

THESE

Présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

ÉCOLE DOCTORALE : Sciences de l'univers, de l'environnement et de l'espace

SPÉCIALITÉ : Électronique spatiale

par

Sophie PETIT

**Étude des méthodes de prédiction de taux d'erreurs en orbite dans les mémoires :
nouvelle approche empirique**

Soutenue le 8 décembre 2006 devant le jury :

M.	P.	MAGNAN	Président
	J.P.	DAVID	Directeur de thèse
	R.	ECOFFET	
Mme	V.	FERLET-CAVROIS	Rapporteur
MM.	P.	FOUILLAT	Rapporteur
	F.	SAIGNE	

THÈSE

Spécialité : électronique spatiale

ÉTUDE DES MÉTHODES DE PRÉDICTION DE TAUX D'ERREURS EN ORBITE DANS LES MÉMOIRES : NOUVELLE APPROCHE EMPIRIQUE

Sophie PETIT



INTRODUCTION	5
CHAPITRE 1. ENVIRONNEMENT SPATIAL ET EFFETS SUR LES MÉMOIRES	7
1.1. ENVIRONNEMENT RADIATIF EXTRA - ATMOSPHÉRIQUE	7
1.1.1. LES CEINTURES DE RADIATION.....	7
1.1.2. LE VENT SOLAIRE	8
1.1.3. LES ÉRUPTIONS SOLAIRES	8
1.1.4. LE RAYONNEMENT COSMIQUE	9
1.1.5. SYNTHÈSE DES PARTICULES RENCONTRÉES DANS L'ESPACE.....	9
1.2. EFFETS DES RAYONNEMENTS SUR LES MÉMOIRES.....	10
1.2.1. EFFET DE DOSE CUMULÉE.....	11
1.2.2. EFFETS SINGULIERS	12
1.3. LE PHÉNOMÈNE DE SINGLE EVENT UPSET (SEU).....	14
1.3.1. PRINCIPE DE LA GÉNÉRATION DE CHARGES ET DÉFINITION DU LET.....	14
1.3.2. SECTION EFFICACE (CF. AUSSI PARAGRAPHE 2.2.2.1) :	17
1.3.3. DESCRIPTION DES PHÉNOMÈNES DE COLLECTION DE CHARGES.....	18
1.3.3.1. Collection de charges sous l'effet du champ électrique [Sze-81].....	19
1.3.3.2. Collection de charges dans la zone de champ nul.....	22
1.3.3.3. Conséquences de la collection de charges dans les mémoires.....	23
1.3.4. LE SEU DANS LES MÉMOIRES.....	24
1.3.4.1. Rappels sur les différentes catégories de mémoires.....	24
1.3.4.2. Le SEU dans les SRAM.....	26
1.3.4.3. Le SEU dans les DRAM	27
1.4. CONCLUSIONS.....	27
CHAPITRE 2. PRÉDICTION STANDARD DU TAUX D'UPSET DANS L'ESPACE	28
2.1. LE MODÈLE DE PRÉDICTION STANDARD.....	28
2.1.1. NOTION DE SPECTRE INTÉGRAL DE LET	28
2.1.2. LE CODE DE PRÉDICTION CREME.....	29
2.1.2.1. Modélisation de l'environnement : Génération du fichier $\Phi(\text{LET})$	30
2.1.2.2. Modélisation de l'interaction particule/composant – calcul du taux d'événement SEU31	
2.1.3. CONCLUSIONS	35
2.2. ESSAIS SOUS ACCÉLÉRATEUR DE PARTICULES.....	36
2.2.1. CARACTÉRISTIQUES DES ACCÉLÉRATEURS COURAMMENT UTILISÉS.....	36
2.2.2. EXPLOITATION DES RÉSULTATS DES ESSAIS.....	37
2.2.2.1. Courbes de sections efficaces expérimentales	37
2.2.2.2. Ajustement des courbes	38
2.2.2.3. Correction de l'inclinaison par $\cos(\theta)$	39
2.2.2.4. Préparation des composants.....	40
CHAPITRE 3. ANALYSE DES RÉSULTATS EN VOL.....	43
3.1. DONNÉES DE VOL ET DONNÉES SOL.....	43
3.1.1. EXPLOITATION DES MESURES EN VOL	43

3.1.1.1.	Présentation des expériences.....	43
3.1.1.2.	Répartition des SEU par composant	45
3.1.1.3.	Répartition temporelle des SEU.....	45
3.1.1.4.	Répartition géographique des SEU.....	46
3.1.1.5.	Blindage du satellite.....	47
3.1.2.	DONNÉES SOL - COURBES DE SECTIONS EFFICACES SEU	48
3.2.	PRÉDICTIONS ET COMPARAISONS	49
3.2.1.	PARAMÈTRES DE CALCUL.....	49
3.2.2.	COMPARAISON ENTRE PRÉDICTIONS ET DONNÉES DE VOL SAC-C	52
3.2.3.	COMPARAISON ENTRE PRÉDICTIONS ET DONNÉES DE VOL MIR	53
3.3.	ANALYSE DES SOURCES POSSIBLES D'ERREURS ET DISCUSSION	55
3.3.1.	ENVIRONNEMENT	55
3.3.2.	INFLUENCE DU BLINDAGE	57
3.3.3.	PARAMÈTRES DE L'AJUSTEMENT DE WEIBULL.....	57
3.3.4.	LIMITE DU CONCEPT IRPP	58
3.3.4.1.	Valeur du LET de la particule.....	59
3.3.4.2.	Incertitudes sur les paramètres définissant le volume sensible.....	59
3.3.4.3.	Mode de collection de charges pris en compte	60
3.4.	CONCLUSIONS.....	63
CHAPITRE 4. MÉTHODE DE PRÉDICTION EMPIRIQUE		64
4.1.	PROPOSITION DE CALCUL DE TAUX D'ERREURS IONS LOURDS	64
4.1.1.	PRÉSENTATION	64
4.1.2.	NOUVELLES PRÉDICTIONS DE TAUX SEU AVEC L'APPROCHE SEMI-EXPÉRIMENTALE	65
4.1.2.1.	Hypothèses de calcul	65
4.1.2.2.	Données expérimentales	67
4.1.2.3.	Calculs de prédiction par la méthode empirique semi-expérimentale et résultats	69
4.1.2.4.	Discussions	71
4.1.3.	DÉPENDANCE ANGULAIRE ET CALCUL ANALYTIQUE	72
4.1.3.1.	Courbes en LET effectif.....	72
4.1.3.2.	Calculs de taux SEU analytiques	74
4.1.4.	DISCUSSIONS ET CONCLUSIONS ET SUR LA MÉTHODE EMPIRIQUE	77
4.2.	ETUDE DES ÉVÉNEMENTS MULTIPLES ET PRÉDICTION.....	78
4.2.1.	EXTRACTION DES MBU - MISE EN ÉVIDENCE DES PHÉNOMÈNES DE DIFFUSION	78
4.2.2.	PRÉDICTION ÉVÉNEMENTS MULTIPLES MBU - SMU	81
4.3.	CONCLUSIONS.....	83
CHAPITRE 5. ANALYSES À PARTIR DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....		84
5.1.	SIMULATIONS PHYSIQUES – ISE TCAD.....	84
5.1.1.	STRUCTURE SIMULÉE	85
5.1.2.	CONDITIONS DE SIMULATIONS ET FORMATS DES RÉSULTATS	87
5.1.3.	VALIDATION DES SIMULATIONS AVEC LES DONNÉES EXPÉRIMENTALES	88
5.1.3.1.	Comparaison entre les surfaces sensibles simulées et mesurées.....	89
5.1.3.2.	Comparaison des seuils de multiplicité.....	90
5.1.4.	RÉSULTATS DE L'ÉTUDE PAR SIMULATION	90
5.2.	COMPARAISON AVEC DES MODÈLES ANALYTIQUES SIMPLES	92
5.2.1.	MODÈLE ANALYTIQUE RETENU	92
5.2.2.	APPLICATION AU CAS D'UNE COUCHE ENTERRÉE.....	93

5.2.3.	APPLICATIONS NUMÉRIQUES POUR UN IMPACT DIRECT	94
5.2.4.	APPLICATIONS NUMÉRIQUES POUR UN IMPACT INDIRECT	96
5.2.5.	ETUDE EN INCIDENCE	97
5.3.	CONCLUSIONS.....	99
CONCLUSION.....		101
ANNEXE 1 : CODE D'EXTRACTION DES MBU		103
1.	Principe de la méthode.....	103
2.	Calcul d'erreurs en sortie du code	106
3.	Validation de la méthode	108
ANNEXE 2 : BILANS DES ANALYSES TECHNOLOGIQUES		112
1.	Reverse engineering SRAM 4Mbits Hitachi HM628512	112
2.	Cartographie des zones actives par SCM sur Hitachi HM628512.....	114
3.	Analyses SIMS des dopages dans la zone active de la HM628512	118
TABLE DES SIGLES		121
REFERENCES		122
RÉSUMÉ.....		125

INTRODUCTION

Les premières anomalies induites par les radiations de l'espace sur les circuits électroniques embarqués ont été observées il y a plus de trente ans, mais la communauté scientifique internationale ne s'est intéressée vraiment à ce problème que depuis les années 80. Ces recherches s'étendent aujourd'hui de l'étude de l'environnement spatial, jusqu'au test de composants sous accélérateurs de particules, en passant par la modélisation du comportement des puces électroniques ainsi que le développement de technologies durcies.

La fiabilité des infrastructures orbitales est un problème important dont doivent tenir compte les concepteurs. Il est nécessaire de développer un ensemble de techniques de « durcissement » afin de prévenir les effets des particules sur les composants. Les concepteurs d'engins spatiaux disposent de plusieurs approches pour protéger l'électronique : le blindage, des solutions au niveau système (durcissement système), l'utilisation de composants durcis (politique restreinte notamment pour des raisons budgétaires et politiques), évaluation au sol de la sensibilité des composants et sélection des composants les plus résistants.

A l'heure actuelle, le volume d'essai au sol de l'électronique s'accroît considérablement. La sensibilité des composants aux ions lourds ou aux protons, donnée requise pour l'assurance qualité, est habituellement établie en irradiant ces circuits à l'aide d'accélérateurs de particules et en utilisant des modèles de prédiction de taux d'erreur.

Parmi les effets des particules sur l'électronique, on distingue le phénomène de dose, qui vient progressivement mais de façon permanente, altérer le fonctionnement des circuits, et les événements singuliers induits par le passage d'une unique particule ionisante : les SEE (Single Event Effects), qui provoquent des dysfonctionnements transitoires. Parmi les aléas transitoires, on peut citer le SEU, Single Event Upset, qui correspond au basculement logique d'un point mémoire provoqué principalement par un ion lourd ou un proton.

Face à l'intérêt de prévoir la sensibilité des composants avant de les intégrer dans une mission spatiale, de nombreuses équipes se sont intéressées à l'élaboration de modèles de prédiction. La zone sensible du composant est le plus souvent modélisée par un parallépipède rectangle (RPP) appelé volume sensible (VS), auquel on associe une énergie critique E_c . Le principe de calcul de ces modèles, basés sur le concept du volume sensible, est de calculer l'énergie déposée dans le VS par les particules et de comptabiliser un Upset lorsque cette énergie déposée est supérieure à une valeur seuil E_c .

L'impossibilité de connaître a priori les dimensions du volume sensible, paramètres essentiels de la modélisation, représente la limitation principale de cette méthode. De façon générale, la valeur de l'épaisseur sensible d est choisie arbitrairement. Si dans le passé, ce choix donnait des résultats globalement corrects, il s'avère être de moins en moins satisfaisant pour certains composants aujourd'hui.

En effet, le CNES et l'ONERA ont montré une volonté depuis une dizaine d'année de contrôler les prédictions par des expériences embarquées. Grâce aux retours de ces expériences qui commencent à être assez importants, des comparaisons entre les taux d'erreurs en vol ion lourd constatés sur les composants dans l'espace à ceux fournis par les modèles de prédiction existants ont pu être faites.

L'objet de cette thèse a alors été d'effectuer un premier bilan des modèles de prédiction existants afin d'en faire ressortir les éléments pouvant être à l'origine des différences notables observées entre les résultats des modèles et ceux issus des expériences embarquées. A partir de cette étude, nous verrons qu'une approche différente de calcul de taux

d'erreurs ion lourd est proposée donnant des résultats de prédiction très satisfaisants. Une première validation semi-expérimentale est présentée et des "pistes analytiques" sont abordées de manière à simplifier la méthode et réduire le nombre d'essais nécessaires sous accélérateurs tout en la rendant plus représentative.

Ce manuscrit de thèse s'articule autour de cinq chapitres :

Le premier chapitre permet de situer le contexte de la thèse. Il présente l'environnement spatial et les différents effets qui en découlent sur l'électronique. Le phénomène de Single Event Upset, qui nous intéresse plus particulièrement dans le cadre de cette thèse, est décrit en détail ainsi que les mécanismes de génération/collection de charges dont il est issu.

Le deuxième chapitre présente les moyens utilisés pour la prédiction, à savoir les modèles de prédiction standard ainsi que les moyens d'essais au sol tels que les accélérateurs de particules. Cette présentation permettra ensuite de comprendre d'où peuvent provenir les erreurs commises dans les calculs de taux de SEU ions lourds.

Dans le troisième chapitre, les limites des modèles existants sont mises en avant au travers d'une analyse des résultats de vol. Après traitement des retours d'expériences embarquées, il est possible d'effectuer des comparaisons des taux en vol avec les taux prédits, permettant de se rendre compte des écarts importants entre prédiction et réalité vis à vis des ions lourds. Une analyse des sources d'erreurs possibles dans les méthodes standard est alors fournie, soulignant la difficulté de les modifier.

Le quatrième chapitre présente une approche différente de prédiction de taux de SEU ions lourds, dite méthode empirique, accompagnée des résultats illustrant son efficacité. Une première approche semi-expérimentale est présentée et son applicabilité à tout type de composant et d'effet est démontrée. Une évolution plus analytique est proposée de manière à simplifier encore la méthode et réduire le nombre d'essais nécessaires sous accélérateurs. Un travail sur les événements multiples a aussi été mené pour mettre en avant les phénomènes de diffusion mal pris en compte par les modèles de prédiction standard, et permettant également de faire des prédictions avec la méthode empirique.

Enfin, le dernier chapitre est consacré aux travaux de simulations numériques des mécanismes de collections de charges. Couplés à des modèles analytiques simples, ces travaux permettent de mettre en avant les différents phénomènes à prendre en compte et d'en étudier la dépendance aux paramètres technologiques des composants et aux caractéristiques des particules incidentes.

CHAPITRE 1. ENVIRONNEMENT SPATIAL ET EFFETS SUR LES MÉMOIRES

Ce chapitre va présenter les environnements radiatifs auxquels peut être confrontée l'électronique moderne, les mécanismes mis en jeu par l'interaction particule/matière, puis les différents effets qui en découlent dans les mémoires, en particulier l'effet singulier SEU (Single Event Upset) qui nous intéresse dans cette étude.

1.1. Environnement radiatif extra - atmosphérique

La terre et son environnement immédiat sont protégés par l'atmosphère. Celle-ci constitue un véritable écran « semi-perméable » laissant passer certaines particules mais arrêtant la plus grande partie des radiations issues de l'espace.

L'environnement radiatif spatial peut être décomposé en quatre catégories ([Bar-97][Bar-00]) que nous allons décrire en détail :

- les ceintures de radiation,
- le vent solaire,
- les éruptions solaires,
- et le rayonnement cosmique.

1.1.1. Les ceintures de radiation

Découvertes en 1958 par J.A Van Allen (mission ExplorerI), ces ceintures sont constituées de particules légères chargées (protons et électrons) et de quelques ions lourds piégés dans la magnétosphère par le champ magnétique terrestre. Leur énergie se situe entre une dizaine de keV et quelques centaines de MeV.

Ces particules, soumises à la force de Lorenz, ont des trajectoires hélicoïdales suivant les lignes de champ magnétique terrestre ce qui donne aux ceintures un aspect de tores ou « pneus » symétriques par rapport à l'axe du dipôle magnétique (Figure 1).

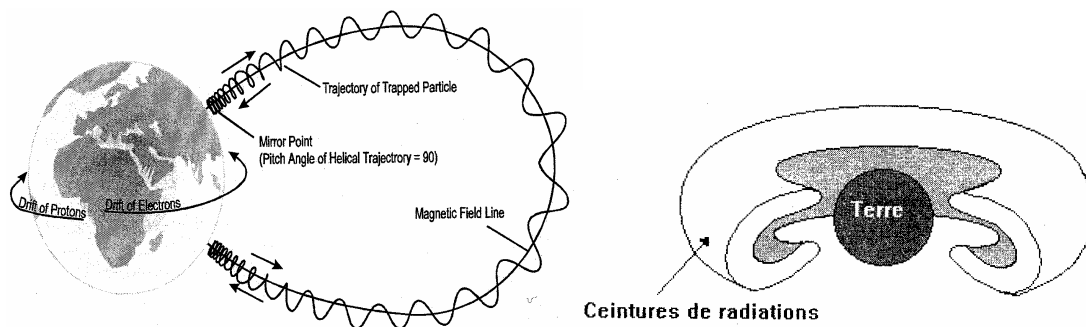


Figure 1 Aspect des ceintures de radiation

Les ceintures de Van Allen comptent :

- 2 ceintures d'électrons centrées aux altitudes de 3000km et 20000km,
- 1 ceinture de protons à l'altitude de 3000km.

La dissymétrie de ces ceintures est due à la déformation de la magnétosphère sous l'effet du vent solaire et par l'inclinaison ($23^{\circ}26'$) entre l'axe magnétique et l'axe de rotation terrestre. Ce décalage entre les deux axes donne lieu à une région particulièrement riche en protons : l'anomalie Sud-Atlantique (SAA). Le champ magnétique y est très faible et les flux de protons évoluent en fonction de l'altitude et de l'activité solaire.

Les orbites utilisées sont donc situées sur le bord externe des ceintures (orbite géostationnaire, GEO), certaines les traversent (orbites de transfert...) et en dessous des ceintures internes (orbites basses, LEO type ISS) où le flux augmente très rapidement avec l'altitude (cf. les exemples de missions sur la Figure 2 ci-dessous).

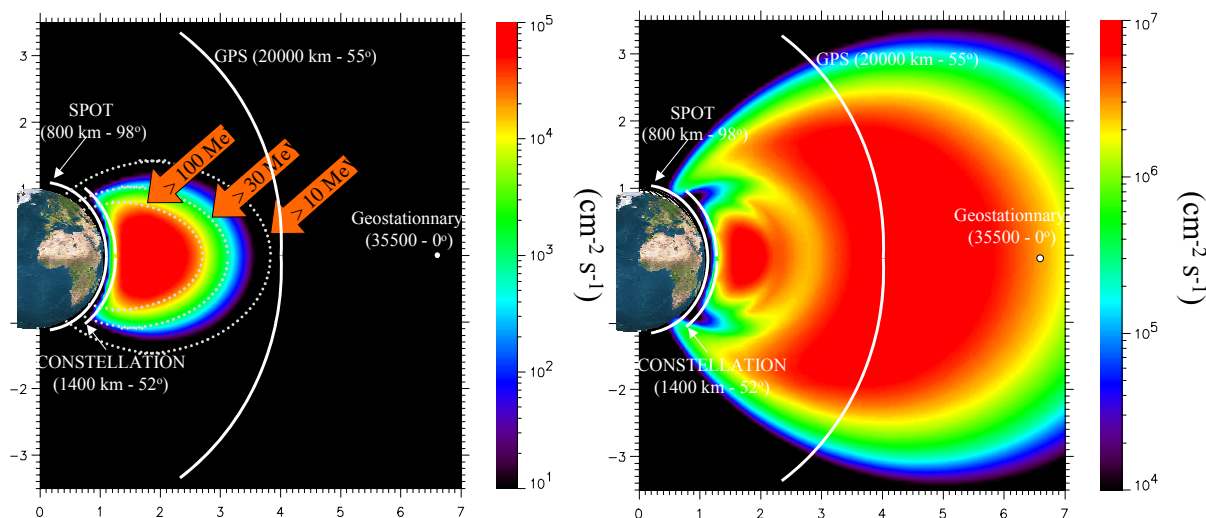


Figure 2 Caractéristiques de différentes orbites et missions

1.1.2. Le vent solaire

Le vent solaire naît de l'arrachement d'électrons, par excitation thermique ou chocs avec d'autres particules, de la couronne solaire (haute atmosphère solaire) composée d'un plasma à une température de plus d'un million de degrés Celsius.

Cette activité constante implique aussi l'émission radiative permanente de protons et d'ions lourds positifs afin de rétablir l'équilibre des charges.

1.1.3. Les éruptions solaires

Découvertes en 1610 par Galilée, les taches solaires font depuis l'objet de nombreuses observations. Il est apparu que l'activité solaire suit un cycle dont la périodicité est de l'ordre de 11 ans : 4 ans de faible activité et 7 ans de forte activité, ponctuée par différents événements.

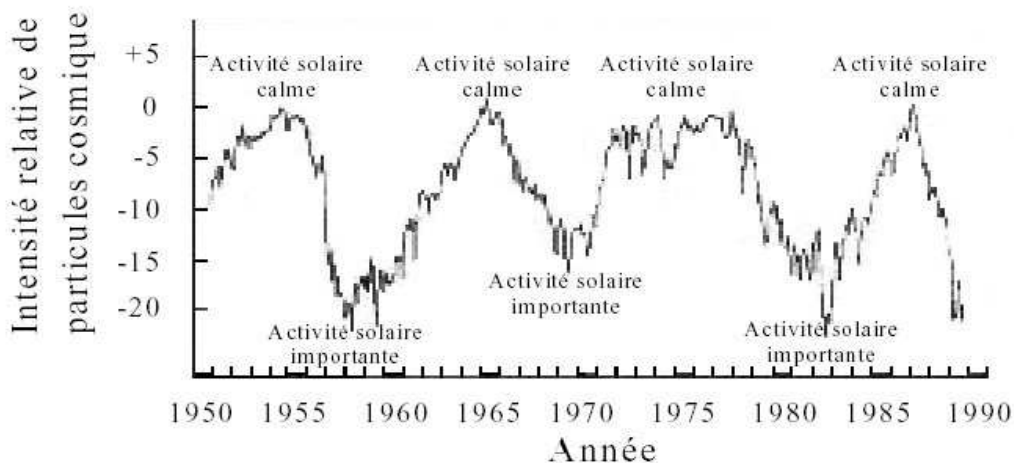


Figure 3 Courbe d'activité solaire

On distingue dans le contexte radiatif 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'énergie importante (jusqu'à quelques centaines de MeV),
- et les éruptions solaires à ions lourds, riches en ions de composition variable.

1.1.4. Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique a été découvert par V.Hess en 1912. Il correspond au flux de particules chargées et de haute énergie (jusqu'à 10^{21} eV) d'origine spatiale provenant de diverses sources (soleil, étoiles, supernova, galaxies éloignées).

Il se compose essentiellement de protons, de particules α et d'une très faible quantité d'ions lourds (numéro atomique $Z > 3$) présentes uniformément à l'extérieur de la magnétosphère terrestre.

Malgré leur faible flux, les ions lourds de forte énergie ont un fort pouvoir d'ionisation et un fort pouvoir de pénétration (blindage impossible) qui peuvent les rendre responsables des défaillances fonctionnelles des circuits micro-électroniques à forte intégration.

La magnétosphère terrestre constituant un bouclier naturel pour les orbites basses, l'influence du rayonnement cosmique n'est à prendre en compte que pour des orbites hautes sauf dans les régions polaires où la rigidité du champ magnétique est réduite et permet aux rayons cosmiques à trajectoire polaire de pénétrer aux faibles altitudes. Ainsi, les systèmes spatiaux embarqués sur des orbites à forts angles d'inclinaison sont plus sensibles au rayonnement cosmique.

De plus les flux de particules du rayonnement cosmique sont directement modulés par l'activité solaire.

La Figure 4 illustre l'abondance relative des ions cosmiques [Bar-98] :

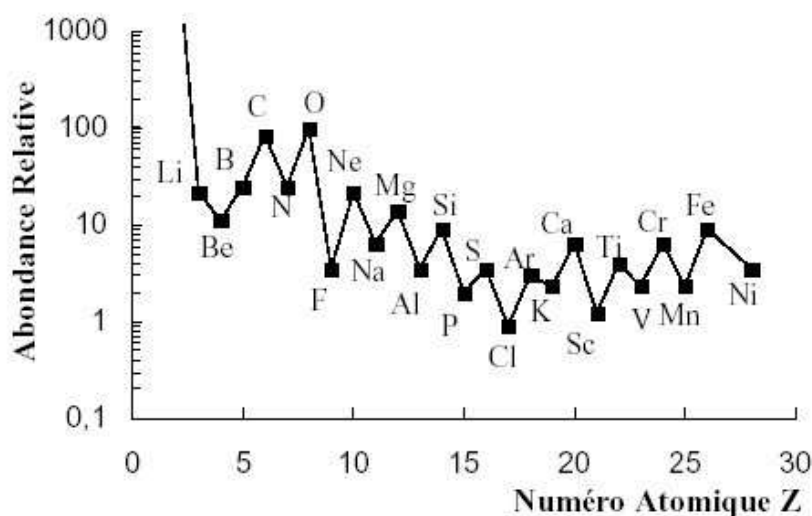


Figure 4 Abondance relative d'atomes en fonction de leur numéro atomique [Sta-88]

1.1.5. Synthèse des particules rencontrées dans l'espace

Les composants électroniques placés dans l'environnement décrit précédemment sont soumis à l'effet d'électrons, de protons et d'ions d'origines et énergies diverses.

Le Tableau 1 résume la provenance et la nature des particules rencontrées dans l'espace ainsi que leur énergie et leur flux dans la magnétosphère. Il permet d'avoir une vue d'ensemble des rayonnements ionisants que sont susceptibles de rencontrer les composants dans l'espace.

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

Tableau 1 Caractéristiques des particules rencontrées dans l'espace[Roc-95;Bou-95]

On s'aperçoit que les ions lourds proviennent uniquement du rayonnement cosmique et des éruptions solaires.

En conclusion, les systèmes spatiaux subissent une contrainte radiative dont la nature dépend de leur position par rapport à la terre :

- dans les orbites basses de la terre, ils sont protégés des ions cosmiques par le champ géomagnétique terrestre, en revanche, ils sont exposés aux ceintures de protons piégés. Ces protons, avec des énergies comprises entre 10 MeV et des centaines de MeV, peuvent induire des chemins d'ionisation et des effets sur les circuits comparables à ceux provoqués par des ions,
- dans les orbites géostationnaires et les orbites polaires, les systèmes spatiaux sont exposés aux flux des ions galactiques et solaires. Cet environnement contient des électrons et un spectre allant du proton jusqu'aux ions lourds.

1.2. Effets des rayonnements sur les mémoires

Les perturbations créées par les interactions entre le rayonnement et la matière sont liées à l'énergie transférée à la matière. Cette énergie dépend du nombre de particules, de leur énergie, et du matériau. Ainsi :

- les ions lourds produisent un grand nombre de paires électron-trou dans une zone localisée le long de leur trajectoire dans le dispositif,
- les particules légères, telles que les protons, ne génèrent qu'une faible ionisation directe dans le silicium mais interagissent avec les atomes du matériau cible,
- les atomes de recul et les fragments de noyaux peuvent agir comme des ions lourds en déposant assez d'énergie pour produire une défaillance.

On peut résumer l'ensemble de ces phénomènes et les environnements qui leur sont associés dans le Tableau 2 .

Particule	Effet Physique	Résultat	Environnement
Photon	Création de paires $e^-/trou$ Création d'états d'interface	Charges d'oxyde/ Etats d'interface	Espace, nucléaire
X ou γ	Photocourant (débit élevé)	Evénements transitoires	Explosion nucléaire
Ion lourd	Création de paires e^-/h^+	Evénements transitoires	Espace
Neutron	Déplacements d'atomes Recul d'atomes	Réduction de la durée de vie Evénements transitoires	Nucléaire Avionique
Proton	Création de paires $e^-/trou$ Déplacement d'atomes Interactions nucléaires Recul d'atomes	Charges d'oxyde/ Etats d'interface Réduction de la durée de vie Evénements transitoires Evénements transitoires	Ceintures de radiations Eruptions solaires
Electron	Création de paires e^-/h^+	Charges d'oxyde/ Etats d'interface	Ceintures de radiations

Tableau 2 Caractérisation de l'environnement radiatif spatial [Roc-95;Bou-95]

Les effets à considérer sur les composants sont d'une part les effets cumulatifs ou effets de dose, et d'autre part les effets singuliers (SEE ou Single Event Effect). Les paragraphes suivant décrivent brièvement ces différents effets pour en donner les caractéristiques, ensuite, le Single Event Upset, qui nous intéresse plus particulièrement, est détaillé.

1.2.1. Effet de dose cumulée

On définit la dose cumulée comme étant l'énergie déposée dans un matériau donné par unité de masse. Cette énergie déposée correspond à un effet permanent susceptible de modifier les caractéristiques électriques du composant. Dans le cas de l'environnement spatial, cette énergie est déposée soit directement par des électrons ou protons, soit indirectement par des électrons générés par effet Compton, effet photoélectrique ou effet de création de paires.

La principale spécificité de l'environnement spatial est la très faible vitesse moyenne du dépôt de dose (le débit de dose). Compte tenu des doses déposées, on peut considérer que l'effet de dose est négligeable dans les conducteurs ou les semi-conducteurs où les charges sont rapidement évacuées. En revanche, la perturbation créée dans les isolants est importante. Les dégradations des caractéristiques des circuits CMOS dues à la dose cumulée sont alors liées à l'accumulation de charges dans les oxydes et à l'interface oxyde/semi-conducteur.

Il est à noter que la physique régissant le transport de charges dans les oxydes n'est pas encore complètement connue. Néanmoins, les phénomènes de création, de stockage et de relaxation des charges dans les oxydes sont bien décrits dans la bibliographie [Dus-97, Sai-97, Fle-92, Pai-95].

Les charges localisées dans l'oxyde après irradiation sont à l'origine de champs électriques internes parasites permanents qui perturbent le bon fonctionnement des composants. Ces champs entraînent des différences de potentiel qui s'ajoutent aux tensions de polarisation. De

manière générale, la sensibilité des circuits utilisés est fortement dépendante de la qualité des oxydes.

Les orbites de SAC-C et MIR, dont on utilise les données dans cette thèse, n'étant pas dans les ceintures de protons, nous considérons négligeable l'effet de dose cumulée sur les caractéristiques des composants étudiés, il n'est donc pas détaillé dans ce mémoire.

1.2.2. Effets singuliers

Les événements singuliers (SEE pour Single Event Effect) peuvent être considérés comme des défaillances temporaires ou permanentes. On distingue les effets réversibles, non destructifs, appelés "aléas logiques" (SEU, SET, SEB, SEU, SET, SEB, SEU) et les effets irréversibles, destructifs appelés "erreurs permanentes" (SEL, SEGR).

Ils naissent de la conséquence du passage d'une particule énergétique unique (ion lourd, proton) en un point sensible du circuit. Prenons le cas de l'ion lourd qui nous intéresse plus particulièrement dans notre étude. Le cas des SEU dus aux protons peut se ramener à celui de l'ions lourds puisque ce sont les ions secondaires issus de la collision proton-atome qui vont ioniser à leur tour.

Un ion lourd incident interagit dans un premier temps avec les électrons qui, plus denses, constituent des cibles plus probables. L'ion transfère alors une part de son énergie aux électrons qui s'arrachent du noyau si l'apport d'énergie est suffisant (diffusion coulombienne). Le processus d'ionisation est amorcé.

Ainsi se créent localement, par ionisation successive, des paires électrons-trous le long de la trajectoire de l'ion tant que ce dernier possède assez d'énergie (cf. Figure 5).

De plus les électrons libérés peuvent à leur tour ioniser les atomes voisins ce qui forme la trace d'ionisation de l'ion lourd.

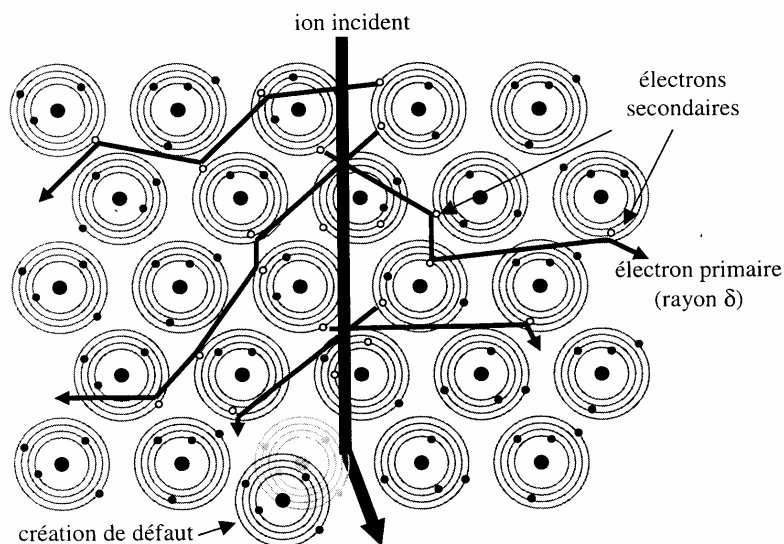


Figure 5 Trajectoire d'un ion lourd dans un solide

Les temps caractéristiques de ce mécanisme (temps de vol de l'ion dans le semi-conducteur, temps de réorganisation et de thermalisation des électrons) peuvent aller de quelques femtosecondes à quelques picosecondes.

Le passage d'une particule ionisante dans une mémoire peut engendrer différents types d'événements pouvant conduire à une défaillance voire la destruction du composant dont voici une liste, celui que nous étudions dans le cadre de cette thèse : le SEU, est détaillé par la suite:

- Le SEL ou Single Event Latchup est un "latchup" induit par une particule. Il s'agit du déclenchement du thyristor parasite inhérent à une structure CMOS. Comme le montre la Figure 6 ci-dessous, le thyristor parasite npnp consiste en deux transistors bipolaires parasites couplés positivement.

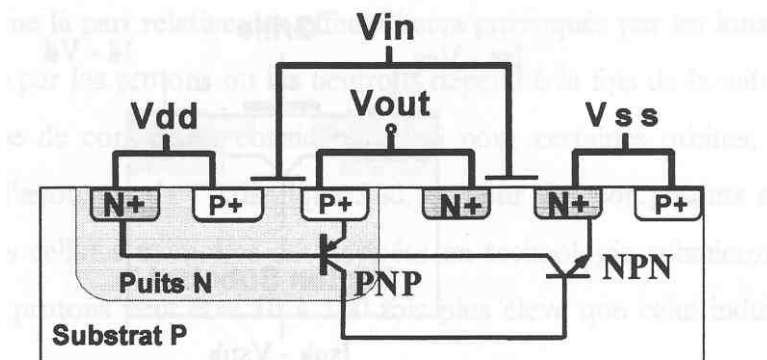


Figure 6 Mise en évidence de la structure npnp parasite existant dans un inverseur CMOS et responsable du latchup.

Une impulsion de courant transitoire produite par l'impact d'une particule lourde peut amorcer la mise en conduction d'un tel thyristor parasite. Le latchup crée un chemin de conduction direct entre la masse et l'alimentation et par conséquent, cause un échauffement important du composant pouvant conduire à sa destruction. Pour désamorcer le thyristor, il est nécessaire de couper l'alimentation du circuit.

D'un point de vue circuit, des systèmes "anti-latchup" existent, qui coupent l'alimentation du circuit lorsqu'un latchup est détecté. En parallèle des solutions de durcissement des composants sont proposées par les fondeurs (modification de la géométrie des composants et des procédés de fabrication concernant les niveaux de dopage, substrats épitaxiés...).

- Le SEGR ou Single Event Gate Rupture est provoqué par le passage d'un ion lourd à travers la grille d'un MOS et correspond à la destruction de l'oxyde de grille. Il peut survenir dans le cas où il existe un champ électrique suffisamment élevé, comme lors des opérations d'écriture des mémoires EEPROM ou dans des transistors MOS de puissance. Lorsqu'un ion lourd traverse le diélectrique, il se forme un filament de plasma entre le silicium et la grille qui va permettre aux charges déposées de diffuser vers l'interface Si/SiO₂. L'accumulation de charges à cette interface entraîne l'augmentation du champ électrique dans l'oxyde. Lorsque ce champ est suffisamment important, il peut entraîner la rupture locale de l'oxyde de grille. Les charges sont alors collectées à travers l'oxyde, occasionnant une surchauffe locale de la structure. Sous l'effet de la température, le diélectrique peut fondre localement créant un court circuit permanent à travers l'oxyde de grille.
- Le SET ou Single Event Transient est initié lorsqu'une particule ionisante heurte la jonction bloquée d'un transistor MOSFET en provoquant une impulsion de courant qui se propage ensuite dans le circuit. Au niveau d'une porte logique élémentaire, on parle d'impulsion transitoire de tension (SET). En effet, l'impulsion transitoire de courant produite par une particule au niveau du composant est transformée en impulsion de tension d'une amplitude et d'une durée qui dépendent des paramètres de la porte logique, comme la capacité de sortie, le temps de montée, le temps de descente, et les conditions de polarisation de la porte, surtout dans le cas d'une porte complexe.
- Le SEU ou Single Event Upset est le changement d'état d'un point mémoire. Son effet n'est pas destructif. Il est déclenché par l'impact des particules ionisantes sur les points

mémoires en déposant une certaine charge. Ces charges sont ensuite collectées par un des nœuds du point mémoire en provoquant le basculement de l'état logique de celui-ci. Ce phénomène est décrit en détail dans le sous chapitre 1.3.

- Le MBU ou Multiple Bit Upset correspond au basculement (SEU) de plusieurs cellules mémoires voisines suite au passage d'une seule particule.
- Le SMU ou Single word Multiple bit Upset qui désigne le basculement de plusieurs bits d'un même mot suite au passage d'une particule unique. Cela peut arriver lorsque les bits d'un même mot sont placés physiquement voisins sur la puce.

Comme cité précédemment, les protons peuvent engendrer, par effet indirect (ou effet réactions nucléaires) des ions par fragmentation du noyau de silicium. Ce sont ces ions secondaires qui sont responsables de basculements de façon indirecte. Ces ions doivent apparaître dans la zone sensible du composant pour provoquer un événement car ils ont un parcours dans le silicium très faible (quelques microns). L'effet des protons sur les mémoires est un sujet d'actualité pour les équipementiers. Des études sont menées pour comparer leurs effets à ceux provoqués par le passage d'un ion lourd [Gar-96].

Il faut retenir que la part relative des effets directs provoqués par les ions lourds, et des effets indirects induits par les protons dépendent à la fois de la nature de l'orbite du satellite et du type de composant considéré.

1.3. Le phénomène de Single Event Upset (SEU)

Le SEU (Single Event Upset) correspond au changement d'état logique d'un point mémoire suite au passage d'une particule unique. Ce changement accidentel de niveau logique est réversible (le point mémoire peut être corrigé par le processus standard d'écriture) et ne conduit pas à la destruction du composant. De manière générale, tout composant électronique possédant des points de mémorisation est potentiellement sensible au SEU.

Nous allons voir dans ce sous chapitre l'ensemble des mécanismes de génération et collection de charges mis en jeu lors du passage de la particule de type ion lourd dans le composant afin d'expliquer le processus d'Upset dans les composants de type SRAM et DRAM.

Les deux paragraphes suivant donne en préliminaire les définitions de deux notions importantes qui sont le LET et la section efficace d'upset.

1.3.1. Principe de la génération de charges et définition du LET

Les effets provoqués par un ion interagissant avec un composant électronique dépendent de la sensibilité du composant mais aussi de l'énergie que celui-ci aura déposée. Cette perte d'énergie se caractérise essentiellement par la création d'une très forte densité de paires électron-trou (10^{18} à 10^{21} part.cm⁻³) sur une zone très localisée (diamètre $\sim 1\mu\text{m}$) le long du parcours de la particule. Le paramètre habituellement utilisé pour caractériser ce dépôt d'énergie est le transfert linéique d'énergie ou L.E.T. pour Linear Energy Transfer qui est défini par l'équation de Bethe - Bloch [Bet-96] :

$$LET(z) = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE(z)}{dz} = \frac{Z_c \cdot Z_{hi}^2 \cdot q^4 \cdot N_A \cdot m_i}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot m_e \cdot E_{cin}(z) \cdot M_A} \cdot \ln \left(\frac{4 \cdot m_e \cdot E_{cin}(z)}{\bar{I} \cdot m_i} \right)$$

où :

- Z_c est le numéro atomique de la cible,
- Z_{hi} est le numéro atomique du projectile,
- q est la charge élémentaire (en C),
- N_A est le nombre d'Avogadro (mol^{-1}),
- m_i est la masse du projectile (en mg),
- ϵ_0 est la permittivité du vide (en $\text{C.V}^{-1}.\text{cm}^{-1}$),
- m_e est la masse au repos de l'électron (en mg),
- M_A est la masse molaire de la cible (en mg.mol^{-1}),
- \bar{I} est l'énergie d'ionisation moyenne (en MeV)
- ρ est la masse volumique du matériau cible (en mg.cm^{-3}),
- $E_{cin}(z)$ est l'énergie cinétique du projectile (en MeV) en fonction de son parcours dans le matériau cible,
- $\frac{dE(z)}{dz}$ représente la perte d'énergie par unité de longueur le long de la trajectoire de l'ion et s'exprime en MeV.cm^{-1} .

En divisant la perte d'énergie par unité de parcours par la masse volumique du matériau cible, le L.E.T. est ainsi normalisé et rendu moins dépendant de la nature du matériau cible. Il s'exprime donc en $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$. Le L.E.T. peut aussi être donné en $\text{pC}.\mu\text{m}^{-1}$. Dans le cas du L.E.T. pour une cible en silicium (L.E.T.[Si]), la valeur en $\text{pC}.\mu\text{m}^{-1}$ est environ 100 fois plus faible que celle en $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$.

Le dépôt d'énergie sur la distance parcourue l est alors :

$$E_{dep}(l) = \rho \int_0^l LET(z).dz$$

et la quantité Q_0 de charges générées s'écrit alors :

$$Q_0 = \frac{1}{3.6} \cdot \int_0^{z_0} LET(z).dz$$

où

- z_0 est la portée de la particule ionisante (distance pouvant être parcourue par cette particule dans le composant avant d'être stoppée),
- et 3.6 eV est l'énergie moyenne de création d'une paire électron-trou.

On peut obtenir la valeur du LET d'une particule en surface du composant en fonction de son énergie, de son numéro atomique et de la nature du matériau traversé à l'aide des tables de Ziegler [Zie-85]. Une fois le LET de la particule calculé, on s'affranchit ainsi de la nature de la particule pour la suite des calculs d'effet de l'ion dans le matériau.

Le LET des ions évolue en fonction du parcours dans le matériau cible puisque l'ion y perd de l'énergie, et présente un pic plus ou moins aigu appelé Pic de Bragg en fin de parcours (ralentissement de l'ion incident), illustré dans la Figure 7 .

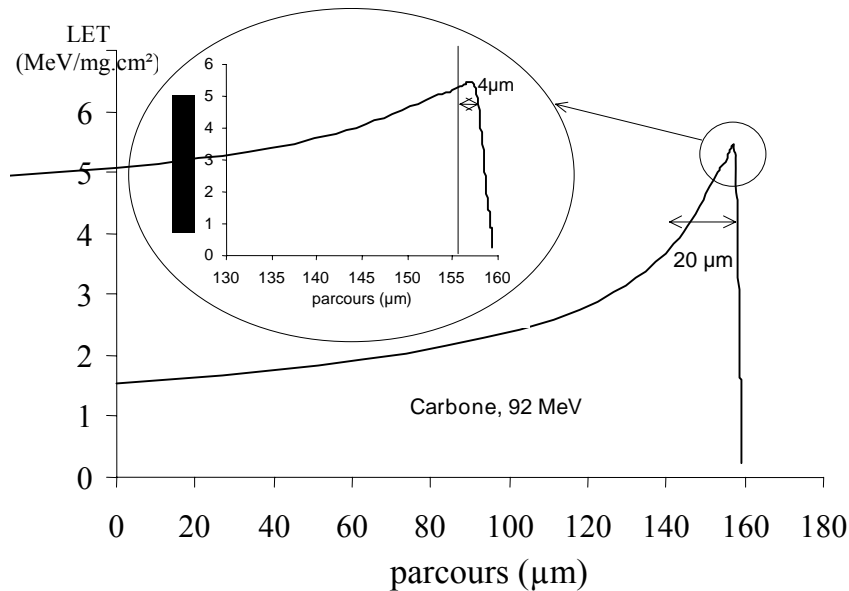


Figure 7 LET d'un ion carbone de 92 MeV exprimé en fonction de la distance parcourue dans une cible Silicium. Pic de Bragg.

L'évolution de la trace suivant le processus d'ionisation est assez complexe. Pour des raisons pratiques, il existe plusieurs descriptions analytiques simples de distribution initiale de charges induites par un ion dans un matériau. Deux de ces modèles définissent la distribution radiale de la trace comme étant de forme gaussienne pour l'un, et exponentielle pour l'autre (cf. la description des modèles dans le manuel d'utilisation du simulateur ISE-TCAD utilisé dans le cadre de cette thèse [ISE-99]). Cependant, ils ne reposent sur aucune réalité physique, et sont mis au point à l'aide de paramètres d'ajustement (géométrie de la trace). Ces modèles permettent de réaliser une approximation sur les paramètres de la distribution initiale de charges. De plus, leur utilisation numérique est plus aisée que celle de modèles plus réalistes tel que le modèle de Katz qui permet de décrire la distribution initiale de charges grâce à des relations semi-empiriques. Il ne s'appuie donc pas sur des paramètres d'ajustement. Cependant, ce modèle ne s'applique qu'aux particules dont l'énergie est comprise dans l'intervalle 0.3keV-20MeV. Sa description est fournie dans [Kob-68].

En règle générale, pour des représentations gaussiennes, comme il a été utilisées pour nos travaux, on fixe la valeur de rayon de trace des ions dans le silicium égale à 0.1µm [Dus-94]. Même si celle-ci dépend de l'énergie et du type de particule, des études montrent que cette approximation s'avère correcte dans la plupart des cas. On trouve dans la thèse de J.G. Loquet [Loq-01] des travaux décrivant les modèles de trace et des exemples permettant d'appuyer cette hypothèse. La Figure 8 donne l'exemple des profils de trace des ions principaux utilisés sous accélérateurs pour nos essais (cf.2.2.1). On peut alors comparer les valeurs de densité de paires aux valeurs types de dopage des substrats (entre 10^{16} et 10^{17}), et s'apercevoir que l'on se trouve plutôt dans des valeurs de rayon de trace de l'ordre du nm, montrant ainsi les limites des rayons d'action du dépôt de charges direct des ions dans la structure. Vis à vis des effets sur la structure, on peut alors raisonnablement considérer un rayon de trace de 0.1µm.

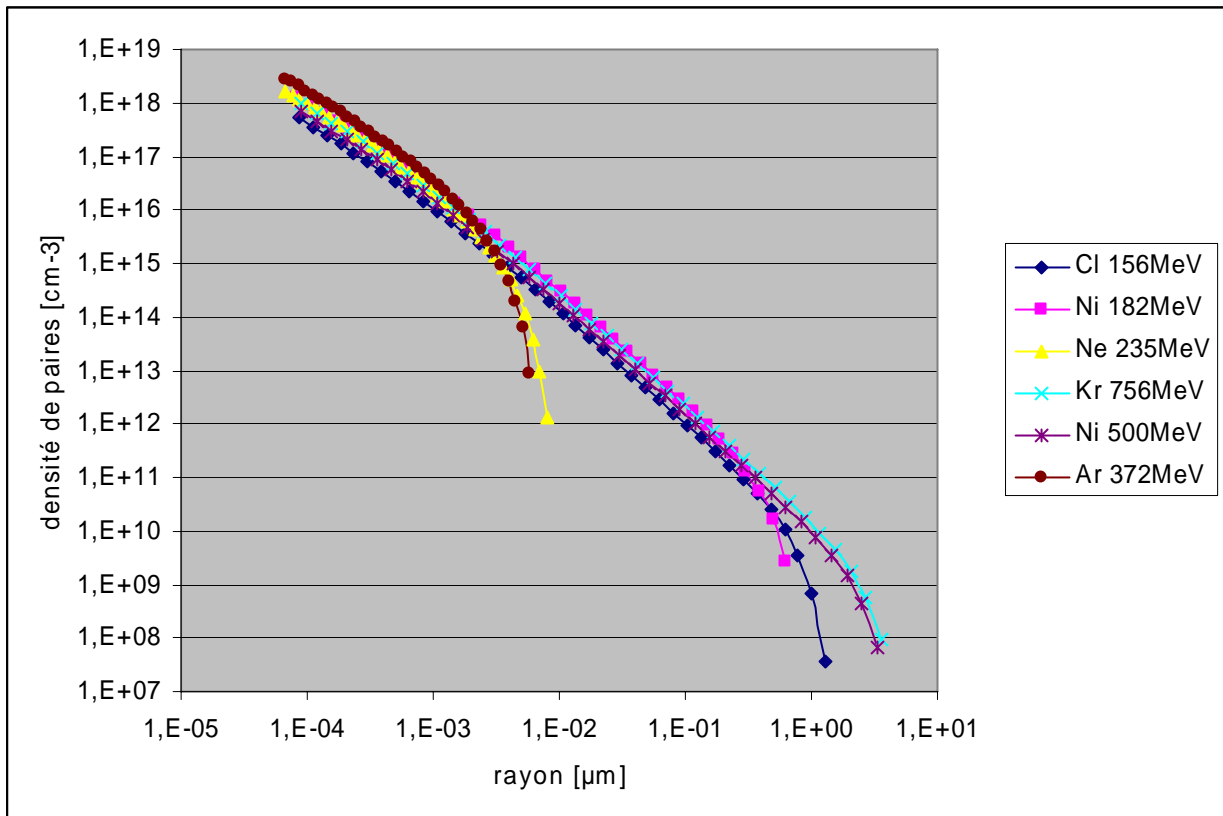


Figure 8 Profils de trace dans le silicium calculés pour les ions utilisés lors des essais suivant le modèle de Katz [Kat-91]

1.3.2. Section efficace (cf. aussi paragraphe 2.2.2.1) :

Pour un flux d'ions de LET donné, le nombre d'événements est d'autant plus grand que la surface sensible du composant est elle-même plus grande. C'est pourquoi on introduit la notion de section efficace σ (ou "cross section"), exprimée en cm^2 , qui permet d'indiquer la sensibilité d'un composant à un phénomène donné (mesure de la surface sensible).

$$\sigma(\text{cm}^2) = \frac{Ne(\text{événements})}{\phi(\text{Nbre}_{\text{particules}}.\text{cm}^{-2})}$$

Note : « événements » désigne le type d'effet étudié : SEU, SEL... etc...

