



HAL
open science

Développement d'une méthodologie par rayons X et laser impulsif pour l'évaluation des effets des radiations sur les composants semiconducteurs avancés

Catherine Madjiguène Ngom

► **To cite this version:**

Catherine Madjiguène Ngom. Développement d'une méthodologie par rayons X et laser impulsif pour l'évaluation des effets des radiations sur les composants semiconducteurs avancés. Electronique. Université Montpellier, 2021. Français. NNT : 2021MONT065 . tel-03611883

HAL Id: tel-03611883

<https://theses.hal.science/tel-03611883>

Submitted on 17 Mar 2022

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.

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En Électronique

École doctorale Information, Structures et Systèmes (I2S)

Unité de recherche Institut d'Électronique et des Systèmes (IES)

Développement d'une méthodologie par rayons X et laser impulsif pour l'évaluation des effets des radiations sur les composants semiconducteurs avancés

Présentée par Catherine NGOM
Le 07 Décembre 2021

Sous la direction de Antoine TOUBOUL
et Fabio COCCETTI

Devant le jury composé de

Nathalie MALBERT, Professeur des Universités, IMS Université Bordeaux

Patrick AUSTIN, Professeur des Universités, LAAS Université Toulouse

Frédéric WROBEL, Professeur des Universités, IES Université Montpellier

Fabio COCCETTI, Ingénieur HDR, IRT Saint Exupéry Toulouse

Vincent POUGET, Chargé de Recherche, IES CNRS Montpellier

Moustafa ZERARKA, Ingénieur, IRT Saint Exupéry Toulouse

Françoise BEZERRA, Ingénieur, CNES Toulouse

Frédéric SAIGNE, Professeur des Universités, IES Université Montpellier

Cécile WEULERSSE, Ingénieur, Airbus Toulouse

Rapporteur

Rapporteur

Président du jury

Co-Directeur Thèse

Co-Encadrant

Co-Encadrant

Examineur

Examineur

Invité



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

Remerciements

Je voudrais commencer par remercier toutes les personnes qui ont suivi de près ou de loin mes travaux au cours de cette thèse.

J'ai tout d'abord une pensée pour Antoine Touboul que j'appréciais énormément pour ses compétences reconnues et surtout pour les précieux conseils et suggestions durant ces travaux. Il nous manquera beaucoup de même que sa gentillesse et sa sympathie.

Un très grand merci à Vincent Pouget que j'ai eu la chance de côtoyer tout au long de cette aventure et avec qui j'ai adoré travaillé. Je suis très reconnaissante pour son encadrement de qualité, son engagement sans faille et son soutien qui m'ont permis de mener à bien cette thèse. J'ai pu apprendre énormément à ses côtés grâce à sa volonté de transmettre. J'ai beaucoup apprécié ses encouragements qui m'ont permis de rester motivée et ses paroles rassurantes dans les moments de doutes.

Je souhaite remercier Fabio Coccetti pour sa confiance, son soutien et sa disponibilité malgré un agenda souvent très chargé et qui a tout mis en œuvre pour que je puisse travailler dans les meilleures conditions.

Je remercie également Moustafa Zerarka pour tout l'aide qu'il m'a apporté durant cette thèse, ses encouragements ainsi que sa disponibilité et son accessibilité.

Je voudrais remercier les professeurs Nathalie Malbert et Patrick Austin qui m'ont fait l'honneur de rapporter ma thèse. Leurs commentaires et suggestions sont appréciés.

Je remercie l'IES de Montpellier particulièrement l'équipe RADIAC qui m'a accueilli durant ces trois années et l'équipe de l'IRT Saint Exupéry pour leur accueil chaleureux et leur aide.

Je remercie les partenaires du projet FELINE qui ont permis la réalisation de cette thèse.

Je voudrais également remercier toutes les personnes qui ont contribué à ma formation et m'ont permis d'acquérir des compétences à travers les différents stages ou projets ; et je voudrais citer parmi eux Laurent Dusseau, Alain Michez, Frédéric Wrobel et Françoise Bezerra qui m'ont toujours apporté leur soutien inconditionnel.

Je remercie ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé particulièrement mes parents Elisabeth et Alfred Ngom qui ont énormément investi dans mon éducation et qui ont toujours été ma première source de motivation.

Je remercie tous mes proches et amis pour leur soutien avec une mention spéciale à Djibril Samb et Djibril Sall pour leur aide et leur soutien sans faille dans toutes mes entreprises.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui ont contribué à cet accomplissement, incluant les personnes que je n'ai pas mentionné mais qui m'ont énormément apporté dans ma vie personnelle et professionnelle.

