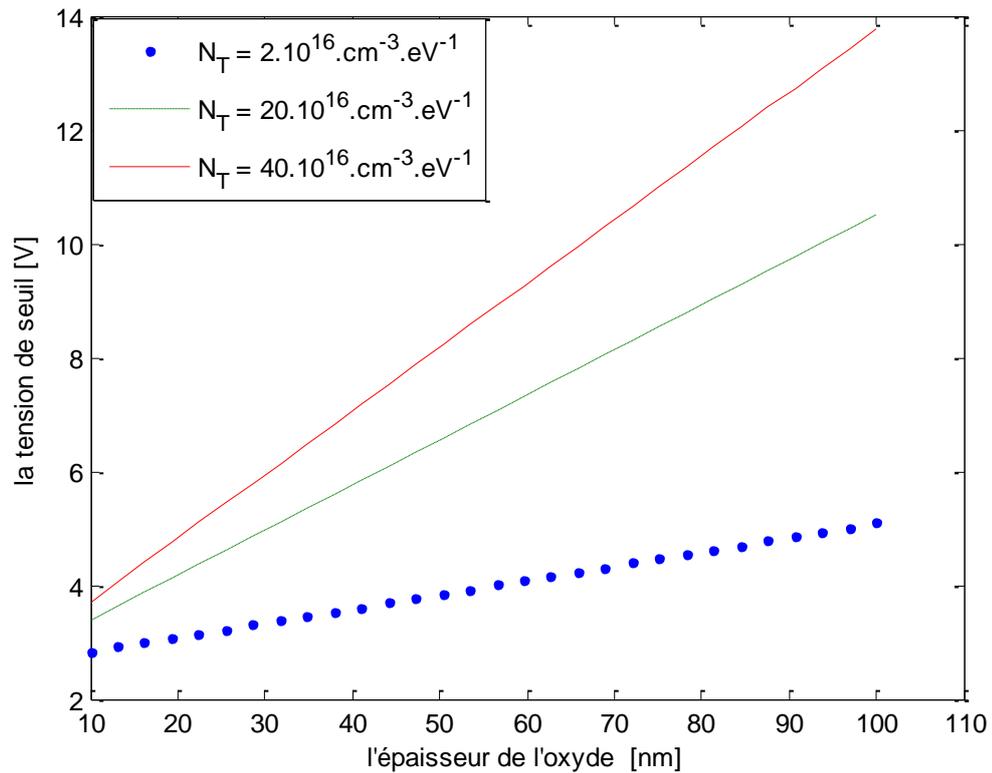
La figure (III-3) représente la variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage du film pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde de grille.

Nous remarquons, que la tension de seuil augmente avec l'augmentation de la concentration du dopage pour une valeur donnée de l'épaisseur d'oxyde de grille. En outre, nous observons que l'écart entre les valeurs de la tension de seuil est plus élevé pour les grandes valeurs de dopage, et devient moins important quand la concentration du dopage diminue. Ceci peut être attribué au fait que la densité de pièges devient importante pour les forts dopages conduisant à une augmentation de la barrière de potentiel à travers le canal et dégradant ainsi les performances du dispositif.

### III.2.1.3. Tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde

- Avec plusieurs valeurs de la densité des pièges

La figure III.4 représente la variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de la densité des pièges.



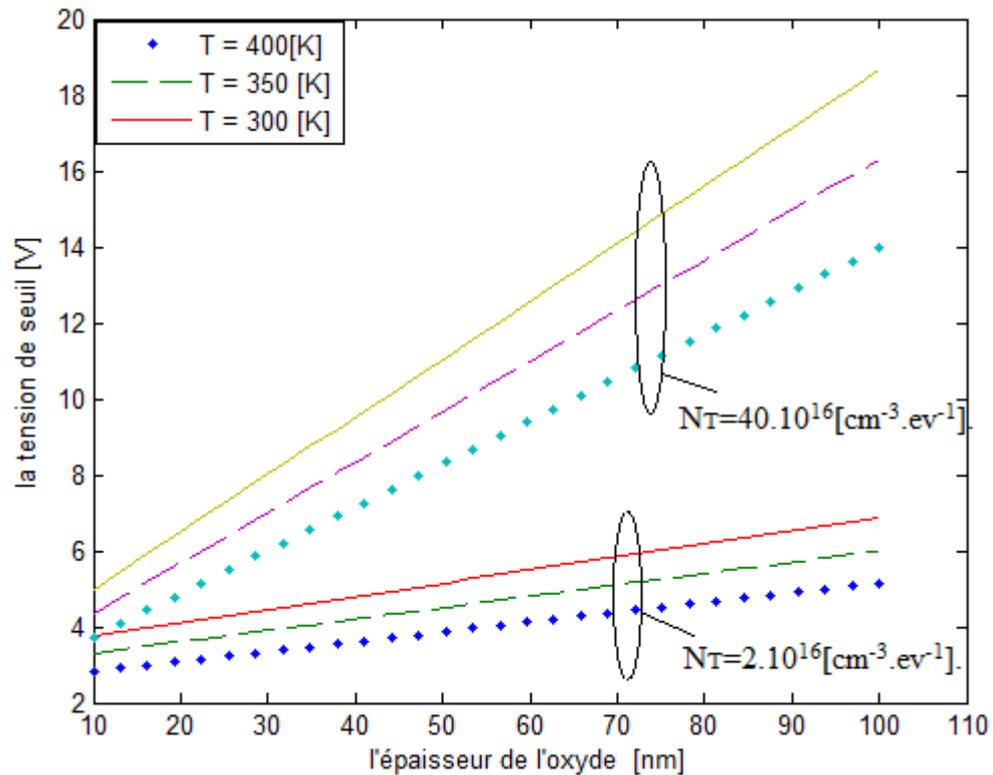
**Fig III.4 :** Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour trois valeurs de  $N_T$ .

Nous remarquons que la tension de seuil évolue d'une manière monotone avec l'épaisseur de l'oxyde. Ceci est dû au nombre de porteurs libres (de conduction) disponibles au niveau du canal. En effet, lorsque l'épaisseur d'oxyde croît, le composant (TFT) a besoin d'une plus grande tension appliquée au niveau de la grille pour atteindre la condition de la forte inversion. La tension de seuil décroît d'une valeur de 3 V à une valeur inférieure à 1V lorsque l'épaisseur de l'oxyde décroît de 100nm à 30nm. Nous observons aussi que l'effet de la densité des pièges devient moins important pour les valeurs les plus faibles de l'épaisseur d'oxyde [49].

- **Pour différentes valeurs de la température**

La figure III.5 montre la variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde sous l'effet de la température et pour deux valeurs de la densité des pièges ( $2.10^{16} [cm^{-3}.eV^{-1}]$ ,  $40.10^{16}[cm^{-3}.eV^{-1}]$ ). Nous remarquons que la variation de la tension de seuil décroît lorsque la densité des pièges diminue pour la même température de fonctionnement. Nous remarquons aussi que pour les deux valeurs de la densité de pièges, la tension de seuil diminue en fonction de la température. Ceci est lié à l'augmentation du nombre de porteurs libres qui contribuent à la

formation du canal pour de faibles valeurs de la tension appliquée à la grille. Cependant, l'effet de la température pour une densité des pièges  $2.10^{16} [\text{cm}^{-3}.\text{ev}^{-1}]$  est plus prédominant que pour une densité des pièges égale à  $40.10^{16}[\text{cm}^{-3}.\text{ev}^{-1}]$ .



*Fig III.5 : Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de température.*

### III.2.2. Le courant source drain $I_{DS}$

- **Le courant  $I_{DS}$  en fonction de la tension de seuil  $V_{GS}$**

La Figure III.6 représente la Caractéristique  $I_{DS} (V_{GS})$  pour différentes valeurs de  $V_{DS}$ . Nous pouvons à partir de cette figure déceler le seuil de fonctionnement de notre transistor. On remarque que le courant de drain augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation  $V_{DS}$ . Nous pouvons noter qu'à  $V_{GS} = V_{DS} = 15V$ , la valeur du courant est la plus importante. La tension de seuil est la plus faible pour les valeurs élevées de la tension  $V_{DS}$ .

