



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>

ACADEMIE DE NANCY - METZ

UNIVERSITE DE METZ

T H E S E

Présentée au Commissariat à l'Energie Atomique à Saclay
pour obtenir le diplôme de **DOCTEUR de l'Université de METZ**

Spécialité : **ELECTRONIQUE**
Ecole Doctorale : **PROMENA**

**Utilisation des transistors MOS à effet de champ de
type COTS en environnement radiatif ionisant.**

par

Cyrille PICARD

Soutenue le 21 décembre 2000 devant le jury composé de :

R. ALABEDRA	Professeur, Directeur CEM2, Université Montpellier II	Examineur
G. BARBOTTIN	Ingénieur de recherche EADS-LV	Examineur
J-C. BOUDENOT	Ingénieur de recherche Thomson-CSF Communications	Examineur
C. BRISSET	Ingénieur de recherche CEA/LETI	Responsable de thèse CEA
J-P. CHARLES	Professeur, CLOES-LCIM, Université de Metz	Co-directeur de thèse
A. HOFFMANN	Maître de conférences, CLOES-LCIM, Université de Metz	Co-directeur de thèse
N. LABAT	Professeur, IXL, Université de Bordeaux	Rapporteur
P. MIALHE	Professeur, CEF, Université de Perpignan	Rapporteur

à Carel

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2000 0565
Cote	S/M3 00/40
Loc	Nagasaki

Je tiens à exprimer mes remerciements à messieurs Alabedra, Barbottin et Boudenot pour avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse. Leurs publications scientifiques m'ont servi constamment lors de ce travail et je leur sais grés de conclure cette étude par leurs critiques et leurs appréciations. Je remercie également Mme Labat et Mr Mialhe pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse.

J'aurai une pensée pour Mr Mathieu qui n'a pas pu être présent. L'enseignement de la physique des composants qu'il dispense en maîtrise de physique à Montpellier est à l'origine de cette thèse. En effet, ce cours a motivé la poursuite de mes études dans le DEA sur les semi-conducteurs qu'il dirige, et, à la fin de celui-ci, il fut le lien qui me permit de rencontrer Mr Jean-Pierre Charles.

La thèse est une excellente formation où l'on passe d'un milieu d'étude universitaire assez individualiste au milieu professionnel dans une équipe de recherche. Cette transition a été facilitée par les qualités scientifiques, techniques et humaines des personnes qui m'ont entouré.

Je remercie Mr Christophe Brisset, responsable CEA de cette thèse. Son sens du détail et de la précision m'a permis d'acquérir beaucoup de rigueur. Je tiens à témoigner toute ma reconnaissance à Christophe pour m'avoir soutenu à tout moment et dans toutes les actions menées tout au long de ces trois années.

Je remercie également Mr Alain Hoffmann codirecteur de cette thèse. Bien qu'éloigné de mon travail par la distance qui sépare Metz de Saclay, il a toujours su prendre le temps de m'aider lors de ce travail. La rigueur scientifique d'Alain m'a permis de progresser. Je lui souhaite un excellent retour au pays.

Je tiens à exprimer enfin, au niveau des membres du jury, toute ma gratitude à Mr Jean-Pierre Charles codirecteur de cette thèse. Sans évoquer son importante culture scientifique, je remercie Jean-Pierre pour ces qualités humaines. Son accueil, que ce soit à Metz ou Montpellier, a toujours été parfait et j'ai toujours pu compter sur lui quel que soit le lieu ou le moment. Je remercie également Mme Wendy Charles pour sa gentillesse.

Je tiens à remercier chaleureusement toutes les personnes qui ont travaillé de près ou de loin avec moi, et notamment mais de manière non exhaustive Jean-Marc Armani, Thierry Basseville, Pascal Chambaud, Xavier Deletoile, Alain Giraud, Jean-Pierre Le Gac, Francis Joffre, Michel Marceau, p'tit Jean, Michel Robiolle, Olivier Quittard, Maurice Salichon et Yves Wacongne pour leur accueil au sein du LCSO et leur aide précieuse. Je tiens également à remercier Mr François Papat, chef du département, Mr Didier Juvin, chef du service, et son adjoint Mr Jean-Paul Hulot pour leur soutien et leur assistance lors de ce travail. Je n'oublie évidemment pas mes autres collègues du CEA : Catherine Doucet, Sébastien Gérard, Joelle Jouanest, Patricia Pennot, Mireille Plonquet, Christine Prouilhac, Thierry Roll, Sébastien Vagnier, Rosa et Dédé. J'espère n'avoir omis personne...

Je remercie également Fabien Giner et Denis Fromont pour leur collaboration à cette étude dans le cadre de leur stage.

Je tiens aussi à remercier ma famille pour son soutien pendant l'ensemble de mes études jusqu'à leur finalité.

J'ai une pensée toute particulière pour Carel mon amie, son amour et sa joie de vivre me permettent d'être toujours heureux quelles que soient les situations et les difficultés que l'on rencontre dans la vie.

Merci enfin à tous mes amis...

Table des matières

Introduction.....	25
I. Les environnements radiatifs.....	31
A. Les différents rayonnements radiatifs	31
1. L'émission alpha (α)	31
2. L'émission bêta (β).....	31
a. Emission β^-	32
b. Emission β^+	32
3. L'émission gamma (γ)	32
4. L'émission de neutrons (n) et de noyaux lourds ("ions lourds").....	33
B. Interaction rayonnement-matière.....	33
1. Conséquence de l'interaction	33
2. La dose cumulée	33
3. Les effets transitoires.....	34
C. Les environnements	34
1. Le nucléaire civil	34
a. Historique.....	34
b. Les principaux types de réacteurs nucléaires.....	36
c. Le stockage et le retraitement du combustible.....	38
d. Le démantèlement.....	39
e. Les accidents	39
f. Les enjeux.....	40
2. Environnement spatial	41
a. Provenance des particules	41
i. Le rayonnement cosmique	41
ii. Les éruptions solaires.....	41
iii. Le vent solaire.....	42
iv. Particules d'origine terrestre	42
b. Qu'appelle t'on environnement spatial ?	43
3. Les accélérateurs de particules	45
a. Historique.....	45
b. Les effets sur l'électronique	46
c. Les accélérateurs dédiés au médical	47
4. Les autres environnements	49
a. L'irradiation alimentaire (fruits, légumes,...)	49
b. L'irradiation médicale (stérilisation d'instruments et d'équipements).....	49
c. Stérilisation des insectes (agriculture)	49
d. La polymérisation assistée par le rayonnement (industrie câblière).....	49
e. Restauration d'œuvres d'art	50
D. Conclusion.....	50
II. Transistor à effet de champ	55
A. Historique du transistor	55

1. Brattain, Bardeen et Shokley	55
2. La phase de commercialisation.....	56
3. Le transistor à effet de champ.....	58
4. La recherche aujourd'hui	58
B. Fonctionnement et théorie du nMOSFET	59
1. Fonctionnement	59
2. Equation générale	62
a. En régime de conduction normale ($V_{gs} > V_{th}$)	62
b. En régime sous le seuil	64
C. Le VDMOSFET	69
1. L'origine de la structure	69
a. Le VVMOSFET	69
b. Le LDMOSFET	70
2. Géométrie de la structure nVDMOSFET	71
3. Fonctionnement et caractéristiques remarquables	71
a. Fonctionnement.....	71
b. Caractéristiques remarquables	72
4. Agencement des cellules	72
D. Echantillons étudiés.....	75
1. Les MOSFETs de puissance.....	75
2. Transistors "petits signaux"	76
3. IGBTs	77
E. Caractéristiques électriques	77
1. Moyens de tests	77
2. Extraction des paramètres de conduction des MOSFETs	78
a. Détermination de la tension de seuil en régime linéaire	78
b. $I_{ds} = f(V_{ds})$ et R_{dson}	78
3. Charges piégées dans l'oxyde et états d'interface.....	79
a. Détermination de la variation de la mobilité effective.....	79
b. Pente sous le seuil	80
4. Caractérisation de la jonction technologique du nVDMOSFET	81
F. Conclusion	83
III. Effet d'une irradiation sur les MOSFETs.....	87
A. Les mécanismes d'interaction pour un rayonnement gamma.....	87
1. Effet photoélectrique.	87
2. Effet Compton	87
3. Création de paires électron-positron.....	88
B. Utilisation du Cobalt-60	88
C. Création de paires électron-trou dans un composant électronique standard.....	89
D. Evolution des charges créées dans l'oxyde.....	91
1. Recombinaison des paires électron-trou.....	91

2. Transport des charges	91
a. Mouvement des électrons dans l'oxyde	92
b. Mouvement des trous dans l'oxyde	92
3. Piégeage des charges dans l'oxyde	93
4. Les états d'interface	94
a. Propriétés	94
b. Modélisation	96
E. Irradiation des échantillons	96
1. Moyen d'irradiation	96
2. Effet de l'irradiation	97
a. Variation de la caractéristique de transfert avec la dose	97
b. Evolution de ΔV_{th} , ΔV_{it} et ΔV_{ot} en fonction de la dose	98
c. Effet du débit de dose	99
d. Courants de fuite	100
e. Effet de la polarisation de grille	100
F. Conclusion	102
IV. Caractérisation du dépiégeage des charges	107
A. Etude théorique du dépiégeage des charges	107
1. Effet tunnel	107
2. Effet thermique	108
a. Modélisation d'Arrhenius	108
b. Application aux structures MOSFETs	108
B. Les différents recuits	110
1. Courant stimulé thermiquement (Thermally Stimulated Current)	110
a. Principe	110
b. Problèmes liés aux échantillons utilisés	110
2. Principes du recuit isotherme et isochrone	111
a. Le recuit isotherme	111
b. Le recuit isochrone	112
c. La fraction non recombinaison	113
3. Réalisation de recuits sur des échantillons irradiés	113
a. Irradiation	113
b. Recuits isothermes	114
c. Recuits isochrones	115
i. Effet des charges dans l'oxyde	115
ii. Effet des charges dans l'oxyde et à l'interface	116
C. Energie d'activation et facteur de fréquence	118
1. Théorie à un niveau	118
a. Variation de la densité de charges piégées lors d'un recuit isotherme	118
b. Variation de la densité de charges piégées lors d'un recuit isochrone	118
i. Résolution de l'intégrale	119
ii. Température caractéristique	120
2. Incohérence du modèle à un seul niveau d'énergie	121
a. Pour un recuit isotherme	121
b. Pour un recuit isochrone	122

D. Détermination de E_i et A	124
1. Utilisation de FRISO et d'ORIGIN 6.0.....	124
2. Influence du spectre énergétique sur un recuit isochrone.....	124
a. Ajustement avec un niveau sur des données théoriques	124
b. Validation d'un ajustement sur des données expérimentales	126
c. Ajustement à un niveau sur des données expérimentales	127
3. Contraintes pour la détermination des énergies et du facteur de fréquence	128
a. Contraintes liées au recuit isotherme	128
b. Contraintes liées au recuit isochrone	128
c. Contraintes liées à l'ajustement.....	128
4. Réalisation d'un recuit isotherme adapté au besoin.....	128
a. Détails expérimentaux.....	129
b. Validité de l'expérience.....	130
i. Effet de la température sur la tension de seuil	130
ii. Influence de la température sur Y_{vth}	130
c. Résultats	131
5. Ajustement des recuits isochrones et isothermes	132
i. Ajustement avec un seul niveau piège	132
ii. Ajustement avec plusieurs niveaux pièges	133
E. Conclusion	134
V. Méthodes de durcissement	139
A. Implantation ionique.....	140
1. Détermination de l'épaisseur et de la composition de chaque couche du composant.....	141
2. Simulation de l'implantation ionique	144
a. SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter).....	144
b. Type d'ions à planter.....	144
c. Détermination des énergies	145
i. Simulation de l'implantation d'hydrogène dans la structure MOS.....	145
ii. Simulation de la traversée du boîtier plastique	145
d. Ecran de lexan.....	148
3. Résultats.....	149
a. Implantation et irradiation de protons.....	149
b. Irradiation au ^{60}Co	150
B. Pré-irradiation	150
1. Objectif	151
a. Avant l'utilisation	151
b. Pendant l'utilisation	152
2. Pré-irradiation avec une polarisation positive	152
a. Traitement pré-irradiatif.....	152
b. Irradiation des échantillons traités	153
3. Pré-irradiation avec une polarisation négative	154
a. Traitement pré-irradiatif.....	154
b. Irradiation des échantillons traités	155
4. Conclusion	161
C. Utilisation du stress électrique en tant que technique de durcissement.....	162

1. Effet d'un stress électrique.....	162
a. Le stress électrique.....	162
i. Stress électrique positif.....	163
ii. Stress électrique négatif.....	164
b. Caractérisation des effets d'un stress électrique.....	164
i. Application du stress.....	164
ii. Evolution des effets d'un stress en fonction du temps.....	167
iii. Effet d'un long stress électrique et de la récupération.....	171
2. Utilisation du stress électrique pour obtenir une tension de seuil négative.....	173
a. Stress.....	173
b. Irradiation.....	174
3. Utilisation du stress électrique pour augmenter la tension de seuil.....	175
a. Stress électrique appliqué et stabilisation de la tension de seuil.....	175
b. Effets d'une irradiation sur les échantillons traités.....	176
i. Variation de la tension de seuil.....	176
ii. Variation relative de la mobilité des porteurs.....	179
iii. Variation du courant de fuite.....	180
c. Conclusion.....	181
VI. Utilisation du stress électrique comme méthode de sélection.....	187
A. Comparaison entre les effets d'une irradiation et d'un stress électrique.....	187
1. Dérive de la caractéristique de transfert.....	187
2. Comparaison des recuits isochrones.....	188
3. Charges dans l'oxyde et états d'interface.....	191
4. Essai sur les transistors petits signaux.....	192
B. Elaboration de la méthode de sélection.....	194
C. Conclusion.....	196
Conclusion.....	201

Table des symboles

TABLE DES SYMBOLES

A	s^{-1}	Facteur de fréquence
c	$K.s^{-1}$	Vitesse de chauffage d'une rampe en température
C_{ox}	F	Capacité de l'oxyde
D_{it}	$cm^{-2}.eV^{-1}$	Densité d'états d'interface
D_n		Constante de diffusion
e	cm	Epaisseur effective du canal
E_a	eV	Energie d'activation
E_c	eV	Energie du bas de la bande de conduction
E_F	eV	Niveau d'énergie de Fermi
E_{Fi}	eV	Niveau d'énergie intrinsèque
E_g	eV	Energie du gap du matériau
E_{ox}	$V.cm^{-1}$	Champ électrique dans l'oxyde
E_p	eV	Energie de création d'une paire électron-trou
E_v	eV	Energie du haut de la bande de valence
g_o	$cm^{-3}.rad^{-1}$	Densité de paires électron trou créées par rad
h	J.s	Constante de Planck ($h = 6,62617 \times 10^{-34} J.s$)
I_{od}	A	Courant inverse de diffusion
I_{or}	A	Courant inverse de recombinaison
I_{ds}	A	Courant de drain
$J_n(x,y)$	A/cm^2	Densité de courant
k	$eV.K^{-1}$	Constante de Boltzmann ($k = 8,62 \times 10^{-5} eV.K^{-1}$)
L	cm	Longueur du canal
m_o	kg	Masse de l'électron libre ($m_o = 9,1 \times 10^{-31} kg$)
m^*	kg	Masse effective des électrons dans SiO_2 ($m^* \approx 0,42 m_o$)

n	cm^{-3}	Densité d'électrons dans la bande de conduction
N_A	cm^{-3}	Dopage du substrat de type P
N_D	cm^{-3}	Dopage du substrat de type n
n_i	cm^{-3}	Densité intrinsèque d'un semi-conducteur
n_{p0}	cm^{-3}	Densité de porteur dans le substrat
n_v	—	Nombre de niveau piège dans l'oxyde de grille
p	cm^{-3}	Densité de trous dans la bande de valence
p_i	cm^{-3}	Densité de trous piégés dans l'oxyde de grille
q	C	Charge élémentaire ($ q = 1,60218 \times 10^{-19} \text{C}$)
R_S	Ω	Résistance série
R_{sh}	Ω	Résistance shunt
R_T	km	Rayon terrestre $R_T = 6378 \text{ km}$
S	cm^3	Surface de la grille
SW	V/A	Swing
T	K	Température
t	s	Temps
T_c	K	Température caractéristique
t_{ox}	cm	Epaisseur d'oxyde
V	V	Tension
V_{bs}	V	Potentiel du substrat référencé par rapport à la source
V_{ds}	V	Tension de drain
V_{dsat}	V	Tension de drain à saturation
V_{ib}	V	Potentiel de surface référencé par rapport au substrat
V_{is}	V	Potentiel de surface référencé par rapport à la source
V_{FB}	V	Tension de bandes plates

V_{gb}	V	Potentiel de grille référencé par rapport au substrat
V_{gs}	V	Tension de grille
V_{th}	V	Tension de seuil
w	cm	Largeur du canal
W	cm	Largeur de la zone de charge d'espace
$x(y)$	cm	Profondeur du canal en un point y
X_m	cm	Position spatiale du front tunnel dans l'oxyde
Y_{vth}	—	Fraction non-guérie relative aux charges piégées dans le composant
Y_{vot}	—	Fraction non-guérie relative aux trous piégés dans l'oxyde de grille du composant
Y	—	Fraction non-guérie théorique relative aux trous piégés dans l'oxyde de grille du composant
ΔN_{it}	cm^{-2}	Variation de la densité d'états d'interface par unité de surface
ΔV_{it}	V	Variation de la tension de seuil induite par les charges piégées à l'interface SiO_2/Si
ΔV_{ot}	V	Variation de la tension de seuil induite par les charges piégées dans l'oxyde
ϵ_c	$V.cm^{-1}$	Paramètres empiriques concernant la formule de la mobilité
ϵ_{ox}	$F.m^{-1}$	Constante diélectrique de l'oxyde
ϵ_{Si}	$F.m^{-1}$	Constante diélectrique du silicium
ϕ_b	V	$E_F - E_{Fi}$ dans le bulk
ρ	$g.cm^{-3}$	Masse volumique
μ_0	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$	Mobilité en surface au seuil de conduction
μ_e	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$	Mobilité des électrons
μ_h	$cm^2.V^{-1}.s^{-1}$	Mobilité des trous
σ	—	Probabilité par unité de temps qu'une charge se libère d'un piège

θ	V^{-1}	Paramètres empiriques concernant la formule de la mobilité
ξ	—	Probabilité de non-recombinaison des paires électron-trou

Introduction

INTRODUCTION

Différents rayonnements existent dans les environnements terrestre et spatial. Ces rayonnements interagissent avec la matière mais les effets varient essentiellement en fonction de la nature du rayonnement et de son énergie. Réciproquement, les conséquences dépendent aussi de la nature de la "cible" puisque l'interaction provoque un transfert d'énergie.

D'une manière générale, les matériaux sont sensibles aux rayonnements. Par conséquent, l'utilisation de systèmes électroniques en environnement radiatif est délicat. Historiquement, la constatation des désagréments causés par l'interaction rayonnement-matière a conduit à l'utilisation de composants spécialement dédiés à de tels environnements. Ces composants spécifiques ont une meilleure tolérance aux radiations compte tenu de leur fabrication. Cependant, la spécificité du produit entraîne des coûts importants et ces composants dédiés n'offrent pas toute la variété des caractéristiques électriques des composants commerciaux.

Deux tendances ont fait évoluer ce contexte. L'augmentation de la part de l'électronique, quel que soit le type d'activité, est directement liée à une intégration de plus en plus importante. Ces difficultés techniques supplémentaires conduit à un accroissement des coûts important au niveau du durcissement de ces technologies lors de leur conception. D'autre part, les budgets alloués à l'achat de ce type de composants ont diminué fortement.

Afin de répondre à ces critères, les orientations mondiales en matière de durcissement ont conduit à une utilisation plus importante des composants COTS (Commercially Available Off The Shelf). Par définition, ces composants ne sont pas dédiés aux contraintes des environnements radiatifs. Par conséquent, le test de ces composants pour caractériser leur tenue aux radiations est obligatoire.

Dans ce contexte, le LCSO (Laboratoire de Conception de Systèmes Durcis) (Figure 1) du CEA (Commissariat à l'Energie Atomique) à Saclay s'est spécialisé dans deux activités complémentaires : la caractérisation des composants électroniques et la conception de systèmes tolérants aux radiations. Le but poursuivi est d'accroître la compréhension des phénomènes d'interaction rayonnement-matière, d'étudier et de qualifier sous rayonnements des composants en général de type COTS ou des technologies destinés à être utilisés dans des systèmes en milieu hostile. A partir de la connaissance acquise sur le comportement des composants par ces actions de caractérisation, l'objectif est de concevoir des systèmes électroniques complexes à haute sûreté de fonctionnement en environnements radiatifs.

Néanmoins, l'utilisation des composants COTS en environnement radiatif soulève de nombreuses discussions [99Winokur]. Cette étude s'intéresse aux effets des environnements radiatifs ionisants sur les composants électroniques commerciaux et présente des solutions pour l'utilisation de composants COTS dans des systèmes soumis aux radiations ionisantes.

Le première chapitre de l'étude donne une vue de l'ensemble des environnements radiatifs agressifs pour les composants électroniques. Bien que ces milieux soient variés, trois catégories majeures peuvent être distinguées : l'environnement du nucléaire civil, du spatial et des accélérateurs de particules. Tout en montrant l'évolution de ces environnements à travers leur histoire et leur importance mondiale en termes d'activités, le chapitre consacré aux

environnements permettra de définir le type ainsi que la gamme énergétique du rayonnement utilisé dans le cadre de cette étude.

Les composants actifs et passifs sont les éléments constitutifs de l'ensemble de l'électronique. Tous ces éléments sont plus ou moins sensibles aux radiations. La technologie MOS (Metal Oxide Semiconductor) en particulier présente une grande sensibilité aux environnements radiatifs. De plus, cette technologie est la plus répandue. Ces caractéristiques ont motivé le choix de l'utilisation de transistors MOS de type COTS en tant que cellules tests. De plus, l'utilisation de MOSFETs de puissance dans l'une des activités du laboratoire a conduit à étudier plus particulièrement ce vecteur de test. Par conséquent, le deuxième chapitre est consacré au transistor MOS discret et permettra d'appréhender son histoire, son fonctionnement, sa caractérisation et quelques géométries.

L'interaction rayonnement-matière peut conduire à une perte de fonctionnalité du composant. Le transfert d'énergie entre le rayonnement et la matière entraîne un effet de dose. Ce transfert d'énergie conduit à une création de charges en particulier dans les oxydes où elles peuvent se piéger. Le chapitre traitant des effets d'une irradiation sur les MOSFETs permet de résumer l'état de l'art du domaine au niveau par exemple de la caractérisation des pièges. Des résultats concernant les échantillons étudiés sont présentés et permettent de retrouver des résultats équivalents à ceux de la littérature.

L'utilisation de transistors type COTS est délicate car les fabricants sont très avares de renseignements sur certaines caractéristiques telles que la longueur de grille par exemple. De plus, l'extraction de certains paramètres par une mesure de C-V possible pour des capacités MOS simple se complique beaucoup pour une structure plus complexe telle qu'un MOSFET "Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor" à cause des capacités parasites. Par conséquent, la caractérisation d'un transistor utilisé en environnement radiatif est compliquée et ce fait ajoute un intérêt supplémentaire au travail.

Le quatrième chapitre explique les principes, les difficultés et les avantages de l'utilisation de traitements thermiques pour caractériser le piégeage de charge dans les composants. Une modélisation met en évidence que la détermination de l'énergie d'activation des pièges n'est pas simple et se complique avec l'utilisation de transistors COTS par rapport à des structures tests dédiées à l'expérimentation.

Après avoir défini l'ensemble des domaines étudiés avec les moyens de caractérisations adaptés, l'utilisation des composants en environnement radiatif et les possibilités de l'amélioration de leur tenue sont étudiées. Le problème a été traité sous plusieurs angles. Dans un premier temps, nous avons considéré la possibilité d'améliorer la tenue des composants par une implantation ionique afin de modifier entre autre le comportement de l'oxyde de grille lors d'une irradiation. Une autre méthode a consisté à prendre en compte les dérives paramétriques des composants afin de les utiliser ou de les compenser. Selon ce principe, l'utilisation d'une irradiation et d'un stress électrique a permis d'améliorer la tenue à la dose des composants. La validité des procédés a été testée ainsi que leur faisabilité.

Quel que soit le choix effectué pour l'utilisation des transistors en environnement radiatif, le test des composants pour leurs qualifications aux environnements radiatifs est nécessaire. Or l'utilisation de moyens d'irradiation entraîne un coût important et diminue par conséquent l'intérêt de l'utilisation des composants COTS. Le stress électrique utilisé précédemment en tant que méthode de durcissement montre des effets analogues à ceux engendrés par irradiation. Le dernier chapitre met en évidence ces équivalences et donne les principes et la validité d'une méthode de sélection des MOSFETs à l'environnement radiatif en utilisant uniquement un stress électrique. Comme cette méthode ne nécessite pas de moyen d'irradiation, elle présente un coût moindre.

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre le Centre Lorrain d'Optique d'Electronique des Solides (CLOES), institut de l'université de Metz associé à SUPELEC, et le Laboratoire d'Electronique de Technologie et d'Instrumentation (LETI) au CEA à Saclay. L'organigramme présenté à la Figure 1 permet de situer le laboratoire d'accueil de cette thèse dans l'organisation du CEA. Actuellement, le CEA est en pleine restructuration mais les activités présentées bien que regroupées et réorganisées dans des pôles différents restent représentatives de la pluridisciplinarité du CEA.

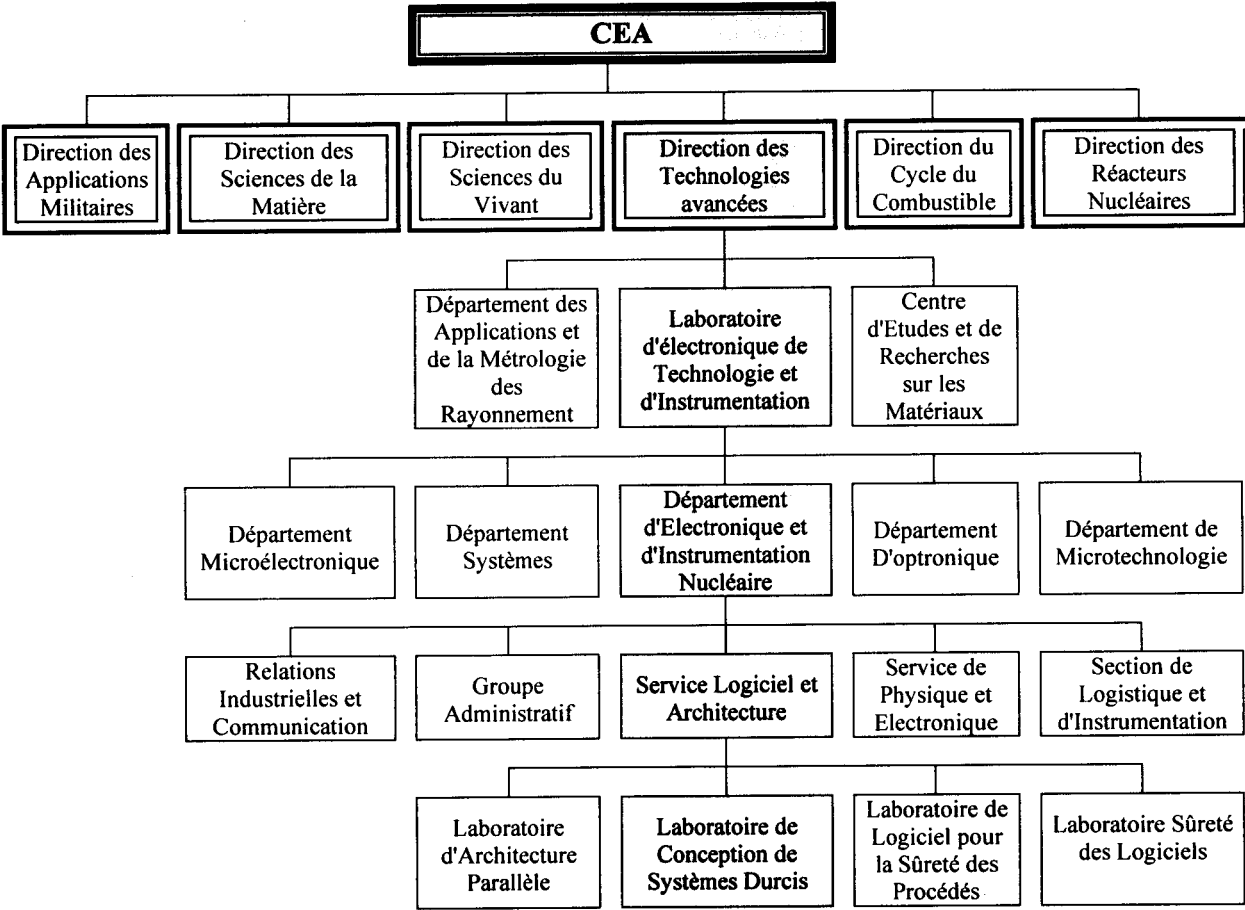


Figure 1 : Organigramme du CEA (unités opérationnelles)

Chapitre I

Définir l'environnement

I. LES ENVIRONNEMENTS RADIATIFS

A. Les différents rayonnements radiatifs

On appelle rayonnement radiatif la propagation de particules énergétiques ou de photons. Ce rayonnement peut être issu d'une réaction de fission ou de fusion dans le cadre d'une réaction nucléaire. Il peut aussi être obtenu par l'accélération de particules chargées telles que des protons, des électrons, ou encore des ions. Enfin, pour atteindre un état de plus grande stabilité, certains noyaux atomiques peuvent se désintégrer entraînant l'émission d'un rayonnement. On appelle ce phénomène la radioactivité.

Les principaux types de rayonnements sont décrits ci-dessous.

1. L'émission alpha (α)

Lors de sa transformation, un atome émet un noyau d'hélium que l'on nomme α . L'émission se traduit par la réaction suivante :

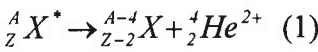


Figure 2 : Emission α .

L'émission α s'observe pour des éléments lourds ($Z > 82$), mais elle a aussi été mise en évidence pour le ${}^{147}_{62}Sm$ et quelques isotopes produits artificiellement dans cette même région du tableau de Mendeleïev.

L'énergie des α émis peut atteindre une dizaine de MeV, mais comme il s'agit de particules massives et chargées, elles ont un faible pouvoir de pénétration (par exemple un α de 7 MeV est arrêté par moins de 50 μm d'aluminium [98Boudenot]).

2. L'émission bêta (β)

Celle-ci comprend entre autres deux types d'émission : β^- , β^+ . Ces deux modes de transformation sont caractérisés par la variation du numéro atomique (Z), le nombre de nucléons (A) reste inchangé.

Le rayonnement β peut avoir une énergie atteignant une dizaine de MeV. S'agissant de particules légères et chargées (e^- et e^+), le pouvoir de pénétration sera plus important que pour les α (il faut environ 15 mm d'aluminium pour arrêter un β^- de 7 MeV [98Boudenot]).

a. Emission β^-

C'est la transformation d'un neutron en proton avec émission d'un électron négatif, en général aisément détectable, et d'un antineutrino $\bar{\nu}$ dont la détection est très difficile.

Le numéro atomique Z de l'élément initial devient $Z+1$:

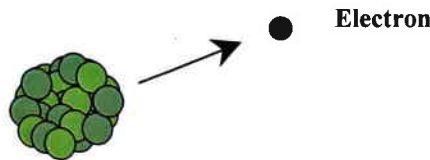
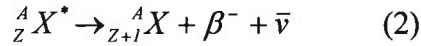


Figure 3 : Emission β^- .

b. Emission β^+

C'est la transformation d'un proton en neutron avec émission d'un électron positif (positron) et d'un neutrino ν . Z devient $Z-1$ avec une réaction du type :

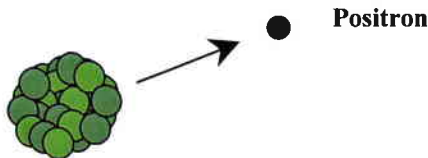
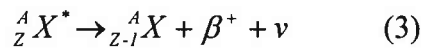
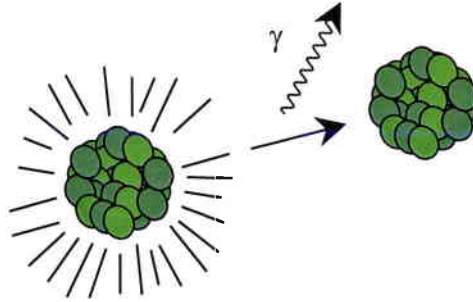


Figure 4 : Emission β^+ .

3. L'émission gamma (γ)

Elle correspond au changement d'état du noyau d'un atome instable par opposition au rayonnement X qui correspond à une transition électronique de l'atome. Les rayons γ constituent un rayonnement électromagnétique intense pouvant atteindre une énergie de quelques dizaines de MeV.

Le rayonnement γ est constitué de photons sans charge ni masse, par conséquent son pouvoir de pénétration est très élevé (il faut plusieurs dizaine de centimètres d'aluminium pour atténuer un faisceau collimaté de photons γ de 7 MeV [98Boudenot]).

Figure 5 : Emission γ .

4. L'émission de neutrons (n) et de noyaux lourds ("ions lourds")

Certains noyaux émettent des neutrons, il s'agit en particulier des "produits de fission" tels que des isotopes du brome, de l'iode et du césium. Dans ce cas, l'énergie des neutrons émis varie de 0,2 à 0,6 MeV.

Pour les éléments très lourds ($Z > 90$), il existe également un processus de fission spontanée avec libération de deux noyaux lourds avec quelques neutrons. L'exemple le plus connu est celui du californium 252 utilisé à la fois comme source d'ions lourds et comme source neutronique (1 g de ^{252}Cf émet $2,3 \times 10^{12}$ n/s [98Boudenot]).

B. Interaction rayonnement-matière

L'action d'un rayonnement sur la matière est un phénomène complexe où la nature du rayonnement (e^- , p, n, γ , ...) et la nature de la cible (Si, SiO_2 , ...) sont des facteurs prédominants.

1. Conséquence de l'interaction

L'interaction rayonnement-matière se traduit par un transfert d'énergie entraînant des transformations et des dégradations de matériaux. On a principalement deux types d'effets relativement indépendants :

- l'ionisation : l'interaction avec les atomes et leur cortège électronique provoque l'ionisation du milieu avec pour conséquence la création de paires électron-trou.
- le déplacement d'atomes : un rayonnement possédant une énergie suffisante peut entraîner un déplacement d'atomes au sein de la structure et ainsi créer des défauts localisés.

L'effet de l'interaction dépend entre autres de la nature et de l'énergie du rayonnement. Par exemple, le rayonnement γ a des effets essentiellement ionisants sur la matière, les neutrons suivant leurs énergies entraînent des effets de déplacements.

2. La dose cumulée

Par définition, la dose absorbée est la quantité d'énergie déposée par unité de masse. L'unité internationale légale est le Gray et correspond au dépôt de 1 J/kg. En fait, l'ancienne unité, le rad (Radiation Absorbed Dose), est utilisée encore couramment notamment dans la littérature (nous utiliserons donc cette unité pour ce document afin de rester cohérent avec les

références citées). Le rad vaut 100 ergs/g, soit 10^{-5} J/g, soit 10^{-2} Gy. La définition de ces unités fait référence au matériau cible; par exemple, pour le silicium, il faut en toute rigueur parler de rad(Si) ou de Gy(Si). Un même rayonnement ionisant ne déposera pas la même énergie par unité de distance dans des matériaux différents. De plus, le spectre énergétique du rayonnement incident est aussi important. Ainsi à 1 MeV, $1 \text{ rad(Si)} = 1 \text{ rad(SiO}_2\text{)}$, par contre à 10 keV, $1 \text{ rad(Si)} = 1,8 \text{ rad(SiO}_2\text{)}$ [91Dupont-Nivet]. Dans ce chapitre, le matériau cible de référence ne sera pas cité car les valeurs données représentent des ordres de grandeurs.

3. Les effets transitoires

L'ionisation par interaction rayonnement-matière peut entraîner des effets spécifiques sur les composants électroniques appelés couramment événements transitoires.

Le passage, notamment, d'un ion lourd dans un composant peut engendrer plusieurs types d'événements connus sous le terme générique Single Event Effect (SEE) :

- Le SEU (Single Event Upset) provoque un événement singulier (ex : changement d'état pour une mémoire). Cet effet n'est pas destructif.
- Le SEL (Single Event Latch-up), c'est-à-dire le "latch-up" induit par ion lourd. (Il s'agit du déclenchement d'un thyristor par mise en conduction d'une structure n-p-n-p parasite). Cet effet peut conduire à la destruction du composant.
- Le SEB (Single Event Burn-out). L'ion lourd provoque un courant instantané qui peut augmenter jusqu'à la destruction du composant. Cet effet est rare et concerne essentiellement les composants de puissance.
- Le SEGR (Single Event Gate Rupture). L'ion lourd entraîne le claquage de l'oxyde de grille. Ce phénomène est observé principalement pour les technologies submicroniques.
- Le SHE (Single Hard Error). L'ion lourd peut créer suffisamment de paires électron-trou pour entraîner une grande variation de tension de seuil. Le transistor concerné perd alors sa fonctionnalité. Ce phénomène intervient principalement dans les mémoires haute intégration submicroniques (ex : SRAM ≥ 256 Ko).

C. Les environnements

1. Le nucléaire civil

a. Historique

La théorie atomique moderne est née, entre autres, des travaux du physicien et chimiste anglais John Dalton en 1803. Mais il faudra attendre 1896 pour voir la naissance de la physique nucléaire proprement dite, avec la découverte de la radioactivité par Henry Becquerel.

La deuxième guerre mondiale, en encourageant les recherches à des fins militaires, a joué un rôle capital dans le développement de l'énergie nucléaire. En 1939, Irène et Frédéric Joliot-Curie et leur équipe (Kowarski, Von Halban) découvrent que la fission des noyaux d'uranium s'accompagne de l'émission de trois neutrons en moyenne et imaginent le principe de la

réaction en chaîne. Ils découvrent également que l'eau lourde (D_2O) peut servir de modérateur.

Le physicien Enrico Fermi démontre le premier la possibilité d'entretenir une réaction en chaîne. Il construit sous les gradins du stade désaffecté de l'Université de Chicago un réacteur constitué d'un empilement de 6 tonnes d'uranium métallique, 34 tonnes d'oxyde d'uranium et 400 tonnes de graphite. La "pile de Fermi" (appelée ainsi à cause des empilements) diverge le 2 décembre 1942 : la réaction en chaîne est entretenue pendant quelques minutes avec une puissance maximale de 0,5 W. Les américains mettent au point le premier réacteur expérimental à la station d'essai d'ARCO dans l'Idaho et produisent la première électricité d'origine nucléaire en 1951. "EBR 1" est un réacteur à neutrons rapides et entraîne un alternateur d'une puissance de 100 kW. En 1954, le Congrès américain approuve la construction de cinq réacteurs prototypes, mettant en oeuvre des filières différentes. C'est le début du développement industriel de l'énergie nucléaire aux Etats-Unis.

Ce sont les soviétiques qui, en 1954, mettent en service à Obninsk la première centrale nucléaire de puissance significative. Elle produit 5 MW, utilise de l'uranium enrichi à 5% et du graphite comme modérateur. Ce réacteur est le précurseur de la filière RBMK (réacteurs de grande puissance à eau bouillante), qui compte les unités les plus puissantes au monde (1500 MW). Compte tenu des difficultés de pilotage, cette technologie est aujourd'hui progressivement abandonnée au profit de la filière à eau pressurisée.

En France, le nucléaire connaît une évolution similaire. En 1945 est créé le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), qui entreprend aussitôt la construction de plusieurs réacteurs d'essai. Le premier d'entre eux, la pile ZOE (puissance Zéro Oxyde d'uranium Eau lourde), diverge pour la première fois au Fort de Châtillon, au centre d'études de Fontenay-aux-Roses, le 15 décembre 1948. La puissance maximale obtenue sera de 150 kW.

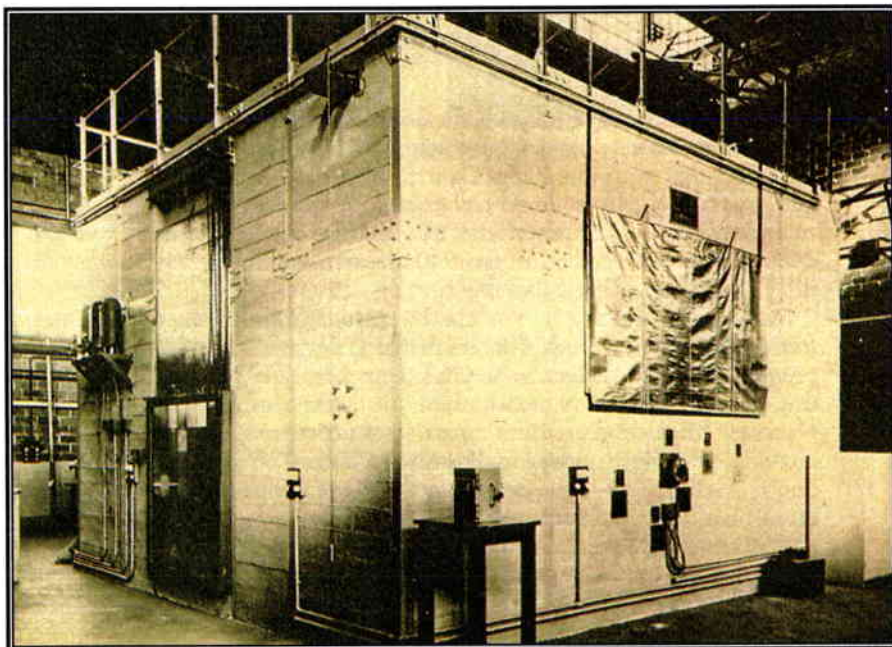


Figure 6 : La pile ZOE, premier réacteur nucléaire français [95Lovérini].

La première filière choisie pour l'équipement de la France en centrales nucléaires fut, en 1952, la filière UNGG (Uranium Naturel Graphite Gaz). Le gouvernement opta pour cette filière parce que la France ne possédait pas, à l'époque, d'usines d'enrichissement de l'uranium. Elle ne pouvait donc utiliser l'uranium que sous sa forme "naturelle".

En 1956 est mis en service à Marcoule le réacteur G1, premier réacteur français producteur d'électricité, d'une puissance de 40 MW. Deux autres réacteurs, G2 et G3, suivent en 1959 et 1960.

En 1969, la France a décidé de remplacer la filière UNGG, trop coûteuse et d'un rendement médiocre, par la filière REP "Réacteurs à Eau sous Pression". Plus économique, plus performante, cette filière utilise l'uranium enrichi comme combustible et l'eau ordinaire comme modérateur et caloporteur. En mai 1992, sur les quelques 58 tranches en service que compte la France, 54 sont des REP. Ce qui représentent au total 56000 MW de puissance installée sur les 58000 MW de puissance nucléaire totale.

En 1987, les 422 réacteurs nucléaires en fonctionnement dans 26 pays du monde ont fourni 16% de l'électricité mondiale.

b. Les principaux types de réacteurs nucléaires

Les centrales actuelles fonctionnent suivant le principe de la fission contrôlée en régulant le flux de neutrons par le pilotage de dispositifs absorbants. L'énergie est extraite par un fluide caloporteur. Les éléments les plus caractéristiques d'une centrale nucléaire sont donc :

- Le combustible qui subit la fission. L'uranium naturel ou enrichi est le plus couramment utilisé; cependant, le plutonium est le combustible utilisé dans les surgénérateurs.
- Le modérateur qui permet de ralentir la vitesse des neutrons et d'entretenir ainsi la réaction en chaîne. Les modérateurs usuels sont le graphite, l'eau ordinaire ou l'eau lourde.
- Le fluide caloporteur qui transmet la chaleur produite dans le réacteur et assure en même temps le refroidissement de ce réacteur. Le fluide caloporteur est un liquide ou un gaz qui circule à grande vitesse au contact des éléments du combustible. Il doit posséder une capacité calorifique importante, une bonne conduction thermique et un faible pouvoir d'absorption des neutrons. Les seuls gaz utilisés sont le gaz carbonique et l'hélium sous pression. Parmi les liquides, l'eau ordinaire et l'eau lourde sont utilisées dans les réacteurs à neutrons lents ; les réacteurs à neutrons rapides utilisent le sodium.

Combustible, modérateur et fluide caloporteur varient selon les types de réacteurs. C'est la combinaison de ces trois éléments qui définit la filière à laquelle appartient une centrale nucléaire. On distingue traditionnellement six grandes filières (Tableau 1).

Filière	Combustible	Modérateur	Fluide caloporteur
Graphite Gaz (UNGG)	U naturel	Graphite	Gaz carbonique ou hélium
Eau lourde	U naturel ou enrichi	Eau lourde	Eau lourde, eau ordinaire ou liquide organique
Eau pressurisée (REP)	U enrichi	Eau ordinaire	Eau ordinaire
Eau bouillante (BWR)	U enrichi	Eau ordinaire	Eau ordinaire
Haute température	U enrichi ou Thorium	Graphite	Hélium
Neutrons rapides Surgénérateur	Plutonium	Néant (pas nécessaire)	Sodium

Tableau 1 : Principaux types de réacteurs nucléaires avec leurs éléments les plus caractéristiques (combustible, modérateur et caloporteur).

Les types de radiation, des débits de dose et leur variation dans le temps sont différents suivant les parties de l’installation nucléaire. Ils sont équivalents pour l’ensemble des réacteurs mais dépendent des opérations qui sont menées et des matériaux utilisés.

Pour un REP, version la plus courante, le fluide caloporteur (de l’eau) constitue la principale source de rayonnement hors du cœur, du fait de l’émission de gamma produite par interaction neutron-oxygène.

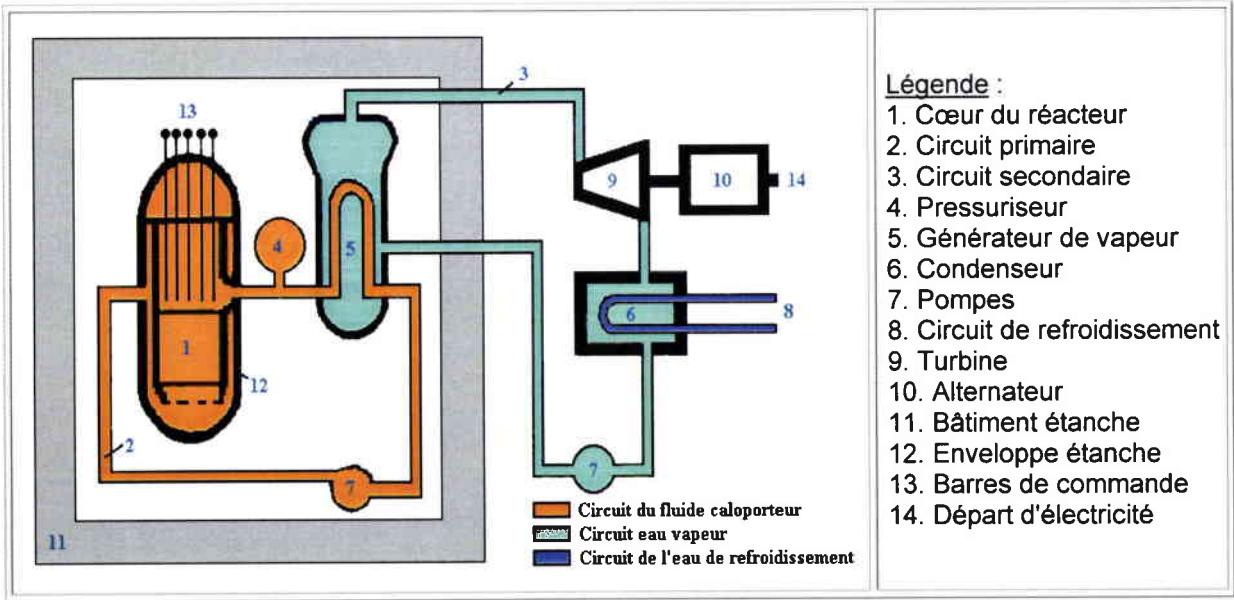


Figure 7 : Schéma de principe d'une centrale nucléaire à eau sous pression.

Le Tableau 2 donne quelques ordres de grandeur des niveaux de radiations rencontrés dans les principales zones d'un réacteur type REP (Figure 7).

Localisation	Etat du réacteur	Débit de dose γ (rad/h)	Débit de dose neutron (rad/h)
Intérieur du cœur	En fonctionnement	10^9	10^9
	3 j après l'arrêt	10^6	10 à 50
Enceinte de confinement	En fonctionnement	10^3 - 10^4	10^3
	3 j après l'arrêt	0,1-0,5	négligeable
Circuit caloporteur	En fonctionnement	50	négligeable
Au dessus de la plate-forme de commande	En fonctionnement	5.10^{-2}	3.10^{-2}

Tableau 2 : Ordres de grandeur des niveaux de radiations rencontrés dans les principales zones d'un réacteur de type REP [99Boudenot].

c. Le stockage et le retraitement du combustible

La manipulation puis le retraitement des produits utilisés au sein d'une centrale nucléaire présentent une grande variété de rayonnements. La gamme de débit de dose s'étend du bruit de fond aux niveaux les plus élevés que l'on puisse rencontrer dans l'industrie (juste après ceux présents dans le cœur d'un réacteur en charge) lors du traitement initial des éléments combustibles irradiés et de leur manipulation. Le combustible irradié dans le cœur d'une centrale est d'abord stocké dans une piscine sur le site de la centrale afin de bénéficier, avant le transport vers l'usine de traitement, de la décroissance des éléments radioactifs à vie courte.

Le tableau ci-dessous donne les ordres de grandeur de l'environnement radiatif associé à la manipulation du combustible utilisé dans les centrales.

Localisation	Débit de dose γ (rad/h)	Débit de dose neutron (rad/h)
A l'intérieur de l'appareil de déchargement	10^7	10^4
A l'intérieur de la piscine de désactivation	10^5 à 10^6 près du combustible	Négligeable ($220 \text{ n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) [96Elmazria]

Tableau 3 : Ordres de grandeur des niveaux de radiations associées à la manipulation du combustible utilisé dans les centrales [99Boudenot].

Après son transport dans un château de plomb, le combustible subit plusieurs opérations où le débit de dose est essentiellement lié aux γ . Pour un combustible utilisé de façon standard, son niveau se situe aux environs de 100 krad/h. Des opérations telles que l'extraction par solvants présentent un débit de 10 krad/h. La vitrification qui permet la concentration des éléments les plus actifs représente l'environnement le plus sévère (1 Mrad/h) [99Boudenot].

Le stockage à court terme de déchets faiblement radioactifs ne nécessite que peu de mesures en matière de radioprotection et d'équipements de manipulation. Par contre, le stockage permanent de déchets vitrifiés fortement radioactifs fait l'objet d'une réglementation stricte et requiert des dispositifs complexes en matière de blindage, de surveillance et de manipulation à distance. La gestion des déchets vitrifiés est la partie du cycle du combustible qui représente l'environnement radiatif le plus sévère, certains éléments sont soumis à une dose cumulée (sur 1 ou 2 ans) atteignant 1 Mrad [99Boudenot].

d. Le démantèlement

La durée d'exploitation d'un réacteur nucléaire commercial a été définie pour 30 ans avec une extension de vie actuellement jusqu'à 60 ans, [99Anon]. La dose totale susceptible d'être obtenue à la fin de la durée de l'utilisation du réacteur peut donc être estimée.

Les nombreuses installations nucléaires construites dans les années cinquante arrivent en fin de vie et doivent être rénovées ou démantelées. L'activation engendrée par l'irradiation neutronique pose des problèmes d'intervention en milieu radiatif et contaminé. Des doses atteignant 1 Mrad sont attendues, il est donc nécessaire de concevoir des électroniques résistantes à ces niveaux afin de pouvoir utiliser des machines télé-opérées ou des robots. Lors de la phase de démantèlement du réacteur BR3 de Mol en Belgique, le débit de dose a varié de 10^{-6} à 100 krad/h suivant la tâche à effectuer [99Sharp].

e. Les accidents

Suite à l'accident de Three Mile Island (US), la "Nuclear Regulatory Commission" prévoit maintenant une tolérance aux rayonnements de 200 Mrad pour les équipements de contrôle conçus pour évaluer les dommages provoqués par les incidents [99Boudenot].

En France, des normes de qualification de matériels ont été élaborées pour garantir un bon fonctionnement pendant et après un LOCA (Loss Of Coolant Accident) c'est-à-dire en cas d'accident par perte de liquide de refroidissement dans un REP. Le débit de dose maximum pris en compte est de 5 Mrad/h conduisant à une dose intégrée de 60 à 80 Mrad, [99Boudenot].

En Grande-Bretagne, la réglementation exige actuellement un niveau de tolérance aux rayonnements des dispositifs de contrôle avant entretien à l'intérieur des réacteurs à l'arrêt de l'ordre de 1 Mrad. Le projet TELEMAR (concernant la robotique dans l'industrie nucléaire) prévoit une tolérance au rayonnement de 100 krad pour ces équipements [99Boudenot].

L'accident le plus important à ce jour reste celui de Tchernobyl. Le 26 avril 1986, un des quatre réacteurs de la centrale de Tchernobyl (Ukraine) explosa et brûla. D'après le rapport

officiel, publié en août, l'accident aurait été provoqué par des essais non autorisés. Le réacteur ne put être contrôlé, il y eut deux explosions, le couvercle du réacteur fut soufflé projetant 5 tonnes de combustible dans l'atmosphère (≈ 50 millions de curies^{1,2}) et le cœur s'enflamma en brûlant à des températures de l'ordre de 1500°C . Des doses de radiation très élevées ont atteint la population proche du réacteur et un nuage de retombées radioactives s'est étendu vers l'ouest jusqu'en Europe. Contrairement à la plupart des réacteurs des pays occidentaux, le réacteur de Tchernobyl n'avait pas d'enceinte de confinement. Une telle structure aurait empêché les produits radioactifs de s'échapper du site.

f. Les enjeux

Bien qu'encore au stade expérimental, le réacteur à fusion augmente encore les débits de doses que doit tolérer l'électronique utilisée.

Inventés par les Soviétiques en 1958, les tokamaks (du russe tok : courant, kamera : chambre et mak : champ magnétique) à symétrie toroïdale utilisent le confinement magnétique pour réaliser la réaction de fusion. Plusieurs tokamaks ont déjà fonctionné et mettent en œuvre des énergies considérables. On peut citer notamment le TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) de l'université de Princeton (USA), le JT 60 Upgrade (Japanese Tokamak) de l'Institut de recherche atomique de Tokai-Mura, (Japon), le JET (Joint European Torus) à Culham (G-B) et le Tore-Supra à Cadarache.

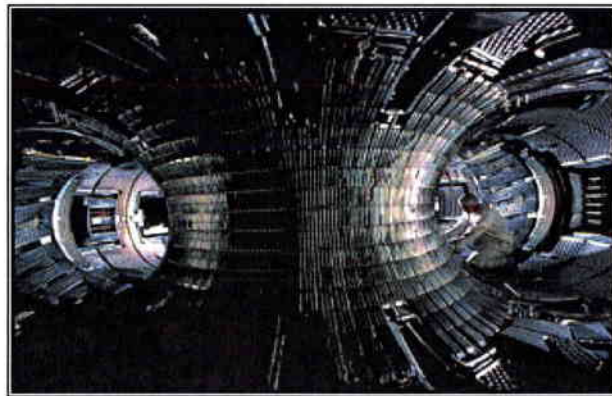


Figure 8 : Le Tore Supra du CEA-Cadarache (France) est le premier tokamak au monde à avoir été doté de bobines supraconductrices.

La principale source de radiation de ce type de réacteur est la production de neutrons possédant une énergie de 14 MeV [99Sharp]. Ce rayonnement active rapidement la structure du réacteur provoquant une émission γ avec une grande dispersion des débits de dose suivant les emplacements (dans l'enceinte : 1000 Grad/h en fonctionnement et 1 Mrad/h à l'arrêt [99Sharp]).

¹ $1 \text{ Cu} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$

² Sachant que la source de ^{60}Co utilisée pour les irradiations lors de cette étude représente 70 Cu.

Le projet ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) associe depuis 1987 Europe, Japon, Russie et, jusqu'en 1999, les Etats Unis. Dans le cadre de ce projet, une partie du financement est dédiée à l'élaboration de systèmes durcis capables de tolérer des doses de 10 Grad.

Le confinement inertiel est la deuxième possibilité pour réaliser la réaction de fusion. La fusion thermonucléaire nécessite dans ce cas un chauffage d'environ 100 millions de degrés afin que les noyaux mis en jeu (Deutérium, Tritium) puissent vaincre la répulsion. Pour atteindre cette température, deux projets sont en cours dans le monde : l'un en France (LMJ ou Laser Mega Joule), l'autre aux Etats-Unis (NIF ou National Ignition Facility).

Pour une énergie laser de 2 MJ et un gain de 10 (objectif visé), l'énergie libérée par la fusion de la microbille de D-T correspondrait à plus de 5 kg d'explosif. Globalement, l'énergie serait répartie en 16 MJ de neutrons ($\approx 10^{19}$ n), 3 MJ de rayons X et 3 MJ de "débris" (énergie cinétique des particules) [99Boudenot]. Cette énergie libérée en un temps extrêmement bref (< 100 ps) conduirait à des valeurs de débit extrêmement élevées : à 5 m de la cible on obtiendrait environ $5 \cdot 10^{11}$ rad(Si).s⁻¹ dus aux neutrons et $3 \cdot 10^{10}$ rad(Si).s⁻¹ dus au rayonnement gamma [99Boudenot]. De telles valeurs sont extrêmement contraignantes et doivent être prises en compte lors de la conception des appareils de mesures.

2. Environnement spatial

a. Provenance des particules

i. Le rayonnement cosmique

Découvert par V. Hess en 1912, la nature du rayonnement a été déterminée en 1950 et se compose de 1% de noyau lourd, 83% de protons, 13% de noyau d'hélium, 3% d'électrons. Son origine est mal connue, galactique voire intergalactique pour les ions les plus énergétiques. Les ions qui sont totalement ionisés possèdent une énergie comprise entre 1 à 10^{11} GeV, l'énergie maximale détectée à ce jour est de $3 \cdot 10^{11}$ GeV [95Boudenot].

ii. Les éruptions solaires

Celles ci ont un cycle de 11 ans lui-même modulé par un cycle de 80 ans. Sur le cycle de 11 ans, on distingue 4 ans de faible activité puis 7 ans de forte activité ponctuée par des événements ordinaires et exceptionnels.

Pour l'aspect radiatif, on distingue deux types d'événements [99Boudenot] :

- Les éjections de masse coronale, dont la durée est de quelques jours, et dont l'émission principale est constituée de protons d'énergie importante (pouvant atteindre quelques centaines de MeV). La fluence est d'environ 10^9 protons / cm².
- Des événements transitoires riches en ions lourds. Leur énergie varie de quelques dizaines de MeV par nucléon à quelques centaines de GeV par nucléon, souvent une seule fois ionisés, et dont la composition est variable.

iii. Le vent solaire

Le vent solaire est un plasma de faible densité résultant de l'évaporation de la couronne solaire. Il remplit l'ensemble du système solaire et interagit avec les champs magnétiques planétaires créant des cavités magnétosphériques. Découvert par Biermann en 1951, ce plasma est essentiellement constitué d'électrons, de protons et d'hélium.

Le vent solaire est animé d'une vitesse d'environ 400 km/s, ce qui correspond à des particules d'énergie très faible (de l'ordre de l'eV pour les électrons et de quelques keV pour les protons) [95Boudenot].

iv. Particules d'origine terrestre

Les particules que l'on prendra en compte pour l'environnement spatial sont celles issues d'une explosion nucléaire exoatmosphérique. Lors d'une réaction de fission toute l'énergie n'est pas immédiatement disponible. Le bilan énergétique pour une fission d'un noyau d'uranium 235 par un neutron thermique est le suivant : 87% de l'énergie est libérée instantanément, environ 10% est emportée sous la forme de rayonnements différés (β^- et γ), le reste (3%) correspond à l'énergie des neutrinos [99Boudenot].

Lors d'une réaction de fusion, la totalité de l'énergie peut être disponible immédiatement sous forme d'énergie cinétique emportée par l'hélium, le tritium et les neutrons.

➤ Effet direct

Un système aérospatial, évoluant à une altitude supérieure à 50 ou 100 km sera soumis (s'il est en vue directe d'une agression) aux rayonnements émis par l'arme nucléaire.

Les rayonnements émis sont de trois types : X, γ et neutrons.

Les rayons X emportent la majorité de l'énergie de l'arme et se propagent quasiment sans atténuation jusqu'à la cible. Les rayons γ emportent une énergie très faible mais du fait de leur fort pouvoir de pénétration, ils ont un impact important sur les systèmes. Enfin, les neutrons emportent quant à eux de l'ordre du pourcent de l'énergie de l'arme. Il s'agit de neutrons dont l'énergie est de l'ordre du MeV, ils sont très pénétrants et ont un effet important sur les composants électroniques. Il est à noter que les neutrons sont émis suivant un certain spectre, ils n'ont donc pas tous la même vitesse et par conséquent, ne mettent pas le même temps pour se propager du point d'explosion à la cible.

➤ Effet indirect

Le principal effet à prendre en compte est lié au piégeage des rayonnements β^- des débris de fission par les lignes de champs magnétiques terrestres. Il y a création de ceintures de radiations artificielles, d'une grande stabilité.

b. Qu'appelle t'on environnement spatial ?

L'environnement radiatif spatial est dominé par l'interaction entre le vent solaire et le champ magnétique terrestre. Cette interaction est à l'origine de la magnétosphère.

La Terre est approximativement un dipôle magnétique et ses lignes de champ sont déduites des caractéristiques du dipôle (mouvement magnétique et direction). Cette approximation est correcte jusqu'à une distance de 4 à 5 rayons terrestres; au delà, le vent solaire comprime ces lignes de champ du côté solaire et les étire de l'autre côté de la Terre donnant à la magnétosphère une allure de queue de comète (Figure 9).

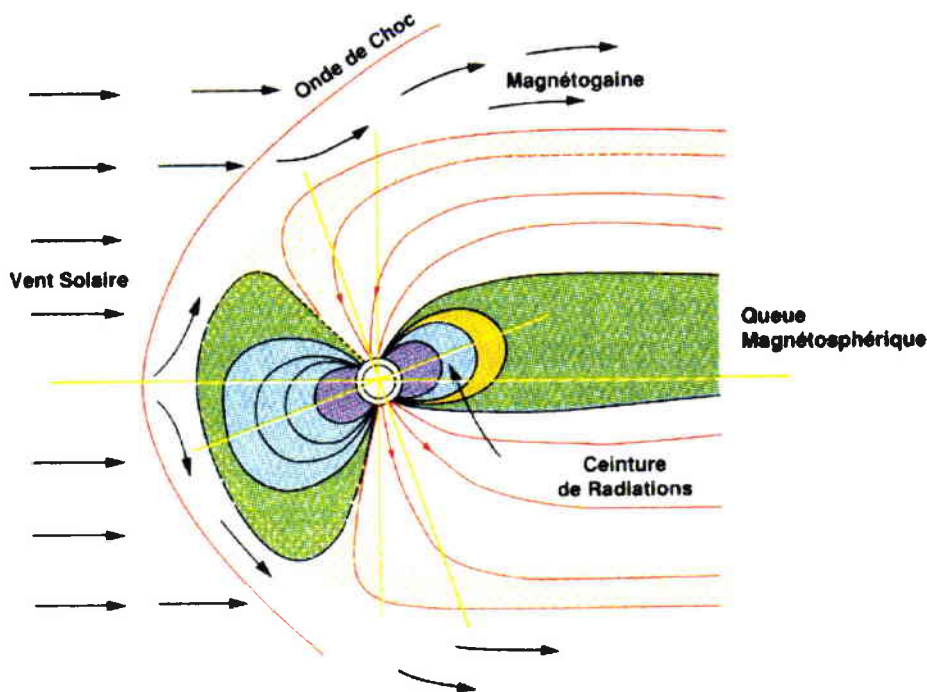


Figure 9 : Coupe de la cavité magnétosphérique par un plan méridien [95Boudenot].