Pour un composant donné, l'effet d'un ion en incidence normale ne conduit à une défaillance qu'au-dessus d'un LET minimal appelé LET seuil : L_s , exprimé en $\text{MeV}.\text{cm}^2/\text{mg}$ ou en $\text{pC}/\mu\text{m}$. On caractérisera un composant par le couple $(L_s, \sigma_{\text{sat}})$ où L_s est le LET seuil et σ_{sat} la section efficace de saturation représentant la surface sensible maximale du composant. On donne ci-dessous un exemple de courbe de section efficace d'Upset :

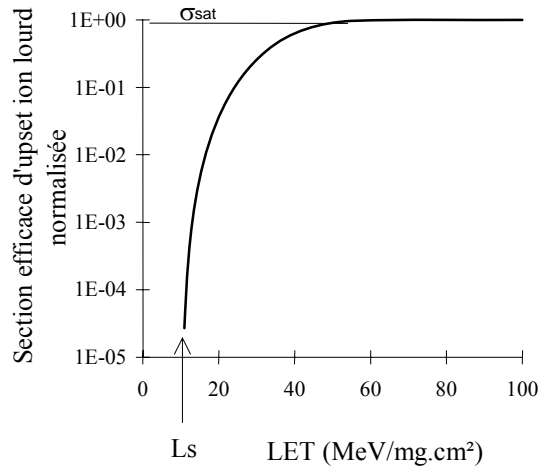


Figure 9 Exemple de courbe type de section efficace normalisée à la valeur de saturation en fonction du LET

Cette notion de section efficace est très importante puisqu'elle est le moyen d'illustrer et quantifier la sensibilité d'un composant à l'aide des accélérateurs de particules, et sert de point de départ aux modèles de prédiction.

1.3.3. Description des phénomènes de collection de charges

Les mécanismes d'interaction intervenant entre un rayonnement ionisant et le silicium sont illustrés dans la Figure 10 ci dessous dans le cas simple d'une jonction polarisée en inverse et traversée par un ion lourd.

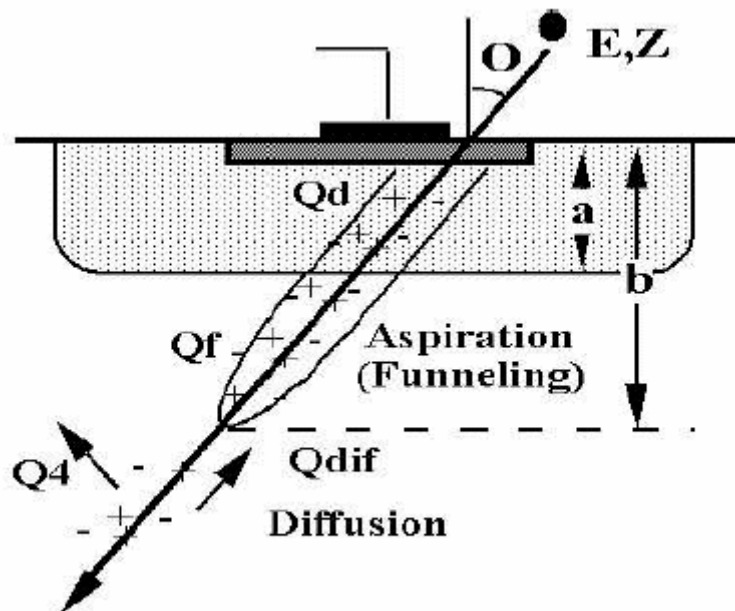


Figure 10 Coupe d'une jonction traversée par un ion lourd

Quand une particule ionisante traverse une jonction PN polarisée en inverse, elle produit sur son chemin des paires électron trou le long de la trace par ionisation [Pou-00] (cf. paragraphe 1.3.1).

La colonne des paires électron-trou évolue selon trois mécanismes :

- la recombinaison directe (Auger Recombinaison) des porteurs. Cette recombinaison peut réduire la collection des charges d'une trace dense dans un composant en silicium [Zout-88]. On néglige souvent la recombinaison des porteurs pour simplifier l'analyse de la colonne [Mus-91].
- La diffusion ambipolaire des porteurs. Les électrons et les trous diffusent ensemble conservant ainsi la neutralité du semi-conducteur. Généralement, la charge totale collectée est calculée en supposant que le transport des charges est régi par une équation de diffusion ambipolaire avec des durées de vie des porteurs et un coefficient de diffusion supposés constants et uniformes (le coefficient de diffusion D est de l'ordre de 25 cm²/s).
- La séparation des porteurs sous l'effet du champ électrique qui règne dans la zone de charge d'espace ZCE ou zone désertée située entre deux zones neutres. Cette zone, qui existe au voisinage de la jonction métallurgique, est une zone dépourvue de porteurs et présentant uniquement des charges fixes.


La collection de charges peut être dissociée en deux contributions d'origine différentes qui vont être décrites précisément dans les deux paragraphes suivant :

- la collection de charges induite par le champ électrique (Q_d et Q_f de la Figure 10),
- la collection par diffusion des charges provenant de zones où le champ électrique est constamment nul (Q_{dif}).

Enfin, des études ont été faites pour déterminer l'influence de la géométrie de la trace (qui dépend de l'énergie de la particule et non du LET) sur la collection de charges et les conséquences sur les effets (ex : [Dod-98]). Elles montrent que l'on peut en général la négliger, ce qui simplifie le problème. On ne considérera donc plus que le LET des particules pour l'étude de la collection.


1.3.3.1. Collection de charges sous l'effet du champ électrique [Sze-81]

1.3.3.1.1 Dans la zone dépeuplée

La profondeur de la zone dépeuplée dans jonction PN des transistors MOS dépend du dopage du substrat mais aussi de la polarisation à laquelle la jonction est soumise. On montre que la ZCE s'étend principalement  le moins dopé et s'exprime de la manière suivante :

$$Z_{ZCE} = Z_{dep} = \sqrt{\frac{2\epsilon_{si}}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) (V_\Phi + V_{DD})}$$

où :

- Z_{dep} = profondeur de la zone déplétée d'une diode abrupte (cm), 
- ϵ_{si} permittivité du silicium ($=10,7 \cdot 10^{-13}$ F/cm à T=300K),
- N_A dopage du substrat, N_D dopage de la diffusion (atome/cm³),
- V_{DD} tension de polarisation (V),
- q charge de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C),
- V_Φ tension de seuil (V) de la diode donnée par : $V_\Phi = \frac{k.T}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right)$,
- n_i densité intrinsèque de porteurs dans le silicium ($=1,45 \cdot 10^{10}$ cm⁻³ à T=300K),
- K constante de Boltzman ($8,6 \cdot 10^{-5}$ eV.K⁻¹).

Les charges collectées dans la zone dépeuplée sont soumises au champ électrique E_d que l'on considère comme étant orthogonal à la surface de la puce (x,y) :

$$E_d(z) = \frac{2.V.(Z_{dep} - z)}{Z_{dep}^2} = \frac{q.N_A}{\epsilon_{si}} \cdot (Z_{dep} - Z)$$

Les porteurs de charges se séparent ainsi dans des directions opposées, créant un courant de conduction dépendant de la mobilité des porteurs de charges dans le silicium (souvent appelé courant de «drift»).

En pratique, la collection est totale dans cette zone, et donc la quantité de charges collectées q_d dans la zone dépeuplée dépend directement du transfert d'énergie linéique (L.E.T., cf. chapitre 1.3.1) de la particule ionisante :

$$q_d = \frac{1}{3.6} \cdot \int_0^\zeta LET(z).dz$$


où ζ est la distance parcourue (en μm) dans la zone dépeuplée par la particule incidente.

1.3.3.1.2 Dans la zone initialement neutre

La collection de charges due au champ électrique dans la zone initialement neutre trouve son origine dans le processus suivant [Mes-92] :

1. Le passage de l'ion à travers le matériau produit une ionisation très forte et très localisée autour du parcours de l'ion. La forte densité de porteurs dans la trace provoque alors une réduction du champ électrique dans la zone dépeuplée et une redistribution des équipotentiels le long du parcours de la particule incidente dans la région sous-jacente à la zone dépeuplée. Ce phénomène crée ce qu'on appelle le «funnel» (entonnoir) ou aspiration.

2. Suite à la thermalisation due aux phonons, et tant que la densité de porteurs est très élevée, la trace s'étend radialement par diffusion ambipolaire tout en maintenant l'équilibre électrique (neutralité). En effet, les charges de même signe tendent à se repousser entre elles, créant et subissant un champ électrique local. Les équipotentiels pénètrent alors encore plus profondément dans le substrat induisant une extension du «funnel».

3. Durant cette phase d'expansion de la trace, les paires électron-trou se séparent progressivement, d'abord en périphérie de la trace, là où le nombre de porteurs est comparable au dopage. La composante verticale du champ électrique provoque alors un déplacement des trous vers le substrat  dis que les électrons partent rapidement vers la jonction de la trace pour être collectés.

4. Lorsque la densité de porteurs dans la trace est réduite, la zone dépeuplée retrouve peu à peu sa forme initiale emportant les dernières charges générées dans la trace. Le champ décroît alors rapidement dans la zone initialement neutre et la jonction retrouve son état initial.

Ce phénomène permet ainsi de collecter une quantité supplémentaire de charges. Mc Lean et Oldham [McL-82] ont développé un modèle où la longueur du «funnel», Z_c , est dépendante

du temps et où la charge collectée par l'effet du champ électrique (conduction et aspiration), q_c , est donnée par :

$$q_c = q \cdot \int_0^{Z_c} N_0(z) \cdot dz = q \cdot \bar{N}_0 \cdot Z_c$$

où $N_0(z)$ est la densité linéique de porteurs de charges initiale le long de la trace. \bar{N}_0 est la densité linéique moyenne de porteurs prise le long de la trace sur la longueur du «funnel», correspondant au L.E.T. moyen sur cette distance (L.E.T. en C/ μm).

Z_c est donné par :

$$Z_c = \bar{v}_d \tau_c + Z_{dep}$$

où τ_c est la durée de collection des charges, Z_{dep} la profondeur de la zone dépeuplée, et \bar{v}_d est la vitesse moyenne de déplacement des charges depuis le substrat vers la jonction durant τ_c . Dans une jonction n+/p, les électrons sont les porteurs minoritaires dans le substrat, donc $\bar{v}_d = \mu_n \cdot E_L$ où E_L est le champ électrique longitudinal moyen donné par $E_L = V_{DD}/Z_c$. V_{DD} est le potentiel auquel est polarisé le composant, et μ_n est la mobilité des porteurs minoritaires.

On arrive à :


$$Z_c = \frac{1}{2} \cdot \left(Z_{dep} + \sqrt{Z_{dep}^2 + 4 \cdot \mu_n \cdot \tau_c \cdot V_{DD}} \right)$$

Pour des champs E_L très élevés, la vitesse de déplacement des porteurs sature, on obtient alors $\bar{v}_d = v_{sat} = 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le silicium.

Durant les phases initiales d'évolution de la trace, la distribution de charges s'étend radialement par diffusion ambipolaire en suivant la loi :

$$r(t) = L_{DA} = 2\sqrt{D_{DA}t}$$

où :

- $r(t)$ est la distance radiale par rapport au centre de trace,
- L_{DA} est la longueur de diffusion ambipolaire,
- et D_{DA} la constante de diffusion ambipolaire ($25 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le silicium 

La densité radiale de porteurs décroît depuis le centre de la trace vers la périphérie jusqu'à ce que $n=p=N_A$, le dopage du substrat. La neutralité électrique étant maintenue durant cette phase, le taux de transfert des électrons est alors égal à celui des trous.

La durée de collection est donnée par l'équation :

$$\tau_c = \left(\frac{3 \cdot N_0}{8 \cdot \pi \cdot N_A \cdot v_p \cdot D^{1/2}} \right)^{2/3}$$

où :

- v_p est la vitesse thermique des trous ($=1,65.10^7 \text{ cm.s}^{-1}$),
- N_0 est la densité initiale à la surface correspondant au LET en surface.

La différence entre N_0 et \bar{N}_0 n'est significative que dans le cas de longueurs de trace élevées ou si le pic de Bragg est proche de la surface du composant. Ce modèle est utilisé pour les particules alpha ainsi que pour les ions lourds et a été validé lors d'expérimentations [Old-83].

1.3.3.2. Collection de charges dans la zone de champ nul

Dans la région électriquement neutre (zones profondes du substrat sans champ électrique), les électrons diffusent vers la zone dépeuplée de la cellule traversée et même de ses voisines [Kir-79][Pau-94]. La diffusion se caractérise par des durées de collection beaucoup plus longues que pour les deux précédents phénomènes de collection de charges.

Les porteurs non soumis à un champ électrique évoluent dans le volume du semi-conducteur suivant le gradient de leur concentration par diffusion. Ils peuvent être collectés si cette diffusion les amène à entrer sous l'influence du champ de la ZCE de la jonction sensible. Dans le cas contraire, ils finissent par être collectés ailleurs ou se recombiner. Alors que la collection des charges par dérive ne peut s'effectuer qu'au voisinage immédiat d'une jonction, la portée de la diffusion s'étend sur plusieurs microns autour du point d'impact de l'ion.



On trouve dans la bibliographie des publications montrant que certains se penchent de plus en plus sur les problèmes de diffusion qui peuvent aujourd'hui dominer. Ainsi Kirkpatrick [Kir-79], McNulty [McN-91-2], Smith [Smi-95] et Edmonds [Edm-96-a-b][Edm-98] proposent des modélisations des phénomènes de diffusion expérimentales mais également analytiques.

Tous ces modèles sont basés sur une fonction d'efficacité de collection de charges Ω . Kirkpatrick, Smith et Edmonds ont démontré que cette fonction Ω peut être calculée à partir des équations de diffusion et de solutions particulières de l'équation d'Helmutz ou de Laplace. Dans ce cas, le résultat ne dépend que des conditions aux limites et de la durée de vie des porteurs.

La charge collectée par diffusion peut alors s'écrire :

$$Q_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^L P_I(x, y, z) \cdot \Omega(x, y, z) \cdot dx dy dz$$

où :

- P_I est la densité de porteurs initiale,
- Ω l'efficacité de collection de charges,
- x, y les coordonnées latérales, z la coordonnée longitudinale,
- et L la longueur de pénétration.

Mais s'il est possible de trouver des solutions de complexité dépendant du cas étudié, celles-ci reposent sur un certain nombre de simplifications et de considérations géométriques précises des structures et ne s'appliquent que sur des cas particuliers. Smith propose ainsi une liste de solutions avec leur domaine d'application [Smi-95]. Nous n'essayerons donc pas d'établir une liste dans ce mémoire, la liste de références est donnée comme support.

Nous nous intéressons tout de même plus particulièrement à l'article [Kir-79] qui présente une modélisation analytique assez simple de la collection de charges par diffusion. L'application visée est principalement les particules α mais les exemples des électrons, protons et autres sont pris.

L'épaisseur de la zone désertée est négligée. Dans le modèle, elle est remplacée par une surface totalement absorbante. De ce fait, le seul phénomène de collection à prendre en compte est la diffusion.

La modélisation « exacte » démarre de l'analyse d'une charge ρ_0 initialement ponctuelle placée dans un milieu sans champ électrique à la profondeur z_0 . La charge $q(r)$ arrivant à la surface à une distance r du point d'impact et après collection totale (en théorie pour un temps infini) vaut alors

$$q(r) = \rho_0 z_0 / [2\pi(r^2 + z_0^2)^{3/2}]$$

Dans cette expression, on peut noter que le coefficient de diffusion n'intervient pas. Ceci provient du fait qu'elle résulte d'une intégration sur le temps. En fait, seul le temps nécessaire à la collection totale varie en fonction du coefficient de diffusion.

Cette équation intégrée le long d'une trace et sur une surface de collection donnée, permet d'accéder à la charge collectée après le passage d'une particule, sur une électrode et après collection totale.

Cette description analytique des phénomènes de collection de charges sera utilisée dans le CHAPITRE 5. pour comparer les charges collectées analytiques à celles obtenues par simulation avec l'outil ISE-TCAD.

1.3.3.3. Conséquences de la collection de charges dans les mémoires

Les mécanismes de collection par dérive, assistés de funneling et par diffusion sont respectivement à l'origine des composantes rapides et lentes du courant induit. Les électrons et les trous collectés par ces mécanismes de collection sont à l'origine de l'apparition d'une impulsion de courant transitoire dans le circuit. La Figure 11 présente la forme de ce courant :

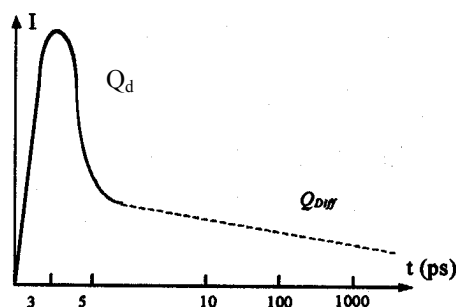


Figure 11 Impulsion de courant transitoire

La forme de ce courant transitoire met en évidence la succession des phénomènes de collection par conduction (ou dérive) (Q_d), puis par diffusion (Q_{dif}) [Dod-96]. Les durées caractéristiques des courants de dérive vont d'une dizaine à plusieurs centaines de picosecondes, alors qu'un courant de diffusion peut subsister jusqu'à plusieurs centaines de nanosecondes après l'impact.

L'amplitude et la durée de l'impulsion transitoire de courant dépendent de plusieurs facteurs ou paramètres.

a) paramètres caractéristiques de l'environnement radiatif (l'énergie de la particule incidente, l'angle d'incidence, la localisation de l'impact sur la structure du composant).

b) paramètres caractéristiques de la structure du composant (le dopage, l'épaisseur de l'oxyde, les dimensions internes du transistor et son état de polarisation).

1.3.4. Le SEU dans les mémoires

1.3.4.1. Rappels sur les différentes catégories de mémoires

Ce paragraphe décrit l'architecture des mémoires les plus couramment utilisées à l'heure actuelle dans le spatial et présente très brièvement leurs caractéristiques afin de mettre en évidence les éléments à l'origine de leur sensibilité aux SEU.

Il existe deux catégories de mémoires différenciées par leur principe et leurs applications : les mémoires non volatiles appelées ROM (Read Only Memory) et les mémoires vives appelées RAM (Random Access Memory). La mémoire ROM est conçue pour conserver les données en permanence. Une fois que les données nécessaires y sont écrites, elles ne peuvent plus être modifiées ou effacées. Les RAM présentent une plus grande flexibilité en permettant de modifier facilement l'état de la mémoire "in situ". De plus, la plus grande facilité d'intégration de la technologie MOS a conduit les industriels à utiliser cette dernière pour l'élaboration des mémoires vives à forte capacité. On en distingue deux types qui vont être présentés plus en détail par la suite : les mémoires dynamiques DRAM, et les mémoires statiques SRAM.

Chacune de ces catégories de mémoires a son application. Nous décrivons dans ce rapport uniquement les RAM qui concernent notre étude.

1.3.4.1.1 Les mémoires SRAM

Le point mémoire est une bascule flip-flop bistable composée de deux inverseurs MOS rétro-couplés (cf. Figure 12).

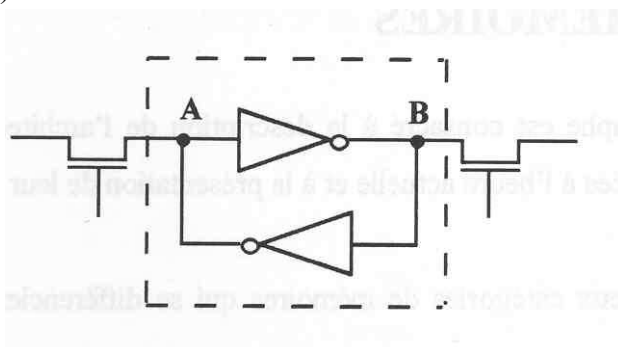


Figure 12 Schéma d'un point mémoire

Deux transistors sont ajoutés pour constituer la cellule élémentaire. Ils jouent le rôle de portes de transfert et permettent ainsi d'écrire ou lire l'information dans le point mémoire (états logiques 1 ou 0). Le contenu du point mémoire est conservé jusqu'à ce qu'une écriture le modifie. La lecture est non destructive puisqu'elle ne modifie pas l'information.

Pour réaliser cette cellule mémoire de base, deux technologies peuvent être utilisées : NMOS ou CMOS (cf. Figure 13).

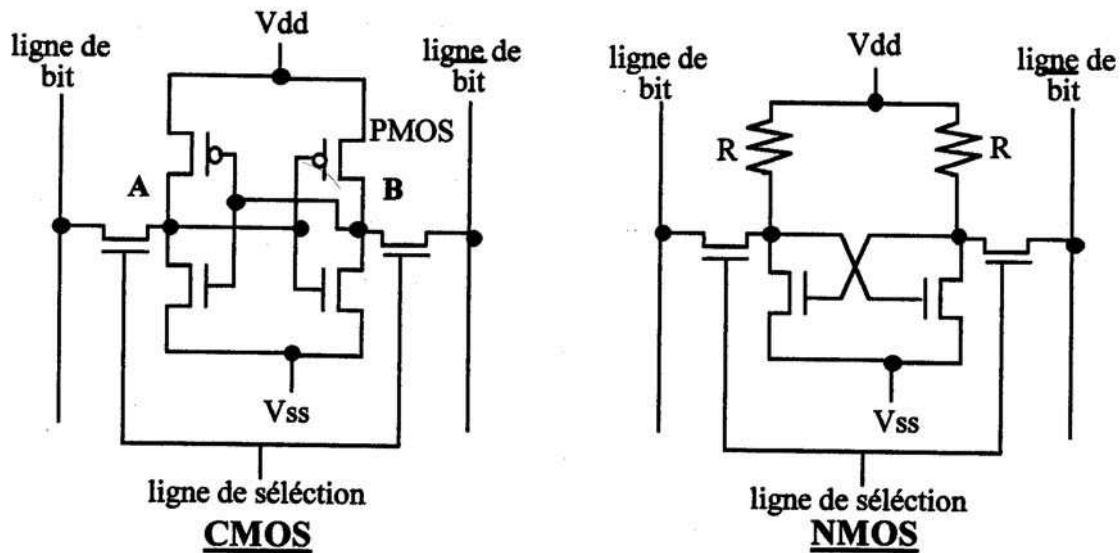


Figure 13 technologies CMOS et NMOS

En technologie CMOS, une cellule mémoire comporte quatre transistors. Les deux transistors de type P peuvent être remplacés par des résistances polysilicium de grandes valeurs si le procédé de fabrication le permet. Il s'agit alors de structure NMOS. Cette dernière permet de concevoir des points mémoires en trois dimensions en intégrant les résistances d'accès sur les couches supérieures du composant. Ceci permet une plus grande compacité que les circuits en technologie CMOS à quantité de stockage égale. Cependant, la consommation d'une cellule CMOS est plus faible. Chacune des deux technologies ayant autant d'avantages que d'inconvénients, le marché des mémoires se partage de moitié entre les deux.

1.3.4.1.2 Les mémoires DRAM

Le support de l'information est dans ce cas une capacité de stockage (cf. Figure 14). Le bit de donnée est assimilé à une quantité de charge.

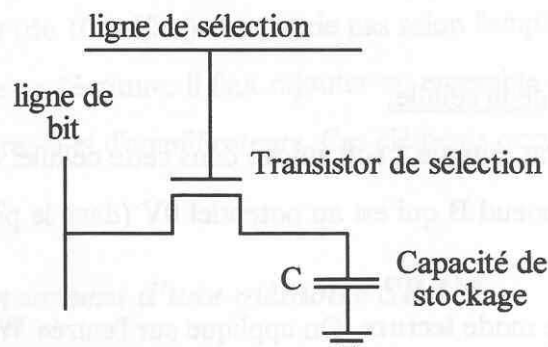


Figure 14 Principe de cellule mémoire DRAM

La cellule mémoire SRAM CMOS de 1 bit donnée nécessite six transistors, celle d'une DRAM n'en comporte qu'un, ce qui permet de gagner en nombre de transistors et d'augmenter l'intégration des circuits. L'inconvénient de ce type de mémoire vient cependant de la faible durée de rétention de la charge au niveau de la capacité. L'existence d'un courant de fuite fait disparaître progressivement l'information et il faut donc la rafraîchir régulièrement, d'où le terme "dynamique" pour désigner ces structures. La lecture est destructive (elle modifie l'information) et une réécriture automatique est nécessaire après cette opération. Il faut alors

ajouter un circuit externe pour le rafraîchissement des cellules mémoires. La gestion est plus complexe que pour les SRAM, ce qui se traduit par un temps d'accès plus long.

1.3.4.2. Le SEU dans les SRAM

Différentes études ont montré que les transistors les plus sensibles au phénomène de SEU dans un point mémoire étaient les transistors NMOS bloqués [Dod-96]. Quel que soit le type de substrat, le transistor le plus sensible est le transistor NMOS bloqué.

Considérons un point mémoire (deux inverseurs minimum sont nécessaires à la réalisation de cette fonction comme il a été décrit dans le paragraphe 1.3.4.1.1) contenant une information donnée. Supposons qu'un ion traverse un des transistors bloqués. On peut résumer la situation par la Figure 15 qui présente le mécanisme de SEU dans un point mémoire CMOS.

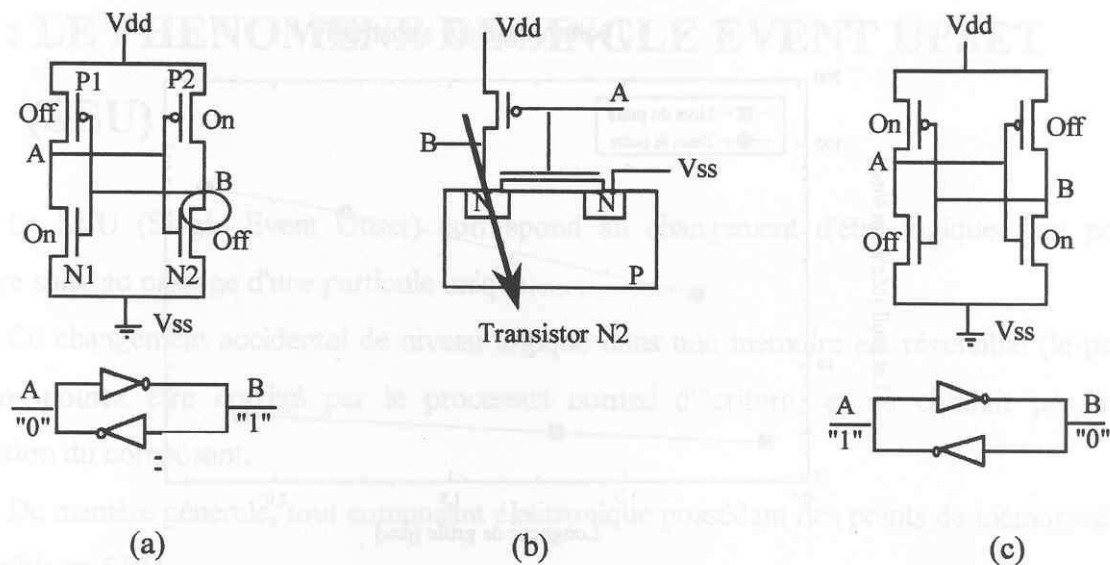


Figure 15 SEU dans un point mémoire CMOS

- (a) Etat initial du point mémoire
- (b) Passage d'un ion lourd au niveau du transistor N2
- (c) Changement d'état du point mémoire

Le circuit est conçu de sorte qu'il a deux états stables, l'un qui représente "0" et l'autre qui représente un "1". Dans chacun des états, deux transistors sont dans un état passant "ON" et les deux autres dans un état bloquant "OFF". Un Upset se produit, par exemple, quand une particule énergétique change l'état du transistor N2 bloqué. L'impulsion de courant produite dans le nœud B abaisse son potentiel, cette variation est transmise à l'autre moitié de la cellule bistable. Si cette impulsion produit une variation de tension suffisante pour modifier l'état du transistor P1, le nœud A changera d'état, il y aura basculement logique.

Typiquement, le temps de réponse d'une cellule SRAM au le passage de l'ion est de quelques dizaines de picosecondes.

L'apport de charge induit par un ion lourd peut provoquer un Upset si :

- l'ion traverse le composant au niveau des zones sensibles (la zone la plus sensible a été identifiée comme étant la jonction PN bloquée du transistor NMOS OFF du point mémoire [McN-91-1]),
- la charge collectée est supérieure à une charge minimum appelée charge critique (cette charge est liée à la charge minimale permettant le stockage de l'information),

- l'impulsion de courant créée par la charge induite est suffisamment longue pour que l'effet de mémorisation intervienne.

1.3.4.3. Le SEU dans les DRAM

Le phénomène de SEU dans les mémoires DRAM peut être décrit simplement. Il est donné plus en détail dans les travaux de T.C MAY de 1979 [May-79]. Considérons un point mémoire DRAM représenté schématiquement par les Figure 16 (a et b) suivantes :

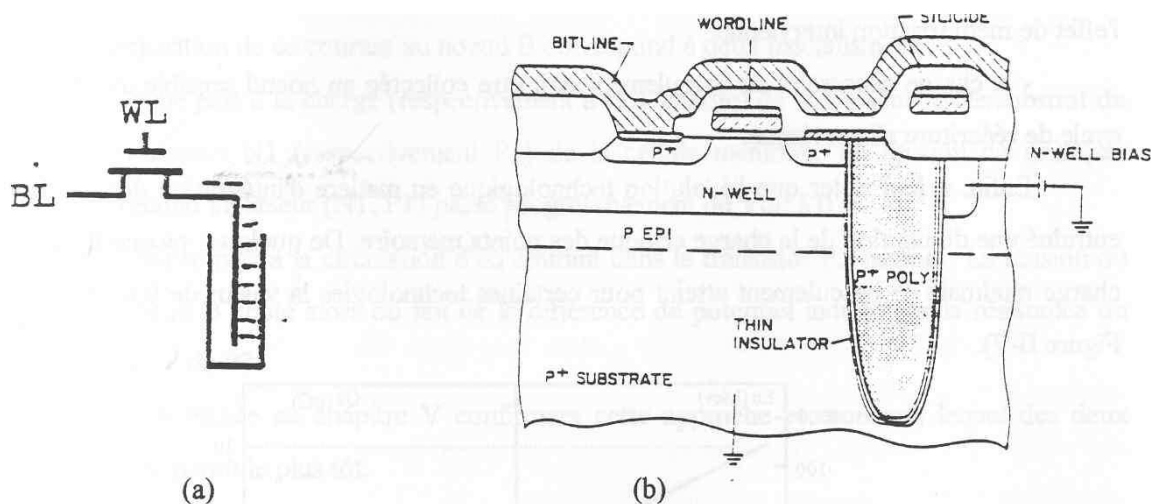


Figure 16

- (a) Représentation schématique d'une DRAM
- (b) Exemple de technologie utilisée pour la réaliser

L'information est définie par la présence ou l'absence de charge dans une capacité de stockage. On appelle toujours charge critique la charge nécessaire pour changer l'état de la cellule. Si le nombre de porteurs minoritaires (charge) déposés par un ion et collectés est supérieur à cette charge critique, la mémoire va changer d'état et créer un Upset.

Dans les DRAM, l'information contenue dans les mémoires est périodiquement rafraîchie. L'état de la cellule change si l'impulsion de courant générée par le passage de l'ion fait basculer la tension appliquée au nœud avant que le cycle de rafraîchissement n'intervienne.

1.4. Conclusions

Ce chapitre a décrit l'environnement radiatif auquel est soumis le composant lors d'une mission spatiale. Nous avons pu voir que les effets qui en découlent dans le composant sont divers, destructifs ou non, cumulatifs ou transitoires, et dépendent du type de particule incidente et du matériau cible.

L'effet que nous étudions dans le cadre de cette thèse est le SEU induit par un ion lourd dans des mémoires de type SRAM et DRAM. L'ensemble de mécanismes de génération et collection de charges ont été décrit de manière à servir de base pour l'exploitation des résultats expérimentaux et de simulation qui vont être présentés dans la suite de ce manuscrit.

Le chapitre 2 suivant est consacré à la présentation des méthodes de prédiction SEU standard utilisées pour prévoir la sensibilité d'un composant (nombre de SEU par jour auquel on peut s'attendre) avant de l'envoyer dans l'espace.

CHAPITRE 2. PRÉDICTION STANDARD DU TAUX D'UPSET DANS L'ESPACE

La prédiction du taux d'Upset en vol (nombre d'erreurs par jour auquel on peut s'attendre pour tel composant dans telle mission) est l'un des enjeux importants de l'électronique spatiale, autant pour la compréhension de ces phénomènes (pour les scientifiques) que pour des raisons économiques (pour les industriels).

La prédiction nécessite de modéliser les phénomènes mis en jeu dans les mécanismes d'Upset. L'évolution constante des technologies peut remettre en question les différentes modélisations déjà proposées, il est donc nécessaire de garder un œil critique pour prétendre obtenir des prédictions correctes. Il faut entre autre s'adapter à la diminution d'échelle des technologies.

Lors des étapes de conception des projets spatiaux, nous sommes amenés à trouver un compromis entre les contraintes liées à l'environnement spatial et les considérations techniques et économiques qui prévalent bien souvent. Des tolérances d'erreurs sont fixées dépendant des fonctions considérées, ce qui amène à distinguer différents types de projets (ou systèmes) tels que les projets d'applications (télécom...) et les projets scientifiques.

Ce chapitre va présenter dans un premier temps les étapes de calculs de taux d'erreurs en vol (type SEU) accompagnées de leurs hypothèses pour permettre de comprendre les méthodes standard de prédiction et d'identifier comment on pourrait les améliorer par la suite. Cette présentation est orientée SEU dus aux ions lourds puisqu'ils concernent nos travaux d'amélioration des prédictions, l'effet des protons sera juste évoqué pour en donner brièvement le principe de calcul de taux qui nous serviront dans l'étape d'analyse des données de vol par la suite.

Les calculs de prédiction nécessitent de connaître la courbe de section efficace du composant étudié (cf. paragraphe 1.3.1) qui est obtenue à l'issue d'essais sous accélérateurs de particules. La deuxième partie de ce chapitre présente le principe de ces essais et la manière dont sont exploités leurs résultats.

2.1. Le modèle de prédiction standard

2.1.1. Notion de spectre intégral de LET

Avant de décrire les étapes de calculs de prédiction, il est nécessaire de définir la notion de spectre intégral de LET.

Pour une mission donnée, on peut définir et décrire l'environnement radiatif dans lequel évoluera l'engin spatial par une courbe d'environnement. Ces données sont régulièrement mises à jour grâce aux mesures effectuées par les agences spatiales telles que la NASA (National Aerospace and Space Agency), l'ESA (European Space Agency) et le CNES (Centre National Etudes Spatiales). Nous disposons, entre autre, au DESP (Département Environnement Spatial de l'ONERA) de modèles environnement basés sur ces mesures.

Plus particulièrement pour les ions lourds, l'environnement est décrit à l'aide d'un spectre qui pourra exprimer le flux de particules incidentes sur le composant en fonction du LET, c'est le spectre de LET qui est utilisé pour les calculs de taux d'événements en vol. Ce spectre (exprimé au niveau du composant) est en général obtenu pour chaque mission à partir de données environnementales transposées sur l'orbite considérée et tenant compte du blindage de l'ensemble satellite/composant... il y a donc différentes étapes et hypothèses à poser avant d'obtenir le spectre au niveau même du composant. Ces étapes sont les premières à prendre en compte dans les modèles de prédiction et sont décrites un peu plus loin dans le cas du code de calcul de prédictions CREME. Les spectres différentiels sont ensuite intégrés en spectres

intégraux de LET pour chaque éléments, puis les spectres de l'hydrogène à l'uranium sont sommés pour produire un seul spectre intégral combiné. Du fait de l'hypothèse de l'isotropie "externe", le spectre de LET obtenu est un spectre isotrope. Un exemple de spectre intégral de LET obtenu par les modèles environnement intégrés dans CREME est donné ci-dessous.

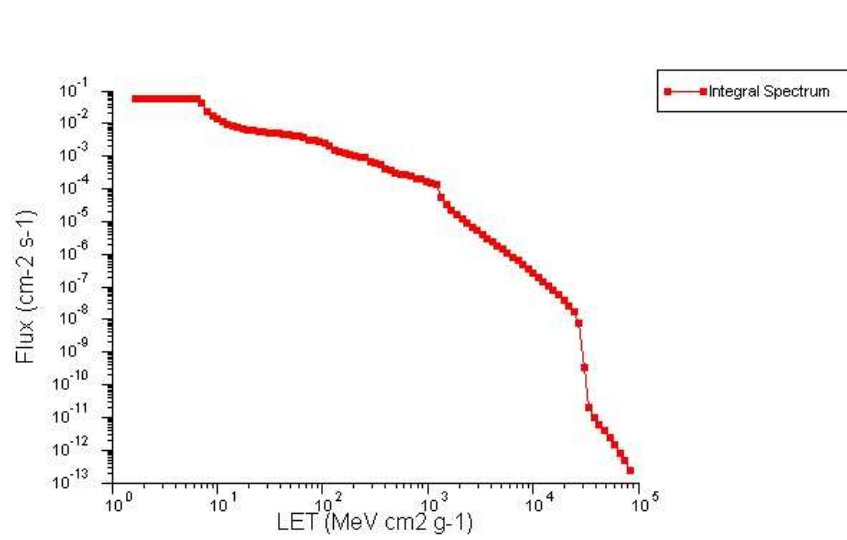


Figure 17 Exemple de spectre intégral de LET issu du modèle environnement de CREME pour la mission SAC-C

A partir du flux intégral de LET, de la courbe de section efficace σ en fonction du LET, obtenue pour le composant lors d'essais au sol (essais sous accélérateurs de particules, cf. paragraphe 2.2), et à l'aide de codes spécifiques de calcul tels que CREME, nous pouvons quantifier le taux d'erreur (taux de SEU) correspondant à une mission donnée.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant les différentes étapes de calculs et les hypothèses prises pour obtenir ces taux de SEU, en prenant pour exemple d'étude le code CREME qui est librement accessible sur Internet et le plus couramment utilisé aujourd'hui.

2.1.2. Le code de prédiction CREME

Ce logiciel, développé et amélioré par le NRL (Naval Research Laboratory), propose un outil de calcul de taux d'événement de SEU pour un composant et une mission donnés. Il est constitué d'un ensemble de programmes Fortran et est distribué gratuitement (première version uniquement, la seconde est en accès libre sur Internet). Cet outil propose une approche au niveau du point mémoire sensible et fournit un résultat sous la forme d'un taux d'événements par bit et par unité de temps, ou par composant. Nous allons orienter la description des différentes étapes de calcul pour le cas des ions lourds qui concerne vraiment notre étude, le calcul de taux SEU protons est également possible suivant quelques étapes différentes, nous ne les décrirons pas dans ce manuscrit, mais nous verrons que les résultats protons nous serviront par la suite comme intermédiaire dans l'analyse des données de vol (paragraphe 3.2.2.).

Les calculs peuvent se décomposer en deux parties :

- génération du fichier $\Phi(\text{LET})$ représentant le spectre intégral de LET spécifique à la mission et transposé au niveau du composant,
- calcul du taux d'événements par bit par modélisation de l'interaction particule/composant.

2.1.2.1. Modélisation de l'environnement : Génération du fichier Φ (LET)

Cette étape est basée sur quatre modélisations :

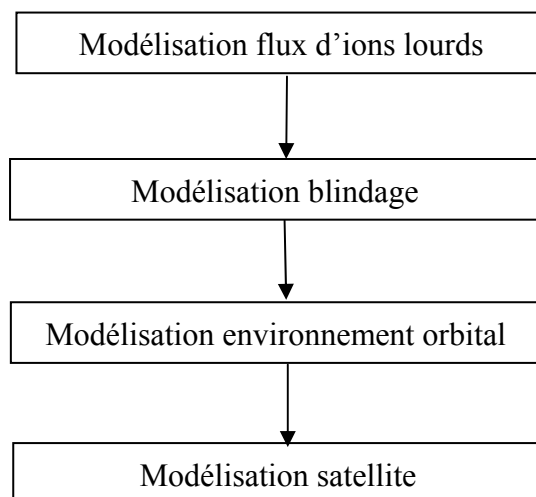


Figure 18 Schéma modélisant les étapes de génération du spectre de LET

Modélisation des flux d'ions lourds

On distingue deux origines différentes d'ions lourds : hors système solaire avec les flux d'ions lourds galactiques provenant du rayonnement cosmique galactique, et dans le système solaire avec les flux liés aux éruptions solaires. CREME utilise des spectres de référence combinés de diverses mesures satellite et déduit les spectres des différents éléments en fonction de celles-ci, du cycle solaire et de différentes représentations de spectres d'éruption. Il en résulte un ensemble de spectres par éléments fonction du paramètre « temps » choisi (calme, orageux, pire cas, éruption ordinaire, majeure...).

Modélisation du blindage magnétosphérique

Le champ magnétique a deux effets pouvant influencer sur les particules chargées :

- la coupure magnétosphérique qui est régie par la capacité pour une particule à traverser les lignes de champ (ce qu'on appelle rigidité magnétique) et donne pour chaque point de la magnétosphère et chaque direction considérée la valeur de rigidité en dessous de laquelle les rayons cosmiques ne peuvent pas arriver. CREME calcule la fonction de coupure verticale à une altitude de 20km à l'aide de la description fine du champ magnétique terrestre (incluant l'effet de l'ombrage) et interpole aux autres altitudes (Théorie de Stormer) tout en tenant compte des orages magnétiques perturbant la magnétosphère.
- Les ceintures de radiations (seules les ceintures protons sont prises en compte) pouvant présenter des risques pour l'électronique, mais CREME ne les prend en compte que si on lui fournit un fichier décrivant le spectre en énergie des protons moyenné sur l'orbite considérée.

Modélisation de l'environnement orbital

Du point de vue des ions lourds, en fournissant les paramètres d'orbite à CREME (apogée, périégée...etc.), ce dernier détermine la valeur de la coupure magnétosphérique pour chaque

pas de calcul correspondant à une position du satellite sur l'orbite et en déduit une fonction de transmission qui permet ensuite d'obtenir le spectre en énergie au niveau de l'orbite.

Modélisation satellite

La première étape à ce niveau est de transporter les spectres en énergie à travers le blindage du satellite. Ce blindage est considéré sphérique et en aluminium, on fait donc l'hypothèse d'un blindage homogène et d'une forme particulière. Il faut donc fournir à CREME une épaisseur équivalente de blindage et on obtient les spectres en énergie par éléments au niveau du composant.

Ensuite, il est possible de calculer les spectres de LET en fonction des spectres en énergie en sélectionnant les espèces que l'on veut prendre en compte et le matériau cible. En utilisant le spectre de LET pour les calculs, on perd l'information du type de particule considérée, on prend donc comme hypothèse que l'effet de la particule dans le matériau dépend uniquement de son LET.

On dispose ainsi d'un spectre intégral de LET $\Phi(\text{LET})$ (ou spectre différentiel au choix) au niveau du composant et combinant tous les éléments du rayonnement, qu'il faut ensuite associer à la sensibilité du composant pour obtenir le taux d'erreurs. Cette étape concerne la modélisation de l'interaction particule/ composant présentée dans le paragraphe suivant.

2.1.2.2. Modélisation de l'interaction particule/composant – calcul du taux d'événement SEU

Le bilan sur la modélisation de l'interaction particule/composant des modèles de prédiction standard présenté dans ce paragraphe est issu d'une étude effectuée à l'ONERA en 2002 visant à établir l'état de l'art de ces modèles [Ing-02]. Les modélisations des effets ions lourds et protons sont décrites dans les deux paragraphes suivants.

Ces modélisations nécessitent comme point de départ de connaître la sensibilité du composant mesurée sous accélérateur de particules. Ainsi, l'obtention de la courbe de section efficace SEU sera détaillée dans le sous chapitre 2.2. Cette courbe n'étant représentative de la sensibilité du composant qu'à une direction d'incidence unique des particules, des modélisations, telles que l'IRPP décrites ensuite, ont été proposées afin d'extrapoler la sensibilité à toutes les directions de l'espace, d'où les modélisations RPP et IRPP présentées maintenant.

2.1.2.2.1 SEU dus à l'ionisation directe : ions lourds

Méthode RPP

A l'origine, le modèle de calcul du logiciel CREME est basé sur l'approche RPP (Rectangular ParallelePiped - RPP) développé par Pickel et Blandford [Pic-80]. Ce calcul fait intervenir un volume sensible parallélépipédique dans le composant et les hypothèses suivantes :

- le LET des ions incidents est constant sur tout le parcours dans le VS (*Volume Sensible*),
- les volumes sensibles sont tous identiques, de longueur l , largeur w et épaisseur d ,
- les énergies critiques E_c des VS sont toutes les mêmes,
- la collection de charge est totale dans les VS ($E_{\text{déposée}}=E_{\text{collectée}}$).

Le composant n'est pas considéré comme uniformément sensible aux impacts d'ions mais comporte des nœuds sensibles distincts (les volumes sensibles) que l'on modélise par un parallélépipède et dans lesquels la particule doit déposer une énergie minimale E_c pour créer un Upset.

Le résultat se présentera sous la forme d'un taux d'événement par bit, ou par composant [Pet-92-1, Pet-92-2, Pet-96 et 97].

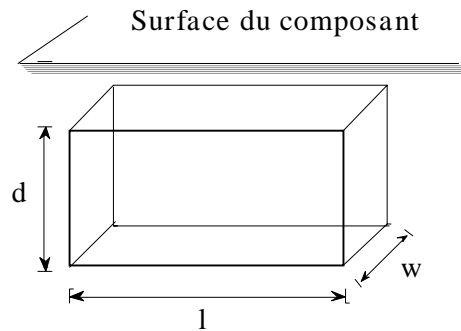


Figure 19 Modélisation du Volume sensible (VS)

L'Upset est donc ici considéré comme un phénomène à seuil se produisant à partir du dépôt d'une charge critique Q_c dans le VS. Cette charge critique est déterminée à partir de la courbe de section efficace d'Upset que l'on considère en marche d'escalier (Figure 22). En effet, on postule que l'ensemble des VS bascule à partir d'un certain LET seuil qui, multiplié par l'épaisseur d du VS, donne la valeur de l'énergie critique.

$$LET_{seuil}(d) = \frac{E_c}{d \cdot 0,232}$$

$$E_c(\text{MeV}) = Q_c(\text{pC}) \cdot 22.5$$

où :

- 22.5 étant la conversion de pC en MeV,
- LET en MeV.cm²/mg,
- d en μm ,
- 2.32g/cm² densité du silicium

Soit un ion de LET=L appartenant au spectre combiné de LET : pour provoquer un Upset, il doit déposer une charge supérieure à Q_c dans le volume sensible, donc parcourir au moins la distance :

$$p(L) = 22.5 \cdot Q_c / L$$

Pour chaque direction d'incidence de l'espace, on calcule alors la distribution des longueurs de cordes possibles dans le VS, et pour chaque valeur de LET, on en évalue la proportion qui présente une longueur suffisante (supérieure à $p(L)$) pour qu'il y ait Upset.

Le nombre d'événements ou taux d'Upsets peut alors s'écrire :

$$N_e = 22.5 \cdot \pi \cdot A \cdot Q_c \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} D(p(L)) \phi(L) / L^2 \cdot dL$$

- A = aire des faces du volume sensible (m²)
- Qc = charge critique (pC)
- Lmin = valeur minimale de LET produisant un événement
- Lmax = 100 MeV.cm²/mg
- L = LET en MeV.cm²/g
- Φ(L) = Spectre intégral de LET (part/m² .ster.s)
- D(X) = distribution des cordes dans le volume sensible (cf. exemple sur la Figure 20)

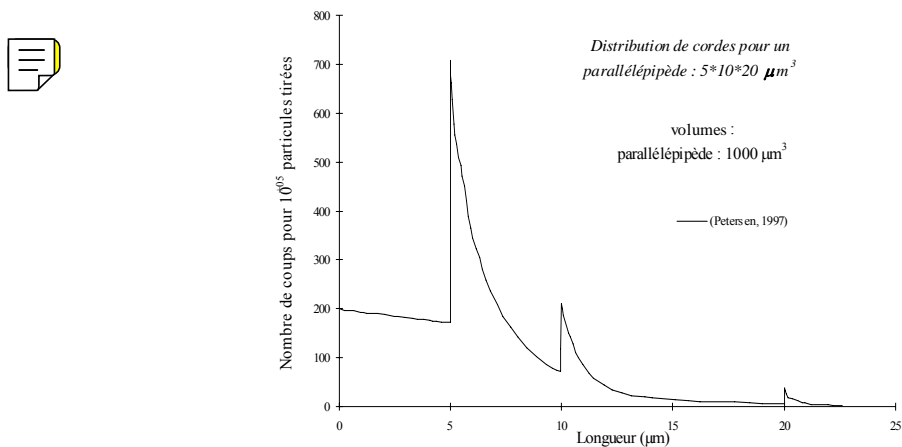


Figure 20 Spectre différentiel de cordes pour un parallélépipède rectangle 5*10*20 μm³.