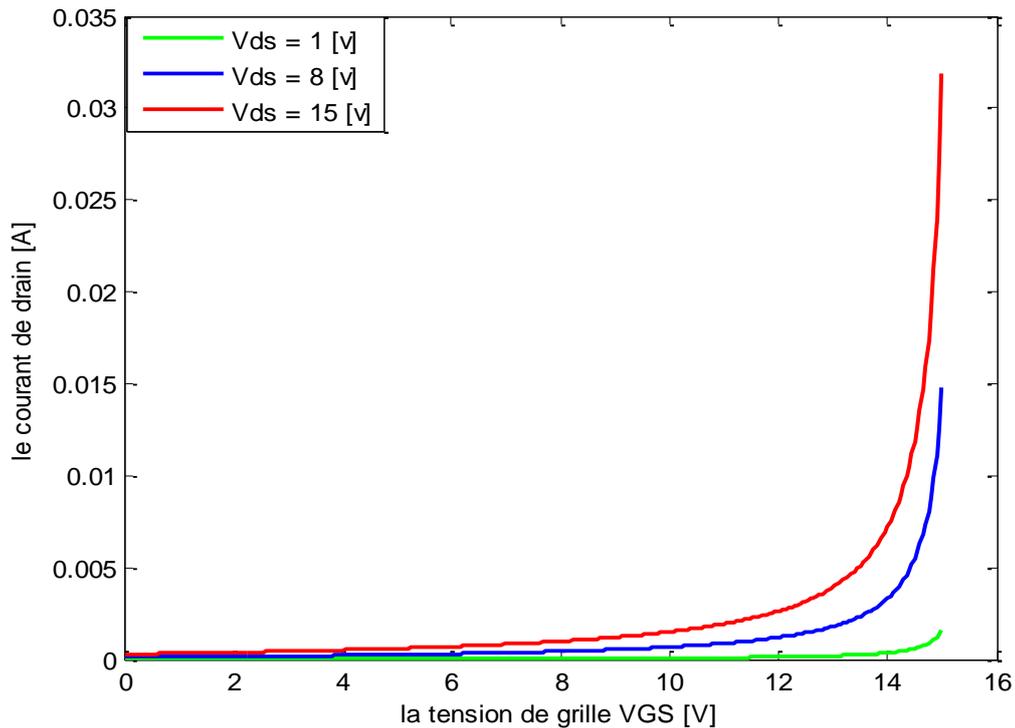
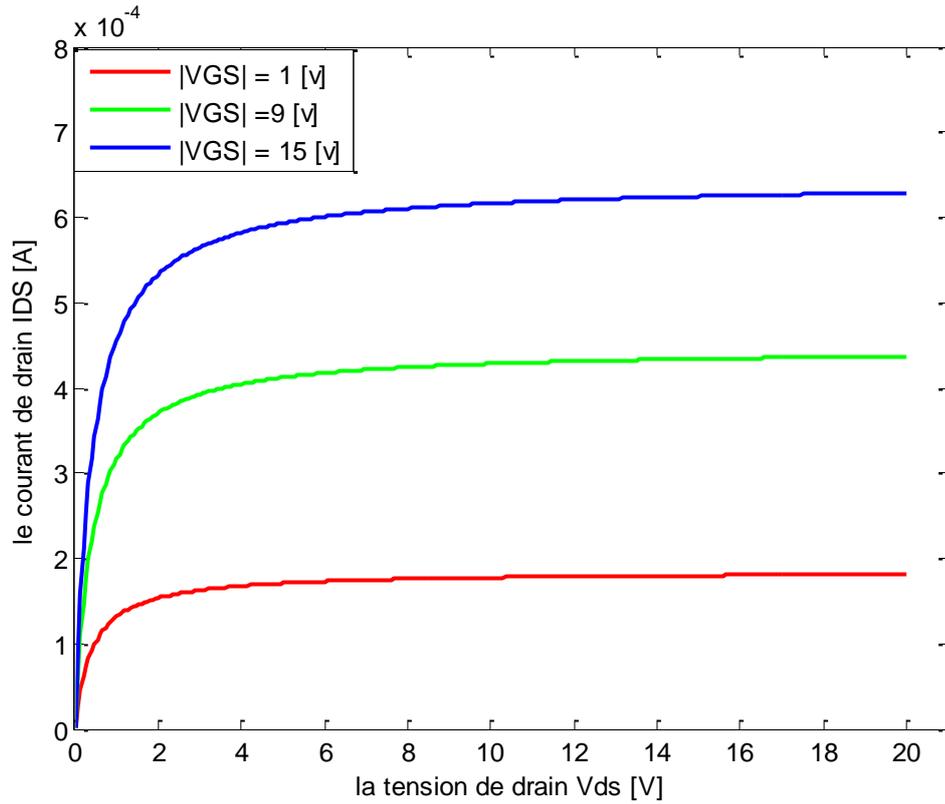


Fig III.6 : Courant de drain  $I_{DS}$  en fonction de la tension de grille  $V_{GS}$

- **Le courant de drain  $I_{DS}$  en fonction de la tension  $V_{DS}$**

Le fonctionnement du TFT en poly-Si à canal n est similaire au transistor MOSFET à canal n où on peut considérer qu'il fonctionne comme une résistance commandée par la tension de grille tant que la tension drain-source reste faible par rapport à la tension de seuil  $V_T$ . Dans ce premier régime  $I_{DS}$  varie linéairement en fonction de  $V_{DS}$  et le rapport  $V_{DS} / I_{DS}$  correspond à la résistance du canal pour une tension  $V_{GS}$  donnée. Lorsque la tension drain-source devient plus élevée, le transistor se comporte alors comme une source de courant commandée par la tension de grille. Dans ce deuxième régime, le courant  $I_{DS}$  sature pour des tensions  $V_{DS}$  supérieures à la tension de saturation  $V_{DSSAT}$  qui augmente avec la tension de grille  $V_{GS}$ . C'est le régime de saturation.  $I_{DS}$  augmente avec l'augmentation de la tension  $V_{DS}$  et de la tension  $V_{GS}$ .



*Fig III.7 : La variation du courant  $I_{DS}$  en fonction de tension de grille  $V_{DS}$ .*

### III.3. Etude de la structure nanocristalline

#### III.3.1. Cas du silicium nanocristallin

Dans le cas d'un canal formé à base de cristallites nanométriques de silicium, la constante diélectrique et la bande interdite sont fortement influencées par les effets quantiques et sont données respectivement par les relations suivantes [50] :

$$\epsilon_{si} = 1 + \frac{10.4}{1 + (1.38/10^9 L_G)^{1.37}} \quad (III.1)$$

On remplace la valeur de  $\epsilon_{si}$  dans l'équation (II-61) du chapitre II.

On obtient :

$$E_S = 2.KT \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \sqrt{\frac{N_T}{1 + \frac{10.4}{1 + (1.38/10^9 L_G)^{1.37}}}} \quad (III.2)$$

Donc la tension de seuil a la forme suivante :

$$V_T = \frac{2KT}{q\epsilon_{OX}} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \sqrt{N_T * \left[1 + \frac{10.4}{1+(1.38/10^9 L_G)^{1.37}}\right] t_{ox}} + \frac{2*KT}{q} \ln\left(\frac{N_A}{n_i}\right) \quad (III.3)$$

$$V_T = \psi_s * \left[1 + \frac{q t_{ox} \sqrt{N_T}}{\epsilon_{OX}} \sqrt{\left[1 + \frac{10.4}{1+(1.38/10^9 L_G)^{1.37}}\right]}\right] \quad (III.4)$$

La mobilité effective des porteurs dans le silicium nanocristallin est donnée par la relation [51]

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_G}{1 + M \left[ \frac{\mu_G D_{GB}}{\mu_{GB} L_G} * \exp\left(\frac{q\psi_B}{KT}\right) \right]} \quad (III.5)$$

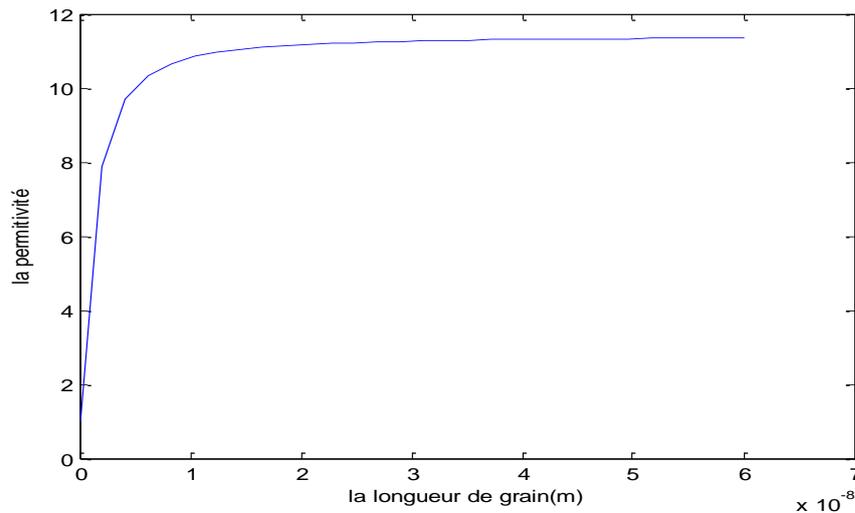
Où M est le facteur de dégradation de la mobilité donné par  $M = \exp(\gamma)$ . Ce facteur est nécessaire pour inclure l'effet de la diffusion des porteurs due à la rugosité de surface qui diminue de façon exponentielle la mobilité effective du porteur avec la tension de grille.

$$\psi_B = \frac{q^2 n_t^2 t_{si}}{8\epsilon_{si} C_{ox} (V_G - V_T)} \quad (III.6)$$

## II.3.2. Résultats de la modélisation

### III.3.2.1. La constante diélectrique en fonction de la taille des grains

La Figure (III.8) représente la variation de la constante diélectrique du silicium nanocristallin en fonction de la taille des grains. Nous remarquons que la constante diélectrique croit avec la taille des grains puis tend à se stabiliser. En effet, la variation du constant diélectrique est très importante pour des tailles de grain inférieures à 7 nm. Pour des tailles de grains supérieures à 10 nm, la variation de la permittivité est nettement plus faible, voire constante à partir de  $L_g = 25$  nm.



**Figure III.8 :** Variation de la constante diélectrique du silicium nanocristallin( $\epsilon$ ) en fonction de la taille des grains ( $L_g$ ).

Dans ce qui suit la taille des grains sera fixée à 4nm. Les autres paramètres relatifs à la modélisation sont ceux du tableau III.1.

### **III.3.2.2.Tension de seuil**

#### **III.3.2.2.1.Tension de seuil en fonction de densité des pièges**

- **pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde**

Sur la figure (III. 9), nous traçons la variation de la tension de seuil en fonction de la densité des pièges pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de l'oxyde. On observe une augmentation de la tension de seuil au fur et à mesure que l'épaisseur d'oxyde augmente. On observe clairement l'augmentation de la tension de seuil avec l'accroissement de la densité des pièges pour toutes les valeurs de l'épaisseur de l'oxyde avec une plus grand rythme de variation pour les épaisseurs d'oxyde les plus grandes.