Au niveau des pôles, on notera la présence de deux cornets évasés vers l'espace. Ceux-ci sont responsables de la pénétration des rayonnements vers la haute atmosphère dans les régions de latitude élevée. La conséquence la plus classique est l'existence d'aurores boréales dans ces régions. Toutefois la magnétosphère forme un excellent écran vis à vis du vent solaire qui est détourné de la Terre à 99,9%.

A l'intérieur de la magnétosphère, les charges telles que les électrons et les protons se piègent et forment la ceinture de radiation (Figure 9). La densité de charges piégées varie suivant la distance par rapport à la Terre mais aussi suivant la nature des particules (Figure 10 et Figure 11).

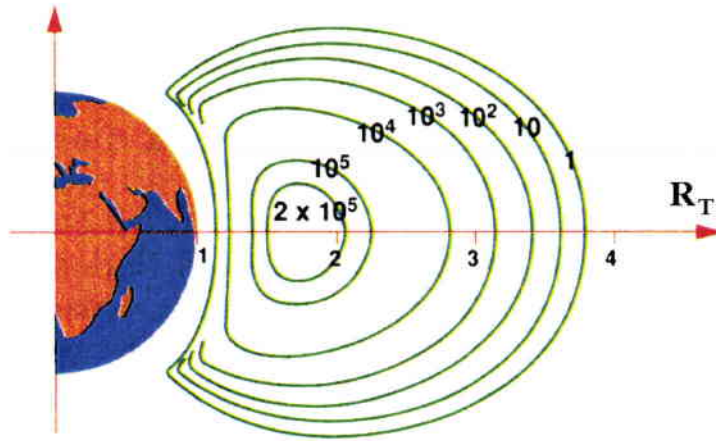


Figure 10 : Contour isoflux des protons piégés [95Boudenot].

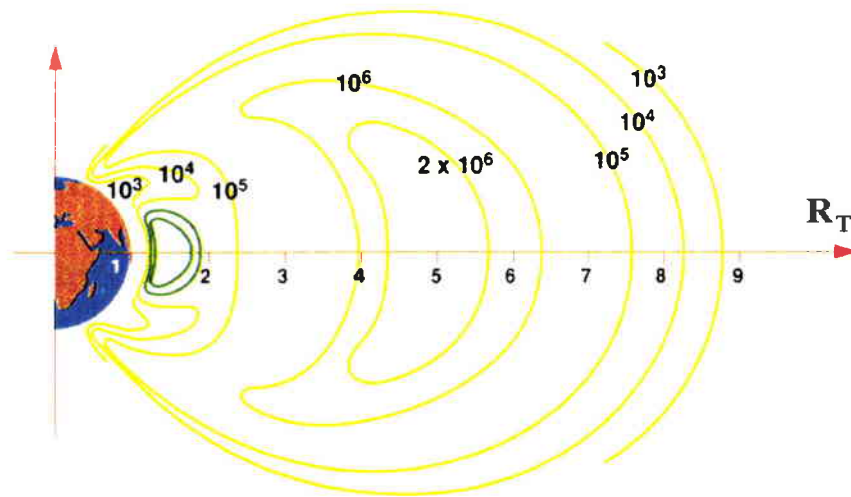
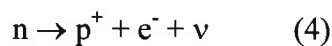


Figure 11 : Contour isoflux des électrons piégés [95Boudenot].

Les électrons ont une énergie de 1 MeV et les protons 10 MeV. Les particules piégées ont deux origines. D'une part, elles proviennent directement du rayonnement cosmique, des éruptions et du vent solaire. D'autre part, elle peuvent provenir de la désintégration des neutrons libres suivants [95Boudenot] :



La principale source de neutrons est liée à des réactions nucléaires entre, d'une part, des ions issus d'éruptions solaires ou du rayonnement cosmique et, d'autre part, des noyaux d'oxygène et d'azote de la haute atmosphère.

Compte tenu de la présence de particules dans cette ceinture et du rayonnement cosmique, l'électronique des satellites subit principalement des événements transitoires. Ces effets sont les principaux problèmes de l'électronique en environnement spatial. La dose cumulée varie suivant l'orbite, l'activité solaire et la durée de la mission. De plus, l'activité solaire par l'intermédiaire du vent solaire comprime la magnétosphère. La frontière magnétosphère / vent

solaire (magnétopause) normalement située à $12 R_T$ peut passer à moins de $6 R_T$ exposant ainsi directement les satellites en orbite géostationnaire [95Boudenot].

Des mesures de doses ont été réalisées pour différents orbites après un an d'exposition. Celles-ci mettent en évidence la variation de la dose par rapport à l'épaisseur de l'aluminium. On relève une dose de 2 à 10^4 krad(Al) de 0 à 2 g.cm^{-2} et 200 à 10^3 rad(Al) de 2 à 10 g.cm^{-2} [95Venturin]. De plus, la norme américaine MIL-STD-883D method 1019.4 et la norme européenne ESA / SCC 22900 se révèlent comme les références mondiales en matière de tests en dose cumulée pour les applications spatiales. Lors de ces procédures, la norme américaine prévoit un débit variant de 50 à 300 rad(Si)/s tandis que la norme européenne impose deux fenêtres de débits de dose : la première de $0,01$ à $0,1 \text{ rad(Si)/s}$ et la seconde de 1 à 10 rad(Si)/s [94Winokur]. En ce qui concerne les voyages inter-planétaires, l'électronique est encore plus exposée aux différents flux de particules présents dans l'espace. Néanmoins, compte tenu de la structure de la fusée, le débit de dose moyen mesuré est faible et varie de $8,5$ à $81,5 \text{ mrad/jour}$ suivant l'endroit [95Dyer].

3. Les accélérateurs de particules

a. Historique

Les rayonnements issus des sources radioactives étant limités, tant en intensité qu'en énergie, l'idée de sources artificielles est apparue assez tôt. Dès 1928, Wideroe réalisa le premier accélérateur linéaire d'ions lourds. En 1930, Van de Graaff construisit le premier accélérateur électrostatique qui rapidement porta son nom. En 1932, Cockcroft et Walton, encouragés par Rutherford construisirent un petit accélérateur accélérant des protons sur une cible de lithium. Le 14 avril 1932 lorsque la tension arriva à 400 kV , l'écran placé près de la cible se mit à scintiller (à cause du rayonnement qu'émettait le faisceau). A la même époque, à Berkeley en Californie, Ernest Lawrence réussit à accélérer des protons à 13 keV avec un accélérateur circulaire qui tenait dans sa main, le cyclotron était né. Le principe étant acquis, il construisit un cyclotron plus grand (28 cm de diamètre) et publia en avril 1932 le résultat d'un essai au cours duquel il avait accéléré des ions à $1,2 \text{ MeV}$. Il réalisa des cyclotrons de plus en plus grands allant de 68 cm (1933) à plus de $4,50 \text{ m}$ (1938) ce dernier permettant d'accélérer des particules à plus de 100 MeV .

Pendant la guerre Mc Millan et V. Veksler inventèrent un "cyclotron relativiste" appelé synchrocyclotron. Celui-ci fut réalisé en 1946. En parallèle, Oliphant inventa un autre concept : celui du synchrotron où le champ magnétique n'a plus besoin d'être appliqué à toute la surface du cercle mais seulement à la couronne ce qui permet d'envisager la construction de machines beaucoup plus puissantes. En 1948, Lawrence obtint le financement d'un synchrotron à protons de 6 GeV pour Berkeley.

Pendant qu'aux Etats-Unis la course à la puissance fait rage entre l'Ouest à Berkeley et l'Est à Brookhaven qui se dote en 1948 d'un synchrotron à protons de 3 GeV , l'Europe commence à s'organiser avec la création du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN) en 1954. Dans la nuit du 24 au 25 novembre 1959, le synchrotron à protons (PS) est mis en

marche et atteint une énergie de 24 GeV. Huit mois plus tard, durant l'été 1960, le synchrotron à protons de Brookhaven atteint une énergie de 33 GeV. En 1967, le Fermilab près de Chicago est créé. Son synchrotron à protons fournira un faisceau de 200 GeV en 1972 puis de 400 GeV en 1974. Le CERN réplique en 1976 avec le super-synchrotron à protons (SPS) de 450 GeV.

La course au gigantisme se poursuit encore aujourd'hui bien que celle-ci soit désormais plus spécifique avec, par exemple, le LHC (Large Hadron Collider) qui est un collisionneur proton/proton. Grâce à ces améliorations de nombreux progrès dans le domaine de la physique des particules ont été réalisés.

b. Les effets sur l'électronique

Les énergies et les intensités atteintes par les grands accélérateurs de la physique fondamentale sont telles que ces machines produisent toutes sortes de radiations susceptibles d'endommager les composants électroniques et les matériaux environnants.

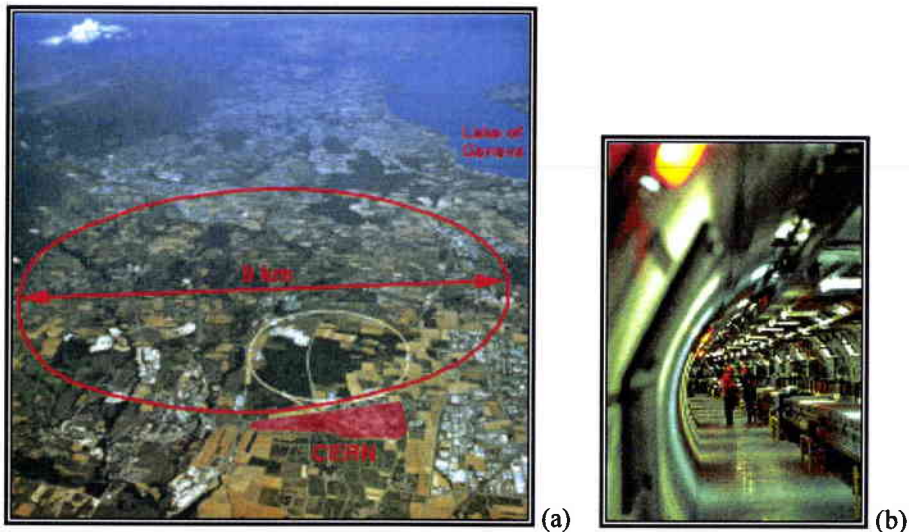


Figure 12 : Diamètre (a) et tunnel (b) du LEP.

Dans le cas du LEP (Large Electron Positron collider) (Figure 12) des électrons et des positrons tournent en sens opposé dans un tunnel de 27 kilomètres de circonférence jusqu'à atteindre une énergie de 95 GeV. Il y a émission d'un intense rayonnement synchrotron d'une énergie critique de 600 keV, c'est ce rayonnement qui est responsable de la plus grande partie de la dose absorbée par les composants.

Les matériaux tels que les bobines des aimants, les câbles, subissent des dégradations. De plus, bien que protégée, l'électronique de contrôle et de maintenance subira une dose moyenne de 140 krad pour une énergie de 86 à 96 GeV pendant une période de 3 ans [99Boudenot].

Suivant le type et la puissance de l'accélérateur, les contraintes liées à la dose seront plus ou moins importantes. Ces environnements sévères sont à l'origine de nombreux travaux pour la conception et la réalisation des composants électroniques destinés à de telles doses.

c. Les accélérateurs dédiés au médical

Depuis 50 ans, l'évolution technologique contribue à l'amélioration des résultats de la radiothérapie, en permettant notamment de déposer une dose plus importante dans la tumeur que dans les tissus sains l'entourant.

A l'heure actuelle, 65% des tumeurs cancéreuses sont traitées par radiothérapie.

La radiothérapie classique utilise des photons X ou des électrons énergétiques qui créent une ionisation de la matière. Cette ionisation décroît de façon exponentielle avec la profondeur de pénétration, ce qui signifie que la dose reçue par la peau est toujours plus grande que celle déposée dans la tumeur. De plus, les tissus sains situés au-delà sont aussi irradiés.

La protonthérapie utilise un faisceau de protons énergétiques. Le dépôt d'énergie par ionisation en fonction de la profondeur se situe essentiellement en fin de parcours, à l'intérieur d'une zone étroite appelée "pic de Bragg". Cette caractéristique permet de cibler précisément la partie à irradier. La quantité d'énergie déposée par unité de longueur entre la peau et la tumeur ne représente que 22% de celle déposée dans la tumeur. Au delà du pic de Bragg, les tissus sains sont complètement préservés. La variation de l'énergie permet de jouer sur la distance à parcourir pour atteindre la tumeur.

De ce fait, la protonthérapie présente un avantage considérable sur la radiothérapie classique car elle offre la possibilité de traiter des tumeurs profondes ou situées dans des zones radiosensibles telles que les cancers de l'œil, du cerveau ou ceux situés près d'organes vitaux. Avec des protons de 200 MeV, des irradiations sont possibles jusqu'à 27 cm sous la peau, ouvrant ainsi la voie à une thérapie de grande précision pour les tumeurs profondes.

Par exemple, pour détruire la tumeur mélanique intra-oculaire, il faut délivrer une dose de 6 krad équivalent cobalt. Le pic de Bragg est trop étroit pour être utilisé pour le traitement. Après avoir fixé le parcours maximum du faisceau en absorbant une partie de l'énergie, le pic est élargi (ou "modulé"), en ajoutant côte à côte des pics d'énergies (donc de parcours) différents. On diminue puis augmente graduellement l'énergie, au cours de chaque séance, à l'aide d'hélices de plexiglas d'épaisseurs variables tournant dans le faisceau à 2000 tours/mn; ceci crée un "plateau" de dose homogène adapté au volume à traiter dont la collimation donne la forme axiale.

Ces diffuseurs et ces modulateurs utilisés pour adapter le faisceau à la pathologie du patient sont à l'origine des problèmes radiatifs rencontrés dans les centres de protonthérapie. En effet alors que le faisceau primaire de protons est relativement simple à arrêter, les diffuseurs et les modulateurs créent des particules secondaires, en particulier des neutrons, qui diffusent hors de l'axe et qui nécessitent des épaisseurs considérables de matériaux contenant une forte proportion d'hydrogène (eau, béton, polyéthylène, paraffine, etc.) pour garantir une bonne atténuation.

Par ailleurs les protons et les rayonnements secondaires ont aussi une forte capacité d'activation du matériel qui se trouve à proximité du faisceau.

Pour le matériel électronique, deux types de problème sont donc posés; la tenue à la dose ionisante d'une part, les événements singuliers induits par protons et neutrons d'autre part. A ce jour l'environnement radiatif rencontré par les dispositifs électroniques mis en place dans la salle de traitement n'est pas encore entièrement caractérisé. Mais on peut estimer que le matériel à proximité reçoit probablement plusieurs dizaines de kilorad par an. Cet ordre de grandeur est validé par le fait que la caméra CCD permettant l'observation du patient pendant le traitement présente une image qui se dégrade assez fortement après 1 ou 2 ans de fonctionnement.

En France, deux unités de traitement par protonthérapie ont démarré en 1990 : le Centre Antoine Lacassagne à Nice avec une machine de 65 MeV qui permet des traitements limités à 5 cm de profondeur et le Centre de Protonthérapie d'Orsay (CPO) qui a été lancé grâce au don du synchrocyclotron de 200 MeV de l'Institut de physique nucléaire d'Orsay. Dès la création du CPO, des collaborations se sont établies pour le développement d'instruments plus performants et d'un coût moindre.

Tandis que les soins par protonthérapie se démocratisent, la recherche est déjà passée à l'étape suivante : plus lourds que les protons, l'utilisation d'un faisceau d'ions carbone semble plus efficace pour tuer les cellules cancéreuses. Le faisceau subit moins de dispersion dans les tissus : la zone d'irradiation est donc encore mieux délimitée.

Afin de donner un aperçu de la demande en électronique tolérante aux irradiations pour les accélérateurs, le Tableau 4 présente le nombre d'accélérateurs par catégorie dans le monde.

Accélérateurs de haute énergie dédiés à la recherche	112
Accélérateurs industriels	plus de 1500
Implanteurs d'ions	environ 6000
Sources synchrotron	environ 60
Radiothérapie	plus de 4500
Recherche biomédicale	1000
Production de marqueurs radioactifs	200
Total	≈ 13372 dont 5700 pour les applications biomédicales

Tableau 4 : Nombre d'accélérateurs de particules dans le monde en 1998.

4. Les autres environnements

Un nombre croissant de secteurs industriels utilisent les traitements radiatifs.

a. L'irradiation alimentaire (fruits, légumes,...)

Le traitement par irradiation signifie l'exposition du produit à des rayonnements ionisants (c'est à dire des rayons gamma générés par une source cobalt-60, des faisceaux d'électrons ou des photons générés par des appareils à faisceau d'électrons) contrôlés afin que le produit soit exposé à une dose prédéterminée. L'objectif est de réduire la charge microbienne à un niveau donné. Une des méthodes est la surdestruction. Celle-ci est utilisée habituellement lorsque le produit peut supporter des doses de rayonnement supérieures à 2,5 Mrad sans effet néfaste. La propriété stérilisante des rayonnements ionisants consiste en la destruction des micro-organismes et permet une action retardatrice enzymatique du mûrissement des fruits, l'inhibition de la germination des graines, etc... Ceci aboutit à une meilleure conservation des aliments. L'utilisation du ^{60}Co permet d'obtenir un rayonnement d'énergie de l'ordre du MeV, ce qui garantit l'absence de réactions nucléaires dans les aliments. De même, les électrons accélérés, autre alternative, devront avoir une énergie inférieure à 10 MeV.

b. L'irradiation médicale (stérilisation d'instruments et d'équipements)

Les rayonnements ionisants ont aussi la propriété d'inhiber la reproduction cellulaire et de provoquer la mort des micro-organismes si la dose de rayonnement appliquée est suffisante. Cette propriété biocide des rayonnements est mise à profit pour la stérilisation de produits fréquemment utilisés en clinique et en chirurgie, où le niveau d'asepsie doit être très élevé (stérilisation des gants, seringues, gazes, sondes, pipettes, récipients, etc.). L'avantage majeur de cette technique réside dans le pouvoir pénétrant des rayonnements gamma, comme ceux qui sont émis par le cobalt-60, ou parfois le césium-137. On utilise généralement une dose de 2,5 Mrad pour stériliser les produits.

c. Stérilisation des insectes (agriculture)

Malgré l'utilisation prolongée d'insecticides puissants pendant des décennies, 20 % des récoltes mondiales sont encore détruites par des insectes. Par ailleurs de nombreux insectes, comme les mouches et les moustiques, transmettent des maladies. Les techniques de stérilisation des insectes permettent de maîtriser ces prédateurs sans avoir à utiliser des insecticides. La technique est très simple : on produit massivement les insectes dans des "usines " où ils sont stérilisés avec des doses de l'ordre de 10 krad. Ces insectes stériles sont relâchés dans la nature de façon programmée afin d'interrompre la chaîne de reproduction. La population des insectes diminue au point de pouvoir être éradiquée.

d. La polymérisation assistée par le rayonnement (industrie câblière)

Les polymères obtenus avec l'utilisation de rayonnements ionisants présentent des niveaux de perfection plus élevés. Les rayonnements ionisants permettent la création de radicaux

libres déclenchant non seulement la croissance linéaire des chaînes polymères mais également la formation de liens inter-caténares (réticulation), donnant des propriétés spécifiques aux polymères.

e. Restauration d'œuvres d'art

L'ionisation et la formation de radicaux libres suite à l'exposition à un rayonnement permet de les utiliser comme catalyseurs de polymérisation lorsqu'ils agissent sur des monomères à double liaison (comme les composants éthyléniques, vinyliques, etc.). D'autre part, les rayonnements ionisants à forte dose ont des effets biocides, d'où leur utilisation comme agents stérilisants. Lorsqu'une oeuvre d'art est fortement détériorée (une statue en bois, un parchemin, etc.), une stérilisation pour éradiquer les insectes xylophages, éliminer les champignons, etc. doit tout d'abord être effectuée. Puis, il est souvent nécessaire de la renforcer pour que l'environnement (humidité, composants chimiques polluants de l'atmosphère, etc.) cesse de la détériorer. Les rayons gamma sont utilisés pour réaliser cette double opération, la stérilisation et le renforcement. Après avoir nettoyé l'œuvre d'art, elle est imprégnée d'une solution monomère qui, sous l'effet des rayons γ , se transformera in situ en une substance polymère.

De nombreuses activités telles que la microélectronique avec l'implantation ionique, ou encore l'utilisation de traceur radioactif fournit de nombreux domaines d'utilisation. L'ensemble de ces activités conduit irrémédiablement à des contrôles stricts tant au niveau de la maintenance qu'au niveau de la gestion des déchets.

D. Conclusion

L'environnement lié aux activités du nucléaire ou aux accélérateurs de particules présente des débits et des doses très variés. La dose cumulée représente donc une contrainte majeure pour l'électronique. Les problèmes liés aux événements transitoires sont prépondérants au niveau du spatial mais la dose devient de plus en plus contraignante pour l'électronique embarquée.

Quel que soit le type d'environnement considéré, la sécurité et le contrôle des équipements se renforcent alors que l'intervention humaine a tendance à diminuer. Ce processus augmente donc le besoin en électronique. Cet asservissement électronique doit comporter de plus en plus de fonctions complexes intégrées tout en restant très fiable.

Parallèlement, avec la réduction des échelles au niveau de l'électronique, les effets des rayonnements se renforcent d'une manière générale (au niveau des événements transitoires et des courants de fuites notamment).

Après avoir recensé l'ensemble des environnements les plus hostiles à l'électronique, nous allons maintenant nous intéresser à la technologie utilisée pour cette étude.

Chapitre II

Définir la technologie étudiée

II. TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP

Les technologies MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) et bipolaire sont les deux grandes familles de l'électronique. Compte tenu de facteurs tels que la rapidité lors de la commutation, la faible consommation, etc..., la technologie unipolaire MOS est la plus utilisée que ce soit pour la logique ou l'électronique de puissance. Cette préférence a motivé le choix d'étudier les transistors MOS.

A. Historique du transistor

Le mois de décembre 1997 marquait le 50^{ème} anniversaire du transistor. Aucun autre développement technologique n'a, à lui seul, eu un effet aussi important sur la société depuis l'invention du moteur à vapeur lors de la Révolution Industrielle.

Utilisé en simple commutateur statique, le transistor a permis d'automatiser des milliards de tâches répétitives qui se retrouvent dans tous les aspects de l'activité économique. Par exemple, les communications ont été révolutionnées, transformant la planète en un "village global".

Dans pratiquement tous les domaines de l'activité humaine, le transistor est le catalyseur qui anime toujours une croissance extraordinaire de technologies et d'entreprises sur toute la planète.

1. Brattain, Bardeen et Shokley

L'âge de l'électronique des semi-conducteurs commença avec l'invention du transistor en 1948 [88MilG]. Cette ère tire ses origines de travaux antérieurs effectués entre 1920 et 1945. Durant cette période, l'étude des propriétés électromagnétiques des semi-conducteurs et des métaux fut principalement l'apanage des physiciens tels que Block, Schottky, Sommerfeld et bien d'autres.

Pendant la décennie 1930, Lillienfeld et Heil déposèrent chacun un brevet pour un amplificateur à semi-conducteurs, les précurseurs des transistors à jonctions et des transistors MOS (Metal Oxide Semiconductor). Mais les performances de ces dispositifs, qui ne répondaient à aucun besoin apparent, étaient faibles et leurs inventeurs ne pouvaient expliquer leur théorie.

L'élan pour le développement des dispositifs à semi-conducteurs ne vint qu'en 1945. Les tubes à vide présentaient de graves limites : ils consommaient de l'énergie même lorsqu'on ne les utilisait pas, leur filament brûlait et il fallait les remplacer. M.J. Kelly, alors directeur de la recherche et plus tard président des Bell Laboratories forma un groupe de recherche sur les semi-conducteurs constitué de physiciens, de chimistes et d'électriciens. L'un des plus importants objectifs était la mise au point d'un amplificateur à semi-conducteurs qui éliminerait les défauts du tube à vide.



Figure 13 : Premier transistor inventé au Bell Laboratories [81Sze].

Lors d'une expérience effectuée en décembre 1947 (Figure 13), deux sondes à fil d'or très rapprochées l'une de l'autre furent enfoncées dans la surface d'un cristal de germanium. On remarqua que la tension de sortie à la sonde "collecteur" par rapport à la "base" de germanium était plus grande que la tension d'entrée à la sonde "émetteur". Brattain et Bardeen, membres du groupe de recherche, reconnurent qu'ils recherchaient cet effet : l'amplificateur à semi-conducteurs de la forme transistor à pointes était né. Les performances des premiers transistors étaient très faibles. Leur gain et leur bande passante étaient très petits, ils étaient bruyants et leurs caractéristiques variaient fortement d'un transistor à l'autre. Shockley, le directeur du groupe, s'aperçut que les ennuis provenaient des pointes. Aussi proposa-t-il le transistor à jonctions et il développa presque immédiatement la théorie de son fonctionnement. Les nouveaux dispositifs dépendaient des porteurs de charge de deux polarités : ils étaient donc des dispositifs bipolaires. Les deux porteurs étaient les électrons bien connus et d'autres "particules étranges". Ces particules étranges, qu'on ne pouvait expliquer qu'à l'aide de la mécanique quantique, se comportaient comme si elles étaient des charges positives. On les appela des "trous" parce qu'elles représentaient des endroits du cristal où il manquait des électrons. La théorie de Shockley prédisait l'obtention de grandes densités de courant par l'application de petites tensions. La possibilité d'obtenir d'importants dispositifs pratiques sans filament de chauffage apparut immédiatement. Les propriétés électriques des transistors dépendaient du dosage des impuretés (de l'ordre d'un atome d'impureté par 100 millions d'atomes de germanium). On ne pouvait donc fabriquer des dispositifs fiables sans des cristaux exceptionnellement purs auxquels on ajouterait les impuretés désirées.

2. La phase de commercialisation

Teal (1950), des Bell Laboratories, tira des monocristaux de germanium ayant un nombre d'impuretés inférieur à $1 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$. On put donc fabriquer les premiers transistors à jonctions.

En 1951, 3 ans après l'invention de l'amplification dans un semi-conducteur, on produisait des transistors commercialement.

Peu après son entrée chez Texas Instruments en 1958, Kilby réalisa le concept d'un circuit monolithique c'est-à-dire un circuit entier au germanium ou au silicium. En utilisant une couche métallique et le semi-conducteur comme plaques et une couche d'oxyde comme diélectrique, Kilby forma des condensateurs. Pour démontrer la faisabilité du concept, il construisit un oscillateur et un multivibrateur en germanium et interconnecta les composants à l'aide de fils d'or fixés thermiquement. Lors de la divulgation du brevet, il indiqua qu'on pouvait connecter les composants en déposant une couche conductrice. Kilby présenta son circuit à semi-conducteurs (appelé plus tard Circuit Intégré "CI") à un congrès de l'IREE (Institute of Radio Engineers) en 1959. Vers la même époque, Noyce eut également l'idée d'un circuit monolithique comprenant plusieurs dispositifs sur un seul morceau de silicium de manière à interconnecter les dispositifs lors de la fabrication et donc de diminuer l'encombrement, le poids, etc..., et le coût par élément actif. Il indiqua comment fabriquer les résistances et les condensateurs, comment utiliser les jonctions pn pour isoler les dispositifs l'un de l'autre et comment interconnecter les composants du circuit en évaporant du métal dans les fenêtres d'une couche d'oxyde.

Les vraies opérations clés de la fabrication des CI étaient la fabrication du transistor planar et le traitement par lots. Dans le procédé planar de fabrication des transistors, les régions base et émetteur étaient diffusées dans le collecteur. Les premiers transistors diffusés furent mis au point par Hoerni chez Fairchild (1958). La passivation des jonctions par une couche superficielle d'oxyde était une étape importante pour réussir la fabrication. Les techniques de fabrication utilisées étaient la lithographie et le procédé de diffusion mis au point antérieurement par Noyce et Moore. Le traitement par lots permit, une fois les CI bien connus, de fabriquer de nombreuses "puces" à l'aide d'une seule tranche de silicium.

Actuellement, outre les circuits particuliers, on peut fabriquer des sous-systèmes et même des systèmes complets comprenant des milliers de composants sur une puce de silicium. Le terme "microélectronique" se rapporte à la conception et la fabrication de CI à haute densité de composants. Moore remarqua en 1964 que le nombre de composants sur une puce avait doublé chaque année depuis 1959, année de l'invention du transistor planar. Il prédit à juste titre que cette tendance se maintiendrait. La surface d'une grande puce de CI est seulement d'environ $3 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ et son épaisseur de 0,3 mm. En 1984, de telles puces pouvaient contenir jusqu'à 400 000 composants soit environ 30 000 composants / mm^2 . Le tableau de dates ci-dessous donne une idée de l'augmentation du nombre de composants par puce.

- 1951 : transistors discrets
- 1960 : intégration à petite échelle, inférieur à 100 composants
- 1966 : intégration à moyenne échelle, de 100 à 1000 composants
- 1969 : intégration à grande échelle, de 1000 à 10 000 composants
- 1975 : intégration à très grande échelle, plus de 10 000 composants

En 1984, la plupart des puces à intégration à très grande échelle comportaient au moins 100 000 composants. Aujourd'hui, un circuit intégré est un morceau de plaque de silicium de 10 à 300 mm² pouvant comporter plusieurs centaines de millions de composants [95Gaillard].

3. Le transistor à effet de champ

L'étude de l'effet d'un champ électrique sur la conductivité des semi-conducteurs constituait une part importante du travail menant à l'invention du transistor bipolaire. Shockley proposa le transistor à effet de champ à jonction ou JFET (Jonction Field-Effect Transistor) en 1951, mais les premiers essais de fabrication échouèrent parce qu'on ne pouvait obtenir une surface stable. Le procédé planar et la passivation au dioxyde de silicium (SiO₂) éliminèrent cette difficulté. Le premier JFET fut fabriqué en France par Tszner en 1958. Au niveau de son fonctionnement, l'électrode de commande est constituée par une jonction pn latérale polarisée en inverse. La variation de la section conductrice du barreau est obtenue par modulation de la largeur de la zone de déplétion de la jonction résultant de la variation de la tension de polarisation.

Les techniques utilisées pour rendre les JFET fiables conduisirent à un dispositif encore plus important, le transistor à grille isolée IGFET (Insulated Gate Field Effect Transistor) ou MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor). La structure consiste en une électrode métallique (la grille) placée sur le SiO₂ entre deux électrodes (source et drain) du semi-conducteur. On commande le courant dans le "canal" entre la source et le drain en appliquant une tension appropriée entre la grille et le semi-conducteur. Cette tension fait varier la densité de porteurs et module donc la conductance du canal. Atalla et Kahng (1960) des Bell Laboratories présentèrent le premier transistor MOS. Deux ans plus tard, Hofstein et Heiman de RCA déposèrent un brevet pour leurs travaux sur la fabrication intégrée des transistors MOS. Des progrès subséquents dans le traitement et la conception des transistors MOS ainsi que la croissance de l'industrie des ordinateurs font des transistors MOS les plus utilisés des transistors du fait notamment de leur rapidité et de leur faible consommation.

4. La recherche aujourd'hui

Les orientations majeures de ces dernières années visent principalement une plus forte intégration avec, entre autres, la diminution de la longueur de grille des MOSFETs. La diminution de l'épaisseur de l'oxyde permet aussi plus d'intégration (au niveau des couches du circuit intégré) mais surtout permet d'obtenir une capacité de l'oxyde plus importante (5)

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} S}{t_{ox}} \quad (5)$$

t_{ox} = épaisseur de l'oxyde de grille,

S = surface de l'oxyde de grille,

ϵ_{ox} = constante diélectrique de l'oxyde.

Cette augmentation de la capacité vise évidemment à diminuer la polarisation de grille ($Q = CV$).

Dans cette optique, le CEA / LETI a réalisé en 1999 une première mondiale en concevant un transistor MOS d'une épaisseur d'oxyde de 20 nm [99Therme]. Cette performance constitue une étape importante dans l'exploration des limites de la technologie MOS et place le LETI en tête de la course mondiale à la miniaturisation : la dimension minimale des transistors actuellement disponibles sur le marché est de 180 nm et les derniers résultats publiés font état de dimensions de l'ordre de 40 nm. Les principales limites de la miniaturisation résident dans l'augmentation du courant de grille rendant son utilisation difficile et aux limites de la lithographie..

D'autres recherches sont effectuées aussi afin d'améliorer les propriétés de l'isolant [99Barbottin]. Une constante diélectrique plus importante permet d'augmenter aussi la capacité de l'isolant entre la grille et le semi-conducteur mais d'autres éléments doivent être pris en compte notamment la hauteur du gap (Tableau 5).

Isolants	SiO ₂	Si ₃ N ₄	Al ₂ O ₃	TiO ₂	Ta ₂ O ₅	Nb ₂ O ₅
Gap (eV)	8,9	5,1	8-9,5	3	4,2	3,5
Constante diélectrique	3,9	6-7,5	8	20-50	19-22	11

Tableau 5 : Propriétés des isolants.

B. Fonctionnement et théorie du nMOSFET

La réduction des dimensions géométriques des MOSFETs a conduit à des comportements électroniques différents. On a vu précédemment que la diminution de l'épaisseur de l'oxyde de grille connaissait ses limites avec l'augmentation du courant de fuite (I_{gs}). De même, de part la réduction de la longueur de grille du canal, de nouveaux effets apparaissent tels que la saturation de la vitesse des porteurs [82Leburton], ou encore l'effet "snapback" [93Doyle].

Pourtant un raisonnement simplifié basé sur le transistor à canal long fournit des résultats satisfaisants pour les transistors testés lors de ce travail et permet de relier les caractéristiques électriques obtenues expérimentalement à la théorie.

1. Fonctionnement

La Figure 14 présente la structure schématique d'un transistor MOS latéral [98Mathieu]. Elle est constituée essentiellement d'un substrat, de type p pour un nMOSFET, dans lequel deux diffusions n^+ constituent les électrodes de source et de drain. Une capacité MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) est réalisée sur le substrat entre la source et le drain.

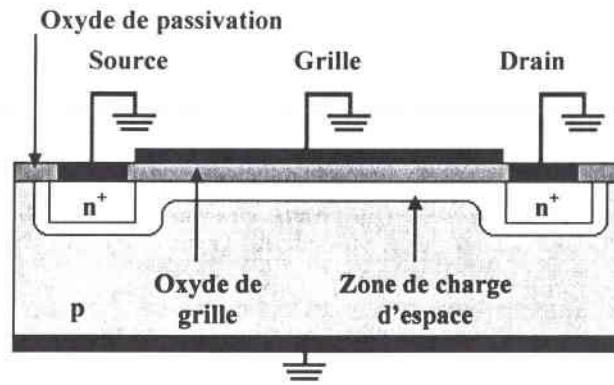


Figure 14 : Structure d'un transistor nMOS latéral.

En l'absence de toute polarisation l'état électrique de la structure est conditionné par l'état de la capacité MOS. Si celle-ci est en régime d'accumulation, de flat-band, ou de déplétion, le transistor est dit à enrichissement, si il est en régime d'inversion pour une polarisation nulle, le transistor est à appauvrissement.

Pour un transistor à enrichissement, une tension nulle appliquée sur la grille conduit à deux jonctions pn tête-bêche, c'est-à-dire isolante. Le seul courant qui peut alors résulter d'une polarisation drain-source, est donc le courant inverse de l'une ou de l'autre des jonctions. Mais ce courant est faible et négligeable. Au contraire, si la capacité MOS grille-substrat est en régime d'inversion, un canal n à l'interface Si/SiO₂ relie la source et le drain. Il en résulte qu'une polarisation drain-source donne naissance à un courant. Pour une tension drain-source donnée, ce courant est d'autant plus important que le canal est plus conducteur, c'est-à-dire que le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension drain-source mais aussi par la tension de polarisation de la grille.

La Figure 15 présente le principe détaillé du fonctionnement d'un transistor à canal n suivant la polarisation drain-source.

En l'absence de toute polarisation, la capacité MOS est en régime de déplétion, le transistor est normalement bloqué (Figure 15 - a).

Dans la Figure 15 (b), le transistor est polarisé dans l'état conducteur par une tension grille-source V_{gs} positive, supérieure à la tension de seuil V_{th} de la capacité MOS. Une couche d'inversion de type n crée un canal conducteur qui relie la source au drain. Le drain est polarisé positivement par rapport à la source par une tension V_{ds} et un courant de drain I_{ds} circule dans le canal.

En raison de la polarisation du drain, la capacité MOS est moins polarisée côté drain que côté source, et par suite la couche d'inversion est plus importante côté source que côté drain. D'autre part, cette couche d'inversion qui varie tout le long du canal, évolue avec la tension drain-source. Il en résulte que la conductance du canal varie avec la tension drain-source, ce qui entraîne une variation non linéaire du courant de drain. Pour une certaine valeur de V_{ds} , la

capacité MOS n'est plus en inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. La tension drain-source correspondante est appelée tension de saturation V_{dsat} et le courant correspondant est appelé courant de saturation I_{dsat} .

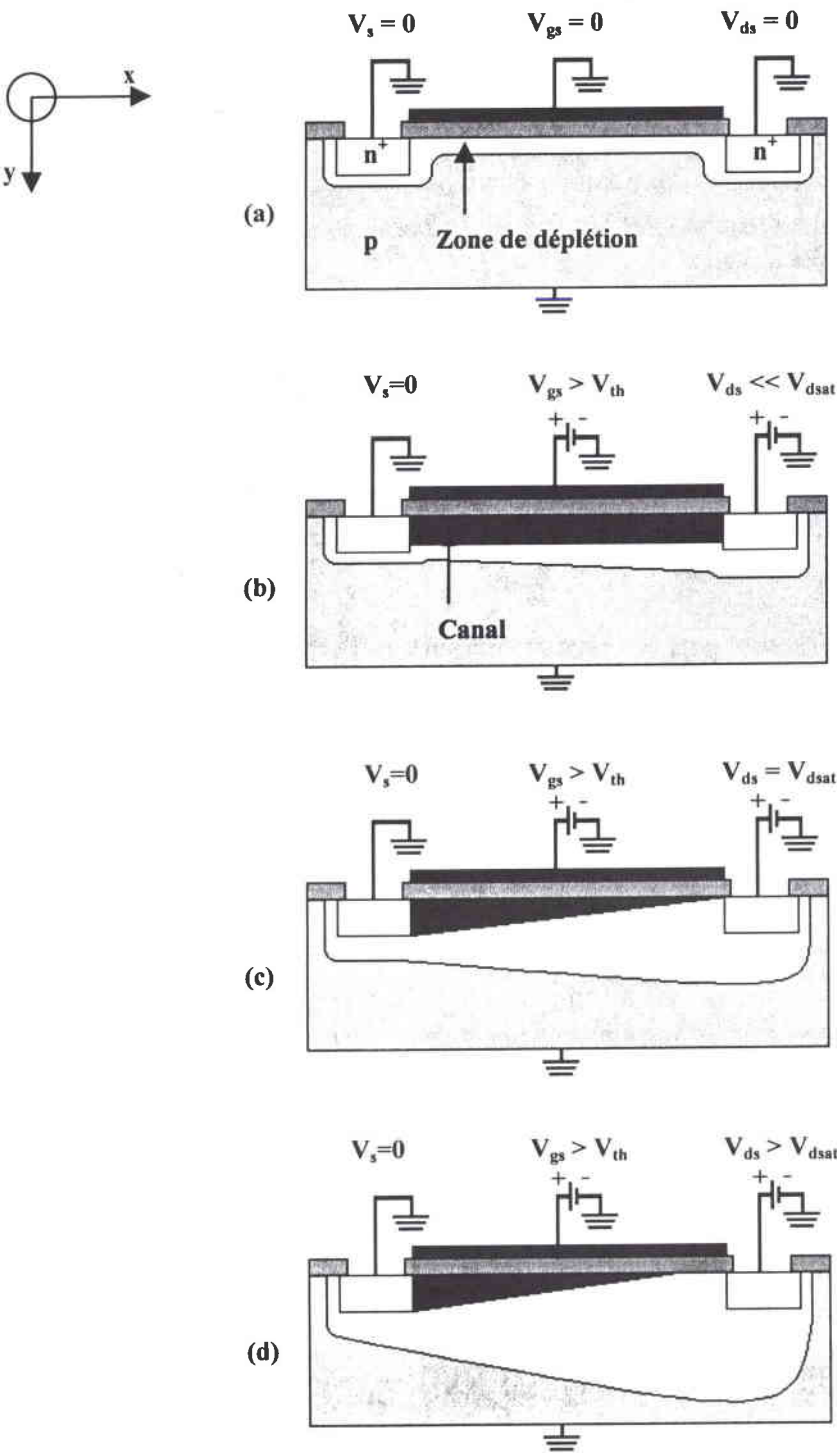


Figure 15 : Principe de fonctionnement d'un transistor MOSFET.

Trois régimes de conduction sont liés à V_{dsat} :

- $V_{ds} \ll V_{dsat}$: La tension de drain est faible, la variation de conductance du canal est négligeable et le courant de drain varie proportionnellement à la tension drain-source. Le transistor fonctionne en régime linéaire (Figure 15 - b).
- $V_{ds} < V_{dsat}$: Lorsque la tension drain-source augmente, la variation de la tension de polarisation de la capacité MOS le long du canal devient importante, la densité d'électrons dans la couche d'inversion diminue, la conductance du canal diminue. Le courant de drain présente alors une variation sous-linéaire avec la tension drain-source et amorce une saturation (Figure 15 - c).
- $V_{ds} > V_{dsat}$: Quand la tension drain-source augmente au-delà de la tension de saturation, la région voisine du drain n'est plus en inversion, le point de pincement se déplace vers la source (Figure 15 - d). L'excédent de tension au-delà de V_{dsat} se retrouve aux bornes de la zone de déplétion dont la résistance est beaucoup plus importante que celle du canal. La tension aux bornes du canal conducteur reste constante et égale à V_{dsat} .

Lorsque la tension drain-source augmente, le régime de pincement est atteint d'autant plus rapidement que la capacité MOS est proche du régime d'inversion, c'est-à-dire que la tension grille-source est voisine de la tension de seuil V_{th} .

2. Equation générale

Le transistor MOS présente une conduction unipolaire [81Sze]. La densité de courant s'écrit en un point (x, y, z) du canal comme étant la somme des courants de diffusion et de conduction :

$$\vec{J}_n(x, y) = q\mu_n(x, y)n(x, y)\vec{E} + qD_n\vec{\nabla}n(x, y) \quad (6)$$

μ_n = mobilité des électrons,
 n = densité de porteurs par unité de volume,
 D_n = constante de diffusion,
 $q = 1,6 \times 10^{-19} C$.

a. En régime de conduction normale ($V_{gs} > V_{th}$)

Dans ce régime, le terme de diffusion est négligeable. Sachant que $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$:

$$J_{ny} = -q\mu_n(x, y)\frac{dV}{dy}n(x, y) \quad (7)$$

L'expression du courant de drain s'écrit alors :

$$I_{ds} = -\int_0^w \int_0^{x_c(y)} J_{ny} dx dz = -w \int_0^{x_c(y)} J_{ny} dx = \left(w \frac{dV}{dy} \right) \left(q \int_0^{x_c(y)} \mu_n(x, y) n(x, y) dx \right) \quad (8)$$

w = largeur du canal,
 $x_c(y)$ = profondeur du canal en un point y .

De plus, la mobilité effective est égale à :

$$\bar{\mu}_n = \frac{\int_0^{x_c(y)} \mu_n(x, y) n(x, y) dx}{\int_0^{x_c(y)} n(x, y) dx} \quad (9)$$

et

$$Q_n(y) = -q \int_0^{x_c(y)} n(x, y) dx \quad (10)$$

On obtient l'expression du courant drain-source :

$$I_{ds} = -w \bar{\mu}_n Q_n(y) \frac{dV}{dy} \quad (11)$$

En intégrant sur la longueur du canal L, on trouve :

$$I_{ds} = -\frac{w}{L} \bar{\mu}_n \int_0^{V_{ds}} Q_n(y) dV \quad (12)$$

V_{ds} est la tension drain-source.

Une analyse simplifiée peut être obtenue en écrivant que l'accroissement de la charge sur la grille est compensé par un accroissement de la charge d'inversion :

$$Q_g(V_{gs} > V_{th}) - Q_g(V_{gs} = V_{th}) = -Q_n(y) \quad (13)$$

V_{th} est le tension de seuil.

$$Q_n(y) = -C_{ox}(V_{gs} - V - V_{th}) \quad (14)$$

C_{ox} est la capacité de l'oxyde normée à la surface.

D'où

$$I_{ds} = \bar{\mu}_n C_{ox} \frac{w}{L} \left\{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} - \frac{V_{ds}^2}{2} \right\} \quad (15)$$

En régime de saturation :

$$V_{ds} = V_{dsat} = V_{gs} - V_{th} \quad (16)$$

$$I_{dsat} = \frac{1}{2} \bar{\mu}_n C_{ox} \frac{w}{L} (V_{gs} - V_{th})^2 \quad (17)$$

Lorsque le transistor fonctionne en régime linéaire $V_{ds} \ll V_{gs} - V_{th}$, l'équation s'écrit :

$$I_{ds} = \bar{\mu}_n C_{ox} \frac{w}{L} \{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} \} \quad (18)$$

Remarque :

La mobilité de surface n'est pas indépendante de la polarisation de grille du transistor :

$$\mu = \frac{\mu_0}{1 + \theta(V_{gs} - V_{th}) + E / \varepsilon_c} \quad (19)$$

μ_0 = mobilité en surface au seuil de conduction,
 θ et ε_c sont deux paramètres empiriques mesurés.

Le terme $\theta(V_{gs} - V_{th})$ traduit la variation de mobilité associée à l'effet du champ transversal. Le terme E/ε_c traduit quant à lui la diminution de la mobilité correspondant à la saturation de la vitesse de dérive des porteurs à fort champ longitudinal [82Leburton]. Ce terme représente l'une des contraintes liées à la réduction de la longueur de grille.

b. En régime sous le seuil

Si $V_{gs} < V_{th}$, on observe expérimentalement qu'il existe un courant de drain non nul. On se trouve dans un régime de conduction "sous le seuil".

Le terme de diffusion de l'équation (6) est alors prépondérant :

$$I_{ds} = -qSD_n \frac{dn(y)}{dy} = qSD_n \frac{n(y=0) - n(y=L)}{L} \quad (20)$$

S est la surface conductrice du canal,
 $n(y=0)$ est la densité d'électrons au voisinage de la source,
 $n(y=L)$ est la densité d'électrons au voisinage du drain.

Nous allons développer ces équations afin de déterminer un paramètre important correspondant à la pente sous le seuil : le Swing. Ce paramètre permet en effet de connaître l'évolution de la quantité de charges piégées dans l'oxyde de grille et à l'interface SiO_2/Si .

On représente le profil des potentiels d'une structure MOS simplifiée par la figure suivante :

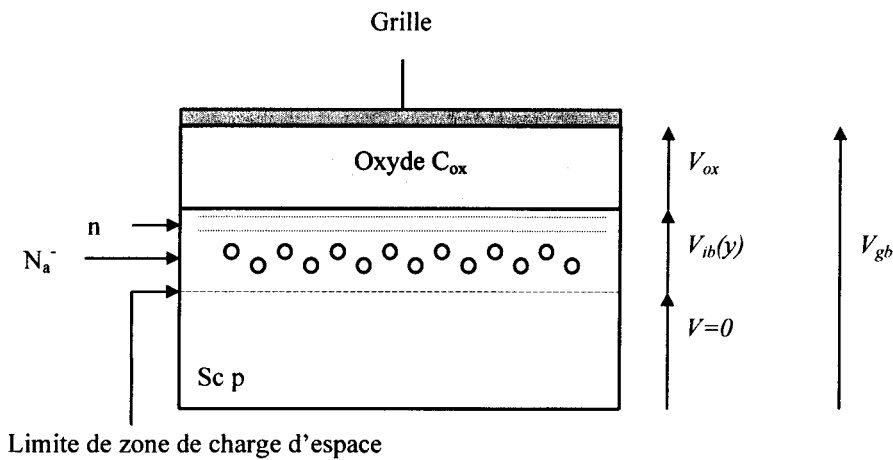


Figure 16 : Profil des potentiels d'une structure MOS en régime d'inversion.

V_{ib} est le potentiel de surface référencé par rapport au substrat.

On a :

$$n(y=0) = n_{po} \exp \frac{qV_{is}}{kT} \quad (21)$$

$$n(y=L) = n_{po} \exp \left(\frac{q}{kT} (V_{is} - V_{ds}) \right) \quad (22)$$

V_{is} = potentiel de surface référencé par rapport à la source,

V_{ds} = potentiel de drain-source,

n_{po} = densité de porteur dans le substrat.

$$n_{po} = \frac{n_i^2}{N_A - N_D} = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (23)$$

n_i = densité de porteurs intrinsèques,

N_A = densité d'accepteurs.

De part la dépendance exponentielle de $n(y)$ avec V_{is} , on admet que l'épaisseur effective e du canal correspond à la distance pour laquelle V_{is} varie de (kT/q) , [81Sze, 79Fichtner].

$$E_{Si}(x=0) = -\frac{\Delta V}{\Delta x} = \frac{kT/q}{e} \quad (24)$$

Dans le cas d'une hypothèse de déplétion :

$$E(x) = \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} (W - x) \quad (25)$$

$$V(x) = \frac{qN_A}{2\epsilon_{Si}} (W - x)^2 \quad (26)$$

W est la zone de charge d'espace.

Soit :

$$E_{Si}(x=0) = \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} W \quad (27)$$

$$E_{Si}(x=0) = \frac{qN_A}{\epsilon_{Si}} \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si}}{qN_A} V_{ib}} = \sqrt{\frac{2qN_A}{\epsilon_{Si}} V_{ib}} \quad (28)$$

V_{ib} = potentiel de surface référencé par rapport au substrat (cf. Figure 16).

Compte tenu de l'équation (24) :

$$e = \frac{kT}{q} \left(\frac{2qN_A}{\epsilon_{Si}} V_{ib} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (29)$$

Donc l'aire (S) du canal vaut :

$$S = w \times e = w \frac{kT}{q} \left(\frac{2qN_A}{\epsilon_{Si}} V_{ib} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (30)$$

et, d'après la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (31)$$

La relation (20) devient donc :

$$I_{ds} = q \frac{w}{L} \frac{kT}{q} \left(\frac{2qN_A}{\epsilon_{Si}} V_{ib} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{kT}{q} \mu_n \frac{n_i^2}{N_A} \left\{ \exp \frac{qV_{is}}{kT} - \exp \frac{q(V_{is} - V_{ds})}{kT} \right\} \quad (32)$$

D'où :

$$I_{ds} = \mu_n \frac{w}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \left(\frac{2qN_A}{q^2 \epsilon_{Si}} V_{ib} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{n_i^2}{N_A} \left\{ \exp \frac{qV_{is}}{kT} \left(1 - \exp - \frac{qV_{ds}}{kT} \right) \right\} \quad (33)$$

Dans le cas où $V_{ds} \geq 3kT/q$, I_{ds} ne dépend plus que de V_{is} et de V_{ib} . En pratique, il ne faut pas que V_{ds} soit important pour éviter le régime de conduction le long du canal.

$$I_{ds} = \mu_n \frac{w}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \left(\frac{2qN_A}{q^2 \epsilon_{Si}} V_{ib} \right)^{-\frac{1}{2}} \frac{n_i^2}{N_A} \left\{ \exp \frac{qV_{is}}{kT} \right\} \quad (34)$$

La capacité dynamique d'une structure MOS correspond à la variation de la charge stockée sur la grille Q_m ou dans le semi-conducteur Q_{sc} à la suite de la variation de la tension appliquée à la grille.

$$C = \frac{dQ_m}{dV_{gb}} = - \frac{dQ_{sc}}{dV_{gb}} \quad (35)$$

D'après la Figure 16 :

$$V_{gb} = V_{ib} + V_{ox} \quad (36)$$

$$C = \frac{dQ_{sc}}{-\frac{dQ_{sc}}{C_{ox}} + dV_{ib}} = \frac{1}{C_{ox} - \frac{1}{\left(\frac{dQ_{sc}}{dV_{ib}} \right)}} = \frac{1}{\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}}} \quad (37)$$

Pour un régime de déplétion :

$$C_{sc} = C_d = - \frac{dQ_d}{dV_{ib}} \quad (38)$$

Or

$$Q_d = -qN_A W \quad (39)$$

Et d'après l'équation (26),

$$Q_d = -qN_A \sqrt{\frac{2\epsilon_{Si} V_{ib}}{qN_A}} = -\sqrt{2\epsilon_{Si} qN_A V_{ib}} \quad (40)$$

Soit :

$$C_d = \sqrt{\frac{qN_A \epsilon_{Si}}{2V_{ib}}} \quad (41)$$

D'où :

$$I_{ds} = \mu_n C_{ox} \frac{w}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{C_d}{C_{ox}} \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 \left\{ \exp\left(\frac{qV_{is}}{kT} \right) \right\} \quad (42)$$

Or

$$V_{is} = V_{ib} + V_{bs} \quad (43)$$

V_{bs} = potentiel substrat-source.

$$V_{gb} = V_{gs} + V_{sb} \text{ et } V_{gb}^{réel} = V_{gb} + V_{FB} \quad (44)$$

V_{gb} = potentiel de la grille référencée par rapport au substrat pour une structure idéale,

$V_{gb}^{réel}$ = potentiel de la grille référencé par rapport au substrat pour une structure réelle,

V_{FB} = potentiel de Flat Band.

Compte tenu de la relation (40), on a en régime de déplétion :

$$Q_{sc} = Q_d = -\sqrt{2\epsilon_{Si} qN_A V_{ib}} \quad (45)$$

Or, d'après la relation (36), on a :

$$Q_{sc} = -C_{ox} (V_{gb} - V_{ib}) \quad (46)$$

$$V_{gb} = -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + V_{ib} = \frac{\sqrt{2\epsilon_{Si} qN_A}}{C_{ox}} \sqrt{V_{ib}} + V_{ib} \quad (47)$$

$$V_{gb}^{réel} = V_{ib} + \frac{\sqrt{2\epsilon_{Si} qN_A}}{C_{ox}} \sqrt{V_{ib}} + V_{FB} \quad (48)$$

On calcule le discriminant de cette équation :

$$\Delta = \frac{2\epsilon_{Si} qN_A}{C_{ox}^2} - 4(V_{FB} - V_{gb}^{réel}) \quad (49)$$

$$\sqrt{V_{ib}} = \frac{-\frac{\sqrt{2\varepsilon_{Si}qN_A}}{C_{ox}} \pm \sqrt{\frac{2\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2} - 4(V_{FB} - V_{gb}^{réel})}}{2} \quad (50)$$

La solution physique retenue est :

$$V_{ib} = V_{gb}^{réel} - V_{FB} - \frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2} \left\{ \sqrt{1 - \frac{2(V_{FB} - V_{gb}^{réel})}{\frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2}}} - 1 \right\} \quad (51)$$

$$V_{ib} = V_{is} + V_{sb} \text{ or } V_{gb}^{réel} = V_{gs} - V_{sb} \quad (52)$$

$$V_{is} = V_{gs} - V_{FB} - \frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2(V_{gs} + V_{sb} - V_{FB})}{\frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2}}} - 1 \right\} \quad (53)$$

D'après la relation (42) :

$$I_{ds} = \mu_n C_{ox} \frac{w}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{C_d}{C_{ox}} \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 \exp \left(\frac{q}{kT} \left[V_{gs} - V_{FB} - \frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2} \left\{ \sqrt{1 + \frac{2(V_{gs} + V_{sb} - V_{FB})}{\frac{\varepsilon_{Si}qN_A}{C_{ox}^2}}} - 1 \right\} \right] \right) \quad (54)$$

Où l'on pose :

$$I_{ds_0} = \mu_n C_{ox} \frac{w}{L} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \frac{C_d}{C_{ox}} \left(\frac{n_i}{N_A} \right)^2 \quad (55)$$

$$\text{Log}_{10} x = \frac{\ln x}{\ln 10} \quad (56)$$

$$\text{Log}_{10} I_{ds} = \frac{1}{\ln 10} \left\{ (\ln I_{ds_0}) + \left(\frac{q}{kT} V_{is} \right) \right\} \quad (57)$$

En dérivant par rapport à V_{gs} , on obtient :

$$\frac{d(\text{Log}_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} = \frac{1}{\ln 10} \frac{q}{kT} \left(1 - \left(1 + \frac{2(V_{gs} + V_{sb} - V_{FB})}{\frac{qN_A \varepsilon_{Si}}{C_{ox}^2}} \right)^{-1/2} \right) \quad (58)$$

D'après les relations (36), (41) et (47) :

$$V_{gb}^{réel} - V_{FB} = V_{th} \left(1 + 2 \frac{C_d}{C_{ox}} \right) \quad (59)$$

Soit :

$$\frac{d(\text{Log}_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} = \frac{1}{2,3} \frac{q}{kT} \left(1 - \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{C_{ox}^2}{C_d^2} \left(1 + 2 \frac{C_d}{C_{ox}} \right)}} \right) \right) \quad (60)$$

$$\frac{d(\text{Log}_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} = \frac{1}{2,3} \frac{q}{kT} \left(1 - \frac{C_d}{C_d + C_{ox}} \right) \quad (61)$$

$$\frac{d(\text{Log}_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} = \frac{1}{2,3} \frac{q}{kT} \left(\frac{C_{ox}}{C_d + C_{ox}} \right) \quad (62)$$

On note SW, le "swing" en mV / décade de courant :

$$SW = \left(\frac{d(\text{Log}_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} \right)^{-1} = 2,3 \frac{kT}{q} \left(1 + \frac{C_d}{C_{ox}} \right) \quad (63)$$

C. Le VDMOSFET

Cette structure a été conçue afin de pouvoir appliquer la technologie MOS à l'électronique de puissance. Il s'avère que les progrès réalisés dans ce domaine sont appliqués aussi pour des technologies basse-tension car cette structure augmente la fiabilité du composant. Ce design est donc maintenant très utilisé et est représentatif de l'ensemble des transistors MOS discrets présents dans le commerce.

1. L'origine de la structure

a. Le VVMOSFET

Dans cette structure, le substrat du composant est utilisé comme contact de drain. Le courant circule verticalement du drain vers la source, d'où le nom générique de transistor MOS vertical.

Sur un substrat épitaxié, de type n par exemple, sont réalisées deux diffusions successives : la première est une couche p pour former le body (nom donné à cette région du transistor vertical où se forme le canal), la seconde est une couche n⁺ correspondant à la source. Le contact face arrière est celui du drain. Les étapes principales suivantes sont : une gravure en V puis, le dépôt d'oxyde et enfin le dépôt des métallisations. La longueur du canal est définie par

la différence des profondeurs des deux diffusions successives. La présence de la couche épitaxiale n^- très faiblement dopée favorise la tenue en tension du transistor (suivant le même principe que les transistors LDD (Lightly Doped Drain)). Une représentation simplifiée de la structure VVMOSFET est donnée sur la Figure 17.

L'inconvénient principal de cette structure est que le flux d'électrons est très localisé au niveau de la pointe du V ce qui limite le courant du transistor. De plus, la pointe du V peut être à l'origine d'un fort champ électrique lorsque le composant est soumis à de très fortes tensions. Afin de supprimer cet inconvénient, une variante a été trouvée en donnant cette fois une forme en U. Malgré tout, les structures verticales avec gravures en V ou U ont été abandonnées pour des raisons techniques et de coût excessif des opérations de gravure.

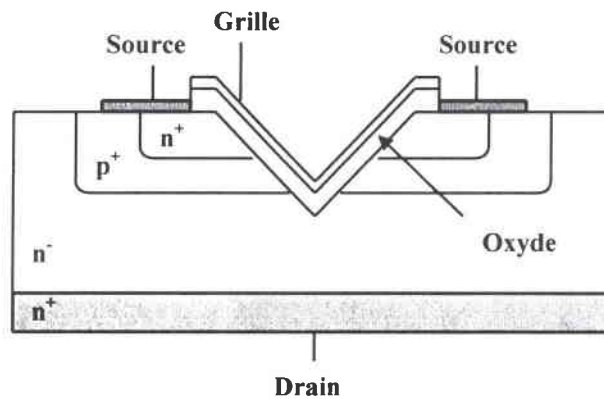


Figure 17 : Coupe verticale schématique d'une structure nVVMOSFET.

b. Le LDMOSFET

La structure LDMOSFET (Lateral Double-Diffused MOSFET) est basée sur deux diffusions comme pour la structure VVMOSFET. Pour cette dernière, le canal est formé par le contrôle de la profondeur de la diffusion, tandis que pour le cas du transistor LDMOS une diffusion verticale est associée à une diffusion latérale. Le canal est formé, cette fois, par la différence de longueur de diffusion latérale entre le canal et la source. La Figure 18 montre la section d'une cellule.

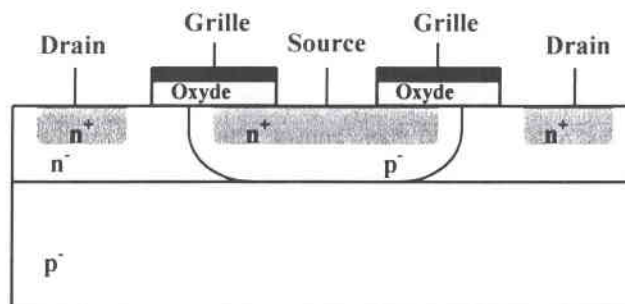


Figure 18 : Coupe verticale schématique d'une structure nLDMOSFET.

2. Géométrie de la structure nVDMOSFET

La structure du VDMOSFET (Vertical Double-Diffused MOSFET) est une combinaison du VVMOSFET et du LDMOSFET. De la première elle conserve le concept de structure verticale alors que de la seconde elle garde le principe de double diffusion d'où son nom (Figure 19). La Figure 20 montre la section d'un VDMOSFET de Harris Semiconductor, l'IRF130.

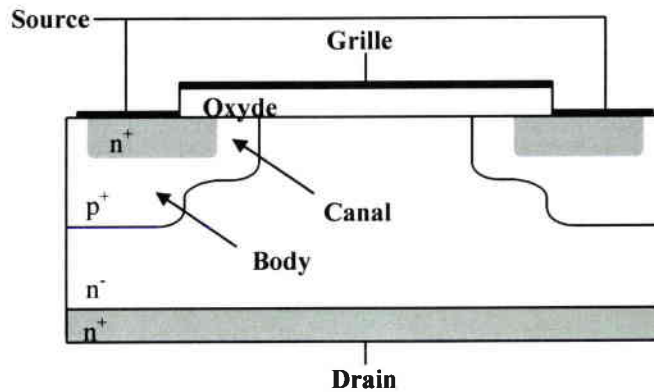


Figure 19 : Coupe verticale schématisée d'une structure nVDMOSFET.

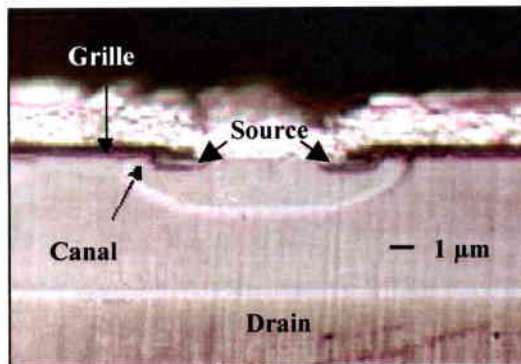


Figure 20 : Section³ d'un IRF130 de Harris.

