



Etude de l' effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques

Mélanie Raine

► To cite this version:

Mélanie Raine. Etude de l' effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2011. Français. NNT : 2011PA112168 . tel-00647328

HAL Id: tel-00647328

<https://theses.hal.science/tel-00647328>

Submitted on 1 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique

Ecole Doctorale « Sciences et Techniques de l'Information, des
Télécommunications et des Systèmes »

Présentée et soutenue le 27/09/2011 par :

Mélanie RAINE

**Etude de l'effet de l'énergie des ions lourds sur la
sensibilité des composants électroniques**

Composition du jury :

Emmanuel BALANZAT
Jean-Luc AUTRAN
Arnaud BOURNEL
Philippe PAILLET
Robert ECOFFET
Vincent POUGET
Robert REED

Directeur de recherche (CIMAP)
Professeur des universités (IM2NP, Univ. Aix-Marseille I)
Professeur des universités (IEF, Université Paris-Sud)
Ingénieur - Chercheur (CEA, DAM, DIF)
Ingénieur (CNES)
Chargé de recherche (IMS)
Professeur (Vanderbilt University)

Président du jury et Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Co-encadrant
Examineur
Examineur
Examineur

Remerciements

Ce travail de doctorat, débuté en Octobre 2008, a été financé par le CEA, dans le cadre d'un Contrat de Formation par la Recherche (CFR). Le laboratoire d'accueil était le CEA, DAM, DIF, à Bruyères-le-Châtel. La tutelle universitaire était assurée par l'Institut d'Electronique Fondamentale de l'Université Paris-Sud XI.

Je tiens dans un premier temps à remercier M. Olivier Flament, M. Daniel Peyre , M. Philippe Jeanpierre et Mme Corinne Canton-Desmeuzes pour m'avoir accueillie au sein de leurs équipes au CEA. J'ai pu grâce à eux avoir accès à des conditions de travail matérielles et scientifiques de grande qualité, ce qui m'a permis de mener à bien ces travaux de recherche.

Mes remerciements s'adressent également à M. Arnaud Bournel, Professeur à l'Université Paris-Sud XI, qui fut pendant ces trois années mon Directeur de thèse. J'ai apprécié son aide et son appui réguliers tout au long de ces travaux.

Je remercie Mme Véronique Ferlet-Cavrois qui a initié ce sujet de thèse et a assuré mon encadrement au CEA pendant les premiers mois. Ses conseils et sa vision du sujet m'ont guidé au démarrage de ces travaux et m'ont permis d'avancer et d'obtenir rapidement les premiers résultats.

Un grand merci à M. Philippe Paillet, qui a accepté de succéder à Véronique comme encadrant CEA malgré son emploi du temps déjà bien chargé. Je le remercie pour son aide, son écoute et la qualité de son regard critique sur mes travaux, qui m'a grandement apporté, ainsi que pour son soutien et sa confiance.

Je remercie également M. Marc Gaillardin pour son aide au quotidien, aussi bien dans la prise en main des outils de simulations que pour les discussions régulières sur les résultats obtenus, ainsi que pour sa constante bonne humeur.

Je tiens à vous exprimer à tous toute ma gratitude pour avoir encadré ma thèse. Merci pour votre aide, votre soutien, votre confiance et votre aide qui ont contribué à faire de ces travaux ce qu'ils sont. Travailler à vos côtés a été pour moi un plaisir !

Je remercie M. Emmanuel Balanzat, directeur de recherche au CIMAP, qui m'a fait l'honneur d'accepter d'être le Président de mon jury. Je le remercie également, ainsi que M. Jean-Luc Autran, pour avoir accepté d'être les rapporteurs, et par conséquent de lire et d'évaluer ce manuscrit.

Merci aussi à M. Robert Ecoffet, M. Vincent Pouget et M. Robert Reed qui ont bien voulu être les examinateurs de ma thèse.

J'ai grâce à eux pu bénéficier d'un jury de thèse de très grande qualité, encore merci !

Je tiens également à remercier M. Guillaume Hubert pour une collaboration fructueuse. J'ai beaucoup appris lors de nos échanges, qui ont grandement enrichi ces travaux de thèse, toujours dans la bonne humeur et l'amitié, ce qui ne gâche rien ! Merci pour ta disponibilité et désolée pour les WE de travail supplémentaire !

Je remercie ensuite toute les personnes du laboratoire qui ont participé de près ou de loin à cette thèse, que ce soit d'un point de vue scientifique, et/ou pour l'ambiance au quotidien dans le laboratoire :

- Olivier Duhamel, pour son aide pendant les campagnes d'expérimentations, et pour son amitié.
- Sylvain Girard, également pour sa participation aux expériences et pour ses conseils avisés, tant sur le plan scientifique que relationnel.
- Nicolas Richard, pour son soutien et son écoute, notamment en tant que chef de laboratoire intérimaire.
- Jacques Baggio, Sébastien Bazzoli, Philippe Berthomé, Valérie Cuny, Julien Gazave, Karl Granger, Fauvette Lessort, Claude Marcandella, Martial Martinez, Olivier Peyssonneaux, Joël Raimbourg, Audrey Valentin et Abram Van der Geest pour leur soutien au quotidien.

Enfin, je remercie ma famille et mes amis pour leur soutien au cours de ces trois années, ainsi que celles qui ont précédé. Je remercie en particulier mes parents et ma sœur, ainsi que Pierre, pour m'avoir supportée, encouragée, soutenue et entourée à chaque instant.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	11
-----------------------------	----

CHAPITRE I

CONTEXTE : ENVIRONNEMENTS RADIATIFS ET INTERACTION AVEC LES COMPOSANTS

ELECTRONIQUES.....	15
--------------------	----

I. Des environnements radiatifs variés.....	18
---	----

1. L'environnement radiatif spatial	18
---	----

2. L'environnement radiatif terrestre.....	23
--	----

3. Les environnements radiatifs artificiels.....	24
--	----

4. Récapitulatif des environnements radiatifs	25
---	----

II. Interactions des particules avec les composants électroniques.....	27
--	----

1. Interaction particule-matière.....	27
---------------------------------------	----

2. Effets sur les composants électroniques	29
--	----

III. Les transistors Silicium sur Isolant SOI (Silicon On Insulator)	34
--	----

1. Différentes structures SOI.....	34
------------------------------------	----

2. Le transistor bipolaire parasite.....	35
--	----

IV. Conclusion	37
----------------------	----

V. Références.....	38
--------------------	----

CHAPITRE II

MODELISATION DES TRACES D'ION	41
-------------------------------------	----

I. Etat de l'art de la modélisation des traces d'ions	45
---	----

1. Transfert linéique d'énergie ou LET.....	45
---	----

2. Modèle semi-analytique de Kobetich et Katz	48
---	----

3. Simulations Monte Carlo.....	53
4. Conclusions sur les différentes approches de modélisation.....	57
II. Simulation de traces d'ion à l'aide de Geant4	59
1. Geant4 – Modèles existants.....	59
2. Principe de la simulation de traces d'ions à l'aide de Geant4	63
3. Traces d'ion simulées.....	65
III. Analyse des structures de traces Geant4.....	70
1. Dispersion latérale des ions incidents	70
2. Comportement des électrons delta.....	72
3. Analyse des structures de traces d'ions.....	75
IV. Pertinence et limites de validité des traces d'ions calculées à l'aide de Geant4	79
V. Conclusion	84
VI. Références.....	85
 CHAPITRE III	
REPONSE D'UN TRANSISTOR ISOLE SOUS IRRADIATION	89
I. Présentation de la chaîne de simulation.....	93
1. Présentation de l'outil Synopsys Sentaurus.....	93
2. Génération de la structure et du maillage	94
3. Simulation du comportement des composants sous irradiation	95
II. Etude en incidence normale.....	100
1. Motivation.....	100
2. Description générale des simulations réalisées	101
3. Validation de la chaîne de simulation : comparaison aux données expérimentales	102
4. Effet de la masse et de l'énergie de l'ion sur la réponse du transistor PD-SOI 70 nm	103

5. Sensibilité du transistor PDSOI 70 nm à des ions et des énergies différentes.....	107
6. Discussion.....	108
III. Influence de l'angle d'incidence.....	111
1. Motivation.....	111
2. Description du montage expérimental	112
3. Résultats expérimentaux	115
4. Simulations pour le xénon, comparaison avec l'expérience et extension à d'autres espèces d'ions	118
5. Discussion sur l'impact pour la sensibilité des SRAM	126
IV. Conclusion	129
V. Références.....	131
 CHAPITRE IV	
PREDICTION SEE DANS UNE CELLULE SRAM	135
I. Présentation de l'outil de prédiction SEE : MUSCA SEP3.....	138
II. Impact de la prise en compte des traces d'ions dans un outil de prédiction SEE ..	140
1. Validation de l'approche radiale en comparaison avec des données expérimentales ...	140
2. Evolution de l'impact de la structure de trace avec l'intégration technologique	145
III. Prédiction de sensibilité MBU	151
1. Validation en comparaison avec des données expérimentales	152
2. Variabilité de la proportion SBU/MBU.....	153
IV. Conclusion	158
V. Références.....	160
 CHAPITRE V	
DISCUSSION ET PERSPECTIVES D'AMELIORATION POUR LA MODELISATION DES TRACES D'IONS	163

I. Comparaison entre les approches « moyenne » et « évènement par évènement »	167
1. Intérêt de l'approche « moyenne » pour un outil de prédiction des SEE.....	167
2. Description succincte des différentes approches.....	168
3. Comparaison avec des données expérimentales	169
4. Quelques éléments sur les capacités de l'approche « moyenne » à prédire les évènements extrêmes	171
5. Conclusion sur la pertinence de l'approche « moyenne ».....	172
II. Mise en évidence expérimentale de la dispersion en énergie déposée dans des films minces de silicium	175
1. Approche expérimentale	176
2. Résultats expérimentaux	177
3. Simulations.....	183
4. Discussion sur les autres sources possibles de dispersion en énergie déposée	185
5. Conclusion sur l'étude expérimentale	188
III. Conclusion	190
IV. Références.....	192
CONCLUSION GENERALE.....	195
ANNEXE A	
SIMULATIONS MONTE CARLO	201
1. Interactions inélastiques.....	202
2. Diffusion élastique des électrons	204
3. Résumé	205
4. Références.....	206

ANNEXE B

MODELES D'IONISATION GEANT4 207

1. Processus de perte d'énergie pour les particules chargées – Principe général 208
2. Processus d'ionisation – Modèle standard 209
3. Processus d'ionisation – Modèle basse énergie..... 210
4. Modèle très basse énergie..... 213
5. Références..... 214

GLOSSAIRE 217

PUBLICATIONS..... 219

1. Revues internationales à comité de lecture..... 219
2. Conférences internationales 219
3. Conférences nationales..... 220
4. Publications nationales 221
5. Distinctions..... 221

INTRODUCTION GENERALE

Quelle que soit leur application, les composants électroniques sont exposés de façon continue à un environnement radiatif naturel et/ou artificiel, c'est-à-dire qu'ils sont constamment soumis à un flux de particules susceptibles de leur transmettre de l'énergie. Cet apport d'énergie, par une particule ionisante notamment, peut alors affecter leur fiabilité. L'interaction d'un ion lourd avec un matériau semi-conducteur crée ainsi une colonne de paires électron/trou qui, si elles sont collectées par un transistor élémentaire, sont susceptibles d'induire des effets (Single-Event Effects (SEE)), destructifs ou transitoires (erreur logique, changement d'état dans une cellule mémoire par exemple). Ces SEE induits sur les composants élémentaires peuvent se propager au niveau du circuit ou du système, conduisant par exemple dans un cas extrême à une perte de contrôle sur un satellite. Selon le type d'application, les équipements électroniques peuvent donc nécessiter un durcissement pour assurer leur mission dans un environnement spécifique. Pour mettre en œuvre des techniques de durcissement appropriées et optimiser les protections adoptées, une bonne compréhension de la physique des phénomènes mis en jeu est donc nécessaire, afin de pouvoir développer des outils de simulation prédictifs.

Si les SEE ont longtemps été analysés en termes de transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer), l'utilisation de technologies de plus en plus intégrées remet actuellement en cause cette approche. En effet, la trace d'un ion – correspondant au dépôt radial d'énergie le long de son chemin dans la matière – a un diamètre du même ordre de grandeur, ou parfois supérieur à la taille du transistor élémentaire. Il devient alors nécessaire de pouvoir modéliser de façon détaillée ce dépôt d'énergie, afin d'en étudier l'influence sur la réponse électrique des composants avancés. Pour atteindre cet objectif, j'ai développé une chaîne de simulation, permettant d'étudier les mécanismes mis en jeu étape par étape, de l'interaction particule-matière jusqu'à la prédiction de SEE au niveau circuit. Les différentes étapes de cette étude sont présentées dans ce manuscrit. Quand les grandeurs simulées s'y prêtent, des campagnes expérimentales sont conduites pour confronter les résultats de simulations à des données « réelles ».

Le Chapitre I est consacré à la présentation détaillée du contexte de l'étude. Les différents environnements radiatifs auxquels les composants sont susceptibles d'être soumis sont décrits, ainsi que leurs effets sur les composants électroniques. Une dernière partie présente les particularités des transistors MOS en technologie silicium sur isolant (Silicon On Insulator SOI), sur lesquels se concentre notre étude.

Le Chapitre II s'intéresse à la modélisation des traces d'ions, correspondant à la première étape de notre chaîne de simulation. Une première partie décrit l'état de l'art de cette modélisation. Outre l'approche ponctuelle correspondant à l'utilisation du LET, deux types de méthodes permettent de prédire des structures de traces comportant une dimension radiale : les modèles semi-analytiques et les simulations Monte Carlo. La comparaison des avantages respectifs de ces deux approches nous conduit à privilégier la seconde. Une deuxième partie détaille donc l'utilisation du code de simulation Monte Carlo Geant4 pour simuler les traces

d'ions. Les différents modèles d'ionisation disponibles dans le code sont décrits, afin de choisir le plus adapté à notre objectif de simulation détaillée de la forme du dépôt d'énergie. Les traces obtenues à l'aide de ces simulations sont ensuite analysées, afin d'en déterminer la pertinence et les limites de validité.

La deuxième étape de notre chaîne de simulation, décrite dans le Chapitre III, vise à intégrer les traces d'ions issues de Geant4 dans des simulations TCAD (Technology Computer-Aided Design), réalisées à l'aide du logiciel Synopsys Sentaurus. Le but est de simuler la réponse de transistors isolés sous irradiation par des ions lourds, ces transistors constituant la brique élémentaire des circuits électroniques actuels. La méthodologie est appliquée à l'étude de la réponse sous irradiation des transistors SOI de longueur de grille 70 nm. La dépendance de la réponse en fonction de l'énergie de l'ion, à LET constant, est ainsi analysée. Cette étape a pour but de confirmer les tendances observées expérimentalement montrant que deux ions de LET proches et d'énergies différentes peuvent induire des réponses distinctes. Dans un deuxième temps, l'influence de l'angle d'incidence du faisceau d'ions est également explorée. Des expériences dédiées sont réalisées au GANIL (Grand accélérateur national d'ions lourds, Caen), complétées par des simulations utilisant la même méthodologie de couplage entre Geant4 et TCAD que précédemment.

L'étape suivante, qui constitue le Chapitre IV, consiste à regarder les effets électriques non plus seulement au niveau du transistor élémentaire, mais à étendre l'étude au niveau circuit. Dans ce but, une collaboration avec l'ONERA est mise en place, pour améliorer un outil de prédiction des SEE (MUSCA SEP3) dans les cellules mémoire. Jusqu'à présent, cet outil utilisait un dépôt d'énergie ponctuel, considérant uniquement la variation du LET avec la pénétration de l'ion dans la matière, sans tenir compte de la dimension radiale de la trace. L'influence de la prise en compte de la trace réelle de l'ion sur la prédiction SEE est étudiée, en interfaçant les simulations au niveau particule-matière réalisées à l'aide de Geant4 avec cet outil. Cette nouvelle approche est validée par comparaison avec des données expérimentales issues de la littérature, pour des transistors isolés et des cellules SRAM SOI. L'influence de la prise en compte de la trace d'ion sur la prédiction SEE est ensuite étudiée pour différentes générations de SRAM jusqu'à la technologie 32 nm. Les possibilités de simulation des erreurs multiples ou Multiple-Bit Upsets MBU sont également explorées.

Un dernier chapitre est consacré à une discussion sur la méthode de simulation des traces d'ions utilisée dans notre étude. Des perspectives d'amélioration de cette méthode sont décrites. L'exploration de l'une de ces pistes est amorcée par une première étude expérimentale sur la dispersion en LET dans les films minces.

Pour conclure, les principaux résultats sont synthétisés, mettant en évidence la nécessité d'une connaissance fine de la géométrie des traces ionisantes générées dans le semi-conducteur par le passage des particules pour l'étude de la sensibilité aux rayonnements des technologies avancées.

CHAPITRE I

CONTEXTE : ENVIRONNEMENTS RADIATIFS ET INTERACTION AVEC LES COMPOSANTS ELECTRONIQUES

CHAPITRE I

Contexte : Environnements radiatifs et interaction avec les composants électroniques

I.	DES ENVIRONNEMENTS RADIATIFS VARIES	18
1.	L'environnement radiatif spatial	18
a.	Le rayonnement cosmique.....	18
b.	Les évènements solaires	20
c.	Les particules piégées	21
2.	L'environnement radiatif terrestre	23
3.	Les environnements radiatifs artificiels	24
4.	Récapitulatif des environnements radiatifs	25
II.	INTERACTIONS DES PARTICULES AVEC LES COMPOSANTS ELECTRONIQUES	27
1.	Interaction particule-matière.....	27
2.	Effets sur les composants électroniques.....	29
III.	LES TRANSISTORS SILICIUM SUR ISOLANT SOI (SILICON ON INSULATOR).....	34
1.	Différentes structures SOI	34
2.	Le transistor bipolaire parasite	35
IV.	CONCLUSION	37
V.	REFERENCES	38

L'utilisation de dispositifs microélectroniques en environnement radiatif implique l'application d'une méthodologie adaptée pour garantir la fiabilité des circuits. Il faut ainsi évaluer la vulnérabilité des composants, avant de choisir la technologie la plus adaptée à un environnement donné. Des anomalies ont été relevées pour la première fois en 1975 sur un satellite en orbite [1]. Ces anomalies ont été attribuées à des erreurs logiques induites par le rayonnement cosmique dans des circuits de mémorisation à base de bascules Flip-Flop. D'après les auteurs, seul l'ion Fer pouvait être responsable de ces aléas logiques, en raison de son pouvoir ionisant suffisamment élevé et de sa présence en quantité significative dans le rayonnement cosmique.

Avec l'évolution des technologies suivant la roadmap technologique [2] et la réduction des dimensions selon la loi de Moore, la sensibilité des composants électroniques aux rayonnements tend à augmenter [3, 4]. Ainsi, dès 1978, des anomalies sont relevées sur des composants utilisés sur Terre, dans des calculateurs d'IBM utilisant des composants avancés [5]. L'étude de l'effet des radiations sur les composants électroniques n'a depuis cessé d'occuper les équipes de recherche, afin notamment de comprendre les phénomènes en jeu et d'adapter les composants et/ou les circuits pour éviter ou contourner les erreurs induites.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps les différents milieux radiatifs auxquels des composants électroniques sont susceptibles d'être soumis : l'environnement radiatif spatial, l'environnement radiatif terrestre ou atmosphérique, mais aussi des environnements radiatifs artificiels spécifiques à certaines applications.

Nous verrons ensuite quels effets une particule peut induire sur la matière, de manière directe ou indirecte selon qu'elle pénètre directement la matière ou qu'elle est issue d'une réaction nucléaire préalable. Les différents effets induits sur les composants électroniques par un dépôt d'énergie dans la zone sensible d'un transistor seront ensuite décrits.

Enfin, nous détaillerons plus précisément le type de composants considérés dans cette étude.

I. Des environnements radiatifs variés

Au cours de leur utilisation, les composants électroniques sont susceptibles d'être soumis à différents environnements radiatifs : l'environnement radiatif spatial, l'environnement radiatif terrestre ou atmosphérique, mais aussi des environnements radiatifs artificiels spécifiques à certaines applications. Dans la suite, ces différents environnements sont détaillés, avec notamment une description des différents types de particules qu'on y trouve ainsi que les spectres en énergie correspondants.

1. L'environnement radiatif spatial

L'environnement radiatif spatial [6] est particulièrement contraignant. Historiquement, c'est le premier environnement détecté comme nocif pour les composants électroniques en raison de son caractère radiatif [1]. Il se compose de particules de natures et d'origines diverses, qui peuvent être divisées en trois populations : le rayonnement cosmique, provenant d'au-delà du système solaire, les particules issues des événements solaires, et les particules piégées dans des ceintures dites de Van Allen situées en orbite autour de la Terre. Les deux premières populations sont constituées de protons et d'ions lourds. Les ceintures comprennent en plus des électrons.

a) Le rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est constitué de particules d'origine galactique et extra-galactique. Il regroupe des protons et des ions lourds couvrant toute la table périodique des éléments, avec des flux peu élevés et des énergies pouvant aller jusqu'au TeV. La Figure 1.1 illustre l'abondance relative des ions lourds pour une énergie de 2 GeV/A, en fonction de leur numéro atomique Z.

L'hydrogène et l'hélium sont les éléments les plus abondants de l'univers (87% et 12% de la matière respectivement), ce qui se retrouve dans leur proportion au sein du rayonnement cosmique. Au-delà, pour les Z croissants, l'abondance relative des éléments diminue rapidement, notamment pour les ions plus lourds que le Fer. De par son flux, sa stabilité et son pouvoir ionisant élevé, ce dernier est considéré comme l'un des plus importants dans le rayonnement cosmique en termes de nocivité pour les composants.

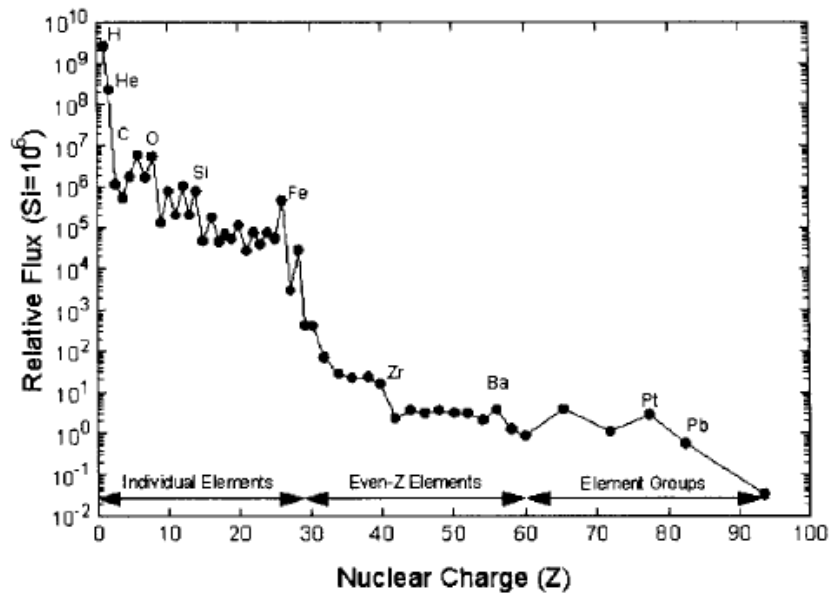


Figure 1.1 : Abondance relative des ions issus du rayonnement cosmique, pour des énergies de l'ordre de 2 GeV/A. Les valeurs sont normalisées par rapport au silicium ($= 10^6$) [6, 7]

La Figure 1.2 présente un exemple de spectre en énergie du rayonnement cosmique, pour les ions hydrogène, hélium et fer. Les valeurs de l'hydrogène sont multipliées par 5 pour une meilleure lisibilité du graphe. Les mesures sont prises à différents moments du cycle solaire, ce qui explique les variations de spectre à « basse » énergie (< 1 à 3 GeV/A). Bien que la population de particules décroisse avec leur énergie, on voit que cette dernière peut atteindre plusieurs centaines, voire milliers de GeV/A.

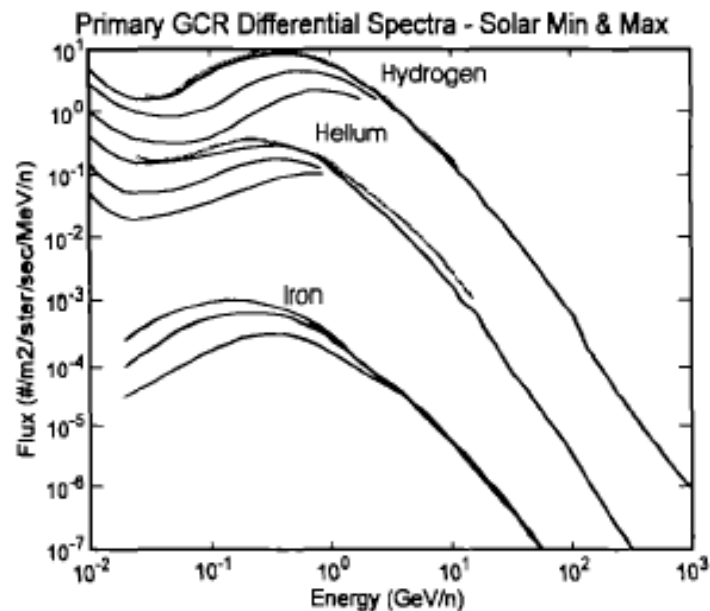


Figure 1.2 : Spectre en énergie du rayonnement cosmique (ions H, He et Fe). Les valeurs de l'hydrogène sont multipliées par 5 pour les distinguer de celles de l'hélium [6, 8].

b) Les évènements solaires

A ces flux de particules cosmiques s'ajoutent ceux issus des évènements solaires, dont on distingue deux catégories : éruptions solaires et vent solaire.

L'activité du soleil, identifiée par le nombre de taches apparaissant à sa surface, est cyclique avec une période de 11 ans (± 2 ans). On distingue une période d'activité maximale de 7 ans et une période d'activité minimale de 4 ans, comme représenté sur la Figure 1.3. Les éruptions solaires, dont la Figure 1.4 présente deux illustrations, apparaissent pendant les périodes d'activité maximale. Elles sont classées en deux catégories, selon le type majoritaire de particules émises.

Le premier type regroupe 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). On distingue les éruptions mineures dont la fréquence est de l'ordre d'une dizaine par an et pour lesquelles la fluence (nombre de particules par unité de surface) par évènement ne dépasse pas quelques 10^9 protons/cm², et les éruptions majeures dont la fréquence est de l'ordre de 1 à 3 par cycle solaire. Le flux maximal d'une telle éruption peut aller jusqu'à de l'ordre de 2×10^5 protons.cm⁻²s⁻¹.

Le deuxième type regroupe les éruptions solaires à ions lourds (1 à 3 par an), dont la composition exacte en termes d'espèces d'ions varie d'une éruption à l'autre. Lors de tels évènements, les flux d'ions dépassent de 2 à 3 ordres de grandeur le fond cosmique. Leurs durées varient de quelques heures à quelques jours. Les ions lourds émis atteignent des énergies de l'ordre de quelques centaines de MeV/A.

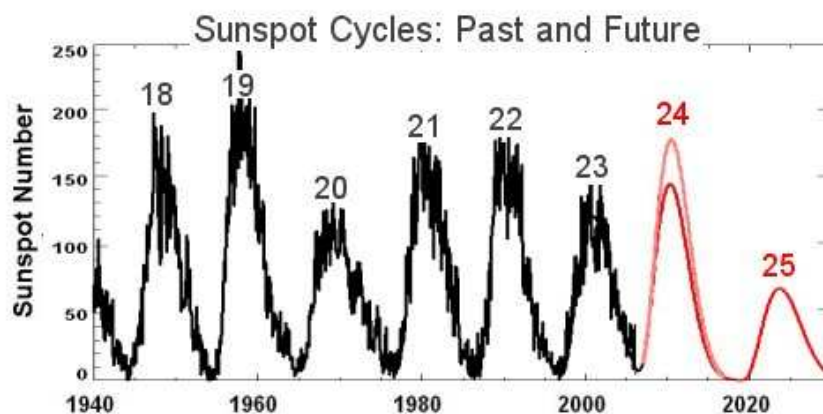


Figure 1.3 : Nombre de taches solaires en fonction du temps, mettant en évidence des cycles d'activité de 11 ans [9].

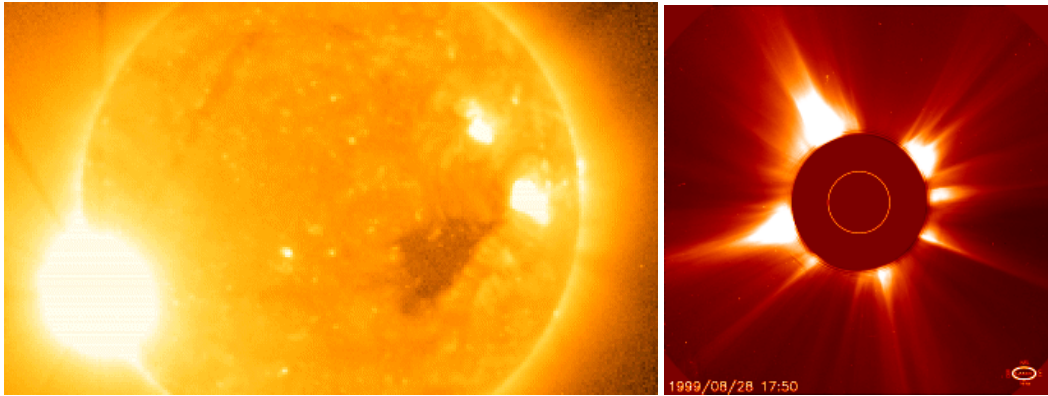


Figure 1.4 : Exemples d'éruptions solaires. A gauche, éruption enregistrée le 05/12/06 par l'imageur X à bord du satellite NOAA's GOES-13. L'éruption était si intense qu'elle a endommagé l'instrument qui a pris l'image. A droite, éruption solaire du 28/08/99 enregistrée par la sonde SOHO. On peut y voir l'éjection de masse coronale qui accompagne l'éruption [9].

En plus de ces flux périodiques issus des éruptions solaires, un flux continu de particules résultant de l'évaporation de la couronne solaire (plasma coronal) est également émis. Il est connu sous le nom de « vent solaire ». Ce flux est constitué d'un plasma d'électrons, de protons et de noyaux d'hélium de basse énergie (0.5 à 2 keV/A). Il est animé d'une vitesse pouvant varier de 300 à 900 km/s. Sa densité moyenne est de 1 à 30 particules/cm³. Le vent solaire est très dépendant de l'activité solaire, il subit des perturbations spatiales et temporelles de plus ou moins grande amplitude. C'est l'interaction entre le vent solaire perturbé et la magnétosphère qui est à l'origine des orages magnétiques et des aurores boréales.

De fines couches de matériaux suffisent à arrêter ce plasma de basse énergie, qui n'est donc pas gênant pour la plupart des composants électroniques embarqués en mission spatiale. Il peut en revanche provoquer des effets de surface sur les satellites, telles que les décharges électrostatiques.

c) Les particules piégées

Dans l'environnement proche de la Terre, la majeure partie (99,9%) des particules issues du rayonnement cosmique et des événements solaires est déviée par une zone protectrice appelée « magnétosphère », créée par l'interaction entre le champ magnétique terrestre et le vent solaire (voir illustration Figure 1.5).

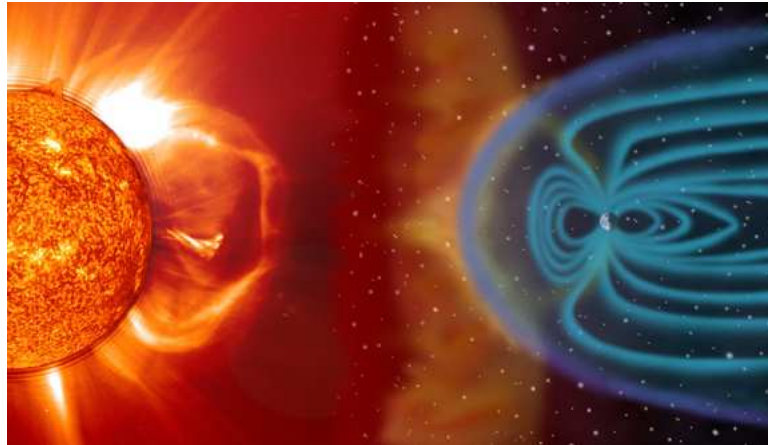


Figure 1.5 : Vue d'artiste d'une éruption solaire, du vent solaire et de la magnétosphère [9].

Une partie de ces particules est cependant piégée par ce champ et forme des « ceintures de radiation » autour de la Terre. Ces ceintures sont appelées « ceintures de Van Allen », du nom du scientifique américain qui développa le système de mesure du satellite Explorer, qui les mit en évidence pour la première fois [10]. Elles sont constituées d'électrons, de protons et d'ions lourds. Les électrons piégés ont des énergies allant jusqu'à 7 MeV tandis que les énergies des protons et des ions lourds piégés vont jusqu'à la centaine de MeV/A. La Figure 1.6 présente une vue d'artiste de la structure de ces ceintures de radiation, constituées d'une zone intérieure où se regroupent les protons et une partie des électrons, et d'une zone extérieure où l'on trouve la majorité des électrons. Ces deux ceintures sont respectivement situées à environ 3000 km et 16 000 km autour de la Terre.

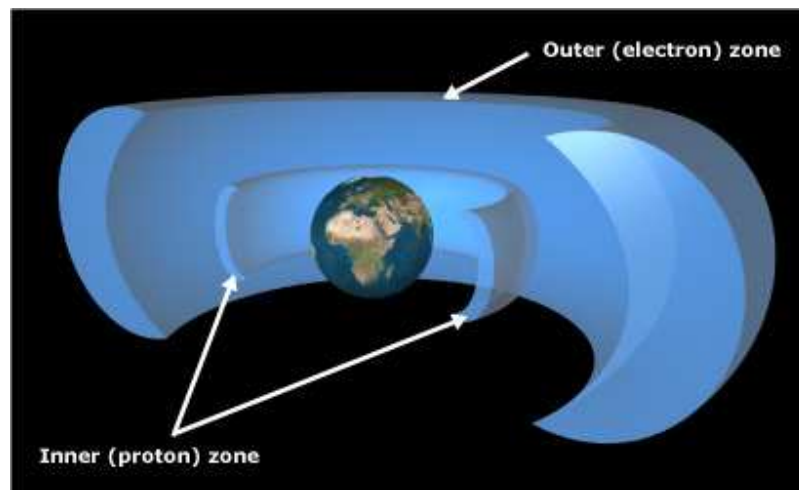


Figure 1.6 : Vue d'artiste des ceintures de Van Allen entourant la Terre [9].

Dans ces ceintures, l'abondance des ions lourds d'énergie suffisante pour pénétrer le blindage des satellites est toutefois trop faible pour qu'ils représentent un facteur dominant pour la sensibilité des composants électroniques embarqués.

Un satellite et les composants électroniques qu'il comporte sont donc perpétuellement bombardés par un flux de particules issues des rayonnements cosmiques et solaires, et, suivant son orbite, des ceintures de radiation.

2. L'environnement radiatif terrestre

Comme détaillé dans le paragraphe précédent, au voisinage de la Terre, la plupart des particules issues du rayonnement cosmique et des événements solaires sont soit déviées par la magnétosphère, soit piégées dans les ceintures de Van Allen. Les radiations spatiales qui parviennent malgré tout à franchir ces barrières vont quant à elles interagir avec l'azote et l'oxygène de l'atmosphère, formant ainsi une « pluie » de particules secondaires (neutrons, protons, pions et muons), appelée « pluie cosmique » (« cosmic shower ») [5]. La Figure 1.7 est une vue d'artiste illustrant cette pluie de particules.

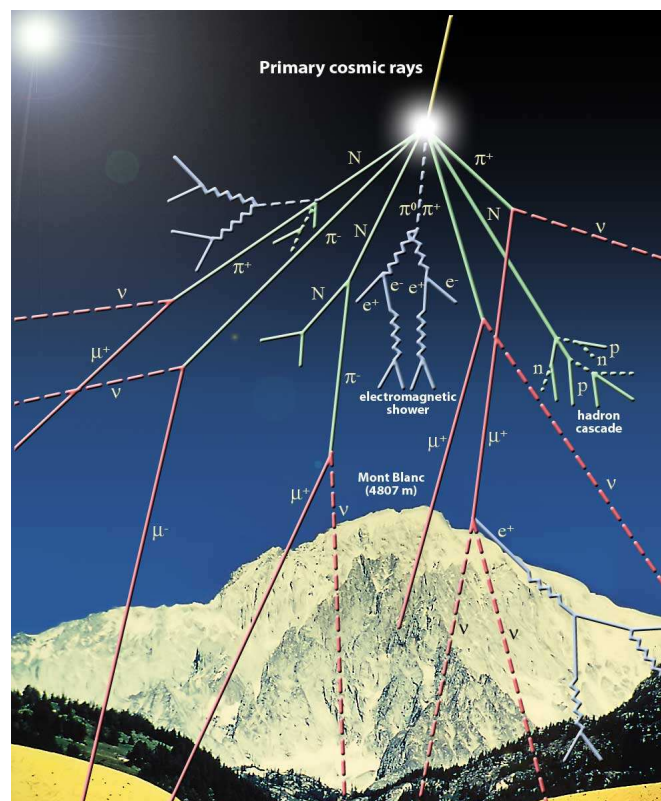


Figure 1.7 : Vue d'artiste de la pluie cosmique de particules secondaires induite par l'interaction entre les particules issues de l'environnement spatial et l'atmosphère terrestre [9].

Parmi ces particules secondaires, les neutrons (appelés « neutrons atmosphériques ») sont capables d'induire des ions lourds par réaction nucléaire et sont donc indirectement responsables d'erreurs dans les composants électroniques [11]. Ils peuvent notamment être à l'origine d'erreurs en avionique. Il convient donc de les prendre en compte au stade du choix ou de la conception de l'électronique utilisée pour ces applications.

Le spectre de ces neutrons atmosphériques s'étend jusqu'à quelques centaines de MeV. Ce flux décroît environ en $1/E$, avec E l'énergie des neutrons. Il diminue avec l'altitude et la latitude (il est maximal au niveau des pôles où la protection atmosphérique est moindre). Le flux de neutrons auquel sont soumis les avions de ligne, à une altitude d'environ 12 km, est ainsi presque 1000 fois supérieur à celui mesuré au niveau de la mer [12], comme illustré sur la Figure 1.8.

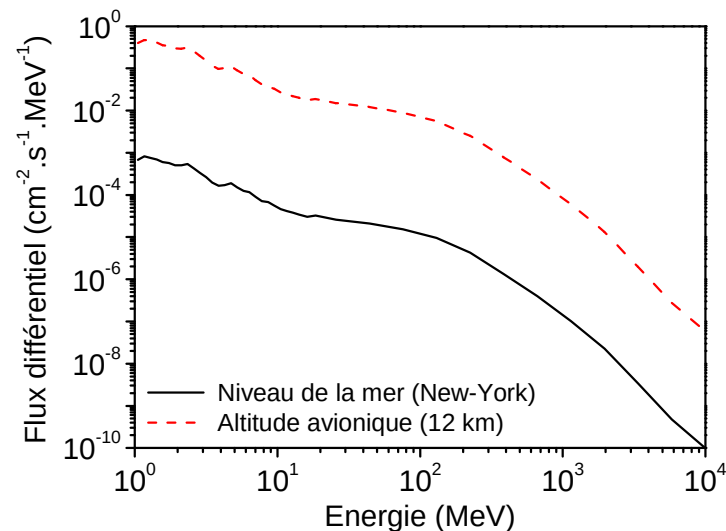


Figure 1.8 : Flux différentiel de neutrons en fonction de l'énergie, au niveau de la mer (données mesurées à New-York), et à une altitude de 12 km correspondant à l'altitude moyenne de vol des avions de ligne [12].

A ces particules d'origines cosmiques s'ajoutent enfin les particules issues de la décroissance radioactive des atomes lourds (Uranium, Thorium), présents dans toute matière terrestre à l'état de trace. On peut citer les particules alpha (noyaux d'hélium), issues de cette activité tellurique, et présentes en particulier dans les matériaux des boîtiers céramiques et les fils de soudures. Ces particules alpha sont capables d'induire des erreurs et de remettre en cause la fiabilité des systèmes électroniques [13]. Pour répondre à ce problème, les matériaux utilisés pour le packaging des composants électroniques sont aujourd'hui classés en fonction de leur taux d'émission alpha ou AER (Alpha Emission Rate), paramètre correspondant au nombre de particules alpha émises par une surface en un temps donné. Celui-ci détermine donc un niveau de pureté du matériau [14]. En 2008, l'AER admis était d'environ $10^{-3} \alpha \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{h}^{-1}$. Le standard de test JEDEC (JESD89A) [12] fournit ainsi une liste de différents matériaux utilisés pour les substrats, interconnexions et packaging en flip-chip avec leur AER, révélant l'intérêt des fondeurs pour cette problématique.

3. Les environnements radiatifs artificiels

Dans certaines applications particulières, les composants électroniques peuvent également être soumis à un environnement radiatif artificiel. Les centrales nucléaires, accélérateurs de

particules, grands instruments de physique et certains équipements médicaux en sont quelques exemples.

Dans les centrales nucléaires, l'électronique est utilisée pour mesurer la réactivité du cœur des réacteurs (paramètre définissant l'écart du cœur par rapport à la criticité), ainsi que pour les besoins de stockage et de manipulation des déchets radioactifs (robotique en milieu hostile). Elle doit donc être durcie aux neutrons et aux rayons γ .

Jusqu'à présent, l'électronique associée aux accélérateurs de particules ne présentait pas de problèmes particuliers de tenue aux radiations, essentiellement parce que cette électronique pouvait être déportée et protégée par blindage. Il en va différemment pour la nouvelle génération de collisionneur, principalement le LHC (Large Hadron Collider) du CERN, dont l'instrumentation doit être capable de fonctionner dans un environnement fortement radiatif. L'énergie prévue (14 TeV) et la fréquence des collisions imposent en effet un prétraitement des événements in situ ; l'électronique des détecteurs de particules doit donc être durcie aux radiations. Elle doit pouvoir supporter une grande variété de particules (protons, kaons, pions, photons, neutrons, électrons...) d'énergie allant de 100 MeV à 5 GeV.

Parmi les grands instruments de physique nécessitant une électronique adaptée, on peut également citer le futur réacteur ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), en construction à proximité de Cadarache, et le LMJ (Laser Méga-Joule), en construction au CEA CESTA (près de Bordeaux). Ce dernier fait partie du programme Simulation lancé par le gouvernement français à la suite de l'arrêt des essais nucléaires en 1996. L'électronique de traitement γ sera soumise à un fort flux de neutrons et de protons. Un instrument similaire, le NIF (National Ignition Facility) est également en construction au sein du Lawrence Livermore National Laboratory, aux Etats-Unis.

4. Récapitulatif des environnements radiatifs

La table suivante dresse un bilan des environnements radiatifs décrits précédemment, en indiquant leur nature ainsi que les énergies et flux associées. Ce récapitulatif illustre bien la variabilité des menaces auxquels sont susceptibles d'être soumis les composants électroniques, aussi bien en termes de types de particules que d'énergies, et pour un large champ d'applications.

Provenance	Particules	Energie	Flux (particules.cm ⁻² .s ⁻¹)
Rayonnement cosmique	Protons (87%)	10 MeV/A -> 1 TeV/A	1 (à 100 MeV)
	Alphas (12%) Ions lourds (1%)		10 ⁻⁴ (à 1 TeV/A)
Eruptions solaires	Protons Ions lourds	10 MeV/A -> qq. 100 MeV/A	Jusqu'à 2x10 ⁵
Vent solaire	Electrons	< qq. keV	10 ⁸ à 10 ¹⁰
	Protons	< 100 keV	

	Alphas (7 à 8%)	0.5 -> 2 keV/A	
Ceintures de radiations	Electrons	< 7 MeV (dont 99% < 2 MeV)	10 ⁻² à 10 ⁷
	Protons	< qq. 100 MeV (dont 99% < 10 MeV)	10 à 10 ⁶
Interaction avec l'atmosphère	Neutrons Protons Pions Muons	keV -> qq. 100 MeV	Fonction de l'altitude et de la latitude
Packaging	Alphas	Fonction de l'ion émetteur.	
Environnements artificiels	Dépendants de l'application concernée.		

II. Interactions des particules avec les composants électroniques

1. Interaction particule-matière

Il existe différents modes d'interaction d'une particule avec la matière, plus ou moins probables selon la nature et l'énergie de la particule. Nous ne détaillerons pas ici toutes les interactions possibles ; seuls les modes d'interactions impliquant des ions lourds sont présentés.

Deux cas sont à considérer selon que l'ion lourd interagit directement avec la matière ou qu'il est le produit secondaire d'une réaction préalable. Les différents modes d'interactions à prendre en compte sont, par ordre de probabilité :

- L'ionisation et l'excitation.
- Le déplacement atomique (Non-Ionizing Energy Loss NIEL).
- Les réactions nucléaires.

Les deux premiers types d'interactions correspondent à des pertes d'énergie de la particule incidente par interaction coulombienne, respectivement avec les électrons ou le noyau ; la particule primaire continue son parcours après interaction. Les pertes d'énergie ainsi induites sont caractérisées par le transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer), correspondant à une perte d'énergie dE par unité de longueur dx , dans un matériau de densité ρ , selon la formule suivante :

$$LET = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (\text{Eq. 1.1})$$

Il s'exprime en général en $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$, ou encore en $\text{MeV}/\mu\text{m}$ lorsque la masse volumique du matériau cible est prise en compte.

Le LET se divise en deux composantes : le LET électronique et le LET nucléaire :

$$LET = LET_{\text{électronique}} + LET_{\text{nucléaire}} \quad (\text{Eq. 1.2})$$

La composante électronique correspond à la perte d'énergie par ionisation et excitation (interaction de l'ion incident avec le cortège électronique des atomes du milieu). La composante nucléaire représente quant à elle la perte d'énergie par déplacement des atomes du milieu ou NIEL (interaction de l'ion incident avec le noyau des atomes cibles). Ces deux composantes varient avec l'énergie de la particule, comme illustré sur la Figure 1.9 dans le cas d'un ion Fe incident dans du silicium. La composante nucléaire est prépondérante à basse énergie et reste

globalement faible. Les effets singuliers dans les composants électroniques sont principalement dus au LET électronique, c'est-à-dire à l'ionisation.

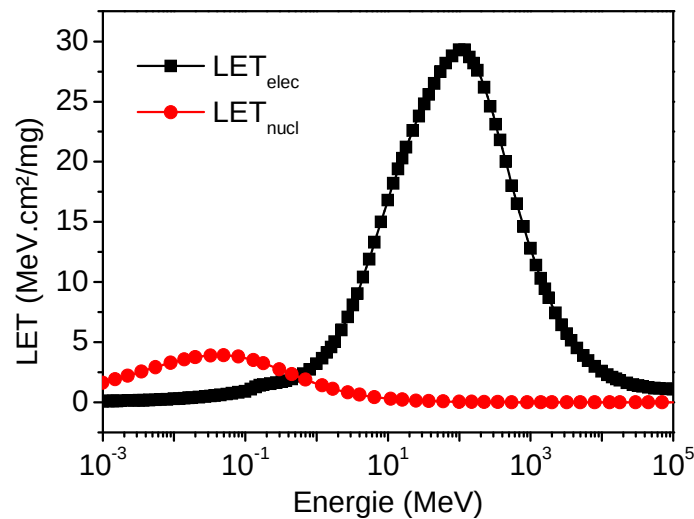


Figure 1.9 : Exemple de répartition du LET entre $LET_{\text{électronique}}$ (carrés noirs) et $LET_{\text{nucléaire}}$ (ronds rouges) en fonction de l'énergie de l'ion incident, pour du fer dans du silicium (courbe obtenue à l'aide du logiciel SRIM [15]).

Dans le cas d'une réaction nucléaire, la particule incidente interagit directement avec le noyau de la particule cible, avec lequel elle entre en collision. Une telle réaction produit des particules secondaires différentes des particules incidentes (dites primaires), contrairement au NIEL qui induit uniquement un déplacement d'un atome du matériau cible. Pour que ce type d'interaction ait lieu, les particules doivent pouvoir entrer en collision avec le noyau cible, très petit devant la taille totale de l'atome cible (noyau + cortège électronique). Dans le cas de particules incidentes chargées positivement, elles doivent donc être suffisamment énergétiques pour surmonter la barrière coulombienne induite par le noyau. Ce type de réaction a donc une probabilité très faible pour des ions lourds incidents, probabilité qui diminue avec l'énergie. Les neutrons en revanche, n'ayant pas de charge électrique, peuvent interagir par réaction nucléaire à n'importe quelle énergie. Ce type de réaction produit des ions lourds qui interagiront ensuite avec la matière par ionisation principalement. On parle alors d'ionisation indirecte.

On distingue ainsi ionisation directe ou indirecte selon que la particule chargée pénètre directement dans la matière ou qu'elle est issue d'une réaction préalable (réaction nucléaire ou déplacement atomique) dont elle constitue un produit secondaire. Dans ce dernier cas, le dépôt d'énergie ionisante par la particule primaire est le plus souvent nul (neutron) ou très faible (proton) devant le dépôt des particules secondaires. Les neutrons, par nature non chargés, ne peuvent interagir avec la matière que par réaction nucléaire ou déplacement atomique. Ils ne peuvent donc ioniser la matière que de manière indirecte. Au contraire, les particules chargées (proton, ion lourd) peuvent ioniser la matière de manière directe ou indirecte. Dans le cas du proton, l'ionisation directe, à faible énergie, est très faible. Il est également possible, bien qu'avec une faible probabilité, que la particule primaire générant une réaction nucléaire soit un

ion lourd ; dans ce cas, on a à la fois ionisation directe par la particule primaire avant réaction nucléaire, puis indirecte par une ou des particules secondaires issue(s) de cette réaction.

La perte d'énergie par ionisation correspond à une interaction entre l'ion lourd incident et le cortège électronique. Cette interaction entre deux particules chargées, de charges Q et e respectivement et distantes de r , se fait par la force coulombienne :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q.e}{r^2} \quad (\text{Eq. 1.3})$$

L'ion lourd communique ainsi une partie E' de son énergie cinétique E aux électrons des atomes de la cible, dits électrons primaires, qui sont arrachés du milieu. La particule primaire est très légèrement déviée par cette interaction. Il y a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement globales du système formé par les deux particules.

Les électrons suffisamment énergétiques (d'énergie supérieure à l'énergie de liaison d'un électron à son atome) sont ensuite susceptibles d'ioniser à leur tour le milieu, créant ainsi une cascade d'électrons secondaires. Le dépôt d'énergie se répartit donc radialement autour du chemin de l'ion dans la matière, créant une colonne de paires électrons-trous. Il faut 3,6 eV pour créer une paire électron-trou dans le silicium [16].

2. Effets sur les composants électroniques

Quelle que soit la source de rayonnement, cosmique ou terrestre, particules primaires ou secondaires, des erreurs peuvent être induites dans les composants électroniques par le passage d'un ion unique dans la zone sensible d'un transistor. Les charges créées par ionisation le long de la trace de l'ion sont ainsi transportées selon les mécanismes de dérive et de diffusion [17, 18]. La charge est ensuite collectée sur les électrodes du composant, induisant un courant transitoire parasite. Les caractéristiques de ce transitoire dépendent du type de composant irradié et du point d'impact de l'ion par rapport à la zone sensible du transistor. L'effet sur le composant dépend alors de la durée et de l'amplitude de ce transitoire de courant.

Pour perturber un circuit, la charge générée par le passage d'un ion lourd doit être collectée par un nœud sensible. Les jonctions PN polarisées en inverse présentent une large zone de déplétion et une région de champ électrique important ; elles sont les plus susceptibles de collecter la charge [3]. Les paires électron/trou sont séparées par le champ électrique au niveau de la jonction de la zone de déplétion, puis collectées au niveau de l'électrode du composant irradié. Des particules générées au niveau de la zone neutre peuvent également diffuser vers la jonction et y être collectées.

On peut ainsi distinguer trois phases dans le processus de collection de charges, comme illustré sur la Figure 1.10. Premièrement, des paires électron/trou sont générées le long du chemin d'une particule ionisante dans la matière (Figure 1.10(a)). Le champ électrique subit alors des distorsions et s'étend le long de la trace de l'ion. Une grande quantité de charges est susceptible d'être collectée rapidement sur plusieurs microns par dérive des porteurs (Figure

1.10(b)). Cet effet, appelé « funneling » [19, 20], est caractéristique des technologies sur substrat massif. Il dépend fortement du dopage du substrat. C'est un phénomène rapide, au maximum quelques dixièmes de nanosecondes. Après ce laps de temps, la densité de porteurs redevient proche du dopage du substrat et le champ perturbé se relaxe vers sa position d'origine. La collecte de charges se poursuit, mais avec une efficacité réduite, par diffusion des porteurs, parfois pendant plusieurs nanosecondes (Figure 1.10(c)).

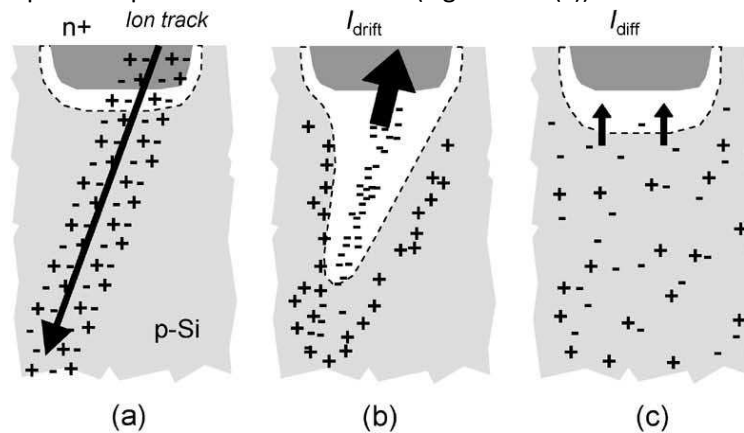


Figure 1.10 : Mécanisme de collection de charge dans une jonction PN polarisée en inverse : (a) génération de paires électron/trou au passage de l'ion, (b) création d'un tunnel par distorsion des lignes de champ électrique et dérive des porteurs, (c) diffusion des porteurs [21, 22].

La collecte de charges par dérive et diffusion se traduit typiquement au niveau du transistor élémentaire par un courant parasite transitoire (Figure 1.11) avec une réponse initiale rapide (dérive, phénomène de « funneling »), suivie par un courant plus lent (diffusion).

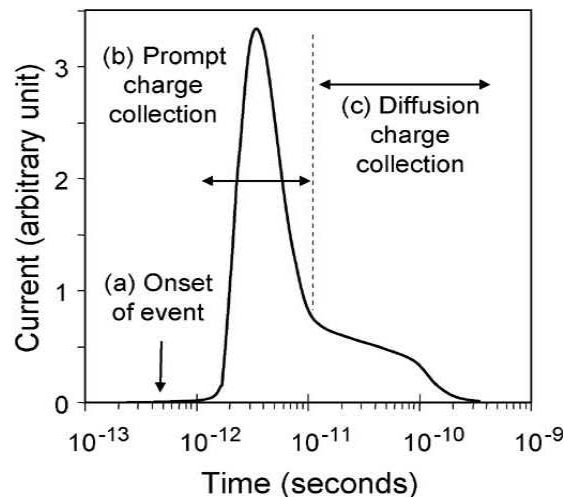


Figure 1.11 : Exemple de courant transitoire induit par la collection de charge dans une jonction PN polarisée en inverse [21, 22].

L'ensemble des effets susceptibles d'apparaître dans un circuit électronique au passage d'un ion unique est regroupé sous l'appellation « Single-Event Effects » SEE, ou effets singuliers. Un

SEE peut être une anomalie fonctionnelle ou un effet destructif dans un composant électronique, lié à l'interaction d'une seule particule avec le matériau. On parle de SEE non-destructif lorsque l'état du composant est modifié temporairement ou de façon permanente mais que sa fonctionnalité n'est pas affectée. On distingue les « soft errors », pour lesquelles la donnée corrompue peut être réécrite, et les « hard errors », pour lesquelles la valeur de la donnée ne peut plus être modifiée. Les SEE destructifs interrompent au contraire la fonctionnalité en induisant un dommage physique permanent sur le composant, jusqu'à la destruction de celui-ci.

L'effet du passage d'un ion peut ainsi aller des erreurs logiques comme un changement d'état dans une cellule mémoire (« Single-Event Upset » SEU ou « Multiple-Bit Upset » MBU si plusieurs cellules sont touchées simultanément par une particule) ou la propagation d'un signal parasite (« Single Event Transient » SET), jusqu'à des dommages physiques comme le verrouillage destructif du composant (« Single-Event Latch-up » SEL), la rupture d'oxyde de grille (« Single-Event Gate Rupture » SEGR) ou le claquage (« Single-Event Burn-out » SEB). On parle aussi de « Single-Event Functional Interrupt » (SEFI) dans le cas de la perte temporaire de fonctionnalité d'un composant plus complexe (microprocesseur par exemple). Le Tableau 1.1 regroupe les termes associés aux différents effets observés.

Tableau 1.1 : Termes utilisés pour désigner les événements singuliers (induits par une particule unique) sur les composants en environnement radiatif

Sigle	Signification	Effet sur le composant
SEE	Single Event Effect	Terme générique pour les effets induits par une particule unique
SEU	Single Event Upset	Changement d'état logique d'une cellule mémoire
MBU	Multiple-Bit Upset	Cas particulier de SEU touchant plusieurs cellules simultanément
SET	Single Event Transient	Propagation d'un signal transitoire parasite en logique combinatoire, registres...
SEFI	Single Event Functional Interrupt	Perte temporaire de la fonctionnalité d'un composant, induit par la propagation d'une erreur dans un circuit complexe (microprocesseur, ASIC)
SEL	Single Event Latch-up	Verrouillage de tout ou partie du composant
SEB	Single-Event Burn-out	Claquage par échauffement lors de la mise en conduction d'une structure parasite (composants de puissance)
SEGR	Single-Event Gate Rupture	Rupture de l'oxyde de grille (technologies très intégrées ou composants de puissance)

La sensibilité d'un composant à un type de SEE est caractérisée par la section efficace σ , exprimée en cm^2 . Cette grandeur correspond à une probabilité d'occurrence d'un événement, c'est-à-dire au nombre d'erreurs comptabilisé pour une fluence de particules donnée. La fluence, exprimée en $\text{particules}/\text{cm}^2$, est le nombre total de particules envoyées sur le composant irradié, par unité de surface. La section efficace est donc calculée selon la formule suivante [23] :

$$\sigma_{\text{SEE}} = \frac{\text{Nombre d'évènements}}{\text{Fluence}} \quad (\text{Eq. 1.4})$$

La section efficace varie en fonction du transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer) de la particule incidente. Elle augmente avec celui-ci. Deux concepts sont communément utilisés pour caractériser la sensibilité des composants aux SEE : le LET seuil et la section efficace à saturation σ_{sat} . Le LET seuil correspond au LET minimum requis pour observer un évènement. Au-dessus d'un certain LET, la section efficace n'augmente plus, ou est en tout cas considérée comme stable. On parle alors de section efficace à saturation. Ces deux notions sont illustrées sur la Figure 1.12, représentant un exemple d'une courbe de section efficace en fonction du LET.

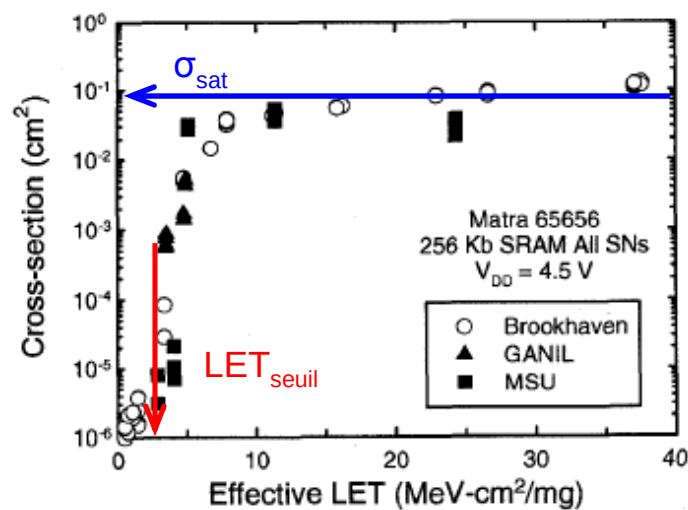


Figure 1.12 : Exemple d'une caractéristique de section efficace en fonction du LET pour une mémoire statique [24], illustrant les notions de LET seuil et de section efficace à saturation.

On s'intéresse dans la suite plus particulièrement aux « Single-Event Upsets » SEUs qui sont statistiquement les erreurs les plus probables dans les circuits logiques. Une erreur logique se définit comme une erreur unique, aléatoire, non récurrente et non permanente (sans dommage physique). On observe un SEU quand une charge est déposée dans un volume sensible et que la collecte de cette charge par les transistors élémentaires conduit à la perte de l'information stockée dans une cellule mémoire. La valeur stockée initialement dans la cellule mémoire peut être restaurée par simple réécriture, sans avoir à couper l'alimentation.

Dans le scénario le plus simple, illustré Figure 1.13 [21, 25], un SEU est déclenché dans une SRAM par le passage d'une particule ionisante au niveau du drain du transistor NMOS à l'état OFF. La particule génère une cascade de paires électron/trou le long de son parcours, à la fois dans et en-dehors de la zone de déplétion de la jonction PN polarisée en inverse. La charge est ensuite collectée au niveau de la jonction, par dérive et diffusion, produisant ainsi un courant transitoire. Le transistor PMOS à l'état ON du même inverseur (« restoring transistor » sur la Figure 1.13) fournit alors du courant, afin de contrebalancer le courant radiativement induit et

de retourner à l'état initial. Cependant, le PMOS ayant une conductance de sortie finie, le passage de courant induit une chute de potentiel au niveau de son électrode de drain, induisant une tension transitoire. Ce signal est similaire à l'impulsion « Write », envoyée lors du processus d'écriture dans la mémoire. Si son amplitude est suffisante, conduisant le potentiel de drain à un niveau inférieur au potentiel de transition de la cellule, il peut conduire la cellule à changer d'état logique.

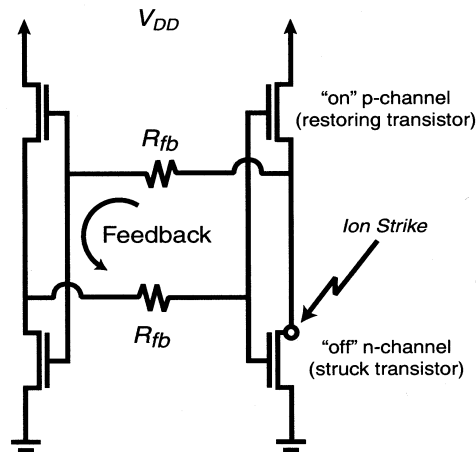


Figure 1.13 : Single-Event Upset induit dans une cellule SRAM par le passage d'un ion lourd au niveau du transistor NMOS à l'état OFF [21, 25].

Sous certaines conditions, le courant transitoire peut se propager de cellules en cellules et être à l'origine de multiples erreurs. On parle alors de « Single-Event Transient » SET.

Avec l'évolution des technologies microélectroniques, les dimensions des transistors élémentaires et la taille du volume sensible associé à chaque cellule mémoire diminuent. La probabilité pour qu'un ion lourd rencontre l'un de ces volumes sensibles diminue donc également. Cependant, cette diminution de la probabilité d'interaction est contrée par la réduction de la charge critique des cellules mémoire (charge ou nombre d'électrons permettant de différencier un '1' d'un '0' logique). Une particule avec un faible pouvoir ionisant, déposant peu de charges dans le volume sensible, devient ainsi capable d'induire un SEU [26]. De plus, la capacité des mémoires (nombre de cellules) et la taille des circuits logiques d'une façon plus générale, augmentent. A chaque génération technologique, la taille des cellules sensibles diminue donc, mais leur nombre et leur sensibilité augmentent. On assiste finalement à une augmentation du taux d'erreurs dans les systèmes électroniques.

Les transistors SOI (Silicium On Insulator) [27] représentent une première solution pour réduire la sensibilité des composants aux SEE. Cette technologie silicium a été inventée dans les années 1960-1970 pour satisfaire la demande de circuits intégrés durcis aux irradiations ionisantes. Ce sont ces transistors que nous étudierons plus particulièrement dans la suite.

III. Les transistors Silicium sur Isolant SOI (Silicon On Insulator)

La caractéristique principale des transistors SOI est la présence d'un oxyde enterré qui permet d'isoler électriquement la couche active des circuits du substrat de silicium massif. En effet, dans un transistor à effet de champ métal/oxyde/semi-conducteur (MOSFET), seule la couche superficielle de silicium située sous l'oxyde de grille, dont l'épaisseur représente moins de 0,1% de l'épaisseur totale de silicium, est vraiment utile pour le transport des électrons (voir Figure 1.14). Cette couche correspond à la zone de déplétion : lorsque le potentiel de grille augmente, les porteurs majoritaires sont progressivement repoussés de la surface, jusqu'à la création d'une zone ne comportant plus que des charges fixes, négatives dans le cas d'un dopage de type P (transistor de type NPN). La surface du film (interface silicium – oxyde de grille) est alors en déplétion.

