



**HAL**  
open science

# Les effets des radiations de l'environnement spatial sur les matériaux et systèmes spatiaux

Christophe Inguibert

► **To cite this version:**

Christophe Inguibert. Les effets des radiations de l'environnement spatial sur les matériaux et systèmes spatiaux. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE 3 PAUL SABATIER, 2018. tel-02365981

**HAL Id: tel-02365981**

**<https://hal.science/tel-02365981>**

Submitted on 29 Nov 2019

**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.

ACADEMIE DE TOULOUSE



HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Présenté à l'Université de Toulouse III






# Les effets des radiations de l'environnement spatial sur les matériaux et systèmes spatiaux

par

**Christophe INGUIMBERT**

Soutenu le 14 décembre 2018

Commission d'examen :

-  **Jean-Luc AUTRAN (IM2NP, Marseille) *rapporteur***
-  **Laurent DUSSEAU (Centre Spatial Universitaire, Montpellier) *rapporteur***
-  **Bénédicte ESCUDIER (ISAE SUPAERO, Toulouse)**
-  **Omar JBARA (LISM, Reims) *président***
-  **Gilbert TESSEYDRE (LAPLACE, Toulouse)**



## TABLE DES MATIÈRES

<b>1. INTRODUCTION.....</b>	<b>5</b>
<b>2. LES EFFETS DES RADIATIONS DANS LA MATIÈRE.....</b>	<b>7</b>
2.1. Généralités .....	7
2.2. L'environnement radiatif spatial.....	9
2.3. Comment quantifier les effets des radiations ?.....	11
<b>3. MODELES DE TRANSPORT ET D'EFFETS DES RAYONNEMENTS .....</b>	<b>15</b>
3.1. Contexte .....	15
3.2. Modèles de transport des radiations.....	16
3.2.1. Monte Carlo .....	16
3.2.2. Modèle de transport des électrons à basse énergie (~eV).....	17
3.2.3. Modèles analytiques .....	19
3.3. Modélisation de l'émission secondaire .....	23
3.3.1. Introduction.....	23
3.3.2. Modèle analytique d'émission secondaire.....	24
3.3.3. Impact de l'état de surface sur l'émission secondaire .....	26
3.4. SEU induits par les électrons et les protons dans les composants de dernière génération.....	27
3.4.1. Introduction.....	27
3.4.2. Le principe du calcul de taux de SEU par la méthode RPP.....	30
3.4.3. Résultats.....	32
3.5. Déplacement atomiques et effets dans les composants optoélectroniques .....	34
3.5.1. La modélisation des courants d'obscurités induits par les radiations.....	35
3.5.2. Cas particulier des distributions de courant d'obscurité dans les imageurs.....	38
<b>4. PERSPECTIVES DE RECHERCHE .....</b>	<b>41</b>
<b>5. RÉFÉRENCES.....</b>	<b>43</b>
<b>6. CURRICULUM VITAE.....</b>	<b>46</b>
6.1. ETAT CIVIL.....	46
6.2. PARCOURS UNIVERSITAIRE .....	46
6.3. PARCOURS PROFESSIONNEL.....	46
6.4. ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT .....	47
6.5. ACTIVITES DE RECHERCHE.....	48
6.5.1. Thèmes de recherches .....	48
6.5.2. Production scientifique .....	49
6.6. LISTE DES PUBLICATIONS .....	51
6.6.1. Contribution à ouvrage .....	51

6.6.2.	Publication dans des journaux à comité de lecture .....	51
6.6.3.	Communications à des conférences avec actes.....	54
6.6.4.	Autres communications orales, séminaires.....	57
6.7.	Encadrement de stagiaires.....	58
6.8.	Encadrement de thèses .....	60
6.9.	AUTRES .....	60
<b>7.</b>	<b>ANNEXES.....</b>	<b>61</b>
7.1.	Organigrammes de l'ONERA et du département DPhy. ....	61
7.2.	Copie du diplôme de doctorat. ....	64
7.3.	Copie des 5 publications jugées les plus significatives.....	65

## 1. INTRODUCTION

L'environnement radiatif spatial est constitué de particules très énergétiques capables de pénétrer les satellites, et d'occasionner des dysfonctionnements transitoires ainsi que des dégradations à plus ou moins long terme. C'est dans ce cadre, au département environnement spatial de l'ONERA (DPHY) [ONERA] que s'inscrit mon activité scientifique depuis 2000.

L'ONERA qui est un Etablissement Public à caractère Industriel et Commercial (EPIC), conduit principalement des recherches appliquées en partenariat avec des agences comme le CNES (*Centre National d'Etude Spatiale*) ou l'ESA (*Agence Spatiale Européenne*) et les industriels du secteur spatial (Airbus, Thales...), ce qui nous emmène à conserver un objectif de valorisation de nos recherches et de réaliser des transferts technologiques auprès de ces industriels et PME. Dans le contexte spatial, l'horizon des recherches que l'on mène à l'ONERA est naturellement européen, et nous emmène également plus largement à développer des partenariats à l'international. Notre travail consiste donc à développer une recherche amont, au service des agences comme le CNES [CNES] et la DGA (Délégation Générale pour l'Armement) [DGA] pour la France, l'ESA (*European Space Agency*) [ESA] et l'EDA (*European Defense agency*) à l'échelle européenne, ainsi qu'auprès des industriels du domaine, qui sont confrontés à des problématiques techniques pour lesquelles le support d'activités de recherche menées par les laboratoires tels que l'ONERA, est indispensable.

L'environnement radiatif, cité en préambule et dans lequel baignent les satellites qui gravitent autour de la Terre, est la source d'une proportion importante d'anomalies enregistrées au cours des missions (30%). Ces aléas, qui perturbent le déroulement nominal de la mission, réduisent la durée de vie des engins spatiaux, mais peuvent également occasionner la perte de certaines fonctions voire celle du satellite lui-même. Dans ce contexte, le besoin de moyens d'analyse et de compréhension des mécanismes de dégradation liés au rayonnement de l'environnement spatial est indispensable. C'est ce besoin, qui sous l'impulsion du CNES a conduit à la naissance du département à l'origine du DPHY (*Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace*) de l'ONERA en 1967.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les radiations prennent une part importante dans le vieillissement des satellites. Ces phénomènes de vieillissement, que chacun d'entre nous a pu observer au quotidien, avec par exemple le jaunissement des peintures, leur craquellement, la décomposition des plastiques exposés aux rayons du soleil, sont autant de phénomènes naturels, qui sont décuplés dans l'espace, sans la fonction protectrice de l'atmosphère, qui absorbe une très grande partie des rayonnements. L'utilisation dans les projets spatiaux de polymères, que l'on sait être une famille de matériaux sensibles aux radiations, impose des caractérisations rigoureuses avant toute utilisation à l'échelle industrielle. Le vieillissement modifie les caractéristiques mécaniques, mais également optiques des matériaux. Des phénomènes électrostatiques se produisent aussi lorsque l'on a affaire à des matériaux isolants. Une large palette d'effets peut donc survenir, ce qui nécessite des analyses approfondies. En effet, les revêtements de contrôle thermique comme les peintures, les semi-conducteurs de l'électronique, mais également toute une gamme de matériaux diélectriques, sont très largement exploités dans les projets spatiaux pour leurs propriétés physiques spécifiques, propriétés que l'on souhaite conserver le plus longtemps possible au cours de la vie du satellite. Par exemple, les peintures choisies pour leurs propriétés d'émissivité, participent à la régulation thermique des satellites. Sous l'effet des radiations, l'apparition de centres colorés, et donc le brunissement qui en résulte, est le témoin de leur altération. La perte de tout ou partie de ces propriétés d'émissivité aura une incidence directe sur l'équilibre thermique du satellite et potentiellement avoir des conséquences graves sur la mission. Des processus analogues, se produisent dans tous les matériaux polymères dont on a tous observé la dégradation sous l'impact des UVs du soleil. Les matériaux semi-conducteurs ne sont pas, non plus, exempts de ce genre de

phénomènes. Les rayonnements génèrent des pièges à porteurs de charge, qui modifient les propriétés de conduction des matériaux, et donc sur la durée, les caractéristiques de fonctionnement des composants électroniques. Dans ce contexte, il est capital, pour prédire et anticiper les effets de l'environnement spatial radiatif, de bien comprendre l'interaction des rayonnements avec la matière et de se doter de moyens pour analyser ce type d'effet. C'est ce travail que j'ai pris en charge à l'ONERA/DPHY il y a 17 ans, à l'issue de ma thèse que j'ai effectuée dans ce même département (*DESP à l'époque*). Ces travaux ont fait l'objet de près de quarante publications dans des journaux à comité de lecture. J'ai accueilli au long de ces années plus d'une douzaine de stagiaires venant essentiellement de master ou de dernière année d'école d'ingénieur. J'ai été directeur d'une thèse (Pierre Arnolda) de 2008 à 2011 et co-directeur de trois autres thèses depuis 2014. C'est cette thématique de recherche qui est résumée dans ce document. J'y présente également les suites que je compte donner à ce travail.

Pour comprendre les mécanismes de dégradation occasionnés par l'environnement radiatif spatial sur les systèmes satellites, il faut décrire les phénomènes à différents niveaux. D'une part il faut définir la contrainte radiative, j'entends par là les types de particules avec les niveaux de flux que l'on va rencontrer au cours d'une mission, généralement en orbite au voisinage de la Terre. Cette partie-là, est traitée dans le département par l'unité de recherche ERS (*Environnement Radiatif Spatial*), même si j'ai eu l'occasion de travailler avec cette équipe, ce n'est pas le cœur de mon activité et donc je ne décrirai que très brièvement ce que l'on entend par l'environnement radiatif au voisinage de la Terre. La nature des rayonnements étant connue, il faut ensuite comprendre comment ce rayonnement va atteindre et dégrader les systèmes sensibles du satellite. On aborde là, la notion de transport des radiations dans la matière. Par système sensible, on entend toute partie active du satellite comme l'électronique par exemple. Mais la peinture, même si c'est un élément passif, est un système dont il faut aussi se préoccuper et dont il faut préserver les propriétés (thermo/optique). A ce titre-là, on s'intéressera aux phénomènes physiques que peut produire une particule incidente lorsqu'elle traverse un matériau, et les conséquences en termes de dégradation. La problématique est la même quel que soit le matériau. Par contre en fonction des paramètres fonctionnels étudiés, on se focalisera sur les différents processus de dégradation qui peuvent survenir lors du ralentissement du rayonnement incident. Ce ralentissement est donc le pivot de la démarche qu'il faut bien maîtriser avant de pouvoir s'intéresser à tout effet fonctionnel sur un système. Nous nous intéresserons donc aux processus physiques qui conduisent au ralentissement des particules incidentes. En fait, il en existe deux : Les particules incidentes telles que les protons ou les électrons, particules chargées qui constituent une grande part du rayonnement spatial au voisinage de la terre, vont interagir, lorsqu'elles pénètrent dans la matière, essentiellement par interaction coulombienne avec les électrons et les noyaux des atomes de la cible, particules également chargées. Les transferts d'énergie qui s'opèrent conduisent à la mise en mouvement dans le matériau d'électrons et de noyaux, dits secondaires. La première conséquence de ces processus est la production locale de charges (paires électron/trou), mais également de discontinuités dans le réseau cristallin (paire de Frenkel lacune/interstitiel). Ces charges et ces défauts de structure conduiront à différents mécanismes d'endommagement en fonction des grandeurs caractéristiques du matériau auquel on s'intéressera. En ce sens, il faudra faire le lien entre la quantité, la nature des défauts produits et les effets macroscopiques auxquels on peut s'attendre à l'échelle d'un composant ou d'un système. Le document synthétise cette problématique et mettra l'accent sur les trois principaux axes auxquels je me suis consacré pendant mon travail de recherche :

- les dégradations des matériaux semi-conducteurs et leurs conséquences sur le fonctionnement des composants optoélectroniques,
- Le déclenchement de transitoires et leurs conséquences sur le fonctionnement de l'électronique numérique,

- L'amélioration des modèles de transport des radiations avec leurs différents domaines d'applications.

Nous commencerons donc par introduire très brièvement la problématique de l'environnement spatial et de ses effets sur les systèmes satellites. On passera assez vite à la définition des paramètres clefs et des méthodes de qualifications en usage dans ce domaine. Cela nous permettra d'aborder les enjeux actuels concernant la problématique de transport des radiations dans la matière. Par exemple, le niveau d'intégration croissant de l'électronique impose de faire le transport des radiations de manière précise à des échelles toujours plus petites qui atteignent dorénavant le nanomètre. Dans ce contexte, on se doit de développer des modèles de transport à des énergies toujours plus basses ( $\sim eV$ ), pour permettre par exemple, de répondre à des problématiques comme le déclenchement de phénomènes d'avalanche électronique dans les composants RF. Ce phénomène dit « multipactor » est extrêmement pénalisant lorsque, comme le souhaitent les opérateurs de télécommunication, on veut accroître la puissance transmise par les satellites. Je décrirai plus en détail les mécanismes d'endommagement des composants optoélectroniques, qui présentent une vraie spécificité et sur lesquels j'ai consacré une grande partie de mon temps. Cela me permettra de faire le lien avec les normes internationales de tests qui sont un sujet important dans le cadre de la qualification des engins spatiaux. C'est une application très concrète de notre travail de recherche. Je finirai naturellement par présenter les axes futurs de ces différents domaines de travail.

## 2. LES EFFETS DES RADIATIONS DANS LA MATIÈRE

### 2.1. Généralités

Les rayonnements de l'environnement spatial sont qualifiés de « ionisants » car ils perdent la plus grande partie de leur énergie cinétique par interaction avec les électrons du matériau irradié, séparant les atomes en des paires ions/(électron libre) [Ing04]. Ces interactions, produites lors du ralentissement des particules incidentes, ont deux conséquences directes. Si l'électron impacté est un électron périphérique qui participe à une liaison chimique (électron de valence), cette liaison peut être rompue. On comprend aisément, que dans certains matériaux comme les polymères, la cassure de longues chaînes réticulées va changer la nature du matériau, et ses propriétés comme son élasticité ou sa plasticité [SREC04]. Plus simplement, ces cassures contribuent à l'accélération du vieillissement du matériau, qui peut se traduire aussi par son opacification, ce qui est critique pour certains plastiques dont l'application requiert la conservation d'une bonne transparence. On voit notamment se développer des revêtements de protection des cellules solaires organiques en remplacement des verres plus rigides et plus lourds. D'autre part, les bouts de molécules créés suite à l'irradiation présentent des liaisons pendantes et sont donc extrêmement réactifs. Ces « radicaux libres », comme on les appelle induisent des réactions chimiques et donc l'apparition de nouvelles molécules ayant leurs propriétés propres qui peuvent altérer le comportement et la fonction du matériau [SREC04]. Certaines liaisons chimiques entraînent l'apparition de nouvelles bandes d'absorption et conduisent donc au brunissement de certains matériaux comme les peintures. Selon les longueurs d'ondes mises en jeu cela peut résulter en un échauffement du matériau et par cyclage thermique à son altération pouvant aller jusqu'à son craquellement voire son décollement. Dans l'espace, en l'absence d'atmosphère, la régulation thermique passant uniquement par les propriétés d'absorption et d'émission des matériaux, cela peut devenir un point critique. Les cycles jours/nuits, ou les phénomènes d'ombrage, conduisent à de forts gradients de température, donc des contraintes mécaniques accrues et finalement par un risque supplémentaire de rupture mécanique [SREC04].



D'autre part, comme nous l'avons indiqué au tout début, l'ionisation produit des paires ion/électron désignées dans les semi-conducteurs par le terme de paires « électron/trou ». La photo-ionisation est notamment utilisée pour produire de l'électricité avec les cellules solaires. Dans un semi-conducteur il suffit en effet de quelques eV (le gap) pour arracher un électron d'une liaison de valence (bande de valence) et le rendre libre, c'est-à-dire l'emmener dans la bande de conduction. En moyenne dans le silicium, l'énergie nécessaire à la production d'une paire électron/trou est de l'ordre de 3.6 eV. Tout rayonnement d'énergie supérieure à ce seuil, a donc potentiellement la capacité de produire des charges. Ces charges, si elles sont produites dans la zone de déplétion de la jonction p/n d'une cellule solaire seront immédiatement collectées par le circuit grâce au champ électrique régnant dans cette région. C'est ainsi que l'on produit des courants avec des cellules solaires. Mais ce phénomène peut également avoir des effets indésirables pour les composants électroniques [Pet89]. En dehors du bruit occasionné dans tous les capteurs, lorsque des transitoires de courant apparaissent dans une électronique cela peut se traduire par des erreurs logiques (SEU : *Single Event Upsets*) pouvant être même destructrices lorsque cela engendre un court-circuit (SEL : *Single Event Latchup*) [Pet89]. D'autre part, en dehors de ces phénomènes dynamiques, si une partie de ces charges, en général les trous, migrent et viennent se loger au niveau des interfaces entre matériaux, là où l'arrangement du réseau cristallin est modifié, ces charges vont parasiter le fonctionnement du composant et être à l'origine de dérives de certaines caractéristiques électriques. Sur une durée de mission de plusieurs années, ces processus de dérive peuvent conduire le composant en dehors de ses limites de fonctionnement. On parle de phénomène de dose ionisante (TID : *Total Ionizing Dose effect*) [Old03].

Nous venons de décrire les phénomènes dits « d'ionisation » qui sont la conséquence de l'interaction des particules incidentes avec les électrons de la matière. Mais comme nous l'avons déjà évoqué en introduction, les particules peuvent interagir de manière tout aussi efficace avec les noyaux qui composent la matière. La conséquence ici, est le déplacement d'un atome avec la production d'une lacune et la présence d'un noyau en position interstitielle [Ing04]. On comprend tout de suite que les semi-conducteurs, dont les propriétés sont fortement liées à leur structure cristalline, seront très sensibles à ce genre de phénomène. Les composants optoélectroniques, par leur régime de fonctionnement, révèlent une assez forte sensibilité aux défauts produits par irradiation. Ces défauts par exemple, agissent en régime de déplétion comme des centres de génération de porteurs. Le courant qui en résulte peut être très critique pour un composant optique, qui nécessite un faible niveau de bruit dans l'obscurité [Hop10]. Le meilleur exemple est la perturbation des senseurs stellaires, pour lesquels un pixel dégradé de l'imageur, un pixel dit « chaud », c'est-à-dire présentant un fort courant dans l'obscurité, apparaîtra comme une étoile et viendra parasiter la reconnaissance de la scène par le système d'acquisition [Ing14a]. C'est un sujet sur lequel je reviendrai plus tard en détail car nous avons, dans notre équipe, développé une expertise complète dans ce domaine, allant de la modélisation dont je suis en charge, à la caractérisation expérimentale des composants (photodiodes, imageur, Active Pixel Sensors (APS)). Par opposition aux effets liés à l'ionisation de la matière, on parle là d'effets de dose non ionisante (TNID : *Total Non Ionizing Dose effects*) ou encore d'effets de déplacements (DDD : *Displacement Damage Dose*) [Ing12].

Mais, les rayonnements peuvent aussi produire des effets plus directs. Les particules chargées comme les protons, mais surtout les électrons peuvent être suffisamment ralenties par la matière pour s'y implanter quasi définitivement. Si ce matériau est isolant, les charges peu mobiles vont être conservées et au cours du temps, la quantité de charges va augmenter entraînant avec elle le potentiel du diélectrique jusqu'à des valeurs qui peuvent devenir critiques [Cat02], si le seuil de claquage du matériau est atteint. Mais en opération, le risque de claquage est essentiellement la conséquence d'un autre phénomène. Les matériaux présents sur les satellites, du fait de leurs différentes expositions, au rayonnement ionisant mais aussi aux photons du soleil, mais du fait également de leurs différentes conductivités, vont se charger plus ou moins rapidement et se stabiliser à différents niveaux de potentiel. Il peut donc exister

localement de forts gradients de potentiel, synonymes d'un risque accru de décharge électrostatique. Ce phénomène est extrêmement critique pour les satellites, car il peut mettre en jeu de fortes puissances et donc être destructif [Cat02]. Les panneaux solaires sont particulièrement vulnérables à ce type d'effets et des efforts de conception sont mis en œuvre par les industriels pour limiter ce risque. Cela nécessite notamment de bien maîtriser tous les mécanismes physiques en œuvre dans ce phénomène. Par exemple, les rayonnements incidents ne conduisent pas systématiquement à l'accroissement de la charge d'un isolant. Par exemple, un électron implanté dans un diélectrique augmente la charge de ce dernier de  $q$ , la charge élémentaire, accroissant ainsi le potentiel électrostatique. Mais, lors de son ralentissement dans la matière l'électron incident met en mouvement des électrons secondaires, auxquels il a transmis une partie de son énergie. Une partie de ces électrons qui sont produits près de la surface, s'ils sont suffisamment énergétiques sont capables de s'extraire du matériau et ainsi réduire la charge de celui-ci. Un électron incident peut donc éjecter plus d'un électron secondaire et favoriser ainsi la diminution de la charge et donc du potentiel électrostatique du matériau irradié. Ce processus dit « d'émission électronique secondaire » est un phénomène d'atténuation très important qui permet de réguler la charge des satellites [Cat02]. Il joue également un rôle majeur dans le mécanisme de déclenchement de l'effet multipactor dans les composants Radio Fréquence (RF). Je reviendrai plus tard sur ce phénomène, mais il est capital dans ces deux cas de bien connaître le processus d'émission électronique secondaire [Cat02]. C'est un axe de travail sur lequel nous avons également à l'ONERA DPHY une forte expertise. Je décrirai donc ce qu'a été mon travail de modélisation dans ce domaine. Cela nécessite notamment de savoir faire le transport des électrons dans la matière jusqu'à des énergies de quelques eV, ce qui est une tâche complexe car les transferts d'énergie, contrairement à ce qui se passe à plus haute énergie, dépendent fortement des niveaux d'énergie des électrons dans le matériau et donc de la structure de bande spécifique de chaque matériau étudié. Nous avons mis au point des codes de transport qui prennent ces effets en compte par l'intermédiaire de la théorie de la fonction diélectrique qui autorise le calcul des sections efficaces d'interaction jusqu'à des énergies de l'ordre d'une dizaine d'eV [Pie17a]. Ce travail est aussi très utile pour la problématique des événements singuliers qui ne peuvent être traités dans les nouvelles générations de composants, à des échelles de l'ordre du nanomètre, qu'avec des modèles de transport précis à très basse énergie ( $\sim$ eV) [Ing15]. Je dirai un mot également du travail que nous avons accompli dans ce domaine, notamment avec le support d'un doctorant. Une partie de nos développements logiciels sont intégrés à une plateforme numérique développée dans le cadre d'une collaboration internationale [GEANT4]. Je décrirai cette librairie et notre participation à la collaboration.

Comme on peut le voir mon travail est essentiellement un travail de modélisation et de simulation numérique, qui n'a de réel intérêt que si l'on peut le comparer à des résultats de mesure. Cela est fait systématiquement, grâce au parc expérimental dédié à l'environnement spatial, disponible au département DPHY de l'ONERA [ONERA]. Nous disposons de moyens d'irradiation en électrons [30 keV, 2 MeV], en protons [300 keV, 2MeV], et en gamma (1 MeV), mais nous nous déplaçons également sur des moyens extérieurs lorsque nous avons besoin de plus hautes énergies. Ce travail expérimental, que ce soit pour les mesures d'émission secondaire, ou l'irradiation et la caractérisation de composants électroniques, s'appuie sur le travail de collègues avec qui je collabore sur toutes les thématiques qui sont décrites dans ce document.

## 2.2. L'environnement radiatif spatial

Comme nous l'avons déjà dit, il suffit de quelques eV pour ioniser la matière. Or, les rayonnements de l'espace ont des énergies pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de MeV [SREC04]. La dissipation de cette énergie dans la matière irradiée va conduire à des

phénomènes de dégradation importants liés aux nombreuses cassures de liaisons chimiques ou à la production d'une quantité très significative de paires électron/trou [SREC04].

Au voisinage de la Terre le champ magnétique terrestre piège au sein de ce qui est appelé les « ceintures de radiations » des électrons d'énergie inférieure à 10 MeV et des protons d'énergie inférieure au GeV. Mais, lorsque l'inclinaison des orbites fait passer les satellites dans les cornets polaires, les engins spatiaux ne sont plus protégés par le blindage magnétosphérique et sont aussi soumis au rayonnement cosmique composé essentiellement d'ions lourds de plusieurs centaines de MeV par unité de masse atomique (*uma*). Par ailleurs sur ces orbites, il n'est pas rare que les

satellites soient soumis à l'impact de protons d'éruption solaire de plusieurs centaines de MeV. Il faut également prendre en compte dans les contraintes radiatives auxquelles sont soumis les projets spatiaux les particules secondaires. Le ralentissement des électrons par la structure du satellite génère l'émission de photons X et  $\gamma$  (~MeV), celui des protons dans les blindages ou la haute atmosphère (albédo atmosphérique) produit des neutrons.

D'autre part, la répartition spatiale des particules n'est pas uniforme, l'environnement radiatif change en fonction de l'altitude, de la latitude et de la longitude [SREC04]. Les flux rencontrés par un satellite changent donc le long de l'orbite. Par ailleurs, toutes les composantes de cet environnement sont soumises à des variations temporelles, périodiques, corrélées avec le cycle solaire. Les flux d'électrons et de protons que l'on rencontre dans les ceintures de radiation au voisinage de la terre fluctuent en fonction de l'activité solaire. Le soleil, en période de forte activité, va émettre plus de puissance qui en se dissipant dans l'atmosphère la dilate, augmentant les interactions avec les protons et diminuant ainsi les flux sur les orbites proches de la terre. D'autre part, en période de maximum solaire les ceintures de radiations sont fortement perturbées par le nombre plus important d'orages magnétiques, ce qui favorise l'injection d'électrons par la queue de la magnétopause. A cette modulation, prévisible à moyen et long termes (cycle solaire de 11 ans), s'ajoutent des fluctuations aléatoires des éruptions solaires. L'environnement spatial radiatif est donc caractéristique d'une mission et doit donc être connu avec le plus de précision possible lors de l'évaluation des risques. Le tableau 1 récapitule l'ensemble des particules auxquels les satellites vont être soumis lors de leur mission. Les flux typiques sont de l'ordre de  $10^{+04}$  protons/cm<sup>2</sup>/s, ce qui correspond sur 1 an à qq  $10^{+11}$  protons/cm<sup>2</sup>. Les flux d'électrons quant à eux sont supérieurs de l'ordre de trois ordres de grandeurs.

Connaissant le type, l'énergie, et les flux des particules qu'un satellite rencontre dans l'espace au cours de sa mission, on peut déterminer les effets de dérive que cela va produire sur tel et tel système. Pour cela on définit des paramètres physiques représentatifs de ces dégradations, qui seront utilisés pour faire l'estimation de l'endommagement par exemple en fin de mission (EOL : *End Of Life*). La « dose » de radiation est la grandeur la plus couramment utilisée dans ce domaine. Elle correspond à une énergie déposée dans le matériau irradié [Ing04], et son utilisation repose sur l'idée de la proportionnalité de la dégradation mesurée avec le dépôt d'énergie. Le facteur de proportionnalité est le plus souvent déterminé expérimentalement par l'intermédiaire de mesures de calibration et d'évaluation des sensibilités aux radiations des

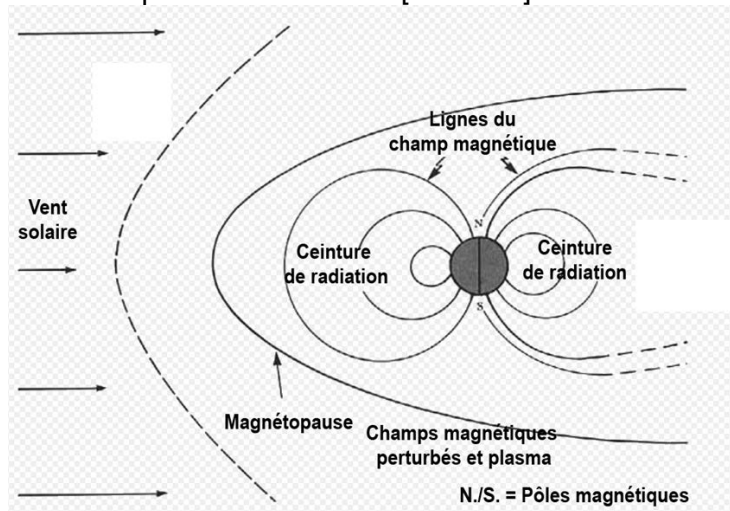


Figure 1 : Les ceintures de radiation de la terre

systèmes étudiés (peintures, cellules solaires, composants électroniques, etc...). Le paragraphe suivant présente les principaux paramètres employés dans ces méthodes de qualification.

Tableau 1 : Principales particules composant l'environnement spatial avec leur gamme d'énergie. Selon l'énergie de la particule est spécifié son caractère classique ou relativiste

Nature	Source	Flux /cm <sup>2</sup> /s	Masse au Repos MeV	Energie Cinétique MeV	$\gamma$	$\beta$	V km/s	traitement	
électron	ceintures	$\sim 10^{+07}$	0,511	0,1	1,1956	0,5482	164352	relativiste	
				10	20,5695	0,9988	299438	relativiste	
protons	Ceintures éruptions	$\sim 10^{+04}$	938,272	10	1,0106	0,1448	43423	classique	
				200	1,2131	0,5631	169731	relativiste	
				1000	2,0657	0,8750	262326	relativiste	
ions lourds	cosmique	-	Z x 938,272 + (A-Z)x939,565	10	1,0106	0,1448	43423	classique	
				MeV/uma	200	1,2131	0,5631	169731	relativiste
				MeV/uma	1	2,0657	0,8750	262326	relativiste
				GeV/uma					
photons $\gamma$	secondaire	$\propto$ flux e-	0	<10	$\infty$	1,0000	299792	relativiste	

### 2.3. Comment quantifier les effets des radiations ?

Dans la mesure où le débit (flux particule/cm<sup>2</sup>/s) de particules n'est pas trop élevé, ce qui est le cas de l'environnement spatial, l'expérience montre que d'une manière générale, la dégradation pour un type de particule donné à une énergie fixée est proportionnelle à la fluence (particule/cm<sup>2</sup>) [Sro00]<sup>1</sup>. On pourrait donc penser, que qualifier une dégradation en fonction de la fluence est une bonne idée. Cependant, on constate aussi, que les facteurs de proportionnalité, que l'on désigne aussi par le terme de « facteurs de dommage », sont différents d'une énergie à l'autre ou d'un type de particule à l'autre [Sro00]. Les facteurs de dommages sont donc spécifiques au rayonnement étudié. Comme l'environnement radiatif est composé d'une large palette de particules, sur des spectres en énergie très étendus [SREC04], la fluence ne semble donc pas, comme on aurait pu le penser le meilleur moyen de caractériser les dégradations. En effet, les irradiations se faisant avec des flux de particules monocinétiques, le traitement d'un spectre spatial requiert la détermination individuelle du facteur de dommage pour chaque énergie. La dégradation totale pour le spectre, se déduit en sommant les dégradations relatives à chaque énergie, en n'omettant pas de pondérer cette somme par la quantité de particules présente, à cette énergie dans le spectre d'environnement. Ce travail requiert donc un nombre très conséquent de mesures coûteuses pour les industriels.

Or, en fonction du type de dégradation étudiée, l'endommagement pourra être proportionnel à différentes grandeurs physiques associées à l'irradiation. Par exemple, la dégradation des polymères sera directement proportionnelle au nombre de cassures de liaisons chimiques [Car95, Sil95]. Dans un composant la proportionnalité s'étudiera plutôt en fonction du nombre de paires électron/trou générées. Or, ces quantités (cassures, paires e-/trou...) sont produites en proportion des pertes d'énergie de la particule incidente. On peut donc imaginer assez facilement que la quantité d'énergie perdue par le rayonnement incident pourrait être un bon moyen de quantifier une dégradation. On peut penser en effet qu'au premier ordre, la même

<sup>1</sup> La référence mentionne un facteur de dommage associé à la dose de dommage. Mais ceci reste vrai également pour les effets de dose ionisante

quantité d'énergie déposée produira le même effet physique, et ceci donc indépendamment de la nature du rayonnement incident à l'origine du dépôt d'énergie. Prenons le cas d'un semi-conducteur : Une particule incidente stoppée dans le matériau irradié, si on néglige les interactions avec les noyaux (ce qui est vrai en première approximation), verra la quasi-totalité de son énergie  $E$  se dissiper par la création de paires électron/trou. Le nombre de paires électron/trou générées sera donc égal à l'énergie totale dissipée  $E$ , divisée par l'énergie minimale  $I$  qu'il faut pour créer une paire électron/trou :  $E/I$ . Le nombre de paires électron/trou est donc proportionnel à l'énergie perdue par le rayonnement incident (ici égale à l'énergie incidente car on a supposé que la particule était arrêtée par la cible). L'énergie dissipée par le rayonnement incident, est donc une meilleure métrique que la fluence pour caractériser une dégradation, car ce paramètre, même si il est différent d'un rayonnement à l'autre peut être calculé quelque-soit la particule et l'énergie incidente. C'est ainsi que l'on définit la notion de **DOSE** qui est l'énergie déposée par un rayonnement par unité de masse de matériau irradié [Ing04]. Cette dose, dans le cas d'un matériau semi-conducteur, et si on néglige les effets de guérison, pourra être considérée au premier ordre proportionnelle au nombre de paires électron/trou générées, et donc proportionnelle, bien souvent à l'effet électrique mesuré<sup>2</sup>. De manière analogue, dans un polymère, le nombre d'interactions va se traduire par un nombre de cassures de liaisons chimiques, proportionnel à la dose et aussi à la dégradation mesurable d'une caractéristique optique ou mécanique<sup>3</sup>. Des écarts de linéarité sont observés, mais bien souvent dus à des effets de débit ou d'autres phénomènes du deuxième ordre, que l'on peut prendre en compte lors d'analyses plus fines.

Si on considère une particule d'un type et d'une énergie donnée comme par exemple un proton de 10 MeV, que l'on sait déposer en moyenne dans une cible mince d'épaisseur  $dx$  une part de son énergie  $dE$ , la dose devient [Ing04]:

$$DOSE = \frac{\phi \cdot dE \cdot S}{\rho \cdot dx \cdot S} = \phi \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (1)$$

$\rho$  étant la densité du matériau cible et  $dE/dx$  étant le **pouvoir d'arrêt** de la particule incidente c'est-à-dire l'énergie perdue par unité de longueur (LET : *Linear Energy Transfer*). Le pouvoir d'arrêt peut s'exprimer par exemple en MeV/ $\mu$ m et lorsque il est normalisé par rapport à la densité en MeV/g.cm<sup>2</sup>. La dose s'exprime elle en MeV/g, ou dans le système international d'unité en Gray (1 Gy = 1 J/kg). Du pouvoir d'arrêt on peut déduire par une simple intégration les distances parcourues par les rayonnements dans la matière. Il suffit de sommer les éléments de parcours de la particule lorsque son énergie décroît jusqu'à zéro :

$$r(E) = \int_{E_{incidenti}}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dx}(E)} \quad (2)$$

La dose, les pouvoirs d'arrêts et les parcours des particules sont des facteurs fondamentaux utilisés de manière systématique pour paramétrer de nombreuses dégradations. Une part non négligeable de mon travail consiste à mettre en place des méthodes et des outils de calcul basés sur ces paramètres. Il est également très important d'étudier la précision et la pertinence de ces paramètres en fonction de la gamme d'énergie et le type de particules étudiées. Se pose notamment la question de ces paramètres pour les électrons de basse énergie [eV, keV] dont les valeurs sont bien moins maîtrisées qu'à plus haute énergie [Pier17a].

<sup>2</sup> Ce n'est vrai qu'en première approximation car il existe des effets de guérison qui dépendent de la température du débit de dose...

<sup>3</sup> Là aussi il existe des effets de guérison qui vont affecter la dépendance de la dégradation à la dose déposée.

A ce niveau-là, on peut introduire d'autres types d'interactions. En effet jusqu'à présent nous n'avons considéré que les interactions avec les électrons du cortège électronique des atomes de la matière. Or les principales interactions dont on parle ici sont des interactions coulombiennes d'attraction ou de répulsion entre les charges des particules incidentes et les charges des particules cibles. On peut donc s'intéresser aux interactions coulombiennes avec les noyaux chargés positivement. Si les transferts d'énergie sont suffisants, on peut déplacer ces noyaux et créer des paires lacune/interstitiel (paire de Frenkel) [Ing04]. Dans un semi-conducteur, les défauts ainsi générés peuvent agir dans le réseau cristallin comme des centres de génération/recombinaison et dégrader les performances électriques de certains composants, notamment les composants optoélectroniques dont le mode de fonctionnement met particulièrement en évidence ce genre de phénomènes. Les imageurs par exemple, voient leur courant d'obscurité augmenter fortement suite aux irradiations. Certaines applications nécessitant un bas niveau de bruit peuvent être perturbées par ces signaux parasites [Ing14a]. Les senseurs d'étoiles utilisés pour le contrôle d'attitude peuvent dysfonctionner si le nombre de pixels fortement dégradés, c'est à dire qui présente de forts courants d'obscurité, deviennent trop nombreux. Dans ce cas, les pixels délivrant un fort courant en l'absence de toute excitation lumineuse, apparaissent comme des étoiles supplémentaires, qui vont brouiller les systèmes de reconnaissance, basés sur l'identification des étoiles de la voûte céleste. Ce genre de dégradations, à la différence des phénomènes d'ionisation, sont proportionnelles à la quantité d'interaction avec les noyaux. On peut de manière analogue aux effets ionisants définir une **dose non ionisante** [Ing04] qui représente l'énergie déposée dans la matière par transfert d'énergie aux noyaux. Cette dose est proportionnelle au nombre d'atomes déplacés et donc indirectement au nombre de défauts électriquement actifs produits dans les composants. Par analogie avec la dose ionisante la dose de dommage est donnée par :

$$DOSE_{non\ ionisante} = DDD = \phi \left( \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{non\ ionisant} \quad (3)$$

DDD correspond à la Dose de Dommage de Déplacement et le pouvoir d'arrêt non ionisant est appelé le NIEL (*Non Ionizing Energy Loss*). L'unité classique de la dose de dommage est le MeV/g et le NIEL s'exprime comme de pouvoir d'arrêt ionisant (LET) en MeV/g/cm<sup>2</sup>.

Sur la gamme d'énergie du domaine spatial [keV, GeV], les interactions auxquelles nous allons nous intéresser sont principalement des interactions coulombiennes. Les particules de l'environnement spatial à l'origine des défaillances sont en effet principalement des particules chargées comme les électrons, les protons et les ions. Cependant, aux plus hautes énergies il faut tenir compte du fait que la barrière de potentiel coulombienne n'est plus suffisante pour dévier les particules, qui sont alors capables de heurter directement les noyaux des atomes et d'interagir avec le champ de force nucléaire des noyaux, produisant ainsi ce que l'on appelle des « réactions nucléaires ». Au-delà de quelques dizaines de MeV/nucléon, les particules lourdes sont connues pour produire ce type de réactions (spallation). Cependant à ces énergies, les électrons et les photons sont aussi susceptibles d'induire des réactions analogues dites réactions électro et photo nucléaires. Les noyaux impactés sont fragmentés en plusieurs particules secondaires d'énergies inférieures, qui vont également participer, lors de leur propre ralentissement à l'ionisation de la matière et à la production de déplacements atomiques. Nous verrons par exemple que ces réactions nucléaires jouent un rôle prépondérant dans le basculement logique de points mémoires dans les composants numériques [Pet89], mais aussi dans la forte augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs [Urs16].

Pour comprendre les dégradations observées il faut donc mettre au point des modèles, des méthodes et des outils qui feront appel directement ou indirectement à ces notions de DOSE, DOSE DE DOMMAGE, de LET et de NIEL. Les particules d'intérêt pour les applications spatiales sont les électrons de quelques eV à une centaine de MeV, les protons et des ions de quelques keV/nucléons à quelques GeV/nucléons, les photons de quelques keV à quelques centaines de MeV, ainsi que les neutrons sur la même gamme d'énergie que les protons. Le transport doit être fait dans des structures plus ou moins complexes qui nécessitent parfois de faire appel à du calcul de Monte Carlo ou plus simplement à des modèles analytiques dans le cas où les problèmes peuvent être symétrisés. Le transport est assez bien connu à haute énergie ou des approximations permettent de simplifier les approches. Des bibliothèques de fonctions physiques comme GEANT4 [GEANT4] peuvent être utilisées. A plus basse énergie (~eV) le travail sur les modèles de transport notamment le calcul des sections efficaces est moins avancé et impose de développer nos propres modèles. Nous avons intégré la communauté internationale des développeurs GEANT4 (Low electromagnetic physics working group) dans le cadre duquel nous mettons à disposition certains de nos modèles à l'ensemble des utilisateurs de cet outil open source. Un paragraphe sera consacré au travail que nous faisons dans ce domaine. Pour synthétiser, le développement de ces outils de simulation répond aux problématiques du domaine spatial traitées par le département DPHY de l'ONERA [ONERA]. Les problématiques auxquelles j'ai répondu depuis ma soutenance de thèse et qui sont présentées dans ce document sont par ordre chronologique :

- La simulation du basculement logique de points mémoires dans l'électronique numérique (SEU : Single Event Upset),
- La création de défauts dans les semi-conducteurs responsables de l'augmentation du courant d'obscurité dans les imageurs,
- L'émission électronique secondaire qui déclenche, dans les composants hyperfréquences, des phénomènes d'avalanche électronique (Multipactor).

Mais le développement et l'amélioration des modèles de calcul représentent aussi une part importante de mon travail :

- L'amélioration des modèles de calcul de NIEL pour une meilleure prédiction des dégradations induites par dose de dommage dans les composants optoélectroniques (photodiodes, LEDs, imageurs ou cellules solaires).
- La mise au point de modèles aussi bien numériques qu'analytiques pour les rendements d'émission secondaire utilisés dans la problématique du multipactor ou des effets de charge.
- L'extension à basse énergie (~eV pour les électrons, ~keV pour les ions) des modèles de transport de Monte Carlo ainsi que des modèles de parcours ou de pouvoirs d'arrêt, utiles pour de nombreuses applications.

C'est l'ensemble de ces problématiques qui est détaillé dans la suite de ce document. Le texte présentera d'abord le développement des modèles de transport qui sont à la base de mon travail. Je décrirai les méthodes de Monte Carlo et les modèles analytiques qui ont été développés. Les modèles analytiques les plus aboutis traitent de l'émission électronique secondaire, dont je parlerai dans un deuxième temps, avant d'enchaîner par le déclenchement des événements singuliers (SEU) dans les technologies de dernière génération, toujours avec les électrons. J'aborderai ensuite la problématique de la dégradation des composants optoélectroniques par la création de défauts. Et je conclurai naturellement par les perspectives à ce travail de recherche.

### 3. MODELES DE TRANSPORT ET D'EFFETS DES RAYONNEMENTS

#### 3.1. Contexte

Le transport des radiations dans la matière est un point de passage obligé avant toute étude visant à comprendre les mécanismes de dégradation radio-induits. Il doit permettre la quantification précise des flux qui atteignent la cible en termes de : type de particule, d'énergie et de direction d'incidence. Dans un second temps, ce transport que l'on caractérisera essentiellement par les transferts d'énergie avec les atomes du matériau cible, permettra l'évaluation des niveaux de dégradation, grâce au calcul des doses ionisantes et non ionisantes. Cette physique, depuis la découverte des rayonnements à la fin du 19<sup>ème</sup> siècle a été très largement étudiée et nombre de modèles et d'outils sont disponibles pour répondre à ces questions. Dans le domaine applicatif de l'ingénierie spatiale, où l'on est confronté, comme on l'a vu précédemment, à des particules de quelques centaines de keV à quelques centaines de MeV, on s'intéressera essentiellement à la physique de la force électromagnétique, qui est le mécanisme d'interaction privilégié entre quelques centaines d'eV et quelques dizaines de MeV (ordre de grandeur typique du potentiel coulombien créé par un noyau atomique). Cette physique est très bien maîtrisée au-delà du keV. Les outils numériques disponibles permettent de répondre à la très grande majorité des problématiques du spatial. Cependant, pour certains effets, ou avec l'émergence de nouvelles technologies nanométriques, nous sommes amenés à nous intéresser de plus en plus à ce qui se passe en dessous de la centaine d'eV, où la physique de l'interaction électromagnétique est moins bien maîtrisée. D'autre part, au-delà de quelques dizaines de MeV, les particules capables de franchir la barrière de potentiel coulombienne, se retrouveront dans les noyaux à des distances des nucléons telles que la force nucléaire forte deviendra le processus dominant. On entre dans le domaine des réactions nucléaires, qui vont également nous intéresser, par les particules secondaires produites. Donc, nous travaillons au développement de ces modèles notamment pour les mettre à disposition des ingénieurs du spatial dans des outils numériques adaptés. Par exemple, les codes de transports de Monte Carlo utilisés dans le secteur spatial sont en général valides pour les électrons jusqu'au keV, et 50 keV pour les ions lourds. Or, la miniaturisation des systèmes ainsi que le besoin de mieux comprendre les processus de dégradation, exige l'établissement de modèles valides à plus basse énergie (~eV), ainsi qu'à des échelles de l'ordre du nanomètre. C'est un point capital à prendre en considération, et auquel je me suis intéressé, dans le cadre de l'évaluation du déclenchement de certains effets, comme le « multipactor » dans les composants radio fréquence, ou les événements singuliers dans les composants numériques. Deux paragraphes de ce document seront consacrés à ces phénomènes (resp. 3.3 et 3.4).

Enfin, la modélisation numérique de systèmes complexes exige dans certains cas, pour des questions d'efficacité et de temps de calcul, l'élaboration de modèles analytiques simple d'utilisation. C'est pourquoi, du travail plus amont sur la physique du transport des particules, nous développons des modèles de transport simplifiés. Je décrirai notamment les relations parcours/énergie mises au point pour les électrons jusqu'à quelques eV ainsi que le modèle d'émission secondaire que nous en avons tiré (3.2).

Les effets comme le « multipactor » et le SEU, relèvent de l'ionisation de la matière. Cependant, les effets non-ionisants, qui ont été un peu négligés par le passé car moins contraignants pour les systèmes spatiaux, deviennent un sujet de préoccupation avec le développement des systèmes d'observation, qui reposent sur l'utilisation de composants optoélectroniques, particulièrement sensibles à ces phénomènes. Le paragraphe (3.5) sera consacré à ces effets et clôturera la partie technique de ce document.

Avant donc de rentrer plus dans le détail de certains effets je décrirai d'abord les modèles physiques de transport des radiations que je développe.



## 3.2. Modèles de transport des radiations

### 3.2.1. Monte Carlo

L'outil de base utilisé dans le domaine des radiations spatiales est le code de transport de Monte Carlo [Pie17b]. Le principe en est simple. On suit pas à pas la progression d'une particule dans la matière en déterminant à chaque étape ses interactions avec les atomes du milieu et les pertes d'énergie associées. En l'absence de champ électrique ou magnétique, la trajectoire entre deux interactions est rectiligne. La distance parcourue entre deux interactions est déterminée de manière aléatoire par tirage dans les probabilités d'interactions (sections efficaces). L'intérêt de la méthode de Monte Carlo est de permettre le transport des particules dans des géométries en trois dimensions aussi complexes que des satellites entiers. De plus, si lors d'une interaction une particule secondaire est produite, on peut la suivre comme on le ferait d'une particule primaire, et ainsi simuler l'ensemble des processus de cascades radiatives. On peut ainsi savoir avec précision comment l'énergie incidente a été dissipée dans le système étudié. Ce genre de simulation repose sur un algorithme récursif qui est alimenté par les sections efficaces des différents processus d'interaction. Les sections efficaces peuvent être calculées théoriquement, ou être le résultat de mesures ou encore combiner les deux. Toute la physique est contenue dans les sections efficaces, qu'il faut connaître dans le contexte du spatial, pour différentes particules (électrons, protons, ions), une large palette d'interactions, et sur une gamme d'énergie qui va de quelques eV jusqu'au GeV.

Nous développons des codes de Monte Carlo « maison » dédiés à nos domaines d'applications (émission secondaire, effets des radiations dans l'électronique, calcul de dose,...). Mais nous utilisons également des bibliothèques de fonctions dédiées au transport des particules comme GEANT4 [GEANT4]. Nous participons aussi au groupe de travail international qui assure le développement de ce dernier.

Par exemple, pour la simulation de l'émission électronique secondaire, mais aussi des événements singuliers induits par les électrons dans l'électronique, comme aucun logiciel libre ne permet de faire le transport des électrons jusqu'à quelques eV, nous avons été amené à développer nos propres outils. D'un côté, nous avons développé le code maison OSMOSEE [Rou13, Pie17a, Pie17b], qui est une sorte de laboratoire où l'on teste de nouveaux modèles, que l'on implémente ensuite dans GEANT4 pour bénéficier de toutes les capacités de ce « logiciel » (géométries et visualisation 3D). Avant de décrire plus en détail les modèles je vais dire quelques mots de GEANT4.

Plus qu'un simple logiciel, GEANT4 est une librairie complète de fonction C++ dédié au transport des radiations dans la matière, qui bénéficie de l'apport d'une équipe internationale de développeur qui le fait évoluer en permanence (2 versions par an). A l'origine, GEANT est un outil créé par le CERN pour aider les physiciens à développer leurs détecteurs de particules. La première version de GEANT créée en 1974 assurait le transport des particules de manière très sommaire et dans des détecteurs aux géométries très simples. Depuis ce logiciel a connu de nombreuses évolutions. La version GEANT3, né en 1982 au cours du projet OPAL est le fruit d'une collaboration étroite entre plusieurs laboratoires européens. Ce logiciel développé en fortran, basé en partie sur le code FLUKA (CERN) est devenu à cette époque un code très performant et reconnu internationalement. Son utilisation restait toutefois restreinte à la communauté des physiciens des hautes énergies. La version GEANT4 né en 1999 codé en C++ pour en faciliter la maintenance, a bénéficié avec le soutien de l'ESA (*Agence Spatiale Européenne* [ESA]) d'une plus large audience. Ce logiciel prend en compte un grand nombre d'interactions pour une large gamme de particules. Il simule le transport dans la matière des principaux leptons, mésons et hadrons. Il est capable de simuler l'interaction avec la matière des positrons, neutrinos, muons, pions, kaons, antiprotons lambdas, sigmas etc... Naturellement il prend en charge les particules plus « classiques » de l'environnement spatial comme les

protons, les électrons, les ions lourds, et les photons gammas. Son domaine d'application s'étend, suivant la nature des particules, du keV au TeV. La "structure objet" de cette librairie lui confère une grande souplesse d'utilisation, c'est pourquoi nous avons fait le choix très tôt (en 2000) de l'utiliser pour certaines de nos applications. Et quand nous avons eu besoin d'étendre certains modèles de transport jusqu'à quelques eV nous avons intégré naturellement le groupe des développeurs. En effet GEANT4 a été développé initialement pour les hautes énergies (>GeV) et les domaines d'énergie ne se sont étendus à basse énergie que progressivement. Les modèles « standards » ne descendent que jusqu'au keV pour les électrons (qq centaine d'eV dans certains cas) et que vers 50 keV pour les ions lourds. Or nous nous intéressons à des effets qui nécessitent de faire le transport à des énergies plus basses. Par exemple, tout se passe entre quelques eV et quelques keV pour le processus d'émission électronique secondaire des électrons. C'est autour de quelques centaines d'eV, que le rendement d'émission dépasse 100%, et qu'il influence fortement les phénomènes de charges ou le déclenchement de l'effet multiplicateur dans les composants radiofréquences. De même les niveaux d'ionisation nécessaires au basculement d'un point mémoire dans l'électronique numérique atteint des seuils toujours plus bas, aujourd'hui de l'ordre de quelques keV pour les technologies les plus intégrées (22nm). Il faut donc pour les protons et les ions lourds, être capable de calculer proprement des énergies déposées très faibles sur des échelles de quelques centaines voire dizaines de nanomètres. Très peu de modèles existent dans ce domaine d'énergie et aucun dans GEANT4, c'est pourquoi je me suis attelé, en partenariat avec le CEA/DAM (*Commissariat à l'Energie Atomique /Division des Applications Militaires*) [CEA] à implémenter ces nouveaux modèles dans GEANT4. Nous travaillons dans le cadre du *Low electromagnetic working Group* de GEANT4 et participons à ce titre à un projet de l'université de Wallongong (Sydney/Australie) qui regroupe également le laboratoire IN2P3 de Bordeaux ainsi que l'université d'Athènes.

### 3.2.2. *Modèle de transport des électrons à basse énergie (~eV)*

A haute énergie (>~10 keV), l'énergie des électrons incidents est, dans la très grande majorité des cas, bien supérieure à l'énergie de liaison des électrons des atomes qui peut donc en première approximation être négligée. L'onde associée à la particule incidente, qui vient diffuser sur le potentiel créé par les atomes n'est que faiblement perturbée, ce qui permet de simplifier le calcul des sections efficaces d'interaction en restant dans le cadre de l'approximation de Born pour la résolution de l'équation de Schrödinger. Mais à basse énergie, en dessous du keV, cette approximation n'étant plus valable, le calcul des sections efficaces d'interaction de manière purement théorique est moins aisé. Les sections efficaces d'interactions seront très dépendantes des niveaux d'énergies propres du matériau ; autrement dit de sa structure de bande. La population des électrons faiblement liés, qui peut se comporter comme un gaz d'électrons libres, présente notamment des pulsations propres. Ces « plasmons » sont le reflet du comportement spécifique de chaque matériau. Les métaux ont une importante population d'électrons de conduction qui ont des pulsations plasma nettement identifiables. Le cas des semi-conducteurs et des isolants est moins évident à traiter, leurs électrons de valence pouvant également présenter un comportement collectif. Dans un cadre purement théorique, les sections efficaces d'interactions ont pu être calculées spécifiquement pour tel ou tel matériau. Mais actuellement aucun modèle théorique universel de calcul des sections efficaces d'interaction ne donne de résultat totalement satisfaisant. Le formalisme le plus pratique et le plus répandu repose sur

l'exploitation de la fonction diélectrique  $\epsilon(k, \omega)$ . La fonction diélectrique complexe est la réponse de l'ensemble des électrons d'un solide à l'excitation d'une onde électromagnétique. L'onde incidente va mettre en mouvement les électrons du matériau qui vont devenir des centres émetteurs d'ondes secondaires. Ces ondes secondaires vont interférer dans un deuxième temps avec l'onde incidente. Ces interférences, lorsqu'elles sont destructives, conduisent à l'absorption d'une partie de l'onde incidente. La réflexion de l'onde incidente est décrite par la partie réelle de l'indice diélectrique complexe alors que sa partie imaginaire

décrit les processus d'absorption. Les sections efficaces d'interaction inélastique (interaction électrons/électrons), qui correspondent donc à des pertes d'énergie des ondes incidentes (électrons, protons, photons), peuvent donc être déduites de l'analyse de la partie imaginaire de la fonction diélectrique. On montre que les sections efficaces différentielles d'interaction peuvent s'écrire de la manière suivante [Pie17b]:

$$\frac{d^2\sigma}{d(\hbar\omega)d(\hbar q)} = \frac{1}{N\pi a_0 T} \text{Im} \left[ \frac{-1}{\epsilon(\hbar\omega, \hbar q)} \right] \frac{1}{\hbar q} \quad (4)$$

L'intérêt ici réside dans le fait que l'indice optique  $\epsilon(0, \hbar\omega)$  a été mesuré, et peut être trouvé dans la littérature pour un grand nombre de matériaux différents. On peut déduire les sections efficaces différentielles ( $d^2\sigma/d\hbar\omega/d\hbar q$ ) des mesures optiques grâce à différents modèles. C'est ce que nous avons fait pour différents matériaux d'intérêt pour nos applications : Aluminium, argent, silicium...

Le but est d'étendre le traitement à la gamme la plus large de matériaux différents. Nous travaillons également au développement de modèles analogues pour les particules lourdes comme les protons et les ions lourds. Cela fait partie des perspectives de ce travail et sera fait dans le contexte de la collaboration internationale à laquelle je participe (GEANT4, Université Walongong). L'implémentation de ces sections efficaces dans les algorithmes de Monte Carlo des codes OSMOSEE et GEANT4 fait partie également de ce travail. Cela pose un certain nombre d'autres problèmes. La vocation de ces codes de Monte Carlo est de traiter des cas le plus réalistes possibles et de modéliser par exemple l'émission secondaire dans des matériaux oxydés. Il faut donc prendre en compte les phénomènes de réflexion quantique à l'interface des différents matériaux et donc ajouter les modèles physiques nécessaires à la librairie GEANT4. C'est ce qui est fait dans la cadre de ce travail et qui est rendu disponible à la communauté des utilisateurs de GEANT4, car les modèles que nous proposons sont incorporés aux nouvelles versions de GEANT4 lorsqu'elles sont publiées.

Nous utilisons évidemment ces modèles physiques pour nos propres applications, c'est-à-dire la modélisation de l'émission secondaire mais également les problématiques d'ionisation dans les

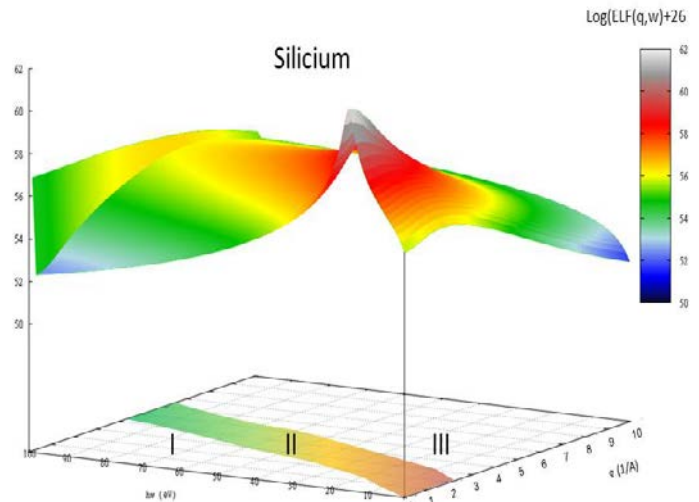


Figure 2 : Représentation de la fonction de perte d'énergie en 3D pour le silicium en fonction de l'énergie  $\hbar\omega$  et du moment  $\hbar q$  transférés. Le domaine I correspond aux interactions individuelles avec les électrons faiblement liés, et le domaine II aux interactions collectives avec le pic du plasmon à 16 eV facilement identifiable.

composants électroniques. Ces deux sujets font l'objet d'études R&T financées par le CNES et de sujets de thèses cofinancés. De 2014 à 2017 Juliette Pierron a travaillé sur ce sujet lors de sa thèse tripartite CNES/CEA/ONERA : « Modèle de transport d'électrons basse énergie (~10 eV-2000 eV) pour applications spatiales (OSMOSEE, GEANT4) ». Une thèse doit débuter en octobre 2018 pour poursuivre ce travail. Des industriels intéressés pour optimiser l'émission secondaire dans leurs systèmes nous ont financés également quelques études. Sur la thématique des SEUs induits par les électrons, Pablo Caron est actuellement en thèse au département DPHY de l'ONERA : « Evénements singuliers induits par les électrons dans les technologies intégrés » (CNES/ONERA). Des codes de Monte Carlo, nous produisons également des modèles analytiques qui ont plus une visée « ingénieur ». C'est ce qui est présenté dans la suite.

### 3.2.3. Modèles analytiques

#### Relation parcours/énergie

D'un point de vue pratique, il est souvent utile de connaître pour une énergie donnée la distance que peut parcourir une particule dans la matière. La distance totale  $r$  qui est parcourue par une particule incident d'énergie  $E$  :  $r(E)$  (équation  $r(E) = \int_{E_{\text{incidenti}}}^0 \frac{dE}{\frac{dE}{dx}(E)}$  (2,

paragraphe 2.3) est appelé couramment le « parcours » (range en anglais) [Ing04]. Par exemple, les images en microscopie électronique ne peuvent être interprétées qu'à condition de connaître la profondeur de pénétration des électrons incidents. La profondeur de pénétration est reliée au « parcours pratique », qui est la projection de la distance parcourue par la particule incidente le long de sa direction d'incidence (Figure 3, [Ing04]). Pour protéger un équipement dans un satellite, le parcours et le parcours pratique sont très utiles pour définir au premier ordre une épaisseur de blindage.

Au contraire, lors de tests de qualification, il faut connaître aussi les profondeurs de pénétration des particules que l'on utilise pour savoir si la partie utile de l'équipement à irradier sera atteinte. Ces longueurs de parcours sont très bien connues à haute énergie, mais beaucoup moins à basse énergie. C'est particulièrement vrai pour les électrons dont les modèles analytiques ne sont valables qu'au-dessus de ~1 keV [Web64].

Les parcours pratiques qui ont été déterminés expérimentalement sont difficiles à mesurer en dessous de cette énergie. Les codes de Monte Carlo sont donc très utiles pour étendre les domaines de validité des formules analytiques en dessous du keV. C'est ce qui a été fait à l'aide des codes OSMOSEE et GEANT4 [Ing16]. Ce travail a démontré que le comportement à basse énergie est très différent de celui prédit par simple extrapolation des modèles de haute énergie. Au lieu de tendre continuellement vers 0, le parcours pratique des électrons atteint un plateau à basse énergie qui est lié au changement de régime du transport à ces énergies-là. Autour de quelques centaines d'eV, le transport est dominé par les interactions coulombiennes élastiques, alors que les pertes d'énergie associées aux interactions électron/électron deviennent de plus en plus rares.