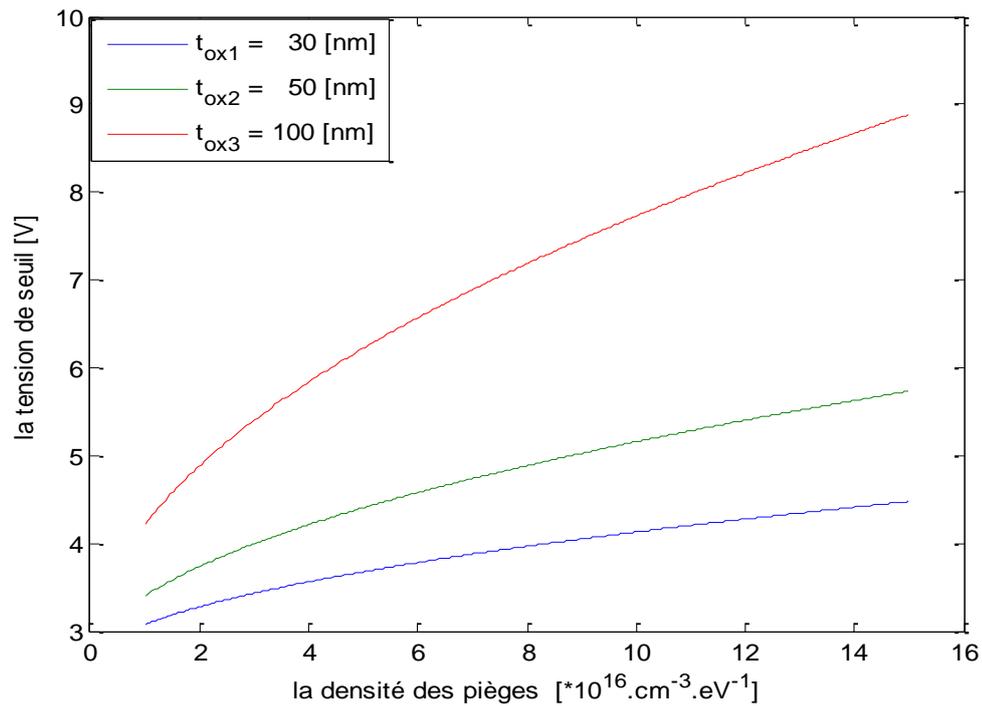


Fig III.9 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges

- Par considération de plusieurs valeurs de la température

La Figure (III.10) représente la variation de la tension de seuil en fonction de la densité des pièges  $N_T$  sous l'effet de la température et deux valeurs de l'épaisseur de l'oxyde dans le cas d'une structure nanocristalline.

Nous remarquons aussi comme dans le cas de la structure microcristalline que la tension de seuil croît avec la densité des pièges pour toutes les valeurs de la température. En outre elle varie conformément à la variation de l'épaisseur de l'oxyde. L'effet de température sur la diminution de la tension de seuil demeure le même que celui de la structure microcristalline.

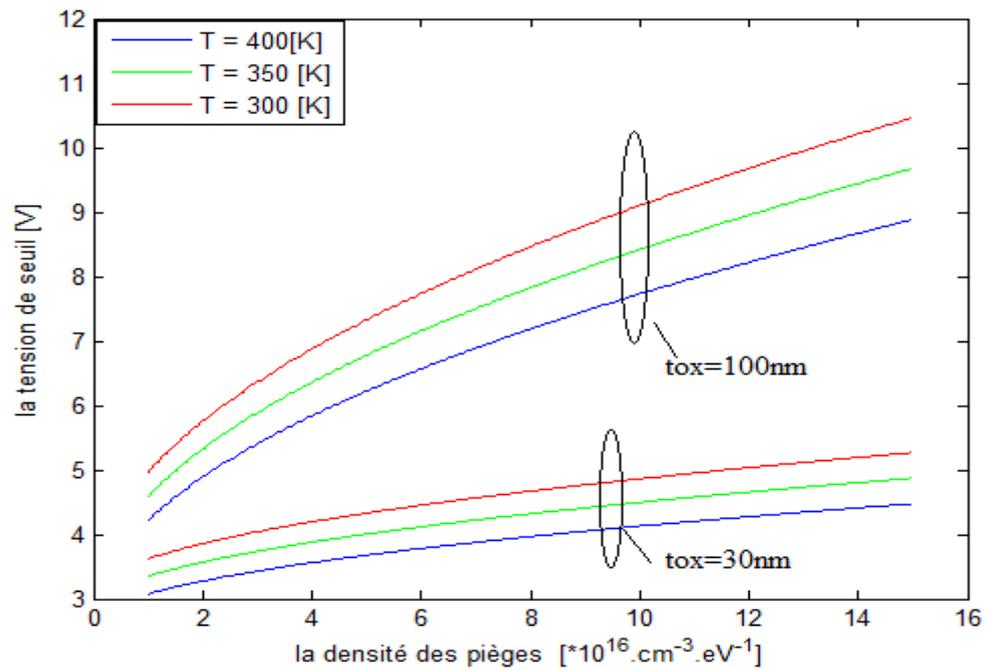


Fig III.10 : la variation de la tension du seuil en fonction de la densité des pièges pour différentes valeurs de  $T$ .

### III.3.2.2.2. Tension de seuil en fonction de la densité de dopage

- pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde :

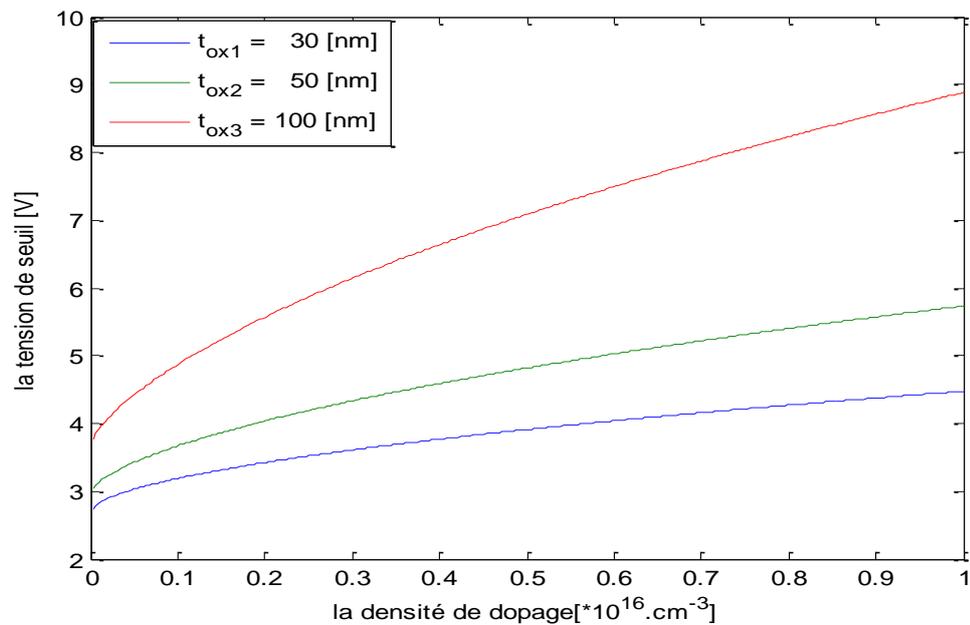


Fig III.11 : Variation de la tension du seuil en fonction de la densité de dopage pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde.

La figure (III.11) montre la variation de la tension de seuil avec la concentration du dopage pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'oxyde de grille.

Nous remarquons, que la tension de seuil augmente avec l'augmentation de la concentration du dopage pour une valeur donnée de l'épaisseur d'oxyde de grille. En outre, nous observons que les écarts entre les valeurs de la tension de seuil sont plus élevés pour les grandes valeurs de la densité de dopage, et tendent à diminuer avec la diminution du dopage. Le même résultat a été observé pour la structure microcristalline.

### III.3.2. 2.3. Tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde

- Avec plusieurs valeurs de la densité des pièges

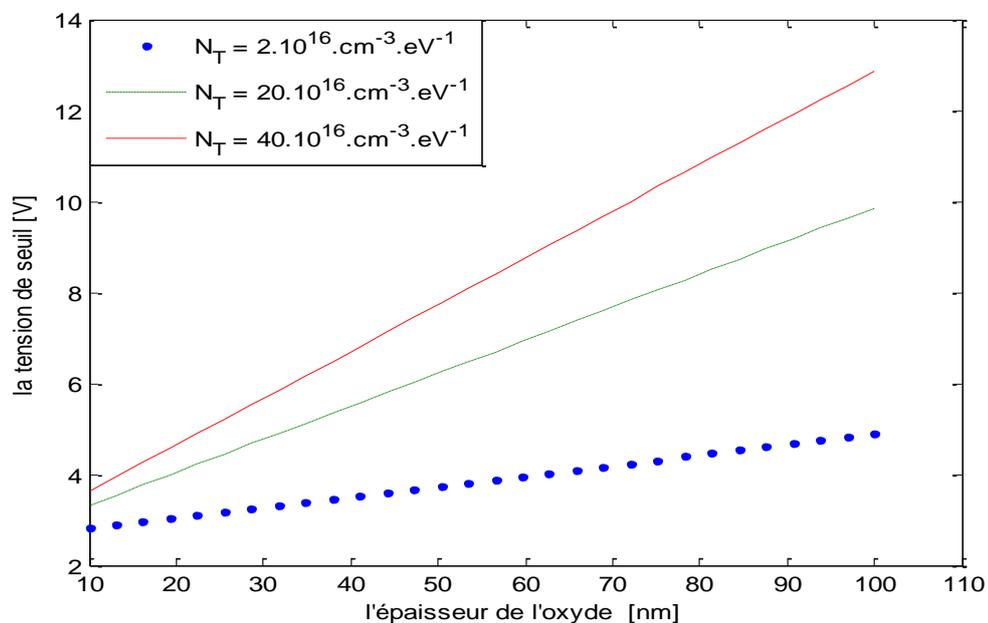


Fig III.12. Variation de la tension du seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour trois valeurs de  $N_T$ .