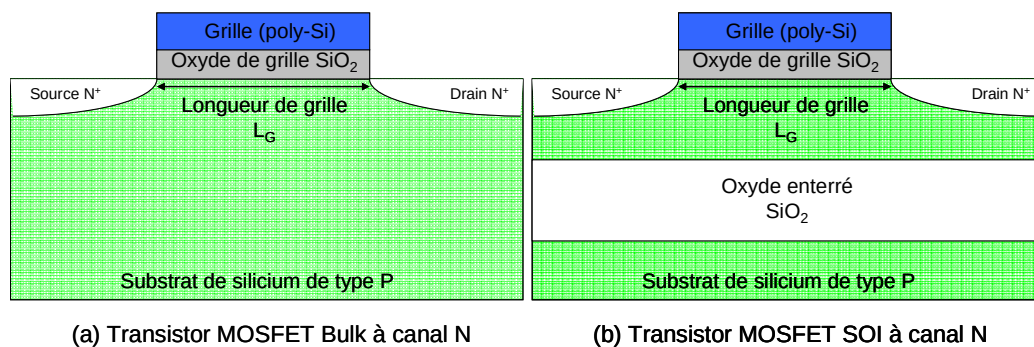


Figure 1.14 : Transistor MOSFET de type NPN (a) sur substrat massif (bulk) et (b) en technologie Silicium sur Isolant (SOI).

Grâce à l'oxyde enterré des technologies SOI (Figure 1.14(b)), le volume sensible est réduit par rapport aux technologies sur substrat massif (Figure 1.14(a)); il est limité au volume du caisson. Le phénomène de funneling est supprimé car l'oxyde enterré empêche la collecte de charges dans le substrat [28]. Les effets de latchup sont également évités par suppression des structures thyristors parasites (couches NPNP).

1. Différentes structures SOI

Il existe trois structures de transistors SOI, dépendant principalement de l'épaisseur du film de silicium actif : la structure à film épais, la structure partiellement déplétée et la structure totalement déplétée.

La structure à film épais (bulk like), représentée sur la Figure 1.14(b), présente une structure de base similaire au transistor bulk (Figure 1.14(a)). La différence réside dans l'isolation

électrique assurée par l'oxyde enterré et les tranchées latérales. Lorsque le potentiel de grille augmente, les trous sont progressivement repoussés de la surface, jusqu'à la création d'une zone ne comportant plus que des charges fixes négatives (correspondant au dopage de type P). La surface (interface silicium – oxyde de grille) est alors en déplétion.

La structure partiellement déplétée (partially depleted PD) correspond à une épaisseur de silicium de l'ordre de celle du wafer d'origine (100 à 200 nm). Ce type de transistor fonctionne toujours en déplétion partielle. Ainsi, la tension appliquée à la grille n'entraîne une désertion (ou déplétion) des porteurs que sur une partie de l'épaisseur du film de silicium, le canal conducteur n'étant créé que sur le dessus du film (voir Figure 1.15(a)). La particularité de ces technologies réside donc dans l'existence d'une zone neutre dans le substrat interne. Son potentiel peut être fixé par un contact externe (structure à body contact) ou laissé flottant (structure à substrat ou body flottant), suivant l'application visée et les impératifs d'intégration [29].

La structure totalement déplétée (fully depleted FD) correspond à un film de silicium aminci, d'épaisseur inférieure à 80 nm. Dans ce cas, la zone de déplétion couvre la totalité de la couche de silicium (voir Figure 1.15(b)) ; il n'y a pas de zone neutre dans le substrat interne.

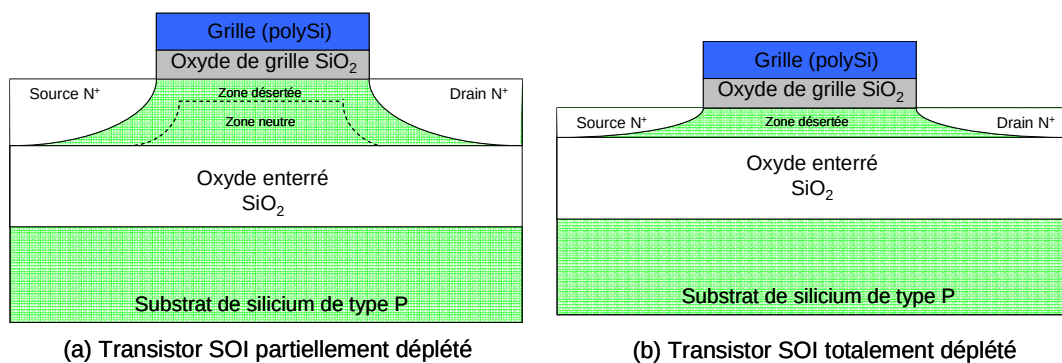


Figure 1.15: Technologies SOI : (a) à film de silicium mince, partiellement déserté (Partially Depleted PD) et (b) à film de silicium très mince, totalement déserté (Fully Depleted FD)

Au début de leur développement, l'utilisation de transistors de type MOS SOI en milieu radiatif a donc permis de réduire suffisamment la sensibilité aux SEE pour éviter les erreurs. Cependant, avec la diminution de la taille des composants, des éléments parasites propres à ces structures deviennent responsables d'une sensibilité nouvelle aux SEU. En particulier, le transistor bipolaire parasite inhérent à la structure MOS amplifie la charge collectée. Son influence est grandissante avec l'intégration.

2. Le transistor bipolaire parasite

Cette structure parasite, de type NPN ou PNP (source-body-drain), est localisée dans le film de silicium actif du transistor SOI. Bien que présente dans tout type de transistor MOS, cette structure n'est réellement active que dans les technologies SOI, en raison d'effets de substrat

flottant. L'absence de contact sur le film empêche en effet le contrôle du potentiel dans la couche active de silicium (substrat électriquement flottant) et la récupération des porteurs libres.

Le body du transistor SOI constitue la base du transistor bipolaire parasite ; source et drain jouent respectivement les rôles d'émetteur et de collecteur. Le body du transistor étant flottant, son potentiel est modifié par un dépôt de charge, généré par exemple lors du passage d'un ion lourd dans la zone active. Les porteurs minoritaires par rapport au dopage du body sont rapidement évacués par les électrodes de source et de drain, tandis que les porteurs majoritaires s'accumulent dans le body, modifiant son potentiel. La diode body-source est ainsi polarisée en direct, ce qui déclenche le transistor bipolaire parasite.

Cette structure bipolaire n'est révélée de façon significative que dans les transistors à l'état bloqué, pour lesquels une différence de potentiel est appliquée entre le drain (collecteur) et la source (émetteur). Si le transistor est passant, les charges générées par l'irradiation sont évacuées ou recombinées par le courant du transistor MOS, sans induire de perturbation électrique majeure.

L'effet du bipolaire parasite se traduit par une composante secondaire sur le courant, qui s'ajoute à la composante primaire de collection simple. On observe alors une décroissance lente du courant qui contribue de façon importante à la charge collectée. Cette charge est alors plus importante que la charge déposée par la particule incidente. On parle de gain bipolaire, correspondant au ratio entre charge collectée Q_{coll} et déposée $Q_{dép}$:

$$\text{Gain bipolaire} = \frac{Q_{coll}}{Q_{dép}} \quad (\text{Eq. 1.5})$$

Comme mentionné précédemment, l'une des méthodes pour éviter ou limiter l'apparition du transistor bipolaire est basée sur une modification du dessin des transistors visant à atténuer les effets de body flottant. Des prises externes ou des isocontacts (zones dopées P+ pour un transistor de type NPN) sont ainsi introduits pour fixer le potentiel du substrat interne en bord de transistor [29]. Cette méthode augmente toutefois la surface des circuits et diminue donc l'avantage de l'intégration.

L'étude de l'interaction ion lourd/transistor reste donc une problématique actuelle, y compris pour les technologies SOI, la sensibilité aux SEE tendant à augmenter avec l'intégration technologique [30, 31].

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents environnements radiatifs auxquels des composants électroniques sont susceptibles d'être soumis : l'environnement spatial, l'environnement terrestre et quelques exemples d'environnement artificiels. Tous ces environnements sont riches en rayonnements ionisants susceptibles d'induire des erreurs dans les circuits, de façon directe ou indirecte. En effet, le passage d'un ion dans la zone sensible d'un composant, en créant une colonne de paires électron/trou par ionisation des atomes du milieu, peut induire un courant transitoire parasite qui va perturber le comportement du système électronique. L'ensemble des effets induits par le passage d'une particule unique dans un composant est ainsi regroupé sous l'appellation effets singuliers ou Single Event Effects. L'effet le plus probable est le changement d'état dans une cellule mémoire, appelé Single-Event Upset SEU.

Pour étudier ces effets, nous utilisons dans la suite une approche de simulation multi-échelle illustrée Figure 1.16, couplant différents codes de calcul. La chaîne de simulation développée part de l'interaction particule-matière (Chapitre II) pour aller jusqu'à la prédiction de sensibilité d'une cellule mémoire (Chapitre IV), en passant d'abord par la réponse d'un transistor isolé (Chapitre III), brique élémentaire de tout circuit actif. Les composants SOI sont plus particulièrement étudiés.

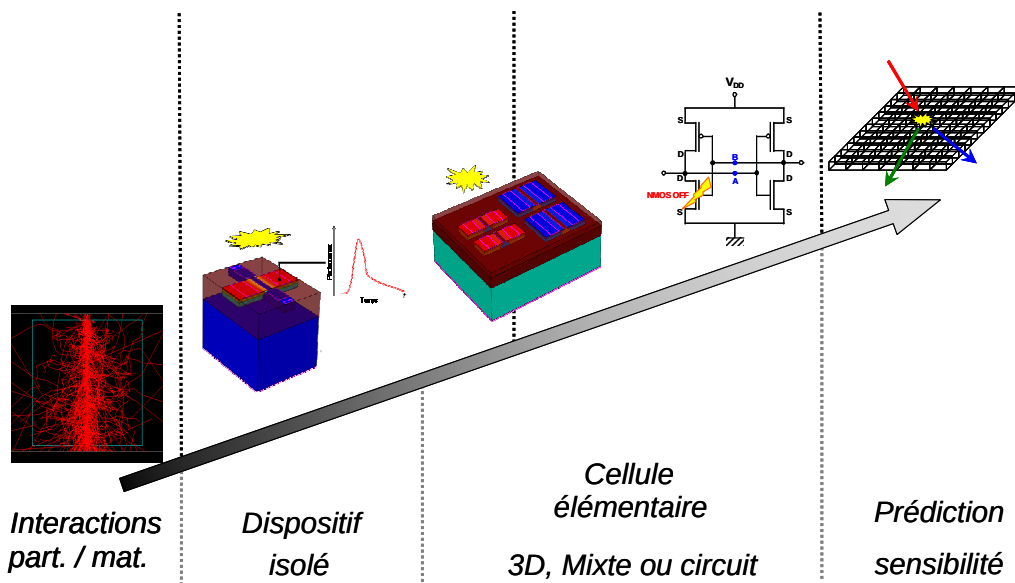


Figure 1.16 : Chaîne de simulation multi-échelle, de l'interaction particule-matière à la prédiction de sensibilité d'une cellule mémoire.

V. Références

- [1] D. Binder, E. C. Smith and A. B. Holman, "Satellite anomalies from galactic cosmic rays", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 22, pp. 2675 - 2680, 1975.
- [2] The 2006 International Technology Roadmap for Semiconductor ITRS [Online]. Available: <http://www.itsr.net/Links/2006update/2006UpdateFinal>
- [3] P. E. Dodd, F. W. Sexton, G. L. Hash, M. R. Shaneyfelt, B. L. Draper, A. J. Farino and R. S. Flores, "Impact of technology trends on SEU in CMOS SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, pp. 2797 - 2804, 1996.
- [4] G. Hubert, S. Duzellier, C. Inguibert, C. Boatella-Polo, F. Bezerra and R. Ecoffet, "Operational SER calculations on the SCA-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA SEP3)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3032 - 3042, 2009.
- [5] J. F. Ziegler, H. W. Curtis, H. P. Muhlfeld, C. J. Montrose, B. Chin, M. Nicewicz, C. A. Russell, W. Y. Wang, L. B. Freeman, P. Hosier, L. E. LaFave, J. L. Walsh, J. M. Orro, G. J. Unger, J. M. Ross, T. J. O'Gorman, B. Messina, T. D. Sullivan, A. J. Sykes, H. Yourke, T. A. Enger, V. Tolat, T. S. Scott, A. H. Taber, R. J. Sussman, W. A. Klein and C. W. Wahaus, "IBM experiments in soft fails in computer electronics (1978 - 1994)", *IBM Journal of Research and Development*, vol. 40, pp. 3 - 18, 1996.
- [6] J. L. Barth, "The evolution of the radiation environments", *RADECS Short Course*, 2009.
- [7] R. A. Medwadt, "Elemental composition and energy spectra of galactic cosmic rays", *Proc. from Conference on interplanetary particle environment, JPL Publication*, vol. 88-28, pp. 121 - 132, 1988.
- [8] D. F. Smart and M. A. Shea, "Galactic cosmic radiation and solar energetic particles", in *Handbook of geophysics and the space environment, Chapter 6*, A. S. Jursa, Ed. Hanscom, AFB, MA, 1985.
- [9] NASA [Online]. Available: <http://science.nasa.gov/science-news/science-at-nasa/>
- [10] J. A. Van Allen, C. E. McIlwain and G. H. Ludwig, "Radiation observations with satellite 1958", *J. Geophys. Rev.*, vol. 64, pp. 271 - 286, 1959.
- [11] R. Silberberg, C. H. Tsao and J. R. Letaw, "Neutron generated single event upsets", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 31, pp. 1183 - 1185, 1984.
- [12] EIA/JESD89A: Measurement and reporting of alpha particle and terrestrial cosmic ray-induced soft errors in semiconductor devices [Online]. Available: <http://www.jedec.org>
- [13] T. C. May and M. H. Woods, "Alpha-particle-induced soft errors in dynamic memories", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 26, pp. 2 - 9, 1979.

- [14] M. Gedion, F. Wrobel, F. Saigné, R. D. Schrimpf and J. Mekki, "Monte Carlo simulation to evaluate the contribution of Si bulk, interconnects, and packaging to alpha-soft error rates in advanced technologies", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, pp. 3121 - 3126, 2010.
- [15] SRIM [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [16] C. A. Klein, "Bandgap dependence and related features of radiation ionization energies in semiconductors", *Journal of Applied Physics*, vol. 39, pp. 2029 - 2038, 1968.
- [17] W. Shockley, J. Bardeen and W. H. Brattain, "The electronic theory of the transistor", *Science*, vol. 108, pp. 678 - 679, 1948.
- [18] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices, Second edition, Chap. 1*. New York, 1981.
- [19] C. M. Hsieh, P. C. Murley and R. R. O'Brien, "A field-funneling effect on the collection of alpha-particle-generated carriers in silicon devices", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 2, pp. 103 - 105, 1981.
- [20] G. C. Messenger, "Collection of charge on junction nodes from ion tracks", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 29, pp. 2024 - 2031, 1982.
- [21] A. Paccagnella and S. Gerardin, "Basics of radiation effects in electronic devices", *RADECS Short Course*, 2009.
- [22] R. C. Baumann, "Radiation-induced soft errors in advanced semiconductor technologies", *IEEE Transactions on Device and Materials Reliability*, vol. 5, pp. 305 - 316, 2005.
- [23] EIA/JESD57: Test procedure for the measurement of single-event effects in semiconductor devices from heavy ion irradiation [Online]. Available: <http://www.jedec.org>
- [24] P. E. Dodd, O. Musseau, M. R. Shaneyfelt, F. W. Sexton, C. D'hose, G. L. Hash, M. Martinez, R. A. Loemker, J.-L. Leray and P. S. Winokur, "Impact of ion energy on single-event upset", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, pp. 2483 - 2491, 1998.
- [25] P. E. Dodd and L. W. Massengill, "Basic mechanisms and modeling of single-event upset in digital microelectronics", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, pp. 583 - 602, 2003.
- [26] S. Kirkpatrick, "Modeling diffusion and collection of charge from ionizing radiation in silicon devices", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 26, pp. 1742 - 1753, 1979.
- [27] O. Musseau, "Single-event effects in SOI technologies and devices", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, pp. 603 - 613, 1996.

- [28] A. B. Campbell, A. R. Knudson, W. J. Stapor, P. Shapiro, S. E. Diehl-Nagle and J. Hauser, "Charge collection in CMOS/SOS structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, pp. 4128 - 4132, 1985.
- [29] V. Ferlet-Cavrois, C. Marcandella, G. Giraud, G. Gasiot, T. Colladant, O. Musseau, C. Fenouillet and J. Du Port de Pontcharra, "Characterisation of the parasitic bipolar amplification in SOI technologies submitted to transient irradiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 1456 - 1461, 2002.
- [30] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. A. Felix and J. R. Schwank, "Production and propagation of single-event transients in high-speed digital logic ICs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3278 - 3284, 2004.
- [31] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, J. R. Schwank and J. A. Felix, "Future challenges in radiation effects", *RADECS Short Course*, 2009.

CHAPITRE II

MODELISATION DES TRACES D'ION

CHAPITRE II

Modélisation des traces d'ion

I. ETAT DE L'ART DE LA MODELISATION DES TRACES D'IONS	45
1. Transfert linéique d'énergie ou LET	45
a) Définition - Rappel	45
b) Le LET, un paramètre pertinent pour l'étude des SEE ?	46
2. Modèle semi-analytique de Kobetich et Katz	48
a) Théorie des électrons delta pour le calcul de la structure de trace	48
b) Calcul de distribution radiale de dépôt d'énergie.....	48
c) Expression d'une formulation analytique de distribution radiale de dose.....	51
3. Simulations Monte Carlo.....	53
a) Modèles utilisés pour les simulations Monte Carlo	53
b) Structures de traces d'ions	55
c) Effets transitoires.....	55
4. Conclusions sur les différentes approches de modélisation.....	57
II. SIMULATION DE TRACES D'ION A L'AIDE DE GEANT4.....	59
1. Geant4 – Modèles existants.....	59
a) Processus de perte d'énergie pour les particules chargées – Principe général	61
b) Processus d'ionisation : différents modèles	62
2. Principe de la simulation de traces d'ions à l'aide de Geant4	63
3. Traces d'ion simulées	65
III. ANALYSE DES STRUCTURES DE TRACES GEANT4	70
1. Dispersion latérale des ions incidents.....	70

2. Comportement des électrons delta	72
a) Spectre en énergie.....	72
b) Distribution angulaire	74
c) Dispersion latérale	75
3. Analyse des structures de traces d'ions.....	75
IV. PERTINENCE ET LIMITES DE VALIDITE DES TRACES D'IONS CALCULEES A L'AIDE DE GEANT4	79
V. CONCLUSION.....	84
VI. REFERENCES.....	85

La première étape de notre approche de simulation multi-échelle concerne l'interaction particule-matière. Elle consiste à modéliser le dépôt d'énergie induit par l'ion incident. Ce premier pas de simulation constitue une étape cruciale de notre étude. En effet, de la validité de la simulation du dépôt de charge découlera la pertinence des étapes suivantes, à savoir la simulation de la réponse d'un composant électronique à une stimulation donnée.

Le paramètre traditionnellement utilisé pour analyser les effets des particules ionisantes sur les composants est le transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer). Nous verrons dans ce chapitre que l'utilisation de technologies de plus en plus intégrées remet en cause cette approche. En effet, la trace de l'ion – correspondant au dépôt radial d'énergie le long de son chemin dans la matière – a un diamètre du même ordre de grandeur, voire supérieur, à la taille des transistors avancés. Il devient donc important de pouvoir modéliser précisément la structure de trace.

Après avoir présenté plus en détails le LET et ses limites, nous ferons le point sur l'état de l'art des modélisations détaillées de traces d'ions. Nous présenterons dans un premier temps le modèle proposé en 1968 par Kobetich et Katz, qui constitue une approche semi-analytique du problème. Nous verrons ensuite qu'il est également possible d'utiliser une approche statistique par des simulations Monte Carlo. Les deux types d'approche et leurs mérites respectifs seront comparés.

Dans un deuxième temps, nous verrons comment le code de calcul Geant4 peut être utilisé pour la simulation de traces d'ions. Les différents modèles d'ionisation disponibles dans Geant4 seront brièvement présentés, afin d'identifier le plus adapté à notre étude. Nous verrons ensuite en détails l'application développée spécifiquement pour obtenir des traces d'ions. La structure des traces obtenues sera analysée. Enfin, nous discuterons des limites inhérentes au code et de leur impact sur la pertinence et la validité des traces d'ions simulées.

I. Etat de l'art de la modélisation des traces d'ions

1. Transfert linéique d'énergie ou LET

a) Définition - Rappel

Comme décrit dans le chapitre précédent, le dépôt d'énergie dans la matière par un ion incident est fréquemment caractérisé par le transfert linéique d'énergie ou LET (Linear Energy Transfer), correspondant à une perte d'énergie dE par unité de longueur dx , dans un matériau de densité ρ (voir Eq. 1.1). Le LET se divise en deux composantes : le LET électronique et le LET nucléaire (voir Eq. 1.2). Les effets singuliers dans les composants électroniques sont principalement dus au LET électronique. A vitesse élevée, pour un ion incident de numéro atomique Z pénétrant avec une vitesse v dans un matériau de densité atomique N , de numéro atomique Z_{cible} et de potentiel d'ionisation moyen I , le LET électronique, ou pouvoir d'arrêt de l'ion, peut s'exprimer selon la formule de Bethe :

$$\text{LET}_{\text{électronique}} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} N Z_{\text{cible}} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (\text{Eq. 2.1})$$

avec e et m_e respectivement la charge et la masse de l'électron et c la vitesse de la lumière.

On voit d'après cette formule que le LET de la particule incidente évolue avec sa vitesse. L'ion incident perdant de l'énergie par ionisation des atomes du milieu le long de son parcours dans la matière, son énergie, donc sa vitesse, évoluent. La valeur du LET change donc avec la pénétration de l'ion dans la matière. Cette dépendance est appelée courbe de Bragg. La Figure 2.1 en présente un exemple, pour un ion fer de 523 MeV incident dans du silicium, calculé à l'aide de SRIM [1]. Cette courbe présente un maximum d'ionisation en fin de parcours appelé pic de Bragg.

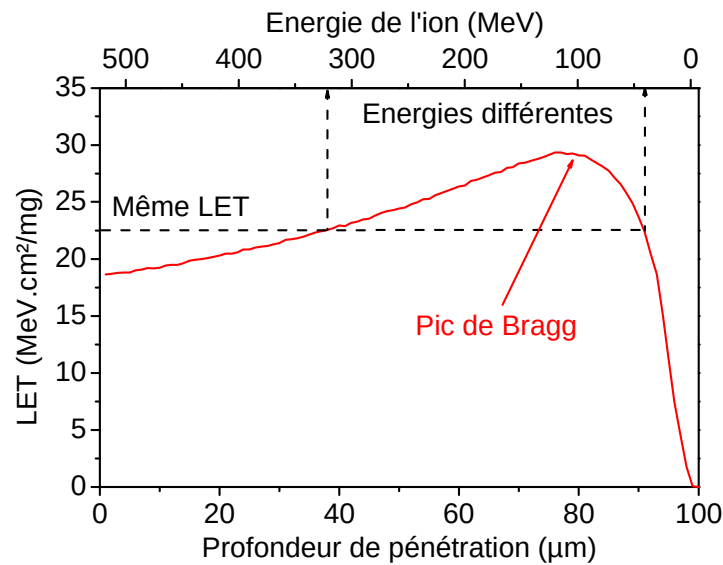


Figure 2.1 : Exemple de courbe de LET en fonction de la profondeur de pénétration pour un ion fer de 523 MeV dans du silicium (courbe obtenue à l'aide du logiciel SRIM [1]). Pour un même LET, si on se place de chaque côté du pic de Bragg, l'énergie de l'ion est différente.

b) Le LET, un paramètre pertinent pour l'étude des SEE ?

Les normes de test [2, 3], définissant les procédures de mesure de sensibilité des composants aux radiations, préconisent la mesure de la variation d'une section efficace (ou probabilité) de SEE en fonction du LET. La sensibilité d'un circuit aux SEE est alors analysée uniquement selon ce paramètre. Deux ions de même LET mais d'énergies différentes sont donc supposés avoir le même effet sur le transistor. Cette supposition permet notamment de tester la sensibilité aux SEE en irradiant les composants avec des ions de basse énergie disponibles dans les accélérateurs (typiquement de 1 à 100 MeV/A) et couvrant un large spectre en LET, afin de « simuler » expérimentalement la réponse des composants en environnement spatial, où les énergies peuvent être beaucoup plus importantes (jusqu'à quelques centaines de GeV/A) [4, 5].

Pour des technologies de taille micrométrique (longueur de grille de l'ordre du μm), la trace de l'ion et les effets induits peuvent effectivement être caractérisés par le LET. En revanche, avec la diminution de la taille du volume sensible des transistors inhérente à l'intégration technologique, la question de l'applicabilité du LET comme paramètre pertinent dans l'étude des SEE se pose de plus en plus [6, 7]. Deux ions peuvent en effet avoir un même LET mais des sections efficaces d'interaction différentes et donc des libres parcours moyens (distance entre deux interactions) et des densités d'énergie déposée différents [8]. La prise en compte de ces grandeurs gagne en importance quand les dimensions des transistors diminuent. Des études [8] sur des transistors CMOS/SOI montrent ainsi que des ions de même espèce, de même LET, mais placés sur les côtés opposés du pic de Bragg – donc ayant des énergies différentes (Figure 2.1) – n'ont pas le même effet sur les composants.

En effet, la trace de l'ion évolue non seulement avec la pénétration de l'ion dans la matière – ce qui correspond à l'évolution du LET présentée Figure 2.1 – mais également radialement, autour du chemin de l'ion. L'énergie est ainsi en partie déposée par l'ion lui-même le long de son parcours mais elle est également transportée et déposée par les électrons secondaires arrachés par ionisation, qui s'éloignent perpendiculairement au chemin de l'ion. Ces phénomènes confèrent une dimension radiale à la trace de l'ion. Avec des transistors dont la longueur de grille et donc la zone sensible sont de plus en plus petites, le diamètre de la trace de l'ion est maintenant du même ordre de grandeur que la taille du transistor, ou parfois supérieur à celle-ci, comme illustré sur la Figure 2.2 pour des technologies 0,25 μm et 50 nm. La structure de la trace, la forme du dépôt d'énergie, gagnent donc en importance pour caractériser la réponse du composant.

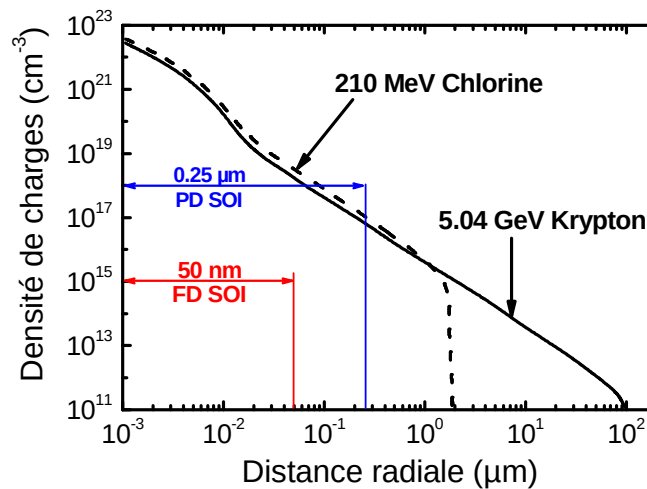


Figure 2.2 : Exemple de comparaison entre l'extension radiale de traces d'ions (issues de [9]) et la dimension caractéristique de transistors de longueurs de grille 0,25 μm et 50 nm respectivement.

Comme nous le verrons dans la suite, une particule incidente de plus grande énergie par nucléon produit une trace plus large, de plus grande portée radiale et moins dense (moins de charges par unité de volume) qu'une particule de plus basse énergie à même LET. Dans un très petit volume de silicium, on a ainsi une grande différence entre l'énergie perdue par l'ion et l'énergie localement déposée, le facteur correctif dépendant de l'épaisseur de silicium et de l'énergie de l'ion. Le LET a donc tendance à surestimer le dépôt dans un petit volume sensible. Pour évaluer précisément l'énergie déposée, il faut tenir compte du fait qu'une partie de l'énergie est transportée en dehors du volume sensible par les électrons qui s'en échappent. En outre, la réponse électrique du transistor est différente suivant la densité de charge déposée. Il devient alors important de pouvoir modéliser la structure de la trace, c'est-à-dire la distribution radiale d'énergie déposée suite au passage d'une particule chargée dans la matière.

Pour ce faire, deux types de modèles existent dans la littérature, qui sont détaillés dans la suite de ce chapitre : l'approche semi-analytique, avec notamment le modèle proposé en 1968 par Kobetich et Katz, et l'approche statistique par simulation Monte Carlo. Pour chacun de ces

modèles, nous nous attacherons à identifier la validité de la trace obtenue et les limites inhérentes à chaque approche. Nous verrons que juger de la validité de la forme du dépôt obtenue s'avère difficile, la mesure expérimentale de la trace d'ion n'étant pas possible de façon suffisamment précise avec les technologies actuelles, en raison des faibles dimensions mises en jeu. En plus des limites théoriques des modèles, le LET nous servira donc de paramètre de référence pour comparer les différentes structures de traces obtenues. Il est en effet calculable par intégration de la trace d'ion. Le logiciel SRIM [1], permettant un calcul rapide de ce paramètre et largement utilisé et admis par la communauté, sera utilisé pour calculer les valeurs de référence de LET.

2. Modèle semi-analytique de Kobetich et Katz

a) Théorie des électrons delta pour le calcul de la structure de trace

Les premiers modèles de structure de trace d'ion apparaissent dans les années 1960, suite à l'observation de dommages créés au passage d'une particule chargée énergétique dans des diélectriques [10], susceptibles d'être gravés à des dimensions optiques. Le modèle proposé par Kobetich et Katz en 1968 [11] pour expliquer la formation de ce type de trace se base sur un concept largement utilisé dans les modèles ultérieurs : les électrons delta.

Pour des énergies suffisantes, le principal processus intervenant lors du passage d'une particule chargée dans la matière est l'ionisation, c'est-à-dire que la particule perd de l'énergie par transfert aux électrons des atomes du milieu. Les électrons ayant gagné suffisamment d'énergie cinétique pour à leur tour ioniser le milieu sont appelés électrons delta. L'hypothèse de Kobetich et Katz est de considérer que la trace est formée par dépôt d'énergie des électrons delta dans le voisinage immédiat du chemin de l'ion. L'étendue radiale de la trace correspond alors à la portée des électrons delta de plus grande énergie.

Cette hypothèse s'applique pour une énergie de l'ion incident supérieure à 50 keV /A. En-dessous, les collisions nucléaires dominent. Ce cas ne sera pas considéré dans la suite. On considère en effet en première approche des ions énergétiques, qui ne s'arrêtent pas dans l'épaisseur de matériau considéré et n'atteindrons donc pas des énergies aussi basses.

b) Calcul de distribution radiale de dépôt d'énergie

Nous allons ici exposer les hypothèses sur lesquelles se basent Kobetich et Katz pour le calcul de la distribution radiale de dépôt d'énergie [11]. Nous exposerons également différentes améliorations proposées par la suite par d'autres auteurs [12, 13]. Dans les formules qui suivent, m et e représentent la masse et la charge de l'électron.

On cherche dans un premier temps à formuler la dissipation d'énergie d'un faisceau d'électrons en incidence normale dans la matière, pour l'appliquer ensuite à la distribution d'électrons delta produits par un ion incident d'énergie donnée.

La première relation utilisée relie la profondeur de pénétration (ou portée) p des électrons en fonction de leur énergie cinétique w . Cette profondeur est exprimée en g/cm^2 , par normalisation par rapport à la masse volumique du matériau. La relation utilisée par Kobetich et Katz [11] est une relation linéaire proposée par Weber dans [14] (Eq. 2.2). Elle est formulée à partir de données expérimentales pour des électrons mono-énergétiques d'énergie comprise entre 3 keV et 3 MeV dans de l'aluminium et est ici étendue à des énergies comprises entre 0,3 keV et 20 MeV par ajustement des constantes A, B et C de la formule. Elle est de plus utilisée comme approximation pour tous les matériaux.

$$p = Aw \left(1 - \frac{B}{1 + Cw} \right) \quad (\text{Eq. 2.2})$$

Dans les modélisations ultérieures décrites par d'autres auteurs [12, 13], cette relation est remplacée par une loi de puissance proposée par Zhang, Dunn et Katz dans [12] (Eq. 2.3). Cette relation est également ajustée à des résultats expérimentaux dans l'aluminium, mais avec des données complémentaires par rapport à la relation précédente, pour des énergies inférieures à 1 keV notamment.

$$p = k.w^\alpha \quad (\text{Eq. 2.3})$$

avec $k = 6.10^{-6} \text{ g.cm}^{-2}.\text{keV}^{-\alpha}$ et $\alpha = 1,079$ si $E < 1 \text{ keV}$, 1,667 sinon.

La seconde relation utilisée représente la fraction d'électrons η en incidence normale, d'énergie w et de portée p , transmis à travers une feuille d'un matériau donné (caractérisé par A, Z, g et h) d'épaisseur x (x doit être exprimé en g/cm^2). Cette grandeur η traduit une probabilité de transmission. La formule utilisée par Kobetich et Katz est proposée par Rao dans [15] (Eq. 2.4).

$$\eta = \frac{1 + \exp(-gh)}{1 + \exp\left(\frac{gx}{p - h}\right)} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

avec $g = 9,2.Z^{0,2} + 16.Z^{2,2}$ et $h = 0,63.Z/A + 0,27$.

On calcule à partir de ces deux relations la dissipation d'énergie pour un faisceau d'électrons en incidence normale. Pour cela, on suppose que des électrons de portée p qui traversent une feuille de matériau d'épaisseur x ont une énergie résiduelle W égale à l'énergie d'électrons incidents de portée $(p - x)$ (Eq. 2.5).

$$W(p, x) = w(p - x) \quad (\text{Eq. 2.5})$$

L'énergie transmise à travers la feuille est donc $\eta.W$. On peut alors calculer l'énergie dissipée E_d à la profondeur x par un faisceau incident de 1 électron par cm^2 (Eq. 2.6).

$$E = \frac{d(\eta W)}{dx} \quad (\text{Eq. 2.6})$$

On cherche maintenant à obtenir la distribution spatiale d'énergie d'ionisation déposée dans la matière. Pour cela, on utilise une relation exprimant le nombre n d'électrons delta produits avec une énergie comprise entre ω et $\omega + d\omega$ par centimètre parcouru par un ion de charge effective Z_{eff} , dans un matériau ayant N électrons libres par cm^3 . La charge effective d'un ion de numéro atomique Z se déplaçant dans la matière à la vitesse $v = \beta c$ est donnée par la formule de Barkas [16] (Eq. 2.7).

$$Z_{eff} = Z \left[1 - \exp\left(-125\beta Z^{-2/3}\right) \right] \quad (\text{Eq. 2.7})$$

Pour le calcul du nombre n d'électrons delta, Kobetich et Katz utilisent une formule proposée par Bradt et Peters dans [17] (Eq. 2.8), elle-même basée sur la formule de diffusion de Mott [18]. Dans le cas d'électrons initialement liés à un atome parent de potentiel d'ionisation moyen I , ω représente l'énergie totale fournie pour éjecter l'électron avec une énergie cinétique w , telle que : $\omega = w + I$. De plus, les électrons sont éjectés avec un certain angle par rapport au chemin de l'ion, tel que $\cos^2 \theta = \omega/\omega_m$, avec $\omega_m = 2mc^2\beta^2\gamma^2$. Si la distance par rapport au chemin de l'ion est très petite devant la portée des électrons delta d'énergie maximale ω_m , on considère que les électrons sont éjectés sous incidence normale, perpendiculairement au chemin de l'ion.

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{2\pi N Z_{eff}^2 e^4}{mv^2 \omega^2} \left[1 - \beta^2 \frac{\omega}{\omega_m} + \frac{\Pi\beta Z}{137} \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_m} \right) \right] \quad (\text{Eq. 2.8})$$

La distribution de Mott étant formulée pour des électrons de vitesse relativiste, les modélisations ultérieures utilisent la formulation plus simple de la section efficace de Rutherford pour la production d'électrons delta, telle que proposée par Zhang, Dunn et Katz dans [12] (Eq. 2.9). Cette formule correspond à un traitement classique du problème, prenant en compte uniquement les forces de répulsion et d'attraction électrostatiques et considérant les électrons comme étant libres [19]. Dans cette formule intervient le potentiel d'ionisation moyen I pour les atomes du milieu, arbitrairement fixé à 10 eV.

$$\frac{dn}{dw} = \frac{2\pi N Z_{eff}^2 e^4}{mv^2} \cdot \frac{1}{(w + I)^2} \quad (\text{Eq. 2.9})$$

A partir du flux d'énergie ΦE porté par les électrons delta dans une surface cylindrique de rayon x et d'axe le chemin de l'ion (Eq. 2.10) – on considère donc les électrons ayant traversé une épaisseur x de matériau – on peut calculer la densité d'énergie E déposée dans la couche cylindrique de longueur unité et de rayon moyen x (Eq. 2.11).

$$\Phi E = \sum_{i=1}^n \int_{w_i}^{\omega_m - I_i} W(x, w) \cdot \eta(x, w) \frac{dn_i}{dw} dw \quad (\text{Eq. 2.10})$$

avec w_i les énergies de liaison, en sommant sur l'ensemble des atomes composant le milieu.

$$E = \frac{-1}{2\pi t} \frac{d\Phi E}{dx} \quad (\text{Eq. 2.11})$$

Excepté pour les distances radiales inférieures à 10^{-6} g/cm² (soit 4,3 nm dans du silicium), où l'influence des liaisons est importante, et pour les distances proches de la portée des électrons delta d'énergie maximale, on obtient, à β constant, une évolution de type : $E / Z_{\text{eff}}^2 \approx 1 / x^2$.

c) Expression d'une formulation analytique de distribution radiale de dose

Les raffinements apportés par Zhang, Dunn et Katz [12] les conduisent à l'établissement d'une formulation semi-empirique de distribution radiale de dose. La dose $D_1(r)$ déposée dans une couche cylindrique coaxiale d'épaisseur dr , à la distance r du chemin d'un ion de charge effective Z_{eff} et de vitesse $v = \beta c$, dans un milieu contenant N électrons par cm³ s'exprime alors selon (Eq. 2.12), en Gray.

$$D_1(r) = \frac{Ne^4 Z_{\text{eff}}^2}{\alpha mc^2 \beta^2 r} \left[\frac{\left(1 - \frac{r + \theta}{R + \theta}\right)^{1/\alpha}}{r + \theta} \right] \quad (\text{Eq. 2.12})$$

avec θ la portée d'un électron d'énergie $w = I$ et R la portée maximale des électrons delta.

Pour un matériau ${}_Z^AX$, de densité ρ , N s'exprime selon (Eq. 2.13) :

$$N = N_a \rho \frac{Z}{A} \quad (\text{Eq. 2.13})$$

avec N_a le nombre d'Avogadro. Malgré l'applicabilité à différents matériaux, il faut toutefois noter que cette formulation a été développée pour des applications biologiques, c'est-à-dire dans l'eau.

Cette première formulation [8, 10, 11] de la théorie des électrons delta pour le calcul de la structure de trace présente un certain nombre de lacunes et d'approximation. Notamment, on n'essaie pas de suivre le chemin détaillé des électrons depuis l'excitation et l'ionisation initiales jusqu'à l'arrêt. Des hypothèses simplificatrices sont également utilisées : on considère les électrons éjectés perpendiculairement au chemin de l'ion et on utilise la formule de Rutherford pour évaluer la distribution des électrons delta (formule qui reste une approximation puisqu'elle considère des électrons initialement libres et au repos dans la matière, alors qu'ils sont en réalité liés et en mouvement).

Dans [13], Fageeha et al. affinent ces calculs de distribution radiale de dépôt d'énergie autour de la trace d'ion en introduisant un facteur correctif, selon une idée proposée par Waligorski et al. [20] pour des calculs dans l'eau. Ils obtiennent alors une formule corrigée pour la distribution radiale de dose des électrons delta, cette fois principalement destinée à des calculs dans le silicium. Elle est de forme $D_2(r) = D_1(r)[1 + K(r)]$, avec $K(r)$ un facteur correctif exprimé selon (Eq. 2.14) :

$$K(r) = F\beta^G(r-0,1)\exp\left(\frac{-r}{H}\right) \quad (\text{Eq. 2.14})$$

avec r en nm, $\beta = v/c$, $G = 0,215$, $H = 3,127 - 0,434.\beta$ (en nm) et $F = 0$ pour $\beta < 0,0081$, $112.\beta - 0,899$ pour $0,0081 < \beta < 0,091$ et $0,674.\beta + 9,21$ sinon.

La Figure 2.3 issue de [13] représente une comparaison entre des calculs effectués à partir du modèle de Kobetich et Katz [11], la formule corrigée proposée par Fageeha et al. [13] (« REDCHP ») et des premiers résultats de simulations Monte Carlo réalisées par Hamm et al. [21].

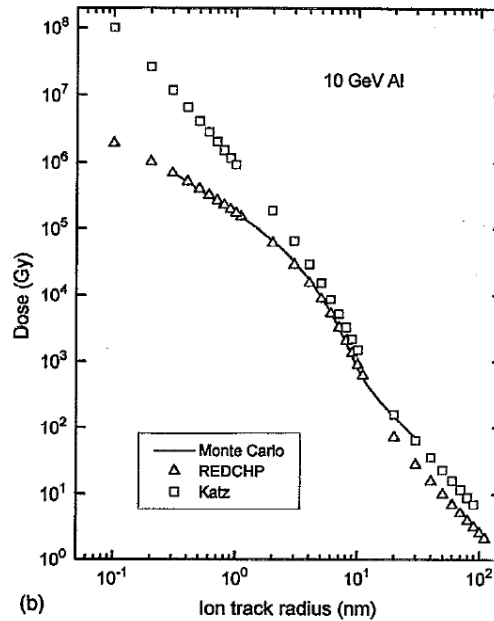


Figure 2.3 : Distribution radiale de dose pour des ions incidents aluminium de 10 GeV sur du silicium. Les données « Katz » correspondent aux formules de [11], « REDCHP » correspond aux calculs effectués par Fageeha [13] et les calculs Monte Carlo à ceux de la référence [21].

Ces améliorations ne suffisent cependant pas à modéliser précisément le cœur de trace, zone qui nous intéresse particulièrement pour l'étude de l'effet du passage d'un ion lourd dans un composant microélectronique fortement intégré. En particulier, une intégration des traces obtenues révèle une mauvaise estimation du LET en comparaison avec des calculs SRIM, comme illustré par des exemples de valeurs dans le Tableau 2.1. Les écarts obtenus sont très variables

en fonction de l'ion et de l'énergie considérés et peuvent même atteindre 40 à 50% pour des ions plus lourds.

Tableau 2.1 : Exemples de calculs de LET à l'aide de SRIM et par intégration des structures de traces Fageeha, pour les ions étudiés dans [13].

Ion	Energie [MeV]	LET [MeV.cm ² /mg]		Ecart Fageeha/SRIM
		SRIM	Fageeha	
Al	10 MeV	11,76	13,23	+ 13%
	10 GeV	0,45	0,53	+ 18%
C	10 MeV	4,53	5,95	+ 31%
	10 GeV	0,07	0,08	+ 23%

3. Simulations Monte Carlo

Le meilleur moyen de calculer la structure de trace de l'ion est alors l'utilisation de simulations Monte Carlo. En effet, leur principe de base est de suivre les particules (primaires et secondaires) une par une, en tirant au sort les interactions qu'elles subissent dans la matière en fonction de probabilités d'interaction, données préalablement fournies au programme. Ces simulations nécessitent l'utilisation de données fiables sur les interactions de l'ion incident et des électrons delta avec le solide. La plupart des modèles utilisés pour le calcul de structure de trace sont ainsi basés sur la théorie développée par Lindhard [22] et Ritchie [23] : la théorie de la fonction diélectrique complexe pour l'excitation d'un gaz d'électrons libres dans un solide.

Différents codes Monte Carlo basés sur cette théorie ont ainsi été implémentés pour simuler la structure des traces d'ions. De nombreux travaux, tels que [20, 24], ont été développés pour des applications biologiques et ne sont applicables que dans l'eau. Pour le silicium, les premiers calculs de ce type ont été réalisés dès 1979 par Hamm et al. [21]. Toutefois, comme nous l'avons vu d'après la Figure 2.3 et le Tableau 2.1, ces calculs manquent de précision et conduisent notamment à une mauvaise estimation du LET. La théorie de la fonction diélectrique complexe, ne s'appliquant pas pour les électrons de très basse énergie, n'est en effet pas suffisante pour une modélisation détaillée du cœur de trace.

A l'heure actuelle, les travaux les plus aboutis pour l'électronique, applicables dans la silice et le silicium, sont ceux proposés par Akkerman et al. [25-30], qui utilisent des modèles complémentaires permettant d'affiner les résultats, en diminuant la limite basse en énergie pour la production d'électrons secondaires. On présente ici les grandes lignes de leur approche de simulation. Les théories utilisées sont présentées plus en détails dans l'Annexe A. Les résultats obtenus sont ensuite commentés.

a) Modèles utilisés pour les simulations Monte Carlo

Les simulations Monte Carlo d'Akkerman et al. combinent le ralentissement de l'ion incident avec un code de transport des électrons primaires (électrons delta, Auger et issus de la

désintégration des plasmons excités par l'ion) et secondaires (cascades) jusqu'à une énergie E_{cutoff} au-dessous de laquelle les électrons sont considérés comme arrêtés.

Une particule chargée (ion primaire ou électron) interagit avec la matière selon deux mécanismes principaux : la diffusion inélastique, qui correspond aux interactions avec le sous-système électronique et la diffusion élastique, qui correspond aux interactions avec le sous-système nucléaire du solide. On néglige ici les réactions nucléaires. Pour des ions énergétiques, la section efficace de diffusion élastique est très faible ; on ne considère donc que les processus inélastiques. Pour des électrons d'énergie relativement basse (jusqu'à quelques centaines de keV), la section efficace de diffusion élastique est en revanche comparable à celle de la diffusion inélastique ; les deux processus devront donc être pris en compte. Chaque émission d'électron est accompagnée de la création d'un trou, considéré comme étant immobile.

La diffusion inélastique correspond à l'ionisation de la matière par la particule incidente, qui éjecte des électrons énergétiques, appelés électrons delta. La distance moyenne entre deux interactions correspond au libre parcours moyen λ de la particule. De plus, les électrons delta émis dans chaque interaction perdent également leur énergie par ionisation de la matière, créant ainsi un amas 3D de paires électron/trou qui s'étend dans la direction du premier électron. Deux modèles complémentaires sont utilisés pour la simulation des interactions inélastiques, selon l'énergie E de la particule incidente :

- La théorie de la fonction diélectrique complexe pour les ions et les électrons de $E > 50$ eV.
- La théorie des interactions électrons-phonons pour les électrons d'énergie $E < 50$ eV.

Comme déjà mentionné, le code Monte Carlo utilisé par Hamm et al. [21] correspond à l'implémentation de la première théorie. L'enjeu des travaux exposés dans [25-30] est donc d'ajouter à ce code un modèle permettant la modélisation à plus basse énergie, afin de simuler de façon adéquate le cœur de la trace. C'est l'apport de la théorie des interactions électrons-phonons.

Les résultats obtenus par différents auteurs utilisant le même type de modèle pour le calcul de la structure de trace d'ions ont mis en évidence la sensibilité du résultat au processus de diffusion des électrons [28]. En particulier, pour les électrons de faible énergie, l'énergie limite E_{cutoff} utilisée dans le code comme l'énergie en dessous de laquelle les électrons sont considérés comme arrêtés est très importante pour l'obtention de modélisations précises du cœur de la trace. Il est donc préférable de descendre jusqu'à l'énergie de thermalisation des électrons, ou au moins proche de l'énergie de gap - 1,12 eV dans le cas du silicium. Dans leurs simulations les plus récentes, Murat et al. [28] utilisent ainsi $E_{\text{cutoff}} = 1,5$ eV. Pour modéliser le plus finement possible ces interactions élastiques, ils se basent non pas sur une théorie mais sur des sections efficaces tabulées disponibles dans la littérature.

b) Structures de traces d'ions

Ce code Monte Carlo permet l'obtention de la distribution radiale d'énergie déposée $D(r)$ obtenue en effectuant une moyenne sur plusieurs milliers de trajectoires d'ion incident. Cette méthode n'est pas forcément un bon moyen de décrire le dépôt d'énergie par un ion unique mais a permis de caractériser correctement le dépôt d'énergie dans du silicium d'épaisseur supérieure à 50 nm par un proton unique d'énergie inférieure à 10 MeV [26]. Une contrainte additionnelle pour l'utilisation de ces traces d'ions en électronique concerne le passage d'une distribution d'énergie à une densité de paires électron/trou. Nous reviendrons sur cette difficulté dans la suite.

Les expressions de $D(r)$, pour un ion incident d'énergie E_{ion} et de charge effective Z_{eff} , déduites à partir des résultats des simulations diffèrent selon les hypothèses utilisées pour l'obtenir, mais la forme globale semble suivre une loi de puissance [31] (Eq. 2.15). Contrairement au modèle proposé par Kobetich et Katz [11], la puissance est ici toujours supérieure à 2. D'après cette expression, dans un matériau donné, la structure de trace d'un ion ne dépend que de son énergie par nucléon, ce qui conduit Akkerman et al. à n'effectuer leurs calculs que pour des protons incidents.

$$D(r) = \frac{Z_{eff}^2 \cdot C(E_{ion}) f(r)}{r^\alpha} \quad (\text{Eq. 2.15})$$

avec α une puissance variable selon r , C une fonction ne dépendant que de l'énergie de l'ion et f une fonction ne dépendant que de r .

Pour déterminer la structure de trace le long de la trajectoire de l'ion, il est de plus nécessaire de connaître l'énergie de l'ion en différents points le long de la trajectoire. Pour cela, le code utilise l'approximation de ralentissement continu (Continuous Slowing Down Approximation (CSDA)), qui considère que le taux de perte d'énergie en chaque point le long de la trace est égal au pouvoir d'arrêt total. Les fluctuations de perte d'énergie sont alors négligées. Dans cette approximation, la profondeur de pénétration est obtenue en intégrant sur l'énergie la réciproque du pouvoir d'arrêt total.

c) Effets transitoires

Le modèle le plus récemment développé par Murat et al. [28, 29] propose également une étude de l'évolution temporelle de la trace d'ion dans le silicium et dans la silice.

On constate que l'ion délivre de l'énergie au sous-système électronique du solide cible pratiquement instantanément, entre 0,1 et 10^3 fs après l'arrivée de l'ion dans la matière. Ce dépôt d'énergie donne lieu à la création d'un grand nombre de paires électron/trou par unité de longueur de trace. Ce grand nombre de charges localisées dans une région étroite – le cœur de trace – peut être considéré comme une colonne plasma.

Dans la distribution radiale $D_E(E_i, r, t)$ de densité d'énergie déposée par une particule incidente d'énergie donnée E_i et la distribution radiale de charges $D_Q(E_i, r, t)$, le temps t est calculé en sommant les temps entre deux interactions consécutives, déterminé à partir de la vitesse de l'électron avant l'interaction et la distance parcourue jusqu'à l'interaction suivante. Cette approche est à remettre en cause quand la distance entre deux interactions est du même ordre de grandeur que la longueur d'onde de De Broglie de la particule.

Le processus d'évolution de trace est assisté par la création de champs électriques transitoires dus à la séparation entre les électrons et les trous, ces derniers étant considérés comme immobiles tandis que les électrons sont éjectés avec une certaine vitesse. La grande densité de trous (par rapport à la densité d'électrons) ainsi créée au cœur de la trace induit un fort champ électrique radial qui ralentit les électrons s'échappant dans cette direction et piège les électrons secondaires de basse énergie, augmentant ainsi le taux de recombinaison au cœur de la trace.

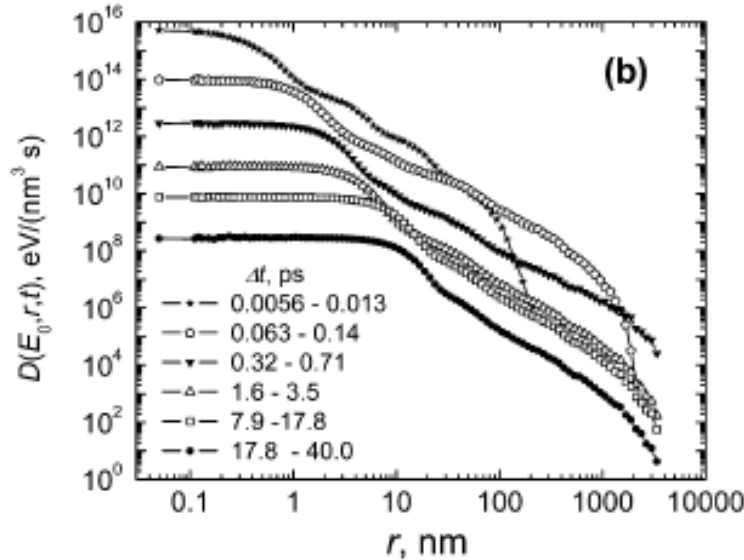


Figure 2.4 : Energie déposée dans du SiO_2 par unité de volume et de temps, en fonction de la distance radiale par rapport au chemin de l'ion, à différents intervalles de temps indiqués sur le graphe, par des ions Ne de 10 MeV/A [29].

Jusqu'à quelques femtosecondes après l'interaction (Figure 2.4), on observe une chute très rapide de l'énergie déposée en fonction de la distance radiale. Le dépôt d'énergie, dans les premiers temps du processus et proche du centre de la trace, est principalement dû à l'ion incident. Plus tard et plus loin du centre, le dépôt d'énergie par les électrons secondaires domine. Au-delà de 10 femtosecondes, un équilibre s'établit dans la région de rayon inférieur à 10 nm entre les électrons rapides qui la quittent et les électrons lents éjectés par les électrons rapides qui y restent. On observe ainsi un plateau dans la courbe $D(E_0, r, t)$ correspondant au cœur de la trace. La taille du plateau augmente avec le temps, tandis que le taux de dépôt d'énergie décroît. Au-delà du plateau, le taux de dépôt chute rapidement. Quand l'énergie de la particule incidente augmente, cette chute rapide intervient plus loin du centre de la trace [29].

Bien que la Figure 2.4 corresponde au cas d'ions Ne incidents dans de la silice, les ordres de grandeurs de l'évolution temporelle sont représentatifs du cas général.

On peut remarquer ici que la très grande précision de simulation utilisée par Murat et al., avec notamment une énergie d'arrêt des électrons de 1,5 eV et une évolution temporelle de la trace, leur permet de calculer directement une distribution radiale d'électrons et de trous *arrêtés*, et donc une densité de paires électron/trou. Au contraire, dans toute approche utilisant une énergie supérieure pour l'arrêt des électrons, une partie des particules n'est pas explicitement simulée. En-dessous d'un certain seuil, l'énergie est simplement déposée localement. Il est alors nécessaire d'effectuer une conversion entre énergie et nombre de paires électron/trou créées.

4. Conclusions sur les différentes approches de modélisation

Pour les technologies microélectroniques très intégrées actuelles et futures, le transfert linéique d'énergie ou LET longtemps utilisé ne suffit plus pour caractériser les effets du passage d'un ion dans la zone sensible d'un transistor, cette zone étant de plus en plus petite. Il devient alors important de pouvoir modéliser le plus précisément possible la structure de trace, c'est-à-dire la distribution spatiale d'énergie déposée suite au passage d'une particule chargée dans la matière.

Différents modèles de structures de traces d'ion issus de la littérature ont été présentés dans cette partie.

Le modèle de Kobetich et Katz [11], révisé et corrigé par différents auteurs [12, 13, 20], présente une solution semi-analytique aisément utilisable. Intégrant de nombreuses hypothèses et approximations discutables, cette modélisation ne permet toutefois pas de modéliser précisément le cœur et les bords de trace.

La piste la plus prometteuse semble alors être l'utilisation de simulations Monte Carlo, qui permettent de suivre le chemin de chaque particule secondaire de façon individuelle et de reproduire la trace de l'ion par une approche statistique. Les travaux de l'équipe d'Akkerman, Barak et Murat [25-30] sont les plus aboutis dans le domaine, puisqu'ils suivent les électrons et simulent les interactions qu'ils subissent jusqu'à leur thermalisation. Toutefois, le code développé n'est pour l'instant pas distribué. Dans la partie suivante nous présenterons donc des simulations Monte Carlo utilisant le code de calcul Geant4, moins précis mais accessible au plus grand nombre. L'impact des limites inhérentes aux modèles disponibles dans Geant4 sera en particulier discuté.

On peut noter que l'affirmation selon laquelle les modèles représentent plus ou moins bien le cœur de trace ne repose que sur la validité et la précision des hypothèses utilisées dans le modèle en question, et non sur des données expérimentales. Il n'est en effet pas possible avec les technologies actuelles de mesurer le dépôt radial d'énergie induit par une particule ionisante dans un petit volume de matière, la dimension du cœur de trace étant de quelques nanomètres. Il serait donc également intéressant pour des travaux futurs d'identifier des paramètres

CHAPITRE II : Modélisation des traces d'ions

mesurables expérimentalement permettant de valider indirectement un modèle plutôt qu'un autre. Actuellement, seul le LET calculable par intégration de la trace d'ion semble pertinent pour valider dans une certaine mesure les structures de trace obtenues.

II. Simulation de traces d'ion à l'aide de Geant4

Nous avons montré que la meilleure façon de modéliser une trace d'ion passait par une simulation Monte Carlo. Dans le cadre de notre étude, nous avons choisi d'utiliser le code de calcul Geant4. Rappelons que cette simulation de traces d'ions constitue la première étape de notre chaîne de simulation multi-échelle visant à étudier la réponse de composants sous irradiation. Il convient donc d'y prêter particulièrement attention pour garantir la validité des étapes de simulation suivantes, qui utiliseront les traces d'ions obtenues comme données d'entrée.

Dans cette partie, nous présenterons dans un premier temps l'approche de simulation utilisée dans Geant4. Nous verrons ensuite en détails l'application développée spécifiquement pour obtenir des traces d'ions. La structure des traces obtenues sera analysée. Enfin, nous discuterons des limites inhérentes au code et de leur impact sur la pertinence et la validité des traces d'ions simulées.

1. Geant4 – Modèles existants

Geant4 (GEometry AND Tracking 4) [32, 33] est un logiciel libre écrit en C++, basé sur un environnement orienté objet. Il permet la simulation de détecteurs de particules. Ce logiciel doit être considéré comme une boîte à outils dont l'utilisateur se sert pour construire son application. Les éléments de base que l'utilisateur peut définir à partir d'éléments prédéfinis dans Geant4 sont :

- La géométrie du détecteur et le(s) matériau(x) qui le compose(nt).
- Le faisceau de particules incidentes : nature des particules, distribution en énergie, forme du faisceau, direction... Ces informations constituent les conditions initiales de l'évènement à générer.
- Les processus physiques mis en jeu et les modèles associés.

Ces trois classes doivent obligatoirement être implémentées par l'utilisateur. Celui-ci a ensuite la possibilité d'implémenter des actions, relatives notamment à la visualisation de la géométrie et des évènements et à l'enregistrement et l'analyse de données.

L'utilisation de ce logiciel nécessite donc en particulier une modélisation adéquate des processus physiques mis en jeu dans la réaction considérée. Il convient dans un premier temps d'identifier les processus à prendre en compte, avant d'examiner les modèles proposés dans Geant4 afin d'évaluer leurs limites et leur pertinence dans le cas étudié. Dans toute la suite, le

détail des processus présentés correspond à la version 9.2 de Geant4 que nous utilisons pour notre application.

Examinons la chaîne de processus susceptibles d'être mis en jeu lors de la pénétration d'un ion dans la matière. Pour cela, il nous faut identifier les particules créées à chaque étape. La chaîne de réactions et particules pouvant intervenir est représentée Figure 2.5. On peut noter ici que, bien que certains processus interviennent très rarement pour notre application, il est nécessaire de prendre en compte la chaîne complète de processus pour que la simulation soit valide.

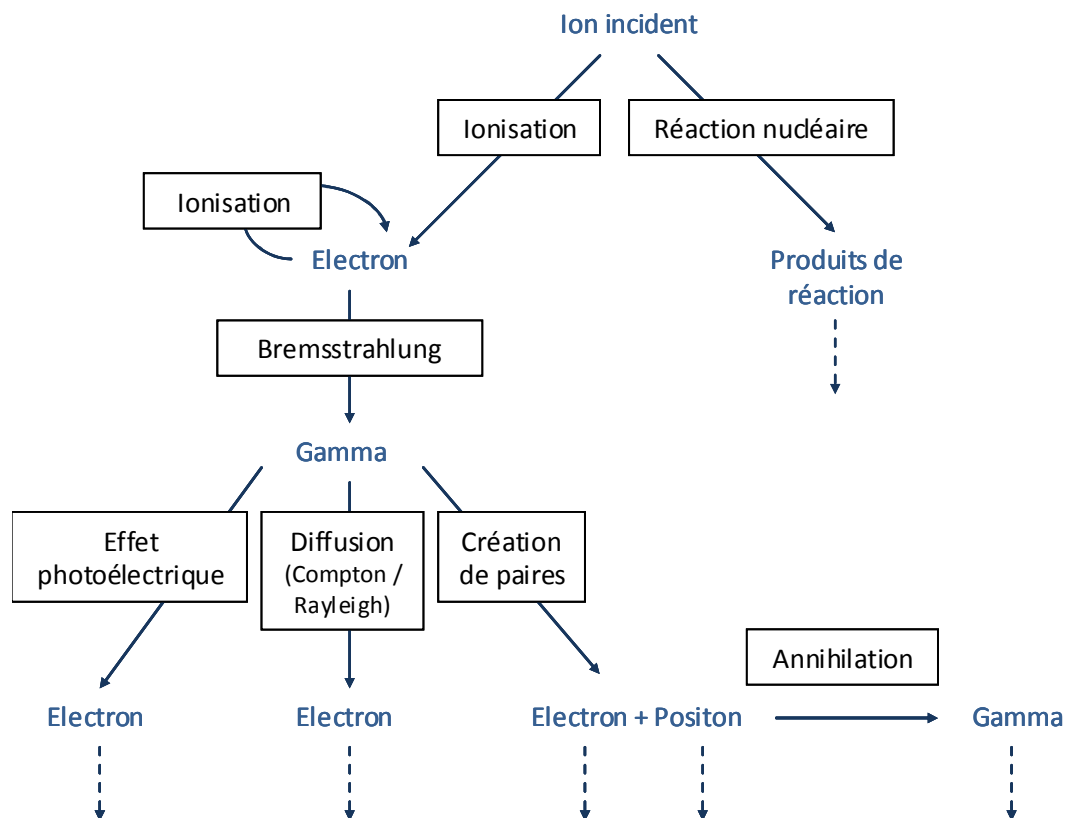


Figure 2.5 : Chaîne de processus susceptibles d'être mis en jeu et particules créées ou éjectées du matériau cible. Les flèches en pointillés indiquent que la chaîne ne s'arrête pas là, les processus à suivre ayant déjà été mentionnés.

La particule primaire est un ion lourd qui va interagir avec un bloc de silicium et perdre son énergie. Cela se traduit principalement par l'ionisation d'atomes du milieu, ce qui conduit à la production d'électrons énergétiques. L'ion lourd incident peut également interagir avec les noyaux des atomes cibles par réaction nucléaire. Il faut pour cela que l'ion passe très près du noyau. Ces événements sont donc relativement rares mais pas impossibles. Enfin, l'ion peut être soumis à un processus de diffusion élastique, c'est-à-dire qu'il est dévié de sa direction initiale sans perdre d'énergie.

Les particules secondaires de première génération sont donc essentiellement des électrons. Ces électrons énergétiques peuvent à leur tour ioniser la matière, produisant d'autres électrons. Au-delà d'une certaine énergie (quelques MeV), ils peuvent également perdre de l'énergie par émission d'un rayonnement électromagnétique de freinage : le rayonnement Bremsstrahlung. On a dans ce cas production de rayons gamma.

Les rayons gamma interagissent avec la matière selon trois processus principaux : l'effet photoélectrique (production d'électrons), la diffusion Compton et la création de paires électron/positon. A basse énergie, on prendra également en compte la diffusion Rayleigh.

La création de paires à partir d'un gamma conduit donc à la création de positons. Ceux-ci vont interagir par ionisation et rayonnement Bremsstrahlung, comme les électrons. Si les deux types de particules sont présents, on peut également avoir annihilation du positon par recombinaison avec un électron, pour former deux gammas.

Certains de ces processus (ionisation et effet photoélectrique) conduisent à une excitation d'un atome du milieu. Celui-ci va donc ensuite se relaxer, par fluorescence X (production de gamma) ou par émission d'un électron Auger. Les interactions concernant ces deux types de particules ont déjà été mentionnées.

Le processus qui nous intéresse particulièrement, puisque c'est celui qui intervient le plus souvent (plus de 99,9% des interactions), est le processus d'ionisation, qu'il soit provoqué par l'ion incident ou par les électrons secondaires delta. Nous allons donc examiner en détails les modèles utilisés dans Geant4 pour simuler ce type d'interactions.

a) Processus de perte d'énergie pour les particules chargées – Principe général

Dans Geant4, le processus de perte d'énergie des particules chargées dans la matière (électron, positon et ions lourds) se décompose en une composante continue et une composante discrète. En dessous d'un certain seuil en énergie T_{cut} , la perte d'énergie est continue, c'est-à-dire que l'énergie avec laquelle la particule devrait être produite (énergie de réaction + énergie cinétique fournie à la particule) est considérée comme un dépôt local d'énergie. Au dessus du seuil, la perte d'énergie est simulée par la production explicite de particules secondaires – gammas, électrons et positons.