De ce fait, le transport des particules suit une sorte de mouvement « brownien » piloté par les interactions élastiques, qui ne s'arrête que lorsqu'un transfert d'énergie suffisant se produit au cours d'une interaction inélastique. La conséquence est que la distance que peut parcourir un électron à basse énergie (< ~500 eV) devient indépendante de l'énergie incidente et on voit un plateau sur la loi  $r(E)$  (Figure 4).

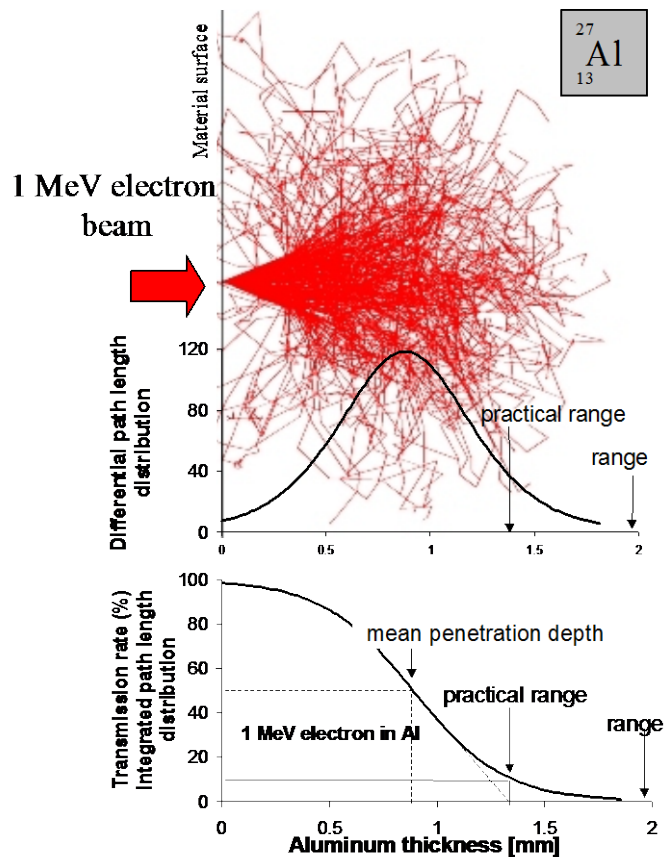


Figure 3 : Trajectoire des électrons de 1 MeV dans de l'aluminium. La courbe du bas représente la probabilité de transmission en fonction de la profondeur. La distribution au-dessus est sa dérivée, elle représente la distribution des profondeurs de pénétration. On note que les électrons sont fortement diffusés. Le parcours pratique est défini comme l'intersection de la tangente au point le plus pentu de la probabilité de transmission avec l'axe des x (profondeur).

Une formule analytique complètement paramétrée valide entre 1 eV et 30 MeV a été proposée [Ing16]. Au-delà de 14,5 keV la formule de Weber est utilisée [Web64]. Elle est remplacée en dessous de ce seuil par une formule capable de reproduire le plateau à basse énergie :

$$\begin{aligned}
 x &= D(E + E_r)^f & E < E_0 = 14.5 \text{ keV} \\
 x &= AE \left[ 1 - \frac{B}{(1 + CE)} \right] & E \geq E_0 = 14.5 \text{ keV}
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

L'ensemble des paramètres de ces formules sont définis en fonction du numéro atomique  $Z$  et peuvent être trouvés dans la référence [Ing16]. Comme on le verra par la suite, ce modèle sert de base également à d'autres modèles analytiques de calcul de dose ou d'émission secondaire.

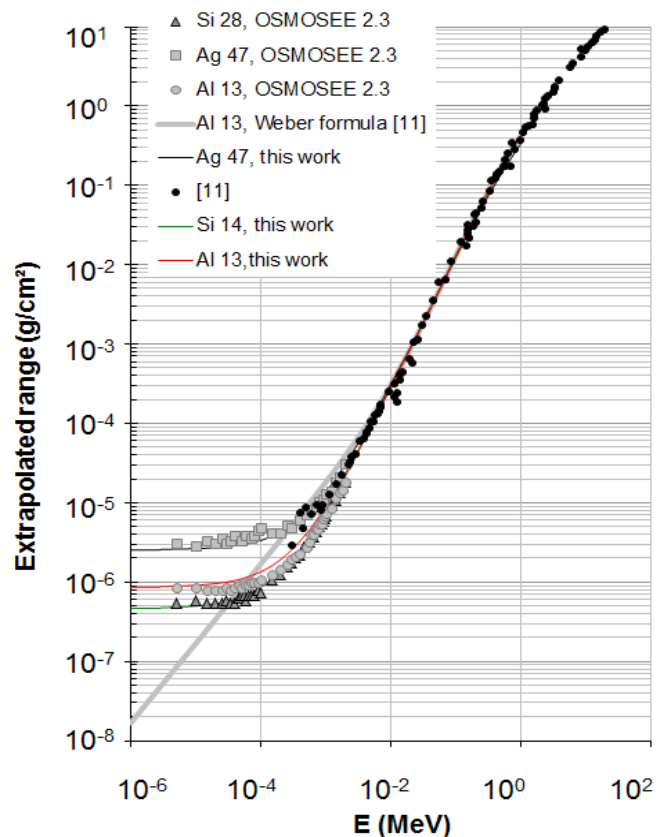


Figure 4 : Parcours pratique des électrons [1 eV, 30 MeV].

## Dose ionisante

On peut aller plus loin dans les calculs analytiques et estimer l'énergie déposée par des électrons incidents en fonction de la profondeur du matériau cible. C'est ce que l'on appelle les profils de dose ionisante [Ing04]. Le transport des particules en général peut être déterminé en première approximation par la fonction qui donne le parcours  $r$  (range) en fonction de l'énergie ( $E$ ) :  $r(E)$ . Cela permet de connaître les distances parcourues dans un matériau et donc les profondeurs de pénétration, ce qui peut aider comme on l'a vu à déterminer des épaisseurs de blindage ou encore des flux transmis. L'inverse de la dérivée  $dE/dr(E)$  de cette fonction donne l'énergie déposée par unité de longueur le long de la trajectoire de la particule. Cela représente la dose déposée qui est également une fonction de la fluence [Ing04]. Ceci s'applique assez bien aux particules "lourdes" comme les protons ou les ions lourds qui ont des trajectoires rectilignes et pour lesquels le straggling<sup>4</sup> est faible, mais s'applique beaucoup moins bien au cas des électrons qui subissent une forte diffusion angulaire. Dans ce dernier cas, chaque trajectoire est unique, la notion de moyenne avec lesquelles nous travaillons ici est à nuancer car entachée d'une beaucoup plus grande imprécision. Pour les électrons, il faut donc impérativement et a minima connaître pour une épaisseur  $x$  de matériau donnée, la probabilité de transmission. Ces probabilités sont données pour chaque énergie incidente. On la notera  $\eta(h, E)$ . Au final, moyennant la connaissance de  $r(E)$ , et de  $\eta(h, E)$  on peut développer des modèles très simples de transport dans des écrans plans d'épaisseur finie. On peut en déduire des formules simples pour la dose [Ing14b].

Nous prendrons, pour présenter le modèle, le cas des électrons qui est sans conteste le plus complexe à traiter du fait de la forte diffusion angulaire des particules. Nous pourrions en tirer des

<sup>4</sup> Dispersion du parcours liée au processus stochastique du ralentissement de la particule

généralités qui s'appliqueront aux cas plus simples des particules chargées plus lourdes comme les protons ou les ions lourds. Comme nous l'avons dit, le transport des électrons peut être déterminé en première approximation par deux paramètres : La fonction qui donne le parcours en fonction de l'énergie  $r(E)$ , et la probabilité de transmission par une feuille de matériau d'épaisseur  $h$  :  $\eta(h, E)$ .

La dose ionisante est l'énergie moyenne transférée par le rayonnement incident aux électrons du milieu traversé. Cela correspond à l'énergie moyenne déposée par unité de masse du matériau par l'intermédiaire des interactions électron/électron.

Calculons alors, dans une épaisseur  $dh$  du matériau cible située à la profondeur  $h$ , la dose que dépose une fluence  $\phi$  de particules incidentes à la surface du matériau. L'énergie déposée  $dE$  dans la profondeur  $dh$  est simplement la différence entre la quantité d'énergie qui arrive à la profondeur  $h$  et celle qui quitte le volume à la profondeur  $h+dh$ . La quantité d'énergie arrivant à la profondeur  $h$  est égale au

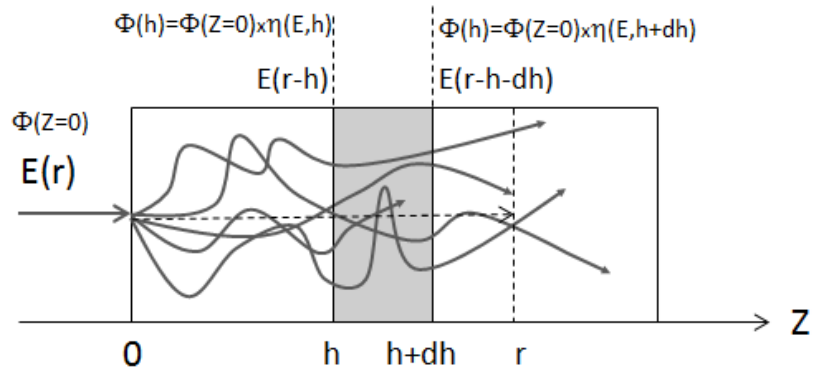


Figure 5: Transmission des électrons

produit du nombre d'électrons arrivant à la profondeur  $h$   $\phi \times \eta(h, E)$  ( $\eta(h, E)$  étant la probabilité de transmission) par l'énergie des électrons  $E(r-h)$  à cette même profondeur.  $r-h$  étant le parcours pratique des électrons d'énergie  $E$  qui ont parcouru la distance  $h$  :

$$\phi \cdot \eta(h, E) \cdot E(r - h) \quad (6)$$

De manière analogue, l'énergie résiduelle à la profondeur  $h+dh$  est :

$$\phi \cdot \eta(h + dh, E) \cdot E(r - (h + dh)) \quad (7)$$

La dose est simplement la différence de ces deux quantités et est donc donnée par :

$$dose \propto \phi \frac{d\eta \cdot E(r - h)}{dh} \quad (8)$$

Ce qui est remarquable dans cette formule, c'est qu'elle peut être évaluée à partir du moment où l'on connaît les probabilités de transmission, qui donneront aussi la relation parcours/énergie  $E(r-h)$  comme on l'a montré au paragraphe précédent.

Le code de Monte Carlo OSMOSEE a été utilisé pour paramétrer la relation  $r(E)$  et les probabilités de transmission jusqu'à quelques eV pour mettre au point une formule analytique donnant la dose en fonction de la profondeur. Au-dessus d'une centaine d'eV, la dose ionisante des électrons est donnée par la formule suivante :

$$Dose(h) = \left[ \frac{1}{F} (r - h)^{1/F-1} \right] e^{\left( \frac{q \cdot h}{r} \right)^p} + \left[ (r - h)^{1/F} - E_r \right] \cdot p \cdot \frac{q}{r} \left( \frac{qh}{r} \right)^{p-1} e^{\left( \frac{q \cdot h}{r} \right)^p} \quad (9)$$

Cette formule est entièrement paramétrée en fonction du numéro atomique. La formule complète peut être trouvée dans la référence suivante [Ing14b]. Une comparaison du calcul de dose avec des mesures expérimentales est montrée dans la figure ci-contre (Figure 6). Ce modèle est valable pour des énergies allant jusqu'à une dizaine d'eV, ce qui a permis de l'utiliser pour mettre au point un modèle analytique d'émission électronique secondaire [Ing17, Ing18b].

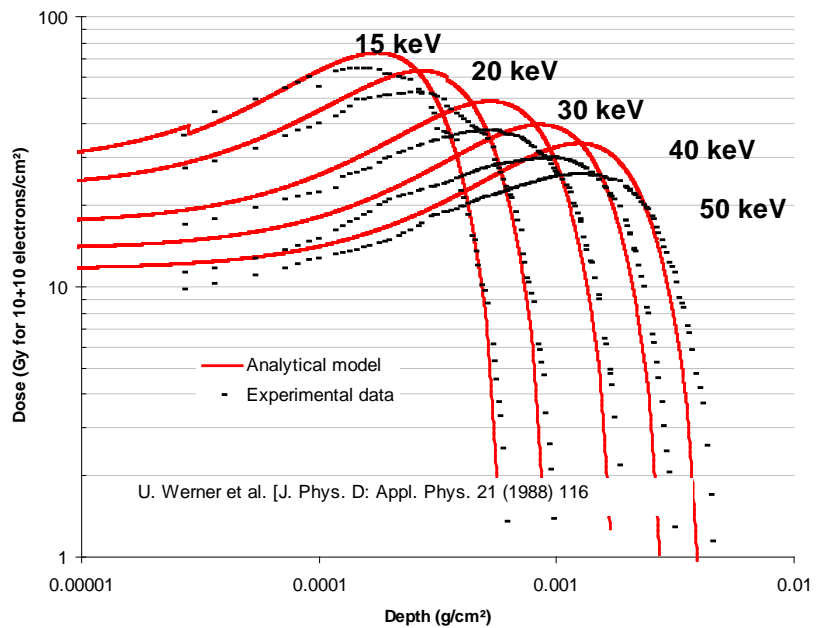


Figure 6 : Profil de dose ionisante dans l'Al d'électrons [15keV et 50 keV]

### 3.3. Modélisation de l'émission secondaire

#### 3.3.1. Introduction

Dans le domaine du spatial, les mécanismes d'endommagement liés aux radiations dépendent en général de plusieurs facteurs. Par exemple, les effets de charge des isolants sont étroitement liés à la conductivité des matériaux qui va agir comme élément régulateur des potentiels électriques. Les effets radiatifs comme la photo-ionisation ou l'émission secondaire peuvent aussi jouer un rôle important dans ces phénomènes de charge. Il existe d'autres exemples où les phénomènes d'émission d'électrons sont importants. Dans les composants RF (guides d'ondes), sous l'action du champ hyperfréquence, l'émission de bouffées d'électrons, mécanisme connu sous le nom d'effet multipactor, est piloté par le rendement d'émission secondaire [Ton11]. En effet, lorsqu'un électron de basse énergie arrive sur la paroi d'un guide d'onde radiofréquence, cet électron va pouvoir arracher un ou plusieurs électrons de la paroi du guide.

Si les électrons créés dans le guide par émission électronique sont accélérés par le champ électrique de l'onde radiofréquence et envoyés contre les parois du guide, ils vont pouvoir à leur tour arracher d'autres électrons aux parois. A terme, par un effet de résonance, il peut se produire une avalanche d'électrons dans le guide. Cette

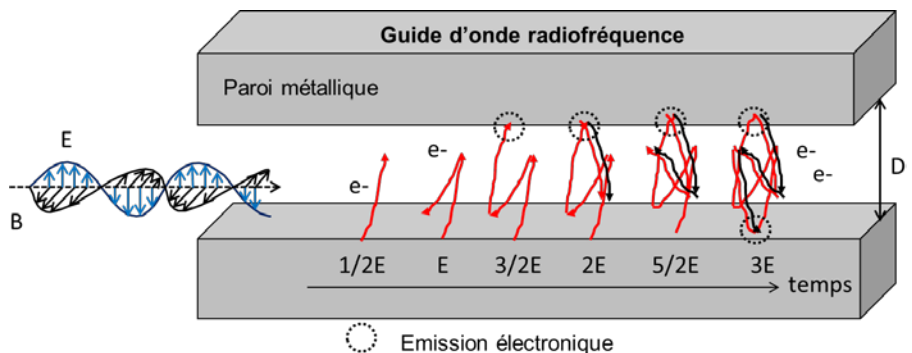


Figure 7 : Illustration de l'effet multipactor [Pie17b]



avalanche correspond à l'effet multipactor. Il perturbe le signal à transmettre et peut même contribuer à la dégradation des parois du guide [Pie17b]. La limitation de la puissance transmise est le seul moyen d'empêcher ce phénomène d'emballement, ce qui est une contrainte forte pour les opérateurs de télécommunication du secteur spatial qui cherchent toujours à augmenter ces seuils pour transmettre toujours plus de puissance.

La modélisation de ces phénomènes (charge, multipactor,...) à l'échelle d'un système ou même du satellite, se fait avec des outils de simulations numériques de résolution des équations aux dérivées partielles (NASCAP [NASCAP], SPIS [SPIS], SPARK3D [SPARK3D]...) qui utilisent comme paramètres d'entrée des modèles simplifiés d'émission secondaire. Le plus souvent, les modèles utilisés sont de simples formules analytiques dont les paramètres ont été ajustés pour coller au mieux à des mesures expérimentales [Dio73]. Ces formules ne prennent évidemment pas en compte la dépendance angulaire qui peut changer de manière significative les niveaux d'émission électronique. Il y a donc un besoin d'avoir des modèles plus physiques plus précis et capables également de tenir compte de l'angle d'incidence des électrons. C'est ce qui est développé sur la base des outils de Monte Carlo (OSMOSEE, GEANT4) et des modèles analytiques de transport (relation parcours/énergie, dose ionisante) présentés précédemment. Le principe de la modélisation analytique de l'émission secondaire sera décrit dans un premier temps Ce que l'on peut faire avec les codes de Monte Carlo : prendre en compte notamment l'état de surface avec la rugosité ou l'oxydation, sera décrit dans un deuxième temps.

Ce travail s'inscrit dans l'effort fourni par le CNES dans le domaine de l'émission secondaire, qui joue, comme nous l'avons dit, un rôle important pour les applications RF, mais également pour la propulsion plasmique. En plus de la thèse de Juliette Pierron (« Développement et validation d'un Modèle de transport d'électron basse énergie (~10 eV-2000 eV) pour applications spatiales (OSMOSEE, GEANT4) ») qui s'est achevée en 2017, une thèse est en cours sur des aspects de modélisation dans les propulseurs à plasma (Marc Villemant). D'un point de vue purement contractuel, le travail présenté dans ce rapport a été effectué lors des R&T d'accompagnement des thèses de Juliette Pierron et Marc Villemant.

### 3.3.2. *Modèle analytique d'émission secondaire*

L'émission secondaire peut être séparée en deux processus distincts: La production d'électrons secondaires lors du ralentissement des électrons incidents par interactions inélastiques électron/électron, et l'émission d'une partie de ces électrons par la surface du matériau irradié. La quantité d'électrons secondaires produits par unité d'épaisseur à la profondeur  $h$ , comme nous l'avons vu précédemment, est donné par la dose ionisante  $Dose(h, E)$ . Si  $p(h)$  représente la probabilité de ces électrons d'atteindre et de traverser la surface, alors la quantité d'électrons produits à la profondeur  $h$  émis par le matériau sera :

$$Dose(h, E) \times p(h) \times dh \quad (10)$$

Le rendement d'émission secondaire est donc la somme de tous les électrons émis par le matériau qui ont été produits à des distances allant de la surface à la profondeur de pénétration des électrons incidents  $h_e(E)$  [Ing17, Ing18b] :

$$Y_{se}(E) \propto \int_0^{h_e(E)} Dose(h, E) \cdot p(h) dh \quad (11)$$

$h_e(E)$  correspond au parcours pratique des électrons incidents donné par la formule

$$x = D(E + E_r)^F \quad E < E_0 = 14.5 \text{ keV} \quad (5).$$

$$x = AE \left[ 1 - \frac{B}{(1 + CE)} \right] \quad E \geq E_0 = 14.5 \text{ keV}$$

La probabilité pour les électrons de sortir du matériau peut être elle, scindée en deux termes, le premier étant la probabilité des électrons secondaire d'atteindre la surface. Si on suppose que les électrons sont produits de manière isotrope, ce terme est égal à la probabilité de transmission du paragraphe « 3.2.3-Dose ionisante »  $\eta(h,E)$  divisé par 2, car seule la moitié des électrons produits vont se diriger vers la surface. L'autre moitié se thermalisera dans le volume du matériau irradié. Le second terme est le passage de la barrière de potentiel coulombienne que l'on appellera  $p_w(w_f, \langle E_s \rangle)$ . Cette probabilité dépend du rapport entre l'énergie des électrons secondaires  $\langle E_s \rangle$  et du travail de sortie  $w_f$ . Au final l'expression du rendement d'émission secondaire est donnée par la formule suivante [Ing17, Ing18b]:

$$Y_{se}(E) = \int_0^{h_e(E)} \frac{Dose(h,E)}{I} \cdot \eta(h, \langle E_s \rangle) \cdot p_w(w_f, \langle E_s \rangle) dh \quad (12)$$

où  $I$  est l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire électron/trou. A l'aide de nos codes de Monte Carlo OSMOSEE et GEANT4 nous avons paramétré les relations parcours/énergie  $h_e(E)$ , probabilités de transmission  $\eta(h,E)$  dont nous avons déduit une expression pour la dose

$$Dose(h) = \left[ \frac{1}{F} (r-h)^{1/F-1} \right] e^{\left( \frac{q \cdot h}{r} \right)^p} + \left[ (r-h)^{1/F} - E_r \right] \cdot p \cdot \frac{q}{r} \left( \frac{qh}{r} \right)^{p-1} e^{\left( \frac{q \cdot h}{r} \right)^p} \quad (9)$$

Comme nous ne nous intéressons qu'aux électrons capables de sortir du matériau, c'est-à-dire qui ont une énergie supérieure au travail de sortie, le franchissement de la barrière de potentiel peut être approximé et exprimé dans une formulation simplifiée. Au final, l'expression du rendement d'émission secondaire prend la forme suivante [Ing17, Ing18b]:

$$Y_{SE}(E, \theta) = \frac{(1-Y_{BS})}{4 \cdot \kappa} \left( 1 - \cos \left( 2 \cdot \arcsin \left( \sqrt{\frac{\langle E_s \rangle - w_f}{\langle E_s \rangle}} \right) \right) \right) \cdot \int_0^{h_e(E)} \frac{Dose\left( \frac{x}{\cos(\theta)} \right)}{w_f \cdot \cos(\theta)} \cdot e^{-q \left( \frac{x}{r(\langle E_s \rangle - w_f)} \right)^p} \cdot dx \quad (13)$$

On note la dépendance angulaire du modèle en  $\theta$ . Le terme exponentiel est l'expression de la probabilité de transmission,  $Y_{BS}$  correspond au taux d'électrons rétrodiffusés puisqu'on ne calcule que la quantité d'électrons produits par les électrons qui sont entrés dans le matériau cible. La constante  $\kappa$ , choisie égale à 8, est là pour tenir compte de toutes les approximations et hypothèses du modèle. Notamment, cela tient compte du fait que la direction des électrons secondaires n'est pas normale à la surface, ce qui est implicitement admis par le modèle lorsqu'on utilise la probabilité de transmission en fonction de la profondeur de pénétration  $h$ .  $\langle E_s \rangle$  est prise égale à 17 eV, une valeur moyenne déduite des simulations de Monte Carlo. L'ensemble des autres paramètres est défini dans les références suivantes [Ing17, Ing18b]. Les comparaisons du modèle avec les données expérimentales permettent de retrouver l'amplitude et le bon positionnement du pic d'émission secondaire. Ce travail nous a permis de comprendre notamment que la position du maximum d'émission secondaire est étroitement lié à la présence du plateau à basse énergie de la relation parcours/énergie (Figure 4).

Le rendement commence à diminuer lorsque le parcours des électrons commence à augmenter plus fortement et que donc les électrons secondaires produits plus en profondeur voient leur probabilité de transmission vers la surface fortement diminuer.

Ce modèle fonctionne relativement bien pour les métaux, mais d'autres effets, liés à la charge par exemple, devront être pris en compte pour les isolants. D'autre part, ce modèle est valide pour un matériau présentant une surface idéalement plane et sans oxydation. Ces effets peuvent être modélisés directement avec les codes de Monte Carlo. C'est ce que nous présentons dans la suite.

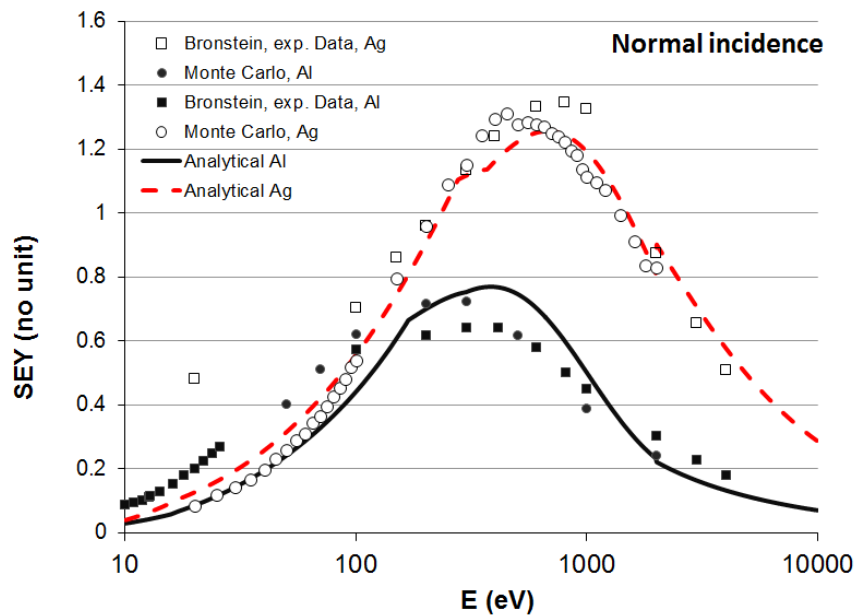


Figure 8 : Comparaison du rendement d'émission secondaire estimé par le modèle avec des données expérimentales obtenues dans l'aluminium et l'argent.

### 3.3.3. Impact de l'état de surface sur l'émission secondaire

La quantité d'électrons émis par une surface soumise à un bombardement d'électrons dépend de paramètres intrinsèques au matériau comme la densité électronique, mais également de l'état de surface. L'oxydation, la contamination et la rugosité peuvent avoir un effet très important sur les niveaux d'émission secondaire [Pie17a, Pie17b]. La rugosité par exemple, si elle reste relativement faible, augmente l'angle d'incidence moyen des électrons sur la surface, et ceci même pour les électrons arrivant en incidence dite « normale ». Localement, l'électron frappe la surface avec un angle qui augmente les niveaux d'émission lorsque l'on s'éloigne de la normale à la surface.

En revanche, lorsque la rugosité est telle que des structures peuvent agir comme des pièges à électrons, on peut atténuer fortement les rendements d'émission secondaire. La rugosité crée à la surface du matériau, des structures pouvant agir comme des cages de Faraday, qui seront d'autant plus efficace qu'elles ressemblent à des cavités étroites dont les parois seront capable de re-collecter les électrons émis (Figure 9). Le travail de compréhension des mécanismes d'émission secondaire par la simulation, est un élément apporté à la mise en place de méthodes de contrôle de l'effet multipactor.

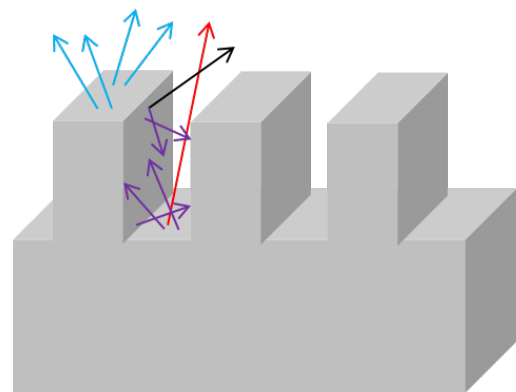


Figure 9 : Schématisation d'une rugosité de surface

Des techniques comme l'attaque chimique ou l'utilisation de laser offrent aux industriels des moyens relativement simples pour contrôler la rugosité de surface et donc le niveau de rendement d'émission secondaire. La modélisation est utilisée pour optimiser les procédés de fabrication. Les simulations numériques peuvent être utilisées pour comprendre les effets observés et même servir à optimiser les traitements de surface.

Dans ce contexte, nous avons développé des outils pour simuler ce genre de phénomènes, et l'effet sur le rendement d'émission secondaire du relief de la surface a été étudié de manière extensive par simulation numérique [Pie17b]. Pour faciliter l'interprétation, la rugosité a été modélisée par des structures géométriques simples, dans le but de limiter le nombre de paramètres dont dépend le résultat. Une surface rainurée dont on a fait varier 3 paramètres de forme a été étudiée (hauteur et largeur des

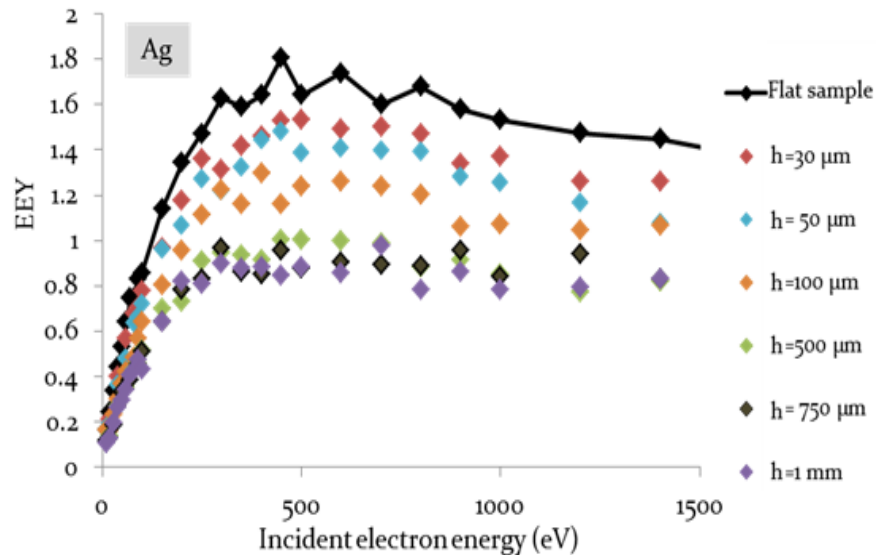


Figure 10 : Rendement d'émission secondaire en fonction de la hauteur  $h$  des rugosités cubiques de la figure 9.

rainures, distance entre rainures). Les dimensions des rainures ont été étudiées sur une gamme allant de quelques dizaines de nm et une centaine de  $\mu\text{m}$ . Nous avons utilisé des simulations 3D de Monte Carlo basé sur la librairie GEANT4 dont nous avons étendu le domaine de validité jusqu'à quelques eV pour les besoins de cette étude (cf. paragraphe 3.2). Les calculs ont été faits pour des cibles en silicium et argent pour valider l'hypothèse de départ qui suppose l'indépendance du résultat à la nature du matériau et donc le rôle prépondérant de la géométrie. Comme on peut le voir sur la figure ci-contre (Figure 10) [Pie17b] le rendement d'émission secondaire diminue avec la hauteur des rainures. Des simulations avec un damier de plots cubiques ont montré un comportement analogue. Ces simulations représentent des états de surface usinés mécaniquement ou par laser. Des simulations avec des états de surface plus réalistes qui se rapprocheraient de l'état naturel d'une surface non usinée, ce qu'on appelle des matériaux « techniques », sont également prévues. Ce travail s'inscrit dans le cadre de notre collaboration avec le CNES et Thales Alenia Space. Une part significative de ce travail a été faite dans le cadre de la thèse de Juliette Pierron (2014-2017).

### 3.4. SEU induits par les électrons et les protons dans les composants de dernière génération

#### 3.4.1. Introduction

On aborde ici une thématique très différente de celle présentée dans les paragraphes précédents puisque le but ici est d'analyser les effets induits par les rayonnements dans les composants électroniques, et notamment les composants numériques qui sont sujets à des phénomènes transitoires occasionnés par le passage de particules ionisantes dans les zones sensibles des composants [Pet89]. En effet, les dispositifs électroniques embarqués sur les satellites sont naturellement vulnérables aux radiations. Des particules comme les protons ou les

ions lourds produisent le long de leur trajectoire une multitude d'interactions inélastiques avec les électrons du milieu traversé. Ces électrons, principalement de faible énergie, sont éjectés le long de la trajectoire de la particule incidente, à des distances courtes par rapport à la longueur de la trace, formant ainsi ce que l'on appelle une « colonne d'ionisation » (trace). Les densités de charges produites dans ces traces sont très élevées. On peut atteindre  $10^{+21}$  paires (électrons/trous)/ $\text{cm}^3$ . Une partie de ces charges, lorsque elles sont produites dans une zone d'un composant électronique où règne un champ électrique, va être collectée, formant un transitoire de courant source de perturbation pour l'électronique [SREC04]. Cela se traduit dans l'électronique numérique, par des aléas comme le basculement d'un point mémoire (bit). C'est ce que l'on appelle un SEU (*Single Event Upset*) [Pet89]. Il existe divers types d'aléas, qui sont regroupés sous le terme de SEE (*Single Event Effects*) [Pet89]. Certains peuvent être destructifs. Cette contrainte est donc prise en compte lors du développement de tout système électronique embarqué.

Pour que le transitoire de courant ait un effet fonctionnel détectable, en général, il faut que son amplitude dépasse un seuil lié aux caractéristiques de fonctionnement du composant (technologie, design, polarisation). Logiquement, les particules ayant le plus fort pouvoir d'ionisation (LET :  $dE/dx$ ) comme les ions lourds, ont été les premières pour lesquelles ce genre de phénomène a été détecté. La sensibilité des composants aux SEE (*Single Event Effects*) est généralement mesurée en fonction du pouvoir d'ionisation (LET : *Linear Energy Transfer*) des particules incidentes (Cf. paragraphe 2.3). Pour un composant, la sensibilité (probabilité d'événement) est représentée en fonction du pouvoir d'arrêt ionisant ( $dE/dx$  exprimé en  $\text{MeV/g.cm}^2$ ). Ces courbes croissantes, présentent un seuil et atteignent une saturation liée aux dimensions de la surface active du composant. Les probabilités sont donc présentées naturellement en unité de surface ( $\text{cm}^2$  ou  $\text{cm}^2/\text{bit}$ ), et sont appelées sections efficaces SEE. Pour les technologies en usage actuellement dans le secteur spatial, les seuils de déclenchements vont de quelques  $\text{MeV/g.cm}^2$  à quelques dizaines de  $\text{MeV/g.cm}^2$  (unité du LET). Par exemple, un ion lourd de silicium a un LET dans le silicium qui peut atteindre  $14 \text{ MeV/mg.cm}^2$  suffisant pour déclencher une erreur dans de nombreux composants.

Cependant, il y a quelques années, Il a été démontré que des technologies intégrées comme les 65 nm ou 45 nm étaient sensibles à l'ionisation qui peut être produite directement par les protons qui ont de faibles LETs ( $dE/dx$ ), inférieurs à  $0.5 \text{ MeV/mg.cm}^2$  [Mes97].

Plus récemment encore, l'Université de Vanderbilt [Kin10, Kin13] a montré que les électrons pouvaient produire ce genre de phénomènes sur des technologies intégrées (45 nm, seuil critique  $\sim 0.5$  fC). Un papier daté de 2013 [King2013] semble montrer des SEUs induits par des électrons secondaires produits sous flash X. Le CNES a étudié le cas d'une irradiation directe avec des électrons de forte énergie lors d'une R&T réalisée en 2014 [Sam14].

Avec le temps, la diminution des dimensions des composants s'accompagne d'une réduction des polarisations appliquées et donc des seuils de déclenchement électrique (Figure 11). Donc même si la diminution des dimensions réduit mécaniquement les risques d'erreurs, cela est compensé en partie par l'abaissement des seuils

de déclenchement. Et on voit apparaître de nouveaux phénomènes qu'il faut prendre en compte dans les procédures d'évaluation des risques. Et donc pour un centre de recherche comme l'ONERA, apporter l'expertise scientifique aux industriels.

Par exemple, l'utilisation d'électrons de forte énergie soulève quelques interrogations. Ces électrons ayant un faible pouvoir d'ionisation et de longs parcours de l'ordre du cm, ils ne peuvent produire, localement sur des échelles de l'ordre du nanomètre, suffisamment de charges pour induire un événement qu'avec une très faible probabilité [Ing15]. Ce n'est probablement pas l'ionisation directe par interaction électron/électron, mais probablement d'autres phénomènes qui sont à l'œuvre lors du déclenchement des SEUs. C'est cette analyse des mécanismes physiques de déclenchement auxquels nous nous sommes intéressés depuis 2015. Ce travail qui a débuté dans le cadre d'une étude R&T CNES, nous a permis de montrer pour la première fois l'importance que pouvaient avoir les interactions coulombiennes dans ce genre de phénomène. En effet, pour des particules plus lourdes, l'ionisation responsable du déclenchement des erreurs est la conséquence de l'ionisation « directe » produite par les interactions inélastiques particule/électron. Pour les protons, la contribution majeure vient des ions de reculs produits lors des réactions nucléaires de spallation. Une réaction se produit au voisinage ou dans la zone sensible du composant, un ou plusieurs des noyaux éjectés ionise la zone sensible du composant, ce qui entraîne la formation d'un transitoire d'amplitude suffisante pour déclencher une erreur. Pour ces particules, les interactions élastiques (coulombiennes) particule/noyaux ne produisent qu'en grande majorité des ions de reculs de faible énergie (keV) incapables de produire suffisamment d'ionisation pour faire une erreur. En comparaison, les ions issus des réactions nucléaires, en récupérant une part de l'énergie du noyau, ont en général des énergies de quelques MeV, qui elles sont situées très largement au-delà des seuils de SEEs. Notre travail a montré pour la première fois que l'interaction coulombienne électron/noyau

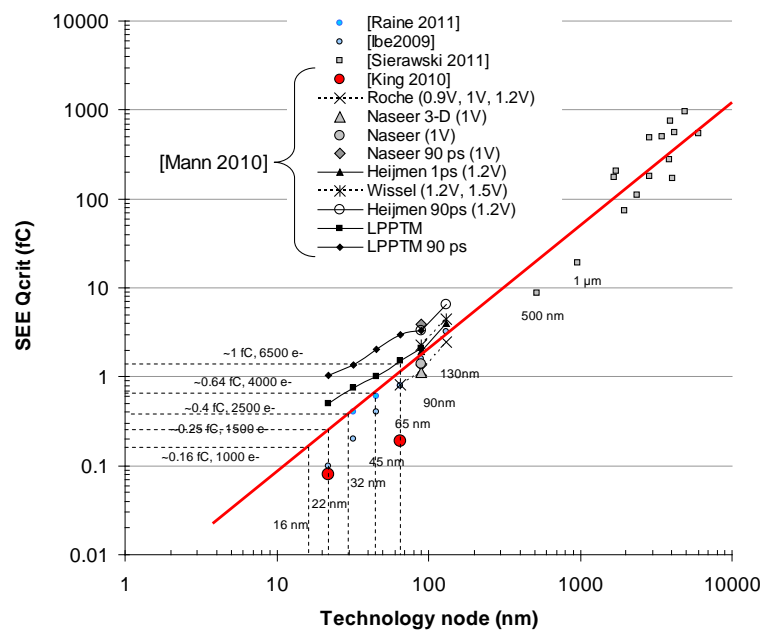


Figure 11: Charge critique SEE en fonction du nœud technologique. A 22 nm, un SEU peut se déclencher à un seuil de 0.25 fC, ce qui correspond à une génération de 1500 électrons. A respectivement 32 nm et 45 nm, il faut de l'ordre de 2500 électrons et 4000 électrons pour générer une erreur.

pouvait être à l'origine des SEUs observés avec des électrons. Nous avons montré que ceci était également vrai pour les protons alors que ce phénomène était négligé jusqu'à présent [Car18b]. Ce travail a été publié en 2015 dans le journal IEEE Transaction on Nuclear Science. Par la suite, dans le cadre d'une thèse CNES/ONERA (Pablo Caron 2016-2019), nous avons fait une étude exhaustive de tous les mécanismes physiques potentiellement responsables des SEUs observés expérimentalement. Ils se comptent au nombre de quatre :

- les interactions inélastiques e-/e- (dite ionisation directe),
- les interactions coulombiennes e-+Si,
- les réactions nucléaires induites par les électrons (électronucléaire),
- les réactions nucléaires (photo-nucléaires) induites par les photons du Bremsstrahlung.

En effet, au-delà d'une dizaine de MeV, au cours de réactions qualifiées d'électro et de photo nucléaires, les électrons comme les photons peuvent être absorbés par le noyau et le perturber suffisamment pour, à l'instar des protons, des neutrons ou des ions, le faire éclater en plusieurs fragments. Pour les électrons de haute énergie, il faut donc s'intéresser à ces réactions mais également à celles qui peuvent être produites par les photons énergétiques du rayonnement de freinage (Bremsstrahlung).

Ce travail original a montré que l'accroissement de la sensibilité des SRAM de générations très récentes (*FPGA Xilinx SPARTAN6, 45 nm*) ne pouvait pas être expliquées par le processus de réaction électronucléaire avec lequel coïncide pourtant le seuil de basculement (~10 MeV), et que le processus d'interaction coulombienne est bien le processus dominant pour les électrons de plus de 10 MeV. Nous avons aussi montré que les rayons gammas (Bremsstrahlung), qui sont produits en grand nombre, et qui peuvent induire eux-mêmes des réactions photo-nucléaires, ne représentent pas une source de SEUs majeure. Nous avons publié ce travail en 2018 dans le journal IEEE trans. Nucl. Sci. [Car18a].

Un condensé de ce travail est présenté dans les paragraphes suivants. Il illustre parfaitement la démarche scientifique que l'on adopte dans ce domaine. C'est-à-dire identifier les processus physiques du transport à l'œuvre dans un phénomène observé sur les systèmes satellites, et les reproduire par simulation expérimentale et numérique.

### ***3.4.2. Le principe du calcul de taux de SEU par la méthode RPP***

Ce genre de thématique, qui touche à des effets sur l'électronique, peut très rapidement devenir complexe, lorsque l'on se confronte aux nombreux paramètres technologiques qui peuvent venir jouer un rôle dans les processus de déclenchement des aléas. On peut citer par exemple :

- les dimensions et le design des composants,
- la technologie du fabricant avec le type de dopants, le niveau et le type de dopage etc...,
- la fonction électronique et les paramètres électriques touchés,
- les niveaux de polarisation,
- etc...

Ces points ne seront pas abordés ici, car nous nous intéresserons uniquement à l'identification des mécanismes physiques qui président au déclenchement des SEEs. Quand j'évoque les mécanismes physiques, je parle des mécanismes de l'interaction rayonnement matière. Dans ce cadre, nous nous bornerons donc, comme cela doit se faire lorsque l'on s'attache à l'analyse de processus complexes, à simplifier au maximum l'approche, et à mettre de côté dans un premier temps, l'ensemble des paramètres technologiques qui peuvent venir rendre difficile la compréhension des mécanismes de base. Par contre il est important, dans un deuxième temps

lorsque l'on a bien identifié les origines des SEEs, et si l'on veut simuler fidèlement les processus de déclenchement, de prendre en compte tous les paramètres technologiques dont dépendent les critères de basculement.

L'objectif ici est donc de calculer par la méthode la plus simple possible les sections efficaces de SEUs. Le but est de comparer les contributions relatives des différents mécanismes potentiellement à l'origine des SEUs. La méthode la plus simple est celle dite du RPP (Rectangular ParallelePipedic) [Pet89]. L'idée est de calculer l'énergie ionisante déposée dans un volume parallélépipédique représentatif des zones sensibles des technologies étudiées, et en comparant cette énergie au seuil de déclenchement, de calculer les sections efficaces d'upsets (Figure 12). On fait donc l'hypothèse ici, que les critères de basculement restent proportionnels à la quantité de charge initialement produite. Cette méthode est la plus répandue dans ce domaine et est par exemple utilisée classiquement pour traiter le cas des SEUs induits par les réactions nucléaires protons+Si. Moyennant quelques précautions on peut transposer cette méthode au cas des électrons incidents.

Si nous reprenons le cas des protons, ayant par exemple une énergie d'une centaine de MeV, ils vont produire par réactions nucléaires inélastiques des noyaux lourds de quelques MeV. Ces noyaux vont traverser les zones sensibles du composant, et s'ils ont un LET ( $dE/dx$ ) suffisant, vont y déposer une énergie ( $dE/dx \times$  épaisseur traversée) capable de déclencher des SEUs. La section efficace d'upset induite par les protons peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma_{SEU} = \sigma_{p+Si}(> x keV) \cdot \eta \cdot dx \cdot S \cdot P_{Si}(\Delta E > SEU_{Threshold}) \quad \text{Équation 14}$$

où  $\sigma_{p+Si}(>x keV)$  est la section efficace d'interaction protons/ions, intégrée entre  $x keV$  et l'énergie maximale transférable.  $\eta = 510^{+22} = \text{électrons/cm}^3$  est la densité atomique du silicium,  $dx$  est l'épaisseur sensible et  $S$  la surface sensible du composant.

Cependant, tous les noyaux de recul ne vont pas déclencher une erreur, car ils n'ont pas le LET suffisant, ou leur trajectoire ne les conduit pas à parcourir une distance suffisamment longue dans le volume sensible pour y déposer l'énergie nécessaire au déclenchement d'une erreur.  $P_{Si}(\Delta E > SEU_{Threshold})$  représente donc la proportion des noyaux de recul qui vont déposer une énergie supérieure au seuil critique et produire une erreur. Cette probabilité, selon les composants, peut varier de quelques % à quelques dizaines de %. Au premier ordre, en supposant que tous les ions lourds produits dans la zone sensible sont susceptibles de déclencher une erreur, on peut obtenir un pire cas qui permet de faire une analyse qualitative de la sensibilité en fonction de l'énergie incidente. Le taux de SEU peut alors s'écrire :

$$\sigma_{SEU} = \sigma_{p+Si}(> x keV) \cdot \eta \cdot dx \cdot S \quad (15)$$

Moyennant quelques précautions, cette approche peut être transposée à tous types de particules incidentes et tous types de phénomènes physiques produisant de l'ionisation. Le cas le plus

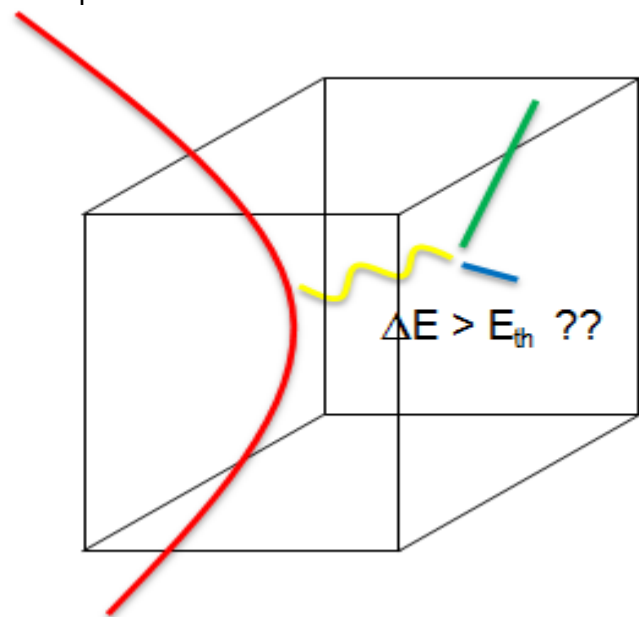


Figure 12 : Principe de la méthode RPP



simple concerne des ions incidents ayant un LET tel qu'il soit supérieur au LET seuil ( $LET_{th}$ ). Dans ce cas, pour un ion ayant un LET supérieur au seuil de déclenchement et supposé traverser la zone sensible, la probabilité de déclenchement vaut 1 puisque la particule traverse le volume sensible avec l'énergie nécessaire. La probabilité de SEUs est directement donnée par la surface sensible  $S$ . Comme on le voit, la prise en compte de l'ionisation produite le long de la trajectoire d'une particule telle qu'un ion est triviale. Cependant, il faut avoir conscience que le traitement de l'ionisation pour les électrons très énergétiques traversant des volumes sensibles de toute petite dimension se rapprochera plus du traitement des réactions nucléaires des protons que de l'ionisation d'un ion incident. En effet, les électrons de quelques MeV et plus, ne vont produire sur des distances de quelques dizaines de nanomètres que quelques événements qui ne produiront un SEU que si l'électron secondaire produit dépose localement suffisamment de charge pour dépasser les seuils de déclenchement. D'autre part, il faut prendre en compte les processus de réaction nucléaire et de diffusion coulombienne qui sont analogues au cas des protons. En effet, aux faibles énergies seuils auxquelles nous nous intéressons, de l'ordre de quelques keV, il ne faut pas négliger la contribution potentielle des ions secondaires produits par interaction élastique des électrons incidents avec les atomes de la matière. Nous avons même montré que ce phénomène négligé jusqu'à présent pour les particules lourdes était le phénomène dominant pour les électrons [Ing15, Car18].

Nous avons, par une analyse qualitative très simple basée sur le modèle que nous venons de décrire, identifié parmi les 4 différents mécanismes précédemment cités lesquels sont le plus susceptibles d'être à l'origine des SEUs observés sur le FPGA (Xylinx Spartam 6, 45 nm). Dans cette partie, en nous inspirant des méthodes de calcul utilisées pour les protons, nous avons calculé la sensibilité du FPGA [Sam14] aux SEUs des électrons. Ce travail a fait l'objet également de mesures expérimentales au cours d'une campagne de mesures réalisée avec des électrons de 1 MeV avec le moyen d'irradiation GEODUR de l'ONERA.

### 3.4.3. Résultats

Ces différents calculs numériques nous permettent d'évaluer au premier ordre la variation de la sensibilité du composant en fonction de l'énergie incidente. Cela nous permet d'interpréter les mesures faites entre 1 MeV et 20 MeV qui montrent pour le FPGA Xylinx (Spartam 6, 45nm) une forme particulière de la sensibilité, avec un niveau constant entre 1 MeV et 10 MeV et une brusque augmentation au-delà de 10 MeV. Nous avons calculé la sensibilité du composant en reprenant les paramètres physiques utilisés par Samaras [Sam14], c'est-à-dire une épaisseur  $dx = 50$  nm, une surface sensible de  $S = 632$  nm x 632 nm et un seuil de SEU de 9 keV qui correspond à  $\sim 2500$  électrons et  $\sim 0.4$  fC. L'objectif ici n'est pas de faire un calcul précis mais plutôt d'analyser l'allure du taux de SEU en fonction de l'énergie des particules incidentes, pour en déduire l'origine des erreurs observées. Le résultat du calcul est comparé aux données expérimentales [Sam14] dans la figure suivante (*Figure 13*).

Pour les interactions e-/e-, nous retrouvons le bon ordre de grandeur des sections efficaces. Cependant, nous constatons sur la Figure 13, que le calcul prévoit une section efficace SEU constante avec l'énergie des électrons alors que la mesure la montre fortement croissante au-delà de 10 MeV. La simulation est conforme avec ce que l'on sait des sections efficaces d'interaction coulombienne qui, d'une manière générale, décroissent avec l'énergie incidente. Si l'on suppose que ce sont les électrons secondaires de quelques keV qui produisent les SEUs, on ne doit pas s'attendre à voir varier de manière très significative les

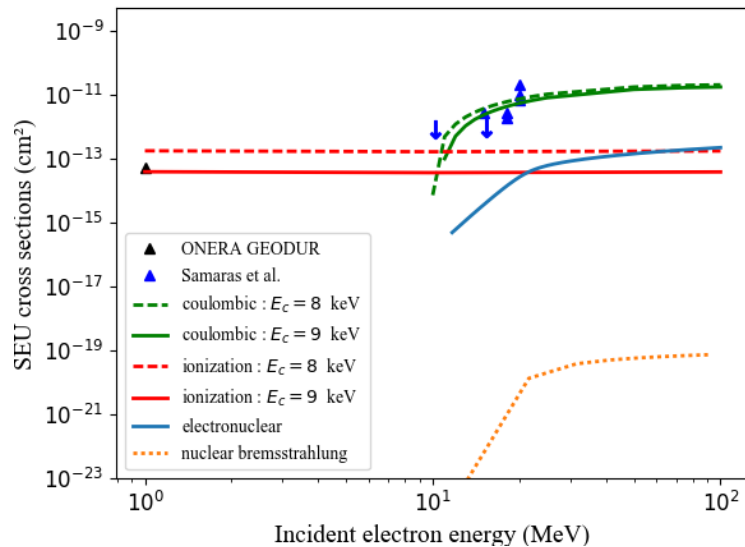


Figure 13: Comparaison des sections efficaces d'upsets calculées et mesurées [Sam14].

sections efficaces de SEU entre quelques MeV et quelques dizaines de MeV. Mais ce n'est pas ce que l'on peut observer sur les mesures [Sam14] (Figure 13) au-delà de 10 MeV. Un autre phénomène permet d'expliquer ce comportement avec l'énergie. Comme on peut le voir sur la figure, l'explication est fournie par la contribution des interactions Coulombienne et dans une moindre mesure par les interactions électronucléaires. Nous avons également calculé ce que pourrait être la contribution à la section efficace d'upset des événements produits par les noyaux de recul pour différentes valeurs de seuil. Ce que l'on voit, c'est qu'en prenant un seuil de déclenchement de 9 keV, on arrive à reproduire très fidèlement la section efficace SEU mesurée. La contribution majeure revient à la diffusion de Rutherford. Les contributions des réactions électronucléaires et photo-nucléaires du Bremsstrahlung demeurent négligeables. Cela démontre assez clairement que les SEUs induits par les électrons sont en fait le résultat du passage dans les zones sensibles d'ions silicium de recul de quelques keV, issus des interactions coulombiennes électron/atome cible. Ces ions peu énergétiques parcourent des distances très courtes et déposent donc suffisamment d'énergie dans les nœuds sensibles de quelques nanomètres ou dizaines de nanomètre de côté.

Il faut maintenant rappeler ici que ces calculs très simples ne prennent pas en compte les phénomènes de collection de charge qui peuvent très certainement modifier de manière significative l'allure des courbes de sensibilité SEU. En gardant à l'esprit les limitations de ce calcul, on montre assez clairement que la production de noyaux de recul par interaction coulombienne est le phénomène majeur qui est à l'origine des SEUs mesurés au-delà de 10 MeV sur la RAM du FPGA testé au cours de la R&T.

La validation de notre hypothèse a été réalisée par la mesure du taux de SEU sous flux d'électrons de 1 MeV. Les résultats expérimentaux obtenus sur 3 composants sont très intéressants. Une pièce a produit 70 SEUs avec une fluence de  $\sim 10^{13}$  e-/cm<sup>2</sup>, ce qui donne une section efficace de SEU de l'ordre de  $10^{-12}$  cm<sup>2</sup>. Les deux autres composants n'ont révélé aucune erreur avec la même fluence d'irradiation. Ce résultat surprenant s'explique toutefois très bien par le calcul. On a constaté qu'en prenant un seuil de SEU à 11 keV au lieu de 10 keV, la section efficace d'upset calculée varie de  $10^{-12}$  cm<sup>2</sup> à  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>. La probabilité de ne mesurer aucun événement avec une fluence de  $10^{13}$  e-/cm<sup>2</sup> est donc de l'ordre de 90 %. Une faible variation du seuil de déclenchement de SEU entraîne une forte variation de la sensibilité car le

nombre d'événements capables de produire des SEUs est très faible. Nous devons intégrer la queue de distribution qui s'effondre au-delà d'une dizaine de keV. Ceci explique la grande variabilité de la sensibilité d'ionisation directe. Ce n'est pas le cas pour le seuil coulombien à 10 MeV qui ne bouge que très peu lorsque l'énergie seuil de SEU est prise dans la gamme [10 keV, 15 keV]. Il est donc tout à fait possible d'un point de vue expérimental d'avoir un composant sensible à l'ionisation directe et d'autres apparemment immuns. Il faudrait, pour vérifier cela, tester les composants à des fluences plus élevées, mais cela impliquerait de déposer des doses ionisantes dépassant plusieurs Mrad, ce qui très certainement endommagerait le composant ou a minima affecterait sa sensibilité. De plus, d'un point de vue opérationnel, aucun composant en ambiance spatiale n'est susceptible d'atteindre ce niveau de contrainte radiative.

Ce type de calcul est très représentatif de la démarche que l'on peut adopter dans le domaine du spatial pour analyser les défaillances. Nous poursuivons notre analyse par un autre type d'effet auxquels nous nous intéressons : Les dégradations à long terme provoquées par les défauts produits par déplacements atomiques. Ce type de dégradation touche plus particulièrement les composants optoélectroniques. Nous montrerons notamment comment on peut évaluer les courants d'obscurité dans les imageurs.

### 3.5. Déplacement atomiques et effets dans les composants optoélectroniques

Nous abordons ici un sujet assez différent des événements singuliers puisque l'on va parler de la dégradation progressive de certains paramètres électriques et non d'un événement aléatoire consécutif au passage dans le composant d'une particule isolée. Là, on parle de dérive progressive d'une fonction, liée à l'accumulation de « défauts » produits par un flux « important » de particules incidentes. On aborde donc la question des dégradations proportionnelles à la dose déposée. Comme nous l'avons vu en introduction, nous pouvons différencier la dose ionisante consécutive aux interactions avec les électrons du milieu, de la dose non ionisante qui quantifie les défauts accumulés dans le réseau cristallin, conséquence des déplacements atomiques. Nous mettrons ici de côté les effets de dose ionisante pour ne traiter que les dégradations du second type associés à la dose de dommage.

Un atome déplacé laisse une place vacante, une discontinuité dans le réseau qui va se traduire très souvent par un effet sur les propriétés de conduction du semi-conducteur [Ing04]. Cette irrégularité dans le réseau va agir sur la capacité de se mouvoir des porteurs de charges libres (électrons, trous) présents dans le semi-conducteur. Les porteurs de charges peuvent en effet se retrouver piégés sur un défaut. Le piégeage et le dé-piégeage des charges ralentit la progression des porteurs et a bien évidemment un effet immédiat sur la mobilité de ceux-ci, et donc sur les courants dans le composant. On peut en mesurer l'effet direct sur les caractéristiques de fonctionnement des composants ( $I(V)$ ). Si un électron vient se piéger sur un défaut où se trouve déjà un trou, on aura une perte sèche de porteurs. On parle alors de recombinaison. Là, c'est la conductivité du matériau qui sera affectée. Une modification locale de la périodicité du réseau cristallin, peut aussi aider un électron de valence, donc lié à un atome, à se séparer de celui-ci pour s'ajouter à la population d'électrons libres. Sous l'action d'un champ électrique, dans la zone dépeuplée d'un composant donc vide de porteurs, la quantité de charges générée peut se traduire par un courant mesurable macroscopiquement. C'est par exemple le courant délivré par une photodiode placée dans l'obscurité, alors qu'il devrait être « nul », ou significativement plus faible, car un cristal semi-conducteur n'est jamais exempt de défauts. On parle là du « courant d'obscurité » d'une photodiode et de son augmentation par effet d'irradiation. Nous nous concentrerons sur ce phénomène particulier qui touche les photodiodes individuelles mais bien évidemment aussi les matrices de photodiodes des imageurs (CCD : *Charge Coupled Device*, APS : *Active Pixel Sensors*). L'outil de prédiction des distributions de courant d'obscurité que nous avons développé sera présenté. Nous nous intéresserons également au NIEL (*Non Ionizing Energy Loss*) qui est la perte d'énergie associée au transfert d'énergie vers les atomes du milieu irradié. C'est l'équivalent pour la dose de dommage du pouvoir d'arrêt ionisant (LET)

de la dose ionisante. Dans le cas qui nous intéresse maintenant, le NIEL est utilisé pour paramétrer de nombreuses dégradations qui se trouvent lui être très souvent proportionnelles. En effet, ce type de dégradations est fonction du nombre de déplacements atomiques, c'est-à-dire de la dose de dommage (Fluence x NIEL). En ramenant la dégradation par unité de fluence, on peut définir des facteurs d'endommagement indépendants de la fluence incidente et donc intrinsèques au paramètre électrique étudié. La littérature montre que ce type de dégradation est même intrinsèque au matériau semi-conducteur constituant le composant. C'est quelque chose de remarquable car à la différence des effets de dose ionisante, ce type de dégradation se révèle donc être très peu dépendant de la technologie des composants. Cependant, on note des déviations par rapport à ce comportement, en général assez bien prédictible. La dégradation mesurée se révèle très souvent, ne pas être très exactement linéaire au NIEL. Cela a été très souvent observé pour les électrons incidents. Mais, on observe également des écarts de linéarité dans certains matériaux (GaAs) irradiés avec des protons de forte énergie. Ces écarts sont-ils dus à des imprécisions de mesures expérimentales ? à des comportements spécifiques mal compris de certains paramètres électriques ? ou encore, à une mauvaise évaluation des NIELs eux-mêmes ? Nous allons présenter dans la suite les quelques éléments de réponse que nous avons apportés à ces questions.

Ce travail a été effectué lors d'études financées par le CNES, l'agence spatiale Européenne (ESA) et l'Agence de Défense Européenne (EDA). Sur ce sujet, nous développons avec l'intermédiaire du CNES un partenariat avec le fabricant de composants infrarouges SOFRADIR. Cela nous permet d'avoir accès à des éléments des technologies testées, capitaux pour la bonne interprétation de nos résultats. Nous allons débiter une thèse sur l'étude des effets de recuits en température des défauts sur des composants HgCdTe de ce fabricant (cofinancement CNES/ONERA). Cela se fait dans le cadre du laboratoire commun OSMOSIS ONERA/SOFRADIR. Nous avons aussi développé une collaboration avec l'université de Fez (Maroc) ce qui a conduit à la rédaction de trois publications [EIA17a, EIA17b, EIA18].