La figure (III.12) représente la variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de la densité des pièges. Nous remarquons que la tension de seuil évolue d'une manière monotone avec la densité des pièges. Ceci est dû au nombre de porteurs libres (de conduction) disponibles au niveau du canal.

- Pour différentes valeurs de la température

La figure (III.13) montre la variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde sous l'effet de la température et pour deux valeurs de la densité des pièges ( $2.10^{16}[\text{cm}^{-3}.\text{ev}^{-1}]$ ,  $40.10^{16}[\text{cm}^{-3}.\text{ev}^{-1}]$ ). Nous remarquons que la variation de la tension de seuil décroît lorsque la densité des pièges diminue pour la même température de fonctionnement. Nous remarquons aussi que pour les deux valeurs de la densité de pièges, la tension de seuil diminue en fonction de la température qu'on attribue à l'augmentation du nombre de porteurs libres qui contribuent à la formation du canal pour les faibles valeurs de la tension appliquée à la grille.

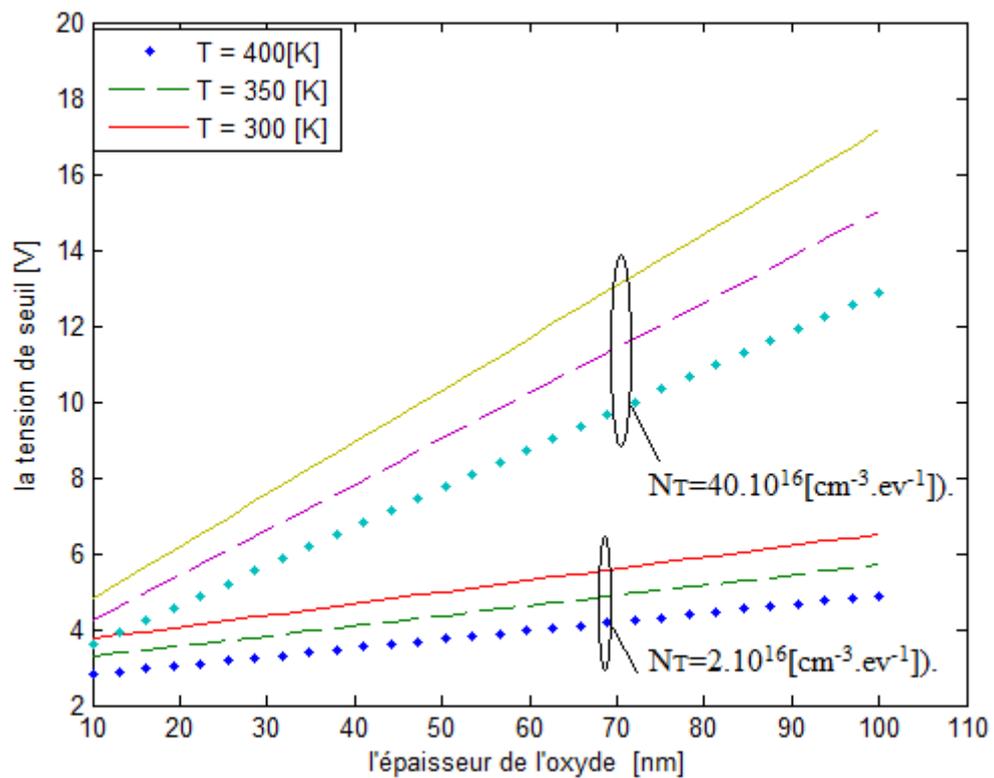


Fig III.13 : Variation de la tension du seuil en fonction de l'épaisseur de l'oxyde pour différentes valeurs de  $T$ .

### III.3.2.3. Le courant source drain $I_{DS}$

#### III.3.2.3.1. Le courant $I_{DS}$ en fonction de la tension de seuil $V_{GS}$ :

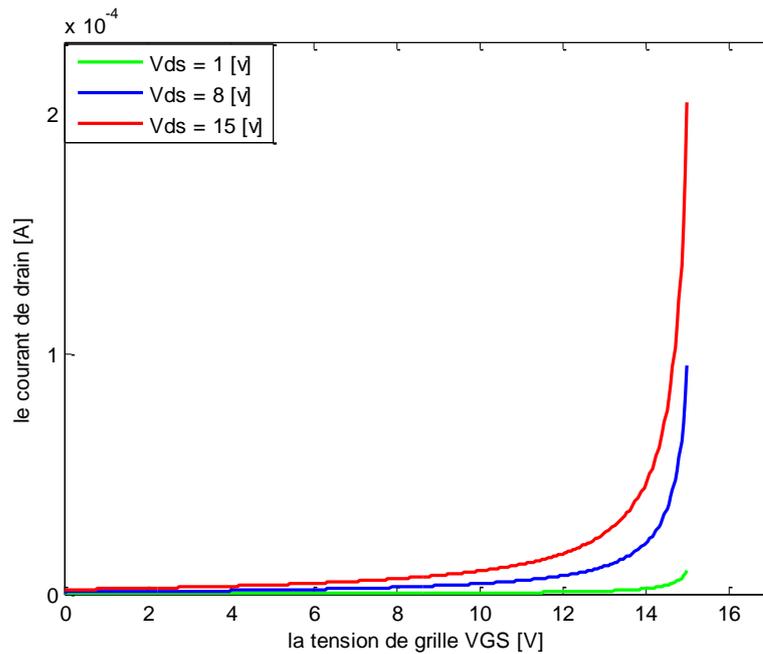
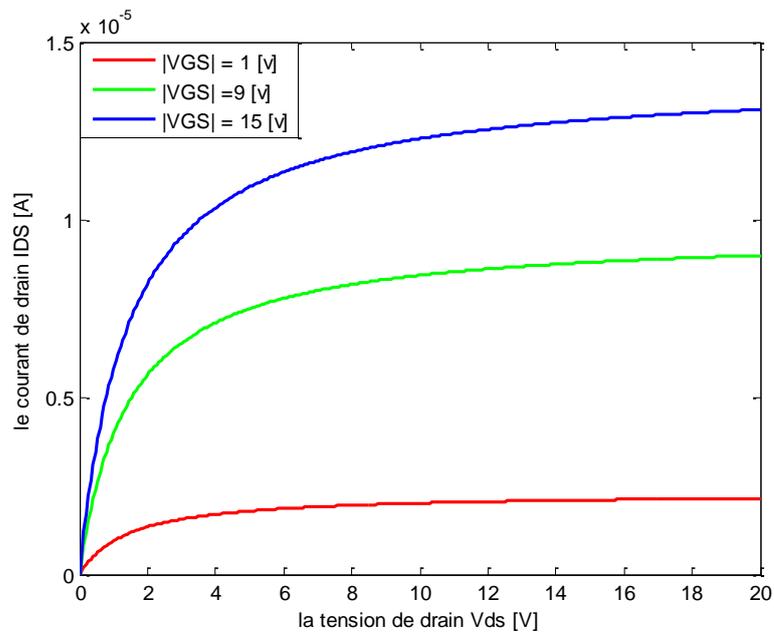


Fig III.14 : Variation de courant de drain  $I_{DS}$  en fonction de tension de grille  $V_{GS}$

### III.3.2.3.2. Le courant de drain $I_{DS}$ en fonction de tension $V_{DS}$

Les mêmes allures de variations de la structure microcristalline sont obtenues.

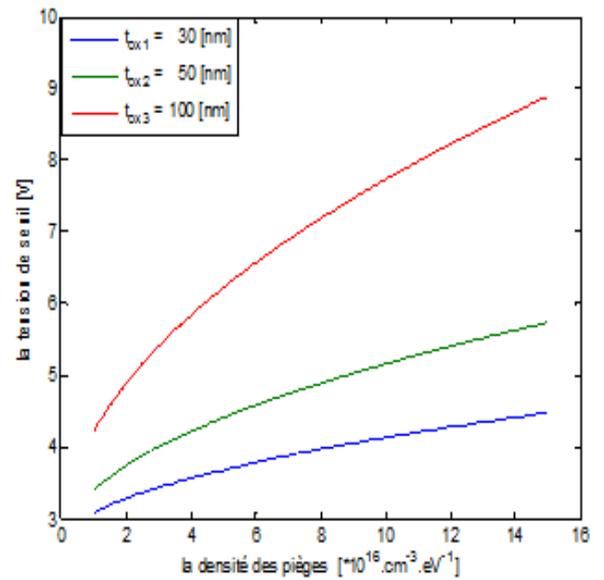
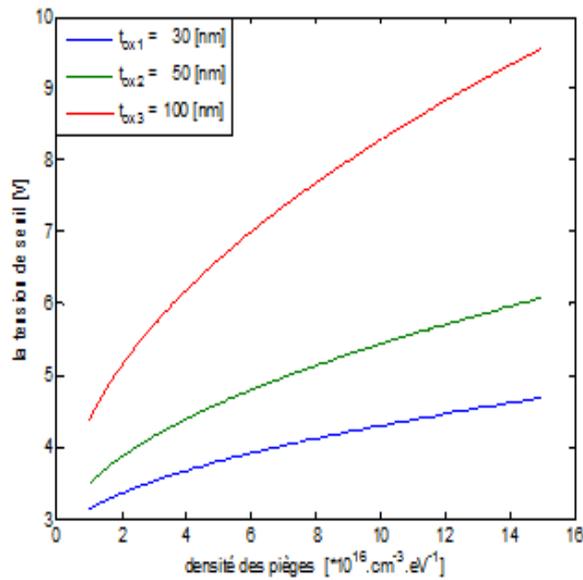
Fig III.15 : Variation de courant de drain  $I_{DS}$  en fonction de tension de grille  $V_{DS}$ .



