

## ***INTRODUCTION***

Les composants électroniques sont sensibles à l'environnement dans lequel ils évoluent et de nombreux facteurs peuvent être à l'origine de leur dysfonctionnement. C'est le cas des radiations naturelles, avec principalement les ions lourds, protons et neutrons. Initialement, l'étude de l'effet des radiations sur les composants électroniques était principalement un sujet de préoccupation pour les applications spatiales. Les composants électroniques utilisés étaient alors pour la plupart des composants spécifiques durcis aux contraintes du domaine spatial. Au début des années 90, l'intégration des technologies et les besoins croissants en électronique ont conduit à s'intéresser aux effets des radiations au niveau des altitudes avioniques puis au niveau du sol. En même temps, pour des raisons économiques, les filières de fabrication des composants durcis ont été délaissées. De nombreux composants commerciaux (COTS) sont maintenant embarqués à bord des satellites, lanceurs ou avions.

La multiplication de l'offre en composant électronique est pléthorique et les procédures de qualification aux rayonnements ionisants, mêmes si elles existent pour certains domaines, ne sont pas unifiées et uniques et restent à l'appréciation de chaque intervenant que ce soit du fondeur à l'utilisateur final en passant par l'équipementier

L'expérience du spatial et de l'aéronautique doit servir de base pour la qualification de l'électronique terrestre. C'est une communauté qui a mis en place les premières procédures de test d'évaluation et de qualification au niveau des équipementiers [TM1019.7] au niveau des fondeurs [JEDE01] et au niveau des avionneurs [IEC]. Ces années de recherche représentent une connaissance essentielle pour d'autres applications car les phénomènes rencontrés resteront les mêmes, suivant le type de particule, son énergie et les matériaux cibles, plusieurs phénomènes pourront être rencontrés mais les effets sur les composants resteront dans la majorité des cas dans les catégories que nous allons aborder ici.

# *Les Environnements Radiatifs*

## **I. L'ENVIRONNEMENT RADIATIF SPATIAL**

Le domaine spatial est certainement le plus complexe et le plus contraignant (avec celui des grands accélérateurs de particules) en matière de fiabilité des circuits intégrés en environnement radiatif. La grande variété des particules et la quasi-inaccessibilité des systèmes au cours de leurs missions contribuent à faire de l'évaluation de cette fiabilité une étape à la fois délicate et cruciale. De nombreux dysfonctionnements de satellites imputables aux radiations ont été répertoriés.

La Terre et son environnement immédiat sont protégés par l'atmosphère. Celle-ci constitue un véritable écran semi-perméable arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace. Les particules qui franchissent cette barrière naturelle présentent un niveau de dangerosité qui ne cesse de croître vis à vis de la fiabilité des systèmes électroniques terrestres modernes.

Les principales composantes de l'environnement radiatif spatial sont classées, suivant leur origine, en quatre catégories : le vent et les éruptions solaires, le rayonnement cosmique ainsi que les ceintures de radiations. Les composants électroniques, placés in situ dans cet environnement, sont soumis à l'effet de photons, d'électrons, de protons et d'ions d'origines et d'énergies diverses [BOUD95].

### ***1.1. Le vent solaire***

Le vent solaire est un plasma peu dense résultant de l'évaporation de la couronne solaire. Les photographies du Soleil prises lors d'éclipses où à l'aide d'un coronographe font apparaître d'immenses flammèches [BOUD95] qui s'étendent jusqu'à plus de 10 millions de kilomètres du Soleil. On visualise ainsi le vent solaire ; la densité du plasma de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  au niveau du Soleil, tombe à  $10 \text{ particules/cm}^3$  au niveau de l'orbite terrestre. Ce plasma est essentiellement constitué d'électrons, de protons et d'hélium (7 à 8 %).

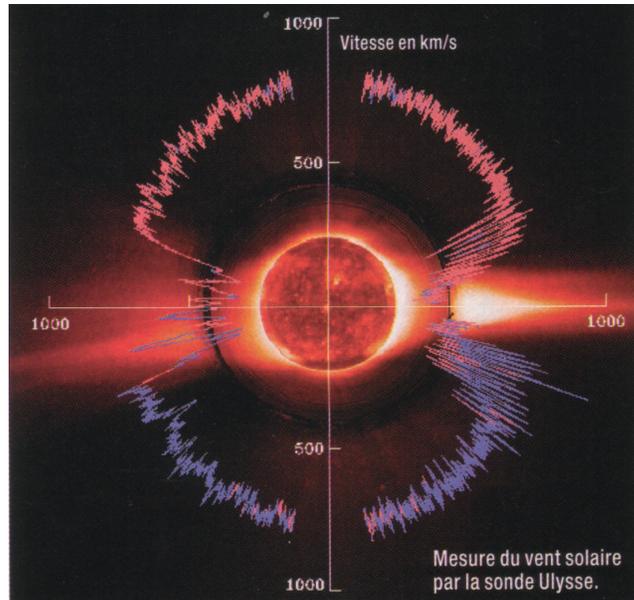


Figure I-1: *représentation de l'atmosphère solaire. Mesure du vent solaire par le satellite Ulysse.*

La figure I-1 représente au milieu le Soleil avec tout autour l'atmosphère solaire ou couronne. Le graphique montre la vitesse du vent solaire mesurée par le satellite Ulysse : le vent solaire rapide est expulsé des régions autour des pôles, Nord et Sud, du Soleil à la vitesse de 800 km/s, alors que le vent solaire lent afflue de la zone équatoriale à 350 km/s. Le vent solaire est immergé dans un champ magnétique. Le graphique est coloré en rose quand la polarité du champ magnétique solaire (c'est à dire la direction qu'indiquerait l'aiguille d'une boussole) pointe dans la direction opposée au Soleil (au cours du cycle solaire actuel, il s'agit de la direction du champ magnétique au-dessus du pôle Nord du Soleil) et coloré en bleu quand la polarité du champ magnétique solaire pointe vers le Soleil (la direction du champ magnétique au-dessus du pôle Sud).

## ***1.2. Les éruptions solaires***

Durant les éruptions solaires, d'importants flux de protons énergétiques sont produits et atteignent la Terre. De tels évènements sont imprévisibles tant du point de vue du moment auquel ils apparaissent, que de leur magnitude, leur durée ou leur composition. Le champ magnétique terrestre protège une région de l'espace proche de la Terre de ces particules (bouclier géomagnétique), mais elles atteignent facilement les régions polaires et les hautes altitudes telles que les orbites géostationnaires. Les éruptions solaires suivent un cycle de 11 ans, appelé cycle solaire ou cycle magnétique, constitué d'environ 4 ans de faible activité et 7

ans de forte activité ponctuée par des événements mineurs, majeurs et exceptionnels. La figure I-2 représente les cycles solaires depuis 1700 sous forme graphique. Le système de numérotation des cycles solaires a été mis au point au milieu du XIXe siècle, plus particulièrement en 1848 par Rudolf Wolf de l'Observatoire de Zurich.

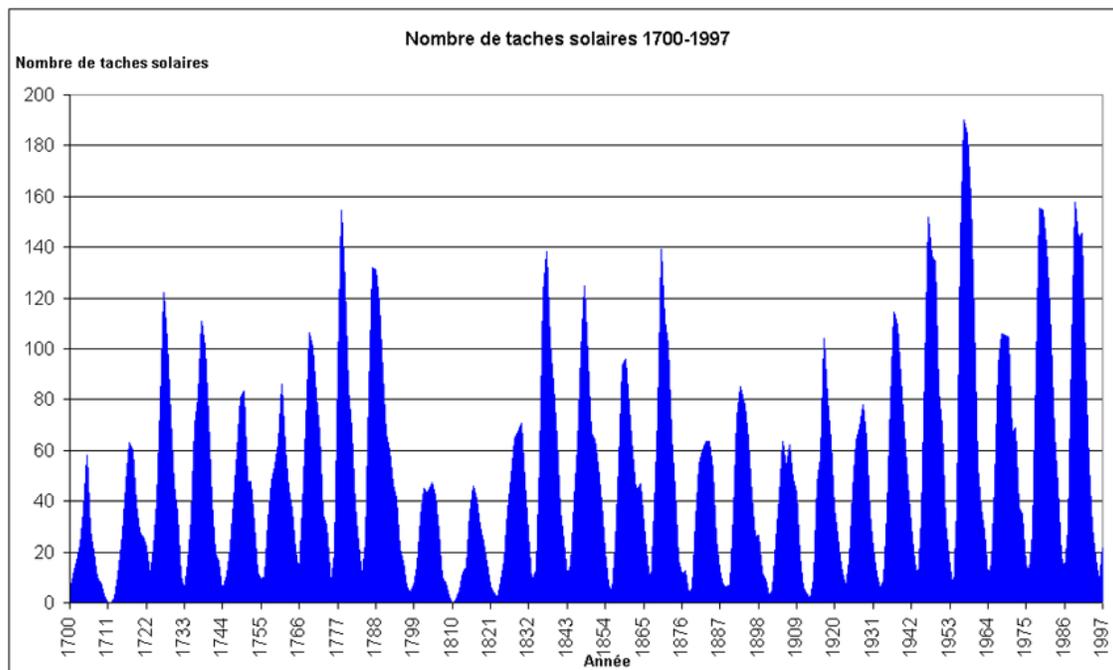


Figure I-2 : cycles solaires depuis 1700 [TELESAT].

En fait, il y a lieu de distinguer, dans le cadre du contexte radiatif seul évoqué ici, deux types d'éruptions solaires :

- les éruptions solaires à protons, dont la durée va de quelques heures à quelques jours, et dont l'émission principale est constituée de protons d'énergies importantes (jusqu'à quelques centaines de MeV). La référence en ce domaine est l'éruption à protons de l'été 1972. Ce seul événement a fourni 84 % des protons solaires d'énergie supérieure à 30 MeV comptabilisés lors du 20<sup>ième</sup> cycle solaire (on sait maintenant que cette éruption solaire était en réalité une succession de 4 événements). On distingue les éruptions solaires ordinaires (OR : Ordinary events) qui ont lieu environ une dizaine de fois par an, et dont la fluence n'excède pas quelques  $10^9$  protons/cm<sup>2</sup>, et les éruptions majeures (ALE : Anomalously Large Event) telle celle d'août 1972. Toutefois, les cycles solaires sont très variables, certains ne présentent aucune ALE alors que d'autres en contiennent

plusieurs. Le tableau I-1 donne des indications concernant les éruptions solaires à protons pour les cycles 19 à 22.

Cycle solaire	Fluence de protons solaires (protons/cm <sup>2</sup> /cycle)	
	E > 10 MeV	E > 30 MeV
19 (mai 1954-oct. 1964)	$7,2 \cdot 10^{10}$	$1,8 \cdot 10^{10}$
20 (nov. 1964-juin 1976)	$2,2 \cdot 10^{10}$	$6,9 \cdot 10^9$
21 (juillet 1976-sept. 1986)	$1,8 \cdot 10^{10}$	$2,8 \cdot 10^9$
22 (oct. 1986-1998)	$> 10^{11}$	$2,7 \cdot 10^{10}$

*Tableau I-1 : indications concernant les éruptions solaires à protons pour les cycles 19 à 22 [BOUD99].*

- les éruptions solaires à ions lourds, dont l'émission principale est constituée d'ions lourds. Ces éruptions envoient des ions de forte énergie (quelques dizaines de MeV par nucléon, à quelques centaines de GeV par nucléon) et leur composition est variable d'une éruption à l'autre. Les références en ce domaine sont l'éruption à ions lourds de septembre 1977 et celle du 24 octobre 1989. La dernière éruption importante à ce jour date de mai 1998.

Du point de vue des responsables de projets spatiaux, il est important d'avoir une estimation des flux et fluences de protons et ions lourds solaires pour définir les dégradations et les taux d'évènements singuliers (SEU et SEL) associés à ces émissions.

### **1.3. Le rayonnement cosmique**

Le rayonnement cosmique a été découvert par V. Hess en 1912 (cette découverte lui valut du reste le Prix Nobel) grâce à des mesures effectuées à partir de ballons-sondes. La nature de ce rayonnement n'a toutefois été entrevue qu'aux environs de 1950 [FREI48]. Il est constitué de 1% d'ions (noyaux d'atomes lourds privés d'une partie de leur cortège électronique) de très grande énergie (Energie > 1 MeV), de 85% de protons, 2% d'électrons et de 12% de noyaux d'hélium [FLEI75]. La figure I-3 illustre l'abondance relative des ions cosmiques [STASS88], [PRIC70].

L'origine de ce rayonnement est mal connue. On sait toutefois qu'une partie, correspondant aux ions les plus énergétiques, est extragalactique et que l'autre partie est d'origine galactique. Les flux de ces particules sont faibles mais, parce qu'elles incluent des ions lourds énergétiques, elles induisent une très forte ionisation quand elles traversent la matière : certains ions atteignent l'énergie de  $10^{21}$  eV (les mécanismes d'accélération correspondants ne sont d'ailleurs toujours pas très bien compris).

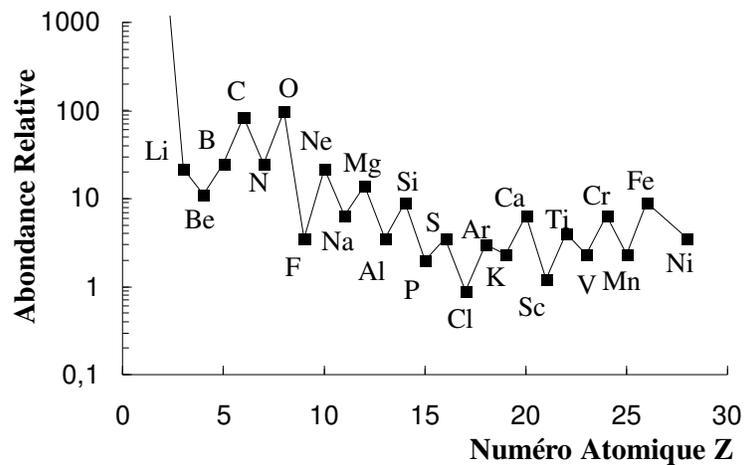


Figure I-3 : abondance relative des ions cosmiques.

Elles ne sont toutefois pas les principaux responsables des dégradations dans les dispositifs électroniques. Cependant, il est difficile de s'en protéger, et sont par conséquent l'objet d'un danger significatif. Ces particules peuvent donner lieu à des événements singuliers (SEU, latchup) dans les composants électroniques fortement intégrés, tout comme des interférences (perturbations dans les communications) et des effets radiobiologiques. En résumé, la figure I-4 donne un aperçu du flux et de l'énergie des particules d'origine spatiale [ANAPRO], [FLEI75].

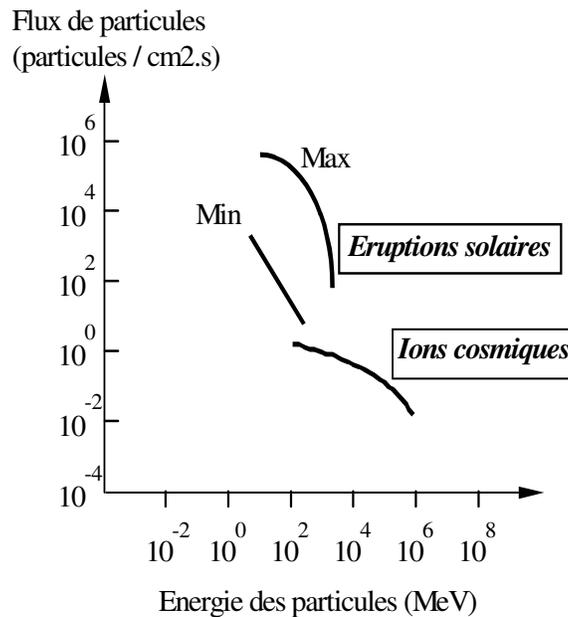
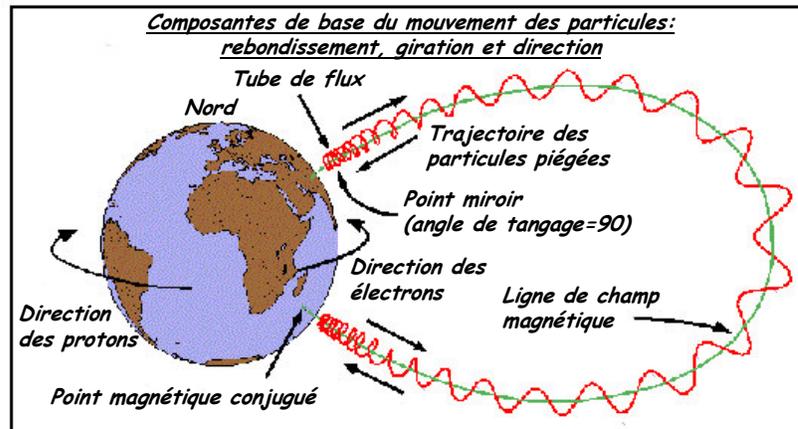


Figure I-4 : flux en fonction de l'énergie des ions suivant leur origine.

#### ***1.4. Les ceintures de radiations***

Le champ géomagnétique terrestre peut piéger de façon plus ou moins stable les particules (essentiellement électrons et protons). Il en résulte la présence de « ceintures de radiations », structures toroïdales nichées à l'intérieur de la magnétosphère [BOUD95].

Les ceintures de radiations sont principalement constituées d'électrons d'énergie allant jusqu'à quelques MeV et de protons d'énergie allant jusqu'à plusieurs centaines de MeV. Les ceintures de radiation se présentent sous la forme d'un tore. Les particules sont piégées dans le champ magnétique terrestre. Leurs mouvements dans le champ se compose d'une giration liée à l'enroulement de la trajectoire des particules chargées autour des lignes de champ magnétique, un mouvement d'oscillation lié à l'existence des points miroirs magnétiques trouvés près des pôles de la Terre, et un mouvement de dérive autour de la Terre, lié à la non-uniformité du champ magnétique [HESS68] (figure I-5).



*Figure I-5 : les mouvements de base des particules piégées dans le champ magnétique terrestre [ESTEC].*

Globalement, le champ magnétique de la Terre est similaire à celui qu'aurait un énorme barreau aimanté. Le barreau créant un champ analogue passerait par le centre de la Terre, et serait incliné de 11 degrés par rapport à l'axe de rotation. Du fait de cette inclinaison, les pôles du champ magnétique terrestre et les pôles géographiques, associés à la rotation de la Terre ne sont pas confondus. Les pôles magnétiques de la Terre sont situés au Groenland, et dans l'Océan Indien. Le décalage du dipôle magnétique terrestre crée des anomalies dont la plus importante se situe dans l'Océan Atlantique, au large des côtes de l'Amérique du Sud : on l'appelle « Anomalie de l'Atlantique Sud » (SAA : South Atlantic Anomaly). Elle est la conséquence du décalage du dipôle magnétique terrestre de 515 km vers le pacifique ouest.

Dans la région de l'Anomalie de l'Atlantique Sud, le champ magnétique est faible et la ceinture de radiation tombe donc jusqu'à des altitudes particulièrement basses. Si l'on regarde la courbe de flux de protons à 500 km (figure I-6), l'Anomalie de l'Atlantique Sud apparaît clairement.

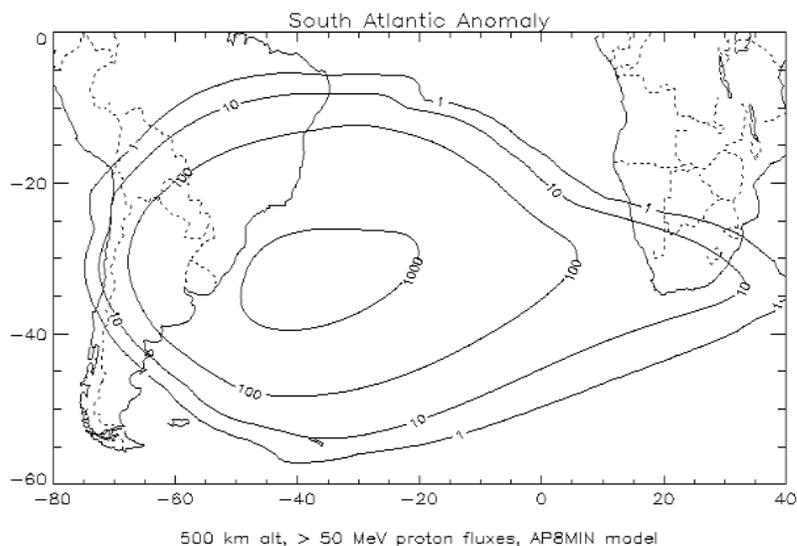


Figure I-6 : flux de particules à 500 km d'altitude [ESTEC].

Des ceintures de radiations d'une assez grande stabilité peuvent également être créées lors d'une explosion nucléaire exo-atmosphérique [BOUD95]. Les rayonnements émis par l'arme (essentiellement  $\beta^-$  des débris de fission) sont alors piégés par les lignes de champ magnétique terrestre et créent des ceintures de radiations artificielles.

### ***1.5. Synthèse***

Le tableau I-2 résume la provenance et la nature des particules rencontrées dans l'espace ainsi que leur énergie et leur flux dans la magnétosphère [DELA95], [BOUD95]. Il permet d'avoir une vue d'ensemble des rayonnements ionisants que sont susceptibles de rencontrer les composants lors d'une mission spatiale.

Nous distinguons finalement trois types de radiation (Figure 1-7):

- Les particules à fort débit mais de faible énergie et donc faciles à arrêter.
- Les particules qui ont un débit et une énergie intermédiaire.
- Les particules de très forte énergie mais dont le flux très faible implique une interaction peu probable.

Les particules correspondant à la zone intermédiaire, très nombreuses et difficiles à arrêter sont, bien entendu, les plus contraignantes pour l'électronique car difficiles à arrêter et importantes en nombre.

PROVENANCE	PARTICULES	ENERGIES	FLUX
Ceintures de radiations	Protons	< qq. 100 MeV (dont 99% < 10 MeV)	$10$ à $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
	Electrons	< 7 MeV (dont 99% < 2 MeV)	$10^{-2}$ à $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Vent solaire	Protons Electrons Particules $\alpha$ (7 à 8 %)	< 100 keV < qq. keV	$10^8$ à $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Eruptions solaires	Protons Particules $\alpha$	10 MeV à 1 GeV	$10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
	IONS LOURDS	10 MeV à qq. 100 MeV	$\sim 10^2$ à $10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Rayons cosmiques	Protons (87 %) Particules $\alpha$ (12 %) IONS LOURDS (1 %)	$10^2$ à $10^6$ MeV Fortes énergies 1 MeV à $10^{14}$ MeV	$1 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 100 MeV $10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ $10^6$ MeV

Tableau I-2 : environnement radiatif spatial.

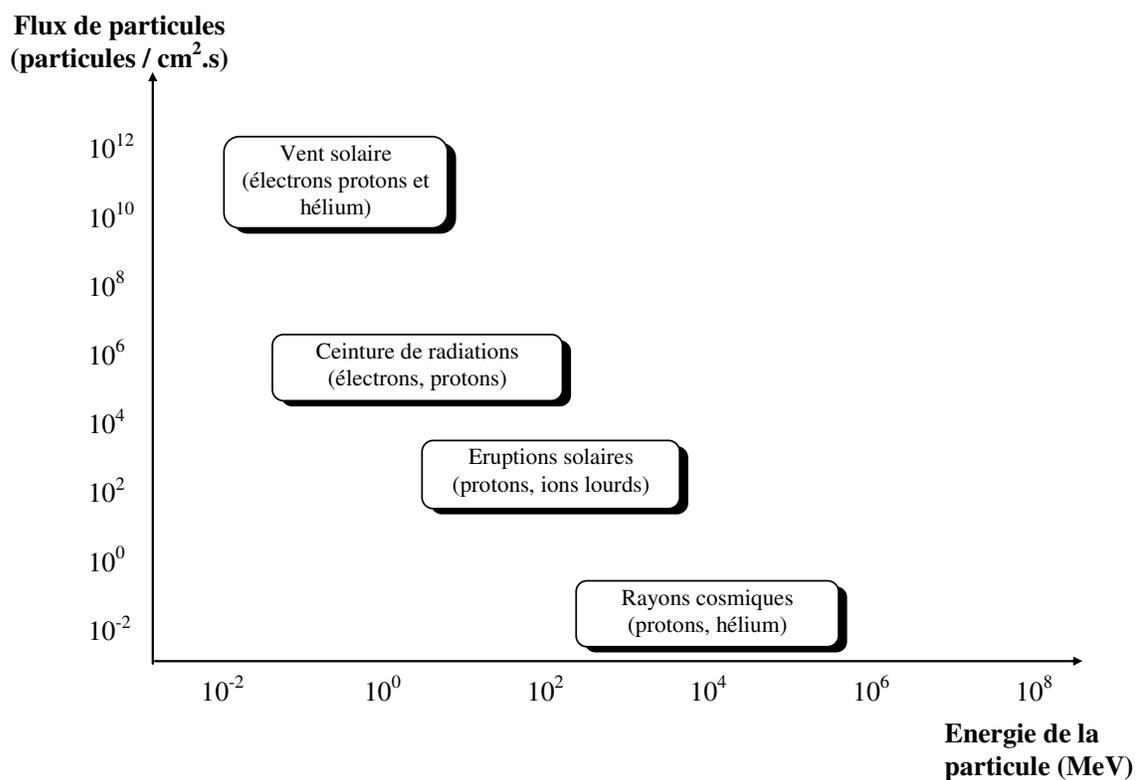


Figure 1-7 : Description des différentes composantes de l'environnement radiatif spatial. Variations des flux de particules en fonction de leur énergie [ANAPRO].

## II. L'ENVIRONNEMENT RADIATIF ATMOSPHERIQUE ET TERRESTRE ISSUS DU RAYONNEMENT COSMIQUE

La complexité de l'environnement radiatif spatial provient du fait qu'il comporte 3 composantes qui interagissent entre elles et avec la magnétosphère terrestre : le rayonnement cosmique, ainsi que les vents et éruptions solaires.

La Terre et son environnement immédiat sont protégés des radiations cosmiques par son champ magnétique et son atmosphère. Ceux-ci constituent un véritable écran semi-perméable arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace. Néanmoins, du fait de l'intégration des technologies, les particules qui franchissent cette barrière naturelle présentent un niveau de dangerosité qui ne cesse de croître vis à vis de la fiabilité des systèmes électroniques terrestres modernes. L'environnement radiatif atmosphérique résulte essentiellement de l'interaction des particules primaires, issues des rayonnements cosmiques, avec les atomes constituant les molécules de l'atmosphère (entre autre : 78 % d'azote et 21 % d'oxygène) [VIAL98].

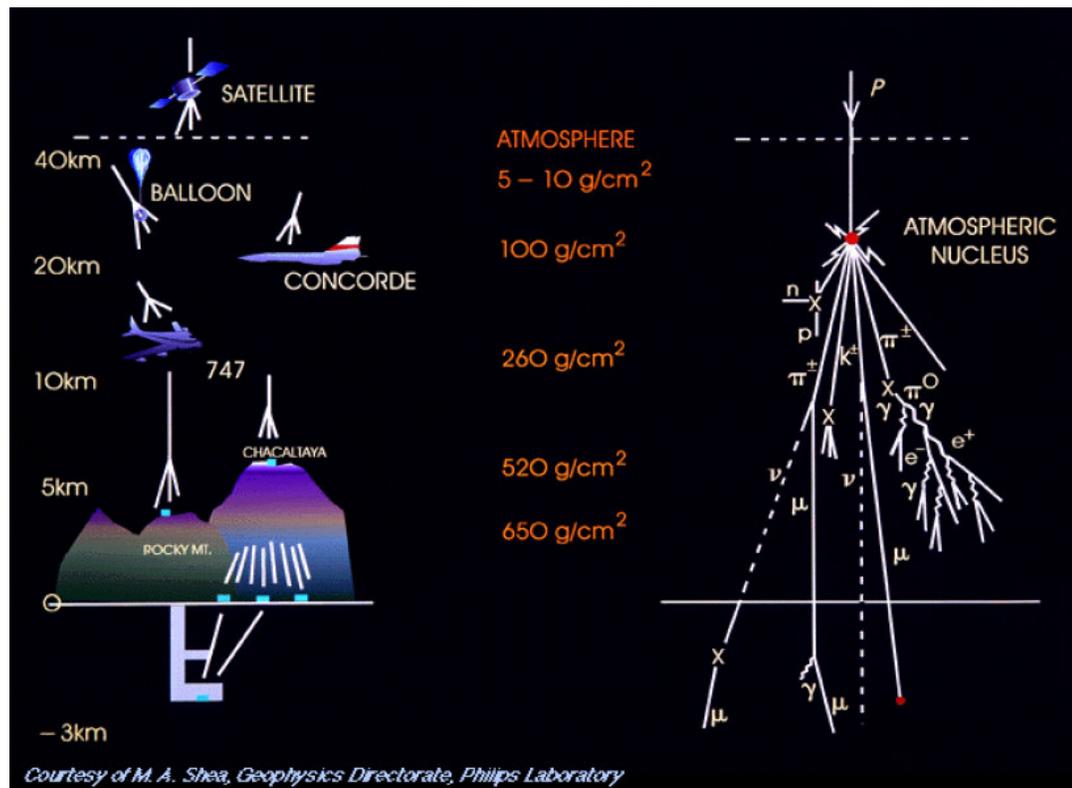


Figure II-1 : Représentation schématique de la cascade neutronique dans l'atmosphère terrestre [PSCOSM].