Lors de la phase d'initialisation d'une simulation Geant4, le taux moyen de perte continue d'énergie dans un matériau donné et la section efficace totale par atome pour l'éjection de particules secondaires d'énergie $T > T_{cut}$ sont calculés. Si différents processus sont impliqués, la perte d'énergie continue totale est la somme des pertes d'énergie de chaque processus. Le détail des équations est reporté en Annexe B.

Les valeurs calculées sont stockées dans une table, qui sert ensuite à calculer la profondeur de pénétration des particules dans un matériau donné, valeur elle-même stockée dans une deuxième table. Les processus contribuant à la perte d'énergie n'interviennent pas dans ce

calcul. En revanche, la production des particules secondaires avec des énergies supérieures au seuil de production dépend de chaque processus de perte d'énergie. Par défaut, ces tables d'énergie s'étendent de 100 eV à 100 TeV, avec 120 points entre ces deux valeurs.

Ce traitement général de perte d'énergie est notamment utilisé par les modèles standards d'ionisation et de Bremsstrahlung pour les électrons et les positons et par le modèle standard d'ionisation pour les ions lourds. Nous ne traiterons ici que les processus d'ionisation. Le détail des modèles implémentés dans Geant4 est décrit dans le manuel de référence pour les processus physiques [34]. Les équations concernant les processus d'ionisation sont détaillées en Annexe B.

b) Processus d'ionisation : différents modèles

Dans Geant4, il existe différents modèles permettant de modéliser l'ionisation, avec différentes valeurs pour le seuil de production en énergie des particules secondaires T_{cut} (l'énergie maximale d'application est d'environ 100 GeV) :

- Le modèle Standard : $T_{\text{cut}} = 1 \text{ keV}$.
- Le modèle basse énergie ou Livermore : $T_{\text{cut}} = 250 \text{ eV}$ [33, 35, 36].

Chacun d'eux comporte deux classes permettant de calculer les pertes d'énergie discrète et continue des particules ayant subi un processus d'ionisation dans un matériau : l'une pour les hadrons et l'autre pour les électrons. Le seuil de production T_{cut} permet de séparer les parties discrète et continue du processus. Le détail des équations est présenté dans l'Annexe B.

Au dessous du seuil de production, les particules secondaires ne sont pas explicitement produites et sont simulées par un dépôt continu d'énergie. Au dessus du seuil de production, la perte d'énergie est simulée par la production explicite d'électrons delta. Les modèles fournissent alors les sections efficaces pour l'éjection de particules secondaires.

Dans le cas du modèle Standard, celle-ci est exprimée sous forme d'une section efficace totale par atome. A basse énergie au contraire, la structure des couches atomiques gagne en importance. Le modèle basse énergie prend donc en compte les données de section efficace pour les différentes couches et sous-couches atomiques, là où les processus standards reposent plutôt sur des paramétrisations de ces données. Contrairement au modèle Standard, la relaxation des atomes excités par fluorescence X ou émission d'électrons Auger est également prise en compte dans le modèle basse énergie.

Pour notre application visant à modéliser de façon détaillée une structure de trace d'ion, c'est le deuxième modèle, plus précis, qui nous intéresse. Dans celui-ci, les processus sont basés sur des modèles théoriques et sur l'exploitation de données évaluées issues de différentes bibliothèques. Les données concernant les processus d'ionisation sont issues de la bibliothèque EEDL (Evaluated Electrons Data Library) ; la bibliothèque EADL (Evaluated Atomic Data Library) fournit les données pour la relaxation des atomes excités. On utilise également des données de

pouvoir d'arrêt issues de différentes sources (principalement issues de données de Ziegler [37] également utilisées dans SRIM et du rapport n°49 de l'ICRU [38]). Les bibliothèques de données évaluées ont été produites par comparaison, sélection, normalisation et moyenne des données expérimentales disponibles, complétées par des résultats de calculs théoriques.

2. Principe de la simulation de traces d'ions à l'aide de Geant4

Dans la suite, le code Monte Carlo Geant4 est utilisé pour modéliser le profil radial d'ionisation induit par le passage d'un ion dans un matériau. On utilise la version 9.2.p01 du code.

Dans la structure de base de notre application (susceptible d'être raffinée ensuite selon les cas d'étude considérés), on simule un faisceau d'ions mono-énergétiques, en incidence normale sur une boîte de silicium surmontée d'une couche de silice. L'épaisseur de cette dernière doit être représentative des overlayers du transistor que l'on veut étudier. On rappelle que cette simulation constitue la première étape d'une chaîne multi-échelle visant à étudier la réponse de composants sous irradiation. Les dimensions de la boîte sont plus larges que le volume sensible du transistor considéré. En pratique, pour un transistor SOI, on prendra une boîte de côté 1 mm et de profondeur 20 μm . La localisation du point d'impact de l'ion incident sur la boîte est fixée au centre de la face supérieure de silice. La Figure 2.6 représente un schéma de la géométrie considérée dans la simulation. On étudie dans un premier temps le cas simple de l'incidence normale. L'influence de l'angle d'incidence de l'ion sera analysée plus loin (deuxième partie du Chapitre III).

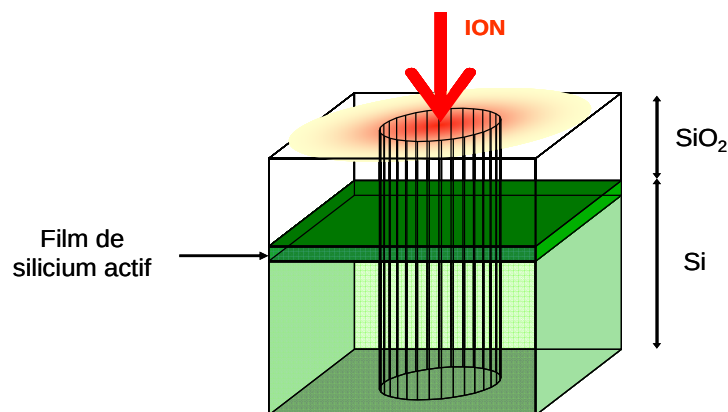


Figure 2.6 : Schéma de la géométrie considérée dans les simulations Geant4. La zone en vert foncé représente le film de silicium actif dans lequel on enregistre les dépôts d'énergie.

Comme présenté dans la section précédente, seules les interactions électromagnétiques sont considérées ; on néglige les réactions nucléaires. Le processus majoritaire est donc l'ionisation, mais l'ensemble des processus représentés sur la Figure 2.5 sont activés dans la PhysicsList. On utilise le package Livermore basse énergie, ce qui permet la production explicite des électrons

deltas ayant une énergie supérieure à 250 eV. Sous ce seuil, les électrons qui auraient dû être produits sont considérés comme des dépôts locaux d'énergie. La diffusion élastique est également considérée pour chaque type de particule, en utilisant pour les ions le modèle « Nuclear Screened Recoil » prenant en compte la production de noyaux de recul [39].

La distribution spatiale d'énergie déposée par l'ion incident et les électrons secondaires est enregistrée dans un histogramme. Afin d'avoir une bonne résolution spatiale dans le cœur de trace notamment, chaque pas de l'histogramme est de 0,1 nm pour des distances radiales comprises entre 0 et 10 nm, et de 1 nm pour des distance radiales supérieures à 10 nm. La position (x,y) correspondant au dépôt d'énergie de la particule le long d'un pas est déterminée en sélectionnant aléatoirement un point sur le segment reliant les extrémités du pas. La distance radiale r au chemin de l'ion est ensuite calculée en coordonnées cartésiennes selon la formule suivante :

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (\text{Eq. 2.16})$$

On suppose ainsi que le parcours de l'ion évolue uniquement selon l'axe z (cas de l'incidence normale), et qu'il reste centré en $x = y = 0$. Nous reviendrons dans la suite sur la validité de cette hypothèse.

L'énergie déposée est ensuite incrémentée dans le pas d'histogramme correspondant à cette position radiale. On ne considère que les dépôts compris dans un film de silicium situé sous la couche de silice et d'épaisseur correspondant au film de silicium actif du transistor étudié (en vert foncé sur la Figure 2.6). Suivant l'épaisseur considérée, il est possible de diviser le film en plusieurs tranches. On aura alors une structure de trace pour chaque tranche, ce qui fournira l'évolution de la forme du dépôt avec la pénétration de l'ion dans la matière. Les tranches considérées font typiquement 200 nm. Elles sont ainsi suffisamment fines pour que la trace puisse être considérée « constante » sur toute l'épaisseur (le LET ne varie pas) et suffisamment épaisses pour avoir une statistique suffisante avec 10^4 ions incidents.

Pour calculer la structure radiale de trace, l'énergie déposée E est convertie en une densité N de paires électron/trou, selon la formule suivante :

$$N = \frac{E}{I_0} \cdot \frac{1}{N_{\text{ion}}} \cdot \frac{1}{V} \quad (\text{Eq. 2.17})$$

$I_0 = 3.6$ eV est l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron/trou dans du silicium. N_{ion} est le nombre d'ions incidents. V est le volume dans lequel l'énergie E est sommée, c'est-à-dire le volume d'un pas de l'histogramme, en cm^3 :

$$V = \pi \cdot (r_2^2 - r_1^2) \cdot T_{\text{Si}} \quad (\text{Eq. 2.18})$$

Pour chaque simulation de trace, on envoie 10^4 ions sur la structure, pour obtenir une bonne statistique, en cœur de trace en particulier.

L'utilisation de cette méthode permet d'obtenir une description détaillée de la structure de trace, avec une précision à l'Angström en cœur de trace. Il faut toutefois garder à l'esprit que Geant4 ne considère qu'un matériau homogène, sans prendre en compte la structure cristalline du silicium et la position des atomes. Seule la densité d'atomes par unité de volume est prise en compte. Geant4 n'est donc pas réaliste à l'échelle atomique. Cependant, la structure cristalline serait particulièrement importante pour les électrons thermalisés, de très basse énergie, électrons qui ne sont pas explicitement produits avec les modèles utilisés dans notre application. Le calcul raffiné de la charge déposée radialement est en revanche nécessaire pour décrire de façon précise le cœur très dense présentant une grande concentration de porteurs et, par intégration, la charge totale déposée. Nous verrons qu'à l'échelle du transistor considéré dans la suite de l'étude (70 nm de longueur de grille), la charge totale déposée dans le volume sensible calculée par intégration de ces traces est pertinente, même si la description à l'intérieur de ce volume ne l'est pas.

3. Traces d'ion simulées

Trois ions différents sont simulés à l'aide de Geant4, avec des LET proches mais des énergies différentes :

- ^{48}Ca , 2 MeV/A ou 96 MeV, LET = 21.7 MeV.cm²/mg
- ^{78}Kr , 15 MeV/A ou 1170 MeV, LET = 23.1 MeV.cm²/mg
- ^{136}Xe , 45.5 MeV/A ou 6188 MeV, LET = 23.5 MeV.cm²/mg

Le but est d'analyser les différences obtenues entre des ions d'espèces et d'énergies différentes mais de LET proches. Le LET, les espèces et les énergies choisis représentent un bon compromis permettant l'étude de cas assez éloignés les uns des autres, tout en étant accessibles dans les accélérateurs. L'ion Xe est ainsi disponible au GANIL [40] et l'ion Kr à TAMU [41]. L'ion Ca n'est pas directement disponible mais peut être obtenu à partir d'une énergie plus élevée, par exemple au GANIL, en ajoutant des dégradeurs. A un LET plus élevé, les ions légers comme le calcium n'existent pas ; à un LET plus faible, l'énergie des ions les plus lourds comme le xénon est très élevée et n'est pas accessible dans les accélérateurs.

Les structures radiales de trace obtenues pour ces trois ions, c'est-à-dire la densité de paires électron/trou générées moyenne (par ion incident) en fonction de la distance au chemin de l'ion, sont représentées sur la Figure 2.7. L'énergie déposée est enregistrée dans un film de silicium de 150 nm d'épaisseur, après une couche supérieure de silice de 2 μm . Cette structure est représentative de la zone sensible et des couches supérieures d'un transistor PD-SOI 70 nm. La différence entre des structures radiales de traces d'ion calculées pour deux ions d'énergie différente apparaît clairement sur ce graphique.

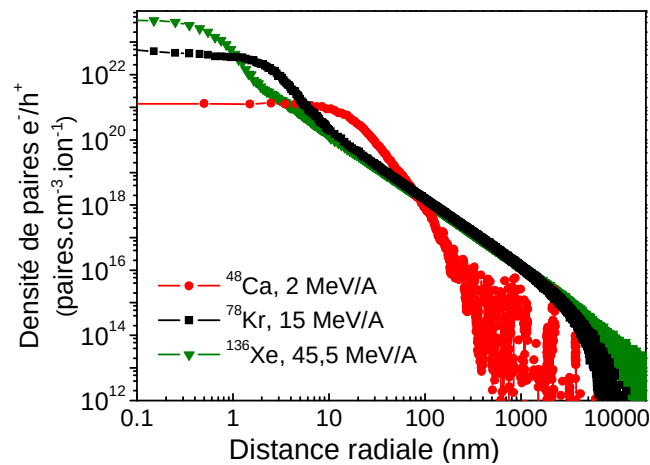


Figure 2.7 : Simulation Geant4 de la densité radiale moyenne de paires électron/trou générées par des ions de basse énergie (2 MeV/A, ^{48}Ca , $\text{LET} \sim 22 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$), d'énergie moyenne (15 MeV/A, ^{78}Kr , $\text{LET} \sim 23 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$) et de haute énergie (45,5 MeV/A, ^{136}Xe , $\text{LET} \sim 23 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$), en fonction de la distance radiale au chemin de l'ion.

Pour des distances micrométriques, radialement par rapport au chemin de l'ion ($R = 0$), l'extension totale de la trace de l'ion de plus grande énergie est plus large que celle d'un ion d'énergie inférieure. Ce résultat est attendu, cohérent avec de précédentes études [9, 13, 42]. Cette extension radiale totale de la trace est directement liée à la distance parcourue par des électrons secondaires de plus grande énergie. La portée des électrons secondaires générés est en effet proportionnelle à l'énergie par nucléon de l'ion incident. Pour des distances nanométriques en revanche, le cœur du profil radial d'ionisation de l'ion de plus grande énergie est plus dense, mais également plus étroit que le cœur de trace d'un ion d'énergie inférieure.

La Figure 2.8 représente la charge déposée cumulée dans le film de silicium actif, en fonction de la distance radiale au chemin de l'ion, obtenue par intégration des courbes de la Figure 2.7. On peut ainsi voir d'après cette figure que l'ion de plus grande énergie (^{136}Xe , 45,5 MeV/A, triangles verts) a un cœur de trace si dense que la moitié de la charge totale est déposée dans le premier nanomètre.

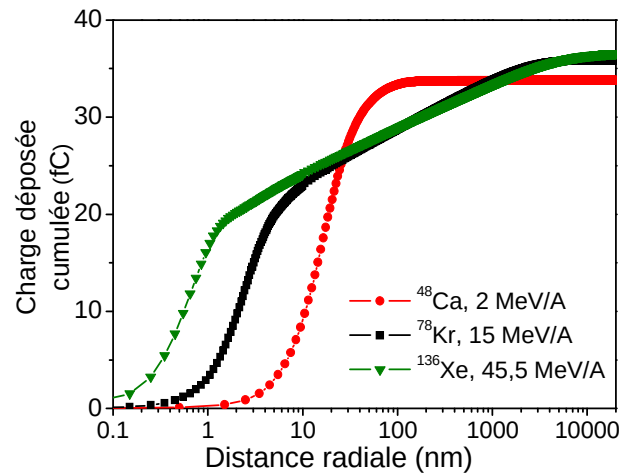


Figure 2.8 : Charge déposée cumulée en fonction de la distance radiale au chemin de l'ion, pour des ions de basse énergie (2 MeV/A, ^{48}Ca , $\text{LET} \sim 22 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$), d'énergie moyenne (15 MeV/A, ^{78}Kr , $\text{LET} \sim 23 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$) et de haute énergie (45,5 MeV/A, ^{136}Xe , $\text{LET} \sim 23 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$). Ces courbes sont obtenues par intégration de celles de la Figure 3.3.

Contrairement aux résultats obtenus pour des distances micrométriques, la plus grande densité du cœur de trace de l'ion de haute énergie n'avait jamais été décrite auparavant. La Figure 2.9 présente ainsi des exemples de traces issues de la littérature, d'une part calculées à l'aide du modèle de Fageeha [13] pour les trois ions précédents, et d'autre part issues de simulations Monte Carlo réalisées avec un code différent [8, 9] basé sur la théorie des électrons delta de Kobetich et Katz, pour deux ions de LET proche. Dans les deux cas, aucune différence n'apparaît entre les différents ions en cœur de trace.

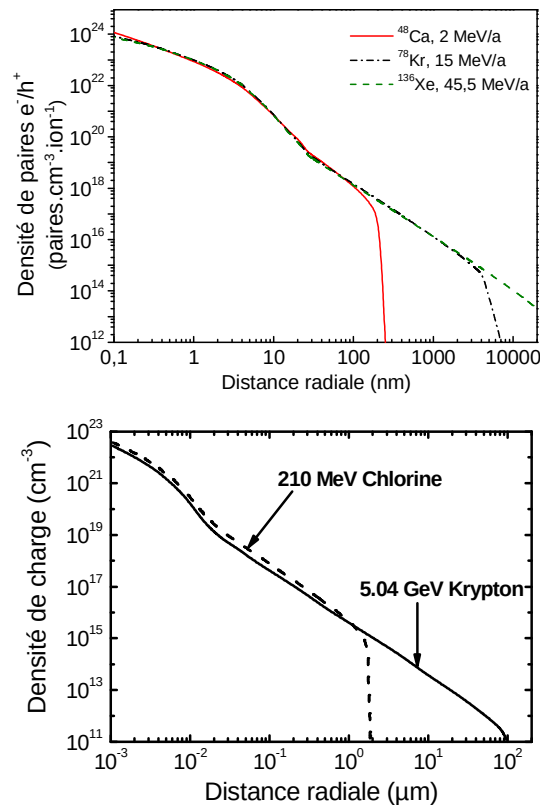


Figure 2.9 : Exemples de structures de traces issues de la littérature pour des ions de LET proche. A gauche, traces calculées d'après Fageeha [13] pour les trois ions étudiés ici. A droite, traces issues de calculs Monte Carlo réalisés avec un code différent pour deux ions de LET proche [9].

Cependant, dans ces références [9, 13, 42], les simulations étaient réalisées dans un bloc de silicium uniquement, sans tenir compte de la traversée des couches supérieures. La densité de charge générée était donc calculée proche de la surface, c'est-à-dire proche de l'entrée de l'ion dans la matière. Dans notre étude, le dépôt radial de charge est calculé dans un film de silicium, situé sous 2 μm d'overlayers de silice. Or, la structure de trace radiale varie avec la pénétration dans la matière, et varie différemment selon la masse et l'énergie de l'ion. En particulier, le plateau observé sur la Figure 2.7 et présentant une largeur différente pour les trois ions s'élargit avec la pénétration de l'ion dans la matière, plus ou moins rapidement selon l'énergie de l'ion. La Figure 2.10 illustre ainsi l'évolution de la trace avec la pénétration de l'ion dans le silicium en l'absence d'overlayer, pour un ion argon de 150 MeV. Par souci de clarté, on n'a représenté ici qu'une tranche par micron.

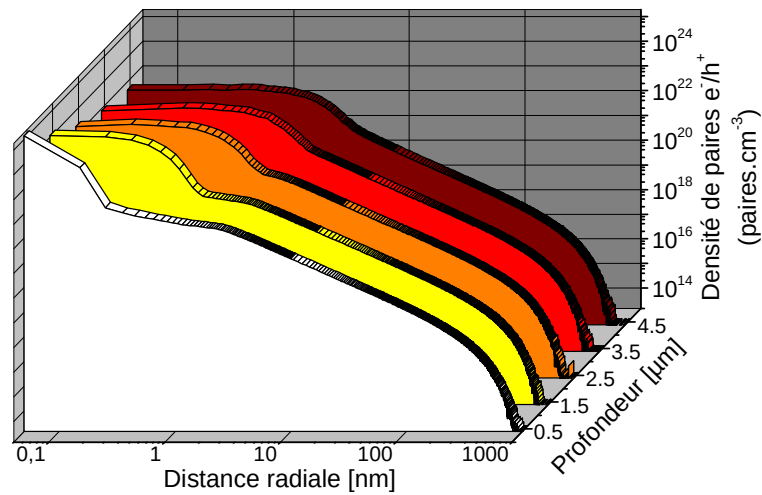


Figure 2.10 : Exemple d'évolution de la structure de trace avec la pénétration de l'ion dans le silicium, pour un ion argon de 150 MeV, en l'absence d'overlayers.

On remarque à la fois l'évolution du cœur de trace, qui s'aplatit, devenant ainsi plus large et moins dense, et l'évolution de l'extension radiale totale, qui diminue avec la pénétration de l'ion dans la matière. Ces deux effets seront expliqués dans la suite. L'influence des overlayers pourrait donc expliquer l'écart apparent par rapport aux données de la littérature. Nous reviendrons sur une comparaison plus directe entre traces Geant4 et Fageeha à la fin de ce chapitre, après une analyse détaillée des résultats issus de Geant4 permettant de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu et donc les différences entre les modèles.

III. Analyse des structures de traces

Geant4

Pour mieux comprendre les différences observées entre les ions concernant la densité du cœur et l'extension radiale de la trace, nous allons examiner les différents phénomènes mis en jeu influant sur la trajectoire des particules et variant selon l'énergie de celles-ci. Dans un premier temps, on s'intéressera à la dispersion latérale des ions, induite par les interactions élastiques. On étudiera ensuite en détail le comportement des électrons delta, en examinant différents paramètres : le spectre en énergie des électrons delta en fonction de l'énergie de l'ion incident, leur distribution angulaire et leur dispersion latérale notamment. Les différentes conclusions obtenues seront enfin assemblées pour expliquer la forme des traces d'ions obtenues dans les simulations Geant4.

1. Dispersion latérale des ions incidents

Comme décrit dans le premier chapitre, le processus d'ionisation correspond à l'éjection d'un électron du matériau par l'ion incident. L'ion incident est donc diffusé, c'est-à-dire que sa trajectoire dévie de sa direction initiale, conduisant ainsi à une dispersion latérale dans le parcours de l'ion. Ce parcours non rectiligne dans l'épaisseur du matériau se traduit par une dispersion des points d'interaction des ions, représentée sur la Figure 2.11, pour 10^4 ions incidents pour chacune des trois espèces étudiées. Les points d'interaction de l'ion avec la matière sont représentés dans un plan (XY) perpendiculaire au chemin de l'ion, le point d'incidence originel de l'ion étant le centre de coordonnées (0,0).

On peut noter ici l'importance de la prise en compte des overlayers dans la simulation pour modéliser correctement ce phénomène. En effet, plus celles-ci seront épaisses, plus les trajectoires des ions différeront les unes des autres.

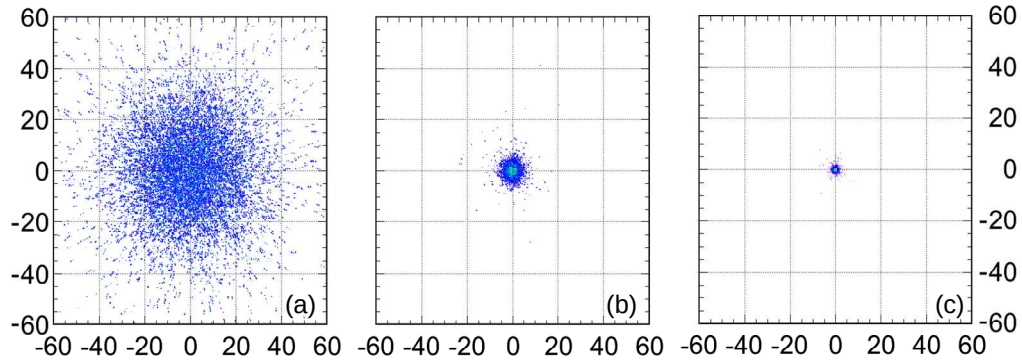


Figure 2.11 : Représentation bidimensionnelle de la dispersion latérale de l'ion par rapport à sa direction originelle pour 10^4 ions incidents, projeté dans le plan (XY) perpendiculaire au chemin de l'ion, dans un film de silicium d'épaisseur 150 nm situé après 2 μm d'overlayers de silice, pour les trois ions étudiés : (a) 2 MeV/A ^{48}Ca , (b) 15 MeV/A ^{78}Kr et (c) 45,5 MeV/A ^{136}Xe . Les axes sont gradués en nanomètres.

On observe une dispersion latérale plus ou moins importante selon l'énergie de l'ion. Les ions de haute énergie restent ainsi proches de la direction initiale (Figure 2.11(c)), tandis que les ions de basse énergie dévient beaucoup plus de leur trajectoire originelle (Figure 2.11(a)). Cette dispersion latérale explique en partie le rayon du cœur de trace, le plateau, observé sur les structures de trace de la Figure 2.7. En effet, les dimensions latérales de cette dispersion (d'environ 20 nm pour le calcium basse énergie sur la Figure 2.11(a) contre 1 nm pour le xénon de haute énergie sur la Figure 2.11(c)) correspondent à peu près aux dimensions des plateaux pour les différentes courbes de la Figure 2.7.

Face à cette observation, il convient de se poser la question de la pertinence de l'utilisation de 10^4 ions incidents pour représenter une trace moyenne due à un ion unique. En effet, le but est d'étudier les SEE, phénomènes induits par définition par le dépôt d'énergie au passage d'une particule unique. Cependant, l'utilisation d'une trace moyennée impose de sommer la trace de 10^4 ions incidents pour avoir suffisamment de statistique. La solution retenue pour la suite des travaux est donc de simuler la diffusion coulombienne pour les électrons uniquement ; le processus étant volontairement « éteint » pour les ions incidents. De cette façon, l'extension radiale de la trace moyennée est représentative de la charge déposée par les électrons delta uniquement, évitant ainsi un élargissement « artificiel » de la trace dû à la diffusion des ions. Tous les ions suivent exactement le même chemin et la moyenne des dépôts d'énergie peut être considérée comme représentative de la trace d'un ion unique. Les simulations avec et sans diffusion des ions ont été comparées pour contrôler notamment la non-variation de la valeur du LET dans le film de silicium actif. La fluctuation maximum observée après 2 μm d'overlayers est d'environ 0,1%, ce qui reste négligeable. La Figure 2.12 représente les traces obtenues avec et sans diffusion des ions. On remarque en particulier que l'« extinction » du processus conduit à la diminution de la largeur du plateau observé en cœur de trace. Le plateau reste toutefois présent.

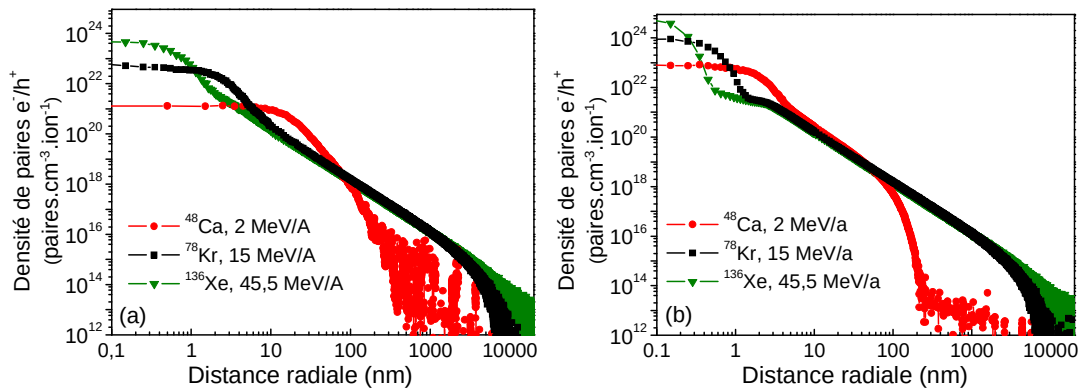


Figure 2.12 : Traces d'ions obtenues pour les trois ions étudiés, (a) avec et (b) sans diffusion élastique des ions incidents.

2. Comportement des électrons delta

Le plateau « restant » et les différences de densité en cœur de trace s'expliquent par le comportement des électrons delta. Différents éléments, fortement corrélés, doivent être pris en compte :

- L'énergie des électrons delta de première génération (émis par l'ion incident).
- Leur angle d'émission.
- Le nombre d'électrons émis en fonction de l'angle et de l'énergie.
- La direction moyenne des électrons après leur émission.

Dans la suite, nous décrivons ces quantités séparément dans un premier temps, avant de les utiliser conjointement pour compléter l'analyse des structures de trace.

a) Spectre en énergie

On s'intéresse dans un premier temps au spectre en énergie des électrons delta de première génération (c'est-à-dire issus d'une réaction ion primaire – matériau), qui varie en fonction de l'énergie de l'ion incident. Ce spectre en énergie est extrait des simulations Geant4 pour les trois ions étudiés, en fonction de l'angle d'émission des électrons par rapport au chemin de l'ion. Il est représenté sur la Figure 2.13.

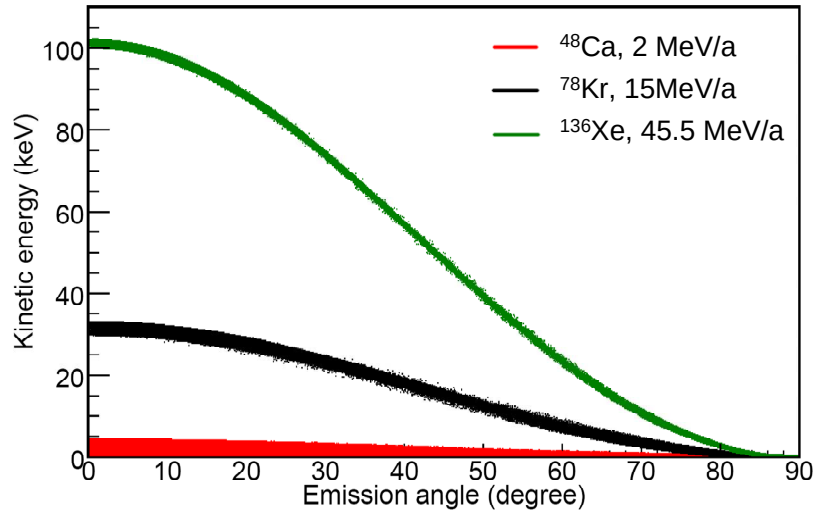


Figure 2.13 : Spectre d'énergie des électrons delta de première génération, en fonction de leur angle d'émission pour les trois ions étudiés. 0° correspond aux électrons émis le long du chemin de l'ion et 90° à ceux qui sont émis perpendiculairement. Comme précédemment, les informations sont enregistrées dans un film de silicium de 150 nm situé après 2 µm d'overlayer de silice.

Cette figure illustre la cinématique de la diffusion élastique. Elle correspond à la formule reportée ci-dessous (Eq. 2.19), donnant l'énergie T_e transférée par l'ion incident (d'énergie cinétique T_{ion} et de masse M) aux électrons delta de masse m_e émis avec un angle θ par rapport au chemin de l'ion. L'énergie transmise a une limite inférieure de 250 eV, correspondant au seuil en production des électrons secondaires dans le modèle d'ionisation de Geant4.

$$T_{e^-} = \frac{4Mm_e}{(M + m_e)^2} T_{ion} \cos^2 \theta \quad (\text{Eq. 2.19})$$

Deux propositions découlent de cette formule :

- (i) Pour un ion donné, les électrons de haute énergie sont émis à 0°, le long du chemin de l'ion, tandis que les électrons de basse énergie sont émis à 90°, perpendiculairement à la direction de l'ion incident.
- (ii) L'énergie transférée a une limite supérieure T_{max} pour $\theta = 0^\circ$, directement proportionnelle à l'énergie de l'ion par nucléon (avec $m_e \ll M$). Par conséquent, plus l'énergie par nucléon de l'ion est élevée, plus le spectre en énergie des électrons secondaires (de 250 eV à T_{max}) est étendu. Pour un angle donné, les électrons delta générés par un ion de grande énergie par nucléon seront donc plus énergétiques que ceux générés par un ion d'énergie plus faible.

b) Distribution angulaire

Dans un deuxième temps, on s'intéresse à la distribution angulaire des électrons générés par chacun des trois ions étudiés. Celle-ci est représentée sur la Figure 2.14. Cette distribution correspond à la formule de Rutherford donnant la probabilité d'émission à un angle donné, en cinématique inverse (c'est-à-dire lorsqu'un projectile lourd rencontre une cible légère). A nouveau, deux propositions découlent de cette observation :

- (iii) Pour un ion donné, le nombre d'électrons émis augmente avec leur angle d'émission.
- (iv) Pour des ions d'énergies différentes, les électrons delta sont beaucoup plus nombreux pour un ion de basse énergie, quel que soit l'angle d'émission considéré.

Sur la figure, ces deux propositions n'apparaissent vraies que jusqu'à un angle limite (environ 75° pour Ca, 85° pour Kr et 87° pour Xe). Cet angle limite correspond en fait au seuil de production de 250 eV des électrons secondaires dans Geant4. D'après l'équation (Eq. 2.19), ce seuil en énergie donne bien un angle limite dépendant de l'énergie de l'ion incident.

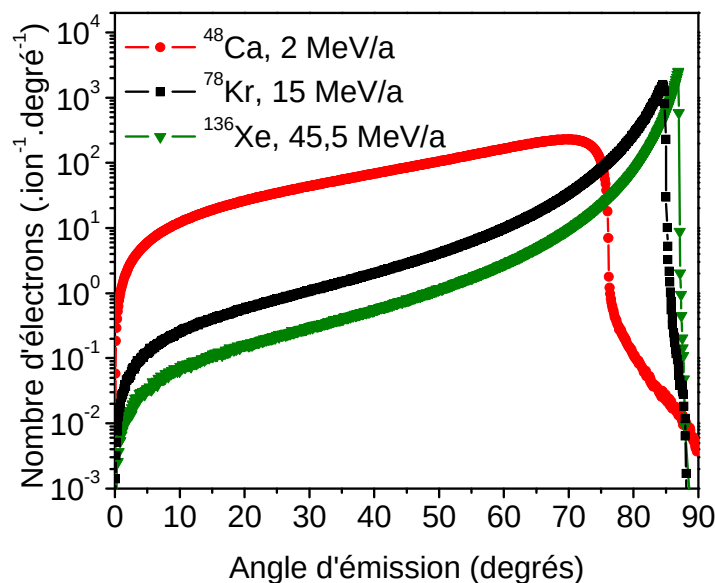


Figure 2.14 : Nombre d'électrons delta de première génération en fonction de leur angle d'émission pour les trois ions étudiés. 0° correspond aux électrons émis le long du chemin de l'ion et 90° à ceux émis perpendiculairement à ce chemin.

La proposition (iv) s'explique aisément à partir de la proposition (ii). En effet, deux ions de même LET déposent la même quantité d'énergie dans un même volume de faible épaisseur (i.e. sur laquelle le LET ne varie pas). Comme les électrons produits par l'ion de basse énergie sont moins énergétiques (Figure 2.13, proposition (ii)), ils doivent être plus nombreux pour transférer la même quantité d'énergie (Figure 2.13, proposition (iv)).

c) Dispersion latérale

Enfin, avant d'en arriver à l'analyse proprement dite des structures de trace, des simulations complémentaires ont été réalisées pour examiner la dispersion latérale des électrons dans le silicium. La trajectoire d'électrons en incidence normale dans un cube de silicium de côté 150 nm est représentée Figure 2.15 pour trois énergies différentes. Ces trois énergies correspondent à l'énergie maximale des électrons delta générés par chacun des trois ions étudiés dans la Figure 2.13. De ces simulations découle une proposition :

- (v) Les électrons les plus énergétiques s'écartent peu de leur chemin initial (Figure 2.15(c)), tandis que la dispersion latérale augmente pour les électrons de plus basse énergie (Figure 2.15(a)).

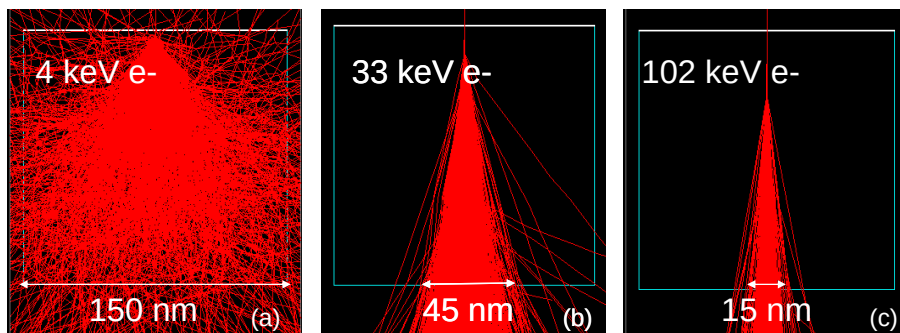


Figure 2.15 : Parcours de 1000 électrons en incidence normale dans un cube de silicium de côté 150 nm, pour trois énergies incidentes différentes. Les trois énergies correspondent au maximum transféré aux électrons delta par chacun des trois ions étudiés : (a) 2 MeV/A ^{48}Ca , (b) 15 MeV/A ^{78}Kr et (c) 45,5 MeV/A ^{136}Xe .

3. Analyse des structures de traces d'ions

Nous disposons donc maintenant de cinq propositions pour comprendre les différences observées dans la densité du cœur de trace sur la Figure 2.12(b). Elles sont brièvement rappelées ci-dessous :

- (i) Pour un ion donné, l'énergie des électrons diminue avec l'augmentation de leur angle d'émission.
- (ii) Pour différents ions, l'énergie des électrons delta émis à un angle donné augmente avec l'énergie par nucléon de leur ion père.
- (iii) Pour un ion donné, le nombre d'électrons augmente avec leur angle d'émission.
- (iv) Pour différents ions, le nombre d'électrons delta émis à un angle donné augmente quand l'énergie de leur ion père diminue.
- (v) La dispersion latérale des électrons augmente quand leur énergie diminue.

Pour expliquer les structures de trace observées Figure 2.12(b), le cœur de trace de dimensions nanométriques, la zone intermédiaire et les distances micrométriques seront successivement examinés.

La première question à résoudre est la suivante : pourquoi un ion de plus grande énergie a-t-il un cœur de trace plus dense et plus étroit ? En couplant les propositions (ii) et (v), on constate que plus un ion est énergétique, moins la dispersion latérale des électrons générés d'énergie maximale sera importante. La proposition (i) complète cette analyse puisque les électrons les plus énergétiques sont émis le long du chemin de l'ion. On obtient donc une dispersion de 150 nm pour l'ion calcium de 2 MeV/A (Figure 2.15(a)), 45 nm pour l'ion krypton de 20 MeV/A (Figure 2.15(b)) et 15 nm pour l'ion xénon de 45,5 MeV/A. (Figure 2.15(c)). Les rapports entre ces valeurs de dispersion se retrouvent si l'on compare les dimensions des « plateaux » des différentes structures de trace Figure 2.12(b). Par ailleurs, si l'on regarde la charge déposée cumulée en fonction de la distance radiale au chemin de l'ion sur la Figure 2.16(b) (équivalent de la Figure 2.8 mais pour des traces calculées sans diffusion élastique des ions), on constate que l'ion calcium dépose environ 20 fC dans un cylindre de rayon 3 nm tandis que l'ion xénon dépose une charge équivalente dans un cylindre de rayon 0,5 nm. Le calcium dépose donc la même charge dans un cylindre de surface 36 fois plus grande. La même quantité de charge étant déposée dans un espace beaucoup plus large, la densité de charge en cœur de trace est beaucoup plus faible pour le calcium que pour le xénon. Les ions de plus basse énergie ont donc un cœur de trace plus large et moins dense.

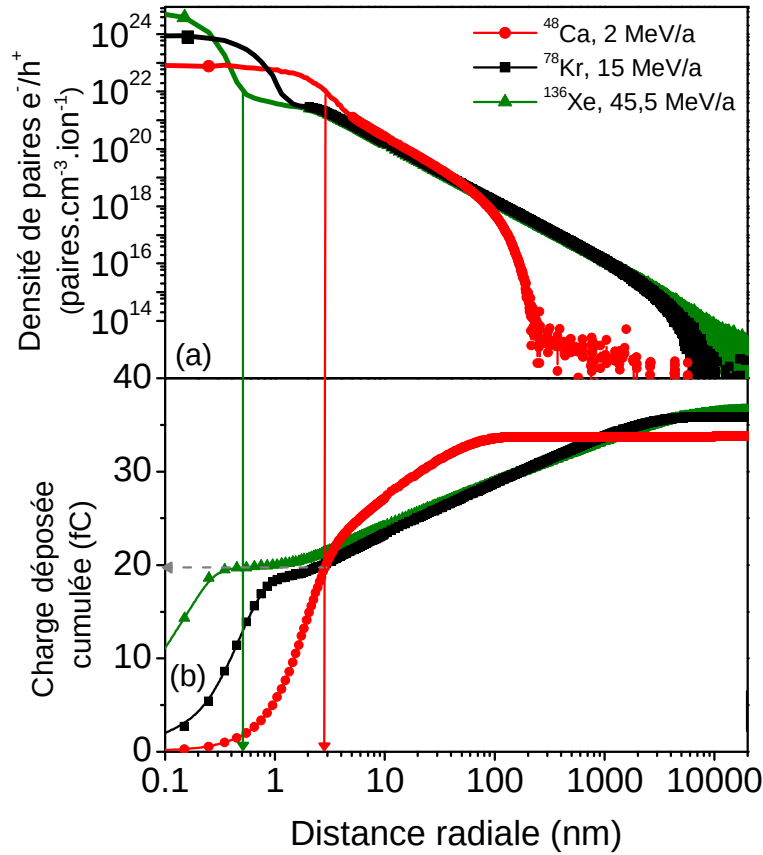


Figure 2.16 : Simulations Geant4 de (a) la densité radiale moyenne de paires électron/trou générées (correspondant à la Figure 2.12(b)) et (b) la charge déposée cumulée par des ions de basse énergie (2 MeV/A, ⁴⁸Ca), d'énergie moyenne (15 MeV/A, ⁷⁸Kr) et de haute énergie (45,5 MeV/A, ¹³⁶Xe), en fonction de la distance radiale au chemin de l'ion.

La deuxième question à résoudre est la suivante : pourquoi les trois ions ont-ils des densités de charge similaires pour les distances intermédiaires (après le plateau du calcium, entre 5 nm et environ 100 nm) ? Les électrons contribuant à la distribution de densité de charges pour ces distances radiales intermédiaires sont de deux types : ceux émis par l'ion incident à des angles moyens et grands et ceux produits par ces électrons de première génération. Ces derniers ont la même distribution en termes d'énergie et d'angle d'émission (Figures 2.13 et 2.14) que ceux de première génération, la cinématique de diffusion élastique étant la même. On obtient donc un « nuage » d'électrons de différentes énergies allant dans toutes les directions. Dans ce cas, la plus grande énergie des électrons issus par exemple du xénon (proposition (ii)) est compensée par le plus grand nombre d'électrons produits par le calcium (proposition (iv)). Au final, la densité de charge déposée est donc la même pour tous les ions.

Enfin, la dernière question à considérer est la suivante : pourquoi un ion de plus grande énergie a-t-il une trace de rayon total plus large (on regarde ici les distances micrométriques) ? Tout simplement, les électrons de plus grande énergie vont plus loin. Donc, même si les

propositions (i) et (v) nous disent que les électrons de plus grande énergie restent proches du chemin de l'ion, la proposition (ii) nous dit aussi que quel que soit l'angle d'émission, les électrons issus d'un ion de plus grande énergie seront toujours plus énergétiques que ceux issus d'un ion d'énergie inférieure. Un ion incident de plus grande énergie par nucléon aura donc une extension radiale supérieure à celle d'un ion d'énergie inférieure.

Ces différences entre des traces d'ions d'énergie par nucléon différentes se retrouvent également dans l'évolution de la trace d'un ion donné en fonction de la profondeur (Figure 2.10). En effet, l'énergie de l'ion diminue avec la pénétration dans la matière. La largeur totale de la trace diminue donc avec la profondeur. De la même façon, le cœur de trace devient plus large et moins dense.

IV. Pertinence et limites de validité des traces d'ions calculées à l'aide de Geant4

Pour valider les traces d'ions obtenues à l'aide de Geant4 et quantifier les améliorations apportées, on compare les traces simulées à celles calculées à l'aide du modèle analytique donné par Fageeha [13], adaptation au cas du silicium de la théorie de Kobetich et Katz [11]. La Figure 2.17 reproduit les traces simulées à l'aide de Geant4 pour les trois ions de même LET et d'énergies différentes étudiés précédemment :

- ^{48}Ca , 2 MeV/A, LET = 21.7 MeV.cm²/mg (ronds rouges).
- ^{78}Kr , 15 MeV/A, LET = 23.1 MeV.cm²/mg (carrés noirs).
- ^{136}Xe , 45.5 MeV/A, LET = 23.5 MeV.cm²/mg (triangles verts).

Sur cette figure sont également représentées en pointillés les traces correspondantes calculées à l'aide du modèle analytique de Fageeha.

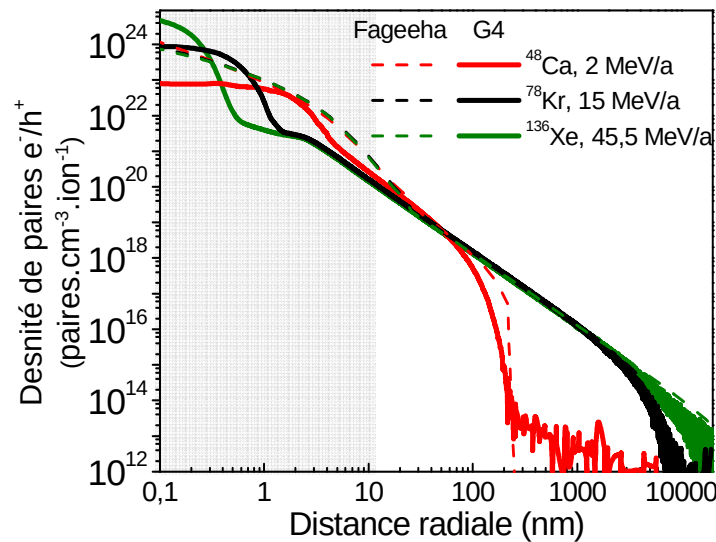


Figure 2.17 : Comparaison entre les structures de traces d'ions simulées à l'aide de Geant4 et calculées à l'aide du modèle analytique de Fageeha pour les trois ions étudiées. Dans la zone grisée, les trois courbes Fageeha en pointillés sont superposées. Cette zone correspond aux distances radiales pour lesquelles la physique de Geant4 est discutable.

Les traces Geant4 et Fageeha sont très proches pour des distances radiales supérieures à 10 – 20 nm, dans les zones intermédiaires et micrométriques identifiées précédemment. Des

différences significatives entre les deux modèles apparaissent en revanche pour des distances radiales nanométriques. En effet, les trois traces Fageeha sont pratiquement identiques, tandis que les traces Geant4 diffèrent d'une part les unes par rapport aux autres et d'autre part par rapport à celles de Fageeha.

Les calculs basés sur la théorie de Katz et Kobetich [11] tels que ceux de Fageeha sont connus comme étant inappropriés en cœur de trace [28], en raison d'un traitement incorrect du transport des électrons de basse énergie. Avec sa limite de production des électrons delta à 250 eV précédemment mentionnée, on pourrait considérer Geant4 comme souffrant des mêmes limitations. Cependant, une intégration des profils radial de traces obtenus à l'aide de Geant4 conduit à des valeurs de LET bien plus proches de celles calculées à l'aide du logiciel SRIM [1] que les valeurs obtenues par intégration des profils Fageeha. Les valeurs obtenues pour les trois ions par les différentes méthodes sont reportées dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Calculs de LET pour les trois ions étudiés à l'aide de SRIM et par intégration des structures de traces Fageeha et Geant4.

Ion	Energie [MeV/a]	LET [MeV.cm ² /mg]		
		SRIM	Fageeha	Geant4
⁴⁸ Ca	2	21.6	30.1	21.7
⁷⁸ Kr	15	25.9	36.6	23.1
¹³⁶ Xe	45.5	27.5	36.7	23.5

Comparées aux valeurs données par SRIM, les valeurs de LET obtenues par intégration des traces d'ions Fageeha sont largement surestimées, avec un écart variant de 30 à 40%.

Au contraire, les valeurs Geant4 et SRIM sont très proches pour l'ion le plus léger (calcium). Pour les ions les plus lourds (krypton et xénon), Geant4 tend à sous-estimer les valeurs de LET par rapport à SRIM, avec un écart maximum de 15 % pour le xénon. On peut cependant mentionner ici des mesures récentes réalisées à l'accélérateur d'ions lourds RADEF (RADiation Effects Facility) à Jyväskylä (Finlande) [43] et montrant que SRIM tend à surestimer le LET des ions les plus lourds [44, 45]. Les auteurs mesurent ainsi un écart maximum de 10% pour le xénon. Malheureusement, ces mesures de LET n'ont pu être réalisées jusqu'à maintenant que pour des énergies de 9,3 MeV/A au maximum. Il n'existe donc pas de valeurs expérimentales de LET pour les ions krypton à 15 MeV/A et xénon à 45,5 MeV/A étudiés ici. En considérant ces incertitudes sur les valeurs de LET calculées à l'aide de SRIM, les calculs Geant4 sont donc considérés comme une bonne estimation du LET réel de l'ion.

Comme déjà mentionné, des travaux récents proposés par Murat [28] traitent les électrons de basse énergie avec un seuil inférieur fixé à 1,5 eV ; ils n'ont donc pas les insuffisances évoquées précédemment pour le transport des électrons de basse énergie. Murat obtient ainsi des structures de traces beaucoup plus précises, notamment dans le cœur de trace. Cependant, dans la référence [28], il se concentre essentiellement sur les protons, alors que notre intérêt ici

concerne les ions lourds. De plus, son code n'est pas public, contrairement à Geant4, code open-source accessible à tous et largement utilisé par la communauté scientifique. Il paraît donc intéressant, malgré ses limitations actuelles, de l'utiliser pour simuler des structures de traces, et plus particulièrement de discuter des limites des traces obtenues. La physique de l'émission et du transport des électrons delta a déjà été largement analysée dans la partie précédente. Cette analyse a notamment permis de justifier la forme des traces obtenues. Dans la suite, nous allons montrer que ces traces peuvent être considérées comme réalistes pour des distances radiales supérieures à 10 nm et que la limite de validité de Geant4 conditionne essentiellement la structure du cœur de trace.

On rappelle ci-dessous l'équation (Eq. 2.19) donnée précédemment, permettant de calculer l'énergie des électrons émis en fonction de l'énergie par nucléon de l'ion incident et de l'angle d'émission :

$$T_{e^-} = \frac{4Mm_e}{(M + m_e)^2} T_{ion} \cos^2 \theta \quad (\text{Eq. 2.19})$$

D'après cette relation, les électrons de très basse énergie – qui ne sont pas créés dans la simulation pour des énergies inférieures à 250 eV – devraient être émis perpendiculairement au chemin de l'ion incident. Dans une simulation « complète », ces électrons d'énergie inférieure à 250 eV auraient à leur tour ionisé la matière, générant ainsi d'autres électrons. Le parcours de tels électrons serait de quelques nanomètres (2 nm pour des électrons de 250 eV d'après [28], 5 nm d'après [46]). A la place, l'énergie de l'électron qui aurait dû être produit est déposée localement, à son point de production théorique, sans tenir compte du chemin qu'il aurait parcouru. Cela explique en partie les densités particulièrement élevées observées en cœur de trace sur la Figure 2.17. La région dans laquelle le cœur de trace est mal décrit peut donc être limitée aux distances nanométriques, inférieures à 10 nm (zone grisée sur la Figure 2.17).

Une autre explication pour ces densités très élevées pourrait être la conversion déjà mentionnée du dépôt d'énergie simulé par Geant4 en une densité de paires électron/trou. En effet, nous utilisons pour cela la valeur de 3,6 eV nécessaire à la création d'une paire électron/trou dans le silicium. Toutefois, cette valeur correspond à l'énergie nécessaire à la création de la *première* paire et n'est peut-être plus valable si plusieurs paires sont créées par atome de silicium, particulièrement dans le cœur de trace très dense. Pour s'affranchir de cette incertitude, il faudrait pouvoir simuler tous les électrons créés, comme dans les simulations de Murat et al. [28].

En dehors du cœur de trace, les électrons delta ne sont pas directement émis par l'ion incident mais par les électrons de première génération. Comme mentionné précédemment, ces électrons sont également émis avec une distribution angulaire du type de celle représentée Figure 2.14. On obtient donc un nuage d'électrons voyageant dans toutes les directions. Pour les distances intermédiaires et micrométriques, le parcours des électrons de 250 eV est petit par rapport aux distances sur lesquelles la structure de trace varie (on rappelle que les deux axes de la Figure 2.17 sont en échelle logarithmique). En moyenne, des dépôts locaux d'énergie sont donc une approximation suffisante pour cette partie de la courbe. La comparaison aux traces

obtenues à partir du modèle de Fageeha confirme que les profils de traces Geant4 semblent réalistes au-dessus de 10 nm.

Puisque l'intégration des traces Geant4 donne des valeurs cohérentes de LET (voir le Tableau 2.2), la valeur de charge déposée à l'échelle d'un transistor 70 nm peut être considérée comme significative, même si la description de la forme du dépôt dans le cœur de trace ne l'est pas. Dans le chapitre suivant, nous verrons avec les simulations électriques que cette description est suffisante pour les transistors étudiés. On verra toutefois que les limitations décrites ici limitent le champ d'application des traces calculées et qu'il n'est pas raisonnable de les utiliser pour prédire le comportement de transistors très intégrés (génération 22 nm par exemple). Pour aller plus loin, il sera donc nécessaire d'apporter des améliorations aux modèles d'ionisation disponibles dans Geant4.

Un nouveau modèle très basse énergie intégrant ce type d'améliorations, Geant4-DNA, est ainsi en cours de développement [24]. Une première version existe depuis 2007. Elle est toutefois destinée dans un premier temps aux applications biologiques et n'est donc applicable que dans l'eau. Le but est de simuler l'effet des radiations à l'échelle d'une cellule ou d'un brin d'ADN. Il faut pour cela simuler des interactions à très basse énergie, et donc connaître les sections efficaces des processus à prendre en compte jusqu'à des énergies de l'ordre de l'eV.

A ce sujet, il faut bien prendre conscience que la plupart des codes Monte Carlo à but très général, dont Geant4, simulent les collisions en les traitant comme des processus binaires, c'est-à-dire qu'on simule des collisions entre la particule incidente et des électrons libres. En réalité, les électrons de la cible sont liés aux noyaux, les processus de collisions peuvent donc impliquer plus de deux corps, par l'intermédiaire de ces liaisons. L'approche binaire est admissible tant que les pertes d'énergie discrètes sont d'un ordre de grandeur bien supérieur aux énergies de liaison électroniques. C'est pourquoi la plupart des codes présentent un seuil de production des particules secondaires de 1 keV. Seul le module basse énergie de Geant4 permet de descendre à 250 eV.

Le développement d'un système de simulation pour les très basses énergies requiert la disponibilité de modèles théoriques ou de données expérimentales précises sur lesquels l'implémentation des processus puisse se baser. A l'heure actuelle, l'eau est le seul milieu d'intérêt biologique pour lequel suffisamment de données sont disponibles. C'est donc le seul milieu dans lequel ce modèle soit utilisable dans le cadre de Geant4.

Les particules incidentes utilisables avec ce modèle sont de plus pour l'instant limitées aux électrons, protons, atome d'hydrogène et hélium, chargé deux fois au maximum. Pour ces particules, les processus implémentés sont la diffusion élastique pour les électrons uniquement, l'excitation, l'ionisation et le changement de charge (sauf pour l'électron). La gamme d'énergie prise en charge s'étend de 7,4 eV (potentiel d'excitation électronique minimum de l'eau) à 10 keV pour les électrons et de 100 eV/A à 10 MeV/A pour les autres particules.

La prise en compte des interactions à très basse énergie est particulièrement intéressante dans notre cas pour les électrons secondaires, l'ion incident n'atteignant a priori pas d'énergie très basse dans le composant. Il serait donc intéressant d'adapter ces modèles pour le cas du silicium, à partir de données d'interactions pour des électrons incidents, en s'inspirant notamment du formalisme utilisé par Akkerman et Murat [25] (modèles décrits dans la partie « Etat de l'art / Simulations Monte Carlo » de ce chapitre). Des travaux sont actuellement en cours pour adapter ces modèles dans le cadre du code Geant4 [47].

V. Conclusion

Dans ce chapitre, après avoir présenté les limites d'utilisation du LET et l'état de l'art de la modélisation détaillée de traces d'ions, nous avons utilisé le code Monte Carlo Geant4 pour simuler les traces de trois ions d'énergie différente et de LET proches. La forme des structures de traces obtenues a été commentée, en examinant notamment différents paramètres de la cinématique des ions et des électrons. La validité des traces obtenues a ensuite été discutée, en comparaison notamment avec les traces analytiques de Fageeha.

La première étape de notre chaîne de simulation est donc maintenant achevée. Dans la suite, nous allons utiliser les structures de traces d'ions obtenues en interface avec d'autres logiciels de simulation, pour accéder à la réponse de composants sous irradiation. Afin de bien comprendre les phénomènes mis en jeu, nous étudierons dans un premier temps la réponse de transistors isolés dans le Chapitre III, à l'aide de simulations TCAD utilisant le logiciel Synopsys Sentaurus. Nous verrons ensuite l'utilité d'intégrer des traces d'ions dans un outil de prédiction de SEE pour l'étude de la réponse de cellules SRAM sous irradiation dans le Chapitre IV.

VI. Références

- [1] SRIM [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [2] "ESA/SCC Basic Specification No.25100: Single event effects test method and guidelines", 2002.
- [3] EIA/JESD57: Test procedure for the measurement of single-event effects in semiconductor devices from heavy ion irradiation [Online]. Available: <http://www.jedec.org>
- [4] J. L. Barth, "Modeling space radiation environments", presented at the 34th Ann. Int. Nuclear and Space Radiation Effects Conference, Snowmass, CO, 1997.
- [5] P. E. Dodd, et al., "Heavy ion energy effects in CMOS SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 889 - 893, 2007.
- [6] M. A. Xapsos, "Applicability of LET to single events in microelectronic structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, pp. 1613 - 1621, 1992.
- [7] R. A. Reed, et al., "Impact of ion energy and species on single event effects analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2312 - 2321, 2007.
- [8] W. J. Stapor, P. T. McDonald, A. R. Knudson, A. B. Campbell and B. G. Glagola, "Charge collection in silicon for ions of different energy but same linear energy transfer (LET)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 35, pp. 1585 - 1590, 1988.
- [9] P. E. Dodd, et al., "Impact of ion energy on single-event upset", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, pp. 2483 - 2491, 1998.
- [10] R. Katz and E. J. Kobetich, "Formation of etchable tracks in dielectrics", *Physical Review*, vol. 170, pp. 401 - 405, 1968.
- [11] E. J. Kobetich and R. Katz, "Energy deposition by electron beams and delta rays", *Physical Review*, vol. 170, pp. 391 - 396, 1968.
- [12] C. X. Zhang, D. E. Dunn and R. Katz, "Radial distribution of dose and cross-sections for the inactivation of dry enzymes and viruses", *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 13, pp. 215 - 218, 1985.
- [13] O. Fageeha, J. Howard and R. C. Block, "Distribution of radial energy deposition around the track of energetic particles in silicon", *Journal of Applied Physics*, vol. 75, pp. 2317 - 2321, 1994.
- [14] K. H. Weber, "Eine einfache reichweite-energie-beziehung für elektronen im energie bereich von 3 keV bis 3 MeV", *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 25, pp. 261 - 264, 1964.

- [15] B. N. Subba Rao, "A simple formula for the transmission and absorption of monoenergetic electrons", *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 44, pp. 155 - 156, 1966.
- [16] W. H. Barkas, "Nuclear Research Emulsions", vol. 1. New York: Academic Press Inc., 1963, pp. 371.
- [17] H. L. Bradt and B. Peters, "Investigation of the primary cosmic radiation with nuclear photographic emulsions", *Physical Review*, vol. 74, pp. 1828 - 1837, 1948.
- [18] N. F. Mott, "The scattering of fast electrons by atomic nuclei", *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 124, pp. 425 - 442, 1929.
- [19] D. A. Tidman, E. P. George and A. J. Herz, "The production of delta-rays in nuclear-research emulsions", pp. 1019 - 1031, 1953.
- [20] M. P. R. Waligorski, R. N. Hamm and R. Katz, "The radial distribution of dose around the path of a heavy ion in liquid water", *Nuclear Tracks and Radiation Measurement*, vol. 11, pp. 309 - 319, 1986.
- [21] R. N. Hamm, J. E. Turner, H. A. Wright and R. H. Ritchie, "Heavy-ion track structure in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 26, pp. 4892 - 4895, 1979.
- [22] J. Lindhard, *Kongelige Danske Videnskabers Selskab, Matematisk-Fysiske Meddelelser*, vol. 28, 1954.
- [23] R. H. Ritchie, "Interaction of charged particles with a degenerate Fermi-Dirac electron gas", *Physical Review*, vol. 114, pp. 644 - 654, 1959.
- [24] S. Chauvie, Z. Francis, S. Guatelli, S. Incerti, B. Mascialino, P. Moretto, P. Nieminen and M. G. Pia, "Geant4 Physics processes for microdosimetry simulation: design foundation and implementation of the first set of models", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2619 - 2628, 2007.
- [25] A. Akkerman, J. Barak and D. Emfietzoglou, "Ion and electron track-structure and its effects in silicon: model and calculations", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 227, pp. 319 - 336, 2005.
- [26] A. Akkerman and J. Barak, "Ion-track structure and its effects in small size volumes of silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 3022 - 3031, 2002.
- [27] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Spatial distribution of electron-hole pairs induced by electrons and protons in SiO₂", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3211 - 3218, 2004.
- [28] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Electron and ion tracks in silicon: spatial and temporal evolution", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 3046 - 3054, 2008.

- [29] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Ion track structure and dynamics in SiO₂", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 2113 - 2120, 2008.
- [30] A. Akkerman, M. Murat and J. Barak, "Monte Carlo calculations of electron transport in silicon and related effects for energies of 0.02 - 200 keV", *Journal of Applied Physics*, vol. 106, pp. 113703, 2009.
- [31] D. Emfietzoglou, A. Akkerman and J. Barak, "New Monte Carlo calculations of charged particle track-structure in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 2872 - 2878, 2004.
- [32] S. Agostinelli, et al., "GEANT4 - A simulation toolkit", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 506, pp. 250 - 303, 2003.
- [33] Geant4 [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4>
- [34] Geant4 Physics Reference Manual [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- [35] S. Chauvie, et al., "Geant4 Low energy electromagnetic physics", presented at IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004.
- [36] J. Apostolakis, S. Giani, M. Maire, P. Nieminen, M. G. Pia and L. Urban, "Geant4 Low energy electromagnetic models for electrons and photons", *CERN-OPEN-99-034*, 1999.
- [37] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Ranges of Ions in Solids*, vol. 1: Pergamon Press, 1985.
- [38] "ICRU Report 49: Stopping powers and ranges for protons and alpha particles", 1993.
- [39] M. H. Mendenhall and R. A. Weller, "An algorithm for computing screened Coulomb scattering in GEANT4", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 227, pp. 420 - 430, 2005.
- [40] Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) [Online]. Available: <http://pro.ganil-spiral2.eu/users-guide/accelerators/>
- [41] Texas A&M University Accelerator [Online]. Available: www.tamu.edu
- [42] O. Musseau, V. Ferlet-Cavrois, A. B. Campbell, A. R. Knudson, S. Buchner, B. Fischer and M. Schlögl, "Technique to measure an ion track profile", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, pp. 2563 - 2570, 1998.
- [43] RADEF [Online]. Available: www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/radef
- [44] A. Javanainen, et al., "Linear energy transfer of heavy ions in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 1158 - 1162, 2007.

- [45] A. Javanainen, et al., "Experimental linear energy transfer for heavy ions in silicon for RADEF cocktail species", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 2242 - 2246, 2009.
- [46] O. Kurniawan and V. K. S. Ong, "Investigation of range-energy relationships for low-energy electron beams in silicon and gallium nitride", *Scanning*, vol. 29, pp. 280 - 286, 2007.
- [47] A. Valentin, M. Raine and J.-E. Sauvestre, "Inelastic cross-sections of low-energy electrons in silicon for the simulation of heavy ion tracks with the GEANT4-DNA toolkit", presented at Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2010.