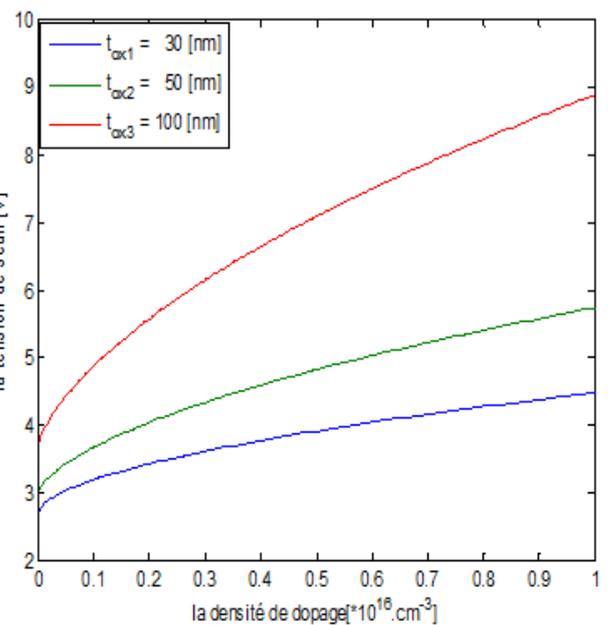
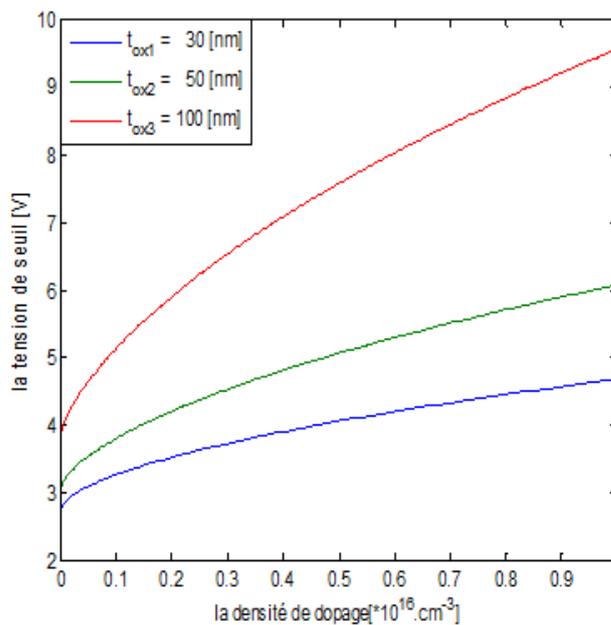
### III.4.La comparaison entre la structure microcristallin et la structure nanocristallin :

Après la simulation qu'on fait dans ce chapitre , on va comparait les résultats obtenue dans les deux structures (nanocristallin et microcristallin)

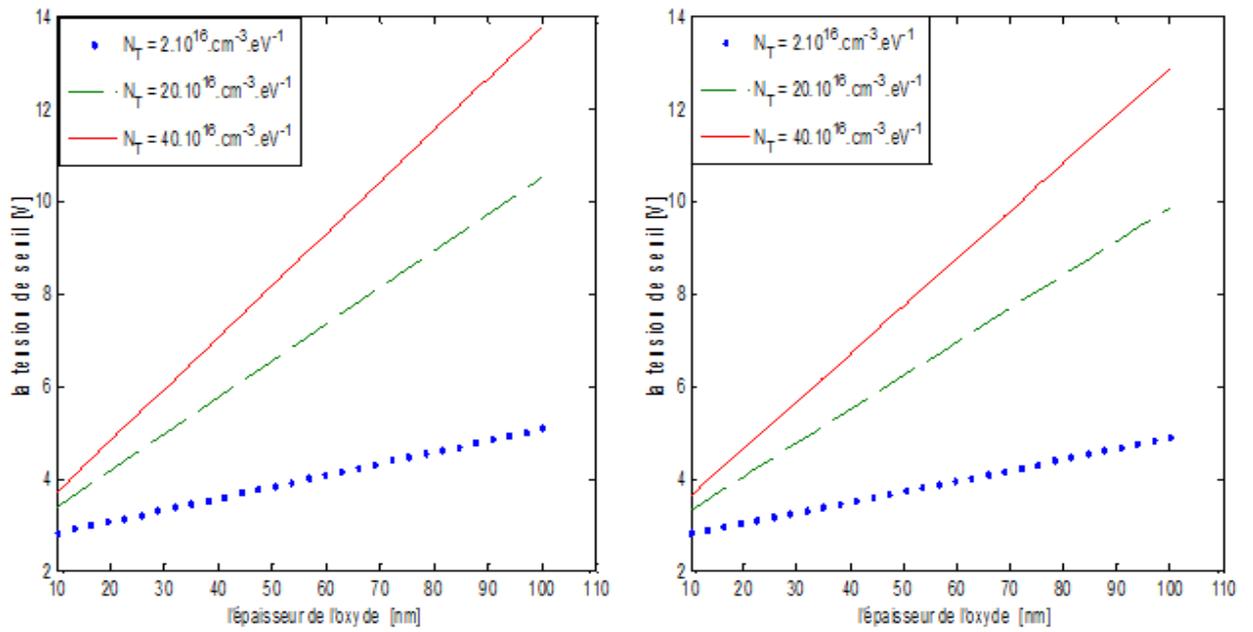
#### III.4.1.La tension de seuil



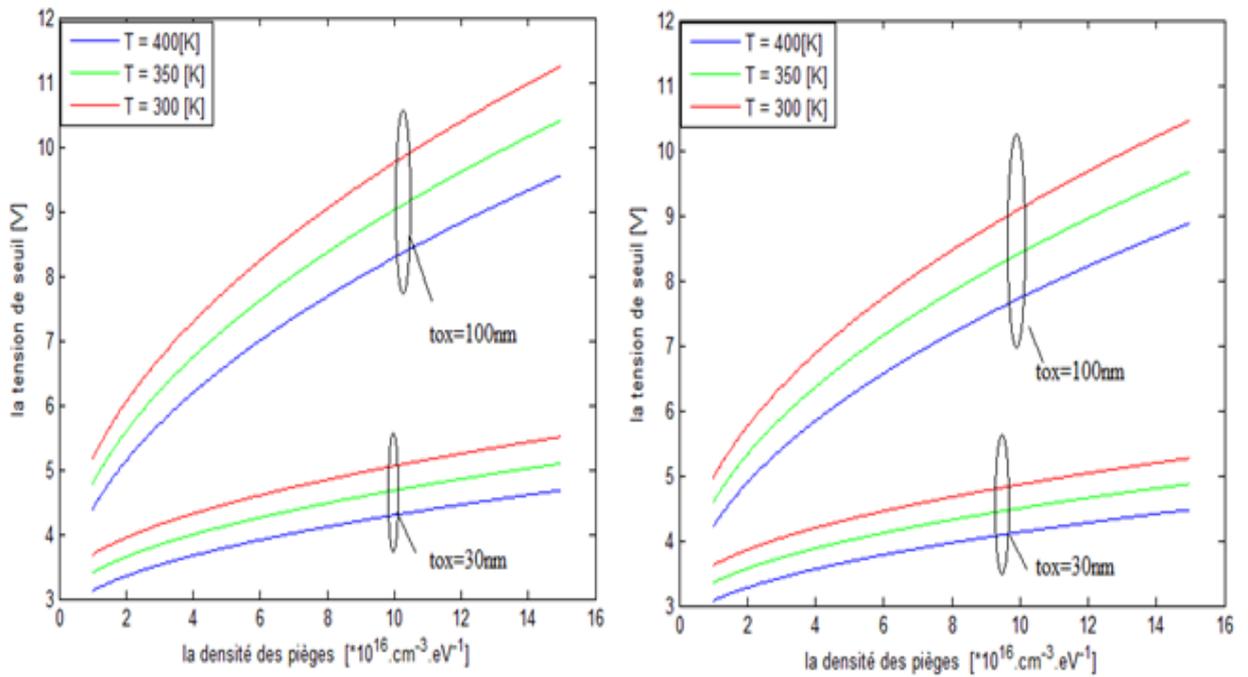
-a-



-b-



-c-



-d-

**Fig III.16.** Tension de seuil en fonction de :-a-la densité des pièges ; -b- de la densité de dopage. -c- de l'épaisseur de l'oxyde,-d- la densité de dopage ; -d-la densité des piège pour 03 valeur de température

Les courbes à gauche représentent la structure microcristalline et à droite la structure nanocristalline.

On observe que les courbes présentent les mêmes allures de variation avec des valeurs de la tension de seuil plus faibles pour un canal à base de silicium nanocristallin.

Dans la figure (III.16.a) ; nous calculons une valeur de la tension de seuil de 9.7 V pour  $N_T=15.10^{16}(\text{cm}^{-3}.\text{eV}^{-1})$  dans le cas de la structure microcristalline alors qu'elle est de 8.9 V pour la structure nanocristalline pour la même valeur de la densité des pièges.

Dans la figure (III.16.b) ; nous calculons une valeur de la tension de seuil de 9.6 V pour  $N_A=10^{16}(\text{cm}^{-3})$  dans le cas de la structure microcristalline alors qu'elle est de 8.9 V pour la structure nanocristalline pour la même valeur de la densité de dopage.

Dans la figure (III.16.c) ; nous calculons une valeur de la tension de seuil de 13.9 V pour  $t_{ox}=100\text{nm}$  dans le cas de la structure microcristalline alors qu'elle est de 12.9 V pour la structure nanocristalline pour la même valeur de l'épaisseur de l'oxyde.

La baisse des valeurs de la tension de seuil pour un canal à base de silicium nanocristallin reste valable pour tous les cas de variation des différents paramètres de modélisation

### **III.4.2.le courant source drain $I_{DS}$ :**

- **Le courant  $I_{DS}$  en fonction de tension de grille  $V_{GS}$  :**

La figure(III.17) montre la caractéristique de courant de drain en fonction de la tension grille  $I_{DS} = f(V_{DS})$ . Les résultats montrent clairement que les valeurs du courant  $I_{DS}$  dans le cas de la structure microcristallin sont plus grandes que celles de la structure nanocristallin.