Ce travail a également des implications directes sur les normes spatiales de tests en radiation européennes où nous sommes impliqués dans le groupe de travail de rédaction de la norme de test en dose de dommage ECSS 10-04 [ECSS].

### *3.5.1. La modélisation des courants d'obscurités induits par les radiations*

#### **Courant d'obscurité induit par les radiations : paramétrage en fonction du NIEL**

Lorsqu'un volume  $W$  de matériau semi-conducteur est vidé de ses porteurs de charge par un champ électrique, contrairement à ce que l'on peut s'attendre, un courant peut toujours être mesuré, car des électrons sont générés dans ce volume par simple agitation thermique. Les électrons qui passent de la bande de valence à la bande de conduction sont accélérés par le champ électrique et un courant traverse la zone de déplétion. Ce courant de génération thermique est appelé dans les photodiodes, le courant d'obscurité. Il est amplifié par la présence de défauts dans la zone dépeuplée, qui réduisent la hauteur des sauts que les porteurs doivent franchir pour changer de bande. Or les particules incidentes comme les ions, les protons ou les électrons produisent des défauts dans les semi-conducteurs par interaction avec les noyaux des atomes du matériau irradié. Les atomes déplacés se logent sur des sites interstitiels et laissent une place vacante dans le réseau. On parle de création de paires de Frenkel (paires lacune/interstitiel) [Ing04]. Ces discontinuités du réseau cristallin sont des pièges à porteurs de charge car localement la densité électronique du matériau est perturbée. Cela se traduit en terme énergétique par l'apparition d'un niveau d'énergie accessible dans la bande interdite du semi-conducteur. Lorsqu'on est en régime de déplétion, ces défauts agissent, grâce à l'agitation thermique, comme on l'a dit plus haut, comme des centres de génération de porteurs. En supposant un seul type de défauts caractérisé par son taux de génération de charge  $\tau$ , le courant

de génération thermique sera proportionnel au nombre de défauts présents dans le volume  $\eta \times W$  ( $\eta$  densité volumique de défauts) :

$$J_{dark} \propto \eta \cdot W \cdot \tau \quad (16)$$

L'augmentation du courant d'obscurité induit par une irradiation  $\Delta J_{Dark}$  sera donc proportionnelle à la quantité de défauts supplémentaires produits par l'irradiation  $\delta \eta \times W$ :

$$\Delta J_{dark} \propto \delta \eta \cdot W \cdot \tau \quad (17)$$

$\delta \eta$  est la densité de défauts par unité de volume produits par l'irradiation, c'est une quantité proportionnelle à la fluence  $\Phi$  et au taux de génération de défauts, par unité de longueur de parcours, des particules incidentes  $dn/dx$ :

$$\delta \eta = \Phi \cdot \frac{dn}{dx} \quad (18)$$

Or comme on l'a vu au début de ce document (paragraphe 2.3), le nombre de déplacements atomiques  $dn$  est proportionnel à l'énergie  $dE$  perdue par la particule incidente lors d'interactions nucléaires avec les noyaux des atomes :

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{2T_d} \cdot \frac{dE}{dx} \quad (19)$$

$T_d$  étant l'énergie minimale pour déplacer un atome. Il faut compter  $2 \times T_d$  pour tenir compte des interactions de déplacements (un carreau à la pétanque). L'augmentation du courant d'obscurité s'écrit alors :

$$\Delta J_{dark} \propto \Phi \cdot \frac{1}{2T_d} \cdot \frac{dE}{dx} \cdot W \cdot \tau \quad (20)$$

Dans cette expression, on reconnaît le terme  $1/\rho \times dE/dx$  qui n'est rien d'autre que le NIEL (*Non Ionizing Energy Loss exprimé en MeV/g.cm<sup>2</sup>*). Cela correspond à la perte d'énergie par unité de longueur qui produit des déplacements atomiques. La variation de courant d'obscurité est donc proportionnelle au NIEL des particules incidentes, qui apparaît donc comme un facteur d'endommagement théorique pour les rayonnements de l'environnement spatial. On sait le calculer pour les protons, les électrons et les ions lourds [Ing06]. Ses principales contributions viennent des interactions coulombiennes et nucléaires inélastiques.

$$\Delta J_{dark} \propto \Phi \cdot \rho \cdot NIEL \cdot W \cdot \tau \quad (21)$$

La proportionnalité de l'augmentation du courant d'obscurité avec le NIEL a été très largement étudiée par le passé. La linéarité de la dégradation avec le NIEL a été validée pour les électrons, les protons, les neutrons et les ions lourds. Cependant, quand on y regarde de plus près des écarts significatifs ont été observés pour certains types de particules dans certains semi-conducteurs. L'interprétation la plus couramment admise mais non démontrée à ce jour est la présence d'effets de « guérison » des défauts. Par exemple, à la différence des électrons, des amas de défauts se forment avec des particules lourdes comme les protons. En fin de parcours, des cascades d'endommagement sur des échelles très petites conduisent à des densités de défauts plus fortes. Les phénomènes de recombinaisons plus intenses conduisent au final, à des dégradations plus faibles que celles prédites par le NIEL théorique (Figure 14). Cette interprétation est calquée sur les phénomènes de guérison observés en dose ionisante. Cependant aucune démonstration n'a réellement été apportée à ce jour.

Nous proposons pour cet effet une interprétation toute autre. Nous avons démontré que ce phénomène est simplement un effet statistique lié à la rareté des interactions nucléaires. En effet, le NIEL tout comme le LET sont des valeurs moyennes qui n'ont de sens que si le nombre d'interactions considérées pour évaluer ces paramètres est suffisamment grand pour rendre valide la notion de moyenne. Cela est vrai pour le LET aux énergies que l'on considère, les particules produisant un très grand nombre d'interactions électroniques par unité de parcours. Ce n'est pas le cas pour le NIEL. Un proton de 10 MeV ne va produire en moyenne qu'une seule interaction élastique tous les 100 nm. Cela signifie que dans le petit volume d'une photodiode il faudra avoir une fluence déposée suffisamment grande pour que l'ensemble des protons produisent un endommagement proportionnel au NIEL. Tant que la fluence limite n'est pas atteinte, la dégradation restera proportionnelle au dépôt d'énergie non ionisant le plus probable et non à sa moyenne (Figure 15). Comme les sections efficaces différentielles d'interactions sont des fonctions décroissantes, on tend vers la moyenne (NIEL) par valeur inférieure, ce qui explique les dégradations mesurées plus faibles. Car en effet, bien souvent les fluences utilisées pour faire les mesures ont été choisies trop basses. C'est ce que l'on peut voir sur la Figure 15 où les mesures de dégradations suivent l'endommagement le plus probable et non le NIEL. Ce travail a été soumis à la conférence RADECS 2018 (Gotöborg).

D'autres questions scientifiques restent encore sans réponse dans ce domaine. Par exemple, les cellules solaires dont la fiabilité est un élément clef des systèmes spatiaux sont très étudiées d'un point de vue radiation. Des méthodes de prédiction des puissances délivrées en fin de mission ont été développées et sont utilisées par les industriels comme Thales Alenia Space ou Airbus Defence and Space [Mes01]. Ces

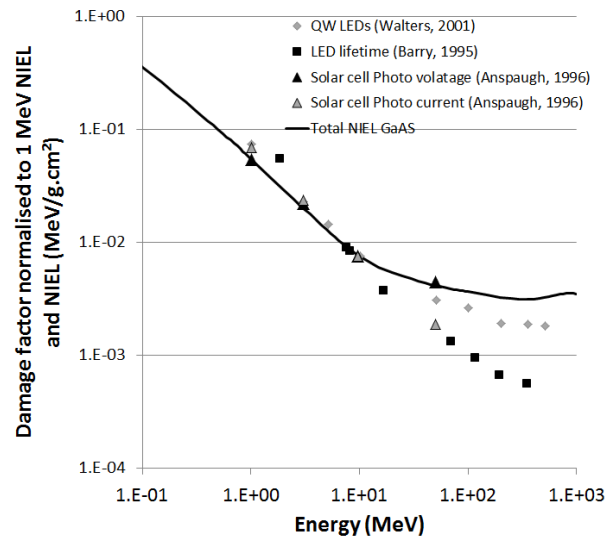


Figure 14 : Facteur de dommage mesuré expérimentalement pour des protons dans différents types de composants en GaAs comparé au NIEL des protons

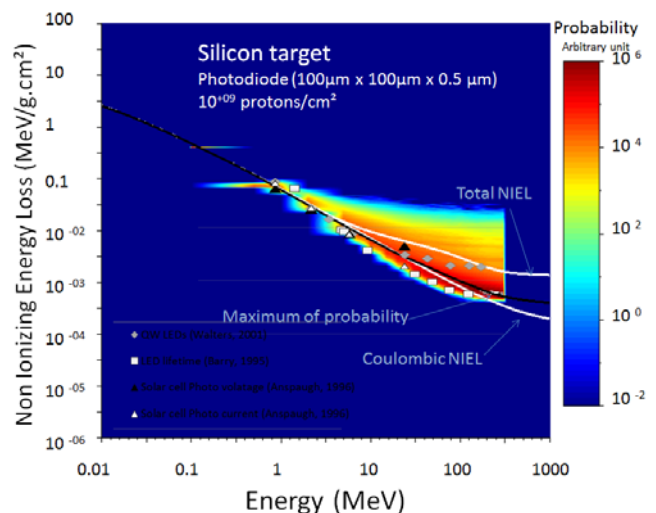


Figure 15 : Comparaison des mesures de dégradation avec les distributions d'endommagement. On voit que les mesures suivent le dépôt d'énergie le plus probable et non le NIEL. C'est une comparaison relative pour illustrer l'effet, le calcul ayant été fait dans le silicium et les mesures dans l'AsGa.

méthodes reposent sur des mesures de dégradation en électrons et protons mais aussi sur l'utilisation du paramètre NIEL. Or les dégradations mesurées sur ces composants sont rarement proportionnelles au NIEL des électrons. Très souvent, on mesure des dégradations en NIEL<sup>2</sup> (Figure 16). La raison de ce comportement n'a pas encore été très clairement établie, et est donc un sujet de recherche auquel nous nous sommes intéressés depuis quelques années.

Nous avons proposé en 2010 [Ing10] une interprétation à ce problème. Si on prend en compte les phénomènes de fusion et recristallisation, qui commandent le processus de création de défauts suite à la cascade de déplacements atomiques, on constate que le nombre de défauts générés n'est pas proportionnel au nombre initial de déplacements atomiques. En incluant des résultats de dynamique moléculaire, nous avons établi pour le silicium, une correction à la fonction de partition de l'énergie de Lindhard qui permet de retrouver les résultats de mesures en NIEL<sup>2</sup>.

Dans ce contexte, nous avons également développé dans un cadre contractuel avec le CNES un code de calcul des NIELs, pour les électrons, les protons et les ions lourds, qui a été incorporé au logiciel libre du CNES, OMERE [Ing06]. Ce logiciel, développé par une PME pour le compte du CNES, est un logiciel libre destiné aux ingénieurs du domaine spatial pour l'évaluation des effets radiatifs sur les satellites. Il va de la définition de l'environnement jusqu'à la prédiction des effets, et donc, inclut des modèles de NIEL et de pouvoir d'arrêt. Nous avons également contribué à ce logiciel par un petit code analytique de transport des électrons sur la base des travaux montrés dans le paragraphe 3.2.

### 3.5.2. Cas particulier des distributions de courant d'obscurité dans les imageurs

Comme nous l'avons vu précédemment, le courant d'obscurité d'une photodiode isolée, peut être prédit à l'aide du NIEL. Dans la mesure où ce dernier paramètre est connu avec suffisamment de précision, il nous permet de définir une dégradation moyenne vers laquelle l'état de la photodiode doit tendre aux fortes fluences. Cependant, il existe toujours une dispersion statistique dans les niveaux de dégradation atteints par telle ou telle photodiode. Nous avons affaire à des processus stochastiques qui dépendent du nombre d'interactions produites dans la photodiode, mais également des interactions présentant elles-mêmes une certaine dispersion. Les interactions se distinguent par l'énergie transférée à la particule secondaire, et peuvent donc conduire à différents niveaux d'endommagement en fonction de cette énergie. Cette disparité dans les niveaux de dégradation est gênante pour certains types de composants dans certaines applications.

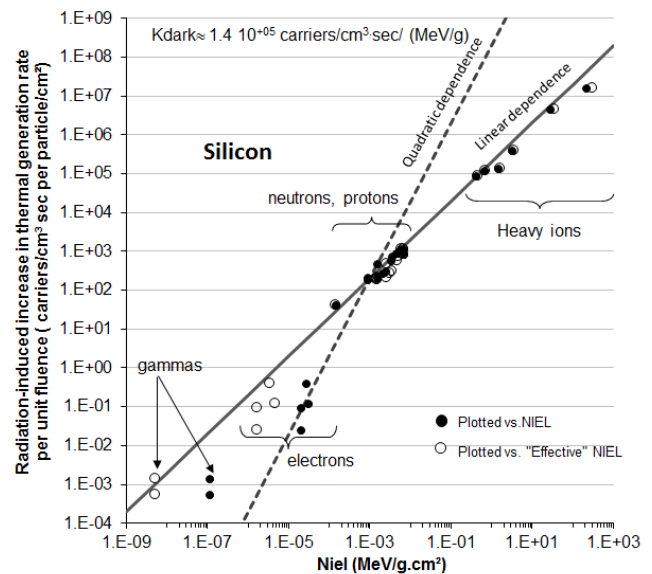


Figure 16 : Facteurs de dommage expérimentaux (électrons, protons, ions lourds, gammas) exprimé en fonction du NIEL. La correction apportée au NIEL rend la dépendance des facteurs de dommages expérimentaux linéaire pour les électrons.

Par exemple, les imageurs de type CMOS (*Metal Oxide Semiconductor*) ou CCD (*Charge Coupled Device*), sont utilisés comme plan focaux des senseurs d'étoiles. Les systèmes de contrôle d'attitude (SCAO : *Attitude Control System*) où ces matrices de photodiodes sont de plus en plus employées nécessitent un bas niveau de bruit. Il faut notamment contrôler et a minima connaître la population de pixels présentant de forts courants d'obscurité (pixels « chauds »). Ces systèmes définissent leur orientation en comparant les « photos » de la voute céleste fournies par l'imageur à une base de données d'images. Si les images sont bruitées par un trop grand nombre de pixels « chauds » (brillants) qui apparaissent comme des étoiles, l'ordinateur de bord mettra plus de temps à se repérer, ce qui peut être catastrophique pour certaines missions. La quantité de pixels chauds produits par l'environnement spatial est donc prise en compte par les logiciels de bord pour optimiser le temps de réponse du

capteur d'étoile. A ce titre, les méthodes et outils de prédiction des distributions de courant d'obscurité (DCNU : *Dark Current Non Uniformity*) sont d'un réel intérêt pour les fabricants de tels systèmes comme SODERN. En effet, savoir calculer la dispersion des courants d'obscurité induits par une irradiation permet d'évaluer le nombre de pixels présentant des courants de fuite trop forts par rapport au niveau de sensibilité exigé par le système. Des méthodes existent pour prédire les DCNU, les premières ayant été mises au point dans les années 90 [Mar90]. J'ai développé une méthode originale de prédiction [Ing14a] qui présente l'intérêt d'utiliser la méthode de Monte Carlo et donc d'être plus précise que les méthodes existantes.

Le principe du calcul de la DCNU consiste à calculer la quantité de défauts produits dans chaque pixel et d'en déduire l'augmentation du courant d'obscurité que cela induit. Dans un pixel  $i$  donné, le nombre d'interactions nucléaires  $\lambda_i$  suit une loi statistique de Poisson. Dans un pixel, pour chaque interaction, on détermine les caractéristiques du noyau de recul, et on en déduit le nombre de déplacements atomiques qui en résulte. La dégradation finale du pixel est la somme de l'endommagement provoqué par toutes les interactions. En faisant le calcul pixel par pixel, on en

déduit la distribution des dommages pour l'ensemble de la matrice. C'est un calcul que l'on peut faire par un algorithme de Monte Carlo, mais historiquement des méthodes numériques ont été préférées car elles sont plus rapides. En termes de distribution, la population de pixels touchés par  $\lambda_i$  interactions correspond à  $\lambda_i$  convolutions par elle-même de la distribution de dommages d'une seule interaction. La distribution totale est simplement la somme pondérée par



Figure 17 : Exemple d'image prise dans l'obscurité à une température de 252 K et un temps d'exposition de 20 s. Les points blancs sont les pixels chauds [Wid02].

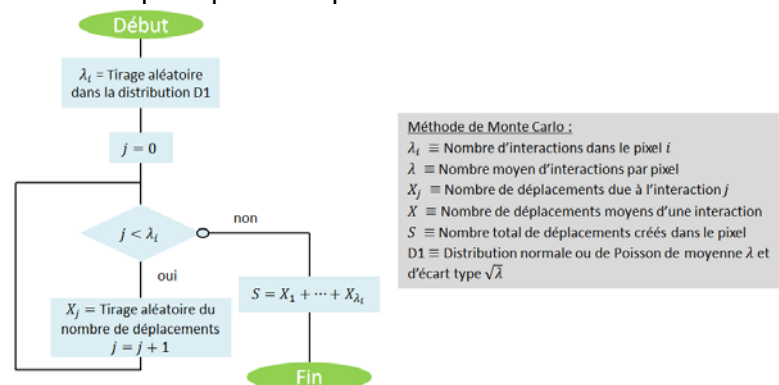


Figure 18: Algorithme du traitement de la dégradation d'un type d'interaction pour le pixel  $i$  par la méthode de Monte Carlo de DAAN. Une fois que cet algorithme est répété pour tous les types d'interactions, le nombre total de déplacements atomiques est converti en courant d'obscurité grâce au facteur de Srour



la loi de Poisson de la distribution correspondant à chaque  $\lambda_i$  [Mar90]. La méthode de Monte Carlo que nous avons développée, permet de prendre en compte la géométrie et le design du composant (Figure 19). Les cascades de dommages qui dégradent la zone de déplétion de l'imageur sont simulées avec plus précision grâce à une application GEANT4 spécifiquement dédiée à ces calculs. On peut prendre en compte les effets de bord, et notamment les cascades de déplacements susceptibles de quitter ou d'entrer dans le volume de déplétion. Ce calcul doit être fait pour trois types d'interactions nucléaires :

- Les interactions coulombiennes,
- les interactions élastiques nucléaires,
- les interactions inélastiques nucléaires.

Les distributions de dommages à convoluer correspondent aux sections efficaces différentielles qu'il faut déterminer pour chaque type d'interaction, chaque type de particule (électron, proton, ion, neutron), et sur une gamme d'énergie qui va du keV au GeV.

Il a été montré que dans le silicium, en première approximation, le courant d'obscurité avait un comportement linéaire avec le niveau d'endommagement [Sro00]. On déduit ainsi par un simple facteur de proportionnalité, la distribution des courants d'obscurité des distributions d'endommagement. Un exemple de simulation de DCNU est comparé à des mesures réalisées sur le composant Jade de Teledyne e2v [e2v] irradié avec des protons de 60 MeV (Figure 20). La méthode donne des résultats tout à fait satisfaisants, cependant comme on peut le voir sur la Figure 20, la dispersion des données expérimentales est supérieure à ce que l'on simule. Cela est certainement dû aux effets de dose ionisante ou d'amplification du courant par les champs électriques régnant dans les zones de déplétion. Marie-Cécile Ursule, lors de sa thèse [Urs17], a étudié l'impact des champs électriques sur les courants d'obscurité et a montré que l'on pouvait améliorer la prédiction des forts courants d'obscurité. La nature des défauts produits par l'irradiation doit également impacter les niveaux des courants. Ce sont des éléments, comme la prise en compte de modèles de dégradation en dose ionisante, qui devront être implémentés dans la méthode, pour améliorer la précision des calculs. Une thèse (K. Lemièrre) a débuté sur ce sujet en 2017.

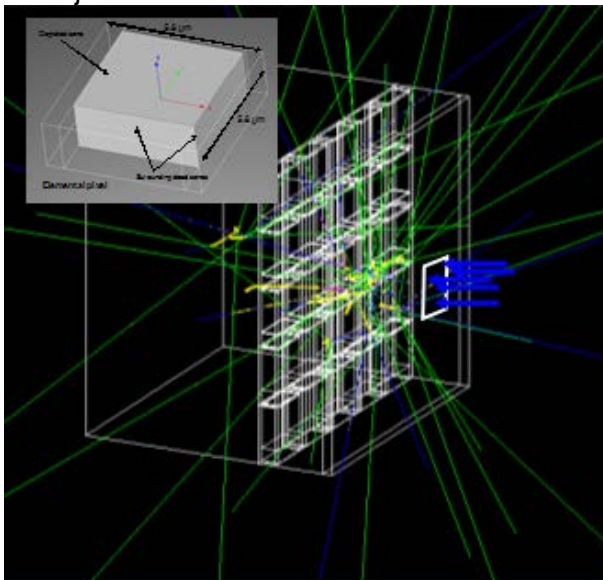


Figure 19 : Exemple de simulation par la méthode de Monte Carlo 3D de l'irradiation et de l'endommagement d'une matrice de pixels.

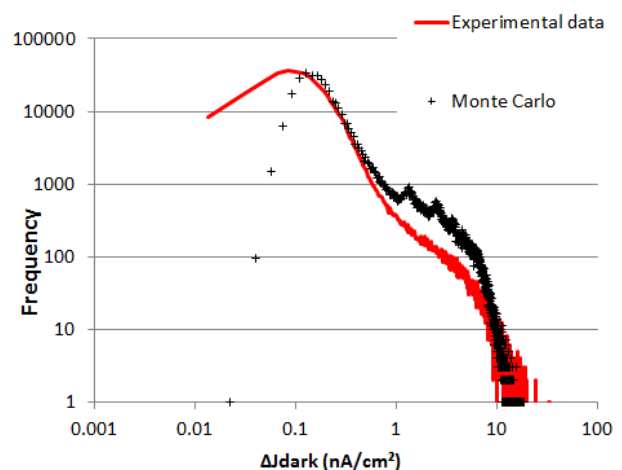


Figure 20 : Histogramme de courbe d'obscurité du composant JADE irradié par un flux de protons (60 MeV,  $7.28 \cdot 10^{10} \text{ p/cm}^2$ ) à 296 K.

Sur cette thématique, nous avons dans le cadre d'un contrat avec l'agence de défense européenne [EDA] collaboré avec SODERN [SODERN], ALTER technologie (Espagne), l'université D'Uppsala (Suède), lors de tests de qualification et de sélection d'une nouvelle génération d'imageurs qui seront montés sur les nouveaux prototypes de senseur stellaire de SODERN. Cela nous a permis également de comparer et ainsi valider notre modèle avec des mesures en vol [Ing18a]. En effet, quelques opérateurs permettent de redescendre un certain nombre de télémétries ce qui nous a permis grâce à SODERN, d'avoir accès à la DCNU mesurée sur trois satellites différents [Ing18a]. Nous avons aussi collaboré avec L'Open University de Londres pour le test de CCD [e2v] dans le cadre d'un contrat avec l'Agence Spatiale Européenne.

#### 4. PERSPECTIVES DE RECHERCHE

Comme je l'ai présenté dans les paragraphes précédents, j'aborde plusieurs thématiques scientifiques complémentaires dont le dénominateur commun est le transport des radiations dans la matière. Le but est de faire avancer en parallèle ces différentes thématiques que je rappelle ici :

- les dégradations des matériaux semi-conducteurs en optoélectronique,
- le déclenchement de transitoires dans l'électronique numérique,
- le développement de modèles de transport (Monte Carlo et analytique),
- la modélisation de l'émission secondaire.

Je décris dans les paragraphes suivants les développements que je souhaite poursuivre dans chacun de ces sujets. Je commencerai par les modèles de transport de Monte Carlo qui sont la pierre angulaire de ce travail.

##### **Développement de modèles de transport (Monte Carlo et analytique)**

Les évolutions actuelles des nouvelles technologies toujours plus intégrées, et l'intérêt de différentes communautés scientifiques pour la problématique de l'émission secondaire, porte notre attention de plus en plus vers l'amélioration des modèles de transport à basse énergie. Basse énergie s'entend comme énergie inférieure au keV pour les électrons, et énergie inférieure à quelques dizaines de keV pour les protons et les ions lourds. Dans le secteur spatial, mais également dans le domaine des grands accélérateurs de particules (CERN), le déclenchement de l'effet multipactor respectivement dans les composants RF et les lignes des cyclotrons, est une préoccupation qui impose de bien maîtriser les mécanismes de transport dans la matière, des électrons de basse énergie ( $\sim eV$ ). Le transport des protons et des ions lourds sur des échelles de quelques dizaines de nanomètres est indispensable pour l'évaluation des taux de SEUs dans l'électronique numérique très intégrée. La dégradation des revêtements de surface des satellites dépend aussi essentiellement de la composante de l'environnement à basse énergie, qui est encore mal connue car difficile à mesurer. Mais l'effort de la communauté spatiale se porte de plus en plus vers ce domaine. Et l'estimation de la dose ionisante déposée à la surface des matériaux, très mal estimée actuellement, nécessite de mettre les modèles de transport à niveau. On constate que la communauté des utilisateurs de GEANT4 est de plus en plus demandeuse de modèles de transport à basse énergie, qui nous sont demandés dans le cadre de notre participation au *G4 Low Electromagnetic Working Group* de GEANT4. A ce titre nos développements dans l'aluminium et l'argent seront rajoutés au module Microelec de GEANT4 où le silicium est déjà présent. Sur la base de nos traitements de la fonction diélectrique, nous allons étendre progressivement la liste des matériaux disponibles.

Cela pose un certain nombre de difficultés supplémentaires. Premièrement, des matériaux diélectriques seront traités. Des phénomènes physiques spécifiques à ces matériaux devront être ajoutés, comme par exemple l'effet du champ électrique ou le piégeage des électrons par la présence des trous produits par irradiation. D'autre part, il faut dans GEANT4 gérer les réflexions quantiques aux interfaces entre matériaux ce qui n'est pas fait actuellement. La question du traitement des plasmons de surface est aussi ouverte. Ce travail sera fait dans le cadre de la collaboration GEANT4 et pourra aussi être réalisé dans le cadre contractuel avec l'ESA où d'un « grant » avec l'université de Wollongong.

Ces modèles de Monte Carlo comme on l'a vu, nous permettront d'étoffer nos modèles analytiques de transport d'électron. Nous pourrions proposer pour les électrons, une relation parcours/énergie universelle et valide jusqu'à quelques eV ce qui n'existe pas aujourd'hui. De ce travail, nous pourrions aussi consolider notre modèle d'émission secondaire.

### **Modélisation de l'émission secondaire**

Les codes de transport seront appliqués à l'étude de l'émission secondaire. Nous pourrions prendre en compte des phénomènes de plus en plus complexes pour faire des simulations les plus réalistes possible, qui pourront imiter avec plus de justesse l'état de la surface des matériaux irradiés. Par exemple, nous pourrions reproduire des formes de rugosité plus proches de celles observées expérimentalement, mais aussi prendre en compte l'état d'oxydation et/ou de contamination des surfaces. Cela sera très utile à l'optimisation des traitements de surface pour l'atténuation de l'émission secondaire. Mais nous pourrions également appliquer ces techniques au contraire pour la maximiser, ce qui est très utile pour accroître la sensibilité de certains systèmes comme les appareils de vision nocturne.

Mais l'émission secondaire peut être affectée par la présence de champs (B, E). Par exemple un champ magnétique extérieur va guider les électrons émis le long de ses lignes de champ et avoir un impact sur les rendements d'émission secondaire. Implémenter cet effet-là dans nos modélisations de Monte Carlo nous permettra notamment d'étudier l'amplitude de l'effet du champ en fonction des dimensions caractéristiques des rugosités de surface. Ce travail peut faire l'objet d'une collaboration avec le CERN pour qui cela représente une problématique importante, le faisceau d'électrons étant confiné à l'aide de quadripôles magnétiques.

Ces modélisations pourront nous aider également à améliorer notre modèle analytique d'émission secondaire en intégrant des effets liés à l'état de surface où la nature du matériau. Dans le même ordre d'idée, nous pourrions rajouter la contribution des électrons rétrodiffusés.

### **Le déclenchement de transitoires dans l'électronique numérique**

Les modèles de transport à basse énergie pour les protons et les ions lourds seront utilisés essentiellement pour définir les domaines de validité des modèles utilisés actuellement pour faire de la prédiction. Bien évidemment, ils pourront servir de base à la mise au point de codes adaptés aux technologies très intégrées. En ce sens, nous avons déjà démontré dans un travail qui va être publié au RADECS 2018, l'importance de la diffusion coulombienne élastique sur la sensibilité de certaines technologies.

### **Les dégradations des matériaux semi-conducteurs en optoélectroniques**

Concernant la dégradation des matériaux semi-conducteurs par la production de déplacements atomiques, les travaux que nous avons menés jusqu'à présent pourront avoir des applications très concrètes. En effet, nous avons montré qu'en dessous de certains seuils de fluence, la dose de dommage n'était plus proportionnelle au NIEL, comme l'on avait coutume de le penser. La dose de dommage est entachée d'une très grande incertitude et le meilleur paramètre pour

évaluer l'endommagement n'est pas le taux moyen de génération de défauts (NIEL), mais le taux de génération de défauts le plus probable. A minima les normes ECSS de test en radiation devront prendre en compte ce nouveau critère. Ce point sera discuté dans le groupe de travail de l'ECSS 10-04 auquel nous participons. Mais on pourra aussi mettre au point des bases de données de  $MP_{NIEL}$  (Most Probable NIEL), dont l'utilisation permettra de corriger les écarts mesurés entre la théorie et les lois expérimentales de dégradation.

Ce que nous venons de décrire concerne les particules lourdes, mais le comportement des électrons qui présente également un écart par rapport aux lois de NIEL, ne répond pas à la même problématique. Le NIEL dans ce cas, est le bon paramètre à utiliser. Cependant, on observe aussi des écarts qui sont plus probablement liés à une trop grande approximation de la fonction de partition de l'énergie de Lindhard. Nous avons établi une correction à la fonction de Lindhard pour prendre en compte les effets à basse énergie. La formule développée pour le silicium devra être validée expérimentalement et étendue à d'autres matériaux.

La physique de la dégradation des oxydes minéraux des peintures, des cristaux vibrants ou optiques relève des mêmes mécanismes que ceux que l'on étudie dans les composants comme les photodiodes et les imageurs. Nous souhaitons donc, transposer la démarche initiée dans les composants optoélectroniques, à d'autres systèmes et en particulier aux Oscillateurs Ultra Stables (OUS) dont la fréquence de résonance est connue pour être sensible aux radiations. Cela présente un intérêt particulier pour notre département qui vient de fusionner avec des équipes du centre de Palaiseau spécialisés dans le développement de systèmes oscillants à base de quartz.

Nous pouvons également transposer notre code de prédiction des courants d'obscurité des imageurs à d'autres composants comme les cellules solaires, et proposer des améliorations aux modèles de prédiction utilisés actuellement par les industriels de spatial pour dimensionner les panneaux solaires des satellites.

Le modèle de prédiction des DCNU doit également être amélioré et notamment étendu à l'infrarouge. Outre l'effet d'amplification des courants par les champs électriques que nous avons ajouté à nos simulations, il faut aussi inclure les effets liés à la dose ionisante qui peuvent être non négligeables. Mais l'amélioration de notre outil nécessite aussi de mieux connaître les défauts produits dans les matériaux semi-conducteurs. On pourra mieux évaluer les taux de génération de courant, si l'on identifie et caractérise (section de capture d'émission, niveau d'énergie) les défauts responsables des courants de génération thermique. On pourra se tourner vers des simulations de dynamique moléculaire couplées à des irradiations et des caractérisations de composants par DLTS. Ce travail pourra servir également à l'étude d'un phénomène encore mal compris dans les imageurs : les RTS (*Random Telegraph Signal*), ces courants dont l'amplitude varie aléatoirement sur plusieurs niveaux discrets. Il pourrait s'agir de défauts métastables bien particuliers, qui changent d'état de manière aléatoire.

## 5. RÉFÉRENCES

- [Car18a] P. Caron, C. Inguibert, L. Artola, N. Chatry, N. Sukhaseum, R. Ecoffet, F. Bezerra, "Physical mechanisms inducing electron Single Event Upset, " IEEE Trans. on Nuc. Sci., early access, 2018.
- [Car18b] P. Caron, C. Inguibert, L. Artola, R. Ecoffet, F. Bezerra, "About physical mechanisms inducing proton Single Event Upset in integrated memory devices, " Submitted to RADECS2018
- [Cat02] J. P. Catani et al. "Space environment : Prevention of risks related to spacecraft charging, " Space technologie course, Cépadués Edition, (8-12 April 2002) Toulouse, 2002.
- [CEA] <http://www.cea.fr/>
- [CNES] <https://cnes.fr/>
- [DGA] <https://www.defense.gouv.fr/dga>
- [Dio73] G. F. Dionne, " Effects of secondary electron scattering on secondary emission yield curves, " J. Appl. Phys., vol. 44. no. 12, pp. 5361-5364, December 1973.
- [ECSS] [https://www.spacewx.com/Docs/ECSS-E-ST-10-04C\\_15Nov2008.pdf](https://www.spacewx.com/Docs/ECSS-E-ST-10-04C_15Nov2008.pdf)

[EDA] <https://www.eda.europa.eu/>

[EIA17a] E El Allam, C Inguibert, S Addarkaoui, A Meulenberg, A Jorio, I Zorkani "NIEL calculations for estimating the displacement damage introduced in GaAs irradiated with charged particles, " Mater. Sci. and Eng. IOP Conf. Series, Bristol, United Kingdom, Vol. 186, no.1, pp.1-6, 2017.

[EIA17b] M. El Allam, C. Inguibert, T. Nuns, A. Meulenberg, A. Jorio, I. Zorkani, "Gamma and Electron NIEL Dependence of Irradiated GaAs" IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 64, no. 3, pp. 991–998, March 2017.

[EIA18] M. El Allam, C. Inguibert, T. Nuns, A. Meulenberg, A. Jorio, I. Zorkani, "Gamma non-ionizing energy loss: Comparison with the damage factor in silicon devices, "J. of Appl. Phys. 123, 095703 (2018)

[ESA] <https://www.esa.int/ESA>

[e2v] <https://www.e2v.com/>

[GEANT4] <http://geant4.cern.ch/>

[Hop10] Gordon R. Hopkinson, Philippe Gare, and Giuseppe Sarri, "Effects of Low Temperature Proton Irradiation on a Large Area CCD for Astrometric Applications," IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. 57, pp. 2035 - 2043, 2010.

[Ibe2009] E. Ibe, H. Tanigushi, Y. Yahagi, K. Shimbo, T. Toba, " Scaling effects on neutron-induced soft error in SRAMs down to 22 nm process, " 2009 Workshop on Dependable and Secure Nanocomputing, 2009.

[Ing04] C. Inguibert, "Space Radiation environment and its effects on spacecraft components and systems, Radiation-Matter interaction, " Space Technology Course, p. 83, SREC04, Cepadues editions ISBN 2.85428.654.5.

[Ing06] C. Inguibert, R. Gigante, "NEMO: A Code to Compute NIEL of Protons, Neutrons, Electrons, and Heavy Ions, " IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. 53, pp. 1967 - 1972, 2006.

[Ing10] C. Inguibert, P. Arnolda, T. Nuns, G. Rolland, "Effective NIEL" in Silicon: Calculation Using Molecular Dynamics Simulation Results, " IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. 57, pp. 1915 - 1923, 2010.

[Ing12] C. Inguibert, S. Messenger, "Equivalent Displacement Damage Dose for On-Orbit Space Applications, " IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 59, pp. 3117–3125, 2012.

[Ing14a] C. Inguibert, T. Nuns, M. C. Ursule, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat, "Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4, "IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 61, no. 6, pp. 3323–3330, December 2014.

[Ing14b] C. Inguibert, M. Belhaj, J. Pierron, J. Puech, " Monte Carlo simulation of the electron range/energy relationship in the sub-keV energy domain, " MULCOPIM conference, Valence 2014.

[Ing15] C. Inguibert, R. Ecoffet, D. Falguère, "Electron induced SEUs : microdosimetry in nanometric volumes, " IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 62, no. 6, pp. 2846-2852, Dec. 2015.

[Ing16] C. Inguibert, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech, "Extrapolated Range Expression for Electrons Down to ~10 eV, " NSREC 2016 -Portland-USA (11-15 Jul 2016)

[Ing17] C. Inguibert, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech, "An analytical model for secondary electron emission"

MULCOPIM 2017, 5-7 apr 2017, ESTEC/ESA, The Netherlands.

[Ing18a] C. Inguibert, S. Bourdarie, M. Beaumel, M. C. Ursulle, R. Ecoffet, "Inflight dark current non uniformity used for space environment model benchmarking" IEEE Trans. Nucl. Sci., ( Early Access ), 1 February 2018..

[Ing18b] C. Inguibert, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech, "An analytical calculation of the secondary electron emission, " To be submitted to the Journal of Applied physics.

[Kin10] M. P. King, R. Reed, R. Weller, M. H. Mendenhall, R. Schrimpf, M. L. Alles, E. C. Auden, S. Armstrong, and M. Asai, "The Impact of Delta-Rays on Single-Event Upsets in Highly Scaled SOI SRAMs" IEEE Trans. on Nuc. Sci., vol. 57, no. 6, pp. 3169-3175, December 2010.

[Kin13] M. P. King, R. Reed, R. Weller, M. H. Mendenhall, R. Schrimpf, B. D. Sierawski, A. L. Sternberg, B. Narasimham, J. K. Wang, E. Pitta, B. Bartz, D. Reed, C. Monzel, R. C. Bauman, X. Deng, J. A. Pellish, M. D. Berg, C. M. Seidleck, M. E. C. Auden, S. L. Weeden-Wright, N. J. Gaspard, C. X. Zhang, D. M. Fleetwood, "Electron-induced Single Event Upsets in Static Random Access Memory, " IEEE trans. On. Nucl. Sci., Vol. 60, No. 6, pp. 4122-4129, December 2013.

[Man10] R. W. Mann, "Interactions of technology and design in nanoscale SRAM" PHD thesis dissertation, University of Virginia, 2010.

[Mar90] P.W. Marshall, C.J. Dale, and E.A. Burke, "Proton-Induced Displacement Damage Distributions and Extremes in Silicon Microvolumes, " IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 37, no. 6, pp. 1776-1783, December 1990.

- [Mes97] G. C. Messenger, M. S. Ash, "Single Event Phenomena, " Springer Science, ISBN 978-0-412-09731-7 DOI 10.1007/978-1-4615-6043-2
- [Mes01] S. R. Messenger, G. P. Summers, E. A. Burke, R. J. Walters, M. A. Xapsos, "Modeling solar cell degradation in space: A comparison of the NRL displacement damage dose and the JPL equivalent fluence approaches, " Prog. Photovolt: Res. Appl. vol. 9, pp. 103-121 (DOI:10.1002/pip.357), 2001.
- [NASCAP] <https://see.msfc.nasa.gov/model-nascap>
- [Old03] T. R. Oldham, F. B. Mac Lean, "Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices, "IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 50, no. 3, pp483-499, 2003.
- [ONERA] <https://www.onera.fr/>
- [Pet89] E. L. Petersen, "Single Event Analysis and Prediction, "1997 IEEE NSREC Short Course.
- [Pie17a] J. Pierron, C. Inguibert, M. Belhaj, T. Gineste, J. Puech, M. Raine, "Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag and Si, " J. of Appl. Phys., vol. 121, pp. 215107-1/15, 2017.
- [Pie17b] J. Pierron, "Modèle de transport d'électron basse énergie (~10 eV-2000 eV) pour applications spatiales (OSMOSEE, GEANT4), " Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, 2017.
- [Raine2011] 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 Trans. Nucl. Sci., vol 58, no. 3, pp. 840-847, June 2011.
- [Ra95] J. F. Rabek, "Polymer Photodegradation. Mechanisms and Experimental Methods, Chapman And Hall, London, 1995.
- [Rou13] J. Roupie, O. Jbara, T. Tondu, M. Belhaj, J. Puech "The study of electron emission from aluminum in the very low primary energy range using Monte Carlo simulations, " J. Phys. D: Appl. Phys. Vol. 46, 125306(1-9), 2013.
- [Sam14] A. Samaras, P. Pourrouquet, N. Sukhaseum, L. Gouyet, B. Vandeveldel, N. Chatry, R. Ecoffet, F. Bezerrz, E. Lorfèvre, "Experimental Characterization and Simulation of Electron-induced SEU in 45nm CMOS Technology, " Nuclear and Space Radiation effect on Components Conference, Paris, july 2014.
- [Sie11] Brian Sierowski, "The role of singly charged particles in microelectronics, " PHD Thesis dissertation, Vanderbilt university. 2012.
- [SPARK] <https://www.cst.com/products/spark3d>
- [SPIS] <http://dev.spis.org/projects/spine/home/spis>
- [SODERN] <http://www.sodern.com/website/en/ref/home.html>
- [Sil95] E. Silverman, "Space Environmental Effects on Spacecraft, " LEO Materials Selection Guide, 1995.
- [Sro00] J. R. Srour, "Universal damage factor for radiation-induced dark current in Silicon devices," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. no.47, no.6, December 2000.
- [SREC04] "Space Radiation environment and its effects on spacecraft components and systems, "Space Technologie Course, SREC04, Cepadues editions ISBN 2.85428.654.5.
- [Ton11] T. Tondu, M. Belhaj and V. Inguibert "Electron-emission yield under electron impact of ceramics used as channel materials in Hall-effect thrusters, " J. Appl. Phys. Vol.110 pp. 093301, 2011.
- [Urs16] M.C. Ursule, C. Inguibert, T. Nuns, "Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixels arrays irradiated with high energy protons, " IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 63, no. 4, pp. 2159-2167, 2016.
- [Urs17] M.C. Ursule, "Compréhension des mécanismes physiques à l'origine des dégradations électriques extrêmes des pixels dans les capteurs d'images irradiés, " Thèse Université Paul Sabatier, Toulouse, 2017.
- [Web64] K. H. Weber, "Eine einfache reichweite-energie-beziehung fur elektronen im energiebereich von 3 keV bis 3 MeV, "Nucl. Instr. and Meth. vol. 25, pp. 261-264, 1964.
- [Wid02] R. Widenhorn, M.M. Blouke, A. Weber, A. Rest, and E. Bodegom, "Temperature dependence of dark current in a CCD, " SPIE, 4669 pp. 193-201, 2002

## 6. CURRICULUM VITAE

### 6.1. ETAT CIVIL

Nom : **Inguibert** Prénom : **Christophe**  
 Né(e) le : **24/11/1972**  
 Nationalité : **Française**  
 Fonctions : **Ingénieur de recherche ONERA**  
 Doctorat obtenu le : **24 juin 1999** à : **Toulouse**  
 Autre(s) diplôme(s) : **DEA physique du solide Université Paul Sabatier (1995)**

Ecole doctorale de rattachement : **GEET**

### 6.2. PARCOURS UNIVERSITAIRE

- **1990** - Bac C (mention AB), lycée Saint Afrique (12)
- **1990-1994** - Université Paul Sabatier (Toulouse)
  - D.E.U.G. de physique-chimie (A), (mention B)
  - Licence de physique (mention B)
  - Maîtrise de Physique avec une spécialisation en physique théorique et analyse numérique (mention B)
- **1995** - DEA de Physique du solide Université Paul Sabatier/INSA Toulouse (mention AB)
- **1995-1999** - Thèse au Département Environnement SPatial (DESP) de l'ONERA, "Prédiction des événements singuliers induits dans l'électronique embarquée par les particules lourdes ionisantes"  
**Soutenue le 24 juin 1999** (mention Très Honorable)
- **1998** - Service militaire effectué de novembre 1997 à septembre 1998 en tant que scientifique du contingent au centre d'étude de Gramat (DGA).

### 6.3. PARCOURS PROFESSIONNEL

A l'issue de ma thèse (ISAE-SUPAERO, école doctorale GEET), que j'ai soutenue le 24 juin 1999, j'ai commencé ma carrière professionnelle à l'ONERA, dans le département environnement spatial (DESP à l'époque, aujourd'hui DPHY (Département Physique, Instrumentation, environnement, espace)), où j'ai été embauché en janvier 2000 et où je continue à mener mon travail de recherche aujourd'hui. Auparavant, j'y avais effectué ma thèse entre 1995 et 1999 sur l'étude du déclenchement d'erreurs logiques induites par des ions énergétiques dans l'électronique numérique. En 1998, j'ai effectué mon année de service militaire en tant que « scientifique du contingent », où j'ai travaillé pendant un an au Centre d'Etude de Gramat (DGA : Délégation Générale de l'Armement) sur un sujet de recherche analogue, plus en relation avec les applications militaires.

L'ONERA est un Etablissement Public à caractère Industriel et Commercial (EPIC) qui conduit des recherches appliquées dans le domaine aéronautique et spatial. L'ONERA regroupe 2000 personnes dont 1000 ingénieurs de recherche et ~300 doctorants et post-doctorants. Le DPHY où j'effectue mon parcours professionnel a pour mission spécifique l'étude des effets de

l'environnement spatial radiatif sur les engins spatiaux. Ce qui nous amène en tant que chercheur à travailler sous forme contractuelle avec les agences comme le CNES (Centre National d'Etude Spatiale), l'ESA (European Space Agency) ou l'EDA (European Defense Agency). Nous sommes également amenés à encadrer des stagiaires et des doctorants. Depuis que j'ai débuté ma carrière, j'ai moi-même encadré une vingtaine de stagiaires, 4 doctorants et publié 36 articles dans des journaux à comité de lecture. Je conduis des travaux sur les effets des radiations sur les systèmes spatiaux. J'aborde principalement 3 thématiques : Modèle de transport des radiations, modélisation de l'émission électronique secondaire, et effet des radiations dans l'électronique. En 2010, je suis passé Maître de recherche 1 dans la nomenclature ONERA, et je souhaite passer mon HDR pour pouvoir encadrer plus facilement des doctorants.

#### 6.4. ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT

- **2000-2003 : TD en Majeure Physique de 1ère année à ISAE-Supaéro**  
Volume : 7h30  
TD de physique statistique
- **2000-2018 : Cours de Physique de l'interaction rayonnement matière**  
Volume : 3h
  - o Depuis 2000 à l'**ISAE-SUPAERO** (tronc commun 3eme années),
  - o De 2001 à 2014 à l'**ENSICA** (option 3eme années),
  - o De 2003 à 2010 à l'Ecole des mines d'Albi-Carmaux (**EMAC**) (option 3eme années, matériaux pour l'aéronautique et spatial),
  - o Depuis 2006 à l'**EURO-SAE** (master ouvert aux étudiants étrangers (formation en anglais)),
  - o Depuis 2006 à l'**université Paul Sabatier** (master 2, matériaux et structures pour l'aéronautique et spatial).
- **2016-2018 : TP (Effet des radiations sur les systèmes satellites) à ISAE-Supaéro**  
Volume : 8h  
Familiarisation des étudiants (3eme année) avec les outils ingénieurs de prise en compte des effets des radiations pour les systèmes spatiaux

#### **Détails sur le cours de Physique de l'interaction rayonnement matière enseigné depuis 2000 à l'université et dans différentes écoles d'ingénieurs.**

Il s'agit d'un cours de Physique, directement en relation avec les applications spatiales, orienté sur le transport des particules ionisantes dans la matière, dans la gamme d'énergie allant de quelques keV à quelques centaines de MeV. Ce cours s'inscrit dans un module où quelques intervenants de l'ONERA présentent les effets de l'environnement spatial sur les engins spatiaux. Mon cours est un trait d'union entre l'environnement lui-même et les effets fonctionnels observés sur les systèmes.

- **Volume : 3 h/institution**

- **Sujets abordés :**

- o Introduction au rayonnement ionisant,
- o Notions de base (section efficace d'interaction macroscopique, microscopique, transfert d'énergie, pouvoir d'arrêt des particules, interaction Coulombienne (électron/électrons, électron/noyaux, noyaux/noyaux), réactions nucléaires),



- Transport photon/matière (effet photoélectrique, diffusion Compton, Bremsstrahlung),
- Aspects qualitatifs sur la trajectoire des particules (parcours, probabilité de transmission),
- Dose ionisante et non ionisante (définition et description des méthodes de calcul pour l'ingénieur),
- Mécanisme de dégradation sur les systèmes satellites,
- Introduction à la radiobiologie et à la radioprotection,

**- Documents :**

- **Cours** écrit d'une cinquantaine de pages abordant les notions physiques de bases nécessaire à la compréhension des mécanismes de transfert d'énergie avec la matière et allant jusqu'à l'introduction des méthodes d'ingénierie nécessaire à "l'ingénieur radiation". J'ai rédigé également une version anglaise d'une vingtaine de pages destinée aux étudiants étrangers du mastère de l'EURO-SAE. L'ambition de ce cours est de fournir aux étudiants les notions de base de la physique des radiations, qui leur permettront d'avoir une bonne compréhension des mécanismes de dépôt d'énergie dans la matière. La difficulté est qu'il s'adresse à des élèves de dernière année d'école d'ingénieur et qu'il doit par conséquent garder un volet très concret à des fins d'application industrielle. Le cours introduit donc les notions physiques de base qui sont détaillées dans le document écrit mais a pour but également de décrire les méthodes et les outils auxquels aura recours un ingénieur du domaine, confronté aux problématiques industrielles,
- 1 sujet est proposé chaque année aux différentes écoles où est dispensé ce cours,

## 6.5. ACTIVITES DE RECHERCHE

### 6.5.1. *Thèmes de recherches*

L'environnement radiatif spatial est constitué de particules très énergétiques capables de pénétrer le satellite, et d'occasionner des dysfonctionnements transitoires ainsi que des dégradations à plus ou moins long terme. C'est dans ce cadre, au département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace de l'ONERA (DPhy anciennement Département Environnement Spatial - DESP) que s'inscrit mon activité scientifique depuis 2000.

Un matériau, qu'il soit une peinture, un semi-conducteur, un diélectrique, utilisé dans un projet spatial pour ses propriétés physiques spécifiques, est soumis au cours de la mission, à la contrainte radiative de l'environnement spatial. Les propriétés de ces matériaux, peuvent s'altérer avec le temps, sous l'impact des radiations auxquelles est soumis le satellite. La perte de tout ou partie des propriétés physiques des matériaux a une incidence directe sur la durée de vie des projets. Par exemple, l'équilibre thermique du satellite est étroitement lié à la sensibilité aux radiations des propriétés thermo optiques des revêtements de surface. L'apparition de centres colorés dans les peintures et leur brunissement sont le témoin de leur altération sous l'effet des radiations. Des processus analogues, se produisent dans les matériaux semi-conducteurs, où les rayonnements génèrent des pièges à porteur de charge, ce qui modifie les propriétés de conduction des matériaux, et donc les caractéristiques de fonctionnement des composants électroniques. Dans ce contexte, il est capital, pour prédire et anticiper les effets de l'environnement spatial radiatif, de bien comprendre l'interaction des rayonnements avec la matière. C'est ce travail que j'ai pris en charge à l'ONERA/DESP il y a 18 ans, à l'issue de ma thèse.

Dans ce cadre, j'ai mis en place et développé une expertise ainsi qu'un ensemble d'outils de transport des radiations dans la matière nécessaire à l'analyse des phénomènes de dégradation liés aux radiations de l'espace. Cette activité transverse, m'a conduit à aborder plusieurs thématiques du département comme : l'étude des matériaux, les phénomènes de charge, la définition de l'environnement ainsi que les effets sur les composants électroniques. C'est sur ce thème que j'ai soutenu ma thèse au DESP en 1999 (ISAE-Supaéro), et développé par la suite un nouvel axe de recherche.

La spécificité de l'ONERA qui est un établissement de recherche appliqué, nous amène également à valoriser nos recherches auprès des industriels du domaine spatial. Dans ce contexte j'ai développé des outils "ingénieurs" qui sont distribués via le CNES dans un partenariat avec une PME. J'ai également intégré le groupe de travail "Low Energy Electromagnetic Physics" de la collaboration GEANT4 (CERN). Mon travail s'articule donc autour d'une recherche amont, et du développement d'outils à vocation industrielle. Ce contexte me permet d'être reconnu en dehors des milieux scientifiques par les industriels du domaine spatial. Ce travail scientifique est développé essentiellement dans le cadre de contrats avec des agences comme le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales), l'ESA (Agence Spatiale Européenne), ou l'EDA (Agence de Défense Européenne) pour lesquels j'ai été responsable de plusieurs projets, ce qui m'amène à développer des partenariats avec des laboratoires et des industriels européens (Airbus Defence and Space, Thales Alenia Space, SODERN (FR), université d'Upsala (SE), ALTER technologie (SP), Open University (UK), CEA (FR), CERN (CH)...). Ces travaux ont fait l'objet de plus d'une soixantaine de publications dont 36 dans des journaux à comité de lecture. Ceci m'a conduit à être également relecteur pour le compte de revues IEEE ou d'autres journaux comme le Journal of Nuclear Instruments & Methods ou Journal of Physics D.

J'ai accueilli au long de ces années plus d'une quinzaine de stagiaires venant essentiellement de master ou de dernière année d'école d'ingénieur. J'ai été directeur d'une thèse de 2008 à 2011 et co-directeur de quatre autres thèses depuis 2014.

La thématique de l'effet de l'environnement spatial sur les véhicules spatiaux est abordée dans plusieurs établissements de la région toulousaine (ISAE Supaéro, l'école des mines d'Albi, Mastère de l'université Paul Sabatier), ou j'enseigne la problématique du transport des radiations dans la matière depuis plus d'une quinzaine d'année.

Les organigrammes de l'ONERA et du département de Physique sont donnés en Annexe.

### *6.5.2. Production scientifique*

**36 publications dans des journaux à comité de lecture dont 13 en tant que premier auteur et 52 communications orales**

#### **1 Chapitre d'ouvrage :**

Space Radiation environment and its effects on spacecraft components and systems, Space Technologie Course, SREC04

Radiation-Matter interaction p. 83

Cepadues editions

ISBN 2.85428.654.5

**Les cinq publications jugées les plus significatives sont les suivantes :**

- “NEMO: A Code to Compute NIEL of Protons, Neutrons, Electrons, and Heavy Ions”  
C. Inguibert, R. Gigante,;  
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 53, no. 4, pp. 1967–1972, Aug. 2006.  
<https://ieeexplore.ieee.org/document/4365611/>
- “Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4”  
C. Inguibert, T. Nuns, M. C. Ursule, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat  
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 61, no. 6, pp. 3323–3330, Dec. 2014.  
<https://ieeexplore.ieee.org/document/6953268/>
- “Inflight dark current non uniformity used for space environment model benchmarking”  
C. Inguibert, S. Bourdarie, M. Beaumel, M. C. Ursulle, R. Ecoffet  
IEEE Trans. Nucl. Sci., ( Early Access ), 1 February 2018.  
<https://ieeexplore.ieee.org/document/8278244/>
- "Electron induced SEUs : microdosimetry in nanometric volumes"  
C. Inguibert, R. ecoffet, D. Falguère  
IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 62, no. 6, pp. 2846-2852, Dec. 2015.  
<https://ieeexplore.ieee.org/document/7349013/>
- “Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag and Si”  
J. Pierron, C. Inguibert, M. Belhaj, T. Gineste, J. Puech, M. Raine  
J. of Appl. Phys., 121, pp. 215107-1/15 (2017)  
<https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.4984761>

Les trois premières concernent une thématique que j’ai initiée au département DPhy de l’ONERA sur l’étude de la dégradation des matériaux semi-conducteurs par les radiations. J’ai développé un code (NEMO) de calcul des facteurs d’endommagement théorique qui a été intégré au logiciel « OMERE » du CNES distribué par une PME (ref. 1). J’ai également développé un code original de prédiction des courants d’obscurité dans les imageurs par la méthode de Monte Carlo (ref. 2). Ce qui a permis une très bonne corrélation avec des mesures réalisées en vol sur les imageurs de senseurs d’étoiles de SODERN (équipementier du spatial) (ref. 3).

La quatrième référence concerne la première démonstration de l’importance du processus d’interaction coulombienne (électron/noyau) lors des processus de déclenchement des événements singuliers dans l’électronique embarquée des satellites.

La cinquième référence traite du transport des électrons à basse énergie, et de la simulation de l’émission électronique secondaire, qui est aussi une nouvelle thématique que je porte au département DPHY de l’ONERA.

La liste complète des publications est donnée dans la suite.

## 6.6. LISTE DES PUBLICATIONS

### 6.6.1. Contribution à ouvrage

#### 1 Chapitre d'ouvrage :

Space Radiation environment and its effects on spacecraft components and systems, Space Technology Course, SREC04

Radiation-Matter interaction p. 83

Cepadues editions

ISBN 2.85428.654.5

### 6.6.2. Publication dans des journaux à comité de lecture

#### 1/

**Proton upset rate simulation by a Monte Carlo method: importance of the elastic scattering mechanism**

Inguibert, C.; Duzellier, S.; Ecoffet, R.; Bourrieau, J.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 44, Issue 6, Part 1, Dec. 1997 Page(s):2243 – 2249

#### 2/

**Estimation of upset sensitive volume thickness and critical energy using low energy heavy-ion beams**

Ecoffet, R.; Duzellier, S.; Falguere, D.; Guibert, L.; Inguibert, C.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on, Volume: 44, Issue: 6, Part: 1

1997, Page(s): 2230 - 2236

#### 3/

**Low LET cross-section measurements using high energy carbon beam [DRAMs/SRAMs]**

Ecoffet, R.; Duzellier, S.; Falguere, D.; Guibert, L.; Inguibert, C.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 44, Issue 6, Part 1, Dec. 1997 Page(s):2230 – 2236

#### 4/

**Using a carbon beam as a probe to extract the thickness of sensitive volumes**

Inguibert, C.; Duzellier, S.; Ecoffet, R.; Guibert, L.; Barak, J.; Chabot, M.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 47, Issue 3, Part 1, June 2000 Page(s):551 – 558

#### 5/

**Contribution of GEANT4 to the determination of sensitive volumes in case of high-integrated RAMs**

Inguibert, C.; Duzellier, S.; Ecoffet, R.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 49, Issue 3, Part 3, June 2002 Page(s):1480 – 1485

#### 6/

**SEU rate calculation with GEANT4 (comparison with CREME 86)**

Inguibert, C.; Duzellier, S.

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 51, Issue 5, Part 3, Oct. 2004 Page(s):2805 – 2810

#### 7/

**Memories Response to MBU and Semi-Empirical Approach for SEE Rate Calculation**

Petit, S.; David, J.P.; Falguere, D.; Duzellier, S.; Inguibert, C.; Nuns, T.; Ecoffet, R.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 53, Issue 4, Part 1, Aug. 2006 Page(s):1787 – 1793

#### 8/

**NEMO: A Code to Compute NIEL of Protons, Neutrons, Electrons, and Heavy Ions**

Inguibert, C.; Gigante, R.;

Nuclear Science, IEEE Transactions on

Volume 53, Issue 4, Part 1, Aug. 2006 Page(s):1967 – 1972

**9/****Light Particle-Induced Single Event Degradation in SDRAMs**

David, J.-P.; Bezerra, F.; Lorfevre, E.; Nuns, T.; Inguibert, C.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume 53, Issue 6, Part 1, Dec. 2006 Page(s):3544 - 3549

**10/****Using Subthreshold Heavy Ion Upset Cross Section to Calculate Proton Sensitivity**

Inguibert, C.; Duzellier, S.; Nuns, T.; Bezerra, F.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume 54, Issue 6, Part 1, Dec. 2007 Page(s):2394 – 2399

**11/****Ageing And Prompt Effects On Space Material Properties**

L. Levy, T. Paulmier, B. Dirassen, C. Inguibert, M. Van Eesbeek  
Plasma Science, IEEE Transactions on  
vol. 36, no. 5, pp. 2228-2237, October 2008.

**12/****Effect of Proton and Silicon Ion Irradiation on Defect Formation in GaAs**

Warner, J.H.; Inguibert, C.; Twigg, M.E.; Messenger, S.R.; Walters, R.J.; Romero, M.J.; Summers, G.P.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume 55, Issue 6, Part 1, Dec. 2008 Page(s):3016 - 3024

**13/****Probing With Heavy Ions the SET Sensitivity of Linear Devices**

Duzellier, S.; Inguibert, C.; Nuns, T.; Bezerra, F.; Dangla, D.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume 55, Issue 6, Part 1, Dec. 2008 Page(s):3321 – 3327

**14/****STARDUST: A Code for the Simulation of Particle Tracks on Arrays of Sensitive Volumes With Substrate Diffusion Currents**

Rolland, G.; Pinheiro da Silva, L.; Inguibert, C.; David, J.-P.; Ecoffet, R.; Auvergne, M.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume 55, Issue 4, Part 1, Aug. 2008 Page(s):2070 - 2078

**15/****analysis of internal charge distribution in electron irradiated Polyethylene and Polyimide films using a new experimental method**

Charlotte Perrin, Virginie Griserie; C. Inguibert and C. Laurent,  
Journal of physics. D, Applied physics  
vol. 41, no. 20, pp. 205417(8), 2008.