CHAPITRE III

REPONSE D'UN TRANSISTOR ISOLE SOUS IRRADIATION

CHAPITRE III

Réponse d'un transistor isolé sous irradiation

I. PRESENTATION DE LA CHAINE DE SIMULATION	93
1. Présentation de l'outil Synopsys Sentaurus.....	93
2. Génération de la structure et du maillage	94
3. Simulation du comportement des composants sous irradiation.....	95
a) Description des modèles physiques utilisés.....	95
b) Irradiation transitoire par un ion lourd	97
II. ETUDE EN INCIDENCE NORMALE	100
1. Motivation	100
2. Description générale des simulations réalisées	101
3. Validation de la chaîne de simulation : comparaison aux données expérimentales	102
4. Effet de la masse et de l'énergie de l'ion sur la réponse du transistor PD-SOI 70 nm	103
5. Sensibilité du transistor PDSOI 70 nm à des ions et des énergies différentes	107
6. Discussion	108
a) Implications au niveau circuit.....	108
b) Evolution avec l'intégration technologique	109
c) Tendances pour le bulk	109
d) Implications pour l'assurance durcissement	109
III. INFLUENCE DE L'ANGLE D'INCIDENCE	111
1. Motivation	111

CHAPITRE III : Réponse d'un transistor isolé sous irradiation

2. Description du montage expérimental	112
3. Résultats expérimentaux.....	115
a) Cinq configurations différentes à même LET	115
b) Dépendance angulaire à différents LET.....	117
4. Simulations pour le xénon, comparaison avec l'expérience et extension à d'autres espèces d'ions	118
a) Influence de l'orientation du faisceau	119
b) Influence de l'énergie incidente pour une espèce d'ion (Xe)	122
c) Différence expérimentale et simulée entre la réponse du transistor à un ion en incidence normale ou angulaire	123
d) Influence de l'espèce de l'ion.....	124
5. Discussion sur l'impact pour la sensibilité des SRAM	126
IV. CONCLUSION.....	129
V. REFERENCES	131

L'analyse de la réponse d'un transistor sous irradiation par des ions lourds est particulièrement importante pour comprendre les SEE observés dans les circuits intégrés en environnement spatial notamment. Les standards [1, 2] définissant les procédures de test de sensibilité des circuits intégrés aux SEE indiquent clairement que le produit final du test est un graphique représentant la section efficace de SEE en fonction du LET effectif (« the end product of the test is a plot of the SEE cross-section vs. effective LET »). La sensibilité d'un circuit aux SEE est donc analysée uniquement en terme de LET. L'hypothèse sous-jacente est que la réponse du dispositif est identique pour deux ions de même LET, sans considération de masse ou d'énergie. Cette supposition est la base des tests SEE qui utilisent les ions basses énergies proposés dans les accélérateurs (d'énergie typiquement comprise entre 1 et 100 MeV/A), pour simuler expérimentalement le large spectre d'énergie rencontré dans l'espace et pouvant aller jusqu'à des centaines de GeV/A [3, 4].

Cependant, une étude utilisant des ions basse énergie d'énergies différentes mais de même LET a montré que l'énergie de l'ion avait un impact sur la collection de charge dans des structures CMOS/SOS (Silicon on Sapphire) [5]. Une autre étude réalisée sur des dispositifs massifs de longueur de grille 0,5 à 1 μm a au contraire démontré que cette différence induite par l'énergie de l'ion n'était pas significative, comparée à d'autres incertitudes expérimentales [6]. De manière générale, avec la diminution de la taille du volume sensible du transistor en fonction de la génération technologique, la question de l'applicabilité du LET comme métrique la plus appropriée à l'étude des SEE se pose de plus en plus [7, 8]. En particulier, des composants présentant des petits volumes sensibles tels que les transistors SOI sont susceptibles d'être sensibles à l'extension radiale de la trace d'ion, et donc à la masse et à l'énergie de l'ion.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps la chaîne de simulation développée pour répondre à ces questions. L'utilisation de l'outil de simulation TCAD Synopsys Sentaurus en tenant compte des structures de traces obtenues avec l'outil Geant4, objet du chapitre précédent, sera en particulier détaillée. Le but de notre étude est donc d'analyser à l'aide de simulations la réponse sous irradiation par des ions lourds de transistors isolés de type SOI partiellement déplétés. La première partie de l'étude vise à déterminer l'influence de l'énergie pour des ions de même LET en incidence normale. La deuxième partie de l'étude s'intéressera à l'influence de l'angle d'incidence.

I. Présentation de la chaîne de simulation

La simulation de la réponse d'un transistor isolé correspond à la deuxième étape de la chaîne de simulation multi-échelle présentée au Chapitre I, succédant à la modélisation de l'interaction particule-matière réalisée à l'aide du code Monte Carlo Geant4. On utilise pour cela le logiciel de simulation TCAD (Technology Computer Aided Design) Synopsys Sentaurus. La combinaison de ces deux étapes est schématisée Figure 3.1. Dans un premier temps, les traces d'ions sont calculées à l'aide de Geant4, tel que détaillé dans le chapitre précédent. Elles sont ensuite utilisées comme données d'entrée dans les simulations TCAD, afin de simuler la réponse d'un transistor isolé irradié par des ions lourds.

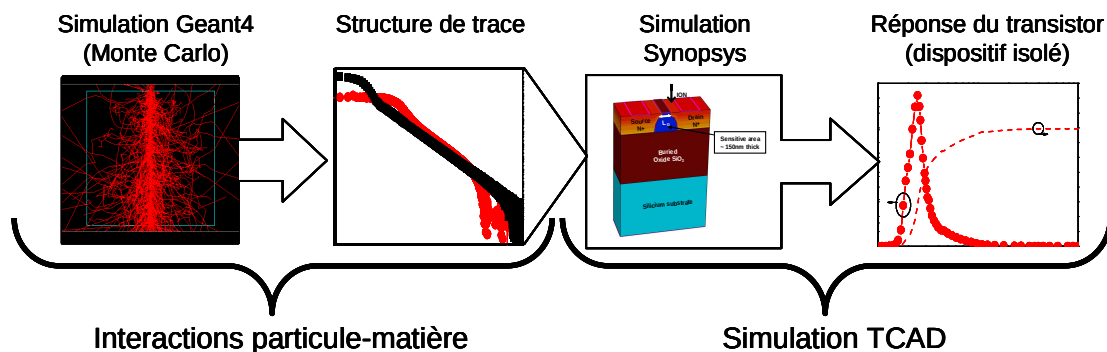


Figure 3.1 : Chaîne de simulation : De l'interaction particule-matière à la réponse d'un transistor isolé.

Dans la suite, cette méthodologie est appliquée à l'étude de la réponse sous irradiation de transistors SOI (Silicon On Insulator) de longueur de grille 70 nm [9].

1. Présentation de l'outil Synopsys Sentaurus

Le terme « TCAD » (Technology Computer-Aided Design) désigne le développement et l'optimisation de technologies et dispositifs sur semiconducteur par le biais de simulations. Les outils de simulation TCAD proposés par Synopsys [10] permettent notamment de résoudre les équations de diffusion et de transport des charges dans les semiconducteurs, afin de modéliser les propriétés structurelles et le comportement électrique de dispositifs électroniques en réponse à une stimulation. En particulier, ces outils offrent la possibilité de simuler la réponse de composants électroniques sous irradiation.

Chaque simulation Synopsys Sentaurus [11] comporte plusieurs étapes et plusieurs fichiers d'entrée dans différents outils utilisés successivement. Une première étape consiste à décrire et

générer le composant étudié, avec ses dimensions géométriques et ses zones de dopage. Cette description se fait à l'aide de l'outil Sentaurus Structure Editor, qui permet notamment des descriptions multidimensionnelles (1D/2D/3D). L'étape suivante consiste à définir les différentes zones de maillage associées à cette géométrie, à l'aide de l'outil Sentaurus Mesh. Un fichier de commande permet ensuite de définir les modèles physiques à prendre en compte dans la simulation, de décrire la génération de charges (induite par irradiation dans notre cas), de choisir les grandeurs à extraire de la simulation, et enfin de lister les équations à résoudre. Toutes ces étapes permettent la simulation proprement dite du dispositif et sont intégrées dans le fichier d'entrée de l'outil Sentaurus Device.

2. Génération de la structure et du maillage

Le dispositif étudié est un transistor SOI NMOS partiellement déplété à body flottant, polarisé à l'état OFF. Une représentation schématique de la structure 3D simulée est reportée sur la Figure 3.2. Ce dispositif correspond au transistor SOI partiellement déplété (PD) de longueur de grille 70 nm du CEA LETI testé dans la référence [12] et dont la structure est bien connue, permettant notamment une bonne description des dopages. Les détails du processus de fabrication de ce transistor sont publiés dans la référence [13]. Les couches superficielles (non représentées sur la Figure 3.2 et non prises en compte dans les simulations TCAD) sont constituées de 2 μm de silice ; le film actif de silicium a une épaisseur de 150 nm ; l'oxyde enterré fait 0,4 μm et la longueur de grille est de 70 nm.

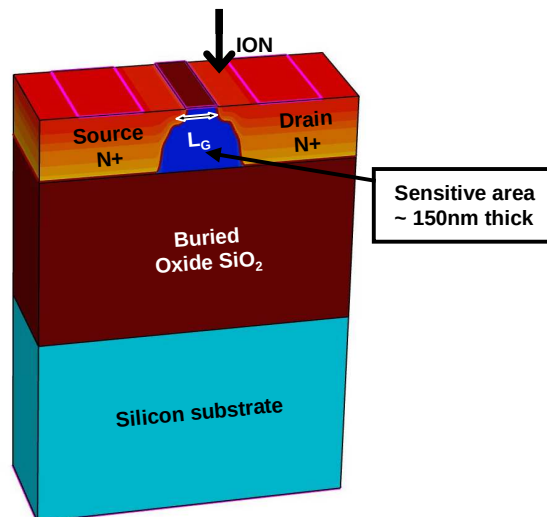


Figure 3.2: Représentation schématique d'un transistor SOI partiellement déplété de longueur de grille $L_G = 70$ nm, extrait des simulations Synopsys Sentaurus. Sur ce schéma, l'ion pénètre le composant en incidence normale, au niveau de la jonction body-drain (flèche noire). La zone sensible (ou body) apparaît en bleu foncé. Les 2 μm d'overlayers de silice ne sont pas représentés ici.

On introduit dans la description de la structure les variables L_{Strike} et W_{Strike} , à définir par l'utilisateur, et décrivant les coordonnées du point d'impact de l'ion. L_{Strike} correspond à la coordonnée le long de l'axe source-drain, le zéro se situant au centre de la grille ; les valeurs positives correspondent au côté drain. W_{Strike} est la coordonnée sur l'axe perpendiculaire, le zéro étant au bord de la structure.

Le maillage de la structure est ensuite réalisé, avec un raffinement du pas de maillage de plus en plus élevé proche du point d'impact de l'ion (L_{Strike} , W_{Strike}). On obtient ainsi une sorte de cible, avec un maillage très serré au cœur et de plus en plus lâche vers l'extérieur. Nous verrons dans la suite la méthode utilisée pour vérifier l'adéquation du maillage à une trace d'ion donnée.

3. Simulation du comportement des composants sous irradiation

a) Description des modèles physiques utilisés

Pour le transport des charges dans la zone active du semiconducteur, on utilise le modèle simple de dérive-diffusion. Ainsi, pour des charges générées dans un matériau semiconducteur – en l'occurrence dans la zone active d'un transistor – les propriétés de transport sont régies par les mécanismes de conduction (sous l'effet du champ électrique, dérive de porteurs) et/ou de diffusion (sous l'effet des variations de dopage). A chaque point de la structure, préalablement générée et maillée, il importe de connaître l'état du potentiel, du champ électrique, de la densité de porteurs... Ces paramètres sont liés par l'équation de Poisson qui s'exprime dans les semiconducteurs sous la forme [14] :

$$\Delta\Psi = -\frac{q}{\epsilon_{Si}}(p - n + N_D - N_A) \quad (\text{Eq. 3.1})$$

Avec Ψ le potentiel dans le semiconducteur (en V), p et n respectivement les densités de trous et d'électrons (en cm^3), N_D et N_A les concentrations respectives d'atomes donneurs et accepteurs (en cm^3), q la charge élémentaire ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C) et ϵ_{Si} la permittivité électrique du silicium ($\epsilon_{Si} = 11,8 \epsilon_0$).

Dans toute la suite, les indices n et p se rapportent respectivement aux électrons et aux trous.

Pour décrire l'évolution temporelle des porteurs dans le semiconducteur, donc les densités de courant dans la structure simulée, il est nécessaire de prendre en compte leur transport. D'une part, ils sont entraînés par le champ électrique dans lequel ils évoluent avec une vitesse proportionnelle au champ – c'est le mécanisme de dérive ou de conduction. D'autre part, lorsque le dopage n'est pas uniforme, c'est-à-dire lorsque la concentration de porteurs libres varie dans la structure, ils sont soumis à un processus de diffusion, la distribution tendant à

s'uniformiser. Le flux est alors proportionnel au gradient de leur concentration – c'est le mécanisme de diffusion des porteurs. Ainsi, dans cette approche, les densités de courant d'électrons J_n et de trous J_p comportent une composante de dérive et une de diffusion :

$$\vec{J}_n = qn\mu_n \vec{E} + qD_n \nabla n \quad (\text{Eq. 3.2})$$

$$\vec{J}_p = qp\mu_p \vec{E} - qD_p \nabla p \quad (\text{Eq. 3.3})$$

μ_n et μ_p sont les mobilités des porteurs, exprimées en $\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$. D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des porteurs ; ils représentent l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin. Ces grandeurs sont reliées par la relation d'Einstein, avec $i = n$ ou p :

$$D_i = \frac{kT}{q} \mu_i \quad (\text{Eq. 3.4})$$

L'évolution temporelle de la densité des porteurs est alors décrite par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - U_n + \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_n \quad (\text{Eq. 3.5})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - U_p - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J}_p \quad (\text{Eq. 3.6})$$

G_n et G_p sont les taux de génération de porteurs (en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$), U_n et U_p les taux de recombinaison, respectivement des électrons dans un semiconducteur dopé p et des trous dans un semiconducteur dopé n .

En injectant les expressions de J_n et J_p données par les équations (Eq. 3.2) et (Eq. 3.3) dans les équations (Eq. 3.5) et (Eq. 3.6), on obtient un système d'équations différentielles couplées qui relient le potentiel et la densité de porteurs en fonction du temps en tous points du maillage de la structure préalablement construite. L'utilisation de Synopsys Sentaurus permet la résolution couplée de ces équations et l'utilisation de modèles bien choisis afin de décrire le plus précisément possible les phénomènes liés au dopage et au champ électrique sur le transport des porteurs. Dans notre simulation, les modèles physiques suivants sont activés :

- pour la concentration intrinsèque de porteurs : le modèle de bandgap narrowing.
- pour la mobilité des porteurs :
 - Le modèle dépendant du dopage.
 - La dépendance en fonction du champ électrique.
- pour la génération/recombinaison de porteurs :
 - Shockley-Read-Hall (SRH), avec des temps de vie dépendant du dopage.

o Auger.

b) Irradiation transitoire par un ion lourd

Il existe dans Synopsys Sentaurus un module « HeavyIon » permettant de simuler le passage d'un ion lourd en générant une charge dans le semiconducteur. Dans le cadre de ce module, la génération de charge est caractérisée par trois paramètres : la longueur l de la trace d'ion ; le rayon, ou largeur de la trace w ; la durée t de l'impulsion qui détermine la dépendance temporelle. La génération de charges est alors définie par l'expression suivante :

$$G(l, w, t) = LET(l).R(w).T(t) \quad (\text{Eq. 3.7})$$

$LET(l)$ détermine alors l'évolution du dépôt de charge dans le semiconducteur en fonction de la profondeur de pénétration de l'ion incident.

$R(w)$ correspond à la forme radiale de la génération de charge. Dans ce module, elle peut être définie par une fonction exponentielle (Eq. 3.8) ou gaussienne (Eq. 3.9) de largeur w_t .

$$R(w) = \exp\left(-\frac{w}{w_t}\right) \quad (\text{Eq. 3.8})$$

$$R(w) = \exp\left(-\left(\frac{w}{w_t}\right)^2\right) \quad (\text{Eq. 3.9})$$

$T(t)$ détermine la durée de la génération de charges. Dans cette fonction (Eq. 3.10), t_t est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne temporelle, tandis que t_0 est l'instant de pénétration de l'ion dans le semiconducteur.

$$T(t) = \frac{2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{t_t}\right)^2\right)}{\sqrt{\pi} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t_0}{t_t}\right)\right]} \quad (\text{Eq. 3.10})$$

Dans le fichier d'entrée de Sentaurus Device, le module HeavyIon comporte donc les coordonnées du point d'impact de l'ion et le vecteur directeur déterminant sa direction, ainsi qu'un ensemble de variables Length, Time, Wt et LET, qui sont soit des variables uniques pour une génération de charges constante le long de la trace de l'ion, soit un tableau de valeurs indiquant les variations de LET. L'évolution des variables entre ces valeurs fixées par l'utilisateur sont déterminées par interpolation linéaire.

Pour notre étude visant à intégrer des traces d'ions complexes issues de Geant4 dans les simulations TCAD, ce module HeavyIon a été adapté, afin de pouvoir lui injecter un fichier d'entrée décrivant la forme radiale de la génération de charges. Chaque ion simulé est décrit par

un fichier différent, dont le nom sert de variable à définir par l'utilisateur pour les simulations. Compte tenu de la forme des traces Geant4 obtenues, et suite à des travaux de la littérature [15], nous avons choisi de les approximer à l'aide d'une somme de gaussiennes. Un exemple du « fit » gaussien ainsi réalisé est représenté sur la Figure 3.3, pour un ion calcium de 6,2 MeV/A. On peut toutefois noter que l'adaptation du module Heavylon réalisée permettrait d'injecter n'importe quelle description analytique.

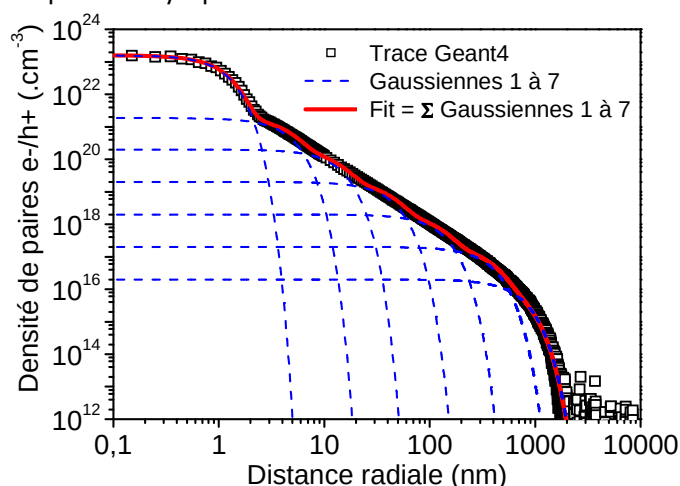


Figure 3.3 : Exemple de réalisation de « fit » gaussien (ligne rouge) d'une trace issue de Geant4 (carrés noirs) à l'aide d'une somme de gaussiennes (lignes pointillées bleues), pour un ion calcium de 6,2 MeV/A.

Pour minimiser les erreurs au niveau de la charge déposée, les « fits » gaussiens des traces Geant4 et le maillage de la structure Synopsys Sentaurus sont particulièrement soignés. En particulier, ce dernier est adapté à la résolution avec laquelle la trace est simulée. Pour vérifier la bonne adéquation, on compare notamment les valeurs de charge déposée, c'est-à-dire l'intégrale de la trace d'ion, avant et après le « fit » et avant et après le maillage. Autrement dit, on compare l'intégrale obtenue à partir de la trace extraite de Geant4, l'intégrale obtenue à partir du « fit » et l'intégrale obtenue dans Synopsys avec un maillage donné. Cette comparaison est réalisée pour la trace globale, mais également pour différentes extensions radiales à partir du centre de la trace. Le Tableau 3.1 présente un exemple de ce type de comparaison, pour la trace d'ion et le « fit » présentés sur la Figure 3.3.

Tableau 3.1 : Exemple de comparaison entre les charges déposées obtenues par intégration d'une trace Geant4, du « fit » gaussien correspondant et de la trace implémentée dans Synopsys après maillage, pour la trace de la Figure 3.3. Ecarts relatifs correspondants.

Distance radiale (nm)		1	5	10	20	35	150	400	1000
Charge déposée (fC)	G4	0.40	6.86	13.17	16.07	17.29	19.84	20.86	21.92
	« Fit »	0.40	6.98	12.95	15.81	17.00	19.69	21.06	21.79
	Synopsys	0.38	6.96	13.63	16.50	17.95	20.54	21.85	22.67
Ecart (%)	G4/Fit	0	1.7	1.7	1.6	1.7	0.8	1	0.6
	G4/Syn.	5	1.4	3.5	2.7	3.8	3.5	4.8	3.4

CHAPITRE III : Réponse d'un transistor isolé sous irradiation

Pour notre cas de simulation d'un transistor SOI, le film actif de silicium de 150 nm est considéré comme suffisamment mince pour que le LET et les traces d'ions correspondantes restent constants sur toute l'épaisseur. Aucune évolution en fonction de la profondeur de pénétration n'est donc considérée ici.

II. Etude en incidence normale

1. Motivation

Cette première partie de l'étude couplant le code Geant4 et les simulations TCAD a été motivée par des résultats expérimentaux précédemment publiés [12] et montrant un impact apparent de la génération technologique d'une part, de l'énergie de l'ion incident d'autre part sur la réponse de transistors SOI sous irradiation. Au cours de ces expérimentations, le gain bipolaire parasite était étudié pour trois générations de transistors SOI partiellement déplétés. Ce gain bipolaire correspond au ratio entre la charge collectée par le dispositif et la charge déposée par l'ion incident, tel que défini dans le Chapitre I (Eq. 1.3). C'est une grandeur adéquate pour évaluer la réponse du transistor indépendamment de la charge déposée par l'ion – du moins pour des gammes de LET relativement proches. Lors de ces tests, le gain était calculé en faisant le ratio entre la charge collectée par le transistor de longueur de grille nominale et la charge collectée par un transistor de la même génération mais de grande longueur de grille (5 ou 10 μm). Ce calcul part de l'hypothèse qu'un transistor de grande longueur de grille n'amplifie pas la charge déposée ; la charge collectée par ce transistor est donc une image de la charge déposée.

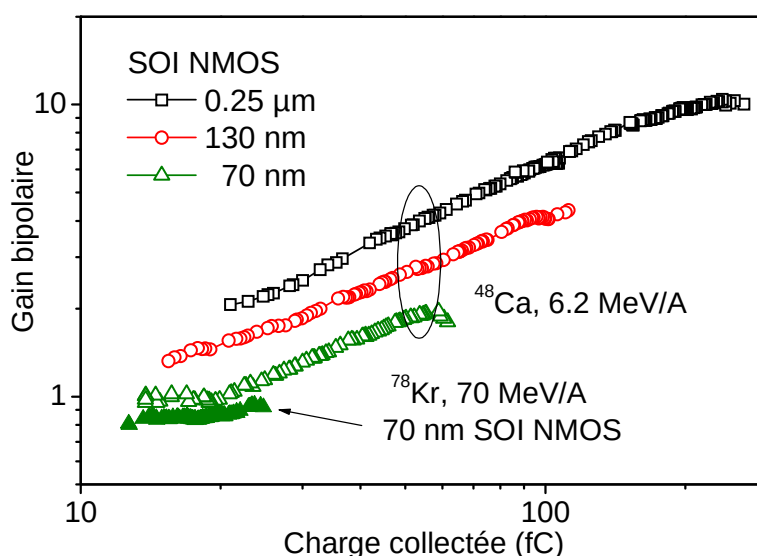


Figure 3.4 : Gain bipolaire mesuré dans des transistors SOI partiellement déplétés de longueur de grille 0,25 μm , 130 nm et 70 nm. Ces transistors à body flottant ont été irradiés au GANIL avec un faisceau d'ions d'énergie moyenne (^{48}Ca , 6,2 MeV/A, LET $\sim 14 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, symboles vides). Le transistor 70 nm a également été irradié au GANIL avec un ion de haute énergie (^{78}Kr , 70 MeV/A, LET $\sim 8,5 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, triangles pleins). Ces données sont extraites de [12].

Les résultats expérimentaux ainsi obtenus, reportés sur la Figure 3.4, montrent d'une part que pour un ion donné (ici, ^{48}Ca , 6,2 MeV/A), contrairement à ce qui était attendu, le gain

bipolaire décroît quand la longueur de grille L de la génération technologique diminue (dans [16], le gain était présenté comme proportionnel à $1/L$). D'autre part, pour un dispositif donné (le transistor PD-SOI 70 nm, triangles verts), une décroissance significative de la charge collectée et du gain bipolaire est observée pour un ion d'énergie par nucléon dix fois plus élevée (^{78}Kr , 70 MeV/A) par rapport à l'ion de faible énergie précédent (^{48}Ca , 6,2 MeV/A). Même si les deux ions n'ont pas le même LET (8,5 et 14 MeV.cm².mg respectivement), une telle différence dans la réponse du transistor n'était pas attendue.

Dans la suite, les traces d'ions simulées à l'aide de l'outil Geant4, tel que présenté dans le chapitre précédent, sont injectées dans des simulations TCAD réalisées à l'aide du logiciel Synopsys Sentaurus. Le but est de simuler la réponse de transistors SOI afin d'interpréter les résultats expérimentaux reportés dans [12].

2. Description générale des simulations réalisées

De manière générale, les simulations réalisées utilisent la chaîne de simulation précédemment présentée. Pour cette première étude, seuls des ions en incidence normale sur le dispositif sont simulés. Nous étudierons plus particulièrement des ions irradiant le dispositif au niveau de la jonction body-drain, ou LDD (Low Doped Drain). En effet, le champ électrique y est maximum, conduisant à la réponse pire cas du transistor en termes de charge collectée au niveau de l'électrode de drain, et donc d'amplification bipolaire [17-19]. Pour analyser la réponse du transistor, le courant transitoire au niveau de l'électrode de drain est extrait des simulations, et intégré pour accéder à la charge collectée. Le gain bipolaire parasite, qui caractérise la réponse du transistor, est ensuite calculé en faisant le ratio entre la charge collectée et la charge déposée par l'ion incident dans le film actif de silicium du transistor (Eq. 1.3). Pour ce calcul, la valeur de la charge collectée est calculée par intégration du courant transitoire sur une durée de 1 ns après le passage de l'ion incident. La charge déposée est calculée par intégration du profil radial d'ionisation dans le film de silicium, tel que calculé à l'aide de Geant4 – le film est donc supposé de dimensions latérales infinies. Cette charge déposée est directement proportionnelle au LET de l'ion et à l'épaisseur du film.

Le but est ici d'obtenir des tendances qualitatives pour la réponse de transistors PD-SOI irradiés avec des ions variés, en utilisant des structures de traces réalistes au lieu des profils gaussiens simples fréquemment utilisés pour ce type de simulation. Comme précédemment mentionné, pour minimiser les erreurs au niveau de la charge déposée, les « fits » gaussiens des traces Geant4 et le maillage de la structure Synopsys Sentaurus sont particulièrement soignés. En particulier, ce dernier est adapté à la résolution avec laquelle la trace est simulée. Pour tous les gains bipolaires calculés dans la suite, les barres d'erreurs introduites par ces deux facteurs ont été évaluées comme variant entre -2% et +3%.

3. Validation de la chaîne de simulation : comparaison aux données expérimentales

Afin de renforcer la confiance accordée aux résultats de simulation, des calculs sont dans un premier temps réalisés pour comparer les simulations aux résultats expérimentaux présentés dans [12] et reportés sur la Figure 3.4 pour trois technologies SOI partiellement déplétées : 0,25 μm , 130 nm et 70 nm. Les résultats de simulation obtenus pour l'ion calcium de 6,2 MeV/A sont reportés sur la Figure 3.5 sous forme d'étoiles bleues, en comparaison avec les résultats expérimentaux précédemment évoqués. Pour les trois technologies, le gain bipolaire simulé en fonction de la charge collectée semble en bon accord avec les observations expérimentales.

Pour la technologie 70 nm, plusieurs valeurs de gain bipolaire parasite simulé sont reportées. Elles correspondent à différents points d'impact de l'ion incident sur le dispositif. Pour les deux autres technologies, seul le gain résultant d'un impact au niveau de la jonction body-drain est reporté.

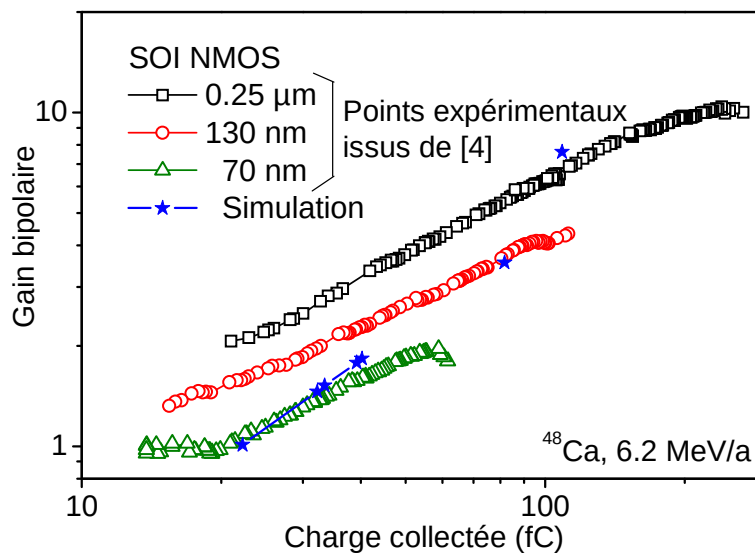


Figure 3.5 : Gain bipolaire dans des transistors PD-SOI de longueur de grille 0,25 μm , 130 nm et 70 nm : mesures expérimentales obtenues lors d'irradiation au GANIL avec des ions calcium de 6,2 MeV/A (symboles ouverts) et résultats de simulation (étoiles bleues).

La Figure 3.6 illustre la réponse du transistor 70 nm en fonction du point d'impact de l'ion incident. Ces résultats de simulation confirment bien la jonction body-drain comme étant le point d'impact pire cas, c'est-à-dire pour lequel l'amplification bipolaire est la plus efficace. Pour tous les autres points d'impact, la charge collectée et le gain bipolaire sont simplement moins élevés. Sur la Figure 3.5, les résultats expérimentaux présentent une gamme de charges collectées et donc de gain bipolaire plus large que ceux issus de simulations. En effet, la simulation représente un cas idéal, dans lequel la charge déposée est toujours la même, proportionnelle au LET, et correspond en réalité à la charge déposée expérimentale moyenne.

Dans un cas réel, chaque ion dépose une charge différente, liée à son parcours « personnel » dans la matière, et aux interactions qu'il y subit. Cette charge peut être inférieure ou supérieure à la charge moyenne donnée par le LET, conduisant à une plus large gamme de charges collectées que celles obtenues en simulation avec une charge déposée fixe. Nous reviendrons sur cette problématique avec plus de détails dans le Chapitre V.

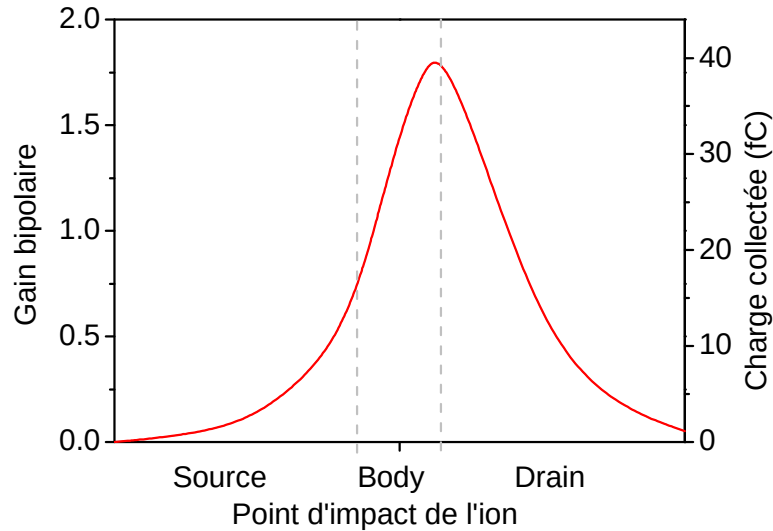


Figure 3.6 : Résultats de simulation pour un ion calcium de 6,2 MeV/A dans un transistor PD-SOI 70 nm : gain bipolaire et charge collectée en fonction du point d'impact de l'ion le long de l'axe source – drain.

Les valeurs simulées des Figures 3.5 et 3.6 sont cohérentes avec la statistique expérimentale présentée dans [12]. Ces résultats confirment à la fois la validité des traces d'ions calculées à l'aide de Geant4 et injectées dans Synopsys Sentaurus, et celle de la structure 3D du dispositif simulé.

4. Effet de la masse et de l'énergie de l'ion sur la réponse du transistor PD-SOI 70 nm

Les courants transitoires et les charges collectées au niveau de l'électrode de drain extraits des simulations sont représentés sur la Figure 3.7, pour les trois ions de LET proches dont les traces ont été étudiées dans le chapitre précédent (Figure 2.16). La forme générale des courants transitoires est similaire pour les trois ions, mais l'amplitude du pic de courant et la largeur du transitoire varient.

Les gains bipolaires calculés correspondants sont reportés dans le Tableau 3.2. Les ions haute et moyenne énergie ont des gains bipolaires similaires, tandis que le gain de l'ion basse énergie est environ 25% plus élevé. Cette tendance correspond à celle observée expérimentalement : le gain bipolaire maximum est plus bas pour un ion de haute énergie que pour un ion de basse énergie de LET proche.

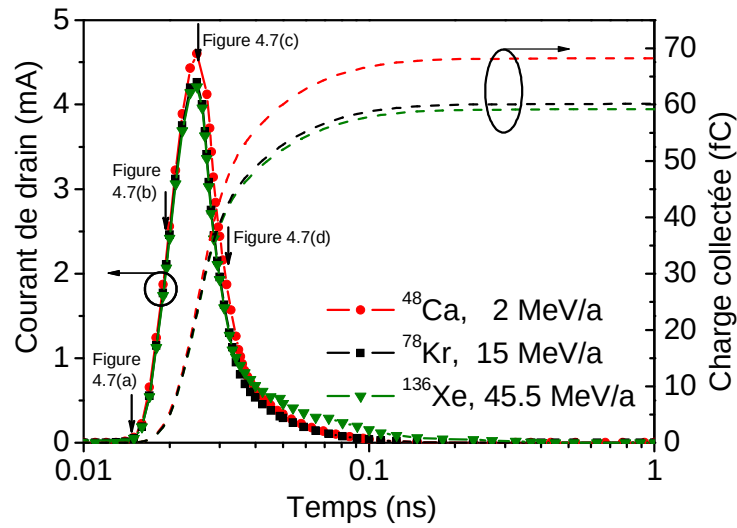


Figure 3.7 : Résultats de simulation TCAD pour des ions basse énergie (^{48}Ca , 2 MeV/A), d'énergie moyenne (^{78}Kr , 15 MeV/A) et haute énergie (^{136}Xe , 45,5 MeV/A) en incidence normale dans un transistor PD-SOI 70 nm : courant transitoire de drain (symboles) et charge collectée (lignes pointillées).

Pour analyser l'impact des facteurs géométriques sur la réponse du transistor, il faut d'abord considérer la dimension du transistor, et plus précisément de son volume sensible (c'est-à-dire du body, en bleu foncé sur la Figure 3.2), par rapport au rayon des traces d'ions. Il est bon de rappeler ici que la charge déposée – similaire pour les trois ions de LET proches – est calculée par intégration des traces dans un film de silicium de dimensions latérales infinies. L'extension radiale de la trace (correspondant à une chute de la densité de porteurs sur la Figure 2.16(a) et à une saturation de la charge déposée cumulée sur la Figure 2.16(b) dans le chapitre précédent) est de l'ordre de 200 nm pour le calcium, 6 μm pour le krypton et de plus de 20 μm pour le xénon. Cependant, les charges injectées auront un effet sur le transistor principalement dans les zones où leur densité excède le dopage du dispositif, c'est-à-dire dans le body. Les trois traces d'ions sont donc plus larges que le volume sensible du transistor, de demi-largeur environ 100 nm. En conséquence, la charge réellement déposée dans le body est différente pour chacun des trois ions. Les valeurs extraites des simulations sont reportées dans le Tableau 3.2, comme pourcentages de la charge déposée totale. Les ions krypton et xénon déposent des quantités de charge similaires, tandis que le calcium en dépose 25% de plus. Cet écart correspond à la différence observée entre les gains bipolaires – calculés en faisant le ratio de la charge collectée par rapport à la charge déposée **totale**. La différence dans la réponse du transistor peut donc s'expliquer par des facteurs géométriques : pour une quantité de charge réellement déposée dans le body inférieure, le gain bipolaire est plus faible.

Tableau 3.2: Valeurs de gain bipolaire simulées et pourcentage de charge déposée dans le volume sensible du transistor SOI 70 nm (i.e. le body) pour trois ions différents de LET proches.

Ion	Energie [MeV/a]	LET [MeV.cm ² /mg]	Gain bipolaire simulé	% de charge déposée dans le body
⁴⁸ Ca	2	21.7	2,0	99%
⁷⁸ Kr	15	23.1	1,7	81%
¹³⁶ Xe	45,5	23.5	1,6	79%

Le paramètre important est donc la **quantité** de charge déposée dans le volume sensible, quelle que soit la **forme** de ce dépôt. En d'autres termes, la structure de trace au sein du volume sensible ne semble pas avoir d'importance pour la collection de charge, tant que l'intégrale de la trace est la même. Cette impression est renforcée par l'examen de coupes de la densité d'électrons dans le body à différents instants de la simulation, représentées sur les Figures 3.8(a)-(d) pour le calcium et le xénon (le krypton est omis par souci de clarté, les courbes étant très proches de celles obtenues pour le xénon). Les instants correspondants sont représentés par des flèches sur le courant transitoire de la Figure 3.7. Sur ces Figures 3.8(a)-(d), la courbe grise représente la densité d'électrons dans le dispositif avant le passage de l'ion, correspondant au profil de dopage. Tandis que les structures de traces injectées sont très différentes les unes des autres (Figure 3.8(a), correspondant à la Figure 2.16(a)), particulièrement dans le cœur de trace (représentation en échelle logarithmique), ces différences sont rapidement lissées par le comportement du transistor. A 20 ps (Figure 3.8(b)), juste après l'irradiation, les différences de structure en cœur de trace ont quasiment disparu. Cet effet est dû notamment à la diffusion des charges dans le semiconducteur, mais également à une forte recombinaison initiale, particulièrement importante en cœur de trace juste après l'injection de charges par l'ion incident (voir Figure 3.9). Ensuite, la densité de charge augmente sous l'effet de l'amplification bipolaire (Figure 3.8(c), amplitude maximale du courant transitoire sur la Figure 3.7), tandis que le taux de recombinaison décroît.

Malgré cette importante recombinaison initiale, l'écart entre les quantités de charges disponibles dans le body pour le calcium par rapport aux deux autres ions reste constant, similaire à la différence finale de 25% entre les gains bipolaires.

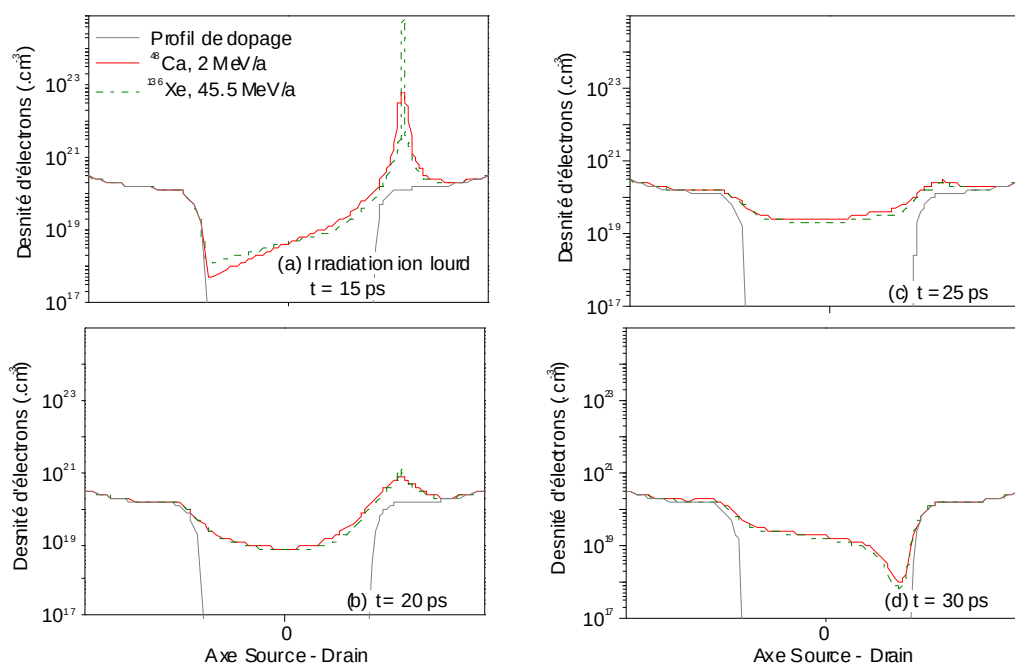


Figure 3.8 : Coupe de densité d'électrons dans le volume sensible du transistor PD-SOI 70 nm, à différents instants de la simulation, pour l'ion calcium de 2 MeV/A et l'ion xénon de 45,4 MeV/A. En gris, la densité d'électrons dans le dispositif avant le passage de l'ion, correspondant au profil de dopage.

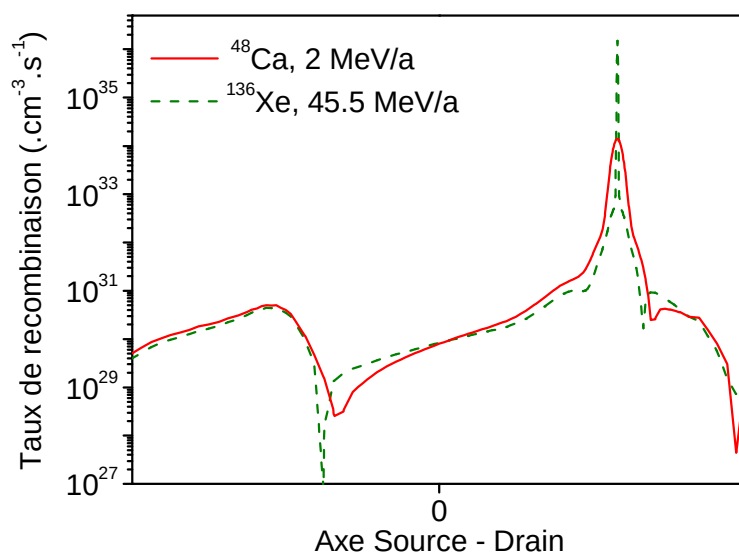


Figure 3.9 : Coupe du taux de recombinaison dans le volume sensible du transistor PD-SOI 70 nm, juste après l'injection de charge par l'ion incident, pour l'ion calcium de 2 MeV/A et l'ion xénon de 45,4 MeV/A.

5. Sensibilité du transistor PDSOI 70 nm à des ions et des énergies différentes

Des simulations complémentaires sont ensuite réalisées, pour étudier l'effet ionisant d'ions de masses et d'énergies différentes. La Figure 3.10 montre les gains calculés en fonction du LET pour quatre ions différents : l'azote, le calcium, le krypton et le xénon. L'énergie minimale simulée pour chaque ion (1 ou 2 MeV/A) correspond à l'énergie au pic de Bragg, c'est-à-dire à l'énergie donnant le LET maximal pour un ion en incidence normale. Il est clair d'après ces résultats que le gain bipolaire ne dépend pas uniquement du LET, mais également de la masse et de l'énergie de l'ion.

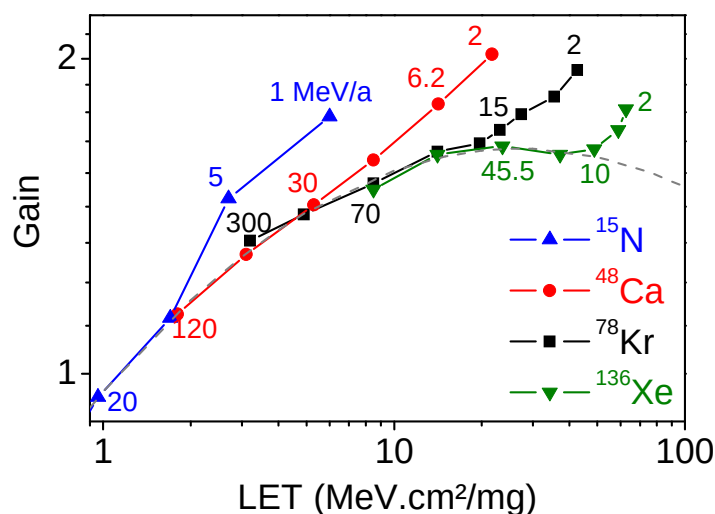


Figure 3.10 : Gain bipolaire simulé en fonction du LET (échelle log-log) pour quatre ions différents (azote, calcium, krypton et xénon). Le LET varie avec l'énergie de l'ion. Les nombres reportés à côté de certains points de la courbe correspondent à l'énergie de l'ion simulé en MeV/A. Seules quelques valeurs ont été reportées sur la courbe pour fournir quelques points de référence. Les pointillés gris correspondent à une tendance commune pour les ions à haute énergie.

Premièrement, pour un ion donné, le gain bipolaire augmente avec le LET et avec la diminution de l'énergie incidente. Cette tendance s'explique par les mêmes arguments que ceux précédemment utilisés, c'est-à-dire que plus l'énergie de l'ion est élevée, plus le profil d'ionisation radial est large. Par conséquent, une proportion plus élevée de charge étant déposée dans le body par un ion de plus faible énergie (voir Tableau 3.2), le gain bipolaire – tel qu'il est calculé – augmente avec la diminution de l'énergie.

Deuxièmement, il semble que les courbes de gain en fonction du LET suivent une tendance commune pour tous les ions de haute énergie (courbe en pointillés gris dans la Figure 3.10, reliant le $\log(\text{Gain})$ au $\log(\text{LET})$ par un polynôme du second degré). Cette tendance ressemble aux variations classiques du gain bipolaire en fonction du courant de collecteur [18, 20, 21], qui sont expliquées comme suit.

Pour les faibles valeurs de LET, correspondant aux conditions de faible injection, le transistor bipolaire parasite n'est qu'en partie activé ; la concentration de porteurs générés pendant les irradiations n'est pas suffisamment élevée pour que la jonction body-drain soit totalement polarisée. Le gain bipolaire est donc faible et augmente avec le LET, c'est-à-dire avec l'augmentation de la concentration de porteurs.

Pour les valeurs intermédiaires de LET, le gain bipolaire est maximal. Pour la technologie étudiée, cela correspond à un LET d'environ 20 MeV.cm²/mg, ce qui est relativement élevé. Cela est dû au dopage relativement important du body, inhérent à la faible longueur de grille de ce transistor PD-SOI.

Pour les LET élevés, correspondant aux conditions de forte injection, il y a saturation de la réponse du transistor bipolaire parasite. Les processus de recombinaison sont alors dominants, conduisant à une décroissance du gain bipolaire. Ce comportement est commun à toutes les générations technologiques de composants SOI. Cette partie de la courbe est seulement esquissée ici, avec le xénon.

Le comportement particulier observé dans cette étude est la déviation à basse énergie. Sur la Figure 3.10, pour un ion donné, quand l'énergie décroît jusqu'à passer en-dessous d'un certain seuil, la courbe dévie de la tendance commune. En utilisant à nouveau le même genre d'arguments que précédemment, il semble que pour chaque point suivant la tendance de la courbe en pointillés gris sur la Figure 3.10, la même proportion de charge soit déposée dans le body du transistor (environ 80% de la charge déposée totale). La déviation à basse énergie correspond alors pour chaque ion à une augmentation de la proportion de charge déposée dans le body et disponible après recombinaison initiale.

En conclusion, l'explication proposée dans la section précédente pour la différence de gain bipolaire entre deux ions de même LET peut être généralisée à tous les ions et tous les LET. Pour des ions différents de même LET, le gain bipolaire sera donc similaire si la même proportion de la charge totale est déposée dans le body, et différent dans le cas contraire. La différence sera plus ou moins importante selon la proportion de charge déposée dans le body et disponible après recombinaison initiale. Tout dépend donc des structures de traces, d'extension radiale plus ou moins large par rapport aux dimensions du volume sensible du transistor.

6. Discussion

a) Implications au niveau circuit

Les différences entre les gains bipolaires simulés dans cette étude sont relativement faibles, avec une différence maximale de 25% entre des gains de 1,6 et de 2,0. Cependant, ces effets pourraient se révéler significatifs au niveau du circuit intégré. En effet, ces différences sont liées à des effets de body flottant plus ou moins prononcés. Il a notamment été montré dans la littérature que ces effets avaient un impact significatif sur l'élargissement des impulsions SET

dans des chaînes d'inverseurs SOI [22, 23]. Il est donc possible que des différences relativement faibles telles que celles observées au niveau transistor dans cette étude conduisent à des effets amplifiés dans une chaîne d'inverseurs. Des simulations complémentaires seraient nécessaires pour confirmer ou invalider cette hypothèse.

b) Evolution avec l'intégration technologique

Cette étude a été réalisée pour une structure de transistor donnée, d'une génération technologique particulière. Les différences observées étant liées aux dimensions du volume sensible, il semble que les résultats seront similaires pour tous les transistors d'une génération technologique donnée, tant que des changements dans la géométrie ne conduisent pas à des volumes de zone active trop éloignés. En revanche, il est assez difficile de tirer des conclusions pour des transistors plus intégrés, principalement en raison des limitations rencontrées dans les simulations de traces d'ions. En effet, nous avons montré que la répartition de la charge, la structure de trace, n'est pas importante **à l'intérieur** du volume sensible. Dans notre cas, ce volume est suffisamment grand pour que l'utilisation de traces Geant4 reste pertinente. Une évaluation réalisée à partir de la Figure 2.16(a) montre que de telles traces peuvent être utilisées pour des simulations de dispositifs jusqu'aux générations technologiques 45 nm, voire 32 nm. En revanche, pour étudier des technologies plus intégrées, une description plus précise du cœur de trace est nécessaire, ce qui n'est pas possible à l'heure actuelle compte tenu du seuil de production des électrons secondaires dans Geant4. Il devient alors nécessaire d'apporter des améliorations au modèle pour prendre en compte les électrons de très basse énergie, comme c'est le cas dans l'approche utilisée par Murat [24]. Le projet DNA de la communauté Geant4 [25] semble prometteur, en admettant que le modèle actuel, restreint à l'eau liquide, soit généralisé à d'autres matériaux (le silicium en premier lieu).

c) Tendances pour le bulk

Une particularité notable de notre étude est évidemment la petite taille du volume sensible inhérent aux structures SOI. Il serait intéressant d'avoir des informations sur la réponse de transistors bulk. Cependant, de tels transistors impliquent des profils de dopage complexes [26], auxquels les structures de traces d'ions doivent être comparées. Une étude complète est donc nécessaire et aucune tendance ne peut être tirée de celle réalisée ici.

d) Implications pour l'assurance durcissement

Les tests d'assurance durcissement ont pour but de garantir la fiabilité de composants électroniques soumis à un environnement donné. Les installations habituellement utilisées pour ces tests de résistance aux SEE fournissent des faisceaux d'ions avec des énergies de l'ordre de quelques MeV/A. Pour la technologie particulière étudiée dans nos travaux, pour un LET donné, la charge collectée est maximale pour les ions de faible énergie. D'après ces résultats (Figure 3.10), les cas testés peuvent donc être considérés comme conservatifs. Cependant, l'utilisation d'ions de faible énergie peut conduire à d'autres problèmes. Prenons l'exemple d'un

ion xénon de 3,5 MeV/A couramment utilisé pour tester des dispositifs CMOS [27]. Dans un dispositif standard, l'ion doit typiquement traverser 10 à 12 μm de silice et de métal – épaisseurs typiques de couches superficielles pour des dispositifs de génération 65 et 45 nm – avant d'atteindre le film actif de silicium. Après avoir traversé ces overlayers, son énergie n'est plus que d'environ 2 MeV/A. La charge déposée et donc collectée est alors surestimée, par rapport à un ion de même LET initial mais de plus grande énergie, dont l'énergie variera beaucoup moins en traversant les overlayers. Les tests utilisant des ions de basse énergie pour représenter des ions de haute énergie de même LET peuvent donc conduire à des résultats erronés, le LET testé étant en réalité différent. Cependant, comme mentionné précédemment, ces tests sont en fait conservatifs – du moins au niveau d'un transistor isolé et tant que seuls les effets d'ionisation directe sont pris en compte. En effet, des études de la littérature ont également montré des différences de sensibilité SEE dues à l'ionisation indirecte [8, 28] – le pire cas correspondant alors aux ions de haute énergie.

Une autre limite sous-jacente dont il faut être conscient lors des tests de sensibilité SEE est la prise en compte d'une valeur fixe de LET pour un ion donné d'énergie donnée. Cette valeur est en réalité une valeur moyenne. En effet, la dispersion induite par la diffusion élastique des ions peut conduire à une distribution en LET et donc en charge déposée [29, 30], particulièrement pour un ion basse énergie qui doit traverser une grande épaisseur d'overlayers avant d'atteindre le volume sensible. De plus, l'utilisation d'une structure de trace moyenne suppose une symétrie cylindrique du dépôt d'énergie. En réalité, chaque ion pris individuellement peut avoir un profil radial de dose déposée asymétrique [30]. Ces écarts par rapport à la trace moyenne peuvent induire des variations dans la charge collectée et donc conduire à une distribution de la réponse du transistor.

Enfin, lorsqu'on se réfère au LET, il faut également garder en tête que la valeur utilisée dépend beaucoup du logiciel utilisé pour la calculer (Tableau 2.2, [31, 32]), en particulier pour des ions lourds tels que le krypton et le xénon. Cette incertitude doit également être prise en compte lorsqu'on analyse les variations dans la réponse du transistor d'un ion à l'autre, en particulier quand ces variations sont proches de l'incertitude sur le pouvoir d'arrêt ($\sim 10\%$).

III. Influence de l'angle d'incidence

1. Motivation

Pour garantir la fiabilité des circuits intégrés en environnement radiatif, les composants électroniques sont testés dans des accélérateurs, où ils sont irradiés avec des différents ions de LET variés. La courbe résultante décrivant la section efficace de SEE en fonction du LET [1, 2] permet d'estimer la vulnérabilité des composants dans un environnement donné. En raison du coût d'utilisation et des disponibilités limitées de cocktails d'ions dans les accélérateurs, les procédures de test SEE incluent la plupart du temps la possibilité d'incliner le faisceau par rapport au dispositif testé, pour simuler des ions qui irradieraient le dispositif testé en incidence normale avec un LET plus élevé [1, 2, 27, 33]. Cette pratique est connue sous le nom de méthode du "LET effectif". Elle repose sur l'hypothèse selon laquelle l'énergie totale déposée dans le volume sensible du dispositif est proportionnelle à la longueur du chemin parcouru par l'ion, selon une loi en cosinus inverse :

$$\text{LET}_{\text{eff}} = \frac{\text{LET}_0}{\cos\theta} \quad (\text{Eq. 3.11})$$

avec LET_{eff} le LET effectif pour un ion incident avec un angle θ par rapport à l'incidence normale et LET_0 le LET réel de la particule. L'utilisation de cette loi suppose un volume sensible parallélépipédique rectangle en forme de dalle, suivant ainsi l'approximation RPP (rectangular parallelepiped).

Bien que souvent utilisée, cette loi est connue pour souffrir de défauts intrinsèques [27, 34-36], et de nombreuses incohérences expérimentales par rapport à celle-ci ont été relevées, en particulier pour les technologies bulk sur substrat massif [37-42]. Les raisons de ces incohérences sont toujours en discussion. Des explications ont été proposées, qui ne s'appliquent pas forcément aux dispositifs les plus récents. En effet, la plupart des données incohérentes recensées s'interprètent en terme de funneling [34, 35, 37, 38, 43, 44]. Des corrections ont d'ailleurs été proposées pour prendre en compte cet effet dans le calcul du LET effectif [45]. La seconde explication couramment proposée avance que le rapport épaisseur/largeur du volume sensible du dispositif n'est pas suffisamment petit pour que la loi en cosinus inverse s'applique [34, 42, 44] – dit autrement, le RPP se rapproche alors plus d'une forme de boîte ou de cube que d'une dalle [46].

Peu de données sont disponibles présentant des effets angulaires incohérents pour les dispositifs SOI. Les différentes études semblent se concentrer plutôt sur les SEE induits par des protons [47, 48], mais quelques données d'irradiation par des ions lourds ont également été publiées [8, 28]. Pour ces dispositifs avancés, l'effet de funneling ne s'applique pas [49], et dans la plupart des cas, les effets angulaires observés sont interprétés en terme de réactions nucléaires. Cependant, la probabilité qu'une réaction nucléaire intervienne est faible comparée

au processus d'ionisation directe par l'ion incident. Il nous a donc paru intéressant de quantifier la dépendance angulaire directement induite par chaque ion incident.

Dans cette section, nous allons donc nous concentrer sur la contribution de l'ionisation directe aux effets angulaires dans les transistors SOI. Dans un premier temps, des données expérimentales sont présentées, résultats d'irradiations réalisées au GANIL [50] sur transistors PD-SOI de longueur de grille 70 nm, irradiés par des ions xénon de trois énergies différentes. Des irradiations en angle sont réalisées, avec des angles choisis pour correspondre au même LET effectif – tel que calculé par l'équation (Eq. 3.11) – que les ions en incidence normale d'énergie différente. On peut ainsi directement comparer la réponse du composant aux deux types d'irradiation, pour une même charge déposée théorique. Des écarts éventuels à la loi en cosinus inverse peuvent ainsi être directement observés.

Des simulations utilisant la même chaîne de code que présentée précédemment sont également réalisées, pour analyser les résultats expérimentaux obtenus en termes de charge déposée par ionisation directe. En particulier, l'influence de la direction du faisceau par rapport à l'orientation du canal du transistor est étudiée. Les simulations permettent également d'élargir la gamme d'énergie et de LET testés pour le xénon ainsi que pour d'autres ions, afin d'investiguer l'influence de la masse de l'ion. Enfin, l'impact de la dépendance angulaire observée sur les transistors sur la sensibilité de cellules SRAM est discuté.

2. Description du montage expérimental

Le dispositif étudié est le transistor PD-SOI de longueur de grille 70 nm présenté précédemment. La largeur du transistor est de 25 μm et sa longueur totale (de l'extrémité de la source à l'extrémité du drain) est de l'ordre du micron. Le volume sensible, correspondant au film actif de silicium peut donc être considéré comme ayant une forme de dalle ($\sim 1 \mu\text{m} \times 150 \text{ nm} \times 25 \mu\text{m}$), suivant donc théoriquement l'approximation RPP nécessaire à l'application de la loi en cosinus inverse.

Ce transistor a été irradié au GANIL, avec un faisceau large d'ions lourds ^{129}Xe . Les irradiations sont réalisées dans une chambre sous vide. Trois énergies incidentes différentes (et donc trois LET différents) sont utilisées : un faisceau moyenne énergie (désigné sous l'appellation « SME » dans la suite), un faisceau haute énergie (« HE ») et un faisceau d'énergie intermédiaire (désigné comme « Dégradé »). Les caractéristiques des faisceaux sont reportées dans le Tableau 3.3. Le faisceau SME est sélectionné après le « stripper » situé entre les deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1 et 2). Le synoptique de l'installation est représenté sur la Figure 3.11. Le faisceau haute énergie est sélectionné après CSS2. Le faisceau d'énergie intermédiaire vient de la même ligne que le faisceau haute énergie. Pour changer l'énergie du faisceau, une feuille d'aluminium de 650 μm d'épaisseur est placée entre CSS2 et l'alpha. Placer ce dégradeur en énergie avant l'alpha et non juste devant le dispositif dans la salle d'expérience comme effectué habituellement permet d'éviter que différentes espèces d'ions secondaires éventuellement produites par réaction nucléaire dans la feuille d'aluminium arrivent sur le

dispositif. En effet, l' α permet d'extraire une seule espèce d'ion (ici le xénon ^{129}Xe initial) par une sélection très précise de la rigidité magnétique du faisceau, lié à la vitesse et au rapport masse sur charge de l'ion (les autres noyaux éventuellement issus de réaction nucléaire auront des caractéristiques différentes).

Tableau 3.3: Caractéristiques du faisceau pour les expériences réalisées au GANIL : nom du faisceau, énergie en sortie de ligne et à l'arrivée sur le dispositif, portée dans le silicium et LET en incidence normale.

Faisceau	Energie [MeV/A]		Portée dans le silicium [μm]	LET ¹ à 0° dans le film actif de silicium [$\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$]
	En sortie de ligne	Sur le dispositif		
HE	57,2	55,8	854	21
Dégradé	21,2	19,8	201	38
SME	8,5	7,6	73	53

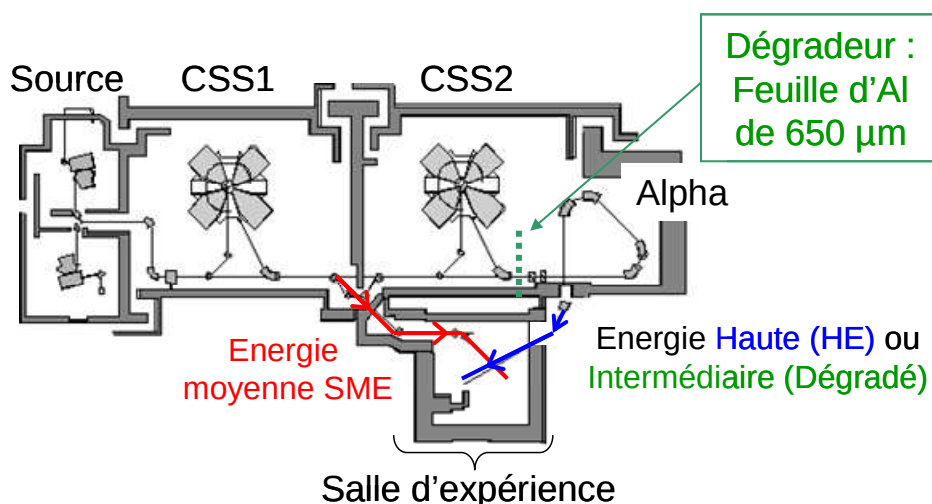


Figure 3.11 : Synoptique de l'accélérateur au GANIL. Sélectionner le faisceau entre les deux cyclotrons ou après le deuxième CSS2 permet d'obtenir deux énergies différentes (moyenne en rouge et haute en bleu). L'ajout d'une feuille d'aluminium entre CSS2 et l' α permet d'obtenir une énergie intermédiaire, tout en conservant une seule espèce d'ion et une énergie unique en sortie de ligne.

Une technique de mesure directe présentée dans [12] est utilisée pour enregistrer les impulsions de courant transitoire générées dans les transistors irradiés. Un schéma du dispositif de mesure est représenté sur la Figure 3.12. Les transistors sont irradiés à l'état OFF, avec le drain polarisé à la tension nominale d'alimentation ($V_{dd} = 1 \text{ V}$) et toutes les autres électrodes à la masse. L'ensemble de l'installation (« package » du dispositif, carte, câbles) est optimisé pour des mesures avec une bande passante élevée. Le drain est polarisé par l'intermédiaire d'un T de polarisation et les signaux transitoires sont enregistrés sur un oscilloscope mono-coup de bande

¹ Toutes les valeurs de LET sont issues de simulations Geant4v9.2.p01.

passante élevée. L'oscilloscope est un Tektronix DPO71604 de 16 GHz, avec une résolution de 50.10^9 échantillons/seconde (un point toutes les 20 ps). L'oscilloscope est déclenché par le signal lui-même.

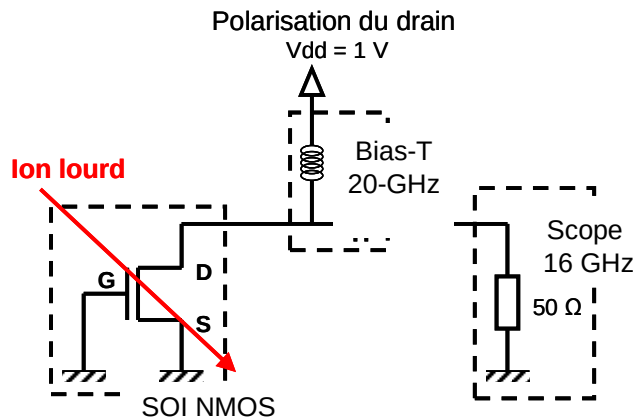


Figure 3.12 : Schéma du montage expérimental.

Les irradiations par des ions lourds produisent une large distribution de formes de transitoires, selon la localisation de l'impact de l'ion sur le dispositif [12]. Les courants transitoires mesurés sont intégrés, afin d'obtenir la charge collectée par le transistor, grandeur indépendante de la bande passante du système de mesure. Pour chaque série de mesures, environ 400 transitoires sont enregistrés. Cela permet d'avoir une bonne statistique, tout en limitant la probabilité d'occurrence d'une interaction nucléaire – en d'autres termes, seul le processus d'ionisation directe intervient. Pour enregistrer un tel nombre de transitoires sans en manquer – et sans risquer d'empiler plusieurs signaux – le flux est stabilisé autour de $5,5 \times 10^6 \text{ ions.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$; la fluence atteint alors une valeur d'environ $6 \times 10^9 \text{ ions.cm}^{-2}$. L'enregistrement de 400 signaux avec une telle fluence est directement lié à la surface de la zone sensible du dispositif (un seul transistor est irradié à la fois).

Le but de l'expérience est de comparer la réponse du transistor à des irradiations à même LET effectif théorique, en incidence normale et angulaire. Un système de rotation motorisé est donc installé dans la chambre sous vide afin d'ajuster de façon précise l'angle entre le faisceau incident et le dispositif testé. Les angles sont choisis pour que les LET effectifs résultants se rapprochent le plus possible des LET disponibles en incidence normale avec les trois énergies de faisceau. Des irradiations avec des angles intermédiaires sont également réalisées. Tous les angles testés expérimentalement sont reportés dans le Tableau 3.4, ainsi que les LET effectifs correspondants.