Table des matières

Remerciements.....	3
Table des matières.....	5
Liste des figures.....	9
Liste des tableaux.....	17
Introduction.....	21
Chapitre 1 : Technologies « Grand Gap » et effets des radiations.....	27
1.1 Introduction.....	27
1.2 Technologies « grand gap ».....	28
1.2.1 Intérêt des composants grand gap.....	28
1.2.2 Technologie GaN.....	29
1.2.3 Technologie SiC.....	39
1.3 Effets des radiations sur les composants à grand gap.....	41
1.3.1 Environnements radiatifs naturels.....	41
1.3.2 Effets singuliers (SEE).....	45
1.3.3 Effet de dose (TID and DDD).....	49
1.3.4 Méthodes de caractérisation.....	51
1.4 Conclusion.....	59
Chapitre 2 : Caractérisation et modélisation des composants de l'étude.....	63
2.1 Introduction.....	63
2.2 Références commerciales.....	63
2.2.1 Propriétés électriques.....	63
2.2.2 Analyse technologique.....	64
2.3 Banc de test électrique.....	72
2.3.1 Cartes de test.....	72
2.3.2 Banc de caractérisation.....	75
2.4 Caractérisations électriques initiales.....	75
2.5 Modélisation TCAD.....	77
2.5.1 Environnement Sentaurus.....	77
2.5.2 Géométrie et maillage de la structure simulée.....	78
2.5.3 Modèles physiques utilisés.....	80

2.5.4	Calibration de la structure simulée	81
2.6	Conclusion	86
Chapitre 3 :	Evaluation des effets singuliers dans les composants GaN par faisceau laser impulsionnel	89
3.1	Introduction	89
3.2	Mécanismes d'interaction photon – semiconducteur	89
3.2.1	Absorption inter-bande	89
3.2.2	Absorption intra-bande ou par porteurs libres	92
3.3	Modélisation du test laser	92
3.3.1	Objectifs de la modélisation	92
3.3.2	Faisceau laser gaussien	93
3.3.3	Modélisation des propriétés optiques des matériaux	94
3.3.4	Taux de génération de paires électron-trou	97
3.4	Application aux composants de l'étude	98
3.4.1	Niveau 1 : Estimation de l'ordre de grandeur du taux de génération de charges dans le matériau GaN 98	
3.4.2	Niveau 2 : Calcul de la transmittance des couches en face arrière d'un GaN HEMT	101
3.4.3	Niveau 3: Modélisation de la distribution de charge dans un HEMT GaN avec prise en compte des effets non-linéaires	105
3.4.4	Conclusion	111
3.5	Mise en œuvre expérimentale	112
3.5.1	Préparation d'expérience	112
3.5.2	Description des bancs laser	115
3.5.3	Résultats expérimentaux sur le banc 3PA	120
3.5.4	Résultats expérimentaux sur le banc SPA	134
3.5.5	Bilan des campagnes laser	139
3.6	Analyse par simulations TCAD	142
3.7	Conclusion	144
Chapitre 4 :	Evaluation des effets singuliers dans les composants GaN sous faisceau de rayons X impulsionnel et focalisé	149
4.1	Introduction	149
4.2	Mécanismes d'interactions photon X – semiconducteur	149
4.2.1	Interaction des photons X	149

4.2.2	Interaction des électrons générés.....	151
4.3	Modélisation GEANT4 de l'interaction entre rayons X et HEMT GaN COTS	152
4.3.1	Présentation de l'outil GEANT4.....	153
4.3.2	Application à la référence d'intérêt GS66508P.....	155
4.4	Mise en œuvre expérimentale.....	165
4.4.1	La ligne ID09	165
4.4.2	Préparation d'expérience.....	166
4.4.3	Résultats expérimentaux	169
4.5	Conclusion.....	173
Chapitre 5 :	Méthodologie d'utilisation des techniques de test sous laser et rayons X.....	177
5.1	Introduction	177
5.2	Analyse des résultats de caractérisation sous ions lourds	177
5.3	Intérêts des techniques basées sur le laser et les rayons X focalisés.....	180
5.3.1	Confrontation données ions lourds, laser et rayons X	180
5.3.2	Complémentarité des techniques.....	184
5.4	Proposition de méthodologie d'utilisation.....	185
5.5	Conclusion.....	186
Conclusion	191
Annexes.....		197
Annexe 1 :	Standards de test.....	197
Annexe 2 :	Composition du BEOL et du boîtier.....	199
Annexe 3 :	Evolution de la largeur du faisceau avec les effets Kerr et Plasma	201
Annexe 4 :	Caractéristiques électriques avant et après préparation d'échantillons.....	203
Annexe 5 :	Dépendance de l'amplitude des transitoires courts en fonction de position focalisation en z pour l'EPC2045	206
Annexe 6 :	Analyse de défaillance préliminaire	207
Bibliographie.....		211
Publications.....		223
Résumé.....		224
Abstract.....		224

