

ACADEMIE DE MONTPELLIER

UNIVERSITE MONTPELLIER II

SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

D.E.A. D'ELECTRONIQUE

présentée à l'Université de Montpellier II Sciences et Techniques du Languedoc

**RECHERCHE DE LA
DISTRIBUTION SPATIALE DES
PIEGES DANS LES OXYDES PAR
SIMULATION NUMERIQUE**

par

Pascal IZZO

Soutenu le 2 juillet 1997 devant le Jury composé de :

MM.

C. GLAIZE,	Professeur,	UMII Montpellier	Président
M. CASTAGNE,	Professeur,	UMII Montpellier	Assesseur
P. MERLE,	Professeur,	UMII Montpellier	Assesseur
A. MICHEZ,	Maître de conférences,	UMII Montpellier	Assesseur
Y. PATIN,	Maître de conférences,	UMII Montpellier	Assesseur
A. TOUREILLE,	Maître de conférences,	UMII Montpellier	Assesseur

REMERCIEMENTS

Mon stage a été réalisé au Centre d'Electronique et de Micro-Optoélectronique de Montpellier II dans l'équipe du professeur Guy BORDURE.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur G.BORDURE pour ses conseils tout au long de mon stage.

Je remercie tout particulièrement Monsieur A.MICHEZ pour son soutien et son aide si précieuse sans laquelle ce travail n'aurait pas pu arriver à son terme.

Ma reconnaissance va aussi à Monsieur C.CIRBA qui a mis ses connaissances et ses compétences en informatique et en physique dans la réalisation de ce projet.

Je tiens à remercier tous les gens qui mon soutenu lors de mon stage.

A mes parents et à Magali sans qui ce travail n'aurait pu être réalisé.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
I – TRANSPORT ET PIEGEAGE DANS SiO_2	3
I – 1 Provenance et localisation des pièges.	3
I – 2 Les mécanismes de transport et de piégeage.	4
I – 3 Provenance des charges libres dans l'oxyde.	7
A – Effet Schottky	7
B – Effet Fowler-Nordheim	8
C – Génération de paires par rayonnement dans le SiO_2	9
I – 4 Méthodes expérimentales de caractérisation	10
A – Mesure de la dérive de tension seuil	10
B – Recuit isotherme et isochrone	11
C – Mesure du courant thermo-stimulé	12
D – Méthode de l'onde thermique	12
II – PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	14
III – RESULTATS DES SIMULATIONS	19
III – 1 Reproduction des résultats avec des paramètres différents	19
A – Oxyde de 80 nm	19
B – Oxyde de 95 nm	21
C – Oxyde de 121.5 nm	22
D – Oxyde de 400 nm	24
Conclusion	25

III – 2	Reproduction des résultats avec des paramètres identiques	26
	A – Présentation des résultats	26
	B – Conclusion	29
IV –	PRESENTATION DES METHODES NUMERIQUES	30
	Recherche par interpolation polynomiale	30
CONCLUSION		34
BIBLIOGRAPHIE		35

INTRODUCTION

Les transistors utilisés actuellement en micro-électronique sont essentiellement des MOS (Métal - Oxyde - Semi-conducteur).

L'isolant, c'est-à-dire l'oxyde peut être soumis, du fait de ses propriétés isolantes, à des tensions de polarisation importante. De même, il peut être soumis, lors de son utilisation dans les domaines spatiaux ou nucléaires, à un rayonnement électromagnétique. Des paires électron-trou sont alors soit injectées, soit générées dans l'oxyde qui a la propriété de piéger ces charges électriques sur de grandes durées.

Si une quantité de charge importante est piégée dans l'oxyde, les caractéristiques du transistor sont modifiées et il ne peut plus jouer correctement son rôle dans le système complet.

Ce changement des caractéristiques du transistor est représenté par la dérive de tension seuil (fig. 1).

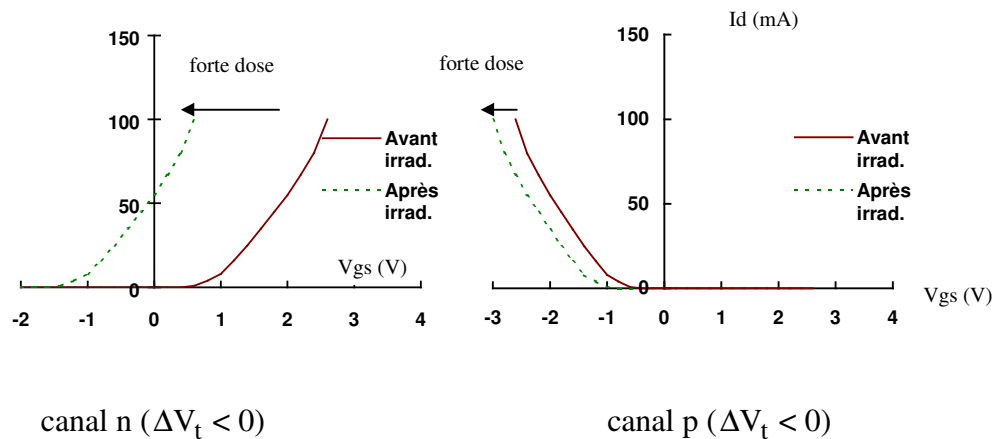


Figure 1 : Variation de la tension de seuil pour les transistors à canal n canal p

Avec la diminution d'épaisseur des oxydes de grille, la dérive de tension seuil devient négligeable. Par contre, les oxydes d'isolement (LOCOS, oxyde enterré) sont épais et peuvent provoquer l'apparition de canaux de conduction par exemple entre deux transistors voisins.

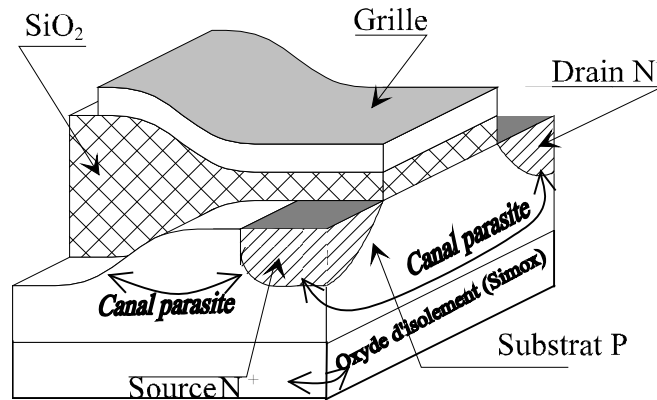


Figure 2 : Vue en 3D d'un transistor

Les expérimentations effectuées sur les oxydes permettent de déterminer les dérives de tension, les charges surfaciques équivalentes, mais elles ne permettent pas de connaître la distribution des charges piégées dans le volume de l'oxyde.

Ce travail a pour but, de déterminer la répartition spatiale des pièges dans l'oxyde enterré d'une structure SOI (SIMOX) à partir de simulations numériques.

Pour réaliser ces travaux, nous utilisons des résultats expérimentaux obtenus au C.E.A de Bruyères-Le-Chatel.

Dans le premier chapitre, nous présentons les propriétés essentielles du mécanisme de piégeage du SiO_2 associées à une structure MOS.

Dans le second chapitre, nous présentons les principaux résultats expérimentaux obtenus au C.E.A., sur lesquels cette étude est basée.

Dans le troisième chapitre, nous présentons différents résultats de simulation mettant en jeu la dérive de tension seuil en fonction de la dose reçue.

Enfin, dans le quatrième chapitre nous proposons des méthodes de recherche automatique des distributions de pièges.

I – TRANSPORT ET PIEGEAGE DANS SiO₂

I – 1 Provenance et localisation des pièges

Aujourd'hui, la micro-électronique utilise essentiellement l'oxyde de silicium SiO₂ d'une part comme couche isolante à l'origine de l'effet de champ d'autre part comme isolant de passivation ou de séparation des couches actives.

Lors de la création d'un oxyde de silicium, il est impossible de concevoir un matériau avec un nombre de défauts nuls. La fabrication de ces oxydes s'effectue de plusieurs manières : oxydation thermique, dépôt chimique en phase vapeur (CVD), implantation ionique d'oxygène (procédé SIMOX), etc. . Le matériau ainsi fabriqué est amorphe. Malgré toutes les précautions apportées à l'élaboration du matériau, la présence de défauts est inévitable. Ces défauts peuvent être occasionnés par une impureté (atome étranger dans la fabrication de l'oxyde), on parle alors de défauts extrinsèques, ou à une imperfection due à la nature même du matériau, on parle alors de défauts intrinsèques. L'oxyde est positionné dans un environnement de silicium monocristallin pour la constitution de la zone active du composant et de silicium polycristallin ou de métal pour la constitution des électrodes. Ces associations de matériaux de structures différentes sont à l'origine des défauts localisés à l'interface ou au voisinage immédiat de l'interface dans chacun des matériaux. De même, une irradiation par rayonnement ionisant engendre des défauts équivalents à ceux de la fabrication.

Ces défauts, qui sont à l'origine du piégeage de charges, peuvent être classés suivant leur provenance et leur localisation.

Les pièges ont de multiples origines : on distingue des pièges électroniques (capture d'un électron ou d'un trou), des pièges à protons ^[CIRBA 96]. Dans cette étude comme pour les précédentes, on considérera uniquement les pièges électroniques. Ces pièges sont définis comme des imperfections (défauts ponctuels) qui peuvent être associés à la capture d'un électron ou d'un trou.

En ce qui concerne le piège à proton, il peut-être associé à une liaison hydrogène. Le piège à proton peut capturer un ou plusieurs protons ou des atomes d'hydrogène. Avant la capture, le piège à proton peut-être un piège électronique à trou ou à électron.

Les expériences sur les charges piégées dans les structures MOS sont souvent menées pendant ou après l'application d'un stress (stress de tension, irradiation par un rayonnement ionisant, injections de porteurs chauds). Ce sont généralement ces stress qui sont à l'origine de la dégradation des propriétés des composants en chargeant les pièges existants déjà dans la structure étudiée. Cependant, il est vraisemblable que les stress soient eux-mêmes générateurs de nouveaux pièges aux emplacements de centres précurseurs ou bien qu'ils puissent annihiler des pièges existants. Il est aussi vraisemblable que les pièges générés soient de même nature que les pièges initiaux.

Donc, la localisation des pièges dans l'oxyde joue un rôle primordial dans le comportement des composants et dans leur dégradation.

Conformément à la figure I-1, on peut considérer cinq zones de localisation des pièges suivant le type d'interface existant dans les pièges et les porteurs des matériaux.