Dans la majorité des cas, on essaye de déduire les paramètres technologiques l, w, d et Qc des résultats expérimentaux de sensibilité aux ions lourds (essais sous accélérateur de particules, cf. sous chapitre 2.2).

Les paramètres mesurés expérimentalement sont :

- le LET seuil qui permet alors de calculer Ec puis Qc (formules données précédemment). On fait une hypothèse sur la valeur de d qui est représentée la profondeur de collection de charge (par exemple l'épaisseur de la couche épitaxiée ou la largeur de la zone de charge d'espace)
- la section efficace de saturation σ_{sat} dont la surface d'un volume sensible = σ_{sat}/Nb , Nb étant de nombre de bits de la mémoire, dont on déduit l et w en considérant que $l=w=\sqrt{\sigma_{sat}}$

Ainsi, le VS a la forme suivante :

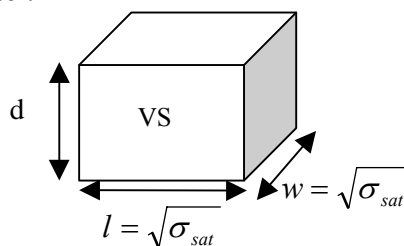


Figure 21 Dimensions du VS déduites des données expérimentales

Cette méthode RPP ne prend pas en compte la forme réelle de la courbe de section efficace puisqu'elle considère une courbe en marche d'escalier. Le code de calcul CREME a

naturellement évolué vers une version basée sur le modèle IRPP (Integral RPP model), qui tient compte de la dispersion des énergies critiques [Pet-97] et donc de la forme réelle de la courbe de section efficace expérimentale en fonction du LET $\sigma_{ion}(LET)$. On utilise aujourd'hui uniquement la modélisation IRPP beaucoup plus réaliste.

Méthode IRPP

Pour la méthode RPP, nous supposons que le volume sensible était le même quelle que soit la particule incidente. Nous considérons une section efficace d'Upset en forme de marche d'escalier au lieu de tenir compte de la croissance régulière des données expérimentales. Petersen a montré qu'il était nécessaire de tenir compte de la variation de sensibilité du composant en fonction du LET. Il a mis au point la méthode RPP Intégrale (IRPP), où l'on intègre le spectre de LET avec la section efficace d'Upset ion lourd (Figure 22), et qui tient compte au mieux de la distribution des énergies critiques du composant.

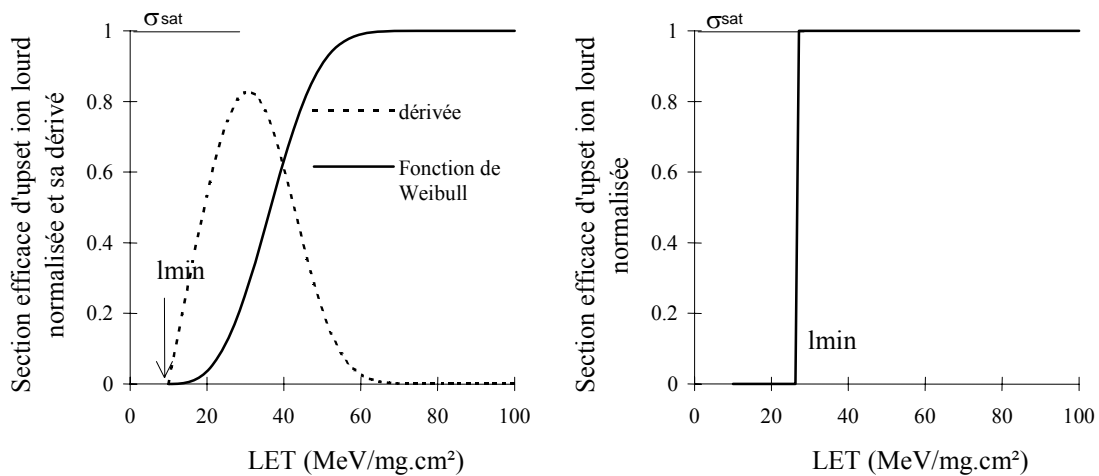


Figure 22 Section efficace d'Upset ion lourd avec sa dérivée représentant la distribution de LET seuil et donc d'énergie critique et Section efficace d'Upset ion lourd théorique en forme de marche d'escalier

On interprète la courbe réelle de sensibilité comme une dispersion $\sigma_{ion}(LET_i)$ de l'énergie critique autour de E_c [Pet-97]. On peut alors calculer pour chaque valeur de LET_i une énergie critique E_{c_i} (toujours fonction de l'épaisseur sensible d) ainsi que le nombre nb_i de VS ayant basculé à cette valeur de LET_i :

$$\text{considérant } l \text{ et } w \text{ fixes, } nb_i = \frac{\sigma(LET_i)}{l.w}$$

On effectuera un calcul similaire à celui décrit pour la méthode RPP mais en recalculant les couples (E_{c_i} , nb_i) pour chaque valeur de LET.

Cependant, nous pouvons aussi interpréter la courbe d'une manière plus intuitive sans rien changer aux résultats. Considérons une énergie critique unique E_c calculée à partir du LET seuil et applicable à tous les volumes sensibles pris identiques mais de dimensions latérales l et w variables. A chaque valeur de LET_i, on postule donc que tous les VS peuvent basculer. Chaque point de la courbe de sensibilité représente alors une surface sensible totale à partir de laquelle on déterminera les dimensions (l_i, w_i) des VS de la manière suivante :

$$l_i = w_i = \sqrt{\sigma(LET_i)}$$

Le calcul de taux se fait alors pour les couples $(E_c, (l_i, w_i))$.

2.1.2.2.2 SEU dus aux réactions nucléaires : protons

Un proton incident peut frapper un noyau de silicium, dont les fragments secondaires pourront à leur tour créer des SEU. Le logiciel CREME utilise la formule de Bendel [Ben-83] pour évaluer cet effet. Il utilise le spectre différentiel des protons au niveau du composant, et en combinant $\Phi(E)$ et $\sigma_{\text{proton}}(E)$ (section efficace d'Upsets protons), le taux d'Upset est exprimé selon :

$$N = 10^{-4} \cdot 4\pi \int_0^{\infty} \phi(E) \cdot \sigma_{\text{proton}}(E) \cdot dE$$

$\sigma_{\text{proton}}(E)$ peut être obtenu par des mesures tout comme pour les ions lourds. Mais dans le but de réduire le nombre de tests, de nombreux modèles de prédiction de $\sigma_{\text{proton}}(E)$ à partir des sections efficaces d'upset ion lourd ont été proposés (se référer au rapport [Ing-02]).

On peut remarquer que cette formule ne tient pas compte de l'angle d'incidence de la particule. En effet, les fragments issus de la collision proton-atome sont à priori émis dans toutes les directions de manière isotrope. Cette isotropie justifie de pouvoir calculer le taux d'erreurs par le calcul simple du produit direct du flux par la section efficace protons, ce qui n'est pas valable pour le cas des ions lourds.

La quasi-totalité des codes utilisés par les industriels est basée sur le modèle du volume sensible (RPP ou IRPP) à partir des formulations de : Bradford, Pickel/Adams ou Petersen. Certains auteurs proposent des approches différentes pour le calcul des SEUs, toutefois l'utilisation de ces codes restant anecdotique, nous ne les décrivons pas dans ce rapport. Une synthèse peut être trouvée dans le rapport d'étude [Ing-02].

2.1.3. Conclusions

Les codes de prédictions de taux SEU ion lourd standard utilisés par les industriels sont tous basés sur la modélisation IRPP qui vient d'être présentée. Les principales hypothèses posées sont :

- la valeur du blindage équivalent du système Satellite/Composant considérée égale à 1g/cm² d'aluminium si inconnue,
- la modélisation des zones sensibles du composants par un volume parallélépipédique : le VS,
- la profondeur du VS considérée égale à 2µm si inconnue,
- une collection totale des charges déposées dans les VS.

Ainsi, à partir du spectre de LET et de la courbe de section efficace SEU du composant en incidence normale, cette modélisation IRPP permet d'établir des prédictions de taux SEU. Nous verrons dans le CHAPITRE 3. que l'analyse des résultats en vol remet en cause cette modélisation standard du fait de grosses disparités observées entre les prédictions et les mesures en vol.

2.2. Essais sous accélérateur de particules

L'irradiation sous accélérateur de particules est le moyen le plus couramment utilisé pour la caractérisation d'effets singuliers sur les circuits destinés à une application spatiale. Le circuit sous test est placé sous un faisceau d'ions de type, et d'énergie (donc de LET) que l'on peut choisir parmi un cocktail de faisceaux disponibles (choix limité) et le fonctionnement du circuit est contrôlé en temps réel sous faisceau de manière à détecter un SEE (Single Event Effect). On en déduit la courbe de sensibilité du composant à un effet donné.

2.2.1. Caractéristiques des accélérateurs couramment utilisés

Les ingénieurs du DESP utilisent essentiellement trois moyens dont les caractéristiques typiques des ions sont résumées ci-dessous. Ces caractéristiques sont données à titre indicatif puisqu'elles peuvent évoluer avec les améliorations et réglages des accélérateurs :

- L'accélérateur d'Orsay (IPN)

ION	ENERGIE (MeV)	PORTEE (μm)	LET ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$)
C	84	143	1.6
F	103	77.6	4.2
Cl	156	43.8	13.1
Ti	160	31.7	21
Ni	182	27.9	29.7
Br	236	31	39
I	320	31	62

- L'accélérateur de Jyväskylä (JYFL)

ION	ENERGIE (MeV)	PORTEE (μm)	LET ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$)
N	140	208	2.0
Ne	186	156	3.4
Si	280	133	7.0
Ar	372	117	11.8
Fe	523	103	18
Kr	766	99	29.4

- L'accélérateur de Louvain (UCL) (cocktail grande pénétration)

ION	ENERGIE (MeV)	PORTEE (μm)	LET ($\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$)
^{13}C	131	266	1.2
^{22}Ne	235	199	3.3
^{28}Si	236	106	6.8
^{40}Ar	372	119	10.1
^{58}Ni	500	85	21.9
^{83}Kr	756	92	32.4

L'environnement spatial se caractérise par de fortes énergies et de faibles flux isotropes. Ces conditions expérimentales sont quasiment impossibles à reproduire lors des expérimentations au sol.

La réalisation d'essais de caractérisation ions lourds peut néanmoins se faire en utilisant des énergies plus faibles grâce au fait que les valeurs de LET peuvent être obtenues pour plusieurs énergies ou éléments différents. Si on se place expérimentalement dans des conditions telles que le LET est constant sur toute l'épaisseur sensible des composants, et si on fait l'hypothèse que le processus de collection de charges est indépendant de la distribution radiale des porteurs dans la trace (effet de structure de trace), on peut, avec des énergies faibles ou moyennes, reproduire de dépôt de charges obtenu à plus fortes énergies (équivalence de LET) et considérer ainsi les essais "représentatifs".

2.2.2. Exploitation des résultats des essais

2.2.2.1. Courbes de sections efficaces expérimentales

Bien souvent, l'objectif des essais est de pouvoir tracer la courbe de section efficace d'un composant en fonction du LET afin d'évaluer la sensibilité du composant vis à vis des événements singuliers tels que le Latchup, le SEU...etc... dus aux ions lourds. On effectue les mêmes types d'essais pour les protons (mais en fonction de l'énergie incidente).

Comme nous l'avons vu précédemment, cette courbe est nécessaire pour les calculs de prédiction puisque dans le cas de la modélisation IRPP, il faut fournir la courbe en entière de sensibilité du composant en fonction du LET. x

Si l'on expose, en incidence normale, un composant à des ions de masse Z et d'énergie E (donc de LET connu), le nombre d'Upsets observés N_u est proportionnel au flux Φ et à la durée T du tir ; la section efficace d'Upset est alors obtenue par le calcul suivant :

$$\sigma_{ion}(LET) = \frac{N_u}{\Phi \cdot T}$$

σ_{ion} s'exprime en cm^2 ou cm^2/bit .

On va soumettre le composant aux différents ions disponibles de manière à couvrir une large gamme de LET et tracer l'évolution de la section efficace en fonction du LET; bien souvent, ne disposant que de quelques ions bien précis permettant d'obtenir un nombre limité de points, on utilise des courbes d'ajustements (comme les fonctions de Weibull) pour tracer la courbe entière (cf. Figure 23).

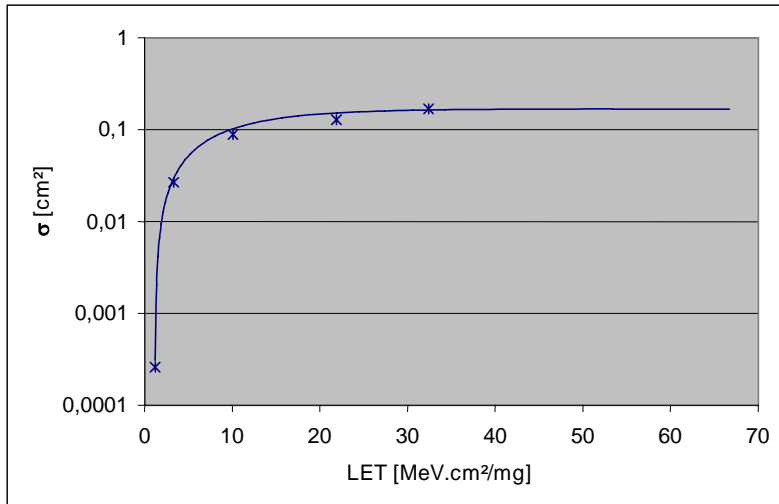


Figure 23 SRAM KM684000

Comme dit précédemment, il est intéressant de trouver une courbe (et son expression) passant par tous ces points afin de l'utiliser dans les calculs de taux. Pour cela, les fonctions de Weibull sont couramment utilisées puisqu'elles présentent une grande flexibilité de réglage de la courbure et une valeur limite provoquant un plateau comme le phénomène de saturation.

2.2.2.2. Ajustement des courbes

La fonction de Weibull permet d'ajuster les données obtenues lors des essais sous accélérateur, elle est donc couramment utilisée à cet effet. On peut régler l'ajustement à l'aide de deux paramètres : w et s , il existe des codes permettant de trouver automatiquement ces paramètres en fonction des points de mesure.

L'expression de la fonction de Weibull adaptée à celle de la section efficace s'écrit :

$$\sigma_{ion}(LET) = \sigma_{sat} \cdot \left[1 - e^{-\left(\frac{LET - LET_c}{W}\right)^s} \right] \quad LET > LET_c$$

où

- * LET = LET en MeV.cm² /mg;
- * $\sigma_{ion}(LET)$ = section efficace en cm²/bit ou /composant;
- * σ_{sat} = section efficace à saturation;
- * LET_c = LET seuil
- * w (width) et s (shape) paramètres de fit

Pour l'exemple de la SRAM KM684000 (points de la Figure 23), nous avons utilisé un code d'ajustement automatique et les paramètres adéquats résultants sont : $LET_{seuil}=1.18\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$, $w=9.5\text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, $\sigma_{sat}=0.17\text{cm}^2$, $s=1.1$, ce qui permet de tracer la courbe et vérifier qu'elle passe bien par les points de mesure.

La courbe de section efficace peut être décrite de différentes manières, il existe d'autres expressions que les fonctions de Weibull pour ajuster les données expérimentales. On trouve par exemple dans la bibliographie des descriptions basées sur des considérations physiques des phénomènes de collections de charges. Certains auteurs ont obtenu des ajustements assez

convaincants en prenant la diffusion comme phénomène majeur de collection de charge [Edm-96a, Smi-95, Shi-92]. Smith et Edmonds expliquent la forme de la section efficace d'Upset ion lourd comme due uniquement à des phénomènes de diffusion de charge de la trace vers les nœuds sensibles. Edmonds donne une formule littérale très simple pour la section efficace d'Upset ion lourd, qui est une alternative possible à l'ajustement de Weibull.

$$\sigma_{ion}(LET) = \sigma_{sat} \cdot e^{\left(\frac{LET}{LET_c}\right)}$$

Cependant, pour certains composants, les ajustements standard ne s'appliquent pas toujours. On pourra de manière générale ajuster les données expérimentales par des fonctions mathématiques diverses (logarithmique, exponentielle, polynomiale.. etc).

2.2.2.3. Correction de l'inclinaison par $\cos(\theta)$

Chaque système de test sous accélérateur permet d'incliner le composant afin d'irradier celui-ci à plusieurs angle d'inclinaison pour étudier la dépendance angulaire de la sensibilité.

C'est aussi une manière courante de créer des points de mesure supplémentaires en travaillant en "LET effectif". Le LET effectif est le LET de la particule corrigée son inclinaison, ce qui donne $LET_{effectif}(\theta) = \frac{LET}{\cos\theta}$; c'est ce qu'on appelle la correction en $\cos(\theta)$ dont voici le principe :

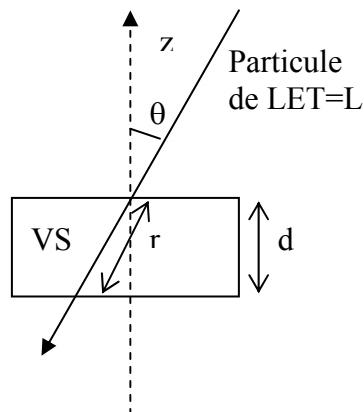


Figure 24 Prise en compte de l'effet de l'inclinaison

Dans le cas où les particules n'arrivent pas à incidence normale, si l'on considère le parcours r de la particule de LET L dans le volume sensible, celui-ci est différent de d (parcours à incidence normale) et la correction en $\cos(\theta)$ consiste à dire que l'énergie déposée (et collectée) par la particule dans le volume sensible qui est égale à $L \cdot r$ ou $L \cdot d \cdot \cos(\theta)$ est la même qu'aurait déposée une particule de LET égal à $L \cdot \cos(\theta)$ sur une distance d en incidence normale.

Ainsi, pour les particules de LET L à incidence θ , on obtient un point pour la courbe de section efficace en incidence normale tel que :

$$\sigma_{ion}(L/\cos\theta) = \frac{N_u}{\Phi \cdot T \cdot \cos\theta}$$

Cette "astuce" en Let effectif pour obtenir des points supplémentaires repose sur la considération de volumes sensibles dont la géométrie permet de parcourir une distance plus longue quand on incline le faisceau (intuitivement, on voit que cela est possible si le VS est plus large que profond). Dans ce cas, les points peuvent s'aligner correctement pour décrire la courbe de section efficace, mais ce n'est pas toujours le cas, il faut donc rester vigilant quant à son utilisation.

2.2.2.4. Préparation des composants

Nous avons pu voir dans les tableaux du paragraphe 2.2.1 que les pouvoirs de pénétration des ions disponibles sous accélérateur restent limités. Les boîtiers des composants étant trop épais, il est nécessaire de préparer les pièces avant irradiation. Ainsi, une ouverture du boîtier est effectuée de manière à présenter directement la puce sous le faisceau. Selon le type de boîtier, on ouvre ce dernier soit par face avant, soit par face arrière. On peut citer le cas par exemple des boîtiers flip chip dont la face avant de la puce est en vis à vis des matrices de billes de connexions (cf. Figure 25), on ne peut donc pas ouvrir le boîtier en face avant pour y accéder sans affecter la fonctionnalité du composant.

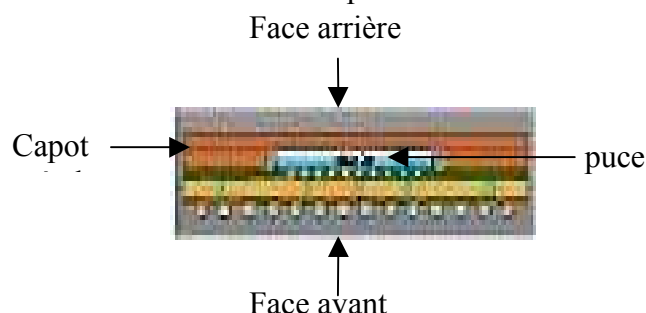


Figure 25 Exemple de l'encapsulation Flip Chip du Virtex II

On a alors recours à l'ouverture par face arrière donnant accès à la puce par le dessous. Les zones actives étant sur le dessus de la puce directement sous les couches supérieures d'oxydes et métallisations, le faisceau doit alors traverser une épaisseur de silicium pour atteindre les zones sensibles. Or, les puces silicium sont épaisses de quelques centaines de micromètres, ce qui est supérieur aux portées des particules sous accélérateur. C'est pourquoi, une étape d'amincissement de la puce doit être ajoutée de manière à préparer le composant pour les essais. Cette étape est réalisée au CNES de manière à atteindre une épaisseur de silicium de l'ordre de 50 μ m (il est difficile de faire moins) tout en gardant le composant fonctionnel.

Lors des essais par face arrière, il faut alors rester vigilant quant à l'épaisseur de silicium traversée qui peut être de l'ordre des portées des particules. Il peut être nécessaire de faire un traitement aval pour évaluer la valeur du LET réelle des particules dans les zones actives par rapport au LET en surface pris pour l'exploitation des résultats.

Prenons l'exemple des essais à LOUVAIN sur une DRAM.

L'outil SRIM permet de tracer l'évolution du LET des particules dans le silicium en fonction de l'élément et de son énergie. Nous pouvons alors tracer les profils de LET des ions utilisés pour les essais à Louvain. Prenons l'exemple de l'Argon 375MeV (LET 10.1 MeV.cm²/mg en surface) et du Krypton 760MeV (LET 32.4 en surface). Les portées de ces particules sont respectivement 120 μ m et 92 μ m. L'aspect géométrique du problème est illustré en Figure 26 .

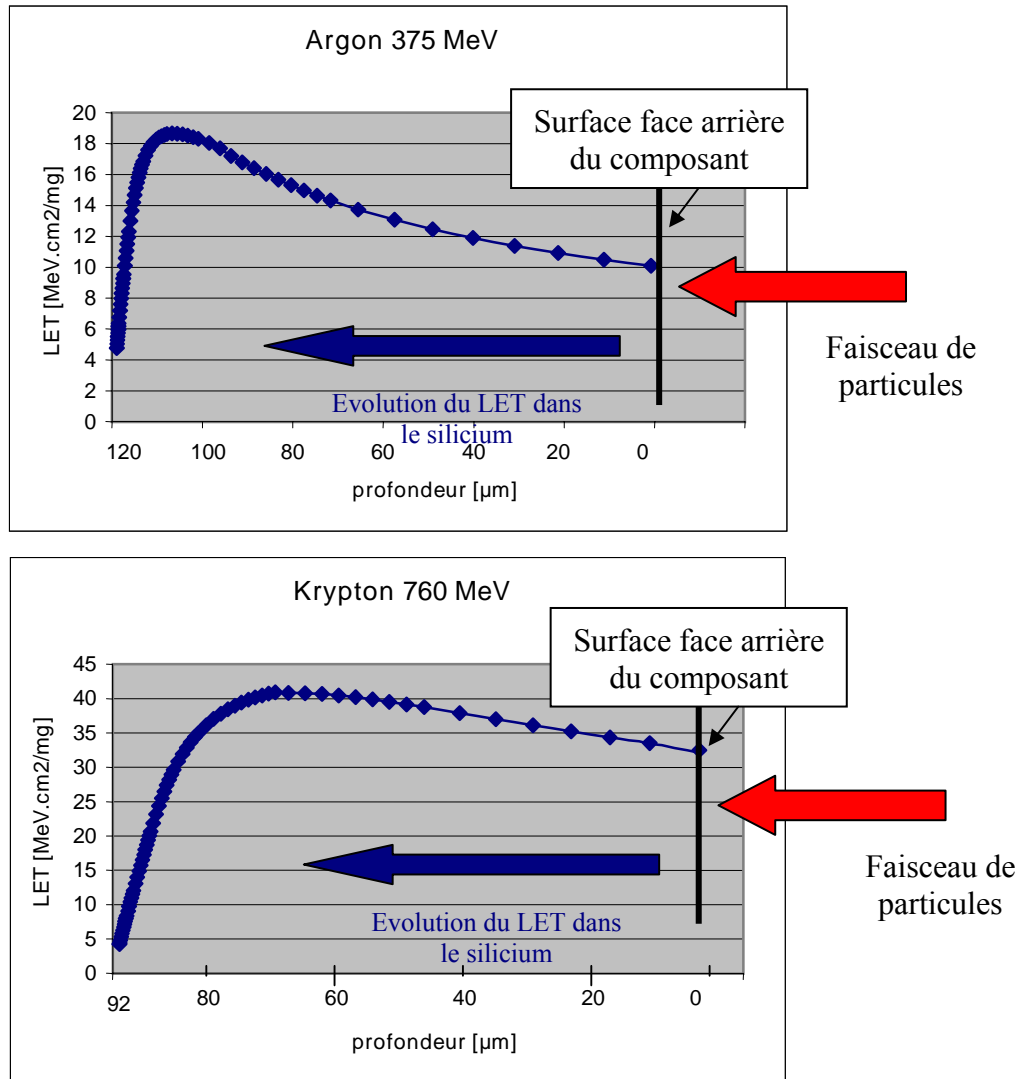


Figure 26 Evolution du LET des ions Argon 375MeV et Krypton 760MeV dans le silicium (échelle des abscisses inversée)

En face avant, les couches supérieures représentant environ $4\mu\text{m}$, la valeur du LET à $4\mu\text{m}$ de profondeur à partir de la surface n'est alors que très légèrement affectée.

La DRAM KM44V16004 testée en face arrière a été amincie à $40\mu\text{m}$ environ. On peut alors comparer le LET en surface pris en général pour tracer la courbe de section efficace d'Upset à la valeur du LET à $40\mu\text{m}$ de profondeur :

- pour l'Argon, on trouve ainsi LET=12 au lieu de 10 en surface,
- et pour le Krypton LET=38,8 au lieu de 32,4.

L'erreur ici est raisonnable et ne change pas considérablement l'allure de la courbe de section efficace mais le problème devient plus critique quand on incline le faisceau. L'épaisseur de silicium traversée est alors multipliée par $1/\cos\theta$, ce qui amène à retraiter toutes les valeurs de LET pour chaque angle d'inclinaison du faisceau. Le tableau suivant résume l'étude des deux ions pour la DRAM KM44V16004 aux angles de tilt $0,40$, et 60° .

Angle de tilt (degré)	Cos de l'angle	Epaisseur puce (μm)	Epaisseur traversée (μm)	LET Argon zone active ($\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$)	LET Krypton zone active ($\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$)
0	1.00	40	40.0	11.9	38.8
40	0.77	40	52.2	12.6	40.6
60	0.50	40	80.0	14.3	44.6

Figure 27 Valeur des LET recalculés en profondeur

Ce tableau permet de voir que l'on peut faire des erreurs non négligeables sur la valeur du LET des particules à considérer. On peut voir directement l'effet de ce traitement aval en corrigeant les points de mesures de section efficace SEU de la DRAM. Sur la Figure 28, les points de mesures sont tracés en fonction du LET en surface, alors que la Figure 29 montre les mêmes données avec re-évaluation de la valeur du LET pour chaque particule en fonction de l'épaisseur de silicium réellement traversée.

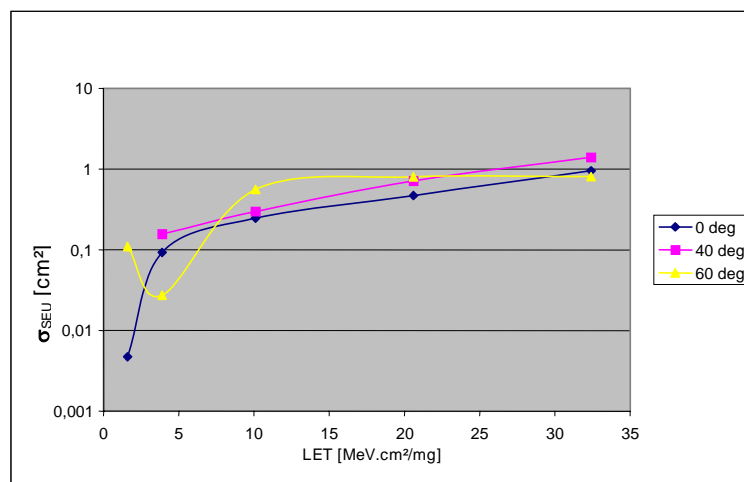


Figure 28 Courbes de sections efficaces d'Upset avant traitement des valeurs de LET

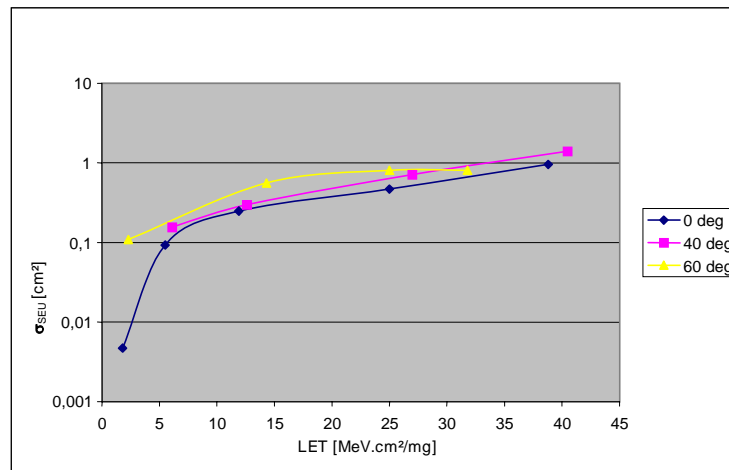


Figure 29 Courbes de sections efficaces d'Upset après traitement des données de test

On s'aperçoit que ce traitement est nécessaire pour ne pas faire de mauvaises interprétations des essais.

Ainsi, tous les résultats d'essais concernant les composants amincis par face arrière subissent ce petit traitement identique pour être exploités.



CHAPITRE 3. ANALYSE DES RÉSULTATS EN VOL

La comparaison des résultats obtenus par les modèles de prédiction standard et des mesures en vol pour un même composant a révélé des écarts importants, amenant à s'interroger sur la validité de la démarche vis à vis des technologies actuelles.

L'objectif de cette thèse a été d'évaluer les possibles sources d'erreurs dans les différentes étapes de calcul d'un modèle tel que l'IRPP (CREME) pouvant amener à un tel constat, dans le but de trouver une solution d'amélioration, soit en modifiant le modèle existant, soit en proposant un modèle de calcul différent.

Ce chapitre retrace le travail effectué dans le cadre de l'exploitation des données en vol, de la comparaison avec les modèles de prédiction standard et donnent l'état d'expertise des sources probables d'erreurs.

3.1. Données de vol et données sol

3.1.1. Exploitation des mesures en vol

3.1.1.1. Présentation des expériences

Faisant suite à l'expérience EXEQ [Fal-00], les projets d'expériences embarquées SPICA et ICARE (station MIR et satellite SAC-C) ont pour même objectif d'associer une unité de mesure de l'environnement spatial (spectromètre bêta, protons et ions lourds) avec un module d'évaluation des effets du rayonnement sur des composants électroniques. Ainsi nous avons des données concernant une palette de composants provenant des missions MIR99 (une carte expérience à l'intérieur, une à l'extérieur) et SAC-C que nous avons utilisées pour notre étude.

Les caractéristiques de ces missions sont :

- MIR99 : altitude 350x350km et 51.6° d'inclinaison, données de novembre 1998 à juin 2000.
- SAC-C : altitude 707x707km et 98.2° d'inclinaison, données depuis novembre 2000.

Les données collectées, et stockées dans le module d'expérience, sont transférées au sol par divers moyens selon la mission (carte PCMCIA pour MIR99 et télémétrie satellite pour SAC-C). De ce fait, les formats des données, les modes de datation et la méthode de localisation géographique des événements diffèrent. Le DESP a développé un logiciel de traitement des données afin de pouvoir s'adapter aux différentes missions. Ce logiciel assure la mise en forme des données brutes, leur traitement en vérifiant leur intégrité et la localisation des événements (altitude, longitude, latitude et heure locale). On dispose d'une base de données Access mise à jour régulièrement directement exploitable pour notre étude.

Concernant les effets de type SEU qui nous intéressent, la mesure s'effectue de façon classique par la vérification d'un plan mémoire contenu dans des composants SRAM et DRAM. Le test est effectué directement par un contrôleur afin de minimiser l'électronique. Dans le même objectif, le logiciel assure le rafraîchissement des mémoires DRAMs. Outre les mémoires, le logiciel vérifie aussi l'intégrité des mémoires EEPROM qui assurent le stockage du code et des informations temporaires (configuration, événements en attente de transmission).

Les Tableau 3 , Tableau 4 , et Tableau 5 résument les caractéristiques (organisation de la mémoire, type de boîtier, alimentation et Date Code) des composants étudiés dans le cadre de cette thèse pour chaque modèle de vol exploité. Tous les composants sont testés avec un motif équiprobable en 0 et 1 (pattern 55AA). (le pattern correspond aux données que l'on stocke dans les bits du composant : 0 ou 1)

Fonction	Référence	Organisation	Boîtier	Vcc	Date Code	Nb Pièces
DRAM 64Mbits	KM44V16004 Samsung (cube)	4*16M*4	4 mémoires TSOP	3 V	2000-0009-1	2
	HM5165405AJB Hitachi	16M*4	TSOP	3 V	9741	4
SRAM 4Mbits	HM628512 LFP-7 00209330 Hitachi	512k*8	SOJ (sur empreinte SOP)	5 V	9631	6
	KM684000 Samsung	512k*8	SOP	3 V	747	6

Tableau 3 Composants de test du modèle de vol intérieur MIR99

Fonction	Référence	Organisation	Boîtier	Vcc	Date Code	Nb Pièces
DRAM 64Mbits	KM44V16004 Samsung (cube)	4*16M*4	4 mémoires TSOP	3 V	2000-0009-1	2
	HM5165405AJB Hitachi	16M*4	TSOP	3 V	9741	4
SRAM 4Mbits	HM628512 Hitachi	512k*8	SOJ (sur empreinte SOP)	5 V	9701	6
	KM684000 Samsung	512k*8	SOP	3 V	729	6

Tableau 4 Composants de test du modèle de vol extérieur MIR99

Fonction	Référence	Organisation	Boîtier	Vcc	Date Code	Nb Pièces
DRAM 64Mbits	KM44V16004 Samsung	4*16M*4	4 mémoires TSOP	3 V	2000-0009-1 4198	2
	HM5165405AJG Hitachi	16M*4	TSOP	3 V	9741 6NN A006	4
SRAM 4Mbits	HM628512 LFP-7 00209330 Hitachi	512k*8	SOJ (sur empreinte SOP)	5 V	9631	6
	KM684000 ALG- 7 Samsung	512k*8	SOP	3 V	747 RKH 047 AA	4
	KM684000 ALG- 7L Samsung	512k*8	SOP	3 V	729 RKO 130 BA	2

Tableau 5 Composants de test du modèle de vol SAC-C

Le format des données reçues permettant la datation des événements ainsi qu'une localisation géographique assez fine des différents événements, on peut ainsi établir des statistiques fournissant des taux d'erreurs en vol par composant sur des périodes choisies, des zones géographiques précises, et en faire des cartographies.

On pourra en particulier séparer les erreurs localisées dans l'anomalie sud-atlantique (et donc liées essentiellement aux protons) des erreurs hors SAA (South Atlantic Anomaly) liées essentiellement aux ions lourds. Disposant d'une statistique SEU liée aux ions lourds, on peut alors les comparer aux prédictions ions lourds.

Les paragraphes qui suivent donne des exemples des résultats de traitement des données du vol SAC-C pour la période depuis le lancement (30/11/2000) jusqu'au 21/03/2005. Ces exemples visent à illustrer les traitements possibles des données pour bien comprendre ce que représentent les taux auxquels on va comparer les prédictions.

3.1.1.2. Répartition des SEU par composant

Un premier traitement consiste à établir le bilan des événements apparus sur une période donnée afin d'en déduire le taux d'erreur en vol par composant.

NP désigne le nombre de pièces pour chaque type de composant,

NSEU total le nombre total d'événements SEUs sur l'ensemble des pièces d'un même type,

SEU/jour/comp. le nombre de SEU par jour et par composant correspondant à la moyenne des taux observés sur chaque pièce d'un même type de composant.

Le tableau ci-dessous donne la répartition et les statistiques pour les quatre composants étudiés du vol SAC-C pour la période depuis le lancement (30/11/2000) jusqu'au 21/03/2005.

Type	NP	NSEU total	SEU/jour/comp.	SEU/jour/bit
HM628512	6	8923	1.1	2.6 E-7
KM44V16004	8	14948	1.4	2 E-8
HM5165405	4	4677	0.9	1.3 E-8
KM684000	6	33874	4.2	1 E-6

Tableau 6 *Tableau statistique par composant*

L'ensemble de ces composants est situé sur la même carte donc exposés au même rayonnement.

Le nombre de jour est calculé à partir du temps réel de couverture des données reçues, c'est à dire que l'on ne comptabilise pas les périodes où le satellite n'a rien transmis au sol (pour des raisons diverses). Pour la période considérée dans le tableau précédant, le nombre brut de jours étudiés serait de 1570 alors qu'en réalité, on ne dispose que de 1360 jours réels de données, c'est donc ce chiffre qu'on utilise pour les statistiques.

3.1.1.3. Répartition temporelle des SEU

La Figure 30 ci-après représente l'évolution du taux de SEU journalier de l'expérience sur une période de quelques années. On remarque clairement l'évolution liée aux éruptions solaires par observation des pics de SEU ponctuels et très importants par rapport au nombre moyen de SEUs observé en période "calme"...

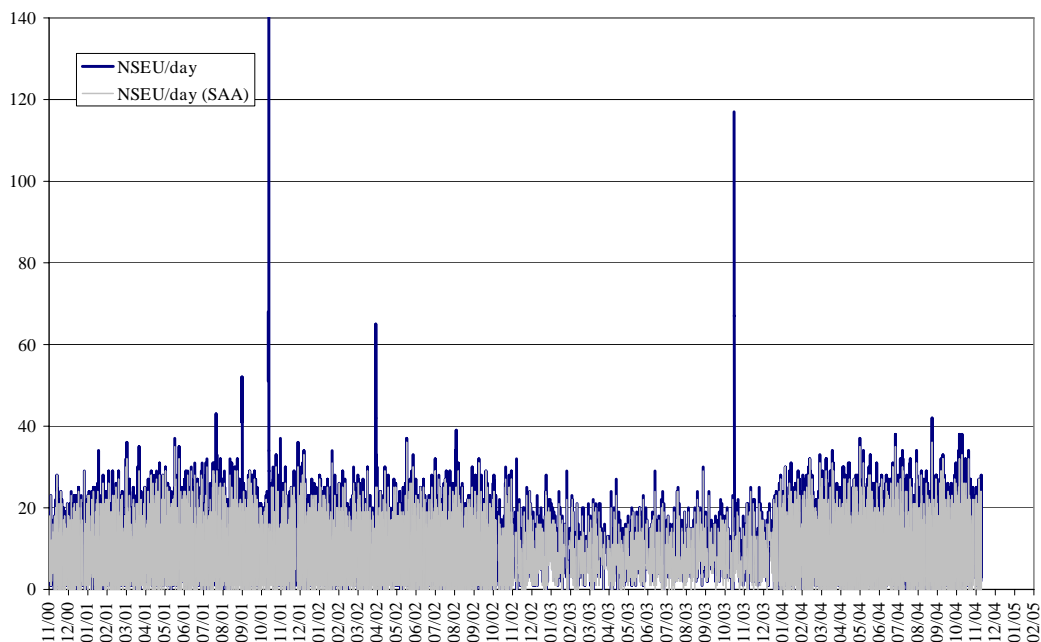


Figure 30 Répartition temporelle des événements pour l'ensemble des composants

Un tel graphique nous permet de situer visuellement les éruptions solaires, ce qui peut être utile pour les enlever de la statistique en fonction de l'étude.

3.1.1.4. Répartition géographique des SEU

La répartition géographique des événements traduit la prépondérance de l'anomalie de l'Atlantique Sud puisque environ 80% des SEUs y sont localisés. Compte tenu du temps réel passé par le satellite dans cette zone (5%), il est clair que les protons constituent la source majeure d'événements.

Lors des éruptions, les événements « excédentaires » sont localisés dans les zones polaires.

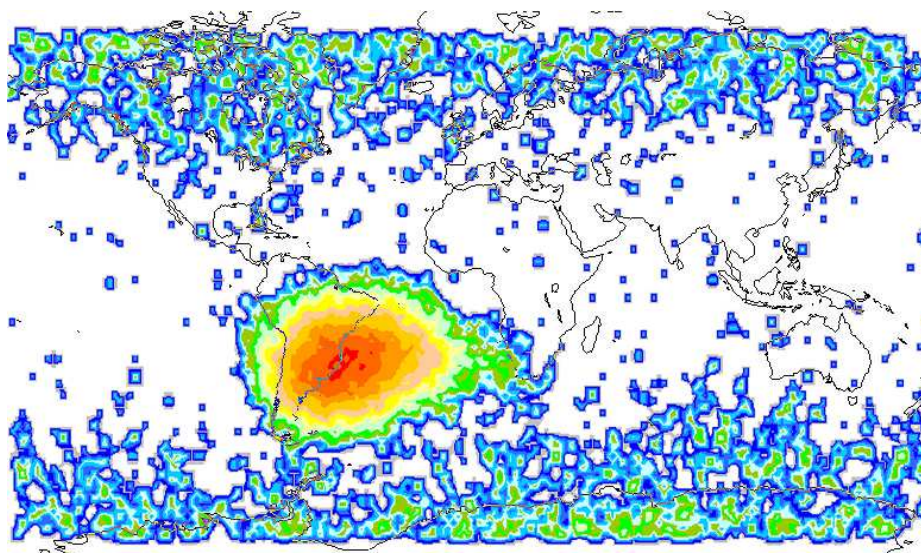


Figure 31 Répartition géographique des événements

Pour différencier les effets dus aux protons de ceux dus aux ions lourds dans les données, on considère généralement que 80% du taux global provient des protons (dans l'anomalie) et que donc 20% de celui-ci donne le taux d'erreur en vol ions lourds (en assimilant que l'effet des ions cosmiques est prépondérant hors de l'anomalie par rapport aux protons). On peut vérifier

ces proportions en comptant les SEUs localisés dans la SAA et hors SAA, mais il reste une incertitude à ce jour pour confirmer ou infirmer la proportion ions lourds/ protons hors de l'anomalie. Nous verrons par la suite un moyen qui a été trouvé pour donner une réponse à cette interrogation (paragraphe 4.1.2).

A partir des fichiers de données provenant de SAC-C, on peut établir un tableau récapitulatif mettant en avant différents taux SEUs, pour les composants étudiés dans le cadre de la thèse, que l'on peut obtenir en distinguant SAA/hors SAA, mais également avec et sans les éruptions solaires pour bien distinguer tout ce qu'il est possible d'exploiter. Les taux sont donnés en SEU/jour/composant.

Composants	KM44V160 04	HM5165405	HM628512	KM684000
Taux SEU/j/comp.	1.4	0.9	1.1	4.2
Taux hors SAA	0.23	0.13	0.2	1
%hors SAA	16%	15%	18%	23%
Taux hors SAA/hors éruption	0.2	0.11	0.16	0.82
% hors SAA/hors éruption	14%	12%	15%	19%

Tableau 7 Tableau comparatif des taux de SEUs pour divers composants pour une période d'un an.

L'intérêt de pouvoir évaluer le taux d'erreurs réel en vol uniquement pour les ions lourds et hors éruption est pour l'étude des modèles de prédiction vis à vis des ions lourds qui est l'objet de cette thèse. On peut alors maintenant comparer ces données aux résultats obtenus avec un code de prédiction de type CREME.

3.1.1.5. Blindage du satellite

Le blindage équivalent de la station MIR a été donné par les concepteurs russes et estimé à 10g/cm² d'aluminium.

Pour le satellite SAC-C, nous n'avons aucune donnée de la part des concepteurs du satellite. Une estimation a pu être faite à partir des données en vol. En effet, nous disposons des données provenant des spectromètres de GOES (satellite géostationnaire) indiquant temporellement les flux de protons pour plusieurs gammes d'énergies. A haute latitude, on peut estimer que le satellite SAC-C voit le même environnement protons de haute énergie que GOES. Ainsi, lors des éruptions solaires, on fait la corrélation entre les flux de SEU observés sur les composants de SAC-C et les flux de protons mesurés sur GOES. On peut alors estimer une valeur d'énergie de protons en dessous de laquelle les composants de SAC-C ne sont pas sensibles aux éruptions, ce qui permet d'estimer que les protons d'énergie inférieure à cette limite, pour lesquels les composants devraient réagir normalement, sont bloqués par le blindage du satellite. On retrouve alors simplement l'épaisseur d'aluminium qu'il faut pour absorber ces énergies de protons et on en déduit une valeur équivalente de blindage de SAC-C de l'ordre de 20g/cm² d'aluminium. L'expérience ICARE étant au centre du satellite, celui ci est équivalent dans toutes les directions en première approximation. Cette valeur étant issue des extrapolations présentées précédemment, on peut garder en mémoire qu'il s'agit d'une estimation. On peut remarquer que nous n'avons pas utilisé les spectromètres embarqués sur SAC-C du fait de leur gamme d'énergie trop faible pour mesurer les flux de protons qui atteignent les composants.

3.1.2. Données sol - courbes de sections efficaces SEU

Nous avons vu précédemment que pour effectuer les calculs de prédiction avec le code CREME, il faut fournir les courbes de section efficace SEU. Le code de calcul CREME intègre une macro permettant d'effectuer l'ajustement de Weibull à partir des points de mesure. On fournit alors uniquement un fichier texte contenant les points de mesures de sections efficaces SEU pour les différents LET dont on dispose (ou énergie s'il s'agit de sensibilité protons) et le code calcule les paramètres de Weibull adéquats (cf. paragraphe 2.2.2.2). Le tableau suivant résume les données expérimentales ions lourds et protons utilisés pour nos calculs et les résultats de l'ajustement de Weibull. Nous donnons les données protons également puisqu'elles nous serviront pour évaluer des taux SEU protons utilisés dans les étapes d'évaluation de taux SEU ion lourd de cette sous partie. Seuls les points de mesure à incidence normale sont pris en compte.

Type de COMPOSANT	LET MeV.cm ² /mg	$\sigma_{SEU}(LET)$ ions lourds cm ² /comp.	Paramètres de Weibull (cf. 2.2.2.2)			
			W	S	LET _{seuil}	σ_{sat}
DRAM HM5165405	3.9	8.43 E-4	22.5	3.6	0.03	0.51
	11.4	8.85 E-2				
	24	2.08 E-1				
	37	5.14 E-1				
SRAM HM628512	3.3	1.09 E-3	33.9	2.9	0.006	1.6
	10.1	1.19 E-1				
	20.6	3.12 E-1				
	32.4	8.11 E-1				
	72.6	1.61				
DRAM KM44V16004	1.8	4.72 E-3	17.7	1.47	1.46	0.95
	5.5	9.3 E-2				
	11.9	2.4 E-1				
	25	4.69 E-1				
	38.8	9.54 E-1				
SRAM KM684000	1.1	2.6 E-4	24.2	0.96	1.1	0.3
	3.3	2.67 E-2				
	10.1	8.85 E-2				
	21.9	1.28 E-1				
	32.4	1.68 E-1				
	82.1	0.3				

Tableau 8 Synthèse des données expérimentales ions lourds

COMPOSANTS	Energie MeV	$\sigma_{SEU}(E)$ protons cm ² /comp.	Paramètres de Weibull			
			W	S	E _{seuil}	σ_{sat}
DRAM HM5165405	14	6.17 E-10	9.43	0.8	14	1.3 E-7
	17	8.07 E-9				
	27	4.69 E-8				
	43	9.52 E-8				
	64	1.31 E-7				
SRAM HM628512	15	8.75 E-8	0.48	0.45	15	4.5 E-7
	23	2.75 E-7				
	44	4.24 E-7				
	65	4.52 E-7				
DRAM KM44V16004	6	3.34 E-9	9.7	0.88	5.99	5.4 E-7
	9	1.3 E-8				
	17	1.68 E-7				
	27	3.47 E-7				
	64	5.42 E-7				
SRAM KM684000	5	2.2 E-8	11.6	1	4.99	2.19 E-6
	8	5.8 E-8				
	11	1.49 E-7				
	15	5.16 E-7				
	18	1.07 E-6				
	23	1.64 E-6				
	28	2.19 E-6				
	65	1.81 E-6				

Tableau 9 Synthèse des données expérimentales protons

3.2. Prédictions et comparaisons

3.2.1. Paramètres de calcul

Il est possible d'effectuer des calculs de taux à l'aide du code CREME disponible gratuitement sur le site Internet de la NASA. Mais il existe aussi des applications déclinant de ce logiciel tel que OMERE (développé par la société TRAD) basé sur le principe du volume sensible (modèle IRPP) et pouvant être installé sur PC, ce qui évite de se connecter sur site de la NASA. Les modèles d'environnement intégrés dans OMERE ont l'avantage d'être mis à jour régulièrement avec les avancées des différents laboratoires de recherche. C'est cette application que nous avons utilisée pour les calculs de prédiction standard.

Pour un composant donné, les hypothèses nécessaires au calcul et à fournir au logiciel sont :

- des points expérimentaux de la courbe de section efficace en fonction du LET permettant au logiciel de trouver automatiquement les paramètres de Weibull et tracer la courbe passant au mieux par ces points (paragraphe 3.1.2),
- une épaisseur pour le volume sensible,
- les paramètres d'orbite, la durée de la mission, ainsi que les hypothèses d'environnement,

- le blindage équivalent du satellite,
- et le type de particules à prendre en compte (ions lourds cosmiques, protons piégés).