3. Fonctionnement et caractéristiques remarquables

a. Fonctionnement

Le fonctionnement du transistor VDMOS est régi par les mêmes règles que le MOS latéral malgré leurs structures différentes. Lorsque le transistor est bloqué ($V_{gs} = 0$ pour un nMOSFET à enrichissement), la structure npn constituée par la source, le body et le drain, dont au moins une jonction est polarisée en inverse, n'entraîne qu'une faible circulation d'électrons entre la source et le drain (courant de porteurs minoritaires). La commutation à l'état passant du transistor se fait par application d'une tension suffisamment positive sur la grille ($V_{gs} > V_{th}$) pour inverser la population de porteurs de la couche de silicium p^+ du body située sous la grille. Le canal (accumulation d'électrons) est ainsi créé sous la grille et assure

³ Origine H. Flescher, Raytheon Systems Company.

le passage des électrons de la source (n^+) vers le drain (n^+) au travers de la couche épitaxiée. Le chemin emprunté par les électrons est horizontal au travers du canal puis vertical vers le contact de drain.

b. Caractéristiques remarquables

La longueur du canal est déterminée par deux diffusions successives d'une région p et d'une région n dans le substrat épitaxié. Cette technique bien maîtrisée permet d'obtenir des longueurs de grille submicroniques. La tenue à de hautes tensions à l'état bloqué est permise par la couche épitaxiée (très faible dopage) aux bornes de laquelle cette haute tension peut se développer. En effet, c'est dans cette zone faiblement dopée que la région de déplétion se formera plutôt que dans le canal. En l'absence de cette zone et si la distance drain-source n'est pas suffisante, la zone de charge d'espace se développerait dans le canal et pourrait rejoindre la source pour des valeurs élevées de V_{ds} .

4. Agencement des cellules

L'histoire du transistor montre que l'intégration a été le souci premier des concepteurs. De plus, la diminution de la tension de grille pour un même courant de drain est à la fois une conséquence de l'intégration (diminution de t_{ox}) mais aussi un point important dans l'évolution des MOSFETs.

Le courant de drain est directement proportionnel au rapport w/L . Pour une tension maximale de fonctionnement fixée deux solutions permettent d'optimiser le courant de drain par l'augmentation de ce rapport :

- La diminution de la longueur de grille L , définie par la précision du processus de double diffusion, est techniquement possible et permet de réaliser des longueurs submicroniques pour le canal. Cette voie reste cependant limitée compte tenu de certaines considérations telles que la baisse de la fiabilité, la dispersion, et les surcoûts.
- La mise en parallèle de N transistors élémentaires permet d'augmenter la largeur de grille.

Dans l'optique d'une utilisation maximale de la surface de silicium, le concepteur va essayer d'obtenir la largeur de grille la plus grande possible par unité de surface de silicium. Deux options sont envisageables : un motif linéaire ou un motif cellulaire. L'avantage du motif cellulaire est d'être une géométrie fermée, sans bords. Le motif cellulaire idéal serait le motif circulaire puisqu'il permet d'avoir une longueur de grille constante sur toute la largeur (circonférence) de la grille. De tous les motifs utilisés dans l'industrie, il semble que le motif hexagonal soit le meilleur puisque le plus proche d'une géométrie circulaire. Les géométries les plus courantes actuellement sont l'hexagone (Figure 21) et le carré (Figure 23).

La Figure 22 (a) montre la demi-puce d'un l'IRF130, la Figure 22 (b) quelques cellules tandis que la Figure 24 montre les cellules carrées du transistor BUK455-500B de Philips.

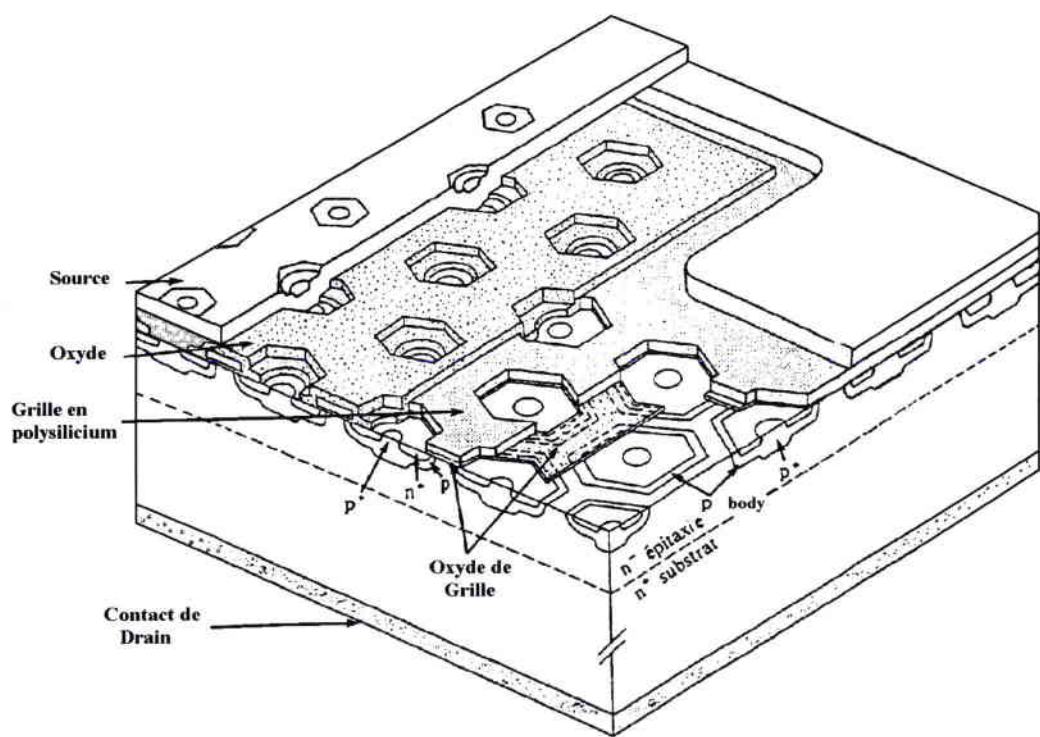


Figure 21 : Géométrie d'une structure à cellules hexagonales

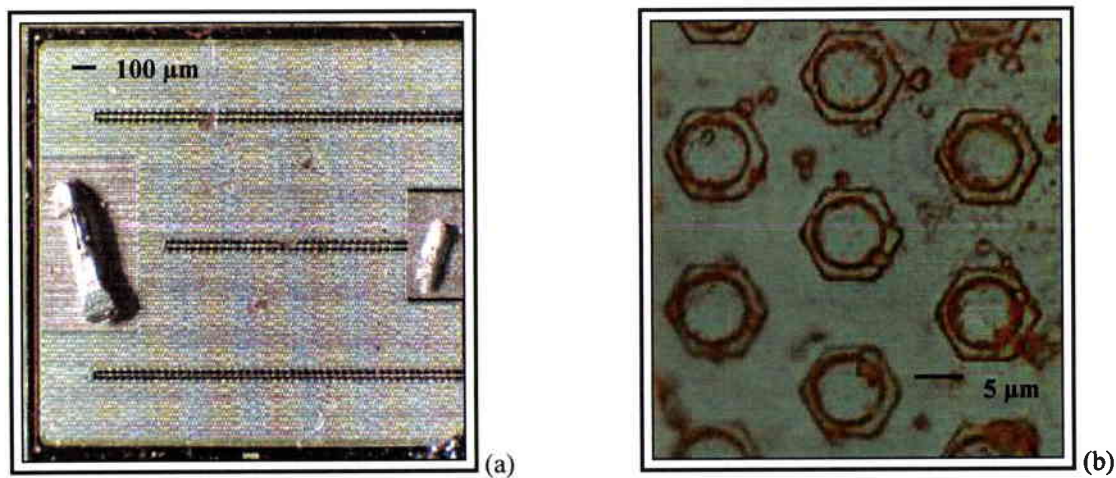


Figure 22 :Vue de dessus⁴ d'une demi-puce (a) et quelques cellules (b) d'un IRF130

⁴ Origine H. Fletcher, Raytheon Systems Company

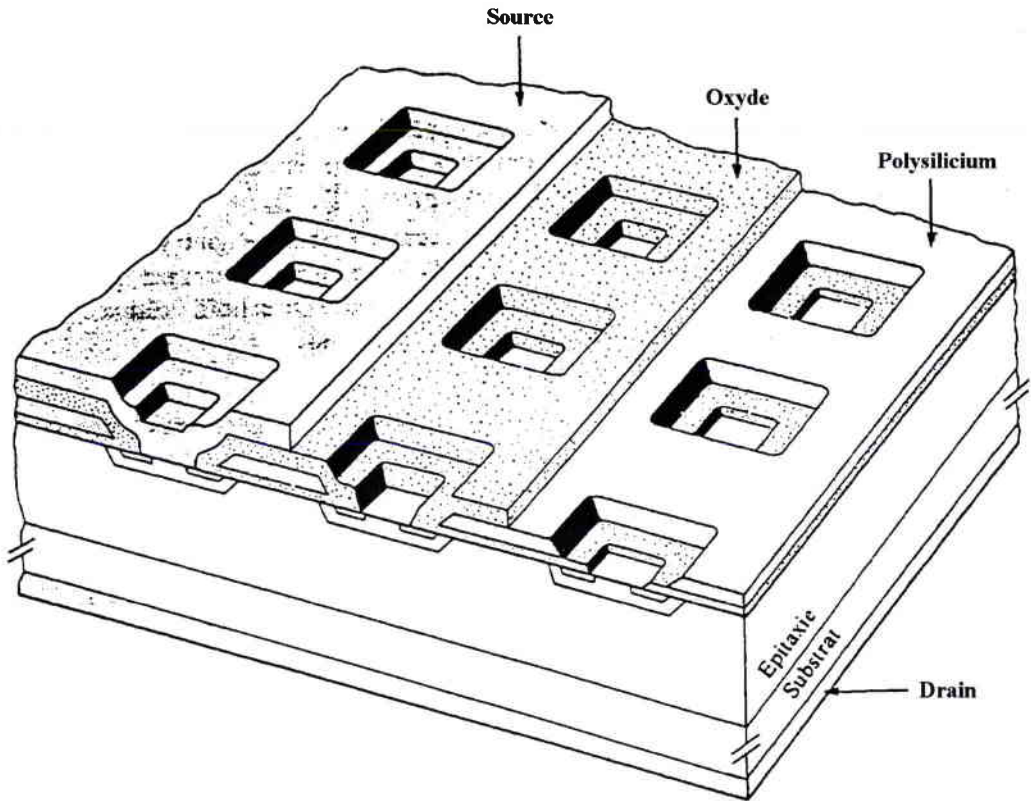


Figure 23 : Géométrie d'une structure à cellules carrées.

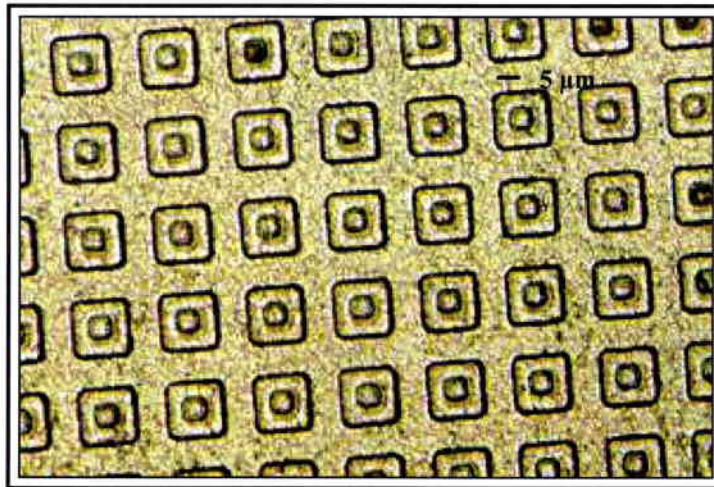


Figure 24 : Vue de dessus d'un BUK455.

La Figure 25 présente le lien entre la vue de dessus et la section d'un transistor à cellules hexagonales.

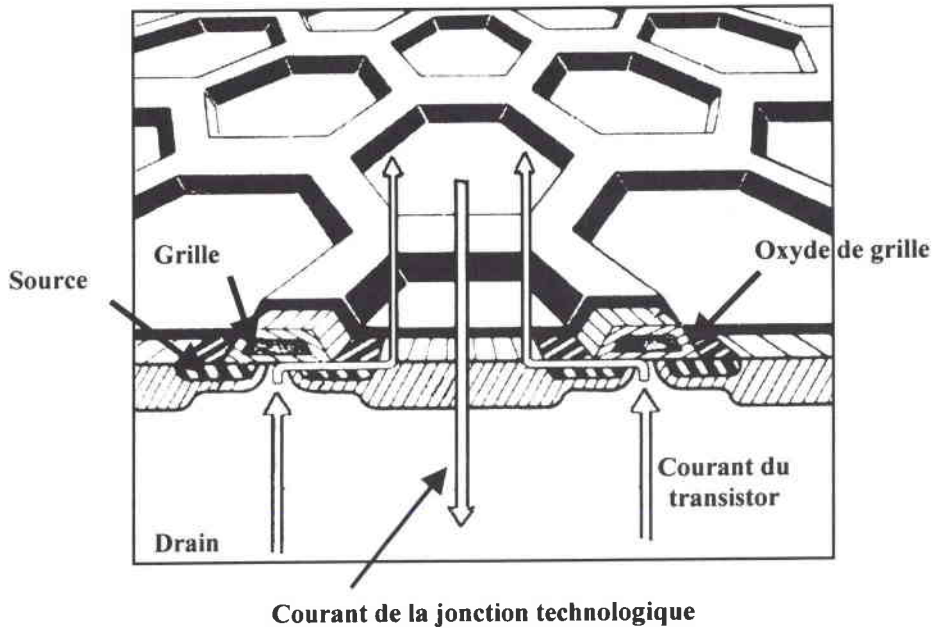


Figure 25 : Agencement de cellules hexagonales.

Il existe une limite de réduction de l'espacement des cellules car c'est dans cette zone que se développent les lignes de courant avec une densité maximale. C'est en effet à cet endroit que le courant d'électrons qui circule horizontalement change de direction pour se diriger verticalement vers le drain. Il existe une valeur minimale de l'espacement entre les cellules assurant une contribution minimale de cette zone à la résistance drain-source ($R_{ds(on)}$).

D. Echantillons étudiés

Plusieurs transistors de différents constructeurs ont été testés suivant le type d'expérience. On distinguera parmi les structures étudiées le classement suivant : les MOSFETs de puissance (VDMOSFET à canal n), les transistors "petits signaux" (transistors verticaux) et une structure à effet de champ particulière l'IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor).

1. Les MOSFETs de puissance

Ces composants ont tous une structure nVDMOSFET. De plus, outre les différences au niveau de leurs caractéristiques électriques, ces structures ont aussi une géométrie particulière, cellules hexagonales pour les IRF130 (Figure 22) et carrées pour les BUK455B-500B (Figure 24). Enfin notons que la structure SPP03N60S5 est issue d'une technologie récente (CoolMOS) où la variation de la résistance drain-source à canal ouvert ($R_{ds(on)}$) en fonction de la tension de claquage est linéaire pour cette technologie. On aura donc une plus faible valeur de $R_{ds(on)}$ à tension $V_{ds(max)}$ égale. La Figure 26 représente la section schématique d'une telle structure.

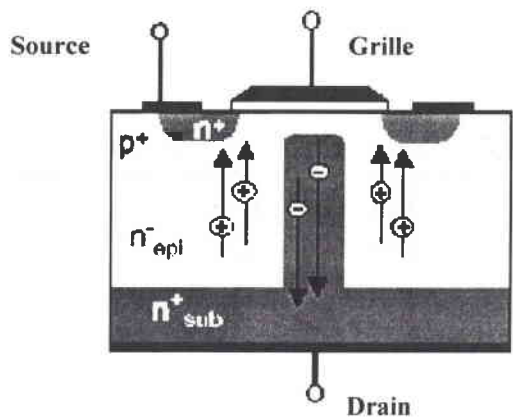


Figure 26 : Profil d'une structure CoolMOS.

Le Tableau 6 récapitule l'ensemble des caractéristiques électriques des échantillons de puissance ($V_{gs} = 10\text{ V}$ pendant la mesure de la R_{dson}).

Nom	Marque	V_{th} (V)	R_{dson} (Ω)	I_{Max} (A)	V_{gsMax} (V)	V_{dsMax} (V)
IRF130	Harris SC	[2 à 4]	0,16	14	20	100
IRF620	I.R.	[2 à 4]	0,8	5	20	200
IRF830	I.R.	[2 à 4]	1,5	4,5	20	500
STP5NA50	ST	[2,25 à 3,75]	1,6	5	30	500
BUK455-500B	Philips SC	[2,1 à 4]	1,5	4	30	500
SPP03N60S5	Infineon	[3,5 à 5,5]	1,4	3,2	20	600

Tableau 6 : Récapitulatif des caractéristiques des nMOSFETs de puissance étudiés

*I.R pour International Rectifier,
ST pour ST Microelectronics,
Infineon pour Infineon Technologies AG,
Harris SC pour Harris Semi-conducteur,
Philips SC pour Philips Semi-conducteur.*

2. Transistors "petits signaux"

Afin d'augmenter la diversité des caractéristiques des transistors testés, des composants "petits signaux" ont été testés.

Le Tableau 7 récapitule l'ensemble des caractéristiques électriques des échantillons "petits signaux".

Nom	Marque	V_{th} (V)	R_{dson} (Ω)	I_{Max} (A)	V_{gsMax} (V)	V_{dsMax} (V)
BS170	Philips SC	[0,8 à 3]	5	0,5	15	60
ZVN2106A	Zetex SC	[0,8 à 2,4]	2	0,45	20	60
2N7000	Siliconix	[2 à 3,5]	5	0,2	20	60

Tableau 7 : Récapitulatif des caractéristiques des nMOSFETs "petits signaux" étudiés

Zetex SC pour Zetex Semiconductor.

3. IGBTs

Le composant IGBT est une structure à effet de champ dont le schéma électrique allie un MOSFET et un bipolaire en configuration Darlington. La grille du transistor MOS permet de contrôler l'injection de porteurs dans la base du bipolaire (Figure 27). La commande du transistor s'effectue par l'application d'une tension sur la grille du MOSFET. L'IGBT est un composant utilisé en général dans le domaine de la moyenne puissance (bien que l'amélioration de sa technologie permette des puissances de plus en plus fortes); il est très avantageux pour des applications basées sur la commutation.

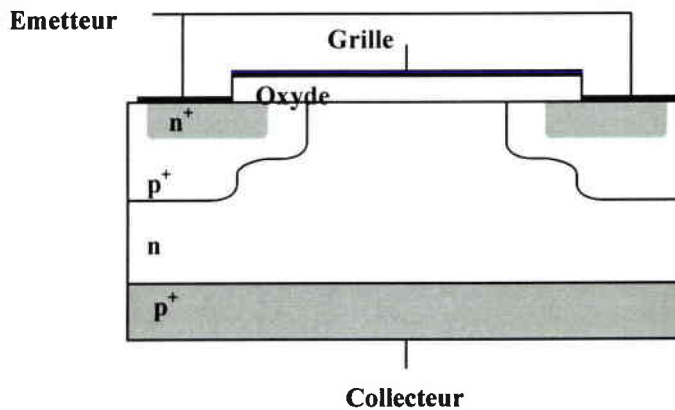


Figure 27 : Section schématique d'un nIGBT.

E. Caractéristiques électriques

1. Moyens de tests

Le testeur de composant Hewlett Packard HP4145B (Figure 28) a été utilisé pour toutes les mesures électriques des transistors.



Figure 28 : Hewlett Packard HP4145B.

2. Extraction des paramètres de conduction des MOSFETs

Lorsque le transistor fonctionne en régime linéaire $V_{ds} \ll V_{gs} - V_{th}$, l'équation du courant a la forme suivante (cf. (18)) :

$$I_{ds} = \bar{\mu}_n C_{ox} \frac{w}{L} \{ (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} \quad (64)$$

a. Détermination de la tension de seuil en régime linéaire

La mesure de $I_{ds} = f(V_{gs})$ permet l'acquisition de la tension de seuil. L'intersection de l'extrapolation de la partie linéaire de la courbe en régime de faible inversion avec l'abscisse donne V_{th} . Expérimentalement, on cherche la tangente au point d'inflexion de la caractéristique (Figure 29).

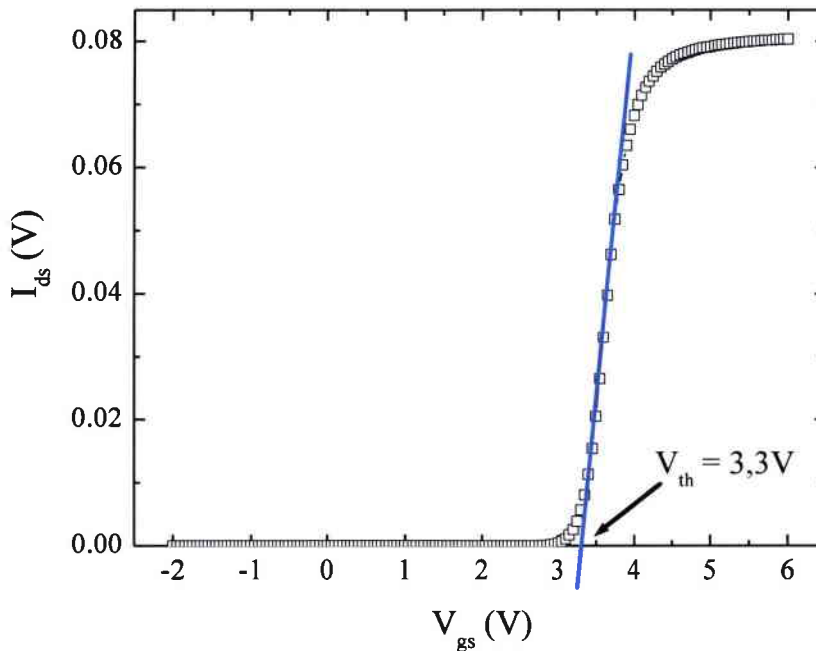


Figure 29 : $I_{ds} = f(V_{gs})$ en régime linéaire $V_{ds} = 0,25$ V d'un IRF830.

Compte tenu de l'équation (64) et connaissant certains paramètres géométriques du composant tels que l'épaisseur de l'oxyde de grille (t_{ox}), la largeur de grille (w) et la longueur du canal (L), on peut calculer la mobilité effective des porteurs dans le canal. Celle-ci est directement reliée à la R_{dson} (résistance drain-source à canal ouvert).

b. $I_{ds} = f(V_{ds})$ et R_{dson}

La Figure 30 représente la caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ d'un IRF830 pour différentes polarisations de grille.

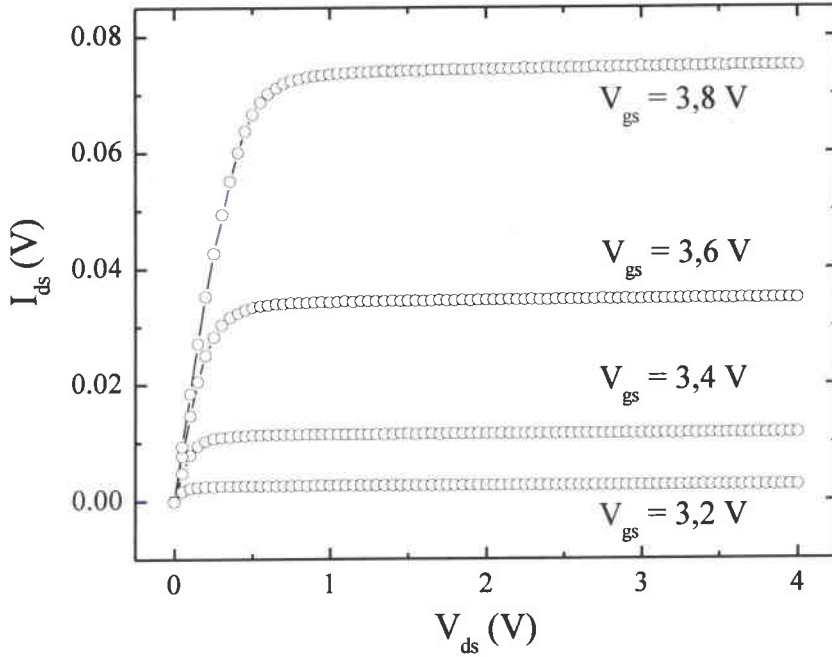


Figure 30 : $I_{ds} = f(V_{ds})$ d'un IRF830 pour différentes polarisations de grille.

La mesure de R_{dson} est faite à l'aide de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{ds})$ et correspond à la pente à l'origine qui varie suivant la tension que l'on applique à la grille. Pour l'ensemble des composants étudiés, la R_{dson} est donnée pour une tension de grille de +10 V.

3. Charges piégées dans l'oxyde et états d'interface

Un traitement tel qu'une irradiation peut engendrer des pièges électriquement actifs à l'interface SiO_2/Si ainsi qu'un piégeage de charges dans les oxydes, ce qui conduit à des modifications des caractéristiques électriques du transistor.

a. Détermination de la variation de la mobilité effective

Une mesure de la pente de la courbe $I_{ds} = f(V_{gs})$ peut nous donner aussi la variation relative de la mobilité effective des porteurs du canal. Soit p_0 la pente de la courbe $I_{ds} = f(V_{gs})$ en l'absence de tout traitement (cf. équation (18)).

$$p_o = \bar{\mu}_{no} C_{ox} \frac{w}{L} V_{ds} \quad (65)$$

Donc, si la mobilité effective varie de façon significative (notamment par irradiation), la pente va varier (p_i) :

$$\frac{\Delta \bar{\mu}_n}{\bar{\mu}_n} = \frac{\bar{\mu}_{ni} - \bar{\mu}_{no}}{\bar{\mu}_{no}} = \frac{p_i - p_o}{p_o} \quad (66)$$

Une mesure de la variation absolue de la mobilité peut renseigner de façon qualitative non seulement sur la variation de la R_{ds} mais aussi sur la variation des états d'interface et des pièges dans l'oxyde [93Zupac].

b. Pente sous le seuil

Si on trace $I_{ds} = f(V_{gs})$ en coordonnées semi-logarithmiques, on observe une partie linéaire et la pente de celle-ci est égale à $1/SW$ conformément à (63).

Pour une structure n'ayant été soumise à aucun traitement, on a :

$$SW_0 = \left(\frac{d(\log_{10} I_{ds})}{dV_{gs}} \right)^{-1} = 2,3 \frac{kT}{q} \left(1 + \frac{C_d}{C_{ox}} \right) \quad (67)$$

Pour une variation significative des états d'interface (notamment par irradiation), la capacité associée, C_{it} (it pour interface traps), vient en parallèle sur la capacité C_d .

On a alors, en remplaçant C_d par $C_{it} + C_d$:

$$SW_i = 2,3 \frac{kT}{q} \left(1 + \frac{C_d + C_{it}}{C_{ox}} \right) \quad (68)$$

D'où :

$$C_{it} = C_{ox} \frac{1}{2,3} \frac{q}{kT} (SW_i - SW_0) \quad (69)$$

C_{it} représente la capacité associée à la variation des états d'interface par unité de surface.

Or

$$C_{it} = qD_{it}(\phi) \quad (70)$$

D_{it} est la densité d'états d'interface.

En supposant que D_{it} représente la valeur moyenne de la densité d'états comprise entre ϕ_B et $2\phi_B$ [82Nicollan].

$$\phi_B = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} \quad (71)$$

$$\Delta N_{it} = \int_{\phi_B}^{2\phi_B} D_{it}(\phi) d\phi = D_{it} \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a}{n_i} \quad (72)$$

Soit

$$\Delta N_{it} = \frac{C_{ox}}{2,3 \cdot q} \ln \frac{N_a}{n_i} (SW_i - SW_0) \quad (73)$$

et comme

$$q\Delta N_{it} = \Delta Q_{it} = C_{ox}\Delta V_{it} \quad (74)$$

On a :

$$\Delta V_{it} = \frac{1}{2,3} \ln \frac{N_a}{n_i} (SW_i - SW_0) \quad (75)$$

En connaissant le dopage du substrat et la capacité de l'oxyde, on peut remonter jusqu'à la variation de la quantité de charges piégées dans l'oxyde [89Ma]. En effet, la dérive de la tension de seuil ΔV_{th} est fonction d'une première composante, ΔV_{ot} (ot pour oxide traps), due aux charges piégées dans l'oxyde, et d'une seconde, ΔV_{it} , due aux états d'interfaces :

$$\Delta V_{th} = \Delta V_{ot} + \Delta V_{it} \quad (76)$$

D'autres méthodes permettent aussi d'accéder par mesure électrique aux charges piégées. Ainsi la méthode "dual transistor" permet de séparer les charges dans l'oxyde des états d'interface [89Fleetwood]. La technique repose sur la comparaison de la variation de la tension induite par les charges piégées dans l'oxyde de grille d'un pMOSFET avec celle due au piégeage de charges dans l'oxyde de grille d'un nMOSFET suite à un même traitement. De même, une autre méthode est basée sur l'hypothèse qu'au milieu du gap du Silicium les états d'interface ne sont pas chargés et ne participent donc pas à la conduction [86McWhorter].

4. Caractérisation de la jonction technologique du nVDMOSFET

La jonction peut être caractérisée par une mesure du courant drain-source en fonction de V_{ds} pour plusieurs tensions de grille.

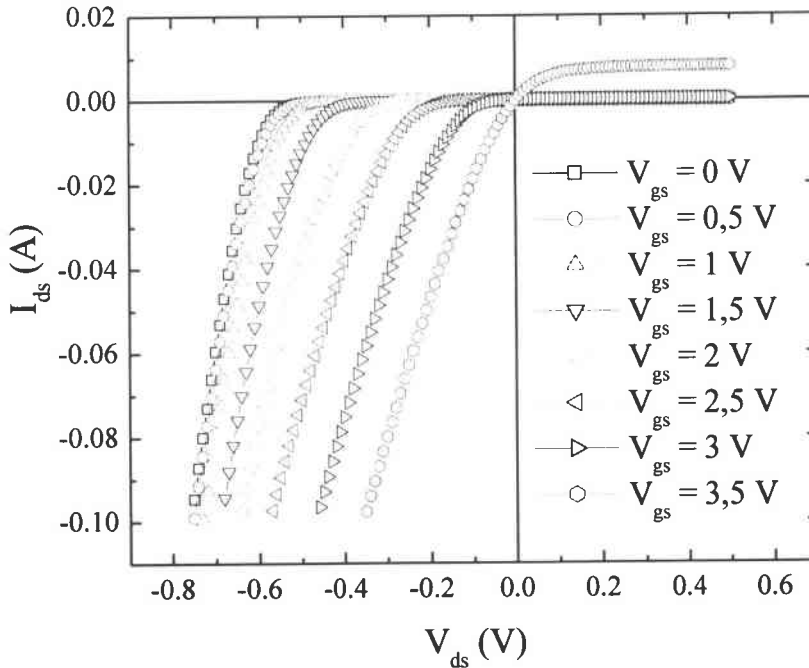


Figure 31 : $I_{ds} = f(V_{ds})$ pour différents V_{gs} d'un IRF830.

La Figure 31 montre qu'il est possible d'obtenir la caractéristique I-V de la jonction technologique du VDMOSFET lorsque la tension V_{ds} est négative. Pour cette mesure la tension de grille doit être inférieure à V_{th} (canal fermé).

Remarque : Le contact source est relié au "body".

La caractéristique I-V de la jonction peut être décrite au premier ordre par un modèle à une seule exponentielle (SEM) et au deuxième ordre par un modèle à deux exponentielles (DEM) selon l'équation (77) :

$$I = \frac{V - R_s I}{R_{sh}} + I_{od} \left[\exp\left(\frac{q}{kT}(V - R_s I)\right) - 1 \right] + I_{or} \left[\exp\left(\frac{q}{nkT}(V - R_s I)\right) - 1 \right] \quad (77)$$

où n représente le facteur de qualité de la diode, R_s et R_{sh} les résistances série et shunt, I_{od} et I_{or} les composantes des courants inverses de saturation pour la diffusion et la recombinaison respectivement.

La relation (III.4.1) est représentée par le circuit équivalent de la Figure 32.

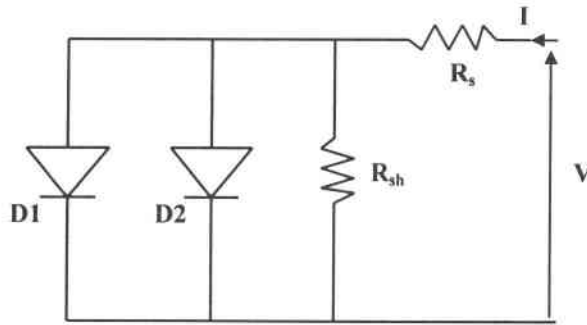


Figure 32 : Circuit équivalent du modèle à deux exponentielles.

Une description globale du fonctionnement s'obtient avec le modèle à une exponentielle, SEM. ($I_{od} = 0$). Le paramètre I_{or} représente dans ce cas le courant inverse de diffusion-recombinaison. Pour une diode idéale I_{or} est de l'ordre 10^{-14} A.cm⁻² et le facteur de qualité n vaut 1 signifiant que le mécanisme de transport des porteurs prédominant est celui de diffusion.

Le modèle à deux exponentielles, DEM, permet de séparer les contributions de diffusion (I_{od}) et de recombinaison (I_{or}) du courant inverse. Dans la zone de transition de la jonction, le facteur de qualité est égale à 2, [85Charles].

Le logiciel PARADI [85Charles] permet d'extraire les paramètres (n , R_s , R_{sh} , I_{od} , I_{or}), [94Bras].

La connaissance de ces paramètres permet de caractériser les propriétés de la jonction (n) et de préciser les processus de transport des porteurs (I_{od} , I_{or}). De plus, les charges dans l'oxyde et à l'interface influent directement sur la zone de charge d'espace le long de la jonction. En effet, la caractéristique de la jonction évolue avec la tension de grille (Figure 31).

Ainsi, les paramètres de la jonction permettent de caractériser les effets d'un traitement sur les MOSFETs.

F. Conclusion

La technologie MOS est la "brique" la plus répandue de l'électronique moderne. De plus l'étude de transistors élémentaires permet d'accéder plus facilement à certains paramètres intrinsèques. Par conséquent, la caractérisation des effets de l'interaction rayonnement-matière est plus facile; un circuit intégré plus complexe tel qu'une cellule mémoire ne permet pas, par exemple, d'accéder à la tension de seuil des transistors MOS constitutifs. En outre, les composants étudiés présentent une grande diversité tant au niveau de leur structure que de leur fonction. Ces caractéristiques rendent possibles la généralisation des phénomènes rencontrés sur les transistors MOS discrets.

La technologie MOS présente une grande sensibilité aux environnements radiatifs. Par conséquent, la partie suivante sera consacrée aux effets d'une irradiation sur les MOSFETs.

Chapitre III

Interaction entre l'environnement et la technologie

III. EFFET D'UNE IRRADIATION SUR LES MOSFETS

A cause de la sensibilité des composants aux rayonnements ionisants, l'utilisation de systèmes électroniques en environnement radiatif est problématique. L'interaction rayonnement-matière se traduit par un transfert d'énergie entraînant principalement une création de paires électron-trou.

A. Les mécanismes d'interaction pour un rayonnement gamma

Trois phénomènes prédominent :

- L'effet photoélectrique
- L'effet Compton
- La création de paires électron-positron

1. Effet photoélectrique.

L'effet photoélectrique apparaît lorsqu'un photon cède son énergie à un électron du cortège électronique de l'atome sur lequel il agit. Il s'agit d'une interaction entre le photon et l'atome tout entier avec l'éjection de l'électron (Figure 33).

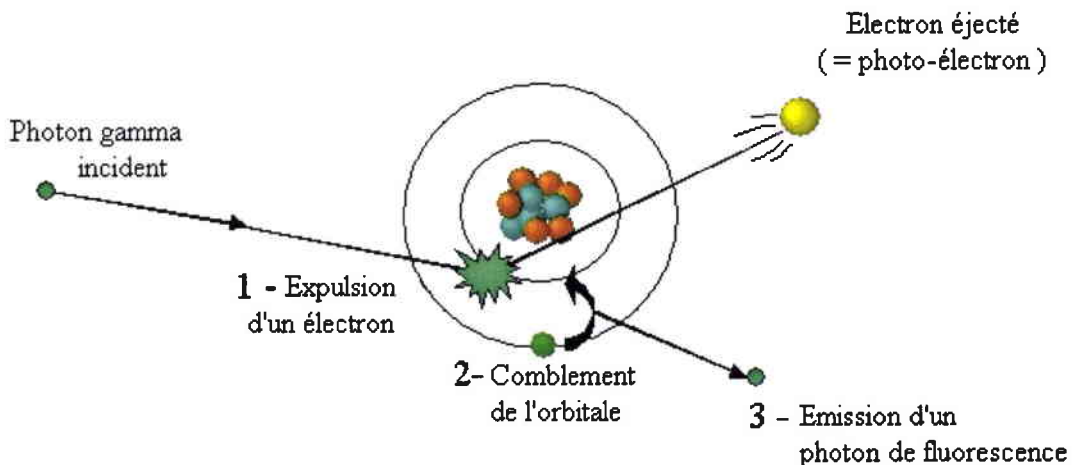


Figure 33 : Effet photoélectrique.

2. Effet Compton

L'effet Compton est le résultat d'une collision élastique entre un photon et un électron faiblement lié. L'énergie du photon est partagée entre l'électron secondaire et le photon diffusé.

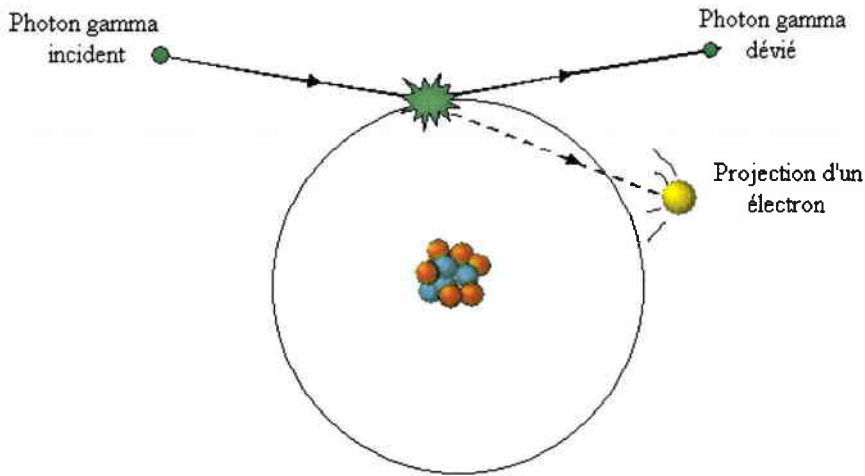


Figure 34 : Effet Compton.

Le photon diffusé a approximativement la même énergie qu'un photon incident de basse énergie ($E < 1 \text{ MeV}$). Par contre, en ce qui concerne un photon d'énergie plus élevée ($E \geq 1 \text{ MeV}$), c'est l'électron qui reçoit la majeure partie de l'énergie supplémentaire.

3. Création de paires électron-positron.

Ce phénomène peut se produire lorsque le photon possède une énergie supérieure à $2m_0c^2$, où m_0 est la masse de l'électron au repos. Le photon réagit avec le noyau, et une paire électron-positron est créée. L'énergie supplémentaire dégagée est transférée à la paire sous forme d'énergie cinétique.

B. Utilisation du Cobalt-60

L'interaction avec la matière des particules possédant une énergie suffisante se traduit par un transfert d'énergie et conduit à un effet de dose. Afin de pouvoir étudier cet effet, nous avons choisi d'utiliser le rayonnement γ issu de la désintégration du ^{60}Co . En effet, aux doses et aux débits utilisés, les effets de déplacement peuvent être considérés comme négligeables [88Dale]. De plus, d'après les travaux de G.J. Brucker, le rayonnement gamma du ^{60}Co constitue la condition d'irradiation pire cas⁵ en ce qui concerne la sensibilité d'un transistor MOS soumis à un rayonnement ionisant (γ , e^- , p , etc.) [82Brucker].

Le spectre énergétique de la désintégration du ^{60}Co est constitué de deux raies à 1,17 MeV et à 1,33 MeV (Figure 35). A cette énergie, $1 \text{ rad}(\text{Si}) \approx 1 \text{ rad}(\text{SiO}_2)$ [94Holmes-Siedle]; nous emploierons donc indifféremment le silicium ou la silice pour le matériau cible de référence pour la dose reçue par le composant.

⁵ Sauf pour des électrons d'énergie comprise entre 1 et 5 MeV.

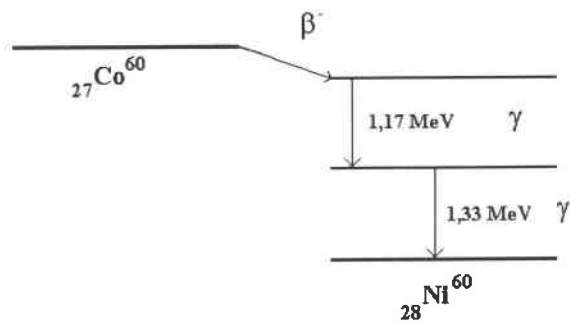


Figure 35 : Raies caractéristiques de la désintégration du ^{60}Co .

Les composants électroniques étudiés étant composés principalement de silice et de silicium, nous pouvons donc conclure de la Figure 36 que l'effet Compton est prépondérant.

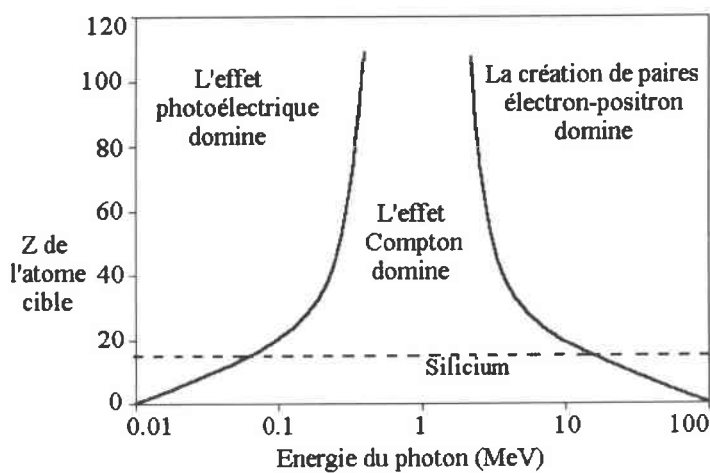


Figure 36 : Importance relative des trois principaux types d'interaction rayonnement gamma / matière [89Dawes].

C. Création de paires électron-trou dans un composant électronique standard

Les électrons de haute énergie générés par effet Compton peuvent ioniser les atomes et générer à nouveau des paires électron-trou. Tant que les énergies respectives des électrons et des trous générés sont supérieures à l'énergie minimale requise pour créer une paire électron-trou, ils peuvent à leur tour générer des paires additionnelles. De cette manière, un photon de haute énergie peut générer indirectement une grande quantité de paires.

L'énergie nécessaire à la création d'une paire (E_p) est liée à l'énergie du gap (E_g) par les relations semi-empiriques suivantes [98Boudenot] :

$E_p \text{ (eV)} = 2,67 E_g \text{ (eV)} + 0,87$ (78) pour un semi-conducteur

$E_p \text{ (eV)} = 2 E_g \text{ (eV)}$ (79) pour un isolant

On obtient donc g_0 , le nombre de paires créées par rad dans le matériau par la relation suivante :

$$g_0 = \frac{\rho \times 6,24 \times 10^{13}}{E_p} \tag{80}$$

ρ = masse volumique,
 $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy} = 10^{-5} \text{ J/g} = 6,24 \times 10^{13} \text{ eV/g}$.

Le tableau suivant donne le nombre de paires g_0 générées par cm^3 pour un rad en fonction de la cible. L'énergie minimale (E_p) requise pour la création d'une paire électron-trou, le gap E_g ainsi que la masse volumique ρ et la mobilité μ sont reportés dans ce tableau pour la silice et le silicium.

Matériau	$\mu \text{ (cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$	$E_g \text{ (eV)}$	$E_p \text{ (eV)}$	$\rho \text{ (g.cm}^{-3}\text{)}$	$g_0 \text{ (rad}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}\text{)}$
Si	$\mu_e = 1500$ $\mu_h = 600$	1,12	3,6	2,33	4×10^{13}
SiO ₂	$\mu_e = 2 \text{ à } 40$ $\mu_h = 10^{-8}$	9	18	2,27	$8,2 \times 10^{12}$

Tableau 8 : Grandeurs caractéristiques de la création de charges par interaction rayonnement-matière pour le silicium et l'oxyde à température ambiante.

La valeur de la densité de porteurs créés par irradiation (g_0) est très importante même pour une faible dose, c'est pourquoi le terme de plasma est souvent employé. La création de ces charges modifie le comportement électrique de la structure étudiée.

La dose totale déposée lors d'une mission en environnement radiatif (pour un satellite au niveau du spatial, pour un robot mobile dans une centrale nucléaire, etc.) peut s'étendre entre quelques krad(SiO₂) et quelques dizaine de Mrad(SiO₂). Ces niveaux de dose correspondent donc à la création de 10^{16} à 10^{20} paires électron-trou par cm^3 (cf. Tableau 8). Ces densités de porteurs sont à comparer avec celles naturellement présentes dans les matériaux cibles. La densité de charges dans un métal, de l'ordre de 10^{22} cm^{-3} , est trop importante pour que ce dernier soit perturbé. Pour les semi-conducteurs, compte tenu des débits de dose (les flashes du nucléaire militaire ne sont pas considérés ici) et des densités de porteurs libres ($10^{14} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), toute charge créée reviendra à l'équilibre soit par recombinaison entre paires créées ($\approx 10 \text{ ps}$) ou avec les porteurs du semi-conducteur ($\approx \text{ns}$), soit par évacuation au niveau des électrodes ($< \mu\text{s}$). De ce fait, nous pouvons considérer que l'équilibre est toujours réalisé dans les semi-conducteurs sur une période relativement courte. Il n'en est pas de même pour les isolants qui, s'ils sont parfaits, n'ont pas de porteurs libres permettant, comme pour les semi-conducteurs, le retour rapide à l'équilibre par recombinaison des charges.

D. Evolution des charges créées dans l'oxyde

1. Recombinaison des paires électron-trou

Immédiatement après la première phase de génération des charges, intervient une étape de recombinaison entre une partie des trous et des électrons créés par l'irradiation. Celle-ci est étroitement liée au champ présent dans l'oxyde et à la température [91Shaneyfelt].

Plusieurs modèles ont été établis et formalisés par la fonction de non-recombinaison (ξ) pour quantifier ce processus. ξ exprime le pourcentage de charges qui ne va pas subir la recombinaison initiale, et représente par conséquent les charges susceptibles d'être piégées.

Chaque modèle correspond à un domaine de validité différent. Le choix entre ces modèles se fait sur la distance moyenne entre les paires électron-trou après leur création. Cette distance est à comparer à la distance de thermalisation c'est à dire la distance séparant un trou de son électron après leur création une fois qu'ils sont à la température du réseau. Dans la silice, cette distance est de 5 à 10 nm [91Dupont-Nivet].

Si la distance moyenne entre les paires est nettement inférieure à la distance de thermalisation, le modèle le mieux adapté est le modèle dit colonnaire [85Oldham], où les paires électron-trou sont réparties en colonnes denses le long des trajectoires des particules déposant l'énergie. A l'inverse, si la distance moyenne entre paires est nettement supérieure à la distance de thermalisation, le modèle à utiliser est le modèle dit de recombinaison géminée (2 à 2) ou d'Onsager [38Onsager].

Ces deux modèles sont en fait deux cas limites, et la situation réelle correspond généralement à un phénomène intermédiaire. Une formulation empirique de la fonction de non recombinaison dans le SiO_2 pour une irradiation photonique, a été proposée par Dozier [87Dozier], puis revue par Shaneyfelt [91Shaneyfelt]. Cette formulation est basée sur des résultats expérimentaux obtenus dans le cas du SiO_2 thermique. L'expression peut être utilisée pour des irradiations à faible dose ($< \text{Mrad}$) à la température ambiante :

$$\xi = \left[\frac{1}{1 + 0,65 / E_{ox}} \right]^{0,9} \quad (81)$$

où E_{ox} est le champ électrique interne qui règne dans l'oxyde (en MV.cm^{-1}).

2. Transport des charges

Même pour une polarisation de grille nulle et à l'équilibre thermodynamique, un champ (directement relié au potentiel d'interface) peut exister dans l'oxyde suivant la nature des constituants du composant. Par exemple, pour une grille en aluminium présentant un travail de sortie de 4,1 eV [81Sze], la structure présentera une zone de déplétion au contact SiO_2/Si entraînant un champ dans l'oxyde orienté vers le semi-conducteur. Dans le cas d'un nMOSFET à enrichissement les électrons seront donc repoussés vers la grille et les trous vers le silicium.

a. Mouvement des électrons dans l'oxyde

Après l'étape de recombinaison, les électrons restant dans l'oxyde sont évacués rapidement vers la grille (quelques picosecondes [73Hugues]) compte tenu de la valeur élevée de leur mobilité (Tableau 8).

b. Mouvement des trous dans l'oxyde

Du fait de leur faible mobilité dans l'oxyde, la plupart des trous créés et non recombinaison subissent un déplacement stochastique vers l'interface SiO_2/Si . Ce transport peut être considéré comme une suite de sauts soumis à différents paramètres (champs électriques, température, etc.); une distribution de probabilité détermine le temps entre chaque déplacement. La vitesse à laquelle s'effectue le transport des trous, qui peut durer plusieurs décades de temps, dépend de la température, du champ électrique et du processus de fabrication de l'oxyde [98Saigné].

D'après les travaux de Mc Lean [76McLean], le transport des trous s'effectue par sauts successifs entre des sites pièges (Figure 37). Dans ce modèle, le passage entre chacun des sites s'effectue par effet tunnel assisté par phonon. La probabilité de saut d'un site à un autre est dépendante de la distance qui les sépare.

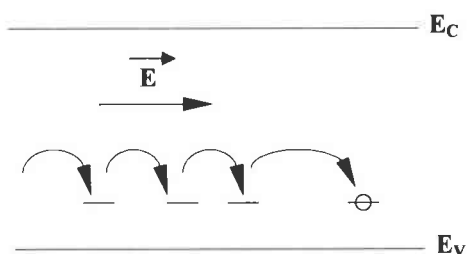


Figure 37 : Représentation simplifiée du transport des trous par sauts successifs.

Un second modèle [77Curtis] repose sur l'hypothèse d'un piégeage multiple. Les trous sont capturés par des pièges pendant un temps donné avant d'être émis vers la bande de valence, où ils se déplacent jusqu'au moment où ils sont piégés dans un autre site (Figure 38). Pendant ce trajet vers l'interface SiO_2/Si , une partie des trous reste piégée dans l'oxyde. L'autre partie peut créer des états d'interface ou encore disparaître par recombinaison dans le silicium.

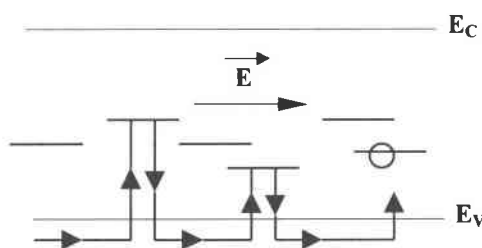


Figure 38 : Représentation simplifiée du transport des trous par piégeage multiple.

3. Piégeage des charges dans l'oxyde

D'une manière générale, il est admis que le rayonnement γ ne crée pas de piège à trous dans l'oxyde [90Lipkin]. Les trous se piègent donc dans des sites qui existent déjà. Ces pièges ont une densité plus élevée au voisinage de l'interface SiO_2/Si et $\text{SiO}_2/\text{Grille}$ [89Ma]. Mais on peut considérer que l'effet des charges piégées proche de l'interface $\text{SiO}_2/\text{Grille}$ sur le canal est beaucoup plus faible que celui des charges piégées proche de la grille à quantité de charges équivalentes.

L'ordre de grandeur de la densité de ces pièges est de 10^{11} à 10^{13} cm^{-2} [77Aitken, 93Stahlbush, 98Jaksic]. La valeur exacte dépend essentiellement des conditions de fabrication de l'oxyde. Les pièges à trous se caractérisent par une section efficace importante qui dépend du champ électrique local, de l'ordre de quelques 10^{-14} à quelques 10^{-13} cm^2 [83Tzou, 90Schwerin].

Il peut également y avoir un piégeage d'électrons qui se situe dans tout le volume. Sa section efficace est petite (environ 10^{-18} à 10^{-17} cm^2) et le piégeage des électrons est au moins 1000 fois plus faible que celui des trous [89DiMaria].

Lors de l'élaboration du matériau, il est impossible d'annihiler la présence de défauts quelle que soit la qualité du processus de fabrication. Ces défauts peuvent être dus à une imperfection de la structure (défauts intrinsèques) ou à des impuretés contaminant le réseau.

L'oxyde est un matériau amorphe, il ne présente qu'un ordre local contrairement aux matériaux cristallins qui possèdent un réseau unique reproduit indéfiniment. La structure locale de la silice comporte des liaisons Si-O-Si contraintes (Figure 39), des lacunes d'oxygène Si-Si et des branches peroxydées Si-O-O-Si.

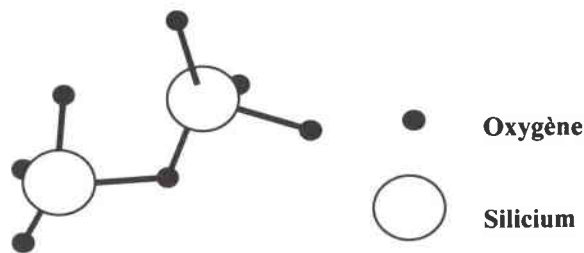


Figure 39 : Liaison Si-O-Si de l'oxyde.

On décrit les phénomènes de piégeage comme la fixation d'un trou sur un défaut pré-existant appelé précurseur. L'exemple le plus simple d'un mécanisme de ce type est le centre piège E'.

Lors de la fabrication (ou d'une irradiation par des particules), il se peut que l'oxygène situé entre deux atomes de silicium soit déplacé de son site, créant ainsi une lacune d'oxygène. Lorsqu'un trou, accompagné de la distorsion du réseau qu'il engendre, atteint une liaison contrainte, il accentue d'avantage la contrainte et provoque la rupture de la liaison Si-

Si. Le trou est alors piégé sur l'un des atomes de Si libéré et la charge de l'atome devient positive. Le deuxième atome de Si reste électriquement neutre avec une liaison pendante contenant un électron non-apparié. Ces deux atomes trivalents de Si constituent ensemble le centre piège E' (Figure 40).

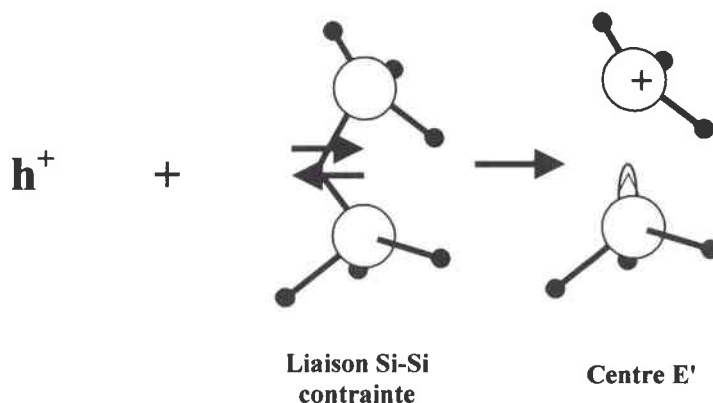


Figure 40 : Création d'un centre E' (piège à trou).

La méthode de mesure qui a donné les informations les plus utiles est la résonance de spin (ESR). Son défaut est de n'être sensible qu'aux états des pièges paramagnétiques. Des mesures par ESR ont montré que le centre E' rencontré dans la silice est le principal piège à trous observé après une irradiation ionisante [83Lenahan, 84Lenahan, 88Kim, 98Lenahan]. Néanmoins, des variantes du centre E' [89Griscom] ainsi que d'autres pièges [99Karna] ont été identifiés.

En plus de ces défauts intrinsèques, il existe des pièges extrinsèques liés à la présence d'impuretés comme l'aluminium, le bore ou encore le phosphore [95Warren].

4. Les états d'interface

a. Propriétés

Comme pour les pièges dans l'oxyde, la fabrication entraîne des défauts à l'interface SiO₂/Si. Seuls les pièges électriquement actifs sont compris dans la bande interdite du silicium et leur densité en fonction de l'énergie du gap a la forme d'un U [89Leray].

L'irradiation entraîne une augmentation de ces états d'interface à partir d'une certaine dose. On peut les classer en trois catégories :

- Des états dont l'apparition est quasi instantanée [82Boesch, 84Boesch].
- Une composante rapide qui prend place en quelques millisecondes, voire quelques secondes après l'irradiation [87Schwank].
- Une composante retardée qui ne commence à se former que quelques secondes après l'irradiation et continue d'augmenter pendant plusieurs milliers de secondes à 300 K [80Winokur, 86Winokur, 98Jaksic].

L'utilisation de la méthode par résonance de spin a permis de caractériser les états d'interface. Le piège correspond à une liaison pendante d'un atome de silicium trivalent lié à

trois autres atomes de silicium à l'interface SiO_2/Si [79Caplan]. On nomme ce centre Pb [83Lenahan].

Les états d'interface sont amphotères : accepteurs (négatifs si chargés) dans la moitié supérieure du gap et donneurs (positifs si chargés) dans la moitié inférieure (Figure 41). Leur charge dépend uniquement de la position du niveau de Fermi E_F à l'interface par rapport au niveau de Fermi intrinsèque E_{Fi} , c'est-à-dire dépendante de la valeur du potentiel de surface. Des charges libres du semi-conducteur sont piégées selon la valeur du potentiel de surface.

Ainsi pour un transistor nMOS, en appliquant une polarisation de grille positive, les états d'interface se chargent négativement et peuvent compenser l'effet électrostatique des charges positives piégées lors de l'irradiation. Suivant la technologie du composant, la tension de seuil résultant des deux effets peut avoir une dérive négative puis ne plus évoluer (saturation). La dérive négative peut aussi être suivie d'une dérive positive (phénomène de "rebound" [84Schwank]). Dans certains cas, la valeur de la tension de seuil peut même devenir plus importante que sa valeur initiale; notamment pour un faible débit de dose [94Mondot], ou encore dans le cas d'un recuit [98Jaksic].

Pour un pMOSFET polarisé avec une tension de grille négative, les pièges d'interface se chargent positivement et leur effet s'ajoute à celui dû aux charges déjà piégées en volume.

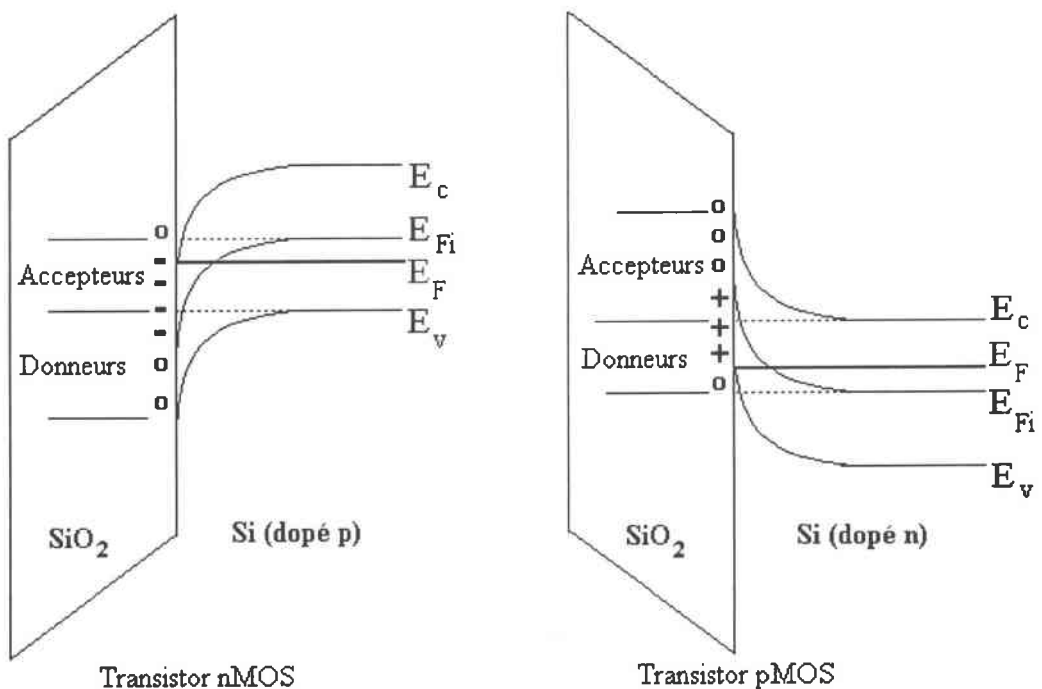


Figure 41 : Diagramme de bande de deux transistors (nMOS et pMOS) en régime de forte inversion présentant des pièges d'interface chargés (O piège vide et +/- piège chargé).

b. Modélisation

De nombreuses expériences sur la formation des états d'interface ont mis en évidence plusieurs caractéristiques. D'une part, l'aspect temporel est très important. La création de pièges d'interface s'étend sur plusieurs décades de temps pendant et après irradiation ("buildup"). D'autre part, une tension de grille négative semble diminuer la formation d'états à l'interface SiO_2/Si tandis qu'une tension positive l'accélère nettement et rend la valeur de la saturation plus grande [87Fleetwood].

Pour tenir compte de ces deux aspects fondamentaux, plusieurs modèles ont été proposés pour expliquer la constitution et l'évolution des états d'interface. Certains auteurs font intervenir l'hydrogène sous forme d'ion [80McLean] ou d'atome neutre [85Griscom]. D'autres [83Lai] associent cette création au dépiégeage des trous. Le rôle de l'hydrogène a été suggéré notamment par A.G. Revesz [77Revesz] et confirmé par d'autres auteurs [89Sack, 90Sack, 91Sack]. L'hydrogène libéré dans l'oxyde pendant l'irradiation peut dériver, soit par diffusion pour les atomes, soit par l'effet du champ électrique pour les ions, vers l'interface SiO_2/Si où ils peuvent réagir et former des pièges d'interface.

Néanmoins, l'analyse des différentes études sur la formation des états d'interface montre que la réalité est complexe, la création étant étroitement liée à la technologie de fabrication du composant. Ainsi, une grille en polysilicium ou en aluminium entraîne des mécanismes différents au niveau de l'apparition et de l'évolution des états d'interface.

Enfin, notons que la formation des états d'interface dépend aussi de la température. Quand la température augmente, le temps pour atteindre la saturation diminue alors que la valeur à la saturation n'est que peu affectée [77Winokur].

Remarque :

En 1992, Fleetwood a introduit la notion de "border traps" [92Fleetwood]. Ces pièges sont situés sur une distance de 3 nm à partir de l'interface SiO_2/Si et peuvent se comporter comme des états d'interface en échangeant des charges avec le silicium. L'état électrique de ces pièges est donc actif [94Lelis]. Ils se différencient des états d'interface du fait que l'échange des charges se fait par effet tunnel. Ils peuvent ne pas être distingués des autres états d'interface en ce qui concerne les effets; c'est l'hypothèse retenue pour notre étude.

E. Irradiation des échantillons

1. Moyen d'irradiation

Le laboratoire dispose d'une cellule d'irradiation nommée SIGMA (Figure 42). Celle-ci se compose principalement d'une enceinte de plomb avec des sources au ^{60}Co disposées sur l'axe. L'ensemble des sources a actuellement une activité de 70 Ci et permet un débit compris entre 1 et 30 krad(SiO_2)/h suivant la distance axe-cible.