Liste des figures

Figure 1.1 : Résistance à l'état passant maximale en fonction de la tension de claquage pour les composants Si, GaN et SiC [Naka06]	27
Figure 1.2 : Structure hexagonale Wurtzite du GaN [Comm08].....	29
Figure 1.3 : Structure de bande du GaN Wurtzite [Reza06]	29
Figure 1.4 : Energie de gap en fonction des paramètres de maille [Mant19]	30
Figure 1.5 : Polarisation spontanée en fonction de la polarité [Nguy14]	30
Figure 1.6 : Polarisation spontanée macroscopique	31
Figure 1.7 : Effet de polarisation piézoélectrique selon le type de contrainte.....	31
Figure 1.8 : Diagrammes des bandes des matériaux AlGaIn dopé n et GaN non dopé [Brun14].....	32
Figure 1.9: Diagramme des bandes de l'hétérojonction AlGaIn/GaN à l'équilibre thermique [Brun14]	32
Figure 1.10 : Formation du gaz électronique bidimensionnel [Nguy14].....	32
Figure 1.11 : Densité du 2DEG en fonction du taux d'aluminium [Asbe97].....	33
Figure 1.12 : Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de l'AlGaIn avec un taux d'Al de 27% [Zhan00]	33
Figure 1.13 : Structures et diagramme de bande d'un transistor HEMT Normally-On	34
Figure 1.14 : Configurations possibles de transistors Normally-Off, HEMT: implantation d'ions Fluorure (a), approche recessed gate (b), approche grille p-GaN (b).....	35
Figure 1.15 : Diagramme de bande d'un p-GaN HEMT [Marc15].....	35
Figure 1.16 : Caractéristique I-V d'un HEMT Normally-On et Normally-Off [Pana18]	36
Figure 1.17 : Processus de transition des électrons et trous : (a) émission d'un trou, (b) capture d'un trou, (c) émission d'un électron et (d) capture d'un électron	36
Figure 1.18 : Localisation possible des pièges	37
Figure 1.19 : Effet des pièges à l'interface semiconducteur/diélectrique et sur le 2DEG [Quay08].....	37
Figure 1.20 : Représentation du phénomène du <i>gate-lag</i> [Astr12]	38
Figure 1.21 : Représentation du phénomène du <i>drain-lag</i> [Astr12].....	38
Figure 1.22 : Configuration des field plates : (a) HEMT avec field plate en T connectée à la grille, (b) HEMT avec field plate connecté à la source et (c) vue ne coupe du HEMT avec double field plates [Zhan13].....	39
Figure 1.23 : Polytypes 3C, 4H et 6H du SiC [Mitr11].....	39
Figure 1.24 : Structures des trois types de diode SiC [Asll16].....	40
Figure 1.25 : Structures des transistors SiC [Asll16]	40
Figure 1.26 : Environnement spatial radiatif (d'après K. Endo, Nikkei Science Inc., Japon).....	41
Figure 1.27 : Nombre de taches modulé par le cycle solaire [Ross19]	42
Figure 1.28 : Intensité des particules cosmiques enregistrée par des moniteurs à neutrons [Ross19].....	42
Figure 1.29 : Spectre de LET des particules cosmiques prédit par CREME96 à 1 unité astronomique pour des conditions nominales d'accalmie solaire, la pire semaine et un pic de 5 minutes. Les flux sont ralentis par un blindage générique en aluminium de 1 g/cm ² . [Garr14]	43
Figure 1.30: Ceintures de radiation [Garr11]	43
Figure 1.31 : Cascade de particules dans l'atmosphère [Baum13].....	44
Figure 1.32 : Flux de neutrons dans l'atmosphère terrestre [Lei04].....	44