Les caractéristiques des missions reproduites SAC-C et MIR99 ont été données dans le paragraphe 3.1.1.1.

OMERE se présente comme une application avec différents menus qui permettent de choisir les paramètres de calculs qui sont résumés schématiquement (avec les noms de menu) ci-dessous pour nos deux cas d'études.

Mission>Paramètres> LEO1 Pol(98°,800km,800km)	LEO2 ISS(51,5°,400km,400km)
Année départ 2001	Année départ 1999
Durée 4 ans	Durée 2 ans

(les deux missions ci-dessus LEO1 et LEO2 sont déjà pré-définies dans OMERE, il suffit de les cocher dans un sous-menu)

Environnement>Rayons cosmiques>Rayons Cosmiques
 Ecrantage Magnetosphérique
 Minimum ou maximum solaire
 Particules de H à U
 M=1 ou 3

(M est le paramètre "temps interplanétaire" pour l'évaluation des spectres issus du rayonnement cosmique : M=1 correspond à une "meilleure approximation" moyennée, M=3 est une hypothèse pire cas permettant d'avoir une idée des valeurs maximales instantanées; il faut également définir si on se place dans une période de maximum ou de minimum solaire en fonction de la date de la mission)

Environnement>Spectre de LET> Calcul avec Rayons cosmiques
 Epaisseur blindage : 1g/cm² ->let1.dat
 10g/cm² ->let10.dat
 20g/cm² ->let20.dat

(on choisit une épaisseur de blindage correspondant à la mission, cf. paragraphe 3.1.1.5 pour les deux missions étudiées)

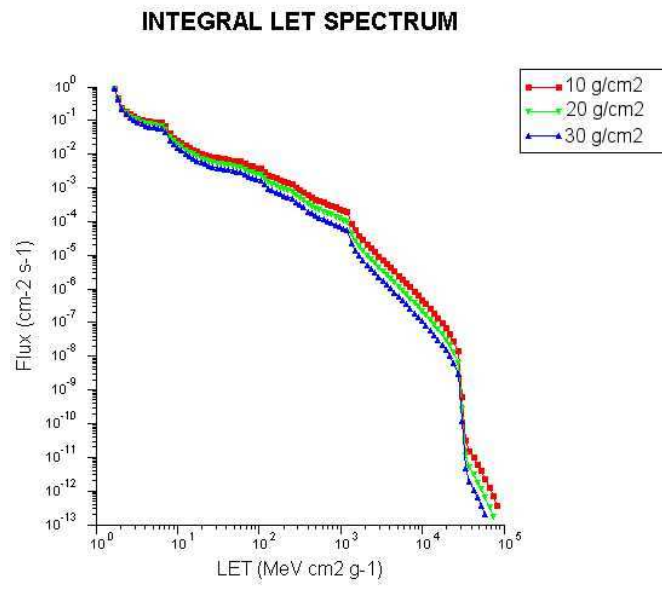


Figure 32 Spectre intégral de LET pour plusieurs valeurs de blindage - exemple

Les fichiers de sortie (letx.dat) de cette première étape de modélisation de l'environnement contiennent les valeurs du spectre intégral de LET et du spectre différentiel de LET pour des valeurs de LET discrètes, imposées par le logiciel.

Ensuite, on peut effectuer les calculs de taux SEE (menu SEE>taux de SEE), qui utilisera les spectres de LET générés précédemment.

C'est à cette étape que l'on doit définir le nombre de cellules des composants concernés, les points de la courbe expérimentale de section efficace d'Upset par composant en fonction du LET (paragraphe 3.1.2), une valeur d'épaisseur sensible et les fichiers de spectres à utiliser. La charge critique est ensuite directement calculée à partir de la valeur de l'épaisseur sensible indiquée par l'utilisateur (valeur par défaut : 2µm).

SEE>Taux de SEE>nb cellules sensibles aux ions lourds> 4194304 (pour les SRAM)

67108864 (pour les DRAM)

SEE>Taux de SEE>épaisseur du volume sensible> 2 (microns) (valeur prise par défaut quand aucune n'est connue)

Pour effectuer nos prédictions, afin d'obtenir des taux que l'on pourra comparer aux mesures en vol, nous avons décidé de nous placer dans différents cas d'étude correspondant à différentes valeurs de blindage et du paramètre M.

En effet, la valeur du blindage restant tout de même basée sur des estimations incertaines pour les deux missions, les taux ont été calculés dans un cas avec la valeur de blindage estimée, et dans l'autre cas avec la valeur de blindage généralement prise dans les modèles ingénieurs quand elle est inconnue qui est de 1g/cm².

Ensuite, nous nous sommes placés dans le cas d'un rayonnement cosmique moyenné (M=1) pour évaluer des taux dans les conditions les plus proches de la réalité, mais aussi dans le "pire cas" pour vérifier ou non que celui-ci surestime bien la réalité.

Cela nous donne quatre cas d'étude résumés dans le tableau ci-dessous qui donneront quatre taux prédits à comparer aux taux en vol.

CAS	1	2	3	4
M :	1	1	3	3
Blindage SAC-C : (g/cm ²)	1	20	1	20
Blindage MIR : (g/cm ²)	1	10	1	10

Tableau 10 Différents cas d'étude pour établir les prédictions

Les paramètres de calculs ayant été définis dans ce paragraphe, nous pouvons passer à l'étape suivante consistant à comparer les prédictions aux taux d'erreurs en vol.

3.2.2. Comparaison entre prédictions et données de vol SAC-C

Les calculs sont faits pour les composants de la mission ICARE sur SAC-C présentés dans le Tableau 5, vis à vis des ions lourds issus du rayonnement cosmique et dans les différents cas d'étude présentés en 3.2.1.

Les taux SEU prédits sont comparés aux taux en vol traités préalablement de manière à s'affranchir de la SAA et des éruptions solaires comme décrit dans le paragraphe 3.1.1.4.

On peut ajouter une réflexion sur la valeur de taux en vol qui nous sert de référence pour les comparaisons.

En effet, les taux en vol sont traités de manière à s'affranchir de la SAA et des éruptions solaires, mais il faut garder en mémoire que ce taux englobe les effets à la fois des ions lourds et des protons dans les zones restantes. Donc il serait plus rigoureux d'effectuer des comparaisons avec les taux en vol affranchis de la part proton. Nous avons suivi la démarche suivante pour y parvenir :

Il est établi que les prédictions protons rencontrent moins d'erreurs de prédiction du fait de "l'isotropie" des réactions nucléaires (paragraphe 2.1.2.2.2). En effet, les réactions étant isotropes à l'intérieur du composant, la section efficace SEU que l'on mesure correspond directement à une moyenne sur l'ensemble des directions d'incidence de l'espace. Du coup, à partir des courbes de sensibilités protons obtenues expérimentalement, le taux de SEU s'obtient simplement par convolution du spectre en énergie avec la courbe de section efficace et donne de bons résultats. Puisque l'on dispose des courbes expérimentales de sensibilité protons pour les composants étudiés, on peut obtenir les taux de prédiction SEU protons dans les mêmes conditions de calcul avec OMERE, et en considérant que ces prédictions sont correctes, on peut soustraire le taux protons prédit du taux en vol de manière à estimer la part du taux en vol uniquement due aux ions lourds. Le tableau ci-dessous présente les résultats de prédictions protons et l'estimation du taux ions lourds qui en découle :

M :	1	1	3	3		1	
Blindage :	1	20	1	20			
	Taux SEU Protons SEU/jour/comp.				Taux en vol SEU/jour/comp.	Part ions lourds =vol-protons	%IL/vol
SRAM HM628512	0.025	0.025	0.085	0.085	0.16	0.135	84%
SRAM KM684000	0.120	0.120	0.410	0.410	0.82	0.700	85%
DRAM HM516405	0.007	0.007	0.024	0.024	0.11	0.103	93%
DRAM KM44V16004	0.031	0.031	0.100	0.100	0.2	0.169	85%

Tableau 11 Résultats du calcul de taux SEU protons SAC-C avec OMERE comparé aux taux en vol

Cette étude montre que pour la mission du satellite SAC-C, la part des ions lourds dans les taux SEU dus aux cosmiques varie entre 84% et 93% du taux en vol affranchi de la zone SAA et des éruptions solaires. Nous prendrons ces nouvelles valeurs pour notre étude.

Tous les résultats de prédictions OMERE sont reportés dans le tableau et les histogrammes suivants :

M :	1	1	3	3	
Blindage : (g/cm ²)	1	20	1	20	
	Taux SEU Ions lourds SEU/jour/comp.				Taux en vol SEU/jour/comp.
SRAM HM628512	0.043	0.013	0.230	0.047	0.135
SRAM KM684000	0.065	0.019	0.360	0.072	0.700
DRAM HM516405	0.002	0.0006	0.012	0.002	0.103
DRAM KM44V16004	0.042	0.012	0.260	0.050	0.169

Tableau 12 Résultats du calcul de taux SEU ions lourds SAC-C avec OMERE comparé aux taux en vol

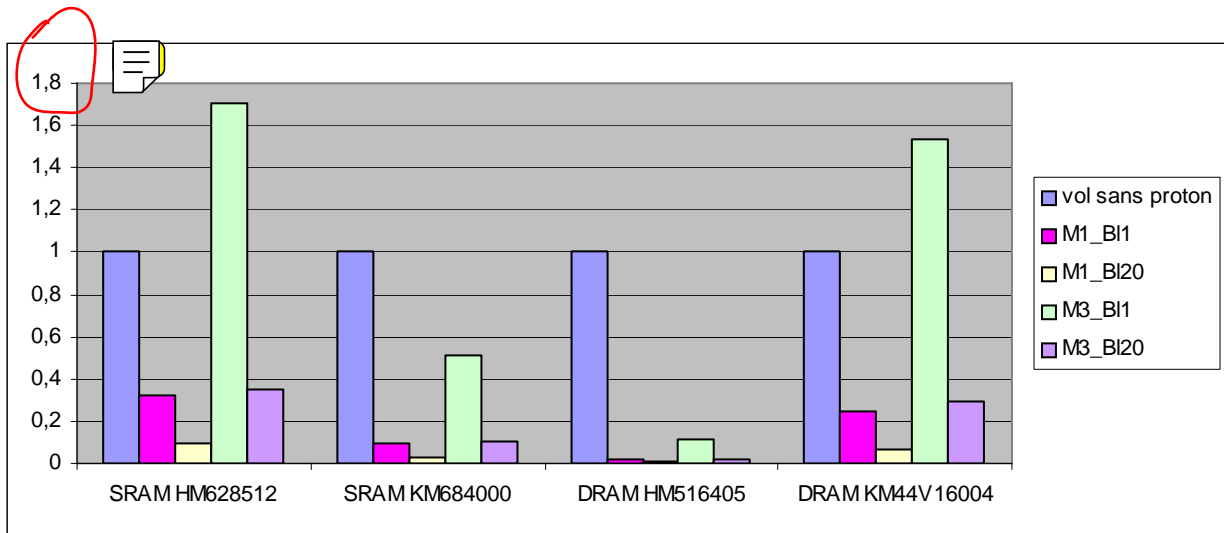


Figure 33 Comparaison entre les différents taux SEU ions lourds SAC-C obtenus avec OMERE et ceux en vol sans la part des protons (normalisé à 1)

Nous pouvons constater les écarts irréguliers et importants obtenus avec OMERE en comparaison avec les taux SEU en vol.

Dans les conditions moyennes (M=1), on constate que l'on sous-estime les taux dans tous les cas allant même jusqu'à d'un facteur 100 d'erreur pour la DRAM HM516405, ce qui n'est pas acceptable pour des prédictions. On remarque de plus que certains résultats obtenus dans les conditions pire cas sous-estiment encore le taux d'erreurs, ce qui semble vraiment critique dans le cadre d'une spécification.

De plus, il n'existe aucun couple : paramètre d'environnement/blindage pour coller dans tous les cas. Partant de ce constat, on peut s'interroger sur les différentes sources menant à ces erreurs, c'est l'objet du sous chapitre 3.3 .

3.2.3. Comparaison entre prédictions et données de vol MIR

La même étude que celle effectuée pour le cas de SAC-C peut être faite sur les données issues de MIR et pour les quatre même composants. Le tableau suivant donne les résultats de

prédiction pour les composants de la carte intérieure de manière à pouvoir étudier encore l'influence de la valeur du blindage choisie. On note que le calcul "pire cas" n'est fait qu'avec la valeur de blindage "standard" puisque finalement les calculs pire cas sont en général faits dans le cadre de spécification "ingénieur" qui n'utilise que cette valeur de blindage.

M :	1	1	3		1	
Blindage :	1	10	1			
Ions lourds	Taux SEU ions lourds SEU/jour/comp.			Taux en vol SEU/jour/comp.	Part ions lourds =vol-protons	%IL/vol
SRAM HM628512	0.015	0.013	0.039	0.029		
SRAM KM684000	0.022	0.018	0.062	0.14		
DRAM HM516405	0.0004	0.0005	0.001	0.022		
DRAM KM44V16004	0.009	0.010	0.029	0.034		
Protons	Taux SEU protons					
SRAM HM628512	0.014	0.014	0.030	0.029	0.015	51%
SRAM KM684000	0.069	0.069	0.150	0.14	0.071	50%
DRAM HM516405	0.004	0.004	0.009	0.022	0.018	80%
DRAM KM44V16004	0.017	0.017	0.036	0.034	0.017	50%

Tableau 13 Résultats de prédictions avec OMERE pour MIR99

La part des ions cosmiques pour l'orbite de MIR peut être évaluée à 50% du taux en vol affranchi de la zone SAA et des éruptions solaires (sauf pour la DRAM Hitachi à 80%).

On note donc que cette proportion ions lourds/protons dépend de la mission.

On normalise les taux avec la valeur de taux SEU en vol ions lourds et l'on trace les histogrammes suivants permettant de comparer visuellement les prédictions aux taux réels :

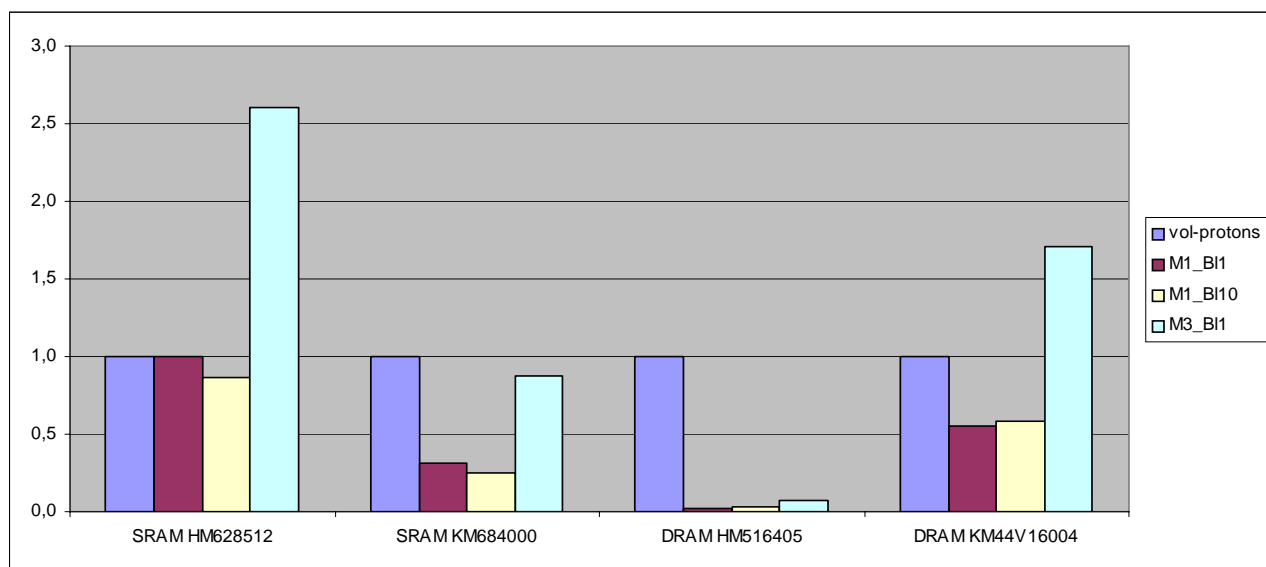


Figure 34 Comparaison entre les différents taux SEU ions lourds MIR obtenus avec OMERE et ceux en vol (sans protons)

La conclusion sur ces prédictions est la même que pour le cas de SAC-C, les résultats sont très irréguliers selon les composants et on arrive toujours à des sous-estimation critique dans certains cas.

Il est important d'évaluer les mécanismes d'erreurs amenant à de telles mauvaises prédictions afin d'y apporter une amélioration. C'est l'objet de cette thèse. Une analyse des possibles sources d'erreurs est donnée dans le sous chapitre suivant.

3.3. Analyse des sources possibles d'erreurs et discussion

Les comparaisons entre les estimations faites par OMERE et les taux d'événement en vol (cf. paragraphe 3.2) observés pour diverses expériences telles que SPICA sur MIR ou encore ICARE sur SACC montrent que les calculs prévisionnels conduisent parfois à des écarts importants par rapport à la réalité. Les causes peuvent être diverses et méritent réflexion.

On peut s'interroger sur :

- les incertitudes des modèles d'environnement desquels sont issus les spectres d'environnement servant au calcul,
- l'importance de certaines hypothèses sur les résultats, comme la valeur du blindage ou encore les courbes d'ajustement,
- et enfin la validité du principe même du volume sensible et du modèle IRPP.

La révision de tous ces points est donnée dans ce sous chapitre, le but étant d'identifier comment améliorer les modèles existants.

3.3.1. Environnement

Les données d'environnement (spectres d'énergies puis de LET) sont issues de bases de données et de modèles d'environnement mis à jour régulièrement en fonction des avancées dans la modélisation de l'environnement spatial et dans la collecte de mesures. C'est, entre autre, le métier de l'équipe « environnement » du DESP (Département Environnement Spatial), qui peut nous apporter quelques éléments de jugement sur les flux utilisés pour les prédictions des missions SAC-C et MIR99.

Concernant les ions lourds cosmiques, leur interaction avec l'activité du soleil implique une modulation des flux dans le temps. Cette modulation est illustrée par la Figure 35 .

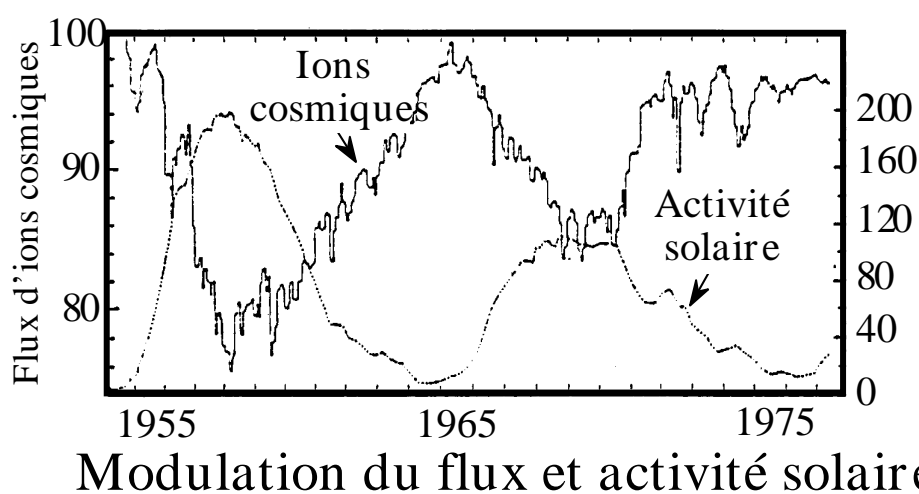


Figure 35 Modulation des flux d'ions cosmiques en fonction de l'activité solaire

On constate alors une variation des flux pouvant atteindre 30% entre le minimum et maximum solaire et sur une certaine gamme d'énergie des ions. L'exemple de quelques ions est donné dans la figure 49.

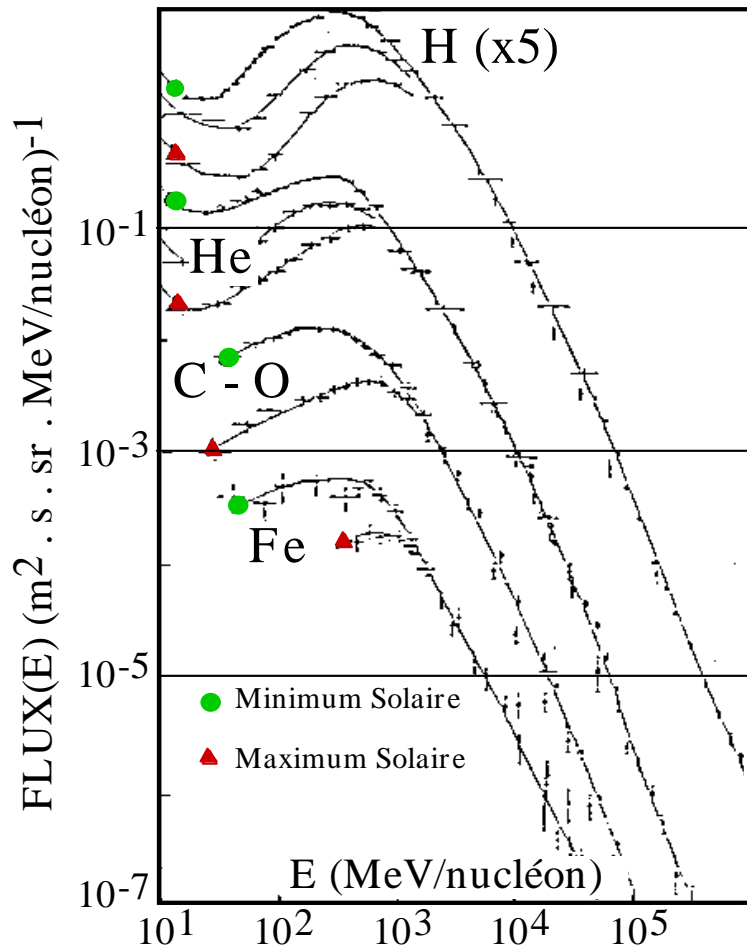


Figure 36 Illustration de la variation des flux en fonction de l'énergie et de l'activité solaire pour quelques ions

Ainsi, puisqu'il faut choisir un paramètre solaire : minimum ou maximum, pour les calculs de flux dans OMERE, si la mission dure quelques années, on peut avoir une erreur allant jusqu'à 30% sur la valeur du flux, ce qui n'est donc pas vraiment critique étant donné les erreurs que l'on observe sur les taux en sortie qui sont de quelques ordres de grandeur.

Concernant les protons et le modèle AP8 (modélisation des protons piégés [Saw-76]) utilisé dans OMERE, l'incertitude peut être plus grande. En effet, le calcul de flux de protons est basé sur un modèle de champ magnétique datant des années 70. Or, nous savons que le champ magnétique évolue d'année en années, ce qui amène à des erreurs sur l'estimation des flux. Tout comme les ions cosmiques, on observe une augmentation des flux de protons en minimum solaire, et inversement au maximum. On aura alors une sous-estimation ou surestimation des flux selon le cas choisi (AP8 max ou min). On estime que l'on peut faire une erreur d'un facteur 2 maximum sur les flux. Cela pourrait changer notre estimation des taux ions lourds effectuée à partir des taux protons (cf. 3.2.2) mais on reste toujours dans un ordre de grandeur raisonnable sur les erreurs possibles provenant de l'environnement.

On peut alors supposer que les erreurs importantes observées sur les prédictions ne sont pas dues à l'environnement.

3.3.2. Influence du blindage

Comme nous avons déjà pu le voir dans ce rapport, le blindage du satellite étudié est une donnée bien souvent inconnue. Pour certaines missions, les concepteurs peuvent fournir une estimation, mais en plus de l'épaisseur de blindage du satellite, il faudrait rigoureusement prendre en compte la position de l'expérience dans le satellite et la position des composants sur la carte pour obtenir les meilleures hypothèses possibles. Lorsque les données sont insuffisantes, le blindage est estimé ou choisi arbitrairement égal à 1g/cm^2 , nous avons déjà pu observer l'impact de la valeur de celui-ci sur les prédictions.

Le tableau suivant illustre les variations de taux en sortie pour différentes valeurs de blindage pour deux des composants étudiés dans le cas de SAC-C, les résultats sont similaires sur MIR.

(M=1) blindage g/cm^2	SRAM HM628512 Taux en SEU/j/comp	DRAM HM5165405 Taux en SEU/j/comp
1	4.5 E-2	2.3 E-3
5	4 E-2	1.8 E-3
10	2.8 E-2	1.2 E-3
20	1.4 E-2	6.2 E-4
30	7.9 E-3	3.2 E-4

Figure 37 Variation du taux SEU en fonction du blindage SAC-C

On peut constater que pour une large variation de blindage, les taux varient mais dans un même ordre de grandeur (facteur 7 maximum entre le blindage 1g/cm^2 et 30g/cm^2). Même si ces variations permettraient éventuellement de corriger des taux prédits dans le bon sens, les disparités observées entre les composants sur les prédictions et le facteur d'erreur pouvant atteindre quelques ordres de grandeurs sur certains montrent que la principale source d'erreurs ne provient pas du blindage.

3.3.3. Paramètres de l'ajustement de Weibull

Le logiciel de calcul de prédiction (OMERE ou CREME) effectue un ajustement de Weibull à partir des points expérimentaux de section efficace d'Upset (cf. 3.1.2).

Etant donné que l'on essaye de faire passer une courbe mathématique par des points expérimentaux, il est en fait possible de trouver plusieurs valeurs de paramètres (variation de la valeur de quelques pour-cent) donnant des courbes qui suivent correctement les valeurs expérimentales. Nous proposons dans ce paragraphe d'en étudier l'impact sur les résultats de prédiction.

Les quatre paramètres d'ajustement de Weibull sont W , s , L_s et σ_{sat} .

Prenons l'exemple de la SRAM HM628512 en incidence normale pour laquelle les paramètres calculés dans OMERE sont : $W=33.9$, $s=2.9$, $L_s=0.006$ et $\sigma_{\text{sat}}=1.6$.

Nous avons fait varier W et s de +/- 10% (au-delà de 10%, l'ajustement n'est plus aussi bon) et le LET seuil jusqu'à la valeur de $2\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$ qui visuellement semble encore convenir. L'ensemble des courbes pour ces différents paramètres est tracé dans la Figure 38 où l'on peut vérifier qu'elles ajustent tous les points expérimentaux.

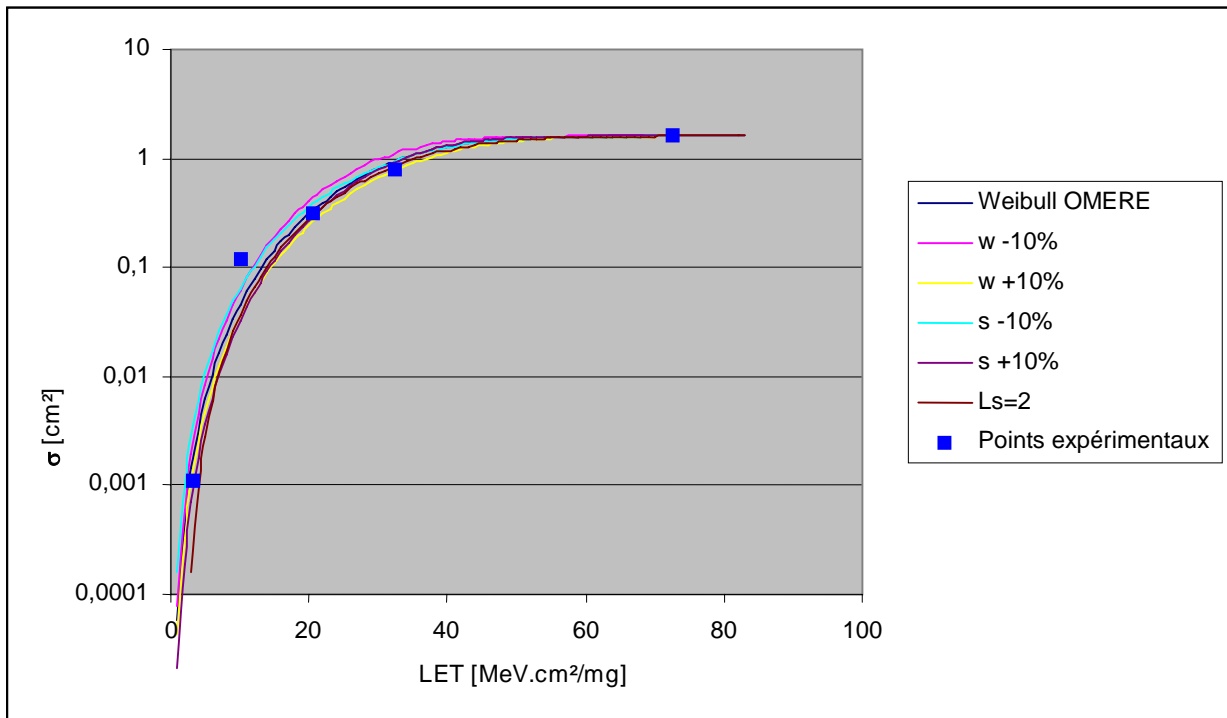


Figure 38 Variation des paramètres d'ajustement de Weibull au travers de l'exemple de la SRAM HM628512

Nous avons alors effectué les prédictions OMERE avec ces différentes courbes de sections efficaces SEU dans le cas de la mission SAC-C et pour la SRAM HM628512. Les taux d'erreur prédits sont reportés dans le tableau suivant. Le paramètre M est pris à 1 et le blindage égal à 20g/cm².

Cas étudié	Taux prédits en SEU/j/comp	Variation du taux par rapport au cas "normal"
"normal"=ajustement de OMERE	1.3 E-2	
W -10%	1.7 E-2	+30%
W +10%	1 E-2	-23%
s -10%	2.1 E-2	+61%
s +10%	9.5 E-3	-27%
Ls = 2 MeV.cm ² /mg	6.2 E-3	-52%

Tableau 14 Calculs de prédiction en faisant varier les valeurs de paramètres d'ajustement

Les résultats obtenus montrent une variation des taux d'Upsets inférieur à 60%, ce qui paraît négligeable devant le facteur 10 observé entre prédiction et réalité pour ce composant (et encore plus pour les composants présentant un facteur 100 d'erreur).

3.3.4. Limite du concept IRPP

Reprenons les hypothèses de calcul du modèle IRPP (paragraphe 2.1.2.2.1). Ce calcul fait intervenir un volume sensible (VS) parallépipédique et les hypothèses suivantes :

- (1) Hypothèse du LET constant : le LET des ions incidents est supposé constant tout au long de son trajet dans le VS,

- (2) Hypothèse du volume sensible : un nœud sensible est modélisé par un volume sensible parallélépipédique. Tous les volumes sensibles sont considérés comme identiques et constants à chaque valeur de LET, de longueur l , largeur w et d'épaisseur d ,
- (3) Hypothèse de l'énergie critique : l'Upset est un phénomène à seuil se produisant lorsque l'énergie déposée dans le VS est supérieure à une énergie seuil = énergie critique. Les énergies critiques E_c des VS sont considérées comme identiques.
- (4) Hypothèse de symétrie azimutale, et de l'absence d'influence de l'énergie de la particule incidente (uniquement le LET) et de son inclinaison (LET effectif).

Chacune de ces hypothèses est étudiée en détail dans les paragraphes suivants afin d'évaluer leur validité.

3.3.4.1. Valeur du LET de la particule

L'hypothèse du LET constant est assez grossière puisqu'elle n'est pas strictement réalisée (cf. Figure 7 et Figure 26). Elle peut impliquer des erreurs sur le calcul de l'énergie déposée, notamment pour des ions arrivant en bout de course dans le VS. Cependant, cette hypothèse peut être considérée correcte du fait des grandes portées des ions dans l'espace, nous devons juste rester vigilants pour l'exploitation des essais au sol où les portées des particules sont plus petites et impliquent de re-évaluer la valeur du LET dans les zones actives (cf.2.2.2.4), ce qui a été fait.

3.3.4.2. Incertitudes sur les paramètres définissant le volume sensible

Du fait de la répétitivité de la structure d'un plan mémoire, il paraît cohérent de considérer tous les VS identiques et de même énergie critique. Dans le cas du modèle IRPP qui nous intéresse, le taux de SEU est calculé en intégrant la réponse sur toute la courbe de section efficace d'Upset, ce qui suppose que l'on considère une section S du volume sensible différente à chaque pas de calcul (cf. 2.1.2.2.1). Cette surface sensible étant issue des mesures expérimentales, on peut avoir confiance en sa valeur, toujours en supposant que l'énergie des particules n'est pas d'effet à LET identique.

Le problème essentiel de cette modélisation est celui de l'épaisseur d du VS qui est un paramètre inconnu. On trouve dans la bibliographie quelques méthodes pour l'obtenir [Bar-95] [Eco-97], mais elles nécessitent des tests supplémentaires lourds, par utilisation des faisceaux d'ions de faibles parcours, qui ne peuvent s'appliquer dans le cadre de la prédiction du point de vue concepteur. Ce problème de connaissance de l'épaisseur sensible apparaît comme une source évidente d'erreurs dans le résultat du calcul de taux puisque ce paramètre intervient à plusieurs reprises dans le calcul :

- au moment de quantifier le nombre de particules traversant le VS obtenu en multipliant le flux total de particules par la surface totale du VS (somme des surfaces de toutes les faces du VS). Ce nombre dépend donc directement des dimensions du VS et donc de d .
- pour définir l'énergie critique ($E_c = LET_{seuil} \times d$) qui sert de référence pour déterminer le chemin minimal à parcourir dans le VS par l'ion en fonction de son LET pour créer un Upset,
- et dans la distribution de longueur de corde.

On comprend bien que ce paramètre est au centre du modèle et il paraît fragile de baser un calcul sur un paramètre inconnu.

Pour illustrer l'influence de ce paramètre sur les résultats, nous pouvons le faire varier et observer les taux d'erreurs qui en résultent. Nous donnons l'exemple des SRAM HM628512 et KM684000 dans le Tableau 15 . Les conditions sont toujours $M=1$ et blindage= 20g/cm^2 . Nous faisons varier d de $0.5\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$ qui sont des valeurs possibles selon les technologies et géométrie des composants.

Epaisseur sensible d μm	Taux prédits HM628512 SEU/j/comp	Taux prédits KM684000 SEU/j/comp
0.5	3.2 E-2	6.2 E-2
1	2 E-2	5.1 E-2
2	1.3 E-2	2 E-2
3	9.3 E-3	1 E-2
4	6.9 E-3	8.5 E-3
5	5.3 E-3	6.5 E-3
10	2.2 E-3	2.6 E-3

Tableau 15 Variation du taux de SEU en fonction de l'épaisseur sensible.


Nous constatons que la variation de d donne des résultats de taux pouvant varier de plus d'un ordre de grandeur (facteur 14 pour la HM628512, 24 pour la KM684000, et même 70 pour la DRAM HM5165405 non indiquée dans le tableau), ce qui n'est plus négligeable du tout. De plus, l'épaisseur sensible dépendant directement de la technologie et de la géométrie du composant, elle diffère donc d'un composant à l'autre; l'erreur que l'on fait alors en prenant la valeur arbitraire de $2\mu\text{m}$ pour tous est forcément irrégulière.... Ce qui va dans le sens de la disparité observée sur les résultats entre les composants.

Nous voyons à cette étape de l'étude que l'on se retrouve dans une impasse et face à un problème critique. La méconnaissance d'un paramètre majeur du modèle amène à s'interroger sur la validité de celui-ci et la possibilité de l'améliorer. Il faut garder en tête que l'objectif de la thèse est de proposer un modèle de prédiction "ingénieur", c'est à dire une méthode applicable avec le peu de données que l'on a sur le composant, il ne paraît donc pas envisageable à première vue d'intégrer facilement une méthode de détermination d'épaisseur sensible bien souvent accompagnée d'essais de caractérisation supplémentaires.

3.3.4.3. Mode de collection de charges pris en compte

L'Upset est un phénomène à seuil se produisant lorsque l'énergie déposée dans le VS est supérieure à une énergie seuil. Cette hypothèse repose sur le fait que l'on considère que la collection de charges se fait uniquement par collection totale des charges déposées directement dans le VS par la particule, prenant alors mal en compte les phénomènes de diffusion et de funneling pouvant participer aux charges collectées et s'étendre aux cellules voisines. (pour le détail des différents modes de collection de charges, se référer au paragraphe 1.3.3). Ces considérations sont expliquées dans ce paragraphe.

Reprenons quelques éléments de description des phénomènes de collection de charges pour bien comprendre. Théoriquement, la collection de charges peut être dissociée en deux contributions d'origines différentes :

- la collection de charges induite par le champ électrique (Q_d et Q_f de la Figure 10)
- la collection par diffusion des charges provenant de zones où le champ électrique est  (Q_{dif}).

La première est orientée dans la direction de la trace de l'ion, la seconde est « omnidirectionnelle » due au mécanisme de diffusion supposé isotrope et s'étend sur une longueur de diffusion pas connue de manière précise mais impliquant cette fois des dimensions radiales et longitudinales non négligeables.

Un ion lourd, qui traverse une structure silicium, va déposer une énergie E_{dep} par ionisation. Cette énergie déposée provoque la création de charges Q_{dep} qui, sous l'action des champs électriques présents, seront collectées par les structures actives à proximité. Si cette charge collectée Q_{col} est supérieure à la charge critique Q_c , alors la cellule touchée basculera. Par analogie avec Q_{col} et Q_c , nous définissons ici l'énergie collectée E_{col} et critique E_c . Cette énergie collectée est liée quantitativement à l'énergie déposée par l'ion dans cette même zone sensible (E_{dep}). Il existe donc une relation entre l'énergie déposée et l'énergie collectée. Dans le modèle IRPP étudié ici, la relation entre E_{dep} et E_{col} est réduite à sa plus simple expression : $E_{col} = E_{dep}$, mais est-il vraiment légitime de simplifier l'ensemble des phénomènes par cette expression ?

Expliquons dans un premier temps pourquoi l'hypothèse $E_{col} = E_{dep}$ implique forcément que l'on prend mal en compte diffusion et funneling.

Il est admis que l'ensemble des charges soumises au champ électrique sont collectées par la jonction, il est donc légitime d'affirmer que toutes les charges déposées dans la ZCE sont collectées. Mais vient s'ajouter le phénomène d'aspiration qui augmente finalement la longueur de collection sur laquelle toutes les charges déposées sont collectées. On aurait tendance alors à assimiler la profondeur sensible du VS à la somme de la largeur de ZCE (a , cf. Figure 10) et de la longueur de funneling ($b-a$). Or le phénomène de funneling n'a lieu que pour les particules traversant la ZCE. Les particules traversant par exemple le VS horizontalement, à une profondeur z , telle que $a < z < b$, ne sont pas soumises au champ électrique et seules les charges qui diffusent vers la ZCE seront collectées, nous ne sommes plus dans le cas $E_{dep} = E_{col}$. Cette hypothèse implique donc qu'on ne peut pas intégrer facilement la longueur de funneling à l'épaisseur sensible. Le funneling est donc forcément mal pris en compte dans la modélisation.

De même, les charges déposées au delà de la zone de funneling peuvent être collectées en partie par la jonction par diffusion, cette collection s'ajoute à l'énergie déposée et collectée directement dans le VS mais avec un facteur de collection bien inférieur à 1 puisque les charges diffusées sont partagées entre toutes les cellules. La diffusion n'est donc pas prise en compte du fait de cette hypothèse.

Pour synthétiser, en fixant une profondeur de collection d et un facteur de collection constant dans le VS, il est impossible de prendre en compte tous les phénomènes de collection de charges qui dépendent :

- du trajet de la particule pour distinguer la part de la diffusion, du funneling et de la collection directe. Selon la direction d'incidence de la particule (cf. exemple de la particule horizontale), et la trajectoire par rapport à la zone sous influence du champ électrique, le facteur de collection varie.
- du LET de la particule qui influe sur la longueur de funneling. Il est alors impossible de considérer une profondeur fixe alors qu'elle varie avec le LET.

Si l'on pouvait négliger le funneling et la diffusion, il serait justifié de définir un Volume Sensible aux dimensions correspondant à la ZCE avec un facteur de collection égal à 1 et la modélisation IRPP aurait un sens. Il faut alors s'interroger sur l'importance de chaque contribution.

Un des indices indiquant l'importance possible de la diffusion est l'observation des phénomènes multiples tels que les MBUs : Multiple Bit Upset. Ce phénomène montre qu'une seule particule peut induire plusieurs SEUs simultanés, et illustre directement les effets de la diffusion. Nos mesures au sol mais également en vol (cf. paragraphe 4.2.1) mettent en évidence l'importance de ces phénomènes à considérer désormais autant que les autres modes de collection.

Enfin, on peut se rendre compte de l'importance des charges diffusées en comparant la surface sensible par bit à la surface définie par la ZCE. Si cette première est supérieure à la ZCE, cela montre parfaitement que des charges déposées en dehors de la ZCE peuvent être diffusées en quantité suffisante pour créer un Upset.

Les analyses technologiques que nous avons fait faire sur la SRAM HM628512 (cf. Annexe 2) donnent les dimensions des jonctions des transistors NMOS OFF et les valeurs de dopage, nous pouvons en déduire les dimensions de la ZCE définissant la zone sous influence du champ électrique. Le dessin ci-dessous illustre l'aspect géométrique du problème en donnant les dimensions d'une jonction PN du transistor MOS et de la ZCE (cf. calculs 5.2.3). La structure complète du composant est définie dans le paragraphe 5.1.1 pour les besoins de simulation.

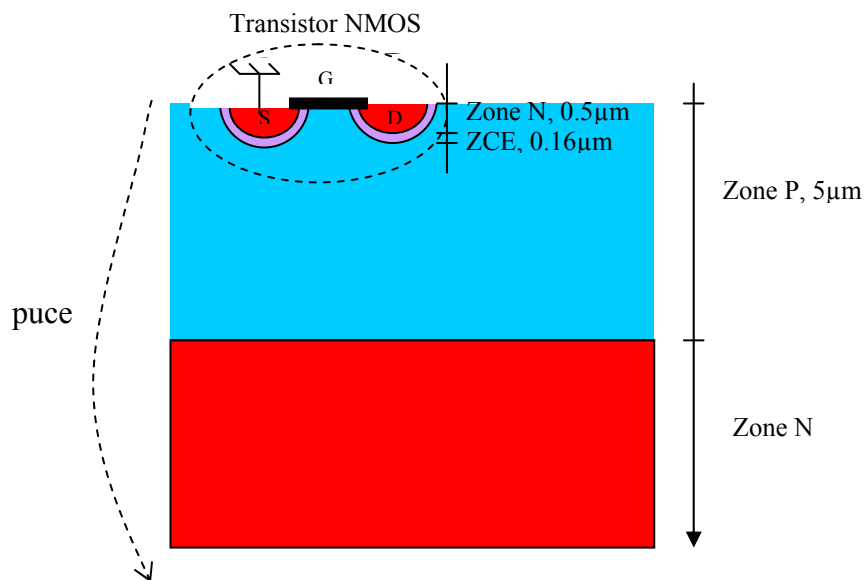


Figure 39 Géométrie du composant au niveau d'une jonction PN

Considérant un drain de forme circulaire, le rayon d'action du champ électrique est de $0.66\mu\text{m}$, ce qui donne une surface en surface du composant de l'ordre de $1.4\mu\text{m}^2$ pour un bit.

Si l'on compare cette valeur à la surface sensible par bit pour différentes valeurs de LET obtenue sous accélérateur, on s'aperçoit qu'à partir d'un certain LET inférieur à $10\text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$, la surface sensible mesurée est largement plus étendue que la zone d'action du champ électrique. Le tableau suivant résume les valeurs expérimentales obtenues pour la SRAM HM628512 (cf.3.1.2)

Type de COMPOSANT	LET MeV.cm ² /mg	$\sigma_{\text{SEU}}(\text{LET})$ ions lourds cm ² /comp.	$\sigma_{\text{SEU}}(\text{LET})$ ions lourds par bit
SRAM HM628512	3.3	1.09 E-3	2.6 E-2 μm^2
	10.1	1.19 E-1	2.8 μm^2
	20.6	3.12 E-1	7.4 μm^2
	32.4	8.11 E-1	19.3 μm^2

Figure 40 Valeurs de sections efficaces SEU par bit

On déduit des ces observations que des charges déposées en dehors de la ZCE (même en tenant compte du rayon de trace des ions estimé à 0.1 μm comme nous avons pu le voir dans le paragraphe 1.3.1) arrivent à être collectées en quantité suffisante pour créer des Upsets.

Les largeurs de traces (cf. 1.3.1) ne pouvant atteindre ces dimensions, il semble justifié d'attribuer cette collection à la diffusion des charges depuis la trace vers les zones sous influence du champ électrique.

3.4. Conclusions

L'analyse des résultats en vol a démontré l'incapacité de faire de bonnes prédictions avec les méthodes standard, faisant ressortir des erreurs pouvant dépasser un facteur 100 et des pires-cas ne couvrant pas les taux en vol. Une étude des sources possibles d'erreurs dans les étapes de calcul a permis de quantifier l'importance de chaque hypothèse sur le résultat, et la modélisation IRPP est complètement remise en question à l'issue de cette analyse.

La complexité induite par la prise en compte de l'ensemble des phénomènes de collection, qui dépendent de la géométrie et de la technologie du plan mémoire alors que le composant est une "boite noire" pour les utilisateurs, amène à mettre de coté le principe des modélisations standard pour réfléchir à une méthode différente de prédiction.

Les chapitres 4 et 5 sont consacrés à la présentation et justification d'une méthode de prédiction différente basée sur des données expérimentales et l'extrapolation de la sensibilité mesurée du composant à l'ensemble des directions d'incidences des particules de l'espace. Les fondements en sont analysés via des simulations ISE-TCAD et des études analytiques des phénomènes de collection dans des composants.

CHAPITRE 4. MÉTHODE DE PRÉDICTION EMPIRIQUE

4.1. Proposition de calcul de taux d'erreurs ions lourds

4.1.1. Présentation

La modélisation trop simpliste d'un volume sensible par un parallélépipède et l'impossibilité d'en connaître précisément les dimensions ont conduit à l'abandon des méthodes basées sur le volume sensible (IRPP en particulier) et ont amené à chercher une méthode de calcul différente permettant d'obtenir des taux d'erreurs plus proches de ceux observés en vol.

Dans le cadre de cette thèse, une méthode originale est proposée, dont le principe est issu de l'expression la plus générale du calcul de taux. En effet, l'idée est d'effectuer le calcul simple de taux de SEU ions lourds par le produit direct entre spectre de LET (représentatif de la mission considérée) et la section efficace SEU (représentative de la sensibilité propre du composant) en fonction du LET de la particule et de son orientation :

$$N = \int_{\varphi} \int_{\theta} \int_0^{\infty} \phi(LET, \theta) \cdot \sigma(LET, \theta) \cdot dLET \cdot d\theta \cdot d\varphi$$

avec

ϕ le spectre de LET

σ la section efficace d'uspet

θ direction d'incidence de la particule dans le plan perpendiculaire à la surface du composant

φ direction d'incidence de la particule dans le plan de la surface du composant (cf. Figure 41

Pour effectuer un tel calcul, il faut connaître le spectre de LET de la mission considérée et la sensibilité du composant à la fois pour l'ensemble des valeurs de LET et pour toutes les directions de l'espace.

Nous avons déjà vu comment obtenir un spectre de LET grâce aux modèles environnementaux disponibles (ceux intégrés dans CREME ou OMERE par exemple : fichier LET.dat décrit dans le paragraphe 2.1.2.1). Ces spectres calculés sous forme intégrale ou différentielle sont des spectres isotropes (intégrés sur tout l'angle solide) donnés sous forme d'un tableau de valeur en fonction de quelques valeurs de LET discrètes imposées par le logiciel. Nous sommes donc en mesure d'exprimer numériquement $\Phi(LET, \theta)$.

La difficulté réside dans la connaissance de la courbe de section efficace d'Upsets en fonction du LET de la particule et de son angle d'inclinaison vis à vis de la surface du composant. En effet, on dispose en général de la sensibilité du composant mesurée à incidence normale sous accélérateur de particules : la courbe expérimentale de section efficace d'upset, qui n'est pas forcément représentative des autres directions d'incidence. Or il faudrait les connaître pour le calcul de taux présenté ci-dessus. La modélisation IRPP était alors une solution permettant d'extrapoler la sensibilité du composant à toutes les directions d'incidence des particules de l'espace. Mais puisqu'il est possible d'incliner le composant par rapport au faisceau de particules avec les moyens d'essais existants, nous pouvons alors mesurer expérimentalement la courbe de section efficace d'Upsets pour différents angles d'inclinaison et faire le calcul direct de taux d'Upsets proposé pour des valeurs discrètes d'angles. Cette première approche

plus coûteuse en nombre de points de mesure permet cependant de valider la méthode. Les essais effectués et les résultats de prédiction sont présentés dans ce sous chapitre.

Cette méthode basée sur les observations expérimentales considère le composant comme une "boite noire" et n'en utilise que la sensibilité mesurée. L'étape suivante a été de déterminer s'il existait une dépendance angulaire permettant d'obtenir la courbe de section efficace pour n'importe quel angle à partir de celle à incidence normale, et réduisant ainsi le volume d'essais.