L'énergie des particules primaires peut être supérieure au GeV. Les rayonnements les moins énergétiques (<1 GeV) sont renvoyés dans l'espace par le champ magnétique terrestre avant d'atteindre l'atmosphère. Les premières collisions entre les rayons énergétiques (> 1 GeV) et l'atmosphère ont lieu aux alentours de 50 km d'altitude. Cette succession de réactions produisant des particules secondaires est appelée cascade neutronique (Figure II-1). Elle crée des générations successives de nouvelles particules (« rayons cosmiques secondaires ») qui pourront atteindre le sol. Dans la suite ils seront appelés « rayons terrestres » d'origine cosmique. Les rayons terrestres d'origine cosmique sont constitués de neutrons (n), de protons (p), de pions ( $\pi$ ), de muons ( $\mu$ ), d'électrons ( $e^-$ ) et de photons ( $\gamma$ ). Toutes ces particules peuvent potentiellement interagir avec la matière. Les énergies de ces particules sont comprises entre 0 et  $10^{11}$  eV.

Malgré leur abondance, les muons interagissent peu avec la matière. A l'opposé, les pions bien qu'ils interagissent fortement avec la matière ne sont pas assez nombreux pour induire des effets significatifs dans les composants (Figure II-2).

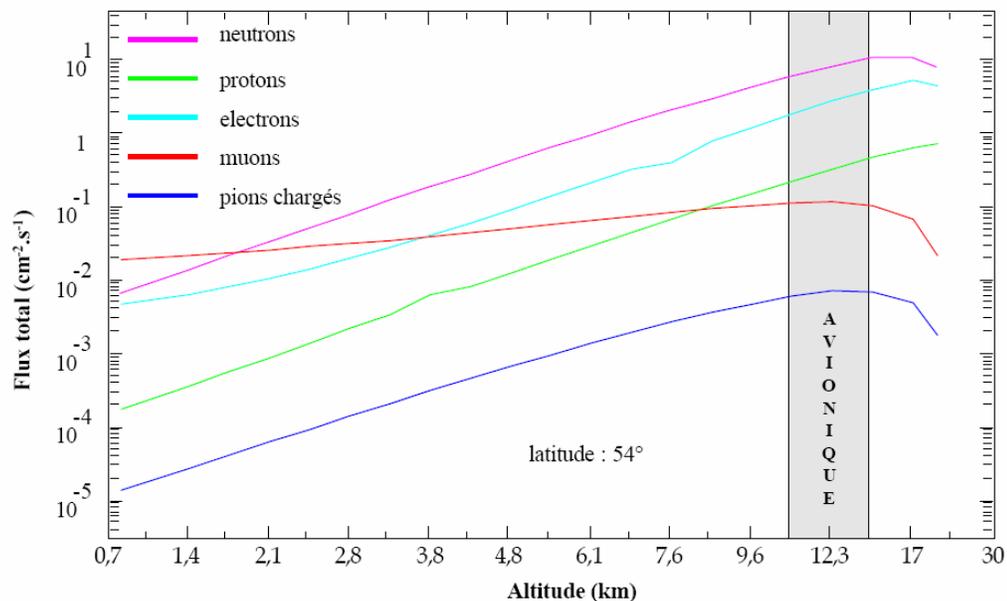


Figure II-2 : Flux total des particules présentes dans l'atmosphère en fonction de l'altitude [BRIE71, BRIE78].

Par ailleurs, pour les technologies actuelles, les électrons et les  $\gamma$  sont trop peu nombreux et de trop faibles énergies pour perturber l'électronique.

Les protons, bien qu'ils interagissent avec le silicium comme les neutrons (lorsque leur énergie est supérieure à quelques dizaines de MeV), sont cent fois moins nombreux que

ces derniers. Leur faible abondance permet de considérer leur effet comme étant négligeable devant celui des neutrons.

Les neutrons n'étant pas chargés, ceux-ci sont très pénétrants dans l'atmosphère. Ils perdent peu d'énergie au contact des molécules de l'atmosphère. Ils demeurent ainsi très abondants au niveau du sol. Leurs interactions nucléaires avec les atomes des matériaux du composant créent des particules ionisantes dites « secondaires » qui sont à l'origine des erreurs induites dans les composants électroniques.

C'est pour cette raison que, pour les technologies actuelles, de toutes les particules issues du rayonnement cosmique, seuls les neutrons atmosphériques sont pris en compte dans le cadre de l'étude des SEU dans l'environnement terrestre [NORM96, TABE93]. Le spectre des neutrons atmosphériques au niveau du sol s'étend de quelques eV à 1 GeV (Figure II-3) [NORM94]. La menace que constituent ces neutrons conduit progressivement à considérer le problème des effets des radiations sur les circuits intégrés dans des conditions d'utilisation courantes.

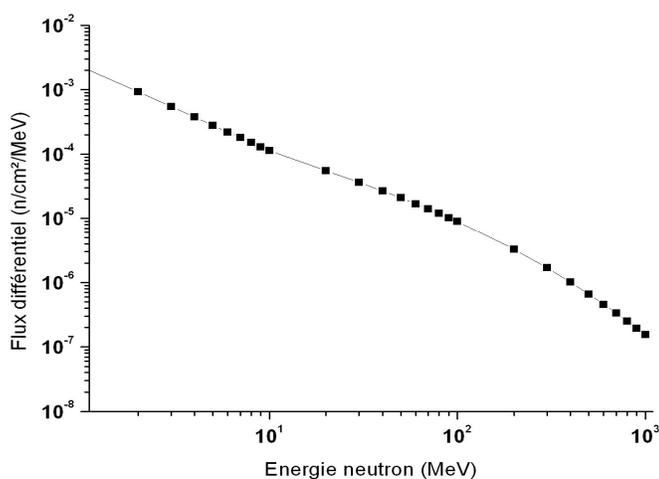


Figure II-3\_ Spectre JEDEC du flux différentiel de neutrons en fonction de leur énergie mesuré à New-York au niveau du sol [JEDE01].

### III. LE RAYONNEMENT ALPHA

L'environnement alpha est issu de l'activité tellurique de certains éléments lourds présents à l'état de trace dans les matériaux utilisés dans la fabrication des semi-conducteurs. Avec l'intégration technologique et la réduction des charges stockées dans les composants, ils sont à l'origine d'un nombre d'erreurs logiques de plus en plus important au niveau du sol [GASI04].

#### III.1. *Origine des particules alpha*

La radioactivité « fossile » ou tellurique est la réminiscence de la formation de notre planète. Il y a plusieurs milliards d'années, la terre a été formée par des isotopes radioactifs créés dans les étoiles. Ces atomes sont dits radioactifs ou instables car ils émettent spontanément des particules pour atteindre un état plus stable : c'est la décroissance radioactive. Il existe plusieurs formes de décroissances radioactives qui produisent des particules alpha (noyaux d'Hélium), des particules bêta (électrons) et des particules gamma (photons).

Seule la décroissance alpha produit une particule avec un pouvoir ionisant suffisamment important au regard de la sensibilité des mémoires.

Tous les isotopes radioactifs présents sur Terre depuis sa création se sont peu à peu éteints (« stabilisés »). Il ne reste aujourd'hui que ceux dont la durée de vie est de l'ordre de l'âge de la Terre (Uranium 235, 238 et Thorium 232) qui est de 4,5 milliards d'années.

Ces atomes radioactifs fossiles sont présents dans toute matière naturelle à l'état de trace. La concentration de ces impuretés peut varier entre le ppm et le ppb, soit une particule d'impureté tous les millions ou milliards d'atomes de matière.

Dans les circuits intégrés, ces impuretés sont présentes soit dans le composant lui-même, soit dans son environnement proche (figure III-1).

Une composante interne et une composante externe sont ainsi définies :

- Composante interne : les métallisations des interconnexions et des pistes métalliques, le cristal de Silicium et, à un degré moindre, tous les matériaux utilisés dans le procédé de fabrication.
- Composante externe : l'or utilisé dans les fils de soudure, l'alumine des boîtiers céramiques, les alliages à base de plomb, la silice de remplissage des composants... Ils peuvent aussi être introduits pendant les différentes étapes de fabrication [BAUM01] depuis le traitement des matériaux jusqu'à l'équipement

(machines de nettoyage, implanteurs, etc.). Le problème des impuretés radioactives présentes dans les soudures est d'autant plus critique si des boîtiers de type « flip chip » (le composant est retourné dans son boîtier) sont utilisés. En effet, dans ces boîtiers les soudures Pb/Sn sont directement au-dessus des zones sensibles du composant.

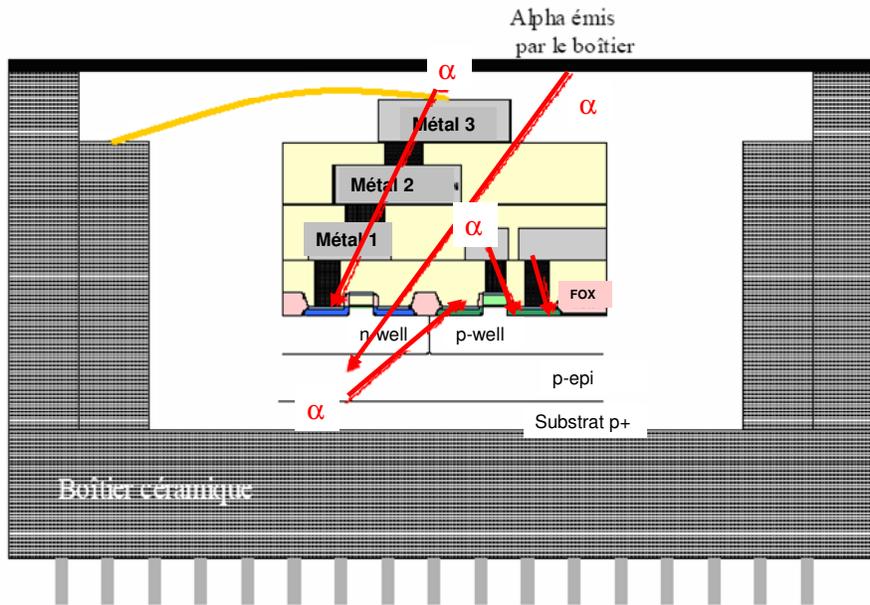


Figure III-1\_ : Illustration de l'origine des particules alpha pouvant interagir avec le composant. Sont représentées notamment les particules alpha issues des lignes de métallisation, des fils de bonding, du substrat et du boîtier céramique [GASI04].

La quantité d'impuretés présentes dans le boîtier (composante externe) est dans la majorité des cas supérieure à celle présente dans les matériaux de fabrication (composante interne) mais avec l'intégration technologique et la multiplication des matériaux entrant en jeu lors de la fabrication des composants, la contribution de la composante interne va irrémédiablement augmenter.

A titre d'exemple, Ziegler [ZIEG96] relate les expériences d'IBM sur l'effet des radiations sur les composants sur une période de quinze ans. C'est ainsi que l'incident baptisé HERA est décrit très précisément. Il s'agit de la contamination radioactive d'une de leur usine. Cette contamination était due à des bouteilles d'acides utilisées pour la gravure des composants. La machine de nettoyage du fournisseur de ces bouteilles avait un défaut de confinement d'une source Polonium<sup>210</sup>. La contamination n'a touché que quelques bouteilles, d'où la difficulté à déterminer précisément l'origine de cette pollution. Cette contamination a induit une production défectueuse pendant plus de 6 mois.

### III.2. Flux des particules alpha

La décroissance radioactive des atomes lourds est un phénomène qui ne peut être expliqué que dans le cadre de la physique nucléaire. L'émission d'une particule alpha est un événement nucléaire, le taux d'émission est indépendant de la température, de la pression, de l'espace et du temps. L'émission est totalement aléatoire dans le temps ; seul le taux moyen d'émission peut être précisément calculé en utilisant la statistique de Poisson. La période de demi-vie radioactive représente la durée nécessaire pour que la densité de noyaux radioactifs présents dans un milieu donné diminue de moitié.

Le tableau III-1 présente le calcul du flux de particules alpha émises dans un composant. Les calculs ont été réalisés à partir des périodes de demi-vie radioactives [GASIO4]. Les particules alpha ont été comptées indirectement grâce à un spectromètre de masse.

	Thorium	Uranium
Concentration	0,14 ppb	47 ppt
Nombre d'atomes lourds	$7,0 \cdot 10^9$	$2,5 \cdot 10^9$
Constante de désintégration ( $\alpha/h$ )	$5,7 \cdot 10^{-15}$	$1,8 \cdot 10^{-14}$
Nombre de produits filles issus de la dégradation et émetteurs alpha	6	8
Nombre d'alpha /h/cm <sup>2</sup> /4 $\pi$ str	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$3,6 \cdot 10^{-4}$
Flux total alpha des impuretés radioactives présentes dans le wafer [ $\alpha/h/cm^2$ ]	$3 \cdot 10^{-4}$	

Tableau III-1 : Taux d'émission alpha de tranches fabriquées par ST en technologie 0,25  $\mu m$  [GASIO4].

Par comparaison, le flux typique de particules alpha dû au boîtier est de :

- $10^{-3}$   $\alpha/cm^2/h$  pour des boîtiers à émission ultra faible (boîtiers plastiques).
- $10^{-1}$   $\alpha/cm^2/h$  pour des boîtiers à émission faible (boîtiers céramiques).
- de  $2 \times 10^{-3}$  à  $10$   $\alpha/cm^2/h$  pour des boîtiers flip-chip.

Pour un boîtier à émission ultra faible, la part relative des émissions d'alpha s'établit comme suit dans le cas des mesures présentées dans le tableau III-1 :

- **Boîtier @  $10^{-3}$   $\alpha/cm^2/h$  : 77 % des alpha.**
- **Tranche (composante interne) : 23 % des alpha.**

Matériaux	Emissivité alpha( $\alpha$ /hr/cm <sup>2</sup> )
Métallisation Cu	$1,9 \times 10^{-3}$
Métallisation Al	$1,4 \times 10^{-3}$
Composant plastique	$2 \times 10^{-3}$ à $2,4 \times 10^{-2}$
Underfill	$9 \times 10^{-4}$ à $2 \times 10^{-3}$
Soudure Pb	$2 \times 10^{-3}$ à 7,2
Boîtiers	$10^{-3}$ à $10^{-2}$

Tableau III-2 : Taux d'émission alpha typique de matériaux et boîtiers [GASI04].

Le tableau III-2 présente le taux d'émission naturelle alpha d'autres matériaux et boîtiers.

#### IV. L'ENVIRONNEMENT RADIATIF SOUS ACCELERATEUR

L'essor du nucléaire civil s'accompagne de la construction d'un nombre croissant de réacteurs nucléaires, d'usines de production ou de retraitement de combustibles, d'usines de traitement de déchets, ou encore d'installation de stockage de déchets qui constituent autant de sources de contamination au sein desquels les composants électroniques sont exposés à des flux de particules radioactives. Au sein même des réacteurs, les produits issus de la fission des combustibles nucléaires sont principalement des neutrons, des particules  $\alpha$  et  $\gamma$  à des doses et des débits de dose très élevés (pouvant atteindre le  $GGy$  en dose cumulée). Hors réacteurs, c'est essentiellement des  $\gamma$  qui sont recensées (de l'ordre du  $kGy = 1 Mrad$ ).

La qualification et la sélection des composants électroniques destinés aux applications spatiales passent par l'évaluation au sol des contraintes radiatives prévalant dans l'espace et la mise en place de tests accélérés, autrement dit, dans des temps relativement courts par rapport aux durées des missions [BOCH05, BOCH06]. Ceci nécessite l'utilisation, comme moyens de test, d'accélérateurs de particules délivrant tout un panel de particules (électrons, neutrons, protons et ions lourds) dont l'énergie peut atteindre plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de  $GeV$ .

Les grands accélérateurs d'électrons tels que le *ESRF* (*European Synchrotron Radiation Facility*) à Grenoble ou le *LEP*<sup>1</sup> (*Large Electron-Positron Collider*) au *CERN*<sup>2</sup> permettent la production de rayonnement synchrotron, essentiellement des rayons X, mais offrent éventuellement la possibilité de produire des neutrons à des débits de dose très variés [CERN1, ESRF]. Les doses totales peuvent s'étendre sur des gammes très larges, jusqu'à plusieurs dizaines de  $MGy$ . Ce type de rayonnement peut cependant engendrer des perturbations d'ordre électromagnétiques dans les composants et les infrastructures environnantes.

Le grand collisionneur de hadrons, le *LHC* (*Large Hadron Collider*) et le *SPS* (*Super Proton Synchrotron*) appartiennent à la plus grande plateforme de physique des particules du monde, le *CERN*. Le *LHC* permet d'accélérer des hadrons (rayonnement gamma, neutrinos, et protons de haute énergie, jusqu'à  $14 TeV$ ). Des faisceaux de noyaux de plomb seront également accélérés pour entrer en collision à une énergie de  $1150 TeV$  [CERN2, RAV06].

---

<sup>1</sup> Le *LEP*, en fonction de 1989 à 2000 sera remplacé en 2008 par le *LHC*. Il demeure cependant le plus puissant collisionneur de leptons (nom donné aux électrons légers en Physique des particules) jamais construit.

<sup>2</sup> *CERN* : Organisation Européenne de la Recherche Nucléaire.

A Caen, le *GANIL*<sup>3</sup>, est l'un des quatre plus grands groupements de cyclotrons au monde. L'accélérateur *SPIRAL* (*Système de Production d'Ions Radioactifs Accélérés en Ligne*) mis en service en 2003 permet de produire des noyaux « extra-terrestres » destinés à la Recherche sur les « ions exotiques », ceux des 7000 types d'atomes qui peupleraient a priori l'univers et qui ne se retrouvent pas parmi les 250 espèces identifiées sur Terre à l'état naturel. Huit accélérateurs d'ions dédiés à la Recherche en Physique nucléaire sont au total implantés sur le site du *GANIL* et produisent *in fine* des ions lourds avec un large spectre énergétique [GANIL]. Citons par exemple la sortie *IRRSUD* (*IRRadiation SUD*) permettant d'accélérer des ions de basses énergies (autour du *MeV/nucléon*), qui, lorsqu'ils sont déviés en aval au travers d'un deuxième cyclotron puis épluchés pour accroître leur charge, peuvent être guidés vers la ligne de faisceau *SME* (*Sortie Moyenne Energie*). Au niveau de la ligne *HE* (*Haute Energie*) ce sont les ions de charge plus élevée qui sont délivrés.

---

<sup>3</sup> Le *GANIL*, Grand Accélérateur National d'Ions Lourds compte parmi les 4 plus grands « outils » de recherche en Physique nucléaire au monde avec *Riken* (Japon), *GSI* (Allemagne), *MSU* (USA) et le *CERN* (Suisse).

## V. SYNTHÈSE

Le tableau ci-dessous fait un bilan des différents environnements radiatifs et des domaines d'applications concernés lorsqu'on s'attache plus particulièrement au problème de la fiabilité des systèmes électroniques embarqués.

Environnements concernés	Ion(s)	Dépôt d'énergie linéique dans le SiO <sub>2</sub>	Domaine d'application visé
Général à tous les environnements : contamination par des éléments radioactifs	Emission alpha (He <sup>2+</sup> )	≈ 0.1 keV/nm (0.44 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )	Fiabilité des dispositifs électroniques (sol, avionique)
Atmosphérique (neutrons) et espace (ceintures de protons)	Silicium de recul ( <sup>28</sup> Si): pire cas	≈ 3.5 keV/nm (15 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )	Fiabilité des dispositifs électroniques (sol, avionique, espace)
Espace et proximité Terre (cornets polaires)	Pôles : <sup>56</sup> Fe  Espace : <sup>127</sup> I, <sup>197</sup> Au,...	≈ 7 keV/nm (31 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )  > 10 keV/nm (44 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )	Fiabilité des dispositifs électroniques (espace)
Centrales nucléaires	Fission nucléaire <sup>133</sup> Cs, <sup>137</sup> Ba	> 10 keV/nm (44 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )	Fiabilité des dispositifs électroniques (centrale nucléaire)
Accélérateurs d'ions	Ions lourds, <sup>238</sup> U, C <sub>60</sub>	> 20 keV/nm (88 MeV.cm <sup>2</sup> .mg <sup>-1</sup> )	Nanostructuration. Etude phénoménologique de l'interaction ...

Tableau V-1 – Dangerosité des particules issues du rayonnement en fonction de l'environnement.

# *Effets sur les composants électroniques, normes et moyens de tests*

Lorsqu'on étudie l'effet des radiations sur l'électronique, il faut distinguer deux types d'effets. Les effets cumulatifs et les effets singuliers. Les effets cumulatifs engendrent une dégradation progressive du composant tout au long de l'irradiation alors que dans le cas des effets singuliers une seule particule suffit pour altérer le fonctionnement du composant.

## **I. LES EFFETS CUMULATIFS**

### ***1.1. Les effets de dose ionisante : exemple du transistor MOS***

Les effets de dose ionisante sur les composants électroniques sont liés à la présence d'oxyde dans les composants. Nous allons dans un premier temps décrire les processus à l'origine de la création d'une charge parasite dans les oxydes de composant pour ensuite en montrer les effets au niveau des caractéristiques électriques du composant.

#### *1.1.1. Evolution de la charge créée dans le composant par le rayonnement ionisant*

Lors de l'irradiation d'un matériau, l'énergie de la particule ou du photon incident est transférée pour l'essentiel aux électrons lors d'une succession de collisions. Une partie de cette énergie entraîne la création de paires, issues de la libération de charges fixes fortement liées. *La densité de paires électron-trou, générée par seconde, par un rayonnement ionisant peut être considérée comme proportionnelle à l'énergie déposée.* Ainsi à chaque instant  $t$ , il existe une proportionnalité entre la dose et la quantité de charge générée qui se vérifie expérimentalement dans une large gamme de dose et dans presque tous les types de matériaux. Cette relation de proportionnalité, qui donne le nombre de paires électron - trou  $G$  créés par seconde et par  $\text{cm}^{-3}$  en fonction du débit de dose  $D' = \frac{dD}{dt}$  (exprimé en  $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$ ), est reportée dans l'équation **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**

$$G = b \frac{dD}{dt} \quad (1)$$

La constante  $b$  représente un coefficient multiplicateur qui exprime la densité de paires créées par  $\text{Gy}$  et par  $\text{cm}^{-3}$ . Dans le Tableau 1, nous avons reporté quelques caractéristiques du

silicium (Si) et de la silice (SiO<sub>2</sub>) qui permettent, en particulier, de calculer les densités de porteurs générées par une irradiation à température ambiante.

Matériau (Z)	Mobilité $\mu$ cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> s <sup>-1</sup> dans SiO <sub>2</sub>	Densité (gr.cm <sup>-3</sup> )	Bande interdite E <sub>g</sub> (eV)	Energie de création de paire E <sub>e-/h</sub> (eV)	Densité de paires / Gy (cm <sup>-3</sup> .Gy <sup>-1</sup> )
Si (14)		2,328	1,12	3,86	3,76.10 <sup>15</sup>
SiO <sub>2</sub>	20 (électrons) 1x10 <sup>-8</sup> (trous)	2,2	9	18	7,63.10 <sup>14</sup>

Tableau 1: Valeurs des constantes qui permettent le calcul de la densité de paires électron trou créée par Gray dans le silicium et la silice

L'énergie moyenne (E<sub>p</sub>) cédée par le rayonnement ionisant, nécessaire à la création d'une paire, est supérieure à celle strictement nécessaire à sa création (énergie du gap, E<sub>g</sub>). La différence entre E<sub>p</sub> et E<sub>g</sub> correspond principalement à l'énergie perdue sous forme thermique. Dans les semi-conducteurs, l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou E<sub>p</sub> est reliée à l'énergie de gap E<sub>g</sub> par la relation empirique suivante:

$$E_p \text{ (eV)} = 2,67 E_g \text{ (eV)} + 0,87 \quad [\text{BOUD95}] \quad (2)$$

Pour un isolant, elle devient :

$$E_p \text{ (eV)} = 2 E_g \text{ (eV)} \quad [\text{BOUD95}] \quad (3)$$

Dans le cas du silicium pour lequel E<sub>g</sub> = 1,12 eV l'énergie nécessaire à la création d'une paire vaut E<sub>p</sub> = 3,86 eV.

A partir des différents éléments donnés dans le Tableau 1, nous pouvons très facilement estimer la densité de porteurs créés dans les matériaux lors d'une mission spatiale, ce qui nous permettra d'évaluer rapidement la sensibilité de ces matériaux à l'effet de dose.

Un Gy (1 Joule/kg) représente une énergie cédée de 6.10<sup>15</sup> eV/gr, ce qui correspond à la création d'environ 2.10<sup>15</sup> paires électron-trou.cm<sup>-3</sup> dans le silicium et cinq à dix fois moins dans un oxyde. La dose totale déposée lors d'une mission spatiale en géostationnaire ne dépasse pas 1 kGy/an. Elle correspond environ à un total de 10<sup>18</sup> créations de paires de charges par centimètre cube et par an. Ces densités sont à comparer avec celles naturellement présentes dans les matériaux cibles. La densité de charges dans un métal, de l'ordre de 10<sup>22</sup> cm<sup>-3</sup> est trop importante pour que ce dernier soit perturbé. Pour les semi-conducteurs, compte

tenu des débits de dose et des densités de porteurs libres ( $10^{14}$  -  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup>) toute charge piégée qui n'est pas libérée thermiquement reviendra à l'équilibre par recombinaison. De ce fait, nous pouvons considérer que l'équilibre est toujours réalisé dans les semi-conducteurs dans des temps relativement courts (inférieur à la picoseconde). Ce qui précède explique l'insensibilité des métaux et des semi-conducteurs à l'effet de dose. Il n'en est pas de même pour les isolants qui, à l'équilibre, n'ont pas la densité de porteurs libres qui permettraient, comme pour les semi-conducteurs, le retour à l'équilibre par recombinaison des charges qui ne peuvent se libérer thermiquement.

### *1.1.2. La recombinaison initiale des paires électrons - trous*

Après cette étape de création de paires suit une phase de recombinaison initiale entre une partie des trous et des électrons créés par l'irradiation.

Plusieurs modèles ont été établis et formalisés par la fonction de non-recombinaison  $Y(E,T)$  pour quantifier ce processus. Cette fonction de non recombinaison exprime le pourcentage de charges qui ne va pas subir la recombinaison initiale. Seules les paires qui échappent à cette recombinaison initiale, et qui sont donc séparées, fournissent des porteurs susceptibles de participer aux phénomènes de transport et de piégeage dans l'isolant.

Le premier de ces modèles dit « colonnaire » a été présenté par Jaffe [JAFF13]. Il considère le cas où l'espace qui sépare les trous des électrons créés est bien inférieur à la distance de thermalisation. Cette distance correspond à la distance séparant un trou de son électron après leur création, une fois qu'ils sont en équilibre thermique avec le réseau. Leur énergie cinétique est alors égale à l'énergie d'agitation thermique. Dans la silice cette distance est de 5 à 10 nm [DUPO91]. D'après ce modèle, les charges sont alors réparties en colonnes denses le long de la trajectoire de la particule incidente. Cette densité de charge est assez importante pour négliger la recombinaison entre porteurs parents (recombinaison géminée), c'est à dire entre l'électron et le trou de la paire de porteur créée.

Le second modèle, proposé par Onsager, décrit le cas où l'intervalle qui sépare les porteurs est nettement supérieur à la distance de thermalisation [SROU74]. Dans ce cas, la recombinaison a lieu entre les porteurs parents (recombinaison géminée) [ONSA38].

Les deux modèles précédents représentent en fait deux cas limites et la situation réelle correspond souvent à un phénomène intermédiaire pris en compte par le modèle empirique de Brown et Dozier [DOZI87].

Dans la pratique, le choix qui peut être fait sur l'un de ces modèles dépend de la nature et de l'énergie de la particule incidente qui vont conditionner la densité de porteur créés.

Dans le cas de particules incidentes de faible énergie ou de particules chargées lourdes (particules alpha, protons d'énergie inférieure à 3 MeV, noyaux lourds), c'est le modèle de recombinaison colonnaire qui décrit le mieux la forte recombinaison entre les porteurs créés [SROU88]. L'angle d'incidence du rayonnement ionisant joue alors un rôle important sur la sensibilité du composant. En effet, si le rayonnement a la même direction que le champ électrique présent dans l'oxyde, les charges créées réparties en colonne dense (modèle colonnaire) vont avoir une recombinaison initiale maximum. Par contre, si le champ électrique et la trace des particules sont perpendiculaires, la recombinaison initiale sera minimum ce qui entraînera une dégradation plus importante du composant (Figure ) [TALL87].