**16/****Characterization of unswept and swept quartz crystals for space applications.**

J. Lefèvre, S. Devautour-Vinot and O. Cambon, J.-J. Boy, P. Guibert and R. Chapoulie,  
C. Inguibert, D. Picchedda, A. Largeateau and G. Demazeau, G. Cibiel  
Journal of Applied Physics, Volume 105, Issue 11, pp. 113523-113523-8, 2009.

**17/****Operational SER calculation on SAC-C orbit using the multiscales single event phenomena predictive platform (MUSCA-CEP3)**

Hubert, G.; Duzellier, S.; Inguibert, C.; Boatella-Polo, C.; Bezerra, F.; Ecoffet, R.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on, Volume: 56, Issue: 6, Part: 1, pp. 3032 – 3042, 2009

**18/****Experimental method for introduction rates determination in multijunction solar cells**

Gauffier, A.; David, J.-P.; Gilard, O.; Nuns, T.; Inguibert, C.; Balocchi, A.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on, Volume: 56, Issue: 4, Part: 2, pp. : 2237 – 2241, 2009.

**19/****Characterization of unswept and swept quartz crystals for space applications**

S. Devautour-Vinot and O. Cambon, J.-J. Boy, P. Guibert, C. Inguibert, D. Picchedda, G. Cibiel  
J. of Appl. Phys., vol.105, p.113523, 2009.

**19/****"Effective NIEL" in Silicon : Calculation using molecular dynamic simulation results.**

C. Inguibert, ; P. Arnolda, Nuns, T.; Roland G.;  
Nuclear Science, IEEE Transactions on, Volume: 57, Issue: 4,  
2010, Page(s): 1915 - 1923

**20/****" Displacement Damage Effects Due to Neutron and Proton Irradiations on CMOS Image Sensors Manufactured in Deep Submicron Technology, "**

C. Virmondois, V. Goiffon, P. Magnan,  
S. Girard, **C. Inguibert**, S. Petit, G. Rolland and O. Saint-Pé  
Nuclear Science, IEEE Transactions on volume 57, Issue 4  
2010 , Page(s): 3101 - 3108

**21/****"NIEL scaling : comparison with measured defect introduction rate in silicon, "**

P. Arnolda, **C. Inguibert**, T. Nuns, C. Boatella-Polo  
Nuclear Science, IEEE Transactions on vol. 58, Issue 3, part 2, pp. 756 – 763, 2011.

**22/****" Equivalent Displacement Damage Dose For On-Orbit Space Application, "**

**C. Inguibert**, **S. Messenger**, Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume: 59 , Issue: 6 , Part: 1, pp. 3117 – 3125, 2012.

**23/****" Anomalies of the ADSP 21060 onboard the DEMETER satellite, "**

**C. Inguibert**, S. Bourdarie, D. Falguère, T. Paulmier, R. Ecoffet, N. Balcon  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume: 60 , Issue: 6 , Part: 1, pp. 4067–4073, 2013.

**24/****" Statistical Analysis of Random Telegraph Signal Maximum Transition Amplitudes in an Irradiated CMOS Image Sensor, "**

O. Gilard, E. Martin, T. Nuns **C. Inguibert**, J.P. David,  
Nuclear Science, IEEE Transactions on  
Volume: 61 , Issue: 2 , Part: 1, pp. 939 – 947, April 2014

**25/****Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4**

**C. Inguibert**, T. Nuns, M. C. Ursule, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 6, pp. 3323–3330, Dec. 2014.

**26/****Correlation of In-Flight Displacement Damage on the OSL Sensor With Space Environment On-Board Jason-2 Spacecraft**

Bourdarie, S. ; Falguere, D. ; **Inguibert, C.** ; Deneau, C. ; Vaillé, J.-R. ; Lorfèvre, E. ; Ecoffet, R.  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 4, pp. 1643–1647, Dec. 2014.

**27/****"Electron induced SEUs : microdosimetry in nanometric volumes"**

**C. Inguibert**, R. ecoffet, D. Falguère  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 6, pp. 2846-2852, Dec. 2015.

**28/****"Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixels arrays irradiated with high energy protons"**

M.C. Ursule, **C. Inguibert**, T. Nuns  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, no. 4, pp. 2159-2167, 2016.

**29/****"Benchmarking ionizing space environment models"**

S. Bourdarie, **C. Inguibert**, J.-R. Vaillé, A. Sicard-Piet, D. Falguere, E. Lorfèvre, R. Ecoffet, D. Standarovski, C. Poivey,  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 8, pp. 2023-2030, 2017.

**30/****"NIEL calculations for estimating the displacement damage introduced in GaAs irradiated with charged particles"**

E El allam, **C Inguibert**, S Addarkaoui, A Meulenberg, A Jorio, I Zorkani  
*Mater. Sci. and Eng. IOP Conf. Series, Bristol, United Kingdom, Vol. 186, no.1, pp.1-6, 2017.*

**31/****"Gamma and Electron NIEL Dependence of Irradiated GaAs"**

M. El Allam, **C. Inguibert**, T. Nuns, A. Meulenberg, A. Jorio, I. Zorkani  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 3, pp. 991–998, March 2017.

**32/****"Ionizing Doses Calculations for Low Energy Electrons in Silicon and Aluminum"**

J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Belhaj, M. Raine, J. Puech

*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 8, pp. 2340-2348, 2017.

**33/**

**“Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag and Si”**

J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Belhaj, T. Gineste, J. Puech, M. Raine  
*J. of Appl. Phys.*, vol. 121 pp. 215107-1-15, 2017.

**34/**

**“Impact of the Electric Field in the Modelling of the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays”**

M.C. Ursule, T. Nuns, **C. Inguibert**, H. Bugnet, F. Mayer, J. Pralong  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, under review.

**35/**

**“Inflight dark current non uniformity used for space environment model benchmarking”**

**C. Inguibert**, S. Bourdarie, M. Beaumel, M. C. Ursulle, R. Ecoffet  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, ( *Early Access* ), 1 February 2018.

**36/**

**“Damage Factor for Radiation-Induced Dark Current in InGaAs Photodiodes”**

O. Gilard, L. S. How, A. Delbergue, **C. Inguibert**, T. Nuns, J. Barbero, J. Moreno, L. Bouet, S. Mariojous, M. Boutillier  
*IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 3, pp. 884–895, March 2018.

**37/**

**“Gamma non-ionizing energy loss: Comparison with the damage factor in silicon devices,”**

M. El Allam, **C. Inguibert**, T. Nuns, A. Meulenberg, A. Jorio, I. Zorkani,  
*Journal of Applied Physics*, vol. 123, p.095703, 2018.

### 6.6.3. Communications à des conférences avec actes

**1/**

**Simulation par la méthode de Monte Carlo du taux d'upset induit par les protons**

**C. Inguibert**, S. Duzellier, R. Ecoffet, J. Bourrieau  
Journées RADECS 1996. publiée dans la revue des électriciens et électroniciens (REE)  
L'ONDE ELECTRIQUE (1997)

**2/**

**Estimation of upset sensitive volume thickness and critical energy using low energy heavy-ion beams**

Ecoffet, R.; Duzellier, S.; Barak, J.; Levinson, J.; Lifshitz, Y.; Hass, M.; **Inguibert, C.**; Detchevery, C.;  
Radiation and Its Effects on Components and Systems, 1997. RADECS 97. Fourth European Conference on  
15-19 Sept. 1997 Page(s):576 - 583

**3/**

**Using a carbon beam as a probe to extract the thickness of sensitive volumes**

**Inguibert, C.**; Duzellier, S.; Ecoffet, R.; Guibert, L.; Barak, J.; Chabot, M.;  
Radiation and Its Effects on Components and Systems, 1999. RADECS 99. 1999 Fifth European Conference on  
13-17 Sept. 1999 Page(s):180 - 187

**4/**

**Contribution of GEANT4 to the determination of sensitive volumes in case of high-integrated RAMs**

**Inguibert, C.**; Duzellier, S.; Ecoffet, R.;  
Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2001. 6th European Conference on  
10-14 Sept. 2001 Page(s):373 - 379

**5/**

**A toolkit for space environment**

Peyrard, P.F.; Beutier, T.; Serres, O.; Chatry, C.; Ecoffet, R.; Rolland, G.; Boscher, D.; Bourdarie, S.; **Inguibert, C.**; Calvel, P.; Mangeret, R.;  
Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2003. RADECS 2003. Proceedings of the 7th European Conference on  
15-19 Sept. 2003 Page(s):639 - 641

**6/**

**SEU rate calculation with GEANT4 (comparison with CREME 86)**

**Inguibert, C.**; Duzellier, S.;  
Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2003. RADECS 2003. Proceedings of the 7th European Conference on  
15-19 Sept. 2003 Page(s):243 - 248

**7/****Standards for space radiation environments and effects**

Daly, E.; Nieminen, P.; Mohamnadzadeh, A.; Harboe-Sorensen, R.; de Marino, R.; Hunter, K.; Dyer, C.; Truscott, P.; Mangeret, R.; Fusero, F.; Barthe, S.; Mien, O.; Bezerra, F.; Duzellier, S.; **Inguibert, C.**; Hopkinson, G.; Reitz, G.; Carey, G.; Kent, A.;

Radiation and Its Effects on Components and Systems, 2003. RADECS 2003. Proceedings of the 7th European Conference on 15-19 Sept. 2003 Page(s):175 - 179

**8/****Measurement and modeling of charge profiles in irradiated dielectric**

**Inguibert, C.**; Carrere, Y.; Griseri, V.; Dirassen, B.; Levy, L.; Payan, D.; Fukunaga, K.; Solid Dielectrics, 2004. ICSD 2004. Proceedings of the 2004 IEEE International Conference on Volume 2, 5-9 July 2004 Page(s):951 - 954 Vol.2

**9/****Space radiation environment and its effects on spacecraft componenets and systems : Radiation-Matter Interaction Inguibert, C**

SREC04, CEPADUES editions ISBN : 2.85428.654.5, 14-18 june 2004 Page(s):83-107

**10/****Ultra stable oscillators dedicated for space applications: oscillator and quartz material behaviors vs radiation**

Cibiel, G.; Boizot, B.; Boy, J.-J.; Carlotti, J.-F.; Cambon, O.; Devautour-Vinot, S.; Candelier, V.; Lambole, J.; Guibert, P.; Largeteau, A.; **Inguibert, C.**; Piccheda, D.;

International Frequency Control Symposium and Exposition, 2006 IEEE

**11/****Open PEA measurements on irradiated polymers and space charge distribution**

Charlotte Perrin, Virginie Griseri, Christophe Inguibert, Bernard Dirassen, Kaori Fukunaga, Takashi Maeno, Denis Payan, Léon Lévy, Christian Laurent  
SCTC Biaritz 2007

**12/****STARDUST. A Code for the Simulation of Particle Tracks on Arrays of Sensitive Volumes with Substrate Diffusion Currents**

Guy Rolland, **C. Inguibert**

2007 RADECS conference, 10-14 september 2007 Deauville

**13/****Measurements of radiation induced defects in quartz material by Dielectric Relaxation Spectroscopy**

O. Cambon, S. Devautour-Vinot, N. Prud'Homme, J. C. Giuntini, **C. Inguibert**;

Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. IEEE International May 29 2007-June 1 2007 Page(s):172 - 175

**14/****Simple energy level model for frequency degradation of USO under radiation**

JF. Carlotti, J. J. Boy, G. Cibiel, **C. Inguibert**,

Frequency Control Symposium, 2007 Joint with the 21st European Frequency and Time Forum. IEEE International May 29 2007-June 1 2007 Page(s):185 - 188

**15/****"Effective NIEL" in Silicon : Calculation using molecular dynamic simulation results.**

**C. Inguibert**, ; P. Arnolda, Nuns, T.; Roland G.;

RADECS conference, Bruges, 2009.

**16/****Operational SER calculation on SAC-C orbit using the multiscales single event phenomena predictive platform (MUSCA-CEP3)**

Hubert, G.; Duzellier, S.; **Inguibert, C.**; Boatella-Polo, C.; Bezerra, F.; Ecoffet, R.;

RADECS conference, Bruges, 2009.

**17/****" NIEL scaling : comparison with measured defect introduction rate in silicon, "**

P. Arnolda, **C. Inguibert**, T. Nuns, C. Boatella-Polo

RADECS conference, Längenfeld 2010.

**18/****" Monte Carlo based DSNU prediction, "**

**C. Inguibert**, T. Nuns, E. Martin, D. Falguère, O. Gilard

RADECS conference September 2012 Biaritz.



**19/**

" Monte Carlo simulation of the electron range/energy relationship in the sub-keV energy domain, "  
**C. Inguibert**, M. Belhaj, J. Pierron, J. Puech  
MULCOPIM, Valence 2014

**20/**

"Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixels arrays irradiated with high energy protons"  
M.C. Ursule, **C. Inguibert**, T. Nuns  
RADECS2015 Conference Moscow

**21/**

"Monte Carlo Simulations of Low Energy Electrons in Silicon"  
J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Belhaj, M. Raine, J. Puech  
RADECS2016 Conference Breme (Sept 2016)

**22/**

"NIEL calculations for estimating the displacement damage introduced in GaAs irradiated with charged particles"  
E El allam, **C Inguibert**, S Addarkaoui, A Meulenberg, A Jorio, I Zorkani  
MSE: Materials Science and Engineering IOP Conference Series. Bristol, United Kingdom

**23/**

"Benchmarking ionizing space environment models"  
S. Bourdarie, **C. Inguibert**, J.-R. Vaillé, A. Sicard-Piet, D. Falguere, E. Lorfèvre, R. Ecoffet, D. Standarovski, C. Poivey,  
RADECS2016 Conference Breme (Sept 2016)

**24/**

"Monte Carlo simulations of low energy electron emission and its dependence on surface morphology for aluminum and silver"  
J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Belhaj, J. Puech and M. Raine,  
MULCOPIM 2017, 5-7 apr 2017, ESTEC/ESA, The Netherlands

**25/**

"Extrapolated range formula for low energy electrons in various elements"  
**C. Inguibert**, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech  
MULCOPIM 2017, 5-7 apr 2017, ESTEC/ESA, The Netherlands

**26/**

"An analytical model for secondary electron emission"  
**C. Inguibert**, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech  
MULCOPIM 2017, 5-7 apr 2017, ESTEC/ESA, The Netherlands

**27/**

"Inflight dark current non uniformity used for space environment model benchmarking"  
**C. Inguibert**, S. Bourdarie, M. Beaumel, M. C. Ursulle, R. Ecoffet  
RADECS2017 Conference Breme (Oct 2017)

**28/**

"Physical mechanisms inducing electron Single Event Upset"  
P. Caron, **C. Inguibert**, L. Artola, N. Chatry, N. Sukhaseum, R. Ecoffet, F. Bezerra  
RADECS2017 Conference Breme (Oct 2017)

**29/**

"GEANT4 Study of the effect of the surface roughness on the Secondary Emission Yield"  
**C. Inguibert**, J. Pierron, M. Raine, M. Belhaj, J. Puech  
SIMDALEE2017 Conference Sardigna (Oct 2017)

**30/**

"A secondary electron emission empirical model"  
**C. Inguibert**, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech  
SIMDALEE2017 Conference Sardigna (Oct 2017)

**31/**

"Impact of the Electric Field in the Modelling of the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays"  
M.C. Ursule, T. Nuns, **C. Inguibert**, H. Bugnet, F. Mayer, J. Pratlong  
RADECS2017 Conference Breme (Oct 2017)

#### 6.6.4. *Autres communications orales, séminaires*

**1/**

**Fast estimation of clusters produced by protons**

**C. Inguibert**, T. Nuns, G. Rolland  
NSREC 2006 conference (Jacksonville Florida)

**2/**

**Using Subthreshold Heavy Ion Upset Cross Section to Calculate Proton Sensitivity**

**Inguibert, C.**; Duzellier, S.; Nuns, T.; Bezerra, F.;  
NSREC Conference July 2007 Honolulu Hawaii.

**3/**

**Characterization of unswept and swept quartz crystals for space applications.**

S. Devautour-Vinot and O. Cambon, J.-J. Boy, P. Guibert, **C. Inguibert**, D. Picchedda, G. Cibiel  
22<sup>nd</sup> European Frequency and Time Forum  
Toulouse, April 2008

**4/**

**Effect of Proton and Silicon Ion Irradiation on Defect Formation in GaAs**

J. H. Warner, **C. Inguibert**, M. E. Twigg, S. R. Messenger, R. J. Walters, M. J. Romero and G. P. Summers  
Nsrec conference July 2008 Tucson Arizona

**5/**

**Probing with Heavy Ions the SET sensitivity of Linear Devices**

S. Duzellier, **C. Inguibert**, T. Nuns, F. Bezerra, D. Dangla  
Nsrec conference July 2008 Tucson Arizona

**6/**

**" Displacement Damage Effects Due to Neutron and Proton Irradiations on CMOS Image Sensors Manufactured in Deep Submicron Technology, "**

C. Virmondois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, **C. Inguibert**, S. Petit, G. Rolland and O. Saint-Pé  
NSREC conference, Tucson 2010.

**7/**

**" Remarks About The On Orbit Non Ionizing Dose Constraint, "**

**C. Inguibert**, S. Bourdarie<sup>1</sup>, P. Arnolda<sup>1</sup>, C. Boatella-Polo,  
NSREC conference July 2011 Las Vegas.

**8/**

**" Equivalent Displacement Damage Dose For On-Orbit Space Application, "**

**C. Inguibert**, S. Messenger,  
NSREC conference July 2012 Miami.

**9/**

**" Displacement damage effects Degradation mechanisms and impact on performances, "**

**C. Inguibert**,  
Radiation Effects On Optoelectronic detectors Workshop 28<sup>th</sup>-29<sup>th</sup> November 2012.

**10/**

**" Anomalies of the ADSP 21060 onboard the DEMETER satellite, "**

**C. Inguibert**, S. Bourdarie, D. Falguère, T. Paulmier, R. Ecoffet, N. Balcon  
NSREC conference July 2013 San Francisco

**11/**

**"Image Sensors DCNU Modeling with GEANT4"**

**C. Inguibert**, T. Nuns, D. Falguère, M. C. Ursule, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat  
NSREC conference July 2014 Paris

**12/**

**Monte Carlo Transport Code for Image Sensor Radiation Analysis**

**C. Inguibert**, T. Nuns, M. C. Ursule, D. Hervé, M. Beaumel  
Radiation Effects on optoelectronic detectors workshop  
Toulouse 26<sup>th</sup> November 2014

**13/**

**" Electron induced SEUs : microdosimetry in nanometric volumes "**

**C. Inguibert**, R. Ecoffet, D. Falguère  
NSREC conference July 2015 Boston

**14/****"Monte-Carlo low-energy electron transport in metals for secondary emission applications"**

J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Belhaj, and T. Gineste  
LEE2015 Conference Austria Sept. 2015

**15/****"Electron induced SEUs : microdosimetry in nanometric volumes"**

**C. Inguibert**, R. ecoffet, D. Falguère  
IEEE NSREC conference Boston july 2015

**16/****"Extrapolated Range Expression for Electrons Down to ~10 eV"**

**C. Inguibert**, J. Pierron, M. Belhaj, J. Puech  
NSREC 2016 -Portland-USA (11-15 Juil 2016)

**17/****"Gamma and Electron NIEL Dependence of Irradiated GaAs"**

M. El Allam, **C. Inguibert**, T. Nuns, A. Meulenberg, A. Jorio, I. Zorkani  
NSREC 2016 -Portland-USA (11-15 Juil 2016)

**18/****"New developement of microelec model for low energy electron transport Si, Al, Ag"**

J. Pierron, **C. Inguibert**, M. Raine  
GEANT4 Developer workshop 2016 Ferrare (12-17 Sept 2016)

**19/****"Working on the developing of a European standard for DD testing"**

T. Nuns, **C. Inguibert**, C. Poivey  
ESA workshop 2016 Seville (April 2016)

**20/****"Electron Induced SEUs in latest technologies."**

**C. Inguibert**, P. Caron, R. Ecoffet, D. Falguère, J. F. Roussel, S. Duzellier,  
167th International Astronautical Congress (IAC), Guadalajara, Mexico, 26-30 September 2016.

**21/****"Comparison of Methods to Calculate the Dark Current Non Uniformity in Pixel Arrays"**

M.C. Ursule, **C. Inguibert**, T. Nuns, J. Morio  
NSREC 2017, 17-21 july 2017, New Orleans, US

**6.7. Encadrement de stagiaires**

La majorité des 17 stages que j'ai encadrés sont des stages de dernière année" (Bac+5) d'école d'ingénieur qui ont une durée allant de 4 mois à 6 mois.

**2002 - BLACHA Thomas** "Realization of a detector consisting of 7 aluminium foils for the detection of electron spectra in the electron accelerator SIRENE 2" – Novembre 2001 – Mars 2002 – 3eme année Université de Hambourg - Responsables : C. Inguibert – B. Dirassen

**2002 - LE GALL Loïc** "Calcul de profil d'implantation de charge" – 1<sup>er</sup> juillet – 30 septembre 2002 – 2<sup>ème</sup> année ENSICA Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2003 - Yan Carrere** "Comparaison des profils de charges implantées avec les profils de dose" (2003) 4eme année INSA Toulouse

**2005 - GIGANTE Romain** "Développement du logiciel NEMO (Niel Evaluation Model of Onera)" – 15 mars – 31 août 2005 – Diplôme Ingénieur ENSICA Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2005- LARROQUE Marie** "Modélisation de la dégradation du quartz dans un OUS en fonction du débit de dose" – 20 juin – 27 août 2005 – 4<sup>ème</sup> année INSA-GMM Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2006 - VISSOUVANADIN Bertrand** "Développement d'un code de calcul décrivant les dégradations des oscillateurs en environnement spatial" – 26 juin-15 septembre 2006 – Stage 4ème année INSA Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2008 - ARNOLDA Pierre** "Analyse des défauts produits par les radiations de l'espace dans des composants semi-conducteurs" - 4 février–4 juillet 2008 – Master 2 Professionnel Matériaux et Structures pour l'Aéronautique et le Spatial – Université Paul Sabatier Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2009 - BEHAR Samuel** "Réalisation d'un logiciel d'analyse des simulations GEANT4" - 22 juin-22 septembre 2009 - Stage 4ème année INSA Génie Physique Toulouse – Responsable : C. Inguibert

**2010 - HERVOCHE Hugo** "Fonction de partition de l'énergie pour des matériaux polyatomiques" – 19 avril-19 août 2010 – Master 1 "Physique fondamentale" Université Paris XI Orsay – Responsable : C. Inguibert

**2011 - AISSA Donia** "Modélisation de la trace générée par un ion dans la matière" – 15 mars-15 août 2011 – Master 2 Physique Informatique – Université Montpellier 2 – Responsable : C. Inguibert

**2012 - LOUBOUTIN Arnaud** "Dégradation Ge et GaAS par les électrons de l'environnement spatial" – 15 juin – 15 septembre 2012 – 3<sup>ème</sup> Année INSA– Responsable : C. Inguibert

**2013 - FURIC Dylan** "Simulation de l'augmentation du courant d'obscurité sous irradiation dans les imageurs (CCD, CIS)" – 4 mars – 19 juillet 2013 - Diplôme ingénieur Télécom Physique Strasbourg – Responsable : C. Inguibert

**2014 - PIERRON Juliette** "Transport électrons basse énergie : base de données effet multipactor" – 1<sup>er</sup> février – 30 juin 2014 – Diplôme Ingénieur + Master INSA Toulouse - Responsable : C. Inguibert

**2014 - URSULLE Marie Cecile** (2014) "Prédiction des courants d'obscurité dans les imageurs CMOS", Master II université Montpellier.

**2016 - CARON Pablo** (2015) " Etude des interactions induites par des électrons susceptibles de provoquer des SEUs", Master II université de Toulouse.

**2017 LEMIERE Kevin** (2017) " Effet des défauts produits par les rayonnements de l'environnement spatial sur le courant d'obscurité des imageurs embarqués", Master II université de Toulouse.

**2018 DRAY Nicolas** (2018) " Effet de la rugosité sur l'émission électronique secondaire", Master II/PHELMA Grenoble.

## 6.8. Encadrement de thèses

**(2008-2011) ARNOLDA Pierre** (thèse GEET 2008-2011) "Les défauts de déplacements atomiques et leurs conséquences sur les composants électroniques à application spatiale ",

**financement ONERA.**

**Directeur de thèse**

**(2014-2017) PIERRON Juliette** (thèse GEET 2014-2017) "Modèle de transport d'électron basse énergie (~10 eV-2000 eV) pour applications spatiales (OSMOSEE, GEANT4)". **Cofinancement**

**CNES/CEA/ONERA.**

**Co directeur de thèse**

**(2014-2017) URSULLE Marie Cécile** (thèse GEET 2014-2017) "Compréhension des mécanismes physiques à l'origine des dégradations électriques extrêmes des pixels dans les imageurs irradiés".

**financement ONERA.**

**Co directeur de thèse**

**(2016-2020) CARON Pablo** (thèse GEET 2016-2020) "Evénements singuliers induits par les électrons dans les technologies intégrés"

**Cofinancement CNES/ONERA.**

**Co directeur de thèse**

**(2016-2020) LEMIERE Kevin** (thèse GEET 2016-2020) " Réorganisation et effets des défauts en volume dans les imageurs irradiés"

**financement ONERA.**

**Co directeur de thèse**

## 6.9. AUTRES

J'ai été nommé en 2017 responsable de la thématique scientifique de mon unité de recherche :  
Matériaux en environnement spatial

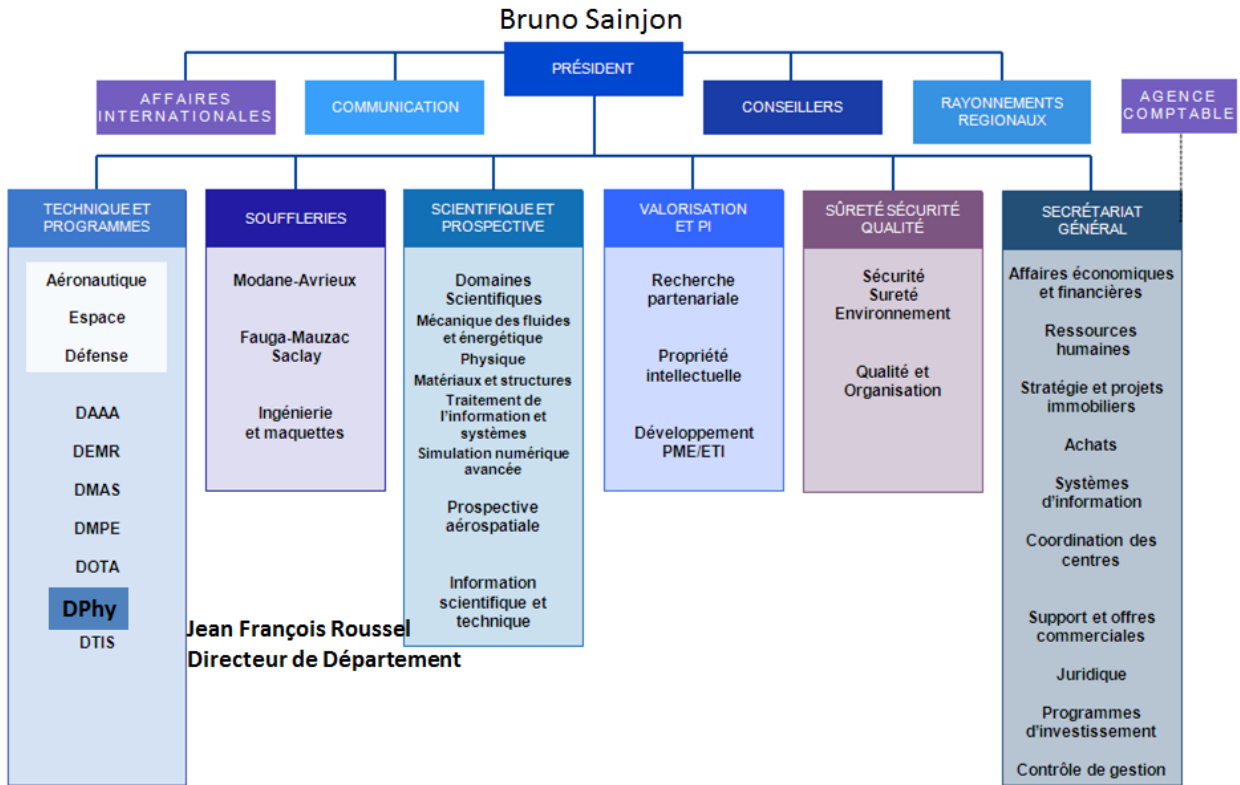
Je suis reviewer pour les revues suivantes depuis 2000 :

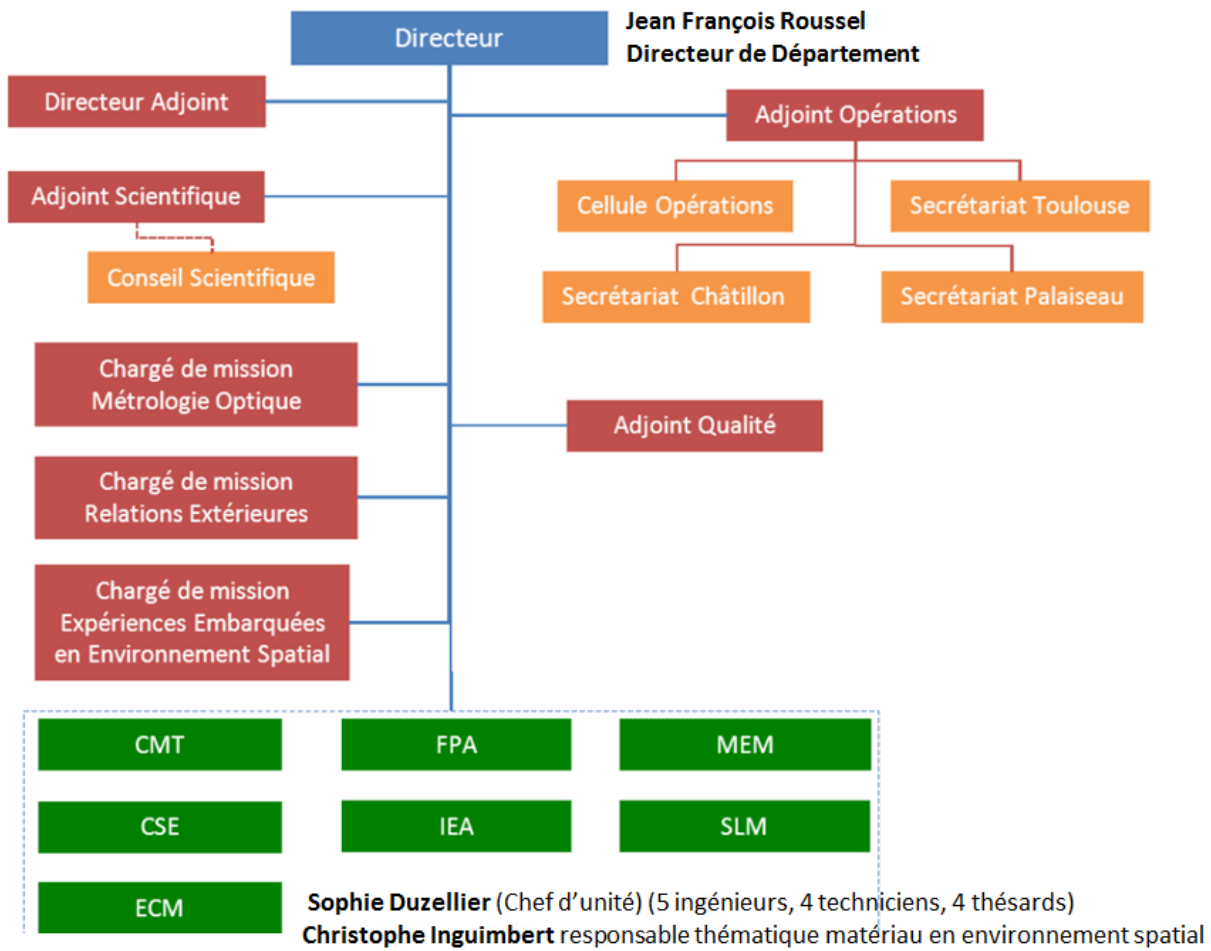
- IEEE Transaction On Nuclear Science
- IEEE Transaction On Plasma Science
- IEEE Journal of Photovoltaics
- Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A
- Journal of Physics D: Applied Physics – IOPscience

J'ai également été rapporteur de session pour les conférences IEEE/NSREC et RADECS.

7. ANNEXES

7.1. Organigrammes de l'ONERA et du département DPhy.





## **DPHY – Physique, instrumentation, environnement, espace**

---

### **Missions**

Le Département Physique, Instrumentation, Environnement, Espace, DPHY, conçoit des instruments innovants et évalue certains environnements aérospatiaux et leurs conséquences sur les systèmes embarqués.

#### **Le DPHY développe en particulier:**

- De nouveaux instruments inertiels pour le guidage-navigation, la géodésie ou la physique fondamentale, en se fondant sur les micro/nano technologies, l'électrostatique ou l'interférométrie atomique
- Des méthodes et instruments de caractérisation métrologique des écoulements ou des plasmas, à base de spectroscopie optique, de capteurs ou sources spécifiques, tels lasers accordables, OPO, LIDAR, photoacoustique...
- Des sources de plasma et propulseurs électriques

#### **Il étudie:**

- la foudre et son impact sur les aéronefs
- l'environnement spatial et ses effets sur les matériaux et composants électroniques, ainsi que la charge et la contamination des satellites en résultant.



7.2. Copie du diplôme de doctorat.

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

**ATTESTATION DE DOCTORAT**

(Arrêté du 30 mars 1992)

Le Directeur de l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace,  
soussigné, certifie que

Monsieur Christophe INGUIMBERT

né(e) le 24.11.1972

à Saint Affrique (12)

inscrit(e) à l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace,

a obtenu le 24 juin 1999

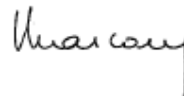
le titre de **DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

spécialité : Électronique spatiale

avec la mention : Très honorable

Fait à Toulouse, le 31 août 1999

Pierre BASCARY  
Directeur de l'ENSAE



**7.3. Copie des 5 publications jugées les plus significatives.**

# NEMO: A Code to Compute NIEL of Protons, Neutrons, Electrons, and Heavy Ions

C. Inguibert and R. Gigante

**Abstract**—This paper reports on NIEL calculation methods. The software code NEMO (Niel Evaluation Model of ONERA) has been used in this study. This toolkit takes into account coulombic and nuclear elastic scattering. Nuclear reactions have been modeled by means of GEANT 4 simulations. The importance of the displacement threshold energy ( $T_d$ ) and the energy partition function is discussed.

**Index Terms**—Atomic displacement, cross section, energy partition function, GEANT4, NIEL, threshold energy.

## I. INTRODUCTION

CURRENT trends in displacement damage effect analyses include Non ionizing energy loss (NIEL) correlations in various device properties [1]. The degradation of solar cells in a space environment caused by the active defects generated by electrons and protons is a typical example. An accurate ground evaluation of the end-of-life performance of solar cells needs a large set of experimental results. In the case of multijunction solar cells, the cost of such ground evaluation is considerable. So, it is interesting to study the possibility of experimental work reduction, using NIEL and displacement damage dose approach. Theoretically, application of the displacement damage dose concept can drastically reduce the need of evaluation data. A certain amount of work has been done for years on the NIEL calculation [2]–[13] but also on its correlation effects on device components [14]–[16]. Due to the increased sensitivity of components to such kinds of defects, some more recent works have been done [17]–[20]. Concerning NIEL calculations, recent developments have been proposed. Jun *et al.* recently, calculated NIEL using screened Coulomb potentials and MCNPX for nuclear interactions [21], [22], and Mendenhall and Weller proposed to use GEANT 4 to perform such kind of calculations by introducing a screened Coulomb scattering module in GEANT 4 [23], [24]. But it is also important to discuss the role of individual calculation parameters, such as the threshold energy for atomic displacement or the energy partition function. In his context this paper reports on the development of the numerical code NEMO (Niel Evaluation Model of ONERA).

## II. GENERAL

NIEL is the average energy loss per unit path length due to non ionizing events such as atomic displacements. The calculation of NIEL is analogous to that of electronic stopping power

except that here, instead of considering interaction with electrons of the target, we must consider the interactions with the nuclei of the target atoms. But, as every interaction does not lead to a displacement, we must introduce a correction function, generally called Lindhard energy partition function, that gives that part of the recoil energy that contributes to producing displacements. For a given incident energy  $E$ , the NIEL is then given by

$$\text{NIEL}(E) = \eta \cdot \int_{T_d}^{Q_{\max}} \left( \frac{d\sigma}{dQ} \right)_E(Q) \cdot G(Q) \cdot Q \cdot dQ. \quad (1)$$

Where  $\eta$  is the atomic density of the target material,  $T_d$  is the threshold energy to displace an atom,  $Q$  the kinetic energy of the recoil,  $Q_{\max}$  is the maximum energy that can be given to a recoil nuclei by an incident particle of a given energy  $E$ ,  $G(Q)$  is the energy partition function and  $d\sigma/dQ(E)$  is the differential cross section for atomic displacements.

This paper will focus on the role of several parameters in the calculation.

## III. NEMO MODEL

### A. Physic Models

Depending on the energy and particle of interest, different physical mechanisms will dominate. There are three general physical mechanisms by which displacement damage is produced: 1) Coulombic elastic, 2) nuclear elastic, and 3) nuclear inelastic. Generally, the Coulombic elastic interaction dominates for electrons and for ions having energies below about 10 MeV/amu. Above this energy, the nuclear elastic interaction will dominate, and for much higher energies, nuclear inelastic interactions (such as that caused by spallation) will dominate. NEMO takes these interactions into account depending on the nature and energy of the incident particle. Table I summarizes the capabilities of this software: In case of elastic scattering, NEMO's NIEL values are based on differential displacement cross section calculations that combine both Coulombic and nuclear scattering. The Schrödinger equation is solved for a given optical potential and differential and total elastic scattering cross sections are calculated for neutrons, and protons. At low incident energies, the code uses the Hauser-Feshbach statistical theory with a width fluctuation correction of Moldauer. In case of protons, we use as a default the optical potential parameters given by Walter [25] that provides NIEL values down to 50 keV. Below this value, a screened Coulomb potential, due to the electrostatic screening of the nuclear charges by the space charge of the innermost electron shells, is used [22]. Messenger *et al.* [26] show that the ZBL (Ziegler Biersack and Littmark)

Manuscript received August 31, 2005; revised April 18, 2006. This work was supported by CNES.

C. Inguibert and R. Gigante are with ONERA-DESP, 31055 Toulouse, France (e-mail: inguibert@onecert.fr).

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2006.880926

TABLE I  
NEMO'S CAPABILITIES CONCERNING THE NATURE OF INCIDENT PARTICLE, THE TYPE OF INTERACTION AND ENERGY RANGE

interaction particle	Coulombic elastic	Nuclear elastic	Nuclear reaction	NIEL Energy range
Electron	Rutherford			1keV, 10MeV
Proton	ZBL + Optical model		GEANT 4	100eV, 300MeV
Neutron		Optical model	GEANT 4	1MeV, 300 MeV
Heavy ion ( $Z > 2$ )	ZBL		GEANT 4	100eV, 300MeV

screened Coulomb potential can be applied for both heavy and light ions with high confidence.

For high energies, NEMO is valid for energies up to 300 MeV/amu. In this energy range it is necessary to use a relativistic treatment of the scattering process, and the Dirac equation must be solved instead of the Schrödinger equation.

In conclusion, in case of incident protons and light ions (alpha particles), for energies ranging from few tenths of keVs to 300 MeV, NEMO uses the optical model to calculate the coulombic and nuclear elastic scattering cross section. But in the low energy region, NEMO switches to the ZBL-screened potential cross section model. For heavy ions ( $Z > 2$ ) only ZBL calculations are available, and for neutrons, only the optical potential calculation is valid. Electron NIEL is calculated using the basic (no corrections) Rutherford Coulombic scattering formula.

In case of protons and neutrons, but more generally for hadrons above some 10 s of MeV, nuclear reactions can occur. For such kind of reactions, the calculation of the NIEL is very similar to elastic scattering calculation. It is simply necessary to take into account the displacements created by all the recoil nuclei of the reaction. The expression of the NIEL is generalized as follows [27]:

$$\begin{aligned} \text{NIEL} &= \sum_R \text{NIEL}_R \\ &= \eta \cdot \sum_R \int_{T_d}^{Q_{\max}} \left( \frac{d\sigma}{dQ} \right)_R (Q) \cdot Q \cdot G_R(Q) \cdot dQ \quad (2) \end{aligned}$$

where the contribution of each recoil nucleus is summed (index  $R$ ). To perform this calculation, the recoil energy partition function must be known for each type of nucleus. We choose to use by default the model given by Robinson [5], [21].

For incident hadrons such as protons, neutrons, and heavy ions, contribution of nuclear reaction is taken into account into NEMO via a database provided by GEANT 4 simulations. The energetic distribution of each type of recoil nucleus is calculated using the GEANT 4 binary cascade. All the physics is clearly documented in the corresponding chapters of the GEANT 4 web site [28].

## B. Results

As can be seen on Fig. 1, NEMO's calculations are in very good agreement with literature data coming from [16] and [29], [30]. The nuclear elastic scattering is obtained with the optical model and the nuclear reaction cross sections are calculated with GEANT 4. For this calculation, in case of Silicon, the Robinson

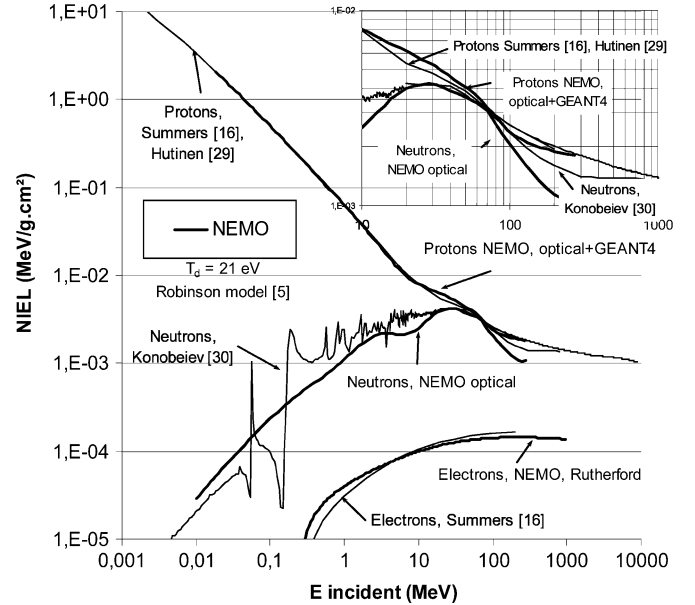


Fig. 1. Comparison of NIELs calculated with NEMO for electrons, protons and neutrons in silicon target with literature data. The Robinson energy partition function is used as default and  $T_d$  is equal to 21 eV.

energy partition function is used with threshold displacement energy of 21 eV.

In case of neutrons, results are in good agreement with bibliographic data [30] for energies greater than 1 MeV. Below that, elastic scattering resonances are not simulated by the optical potential model that gives only an average cross section. The only way to predict this oscillation is to use experimentally measured resonance parameters. So NEMO cannot be used to determine NIEL for reactor neutrons.

Finally, for electrons, the Rutherford cross section gives a good result. In next future we intend to improve this calculation by introducing the correction factor given by Mc Kinley and Fesbach. NEMO is also able to produce NIEL for heavy ions using the ZBL approximation cross section and GEANT 4 data for nuclear elastic and inelastic cross sections.

## IV. COMPARISON OF DIFFERENT CROSS SECTIONS

### A. Nuclear Elastic Model

In case of protons, for energies greater than about 10 MeV, it is important to accurately simulate the nuclear elastic scattering phenomenon. We have chosen to use the optical potential model. Nuclear elastic NIEL of NEMO is compared with bibliographic data in Fig. 2.

In Fig. 2 we have extracted the nuclear NIEL given by NEMO by subtracting the NIEL calculated with the optical model and the one given by the Rutherford formula. This is an approximate calculation that gives the order of magnitude of the nuclear elastic NIEL. We have compared this calculation with a GEANT 4 simulation, data obtained with the MCNPX code by Insoo Jun [22], and data given in Dale [31]. In their calculation, Dale *et al.* employed literature values for the differential nuclear elastic scattering cross sections.

First of all, we can notice the relatively good agreement between our calculation and data given by Dale [31]. On the other

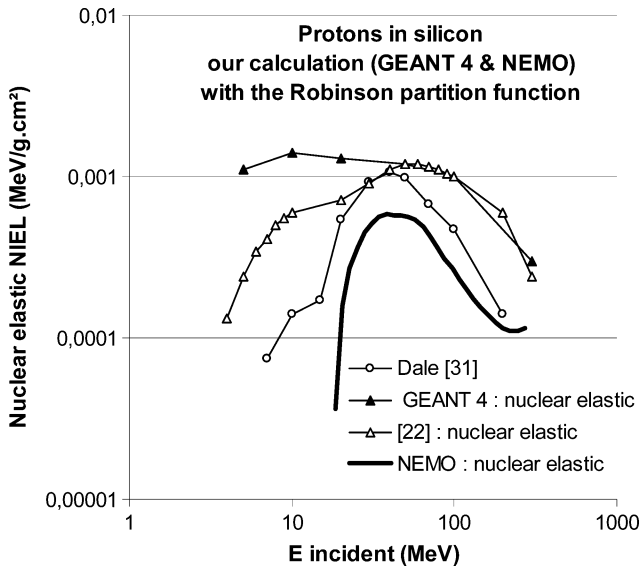


Fig. 2. p+Si nuclear elastic NIEL calculated with three different models. NEMO and GEANT 4 calculations have been performed with the Robinson energy partition function.

hand these two curves are situated lower than the MCNP and GEANT 4 calculations. For proton energies below 15 MeV, the optical model result drops rapidly to zero, contrary to GEANT 4 and MCNPX that gives a contribution to the NIEL still important down to energies around few MeV. We can see also that MCNP and GEANT 4 are in good agreement for energies greater than 50 MeV, but below, GEANT 4 overestimates the nuclear elastic scattering.

Secondly, we must mention that the Walter optical potential used for our calculation, is valid for  $A > 53$  and for energies ranging from 10 MeV up to 80 MeV. Rigorously it is not valid for silicon target ( $A = 28$ ). But we have checked its validity for this target material in the energy range [10 keV, 300 MeV]. As can be seen in Fig. 3 for 100 MeV incident protons on silicon, there is a very good agreement between experimental differential cross section [32], [33] and our NEMO's calculation. In conclusion, in the case of silicon target, we can use this optical model up to 300 MeV with a good confidence level. In Fig. 3 is also plotted for comparison, the cross section given by GEANT 4 and by the ZBL model.

In Fig. 4 are compared elastic NIELs with their two contributions (coulombic and nuclear elastic). As we can see on Fig. 4, The NIEL is multiplied by 1.5 by taking into account nuclear elastic scattering with the optical potential model. We can see also the good agreement between NEMO's calculation and the data given by Dale *et al.* [31], where accurate literature values were employed for differential nuclear elastic cross-sections. For low energy range region, where the screening effect is important the NIEL calculated with the ZBL model, move away from Rutherford calculation.

### B. Nuclear Reaction Model

For energetic protons or neutrons with energies greater than a few MeV, nuclear interactions represent the main contribution to NIEL. We have developed a GEANT 4 application code

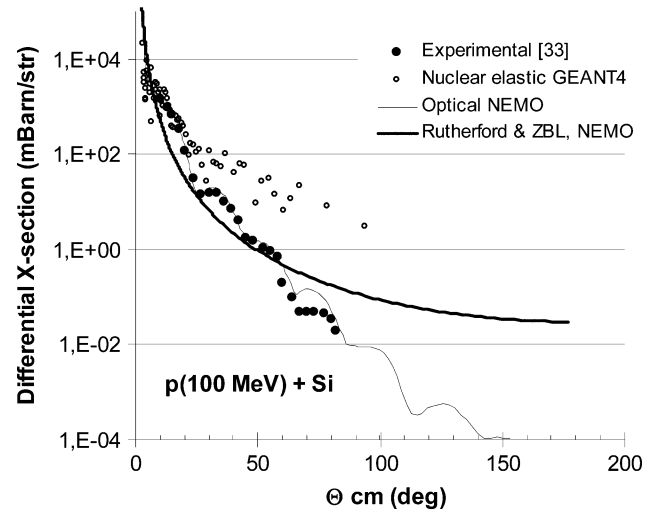


Fig. 3. Differential elastic scattering as a function of  $\theta$  (center of mass) for 100 MeV protons incident on Si. NEMO's calculation is in very good agreement with experimental data [33]. The GEANT 4 nuclear elastic scattering cross sections are overestimated for high scattering angles. It is also the case for ZBL and Rutherford models.

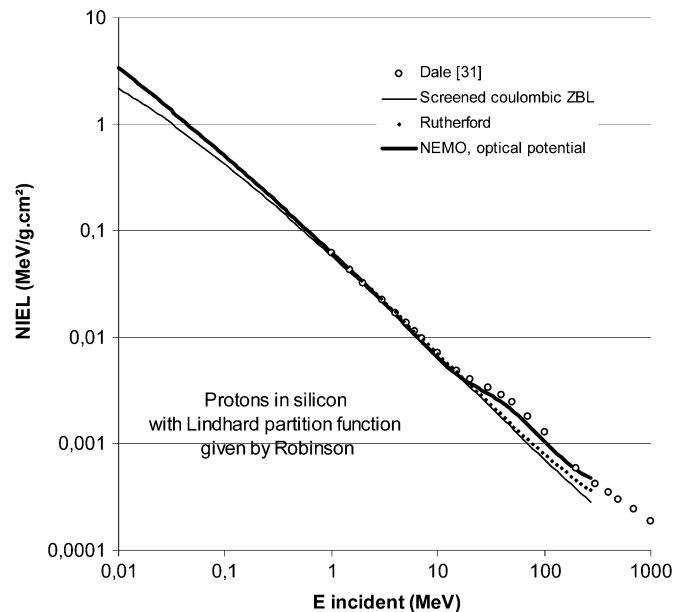


Fig. 4. NIEL of proton in Silicon on the energy range [10 keV, 300 MeV] for different elastic cross sections. ZBL and Rutherford formula are similar at high energy. But for low energies, ( $< 100$  keV) the screening effect is obvious. For energies greater than 10 MeV the optical model gives NIEL greater than the two other models. Dale calculation [31] which takes into account nuclear elastic scattering phenomenon is in very good agreement with NEMO's result.

dedicated to inelastic NIEL calculation. Results for protons are compared with MCNPX results given by Jun [22]. Our calculation is in good agreement with those of Jun. We have used the Binary cascade model provided in GEANT 4, but others models are available giving similar results. With our GEANT 4 application code we can calculate nuclear reaction contributions for light ions ( $Z < 3$ ). A database is progressively completed for protons and neutrons, with results that will allow NEMO to calculate NIEL for nuclear inelastic interaction for a list of target material such as: Si, Al, Ge, AsGa, InP, and GaInP.

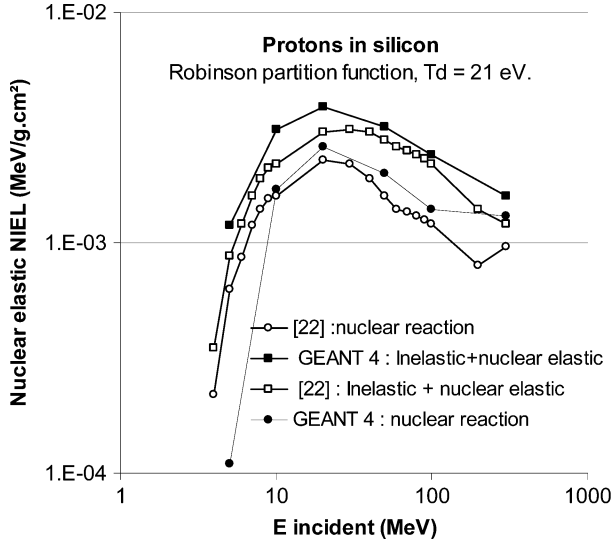


Fig. 5. p+Si nuclear inelastic NIEL calculated with GEANT 4 and compared with NIEL calculated by Jun [22] with MCNPX code. Results are in good agreement.

## V. ENERGY PARTITIONING AND $T_d$ VALUES

### A. Number of Displacement and Energy Partitioning

To create a vacancy a recoil atom must have a minimum energy of  $2T_d$ .  $1 \times T_d$  is necessary to eject the impacted atom from its lattice site and  $1 \times T_d$  is necessary for the primary recoil so that it can also leave the site. As consequence with an energy  $Q$  a recoil atom can produce a maximum of  $Q/2T_d$  displacements. Assuming hard sphere collisions, Kinchin and Pease [2] demonstrated that the number  $n(Q)$  of displacements generated by a primary recoil with an energy equal to  $Q$  is

$$n(Q) = \frac{Q}{2T_d} \quad \text{for } Q > 2T_d \quad (3)$$

but Seitz [34] proposed a slightly different relationship. The exact calculation can be performed by solving the differential equation satisfied by the function  $n(Q)$  that represents the total number of atoms displaced when a primary atom is produced with an energy  $Q$

$$\frac{dn}{dQ}(Q) = \frac{n(Q) - 2T_d}{Q - T_d}. \quad (4)$$

Then knowing that  $n(Q) = 1$  for  $T_d \leq Q \leq 2T_d$ , integrating (4) step by step leads to the following relationship for high energies ( $Q \geq 5T_d$ )

$$n(Q) = 0.561 \frac{Q}{T_d} \quad \text{for } Q \geq 5T_d. \quad (5)$$

This expression is different from the relation (3) given by the Kinchin and Pease where the number of displacements is equal to  $1/2$  time the ratio  $Q/T_d$ . The Kinchin Pease model is an approximation and for large recoil energy  $Q$ , the exact solution of (4) gives for the average energy necessary to displace an atom,  $1.78T_d$  instead of  $2T_d$ . But, these two models represent a large

simplification of the basic problem of determining the number of displacements. It is based on hard sphere collisions model and not on coulombic potential interaction, furthermore it does not take into account others different phenomena such as inclusion or interchange collision. The probability of displacement is equal to zero below  $2 \times T_d$  and equal to one above.

By taking into account screened coulomb potential and not the hard sphere approximation, and by assuming a different displacement probability function of recoil energy, we then obtain the modified Kinchin Pease model [35]

$$n(Q) = 0.42 \frac{Q}{T_d} \quad \text{for } Q > 2T_d. \quad (6)$$

This model appears to be the more realistic one but some other mechanisms such as the so-called “replacement collision” or channeling sequences can be sometime important, and can modify significantly the number of displacements. In conclusion the user must keep in mind, that this calculation remains a rough approximation.

In addition, to determine the number of displacements, we need to know the part  $Q$  of the recoil energy that goes into displacement. Several models exist, Kinchin and Pease [2] assumed that, after the first elastic interaction between the incident particle and a target atom, all the energy of the recoil nucleus is used to generate displacements. If we make the assumption that an amount of energy equal to  $T_d$  is necessary to remove an atom from its lattice site, the energy partition function  $G(Q)$  would be

$$\begin{aligned} G(Q) &= 0 & \text{for } 0 < Q < T_d \\ G(Q) &= T_d & \text{for } T_d < Q < 2T_d \\ G(Q) &= Q & \text{for } Q > 2T_d \end{aligned} \quad (7)$$

but this very simple expression does not take into account the energy of the recoil lost by ionisation. Robinson [5], [21] with very simple considerations on nuclear and electronic stopping power proposed a very interesting formulation of the energy partition function, that provide the energy imparted to displacement damages for every type of nuclear recoils in all materials. The Robinson approach is the one most used in the community and is the model chosen by default in NEMO. But it remains a rough simplification and Weller *et al.* explored by 3D Monte Carlo simulations, the meaning and the limits of Lindhard partition function [36]. They demonstrated, in particular, that the Lindhard-Robinson function curve fail to estimate damages produce by light spallation fragments.

### B. $T_d$ Values

All these calculations are based on the assumption that  $T_d$  is the energy that a target atom has to receive in order to leave its lattice site and form a stable interstitial. But, at that time the threshold displacement energy  $T_d$  is not well defined and is difficult to measure. It must be differentiated from the bulk binding energy which is the energy needed to remove a target atom from its lattice site. Some authors [37] shew that a very good correlation exists between binding energy and displacement threshold energy, with the latter equal to twice the bond energy plus an energy  $U$ , required to push the displaced atom between three nearest neighbors. Corbett and Bourgoïn’s plot of

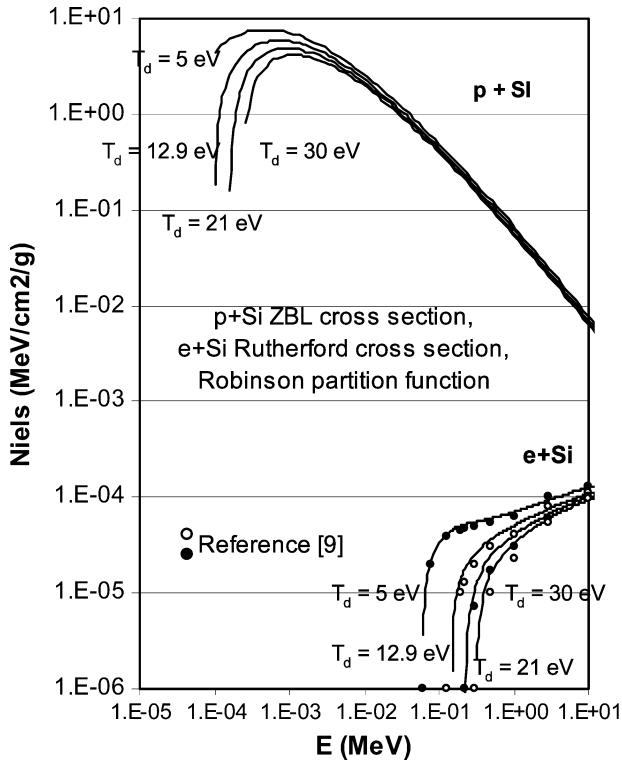


Fig. 6. Niel for electrons and protons in Silicon expressed as a function of threshold displacement energy. The effect is very important near the threshold. Orders of magnitude can be observed around this energies. In the case of protons, for energies greater than few keV, the uncertainty drop down rapidly, but for electrons it remains important up to 1 MeV ( $> 50\%$ ).

$T_d$  as a function of reciprocal lattice constant and find a linear relationship between these two figures [38]. But, the threshold displacement energy appears to be an average macro parameter, that takes into account various physical effects, such as recombination of defects. It is a parameter difficult to evaluate, used in the scope of a very simple cascade model of shocks, that must be related with experimental measurements when available. The problem is that this  $T_d$  value depends on the direction of the momentum of the target atom. Therefore a range of displacement energies exists for the creation of a Frenkel pair. A commonly used value, in case of silicon, is 21 eV [10], [16], [22], but some authors advise to take 25 eV [4]. Eckstein [39] gives a minimum value of 13 eV. But, the experimental determination of this threshold energy leads to a relatively important uncertainty ( $11 \text{ eV} < T_d < 25 \text{ eV}$  for silicon). In this uncertainty the best way to choose is probably the one proposed by Seitz and adopted also by Kinchin and Pease [2]: “Since the displacement energy varies with direction of recoil, must vary from one material to another, and cannot be at all easily calculated, the easiest practical procedure is to follow Seitz in taking an isotropic value of 25 eV, and to modify this value only when directly indicated by experiment.”

In every case, it is important for the user, to be aware of this uncertainty, when he performs his NIEL calculation. Because errors on  $T_d$  value, has a relatively strong influence on the final result, specially for electron and particularly near threshold (Fig. 6). But the effect is far lower in case of protons. For instance in the case of silicon target the energy necessary for an

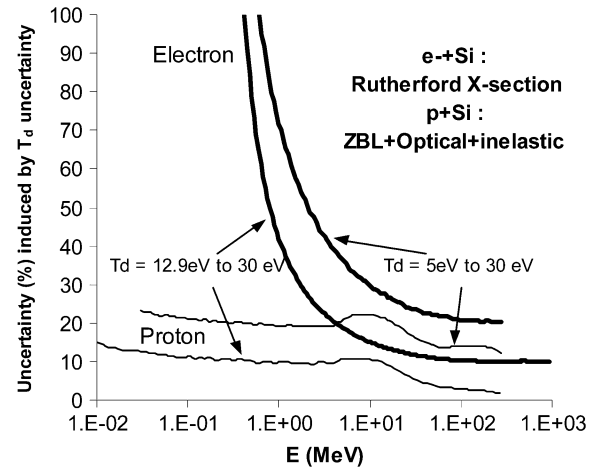


Fig. 7.  $e \pm \text{Si}$  and  $p \pm \text{Si}$  NIEL's uncertainty when  $T_d$  varies from 5 eV to 30 eV and from 12.9 eV to 30 eV. Between 50 keV and 300 MeV the uncertainty is greater than 15% for electrons. It can reach 100% for energies below 400 keV. For protons in Silicon, between 50 keV and 300 MeV the uncertainty is around 15%.

electron to remove an atom from its site in the lattice varies from 150 keV to 350 keV when  $T_d$  changes from 12.9 eV to 30 eV. The uncertainty on this energy range is very important and can overpass 100 % for energies lower than 400 keV (Fig. 7). It means that if you want to perform experimental displacement damage effects measurements, you need to use electron energies greater than 300 keV. Because below this energy you might undergo large errors on NIEL evaluation (Fig. 7). This problem is less accurate for protons as the incident energy of a proton necessary to generate a displacement in silicon varies from 100 eV to 250 eV for  $T_d$  equal respectively to 12.9 eV to 30 eV. In the space application domain, we use to work with far greater energies (several 100 keV) for which no big uncertainties are observed (Figs. 6 and 7). The uncertainty is around 15 % when the value of  $T_d$  varies from 12.9 eV to 30 eV, which is quite low. For electrons also, at high energies uncertainties are lowered (Figs. 6 and 7). Between 1 MeV and 10 MeV the maximum uncertainty is equal to 40% (for 1 MeV and  $T_d$ : [12.9 eV, 30 eV]) which remains relatively important.