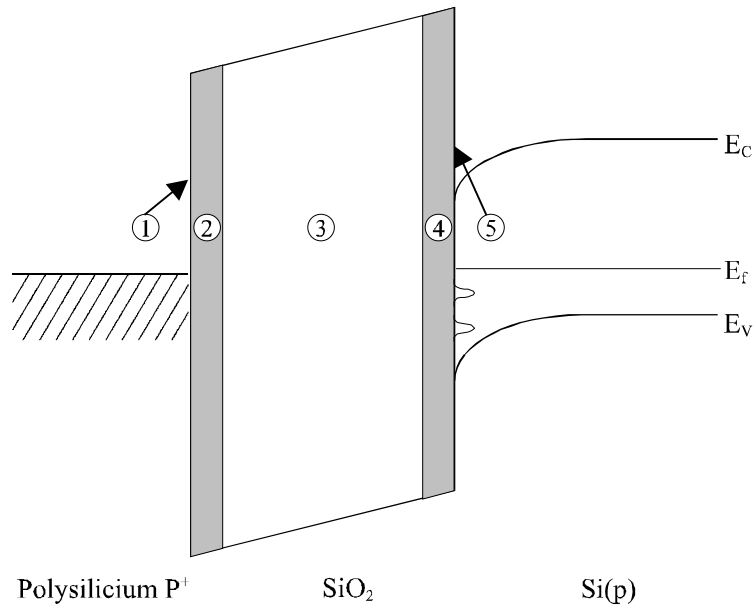


Figure I-1 : Schéma de la localisation des pièges dans le SiO_2

Les zones 1 et 5 correspondent aux états communément appelés états d'interface ; ces états sont en communication électrique directe avec les états électroniques de la grille ou du silicium.

En ce qui concerne les zones 2 et 4, elles décrivent les perturbations dues au passage d'un matériau à l'autre. La dimension de cette zone dépend fortement de la technologie utilisée pour fabriquer le SiO_2 .

Par contre, la zone 3 correspond aux états qui ne peuvent communiquer qu'indirectement avec les états de la grille ou du silicium.

Dans les composants en technologie MOS, on dénombre trois types principaux d'oxydes de silicium : les oxydes thermiques (oxyde de grille, bec d'oiseau^[ESCOFFIER 95]), les oxydes enterrés et les oxydes multicouches (permettant d'améliorer le durcissement aux radiations).

I – 2 Les mécanismes de transport et de piégeage

La façon la plus simple de considérer la conduction électronique dans un isolant du type SiO_2 , est de modifier le modèle déduit de la théorie des bandes d'énergie électronique appliquée habituellement aux semi-conducteurs.

Le transport y est décrit par l'intermédiaire de la bande de conduction, de la bande de valence et de niveaux localisés dont l'énergie est située dans la bande interdite et qui agissent comme centres pièges.

Dans le modèle de transport que nous utilisons, supposons donc que les porteurs (électrons et trous) se déplacent dans un "continuum" de niveaux délocalisés appelé bande de mobilité, et subissent une suite de piégageages et de dépiégeages sur des niveaux localisés.

On définit par μ une mobilité du porteur dite mobilité de bande. Cette mobilité est différente de la mobilité intégrant le temps de vol dans la bande de mobilité et les piégeages dépiégeages successifs.

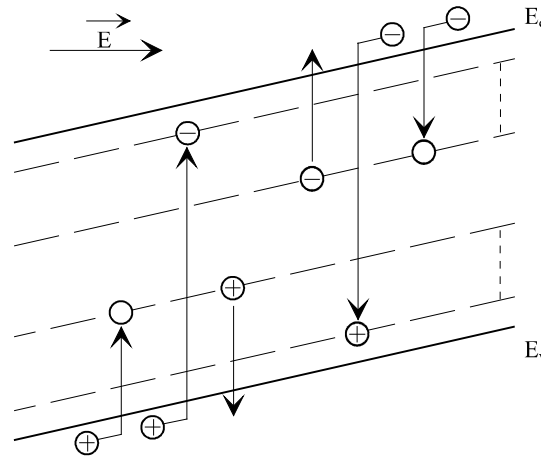


Figure I-2 : Mécanisme de transport des charges

Le piégeage correspond à la capture par un centre neutre d'un porteur libre ou à la capture par un centre coulombien répulsif (ayant déjà piégé un porteur de même signe). Le travail effectué précédemment, n'a retenu que la capture par centre neutre.

Le dépiégeage correspond à la réémission d'un porteur piégé vers sa bande de mobilité.

La recombinaison décrit l'attraction d'un porteur libre par le centre coulombien créée par un porteur piégé de signe opposé.

Nous négligeons toute interaction directe des pièges de l'oxyde avec les porteurs libres du silicium et du matériau constituant la grille. Nous rappelons que ces interactions sont décrites par un mécanisme d'effet tunnel mettant en jeu des niveaux localisés près de l'interface.

Le piégeage des porteurs libres sur les pièges est habituellement décrit à l'aide de la section efficace de capture. Les sections efficaces de ces différents types de pièges sont de l'ordre de 10^{-18} et 10^{-14} cm² (données extraites de la littérature).

Pour l'électron:

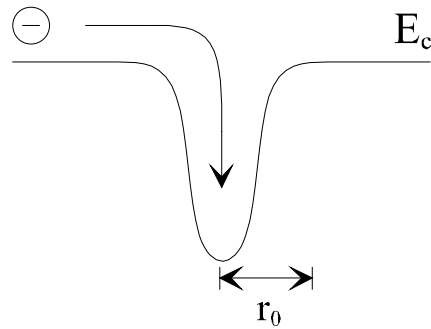


Figure I-2 : Piégeage d'un électron sur un site vide

Pour le dépiégeage, ceci correspond à la réémission d'un porteur piégé vers sa bande de mobilité ou vers le matériau voisin (silicium ou métal). Ce transfert s'effectue selon plusieurs processus (réémission par excitation thermique, dépiégeage par effet tunnel, etc. .) représentés schématiquement sur la figure I-4.

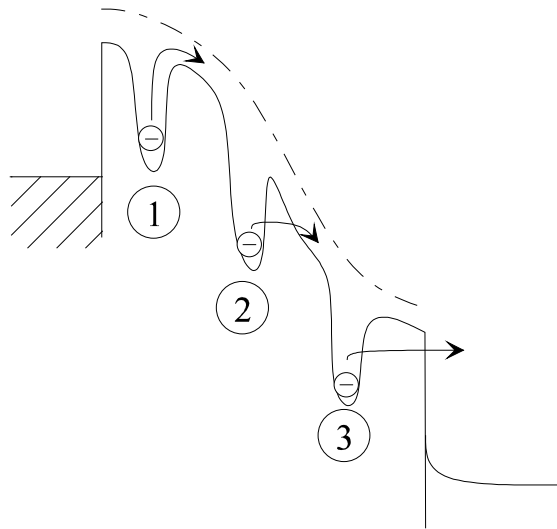


Figure I-4 : Représentation schématique des processus de dépiégeage dans le SiO_2

Les processus représentés schématisent :

- 1 - La réémission par excitation thermique.
- 2 - Le dépiégeage tunnel par effet Poole-Frenkel.
- 3 - Le dépiégeage par effet tunnel des pièges voisins de l'interface.

L'excitation thermique correspond à la libération du porteur par une interaction de celui-ci avec les vibrations du réseau.

Le dépiégeage d'un porteur par effet tunnel vers la bande de mobilité de l'isolant peut être en compétition avec le dépiégeage thermique. Ce processus qui a lieu dans la masse de l'isolant est assimilable à une ionisation par effet de champ.

Un autre phénomène apparaît : c'est la recombinaison. Elle correspond à l'annihilation d'un porteur piégé par un porteur libre de signe opposé. On distingue alors deux types de recombinaisons caractérisées par leur section efficace de recombinaison.

Dans un matériau soumis à un champ électrique E, la densité de courant (J_n et J_p) associé aux électrons et aux trous est proportionnelle au champ, habituellement exprimée à l'aide du produit de la concentration de porteurs (n ou p), par leur mobilité (μ_n et μ_p).

$$\begin{aligned}\vec{J}_p &= -qD_p \vec{\text{grad}}p + q\mu_p p \vec{E} \\ \vec{J}_n &= qD_n \vec{\text{grad}}n + q\mu_n n \vec{E}\end{aligned}$$

De nombreux auteurs ont montré que le transport des électrons dans l'oxyde était peu influencé par la présence de pièges. Par contre pour les trous, la présence de pièges joue un rôle primordial. Le piégeage et dépiégeage des trous contribuent considérablement à la diminution de la mobilité.

I – 3 Provenance des charges libres dans l'oxyde

Dans une structure MOS, les charges peuvent être créées ou injectées dans l'oxyde par différents processus associés à un stress de tension ou à un stress d'irradiation par un rayonnement ionisant.

Le champ électrique auquel est soumis l'isolant peut être la cause d'injection de porteurs au niveau des électrodes par effet Fowler-Nordheim ou par effet tunnel associé aux pièges localisés près des interfaces et de création de porteurs en volume par effet Poole-Frenkel.

Dans cette étude, on ne considère que la création de charges en volume par l'intermédiaire d'un rayonnement ionisant. Rappelons brièvement les principes des effets Schottky, Fowler-Nordheim et de la génération de paires par rayonnement dans le SiO₂.

A – Effet Schottky

A l'interface entre un métal et un isolant, il s'établit une barrière de potentiel qui constitue un obstacle au passage des électrons.

Lorsque l'on augmente le champ électrique, on fournit davantage d'énergie aux électrons de sorte que la probabilité qu'ils puissent franchir la barrière de potentiel augmente également. D'après la loi de Schottky, à partir d'une certaine valeur du champ électrique, appelé "Champ Schottky", les électrons peuvent franchir la barrière et sont ainsi injectés dans l'isolant (fig. I-5).

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi - \beta_s F^{1/2}}{kT}\right)$$

avec $A=1.2 \cdot 10^5 \text{ A/m}^2 \cdot \text{K}^2$ $k=1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

F: Champ électrique en V/m

 β_s : Coefficient de Schottky

T: Température en degré Kelvin (°K)

J: Densité de courant en A/m² ϕ : Coefficient de Schottky en eV

B – Effet Fowler-Nordheim

Lorsque le champ électrique augmente, on observe une courbure de la bande de conduction de l'isolant et la barrière à franchir devient plus étroite. Lorsque la "largeur" de la barrière de potentiel devient suffisamment faible, les électrons peuvent passer dans l'isolant par effet tunnel sans posséder l'énergie suffisante pour passer au-dessus de la barrière (fig.I-5).

$$J = \frac{q^3}{8\pi\phi h} F \exp\left(-\frac{B}{F}\right)$$

$$\text{avec : } B = \frac{4}{3} \frac{(8m_0\pi^2)^{1/2}}{qh} \phi^{3/2}$$

avec $q=1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Cb}$ $m_0=9.1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ $h=6.63 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$

F: Champ électrique en V/m

 ϕ : Coefficient de Fowler-Nordheim en eVJ: Densité de courant en A/m²

La figure I-5 schématise ces deux types d'injection.

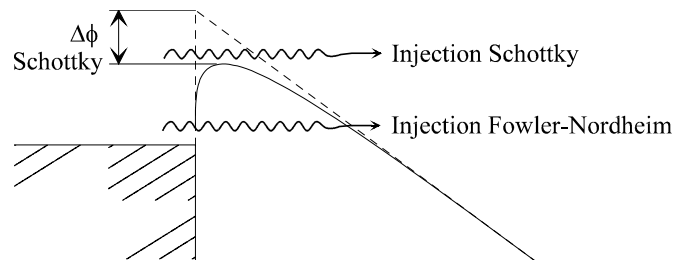


Figure I-5 : Injection de porteurs par effet Schottky et Fowler-Nordheim

C – Génération de paires par rayonnement dans le SiO₂

Lors d'une irradiation, l'absorption de l'énergie du rayonnement se traduit par l'excitation d'électrons dits "primaires" qui acquièrent une énergie cinétique élevée. Ces électrons excitent à leur tour d'autres électrons de la bande de valence (dits secondaires). Ces électrons sont alors décrits sous forme de quasi-particules : les plasmons. Le plasmon se désintègre ensuite en paires électron-trou après quelques périodes d'oscillations (fig. I-6).