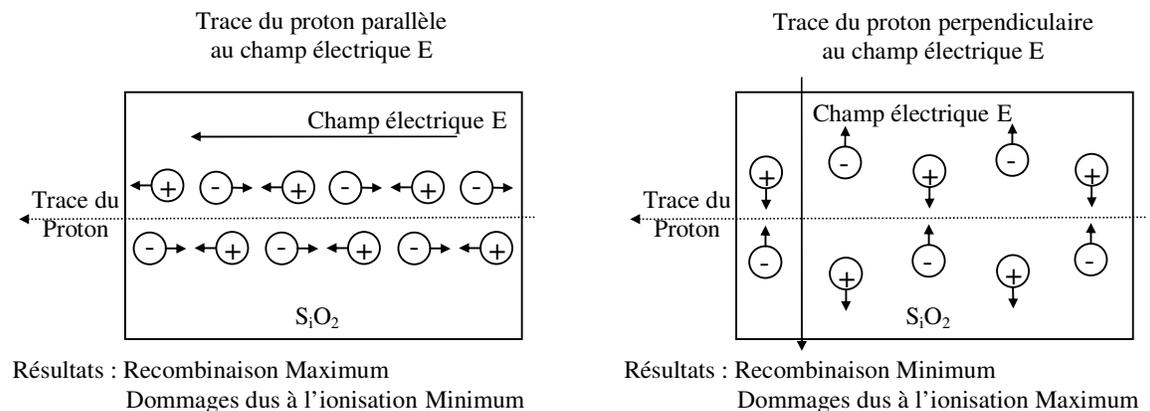


Figure 1 : Illustration du modèle de recombinaison colonnaire dans deux cas limites [TALL87]

Pour des particules de fortes énergies ou des particules légères (rayonnement gamma du  $\text{Co}^{60}$ ), la recombinaison initiale est faible et bien décrite par la formulation d'Onsager. Pour les faisceaux X de quelques dizaines de KeV et les protons de 1 à quelques dizaines de MeV, qui représente une zone intermédiaire, le modèle le plus adapté est alors celui de Brown et Dozier.

Le processus de recombinaison initial dépend également de la valeur du champ électrique appliqué qui va plus ou moins séparer les porteurs entre eux. Pour un champ électrique faible [BOES76], les porteurs ne seront pas séparés et vont donc pratiquement tous se recombiner. A l'inverse, un fort champ électrique empêchera toute recombinaison.

La fraction de porteur non-recombinée dépend donc des conditions d'utilisation des composants et d'un ensemble de paramètres relatifs au rayonnement incident. La Figure résume tant dans la nature des particules incidentes que dans la valeur du champ électrique les différences de recombinaison initiale pouvant exister dans un composant.

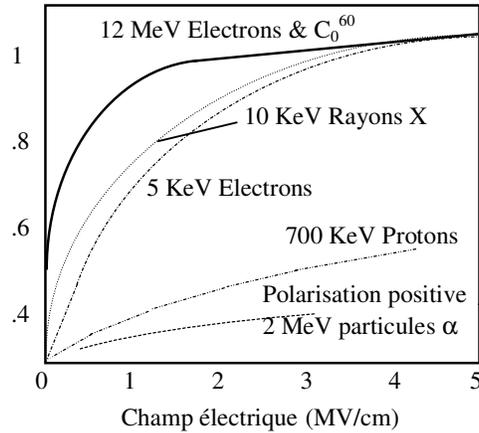


Figure 2: Mesure de la fraction non-recombinée dans le SiO<sub>2</sub> en fonction du champ électrique appliqué pour des particules incidentes de natures et d'énergies différentes [OLDH86].

### 1.1.3. Création de charges d'oxyde et d'états d'interface

La génération et la recombinaison initiale des paires électrons-trous s'effectuent très rapidement, dans des temps de l'ordre de la picoseconde. Les différentes étapes qui suivent ces deux processus sont plus longues et commencent par le déplacement des charges.

#### 1.1.3.1. Le transport des charges dans l'oxyde.

Les électrons ont une mobilité beaucoup plus grande que celle des trous ( $\mu_{\text{électrons}} = 1 \times 10^9 \mu_{\text{trous}}$ ), ils sont évacués très rapidement de l'oxyde alors que les trous ont tendance à rester sur place et le plus souvent à se piéger. Dans le cas d'un transistor NMOS polarisé ( $V_{gs} > 0$ ), sous l'action du champ électrique, les trous vont transiter vers l'interface silice/silicium.

La vitesse à laquelle s'effectue le transport des trous, qui peut durer plusieurs décades de temps, dépend de la température, [McLe76a], du champ électrique [McLe76b] et du processus de fabrication de l'oxyde [HUGH75].

#### 1.1.3.2. Les charges présentes dans le composant

Une fois la migration des porteurs terminée, il reste dans l'oxyde une charge dite « permanente » qui évolue en réalité plus ou moins lentement. Pour répertorier l'ensemble des composantes qui la constituent, une nomenclature a été mise en place dès 1979, par B.E. Deal [DEAL80], qui distingue quatre types de charges (Figure).

- La charge fixe d'oxyde ( $Q_f$ ) est localisée dans une couche de 2,5 nm d'épaisseur à partir de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Elle est chargée positivement et dépend des procédés de

fabrication et non pas d'une excitation extérieure. Son nom de charge fixe vient du fait que les porteurs piégés qui la constituent ne communiquent pas avec le silicium.

- Les ions mobiles ( $Q_m$ ) sont principalement des ions alcalins ( $Na^+$ ,  $K^+$ ,  $H^+$ ...). La présence de ces charges est minimisée par des processus de fabrication de plus en plus stricts mais les risques de contamination existent toujours.

- Les charges piégées dans l'oxyde ( $Q_{ot}$ ) peuvent être positives ou négatives et sont dues au piégeage de trous et d'électrons dans le volume de l'oxyde. Ce type de piégeage est la conséquence d'une excitation extérieure (irradiation du composant). Comme pour la charge fixe d'oxyde, il ne peut y avoir d'échange avec le silicium.

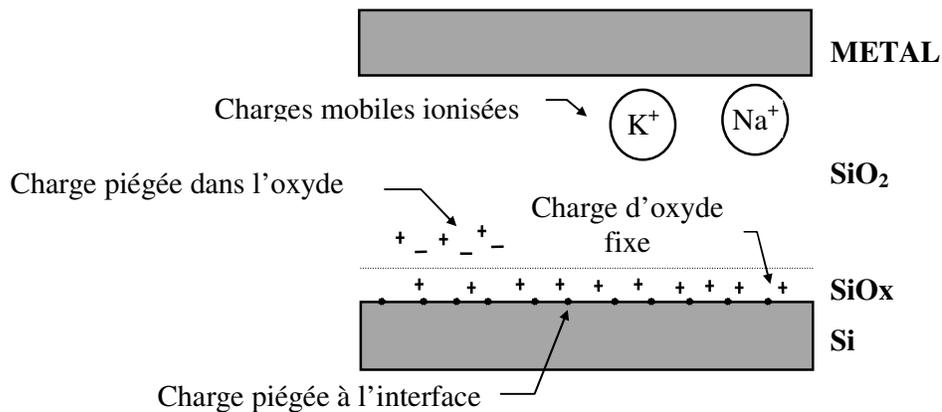


Figure 3: Classification IEEE-ECS d'après [DEAL80]

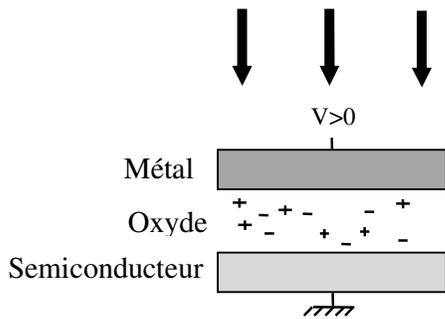
- La charge piégée à l'interface ( $Q_{it}$ ) peut également être positive ou négative. Localisée à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>, elle est en contact électrique avec le silicium contrairement aux charges piégées dans l'oxyde et à la charge fixe.

#### 1.1.4. Synthèse

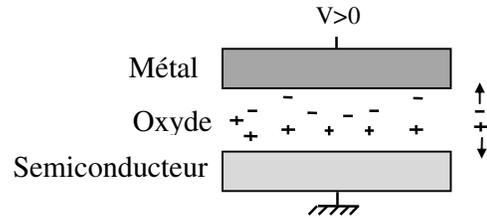
Les différents phénomènes physiques qui suivent l'irradiation et la création de charge dans les oxydes sont résumés dans la figure 4.

Lors d'une mission spatiale, la densité de porteurs créés par les rayonnements ionisants est de l'ordre de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Cette densité est négligeable par rapport à la densité de charges libres dans les métaux ( $10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ) et comparable aux densités de porteurs libres dans les semiconducteurs où, compte tenu des faibles débits de dose, il y aura recombinaison des porteurs créés. Par contre, dans l'oxyde, l'absence de porteurs libres ne permettra pas un retour rapide à l'équilibre par recombinaison.

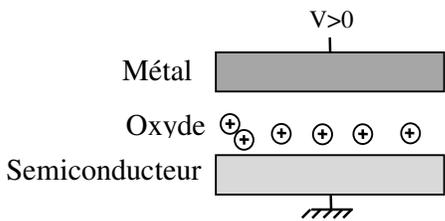
Les phénomènes de génération (Figure 4a) et de recombinaison initiales (Figure 4b) des paires électron - trou s'effectuent en quelques picosecondes. Les électrons qui ont une mobilité beaucoup plus importante que les trous ( $\mu_{\text{électrons}} = 1 \times 10^9 \mu_{\text{trous}}$ ), seront évacués vers les électrodes en quelques millisecondes ( Figure 4c). Les trous piégés transitent ensuite vers l'interface et dans le même temps, il y a piégeage de charges à l'interface Si - SiO<sub>2</sub>. Ces phénomènes s'effectueront dans des temps compris entre la seconde et plusieurs milliers de secondes (Figure 4d). Deux phénomènes fondamentaux vont permettre le dépiégeage des charges au sein de l'oxyde, la guérison par effet tunnel et la guérison par effet thermique auxquels devront être associés deux paramètres essentiels que sont le champ électrique et la température. Cette guérison s'effectuera dans des temps compris entre quelques secondes et plusieurs milliers d'heures (Figure 4e).



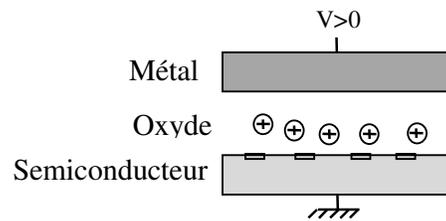
a) Temps  $t$  de l'ordre de la femtoseconde : création des paires électron trou.



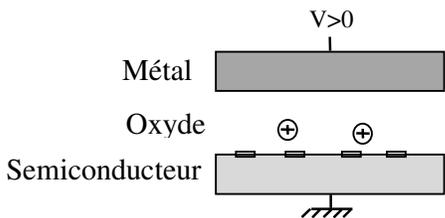
b) Temps  $t$  de l'ordre de la picoseconde : mouvement des porteurs sous l'action du champ électrique et recombinaison initiale d'une partie des charges créées.



c) Temps  $t$  de l'ordre de la milliseconde : piégeage des trous en volume et évacuation des électrons aux électrodes.



d) Temps  $t$  pouvant aller de la seconde à plusieurs milliers de seconde : transit des trous piégés vers l'interface et apparition d'états d'interface.



e) Temps  $t$  de quelques secondes à plusieurs milliers d'heures : guérison des trous piégés.

**Légende :**

- + Trou créé par l'irradiation
- Electron créé par l'irradiation
- ⊕ Trou piégé dans l'oxyde
- ≡ Etats d'interface

Figure 4: Effet des rayonnements ionisants sur une structure MOS [DAWE89].

### 1.1.5. Effet de la dose ionisante sur le transistor MOS

Dans le cas des transistors MOS, les rayonnements ionisants engendrent une dérive de la tension de seuil définie comme la valeur de la tension à appliquer, entre la grille et la source, pour obtenir un courant de drain non nul. Le passage de ce courant entre le drain et la source est rendu possible par la formation d'un canal d'inversion (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Dans le cas d'un transistor NMOS, le courant sera dû aux électrons, dans le cas d'un PMOS, le courant sera dû aux trous. C'est au moyen de cette tension de seuil que nous pourrions caractériser l'amplitude de la dégradation engendrée par le rayonnement.

Considérons uniquement la charge créée dans le volume de l'oxyde. Elle est positive et va donc attirer une charge image négative dans le substrat. Cette charge contribue à la diminution de la tension de seuil d'un NMOS puisqu'elle va faciliter la formation du canal N (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**) et à l'augmentation de celle d'un PMOS puisqu'elle va s'opposer à la formation du canal P (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Il sera donc plus difficile de faire passer un transistor à canal n de l'état passant à l'état bloqué et un transistor à canal p de l'état bloqué à l'état passant (Figure ).

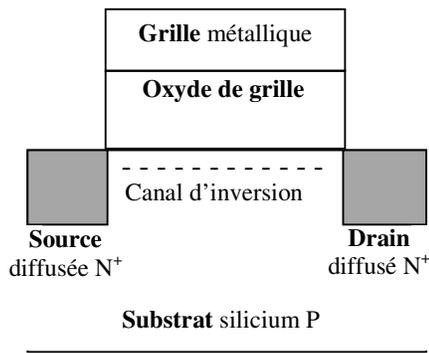


Figure 2 : Schéma de base d'un transistor MOS à canal N

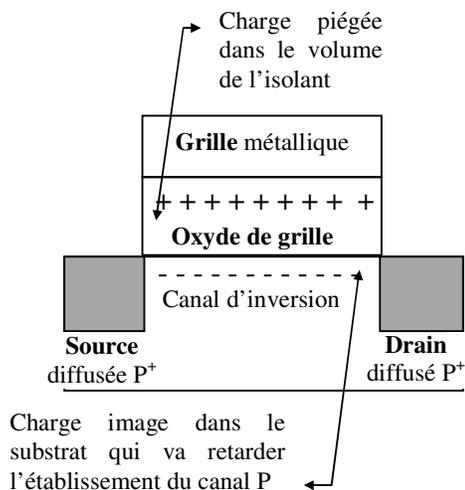


Figure 6 : Augmentation de la tension de seuil d'un transistor MOS à canal P par l'apparition d'une charge positive « fixe » dans l'oxyde de grille

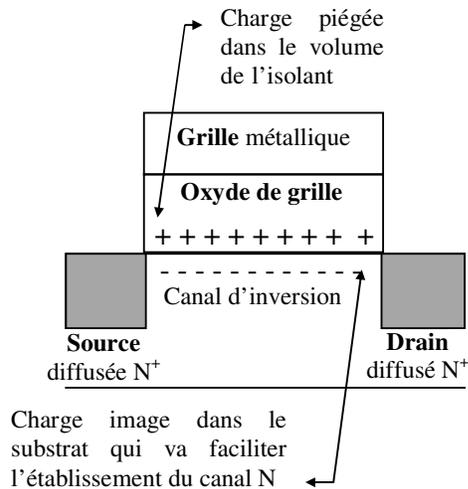


Figure 7 : Diminution de la tension de seuil d'un transistor MOS à canal N par l'apparition d'une charge positive « fixe » dans l'oxyde de grille

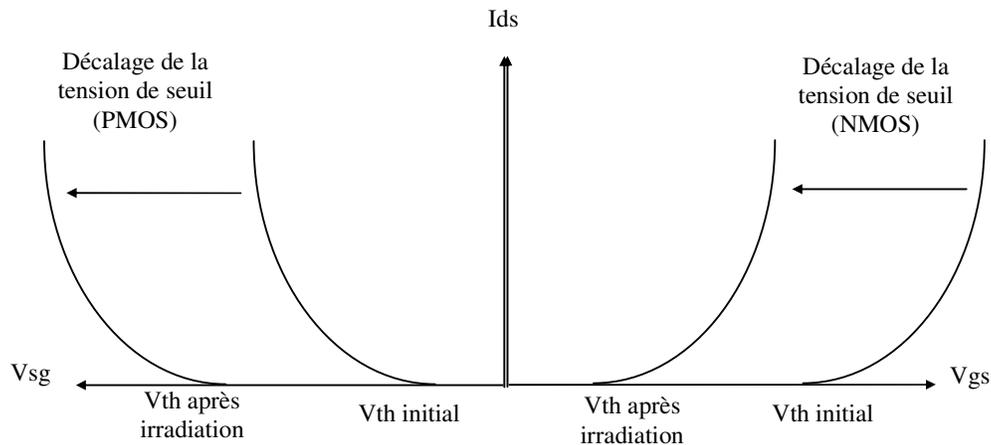


Figure 8: Représentation schématique du décalage de la tension de seuil dûe à la présence de charges positives qui facilitent la formation du canal de conduction.

Nous avons vu que parallèlement au piégeage de porteurs dans le volume de l'oxyde, une charge va être créée au niveau de l'interface silicium - oxyde de silicium. *Pour un PMOS la contribution des états d'interface est positive. Cette contribution vient donc s'ajouter à celle des charges déjà piégées dans l'oxyde et l'établissement du canal d'inversion sera encore plus difficile à obtenir. Par contre, pour un NMOS, les états d'interface sont chargés négativement, ce qui entraîne une guérison artificielle du composant.* En effet, ces charges piégées à l'interface vont compenser une partie des charges piégées dans le volume de l'oxyde, la charge image dans le substrat sera donc plus faible et la dérive de la tension de seuil sera donc moins importante. Dans certains cas, la guérison des pièges de l'oxyde combinée à une augmentation des états d'interface va faire passer la tension de seuil au-delà

de sa valeur pré-irradiation. Ce phénomène est appelé « *rebond* » et peut contribuer également aux défaillances du composant [SCHA84][WINO81] (Figure ).

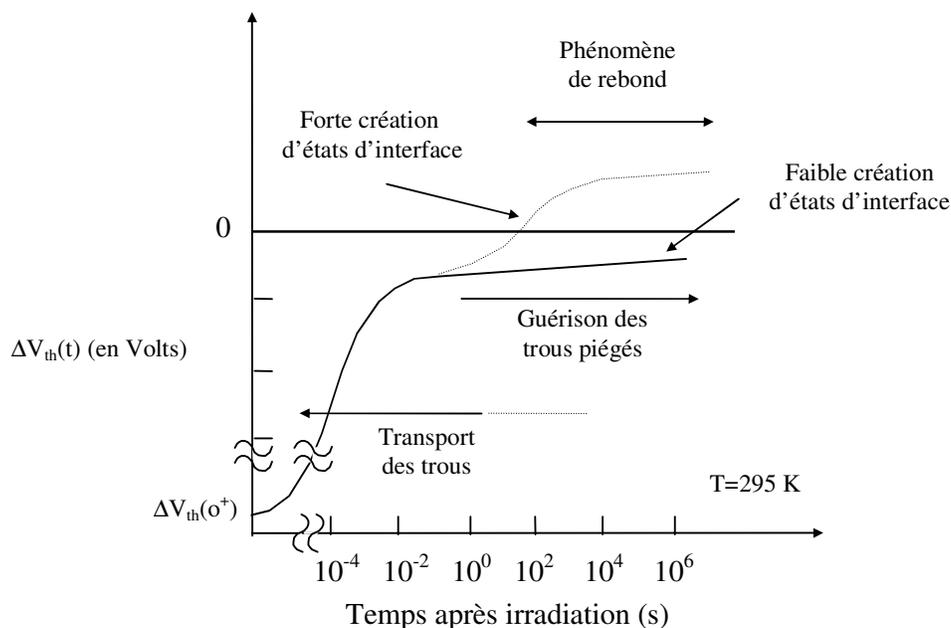


Figure 9: Processus de dégradation dans une structure MOS à la suite d'une irradiation d'après [WINO81].

### I.1.5.1. Le piégeage dans le volume de l'oxyde, influence de l'épaisseur d'oxyde sur la dégradation du composant.

Dans ce qui suit, nous allons plus particulièrement nous intéresser à la charge piégée dans le volume de l'oxyde pour obtenir quelques ordres de grandeur des dérives de la tension de seuil d'un transistor MOS en fonction de la dose reçue et de l'épaisseur d'oxyde.

En analysant la charge nette piégée dans l'isolant, deux cas extrêmes peuvent se présenter.

- Soit une neutralisation de la charge créée (soit au niveau des électrodes soit par recombinaison directe, soit par piégeage symétrique compensé). Dans ce cas, la dégradation de la tension de seuil du composant est nulle.

- Soit un blocage des charges au niveau des électrodes. La dégradation de la tension de seuil est alors maximale.

Dans le premier cas l'irradiation n'aura aucun effet, dans le second le potentiel électrique développé aux bornes de l'isolant sera maximum. Il existe bien sûr une multitude de cas intermédiaires qui correspondent à une séparation moins tranchée et à une

neutralisation partielle des charges créées par l'irradiation. Nous avons représenté schématiquement (Figure ) les trois distributions représentatives des cas de figures rencontrés.

$\Delta V_{ot} = 0$	$\Delta V_{ot}$	$\Delta V_{otm}$
		
(a)	(b)	(c)

Figure 10 : Représentation schématique des trois cas de répartition possible des charges piégées dans le volume.

a) Charge nette nulle:

Le premier correspond à une évacuation totale des charges ou à une neutralisation de ces dernières (chaque charge piégée ou libre d'un signe est associée localement à une charge d'un signe opposé).

b) Distribution quelconque:

Le second cas peut être décrit en résolvant l'équation de Poisson. Pour une répartition quelconque de la charge piégée de densité  $\rho(x, t)$  en  $x$  à l'instant  $t$ , il y aura apparition d'une tension induite  $\Delta V_{ot}$  pour un isolant d'épaisseur  $d$  égale à:

$$\Delta V_{ot} = \int_0^d \frac{\rho(x, t) x dx}{\epsilon} \quad (4)$$

En supposant que la répartition des charges est uniforme  $\rho(x, t) = \rho(t)$ . L'équation **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** donne:

$$\Delta V_{ot} = \frac{\rho(t) d^2}{2 \epsilon} = \frac{\rho(t) S d}{2} \frac{d}{\epsilon S} = \frac{Q_e}{C_{ox}} \quad (5)$$

où  $Q_e$  correspond à la charge équivalente qui, située aux limites de l'oxyde, produirait le même décalage en tension.

c) Charge aux limites de l'oxyde:

Le troisième cas est décrit en détail ci-dessous. La tension maximale, due aux charges piégées dans l'oxyde  $\Delta V_{otm}$ , qui peut se développer aux bornes de l'oxyde correspond à la

séparation des charges positives et négatives qui se retrouvent toutes sur les électrodes opposées.

$$\Delta V_{otm} = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot g \cdot D \cdot d^2 / \epsilon \quad (6)$$

$\epsilon$  est la constante diélectrique ( $\epsilon_r \epsilon_0$ ),  $d$  l'épaisseur d'oxyde,  $D$  la dose et  $g$  le taux de génération de paires électron-trou.

Pour le  $\text{SiO}_2$  avec  $\epsilon_r = 4$ ,  $\epsilon_0 = 3,5 \cdot 10^{-11} \text{ Fm}^{-1}$  et  $g = 7,63 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{Gy}^{-1}$ , la tension maximale  $\Delta V_{otm}$  (Volt) observée en fonction de l'épaisseur d'oxyde  $d(\mu\text{m})$  et de la dose  $D(\text{Gy})$  est donnée par l'expression suivante:

$$\Delta V_{otm} = 3,6 \cdot d^2 \cdot D \quad (7)$$

Quelques valeurs de  $\Delta V_{otm}/D$  obtenues à partir de cette expression sont reportées dans le (Tableau ).

Epaisseur d	1000 A	500 A	200 A
$\Delta V_{otm}/D$ (Volt/krad)	0,36	0,09	0,0144

*Tableau 1 : Calcul de la tension maximum pouvant être développée aux bornes du  $\text{SiO}_2$  en fonction de l'épaisseur d'oxyde, pour une dose de 1 Krad.*

Ce tableau est intéressant car il permet de calculer facilement les limites supérieures de la tension développée dans du  $\text{SiO}_2$  en fonction de la dose reçue, à température ambiante, pour diverses épaisseurs d'oxyde. Cette tension diminue comme le carré de l'épaisseur de l'oxyde.

Il est important de noter que ces épaisseurs d'oxyde sont importantes si on les compare aux épaisseurs d'oxyde de grille des technologies CMOS actuelles. Typiquement, pour un nœud technologique de 90 nm l'épaisseur de l'oxyde de grille est de l'ordre de quelques nanomètres. On pourrait dès lors penser que les effets de dose n'ont plus lieu sur ces technologies intégrées. C'est en partie vrai, puisqu'il n'y a plus de charge piégée au niveau de l'oxyde de grille mais il reste les oxydes d'isolation du composant qui sépare entre autre chaque cellule. Ces oxydes d'isolation sont épais et sont le centre de piègeages importants qui engendrent par exemple des fuites entre les différentes cellules d'une technologie CMOS (Fig. 11).

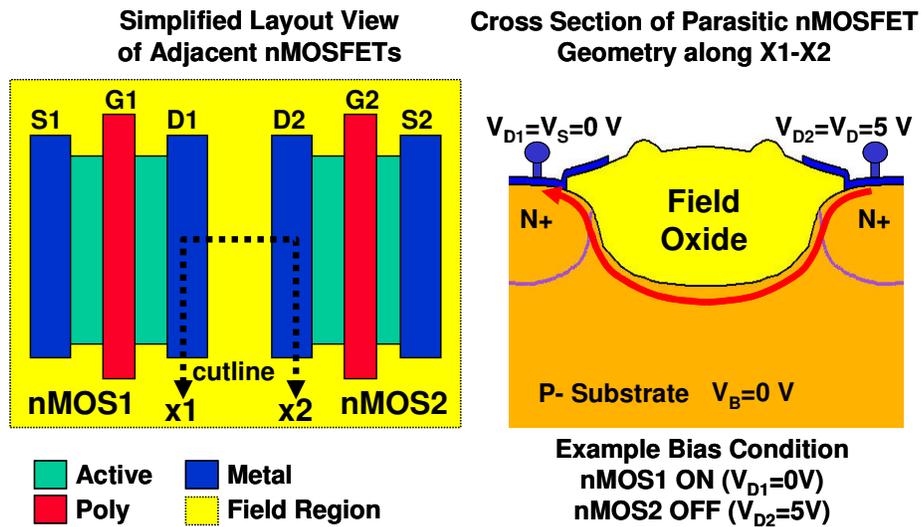


Figure 11 : Exemple de fuite engendrée par les oxydes d'isolation entre deux cellules nMOS.

1.1.6. Qualification de composants soumis à l'effet de dose en environnement spatial par les procédures de tests actuellement en vigueur.

Pour évaluer les composants aux effets de dose, nous disposons pour les MOS et les circuits dans lesquels les oxydes jouent un rôle important, de différentes normes dont la norme DOD, US MIL-STD-883D, METHOD 1019.7 [TM1019.7] qui est la plus souvent référencée.

### 1.1.6.1. La Norme MIL-STD-883 D, METHOD 1019.7

La méthode 1019.7 s'intègre dans les normes militaires du DOD (Department Of Defense) Américain, elle traite de tous les détails du test pour les MOS.

- 1) Elle doit couvrir les défaillances inhérentes aux états d'interface et aux charges piégées dans l'oxyde.
- 2) Elle doit s'appliquer aussi bien sur les circuits durcis que commerciaux.
- 3) Elle doit être « conservative » (on s'autorise à rejeter certains circuits qui fonctionneraient correctement, mais aucun circuit sujet à des défaillances ne doit pouvoir être accepté)
- 4) Elle doit être peu onéreuse, facile à mettre en œuvre et à interpréter

- 5) Enfin, elle doit être directement applicable aux circuits, aucune structure de test spéciale ne doit être requise. La méthode doit pouvoir être utilisée sans aucune connaissance préalable de la réponse radiative des circuits.

Ce type de méthode détruit le circuit testé car, même si le composant fonctionne encore, il est impossible de prendre en compte une nouvelle irradiation qui affectera de manière aléatoire le circuit déjà altéré par le test. En fait, la méthode de qualification repose sur un test de composants, issues d'une même technologie, d'un même lot, appuyé par des techniques statistiques qui estiment la probabilité de tenue des circuits testés dédiés à une mission. Pour réduire les coûts engendrés par ces qualifications, le gouvernement américain a instauré la mise en place de tests statistiques en amont de la production. La méthode 1019.7 fait partie de cette méthodologie QML (Qualification Manufacturer List) [WINO94], qui est à la base du développement de la stratégie durcissement aux USA. La démarche QML reporte au niveau du fondeur la gestion et la responsabilité du suivi qualité, en particulier au niveau de la tenue des composants aux radiations.