Pour une valeur de la tension de drain :  $V_{DS}=15\text{v}$  et de la tension de grille  $V_{GS}=15\text{v}$ , le courant de drain  $I_{DS}$  a été trouvée  $3.5 * 10^{-2}\text{A}$  dans le cas de la structure microcristallin et  $2.1*10^{-4}$  dans le cas de la structure nanocristallin.

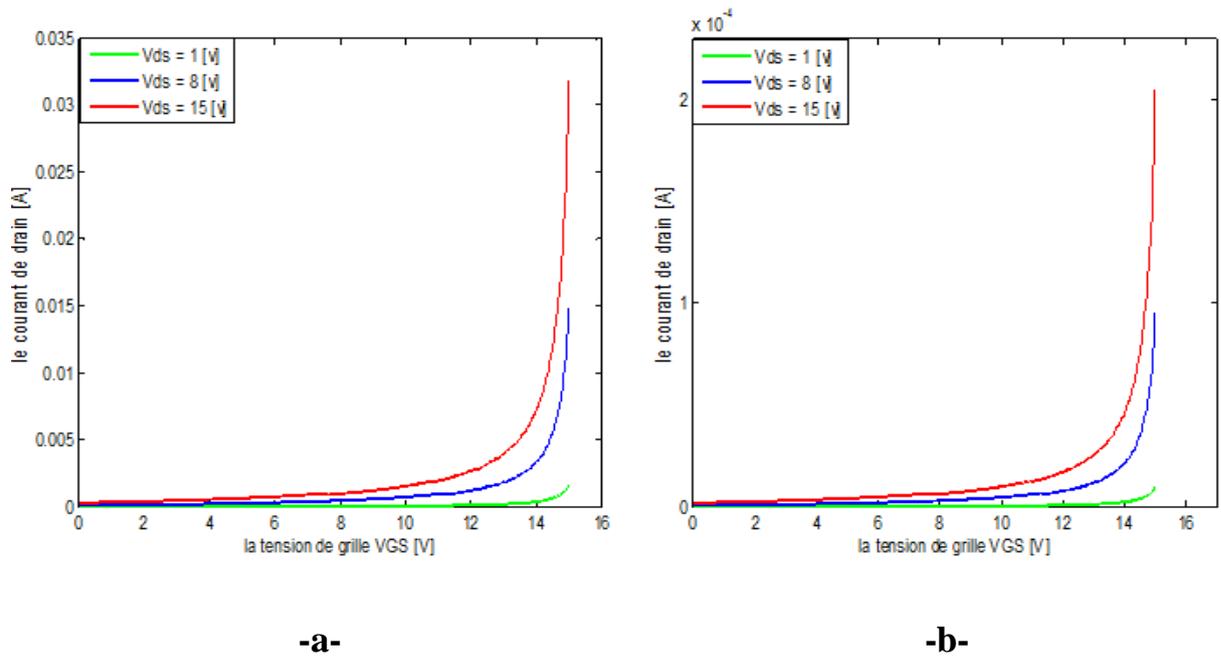
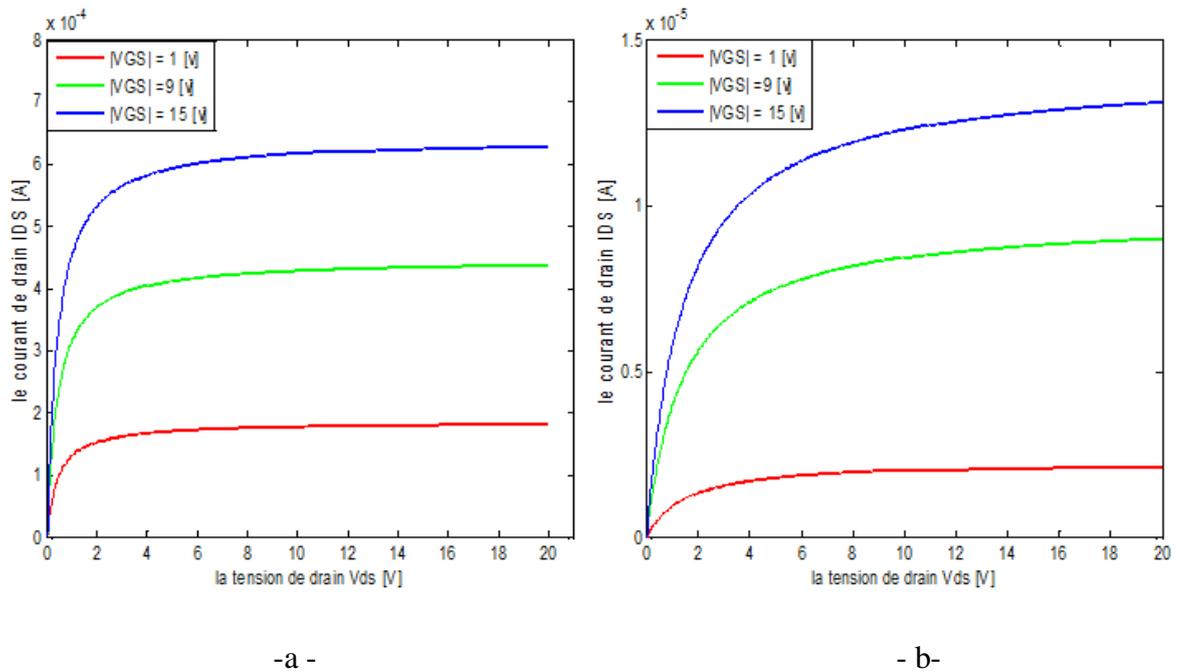


Fig III.17. Caractéristique de sortie :-a- structure microcristalline

-b- structure nanocristalline.

- Le courant  $I_{DS}$  en fonction de tension de drain  $V_{DS}$  :



FigIII.18 :caractéristique de sortie :-a- structure microcristalline ; -b- structure nanocristalline

Les caractéristiques du courant drain  $I_{DS}$  en fonction de la tension  $V_{DS}$  sont présentées dans la figure Fig.III.18 (ils sont discutés précédemment). On remarque à partir de ces résultats une différence dans les valeurs de courant  $I_{DS}$  Pour la structure microcristallin et la structure nanocristallin.

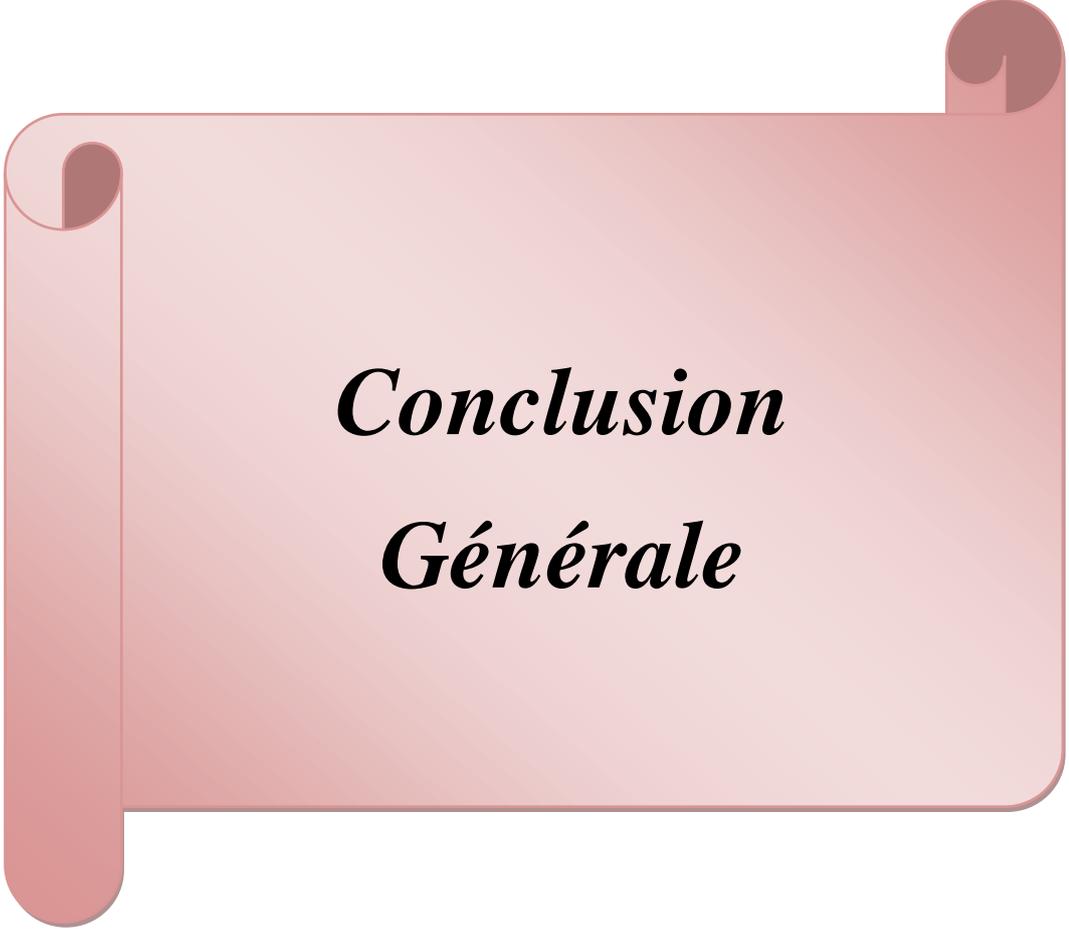
Pour une valeur de tension de drain  $V_{DS}=10\text{v}$  et la tension de grill  $V_{GS}=15\text{v}$ , on a trouvé la valeur du courant de drain  $I_{DS}=6.2*10^{-4}\text{ A}$  dans le cas de la structure microcristallin et  $I_{DS}=3.6*10^{-6}\text{ A}$  dans le cas de la structure nanocristallin.