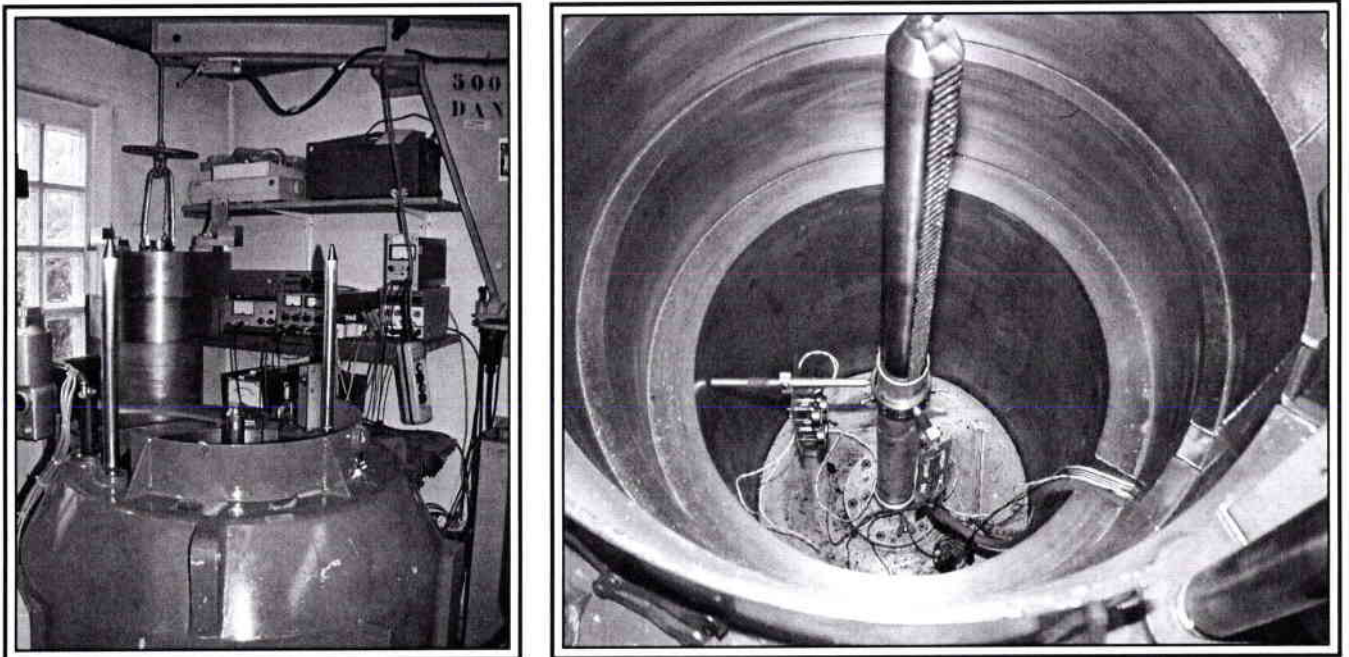


Figure 42 : Cellule d'irradiation SIGMA.

2. Effet de l'irradiation

Dans tous les cas, l'irradiation des échantillons étudiés a conduit qualitativement aux mêmes résultats et a confirmé certains phénomènes précédemment cités. Afin de mettre en évidence l'effet d'une irradiation sur l'évolution des caractéristiques électriques des MOSFETs, plusieurs échantillons, représentatifs de l'ensemble de nos structures, ont été testés dans différentes conditions expérimentales.

a. Variation de la caractéristique de transfert avec la dose.

Des IRF830 d'International Rectifier ont été irradiés à une dose de 60 krad(SiO_2) avec un débit de 2,5 krad/h. Lors de l'irradiation, une polarisation statique de 0 V a été appliquée sur la grille du composant. Les caractéristiques de transfert sont représentées en régime linéaire sur la Figure 43 et la Figure 44, respectivement en coordonnées linéaires et logarithmiques. La Figure 44 permet de visualiser les faibles courants qui existent sous le seuil de conduction.

Le piégeage de charges dans l'oxyde entraîne une dérive de la caractéristique vers les tensions de grille négatives alors que la création d'états d'interface amène une variation du swing (cf. chapitre II p.80). Ces deux mécanismes entraînent une dérive de la tension de seuil (Figure 43).

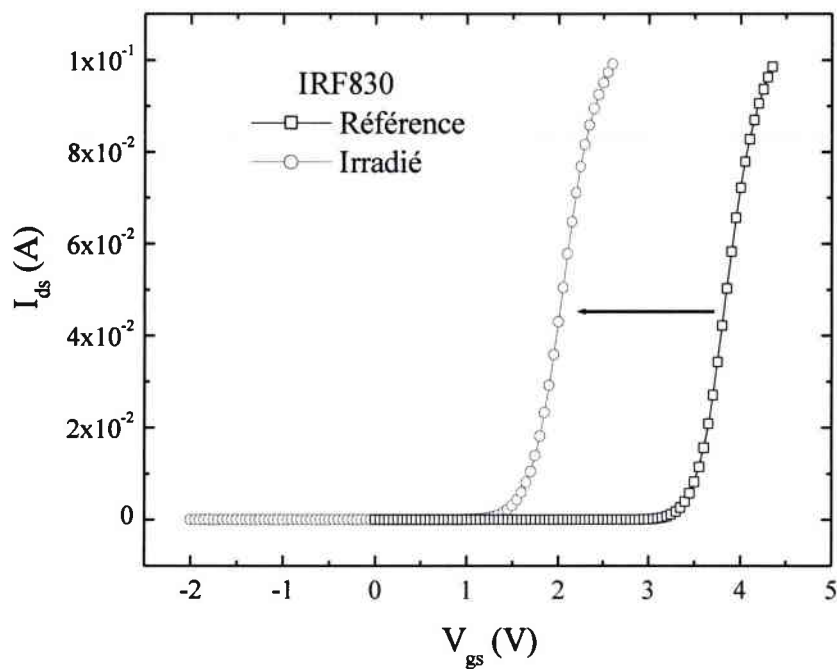


Figure 43 : Caractéristiques de transfert pour avant et après une irradiation à 60 krad(SiO₂) d'un IRF830. $V_{gs} = 0$ V pendant l'irradiation, $V_{ds} = 0,25$ V.

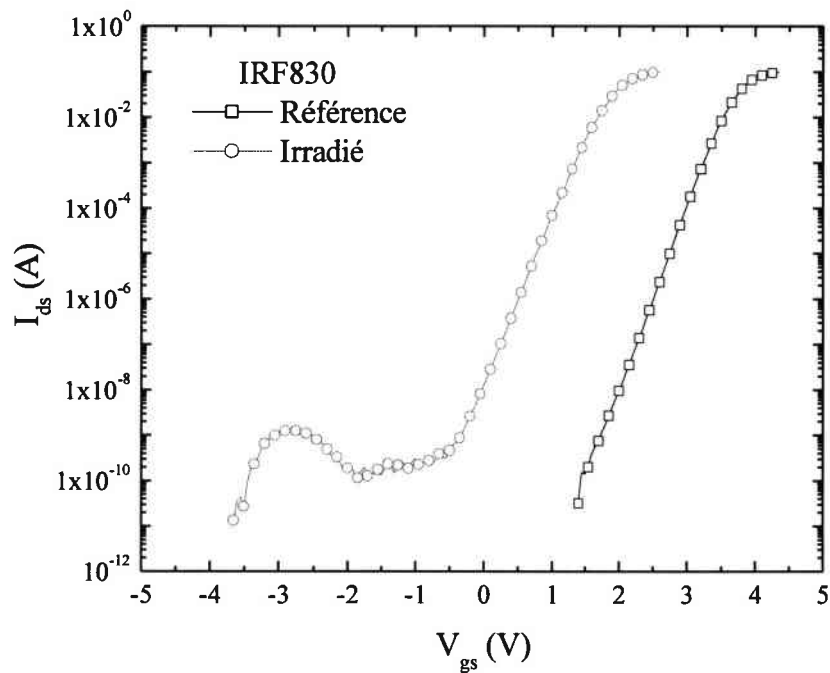


Figure 44 : Caractéristiques de transfert sous le seuil avant et après une irradiation à 60 krad(SiO₂) d'un IRF830. $V_{gs} = 0$ V pendant l'irradiation.

b. Evolution de ΔV_{th} , ΔV_{it} et ΔV_{ot} en fonction de la dose

La variation de la densité de charges piégées à l'interface et dans l'oxyde de grille induisent respectivement une variation ΔV_{it} et ΔV_{ot} de la tension de seuil V_{th} , ainsi :

$$\Delta V_{th} = \Delta V_{it} + \Delta V_{ot} \tag{82}$$

Afin de mettre en évidence l'évolution de ces deux composantes en fonction de la dose, la séparation des deux effets a été réalisée avec la méthode exposée dans le chapitre II p.80. La Figure 45 montre l'évolution de la variation de la tension de seuil, ΔV_{th} , et de ses composantes ΔV_{it} et ΔV_{ot} , en fonction de la dose. Les IRF830 ont été irradiés avec un débit de 2,5 krad(SiO₂)/h, les broches des composants sont interconnectées.

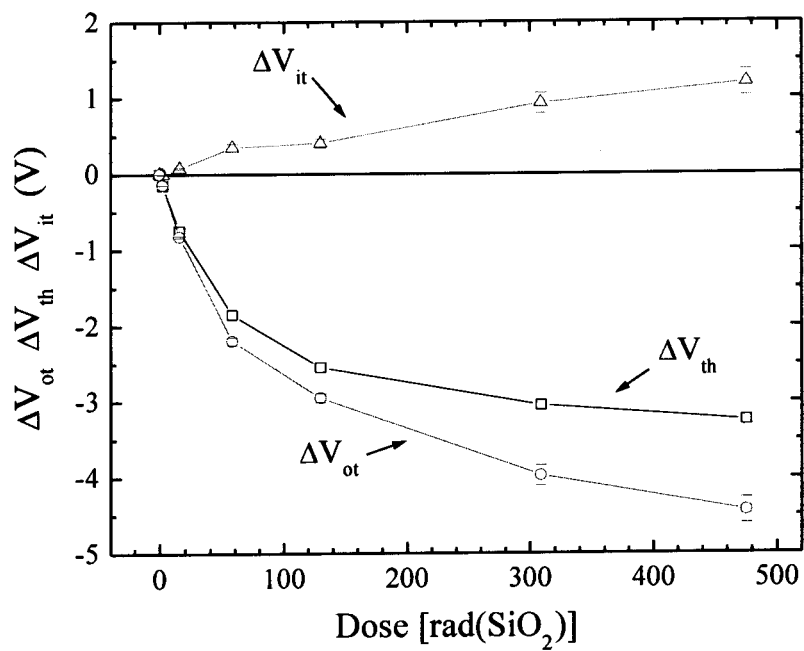


Figure 45 : Variation de la tension de seuil, ΔV_{th} , et de ses composantes ΔV_{it} et ΔV_{ot} , en fonction de la dose. $V_{gs} = 0$ V pendant l'irradiation.

L'estimation du dopage (10^{16} à 10^{18} cm⁻³) entraîne l'erreur représentée sur la Figure 45. Néanmoins, cette erreur ne change pas le raisonnement qualitatif sur ΔV_{it} et ΔV_{ot} .

Pour ces échantillons (représentatifs de l'ensemble de nos structures), l'évolution de la tension de seuil est principalement due au piégeage de charges dans les oxydes et ceci quelle que soit la polarisation de grille. De plus, la création d'états d'interface varie linéairement avec la dose conformément à la littérature [91Dupont-Nivet].

c. Effet du débit de dose

La tension de seuil peut évoluer différemment suivant le débit de dose [94Mondot]. Ce phénomène a été observé principalement sur des structures présentant de faibles épaisseurs d'oxyde de grille. A faible débit de dose, la cinétique de la création d'états d'interface est plus importante et peut permettre une dérive négative de la tension de seuil moins importante voire un décalage positif. Néanmoins, des essais ont été réalisés pour une gamme de débits de dose allant de 5 rad(SiO₂)/h à 10 krad(SiO₂)/h et aucun effet lié au débit de dose n'a pu être observé sur nos échantillons.

d. Courants de fuite

Dans une structure nMOSFET latérale, les cellules sont généralement séparées par un oxyde appelé LOCOS (LOCAl Oxidation of Silicon). La zone de transition entre cet oxyde de champ et l'oxyde de grille est communément appelée "bec d'oiseau". Suivant la qualité de l'oxyde, l'irradiation peut entraîner un piégeage de charges qui provoquent la création d'un canal de conduction parasite latéral entre source et drain [96Brisset, 98Flament].

Dans le cas des structures verticales, ce transistor parasite disparaît. Par contre, d'autres courants de fuite apparaissent et sont plus ou moins gênants. La bosse qui apparaît après irradiation pour une tension inférieure à 0 V (Figure 46-a) est caractéristique des charges piégées dans les VDMOSFETs [94Anderson]. Selon la quantité de charges piégées, le courant de fuite augmente. De plus, à partir d'une certaine dose (qui dépend des conditions de polarisation pendant l'irradiation), on observe une déformation de plus en plus importante de la pente sous le seuil (Figure 46-b). Cette déformation rend difficile voire impossible la lecture de la pente. L'hypothèse retenue serait l'existence d'une structure parasite [00Marceau]. On peut notamment supposer qu'à l'extrémité de la puce, la rupture du motif provoque des effets de bord.

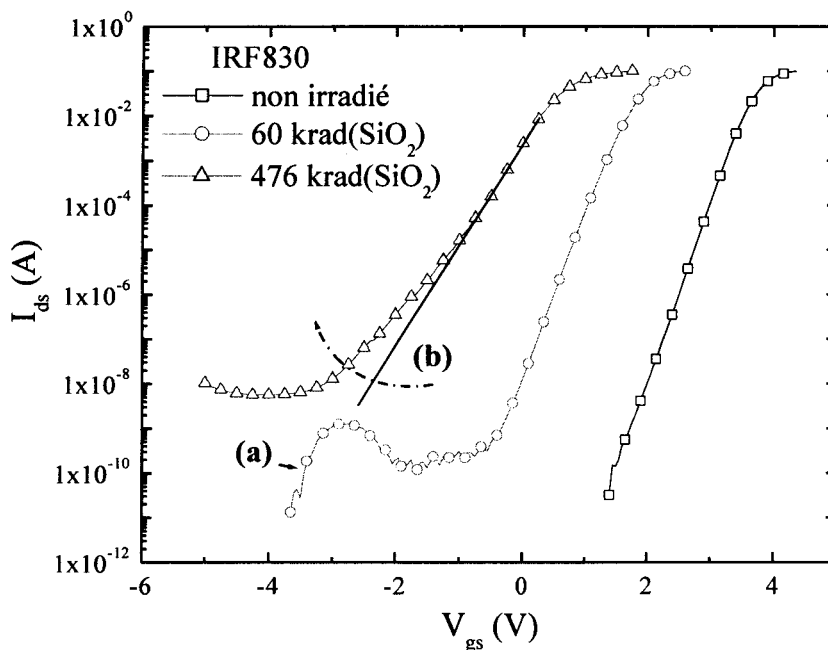


Figure 46 : Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{gs})$ sous le seuil de trois IRF830 : non irradiés et irradiés à 60 et 476 krad(SiO_2). $V_{gs} = 0$ V pendant l'irradiation.

e. Effet de la polarisation de grille

Afin de mettre en évidence l'effet de la polarisation de grille, des VDMOSFETs IRF620 d'International Rectifier et des IRF130 de Harris Semiconductor ont été testés. Le débit de dose utilisé lors de ces essais est de 10 krad(SiO_2)/h.

La variation de la tension de seuil en fonction de la dose est représentée sur la Figure 47 pour l'IRF620 et la Figure 48 pour l'IRF130. Différentes conditions de polarisation de grille ont été appliquées aux composants pendant l'irradiation.

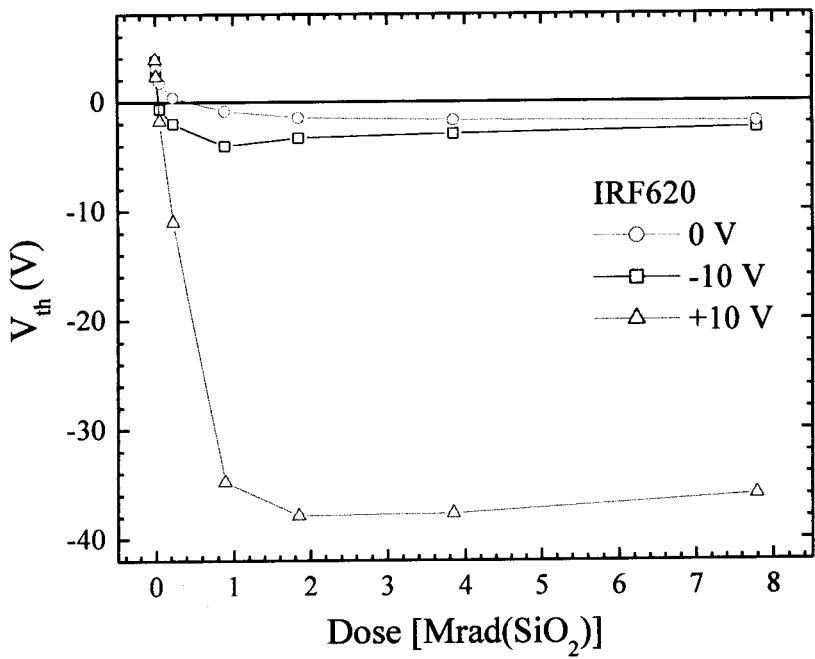


Figure 47 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 de International Rectifier en fonction de la dose cumulée pour différentes tensions de grille appliquées pendant l'irradiation.

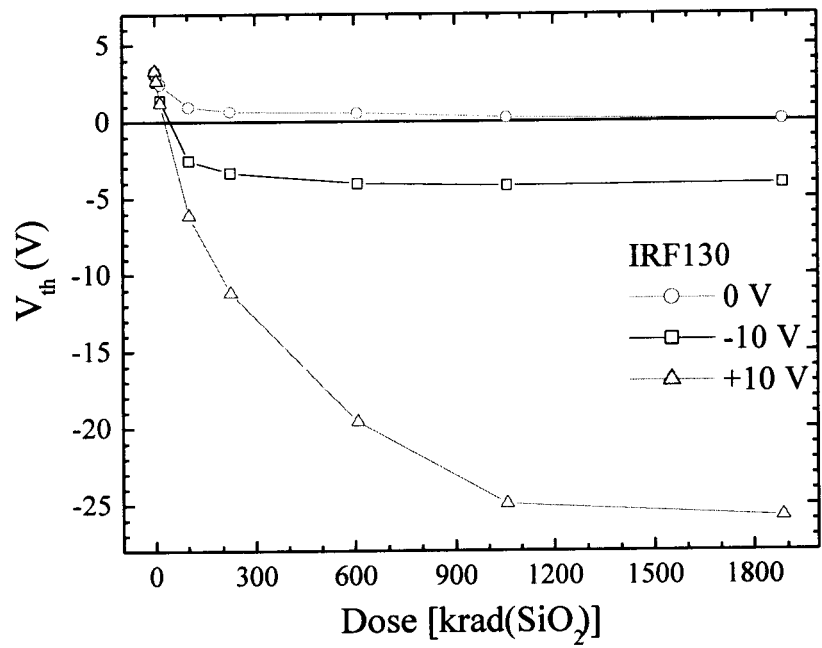


Figure 48 : Variation de la tension de seuil d'un IRF130 de Harris en fonction de la dose cumulée pour différentes tensions de grille appliquées pendant l'irradiation.

On observe sur ces deux caractéristiques une forte diminution de la tension de seuil, puis une saturation de cette dérive à des niveaux différents suivant la polarisation appliquée sur la grille [86Boesch]. La polarisation positive provoque la dérive la plus importante ($V_{th} \sim -37$ V pour l'IRF620) et constitue le pire cas pour le composant. Les polarisations négatives ou nulles conduisent à une tension de seuil négative ($V_{th} \sim -2$ V). Mais, la dérive est moins importante que celle occasionnée par une irradiation avec une polarisation positive.

Quelle que soit la polarisation, on peut observer une saturation de la dérive. La Figure 49 représente les valeurs à la saturation de la tension de seuil d'un IRF620 d'International Rectifier en fonction de la tension appliquée sur la grille pendant l'irradiation. Les valeurs reportées sur la figure correspondent à la tension de seuil après une dose de 7,8 Mrad(SiO₂).

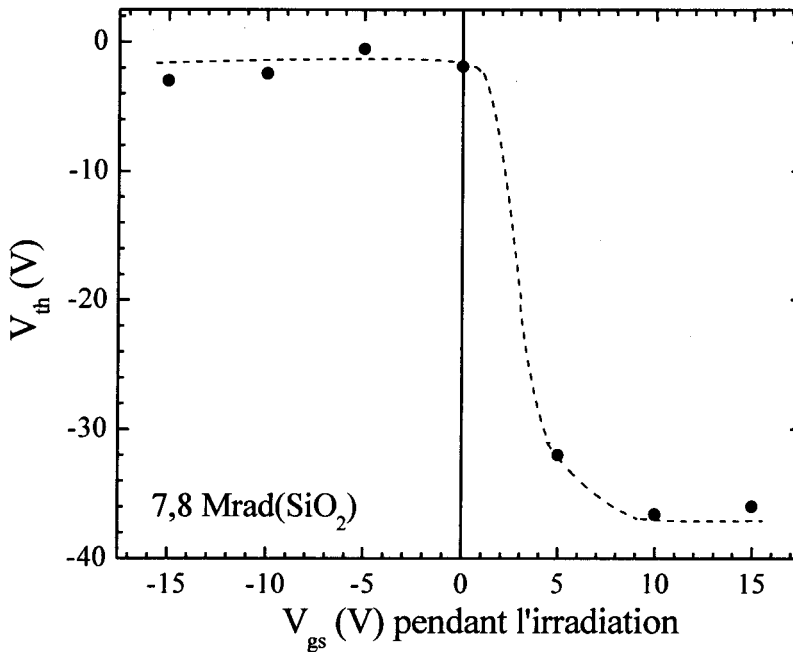


Figure 49 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 de International Rectifier en fonction de la tension appliquée sur la grille pour une dose cumulée de 7,8 Mrad(SiO₂).

F. Conclusion

L'interaction rayonnement-matière entraîne une création de charges qui se piègent dans le composant électronique et perturbent son fonctionnement. Pour un système non durci, la tension appliquée sur la grille du VDMOSFET est comprise entre 0 et +10 V. Compte tenu de la dérive engendrée par l'irradiation, la tension de seuil obtenue pour les deux composants étudiés, suite à une dose 30 krad(SiO₂), ne permet plus de bloquer les transistors. Ils ne sont donc plus fonctionnels à cette dose. La dose indiquée correspond à une utilisation du composant sous une polarisation induisant le pire cas.

Le piégeage des charges créées lors de l'irradiation est localisé principalement dans les oxydes et les interfaces qui constituent les zones sensibles des composants. Le chapitre suivant évaluera plus précisément les différentes méthodes thermiques permettant la caractérisation des niveaux pièges et les dynamiques du dépiégeage des charges.

Chapitre IV

Phénomènes de récupération, moyens de caractérisation

IV. CARACTERISATION DU DEPIEGEAGE DES CHARGES

L'interaction d'un rayonnement ionisant sur une structure MOSFET conduit à un piégeage de charges dans l'oxyde et à une création d'états d'interface. Après l'irradiation, la variation en fonction du temps de la quantité de charges piégées dépend de plusieurs facteurs comme la valeur du champ électrique, la température, etc...

Afin de faciliter l'étude, le piégeage d'électrons dans l'oxyde sera négligé dans tous les calculs.

A. Etude théorique du dépiégeage des charges

1. Effet tunnel

A température ambiante, le champ électrique dans l'oxyde provoque le dépiégeage de charges par effet tunnel [90McWorther]. Le dépiégeage par effet tunnel peut être modélisé par "un front d'émission tunnel" dont la position $X_m(t)$ progresse dans l'oxyde en fonction du temps. L'évolution du dépiégeage des trous obéit à la relation suivante :

$$X_m(t) = \frac{1}{\beta} \ln(\alpha t) \quad (83)$$

α est la fréquence de saut tunnel,

β est un paramètre lié à la barrière de potentiel à franchir et par conséquent dépend du champ.

A l'instant t , toutes les charges piégées situées à une distance inférieure à $X_m(t)$ sont neutralisées ou recombinées, alors que celles situées plus loin de l'interface n'ont pas été atteintes (Figure 50).

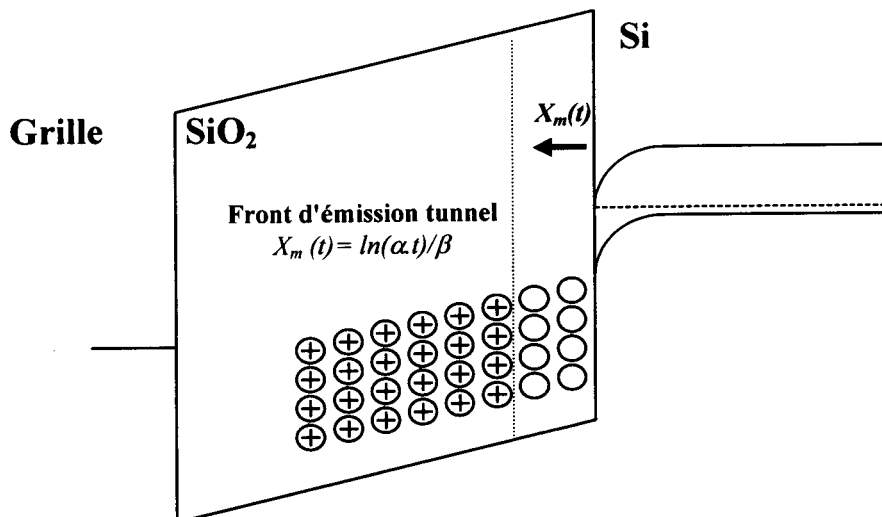


Figure 50 : Représentation schématique du diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS, illustrant le mécanisme de guérison par effet tunnel [90McWhorter].

La valeur $\Delta X_m(t)$ varie de 0,2 à 0,4 nm par décade de temps selon la polarisation appliquée et la température [85Benedetto, 86Oldham]. Ainsi, il faut compter plusieurs années pour dépiéger des charges situées à plusieurs dizaines de nanomètres de l'interface SiO_2/Si à

température ambiante. L'amplitude de cette guérison varie suivant la polarisation de grille appliquée [76McLean].

2. Effet thermique

a. Modélisation d'Arrhenius

Historiquement, ce fut la première approche de l'étude des cinétiques des réactions chimiques. La modélisation est utilisée principalement lorsque des réactions chimiques sont activées par un paramètre (la température par exemple). Cette modélisation repose sur l'utilisation de graphes, dit graphes d'Arrhenius (du nom du chimiste suédois Svante Arrhenius) [97Chabrierie].

La formulation quantitative de la dépendance des vitesses de la réaction avec la température, observée expérimentalement, est donnée par l'équation (84) connue sous le nom d'équation d'Arrhenius :

$$k = A \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (84)$$

k est la constante de vitesse de la réaction,

T est la température,

R est la constante des gaz parfaits,

A est le facteur d'Arrhenius,

E_a est appelée énergie d'activation.

Cette modélisation est correcte pour une grande variété de réactions. Elle reste vraie pour toutes les phases des composés (gazeux ou non), ainsi que pour différents ordres de réactions. Expérimentalement, les constantes A et E_a sont extraites du graphe d'Arrhenius, où l'on trace le logarithme de la constante de vitesse en fonction de l'inverse de la température. La vitesse de la réaction reflète cette énergie d'activation : plus E_a est élevée, plus la réaction est lente, et réciproquement. Les vitesses de réaction peuvent être accélérées en élevant la température. Ceci augmente le nombre de molécules du substrat candidates à la réaction (c'est-à-dire possédant une énergie suffisante pour surmonter la barrière de potentiel).

b. Application aux structures MOSFETs

Le processus général de récupération obéit à l'équation différentielle définie par [86Petr, 55Primak] :

$$\frac{\partial n(E, t)}{\partial t} = -\sigma n^j(E, t) \quad (85)$$

n(E, t) = nombre de charges sur un niveau énergétique E à l'instant t,

j = ordre de la réaction.

En supposant que la quantité d'électrons présents dans le silicium permette la recombinaison des trous dépiégés dans l'oxyde, il est possible de considérer que la réaction est du premier ordre, c'est à dire j = 1 [86Petr]. De plus, si on considère un niveau énergétique le

dépiégeage des charges en fonction du temps se simplifie [45Randall] et l'équation (85) devient :

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\sigma n(t) \quad (86)$$

$n(t)$ = nombre de charges sur le niveau considéré à l'instant t .

σ représente la probabilité par unité de temps pour qu'une charge se libère d'un piège, c'est à dire que le trou passe d'un niveau piège vers la bande de valence. Cette valeur est définie par l'équation d'Arrhenius :

$$\sigma = A \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] \quad (87)$$

E_a = énergie d'activation,
 A = facteur de fréquence,
 k est la constante de Boltzmann,
 T est la température.

L'énergie d'activation pour les trous correspond à la différence d'énergie entre le niveau piège considéré et le haut de la bande de valence. La constante A est une caractéristique du matériau et a la dimension d'une fréquence.

En élevant la température (recuit), on augmente la probabilité de dépiégeage des charges. La guérison par activation thermique est une émission de trous piégés vers la bande de valence du SiO_2 et peut-être modélisée par un front énergétique. Ce front se déplace à l'intérieur du gap de la silice de la bande de valence vers la bande de conduction, avec l'augmentation de la température. Ainsi, les pièges situés entre la bande de valence et le front thermique sont vides car les trous ont une forte probabilité d'être dépiégés, tandis que ceux situés au-delà de ce front sont pleins en majorité (Figure 51).

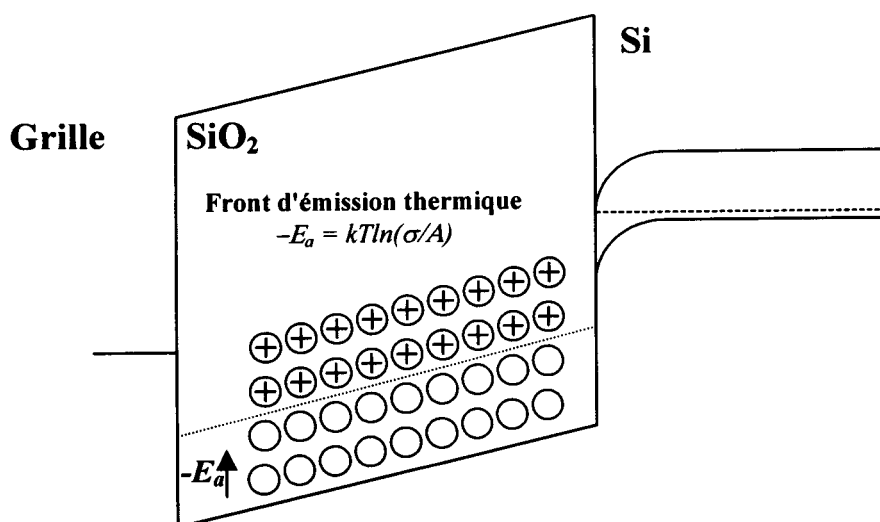


Figure 51 : Représentation schématique du diagramme des bandes d'énergie d'une structure MOS, illustrant le mécanisme de guérison par effet thermique [90McWhorter].

Compte tenu des aspects expérimentaux de cette étude, le temps écoulé entre la sortie des échantillons de la cellule d'irradiation et la mesure (1000 s) permet de considérer que le dépiégeage des charges post-irradiation par effet tunnel peut être négligé. Le dépiégeage des charges observé est principalement dû à l'effet thermique.

B. Les différents recuits

Il existe trois types de recuits classiques qui se distinguent les uns des autres par leur profil de température en fonction du temps. Dans une approche simplifiée, ils permettent de déterminer les énergies d'activation des pièges et le facteur de fréquence.

1. Courant stimulé thermiquement (Thermally Stimulated Current)

a. Principe

Le principe d'une expérience de mesure de courant stimulé thermiquement est d'augmenter linéairement la température en fonction du temps (Figure 52). Le courant de grille mesuré à la température du recuit est dû aux charges créées par activation thermique et éventuellement au dépiégeage des niveaux pièges chargés. Une mesure de courant thermiquement stimulé avant et après irradiation permet par comparaison de déterminer le courant dû uniquement aux charges piégées dans le composant pendant l'irradiation. Ce procédé permet de caractériser les niveaux pièges (énergies d'activation, facteur de fréquence, quantité de charges piégées, etc.). De plus, la polarisation appliquée sur la grille du composant pendant le recuit est importante [91Fleetwood].

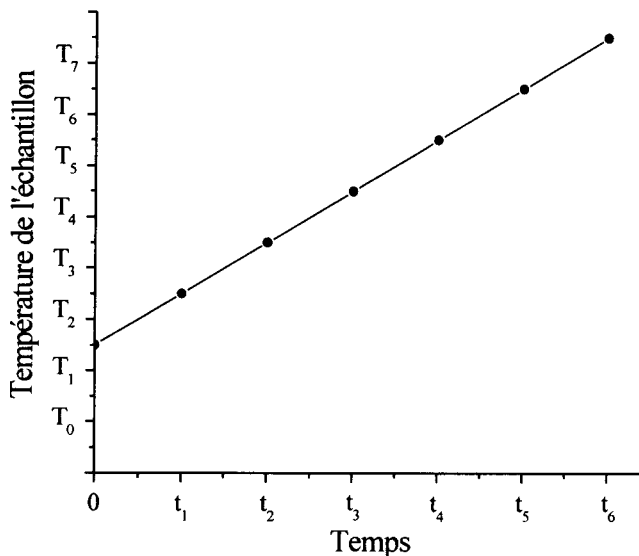


Figure 52 : Principe de la TSC.

b. Problèmes liés aux échantillons utilisés

La Figure 53 montre l'évolution du courant obtenu lors de l'application de la rampe en température sur un IRF830 non irradié, lors du recuit $V_{gs} = +10$ V [91Fleetwood]. Dans cette gamme de températures, théoriquement le courant de grille présente une variation

exponentielle avec la température [81Sze]. Lors du premier recuit, la présence du pic de courant à 340°C permet de supposer l'existence d'un niveau piège chargé dans les échantillons neufs. On ne retrouve pas ce pic lors du second recuit et la première partie de la courbe met en évidence une augmentation significative du courant de fuite. La réalisation d'une expérience de TSC est donc très difficile voire impossible sur nos échantillons car il est impossible de distinguer le courant dû aux charges dépiégées.

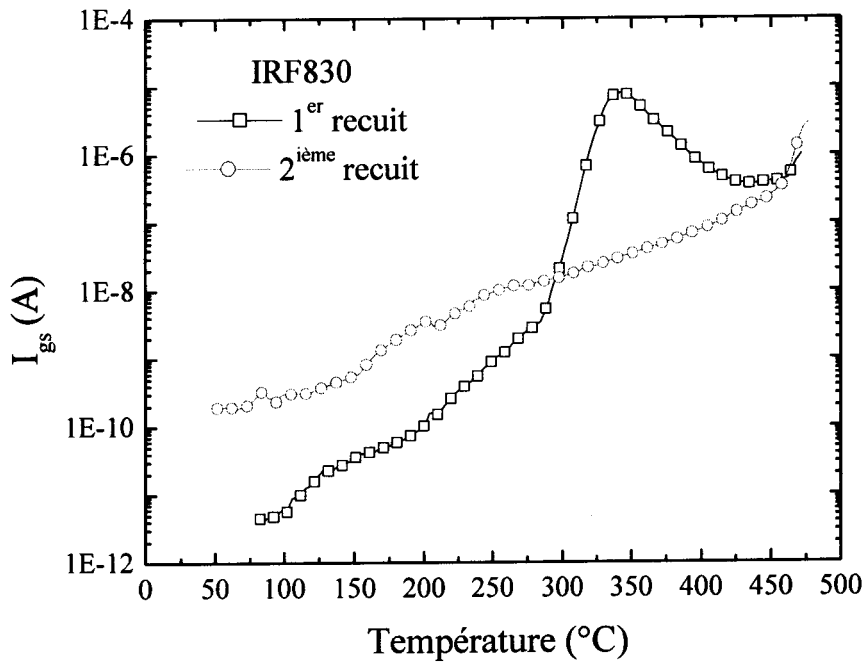


Figure 53 : Evolution du courant de grille mesuré pendant l'application consécutive sur un même échantillon de deux rampes en température identiques.

Le recuit à haute température provoque des courants de fuite et fragilise fortement le composant [00Manka]. Tous les essais réalisés ont conduit à une non fonctionnalité à la fin du second recuit. L'utilisation d'un tel moyen de caractérisation n'a donc pas été retenue pour cette étude.

2. Principes du recuit isotherme et isochrone

a. Le recuit isotherme

Le recuit isotherme consiste en une série de paliers de température constante, sous une certaine polarisation (nulle dans notre cas) séparés par des périodes de mesures à température ambiante (Figure 54). Le temps effectif de l'isotherme est la somme des paliers hauts en supposant que la quantité de charges dépiégées est négligeable dans les autres parties.

Dans le cas des MOSFETs, la mesure à température ambiante de la caractéristique de transfert permet notamment de connaître l'évolution de la tension de seuil.

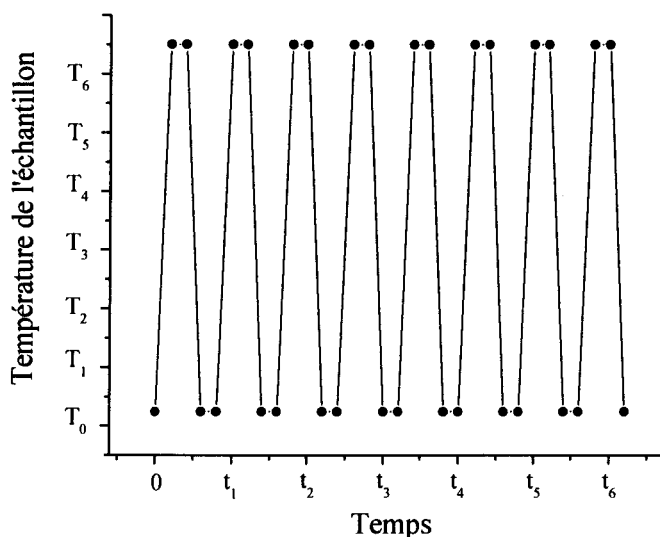


Figure 54 : Principe d'un recuit isotherme.

b. Le recuit isochrone

Le mot isochrone vient du grec "iso" (qui signifie "même") et "chronos" (qui signifie "temps"). Comme pour l'isotherme, une mesure de $I_{ds} = f(V_{gs})$ à température ambiante sépare chaque palier. Après chaque mesure, la température du pallier est augmentée. Un recuit isochrone ayant des températures de paliers identiques correspond à un recuit isotherme. La Figure 55 présente le principe d'un recuit isochrone.

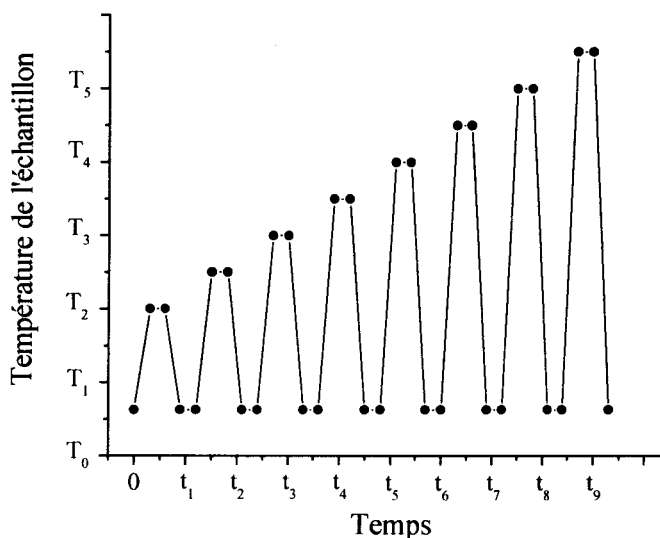


Figure 55 : Principe d'un recuit isochrone.

Lorsqu'un palier de température est atteint, la quantité de charges qui se dépiege quand la température diminue est négligeable. Le recuit isochrone effectif correspond donc à la Figure 56, où les paliers de mesures à température ambiante ont été supprimés. L'augmentation de la température des paliers que l'on peut associer à une rampe en température est définie par la constante c (Figure 56). La durée du palier de l'isochrone doit être suffisante pour que la puce située dans le boîtier plastique soit à la température de

consigne. Une fois la température atteinte la durée du palier est limitée afin de minimiser l'effet isotherme, c'est-à-dire le dépiégeage en fonction du temps [98Saigné].

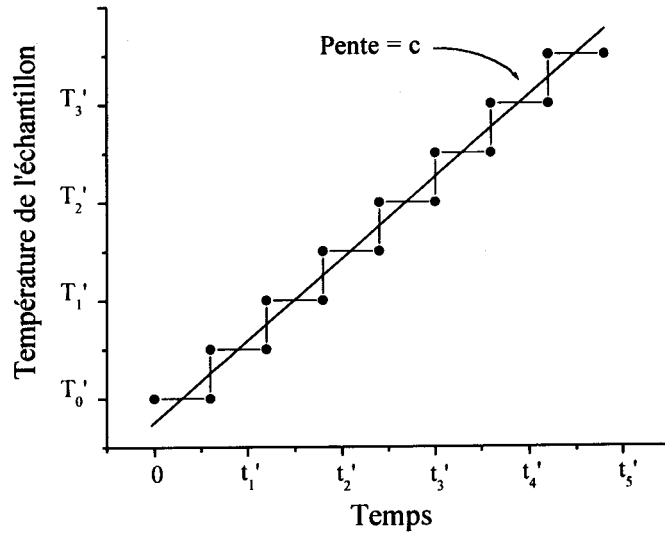


Figure 56 : Rampe en température associée au recuit isochrone.

Remarque : Le temps à température ambiante n'a pas d'effet, il est considéré comme nul (Figure 56). Seules les températures supérieures aux paliers précédents la mesure agissent sur le dépiégeage.

c. La fraction non recombinaée

L'ensemble des charges électriquement actives piégées dans le composant suite à une irradiation peuvent être représentées par une densité de charges surfacique localisée à l'interface SiO₂/Si. Au cours du temps cette densité évolue avec le dépiégeage des charges. Comme la variation de la tension de seuil dépend de l'évolution de la valeur de cette densité surfacique, on peut définir la fraction non recombinaée par l'équation (88).

$$Y_{V_{th}} = \frac{V_{th} - V_{th0}}{V_{tha} - V_{th0}} \quad (88)$$

V_{th} , V_{th0} et V_{tha} représentent respectivement la tension de seuil, après chaque palier du recuit, avant et après irradiation.

Cette grandeur s'exprime en pourcentage.

3. Réalisation de recuits sur des échantillons irradiés

a. Irradiation

Des IRF830 d'International Rectifier ont été irradiés à une dose de 60 krad(SiO₂) avec un débit de 2,5 krad(SiO₂)/h. Lors de l'irradiation, toutes les broches du composant sont à la masse. La Figure 44 présente la caractéristique de transfert d'un transistor en régime de faible inversion avant et après irradiation.

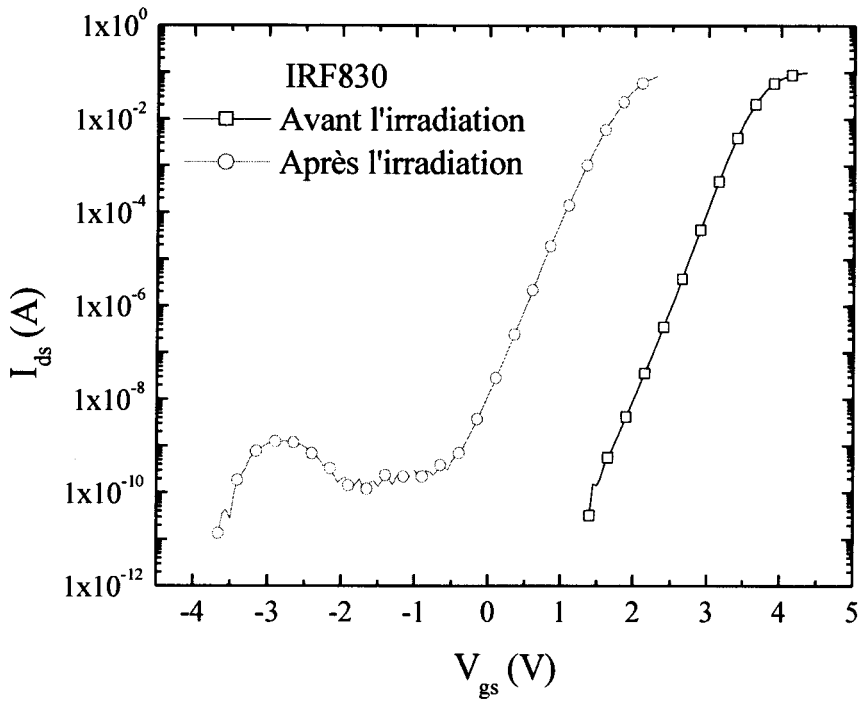


Figure 57 : Caractéristiques $I_{ds} = f(V_{gs})$ sous le seuil avant et après une irradiation à 60 krad(SiO_2) d'un IRF830. $V_{gs} = 0$ V pendant l'irradiation.

La Figure 44 montre une translation négative de la courbe avec peu de variation au niveau de la pente. Par conséquent, la dérive de la tension de seuil est principalement due au piégeage de charges dans l'oxyde de grille.

D'autres IRF830 ont été irradiés au même débit de dose, mais avec une dose plus importante (180 krad(SiO_2)) et avec une polarisation de grille de +10 V. Compte tenu de la variation de la pente sous le seuil, cette condition d'irradiation a permis une création importante d'états d'interface.

b. Recuits isothermes

La Figure 58 donne l'évolution de la fraction non guérie Y_{vth} en fonction de la durée du recuit pour différentes températures (158, 178, 198, 218 et 237°C). Les échantillons ont été irradiés à une dose de 60 krad(SiO_2) avec un débit de 2,5 krad(SiO_2)/h. Toutes les broches sont à la masse pendant l'irradiation et le recuit.

Plus la température est élevée, plus la récupération est importante. Le dépiégeage des charges est caractérisé par une forte dynamique lors des 10 premières minutes suivie d'une saturation.

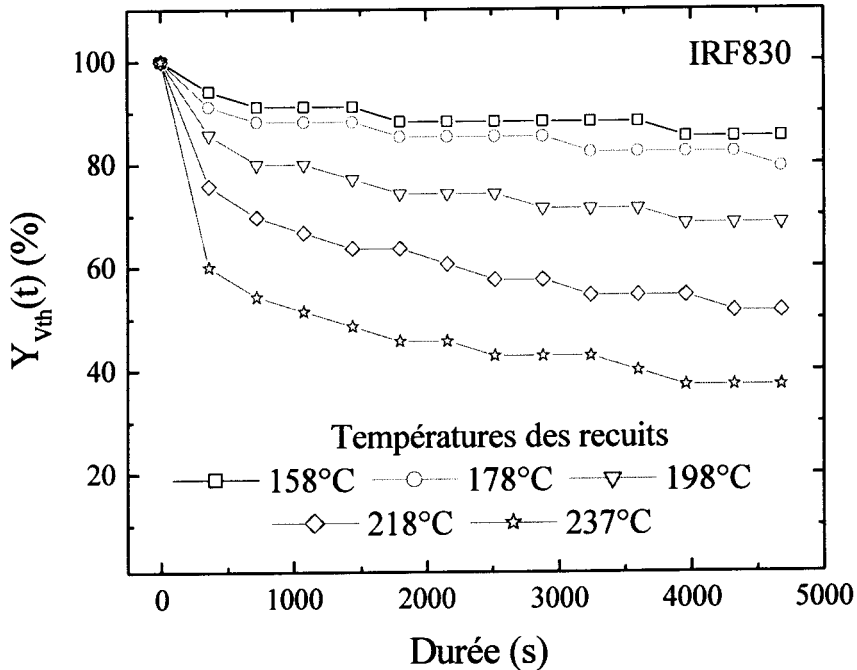


Figure 58 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} en fonction de la durée du recuit pour différentes températures (158, 178, 198, 218 et 237°C) pour des échantillons irradiés à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO_2).

c. Recuits isochrones

Le recuit consiste à maintenir les composants à une température donnée pendant 6 minutes et à effectuer une mesure de la tension de seuil des échantillons à température ambiante avant d'augmenter la température du palier de 20°C [97Dusseau, 98Saigné]. La rampe en température, c est égale à $5,5 \times 10^{-2} \text{ Ks}^{-1}$.

i. Effet des charges dans l'oxyde

Un recuit isochrone a été effectué sur des échantillons ayant reçu une dose de 60 krad(SiO_2) avec un débit de 2,5 krad(SiO_2)/h (Figure 44).

En négligeant la faible contribution des pièges à l'interface, la variation de la fraction non guérie caractérise principalement les pièges dans l'oxyde de grille.

Les points les plus importants sur la figure sont les points d'inflexion car ils nous donnent les températures caractéristiques des charges piégées. C'est aux points d'inflexion que la dynamique de dépiégeage des charges sera maximum. Le calcul de la dérivée de la fraction non guérie Y_{vth} permet de mettre en évidence les températures caractéristiques (T_c) du dépiégeage des charges. Cette dérivée permet une visualisation rapide de la température correspondant au point d'inflexion c'est-à-dire à la température où la vitesse de guérison est maximale.

Une température caractéristique d'environ 230°C pour les charges piégées dans l'oxyde lors de l'irradiation peut être extraite de la Figure 59.

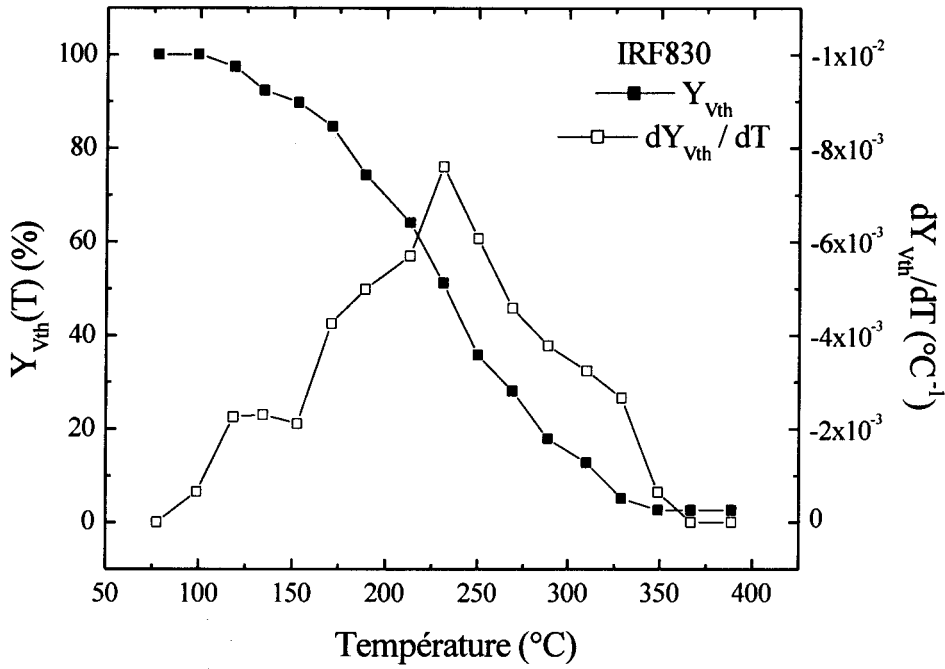


Figure 59 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température pour un échantillon irradié à $V_{gs} = 0 \text{ V}$ à une dose de 60 krad(SiO_2).

ii. Effet des charges dans l'oxyde et à l'interface

Pour mettre en évidence l'effet des états d'interface sur l'évolution de la fraction non guérie, un recuit isochrone sur des échantillons irradiés dans des conditions de polarisation "pire cas" ($V_{gs} = +10 \text{ V}$) a été effectué [00Picard]. La dose reçue a été augmentée (180 krad(SiO_2)) avec un même débit ($2,5 \text{ krad}(\text{SiO}_2)/\text{h}$). Les évolutions de la fraction non guérie et de sa dérivée sont représentées sur la Figure 60.

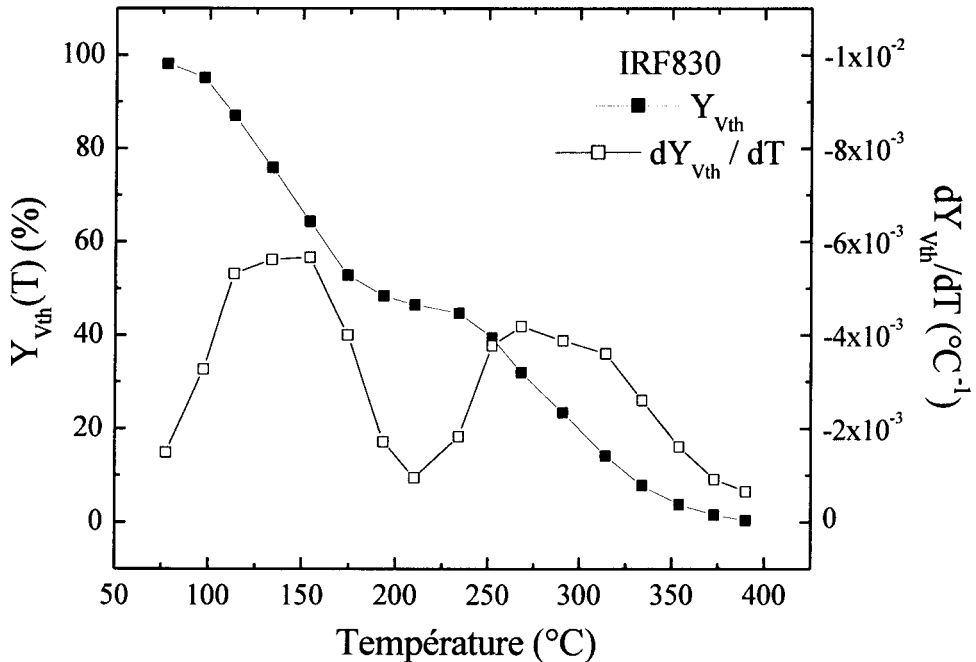


Figure 60 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'un échantillon IRF830 précédemment irradié à $V_{gs} = +10 \text{ V}$ à une dose de 180 krad(SiO_2).

Cette figure met en évidence la présence de deux températures caractéristiques $T_1 = 133^\circ\text{C}$ et $T_2 = 278^\circ\text{C}$. Cependant, il s'agit d'une combinaison des dynamiques associées aux pièges d'interface et d'oxyde. Ce résultat est difficilement exploitable.

Une irradiation dans le mode de fonctionnement "pire cas" provoque une création non négligeable d'états d'interface. Dans ce cas, pour une comparaison plus fine, une analyse concernant la dissociation des charges piégées dans l'oxyde par rapport aux états d'interface créés durant l'irradiation est nécessaire.

Dans ce but, on définit la fraction non guérie (Y_{vot}) correspondant uniquement aux charges piégées dans l'oxyde par l'équation (89) :

$$Y_{\text{vot}} = \frac{\Delta V_{\text{ot}}}{\Delta V_{\text{ota}}} \quad (89)$$

ΔV_{ot} et ΔV_{ota} représentent respectivement la variation de la tension induite par les charges piégées dans l'oxyde mesurée à chaque palier du recuit et après l'irradiation. Ces deux valeurs sont extraites par la méthode de la pente sous le seuil (cf. chapitre II p.80).

La Figure 61 montre les évolutions de la fraction non guérie Y_{vot} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone pour les échantillons IRF830 irradiés à $V_{\text{gs}} = +10 \text{ V}$ à une dose de $180 \text{ krad}(\text{SiO}_2)$.

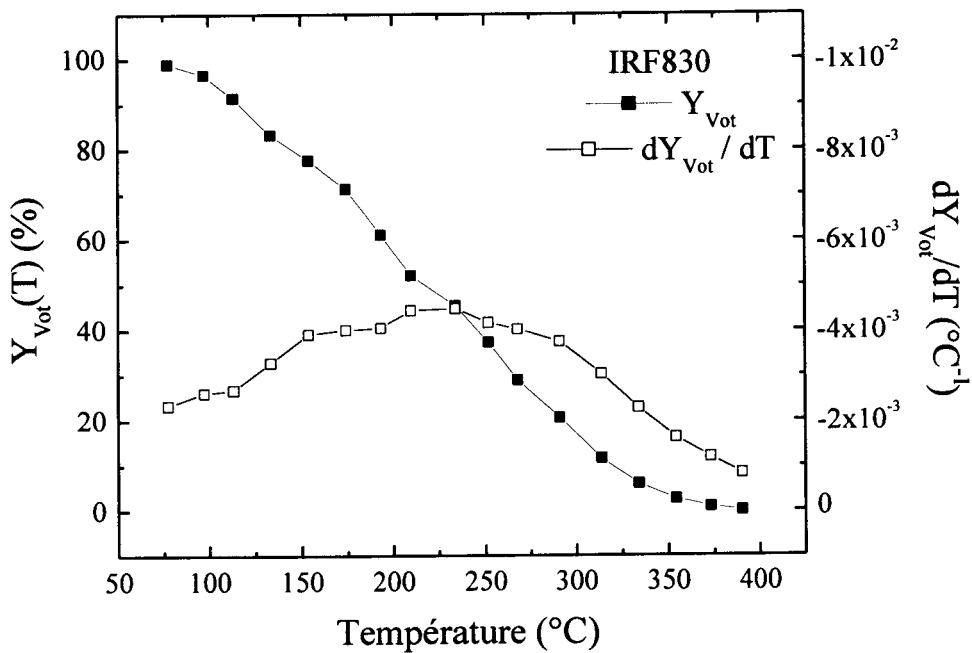


Figure 61 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vot} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'un échantillon IRF830 précédemment irradié à $V_{\text{gs}} = +10\text{V}$ à une dose de $180 \text{ krad}(\text{SiO}_2)$.

Il ne reste qu'un point d'inflexion sur cette courbe. L'extraction de la température caractéristique pour $Y_{\text{vot}} = f(T)$ par la dérivée est difficile; on l'estimera à environ 230°C . Notons qu'une seule température caractéristique est obtenue par rapport à l'analyse avec Y_{vth} mais on retrouve bien la température caractéristique obtenue pour une irradiation n'induisant ni une forte dérive de la tension de seuil ni une forte création d'états d'interface.

C. Energie d'activation et facteur de fréquence

1. Théorie à un niveau

Pour exprimer le dépiégeage des charges, nous nous placeons, pour simplifier, dans le cas particulier d'un centre de pièges à trous qui ne possède qu'un seul niveau d'énergie. Nous négligeons dans ce processus le dépiégeage par effet tunnel, les phénomènes de repiégeage à partir de la bande de valence ou de recombinaison avec un électron de la bande de conduction.

Les équations (86) et (87) donnent :

$$\frac{dp_i(t)}{dt} = -\sigma p_i(t) = -A p_i(t) \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] \quad (90)$$

$p_i(t)$ = nombre de trous piégés à l'instant t sur le niveau d'énergie E_a .

a. Variation de la densité de charges piégées lors d'un recuit isotherme

Dans le cas d'un dépiégeage pour un recuit isotherme (température constante), la variation de la densité de trous piégés sur un niveau est de la forme :

$$p_i(t) = p_{i0} \exp\left[-A t \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)\right] \quad (91)$$

p_{i0} représente la densité de porteurs initialement piégés (à $t=0$).

A température constante, la densité de trous piégés décroît exponentiellement avec le temps et peut être représentée par la fonction normalisée suivante :

$$Y(t) = \frac{p_i(t)}{p_{i0}} = \exp\left[-A t \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)\right] \quad (92)$$

$Y(T)$ est la fraction non-recombinée théorique.

b. Variation de la densité de charges piégées lors d'un recuit isochrone

En utilisant les mêmes hypothèses, c'est-à-dire en considérant le cas où il n'existe qu'un seul niveau de piège à trous dans la bande interdite, la température dépend cette fois, du temps ($T = T(t)$).

Soit :

$$\frac{dp_i(t)}{dt} = -A p_i(t) \exp\left[-\frac{E_a}{kT(t)}\right] \quad (93)$$

D'où :

$$p_i(t) = p_{i0} \exp\left[-A \int_0^t \exp\left[-\frac{E_a}{kT(t')}\right] dt'\right] \quad (94)$$

Nous nous placerons en régime stationnaire, c'est-à-dire dans le cas où la variation de la densité de trous dans la bande interdite de l'oxyde par unité de temps est nulle : $dp_i(t)/dt = 0$. Le dépiégeage des charges ne se fera alors qu'en fonction de la température.

La variation de la densité de trous dans la bande de valence, en fonction de la température, est donnée par :

$$p_i(T) = p_i(T_0) \exp \left[-\frac{A}{c} \int_{T_0}^T \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] dT \right] \quad (95)$$

avec :

$$T = ct + T_0 \quad (96)$$

T_0 est la valeur initiale de la température.

i. Résolution de l'intégrale

On pose :

$$I = \int_{T_0}^T \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] dT \quad (97)$$

$$a = -\frac{E_a}{k} \quad (98)$$

$$x = T^{-1} \quad (99)$$

Donc :

$$dx = -T^{-2} dT \quad (100)$$

D'où :

$$dT = -\frac{dx}{x^2} \quad (101)$$

Soit :

$$I = \int_{1/x}^{1/x_0} \frac{\exp(ax)}{x^2} dx \quad (102)$$

D'après les tables d'intégrations indéfinies [61Petit-Bois], I est de la forme :

$$I = \left[\frac{\exp(ax)}{a} \left(\frac{1}{x^2} + \frac{2}{ax^3} + \frac{6}{a^2 x^4} + \dots \right) \right]_{1/x}^{1/x_0} \quad (103)$$

D'où :

$$I = \left[\frac{k}{E_a} \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] \left(T^2 - \frac{2kT^3}{E_a} + \frac{6k^2T^4}{E_a^2} + \dots \right) \right]_{T_0}^T \quad (104)$$

Soit :

$$I = I_0 + \frac{k}{E_a} \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] \left(T^2 - \frac{2kT^3}{E_a} + \frac{6k^2T^4}{E_a^2} + \dots \right) \quad (105)$$

I_0 = Valeur de l'intégrale I en $T = T_0$.

Les expressions finales de la densité de trous piégés en fonction de la température et de la fraction non-recombinée théorique sont :

$$p_i(T) = p_i(T_0) \exp \left\{ -\frac{A}{c} \left[I_0 + \frac{k}{E_a} \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] \left(T^2 - \frac{2kT^3}{E_a} + \frac{6k^2T^4}{E_a^2} + \dots \right) \right] \right\} \quad (106)$$

$$Y(T) = \frac{p_i(T)}{p_{i0}} = \exp \left\{ -\frac{A}{c} \left[I_0 + \frac{k}{E_a} \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] \left(T^2 - \frac{2kT^3}{E_a} + \frac{6k^2T^4}{E_a^2} + \dots \right) \right] \right\} \quad (107)$$

La localisation des charges dans le volume affecte la valeur de la tension de seuil. En considérant que le piégeage des charges dans l'oxyde est situé proche de l'interface SiO_2/Si , on peut supposer que la densité volumique des charges varie de la même façon que la densité surfacique. Dans le cadre de cette hypothèse, la fraction non-recombinée théorique (Y) peut être égalée à la fraction expérimentale (Y_{Vot} ou Y_{Vth} si la présence d'états d'interface est négligeable).

ii. Température caractéristique

Les points d'inflexion de la courbe d'un recuit isochrone correspondent à des températures caractéristiques de l'oxyde. A ces températures, la dynamique de dépiégeage des charges sera maximale.

Sachant que :

$$p_i(T) = p_i(T_0) \exp \left[-\frac{A}{c} \int_{T_0}^T \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] dT \right] \quad (108)$$

On pose :

$$g(T) = -\frac{A}{c} \int_{T_0}^T \exp \left[-\frac{E_a}{kT} \right] dT \quad (109)$$

La dérivé première et seconde donnent respectivement :

$$\frac{dp_i(T)}{dT} = p_i(T_0) \frac{dg(T)}{dT} \exp[g(T)] = p_i(T) \frac{dg(T)}{dT} \quad (110)$$

$$\frac{d^2 p_i(T)}{dT^2} = \frac{d^2 g(T)}{dT^2} p_i(T) + \left(\frac{dg(T)}{dT} \right)^2 p_i(T) \quad (111)$$

Soit :

$$\frac{dg(T)}{dT} = -\frac{A}{c} \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] \quad (112)$$

$$\frac{d^2 g(T)}{dT^2} = -\frac{A}{c} \frac{E_a}{kT^2} \exp\left[-\frac{E_a}{kT}\right] \quad (113)$$

Au point d'inflexion la dérivé seconde est nulle :

$$\frac{d^2 p_i(T_c)}{dT^2} = 0 \quad (114)$$

D'où :

$$\frac{d^2 g(T)}{dT^2} + \left(\frac{dg(T)}{dT} \right)^2 = 0 \quad (115)$$

$$-\frac{A}{c} \frac{E_a}{kT_c^2} \exp\left[-\frac{E_a}{kT_c}\right] + \left(\frac{A}{c} \right)^2 \exp\left[-\frac{2E_a}{kT_c}\right] = 0 \quad (116)$$

On trouve :

$$\frac{E_a}{kT_c} = \ln\left(\frac{AkT_c^2}{cE_a}\right) \quad (117)$$

2. Incohérence du modèle à un seul niveau d'énergie

a. Pour un recuit isotherme

La Figure 62 représente la fonction $Y_{vth} = f(t)$ en coordonnées semi-logarithmiques pour le recuit isotherme à 237°C.