Les points essentiels de la méthode MIL 1019.7 en rapport avec l'irradiation et le vieillissement accéléré sont résumés ci-dessous.

- L'objectif est de proposer un cadre de test qui s'applique au durcissement en vue d'une utilisation des composants dans l'espace et pour les applications tactiques.
- Sauf cas particulier, la valeur du débit de dose devra être comprise entre 50 et 300 rad(Si)/s (0,5 et 3 Gy(Si)/s)) pour le  $^{60}\text{Co}$ .
- Le test se déroule en deux parties (Figure ).
  - ⇒ 1) Irradiation du composant à la dose spécifiée D, suivie par un test électrique.
  - ⇒ 2) Nouvelle irradiation à 0,5 D, suivie d'une mesure des paramètres électriques
  - ⇒ 3) Vieillissement accéléré (AA, accelerated Ageing) à 100 °C pendant 168 heures, puis mesure des paramètres électriques.

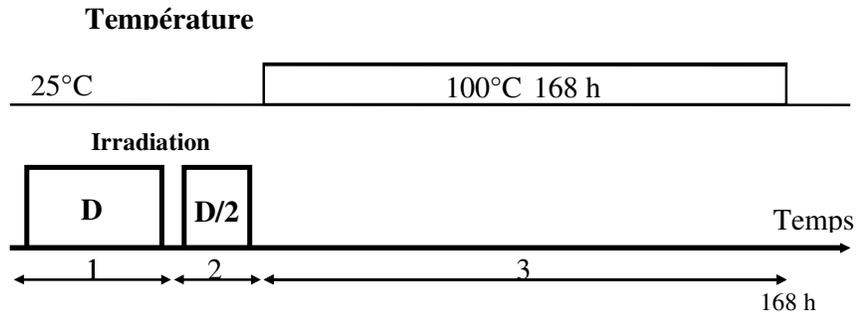


Figure 12: Schématisation de la norme MIL-STD-883 D, METHOD 1019.7

La première partie du test est adaptée au test de composants dont la défaillance est liée à des problèmes de charge piégée dans l'oxyde. Cette partie du test joue un rôle important pour le tri des MOS standard pour lesquels la dégradation est principalement due à une défaillance de l'isolant et que l'on souhaiterait utiliser dans des applications spatiales. La deuxième partie du test est adaptée au test de composants durcis dont la défaillance est attribuée à l'accumulation de charges piégées à l'interface. La contribution des états d'interface apparaît alors suite à la guérison thermique de la charge d'oxyde. Notons que du point de vue des concepteurs de la norme un composant retenu pour une application dans l'espace doit passer avec succès les deux parties du test (Winokur94).

## **I.2. Les effets de débit de dose ionisante : exemple du transistor Bipolaire**

### *I.2.1. Fonctionnement du transistor bipolaire.*

#### **I.2.1.1. Structure de base.**

Un transistor bipolaire peut être perçu comme l'association de deux jonctions PN tête bêche. Chacune de ces jonctions est obtenues par adjonction de deux couches de matériau semiconducteur de dopage opposé. Etant donné que la concentration intrinsèque du silicium est de seulement  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  (à température ambiante), ce qui lui confère de piètres qualités de conduction, le dopage va servir à introduire une certaine conductivité grâce à l'apport d'un plus grand nombre de porteurs. Nous parlons de jonction PN au silicium lorsque le semiconducteur utilisé est du silicium et que chacune des deux régions a suivi une implantation ou une diffusion, généralement réalisée avec du bore pour un dopage P et avec du phosphore pour un dopage N.

Les deux jonctions qui composent le transistor bipolaire ne sont pas indépendantes. La base doit être suffisamment fine pour permettre une interaction entre les deux jonctions, c'est ce que nous appelons l'effet transistor.

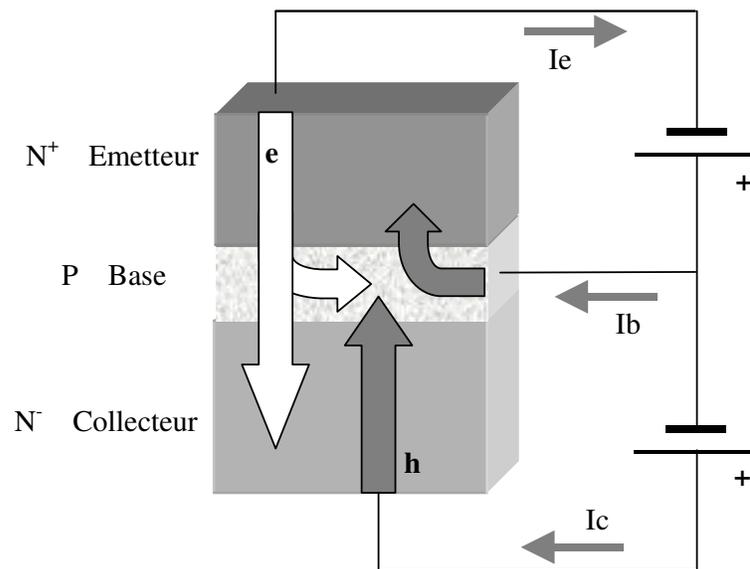
Le transistor bipolaire NPN est le type de transistor le plus couramment rencontré, il est composé de deux couches de semiconducteur N séparées par une fine couche de semiconducteur P. Le dopage typique de l'émetteur, généralement de l'ordre de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , est supérieur à celui de la base qui est de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Quant au collecteur, son dopage est en partie déterminé par les conditions sur la tension de claquage [SCH01]. La différence de dopage entre émetteur et base est nécessaire pour obtenir un gain en courant adéquat. Pour de faible valeur du dopage de la base, le gain en courant est plus fort.

Le second type rencontré est le transistor bipolaire PNP. En plus d'avoir des types de dopage opposés dans chaque couche, ce transistor à une structure physique différente du NPN. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude des différentes structures.

La Figure 3 donne une représentation d'un transistor bipolaire de type NPN. Chacune des trois régions : émetteur, base et collecteur peuvent être polarisée indépendamment. Pour une application typique, le flux de courant entre l'émetteur et le collecteur est contrôlé par le flux de courant à travers la base. Chacune des deux jonctions PN peut être polarisée en direct

ou en inverse. Le fonctionnement le plus courant, notamment pour l'amplification, est en « mode normal » où la jonction base-émetteur est polarisée en direct et la jonction base-collecteur en inverse (Figure 3). Pour un transistor NPN, cela signifie que la base sera plus positive que l'émetteur et que le collecteur sera plus positif que la base

Si nous nous intéressons au comportement du transistor bipolaire lors d'une exposition à des rayonnements ionisants, c'est la région de la base proche de la jonction base-émetteur qui va attirer notre attention. La zone de déplétion associée à cette jonction est particulièrement sensible aux défauts induits par radiation car la recombinaison y est importante. Dans les composants actuels, cette région de déplétion chevauche l'interface Si/SiO<sub>2</sub>, zone où les effets induits par la dose sont les plus significatifs



*Figure 3 : Représentation schématique et polarisation du transistor bipolaire en mode normal et sens du flux des charges (e pour électron et h pour trou).*

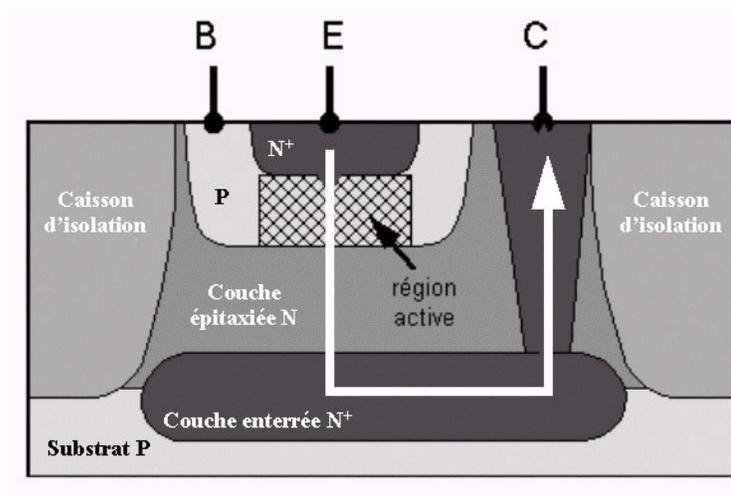
### **I.2.1.2. Les différentes structures de transistors bipolaires.**

Trois structures différentes de transistors bipolaires PNP existent : vertical, latéral et substrat. Elles permettent d'obtenir des caractéristiques spécifiques à telle ou telle application. Les transistors PNP latéraux et substrats sont utilisés comme charge active ou comme source de courant dans les amplificateurs opérationnels, les régulateurs de tension, les comparateurs, les convertisseurs A/N ainsi que dans de nombreux circuits intégrés analogique. Ces

structures se différencient par la direction du flux du courant à travers le composant. Par contre, pour le transistor bipolaire NPN, seule la structure verticale est utilisée.

### Le transistor vertical NPN et PNP.

Le transistor bipolaire le plus rencontré est le NPN. Une coupe schématique de ce transistor est donnée Figure . La région 'active' (zone hachurée) correspond à la zone de la base directement concernée par l'injection de porteurs. Cette partie de la base est souvent nommée 'base intrinsèque'. Le processus de fabrication d'une telle structure commence par l'ajout d'une couche enterrée  $N^+$ , qui servira de collecteur, sur un substrat de silicium dopé P. Une couche épitaxiée N est ensuite déposée. Pour entourer la zone active du composant, c'est à dire pour isoler les transistors bipolaires les uns des autres, des caissons d'isolation sont réalisés par diffusion profonde P. La base est ensuite formée par diffusion ou implantation P dans la couche épitaxiée N. Et la région émetteur est formée par diffusion ou implantation N dans la base. Les contacts sont généralement réalisés en aluminium.



*Figure 2 : coupe schématique d'un transistor bipolaire NPN intégré. La flèche blanche indique le sens des porteurs pour un fonctionnement en mode direct.*

La Figure est une coupe, un peu plus complète, d'un transistor bipolaire NPN. L'oxyde de passivation à l'aplomb des jonctions base-émetteur et base-collecteur est représenté ainsi que les contacts correspondant aux trois régions. L'ellipse indique la région la plus sensible aux rayonnements ionisants. Lors d'une irradiation, des charges vont se piéger dans l'oxyde de passivation. Ces charges vont affecter le fonctionnement du transistor bipolaire surtout au niveau de la zone de déplétion base-émetteur située sous l'oxyde. Nous étudierons plus en détails les phénomènes qui interviennent dans la suite de ce travail.

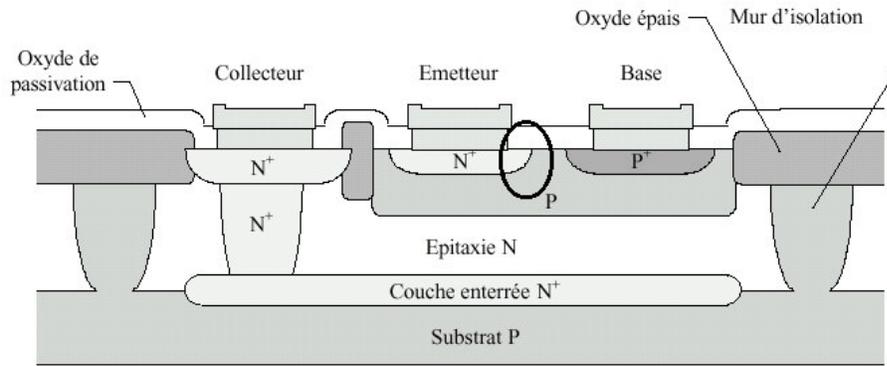


Figure 3 : Coupe schématique d'un transistor bipolaire NPN. L'ellipse indique la zone la plus sensible aux rayonnements ionisants.

Les transistors NPN les plus courants ont une structure verticale (Figure ). Le flux de courant, qui part de l'émetteur pour rejoindre le collecteur, traverse verticalement cette structure du fait du fort dopage de la couche enterrée par rapport à la zone épitaxiée.

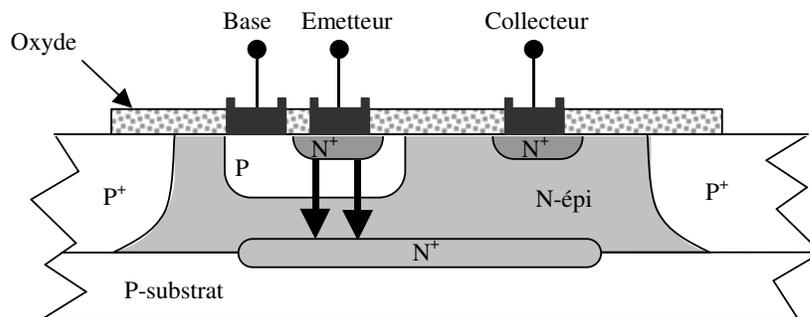


Figure 4 : Représentation d'un transistor NPN à structure verticale.

Nous pouvons également rencontrer des transistors PNP verticaux. La structure est identique à celle que nous venons de détailler pour le transistor NPN.

### Le transistor latéral PNP.

Les transistors bipolaires PNP latéraux ont un flux de courant entre émetteur et collecteur qui est latéral (Figure ). Typiquement, près de 95 à 97% de courant circule dans ce sens [EMI96]. Cela s'explique par la présence d'une couche enterrée dont l'objectif est d'empêcher un flux de courant vertical, contrairement aux structures verticales. Dans cette structure, l'émetteur et le collecteur se situent à la surface du silicium, juste au-dessous des oxydes de passivation. Le flux de courant va alors être fortement affecté par les charges induites par irradiation.

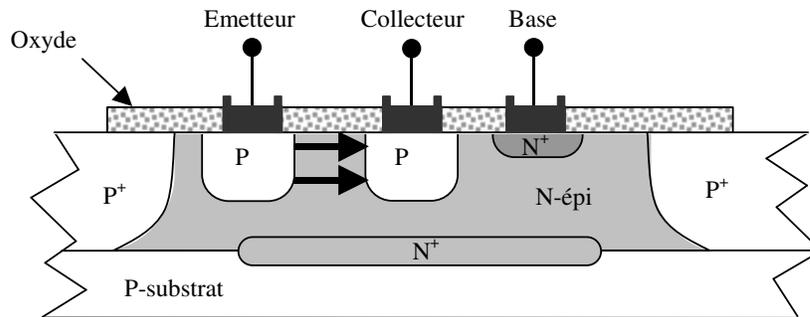


Figure 5 : Représentation d'un transistor PNP à structure latérale.

### Le transistor substrat PNP.

Les derniers transistors PNP rencontrés sont les transistors substrat (Figure ). Nous les nommons ainsi car le substrat sert directement de collecteur. Le flux de courant y est majoritairement vertical, de l'émetteur, en surface, vers le substrat. Dans les circuits intégrés, la séparation des transistors se fait par diffusion profonde. Or, les dopages de cette zone de séparation et du substrat sont du même type ce qui induit un courant latéral entre l'émetteur et les caissons d'isolation. Ce courant latéral est généralement faible dans ces structures (de l'ordre de 20%) face au courant vertical [EMI96].

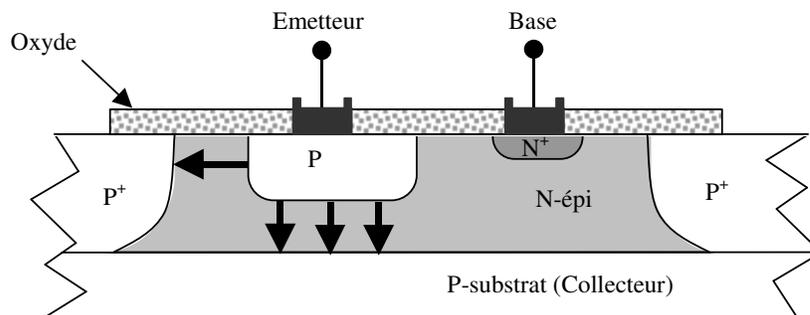


Figure 6 : Représentation d'un transistor PNP substrat.

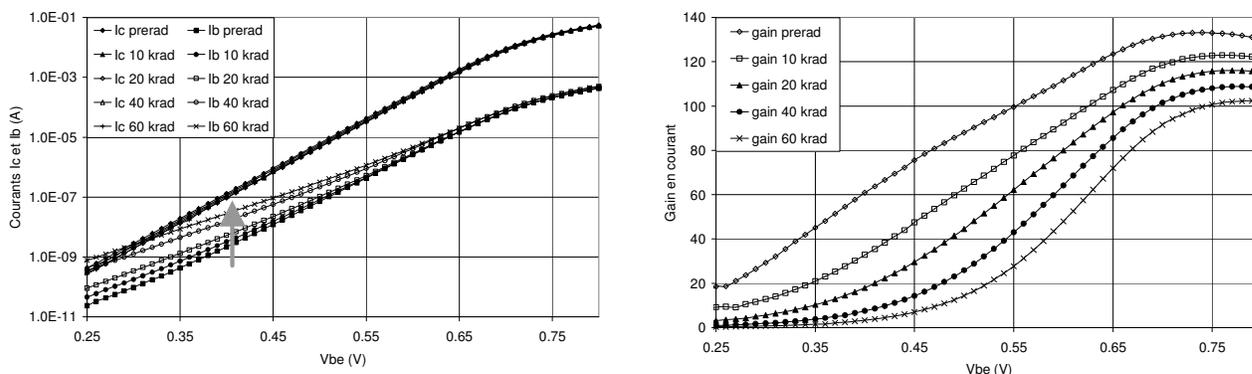
Il apparaît alors que les composants les plus sensibles aux rayonnements ionisants seront ceux à structures latérales. En effet, pour ces composants, le flux de courant se situe juste sous l'oxyde de passivation. Du fait de la présence d'une composante latérale du courant, les structures substrat seront, pour leur part, plus sensibles que les structures verticales.

#### 1.2.2. Effets de dose sur le transistor bipolaire.

Il a été montré qu'un rayonnement ionisant induisait une augmentation du courant de base causée par l'accroissement de la recombinaison. Cet accroissement est principalement

due à deux phénomènes distincts : l'expansion de la région de déplétion associée à la jonction base-émetteur à cause du piégeage de charges dans l'oxyde et l'augmentation de la vitesse de recombinaison en surface, induit par la création d'états d'interface [HAR78].

La **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** montre l'évolution des courants de base et collecteur ainsi que du gain pour un transistor NPN 2N2222 irradié à différentes doses cumulées.



*Figure 7 : Evolution des courbes Forward Gummel,  $I_c$  et  $I_b$  en fonction de  $V_{be}$ , (à gauche) et du gain en courant (à droite) pour un transistor bipolaire vertical 2N2222STM0001 irradié à différentes doses cumulées (de 10 à 60 krad). L'irradiation est effectuée grâce avec une source cobalt 60 à un débit de 7.4 rad/s à température ambiante. Quelle que soit la dose, le courant collecteur ne varie pas. Par contre le courant de base augmente avec la dose (flèche). Cela se traduit par une diminution du gain en courant qui est ici jusqu'à cinq fois inférieure à sa valeur prerad pour une dose de 60 krad.*

Le courant collecteur est insensible à la dose pour des doses raisonnables (inférieures à 200 krad) aussi bien pour les transistors NPN [NOW93, KOS95] que pour les transistors PNP [WIT96]. Par contre, le courant de base qui est bien inférieur au courant collecteur, est très sensible à la dose, notamment aux faibles niveaux d'injection. Par ailleurs, au début des années quatre-vingt-dix, des structures bipolaires ont montré une sensibilité plus importante à faible débit de dose qu'à fort débit. Cet effet d'augmentation de la dégradation avec la diminution du débit de dose est appelé ELDRS (Enhanced low Dose Rate Sensitivity) [ENL91]. Cette découverte a un impact très important pour les systèmes spatiaux étant donné que les méthodes de tests généralement utilisées en laboratoire spécifient des irradiations à des débits de doses plus important que ceux rencontrés lors d'une mission. Ceci induit une

sous-estimation de la dégradation qui ne peut pas être tolérée lors de la qualification des composants [SCH01]. Un exemple de ce phénomène est illustré sur la **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**. Cette figure représente le gain normalisé en courant d'un transistor bipolaire PNP en fonction du débit de dose. Le gain normalisé en courant est plus faible pour les composants irradiés à des débits de doses proches de ceux rencontrés lors d'une mission.

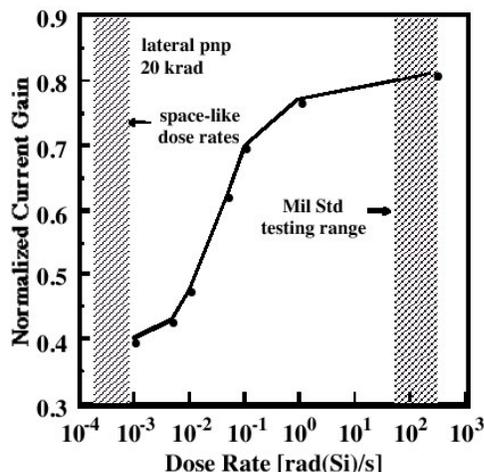


Figure 8 : Gain en courant normalisé en fonction du débit de dose pour un transistor bipolaire latéral PNP irradié à une dose de 20 krad (by S. Witczak in [SCH01]). Les deux zones hachurées représentent d'une part la plage de débits de dose rencontrés en environnement spatial et d'autre part la plage de débits de dose préconisé par la méthode de test TM1019.4 qui depuis, a été mise à jour [TM1019.7].

Dans le but de mieux comprendre le fonctionnement du transistor bipolaire sous rayonnements ionisants, nous commencerons par étudier quels vont être les effets induits par la dose sur le composant. Nous montrerons comment les phénomènes de recombinaison vont induire une augmentation du courant de base. Lors de cette étude, nous distinguerons les mécanismes qui interviennent sur les deux types de transistors bipolaires : le NPN et le PNP. Dans un second temps, nous présenterons quels sont les effets des faibles débits de dose sur les structures bipolaires.

### I.2.2.1. Excès du courant de base.

Quand un transistor bipolaire est exposé à un rayonnement ionisant, le premier effet est une augmentation du courant de base résultant de l'accroissement de la recombinaison dans la région de déplétion de la jonction base-émetteur et dans la région neutre de la base. L'amplitude de l'augmentation du courant de base par rapport à sa valeur pré-irradiation est

appelée l'excès du courant de base. C'est cette valeur qui nous servira de paramètre pour étudier la dégradation des caractéristiques électriques des structures bipolaires.

### **I.2.2.2. Mécanismes suivant le type et la structure de transistor bipolaire.**

Le fait que la charge nette piégée dans l'oxyde soit positive, va impliquer des mécanismes de dégradation différents suivant le type de transistors bipolaires étudiés. Dans le cas d'un transistor NPN en fonctionnement normal, des électrons sont injectés de l'émetteur vers le collecteur. Dans la base, les électrons seront les porteurs minoritaires. Pour un transistor PNP, l'injection concerne des trous qui seront les porteurs minoritaires dans la base.

D'autre part, nous avons déjà mentionné que la structure d'un transistor NPN était verticale. Le flux de courant, de l'émetteur vers le collecteur, est donc vertical et semble peu influencé par les défauts créés dans l'oxyde ou à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. Par contre, un transistor PNP peut avoir un flux de courant latéral, dans le cas d'une structure latérale. Les porteurs injectés pourront subir, tout au long du trajet entre émetteur et collecteur, des interactions avec les défauts induits par irradiation.

#### **Le transistor NPN.**

Lorsque le transistor bipolaire NPN est exposé à un rayonnement ionisant, le courant de base augmente alors que le courant collecteur reste pratiquement inchangé. L'excès du courant de base est le résultat de l'augmentation de la recombinaison dans la zone de déplétion base-émetteur [HART78, NOW91], surtout dans la région peu dopée de la base [KOS93]. Le courant de recombinaison s'accroît à cause de deux effets interdépendants (Figure) :

- Augmentation de la vitesse de recombinaison en surface à cause des pièges à l'interface Si/SiO<sub>2</sub>. L'augmentation de la vitesse de recombinaison en surface est proportionnelle à la densité de centres recombinants à l'interface Si/SiO<sub>2</sub> qui recouvrent la jonction base-émetteur
- Expansion de la région de déplétion base émetteur dans la base de type P due, principalement, aux charges piégées dans l'oxyde. La charge nette piégée dans l'oxyde ( $N_{ox}$ ) est positive, la région de déplétion va donc s'étendre du côté dopé P de la jonction base-émetteur. Pour un transistor NPN, la surface relativement peu dopée de la base va

devenir déplétée. Une telle zone va favoriser la recombinaison car le taux de recombinaison est maximum lorsque les populations en électrons et en trous sont égales.

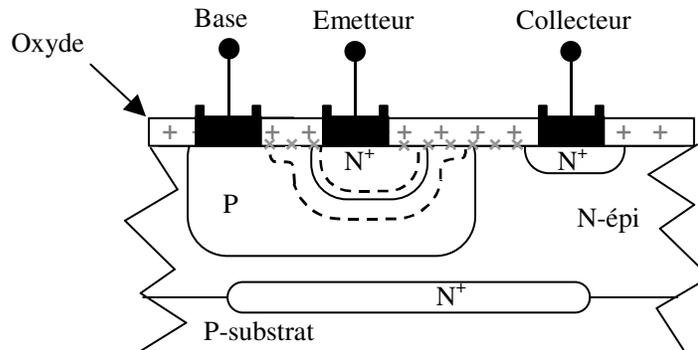


Figure 9 : Illustration de la charge piégée dans l'oxyde et des pièges à l'interface pour un transistor bipolaire NPN. Les traits en pointillés délimitent la zone de charge d'espace.

### Le transistor PNP.

Pour le transistor bipolaire PNP, la dose déposée va également induire une augmentation du courant de base [SCHM95, WIT96]. La création d'état d'interface et la charge piégée dans l'oxyde vont se traduire par quatre mécanismes de dégradations [SCHM95] : déplétion de l'émetteur de type P, recombinaison à la surface de la base, injection d'électron dans l'émetteur et déplétion de trous en surface.

- Le premier mécanisme de dégradation, la déplétion de l'émetteur est illustré Figure .

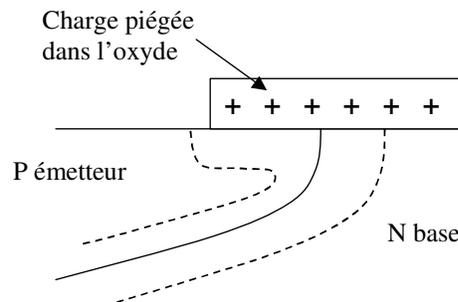
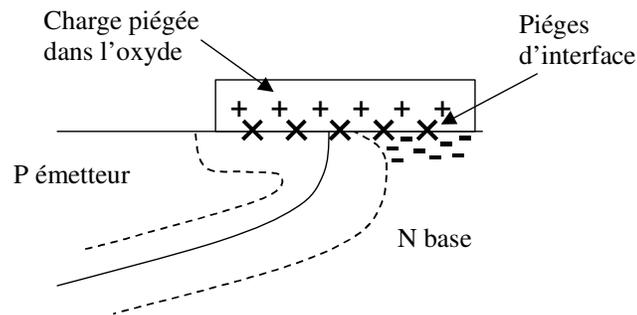


Figure 10 : Illustration de l'expansion de la zone de déplétion dans l'émetteur d'un transistor PNP à cause de la charge piégée dans l'oxyde.

Sous une exposition à un rayonnement ionisant, une charge positive s'accumule dans l'oxyde, ayant pour résultat une expansion de la zone de déplétion de l'émetteur, le long de la surface. La recombinaison augmente alors dans cette zone et accroît le courant de base (comme pour la base d'un transistor NPN).

- Le deuxième mécanisme de dégradation que nous considérons est l'augmentation de la recombinaison en surface de la base. Dans ce cas, les pièges d'interface vont permettre l'augmentation de la vitesse de recombinaison en surface et par conséquent une augmentation du courant de base. Cependant, il faut aussi considérer que la charge piégée dans l'oxyde réduit la taille de la zone déplétée en surface de la base (Figure ), phénomène qui conduit à la diminution du taux de recombinaison en surface. Au total, en surface de la base, il y a donc un effet compétitif entre l'augmentation de la vitesse de recombinaison en surface due aux pièges d'interface et la diminution de la recombinaison causée par le déséquilibre entre les porteurs.