## **Conclusion:**

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de modélisation d'un transistor TFT en considérant deux structures cristallines du canal à savoir une structure microcristalline et une structure et nanocristalline.

Les résultats ont révélé que la diminution de l'épaisseur de l'oxyde de grille et la diminution de la température provoquent la diminution de la tension de seuil. Les résultats ont montré également que la tension de seuil augmente avec l'augmentation de la densité des pièges et de la concentration de dopage.

Les valeurs de la tension de seuil obtenues pour la structure nanocristalline sont plus faibles que celles obtenues pour la structure microcristalline. En effet, pour la structure cristalline nanométrique du silicium les effets quantiques sur la constante diélectrique et sur la bande interdite du silicium interviennent dans le contrôle de la tension de seuil dans une gamme de tailles des grains nanométriques bien définie. Ceci montre que la tension de seuil peut être ajustée en fonction de la structure nanométrique du silicium selon les caractéristiques électriques considérées du transistor.



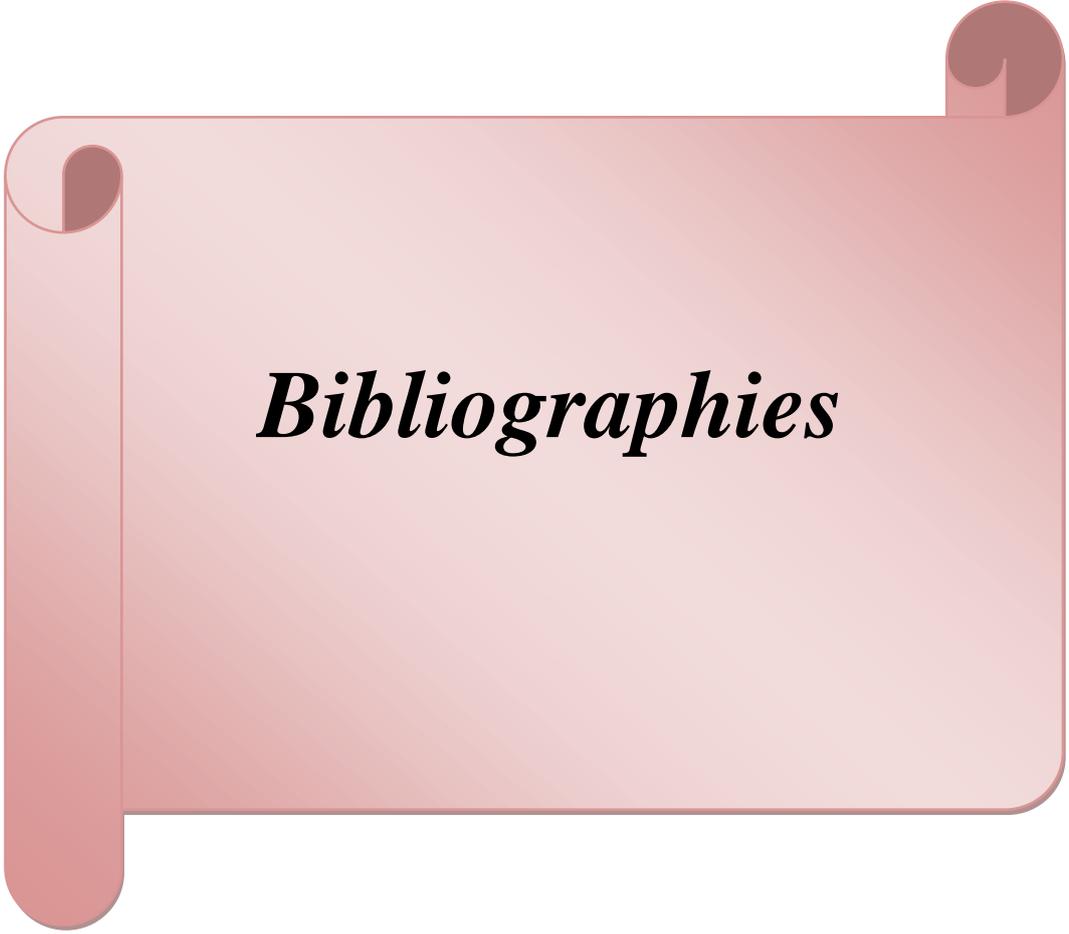
***Conclusion  
Générale***

## **Conclusion générale**

Les transistors à effet de champ TFT à base de silicium polycristallin trouvent de nombreuses applications dans la fabrication des écrans plats à cristaux liquides et à matrice active (AMLCD) (Active Matrix Liquid Crystal Displays). En effet, le matériau formant le canal, en l'occurrence le silicium polycristallin a permis entre autre une grande possibilité d'intégration.

Nous nous sommes intéressés dans ce travail de mémoire à la modélisation analytique d'un TFT en considérant deux types de morphologie du silicium polycristallin formant le canal, à savoir une structure micrométrique des grains et une autre nanométrique.

Vue la structure cristalline particulière du silicium polycristallin par rapport au silicium nanocristallin, les phénomènes de transport électrique dans ce matériau sont fortement liés à sa morphologie. Ceci a nécessité une étude détaillée sur la conduction électrique dans le silicium polycristallin sous ses deux formes considérées dans ce travail. Cette étude a montré l'influence du phénomène du piégeage des porteurs libres au niveau des joints de grains sur les caractéristiques électrique du transistor. Ces dernières ont été étudiées en fonction de plusieurs paramètres physiques et électriques tels que l'épaisseur de la couche d'oxyde, la densité du dopage, la taille des grains, la concentration des pièges ainsi que la température de fonctionnement. Les résultats ont montré, que selon la caractéristique électrique visée, il était possible d'ajuster certains paramètres. Les résultats ont aussi montré la possibilité qu'offre une structure nanométrique du silicium polycristallin formant le canal dans l'ajustement de la tension de seuil dans une gamme de taille des nanocristallites.



***Bibliographies***



- [1] C.D. Dimitrakopoulos and R.L. Malenfant, “OrganicThin Film Transistors for large area”,electronics Advanced Materials Vol.14, pp.99-117, (2002).
- [2] P.G. Le Comber, W.E. Spear and A. Ghaith, “Amorphoussiliconfield-effectdeviceand possible application.Electron”,Lett. Vol.15, pp. 179-181 (1979).
- [3] A.T. Voutsas and M.K. Hatalis,“Experimental and theoreticalstudy of thecrystallization of chemical-vapor-deposited mixed”, Journal Of Applied PhysicsVol.76,pp.777-790 (1994).
- [4] S.D. Brotherton, “Polycrystallinesiliconthin film transistors”,Semicond. Sci.Technol,10 pp. 721-738 (1995).
- [5] J.C. Kim, J.H. Choi, S.S. Kim and J. Jang, “Stable PolycrystallineSilicon TFT withMICC”, IEEE Electron DeviceLetters Vol. 25 n°4 pp.182-184 (2004).
- [6] J.J. Lee, J.S. Maa, D.J. Tweet and S.T. Hsu, “Strainedsiliconthin-film transistorsfabricated on glass”,AppliedPhysicsLetters Vol. 86 p.103-504 (2005).
- [7] M. Oudwan,Y. Djeridane, A. Abramov, B. Aventuriere, P.Roca I Cabarrocas andF. Templier, “Realisation of lowleakagecurrentbottomgatemicrystallinesiliconTFTs” , (2006).
- [8] R. Legros,“Lessemiconducteurs, physique des semiconducteurs technologie-Diodes”, Edition Eynolles, paris, 1974.
- [9] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”,Edition Masson, Paris, 1990.
- [10] A. Benmir, “Modélisation d’une cellule solaire en couche mince de structure pin à base de silicium amorphe hydrogégé (a-Si : H)”, Thèse de magistère, Département de physique, Centre Universitaire de Ouargla, 2000.
- [11]H.Bouridah,“Etude des propriétés de couches minces de silicium dopé azote obtenues par LPCVD et implantées au bore pour grille polysilicium de transistors MOS”, Thèse de Doctorat En Sciences, Département d’électronique, université de Constantine, 2005.

- [12] Y. Laghla, "Elaboration et caractérisation de couches minces de silicium polycristallines déposées par LPCVD pour application photovoltaïque", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, N° 3038 (1998).
- [13] V-Diep. Bui, "Conception et modélisation de transistors TFTs en silicium microcristallin pour des écrans AMOLED", Thèse de Doctorat, Ecole polytechnique, spécialité Electronique grande surface, France 2006.
- [14] M. Gerl and J. P. Issi, "Traite des matériaux : Physique des matériaux", Vol. 8, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.
- [15] M. Sze, "Physics of semiconductor devices", 3rd edition, New York, Wiley, 2007.
- [16] Francis Levy, "Traite des Matériaux : Physique et technologie des semi-conducteurs", Vol. 18, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995.
- [17] M. Von Allmen, A. Blatter, "Laser beam interactions with materials: physical principles and applications", 2nd Edition, Springer, New York, 1995.
- [18] P. Munster, "Silicium intrinsèque et dopé in situ déposé amorphe par SAPCVD puis cristallisé en phase solide", Thèse, Université de Rennes 1, Rennes, 2001.
- [19] H.E. Ghitani and M. Pasquinelli, S. Martinuzzi, "Influence of dislocations on photovoltaic properties of multicrystalline silicon solar cells", Journal de Physique III 3 (1993).
- [20] V. Randle, "Mechanisms of grain boundary engineering", Acta Mat. 54 (2006) 1777-1783.
- [21] C. H. Seager and D. S. Ginley, "Passivation of grain boundaries in polycrystalline silicon", Appl. Phys. Lett. 34 (1979) 337-340.
- [22] C. Seager, D. Sharp, J. Panitz, J. Hanoka, "Hydrogen Passivation of Polycrystalline Silicon Photovoltaic Cells" Journal de Physique Colloques 43 (C1) (1982) C1103-C1116.
- [23] R. A. Ditzio, G. Liu, S. J. Fonash, B.C. Hsieh, and D. W. Greve, "Short time electron cyclotron resonance hydrogenation of polycrystalline silicon thin-film transistor structures" Appl. Phys. Lett. 56 (1990) 1140-1142.
- [24] D. Jousse, S. L. Delage and S. S. Iyer "Grain boundary states and hydrogenation of fine grained polycrystalline silicon films deposited by molecular beams", Philosophical Magazine Part B 63 (1991) 443-455.
- [25] L. Jिंगgang, "Light element impurities and related defects in polycrystalline silicon for photovoltaic application", Thesis of the North Carolina State University, USA, 2003.
- [26] J. Degoulange, I. Perichaud, C. Trassy, and S. Martinuzzi, "Multicrystalline silicon wafers prepared from upgraded metallurgical feedstock", Solar Energy Materials and Solar Cells 92 (2008) 1269-1273.