## VI. CONCLUSION

For this study we have developed a numerical code NEMO, able to calculate the NIEL for different kind of particles. Calculations for electrons, protons neutrons and heavy ions are possible. This code simulates coulombic and nuclear elastic scattering. Inelastic interactions are taken into account by mean of a GEANT 4 application code.

NEMO was used to analyze uncertainties introduced by different calculation parameters. The choice of the cross section is obviously very important. For high energies the optical model appears to be the best one, but we need, for low energy hadron calculations, to use a screened coulombic potential such as ZBL approximation. The energy partition function is also an important parameter that can introduce big uncertainties specially for high energies. But the main source of errors comes from the  $T_d$  values, that can overpass 100 % for low energy electrons.

In next future NEMO will be available in OMERE [40] the free software developed by the French national space agency (CNES). This code is an engineer tool dedicated to radiation damage analysis for space missions. It allows SEE rate prediction, dose profile calculation and a displacement damage analysis tool will be available in next months. we hope also using NEMO to perform a qualitative analysis on the type of defects generated by an irradiation.

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to thank Dr. T. Kawano for his important help concerning optical model calculation, Dr. P. Vialette for helpful discussions, and G. Rolland from CNES (French national space agency) for his support.

#### REFERENCES

- [1] J. R. Srour, "Review of displacement damage effects in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 3, Jun. 2003.
- [2] Kinchin and R. S. Pease, "The displacement of atoms in solids by radiation," *Rep. Progr. Phys.*, vol. 18, no. 1, 1955.
- [3] M. J. Norgett, M. T. Robinson, and I. M. Torrens, "A proposed method of calculating displacement dose rates," *Nucl. Eng. Des.*, vol. 33, no. 50, 1974.
- [4] Y. de Lafond, *Proton Silicon and Proton Germanium Interactions Between 1 & 3000 MeV*. Toulouse, France: Ph.D. dissertation, Paul Sabatier Univ., 1969.
- [5] M. Robinson, "The dependence of radiation effects on the primary recoil energy," in *Proc. Int. Conf. Radiation-Induced Voids in Metal*, Albany, NY, 1972, pp. 397–429.
- [6] C. J. Dale, P. W. Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers, and E. A. Wolocki, "High energy electron induced displacement in silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-35, no. 6, pp. 1208–1214, Dec. 1988.
- [7] P. W. Marshall, C. J. Dale, G. P. Summers, and E. A. Burke, "Proton neutron and electron induced displacement damage in germanium," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, p. 1882, Dec. 1989.
- [8] P. J. Griffin, J. G. Kelly, T. F. Luerra, A. L. Barry, and M. S. Lazo, "Neutron damage equivalence in GaAs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 38, no. 6, pp. 1216–1222, Dec. 1991.
- [9] M. T. Robinson, "Basic physics of radiation damage production," *J. Nucl. Mater.*, vol. 216, pp. 1–28, 1994.
- [10] S. R. Messenger, E. A. Burke, J. P. Summers, M. A. Xapsos, R. J. Walters, E. M. Jackson, and B. D. Weaver, "Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 1595–1601, Dec. 1999.
- [11] A. Akkerman, J. Barak, M. B. Chadwick, J. Levinson, M. Murat, and Y. Lifshitz, "Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and gamma-rays in Si and GaAs," *Radiat. Phys. Chem.*, 2001.
- [12] M. Hutinen, "Simulation of defect formation in different hadron irradiation environments," presented at the CERN Si RadHard Workshop, Nov. 29, 2001.
- [13] J. P. Summers, E. A. Burke, M. A. Xapsos, C. J. Dale, P. W. Marshall, and E. L. Petersen, "Displacement damage in GaAs structures," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 35, no. 6, pp. 1221–1226, Dec. 1988.
- [14] C. J. Dale, P. W. Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers, and G. E. Bender, "The generation lifetime damage factor and its variance in silicon," *Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1872–1881, Dec. 1989.
- [15] P. W. Marshall, C. J. Dale, and E. A. Burke, "Proton-induced displacement damage distributions and extremes in silicon microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1776–1783, Dec. 1990.
- [16] G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger, and R. Walters, "Damage correlation in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 40, no. 6, pp. 1372–1379, Dec. 1993.
- [17] G. R. Hopkinson, "Proton-induced changes in CTE for N-channel CCDs and the effect on star tracker performance," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2460–2465, Dec. 2000.
- [18] R. Mangeret, L. Bonora, T. Bouchet, D. Peyre, and R. Harboe-Sorensen, "Radiation characterization and test methodology study of optocouplers devices for space applications," in *Proc. Radiation Effects on Components and Systems Conf.*, Sep. 2001, pp. 166–171.
- [19] H. J. Barnaby, S. K. Smith, R. D. Schrimpf, D. M. Fleetwood, and R. L. Pease, "Analytical model for proton radiation effects in bipolar devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2643–2649, Dec. 2002.
- [20] R. Germanicus, S. Barde, L. Dusseau, G. Rolland, C. Barillot, F. Saigné, R. Ecoffet, P. Calvel, J. Fesquet, and J. Gasiot, "Evaluation and prediction of the degradation of a COTS CCD induced by displacement damage," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2830–2835, Dec. 2002.
- [21] I. Jun, "Effects of secondary particles on the total dose and the displacement damage in space proton environment," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, no. 1, p. 162, Feb. 2001.
- [22] I. Jun, M. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, and R. Walters, "Proton non ionising energy loss (NIEL) for device applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, p. 1924, Dec. 2003.
- [23] M. Mendenhall and R. A. Weller, "An algorithm for computing screened coulomb scattering in GEANT 4," *Nucl. Instrum. Meth. B*, Aug. 12, 2004.
- [24] R. A. Weller, M. Mendenhall, and D. M. Fleetwood, "A screened coulomb scattering module for displacement damage computations in GEANT 4," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 6, p. 3669, Dec. 2004.
- [25] P. R. Walter and P. P. Guss, Int. Conf. Santa Fe 1079 1985, Rad. Effect, 95, 73, 1986.
- [26] S. R. Messenger, E. A. Burke, M. A. Xapsos, G. P. Summers, R. J. Walters, I. Jun, and T. Jordan, "NIEL for heavy ions: An analytical approach," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-50, no. 6, p. 1919, Dec. 2003.
- [27] C. Inguibert, "Radiation matter interaction," in *Proc. Space Radiation and Its Effects on Spacecraft Components and Systems*, 2004, pp. 83–107, SREC 04, Toulouse cepadues edition.
- [28] [Online]. Available: <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [29] M. Huhtinen and P. A. Aarnio, *NIM A*, vol. 335, 1993.
- [30] A. Konobeyev, *J. Nucl. Mater.*, vol. 186, 1992.
- [31] C. J. Dale, L. Chen, P. J. McNulty, P. W. Marshall, and E. A. Burke, "A comparison of Monte Carlo and analytic treatments of displacement damage in Si microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-41, no. 6, p. 1974, Dec. 1994.
- [32] C. R. Lamontage, *Phys. Lett.*, vol. 45B, p. 465, 1973.
- [33] S. Weili, Y. Watanabe, E. Sh. Sukhovitskii, O. Iwamoto, and S. Chiba, "Evaluation of neutron and proton data of 28Si for energies up to 200 MeV," presented at the Symp. Nuclear Data, JAERI, Tokai, Japan, Nov. 16–17, 2000.
- [34] F. Seitz and D. Turnbull, "Displacement of atoms during irradiation," in *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*. New York: Academic, 1956, vol. 2.
- [35] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*. New York: Pergamon, 1985, vol. 1.
- [36] R. A. Weller, M. H. Mendenhall, and D. M. Fleetwood, "A screened coulomb scattering module for displacement damage computations in GEANT 4," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 6, p. 3669, Dec. 2004.
- [37] R. Bäuerlein, *Radiation Damage in Solids*, D. S. Billington, Ed. New York: Academic, 1962, pp. 358–374.
- [38] J. W. Corbett and J. C. Bourgoin, *Point Defects in Solids*, J. H. Crawford and L. M. Slifkin, Eds. New York: Plenum, 1975, p. 137.
- [39] W. Eckstein, *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions*, ser. springer series in material science 10. New York: Springer-Verlag, 1991.
- [40] [Online]. Available: <http://www.trad.fr>



# Modeling the Dark Current Non-Uniformity of Image Sensors With GEANT4

C. Inguibert, T. Nuns, M. C. Ursule, D. Falguère, D. Hervé, M. Beaumel, and M. Poizat

**Abstract**—The 3D Monte Carlo transport code GEANT 4 was used to simulate the Dark Current Non Uniformity (of image sensors). The method includes three different physical processes: the Coulombic scattering, the nuclear elastic interaction and the nuclear inelastic interaction. The dark current distribution is directly deduced from the damage distribution according to the Universal Damage Factor of Srour (UDF). Comparisons have been performed with experimental measurements made on two CMOS Image Sensors (JADE from E2 V and HAS2 from ON SEMICONDUCTOR) irradiated with protons of various energies ranging from 30 MeV to 185 MeV. Despite the simplifying assumptions of the model, the calculations are demonstrated to be in quite good agreement with experimental data.

**Index Terms**—CCD APS, CIS, DCNU, displacement damages, image sensors.

## I. INTRODUCTION

ENERGETIC particles are able to create within semiconductors charge traps via atomic displacements. These radiation-induced defects introduce electrically active levels near the mid-gap, that can contribute to enhance the carriers' thermal generation rate. It leads to the increase of leakage current of p/n junctions. These phenomena, when they occur within pixels of image sensors (CCD: Charge Coupled Device, CIS: CMOS Image Sensor) degrade their performances by increasing dark current and thus the readout noise.

Because the dark current generation centres are statistically distributed throughout the sensor's array, incident radiations lead to a dispersion of the dark current from pixel to pixel which is referred to as Dark Current Non-Uniformity (DCNU). Some pixels, highly damaged, have a very high dark current and are called "hot pixels" that can be critical and interfere with the application [1]. Protons are particularly troublesome because, unlike electrons, they initiate nuclear reactions that produce high energy recoil nuclei ( $> 1$  MeV), able to generate high degradation levels of pixel properties. Near earth space

missions, where satellite could encounter high proton fluxes [2] are of particular interest.

Some existing DCNU predicting methods already address this issue [3]–[13]. The models in [6]–[9] are based on work initiated by Marshall *et al.* [3]–[5]. References [10]–[13] propose approaches based on empirical fitting of experimental data. Most of these approaches [3]–[9] assume predefined distributions and the mean dark current increase is considered proportional to the Non Ionizing Energy Loss (NIEL) of incident particles. Such methods perform the calculation making two major assumptions:

- The distribution of the non-ionizing energy deposition has a Gaussian shape for elastic events. A gamma distribution is often assumed for inelastic interactions. The statistical fluctuations are estimated using a relative variance that is determined by the analysis of recoil energy spectra.
- the damage produced by recoil nuclei in a sensitive volume is assumed to come only from recoils initiated and stopped within the volume (ranges less than the dimensions of the sensitive volume).

The latter is not true. The heavy recoils of a few MeV produced during nuclear reactions have typical ranges of about  $5 \mu\text{m}$  that can be larger than typical pixel dimensions resulting in an increase of the probability of border crossing. As demonstrated by Dale *et al.* [14], this probability increases with increasing proton energy and decreasing sensitive volume dimensions (width  $< 10 \mu\text{m}$ ). For applications requiring highly integrated devices, the nuclear reactions initiated in the vicinity of the active regions shall be modeled. It was also shown the importance of taking into account the real kinematic of the nuclear reactions, with multiple recoil nuclei emitted within different directions. Therefore, Monte Carlo simulations are required when the recoiling fragments have ranges within the same order of magnitude as the pixel dimensions [14], [15].

We propose in this work to develop, using the GEANT 4 physics library, a 3D Monte Carlo modeling of the DCNU. This work is follow-on of previous study [15] that focused on the modeling of nuclear inelastic interactions. In this study, three physical interaction processes capable of producing damage within the pixels are considered (nuclear inelastic, nuclear elastic, coulombic scattering).

Firstly, the principle of the calculation will be described. Then a comparison with experimental DCNU measurements will be presented and discussed. These comparisons are made with two CIS irradiated with protons of various energies and fluences: "JADE" from E2 V [16] and HAS2, a radiation hardened Active Pixel Sensor (APS) from ON SEMICONDUCTOR [17]–[19].

Manuscript received June 25, 2014; revised September 08, 2014; accepted October 17, 2014. Date of publication November 11, 2014; date of current version December 11, 2014.

C. Inguibert, T. Nuns, D. Falguère, and M. C. Ursule are with ONERA-DESP, 31055 Toulouse, France (e-mail: christophe.inguibert@onera.fr).

D. Hervé and M. Beaumel, are with SODERN, 23 94451 Limeil-Brévannes CEDEX, France.

M. Poizat is with ESA-ESTEC, 1 2201 AZ Noordwijk, The Netherlands.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2014.2364332

## II. DETAILS OF THE MODEL

The particles of the space environment such electrons, protons, and heavy ions are able to initiate atomic displacements in exposed materials. The resulting produced defects increase the dark current of image sensors but the degradation level is different from one pixel to another. A different number of interactions is produced in each pixel, This random process is governed by a Poissonian distribution law which depends on the incident fluence. Therefore, the calculation of the dark current distribution of an image sensor shall address three points:

- Calculating the damage produced by individual interactions in the depleted region of a pixel,
- For the strike pixel, calculating the damage level induced by several different interactions,
- Computing the damage for all the pixels of an array accounting for the Poisson's law governing the process.
- For incident protons, the displacement damage cascades can be initiated by means of three different types of interactions:
  - Coulombic p+ target interactions,
  - Nuclear elastic p+ target interactions,
  - Nuclear inelastic p+ target interactions.

The nuclear elastic and inelastic interactions are able to produce recoil nuclei of several MeV that can travel several tens of micrometers in silicon. These recoil nuclei can come from neighbors' pixels or surrounding dead zones and degrade the studied depleted region. In order to take into account these border effects, a 3D Monte Carlo modelling has been developed. The damage cascades are fully simulated using the GEANT4 library [20]–[23] in order to accurately evaluate the number of displacements produced in the depleted region of each pixel (Phase I in Fig. 1). The goal of this first phase is to fulfill a databank which is used to compute the dark current distribution during phase II (Fig. 1).

The degradation produced by the different types of interactions are combined following a Poisson's law to generate the final DCNU distribution (Phase II of Fig. 1). The number of physical interactions of a given type is also randomly selected in a Poisson (or Normal) distribution. The damage induced by each interaction is evaluated according to a Monte Carlo process and summed to get the final degradation level of a given pixel. For nuclear elastic and inelastic interactions the damage is estimated using the pre-generated databank. The Coulombic interactions are treated separately. The Coulombic scattering process mainly produces low energetic recoils of some keV with very short ranges ( $< \mu\text{m}$ ). Therefore, border effects can be neglected. In that case, the use of GEANT4 is not interesting, because of both CPU time and disk space consuming. Consequently, the evaluation of the damage induced by Coulombic interactions is directly computed by means of analytical cross section expressions (Phase II of Fig. 1).

To summarize, the DCNU modeling is separated in two stages:

- The first phase consists in listing the damage that can be produced in a given pixel by a single cascade.
- The second phase computes the DCNU by combining the damage previously calculated, according to the Poisson's law defining the irradiation.

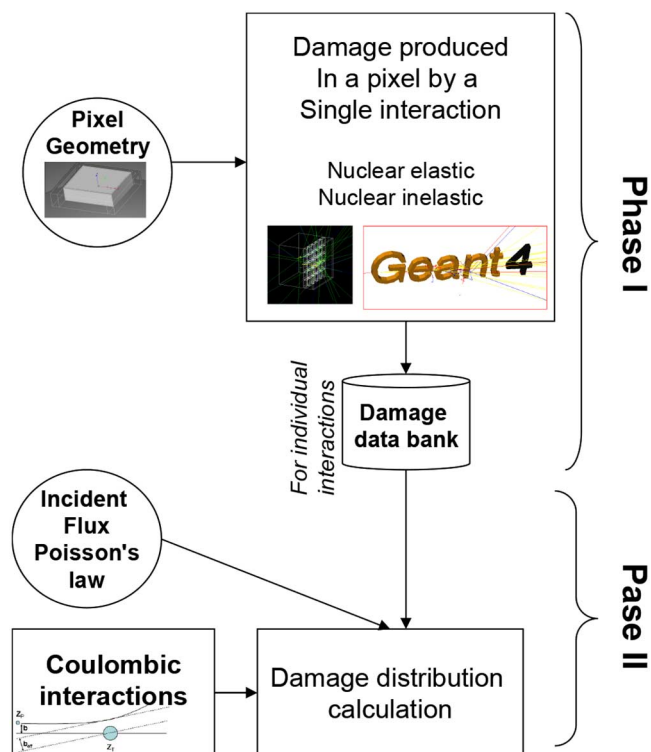


Fig. 1. Principle of the calculation method.

*Phase I: GEANT4 Nuclear Inelastic and Elastic Calculations:* The GEANT4 library (9.3 patch 02 version) has been chosen to compute nuclear interactions for elastic and inelastic processes. GEANT 4 is a C++ toolkit assembled by an international collaboration, for describing radiation interaction with matter [20]–[25]. A GEANT 4 application has been developed to analyze a limited number of pixels. The problem has been symmetrized and a reduced elementary array has been used for the analysis (9 central pixels in Fig. 2). The size of the elementary array of pixels is defined using the range of the most energetic recoil nuclei that can be produced by a spallation reaction (typically few tens of micrometers). In Fig. 2 the colored squares represent the depleted region of the different pixels of the array. The white space between two squares represents the dead zone between two sensitive regions. The central pixel bounded by dotted line is irradiated by an homogeneous flux of normally incident protons.

For incident protons of a given energy, nuclear reactions (elastic, inelastic) are simulated within this geometry. Any displacement damage cascades initiated by any recoil fragments are modelled. The number of displacements produced in the sensitive region of each damaged pixel of this elementary array is stored in a file.

The binary cascade model has been chosen to compute nuclear inelastic interactions [23]. The nuclear elastic events are simulated using the hadron/nucleus elastic model of GEANT4 [23], [24]. When a nuclear interaction (elastic or inelastic) occurs in the target material, all recoil fragments are followed from the point of production to the end of range. These Primary Knock on Atoms (PKAs) produce along their path many atomic displacements. They are simulated thanks to the single Coulombic scattering process proposed by Mendenhall *et al.*

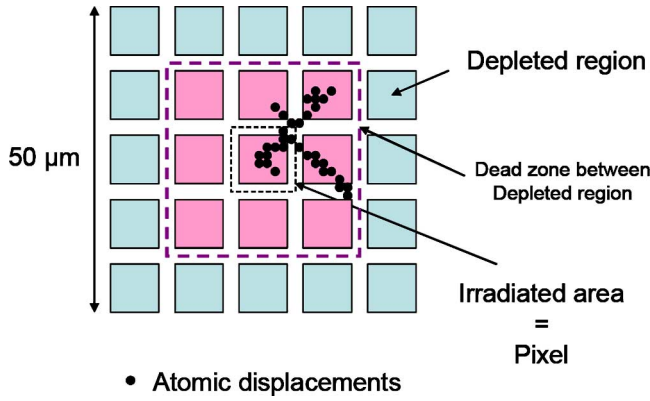


Fig. 2. Principle of the GEANT 4 calculation method. The 9 central pixels represent the studied area. Only the very central pixel is irradiated with protons. When a nuclear reaction occurs, the full cascade of damage is simulated and the number of displacements is evaluated in each pixel of the studied area (purple). The produced damage produced is stored for 10000 different nuclear reactions events. This dataset is used to generate the DCNU distribution in the second phase.

[23], [25]. A displacement is counted when the impinged Silicon nucleus receives more than the threshold displacement energy  $T_d$ .  $T_d$  values range from 10 eV to 30 eV for Silicon [26]. In our case,  $T_d$  has been chosen equal to 12 eV in order to fit SRIM data [27].

The number of displacements generated in the studied area of Fig. 2 is evaluated for each pixel. Some displacement damage cascades can originate from the irradiated pixel and degrade the neighbors' pixels. The depleted zones of the pixels of the studied array are defined in GEANT4 as sensitive detectors and the number of displacements is computed for each cascade of interactions initiated by a recoil nucleus. Only the number of displacements is quantified. At this stage, the mobility of interstitials and vacancies is neglected. The annealing processes that lead to the production of stable defects are not taken into account. The electrical degradation will be assumed to be proportional to the number of simulated displacements [28].

By irradiating only the central pixel and analyzing all neighbors we are able to take into account border effects. In such a way, we can get a set of damaged pixels (typically 10000) representative of a set of different nuclear spallation reactions. The number of displacements generated in each pixel of the irradiated array by each individual nuclear reaction is stored in a file. In a second phase, this set of events is used to build up the dark current distribution.

*Phase II: Damage Distribution Modeling:* For a given fluence, the number of damage cascades initiated by a physical interaction fluctuates from one pixel to another. Both nuclear elastic and inelastic interactions, that present low interaction cross sections ( $\sim 1$  barn), generally produce less than ten interactions per pixel for typical irradiation fluences of  $\sim 10^{+11}$  protons/cm<sup>2</sup>. The statistics of the number of interactions per pixel  $n$  is governed by a Poisson's law:

$$P(n) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad \text{with} \quad \lambda = \sigma \cdot V \cdot \phi \cdot \eta \cdot \alpha \quad (1)$$

with  $\sigma$  the total interaction cross section of the physical process (Coulombic or nuclear inelastic or nuclear elastic),  $V$  the ir-

radiated volume (part of the irradiated area that includes the pixel and its substrate),  $\phi$  the incident fluence and  $\eta$  the atomic density.

However, only a fraction  $\alpha$  of the interactions in volume  $V$  produces degradation in the depleted zone. Depending on the relative size of the whole irradiated volume and depleted region, a significant proportion of the damage cascades initiate in the dead zones can reach the active volume of the pixel. This fraction  $\alpha$  is calculated by the GEANT4 code for both nuclear elastic and inelastic interactions. For Coulombic process, assuming that only interactions initiated in the depleted zone can degrade  $\alpha$  is taken equal to 1 and  $V$  the volume of the depleted region. In the case of Coulombic process which can produce hundreds of interactions in a given pixel, the Poisson's law governing the statistic of the number of interactions tends to a normal law ( $\lambda > \sim 20$ ).

The induced global damage distribution over the pixels array is the combination of the damage produced by individual interactions "weighted" to the probability distributions (Poisson, normal) governing the statistic of the number of interactions per pixel. This calculation is made according to a Monte Carlo algorithm described just below and detailed in Fig. 3. Two cases shall be treated:

- The nuclear elastic and inelastic interactions follow the same process. For a given fluence of protons of a given energy, the number of interactions is randomly selected in a Poisson's distribution defined according to the interaction cross section. For each pixel of the array, the number of displacements produced in the strike pixel and neighbors is determined randomly using the precalculated data-bank. The damage produced by each individual interaction is summed to reach the final degradation distribution,
- For Coulombic interactions the distribution tends to a normal law. For a given interaction, the energy of the PKA is randomly drawn using the ZBL model [29]. Finally, the number of displacements produced by each PKA is deduced from the Lindhard energy partition function [29].

*Conversion to DCNU:* Finally the DCNU is deduced from the damage distribution assuming the proportionality between the induced dark current and the number of displacements. For a pixel, the number of displacements  $N_d$  is converted to a deposited energy  $\Delta E$  according to the Kinchin Pease approximation  $\Delta E = N_d \times 2T_d$ . Two different  $T_d$  values have been used to compute the number of displacements. The classical  $T_d = 21$  eV value has been used for coulombic interactions [27], [29]. For both nuclear elastic and inelastic interactions,  $T_d = 12$  eV has been used in order to be consistent with SRIM calculations. Therefore,  $\Delta E$  is evaluated according to these two different values respectively for Coulombian and nuclear interactions. Knowing the mass of the pixel, the Displacement Damage Dose (DDD) is deduced for each pixel. Then, the Universal Damage Factor (UDF) proposed by Srouf [30] is used to convert the DDD to an increase of dark current. This damage factor, dependent on both the temperature and annealing time, has been corrected according to the method in ref.[30]. This is detailed for each tested device in the discussion section. Previous studies on CIS [9] have used successfully this damage

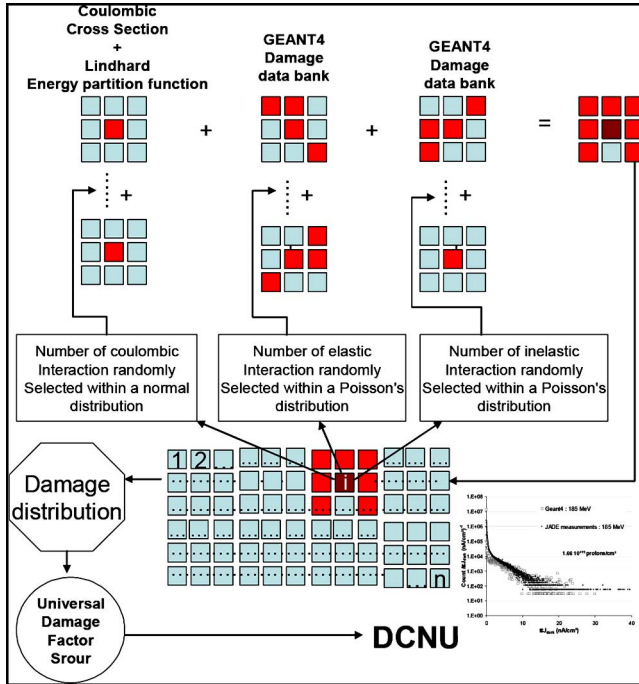


Fig. 3. Principle of the calculation method (second step phase).

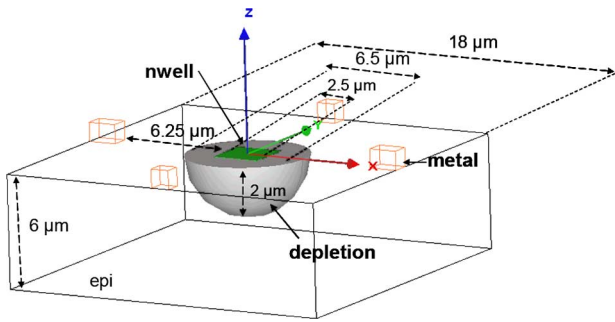


Fig. 4. The modeled geometry of the CIS HAS2 from ON-SEMICONDUCTOR. The upper layer, the substrate and the lateral dead zones surrounding the depleted regions are taken into account. The volume of the depleted zone is estimated to  $50 \mu\text{m}^3$ .

factor while some others [8] failed. In our case, this first order hypothesis gives results in relatively good agreement with the experiments as depicted in the next section.

### III. RESULTS

The simulations have been compared to experimental data obtained on two different CIS irradiated with various energies and fluences. Firstly, the JADE EV76C454 from E2 V [16] is an array of 0.5 Mega pixels with pixel dimensions of  $5.8 \mu\text{m} \times 5.8 \mu\text{m}$ . The smaller active region has a sensitive thickness of a few micrometers.

The HAS2 from ON-SEMICONDUCTOR [17]–[19] is a  $1024 \times 1024$  pixels rolling shutter APS with pixel size of  $18 \mu\text{m} \times 18 \mu\text{m}$ . For both components, the surrounding dead zones in silicon, the oxide layers ( $\text{SiO}_2$ ), the metalizations and the substrate have been modeled (Fig. 4).

Irradiation and characterization of the HAS2 were performed by SODERN [18], [19] using Cobalt-60, electron,

proton and neutron sources. Jade CIS has been irradiated at KVI (Kernfysisch Versneller Instituut in Groningen) and UCL (Université Louvain la Neuve) with different test conditions summarized in Tables I & II. For each incident proton energy (30, 60, 120 and 185 MeV) two levels of fluence have been applied, corresponding to 10 and 32 krad(Si). The HAS2 CIS has been irradiated at Light Proton Irradiation Facility (PIF) at PSI with 100 MeV protons [18][19] up to a fluence of  $1.5 \cdot 10^{12}$  protons/cm<sup>2</sup>. The irradiations were performed in different steps with electro-optical characterization in between.

The dark current distributions measured on JADE at room temperature (23°C) are compared with simulations in Fig. 5. 30 MeV, 120 MeV and 185 MeV data are presented (top to bottom) for two different fluence levels (left to right) in Fig. 5. It is shown the differential dark current distribution in count/(nA/cm<sup>2</sup>) as a function of the increase in dark current ( $\Delta J_{\text{dark}}$  in nA/cm<sup>2</sup>). For each pixel, the measured pre-irradiation value of the dark current ( $J_0$ ) is subtracted from its value after irradiation  $J_{\text{dark}}$  ( $\Delta J_{\text{dark}} = J_{\text{dark}} - J_0$ ) to generate the histogram. These experimental measurements are compared to the calculations that use an initial array free from radiation-induced defects.

For HAS2, the experimental data does not allow the subtraction of the initial dark current distribution before irradiation. Thus, the DCNU is plotted as a function of the dark current  $J_{\text{dark}}$ . For the calculation, the array of pixels that store the damage degradation has been initialized with the dark current distribution measured experimentally before irradiation.

As already mentioned, the UDF used to calculate the dark current increase has been corrected for temperature and annealing time dependence [30]. The temperature correction has been made according to the following law:

$$K_{\text{dark},T} = K_{\text{dark},300^\circ\text{K}} \cdot e^{\left(\frac{-E_a}{k_B} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{300}\right)\right)} \quad (2)$$

with the Boltzman constant  $k_B = 8.6210^{-5}$  eV/K, the activation energy  $E_a = 0.63$  eV,  $K_{\text{dark}, 300^\circ\text{K}} = 1.910^5$  carriers/cm<sup>3</sup>/s/(MeV/g). The time dependent correction makes use of the annealing factor of Fig. 3 in [30]. For the JADE device, the measurements have been performed one month after the irradiations in order to limit the effect of the annealing mechanisms and to be placed within the optimal conditions recommended by Srour for the use of the UDF. No annealing factor has been applied for that component. Eventually,  $k_{\text{dark}, 296^\circ\text{K}} = 1.3810^5$  carriers/cm<sup>3</sup>/s/(MeV/g) has been used for the JADE device that has been tested at 23°C.

The measurements of the HAS2 CIS have been performed shortly after each irradiation step (i.e. between half and one hour after the end of the irradiation) corresponding to a  $\sim \times 2.3$  increase of UDF. This factor has been combined with the temperature correction to model the response of the HAS2 that has been tested at 32.5°C ( $k_{\text{dark}, 305.5^\circ\text{K}} = 2.3 \times 2.9810^5 = 6.8510^5$  carriers/cm<sup>3</sup>/s/(MeV/g)).

### IV. DISCUSSION

The curves of Fig. 5 and Fig. 6 are presented in dark current densities (nA/cm<sup>2</sup>), corresponding to the charge generation (e/s) normalized to the pixel depletion region surface. The

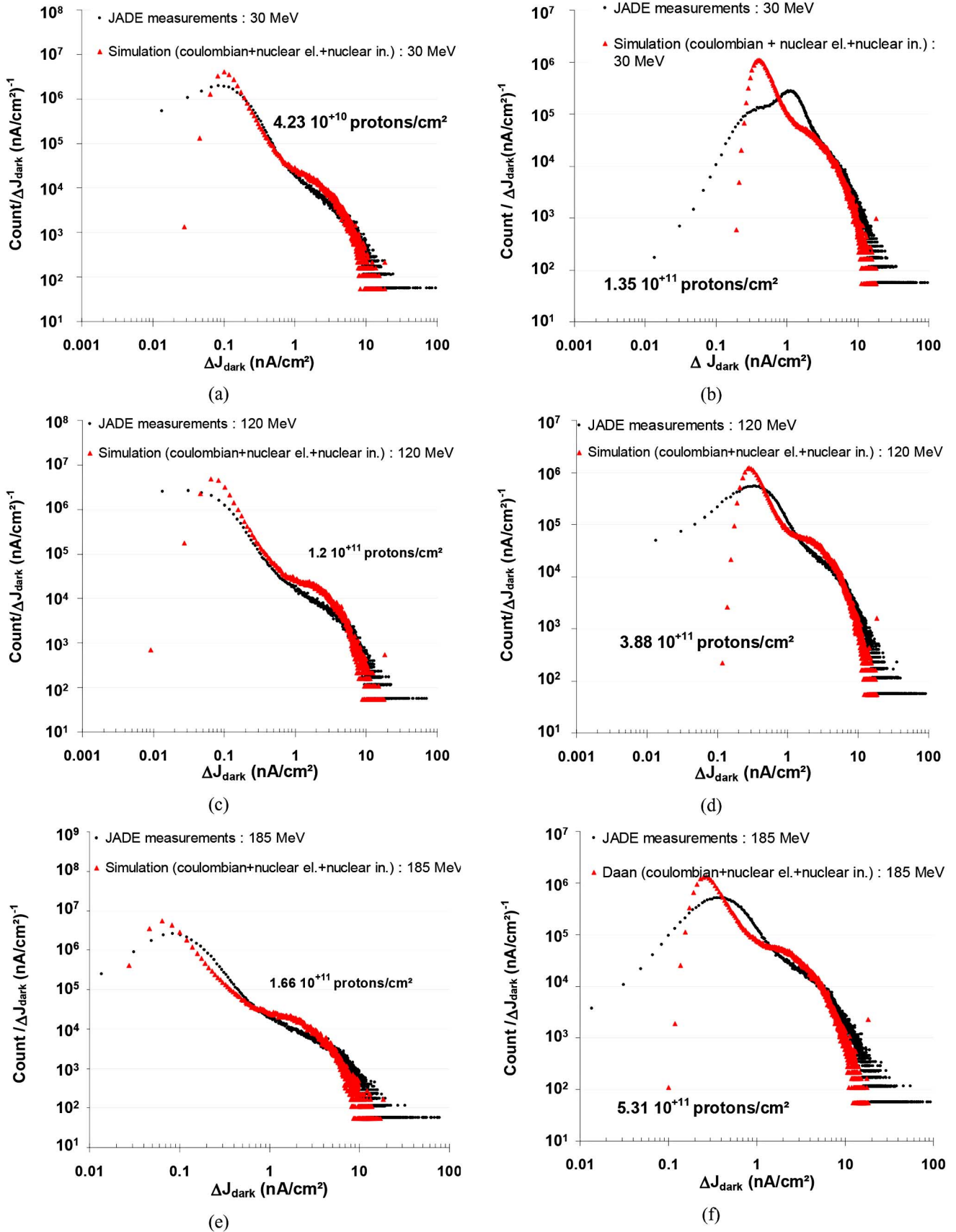


Fig. 5. Comparison of the differential dark current distribution measured on the CIS JADE irradiated with protons of 30 MeV, 120 MeV and 185 MeV. Two levels fluence are presented on the left and on the right.

TABLE I  
CIS JADE TEST CONDITIONS FOR A TID OF 10 KRAD

Device	Energy (MeV)	DDD (MeV/g)	Measurement temperature (°C)	NIEL (MeV/g.cm <sup>2</sup> )	Fluence (p/cm <sup>2</sup> )
Jade 12	30	$2.03 \times 10^8$	23°C	$4.80 \times 10^{-3}$	$4.23 \times 10^{10}$
Jade 11	60	$2.55 \times 10^8$	23°C	$3.50 \times 10^{-3}$	$7.28 \times 10^{10}$
Jade 2	120	$3.00 \times 10^8$	23°C	$2.50 \times 10^{-3}$	$1.2 \times 10^{11}$
Jade 1	185	$3.40 \times 10^8$	23°C	$2.05 \times 10^{-3}$	$1.66 \times 10^{11}$

TABLE II  
CIS JADE TEST CONDITIONS FOR A TID OF 32 KRAD

Device	Energy (MeV)	DDD (MeV/g)	Measurement temperature (°C)	NIEL (MeV/g.cm <sup>2</sup> )	Fluence (p/cm <sup>2</sup> )
Jade 12	30	$6.48 \times 10^8$	23°C	$4.80 \times 10^{-3}$	$1.35 \times 10^{11}$
Jade 11	60	$8.16 \times 10^8$	23°C	$3.50 \times 10^{-3}$	$2.33 \times 10^{11}$
Jade 2	120	$9.70 \times 10^8$	23°C	$2.50 \times 10^{-3}$	$3.88 \times 10^{11}$
Jade 1	185	$1.09 \times 10^9$	23°C	$2.05 \times 10^{-3}$	$5.31 \times 10^{11}$

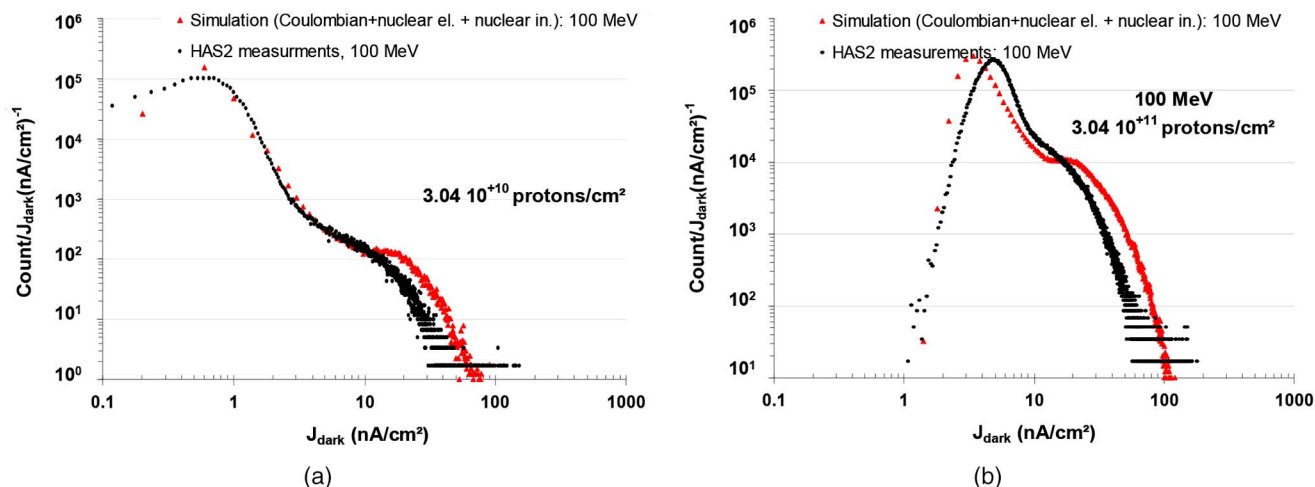


Fig. 6. Comparison of the differential dark current distribution measured on the CIS HAS2 irradiated with protons of 100 MeV at two fluence levels.

log-log representation has been chosen in order to highlight the difference between the curves for both low (typically the peak of the distribution) and high (i.e. the tail) dark current levels. The simulation results confirm that the Coulombic scattering process dominates for low dark current values. For the JADE device (Fig. 5), there is a peak below 1 nA/cm<sup>2</sup> that did not exist in the DCNUs of reference [15] where solely nuclear inelastic processes were simulated. On the contrary, beyond 1 nA/cm<sup>2</sup>, the change in the slope is indicative of the nuclear interaction processes that dominate at large degradation levels. For the HAS2 CIS (Fig. 6) the limit between these two regimes is reached for higher currents ( $\sim 10$  nA/cm<sup>2</sup>).

As can be seen, the calculated DCNUs have comparable shape than experimental ones, except for the 30 MeV irradiation of the JADE device, for which we suspect some non-uniformities in the fluence deposition. Moreover, the absolute values are also in agreement. This is a promising result because the model makes some important approximations, and because as previously mentioned, the experimental data support some fluence uncertainties (generally close to 10% or more) and

beam non-uniformities. The DCNU are calculated with the main following assumptions:

- The increase in dark current is supposed to be simply proportional to the amount of displacements according to the UDF. The damage annealing processes are neglected; the nature of electrically active defects is not taken into account (clustering, combination with impurities, cross sections, energy level...).
- TID effects are neglected.
- Enhancement mechanisms (electric field, intercenter charge transfer) are neglected.

The uncertainties related to these approximations can explain some discrepancies observed between experiments and simulations. A first possible source of error concerns the use of the UDF to convert the displacement damage dose in term of dark current increase. The UDF is a mean value calculated for a given temperature (300 K) and time after irradiation (two weeks). It is a very useful factor that allows to skip the post irradiation displacement annealing, reorganization into stable defects and their associated electrical effects. Even if the method is simple,

it is proved to provide some realistic results. But an error in the UDF value will result in a direct shift of the DCNU, which is directly proportional to this damage factor. Moreover, the UDF takes into account implicitly the annealing effects but in a way independent of the nature of the defects. Nothing indicates that the recombination rate is the same for the coulombic interactions, producing isolated defects, and the nuclear reactions that produce clusters of defects. In this last case, annealing processes could be enhanced. This could lead to some overestimation in the number of events of the tail of the distribution (Fig. 6(a) & 6(b)).

At low degradation level, the shape of the DCNU can be largely modified by TID effects that are known to be relatively important for the HAS2 CIS. In the case of that device, some irradiations performed with Co60 [18] show that the mean dark current increase as a function of TID is in the order of  $\sim 200$  electrons/s/krad. That produces some degradation levels within the same order of magnitude as those produced by the Coulombic scattering process ( $1 \text{ nA/cm}^2$  for  $\sim 310^{+10}$  protons/cm<sup>2</sup>). It is interesting to note that for the HAS2 device (Fig. 6(a) & (b)), the peak at low damage level is correctly simulated for the low fluence ( $3.0410^{+10}$  p/cm<sup>2</sup>) but underestimated for higher fluences. The discrepancy is in the order of the TID effect which is not linear with the total dose and is amplified for the increasing fluences.

As can be seen on the graphs in Fig. 5 and Fig. 6, The dispersion of the data in the tail of the DCNU is largely underestimated by the calculation. Beyond  $20 \text{ nA/cm}^2$  for JADE and  $50 \text{ nA/cm}^2$  for HAS2, some “very” anomalous events observed experimentally cannot be predicted by the simulation. Compared to our previous work [15], where this point has been discussed, adding the nuclear elastic process does not improve significantly the prediction. This shows that the simulations are very unlikely to reproduce this behavior. Another phenomenon is probably responsible of these extreme degradations:

- Intercenter charge transfer is a possible mechanism capable to explain the dark current enhancement [31]. Electrons can be transferred directly between defects located near each other without passing through the conduction band. This phenomenon can dominate over the standard Shockley Read Hall process whenever high concentrations of defects are formed.
- It is well known that carrier emission from deep levels can be strongly field dependent [32]–[36]. Marshall *et al.* [32] has demonstrated that the largest dark current increases are due to this electric field enhancement effect.

In addition to the previously mentioned approximations, the calculation itself is also affected by some uncertainties. The employed dimensions of the sensitive volume impact directly the calculation of the DCNU. This may explain some discrepancies between modeling and measurements, such as those observed for both HAS2 and JADE device. An error on the volume of the depleted zone, affects directly the average  $\lambda$  of the Poison’s law (formula 1). We noted that a variation of a factor of two in the depleted volume, changes in average the statistics of such event by a factor 1.5. The uncertainties within the dimensions of the geometry (25% given by the manufacturers), are prob-

ably not enough to explain all the discrepancies, but certainly contribute to the overestimation and underestimation observed respectively for the HAS2 and JADE devices.

Finally, the estimation of the number of displacements is strongly dependent on the used displacement threshold  $T_d$ . Two different values are used within our calculation. A  $T_d$  value of 12 eV, different from the standard 21 eV used for coulombic interactions, has been used to simulate nuclear interactions with GEANT4. This choice, making the GEANT 4 calculations consistent with SRIM model, does not much affect the DCNU calculations which are based on the damage dose evaluation via the UDF. Changing the value of  $T_d$  will modify the number of computed displacements and slightly their spatial distribution, but the DDD and thus the DCNU will remain mostly unchanged.

## V. CONCLUSION

An original Monte Carlo method based on GEANT4 has been proposed to model the DCNU of image sensors. The model takes into account Coulombic elastic process that dominates the degradation below few  $\text{nA/cm}^2$ , and the nuclear interactions (elastic + inelastic) that dominate the degradation beyond few  $\text{nA/cm}^2$ . The generation current is supposed to be proportional to the number of displacements produced in each pixel thanks to the universal damage factor of Srouf [30]. Some physical processes are neglected such as: defects annealing, TID and enhancement effects. Despite these simplifying assumptions the calculations are demonstrated to be in quite good agreement with experimental data.

## ACKNOWLEDGMENT

The experimental part of this study would not have been possible without the support of e2v and OnSemi companies that provide respectively JADE and HAS2 CIS. Many thanks to S. Duzellier for her careful reading of the paper.

## REFERENCES

- [1] A. Penquer, M. Boutillier, G. Rolland, O. Gilard, B. Fougne, and F. Porez, “Analysis of CCD dark current degradation in orbit,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 4, pp. 2142–2148, Aug. 2009.
- [2] C. Inguibert and S. Messenger, “Equivalent displacement damage dose for on-orbit space applications,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 3117–3125, Dec. 2012.
- [3] C. J. Dale, P. W. Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers, and G. E. Bender, “The generation lifetime damage factor and its variance in silicon,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1872–1881, Dec. 1989.
- [4] C. J. Dale, P. W. Marshall, and E. A. Burke, “Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1784–1791, Dec. 1990.
- [5] P. W. Marshall, C. J. Dale, and E. A. Burke, “Proton-induced displacement damage distributions end extremes in Si microvolumes,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1776–1783, Dec. 1990.
- [6] M. S. Robbins, “High-energy proton-induced dark signal in silicon charge coupled devices,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2473–2479, Dec. 2000.
- [7] J. Bogaerts, B. Dierickx, and G. Meynants, “Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 3, pp. 1513–1521, Jun. 2002.
- [8] R. Germanicus, S. Barde, L. Dusseau, G. Rolland, C. Barillot, F. Saigne, R. Ecoffet, P. Calvel, J. Fesquet, and J. Gasiot, “Evaluation and prediction of the degradation of a COTS CCD induced by displacement damage,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 2830–2835, Dec. 2002.

- [9] C. Virmondois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland, and O. Saint-Pe, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep sub-micron technology," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 6, pp. 3101–3108, Dec. 2010.
- [10] A. M. Chugg, R. Jones, M. J. Moutrie, J. R. Armstrong, D. B. S. King, and N. Moreau, "Single particle dark current spikes induced in CCDs by high energy neutrons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp. 2011–2017, Dec. 2003.
- [11] M. Beaumel, D. Herveè, and D. Van Aken, "Cobalt-60, proton and electron irradiation of a radiation-hardened active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 2056–2065, Aug. 2010.
- [12] O. Gilard, M. Boutillier, G. Quadri, G. Rolland, and R. Germanicus, "New approach for the prediction of CCD dark current distribution in a space radiation environment," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 6, pp. 3626–3632, Dec. 2008.
- [13] C. Virmondois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, O. Saint-Pe, G. Rolland, and A. Bardoux, "Similarities between proton and neutron induced dark current distribution in CMOS image sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 4, pp. 927–936, Aug. 2012.
- [14] C. J. Dale, L. Chen, P. J. McNulty, P. W. Marshall, and E. A. Burke, "A comparison of monte carlo and analytic treatments of displacement damage in Si microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, no. 6, pp. 1974–1983, Dec. 1994.
- [15] C. Inguibert, T. Nuns, E. Martin, D. Falguère, and O. Gilard, "Monte Carlo based DCNU modeling," in *Proc. 13th Eur. Conf. Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS)*, Biarritz, France, Sep. 24–28, 2012.
- [16] [Online]. Available: <http://www.e2v.com/products-and-services/high-performance-imaging-solutions/imaging-solutions-cmos-ccd-emccd/datasheets/>
- [17] [Online]. Available: <http://www.onsemi.com/PowerSolutions/product.do?id=HAS2>
- [18] M. Beaumel, D. Hervé, and D. Van Aken, "Cobalt-60, proton and electron irradiation of a radiation-hardened active pixel sensor," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 2056–2065, Aug. 2010.
- [19] M. Beaumel, D. Hervé, D. Van Aken, and M. Poizat, "New radiation test results on HAS2 CMOS image sensor," in *Proc. 13th Eur. Conf. Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS ;12)*: Biarritz, France, Sep. 24–28, 2012.
- [20] S. Agostinelli *et al.*, "GEANT 4 a simulation toolkit," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Rev. A*, vol. A506, pp. 250–303, 2003.
- [21] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, and H. Araujo, "GEANT4 developments and applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb. 2006.
- [22] [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [23] [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- [24] R. J. Glauber, S. Devons, Ed., *High Energy Physics and Nuclear Structure*. New York, NY, USA: Plenum, 1970.
- [25] M. H. Mendenhall and R. A. Weller, "Algorithms for the rapid computation of classical cross sections for screened coulomb collisions," *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res.*, vol. B58, pp. 11–17, 1991.
- [26] C. Inguibert and R. Gigante, "NEMO: A code to compute NIEL of protons, neutrons, electrons, and heavy ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 4, pp. 1967–1972, Aug. 2006.
- [27] [Online]. Available: <http://www.srim.org/>
- [28] C. Inguibert, P. Arnolda, T. Nuns, and G. Rolland, "Effective NIEL in silicon: Calculation using molecular dynamics simulation results," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 1915–1923, Aug. 2010.
- [29] I. Jun, M. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, and R. Walters, "Proton non ionizing energy loss (NIEL) for device applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp. 1924–1932, Dec. 2003.
- [30] J. R. Srour, "Universal damage factor for radiation-induced dark current in silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2451–2459, Dec. 2000.
- [31] E. Martin, "Physical study of degradation and models for hardness assurance of imaging sensors," Ph.D. dissertation, Toulouse Univ., Toulouse, France, Dec. 14, 2012.
- [32] S. J. Watts, J. Matheson, I. H. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, and R. Pace, "A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 6, pp. 2587–2594, Dec. 1996.
- [33] P. W. Marshall, C. J. Dale, E. A. Burke, G. P. Summers, and G. E. Bender, "Displacement damage extremes in silicon depletion regions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1831–1839, Dec. 1989.
- [34] J. R. Srour and R. A. Hartmann, "Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1825–1830, Dec. 1989.
- [35] G. R. Hopkinson, "Cobalt60 and proton radiation effects on large format, 2-D, CCD arrays for an earth imaging application," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 39, no. 6, pp. 2018–2025, Dec. 1992.
- [36] G. R. Hopkinson, "Radiation-induced dark current increases in CCDs," in *Proc. 2nd European Conf. Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS 93)*, Saint Malo, France, Sep. 1993, pp. 401–408.



# Electron Induced SEUs: Microdosimetry in Nanometric Volumes

C. Inguibert, R. Ecoffet, and D. Falguère

**Abstract**—The sensitivity of nanometric technologies, to electron induced single-event upset (SEU), is analyzed thanks to some microdosimetry calculations performed into nanoscale volumes, using the GEANT4 MicroElec low-energy electron transport module. The electronic showers are shown to be able to deposit ionizing energy comparable to SEU threshold energy. However, down to 16-nm technologies, it is difficult to trigger some SEUs with incident electrons without reducing the applied bias voltages. For high-energy electrons ( $> 10$  MeV), some other physical process can produce single-event upsets. The potential role of electron/coulombic interaction is investigated.

**Index Terms**—Electron, single-event upset, space environment.

## I. INTRODUCTION

**E**MBEDDED electronics are naturally vulnerable to the effects of the space radiation, and particularly to single-event effects (SEEs) induced by particles such as protons or heavy ions. These particles can trigger logic errors when they deposit an ionizing energy exceeding the SEE threshold of the devices. Historically, such phenomena were observed under heavy ions beams [1]. Those particles have ionizing stopping power [linear energy transfer (LET)] greater than LET threshold of the devices. However, it can also be produced in integrated technologies (65 or 45 nm) by direct ionization of incident protons [2]. More recently, Vanderbilt University [3], [4] has shown that electrons can also produce this kind of phenomenon on latest technologies. Events have been recorded following X-ray irradiation of both 28 and 45 nm SRAM [3], [4]. The incident X-rays produce a spectrum of secondary electrons of some tens of keVs, capable to deposit enough energy and initiate some events [4]. Some single-event upsets (SEUs) have also been recorded following direct irradiation with incident energetic electrons [5]. However, the exact physical mechanism responsible of the triggering of such events has not been studied in detail. The ionizing energy that can be deposited by incident electrons in nanoscale volumes has been still little studied [4], [5], [6]. The very high energy electrons [10 MeV, 20 MeV] used in [5] raises the question of the contribution of the Bremsstrahlung, which could be important at

these energies. In the same way, the coulombic electron/ion and electro–nuclear interactions produce some recoil nuclei that are also capable to trigger some upsets.

For different integration levels, the typical SEU threshold energies have been compared with the maximum of ionization that can be produced by incident electrons, in nanoscale volumes representative of the dimensions of the different technological node. This work has been performed for energies ranging from 100 up to 20 MeV using the GEANT4 physics library [7], [8], [9]. The ability of the electrons to produce SEUs in the latest component generations has been investigated. The experiments of [5], performed with energetic incident electrons ( $>10$  MeV), have been enlightened thanks to this analysis. The potential role of electron/coulombic interaction is studied.

## II. GENERALITIES

The SEE rates are commonly evaluated by comparing the ionizing energy deposited in the sensitive regions of the devices with the critical energy required to upset the cells. The calculations require the knowledge of two critical parameters: the size of the sensitive volume and the upset critical energy. A bibliographic study has been carried out in order to determine, as a function of the technological node, the characteristic values of these parameters. In the two first figures (Figs. 1 and 2), the typical dimensions of the sensitive areas and their critical charge are plotted, respectively, as a function of the technological node. The experimental data of Figs. 1 and 2, which are largely scattered, have been fit with a power law using the least squares method (red line). According to this curve, below 45 nm, the characteristic volumes are smaller than a cube of the 100 nm side. For the 22 nm technology, the length of the side of these sensitive cubic volumes reduces to 50 nm.

Similarly, the critical charges decrease along with the technological node. Respectively, 2500 and 4000 electrons are necessary for a 32 nm and 45 nm device. An estimate of 0.25 fC (1500 electrons) is necessary to trigger an upset in a 22 nm SRAM. King *et al.* [3] estimates that this value can go down to 500 electrons (1.84 keV, 0.08 fC). However, the experimental evidence of electron-induced SEUs [4], [5], performed only with reduced bias conditions, suggests that the SEU threshold energies are probably higher for nominal voltages. According to this general trend, some volumes of different dimensions (35, 50, 80, 100, and 150 nm) have been chosen for our calculations. In these different cubic volumes, the number of secondary electrons has been calculated, for incident electrons of energies ranging from 100 eV up to 1 MeV. The maximum ionization level induced by

Manuscript received July 13, 2015; revised October 01, 2015; accepted October 21, 2015. Date of current version December 11, 2015.

C. Inguibert and D. Falguère are with ONERA, 31055 Toulouse, France (e-mail: christophe.inguibert@onera.fr).

R. Ecoffet is with CNES, 31401 Toulouse Cedex, France.

Color versions of one or more of the figures in this paper are available online at <http://ieeexplore.ieee.org>.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2015.2494615

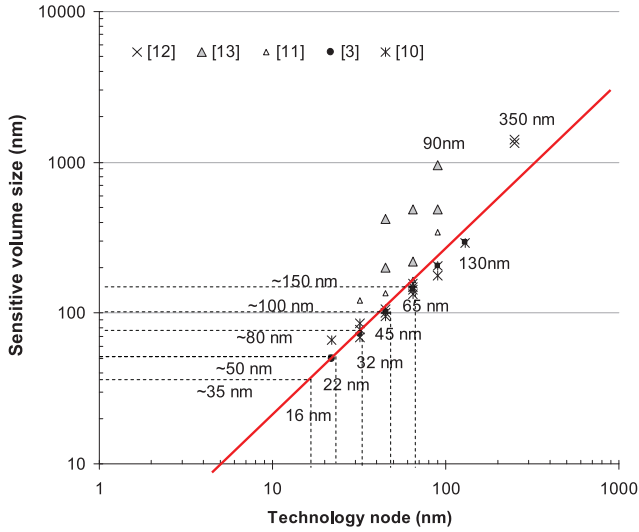


Fig. 1. Critical dimensions of the sensitive region as a function of the technological node.

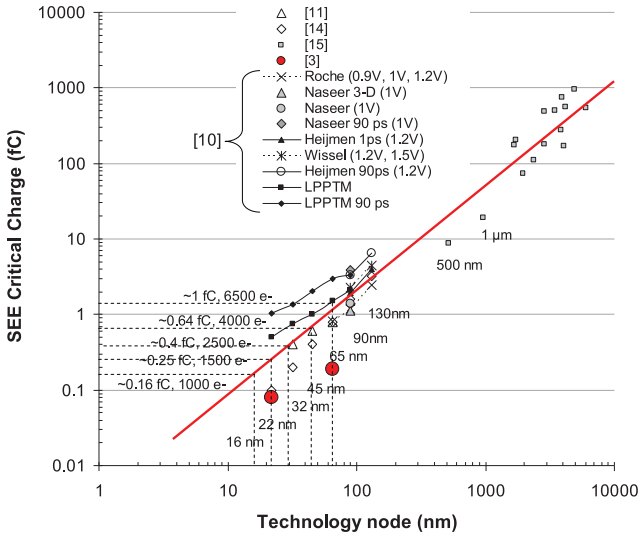


Fig. 2. Critical charge of the devices versus the technological node.

incident electrons can be evaluated. By comparing these calculated values with the SEU thresholds found in the literature, the risk of SEU can be estimated for each technological node.

### III. DETAILS OF THE CALCULATION

The GEANT4 library (9.6 patch 02 version) [7]–[9] has been chosen to compute the transport of electrons in nanoscale volumes. GEANT 4 is a C++ toolkit assembled by an international collaboration, for describing radiation interaction with matter [7]–[9]. Rigorous calculations made in volumes of several tens of nanometers and, for incident electron energies going down to 100 eV, the implementation of a low energy electromagnetic module is required in order to get accurate simulations. We have used the Geant4-MICROELEC library extension [16]–[20]. The Geant4-MICROELEC is an electromagnetic model describing, for low energy electrons (down to 16 eV), the production and transport of secondary electrons in silicon. For instance, this model has been applied to simulate the track structure of heavy

ions in order to study the charge collection phenomena in highly integrated components [16], [20]. This model has been used to evaluate precisely the ionizing deposited energy in very small volumes. Different cubic volumes have been irradiated by normally incident electrons entering into the volume by the center of the upper face. This simulation, as simply as possible, has been performed in order to get in a first step some orders of magnitude. It does not take into account any effect that could be related to some upper layers. The metallizations are known to be able to affect the proton upset cross sections [21], but for incident electrons this effect is expected to remain relatively low.

We have developed a specific C++ class for sampling and counting the electrons produced in the cubic volumes. For each incident energy, the distribution of the number of produced electrons is stored. These results are presented in the next section as 2D histograms. The  $X$ -axis represents, in logarithmic scale, the incident energy, which typically ranges from 100 eV up to 1 MeV. The  $Y$ -axis represents, in linear scale, the number of electrons produced inside the sensitive volume (some thousands). The color scale representing the probability is expressed in logarithmic scale.

### IV. RESULTS

Figs. 3–6 show the 2D histogram plotting of the probability distribution to produce a given amount of delta rays. Each row (red dashed line) of these arrays represents, for an incident electron of a given energy ( $X$ -axis), the probability distribution to produce a given number of secondary electrons ( $Y$ -axis). These decreasing probabilities are represented with colors going from the red to the blue. An example of these probability distributions is shown in Fig. 7. For a 3 keV incident electron, incoming in a cube of 50 nm each side, a decreasing curve corresponding to the color scale of Fig. 4 is observed. Some cubic sensitive volumes of different sizes (35, 50, 80, and 100 nm) have been analyzed. They are shown in Figs. 3–6, respectively. The simulations have been performed with 20 000 incident electrons per incident energy. The calculation is done for 20 different incident energies, chosen between 100 eV and 1 MeV for the first two volumes (35 and 50 nm), and between 1 keV and 1 MeV for the two other volumes (80 and 100 nm).