Pour un angle d'incidence donné, on a également fait varier la direction du faisceau par rapport à l'orientation du canal du transistor. En incidence normale, la carte de test du dispositif est placée dans un plan (XY) perpendiculaire à l'axe Z du faisceau. Pour des irradiations en angle, le dispositif subit une rotation autour de l'axe Y. On teste des angles θ à la fois positifs et négatifs, en effectuant une rotation dans le sens trigonométrique ou anti-trigonométrique (voir

Figure 3.13(a)). Dans un cas (HE, 58° , $LET \sim 39 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$), des directions supplémentaires sont testées, correspondant à une rotation autour de l'axe X (angles $\pm\varphi$). Pour ce faire, la carte de test subit d'abord une rotation à 90° par rapport à sa position initiale autour de l'axe Z du faisceau (Figure 3.13(b)). On utilise ensuite les mêmes valeurs d'angle positif et négatif que précédemment (Figure 3.13(c)). Cette rotation de la carte autour des axes X et Y permet d'obtenir deux orientations distinctes du dispositif dans le faisceau : les ions se déplacent ainsi soit le long du canal du transistor (axe source-drain), soit perpendiculairement à celui-ci.

Tableau 3.4 : Angles d'incidence expérimentaux réalisés pour chaque énergie du faisceau incident, et LET effectifs correspondants (en $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$).

LET_{eff} Faisceau	21	29	38	53	59
HE	0°	45°	58°	65°	
Dégradé			0°	39°	
SME				0°	27°

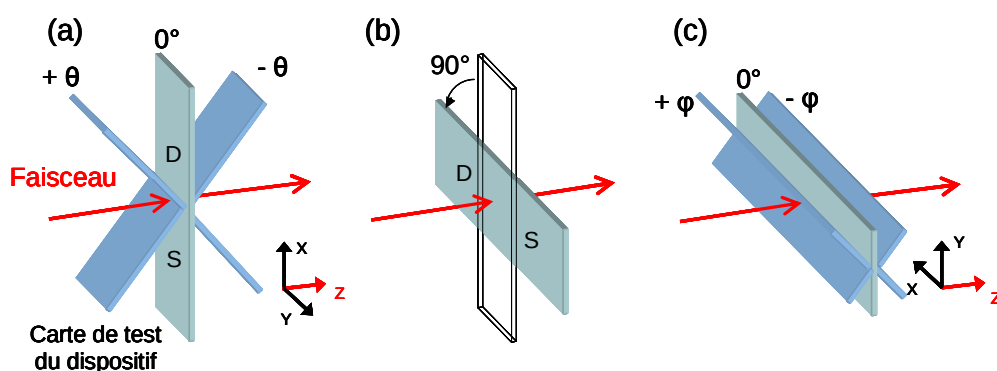


Figure 3.13 : Représentation schématique de la position de la carte de test par rapport à la direction du faisceau (axe Z) et à l'angle d'incidence : (a) rotation autour de l'axe Y, désigné comme les angles $\pm\theta$ (orientation testée pour tous les angles), (b) changement de la position en incidence normale pour le $LET \sim 39 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$ et (c) rotation autour de l'axe X, désigné comme les angles $\pm\varphi$, réalisée uniquement pour ce LET particulier. Le canal du transistor est orienté le long de l'axe X, les positions de la source S et du drain D sont représentées sur la carte.

3. Résultats expérimentaux

a) Cinq configurations différentes à même LET

Pour un LET de $\sim 39 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, cinq directions différentes du faisceau incident sont donc disponibles : 0° , $\theta = \pm 58^\circ$ en effectuant une rotation autour de l'axe Y (Figure 3.13(a)) et $\varphi = \pm 58^\circ$ en effectuant une rotation autour de l'axe X (Figure 3.13(c)). Les résultats obtenus pour ces cinq configurations à même LET effectif sont représentées sur la Figure 3.14. Le nombre cumulé et normalisé de transitoires est représenté en fonction de la charge collectée au

niveau du drain. Plus exactement, pour une valeur donnée de charge collectée, le graphe donne la proportion de transitoires ayant une charge collectée au moins égale à cette valeur. La large distribution de charges collectées vient de la variation du point d'impact de l'ion sur le dispositif.

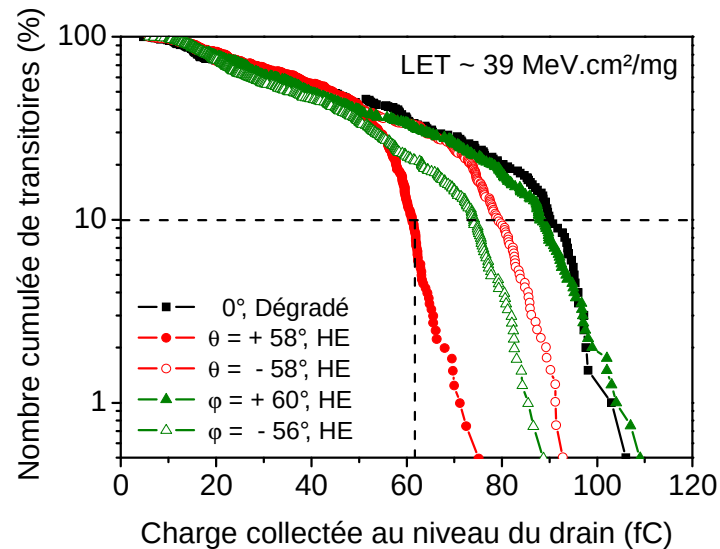


Figure 3.14 : Nombre cumulé et normalisé de transitoires de courant en fonction de la charge collectée au niveau du drain, pour un LET_{eff} de $\sim 39 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, pour cinq positions différentes de la carte de test par rapport à la direction du faisceau (voir Figure 3.13). Les lignes pointillées représentent un exemple de l'estimation de la charge collectée maximale telle qu'utilisée dans la suite de l'étude : cela correspond à la valeur de charge collectée au-dessus de laquelle se trouvent 10% des transitoires (62 fC pour l'exemple de la direction $\vartheta = +58^\circ$).

Il est clair d'après ces résultats que la direction du faisceau joue un rôle majeur dans la réponse du composant. D'après ces premières mesures, il semble que seule une direction particulière du faisceau ($+\varphi$ dans la Figure 3.14) suit la loi en cosinus inverse – c'est-à-dire que les résultats en incidence angulaire sont similaires à ceux mesurés en incidence normale avec le même LET effectif. Les autres directions en revanche conduisent à des valeurs de charge collectée plus faibles qu'en incidence normale. Les différences les plus importantes entre les incidences normale et angulaire sont de l'ordre de 30%. Elles peuvent s'expliquer par des considérations géométriques. L'intersection entre la trace d'ion, zone où la charge est déposée, et la zone de charge d'espace dépend en grande partie de l'orientation du faisceau, et encore plus de son orientation par rapport au canal du transistor. Une analyse détaillée basée sur des simulations est présentée dans la suite. Les différences observées entre les résultats $+\varphi$ et $-\varphi$ (triangles verts) sont en revanche inattendues : l'angle est modifié en tournant autour de l'axe X placé le long de la largeur du transistor. Or, le transistor est symétrique autour de cet axe. La réponse du transistor devrait donc être la même dans ces deux directions. Cette différence semble venir d'une erreur dans la position du dispositif à 0° , pouvant provenir de la position du support dans le faisceau et/ou de la position du transistor dans le package directement. D'après des simulations réalisées en utilisant la chaîne couplant Geant4 et Synopsys Sentaurus

présentée précédemment, une erreur de $2-3^\circ$ pourrait expliquer une telle différence pour les résultats en φ . Dans la suite, ces points sont considérés comme correspondant à $\varphi = -56^\circ$ et $\varphi = +60^\circ$. Nous sommes en revanche plus assurés de la précision du réglage effectué concernant la position initiale dans la direction θ , et ces résultats sont donc plus dignes de confiance. Néanmoins, cette source possible d'erreur est prise en compte dans la suite de l'étude.

b) Dépendance angulaire à différents LET

Les autres cas testés sont maintenant étudiés pour investiguer la dépendance angulaire de la réponse du transistor à différents LET. Pour chaque cas présenté dans le Tableau 3.4, la charge maximale collectée au niveau du drain est choisie comme métrique pertinente pour quantifier la réponse pire cas pour le transistor, correspondant à un impact au niveau de la jonction body-drain [17-19]. Pour prendre en compte les incertitudes expérimentales, la charge collectée « maximale » est choisie arbitrairement comme la valeur comprenant 90% des transitoires. Ce choix est illustré par la ligne pointillée horizontale reportée sur la Figure 3.14, en-dessous de laquelle se trouvent 10% des transitoires. Par exemple, pour un angle incident $\theta = +58^\circ$ (ronds rouges pleins sur la Figure 3.14), 10% des transitoires donnent une valeur de charge collectée supérieure à 62 fC. Dans la suite, 62 fC sera donc considéré comme la charge collectée maximale pour ce cas particulier. Cela nous permet d'en partie prendre en compte la nature moyenne intrinsèque au concept de LET. En effet, la distribution statistique de charge collectée observée ici n'est pas seulement due à la variabilité du point d'impact de l'ion sur le composant. La dispersion des ions, spatialement et en dépôt d'énergie [30], peut également conduire à une dispersion dans les dépôts de charge et donc dans la valeur du LET. Pour illustrer cette incertitude expérimentale, des barres d'erreurs sont représentées autour du maximum. Elles correspondent aux valeurs de charge collectée à 5% et 15% du nombre cumulé de transitoires. Ces barres d'erreur permettent également de prendre en compte la source possible d'erreur précédemment mentionnée de 2° dans la position initiale du composant dans le faisceau. Une telle erreur induirait également une modification du LET effectif calculé ; des barres d'erreur horizontales sont donc également considérées pour prendre en compte les incertitudes expérimentales sur la valeur du LET.

Les résultats sont reportés sur la Figure 3.15, en fonction du LET effectif de l'ion tel que calculé par la loi en cosinus inverse (Eq. 3.11). Les valeurs en incidence normale correspondant aux trois énergies du faisceau incident sont représentées par des carrés noirs pleins. Les valeurs en incidence angulaire sont représentées par des carrés vides pour les angles θ et par des carrés avec une croix pour les angles φ (deux points seulement). Les cinq points correspondant aux données de la Figure 3.14, obtenues pour un LET effectif de $39 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$ (en moyenne) sont entourés en rouge.

On peut remarquer que, alors que les valeurs LET_0 sont calculées au niveau du film actif de silicium, prenant donc en compte l'épaisseur des couches superficielles, la loi en cosinus inverse ignore totalement l'épaisseur additionnelle traversée en incidence angulaire. Les valeurs LET_{eff} reportées pour les incidences en angle sont donc légèrement sous-estimées. Cependant, les

overlayers étant ici relativement fines (2 μm de silice), l'erreur maximale induite sur la valeur du LET est de 2,5% (d'après des évaluations réalisées à l'aide de simulations Geant4).

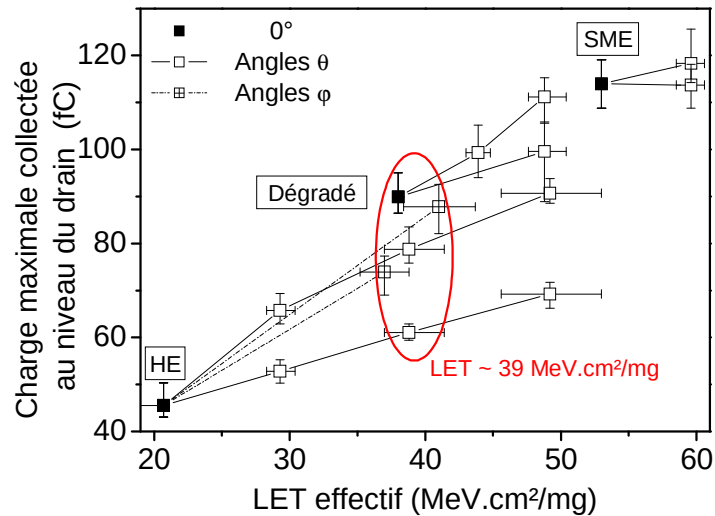


Figure 3.15 : Charge maximale collectée expérimentale au niveau du drain en fonction du LET effectif, pour trois énergies différentes du faisceau incident, en incidence normale (carrés pleins) et avec différents angles ϑ (carrés vides) et φ (carrés avec une croix). Voir la Figure 3.13 pour les positions correspondantes du dispositif. Les cinq points entourés en rouge correspondent aux résultats de la Figure 3.14.

D'après ces résultats, les impacts en angle donnent des valeurs de charge collectée inférieures à celles obtenues en incidence normale. De plus, pour une direction du faisceau donnée, l'écart augmente avec l'angle d'incidence. Si on met de côté le cas des angles à 65° (HE, $\text{LET} \sim 50 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$) – puisque les normes de test [1, 2] recommandent de limiter l'angle à 60° au maximum – les différences observées entre la réponse à un faisceau en incidence normale et angulaire varient de 0 à 30%. Comme observé dans la Figure 3.14, la direction du faisceau semble jouer un rôle majeur dans la réponse du transistor à un LET donné – et donc pour une charge déposée donnée. Pour analyser plus en détails ces effets, des simulations TCAD sont réalisées, en utilisant comme données d'entrée des structures de traces d'ions détaillées issues de Geant4, comme réalisé précédemment.

4. Simulations pour le xénon, comparaison avec l'expérience et extension à d'autres espèces d'ions

De même que pour analyser la réponse d'un transistor SOI 70 nm sous irradiation par des ions lourds en incidence normale dans la partie précédente, la chaîne de simulation combinant Geant4 et Synopsys Sentaurus est à nouveau utilisée pour des angles d'incidence non nuls. La variation de l'angle d'incidence est prise en compte au niveau des simulations TCAD. Dans la première étape simulant les traces d'ions à l'aide de Geant4, seule l'épaisseur des couches

superficielles est adaptée pour prendre en compte le chemin additionnel parcouru par l'ion avant d'atteindre le film de silicium et la perte d'énergie résultante.

Dans un premier temps, les simulations sont réalisées pour un ion d'énergie donnée, afin d'étudier l'impact de la direction du faisceau par rapport au canal du transistor. L'analyse est ensuite étendue à différentes énergies pour le même ion, puis à différentes espèces d'ions. Cette démarche nous permet d'étudier successivement l'influence de chaque paramètre.

a) Influence de l'orientation du faisceau

Des simulations préliminaires sont d'abord réalisées pour des incidences non nulles, afin d'obtenir un premier aperçu de la réponse du transistor pour différents points d'impact de l'ion et différentes orientations du faisceau incident. Cette étape permet notamment d'identifier la zone la plus sensible du transistor pour chaque direction du faisceau.

Les résultats obtenus pour la charge collectée au niveau du drain sont reportés sur la Figure 3.16, en fonction de la position du point d'impact de l'ion en entrant dans le film de silicium le long de l'axe source-drain du transistor, pour un ion xénon de 40 MeV/A. La forme de la courbe serait similaire pour un autre ion et/ou une autre énergie ; seule l'amplitude (c'est-à-dire la quantité de charge collectée) varierait. Une vue de dessus du transistor simulé – dont la structure est la même que dans la partie précédente, représentée sur la Figure 3.2 – est également représentée pour localiser les différentes positions d'impact simulées. Les simulations sont réalisées pour différentes positions le long de l'axe (AA'). Les résultats obtenus en incidence normale sont représentés en noir pour référence. Comme attendu [17-19] et montré dans la partie précédente, la charge collectée est maximale pour un ion pénétrant le film de silicium à la jonction body-drain (Lightly-Doped Drain LDD, intersection des axes (AA') et (BB') sur la vue de dessus du composant).

Des simulations sont ensuite réalisées pour des impacts à $+60^\circ$ et -60° le long de l'axe (AA') (courbes pointillée rouge et mixte verte respectivement) et à 60° le long de l'axe (BB') (carré bleu). On rappelle ici que, d'après l'équation (Eq. 3.11), le LET effectif à 60° vaut le double du LET « réel » de l'ion en incidence normale. Dans les simulations Geant4, l'épaisseur d'overlayers ($2\text{ }\mu\text{m}$ de silice) est donc doublée.

Comme on peut le constater d'après les résultats en incidence normale, la sensibilité du composant varie selon la position d'impact de l'ion dans le film de silicium. La forme exacte du volume sensible est donc difficile à déterminer. La plupart du temps, on suppose qu'il recouvre l'ensemble du film de silicium. Le cas étudié ici permet donc de quantifier l'erreur induite par l'utilisation d'angles d'incidence non nuls sans connaître la forme du volume sensible : selon l'orientation du faisceau, il peut être assimilé soit à une boîte – dans ce cas, la loi en cosinus inverse s'applique – soit à une dalle, ou encore constituer un cas intermédiaire.

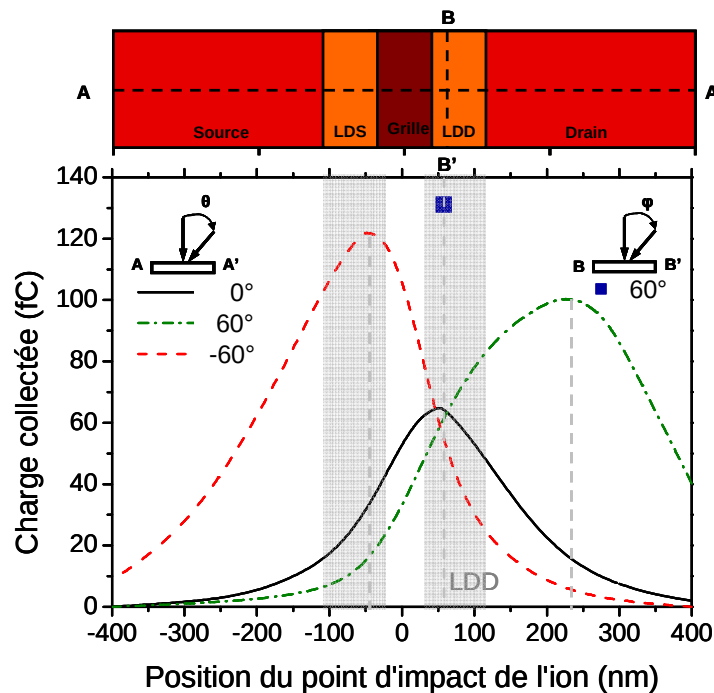


Figure 3.16 : Charge collectée au niveau du drain en fonction du point d'impact de l'ion et de l'orientation du faisceau. Une vue de dessus du transistor représente les axes le long desquels la position du point d'impact varie. Les lignes en pointillés gris identifient les positions pour lesquelles la sensibilité du composant est maximale pour les différentes directions du faisceau.

Ces premières simulations permettent d'identifier les positions pour lesquelles la sensibilité est maximale pour des incidences à 60°. Les valeurs de charge collectée maximale diffèrent selon l'axe de rotation choisi pour la position du composant dans le faisceau ; la charge collectée la plus élevée est obtenue pour un impact le long de la largeur du transistor (axe (BB')) sur la Figure 3.16). En effet, c'est le seul cas où l'ion dépose toute sa charge dans la partie la plus sensible du composant, à savoir la jonction body-drain ou LDD, quel que soit l'angle d'incidence. Le long de l'axe (BB'), la zone LDD a bien une forme de dalle, comme présupposé dans le modèle RPP.

Au contraire, pour un impact le long de l'axe (AA'), la « zone de sensibilité maximale » a plus une forme de boîte que dans la direction (BB'). Pour un faisceau incident incliné le long de cet axe, seule une partie de la charge est déposée dans la zone la plus sensible, où l'amplification bipolaire est la plus efficace. Cela explique les écarts à la loi en cosinus inverse observés dans cette direction (AA').

Avec la diminution de la taille des transistors, il est probable que de tels effets soient de plus en plus fréquents dans les composants SOI. Les technologies bulk Rad-Tol ou Hi-Rel, qui incluent des étapes de fabrication particulières telles que l'utilisation d'une couche d'épitaxie et/ou de structures à well multiples [51], ont de fortes chances d'avoir des volumes sensibles qui

ressemblent de plus en plus à des structures SOI. Elles devraient donc exhiber le même comportement.

On peut également remarquer que la direction (BB') suivra la loi en cosinus inverse tant que le transistor est suffisamment large pour que l'ion traverse toute l'épaisseur du film de silicium. Le transistor de test utilisé pour ces expériences est particulièrement large (25 μm), mais même un composant plus réaliste dans cette technologie le serait suffisamment. Ce ne sera peut-être pas le cas pour des technologies plus intégrées.

Pour expliquer plus avant la différence entre les directions $+\theta$ et $-\theta$, l'évolution du champ électrique le long de l'axe source-drain est représentée sur la Figure 3.17, à deux profondeurs différentes dans le film de silicium actif. En effet, l'amplification bipolaire est liée à l'amplitude du champ électrique, qui varie le long du canal, mais également en fonction de la profondeur. La direction source-drain ($-\theta$) est ainsi plus favorable à une large amplification bipolaire que la direction drain-source ($+\theta$). Sur la Figure 3.17, les flèches mixte verte et pointillée rouge sur la vue 2D représentent la trajectoire de l'ion pour les points d'impact conduisant à la charge collectée maximale à respectivement $\theta = +60^\circ$ et -60° , tels qu'identifiés sur la Figure 3.16. La trajectoire $-\theta$ traverse des régions de champ électrique plus élevé que celle en $+\theta$. Les pics de champ électrique traversés par chaque trajectoire sont entourés en pointillés rouges et trait-point verts sur le graphe : deux pics pour $-\theta$ et seulement un pour $+\theta$. Cela explique la différence entre les résultats $+\theta$ et $-\theta$ sur la Figure 3.16.

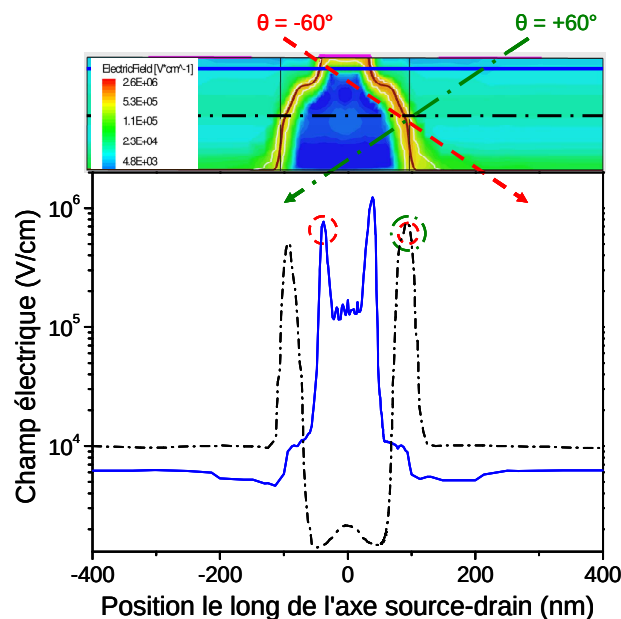


Figure 3.17 : Champ électrique le long de l'axe source-drain du transistor, à deux profondeurs différentes correspondant à des coupes le long des lignes bleue et pointillée noire sur la vue 2D en haut. Les deux flèches sur la vue 2D représentent les trajectoires donnant les charges collectées maximales pour $\theta = +60^\circ$ (flèche verte mixte) et $\theta = -60^\circ$ (flèche rouge pointillée) sur la Figure 3.16. Les zones de champ électrique maximum traversées par chaque trajectoire sont entourées.

b) Influence de l'énergie incidente pour une espèce d'ion (Xe)

Des simulations sont ensuite réalisées pour des ions xénon de différentes énergies, en incidence normale et avec un angle de 60° , pour les trois directions du faisceau incident présentées dans la Figure 3.16. Pour chaque direction, seule la position du point d'impact pire cas – c'est-à-dire conduisant à la charge collectée maximale – telle qu'identifiée sur la Figure 3.16 est simulée.

Les résultats sont tracés sur la Figure 3.18, de façon similaire aux résultats expérimentaux de la Figure 3.15. L'énergie de l'ion incident varie de 2 MeV/A ($LET_0 \sim 62 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$) à 100 MeV/A ($LET_0 \sim 14 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$). Pour chaque énergie incidente, quatre cas sont simulés : des ions en incidence normale (triangles pleins), $\theta = +60^\circ$ (ronds pleins), $\theta = -60^\circ$ (ronds vides) et $\varphi = 60^\circ$ (triangles vides). Les points expérimentaux en incidence normale sont également reportés pour comparaison (carrés noirs, comme sur la Figure 3.15). Les points expérimentaux en angle sont omis par souci de clarté. L'accord entre les points expérimentaux et simulés est assez bon en incidence normale. La seule différence notable concerne la réponse simulée pour le faisceau SME, surestimée de 15% par rapport à l'expérience.

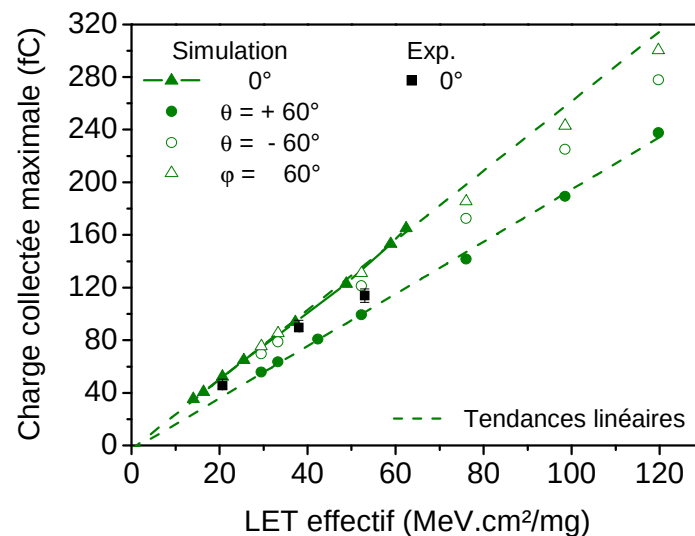


Figure 3.18 : Charge collectée maximale simulée en fonction du LET effectif, pour différentes énergies, en incidence normale et avec différents angles. Voir Figure 3.16 pour les positions d'impact correspondantes. Les lignes pointillées correspondent à des régressions linéaires pour les cas extrêmes.

La tendance observée expérimentalement est confirmée par la simulation sur une plus large gamme de LET : à même LET effectif, les incidences en angle donnent moins de charge collectée qu'en incidence normale. Plus précisément, une direction particulière du faisceau (φ , le long de l'axe (BB') dans la Figure 3.16) donne des résultats très proches de ceux en incidence normale, suivant ainsi la loi en cosinus inverse. Au contraire, les autres directions donnent des valeurs de

charge collectée inférieures. La tendance observée pour un LET particulier sur la Figure 3.16 est donc logiquement généralisée à toute la gamme de LET simulés.

Pour chaque direction du faisceau, la courbe de charge collectée maximale en fonction du LET effectif peut être approximée par une tendance linéaire. Les deux tendances extrêmes (l'incidence normale étendue pour inclure les points $\varphi = 60^\circ$ et $\theta = +60^\circ$) sont tracées en pointillés sur la Figure 3.18. Elles sont entendues comme servant de guides pour les yeux dans le cas présenté et ne doivent en aucun cas être considérées comme des lois générales.

Dans la suite, les résultats expérimentaux et simulés sont comparés plus en détails.

c) Différence expérimentale et simulée entre la réponse du transistor à un ion en incidence normale ou angulaire

Même si les résultats de simulation ne correspondent pas exactement aux valeurs de charge collectée observées expérimentalement (voir la surestimation de 15% en SME sur la Figure 3.18), l'aspect le plus important de la comparaison est de savoir si les simulations sont capables de reproduire les différences entre incidence normale et angulaire à même LET_{eff} . Pour ce faire, la différence relative entre incidence normale et angulaire, telle que calculée à l'aide de l'équation (Eq. 3.12) ci-dessous, est tracée sur la Figure 3.19, pour les points simulés et expérimentaux.

$$\text{Différence relative (\%)} = \frac{|Q_{coll.}(0^\circ) - Q_{coll.}(\theta, \varphi)|}{Q_{coll.}(0^\circ)} \quad (\text{Eq. 3.12})$$

Dans le cas de la simulation, cette différence est simplement calculée entre les deux tendances linéaires tracées en pointillés sur la Figure 3.18. Pour les points expérimentaux, une tendance linéaire est d'abord calculée en incidence normale. Ensuite, chaque point mesuré en angle sur la Figure 3.15 est comparé à son homologue sur la tendance en incidence normale. Les résultats sont reportés sur la Figure 3.19 respectivement pour la simulation (ligne pointillée verte) et les observations expérimentales (carrés noirs).

Excepté un point correspondant à une incidence à 65° (entouré en rouge sur la Figure 3.19), qui excède l'angle maximal « autorisé » de 60° , toutes les données issues de l'expérience sont soit égales soit inférieures à la différence maximale obtenue en simulation. Le seul point tombant à peu près sur la tendance simulée correspond à un impact à $\sim 60^\circ$ dans la direction $+\theta$. Tous les points situés sous la tendance simulée correspondent soit à des impacts à $\sim 60^\circ$ dans des directions différentes, soit à des valeurs d'angles inférieures.

La tendance simulée donnant une différence de 26 à 28% entre des impacts en incidence normale ou angulaire paraît donc être une bonne représentation de la différence maximale potentiellement observable expérimentalement pour cet ion particulier. Comme déjà mentionné concernant les résultats de la Figure 3.16, ces écarts dans la réponse du transistor à différentes directions du faisceau incident ont principalement des origines géométriques. Par

conséquent, même si les résultats présentés ici ne concernent que des transistors PDSOI 70 nm, des résultats similaires devraient apparaître pour des technologies plus intégrées. En effet, un ion frappant le composant dans la région LDD dans la direction $\varphi = 60^\circ$ déposera toujours plus de charge dans la zone la plus sensible qu'un ion arrivant dans la direction $\theta = \pm 60^\circ$, quelles que soient les dimensions du transistor – sous réserve toutefois que le transistor soit suffisamment large pour que l'ion traverse le film de silicium sur toute son épaisseur. Les écarts devraient même augmenter avec la diminution de la surface sensible du transistor.

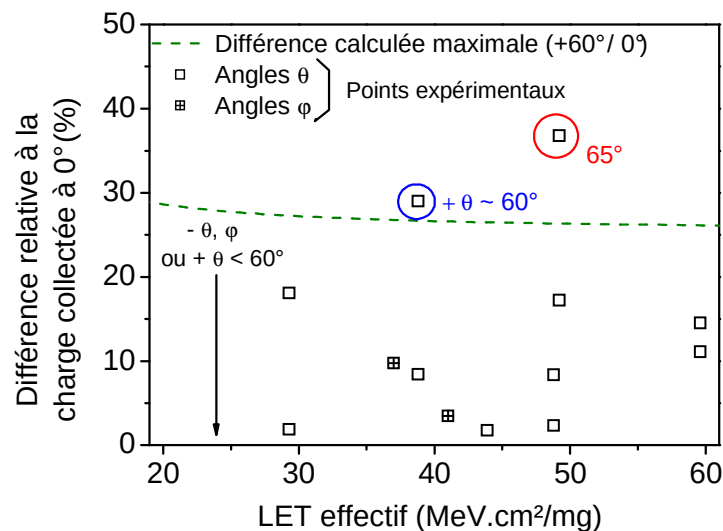


Figure 3.19 : Différence relative entre des impacts en angle et des tendances en incidence normale en fonction du LET effectif : tendance simulée (pointillés verts) et données expérimentales (carrés noirs).

d) Influence de l'espèce de l'ion

L'étape suivante consiste à étudier l'impact de l'utilisation de différentes espèces d'ions pour caractériser la sensibilité d'un dispositif. En effet, les cocktails d'ions généralement disponibles dans les installations de test sont composés de différentes espèces d'ion (5 à 7, de l'azote au xénon dans la plupart des cas), présentant des énergies par nucléon similaires et couvrant ainsi une large gamme de LET [27]. La méthode habituelle consiste alors à réaliser des mesures en angle avec chaque ion, pour obtenir des valeurs de LET intermédiaires, selon le principe du LET effectif.

Cependant, nous avons montré dans la partie précédente que des différences pouvaient être observées dans la réponse du transistor pour des irradiations avec différentes espèces d'ions à même LET en incidence normale. Les différences maximales simulées étaient alors de l'ordre de 25% pour le transistor PDSOI 70 nm, la réponse pire cas (charge collectée maximale la plus élevée) correspondant aux ions faible énergie. Ces écarts provenaient de ceux existant entre structures de traces d'ions, conduisant à différentes valeurs de charge réellement déposée dans la zone sensible du transistor à même LET. Par conséquent, en plus de la dépendance angulaire

observée pour une espèce d'ion, il existe également une dépendance en fonction de l'ion qui doit être prise en compte.

Les résultats de simulation obtenus pour différents ions sont représentés sur les Figure 3.20(a) et (b), pour les deux ions extrêmes (azote et xénon) et pour un ion intermédiaire (calcium). On a tracé la charge collectée maximale en fonction du LET effectif. Pour chaque ion, l'énergie minimale simulée correspond à l'énergie au pic de Bragg, c'est-à-dire donnant le LET maximal pour un ion en incidence normale. De même que sur la Figure 3.18, pour chaque espèce d'ion, seules les deux tendances linéaires correspondant aux cas extrêmes sont représentées : la tendance en incidence normale, étendue en LET pour inclure les points $\varphi = 60^\circ$, et la tendance $\theta = +60^\circ$. La Figure 3.20(a) est donc similaire à la Figure 3.18, en gardant uniquement les deux tendances linéaires pour le xénon (pointillés verts) et en ajoutant des tendances similaires pour le calcium (lignes mixtes rouges) et pour l'azote (lignes bleues). La partie intéressante de la Figure concerne principalement les faibles valeurs de LET, où toutes les espèces d'ions coexistent. La Figure 3.20(b) est donc un zoom de cette partie, grisée sur la Figure 3.20(a), focalisée sur la gamme de LET disponible pour l'azote. A de si faibles LET, l'ion xénon haute énergie correspondant n'est pas disponible dans les équipements de test « terrestres ». Toutefois, de tels ions existent dans l'environnement spatial où l'on trouve toutes les espèces à toutes les énergies [3]. Comparer l'effet de ces ions très haute énergie à des ions de même LET disponibles dans les accélérateurs et utilisés pour les tests de sensibilité SEE (comme par exemple l'azote) est donc particulièrement important pour les problématiques d'assurance durcissement.

Comme on peut le voir sur la Figure 3.20(a), chaque espèce d'ion considérée séparément exhibe le même comportement, similaire à celui précédemment observé pour le xénon sur la Figure 3.18 : la réponse du transistor est comprise entre deux tendances linéaires, l'une correspondant à la réponse en incidence normale (étendue en LET aux points $\varphi = 60^\circ$) et l'autre à la réponse à un faisceau incliné avec un angle $\theta = +60^\circ$. Cependant, comme attendu d'après les résultats en incidence normale présentés dans la partie précédente, l'amplitude de la réponse diffère d'un ion à l'autre. Cet effet est clairement illustré sur la Figure 3.20(b), où l'ion basse énergie, le plus léger, donne la réponse pire cas, non seulement en incidence normale, mais également pour toutes les autres directions du faisceau incident. En d'autres termes, et tant qu'on considère uniquement l'ionisation directe, tester un composant en utilisant les ions basse énergie les plus légers conduira à la valeur de charge collectée la plus élevée pour un LET effectif donné.

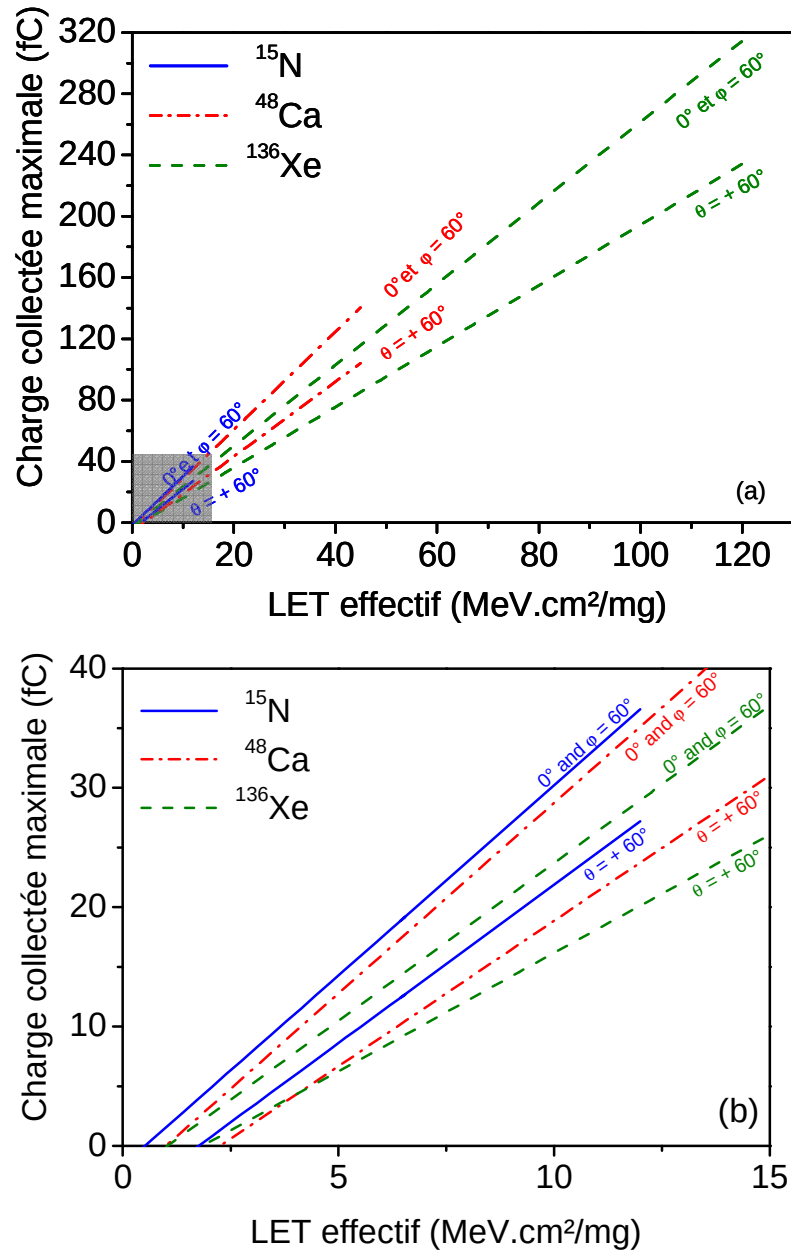


Figure 3.20 : Charge collectée maximale simulée en fonction du LET effectif, pour différentes espèces d'ions : l'azote (lignes bleues), le calcium (lignes mixtes rouges) et le xénon (pointillés verts), pour la gamme de LET disponible : (a) pour le xénon et (b) pour l'azote (zoom de la zone grisée de (a)). Seules les tendances linéaires correspondant aux cas extrêmes sont représentées pour chaque ion.

5. Discussion sur l'impact pour la sensibilité des SRAM

D'après ces résultats, l'impact majeur sur la sensibilité des SRAM semble concerner l'estimation du LET seuil. En effet, un ion déclenchera une erreur dans une cellule SRAM au-delà

d'une certaine charge critique. Dans la Figure 3.20(b), la courbe de charge collectée en fonction du LET effectif n'est clairement pas bijective : à une valeur de LET effectif correspondent plusieurs valeurs de charge collectée maximale, selon l'espèce de l'ion considéré. En d'autres termes, pour une même valeur faible de LET, une erreur sera déclenchée ou non dans la cellule SRAM en fonction de l'ion incident choisi pour le test. Cela peut conduire à de larges incertitudes sur la valeur du LET seuil.

La Figure 3.21 est une représentation différente des résultats de la Figure 3.20. Seuls les deux cas extrêmes de la Figure 3.20 (l'azote à 0° (ligne bleue) et le xénon à $\theta = +60^\circ$ en pointillés verts) sont considérés, en inversant les axes des ordonnées et des abscisses. Cela permet d'avoir une idée de ce que serait le LET seuil d'une cellule SRAM fabriquée dans la technologie PDSOI 70 nm étudiée, en fonction de la valeur de charge critique de la cellule résultante.

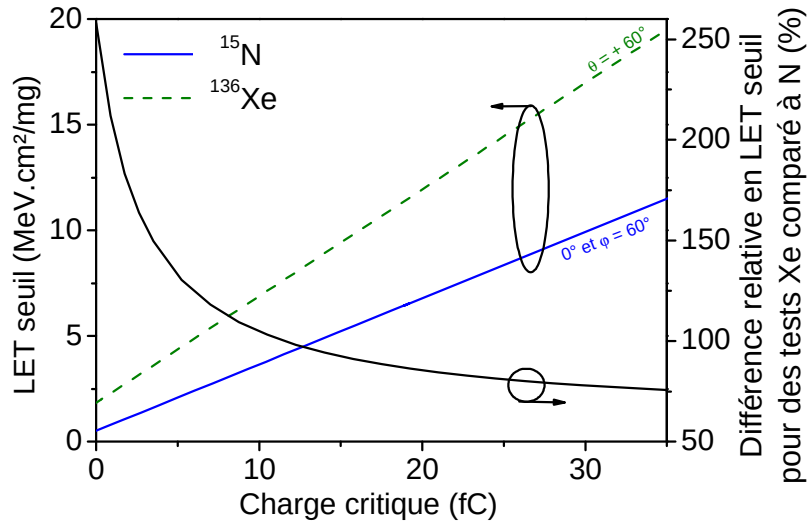


Figure 3.21 : Représentation différente de la Figure 3.20, en inversant les axes des ordonnées et des abscisses. Seuls les deux cas extrêmes sont représentés : l'azote à 0° (ligne bleue) et le xénon à $\theta = +60^\circ$ en pointillés verts. On obtient ainsi une estimation du LET seuil en fonction de la charge critique de la cellule et de l'ion choisi pour le test. Sur l'axe des ordonnées de droite, on représente la différence relative en LET seuil pour des tests xénon par rapport à l'azote.

L'estimation du LET seuil dépend clairement de l'ion incident choisi pour le test de la cellule. Sur le même graphe, on trace également la différence relative en LET seuil (LET_{th}), tel qu'estimé avec le xénon à $\theta = +60^\circ$ ou avec l'azote à 0° ou $\varphi = 60^\circ$:

$$\text{Différence relative (\%)} = \frac{|LET_{th}(N) - LET_{th}(Xe)|}{LET_{th}(N)} \quad (\text{Eq. 3.14})$$

Cette différence relative est toujours supérieure à 75% et peut atteindre 250% pour les faibles valeurs de charge critique – qui sont les plus probables pour une cellule SRAM intégrée. L'estimation du LET seuil sera donc largement dépendante de l'ion utilisé pour le test de sensibilité.

Au dessus du LET seuil, le risque est également de sous-estimer la section efficace SEE, en particulier si on utilise des incidences inclinées. En effet, nous avons montré que les tests en angle tendaient à sous-estimer la charge collectée maximale. Si de tels tests sont réalisés dans une seule direction de faisceau, et que cette direction correspond malheureusement au cas $\theta = +60^\circ$ (plus large écart à la réponse en incidence normale), la charge collectée maximale peut être sous-estimée d'au moins 30%. L'impact sur les taux d'erreur n'est pas facilement quantifiable. Néanmoins, un moyen facile de surmonter ce problème serait de réaliser des tests en angles avec différentes directions du faisceau incident. Cela permettrait tout du moins de surmonter le problème pour une espèce d'ion donnée. Quant aux différences observées d'un ion à l'autre, les installations de test tendent plutôt à proposer l'ion le plus léger disponible à un LET donné. D'après la Figure 3.20 et les résultats de la partie précédente, cela correspond au pire cas et la section efficace SEE sera donc maximisée – du moins tant que seule l'ionisation directe est prise en compte.

Des travaux de la littérature [8, 28] étudiant la dépendance angulaire de la réponse de composants SOI sous irradiation par des ions lourds se sont plutôt concentrés sur la contribution des réactions nucléaires à la sensibilité SEE globale. Dans [28], l'influence de ces réactions était présentée comme prédominante pour les dispositifs de LET seuil intermédiaire pour les SEE dus à l'ionisation directe (entre 2 et 40 MeV.cm²/mg).

Pour les composants de faible LET seuil (inférieur à 2 MeV.cm²/mg), l'ionisation directe domine le taux de SEE et dans ce cas, des données de test à basse énergie devraient être suffisantes pour caractériser la sensibilité du composant. Cela est cohérent avec nos résultats, qui montrent que l'écart en charge collectée tel qu'évalué avec des ions haute énergie par rapport à des ions basse énergie de même LET est particulièrement élevé à bas LET, les ions faible énergie donnant la réponse pire cas (LET seuil inférieur).

Pour les composants de LET seuil intermédiaire pour les SEE dus à l'ionisation directe (entre 2 et 40 MeV.cm²/mg), la référence [28] recommande des tests avec des ions haute énergie, pour quantifier la contribution des interactions nucléaires au taux d'erreur global. D'après nos résultats, les ions légers faible énergie semblent donner la réponse pire cas pour l'ionisation directe quel que soit le LET. Pour ces cas intermédiaires, il serait donc préférable d'utiliser à la fois des ions haute et basse énergie pour une caractérisation complète de la sensibilité.

Enfin, pour des composants de LET seuil élevé (supérieur à 40 MeV.Cm²/mg), les réactions nucléaires ne semblent pas pouvoir induire de SEE ; leur contribution peut donc être négligée. Comme établi dans [28], des tests basse énergie devraient être donc suffisants dans ce cas, ce qui est confirmé par nos résultats.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, la réponse de transistors PDSOI 70 nm sous irradiation par des ions lourds a été analysée en incidence normale et en angle.

Dans un premier temps, des traces d'ions issues de simulation Geant4 ont été utilisées comme données d'entrée de simulation TCAD pour analyser la réponse du transistor en incidence normale pour différents ions de même LET. Les simulations ont ainsi montré que le LET n'est pas un paramètre suffisant pour caractériser la réponse du transistor. L'énergie et la masse de l'ion incident, qui déterminent sa structure de trace, doivent également être prises en compte. Le rayon de trace d'ions haute énergie ($> 10 \text{ MeV/A}$) est en effet plus large que le volume sensible du transistor ; une partie de la charge déposée n'est donc pas collectée par le composant. A plus basse énergie ($< 10 \text{ MeV/A}$), fréquemment utilisée pour les tests de caractérisation de sensibilité aux SEE, la totalité de la trace est comprise dans les dimensions du volume sensible, et la totalité de la charge est donc collectée et amplifiée par le transistor. De tels tests fournissent donc la réponse pire cas du transistor. Par conséquent, les tests SEE utilisant des ions faible énergie pour simuler expérimentalement le large spectre en énergie rencontré dans l'espace peuvent être considérés comme conservatifs.

L'étape suivante de notre étude a consisté à étudier la dépendance angulaire de la réponse du transistor, pour vérifier la validité de la loi en cosinus inverse. Des données expérimentales présentant des écarts à cette loi ont été présentées pour des irradiations réalisées au GANIL avec des ions xénon de différentes énergies. En particulier, des tests ont été réalisés à même LET effectif en incidence normale et en angle pour une comparaison directe. Pour analyser ces résultats expérimentaux en termes de charge déposée par ionisation directe, des simulations similaires à celles réalisées dans la première partie ont été réalisées, en angle cette fois. Des différences variant de 0 à 30%, cohérentes avec les résultats expérimentaux, ont ainsi été démontrées entre des irradiations à 60° et en incidence normale, pour des ions xénon sur une large gamme d'énergie et donc de LET. Des simulations sont enfin réalisées pour différentes espèces d'ions, présentant des conclusions similaires à celles obtenues pour le xénon pour chaque espèce d'ion considérée séparément. De plus, comme constaté dans la première partie en incidence normale, les résultats diffèrent également d'un ion à l'autre, augmentant encore la gamme de valeurs de charge que le transistor est susceptible de collecter pour un LET effectif donné.

Enfin, l'impact sur la sensibilité des SRAM est discuté. Nos résultats mettent en évidence des sources possibles d'erreur dans l'estimation du LET seuil et de la section efficace SEE à saturation. Les erreurs dues à la dépendance angulaire peuvent toutefois être surmontées simplement en faisant varier la direction du faisceau incident pour un angle donné pendant les tests SEE. Ces résultats sont malgré tout à considérer avec prudence, puisqu'ils ne correspondent qu'à des tendances issues de simulations. Des expérimentations supplémentaires

seraient nécessaires pour évaluer avec certitude l'impact de la dépendance angulaire observée au niveau transistor sur la sensibilité de cellules SRAM.

Les écarts entre différents ions de même LET et les ceux à la loi en cosinus inverse inhérents aux approximations du modèle RPP mis en évidence ici pour un transistor PDSOI ont de grandes chances d'être observés de plus en plus fréquemment avec l'intégration technologique. Cela sera de plus le cas non seulement pour les composants SOI, mais également pour les technologies bulk avancées, particulièrement celles qui comportent des couches d'épitaxie ou des structures à well multiple pour limiter la collection de charge, et qui ressemblent donc de plus en plus aux technologies PDSOI.

V. Références

- [1] EIA/JESD57: Test procedure for the measurement of single-event effects in semiconductor devices from heavy ion irradiation [Online]. Available: <http://www.jedec.org>
- [2] "ESA/SCC Basic Specification No.25100: Single event effects test method and guidelines", 2002.
- [3] J. L. Barth, "Modeling space radiation environments", presented at the 34th Ann. Int. Nuclear and Space Radiation Effects Conference, Snowmass, CO, 1997.
- [4] P. E. Dodd, et al., "Heavy ion energy effects in CMOS SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 889 - 893, 2007.
- [5] W. J. Stapor, P. T. McDonald, A. R. Knudson, A. B. Campbell and B. G. Glagola, "Charge collection in silicon for ions of different energy but same linear energy transfer (LET)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 35, pp. 1585 - 1590, 1988.
- [6] P. E. Dodd, et al., "Impact of ion energy on single-event upset", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 45, pp. 2483 - 2491, 1998.
- [7] M. A. Xapsos, "Applicability of LET to single events in microelectronic structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, pp. 1613 - 1621, 1992.
- [8] R. A. Reed, et al., "Impact of ion energy and species on single event effects analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2312 - 2321, 2007.
- [9] M. Raine, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, O. Flament, A. Bournel and V. Aubry-Fortuna, "Effect of the ion mass and energy on the response of 70-nm SOI transistors to the ion deposited charge by direct ionization", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, pp. 1892 - 1899, 2010.
- [10] Synopsys [Online]. Available: <http://www.synopsys.com/tools/tcad/Pages/default.aspx>
- [11] Synopsys, "Sentaurus Device Manual, Release v.2008.09", 2008.
- [12] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Statistical analysis of the charge collected in SOI and bulk devices under heavy ion and proton irradiation - Implications for digital SETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3242 - 3252, 2006.
- [13] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Analysis of the transient response of high performance 50-nm partially depleted SOI transistors using a laser probing technique", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 1825 - 1833, 2006.
- [14] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices, Second edition, Chap. 1*. New York, 1981.

- [15] T. Makino, et al., "LET Dependence of single event transient pulse-widths in SOI logic cell", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 202 - 207, 2009.
- [16] O. Musseau, J. L. Leray, V. Ferlet-Cavrois, Y. M. Coïc and B. Giffard, "SEU in SOI SRAM's. A static model." *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 41, pp. 607 - 612, 1994.
- [17] P. E. Dodd, et al., "SEU-Sensitive volumes in bulk and SOI SRAMs from first-principles calculations and experiments", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 1893 - 1903, 2001.
- [18] V. Ferlet-Cavrois, G. Gasiot, C. Marcandella, C. D'Hose, O. Flament, O. Faynot, J. d. P. d. Pontcharra and C. Raynaud, "Insights on the transient response of fully and partially depleted SOI technologies under heavy-ion and dose-rate irradiations", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 2948 - 2956, 2002.
- [19] T. Colladant, O. Flament, A. L'Hoir, V. Ferlet-Cavrois, C. D'Hose and J. du Port de Pontcharra, "Study of transient current induced by heavy-ion in NMOS/SOI transistors", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 2957 - 2954, 2002.
- [20] S. M. Sze, *Physics of semiconductor devices, Second edition, Chap. 3*. New York, 1981.
- [21] V. Ferlet-Cavrois, C. Marcandella, G. Giraud, G. Gasiot, T. Colladant, O. Musseau, C. Fenouillet and J. Du Port de Pontcharra, "Characterisation of the parasitic bipolar amplification in SOI technologies submitted to transient irradiation", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 1456 - 1461, 2002.
- [22] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Investigation of the propagation induced pulse broadening (PIPB) effect on single event transients in SOI and bulk inverter chains", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 2842 - 2853, 2008.
- [23] P. Gouker, et al., "Generation and propagation of single event transients in 0.18- μ m fully depleted SOI", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 2854 - 2860, 2008.
- [24] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Electron and ion tracks in silicon: spatial and temporal evolution", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 3046 - 3054, 2008.
- [25] S. Chauvie, Z. Francis, S. Guatelli, S. Incerti, B. Mascialino, P. Moretto, P. Nieminen and M. G. Pia, "Geant4 Physics processes for microdosimetry simulation: design foundation and implementation of the first set of models", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2619 - 2628, 2007.
- [26] G. Gasiot, D. Giot and P. Roche, "Alpha-induced multiple cell upsets in standard and radiation hardened SRAMs manufactures in a 65 nm CMOS technology", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3479 - 3486, 2006.
- [27] G. Berger, "Experimental tools to simulate radiation environments / radiation effects", presented at RADECS Short Course, Bruges, 2009.

- [28] P. E. Dodd, et al., "Impact of heavy ion energy and nuclear interactions on single-event upset and latchup in integrated circuits", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2303 - 2311, 2007.
- [29] R. A. Weller, A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf and D. M. Fleetwood, "Evaluating average and atypical response in radiation effects simulations", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, pp. 2265 - 2271, 2003.
- [30] J. Barak and A. Akkerman, "Straggling and extreme cases in the energy deposition by ions in submicron silicon volumes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, pp. 2175 - 2181, 2005.
- [31] A. Javanainen, et al., "Linear energy transfer of heavy ions in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 1158 - 1162, 2007.
- [32] A. Javanainen, et al., "Experimental linear energy transfer for heavy ions in silicon for RADEF cocktail species", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 2242 - 2246, 2009.
- [33] R. A. Reed, J. Kinnison, J. C. Pickel, S. Buchner, P. W. Marshall, S. D. Kniffin and K. A. LaBel, "Single-event effects ground testing and on-orbit rate predictions methods: the past, present and future", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, pp. 622 - 634, 2003.
- [34] E. L. Petersen, J. C. Pickel, E. C. Smith, P. J. Rudeck and J. R. Letaw, "Geometrical factors in SEE rate calculations", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, pp. 1888 - 1909, 1993.
- [35] S. Duzellier and R. Ecoffet, "Recent trends in single-event effect ground testing", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 43, pp. 671 - 677, 1996.
- [36] P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt and F. W. Sexton, "Charge collection and SEU from angled ion strikes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 44, pp. 2256 - 2265, 1997.
- [37] T. L. Criswell, D. L. Oberg, J. L. Wert, P. R. Measel and W. E. Wilson, "Measurement of SEU thresholds and cross sections at fixed incidence angles", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 34, pp. 1316 - 1321, 1987.
- [38] F. W. Sexton, J. S. Fu, R. A. Kohler and R. Koga, "SEU characterization of a hardened CMOS 64K and 256K SRAM", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 36, pp. 2311 - 2317, 1989.
- [39] P. J. McNulty, W. J. Beauvais, R. A. Reed, D. R. Roth, E. G. Stassinopoulos and G. J. Brucker, "Charge collection at large angles of incidence", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 39, pp. 1622 - 1629, 1992.
- [40] S. M. Guertin, L. D. Edmonds and G. M. Swift, "Angular dependence of DRAM upset susceptibility and implications for testing and analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, pp. 2380 - 2385, 2000.

- [41] A. D. Tipton, et al., "Device-orientation effects on multiple-bit upset in 65 nm SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 2880 - 2885, 2008.
- [42] G. M. Swift and S. M. Guertin, "In-flight observation of multiple-bit upset in DRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 47, pp. 2386 - 2391, 2000.
- [43] F. W. Sexton, "Measurement of single event phenomena in devices and ICs", presented at NSREC Short Course, New Orleans, LA, 1992.
- [44] E. L. Petersen, "Soft errors results analysis and error rate prediction", presented at NSREC Short Course, Tucson, AZ, 2008.
- [45] K. W. Golke, "Determination of funnel length from cross section versus LET measurements", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 40, pp. 1910 - 1917, 1993.
- [46] E. L. Petersen, J. B. Langworthy and S. E. Diehl, "Suggested single event upset figure of merit", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 30, pp. 4533 - 4539, 1983.
- [47] R. A. Reed, et al., "Evidence for angular effects in proton-induced single-event upsets", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 3038 - 3044, 2002.
- [48] S. D. Kniffin, et al., "Angular effects in proton-induced single-event upsets in silicon-on-sapphire and silicon-on-insulator devices", presented at Radiation Effects Data Workshop, 2004.
- [49] A. B. Campbell, A. R. Knudson, W. J. Stapor, P. Shapiro, S. E. Diehl-Nagle and J. Hauser, "Charge collection in CMOS/SOS structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, pp. 4128 - 4132, 1985.
- [50] Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) [Online]. Available: <http://pro.ganil-spiral2.eu/users-guide/accelerators/>
- [51] G. Gasiot, D. Giot and P. Roche, "Multiple cell upsets as the key contribution to the total SER of 65 nm CMOS SRAMs and its dependence on well engineering", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2468 - 2473, 2007.

CHAPITRE IV

PREDICTION SEE DANS UNE CELLULE SRAM

Chapitre IV

Prédiction SEE dans une cellule SRAM

I. PRESENTATION DE L'OUTIL DE PREDICTION SEE : MUSCA SEP3.....	138
II. IMPACT DE LA PRISE EN COMPTE DES TRACES D'IONS DANS UN OUTIL DE PREDICTION SEE	140
1. Validation de l'approche radiale en comparaison avec des données expérimentales	140
a) Validation pour des transistors PD-SOI.....	140
b) Validation pour des cellules SRAM SOI.....	142
2. Evolution de l'impact de la structure de trace avec l'intégration technologique ..	145
III. PREDICTION DE SENSIBILITE MBU	151
1. Validation en comparaison avec des données expérimentales.....	152
2. Variabilité de la proportion SBU/MBU	153
a) Dépendance de la sensibilité MBU en fonction du motif	153
b) Multiplicité des MBU	155
IV. CONCLUSION.....	158
V. REFERENCES.....	160

Ces dernières années, des outils de prédictions ont été développés pour étudier la réponse d'un circuit sous irradiation. SEMM-2 pour IBM [1], MRED/RADSAFE pour ISDE à l'université de Vanderbilt [2, 3] et MUSCA SEP³ pour l'ONERA [4] en sont quelques exemples. La plupart d'entre eux – à l'exception notable de MRED – modélisent la trace de l'ion par une série de charges déposées ponctuelles [1, 4]. Cette approche ne prend ainsi en compte que l'évolution du LET de l'ion avec la profondeur, en ignorant totalement la dimension radiale de la trace.

Nous avons montré dans le chapitre précédent l'importance de la prise en compte de la trace d'ion pour étudier la réponse d'un transistor isolé. Dans ce chapitre, nous allons étudier l'impact de la prise en compte du profil radial d'ionisation des ions dans un outil de prédiction SEE. Pour ce faire, les traces d'ions sont simulées à l'aide du code Geant4, comme décrit dans le Chapitre II. Ces traces sont ensuite utilisées comme données d'entrée dans l'outil de prédiction MUSCA SEP³ (MULTi SCAles Single Event Phenomena Predictive Platform), développé à l'ONERA. Dans un premier temps, l'approche est validée en comparaison avec des données expérimentales pour trois technologies de transistors SOI [5] et deux générations de cellules SRAM SOI [6]. La contribution relative de la dimension radiale de la trace pour la prédiction SEE est ensuite étudiée en fonction de l'intégration technologique, en comparaison avec les résultats obtenus en ne considérant que des dépôts ponctuels.

Dans un deuxième temps, les possibilités de l'outil couplé Geant4+MUSCA SEP³ pour la prédiction des erreurs multiples (Multiple Bit Upset MBU) sont étudiées, ces erreurs multiples constituant le défi majeur à relever pour les technologies les plus intégrées.

I. Présentation de l'outil de prédiction SEE : MUSCA SEP3

MUSCA SEP³ est un outil de simulation Monte Carlo développé à l'ONERA. Le principe est de modéliser successivement tous les mécanismes physiques et électriques, à différentes échelles, impliqués dans les phénomènes SEE [4], depuis le système global jusqu'au matériau semiconducteur. Les différentes étapes de simulation sont schématisées sur la Figure 4.1.

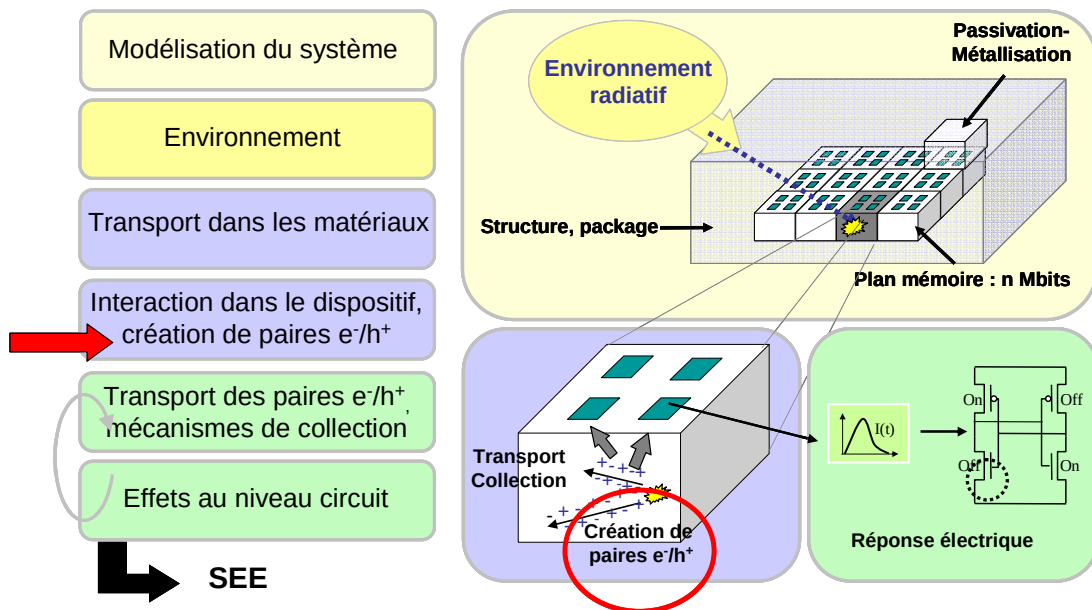


Figure 4.1 : Représentation schématique de la modélisation séquentielle dans l'outil de prédiction SEE MUSCA SEP³. L'étape de création de paires électron/trou qui nous intéresse particulièrement dans cette étude est mise en évidence.

Le but est de calculer à la fois des sections efficaces de SEE et des taux de SEE (Single-Event Rate SER), pour étudier aussi bien le cas des tests réalisés en accélérateur - faisceau d'ions mono-espèce, mono-énergétique et mono-directionnel - que des configurations opérationnelles « réelles » combinant différentes espèces d'ions à différentes énergies dans un environnement isotrope. La particularité de cette approche est de modéliser l'ensemble du dispositif avec son environnement physique local et global (couches superficielles, package, contexte d'utilisation : satellite par exemple) et les caractéristiques détaillées de l'environnement radiatif : nature, direction, spectre d'énergie et dynamique. Une étape particulièrement importante de ce type de simulation concerne la description du dispositif, c'est-à-dire les données technologiques concernant notamment les zones actives de semiconducteur (topologie, « layout » et dimensions) et les couches de métallisation et de passivation (nature et épaisseur). MUSCA SEP³ autorise aussi bien une description détaillée du dispositif que l'utilisation de paramètres

topologiques simples, disponibles dans l'ITRS par exemple [7]. Pour une structure SOI, le gain bipolaire est pris en compte.

Une étape importante de la simulation concerne la modélisation de la création de paires électron/trou, étape identifiée en rouge sur la Figure 4.1. Jusqu'à présent, MUSCA SEP³ considérait la trace d'ion comme une succession de dépôts de charge ponctuels le long du chemin de l'ion, ne prenant ainsi en compte que l'évolution du LET avec la profondeur, sans dimension radiale. Dans la suite, cette approche sera désignée sous le nom d'« approche ponctuelle ». La nouvelle approche présentée ici propose, dans la continuité de ce qui a été fait avec les simulations TCAD, d'utiliser des structures de trace réalistes issues de simulations Geant4. Dans la suite, cette approche sera désignée sous le nom d'« approche radiale ». Dans ce cas, la distribution de charges déposées est également discrétisée avant d'être utilisée dans MUSCA, mais dans les deux directions cette fois – en profondeur et radialement. Les deux approches sont illustrées sur la Figure 4.2. Dans tous les cas, le pas de discrétisation représenté un compromis entre la précision de description de la trace et le temps de calcul.

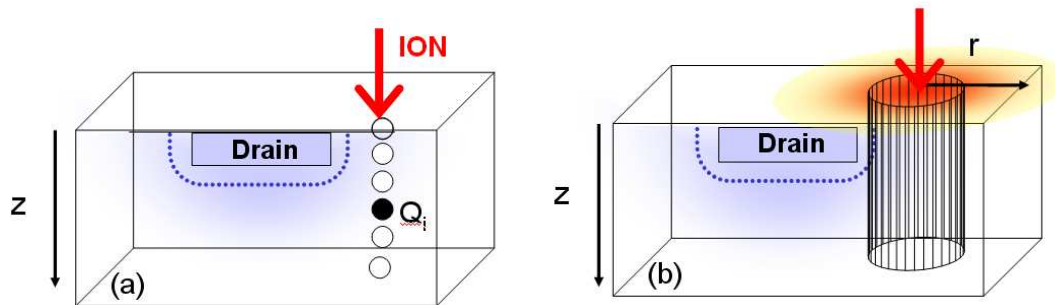


Figure 4.2 : Représentation schématique des deux approches utilisées dans MUSCA SEP³ pour modéliser le dépôt de charge : (a) dans l'approche ponctuelle, la trace d'ion est discrétisée en profondeur z ; (b) dans l'approche radiale, la charge est discrétisée selon z et r .