*Figure 11 : Illustration de l'effet de la charge piégée dans l'oxyde et des pièges d'interface sur la jonction base-émetteur d'un transistor bipolaire PNP.*

- Le troisième mécanisme est l'augmentation de l'injection d'électrons dans l'émetteur. La charge positive piégée dans l'oxyde qui s'accumule à la surface de la base tend à transformer la jonction base-émetteur  $P^+N$  en jonction  $P^+N^+$ . Lorsque la jonction est polarisée en direct, les trous migrent de l'émetteur de type P vers la base de type N et les électrons migrent de la base vers l'émetteur. Le courant de base peut ainsi s'accroître.
- Le dernier mécanisme de dégradation dont nous allons discuter est relatif au parcours suivi par les trous injectés dans la base. Au fur et à mesure que la charge nette positive s'accumule dans l'oxyde, les trous injectés sont repoussés de la surface vers le volume de la base. Les trous ont un parcours plus en profondeur suivant le type de structure, la base peut apparaître comme plus longue. Les trous injectés ont alors une probabilité de recombinaison plus importante dans la base, avant de rejoindre le collecteur. Par ailleurs, le taux de recombinaison augmente à cause du transport des trous à travers la couche enterrée  $N^+$ . La durée de vie des trous diminue étant donné que les porteurs sont injectés dans une zone plus fortement dopée. Le résultat de ces phénomènes est, encore une fois, l'augmentation du courant de base.

### 1.2.3. Effets du débit de dose sur les structures bipolaires.

Dans un cas idéal, les dégradations dues aux effets de dose ne devraient pas faire intervenir la vitesse à laquelle l'énergie est déposée, mais, certains circuits bipolaires montrent une dépendance temporelle. Ce phénomène mis en évidence par Enlow en 1991 [ENL91] est désigné sous le nom de 'Enhanced Low Dose Rate Sensitivity' (ELDRS). Cette sensibilité accrue au débit de dose est fortement dépendante de la technologie.

L'augmentation de la dégradation à faibles débits de dose est généralement observée dans des oxydes de mauvaise qualité, irradiés sous un faible champ électrique. Les oxydes d'isolation qui recouvrent la base d'un transistor bipolaire répondent fréquemment à ces conditions car ils sont épais, ne peuvent pas avoir d'électrode sur l'oxyde et ont sûrement servis de masque lors des différentes phases de fabrication du composant.

#### 1.2.3.1. Les normes mises en défaut.

La principale conséquence de l'ELDRS est une augmentation significative de la dégradation à faible débit de dose.

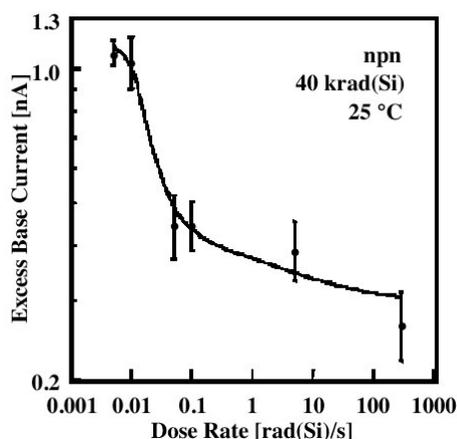


Figure 12 : Excès du courant de base en fonction du débit de dose pour un transistor bipolaire NPN irradié à une dose de 40 krad à  $V_{be}=0,6$  (d'après [WIT96]).

Un tel phénomène a aussi bien été observé sur des transistors bipolaires de type NPN que de type PNP. Un exemple est donné Figure . Sur cette figure, l'augmentation de la dégradation à faible débit de dose est clairement mis en évidence.

Si nous suivons les recommandations de la norme MIL-STD TM1019.7, la gamme de débit de dose employée lors du test de composants électroniques au sol est de 50 à 300 rad/s. Des débits de doses aussi élevés sont utilisés afin d'accomplir les tests dans des délais les plus

courts possible<sup>4</sup>. Le problème est que ces débits de dose sont à plusieurs décades de ceux présents lors d'une mission spatiale. En utilisant les débits de dose normalement utilisés au sol, la dégradation réelle du composant au cours de la mission sera largement sous estimée.

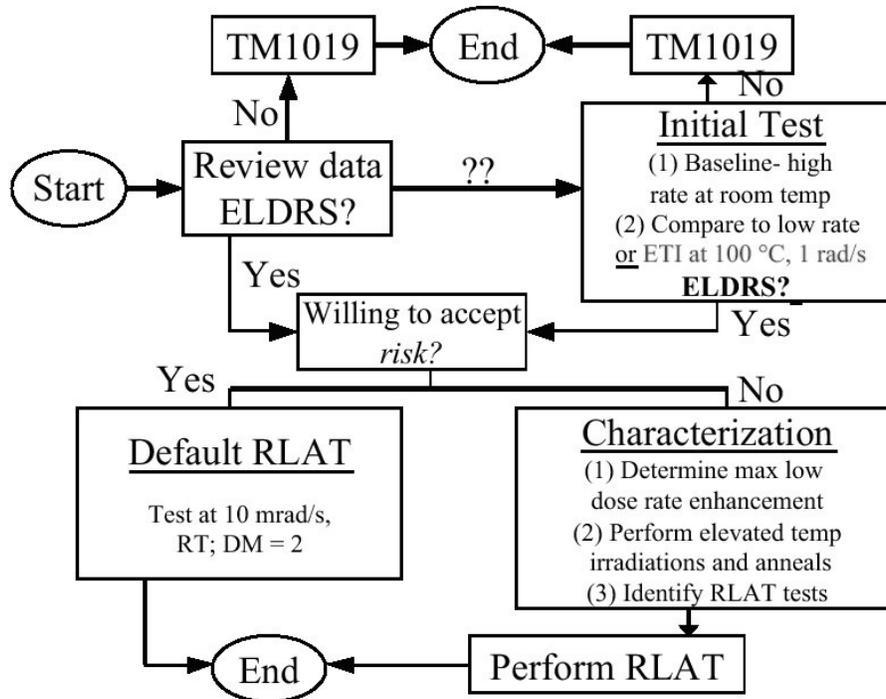


Figure 13 : Organigramme de la procédure de test proposée pour les composants bipolaires qui présentent un effet de débit de dose [Pea97].

Pour remédier à ce problème, la procédure MIL-STD 883E 1019.7 (Figure 13) prévoit une partie spécifiquement consacrée aux technologies bipolaires dont la première étape consiste à identifier les composants sensibles à l'effet de débit de dose. Pour cela, une irradiation fort débit de dose à température ambiante est réalisée, et sert de référence. Cette référence est comparée à une irradiation faible débit de dose ou à une irradiation à température élevée. Si une dégradation plus importante que celle obtenue avec la référence est observée, le composant est alors déclaré sensible à l'ELDRS. Dans ce cas, si le composant est bien soumis à un effet de débit de dose, il est nécessaire de décider si le risque associé à l'utilisation du composant est acceptable. Le comportement le plus sûr est évidemment de rejeter le composant sensible et de revoir la conception du système en utilisant un composant ne présentant pas d'effet de débit de dose. Mais cette solution n'est pas toujours réalisable. Il est

<sup>4</sup> Généralement une période inférieure à un mois.

alors nécessaire de conserver le composant en estimant la dégradation à faible débit de dose. Pour cela, trois approches sont possibles :

- la première consiste à irradier le composant à un débit de dose de 0,01 rad/s et d'appliquer un facteur correctif de deux.
- la seconde consiste à caractériser le composant en utilisant une irradiation à fort débit de dose en température.
- En dernier recours, la norme spécifie l'utilisation du débit de dose mission pour irradier le composant à la dose mission.

Un organigramme de la procédure utilisée est présenté sur la Figure .

Actuellement, ces méthodes ne prennent pas en compte convenablement le problème de l'effet de débit de dose et ne proposent aucune solution technique réellement satisfaisante pour qualifier les composants bipolaires dans des temps acceptables. Les seules solutions proposées sont l'utilisation de facteurs correctifs ou d'irradiations en température, solutions qui se révèlent inadaptées. D'ailleurs les normes de test avouent elles-mêmes leur limite, puisqu'elles proposent afin d'obtenir une évaluation du composant la plus fiable possible de procéder à une irradiation au débit mission à la dose mission ! Bien sûr, vu la durée de la plupart des missions spatiales (entre 5 et 20 ans) cela est tout simplement inconcevable.

Des travaux sont actuellement en cours pour définir de manière scientifique les processus physiques mis en jeu lors de l'ELDRS de manière à ensuite proposer des méthodologies d'évaluation des technologies bipolaires.

Il est également important de noter que les études les plus récentes menées sur le sujet ont montré que deux conditions devaient être réalisées pour qu'un oxyde soit sensible à l'effet de débit de dose. Il faut que l'oxyde soit de mauvaise qualité et présente donc de nombreux centre de recombinaison et que le champ appliqué sur cet oxyde soit faible [BOCH06]. Ceci signifie que ces effets de débit de dose pourraient apparaître sur des technologies MOS au niveau des oxydes d'isolation.

## I.3. Effets des déplacements Atomiques

### I.3.1. Définition du PKA : primary knocked-on atom

Lorsqu'une particule rentre en collision avec un atome du réseau, si elle lui transmet une énergie suffisante, elle expulse ce dernier de son site. L'atome de recul est alors appelé le PKA (*primary knocked-on atom*). Un atome éjecté hors de son site possède une certaine énergie, et il peut à son tour engendrer d'autres collisions. Une collision peut donc produire une cascade de déplacements.

### I.3.2. Energie seuil de création de défauts

L'énergie au delà de laquelle un atome est déplacé de sa position d'équilibre dans le réseau cristallin est appelée l'énergie seuil de déplacement. Il s'agit de l'énergie cinétique minimale  $E_d$  que doit acquérir l'atome pour pouvoir effectuer ce déplacement. Dans la suite de l'exposé nous prendrons en compte les valeurs suivantes pour l'énergie seuil de déplacements  $E_d$  25 eV pour le Silicium, 18 eV pour le composé GaAs et 27.5 eV pour le Germanium.

### I.3.3. Les Défauts de Déplacement dans le Réseau Cristallin

Après une irradiation protonique, deux types de dégradation sont à prendre en compte : l'effet de dose et l'effet de déplacement. Dans le réseau cristallin nous pouvons observer des défauts dus au déplacement d'atomes. Ces défauts peuvent être classés en deux catégories : des lacunes qui sont de simples manques d'atomes dans le réseau, et des sites interstitiels atomes en position ``anormale``.

#### I.3.3.1. Arrangement spatial des défauts

Les déplacements atomiques dus au mouvement de l'atome primaire se regroupent en grappe le long du parcours de l'atome de recul. La dimension et la densité de ces ensembles caractérisent la structure du défaut. En fonction de l'énergie de recul du PKA les défauts s'organisent de trois façons dans la matière [LAF69]

- Défaut ponctuel caractérisé par une zone perturbée de diamètre inférieur à  $30 \text{ \AA}$
- Amas de diamètre  $> 30 \text{ \AA}$  de grande densité : 100 fois supérieure à celle des porteurs majoritaires  $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

- Gros défauts dilués « clusters » : zone de défauts de grande dimension  $\approx 1000 \text{ \AA}$  mais de faible densité.

L'activité électrique du défaut dépend de sa conformation dans la matière.

### **I.3.3.2. Classification des Différents Types de Défauts**

Ces complexes lacune-dopant constituent des états de piège dans la matière. Le modèle de LCAO (Combinaison Linéaire des Orbitales Atomiques) a montré que chaque type de défauts (au niveau moléculaire) se trouve dans une configuration électronique propre à son état énergétique. De ce point de vue ils introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite du semi-conducteur qui vont venir perturber le fonctionnement des composants électroniques. Les défauts peuvent être classés selon deux critères: leurs arrangements spatiaux et leurs niveaux d'énergie.

Pour les niveaux d'énergie introduits dans la bande interdite on distingue deux catégories de défauts :

- les centres à niveaux énergétiques superficiels, ils sont proches de la bande de valence ou de conduction.

- les centres à niveaux profonds, proches du milieu du GAP.

L'identification des défauts dans le semi-conducteur reste assez difficile et les résultats sont souvent controversés néanmoins on retrouve essentiellement trois types de complexes :

- Le centre A

- Le centre E

- La bilacune

sous forme de défaut ponctuel, amas ou de gros défauts dilués.

#### **Le Centre A**

Il s'agit de l'association de la lacune du réseau de silicium avec un atome d'oxygène. Elle est notée **V-O**, le centre A introduit deux niveaux d'énergie dans la bande interdite 0.16 et 0.18 eV, il peut capturer un électron ou être vide (-/0).

#### **Le Centre E**

C'est également un piège à électrons symbolisé par **P-V** (-/0), il s'agit d'un complexe lacune - Phosphore, son niveau de piège est localisé à -0.4 eV de la bande de conduction, c'est un piège profond.

## La Bilacune

Comme son nom l'indique il s'agit de deux lacunes côte à côte. A ce défaut sont attribués trois niveaux électroniques dans la bande interdite : deux sont des pièges à électrons 0.23 et 0.42eV (au dessous de la bande de conduction) et le troisième est un piège à trous 0.42eV au dessus de la bande de valence. Les mesures de DLTS montrent que les bilacunes sont les défauts prépondérants après irradiation dans le Silicium. Le niveau d'énergie à 0.42 eV se révèle avec une forte concentration [DES92].

### 1.3.4. De Nouveaux Mécanismes Dans le Semiconducteur induit par les défauts de déplacements

La présence de ces centres de piégeage entraîne certains mécanismes physiques à l'origine de la dégradation des caractéristiques électriques des composants. Les paramètres principalement touchés sont la durée de vie et la mobilité des porteurs. Les effets fondamentaux qui peuvent être observés sont (Figure 1) :

- le piégeage de porteurs
- la génération thermique de paire électrons trous
- la recombinaison des paires électrons trous
- la compensation du dopant
- l'effet tunnel

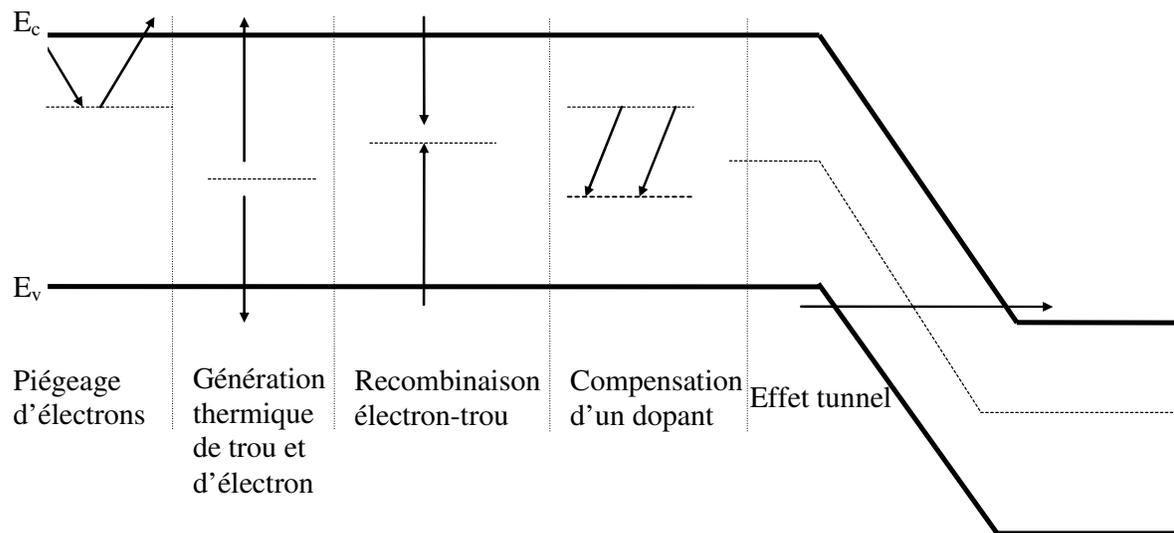


Figure 4 : Mécanismes physiques dans le semi-conducteur modifiant les propriétés électriques [HOP97]

- Le piégeage des porteurs

D'après l'étude des centres E, A et bilacunes la présence de niveaux d'énergie dans la bande interdite induit le piégeage de porteurs. Le porteur (électron ou trou) est temporairement capturé puis libéré ce qui entraîne dans le semi-conducteur :

- la réduction de la concentration en porteurs
- la réduction de la mobilité des porteurs

- La génération thermique de paire électrons trous

Elle peut se produire suivant deux processus : il y a une émission spontanée d'un électron libre vers la bande de conduction et d'un trou vers la bande de valence ou il y a émission d'un électron de la bande de valence vers le niveau du défaut suivie de sa réémission vers la bande de conduction.

- La recombinaison des paires électrons trous

Un électron est capturé sur un niveau piège et se recombine avec un trou provenant de la bande de valence. Ce processus de recombinaison entraîne la réduction de la durée de vie des porteurs.

- Compensation du dopant

Soit un semi-conducteur dopé p (un niveau accepteur dans la bande interdite), la présence des défauts introduit un niveau profond de piège qui viendra combler le niveau de dopant d'où compensation de dopant et donc réduction de la concentration des porteurs majoritaires.

- Effet tunnel

Le niveau d'énergie de la bande de conduction de la région n coïncide avec l'énergie de la bande de valence de la région p lorsque la jonction est fortement dopée, ainsi on observe une diffusion des porteurs de la région P vers la région N. Les niveaux d'énergie induits par les défauts accentuent cet effet tunnel assisté par les défauts.

### 1.3.5. L'énergie non ionisante perdue : le NIEL et concept de Dose de Déplacement

La perte d'énergie incidente non ionisante, cédée sous la forme de déplacements atomiques est appelé le NIEL (Non Ionizing Energy Loss) défini par:

$$NIEL = \frac{N}{A} [\sigma_e \cdot E_e + \sigma_i \cdot E_i] \quad \text{Equation 1}$$

NIEL s'exprime en eV.cm<sup>2</sup>/g unité identique au LET

N : nombre d'Avogadro

σ : section efficace (élastique , inélastique)

E : énergie moyenne de recul élastique (e) et inélastique (i)

#### 1.3.5.1. Le Concept de Dose de Déplacement

Le concept de dose de déplacement dans les défauts de déplacements est identique à celui joué par le pouvoir d'arrêt « Stopping Power » dans des phénomènes d'ionisation pour le calcul de la dose totale. En effet on définit une dose déposée sous forme des défauts de déplacement  $D_d$  pour une mission donné par:

$$D_d = t \int_{E_1}^{E_2} \frac{d\Phi(E)}{dE} \cdot NIEL(E) \cdot dE \quad \text{Equation 2}$$

t : durée de la mission

$E_1, E_2$  : Energies des limites inférieure et supérieure du spectre différentiel de proton, les valeurs standards sont 0.1MeV et 500 MeV

$\frac{d\Phi}{dE}$  : spectre différentiel du flux de protons

L'intérêt de ce concept est de pouvoir reproduire la dégradation induite par un spectre total de protons lors d'une mission. En effet au niveau du sol il faut définir une énergie protonique et une fluence de test qui reproduisent au mieux le spectre spatial. L'énergie de proton  $E_{test}$  et la fluence de test  $\Phi_{test}$  sont définis par :

$$D_d = \Phi_{test} \times NIEL(E_{test}) \quad \text{Equation 3}$$

Pour exemple prenons le cas des cellules solaires GaAs, placées pour une mission de 5 ans sur un satellite à une altitude de 5000 km et avec une inclinaison de 60°. La valeur de la dose de déplacements en fonction de l'épaisseur du revêtement en silice est donnée par la Figure 2 :

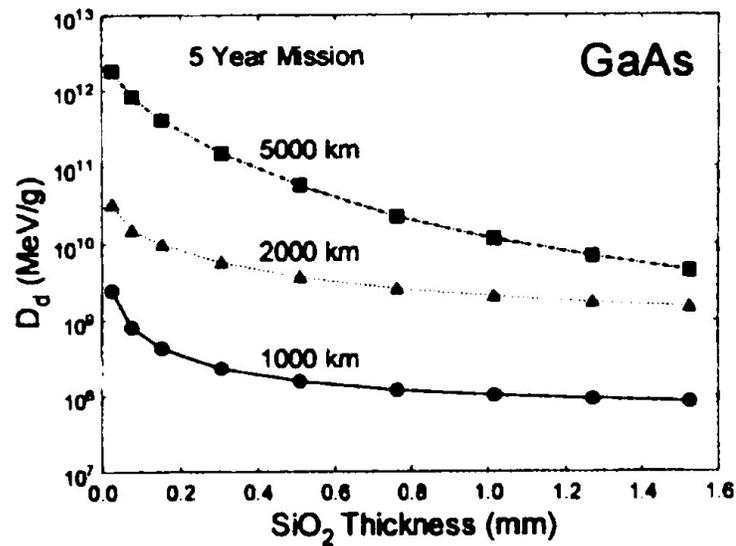


Figure 2 : Dose de déplacements dans les cellules solaire GaAs en fonction de l'épaisseur du revêtement en verre pour une mission de 5 Ans à différentes altitudes pour une inclinaison de 60° [SUM97]

Pour une altitude de 5000 km, avec une épaisseur de verre de 0.8 mm la dose déposée sous forme de défauts de déplacement est de l'ordre de  $2 \times 10^{10}$  MeV/g. Le choix de la fluence à utiliser lors d'une irradiation à 50 MeV est donné par :

$$NIEL(E_{test}) = 2 \times 10^{-3} \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2 / \text{g} \quad (\text{calculé à partir de l'équation 1})$$

$$D_d = 2 \times 10^{10} \text{ MeV} / \text{g} = \Phi_{test} \times NIEL(E_{test})$$

On trouve que

$$\Phi_{test} = 10^{13} \text{ p} / \text{cm}^2$$

### I.3.6. Les Méthodes de Prédiction Pour les LEDS, les Photodiodes, les Transistors et les Cellules Solaires

#### I.3.6.1. Les Méthodes de Prédiction Basées sur le NIEL et la Dose de Déplacement

La présence de défauts induits par l'irradiation protonique modifie le phénomène de recombinaison dans le semi-conducteur. En effet, la durée de vie d'un porteur minoritaire dans un semi-conducteur dépend de la concentration des défauts électriquement actifs. Or lors d'une irradiation cette concentration augmente considérablement ainsi on constate une diminution de la durée de vie des porteurs minoritaires [SZE81].

$$\tau = \frac{1}{\sigma \cdot V_{th} N_t} \quad \text{Equation 4}$$

$\sigma$  : section efficace de capture des porteurs minoritaires pour les électrons ou les trous

$V_{th}$  : vitesse thermique du porteur de masse effective  $m^*$   $V_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}$

$N_t$  concentration de centres électriquement actifs

Nous pouvons donc écrire que :

$$\Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) = \frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} = \sigma \cdot V_{th} \cdot N_d \quad \text{Equation 5}$$

$\tau_0$  : durée de vie du porteur avant irradiation

$N_d = N_t - N_{t0}$  ,  $N_{t0}$  : concentration initiale de centre électriquement actifs

La concentration de défauts électriquement actifs  $N_d$  est proportionnelle à la fluence de particules :

$$N_d = \sigma_d \cdot N \cdot \Phi \quad \text{Equation 6}$$

$\sigma_d$  : section efficace totale de dégradation

$N$  : nombre d'atomes du réseau par unité de volume

$\Phi = \frac{dN}{dS}$  fluence des particules exprimée en protons/cm<sup>2</sup>

On peut alors relier  $\frac{1}{\tau}$  à la fluence de particule:

$$\Delta\left(\frac{1}{\tau}\right) = K_{\tau} \cdot \Phi \quad \text{Equation 7}$$

avec  $K_{\tau} = \sigma \cdot V_{th} \cdot \sigma_d N$  appelé le coefficient de dégradation de la durée de vie des porteurs minoritaires.

Type de diode	Résistance en ohm.cm	Dopant	$K_{\tau}$ en $\text{cm}^2/\text{s}$ .
P <sup>+</sup> NN <sup>+</sup>	3,8	Phosphore	$2 \times 10^{-5}$
N <sup>+</sup> PP <sup>+</sup>	6	Bore	$3,8 \times 10^{-6}$

Tableau 1: Constantes de dégradation de la durée de vie de diodes irradiées par des protons de 10 MeV [BIE70]

Lugakov en 1985 a montré que le coefficient de dégradation K dépend linéairement de l'énergie non ionisante déposée le NIEL (Figure 3). Ceci est valable pour tous les semiconducteurs à structure simple et permet donc d'estimer avec précision les dégradations auxquelles on doit s'attendre pour une énergie de protons fixée.

$$K_{\tau} = \beta \text{NIEL} \quad \text{Equation 8}$$

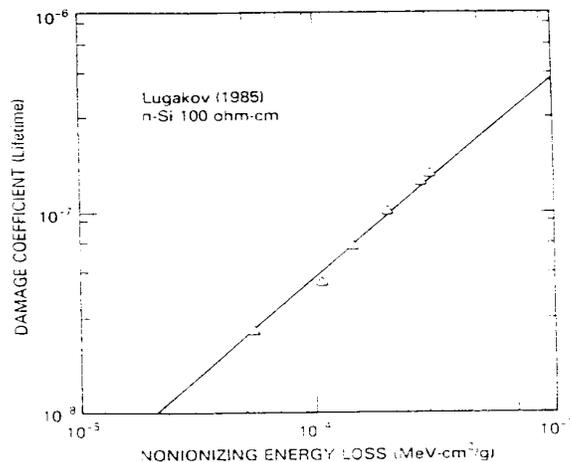


Figure 3 : Linéarité du coefficient de dégradation en fonction du NIEL [DAL88]

De façon analogue on définit le coefficient de dégradation de la mobilité  $K_\mu$ , de longueur de diffusion  $K_L$  et le coefficient de dégradation du gain du transistor  $K_G$  par :

$$\Delta\left(\frac{1}{\mu}\right) = K_\mu(E)\Phi \quad \Delta\left(\frac{1}{L^2}\right) = K_L(E)\Phi \quad \Delta\left(\frac{1}{h_{fe}}\right) = K_G(E)\Phi \quad \text{Equation 9}$$

La caractéristique électrique sensible aux défauts de déplacements dans les photodiodes est le courant d'obscurité, pour les LED il s'agit de la longueur de diffusion et pour le transistor il s'agit du gain.

Summers [SUM94] a aussi étudié la prédiction de la dégradation d'une cellule solaire aux défauts de déplacement. La puissance maximum d'une cellule photovoltaïque en fonction de la dose de déplacement est donnée par la relation semi-empirique :

$$\frac{P_{\max}}{P_0} = 1 - C \cdot \ln\left(1 + \frac{D}{D_x}\right) \quad \text{Equation 10}$$

C et  $D_x$  étant des constantes, pour la cellule photovoltaïque GaAs/Ge on trouve  $C=0.1295$  et  $D_x=1.295 \cdot 10^9$  MeV/g (Figure 4).

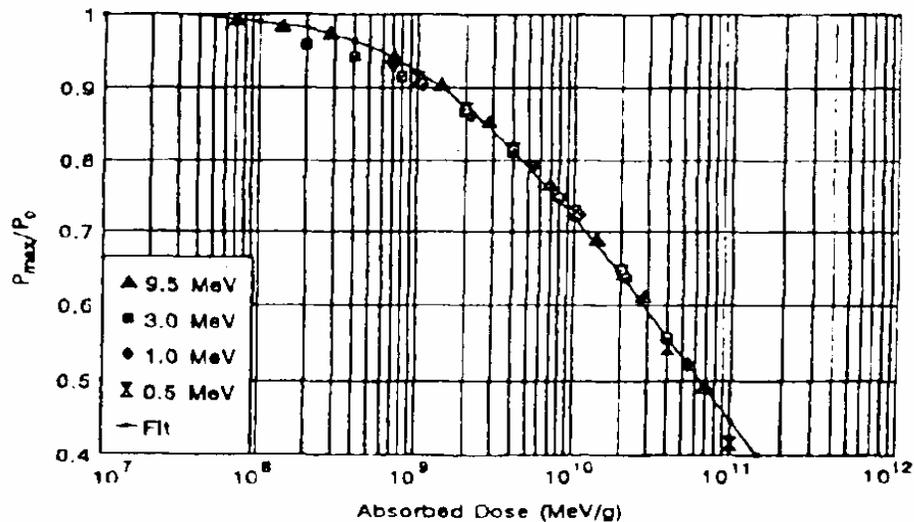


Figure 5 : Puissance perdue dans une cellule photovoltaïque GaAs/Ge irradiée au proton en fonction de la « dose de déplacement » absorbée [SUM94].

On peut donc lire la dégradation de la cellule photovoltaïque correspondant à la dose de déplacement reçue lors de la mission.

### *1.3.7. Conclusion*

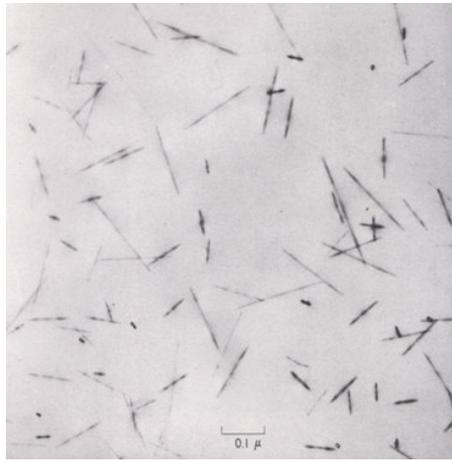
Pour les composants à semiconducteur simple, l'étude de la dégradation de la durée de vie, de la mobilité et de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires permet de déterminer le coefficient de dégradation en fonction du NIEL ou de la fluence pour une énergie donnée.