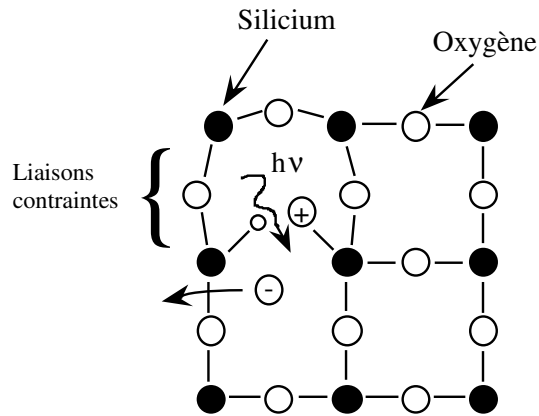


Figure I-6 : Création d'une paire par un photon incident

Un photon du rayonnement transférera une certaine quantité d'énergie **D** par unité de masse du matériau. **D**, appelée dose, est exprimée en rad(SiO₂). Le nombre de paires **N** créées par unité de volume est alors le rapport de la dose reçue par l'énergie *w* nécessaire à la création d'une paire pour une masse volumique du matériau. On définit le facteur de génération **g₀**, spécifique au matériau, comme le rapport de la masse volumique par l'énergie *w* nécessaire à la création d'une paire. On écrit : **N = g₀*D**. Le taux de création de paires par unité de temps, dans le cas d'irradiation étendue dans le temps, est proportionnel au débit de dose. Dans SiO₂, **g₀ = 7,6.10¹² cm⁻³.rad⁻¹** et **w ≈ 18 eV**.

Les paires générées en l'absence de perturbations (champ, agitation thermique) se recombinent rapidement (10⁻¹³ s) ou forment des excitons. Sous l'effet du champ électrique des paires se dissocient. On définit alors la fonction de séparation de paires **Y(E)** qui traduit la probabilité de non-recombinaison en fonction du champ électrique à température ambiante. La densité de paires générées et non-recombinées s'écrit alors :

$$N = g_0 Y(E) D$$

Deux modèles de recombinaisons ont été proposés pour exprimer **Y(E)**, la recombinaison colonnaire et la recombinaison préférentielle. Cependant la situation réelle correspond à un phénomène intermédiaire qui a motivé l'utilisation d'une formulation empirique de **Y(E)**.

Elle peut s'exprimer par l'expression analytique suivante [LERAY 89]

$$Y(E) = Y_0 + \frac{|E/E_0|}{1 + |E/E_0|} (1 - Y_0)$$

Où E₀ et Y₀ dépendent de l'énergie du rayonnement incident.

I – 4 Méthode expérimentale de caractérisation

A – Mesure de la dérive de tension seuil

Pour caractériser le transistor MOS irradié, un des paramètres le plus facile à mesurer et le plus important est la tension de seuil. On s'intéressera au phénomène de variation de la tension seuil en fonction de la dose reçue [LERAY 89].

Les charges localisées dans l'oxyde et aux interfaces induisent une variation de la tension de bande plate dans le silicium. La dérive de la tension de seuil correspond à la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour compenser la charge image induite dans le silicium par les charges piégées dans l'oxyde. Cette dérive correspond, dans une structure unidimensionnelle, au premier moment de la charge par rapport au canal. Elle se calcule par l'intégration suivante, de la grille (x = 0) vers l'interface (x = e_{ox}) :

$$\Delta V_t = -\frac{q}{\epsilon_{SiO_2}} \int_0^{e_{ox}} x * Q(x) dx$$

Où Q(x) = Q_{ox}(x) et Q(e_{ox}) = Q_i, Q_{ox} étant la charge dans le volume, Q_i la charge due aux états d'interface et e_{ox} l'épaisseur de l'oxyde (la grille étant prise comme origine des x).

Des mesures expérimentales, on peut déduire la densité équivalente de charges Q_{eff} ramenée à l'interface, connaissant la capacité surfacique associée à l'oxyde C_{ox}, en effet l'expression de ΔV_t devient :

$$\Delta V_t = -\frac{Q_{eff} + Q_i}{C_{ox}}$$

Un calcul approché de la dérive de tension seuil [ESCOFFIER 95][PAILLET 94][LERAY 89] en considérant un modèle simple de transport et de piégeage des porteurs libres et en faisant l'hypothèse que la mesure expérimentale donne l'indication de la charge nette équivalente ramenée à l'interface, permet d'extraire à partir des mesures expérimentales les sections efficaces de capture et les densités équivalentes, ramenées à l'interface, des charges piégées dans l'oxyde. On a :

$$\Delta V_{FB} = \frac{qe_{ox}}{\epsilon_{SiO_2}} \left(N_n \left(1 - \exp(\sigma_{nt} \cdot g_0 \cdot e_{ox} \cdot Y(E) \cdot D) \right) - N_p \left(1 - \exp(\sigma_{pt} \cdot g_0 \cdot e_{ox} \cdot Y(E) \cdot D) \right) \right)$$

Où N_n , N_p , e_{ox} , σ_{nt} et σ_{pt} sont respectivement, les densités équivalentes de pièges à électrons et à trous, ramenées à l'interface, l'épaisseur de l'isolant SiO₂ considérée, les sections efficaces de capture des pièges à électrons et à trous. D correspond à la dose reçue, $Y(E)$ est le terme de non-recombinaison, g_0 le facteur de génération.

Lors d'un procédé classique de durcissement des transistors MOS, on constate une évolution de la tension de seuil selon que le transistor est P ou N. Pour les P, les dérives de tensions sont toujours négatives alors que pour les N, elles sont d'abord négatives, puis, lorsqu'on augmente la dose, elles deviennent positives.

B – Recuit isotherme et isochrone

Recuit isotherme

Le composant est laissé pendant un temps très long à une température constante. On fait l'hypothèse que le seul mécanisme de guérison est l'émission thermique à partir des pièges. De plus on peut supposer que les charges réémises sont évacuées du composant sans re-piégeage possible. Lorsque la température est constante, l'équation d'activation thermique s'intègre et on obtient :

$$n(\phi, t) = n(\phi, t_0) \exp\left(-AT^2 \exp\left(-q \frac{\phi - R}{k.T}\right) \cdot t\right)$$

Où R est le facteur de diminution de l'énergie d'activation du piège par effet Poole-Frenkel, A la fréquence d'échappement indépendante de la température, ϕ l'énergie d'activation du piège.

On introduit la notion de front de transition $\phi_m(t)$ qui correspond au niveau pour lequel, à un instant t , le taux d'émission est maximum. Le passage de $n(\phi, t) \approx n(\phi, t_0)$ à $n(\phi, t) \approx 0$ se produit en quelques kT/q autour de $\phi_m(t)$. Les pièges d'énergie $\phi < \phi_m(t)$ sont quasiment dépeuplés et les pièges d'énergie $\phi > \phi_m(t)$ ont une concentration initiale $n(\phi, t_0)$.

L'expression de $\phi_m(t)$ est :

$$\phi_m(t) = R + \frac{kT}{q} \ln(AT^2 t)$$

Cette méthode est toutefois très lente, un niveau d'énergie $E_a = 1,35$ eV sous un champ de 1MV/cm à température ambiante nécessite 140 h pour être dépiégée.

Recuit isochrone

On effectue une succession de paliers isothermes. Le composant polarisé est chauffé pendant une dizaine de minutes puis on mesure la dérive de tension seuil à température

ambiante. Le composant est ensuite ramené à une température plus élevée d'une vingtaine de degrés. Le processus de chauffe et de mesure se poursuit à des températures supérieures à celles des mesures de courant thermo-stimulés (CTS) décrit au paragraphe suivant et permet une caractérisation des niveaux profonds.

L'équation d'activation s'intègre sur chaque palier. On démontre dans ce cas, que le front de transition peut se déduire de la résolution de l'équation suivante :

Au n^{ième} palier

$$\phi_m(t_n) = R + \frac{kT_n}{q} \ln \left(\sum_{k=1}^n (t_k - t_{k-1}) A T_n T_k \exp \left(-\phi_m(t_n) \left[\frac{q(T_n - T_k)}{kT_n T_k} \right] + \left[\frac{qR}{kT_k} - \frac{qR}{kT_n} \right] \right) \right)$$

Une méthode de calcul, basée sur l'analyse de l'évolution temporelle du front d'émission thermique, permet d'extraire la distribution énergétique ainsi que les quantités de charge pour toutes les énergies à partir des résultats de mesures expérimentales de dérive de tension seuil.

On a en première approximation :

$$Kn(\phi_m(t), t) \approx - \frac{dV_{th}(t)/dt}{d\phi_m(t)/dt}$$

où K est le premier moment de la distribution normalisée de la charge piégée dans le volume, il s'exprime par :

$$K = \frac{q}{\epsilon_{SiO_2}} \int x \frac{n(x, \phi, t)}{n(\phi, t)} dx$$

L'utilisation de K suppose que la distribution spatiale de la charge piégée sur chaque niveau soit identique et de plus qu'elle soit connue. Dans la mesure où l'on s'intéresse à la charge équivalente, ramenée à l'interface, K est simplement égal à $q \cdot e_{ox}^2 / 2 \cdot \epsilon_{SiO_2}$.

C – Mesure de courant thermo-stimulé

Cette méthode permet un décompte de la quantité de trous piégés dans l'oxyde ainsi que la détermination de la distribution énergétique de ces trous.

Dans ce cas la température augmente de façon continue avec une pente constante de faible valeur. Le composant est polarisé sous un fort champ et l'on mesure le courant induit par la réémission des porteurs piégés. L'application d'un fort champ permet de faire l'hypothèse que le re-piégeage est négligeable. Cette caractérisation peut être associée à des mesures C-V pour déterminer, sous une configuration précise de la charge piégée, la quantité d'électrons piégés dans SiO₂.

La méthode générale de calcul permettant d'extraire les distributions énergétiques des pièges est similaire à celle du recuit isochrone. Le front de transmission est calculé de la même façon, en effet on identifie la rampe de température à de petits paliers. La distribution de la charge piégée s'obtient, en première approximation, par :

$$qn(\phi_m(t), t) \approx -\frac{J(t)}{d\phi_m(t)/dt}$$

D – Méthode de l'onde thermique

La méthode de l'onde thermique a été élaborée au laboratoire d'électrotechnique de Montpellier par l'équipe de Monsieur Toureille.

Pour cette méthode, la perturbation vient d'un échelon thermique créé suivant le cas par la circulation d'un liquide ou par celle d'un courant électrique.

Le principe de cette méthode est basé sur la mesure du courant thermodilatation du matériau après application d'un échelon de température sur l'une de ses électrodes. La propagation du front thermique à travers l'échantillon provoque un déplacement de charges qui est à l'origine du courant mesuré. Cette méthode permet de mesurer des épaisseurs d'oxyde de 10 µm à 20 mm du fait de la vitesse de déplacement très faible de l'onde. Donc pour des oxydes de faibles épaisseurs, cette méthode ne permet pas actuellement de faire des mesures fiables.

II – PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux^[PAILLET 95] obtenus au C.E.A. de Bruyères-Le-Chatel ont été faits sur des échantillons obtenus à partir de différentes techniques. Pour cette étude, quatre composants de différentes épaisseurs d'oxyde ont été utilisés.

Type d'oxyde	Epaisseur d'oxyde (nm)	Flux (cm ⁻²)	Energie (keV)	Température (°C)	Temps (h)
Mince	80	$4*10^{17}$	120	1320	6h Ar/O ₂
Moyen I	95	$4*10^{17}$	120	1320	6h Ar/O ₂
		$+ 10^{17}$	120	1320	6h Ar/O ₂
Moyen II	121.5	$4*10^{17}$	120	1320	6h Ar/O ₂
		$+ 4*10^{17}$	120	1320	6h Ar/O ₂
Epais	400	$1.8*10^{18}$	190	1320	6h Ar/O ₂

Tableau II-1 : Données technologiques

Ces différentes épaisseurs d'oxyde ont été obtenues à partir d'un oxyde enterré (SIMOX), auquel on a fait subir dans un premier temps pour la couche la plus mince (80nm), un bombardement d'ions oxygène avec une énergie de 120 keV suivi par la suite d'un recuit pour réorganiser la structure cristalline de l'oxyde. Pour les deux couches suivantes (Moyen I et II), le même procédé a été utilisé mais avec un bombardement et un recuit supplémentaire afin d'augmenter l'épaisseur d'oxyde. Par contre, l'oxyde épais de 400 nm a reçu un seul bombardement à 190 keV et un seul recuit.

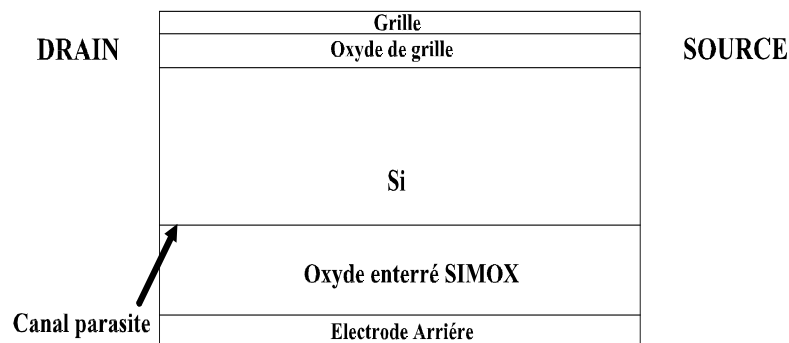


Figure II-1 : Dispositif

A partir de ces résultats, l'étude du C.E.A., a été d'étudier la tenue de ces nouvelles matières au radiations, et d'en déduire les dérives de tension seuil. L'irradiation a été obtenue en utilisant une source de rayon X de 10 keV, sur un champ de polarisation nul, positif ou négatif.

Le C.E.A. a alors émis l'hypothèse que, malgré les différences de méthode de fabrication, les oxydes sont identiques, et donc que les distributions de pièges sont les mêmes pour les épaisseurs communes (fig. II-2)

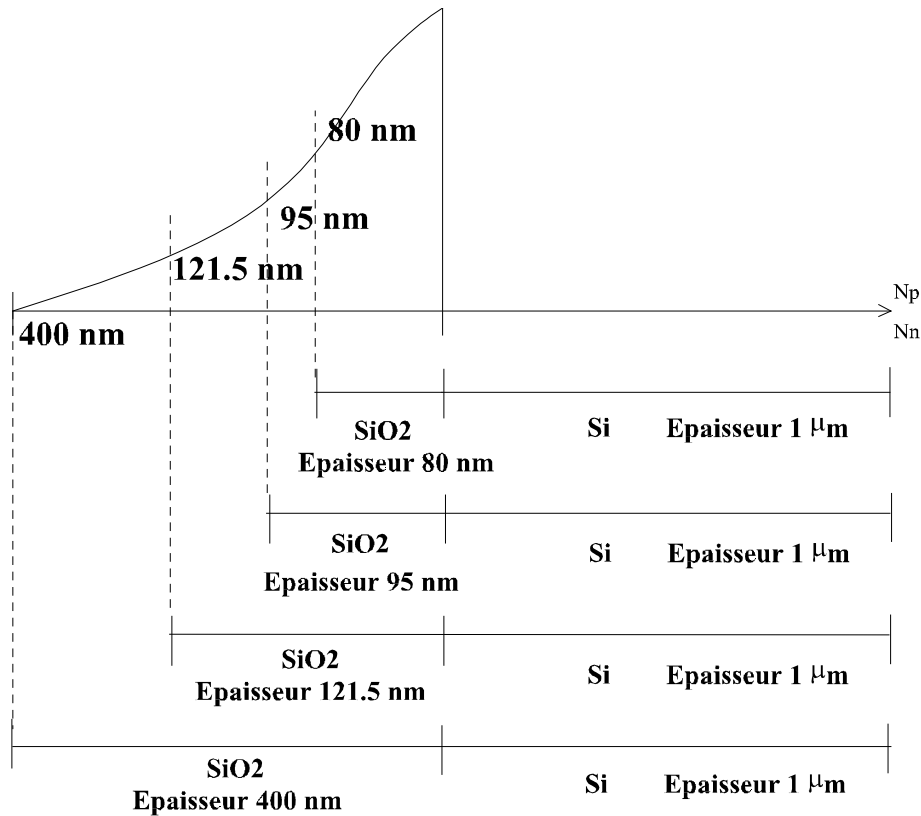


Figure II-2: Schématisation des oxydes

A partir de cette hypothèse, les mesure de dérive pour l'oxyde de 80 nm donnent la charge piégée dans cette zone pour les quatre oxydes.

De la même façon, les mesures de dérive pour l'oxyde de 95 nm donnent, par différence avec la charge trouvée à 80 nm, la charge piégée entre 95 et 80 nm.

Ainsi de proche en proche, on détermine grossièrement la distribution spatiale des charges piégées dans l'oxyde épais.

Résultats de l'irradiation

Lors d'une irradiation à champ nul (fig. II-3), les expériences ont montré que pour de faible épaisseur d'oxyde (de 80 à 121.5 nm), la dérive de tension seuil n'excédait pas -15 V, par contre pour des oxydes dit épais (400 nm), cette même dérive de tension seuil était très importante, de l'ordre de -30 V. Une constatation a été faite pour tous les oxydes, entre 10 et 100 Mrad, une forte saturation survient au niveau de la dérive de tension.

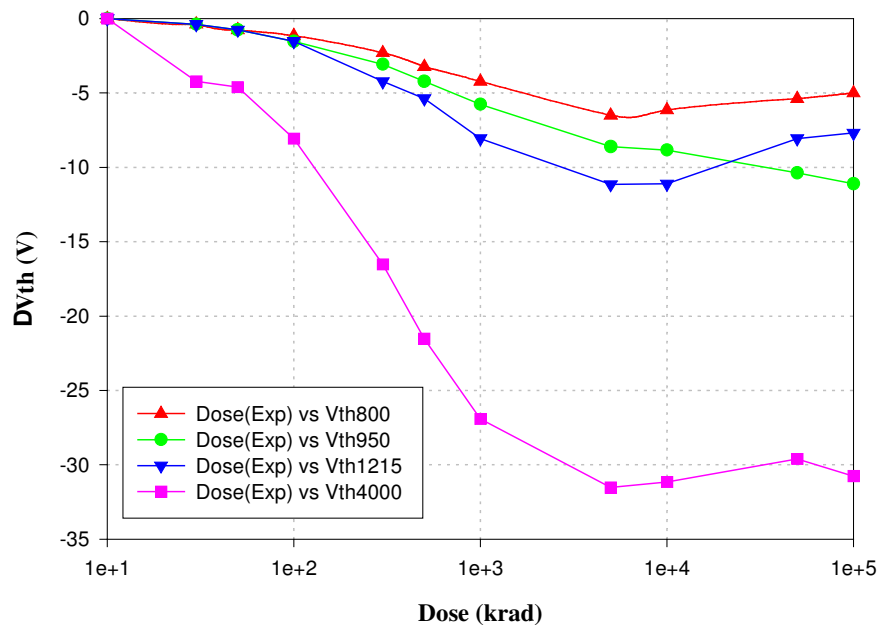


Figure II-3: Dérive de tension seuil pour 0 MV/cm

Pour un champ négatif (fig. II-4), la dérive de tension arrive à son maximum entre 50 et 500 krad. Pour des oxydes à faible épaisseur, la contribution négative semble être moins importante que pour l'oxyde de 400 nm.

On constate que cette dérive de tension seuil devient négative au départ, ceci étant dû au piégeage plus rapide des trous par rapport aux électrons. Après avoir, pratiquement rempli tous les pièges à trous, du fait du piégeage continu des électrons, la dérive de tension devenant positive jusqu'à parvenir à un équilibre entre capture, recombinaison et réémission. Ceci se traduit par une zone constante vers la fin de l'irradiation.

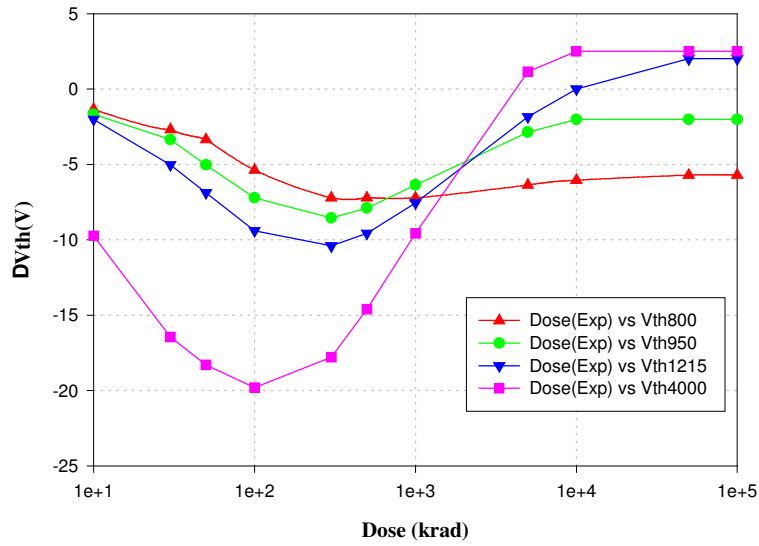


Figure II-4 : Dérive de tension seuil pour -1 MV/cm

Pour la dérive en champ positif (fig. II-5), elle est très importante ; elle est même fortement négative. Pour l'oxyde de 400 nm, elle est trop élevée pour pouvoir être mesurée avec les appareils utilisés.