4.1.2. Nouvelles prédictions de taux SEU avec l'approche semi-expérimentale

4.1.2.1. Hypothèses de calcul

Les essais effectués sur l'ensemble des composants étudiés dans cette thèse permettent de tracer expérimentalement la courbe de section efficace d'Upsets pour différents angles d'inclinaison. On peut donc faire le calcul direct de taux SEU formulé ci-dessous pour des valeurs discrètes d'angles, calcul que l'on nomme alors "semi-expérimental".

$$N = \int_0^{\infty} \int_0^{\theta} \phi(LET, \theta) \cdot \sigma(LET, \theta) \cdot dLET \cdot d\theta$$

avec

ϕ le spectre de LET

σ la section efficace d'uspet

θ direction d'incidence de la particule

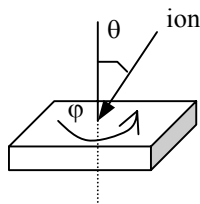


Figure 41 Illustration des paramètres angulaires

La Figure 41 illustre les paramètres angulaires de calcul.

L'expression du taux telle qu'elle est écrite est basée sur les hypothèses, physiques et pratiques, suivantes :

- toute particule de LET LET et de direction d'incidence θ engendre le même effet sur le composant quelle que soient sa nature et son énergie. Cette hypothèse consiste à postuler que le LET est constant sur toute l'épaisseur utile des composants, et que le processus de collection de charges est indépendant de la distribution radiale des porteurs dans la trace (effet de structure de trace). Cette hypothèse est la même que pour la modélisation IRPP et a déjà été discutée dans les CHAPITRE 2. et CHAPITRE 3.

- On postule une symétrie azimutale pour la sensibilité du composant, c'est à dire que la valeur de la section efficace d'Upset à θ et LET constant est supposée identique pour tout ϕ . On comprend bien que ce ne sera pas rigoureusement le cas du fait de la géométrie des points

mémoires (pas forcément les même dimensions longitudinales et latérales sur le plan de la surface du composant) mais on montre que les variations sont négligeables. Nous avons effectué des mesures pour φ valeurs de 90° (correspondant aux pièces horizontales et verticales indiquées sur la Figure 42) pour la SRAM KM684000 et la SRAM628512 à plusieurs angles d'inclinaison.

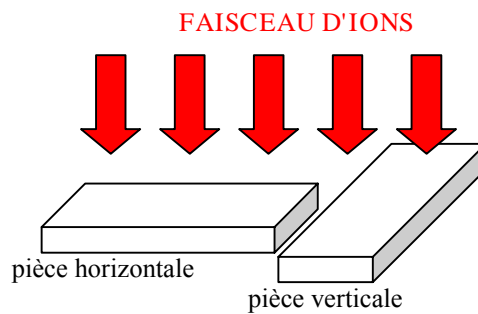


Figure 42 Illustration des essais de symétrie azimuthale - Positions des pièces testées

Les deux figures suivantes illustrent les résultats obtenus pour les deux positions de pièces et quelques ions. On peut effectuer une comparaison entre les sections efficaces mesurées dans les deux cas et s'apercevoir que la différence est assez faible; elle peut être considérée comme négligeable dans le calcul de taux.

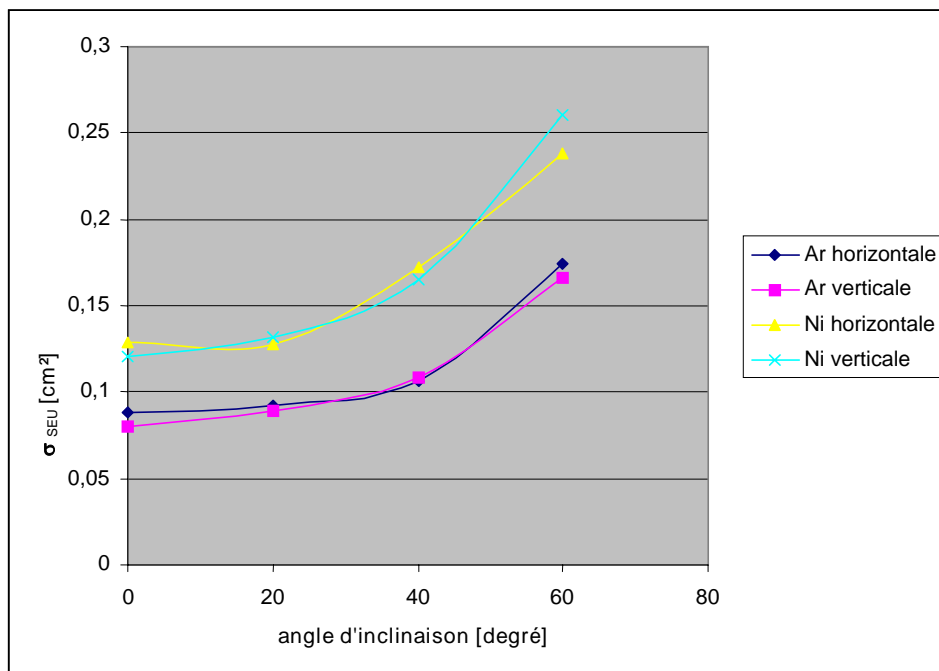


Figure 43 Comparaison entre les sections efficaces SEU des pièces KM684000 verticales et horizontales

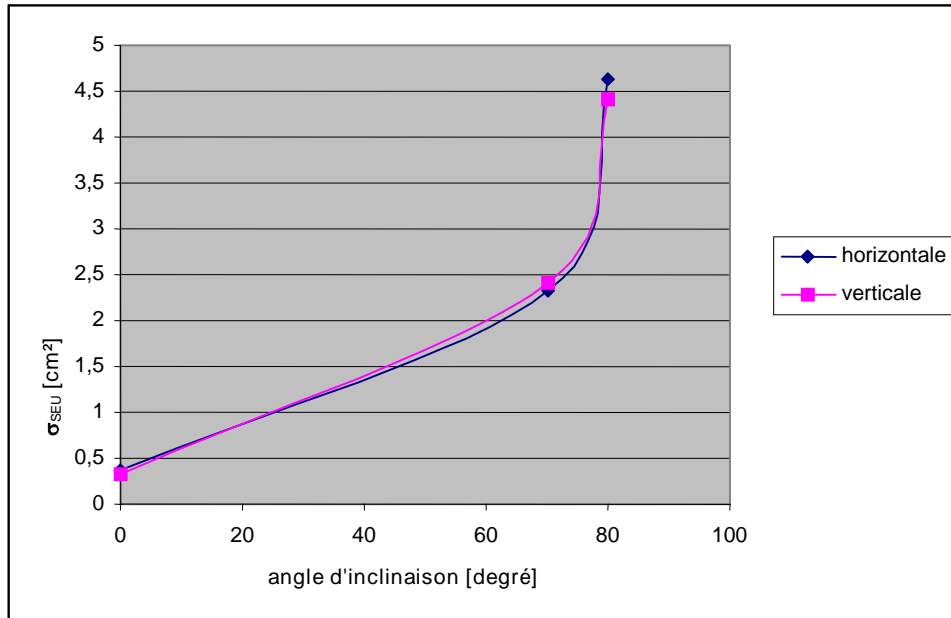


Figure 44 Comparaison entre les sections efficaces SEU des pièces HM628512 verticales et horizontales

- Enfin, on considère une parfaite symétrie des effets entre le demi-plan supérieur et le demi plan inférieur, c'est à dire qu'à un angle d'inclinaison et un LET donné, on considère que l'effet de la particule pénétrant dans le composant par la face avant ou par la face arrière est le même. Cette hypothèse n'est valide que si les portées des ions sont grandes devant les dimensions du composant, ce qui est le cas pour les ions cosmiques.

Ces hypothèses étant posées, le calcul de taux s'effectue sur une double intégrale : intégration sur toutes les valeurs de LET (du LET seuil au LET maximum du spectre) et intégration sur toutes les valeurs discrètes de θ (comprises entre 0° et 90° du fait de la symétrie face avant/face arrière).

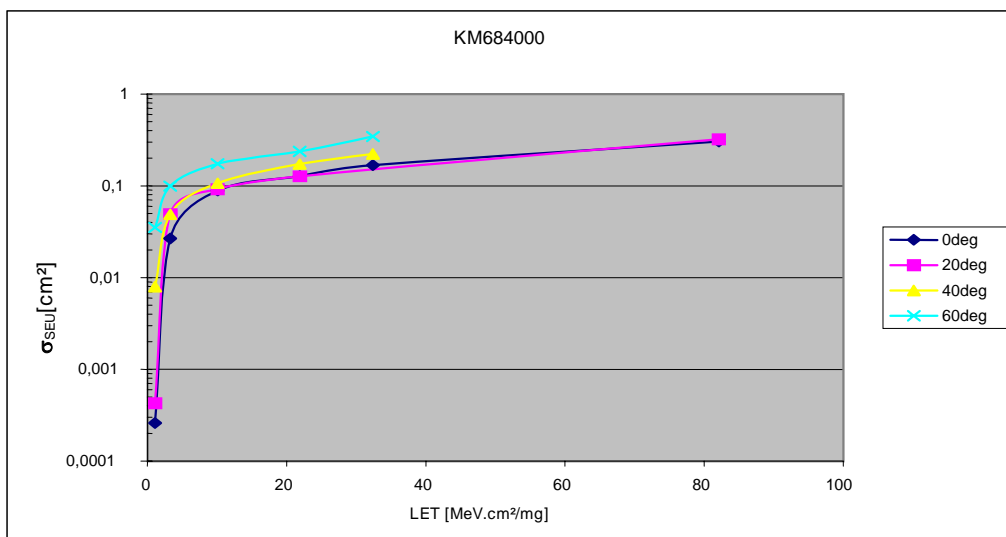
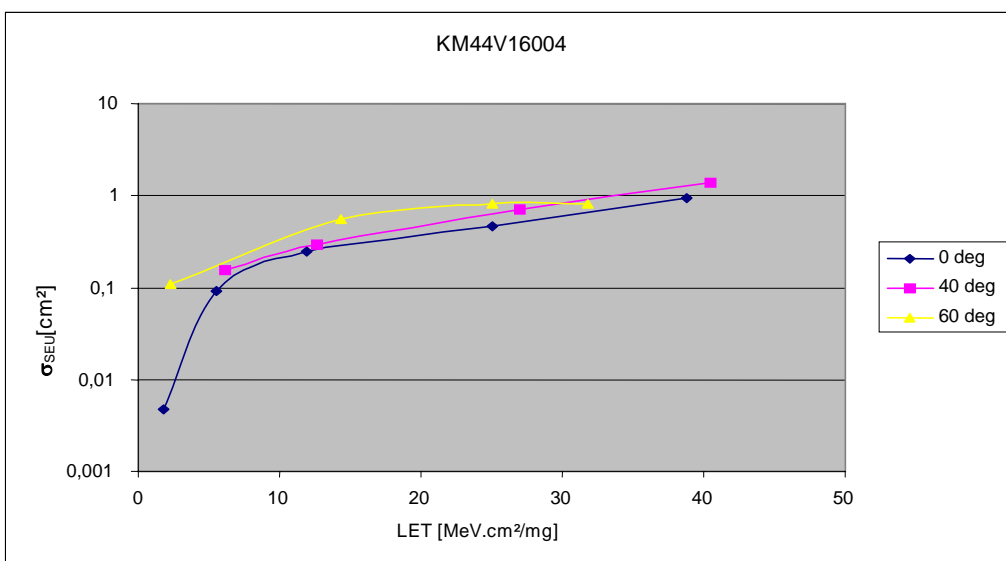
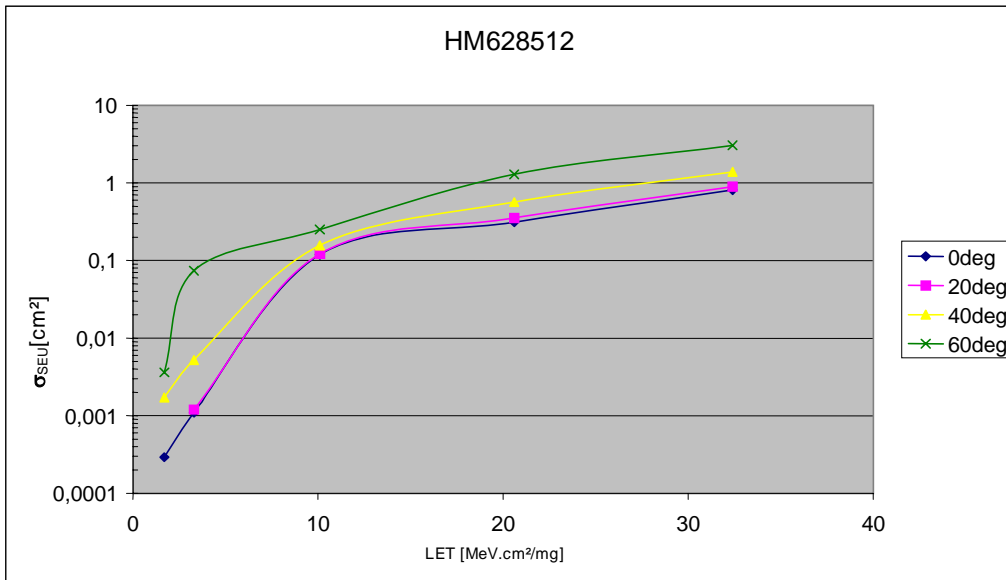
Le paragraphe suivant présente l'ensemble des mesures effectuées sous accélérateurs sur les quatre composants étudiés à plusieurs angles d'inclinaison du faisceau. Les courbes de sections efficaces $\sigma(LET, \theta)$ permettront ensuite d'effectuer le calcul de taux "semi-expérimental".

4.1.2.2. Données expérimentales

Une série de mesures complètes à différents angles d'inclinaison θ et différents LET sous accélérateurs de particules a été réalisée sur deux DRAM : KM44V16004 et HM5165405, ainsi que deux SRAM : HM628512 et KM684000, composants ayant volé à la fois sur SAC-C et MIR (même date code testé).

Des mesures ont été faites aux angles arbitraires : $\theta=0^\circ, 20^\circ, 40^\circ$ et 60° de manière à recouvrir l'ensemble de l'intervalle angulaire avec un maximum "mécanique" de 60° (selon l'accélérateur utilisé, il a été possible d'incliner jusqu'à 70° ; aujourd'hui, il est possible d'incliner sans limite à l'UCL sauf limitation due aux portées des ions).

Les séries de courbes suivantes synthétisent ces mesures.



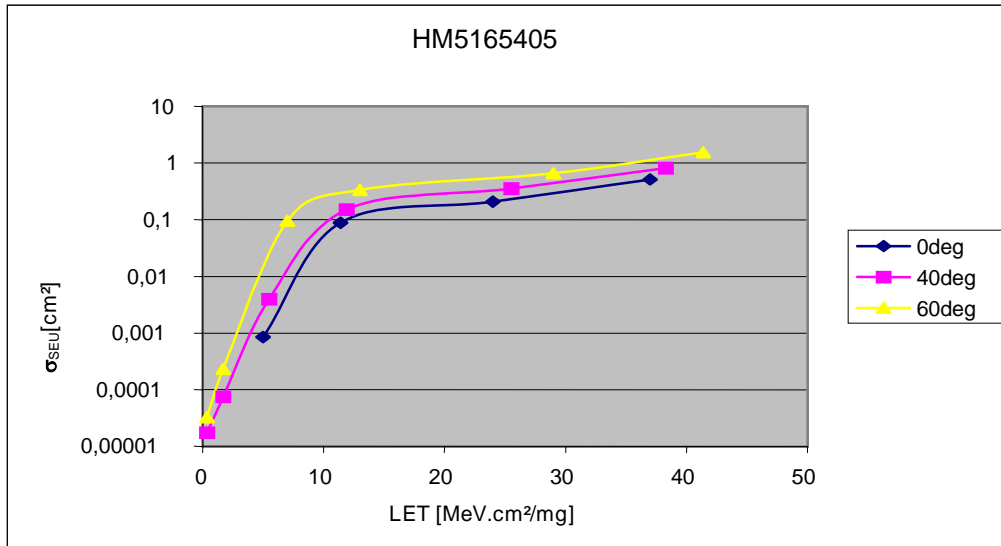


Figure 45 Courbes de sections efficaces d'Upset expérimentales pour différents angles d'incidence.

Chaque courbe peut être ensuite décrite analytiquement en y appliquant une fonction d'ajustement adéquate (ex : polynomial d'ordre 2 à 4 selon les cas). L'équation des courbes d'ajustement (passant par les points expérimentaux) peut servir ensuite au calcul de taux.

On obtient pour chaque composant, l'expression de : $\sigma(0,LET)$, $\sigma(20,LET)$, $\sigma(40,LET)$, $\sigma(60,LET)$.

4.1.2.3. Calculs de prédiction par la méthode empirique semi-expérimentale et résultats

Le calcul de taux "semi-expérimental" peut alors être effectué par intervalle d'angle.

On postule que la courbe $\sigma(0,LET)=\sigma_0(LET)$ est valable pour l'intervalle $[0,20^\circ]$, $\sigma(20,LET)$ pour $[20,40^\circ]$, $\sigma(40,LET)$ pour $[40,60^\circ]$, $\sigma(60,LET)$ pour $[60,90^\circ]$.

Le calcul de prédiction prend alors la forme suivante :

$$N = \alpha_{0/20} \cdot \int \frac{\varphi(LET)}{4\pi} \cdot \sigma_0(LET) \cdot dLET + \alpha_{20/40} \cdot \int \frac{\varphi(LET)}{4\pi} \cdot \sigma_{20}(LET) \cdot dLET$$

$$+ \alpha_{40/60} \cdot \int \frac{\varphi(LET)}{4\pi} \cdot \sigma_{40}(LET) \cdot dLET + \alpha_{60/90} \cdot \int \frac{\varphi(LET)}{4\pi} \cdot \sigma_{60}(LET) \cdot dLET$$

Le spectre de LET obtenu en sortie de OMERE étant isotrope, il représente le flux intégré sur 4π stéradians, les constantes α_i sont calculées pour représenter la portion d'angle solide d'une sphère que décrit un angle compris entre deux valeurs d'angles θ (en tenant compte de la symétrie par rapport au plan de la surface du composant : symétrie face avant/face arrière). Cf. Figure 46 . Cela permet d'évaluer la portion du flux que l'on attribue au calcul pour les particules d'inclinaison comprise entre 0 et 20 degrés, puis entre 20 et 40 degrés...etc...

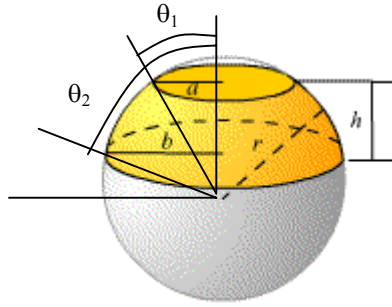


Figure 46 Angle solide de la zone jaune : $\Omega = \frac{1}{r^2} \int_{\theta_1}^{\theta_2} 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta$

Ces constantes sont donc calculées en divisant l'aire de la surface de la sphère décrite entre deux angles θ par celle de la sphère entière. On trouve :

$$\alpha_{0/20} = 2 \times \frac{1}{4\pi r^2} \int_0^{20} 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta = 0.06$$

$$\alpha_{20/40} = 2 \times \frac{1}{4\pi r^2} \int_{20}^{40} 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta = 0.17$$

$$\alpha_{40/60} = 2 \times \frac{1}{4\pi r^2} \int_{40}^{60} 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta = 0.27$$

$$\alpha_{60/90} = 2 \times \frac{1}{4\pi r^2} \int_{60}^{90} 2\pi r^2 \sin \theta \cdot d\theta = 0.5$$

Ces coefficients étant calculés, les courbes de sections efficaces étant ajustées, et le spectre étant évalué sous OMERE, on peut appliquer la formule et en déduire les taux de prédiction. On rappelle que le spectre de LET est disponible sous forme d'un tableau de valeurs en fonction de quelques valeurs de LET discrètes imposées par le logiciel, on effectue alors un calcul numérique dont les pas sont fixés par ces valeurs de LET.

Les résultats de calculs de taux de SEU ions lourds pour les quatre composants sont répertoriés ci-dessous pour les vols SAC-C (Figure 47) et MIR (Figure 48). Les spectres de LET utilisés sont identiques à ceux qui ont servi aux calculs avec OMERE, de manière à prendre les mêmes hypothèses d'environnement et pouvoir évaluer la nouvelle méthode. Les taux sont comparés aux taux en vol affranchis des effets de la SAA, des éruptions solaires et des protons puisqu'ils nous semblent être les plus proches des hypothèses de calcul d'environnement. Enfin, pour le vol SAC-C, on effectue un calcul pour le paramètre $M=3$ de manière à vérifier que le pire cas surestime bien les taux.

M :	1	1	3	3	
Blindage :	1	20	1	20	Vol-proton
Ions lourds					
SRAM HM628512	0.078	0.023	0.460	0.089	0.135
SRAM KM684000	0.590	0.190	2.200	0.550	0.700
DRAM HM516405	0.042	0.012	0.260	0.049	0.103
DRAM KM44V16004	0.200	0.060	1.150	0.220	0.169

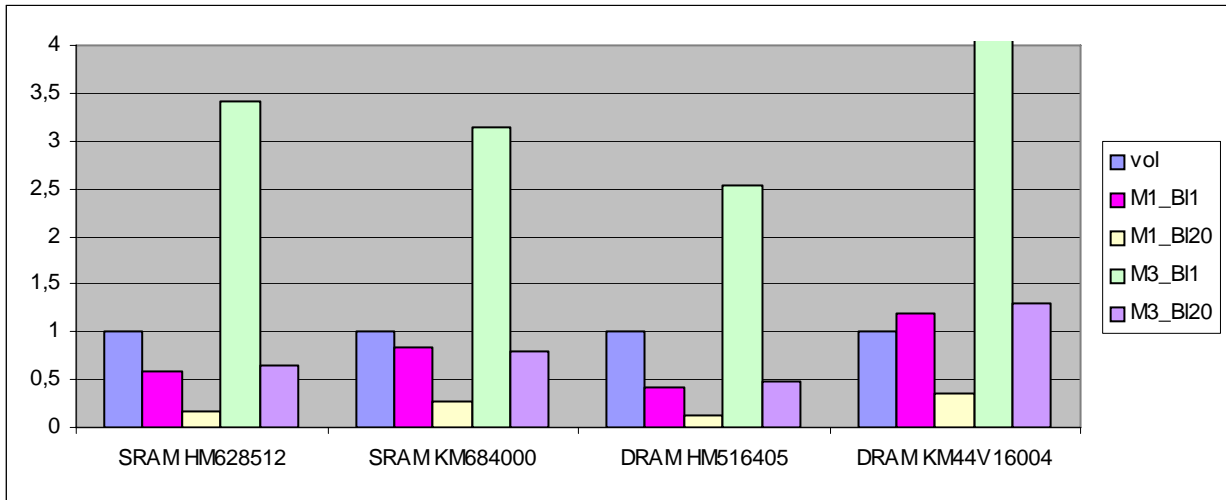


Figure 47 Résultats du calcul de taux par la méthode "semi-expérimentale" pour le vol SAC-C comparés aux taux en vol normalisés à 1

M :	1	1	
Blindage :	1	10	Vol-protons
Ions lourds			
SRAM HM628512	0.021	0.019	0.015
SRAM KM684000	0.360	0.230	0.071
DRAM HM516405	0.010	0.008	0.018
DRAM KM44V16004	0.065	0.043	0.017

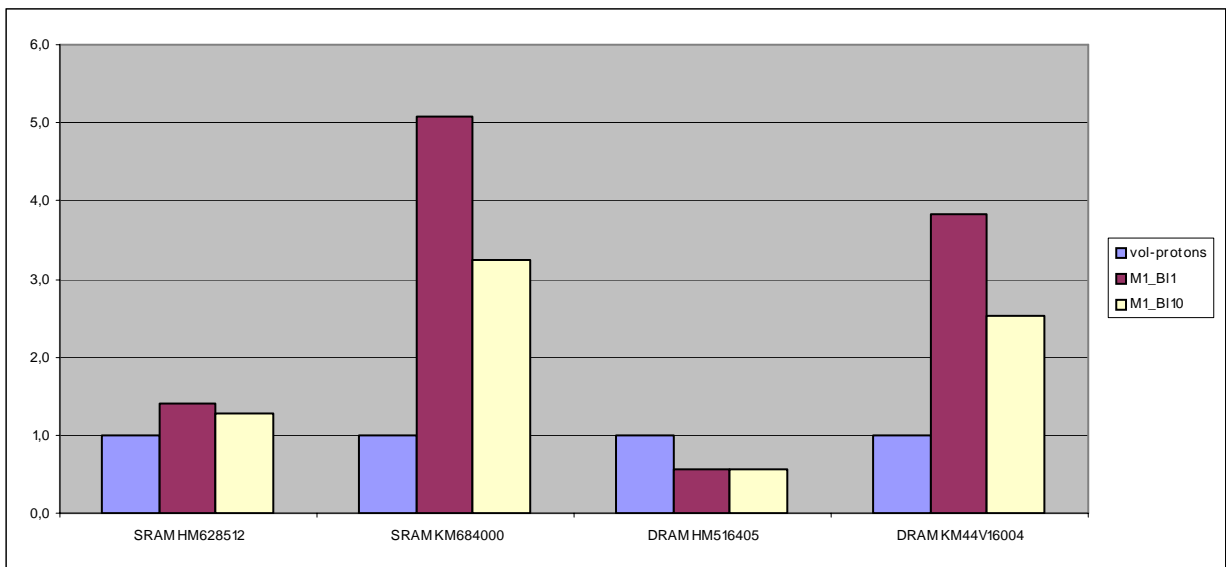


Figure 48 Résultats du calcul de taux par la méthode "semi-expérimentale" pour le vol MIR

4.1.2.4. Discussions

Plusieurs observations peuvent être faites à partir des résultats résumés dans les Figure 47 et Figure 48 .

Les taux prédits sont désormais du même ordre de grandeur (erreur inférieure au facteur 10 !) que les taux en vol et pour tous les composants de manière homogène. La régularité des résultats et la bonne concordance entre prédictions et taux réels démontre la validité de cette méthode.

Ils nous amènent également à émettre une interrogation sur la valeur du blindage équivalent estimé et pris pour le calcul. En effet, dans le cas de SAC-C pour $M=1$, nous pouvons voir que les prédictions donnent une erreur inférieure au facteur 10 dans le cas du blindage= 20g/cm^2 qui correspond à l'estimation, et sont encore meilleures pour le blindage= 1g/cm^2 , avec une erreur inférieure au facteur 2 pour tous les composants ! A la vue de ces résultats, nous aurions alors tendance à dire que le blindage de SAC-C serait plutôt de l'ordre de 1g/cm^2 . Mais, il est évident qu'avec le nombre d'hypothèses prises dans le cadre de ce calcul (les symétries, le calcul par intervalle d'angles, spectres issus des modèles) et l'incertitude sur le blindage, il ne faut pas espérer obtenir la valeur exacte du taux en vol sur lesquels nous basons notre comparaison. Un résultat homogène sur l'ensemble des composants et du même ordre de grandeur que les taux de vol semblent être des bons critères plus raisonnables.

On peut remarquer que dans le pire cas "ingénieur" : $M=3$, blindage= 1g/cm^2 , on surestime le taux pour tous les composants, ce qui est plus logique et apporte de la crédibilité à cette méthode.

Les résultats pour MIR sont en accord avec ceux obtenus pour SAC-C, la méthode empirique donne de très bons résultats dans l'ordre de grandeur des taux en vol (facteur d'erreur inférieur à 5 !), on constate que les prédictions sont meilleures pour un blindage de 10g/cm^2 , valeur estimée pour la station.

Nous venons de mettre en évidence l'intérêt de la méthode de calcul de prédiction proposée dans le cadre de cette thèse. Ce paragraphe donne des résultats de calculs "semi-expérimentaux" puisqu'ils sont basés sur des mesures sous accélérateurs pour plusieurs valeurs d'angle d'inclinaison du faisceau, dans la limite des possibilités du système de test. Ce calcul nécessite alors un nombre supérieur de point de mesures par rapport aux méthodes standard, ce qui est au final un peu plus coûteux mais plus efficace.

La deuxième partie de l'étude a alors été de chercher un moyen de réduire le volume d'essais, en trouvant par exemple une loi permettant d'exprimer les courbes de sections efficaces en incidence quelconque à partir d'une seule d'entre elles, telle que la courbe à incidence normale.

Dans ce cas, nous serions capables de proposer une méthode empirique de calcul de taux efficace nécessitant seulement comme données initiales :

- une courbe de section efficace d'Upsets en fonction du LET et à incidence normale
- un spectre de LET
- un outil de calcul numérique

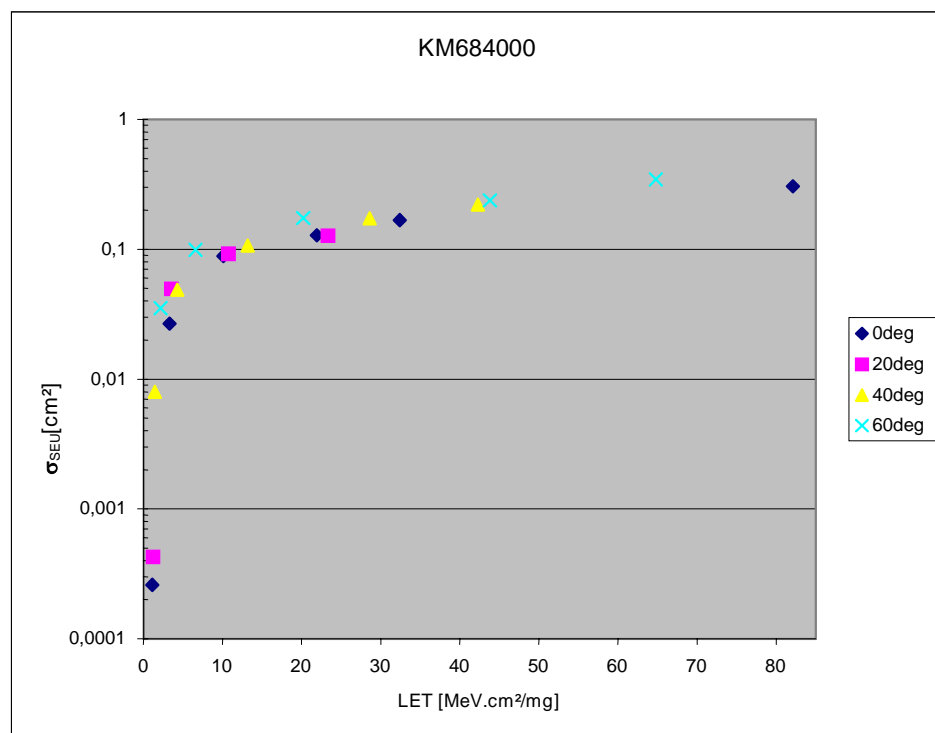
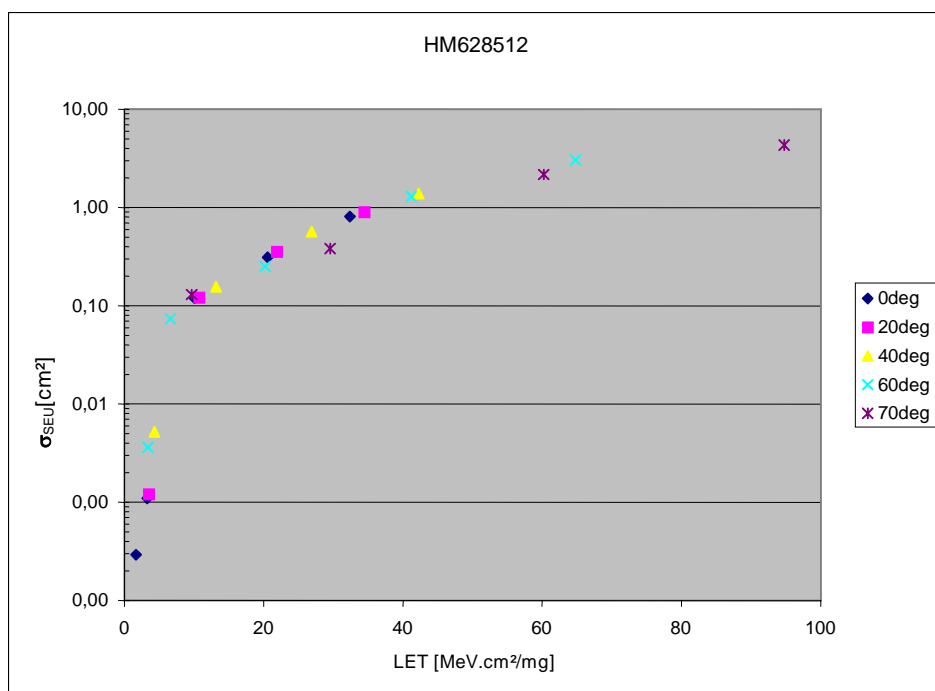
4.1.3. Dépendance angulaire et calcul analytique

4.1.3.1. Courbes en LET effectif

Nous avons cherché une loi permettant d'exprimer les courbes de sections efficaces en incidence à partir de la courbe à incidence normale.

La première idée a été de tracer les courbes en fonction du LET effectif ("loi en $\cos\theta$ ", cf. paragraphe 2.2.2.3) puisque l'on a déjà observé dans le passé, que pour un certain nombre de composants, l'effet de l'inclinaison peut simplement se traduire par un alignement des points de mesures exprimés en fonction du LET effectif et non du LET. Nous avons alors retracé l'ensemble de nos courbes de section efficaces d'Upsets non plus en fonction du LET mais de

LET/cos θ . Les courbes de la Figure 49 illustrent les résultats obtenus pour les quatre composants étudiés.



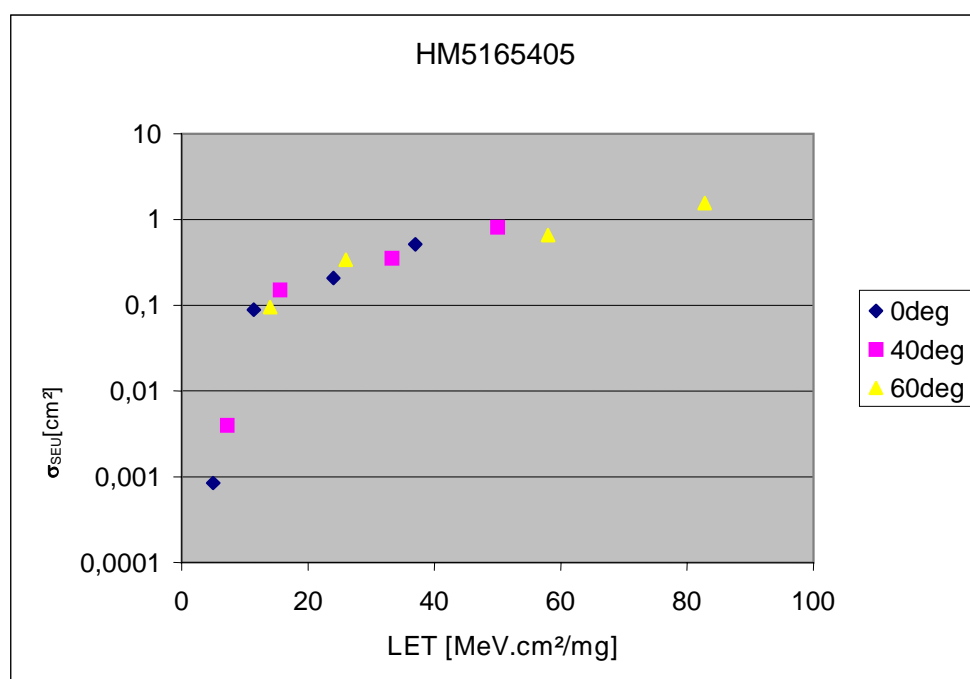
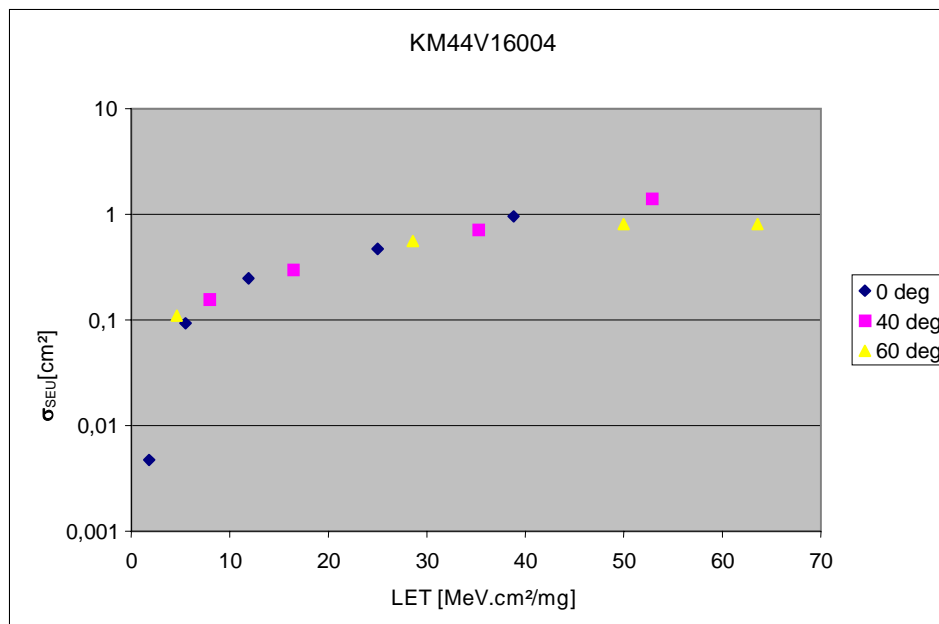


Figure 49 Courbes de sections efficaces d'uspet expérimentales exprimée en fonction de $LET/\cos\theta$

On remarque alors que les points s'alignent plutôt bien sur une même courbe qui est finalement celle de la section efficace SEU obtenue en incidence normale, ce qui donne alors une relation simple pour passer des courbes de sensibilité aux différentes incidences à partir de celle à incidence normale. C'est ce que nous cherchions pour réduire le nombre d'essai, nous allons alors exploiter cette loi pour effectuer un calcul de taux d'erreur entièrement analytique et non plus par intervalles d'angles.

4.1.3.2. Calculs de taux SEU analytiques

Nous avons vu dans le paragraphe précédant que pour l'ensemble de nos composants, si on possède la courbe $\sigma(0,LET)$, on peut exprimer $\sigma(\theta,LET)$ par l'expression simple suivante :

$$\sigma(\theta, LET) = \sigma(0, \frac{LET}{\cos\theta}) \cdot \cos\theta$$

On corrige la surface sensible par le terme $\cos\theta$ de manière à exprimer la surface sensible équivalente vue dans le plan d'incidence de la particule (c'est à dire la surface équivalente perpendiculaire à la direction d'incidence). On effectue cette correction puisque le spectre de LET est calculé dans chaque direction.

Cette relation simple permet de faire le calcul de taux par la méthode empirique de manière analytique. L'expression du taux d'erreur devient alors :

$$N = \int_{\theta} \int_{LET_{min}}^{\infty} \frac{\phi(LET)}{4\pi} \cdot \sigma(0, \frac{LET}{\cos\theta}) \cdot \cos\theta \cdot 2\pi \sin\theta \cdot dLET \cdot d\theta$$

Un tel calcul implique de fixer les bornes des intégrales en terme de LET et d'angle θ .

- Le LET max sera déterminé par le spectre.
- Le LET min correspond au LET seuil, mais nous verrons un peu plus loin que celui ci dépend également de l'angle d'inclinaison de la particule.
- L'angle min est évidemment égal à 0°
- L'angle max mérite réflexion.

En effet, se pose la question de l'angle limite maximum à considérer. Les mesures ont été effectuées jusqu'à l'angle limite possible avec le système de test (de 60° à 70°) mais il se peut que d'autres phénomènes rentrent en jeu quand on approche les incidences rasantes pour lesquels la relation en LET effectif ne pourrait pas être applicable (ex : lignes de cellules basculant le long de la trajectoire rasante de la particule). Dans tous les cas, on ne peut raisonnablement pas effectuer un calcul pour un angle de 90° qui physiquement correspond à une particule de trajectoire parallèle à la surface du composant, ce qui est un cas particulier imprévisible aux niveaux des effets. On considérera alors un angle limite arbitraire de 80° , ce dernier donnant une sensibilité du composant que l'on pose valable pour l'intervalle d'angle restant. Ce point mériterait d'être développer dans des travaux futurs.

Le nouveau système de positionnement des cartes électroniques à l'UCL permet aujourd'hui d'atteindre de forts angles d'inclinaison, nous avons pu faire alors quelques mesures aux angles 70° , 75° , 80° et 85° pour la SRAM HM628512 de manière à observer le comportement de la sensibilité pour ces valeurs. Les résultats obtenus sont indiqués dans la Figure 50 où nous avons tracé les points de mesures à incidence normale (courbe 0deg) et les points obtenus avec les ions Argon et Neon à fortes inclinaisons en fonction du LET effectif. On s'aperçoit que dans ce cas, les points continuent à s'aligner avec la courbe en incidence normale. Il est difficile de conclure sur une généralisation mais ce résultat montre que pour certains composants, on peut prendre l'hypothèse que la même loi d'évolution de la sensibilité avec l'inclinaison peut être prise jusqu'à l'angle limite de 80° . Pour les autres composants, des études montrent que la loi en $LET/\cos\theta$ amène à une surestimation de la sensibilité [Dod-97].

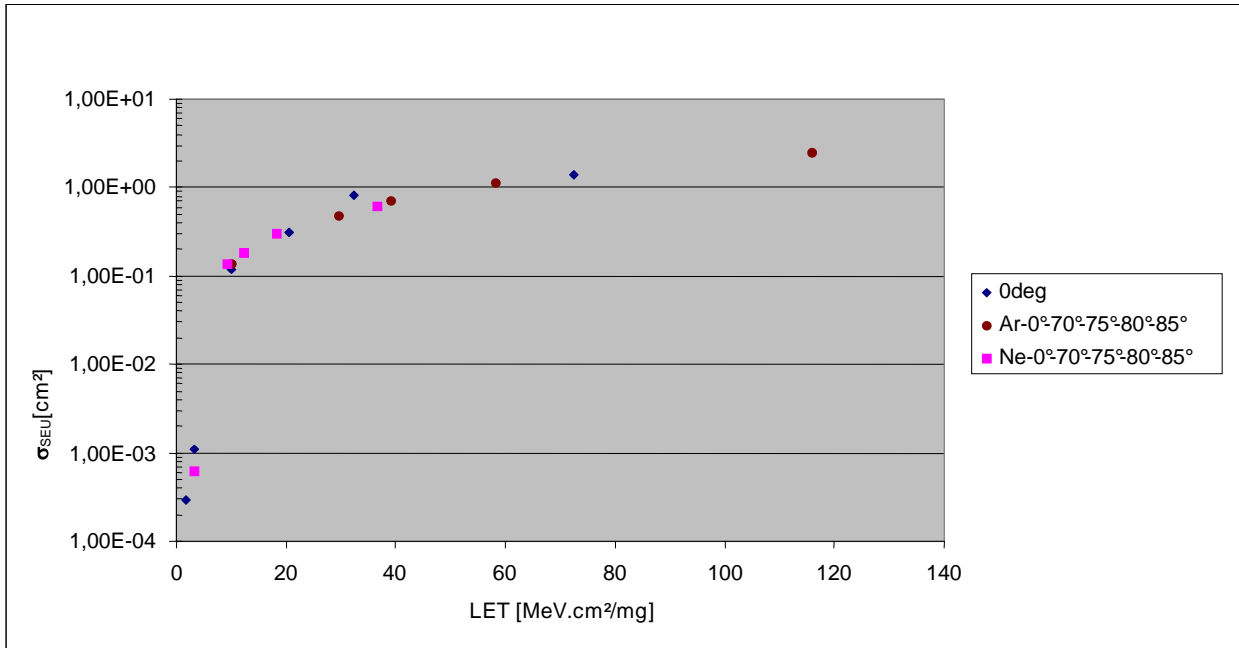


Figure 50 Sensibilité de la SRAM HM628512 à de fortes inclinaisons

De même, il faut vérifier l'évolution du seuil en fonction de l'angle d'inclinaison. Ces points sont traités dans plusieurs publications [Ree-94][Cam-97][Dod-97], ainsi Dodd étudie par simulation l'évolution du seuil en comparaison avec la loi en $\cos\theta$. En effet, se basant sur une évolution suivant la loi en $\cos\theta$, on pourrait estimer le LET_{seuil} en fonction de l'inclinaison de la manière suivante :

$$LET_{seuil}(\theta) = L_s \cdot \cos\theta$$

L_s étant le seuil estimé à incidence normale

Dodd montre dans le cas d'une SRAM que le seuil évolue assez bien selon cette loi jusqu'à un angle de 60° pour atteindre une valeur limite. Au delà de 60° , estimer le LET seuil suivant la loi en $\cos\theta$ amènerait à une grande sous-estimation du seuil pouvant engendrer de très forte surestimations du taux d'erreur. On pose alors comme hypothèse de calcul que :

$$\text{Pour } 0 < \theta < 60^\circ, LET_{seuil}(\theta) = L_s \cdot \cos\theta$$

$$\text{Au delà de } 60^\circ, LET_{seuil}(\theta) = L_s \cdot \cos 60^\circ = \frac{L_s}{2}$$

Le tableau suivant donne les résultats du calcul analytique de taux d'erreurs pour la SRAM HM628512/SAC-C effectué avec les hypothèses de calculs posées précédemment concernant les limites des intégrales. Les taux obtenus sont légèrement supérieurs à ceux obtenus par la méthode semi-expérimentale et toujours cohérents avec les taux en vol.

Ions lourds	Calcul semi-expérimental		Calcul analytique		
	1	1	1	1	
M :	1	1	1	1	
Blindage :	1	20	1	20	Vol-proton
SRAM HM628512	0.078	0.023	0.13	0.042	0.135

Tableau 16 Comparaison des résultats du calcul de taux par les méthodes empiriques semi-expérimentale et analytique pour le vol SAC-C

Ainsi, il est possible d'effectuer un calcul analytique de taux utilisant la méthode empirique mais au prix de vérifications préalables et d'hypothèses de calcul arbitraires pouvant amener à une surestimation des taux. En effet, pour pouvoir appliquer ce calcul, il faut vérifier dans un premier temps que l'évolution de la sensibilité du composant peut être décrite par la loi en $\cos\theta$, impliquant d'effectuer quelques points de mesures en incidence et vérifier qu'ils s'alignent avec la courbe en incidence normale.

Puisque l'on cherche une méthode "ingénieur" permettant de faire des calculs simples, il sera impossible de déterminer les bornes des intégrales en terme de LET seuil en incidence et angle maximum autrement que de manière arbitraire, puisqu'elles dépendent de paramètres technologiques propres à chaque composant. Celles que nous avons fixées semblent convenir, on gardera en tête qu'elle peuvent influencer légèrement sur la prédiction.

4.1.4. Discussions et conclusions et sur la méthode empirique

La méthode que nous proposons d'utiliser pour effectuer les calculs de prédiction est basée sur la sensibilité mesurée du composant vis à vis de l'effet SEU. Pour s'affranchir des hypothèses de modélisation des phénomènes sur lesquelles reposent les modèles standard de prédiction (IRPP) et qui amènent à des prédictions irréalistes, l'idée a été de descendre au plus bas niveau de modélisation qui consiste à considérer le composant comme une "boîte noire". On simplifie le problème de manière à s'affranchir de la complexité de compréhension et description des phénomènes de collection, et de la difficulté de connaître les paramètres technologiques et géométriques des composants influant sur ces derniers.

Ainsi, une première approche semi-expérimentale est proposée à partir des courbes de sections efficaces SEU ions lourds, mesurées à plusieurs angles d'inclinaison, permettant de faire un calcul par intervalle d'angles et reproduisant ainsi l'ensemble des directions de l'espace. Une évolution du calcul plus analytique est possible si l'on vérifie par quelques points de mesures la "loi en $\cos\theta$ ", réduisant ainsi le volume d'essais.

Dans tous les cas, l'approche semi-expérimentale est applicable à tous les composants sans exception à partir du moment où l'on dispose de courbes de sensibilité du composant à plusieurs angles. Les résultats obtenus sont très satisfaisants.

Le calcul nécessite donc plus de points de mesures que les méthodes standard de prédiction, mais contrairement à ce que l'on pourrait penser, effectuer les mesures à quatre angles différents n'est pas quatre fois plus coûteux en temps. En effet, le changement d'ions lors des essais sous accélérateurs est beaucoup plus long en général que le temps de test de sensibilité SEU du composant à un ion donné. Effectuer plusieurs essais à plusieurs angles d'inclinaison reste au final rapide, ne multipliant pas le temps d'essais de beaucoup par rapport aux mesures à incidence normale.

La méthode empirique est alors une solution appropriée pour la prédiction car aussi simple à mettre en œuvre que les méthodes standard mais assurant de bonnes prédictions.

Finalement, puisque avec des courbes de sensibilité SEU mesurées à plusieurs angles d'inclinaison, convoluées avec le spectre de LET représentatif de la mission, nous sommes capables de faire des prédictions de taux SEU, nous pourrions utiliser la même méthode pour d'autres types d'effets singuliers dont il est possible de mesurer une courbe de sensibilité.

Nous avons déjà évoqué les MBU, Multiple Bit Upset, qui sont intéressants pour mettre en avant la diffusion, mais aussi dont la prédiction peut être importante pour le dimensionnement des codes correcteurs d'erreurs. Nous proposons alors de tracer les courbes de sensibilité MBU à partir des même essais que nous avons utilisés pour les SEU et d'effectuer les calculs

de prédiction que l'on pourra, à leur tour, comparer aux taux MBU observés en vol. C'est l'objet du sous chapitre 4.2.

4.2. Etude des événements multiples et prédiction

L'étude des événements multiples dans les mémoires (MBU ou Multiple Bit Upset correspondant au basculement (SEU) de plusieurs cellules mémoires voisines suite au passage d'une seule particule, un MBU étant compté comme un événement indépendamment de sa multiplicité.) peut être intéressante et nécessaire pour diverses applications telles que l'étude des mécanismes de collection de charges par diffusion, ou encore le dimensionnement des codes correcteurs d'erreur.