Figure 1.33 : Section efficace de capture des neutrons thermiques par différent noyaux [Wijn10].....	45
Figure 1.34 : Ionisation du semiconducteur le long du chemin d'un ion incident	45
Figure 1.35 : Occurrence d'un Single-Event Burnout dans un MOSFET [Ladb17]	46
Figure 1.36 : Occurrence d'un Single-Event Gate Rupture dans un MOSFET [Ladb17].....	47
Figure 1.37 : Courant de fuite de drain en fonction du temps sous ions lourds pour le PGA26E19BA [Sche16]	47
Figure 1.38 : Piégeage de charges dans l'oxyde [Adel14]	49
Figure 1.39: Création de paires lacune-interstitiel [Poiv17].....	50
Figure 1.40 : Décalage de tension seuil V_{th} induit par la dose TID sur des transistors LDMOS à canal n (gauche) et à canal p (droite) polarisés en condition pire cas à température ambiante [Facc10]	50
Figure 1.41 : Tension de seuil en fonction de la fluence d'un composant Cree Normally-On à 28V [Harr11]	51
Figure 1.42 : LET (rouge) et range (bleu) en fonction de l'énergie d'un ion Fe dans le Silicium (calculé avec SRIM 2013).....	52
Figure 1.43 : LET de quelques ions en fonction de la distance dans le Silicium [Medi16]	52
Figure 1.44 : Courbe de section efficace en fonction du LET [Polo17].....	53
Figure 1.45 : Enceinte à vide de l'UCL [https://aida2020.web.cern.ch/aida2020/node/276.html]	54
Figure 1.46 : Installation KVI CART [Beze18].....	55
Figure 1.47 : Rendement de la génération de paires électron-trou pour différentes particules [Oldh83].....	57
Figure 1.48 : Processus de qualification des composants [Poiv02].....	58
Figure 2.1 : Vues externes et schéma de principe du GS66508P	64
Figure 2.2 : Vue de profil du GS66508P.....	65
Figure 2.3: Images par rayons X du GS66508P	65
Figure 2.4 : Imagerie par la face avant de la structure multi-doigts de la puce du GS66508P.....	66
Figure 2.5 : Vue en coupe d'une cellule transistor GS66508P [Duar18]	66
Figure 2.6 : Structure du GS66508P	67
Figure 2.7 : Vues externes et schéma de principe du PGA26E07BA	67
Figure 2.8: Images par rayons X du PGA26E07BA	68
Figure 2.9 : Imagerie de la puce avec la structure multi-doigts du PGA26E07BA.....	68
Figure 2.10 : Vue en coupe d'une cellule transistor PGA26E07BA	69
Figure 2.11 : Structure du PGA26E07BA.....	69
Figure 2.12: Vues externes de l'EPC2045	70
Figure 2.13 : Vue en coupe d'une cellule transistor EPC2045.....	70
Figure 2.14: Structure de l'EPC2045	71
Figure 2.15 : Vue de profil de l'EPC2045 et connexion de la bille centrale au substrat	71
Figure 2.16 : Imagerie par la face arrière de l'EPC2045.....	72
Figure 2.17: Schéma électrique du circuit de caractérisation avec la version 1 correspondant au circuit en noir et la version 2 incluant des capacités de découplage et un filtre passe haut en rouge.....	73
Figure 2.18 : Placement des composants sur la carte mère	74
Figure 2.19: Face avant des cartes filles : GS66508P (gauche), PGA26E07BA (centre) et EPC2045 (droite). ...	74
Figure 2.20: Carte mère.....	75
Figure 2.21: Setup de caractérisation	75
Figure 2.22: Caractéristiques I-V d'un échantillon GS66508P	76

Figure 2.23 : Caractéristique $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1\text{ V}$ d'un échantillon EPC2045	77
Figure 2.24: Etapes de simulation	78
Figure 2.25: Structure simulée	79
Figure 2.26: Structure simulée avec maillage	79
Figure 2.27 : Paramètres de calibration pour une structure Normally-Off et une stabilité de la simulation	82
Figure 2.28 : Position de la coupe au centre de la grille (gauche) et diagramme de bande dans la structure à $V_{ds} = V_{gs} = 0\text{V}$ (droite)	83
Figure 2.29 : Densité d'électrons dans la structure à $V_{gs} = 0\text{V}$ et $V_{ds} = 0\text{V}$	83
Figure 2.30 : Densité d'électrons dans le 2DEG à $V_{gs} = 0\text{ V}$ et $V_{ds} = 0\text{ V}$	84
Figure 2.31 : Potentiel électrostatique dans la structure à $V_{ds} = 600\text{V}$ et $V_{gs} = 0\text{V}$	84
Figure 2.32 : Densité d'électrons dans le 2DEG à $V_{gs} = 0\text{ V}$ et $V_{ds} = 600\text{ V}$	85
Figure 2.33 : Diagramme de bande dans la structure à $V_{ds} = 600\text{V}$ et $V_{gs} = 0\text{V}$, coupe au centre de la grille	85
Figure 2.34: Caractéristiques $I(V_{ds})$ (gauche) et $I(V_{gs})$ (droite) de la structure simulée	86
Figure 3.1: Différence de mécanisme d'absorption entre semiconducteurs à gap direct (gauche) et indirect (droite)	90
Figure 3.2 : Mécanisme d'absorption 2PA (gauche) et 3PA (droite)	90
Figure 3.3 : Mécanisme d'absorption prédominant en fonction de la longueur d'onde	91
Figure 3.4 : Mécanisme d'absorption par porteurs libres	92
Figure 3.5 : Principe du test laser d'un HEMT GaN par la face arrière	93
Figure 3.6 : Propagation d'un faisceau gaussien [Poug14]	93
Figure 3.7 : Superposition de couches	95
Figure 3.8 : Coefficient d'absorption NPA dans le GaN calculé avec Eq. 3.2 en considérant un facteur de correction de 12/5 pour le 2PA	99
Figure 3.9 : Structure des composants HEMT GaN	102
Figure 3.10 : Transmittance de l'ensemble substrat (100 μm) + buffer pour EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA	103
Figure 3.11 : Représentation de la convergence du faisceau laser dans un GaN HEMT	103
Figure 3.12 : Schématisation de la modélisation de niveau 2.2	104
Figure 3.13 : Transmittance de l'ensemble substrat + buffer + GaN avec prise compte des interférences pour EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA	105
Figure 3.14 : Discrétisation du profil temporel (haut) et de l'espace de propagation (empilement de couches semiconducteurs du GS66508P) de l'impulsion (bas)	106
Figure 3.15 : Algorithme de la modélisation de niveau 3	107
Figure 3.16 : Densité de paires d'électron-trou générée en fonction de z dans les différentes couches avec les contributions de chaque mécanisme d'absorption pour $E_L = 1\text{nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$	109
Figure 3.17 : Distribution 2D de la densité de paires générée pour $E_L = 1\text{nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$	109
Figure 3.18 : Evolution temporelle du rayon du spot sur toute la durée de l'impulsion due aux effets Kerr et Plasma avec $E_L = 1\text{nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$	110
Figure 3.19 : LET équivalent dans chaque couche en fonction de l'énergie laser	111
Figure 3.20 : LET équivalent dans chaque couche en fonction de la durée d'impulsion	111
Figure 3.21 : Zones d'ouverture et amincissement des composants EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA ...	112