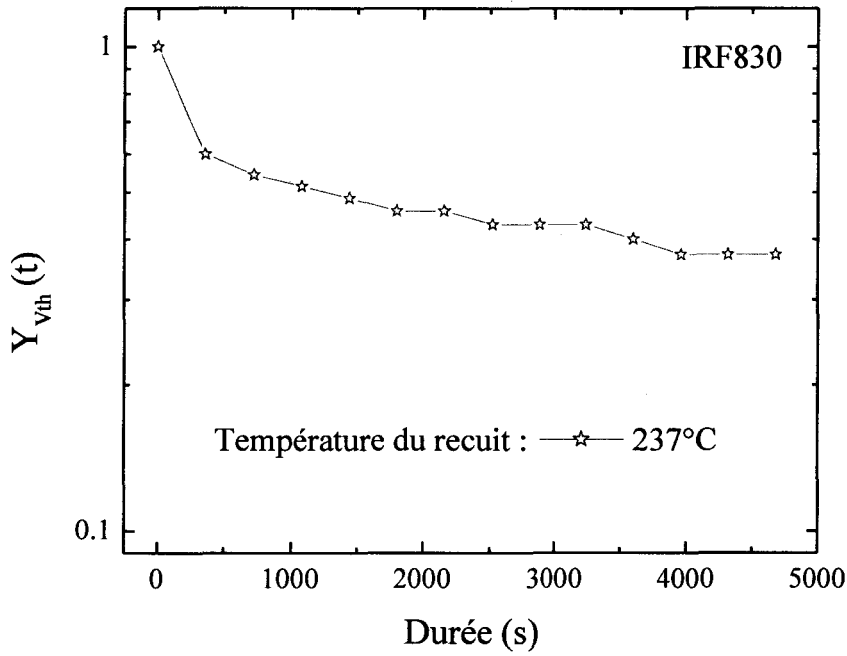


Figure 62 : Evolution de la fraction non guérie en coordonnées semi-logarithmiques pour le recuit isotherme à 237°C. Les échantillons ont été irradiés à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO_2), (Figure 58).

L'expression générale de la fraction non guérie $Y_{vth}(t)$ pour un isotherme est donnée par l'équation (92) d'où :

$$\ln[Y(t)] = -\sigma t \quad (118)$$

σ étant une constante, la fonction $\ln(Y(t))$ doit être une droite, de pente négative ($-\sigma$), ce qui n'est pas le cas. Il y a incohérence entre le modèle mathématique utilisé et les données expérimentales.

b. Pour un recuit isochrone

Si on remplace E_a/kT_c de l'équation (117) dans l'expression de la fraction non guérie, calculée pour un recuit isochrone (106), on trouve :

$$Y(T_c) = \frac{1}{e} = 0,368 \quad (119)$$

On suppose dans ce cas que $I_0 = 0$ car, au départ, la quantité de charges non-recombinées amenées par le recuit isochrone est nulle.

La Figure 63 représente $Y_{vth}(T)$ et sa dérivée. La température caractéristique, correspondant au maximum de la dérivée, est de 230°C, or, pour $Y(T_c) = 1/e = 0,368$ on constate que la température obtenue est de 250°C. Cette différence de températures a été observée sur l'ensemble des échantillons étudiés.

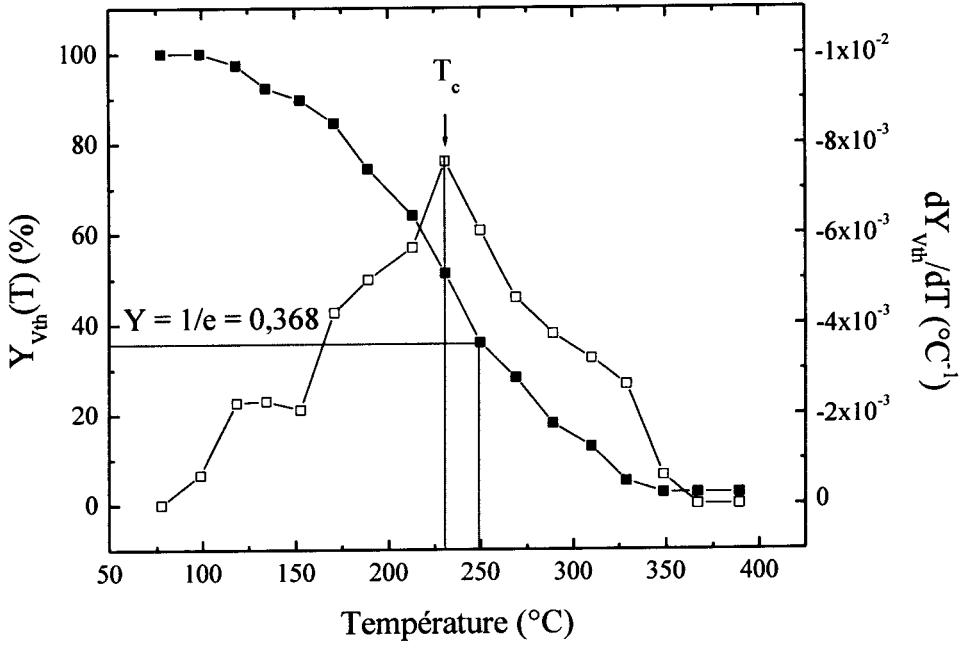


Figure 63 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température du recuit pour un échantillons irradiés à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO_2).

L'évolution de la fraction non guérie des échantillons étudiés ne montre pas plusieurs niveaux distincts mais un point d'inflexion correspondant à un niveau énergétique (Figure 63). Cependant, l'utilisation d'une théorie à un niveau conduit aux incohérences montrées précédemment. Nous allons donc considérer que les trous sont piégés sur plusieurs niveaux énergétiques proches. Afin de pouvoir intégrer cette hypothèse sur les formules théoriques développées, il faut considérer que les niveaux énergétiques bien que proches peuvent être discrétisés.

Avec une telle hypothèse la fraction non guérie devient pour un recuit isotherme :

$$Y(t) = \sum_{i=1}^{n_v} n_i \exp \left[-A \exp \left(-\frac{E_i}{kT} \right) \right] \quad (120)$$

et pour un isochrone :

$$Y(T) = \sum_{i=1}^{n_v} n_i \exp \left\{ -\frac{A}{c} \left[I_0 + \frac{k}{E_i} \exp \left[-\frac{E_i}{kT} \right] \left(T^2 - \frac{2kT^3}{E_i} + \frac{6k^2T^4}{E_i^2} \right) \right] \right\} \quad (121)$$

n_v = nombre de niveaux énergétiques.

$$\sum_{i=1}^{n_v} n_i = 1 \quad (122)$$

n_i est la densité de pièges au niveau d'énergie E_i .

D. Détermination de E_i et A

Un ajustement consiste à obtenir un ensemble de paramètres (tels que le facteur de fréquence, les énergies et les densités de pièges dans notre cas) permettant la superposition de courbes théoriques et expérimentales. En tenant compte des hypothèses précédentes (cf. équation (120) et (121)) la détermination expérimentale des paramètres en question devient impossible; d'où l'utilisation des logiciels FRISO et ORIGIN 6.0.

1. Utilisation de FRISO et d'ORIGIN 6.0

Origin 6.0 développé par MicrocalTM permet entre autres de faire des ajustements et FRISO (Fit de Recuit ISOtherme et ISOchrone), adapté au sein du Groupe de Conception de Systèmes Durcis par C. Brisset, est un logiciel destiné à traiter les données de recuits isochrones et isothermes afin d'extraire les énergies d'activation et le facteur de fréquence.

Le calcul est effectué simultanément avec les équations générales régissant les recuits isothermes (120) et isochrones (121), suivant la ou les variables à ajuster (A , E_i et n_i). Le logiciel mémorise les données expérimentales et minimise l'écart entre les points expérimentaux et les valeurs théoriques en ajustant les variables.

2. Influence du spectre énergétique sur un recuit isochrone

Des simulations ont été effectuées pour montrer l'influence de plusieurs niveaux pièges sur l'évolution de la fraction non guérie.

a. Ajustement avec un niveau sur des données théoriques

Afin de mettre en évidence l'influence de la distribution énergétique des niveaux pièges sur la fraction non guérie $Y(T)$, trois distributions ont été choisies arbitrairement et sont représentées Figure 64. (A) correspond à un seul niveau piège ($E = 1$ eV), (B) à dix niveaux pièges ($1 \text{ eV} < E < 1,18 \text{ eV}$ et $\Delta E = \text{constant}$) et (C) à dix niveaux pièges avec ($1 \text{ eV} < E < 1,45 \text{ eV}$ et $\Delta E = \text{constant}$); ΔE représente l'écart entre les niveaux discrétisés.

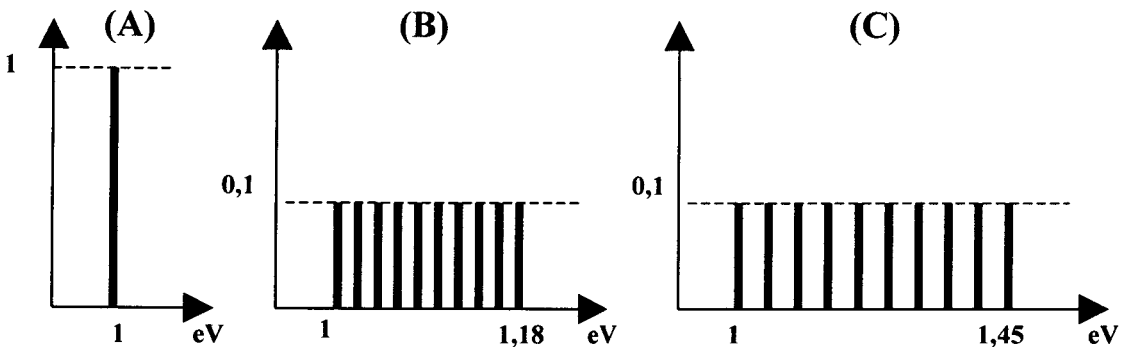


Figure 64 : Distributions énergétiques des niveaux pièges.

A l'aide de l'équation théorique de la fraction non guérie $Y(T)$ pour un recuit isochrone (121), les différentes courbes ont été tracées avec un facteur de fréquence (A) égal à 10^7 s^{-1} (Figure 65) [80Danchenko, 86Petr, 97Saigné]. Une distribution énergétique plus large implique des températures caractéristiques du dépiégeage des charges plus importantes. $Y(T)$ est décalée vers la droite et sa pente diminue.

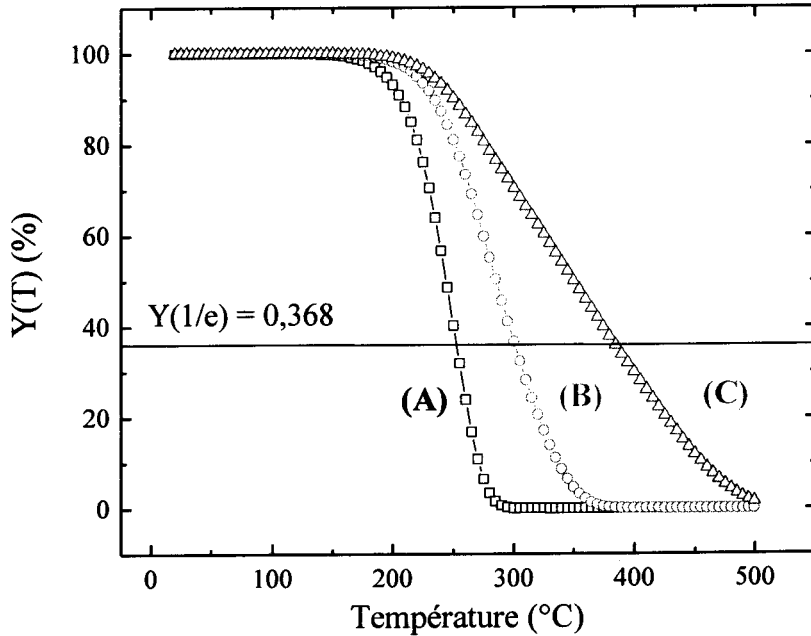


Figure 65 : Evolution des fractions non guéries théoriques obtenues.

La dérivée de la fraction non guérie théorique des trois distributions énergétiques est représentée Figure 66.

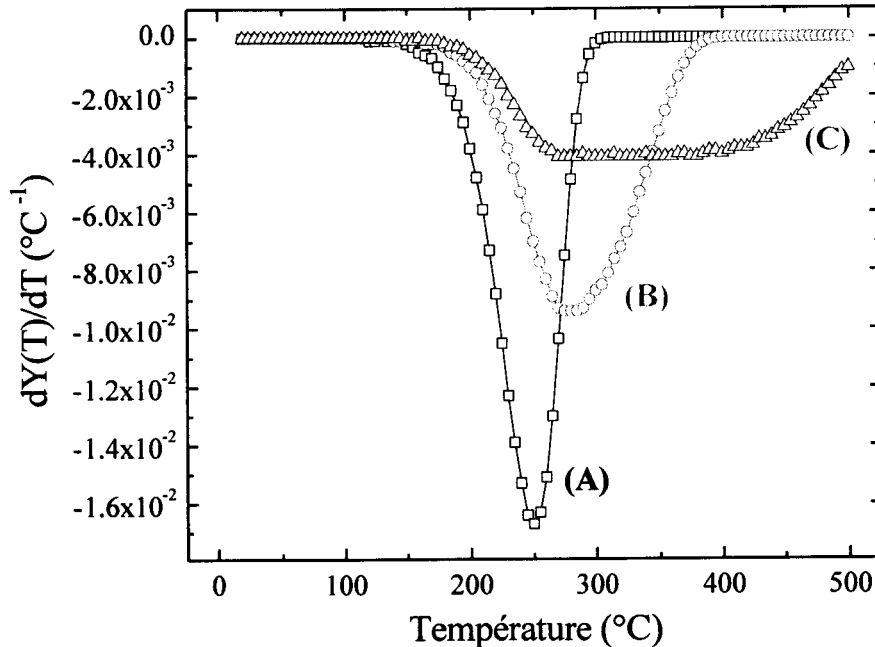


Figure 66 : Evolution de la dérivée des fractions non guéries théoriques obtenues.

Le Tableau 9 reporte les différences entre les températures obtenues avec le maximum de la dérivée et celles obtenue par la relation $Y(T_c) = 0,368$. Si l'écart énergétique est trop important la température n'est plus déterminable par la dérivée. Le cas (B) montre que le raisonnement basé sur un niveau d'énergie ($Y(T_c) = 1/e$) ne donne pas la valeur de la température caractéristique donnée par le maximum de la dérivée.

Température caractéristique T_c (°C)	A	B	C
Obtenue en $Y(1/e) = 0368$	249	297	382
Obtenue par la dérivé	249	278	indéterminable

Tableau 9 : Températures caractéristiques des trois distributions.

Afin de mettre en évidence les conséquences d'un raisonnement basé sur un niveau énergétique unique, les extractions des deux paramètres (A et E) ont été réalisées sur les trois distributions (A, B et C). Le Tableau 10 donne les résultats obtenus, l'ajustement des courbes théoriques et simulées étant parfait dans chacun des cas.

Spectre énergétique	A	B	C
Facteur de fréquence obtenu (s^{-1})	$\approx 10^7$	$2,56 \times 10^5$	$1,57 \times 10^{-1}$
Valeur de l'énergie obtenue (eV)	≈ 1	$9,29 \times 10^{-1}$	$3,45 \times 10^{-1}$

Tableau 10 : Résultats de l'extraction

Pour un niveau d'énergie (A), on retrouve bien l'hypothèse de départ, l'extraction fonctionne donc correctement. Plus la distribution énergétique est large, plus la valeur du facteur de fréquence diminue et le niveau d'énergie est sous évalué. Cette dernière remarque est lourde de conséquences car un raisonnement simple portant sur un niveau d'énergie ne conduira pas à une énergie d'activation moyenne; de plus la valeur du facteur de fréquence obtenue sera fausse.

b. Validation d'un ajustement sur des données expérimentales

Afin de déterminer et de valider les paramètres obtenus plusieurs critères ont été considérés.

Il faut d'une part que le résultat soit cohérent. En effet, la bande interdite de la silice est d'environ 9 eV, mais une énergie trop importante ($E > 3$ eV) est irréaliste compte tenu de la température des recuits. Enfin, un piège avec une énergie trop faible ($E < 0,1$ eV) pourrait capturer une charge mais ne pourrait pas la maintenir piégée à température ambiante ce qui signifie que l'irradiation n'aurait que peu d'influence sur le composant.

De plus, il faut obtenir un bon ajustement entre les courbes expérimentales et simulées.

En outre, les valeurs du facteur de fréquence A (Tableau 11) ainsi que la gamme énergétique (Tableau 12) exprimées dans les articles scientifiques permettent une comparaison avec les résultats obtenus par ajustements.

Facteur de fréquence (s ⁻¹)	Références bibliographiques
1×10 ⁴ à 1×10 ¹⁰	[92David]
1×10 ⁷	[97Dusseau, 80Danchenko]
1×10 ¹⁰ à 1×10 ¹²	[68Danchenko, 72Simons]
1×10 ¹³	[72Hickmott]
1×10 ¹⁴	[92Fleetwood, 92Miller]
1,5×10 ¹⁴ à 2,2×10 ¹⁵	[98Fleetwood]

Tableau 11 : Tableau récapitulatif des ordres de grandeur du facteur de fréquence déterminés.

E _{min} (eV)	E _{max} (eV)	E _{max} - E _{min} (eV)	Référence bibliographique
0,2	1,2	1	[72Simons]
0,6	1,2	0,6	[86Petr, 91Fleetwood]
0,85	1,4	0,55	[80Danchenko]
1,1	1,6	0,5	[84Shanfield]
1,1	2,2	1,1	[92Fleetwood]

Tableau 12 : Tableau récapitulatif des valeurs obtenues pour l'énergie dans la littérature scientifique

c. Ajustement à un niveau sur des données expérimentales

La Figure 67 représente le résultat d'un ajustement (à un seul niveau d'énergie) à partir des données du recuit isochrone présenté sur la Figure 63.

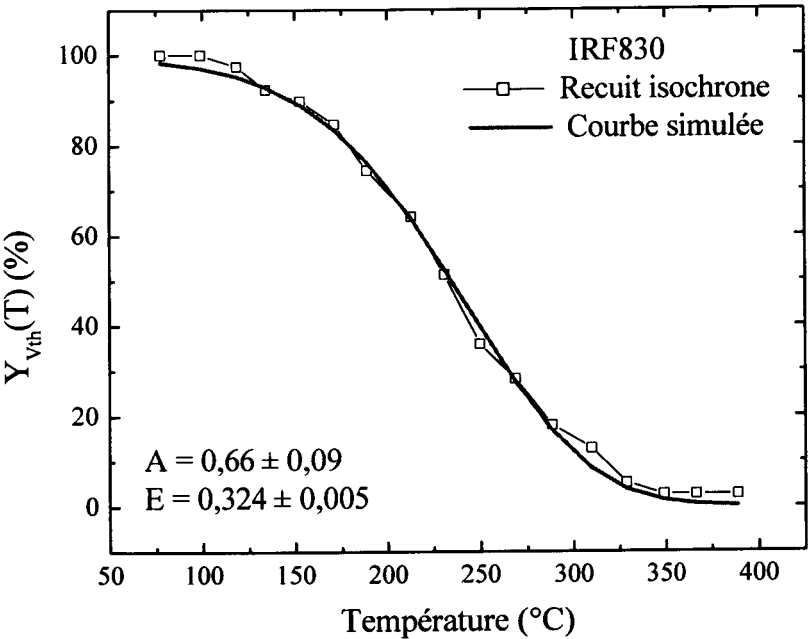


Figure 67 : Ajustement de l'évolution de la fraction non guérie Y_{vth} en fonction de la température du recuit isochrone d'un échantillon irradié à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO₂).

L'ajustement est très satisfaisant mais la valeur de A est aberrante ($A = 0,6 \text{ s}^{-1}$). En effet, dans la littérature scientifique, les valeurs obtenues pour le facteur de fréquence A sont comprises entre 10^4 s^{-1} et $2,2 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (Tableau 11). Compte tenu des remarques précédentes, la valeur de E risque d'être très largement sous estimée et ne représentera pas l'énergie moyenne.

3. Contraintes pour la détermination des énergies et du facteur de fréquence

a. Contraintes liées au recuit isotherme

Le dépiégeage des charges lors d'un recuit isotherme est caractérisé par une forte dynamique les 10 premières minutes (Figure 58). Ce processus entraîne des difficultés au niveau de la mesure. En effet, le nombre de points au début du recuit est insuffisant. Or, une mesure plus fréquente de l'échantillon perturbe l'effet isotherme. Un compromis entre le nombre de mesures et la précision est donc nécessaire.

De plus, le temps nécessaire pour obtenir une guérison totale ou quasi-totale du composant irradié est très important et varie entre quelques années à quelques dizaines d'années suivant la température [98Ristic]. La réalisation d'un tel recuit est très contraignant au niveau expérimental.

b. Contraintes liées au recuit isochrone

A haute température, la fonctionnalité du composant n'est plus garantie par le constructeur et il y a détérioration voire destruction du composant. Aussi, si l'énergie d'activation du piège est trop élevée, elle ne pourra pas être mise en évidence. Dans l'ensemble, les échantillons étudiés ont pu être totalement dépiégés pour une température inférieure à 400°C , (Figure 59). Malgré l'augmentation du courant de fuite, l'extraction de la tension de seuil était toujours possible à ces températures.

c. Contraintes liées à l'ajustement

Le nombre de variables est une contrainte très importante pour l'ajustement. La superposition des courbes simulées et expérimentales ne peut donc être obtenue qu'en augmentant le nombre de points expérimentaux.

4. Réalisation d'un recuit isotherme adapté au besoin

Compte tenu du nombre important d'inconnues, les données d'un recuit isochrone uniquement ne peuvent suffire. En effet, la détermination du couple $\{A, E_i\}$ n'est pas facile et la réalisation d'un ajustement avec plusieurs énergies d'activation sur un isochrone unique peut conduire à plusieurs solutions stables correspondant à des couples différents. Il est donc nécessaire d'ajouter des données de recuits isothermes afin d'obtenir la convergence de l'ajustement. Non seulement un nombre important de points mais également une précision importante au niveau des données expérimentales sont nécessaires à la réalisation du fit. Vu la

durée de l'étude, le recuit isotherme restait très contraignant. Par conséquent, le mode opératoire d'un tel recuit a été adapté afin de réduire la durée tout en obtenant un nombre de points suffisants pour effectuer un ajustement.

a. Détails expérimentaux

Un banc de test a été mis au point permettant le recuit isotherme avec des mesures de $I_{ds} = f(V_{gs})$ en ligne à la température du recuit. Ce dispositif a permis de diminuer l'intervalle de temps entre chaque mesure et d'augmenter ainsi leur nombre par rapport à un recuit habituel (1800 mesures pour un recuit de 46 heures soit une mesure de V_{th} toutes les 90 secondes). Cette méthode permet notamment d'obtenir plus de points au début du recuit or ces points sont caractéristiques de la dynamique de dépiégeage des charges.

La Figure 68 présente le schéma du dispositif pour le recuit isotherme. Un PC contrôle, par l'interface GPIB, l'ensemble des appareils reliés par liaisons IEEE.

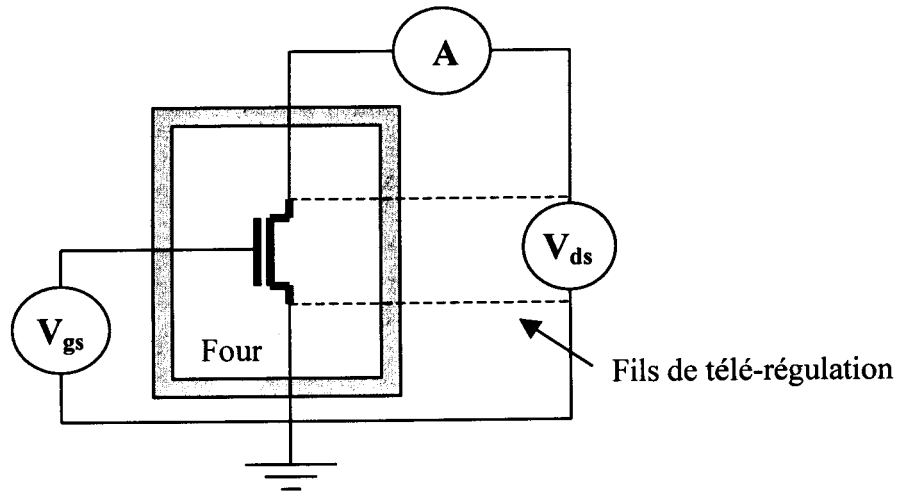


Figure 68 : Schéma du banc de test du recuit isotherme.

Un programme sous HPVVEE assure le fonctionnement et le déroulement du recuit suivant deux phases :

- La mesure
- Les conditions de polarisation pendant le recuit lorsque la mesure est finie

La caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ est tracée en fixant V_{ds} . On utilise la télé-régulation du générateur afin de compenser la chute de potentiel aux bornes drain-source du composant lorsque celui-ci est ouvert ($V_{gs} > V_{th}$).

Le programme HPVVEE trace la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ toute les minutes environ et stocke les données dans un fichier final. Le traitement de ce dernier a été automatisé par une macro en visual basic pour obtenir la valeur de V_{th} .

b. Validité de l'expérience

i. Effet de la température sur la tension de seuil

La Figure 69 représente l'évolution de la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ d'échantillons non-irradiés, à plusieurs températures. On constate que lorsque la température augmente, la caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ présente une diminution de la tension de seuil. On peut aussi noter la diminution du courant pour $V_{gs} \gg V_{th}$ [66Vadasz].

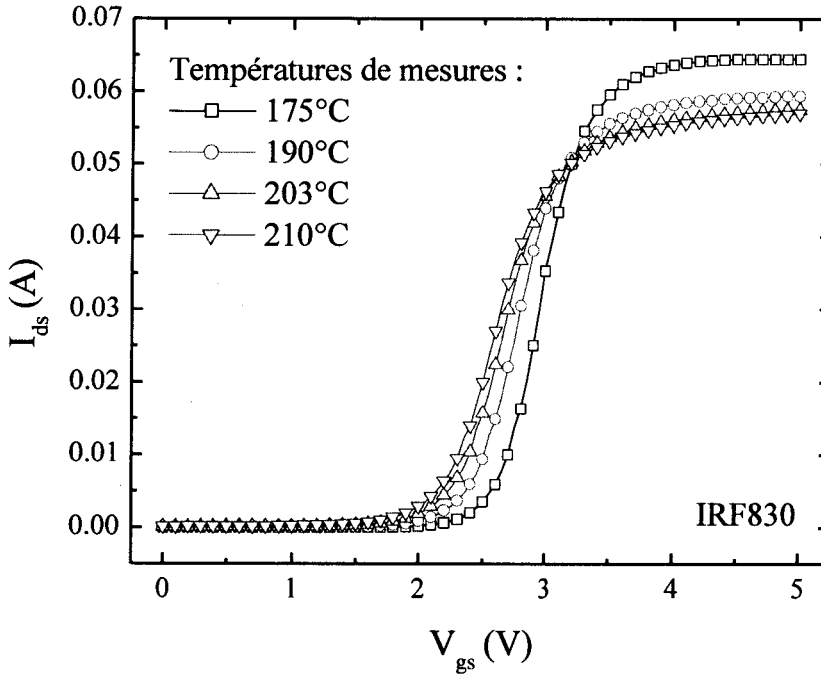


Figure 69 : Caractéristique de transfert d'un IRF830 à plusieurs températures pour un IRF830.

ii. Influence de la température sur $Y_{V_{th}}$

L'augmentation de la température entraîne une diminution de la tension de seuil. Malgré tout, $Y_{V_{th}}$ est issu d'une variation de cette tension de seuil. Sachant que la charge piégée dans l'oxyde occasionne seulement une translation sans changement de pente sous le seuil, on peut considérer que :

$$\Delta V_{th} (\text{à température ambiante}) = \Delta V_{th} (\text{à température du recuit}) \quad (123)$$

$$\Delta V_{th} = V_{th \text{ avant irradiation}} - V_{th \text{ après irradiation}}$$

Afin de vérifier cette relation, les caractéristiques $I_{ds} = f(V_{gs})$ avant et après irradiation sont reportées sur la Figure 70 pour les deux températures de 25 et 216°C.

On obtient $\Delta V_{th 25^\circ C} = 1,7 \text{ V}$ et $\Delta V_{th 216^\circ C} = 1,4 \text{ V}$. L'erreur semble principalement due au dépiégeage des charges provoquées par la montée en température de l'échantillon. La température n'affecte que peut la mesure de la variation de la tension de seuil.

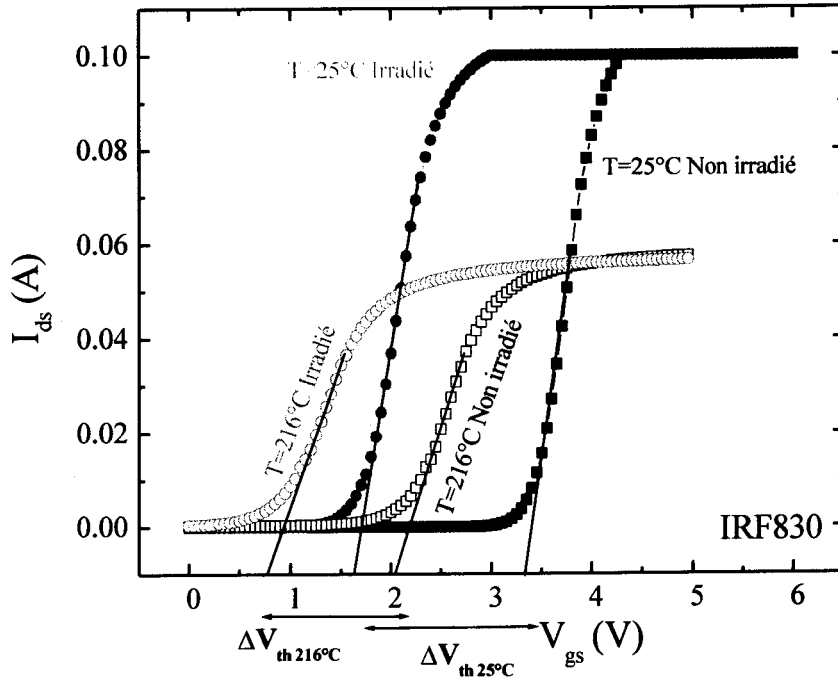


Figure 70 : Caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ d'un IRF830 avant et après irradiation à deux températures différentes.

c. Résultats

Deux recuits isothermes de 46 heures à 196 et 216°C ont été réalisés (Figure 71). Avant le recuit, les IRF830 ont reçu une dose de 60 krad(SiO_2) avec un débit de 2,5 krad(SiO_2)/h; les broches des composants sont interconnectées pendant l'irradiation.

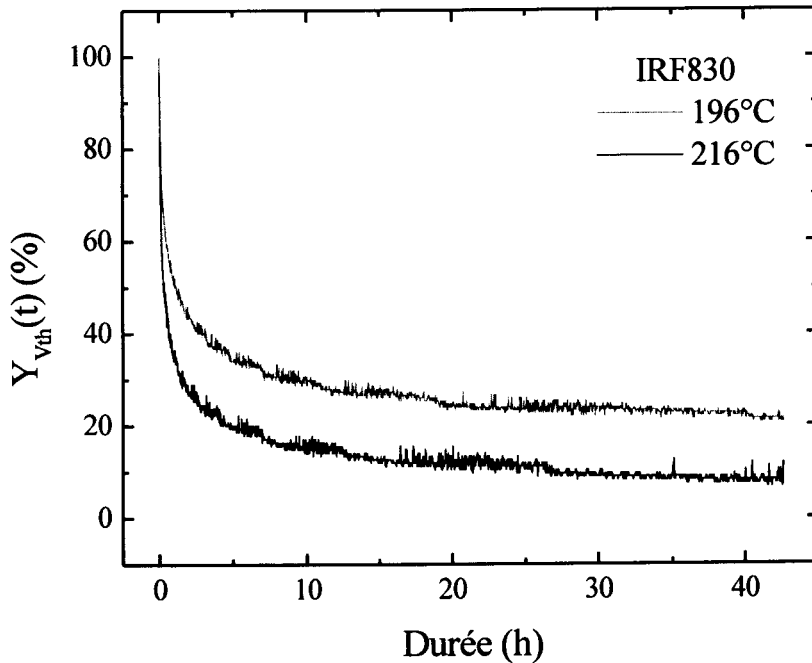


Figure 71 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} en fonction de la durée du recuit pour différentes températures (196 et 216°C) pour des échantillons irradiés à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO_2).

5. Ajustement des recuits isochrones et isothermes

i. Ajustement avec un seul niveau piège

Un ajustement avec un seul niveau piège a été réalisé simultanément avec trois recuits (2 isothermes et 1 isochrone). Les ajustements présentant la meilleure convergence sont représentés Figure 72 pour les isothermes et Figure 73 pour l'isochrone.

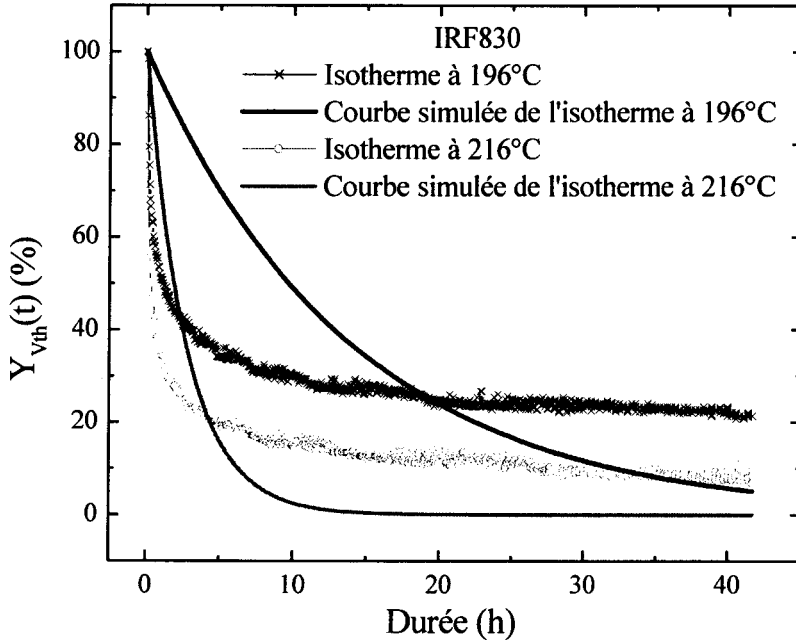


Figure 72 : Evolution de la fraction non guérie pour deux recuits isothermes (216°C et 196°C) avec leur ajustement correspondant.

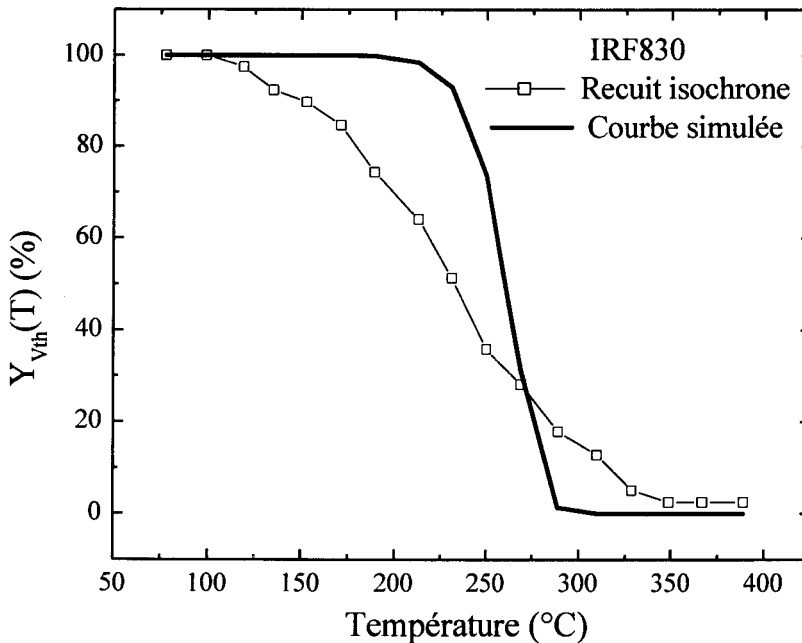


Figure 73 : Fraction non guérie pour le recuit isochrone et la courbe simulée.

Compte tenu du mauvais ajustement obtenu avec les courbes expérimentales, le modèle simple à un niveau n'est pas satisfaisant.

ii. Ajustement avec plusieurs niveaux pièges

Afin de réduire le nombre de variables et ainsi permettre une meilleure convergence du calcul, la densité énergétique des pièges (n_i) a été fixée à 5 et bloquée à 1/5. L'ajustement est effectué simultanément avec les trois recuits.

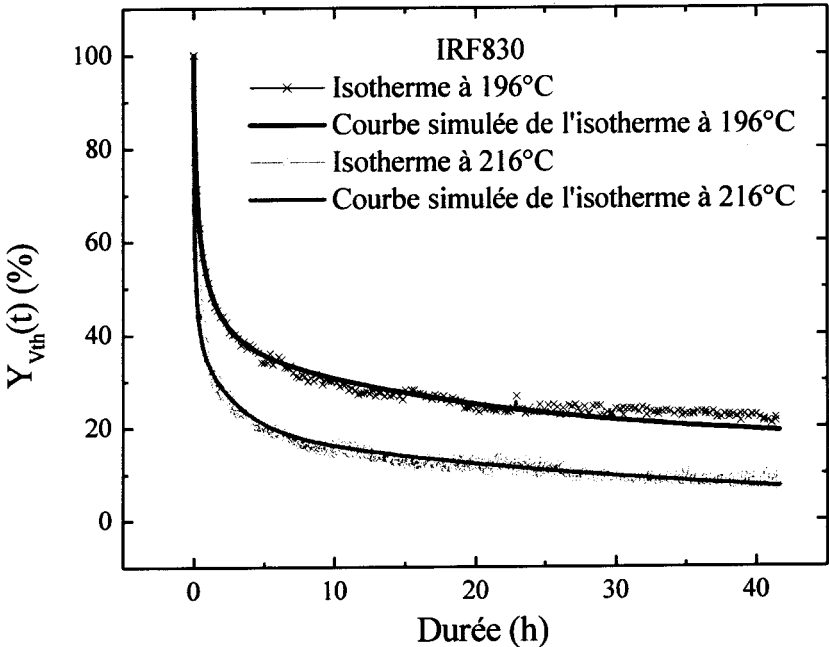


Figure 74 : Evolution de la fraction non guérie pour deux recuits isothermes (216°C et 196°C) et leurs simulations.

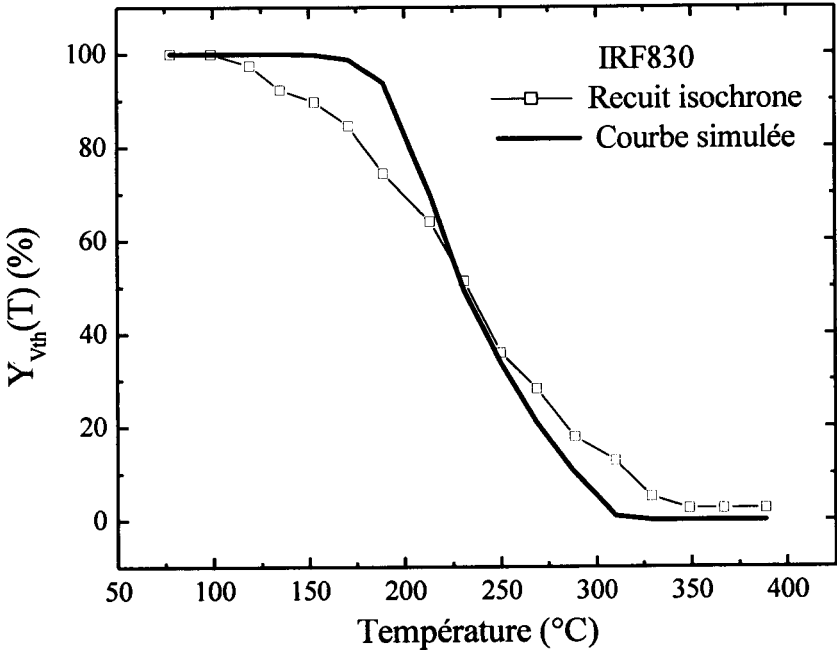


Figure 75 : Evolution de la fraction non guérie pour le recuit isochrone et la courbe simulée.

Les valeurs des énergies obtenues pour 5 niveaux varient de 1,64 à 1,96 eV soit un écart énergétique de 0,32 eV pour un facteur de fréquence égale à $1,06 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Ce résultat est satisfaisant, les deux recuits isothermes et leur simulation sont en accord, cependant les résultats obtenus sur le recuit isochrone présente une petite différence.

E. Conclusion

La précision des données expérimentales est un facteur prépondérant pour la détermination des couples $\{E_i, A\}$, la dispersion des caractéristiques des composants reste donc un problème majeur. En effet, pour un composant d'une même série, la fiche technique de l'IRF830 donne une valeur de tension de seuil comprise entre 2 et 4 Volts. La réalité est plus acceptable : une mesure de plusieurs échantillons a conduit à une différence de 0,5 V au maximum pour V_{th} [3,2 V - 3,7 V]. Cette différence provient soit du dopage du substrat soit d'une mauvaise qualité de l'oxyde de grille. De plus, la méthode appliquée nécessite des composants différents pour réaliser chaque recuit. Cette dispersion au niveau des composants étudiés peut expliquer les différences obtenues entre les courbes simulées et expérimentales. L'utilisation de structures "tests" identiques avec un oxyde de bonne qualité pourrait permettre d'affiner les résultats. Néanmoins d'autres sources d'erreurs telles que l'incertitude de la mesure ou le fait que l'amplitude des niveaux énergétiques soit fixée peuvent expliquer la différence observée pour le recuit isochrone.

De plus, le facteur de fréquence est à lui seul un problème controversé dans la communauté scientifique [97Saigné]. En effet, la gamme des valeurs rencontrées dans la littérature scientifique est très vaste suivant les méthodes et les matériaux utilisés (Tableau 11) [99Flament]. Il était donc impossible de se fixer un facteur de fréquence tant la gamme énergétique est importante. Le nombre d'inconnues ne peut donc pas être réduit facilement.

Cette étude a permis de mettre en évidence les difficultés liées à la détermination des énergies d'activation pour des structures COTS. Compte tenu de ces difficultés, la caractérisation thermique des échantillons étudiés se limitera à l'évolution de $Y_{Vth} = f(T)$ et à la détermination des températures caractéristiques. Ces paramètres caractérisent l'évolution de l'ensemble de toutes les charges électriquement actives présentes dans le composant.

Néanmoins, l'ensemble des simulations a permis de démontrer qu'un raisonnement basé sur un niveau d'énergie moyen ne permettait pas d'obtenir un résultat correct. En effet, un décalage de la valeur moyenne réelle est obtenu, le facteur de fréquence étant largement sous-estimé. De plus, l'utilisation de plusieurs niveaux énergétiques proches permet d'obtenir de meilleurs résultats et semble être une voie intéressante.

Après avoir énuméré les effets d'une irradiation sur les MOSFETs et déterminé les différents moyens de caractérisation, les possibilités d'amélioration dans l'utilisation des transistors MOS en environnement radiatif vont maintenant être abordées.

Chapitre V

*Améliorer la tenue d'un composant
à la dose cumulée : durcissement*

V. METHODES DE DURCISSEMENT

L'utilisation des MOSFETs au sein d'un système électronique dans un environnement radiatif est délicate. En effet, pour un système classique non durci, la tension de commande d'un MOSFET, c'est à dire la tension de grille, est comprise entre 0 et +10 V; $V_{gs} = 0$ V bloque le transistor et $V_{gs} = +10$ V sature le transistor. Si l'irradiation entraîne une dérive telle que la tension de seuil sort de cet intervalle [0 V ; +10 V], le composant ne pourra plus être commandé. Par exemple, l'importance de la dérive de V_{th} provoquée par une irradiation sous polarisation positive pour un IRF620 entraîne une perte de fonctionnalité à une dose de 30 krad(SiO_2) (cf. chapitre III, p.100).

Afin de prolonger la durée de vie du système sous irradiation, il existe plusieurs techniques :

Le durcissement technologique consiste à modifier le procédé de fabrication des composants afin de réduire leur sensibilité aux radiations [89Ma, 00Armani]. Par exemple, la variation de la tension de seuil due à l'irradiation est fonction de l'épaisseur de l'oxyde de grille. Une des méthodes utilisées afin de durcir les composants MOS consiste à réduire cette épaisseur. Des expériences montrent aussi qu'il existe un optimum pour la température d'oxydation pendant la fabrication permettant d'obtenir une moins forte variation de la tension de seuil lors de l'irradiation [75Fossum]. Malgré tout, l'étude de ce type de durcissement technologique est onéreuse et la mise en oeuvre du procédé demande un investissement très important pour l'industriel.

Une autre solution consiste à prendre en compte les dérives paramétriques des composants, préalablement caractérisés, lors de la conception du système ou de substituer certains composants par d'autres (par exemple le remplacement d'un transistor MOSFET par un bipolaire). On parle alors de durcissement système. Par exemple, sachant que la polarisation de grille pour un système non durci est compris entre 0 et +10 V, une des possibilités est d'augmenter les valeurs extrémales de la tension de grille. Le système permettra donc une dérive de la tension de seuil du transistor MOS plus importante et supportera ainsi une plus forte dose cumulée. La commutation s'effectuera malgré la dérive de la tension de seuil due à l'irradiation [98Marceau]. Compte tenu des caractérisations effectuées précédemment, la tenue à la dose peut atteindre 200 krad(SiO_2) pour un IRF620 d'International Rectifier si on commande ces transistors avec une tension de grille variant de -10 à +10 V. Néanmoins, la polarisation positive, nécessaire à la saturation du transistor nMOS initialement non irradié, provoque des dérives importantes de la tension de seuil entraînant très vite la perte de fonctionnalité de celui-ci.

L'application d'un traitement sur des composants commerciaux, type COTS, avant leur utilisation en environnement radiatif a été testée afin d'améliorer leur tenue à la dose cumulée. L'ensemble des expériences menées a permis d'évaluer de nouvelles méthodes de durcissement.

A. Implantation ionique

De nombreuses expériences ont montré que l'implantation ionique lors de la fabrication permettait de durcir les structures MOS aux environnements radiatifs. Par exemple, la tenue à la dose a été améliorée par une implantation d'azote dans l'oxyde de capacité MOS. Dans ce cas, cette meilleure tenue est due principalement à la réduction du piégeage de trous dans l'oxyde de grille [69Donovan]. De même, un effet de durcissement par implantation de fluor dans les LOCOS a été observé. Dans ce cas, l'évolution avec l'irradiation du courant de fuite de ces structures a été réduite [90Nishioka].

Pour des structures standards nMOSFETs, l'irradiation conduit à un décalage négatif de la tension de seuil entraînant une perte de fonctionnalité du composant. L'augmentation de la tension de seuil avant l'utilisation du composant en environnement radiatif, permettrait de retarder cette perte de fonctionnalité. Sachant que l'augmentation de la densité d'atomes accepteurs dans le substrat provoque une augmentation de tension de seuil, une implantation de bore peut entraîner ainsi une amélioration de la tenue d'un composant aux radiations ionisantes.

Enfin, suivant la même idée, l'augmentation de la densité d'hydrogène dans l'oxyde accroît la formation d'états d'interface [91Mrstik]. Ainsi, sachant que les états d'interface conduisent à une augmentation de la tension de seuil, l'implantation d'hydrogène peut permettre aux états d'interface chargés de compenser plus efficacement la tension due au piégeage de trous dans l'oxyde pendant l'irradiation (cf. chapitre III, p.94).

L'idée est d'implanter des atomes dans la puce après sa fabrication et sa mise en boîtier.

Pour l'implantation, un composant avec un boîtier plastique a été choisi. Ce type de boîtier est représentatif de la majorité du conditionnement des composants électroniques. Les composants choisis pour l'implantation ionique sont des IRF830 d'International Rectifier encapsulés dans des boîtiers plastiques de type TO220AB largement utilisés pour les composants de puissance (Figure 76).

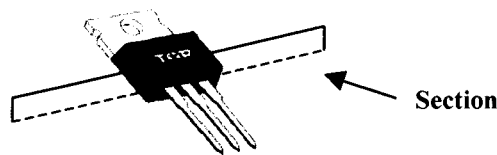


Figure 76 : Boîtier (TO220AB) d'un IRF830.

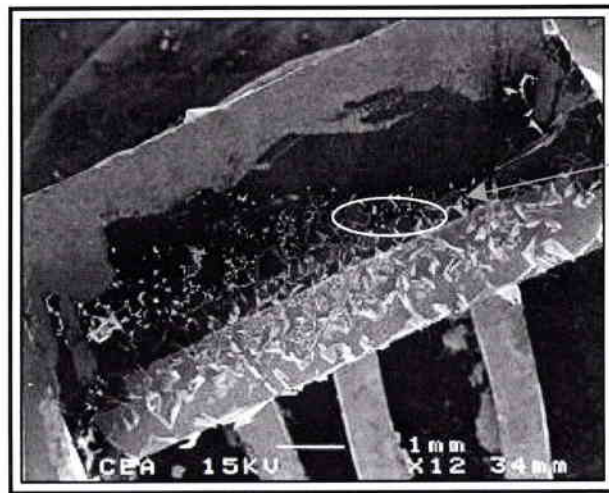
La structure MOS qui est la partie active du composant est très petite face à l'ensemble des couches telles que le boîtier, les contacts, etc... La connaissance des épaisseurs de chaque couche est donc impérative pour permettre une implantation précise. Par conséquent, la section du composant a été effectuée et des agrandissements des différentes épaisseurs ont été réalisés.

Ensuite une simulation permettra d'estimer l'énergie nécessaire à l'implantation des ions dans la couche active.

1. Détermination de l'épaisseur et de la composition de chaque couche du composant

Des agrandissements de la section de la structure ont été réalisés à l'aide d'un microscope à balayage⁶ ainsi que la détermination de la composition des couches par l'analyse de la rétrodiffusion des rayons X (résolution à $1\text{ }\mu\text{m}^3$). Une analyse des couches a été réalisée à plusieurs niveaux de coupe du composant avec des résultats équivalents.

La Figure 77 présente l'agrandissement de la section d'un IRF830 (cf. Figure 76). Les petites particules sur l'échantillon correspondent à un dépôt de carbone lié à la technique de microscopie utilisée.



Agrandissement donné
Figure 78

Figure 77 : Agrandissement de la section d'un IRF830 (microscope à balayage).

La section totale est estimée à 4,4 mm. L'épaisseur de la section de la première couche correspondant au boîtier noir est estimée à $2,86\text{ mm} \pm 0,05\text{ mm}$. Cette couche est constituée de carbone, de silicium et d'oxygène. L'hydrogène n'est pas détectable par la méthode de rétrodiffusion des X à cause de son faible numéro atomique. D'après l'article de S. Dowling sur les boîtiers plastiques, il semble que le matériau soit du polydiméthylsiloxane, c'est à dire $\text{C}_2\text{H}_6\text{-Si-O}$ [98Dowling].

La Figure 78 montre les premières couches sous le boîtier noir. La deuxième couche est composée d'aluminium et de silicium dans des proportions équivalentes. Son épaisseur est évaluée à $0,91\text{ }\mu\text{m} \pm 0,05\text{ }\mu\text{m}$. Cette couche a la même épaisseur que la couche 4. La troisième couche, constituée d'aluminium, est estimée à $2,73\text{ }\mu\text{m} \pm 0,05\text{ }\mu\text{m}$.

⁶ Collaboration avec le Laboratoire de métallurgie structurale du CEA-Saclay.

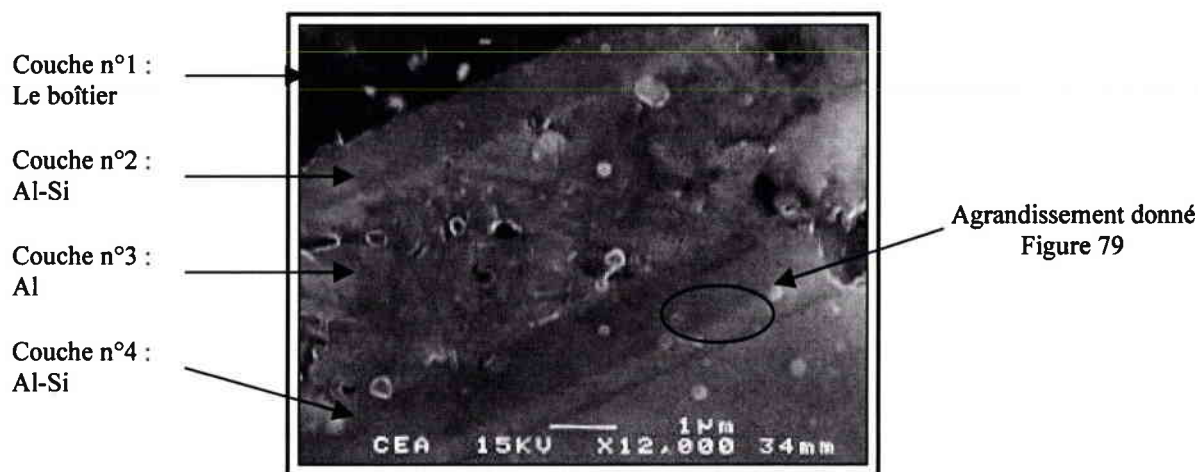


Figure 78 : Agrandissement de la zone entourée sur la Figure 77.

La cinquième couche (Figure 79) représente la partie active de la puce : grille, oxyde de grille, source, canal, drain. Son épaisseur est estimée à $0,45\text{ }\mu\text{m} \pm 0,05\text{ }\mu\text{m}$. C'est dans cette couche que l'implantation doit être effectuée. Le rapport entre l'épaisseur du boîtier plastique ($\approx 2860\text{ }\mu\text{m}$) et l'épaisseur de la couche active ($\approx 0,45\text{ }\mu\text{m}$) est important, ce qui montre la difficulté de la tâche.

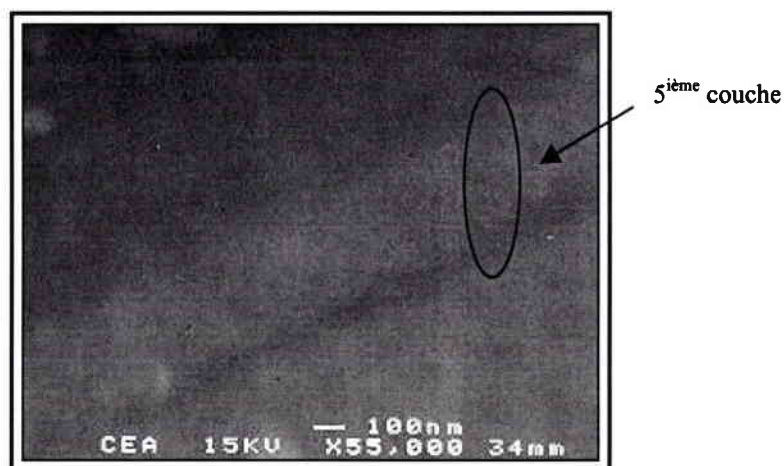


Figure 79 : Agrandissement de la zone entourée sur la Figure 78.

La Figure 80 présente la suite des couches sous la partie active, avec le silicium massif puis le radiateur du composant.

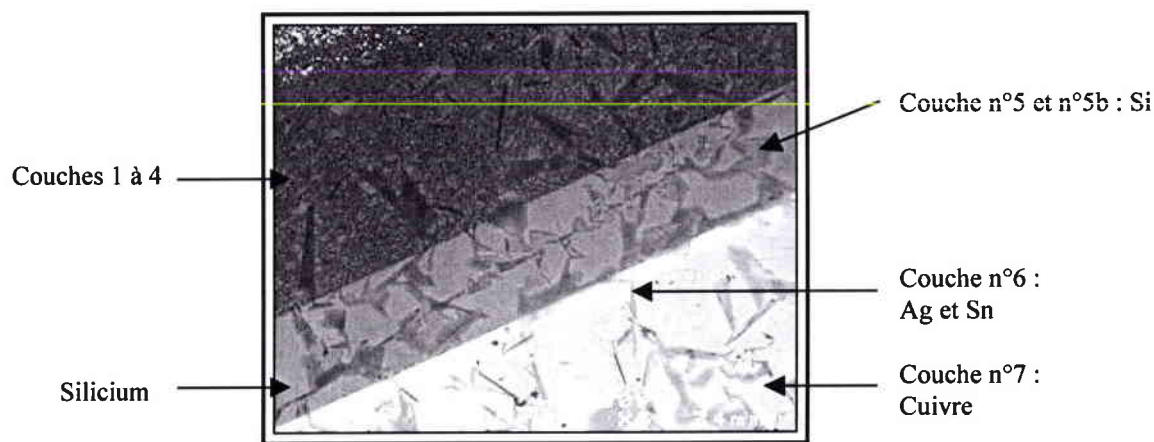


Figure 80 : Photo de la section agrandie sous le boîtier d'un IRF830 (coté radiateur).

La couche 5b est constituée essentiellement de silicium et son épaisseur est de $260\text{ }\mu\text{m} \pm 1\text{ }\mu\text{m}$. La couche 6 correspondant au joint substrat / radiateur est constituée d'argent et d'étain dans des proportions équivalentes; son épaisseur est de $50\text{ }\mu\text{m} \pm 1\text{ }\mu\text{m}$. La couche 7 est constituée de cuivre (radiateur du composant) et son épaisseur est de $1,18\text{ mm} \pm 0,05\text{ mm}$.

La Figure 81 présente le récapitulatif de l'ensemble des couches de la structure

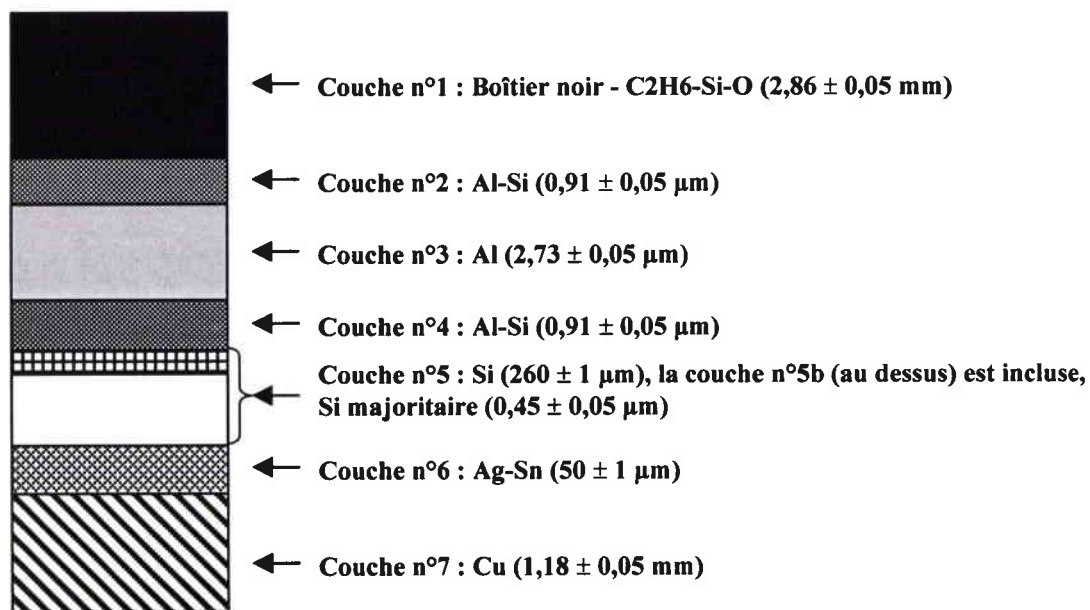


Figure 81 : Récapitulatif de l'ensemble des couches de la structure.

2. Simulation de l'implantation ionique

Afin de déterminer l'énergie des ions à l'entrée du boîtier plastique pour qu'ils soient implantés dans la couche active, des simulations ont été réalisées.

a. SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter)

SRIM est constitué de plusieurs programmes qui permettent le calcul de la distance de pénétration d'un ion dans un solide (en trois dimensions), l'énergie de l'ion lorsqu'il traverse sa cible, les collisions engendrées, la dose déposée, etc... Le calcul s'appuie sur la mécanique quantique pour traiter les collisions ion-atome (ion pour les atomes qui se déplacent et atome pour les atomes cibles). Des algorithmes statistiques permettent le calcul des sauts entre chaque collision [85Ziegler].

La Figure 82 présente la page d'accueil de l'outil de simulation informatique TRIM (Transport of Ion in Matter).

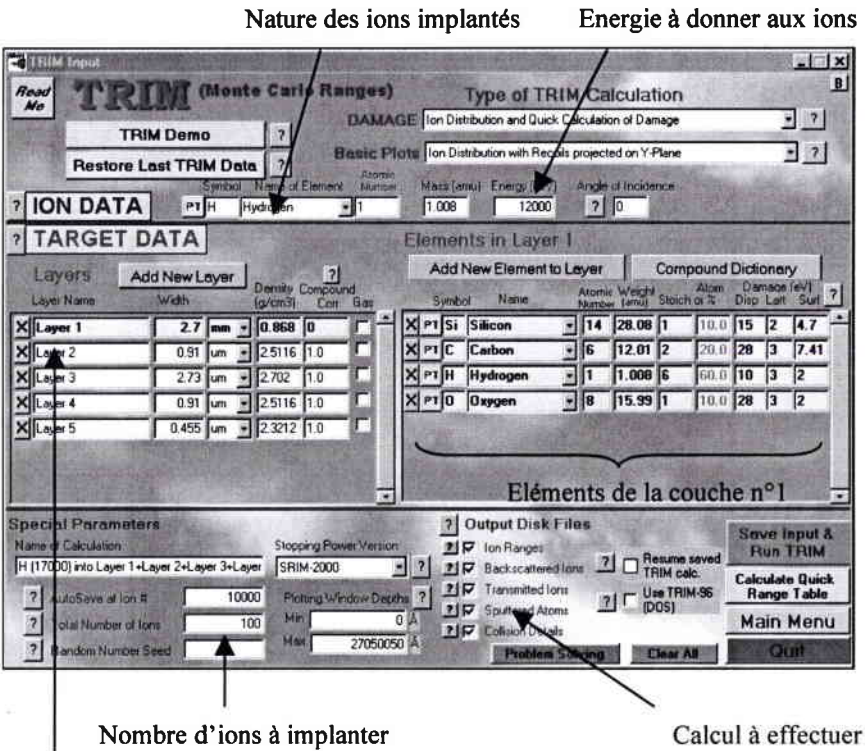


Figure 82 : Page d'accueil de TRIM.

b. Type d'ions à implanter

Cette simulation permet d'obtenir l'énergie maximale que devront avoir les ions pour leur implantation dans la couche active du composant, c'est à dire l'énergie à fournir aux ions pour traverser toutes les couches (1 à 4) jusqu'à la structure MOS.

Cette simulation utilise les dimensions maximales définies dans le Tableau 13 et les ions choisis pour la simulation de l'implantation sont l'hydrogène, le bore, l'azote et le fluor compte tenu des observations évoquées précédemment.