Pour chaque ion et pour chaque angle, nous avons enregistré la liste des SEUs apparus pendant la durée de l'essai, cette dernière étant choisie assez longue de manière à avoir une statistique suffisante au niveau de l'exploitation, et à flux assez faible afin de faciliter la détection des événements multiples (en évitant par exemple les phénomènes d'empilement).

La difficulté pour traiter les données de test et en extraire les événements multiples vient du fait que la liste des SEU apparus durant le test est donnée dans l'ordre logique des bits d'adresses et par lecture de plan mémoire. Or, généralement, l'adressage physique des mémoires étudiées est inconnu. L'adressage logique étant, dans la plupart des cas, différent de l'adressage physique des bits, il est alors à priori impossible de distinguer les SEU "physiquement voisins" à partir de leur adresse logique.

C'est pourquoi nous avons développé un code permettant d'extraire les événements multiples par une étude temporelle et logique au niveau des bits d'adresse des SEUs observés et d'en fournir une statistique en fonction de la multiplicité m de ces MBUs. La multiplicité désigne le nombre de SEU formant le cluster. La méthode permet alors d'associer par une étude probabiliste les SEU pouvant provenir d'un même MBU sans connaître l'adressage physique des mémoires.

Cette méthode probabiliste pouvant amener des erreurs en sortie, elle est associée à un calcul statistique d'erreurs sur les résultats qui fournit un indice de confiance sur ceux-ci. Il en résulte un code d'extraction de MBU dont l'efficacité est basée et quantifiée sur les paramètres d'essais (nombre de lecture de plan mémoire, nombre d'erreurs enregistrées par lecture de plan) et du composant (nombre de bits d'adresses).

Ce code d'extraction des MBU : le principe, le calcul d'erreurs en sortie et la validation, sont détaillés en Annexe 1.

4.2.1. Extraction des MBU - mise en évidence des phénomènes de diffusion

Les calculs présentés en Annexe 1 sur le critère de validité des résultats en sortie du code d'extraction ayant été trouvé en fin de thèse, nous avons opté au début de l'étude pour une recherche de l'adressage physique des mémoires afin de pouvoir étudier de manière fiable les multiples en utilisant l'extraction réelle.

Pour cela, nous avons utilisé le laser de l'IXL [Pou-00] permettant de faire basculer localement un point mémoire. Ainsi, en faisant basculer une par une les cellules sur une même ligne et colonne, on peut retrouver la progression physique des bits d'adresse et retrouver leur poids (du LSB au MSB) réel. Nous avons fait l'expérience sur trois des quatre composants étudiés (une DRAM n'était plus fonctionnelle à ce moment là), ce qui nous a

permis d'extraire les statistiques MBU exactes (extraites à partir de l'adressage physique) obtenues sous irradiation.

Le résultat du traitement pour la SRAM HM628512 est présenté dans la table suivante. Les événements multiples sont triés par leur multiplicité m . $m=3$ correspond à un MBU de 3 SEU. La multiplicité moyenne *moy* est calculée de manière à rendre compte de la taille moyenne des clusters observés.

ion	LET	angle	Nb seu total	multiplicité m														moy
				1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
Ne	3.3	0	1093	1093														1,00
	3.3	20	1246	1246														1,00
	3.3	40	2009	2009														1,00
	3.3	60	3225	3225														1,00
	3.3	70	1985	1931	27													1,01
Ar	10.1	0	2663	2661	1													1,00
	10.1	20	4889	4889														1,00
	10.1	40	2020	2014	3													1,00
	10.1	50	1995	1995														1,00
	10.1	60	2020	2020														1,00
	10.1	70	2087	1676	204	1												1,11
Ni	20.6	0	2038	1936	48	2												1,03
	20.6	20	1999	1713	143													1,08
	20.6	40	2114	1304	405													1,24
	20.6	60	2322	278	582	214	57	2										2,05
	20.6	70	2707	101	236	186	157	133	46	1								3,15
Kr	32.4	0	2411	903	754	0	0											1,46
	32.4	20	3580	985	1262	21	2											1,58
	32.4	40	2589	268	550	376	22	1										2,13
	32.4	60	3131	50	88	89	161	261	59	33	13							4,15
	32.4	70	3874	67	41	24	37	56	128	145	92	47	18	7	1		1	5,83

Tableau 17 Exploitation des résultats de tests pour la SRAM HM628512

Une première observation sur ces résultats permet de mettre en évidence l'importance des événements multiples qui sont a priori non négligeables et qui démontrent bien la présence d'un phénomène de collection de charges aux dimensions radiales étendues tel que la diffusion.

L'étude de la structure de trace (cf. paragraphe 1.3.1 et les travaux de thèse [Loq-01]) montre que le rayon d'action de la particule en terme de charges déposées suffisantes pour provoquer des effets est limité, on postule un rayon de trace de $0.1\mu\text{m}$. Cette largeur de trace étant bien inférieure aux distances séparant deux cellules (un point mémoire de la SRAM HM628512 fait $3\mu\text{m}$ sur $5\mu\text{m}$, cf. analyses technologiques en annexe 2 et la Figure 54

On peut alors tracer les courbes de multiplicité moyenne des événements observés sous accélérateurs en fonction du LET et de l'angle d'inclinaison. Les mêmes courbes ont été à leur tour tracées en fonction de $\text{LET}/\cos\theta$ de manière à vérifier si on observe la même loi d'évolution angulaire des phénomènes multiples que celle de la sensibilité SEU (évolution de section efficace SEU en fonction de l'angle, cf. paragraphe 4.1.3). Les résultats obtenus sont

présentés dans les figures suivantes pour les trois composants dont on dispose de l'adressage physique.

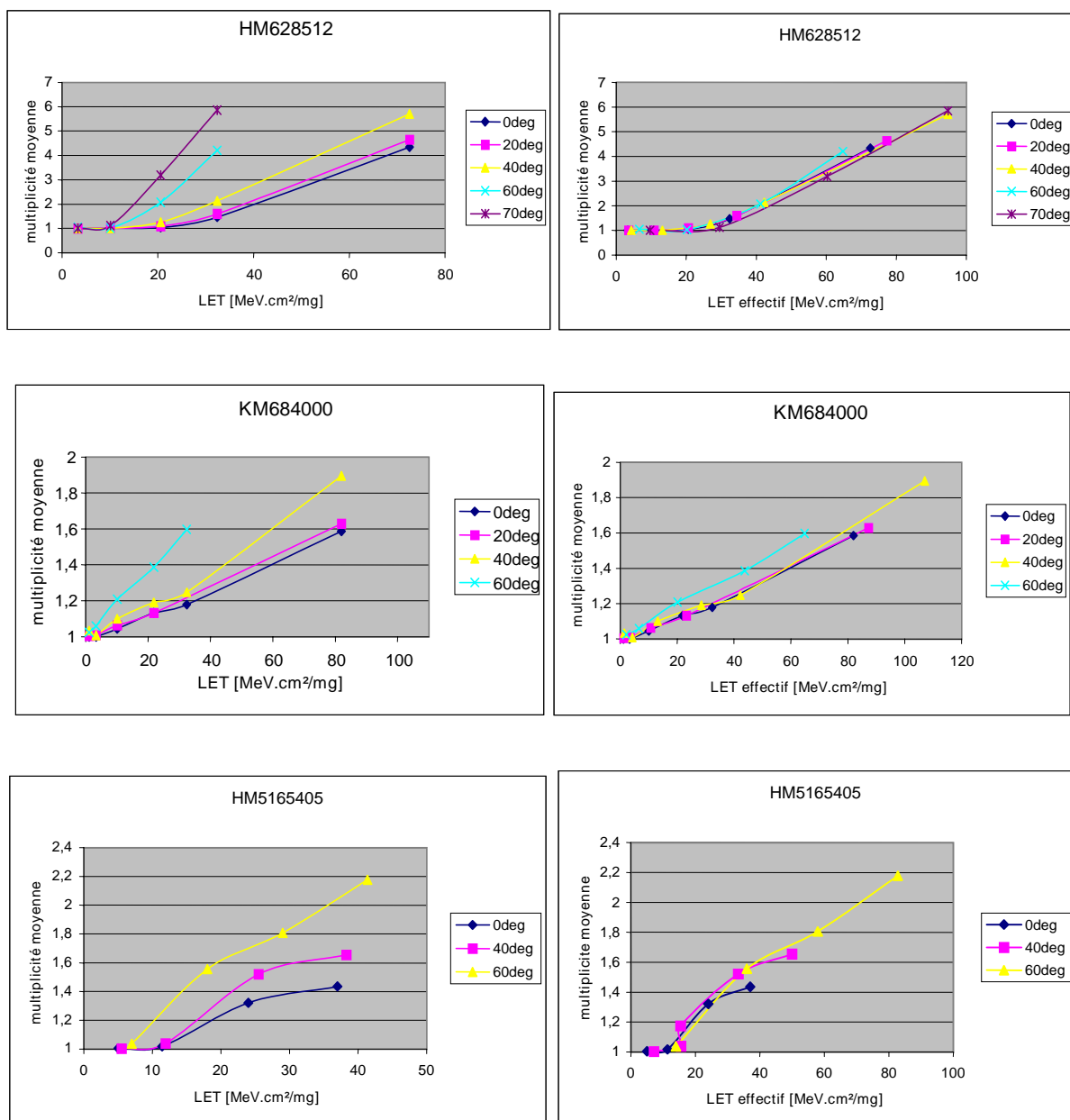


Figure 51 Multiplicité moyenne des événements en fonction du LET et LET effectif

Ces courbes semblent montrer que les événements multiples suivent la même évolution angulaire que la sensibilité SEU des composants, montrant que même si les phénomènes de diffusion semblent importants, ils dépendent du même paramètre géométrique θ dont dépendent les autres mécanismes, mais ne généralisons pas uniquement à partir de ces quelques composants.

Outre la mise en évidence de la collection par diffusion, l'extraction des MBU apporte un intérêt supplémentaire; en effet, elle nous permet de faire des calculs de taux d'erreurs non plus concernant les Upsets (SEU) en général mais de manière plus ciblée, c'est à dire de faire un calcul de taux de MBU uniquement.

Puisque l'on est capable d'extraire les événements multiples des événements simples, on peut tracer les courbes de sensibilité MBU en fonction du LET et de l'angle, et effectuer le calcul

de prédiction par la méthode empirique, ce qui n'était pas possible par les méthodes standard basées sur la possibilité d'événements uniques telle que l'IRPP.

4.2.2. Prédiction événements multiples MBU - SMU

La prédiction d'événements multiples présente un intérêt pour les concepteurs spatiaux. En effet, les multiples posent un problème pour les codes correcteurs d'erreurs (EDAC). La possibilité de pouvoir faire des calculs de prédiction d'événements multiples donne une information supplémentaire pour la phase de dimensionnement des codes correcteurs.

Toute mémoire est systématiquement testée pour connaître sa sensibilité aux radiations et pouvoir faire une sélection du type de code correcteur à utiliser. Le type d'EDAC implique un nombre de bits supplémentaires qui dépend de ce que l'on veut : détecter des erreurs uniques ? Détecter et corriger ? Détecter des erreurs multiples ? Jusqu'à quelle taille ?....

Les événements multiples, essentiellement les SMU (multiples dans un même mot) ajoutent de fortes contraintes pour les EDAC voir même des impossibilités de pouvoir les détecter et corriger sans trop alourdir le système. ✗

A l'aide du code d'extraction des événements multiples, nous pouvons comptabiliser uniquement les MBU apparus pendant l'essai et tracer les courbes de sections efficaces d'événement multiples en fonction du LET et de l'angle d'inclinaison. Un MBU est ici compté comme un événement indépendamment de sa multiplicité. Les informations de masques d'erreurs permettent aussi de distinguer les SMU lorsqu'il y en a et de les comptabiliser directement. On peut aussi tracer les courbes de sections efficaces SMU.

La SRAM HM628512 donne de part son architecture la possibilité d'étudier les deux types d'événement multiples MBU et SMU, les courbes de sensibilité MBU et SMU sont données ci-dessous. Il faut bien comprendre ici le SMU comme un multiple particulier du fait de l'architecture du composant. En effet, dans ce composant, tous les bits d'un même mot sont physiquement placés à côté, favorisant ainsi l'apparition de SMU. Nous ne parlons pas ici de SMU pouvant apparaître aléatoirement de manière statistique.

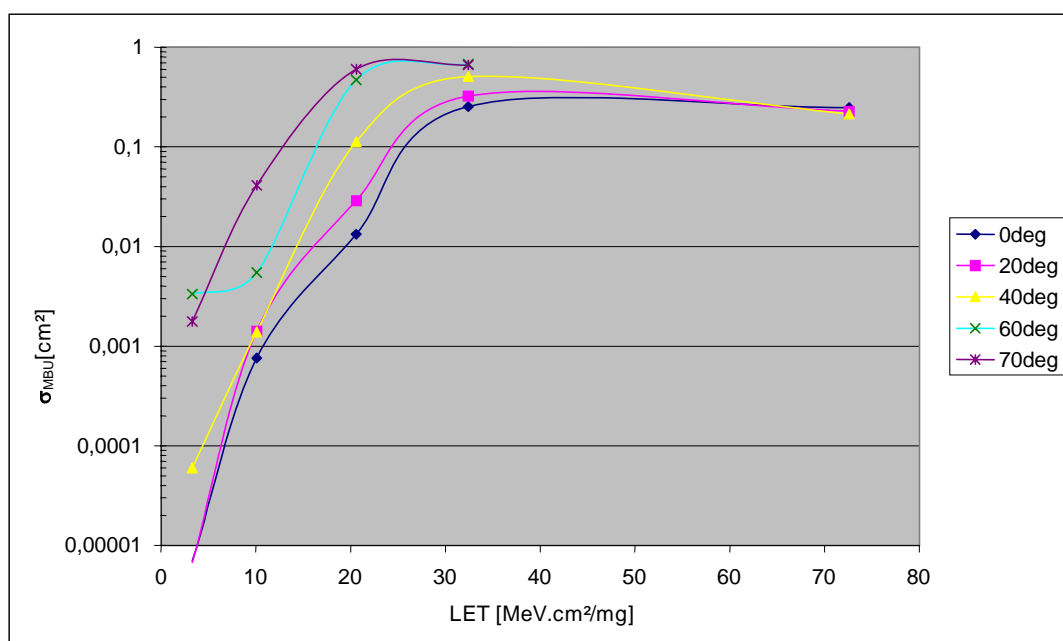


Figure 52 Section efficace MBU de la HM628512 pour différents angles d'inclinaison

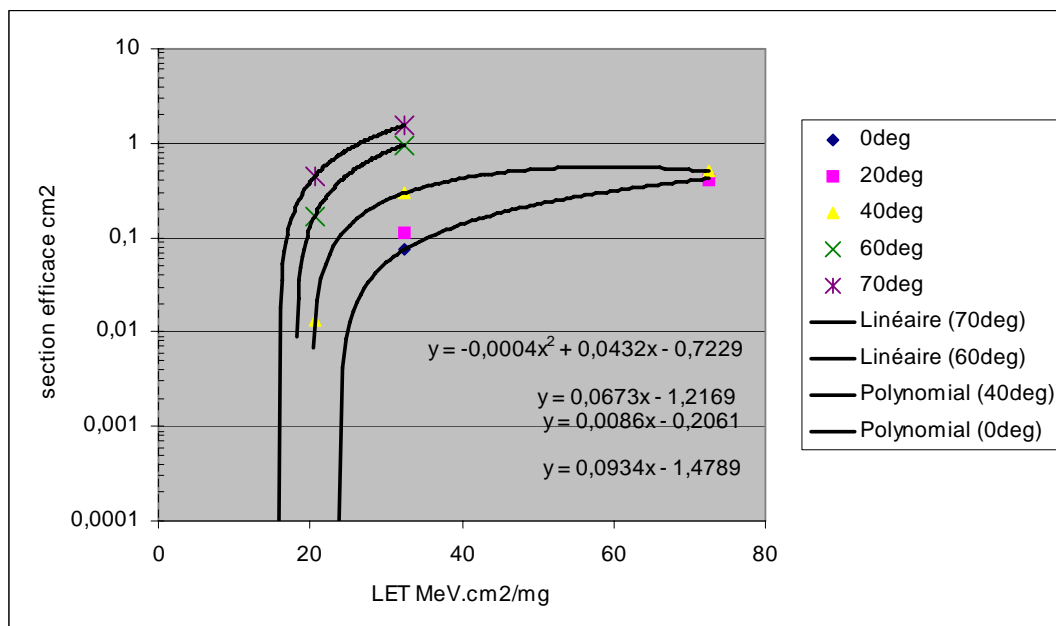


Figure 53 Section efficace SMU de la HM628512 pour différents angles d'inclinaison et équation des courbes d'ajustement

Les courbes de sections efficaces SMU sont accompagnées sur la Figure 53 des courbes d'ajustement avec leurs équations servant au calcul de taux.

Nous pouvons à nouveau utiliser ces réseaux de courbes pour effectuer le calcul semi-expérimental de taux d'erreur MBU et SMU par la méthode empirique présentée dans le chapitre précédent. On utilise toujours les mêmes spectres de LET correspondant à la mission SAC-C.

En traitant les données de vol, il est possible d'en extraire les taux MBU et SMU (quand il y en a) observés en vol, ce qui nous donne un élément de comparaison au calcul de prédiction.

Des résultats sont fournis dans le tableau suivant pour la HM628512 en MBU et SMU, et pour la KM68400 en MBU (pas de SMU pour ce composant). Les taux en vol sont traités hors éruption, hors SAA. On rappelle qu'il peut y avoir une part non connue du taux provenant de la contribution des protons (des multiples doubles ont pu être observés en protons sous accélérateur).

Taux par jour et par composant	Taux Prédits MBU M=1 BI=1	Taux en vol MBU	Taux prédits SMU M=1 BI=1	Taux en vol SMU
HM628512 SAC-C	0.003	0.0075	0.0013	0.0056
KM684000 SAC-C	0.012	0.04		
HM628512 MIR	0.00065	0.0022		
KM684000 MIR	0.0049	0.01		

Tableau 18 Prédictions MBU et SMU pour MIR et SAC-C avec la nouvelle méthode

Les résultats de la prédiction sont satisfaisants puisque nous sommes dans des rapports inférieurs à 5 dans tous les cas étudiés.

Nous voyons alors l'énorme avantage de la nouvelle méthode de prédiction par rapport aux méthodes standard qui ne permettent pas d'effectuer de prédiction en événements multiples.

Le code d'extraction offre la possibilité non seulement d'extraire les événements multiples pour leur étude mais aussi de faire des calculs de prédiction multiples.

4.3. Conclusions

L'analyse des mesures en vol a permis d'évaluer précisément les modèles de prédiction standard jusque là utilisés pour la validation de systèmes spatiaux, mettant en avant les erreurs critiques commises sur les prédictions. La méthode de prédiction empirique proposée dans le cadre de cette thèse répond aux besoins d'améliorer ces prédictions.

Les travaux présentés dans ce chapitre valident cette méthode de deux manières : semi-expérimentalement et analytiquement, même si la plus adaptée aux besoins de spécifications "ingénieurs" sera la méthode empirique semi-expérimentale. Cette dernière nécessite un plus grand nombre de points de mesures que les méthodes standard sans pour autant être vraiment plus coûteuse. Elle offre également la possibilité d'effectuer des prédictions pour divers type d'événements; nous en avons montré l'exemple des SEU et des événements multiples MBU et SMU.

Une des clefs de la réussite de cette méthode est qu'elle prend finalement en compte tous les mécanismes de collection de charges de manière "aveugle". L'importance des phénomènes de diffusion mis en avant dans ce chapitre au travers de l'étude des MBU démontre l'incapacité de la méthode IRPP à pouvoir faire de bonnes prédictions puisqu'elle les décrit mal. Seulement, même si l'observation d'événements multiples illustre la diffusion, elle ne la quantifie pas.

L'observation de la loi en LET effectif sur nos composants n'explique pas pour autant pour quelles raisons elle marcherait ou ne marcherait pas sur d'autres composants.

On ressent très fortement à ce niveau d'observation le besoin de rentrer dans la compréhension physique des phénomènes de manière à expliquer cette dépendance angulaire simple et comprendre pourquoi elle est vérifiée sur l'ensemble de nos composants... quel est alors le critère technologique qui limiterait la validité de ces observations sur des familles de composants ?

Il nous a paru alors utile d'étudier les différents mécanismes de collection (drift, funneling, et diffusion) afin de les quantifier en fonction du LET, de l'angle d'inclinaison, et des technologies étudiées. C'est l'objet du dernier chapitre de ce manuscrit.

CHAPITRE 5. ANALYSES À PARTIR DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES

Une étude numérique a été réalisée à l'aide du logiciel ISE-TCAD afin de confronter ses résultats à ceux obtenus expérimentalement sur un des composants étudiés dans cette thèse. Le composant choisi pour cette étude est la SRAM HM628512 que nous avons abordée en détail à plusieurs reprises pour les essais, les prédictions et l'étude des événements multiples.

Cette étude va nous permettre d'étudier la collection de charges induites par un ion lourd dans la cellule impactée, ainsi que dans les cellules voisines, afin de confirmer l'importance de la collection par diffusion et d'étudier les effets angulaires sur l'ensemble des modes de collection de charges.

L'outil de simulation ISE-TCAD semblait alors approprié à nos besoins puisqu'il englobe toutes les équations qui régissent les différents mécanismes. Il ne permet pas de les dissocier mais va permettre de calculer des charges collectées dans les différentes cellules. En associant les simulations à des calculs analytiques basés sur des modèles simples de collection, nous pourrons alors quantifier la part de chacune des contributions et les étudier.

Mais pour effectuer des simulations et des calculs représentatifs, la géométrie des points mémoires ainsi que les paramètres technologiques (dopages) doivent être connus le plus précisément possible.

Dans cette optique, des analyses technologiques ont été effectuées au CNES, et des analyses SCM ainsi que SIMS ont été réalisées pour étudier le dopage des différentes zones, géométriquement et quantitativement.

Les résultats des analyses technologiques sont décrits en Annexe 2 et la structure du composant qui en découle pour les simulations est présentée dans un premier temps. Dans un second temps, nous présenterons les résultats de simulation mis en parallèle avec quelques modèles simples analytiques issus de la bibliographie.

5.1. Simulations physiques – ISE TCAD

Ces simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel ISE-TCAD.

Dans un premier temps, nous avons comparé les simulations 2D et 3D pour déterminer le domaine d'application de chaque méthode. Les simulations 2D offrant l'avantage du temps de calcul réduit, elles se sont avérées limitées en représentativité des phénomènes. Pour le vérifier, nous avons effectué une simulation 2D et une 3D dans des conditions par ailleurs identiques (structure, ion incident et maillage dans le plan (x,z)) et l'erreur commise en 2D justifie dans notre cas le coût de calcul demandé par le 3D.

La nécessité de simulations 3D pour obtenir des résultats quantitativement corrects a été signalée par de nombreux auteurs ; elle est même une des conclusions de [Gru-84]. Il n'est donc pas nécessaire de s'éterniser sur ce problème communément admis et seuls les résultats 3D seront présentés dans ce paragraphe.

Cette étude va nous permettre d'étudier la collection de charges induite par un ion lourd dans la cellule impactée ainsi que dans les cellules voisines afin de confirmer l'importance de la collection par diffusion et d'étudier les effets angulaires sur l'ensemble des modes de collection de charges. La démarche s'est faite en trois temps :

- définition de la structure (organisation et maillage optimal) et des conditions optimales de simulation (temps et pas de simulation),

- validation des simulations en confrontant des résultats simples avec des données expérimentales,
- étude de la collection de charge par diffusion, des upsets multiples et des effets angulaires.

5.1.1. Structure simulée

L'ensemble des analyses technologiques présentées en Annexe 2 nous ont permis d'identifier la structure la plus proche possible de ce composant à intégrer dans le simulateur, elle est présentée dans ce paragraphe.

Ce sont les transistors NMOS bloqués qui ont été identifiés comme étant les plus sensibles dans la structure du point mémoire [Dod-01][McN-91-1]. Nous focaliserons donc notre étude sur la collection de charges dans les drains OFF de ces transistors.

Seuls les transistors de stockage ont été retenus dans la structure. L'ensemble de la structure du transistor : grille, drain, source a été simulé pour tenir compte des niveaux de polarisation qui influe sur les mécanismes de collection de charges. Les transistors d'accès ont un état qui dépend des modes de lecture et écriture, il est donc difficile de postuler sur leur état pour les simulations. De plus, une simulation a été menée avec la structure complète et seuls quelques pour-cent de variation sur les charges collectées dans les jonctions étudiées ont été observés; l'effet étant négligeable, nous avons gardé la structure simplifiée.

Nous avons extrait des études technologiques l'organisation et la taille des cellules (Figure 66), les dimensions XY des zones actives de type N (source et drain des transistors) (Figure 69), leur profondeur (Figure 72), la taille des grilles, les valeurs de dopage et les profondeurs des zones dopées.

De manière à étudier la collection des charges dans la cellule impactée mais aussi dans les premiers voisins, nous avons créé une structure de 9 cellules centrée sur la cellule B2, et de dimensions $15\mu\text{m} \times 25\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ (xyz). Elle est présentée en Figure 54. Le maillage a été déterminé de manière à décrire au mieux les variations des variables dans une taille maximum de maillage pour limiter le temps de calcul d'un transitoire à 96 heures de calcul sur le super-calculateur du Centre ONERA de Toulouse. Un maillage plus fin est défini dans la zone d'étude selon le point d'impact de la particule, son inclinaison et la cellule que l'on veut étudier (en général B2).

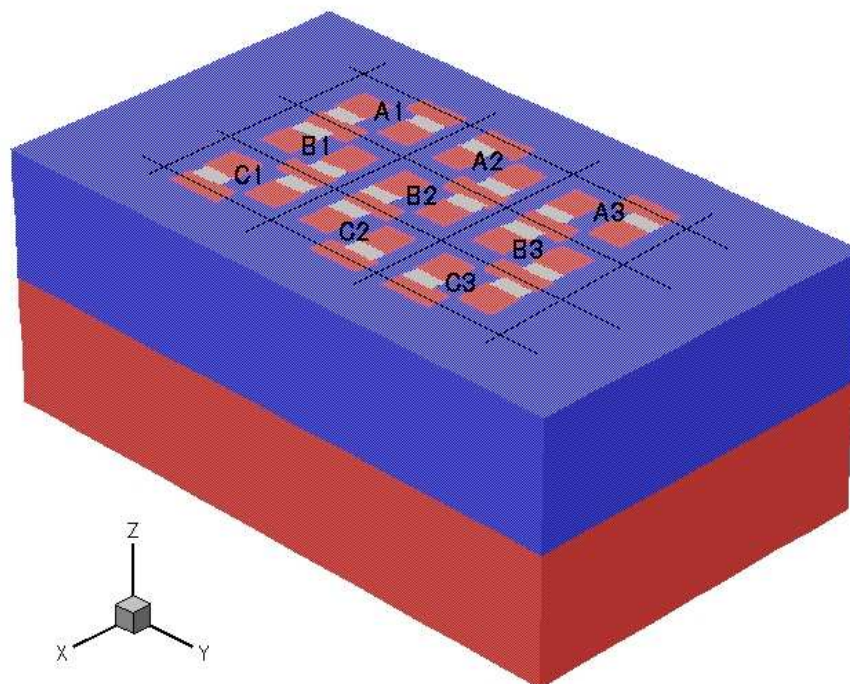


Figure 54 Structure 9 cellules simulée

Nous avons fait le choix de définir des zones à dopage constant (pas de profil progressif) dont les valeurs sont issues directement des analyses SIMS. Nous obtenons le profil de dopage de la Figure 55 .

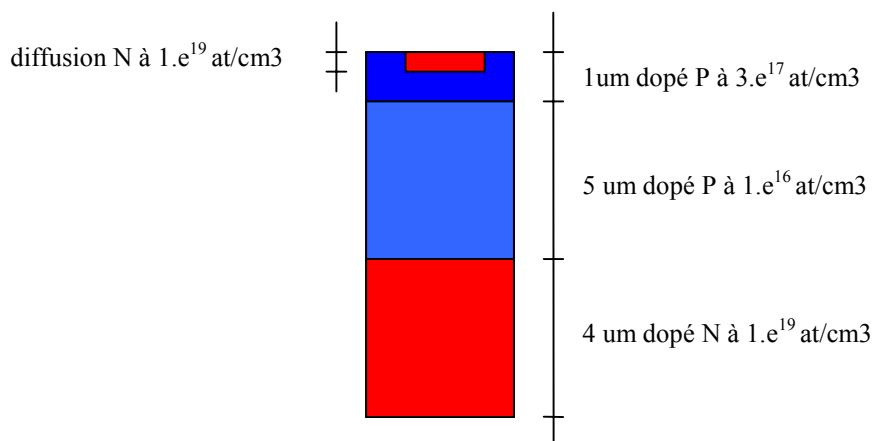


Figure 55 Vue en coupe des dopages

Enfin, la Figure 56 présente en détail la structure d'un point mémoire retenue pour la simulation. On y retrouve les deux transistors de stockage N2 et N3, avec les drains et sources représentés par les zones actives dopées N, et les oxydes de grille sur lesquels sont apposées les grilles non visibles sur cette vue (les métallisations servant de contact pour les polarisations ne sont pas dessinées). Les polarisations appliquées pour simuler l'état bloqué de N3 et passant de N2 sont indiquées, le drain de N3 étant le drain étudié.

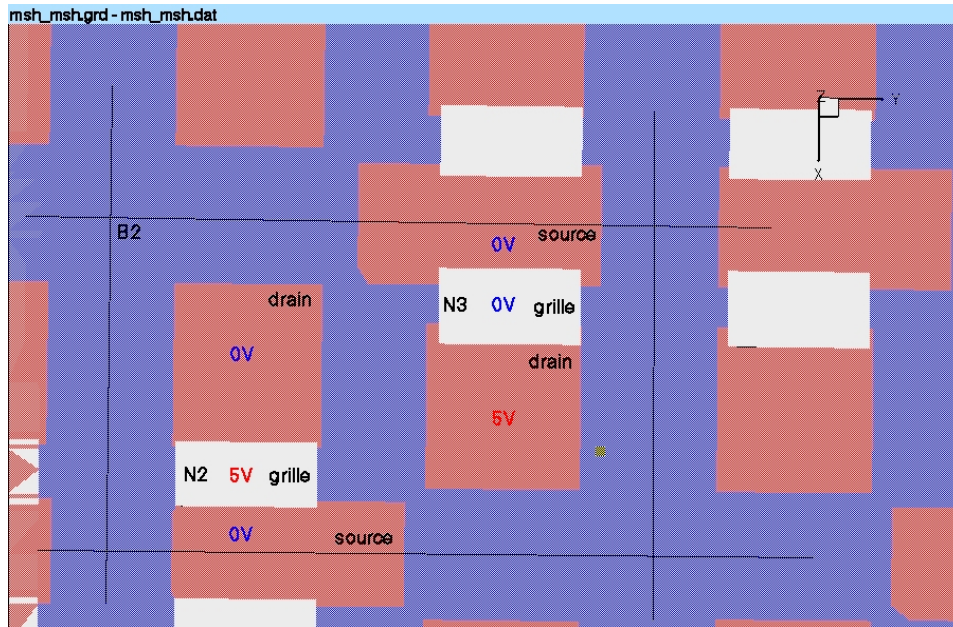


Figure 56 Structure d'une cellule simulée

Le plan d'incidence des particules est parallèle au plan (Y, Z). L'angle d'incidence est l'angle entre la direction de l'ion et l'axe Z.

En incidence différente de la normale, l'ion pénètre dans la direction des Y positifs. Dans tous les cas, le point d'impact est le centre du drain quand on parle d'impact direct de la cellule, dans le cas contraire, on indiquera la distance du point d'impact par rapport au centre du drain considéré.

5.1.2. Conditions de simulations et formats des résultats

Il s'agit de définir les modèles physiques disponibles dans la bibliothèque du logiciel qui doivent être activés pour décrire de manière réaliste l'évolution de la charge déposée par l'ion. Pour cela, nous avons :

- pris en compte les variations de mobilité en fonction du dopage, du champ électrique et de la densité de porteurs,
- pris en compte les recombinaisons SRH et Auger.

En ce qui concerne la génération initiale de porteurs, la forme radiale de la trace était décrite par une gaussienne.

$$G(r) = k \cdot e^{-\left(\frac{r}{w_t}\right)^2}$$

Sa largeur est fixée par le paramètre w_t que nous avons pris égal à $w_t=10^{-4}$ cm, valeur trouvée dans la bibliographie [Dus-94].

La portée des particules est choisie de manière à ce que la trace traverse entièrement la structure.

Ce qui nous intéresse est l'étude des charges collectées par les drains OFF pour différentes configurations de simulations. Le simulateur donne en sortie dans un tableau les valeurs des courants totaux collectés par les drains pour chaque pas de calcul. Pour obtenir les charges totales collectées, on effectue l'intégrale du courant sur le temps de simulation.

A titre d'exemple, la Figure 57 montre l'allure des courants collectés par les drains OFF des 9 cellules pour les conditions de simulation suivantes :

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact	Inclinaison	Temps début	Temps fin
10	B2	0°	1E-13 s	1E-6 s

Tableau 19 Paramètres de simulation

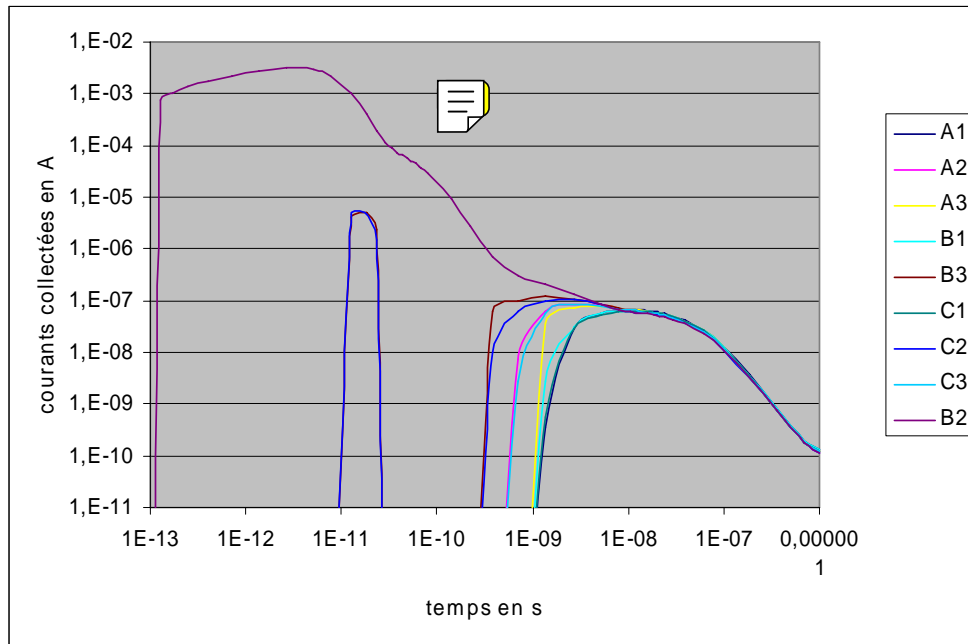


Figure 57 Courants collectés par les drains des 9 cellules au LET=10 Mev.cm²/mg, impact dans B2

Si on effectue les calculs d'intégrales des courants, on obtient par exemple pour B1, B2 et B3 les charges totales collectées suivantes :

Drains	B1	B2	B3
Charges en pC	1.2E-2	1.4E-1	1.5E-2

Tableau 20 Exemple de résultats de calculs de charges collectées dans les drains

L'ensemble des résultats qui suivront dans ce sous chapitre sera obtenu de la même manière, nous n'en donnerons que les valeurs de charges. Les temps de début et fin de simulation seront toujours les mêmes.

5.1.3. Validation des simulations avec les données expérimentales

Etant donné le niveau de modélisation choisie (simplifications de la structure du point mémoire et des géométries), il est difficile de postuler sur la validité des résultats de simulations vis à vis de leur représentativité, de manière qualitative et/ou quantitative.

Nous avons donc dans un premier temps fournis un effort au niveau de la validation des paramètres de simulations choisis de manière à pouvoir exploiter dans un second temps les résultats pour notre étude des collections de charges.

Pour effectuer cette validation, nous disposons de résultats expérimentaux de ce composant sous accélérateur de particules. Ce sont ces données qui nous servent de références. Il faut alors définir des simulations nous permettant d'avoir des éléments de comparaison avec les données expérimentales et valider ainsi les résultats obtenus.

5.1.3.1. Comparaison entre les surfaces sensibles simulées et mesurées

Les données expérimentales ne donnant pas d'information sur les charges collectées, nous ne pouvons utiliser que les valeurs de sections efficaces d'Upset en fonction du LET comme élément de comparaison. Il nous faut alors déterminer par simulation des surfaces sensibles.

Cette surface pour un LET donné est définie comme étant la surface dans laquelle toute particule de ce LET y pénétrant déposera assez de charges dans la cellule pour créer un Upset. Puisque les résultats de simulations permettent d'extraire la charge collectée par la cellule, on peut éloigner le point d'impact du centre du drain, calculer la charge collectée, et définir à partir de quel éloignement la cellule ne collecte plus assez pour basculer (rayon de basculement maximum). Considérant une zone de collection circulaire pour simplifier le calcul, on obtient une surface sensible à partir de ce rayon maximum.

Mais pour cela, il nous faut connaître la charge critique.

5.1.3.1.1 Détermination de la charge critique

La structure retenue ne permettant pas de reproduire le fonctionnement d'un point mémoire et le basculement de l'état du transistor, nous ne pouvons pas déterminer cette charge critique par simulation du fonctionnement de la cellule. Nous avons alors simulé la charge collectée par la cellule pour un LET égal au LET seuil expérimental et pris cette valeur comme critère de basculement.

Le LET seuil expérimental en incidence normale peut être estimé à 2 MeV.cm²/mg, on obtient alors une charge critique égale à 2.4E-14 C. (cf. conditions de simulation Tableau 21)

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact	Inclinaison	Charge collectée par B2 en C
2	B2	0°	2.4E-14

Tableau 21 Paramètres de simulation

5.1.3.1.2 Détermination des sections efficaces d'upset par simulation

Ayant défini une charge critique, des sections efficaces d'Upset ont pu être déterminées par simulation. Nous avons effectué l'étude pour deux valeurs de LET : 10 MeV.cm²/mg et 20 MeV.cm²/mg, à incidence normale, par la méthode décrite ci-dessus et comparées aux valeurs expérimentales. L'ensemble des résultats de simulation est donné dans le Tableau 22 .

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact	Inclinaison	Charge collectée par B2 en C
10	B2	0°	1.4E-13
10	Y _{B2} -1μm	0°	2E-13
10	Y _{B2} -1.5μm	0°	1.2E-14
10	Y _{B2} +1μm	0°	6.8E-14
10	X _{B2} -1μm	0°	3.2E-14
10	X _{B2} +1μm	0°	2.8E-14
20	B2	0°	3.5E-13
20	Y _{B2} -1.5μm	0°	2.7E-14
20	Y _{B2} -2μm	0°	8.8E-15

Tableau 22 Charges collectées par B2 pour divers points d'impact

On déduit de l'étude des points d'impact un rayon approximatif de basculement permettant de calculer une section efficace par bit comparable aux données expérimentales, cf. Tableau 23 .

LET MeV.cm ² /m g	Rayon de basculement µm	Surface sensible simulée par bit en µm ²	Surface sensible expérimentale par composant (cf. Figure 49) en cm ²	Surface sensible expérimentale par bit en µm ²
10	1.1	3.8	1.3E-1	3.1
20	1.5	7	2.5E-1	5.9

Tableau 23 Comparaison des surfaces sensibles simulées et mesurées par bit

On obtient des surfaces sensibles simulées, dans les deux cas, légèrement plus grandes que les surfaces sensibles mesurées, ce qui est suffisant pour estimer qu'il y a un bon accord entre les simulations et l'expérience étant donnés les niveaux de simplifications de l'étude et l'incertitude sur les essais.

Cette première vérification donne un bon indice de confiance quantitatif quant aux résultats de simulation.

5.1.3.2. Comparaison des seuils de multiplicité

On peut également regarder les seuils d'événements multiples, comme par exemple le LET à partir duquel deux cellules peuvent basculer simultanément suite à l'impact d'une particule. On suppose intuitivement que le seuil pour les doubles aura lieu pour une particule pénétrant au milieu de deux cellules, et pour la configuration la plus proche entre deux drains OFF. Comme on a une structure "miroir", le drain le plus proche de B2 est B3, nous avons alors simulé le passage d'un ion entre B2 et B3 pour différentes valeurs de LET jusqu'à obtenir de part et d'autre assez de charges collectées pour basculer (supérieures à la charge critique).

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact	Inclinaison	Charge collectée par B2 C	Charge collectée par B3 C
5	Milieu B2-B3	0°	1.6E-14	1.34E-14
10	Milieu B2-B3	0°	3.9E-14	3.3E-14
15	Milieu B2-B3	0°	6.8E-14	5.8E-14

Tableau 24 Charges collectées par B2 et B3 en fonction du LET

Par interpolation des résultats pour les LET de 5 et 10 MeV.cm²/mg, on trouverait alors un LET seuil pour les événements doubles de l'ordre de 8 MeV.cm²/mg.

L'extraction de la statistique MBU présentée dans le paragraphe 4.2.1 permet d'établir le LET seuil pour les événements double. Celui-ci est de l'ordre de 10 MeV.cm²/mg, ce qui est en accord avec les simulations.

L'ensemble de ces vérifications permet de valider la structure simulée et commencer les différentes études qui nous intéressent. C'est l'objet du paragraphe suivant qui présente les différents résultats obtenus.

5.1.4. Résultats de l'étude par simulation

Un des premiers objectifs des simulations était de mettre en avant les phénomènes de diffusion et de confirmer leur importance dans les mécanismes de collection de charges.

La validation des conditions de simulation effectuée dans le paragraphe précédent nous permet de prendre les simulations comme support d'étude.

Ainsi, toutes les charges collectées par les cellules non impactées directement par la particule et hors du rayon de la trace proviennent de la diffusion (cf. 3.3.4.3). Or, nous avons déjà pu voir à plusieurs reprises que ces charges collectées ne sont pas négligeables puisque, dans certains cas étudiés, elles dépassent même le seuil de basculement. C'est le cas d'un impact éloigné de $1.5\mu\text{m}$ de B2 au $\text{LET}=20 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$ (cf. Tableau 22) faisant basculer B2, ainsi qu'un impact situé entre B2 et B3 à partir d'un LET de $8 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$ faisant basculer les 2 cellules simultanément (cf. Tableau 24).

Il n'est pas nécessaire d'effectuer plus de simulations pour noter l'importance de la diffusion, nous voyons que ce mécanisme définit les limites des surfaces sensibles et qu'il devient donc un phénomène prépondérant dans la modélisation des effets des particules amenant au basculement.

Nous avons vu aussi la possibilité de faire basculer plusieurs cellules simultanément uniquement par diffusion des charges depuis la trace de la particule en étudiant le cas d'une particule pénétrant dans la structure entre deux jonctions. Ces phénomènes multiples sont tout aussi probables que les événements simples et dépendent de la situation du point d'impact et des distances entre cellules.

Le deuxième objectif était l'étude des effets angulaires. Cette étude s'est avérée finalement peu intéressante par simulation car elle ne permet d'accéder à un résultat que sous forme de charges collectées ou encore de surfaces sensibles et non analytiquement en fonction des paramètres d'entrées comme le LET ou l'angle d'inclinaison que nous voulons étudier.

Nous avons alors juste mené quelques vérifications de la loi en $\cos\theta$ observée expérimentalement pour des cas discrets : pour une valeur d'angle et deux valeurs de LET.

Nous avons effectué des simulations pour des particules pénétrant à 60° par rapport à la normale à la surface, dans la direction des Y positifs, et pour plusieurs points d'impact autour de B2, de manière à définir une section efficace d'Upset au $\text{LET}=\text{LET}$. Cette section efficace a ensuite été comparée à celle obtenue en incidence normale au $\text{LET}=\text{LET}/\cos\theta$.

Les résultats des simulations en incidence sont donnés dans le Tableau 25 .

LET $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$	Point d'impact	Inclinaison	Charge collectée par B2 en C
5	$Y_{B2}-1.5\mu\text{m}$	60°	$3.7\text{E}-14$
5	$Y_{B2}-2\mu\text{m}$	60°	$1.7\text{E}-14$
5	$Y_{B2}+0.5\mu\text{m}$	60°	$4.5\text{E}-14$
5	$Y_{B2}+0.7\mu\text{m}$	60°	$1.3\text{E}-14$
5	$X_{B2}-0.5\mu\text{m}$	60°	$1.1\text{E}-13$
5	$X_{B2}-0.9\mu\text{m}$	60°	$7.7\text{E}-15$
10	$Y_{B2}-1.5\mu\text{m}$	60°	$8.6\text{E}-14$
10	$Y_{B2}-2.5\mu\text{m}$	60°	$2.6\text{E}-14$
10	$Y_{B2}-3\mu\text{m}$	60°	$1.8\text{E}-14$
10	$Y_{B2}+0.7\mu\text{m}$	60°	$2.8\text{E}-14$
10	$X_{B2}-1.3\mu\text{m}$	60°	$1.8\text{E}-14$

Tableau 25 Synthèse des charges collectées à incidence 60° en fonction du point d'impact.

Ces résultats nous permettent de définir une section efficace d'Upset en déterminant une surface dont les limites sont définies par les points à partir desquels la cellule ne collecte plus assez pour basculer dans chaque direction (X,Y).

Le tableau suivant donne les valeurs de surfaces sensibles estimées par simulation dans le cas de la particule inclinée aux LET = 5 et 10 MeV.cm²/mg et à incidence normale aux LET = 5/cos60° et 10/cos60° soient à 10 et 20 MeV.cm²/mg. On rappelle que l'aire d'une ellipse est défini de la manière suivante :

LET MeV.cm ² /m g	Angle d'inclinaison θ en °	Surface sensible simulée par bit en μm ²	Surface sensible expérimentale par bit (cf. Figure 49) en μm ²
5	60	3.3	2.9
10	0	3.8	3.1
10	60	6.3	6
20	0	7	6

Tableau 26 Comparaison des surfaces sensibles obtenues pour diverses incidences et valeurs de LET

Ces résultats paraissent cohérents et les surfaces comparables. Suite à ces vérifications discrètes, il serait à ce niveau très intéressant de regarder les modèles analytiques pour approfondir l'étude.

Le troisième sous chapitre 5.2 suivant va permettre de quantifier la part de chaque contribution à l'aide de modèles analytiques de collection de charges. On proposera alors des modèles analytiques simples et adaptés à notre problème, permettant de s'affranchir des simulations très coûteuses en temps de calcul et d'envisager d'autres études en terme de dépendance aux paramètres d'entrée.

5.2. Comparaison avec des modèles analytiques simples

Le travail présenté ici s'inscrit dans la compréhension des phénomènes de collection de charges. Il vise à établir des lois simples permettant de décrire la charge collectée dans le composant lorsqu'un ion lourd quelconque en LET, voir en incidence, le traverse. Ainsi, une revue bibliographique des modèles simples décrivant les processus de collection de charges a été effectuée afin d'en ressortir des modèles quantitatifs utilisables permettant de retrouver par le calcul les charges collectées simulées.

Nous présentons dans un premier temps les modèles retenus, puis, nous les avons appliqués à notre exemple pour en exploiter les résultats.

5.2.1. Modèle analytique retenu

L'article [Kir-79] présente une modélisation analytique de la collection de charges par diffusion. Le cas de la trace d'ionisation est représenté par une colonne de charges linéique constante (hypothèse d'un LET constant). Avec ces hypothèses, le calcul de la charge collectée en tout point de la surface (fonction de r, distance au point d'impact) est résolu de manière analytique exacte pour des incidences normales, alors que les autres incidences constituent une situation plus complexe demandant une intégration numérique.

Le problème est également exprimé de manière exacte dans la géométrie constituée par la présence d'une couche enterrée. Cette couche est prise en compte comme une deuxième surface parfaitement absorbante. Le système est alors constitué de deux surfaces parfaitement

absorbantes espacées d'une certaine distance. La résolution de ce problème fait alors intervenir des fonctions de Bessel. Une comparaison est faite entre les charges collectées pour une même trace dans la structure avec et sans la couche épitaxiée, permettant d'évaluer l'impact de celle-ci en fonction de la géométrie du problème. Dans certains cas (comme pour notre composant) où les dimensions de la structure le permettent, nous pouvons utiliser les équations établies en l'absence de couche enterrée en prenant comme longueur de trace effective la profondeur de la zone épitaxiée.

Rappelons les équations qui vont nous servir.

Soit une charge ρ_0 initialement ponctuelle placée dans un milieu sans champ électrique à la profondeur z_0 . La charge $q(r)$ arrivant à la surface à une distance r du point d'impact et après collection totale (en théorie pour un temps infini) vaut :

$$q(r) = q(r, z_0) = \rho_0 z_0 / [2\pi(r^2 + z_0^2)^{3/2}]$$

L'article présente les expressions des charges collectées, Q , pour un impact au milieu de l'électrode, en fonction de la profondeur de génération, z_0 , pour une électrode circulaire de rayon r_0 :

$$Q(r_0, z_0) = \int_0^{r_0} 2\pi r q(r) dr = \rho_0 \left[1 - z_0 / (r_0^2 + z_0^2)^{1/2} \right]$$

Selon ce formalisme, il est donc possible de calculer une charge collectée consécutive à un impact normal, pour une particule très énergétique (LET constant) ou non (pic de Bragg), par intégration de $Q(r_0, z_0)$ en fonction de la profondeur z_0 . Considérant une intégration sur la trace de longueur R , on obtient l'expression suivante :

$$Q_{r_0}(R) = \int_0^R Q(r_0, z_0) dz_0$$

Ainsi la charge collectée par un disque de rayon r_0 , à partir d'une trace déposant ρ_0 charges par unité de parcours dans un substrat d'épaisseur E_p est égale à :

$$Q_{r_0}(E_p) = \rho_0 \int_0^{E_p} \left(1 - \frac{z}{\sqrt{r_0^2 + z^2}} \right) dz$$

5.2.2. Application au cas d'une couche enterrée

La Figure 58 rappelle la géométrie du problème de manière à illustrer les paramètres de calcul.