As can be seen on these figures, the 2D histograms depict a typical shape where the maximum charge that can be produced in the volume is reached at a given typical incident energy (650 e- at 2.5 keV for a 35 nm cube). The maximum number of generated electrons increases with incident energy, while the range of the incident electron remains shorter than the dimensions of the sensitive volume. Beyond that, the ionization level decreases according to the inelastic  $e$ -/ $e$ - interaction cross sections. The typical shape of these 2D histograms is the result of a compromise between the energy of the incident electrons and their capability to penetrate into matter. While the energy of the incident electron is such that its range is shorter than the dimensions of the sensitive volume, the incident electron remains confined into the sensitive volume, and the ionization is proportional to its energy. However, when the energy of the incident electron is such that it can pass through the sensitive volume without being stopped, the ionization becomes proportional to the stopping power and decreases with the incident energy.

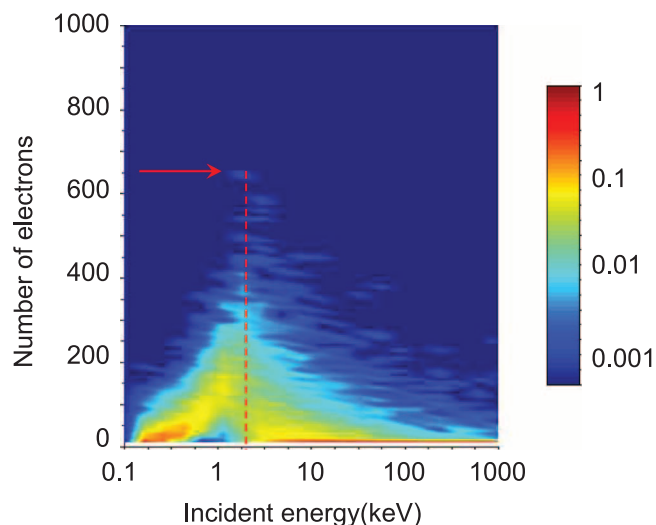


Fig. 3. Probability to produce a given number of secondary electrons in a 35 nm cube plotted as a function of incident electron energy. The 2D histogram is calculated for 20 000 incident electrons with energy ranging from 100 eV up to 1 MeV. The bin width for the Y-axis is 20 electrons. For incident electrons of  $\sim 2.5$  keV, the ionization can reach  $\sim 650$  electrons (16 nm critical charge  $\approx 1000$  electrons).

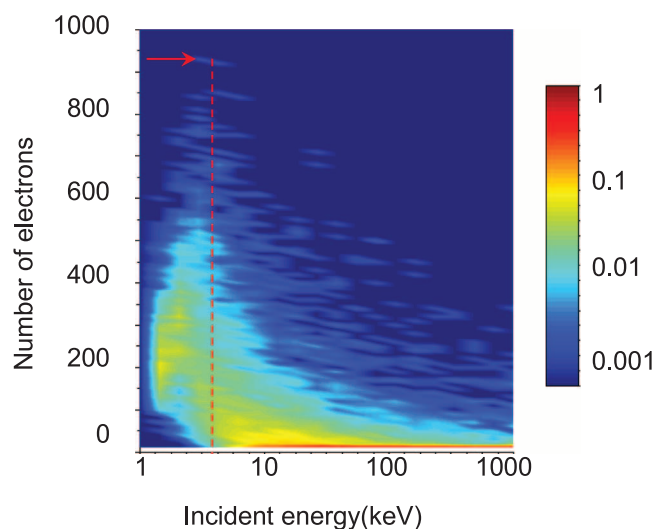


Fig. 5. Probability to produce a given number of secondary electrons in a 80 nm cube plotted as a function of incident electron energy. The 2D histogram is calculated for 20 000 incident electrons with energy ranging from 1 keV up to 1 MeV. The bin width for the Y-axis is 20 electrons. For incident electrons of  $\sim 4$  keV, the ionization can reach  $\sim 950$  electrons (32 nm critical charge  $\approx 2500$  electrons).

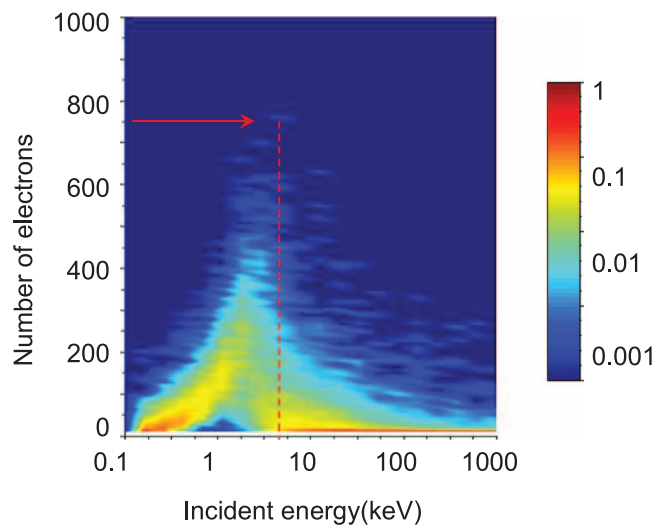


Fig. 4. Probability to produce a given number of secondary electrons in a 50 nm cube plotted as a function of incident electron energy. The 2D histogram is calculated for 20 000 incident electrons with energy ranging from 100 eV up to 1 MeV. The bin width for the Y-axis is 20 electrons. For incident electrons of  $\sim 3$  keV, the ionization can reach  $\sim 800$  electrons (22 nm critical charge  $\approx 1500$  electrons).

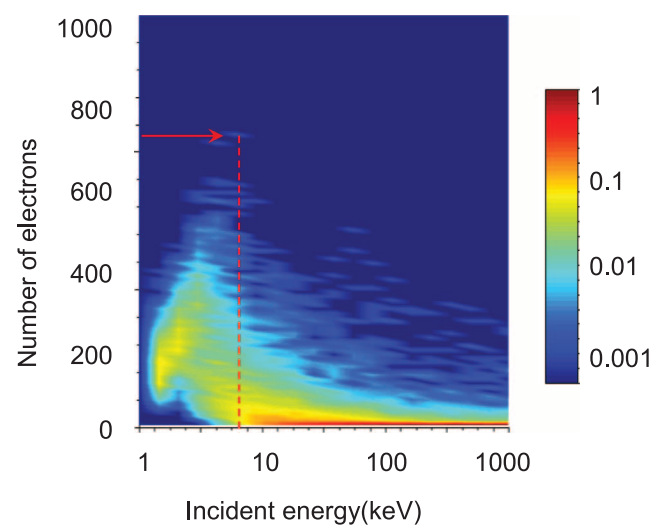


Fig. 6. Probability to produce a given number of secondary electrons in a 100 nm cube plotted as a function of incident electron energy. The 2D histogram is calculated for 20 000 incident electrons with energy ranging from 1 keV up to 1 MeV. The bin width for the Y-axis is 20 electrons. For incident electrons of  $\sim 5$  keV, the ionization can reach  $\sim 1050$  electrons (45 nm critical charge  $\approx 4000$  electrons).

As can be seen on the previous figures (Figs. 3–6), depending on the size of the sensitive volume, one in 20 000 incident electron can produce up to 500 or 1000 secondary electrons. This corresponds to critical energies comprised between  $\sim 1$  and  $\sim 4$  keV. Depending on the dimensions of the sensitive volume, this maximum is obtained for different incident energies in the range [2 keV, 10 keV]. A distribution of produced electrons ( $\delta$  rays) is shown in Fig. 7. The case of 3 keV incident electrons in a 50 nm sides cube is compared with a Monte Carlo result of [6] obtained with 4 keV incident electrons in a similar volume. The distribution given in [6] is expressed as a function of deposited

energy. For comparison with our calculation, the deposited energy has been translated to a number of produced electrons.

As can be seen in Fig. 7, the two calculations are in very good agreement. The observed discrepancy below 100 electrons can be attributed to the different counting methods. In our case, a single slab is irradiated. The number of produced  $\delta$  rays is simply evaluated in this volume. In [6], however, the number of produced  $\delta$ -rays is evaluated in different slabs along the track of the incident electron. Most volumes will record only a limited number of interactions, while in our case the incident electrons produce all their interactions in the irradiated volume.

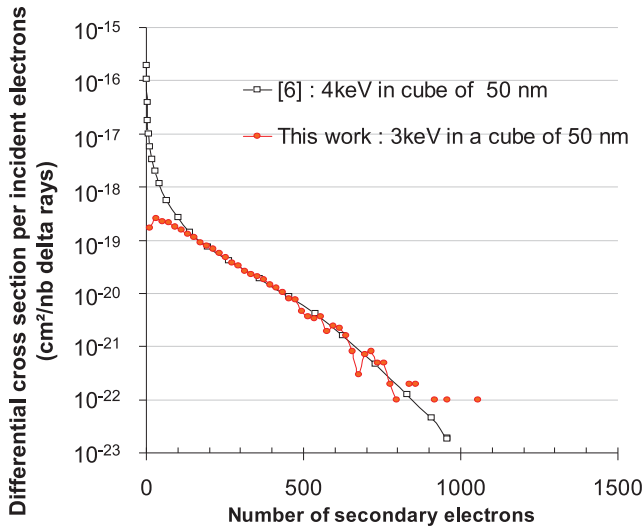


Fig. 7. Differential  $\delta$ -ray distribution for 3 keV incident electrons in a 50 nm cube side. Comparison is made with a simulation result of [6] obtained with 4 keV incident electrons in a 50 nm cube side.

A significant result concerns the dispersion of these distributions. In silicon, the average energy necessary to ionize the medium is 3.6 eV. According to this value, on average, before being stopped, a 3 keV (range in Si = 130 nm) incident electron will produce around 800 secondary electrons. However, as can be seen in Fig. 7, in a 50 nm cube, this value is obtained with a relatively low probability. For incident energies of some keV, comparable to the energetic levels of strongly bound electrons, the delta rays production depends closely on the energetic levels of the target electrons. This leads to important variations within the secondary electrons production. An incident electron will lose an important part of its energy during a single interaction with an electron of a deep level. As a consequence, with its remaining energy, this electron will not be able to produce many other secondary electrons. In comparison, if only weakly bound electrons are excited by the incident electron, a large amount of delta rays will be produced. However, such events are relatively rare. In addition, only electrons that are stopped within the target volume are susceptible to deposit all their energy. Most of the incident electrons cross the irradiated cube without being stopped, and deposit only a part of their energy. Only electrons that travel along the diagonal of the 50 nm side cube are susceptible to lose all their energy inside this volume and, consequently, are able to produce up to 800 secondary electrons. Most of the incident electrons of some keV will produce within this small volume a very few number of secondary electrons. At this scale, using some average values is not suitable for the prediction.

## V. DISCUSSION

### A. Importance of Delta Rays

The GEANT4 calculations show that incident electrons are able to generate into nanoscale volumes ionization levels of some keV in the same order of magnitude as the typical SEU thresholds observed for highly integrated technological nodes (45 nm, 28 nm). In Fig. 8, the maximum produced charge in the

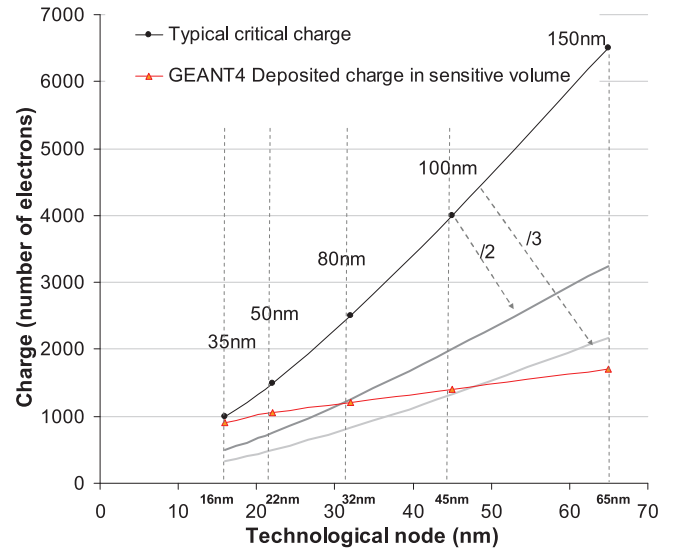


Fig. 8. For each technological node, the maximum deposited energy estimated with GEANT4 is compared with some typical critical charge (cf. Fig. 2). The discrepancy between these values decreases with the level of integration.

sensitive volume is plotted as a function of the technological node and compared to the corresponding decrease of the critical charge (Fig. 2). Whatever the technological node, the critical charge remains greater than the calculated deposited charge, even if the discrepancy decreases with the integration level. These calculations show that it seems difficult to trigger electron induced SEUs only taking into account the inelastic interactions with electrons of the target. However, as shown in Fig. 8, a reduction of the critical charge by a factor two or three allows to increase significantly the risk of errors. This has been achieved experimentally by reducing the applied voltage, as made in [4] and [5].

### B. Case of High Energy Incident Electrons

Between 10 and 20 MeV, the SEU cross sections measured experimentally in [5] seem to be an increasing function, while the capability of incident electrons of such energies to produce secondaries in the range of some keV remains constant and is even slightly decreasing. Fig. 9 shows the integrated electron–electron cross section calculated, for incident electrons of three different energies according to the Moller expression [8], [9], [22]. The probabilities to produce recoil electrons with energies greater than 10 keV are identical for incident electrons having energies between 1 and 20 MeV. Thus, the measured increasing upset cross section cannot be readily explained by the production of electronic cascades, which have a decreasing probability to occur with increasing energy.

An incident electron that travels within matter will lose its energy by means of interactions with both electrons and nuclei. As can be seen in the previous section of this paper, the SEU thresholds of a few keVs are low enough to allow the triggering of some errors by secondary electrons. However, the potential contribution of secondary ions produced by elastic electron–nuclei or electronuclear interactions cannot be neglected. In addition, at the high energies between 10 and 20 MeV, at which the 45 nm FPGA had been irradiated [5], the intensity of Bremsstrahlung

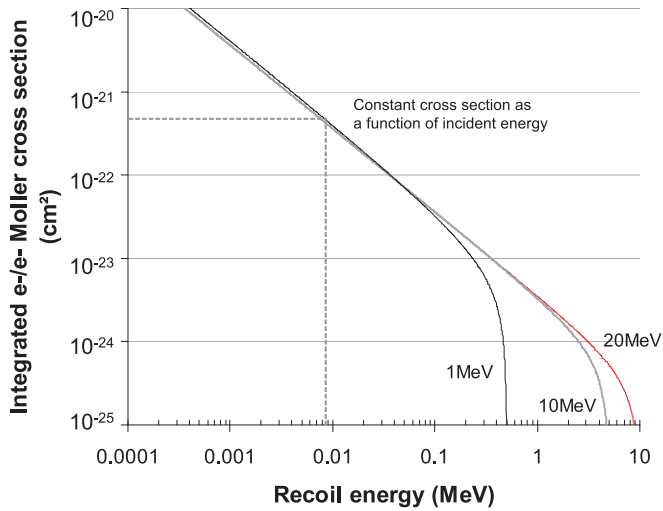


Fig. 9. Integrated inelastic electron–electron interaction cross section for three different incident electron energy.

is significant and can contribute indirectly to the SEU production. As depicted by King [3], [4], the gamma photons are able to produce cascades of secondary electrons, large enough to trigger some events. However, the impact of the Bremsstrahlung is expected to remain relatively low. Indeed, from 10 up to 20 MeV, even if the gamma production is multiplied by a factor 2, it represents at best 40% of the total ionizing stopping power. Thus, the Bremsstrahlung is expected to increase the sensitivity by nearly 20% and not by a factor 10, as depicted by the experimental data [5].

To conclude, among the four mechanisms susceptible to produce some SEUs, only two of them are identified to be potentially at the origin of the observed SEUs in [5]:

- electron–nuclei elastic scattering (e-/Si);
- electronuclear interactions.

In the next section, the focus is on the electron–nuclei elastic scattering process. The SEU cross sections induced by both electron–electron inelastic interactions and electron/nuclei coulombic interactions are calculated and compared.

### C. SEU Cross-Section Calculation

The mean free path of energetic electrons of some tens of MeVs is relatively large. These electrons can travel some tens of nanometers without interacting with any electrons of the matter. We are in an analogous case as those of incident energetic protons that produce SEUs by means of nuclear reactions. Here, an SEU can be produced when an incident electron generates, within a small sensitive region ( $\sim$  tens of nanometers side), an energetic recoil electron of some keVs having an energy greater than the threshold energy of the device. Contrary to the incident electrons of some MeVs, these secondary electrons of some keVs will lose their energy by means of ionizing interactions along a very short distance, and thus are able to trigger some errors. At first order, the SEU cross section for the cell ( $\text{cm}^2$ ) can be expressed according to the following formula:

$$\sigma_{\text{SEU}} = Z \cdot \eta \cdot S \cdot dh \cdot N_{\text{bit}} \cdot \sigma_{e-/e-}(E_{e-} > E_{\text{th}}) \times P(\Delta E_{E_{e-} > E_{\text{th}}} > E_{\text{th}}) \quad (1)$$

TABLE I

LIST OF THE PARAMETERS OF THE SIMULATION [5]. THE SURFACE OF THE SENSITIVE VOLUME  $S$  IS DEFINED AS A SQUARE OF SIDE  $a$  ( $S = a^2$ )

Number. of bits	524288
Sensitive area $S=a^2$	$0.4 \mu\text{m}^2$
dh	50 nm
a	632 nm
Critical charge	9 keV, 0.4 fC
$E_{\text{th}}$	2500 electrons

TABLE II

USED CRITICAL ENERGIES AND  $P(\Delta E_{E_{e-} > E_{\text{th}}})$

$E_{\text{th}}$ (keV)	Critical charge fC	Si recoil energy (keV)	$P(\Delta E_{E_{e-} > E_{\text{th}}})$
3	0.13 (800 e-)	9	$10^{-05}$
5	0.2 (1400 e-)	15	$10^{-06}$
9	0.4 (2500 e-)	28	$10^{-07}$

where  $Z = 14$  is the atomic number of silicon material,  $\eta = 510^{+22}$  atoms/ $\text{cm}^3$  is the atomic density of the target material (silicon),  $S$  is the surface of the sensitive region in  $\text{cm}^2$ ,  $dh$  its thickness in centimeters,  $N_{\text{bit}}$  is the number of bits of the memory, and  $\sigma_{e-/e-}$  is the interaction cross section ( $\text{cm}^2$ ) of incident electrons with the  $Zx\eta$  electrons of the target material. For electrons having energies greater than 1 MeV,  $\sigma_{e-/e-}$  can be evaluated by the Moller expression [8], [9], [22].  $\sigma_{e-/e-}(E_{e-} > E_{\text{th}})$  is the integral of  $\sigma_{e-/e-}$  cross section between  $E_{\text{th}}$  up to the maximum transferable energy.  $E_{\text{th}}$  represents the SEU threshold energy. In our case  $E_{\text{th}}$  will be taken between 3 keV and 9 keV.  $P(\Delta E_{E_{e-} > E_{\text{th}}})$  represents the probability for a recoil electron to deposit an ionizing energy greater than the threshold. This probability is deduced from the previous GEANT4 calculation (Table II).

Analogously, the SEU cross section induced by recoil nuclei, can be given for the cell ( $\text{cm}^2$ ) by the following formula:

$$\sigma_{\text{SEU}} = \eta \cdot S \cdot dh \cdot N_{\text{bit}} \cdot \sigma_{e-/Si}(E_{\text{Si}} - G(E_{\text{Si}}) > E_{\text{th}}) \quad (2)$$

where the used parameters have the same definitions as those given for (1).  $\sigma_{e-/Si}$  is the elastic interaction cross section ( $\text{cm}^2$ ) of incident electrons with atomic nuclei. It is given by the relativistic expression of McKinley and Feshbach [23]. In that case, as recoil ions will have very short ranges ( $\sim 10$  nm), the probability of a recoil atom to deposit its whole energy within the sensitive volume is supposed to be equal to one. However a nonnegligible part of its energy goes into atomic displacements. Thus, the ionizing deposited energy is equal to  $E_{\text{Si}} - G(E_{\text{Si}})$ , where  $G(E_{\text{Si}})$ , is the Lindhard energy partition function that provides the fraction of energy of the recoil nuclei that goes into displacement [24]. In that case, the energy  $E_{\text{Si}}$  of the recoil atom necessary to produce an amount of ionization greater than the SEU threshold is defined according to the following equation:  $E_{\text{Si}} - G(E_{\text{Si}}) > E_{\text{th}}$ . For instance, the recoil nuclei of 9, 15, and 28 keV will deposit an ionizing energy of around 3, 5, and 9 keV, respectively.

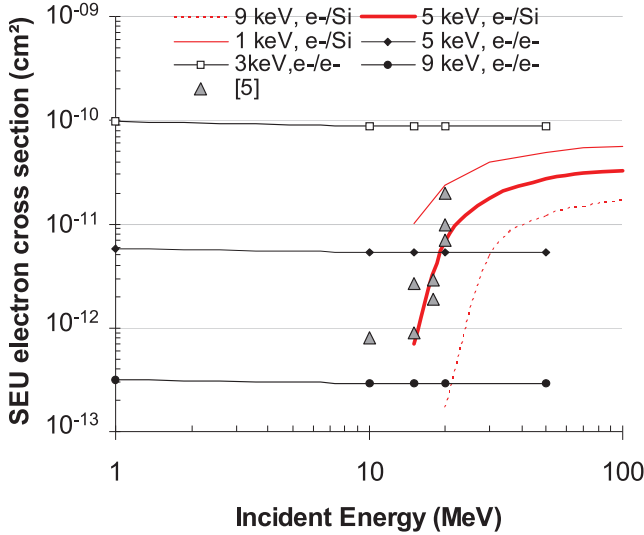


Fig. 10. Device SEU cross section ( $\text{cm}^2$ ) of the SRAM/FPGA (0.5 Mbit) of [5]. Comparisons are made between experimental data and calculations performed for both  $e^-/e^-$  and  $e^-/\text{ion}$  interactions.

The SEU sensitivities have been calculated according to the formula (1) and (2) for secondary electrons and secondary heavy ions, respectively. The parameters of [5] have been chosen for our calculation. Their values are resumed in Table I.

In order to study the impact of the threshold SEU energy on the SEU cross section, the sensitivity threshold has been varied between 3 and 9 keV. For electron inelastic interactions,  $P(\Delta E_{E_e \rightarrow E_{th}})$  has been deduced from the GEANT 4 calculations. The used values are presented in the Table II.

#### D. Comparisons of SEU Cross Section with Experimental Data

As shown in Fig. 10, the SEU cross section based on formula (1) is between 1 and 50 MeV, and according to the  $\sigma_{e^-/e^-}$  interaction cross section (Fig. 9), a flat function. The difference with the rising experimental data is quite significant. Changing the SEU threshold energy does not change the global behavior but affects only the magnitude of the cross-section value.

The GEANT 4 calculations clearly underline the fact that electrons have an uniform behavior between some MeVs up to some tens of MeVs (Fig. 11). There is no significant difference within the  $\delta$ -ray production between 1 and 20 MeV (Fig. 11).

On the other hand, below 10 MeV electrons are not able to produce recoil silicon ions with enough energy capable to produce an ionization level greater than the chosen SEU threshold ( $\sim$  keV) (Fig. 12). Consequently, the upset cross sections for  $e^-/\text{nuclei}$  interactions depict as a function of the incident electron energy, an increasing behavior comparable to experimental data. A SEU threshold energy of around 5 keV leads to experimental results in good agreement with the  $e^-/\text{nuclei}$  SEU cross-section calculations (Fig. 10). However, the relative magnitude of  $e^-/e^-$  and  $e^-/\text{nuclei}$  mechanisms is not reproduced faithfully. A 9 keV SEU threshold leads to a significant difference between the two mechanisms in favor of  $e^-/\text{nuclei}$  interactions. That seems to be more consistent with the experimental observations. Indeed, the contribution of  $e^-/e^-$  interaction to SEU cross section is calculated according to formula (1), which is

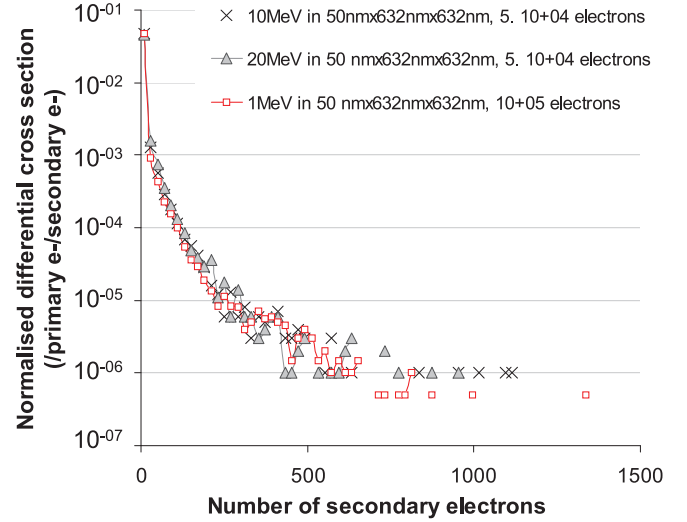


Fig. 11. Normalized differential distribution of  $\delta$ -rays. Calculations are performed for 1, 10, and 20 MeV incident electrons in a  $50 \text{ nm} \times 632 \text{ nm} \times 632 \text{ nm}$  slab geometry. No difference between ionization induced by 1 up to 20 MeV incident electrons.

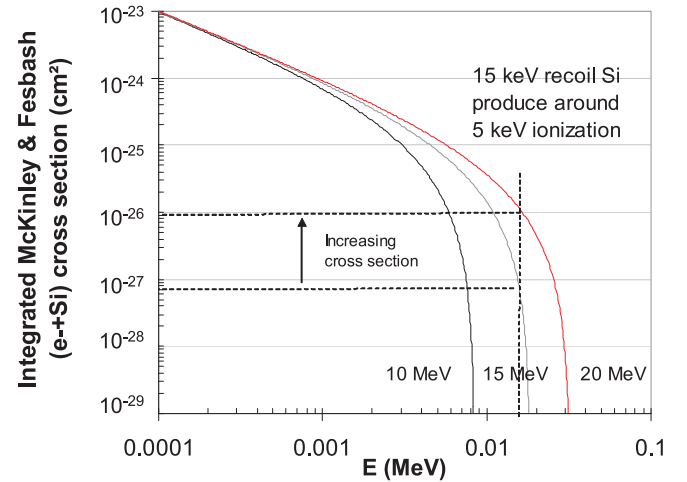


Fig. 12. Integrated elastic electron/ion interaction cross section for three different incident electron energy.

a rough approximation. It is based on the determination of the  $P(\Delta E_{E_e \rightarrow E_{th}})$  probability that requires very long computing time far longer than those used during our calculations.

Finally, the SEU cross section seems to present a threshold around 10 MeV, which is compatible with the electronuclear interactions that have a threshold energy of some tens of MeV, depending on the material. The lack of experimental cross section data did not allow performing an estimation of the contribution of such kind of interactions.

One can also note that the number of registered events in ref. [5] is relatively low. Thus, these data suffer a fairly large uncertainty. Some new experimental measurements performed at lower energies ( $\sim$  1 MeV) seem to be necessary, to determine or not the presence of an SEU threshold.

## VI. CONCLUSION AND PERSPECTIVES

Recently, high energy electrons [10 MeV, 20 MeV] have been demonstrated to produce single-event upsets [5]. The GEANT4

calculations show that incident electrons are able to generate into nanoscale volumes, ionization levels of some keVs in the same order of magnitude as the typical SEU thresholds observed for highly integrated technological node (45 nm, 28 nm). However, these ionization levels remain lower than the SEU thresholds and down to 16 nm technologies; it seems very difficult to trigger some events without reducing the applied bias voltages. Thus, these calculations confirm the experimental observations that were obtained by lowering the supply voltages [3], [4], [5]. In addition, the increasing SEU cross section of [5] cannot be explained by this kind of interaction that does not show any threshold in the [1 MeV, 20 MeV] energy range.

Two other mechanisms are identified to be at the origin of the observed SEUs: the elastic electron/nuclei interactions and the electronuclear interactions. These two physical mechanisms can produce some energetic nuclear recoils, capable of depositing in nanoscale volumes enough charge to trigger some upsets. This work shows that coulombic electron/nuclei interactions could be a mechanism potentially responsible of the observed events. The SEU threshold around some tens of MeVs could be explained by such type of interactions. An incident electron needs at least some tens of MeVs to displace some recoil nuclei of some tens of keVs, capable of producing a sufficient ionization level to trigger an error. However, this SEU threshold around some tens of MeVs could also be explained by the electronuclear interactions that present a threshold in the same energy range. This shall be investigated thanks to some numerical simulations. The electronuclear model of the GEANT4 library could be used. However, further measurements performed at lower energies down to 1 MeV are also needed in order to demonstrate clearly the presence of a threshold within the SEU cross section.

## REFERENCES

- [1] E. L. Petersen, "Single event analysis and prediction," in *1997 IEEE NSREC Short Course Notes*, Snowmass, US-CO, Jul. 21–25, 1997, pp. III-1–III-160.
- [2] D. F. Heidel, P. W. Marshall, K. A. LaBel, J. R. Schwank, K. P. Rodbell, M. C. Hakey, M. D. Berg, P. E. Dodd, M. R. Friendlich, A. D. Phan, C. M. Seidleck, M. R. Shaneyfelt, and M. A. Xapsos, "Low energy proton single-event-upset test results on 65 nm SOI SRAM," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 6, pp. 3394–3400, Dec. 2008.
- [3] M. P. King, R. Reed, R. Weller, M. H. Mendenhall, R. Schrimpf, M. L. Alles, E. C. Auden, S. Armstrong, and M. Asai, "The impact of delta-rays on single-event upsets in highly scaled SOI SRAMs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 6, pp. 3169–3175, Dec. 2010.
- [4] M. P. King, R. Reed, R. Weller, M. H. Mendenhall, R. Schrimpf, B. D. Sierawski, A. L. Sternberg, B. Narasimham, J. K. Wang, E. Pitta, B. Bartz, D. Reed, C. Monzel, R. C. Bauman, X. Deng, J. A. Pellish, M. D. Berg, C. M. Seidleck, E. C. Auden, S. L. Weeden-Wright, N. J. Gaspard, C. X. Zhang, and D. M. Fleetwood, "Electron-induced single event upsets in static random access memory," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 6, pp. 4122–4129, Dec. 2013.
- [5] A. Samaras, P. Pourrouquet, N. Sukhaseum, L. Gouyet, B. Vandeveld, N. Chatry, R. Ecoffet, F. Bezerra, and E. Lorfèvre, "Experimental characterization and simulation of electron-induced SEU in 45 nm CMOS technology," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 6, pp. 3055–3060, Dec. 2014.
- [6] J. Barak, M. Murat, and A. Akkerman, "SEU due to electrons in silicon devices with nanometric sensitive volumes and small critical charge," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 287, pp. 113–119, 2012.
- [7] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, and H. Araujo, "Geant4 developments and applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, 2006.
- [8] GEANT4: A toolkit for the simulation of particles through matter. May 12, 2014 [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [9] Physics Reference Manual, Version GEANT4.10.1, Dec. 5, 2014 [Online]. Available: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>
- [10] R. W. Mann, "Interactions of technology and design in nanoscale SRAM," Ph.D. dissertation, Electr. Eng. Dept., Virginia Univ., Charlottesville, VA, USA, 2010.
- [11] M. Raine, G. Hubert, M. Gaillardin, L. Artola, P. Paillet, S. Girard, J. E. Sauvestre, and A. Bournel, "Impact of the radial ionization profile on SEE prediction for SOI transistors and SRAMs beyond the 32 nm technological node," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 3, pp. 840–847, Jun. 2011.
- [12] K. Warren, "Sensitive volume models for single event upset analysis and rate prediction for space, atmospheric, and terrestrial radiation environments," Ph.D. dissertation, Electr. Eng. Dept., Vanderbilt Univ., Nashville, TN, USA, 2011.
- [13] V. B. Sheshadri, B. Bhuvra, R. A. Reed, R. A. Weller, M. H. Mendenhall, R. D. Schrimpf, K. M. Warren, B. D. Sierawski, S. Wen, and R. Wong, "Effects of multi-node charge collection in flip-flop designs at advanced technology nodes," in *Proc. IEEE IRPS*, Anaheim, CA, USA, May 2010, pp. 2–6.
- [14] E. Ibe, H. Tanigushi, Y. Yahagi, K. Shimbo, and T. Toba, "Scaling effects on neutron-induced soft error in SRAMs down to 22 nm process," presented at the Workshop Depend. Secure Nanocomput., Toulouse, France, Jun. 2009.
- [15] B. Sierawski, "The role of singly charged particles in microelectronics," Ph.D. dissertation, Electr. Eng. Dept., Vanderbilt Univ., Nashville, TN, USA, 2011.
- [16] M. Raine, A. Valentin, M. Gaillardin, and P. Paillet, "Improved simulation of ion track structures using new Geant4 models—Impact on the modeling of advanced technologies response," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 2697–2703, Dec. 2012.
- [17] M. Raine, M. Gaillardin, and P. Paillet, "Geant4 physics processes for silicon microdosimetry simulation: Improvements and extension of the energy-range validity up to 10 GeV/nucleon," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 325, pp. 97–100, 2014.
- [18] 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," in *Proc. IEEE NSS/MIC*, Knoxville, TN, USA, 2010, pp. 80–85.
- [19] A. Valentin, M. Raine, J.-E. Sauvestre, M. Gaillardin, and P. Paillet, "Geant4 physics processes for microdosimetry simulation: Very low energy electromagnetic models for electrons in silicon," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 288, pp. 66–73, 2012.
- [20] A. Valentin, M. Raine, M. Gaillardin, and P. Paillet, "Geant4 physics processes for microdosimetry simulation: Very low energy electromagnetic models for protons and heavy ions in silicon," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, vol. 287, pp. 124–129, 2012.
- [21] N. A. Dodds, R. A. Reed, M. H. Mendenhall, R. A. Weller, M. A. Clemens, P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, G. Vizkelethy, J. R. Schwank, V. Ferlet-Cavrois, J. H. Adams, R. D. Schrimpf, and M. P. King, "Charge generation by secondary particles from nuclear reactions in BEOL materials," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 56, no. 6, pp. 3172–3179, Dec. 2009.
- [22] H. Messel and D. F. Crawford, *Electron-Photon Shower Distribution Function: Tables for Lead, Copper and Air Absorbers*. Oxford, U.K.: Pergamon, 1970, ISBN 10: 0080133746; ISBN 13: 9780080133744.
- [23] W. A. McKinley and H. Feshbach, "The coulomb scattering of relativistic electrons by nuclei," *Phys. Rev.*, vol. 74, pp. 1759–1763, Dec. 15, 1948.
- [24] I. Jun, M. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, and R. Walters, "Proton non ionising energy loss (NIEL) for device applications," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp. 1924–1931, Dec. 2003.

# Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag, and Si

J. Pierron, C. Inguibert, M. Belhaj, T. Gineste, J Puech, and M. Raine

Citation: [Journal of Applied Physics](#) **121**, 215107 (2017); doi: 10.1063/1.4984761

View online: <https://doi.org/10.1063/1.4984761>

View Table of Contents: <http://aip.scitation.org/toc/jap/121/21>

Published by the [American Institute of Physics](#)

---

## Articles you may be interested in

[Secondary electron emission yield from high aspect ratio carbon velvet surfaces](#)

[Journal of Applied Physics](#) **122**, 173301 (2017); 10.1063/1.4993979

[Secondary electron emission in the scanning electron microscope](#)

[Journal of Applied Physics](#) **54**, R1 (1983); 10.1063/1.332840

[Broadband millimeter-wave anti-reflection coatings on silicon using pyramidal sub-wavelength structures](#)

[Journal of Applied Physics](#) **121**, 213103 (2017); 10.1063/1.4984892

[On the correlations between the excitonic luminescence efficiency and the QW numbers in multiple InGaN/GaN QW structure](#)

[Journal of Applied Physics](#) **121**, 214505 (2017); 10.1063/1.4984908

[Electron paramagnetic resonance study of MgO thin-film grown on silicon](#)

[Journal of Applied Physics](#) **121**, 213901 (2017); 10.1063/1.4983752

[Simulation of wavelength selection using ZnO nanowires array](#)

[Journal of Applied Physics](#) **121**, 214302 (2017); 10.1063/1.4984830

---

PHYSICS TODAY

WHITEPAPERS

MANAGER'S GUIDE

Accelerate R&D with  
Multiphysics Simulation

READ NOW

PRESENTED BY

 COMSOL



# Electron emission yield for low energy electrons: Monte Carlo simulation and experimental comparison for Al, Ag, and Si

J. Pierron,<sup>1,a)</sup> C. Inguibert,<sup>1,a)</sup> M. Belhaj,<sup>1,a)</sup> T. Gineste,<sup>1</sup> J. Puech,<sup>2,b)</sup> and M. Raine<sup>3,c)</sup>

<sup>1</sup>ONERA, The French Aerospace Lab, 2 Avenue Edouard Belin, 31055 Toulouse, France

<sup>2</sup>CNES, 18 Avenue Edouard Belin, 31401 Toulouse, France

<sup>3</sup>CEA, DAM, DIM, F-91297 Arpajon, France

(Received 21 March 2017; accepted 18 May 2017; published online 6 June 2017)

The electron emission under electron impact between 10 eV and 2 keV is investigated with a Monte Carlo (MC) code in aluminum, silver, and silicon. The code is based on the complex dielectric function theory to describe the inelastic scattering and uses the Mott's model of partial waves to describe the elastic scattering. It takes into account both volume and surface plasmon excitations. The simulation results are compared with the experimental measurements of electron emission yields (EEY) and energy spectra of low energy electrons performed in ultrahigh vacuum on Ar-etched bulk samples. Our MC simulations at low energy are found to be in fairly good agreement with our experimental measurements. The peaks corresponding to the surface plasmon, the volume plasmon and its multiples and to the Auger transitions appear clearly on the energy loss spectra of aluminum, silver, and silicon. The simulated EEY are also in fairly good agreement with our measurements and with data from the literature. The EEY at normal incidence is studied for secondary and backscattered electrons. A focus is made for the EEY below 50 eV where a fairly good agreement is found with Bronstein and Fraiman's measurements on vacuum evaporated samples. Below 2 keV, for silver and aluminum, the total EEY is given for different angles of incidence  $\theta$ . Some discrepancies are observed between our experimental measurements and our MC simulations for high angles of incidence. These discrepancies can be attributed to the modeling of surface plasmon excitations, surface oxidation, or roughness that occur during the Ar-etching process. Published by AIP Publishing. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4984761>]

## I. INTRODUCTION

The study of low energy electron transport in matter is of great interest for many fields of applications. For instance, the number of electrons extracted from a surface when hit by an incident electron, or Electron Emission Yield (EEY), plays an important role in the performances of satellite communication devices<sup>1</sup> or plasma thrusters.<sup>2</sup> The satellite radio-frequency (RF) hardware must handle higher and higher RF power, thus increasing the risks of vacuum discharges. These discharges may be caused in usual space materials (e.g., silver) by low energy electrons from a few eV to a few hundreds of eV.<sup>1–3</sup> In order to prevent the triggering of discharges (e.g., multipactor effect), space industrials tend to highly limit the power of the RF hardware. This is an important issue since most telecommunication applications require more and more power. Similarly, in Hall-effect thrusters (HET), the energy efficiency may be limited by the EEY of the channel material.<sup>2</sup> To improve the HET and RF hardware, the use of materials with low EEY appears essential. As a consequence, a better understanding of the physics of the electron emission is needed, especially at low energy. This requires the development of electron transport codes accurate over small distances of few nanometers and very

low energies of few tens of eV. More precise electron transport codes are also needed for other fields of applications. For example, in microelectronics, the reduction in the size of electronic devices has recently reached about 14 nm (Ref. 4) and thus has created a need in the space community for more precise codes in order to study the effects of ion and electron track-structures on the sensitivity of electronic devices at very low energy.<sup>5–7</sup>

While the electron transport in matter is well described at high energies ( $>keV$ ), it has been much less studied at low (few tens of eV) and very low energy (a few eV) where the energy loss processes strongly depend on the electronic band structure of the materials. Some authors<sup>5–23</sup> have worked to develop numerical methods adapted to the electron transport at low energy. Recently, the Monte Carlo (MC) code OSMOSEE was developed.<sup>24,25</sup> Till now, three materials (aluminum, silver, and silicon) have been implemented in this code for energies between 10 eV and 2 keV.<sup>26</sup> In this code, the inelastic collisions with the target electrons are modeled, thanks to the dielectric function theory. The simulations from the code OSMOSEE are compared to experimental measurements obtained with a facility entirely dedicated to and designed for electron emission characterization.<sup>27–29</sup> At low energy, the data available in the literature for EEY are scarce and exhibit a large scatter.<sup>30</sup> It is difficult to provide EEY data at low energy without artefacts<sup>28</sup> because the EEY strongly depends on the surface state of the sample (oxidation, carbon contamination) or on the experimental set-up

<sup>a)</sup>Electronic addresses: Juliette.Pierron@onera.fr, Christophe.Inguibert@onera.fr, and Mohamed.Belhaj@onera.fr. Tel. 33-562252734.

<sup>b)</sup>Email: Jerome.Puech@cnes.fr

<sup>c)</sup>Email: Melanie.Raine@cea.fr

(vacuum chamber, collector, bulk solid or thin films measurements).<sup>31,32</sup>

In this paper, we present some energy spectra and EEEY for aluminum, silver, and silicon in the energy range of 10 eV–2 keV from the MC code OSMOSEE and from experimental measurements performed in ultrahigh vacuum (UHV) on Ar-etched samples.<sup>27–29</sup> Comparisons of EEEY with the literature are provided for experimental measurements from the literature<sup>30–33</sup> and for the numerical simulations of Kuhr and Fitting,<sup>11–13</sup> Mao *et al.*,<sup>14</sup> and Akkerman *et al.*<sup>5</sup>

## II. MONTE CARLO CALCULATIONS

In the MC code OSMOSEE,<sup>15,16</sup> the elastic interactions (i.e., deflection by nuclei) are described by Mott's model of partial waves. The elastic cross sections are taken from the code ELSEPA of Salvat and co-workers.<sup>34</sup> The inelastic interactions (i.e., collisions with electrons) have been implemented in this new version using the complex dielectric function theory. The code OSMOSEE takes into account the crossing of the surface potential barrier<sup>17,25</sup> and the surface plasmon excitations for all materials. At very low energy, the phonons are implemented by a simple model for silicon.

The MC procedure is a standard one. The type of interaction, the distance traveled between collisions, and the interaction characteristics (scattering angles, energy transfers) are randomly selected according to the interaction cross sections. Details have been described elsewhere.<sup>24,25</sup> The previous version of the code was based on interaction models specific to aluminum. It has been extended to new materials through the implementation of the dielectric function theory that enables simulations for both metals and semiconductors. The new version of the code OSMOSEE is described in Sec. II A. Paths and energy losses are calculated until the electron is emitted out of the solid or until its energy falls under an energy threshold. This threshold equals  $W + E_F$  for metals and  $e\chi + E_G + \Delta V$  for semiconductors, where  $W$  is the work function,  $E_F$  is the Fermi energy,  $E_G$  is the energy bandgap,  $\Delta V$  is the valence bandwidth and  $e\chi$  is the electron affinity. The simulation assumes an isotropic and homogeneous medium.

### A. Dielectric function theory

In the limit of the first Born approximation, the total inelastic cross section  $\sigma$  can be obtained using Eq. (1), where  $NZ$  is the electronic density of the solid,  $T$  is the electron kinetic energy,  $a_0 = 0.529 \text{ \AA}$  is the Bohr radius, and  $\varepsilon(\hbar\omega, \hbar q)$  is the exact dielectric function of the solid with  $\hbar\omega$  and  $\hbar q$  the energy and momentum transferred to the electronic subsystem of the solid<sup>8,35</sup>

$$\frac{d^2\sigma}{d(\hbar\omega)d(\hbar q)} = \frac{1}{NZ} \frac{1}{\pi a_0 T} \text{Im} \left[ \frac{-1}{\varepsilon(\hbar\omega, \hbar q)} \right] \frac{1}{\hbar q}. \quad (1)$$

The imaginary part of the inverse of the dielectric function, called energy loss function, contains all the information on the electronic band structure of the solid. There are usually no experimental data for this function for all energies

$\hbar\omega$  and all momentums  $\hbar q$ ; however, the energy loss function for  $\hbar q = 0$  (optical energy loss function) can be obtained through optical measurements on a wide range of energy and for many materials. Data from Palik's database<sup>36</sup> have been used in this work. The optical energy loss function has been modeled by a sum of Drude type functions (2) on the basis of the work of Ashley and Ritchie and co-workers.<sup>37</sup> In Eq. (2),  $A(k)$  is the height,  $\Gamma(k, 0)$  is the width, and  $E(k, 0)$  is the position of the  $k$  peak on the optical energy loss function. The function  $\Theta(E)$  corresponds to a Heaviside function and is used to model the effect of the electronic  $k$ -shell of binding energy  $E_{bk}(k)$ .<sup>7</sup> A more detailed description of this method can be found in Refs. 7 and 35. Consistency of the fitting has been checked with three sum-rules.<sup>35</sup> A maximum deviation of about 12%, 15%, and 8.7% has been found for aluminum, silver, and silicon, respectively. The optical energy loss function has been extended to all finite momenta  $\hbar q$ , according to two dispersion relations<sup>12,13,35</sup>

$$\text{Im} \left[ \frac{-1}{\varepsilon(\hbar\omega, \hbar q = 0)} \right] = \sum_k \frac{A(k)\Gamma(k, 0)\hbar\omega \times \Theta(\hbar\omega - E_{bk}(k))}{\left(E(k, 0)^2 - (\hbar\omega)^2\right)^2 + (\hbar\omega)^2\Gamma(k, 0)^2}, \quad (2)$$

$$E(k, q) = E(k, 0) + \frac{6E_F(\hbar q)^2}{5E_{pl} \times 2m} \quad \text{where } E_{pl} = \sqrt{\frac{\hbar^2 e^2 N n_{vz}}{\varepsilon_0 m}}, \quad (3)$$

$$\Gamma(k, q) = \Gamma(k, 0)(1 + \beta q^2). \quad (4)$$

In the free electron gas theory, the shift in energy for the bulk plasmon during its damping is given by formula (3), where  $n_{vz}$  is the number of valence electrons of the solid,  $m$  is the electron mass,  $e$  is the electron charge,  $N$  is the atomic density, and  $E(k, 0)$  is the characteristic energy of the  $k$  peak on the optical energy loss function. Relation (4) represents the plasmon broadening,<sup>13</sup> where  $\beta$  is a constant and  $\Gamma(k, 0)$  is the width of the  $k$  peak on the optical energy loss function.

### B. Total inelastic mean free path and stopping power (SP)

The total inelastic mean free path is deduced from the integration of the differential cross section given by Eq. (1) over  $\hbar\omega$  and  $\hbar q$ . The boundaries in  $\hbar q$  are calculated from the conservation law of energy and momentum (5) where  $T$  is the kinetic energy of the electron. This law can be applied in the context of the free electron gas approximation and assumes that (non-relativistic) electrons follow the same conservation law in the vacuum and in the solid<sup>38</sup>

$$qp_{\mp}(T, \hbar\omega) = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} \left[ \sqrt{T_{\mp}} \mp \sqrt{T - \hbar\omega} \right]. \quad (5)$$

In a semiconductor,<sup>8</sup> the conservation law of energy and momentum is modified by replacing  $T$  by  $T - E_G$  in Eq. (5). In the MC code OSMOSEE, the bottom of the conduction

band and of the valence band have been chosen as energy references for metals and semiconductors, respectively. The total inelastic mean free path  $\lambda$  is given with respect to these references for metals and semiconductors by Eqs. (6) and (6'), where  $E$  is the total energy of the electron in the solid. The boundaries in energy transfer  $\hbar\omega$  are obtained with respect to the Pauli principle in both equations<sup>9,39,40</sup>

$$\lambda^{-1}(E) = \frac{1}{\pi a_0(E - E_F)} \times \int_0^{E-E_F} \int_{q_{p-}(E, \hbar\omega)}^{q_{p+}(E, \hbar\omega)} \text{Im} \left[ \frac{-1}{\varepsilon(\hbar\omega, q)} \right] \frac{1}{\hbar q} d(\hbar q) d(\hbar\omega), \quad (6)$$

$$\lambda^{-1}(E) = \frac{1}{\pi a_0(E - E_G - \Delta V)} \int_{E_G}^{E-E_G-\Delta V} \int_{q_{p-}(E-E_G, \hbar\omega)}^{q_{p+}(E-E_G, \hbar\omega)} \text{Im} \left[ \frac{-1}{\varepsilon(\hbar\omega, \hbar q)} \right] \frac{1}{\hbar q} d(\hbar q) d(\hbar\omega). \quad (6')$$

The stopping power (SP) is calculated using Eq. (7) in which  $E_{bk}$  is the binding energy of the k-shell,

$$SP(E) = \int_{\substack{0 \text{ for metals} \\ E_G \text{ for semiconductors}}^{\frac{E+E_{bk}}{2}}} \hbar\omega \frac{d\lambda^{-1}(\hbar\omega)}{d(\hbar\omega)} d(\hbar\omega). \quad (7)$$

As depicted in Figs. 1–3, the total inelastic mean free paths and the stopping powers calculated with this model are in good agreement with data from the literature for aluminum, silver and silicon.

### C. Partial inelastic mean free paths

During its travel inside the solid, an electron may collide with core electrons and weakly bound electrons of the conduction band (i.e., metals) or of the valence band (i.e., semiconductor). By using energy criteria on the energy loss function and different laws of energy and momentum conservation in the aforementioned equations, it is possible to dissociate the contributions of each different interaction.

At low energy transfer, the energy loss function gives the contributions of the weakly bound electrons. The peaks at low energy loss are a mix of individual interactions, collective interactions, and sometimes of interband transitions. Following the work of Cailler and Ganachaud<sup>48</sup> and Penn<sup>49</sup> for free electron gas, individual and collective interactions have been separated according to the laws of energy and momentum conservations (5) and (8), where (8) gives the momentum  $\hbar q_s$  in between  $\hbar q_{s-}$  and  $\hbar q_{s+}$  of an upcoming electron hitting an electron of the Fermi sea<sup>48</sup>

$$q_{s\pm}(\hbar\omega) = \mp \frac{\sqrt{2mE_F}}{\hbar} + \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} (E_F + \hbar\omega)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Hence, the domain of integration on  $(\hbar\omega, \hbar q)$  for Eq. (1) may be divided into three domains: the domain defined between  $q_{p-}$  and  $q_{s-}$  and the domain defined between  $q_{s+}$  and  $q_{p+}$  for collective interactions, and the domain defined between  $q_{s-}$  and  $q_{s+}$  for individual interactions. For example, Fig. 4 shows this separation for aluminum. Figure 4(a) represents the energy loss function (ELF) of aluminum as a function of the energy  $\hbar\omega$  and the momentum  $\hbar q$  transfers for the K-shell, the L-shell, and for the weakly bound electrons. The corresponding conservation laws  $qp$  and  $qs$  used

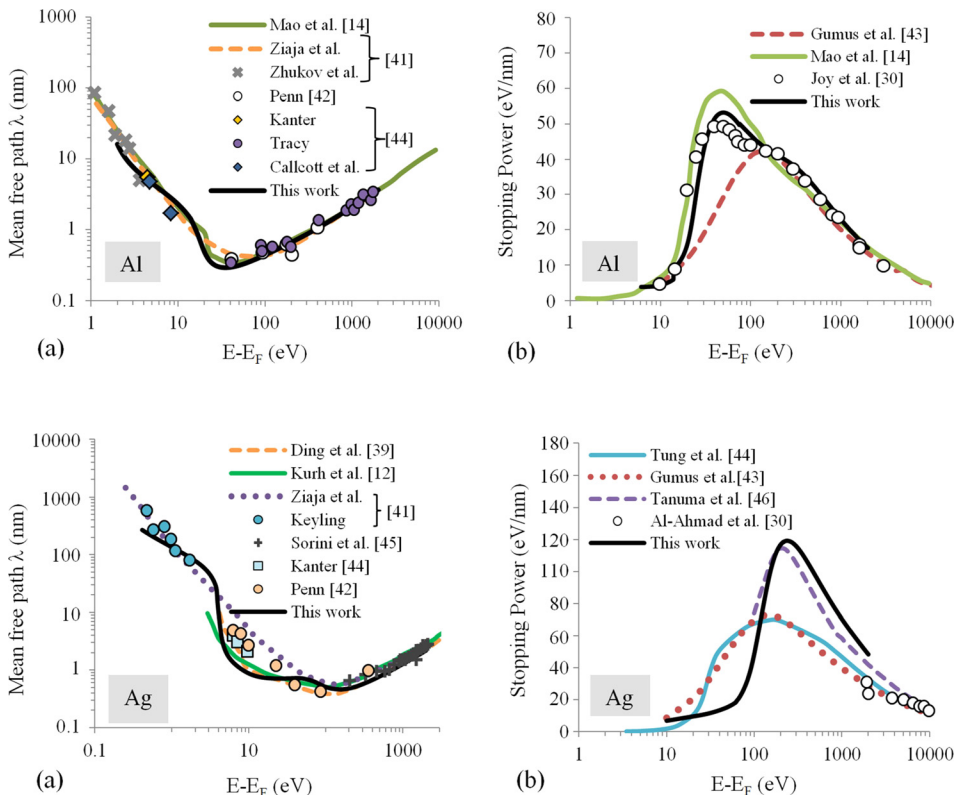


FIG. 1. (a) Total inelastic mean free path and (b) stopping power for aluminum. The dots are experimental measurements from Refs. 30, 42, and 44 (and the references therein). The lines from Refs. 14, 41, and 43 and the crosses from Ref. 41 (and the references therein) are used for calculations.

FIG. 2. (a) Total inelastic mean free path and (b) stopping power for silver. The dots are experimental measurements from Refs. 30, 41, 42, and 44 (and the references therein). The lines from Refs. 12, 39, 41, 43, 44, and 46 and the crosses from Ref. 45 are used for calculations.

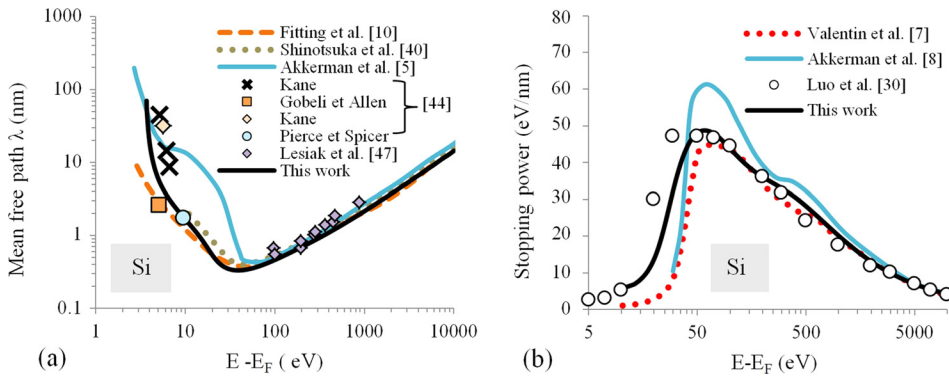


FIG. 3. (a) Total inelastic mean free path and (b) stopping power for silicon. The dots are experimental measurements from Refs. 30, 44, and 47 (and the references therein). The lines from Refs. 5, 7, 8, 10, and 40 (and the crosses from Ref. 44 (and the references therein) are used for calculations.

to separate the domain of individual (II) and the domains of collective interactions (I and III) with the conduction band are shown in Fig. 4(b).

This model assumes that a plasmon entering the domain II of individual interactions cannot be differentiated from an individual interaction with the conduction band. In the MC code, the plasmon is assumed to decay into a single electron-hole pair, which is the most probable phenomenon.<sup>50</sup> For aluminum, as depicted by the color scale of Fig. 4, the domain III may be disregarded like in Lindhard’s model<sup>48</sup>

At high energy transfer [see Fig. 4(a)], the peaks on the energy loss function are mostly due to ionizations. To calculate the partial mean free path for each inner-shell ionization, the boundaries in energy transfer were replaced in Eqs. (6) or (6’) by  $E_{bk}$  and by  $(E_{bk} + E)/2$ . The higher boundary takes into account the exchange effects between the primary electron and the secondary electron.<sup>35</sup> The first Born

approximation used in the MC code assumes that the initial and final states of the incident electron are plane waves. This approximation is adequate to describe inelastic collisions for small binding effects<sup>51</sup> however it is less relevant at energies near the ionization thresholds because it neglects the distortion of the incident electron wave function during the collision.<sup>51,52</sup> The calculated mean free paths for the inner-shell ionizations are shown in Fig. 5 for aluminum [Fig. 5(a)] and silicon [Fig. 5(b)].

These calculations are in fairly good agreement with the calculations using the Gryzinski’s formula<sup>53</sup> and with the recent work of Llovet *et al.*<sup>52</sup> that takes into account the deformed wave function for electrons in the first Born approximation.

Models from the dielectric function theory are limited at low energy by the first Born approximation, which tends to gradually overestimate cross sections and eventually fails at

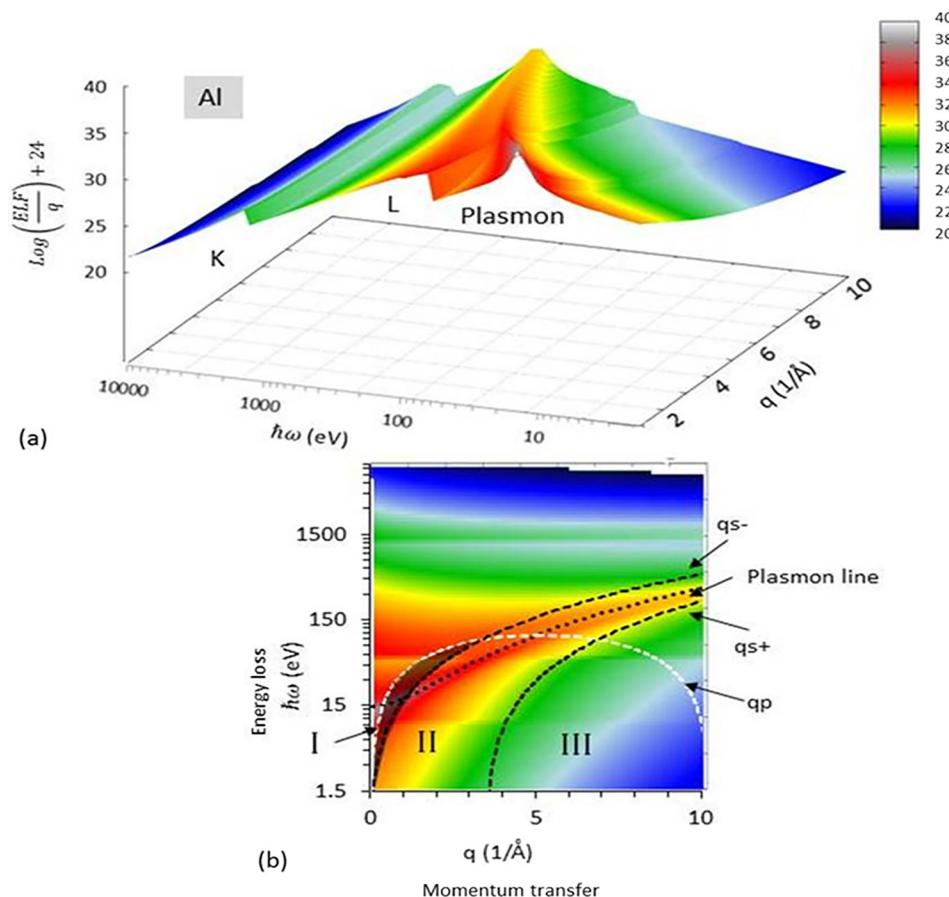


FIG. 4. (a) Energy loss function (ELF) of aluminum as a function of energy  $\hbar\omega$  and momentum  $\hbar q$  transfers. (b) Projection of the ELF in the  $(q, \hbar\omega)$  plane. The domains II and I correspond, respectively, to the domain of individual and collective interactions with the conduction band defined by the relations of dispersion  $qp(E, \hbar\omega)$  and  $qs(\hbar\omega)$ . The two dispersion relations  $qs$  and  $qp$  intersect each other when  $\hbar\omega = E - E_F$ . The dashed white line corresponds to  $qp(E, \hbar\omega)$  obtained from Eq. (5) with  $E = 100$  eV. In both (a) and (b) the height of the ELF is described by the color scale given on the top right-hand corner.