Pour les cellules solaires la détermination de « la dose de déplacement » pour une mission donnée permet de prédire la dégradation.

Tous ces modèles sont utilisés pour des composés simples à structure semiconducteur bien déterminée. Pour des composants plus élaborés comme les optocoupleurs ou les caméras CCD's, la dégradation due à l'irradiation protonique n'est pas la somme des dégradations de chaque cellule élémentaire. L'aspect couplage et statistique apparaît donc.

#### ***1.4. Les Modifications structurelles***

Cette partie du cours est en amont des recherches actuelles visant à déterminer l'origine de défauts latents qui engendrent la destruction de composants lors de tests électriques effectués après irradiation. La possibilité qu'ont les ions de créer des modifications structurelles sur leur passage est ici avancée comme une hypothèse sérieuse pouvant expliquer l'origine de ces défauts latents. De nombreuses études ont montré l'apparition de modifications structurelles de dimension nanométrique suite au passage de particules lourdes [FLEI75]. En particulier, Price et Walker, au moyen de la Microscopie Electronique en Transmission (TEM), ont été les premiers à mettre en évidence le résultat représenté sur la figure 1 [HODG78].



*Figure 1 : Traces de fragments de fission d'<sup>238</sup>U sur du mica [PRIC62].*

Sur cette figure, nous distinguons clairement des traces de fragments de fission d'<sup>238</sup>U sur du mica. Ces fragments sont considérés comme des ions lourds de masse atomique proche de 100 et ayant une énergie de l'ordre de 100 MeV. A titre indicatif, une telle particule est caractérisée par sa perte d'énergie électronique dans le SiO<sub>2</sub> : LET = 45 MeV.cm<sup>2</sup>.mg<sup>-1</sup>. Ces traces d'ions lourds atteignent des longueurs pouvant dépasser 200 nm et un diamètre de l'ordre de 10 nm. Cette observation met en évidence l'effet d'un ion lourd unique sur la structure atomique d'un matériau.

D'un point de vue purement géométrique, ces modifications structurelles induites par les ions lourds ont des dimensions comparables aux zones actives des composants actuels et futurs. De ce fait, il a semblé initialement judicieux de s'interroger quant à l'impact, en terme de dysfonctionnement électrique, de telles déformations des matériaux sur les composants MOS nanométriques. Il est donc essentiel de s'intéresser à la réponse de système SiO<sub>2</sub>-Si vis-

à-vis des ions lourds énergétiques, c'est-à-dire des particules interagissant essentiellement avec le cortège électronique des atomes de ces matériaux.

#### 1.4.1. Les modifications structurelles induites par les ions lourds dans le dioxyde de silicium

Afin de procéder à une étude comparative de l'évolution de la structure atomique des matériaux irradiés, nous avons caractérisé des structures SiO<sub>2</sub>-Si par AFM, avant et après irradiation aux ions lourds. Les irradiations ont été effectuées sur des structures ayant une couche de 33 nm ou 100 nm d'épaisseur de SiO<sub>2</sub>, respectivement au Vivitron (Strasbourg) et au GANIL<sup>5</sup> (Caen). Les ions utilisés étaient respectivement :

- Au à 210 MeV, correspondant à un LET dans le SiO<sub>2</sub> de 79 MeV.cm<sup>2</sup>.mg<sup>-1</sup> [CARL05].
- Pb à 1 GeV, correspondant à un LET dans le SiO<sub>2</sub> de 104 MeV.cm<sup>2</sup>.mg<sup>-1</sup> [TOUB05].

Etant donné les fenêtres d'observation utilisées en AFM, afin de garantir une bonne résolution, la fluence était de 2.10<sup>9</sup> cm<sup>-2</sup>, ce qui, sur une image de 1 μm<sup>2</sup>, correspond à 20 impacts. Suite à l'irradiation, nous avons effectué une première caractérisation AFM qui n'a pu mettre en évidence aucune modification de la surface de SiO<sub>2</sub> irradiée. Nous avons alors décidé d'utiliser un révélateur chimique de traces : l'acide fluorhydrique (HF). Cet acide est caractérisé par une cinétique d'attaque bien plus élevée dans le cas de la silice que dans le cas du silicium.

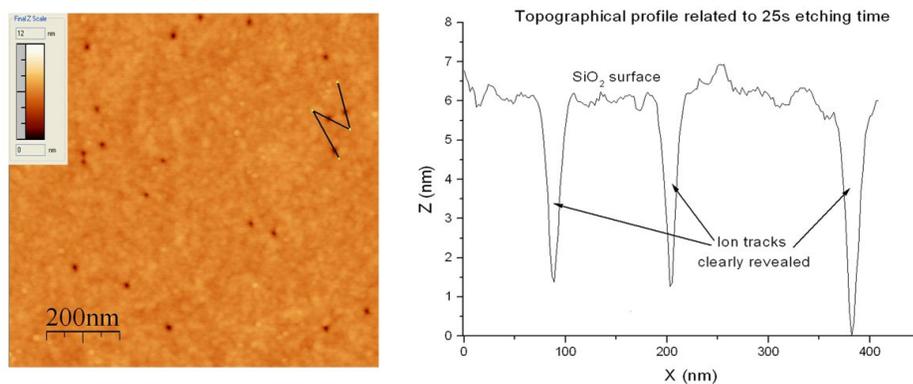


Figure 2 : Relevé topographique et profil correspondant obtenus en AFM après 25s d'attaque chimique à l'acide fluorhydrique, après irradiation aux ions Pb à 1 GeV [CARL05].

<sup>5</sup> Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

Nous avons alors procédé à plusieurs attaques chimiques fractionnées de la couche d'oxyde. Cela nous a permis de révéler la présence de trous dans le SiO<sub>2</sub>, en accord avec la fluence utilisée lors de l'irradiation (figure 2). Sur les figures, 2 à 4, les couleurs sombres correspondent à des niveaux topographiques bas, les couleurs claires à des niveaux topographiques élevés.

Suite au passage d'un ion lourd, des liaisons peuvent être brisées sur un rayon d'une dizaine de nanomètres. Les propriétés physico-chimiques de la couche de dioxyde de silicium sont alors modifiées localement. Ceci rend plus sensible le SiO<sub>2</sub> à l'attaque chimique au HF, qui se fait préférentiellement le long du passage de l'ion lourd, mettant alors en évidence la présence de trous dans la couche d'isolant.

Poursuivant l'attaque chimique, les relevés AFM montrent un élargissement des trous à la surface du SiO<sub>2</sub>, représenté figure 3.

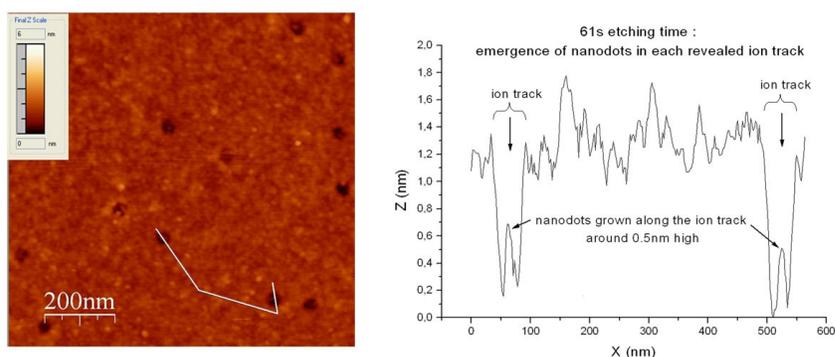
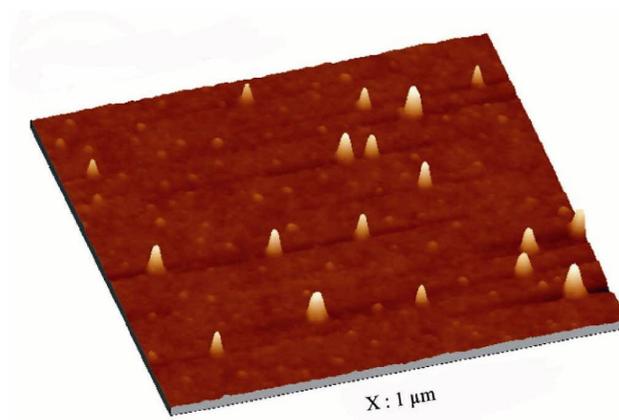


Figure 3 : Relevé topographique et profil correspondant obtenus en AFM après 61 s d'attaque chimique à l'acide fluorhydrique, après irradiation aux ions Pb à 1 GeV [TOUB05].

Puis, lorsque le substrat a été atteint au fond des trous révélés, les images obtenues en AFM nous ont permis de visualiser la présence de nanostructures, de 1 nm de hauteur, à l'interface SiO<sub>2</sub>-Si, en accord avec la fluence utilisée lors de l'irradiation. Ceci est représenté sur la figure 4. Etant donné les cinétiques d'attaques respectives du HF dans le cas du SiO<sub>2</sub> et du Si, nous pouvons faire l'hypothèse que ces nanostructures, ayant résistées à l'acide fluorhydrique, sont constituées de silicium.

Nous avons ainsi mis en évidence expérimentalement la formation de nanocristaux en silicium, de 1 nm de hauteur, à l'interface SiO<sub>2</sub>-Si, suite au passage d'un ion lourd unique. Ce résultat met clairement en évidence l'effet structural du passage d'une seule particule sur un matériau. La confrontation de nos résultats avec ceux de la littérature [RODI96, CHAU03] met en évidence un seuil de cristallisation de matériaux amorphes pour des ions lourds ayant un LET supérieur à 12 MeV.cm<sup>2</sup>.mg<sup>-1</sup>. L'observation de ces modifications structurales nous a

conduits à considérer tous les effets électriques induits par les ions lourds sur les composants électroniques, qui sont liés à la dégradation de l'oxyde de grille.



*Figure 4 : Relevé topographique AFM de la surface de Si, après attaque chimique complète de la couche de SiO<sub>2</sub>, au moyen de l'acide fluorhydrique, irradiée par des ions Au à 210 MeV [TOUB05].*

#### *1.4.2. Les modèles phénoménologiques associés aux effets structuraux induits par les ions lourds dans la matière*

La question que nous pouvons nous poser concerne le cadre théorique associé à ce phénomène. Plusieurs modèles d'endommagement ont été développés pour expliquer les phénomènes de modification de structures suite au passage d'ions lourds en régime d'excitation électronique intense. Nous pouvons citer, par exemple, le modèle d'explosion coulombienne, celui de la pointe thermique et le modèle excitonique. Pour une meilleure lisibilité, nous ne développerons que le modèle de la pointe thermique, qui représente le cadre théorique dans lequel nous nous plaçons. Le lecteur pourra trouver une description plus exhaustive des principaux modèles d'endommagement dans la référence [TOUB05'].

##### **1.4.2.1. Le modèle de la pointe thermique**

Les prémices de ce modèle peuvent être attribuées à Dessauer qui, dès 1922, supposa le rôle joué par les interactions électroniques sur l'élévation de la température d'une molécule irradiée [DESS22]. Par la suite, des études ont été menées, permettant la mise au point d'un modèle applicable à la création de défauts par irradiation dans les cristaux covalents [SEIT56]. Ce n'est que récemment qu'un code numérique basé sur cette approche a été développé, appliqué au cas des matériaux isolants [TOUL92].

L'intérêt du modèle de la pointe thermique tient au fait que l'évolution de la température du matériau est régie par le couplage thermique du système électronique et du système atomique du matériau considéré, suite au passage d'un ion lourd en régime d'excitation électronique intense. Cette caractéristique peut être quantifiée, en particulier, au moyen du coefficient de couplage électron-phonon.

Intéressons-nous désormais à la chronologie associée à cette phénoménologie thermique.

En premier lieu, l'ion lourd, lorsqu'il pénètre dans la matière, cède son énergie aux électrons du milieu, dans un temps de l'ordre de la femtoseconde. Cette perte d'énergie peut être quantifiée par le LET et conduit à une augmentation de la température du système électronique. Puis, quantifié par le couplage électron-phonon, les électrons excités transfèrent leur énergie aux atomes du milieu, par l'intermédiaire de vibrations du réseau (les phonons), dans un temps de l'ordre de la picoseconde. L'association de ces paramètres à la conductivité thermique macroscopique du matériau caractérise la capacité de ce dernier à entretenir ce phénomène thermique, conduisant à une augmentation de la température du système atomique.

L'augmentation de température induite dans la matière suite au passage d'un ion lourd peut atteindre localement la température de fusion du matériau (1400 K dans le cas du  $\text{SiO}_2$ ). Ce processus extrêmement localisé peut ainsi conduire à une réorganisation structurale stable le long du passage de l'ion, dans un cylindre de 10 nm de diamètre, tel que les nanocristaux en silicium. La figure 5 donne une représentation de la symétrie cylindrique de l'augmentation de température dans le cas d'une structure  $\text{SiO}_2$ -Si, suite au passage d'un ion lourd en régime d'excitation électronique intense.

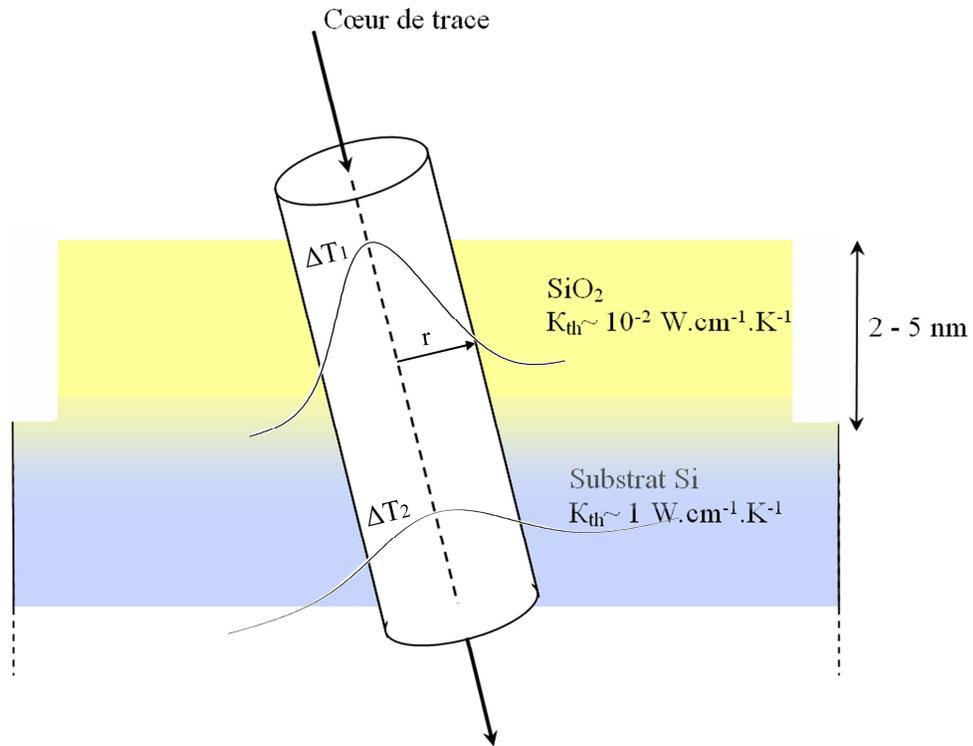


Figure 5 : Représentation symbolique du phénomène de pointe thermique sur une structure dioxyde de silicium sur silicium [TOUB05'].

Sur cette figure et d'après le modèle de la pointe thermique, l'augmentation de température, plus importante dans le cas du  $\text{SiO}_2$  que dans le cas du  $\text{Si}$ , est reliée à la conductivité thermique macroscopique de ces deux matériaux.

#### **I.4.2.2. La conductivité thermique : indicateur macroscopique de la sensibilité des matériaux aux modifications structurales induites par les ions lourds**

Dans le cadre de cette modélisation quantitative de la pointe thermique, il semble possible, en s'appuyant sur différents paramètres, d'anticiper la réaction des matériaux face aux modifications structurales induites suite au passage d'un ion lourd unique. Le schéma de la figure 6 représente une approche qualitative de la sensibilité de différents matériaux isolants High k face aux modifications structurales induites par des ions lourds, en fonction de leur conductivité thermique.



immédiatement après l'irradiation. Ils peuvent être activés bien après la fin de l'irradiation et sont alors identifiés comme des défauts précurseurs conduisant au déclenchement du claquage prématuré de l'oxyde de grille. Des travaux récents émettent l'hypothèse que les défauts morphologiques induit suite au passage d'ions lourds en régime d'excitation électronique intense décrit précédemment (Figure 4) seraient à l'origine de ces ruptures d'oxyde de grille hors irradiation.

En ce qui concerne les normes de test, au niveau du spatial, les tests ions lourds préconisés sont issus du département américain de la défense, et ne concernent que la composante transitoire du déclenchement du SEGR que nous aborderons plus tard. Néanmoins, dans ce document, il est préconisé de procéder à un test de vérification de l'intégrité de l'oxyde de grille après irradiation, Post-Irradiation Gate Stress (PIGS). Ce test a pour but d'éliminer les composants susceptibles d'être dégradés par une irradiation ions lourds. Les conditions d'application de ce test restent cependant floues car réalisées sans support physique.

## II. LES EVENEMENTS SINGULIERS

### II.1. *Le Single Event Upset (SEU) et le Multiple Bit Upset (MBU) : exemple de la SRAM*

Les microprocesseurs utilisés en électronique, tant pour des applications pour le spatial que pour le grand public ont pour éléments de base les mémoires semi-conducteur.

Les composants électroniques étudiés ici sont des mémoires statiques à accès aléatoire. Une mémoire est un dispositif capable de stocker une information puis de la restituer. L'information (image, texte ...) est toujours décomposée en unités élémentaires d'information (*bits*) qui peuvent prendre la valeur logique 0 ou 1. Une mémoire est composée de nombreuses unités élémentaires de stockage de bits appelées points mémoires organisées sous forme matricielle.

#### *II.1.1. Architecture de base d'une mémoire*

La RAM (Random Access Memory) est une mémoire dans laquelle n'importe quel lieu de stockage peut être accédé librement pour la lecture ou l'écriture en entrant les coordonnées du bit sur les broches adresses. Elle combine habituellement des broches de contrôle de lecture (R : Read) et d'écriture (W : Write) dans une unique broche de contrôle appelée « Write Enable » (WE) dont les deux états déterminent la lecture ou l'écriture.

#### **II.1.1.1. Présentation d'une cellule mémoire SRAM**

Sur le marché des mémoires à accès aléatoire, deux sortent du lot : les SRAM et les DRAM. Dans les mémoires DRAM, le support de l'information est une tension aux bornes d'une capacité de stockage. Le bit de donnée est ici assimilé à une quantité de charges stockées dans cette capacité. Les avantages de cette technologie sont son faible coût de production et sa forte intégration, son inconvénient majeur provient de la nécessité de rafraîchir régulièrement l'information stockée à cause de la décharge de cette capacité.

La sensibilité des DRAM au niveau du sol ne constitue plus actuellement un problème aussi majeur que celui des SRAM présentées ci-dessous [BAUM02].

L'élément électronique de base d'une mémoire SRAM est le transistor MOS.

- Un transistor (**transfer resistor**) MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) est un composant unipolaire commandé en tension, contrairement au transistor bipolaire commandé en courant. L'intensité du courant est modulée par les

tensions appliquées sur la grille et sur le drain. Le transistor se comporte alors comme une résistance variable.

- L'élément logique de base d'une SRAM est la cellule mémoire. La structure la plus utilisée pour la cellule mémoire en technologie CMOS (Complementary MOS) comporte quatre transistors (MP1, MP2, MN1, MN2) qui définissent deux inverseurs et deux transistors d'accès (MN3 et MN4). Le circuit électrique d'une cellule SRAM de technologie CMOS est représenté sur la figure 1.

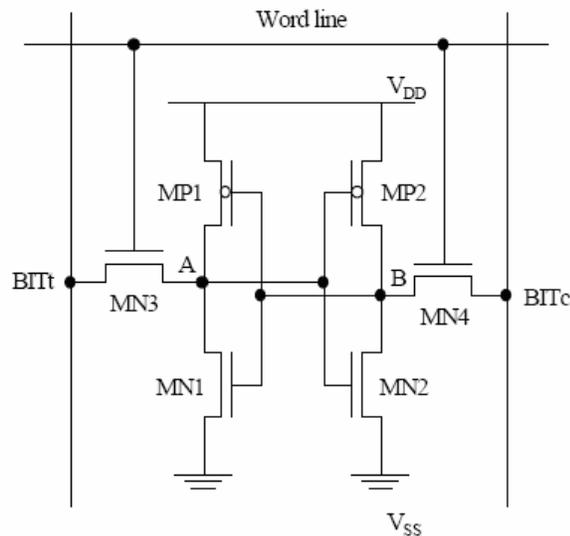


Figure 1\_ Structure d'une cellule mémoire SRAM à 6 transistors, de technologie CMOS.

L'information logique est stockée dans une SRAM par rétro-couplage des deux inverseurs composant le point mémoire. Les avantages d'une mémoire CMOS SRAM sont que l'information n'a pas besoin d'être rafraîchie et que cette mémoire consomme uniquement si l'état logique stocké doit être modifié.

### II.1.1.2. Description physique d'une mémoire CMOS de technologie bulk

Les mémoires présentées ici sont de technologie « Bulk », c'est à dire produites sur substrat massif.

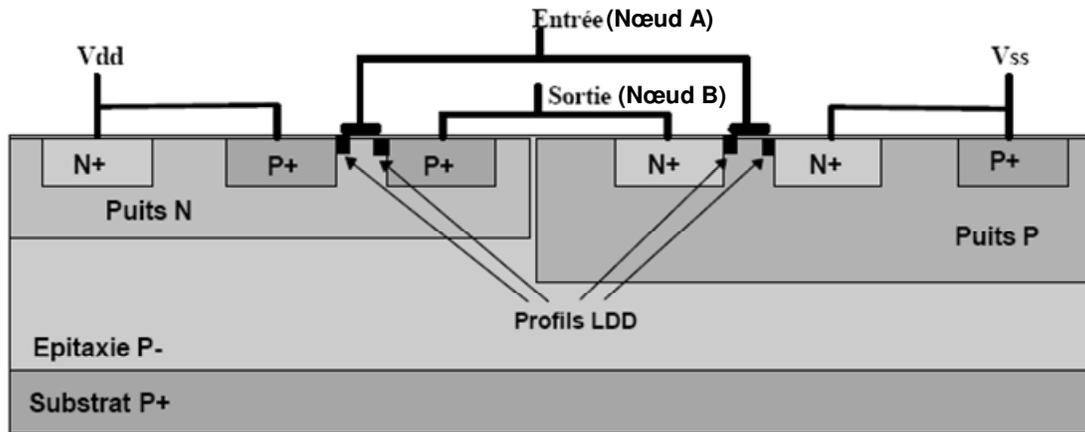


Figure 2 : Vue simplifiée d'un inverseur CMOS.

Deux technologies sont développées par implantation ionique sur une couche épitaxiée elle-même obtenue par croissance cristalline sur le substrat : soit les transistors PMOS sont dans un puits N (implantation ionique de dopants de type N) et les transistors NMOS sur le substrat P (dopé avec des éléments de type P), soit les transistors NMOS sont dans un puits P et les transistors PMOS sur le substrat N. La figure 2 présente, de façon schématique, la coupe transversale d'un inverseur développé sur substrat P (technique la plus couramment utilisée) en technologie CMOS double puits, dite Twin Well Technology. Les structures développées en technologie CMOS sont dites "planar". Toute la zone active est située sur la partie supérieure du composant. Ainsi, la polarisation des deux régions dites "de puits" et "de substrat" s'effectue grâce à des contacts implantés sur la partie supérieure du composant.

### II.1.2. Phénomène de SEU dans une SRAM-Etat de l'art

Ce paragraphe présente le phénomène de SEU qui est le basculement logique d'un point mémoire SRAM. Ce changement de niveau logique dans une mémoire est réversible (le point mémoire pourra être corrigé par le processus normal d'écriture). Il ne conduit pas à la destruction du composant. De manière générale, tout composant électronique possédant des points de mémorisation est sensible au SEU.

Une particule ionisante crée des charges dans la structure heurtée qui induisent un courant parasite. Les zones de collection sensibles sont les drains des 2 transistors à l'état bloqué, il a été montré que le drain du NMOS-bloqué présentait la plus grande sensibilité [COUL04]. Le passage du courant parasite induit donc une chute de tension dans le drain du transistor. Ce noeud du point mémoire est relié à l'entrée de l'autre inverseur. Commence

alors un état transitoire pouvant durer d'une dizaine de picosecondes à plusieurs nano secondes (suivant le cas envisagé) pendant lequel le point mémoire n'est plus dans un état d'équilibre. Les noeuds de mémorisation A et B ne répondent plus à la relation  $B=\bar{A}$ . Si la durée du transitoire de tension est assez longue et son amplitude suffisante, l'entrée du second inverseur entraîne un changement de l'état de la sortie de l'inverseur par rétroaction. Une donnée différente de celle présente initialement est maintenant mémorisée (figure 3) [ROCH98-DODD94-DODD96-EDMO91].

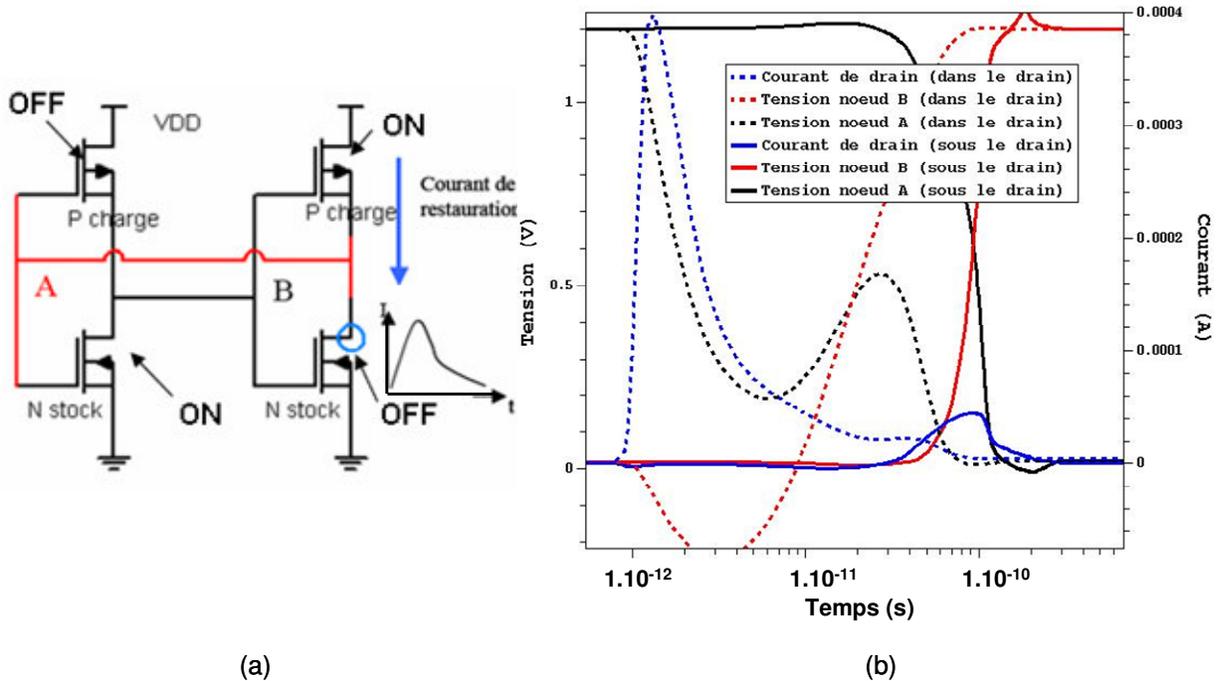


Figure 3 : Illustration de l'effet du courant induit par une particule ionisante sur une SRAM. (a) représentation schématique d'un point mémoire SRAM [GASI04] ; (b) tension des noeuds internes du point mémoire et courants parasite au noeud A induit par la particule incidente. Deux cas : impact dans le drain (courbes en pointillés), impact sous le drain (courbes en trait plein).

Une donnée est physiquement représentée par une tension. Cette tension est stockée par des capacités présentes à des noeuds du composant. Un SEU correspond donc à une chute de tension du noeud capacitif. Ce changement de tension peut être assimilé à une variation de la charge dans le noeud capacitif. La modélisation couramment utilisée est la suivante : pour savoir si un SEU peut avoir lieu ou non, la charge correspondante au courant induit par la particule ionisante est classiquement comparée à la charge minimale nécessaire pour inverser une donnée. Cette charge minimale est appelée la charge critique [DODD95].

S'il est clair que, phénoménologiquement, la mise en conduction transitoire d'un transistor bloqué est la cause du SEU, c'est la nécessité de faire varier suffisamment la tension du noeud associé qui gouverne l'aspect quantitatif. La particule ionisante doit créer

suffisamment de paires électron-trou, ce qui dépend non seulement de son énergie, mais aussi de sa masse atomique A et de son numéro atomique Z (charge) qui conditionnent son LET.