Contrairement aux simulations TCAD réalisées à l'aide de Synopsys Sentaurus et qui décrivent la réponse électrique dynamique d'un composant isolé, les simulations réalisées à l'aide de MUSCA SEP³ ont pour but de déterminer une section efficace de SEE. La donnée de sortie est donc une valeur de charge collectée, à comparer à une valeur de charge critique pour déterminer dans le cas d'un plan mémoire si une particule incidente a déclenché une erreur, un SEU.

II. Impact de la prise en compte des traces d'ions dans un outil de prédiction SEE

1. Validation de l'approche radiale en comparaison avec des données expérimentales

Pour valider la méthode de simulation proposée, les résultats de simulation sont comparés à des données expérimentales, pour trois technologies de transistors SOI partiellement déplétés (PD) et deux générations de cellules SRAM SOI.

a) Validation pour des transistors PD-SOI

Les résultats de simulation sont dans un premier temps comparés à des données expérimentales pour des transistors PD-SOI irradiés au GANIL avec des ions ^{48}Ca de 6,2 MeV/A [5]. Trois technologies différentes sont testées : 70-nm, 130-nm et 0,25- μm . Pour chacune d'elles, deux transistors de longueurs de grille différentes sont considérés : un transistor de longueur nominale et un à grande longueur de grille (10 μm ou 5 μm pour la technologie 130 nm). Ces transistors sont décrits en détail dans [8, 9]. La même technique de mesure directe de transitoires que celle utilisée pour les mesures en angle dans le chapitre précédent est utilisée. Comme précédemment, on irradie des transistors isolés. Les résultats sont reportés sur la Figure 4.3 (carrés bleus), montrant la répartition statistique de charge collectée, calculée par intégration des courants transitoires mesurés. Ces résultats sont comparés aux valeurs de charge collectée simulées obtenues avec MUSCA SEP³, en utilisant soit l'approche ponctuelle classique (tirets rouges), soit les structures de trace issues de Geant4 (lignes noires) pour représenter la charge déposée. Pour simuler la largeur du faisceau expérimental, le point d'impact de chaque ion incident sur le dispositif est tiré aléatoirement. Dans tous les cas, le nombre de tirage est choisi pour obtenir un nombre de transitoires supérieur à la statistique expérimentale (on rappelle que tous les ions incidents n'induisent pas nécessairement un courant transitoire ; ils doivent pour cela impacter la zone sensible du dispositif). Les résultats obtenus pour les trois technologies sont regroupés sur la Figure 4.3(a). Toutes les longueurs de grille nominales sont représentées : 0,25 μm , 130 nm et 70 nm. Les résultats pour les transistors de grande longueur de grille sont similaires pour les trois technologies ; seuls ceux correspondant à la technologie 70 nm sont représentés. La Figure 4.3(b) est un zoom sur les résultats obtenus pour la technologie 70 nm.

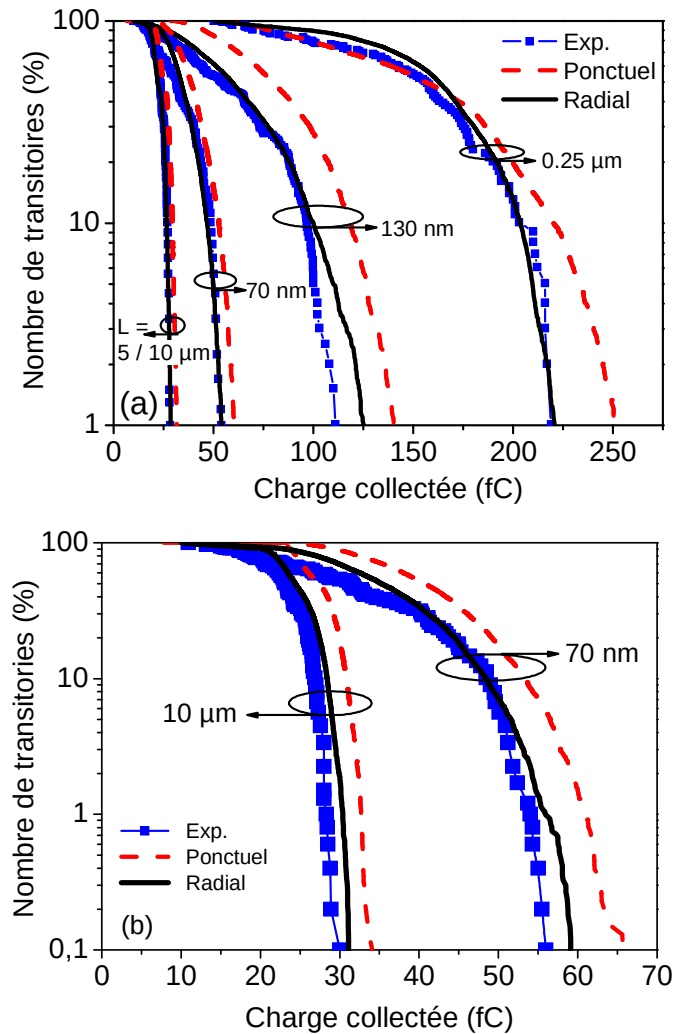


Figure 4.3 : Nombre de transitoires cumulé normalisé en fonction de la charge collectée au niveau du drain : (a) pour trois technologies PD-SOI : 70 nm, 130 nm et 0,25 μm et (b) pour la technologie 70 nm, sous irradiation par des ions ^{48}Ca de 6,2 MeV/A. Pour chaque technologie, on considère des transistors de grande longueur de grille (10 ou 5 μm) et de longueur de grille nominale. Les courbes grande longueur de grille sont similaires pour les trois technologies, seules les données correspondant à la technologie 70 nm sont représentées.

Dans les deux approches de simulation, la valeur de charge déposée est fixe, directement proportionnelle au LET de l'ion. Cela représente un cas idéal pour lequel un ion donné d'énergie donnée dépose toujours la même quantité de charge. Les transistors SOI de grande longueur de grille sont supposés collecter la charge déposée dans le film de silicium sans amplification bipolaire parasite. Par conséquent, dans le cas idéal, pour ces transistors de grande longueur de grille, la charge collectée est toujours la même, égale à la charge déposée. Ce n'est pas ce qui est observé expérimentalement. En effet, le « straggling » des ions, aussi bien spatial qu'en énergie [10] conduit à une dispersion dans la valeur de charge déposée, et donc dans les valeurs de

charge collectée. Pour surmonter ce problème, des simulations complémentaires ont été réalisées à l'aide de Geant4, en prenant cette fois en compte la diffusion élastique des ions, pour quantifier cette dispersion de charge déposée. Cette dernière suit une distribution gaussienne dont l'espérance (valeur moyenne des valeurs de charge déposée) correspond à l'intégrale de la trace d'ion. Dans la suite, cette incertitude sur la charge déposée est prise en compte dans les simulations MUSCA SEP³.

L'approche classique (pointillés rouges) utilisée dans les outils de prédiction SEE considère la trace d'ion comme une série de dépôts ponctuels de charge. Dans ce cas, la simulation ne reproduit que grossièrement les mesures expérimentales, aussi bien pour les transistors de grande longueur de grille que pour les longueurs nominales. La charge collectée est toujours surestimée.

Au contraire, la prise en compte de la distribution radiale de charge déposée simulée à l'aide de Geant4 (lignes noires) donne des résultats en très bon accord avec les données expérimentales, pour tous les transistors dans les trois technologies (Figure 4.3(a)). En effet, dans une approche ponctuelle, toute la charge est collectée par le transistor. En revanche, avec une distribution radiale, une partie de la charge peut être déposée en-dehors du volume sensible du transistor et n'est alors pas collectée. Cette différence de charge déposée apparaît directement dans les valeurs de charge collectée pour les transistors de grande longueur de grille, et est renforcée par l'amplification bipolaire parasite pour les transistors de longueur de grille nominale. Ce résultat est particulièrement évident sur la Figure 4.3(b) pour la technologie 70 nm.

Les simulations réalisées avec l'approche radiale ont également révélé des faibles valeurs de charge collectée, qui n'apparaissent pas si l'on utilise l'approche ponctuelle. Ces valeurs ne sont pas représentées sur la Figure 4.3. Elles correspondent à des dépôts de charge centrés loin de la zone d'efficacité de collecte maximale, à savoir la jonction body-drain. Dans ce cas, si on prend en compte l'extension radiale de la structure de trace, une petite partie de la charge peut être déposée dans la zone sensible et collectée par le transistor. Au contraire, dans l'approche ponctuelle, seuls des dépôts dans le volume sensible peuvent être collectés. Bien que réelles, ces faibles valeurs de charge collectée n'apparaissent pas expérimentalement, en raison des limites de mesure du montage expérimental. Elles ont donc été ignorées pour cette comparaison et ne sont pas représentées sur la Figure 4.3. En revanche, comme il sera montré dans la suite, elles sont importantes pour l'évaluation de sections efficaces de SEE, dans une cellule SRAM par exemple.

Dans la suite, la validation de notre nouvelle méthode de simulation basée sur la prise en compte de distributions radiales de charge déposée est étendue au cas de cellules SRAM SOI.

b) Validation pour des cellules SRAM SOI

Pour compléter la partie de validation, les résultats de simulations sont comparés à des données expérimentales rapportées pour des cellules SRAM SOI 65 et 45 nm irradiées par des

ions lourds [6]. La topologie utilisée pour représenter ces deux technologies dans MUSCA SEP³ est issue de [11-13]. Les données expérimentales de section efficace de SEU sont extraites de [6], pour la cellule SRAM SOI 65 nm polarisée à 0,8 V et pour la cellule SRAM SOI 45 nm polarisée à 0,6 V. Elles sont reportées sur les Figures 4.4(a) et (b) respectivement (carrés bleus vides). Ces données sont comparées à des sections efficaces de SEU simulées à l'aide de MUSCA SEP³, en utilisant soit l'approche ponctuelle (ronds rouges), soit les structures de trace Geant4 (carrés noirs) pour représenter la charge déposée. Le cocktail d'ions simulé correspond aux cinq ions de l'accélérateur Texas A&M (TAMU) [14] utilisés pour les tests dans [6]. Seuls les ions en incidence normale ont été simulés.

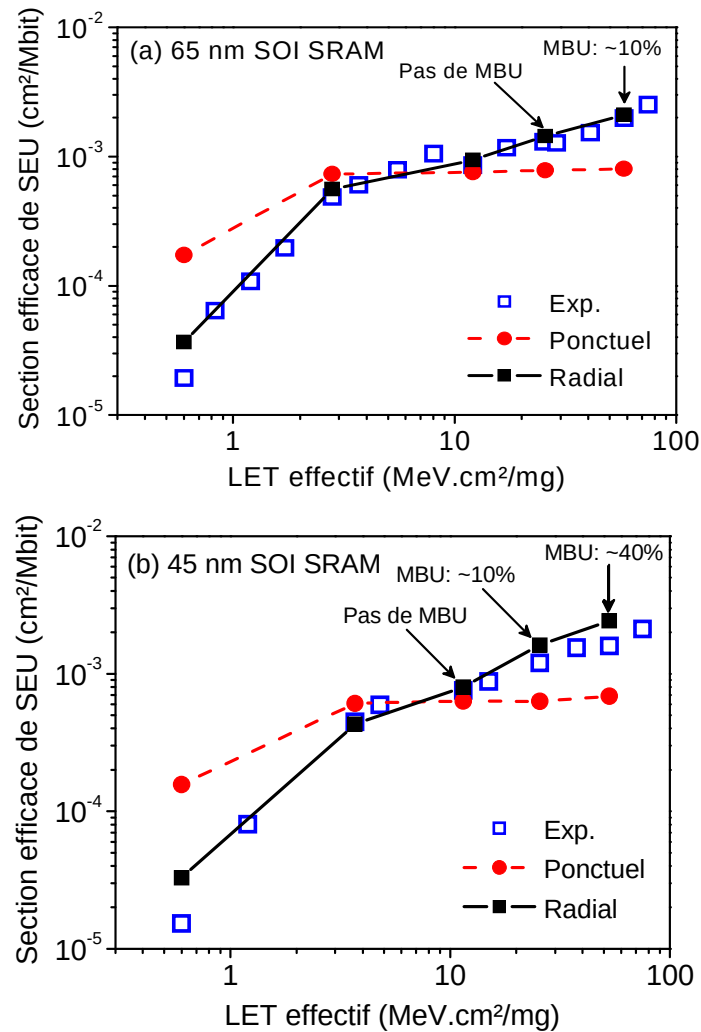


Figure 4.4 : Section efficace de SEU en fonction du LET pour des cellules SRAM SOI (a) 65 nm et (b) 45 nm : données expérimentales extraites de [6] (carrés bleus vides) et résultats de simulation obtenus avec MUSCA SEP³, en utilisant soit l'approche ponctuelle (ronds rouges), soit l'approche radiale (carrés noirs).

Comme montré pour les transistors isolés, l'approche radiale est en bien meilleur accord avec l'expérience que l'approche ponctuelle, et ce pour les deux technologies. En particulier, la

forme de la courbe de section efficace de SEU est beaucoup mieux reproduite, même si les ordres de grandeur sont corrects avec les deux approches. L'approche ponctuelle échoue à simuler correctement à la fois le LET seuil et la section efficace à « saturation » pour les deux technologies.

La gamme de LET tracée sur les Figures 4.4(a) et (b) ne couvre pas des valeurs suffisamment basses pour que le LET seuil apparaisse dans l'approche ponctuelle ; le LET seuil est sous-estimé. En d'autres termes, l'approche ponctuelle surestime la section efficace de SEU au niveau du LET seuil. Ce résultat est cohérent avec les observations sur les transistors isolés présentés précédemment : l'approche ponctuelle tend à surestimer la charge collectée. Cet effet est particulièrement significatif proche de la charge critique : si la charge collectée est surestimée, la valeur de charge critique sera atteinte pour un LET plus faible, ce qui conduit à ce résultat pour le LET seuil sur les Figures 4.4(a) et (b).

D'autre part, comme attendu d'après la remarque sur les faibles valeurs de charge collectée dans la partie précédente, l'approche ponctuelle sous-estime la section efficace de SEU à « saturation ». En effet, avec l'approche ponctuelle, une fois la charge critique atteinte, la proportion d'ions induisant un SEU sera constante, quel que soit le LET. Elle est directement proportionnelle à la surface de la zone sensible. Comme illustré sur la Figure 4.5, avec l'approche ponctuelle, seuls les ions irradiant exactement les zones sensibles – à savoir les transistors à l'état OFF – induiront un SEU (points gris). Ce n'est pas le cas avec l'approche radiale (points bleus), dans laquelle chaque ion a un rayon d'action non nul. De tels ions sont capables de déclencher une erreur même avec un point d'impact en-dehors de la zone sensible du transistor, tant que la charge déposée dans la zone sensible est supérieure à la valeur de charge critique. Dans les Figures 4.4(a) et (b), la section efficace de SEU à saturation calculée avec l'approche ponctuelle est donc sous-estimée.

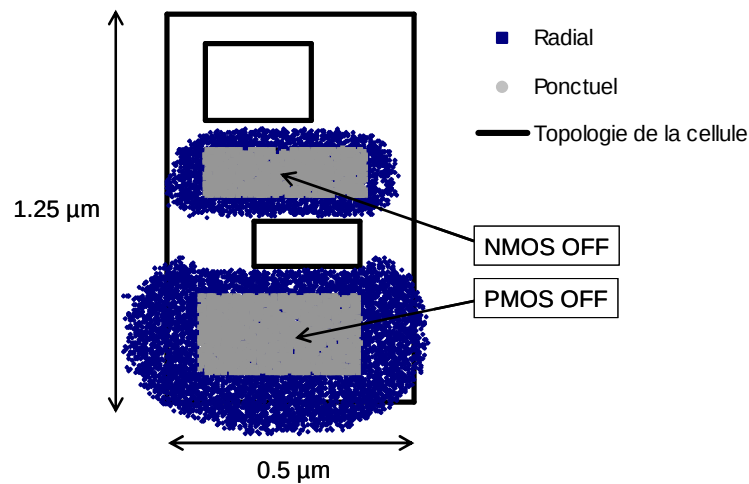


Figure 4.5 : Résultats de simulation issus de MSUCA SEP³ : cartographie des points d'impact d'ions induisant un SEU dans une cellule SRAM SOI 65 nm, avec soit l'approche ponctuelle (points gris), soit l'approche radiale (points bleus). Les pavés noirs à l'intérieur de la cellule marquent les limites des zones les plus sensibles (contacts drain + grille).

On peut noter sur les résultats expérimentaux de la Figure 4.4 l'absence de réelle saturation de la section efficace de SEU. Au-dessus du LET seuil, la section efficace de SEU n'est pas constante mais continue d'augmenter, bien que plus lentement. Cela s'explique par les résultats de simulation obtenus avec l'approche radiale. Cette augmentation est ainsi due à l'apparition d'erreurs multiples ou MBU (Multiple-Bit Upsets), correspondant au cas où un ion déclenche des erreurs dans plusieurs cellules contigües. Cette observation constitue un argument supplémentaire en faveur de l'approche radiale, puisque l'approche ponctuelle ne permet de simuler que des erreurs simples ou SBU (Single-Bit Upsets). De plus, la section efficace de MBU de la technologie 45 nm est supérieure à celle de la 65 nm, ce qui est cohérent avec les résultats de la référence [6].

L'utilisation d'une distribution radiale de charge déposée issue de Geant4 dans un outil de prédiction SEE a donc montré sa capacité à reproduire de façon précise des résultats expérimentaux pour des transistors SOI isolés et pour des cellules SRAM SOI, au contraire de l'approche ponctuelle qui ne fournit que des tendances très grossières. En particulier, les MBU en incidence normale ne sont simulables qu'avec l'approche radiale. Dans la section suivante, nous verrons dans quelle mesure la description radiale de la structure de trace est importante pour prédire la sensibilité de technologies de plus en plus intégrées.

2. Evolution de l'impact de la structure de trace avec l'intégration technologique

MUSCA SEP³ est maintenant utilisé pour évaluer l'évolution de la sensibilité SEU pour des cellules SRAM SOI de dimensions nanométriques (de 90 à 32 nm), et plus précisément l'impact

des propriétés radiales de la trace d'ion. Les informations technologiques utilisées pour la simulation des composants sont issues de [15-17] et reportées dans le Tableau 4.1.

Tableau 4.1 : Caractéristiques des cellules SRAM SOI pour chaque nœud technologique étudié

Nœud technologique	Surface [μm^2]	Charge critique [fC]
90 nm [17]	2,4	1,5
65 nm [16]	0,625	0,8
45 nm [17]	0,4	0,5
32 nm [15]	0,3	0,4

Pour chacune des quatre cellules SRAM étudiées, les sections efficaces de SEU sont calculées pour deux cocktails d'ions disponibles à l'UCL (4 et 10 MeV/A) [18] et deux cocktails disponibles à TAMU (25 et 40 MeV/A) [14], en utilisant soit l'approche ponctuelle, soit l'approche radiale. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.6(a)-(d) pour les quatre cocktails, sous la forme de ratio entre les sections efficaces radiales et ponctuelles, en fonction du nœud technologique.

Si l'on compare les Figures 4.6(b) à (d) pour un ion donné, on voit que le ratio augmente quand l'énergie par nucléon de l'ion diminue (de (d) 40 MeV/A à (b) 10 MeV/A), quel que soit le nœud technologique. Cela est cohérent avec les résultats de la Figure 4.4, qui montrent une augmentation de la section efficace de SEU radiale avec le LET – et donc avec la diminution de l'énergie – tandis que la section efficace de SEU ponctuelle est constante au-dessus du LET seuil. Le ratio entre les sections efficaces radiale et ponctuelle tend donc à augmenter avec l'énergie de l'ion. C'est particulièrement évident pour les ions krypton, dont le LET est élevé. Le ratio reste relativement faible pour les ions plus légers tels que l'argon, dont le LET reste proche de la valeur seuil.

L'explication est légèrement différente pour les ions les plus légers, tels que l'azote et le néon pour les deux cocktails TAMU (Figures 4.6(c) et (d)), dont le LET est inférieur au LET seuil. Dans ce cas, le ratio est inférieur à 1, la section efficace ponctuelle étant surestimée, au contraire de la section efficace radiale, comme on peut le voir sur la Figure 4.4 pour les faibles valeurs de LET. Avec l'intégration technologique, le ratio se rapproche de 1 et devient même supérieur, en raison de la diminution du LET seuil (alors que le LET de l'ion est toujours le même). Par exemple, avec un LET de 0,6 MeV.cm²/mg, l'ion néon de 40 MeV/A se situe en-dessous du LET seuil pour la génération 90 nm (pas de SEU), proche de celui-ci pour les générations 65 et 45 nm (ratios inférieurs à 1, correspondant au premier point des Figures 4.4(a) et (b) respectivement) et juste au-dessus pour la génération 32 nm (ratio proche de 1).

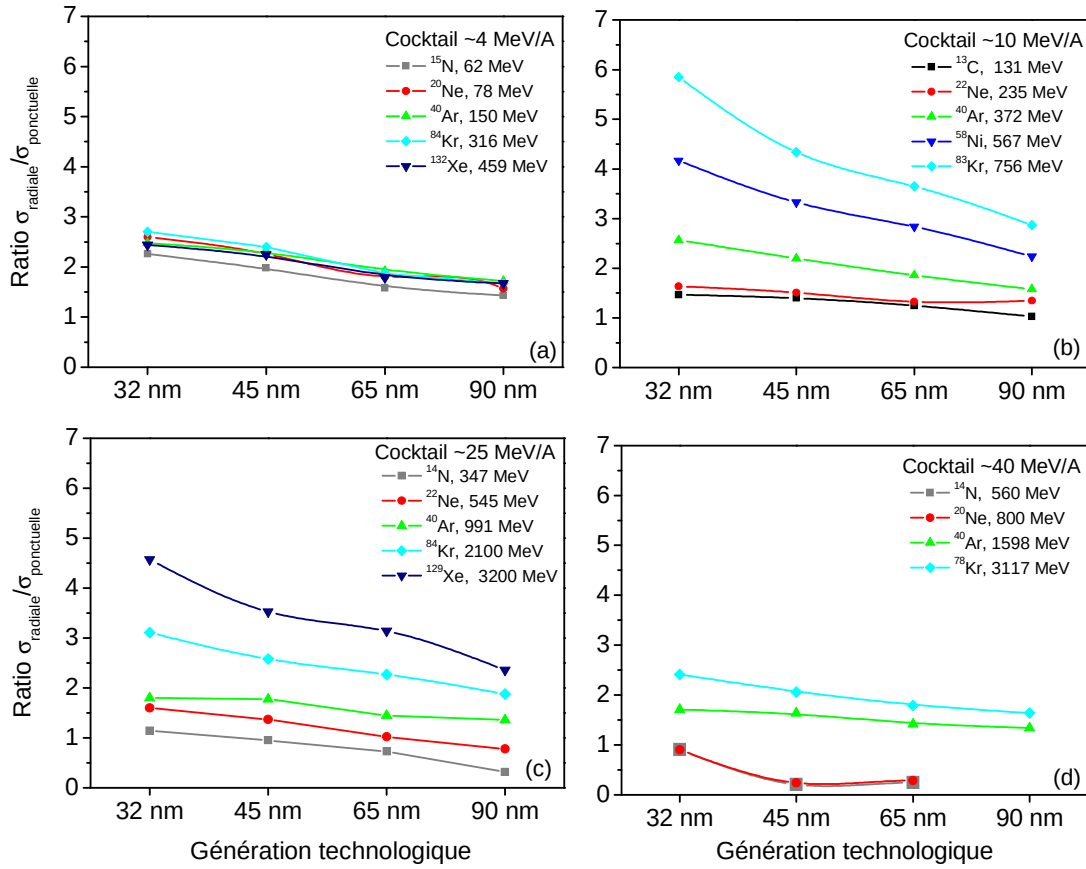


Figure 4.6 : Ratio entre les sections efficaces de SEU calculées avec les approches radiale et ponctuelle, en fonction de la génération technologique, pour quatre cocktails d'ions : (a) 4 MeV/A, (b) 10 MeV/A, (c) 25 MeV/A et (d) 40 MeV/A.

Pour les ions plus lourds (krypton et xénon), la Figure 4.6(a) montre un comportement opposé à celui des Figures 4.6(b) à (d), avec des ratios qui diminuent en fonction de l'énergie par nucléon de l'ion : ils varient entre 1,5 et 2,5, à comparer à une variation de 3 à 6 sur la Figure 4.6(b) pour le krypton par exemple. C'est un effet de l'extension radiale de la trace d'ion, directement liée à l'énergie par nucléon de l'ion. On peut le déduire de l'approximation donnant l'énergie maximum T_{max} transférée par l'ion incident (de masse M et d'énergie T_{ion}) aux électrons secondaires :

$$T_{max} = \frac{4m}{M} T_{ion} \quad (\text{Eq. 4.1})$$

La portée maximale des électrons secondaires est directement liée à cette énergie. L'extension radiale d'ions de 4 MeV/A est donc suffisamment petite pour que la plus grande partie de l'énergie soit déposée dans le volume sensible, contrairement aux ions des cocktails d'énergie plus élevée. Cette différence d'extension radiale en fonction de l'énergie est illustrée sur la Figure 4.7 pour les ions krypton des quatre cocktails. La structure de trace de l'ion de plus basse énergie est en effet très différente de celle des trois autres ions. Par conséquent, pour les ions de 4 MeV/A, les résultats obtenus avec l'approche radiale sont très proches de ceux

obtenus avec l'approche ponctuelle, surtout pour les technologies les moins intégrées, conduisant ainsi à un ratio proche de 1. Il n'y a alors pas de réelle différence d'une espèce d'ion à l'autre. Le ratio augmente ensuite avec l'intégration technologique, ce qui correspond à des effets de trace, similaires à ce qu'on observe sur les Figures 4.6(b) à (d) et qui est expliqué dans la suite. L'inversion de tendance observée pour les ions les plus lourds semble également liée au LET de l'ion et il est probable que le même genre de comportement apparaisse pour les ions les plus légers à plus basse énergie par nucléon (et donc à plus grand LET) – à moins que le LET maximal de ces ions ne soit pas assez élevé.

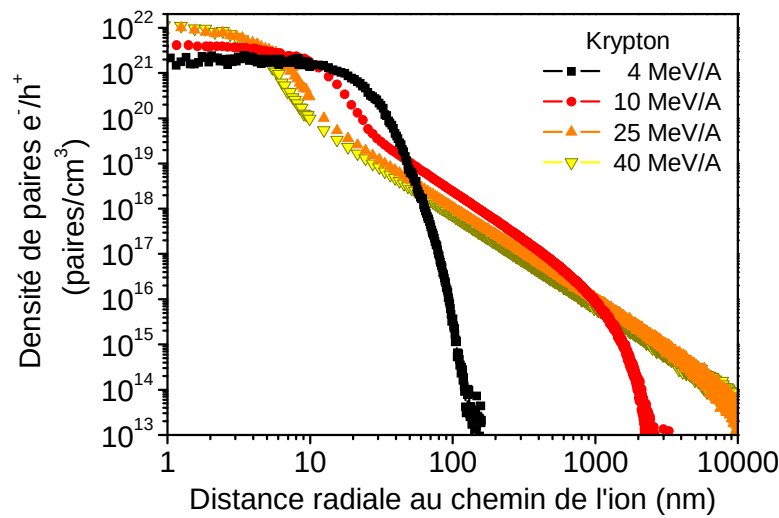


Figure 4.7 : Structures de trace pour les ions krypton des quatre cocktails de la Figure 4.6.

Deux tendances peuvent être déduites des Figures 4.6(b) à (d) considérées individuellement.

Premièrement, pour un nœud technologique donné, le ratio augmente avec la masse de l'ion. On peut aussi le considérer comme une augmentation en fonction du LET. En effet, le rayon d'action d'une trace d'ion est plus large que celui d'un dépôt ponctuel, mais il augmente également avec la masse de l'ion, conduisant ainsi à une augmentation du ratio entre les sections efficaces de SEU radiale et ponctuelle. Plus exactement, comme on peut le déduire de (Eq. 4.1), le rayon total de la trace sera le même pour deux ions de même énergie par nucléon. En revanche, la densité de paires électron/trou à une distance radiale donnée du chemin de l'ion dépend de la masse de l'ion. En effet, pour un ion plus lourd de même énergie par nucléon, le LET est plus élevé ; une plus grande quantité d'énergie est donc déposée dans la même extension radiale totale. Cela est illustré sur la Figure 4.8, qui présente des exemples de structures de traces, ainsi que les cartographies correspondantes, pour les deux ions extrêmes de la Figure 4.6(b), incidents dans la technologie 65 nm.

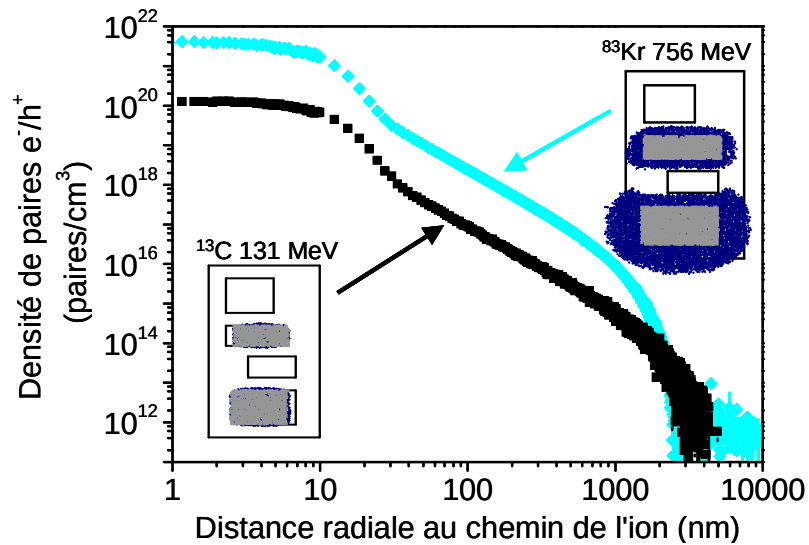


Figure 4.8 : Structures de trace pour deux ions correspondant aux cas extrêmes de la Figure 4.6(b), ainsi que les cartographies des impacts induisant des SEU correspondantes pour une cellule SRAM SOI 65 nm.

Deuxièmement, pour un ion donné, le ratio entre les deux approches augmente avec l'intégration technologique, en particulier pour les ions les plus lourds. Des cartographies des points d'impact induisant des SEU sont présentées sur la Figure 4.9 pour l'ion krypton de 10 MeV/A incident dans chacune des quatre technologies. Sur cette figure, on voit clairement le nombre croissant d'impacts induisant des SEU avec l'approche radiale par rapport à l'approche ponctuelle. Cela est dû à deux effets complémentaires : aussi bien la surface sensible que la charge critique nécessaire à déclencher une erreur diminuent avec la génération technologique (voir les valeurs dans le Tableau 4.1). D'une part, la section efficace de SEU ponctuelle diminue avec la surface sensible, puisque seuls les impacts dans cette surface sensible peuvent déclencher une erreur. D'autre part, avec l'approche radiale, le rayon d'action de l'ion augmente avec la diminution de la charge critique. Par exemple, un ion krypton de 10 MeV/A peut déclencher une erreur dans une cellule SRAM 65 nm en ayant un impact sur la structure à 0,9 μm de la zone sensible au maximum. Pour une cellule 45 nm, la charge critique passe à 0,6 fC au lieu de 0,8 fC et un impact à 1 μm de la zone sensible est alors capable de déclencher un SEU. La combinaison de ces deux effets opposés conduit à une augmentation du ratio entre les sections efficaces de SEU ponctuelle et radiale.

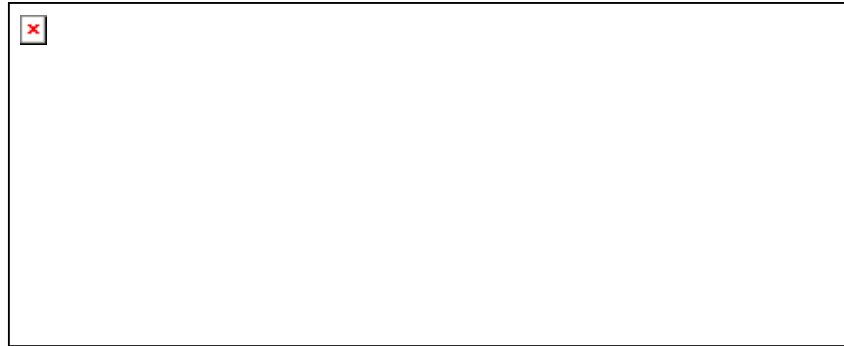


Figure 4.9 : Cartographies des points d'impact d'ions induisant des SEU pour un ion krypton de 10 MeV/A incident dans quatre technologies de SRAM SOI, en utilisant soit l'approche ponctuelle (points gris), soit l'approche radiale (points bleus).

Trois tendances majeures peuvent donc être déduites de la Figure 4.6 :

- Le ratio entre les sections efficaces ponctuelle et radiale augmente quand l'énergie par nucléon diminue – du moins tant que la trace est suffisamment large.
- Pour un nœud technologique et une énergie par nucléon donnés, le ratio augmente avec la masse et le LET de l'ion.
- Pour un ion et une énergie donnés, le ratio augmente avec l'intégration technologique.

En conclusion, l'approche radiale donne des résultats significativement différents de ceux fournis par l'approche ponctuelle au-dessous et au-dessus du LET seuil (comme montré sur la Figure 4.4) et gagne de plus en plus en importance pour simuler correctement la section efficace de SEU à mesure que progresse l'intégration technologique. Les exemples de l'ion Néon de 40 MeV/A dans les cellules SRAM 45 et 65 nm (Figure 4.6(d)) et de l'ion krypton de 10 MeV/A dans la cellule 32 nm (Figure 4.6(b)) montrent que l'erreur induite par l'utilisation de l'approche ponctuelle peut aller jusqu'à un ordre de grandeur sur l'estimation de la section efficace de SEU au niveau du LET seuil et à saturation respectivement.

III. Prédiction de sensibilité MBU

L'étape suivante de notre étude visant à explorer le champ d'application du code de prédiction MUSCA SEP³ concerne la simulation des erreurs multiples ou MBU. En effet, des stratégies de durcissement des circuits aux radiations ont été développées pour prendre en compte les SEU déclenchés dans les SRAM. Notamment, les codes correcteurs d'erreurs (Error Correcting Code ECC) permettent au système de continuer à fonctionner normalement même lorsqu'une erreur est déclenchée. Toutefois, ces codes ne sont pas capables de prendre en compte des erreurs de multiplicité supérieure à deux [19], susceptibles d'apparaître dans les composants avancés [6] du fait de la diminution des dimensions et donc des distances entre cellules. La compréhension des mécanismes mis en jeu constitue donc un réel défi pour les technologies futures, afin de mettre en œuvre des stratégies adaptées de mitigation (atténuation des effets visant à réduire la vulnérabilité) ou de durcissement par le design.

Dans cette partie le code couplé Geant4+MUSCA SEP³ est utilisé pour simuler des MBU. Comme précédemment, l'approche est dans un premier temps validée en comparaison avec des données expérimentales pour une cellule SRAM SOI 45 nm issue de la littérature [6]. Des données sont disponibles pour deux motifs différents, conduisant à des ratios SBU/MBU très différents. Une étude systématique est ensuite réalisée pour explorer l'influence de la masse et de l'énergie de l'ion sur la proportion de MBU, ainsi que sa dépendance en fonction du motif inscrit dans la mémoire. En particulier, on s'intéressera à la multiplicité des MBU et au rayon d'action des ions comme paramètres pertinents.

Dans la partie précédente, nous avons montré l'importance de la prise en compte de la dimension radiale de la trace d'ion pour la prédiction de sections efficaces de SEE pour des cellules SRAM SOI avancées. L'utilisation d'une description radiale de la trace d'ion est d'autant plus nécessaire pour la prédiction du taux de MBU, notamment pour les dispositifs SOI. En effet, dans un dispositif bulk sur substrat massif, la charge déposée en dehors de la zone sensible peut atteindre l'électrode de drain par diffusion et être collectée [20]. Au contraire, les dispositifs SOI ne présentent pas une telle possibilité de partage de charge entre cellules adjacentes, du fait de l'isolation fournie par l'oxyde enterré [21]. L'apparition de MBU dans de tels dispositifs, en incidence normale notamment, est donc directement liée à l'extension radiale de la trace d'ion. Une modélisation détaillée de cette trace est donc de nouveau nécessaire, l'approche ponctuelle classique ne permettant de déposer l'énergie que dans une cellule à la fois. De même, en incidence angulaire, la proportion de MBU a de grandes chances d'être sous-estimée avec cette approche. Dans la suite, seuls des résultats utilisant l'approche radiale seront donc présentés.

1. Validation en comparaison avec des données expérimentales

Après avoir montré les capacités du couplage Geant4+MUSCA SEP³ pour la simulation de sections efficaces de SEU pour des cellules SRAM SOI avancées, nous allons maintenant tester les possibilités de discrimination entre erreur simple (Single-Bit Upset SBU) et erreur multiple (Multiple-Bit Upset MBU). Pour cela, nous disposons de données expérimentales issues de la littérature [6] pour la cellule SRAM SOI 45 nm simulée précédemment irradiée par des ions lourds. Les proportions de MBU mesurées expérimentalement et extraites de [6] sont reportées sur la Figure 4.10(a) et (b) sous forme de carrés vides bleus, pour la cellule SRAM SOI 45 nm polarisée à 0,6 V et avec les motifs « Tout à 1 » et « Damier » respectivement. Ces résultats sont comparés avec les probabilités de MBU simulées (carrés pleins noirs) obtenues à l'aide de MUSCA SEP³, en utilisant les structures de trace Geant4 pour simuler les dépôts de charge. Le cocktail d'ions simulé correspond aux cinq ions disponibles à l'accélérateur de la Texas A&M University (TAMU) [14] mentionnés dans [6], en incidence normale et à 40°.

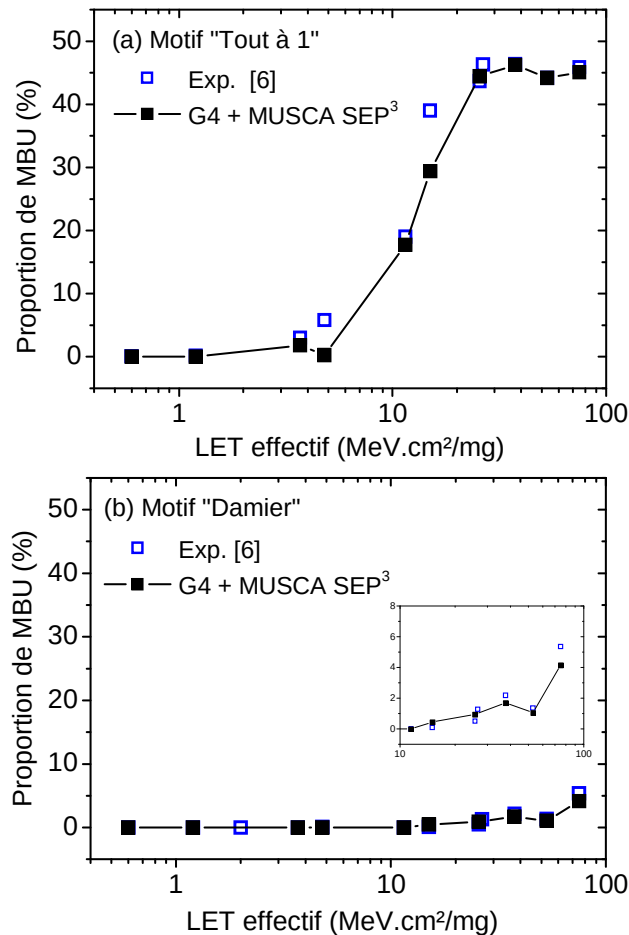


Figure 4.10 : Proportion de MBU en fonction du LET pour une cellule SRAM SOI 45 nm avec des motifs (a) « Tout à 1 » et (b) « Damier » : données expérimentales issues de [6] (carrés vides bleus) et résultats de simulation obtenus avec MUSCA SEP³ (carrés pleins noirs).

Les résultats de simulation sont en très bon accord avec les données expérimentales pour chacun des deux motifs. En particulier, la différence de sensibilité aux MBU entre les deux motifs est parfaitement reproduite par la simulation. De plus, en accord avec les mesures présentées dans [6], la section efficace totale de SEU ne semble pas dépendante du motif inscrit dans la mémoire, comme représenté sur la Figure 4.11 pour les deux motifs de la Figure 4.9, et pour deux motifs supplémentaires décrits dans la suite. Ces résultats confirment la validité de l'approche de simulation utilisée.

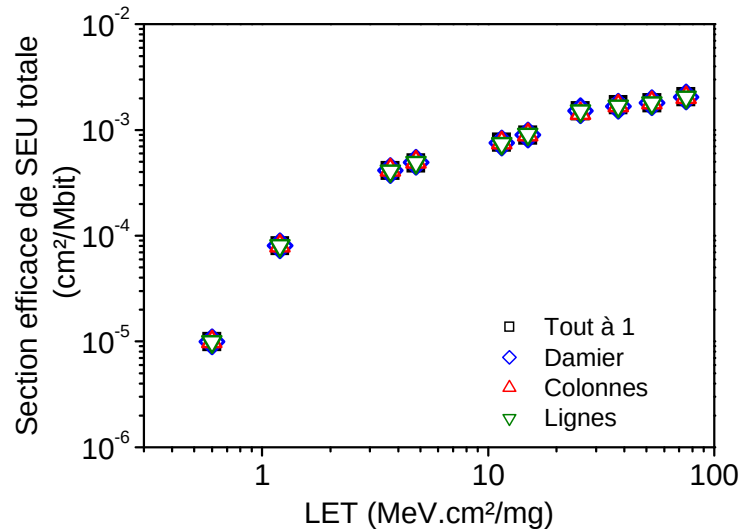


Figure 4.11 : Résultats de simulation MUSCA SEP³ pour la section efficace de SEU totale en fonction du LET, pour une cellule SRAM SOI 45 nm avec différents motifs.

2. Variabilité de la proportion SBU/MBU

L'approche de simulation couplant Geant4 et MUSCA SEP³ est ensuite utilisée pour étudier la variabilité de la proportion SBU/MBU et des multiplicités de MBU, ainsi que la dépendance en fonction du motif et de l'ion incident. On se focalise dans un premier temps sur l'ion de LET le plus élevé sur la Figure 4.10, correspondant à la sensibilité la plus élevée pour cette cellule SRAM SOI 45 nm : un ion xénon de 25 MeV/A.

a) Dépendance de la sensibilité MBU en fonction du motif

Comme montré dans [6] et sur la Figure 4.10, la proportion de MBU dépend fortement du motif inscrit dans le plan mémoire. Dans la suite, quatre motifs différents sont étudiés : les motifs « Tout à 1 » et « Damier » présentés dans la Figure 4.10, un motif « Colonnes » correspondant à une alternance de colonnes de 1 et de colonnes de 0 et un motif « Lignes » correspondant à une alternance de lignes de 1 et de lignes de 0. Le motif « Tout à 0 » présente la même sensibilité en termes de MBU que le motif « Tout à 1 » et n'est donc pas étudié en détails ici. La Figure 4.12 présente des plans 4x4 de cellules SRAM pour les quatre motifs étudiés. Les

nœuds sensibles sont colorés en rouge quand la cellule est dans l'état « 1 » et en bleu quand la cellule est dans l'état « 0 ».

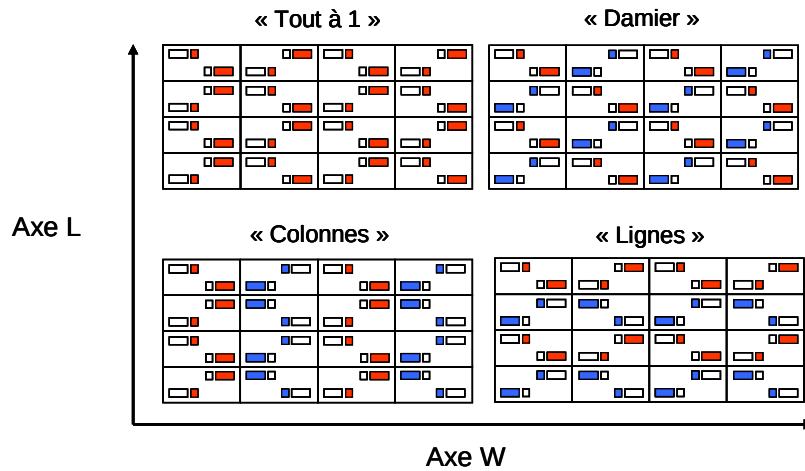


Figure 4.12 : Position des nœuds sensibles pour les quatre motifs étudiés : « Tout à 1 », « Damier », « Colonnes » et « Lignes ». Les nœuds sensibles sont colorés en rouge quand la cellule est dans l'état « 1 » et en bleu quand elle est dans l'état « 0 ».

La proportion de MBU pour ces quatre motifs est reportée sur la Figure 4.13, pour une cellule SRAM SOI 45 nm sous irradiation par un faisceau d'ions xénon de 25 MeV/A, pour différents angles d'incidence de 0 à 80° et différentes orientations du faisceau. La Figure 4.13(a) correspond à un faisceau d'ions incidents le long du canal du transistor (axe L dans la suite) et la Figure 4.13(b) correspond à des ions incidents perpendiculairement au canal (axe W).

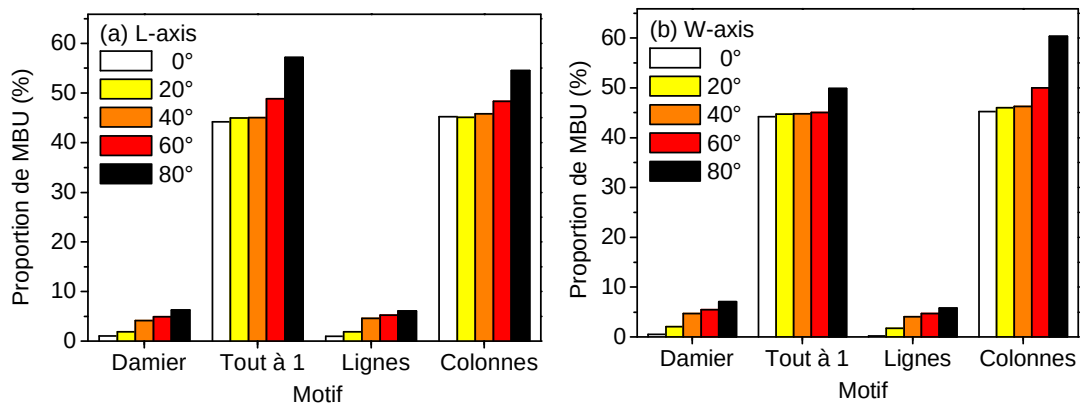


Figure 4.13 : Proportion de MBU simulée pour une cellule SRAM SOI 45 nm avec quatre motifs différents, irradiée avec des ions xénon 25 MeV/A de 0 à 80°, dans deux directions différentes : (a) le long du canal du transistor (axe L) et (b) perpendiculairement au canal (axe W).

Les motifs « Damier » et « Lignes » se révèlent les moins sensibles, avec des réponses similaires, tandis que les motifs « Tout à 1 » et « Colonnes » sont les plus sensibles en termes de MBU. Ces résultats sont cohérents avec ceux présentés dans [6]. Il est intéressant de noter que même avec de telles proportions de MBU – un maximum de 60% est atteint pour le motif « Colonnes » à 80° le long de l'axe W – la section efficace totale de SEU ne varie pas en fonction

du motif. D'après ces résultats sur la proportion totale de MBU, il ne semble pas y avoir de différence majeure entre des ions incidents le long du canal du transistor (Figure 4.13(a)), et perpendiculairement au canal (Figure 4.13(b)). Cependant, ce n'est pas le cas si on s'intéresse aux multiplicités des MBU.

b) Multiplicité des MBU

Un paramètre intéressant de notre approche de simulation est qu'elle permet d'accéder à la multiplicité des événements. Dans la plupart des cas, seuls des événements de multiplicité 2 sont observés. Des événements de multiplicité 3 et 4 n'apparaissent que dans le cas du motif « Colonnes », pour des ions incidents à 60° et 80° le long de l'axe W, perpendiculairement au canal du transistor (dernier cas de la Figure 4.13(b)). La Figure 4.14 représente la proportion de MBU pour la cellule SRAM SOI 45 nm avec le motif « Colonnes », irradiée selon l'axe W, avec la répartition en fonction de la multiplicité des événements : la proportion d'événements touchant 2 bits est représentée par les losanges bleus, les événements 3-bits correspondent aux cercles rouges et les 4-bits aux triangles verts. Il est intéressant de noter que dès que des événements 3-bits apparaissent, des événements 4-bits sont également observés, et sont même plus nombreux. Une proportion maximale de 15% du nombre total d'événements (SBU + MBU) correspondant à des événements de multiplicité 4 est atteinte pour un angle de 80°.

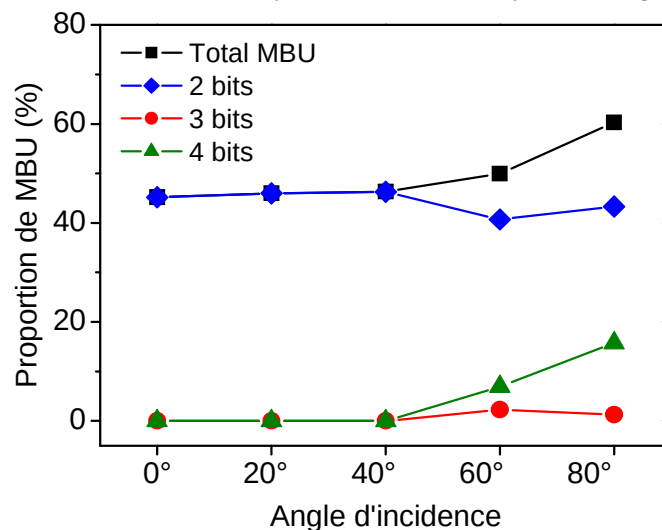


Figure 4.14 : Proportion de MBU simulée en fonction de l'angle d'incidence le long de l'axe W, pour une cellule SRAM SOI 45 nm avec un motif « Colonnes » irradiée par un faisceau d'ions xénon de 25 MeV/A, en fonction de la multiplicité de l'évènement. Les carrés noirs correspondent à la proportion totale de MBU, qui se répartissent entre événements de multiplicité 2 (losanges bleus), 3 (ronds rouges) et 4 (triangles verts).

L'apparition d'événements de grande multiplicité uniquement pour le motif « Colonnes » et ce uniquement pour des irradiations le long de l'axe W peut s'expliquer par l'identification des positions relatives des nœuds sensibles les uns par rapport aux autres sur le plan mémoire pour les différents motifs. La Figure 4.15 présente les plans 4x4 de cellules SRAM pour les quatre

motifs étudiés de la Figure 4.12, à laquelle on a ajouté des cercles identifiant un exemple d'un des groupes de nœuds sensibles les plus proches pour chaque motif. On constate ainsi que seul le motif « Colonnes » présente quatre nœuds sensibles très proches les uns des autres. Dans tous les autres motifs, un maximum de deux cellules seulement sont suffisamment proches pour être déclenchées simultanément par le même ion. Cela explique pourquoi le motif « Colonnes » est le seul à présenter des événements de multiplicité 3 et 4. On comprend également que peu d'événements de multiplicité 3 sont observés par rapport aux événements 4-bits ; la configuration de ce motif rend en effet difficile pour un ion de ne toucher que trois cellules à la fois, il est plus probable d'en toucher soit seulement deux, soit directement quatre.

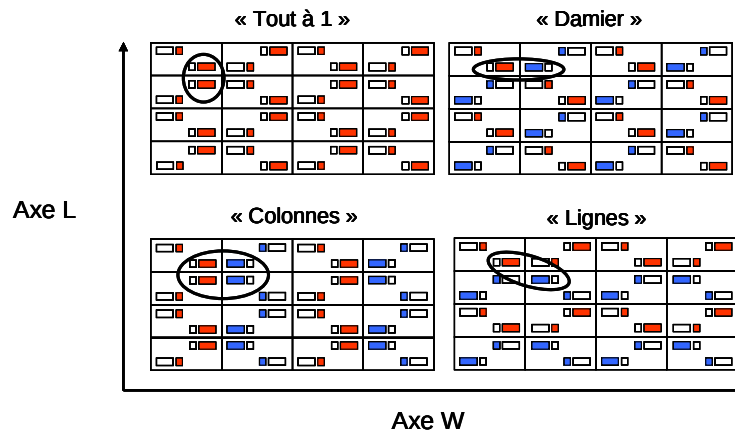


Figure 4.15 : Position des nœuds sensibles pour les quatre motifs étudiés : « Tout à 1 », « Damier », « Colonnes » et « Lignes ». Les nœuds sensibles sont colorés en rouge quand la cellule est dans l'état « 1 » et en bleu quand elle est dans l'état « 0 ». Les cercles identifient un exemple d'un des groupes de nœuds suffisamment proches pour être touchés simultanément par un même ion.

Ces éléments sont confirmés par l'examen de cartographies des impacts d'ions induisant des SEU. La Figure 4.16 en présente trois pour un plan 4x4 de cellules SRAM SOI 45 nm dans le motif colonnes, irradié par des ions xénon de 25 MeV/A incidents à 0° (Figure 4.16(a)), à 80° le long de l'axe L (Figure 4.16(b)) et à 80° le long de l'axe W (Figure 4.16(c)). Pour chaque impact, la multiplicité de l'événement résultant est représentée par une couleur différente : bleu foncé pour les SBU, rouge pour les événements 2-bits, jaune pour les 3-bits et bleu clair pour les 4-bits. On confirme ainsi que la sensibilité particulièrement importante de ce motif est due à la proximité des nœuds sensibles entre cellules adjacentes, donnant la possibilité à un même ion de déclencher une erreur dans quatre cellules à la fois. Ce type de représentation et d'analyse permet de donner des pistes pour mettre en place des stratégies d'embrouillage (« scrambling ») des données pour limiter les MBU, et/ou pour explorer des améliorations topologiques selon la multiplicité maximale tolérable par le système.

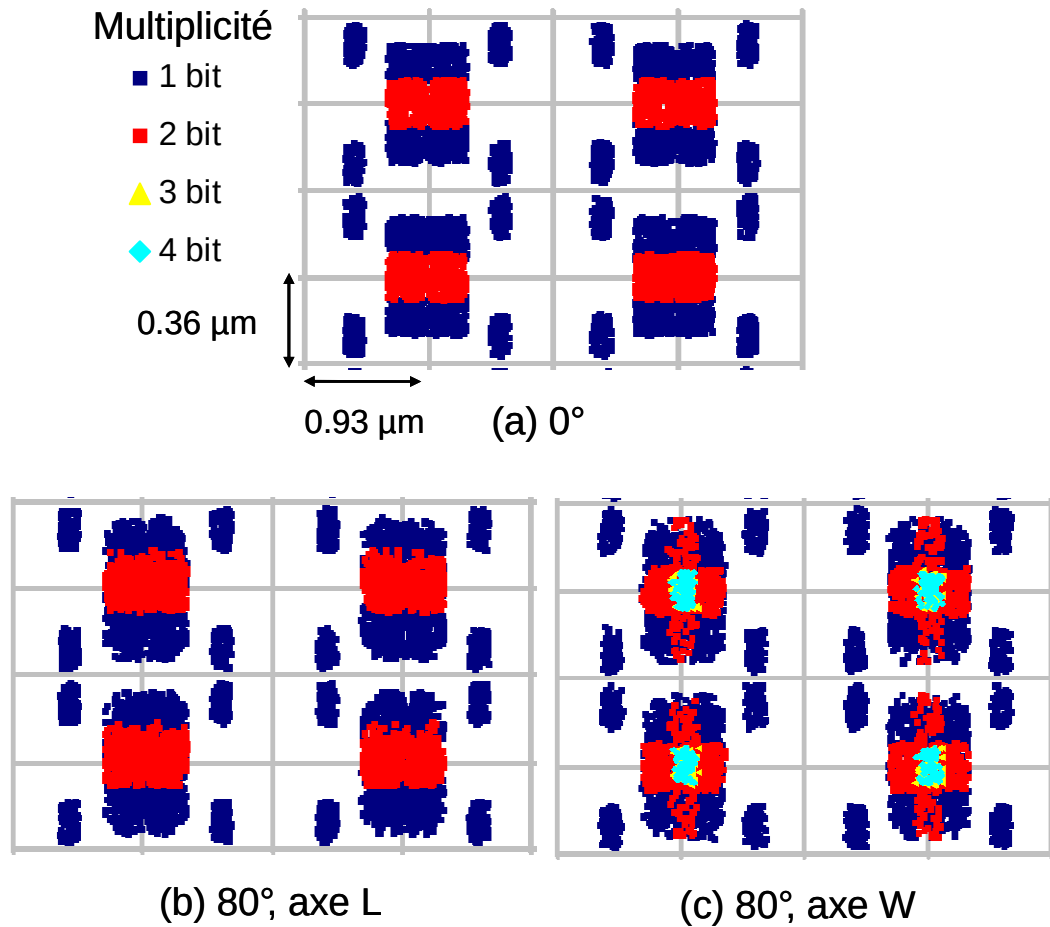


Figure 4.16 : Cartographies des impacts d'ions induisant des SEU selon la multiplicité de l'évènement résultant, pour un ion xénon de 25 MeV/A dans un plan 4x4 de cellules SRAM SOI 45 nm avec un motif « Colonnes » (a) en incidence normale, (b) à 80° le long de l'axe L et (c) à 80° le long de l'axe W.

Quant à la dépendance de la sensibilité en fonction de la direction du faisceau (Figure 4.16(b) par rapport à la Figure 4.16(c)), de tels effets ont été montrés dans le Chapitre III pour des transistors isolés. Ceux-ci présentaient en effet des valeurs de charge collectée supérieures pour des irradiations en angle perpendiculaires au canal du transistor, par rapport à des irradiations le long de l'axe source-drain. L'axe W apparaissait ainsi mieux « prédisposé » à la collection de charge, plus de charge étant déposée dans la zone la plus sensible (région de drain faiblement dopé, à la jonction body-drain). Un ion incident à 80° a donc la possibilité de déclencher un évènement de multiplicité quatre s'il irradie la bonne combinaison de zones sensibles le long de l'axe W, ce qui est illustré par les points en bleu clair sur la Figure 4.16(c), au contraire d'une irradiation le long de l'axe L pour laquelle aucune erreur de multiplicité supérieure à deux n'est observée sur la Figure 4.16(b).

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, une nouvelle méthode est proposée pour la prédiction SEE, prenant en compte la distribution radiale de dépôt d'énergie au lieu de considérer la trace d'ion comme une série de dépôts ponctuels. Les traces d'ions sont simulées à l'aide de Geant4. L'incertitude sur la charge déposée liée à la diffusion des ions est également prise en compte au niveau de l'outil de prédiction SEE.

Cette nouvelle approche utilisant des distributions radiales de dépôt de charge est validée en comparaison avec des données expérimentales pour trois technologies de transistors PDSOI. L'utilisation de l'approche radiale améliore nettement les résultats, comparée à l'approche ponctuelle. La partie de validation est complétée par une comparaison à des sections efficaces expérimentales de SEU pour des cellules SRAM SOI 65 et 45 nm. De nouveau, les résultats de simulation obtenus avec l'approche radiale se révèlent en bien meilleur accord avec les données expérimentales que ceux obtenus avec l'approche ponctuelle, aussi bien concernant la prédiction du LET seuil que la section efficace de SEU à saturation. Au contraire de l'approche ponctuelle, l'approche radiale se montre également capable de prédire l'apparition de MBU.

Des tendances sont ensuite présentées pour différentes technologies SRAM SOI, du nœud technologique 90 nm au nœud 32 nm. Les simulations révèlent un écart croissant entre les approches radiale et ponctuelle, en fonction d'une intégration technologique de plus en plus forte et de la croissance de la masse de l'ion. Ces tendances sont expliquées à l'aide de structures de trace et de cartographies présentant les points d'impact induisant des événements pour différents ions et différentes technologies. L'impact de l'énergie par nucléon de l'ion est également investiguée : le ratio augmente quand l'énergie diminue, tant que la trace de l'ion est suffisamment large.

Cette étude révèle l'importance croissante de la prise en compte de la distribution radiale de charge déposée avec l'intégration technologique, pour prédire précisément la sensibilité aux SEU de cellules SRAM SOI. Une deuxième partie s'intéresse à l'apport de l'approche radiale pour la simulation d'erreurs multiples.

De nouveau, l'approche est validée en comparaison avec des données expérimentales pour une cellule SRAM SOI 45 nm, révélant un très bon accord entre résultats de simulation et d'expériences. En particulier, la dépendance de la sensibilité aux MBU en fonction du motif stocké dans la mémoire est remarquablement bien reproduite par la simulation. Cette dépendance est ensuite explorée plus avant, afin d'identifier les pire et meilleur cas. Notre approche de simulation permet également la prédiction de la multiplicité des événements. Dans des cellules mémoires SOI irradiées en incidence normale, la multiplicité maximale des événements observés est de deux. Des résultats de simulation en angle quasi-rasant révèlent la possibilité d'observer des événements de multiplicité trois et quatre.

Cette étude permet de mettre en évidence les possibilités de cet outil de simulation pour la prédiction d'évènements multiples. Il présente donc des possibilités intéressantes pour les phases de développement de composants, permettant la mise en place de stratégies de mitigation et l'exploration de différentes topologies et/ou possibilités d'embrouillage (« scrambling ») pour les bits d'un même mot dans la mémoire.

V. Références

- [1] H. H. K. Tang and E. H. Cannon, "SEMM-2: a modeling system for single event upset analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3342 - 3348, 2004.
- [2] R. A. Weller, R. A. Reed, K. M. Warren, M. H. Mendenhall, B. D. Sierawski, R. D. Schrimpf and L. W. Massengill, "General framework for single event effects rate prediction in microelectronics", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3098 - 3108, 2009.
- [3] R. A. Reed, et al., "Impact of ion energy and species on single event effects analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2312 - 2321, 2007.
- [4] G. Hubert, S. Duzellier, C. Inguibert, C. Boatella-Polo, F. Bezerra and R. Ecoffet, "Operational SER calculations on the SCA-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA SEP3)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3032 - 3042, 2009.
- [5] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Statistical analysis of the charge collected in SOI and bulk devices under heavy ion and proton irradiation - Implications for digital SETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3242 - 3252, 2006.
- [6] D. F. Heidel, et al., "Single-event upsets and multiple-bit upsets on a 45 nm SOI SRAM", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3499 - 3504, 2009.
- [7] The 2006 International Technology Roadmap for Semiconductor ITRS [Online]. Available: <http://www.itrs.net/Links/2006update/2006UpdateFinal>
- [8] V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, J. R. Schwank, G. Vizkelethy, M. R. Shaneyfelt, J. Baggio, A. Torres and O. Flament, "Charge collection by capacitive influence through isolation oxides", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, pp. 2208 - 2218, 2003.
- [9] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Analysis of the transient response of high performance 50-nm partially depleted SOI transistors using a laser probing technique", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 1825 - 1833, 2006.
- [10] J. Barak and A. Akkerman, "Straggling and extreme cases in the energy deposition by ions in submicron silicon volumes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, pp. 2175 - 2181, 2005.
- [11] Z. Luo, et al., "High performance and low power transistors integrated in 65nm bulk CMOS technology", in *International Electron Device Meeting*. San Fransisco, CA, 2004.
- [12] E. Leobandung, et al., "High performance 65 nm SOI technology with dual stress liner and low capacitance SRAM cell", *Symposium on VLSI Technology Digest of Technical Papers*, 2005.

- [13] S. S. Iyer and E. J. Nowak, "45 nm SOI and beyond - Getting to a general purpose technology", presented at IEEE International SOI Conference, 2007.
- [14] Texas A&M University Accelerator [Online]. Available: www.tamu.edu
- [15] C. Fenouillet-Beranger, et al., "Hybrid FDSOI/Bulk high-k/Metal gate platform for Low Power (LP) multimedia technology", in *IEDM*, 2009.
- [16] D. F. Heidel, et al., "Low energy proton single-event-upset test results on 65nm SOI SRAM", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 3394 - 3400, 2008.
- [17] ITRS, "The 2006 International Technology Roadmap for Semiconductor ", 2006.
- [18] Heavy Ion Irradiation Facility of Université Catholique de Louvain-La-Neuve (UCL) [Online]. Available: <http://www.cyc.ucl.ac.be/HIF/HIF.html#beam>
- [19] R. Baumann, "The impact of technology scaling on soft error rate performance and limits to the efficacy of error correction", in *Proceedings of International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2002, pp. 329 - 332.
- [20] J. M. Palau, G. Hubert, K. Coulie, B. Sagnes, M.-C. Calvet and S. Fourtine, "Device simulation study of the SEU sensitivity of SRAMs to internal ion tracks generated by nuclear reactions", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 48, pp. 225 - 231, 2001.
- [21] A. B. Campbell, A. R. Knudson, W. J. Stapor, P. Shapiro, S. E. Diehl-Nagle and J. Hauser, "Charge collection in CMOS/SOS structures", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 32, pp. 4128 - 4132, 1985.