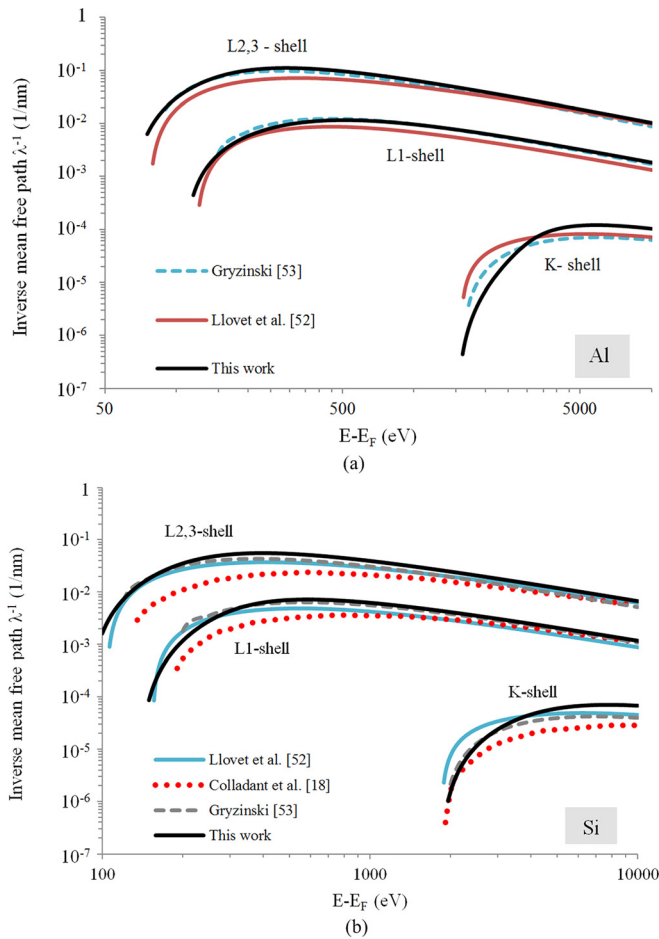


FIG. 5. Cross sections for inner-shell ionizations in (a) aluminum and (b) silicon. The dashed, dotted and full lines represent, respectively, calculations using Gryzinski's formula from Ref. 53, data from Ref. 18, and calculations from Ref. 52 obtained through the authors' code freely available from the NIST website.

low energy below a few hundred of eV.<sup>19</sup> At such energy, one may take into account exchange and correlation phenomena.<sup>8,9</sup> If some authors use corrections at very low energy for exchange effects,<sup>38,51</sup> according to Tanuma *et al.*<sup>46</sup> there is no tendency or experimental data showing that these corrections are necessary or valid. Such corrections have not been taken into account in this work.

#### D. Surface plasmon excitations

The surface of a solid corresponds to a discontinuity of the electronic density. As a first approximation, this discontinuity changes the dispersion relation for the plasmon from  $\varepsilon(\omega, q) = 0$  in the bulk solid (volume plasmon) to the relation  $\varepsilon(\omega, q) + 1 = 0$  near the surface (surface plasmon).<sup>48</sup> The contribution of surface plasmons is estimated thanks to the optical energy loss function<sup>13,48,54</sup> where  $Im[-\frac{1}{\varepsilon(\omega, q)}]$  is replaced by  $Im[-\frac{1}{\varepsilon(\omega, q)+1}]$ . This surface energy loss function has been used to calculate the surface plasmon mean free path  $\lambda_{sp}$  in the aforementioned equations.<sup>20</sup> This expression enhances the surface contribution and gives the expected values for the surface plasmon energies. For aluminum and silicon, respectively, the obtained energy is 10.72 eV [expected

value of  $\sim 10.6$  eV (Refs. 21 and 55)] and 11.64 eV [expected value of  $\sim 11.6$  eV (Refs. 21, 22, and 56)]. For silver, the modeling of the surface energy loss function gives several peaks corresponding to surface excitations at 3.6 eV, 6.9 eV, 14.9 eV, and 25.6 eV.<sup>57</sup> For the sake of simplicity, the same dispersion relation is used for volume and surface plasmons. Some authors<sup>22,55,56,58</sup> do not take into account the full momentum  $q$  in the equations but its component parallel to the surface  $q_{||}$  as described by Raether.<sup>59</sup> Recently, the momentum transfer dependence for the energy loss functions has been discussed by Calliari *et al.*<sup>22</sup> who concluded that the component normal to the surface may be neglected in the surface energy loss function, and that to account for single particle excitations at high momentum transfer, a term in  $q^4$  may be added to the dispersion relation in Eq. (3). However, as the term in  $q^2$  is dominant at low momentum transfer,<sup>22</sup> it appears that Eq. (3) may be adequate as a first approximation.

If the shape of the differential inelastic cross sections can be reasonably described by a linear combination of the bulk and of the surface energy loss functions,<sup>60,61</sup> a linear combination may not be adequate to calculate the energy loss spectra.<sup>60,61</sup> More accurate models to describe surface excitations have been investigated with Monte Carlo codes.<sup>20,23,54,55,57,60-67</sup> Nevertheless, according to previous work<sup>20,56,58</sup> and given that our main interest is to calculate the electron emission yields, a simple model may be sufficient.

The surface collective excitations can only occur near the surface in a region of a given thickness. They can occur inside the solid or in the vacuum<sup>22,23,55-58,65</sup> where they can lead to the creation of secondary electrons emitted from less than half an angstrom below the surface.<sup>68,69</sup> In this work, we did not consider the excitations of surface plasmons in the vacuum. Similarly, the volume plasmons occur in a region of a given thickness in the bulk and vanish near the surface.<sup>54</sup> This leads to the reduction near the surface of the contribution of volume plasmons and to an increase of the contribution of surface plasmons (Begrenzung effect). According to Chen *et al.*,<sup>54</sup> the width  $z_0$  of the surface scattering zone is determined by the electron velocity  $v$  divided by the plasmon frequency. Hence, the surface plasmon excitations may only occur in the first atomic layers of a surface.<sup>62,64</sup> Moreover, the probability for exciting surface plasmons increases for low energy and high angles of incidence  $\theta$ , when the electrons remain close to the surface.<sup>62</sup> Some authors<sup>55,70</sup> have included the dependence of the angle of incidence directly in their calculations on the differential inelastic mean free path for surface plasmons, however this dependence was found to be rather weak due to the compensation of volume and surface excitations.<sup>50,70</sup> We did not include such a dependence but the coupling between the surface plasmons and the volume plasmons is taken into account by means of the relations (9) and (10) with  $z$  being the depth of the electron in the solid<sup>12,13,24,39</sup> and  $\omega$  the plasmon frequency. The corresponding probabilities for these interactions are shown in Fig. 6,

$$\lambda_{vp}^{-1}(z, E) = \lambda_{vp}^{-1}(E) \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{z}{z_0(\hbar\omega_p)}\right) \right], \quad (9)$$

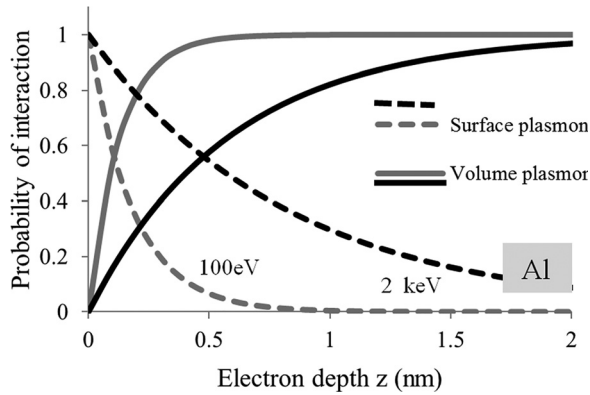


FIG. 6. Probability of interaction for surface (dashed lines) and volume plasmons (full lines) as a function of the depth  $z$  of the electrons in aluminum for incident energies of 100 eV (grey) and 2 keV (black).

$$\lambda_{sp}^{-1}(z, E) = \lambda_{sp}^{-1}(E) \times \left[ \exp\left(-\frac{z}{z_0(\hbar\omega_s)}\right) \right] \text{ where} \\ z_0(\hbar\omega) = \frac{v}{2\omega}. \quad (10)$$

The calculated differential inelastic mean free paths for volume and surface plasmons (not shown here) at different depths  $z$  have been compared to those of Chen *et al.*<sup>55</sup> for aluminum and of Chen *et al.*<sup>57</sup> for silver. As expected, a similar dependence of the depth  $z$  was found. However, for both materials, it appears that a simple model overestimates the contribution of surface plasmons. This may also be the case for silicon where the peak for the surface plasmon in our energy loss function is about 30% higher than the calculations of Ding *et al.*<sup>56</sup>

### III. EXPERIMENTAL MEASUREMENTS

All our experimental measurements were performed in the ultrahigh vacuum (UHV) facility located at ONERA.<sup>27–29</sup> This facility enables the measurements of energy spectra and EEY below 2 keV. A full description of this facility entirely dedicated to and designed for the study of electron emission can be found in Refs. 27–29. A dry turbo-molecular pump associated with an oil-free primary pump maintains the system at a vacuum level down to  $5 \times 10^{-9}$  mbar. The analysis chamber is grounded and baked to 180 °C for 16 h prior to the measurements.

Before being mounted in the measurement system, the samples are washed with ethanol. Next, they are outgassed in UHV for 10 days and heated to 100 °C for 4 h during the UHV exposure. Then, the samples are sputter-cleaned by an Ar ion beam. The Tectra ion gun used for etching has an energy range from 50 eV to 5000 eV. The argon gas is injected through a microleak valve and the atoms are excited by microwaves generated by a magnetron with a 2.45 GHz frequency. In this work, the energy chosen for the ion gun is of 1 keV and its angle of incidence is normal to the surface.

For the measurements, an ELG-2 electron gun from Kimball Physics is used. The electron beam is pulsed during EEY measurements to limit surface conditioning and is

continuous during the acquisition of the energy spectra. For the EEY, the sample is negatively biased to  $-9$  V. For the energy spectra, an Omicron hemispherical electron analyzer is used. It can record spectra from 2 eV to 2000 eV. For all measurements, the sample holder enables the variation of the angle of incidence  $\theta$  for the electron beam from  $0^\circ$  to  $60^\circ$ .

Before measuring the energy loss spectra and the EEY, the composition and cleanliness of the sample surface are monitored by Auger electron spectroscopy. The Auger analysis shows a low level of oxidation for aluminum and silicon, and a very low level of carbon contamination for the three materials (aluminum, silver and silicon). After the measurements, the roughness of the samples has been estimated by scanning electron microscopy. This measurement shows that, in our case, the Ar-etching process has increased the roughness of the silver sample.

### IV. DISCUSSION: COMPARISON BETWEEN MONTE CARLO SIMULATIONS AND EXPERIMENTAL MEASUREMENTS

In this section we present energy loss spectra and EEY from experimental measurements performed within the UHV facility described in Sec. III, and the MC simulations from the code OSMOSEE described in Sec. II.

#### A. Energy loss spectra

Several energy spectra are shown for backscattered electrons and secondary electrons in Figs. 7–10 for the three studied materials. Some backscattered electrons are primary electrons that get out from the solid after undergoing a single inelastic collision. An energy loss  $\hbar\omega$  will give rise to a structure on the spectrum at an energy  $E = E_0 - \hbar\omega$  where  $E_0$  is the energy of incidence. Usually, the backscattered electron energy spectra are given in energy loss  $\hbar\omega = E_0 - E$ . Similarly, the secondary electrons emitted with an energy of  $E_s$  in the solid will give rise to a structure on the spectrum at an energy  $E = E_s - W$  where  $W$  is the work function of the solid. The secondary electron energy spectra are usually given in energy  $E$ . These spectra show a peak between 2 and 5 eV, mostly due to secondary electrons that are created with low energy and near the sample surface. In this section, comparisons for different angles of incidence  $\theta$  are presented,  $\theta$  being given with respect to the surface normal.

Figure 7 shows the backscattered electron energy spectra of aluminum for energies of incidence of  $E_0 = 130$  eV [Fig. 7(a)] and  $E_0 = 1989$  eV [Fig. 7(b)]. The surface (sp) and volume plasmon (vp) peaks can be identified, respectively, at  $\hbar\omega = 10.6$  eV (Refs. 21 and 55) and  $\hbar\omega = 14.8$  eV (Refs. 21 and 55) for both incident energies. For the  $E_0 = 130$  eV spectra, a comparison is given with the experimental measurements of Riccardi *et al.*<sup>71</sup> on UHV Ar-etched samples. The agreement between Riccardi's data and our MC simulation is fairly good despite the difference in the angle of incidence  $\theta$ . The angle of incidence  $\theta$  is  $30^\circ$  for Riccardi's measurements and  $57^\circ$  for our simulated spectrum. Our MC simulations have shown that at a low energy of  $E_0 = 130$  eV,

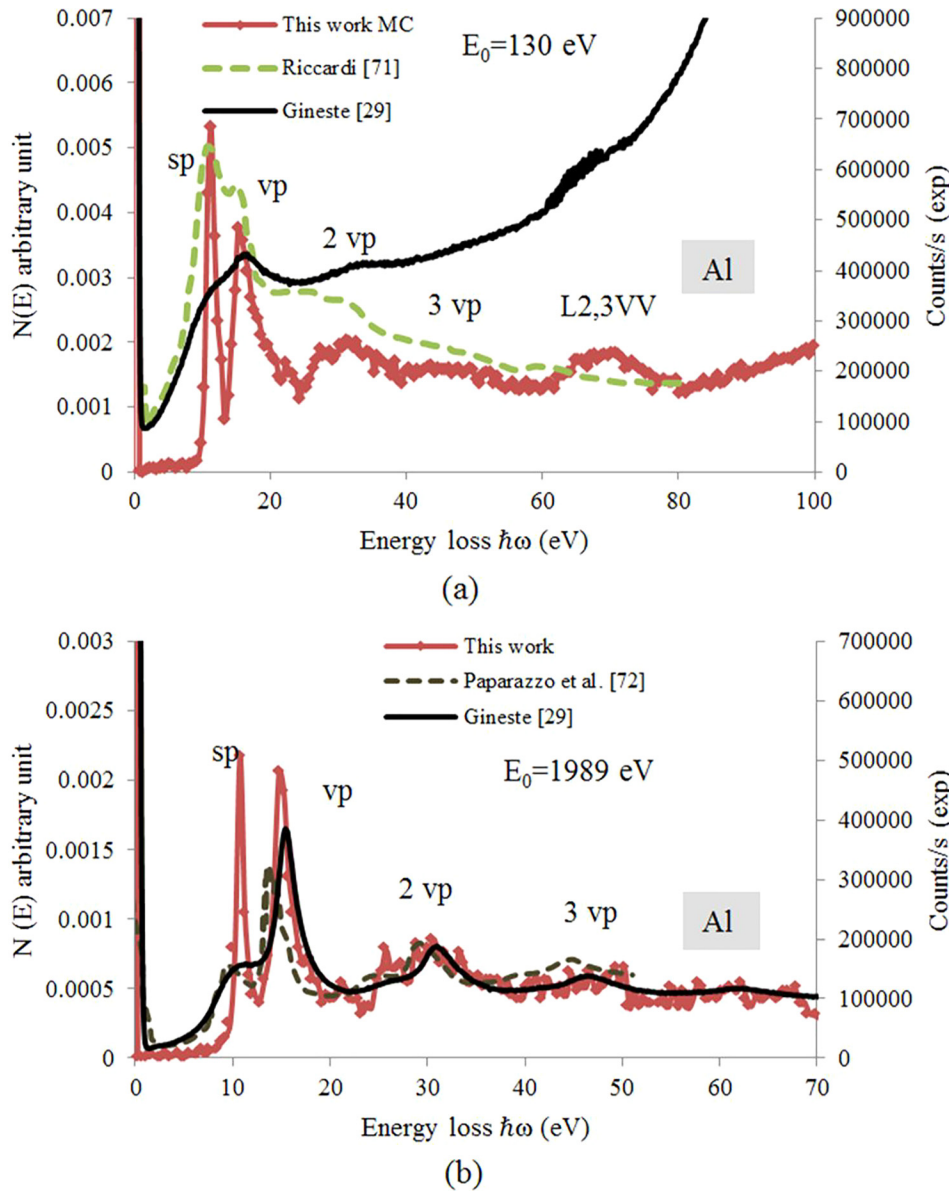


FIG. 7. Energy loss spectra for backscattered electrons in aluminum at (a)  $E_0 = 130$  eV and (b)  $E_0 = 1989$  eV. The full black lines are the experimental measurements of Gineste<sup>29</sup> from our facility given with an energy resolution of 0.1 eV and an angle of incidence  $\theta = 57^\circ$  between the sample holder and the electron beam. The spectra in dotted lines are MC simulations from the code OSMOSEE with an energy step of 0.5 eV and an angle of incidence  $\theta = 57^\circ$  for (a) and  $45^\circ$  for (b). The spectra in dashed lines are (a) the experimental measurements of Riccardi *et al.*<sup>71</sup> with an angle  $\theta = 30^\circ$  and an energy beam of 130 eV, and (b) the experimental measurements of Paparazzo<sup>72</sup> with  $\theta = 45^\circ$  and  $E_0 = 2000$  eV.

there are not many differences between an angle of  $\theta = 30^\circ$  and of  $\theta = 57^\circ$ . In our calculated spectrum and in the Riccardi's spectrum, the surface plasmon peak is found to be higher than the volume plasmon peak. It is not the case

however in our experimental measurements, in which both surface and volume plasmons are not well defined. At  $E_0 = 130$  eV, despite the increase of our experimental spectrum beyond 20 eV, that is not observed in our simulation,

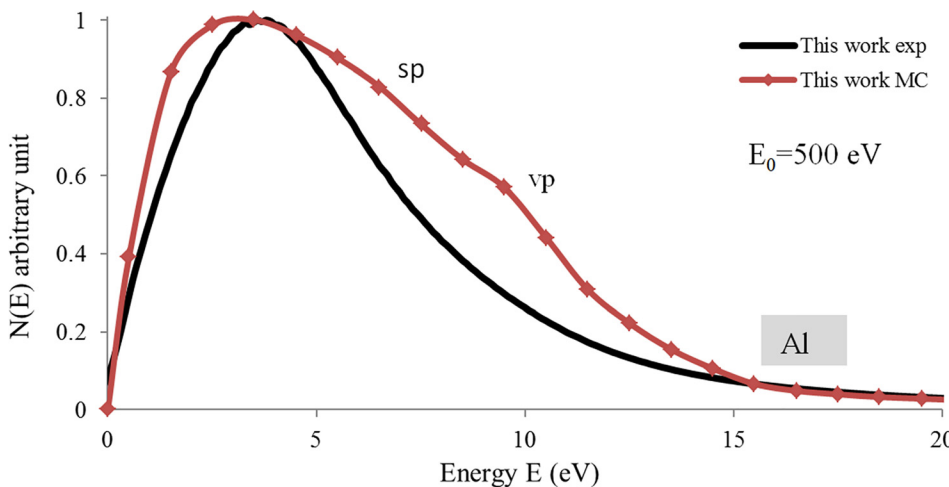


FIG. 8. Energy spectra for secondary electrons at  $E_0 = 500$  eV for aluminum. The spectrum in full line is our experimental measurements with an energy resolution of 0.1 eV and an angle of incidence  $\theta = 22.5^\circ$  between the sample holder and the electron beam. The spectrum in dotted line is a MC simulation from the code OSMOSEE with an energy step of 1 eV and  $\theta = 22.5^\circ$ .

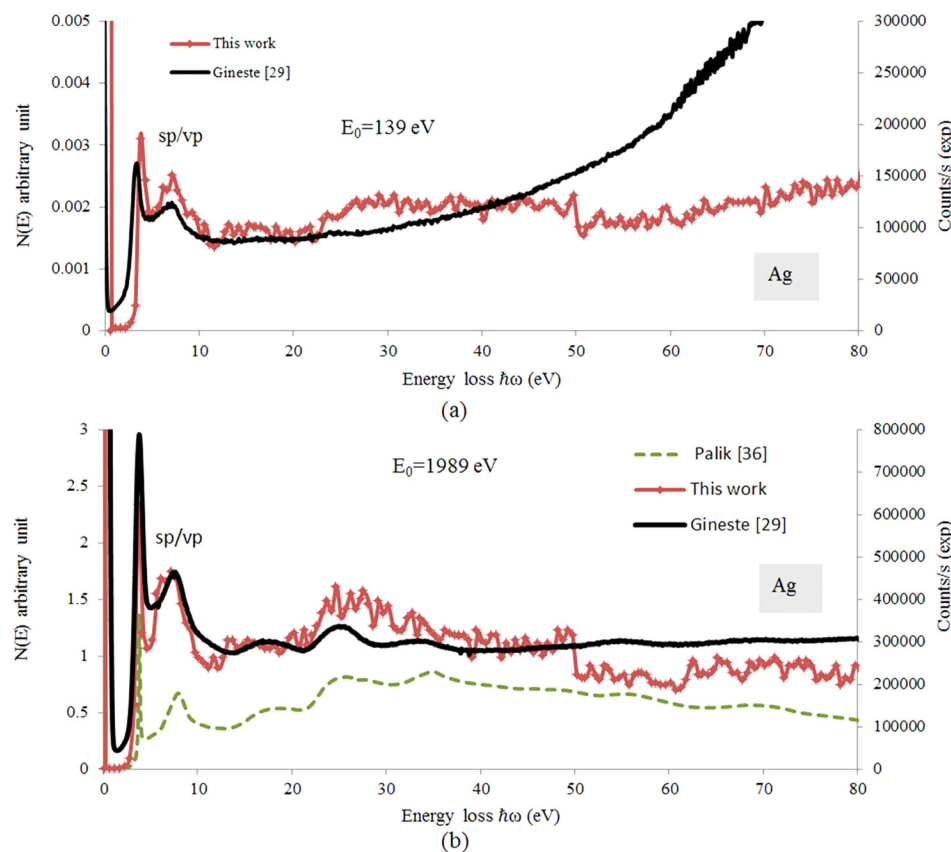


FIG. 9. Energy loss spectra for back-scattered electrons in silver at (a)  $E_0 = 139$  eV and (b)  $E_0 = 1989$  eV. The full black lines are the experimental measurements from our facility from Ref. 29 with an energy resolution of 0.1 eV and an angle  $\theta = 57^\circ$ . The spectrum with the dotted line are MC simulations with an energy step of 0.5 eV and an angle  $\theta = 57^\circ$ . In (b) the dashed green line is the optical energy loss function of silver from Ref. 36.

two characteristic peaks can be observed, respectively, at  $\sim 30$  eV and  $\sim 70$  eV. These peaks correspond to the excitation of two volume plasmons and to the L2,3VV Auger transition.

For an electron beam of  $E_0 = 1989$  eV, our experimental and simulated spectra are compared in Fig. 7(b) to the experimental measurements of Paparazzo<sup>72</sup> on the cleaned aluminum sample. The angle of incidence  $\theta$  is  $45^\circ$  for Paparazzo's measurements and our simulated spectrum, and  $57^\circ$  for our experimental spectrum. On the three spectra, the volume plasmon multiples are well defined. As with the case of  $E_0 = 130$  eV, the surface plasmon peak of our MC simulated spectrum is much higher than those of the experimental spectra. This result (expected from the theory discussed in Sec. IID.) also appears on the simulated energy loss spectra of Dapor *et al.*<sup>66</sup>

It is difficult to evaluate the relative contribution of surface and volume plasmons because it depends on several parameters. First, when increasing the energy of incidence, the electrons go deeper into the solid, hence the contribution of the volume plasmon increases and the contribution of the surface plasmon decreases. This behavior is in agreement with the previous measurements of Paparazzo<sup>72</sup> on cleaned aluminum samples and of Tougaard *et al.*<sup>73</sup> on UHV evaporated aluminum samples. Second, when tilting the sample (increasing the angle of incidence  $\theta$ ), the electrons stay closer to the surface and, as a result, the surface plasmon contribution increases. Hence, for a comparison between spectra, one may take into account the angle of incidence  $\theta$ , especially at high energy. For experimental

measurements, the relative contribution of surface and volume plasmons strongly depends on the surface state of the sample which is never perfectly controlled and on the resolution of the spectrometer which is likely to mix the peaks if they are close to each other. For MC simulations, it strongly depends on the models used to describe the surface and volume plasmons.

Figure 8 provides the energy spectra for secondary electrons in aluminum for  $E_0 = 500$  eV. These spectra have been normalized by the maximum of the secondary electron distribution. The MC simulation shows a shoulder at around 10 eV corresponding to the volume plasmon.<sup>24,74</sup> According to Roupie,<sup>24</sup> a slight shoulder at 7 eV (corresponding to the surface plasmon excitations) may also be seen on the MC simulated spectrum of aluminum. In Fig. 8, the simulated distribution of low energy secondary electrons is wider than the experimental measurements. This result is coherent with the simulations of Mao *et al.*<sup>14</sup> for electrons of  $E_0 = 600$  eV. This discrepancy may be due to the low level of oxidation of the sample surface which has been demonstrated by Pillon *et al.*<sup>74</sup> to narrow the width of the secondary electron distribution.

Figure 9 shows the backscattered electrons energy spectra for silver at  $E_0 = 139$  eV [Fig. 9(a)] and  $E_0 = 1989$  eV [Fig. 9(b)]. At these incident energies, a peak around 3.8 eV appears clearly on both experimental and simulated spectra. It is due to both surface (3.7 eV) and volume (3.78 eV) plasmon excitations.<sup>75</sup> However, the surface and volume plasmon peaks at  $\sim 3.8$  eV in silver are usually not well-resolved in electron energy loss spectroscopy.<sup>75</sup> The experimental and



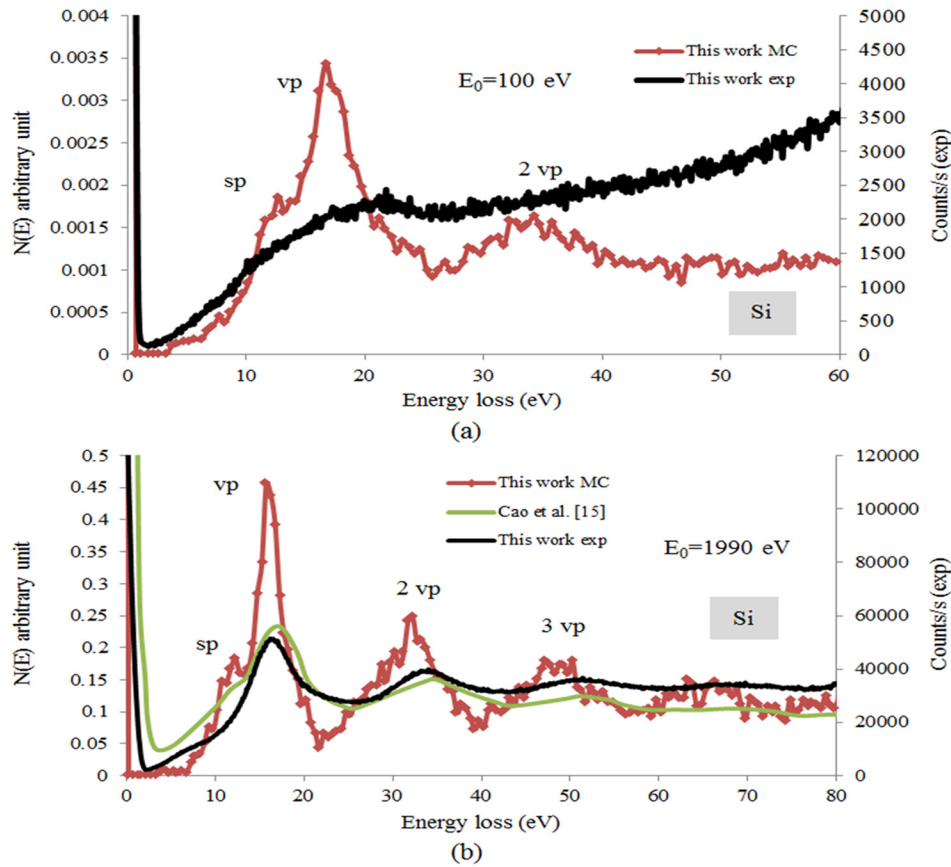


FIG. 10. Energy loss spectra for backscattered electrons in silicon at (a)  $E_0 = 1990$  eV and (b)  $E_0 = 100$  eV. The full black lines are the experimental measurements from our facility with an energy resolution of 0.1 eV. The spectra in dotted lines are MC simulations with an energy step of 0.5 eV and an angle of incidence  $\theta = 57^\circ$  for  $E_0 = 1990$  eV and of  $22^\circ$  for  $E_0 = 100$  eV. In (b) the dashed green line is the experimental measurements of Cao *et al.* from Ref. 15 for  $E_0 = 1000$  eV and  $\theta = 0^\circ$ .

MC simulated spectra of Figs. 9(a) and 9(b) also show a peak near 8 eV which is currently attributed to a plasmon excitation.<sup>75</sup>

The optical energy loss function, also seen in Fig. 9(b), shows several peaks at 17.5 eV, 25.4 eV, and  $\sim 33$  eV that are not well-resolved on the  $E_0 = 139$  eV experimental spectrum but can be identified on the  $E_0 = 1989$  eV experimental spectrum. Except for the first peak, those features are not well-resolved in our MC simulated spectra.

Figure 10 presents the energy spectra for the backscattered electrons in silicon for  $E_0 = 100$  eV [Fig. 10(a)] and  $E_0 = 1990$  eV [Fig. 10(b)]. The surface (sp) and volume plasmons (vp) can be identified,<sup>15,16</sup> respectively, at  $\hbar\omega = 11.6$  eV and  $\hbar\omega = 16.8$  eV. On most spectra, the peaks corresponding to the volume plasmon excitations and its multiples appear clearly,<sup>15</sup> with an exception in Fig. 10(a) for our  $E_0 = 100$  eV experimental spectrum. In this spectrum, the peak corresponding to the surface plasmon at 11.6 eV does not appear experimentally. For our  $E_0 = 1990$  eV spectra [Fig. 10(b)] a comparison is given with the experimental measurements of Cao *et al.*<sup>15</sup> for  $E_0 = 1000$  eV and  $\theta = 0^\circ$ . This experimental spectrum does not show a well-resolved surface plasmon peak, which is also in agreement with the measurements of Calliari *et al.*<sup>22</sup> and of Dapor *et al.*<sup>66</sup> on silicon.

For the three materials, our MC simulated energy loss spectra are in relatively good agreement with our experimental measurements and with the literature.<sup>14,15,21,71–75</sup> As depicted in Figs. 7, 9–10, the MC energy loss spectra and

most of the experimental energy loss spectra for the backscattered electrons show the peaks corresponding to the surface plasmon (sp), the volume plasmon (vp) and its multiples, and the Auger transitions. However, generally speaking, the agreement with the experimental data is better for high incident energy ( $\sim 2$  keV) than for low energy ( $\sim 100$  eV). In particular, for low incident energies, the simulations are not able to reproduce the increase observed on our experimental spectra at few tens of eV. These discrepancies may be mainly explained by the fact that we use a simple model to describe the surface plasmons.<sup>60,61</sup> To a lesser extent, some differences may be due to the oxidation of the surface sample that will have a larger impact on the emitted spectrum for low incident electron energy. In fact, for easily oxidized materials such as aluminum or silicon, a capping layer of oxide may be built up at  $10^{-9}$  mbar after the Ar-etching. Given these considerations, our MC spectra are in relatively good agreement with the experimental spectra.

## B. Electron emission yield for different angles of incidence

Electron emission yield (EEY) is defined as the ratio between the number of electrons emitted by a solid over the number of incident electrons. The EEYs for aluminum, silver and silicon are shown in Figs. 11–17. Comparisons for different angles of incidence  $\theta$  are presented in Figs. 11 and 13 for the total EEY. In these figures, the angle  $\theta = 0^\circ$  corresponds to the normal incidence. Figs. 12, 14, and 16 show the electron emission yield for the backscattered electrons (BSEY or  $\eta$ ) and/or the electron emission yield for the

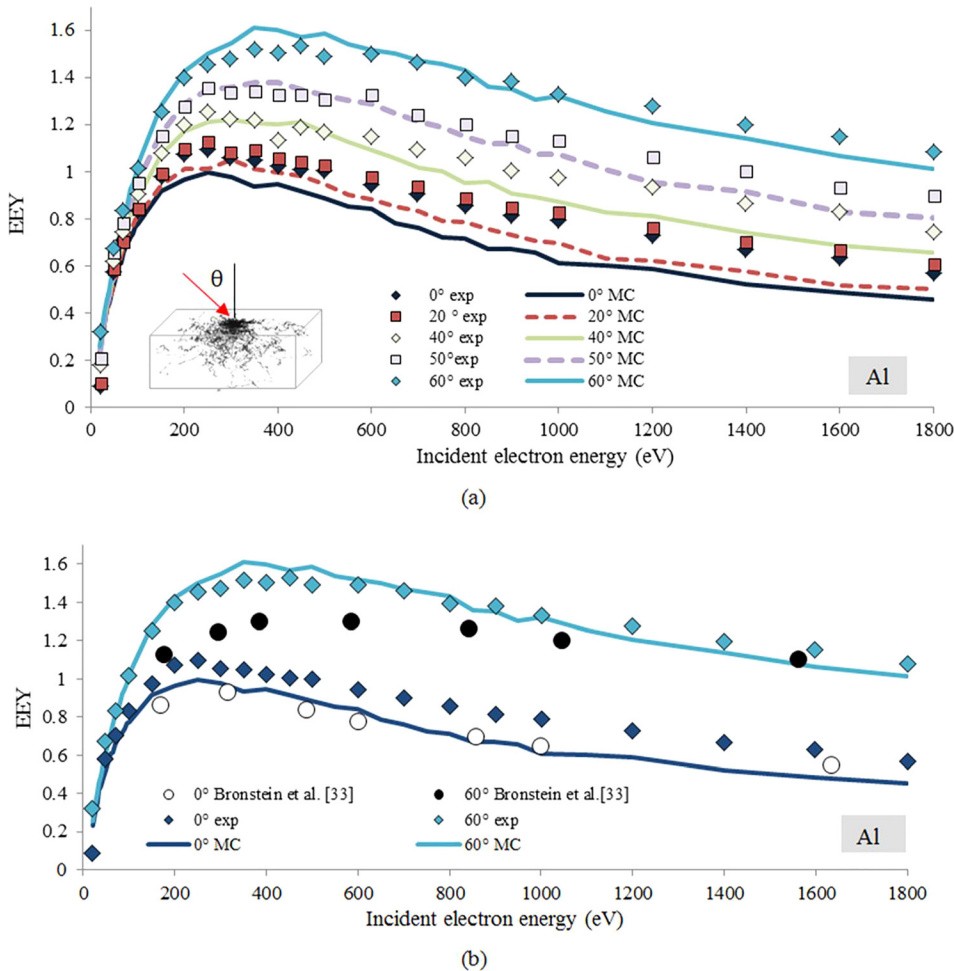


FIG. 11. (a) and (b) EY between 10 eV and 2 keV for aluminum at different angles  $\theta$  of incidence. In both figures, the squares are for experimental data from our facility from Gineste<sup>29</sup> and the lines (full and dashed) are MC simulations from the code OSMOSEE. In (b) the circles are used for Bronstein and Fraiman’s data from Ref. 33. Both the experimental (<10%) and the numerical (~3%) uncertainties are smaller than the size of the symbols used to plot the data.

secondary electrons (SEY or  $\delta$ ). At low energy, comparisons of our data with the literature are given with the measurements of Bronstein and Fraiman<sup>33</sup> on vacuum evaporated samples. For the three materials, the agreement between our MC simulations and experimental measurements is found to be good between 10 eV and 2 keV.

Figure 11(a) shows the total EY for aluminum as a function of the incident electron energy for different angles of incidence ( $0^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 50^\circ$  and  $60^\circ$ ). As can be seen on this figure, our experimental measurements are in very good

agreement with MC simulations (the difference is of less than 10% without the first point). The overall variation of the EY is faithfully reproduced when the angle of incidence  $\theta$  is increased. As can be seen, at a high angle of incidence our MC simulations tend to slightly overestimate the EY. This result may be due to the use of a simple model for the surface plasmons (see Sec. IID).

Figure 11(b) presents the case of an incident angle  $\theta=60^\circ$  for which Bronstein and Fraiman<sup>33</sup> performed some measurements. Some differences can be seen between our

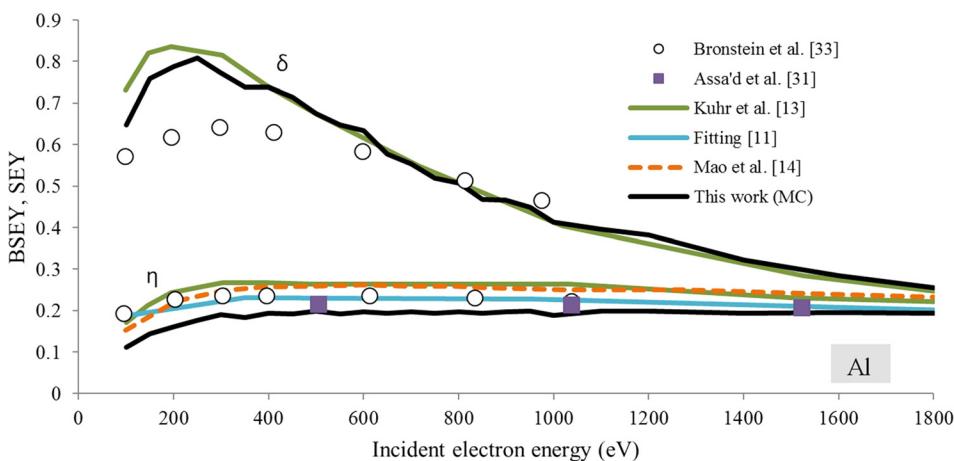


FIG. 12. SEY  $\delta$  and BSEY  $\eta$  for aluminum at  $\theta = 0^\circ$ . The dots are for experimental measurements from Refs. 31 and 33. The full and dashed lines are MC simulations from Refs. 11, 13, and 14.

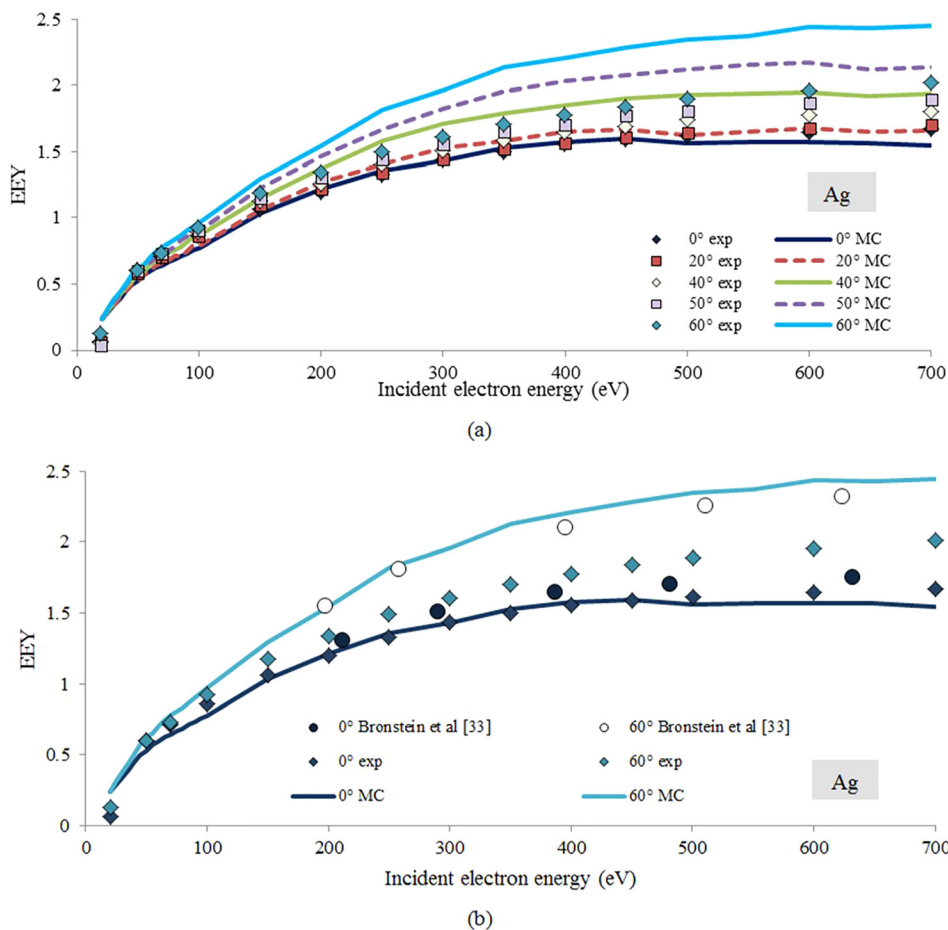


FIG. 13. (a) and (b) EY for silver for different angles of incidence  $\theta$ . The squares are for experimental data from our facility from Gineste<sup>29</sup> and the lines (full and dashed) are used for our MC simulations. In (b) the circles are Bronstein and Fraiman's data from Ref. 33.

experimental data and those of Bronstein and Fraiman, however, between 200 and 800 eV the maximum difference is still less than 20%.

At low energy, data for EY are scarce and show a large scatter<sup>14,30</sup> up to sometimes a factor 2 or 3. In most cases, these discrepancies can be attributed to the oxidation of the surface that is known to strongly affect the EY. However, both sets of measurements are expected to have a relatively low level of oxidation. The samples of Bronstein and Fraiman<sup>33</sup> have been evaporated under vacuum, which ensures getting a clean surface with a minimum level of oxidation. The cleanliness of our sample has been obtained by eroding the surface with argon ions. Since our measurements are performed on bulk solids, for easily oxidized materials such as aluminum and silicon, a capping layer of oxide may be built up at  $10^{-9}$  mbar on the sample after the Ar-etching. Air-exposed aluminum samples are described by a higher EY and a steeper shoulder at low energy.<sup>27,29</sup> The remaining discrepancies between our data and those of Bronstein and Fraiman may be due to surface effects or to the experimental set-ups. First, our data are measurements on bulk solids whereas Bronstein and Fraiman's data are measurements on samples evaporated in vacuum. Second, Ar-etching has an effect on the surface roughness which is known to directly impact the EY.<sup>76</sup> According to these considerations, our experimental data and those of Bronstein and Fraiman are in relatively good agreement.

The separation between the backscattered electron emission yield (BSEY or  $\eta$ ) and the secondary electron emission yield (SEY or  $\delta$ ) has also been performed. Figure 12 shows, in the case of aluminum, the BSEY and the SEY at  $\theta = 0^\circ$ . A comparison of our MC simulations with data from the literature<sup>12-14</sup> is given. The method used for the simulation assumes that the electrons with energy higher than 50 eV are backscattered electrons. Our calculations are in good agreement with the simulations of Kuhr and Fitting<sup>12,13</sup> and of Mao *et al.*<sup>14</sup> for both the BSEY  $\eta$  and the SEY  $\delta$ , even if our simulations underestimate by  $\sim 20\%$  the BSEY of these references. Compared to Bronstein and Fraiman's experimental data,<sup>33</sup> between 100 and 500 eV, the SEY is overestimated by the different MC calculations.

Figure 13(a) shows the EY of silver for different incidence angles  $\theta$ . As depicted in this figure, the MC simulations reproduce quite faithfully the overall variation of the EY. At  $\theta = 0^\circ$  the agreement is very good with our experimental data. The difference is of about 13% at 1 keV knowing the fact that our simulations do not take into account all the allowed Auger transitions. Only the most probable Auger transitions for the M-shell are considered in the code OSMOSEE, which contributes to underestimate the production of secondary electrons.

When increasing the angle of incidence, the MC simulations reproduce the overall increase of the EY. However, compared to our experimental measurements, for angles of

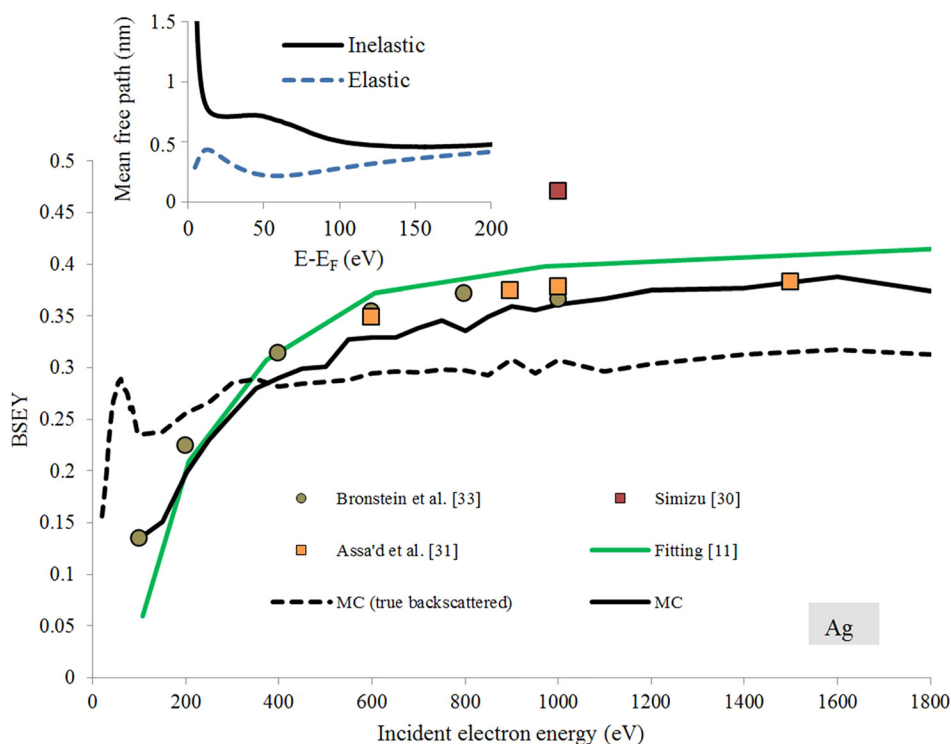


FIG. 14. BSEY at  $\theta = 0^\circ$  for silver. The dots are experimental data from Ref. 31, Ref. 33, and Ref. 30 (and the references therein). The full lines are MC simulations with an energy cut-off of 50 eV from the code OSMOSEE and from Ref. 11. The dashed line represents the true backscattered electron emission yield from our MC simulations. The inset shows the elastic and inelastic mean free paths used in the code OSMOSEE for silver.

incidence larger than  $\theta = 40^\circ$ , our simulations tend to significantly overestimate the EEY. This difference increases when the angle of incidence  $\theta$  increases. It reaches 20% for  $\theta = 60^\circ$  at 700 eV. However, as depicted in Fig. 13(b), our MC simulated yields are in good agreement with Bronstein and Fraiman's<sup>33</sup> data for both  $\theta = 0^\circ$  and  $\theta = 60^\circ$ . The difference between our experimental data and Bronstein and Fraiman's data at low energy (below 700 eV) is less than 6% for  $\theta = 0^\circ$  and 16% for  $\theta = 60^\circ$ . These discrepancies may be mainly explained by roughness effects that occur during the Ar-etching process. Gineste<sup>29</sup> has shown that silver is less oxidized than aluminum but also that, in our case, Ar-etching has an effect on its surface. Roughness or surface asperities may cause a decrease in the EEY due to electrons emitted near a rough area re-crossing the surface (shadowing effects).<sup>76</sup> Since this effect is increased with a higher angle  $\theta$  of

incidence, it may explain that at  $\theta=60^\circ$  our MC simulated yields are higher than our experimental measurements. According to these considerations the good agreement of our simulations with the data of Bronstein and Fraiman<sup>33</sup> seems to be relevant.

In the case of silver, a focus is made on the BSEY. The comparisons have been extended to some other experimental<sup>30-33</sup> and simulated<sup>11</sup> data of the literature. Experimentally, backscattered electrons are separated from secondary electrons by applying an arbitrary energy cut-off. Below an energy cut-off of 50 eV, the electrons are supposed to be "true" secondary electrons. Above this cut-off, the electrons are assumed to be backscattered electrons. Numerically, it is possible to separate accurately the "true secondary electrons" from the backscattered electrons. The yields calculated according to these two methods are compared in Fig. 14. The

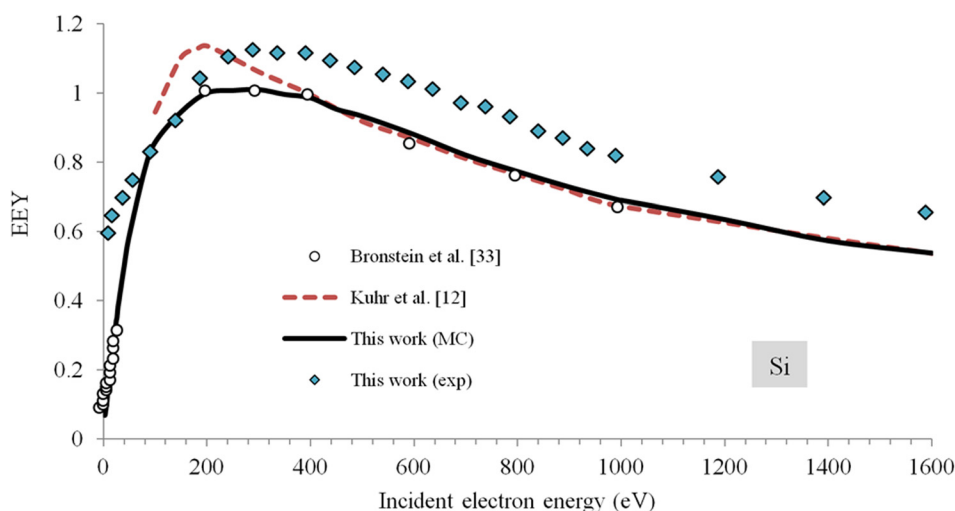


FIG. 15. EEY for silicon. The lines are MC simulations from Ref. 12, the circles are experimental data from Ref. 33 and the squares are our experimental measurements.

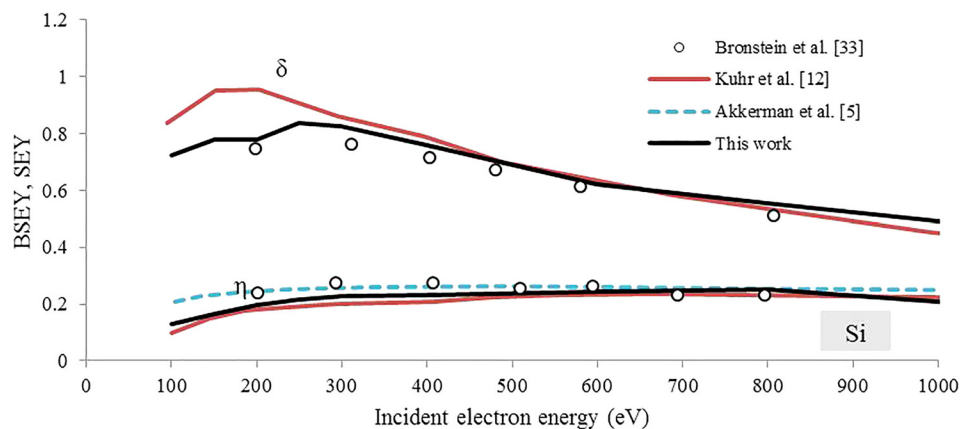


FIG. 16. SEY ( $\delta$ ) and BSEY ( $\eta$ ) for silicon. The lines are MC simulations from Ref. 5 and Ref. 12, the circles are experimental data from Ref. 33.

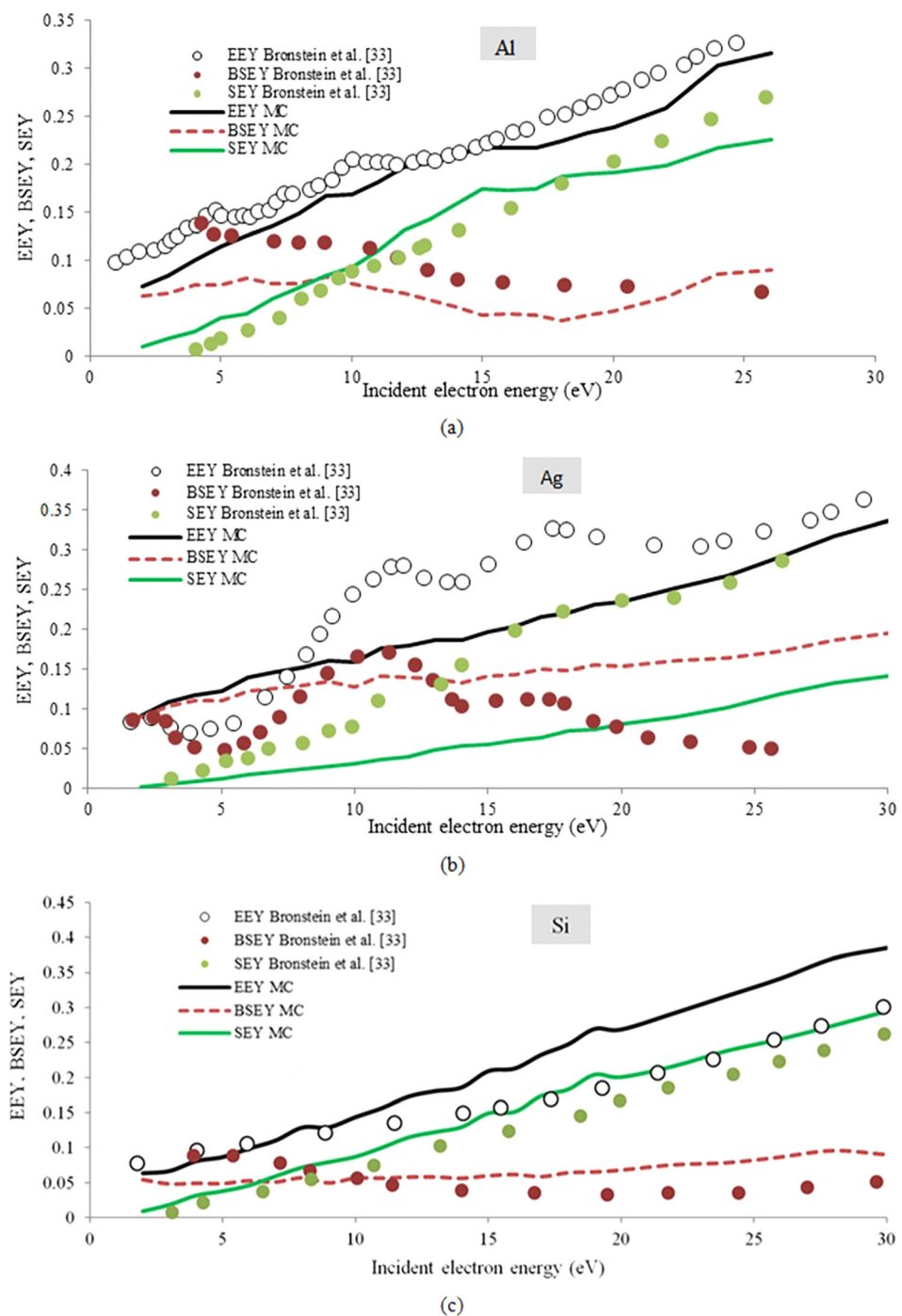


FIG. 17. EEY, BSEY, SEY at very low energy and  $\theta = 0^\circ$  for (a) aluminum, (b) silver, and (c) silicon. The circles are Bronstein and Fraiman's data from Ref. 33, and the lines are MC simulations from the code OSMOSEE.

two curves remain comparable even if the shape is slightly modified. As depicted in Fig. 14, the energy cut-off of 50 eV introduces a bias of 17% at 1200 eV for silver. The simulation results are in very good agreement when the electrons with energy higher than 50 eV are counted as backscattered electrons. The true BSEY has a peak near 50 eV. The simulations show that this peak is due to the elastically backscattered electrons and, to a lesser extent, to the inelastically backscattered electrons. This could be explained by the variations of the elastic and inelastic mean free paths, as can be seen in the inset of Fig. 14. While the elastic mean free path decreases near 50 eV, the inelastic mean free path slightly increases. As a result, the electrons of  $\sim 50$  eV have a higher probability to be elastically backscattered.

Figure 15 shows the EEY for silicon at  $\theta = 0^\circ$ . The agreement is good between our MC simulations and the measurements of Bronstein and Fraiman.<sup>33</sup> However, there is a discrepancy between Bronstein and Fraiman's measurements and our experimental data that may be ascribed to surface oxidation. The mean difference between the three curves is found to be 19.3% (13% without the first three points). The uncertainty of our experimental EEY is 0.06 (10%) at 11 eV, and then falls below 0.05 (8%) for energies higher than 21 eV, and below 0.03 (4%) for energies higher than 191 eV. The simulated EEY has been estimated by the Monte Carlo method with a counting rate of around  $\sim 1000$  electrons that represents an error of around 3%. The uncertainties (for our experimental measurements and for our MC simulations) are of the same order of magnitude for aluminum and silver at normal incidence.

As depicted in Fig. 16, our MC simulated SEY and BSEY are in good agreement with Bronstein and Fraiman's data,<sup>33</sup> with Akkerman's MC simulations<sup>8</sup> and with Kuhr and Fitting's MC simulations.<sup>12</sup> Our MC result is in better agreement with Bronstein and Fraiman's data<sup>33</sup> than the one of Kuhr and Fitting's<sup>12</sup> for the SEY. For the BSEY, both our results and Kuhr and Fitting's are comparable but they underestimate the experimental yield of Bronstein and Fraiman which is best fitted by Akkerman's data.

For the three materials, the MC simulated EEYs from the code OSMOSEE are found to be in relatively good agreement with our experimental measurements<sup>29</sup> and those of Bronstein and Fraiman.<sup>33</sup> For aluminum and silicon, our MC simulations are closer to Bronstein and Fraiman's data than to our experimental measurements. Since our measurements are performed on bulk solids, for easily oxidized materials such as silicon and aluminum, a capping layer of oxide may be built up at  $10^{-9}$  mbar on the sample after Ar-etching. This may explain the discrepancy at very low energy between our data and Bronstein and Fraiman's. For silver, at a high angle of incidence, our MC simulation is also closer to Bronstein and Fraiman's data than to our experimental measurements. This result may be due to roughness effects that occur during Ar-etching.

### C. Electron emission yield at very low energy (<50 eV)

Let us make a focus on the EEY, the true SEY and the true BSEY at very low energy (<50 eV). To our knowledge,

at very low energy, Bronstein and Fraiman's data<sup>33</sup> are the only measurements available for aluminum, silver and silicon. As depicted in Fig. 17(a) for aluminum, our MC simulations are in very good agreement with Bronstein and Fraiman's data, for the EEY, the BSEY and the SEY. For silver [Fig. 17(b)], the EEY at very low energy is of the order of the experimental measurements of Bronstein and Fraiman's data. However, MC simulations did not show shoulders at 12 and 17 eV. These variations may be from the elastic backscattered electrons that may not be well taken into account in our simulations at very low energy. In contrast to aluminum (and silicon) at very low energy the elastic mean free path of silver obtained from the code ELSEPA<sup>34</sup> show variations similar to the BSEY. A similar behavior is also found for gold, which presents shoulders at very low energy on its elastic mean free path that also appear on its BSEY in the case of Bronstein and Fraiman's measurements.<sup>33</sup> For silicon [Fig. 17(c)], the agreement with Bronstein's measurements is also quite good qualitatively even if the BSEY is overestimated and the SEY underestimated by nearly 30%.

## V. CONCLUSION

The electron emission between 10 eV and 2 keV is investigated by means of comparisons between experimental measurements and MC simulations. This work is performed for three different materials: aluminum, silver and silicon. The MC code is based on the complex dielectric function theory to describe the inelastic scattering and takes into account surface plasmon excitations. A comparison of MC simulations with experimental measurements is provided for some energy loss spectra and for the EEY. The experimental measurements are performed in ultrahigh vacuum on Ar-etched samples in a facility located at ONERA dedicated to and designed for electron emission measurements.

Our MC simulations at low energy are in quite good agreement with the experimental measurements. The peaks corresponding to the surface plasmon, the volume plasmon and its multiples, and to the Auger transitions appear clearly on the energy loss spectra of aluminum, silver and silicon. However, it appears that our MC simulations overestimate the surface plasmon excitations. This result may be due to the simple model used to describe the surface plasmons. Nevertheless, the simulations have shown that this model is adequate to study the EEY.

The simulated EEY are in fairly good agreement with our measurements but also with data from the literature, especially with Bronstein and Fraiman's data. Some discrepancies can be observed between the experimental measurements and our Monte Carlo electron emission yields for high angles of incidence. These discrepancies, mainly observed with our experimental measurements, can be attributed to the surface oxidation or roughness that occurs during the Ar-etching process. For example, air-exposed aluminum samples are described by a higher EEY and a steeper shoulder at low energy. This is especially true for aluminum for which residual oxidation could take place after Ar-etching. At the opposite, roughness that occurs during the Ar-etching may decrease the electron emission yields due to shadowing

effects. This may explain the discrepancies at a high angle of incidence for our silver sample. For the EEY below 50 eV, a fairly good agreement is found between our MC simulations and Bronstein and Fraiman's measurements on vacuum evaporated samples.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the AIME in Toulouse for providing samples of silicon.