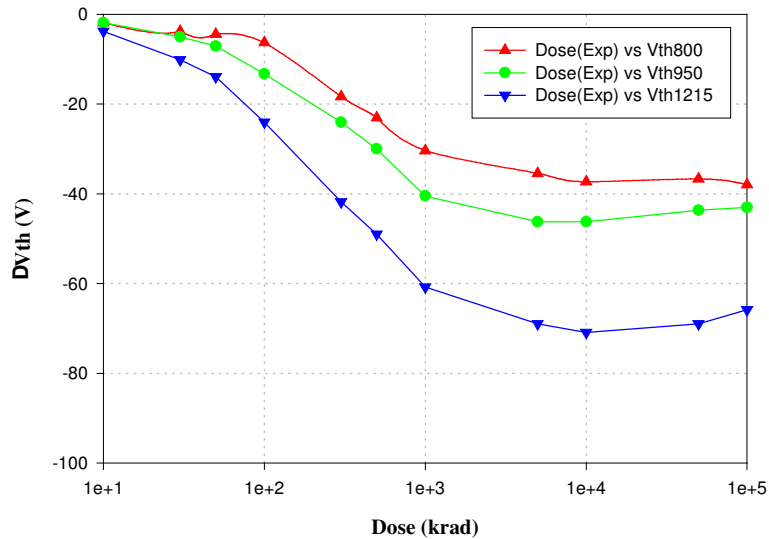


Figure II-5 : Dérive de tension seuil pour +1 MV/cm

On rappelle que le champ électrique est positif.

Les électrons se déplacent donc vers l'électrode et les trous vers l'interface. Sachant que les pièges sont situés dans leur majorité au voisinage de l'interface.

La quasi totalité des trous seront piégés alors que seuls les électrons générés dans la zone proche de l'interface seront capturés.

Nous pouvons alors dire qu'ici l'influence des trous est prépondérante.

Ces courbes donneront uniquement des informations sur les distributions des pièges à trous.

A partir de ces relevés, on a pu extraire les paramètres de chaque oxyde : densité de piégeage, sections efficaces de capture (voir tableau II-2).

Type d'oxyde	Trou N_t (cm^{-2})	Trou σ_t (cm^{-2})	Electron N_t (cm^{-2})	Electron σ_t (cm^{-2})
Mince	2.7 ± 0.3 $*10^{12}$	2.9 ± 0.3 $*10^{-13}$	7.1 ± 0.1 $*10^{11}$	28 ± 16 $*10^{-15}$
Moyen I	4.3 ± 0.2 $*10^{12}$	2.8 ± 0.2 $*10^{-13}$	2 ± 0.2 $*10^{12}$	15 ± 10 $*10^{-15}$
Moyen II	5.6 ± 2.2 $*10^{12}$	3.7 ± 1.7 $*10^{-13}$	2.4 ± 0.3 $*10^{12}$	7.9 ± 3.3 $*10^{-15}$
Epais	1.3 ± 0.4 $*10^{13}$	5.2 ± 1.3 $*10^{-14}$	2.5 ± 0.3 $*10^{12}$	5.4 ± 3.2 $*10^{-15}$

Tableau II-2 : Valeurs technologiques

Dans cette étude, nous essayerons de trouver la distribution spatiale des pièges à électrons et à trous, et en particulier de déterminer s'il y a effectivement du piégeage de trous dans le volume de l'oxyde.

III – Résultats de simulations

Un des points clé de la simulation est d'obtenir, par définition d'un modèle, une représentation fidèle des résultats expérimentaux. Afin d'obtenir les résultats escomptés, il faut ajuster avec une certaine précision les paramètres qui nous permettront de retomber sur les bonnes valeurs expérimentales. Bien entendu, les valeurs expérimentales sont données avec une marge d'erreur et nous limiterons la précision de nos résultats à cette marge.

Dans un premier temps, nous allons reproduire les résultats obtenus pour chaque épaisseur d'oxyde séparément (fig. III-1).

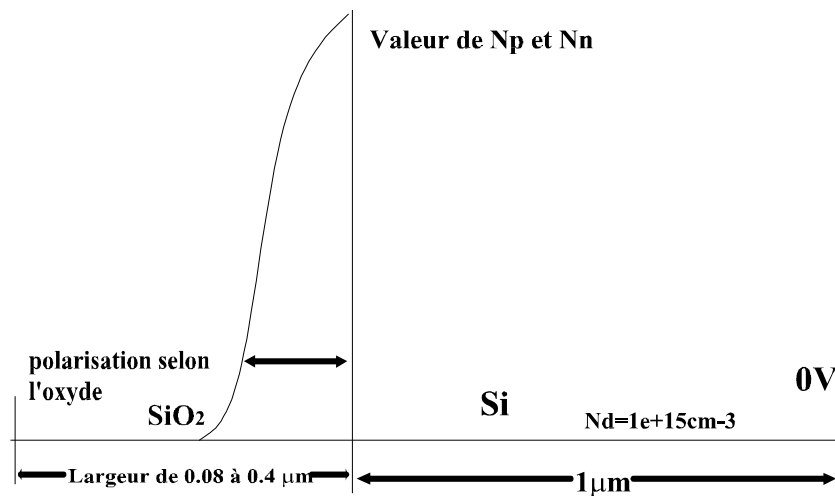


Figure III-1 : Dispositif de simulation de base

Pour mettre en évidence les courbes expérimentales obtenues au C.E.A. (cf. chapitre II), nous utiliserons deux paramètres : * $V_{th_{min}}$ point d'équilibre du piégeage entre les trous et les électrons.
* $V_{th_{lim}}$ fin de l'irradiation de l'oxyde.

III – 1 Reproduction des résultats avec des paramètres différents

Nous allons comparer l'influence des paramètres pour les différentes épaisseurs d'oxyde.

Ainsi, tout au long de cette série de simulation, nous utiliserons une largeur de gaussienne σ_n et σ_p égale à $0.04 \mu m$.

A – Oxyde de 80 nm

Pour cette simulation, le dispositif est soumis à une irradiation de type gamma γ d'énergie 10 keV. La dose reçue est de 100 krad sous une polarisation de $-8 V$ à température ambiante. Les deux valeurs importantes qui nous permettent d'établir la courbe ci-après sont $V_{th_{min}} = -7.215 V$ et le $V_{th_{lim}} = -5.705 V$.

Le tableau ci-dessous nous donne l'évolution des valeurs de N_p et N_n permettant de recoller sur les deux valeurs précédentes.

$N_p(\text{cm}^{-3})$	$N_n(\text{cm}^{-3})$	$V_{th_{min}}(\text{V})$	$V_{th_{lim}}(\text{V})$
$3.35 \cdot 10^{18}$	$5.35 \cdot 10^{17}$	-7.147	-5.801
$3.50 \cdot 10^{18}$	$5.70 \cdot 10^{17}$	-7.172	-5.742
$3.70 \cdot 10^{18}$	$5.75 \cdot 10^{17}$	-7.216	-5.772
$3.75 \cdot 10^{18}$	$5.85 \cdot 10^{17}$	-7.215	-5.756
$3.77 \cdot 10^{18}$	$5.95 \cdot 10^{17}$	-7.217	-5.734
$3.78 \cdot 10^{18}$	$6.00 \cdot 10^{17}$	-7.220	-5.723

Tableau III-1 : Valeur pour 80 nm

Nous constatons que les valeurs obtenues de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$ ont une marge d'erreur acceptable par rapport aux valeurs expérimentales sont elles-mêmes à quelques pour-cent près. Les valeurs en caractères gras de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$ sont celles qui nous ont permis de construire la courbe ci-après, car elles donnent des résultats très proches de ceux expérimentaux.

La figure III-2 montre la dérive de tension seuil pour un oxyde de 80 nm.

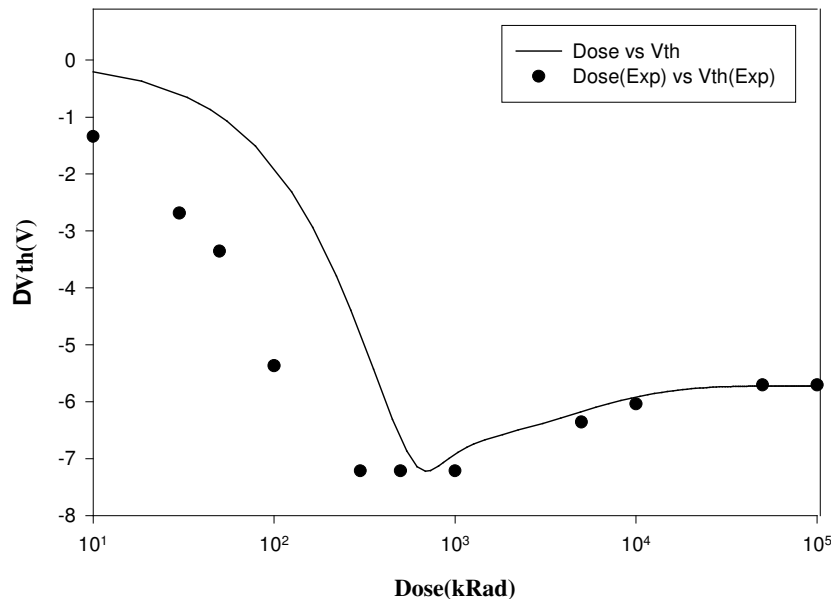


Figure: III-2 : Dérive de tension pour 80 nm

La courbe en trait plein représente la dérive de tension obtenue par simulation, les points représentent les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne le départ de la courbe, c'est à dire au moment du piégeage des trous, la courbe et les points expérimentaux ne se suivent pas exactement. Nous verrons par la suite, qu'il est possible de corriger ce problème.

Toujours, en ce qui concerne le piégeage des trous, on constate une efficacité de piégeage plus importante pour les valeurs expérimentales que pour les valeurs simulées. Ceci pouvant être la conséquence d'un sigma des trous à modifier pour obtenir une correspondance entre la courbe simulée et les points expérimentaux.

De plus, notons que le piégeage des trous est plus important que celui des électrons, du fait d'une épaisseur d'oxyde très faible.

B – Oxyde de 95 nm

Pour cette nouvelle simulation, nous disposons d'un oxyde un peu plus épais dont le dispositif est toujours soumis à une irradiation de type gamma γ d'énergie 10 keV, avec la même dose reçue c'est-à-dire 100 krad mais sous une polarisation de -9.5 V à température ambiante ceci pour garder notre champ fixe à 1MV/cm.

Les deux valeurs nous permettant d'établir la courbe sont $V_{th_{min}}=-8.557V$ et $V_{th_{lim}}=-2.013V$.

Le tableau ci-dessous nous représente l'évolution des valeurs de N_p et N_n permettant de recoller sur les deux valeurs précédentes.

$N_p(\text{cm}^{-3})$	$N_n(\text{cm}^{-3})$	$V_{th_{min}}(V)$	$V_{th_{lim}}(V)$
$8.98*10^{18}$	$2.45*10^{18}$	-8.468	-2.578
$9.55*10^{18}$	$2.58*10^{18}$	-8.461	-2.383
$9.75*10^{18}$	$2.70*10^{18}$	-8.456	-2.150
$1.00*10^{19}$	$2.80*10^{18}$	-8.438	-1.971
$1.10*10^{19}$	$2.85*10^{18}$	-8.511	-2.035
$1.15*10^{19}$	$2.88*10^{18}$	-8.536	-2.050

Tableau: III-2: Valeurs pour 95 nm

Comme pour les valeurs de 80 nm, nous constatons que les valeurs de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$ sont à quelques pour-cent près ce qui nous convient. Même remarque que pour le tableau de 80 nm, les valeurs en caractères gras étant celles qui nous ont permis d'établir la courbe ci-après.