La détermination des paramètres qui conditionnent le basculement est donc un sujet complexe pour lequel de nombreuses recherches ont été menées et sont encore en cours.

### *II.1.3. Le standard JESD89*

La norme JESD89 s'intitule: « Measurement and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices ». Elle a été rédigée par le consortium international SEMATECH [SEMA]. Sa dernière version a été publiée en 2006 par l'association JEDEC qui est sponsorisée par l'EIA (Electronic Industries Alliance). L'EIA regroupe la majorité des fondeurs mondiaux. Cette norme décrit les différentes méthodes de tests pour déterminer la sensibilité de composants électroniques dans l'environnement terrestre. Le standard statue clairement sur la nécessité de réaliser à la fois des tests avec des particules alpha et des neutrons de fortes énergies pour connaître la sensibilité globale d'un composant dans l'environnement terrestre. Pour le domaine spatiale d'autres méthodes de tests sont proposées.

#### **II.1.3.1. Notion de section efficace de sensibilité**

La sensibilité SER (Single Event Rate) est dérivée d'une section efficace de sensibilité qui est exprimée en cm<sup>2</sup>/bit ou en cm<sup>2</sup>/composant. La section efficace exprimée en cm<sup>2</sup>/bit est préférentiellement utilisée car sa valeur est indépendante de la taille du composant testé. Elle est calculée en divisant le nombre de SEU par la fluence de la source utilisée et la taille du composant :

$$\sigma = \frac{Nb\ de\ SEU}{Fluence\ (part / cm^2) \times nb\ de\ bits} \quad (1)$$

Cette sensibilité représente la probabilité qu'a un certain type de particules d'induire un SEU. Elle est donc homogène à une surface et indépendante de l'environnement d'utilisation (c'est-à-dire du flux de particules incidentes). En multipliant la section efficace par le flux de particules caractéristique d'un environnement, le résultat obtenu est le nombre d'erreurs induites dans le composant par unité de temps (SER). Ce SER représente le taux de fiabilité du composant dans son environnement d'utilisation (par exemple l'altitude à laquelle

est mesurée la sensibilité). Au lieu d'exprimer le SER en nombre d'erreurs par unité de temps, il s'exprime en FIT (Failure In Time). Un FIT correspond à une erreur toutes les  $10^9$  heures ou 114077 années de fonctionnement.

### **II.1.3.2. Tests en temps réel SSER**

Les tests en temps réel (SSER : System SER) sont effectués en condition normale d'utilisation sans avoir recours à des accélérateurs ou à des sources de radiation. Le composant est soumis à l'environnement radiatif naturel.

L'avantage de cette méthode provient du fait que la sensibilité d'un composant est obtenue dans son environnement réel d'utilisation. Ces tests expérimentaux n'utilisent aucune hypothèse simplificatrice.

L'inconvénient d'une telle méthode vient du grand nombre de pièces qui doivent être testées en parallèle pour obtenir une bonne statistique d'erreurs. En effet, pour mesurer une sensibilité de 5000 FIT avec un niveau de confiance (CL : Confidence Level) de 95 %, il faut 2,1 millions de composants.heures. C'est à dire qu'il faut tester 1000 composants pendant 3 mois pour observer 5 erreurs au total.

Les tests temps réel peuvent être utilisés pour mesurer l'influence individuelle soit des neutrons soit des particules alpha :

- Les tests peuvent être réalisés avec des composants montés en boîtier très faiblement émetteur alpha et en altitude. La participation au SER des particules alpha est alors réduite. Au premier ordre, seule la sensibilité aux neutrons est mesurée.
- Les tests peuvent être réalisés sous terre, dans des puits ou à l'intérieur de montagnes. Les neutrons issus de la cascade électronique n'influencent alors pas la mesure SER, seule la sensibilité des particules alpha est mesurée [KOBA02].

Il est bien évident que le SSER n'est pas adapté aux composants présentant une bonne robustesse aux SEU, la statistique liée au nombre d'erreurs est alors beaucoup trop faible.

### **II.1.3.3. Tests neutrons accélérés (nASER)**

Le SER est déterminé d'après des tests utilisant des sources qui produisent des flux plus importants que ceux auxquels sont normalement soumis les composants (ASER : Accelerated SER). Les flux étant plus importants, les temps d'exposition aux radiations en

sont d'autant réduits, c'est pour cela que l'on parle de tests accélérés. Par rapport au test précédent, cette méthode nécessite une extrapolation pour déduire la sensibilité du composant dans l'environnement réel.

### Tests avec la source de neutrons continus du LANSCE

La source du LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center [LISO90]) est la source la plus recommandée par le standard JESD89 pour réaliser des tests neutrons accélérés. Elle a été la première source au monde capable de reproduire l'environnement neutronique atmosphérique de façon satisfaisante. Elle présente la meilleure corrélation entre le spectre des neutrons de la source et celui de l'environnement terrestre (figure 4).

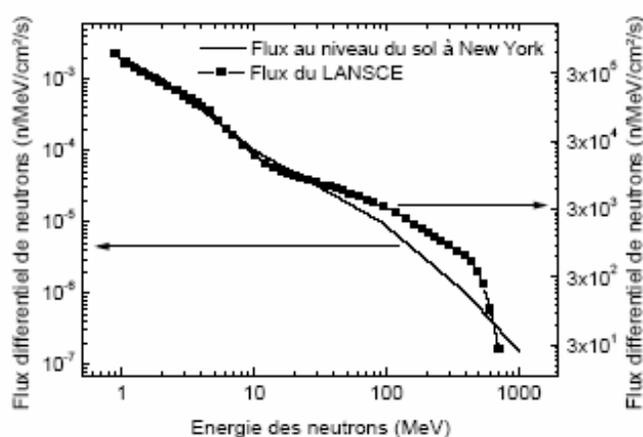


Figure 4 : Comparaison entre le spectre neutrons atmosphérique à NYC (New-York City) et le spectre neutron issu du LANSCE [LISO90].

Une heure de test au LANSCE correspond à 15753 années de tests au niveau du sol. Ce facteur d'accélération montre bien l'intérêt des tests accélérés.

La section efficace est calculée en divisant le nombre d'erreurs observées lors de l'irradiation par la fluence pendant le test et par le nombre de bits de la mémoire. Le SER est ensuite déduit en multipliant cette section efficace par le flux de l'environnement et par le nombre de bits de la mémoire. L'extrapolation consiste donc à supposer le spectre du LANSCE strictement équivalent à celui présent au niveau du sol. Le flux total de neutrons est égal à 14 n/cm<sup>2</sup>/h, il est calculé en intégrant le spectre atmosphérique entre les énergies neutrons 10 MeV et 1 GeV.

$$\sigma_{LANSCE} [cm^2/bit] = \frac{Nb \text{ d'erreurs}}{(Nb \text{ de neutrons} / cm^2) \times (Nb \text{ de bits})} \quad (2)$$

$$SER [erreur/h] = \sigma [cm^2/bit] \times 14 [n/cm^2/h] \times nb \text{ de bits} \quad (3)$$

## Tests avec plusieurs sources mono-énergétiques

Le principe de ces tests est de découper le spectre atmosphérique en gammes d'énergies. La sensibilité du composant sur une gamme d'énergie est supposée égale à la sensibilité mesurée lors d'un test à une énergie représentative de cette gamme d'énergie (e.g. 14 MeV pour la gamme 10-20 MeV). La valeur du SER peut ainsi être extrapolée. Plus le nombre de gammes d'énergies est important, plus le résultat est précis. Cependant, les tests avec des accélérateurs doivent être réalisés à une énergie représentative de chaque gamme. Un choix judicieux des gammes d'énergies est donc nécessaire.

La norme JESD89 préconise 4 gammes d'énergies dont les mono-énergies représentatives sont 14, 50, 100 et 150 MeV. La sensibilité du composant aux rayons cosmiques terrestre est alors déduite de la formule suivante:

$$SER[erreur/h] = Nbits \times ((\sigma_{14MeV} \times 3,86) + (\sigma_{50MeV} \times 3,72) + (\sigma_{100MeV} \times 1,83) + (\sigma_{150MeV} \times 3,93)) \quad (4)$$

Les facteurs ci-dessus sont donnés par intégration du spectre de neutron atmosphérique sur leur gamme d'énergie respective. La somme de ces facteurs est égale à l'intégrale du spectre atmosphérique entre 10 MeV et 1 GeV.

## Tests alpha accélérés

Le standard JESD89 préconise l'emploi de sources radioactives comme l'Am<sup>241</sup>, le Cm<sup>244</sup>, le Ra<sup>226</sup>, le Th<sup>232</sup> et l'U<sup>238</sup>. Le SER peut alors être déduit de la formule suivante:

$$SER \text{ (erreurs)} = \text{Flux env. (part./cm}^2\text{/h)} * \text{Nb d'erreurs} / \text{Flux test (part./cm}^2\text{/h)} \quad (5)$$

où Flux env. est le flux auquel est soumis le composant lors de son utilisation. Ce flux est fonction du type de boîtier dans lequel le composant est monté, du nombre et du type d'opérations de process qui ont été nécessaires à sa fabrication.

Rappelons ici que l'émissivité typique d'un boîtier est de 0,001  $\alpha$ /cm<sup>2</sup>/h.

## Incertitudes sur les mesures

Les ingénieurs d'IBM ont évalué la variation de sensibilité de leurs mémoires en fonction de différents facteurs [ZIEG96].

- Effet de l'orientation du faisceau :

L'effet de l'angle d'orientation de faisceaux proton de 70, 110, 148 et 800 MeV vis-à-vis des composants testés ainsi que l'effet de l'angle azimutal (rotation du composant par rapport à la normale, i.e. faisceau orienté à 90°) sur deux mémoires SRAM a induit une variation maximale de 32 % de la section efficace mesurée.

- Effet de la variation du procédé de fabrication :

La variation du process se réfère aux techniques de fabrication induisant des petites variations entre des composants a priori identiques. Une analyse a démontré que, pour une tolérance acceptable de variation dans le procédé de fabrication, un pire cas avait induit une variation du SER d'un facteur 200 pour une SRAM 4Mb de technologie CMOS (plus communément, un rapport de 2 à 4 est admis. Expérimentalement, cette variation est déterminée en mesurant la sensibilité de différents lots.

- Effet de la température :

La charge critique d'un composant donné varie avec la température. Ce changement est provoqué par la variation de la mobilité des porteurs dans le silicium dopé. En fonctionnement, un composant peut voir sa température augmenter mais cela est moins vrai pour des SRAM de technologie CMOS que pour des SRAM de technologie bipolaire.

Pour résumer les différentes sources d'erreur expérimentales, nous avons reporté ici les travaux de Kobayashi qui ont consisté à comparer des mesures SSER et ASER à haute énergie neutron sur des SRAM [KOBA04]. Une différence d'un facteur 2,6 a été observée. Les causes possibles de cette différence ont été recherchées. La précision du flux neutron au niveau du sol, l'influence de flux élevés, la dépendance de l'angle incident des neutrons et celle de la température, la variation dans le temps du rayonnement cosmique ainsi que d'autres paramètres ont été évalués. La principale conclusion de cette étude est que la plus grande source d'erreur provient de la valeur admise du flux neutron au niveau du sol. Le tableau 1 ci-dessous répertorie ces différentes sources d'erreur.

Tableau 1 : Sources d'incertitude entre les tests SSER et ASER et leur degré d'incertitude.

Sources d'erreurs entre les tests accélérés et en temps réel	Degré d'incertitude
Précision du flux neutron en test ASER	< 5 %
Différence dans le spectre neutron entre celui utilisé dans les tests ASER et celui des neutrons au niveau du sol	< 25 %
Contamination aux neutrons thermiques dans les tests ASER	< 3 %
Génération de neutrons thermiques dans les composants par les neutrons de haute énergie dans les tests ASER	< 3 %
Dysfonctionnements des composants induits par les faisceaux à flux élevé dans le cas de tests ASER	< 10%
Dépendance angulaire	< 20 %
Dépendance en température	< 10 %
Erreur statistique des tests SSER	< 30 %
Variation dans le temps du SSER en fonction de l'activité solaire	< 20 %
Précision du flux neutron au niveau du sol	> 2 x

#### II.1.4. Etat de l'art de la sensibilité des mémoires SRAM en fonction de l'intégration

De manière générale, la littérature prévoit soit une légère diminution soit une saturation de la sensibilité SER/bit aux neutrons pour les mémoires SRAM à partir du nœud technologique 130 nm (Figure 5).

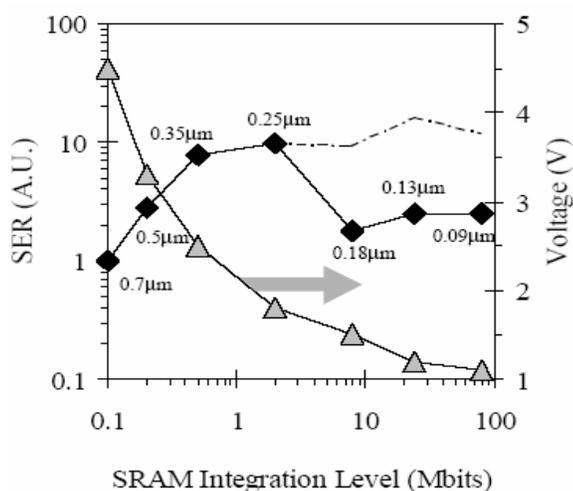


Figure 5 : SER par bit en neutron (diamants noirs) dans des mémoires SRAM en fonction du nœud technologique. L'intégration rapide des tensions d'alimentation est représentée sur la courbe avec les triangles gris. La réduction d'un facteur 10 du SER après le nœud 0,25 µm est liée à l'enlèvement du BPSG (borophosphosilicate glass). La ligne brisée en pointillés représente de taux de SER des SRAM pour lesquelles le BPSG n'a pas été enlevé. D'après [BAUM03].

### ***II.1.5. Un problème d'actualité le Multiple Bit Upset (MBU)***

Quand un très haut niveau de robustesse est requis, par exemple pour des applications dans l'automobile, le SER peut être réduit à zéro grâce à l'utilisation d'un code correcteur d'erreur (ECC, i.e. Error Correction Code) et d'un agencement particulier des points mémoire, le « bit scrambling ». Le seuil d'une erreur pendant le fonctionnement d'un composant durant 1 milliard d'heures peut ainsi être atteint grâce à ces deux solutions. Le bit scrambling est communément utilisé afin de minimiser la contribution des erreurs multiples au taux d'erreur. Il se réfère à une architecture de layout mémoire dans laquelle des points mémoire topologiquement adjacents appartiennent à différents mots logiques. Ainsi, deux erreurs sur des bits adjacents apparaissent comme étant deux erreurs distinctes plutôt qu'une erreur double dans un même mot logique. L'ECC est une technique d'atténuation aujourd'hui largement utilisée pour protéger les SRAM malgré les pertes inhérentes en surface et en consommation. L'algorithme le plus utilisé, parce que le moins coûteux, permet de corriger une seule erreur et d'en détecter 2 dans un même mot logique. L'efficacité de cet algorithme, nommé Single Error Correction – Double Error Detection, peut être très importante, pourvu que presque tous les SEU soient induits par une unique particule ionisante. Cette condition ne sera probablement plus satisfaite dans un futur proche avec l'apparition d'un mode de défaillance particulier [MART87] : le Multiple Bit Upset (MBU). Causé par l'intégration toujours croissante des SRAM, le MBU est défini comme étant la défaillance de plusieurs bits adjacents simultanément induit par le passage d'une unique particule. Jusqu'à 5 basculements simultanés induits par des neutrons ont été observés sur une SRAM 130 nm [MAIZ03]. Des résultats alpha récents obtenus par simulation Monte-Carlo [ROCH03] ont montré que le taux de MBU augmentait fortement du nœud technologique 250 nm au nœud 130 nm. Cette tendance risque d'impliquer très probablement une divergence dans les prédictions SER par rapport aux expériences pour les technologies futures. Par conséquent, son évaluation devient nécessaire et importante afin d'obtenir une prédiction fiable du SER pour des technologies très largement submicroniques.

## II.2. Le phénomène de SEL (Single Event Latchup)

Un problème majeur lié à la technologie CMOS et à la miniaturisation des circuits est apparu très rapidement : le latchup. Ce phénomène, déclenché électriquement ou par exposition aux rayonnements, consiste en la mise en conduction d'une structure parasite composée de 2 thyristors inhérente à cette technologie CMOS (Fig.1).

Lors du fonctionnement normal du composant, cette structure est à l'état bloqué. Si le composant est soumis à un stress électrique ou au passage d'une particule ionisante (ion lourd) d'énergie suffisante, cette structure parasite peut devenir passante et ainsi créer un chemin de faible impédance entre l'alimentation et la masse du circuit. Le verrouillage de la structure thyristor à l'état passant entraîne une augmentation exponentielle du courant suivi d'un emballement thermique qui peut dans de nombreux cas conduire à la destruction du composant. La gravité des détériorations causées par les verrouillages maintenus a depuis longtemps incité les fabricants de composants électroniques à chercher des solutions à ce problème.

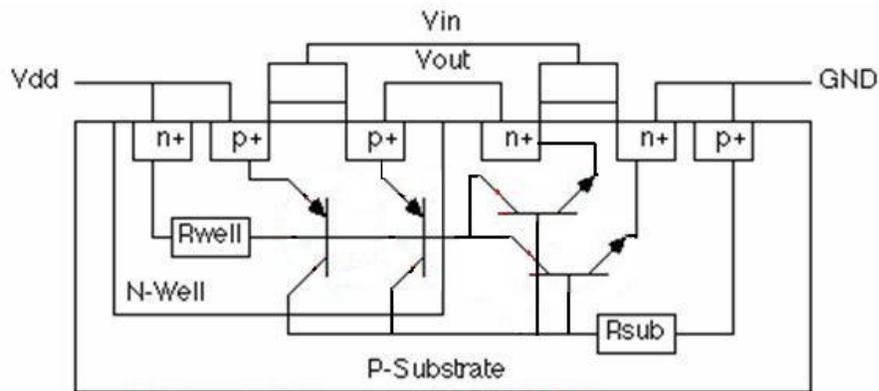


Figure 1: Structure parasite complète avec double thyristors.

La facilité de déclenchement du SEL dépend de l'énergie de l'ion mais également des paramètres technologiques de la structure. Dans des travaux précédents [DODD04, GADL04], il a été démontré qu'une faible résistance de la couche épitaxiée diminue la sensibilité au SEL. En effet, une faible résistance rend plus difficile une modification des potentiels dans la structure donc un passage à l'état conducteur des transistors parasites. Plus les dopages sont élevés, donc les résistances faibles, plus la mise en latch-up nécessite des courants importants. Cette résistance totale est définie par l'épaisseur et la résistivité de la couche épitaxiée. Ces deux paramètres sont donc essentiels dans l'étude sur le durcissement

SEL. Le principe est de diminuer au maximum la résistance totale de cette couche en utilisant des couches enterrées fortement dopées. On peut également éviter le déclenchement du thyristor en ajoutant une couche d'isolant entre la zone active et le substrat (SOI).

Les phénomènes SEU et SEL sont bien connus et des solutions ont été mise en place pour réduire la sensibilité des composants à ce type de phénomènes. Mais la réduction de la taille des composants impose de trouver de nouvelles solutions pour se prémunir de ces effets sur les nouvelles technologies fortement intégrées.

Le latchup peut également apparaître sur des IGBT, se mode de défaillance dépend de très nombreux paramètres technologiques et de la particule incidente.

### II.3. Le phénomène de SEGR (Single Event Gate Rupture) : exemple du Power MOSFET

Les transistors MOSFETs de puissance rentrent dans le cadre des oxydes de grille épais, puisque les épaisseurs couramment utilisées sont supérieures ou égales à 20 nm. L'intérêt de ces dispositifs vient du besoin de transistors capables de travailler en régime de commutation et de fournir un courant de drain élevé, de quelques ampères ou dizaines d'ampères, en mode continu ou pulsé. Ces deux objectifs peuvent être atteints au moyen d'une structure verticale, présentée sur la figure 1.

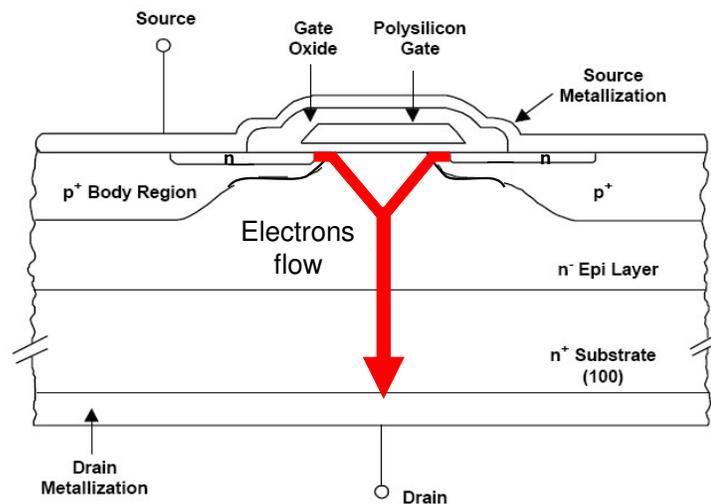


Figure 1 : Structure verticale d'un transistor MOSFET de puissance, montrant le flux d'électrons allant des sources vers le drain lorsque le transistor est à l'état on.

Depuis l'avènement de ce type de structures, utilisées en particulier dans les applications spatiales, de nombreuses études ont été menées afin de déterminer l'incidence des ions lourds sur la fiabilité de ces dispositifs.

La première observation du SEGR a été reportée par Fischer en 1987 [FISC87]. La rupture de la grille fut alors attribuée à la formation d'un filament conducteur à travers l'oxyde de grille, produisant un emballement thermique à travers l'oxyde de grille, d'où une augmentation de la température de la couche isolante, conduisant à l'apparition d'un court-circuit irréversible à travers le diélectrique. Il faut bien distinguer le SEGR induit immédiatement par le passage d'un ion dans la structure et le claquage d'oxyde révélé après irradiation par un défaut latent (paragraphe I.4).

### II.3.1. Composante transitoire du SEGR : claquage de l'oxyde de grille d'un transistor MOSFET de puissance durant une irradiation ions lourds

Suite à la première observation de Fischer, de nombreuses études ont été menées afin de mieux comprendre le déclenchement du SEGR, en fonction des conditions de polarisation. Rapidement, un modèle phénoménologique fut développé afin d'expliquer l'apparition du SEGR durant l'irradiation [BREW93].

Ce modèle suppose qu'un ion lourd crée un filament dense de paires électron-trou, le long de son parcours à la fois dans l'isolant et dans le substrat. En considérant l'électrode de grille reliée à la masse, sous l'action de la tension de polarisation  $V_{DS}$  appliquée de valeur positive, les porteurs générés dans le silicium seraient alors séparés : les trous s'accumuleraient à l'interface isolant-substrat alors que les électrons migreraient vers le drain, comme représenté sur la figure 2.

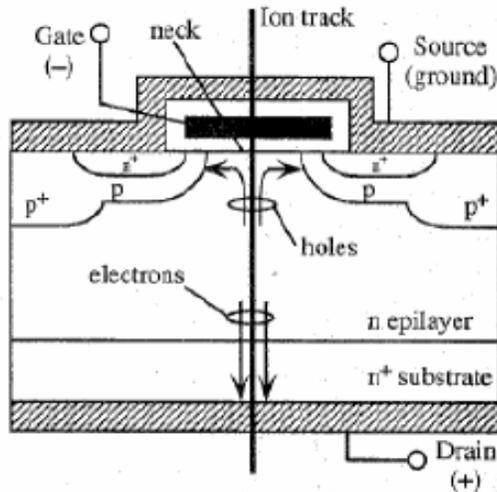


Figure 2 : Séparation des paires électron-trou le long du parcours de l'ion lourd, sous l'action de la polarisation  $V_{DS}$  positive, d'après [JOHN96].

La présence de trous à l'interface oxyde de grille substrat, dans la région dite « Neck », induit la création d'une charge image sur l'électrode de grille, représenté sur la figure 3.

Cette accumulation de charges provoque ensuite une augmentation transitoire du champ électrique à travers la couche d'isolant, pouvant dépasser le champ électrique de claquage de cette couche, à l'endroit du passage de la particule, et conduire alors au claquage électrique de l'isolant. La capacité interne de la grille se décharge ensuite pour produire localement une forte densité de courant. L'effet Joule associé à cela peut provoquer un défaut physique permanent dans l'isolant de grille.

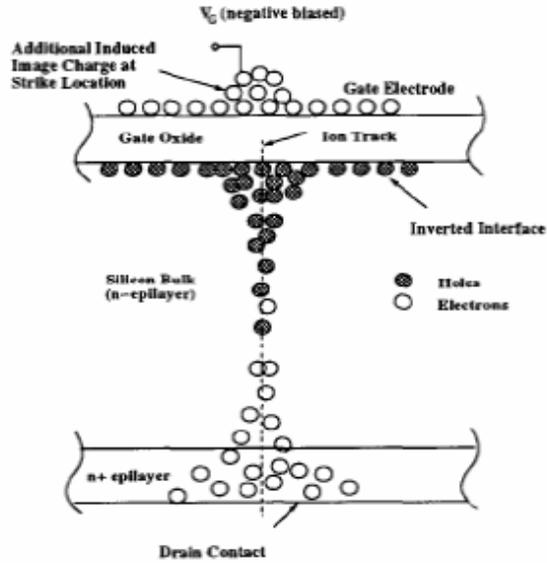


Figure 3 : Accumulation de trous à l'interface Si-SiO<sub>2</sub>, qui conduit à l'apparition d'une charge image sur l'électrode de grille, d'après [ALLE94].

Il a été montré que plus la valeur du LET des ions lourds est élevée, plus le SEGR sera susceptible de se déclencher rapidement durant l'irradiation [WHEA94].

Toutes ces études ainsi que les différentes améliorations apportées au modèle développé ont permis de mettre en place des normes de test appropriées à la phénoménologie supposée [TMS05].

## II.4. Le phénomène de SEB (Single Event Burnout) : exemple du Power MOSFET

Il y a 50 ans Thornton et Simmons [THOR58] ont publié une théorie pour tenter d'expliquer le mode de défaillance électrique des transistors bipolaires de puissance. Le phénomène connu sous le nom de *second claquage* est aujourd'hui utilisé pour décrire une défaillance précédée par une soudaine chute de tension aux bornes du composant et une rapide augmentation de la valeur du courant. On a supposé plus tard que les mêmes mécanismes étaient responsables de la destruction des jonctions p-n, des structures n<sup>+</sup>-n-n<sup>+</sup> et des transistors MOS.

Au fil des années, de nombreuses théories ont été proposées pour expliquer le second claquage des structures considérées, mais ce n'est qu'en 1991 [TITU91] que l'on parle de la destruction d'un transistor bipolaire ou Burnout d'un bipolaire induit par un ion lourd (Single Event Phenomena ou plus précisément Single Event Burnout).

Suite aux études réalisées sur le transistor bipolaire de puissance, Chenming Hu suppose en 1982 que la défaillance électrique des MOSFET opérant dans les zones de hautes tensions et de courants élevés est elle aussi associée au phénomène de second claquage [CHEN82]. On peut l'expliquer par la présence d'un transistor parasite inhérent à la structure du MOSFET [BEAT76] (Figure 1).

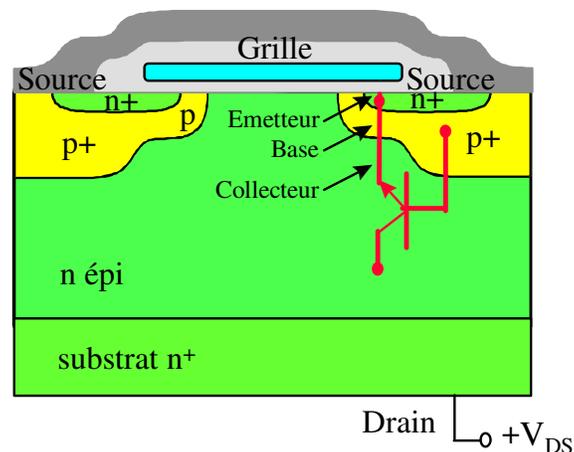


Figure 1 : Coupe d'un VDMOS.

Wrobel est le premier à faire une corrélation entre les effets d'un flash X sur un transistor bipolaire et ceux sur un VDMOS [WROB85]. Wrobel et Dawes en arrivent à l'explication suivante : la destruction d'un DMOS irradié s'explique par le second claquage,

induit par les particules ionisantes, de la structure parasite n<sup>+</sup>-p-n (Figure II-9) [WROB85], [DAWE86]. En 1986, Waskiewicz rend compte expérimentalement pour la première fois du phénomène de Burnout induit par ion lourd (Californium 252) sur des MOSFET de puissance et propose une première interprétation du phénomène [WASK86].