Figure 3.22 : Imagerie par la face arrière de l'échantillon GS66508P #5 (a) ; zoom sur structure multi-doigts (b)	113
Figure 3.23 : Imagerie par la face arrière de l'échantillon PGA26E07BA #4 (a) ; zoom sur structure multi-doigts (b).....	114
Figure 3.24 : Imagerie de la face arrière de l'échantillon EPC2045 #1	114
Figure 3.25 : I_g et I_d en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0V$ avant et après préparation pour le PGA26E07BA	115
Figure 3.26 : Schéma de la configuration expérimentale avec le banc laser 3PA.....	116
Figure 3.27 : Photo du banc laser SPA de l'IES	117
Figure 3.28 : Setup électrique test laser	118
Figure 3.29 : Processus des expériences sous faisceau laser.....	119
Figure 3.30 : Faisceau laser passant par la face arrière du composant sous test et générant de la charge dans les couches de substrat, buffer et GaN.....	120
Figure 3.31 : Transitoire de courte durée	120
Figure 3.32 : Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour le GS66508P	121
Figure 3.33: Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour le PGA26E07BA.....	121
Figure 3.34: Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour l'EPC2045.....	122
Figure 3.35 : Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction du cube de l'énergie du laser pour le GS66508P	122
Figure 3.36 : Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de la position de focalisation sur l'axe z pour le GS66508P	123
Figure 3.37 : Profils de l'amplitude des transitoires courts en fonction de la position du focus sur l'axe z pour le GS66508P	124
Figure 3.38: Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de V_{ds} pour le GS66508P et l'EPC2045	124
Figure 3.39: Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de V_{gs} pour le GS66508P et l'EPC2045	125
Figure 3.40 : Transitoire de longue durée	125
Figure 3.41 : Cartographie de l'amplitude crête-crête (a) et de la charge collectée (b) des transitoires long pour le GS66508P	126
Figure 3.42: Cartographie de l'amplitude crête-crête (a) et de la charge collectée (b) des transitoires long pour le PGA26E07BA.....	126
Figure 3.43 : Charge collectée des transitoires long en fonction de l'énergie du laser	127
Figure 3.44 : Profils de charge collectée des transitoires long en fonction de l'énergie du laser pour le GS66508P	127
Figure 3.45 : Charge collectée des transitoires long en fonction de la position du focus sur l'axe z pour le GS66508P	128
Figure 3.46 : Charge collectée des transitoires long en fonction de V_{ds} pour le PGA26E07BA	129
Figure 3.47 : Profils de charge collectée des transitoires long en fonction de V_{ds} pour le GS66508P.....	130
Figure 3.48 : Charge collectée des transitoires long en fonction de V_{gs} pour le PGA26E07BA	130
Figure 3.49 : Profils de charge collectée des transitoires long pour deux tensions V_{gs} pour le GS66508P	131