La figure III-3 montre la dérive de tension seuil pour un oxyde de 95 nm.

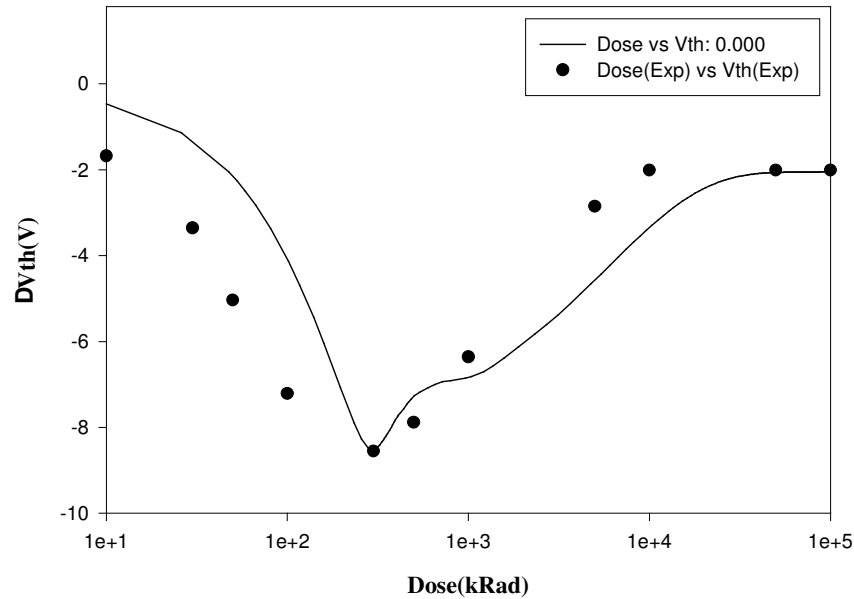


Figure: III.3 : Dérive de tension pour 95 nm

La courbe en trait plein nous donne toujours la dérive de tension simulée, les points représentent les résultats expérimentaux.

En ce qui concerne le piégeage des trous, la courbe simulé et les points expérimentaux ne se suivent pas exactement ; ce qui est dû comme dans l'autre échantillon à un problème qui pourra être corrigé plus tard.

De plus, on note que le piégeage des trous est pratiquement équivalent à celui des électrons, qui ont le temps de se piéger en plus grands nombres à cause de l'épaisseur d'oxyde.

C – Oxyde de 121.5 nm

La simulation suivante est toujours identique à la précédente, à savoir un échantillon toujours soumis à une irradiation de type gamma γ , mais pour une polarisation de -12.15 V ceci à fin d'obtenir notre champ fixe à 1MV/cm .

Les deux valeurs nous permettant d'établir la courbe sont $V_{th_{min}} = -10.403\text{V}$ et $V_{th_{lim}} = 2.016\text{V}$.

Le tableau ci-dessous nous donne l'évolution des valeurs de N_p et N_n permettant de "recoller" sur les deux valeurs de ΔV_{th} précédentes.

$N_p(\text{cm}^{-3})$	$N_n(\text{cm}^{-3})$	$V_{th_{min}}(\text{V})$	$V_{th_{lim}}(\text{V})$
$2.28 \cdot 10^{19}$	$4.20 \cdot 10^{18}$	-10.711	1.495
$2.15 \cdot 10^{19}$	$4.10 \cdot 10^{18}$	-10.779	1.352
$2.20 \cdot 10^{19}$	$4.30 \cdot 10^{18}$	-10.716	1.869
$2.30 \cdot 10^{19}$	$4.40 \cdot 10^{18}$	-10.742	2.042
$2.10 \cdot 10^{19}$	$4.37 \cdot 10^{18}$	-10.389	2.323
$2.10 \cdot 10^{19}$	$4.35 \cdot 10^{18}$	-10.650	2.130

Tableau: III-3: Valeurs pour 121.5 nm

Comme pour les précédents tableaux de valeurs, nous pouvons en tirer la même conclusion au sujet des valeurs de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$. Même remarque que pour les tableaux de 80 nm et 95 nm, les valeurs en caractères gras étant celles qui nous ont permis d'établir la courbe ci-dessous.

La figure III-4 montre la dérive de tension seuil pour un oxyde de 121.5 nm.

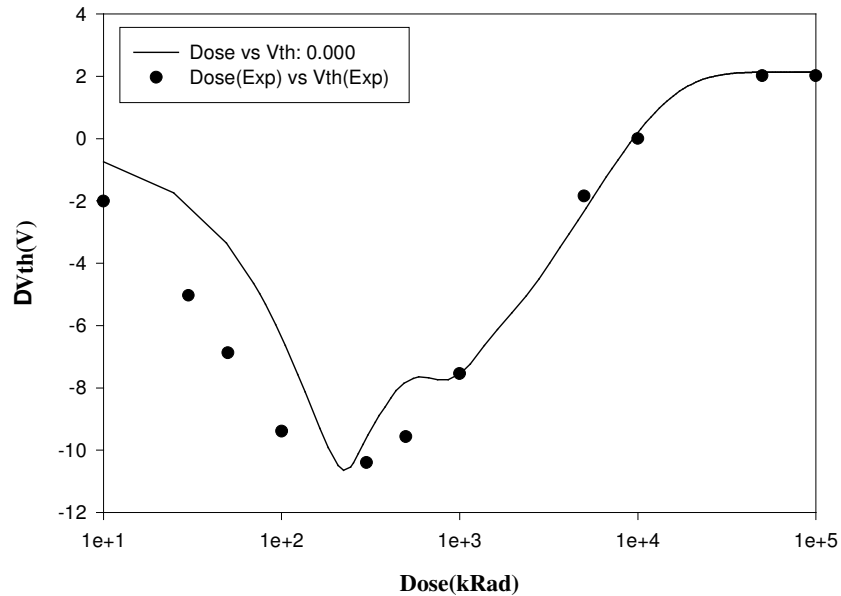


Figure: III-3: Dérive de tension pour 121.5 nm

Comme pour les autres courbes, la dérive de tension simulée est un trait continu par contre les résultats expérimentaux sont représentés par des points.

En ce qui concerne le piégeage des trous, la courbe simulée et les points expérimentaux ne se suivent pas exactement.

On remarque toujours une efficacité de piégeage plus importante pour les valeurs expérimentales que pour les valeurs simulées.

De plus, on note que le piégeage des trous est largement compensé par celui des électrons, qui ont le temps de se piéger en plus grand nombre à cause de l'épaisseur d'oxyde plus importante.

D – Oxyde de 400 nm

La simulation suivante est toujours identique aux précédentes, à savoir un échantillon toujours soumis à une irradiation de type gamma γ , mais sous une polarisation de -40 V ceci à fin d'obtenir notre champ fixe à 1MV/cm .

Les deux valeurs nous permettant d'établir la courbe sont $V_{th_{min}}=-19.799\text{V}$ et $V_{th_{lim}}=2.5\text{V}$.

Le tableau ci-après nous représente l'évolution des valeurs de N_p et N_n permettant de recoller sur les deux valeurs précédentes.

$N_p(\text{cm}^{-3})$	$N_n(\text{cm}^{-3})$	$V_{th_{min}}(\text{V})$	$V_{th_{lim}}(\text{V})$
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.00 \cdot 10^{18}$	-20.983	1.820
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.05 \cdot 10^{18}$	-20.330	2.378
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.10 \cdot 10^{18}$	-19.849	2.938
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.15 \cdot 10^{18}$	-19.410	3.497
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.075 \cdot 10^{18}$	-20.111	2.658
$2.10 \cdot 10^{19}$	$3.063 \cdot 10^{18}$	-20.236	2.518

Tableau: III-4: Valeurs pour 400 nm

Comme pour les précédents tableaux de valeurs, nous pouvons en tirer la même conclusion au sujet des valeurs de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$. Même remarque que pour les tableaux de 80 nm et 95 nm, les valeurs en caractères gras étant celles qui nous ont permis d'établir la courbe ci-après.

La figure III-5 montre la dérive de tension seuil pour un oxyde de 400 nm

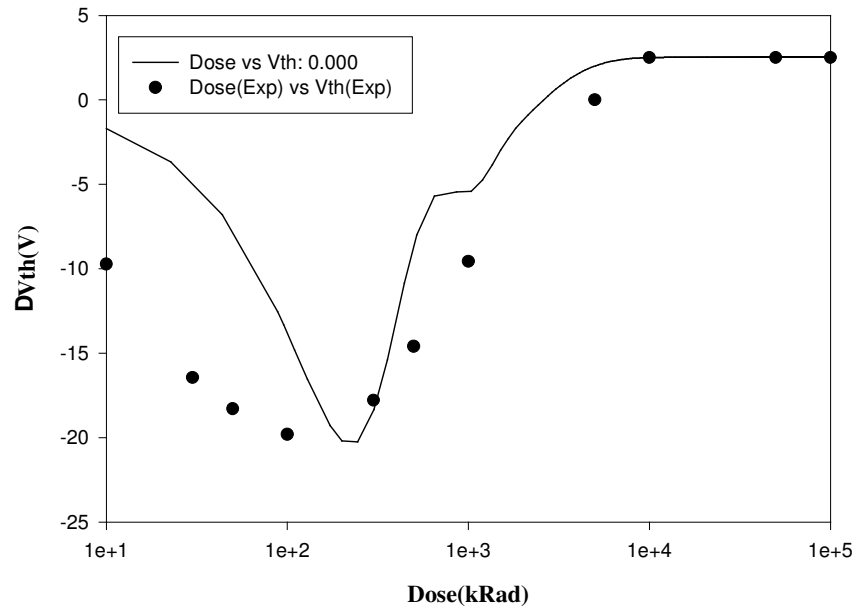


Figure: III-5 : Dérive de tension pour 400 nm

Comme pour les autres courbes, la dérive de tension simulée est un trait continu par contre les résultats expérimentaux sont représentés par des points.

Pour le piégeage des trous, la courbe simulée et les points expérimentaux ne se suivent pas très bien. Nous verrons, comme pour les autres oxydes, qu'il est possible de corriger ce problème par la suite.

L'efficacité du piégeage est beaucoup plus importante pour les valeurs expérimentales que simulées, malgré cette différence importante, les deux valeurs de ΔV_{th} , nous permettent de "recoller" à quelques pour-cent près, entre la courbe simulée et les points expérimentaux.

De plus, on note que le piégeage des trous est très largement compensé par celui des électrons, qui ont le temps de se piéger en plus grand nombre à cause de l'épaisseur d'oxyde très importante.

Conclusion

En conclusion de cette première partie, nous remarquons que nous sommes pratiquement arrivés à retrouver une correspondance entre les courbes simulées et les points expérimentaux pour des différentes épaisseurs d'oxyde. De plus, au vue des résultats de N_p et N_n pour chaque relevé, nous constatons un facteur n'excédant pas sept, ceci nous laissant prévoir un bon résultat pour une optimisation des quatre oxydes.