Couche	Epaisseur	Matériaux
Couche n°1	2,91 mm	C ₂ H ₆ -Si-O
Couche n°2	0,96 µm	Al-Si
Couche n°3	2,78 µm	Al
Couche n°4	0,96 µm	Al-Si
Couche n°5	1 µm	Si

Tableau 13 : Récapitulatif des dimensions maximales des couches 1 à 5.

Type d'ions	Energie (MeV)	Energie (MeV/Nucléon)
Hydrogène (H)	14,9	14,9
Bore (B)	253	23
Azote (N)	406,5	29
Fluor (F)	611,5	32

Tableau 14 : Niveau d'énergie nécessaire à l'ion pour traverser les 5 premières couches.

Les énergies trouvées sont importantes et imposent une infrastructure conséquente pour la réalisation de l'implantation. Seul l'hydrogène sera implanté dans les IRF830 en raison des moyens d'implantation disponibles pour cette étude et de l'énergie nécessaire.

c. Détermination des énergies

Le rapport entre l'épaisseur du boîtier et de la puce est important. Afin d'améliorer la précision dans la détermination de l'énergie, deux simulations complémentaires ont été réalisées. L'énergie nécessaire à la traversée des couches n°2 à 4 a été optimisée pour permettre l'implantation dans la couche active. D'autre part, la traversée du boîtier a été simulée séparément pour obtenir à la sortie de cette couche l'énergie déterminée lors de la simulation précédente.

i. Simulation de l'implantation d'hydrogène dans la structure MOS

La simulation de la traversée des premières couches (2 à 4) et de l'implantation de protons dans la 5^{ème} couche a permis de prédire que l'énergie des ions à l'entrée de la 2^{ème} couche devra être comprise entre 400 keV et 500 keV.

ii. Simulation de la traversée du boîtier plastique

La traversée de 1000 particules est simulée en optimisant l'énergie à l'entrée du boîtier pour que sa valeur à la sortie soit comprise entre 400 et 500 keV. Le nombre de particules compris entre [0 ; 50 keV], [50 ; 100 keV], etc... est comptabilisé et la caractéristique $N = f(E)$ est tracée.

Pour une épaisseur maximale du boîtier (2,91 mm), deux simulations ont été réalisées avec plusieurs énergies (Figure 83) pour déterminer la gamme énergétique et avec des énergies

plus proches pour affiner celle-ci (Figure 84). Des simulations identiques sont reportées sur la Figure 84 et la Figure 85 pour l'épaisseur minimale.

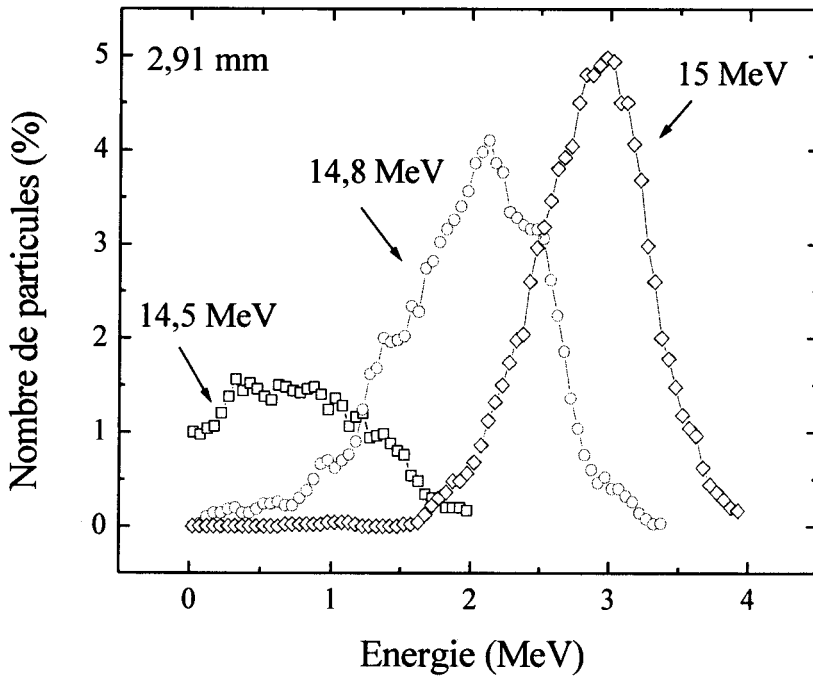


Figure 83 : Nombre de particules en fonction de leur énergie après la traversée du boîtier plastique d'une épaisseur de 2,91 mm pour trois énergies à l'entrée du boîtier.

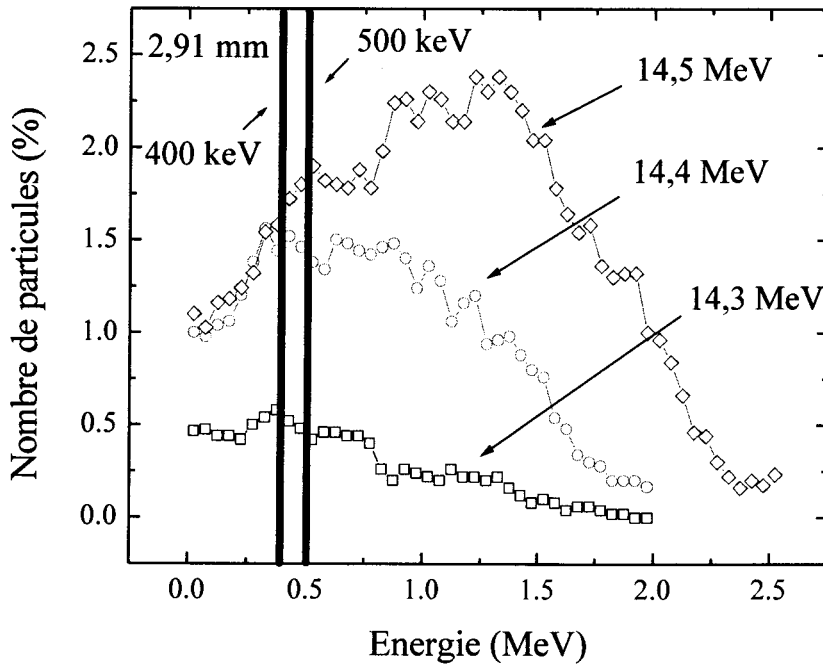


Figure 84 : Nombre de particules en fonction de leur énergie après la traversée du boîtier plastique d'une épaisseur de 2,91 mm pour trois énergies à l'entrée du boîtier.

Une énergie de 14,5 MeV semble appropriée. L'atténuation du nombre de particules reste néanmoins très importante : 1 à 2% traversent le boîtier plastique (couche n°1) avec une énergie de 450 keV.

Les deux simulations suivantes concernent un boîtier plastique ayant une épaisseur minimale égale à 2,81 mm.

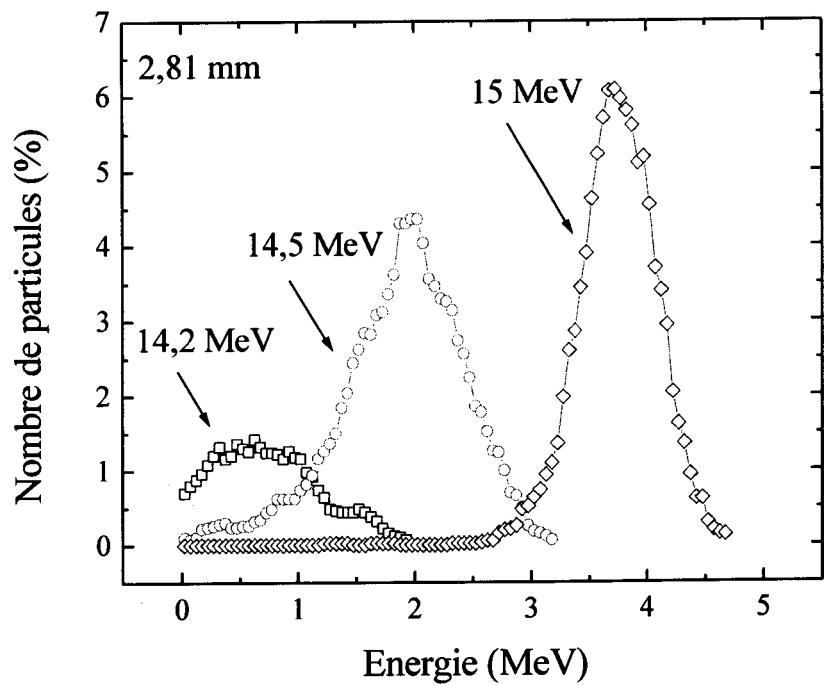


Figure 85 : Nombre de particules en fonction de leur énergie après la traversée du boîtier plastique d'une épaisseur de 2,81 mm pour trois énergies à l'entrée du boîtier.

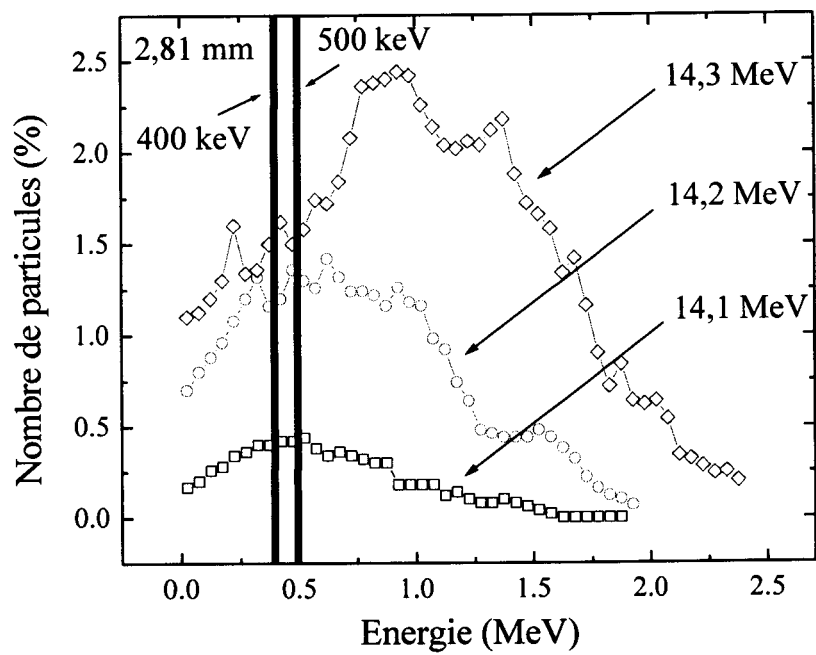


Figure 86 : Nombre de particules en fonction de leur énergie après la traversée du boîtier plastique d'une épaisseur de 2,81 mm pour trois énergies à l'entrée du boîtier.

Une énergie de 14,3 MeV correspond à la gamme énergétique voulue avec la même atténuation. 1 à 2% de protons sont transmis avec une énergie de 450 keV.

Pour ces quatre figures, l'atténuation et l'aplatissement des courbes est lié à la diminution de l'énergie. Ainsi, en tenant compte de l'atténuation et de l'élargissement des gaussiennes,

Plus l'épaisseur de la couche à traverser est élevée, plus l'atténuation et l'aplatissement des courbes est important. Ce phénomène entraîne donc une gamme énergétique étendue. Après le lexan, 5% des protons du faisceau auront l'énergie requise pour être implantés dans la couche active du composant.

3. Résultats

Certains échantillons ont été placés dans le faisceau en l'absence de l'écran de lexan pendant une heure afin de pouvoir différencier les effets d'une implantation et d'une irradiation.

a. Implantation et irradiation de protons

Une partie des IRF830 ont été irradiés avec des protons pendant 1 heure avec une énergie de 195,6 MeV avec une fluence de $1,3 \times 10^{12}$ protons/cm². L'autre partie a été placée derrière un écran en lexan pour atténuer l'énergie incidente. L'implantation a duré 4 heures avec une fluence de $5,2 \times 10^{12}$ protons/cm² juste avant le lexan, soit une dose équivalente de l'ordre de 50 krad(SiO₂).

Les caractéristiques de transfert de trois IRF830 d'International Rectifier sont présentées Figure 89 pour un échantillon de référence, implanté et irradié aux protons. Ces trois composants avaient des caractéristiques semblables avant l'irradiation et l'implantation.

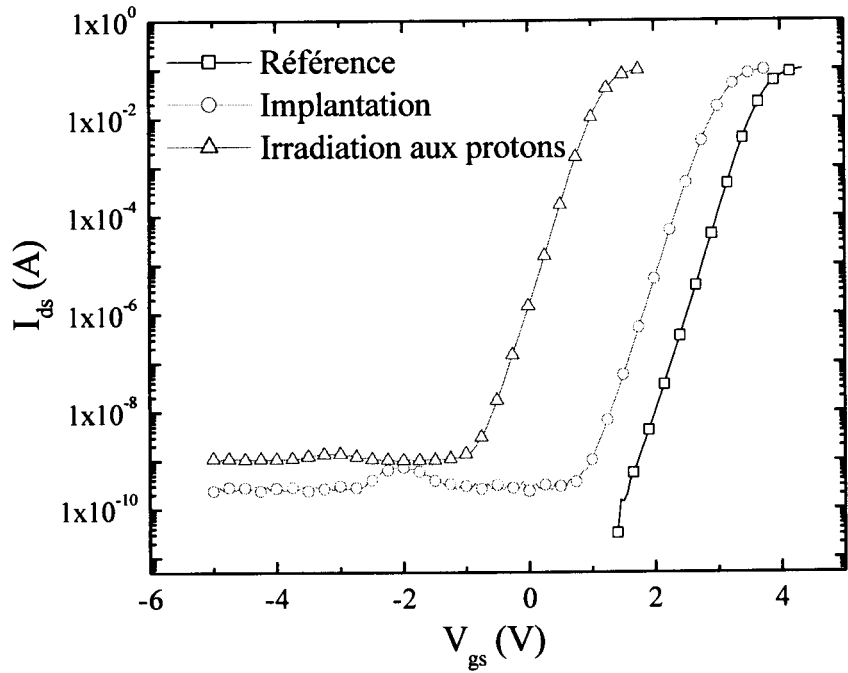


Figure 89 : Caractéristiques de transfert de trois IRF830 d'International Rectifier, non traité, implanté et irradié aux protons.

Un effet de dose peut être observé avec une augmentation du courant de fuite pour les deux traitements. Le Tableau 15 reporte la valeur de la tension de seuil lors de la récupération. Celle-ci a été réalisée à température ambiante, sur mousse conductrice.

	V _{th} après 12 h	V _{th} après 7 j	V _{th} après 200 j
Echantillons irradiés	1,2	1,25	1,35
Echantillons implantés	2,9	2,9	2,8

Tableau 15 : Valeur des tensions de seuil après plusieurs temps de récupération pour des échantillons irradiés et implantés.

b. Irradiation au ⁶⁰Co

La Figure 90 montre l'évolution de la tension de seuil d'échantillons traités et non traités lors d'une irradiation au ⁶⁰Co.

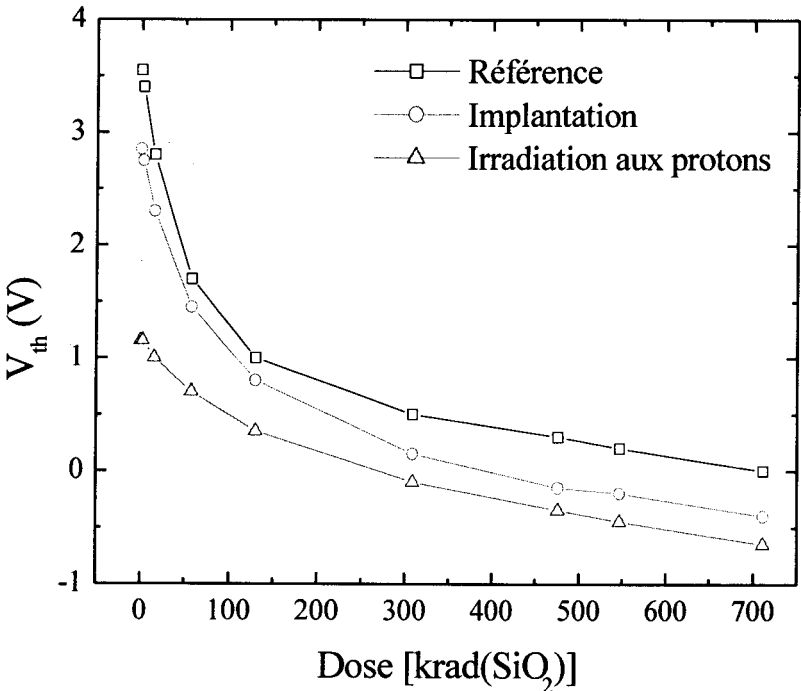


Figure 90 : Evolution de la tension de seuil d'échantillons traités et non traités lors d'une irradiation au ⁶⁰Co.

L'effet de durcissement attendu n'a pas été observé mais la quantité implantée est faible, 1‰, soit 10⁹cm⁻². Il est évident que nous ne pouvons pas en conclure pour autant qu'un durcissement par cette méthode n'est pas possible avec des composants COTS. Il est clair cependant que compte tenu du coût lié à cette expérience, l'implantation ou l'irradiation sur des composants COTS ne pourrait pas être rentable pour l'utilisateur.

B. Pré-irradiation

L'utilisation d'une implantation afin de changer le comportement de l'oxyde lors d'une irradiation semble difficile à réaliser par cette méthode. Une modification des paramètres électriques par traitements associée à un durcissement système a été envisagée pour déterminer une nouvelle technique de durcissement.

1. Objectif

Pour un système non durci, la tension de grille d'un VDMOSFET est comprise entre 0 et +10 V. Compte tenu de l'importance de la dérive de V_{th} provoquée par une irradiation sous polarisation positive, de nombreux composants perdent très rapidement leur fonctionnalité (30 krad(SiO_2), cf. chapitre III, p.100). L'exemple donné est valable pour un système qui utilise le transistor en tant qu'interrupteur (bloqué ou passant). Pour un point de fonctionnement différent, la dose limite serait déterminée en fonction de la dérive acceptée par le système.

Afin de ne plus utiliser une tension positive, une association entre le durcissement système et le durcissement de composants a été envisagée : la pré-irradiation [00Picard-a]. Le but de celle-ci est d'obtenir une tension de seuil négative avant l'utilisation du composant dans le système afin de pouvoir s'affranchir de la tension positive pour commander le transistor. En effet, nous avons vu qu'une polarisation de grille négative sur les échantillons testés n'entraînait pas une dérive trop importante (cf. chapitre III, p.100). Le système doit donc être adapté aux nouvelles caractéristiques du composant. Une tension de grille nulle et négative permettra d'obtenir respectivement la saturation et le blocage du composant. La tension négative a été fixée à -10 V pour l'ensemble des simulations en condition de fonctionnement en environnement radiatif utilisant ces composants pré-irradiés.

Le nombre de transistors à appauvrissement disponibles sur le marché est faible, 100000 transistors à enrichissement contre 500 à déplétion [00PartMiner]. Cet aspect justifie l'utilisation de transistors à enrichissement traités plutôt que des transistors à déplétion. De plus, la méthode utilise la saturation de la dérive du composant sous irradiation.

Afin de pouvoir utiliser la pré-irradiation comme technique de durcissement des MOSFETs au sein d'un système, plusieurs conditions doivent être réunies avant et pendant l'utilisation de ces transistors.

a. Avant l'utilisation

La dérive de la tension de seuil engendrée par la pré-irradiation doit être suffisante pour permettre au composant de pouvoir commuter lorsque les tensions de grille extrémales -10 V et 0 V sont appliquées. Les fiches techniques de l'IRF620 et l'IRF130 indiquent que l'écart entre la tension de seuil et la tension de grille à appliquer au composant doit être de +2 V au minimum pour saturer correctement le transistor et 1 V suffit pour le bloquer. Afin de commander le transistor avec une tension de grille de -10 V à 0 V, nous nous fixerons donc l'intervalle [-9 V ; -2 V] comme excursion maximale de la tension de seuil. Lors de l'irradiation si la tension de seuil sort de ce domaine, nous considérerons que le composant a perdu sa fonctionnalité. D'autre part, il est indispensable que le traitement soit stable dans le temps à température ambiante. Enfin, la pré-irradiation ne doit pas dégrader la résistance entre

le drain et la source à canal ouvert (R_{dson}) de façon trop importante. De plus, le courant de fuite doit rester faible.

b. Pendant l'utilisation

Le succès de la pré-irradiation dépend de plusieurs facteurs. D'une part, il est nécessaire que la dérive de la tension de seuil lors de l'utilisation du composant pré-traité en environnement radiatif reste dans l'intervalle de tolérance fixé. D'autre part, il est nécessaire que le courant de fuite reste faible et que la R_{dson} varie peu.

2. Pré-irradiation avec une polarisation positive

a. Traitement pré-irradiatif

Plusieurs IRF130 ($V_{th} \approx 3$ V) ont été pré-irradiés à une dose de 361,5 krad(SiO_2) avec un débit de 5 krad(SiO_2)/h et ont subi un recuit à une température de 100°C pendant 2852 h. La polarisation de grille des échantillons durant la pré-irradiation et le recuit était de +15 V. La Figure 91 montre la variation de la tension de seuil de l'échantillon en fonction de la durée du recuit.

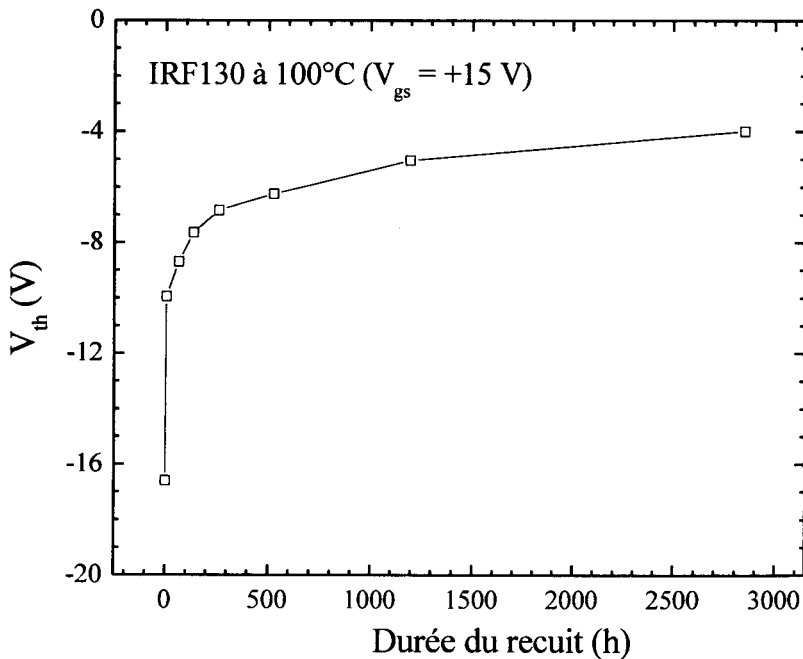


Figure 91 : Variation de la tension de seuil d'un IRF130, pré-irradié à une dose de 361,5 krad(SiO_2), en fonction de la durée du recuit à une température de 100°C. La polarisation de grille durant la pré-irradiation et le recuit est de +15 V.

Après une forte récupération, la dérive de la tension de seuil tend à se stabiliser pour une valeur proche de -4 V. La polarisation positive durant l'irradiation permet ainsi d'avoir une forte dérive négative ($V_{th} = -16,6$ V) et le recuit à 100°C permet d'obtenir une tension de seuil comprise entre -9 V et -2 V, d'une grande stabilité dans le temps à température ambiante. En effet, les charges encore présentes après le recuit ont une énergie d'activation importante. Par conséquent, elles sont stables à température ambiante.

b. Irradiation des échantillons traités

La Figure 92 présente la variation de la tension de seuil de l'échantillon précédent (traité) en fonction de la dose à deux polarisations différentes (en mode passant : $V_{gs} = 0$ V et en mode bloqué : $V_{gs} = -10$ V). Cette expérience permet de simuler l'utilisation de ces échantillons dans leur condition de fonctionnement en environnement radiatif avec des polarisations de grille extrémales.

Une récupération très rapide de la tension de seuil de l'échantillon lors de l'irradiation, puis une saturation de la dérive sont observées. Pour une polarisation nulle, la tension de seuil redevient supérieure à 0 V; le composant n'est alors plus fonctionnel lors d'une utilisation entre -10 V et 0 V. La pré-irradiation par cette technique et sur ce type d'échantillon ne remplit donc plus les conditions requises à partir de 70 krad(SiO_2).

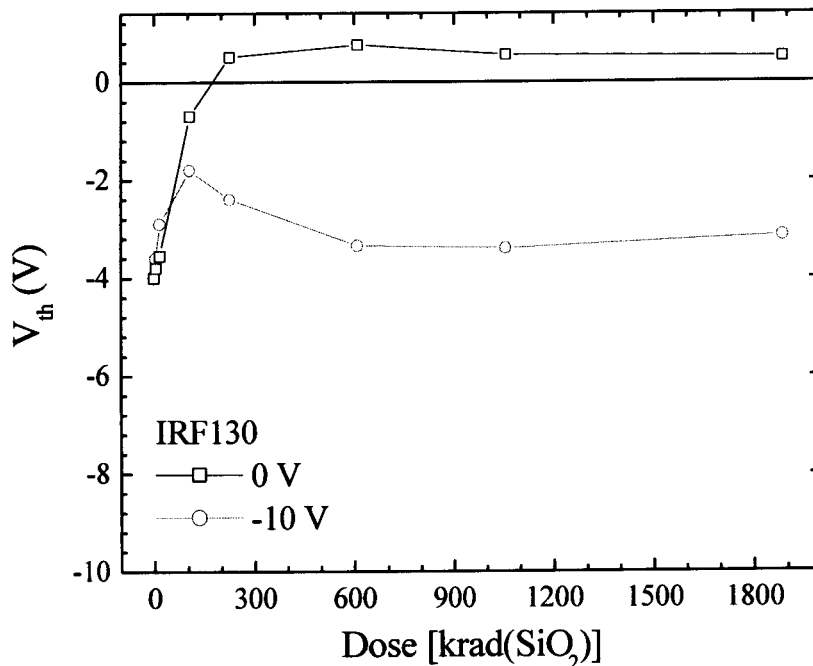


Figure 92 : Variation de la tension de seuil de deux IRF130 pré-irradiés à une dose de 361,5 krad(SiO_2) et recuits recuit à une température de 100°C pendant 2852 h en fonction de la dose pour deux polarisations de grille différentes. La polarisation de grille durant l'irradiation et le recuit est de +15 V.

Le recuit des IRF130 à 100°C a permis de libérer une partie des charges piégées, stabilisant ainsi la tension de seuil à température ambiante [90McWhorter, 96Jaksic]. Mais, une pré-irradiation avec une polarisation positive suivie d'une seconde irradiation, cette fois sous polarisation nulle, provoque un phénomène de récupération nommé RICN (Radiation Charge Induced Neutralisation) [90Fleetwood, 00Quittard]. Cette récupération est très rapide et une tension de seuil plus ou moins équivalente à celle qui aurait été obtenue par une irradiation d'échantillons neufs (non traités) avec une polarisation de grille nulle est retrouvée. Le même phénomène se retrouve pour l'échantillon irradié avec une polarisation de -10 V avec toutefois un pic au niveau de la récupération.

La pré-irradiation est limitée par le mécanisme de RICN, il convient donc d'éviter une pré-irradiation avec une polarisation positive car la récupération est alors très rapide. De plus, il est important que l'irradiation des échantillons non traités sous polarisation nulle et négative entraîne une dérive telle que la tension de seuil soit comprise entre -9 V et -2 V afin de se prémunir du mécanisme RICN. Les IRF130 ne peuvent donc pas être sélectionnés (cf. Figure 48 du chapitre III). Comme la tension de polarisation n'est pas statique en condition normale d'utilisation, la dérive peut être comprise entre les deux dérives engendrées par les polarisations statiques, ce qui est le cas pour nos échantillons. Cependant, des auteurs ont montré que certains composants durcis admettent une dérive moins importante que celle entraînée par des polarisations statiques [81Dressendorfer].

3. Pré-irradiation avec une polarisation négative

a. Traitement pré-irradiatif

Conformément à la Figure 47 du chapitre III, l'irradiation des IRF620 non traités, sous polarisation nulle et négative entraîne une dérive telle que la tension de seuil est comprise entre -9 V et -2 V. Sachant que certains systèmes demandent une grande stabilité de la tension de seuil et compte tenu de la variation de celle-ci (Figure 47 du chapitre III), un premier lot d'échantillons IRF620 a été irradié avec une polarisation de grille de -10 V. D'autres systèmes requièrent un courant drain-source plus important aussi l'écart entre la tension de grille et la tension de seuil doit être plus important. Une pré-irradiation à -20 V d'un second lot d'échantillons IRF620 a donc été réalisée afin d'obtenir une plus grande dérive négative de la tension de seuil. La dose reçue par les composants est de 100 krad(SiO_2) avec un débit de 5 krad(SiO_2)/h. La Figure 93 montre la variation de la tension de seuil d'un IRF620 de chaque lot en fonction de la durée de récupération à 25°C.

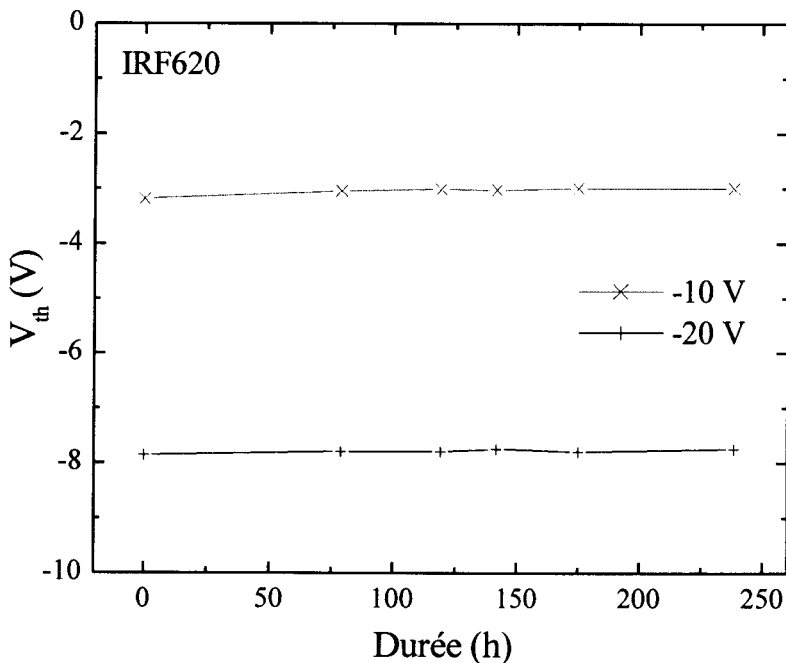


Figure 93 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 représentatif des lots 1 et 2 en fonction de la durée de récupération à 25°C. Chaque échantillon est sur mousse conductrice pendant la récupération.

La tension de seuil est comprise entre -9 V et -2 V et évolue faiblement après le traitement (Figure 93). Après une durée plus importante, la guérison du composant est supérieure mais une récupération totale peut être très longue, de l'ordre de plusieurs années suivant l'oxyde de grille et suivant certains paramètres tels que la température [98Saigné]. En outre, le but poursuivi est d'obtenir une tension relativement stable pendant une durée permettant d'intégrer le composant traité dans le système.

Après avoir montré les faibles dérives pendant la récupération à température ambiante des échantillons pré-irradiés, la simulation de l'utilisation de ces composants en environnement radiatif sera effectuée.

b. Irradiation des échantillons traités

La variation de la tension de seuil en fonction de la dose est représentée sur la Figure 94 pour deux échantillons représentatifs du lot n°1 et sur la Figure 95 pour deux échantillons représentatifs du lot n°2. Dans les deux cas, la tension appliquée à la grille des échantillons pendant l'irradiation est de -10 V pour l'un et 0 V pour l'autre. Les polarisations de grille représentent les tensions extrémales qui seraient utilisées pour commander les composants traités dans un environnement radiatif.

Les deux figures montrent que la pré-irradiation peut être utilisée en tant que technique de durcissement de certains VDMOSFETs au sein d'un système. En effet, la dérive de la tension de seuil pour les deux conditions de polarisation reste dans la zone de tension [-9 V ; -2 V]. Les composants restent fonctionnels jusqu'à une dose au moins égale à 7 Mrad(SiO₂). La dérive de la tension de seuil atteint une saturation; l'hypothèse que l'échantillon puisse supporter avec ce type de durcissement des doses beaucoup plus importantes n'est pas exclue.

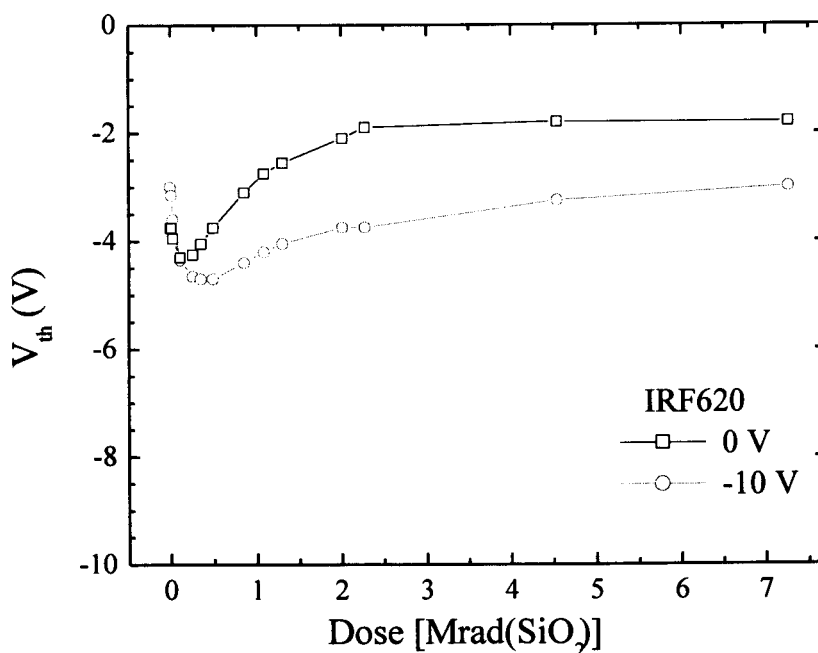


Figure 94 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 du lot n°1 (pré-irradié à -10 V) en fonction de la dose à deux polarisations différentes.

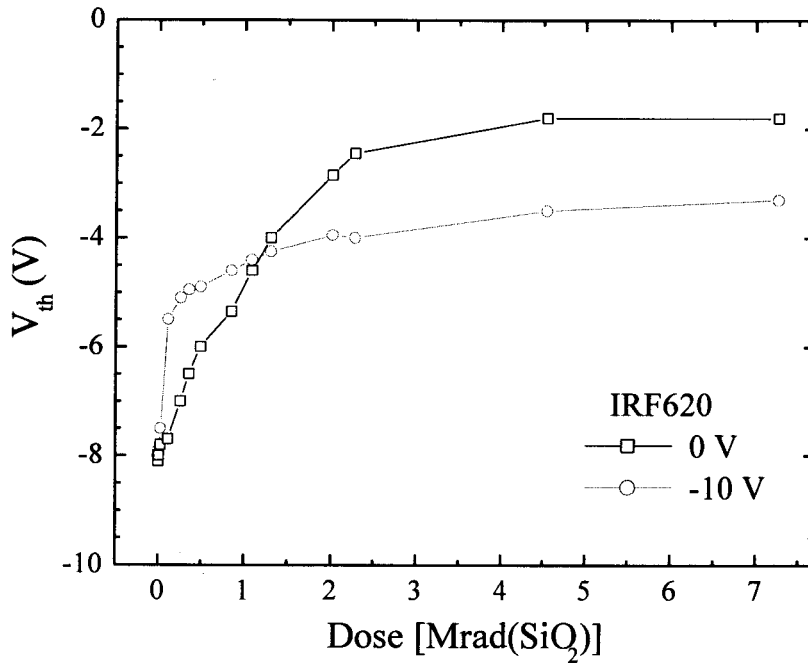


Figure 95 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 du lot n°2 (pré-irradié à -20 V) en fonction de la dose à deux polarisations différentes.

La Figure 92, la Figure 94 et la Figure 95 montrent en outre que la polarisation la plus contraignante pour des échantillons traités est maintenant 0 V, du fait de la forte récupération provoquée par cette polarisation. La Figure 95 montre que la récupération due au procédé RICN est plus rapide pour l'échantillon polarisé négativement. En effet, le champ dans l'oxyde provoque une plus forte dissociation des charges. La recombinaison des paires électron-trou étant plus faible, plus de charges participent au mécanisme RICN. De plus, pour les deux polarisations et pour les échantillons des deux lots, la RICN provoque une récupération de la tension de seuil jusqu'à la même valeur que celle atteinte pour un échantillon neuf polarisé à une même tension (cf. Figure 47 du chapitre III).

Il est intéressant de remarquer que la dynamique de récupération est différente pour une pré-irradiation avec une tension de grille négative (Figure 95) et une pré-irradiation avec une tension de grille positive (Figure 92). Cette différence peut s'expliquer par les conditions de polarisation pendant la pré-irradiation. En effet, une polarisation positive pendant la pré-irradiation provoque un piégeage des trous dans l'oxyde proche de l'interface oxyde/semi-conducteur. Une seconde irradiation sous polarisation négative entraîne non seulement une neutralisation (ou une guérison) par le mécanisme RICN [00Quittard], mais, également un piégeage de trous dans l'oxyde au niveau de l'interface oxyde / métallisation de grille. Ces deux phénomènes peuvent avoir des constantes de temps différentes. La localisation des charges piégées peut aussi expliquer les effets observés.

Pour augmenter la stabilité du point de fonctionnement pendant l'utilisation du composant en environnement radiatif, il semble préférable, compte tenu de la Figure 94, de pré-irradier le composant jusqu'à l'obtention de la saturation ($> 2,5 \text{ Mrad}(\text{SiO}_2)$).

Afin de valider la méthode, il est important de vérifier que le traitement altère peu la mobilité des porteurs et qu'il n'augmente que faiblement le courant de fuite.

La mobilité est directement reliée à la R_{dson} , elle donne donc une information importante sur la manière dont le système final, utilisant les VDMOSFETs traités, devra être conçu. La Figure 96 et la Figure 97 représentent la variation relative de la mobilité des porteurs en fonction de la dose selon la méthode définie au chapitre II, p.79. La Figure 96 présente deux échantillons IRF620 du lot n°1 polarisés aux deux polarisations extrémales d'utilisation, respectivement à -10 V et à 0 V . La Figure 97 présente deux échantillons IRF620 du lot n°2 polarisés aux deux polarisations extrémales d'utilisation, respectivement à -10 V et à 0 V , et un autre échantillon IRF620 non traité utilisé en fonctionnement normal, c'est à dire avec une polarisation "pire cas" de $+10 \text{ V}$.

La pré-irradiation provoque une baisse de la mobilité d'environ 30%, mais cette baisse est stable pendant la durée de l'utilisation en condition de fonctionnement dans un système soumis aux radiations. L'échantillon non traité, utilisé en condition de fonctionnement normal, c'est à dire à $+10 \text{ V}$, observe très rapidement une baisse de 90%. Des variations similaires ont été observées par d'autres auteurs [93Zupac].

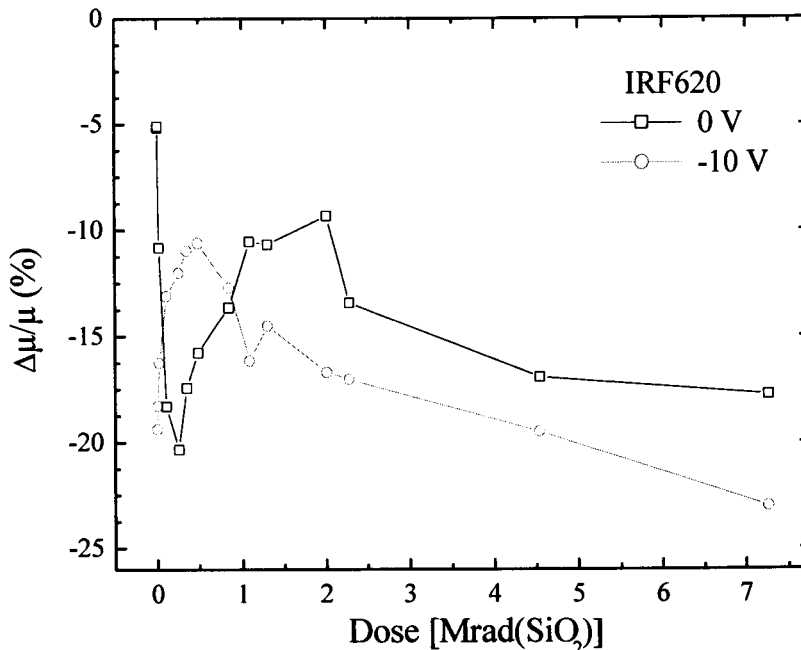


Figure 96 : Variation relative de la mobilité des porteurs en fonction de la dose pour des IRF620 du lot n°1 (pré-irradiés à -10 V) avec $V_{\text{gs}} = -10 \text{ V}$ et 0 V pendant l'irradiation.

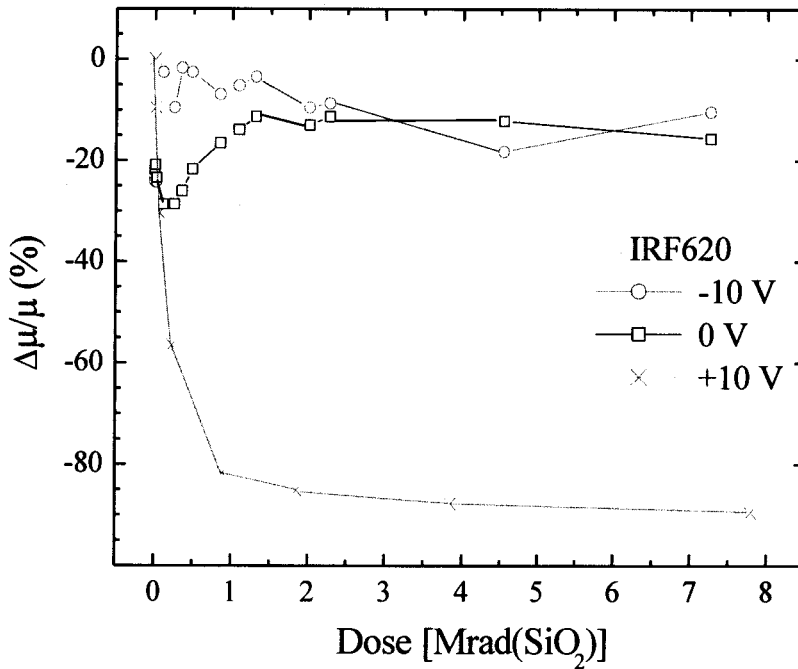


Figure 97 : Variation relative de la mobilité des porteurs en fonction de la dose pour des IRF620 du lot n°2 (pré-irradiés à -20 V) avec $V_{gs} = -10$ V et 0 V pendant l'irradiation et pour des IRF620 non traités utilisés en fonctionnement normal, c'est-à-dire avec $V_{gs} = +10$ V pendant l'irradiation.

Le courant de fuite est un autre paramètre important. Les courants de fuite sont définis ici comme le courant (I_{ds}) lorsque la tension de grille (V_{gs}) est à -10 V, c'est à dire lorsque le composant est bloqué. La Figure 98 et la Figure 99 représentent la variation du courant de fuite d'un IRF620 respectivement du lot n°1 et 2 en fonction de la dose à deux polarisations différentes pendant l'irradiation.

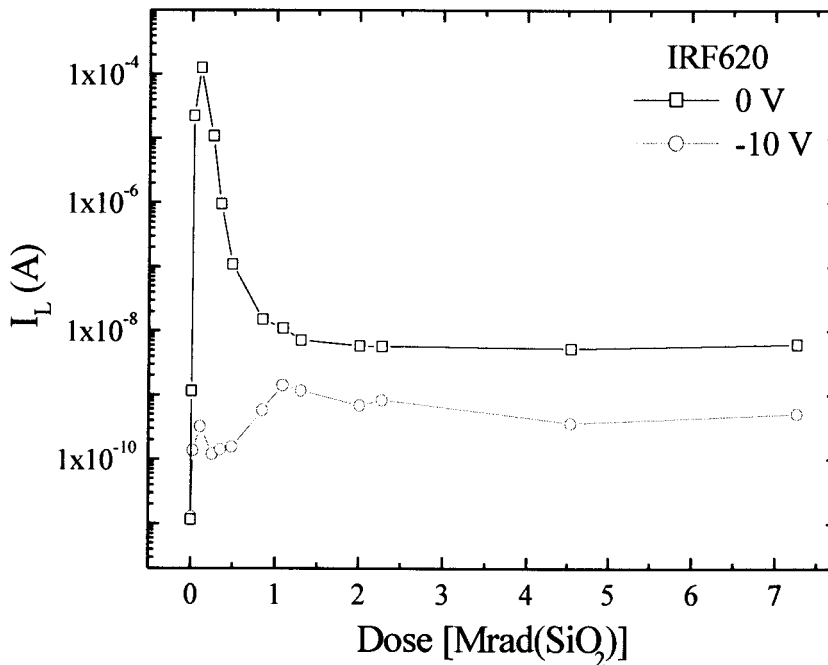


Figure 98 : Variation du courant de fuite d'un IRF620 du lot n°1 (pré-irradié à -10 V) en fonction de la dose à deux polarisations différentes pendant l'irradiation.

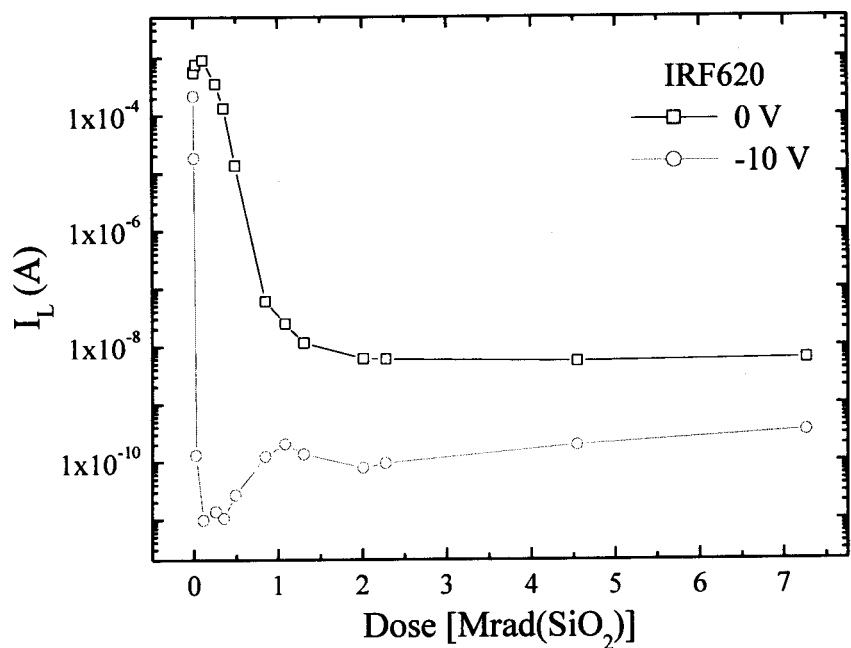


Figure 99 : Variation du courant de fuite d'un IRF620 du lot n°2 (pré-irradié à -20 V) en fonction de la dose à deux polarisations différentes pendant l'irradiation.

On observe une forte variation du courant de fuite jusqu'à 1 Mrad(SiO₂) puis une stabilisation à quelques nanoampères. La forte variation initiale est principalement due à la dérive de la tension de seuil. En effet, avec la récupération de la tension de seuil par RICN, le canal s'ouvre de plus en plus et le courant de fuite augmente. La Figure 100 permet d'expliquer les variations observées sur les figures précédentes jusqu'à 1 Mrad(SiO₂). Lorsque la tension de seuil diminue (1), le courant de fuite augmente tandis qu'il diminue lorsque le composant récupère (2).

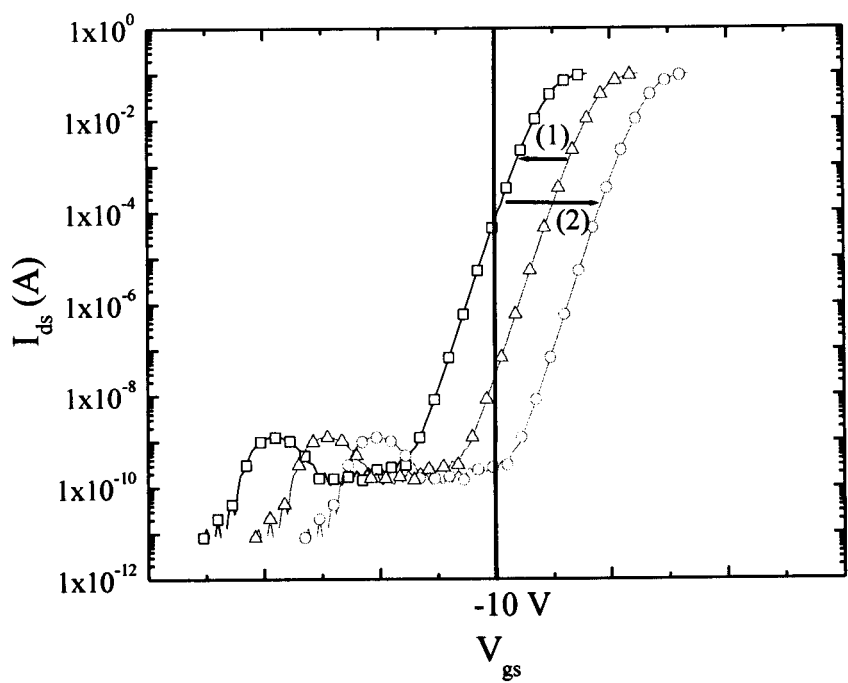


Figure 100 : Schéma explicatif utilisant les caractéristiques de transferts de trois IRF830 en coordonnées logarithmiques ($V_{ds} = 0,25$ V).

Remarque :

Le courant de fuite est défini à $V_{gs} = 0$ V pour une utilisation normale d'un IRF620. Pour une polarisation de +10 V pendant l'irradiation, ce courant est de quelques micro ampères dès 10 krad(SiO_2) et continue d'augmenter jusqu'à la perte de fonctionnalité à 30 krad(SiO_2).

La dernière contrainte étudiée est l'effet de la température sur la pré-irradiation. Lors de l'utilisation d'un composant de puissance, le courant passant entre le drain et la source peut être important (de l'ordre de quelques ampères). Ce courant provoque une élévation de la température qui peut engendrer une récupération de la tension de seuil. Il est donc important de simuler les conditions d'utilisation du composant avec non seulement une polarisation de grille la plus contraignante, c'est à dire 0 V pour les échantillons pré-irradiés, mais aussi avec un fort courant drain source provoquant une élévation de la température du composant.

Afin d'obtenir une température constante, une régulation sur le courant a été mise au point : un interrupteur autorise ou non le passage du courant suivant la température prélevée à l'aide d'un thermocouple collé à l'échantillon.

La Figure 101 donne la variation de la tension de seuil de trois IRF620 du lot n°2 en fonction de la dose à 70 et 100°C.

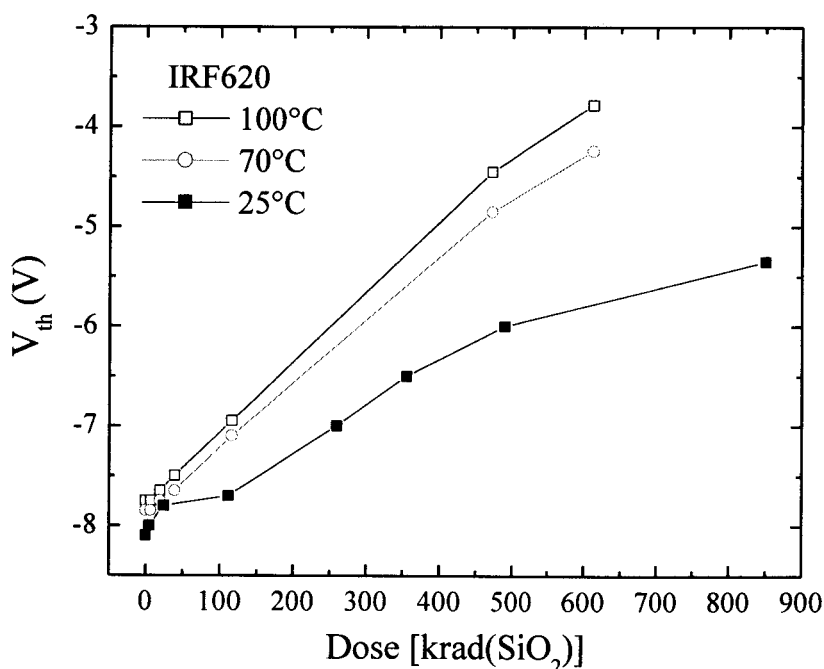


Figure 101 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 du lot n°2 (pré-irradié à -20 V) en fonction de la dose à trois températures différentes. Les échantillons sont polarisés dans des conditions pire cas pendant l'irradiation.

La tension de seuil est toujours incluse entre -9 V et -2 V jusqu'à 600 krad(SiO_2) mais en plus de la récupération due au mécanisme RICN l'élévation de la température est un facteur limitatif supplémentaire de la technique. Ce facteur doit être pris en compte lors de l'élaboration du système avec par exemple un radiateur plus important.

4. Conclusion

Cette étude permet de mettre en évidence le principe d'utilisation de la pré-irradiation. Un gain important, vis à vis de la tenue à la dose cumulée, peut être envisagé et constitue l'avantage de cette technique.

Pour les composants IRF620 étudiés, la méthode proposée permet de maintenir un système en fonctionnement jusqu'à une dose minimale de 7 Mrad(SiO₂), alors qu'un système non durci utilisant les mêmes transistors n'atteindrait que 30 krad(SiO₂). De plus, la mobilité des porteurs pendant l'irradiation est faiblement dégradée (30%) par rapport à une utilisation normale (90%). Enfin, après une variation en début de fonctionnement sous environnement radiatif, les courants de fuites restent stables et faibles (~ 10 nA). Une dernière expérimentation a permis de montrer que le procédé fonctionne aussi avec une température d'utilisation élevée bien que la dose totale supportée est alors moins importante.

Ce travail pose deux principes importants pour la pré-irradiation :

- La caractérisation préalable des échantillons que l'on veut utiliser en vue d'un durcissement est obligatoire. En effet, elle permet de vérifier si la tension de seuil du composant atteint une valeur comprise entre -10 V et 0 V.
- La récupération observée en condition de fonctionnement sous environnement radiatif est liée au mécanisme RICN. Notons qu'une caractérisation plus approfondie par recuits isochrones permet de savoir s'il y a guérison ou une simple neutralisation des charges piégées sur ce type d'échantillons [00Quittard].

L'intérêt du procédé est renforcé par le fait que des systèmes durcis utilisent déjà des polarisations comprises entre -10 V et +10 V [98Marceau]. Dans de tels systèmes, l'adaptation serait mineure pour utiliser la méthode présentée. L'étude réalisée permet d'avoir une vue globale sur la technique de la pré-irradiation. Suivant les contraintes liées au système, il faudra que le composant ait certaines caractéristiques. Ces dernières définiront non seulement le type d'échantillon mais aussi le procédé de pré-irradiation à utiliser.

Enfin, la sélection des composants pour la technique de pré-irradiation permettra une qualification d'un nombre plus important de transistors. En effet, dans une sélection pour un système normal, les tests devront utiliser une polarisation positive pendant l'irradiation (pire cas). Cette tension, fortement contraignante, entraînera un rejet de beaucoup d'échantillons. Pour la pré-irradiation, les tensions utilisées pour tester les composants doivent être négatives ou nulles. Celles-ci étant moins contraignantes, on peut s'attendre à ce que plus d'échantillons soient qualifiés.

C. Utilisation du stress électrique en tant que technique de durcissement

L'utilisation d'une irradiation en tant que traitement afin d'améliorer le tenu d'un système dédié à un environnement radiatif a un coût non négligeable. Afin de diminuer ce coût et d'examiner de nouvelles techniques de durcissement, un nouveau traitement a été testé : le stress électrique.

1. Effet d'un stress électrique

a. Le stress électrique

Le rôle principal de l'oxyde de grille est de confiner et de maintenir les porteurs dans le canal à l'intérieur du semi-conducteur. Pourtant certains porteurs traversent l'interface Si/SiO₂ et sont ainsi injectés dans l'oxyde de grille [86Barbottin].

En terme d'énergie, cela signifie que les porteurs ont franchi ou traversé la barrière de potentiel à l'interface. Plusieurs mécanismes existent et expliquent une injection de porteurs dans l'oxyde de grille.

La figure suivante présente les trois mécanismes d'injection possible.

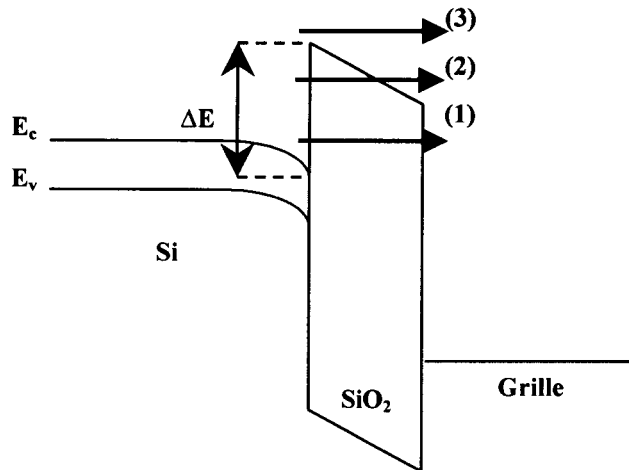


Figure 102 : Mécanisme possible pour l'injection d'un électron du silicium dans l'oxyde soit par effet tunnel direct (1) ou assisté d'un champ (2), soit par franchissement de la barrière de potentiel (3).

- Injection par effet tunnel direct : celle-ci n'est possible que pour des oxydes de grille très minces et de forts champs électriques. Pour des épaisseurs relativement importantes ($t_{ox} > 10 \text{ nm}$) et de faibles champs électriques ($E_{ox} < 5 \times 10^5 \text{ V.cm}^{-1}$) le mécanisme (1) est négligeable.
- Effet tunnel assisté par un champ électrique : les électrons qui ont une énergie proche mais inférieure à la barrière de potentiel de l'oxyde, peuvent la traverser par effet tunnel. Plus le champ est important (Figure 102), plus la distance à franchir par effet tunnel sera petite. On parle d'injection Fowler-Nordheim pour le mécanisme (2).

➤ Injection par franchissement de la barrière : un électron de la bande de conduction du silicium peut franchir la barrière jusqu'à la bande de conduction du SiO_2 si son énergie est supérieure à ΔE .

Selon les épaisseurs d'oxyde de nos composants (de l'ordre de 100 nm), le stress électrique étudié consiste en l'application d'une tension de grille importante et correspond à une injection Fowler-Nordheim, mécanisme (2).

i. Stress électrique positif

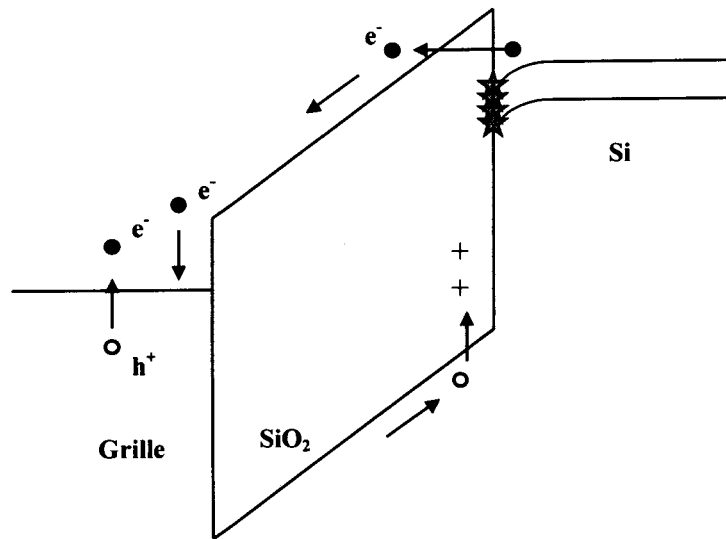


Figure 103 : Diagramme des bandes d'énergies lors d'une injection Fowler-Nordheim pour une tension de grille positive.

Lors de l'application du stress sur la grille, des électrons du semi-conducteur traversent l'oxyde et vont vers la grille par effet tunnel. L'interaction de ces électrons avec l'oxyde entraîne une création de paires électron-trou. Les électrons sont entraînés vers la grille à cause de la forte tension positive du stress.

Pour les trous créés, il existe au moins trois possibilités conduisant à des défauts électriquement actifs [98Chen, 87Dimitrije] :

- En raison du champ appliqué, ils se piègent dans l'oxyde dans une région proche de l'interface Si/SiO_2 .
- Ils réagissent avec une liaison Si-H présente dans l'oxyde de grille. Cette réaction donne lieu à la libération de l'hydrogène entraînant une création d'états à l'interface Si/SiO_2 .
- Ils se recombinent avec un électron d'un atome de Si à l'interface Si/SiO_2 donnant lieu une nouvelle fois à une création d'états d'interface.

ii. Stress électrique négatif

Pour une tension de stress négative, des électrons sont injectés de la grille vers la bande de conduction de l'oxyde par le mécanisme Fowler-Nordheim et sont accélérés vers le substrat (Figure 104). Les processus de piégeage dans l'oxyde et de création d'états d'interface sont équivalents au stress positif. Toutefois des états d'interface peuvent être créés directement par les électrons lorsqu'ils atteignent l'interface SiO_2/Si compte tenu de leur vitesse [98Chen].

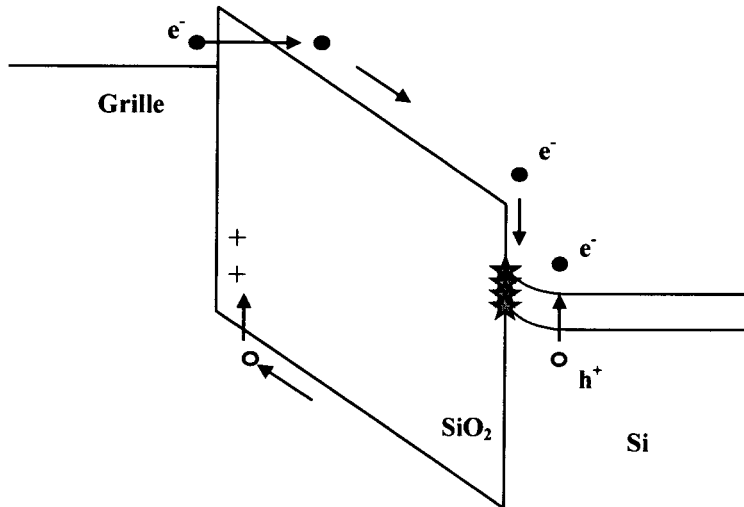


Figure 104 : Diagramme des bandes d'énergies pour une injection Fowler-Nordheim pour une tension de grille négative.

b. Caractérisation des effets d'un stress électrique

i. Application du stress

Le stress électrique réalisé consiste en l'application d'une tension positive importante sur la grille; le substrat, le drain et la source étant reliés à la masse. Une application trop brusque du stress provoquerait un courant très important (équation (124)), et augmenterait la probabilité de claquage du composant. Nous avons choisi d'utiliser une rampe en tension pilotée par ordinateur de l'ordre au maximum de quelques V/s afin d'atteindre lentement la tension de stress. Un électromètre de précision (Keithley 6517A) permet de mesurer l'évolution du courant de grille lors de l'application du stress.

$$i = C \frac{dV}{dt} \quad (124)$$

La Figure 105 montre l'évolution de I_{gs} en fonction de V_{gs} pour quatre rampes en tension sur des IRF830 afin de connaître leur influence.