CHAPITRE V

DISCUSSION ET PERSPECTIVES D'AMELIORATION POUR LA MODELISATION DES TRACES D'IONS

Chapitre V

Discussion et perspectives d'amélioration pour la modélisation des traces d'ions

I. COMPARAISON ENTRE LES APPROCHES « MOYENNE » ET « EVENEMENT PAR EVENEMENT »	
.....	167
1. Intérêt de l'approche « moyenne » pour un outil de prédiction des SEE.....	167
2. Description succincte des différentes approches	168
3. Comparaison avec des données expérimentales.....	169
4. Quelques éléments sur les capacités de l'approche « moyenne » à prédire les évènements extrêmes.....	171
5. Conclusion sur la pertinence de l'approche « moyenne ».....	172
II. MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE LA DISPERSION EN ENERGIE DEPOSEE DANS DES FILMS MINCES DE SILICIUM.....	175
1. Approche expérimentale.....	176
a) Dispositifs testés.....	176
b) Setup expérimental	176
2. Résultats expérimentaux.....	177
a) Influence du numéro atomique	178
b) Influence de l'énergie par nucléon.....	180
c) Influence de l'épaisseur du film de silicium	181
3. Simulations	183
a) Description des simulations	183
b) Evolution de la dispersion en fonction de l'épaisseur du film	183
4. Discussion sur les autres sources possibles de dispersion en énergie déposée.....	185

CHAPITRE V : Discussion et perspectives d'amélioration pour la modélisation des traces d'ions

a) Variations induites par le setup expérimental et le réglage du faisceau.....	185
b) Variations induites par les caractéristiques du dispositif et par le processus de fabrication	187
5. Conclusion sur l'étude expérimentale	188
III. CONCLUSION	190
IV. REFERENCES.....	192

Tout au long de l'étude présentée dans les différents chapitres de ce manuscrit, nous avons choisi de décrire les traces d'ions de façon détaillée en utilisant une approche moyennée, telle que décrite dans le Chapitre II. Les résultats que nous avons présentés dans les Chapitres III et IV ont montré la pertinence de cette approche, par opposition à celle désignée comme « ponctuelle », utilisant uniquement le LET pour caractériser la particule incidente, sans tenir compte de la dimension radiale de la trace.

La validité d'une telle approche moyennée pour la simulation d'événements singuliers, par définition induits par une particule unique, peut cependant être remise en cause. En particulier, on peut s'interroger sur la capacité de cette approche à modéliser les événements extrêmes, produisant des distributions de charge spatiales et temporelles radicalement différentes de celles prédites par la moyenne des événements [1-3]. Un outil comme MRED [4, 5], développé par l'université de Vanderbilt, peut prendre en compte ces événements extrêmes, puisqu'il interface directement le calcul Monte Carlo de la trajectoire de chaque particule et de ses interactions, tels qu'obtenus par Geant4 [3, 6], avec des simulations TCAD ou SPICE. Nous désignerons cette approche simulant la réponse d'un dispositif à chaque particule considérée individuellement comme l'approche « événement par événement ».

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps comparer les deux approches « moyenne » et « événement par événement », toutes deux implémentées dans l'outil de prédiction de SEE MUSCA SEP³ décrit dans le Chapitre IV. La comparaison des résultats obtenus avec ces deux approches conduit notamment à définir certaines pistes d'amélioration de l'approche « moyenne ». L'une d'elle, déjà mentionnée dans le Chapitre IV mais non détaillée, est en particulier discutée : il s'agit de la prise en compte d'une gaussienne d'énergie déposée autour de la valeur moyenne correspondant à l'intégrale de la trace.

Dans une deuxième section, l'exploration de cette piste d'amélioration est amorcée par une première étude expérimentale visant à mesurer la dispersion en énergie déposée autour de la valeur moyenne donnée par le LET dans des dispositifs présentant différentes épaisseurs de films de silicium.

I. Comparaison entre les approches « moyenne » et « évènement par évènement »

Cette section a pour but de comparer les approches « moyenne » et « évènement par évènement » pour la simulation du dépôt d'énergie par un ion dans la matière. Dans un premier temps, l'intérêt de pouvoir utiliser une approche « moyenne » dans un outil de prédiction des SEE est discuté. Les deux approches de simulation sont ensuite comparées, par rapport à des données expérimentales sur une cellule SRAM SOI 45 nm. Des simulations plus prospectives sont ensuite réalisées afin d'étudier les capacités de chacune des deux approches à prendre en compte les évènements extrêmes.

1. Intérêt de l'approche « moyenne » pour un outil de prédiction des SEE

L'assurance de la pertinence de l'approche « moyenne » pour l'évaluation de la sensibilité des technologies aux SEE pourrait se révéler indispensable pour le développement d'un outil de prédiction des SEE de type ingénieur. En effet, la plupart des outils de prédiction actuellement disponibles, soit ne tiennent tout simplement pas compte de la dimension radiale de la trace (CREME96 par exemple [7]) – ce qui représente une faille significative prévenant leur application aux technologies actuelles et émergentes [3, 7] –, soit ne peuvent être considérés que dans le contexte d'outils de recherche scientifique (MRED par exemple [4, 5]) – par opposition à des outils ingénieurs utilisables par le plus grand nombre. Pour satisfaire les demandes de la communauté d'utilisateurs, l'implémentation d'une version ingénieur, largement accessible, d'un tel outil est donc nécessaire [8]. Il doit être capable de modéliser tous les mécanismes physiques et électriques impliqués dans la survenue d'un SEE, depuis le système jusqu'au matériau semi-conducteur.

Proposer un tel outil général de prédiction des SEE est l'un des objectifs à l'origine du développement de MUSCA SEP³ par l'ONERA [9]. L'idée est de développer une approche efficace en termes de temps de calcul, tout en restant précise et réaliste du point de vue de la physique. L'élément clé et potentiellement délicat de telles simulations est la modélisation détaillée des mécanismes physiques, et notamment du dépôt d'énergie. Nous avons montré dans les chapitres précédents que le LET, qui considère la trace d'ion comme une ligne droite sans dimension radiale, n'est plus un paramètre suffisant pour modéliser les SEE dans les dispositifs avancés. La prise en compte de l'extension radiale de la trace d'ion devient essentielle avec l'intégration des dispositifs. Pour cela, différentes approches sont possibles : « moyenne » ou « évènement par évènement ».

Bien que l'approche « événement par événement » soit évidemment la plus juste du point de vue de la physique, elle est également extrêmement coûteuse en termes d'utilisation de la mémoire et de temps de calcul. Elle ne peut donc être utilisée que dans le contexte d'un outil de recherche scientifique.

Pour obtenir une trace d'ion « moyenne », il est possible d'utiliser soit des simulations Monte Carlo, comme nous l'avons fait tout au long de nos travaux, soit d'utiliser une formulation analytique [10, 11]. Cette dernière solution serait sans doute le moyen le plus efficace et pratique pour intégrer une description radiale de la trace d'ion dans un outil de prédiction des SEE tel que MUSCA SEP³. En effet, construire une base de données générique d'événements singuliers qui tiendrait compte de n'importe quelle combinaison d'overlayers, de différents angles d'incidence et d'une large gamme d'espèce d'ions et d'énergies, ne semble pas raisonnable, ni même possible dans un environnement ingénieur. Cependant, tous ces éléments sont nécessaires pour prendre en compte un environnement radiatif réaliste, avec des particules ionisant directement ou indirectement le dispositif. La difficulté ne vient pas seulement de la large – si ce ne n'est illimitée – gamme de cas à considérer, mais également de la quantité de mémoire nécessaire pour stocker les données pour ne serait-ce qu'un cas particulier. A titre d'exemple, une base de données de 10^4 événements pour une espèce d'ion, une énergie et une géométrie de dispositif donnée, avec un film actif de silicium de 50 nm, occupe de 50 Mo à 1 Go de mémoire, en fonction de l'espèce de l'ion.

Les défauts des formulations analytiques de description de la trace disponibles à l'heure actuelle ont été décrits dans le Chapitre II. Le développement d'un formalisme amélioré serait donc nécessaire. Toutefois, avant même de s'engager dans un tel développement, il convient de répondre à la question suivante : l'approche « moyenne » est-elle pertinente pour les technologies très intégrées, ou l'approche plus détaillée « événement par événement » est-elle nécessaire ?

Puisque c'est le seul moyen d'obtenir une trace d'ion pertinente à l'heure actuelle, nous utilisons des simulations Monte Carlo Geant4 pour aborder cette problématique. Des simulations utilisant les approches « moyenne » et « événement par événement » sont réalisées, afin de comparer les résultats obtenus pour la prédiction de sensibilité de cellules SRAM une fois les traces d'ion interfacées avec MUSCA SEP³. Le but est d'identifier dans quels cas l'approche « moyenne » est suffisante et dans quels cas l'approche « événement par événement », plus détaillée mais plus coûteuse en mémoire et en temps, est absolument nécessaire.

2. Description succincte des différentes approches

Comme décrit dans les Chapitres II et IV, les simulations Geant4 de structures de traces d'ions sont réalisées pour 10^4 ions incidents ; les différents dépôts d'énergie sont sommés afin d'obtenir une trace moyenne. Celle-ci est ensuite utilisée dans MUSCA SEP³ pour simuler la section efficace de SEU de cellules SRAM.

Pour les simulations « évènement par évènement », 10^4 évènements sont simulés de la même façon dans Geant4. En revanche, au lieu de les sommer pour obtenir une structure de trace moyenne, chaque dépôt d'énergie individuel est enregistré dans un fichier ; un nouveau fichier est créé pour chaque ion incident. On obtient ainsi une base de données de 10^4 traces d'ions individuelles. Les simulations MUSCA SEP³ sont ensuite réalisées en piochant au hasard une trace d'ion dans cette base de données pour chaque particule incidente. Un total de 10^6 évènements est ainsi calculé.

3. Comparaison avec des données expérimentales

La capacité de l'approche « moyenne » à reproduire des données expérimentales a déjà été démontrée dans le Chapitre IV, pour des transistors SOI et des cellules SRAM SOI 65 et 45 nm. Nous avons alors mentionné la nécessité d'utiliser une « gaussienne de charge déposée » pour arriver à ce résultat, sans donner plus de détail sur celle-ci. Dans cette section, ce raffinement apporté à l'approche « moyenne » et les raisons de son introduction sont présentés plus en détails. Les résultats sont comparés à ceux obtenus avec l'approche « évènement par évènement ».

Les résultats de simulation sont reportés sur la Figure 5.1 pour la section efficace de SEU d'une cellule SRAM SOI 45 nm. Les données expérimentales (carrés bleus vides) issus de la littérature [12] sont les mêmes que ceux précédemment utilisés dans le Chapitre IV. Les résultats obtenus avec l'approche « moyenne » (carrés noirs) sont très proches de ceux obtenus avec l'approche « évènement par évènement » (triangles verts) et de ceux mesurés, excepté pour le premier point, proche du LET seuil et correspondant à un ion azote de 560 MeV. Pour cet ion, l'approche « moyenne » ne prédit aucun SEU, contrairement à ce qui est observé expérimentalement.

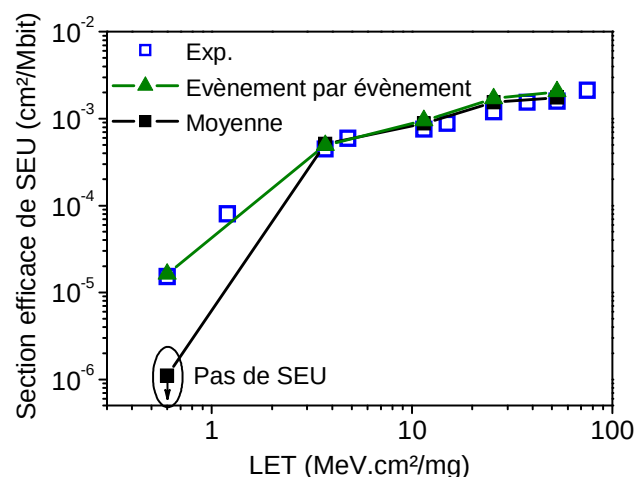


Figure 5.1 : Section efficace de SEU en fonction du LET pour une cellule SRAM SOI 45 nm : données expérimentales extraites de [12] (carrés bleus vides), et résultats de simulation obtenus avec MUSCA SEP³, en utilisant soit l'approche « moyenne » (carrés noirs), soit l'approche « évènement par évènement » (triangles verts).

En effet, cette cellule SRAM a une charge critique d'environ 0,5 fC. Pour un film de silicium d'épaisseur 80 nm, cela correspond à un LET de 0,63 MeV.cm²/mg. Or, le LET de l'ion azote n'est que de 0,6 MeV.cm²/mg. D'après les données expérimentales, cet ion est pourtant capable de déclencher une erreur.

Cela est en fait dû à la nature « moyenne » du paramètre de LET. En réalité, même lorsqu'on considère une espèce d'ion donnée à une énergie donnée, la valeur « réelle » du LET dans le volume sensible du dispositif varie pour chaque ion traversant cette épaisseur sensible, en raison de la nature probabiliste des interactions mises en jeu. En d'autres termes, deux ions ayant exactement les mêmes paramètres au départ (espèce, énergie, angle d'incidence, point d'impact sur le dispositif, etc.) peuvent conduire à deux valeurs différentes d'énergie déposée. Cela reflète une dispersion intrinsèque de l'énergie déposée autour de la valeur moyenne donnée par le LET, un phénomène précédemment mis en évidence à l'aide de simulations Monte Carlo, et lié à la nature statistique des mécanismes de diffusion des ions dans la matière [1, 13]. Ce phénomène est particulièrement notable dans les films minces.

Pour mieux cerner cette problématique, la dispersion de la charge générée dans le film actif de silicium, telle que calculée à l'aide de Geant4, est représentée dans la Figure 5.2(a), pour chacun des ions testés dans [12]. Effectivement, pour tous les ions hormis l'azote, chaque particule considérée individuellement génère une charge supérieure à la charge critique. Ils sont donc tous capables de déclencher une erreur dans la cellule SRAM, même en ne prenant en compte que la valeur moyenne de charge générée. Pour l'ion azote, pour lequel un zoom est représenté sur Figure 5.2(b), la valeur moyenne de la charge générée est inférieure à la charge critique. Cependant, en raison de la nature probabiliste des interactions particule-matière, certains impacts d'ions dépassent cette charge critique et peuvent donc déclencher une erreur.

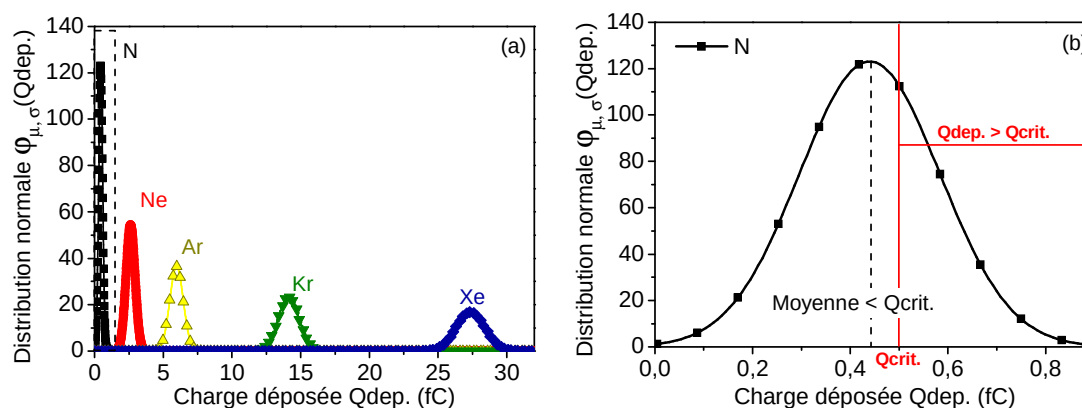


Figure 5.2 : Distribution de charge déposée simulée à l'aide de Geant4 : (a) pour les différents ions testés dans [12] et représentés dans la Figure 5.1 et (b) zoom sur l'ion azote.

Pour contourner ce problème, une nouvelle série de simulations est réalisée avec MUSCA SEP³, en prenant cette fois en compte la distribution gaussienne de charge déposée calculée à l'aide de Geant4 pour chaque espèce d'ion. Les résultats sont reportés sur la Figure 5.3 (ronds rouges), superposés aux résultats de la Figure 5.1.

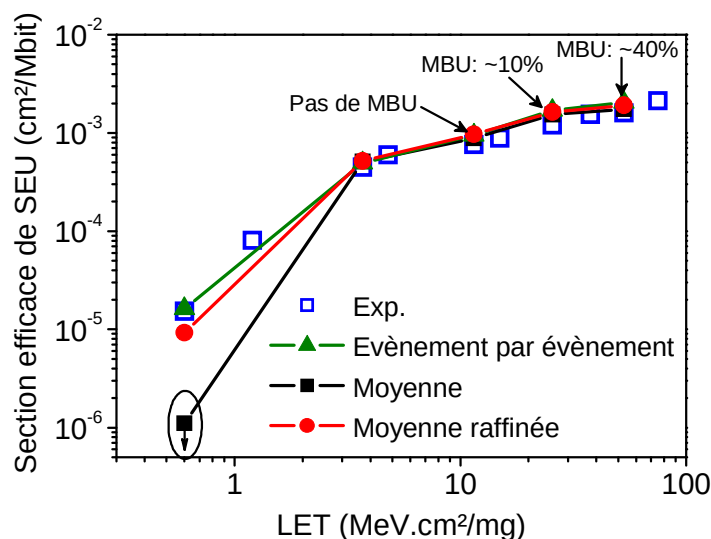


Figure 5.3 : Données de la Figure 5.1 auxquelles sont ajoutés les résultats de simulation obtenus avec l'approche « moyenne raffinée » (ronds rouges).

Avec cette approche « moyenne raffinée », les résultats sont à la fois très proches des résultats expérimentaux et très proches de l'approche « évènement par évènement » pour tous les ions. De plus, l'approche « moyenne », que ce soit avec ou sans le raffinement gaussien, est également capable de tenir compte de la fraction de MBU qui apparaissent pour les ions de LET les plus élevés, aussi bien pour la cellule SRAM 45 nm présentée ici que pour la cellule SRAM 65 nm également présentée dans [12] (voir les résultats de simulation du Chapitre IV).

4. Quelques éléments sur les capacités de l'approche « moyenne » à prédire les évènements extrêmes

Pour prédire les SEE dans les technologies futures, la capacité à décrire les évènements extrêmes et les éventuels MBU de grande multiplicité sera indispensable, particulièrement pour les technologies avancées dans lesquelles les volumes sensibles présenteront une géométrie complexe. En effet, les régions les plus éloignées du centre de la trace résultent de dépôts d'énergie par des électrons deltas discrets [2], qui ne sont pas représentatifs de l'évènement moyen. De tels dépôts pourraient conduire à des évènements extrêmes, pour lesquels le dépôt d'énergie est inhabituellement élevé dans des régions éloignées de la trajectoire de l'ion. Ces évènements sont atypiques et présentent donc une probabilité d'occurrence intrinsèquement faible. Ils ne reflètent donc pas la sensibilité moyenne aux SEE. Cependant, ils sont susceptibles d'induire des MBU de grande multiplicité. Il est bien sûr extrêmement important d'être capable de simuler de tels évènements, particulièrement pour les technologies avancées.

Pour la cellule SRAM SOI 45 nm considérée ici, des erreurs de multiplicité deux au maximum sont reportées expérimentalement [12]. Les simulations présentées dans le Chapitre IV, réalisées avec l'approche « moyenne raffinée » ont révélé la possibilité d'observer des

événements de multiplicité quatre. Le même type de simulation avec l'approche « événement par événement » conduit aux mêmes conclusions. La répartition des événements en fonction de la multiplicité est de plus similaire avec les deux approches. Il semble donc que, pour cette technologie, l'approche « moyenne raffinée » soit suffisante pour couvrir toute la gamme des événements susceptibles d'être observés.

Bien qu'il n'y ait pas de données disponibles pour les technologies SOI 32 nm et au-delà, une première série de simulation a été réalisée pour une telle technologie 32 nm, décrite selon les recommandations de l'ITRS notamment [14, 15]. Les résultats sont présentés sur la Figure 5.4. De nouveau, on observe très peu de différences en termes de section efficace de SEU entre les approches « moyenne raffinée » et « événement par événement ». De même, la prédiction des MBU donne des résultats similaires avec les deux approches – l'approche « moyenne » seule est même suffisante pour prédire ceux-ci.

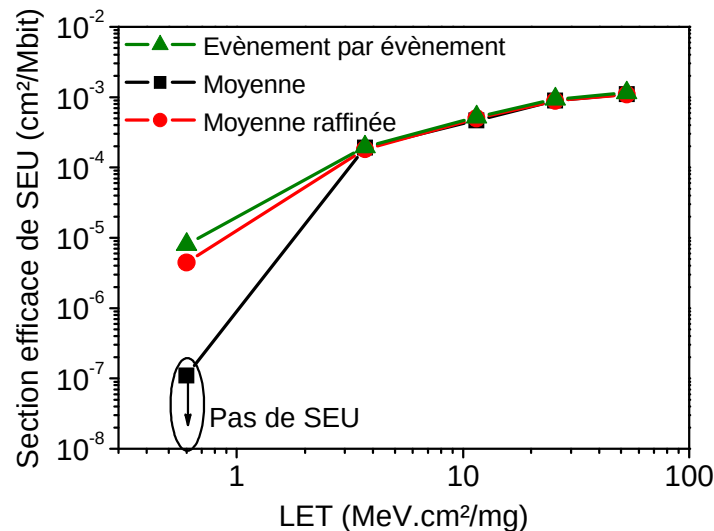


Figure 5.4 : Section efficace de SEU en fonction du LET pour une cellule SRAM SOI 32 nm : résultats de simulation obtenus avec MUSCA SEP³, en utilisant l'approche « moyenne » (carrés noirs), « moyenne raffinée » (ronds rouges) ou « événement par événement » (triangles verts).

Le « seuil d'intégration » à partir duquel des différences seraient observées reste une question ouverte. Toutefois, la géométrie particulière des dispositifs SOI, avec un volume sensible restreint et aucune possibilité de partage de charge entre des cellules adjacentes, rend difficile l'apparition d'événements de grande multiplicité. Ce ne sera peut-être plus le cas pour les dispositifs sur substrat massif, pour lesquels une étude dédiée serait nécessaire.

5. Conclusion sur la pertinence de l'approche « moyenne »

Lorsqu'une trace moyenne peut reproduire des résultats expérimentaux, avec une utilisation nulle ou limitée des événements extrêmes (ici par le biais de la gaussienne d'énergie déposée), on peut alors raisonnablement penser que cette trace moyenne peut être utilisée pour prédire les SEE pour cette technologie – avec les raffinements nécessaires convenablement pris en

compte. Cela est clairement le cas ici pour les résultats sur la technologie 45 nm de la littérature. Si ce n'était pas le cas, il ne serait pas possible de tenir compte de la fraction de MBU, pour deux nœuds technologiques qui plus est (65 et 45 nm). La trace moyenne sous-estimerait le nombre de MBU, puisqu'elle ne pourrait pas tenir compte de ceux induits par les événements extrêmes. Cela signifie que ces derniers sont suffisamment rares pour ne pas être la cause principale d'erreur pour cette technologie.

Cette étude est un premier pas dans l'intégration de traces d'ions réalistes dans un outil de prédiction des SEE de type ingénieur. L'utilisation d'une méthode « moyenne raffinée » produit des résultats similaires à ceux obtenus avec l'approche « événement par événement » plus détaillée, et très proches de données expérimentales pour des technologies 65 et 45 nm. On n'observe pas davantage de différences pour une technologie 32 nm, du moins en ce qui concerne les dispositifs SOI. L'implémentation de cette approche dans MUSCA SEP³ semble donc prometteuse pour obtenir une prédiction pertinente de la sensibilité aux SEE des technologies SOI.

Elle est de plus beaucoup plus efficace, en termes d'occupation de l'espace mémoire notamment. Un fichier de trace moyenne occupe ainsi environ 17 Mo quels que soient l'ion et l'énergie considérés, pour une épaisseur totale de 5 μm . On dispose ainsi en réalité de 25 traces, moyennées sur des épaisseurs de 200 nm, permettant de disposer de l'évolution de la trace en profondeur. Ce type de fichier n'est pas nécessaire pour des structures SOI, mais nous avons choisi d'adopter ce formalisme dès le départ, pour garder la possibilité d'évoluer vers des simulations sur des structures « bulk », sans avoir à recalculer toute la base de données. Au contraire, une base de données d'événements occupe de 50 Mo à 1 Go en fonction de l'espèce et de l'énergie de l'ion – pour une évolution de la trace sur une épaisseur de 50 nm seulement.

Le gain en temps de calcul est à l'heure actuelle moins évident. Le calcul Geant4 est en effet fondamentalement le même. La différence réside uniquement dans le mode d'enregistrement des données. Le stockage « événement par événement » implique toutefois des accès disque en écriture beaucoup plus fréquents (après chaque événement) que le stockage « moyenne », pour lequel l'écriture du fichier n'implique qu'un accès, à la fin de la simulation. Le calcul « événement par événement » est donc un peu plus long.

Bien que des améliorations soient encore nécessaires pour une utilisation large et libre d'accès de cet outil de prédiction des SEE, les résultats présentés ici sont très encourageants et méritent d'être poursuivis. La génération d'électrons de très basse énergie est actuellement en cours d'étude pour améliorer les modèles d'ionisation dans Geant4 [16], afin de disposer d'une description encore plus précise de la trace pour pouvoir simuler des technologies très intégrées (22 nm par exemple). Il serait également intéressant de développer une représentation générique de la gaussienne d'énergie déposée, telle que calculée par Geant4 dans des films de silicium mince. Au final, ces améliorations devraient permettre de développer une formulation analytique de la trace d'ion à implémenter dans un outil général de prédiction des SEE.

CHAPITRE V : Discussion et perspectives d'amélioration pour la modélisation des traces d'ions

Dans cette optique, la section suivante présente une première étude expérimentale de mesures de la gaussienne d'énergie déposée dans des films de silicium de différentes épaisseurs.

II. Mise en évidence expérimentale de la dispersion en énergie déposée dans des films minces de silicium

Nous avons largement étudié les faiblesses du paramètre de LET pour l'étude de la sensibilité des composants électroniques aux SEE, sous l'angle de la structure de la trace d'ion. Dans la partie précédente, une faiblesse supplémentaire a été mise en évidence par le biais de simulations Geant4, liée au caractère « moyen » de cette grandeur. En effet, en raison de la nature probabiliste des interactions mises en jeu lors de la pénétration de l'ion dans la matière, l'énergie déposée sur une épaisseur donnée, à partir de laquelle on peut calculer une valeur de LET équivalente pour chaque ion, présente une dispersion intrinsèque. En d'autres termes, deux ions ayant exactement les mêmes paramètres au départ (espèce, énergie, angle d'incidence, point d'impact sur le dispositif, etc.) peuvent conduire à deux valeurs différentes d'énergie déposée. Cette variabilité n'est pas prise en compte dans la modélisation « moyenne » classique des traces d'ions ; l'introduction d'une variable supplémentaire est nécessaire, comme nous l'avons fait précédemment avec l'approche « moyenne raffinée ». Pour compléter et valider cette analyse basée sur des résultats de simulation uniquement, nous avons souhaité réaliser une étude expérimentale de la dispersion en énergie déposée dans des structures SOI, en fonction de l'épaisseur du film actif de silicium.

En effet, avec l'intégration technologique, les couches de silicium actif sont de plus en plus minces, et donc de plus en plus sensibles aux mécanismes stochastiques des interactions ion-matière. Les technologies SOI seront par nature plus enclines à cette sensibilité, le film actif de silicium étant électriquement isolé du substrat par la couche isolante d'oxyde enterré. Il y a alors un besoin de quantification de la variabilité de l'énergie déposée en fonction de l'épaisseur de la couche active, afin d'évaluer l'impact potentiel sur les tests de sensibilité aux SEE des dispositifs.

Dans cette section, des données expérimentales sont donc présentées, investiguant la dispersion en énergie déposée en fonction de l'épaisseur du film actif de silicium. Des distributions de charge générée collectées sur des diodes SOI et des transistors de puissance sont présentées pour différentes espèces et différentes énergies d'ions. L'extraction de la dispersion en énergie déposée en fonction de l'épaisseur du film sensible de silicium met en évidence un large étalement dont il faudra tenir compte lors des tests de sensibilité aux SEE des technologies CMOS avancées. Ces données expérimentales sont complétées par une comparaison à des calculs Geant4, pour juger notamment de la validité des gaussiennes utilisées dans l'approche de simulation « moyenne raffinée » précédente.

1. Approche expérimentale

a) Dispositifs testés

Pour étudier la dispersion en énergie déposée par des ions lourds durant des tests radiatifs, on utilise à la fois des diodes SOI et des transistors de puissance bulk (Power MOSFET). Les dispositifs sont sélectionnés dans l'optique de disposer d'une large gamme d'épaisseurs de films de silicium T_{Si} .

On utilise des diodes de grande surface, fabriquées dans trois technologies CMOS SOI différentes : une diode d'un micron d'épaisseur, et deux diodes PD-SOI correspondant à des technologies 70 nm et 0.25 μm respectivement. Dans ces trois dispositifs, le volume sensible est complètement isolé du substrat par l'oxyde enterré, limitant ainsi l'épaisseur du film de silicium actif. Les épaisseurs correspondantes sont reportées dans le Tableau 5.1, qui résume les caractéristiques technologiques de tous les dispositifs testés. Pendant l'irradiation, les diodes SOI sont polarisées en inverse, afin de collecter la totalité de la charge déposée dans le volume sensible par l'ion lourd incident. L'intérêt de la structure de diode est que, par construction, il n'y a pas de possibilité d'amplification bipolaire.

En plus des diodes SOI, des transistors de puissance optimisés pour une utilisation à 200 V maximum sont utilisés pour étudier le dépôt de charge dans un volume sensible beaucoup plus épais. Dans ces dispositifs, la région de drain fortement dopée est surmontée d'une couche d'épitaxie faiblement dopée de 17 μm d'épaisseur, qui est considérée comme le volume sensible. Durant les irradiations, les transistors de puissance sont polarisés à l'état OFF, avec une tension de drain volontairement limitée à $V_D = 20\text{ V}$, pour assurer un fonctionnement en-dessous de la tension de déclenchement du transistor bipolaire parasite. Toutes les autres électrodes sont à la masse. Cette configuration de polarisation « diode-like » est utilisée pour collecter la plus grande partie de la charge déposée dans la couche d'épitaxie, tout en évitant une amplification de cette charge ou des événements de « burn-out ».

Tableau 5.1 : Caractéristiques technologiques des composants testés

Technologie	Dispositif	T_{Si}
Bulk – Applications de puissance	MOSFET	17 μm
SOI-épais – 1 μm	Diode	0,8 μm
PD SOI – 70 nm	Diode	150 nm
PD SOI – 0,25 μm	Diode	100 nm

b) Setup expérimental

Les irradiations en ions lourds sont réalisées au JYFL Accelerator Laboratory, Université de Jyväskylä, Finlande [17] et au Texas A&M University (TAMU) Accelerator, Etats-Unis [18]. Au

JYFL, des faisceaux monoénergétiques de 9,3 MeV/A de différentes espèces d'ions sont utilisés. A TAMU, des irradiations supplémentaires avec des ions kryptons d'autres énergies sont réalisées. Les caractéristiques principales des différents faisceaux sont reportées dans le Tableau 5.2. Toutes les irradiations sont réalisées dans une chambre sous vide.

Tableau 5.2 : Caractéristiques des faisceaux pour les expérimentations réalisées à JYFL [17] et TAMU [18] : espèces d'ions, énergie en sortie de faisceau et valeurs de LET calculées à l'aide de SRIM [19], telles que fournies par les installations et telles que mesurées par Javanainen dans [20, 21] (pour les ions de JYFL seulement).

Accélérateur	Ion	Energie [MeV/A]	LET [MeV.cm ² /mg]		
			SRIM	Fourni par l'installation	[20, 21]
JYFL	⁴⁰ Ar	9.3	10,2	10,1	9,7
	⁵⁶ Fe		18,5	18,8	18,6
	⁸² Kr		32,2	30,4	30,5
	¹³¹ Xe		60,0	55,0	54,0
TAMU	⁸⁴ Kr	15	25,7	25,4	X
	⁷⁸ Kr	40	14,6	14,2	X

La technique de mesure utilisée est la même que celle décrite dans le Chapitre III et dans [22]. Comme précédemment, on enregistre ainsi les impulsions de courant transitoire générées par les ions lourds incidents dans les dispositifs irradiés. L'ensemble de l'installation (« package » des dispositifs, carte, câbles) est optimisé pour des mesures avec une bande passante élevée. Le drain est polarisé par l'intermédiaire d'un T de polarisation et les signaux transitoires sont enregistrés sur un oscilloscope mono-coup de bande passante élevée. L'oscilloscope est un Tektronix DPO71604 de 16 GHz, avec une résolution de 50x10⁹ échantillons/seconde (un point toutes les 20 ps). L'oscilloscope est déclenché par le signal lui-même. Pour chaque série de mesures, environ 1000 signaux transitoires sont enregistrés. Cela permet d'avoir une bonne statistique, tout en limitant la probabilité d'occurrence d'une interaction nucléaire – en d'autres termes, seul le processus d'ionisation directe intervient.

2. Résultats expérimentaux

Les différents dispositifs, espèces d'ions et énergies disponibles durant les expérimentations permettent d'explorer l'influence de plusieurs paramètres sur la dispersion en énergie déposée. Dans un premier temps, des résultats sur la diode de 0,8 µm d'épaisseur uniquement sont présentés, permettant d'explorer d'une part l'influence de l'espèce de l'ion à une énergie par nucléon donnée avec les mesures réalisées à JYFL, et d'autre part l'influence de l'énergie pour une espèce d'ion fixée avec les différents ions krypton disponibles à JYFL et TAMU. Enfin, la variabilité de l'énergie déposée en fonction de l'épaisseur du film de silicium est également explorée, avec les mesures réalisées sur les différents dispositifs disponibles.

a) Influence du numéro atomique

Les résultats d'irradiation de la diode SOI-épais avec quatre ions différents à JYFL sont reportés sur la Figure 5.5. Pour chaque ion incident impactant le dispositif, le courant transitoire résultant est enregistré, puis intégré en fonction du temps, afin d'obtenir une valeur de charge collectée. Cette valeur de charge collectée est ensuite normalisée en fonction de l'épaisseur du film de silicium pour estimer un LET équivalent de la particule, le présumé étant que la charge déposée n'est pas amplifiée par le dispositif. La Figure représente donc le nombre de transitoires induits par les ions incidents en fonction du LET équivalent mesuré. Le pourcentage lui-même n'est qu'indicatif, puisque dépendant de la représentation sous forme d'histogramme et des réglages de l'oscilloscope tels que le niveau de déclenchement par exemple. L'information significative est la dispersion observée sur les valeurs de LET équivalent, reflétant les différences de charge collectée pour un même faisceau incident.

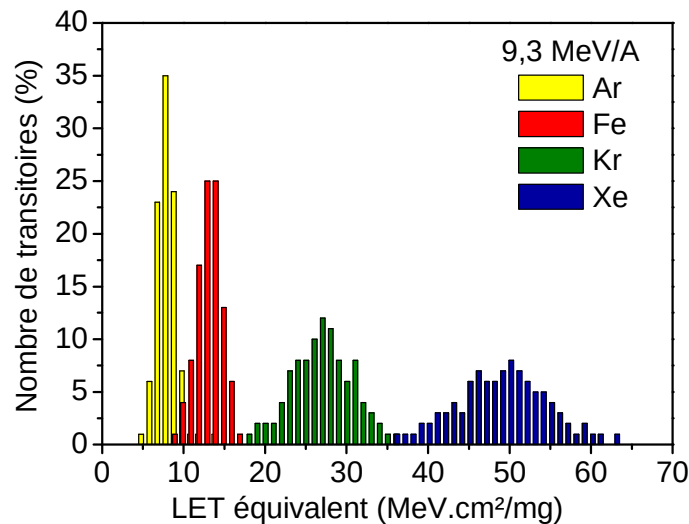


Figure 5.5 : Nombre de courants transitoires en fonction de la charge collectée mesurée et exprimée comme une valeur de LET, pour quatre ions différents incidents sur une diode avec un film de silicium actif d'épaisseur 0,8 μm .

Les valeurs moyennes de LET équivalent extraites des mesures de charge collectée sont légèrement inférieures à celles fournies sur le site internet du JYFL [17], et mesurées par Javanainen dans [20, 21], notamment pour les ions Fer. L'ordre de grandeur est toutefois cohérent. Pour chaque espèce d'ion, la différence relative de chaque valeur de LET équivalent mesurée par rapport au LET moyen est calculée. La proportion résultante de transitoires en fonction de la différence par rapport au LET moyen est représentée sur la Figure 5.6. Alors que la valeur absolue de la dispersion semble augmenter avec la masse de l'ion sur la Figure 5.5, la différence par rapport à la valeur moyenne est relativement stable d'un ion à l'autre, autour de $\pm 20\%$ sur la Figure 5.6 (ici comme dans la suite, cette valeur de variation est prise à mi-hauteur de la courbe). Cette variation est loin d'être négligeable. Pour le cas extrême de l'ion xénon,

pour une valeur moyenne d'environ $50 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$, les valeurs de LET équivalent varient ainsi de moins de 40 à plus de 60 $\text{MeV.cm}^2/\text{mg}$.

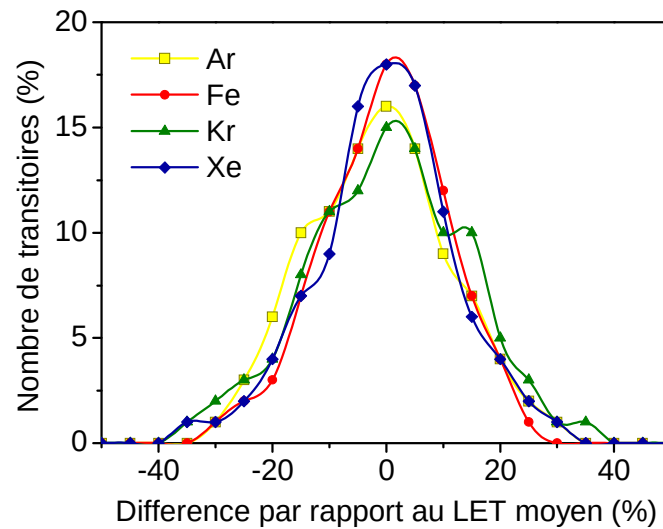


Figure 5.6 : Proportion de transitoires en fonction de la différence entre leur valeur et la valeur moyenne de LET pour les quatre ions testés, telle que mesurée dans les diodes.

Sur la Figure 5.7 sont représentées les impulsions de courant transitoire mesurées dans la diode et donnant les valeurs minimale et maximale de charge collectée – et donc de LET équivalent. Tous les autres signaux sont compris entre ces deux impulsions, couvrant la totalité de la gamme de façon continue, sans zone vide. En supposant que toute la charge déposée est collectée, ce qui semble une hypothèse raisonnable pour une diode, cela confirme la variation du LET équivalent sur cette très large gamme de valeurs. En d'autres termes, les valeurs extrêmes mesurées pour chaque ion ne sont pas des cas particuliers, qui seraient dus à des réactions nucléaires par exemple. La forme des impulsions est similaire pour tous les signaux mesurés, seuls l'amplitude et la largeur varient.

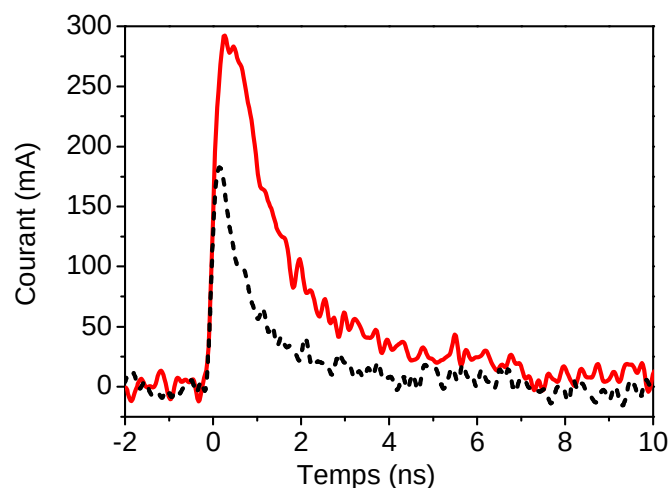


Figure 5.7 : Courants transitoires mesurés dans la diode et donnant les valeurs minimale (ligne pointillée noire) et maximale (ligne rouge) de charge collectée.

b) Influence de l'énergie par nucléon

Dans un deuxième temps, l'influence de l'énergie de l'ion est explorée. Les résultats d'irradiations sur les diodes SOI-épais réalisées avec les trois faisceaux d'ions krypton d'énergies différentes à JYFL et TAMU sont reportés sur la Figure 5.8, dans une représentation similaire à celle de la Figure 5.5. Sur cette Figure, les valeurs absolues de dispersion en LET équivalent semblent assez différentes entre l'ion d'énergie la plus faible par rapport aux deux autres énergies, qui elles ont l'air similaires.

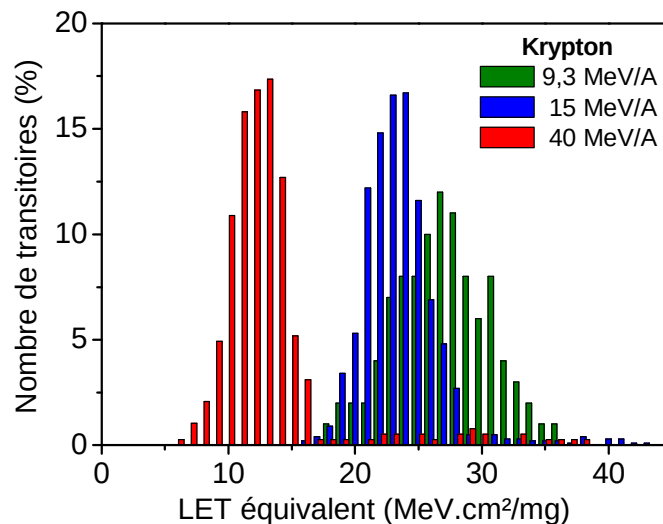


Figure 5.8 : Nombre de courants transitoires en fonction de la charge collectée mesurée exprimée comme une valeur de LET, pour trois ions krypton d'énergies différentes, dans une diode de film actif d'épaisseur 0,8 μm .

Comme précédemment, la différence relative de chaque valeur de LET équivalent par rapport à la valeur moyenne est calculée pour chaque distribution ; la proportion résultante de transitoires est représentée sur la Figure 5.9, en fonction de la différence au LET moyen. Si l'on considère les trois courbes ensemble, aucune tendance en fonction de l'énergie n'apparaît clairement sur cette figure. En revanche, si l'on tient compte du fait que les expérimentations ont été réalisées sur deux installations différentes, et que 9,3 et 15 MeV/A sont des énergies proches, il semble que la dispersion en LET équivalent dépende de l'installation, c'est-à-dire du réglage du faisceau. De plus, si l'on prend en compte uniquement les deux ions TAMU (15 et 40 MeV/A), la dispersion en LET équivalent semble augmenter légèrement avec l'énergie de l'ion. On peut le voir notamment en regardant le nombre de transitoires au niveau du LET moyen – environ 19% pour le faisceau de 15 MeV/A, contre 12% pour le faisceau de 40 MeV/A. Il est toutefois à noter que le faisceau de 40 MeV/A est plus difficile à obtenir et moins stable que les faisceaux de plus faible énergie.

Ces conclusions sont cependant à prendre avec précaution, puisque basées sur relativement peu de données. Des mesures complémentaires seraient nécessaires pour les confirmer, aussi bien sur différentes installations proposant le même type de faisceau (énergie et espèce) que

sur une installation donnée avec différentes énergies pour le même ion. Afin de réellement discriminer l'influence de l'énergie, séparément de celle du réglage du faisceau, il serait notamment intéressant d'utiliser des dégradeurs.

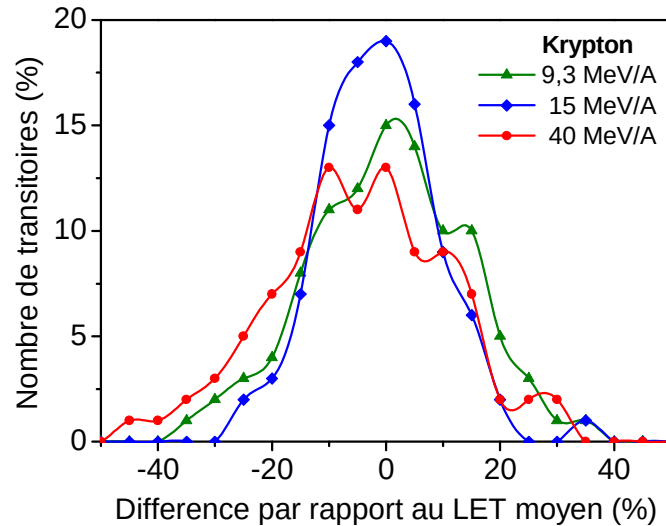


Figure 5.9 : Proportion de transitoires en fonction de la différence entre leur valeur et la valeur moyenne de LET pour les trois énergies d'ions krypton testées, telle que mesurée dans les diodes.

c) Influence de l'épaisseur du film de silicium

La dernière étape de notre étude concerne l'évolution de la variation en LET avec l'épaisseur du film actif de silicium. Pour ce faire, les résultats obtenus sur la diode sont comparés à des mesures similaires réalisées sur un transistor de puissance, polarisé à suffisamment faible tension pour pouvoir supposer que seule l'énergie déposée est collectée, et sur deux diodes PD-SOI d'épaisseurs de film différentes : 150 et 100 nm. Les résultats sont reportés sur la Figure 5.10 pour l'ion krypton de 15 MeV/A de TAMU. Deux observations peuvent être notées.

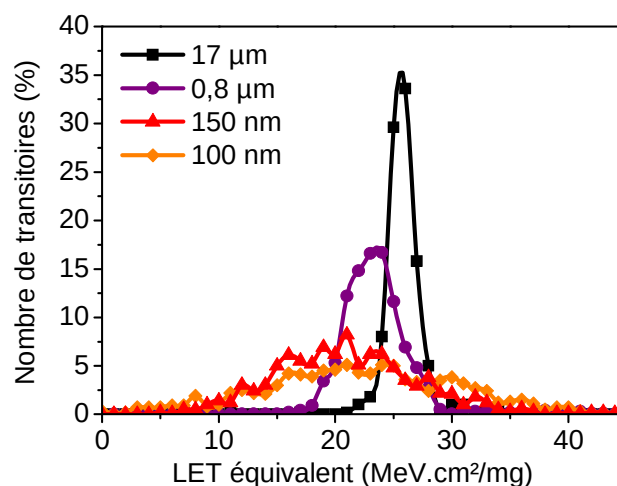


Figure 5.10 : Nombre de transitoires en fonction de la charge collectée mesurée exprimée comme une valeur de LET, pour quatre dispositifs avec différentes épaisseurs de films de silicium.

Premièrement, les valeurs de LET moyen, reportées dans le Tableau 5.3 pour chaque technologie, sont légèrement inférieures aux valeurs théoriques calculées à l'aide de SRIM (autour de 25,5 MeV.cm²/mg). Toutefois, de précédentes études expérimentales ont montré que SRIM tendait à surestimer le LET pour les ions les plus lourds [20].

Tableau 5.3 : LET moyen et variations pour les différentes épaisseurs de film de silicium étudiées : valeurs expérimentales et simulées à l'aide de Geant4

T _{Si}	LET moyen		Dispersion	
	Exp.	G4	Exp.	G4
17 μm	25,5	23,6	$\pm 4\%$	$\pm 1\%$
0,8 μm	23,5	22,3	$\pm 12\%$	$\pm 2\%$
150 nm	21,5	22,4	$\pm 30\%$	$\pm 4\%$
100 nm	22,5	22,4	$\pm 50\%$	$\pm 5\%$
40 nm	X	22,4	X	$\pm 8\%$

L'élément le plus remarquable est plutôt que, excepté pour la diode ayant un film de 100 nm d'épaisseur, le LET moyen semble diminuer quand l'épaisseur du film décroît. Il est notamment nettement plus élevé dans le film de 17 μm du transistor que dans les trois diodes. Cela se comprend facilement si l'on considère les épaisseurs relatives de ces films. En effet, le LET augmente avec la diminution de l'énergie de l'ion, et donc avec la pénétration de l'ion dans la matière. Il est donc stable par rapport à sa valeur à son entrée dans la matière dans les films les plus minces, et la valeur moyenne du LET mesuré dans les diodes est proche de celle directement délivrée à la sortie du faisceau. En revanche, la valeur est légèrement plus élevée dans le film plus épais du Power MOS. Ce phénomène est illustré sur la Figure 5.11, représentant l'évolution du LET avec la pénétration dans le silicium, en considérant des overlayers de 2 μm d'épaisseur.

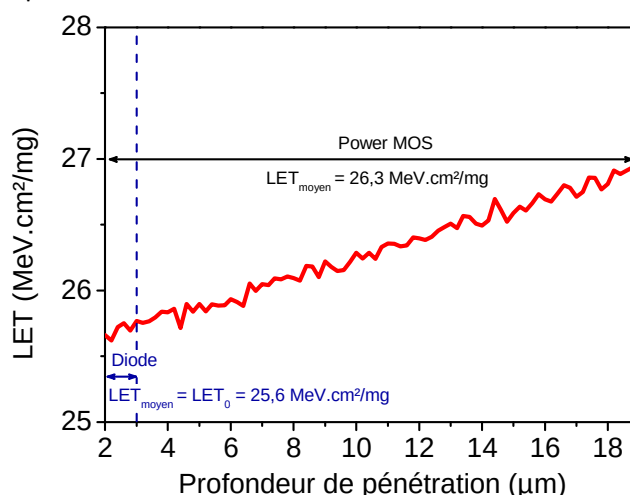


Figure 5.11 : Calcul SRIM de l'évolution du LET en fonction de la profondeur de pénétration dans le silicium pour un ion krypton de 15 MeV/A, après 2 μm d'overlayers, et valeurs de LET moyen correspondantes en fonction de l'épaisseur du film actif (1 μm ou 17 μm).

D'après cette théorie et compte tenu de la « vitesse » d'évolution du LET en fonction de la profondeur, la valeur de LET moyen devrait être quasiment la même pour les trois diodes. Les différences observées peuvent toutefois s'expliquer d'une part par des disparités entre les épaisseurs d'overlayers pour chaque technologie (celles-ci ne sont pas connues avec précision). D'autre part, pour les deux diodes PD-SOI présentant les films les plus minces, compte tenu de la très large dispersion en LET observée, un léger décalage pourrait venir d'un manque de statistique. Les différences observées ne sont donc pas considérées comme significatives dans la suite.

Le deuxième point notable de la Figure 5.10 concerne la dispersion en LET équivalent (calculée à partir du même type de représentation que les Figure 5.6 et 5.9, à mi-hauteur). Celle-ci augmente significativement avec la diminution de l'épaisseur du film de silicium, de $\pm 4\%$ pour le transistor de puissance jusqu'à $\pm 50\%$ pour la diode de film d'épaisseur 100 nm. Les valeurs sont reportées dans le Tableau 5.3 pour chaque technologie. Cette variation en énergie déposée est due à l'« histoire » individuelle de la trajectoire de chaque ion. La succession de dépôts d'énergie individuels est en effet unique pour chaque ion. Dans un film plus épais, les interactions sont évidemment plus nombreuses que dans un film mince, ce qui lisse les variations d'énergie déposée totale. Dans la suite, des simulations Monte Carlo sont utilisées pour confirmer les explications avancées sur les résultats expérimentaux.

3. Simulations

a) Description des simulations

Le code de simulation Monte Carlo Geant4 [6] est utilisé pour identifier séparément les phénomènes mis en jeu expliquant l'évolution de la dispersion en énergie déposée en fonction de l'épaisseur du film de silicium. L'application de test est similaire à celle déjà utilisée précédemment et présentée en détails dans le Chapitre II. Toutefois, ce n'est plus cette fois la structure de la trace de l'ion qui nous intéresse mais l'intégrale de cette trace pour chaque ion incident, pour des épaisseurs de silicium variables. Pour ces simulations, la diffusion coulombienne est cette fois prise en compte pour tous les types de particules, puisque c'est ce processus qui va en partie déterminer le parcours individuel et unique de chaque particule. Pour chaque run, on considère 10^4 ions incidents. Pour chacun d'eux, l'énergie totale déposée dans un film de silicium d'épaisseur T_{Si} situé sous les overlayers est enregistrée dans un histogramme, fournissant ainsi la répartition en énergie déposée. Comme précédemment pour les données expérimentales, cette énergie est convertie en un LET équivalent.

b) Evolution de la dispersion en fonction de l'épaisseur du film

Les résultats sont reportés sur la Figure 5.12 pour un faisceau d'ions krypton de 15 MeV/A incident sur des structures avec cinq épaisseurs différentes de film de silicium : 17 μm (correspondant au transistor de puissance testé), 0,8 μm (diode SOI-épais), 150 et 100 nm

(diodes PD-SOI) et 40 nm (correspondant à une technologie FD-SOI 0,25 μm que nous n'avons pas pu tester avec une statistique suffisante pour présenter des résultats probants ; représentatif des technologies PD-SOI actuelles). Les tendances simulées sont cohérentes avec les observations expérimentales : la valeur de LET moyen est similaire, avec une légère dépendance en fonction de l'épaisseur du film, et avec des valeurs équivalentes à celles mesurées expérimentalement (voir Tableau 5.3) ; la dispersion en LET équivalent augmente avec la diminution de l'épaisseur du film de silicium.

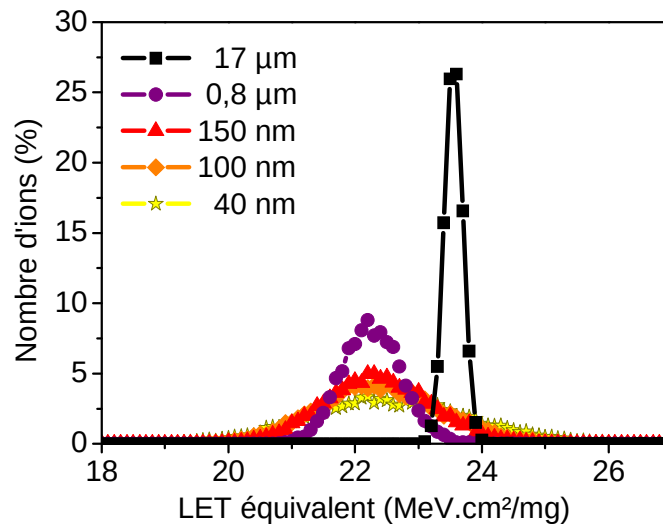


Figure 5.12 : Nombre d'ion simulé en fonction de l'énergie déposée exprimée comme une valeur de LET, pour un faisceau d'ions krypton de 15 MeV/A incident sur des structures avec différentes épaisseurs de films de silicium.

La tendance expérimentale observée sur la Figure 5.10 est donc confirmée et étendue à un film plus mince. Cependant, le lecteur notera que le pas des histogrammes de la Figure 5.12 est dix fois plus petit que pour la représentation des données expérimentales sur la Figure 5.10. Ainsi, les dispersions obtenues en simulation, avec des variations allant de $\pm 1\%$ pour le film de 17 μm , jusqu'à $\pm 5\%$ pour le film de 100 nm, sont beaucoup plus faibles que celles observées expérimentalement.

Si l'on considère uniquement l'allure des données expérimentales et de simulation des Figures 5.6 et 5.8, et non les valeurs absolues, les variations relatives d'une épaisseur à l'autre apparaissent réellement similaires. Il semble donc que la diffusion des ions soit en effet la cause principale à l'origine des dispersions en énergie déposée observées. Toutefois, des processus physiques additionnels et des causes possibles de dispersion en énergie déposée interviennent expérimentalement et n'ont pas été considérés dans ces simulations. Ils sont discutés dans la section suivante, et des éléments sont présentés permettant de quantifier leur influence possible sur la dispersion en énergie déposée.

4. Discussion sur les autres sources possibles de dispersion en énergie déposée

Les simulations Geant4 réalisées présentent des différences en termes de dispersion d'énergie déposée par rapport aux données expérimentales. Elles pourraient être dues au fait que ces simulations constituent un cas idéal par rapport à la réalité, utilisant des hypothèses simplificatrices. Différentes causes possibles d'incertitudes supplémentaires sont identifiées dans la suite, qui peuvent être classées en deux catégories : celles qui sont liées au setup expérimental et au réglage du faisceau, et celles qui proviennent directement du dispositif testé.

a) Variations induites par le setup expérimental et le réglage du faisceau

Le premier point qui n'est pas pris en compte est la variation du point d'impact de l'ion sur le composant, due à l'utilisation d'un faisceau large durant les expérimentations. Dans nos simulations, l'ion pénètre la matière toujours au même endroit. Quand le point d'impact de l'ion est rendu aléatoire, une dispersion intrinsèque de l'énergie déposée intervient : pour les ions pénétrant le dispositif proche des limites physiques du volume sensible, seule une partie de la charge est réellement déposée dans le composant et peut être collectée. Cela conduit à un élargissement de la distribution vers les faibles valeurs de LET équivalent. Cependant, bien que présente dans les résultats expérimentaux, cette dispersion vers les faibles valeurs est très faible, et est loin d'expliquer les écarts entre l'expérience et la simulation.

La seconde source de dispersion dans les valeurs de LET équivalent mesurées pourrait venir du contrôle du faisceau par l'installation. Les variations dans l'énergie de l'ion effectivement délivrée par le faisceau sont difficiles à évaluer, mais les standards de test tels que le JEDEC JESD 57 [23] préconisent une connaissance de l'énergie délivrée avec une précision de $\pm 10\%$. Des simulations sont réalisées pour évaluer l'impact d'une telle variation sur la dispersion en LET équivalent simulée. La Figure 5.13 représente ainsi la dispersion en LET équivalent dans le film de silicium de $0,8 \mu\text{m}$, pour un faisceau mono-énergétique d'énergie 15 MeV/A (cercles rouges), et pour des faisceaux d'énergie 13,5 MeV/A (-10%, carrés oranges) et 16,5 MeV/A (+10%, triangles marrons). Le changement d'énergie décale simplement la valeur moyenne de LET. En plus de ces faisceaux mono-énergétiques, un faisceau présentant un profil gaussien en énergie a également été simulé, avec une énergie centrée sur 15 MeV/A et un écart-type de $\pm 10\%$ en énergie. La dispersion en LET équivalent résultante est également représentée (ligne noire).

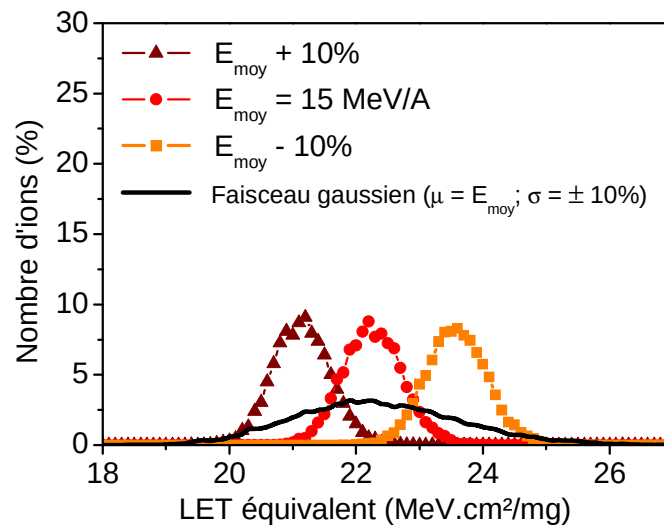


Figure 5.13 : Nombre d'ions simulé en fonction de l'énergie déposée exprimée comme une valeur de LET pour des ions krypton incidents sur une structure avec un film de $0,8 \mu\text{m}$ d'épaisseur, avec des faisceaux mono-énergétiques de différentes énergies et pour un faisceau gaussien en énergie.

Comme attendu, la distribution obtenue est plus étendue que pour un faisceau purement mono-énergétique, bien que toujours pas aussi large que celle observée expérimentalement ($\pm 7\%$ contre $\pm 12\%$ expérimentalement). D'après ce résultat sur la diode SOI-épais, cette incertitude sur l'énergie délivrée semble donc pouvoir expliquer – au moins partiellement – les larges dispersions observées expérimentalement et non reproduites par la simulation pour un faisceau mono-énergétique. Pour confirmer cette explication, nous avons donc de nouveau réalisé les simulations de la Figure 5.12 pour différentes épaisseurs de film de silicium, mais avec un faisceau présentant le profil gaussien en énergie précédemment décrit. Les résultats sont reportés sur la Figure 5.14. Pour une comparaison plus directe, le pas des histogrammes et les échelles des abscisses et des ordonnées sont identiques à ceux utilisés dans la Figure 5.10 pour les données expérimentales.

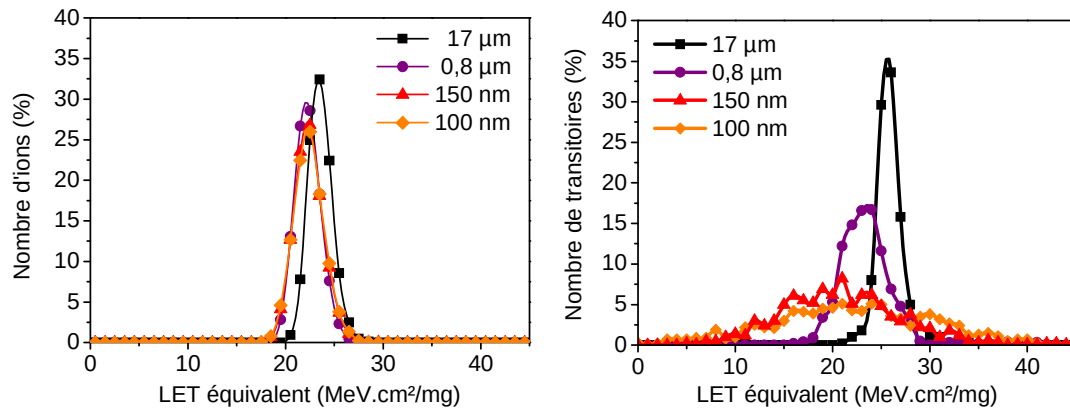


Figure 5.14 : A gauche, nombre d'ions simulés en fonction de l'énergie déposée exprimée comme une valeur de LET, pour un faisceau d'ions krypton avec un profil gaussien en énergie, incident sur des structures avec différentes épaisseurs de films de silicium. A droite, reproduction de la Figure 5.10 pour une comparaison directe.

Il apparaît d'après cette figure que l'élargissement prometteur apporté par la gaussienne en énergie pour la diode SOI-épais sur la Figure 5.13 n'est finalement qu'une image de cette gaussienne en énergie. En effet, la même simulation pour différentes épaisseurs de film de silicium donne des résultats similaires. Autrement dit, la dispersion apportée par cette gaussienne en énergie gomme les écarts entre les différentes épaisseurs de silicium observés expérimentalement et en simulation mono-énergétique. Si l'on considère les données expérimentales et le type de résultat que l'on obtiendrait avec un faisceau gaussien, cette incertitude sur l'énergie ne semble pas jouer un rôle majeur dans la dispersion en énergie déposée que l'on obtient, et le faisceau fournit par l'installation semble assez proche d'un faisceau mono-énergétique.

b) Variations induites par les caractéristiques du dispositif et par le processus de fabrication

Une autre source possible de dispersion pourrait venir du dispositif lui-même. Comme précédemment mentionné, même avec la représentation simplifiée d'une couche de silicium d'épaisseur uniforme, la variation de la position du point d'impact de l'ion peut conduire à un élargissement de la dispersion en énergie déposée. Pour les dispositifs avancés en revanche, le processus de fabrication inclut plusieurs étapes d'implantation, produisant une géométrie parfois complexe du volume sensible. Il est alors possible que la génération de charge dans de tels volumes complexes soit mal représentée par une couche de silicium d'épaisseur uniforme. Cela pourrait facilement résulter en une plus large distribution de charge collectée que celle simulée avec une géométrie simple. Cependant, les dispositifs testés ont été choisis avec de grandes longueurs et largeurs de grille, précisément pour éviter ce problème de géométries complexes.

Pour investiguer les variations induites par le processus de fabrication, des données expérimentales de collecte de charge dans des dispositifs différents de même épaisseur de film de silicium sont comparées. En plus de ceux détaillés dans le Tableau 5.1, deux nouveaux dispositifs sont testés : une diode fabriquée dans une technologie PD-SOI 130 nm, présentant un film de silicium d'épaisseur 150 nm (à comparer à la diode PD-SOI 70 nm), et un transistor fabriqué dans la technologie PD-SOI 0,25 μm précédente (à comparer à la diode correspondante). Le transistor présente une grande longueur de grille (100 μm) ; on s'attend à ce qu'il collecte la charge déposée dans le film de silicium sans amplification bipolaire. Les résultats sont reportés dans les Figure 5.15(a) et (b), respectivement pour les films d'épaisseur 150 nm et 100 nm. Dans les deux cas, il n'y a pas de réel écart entre les différentes technologies ou divers types de dispositifs. Cela indique que nos résultats sont représentatifs de la distribution de charge générée dans un film de silicium d'épaisseur donnée, et ne sont pas dépendants d'une technologie particulière (voir les résultats de la Figure 5.15(a)). De plus, les résultats de la Figure 5.15(b) montrent que les distributions de charge générée mesurées dans des diodes sont également représentatives de ce qui se passe dans des transistors. Cela confirme également la validité de l'utilisation de données mesurées dans des composants de puissance, et la légitimité de comparer ces données avec celles mesurées dans des diodes.