Tableau récapitulatif des valeurs obtenues pour chaque oxyde:

	80 nm	95 nm	121.5 nm	400 nm
N_p (cm ⁻³)	$3.78*10^{18}$	$1.15*10^{19}$	$2.00*10^{19}$	$2.00*10^{19}$
N_n (cm ⁻³)	$6.00*10^{17}$	$2.88*10^{17}$	$4.35*10^{18}$	$3.063*10^{18}$

Tableau III-5 : Récapitulatif des valeurs

III – 2 Reproduction des résultats avec des paramètres identiques

Dans cette deuxième partie de l'étude, nous allons essayer de "recoller" les courbes des quatre oxydes. Par conséquent modifions les largeurs de gaussienne afin de nous permettre de retrouver les courbes expérimentales.

Pour cela nous "jouerons" sur la densité de piège à trou (N_p) ainsi que sa gaussienne (σ_p) et sur la densité de piège à électron (N_n) ainsi que sa gaussienne (σ_n). Donc pour cette seconde étude, nous pensons que les trous ont une influence plus importante dans le volume qu'à l'interface comme les électrons. Les mêmes conditions de travail pour cette seconde partie seront appliquées aux différents oxydes. Le travail consiste toujours à trouver les valeurs de $V_{th_{min}}$ et $V_{th_{lim}}$ afin de nous permettre d'obtenir les dérivées de tension seuil.

Tout au long de ces simulations, nous avons rencontré beaucoup de problèmes de convergences dus aux méthodes de discrétisations utilisées.

Il n'a pas été possible de faire tous les tests nécessaires et les résultats présentés ici, sont ceux que nous avons pu obtenir de mieux à ce jour.

A – Présentation des résultats

	N_p (cm ⁻³)	N_n (cm ⁻³)	σ_p (nm)	σ_n (nm)	$V_{th_{min}}$ (V)	$V_{th_{lim}}$ (V)	Cham p
80 nm	$4.35*10^{18}$	$5.70*10^{17}$	100	50	-7.228	-5.777	Négatif
80 nm	$4.35*10^{18}$	$5.70*10^{17}$	100	50	/	-35.663	Positif
95 nm	$4.00*10^{18}$	$5.70*10^{17}$	100	50	/	-43.780	Positif
121.5 nm	$3.75*10^{18}$	$5.70*10^{17}$	80	50	/	-58.921	Positif

Tableau III-6 : Résultats des simulations

Pour chaque oxyde, nous avons tenté avec les mêmes valeurs de densité de piège à trou et à électron ainsi que les mêmes largeurs de gaussienne de retrouver les bonnes valeurs des dérivées de tension seuil pour les oxydes. Les valeurs utilisées pour des oxydes de 95 nm et de 121.5 nm sont légèrement différentes de celles utilisées pour l'oxyde de 80 nm. Ce sont les valeurs les plus proche pour lesquelles nous avons pu obtenir un résultat.

Oxyde de 80 nm

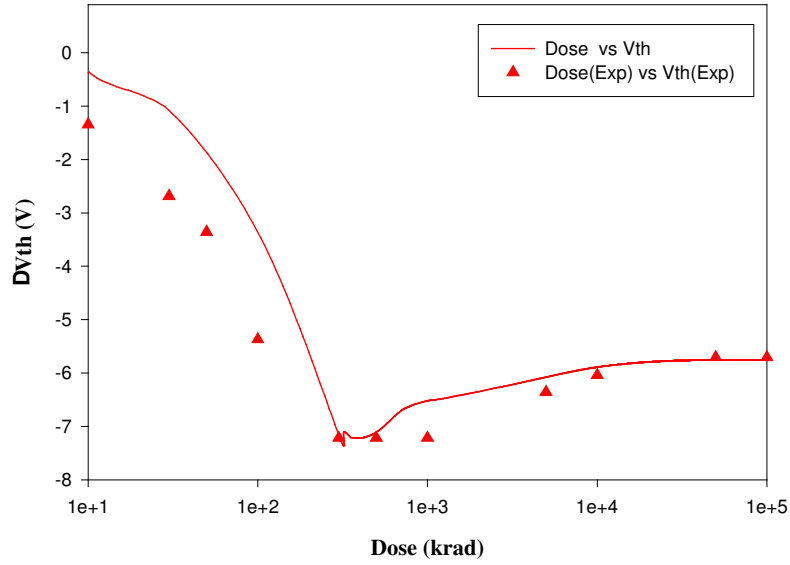


Figure III-6 : Dérive de tension pour 80 nm en champ négatif

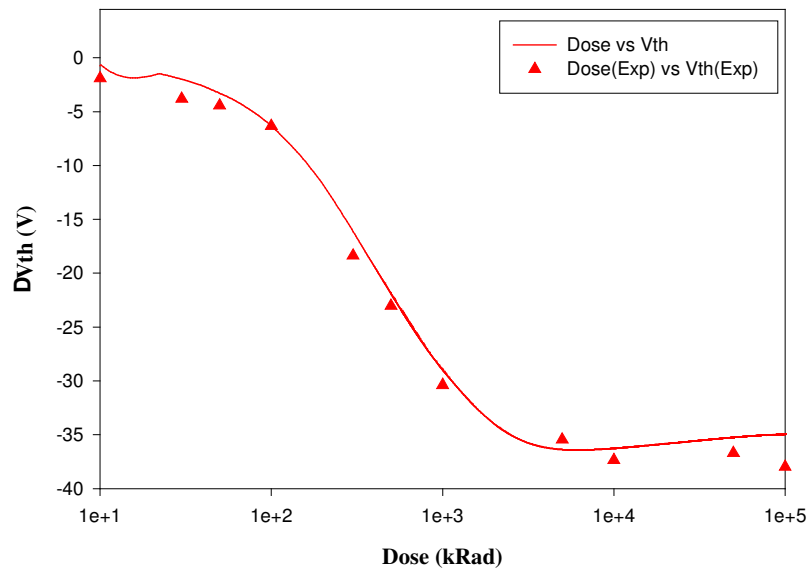


Figure III-7 : Dérive de tension pour 80 nm en champ positif

Oxyde de 950

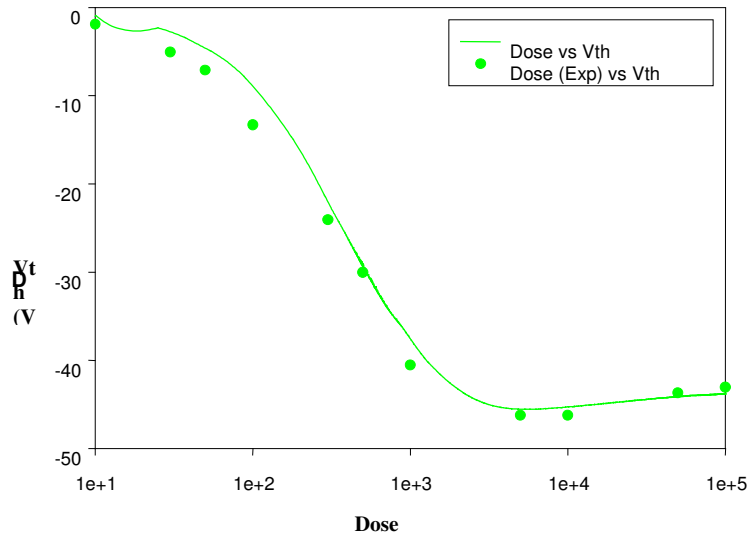


Figure III-7 : Dérive de tension pour 95 nm en champ positif

Oxyde de 121.5 nm

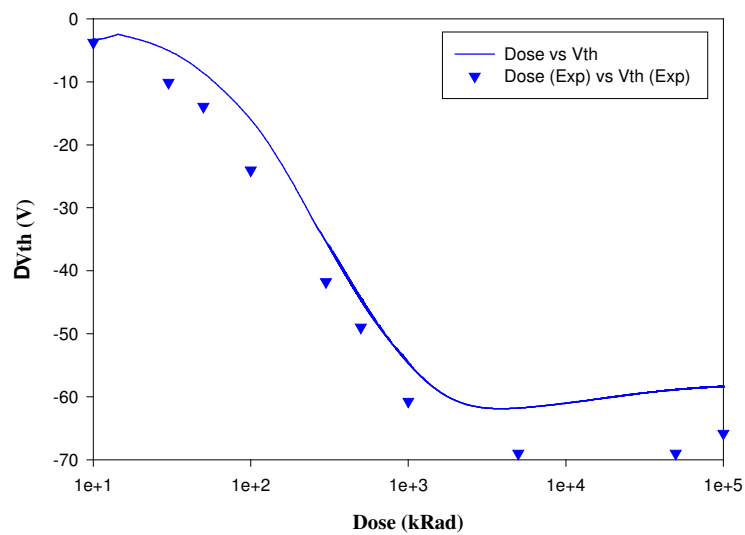


Figure III-8 : Dérive de tension pour 121.5 nm en champ positif

B – Conclusion

Malgré les problèmes rencontrés tout au long des simulations, les résultats obtenus précédemment (fig.III-6 à III-8) laissent entrevoir de bons résultats.

Sur les quatre courbes que l'on a pu tracer, on s'aperçoit quelles sont en concordance avec les points expérimentaux selon la marge d'erreur. En ce qui concerne le départ de la courbe (fig.III-6), c'est-à-dire au moment du piégeage des trous, la courbe simulée et les points expérimentaux se suivent mieux par rapport aux résultats précédents (fig.III-2). Ceci est sans doute dû à la modification des largeurs de gaussienne ainsi qu'aux densités de pièges qui donnent cette pente plus raide.

Pour les courbes en champ négatif (oxyde de 95 & 121.5 nm) des problèmes dus aux méthodes numériques sont venus perturber les résultats.

Par contre, en ce qui concerne l'oxyde de 400 nm, d'après les résultats expérimentaux du C.E.A., il sera difficile de faire "recoller" ensemble les courbes des quatre oxydes, car il nous manque des résultats en champ positif. Malgré ce, on pourra interpoler les valeurs expérimentales, sous toute réserve, pour pouvoir obtenir des résultats optimisés pour les quatre oxydes.

IV - METHODES NUMERIQUES

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit les différents mécanismes physiques susceptibles de se produire dans les oxydes soumis à des rayonnements ionisants, les résultats obtenus au C.E.A., ainsi que les résultats obtenus lors des simulations.

La recherche des valeurs des paramètres, densité de trou N_p , densité d'électron N_n , largeur de gaussienne des trous σ_p , largeur de gaussienne des électrons σ_n , a jusqu'à présent été menée par approximations successives.

Il serait intéressant de disposer d'une méthode de calcul permettant de rechercher automatiquement ces valeurs de paramètres.

Pour simplifier la présentation des méthodes proposées, nous fixerons deux valeurs de paramètres $\sigma_p=0.05 \mu\text{m}$ et $\sigma_n=0.05 \mu\text{m}$ dans la suite de ce chapitre.