Etant donné la présence de la jonction enterrée à $6\mu\text{m}$ de profondeur pour la HM628512, la profondeur neutre E_p du substrat prise pour le calcul devrait être $6\mu\text{m}$; or, il faut tenir compte de la longueur de collection par funneling et drift : $Z_{\text{c-enterrée}}$ de cette jonction enterrée puisque dans cette épaisseur, les charges seront collectées en profondeur et ne participeront pas à la diffusion.

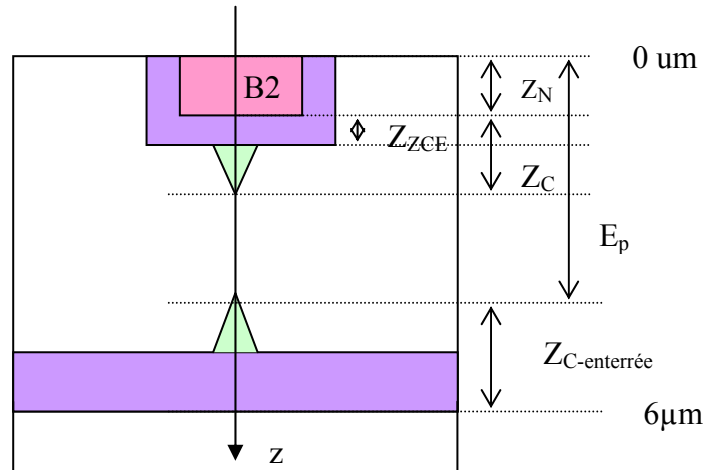


Figure 58 Illustration des paramètres de calcul
En violet : ZCE, en rose : zone dopée N

Si l'on calcule numériquement $Z_{c-enterrée}$ selon l'expression du modèle de McLean présenté en 1.3.3.1.2, on obtient des valeurs pouvant varier de 1 à 2µm selon la valeur de LET comprise entre 2 et 20 MeV.cm²/mg, il faut alors tenir compte de cette épaisseur non négligeable pour estimer la profondeur E_p . L'expression de E_p devient alors :

$$E_p = 6\mu m - Z_{c-enterrée}(\rho_0)$$

Cette nouvelle valeur de E_p définit la limite supérieure de l'intégrale adaptée à notre géométrie, nous pouvons faire de même pour la limite inférieure.

Dans cette géométrie, l'épaisseur totalement absorbante en surface correspond à la limite de la zone de charge d'espace des jonctions en surface, soit à la profondeur $Z_{lim}=Z_{zce}+Z_N$, Z_N étant la profondeur des zones actives type N égale à 400nm. Pour rapprocher encore le formalisme de la réalité, nous avons considéré que les charges participant à la diffusion étaient celles qui échappaient à la collection par funneling de la jonction en surface : en conséquence, nous avons déplacé la limite inférieure d'intégration à la profondeur de funneling, soit à la profondeur $Z_{min}=Z_N+Z_C$. Nous obtenons alors l'expression ci-dessous :

$$Q_{diff} = Q_{r_0} (E_p) = \rho_0 \int_{Z_{min}}^{E_p} \left(1 - \frac{z - z_{lim}}{\sqrt{r_0^2 + (z - z_{lim})^2}}\right) dz$$

avec Z_C déterminé toujours selon l'expression du modèle de Mc Lean.

Pour les valeurs de E_p inférieures à Z_{min} , nous supposons que la collection est totale.

Nous disposons alors d'une expression de la charge collectée par diffusion par la zone active, adaptée à notre géométrie, dont nous allons pouvoir comparer les résultats aux simulations.

5.2.3. Applications numériques pour un impact direct

Prenons un cas simple servant de vérification du modèle par rapport aux simulations.

Nous connaissons par simulation la charge collectée par B2 pour plusieurs LET en impact direct. Ces charges sont normalement constituées des contributions de la collection directe des charges dans la ZCE, du funneling, et des charges diffusées au-delà.

Nous proposons de calculer analytiquement la charge collectée totale suivant les modèles présentés précédemment pour les LET=10 MeV.cm²/mg et LET=20 MeV.cm²/mg.

Applications numériques :

LET=10 MeV.cm²/mg soit $\rho_0=6.4E5 \text{ e}^-/\mu\text{m}$

$r_0=0.66\mu\text{m}$ (rayon de la zone active dopée N + Z_{zce})

$Z_{zce}=0.16\mu\text{m}$

$Z_c=0.5\mu\text{m}$

$Z_{c\text{-enterrée}}=2\mu\text{m}$

D'où $E_p=4\mu\text{m}$, $Z_{lim}=0.56\mu\text{m}$ et $Z_{min}=0.9\mu\text{m}$.

On obtient : $Q_{diff}=3.5E-14 \text{ C}$

La collection par drift et funneling donne une charge collectée Q_{d+f} égale à :
 $Q_{d+f}=LET \times Z_{min}=9.3E-14 \text{ C}$

En additionnant l'ensemble des contributions, on obtient $Q_{tot}=Q_{diff}+Q_{d+f}=1.3E-13 \text{ C}$

Cette valeur est à comparée à la charge collectée par B2 simulée dans les même conditions, soit $1.4E-13 \text{ C}$.

LET=20 MeV.cm²/mg soit $\rho_0=1.3E6 \text{ e}^-/\mu\text{m}$

$r_0=0.66\mu\text{m}$

$Z_{zce}=0.16\mu\text{m}$

$Z_c=0.6\mu\text{m}$

$Z_{c\text{-enterrée}}=2.5\mu\text{m}$

D'où $E_p=3.5\mu\text{m}$, $Z_{lim}=0.56\mu\text{m}$ et $Z_{min}=1\mu\text{m}$.

On obtient : $Q_{diff}=5.9E-14 \text{ C}$

La collection par drift et funneling donne une charge collectée Q_{d+f} égale à :
 $Q_{d+f}=LET \times Z_{min}=2E-13 \text{ C}$

En additionnant l'ensemble des contributions, on obtient $Q_{tot}=Q_{diff}+Q_{d+f}=2.6E-13 \text{ C}$

Cette valeur est à comparée à la charge collectée par B2 simulée dans les même conditions, soit $3.5E-13 \text{ C}$

Dans les deux cas étudiés, les valeurs calculées et simulées sont dans des proportions très encourageantes (facteur 1.3 max). Ce qui donne une certaine validité aux modèles simples retenus.

5.2.4. Applications numériques pour un impact indirect

Nous avons appliqué ces modèles dans une configuration où seule la diffusion intervient, comme par exemple, un impact éloigné du centre d'un drain.

Or, nous avons effectué des simulations pour plusieurs éloignements sur l'axe Y du centre de B2 et pour deux valeurs de LET dont les résultats ont été reportés dans le Tableau 22 , nous pouvons alors appliquer le modèle de diffusion et comparer les charges collectées obtenues.

Pour calculer Q_{diff} , nous ne sommes plus dans le cas simple d'une intégration sur une électrode où le point d'impact est situé au centre, il faut alors intégrer $q(r, z_0)$ le long de la trace considérée sur un maillage de la surface de la jonction prise ici carrée pour simplifier le calcul. Cette configuration est illustrée dans la Figure 59 .

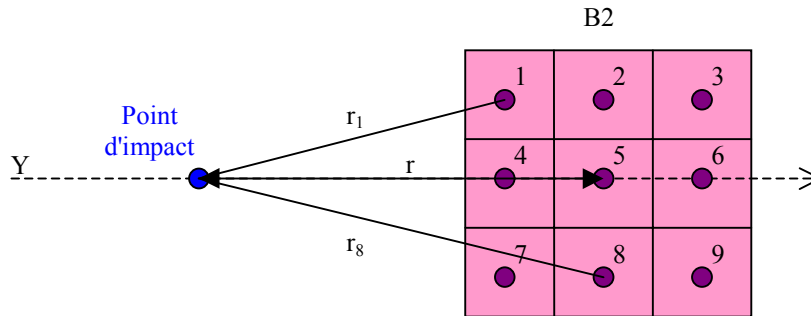


Figure 59 Illustration du maillage d'intégration

Ainsi, pour chaque point du maillage de l'électrode, nous calculons la distance r_i au point d'impact qui nous servira pour le calcul de la charge collectée que nous considérons constante sur la surface d'une zone du maillage. Nous avons fait le choix de couper l'électrode en 9 zones d'aire égale à 1/9 de l'aire de collection totale. Nous obtenons l'expression de Q_{diff} suivante :

$$Q_{diff} = \int_r \int_0^E \int_p Aire_{maillage} \cdot q(r, z_0) \cdot dz_0 \cdot dr = Aire_{maillage} \cdot \int_r \frac{\rho_0}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\sqrt{E_p^2 + r^2}} \right) \cdot dr$$

$$Q_{diff} = \frac{Aire_{maillage} \cdot \rho_0}{2\pi} \sum_{i=1}^9 \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{\sqrt{E_p^2 + r_i^2}} \right)$$

Nous avons appliqué cette expression pour un impact éloigné de 1.5 μ m sur l'axe Y du centre de B2 et pour deux valeurs de LET : 10 et 20 MeV.cm²/mg afin de comparer Q_{diff} aux charges collectées simulées. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact r	Q_{diff} (B2) modèle analytique en C	Charge collectée simulée par B2 en C
10	Y _{B2} -1.5 μ m	1.3E-14	1.2E-14
20	Y _{B2} -1.5 μ m	2.5E-14	2.7E-14

Tableau 27 Charges collectées par B2 par diffusion calculée analytiquement et par simulation

Nous observons une parfaite concordance des résultats avec les simulations, le modèle de diffusion choisi paraît satisfaisant.

5.2.5. Etude en incidence

Les bons résultats obtenus avec ce modèle de diffusion nous ont encouragés à exploiter les cas de particules pénétrant dans le composant avec un angle d'inclinaison différent de zéro.

Le calcul des charges collectées par diffusion se fera comme pour le cas d'un impact indirect, par intégration sur un maillage de la cellule que l'on prend identique à celui de la Figure 59 .

En fonction de l'angle d'incidence, il faut paramétrer la profondeur de la charge z_i en fonction de sa position z_0 sur la trace, et la distance r_i du point virtuel i d'impact au centre de la cellule. Les paramètres sont illustrés sur la Figure 60 .

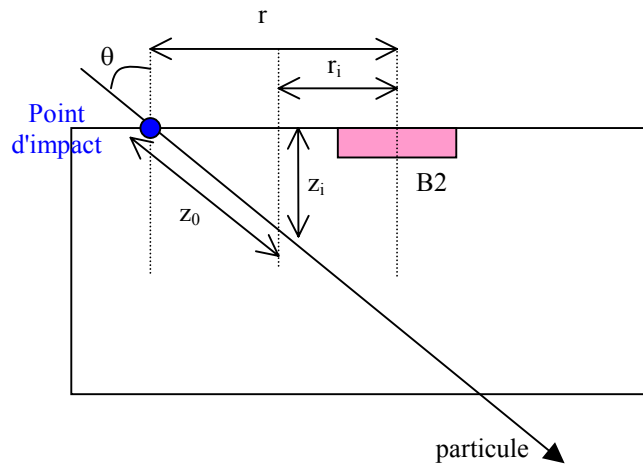


Figure 60 Paramètres de calcul pour un angle d'incidence θ

Pour chaque point de la trace sur laquelle nous effectuons l'intégration de la charge $q(r, z_0)$, il faut redéfinir les couples (r_i, z_i) définis tels que :

$$r_i = (r - z_0 \sin \theta) \text{ si point d'impact avant B2}$$

$$r_i = (r + z_0 \sin \theta) \text{ si point d'impact après B2}$$

$$z_i = z_0 \cdot \cos \theta$$

La longueur de trace effective est modifiée par l'inclinaison : $E_p(\theta) = E_p / \cos \theta$

L'équation de la charge collectée par diffusion devient :

$$Q_{diff}(\theta) = \int_r \int_0^{E_p(\theta)} Aire_{maillage} \cdot q(r_i, z_i) \cdot dz_0 dr$$

$$Q_{diff}(\theta) = Aire_{maillage} \cdot \frac{\rho_0}{2\pi} \int_r \int_0^{E_p / \cos \theta} \frac{z_0 \cdot \cos \theta}{\left[(r - z_0 \cdot \sin \theta)^2 + (z_0 \cdot \cos \theta)^2 \right]^{3/2}} dz_0 dr$$

En effectuant le calcul sur les 9 points de maillage de la cellule, on obtient :

$$Q_{diff} = \frac{Aire_{maillage} \cdot \rho_0}{2\pi} \sum_{i=1}^9 \int_0^{E_p / \cos \theta} \frac{z_0 \cdot \cos \theta}{\left[(r_i - z_0 \cdot \sin \theta)^2 + (z_0 \cdot \cos \theta)^2 \right]^{3/2}} dz_0$$

Nous avons appliqué ce calcul à plusieurs cas que nous avons pu simuler dans le sous chapitre 5.1, les résultats sont donnés dans le tableau suivant :

LET MeV.cm ² /mg	Point d'impact r	Inclinaison θ en °	Q _{diff} (B2) modèle analytique en C	Q _{diff} +Q _d +Q _f modèle analytique en C	Charge collectée simulée par B2 en C
5	Y _{B2} +0.5μm	60	1.2E-14	4.5E-14	4.5E-14
5	Y _{B2} -1.5μm	60	3.6E-14		3.7E-14
5	Y _{B2} -2μm	60	2.7E-14		1.67E-14
10	Y _{B2} -2.5μm	60	4.16E-14		2.6E-14
10	Y _{B2} -1.5μm	60	7.23E-14		8.6E-14

Tableau 28 Charges collectées par diffusion pour une incidence de 60°

Nous remarquons que dans le cas LET=5 MeV.cm²/mg au point d'impact Y_{B2}+0,5μm la charge collectée estimée par diffusion est bien inférieure à celle simulée. Cela vient du fait que l'on est encore dans une zone sous l'influence du champ électrique et qu'une collection par drift et funneling vient s'ajouter à la diffusion. On peut estimer cette contribution facilement.

Les jonctions ont un rayon de 0,5μm auquel il faut ajouter la largeur de la ZCE pour définir la distance sous influence du champ électrique à partir du centre de la cellule. Nous avons déjà calculé cette valeur de la ZCE qui est de 0,16μm. Pour le point d'impact Y_{B2}+0,5μm incliné à 60°, la particule parcourt une distance de 0,16μm/cos60°=0,32μm sur laquelle la collection des charges est totale. A cette distance s'ajoute la longueur de funneling qui est de 0,32μm pour un LET de 5 MeV.cm²/mg. L'ensemble de ces considérations est illustré dans la Figure 61 .

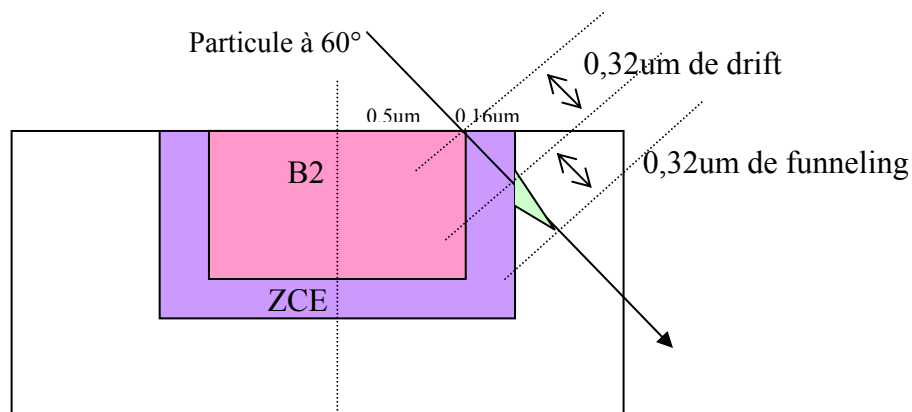


Figure 61 Cas de la particule LET=5 MeV.cm²/mg au point d'impact Y_{B2}+0,5μm

La collection par drift et funneling donne alors une charge collectée Q_{d+f} égale à :
Q_{d+f}=LETx0.64=3.3E-14 C

Si on ajoute cette charge à Q_{diff} , on obtient parfaitement la charge collectée obtenue par simulation dans cette configuration.

Dans le Tableau 28 , on peut vérifier que le modèle marche bien pour les points d'impact proches du centre de B2 mais que pour des points d'impact éloignés ($Y_{B2}-2\mu\text{m}$ et $-2,5\mu\text{m}$), le modèle semble surestimer les charges collectées par diffusion. En fait, cela vient de la présence, et donc l'influence, des autres cellules qui finalement sont plus proches pour certaines du point d'impact que B2 et viennent collecter des charges en proportion non négligeable.

Ces résultats cohérents en incidence permettent d'étudier la dépendance des équations au paramètre angulaire. En effet, en fonction des valeurs des paramètres géométriques tels que la profondeur de la zone épitaxiée, le rayon des électrodes, les distances entre cellules, on pourrait voir comment faire ressortir des expressions de diffusion le paramètre $\cos\theta$ pour retrouver la loi en LET effectif. Ceci est une des perspectives directes de ce travail (travail non fait pas manque de temps mais directement possible) qui permettra de vérifier le LET effectif et rechercher les conditions pour que ça marche ou pas.

5.3. Conclusions

Ce chapitre a présenté une étude mettant en relation l'expérience, les simulations et les modèles analytiques. Chacune de ces méthodes permet d'étudier le problème d'une certaine façon et il apparaît clairement qu'elles sont complémentaires et nécessaires pour l'étude visée.

- L'expérience permet de faire les premières observations. De nos essais ont été mesurées des surfaces sensibles d'Upset quantifiant la sensibilité du composant aux SEUs et nous permettant de faire des prédictions. La méthode empirique nécessitant des mesures à plusieurs angles d'incidence, nous avons essayé de trouver une relation angulaire à la sensibilité à partir de l'observation des mesures. Cette méthode expérimentale ne permettant pas de généraliser ou borner son champ d'application, il est apparu nécessaire d'étudier les équations régissant les mécanismes de collection de charges.
- Le simulateur ISE-TCAD présente l'avantage d'intégrer tous les mécanismes de génération et collection de charges. Il permet alors de vérifier que les paramètres technologiques dont on dispose pour décrire le composant (géométrie et dopage) sont suffisants pour permettre aux modèles de décrire correctement le comportement du composant sous l'effet d'une particule. La comparaison judicieuse des simulations avec l'expérience permet de le vérifier. Mais si l'on dispose alors de valeurs de charges collectées issues de modèles analytiques, nous n'en maîtrisons ni les calculs, ni l'expression en fonction des paramètres d'entrée que l'on étudie, tels que le LET et l'angle d'incidence de la particule.
- Les modèles analytiques sont intéressants du fait que l'on maîtrise toutes les étapes de calcul et que l'on dispose de l'expression des charges collectées en fonction des différents paramètres. Le problème réside dans le choix de ces modèles qui sont multiples et à plusieurs niveaux de simplification. L'intérêt de les coupler avec les résultats de simulation est de vérifier que le niveau de simplification des équations retenu est correct. Cette étape effectuée, ils permettent de s'affranchir des simulations et de faire des études quantitatives ainsi que de l'influence des paramètres d'entrée.

Ces travaux nous ont permis de définir des méthodes d'analyses et comment mettre à profit les différents outils.

La vérification de la structure simulée peut se faire correctement par comparaison des surfaces sensibles simulées et mesurées. On détermine dans un premier temps une charge critique par simulation du passage d'une particule de LET égale au LET seuil mesuré. La charge collectée par la cellule impactée définit alors la charge critique. On détermine ensuite les surfaces sensibles par éloignement du point d'impact jusqu'à atteindre le seuil.

Ensuite, une fois la structure validée, les simulations permettent l'étude des surfaces sensibles en fonction du LET et de l'angle d'inclinaison de la particule, ainsi que l'étude des événements multiples. Nous avons pu ainsi comparer les résultats de simulation aux expériences et vérifier la cohérence des résultats.

Enfin, les travaux d'analyse de modèles analytiques nous ont permis de dégager des modèles simples adaptés à notre étude. Ainsi, le modèle de diffusion de Kirpatrick [Kir-79] nous permet de calculer correctement les charges collectées par diffusion par les cellules dans plusieurs configurations intéressantes : pour un impact direct dans le drain, ou un impact éloigné de la zone de collection, et pour toute direction d'incidence des particules dans la structure.

Nous nous sommes arrêtés dans cette étude finalement au moment où l'on disposait enfin de modèles simples permettant d'étudier l'influence de l'inclinaison de la particule sur la sensibilité en fonction de la géométrie du composant. C'est évidemment par manque de temps que cela n'a pas été fait, les résultats offrent cependant des possibilités de travaux futurs immédiats pouvant répondre à cette étude.

CONCLUSION

Même si les effets de type SEU ne sont pas destructifs, leurs apparitions trop fréquentes dans les mémoires amènent à des pertes de données, et peuvent affecter la fonction remplie par le composant. La possibilité de prévoir la sensibilité d'un composant avant de l'intégrer dans une mission spatiale facilite la tâche des concepteurs pour le choix de ces derniers et le dimensionnement des codes correcteurs d'erreurs.

Si les modèles de prédiction standard de taux SEU dus aux ions lourds semblaient convenir dans le passé, les retours d'expériences embarquées dont nous disposons aujourd'hui ont amené des éléments de comparaison les remettant en question.

L'analyse précise des données de vol présentée dans le troisième chapitre a démontré l'incapacité des modèles de prédiction basés sur le Volume Sensible tels que l'IRPP de prédire des taux d'erreurs fiables. Une des principales raisons d'une telle dérive provient du fait que ces méthodes reposent sur un paramètre inconnu qui est l'épaisseur sensible du VS. La valeur arbitraire de ce paramètre, intervenant à plusieurs étapes du calcul, explique en grande partie les erreurs commises sur les taux.

Nous avons également discuté la notion de "volume sensible" en démontrant que ce volume ne pouvait pas être considéré comme un élément figé mais qui était fonction de la position, de la direction d'incidence et de l'énergie de l'ion incident, du fait des différents mécanismes de collection de charges mis en jeu.

L'étude des méthodes standard a finalement montré la difficulté, voire l'impossibilité de trouver une solution d'amélioration simple et fiable de ces modèles. C'est pourquoi une méthode très simple complètement différente a été proposée pour obtenir des prédictions de taux de SEU ions lourds.

La méthode empirique, basée directement sur la sensibilité mesurée des composants aux SEU dans plusieurs directions de l'espace, a alors été étudiée sur quatre composants et comparée à son tour aux données en vol. Une première approche semi-expérimentale a été validée et une évolution plus analytique basée sur la loi en $\cos\theta$ a été abordée.

Dans tous les cas, la méthode empirique est une solution appropriée pour la prédiction car aussi simple à mettre en œuvre que les méthodes standard et assurant de bonnes prédictions. Elle nécessite néanmoins plus de points de mesures lors des essais sous accélérateurs, tout en restant raisonnable, surtout en regard de l'apport pour les prédictions.

La méthode empirique de prédiction peut s'appliquer à tout composant à condition de disposer de courbes de sections efficaces d'Upset pour plusieurs valeurs d'angle d'inclinaison, et s'applique aussi pour d'autres types d'effets que le SEU tels que les MBU, SMU... On pourrait valider cette méthode pour tout type d'effet pouvant se traduire par une courbe de sensibilité à condition de disposer de données de vol.

L'étude des événements multiples a apporté la confirmation de l'importance des phénomènes de diffusion. Le code d'extraction des MBU, proposé et validé dans le cas où le mapping physique des mémoires est inconnu, est un outil très utile pour l'étude des multiples mais aussi pour la prédiction. Il mériterait même d'être intégré dans une petite application de travail.

Le dernier chapitre consacré à l'étude des mécanismes de collections de charges a permis de valider l'importance des phénomènes de diffusion dans les technologies récentes. La diffusion jouant un rôle non négligeable dans les mécanismes mis en jeu, elle montre la difficulté de définir un volume sensible fixe, contribue à la charge collectée par les cellules, et déclenche des événements multiples, tous ces points n'étant pas pris en compte par la méthode IRPP.

En couplant expérience, simulation numérique et modèle analytique, nous avons pu dégager des équations simples décrivant les différentes contributions à la charge collectée par une cellule. Ce chapitre fournit finalement un début de travail intéressant dans la quantification des charges collectées par les cellules des mémoires après passage d'un ion, qu'il serait profitable de continuer pour la compréhension des phénomènes en fonction des technologies.

Pour les composants testés, l'objectif de la thèse qui était d'améliorer les méthodes de prédiction est atteint. La méthode empirique proposée mériterait d'être étendue et utilisée par les concepteurs puisqu'elle assure de bonnes prédictions tout en restant facile à mettre en œuvre. L'approche semi-expérimentale est utilisable telle qu'elle, tandis que pour l'approche analytique basée sur la loi en LET effectif, des travaux seraient à fournir pour bien définir les bornes des intégrales du calcul de taux.

Enfin, les modèles analytiques proposés dans le dernier chapitre apportent des bases intéressantes pour étudier en détail les mécanismes sur des technologies connues. L'objectif initial qui était de quantifier la dépendance angulaire des charges collectées en fonction de la technologie du composant n'a pas pu être atteint du fait de la difficulté d'identifier des modèles adaptés. Le regret est de ne pas pouvoir les utiliser à cet effet après avoir tant bataillé pour enfin les valider... peut-être des idées pour continuer les travaux entamés dans cette thèse.

ANNEXE 1 : CODE D'EXTRACTION DES MBU

1. Principe de la méthode

Le principe d'extraction des MBU de manière statistique est illustré par l'algorithme donné un peu plus loin.

Un exemple de fichier résultats de test sous accélérateur de particules est donné (Tableau 29) afin de bien comprendre les données d'entrée de l'algorithme. Le masque d'erreur hexadécimal traduit le bit de donnée ayant basculé. Ici, le composant comporte 8 bits de données, seuls les deux chiffres hexadécimaux de poids fort sont alors à prendre en compte et leur conversion binaire désigne la donnée concernée.

	Datation	Adresse	Masque erreur
SEU:	121.8130s	@0001537A	0400
SEU:	121.8212s	@00015A99	0C00
SEU:	121.8214s	@00015AB9	0400
SEU:	121.8218s	@00015AF8	0400
SEU:	121.8445s	@00016F36	2000
SEU:	121.8489s	@00016F56	6000
SEU:	121.8491s	@00016F76	6000
SEU:	121.8504s	@00017081	E000
SEU:	121.8506s	@000170A1	4000
SEU:	121.8508s	@000170C0	4000
SEU:	121.8510s	@000170E0	E000

Tableau 29 Exemple de fichier résultat généré par le testeur

Le système de test lit en continu le plan mémoire dans l'ordre logique des bits d'adresse. Lorsqu'il rencontre un bit erroné, il stocke la datation correspondant au moment où il a lu l'adresse, l'adresse du mot erroné et le masque d'erreur rencontré. On remarque qu'un masque de type 0C=00001100 correspond à un multiple donnée puisque deux bits donnée d'une même adresse (même mot) ont basculé pendant l'intervalle de temps correspondant à une lecture complète du plan mémoire. Puis, le testeur réécrit la donnée initiale.

La datation ne correspond donc pas au moment où l'Upset a eu lieu mais au moment où il a été lu. Nous sommes juste sûrs qu'il est intervenu entre sa dernière lecture et celle ci, soit dans un intervalle Δt antérieur à la datation, correspondant au temps nécessaire au testeur pour une lecture complète du plan mémoire. Ne pourrions alors être considérés comme étant potentiellement multiples que les SEUs intervenus dans un même Δt .

La méthode repose sur l'hypothèse que l'adressage physique de la mémoire suit un codage binaire. Partant de cette hypothèse, une observation de la progression des bits d'adresses (première colonne du Tableau 30) entre deux adresses consécutives (et donc voisines) permet d'établir la statistique suivante :

- dans un cas sur deux, seul le LSB change entre les adresses de deux voisins,
- dans un cas sur quatre, ce sont les deux LSB changent,
- dans un cas sur huit, les trois LSB changent,
- ... etc...

Cette observation est quantifiable par un paramètre noté XOR qui correspond au résultat du OU EXCLUSIF entre les adresses de deux cellules consécutives. Ce paramètre est calculé

dans la deuxième colonne du Tableau 30 au travers de l'exemple étudié et informé par le chiffre binaire "1" la position des bits d'adresses qui diffèrent entre les deux cellules voisines.

Adresse Binaire	OU exclusif entre adresse et la suivante	Nombre de bits d'adresse qui changent avec l'adresse suivante
...0000	0001	1
...0001	0011	2
...0010	0001	1
...0011	0111	3
...0100	0001	1
...0101	0011	2
...0110	0001	1
...0111	1111	4
...1000		...

Tableau 30 Progression binaire des bits d'adresses et illustration du traitement en OU Exclusif

L'observation du paramètre XOR au cours de cette d'une progression binaire permet de noter que dans $\frac{3}{4}$ des cas de voisinage, au plus deux bits d'adresse (les LSB) différencient deux voisins, ou encore dans $\frac{7}{8}$ des cas, au plus trois bits d'adresse les différencient...

Reprenons alors le cas d'une liste de SEUs issue d'un essai sous accélérateur de particules. Ces SEUs sont représentés par leur adresse logique et sont supposés aléatoirement répartis sur la surface de la puce. Considérant l'ensemble des SEUs intervenus pendant une même lecture de plan mémoire (même Δt), la méthode consiste à comparer deux à deux toutes les adresses logiques de ces SEUs en calculant le OU Exclusif et à comptabiliser à chaque fois le nombre de bits d'adresse qui les différencient. En fixant une barre haute pour la valeur du XOR, on considérera alors potentiellement appartenant à un même événement multiple les SEUs qui diffèrent d'au plus le XOR max fixé. Ainsi, prenant l'exemple du XOR max égal à 3, et supposant toujours une répartition aléatoire des événements, cette méthode permet de trouver $\frac{7}{8}$ des vrais voisins. Tout repose sur le choix judicieux de la valeur de $x_{max} = \text{XOR max}$ fixé.

Le code compare donc deux par deux les adresses du même ensemble Δt et les associent lorsque la condition est bonne. Il stocke alors dans une table les SEU retenus pour construire les multiples.

L'algorithme ci dessous résume le principe du code, nous verrons ensuite comment évaluer la justesse du résultat en sortie, c'est à dire le nombre de MBU avec leur taille.

Soient

n le nombre de bits d'adresse (la mémoire possède 2^n adresses différentes)

x_{max} le XOR max autorisé pour l'extraction

s le nombre de SEU apparus pendant la durée du test entier

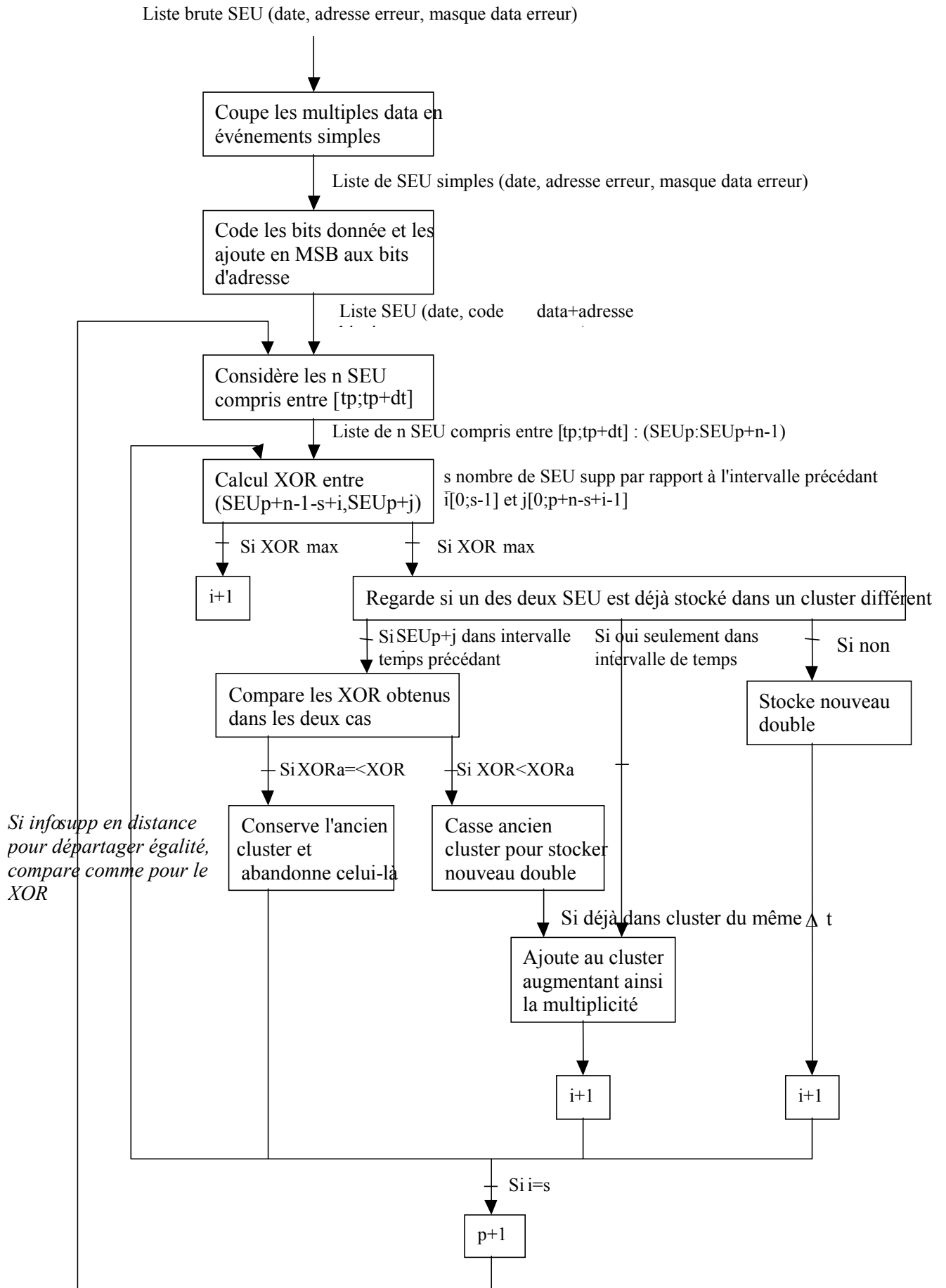


Figure 62 Algorithme du code d'extraction de MBU

Ainsi, reprenant l'exemple du XOR max égal à 3, cette méthode permet de trouver 7/8 des vrais voisins, mais elle peut associer aussi des adresses qui diffèrent de moins de 3 bits qui ne seraient pas en réalité les 3 LSB. Cela est possible puisque statistiquement, si on prend deux éléments de manière aléatoire dans l'ensemble des adresses, il y a une probabilité que les deux adresses diffèrent de moins de 3 bits autres que LSB. Tout repose alors sur le choix judicieux du XOR max : plus il sera grand, moins la méthode oubliera de vrais voisins mais plus elle pourra ajouter de faux voisins. La probabilité d'associer deux faux voisins en fonction du XOR max fixé dépend d'un certain nombre de paramètres mais peut être quantifiée par une étude statistique qui est présentée dans le paragraphe suivant.

2. Calcul d'erreurs en sortie du code

On associe à cette méthode un calcul d'erreurs en sortie permettant de juger de la validité de celle ci selon le cas étudié. En effet, l'efficacité de la méthode dépend des paramètres d'essais (nombre de lectures de plan mémoire, nombre d'erreurs enregistrées par lecture de plan) et du composant (nombre de bits d'adresses). Ainsi, les calculs suivants donnent les bases du raisonnement basé sur des statistiques que l'on valide ensuite par comparaison des résultats avec ceux que l'on obtient en connaissant l'adressage physique des mémoires.

On note les paramètres :

n le nombre de bits d'adresse (la mémoire possède 2^n adresses différentes)

xmax le XOR max autorisé pour l'extraction (nb de LSB considérés)

s le nombre de SEU apparus pendant le test

sc le nombre de lectures de plan mémoire effectuées pendant le test

On note xmax le XOR max à considérer. Comme décrit précédemment, le code pourra trouver $\frac{2^{x_{\max}} - 1}{2^{x_{\max}}}$ des cas possibles d'adresses voisines. Ainsi, plus xmax est grand, plus on a de chance que le code extraie les vrais multiples, il en extraira exactement une portion p_o du nombre réel exact si on considère que ceux-ci sont aléatoirement répartis sur la surface de la puce.

$$p_o = \frac{2^{x_{\max}} - 1}{2^{x_{\max}}}$$

Si xmax=3, alors le code trouvera 7/8 des vrais multiples.

Si xmax=4, alors le code trouvera 15/16 des vrais multiples.

Mais parallèlement, il est probable que le code associe deux SEUs ayant le bon XOR mais n'étant pas réellement voisins. On peut évaluer cette probabilité. Il s'agit de la probabilité que deux adresses prises au hasard dans les 2^n possibles aient un XOR $\leq x_{\max}$ sans être pour autant des vrais voisins (en enlevant donc les cas où le bon XOR trouvé repose sur les vrais LSB). Cela revient, quand on fixe une adresse parmi les 2^n , à calculer combien d'adresses parmi les $2^n - 1$ autres diffèrent d'au plus xmax bits par rapport à celle considérée.

Ce nombre n'est autre que :

$$C_n^1 + C_n^2 + \dots + C_n^{x_{\max}} = \sum_{j=1}^{x_{\max}} C_n^j$$

qui correspond au nombre de possibilités de changer 1 bit d'adresse parmi les n fixés,

plus le nombre de possibilités de changer 2 bits d'adresse parmi les n fixés,
 ...etc... jusqu'à xmax bits d'adresse.

Dans ce nombre de possibilités, quelques-unes correspondent aux cas où les bits qui changent sont les LSB réels. Si seul le LSB (réel) change, on est sûr que les deux adresses sont voisines. De même si les 2 LSB changent... ainsi, on a xmax cas qui correspondent à des vrais voisins dans toutes ces possibilités.

On a donc une probabilité p_f d'associer deux adresses indépendantes qui ne sont en fait pas voisines égale à :

$$p_f = \frac{\sum_{j=1}^{x \max} C_n^j - x \max}{2^n - 1}$$

Si l'on considère N adresses indépendantes prises parmi les 2^n , le nombre d'erreurs d'association de deux adresses que le code peut commettre avec un XOR=xmax est de :

$$C_N^2 \cdot \frac{\sum_{j=1}^{x \max} C_n^j - x \max}{2^n - 1} = C_N^2 \cdot p_f$$

Alors, si le test comporte un nombre sc de lectures, on peut évaluer le nombre moyen de SEU par lecture qui donne le nombre d'adresses que le code va comparer par lecture. On a donc un nombre d'erreurs F d'associations possibles en sortie du code égal à :

$$F = C_{\frac{s}{sc}}^2 \cdot sc \cdot p_f = \frac{\left(\frac{s}{sc}\right) \cdot \left(\frac{s}{sc} - 1\right)}{2} \cdot sc \cdot p_f$$

Soit R le nombre d'associations que le code trouve. Un multiple de 3 SEUs correspond à 2 associations. Le nombre moyen d'associations par lecture de plan que le code sortira est de R/sc, on aura donc pas N adresses indépendantes pouvant amener des erreurs mais plutôt (N-R)/sc. On rectifie alors la valeur de F de la manière suivante :

$$F = C_{\frac{s-R}{sc}}^2 \cdot sc \cdot p_f$$

Le nombre R d'associations de SEU que le code sortira est la somme des vrais multiples v qu'il détectera et des erreurs probables F.

$$R = v + F$$

On en déduit le nombre v de vrais multiples et le nombre O d'oubli en fonction de po :

$$v = R - F \text{ et } O = \frac{v(1 - p_o)}{p_o}$$

Cela permet donc d'estimer les erreurs F et les oublis O (F et O sont exprimés en nombre d'associations) du code en sortie qui sont fonction des paramètres d'essais : s et sc, du composant : n, et du paramètre de calcul xmax.

On déduira de ces calculs de F et O la valeur optimale à choisir pour xmax en fonction des cas étudiés. Ce sera celle qui donnera un meilleur équilibre entre erreurs F et oublis O dans des proportions acceptables par rapport au résultat R. On jugera le résultat R exploitable si F et O sont bien plus petits que R, car dans le cas contraire, cela voudrait dire que les vrais multiples sont noyés dans les erreurs et qu'il y a trop d'oublis pour être représentatif de la réalité.

3. Validation de la méthode

En connaissant l'adressage physique des mémoires, il est possible d'extraire les vrais multiples de la liste et donc le vrai nombre d'associations que le code d'extraction statistique devrait trouver.

Pour trois des composants étudiés, nous avons déterminé l'adressage physique à l'aide d'un faisceau laser (cf. paragraphe 4.2.1) de manière à pouvoir travailler dans un premier temps sur la répartition réelle des multiples et parallèlement valider le code statistique. Nous avons alors les éléments permettant de comparer les résultats en sortie du code statistique corrigés par les erreurs et oublis avec la répartition réelle.

Nous allons donner l'exemple de la SRAM HM628512. L'ensemble des fichiers de test a été traité avec le code d'extraction et un exemple de la statistique de multiples déduite pour le LET 32.4 MeV.cm²/mg est donné dans le Tableau 31 pour plusieurs valeurs de xmax. La répartition réelle est aussi calculée afin d'évaluer le nombre R réel servant de référence.

LET	xmax	Nb SEU s	Nb scan sc	Taille des multiples					Nb associations R
				2	3	4	5	6	
32.4	réel	2411	80.2	754					754
	3	2411	80.2	659	3				665
	4	2411	80.2	694	26	5			761
	5	2411	80.2	660	79	20	4	4	920

Tableau 31 Distribution des événements multiples pour la HM628512 par la méthode d'extraction MBU et réelle.

On peut déjà noter les différences obtenues au niveau de la répartition de la taille des multiples et du nombre d'associations trouvé selon la valeur de xmax.

Pour valider les résultats en sortie du code d'extraction, nous avons évalué les erreurs F et oublis O pour plusieurs des cas étudiés, et la valeur de R-F+O doit être en accord avec la vraie valeur de R obtenue à l'aide de l'adressage physique.

Le tableau suivant résume les calculs effectués en suivant la démarche décrite en 2.

Pour la Hitachi HM628512, n=22

Si XMAX=3 $p_f=4,3e-4$ et $p_o=0,125$

Si XMAX=3 $p_f=2,2e-3$ et $p_o=0,0625$

Si XMAX=5 $p_f=8,5e-3$ et $p_o=0,0312$

Let	Tilt	xmax	s	sc	R	F	O	R-F+O
20.6	0	Réel	2038	74.6	52	0	0	52
		3	"	"	64	21	6	49
		4	"	"	164	97	4	71
	60	Réel	2322	55.2	1189	0	0	1189
		3	"	"	985	13	139	1111
		4	"	"	1117	53	71	1135
32.4	0	Réel	2411	80.2	754	0	0	754
		3	"	"	665	15	93	743
		4	"	"	761	69	46	738
		5	"	"	920	219	23	724
		60	Réel	3131	38	2377	0	0
		3	"	"	1951	14	277	2213
		4	"	"	2088	56	135	2168
		5	"	"	2326	125	71	2272

Tableau 32 Evaluation des résultats du code d'extraction MBU pour la HM628512

Le meilleur moyen d'évaluer les résultats est de les tracer sur des histogrammes. On indique la valeur de R du cas réel, la valeur de R-F qui ajoutée à O est celle à comparer directement avec le cas réel. On indique aussi la valeur de F en négatif pour pouvoir comparer visuellement la proportion d'oublis et d'erreur et évaluer le meilleur des cas. Enfin, les valeurs de R-F juxtaposées avec celles de F illustre le résultat en sortie du code.

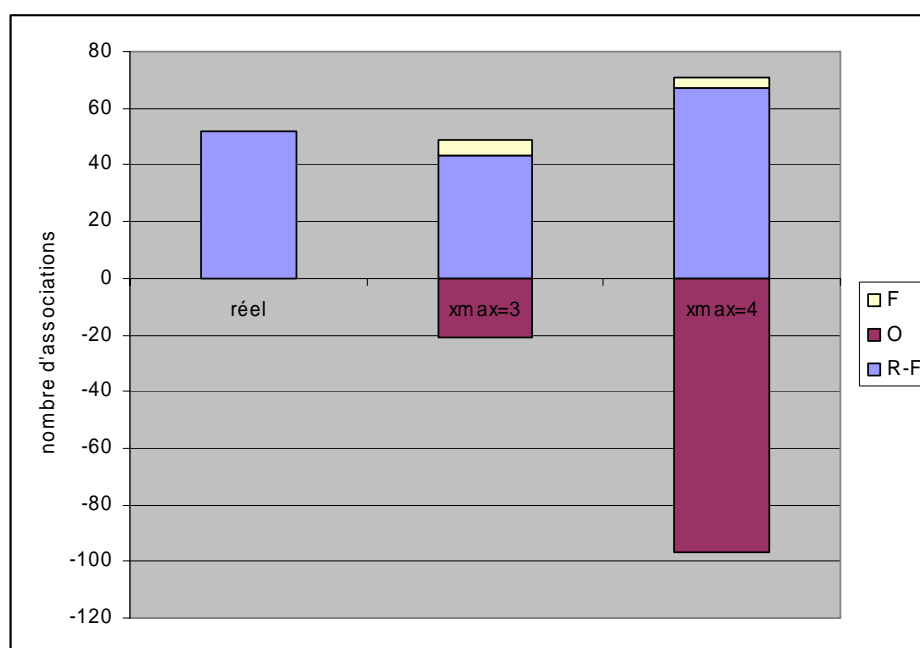


Figure 63 Illustration de l'évaluation des erreurs en sortie du code pour le cas LET=20,6 MeV.cm²/mg et tilt=0°

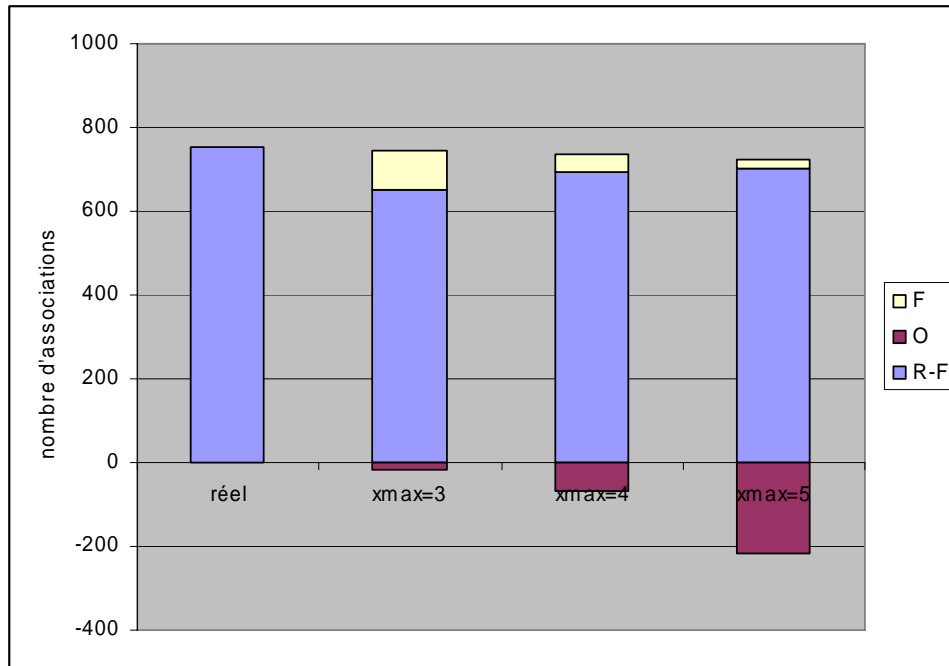


Figure 64 Illustration de l'évaluation des erreurs en sortie du code pour le cas LET=32,4 MeV.cm²/mg et tilt=0°

Ces histogrammes permettent de bien visualiser la meilleure valeur de xmax à choisir selon les cas étudiés, et comme il avait été indiqué dans le paragraphe précédent 2, il s'agit de celle qui donne la plus petite différence entre F et O et pour des valeurs de F et O petites devant R. On vérifie que dans ce cas la valeur de R est la plus proche de la valeur réelle.

Ainsi, à partir du Tableau 32 ,

- LET=20.6, tilt=0, la meilleure valeur de xmax est 3 bien que la proportion d'erreur soit quand même grande devant le résultat,
- LET=20.6, tilt=60, la meilleure valeur de xmax est 4,
- LET=32.4, tilt=0, la meilleure valeur de xmax est 4,
- LET=32.4, tilt=60, la meilleure valeur de xmax est 5,

Dans les cas étudiés ci-dessus, il est possible de trouver une valeur de xmax donnant des résultats exploitables, mais il est possible aussi de se retrouver dans des cas où le résultat en sortie du code d'extraction n'est pas utilisable car aucune valeur de xmax ne donne des valeurs de O et F rentrant dans les critères de validité. Cela peut être le cas par exemple si les tests ont été très rapides et que chaque lecture de plan mémoire enregistre énormément de SEU, impliquant trop de probabilité d'erreurs.

Cela a été le cas par exemple sur la DRAM HM5165405 que nous avons testé à trop fort flux pour pouvoir exploiter les événements multiples avec le code d'extraction statistique.