Figure 3.50 : a) Evènement destructif visible induit par le tir laser sur le field plate 2 pour le GS66508P et b) évènement destructif non visible induit par le tir laser sur le contact de grille pour le PGA26E07BA	131
Figure 3.51 : Localisation de défauts	133
Figure 3.52 : Faisceau laser passant par la face arrière du composant sous test et générant de la charge dans la couche de substrat	134
Figure 3.53 : Transitoires de grille et de drain	135
Figure 3.54 : Cartographie de l'amplitude crête-crête (à gauche) et de la charge collectée (à droite) des transitoires de grille (en haut) et des transitoires de drain (en bas) à $E_L = 560$ pJ, $V_{ds} = 500$ V and $V_{gs} = -0.5$ V	135
Figure 3.55 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) transitoire en fonction de l'énergie laser mesurée sur le field plate 3	136
Figure 3.56 : Schéma montrant différentes profondeurs de focalisation le long de l'axe optique z	136
Figure 3.57 : Amplitude crête-crête des transitoires en fonction de la position du focus sur l'axe z	137
Figure 3.58 : Profils de l'amplitude des transitoires de grille (en haut) et de drain (en bas) à différentes profondeurs de focus le long de l'axe z à $E = 560$ pJ, $V_{ds} = 500$ V et $V_{gs} = -0,5$ V	137
Figure 3.59 : Résolution en fonction de la profondeur de focus le long de l'axe z	138
Figure 3.60 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) des transitoires en fonction de la tension de polarisation V_{ds} mesurée sur le field plate 3	138
Figure 3.61 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) des transitoires en fonction de la tension de polarisation V_{gs} mesurée sur le contact de grille	139
Figure 3.62 : Mécanismes pouvant contribuer à la formation des transitoires	142
Figure 3.63 : Génération de charge dans le substrat Si	143
Figure 3.64 : Courants et charge du transitoires de grille (gauche) et de drain (droite) à $V_{ds} = 600$ V et un LET = $10\text{pC}/\mu\text{m}$	143
Figure 3.65 : Amplitude des transitoires de courants I_g et I_d en fonction de la position d'injection en y	144
Figure 4.1 : Les 2 types d'émissions possibles lors de l'interaction photoélectrique d'un photon X	150
Figure 4.2 : Diffusion Compton	150
Figure 4.3 : Diffusion Rayleigh-Thomson	151
Figure 4.4 : Domaines de prédominance des mécanismes en fonction de l'énergie de photon et du numéro atomique Z du matériau absorbant	151
Figure 4.5 : Emission Bremsstrahlung	152
Figure 4.6 : Principe du test sous faisceau X d'un HEMT GaN par la face avant	152
Figure 4.7 : Simulation d'expérience [Hriv19]	153
Figure 4.8 : Exemple de processus pendant un évènement	155
Figure 4.9 : Structure simulée : stack 1 sans Cu et stack 2 avec Cu	156
Figure 4.10 : Coefficient d'absorption des matériaux	157
Figure 4.11 : Energie totale déposée dans les stacks 1 et 2 par une impulsion de 1500 photons à différentes énergies de photon	158
Figure 4.12 : Fraction de l'énergie déposée dans le FEOL, BEOL et Package	158
Figure 4.13 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons pour différentes énergies de photon pour les stacks 1 et 2	159

Figure 4.14 : Dépôt de charge induite par une impulsion de 1500 photons dans chaque couche semiconducteur en fonction de l'énergie de photon pour les stacks 1 et 2	160
Figure 4.15 : LET équivalent dans chaque couche du FEOL pour une impulsion de 1500 photons en fonction de l'énergie de photon pour les stacks 1 et 2	160
Figure 4.16 : Distribution longitudinale de la densité d'électrons dans le FEOL à 20keV pour les stacks 1 et 2	162
Figure 4.17 : Distribution radiale de la densité d'électrons dans le GaN à 20keV pour les stacks 1 et 2.....	162
Figure 4.18 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons en fonction de l'épaisseur la résine pour le stack 1	163
Figure 4.19 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons en fonction de l'épaisseur du cuivre pour le stack 2	163
Figure 4.20 : Dose totale déposée dans le périmètre du faisceau dans les couches diélectrique 1 et 2 par une seule impulsion de 1500 photons pour les stacks 1 et 2	164
Figure 4.21 : Schéma simplifié de la ligne ID09.....	166
Figure 4.22 : Configuration expérimentale	167
Figure 4.23 : Photographie de la carte de test positionnée en face du faisceau X	168
Figure 4.24 : Transitoires de drain (gauche) et de grille (droite)	170
Figure 4.25 : Cartographie des transitoires de drain à $V_{ds} = 600V$, $V_{gs} = -0.5V$ et flux à 33000 ph/impulsion	170
Figure 4.26 : Histogramme des amplitudes (haut) et des charges (bas) des transitoires sur la zone scannée	171
Figure 4.27 : Section efficace des transitoires en fonction de la tension V_{ds}	172
Figure 4.28 : Caractéristiques $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1 V$ (gauche) et $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0 V$ (droite) obtenues après évènement destructif	172
Figure 5.1 : Processus de choix de la technique de caractérisation	185
Figure A.1 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec l'effet Kerr avec $E_L = 1nJ$, $\lambda = 1030 nm$ et $\tau = 320 fs$: profil spatial à différent moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite).....	201
Figure A.2 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec l'effet Plasma avec $E_L = 1nJ$, $\lambda = 1030 nm$ et $\tau = 320 fs$: profil spatial à différent moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite).....	202
Figure A.3 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec les effets Kerr et Plasma avec $E_L = 1nJ$, $\lambda = 1030 nm$ et $\tau = 320 fs$: profil spatial à différent moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite)	202
Figure A.4 : Evolution de la taille du spot maximale en fonction de l'énergie laser avec $\lambda = 1030 nm$ et $\tau = 320 fs$	202
Figure A.5 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0V$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4.....	203
Figure A.6 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1V$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4.....	203
Figure A.7 : I_g et I_d en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0V$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4.....	204
Figure A.8 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0V$ avant et après préparation pour le PGA26E07BA #1	204
Figure A.9 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1V$ avant et après préparation pour le PGA26E07BA #1	204
Figure A.10: I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1	205
Figure A.11: I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1	205
Figure A.12: I_g et I_d en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1	205