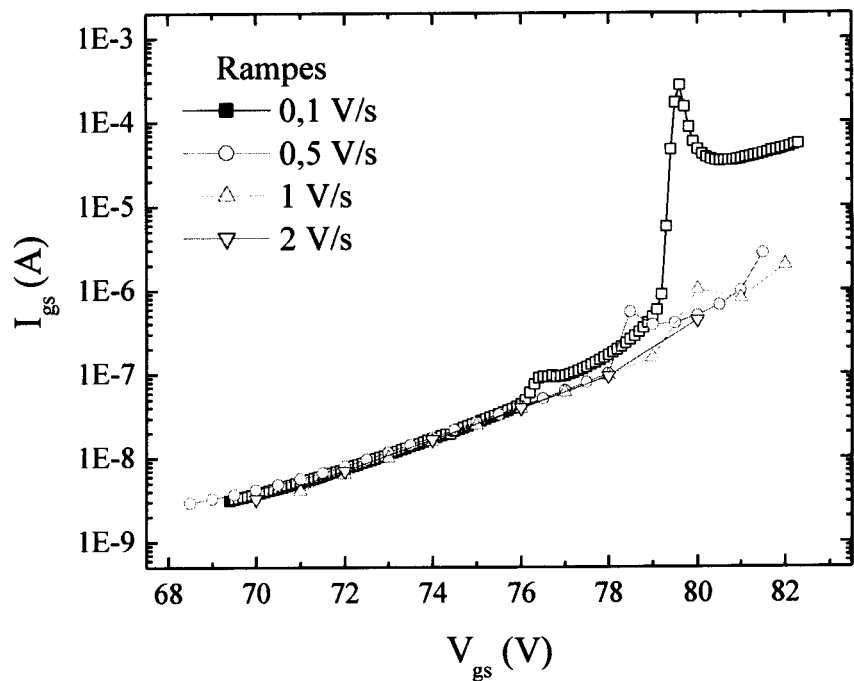


Figure 105 : Evolution de I_{gs} en fonction de V_{gs} pour quatre rampes en tension sur quatre IRF830.

Remarquons que pour les IRF830, la rampe en tension n'a que peu d'incidence sur la courbe $I_{gs} = f(V_{gs})$ jusqu'à +76 V. A partir de cette tension, on observe des différences probablement dues à la dispersion des caractéristiques des composants. En effet, lorsque la tension est proche de la tension de claquage, une faible variation de la valeur de tension entraîne des courants différents selon la trajectoire des électrons "chauds" et des obstacles rencontrés dans l'oxyde de grille [86Barbottin].

Compte tenu des tensions élevées et de la géométrie des composants (oxyde plan, et composant vertical), on supposera que le flux de porteurs est homogène dans l'oxyde de grille. Enfin, soulignons qu'une mesure du courant de grille post-stress en fonction de la tension de grille ne montre pas de variation significative par rapport à un échantillon neuf; ceci évidemment pour un stress stoppé avant le claquage. Une rampe de $0,5 \text{ V.s}^{-1}$ est appliquée par la suite.

Le courant de grille présente une variation exponentielle en fonction de la tension de stress (Figure 106). Les transistors de puissance étudiés sont des IRF830 (IRF), des STP5NA50 (STP), des BUK455-500B (BUK) et des SPP03N60S5 (SPP). Les derniers points des courbes correspondent au claquage des composants.

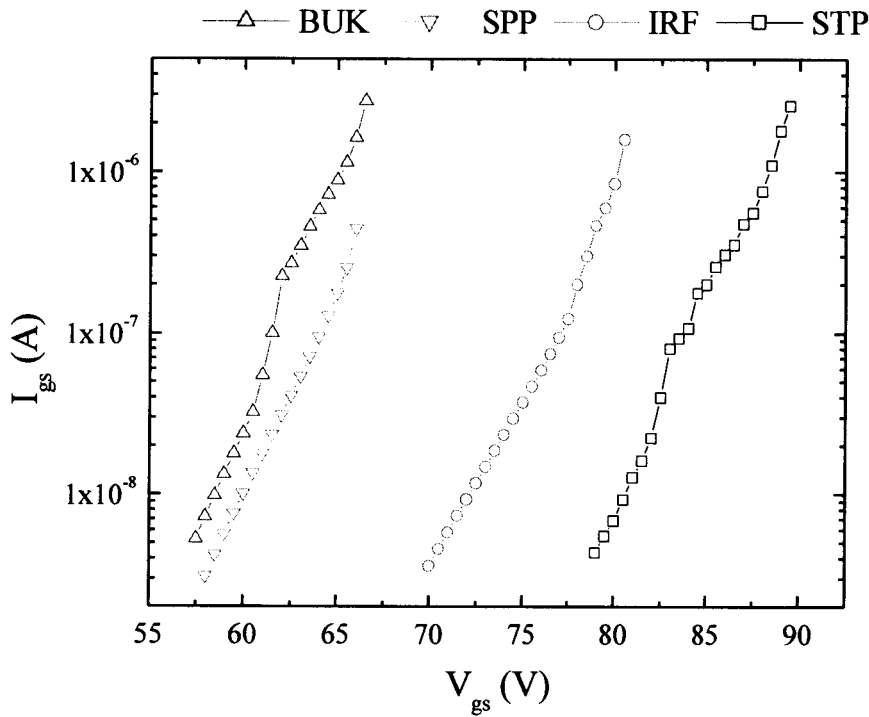


Figure 106 : Evolution de I_{gs} en fonction de V_{gs} pour quatre transistors de puissance.

La Figure 106 montre que pour un même courant de grille la tension de stress à appliquer dépend du composant étudié. L'évolution du courant tunnel (I_{gs}) peut être représentée par l'équation suivante [69Lenzlinger, 99Croc].

$$I_{gs} = SAE_{ox}^2 \exp(-B/E_{ox}) \quad (125)$$

Où A, B sont des constantes :

$$A = \frac{m_0}{m^*} \frac{q^3}{8\pi h \phi_B} \quad (126)$$

$$B = \frac{8\pi}{3q} \left(\frac{2m^*}{h^2} \right)^{1/2} \phi_B^{3/2} \quad (127)$$

S = surface de la grille.

ϕ_b est donnée par l'équation (71) du chapitre II, p.80,

m^* = masse effective de l'électron dans l'oxyde de grille,

m_0 = masse de l'électron libre,

h = constante de Planck,

E_{ox} est le champ électrique aux bornes de l'oxyde.

$$E_{ox} = (V_{gs} - V_{FB} - V_{ib} - V_{ib}^p) / t_{ox} \quad (128)$$

Où t_{ox} est l'épaisseur de l'oxyde, V_{gs} la tension de stress, V_{FB} la tension de flatband et V_{ib}^p le potentiel de surface du polysilicium (si la grille est en polysilicium).

Ces relations font apparaître une dépendance de I_{gs} avec les paramètres géométriques et structurels du composant. De plus, certains auteurs ont montré qu'un stress pouvait permettre d'obtenir la section de capture des pièges dans l'oxyde [90Changhua] ou encore l'extraction de la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface Si/SiO₂ [99Croc].

ii. Evolution des effets d'un stress en fonction du temps

La Figure 107 représente l'évolution du courant de grille pendant la durée du stress pour trois échantillons IRF830 correspondant à trois valeurs de tension de stress (+70V, +72,5V et +75V) avec une rampe de 0,5 V/s.

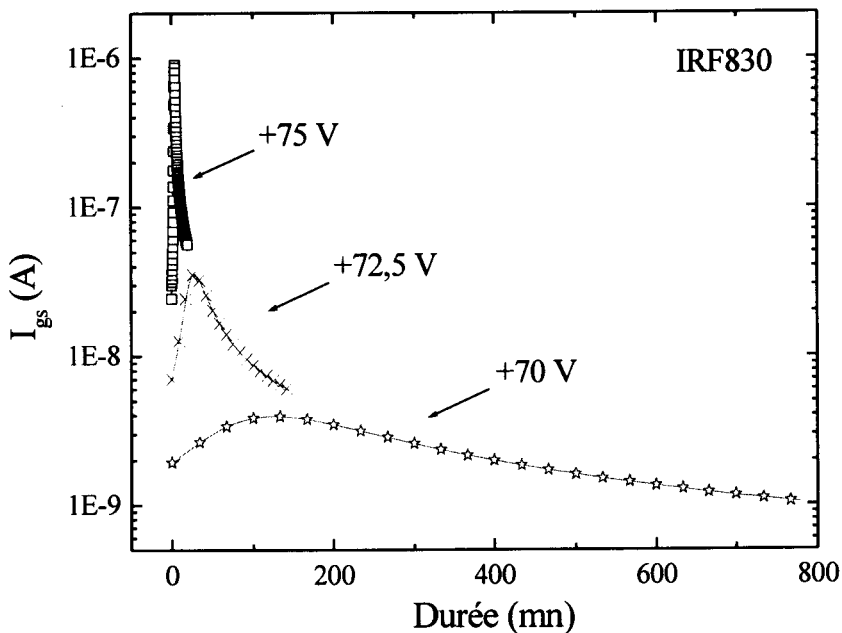


Figure 107 : Evolution de I_{gs} en fonction de la durée du stress pour trois IRF830 correspondant à trois valeurs de polarisation de stress (+70V, +72,5V et +75V).

La Figure 107 fait apparaître un pic de courant pour chaque stress. Plus la valeur de la tension de stress est grande, plus la valeur maximale du pic est importante.

Afin d'expliquer le pic du courant, un stress électrique de +75V a été appliqué sur la grille du composant. La mesure de I_{gs} en fonction de la durée du stress est représentée sur la Figure 108. Le stress a été stoppé à différents moments pour réaliser une mesure de tension de seuil, d'où les différentes parties observées sur la courbe. L'arrêt du stress pour effectuer un relevé de caractéristique affecte peu le comportement du transistor. Les effets du stress ont, dans ces conditions, des constantes de temps assez longues pour permettre la mesure.

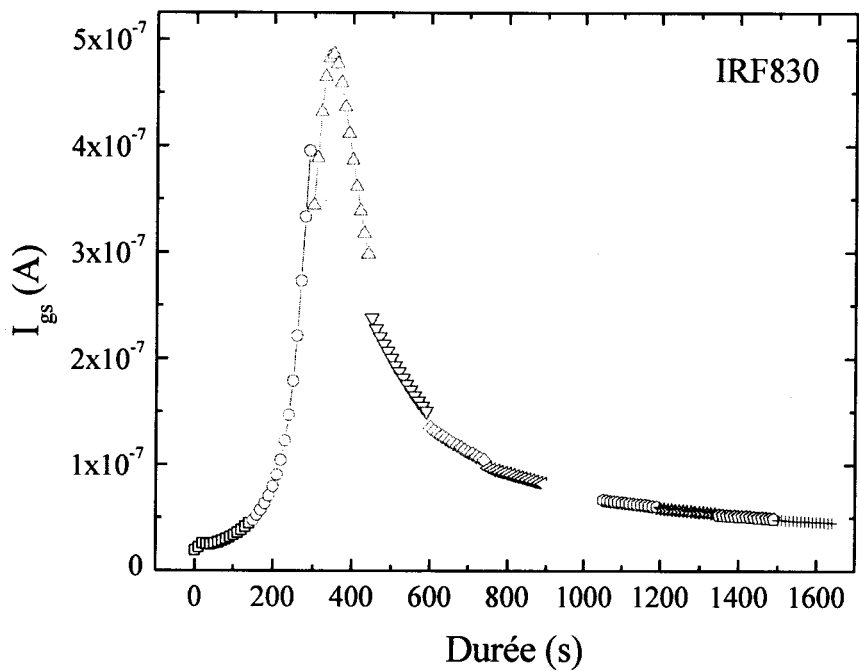


Figure 108 : Evolution de I_{gs} d'un IRF830 en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +75 V.

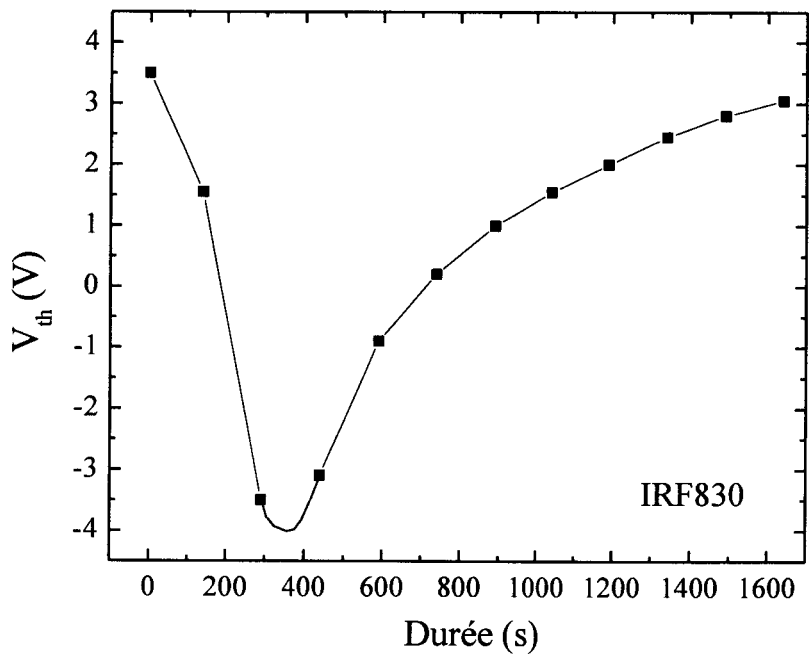


Figure 109 : Variation de V_{th} d'un IRF830 en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +75 V.

La variation du courant dépend des charges électriquement actives piégées dans le composant lors de l'application du stress. En effet, la tension de seuil évolue en fonction du piégeage des charges. Lorsque la tension de seuil est minimale, l'amplitude du courant est maximale (Figure 109). Ce point correspond au moment où la dynamique du piégeage des charges positives (trous piégés dans l'oxyde de grille) est sensiblement équivalente à la

dynamique du piégeage des charges négatives (électrons piégés dans l'oxyde de grille et à l'interface).

Les transistors de puissance étudiés dans le cadre de ce travail présentent un comportement équivalent. Afin de généraliser ce résultat, des tests similaires ont été effectués sur des transistors "petits signaux" (Figure 110 et Figure 111) et sur des IGBTs (Figure 112 et Figure 113).

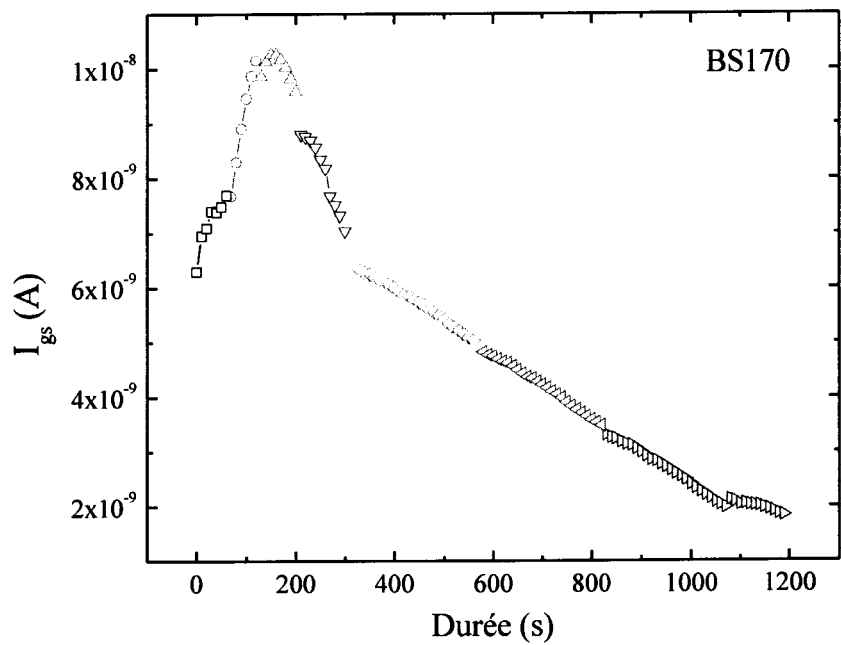


Figure 110 : Evolution de I_{gs} d'un BS170 en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +57,5 V.

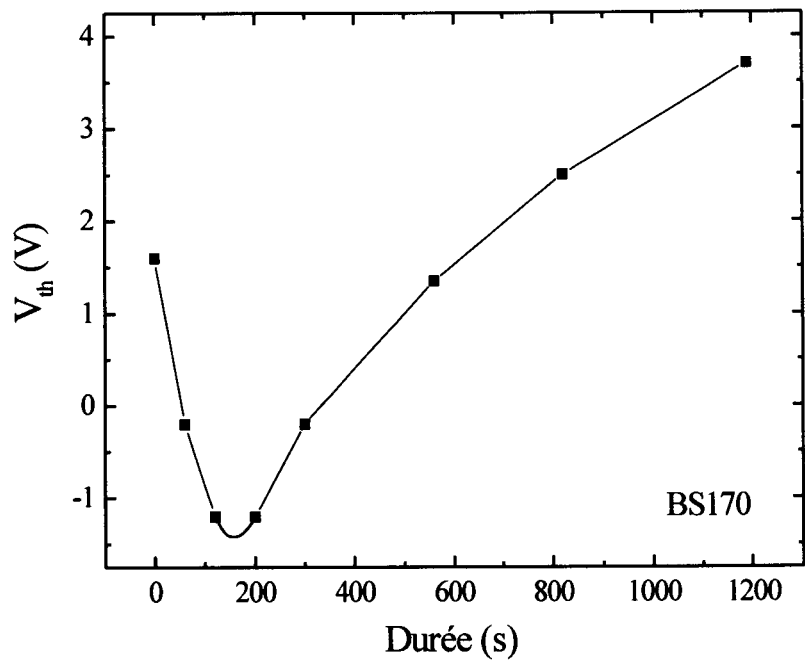


Figure 111 : Variation de V_{th} d'un BS170 en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +57,5 V.

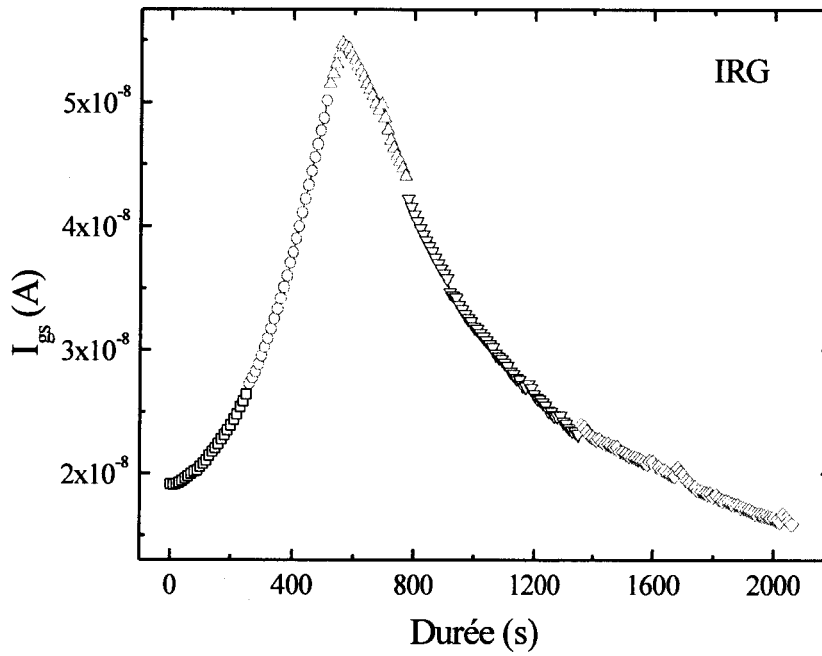


Figure 112 : Evolution de I_{gs} d'un IRG en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +72,5 V.

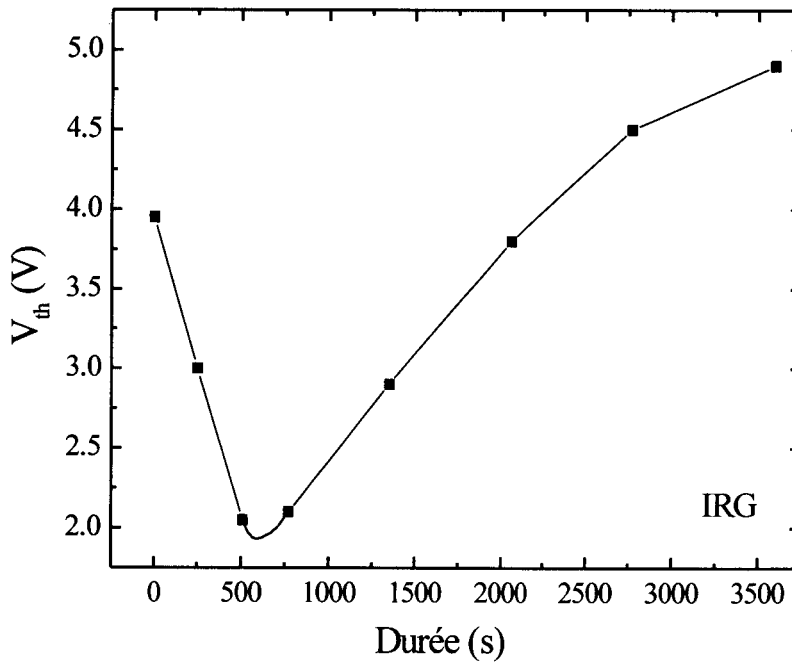


Figure 113 : Variation de V_{th} d'un IRG en fonction de la durée du stress pour une tension de stress de +72,5 V.

L'évolution du courant de grille en fonction de la durée du stress comporte deux phases distinctes séparées par un maximum de courant correspondant au minimum de la tension de seuil. Pratiquement, cette caractéristique particulière permettra, pour une tension de stress donnée, d'obtenir le maximum au niveau de la diminution de la tension de seuil par une mesure continue du courant.

Enfin, plus la tension de stress est élevée, plus le pic de courant est important (Figure 107). Les charges piégées sont donc plus nombreuses et la variation de la tension de seuil est plus importante. Néanmoins le choix de la tension de stress devra être un compromis entre une tension qui provoque une variation de tension de seuil maximale et le claquage du composant (Figure 105).

iii. Effet d'un long stress électrique et de la récupération

Lors de cette expérience une tension de +73 V a été appliquée sur la grille d'un IRF130 pendant 100 minutes. La Figure 114 représente la variation de la tension de seuil pendant ce stress, ainsi que la variation de la tension induite par les charges piégées dans l'oxyde et la variation de la tension due aux charges piégées sur les états d'interface.

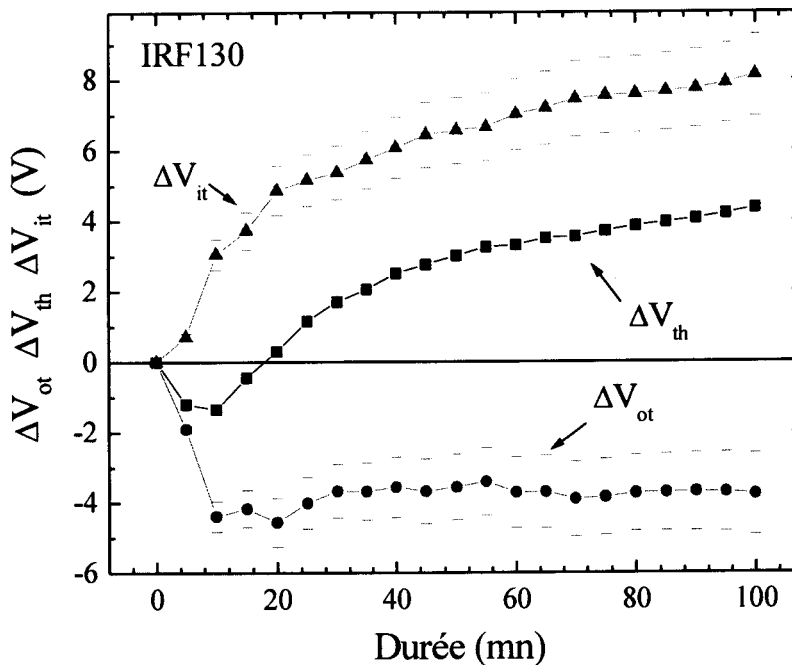


Figure 114 : Evolution, en fonction de la durée du stress électrique, de la tension de seuil d'un IRF130, ΔV_{th} , et de ses composantes ΔV_{it} (induite par la création des états d'interface), et ΔV_{ot} (induite par le piégeage de charges dans l'oxyde).

L'estimation du dopage (10^{16} à 10^{18} cm^{-3}) conduit à une marge d'erreur représentée sur la Figure 114 et la Figure 115. Néanmoins, cette erreur ne change pas le raisonnement qualitatif sur ΔV_{it} et ΔV_{ot} .

La Figure 114 confirme les effets décrits dans la partie 1, p.162. En effet, une diminution de ΔV_{ot} pendant les dix premières minutes de stress est observée. Il y a une augmentation de trous piégés dans l'oxyde et c'est cet accroissement qui conduit à la diminution initiale de la tension de seuil. Enfin, conformément aux développements précédents, la Figure 114 montre une forte augmentation de ΔV_{it} correspondant à la création d'états d'interface. Ces états expliquent la deuxième phase de la figure, c'est à dire l'augmentation de la tension de seuil.

Nous pouvons en outre remarquer une saturation du piégeage de charges dans l'oxyde (électrons et trous) à partir de 30 minutes.

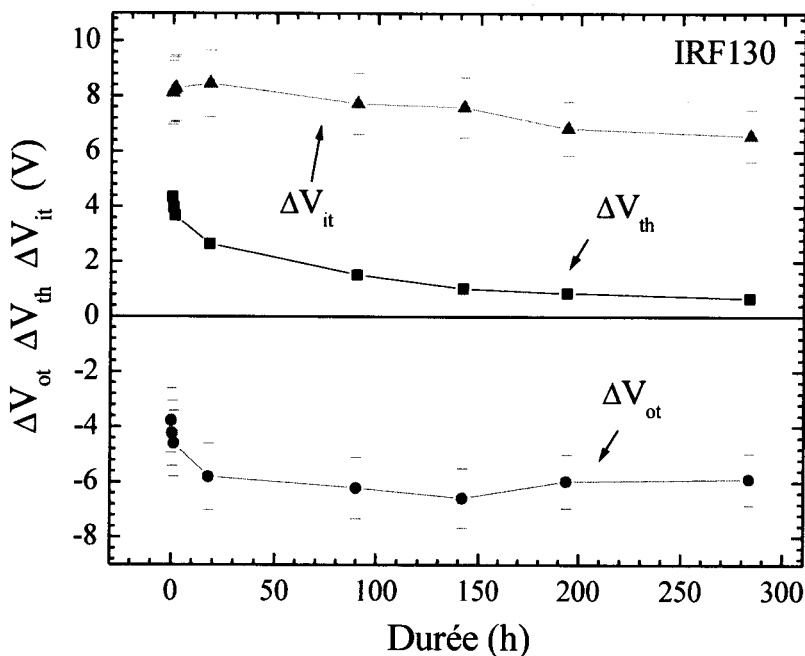


Figure 115 : Evolution, en fonction de la durée post stress (récupération), de la tension de seuil d'un IRF130, ΔV_{th} , et de ses composantes ΔV_{it} (induite par la création des états d'interface), et ΔV_{ot} (induite par le piégeage de charges dans l'oxyde).

La Figure 115 représente l'évolution de ces tensions lors de la récupération post-stress à température ambiante. Lors de cette récupération, toutes les broches du composant ont été court-circuitées.

L'évolution de la tension de seuil lors de la récupération post-stress (Figure 115) commence par une forte diminution de la tension de seuil puis présente une stabilisation. Remarquons que l'une des caractéristiques essentielles est la rapidité de la récupération pendant les quelques dizaines d'heures qui suivent le stress du composant. Lors de la récupération, la diminution de ΔV_{ot} observée sur la Figure 115, est due principalement au départ des électrons piégés. Ceux-ci sont libérés les premiers car leur mobilité est plus grande que celle des trous. Ceci montre que le stress électrique engendre également un piégeage d'électrons dans l'oxyde.

Une légère récupération de ΔV_{it} est visible. Ce processus semble venir du fait qu'après un tel stress le système a atteint un nouvel état d'équilibre, aussi, en l'absence de la polarisation de stress il y a une légère guérison des états d'interface même à température ambiante.

Afin de compléter la caractérisation des échantillons stressés, nous représentons sur la Figure 116 l'évolution de la variation relative de la mobilité effective des porteurs au niveau de l'interface pendant la période du stress électrique. L'extraction de la mobilité est réalisée selon la méthode définie au chapitre II, p.79. Deux phases sont observées : les dix premières minutes de stress provoquent une chute importante de la mobilité puis la diminution se stabilise aux environs de -70%.

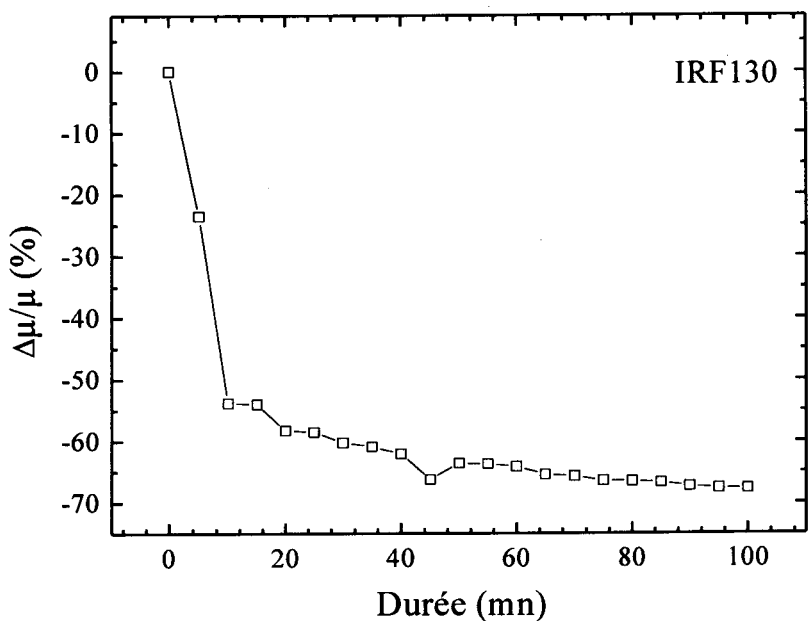


Figure 116 : Variation relative de la mobilité d'un IRF130 pendant le stress électrique à $V_{gs} = 73$ V.

Cette chute de la mobilité pendant le stress confirme la forte augmentation des états d'interface et du piégeage des charges dans l'oxyde conformément à la loi, [93Zupac] :

$$\frac{\mu_f}{\mu_i} = \frac{1}{1 + \alpha \Delta V_{it} + \beta \Delta V_{ot}} \quad (129)$$

μ_i et μ_f sont respectivement la mobilité des porteurs du canal avant et après le traitement, α et β étant des constantes.

Lors de la phase de récupération post-stress, qui n'est pas représentée ici, nous n'avons pas relevé de variation significative de la mobilité pendant 300 h. Or, durant cette période, on assiste à une forte récupération de la tension de seuil. Néanmoins, la présence des états d'interface et des charges piégées dans l'oxyde reste très importante (Figure 115) et explique la faible récupération de la mobilité.

2. Utilisation du stress électrique pour obtenir une tension de seuil négative

L'application d'un stress électrique positif sur la grille entraîne, dans un premier temps, un décalage de la tension de seuil jusqu'à une valeur négative. Le stress électrique peut être appliqué à la technique de pré-irradiation en remplaçant la première irradiation par le stress électrique.

a. Stress

Un stress électrique positif a été réalisé sur des IRF620 afin d'obtenir une tension de seuil négative. Le stress consiste à appliquer une tension de +75 V sur la grille du composant jusqu'à l'obtention du courant maximum. Ce stress a conduit à une nouvelle tension de seuil de -6,2 V. La Figure 117 montre la récupération de celle-ci en fonction du temps à température ambiante. On observe une stabilisation rapide de la dérive lors de la récupération.

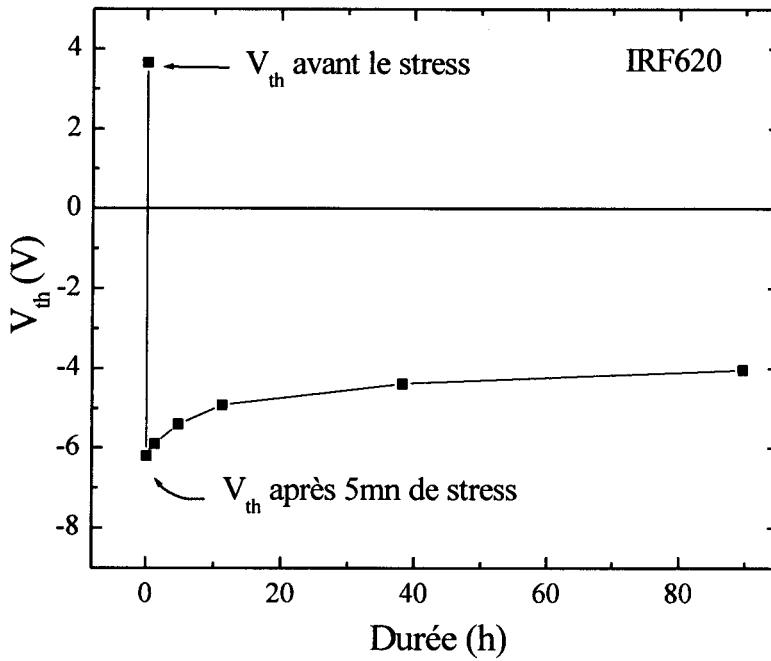


Figure 117 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 en fonction de la durée de récupérations à 25°C. Chaque échantillon est sur mousse conductrice pendant la récupération.

b. Irradiation

En utilisant les principes énoncés lors de la réalisation de la technique de pré-irradiation, la simulation de l'utilisation de ces échantillons a été réalisée en condition de fonctionnement en environnement radiatif (Figure 118). Une polarisation dynamique -10 V / 0 V avec une fréquence de 100 kHz a été appliquée sur la grille du composant. Les composants de puissance étudiés peuvent être utilisés dans des alimentations à découpage où une fréquence de 100 kHz est un ordre de grandeur réaliste.

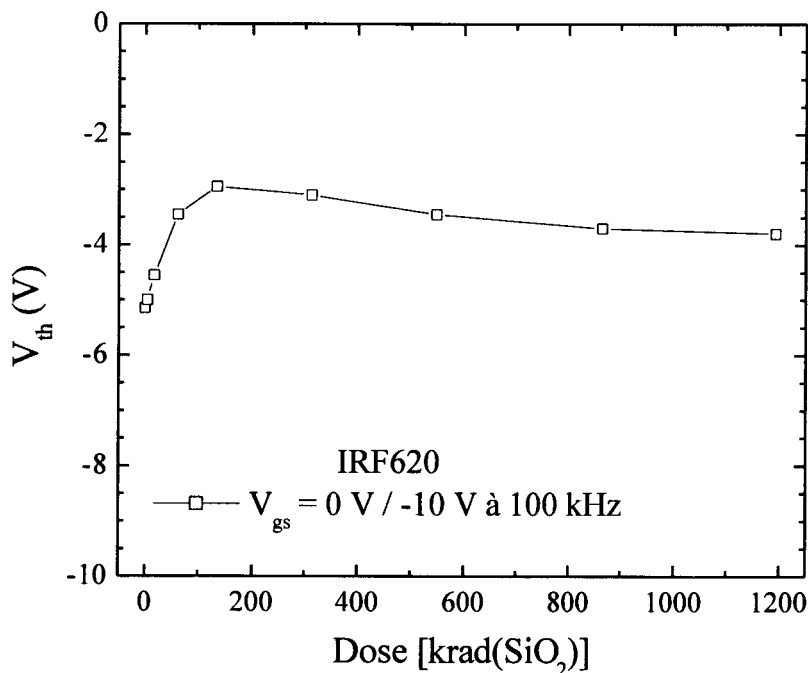


Figure 118 : Variation de la tension de seuil d'un IRF620 en fonction de la dose à deux polarisations différentes.

La dérive des échantillons traités lors de l'irradiation reste incluse dans le domaine de validité défini lors de l'utilisation de la technique de pré-irradiation, c'est à dire que la tension de seuil doit rester dans un intervalle de $[-9\text{ V}, -2\text{ V}]$. L'augmentation de la tension de seuil est principalement due au mécanisme RICN. De plus, le stress initial provoque une baisse de la mobilité d'environ 50%, mais cette baisse de mobilité est ensuite stable pendant la durée de l'utilisation en condition de fonctionnement, c'est à dire dans un système soumis aux radiations. Rappelons qu'un échantillon non traité, utilisé en condition de fonctionnement normal, c'est à dire avec une polarisation de grille maximale de $+10\text{ V}$, subit très rapidement une baisse de mobilité de 90%.

L'utilisation d'un stress électrique dans le cadre de cette technique est moins coûteuse que l'irradiation. Par conséquent cette technique est intéressante. De plus, l'importance de la tension de stress met en évidence les dispersions pouvant exister au sein d'un lot de composants. Il convient donc, à l'aide d'un stress notamment, de qualifier le lot d'échantillons qui présenteront d'une part le moins de dispersions, et d'autre part, une tension suffisamment négative après le stress.

L'application d'une forte tension sur la grille d'un MOSFET conduit aussi à l'augmentation de la tension de seuil après une certaine durée de stress. Cette caractéristique peut être aussi utilisée pour définir une nouvelle technique de durcissement.

3. Utilisation du stress électrique pour augmenter la tension de seuil

Rappelons qu'un système électronique classique commande les transistors MOS de puissance à partir d'une tension appliquée sur la grille comprise entre 0 et $+10\text{ V}$. La polarisation nulle bloque le composant et $+10\text{ V}$ le sature. Lorsque le système est soumis à un environnement radiatif, la tension de seuil du transistor diminue. Une trop forte diminution peut conduire à une non fonctionnalité du composant. En effet, le transistor ne peut être bloqué lorsque la tension de seuil est égale à 0 V.

Afin d'améliorer la tenue des MOSFETs à la dose cumulée, le stress électrique sera utilisé en tant que traitement pré-irradiatif. Le but du procédé est d'obtenir une tension de seuil supérieure à celle d'un échantillon neuf et ainsi retarder l'effet des radiations, c'est à dire le moment critique où la tension de seuil devient nulle [00Picard-b].

Pour cette partie les transistors de puissance IRF130 du constructeur Harris Semiconductor seront utilisés.

a. Stress électrique appliqué et stabilisation de la tension de seuil

Pour pouvoir utiliser les composants traités, il est important que leur tension de seuil soit stable dans le temps à température ambiante. Or, nous avons vu précédemment (Figure 115) que cette tension présente une forte récupération post-stress. Aussi, afin de la stabiliser, les étapes suivantes ont été réalisées. Une tension de $+70\text{ V}$ a été appliquée sur la grille pendant

une durée de 430 h. Ce stress a conduit à une dérive importante de la tension de seuil ($V_{th} \sim +21$ V). Les échantillons ont ensuite récupéré suivant trois phases successives :

- Un repos de 215 h à température ambiante.
- Un recuit à une température de 150°C pendant 20 mn.
- Un repos de 150 h à température ambiante.

La Figure 119 montre la variation de la tension de seuil durant ces trois phases. La dernière phase montre que la tension de seuil a été stabilisée pour une valeur proche de +5 V.

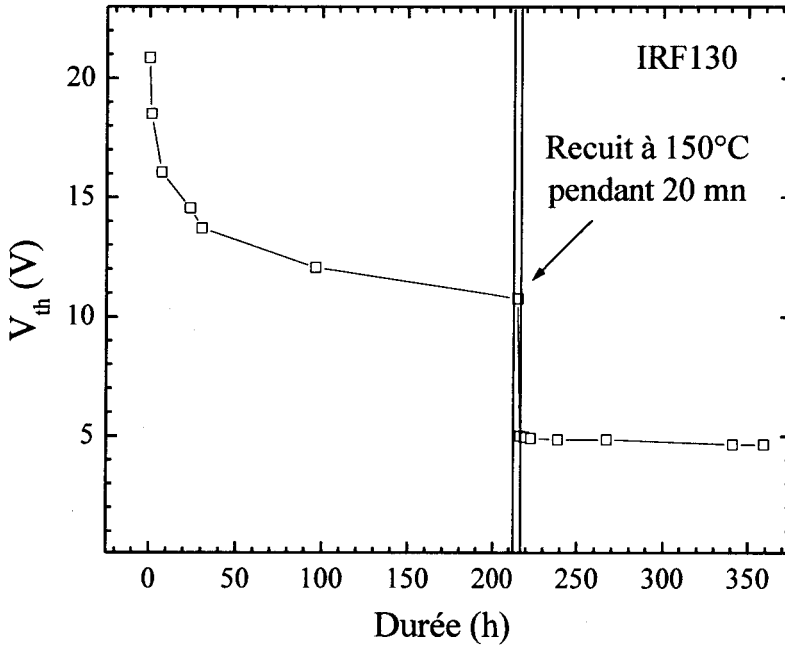


Figure 119 : Variation de la tension de seuil d'un IRF130 pendant les trois phases post-stress : repos de 215 h à température ambiante, recuit à 150°C pendant 20 mn, puis repos de 150 h à température ambiante. Le stress électrique consiste en l'application d'une tension de grille de +70 V pendant une durée de 430 h.

b. Effets d'une irradiation sur les échantillons traités

Afin de qualifier le traitement proposé ci-dessus comme technique de durcissement possible, la tenue de ces échantillons soumis à un environnement radiatif a été étudiée. Des composants traités selon la méthode indiquée précédemment ont donc été irradiés à un débit de dose de 5 krad(SiO_2)/h avec une tension de grille de +10 V et 0 V.

Dans chaque cas, une comparaison avec des échantillons neufs utilisés dans les mêmes conditions a été réalisée.

i. Variation de la tension de seuil

La Figure 120 représente, en fonction de la dose, la variation de la tension de seuil de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille de +10 V pendant l'irradiation. Cette figure nous montre les limites du durcissement par un stress électrique. En effet, la polarisation positive lors d'une irradiation est très contraignante et constitue le pire cas pour la plupart des transistors commerciaux [00Picard-a,

96Jaksic]. La tension de seuil atteint -25 V pour une dose de 700 krad(SiO_2). Néanmoins, on peut observer une meilleure tenue à la dose du composant traité jusqu'à 300 krad(SiO_2).

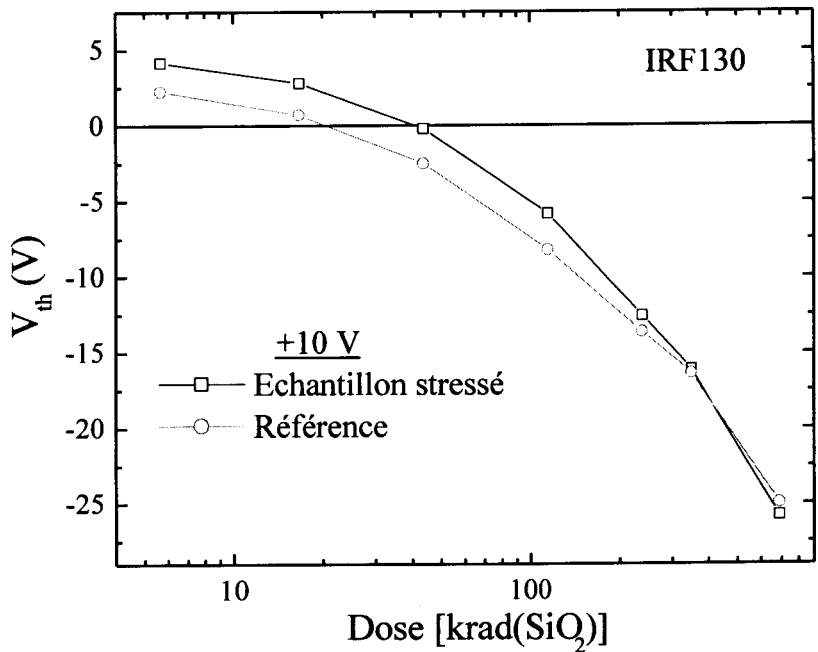


Figure 120 : Variation de la tension de seuil de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille de +10 V en fonction de la dose cumulée.

Pour une zone de fonctionnement normale du composant, c'est à dire $V_{th} \in [0 ; +10 \text{ V}]$, un agrandissement de la Figure 120 a été réalisé (Figure 121). On notera que lors d'une polarisation "pire cas", le composant traité peut supporter une dose de 42 krad(SiO_2) avant que sa tension de seuil ne devienne négative. Le composant neuf ne peut tolérer qu'une dose de 22 krad(SiO_2). On a donc, par ce procédé, un gain d'un facteur deux environ au niveau de la dose.

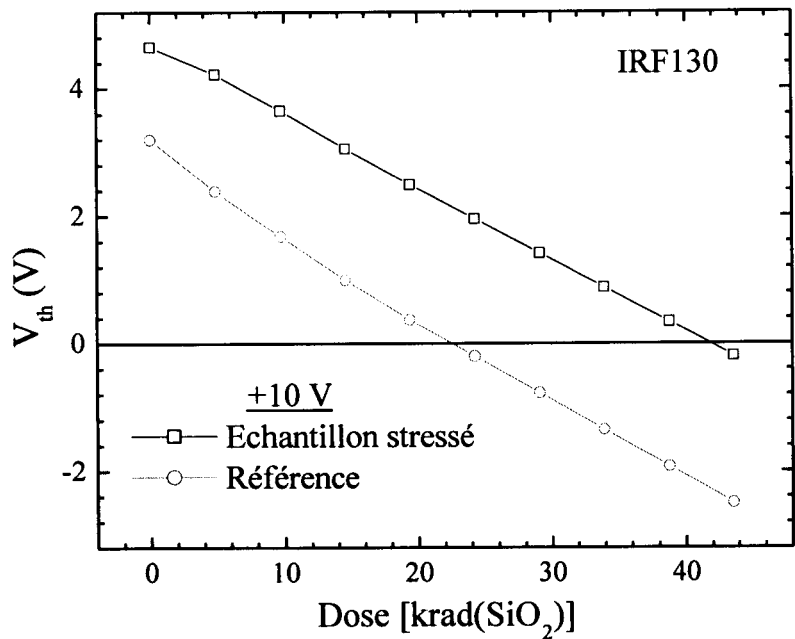


Figure 121 : Agrandissement de la Figure 120.

La Figure 122 représente la variation de la tension de seuil de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés avec une tension de grille nulle en fonction de la dose cumulée. Cette polarisation entraîne des dérives moins importantes et le composant reste fonctionnel qu'il soit traité ou non.

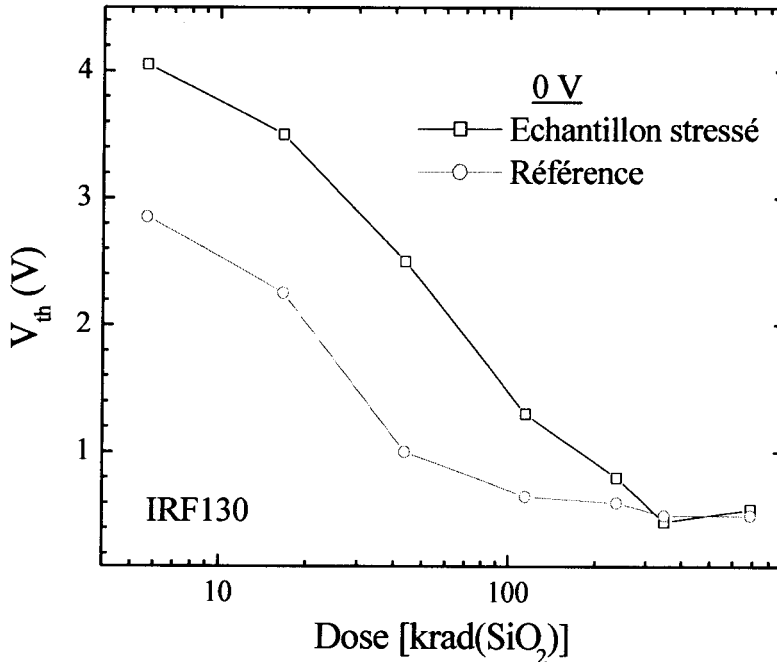


Figure 122 : Variation de la tension de seuil de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille nulle en fonction de la dose cumulée.

Jusqu'à 40 krad(SiO₂), la dérive de la tension de seuil du composant neuf (~2 V) est plus importante que celle du composant traité (~1,5 V). Le stress provoque dans l'oxyde un champ E_s induit par les trous piégés proches de l'interface (cf. Figure 123) de plus en l'absence de polarisation pendant l'irradiation peu d'états d'interface sont chargés. Compte tenu de la présence de ce champ, les trous créés dans le SiO₂ lors de l'irradiation sont repoussés et piégés dans un premier temps vers la métallisation de grille. Pour un échantillon non stressé et en l'absence de champ appliqué, le piégeage de trous s'effectuera dans l'oxyde au niveau de l'interface SiO₂/Si puisque la densité de pièges est plus importante dans cette zone [86Boesch]. Par conséquent, pour une même dose, la variation de la charge image dans le silicium sera moins importante pour l'échantillon stressé puisque les trous piégés seront plus éloignés de l'interface SiO₂/Si. La variation de la tension de seuil d'un échantillon non stressé sera plus importante car elle est proportionnelle à la variation de la charge.

Le phénomène décrit n'a pas d'effet pour une irradiation sous polarisation positive du fait que le champ induit par le piégeage de trous initial (causé par le stress) est négligeable par rapport à celui lié à la polarisation.

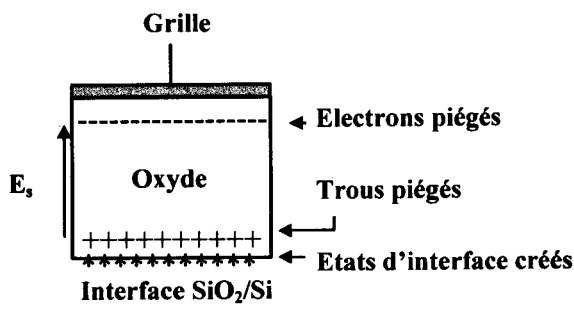


Figure 123 : Représentation schématique des phénomènes dans l'oxyde et à l'interface après le traitement.

ii. Variation relative de la mobilité des porteurs

La mobilité est directement reliée à la R_{dson} , elle donne une information importante sur le composant vis à vis du système.

Les Figure 124 et Figure 125 représentent respectivement la variation relative de la mobilité des porteurs de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un non traité) polarisés à une tension de grille de +10 V (Figure 124) et de 0 V (Figure 125) en fonction de la dose cumulée.

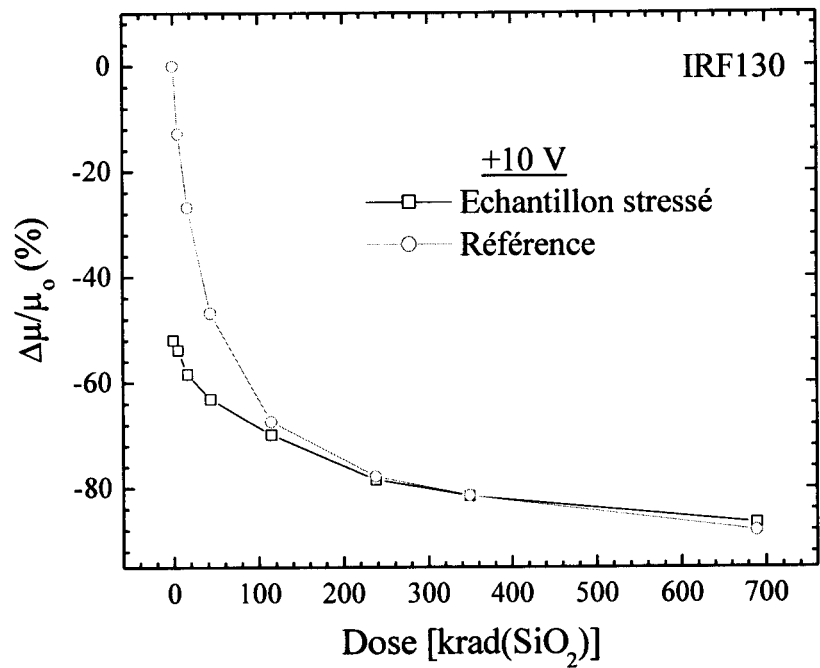


Figure 124 : Variation relative de la mobilité des porteurs de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille de +10 V en fonction de la dose cumulée.

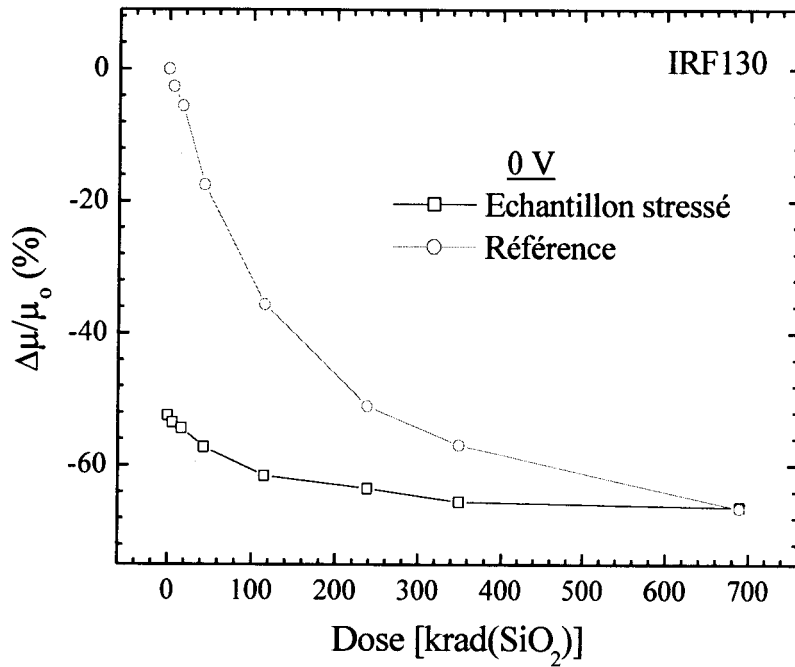


Figure 125 : Variation relative de la mobilité des porteurs de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille nulle pendant l'irradiation en fonction de la dose cumulée.

Le traitement provoque une forte chute de la mobilité. Cette diminution constitue une contrainte vis à vis de la technique et implique que le système soit capable d'intégrer cette évolution. Mais ce problème peut se révéler avantageux. En effet, dans la limite de fonctionnement pour le transistor polarisé à +10 V, c'est à dire pour une dose inférieure à 50 $\text{krad}(\text{SiO}_2)$, une variation de la mobilité de 12% au lieu de 48% est observée pour l'échantillon neuf. De même, à une polarisation de grille nulle, les échantillons traités ont une variation de 8% alors que les composants neufs ont une variation de 60%. Malgré une plus faible valeur de transconductance, le composant traité peut cependant être saturé correctement lors de l'application d'une tension de grille de +10 V.

iii. Variation du courant de fuite

La Figure 126 représente la variation du courant de fuite de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un non traité) polarisés à une tension de grille nulle pendant l'irradiation en fonction de la dose cumulée. Le courant de fuite est défini comme étant le courant mesuré entre drain et source pour une tension de grille nulle.

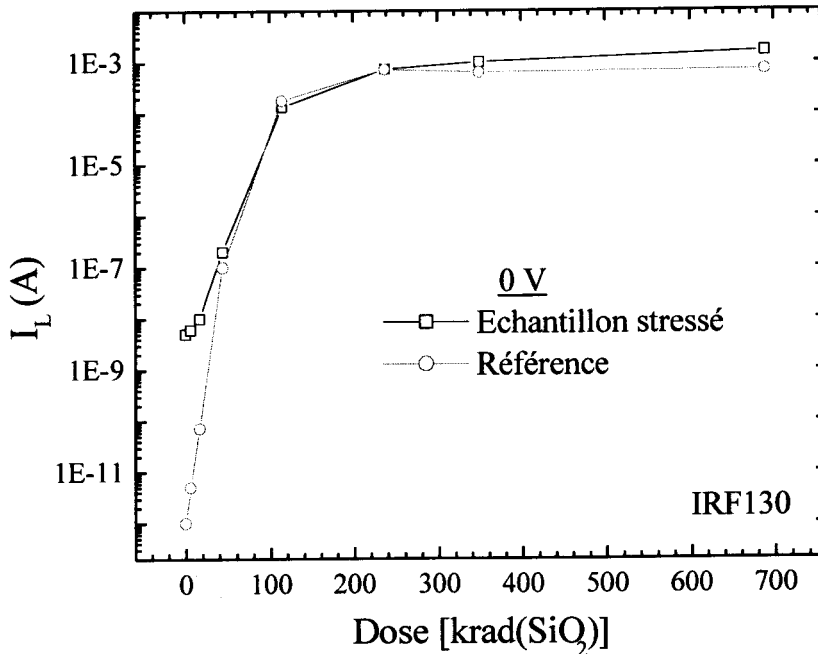


Figure 126 : Variation du courant de fuite de deux échantillons IRF130 (un échantillon traité et un autre non traité) polarisés à une tension de grille nulle en fonction de la dose cumulée.

Suivant les remarques effectuées précédemment sur la mobilité, la variation du courant de fuite lors de l'utilisation des composants en environnement radiatif est plus faible pour les échantillons traités que pour les échantillons neufs. En outre, le courant de fuite induit par le stress électrique reste faible ($I_L \sim 10^{-8} \text{ A}$).

c. Conclusion

L'utilisation du stress électrique comme technique de durcissement est une voie intéressante pour les composants COTS. Un gain d'un facteur deux au niveau de la dose a été obtenu dans le cadre d'une utilisation "pire cas". Une optimisation de la température et de la durée du traitement (stress électrique + récupération) peut certainement améliorer cette tenue. Il est important de remarquer la faible variation de la mobilité et du courant de fuite par rapport à un échantillon neuf lors de l'utilisation des composants en environnement radiatif. Enfin, après le stress, le courant de grille reste négligeable et comparable à celui d'un composant neuf. Le composant n'est donc pas fortement altéré par le stress.

Le stress électrique constitue une solution pour le durcissement des composants commerciaux vis à vis de la dose cumulée. Deux voies ont été mises en évidence. La première permet de diminuer les coûts de la technique de pré-irradiation. La seconde permet un gain moins important au niveau de la tenue à la dose cumulée mais est utilisable au sein d'un système électronique standard avec des polarisations de grille comprises entre 0 et +10 V.

Dans le cadre de l'utilisation des composants COTS en environnement radiatif, il est nécessaire de procéder à des tests préalables afin de sélectionner les composants présentant la meilleure tenue à la dose cumulée. Lors de ces tests, plusieurs phases d'irradiations et de

recupérations permettent de mettre en évidence l'évolution de certaines caractéristiques des transistors testés. Ces procédures ont un coût non négligeable et diminuent l'intérêt de l'utilisation des composants COTS.

L'utilisation d'un traitement autre qu'une irradiation mais conduisant à des évolutions de caractéristiques similaires permettrait d'envisager une sélection (précédent l'étape de qualification des composants) à plus faible coût.

La caractérisation des effets d'un stress électrique a permis de mettre en évidence certaines équivalences avec les effets d'une irradiation. La dernière partie de cette étude sera donc consacrée au développement d'une méthodologie pour sélectionner des composants COTS destinés à une utilisation en environnement radiatif en l'absence de moyens d'irradiation préalables.

Chapitre VI

*Sélectionner les composants pour
l'environnement radiatif*

VI. UTILISATION DU STRESS ELECTRIQUE COMME METHODE DE SELECTION

L'étude consiste dans un premier temps à mettre en évidence les équivalences entre les effets d'un stress électrique et d'une irradiation. Les deux traitements ont été appliqués sur différents composants de différentes marques (International Rectifier, Philips Semiconductor, ST Microelectronics, Infineon), de différentes conceptions (IRF830 (hexagonale), BUK455-500B (carré)) et différentes technologies (MOSFETs de puissance, petits signaux). Une discussion sur ces similitudes a permis ensuite d'élaborer une méthode de sélection par stress électrique des composants pour une utilisation en environnement radiatif.

A. Comparaison entre les effets d'une irradiation et d'un stress électrique

1. Dérive de la caractéristique de transfert

Les caractéristiques de transfert de trois IRF830 représentatifs sont données sur la Figure 127. Un échantillon a été irradié à une dose de 60 krad(SiO₂) avec toutes ses broches à la masse. Le débit de dose est de 2,5 krad(SiO₂)/h. Un autre échantillon a été stressé électriquement. Le stress réalisé consiste à appliquer sur la grille du composant une tension positive de +72,5 V pendant 20 minutes; le substrat, le drain et la source étant reliés à la masse. Ces deux caractéristiques sont représentées par rapport à une troisième correspondant à l'échantillon de référence non traité.

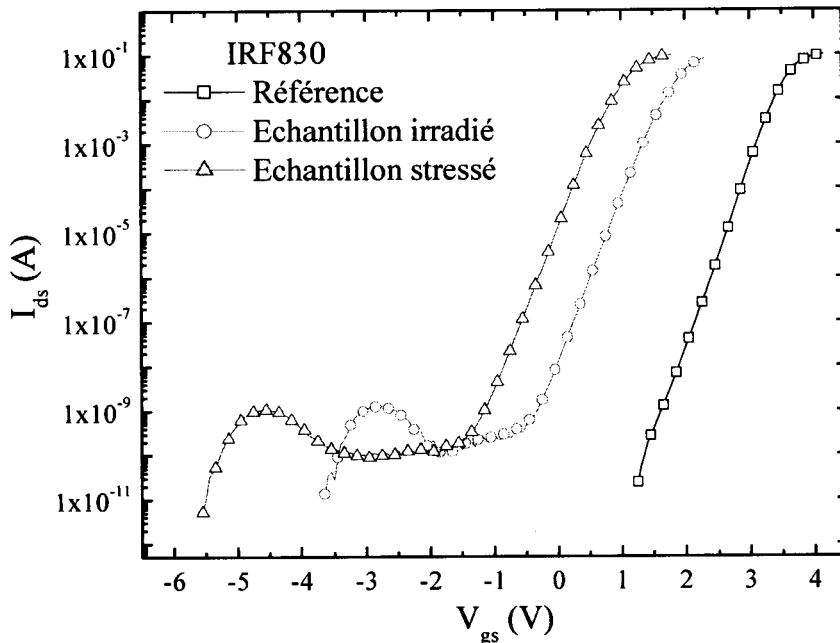


Figure 127 : Caractéristique $I_{ds} = f(V_{gs})$ en régime de faible inversion de trois IRF830 : un échantillon de référence, un échantillon irradié à $V_{gs} = 0$ V à une dose de 60 krad(SiO₂) et un échantillon ayant subi un stress de 72,5 V sur la grille pendant 20 minutes.

Nous pouvons observer sur la Figure 127 une translation négative des courbes pour l'échantillon stressé et irradié, avec peu de variation au niveau de la pente. Il y a donc une dérive de la tension de seuil principalement due au piégeage de charges dans l'oxyde de grille. Une augmentation du courant aux faibles valeurs de V_{gs} peut être observée pour les échantillons stressés et irradiés. Ces bosses sont caractéristiques des MOSFETs de puissance irradiés [94Anderson]. Lors d'une irradiation, cette bosse évolue avec la dose reçue par le composant. On remarquera que l'injection Fowler-Nordheim produit des effets similaires. Enfin, en modifiant la durée de l'irradiation (ou du stress), la superposition des deux courbes peut être atteinte.

2. Comparaison des recuits isochrones

Des recuits isochrones ont été réalisés sur des échantillons stressés électriquement et irradiés.

Une irradiation à 180 krad(SiO_2) dans les conditions de fonctionnement "pire cas" ($V_{gs} = +10 \text{ V}$) a été réalisée avec un débit de dose de 2,5 krad(SiO_2)/h. Le stress électrique a été appliqué aux composants jusqu'à ce que le décalage négatif de la tension de seuil soit maximal (cf. chapitre V, p.167).

La tension de stress appliquée sur la grille est de +75 V pour les IRF830 d'International Rectifier, +85 V pour les STP5NA50 (STP) de ST Microelectronics, +62,5 V pour les BUK455-500B (BUK) de Philips Semiconductor et +62,5 V pour les SPP03N60S5 (SPP) de la technologie CoolMOS de Infineon.