Prenons l'exemple de l'essai à l'ion Ni à incidence normale.

Let	Tilt	xmax	s	sc	R	F	O	R-F+O
20.6	0	3	"	"	657	274	55	438
		4	"	"	1524	934	39	629

Tableau 33 Evaluation des résultats du code d'extraction MBU pour la HM5165405

Dans ce cas précis, nous avons enregistré plus de 1000 SEU par lecture de plan, et les calculs d'erreurs en sortie montrent que l'on se retrouve finalement avec un nombre d'erreurs F en trop grosse proportion dans le résultat R quelle que soit la valeur de x_{max} choisie, et une impossibilité de trouver un équilibre entre F et O; il n'est donc pas possible d'en extraire une statistique MBU convenable.

Ce calcul probabiliste d'erreur nous donne donc un critère indispensable pour juger de la validité des statistiques en sortie du code dans le cas où l'on ne connaîtrait pas l'adressage physique des mémoires. Il est nécessaire à chaque utilisation du code d'extraction et donne un critère de jugement sur l'exploitation possible des multiples.

Ce code est alors un outil très utile et valide pour traiter les événements multiples.

ANNEXE 2 : BILANS DES ANALYSES TECHNOLOGIQUES

Une analyse la plus complète possible a été faite sur la SRAM HM628512 date-code 9701 (technologie 0,65 μ m) de manière à avoir tous les éléments nécessaires pour les simulations.

1. Reverse engineering SRAM 4Mbits Hitachi HM628512

Le but de cette analyse est de mettre en évidence la technologie utilisée dans l'architecture de cette mémoire, et décrire précisément la cellule mémoire.

Nous disposons de résultats de microsections (Figure 65) où les différentes couches et leurs épaisseurs sont identifiées, ainsi que des résultats de destratification (Figure 66) avec l'identification et taille de la cellule mémoire, du wordline et bitline.

Nous pouvons en résumer quelques lignes.

Constitution du point mémoire :

- cellule à 4 transistors et deux résistances de charge (Figure 13) : 2 NMOS d'accès + 2 NMOS de stockage + 2 résistances jouant le rôle des PMOS.
- longueur de grille transistor de stockage : 0.65 μ m
- taille du point mémoire 5 μ m \times 3 μ m (cf. Figure 66)
- 5 niveaux de polysilicium, 2 niveaux Métal

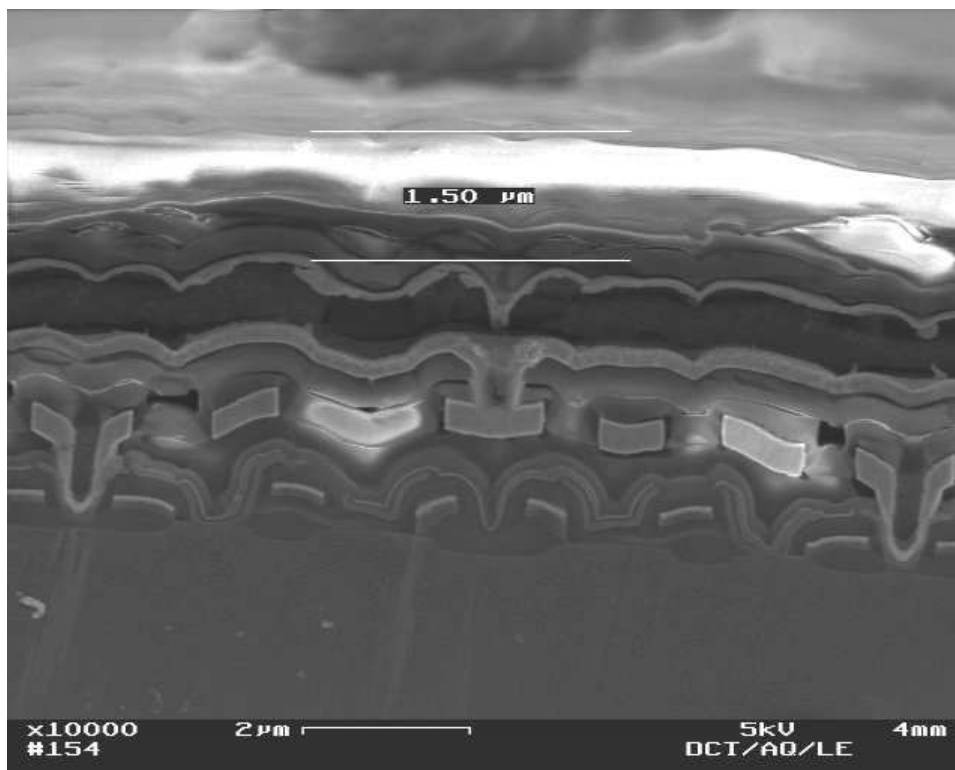


Figure 65 Micro section de la Hitachi HM628512 DC9701

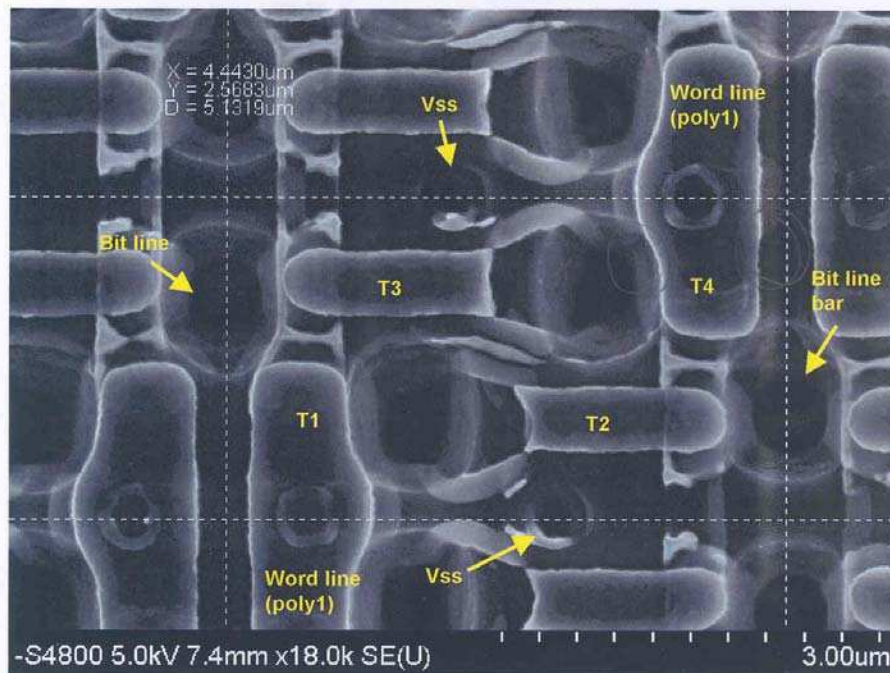


Photo N°31
 Zone mémoire après retrait du poly2
 T1,T4: transistor de selection
 T2,T3: Transistor de stockage (bascule)

Figure 66 Vue rapprochée du point mémoire

La destratification nous permet de situer précisément les transistors de la cellule, connaître la taille des grilles, ainsi que l'organisation des cellules entre elles, ce qui nous intéresse pour reproduire la structure dans le simulateur.

Ainsi, on peut décrire l'organisation d'une cellule :

N1, N4 = transistors NMOS d'accès dont les grilles sont reprises au niveau Bit Line (BL métal 2 horizontal).

N2, N3 = transistors NMOS de stockage, dont les grilles sont reprises au niveau Word Line (WL métal 1 vertical).

P5, P6 = résistances de charge (rôle des PMOS de la cellule) placées au-dessus des transistors NMOS de stockage N2 et N3 (niveau poly 4)

Une mesure de spreading resistance a été effectuée de manière à identifier clairement une couche épitaxiée et ses dimensions (Figure 67). On trouve une épaisseur d'épitaxie de l'ordre de 5µm.

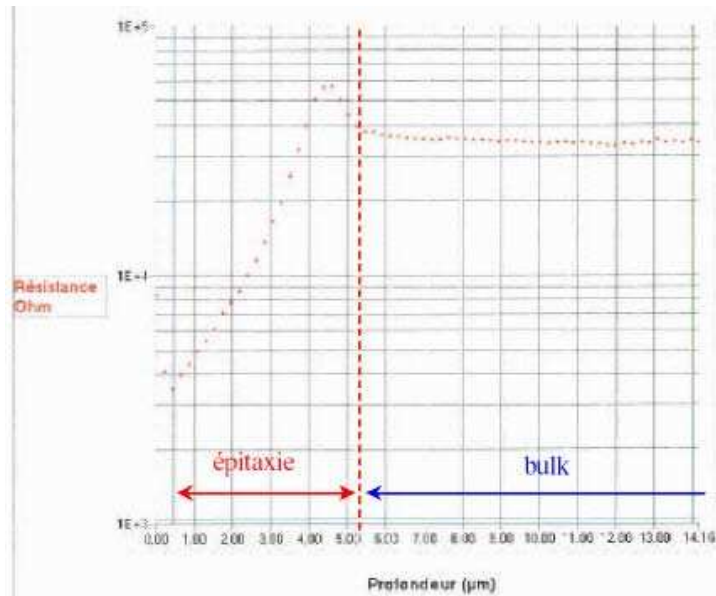


Figure 67 Mesure de spreading resistance sur SRAM Hitachi HM628512 date code 9701

Il manque à ces analyses les informations de dopage et de dimensions des jonctions (diffusions) que l'on ne peut pas voir en imagerie. C'est pourquoi, ces analyses ont été complétées par une analyse SCM (Scanning Capacitance Microscopy) en face avant et en coupe permettant de faire ressortir les types de dopage ainsi que les dimensions horizontales et verticales des diffusions. On dispose alors d'une vue complète de la géométrie des zones actives pour les simulations.

2. Cartographie des zones actives par SCM sur Hitachi HM628512

L'objectif initial du travail est une cartographie de la cellule SRAM d'Hitachi HM628512 au niveau des zones actives en face avant, c'est à dire les dimensions X-Y des zones actives et des canaux, concentration relative et type de dopants.

La mémoire SRAM HM628512 date-code 9701 a déjà été analysée par MEB (cross-section et destratification) d'une manière globale. Cependant, l'analyse MEB ne permettant pas de déduire l'organisation précise des zones actives dans la cellule SRAM elle-même, une analyse SCM ciblée au niveau des zones actives d'une cellule, en face avant dans un premier temps et en cross-section dans un deuxième temps apporte ces éléments manquants. Les analyses MEB auront permis d'identifier l'organisation de la cellule et les transistors de manière à cibler l'analyse SCM.

Cartographie en face avant des zones actives de la cellule SRAM

Les Figure 68 et Figure 69 donnent la cartographie SCM en phase effectuée en face avant dans le tableau SRAM au niveau des zones actives. Elle permet de mettre en évidence le type de dopage par extraction du type de porteurs majoritaires. Ainsi, les zones :

- jaunes correspondent à des trous majoritaires, zones dopée P,
- noires correspondent à des électrons majoritaires, zone dopée N,
- grises correspondent à des zones indéterminées par de oxyde ou métal.

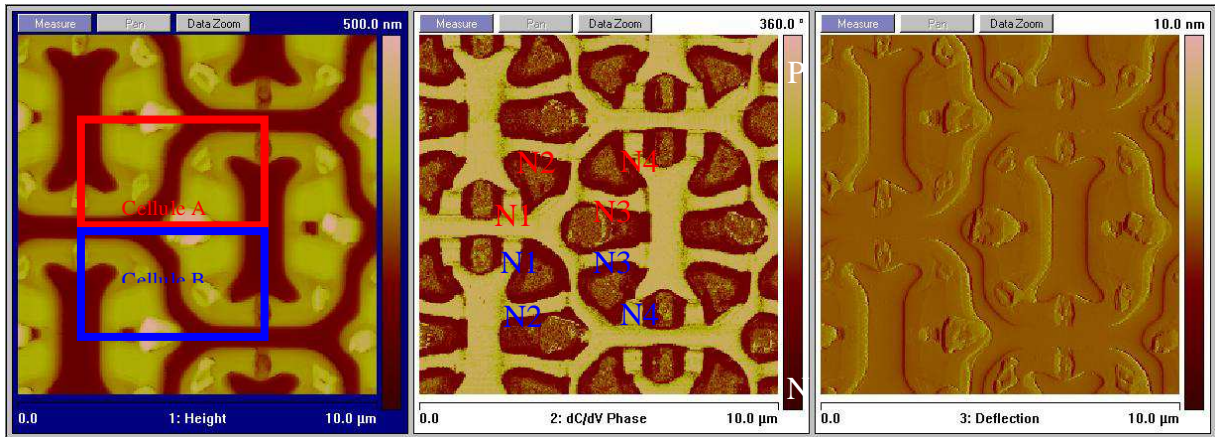


Figure 68 SCM en phase FACE AVANT DANS TABLEAU SRAM NIVEAU ZONES ACTIVES

N1, N4 = NMOS de sélection

N2, N3 = NMOS de stockage

SCM phase jaune = canaux et substrat de type P

SCM phase noir = zones actives sources/drains de type N

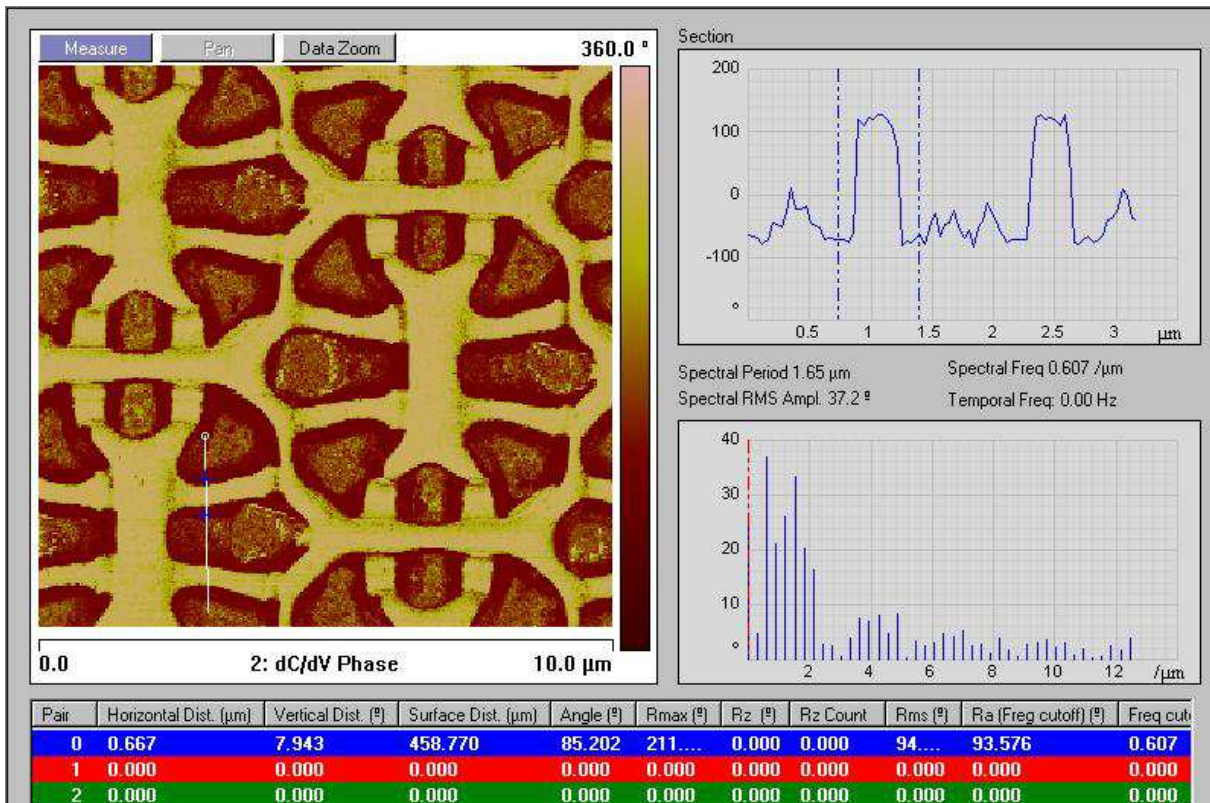


Figure 69 Dimension du canal du NMOS de stockage N2 en se basant sur le signal électrique SCM phase qui provient de celui-ci.

Cette analyse en phase nous situe les différents dopages. Elle informe également sur leurs dimensions XY très utiles pour notre étude. S'agissant de transistors NMOS, nous sommes donc en présence de diffusion N sur substrat P.

La mesure du canal en prenant au milieu des zones déplétées est de 667nm, ce qui est en accord avec la valeur théorique du nœud technologique de fabrication ($0.65\mu\text{m}=650\text{nm}$).

Ensuite, une étude en amplitude (Figure 70 informe sur les niveaux de dopage, mais de manière relative uniquement. En effet, l'analyse SCM en amplitude évalue les concentrations des porteurs majoritaires. Ainsi, les zones :

- noires correspondent à des zones très dopées (zone active diffusée ou implantée),
- claires correspondent à des zones peu dopées (canal, substrat),
- très claires sont des restes de métal (contact, Al ou W) très conducteurs,
- grises sont indéterminées (oxyde).

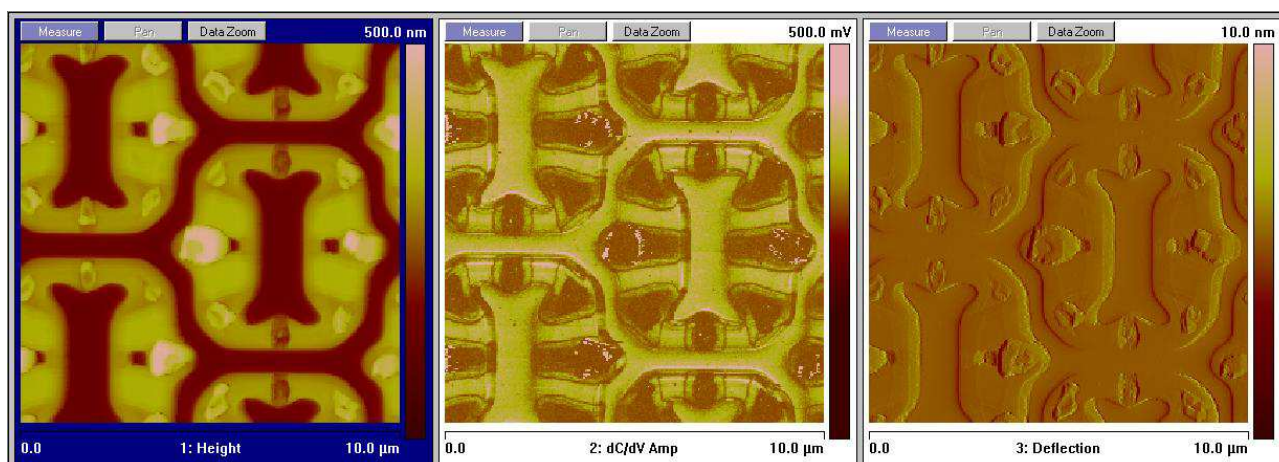


Figure 70 SCM en amplitude face avant dans tableau SRAM niveau zones actives

SCM amplitude clair = zone au niveau de dopage faible (10^{15} à 10^{16} at/cm³) = canaux et substrat

SCM amplitude sombre = zone au niveau de dopage fort (10^{17} à 10^{21} at/cm³) = zones actives sources/drains (S/D)

Ces informations en amplitude permettent de tracer un profil relatif de dopage, ce qui pourra nous être utile en coupe pour connaître le profil de dopage dans le substrat. Mais cette analyse ne permettant pas de connaître les niveaux absolus de dopage, il est nécessaire de l'accompagner d'une analyse SIMS (Spectrométrie de Masse d'Ions Secondaires) qui permet d'extraire la quantité de dopant par une analyse en profondeur d'une zone. On pourra alors corréler les différentes analyses SCM et SIMS de manière à obtenir un profil absolu des zones dopées.

Les résultats de l'analyse SIMS sont présentés dans le paragraphe 3.

Profil en Z des zones actives NMOS de stockage de la cellule SRAM

Les objectifs de cette analyse en micro-section étaient d'établir les profils des zones actives des NMOS de stockage de la cellule et de confirmer la présence d'une zone épitaxiée.

Ainsi, une cross-section SCM sur un transistor de stockage N2 ou N3 relié au WL (profil des zones actives dans la profondeur, dimension Z) a été effectuée par le CNES et est illustrée dans la Figure 71 .

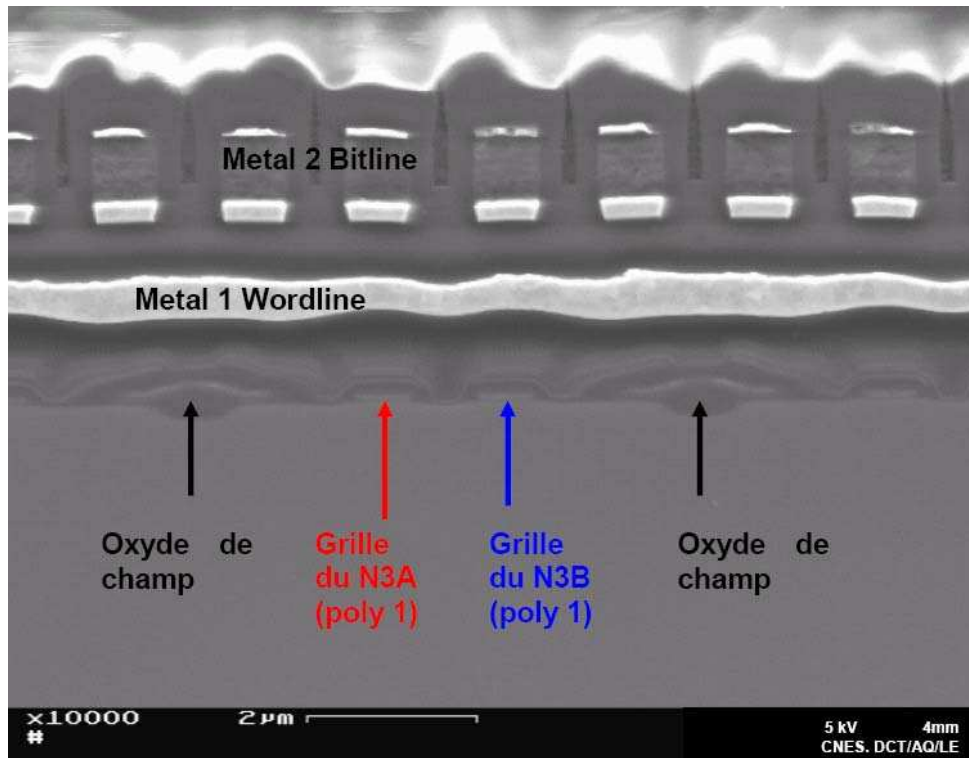


Figure 71 Micro-section MEB des transistors NMOS de stockage

L'analyse SCM en phase a permis de détecter une jonction PN enterrée à $5.9\mu\text{m}$ des canaux entre le silicium épitaxié type P et le silicium bulk type N (Figure 72).

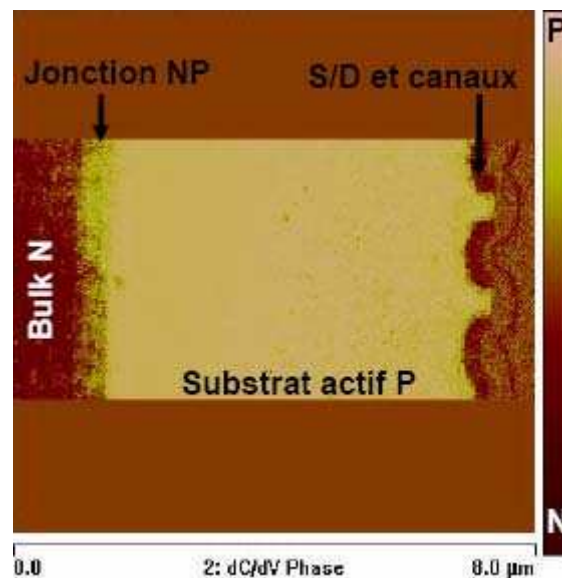


Figure 72 Cross section SCM phase sur les transistors NMOS de stockage de 2 cellules consécutives

La profondeur d'épitaxie est mesurée par SCM à $5.9\mu\text{m}$, valeur légèrement supérieure à la valeur donnée par spreading resistance ($5.1\mu\text{m}$). Cela peut être dû à la pente de 10% induite par le polissage pas tout à fait perpendiculaire au composant. Celle-ci a pour effet d'allonger les distances mesurées par rapport aux distances réelles.

On déduit des mesures sur ces images d'autres informations utiles. Ainsi, le canal du transistor de stockage est mesuré à 627nm , en accord avec les mesures faites en face avant et les zones

actives sources/drains sont profondes de 412nm. Nous verrons dans le paragraphe suivant qu'elles sont en accord avec le profil SIMS effectué à l'INSA (environ 400nm de profondeur).

L'analyse en amplitude permet d'établir le profil de dopage du substrat, cf. Figure 73 ci dessous.

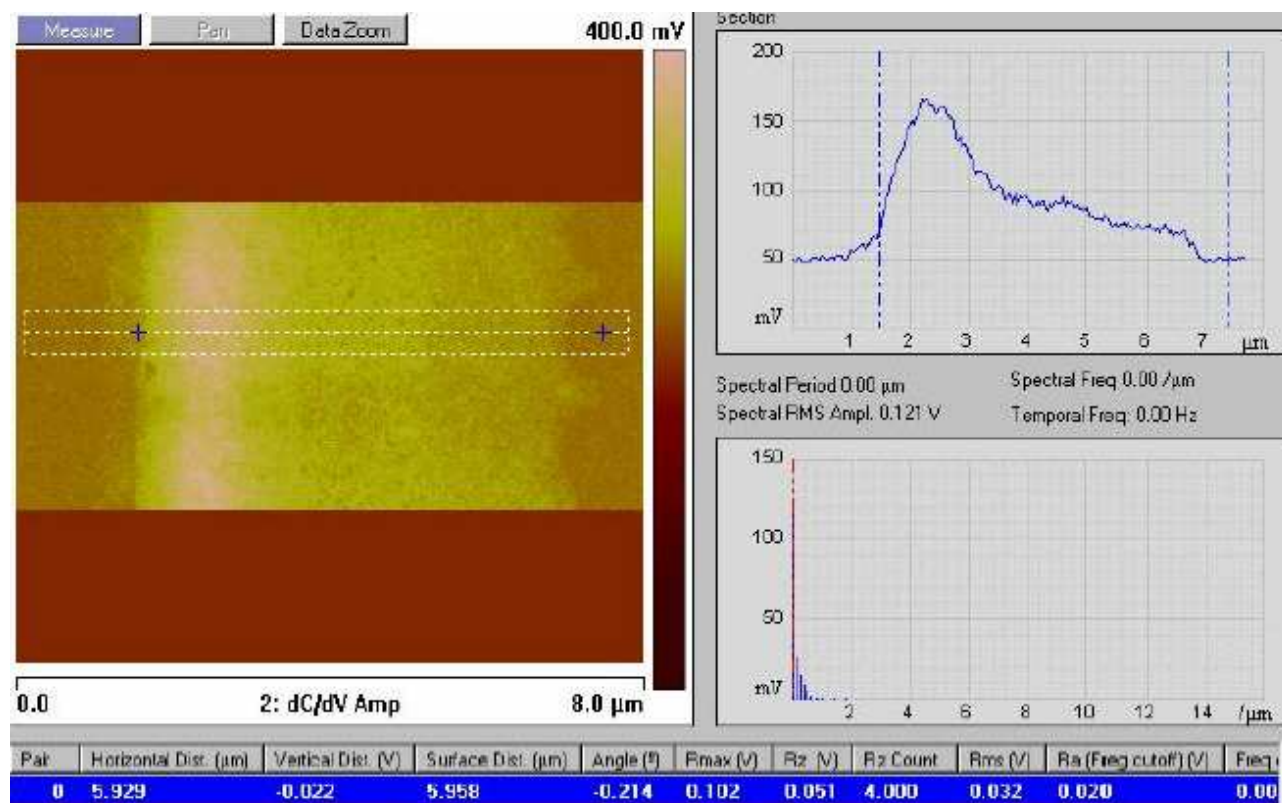


Figure 73 SCM amplitude en micro-section

De plus, on voit un gradient de dopage négatif (= gradient SCM positif) des zones actives vers le bulk. Le dopage du substrat actif (épitaxié) diminue avec la profondeur. Ceci est en accord avec le gradient de résistance positif du substrat épitaxié obtenu par mesure de spreading resistance. En effet, plus la profondeur augmente plus le substrat actif est résistif.

Même si l'information du profil de dopage du substrat est très utile, il reste inexploitable pour nos simulations tant que l'on reste dans une description relative. C'est pourquoi ces résultats ont été complétés par une analyse SIMS sur l'échantillon préparé pour SCM en face avant (détermination quantitative des concentrations de dopants) réalisée par INSA/génie physique.

3. Analyses SIMS des dopages dans la zone active de la HM628512

L'interaction d'ions de quelques keV d'énergie avec la surface d'un solide donne naissance à des émissions secondaires variées de photons, d'électrons, d'atomes et de molécules neutres ou ionisées. Dans la mesure où ces émissions sont caractéristiques de la nature chimique des éléments qui composent le solide, elles présentent un intérêt analytique certain.

Nous en avons extrait le profil de dopage en BORE (type P) du substrat ainsi qu'en Arsenic et Phosphore (type N) des diffusions. Mais la plus petite fenêtre d'étude du SIMS étant beaucoup plus grande que la taille d'une cellule, la concentration en dopants N est légèrement erronée du fait que les zones dopées N que l'on voit sur la Figure 68 ne remplissent par toute la surface visible, mais correspondent à des "petites taches" que l'on peut estimer à 50% de la

surface d'étude. Ainsi, il faudrait modifier les niveaux de dopage mesurés en fonction de la surface réelle occupée par les zones N dans la fenêtre, ce qui double en fait les valeurs obtenues. Pour le substrat, il n'y a pas de problème car dès les zones N dépassées en profondeur (0.4 μ m), seul le substrat dopé P est concerné par la fenêtre d'étude.

Les résultats sont illustrés par les courbes suivantes :

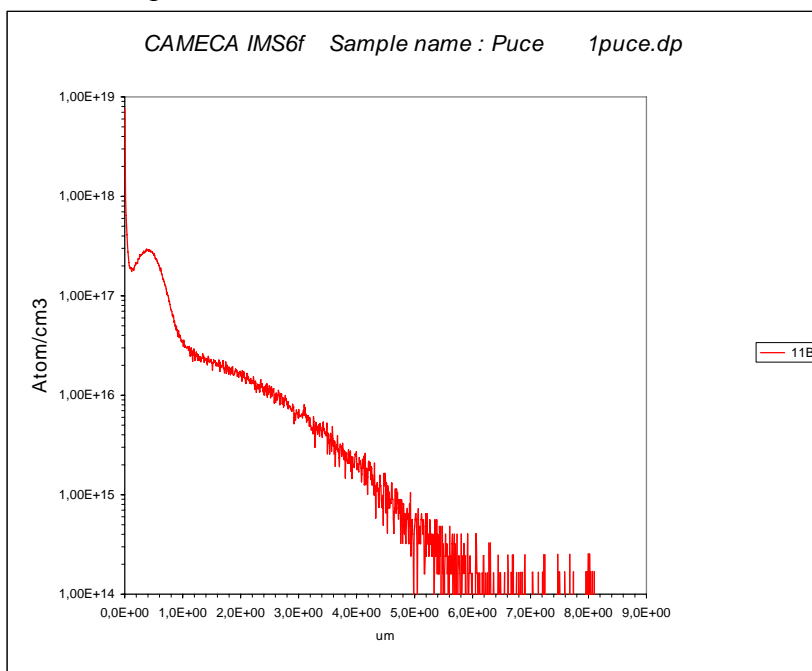


Figure 74 Profil de Bore à partir de la surface de la zone active du composant

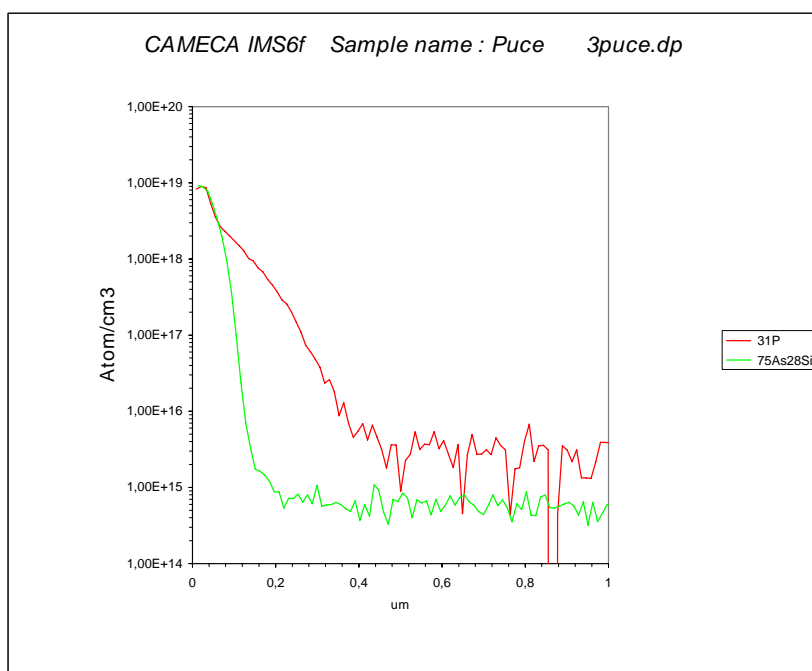


Figure 75 Profil de Phosphore et d'Arsenic à partir de la surface de la zone active du composant

On remarque que le profil de Bore montre qu'à partir de 5/6 μ m de profondeur, le substrat n'est plus dopé Bore. L'analyse SCM en cross-section a justement montré qu'au delà de cette profondeur, on se retrouve en présence d'un silicium dopé N, ce qui est donc en accord avec la disparition du dopage P observée par SIMS.

En cherchant quel dopant N était utilisé pour ce composant, nous avons eu la surprise de trouver les deux types de dopants N : Arsenic et Phosphore, avec des profils présentés en Figure 75 . L'Arsenic est présent sur une profondeur de 200nm alors que le Phosphore dépasse les 400nm de profondeur. Les concentrations quant à elle semblent être identiques, ce qui n'est certainement pas le cas en réalité puisque comme il a été signalé précédemment, la quantité d'espèce est ramenée sur la surface de la fenêtre d'étude qui ne représente pas la surface réelle occupée par les zones N. Ainsi, si les surfaces occupées par l'Arsenic et le Phosphore sont différentes, la concentration sera d'autant modifiée. Il n'a pas été clairement identifié le rôle de chacun de ces dopants N. Nous avons pris le phosphore comme dopant des diffusions N puisque l'analyse SCM montre une même épaisseur des zone actives source/drain de 400nm. Le rôle de l'Arsenic et sa localisation restent inconnus.

TABLE DES SIGLES

CMOS : Complementary Metal Oxide Semiconductor
CNES : Centre National d'Etude Spatiale
DESP : Département Environnement Spatial (ONERA)
DRAM : Dynamic Random Access Memory
EDAC : Error Detection And Correction
EEPROM : Electrically Erasable Read Only Memory
ESA : European Space Agency
FOX : Field OXide
IRPP : Integral Rectangular ParallelePiped
ISS: International Space Station
LET : Linear Energy Transfer
LSB : Least Significant Bit
MBU : Multiple Bit Upset
MEB : Microscope Electronique à Balayage
MOS : Métal Oxyde Semi-conducteur
MSB : Most Significant Bit
NASA : National Aerospace and Space Agency
NRL : Naval Research Laboratory
ONERA : Office National d'Etude et Recherche Aérospatiales
RAM : Random Access Memory
ROM : Read Only Memory
RPP : Rectangular ParallelePiped
SAA : South Atlantic Anomaly
SCM : Scanning Capacitance Microscopy
SEE : Single Event Effect
SEGR : Single Event Gate Rupture
SEL : Single Event Latch-up
SET : Single Event Transient
SEU : Single Event Upset
SIMS : Secondary Ion Mass Spectrometry
SMU : Single word Multiple Bit upset
SRAM : Static Random Access Memory
VS : Volume Sensible
XOR : OU (OR) exclusif
ZCE: Zone de Charge d'Espace

REFERENCES

- [Bar-00] J.A. Barth, "Space environments and testing", Single Event Effects Symposium, April 2000.
- [Bar-97] J.A. Barth, "Modeling Space Radiation Environments", IEEE NSREC short course, 1997.
- [Bar-98] J.A. Barth, "Military and Aerospace Applications of Programmable Devices and Technologies", Conference, Radiation Environments, Greebelt, Maryland, September 1998.
- [Bar-95] J. Barak, J. Levinson, A. Akkerman, M. Hass, M. Victoria, A. Zentner, D. David, O. Even and Y. Lifshitz, "A new approach to the analysis of SEU and SEL data to obtain the sensitive volume thickness." Proc. RADECS 95, Arcachon, France, pp.321-325.
- [Ben-83] W. L. Bendel, and E. L. Petersen, "Proton Upsets in Orbit", IEEE Trans. Nucl. Sci, No 30, pp. 4481-4485, 1983.
- [Bet-96] Review of Particle Physics, Phys. Rev. D(54), pp. 132, 1996.
- [Bou-95] J.C. Boudenot, "L'Environnement Spatial", Collection "Que sais-je?", Ed. Presses Universitaires de France, 1995.
- [Cam-97] A.B. Campbell, O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, W.J. Stapor, P.T. McDonald, "Analysis of SEE at grazing angle], Radecs 97, pp. 528.
- [Dod-01] P.E. Dodd, A.R. Shaneyfelt, K.M. Horn, D.S. Walsh, G.L. Hash, T.A. Hill, B.L. Draper, J.R. Schwank, F.W. Sexton, P.S. Winokur, "SEU sensitive volumes in bulk and SOI SRAMs from first-principles calculations and experiments", IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-47, n°6, Dec. 2001.
- [Dod-96] P.E. Dodd, F.W. Sexton, G.L. Hash, M.R. Shaneyfelt, B.L. Draper, A.J. Farino, R.S. Flores "Impact of technology trends on SEU in CMOS SRAMs" IEEE Trans. On Nuclear Science, vol. 43, No 6 Part 1, pp 2797-2804, 1996.
- [Dod-97] P.E. Dodd, M.R. Shaneyfelt, F.W. Sexton "Charge collection and SEU from Angles Ion Stricks", IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-44, 2256, December 1997.
- [Dod-98] P.E. Dodd, O. Musseau, G.L. Hash, M.R. Shaneyfelt, F.W. Sexton, C. D'hose, J.L. Leray, P.S. Winokur, "Impact of ion Energy on single-event Upset" IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 45, No 6, pp2483-2491, December 1998.
- [Dus-94] H. Dusseau, J.W. Howard Jr., R.C. Block, M.R. Pinto, W.J. Stapor, and A.R. Knudson, "The Effects, of Ion Track Structure in Simulating Single Event Phenomena", RADECS 93 Proceedings, p.509.
- [Dus-97] L. Dusseau, T.L. Randolphe, R.D. Schrimpf, K.F. Gallowy, F.Saigné, J. Fesquet, J. Gasiot, R. Ecoffet, "Prediction of low rate effects in power metal oxide semiconductor field effect transistors based on isochronal annealing measurements", J. Appl. Phys., vol 81, No 5, pp2437-2441, March 1997.
- [Eco-97] R. Ecoffet, S. Duzellier, J. Barak, J. Levinson, Y. Lifshitz, M. Hass, C. Inguibert, C. Detcheverry, "Estimation of Upset sensitive volume thickness and critical energy using low energy heavy ion beams", RADECS 97 proceedings, p. 576.
- [Edm-96a] L.D. Edmonds, "A graphical method for estimating charge collected by diffusion from an ion track", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-43, n°4, p. 2346, August 1996.
- [Edm-96b] L.D. Edmonds, "SEU Cross sections derived from a diffusion analysis", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-43, n°6, p. 3207, December 1996.

- [Edm-98] L.D. Edmonds, "The influence of spatial variations of diffusion length on charge collected by diffusion from ion tracks", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-45, n°1, p. 30, February 1998.
- [Fal-00] D. Falguere, S. Duzellier, R. Ecoffet, I. Tsourilo, "EXEQ I-IV: SEE in-flight measurement on the MIR orbital station", Radiation Effects Data Workshop, 24-28 July 2000, pp. 89 - 95.
- [Fle-92] D.M. Fleetwood, "Border Traps in MOS Devices", IEEE TNS, Vol 39, No 2, pp269-271, April 1992.
- [Gar-96] Franck Gardic, "Etude de l'interaction des protons avec les composants microélectroniques", thèse présentée à l'Université Pris VI, 1996.
- [Gru-84] H.L. Grubin, P.P. Keskovsky and B.C. Weinberg, "Numerical Studies of Charge Collection and Funneling in Silicon Device", IEEE Transactions on Nuclear Science, pp. 1161-1166, December 1984.
- [Hu-82] C. Hu, IEEE Electron Dev. Lett., EDL-3, p.31, 1982
- [Ing-02] Inguibert C. & al., " Study on SEE rate prediction : analysis of existing models, " Rapport technique de synthèse, RTS 2/06224 DESP – juin 2002.
- [ISE-99] ISE-TCAD Manuals, 1999.
- [Kat-91] R. Katz, "Track physics model of radiation effects", Radiation and its Effects on Devices and Systems, RADECS 91, First European Conference on 9-12 Sept. 1991 pp. 558 - 560, 1991.
- [Kir-79] S. Kirckpatrick, "Modeling Diffusion and Collection of Charge from Ionizing Radiation in Silicon Devices", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED-26, N° 11, pp. 1742-1753, November 1979.
- [Kob-68] E. Kobetich et R. Katz, Energy Deposition by Electron Beams and delta Rays, Phys. Rev, 170 (391) 1968.
- [Loq-01] J.G. Loquet, "Etude numérique et expérimentale des dommages permanents induits par une particule lourde dans les composants électroniques", Thèse, 2001.
- [May-79] T.C. May, and M.H. Woods, "Alpha-Particles-Induced Soft Errors in Dynamic Memories", IEEE Trans. On Electron Devices, Vol ED-26, No 1, pp2-9, January 1979.
- [McL-82] F.B. McLean, and T.R. Oldham, "Charge Funneling in N- and P-type Si Substrates", IEEE Transactions on Nuclear Science, pp. 2018-2023, 1982.
- [McN-91-1] P.J. McNulty, W.J. Beauvais, D.R. Roth "Determination of SEU Parameters of NMOS and CMOS SRAMs", IEEE Trans. On Nucl. Sci., Vol 38, No 6, pp 1463-1470, December 1991.
- [McN-91-2] P.J. McNulty et al., "Modelling charge collection and single event Upsets in microelectronics", Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res., B61, p. 52, 1991.
- [Mes-92] G.C. Messenger et M.S. Ash. The effect of Radiation on Electronic Systems - Second Edition. Van Nostrand Reinhold, New york, 1992.
- [Mus-91] O. Musseau "Effets des ions lourds energetiques sur les circuits intégrés. Application au cas de circuits MOS, MOS sur Isolants et GaAs", Thèse, 1991.
- [Old-83] T. Oldham et J. M. Lean, Charge Collection Measurement for Heavy Ions Incident on N and P Silicon, IEEE Transactions On Nuclear Science, NS-30 (6), pp. 4493–4500, December 1983.

- [Pai-95] P. Paillet, "Effet du procédé de fabrication des isolants sur la charge d'espace créée par rayonnement X : Application aux technologies silicium sur isolant", Thèse soutenue à l'Université Montpellier 2 le 30 mars 1995.
- [Pat-02] J.D. Patterson et al, "Modeling the contribution of diffusion to device-Upset cross sections", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-49, n°6, p. 3067, December 2002.
- [Pau-94] F. W. S. Paul E. Dodd et P. S. Winokur, Three-Dimensional Simulation of Charge Collection and Multiple-Bit Upset in Si Devices, IEEE Transactions On Nuclear Science, 1994.
- [Pet-92-1] Petersen E., "Rate prediction for single event – a critique, " IEEE Transaction on nuclear science, Vol 39, No 6, dec. 1992.
- [Pet-92-2] Petersen E., "SEU Rate prediction techniques " IEEE Transaction on nuclear science, Vol 39, No6, dec 1992.
- [Pet-96] Petersen E., "Cross section measurement and Upset rate calculation" IEEE transaction on nuclear science, Vol 43, No 6, dec. 96.
- [Pet-97] Petersen E., "Single Event analysis and prediction, " IEEE nuclear and space radiation effects conference, short course, section III, 1997.
- [Pic-80] Pickel J. C. and Blandford J. T., " Cosmic-ray induced errors in Mos devices ," IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-27, 2, 1006, 1980.
- [Pou-00] V. Pouget, "Simulation expérimentale par impulsions laser ultra-courtes des effets des radiations ionisantes sur les circuits intégrés", Thèse soutenue à l'Université de Bordeaux 1 le 24 juillet 2000.
- [Ree-94] R.A. Reed, P.J. McNulty, W.G. Abdel-Kader, "Implication of angle of incidence in SEU testing of modern circuits", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol41, No 6, december 1994.
- [Roc-95] H. De La Rochette, "Latchup déclenché par ion lourd dans les structures CMOS-1µm : Approche expérimentale, simulation 2D et 3D", Thèse soutenue à l'Université Montpellier 2 le 11 janvier 1995.
- [Sai-97] F. Saigné, L. Dusseau, L. Albert, J. Fesquet, J.Gasiot, J.P. David, R. Ecoffet, R.D. Schrimpf, K.F. Gallowy, "Experimental determination of the frequency factor of thermal annealing processes in Metal Oxide Semiconductor gate-oxides structures", accepté au J.appl; Phys. Pour publication Octobre 1997.
- [Saw-76] D. Sawyer and J. Vette, AP-8 trapped proton environment for solar maximum and solar minimum, National Space Science Data Center, Report 76-06, Greenbelt, Maryland, 1976.
- [Shi-92] Shimano Y., " New model of the heavy ion Upset cross section, " Rapport interne ONERA, N° 434706, CR/COMP/74, 1992.
- [Smi-95] E.C. Smith et al, "Application of a diffusion model to SEE cross sections of modern devices", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-42, n°6, p. 3207, December 1995.
- [Sta-88] E.G. Stassinopoulos and J.P. Raymond, "The space radiation environnement for electronics", Proceedings of the IEEE, vol 76, No 11, pp 1423-1442, Nov. 1988.
- [Sze-81] S.M. Sze, "Physics of semiconductor devices", 2nd Edition, 1981.
- [Zie-85] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, "The stopping and range of ions in matter", New York, Pergamon Press, 1985.
- [Zou-88] J.A. Zoutendyk et al, "Lateral charge transport from heavy-ion tracks in integrated circuit chips", IEEE Trans. Nuc. Sci., NS-35, n°6, p. 1644, December 1988.

RÉSUMÉ

Le phénomène de Single Event Upset (SEU) correspond au basculement logique d'un point mémoire suite au passage d'une particule énergétique. Les composants de type SRAM et DRAM, soumis à l'environnement spatial, sont sensibles aux SEU, il est alors primordial de prévoir leur sensibilité avant de les intégrer dans les missions spatiales. L'enjeu actuel est de concevoir un modèle de prédiction fiable utilisable pour tout type de composant, même fortement intégré. Cette thèse s'inscrit dans cette problématique, concernant les SEU dus aux ions lourds. Une analyse des retours d'expériences embarqués a permis d'évaluer les modèles de prédiction standard, basés sur la modélisation IRPP, en comparant directement les taux d'erreurs en vol avec les taux prédits, et démontrant leur incapacité à fournir des prédictions correctes. L'analyse des sources d'erreurs possibles a montré la difficulté d'améliorer les modèles standard, nous amenant alors à proposer une toute autre technique de prédiction. Ainsi, la méthode de prédiction empirique, basée sur la sensibilité mesurée des composants aux SEU, pour plusieurs angles d'incidence des particules, est présentée et validée sur un ensemble de composant. Une étude des événements multiples a été menée afin d'en évaluer l'importance, montrant que les phénomènes de diffusion sont à prendre en compte dans la modélisation des mécanismes de collections de charge mis en jeu. Enfin, des simulations couplées avec des modèles analytiques simples permettent l'étude de ces mécanismes quantitativement, les travaux effectués sont décrits.

Mots clés

Single Event Upset (SEU), Multiple Bit Upset (MBU), ions lourds, CREME, OMERE, prédiction, section efficace, SRAM, DRAM, ISE-TCAD, simulation numérique, modèle analytique, collection, diffusion.

SUMMARY

The Single Event Upset (SEU) corresponds to a soft error due to the strike of an ionising particle. The devices like SRAM and DRAM are sensitive to SEU in space, so, it is important to predict their SEU sensitivity before including them in space missions. The purpose of this work is to propose a reliable prediction model for aggressively scaled technologies able to calculate SEU heavy ion rates. The analysis of space experiments allowed us to perform comparisons between in flight rates and predicted rate obtained using standard prediction model based on IRPP concept. This study showed that the standard prediction model don't give good results. The difficulty to easily improve it led us to propose a different rate calculation method, named empirical method, which was validated for few devices. This method is based on SEU measured sensitivity at different angle incidences of particles. We also studied the Multiple Bit Upset to underline their importance and to demonstrate that diffusion phenomena must be taken into account in charge collection mechanism modelling. These mechanisms were studied with numerical simulations and analytical modelling in order to understand the link with device technology parameters.

Key words

Single Event Upset (SEU), Multiple Bit Upset (MBU), heavy ions, CREME, OMERE, prediction, cross-section, SRAM, DRAM, ISE-TCAD, numerical simulation, analytical modelling, collection, diffusion.