Il restera donc deux inconnues : N_p et N_n (fig. IV-1) qui vont nous permettre de retrouver les valeurs de $\Delta V_{th_{min}}$ et $\Delta V_{th_{lim}}$ en champ négatif

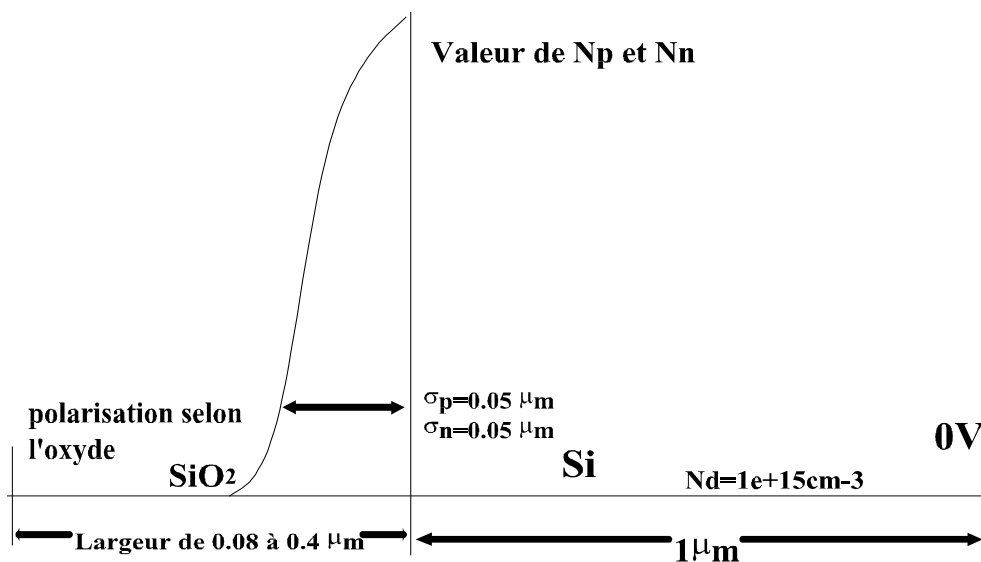


Figure IV-1 : Dispositif de simulation

Recherche par interpolation polynomiale

Utilisons des résultats présentés dans le chapitre III-2 (tableau. IV-1).

N_p (cm ⁻³)	N_n (cm ⁻³)	$V_{th_{min}}$ (V)	$V_{th_{lim}}$ (V)
$4.50 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.870	5.858
$4.90 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	--18.553	5.007
$5.00 \cdot 10^{19}$	$4.20 \cdot 10^{18}$	-19.517	4.447

Tableau IV-1 : Résultats utilisés pour l'interpolation

Interpolons les résultats par un polynôme du deuxième degré. Il s'agit d'une courbe en trois dimensions que nous avons présentée en deux dimensions (fig. IV-2) pour simplifier la présentation.

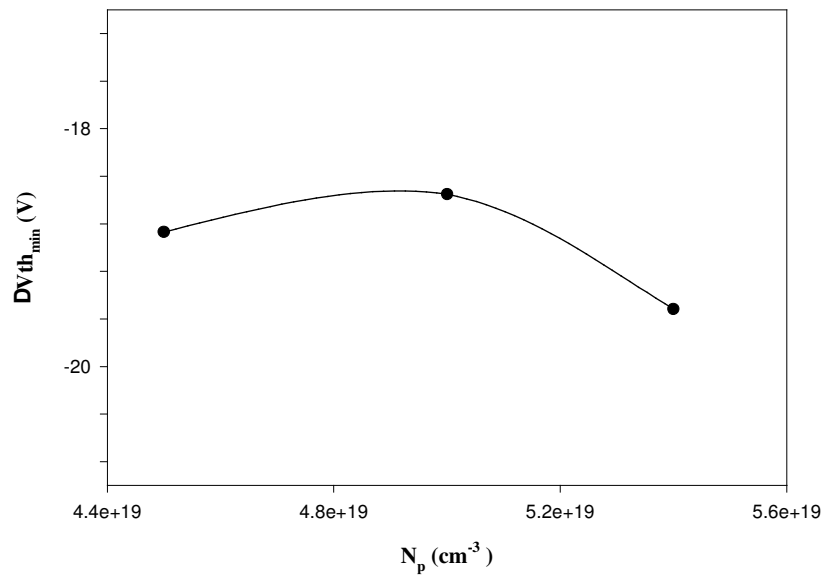


Figure IV-2 : Schématisation de la courbe passant par trois points

D'où les équations :

$$\Delta V_{th_{min}} = A_{min} + B_{min} \cdot N_p + C_{min} \cdot N_n + D_{min} \cdot N_p \cdot N_n + E_{min} \cdot N_p^2 + F_{min} \cdot N_n^2$$

$$\Delta V_{th_{lim}} = A_{lim} + B_{lim} \cdot N_p + C_{lim} \cdot N_n + D_{lim} \cdot N_p \cdot N_n + E_{lim} \cdot N_p^2 + F_{lim} \cdot N_n^2$$

Les valeurs recherchées sont $\Delta V_{th_{min}} = -19.799$ V et $\Delta V_{th_{lim}} = 2.5$ V, on trouve les valeurs de N_p et N_n correspondant en résolvant les équations ci-dessus.

A partir de ces résultats, on obtient donc les équations suivantes :

$$\Delta V_{th_{\min}} = -23.11 - 4.38 \cdot 10^{-19} N_p + 1.33 \cdot 10^{-18} N_n + 6.52 \cdot 10^{-38} N_p N_n + 1.36 \cdot 10^{-40} N_p^2 + 3.70 \cdot 10^{-37} N_n^2$$

$$\Delta V_{th_{\lim}} = -236.86 + 1.90 \cdot 10^{-18} N_p + 8.94 \cdot 10^{-17} N_n - 3.19 \cdot 10^{-37} N_p N_n - 6.75 \cdot 10^{-39} N_p^2 - 7.83 \cdot 10^{-36} N_n^2$$

Après résolution des deux équations ci-dessus pour $\Delta V_{th_{\min}} = -19.799$ V et $\Delta V_{th_{\lim}} = 2.5$ V, on trouve les valeurs interpolées suivantes :

$$N_p = 3.893 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$N_n = 3.821 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

Les valeurs précédentes devront donner les dérives de tension seuil cherchées.

Si on introduit ces données dans le simulateur, on obtient donc :

$$\Delta V_{th_{\min}} = -18.988 \text{ V}$$

$$\Delta V_{th_{\lim}} = 5.392 \text{ V}$$

Nous observons que ces valeurs sont assez éloignées de celles cherchées.

Nous pouvons supposer que l'allure de la fonction n'est pas proche d'un polynôme du deuxième degré. Pour vérifier cette hypothèse considérons les résultats supplémentaires suivants :

N_p (cm^{-3})	N_n (cm^{-3})	$V_{th_{\min}}$ (V)	$V_{th_{\lim}}$ (V)
$4.60 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-19.040	5.858
$4.70 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-19.156	5.007
$4.80 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.945	5.331
$4.90 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.774	5.188
$5.10 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.376	4.855
$5.20 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.213	4.718
$5.30 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-18.819	4.576
$5.40 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-19.517	4.447
$5.50 \cdot 10^{19}$	$4.00 \cdot 10^{18}$	-20.227	4.298

Tableau IV-2 : Résultats supplémentaires

Ajoutons aux résultats précédents (Tableau IV-2), les résultats du tableau IV-1 et traçons la courbe en deux dimensions pour voir son profil :

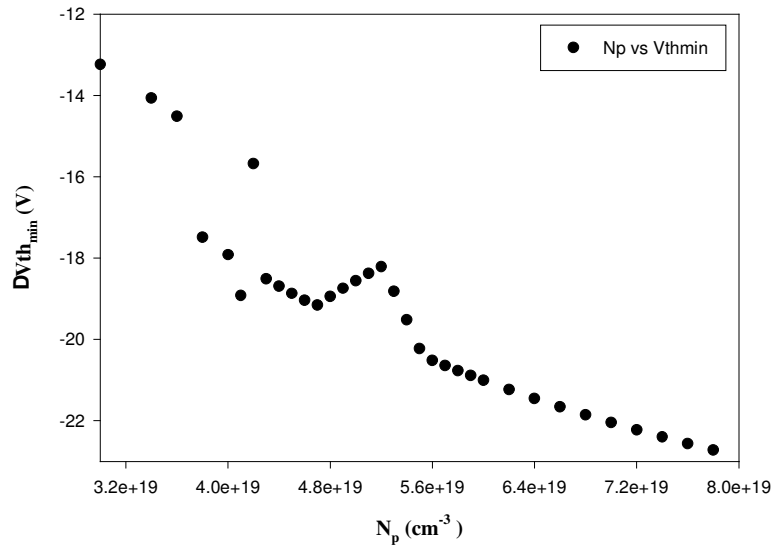


Figure IV-2 : Résultats de simulation à N_n constant

On remarque que par les points qui sont représentés ci-dessus (fig.IV-2), on ne peut pas faire passer un polynôme du second degré. Selon la disposition des points, on constate que l'on peut faire passer des segments de droite, ceci démontrant bien qu'un polynôme d'ordre deux n'est pas approprié. Par conséquent, on suppose qu'un polynôme d'ordre supérieur à deux ou qu'une méthode par l'approximation des moindres carrés serait plus judicieuse.

CONCLUSION

Ce stage avait pour objectif de déterminer la distribution spatiale des pièges dans des oxydes enterrés à partir des mesures de dérives de tension seuil de transistors irradiés.

Nous avons pu montrer que les résultats expérimentaux étaient reproductibles par la simulation pour les quatre oxydes indépendamment les uns des autres.

Dans un deuxième temps, il fallait vérifier l'hypothèse émise par le C.E.A. : Pour les quatre oxydes de différentes épaisseurs, la distribution de pièges est identique pour les zones communes.

Les résultats obtenus sont encourageant et tentent de montrer que cette hypothèse se vérifie. Mais des problèmes de convergence nous ont empêchés de mener tous les tests jusqu'au bout.

Enfin, nous avons pu montrer qu'une simple interpolation polynomiale ne permettra pas de rechercher les paramètres technologiques puisque les variations de tension seuil présentent plusieurs points extrémaux.

Pour poursuivre ce travail, il faudra impérativement : corriger les méthodes numériques pour améliorer la convergence et la précision des calculs et trouver une méthode d'optimisation adaptée à notre problème.

Il semblerait que les biologistes soient souvent confrontés à ces difficultés et qu'ils disposent de méthodes appropriées.

BIBLIOGRAPHIE

- [CIRBA 96] "Simulation numérique du piégeage et du dépiégeage dans les oxydes de composants MOS".
C. Cirba.
Thèse, Université de Montpellier II, 1996.
- [ESCOFFIER 95] "Simulation numérique de l'effet des charges induites par l'irradiation dans les oxydes de structures MOS".
R. Escoffier.
Thèse, Université de Montpellier II, 1995.
- [LERAY 89] "Contribution à l'étude des phénomènes induits par les rayonnements ionisants dans les structures à effet de champ au silicium ou à l'arséniure de gallium utilisées en micro-électronique".
J-L. Leray.
Thèse, Université de Paris-sud Centre d'Orsay, 1989.
- [PAILLET 95] "Effet du procédé de fabrication des isolants sur la charge d'espace créée par rayonnement X : Application aux technologies silicium sur isolant"
P. Paillet.
Thèse, Université de Montpellier II, Mars 1995.
- [PAILLET 95] "Trapping-detrapping properties of irradiated ultra-thin simox buried oxides"
P. Paillet, J-L. Autran, J-L. Leray.
IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. 42, N° 6, December 1995.