Le recuit consiste, dans notre cas, à maintenir les composants à une température donnée pendant 6 mn et à effectuer une mesure de la tension de seuil des échantillons à température ambiante, puis d'augmenter la température du pallier de 20°C [97Dusseau, 98Saigné] (cf. chapitre IV, p.115).

Les évolutions de la fraction non guérie et de sa dérivée sont représentées sur la Figure 60 pour les IRF830, la Figure 129 pour les STP, la Figure 130 pour les BUK et la Figure 131 pour les SPP. La fraction non guérie (Y_{vth}) est définie au chapitre IV, p.113, par l'équation (130) et représente le dépiégeage de l'ensemble des charges du composant (trous, électrons, états d'interface, etc.).

$$Y_{vth} = \frac{V_{th} - V_{th0}}{V_{tha} - V_{th0}} \quad (130)$$

V_{th} , V_{tha} et V_{th0} représentent respectivement la tension de seuil pendant le recuit, après irradiation ou après le stress, et la tension de seuil de référence.

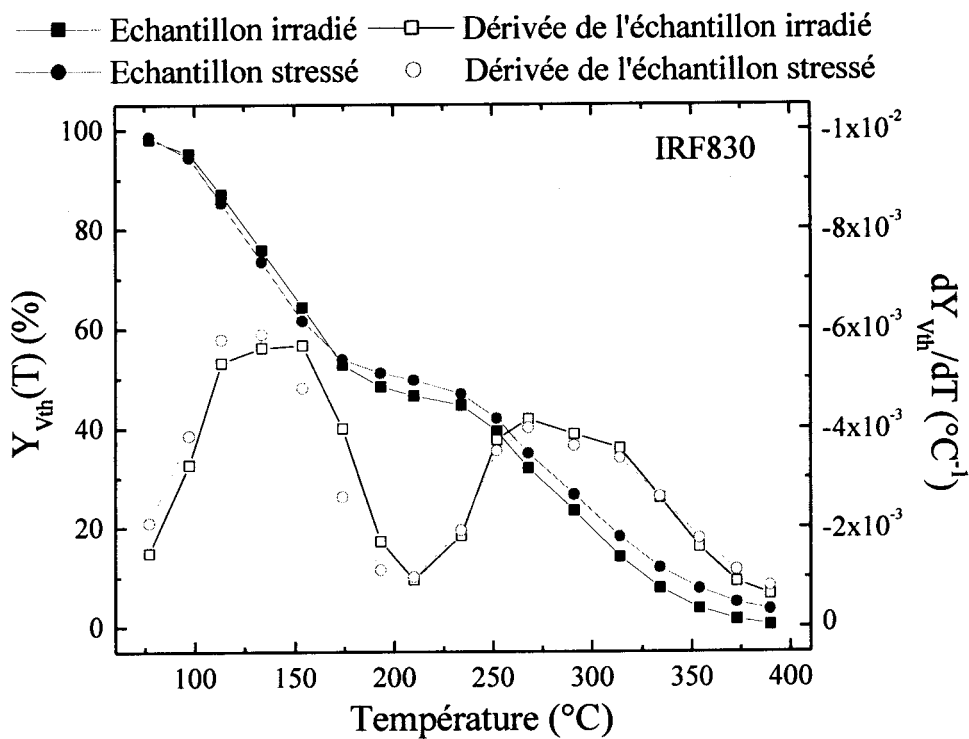


Figure 128 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons IRF830, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = +10 \text{ V}$ à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +75 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

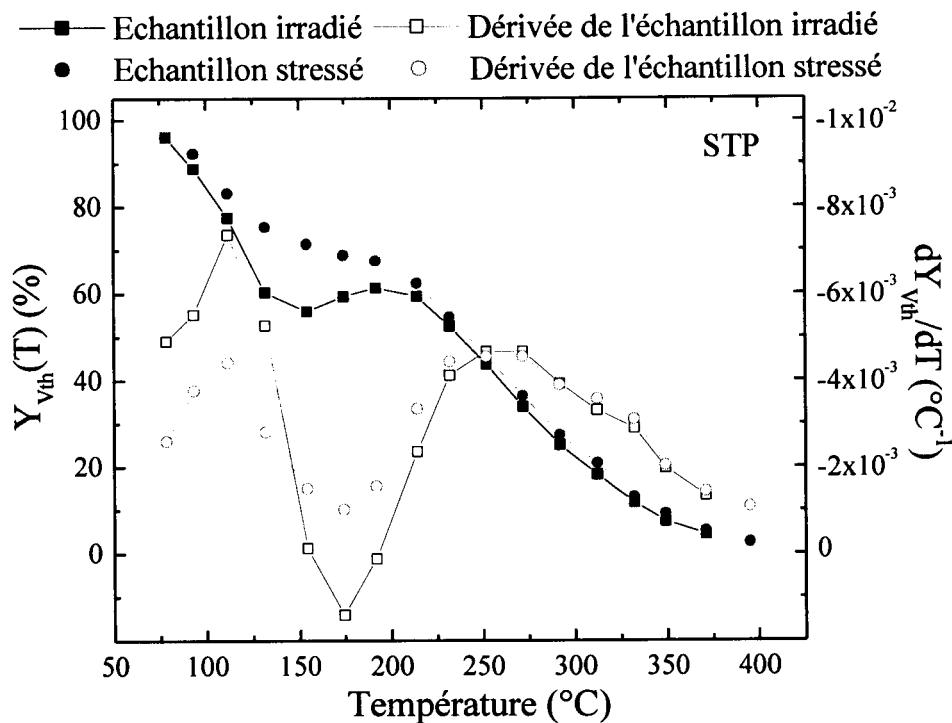


Figure 129 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons STP, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = +10 \text{ V}$ à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +85 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

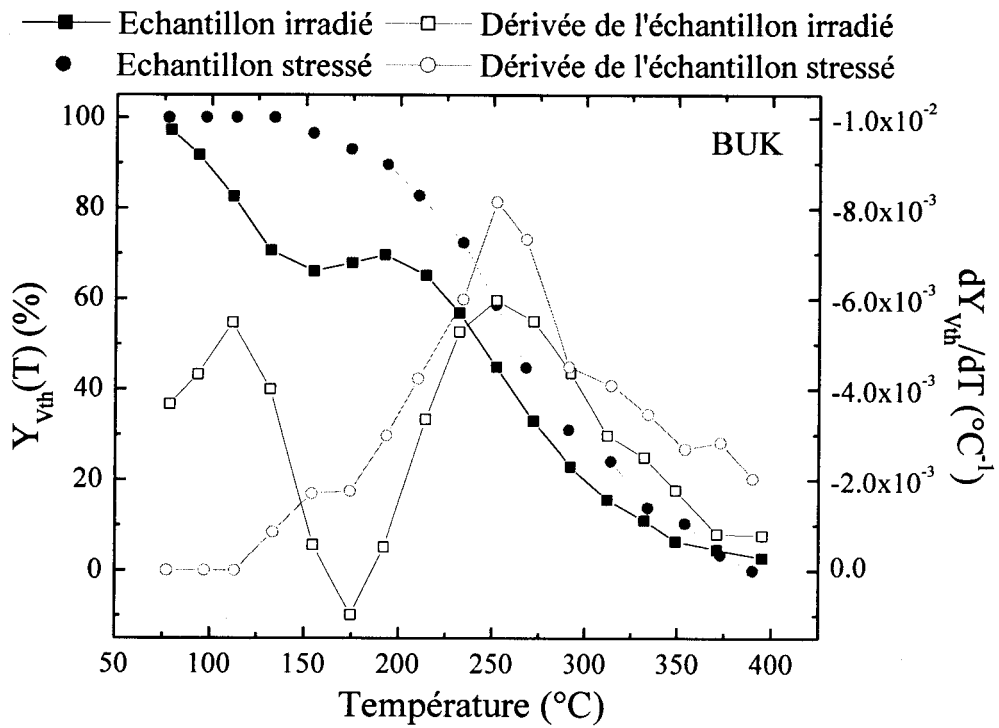


Figure 130 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons BUK, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = +10$ V à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +62,5 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

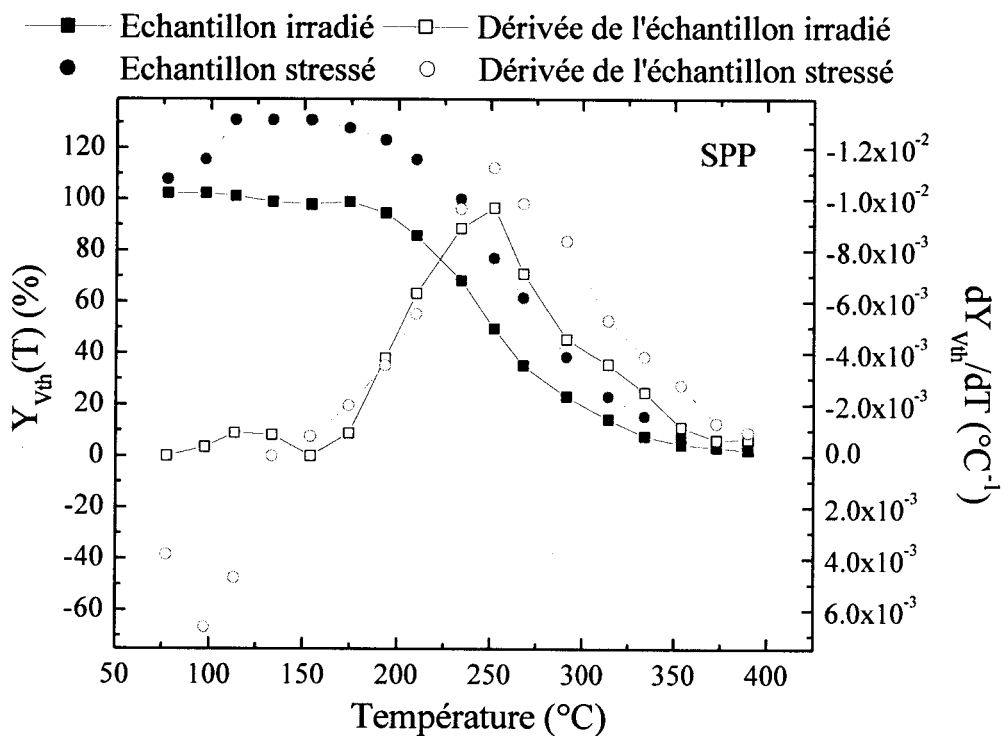


Figure 131 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons SPP, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = +10$ V à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +62,5 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

Les quatre figures mettent en évidence la présence d'une ou deux températures caractéristiques (Tableau 16). Pour les SPP et les BUK, la première température caractéristique (T_1) n'a pas pu être extraite avec cette procédure expérimentale. Cependant, une bonne corrélation entre les températures caractéristiques pour les transistors stressés et ceux irradiés est obtenue.

Echantillons		T_1 (°C)	T_2 (°C)
IRF830	I	133	278
	S	126	277
STP	I	111	251
	S	109	253
BUK	I	115	253
	S	-	252
SPP	I	-	253
	S	-	252

Tableau 16 : Récapitulatif des températures caractéristiques (T_1 et T_2) du piégeage des charges (I pour les échantillons irradiés et S pour les échantillons stressés).

3. Charges dans l'oxyde et états d'interface

Une irradiation dans le mode de fonctionnement "pire cas" et un fort stress électrique provoque une création plus importante d'états d'interface. Dans ce cas, pour une comparaison plus fine entre un stress et une irradiation, une dissociation entre les charges piégées dans l'oxyde et piégées à l'interface est nécessaire.

Dans ce but, la fraction non guérie (Y_{Vot}) définie dans le chapitre IV, p.116, correspondant uniquement aux charges piégées dans l'oxyde sera utilisée. Cette fraction est définie par l'équation (89) :

$$Y_{\text{Vot}} = \frac{\Delta V_{\text{ot}}}{\Delta V_{\text{ota}}} \quad (131)$$

ΔV_{ot} et ΔV_{ota} représentent respectivement la variation de la tension induite par les charges piégées dans l'oxyde pendant le recuit et après l'irradiation ou le stress. Ces deux valeurs sont extraites par la méthode de la pente sous le seuil.

La Figure 61 montre les évolutions de la fraction non guérie Y_{Vot} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone pour les échantillons IRF830, l'un précédemment irradié à $V_{\text{gs}} = +10$ V à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +75 V sur la grille jusqu'à ce que la courbe $I_{\text{gs}} = f(t)$ atteigne son maximum, soit un décalage maximal pour V_{th} (cf. chapitre V, p.167).

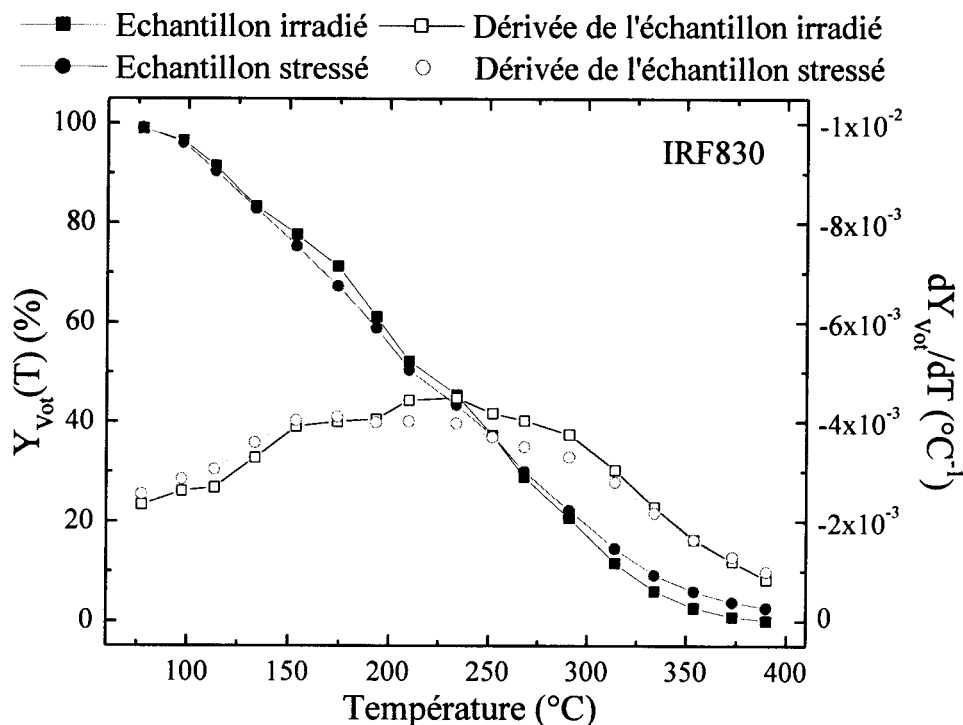


Figure 132 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vot} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons IRF830, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = +10$ V à une dose de 180 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +75 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

Les deux courbes d'isochrone montrent une bonne similitude. Seul un niveau subsiste mais l'extraction de la température caractéristique pour $Y_{vot} = f(T)$ avec la dérivée est difficile mais semble comprise entre les deux températures caractéristiques obtenues dans le Tableau 16. De plus, les deux traitements présentent la même dynamique en ce qui concerne les charges dans l'oxyde (Figure 61) mais également à l'interface compte tenu de la similitude représentée sur la Figure 128.

4. Essai sur les transistors petits signaux

Afin de pouvoir généraliser ces observations, des essais similaires ont été réalisés sur des transistors "petits signaux".

Une irradiation à 120 krad(SiO_2) dans les conditions de fonctionnement "pire cas" ($V_{gs} = +10$ V) a été réalisée avec un débit de 2,5 krad(SiO_2)/h. Le stress électrique a été appliqué aux composants jusqu'à ce que le décalage négatif de la tension de seuil soit maximal (cf. chapitre V, p.167). La tension de stress appliquée sur la grille est de +67,5 V pour les ZVN2106A (ZVN) de Zetex Semiconductor, +57,5 V pour les BS170 de Philips Semiconductors et +65 V pour les 2N7000 (2N700) de Vishay Siliconix.

Les évolutions de la fraction non guérie et de sa dérivée sont représentées sur la Figure 133 pour les ZVN, la Figure 134 pour les BS170 et la Figure 135 pour les 2N7000.

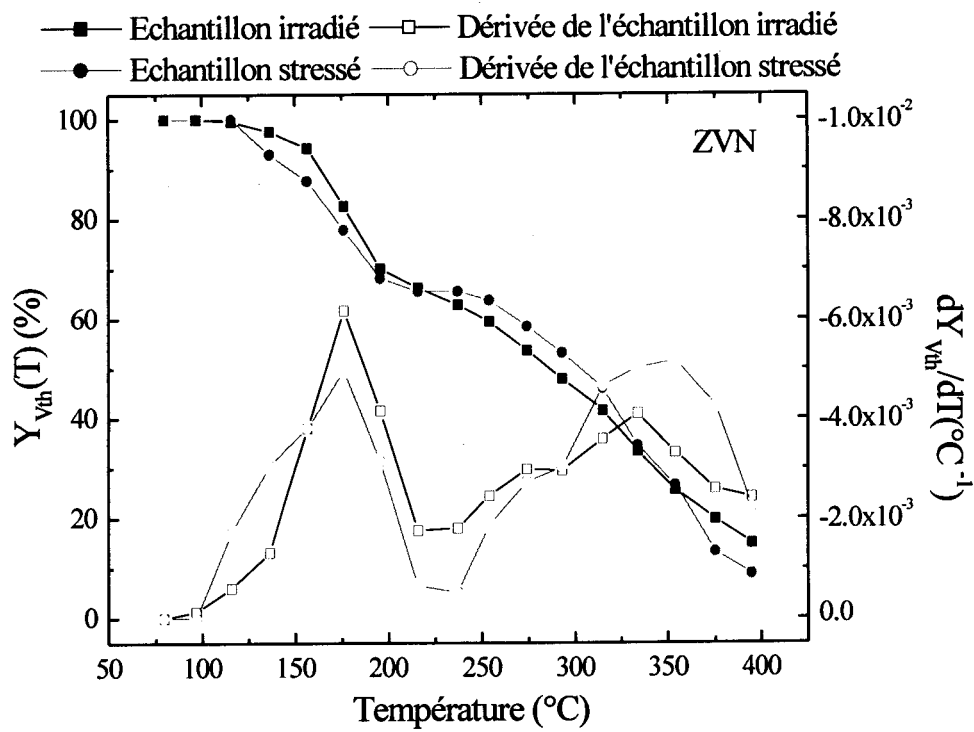


Figure 133 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons ZVN, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = 10$ V à une dose de 120 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +67,5 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

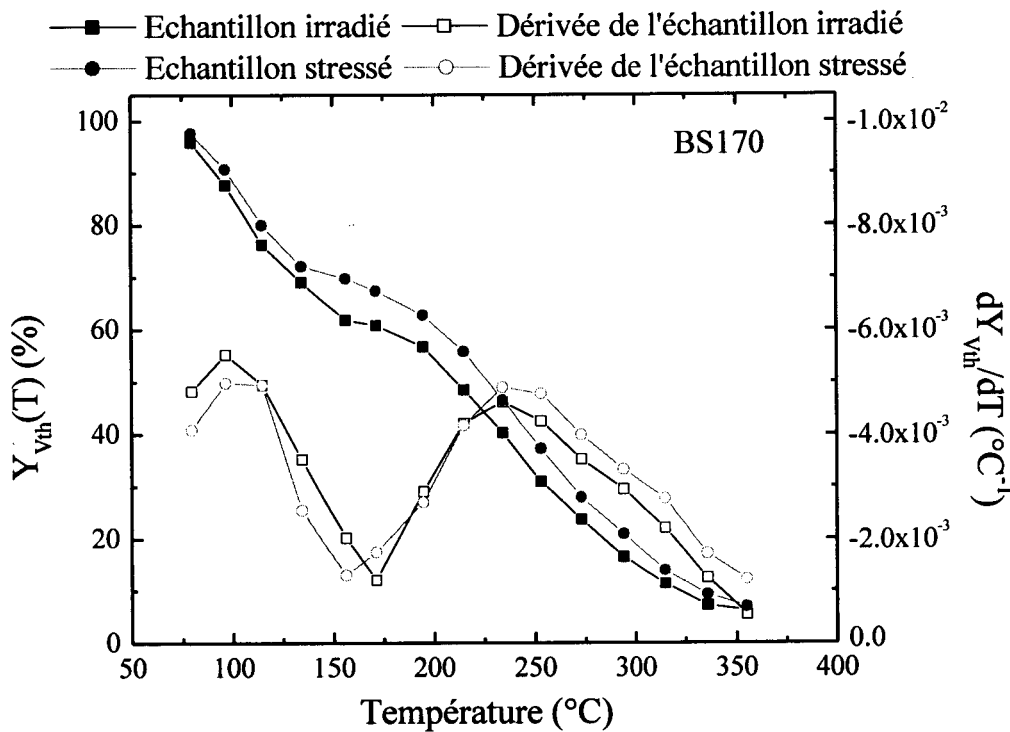


Figure 134 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons BS170, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = 10$ V à une dose de 120 krad(SiO_2) et l'autre ayant subi un stress de +57,5 V sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

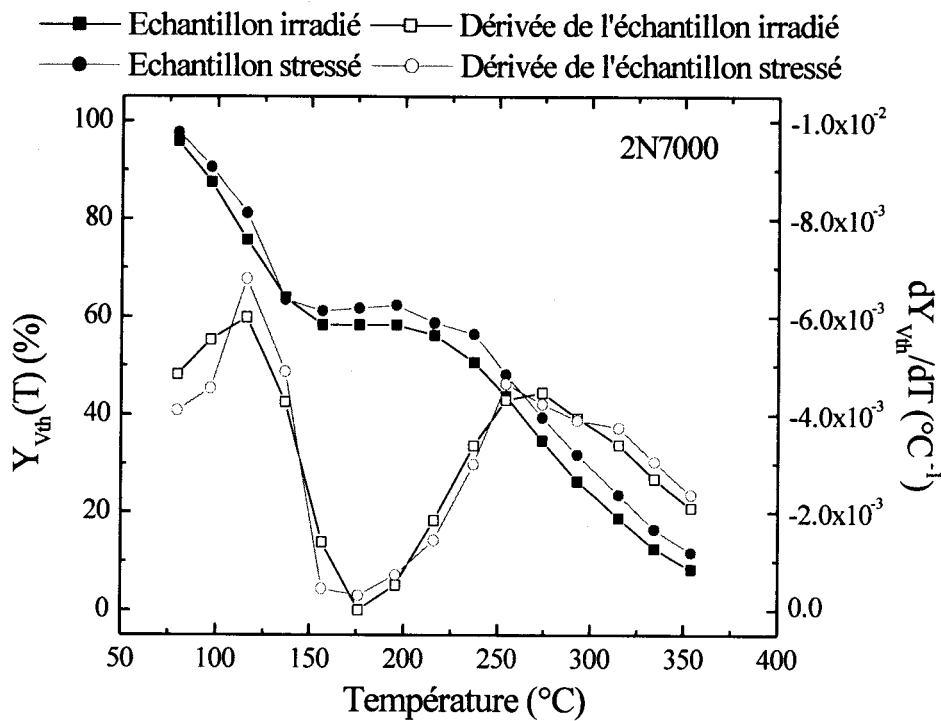


Figure 135 : Evolution de la fraction non guérie Y_{vth} et de sa dérivée en fonction de la température lors du recuit isochrone d'échantillons 2N7000, l'un précédemment irradié à $V_{gs} = 0 \text{ V}$ à une dose de $120 \text{ krad}(\text{SiO}_2)$ et l'autre ayant subi un stress de $+65 \text{ V}$ sur la grille jusqu'à ce que le décalage de V_{th} soit maximal.

Des similitudes sont observées pour les transistors "petits signaux" également. Les deux traitements conduisent à la même dynamique au niveau du dépiégeage. Le Tableau 17 donne les températures caractéristiques des transistors irradiés et stressés.

Echantillons		$T_1 \text{ (}^\circ\text{C)}$	$T_2 \text{ (}^\circ\text{C)}$
ZVN	I	176	337
	S	176	347
BS170	I	98	234
	S	105	236
2N7000	I	115	266
	S	119	263

Tableau 17 : Récapitulatif des températures caractéristiques (T_1 et T_2) du piégeage des charges (I pour les échantillons irradiés et S pour les échantillons stressés).

B. Elaboration de la méthode de sélection

Afin d'utiliser le stress électrique en tant que méthode de sélection des composants à la tenue à la dose, le Tableau 18 répertorie la variation de la tension de seuil (ΔV_{th}), les températures caractéristiques (T_1 et T_2) du dépiégeage des charges provoquées par les traitements (irradiation ou stress électrique) pour chaque échantillon. Q_T représente la charge

qui a traversé l'oxyde pour les échantillons stressés; cette quantité est calculée par l'intégrale de la courbe $I_{gs} = f(t)$ (cf. chapitre V).

Echantillons		ΔV_{th} (V)	Q_T (C)	T_1 (°C)	T_2 (°C)
IRF830	I	-14.6	-	133	278
	S	-9	5.3×10^{-5}	126	277
STP	I	-11.65	-	111	251
	S	-4.8	8.1×10^{-5}	109	253
BUK	I	-6.1	-	115	253
	S	-1.45	8.2×10^{-5}	-	252
SPP	I	-4.6	-	-	253
	S	-0.6	3.2×10^{-5}	-	252

Tableau 18 : Récapitulatif de la variation de la tension de seuil (ΔV_{th}) et des températures caractéristiques (T_1 et T_2) du piégeage des charges (I pour les échantillons irradiés et S pour les échantillons stressés). Q_T représente la charge qui a traversé l'oxyde pour les échantillons stressés.

Plus la température de dépiégeage des charges est faible plus les charges piégées s'évacuent facilement. Or, pour une irradiation "pire cas" de l'IRF830, des températures caractéristiques plus importantes que celles des autres échantillons sont à noter. Il est alors possible d'envisager que ce transistor ait une moins bonne tenue à la dose, ce qui est le cas puisque c'est ce type d'échantillon qui accuse la plus forte dérive de la tension de seuil.

Néanmoins, il est évident que le niveau de piégeage n'est pas une condition suffisante pour déterminer les échantillons qui ont une meilleure tenue à la dose cumulée. En effet, les BUK ont une tolérance à la dose supérieure aux STP; pourtant ils ont une température T_1 supérieure et une température T_2 équivalente.

Pour une même dose d'irradiation, la quantité de rayons γ qui traverse le composant est équivalente. Par conséquent la quantité de charges créées dans le composant est comparable. Cette quantité sera piégée différemment suivant le composant puisque des tensions de seuil différentes sont obtenues après l'irradiation. En ce qui concerne le stress électrique, l'ordre de grandeur de Q_T reste le même pour l'ensemble des échantillons. Or pour une quantité de charges équivalentes, on observe, comme pour l'irradiation, des variations de tensions de seuil différentes suivant les échantillons. On peut donc envisager que le piégeage de charges est supérieur pour certains composants. Cette observation est un complément déterminant à l'analyse des températures caractéristiques. Compte tenu des remarques faites sur Q_T , une nouvelle expérience a été réalisée où la rampe en tension a été arrêtée pour une même valeur de courant I_{gs} . La Figure 106 du chapitre V conduit à choisir un courant de 5×10^{-8} A. L'arrêt du stress a donc été déterminé pour une valeur de Q_T de 2×10^{-5} C. La variation de la tension de seuil de chaque échantillon est reportée dans le Tableau 19.

Echantillons	ΔV_{th} (V)	T_1 (°C)	T_2 (°C)
IRF830	-7,35	126	277
STP	-4	109	253
BUK	-0,95	-	252
SPP	-0,65	-	252

Tableau 19 : Récapitulatif de la variation de la tension de seuil (ΔV_{th}) et des températures caractéristiques (T_1 et T_2) du piégeage des charges pour les échantillons stressés.

Les hypothèses précédentes semblent justifiées : à savoir que pour une même quantité de charges qui traverse l'oxyde, nous obtenons des variations de tension de seuil différentes. La quantité de charges piégées est différente. Or la variation de la tension de seuil engendrée par irradiation conduit aux mêmes différences. Nous aurions donc pu établir par un stress électrique un classement sur la tenue à la dose des différents échantillons.

C. Conclusion

Des similitudes importantes concernant les effets d'une irradiation et d'un stress électrique sur des transistors MOS ont été mises en évidence. Suivant la quantité de charges créées et piégées dans les transistors, une comparaison des températures caractéristiques a été réalisée.

Les résultats concernant le stress électrique permettent d'établir un classement des échantillons présentant une meilleure tenue à la dose cumulée. D'autres expérimentations sur des transistors "petits signaux" ont conduit aux mêmes possibilités de classement et donc ont confirmé les résultats trouvés précédemment. Ces expériences permettent d'envisager la possibilité de qualifier les transistors MOS ayant la meilleure tenue à la dose cumulée sans utiliser un moyen quelconque d'irradiation et ainsi réduire les coûts.

Conclusion générale

CONCLUSION

Les environnements radiatifs sont variés. Trois grands groupes peuvent être distingués : le nucléaire civil, le spatial et les accélérateurs de particules. Bien que très spécifiques, beaucoup de secteurs d'activités ont des liens plus ou moins éloignés avec ces groupes (la médecine nucléaire par exemple). De plus, les investissements liés à ces activités sont considérables ce qui accroît l'importance de ces branches.

L'électronique, et en particulier la technologie MOS, est sensible aux radiations. Pourtant, les orientations mondiales en matière de durcissement tendent à une utilisation toujours plus importante des composants COTS. Ces composants non dédiés aux environnements radiatifs permettent de diminuer les coûts mais entraînent en contre partie une perte de fiabilité. Afin d'obtenir l'assurance de leur tenue aux radiations, des tests sont nécessaires mais ajoutent un coût non négligeable. L'utilisation de composants COTS dans un système soumis à des radiations pose des problèmes non-négligeables. Deux composants "grand-publics" identiques mais issus de lots différents peuvent avoir des comportements différents. En effet, une modification des étapes de fabrication pour améliorer la productivité peut entraîner une différence au niveau de la qualité de l'oxyde. Sans conséquence pour la fonctionnalité et la fiabilité du composant dans le cadre d'une utilisation normale, toute modification de l'oxyde peut cependant se révéler désastreuse lors de leur utilisation en environnements radiatifs.

L'utilisation de composants d'un même lot permet de minimiser ces dispersions. De plus, ces composants doivent être appréhendés comme des "boîtes noires" où les paramètres constitutifs sont le plus souvent inconnus. L'étude a été consacrée notamment à déterminer et à utiliser des méthodes de tests permettant une bonne caractérisation des effets des traitements sur ces composants en l'absence des données géométriques par exemple.

L'évaluation de la tension de seuil, de la mobilité et la séparation de la contribution des charges dans l'oxyde et à l'interface ont été réalisées. De plus, lors de l'étude d'un stress électrique, l'évolution du courant de grille a conduit à une caractérisation supplémentaire de l'oxyde. Le traitement thermique est un moyen de caractérisation très intéressant car il permet de connaître la dynamique de dépiégeage. Il renseigne par conséquent sur les niveaux énergétiques des pièges et donc sur la qualité de l'oxyde. L'étude de ces moyens de caractérisations thermiques a permis de mettre en évidence que la détermination de l'énergie d'activation se compliquait pour un composant COTS à cause notamment de l'augmentation des courants de fuite, des variations selon les composants dans la qualité de l'oxyde, etc... L'étude théorique a montré qu'un raisonnement sur une énergie d'activation moyenne conduisait à sous estimer celle-ci ainsi que le facteur de fréquence. Une simulation basée sur plusieurs énergies d'activation proches a permis de confirmer ces résultats et d'obtenir un bon ajustement entre la courbe simulée et expérimentale.

A l'aide de l'ensemble des techniques de caractérisation, différents traitements ont été testés pour améliorer la tenue des composants COTS à la dose cumulée.

Une première étude a consisté à améliorer le comportement du composant en implantant des protons. Le durcissement par cette voie est possible lors de la fabrication mais semble

difficile à réaliser sur des composants COTS. De plus, le coût de l'implantation diminue l'intérêt de ce type de durcissement.

La technique de pré-irradiation est une voie intéressante et permet d'améliorer considérablement la tenue à la dose cumulée des composants étudiés. Une modification des paramètres électriques imposant une adaptation du système conduit à utiliser ces composants avec des polarisations de grille moins contraignantes. Une première irradiation conduit à une tension de seuil négative et à une saturation comprise entre -10 V et 0 V, ces deux valeurs seront utilisées par le nouveau système pour bloquer et saturer le composant.

Cette méthode permet de maintenir un système en fonctionnement jusqu'à une dose de 7 Mrad(SiO_2) alors que le même composant utilisé dans des conditions normales de polarisation $V_{gs} = +10$ V n'atteint que 30 krad(SiO_2). De plus, la mobilité et les courants de fuite présentent une dégradation moins importante que celle engendrée lors d'une utilisation normale ($V_{gs} = +10$ V). Les phénomènes de récupération observés sont dus principalement au mécanisme RICN.

L'utilisation d'un stress électrique remplaçant la première irradiation permet aussi d'obtenir une tension de seuil négative. Cette caractéristique intéressante permet un gain de temps et une réduction des coûts.

L'analyse des effets d'un stress électrique a permis de mettre en évidence l'évolution de la tension de seuil lors de l'application du stress ainsi que la caractérisation du piégeage des charges. Au bout d'une certaine durée de stress, la forte création d'états d'interface entraînant une augmentation de la tension de seuil a permis d'étudier une autre méthode de durcissement. Celle-ci consiste à augmenter la tension de seuil pour retarder sa diminution lors de l'irradiation. Cette technique a permis d'améliorer la tenue des composants d'un facteur deux (60 krad(SiO_2)), tout en minimisant les variations de la mobilité.

Enfin, les équivalences observées, lors de la caractérisation, entre les effets d'un stress électrique positif et ceux d'une irradiation ont entraîné la mise au point d'une méthode de sélection des composants pour l'environnement radiatif. En effet, l'utilisation des composants COTS entraîne nécessairement une sélection des composants. Or, l'utilisation de cellules d'irradiation augmente les coûts et diminue par conséquent l'intérêt des composants commerciaux. La méthode proposée consiste à sélectionner par un stress électrique le composant qui présentera la meilleure tenue à la dose cumulée. En plus de la réduction des coûts, le stress électrique permet un gain de temps et améliore la caractérisation d'un lot en mettant en évidence les problèmes de dispersion.

Ce travail a donné lieu aux publications suivantes :

C. Picard, C. Brisset, O. Quittard, M. Marceau, A. Hoffmann, F. Joffre, and J-P. Charles, "Use of VDMOSFETs in Electronic Systems Subjected to Radiation",

- RADECS99, 5^{ième} congrès européen, Fontevraud, FRANCE, IEEE, pp.333-339, 1999.
- IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.627-633, 2000.

C. Picard, C. Brisset, O. Quittard, A. Hoffmann, F. Joffre, and J-P. Charles, "Radiation Hardening of Power MOSFETs using Electrical Stress",

- RADECS99, 5^{ème} congrès européen, Fontevraud, FRANCE, IEEE, pp.365-370, 1999.
- IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.641-646, 2000.

C. Brisset, O. Noblanc, **C. Picard**, F. Joffre, and C. Brylinski, "4H-SiC MESFETs Behavior After High Dose Irradiation",

- RADECS99, 5^{ème} congrès européen, Fontevraud, FRANCE, IEEE, pp.289-294, 1999.
- IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.598-603, 2000.

C. Picard, C. Brisset, A. Hoffmann, J-P. Charles, F. Joffre, L. Adams, and A. Holmes Siedle, "Comparison of the Effects of an Irradiation with those of an Electrical Stress on Commercial VDMOSFETs",

- 3th Symposium "SiO₂ and advanced dielectrics", Marseille (France), PH-5, 19-21 June 2000.

M. Marceau, C. Brisset, and **C. Picard**, "Study of Dose Effects on CoolMOSTM-Type Devices Subjected to Gamma Irradiation",

- RADECS00, Louvain (Belgique), IO3, 11-13 september 2000.

C. Picard, C. Brisset, A. Hoffmann, J-P. Charles, F. Joffre, L. Adams, and A. Holmes Siedle, "Use of Electrical Stress and Isochronal Annealing on Power MOSFETs in order to Characterize the Effects of ⁶⁰Co Irradiation",

- ESREF2000, 11th European symposium, Dresden (Germany), O7-2, 2-6 October 2000.
- Microelectronics Reliability, Vol.40, n°8-10, pp.1647-1652 (2000).

Références bibliographiques

Références bibliographiques :

- [38Onsager] L. Onsager, "Initial Recombination of Ions", Phys. Rev., Vol.54, pp.554-557, 1938.
- [45Randall] J.T. Randall and M.H.F. Wilkins, "The Study of Trap Distributions", Proc. Roy. Soc. (London), Series A, Vol.184, pp.366-388, 1945.
- [55Primak] W. Primack, "Kinetics of Processes Distributed in Activation Energy", Physical Review, Vol.100, n°6, pp.1677-1689, 1955.
- [56Fowler] J.F. Fowler, "X-ray Induced Conductivity in Insulating Materials", Proc. Roy. Soc. (London), Series A, Vol.236, pp.464-480, 1956.
- [61Petit-Bois] G. Petit Bois, "Tables of Indefinite Integrals", Dover Publications New York, 1961.
- [66Vadasz] L. Vadasz and A.S. Grove, "Temperature Dependence of MOS Transistor Characteristics Below Saturation", IEEE Trans. Elec. Dev., Vol.13, n°12, pp.863-866, 1966.
- [68Danchenko] V. Danchenko, U.D. Desai, and S.S. Brashears, "Characteristics of Thermal Annealing of Radiation Damage in MOSFET's", J. Appl. Phys., Vol.39, n°5, pp.2417-2424, 1968.
- [69Donovan] R.P. Donovan, M. Simons, and L.K. Monteith, "Radiation Hardening of Thermal Oxides on Silicon via Ion Implantation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.16, n°6, pp.203-206, 1969.
- [69Lenzlinger] M. Lenzlinger and E. Snow, "Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO₂", J. Appl. Phys. Vol.40, n°1, pp.278-283, 1969.
- [71Simons] M. Simons and H.L. Hugues, "Short-Term Charge Annealing in Electron-Irradiated Silicon Dioxide", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.18, n°6, pp.106-112, 1971.
- [72Hickmott] T.W. Hickmott, "Thermoluminescence and Color Centers in rf-Sputtered SiO₂ Films", J. Appl. Phys., Vol.43, n°5, pp.2339-2351, 1972.
- [72Simons] M. Simons and H.L. Hugues, "Determining the Energy Distribution of Pulse-Radiation-Induced Charge in MOS Structures from Rapid Annealing Measurements", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.19, n°?, pp.282-290, 1972.
- [73Hugues] R.C. Hugues, "Charge-Carrier Transport Phenomena in Amorphous SiO₂ : Direct Measurement of the Drift Mobility and Lifetime", Phys. Rev. Lett., Vol.30, n°26, pp.1333-1336, 1973.
- [75Fossum] J.G. Fossum, G.F. Derbenwick, and B.L. Gregory, "Design Optimization of Radiation Hardened CMOS Integrated Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.22, n°6, pp.2208-2213, 1975.

- [76McLean] F.B. McLean, H.E. Boesch, and J.M. McGarrity "Hole Transport and Recovery Characteristics of SiO₂ Gate Insulators", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.23, n°6, pp.1506-1512, 1976.
- [77Aitken] J.M. Aitken and D.R. Young, "Avalanche Injection of Hole into SiO₂", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.24, n°6, pp.2128-2134, 1977.
- [77Curtis] O.L. Curtis and J.R. Srour, "The Multiple-Trapping Model and Hole Transport in SiO₂", J. Appl. Phys., Vol.48, n°9, pp.3819-3828, 1977.
- [77Revesz] A.G. Revesz, "Chemical and Structural Aspects of the Irradiation Behavior of SiO₂ Films on Silicon", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.24, n°6, pp.2102-2107, 1977.
- [77Winokur] P.S. Winokur, H.E. Boesch, J.M. McGarrity, and F.B. McLean, "Field and Time Dependent Radiation Effects at the Si/SiO₂ Interface of Hardened MOS Capacitors", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.24, n°6, pp.2113-2118, 1977.
- [79Caplan] P.J. Caplan, E.H. Poindexter, B.E. Deal, and R.R. Razouk, "ESR Centers, Interface States, and Oxide Fixed Charge in Thermally Oxidized Silicon Wafers", J. Appl. Phys., Vol.50, n°9, pp.5847-5854, 1979.
- [79Fichtner] W. Fichtner and H.W. Pötzl, "MOS Modelling by Analytical Approximation", Int. J. Electronics, Vol.46, n°1, pp.33-55, 1979.
- [80Danchenko] V. Danchenko, E.G. Stassinopoulos, P.H. Fang, and S.S. Brashears, "Activation Energies of Thermal Annealing of Radiation-Induced Damage in n⁻ and p⁻ Channels of CMOS Integrated Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.27, n°6, pp.1658-1664, 1980.
- [80McLean] F.B. McLean, "A Framework for Understanding Radiation and Annealing Studies : Implications for Assurance Testing", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.27, n°6, pp.1651-1657, 1980.
- [80Winokur] P.S. Winokur and H.E. Boesch., "Interface State Generation in Radiation-Hard Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.27, n°6, pp.1647-1650, 1980.
- [81Dressendorfer] P.V. Dressendorfer, J.M. Soden, J.J. Harrington, and T.V. Nordstrom, "The Effects of Test Conditions on MOS Integrated Circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.28, n°6, pp.4281-4287, 1981.
- [81Sze] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley & Sons, New-York, 1981.
- [82Boesch] H.E. Boesch, "Interface-State Generation in Thick SiO₂ Layers", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.29, n°6, pp.1446-1451, 1982.
- [82Brucker] G. J. Brucker, E.G. Stassinopoulos, O. van Gunten, L.S. August, and T.M. Jordan, "The Damage Equivalence of Electrons, Protons and Gamma Rays in MOS Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.29, n°6, pp.1966-1969, 1982.

- [82Leburton] J.P. Leburton and G. Dorda, "v-E Dependence in Small-Sized MOS Transistors", IEEE Trans. Elect. Dev., Vol.29, n°8, pp.1168-1171, 1982.
- [82Nicollian] E.H. Nicollian and J.R. Brews, "MOS Physics and Technology", Wiley & Sons, New-York, 1982.
- [83Lai] S.K. Lai, "Interface Trap Generation in Silicon Dioxide when Electrons are Captured by Trapped Holes", J. Appl. Phys., Vol.54, n°5, pp.2540-2546, 1983.
- [83Lenahan-a] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "An Electron Spin Resonance Study of Radiation Induced Electrically Active Paramagnetic at the Si/SiO₂", J. Appl. Phys., Vol.54, n°3, pp.1457-1460, 1983.
- [83Lenahan-b] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Micro-Structural Variation in Hard and Soft Oxides Observed through Electron Spin Resonance", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.6, n°30, pp.4602-4604, 1983.
- [83Tzou] J.J. Tzou, J.Y.C. Sun, and C.T. Sah, "Field Dependence of Two Large Hole Capture Cross Sections in Thermal Oxide on Silicon", Appl. Phys. Lett., Vol.43, n°9, pp.861-863, 1983.
- [84Boesch] H.E. Boesch and T.L. Taylor, "Charge and Interface State Generation in Field Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.31, n°6, pp.1273-1279, 1984.
- [84Lenahan] P.M. Lenahan and P.V. Dressendorfer, "Hole Traps and Trivalent Silicon Centers in Metal/Oxide/Silicon Devices", J. Appl. Phys., Vol.55, n°10, pp.3495-3499, 1984.
- [84Shanfield] Z. Shanfield and M.M. Moriwaki, "Characteristics of Hole Traps in Dry and Pyrogenic Gate Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.31, n°6, pp.1242-1248, 1984.
- [84Schwank] J.R. Schwank, P.S. Winokur, P.J. McWhorter, F.W. Sexton, P.V. Dressendorfer, and D.C. Turpin, "Physical Mechanisms Contributing to Device Rebound", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.31, n°6, pp.1434-1448, 1984.
- [85Benedetto] J.M. Benedetto, H.E. Boesch, F.B. McLean, and J.P. Mize, "Hole Removal in Thin-Gate MOSFETs by Tunneling", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.32, n°6, pp.3916-3920, 1985.
- [85Charles] J.P. Charles, I. Mekkaoui-Alaoui, G. Bordure, and P. Mialhe, "A Critical Study of the Effectiveness of the Single and Double Exponential Models for *I-V* Characterization of Solar Cells", Solid-State Electronics, Vol.28, n°8, pp.807-820, 1985.
- [85Griscom] D. Griscom, "Diffusion of Radiolytic Molecular Hydrogen as a Mechanism for the Post-Irradiation Buildup of Interface States in SiO₂-on-Si Structures", J. Appl. Phys., Vol.58, n°7, pp.2524-2533, 1984.

- [85Oldham] T.R. Oldham, "Recombination along the Tracks of Heavy Charged Particles in SiO₂ films", J. Appl. Phys. Vol.57, n°8, pp.2695-2702, 1985.
- [85Ziegler] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, and U. Littmark, "The Stopping and Range of Ions in Solids", Pergamon Press, New York, 1985.
- [86Barbottin] G. Barbottin and A. Vapaille, "Instabilities in Silicon Devices", Elsevier, Vol.1, 1986.
- [86Boesch] H.E. Boesch, F.B. McLean, J.M. Benedetto, and J.M. McGarrity, "Saturation of Threshold Voltage Shift in MOSFET's at High Total Dose", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.33, n°6, pp.1191-1197, 1986.
- [86McWhorter] P.J. McWhorter and P.S. Winokur, "Simple Technique for Separating the Effects of Interface Traps and Trapped-Oxide Charge in Metal-Oxide-Semiconductor Transistor", Appl. Phys. Lett., Vol.48, n°2, pp.133-135, 1986.
- [86Oldham] T.R. Oldham, A.J. Lelis, and F.B. McLean, "Spatial Dependence of Trapped Holes Determined from Tunneling Analysis and Measured Annealing", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.33, n°6, pp.1203-1209, 1986.
- [86Petr] I. Petr, "Activation Energie of Trapping Centres in SiO₂ Gate Insulator", Phys. Stat. Sol. (a), Vol.93, pp.711-716, 1986.
- [86Winokur] P.S. Winokur, F.W. Sexton, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.V. Dressendorfer, T.F. Wrobel, and D.C. Turpin, "Total Dose Radiation and Annealing Studies : Implications for Hardness Assurance Testing", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.33, n°6, pp.1343-1351, 1986.
- [87Dimitrijevic] S. Dimitrijevic and N. Stojadinovic, "Analysis of CMOS Transistor Instabilities", Solid-State Electronics, Vol.30, n°10, pp.991-1003, 1987.
- [87Fleetwood] D.M. Fleetwood, P.V. Dressendorfer, and D.C. Turpin, "A Reevaluation of Worst-Case Postirradiation Response for Hardened Mos Transistors", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.34, n°6, pp.1178-1183, 1987.
- [87Dozier] C.M. Dozier, D.M. Fleetwood, D.B. Brown, and P.S. Winokur, "An Evaluation of Low-Energy X-Ray and Cobalt-60 Irradiations of MOS Transistors", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.34, n°6, pp.1535-1539, 1987.
- [87Schwank] J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, P.V. Dressendorfer, D.C. Turpin, and D.T. Sanders, "The Role of Hydrogen in Radiation-Induced Defect Formation in Polysilicon Gate Mos Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.34, n°6, pp.1152-1158, 1987.
- [88Dale] C.J. Dale, P.W. Marshall, E.A. Burke, G.P. Summers, and E.A. Wolicki, "High Energy Electron Induced Displacement Damage in Silicon", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.35, n°6, pp.1208-1214, 1988.

- [88Kim] Y.Y. Kim and P.M. Lenahan, "Electron-Spin Resonance Study of Radiation-Induced Paramagnetic Defects in Oxides Grown on (100) Silicon Substrates", J. Appl. Phys., Vol.64, n°7, pp.3551-3557, 1988.
- [88Millman] J. Millman and A. Grabel, "Micro Electronique", Mc Graw-Hill, 1988.
- [89Dawes] W.R. Dawes, F.B. McLean, P.A. Robinson, and J.J. Silver, "Hardening Semiconductor Components Against Radiation and Temperature", Noyes, USA, p.5, 1989.
- [89DiMaria] D.J. DiMaria and J.W. Stasiak, "Trap Creation in Silicon Dioxide Produced by Hot Electrons", J. Appl. Phys., Vol.65, n°6, pp.2342-2356, 1989.
- [89Fleetwood] D.M. Fleetwood, M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, P.S. Winokur, and F.W. Sexton, "Theory and Application of Dual-Transistor charge Separation Analysis", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.36, n°6, pp.1816-1824, 1989.
- [89Leray] J.L. Leray, "Contribution à l'étude des phénomènes induits par les rayonnements ionisants dans les structures à effet de champ au silicium ou à l'arseniure de gallium utilisées en microélectronique", Thèse de doctorat en sciences de l'université de Paris XI, France, 1989.
- [89Griscom] D.L. Griscom, "Self-Trapped Holes in Amorphous Silicon Dioxide", Phys. Rev. B, Vol.40, n°6, pp.4224-4227, 1989.
- [89Ma] T.P. Ma and P.V. Dressendorfer, "Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits", Wiley & Sons, New-York, 1989.
- [89Sack] N.S. Saks and D.B. Brown, "Interface Trap Formation via the Two-Stage H^+ Process", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.36, n°6, pp.1848-1857, 1989.
- [90Changhua] T. Changhua, X. Mingzhen, and W. Yangyuan, "Effect of Newly Generated Interface Traps on Fowler-Nordheim Voltage Shift", Chinese Physics, Vol.10, n°3, pp.799-806, 1990.
- [90Fleetwood] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, and L.C. Riewe, "Predicting Switched-Bias Response from Steady-State Irradiations", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.37, n°6, pp.1806-1817, 1990.
- [90Lipkin] L. Lipkin, A. Reisman, and C.K. Williams, "Conservation and Filling of Neutral Hole Traps in SiO_2 during Ionisation Radiation Exposure", Appl. Phys. Lett., Vol.57, n°21, pp.2237-2238, 1990.
- [90McWhorter] P.J. McWhorter, S.L. Miller, and W.M. Miller, "Modeling the Anneal of Radiation Induced Trapped Holes in a Varying Thermal Environment", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.37, n°6, pp.1806-1817, 1990.
- [90Nishioka] Y. Nishioka, T. Itoga, K. Ohyu, M. Kato, and T.P. Ma, "Radiation Effects on Fluorinated Field Oxides and Associated Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.37, n°6, pp.2026-2032, 1990.

- [90Sack] N.S. Saks and D.B. Brown, "Observation of H^+ Motion during Interface Trap Formation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.37, n°6, pp.1624-1631, 1990.
- [90Schwerin] A.V. Schwerin, M.M. Heyns, and W. Weber, "Investigation on the Oxyde Field Dependence of Hole Trapping and Interface State Generation in SiO_2 Layers Using Homogenous Nonavalanche Injection of Holes", J. Appl. Phys., Vol.67, n°12, pp.7595-7601, 1990.
- [91Dupont-Nivet] E. Dupont-Nivet, "Effets de la dose, durcissement des composants", RADECS 91, First European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Journée technique, Grande-Motte (France), 1991.
- [91Fleetwood] D.M. Fleetwood, R.A. Reber, and P.S. Winokur, "Effect of Bias on Thermally Stimulated Current (TSC) in Irradiated MOS Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.38, n°6, pp.1066-1077, 1991.
- [91Mrstik] B.J. Mrstik and R.W. Rendell, "Si- SiO_2 Interface State Generation during X-Ray Irradiation and During Post-Irradiation Exposure to a Hydrogen Ambient", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.38, n°6, pp.1101-1110, 1991.
- [91Sack] N.S. Saks and D.B. Brown, "Effect of Switched Gate Bias on Radiation-Induced Interface Trap Formation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.38, n°6, pp.1130-1139, 1991.
- [91Shaneyfelt] M.R. Shaneyfelt, D.M. Fleetwood, J.R. Schwank, and K.L. Hugues, "Charge Yield for ^{60}Co and 10 keV X-Ray Irradiations of MOS Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.38, n°6, pp.1187-1194, 1991.
- [92David] J.P. David and C. Barillot, "Electronic Component Preview of Low Dose Rate Behavior", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.39, n°6, pp.1892-1897, 1992.
- [92Fleetwood-a] D.M. Fleetwood, "Border Traps in MOS Devices", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.39, n°2, pp.269-271, 1992.
- [92Fleetwood-b] D.M. Fleetwood, S.L. Miller, R.A. Reber, P.J. Mc Whorter, P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, and J.R. Schwank, "New Insights into Radiation-Induced Oxide-Trap Charge Trough TSC Measurement and Analysis", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.39, n°6, pp.2192-2203, 1992.
- [92Miller] S.L. Miller, D.M. Fleetwood, and P. Mc Whorter, "Determining the Energy Distribution of Traps in Insulating Thin Films using the Thermally Stimulated Current Technique", Phys. Rev. Lett., Vol.69, n°5, pp.820-823, 1992.
- [93Doyle] B.S. Doyle, D.B. Krakauer, and K.R. Mistry, "Examination of Oxide During High-Current Stress of n-MOS Transistors", IEEE Trans. Elec. Dev., Vol.40, n°5, pp.980-985, 1993.
- [93Stahlbush] R.E. Stahlbush, A.H. Edwards, D.L. Griscom, and B.J. Mrstik, "Post-Irradiation Cracking of H_2 and Formation of Interface States in

- Irradiated Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors", J. Appl. Phys., Vol.73, n°2, pp.658-667, 1993.
- [93Zupac] D. Zupac, K.F. Galloway, P. Khosropour, S.R. Anderson, R.D. Schrimpf, and P. Calvel, "Separation of Effects of Oxide-Trapped Charge and Interface-Trapped Charge on Mobility in Irradiated Power MOSFETs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.40, n°6, pp.1307-1315, 1993.
- [94Anderson] S.R. Anderson, D. Zupac, R.D. Schrimpf, and K.F. Galloway, "The Surface Generation Hump in Irradiated Power MOSFETs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.41, n°6, pp.2443-2451, 1994.
- [94Holmes-Siedle] A. Holmes-Siedle and L. Adams, "Handbook of Radiation Effects", Oxford Science Publications, 1994.
- [94Le-Bras] L. Le Bras, M. Bendada, P. Mialhe, E. Blanpain, and J.P. Charles, "Recombination via Radiation-Induced Defects in Field-Effect Transistor", J. Appl. Phys, Vol.76, n°10, pp.5676-5680, 1994.
- [94Lelis] A.J. Lelis and T.R. Oldham, "Time Dependence of Switching Oxide Traps", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.41, n°6, pp.1835-1843, 1994.
- [94Mondot] E. Mondot and J.P. David, "Experimental Procedure Influence on Total Dose CMOS Inverters Hardness", RADECS 93, Second European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, IEEE, New York, USA, pp.306-312, 1994.
- [94Winokur] P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, T.L. Meisenheimer, and D.M. Fleetwood, "Advanced Qualification Techniques", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.41, n°3, pp.538-548, 1994.
- [95Boudenot] J.C. Boudenot, "L'environnement spatial", Que sais-je ?, Ellipse, 1995.
- [95Dyer] C. Dyer, "Expérience en vol", RADEC S95, Third European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems Journée Technique, Arcachon (France), 1995.
- [95Gaillard] R. Gaillard, J.L. Leray, O. Musseau, Y.M. Coïc, O. Flament, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, and P. Lalande, "Techniques de durcissement des composants, circuits et systèmes électroniques", RADECS 95, Third European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Journée technique, Arcachon (France), 1995.
- [95Loverini] M.J. Lovérini, "Le Commissariat à l'Energie Atomique", Galimard, 1995.
- [95Venturin] J-L. Venturin, "Durcissement des composants électroniques, assurance durcissement, domaine spatial", RADECS 95, Third European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Journée Technique, Arcachon (France), 1995.
- [95Warren] W.L. Warren, M.R. Shaneyfelt, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, and S. Montague, "Electron and Hole Trapping in Doped Oxides", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.42, n°6, pp.1731-1739, 1995.

- [96Brisset] C. Brisset, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, O. Musseau, L. Leray, J.L. Pelloie, R. Escoffier, A. Michez, C. Cirba, and G. Bordure, "Two-Dimensional Simulation of Total Dose Effects on nMOSFET with Lateral Parasitic Transistor", IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol.43, n°6, pp.2651-2658, 1996.
- [96Elmazria] O. Elmazria, "Caractérisation et simulation de l'IGBT dans le but d'optimiser ses performances au moyen d'irradiation par electrons", Thèse de doctorat en sciences de l'université de Metz, France, 1996.
- [96Jaksic] A. Jaksic, G. Ristic, and M. Pejovic, "Analysis of the Processes in Power MOSFETs During Gamma Ray Irradiation and Subsequent Thermal Annealing," Phys. Stat. Solid. (a), Vol.155, n°2, pp.371-378, 1996.
- [97Chabrierie] C. Chabrierie, "De l'utilisation des recuits isothermes et isochrones pour la caractérisation de structures MOS irradiés. Application aux cinétiques des effets post-irradiation dans différents contextes (spatial, accélérateurs) et normes d'essais", Thèse de doctorat en sciences de l'université de Paris VII, France, 1997.
- [97Dusseau] L. Dusseau, T.L. Randolph, R.D. Schrimpf, K.F. Galloway, F. Saigné, J. Fesquet, J. Gasiot, and R. Ecoffet, "Prediction of Low Dose Rate Effects in Power Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistors Based on Isochronal Annealing Measurements", J. Appl. Phys. Vol.81, n°5, pp.2437-2441, 1997.
- [97Saigné] F. Saigné, L. Dusseau, L. Albert, J. Fesquet, J. Gasiot, J.P. David, R. Ecoffet, R.D. Schrimpf, and K.F. Galloway, "Experimental Determination of the Frequency Factor of Thermal Annealing Processes in Metal-Oxide-Semiconductor Gate-Oxide Structures", J. Appl. Phys., Vol.82, n°8, pp.4102-4107, 1997.
- [98Boudenot] J-C Boudenot et G. Labaune, "La compatibilité électromagnétique et nucléaire", Ellipses, France, 1998.
- [98Chen] T.P. Chen, L. Stella, S. Fung, C.D. Beling, and K.F. Lo, "Post-Stress Interface Trap Generation Induced by Oxide-Field Stress with FN Injection", IEEE Trans. Elec. Dev., Vol.45, n°9, pp.1972-1977, 1998.
- [98Dowling] S. Dowling and D. Strobel, "The Effect of Polymer Materials on Devices Total Dose Response at Low Dose Rates", RADECS 97, 4th European Conference, Cannes, France, IEEE, pp.259-264, 1998.
- [98Flament] O. Flament, C. Chabrierie, V. Ferlet-Cavrois, and J.L. Leray, "A Methodology to Study Lateral Parasitic Transistors in CMOS Technologies", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.45, n°3, pp.1385-1389, 1998.
- [98Fleetwood] D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, L.C. Riewe, O. Flament, P. Paillet, and J.L. Leray, "Effects of Isochronal Annealing and Irradiation Temperature on Radiation-Induced Trapped Charge", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.45, n°6, pp.2366-2374, 1998.

- [98Lenahan] P.M. Lenahan and J.F. Conley, "A Comprehensive Physically Based Predictive Model for Radiation Damage in MOS Systems", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.45, n°6, pp.2413-2423, 1998.
- [98Jaksic] A. Jaksic, M. Pejovic, G. Ristic, and S. Rakovic, "Latent Interface-Trap Generation in Commercial Power VDMOSFETs", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.45, n°3, pp.1365-1371, 1998.
- [98Marceau] M. Marceau, H. Huillet, D. Ploquin, and P. Marchand, "Study, Design, and Implementation of a Power Supply Operating under Gamma Radiation", NSREC 98, 35th IEEE Nuclear Space Radiation Effects Conference, Newport Beach, California, July 20-24, 1998.
- [98Mathieu] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Masson, 1998.
- [98Ristic] G.S. Ristic, M.M. Pejovic, and A.B. Jacksic, "Modelling of Kinetics of Creation and Passivation of Interface Traps in Metal-Oxide-Semiconductor Transistors during Post-Irradiation Annealing", J. Appl. Phys., Vol.83, n°6, pp.2994-3000, 1998.
- [98Saigné] F. Saigné, "Une nouvelle approche de la sélection des composants de type MOS pour l'environnement radiatif spatial", Thèse de doctorat en sciences de l'université Montpellier II, France, 1998.
- [99Barbottin] G. Barbottin and A. Vapaille, "Instabilities in Silicon Devices", Elsevier, Vol.3, 1999.
- [99Boudenot] J.C. Boudenot, C. Barillot, C. Brisset, M.C Calvet, T. Fillon et M. Tavlet, "Les environnements radiatifs et leurs effets à l'aube du XXI^{ème} siècle", RADECS 99, Fifth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Journée technique, Fontevraud (France), 1999.
- [99Crocì] S. Croci, J.M. Voisin, C. Plossu, C. Raynaud, J.L. Autran, P. Boivin, and J.M. Mirabel, "Extraction and Evolution of Fowler-Nordheim Tunneling Parameters of Thin Gate Oxides under EEPROM-like Dynamic Degradation", Microelectronics-Reliability, Vol.39, n°6, pp.879-884, 1999.
- [99Flament] O. Flament, P. Paillet, J.L. Leray, and D.M. Fleetwood, "Considerations on Isochronal Anneal Technique : from Measurement to Physics", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.46, n°6, pp.1526-1533, 1999.
- [99Karna] S.P. Karna, H.A. Kurtz, W.M. Shedd, R.D. Pugh, and B.K. Singaraju, "New Fundamental Defects in a-SiO₂", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.46, n°6, pp.1544-1552, 1999.
- [99Therme] J. Therme, "Nouvelles du LETI", n°81, 1999.
- [99Sharp] R. Sharp et M. Decretton, "Méthodes de durcissement appliqués au nucléaire civil", RADECS 99, Fifth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Journée technique, Fontevraud (France), 1999.

- [00Armani] J.M. Armani, C.Brisset, F. Joffre, and M. Dentan, "Response of MOSFETs from DMILL Technology to High Total Dose Levels", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.592-597, 2000.
- [00Marceau] M. Marceau, C. Brisset, and C. Picard, "Study of Dose Effects on CoolMOSTM-Type Devices Subjected to Gamma Irradiation", Journée RADECS 00, European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Louvain (Belgique), IO3, 11-13 september 2000.
- [00Manca] J.V. Manca, W. Wondrak, W. Shaper, K. Croes, J. D'Haen, W. De Ceuninck, B. Dieval, H.L. Hartnagel, M. D'Olieslaeger, and L. De Schepper, "Reliability Aspects of High Temperature Power MOSFETs", Microelectronics Reliability, Vol.40, pp.1679-1682, 2000.
- [00PartMiner] Parametric Access Library Xpert, PartMiner, 2000.
- [00Picard] C. Picard, C. Brisset, A. Hoffmann, J.P. Charles, F. Joffre, L. Adams, and A. Holmes Siedle, "Comparison of the Effects of an Irradiation with those of an Electrical Stress on Commercial VDMOSFETs", 3th Symposium "SiO₂ and Advanced Dielectrics", Marseille (France), PH-5, 19-21 June, 2000.
- [00Picard-a] C. Picard, C. Brisset, O. Quittard, M. Marceau, A. Hoffmann, F. Joffre, and J.P. Charles, "Use of VDMOSFETs in Electronic Systems Subjected to Radiation", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.627-633, 2000.
- [00Picard-b] C. Picard, C. Brisset, O. Quittard, A. Hoffmann, F. Joffre, and J.P. Charles, "Radiation Hardening of Power MOSFETs Using Electrical Stress ", IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol.47, n°3, pp.641-646, 2000.
- [00Quittard] O. Quittard, C. Brisset, F. Joffre, C. Oudéa, F. Saigné, L. Dusseau, J. Fesquet, and J. Gasiot, "Experimental Analysis of Recombination and Neutralization of Radiation-Induced Charges, Using Isochronal Annealing", RADECS 99, 5th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems, Fontevraud (France), IEEE, pp.512-518, 2000.