Figure A.13 : Profils de l'amplitude des transitoires long en fonction de la position du focus sur l'axe z pour l'EPC2045.....	206
Figure A.14 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V(gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté	207
Figure A.15 : Localisation de défauts	207
Figure A.16 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V(gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté	208
Figure A.17 : Localisation de défauts	208
Figure A.18 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V(gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté	208
Figure A.19 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V(gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté	209
Figure A.20 : Localisation de défauts	209

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Propriétés des matériaux Si, SiC et GaN [Mene16], [Quay08], [Subr18]	28
Tableau 1.2 : Accélérateurs de particules et type de particules disponibles et leurs caractéristiques	53
Tableau 2.1 : Caractéristiques électriques et dimensions des trois références [Epc18], [Gans18], [Pana16]	64
Tableau 2.2 : Tensions de polarisation et limite en courant appliquées lors de la caractérisation	76
Tableau 2.3 : Longueur des contacts et distances entre contacts	78
Tableau 2.4 : Modèles activés physiques	81
Tableau 2.5 : Paramètres de calibration explorés	82
Tableau 3.1 : Les différents niveaux de modélisation étudiés dans cette thèse	98
Tableau 3.2 : Taux de génération et énergie laser nécessaire pour chaque mécanisme à une longueur d'onde donnée	100
Tableau 3.3: Composition et épaisseur de l'empilement de couches des trois références	102
Tableau 3.4 : Echantillons préparés avec épaisseur résiduelle du substrat Si	113
Tableau 3.5 : Observations après comparaison des caractéristiques électriques d'avant et d'après préparation	115
Tableau 3.6 : Tensions de polarisation et énergies laser des événements destructifs et courants de fuite dégradés	132
Tableau 3.7 : Observations	140
Tableau 4.1 : Exemple de conversion du LET équivalent en $LET_{[GaN]}$ et $LET_{[Si]}$ pour la couche GaN	161
Tableau 4.2 : Plan de test prévisionnel et réalisé	169
Tableau 5.1 : Synthèse des résultats sous ions lourds	178
Tableau 5.2 : Comparaison des effets observés sur les trois références	181
Tableau 5.3 : Synthèse des événements destructifs observés sous ions lourds, laser et rayons X	182
Tableau 5.4 : Modélisation de l'équivalence LET ions lourds, énergie des impulsions laser et rayons X	183
Tableau 5.5 : Avantages et inconvénients des techniques de test pour l'évaluation des SEEs dans les COTS GaN/Si	184
Tableau A.1 : Composition des couches supérieures du GS66508P	199
Tableau A.2 : Composition des couches supérieures du PGA26E07BA	199
Tableau A.3 : Composition des couches supérieures du EPC2045	200

Introduction

Introduction

Les composants électroniques, devenus omniprésents dans nos vies, contribuent dans la création de produits et services de plus en plus performants. Dans la plupart des applications, les composants utilisés sont à base de semiconducteur. Les composants semiconducteurs permettent notamment la conversion de l'énergie électrique dans les systèmes. On peut citer les smartphones (conversion Continu/Continu), les télévisions (conversion Alternatif/Continu), les véhicules électriques (conversion Continu/Alternatif), etc... L'efficacité dans la conversion étant cruciale, les critères de sélection des composants sont tels que l'on cherche à minimiser les pertes de puissance. A défaut d'interrupteurs parfaits qui ne présentent aucune perte, on privilégie les transistors avec une résistance à l'état passant R_{ON} et une capacité de grille les plus faibles possibles pour limiter la dissipation d'énergie et les pertes par commutation. De plus, les nouvelles générations de composants de puissance doivent être capables de fonctionner à des tensions et températures élevées.

Le marché des semiconducteurs est actuellement dominé par le Silicium. Cependant, les propriétés physiques intrinsèques du Silicium limitent les capacités de cette technologie à répondre aux besoins en efficacité énergétique, tenue en tension et température. L'émergence de matériaux dit « grand gap » tels que le Carbure de Silicium (SiC) et le Nitrure de Gallium (GaN) permettent de s'affranchir des limitations du Silicium. Ces nouveaux matériaux aux excellentes propriétés physiques sont considérés comme révolutionnaire particulièrement pour les applications de puissance. En effet, ils permettent de réaliser des composants qui offrent une tension de claquage élevée capable de drainer de forts courants avec une réduction de la résistance R_{ON} par rapport aux composants Silicium. Il a été démontré que des convertisseurs avec des rendements supérieurs à 99% sont réalisables avec ces technologies émergentes. Toutefois, les technologies grand gap n'ont pas encore atteint le niveau de maturité technologique des composants Silicium, mais elles ont rapidement progressé ces dernières années. L'arrivée de ces composants sur le marché a suscité un intérêt considérable dans beaucoup de domaines.