#### II.4.1. Enclenchement du BURNOUT

Nous pouvons décrire schématiquement le phénomène de burnout à partir de la Figure 2. Le photocourant créé par l'ion met en conduction le transistor bipolaire parasite de la structure MOSFET (Figure 2 (1)). Cette mise en conduction s'observe pour des conditions particulières de polarisation, de localisation et de caractéristique de la trace (LET). Si toutes les conditions précédentes sont réunies, le transistor bipolaire parasite peut atteindre son niveau de claquage (Figure 2 (2)).

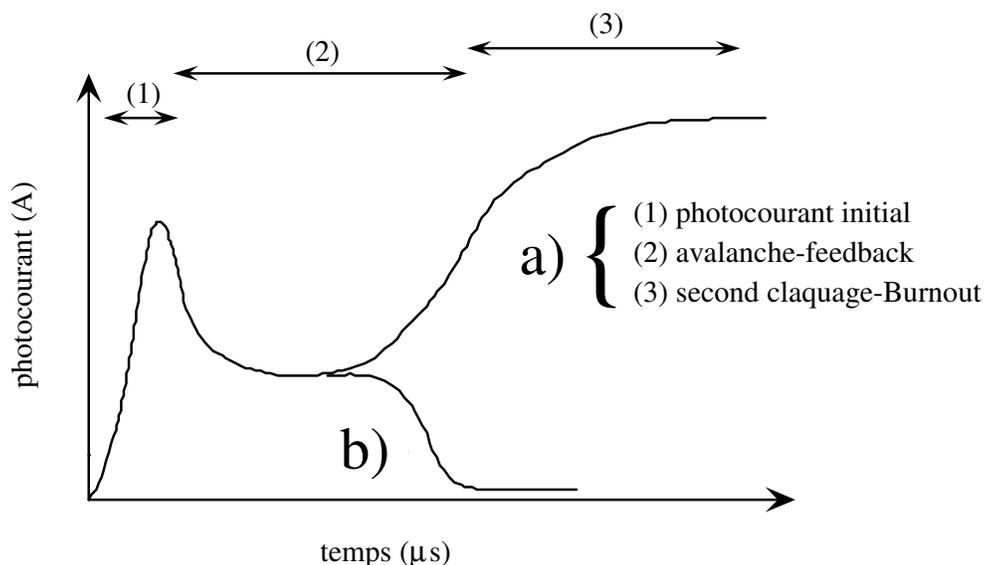


Figure 2 : Evolution en fonction du temps du courant source-drain, induit par le passage d'un ion lourd.

Une fois que l'on a atteint le claquage du dispositif, une conduction filamentaire s'établit entre le drain et la source [WROB92]. Ces filaments sont souvent considérés comme des microplasmas très stables. Une augmentation du courant d'avalanche induit une augmentation du diamètre du filament. La densité de courant reste donc pratiquement constante. Cette condition est stable tant que la température locale, à proximité du filament, n'augmente pas. Si cette température augmente (échauffement du matériau), on va générer des porteurs thermiques qui vont venir s'ajouter à la densité de courant initiale et la température va s'élever. Ce procédé s'auto-alimente (régénératif) jusqu'à ce que la température de la jonction passe au

delà du point eutectique du silicium/aluminium ou du point de fusion du silicium (1412 °C). Ce mécanisme est appelé Burnout et conduit à la destruction de la cellule (Figure 2 (3)).

Peu de publications [ROUB93] fournissent des informations quantitatives sur l'évolution temporelle des paramètres physiques (lignes de potentiels, champs électrique, densité de porteurs, taux de génération ...) et des processus mis en jeu.

# BIBLIOGRAPHIE

- ALLE94 M. Allenspach, J. R. Brews, I. Mouret, R. D. Schrimpf, and K. F. Galloway, "Evaluation of SEGR Threshold in Power MOSFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 6, pp. 2160-2166, 1994.
- ANAPRO Analyses Professionnelles, « Tenue aux Radiations », Tome 1 & 2.
- BAUM01 short course RADECS 2001.
- BAUM01' Baumann et al., Elsevier Microelectronics Reliability, vol. 41, no. 2, p.211-218, 2001 ou dans la première publication du journal en ligne IEEE Trans. Dev. Manuf. Rel., Vol. 1, No.1, 2001.
- BAUM02 R. Baumann, "The impact of technology scaling on soft error rate performance and limits to the efficacy of error correction", *Electron Devices Meeting, 2002. IEDM '02. Digest. International*, pp. 329-332, 8-11, décembre 2002.
- BAUM03 R. Baumann, "Technology scaling trends and accelerated testing for soft errors in commercial silicon devices", *9<sup>th</sup> IEEE On-Line Testing Symposium*, pp. 4, juillet 2003.
- BEAT76 B. A. Beatty et al, "Second Breakdown in power transistors due to Avalanche injection", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-23, N°8, pp. 851-857, août 1976.
- BIE70 Bielle, Thèse Toulouse 1970
- BOCH05 J. Boch, F. Saigné, R. D. Schrimpf, J. R. Vaillé, L. Dusseau, E. Lorfèvre, and C. Chatry, "Estimation of Low Dose Rate degradation on bipolar linear integrated circuits using switching experiments", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, pp. 2616-2621, 2005.
- BOCH06 J. Boch, F. Saigné, R. D. Schrimpf, J. R. Vaillé, L. Dusseau, and E. Lorfèvre, "Physical Model for Low Dose Rate effect in bipolar devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3655-3660, 2006.
- BOES76 H.E. Boesch, Jr. and J.M. McGarrity « *Charge yield and dose effects in MOS capacitors at 80 K* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol. NS-23, N°6, Décembre 1976
- BOUD95 J.C. Boudenot, « L'Environnement Spatial », Collection « Que sais-je ? », Ed. Presses Universitaires de France, 1995.
- BOUD99 J.C.Boudenot, C.Barillot, C.Brisset, M-C.Calvet, T.Fillon, M.Tavlet, « Les environnements radiatifs et leurs effets à l'aube du XXI<sup>ème</sup> siècle », Journée technique, RADECS 1999.
- BREW93 J. R. Brews, M. Allenspach, R. D. Schrimpf, K. F. Galloway, J. L. Titus, and C. F. Wheatley, "A Conceptual Model of Single-Event Gate-Rupture in Power MOSFET's", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, no. 6, pp. 1959-1966, 1993.
- BRIE71 K. O'Brien, « The Natural Radiation Environment », Report N°720805-P1, United States Department of Energy, 1971, p. 15.
- BRIE78 K. O'Brien, Report N°EML-338, United States Department of Energy, 1978.

- BS22900 Total Dose Steady-State Irradiation Test Method, ESA/SCC Basic Specification N°22900, Issue 3, November 1993.
- CARL05 J. F. Carlotti, A. D. Touboul, M. Ramonda, C. Guasch, J. Bonnet, and J. Gasiot, "Growth of silicon bump induced by swift heavy ion at the silicon oxide - silicon interface", *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 041906-1- 041906-3, 2005.
- CERN1. *Histoire du LEP.*  
<http://press.web.cern.ch/Press/PressReleases/Releases2000/PR10.00FLEPHistory.html>
- CERN2 *Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.* <http://public.web.cern.ch>.
- CHAU03 P. S. Chaudhari, T. M. Bhave, D. Kanjilal, and S. V. Bhoraskar, "Swift heavy ion induced growth of nanocrystalline silicon in silicon oxide", *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 6, pp. 3486-3489, 2003.
- CHEN82 C. Hu et M. Chi, "Second Breakdown of Vertical Power MOSFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-29, N°8, pp. 1287-1293, août 1982
- COUL04 K. Castellani-Coulié, B. Sagnes, F. Saigné, J.-M. Palau, M.-C. Calvet, P.E. Dodd, F.W. Sexton, « Comparison of NMOS and PMOS transistor sensitivity to SEU in SRAMs by device simulation », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp. 2239-2244, décembre 2003.
- DAL88 Dale, ``Hight energy electron induced displacement damage in silicon`` *IEEE trans.on nuclear science* Vol 35 n°6 december 1988 p.1208-1214
- DALY88 Daly E.J., « The Evaluation of Space Radiation Environments for ESA Projects », *ESA Journal* 12, 229 (1988).
- DAWE86 W. R. Dawes et al, "Transient Hardened Power Fets", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-33, No 6, pp. 1425-1427, décembre 1986.
- DAWE89 W.R. Dawes, F.B. McLean, P.A. Robinson, J.J. Silver « *Hardening semiconductor components against radiation and temperature* », Noyes Data Corporation Park Ridge, New Jersey, USA (1989)
- DEAL80 B.E. Deal « *Standardized terminology for oxide charges associated with thermally oxidized silicon* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol ED-27, n°3, p606, (1980)
- DELA95 H. De La Rochette, « Latchup déclenché par ion lourd dans des structures CMOS-1µm: approche expérimentale, simulation 2D et 3D », Thèse, Université Montpellier II, 1995.
- DES92 Desgardin, `` Etude comparative des défauts induits par les ions légers dans les semiconducteurs : principales applications``, Thèse Orléans 1992
- DESS22 F. Dessauer, "Über einige Wirkungen von Strahlen", *Zeitschrift für Physik*, vol. 12, pp. 38-47, 1922.
- DODD94 P.E.Dodd, F.X. Sexton, and P.S. Winokur, "Three-Dimensional Simulation of Charge Collection and Multiple-Bit Upset in Si Devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, no 6, pp 2005-2017, décembre 1994.
- DODD95 P.E. Dodd and F.W. Sexton, "Critical charge concepts for CMOS SRAM", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, no. 6, pp 1764-1771, décembre 1995.

- DODD96 P.E. Dodd, F.W. Sexton, G.L Hash, M.R. Shaneyfelt, B.L. Draper, A.J. Farino and R.S. Flores, "Impact of technology trends on SEU in CMOS SRAMs", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, No. 6, pp. 2797-2804, décembre 1996.
- DOZI87 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 NS-34, n°6, p1535, (1987)
- DUPO91 E. Dupont-Nivet « *Effet de la dose, durcissement des composants* », RADECS 91 La Grande Motte, Journée de formation, cours 3, 9 Septembre 1991
- EDMO91 L. D. Edmonds, "Theoretical Prediction of the Impact of Auger Recombination on Charge Collection from an ion track", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol NS-38, no. 5, pp 999-1004, octobre 1991.
- ENL91 E. W. Enlow, R. L. Pease, W. E. Combs, R. D. Schrimpf and R. N. Nowlin "Response of Advanced Bipolar Processes to Ionizing Radiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 38, pp. 1342-1351, 1991.
- ESRF. *European Synchrotron Radiation Facility - Installation Européenne de Rayonnement Synchrotron.* <http://www.esrf.eu/>.
- ESTEC [http://www.estec.esa.nl/wmwww/wma/Background/rad\\_env.html](http://www.estec.esa.nl/wmwww/wma/Background/rad_env.html).
- FISC87 T. A. Fischer, "Heavy-Ion-Induced Gate-Rupture in Power MOSFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, no. 6, pp. 1786-1791, 1987.
- FLEI75 R.L. Fleischer and al, « *Nuclear tracks in solids, principles & applications* », University of California press, pp 238, 240 and 380, 1975.
- FLEI75 R. L. Fleischer, P. B. Price, and R. M. Walker, *Nuclear Tracks in Solids - Principles and Applications*. University of California Press Berkeley-Los Angeles-London, 1975
- FREI48 P. S. Freier et al, « Evidence for heavy nuclei in the primary cosmic radiation », *Physical Review*, Vol. 74, pp. 213-217, 1948.
- GADL04 M. J. Gadlage, R. D. Schrimpf, J. M. Benedetto, P. H. Eaton, D. G. Mavis, M. Sibley, K. Avery and T. L. Turflinger, *Single event transient pulse widths in digital microcircuits*, *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 51 (2004), no. 6, 3285.
- GANIL. *Grand accélérateur National d'Ions Lourds.* <http://ganil.fr>.
- GASI04 G. Gasiot, "Etude de la sensibilité de technologies CMOS/Bulk et CMOS/SOI Partiellement Désertée très largement sub-microniques dans l'environnement radiatif terrestre", *thèse, université Bordeaux I*, soutenue en Juin 2004.
- HAR78 A. R. Hart, J. B. Smyth, V. A. J. van Lint, D. P. Snowden, and R. E. Leadon, "Hardness Assurance Considerations for Long-Term Ionizing Radiation Effects on Bipolar Structures" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-25, pp. 1502-1507, 1978.
- HESS68 Hess W.N., « *The Radiation Belt and the Magnetosphere* », Blaisdell Publ. Co. (1968).
- HODG78 P. E. Hodgson, *Nuclear Heavy-ion Reactions*. Clarendon Press, 1978
- HOP97 Hopkinson , Journée Technique , RADECS 97 Cours partie III p. 75-77
- HOWE-70 P. L. Hower et V. G. K. Reddi, "Avalanche injection & second breakdown in transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-17, N°4, avril 1970.

- HUGH75 R.C. Hughes, E.P. Eernisse and H.J. Stein, « *Hole transport in MOS oxides* », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-22, N°6, Décembre 1975
- IEC International Electrotechnical Commission TC107, “Standard for the Accomodation of Atmospheric Radiation Effects [SEE] within Avionics Electronic Equipment.”
- JAFF13 G. Jaffe « *Zur theorie der ionisation in kilonnen* » Ann. Phys. (Leipzig), vol. 42, p303, (1913)
- JEDE01 JEDEC standard n° JESD89, Measurements and Reporting of Alpha Particles and Terrestrial Cosmic Ray-Induced Soft Errors in Semiconductor Devices, août. 2001.
- JOHN93 G. H. Johnson, "Simulating Single-Event Burnout of n-Channel Power MOSFETs", IEEE Transactions Electron Devices, Vol. ED-40, N°5 , pp. 1001-1008, mai 1993.
- JOHN96 G. H. Johnson, K. F. Galloway, R. D. Schrimpf, J. L. Titus, C. F. Wheatley, M. Allenspach, and C. Dachs, “A Physical Interpretation for the Single-Event-Gate-Rupture Cross-Section of N-Channel Power MOSFETs”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, pp. 2932-2937, 1996
- JOHN96 G. H. Johnson, K. F. Galloway, R. D. Schrimpf, J. L. Titus, C. F. Wheatley, M. Allenspach, and C. Dachs, “A Physical Interpretation for the Single-Event-Gate-Rupture Cross-Section of N-Channel Power MOSFETs”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, pp. 2932-2937, 1996.
- KIRK62 C. T. Kirk, "A theory of transistor cutoff frequency falloff at high current densities", IEEE Transactions Electron Devices, Vol. ED-9, N°3 , pp. 164-174, mars 1962.
- KOBA02 H. Kobayashi<sup>1</sup>, K. Shiraishi, H. Tsuchiya, M. Motoyoshi, H. Usuki, Y. Nagai, K. Takahisa, T. Yoshiie, Y. Sakurai and T. Ishizaki, “Soft Errors in SRAM Devices Induced by High Energy Neutrons, Thermal Neutrons and Alpha Particles,” *Technical Digest, International Electron Devices Meeting 2002*, San Francisco, CA, 8-11 décembre 2002.
- KOBA04 H. Kobayashi, H. Usuki, K. Shiraishi, H. Tsuchiya, N. Kawamoto, G. Merchant and Jun Kase, “Comparison between Neutron-Induced System-SER and Accelerated-SER in SRAMs”, *42<sup>nd</sup> International Reliability Physics Symposium*, Phoenix, pp. 288-293, avril 2004
- KOS93 S. L. Kosier, R. D. Schrimpf, R. N. Nowlin, D. M. Fleetwood, M. DeLaus, R. L. Pease, W. E. Combs, A. Wei and F. Chai “Charge Separation for Bipolar Transistors”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, pp. 1276-1285, 1993.
- KOS95 S. L. Kosier, A. Wei, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, M. DeLaus, R. L. Pease, and W. E. Combs, “*Physically Based Comparison of Hot-Carrier-Induced and Ionizing-Radiation-Induced Degradation in BJTs*”, *IEEE Trans. Electron. Devices.*, vol. 42, pp. 436-444, 1995.
- KRIS73 S. Krishna et P. L. Hower, "Second Breakdown of transistors during inductive turnoff", Proc. IEEE, Vol. 61, mars 1973.
- LAF69 Gervais de Lafond, `` Interactions Proton silicium et Proton germanium entre 1 MeV et 3000 MeV `` ,Thèse Toulouse 1969
- LISO90 P. W. Lisowski, C. D. Bowman, G. J. Russell, and S. A. Wender, *Nucl. Sci. Eng.*, vol. 106, pp. 208-218, 1990.

- MAIZ03 J. Maiz, S. Hareland, K. Zhang and P. Armstrong,, “Characterization of Multiple-Bit Soft Error Events in advanced SRAMs”, *IEEE, IEDM*, 2003.
- MART87 R. C. Martin, N. M. Ghoniem, Y. Song, and J. S. Cable, "The Size Effect of Ion Charge Tracks on Single Event Multiple Bit Upset", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, no. 6, décembre 1987.
- McLe76a F.B.McLean « *A direct tunneling model of charge transfer at the insulator-semiconductor interface in MIS devices* », U.S. Government Report # HDL-TR-1765, (October 1976)
- McLe76b F.B. McLean, E.E. Boesch, Jr., J.M. McGarrity, « *Hole transport and recovery characteristics of  $S_iO_2$  gate insulators* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol.NS-23, N°6, Décembre 1976
- NORM94 E. Normand, D.L. Oberg, J.L. Wert, “Single Event Upset and Charge Collection Measurements Using High Energy Protons and Neutrons”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, no. 6, décembre 1994.
- NORM96 E. Normand, « Single Event Upsets at ground level », *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-43, N°6, décembre 1996.
- NOW91 R. N. Nowlin, R. D. Schrimpf, E. W. Enlow, W.E. Combs, R. L; Pease “*Mechanisms of Ionizing Radiation Induced Gain Degradation in Modern Bipolar Devices*”, in *Proc. IEEE Bipolar Circuits and tech. Mtg.*, pp. 174-177, 1991.
- NOW93 R. N. Nowlin, D.M. Fleetwood, R. D. Schrimpf, R. L; Pease, W.E. Combs “*Hardness Assurance testing Issues for Bipolar/BICMOS Devices*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, pp. 1686-1693, 1993.
- OLDH86 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.NS-33, N°6, Décembre 1986
- ONSA38 L. Onsager « *Initial recombination of ions* », *Physical Review*, vol 54, p554, (1938)
- PEA97 R. L. Pease, L. M. Cohn, D. M. Fleetwood, M. A. Gehlhausen, T. L. Turflinger, D. B. Brown and A. H. Johnston “*A Proposed Hardness Assurance Test Methodology for Bipolar Linear Circuits and Devices in a Space Ionizing Radiation Environment*” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, pp. 1981-1988, 1997.
- POON69 H. C. Poon et al, "High injection in Epitaxial Transistors", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-16, N°5, pp. 455-457, mai 1969.
- PRIC62 P. B. Price and R. M.Walker, “Electron microscope observation of etched tracks from spallation recoils in mica”, *Physical Review Letters*, vol. 8, no. 5, pp. 217–219, 1962
- PRIC70 P.B. Price and al, « Composition of cosmic rays of atomic number 12 to 30 », *Acta. Phys. Sci. Hung.*, No 29, suppl. 1, pp 417-422, 1970.
- PSCOSM [http://www.nas.edu/ssb/ps\\_cosmi.gif](http://www.nas.edu/ssb/ps_cosmi.gif) avec la permission de M.A. Shea, Phillips Laboratory.
- RAVO06 F. Ravotti, *Characterization and Development of Radiation Monitoring Sensors for the High Energy Physics Experiments of the CERN LHC Accelerator*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 2006.

- ROCH03 P.Roche, G. Gasiot, K. Forbes, V. O’Sullivan and V. Ferlet-Cavrois, “Comparisons of Soft Error Rate for SRAMs in Commercial SOI and Bulk below the 130 nm Technology Node”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp 2046-2054, décembre 2003.
- ROCH98 Ph. Roche, J. M. Palau, K. Belhaddad, G. Bruguier, R. Ecoffet, and J.Gasiot, “SEU Response of an Entire SRAM Cell Simulated as One Contiguous Three Dimensional Device Domain”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, no. 6, pp. 2534-2544, décembre 1998.
- RODI96 D. Rodichev, P. Lavallard, E. Dooryhée, A. Slaoui, J. Perriere, M. Gandais, and Y. Wang, “Formation of Si nanocrystals by heavy ion irradiation of amorphous SiO films”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 107, pp. 259-262, 1996.
- ROUB93 F. Roubaud et al, "Experimental and 2D simulation study of the single event Burnout in N power MOSFETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-40, N°6, pp. 1952-1958, décembre 1987.
- SCH01 R. D. Schrimpf “*Physics and Hardness Assurance for Bipolar Technologies*”, IEEE NSREC Short Course, 2001.
- SCH84 J.R. Schwank, P.S. Winokur, P.J. McWorther, F.M. Sexton, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, « *Physical mechanisms contributing to device REBOUND* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol NS-31, n°6, p1434, (1984)
- SCHM95 D. M. Schmidt, D. M. Fleetwood, R. D. Schrimpf, R. L. Pease, R. J. Graves, G. H. Johnson, K. F. Galloway, and W. E. Combs, “*Comparison of Ionizing Radiation Induced Gain Degradation in Lateral, Substrate and Vertical PNP BJTs*”, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, pp. 1541-1549, 1995.
- SEIT56 F. Seitz, “Displacement of atoms during irradiation”, *Solid State Physics*, vol. 2, pp. 307–448, 1956.
- SEMA sur Internet, [www.sematech.org](http://www.sematech.org).
- SEXT97 F. W. Sexton, D. M. Fleetwood, M. R. Shaneyfelt, P. E. Dodd, and G. L. Hash, “Single Event Gate Rupture in Thin Gate Oxides”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, no. 6, pp. 2345-2353, 1997.
- SEXT98 F. W. Sexton, D. M. Fleetwood, M. R. Shaneyfelt, P. E. Dodd, G. L. Hash, L. P. Schanwald, R. A. Loemker, K. S. Frisch, M. L. Green, B. E. Weir, and P. J. Silverman, “Precursor Ion Damage And Angular Dependence of Single Event Gate Rupture in Thin Oxides”, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, no. 6, pp. 2509-2518, 1998.
- SMIT73 W.B. Smith et al, "Second breakdown and damage in junction devices", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-20, N°8 , août 1973.
- SROU74 J.R. Srour, O.L. Curtis, Jr., and K.Y. Chiu « *Charge transport studies in S<sub>2</sub>O<sub>2</sub>: processing effects and implications for radiation hardening* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, Vol.NS-21, décembre 1974
- SROU88 J.R. Srour and J.M. McGarrity « *Radiation effects on microelectronics in space* », *Proceedings of the IEEE*, Vol. 76, N°11, Novembre 1988

- STAS88 E. G. Stassinopoulos et J. P. Raymond, « The space radiation environment for electronics », actes de la conférence IEEE, Vol. 76, N°11, pp. 1423-1442, novembre 1988.
- STRE91 B. G. Streetman, "Solid State Electronic Devices", Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, 1991.
- SUM94 Summers G. « A new approach to damage prediction for solar cells exposed to different radiations » IEEE 1994 vol 4
- SUM97 Summers G. « Low energy-induced displacement damage in shielded GaAs solar cells in space » Appl.Phys.Lett. August 1997
- SUNS72 R. A. Sunshine et M. A. Lampert, "Second breakdown phenomena in avalanching Silicon on Sapphire diodes", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-19, N°7, juillet 1972.
- SZE S.M. Sze "*Physics of semiconductor devices*", 2<sup>e</sup> édition, N.Y., Wiley, 1981.
- TABE93 A. Taber and E. Normand, « Single event upset in avionics, » IEEE Trans. Nucl. Sci., vol NS-40, no. 2, pp. 120-126, 1993.
- TALL87 R.W. Tallon and W.T. Kemp, « *Radiation damage in MOS transistors as a function of the angle between an applied electric field and various incident radiations (Protons, electrons and Co60 Gamma Ray)* », IEEE Trans. Nucl. Sci., vol NS-34, n°6, (Décembre 1987)
- TELESAT [www.telesat.ca/fre/satellites\\_transmission5.htm](http://www.telesat.ca/fre/satellites_transmission5.htm)
- THOR58 C. G. Thornton et C. D. Simmons, "A new high current mode of transistor operation", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-5, N°1, janvier 1958.
- TITU91 J. L. Titus, G. H. Johnson, R. D. Schrimpf et K. F. Galloway, "Single Event Burnout of Bipolar Junction Transistors", IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-38, N°6, pp. 1315-1322, décembre 1991.
- TM1019.7 Military Standard Test Method and Procedures for Microelectronics, MIL-STD-883E, Method 1019.7, "Ionizing Radiation (total dose) Test Procedure", Defense Electronics Supply Center (DESC), December 2006.
- TMS05 Test Method Standard, Test Methods for Semiconductor Devices, MIL-STD-750E, Method 1080 Single-Event Burnout and Single-Event Gate Rupture. United States of America, Department of Defense, 2005.
- TOUB05 A. D. Touboul, J. F. Carlotti, M. Marinoni, M. Caussanel, M. Ramonda, C. Guasch, G. Bruguier, J. Bonnet, F. Saigné, and J. Gasiot, "Growth of Heavy Ion-induced nanodots at the SiO<sub>2</sub> – Si interface: correlation with ultrathin gate oxide reliability", *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 351, no. 52-54, pp. 3834–3838, 2005.
- TOUB05' A. D. Touboul, *Observation en microscopie à force atomique des défauts induits par des ions lourds sur des structures MOS : incidence sur la fiabilité des technologies fortement intégrées*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, Sciences et Techniques du Languedoc, 2005.
- TOUL92 M. Toulemonde, C. Dufour, and E. Paumier, "Transient thermal process after a high-energy heavy-ion irradiation of amorphous metals and semiconductors", *Physical Review B*, vol. 46, no. 22, pp. 14362-14369, 1992.

- VIAL98 C. Vial, « Evaluation de la probabilité des aléas logiques induits par les neutrons atmosphériques dans le silicium des SRAM », Thèse, Université Montpellier II, octobre 1998.
- WASK86 A. E. Waskiewicz, J. W. Groninger et V. H. Strahan, "Burnout of Power MOS Transistors With Heavy Ions of Californium-252", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-33, N°6, pp. 1710-1713, décembre 1986.
- WHEA94 C. F. Wheatley, J. L. Titus, and D. I. Burton, "Single-Event Gate Rupture in Vertical Power MOSFETs; An Original Empirical Expression" *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, no. 6, pp. 2152-2159, 1994.
- WHEA96 C. F. Wheatley, J. L. Titus, D. I. Burton, and D. R. Carley, "SEGR Response of a Radiation-Hardened Power MOSFET Technology", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, no. 6, pp. 2944-2951, 1996.
- WHIT69 R. J. Whittier et D. A. Tremere, "Current gain cutoff Frequency falloff at high currents", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. ED-16, N°1, pp. 39-57, janvier 1969.
- WINO81 P.S. Winokur and H.E. Boesch, « *Annealing of MOS capacitors with implications for test procedures to determine radiation hardness* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol NS-28, n°6, p4088, (1981)
- WINO84 P.S. Winokur, J.R. Schwank, P.J. McWhorter, P.V. Dressendorfer and D.C. Turpin, « *Correlating the radiation response of MOS capacitors an transistors* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol NS-31, n°6, p1453, (1984)
- WINO94 P.S. Winokur, M.R. Shaneyfelt, T.L. Meisenheimer, D.M. Fleetwood, « *Advanced qualification techniques* », *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol. NS - 41, N°3, pp 538 - 548, (1994).
- WIT96 S.C. Witczak, R. D. Schrimpf, K.F. Galloway, D.M. Fleetwood, R. L; Pease, J. M. Puhl, D. M. Schmidt, W.E. Combs and j. S. Suehle "Accelerated Tests for Simulating Low Dose Rate Gain Degradation of Lateral and Substrate PNP Bipolar Junction Transistors" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, pp. 3151-3160, 1996.
- WROB80 T. F. Wrobel et J. L. Azarewicz, "High dose Burnout in Silicon epitaxial Transistors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-27, N°6, pp. 1411-1415, décembre 1980.
- WROB85 T. F. Wrobel, F. N. Coppage, G. L. Hash et A. J. Smith, "Current induced Avalanche in Epitaxial Structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-32, N°6, pp. 3991-3995, décembre 1985.
- WROB87 T. F. Wrobel, "On heavy ion induced hard-errors in dielectric structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-34, N°6, pp. 1262-1268, décembre 1987.
- WROB92 T. F. Wrobel et D. E. Beutler, "Solutions to Heavy Ion Induced Avalanche Burnout in Power Devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. NS-39, N°6, pp133-137, décembre 1992.
- ZIEG96 J. F. Ziegler, « Terrestrial Cosmic Rays », *IBM Journal of Research and Development*; Vol. 40, N°1, 1996.