- [27] T. I. Kamins, J. Electrochem. Soc, 128 (1981) 1824.
- [28] M. Lemiti, S. Audisio, C. Mai et B. Balland, "Evolution de la taille des grains dusilicium polycristallin pendant des traitements thermiques ou oxydation", Revue Phys. Appl. 133, (1989).
- [29] L. Mei, M. Rivier, Y. Kwark, R.w. Dutton "Grain-Growth mechanisms in polysilicon", journal of the electrochemical society, 129, (1982).
- [30] S. E. Naimi, "Optimisation et compréhension des performances électriques de nouvelles technologies de transistors MOS en couche mince". Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, France (1996).
- [31] M.S. Shur, H.C. Slade, M.D. Jacunski, A.A. Owusu, and T. Ytterdal, "Spice Models for amorphous Silicon and Thin Film Transistors". J. Electrochem. Soc, Vol. 144, N° 8, p. 2833-2839, (1997).
- [32] A.T. Voustas, "The role of structural defects and texture variability in the performance of poly-Si thin film transistor". Thin Solid Films, 515, p. 7406-7412 (2007).
- [33] J. Y. W. Seto, "The electrical properties of polycrystalline silicon films," Journal of Applied Physics, vol. 46, no. 12, (1975).
- [34] I. Rouag, "Etude de comportement de la capacité d'une diode polycristalline latérale" université de Mohamed Boudiaf de Msila, p.37, (2016).
- [35] T.I. Kamins, "Hall Mobility in Chemically deposited polycrystalline silicon". J. Appl. Phys., 42 (11), p. 4357, (1971).
- [36] J. Levinson et al, "Conductivity behavior in polycrystalline semiconductor thin film transistor", Journal d'application Physique, Vol.53, p.1193-1202, (1982).
- [37] G.A. Armstrong, J.R. Ayres, and S.D. Brotherton, "Numerical simulation of transient emission from deep level traps in polysilicon thin film transistors", Solid-State Electronics, Vol. 41, N° 6, p. 835-844, (1997).
- [38] G. Fortunato, D.B. Meakin, P. Migliorato, "The Sub-Threshold characteristics of polysilicon thin-film transistors". Jpn. J Appl Phys, 27 (11), p. 2124-2127, (1988)
- [39] N.H. Toudjan, "Modélisation du Transistor à Effet de Champ (TEC) en Couches Minces à base de Silicium Polycristallin Si-L.P.C.V.D" .Thèse de doctorat, Université de Constantine, (2010).

- [40] A. Rahal, "Stabilité de différentes structure de silicium et de dispositifs électronique à base de ces matériaux". université des sciences et de la technologie .Alger, p.38, (2001).
- [41] W. Deng, X. Zheng, R. Chen, and Y. Liu "Subthreshold characteristics of polysilicon TFTs". Solid-State Electronics, Vol. 34, No. 9, p. 969, (2007).
- [42] M. Estrada, A. Cerdeira, A. Ortiz-onde, et al, "Extraction method for polycrystalline TFT above and below threshold model parameters". Solid-State Electronics, 46, p. 2295-2300, (2002).
- [43] R.M.A. Dawson, Z. Shen, D.A. Furst, Y. Hong, J. Kaniki, and R. Haltori, "Novel poly- Si TFT pixel electrode circuits and current programmed active-matrix driving methods for AM-OLED". SID'02 Digest, p.618-621, (2002).
- [44] T. Kuan, A. Chou, and J. Kanicki, "Two-Dimensional Numerical Simulation of Solid-Phase-Crystallized polysilicon Thin-Film Transistor Characteristics". Jpn. J. Appl. Phys, Vol.38, p. 2251-2255, (1999).
- [45] P. Lin, J. Guo, and C. Wu, "A quasi-two-dimensional model for the turn-on characteristics of polysilicon thin-film transistor". IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 37, p. 666, (1990).
- [46] N. Gupta, Tyagi B P, "On-Current Modeling of Polycrystalline Silicon Thin-Film Transistors" Physica Scripta, (2005)
- [47] J. Woo JIN, "Modélisation physique et compacte de transistors en couches minces à base de silicium amorphe ou microcristallin", Thèse de doctorat, Français. (2013)
- [48] N. Gupta, K. Sharma, "effect of gate oxide thickness on polycrystalline silicon thin film transistors" Materials Science an Indian Journal Vol.3, N°4, (2007).
- [49] N. Gupta, "threshold voltage modelling and gate oxide thickness effect on polycrystalline silicon thin-film transistors", Physica Scripta, vol.76, N°6, (2007).
- [50] V. Diep BUI, "Conception et modélisation de transistors TFTs en silicium microcristallin pour des écrans AMOLED". thèse de doctorat France (2006).
- [51] Wang L. W. and Zunger A. "Dielectric constants of silicon quantum dots" Physical Review Letters, 73:1039-1042, (1994).

## **Résumé :**

L'objectif principal de ce projet est le développement d'un modèle analytique simple de transistor en couches minces à base de silicium polycristallin ou TFT (Thin Film Transistor), en régime statique, et de faire une comparaison entre les propriétés du transistor TFT dans les deux structures microcristallines et nanocristallines.

Le modèle décrit les propriétés électriques du transistor TFT dans le régime statique. Pour comprendre les phénomènes physiques inhérents à son fonctionnement, nous écrivons les relations mathématiques qui relient les grandeurs entre elles : densité de charge, tension de seuil, la conductivité dans le silicium polycristallin et aussi le courant électrique dans les régimes de fonctionnement de transistor TFT (régime linéaire, régime de saturation, régime au-dessous et au-dessus du seuil).

Dans cette étude, nous présentons la simulation du comportement électrique du TFT en silicium polycristallin, en tenant compte de l'effet de la taille des grains, de la densité de dopage, de la densité des pièges aux joints des grains, l'épaisseur d'oxyde ainsi que la température.

Les résultats obtenus ont montré que les propriétés du transistor sont fortement affectées par les conditions de fabrication. La densité de charge dans le silicium polycristallin est fonction du potentiel électrique et aussi la tension de seuil diminue dans la structure nanocristalline par rapport à la structure microcristalline, cela montre la possibilité qu'offre une structure nanométrique du silicium polycristallin formant le canal dans l'ajustement de la tension de seuil dans une gamme de taille des nanocristallites.

**Mots clés:** le silicium polycristallin, le transistor TFT, la structure microcristalline du transistor TFT, structure nanocristalline du transistor TFT.

## **ملخص:**

إن الهدف من هذه المذكرة هو عمل نموذج تحليلي بسيط لعمل المقحل ذو طبقات رقيقة من السيليسيوم المتعدد البلورات في النظام الدائم ، وإجراء مقارنة بين خصائص المقحل في كل من البنية الميكروكريستالية والنانوكريستالية .

حيث يصف هذا النموذج خصائص المقحل وكذلك الظواهر الفيزيائية الممثلة للسيليسيوم متعدد البلورات في النظام الدائم ، لفهم هذه الظواهر نقوم بكتابة العلاقات الرياضية التي تربط المقادير الفيزيائية ببعضها

البعض: كثافة الشحن، توتر العتبة، الناقلية في السيليسيوم متعدد البلورات وكذلك التيار الكهربائي آخذين بعين الاعتبار أنظمة عمل مقفل السيليسيوم متعدد البلورات.

اعتمادا على ما سلف قمنا بمحاكاة الخواص الكهربائية للمقفل ذو طبقات رقيقة من السيليسيوم متعدد البلورات ، آخذين بعين الاعتبار تأثير حجم الحبوب ، كثافة المنشطات ، كثافة المصائد عند حدود الجيوب ، سمك العازل المؤكسد وكذلك الحرارة ؛ لنحصل على منحنيات توتر العتبة بدلالة المقادير السابقة وكذلك التيار الكهربائي بدلالة توتر البوابة وتوتر المخرج .

النتائج المتحصل عليها أظهرت أن خصائص الثرونزستور تتأثر بشكل كبير بشروط التصنيع ،كثافة الشحن في السيليسيوم متعدد البلورات تكون بدلالة الجهد الكهربائي وأيضا توتر العتبة ينقص في البنية النانوكريستالية مقارنة مع البنية الميكروكريستالية وهذا يبين إمكانية أن البنية النانوكريستالية للسيليكون متعدد الكريستالات التي تشكل القناة توفر تعديل جهد العتبة في نطاق حجم البلورات النانوكريستالية.

**الكلمات المفتاحية:** السيليسيوم متعدد البلورات ، مقفل ذو طبقات رقيقة ،البنية الميكروكريستالية للمقفل ذو طبقات رقيقة ،البنية النانوكريستالية للمقفل ذو طبقات رقيقة.