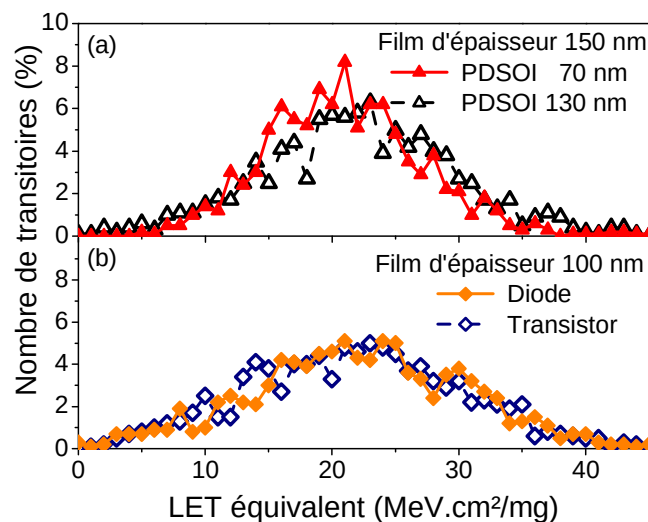


Figure 5.15 : Nombre de transitoires en fonction de la charge collectée mesurée exprimée comme une valeur de LET, pour un faisceau d'ions krypton de 15 MeV/A incident dans quatre dispositifs de film d'épaisseurs différentes : (a) diodes PDSOI de film d'épaisseur 150 nm fabriquées dans deux technologies différentes et (b) diode et transistor de film d'épaisseur 100 nm fabriqués dans la même technologie PDSOI 0,25 μm .

5. Conclusion sur l'étude expérimentale

La distribution de charge déposée par des ions incidents dans des couches de silicium d'épaisseurs variables est mesurée dans des diodes SOI et des transistors de puissance. Pour un faisceau d'ions donné, l'énergie déposée varie autour de la valeur moyenne calculée à partir du

LET fourni par l'installation. La largeur de cette distribution ne semble pas réellement dépendre de l'espèce et de l'énergie de l'ion, mais des données supplémentaires seraient nécessaires pour réellement conclure sur ce dernier point. En revanche, la variation dépend largement de l'épaisseur du film de silicium. Un exemple est présenté pour un faisceau d'ions krypton de 15 MeV/A, avec un LET moyen d'environ 23 MeV.cm²/mg. Dans un dispositif de film d'épaisseur 17 µm, les mesures montrent une dispersion en énergie déposée relativement limitée. Cependant, les mêmes mesures expérimentales dans une diode SOI de film d'épaisseur 0,8 µm montrent des variations du LET équivalent entre 17 et 30 MeV.cm²/mg. Réduire l'épaisseur du film de silicium augmente encore la dispersion en LET équivalent, jusqu'à ±50% dans une diode de film d'épaisseur 100 nm. Cela représente une réelle inquiétude pour les technologies récentes à film mince comme les technologies SOI partiellement ou complètement déplétées, dont les épaisseurs de films de silicium sont maintenant de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

III. Conclusion

Les résultats et discussions présentés dans ce chapitre ont pour but de questionner la validité et de proposer des pistes d'amélioration pour l'approche « moyenne » de représentation des traces d'ions pour la prédiction de SEE, en particulier dans les technologies très intégrées.

Dans une première partie, l'approche « moyenne » utilisée tout au long de notre étude, implémentée dans l'outil de prédiction des SEE MUSCA SEP³, est ainsi comparée à une approche « événement par événement ». Cette dernière est beaucoup plus détaillée et réaliste du point de vue de la physique, mais aussi beaucoup plus coûteuse en temps de calcul et en occupation de la mémoire. Elle paraît de plus beaucoup plus compliquée à implémenter dans un outil de prédiction de type ingénieur.

La comparaison des deux approches révèle la nécessité d'introduire un paramètre supplémentaire dans l'approche « moyenne », à savoir une gaussienne d'énergie déposée autour de la valeur moyenne de LET de chaque ion. Une fois ce raffinement implémenté, l'approche « moyenne raffinée » donne très résultats très proches de l'approche « événement par événement » et de données expérimentales pour la section efficace de SEU d'une cellule SRAM SOI 45 nm. Dans une approche plus prospective, on n'observe pas davantage de différences en termes de MBU pour cette même cellule mémoire et pour les sections efficaces SEU et MBU d'une cellule SRAM SOI 32 nm.

Cette étude montre donc la pertinence de l'approche « moyenne raffinée » pour l'implémentation de traces d'ions réalistes dans un outil de prédiction. Toutefois, pour une utilisation généralisée, il semble nécessaire de développer un formalisme analytique de la trace d'ion. Concernant la trace elle-même, une amélioration des modèles d'ionisation dans Geant4 serait nécessaire, pour correctement prendre en compte le parcours des électrons delta de très basse énergie, et modéliser de façon satisfaisante le cœur de la trace. Par ailleurs, nous avons montré ici que la trace moyenne seule ne suffit pas. On doit également prendre en compte la variabilité en énergie déposée.

Dans ce but, une première étude expérimentale est réalisée, afin de comparer la variabilité mesurée à celle simulée par Geant4. Même si les tendances sont les mêmes, des différences importantes en termes de valeur absolue sont observées concernant l'évolution en fonction de l'épaisseur du film actif de silicium, qui ne sont pas totalement expliquées. Des campagnes expérimentales supplémentaires seraient de plus nécessaires pour analyser plus précisément les variations en fonction de l'énergie et de l'espèce de l'ion.

Bien que les variations simulées soient beaucoup plus faibles que celles mesurées expérimentalement, leur implémentation dans MUSCA SEP³ dans la première partie de ce Chapitre a permis de remarquablement bien reproduire des données expérimentales. Il serait donc intéressant d'implémenter pour un même ion dans MUSCA SEP³ différents paramètres de gaussiennes compris entre les valeurs simulées et mesurées, afin d'étudier l'influence sur les

résultats de prédiction de sensibilité aux SEE. Cette démarche permettrait de déterminer avec quelle précision cette gaussienne doit être implémentée, afin d'en déterminer une formulation générique applicable – dans l'idéal – quels que soient l'ion, l'énergie, l'épaisseur d'overlayers traversée et l'épaisseur du film actif de silicium.

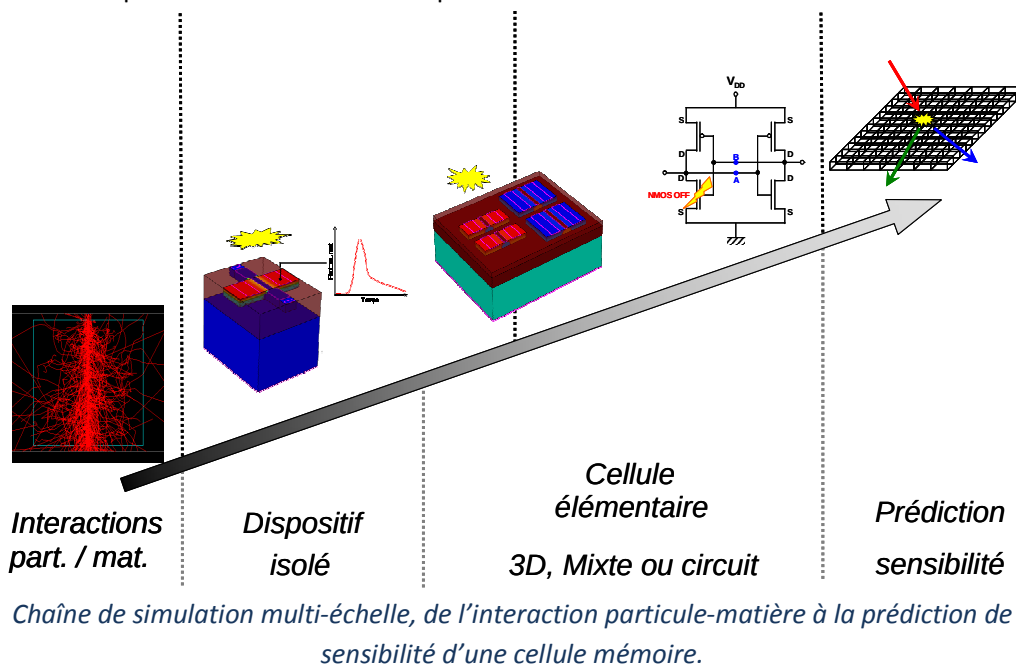
IV. Références

- [1] R. A. Weller, A. L. Sternberg, L. W. Massengill, R. D. Schrimpf and D. M. Fleetwood, "Evaluating average and atypical response in radiation effects simulations", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 50, pp. 2265 - 2271, 2003.
- [2] M. P. King, R. A. Reed, R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. D. Schrimpf, M. L. Alles, E. C. Auden, S. E. Armstrong and M. Asai, "The impact of delta-rays on single-event upsets in highly scaled SOI SRAMs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, pp. 3169 - 3175, 2010.
- [3] R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. A. Reed, R. D. Schrimpf, K. M. Warren, B. D. Sierawski and L. W. Massengill, "Monte Carlo simulation of single event effects", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 57, pp. 1726 - 1746, 2010.
- [4] R. A. Weller, R. A. Reed, K. M. Warren, M. H. Mendenhall, B. D. Sierawski, R. D. Schrimpf and L. W. Massengill, "General framework for single event effects rate prediction in microelectronics", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3098 - 3108, 2009.
- [5] R. A. Reed, et al., "Impact of ion energy and species on single event effects analysis", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2312 - 2321, 2007.
- [6] S. Agostinelli, et al., "GEANT4 - A simulation toolkit", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 506, pp. 250 - 303, 2003.
- [7] CRÈME-MC [Online]. Available: <https://creme-mc.isde.vanderbilt.edu/CREME-MC>
- [8] P. Truscott, A. Hands and F. Lei, "JORE²M² project: Review of effects and mitigation models", Qinetiq QINETIQ/IS/AERO/TN0804173, 2009.
- [9] G. Hubert, S. Duzellier, C. Inguibert, C. Boatella-Polo, F. Bezerra and R. Ecoffet, "Operational SER calculations on the SCA-C orbit using the multi-scales single event phenomena predictive platform (MUSCA SEP3)", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3032 - 3042, 2009.
- [10] E. J. Kobetich and R. Katz, "Energy deposition by electron beams and delta rays", *Physical Review*, vol. 170, pp. 391 - 396, 1968.
- [11] O. Fageeha, J. Howard and R. C. Block, "Distribution of radial energy deposition around the track of energetic particles in silicon", *Journal of Applied Physics*, vol. 75, pp. 2317 - 2321, 1994.
- [12] D. F. Heidel, et al., "Single-event upsets and multiple-bit upsets on a 45 nm SOI SRAM", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 3499 - 3504, 2009.

- [13] J. Barak and A. Akkerman, "Straggling and extreme cases in the energy deposition by ions in submicron silicon volumes", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 52, pp. 2175 - 2181, 2005.
- [14] The 2006 International Technology Roadmap for Semiconductor ITRS [Online]. Available: <http://www.itrs.net/Links/2006update/2006UpdateFinal>
- [15] C. Fenouillet-Beranger, et al., "Hybrid FDSOI/Bulk high-k/Metal gate platform for Low Power (LP) multimedia technology", in *IEDM*, 2009.
- [16] A. Valentin, M. Raine and J.-E. Sauvestre, "Inelastic cross-sections of low-energy electrons in silicon for the simulation of heavy ion tracks with the GEANT4-DNA toolkit", presented at Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2010.
- [17] RADEF [Online]. Available: www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/radef
- [18] Texas A&M University Accelerator [Online]. Available: www.tamu.edu
- [19] SRIM [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [20] A. Javanainen, et al., "Linear energy transfer of heavy ions in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 1158 - 1162, 2007.
- [21] A. Javanainen, et al., "Experimental linear energy transfer for heavy ions in silicon for RADEF cocktail species", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 56, pp. 2242 - 2246, 2009.
- [22] V. Ferlet-Cavrois, et al., "Statistical analysis of the charge collected in SOI and bulk devices under heavy ion and proton irradiation - Implications for digital SETs", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 53, pp. 3242 - 3252, 2006.
- [23] EIA/JESD57: Test procedure for the measurement of single-event effects in semiconductor devices from heavy ion irradiation [Online]. Available: <http://www.jedec.org>

CONCLUSION GENERALE

La fiabilité des composants électroniques peut être affectée par le passage d'une particule ionisante, induisant des événements transitoires ou destructifs. Il convient ainsi de savoir évaluer la vulnérabilité des composants, afin de choisir les technologies les plus adaptées à un environnement radiatif donné. Avec les technologies très intégrées actuelles et futures, le transfert linéique d'énergie ou LET longtemps utilisé ne suffit plus pour caractériser les effets du passage d'un ion dans la zone sensible d'un transistor, cette zone étant de plus en plus petite. Il devient ainsi nécessaire de mieux connaître la dimension et la structure des traces d'ions, c'est-à-dire la distribution spatiale d'énergie déposée suite au passage d'une particule chargée dans la matière, particulièrement lorsque leur extension radiale devient du même ordre de grandeur que la taille du composant avancé. Les travaux présentés dans ce manuscrit ont donc pour but de modéliser de façon détaillée ce dépôt d'énergie, afin d'en étudier l'influence sur la réponse électrique des composants avancés. Pour atteindre cet objectif, une chaîne de simulation, reproduite ci-dessous, a été développée, permettant d'étudier les mécanismes mis en jeu étape par étape, de l'interaction particule-matière jusqu'à la prédiction de SEE au niveau circuit. Les différentes étapes de cette étude ont été présentées dans ce mémoire.



Un premier chapitre a été consacré à la présentation des différents environnements radiatifs auxquels des composants électroniques sont susceptibles d'être soumis : l'environnement spatial, l'environnement terrestre et quelques exemples d'environnement artificiels. Tous ces environnements sont riches en rayonnements ionisants susceptibles d'induire des erreurs dans les circuits, de façon directe ou indirecte. En effet, le passage d'un ion dans la zone sensible d'un composant, en créant une colonne de paires électron/trou par ionisation des atomes du milieu, peut induire un courant transitoire parasite qui va perturber le comportement du système

électronique. L'ensemble des effets induits par le passage d'une particule unique dans un composant est ainsi regroupé sous l'appellation effets singuliers ou Single Event Effects (SEE).

Le Chapitre II s'intéresse à la modélisation des traces d'ions, correspondant à la première étape de notre chaîne de simulation. Après avoir présenté les limites d'utilisation du LET et l'état de l'art de la modélisation détaillée des traces d'ions, nous avons utilisé le code Monte Carlo Geant4 pour simuler les traces de trois ions d'énergies différentes et de LET proches. Les traces obtenues à l'aide de ces simulations ont ensuite été analysées, afin d'en déterminer la pertinence et les limites de validité.

La deuxième étape de notre chaîne de simulation est décrite dans le Chapitre III, dans lequel la réponse de transistors PDSOI 70 nm sous irradiation par des ions lourds a été analysée en incidence normale et en angle. Les traces d'ions issues de la première étape, simulées à l'aide de Geant4, ont ainsi été utilisées comme données d'entrée dans des simulations TCAD (Technology Computer-Aided Design), réalisées à l'aide du logiciel Synopsys Sentaurus. Les simulations en incidence normale révèlent une dépendance de la réponse en fonction de l'énergie de l'ion, et non plus seulement en fonction du LET : deux ions de même LET et d'énergie différente peuvent induire des réponses distinctes. Ces résultats correspondent aux tendances observées expérimentalement.

Puis, l'influence de l'angle d'incidence du faisceau d'ions a également été explorée. En effet, en pratique, lors d'un test de composants aux ions lourds, on procède à deux types d'irradiation : l'une en incidence normale, pour laquelle le dépôt d'énergie des ions a la valeur LET_0 , l'autre avec un angle d'incidence θ , qui permet d'obtenir un dépôt d'énergie plus important par la relation $LET_{eff} = LET_0 / \cos\theta$. La pertinence de cette équivalence est remise en question pour les dispositifs avancés. Des résultats d'expérimentations réalisées au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds) montrent des différences dans la réponse d'un transistor soumis à des irradiations à même LET effectif, effectuées en incidence normale ou avec un angle. Des simulations utilisant la même méthodologie de couplage entre Geant4 et TCAD que précédemment complètent ces résultats, en élargissant à une plus large gamme de LET, d'ions et d'énergies. Les résultats obtenus mettent notamment en avant l'importance de l'orientation du faisceau d'ions incidents par rapport à la direction du canal du transistor.

L'étape suivante, décrite dans le Chapitre IV, consiste à regarder les effets électriques non plus seulement au niveau du transistor élémentaire, mais à étendre l'étude au niveau circuit. Dans ce but, nous avons collaboré avec l'ONERA pour améliorer un outil de prédiction des SEE (MUSCA SEP³) dans les cellules mémoire. Jusqu'à présent cet outil utilisait un dépôt d'énergie ponctuel, considérant uniquement la variation du LET avec la pénétration de l'ion dans la matière, sans tenir compte de la dimension radiale de la trace. L'influence de la prise en compte de la trace réelle de l'ion sur la prédiction SEE a donc été étudiée, en interfaçant les simulations au niveau particule-matière réalisées à l'aide de Geant4 avec cet outil. Cette nouvelle approche utilisant des distributions radiales de dépôt de charge est validée par comparaison avec des données expérimentales issues de la littérature, pour des transistors SOI de trois générations différentes et pour des cellules SRAM SOI 65 et 45 nm. Les résultats obtenus avec l'approche

radiale se révèlent en bien meilleur accord avec les données expérimentales que ceux obtenus avec l'approche ponctuelle, permettant notamment la prédiction des erreurs multiples ou Multiple Bit Upsets (MBU), qui n'apparaissent pas avec l'approche ponctuelle. Une étude complémentaire montre que la dépendance de la sensibilité aux MBU en fonction du motif stocké dans la mémoire est remarquablement bien reproduite par la simulation. Notre approche de simulation permet également la prédiction de la multiplicité des événements.

Des tendances sont également présentées pour différentes technologies SRAM SOI, du nœud technologique 90 nm au nœud 32 nm. Les simulations révèlent un écart croissant entre les approches radiale et ponctuelle, en fonction de l'intégration technologique et de la masse de l'ion. Cette étude révèle l'importance grandissante de la prise en compte de la distribution radiale de charge déposée avec l'intégration technologique, pour prédire précisément la sensibilité SEU de cellules SRAM SOI.

Un dernier Chapitre, plus prospectif, propose des pistes de discussion sur la validité de l'approche « moyenne » de modélisation des traces d'ions, utilisée tout au long de cette étude, pour la prédiction de SEE dans des technologies très intégrées. Une étude est ainsi réalisée pour comparer cette approche à celle plus détaillée considérant chaque événement individuellement. Une première amélioration – en réalité déjà prise en compte, mais non détaillée, dans le Chapitre IV – est mise en évidence : pour une simulation adéquate des SEE sur toute la gamme de LET, l'approche « moyenne » doit être raffinée par la prise en compte d'une gaussienne de dispersion en énergie déposée autour de la valeur moyenne de LET correspondant à l'intégrale de la trace d'ion. Pour analyser de façon plus détaillée cette variabilité en énergie déposée, une première étude expérimentale est présentée, visant à quantifier cette dispersion dans des structures SOI, en fonction de l'épaisseur du film de silicium. Il serait intéressant de compléter cette première campagne de mesures pour quantifier plus précisément la dépendance par rapport au faisceau incident. L'analyse par simulation de l'influence des différents paramètres expérimentaux sur la dispersion en énergie déposée devrait permettre à terme de déterminer une formulation générique des fluctuations observées pour systématiser leur implémentation dans les outils prédictifs.

L'ensemble des travaux présentés dans ce manuscrit a mis en évidence les limites de l'utilisation du LET et la nécessité d'une connaissance fine de la géométrie des traces générées dans le semi-conducteur par le passage des particules pour l'étude de la sensibilité aux rayonnements des technologies avancées, par différents aspects :

- Pour un transistor isolé, les simulations TCAD ont montré que la réponse du composant à deux particules de même LET pouvait être différente.
- Des mesures expérimentales, complétées par des simulations, ont révélé les limites d'application du concept de LET effectif pour des irradiations en angle de transistors isolés avancés.

CONCLUSION GENERALE

- Les travaux réalisés en collaboration avec l'ONERA ont mis en évidence l'importance de la prise en compte de l'extension radiale de la trace d'ion pour une prédiction correcte de la sensibilité d'une mémoire, notamment au niveau du LET seuil, de la section efficace à saturation et de la prédiction d'évènements multiples.
- Enfin, une comparaison entre différents types de simulation, complétée par une première étude expérimentale, a montré les limites du LET en tant que grandeur moyenne. Une dispersion non négligeable autour de cette valeur moyenne a été mise en évidence, qui devra à l'avenir être prise en compte dans les simulations.

Les travaux engagés par l'ONERA avec le développement de MUSCA SEP³ pour construire un outil « ingénieur » permettant de prédire les SEE pour les technologies SOI avancées apparaissent prometteurs. L'outil MUSCA SEP³ utilise notamment des descriptions basiques et publiées de dispositifs, ce qui permet un usage de l'outil par le plus grand nombre. Cette étude a permis de mettre en évidence les possibilités de ce simulateur pour la prédiction du taux de SEU d'une part et des évènements multiples d'autre part. Il présente ainsi des possibilités intéressantes pour les phases de développement de composants, permettant la mise en place de stratégies de mitigation et l'exploration de différentes topologies et/ou possibilités d'embrouillage (« scrambling ») pour les bits d'un même mot dans la mémoire. Toutefois, les travaux que nous avons réalisés en collaboration avec l'ONERA ont mis en évidence la nécessité de la prise en compte de la trace d'ion dans ce type d'outil. Des améliorations sont alors nécessaires pour que ce type de modélisation détaillée puisse être implémenté dans un outil de prédiction SEE d'utilisation « ingénieur » large et ouverte, par opposition à un outil « recherche » plus difficile d'accès. Un modèle de génération d'électrons delta de très basse énergie doit notamment être implémenté dans Geant4 en complément des modèles d'ionisation existants, afin de permettre une simulation plus détaillée en cœur de trace et donc une application de cet outil de simulation à des technologies encore plus intégrées (22 nm notamment). A terme, une formulation analytique de la trace d'ion semble être un passage obligé pour une réelle applicabilité de cet outil aux technologies très intégrées.

ANNEXE A

SIMULATIONS MONTE CARLO

A l'heure actuelle, les travaux les plus avancés pour la simulation Monte Carlo de structures de traces d'ion dans des matériaux de la microélectronique sont ceux proposés par Akkerman et al. [1-6], pour la silice et le silicium. Dans cette annexe, les modèles utilisés sont présentés en détails, tels qu'expliqués dans [1] et dans les références qui s'y trouvent.

Une particule chargée interagit avec la matière selon deux mécanismes principaux : la diffusion élastique, qui correspond aux interactions avec le sous-système nucléaire du solide et la diffusion inélastique, qui correspond aux interactions avec le sous-système électronique. Pour des ions énergétiques, la section efficace de diffusion élastique est très faible ; on ne considère donc que les processus inélastiques. Pour des électrons d'énergie relativement basse (jusqu'à quelques centaines de keV), la section efficace de diffusion élastique est en revanche comparable à celle de la diffusion inélastique ; les deux processus devront donc être pris en compte.

1. Interactions inélastiques

a) Théorie de la fonction diélectrique complexe pour les ions et les électrons d'énergie > 50 eV

La diffusion inélastique correspond à l'ionisation de la matière par la particule incidente, qui éjecte des électrons énergétiques, appelés électrons delta. La distance moyenne entre deux interactions correspond au libre parcours moyen λ de la particule. De plus, les électrons delta émis dans chaque interaction perdent également leur énergie par ionisation de la matière, créant ainsi un amas 3D de paires électron/trou qui s'étend dans la direction du premier électron.

Pour les interactions inélastiques de particules chargées avec la matière, on utilise la théorie de la fonction diélectrique complexe, qui permet le calcul des caractéristiques de base des interactions inélastiques d'une particule chargée avec les électrons de la matière condensée. La grandeur de base de cette théorie est la différentielle de l'inverse du libre parcours moyen de la particule chargée (vitesse v et charge effective Z_{eff}) dans la matière (Eq. A.1). Cette grandeur est exprimée en $[\text{eV} \cdot \text{nm}]^{-1}$, pour un transfert d'énergie $\hbar\omega$ en eV, avec E l'énergie cinétique de l'électron. Elle est proportionnelle à la différentielle de la section efficace d'interaction.

$$\frac{d\lambda^{-1}}{d(\hbar\omega)} = \frac{2Z_{\text{eff}}^2 e^2}{\pi \hbar^2 v^2} \int_{q_-}^{q_+} \text{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(\omega, q)} \right] \frac{dq}{q} \quad (\text{Eq. A.1})$$

avec, $q_{\pm} = \sqrt{2m/\hbar^2} \left(\sqrt{E} \pm \sqrt{E - \hbar\omega} \right)$ pour les électrons (non-relativistes) et $q_- = \omega/v$ et $q_+ \rightarrow C\sqrt{E_{\text{max}}}$ pour les ions (non-relativistes), avec $E_{\text{max}} = 2mc^2\omega (\omega + 2)$ l'énergie maximale

des électrons delta, $\omega = T/Mc^2$, T l'énergie cinétique de l'ion incident et M sa masse. La constante $C = 0,512$ convertit q_+ en $1/\text{\AA}$ pour $E_{\max}$ en eV. On prendra $q_+ \rightarrow +\infty$.

La fonction diélectrique complexe $\varepsilon(\omega, q)$ contient les propriétés dynamiques de la matière et représente la réponse du système électronique aux perturbations à grande longueur d'onde induites par le passage d'une particule chargée. La partie imaginaire de l'inverse de cette fonction est appelée fonction de perte d'énergie. On la calcule à partir des fonctions de perte d'énergie optiques qui correspondent au cas $q = 0$ (Eq. A.2). Ces fonctions sont exprimées en fonction des indices de réfraction $n = n(\omega)$ et coefficient d'extinction $k = k(\omega)$, grandeurs pour lesquelles on dispose de données expérimentales pour une large gamme de pertes d'énergie dans le silicium. Ces grandeurs sont mesurées en utilisant différentes sources de photons incluant des UV, des radiations synchrotron et des rayons X. Les valeurs sont présentes dans la littérature pour différents matériaux, pour des énergies jusqu'à quelques centaines d'eV.

$$\text{Im}\left[\frac{-1}{\varepsilon(\omega, q=0)}\right] = \frac{2nk}{(n^2 + k^2)^2} \quad (\text{Eq. A.2})$$

Pour des énergies plus importantes, on exprime les fonctions de perte d'énergie optiques en fonction des sections efficaces de photo-ionisation σ_{ph} (Eq. A.3), pour lesquelles des tables sont disponibles dans la littérature.

$$\text{Im}\left[\frac{-1}{\varepsilon(\omega, q=0)}\right] = \frac{n_m C \sigma_{ph}}{\omega} \quad (\text{Eq. A.3})$$

avec n_m densité volumique de la couche interne d'électrons.

Une formule analytique a été déterminée à partir de ces paramètres expérimentaux par Ritchie et Howie (Eq. A.4).

$$\text{Im}\left[\frac{-1}{\varepsilon(\omega, q=0)}\right] = \sum_i \frac{A_i \gamma_i \hbar \omega}{(\hbar^2 \omega^2 - E_{0i}^2)^2 + (\gamma_i \hbar \omega)^2} \quad (\text{Eq. A.4})$$

avec E_{0i} l'énergie caractéristique de l'oscillateur i , A_i la fraction d'électrons d'énergie E_{0i} et γ_i le $i^{\text{ème}}$ coefficient d'amortissement de l'énergie.

En étendant la fonction de perte d'énergie optique à $q > 0$, on obtient la fonction de perte d'énergie. Son expression correspond à la somme de fonctions de Drude de la formule analytique ci-dessus (Eq. A.4), en remplaçant E_{0i} par une relation de dispersion (Eq. A.5).

$$E'_{0i} = E_{0i} + \frac{(\hbar q)^2}{2m} \quad (\text{Eq. A.5})$$

Le calcul des moments M_n de la différentielle du libre parcours moyen inverse (Eq. A.6) permet ensuite d'accéder à un certain nombre de grandeurs utiles. M_0 est le libre parcours moyen inverse. M_1 est le pouvoir d'arrêt dE/dx équivalent au LET. M_2 nous donne la dispersion (straggling) des pertes d'énergie.

$$M_n = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{d\lambda^{-1}}{d(\hbar\omega)} (\hbar\omega)^n d(\hbar\omega) \quad (\text{Eq. A.6})$$

avec $E_{\min} = 2,5$ eV pour le silicium.

L'approche décrite ici revient à utiliser la première approximation de Born, avec toutes les restrictions que cela implique [2]. Elle est notamment incorrecte pour les électrons d'énergie inférieure à 50 eV, pour lesquels une approche différente est nécessaire. Le code Monte Carlo OREC utilisé par Hamm et al. [7] correspond à l'implémentation de cette théorie. L'enjeu des travaux d'Akkerman et al. [1-6] est donc d'ajouter à ce code un modèle permettant la modélisation à plus basse énergie, afin de simuler de façon adéquate le cœur de la trace.

b) Théorie des interactions électrons-phonons pour les électrons d'énergie < 50 eV

L'influence de l'énergie de gap sur l'interaction entre les électrons devient importante pour des énergies inférieures à 50 eV. Les interactions possibles sont l'ionisation et l'excitation des plasmons conduisant d'une part à l'éjection d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, et d'autre part à l'excitation des phonons.

On considère l'émission et l'absorption de phonons optiques (interactions inélastiques qui peuvent thermaliser les électrons) et acoustiques (interactions quasi-élastiques). Pour l'obtention de sections efficaces d'interaction, on utilise la théorie de Llacer et Garwin pour les phonons optiques et l'approche d'Ashley pour les phonons acoustiques (voir [3] et les références qui s'y trouvent).

A 50 eV, les paramètres d'interaction calculés par la théorie de la fonction diélectrique complexe et par la théorie des interactions électrons-phonons sont égaux, permettant par la suite des calculs cohérents. La fraction d'énergie incidente qui contribue à l'excitation des phonons est de l'ordre de 25%.

Pour les électrons dans le silicium, les effets d'échange dans les collisions électron/électron sont non négligeables pour les électrons de basse énergie. Ces effets ne peuvent cependant pas être estimés dans le cadre des théories employées ici. Une discussion détaillée sur ce sujet est présentée dans [8]. Dans le silicium, le libre parcours moyen est ainsi affecté pour des électrons d'énergie inférieure à 40 eV, avec des écarts pouvant aller jusqu'à 80% selon qu'on prenne en compte ou non les effets d'échange. Au-dessus, l'erreur est de l'ordre de 7%. Cependant, l'absence de données expérimentales permettant de confirmer ces calculs théorique a conduit Akkerman et al. à négliger ces effets

2. Diffusion élastique des électrons

Les résultats obtenus par différents auteurs utilisant le même type de modèle pour le calcul de la structure de trace d'ions ont mis en évidence la sensibilité au processus de diffusion des électrons [4]. En particulier, pour les électrons de faible énergie, l'énergie limite E_{cutoff} utilisée

dans le code comme l'énergie en dessous de laquelle les électrons sont considérés comme arrêtés est très importante pour l'obtention de modélisations précises du cœur de la trace. Il est donc préférable de descendre jusqu'à l'énergie de thermalisation des électrons, ou au moins proche de l'énergie de gap, soit 1,12 eV dans le cas du silicium. Dans leurs simulations les plus récentes, Murat et al. [4] utilisent ainsi $E_{\text{cutoff}} = 1,5$ eV.

L'énergie maximum considérée pour les électrons de masse m_e correspond à l'énergie maximale des électrons delta éjectés par l'ion incident de masse M et d'énergie E_{ion} , telle que définie dans l'équation (A.7) – on prendra ainsi $E_{\text{max}} = 219$ keV si on considère comme exemple des ions d'énergie 100 MeV/A.

$$E_{\text{max}} = \frac{4m_e}{M} E_{\text{ion}} \quad (\text{Eq. A.7})$$

La diffusion élastique des électrons est décrite par l'expression de Rutherford relativiste avec effet écran pour la différentielle en angle solide de la section efficace élastique, telle que définie dans [1] (Eq. A.8). Cette section efficace peut aussi être calculée plus précisément en utilisant les méthodes de la mécanique quantique. Des valeurs tabulées et des codes de calcul de ces valeurs sont disponibles dans la littérature (voir références dans [5]). Cette différentielle de la section efficace élastique s'exprime comme suit :

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{Z_T(Z_T + 1)r_0^2(1 - \beta^2)}{\beta^4(1 + 2\eta - \cos\theta)^2} \quad (\text{Eq. A.8})$$

avec Z_T le numéro atomique de la cible, $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ cm le rayon classique de l'électron, θ l'angle de diffusion par rapport à la direction initiale, et η le paramètre écran.

3. Résumé

Les simulations combinent donc le ralentissement de l'ion incident avec un code de transport des électrons primaires (électrons delta, Auger et issus de la désintégration des plasmons excités par l'ion) et secondaires (cascades) jusqu'à une énergie E_{cutoff} au-dessous de laquelle les électrons sont considérés comme arrêtés. Les interactions considérées sont : l'ionisation des électrons des couches K et L (quand l'énergie de la particule incidente est supérieure à l'énergie de liaison correspondante) et de la bande de valence, le processus d'excitation/désintégration des plasmons, la diffusion élastique et l'interaction avec les phonons (émission et absorption). Chaque émission d'électron est accompagnée de la création d'un trou, considéré comme étant immobile.

Pour déterminer la structure de trace le long de la trajectoire de l'ion, il est de plus nécessaire de connaître l'énergie de l'ion en différents points le long de la trajectoire. Pour cela, les simulations d'Akkerman et al. utilisent l'approximation de ralentissement continu (Continuous Slowing Down Approximation (CSDA)) qui considère que le taux de perte d'énergie en chaque point le long de la trace est égal au pouvoir d'arrêt total. Les fluctuations de perte

d'énergie sont alors négligées. Dans cette approximation, la profondeur de pénétration est obtenue en intégrant sur l'énergie la réciproque du pouvoir d'arrêt total.

4. Références

- [1] A. Akkerman, J. Barak and D. Emfietzoglou, "Ion and electron track-structure and its effects in silicon: model and calculations", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 227, pp. 319 - 336, 2005.
- [2] A. Akkerman and J. Barak, "Ion-track structure and its effects in small size volumes of silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 49, pp. 3022 - 3031, 2002.
- [3] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Spatial distribution of electron-hole pairs induced by electrons and protons in SiO₂", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 51, pp. 3211 - 3218, 2004.
- [4] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Electron and ion tracks in silicon: spatial and temporal evolution", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 3046 - 3054, 2008.
- [5] M. Murat, A. Akkerman and J. Barak, "Ion track structure and dynamics in SiO₂", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, pp. 2113 - 2120, 2008.
- [6] A. Akkerman, M. Murat and J. Barak, "Monte Carlo calculations of electron transport in silicon and related effects for energies of 0.02 - 200 keV", *Journal of Applied Physics*, vol. 106, pp. 113703, 2009.
- [7] R. N. Hamm, J. E. Turner, H. A. Wright and R. H. Ritchie, "Heavy-ion track structure in silicon", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 26, pp. 4892 - 4895, 1979.
- [8] C. J. Powell and A. Jablonski, "Evaluation of calculated and measured electron inelastic mean free paths near solid surfaces", *Journal of Physics and Chemical Reference Data*, vol. 28, pp. 19 - 62, 1999.

ANNEXE B

MODELES D'IONISATION GEANT4

Le processus qui nous intéresse particulièrement, puisque c'est celui qui intervient le plus souvent, est le processus d'ionisation, qu'il soit provoqué par l'ion incident ou par les électrons secondaires delta. Dans cette annexe, les différents modèles disponibles dans Geant4 pour simuler ce type d'interactions sont présentés.

1. Processus de perte d'énergie pour les particules chargées – Principe général

Dans Geant4, le processus de perte d'énergie des particules chargées dans la matière (électrons, positons et ions lourds) se décompose en une composante continue et une composante discrète. En dessous d'un certain seuil en énergie, la perte d'énergie est continue, tandis qu'au dessus du seuil, la perte d'énergie est simulée par la production explicite de particules secondaires – gammas, électrons et positons.

Soit $\frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT}$ la section efficace différentielle par atome pour l'éjection d'une particule secondaire avec une énergie cinétique T , à partir d'une particule incidente d'énergie totale E se déplaçant dans un matériau de densité ρ . Le seuil de production des particules secondaires est noté T_{cut} . En dessous de ce seuil, les particules secondaires éjectées ne sont pas explicitement produites mais simulées comme une perte d'énergie continue, c'est-à-dire que l'énergie avec laquelle la particule devrait être produite (énergie de réaction + énergie cinétique fournie à la particule) est considérée comme un dépôt local d'énergie. Au dessus du seuil, elles sont explicitement générées.

On peut ainsi calculer le taux moyen de perte continue d'énergie dans un matériau ayant N atomes par unité de volume (Eq. B.1), et la section efficace totale par atome pour l'éjection de particules secondaires d'énergie $T > T_{\text{cut}}$ (Eq. B.2). Si différents processus sont impliqués, la perte d'énergie continue totale est la somme des pertes d'énergie de chaque processus.

$$\frac{dE(E, T_{\text{cut}})}{dx} = N \int_0^{T_{\text{cut}}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} T dT \quad (\text{Eq. B.1})$$

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \int_{T_{\text{cut}}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma(Z, E, T)}{dT} dT \quad (\text{Eq. B.2})$$

avec T_{max} l'énergie maximale transférée aux particules secondaires.

Ces valeurs sont calculées lors de la phase d'initialisation de Geant4 et stockées dans une table. Cette table sert ensuite à calculer la profondeur de pénétration des particules dans un matériau donné, valeur elle-même stockée dans une deuxième table. Les processus contribuant à la perte d'énergie n'interviennent pas dans ce calcul. En revanche, la production des particules secondaires avec des énergies supérieures au seuil de production dépend de chaque processus de perte d'énergie. Par défaut, ces tables d'énergie s'étendent de 100 eV à 100 TeV, avec 120 points entre ces deux valeurs.

Ce traitement général de perte d'énergie est notamment utilisé par les modèles standard d'ionisation et de Bremsstrahlung pour les électrons et les positons et par les modèles standards d'ionisation pour les ions lourds. Nous ne traiterons ici que les processus d'ionisation. Le détail des modèles implémentés dans Geant4 est décrit dans le manuel de référence pour les processus physiques [1]. Les équations décrites ici proviennent de cette référence.

2. Processus d'ionisation – Modèle standard

Pour le modèle standard, le seuil de production en énergie des particules secondaires T_{cut} est fixé à 1 keV. Les classes G4hIonisation et G4eIonisation permettent de calculer les pertes d'énergie discrète et continue, respectivement des hadrons et des électrons ayant subi un processus d'ionisation dans un matériau. Le principe général est celui décrit dans le paragraphe précédent.

L'énergie maximale transmise à un électron libre de masse m par une particule incidente d'énergie totale E est décrite, pour un hadron incident de masse M , par la relation (Eq. B.3) et pour un électron incident par la relation (Eq. B.4), avec $\gamma = E/mc^2$.

$$T_{\text{max}} = \frac{2mc^2(\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m/M) + (m/M)^2} \quad (\text{Eq. B.3})$$

$$T_{\text{max}} = \frac{1}{2}(E - mc^2) \quad (\text{Eq. B.4})$$

Au dessous du seuil de production, les particules secondaires ne sont pas explicitement produites et sont simulées par un dépôt continu d'énergie. Celui-ci est calculé pour les hadrons à partir de la formule de Bethe-Bloch (Eq. B.5), modifiée en tenant compte d'un certain nombre de corrections. Pour les électrons incidents, on utilise la formule de Berger-Seltzer (Eq. B.6), correspondant à l'intégration de la relation (Eq. B.1).

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{\text{cut}}} = \frac{Ne^4 Z^2}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2} \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\text{up}}}{I^2} \right) - \beta^2 \left(1 + \frac{T_{\text{up}}}{T_{\text{max}}} \right) - \delta - \frac{2C_e}{Z_T} + F \right] \quad (\text{Eq. B.5})$$

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{T < T_{\text{cut}}} = \frac{Ne^4}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2} \left[\ln \left(\frac{2(\gamma+1)}{(I/mc^2)^2} \right) + F^\pm(E, T_{\text{cut}}) - \delta \right] \quad (\text{Eq. B.6})$$

avec I l'énergie moyenne d'excitation du matériau cible de numéro atomique Z_T , Z la charge de l'ion incident en unité de charge de l'électron, $T_{\text{up}} = \min(T_{\text{cut}}, T_{\text{max}})$, δ une fonction de correction d'effet de densité, C_e l'effet de couche, F les corrections d'ordre supérieur et $F^\pm$ des fonctions données. Certains termes ne sont pas explicités ici. Pour plus de détails, voir [1].

Au dessus du seuil de production, la perte d'énergie est simulée par la production explicite d'électrons delta. La section efficace totale par atome pour l'éjection de particules secondaires d'énergie très supérieure à l'énergie d'excitation du matériau ($T \gg I$) est donnée pour les électrons incidents d'énergie totale E et de vitesse v par la formule de diffusion de Möller

(Eq. B.7), obtenue par intégration de la relation (Eq. B.2). En pratique, cette relation est valable pour $T > 2T_{\text{cut}}$.

$$\sigma(Z, E, T_{\text{cut}}) = \frac{e^4 Z}{4\pi\epsilon_0^2 (mv^2)^2} \left[\frac{(\gamma-1)^2}{\gamma^2} \left(\frac{1}{2} - x_0 \right) + \frac{1}{x_0} - \frac{1}{1-x_0} - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \ln \left(\frac{1-x_0}{x_0} \right) \right] \quad (\text{Eq. B.7})$$

avec $\gamma = E/mc^2$ et $x_0 = T_{\text{cut}}/(E - mc^2)$.

Pour les hadrons, la section efficace totale peut-être obtenue par intégration entre T_{cut} et T_{max} de la relation (Eq. B.8), représentant la section efficace différentielle par atome de production d'électrons delta d'énergie donnée. Pour les électrons, cette grandeur est exprimée par la relation (Eq. B.9).

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{e^4 Z^2 Z_T}{8\pi\epsilon_0^2 mv^2 T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} + \frac{T^2}{2E^2} \right] \quad (\text{Eq. B.8})$$

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{e^4 Z}{4\pi\epsilon_0^2 (mv^2)^2} \left[\frac{(\gamma-1)^2}{\gamma^2} + \frac{1}{x} \left(\frac{1}{x} - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \right) + \frac{1}{1-x} \left(\frac{1}{1-x} - \frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \right) \right] \quad (\text{Eq. B.9})$$

avec T l'énergie des électrons delta produits, pour une particule incidente d'énergie totale E et de vitesse v , et avec $x_0 \leq x = T/(E - mc^2) \leq \frac{1}{2}$.

Pour des ions de charge positive supérieure à l'unité, on remplacera la classe `G4hIonisation` par la classe `G4ionIonisation`, qui ajoute notamment au modèle décrit ici la prise en compte d'une charge effective recalculée à chaque étape de simulation. Pour plus de détails sur le calcul de cette charge, voir [1].

3. Processus d'ionisation – Modèle basse énergie

Il existe dans Geant4 des modèles permettant d'étendre la gamme de validité des processus électromagnétiques à plus basse énergie [2-4]. Pour ces nouveaux processus, T_{cut} est fixé à 250 eV et l'énergie maximale d'application est d'environ 100 GeV.

A basse énergie, la structure des couches atomiques gagne en importance. Les processus basse énergie utilisent donc directement des données de section efficace pour les différentes couches et sous-couches atomiques, là où les processus standard reposent plutôt sur des paramétrisations de ces données. Contrairement au modèle Standard précédent, la relaxation des atomes excités par fluorescence X ou émission d'électrons Auger est également prise en compte.

Les processus sont basés sur des modèles théoriques et sur l'exploitation de données évaluées issues de différentes bibliothèques. Les données concernant les processus d'ionisation sont issues de la bibliothèque EEDL (Evaluated Electrons Data Library) ; la bibliothèque EADL (Evaluated Atomic Data Library) fournit les données pour la relaxation des atomes excités. On utilise également des données de pouvoir d'arrêt issues de différentes sources (principalement

issues de données de Ziegler également utilisées dans SRIM [5, 6] et du rapport n°49 de l'ICRU [7]). Les bibliothèques de données évaluées ont été produites par comparaison, sélection, normalisation et moyenne des données expérimentales disponibles, complétées par des données issues de calculs théoriques.

Pour une énergie donnée, la section efficace de réaction est obtenue pour chaque processus à partir des bibliothèques de données évaluées. Ces bibliothèques ne fournissant des données que pour certaines valeurs discrètes d'énergies incidentes, on utilise une fonction d'interpolation pour déterminer la section efficace à une énergie E comprise entre des énergies E_1 et E_2 ($E_1 < E < E_2$) pour lesquelles on dispose de données tabulées (Eq. B.10).

$$\log(\sigma(E)) = \frac{\log(\sigma_1)\log(E_2/E) + \log(\sigma_2)\log(E/E_1)}{\log(E_2/E_1)} \quad (\text{Eq. B.10})$$

a) Ion lourd incident – G4hLowEnergyIonisation

La classe G4hLowEnergyIonisation permet de calculer les pertes d'énergie continue d'un ion lourd ayant subi un processus d'ionisation dans un matériau, et de simuler la production d'électrons delta [2, 3]. Comme précédemment, le seuil de production T_{cut} permet de séparer les parties discrète et continue du processus.

La section efficace totale, pour la production d'un électron delta d'énergie cinétique T supérieure au seuil de production T_{cut} , par un ion incident d'énergie cinétique E , dans un matériau de potentiel d'excitation moyen I , est exprimée par la relation (Eq. B.11). Pour des ions lourds, la section efficace différentielle par atome est exprimée par la relation (Eq. B.12). En intégrant (3.11) à l'aide de l'expression (3.12), on obtient la section efficace totale.

$$\sigma(E, T_{\text{cut}}) = \int_{T_{\text{cut}}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT \quad (\text{Eq. B.11})$$

avec $T > T_c = \min(\max(I, T_{\text{cut}}), T_{\text{max}})$ et T_{max} défini par (Eq. B.3).

$$\frac{d\sigma}{dT} = \begin{cases} \frac{e^4 Z_T Z_{\text{eff}}^2}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2 T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} \right] & \text{pour un spin}=0. \\ \frac{e^4 Z_T Z_{\text{eff}}^2}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2 T^2} \left[1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} + \frac{T^2}{2E^2} \right] & \text{pour un spin}=1/2. \\ \frac{e^4 Z_T Z_{\text{eff}}^2}{8\pi\epsilon_0^2 m v^2 T^2} \left[\left(1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{max}}} \right) \left(1 + \frac{T}{3Q_c} \right) + \frac{T^2}{3E^2} \left(1 + \frac{T}{2Q_c} \right) \right] & \text{pour un spin}=1. \end{cases} \quad (\text{Eq. B.12})$$

avec $Q_c = (Mc^2)^2/mc^2$ et $\beta = v/c$.

La perte d'énergie continue en dessous du seuil de production des particules secondaires est exprimée à l'aide de la formule de Bethe-Bloch déjà évoquée (Eq. B.5), en remplaçant le premier T_{up} par T_{max} et le deuxième par T_c tel que défini dans (Eq. B.11), et Z par la charge effective Z_{eff} . La

précision de la formule de Bethe-Bloch corrigée est estimée à 1 % pour des énergies comprises entre 6 MeV et 6 GeV.

Dans cette formule, l'effet de densité est exprimé selon la formulation de Sterheimer et l'effet de couche selon une formule proposée par Barkas. Les termes d'ordre supérieur correspondent aux termes de correction de Bloch et Barkas. Ces quatre termes ne sont pas détaillés ici. Pour plus de détails, voir [1].

A basse énergie, pour $\beta < 0,05$ (en pratique $E < 1$ MeV/A), pour des ions chargés positivement, le formalisme de Bethe-Bloch (Eq. B.5) devient inexact. La vitesse de l'ion incident devient comparable à la vitesse des électrons atomiques. La perte d'énergie est alors décrite en termes de pouvoir d'arrêt électronique $S_e = -dE/dx$.

A très basse énergie ($\beta < 0,01$ soit $E < 1$ keV/A), le modèle du gaz d'électrons libres prédit un pouvoir d'arrêt électronique proportionnel à la vitesse de l'ion incident (Eq. B.13), mais ce n'est pas aussi précis que le formalisme de Bethe-Bloch.

$$S_e = A\sqrt{T} \quad (\text{Eq. B.13})$$

Le paramètre A est défini par continuité avec la paramétrisation utilisée aux énergies supérieures.

La région intermédiaire $0,01 < \beta < 0,05$ n'est pas couverte par des théories précises. Cet intervalle d'énergie correspond au pic de Bragg, c'est-à-dire au maximum de perte d'énergie par ionisation. Des équations paramétrées sont alors utilisées, basées sur des données expérimentales issues de Ziegler et de l'ICRU.

A basse énergie pour des ions chargés négativement, on utilise le modèle des oscillateurs harmoniques quantiques. La limite inférieure en énergie d'applicabilité de ce modèle est fixée à 50 keV. En dessous, le pouvoir d'arrêt est considéré comme constant et prend la valeur qu'il atteint à 50 keV.

Pour des ions de basse énergie, on doit également prendre en compte le pouvoir d'arrêt nucléaire correspondant aux collisions coulombiennes élastiques. On utilise pour cela une formule paramétrée déterminée par G. Molière dans le cadre du potentiel de Thomas-Fermi. Le détail de la formule ne figure pas dans le manuel de Geant4 [1]. L'effet de ce pouvoir d'arrêt nucléaire est très faible à haute énergie mais est du même ordre de grandeur que le pouvoir d'arrêt électronique pour des ions de très faible énergie.

b) Electron incident – G4LowEnergyIonisation

La classe G4LowEnergyIonisation permet de calculer les pertes d'énergie continue d'un électron ayant subi un processus d'ionisation dans un matériau, et de simuler la production d'électrons delta [2, 4]. Comme précédemment, le seuil de production T_{cut} permet de séparer les parties discrète et continue du processus.

La perte d'énergie d'un électron incident d'énergie cinétique T est exprimée via une somme sur l'ensemble des couches atomiques s et une intégrale sur l'ensemble des énergies t des

électrons delta (Eq. B.14). La section efficace de production des électrons delta est une fonction complémentaire (Eq. B.15). Les sections efficaces partielles des sous-couches s sont obtenues par interpolation des données de la librairie EEDL, selon la formule (Eq. B.10).

$$\frac{dE}{dx} = \sum_s \left(\sigma_s(T) \frac{\int_{0,1\text{eV}}^{T_{\text{cut}}} t \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_{0,1\text{eV}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dt} dt} \right) \quad (\text{Eq. B.14})$$

avec $T_{\text{max}} = 0,5.T$ l'énergie maximale transférée à un électron delta. 0,1 eV est la limite inférieure des données présentes dans la librairie EEDL.

$$\sigma(T) = \sum_s \left(\sigma_s(T) \frac{\int_{T_{\text{cut}}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_{0,1\text{eV}}^{T_{\text{max}}} \frac{d\sigma}{dt} dt} \right) \quad (\text{Eq. B.15})$$

La probabilité d'émission d'un électron delta avec l'énergie cinétique t depuis une sous-couche s d'énergie de liaison B_s , suite à l'interaction avec un électron incident d'énergie cinétique T , est ensuite exprimée par la relation (Eq. B.16).

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{P(x)}{x^2} \quad (\text{Eq. B.16})$$

avec $x(t) = \frac{t + B_s}{T + B_s}$, $x_{\text{min}} = x(0,1 \text{ eV}) < x < 0,5$ et $P(x)$ une fonction paramétrée selon les données de la librairie EEDL (pour plus de détails, voir [1]).

4. Modèle très basse énergie

Un nouveau modèle très basse énergie, Geant4-DNA, est actuellement en cours de développement [8]. Une première version existe depuis 2007, destinée dans un premier temps aux applications biologiques. Le but est de simuler l'effet des radiations à l'échelle d'une cellule ou d'un brin d'ADN. Il faut pour cela simuler des interactions à très basse énergie, et donc connaître les sections efficaces des processus à prendre en compte jusqu'à des énergies de l'ordre de l'eV. Cette première version ne permet de simuler les interactions des particules incidentes qu'avec l'eau.

La plupart des codes Monte Carlo à but très général, dont Geant4, simule les collisions en les traitant comme des processus binaires, c'est-à-dire qu'on simule des collisions entre la particule incidente et des électrons libres. En réalité, les électrons de la cible sont liés aux noyaux, les processus de collisions peuvent donc impliquer plus de deux corps, par l'intermédiaire de ces liaisons. L'approche binaire est admissible tant que les pertes d'énergie discrètes sont d'un ordre de grandeur bien supérieur aux énergies de liaison électroniques. C'est pourquoi la plupart des codes présentent un seuil de production des particules secondaires de 1 keV. Seul le module basse énergie de Geant4 permet de descendre à 250 eV.

Le développement d'un système de simulation pour les très basses énergies requiert la disponibilité de modèles théoriques ou de données expérimentales précises sur lesquels l'implémentation des processus puisse se baser. A l'heure actuelle, l'eau est le seul milieu d'intérêt biologique pour lequel suffisamment de données sont disponibles. C'est donc le seul milieu dans lequel ce modèle soit utilisable dans le cadre de Geant4.

Les particules incidentes utilisables avec ce modèle sont pour l'instant limitées aux électrons, protons, atomes d'hydrogène et hélium, chargés deux fois au maximum. Pour ces particules, les processus implémentés sont la diffusion élastique pour les électrons uniquement, l'excitation, l'ionisation et le changement de charge (sauf pour l'électron). La gamme d'énergie prise en compte s'étend de 7,4 eV (potentiel d'excitation électronique minimum de l'eau) à 10 keV pour les électrons et de 100 eV/A à 10 MeV/A pour les autres particules.

La prise en compte des interactions à très basse énergie est particulièrement intéressante dans notre cas pour les électrons secondaires, l'ion incident n'atteignant a priori pas d'énergie très basse dans le composant.

Pour la diffusion élastique, la section efficace totale est calculée à partir de la formule de Rutherford intégrée, avec effet écran. La déviation angulaire est calculée à partir d'un modèle semi-empirique jusqu'à 200 eV, tandis qu'au dessus de cette énergie la section efficace différentielle de Rutherford avec effet écran est utilisée.

Pour le processus d'excitation, la section efficace totale est calculée analytiquement pour chaque transition discrète, en prenant en compte une fonction d'ajustement basse énergie.

L'ionisation par des électrons incidents est basée sur un modèle semi-empirique, basé sur le formalisme diélectrique pour les couches de valence, et sur l'approximation de collision binaire (Binary Encounter Approximation BEA) pour la couche K.

Il paraîtrait donc intéressant d'adapter ces modèles pour le cas du silicium, à partir de données d'interactions pour des électrons incidents, en s'inspirant notamment du formalisme utilisé par Akkerman [9] (modèles décrits dans la partie « Simulations Monte Carlo » du Chapitre II). Des travaux sont actuellement en cours pour adapter ces modèles dans le cadre du code Geant4 [10].

5. Références

- [1] Geant4 Physics Reference Manual [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- [2] Geant4 [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4>
- [3] S. Chauvie, et al., "Geant4 Low energy electromagnetic physics", presented at IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, 2004.

- [4] J. Apostolakis, S. Giani, M. Maire, P. Nieminen, M. G. Pia and L. Urban, "Geant4 Low energy electromagnetic models for electrons and photons", *CERN-OPEN-99-034*, 1999.
- [5] J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Ranges of Ions in Solids*, vol. 1: Pergamon Press, 1985.
- [6] SRIM [Online]. Available: <http://www.srim.org>
- [7] "ICRU Report 49: Stopping powers and ranges for protons and alpha particles", 1993.
- [8] S. Chauvie, Z. Francis, S. Guatelli, S. Incerti, B. Mascialino, P. Moretto, P. Nieminen and M. G. Pia, "Geant4 Physics processes for microdosimetry simulation: design foundation and implementation of the first set of models", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 54, pp. 2619 - 2628, 2007.
- [9] A. Akkerman, J. Barak and D. Emfietzoglou, "Ion and electron track-structure and its effects in silicon: model and calculations", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 227, pp. 319 - 336, 2005.
- [10] A. Valentin, M. Raine and J.-E. Sauvestre, "Inelastic cross-sections of low-energy electrons in silicon for the simulation of heavy ion tracks with the GEANT4-DNA toolkit", presented at Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Knoxville, Tennessee, USA, 2010.

GLOSSAIRE

AER = Alpha Emission Rate

CMOS = Complementary MOS

CSDA = Continuous Slowing Down Approximation

EADL = Evaluated Atomic Data Library

ECC = Error Correcting Code

EEDL = Evaluated Electrons Data Library

FD = Fully Depleted

GANIL = Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

GEANT4 = GEometry AND Tracking 4

ITER = International Thermonuclear Experimental Reactor

LET = Linear Energy Transfer

LMJ = Laser Méga-Joule

MBU = Multiple Bit Upset

MCU = Multiple Cell Upset

MOS = Métal Oxyde Semiconducteur

MOSFET = MOS Field Effect Transistor

MUSCA SEP³ = MULTi SCAles Single Event Phenomena Predictive Platform

NIEL = Non-Ionizing Energy Loss

NIF = National Ignition Facility

PD = Partially Depleted

SBU = Single-Bit Upset

SEB = Single-Event Burn-out

GLOSSAIRE

SEE = Single-Event Effect

SEFI = Single-Event Functional Interrupt

SEGR = Single-Event Gate Rupture

SEL = Single-Event Latch-up

SER = Single-Event Rate

SET = Single-Event Transient

SEU = Single-Event Upset

SOI = Silicon On Insulator (Silicium sur isolant)

SRAM = Static Random Access Memory

SRIM = Stopping and Range of Ions in Matter

TCAD = Technology Computer-Aided Design

PUBLICATIONS

1. Revues internationales à comité de lecture

M. Raine, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, O. Flament, A. Bournel, V. Aubry-Fortuna
Effect of the ion mass and energy on the response of 70-nm SOI transistors to the ion deposited charge by direct ionization
IEEE Transactions on Nuclear Science 57 (4), 1892-1899 (2010)

M. Raine, M. Gaillardin, P. Paillet, J.-E. Sauvestre, O. Duhamel, A. Bournel
Angular dependence of SOI transistor response to heavy ion irradiation
IEEE Transactions on Nuclear Science 57 (6), 3219-3227 (2010)

D. McMorrow, J. Warner, S. DasGupta, V. Ramachandran, J. B. Boos, R. Reed, R. Schrimpf, P. Paillet, V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, S. Buchner, F. El-Mamouni, **M. Raine**, O. Duhamel
Novel energy-dependent effects revealed in GeV heavy-ion-induced transient measurements of antimony-based III-V HEMTs
IEEE Transactions on Nuclear Science 57 (6), 3358-3365 (2010)

M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, L. Artola, P. Paillet, S. Girard, J.-E. Sauvestre, A. Bournel
Impact of the radial ionization profile on SEE prediction for SOI transistors and SRAMs beyond the 32 nm technological node
IEEE Transactions on Nuclear Science 58 (3), 840-847 (2011)

L. Artola, G. Hubert, K. M. Warren, M. Gaillardin, R. D. Schrimpf, R. A. Reed, R. A. Weller, J. R. Ahlbin, P. Paillet, **M. Raine**, S. Girard, S. Duzellier, L. W. Massengill, F. Bezerra
SEU prediction from SET modeling using multi-node collection in bulk transistors and SRAMs down to the 65 nm technology node
IEEE Transactions on Nuclear Science 58 (3), 1338-1346 (2011)

2. Conférences internationales

M. Raine, V. Ferlet-Cavrois, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, O. Flament, A. Bournel, V. Aubry-Fortuna (poster)
Effect of the ion mass and energy on the response of SOI transistors to the ion deposited charge by direct ionization
10th European Conference on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS), Bruges, Belgique, 14-18 septembre 2009

M. Raine, M. Gaillardin, P. Paillet, J.-E. Sauvestre, O. Duhamel, A. Bournel (poster)
Angular dependence of SOI transistor response to heavy ion irradiation
47th IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), Denver, USA, 19-23 juillet 2010

D. McMorrow, J. Warner, S. DasGupta, V. Ramachandran, J. Brad Boos, R. Reed, R. Schrimpf, P.

PUBLICATIONS

Paillet, V. Ferlet-Cavrois, J. Baggio, S. Buchner, F. El-Mamouni, **M. Raine**, O. Duhamel (oral)
Novel energy-dependent effects revealed in GeV heavy-ion-induced transient measurements of antimony-based III-V HEMTs
47th IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), Denver, USA, 19-23 juillet 2010

M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, L. Artola, P. Paillet, S. Girard, J.-E. Sauvestre, A. Bournel (oral)
Impact of the radial ionization profile on SEE prediction for SOI transistors and SRAMs beyond the 32 nm technological node
11th European Conference on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS), Längenfeld, Autriche, 20-24 septembre 2010

A. Valentin, **M. Raine**, J.-E. Sauvestre (oral)
Inelastic cross-sections of low-energy electrons in silicon for the simulation of heavy ion tracks with the GEANT4-DNA toolkit
IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), Knoxville, USA, 30 octobre-6 novembre 2010, IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 80-85 (2010)

M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, P. Paillet, A. Bournel (oral)
Monte Carlo prediction of heavy ion induced MBU sensitivity for SOI SRAMs using radial ionization profile
48th IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), Las Vegas, USA, 25-29 juillet 2011

M. Raine, M. Gaillardin, P. Paillet, O. Duhamel, S. Girard, A. Bournel (poster)
Experimental evidence of large LET dispersion in thin active layer devices
48th IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC), Las Vegas, USA, 25-29 juillet 2011

M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, P. Paillet, A. Bournel (oral)
Implementing realistic heavy ion tracks in a SEE prediction tool: Comparison between different approaches
12th European Conference on Radiation Effects on Components and Systems (RADECS), Séville, Espagne, 19-23 septembre 2011

3. Conférences nationales

M. Raine, V. Ferlet-Cavrois, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, O. Flament, A. Bournel, V. Aubry-Fortuna (poster)
Effet de l'énergie et de la masse des ions lourds sur la réponse de transistors SOI à la charge déposée par ionisation directe
Séminaire des doctorants et post-doctorants du CEA - DAM - Ile de France, Cachan, France, 27 novembre 2009

M. Raine (oral)
Effect of heavy ion energy on the sensitivity of electronic devices in space environment
RADIation effects in FACulties (RADFAC), Montpellier, France, 26 mars 2010.

PUBLICATIONS

M. Raine, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, A. Bournel, V. Aubry-Fortuna (oral)
Effet de l'énergie des ions lourds sur la réponse de transistors SOI sous irradiation
13^{èmes} Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique (JNRDM), Montpellier, France, 7-9 juin 2010 ; in Actes des JNRDM, pp. 40-43, 2010

M. Raine (oral)
Effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques
Séminaire des doctorants et post-doctorants du CEA - DAM - Ile de France, Bruyère le Châtel, France, 10 février 2011

M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, L. Artola, P. Paillet, S. Girard, J.-E. Sauvestre, A. Bournel (oral)
Impact of the Radial Ionization Profile on SEE Prediction for SOI Transistors and SRAMs Down to the 32 nm Technological Node
RADiation effects in FACulties (RADFAC), Bordeaux, France, 24 mars 2011.

4. Publications nationales

M. Raine, P. Paillet, M. Gaillardin, J.-E. Sauvestre, G. Hubert, A. Bournel
Sensibilité aux radiations des composants électroniques avancés : effet de l'énergie des ions lourds
Chocs Avancées 2010 – Avancées scientifiques et techniques de la Direction des Applications Militaires (2011)

5. Distinctions

Contribution sélectionnée comme l'une des deux « Meritorious papers », RADECS 2010

Récipiendaire du NPSS 2011 Paul Phelps Award

Mélanie RAINE

Etude de l'effet de l'énergie des ions lourds sur la sensibilité des composants électroniques

Résumé

Ce mémoire de thèse traite de l'étude de la sensibilité des composants électroniques avancés en milieu radiatif. Le travail porte sur la modélisation détaillée du dépôt d'énergie induit par un ion lourd dans la matière, et sur l'influence de la prise en compte de cette trace d'ion dans les outils de simulation de la réponse de composants irradiés. Dans ce but, nous avons développé une chaîne de simulation, combinant différents codes de calcul à des échelles variées. Dans une première étape, le code d'interactions particule-matière Geant4 est ainsi utilisé pour modéliser la trace d'ion. Ces traces sont ensuite implémentées dans un code de simulation TCAD, afin d'étudier la réponse de transistors élémentaires à ces dépôts d'énergies détaillés. Cette étape est complétée par des mesures expérimentales. Enfin, l'étude est étendue au niveau circuit, en interfaçant les traces d'ions avec un outil de prédiction des SEE. Ces différentes étapes mettent en évidence la nécessité de prendre en compte la dimension radiale de la trace d'ion à tous les niveaux de simulation, pour modéliser de façon adéquate la réponse de composants avancés sous irradiation par des ions lourds.

Mots clés : Effets des radiations, technologie SOI, effets singuliers, ions lourds, simulation, expériences.

Abstract

This thesis studies the sensitivity of advanced electronic devices in radiative environments. The work deals with the detailed modeling of the deposited energy induced by heavy-ion in matter, and the influence of taking it into account in the tools simulating the response of irradiated devices. To do so, a simulation chain was developed, combining different calculation codes at various scales. In a first step, the particle-matter interaction code Geant4 is used to model the heavy ion track. These tracks are then implemented in a TCAD simulator, in order to study the response of elementary transistors to these detailed energy deposits. This step is completed with experimental measurements. Finally, the study is extended to the circuit level, by interfacing the heavy ion tracks with a SEE prediction tool. These different steps evidence the need for taking into account the radial extension of the ion track to all simulation levels, to adequately model the response of advanced devices under heavy ion irradiations.

Keywords: Radiation effects, SOI technologies, single-event effects, heavy ions, simulation, experiments.