- <sup>1</sup>R. Udiljak, D. Anderson, M. Lisak, J. Puech, and V. E. Semenov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **35**, 388 (2007).
- <sup>2</sup>T. Tondou, M. Belhaj, and V. Inguibert, *J. Appl. Phys.* **110**, 093301 (2011).
- <sup>3</sup>N. Balcon, D. Payan, M. Belhaj, T. Tondou, and V. Inguibert, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40**, 282 (2012).
- <sup>4</sup>G. Larrieu and X.-L. Han, *Nanoscale* **5**, 2437 (2013).
- <sup>5</sup>A. Akkerman, M. Murat, and J. Barak, *J. Appl. Phys.* **106**, 113703 (2009).
- <sup>6</sup>M. Raine, A. Valentin, M. Gaillardin, and P. Paillet, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **59**, 2697 (2012).
- <sup>7</sup>A. Valentin, M. Raine, J.-E. Sauvestre, M. Gaillardin, and P. Paillet, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **288**, 66 (2012).
- <sup>8</sup>A. Akkerman, J. Barak, and D. Emfietzoglou, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **227**, 319 (2005).
- <sup>9</sup>A. Akkerman, T. Boutboul, A. Breskin, R. Chechik, A. Gibrekhterman, and Y. Lifshitz, *Phys. Status Solidi B: Basic Solid State Phys.* **198**, 769 (1996).
- <sup>10</sup>H.-J. Fitting, E. Schreiber, J.-C. Kuhr, and A. Von Czarnowski, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **119**, 35 (2001).
- <sup>11</sup>H.-J. Fitting, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **136**, 265 (2004).
- <sup>12</sup>J.-C. Kuhr and H.-J. Fitting, *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.* **105**, 257 (1999).
- <sup>13</sup>J.-C. Kuhr and H.-J. Fitting, *Phys. Status Solidi A: Appl. Mater. Sci.* **172**, 433 (1999).
- <sup>14</sup>S. Mao, Y. Li, R. Zeng, and Z. Ding, *J. Appl. Phys.* **104**, 114907 (2008).
- <sup>15</sup>N. Cao, B. Da, Y. Ming, S. Mao, K. Goto, and Z. Ding, *Surf. Interface Anal.* **47**, 113 (2015).
- <sup>16</sup>Z. Chaoui, Z. Ding, and K. Goto, *Phys. Lett. A* **373**, 1679 (2009).
- <sup>17</sup>A. Palov, *Tech. Phys. Lett.* **22**, 49 (1996) (in Russian).
- <sup>18</sup>T. Colladant, A. L'Hoir, J. Sauvestre, and O. Flament, *Nucl. Instrum. Methods Rev. B* **245**, 464 (2006).
- <sup>19</sup>D. Emfietzoglou, K. Karava, G. Papatimichael, and M. Moscovitch, *Phys. Med. Biol.* **48**, 2355 (2003).
- <sup>20</sup>M. Dapor, L. Calliari, and M. Filippi, *Surf. Interface Anal.* **40**, 683 (2008).
- <sup>21</sup>M. Dapor, L. Calliari, and G. Scarduelli, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **269**, 1675 (2011).
- <sup>22</sup>L. Calliari, M. Dapor, G. Garberoglio, and S. Fanchenko, *Surf. Interface Anal.* **46**, 340 (2014).
- <sup>23</sup>M. Novak, *Surf. Sci.* **602**, 1458 (2008).
- <sup>24</sup>J. Roupie, Ph.D. thesis, ISAE Toulouse, France, 2013.
- <sup>25</sup>J. Roupie, O. Jbara, T. Tondou, M. Belhaj, and J. Puech, *J. Phys. D: App. Phys.* **46**, 125306 (2013).
- <sup>26</sup>C. Inguibert, J. Pierron, M. Belhaj, and J. Puech, in "Extrapolated range expression for electrons down to  $\sim 10$  eV," paper presented at The IEEE NSREC Conference, Portland, USA, July 11–15, 2016.
- <sup>27</sup>T. Gineste, M. Belhaj, G. Teyssedre, and J. Puech, *Appl. Surf. Sci.* **359**, 398 (2015).
- <sup>28</sup>T. Gineste, M. Belhaj, G. Teyssedre, N. Balcon, and J. Puech, *Meas. Sci. Technol.* **25**, 085601 (2014).
- <sup>29</sup>T. Gineste, Ph.D. thesis, ISAE Toulouse, France, 2015.
- <sup>30</sup>D. C. Joy, *Scanning* **17**, 270 (2006).
- <sup>31</sup>A. M. D. Assa'd and M. M. El-Gomati, *Scanning Microscopy* **12**, 185 (1998); available at <http://www.ecmjournals.org/journal/smi/pdf/smi98-19.pdf>.
- <sup>32</sup>C. Walker, M. El-Gomati, A. Assa'd, and M. Zadrzil, *Scanning* **30**, 365 (2008).
- <sup>33</sup>I. M. Bronstein and B. S. Fraiman, *Vtorichnaya Elektronnaya Emissiya (in Russian)* (Nauka Moscow, 1969).
- <sup>34</sup>F. Salvat, A. Jablonski, and C. Powell, *Comput. Phys. Commun.* **165**, 157 (2005).
- <sup>35</sup>H. Nikjoo, S. Uehara, and D. Emfietzoglou, *Interaction of Radiation with Matter* (CRC Press, 2012).
- <sup>36</sup>E. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids* (Burlington, Academic Press, 1997).
- <sup>37</sup>R. Ritchie and A. Howie, *Philos. Mag.* **36**, 463 (1977).
- <sup>38</sup>J. C. Ashley, C. J. Tung, and V. E. Anderson, "Inverse mean free path, stopping power, CSDA range, and straggling in aluminum and aluminum oxide for electrons of energy = or < 10 keV," Scientific Report No. 1, 62704H CDNA0008, Oak Ridge National Laboratory, Dec 1975.
- <sup>39</sup>Z. Ding and R. Shimizu, *Surf. Sci.* **222**, 313 (1989).
- <sup>40</sup>H. Shinotsuka, S. Tanuma, C. Powell, and D. Penn, *Surf. Interface Anal.* **47**, 871 (2015).
- <sup>41</sup>B. Ziaja, R. London, and J. Hajdu, *J. Appl. Phys.* **99**, 033514 (2006).
- <sup>42</sup>D. R. Penn, *Phys. Rev. B* **35**, 482 (1987).
- <sup>43</sup>H. Gumus and O. Kabayadi, *Vacuum* **85**, 245 (2010).
- <sup>44</sup>C. J. Tung, J. C. Ashley, and R. H. Ritchie, *Surf. Sci.* **81**, 427 (1979).
- <sup>45</sup>A. P. Sorini, J. J. Kas, J. J. Rehr, M. P. Prange, and Z. H. Levine, *Phys. Rev. B* **74**, 165111 (2006).
- <sup>46</sup>S. Tanuma, C. J. Powell, and D. R. Penn, *Surf. Interface Anal.* **37**, 978 (2005).
- <sup>47</sup>C. J. Powell and A. Jablonski, *J. Phys. Chem. Ref. Data.* **28**, 19 (1999).
- <sup>48</sup>J.-P. Ganachaud and M. Cailler, *Surf. Sci.* **83**, 498 (1979).
- <sup>49</sup>D. R. Penn, *Phys. Rev. B.* **13**, 5248 (1976).
- <sup>50</sup>W. Werner, A. Ruocco, F. Offi, S. Iacobucci, W. Smerkal, H. Winter, and G. Stefani, *Phys. Rev. B* **78**, 233403 (2008).
- <sup>51</sup>J. Fernandez-Varea, F. Salvat, M. Dingfelder, and D. Liljequist, *Nucl. Instrum. Methods Rev. B* **229**, 187 (2005).
- <sup>52</sup>X. Llovet, C. J. Powell, F. Salvat, and A. Jablonski, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **43**, 013102 (2014).
- <sup>53</sup>M. Gryzinski, *Phys. Rev. Lett.* **138**, A305 (1965).
- <sup>54</sup>C. M. Kwei, C. Y. Wang, and C. J. Tung, *Surf. Interface Anal.* **26**, 682 (1998).
- <sup>55</sup>Y. F. Chen and C. M. Kwei, *Surf. Sci.* **364**, 131 (1996).
- <sup>56</sup>Z.-J. Ding, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 1733 (1998).
- <sup>57</sup>Y. F. Chen and Y. T. Chen, *Phys. Rev. B* **53**, 4980 (1996).
- <sup>58</sup>Z.-J. Ding, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 1753 (1998).
- <sup>59</sup>H. Raether, *Springer Tracts Mod. Phys.* **38**, 84 (1965).
- <sup>60</sup>F. Yubero and S. Tougaard, *Surf. Interface Anal.* **19**, 269 (1992).
- <sup>61</sup>F. Yubero and S. Tougaard, *Phys. Rev. B* **46**, 2486 (1992).
- <sup>62</sup>Y. F. Chen, *Surf. Sci.* **345**, 213 (1996).
- <sup>63</sup>C. J. Tung, Y. F. Chen, C. M. Kwei, and T. L. Chou, *Phys. Rev. B* **49**, 16684 (1994).
- <sup>64</sup>F. Yubero, J. M. Sanz, B. Ramskov, and S. Tougaard, *Phys. Rev. B* **53**, 9719 (1996).
- <sup>65</sup>M. Novak, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 225306 (2009).
- <sup>66</sup>M. Dapor, L. Calliari, and S. Fanchenko, *Surf. Interface Anal.* **44**, 1110 (2012).
- <sup>67</sup>W. S. M. Werner, *Phys. Rev. B* **74**, 075421 (2006).
- <sup>68</sup>W. S. M. Werner, F. Salvat-Pujol, A. Bellissimo, R. Khalid, W. Smekal, M. Novak, A. Ruocco, and G. Stefani, *Phys. Rev. B* **88**, 201407 (2013).
- <sup>69</sup>W. S. M. Werner, M. Novak, F. Salvat-Pujol, J. Zemek, and P. Jiricek, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 086110 (2013).
- <sup>70</sup>Y. C. Li, Y. H. Tu, C. M. Kwei, and C. J. Tung, *Surf. Sci.* **589**, 67 (2005).
- <sup>71</sup>P. Riccardi, M. Pisarra, A. Cupolillo, M. Commisso, A. Sindona, R. A. Baragiola, and C. A. Dukes, *J. Phys. Condens. Matter* **22**, 305004 (2010).
- <sup>72</sup>E. Papparazzo, *Vacuum* **62**, 47 (2001).
- <sup>73</sup>S. Tougaard and I. Chorkendorff, *Phys. Rev. B* **35**, 6570 (1987).
- <sup>74</sup>J. Pillon, D. Roptin, and M. Cailler, *Surf. Sci.* **57**, 741 (1976).
- <sup>75</sup>M. R. Went, M. Vos, and W. S. M. Werner, *Surf. Sci.* **602**, 2069 (2008).
- <sup>76</sup>K. Nishimura, T. Itotani, and K. Ohya, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* **33**, 4727 (1994).

# Inflight dark current non uniformity used for space environment model benchmarking

C. Inguibert<sup>1</sup>, S. Bourdarie<sup>1</sup>, M. Beaumel<sup>2</sup>, M.C. Ursule<sup>1</sup>, R. Ecoffet<sup>3</sup>

**Abstract** – In-flight Dark Current Non Uniformity measurements performed on three different satellites (JASON-2, SPRINT-A and SAT-X (name withheld)) are compared to ground calculations. The standard deviation of the DCNU is calculated using both the AP8 and AP9 environment models. These predictions are compared to some calculations made with proton fluxes measured with the ICARE-NG spectrometer embedded on the JASON-2 satellite. The reliability of AP8 and AP9 models is analyzed. AP9 model appears to consistently overestimate the in-flight degradation.

**Index terms** – Space environment, Displacement damages, DCNU, Image sensors, CCD APS.

## I. INTRODUCTION

Solid state sensor arrays such as CCDs (Charge Coupled Devices) or CIS (CMOS Image Sensors), see their properties degrading continuously during the missions due to the radiative space environment [1]. Of particular interest is the cumulative increase in dark current induced by atomic displacements [1]. Both protons and electrons in the radiation belts can produce some significant degradation by displacement damage [2]. The distribution of the dark current from pixel to pixel over a pixel array, referred to as the Dark Current Non-Uniformity (DCNU) is particularly sensitive to such kind of phenomenon. The spread of this function can be simply estimated with the standard deviation of the distribution. This parameter which is the main focus of this study will be called  $SD_{DCNU}$  (Standard Deviation of the DCNU).

The trapped protons of the radiation belts represent the main constraint at low earth orbits while trapped electrons can dominate displacement damage effects at geostationary orbit. Energetic protons of some tens of MeV introduce defects in the semiconductors by means of Coulombic and nuclear interactions (elastic, inelastic) [3]. The increase in dark current non uniformity is particularly troublesome for systems like star trackers. The presence of highly degraded pixels (“hot pixels”) affects the performances of such kind of low noise systems. SODERN [4], a company specialized in designing and manufacturing of space instrumentation, monitors in certain cases, the standard deviation of the inflight DCNU. These onboard feedback data is an interesting source of information for the radiative space environment survey. The comparison of the prediction with inflight measurements can serve to the

validation of proton environment specification models. This is what is proposed here.

This work is part of a continuing effort by ONERA and CNES to improve space environment models. It follows up previous publications [6, 7], where DDD, TID and SEUs data have been used to investigate uncertainties in trapped proton specification models. The SEU rate recorded by an EDAC counter, but also the current of a Light Emitting Diode (LED) of an Optically Stimulated Luminescence dosimeter (OSL) and the Total Ionizing Dose (TID) degradation of a RadFET have been investigated in ref. [6, 7]. This work is based on the use of the environment data provided by the ICARE (“Influence sur les Composants Avancés des Radiations de l’Espace”) radiation monitor, which was embarked in 2000 on board the Argentinean satellite SAC-C [8]. An upgraded version (ICARE-NG) of this equipment is also embedded on the JASON-2 satellite [9], allowing some further studies.

In the work presented here, the standard deviation of the DCNU ( $SD_{DCNU}$ ) of a star tracker’s CCD is chosen as the parameter of interest. The SED16/26 star tracker from SODERN is embedded on three different satellites (JASON-2, SPRINT-A, SAT-X) for which the standard deviation of the inflight DCNU is monitored and available for different periods of several months. It should be noted that for confidentiality reasons the name of the third project will not be given here. The SED16/26 star tracker is based on the CCD 47-20 from e2v [5], a three-phase, buried channel CCD that is the focus of this study. The proton fluxes encountered by the CCD 47-20 is evaluated using the ICARE-NG data and both AP8, and AP9 models. The  $SD_{DCNU}$  of this CCD is then evaluated for the different environment data (AP8, AP9, ICARE-NG), and for the three different missions. The comparison to inflight data is made to assess the reliability of the AP8 and AP9 proton environment models.

A first section will present how the proton fluxes have been estimated for JASON-2 and SPRINT-A satellites using the JASON-2/ICARE-NG radiation monitor. The comparison with AP8 and AP9 models will be shown. Then in a second section, will be presented, the calculation of the DCNU and its standard deviation ( $SD_{DCNU}$ ). To finish the calculated  $SD_{DCNU}$  will be compared to inflight data for the three different missions.

## II. SELECTED MISSIONS

This study has been carried out with three different missions. On each of these missions, a SED16/26 star tracker manufactured by SODERN is embedded and the standard deviation of the DCNU ( $SD_{DCNU}$ ) is measured over time. This equipment presents several features which makes it well suited for dark current measurements: its CCD includes an area shielded from light on which DCNU can be characterized, and

<sup>1</sup> C. Inguibert, S. Bourdarie, M.C. Ursule (PHD student), are with ONERA-DESP, 2 avenue E. Belin, 31055 Toulouse, France (tel: 33-562252734, email: christophe.inguibert@onera.fr). <sup>2</sup> M. Beaumel is with SODERN, 20 avenue Descartes, 94451 Limeil-Brevannes cedex, France, email: matthieu.beaumel@sodern.fr). <sup>3</sup> R. Ecoffet is with CNES (French space agency), 18 avenue E. Belin, 31400 Toulouse, France, email: Robert.Ecoffet@cnes.fr).



the CCD is maintained at a constant temperature of  $-10^{\circ}\text{C}$  thanks to thermo-electric cooling. The DCNU is automatically estimated during start tracker self-test by measuring twice the pixel values of a column of 1000 pixels located under the shielded area of the CCD, using integration times of respectively 1 ms and 5 s. Dark current is obtained by performing a pixel wise subtraction between the values measured at 5 s and 1 ms, which allows for suppression of the electrical offsets. The standard deviation of the resulting values is then computed.

The first mission is the low Earth orbit JASON-2 satellite (1336 km altitude,  $66^{\circ}$  inclination). The second mission is a communications satellite, SAT\_X, launched in 2012. The satellite is on a transfer orbit reaching an apogee of 5000 km in August 2012 and then decreases over time to 3500 km in March 2015. The perigee of this orbit is of 265 km. The inclination of the orbit is maintained between  $49.9^{\circ}$  and  $45.95^{\circ}$ . The third mission is a low earth orbit Japanese mission, SPRINT-A, launched on September 14, 2013. Its apogee is 1160 km, its perigee is maintained at 960 km and its inclination is very low ( $29.7^{\circ}$ ). The standard deviation of the DCNU measured on these three missions is presented in Fig. 1. Even if these orbits are in a proton rich environment, the different mission profiles lead to relatively different increase in the  $SD_{\text{DCNU}}$ . The most constraining orbit is clearly the one of the SAT-X satellite which presents fluxes two times larger than the two other missions. Note that the peak at 1582 days of the DCNU of JASON-2 seems to be erroneous. External factors such as blooming from parasitic light or transient signal from protons can sometimes affect the measurements.

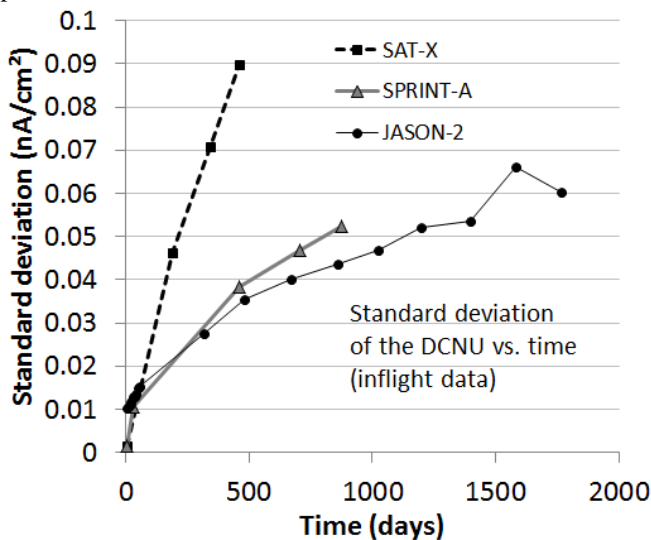


Fig. 1: Standard deviation of the DCNU versus time for the 3 different missions JASON-2, SPRINT6A, SAT-X.

### III. CALCULATION OF THE PROTON FLUXES

#### A. Rationale for focusing on proton flux

On CCDs exposed to radiation damage, one of the main degradation mechanisms is the increase of dark current and DCNU originating from surface traps created at the Si-SiO<sub>2</sub> interface by ionization, and from bulk atomic defects created by displacement damage in the pixel depletion zone [1]. The

SED16/26 star tracker uses several techniques to reduce the dark current generation of surface states. Firstly, the interface between the n-doped channel and the oxide surface is driven in inversion during the integration time, filling the surface traps with holes and preventing the generation of electron-hole pairs. Secondly, dither clocking is used [10], which consists in quickly transferring charge packets back and forth between the phases during integration. As the CCD 47-20 does not feature a Multi-Pinned Phase (MPP) implant [11], one of the phases cannot be inverted during the integration time. However, as charges are transferred at a faster rate than the holes emission time constant of the interface traps, the surface effectively remains inverted. In consequence, surface dark current is greatly reduced and Total Ionizing Dose (TID) has a very limited effect on the DCNU increase of the CCD 47-20. This has been confirmed by Cobalt-60 TID tests performed on CCD 47-20 flight lots: after an exposure of 7.5 krad, the DCNU was observed to increase only by 25% when dither clocking was used. In this study, the most constraining mission with regards to TID is SAT-X, with an exposure of 8.4 krad at CCD level. In section II, the DCNU was shown to increase by a factor higher than 60 on this mission. Electron and proton-induced ionization are considered to contribute to less than 1% of the measured DCNU.

Therefore, the DCNU increase observed in flight can be considered as being directly linked to atomic displacement defects created in the bulk of the star tracker CCD. According to the altitudes of spacecraft of concern, the displacement damage is assumed to be induced only by energetic protons. Electron contribution can, at first order, be neglected at such low altitudes. Such a hypothesis is justified by the absence of relativistic electrons in the inner zone as reported by Fennel et al. [12]. The trapped proton environment is deduced from environment specification models, i.e. AP8min and AP9 (Mean V1.30.001) and from in-situ measurements from the ICARE-NG radiation monitor embedded on JASON-2 satellite. JASON-2/ICARE-NG proton fluxes will serve as comparison reference to assess the reliability of AP8 and AP9 model. This comparison will be performed of course for JASON-2 satellite but also for SPRINT-A. Because SPRINT-A is at lower altitude than JASON-2, it makes it possible to perform a projection of the JASON-2/ICARE-NG measurements on the orbit of the former. But this task is not possible with the third satellite (SAT-X) that evolves on a transfer orbit that crosses different orbits at different altitude. The projection procedure is described in the following section III-B. In this section the average fluxes received by the CCD 47-20 on the different orbits are presented (III-C). The transport of the incident fluxes through the shielding down to the CCD is described in the section III-D.

#### B. The projection of JASON-2/ICARE-NG data to the SPRINT-A orbit

Trapped particles in the radiation belts are well known to be organized according to L and B/B<sub>eq</sub>, where L denotes a field line, B the magnetic field strength at a given point along the field line L and B<sub>eq</sub> the magnetic field strength at the magnetic equator along the same field line. Given a magnetic field

model, it is then possible to compute for any location (altitude, latitude and longitude) the corresponding L and  $B/B_{eq}$ . In this study IGRF-12 plus Olson-Pfitzer quiet magnetic field model are selected. Fig.2 provides JASON-2/ICARE\_NG 86 MeV proton differential flux averaged during January 2014 in a  $B/B_{eq}$  versus L map. White area above color area is the loss cone, while the white area below the color area corresponds to locations above JASON-2 altitude. The black curve delineates the area where SPRINT-A is located during January 2014. Where SPRINT-A does see trapped protons (colored area inside black curve) the protons fluxes can be deduced from JASON-2/ICARE-NG measurements.

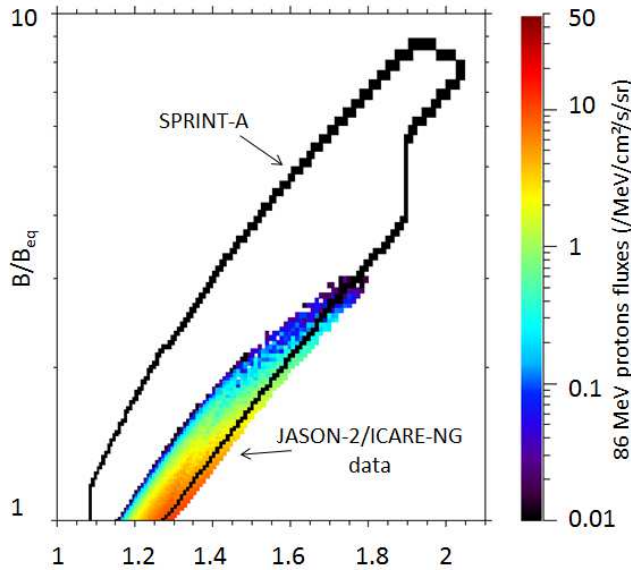


Fig.2:  $B/B_{eq}$  versus L map. Color coded is JASON-2/ICARE\_NG 86 MeV proton differential flux averaged during January 2014. White area above color area is the loss cone, while the white area below the color area corresponds to locations above JASON-2 altitude. The black curve delineate the area where SPRINT-A is located during January 2014.

To deduce SPRINT-A trapped proton fluxes from 20/09/2013 to 21/08/2015 a  $B/B_{eq}$  versus L map is computed for all proton energy channels available onboard JASON-2/ICARE\_NG every month. Then SPRINT-A is flown in this map where altitude, latitude and longitude are first converted into  $B/B_{eq}$  and L. The average spectrogram thus computed is shown on Fig.3(b), the other satellites are shown in Fig.3(a) and Fig.3(c).

### C. Incident proton fluxes, AP8, AP9, ICARE-NG

The altitude, latitude and longitude of JASON-2, SPRINT-A and SAT-X satellites versus time have been computed running SGP4 NORAD's Two Lines Elements propagator with a time step of 20s. It ensures us to fly the real orbit in the engineering specification models. Then the trapped proton environment was calculated along the different orbits with a 20-second time step from the AP8 min and AP9 Mean V1.30.001 models as well as from the JASON-2/ICARE\_NG measurements when appropriate. The time coverage considered for each spacecraft is from 20/06/2008 to 18/04/2013 for JASON-2, from 12/08/2013 to 10/11/2013 for SAT-X and from 20/09/2013 up to 21/08/2015 for SPRINT-A.

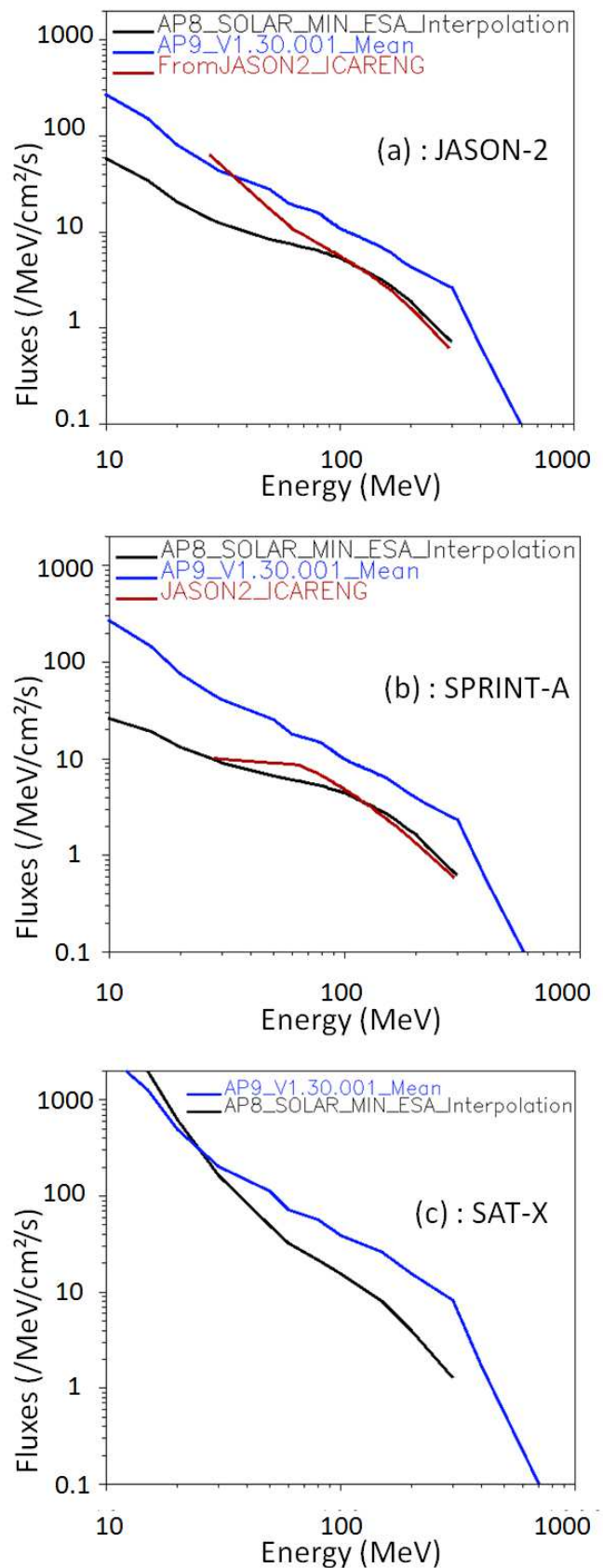


Fig. 3: Proton fluxes encountered by the three satellites (JASON-2 (a), SPRINT-A (b), SAT-X (c)) during their missions, evaluated according to the AP8 min, AP9 Mean V1.30.001 and JASON-2/ICARE\_NG measurements.

The average trapped proton environment is shown in fig. 3a at Jason-2, 3b at SPRINT-A and 3c at SAT-X orbits, from AP8 min, AP9 Mean V1.30.001 and ICARE-NG measurements. One can see that the radiation constraint is the highest for SAT-X while it is very similar for SPRINT-A and JASON-2. In all three missions, AP9 Mean V1.30.001 predicts higher fluxes than AP8 min and ICARE-NG measurements. Note that in panel b, the trapped proton environment at SPRINT-A is deduced from JASON-2/ICARE-NG measurements.

#### D. Transport of fluxes through the shielding

The fluxes calculated previously for all the missions have been transported across the shielding provided by the equipment and satellite down to the CCD 47-20 (the component at the core of the star tracker). In the case of JASON-2 satellite, the 3D geometry of both the satellite and the star tracker were available and has been used for the calculation. In the case of SAT-X, the satellite has been represented with a simplified 6-sided parallelepiped geometry. And for SPRINT-A, only the 3D geometry of the star tracker was available. In each case, the 3D shielding seen from the central pixel of the sensor was calculated from a sector analysis performed with FASTRAD [13] using the "SLANT" (Straight Line Approximation Technique) path method [14]. This method is the most relevant for shielding analysis in proton-dominated environments, as protons only experience low scattering as they lose energy through the matter [14]. This is not recommended for electrons that have highly scattered trajectories. A fish-eye view of the JASON-2/CCD shielding including the satellite is shown in Fig. 4. One can see on this figure that an important part of the shielding from the satellite and the payload itself is greater than several cm.

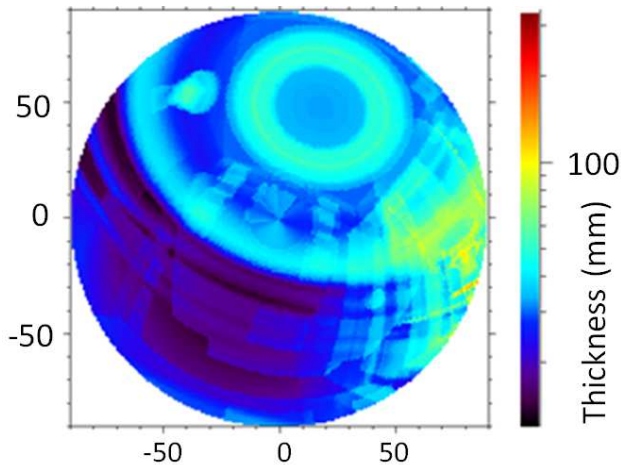


Fig. 4: A fish-eye view of JASON-2 shielding, X and Y axis represent respectively azimuth and polar angles in the range  $[-90^\circ, +90^\circ]$ .

As can be seen in Fig. 4 & 5 the distribution of shielding thicknesses ranges from few cm up to more than 10 cm. At first sight, the shielding distributions of the three satellites are relatively close to each other. The shielding's distribution of the SPRINT-A satellite only takes into account the shielding of the star tracker. The distributions of the shieldings of SPRINT-A and SAT-X are very close to each other, showing that the

shielding of the SAT-X satellite is negligible compared to the shielding of the star tracker. The distribution of the JASON-2 satellite is slightly different, showing in that case, that the satellite platform is heavier. However, below 3 cm, the distribution of the shielding thicknesses of JASON-2, which includes the structure of the spacecraft, is comparable to the distribution of the shielding thicknesses of the two other satellites. Despite those differences the three distributions have nearly the same average around  $\sim 5$  cm and reach some shielding thicknesses of more than 10 cm (Fig. 4, 5). In all cases, in a first approximation, the distributions of the shielding with or without taking into account the satellite structure are relatively close to each other, because the shielding of the star tracker structure is relatively important by itself (Fig. 5). In addition, the unit is located outside of the satellite; consequently, the CCD 47-20 is mainly shielded by the structure of the star tracker.

The transmitted fluxes are calculated for the central pixel of the sensor thanks to the Monte Carlo code MCNPx V2.7.0 [15]. Depending on the satellite, the transfer's function of the shielding (Fig. 6) has been estimated in each case with or without taking into account the structure of the satellite (except for SPRINT-A where no satellite model was available).

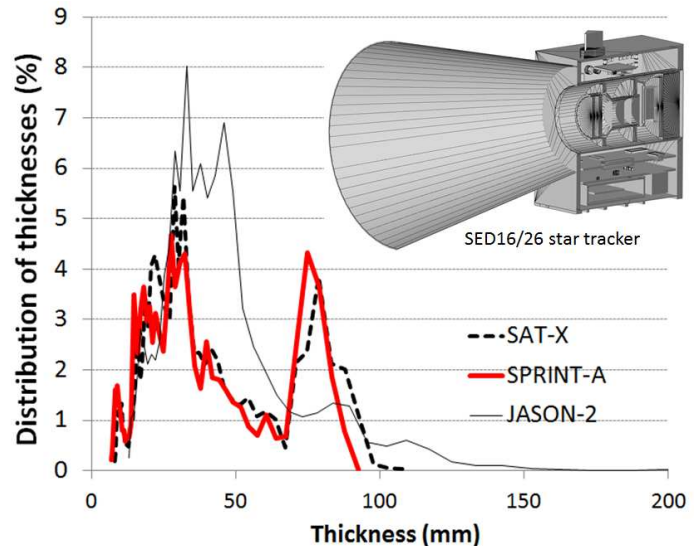


Fig. 5: The distribution of shielding thickness for the 3 satellites.

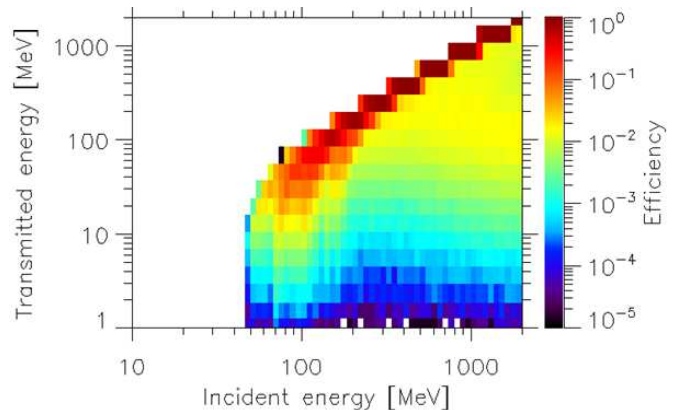


Fig. 6: Transmission function of the incident protons through the shielding of the star tracker of the SPRINT-A satellite. Only the star tracker structure is taken into account.

The transmission function calculated for the SPRINT-A satellite is shown in Fig. 6. As can be seen on this figure, the color codes depict a typical shape where, at high energy most of the incident particles hold a substantial part of their energy. With the decreasing energy, the part of incident particles that have lost a significant part of their energy increases. The typical shape of the transmission function is the result of a compromise between the energy of the incident protons and their capability to penetrate into matter. While the energy of the incident proton is such that its range is far longer than the thickness of the shielding, the transmitted energy remains close to the incident energy. On the contrary, when the energy of the incident protons is such that, its range becomes close to the shielding thicknesses, the scatter of the transmitted energy increases significantly. For the three satellites the transmission probability falls down to zero below 50 MeV. The transmitted fluxes have been then evaluated for the three different missions. The example of the SPRINT-A satellite is shown in Fig. 7. The energetic transmitted proton spectrum deduced from the three trapped proton environment definitions (see III-C) present a maximum in the range [50MeV, 100 MeV] (Fig. 7).

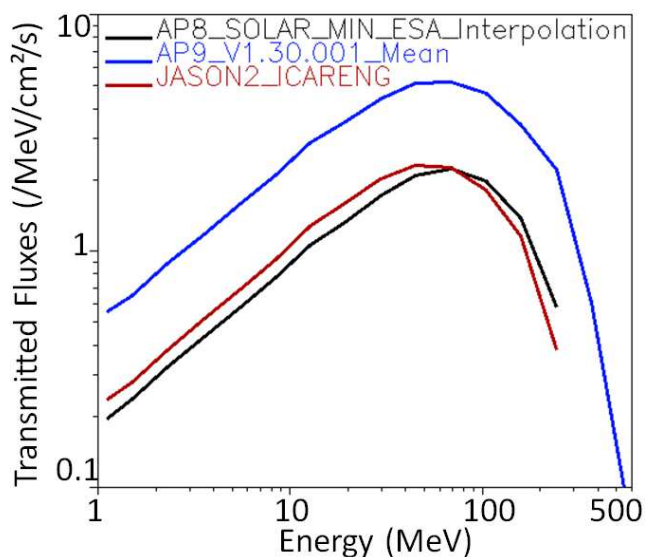


Fig. 7: Transmitted fluxes of the incident protons received by the CCD 47-20 of the SPRINT-A satellite. Only the star tracker structure is taken into account.

#### IV. DCNU CALCULATION

Protons produce defects in the semiconductor material by means of interactions with nuclei (Coulombic, nuclear elastic and nuclear inelastic). These defects contribute to the increase in the dark current. Different methods exist to predict the DCNU [16-24]. To sum up, one can find in the literature, two main approaches. First, an analytical approach developed originally by Marshall and Dale [18-20], using the Non Ionizing Energy Loss (NIEL). Second, the Monte Carlo approach developed by Inguibert et al. [16, 17]. The DCNU estimated by these two different approaches will be compared further in the paper. The principle of both methods is briefly reminded in the two following sections.

##### A. Analytical calculation method

The incident protons are capable to displace atoms by means of nuclear interactions. Each recoil atoms (Primary Knock on Atoms PKA) initiates a damage cascade that produces a different number of atomic displacements at each time. The number of interactions is also different in each pixel, leading to a damage distribution over the array of pixels. The DCNU is then the combination of the damage distributions associated with individual interactions, weighted to the probability (Poisson) to get a given number of interactions per pixel [18-23]. This calculation is repeated for each kind of interactions (Coulombic, elastic & inelastic nuclear interactions). This DCNU calculation method was initially developed by Marshall and Dale [18-20]. It has been improved by Robbins [21], Bogaerts [22] and Germanicus [23]. For this work, a simplified calculation based on the DCNU method presented above has been used [26]. The displacement damage dose received by the CCD has been converted to a mono-energetic 60 MeV proton fluence according to NIEL factors. This particular energy was chosen as it is very close to the peak energy reaching the CCD after transport through the star tracker shielding (see section III-D). The damage functions associated with Coulombic, elastic and inelastic interactions from 60 MeV protons were modeled by gamma functions convolutions, with variance in damage energy obtained from [20] and weighted by Poisson statistics. Finally, the scaling factor between damage energy and dark current increase was obtained from results of displacement damage tests already performed with 60 MeV protons.

##### B. Monte Carlo calculation approach

The second approach to predict the DCNU consists in a Monte Carlo algorithm. This more accurate approach is interesting for small geometries [17] where border crossing effect can change the shape of the DCNU. The method of prediction based on Monte Carlo algorithm is described in detail in refs. [16, 17]. The principle is briefly reminded here. In each pixel, the number of interactions  $n$  is evaluated by a random draw in a Poisson distribution. The number of atomic displacements generated by each interaction is then evaluated, thanks to the Lindhard energy partition function for Coulombic interactions [16, 17]. For nuclear interactions which produce more energetic recoil nuclei having longer ranges than the dimensions of the pixels, the use of a Monte Carlo transport method is required. A GEANT4 [27-29] application has been developed to estimate the amount of damage produced in each pixel [16, 17]. The transport of the incident protons and each recoil nuclei is performed in a detailed pixel geometry. The deposited damage energy is evaluated in the depleted region of the pixels of the modeled array. The damage cascades initiated outside of the depleted region, or those produced in it but capable to cross the sensitive region to get out of it, can be accurately modelled. Then the number of atomic displacements is recorded in a database for more than ten thousands of interactions [16, 17]. In a second step this database is used to calculate the DCNU. The degradation produced by an interaction is randomly selected in this database. The damage produced in a pixel will be the sum of the damage produced by

each interaction. The final damage distribution will be the combination of the damage produced by each individual interaction with the Poisson's law. Finally, the scaling factor between damage energy and dark current increase was obtained from results of displacement damage tests already performed with 60 MeV protons.

In the scope of this study, this model originally devoted to the calculation of the DCNU induced by mono-energetic proton beams has been improved in order to take into account energetic spectra. The incident energetic distribution is splitted into 14 bins (logarithmic scale), ranging from 1 MeV up to ~250 MeV. The final DCNU is built up gradually by "adding" to the damage distribution, the damage produced by each incident energy.

### C. Examples of calculated DCNU and $SD_{DCNU}$

The dark current distributions of the CCD 47-20 have been estimated for the different missions for increasing time durations. The classical and Monte Carlo methods of calculation of the DCNU presented in the section IV-A and IV-B have been used. As we will see further, the two approaches give very similar results. The DCNU calculated with the Monte Carlo approach is presented in Fig. 8 for the SPRINT-A satellite using the AP9 Mean V1.30.001 transmitted spectrum.

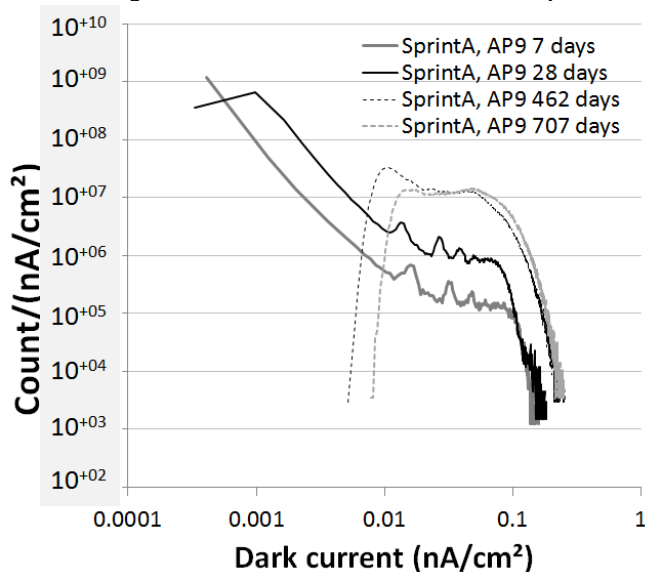


Fig. 8: The dark current distribution calculated with the Monte Carlo approach for the SPRINT-A satellite and the AP9 model. Different mission durations ranging from one week up to almost 2 years are presented.

As can be seen on this figure, the shape of the DCNU changes over time. It is shifted toward higher dark current values and it tends little by little toward a normal law. At low fluence level the DCNU is a decreasing function driven by the Coulombic scattering process. The damage is dominated by the nuclear interactions only above 0.01 nA/cm². When the fluence increases, according to the central limit theorem, the DCNU tends to a normal distribution with a known average and a known standard deviation. This is observed in Fig. 8, where the peak at low damage level decreases with the time of exposure, replaced by a Gaussian distribution, representative of the damage produced by both Coulombic and nuclear interactions.

For the longest integration times, the reached deposited fluences are high enough so that the Monte Carlo approach converges to the analytical approach based on the central limit theorem.

The standard deviation ( $SD_{DCNU}$ ) of the dark current distributions have been calculated for different time durations, and compared to the standard deviation measured in space. The standard deviation is demonstrated to vary accordingly to the square root of the incident total fluence. In the particular case where the proton fluxes remain almost constant along the time, the standard deviation of the DCNU is then supposed to vary as a square root of the time. This is what is observed for the inflight data. In Fig. 9 the  $SD_{DCNU}$  of the SPRINT-A satellite is plotted as a function of time. The  $SD_{DCNU}$  calculated numerically is comparable to inflight measurements and follows a square root law as a function of time. In Fig. 9, for ease of comparison, the  $SD_{DCNU}$  have been normalized to 1 at 500 days for the three environment models. Similar behaviors have been found for the three different missions. This is shown in the next section.

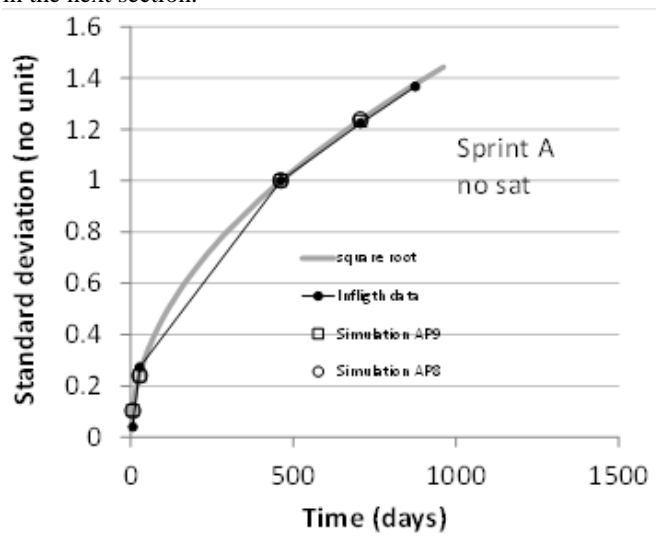


Fig. 9: The standard deviation of the dark current distribution ( $SD_{DCNU}$ ) calculated with the Monte Carlo approach for the SPRINT-A satellite. Prediction with AP8, AP9 are compared to inflight data. The  $SD_{DCNU}$  have been normalized to 1 at 500 days for all the cases.

## V. COMPARISON WITH INFLIGHT DATA

### A. $SD_{DCNU}$

The standard deviation of the dark current distribution has been calculated for different mission durations. This calculations have been performed for the three different missions (SPRINT-A, JASON-2, SAT-X) using AP8min and AP9 (Mean V1.30.001) environment models. The calculations have also been performed with the proton fluxes restored using the ICARE-NG radiation monitor embedded on the JASON-2 satellite. The results are compared to the inflight data on the figures 10, 11 and 12. Both calculations made with the Monte Carlo approach and the analytical calculations are presented on those figures.

The case of JASON-2 satellite is very interesting because in that case, the proton fluxes measured onboard the spacecraft

can be directly used to predict the DCNU. As can be seen in Fig. 10, the standard deviation of the DCNU simulated numerically using the protons fluxes measured onboard the JASON-2 satellite with the ICARE-NG monitor are in very good agreement with the inflight data. And it should be noted that in that case, the  $SD_{DCNU}$  calculated with AP8min model is also in very good agreement with the inflight data. On the other hand the AP9 model (Mean V1.30.001) overestimates the standard deviation of the dark current distribution by nearly a factor of two. In this example (Fig. 10), neglecting the shielding of the satellite does not affect the final result. It confirms that the shielding of the image sensor is dominated by the structure of the star tracker itself.

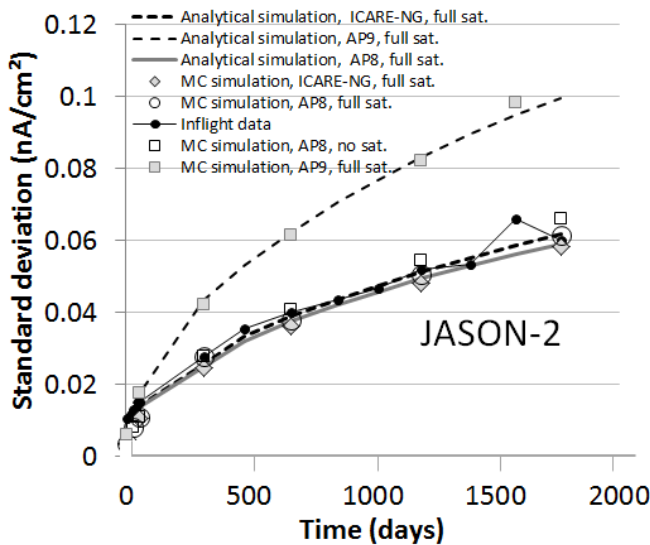


Fig. 10: JASON-2 satellite. The standard deviation of the dark current distribution ( $SD_{DCNU}$ ) calculated with both the classical and Monte Carlo approaches. The prediction made using AP8, AP9 are compared to inflight data and calculation performed with proton fluxes measured with the ICARE-NG radiation monitor (embedded on JASON-2).

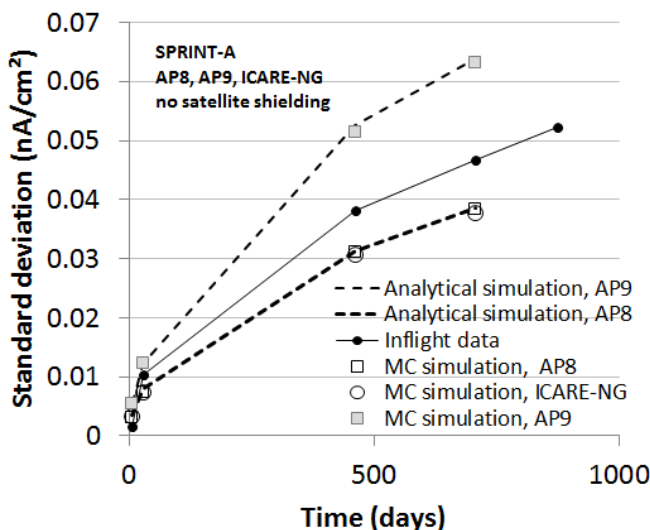


Fig. 11: SPRINT-A satellite. The standard deviation of the dark current distribution ( $SD_{DCNU}$ ) calculated with both the classical and Monte Carlo approaches. The prediction made using AP8, AP9 are compared to inflight data and calculation performed with proton fluxes measured with the ICARE-NG radiation monitor (embedded on JASON-2).

As can be seen in Fig. 11, in the case of SPRINT-A satellite, the prediction made with the AP8min model is in good agreement with the calculation performed with the fluxes deduced from ICARE-NG radiation monitor measurements made on the JASON-2 satellite. However one can see (Fig. 11) that the standard deviation of the DCNU is slightly underestimated (~20%). The prediction made with the AP9 Mean V1.30.001 model is overestimated in that case too (~40%). Those results confirm previous analysis [8, 9] performed at JASON-2 altitude where TNID measurements from an OSL sensor, and cumulated SEU monitored by an EDAC have been compared to predictions performed using AP8min and AP9 Mean V1.30.001 environment models. In that work, AP8 was found to underestimate the degradation by 20% while AP9 Mean V1.30.001 overestimates flight data by more than 100%.

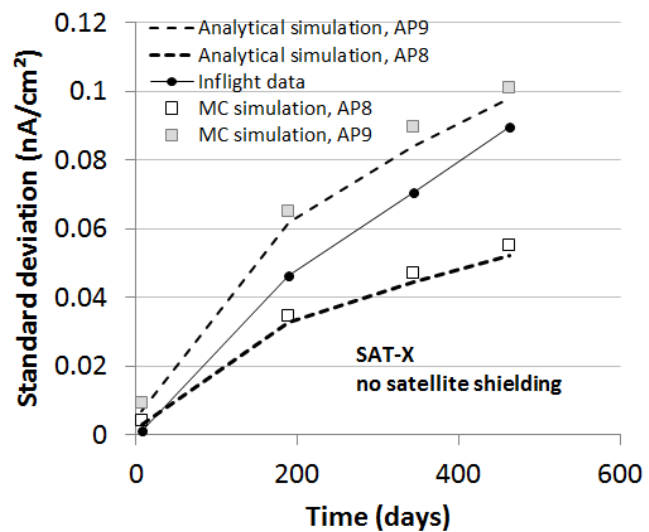


Fig. 12: SAT-X satellite. The standard deviation of the dark current distribution ( $SD_{DCNU}$ ) calculated with both the classical and Monte Carlo approaches. The prediction made using AP8, AP9 are compared to inflight data and calculation performed with proton fluxes measured with the ICARE-NG radiation monitor (embedded on JASON-2).

In the third case (SAT-X, Fig. 12) the prediction made with the AP8min model underestimates the degradation by nearly 35%. The AP9 Mean V1.30.001 model overestimates the standard deviation of the DCNU by some 20%. In this last case, the inflight data are closer to the prediction made with the AP9 Mean V1.30.001 model than the one made with AP8min. This discrepancy could potentially be explained by a more important temporal variability of the trapped proton population at the outer edge of Earth inner radiation belt, which is only explored by the SAT\_X satellite.

### B. Uncertainties

But, the observed discrepancies can be analyzed with respect to the uncertainties within the calculations. There are uncertainties at different levels. The accuracy of the calculation depends on the precision of the restitution of the orbit but also on the transport of protons through the shielding down to the CCD as well as on the DCNU calculation itself. The different parameters involved in the calculation suffer uncertainties with

varying degrees of magnitude that will impact differently the precision of the final calculation. We shall concentrate here to detail how we managed to limit our sources of errors.

As already mentioned, the orbits have been estimated thanks to the SGP4 NORAD's Two Lines Elements propagator with a time step of 20s. It ensures us to fly the orbit with an accuracy of several hundred of meters minimizing the errors related to this parameter.

Concerning the transport of the protons, the main source of uncertainty depends on the accuracy of the sector analysis. The sector analysis, provided by the equipment and the satellite manufacturers, have been estimated with a solid angle precision of  $1.74 \cdot 10^{-3}$  steradian ensuring a quite good accuracy. It consists in partitioning the solid angle viewed from the pixel in 7200 sectors of equal value i.e. 120 steps in polar angles and 60 steps in azimuthal angles. In addition, the calculations have shown that the transport through the shielding is largely dominated by the structure of the star tracker for which an accurate description has been provided by SODERN (Fig. 5). In the case of JASON-2, the simulations performed with or without taking into account the structure of the satellite have revealed some variations of around  $\sim 10\%$  which is estimated to be a realistic error bar for the transport part of the calculation. But the dark current calculation suffers itself some uncertainties. In this study, the DCNU increase is considered to be mainly caused by bulk defects from displacement damage, whereas surface dark current from TID can also affect DCNU on CCDs. Thanks to the mitigation techniques used on the star tracker and presented in section III-A, the surface component of DCNU is almost suppressed and contributes to less than 1% of the measured increase. The amount of atomic displacement produced in a pixel (NIEL [5]) is known with a relatively good accuracy, but the electrical degradations of the devices depends on the amount of produced defects subsequent to the irradiation and not to the initially estimated amount of atomic displacements. Actually, the amount of generation centers responsible of the dark current increase is strongly dependent on the annealing effects that take place after the irradiation. These phenomena are time and temperature dependent, and the annealing laws are not known with a great accuracy. The temporal dependence has been chosen to follow the annealing factor law given in ref. [30]. After one month, the degradation is dominated by the amount of stable defects that does not evolve much more with time, limiting the uncertainty related to this parameter after this period of time. The dark current dependence on the temperature has been simulated according to an Arrhenius law, function of the activation energy. The choice of the activation energy, which is subject to a relatively large uncertainty, can affect strongly the generation current, through the exponential dependency of the dark current on this parameter. To address these two issues, and in order to reduce the uncertainties, the activation energy have been chosen in order to best fit some experimental measurements made one month after the irradiation, with 60 MeV protons at 283K, the operating temperature of the device in the star tracker system. This calibration method of the DCNU calculation shows a good

accuracy when applied to two different fluence levels ( $3.36 \cdot 10^{+10}$  p/cm<sup>2</sup> and  $6.72 \cdot 10^{+10}$  p/cm<sup>2</sup>).

## VI. CONCLUSION

The star trackers of the equipment manufacturer SODERN present onboard different spacecrafts have been used to perform a benchmark study of space environment models. The dark current non uniformity of the CCD 47-20 of the star tracker SED16/26 present on three different satellites (JASON-2, SPRINT-A, SAT-X) has been evaluated for that comparative study.

The standard deviation of the DCNU has been calculated as a function of time and compared to in-flight measurements. Within the measurement and calculation uncertainties, some conclusions can be drawn. The DCNU is demonstrated to evolve according to a square root of time. For the three satellites, and consistently with some previous observations, the AP9 Mean V1.30.001 model overestimates the inflight degradation measurements. The AP8min model provides results in better agreement with flight data for satellites orbiting around 1000 km altitude, even though, it slightly underestimates the observations. In the case of the JASON-2 satellite, the standard deviation of the DCNU calculated with the AP8min model is found to be very close to the in-flight measurements. This result is also consistent with the calculation performed with the proton fluxes measured onboard JASON-2 thanks to the ICARE-NG radiation monitor and with previous analysis. In all cases AP8 and AP9 models represent respectively the lower and the upper bounds of the experimental data.

## VII. REFERENCES

- [1] G.R. Hopkinson, C. J. Dale, P. W. Marshall, "Proton effects in charge-coupled devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 2, pp. 614-627, 1996.
- [2] C. Inguibert, and S. Messenger, "Equivalent displacement damage dose for on-orbit space application," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 3117-3125, Dec. 2012.
- [3] C. Inguibert, and R. Gigante, "NEMO: A code to compute NIEL of protons, neutrons, electrons, and heavy ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 4, pp. 1967-1972, Aug. 2006.
- [4] SODERN, [Online]. Available: <http://www.sodern.com>, Accessed Mar. 14, 2017.
- [5] e2v, [Online]. Available: <http://www.e2v-us.com>, Accessed Mar. 14, 2017.
- [6] S. Bourdarie, D. Falguère, C. Inguibert, C. Deneau, J-R. Vaillé, E. Lorfèvre, R. Ecoffet, "Correlation of In-Flight Displacement Damage on the OSL Sensor With Space Environment On-Board Jason-2 Spacecraft," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 4, pp. 1643-1647, Dec. 2014.
- [7] S. Bourdarie, C. Inguibert, J.-R. Vaillé, A. Sicard-Piet, D. Falguere, E. Lorfèvre, R. Ecoffet, D. Standarovski, C. Poivey, "Benchmarking ionizing space environment models," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 8, pp. 2023-2030, Aug. 2017.
- [8] D. Falguère, D. Boscher, T. Nuns, S. Duzellier, S. Bourdarie, R. Ecoffet, S. Barde, J. Cueto, C. Alonzo, and C. Hoffman, "In-flight observations of the radiation environment and its effects on devices in the SAC-C polar orbit," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2782-2787, Dec. 2002.
- [9] D. Boscher, S. A. Bourdarie, D. Falguère, D. Lazaro, P. Bourdoux, T. Baldran, G. Rolland, E. Lorfèvre, and R. Ecoffet, "In Flight Measurements of Radiation Environment on Board the French Satellite JASON-2," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 3, pp. 916-922, June 2011.
- [10] B. Burke and S. A. Gajar, "Dynamic suppression of interface-state dark current in buried channel CCDs," *IEEE Trans. Elec. Dev.*, vol 38(2), pp. 285-290, 1991.
- [11] J. R. Janesick, "Multipinned phase charge-coupled device", U.S. Patent 4,963,952 A, Oct. 16, 1990.

- [12] Fennell, J. F., Claudepierre, S. G., Blake, J. B., O'Brien, T. P., Clemmons, J. H., Baker, D. N., Spence H.E. and Reeves, G. D., "Van Allen Probes show that the inner radiation zone contains no MeV electrons: ECT/MagEIS data." *Geophysical Research Letters*, vol. 42, no. 5, pp. 1283-1289, 2015.
- [13] FastRad, [Online]. Available:<http://www.trad.fr/FASTRAD-R.html>, Accessed Mar. 14, 2017.
- [14] P. Calvel, C. Barillot, A. Porte; G. Auriel, C. Chatry; P.-F. Peyrard, G. Santin, R. Ecoffet and T. M. Jordan, "Review of Deposited Dose Calculation Methods Using Ray Tracing Approximations", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 6, pp. 3106 - 3113, 2008.
- [15] MCNP, [Online]. Available:<https://mcnp.lanl.gov/>, Accessed Nov. 16, 2017.
- [16] C. Inguibert, T. Nuns, D. Falguère, M.C. Ursule, D. Hervé, M. Beaumel, M. Poizat, "Image sensors DCNU modeling with GEANT4," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 6, pp. 3323-3330, Dec. 2014.
- [17] M.C. Ursule, C. Inguibert, T. Nuns, "Impact of the border crossing effects on the DCNU for pixels arrays irradiated with high energy protons," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, no. 4, pp. 2159-2167, Jun. 2016.
- [18] C. J. Dale, P.W. Marshall, E. A. Burke, G. P. Summers, and G. E. Bender, "The generation lifetime damage factor and its variance in Silicon," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 36, no. 6, pp. 1872-1881, Dec. 1989.
- [19] C. J. Dale, P.W. Marshall, E. A. Burke, "Particle-induced spatial dark current fluctuations in focal plane arrays," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1784-1791, Dec. 1990.
- [20] P. W. Marshall, C. J. Dale, E. A. Burke, "Proton-induced displacement damage distributions end extremes in Si microvolumes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1776-1783, Dec. 1990.
- [21] M. S. Robbins, "High-energy proton-induced dark signal in Silicon charge coupled devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2473-2479, Dec. 2000.
- [22] J. Bogaerts, B. Dierickx, and G. Meynants, "Enhanced dark current generation in proton-irradiated CMOS active pixel sensors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 3, pp. 1513-1521, Jun. 2002.
- [23] R. Germanicus, S. Barde, L. Dusseau, G. Rolland, C. Barillot, F. Saigne, R. Ecoffet, P. Calvel, J. Fesquet, J. Gasiot, "Evaluation and prediction of the degradation of a COTS CCD induced by displacement damage," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, pp. 2830-2835, Dec. 2002.
- [24] C. Virmondois, V. Goiffon, P. Magnan, S. Girard, C. Inguibert, S. Petit, G. Rolland, and O. Saint-Pe, "Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on CMOS image sensors manufactured in deep sub-micron technology," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 6, pp. 3101-3108, Dec. 2010.
- [25] M. Beaumel, D. Hervé and L. Paganelli-Pradere, "Charge-Coupled Device Proton-Induced Degradation Observed on Low Earth Orbit Star Tracker", in Proc. RADECS 2008, pp. 370-375.
- [26] S. Agostinelli et al., "Geant 4 a simulation toolkit," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Rev. A*, vol. 506, no. 3, pp.250-303, Jul 2003.
- [27] J. Allison, et al., "Geant4 developments and applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 270-278, Feb. 2006.
- [28] GEANT4, [Online]. Available <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>, Accessed Mar. 14, 2017.
- [29] J. R. Srour, "Universal damage factor for radiation-induced dark current in Silicon devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. NS-47, no. 6, pp. 2451-2459 December 2000.