Dans les domaines aéronautique, spatial et même automobile, les composants embarqués sont soumis à des contraintes radiatives alors que la fiabilité est un des points capitaux. Différents types de particules et rayonnements peuvent interagir avec les composants et ainsi créer des dysfonctionnements tels que les effets singuliers au passage d'une particule unique. L'étude de la fiabilité des composants face aux radiations est primordiale, d'autant plus que l'utilisation de composants commerciaux (COTS) est devenu nécessaire. Dans le cas des technologies Silicium, nous avons une compréhension avancée des mécanismes de dégradation face aux radiations, ce qui n'est pas encore le cas avec les composants grand gap. Il est donc impératif de développer des méthodologies pour étudier les effets des radiations sur ces nouvelles technologies avant leur utilisation.

Différentes techniques de test permettent de caractériser la sensibilité des composants face aux radiations particulièrement les effets singuliers. La plus répandue consiste à utiliser des accélérateurs de particules pour reproduire l'environnement radiatif. C'est une méthode efficace pour la sélection de composants. Cependant elle ne permet pas une compréhension approfondie des mécanismes de défaillance. De plus cette technique présente des limites due à la complexité de mise en œuvre, des coûts élevés et des disponibilités limitées. Des solutions complémentaires basées sur l'utilisation de faisceau laser ou de rayons X impulsif et focalisé permettent d'extraire des informations supplémentaires par rapport aux tests sous accélérateurs. Le test laser qui a l'avantage d'être moins couteux et plus accessible que les deux autres techniques, a été bien démontré sur les technologies

Silicium. Le test sous rayons X focalisés fait l'objet d'efforts de recherche car il semble prometteur pour le test des composants en boîtier grâce à la capacité des rayons X à pénétrer les matériaux.

L'IRT Saint Exupéry contribue à la recherche d'alternatives dans le cadre de la transition écologique notamment pour la réduction des émissions de CO₂ dans les secteurs aéronautique et spatial. Il développe des solutions pour permettre le passage de systèmes basés sur les énergies hydraulique et pneumatique vers des systèmes alimentés en énergie électrique. Le projet FELINE (Fiabilité de l'Electronique IntégréE) qui s'inscrit dans ce contexte, a pour objectif d'évaluer la fiabilité de composants et de cartes électroniques ainsi que le traitement de l'obsolescence des composants à l'échelle d'un système électronique. Le projet compte de nombreux partenaires industriels et académiques. Le lot 2 étudie les effets des radiations sur la fiabilité des composants électroniques dont les composants à large gap pour les applications spatiales, aéronautiques et automobiles. C'est dans ce cadre que cette thèse a été menée à l'Institut d'Électronique et des Systèmes (IES) de l'Université de Montpellier pour renforcer les activités du lot 2 sur la caractérisation des effets singuliers.

L'objectif de la thèse est d'évaluer les techniques de caractérisation basées sur le laser et les rayons X appliquées aux composants GaN commerciaux. Pour cela, nous avons modélisé l'injection de charge dans ces composants par ces deux techniques. Ensuite, nous avons réalisé des campagnes de tests pour démontrer la faisabilité de ces deux techniques. Enfin, nous proposons une méthodologie d'utilisation de ces techniques dans un contexte industriel.

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art des technologies grand gap à base de GaN et de SiC. Nous analysons leurs propriétés par rapport aux composants Silicium. Nous présentons la structure des composants, leur spécificité ainsi que leur fonctionnement. Dans ce chapitre, nous traitons également les effets des radiations sur les composants électroniques. Nous présentons les différents environnements radiatifs naturels avec les types de particules que l'on peut y rencontrer. Nous abordons les différents effets ainsi que les méthodes de caractérisation.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons les composants de l'étude avec leurs propriétés électriques. L'analyse de construction de ces composants nous permet de comprendre leurs différences technologiques. Nous présentons ensuite le banc électrique utilisé et les caractérisations électriques des échantillons de l'étude. Enfin, nous présentons notre modélisation TCAD d'une structure inspirée d'une des références d'intérêt et dont les caractéristiques électriques sont comparables au composant réel.

Dans le troisième chapitre, nous traitons la caractérisation des effets singuliers par l'utilisation de faisceau laser impulsif. Nous abordons les différents mécanismes d'interaction entre le laser et les semiconducteurs. Nous présentons les efforts de modélisation de l'injection de charge dans les transistors GaN avec application aux références d'intérêt qui nous ont permis d'identifier les paramètres expérimentaux requis pour une campagne de test. Ce chapitre présente également les expériences menées sur deux bancs laser incluant la phase de préparation expérimentale et l'analyse des résultats obtenus. Enfin, nous présentons un début de corrélation avec la modélisation TCAD obtenu en simulant l'injection de charge dans la structure présentée au chapitre 2.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions la caractérisation des effets singuliers sous impulsions de rayons X. Nous présentons les mécanismes impliqués dans l'interaction entre les photons X et les semiconducteurs. Ensuite, la modélisation, à l'aide de l'outil GEANT4, de la génération de charge dans les transistors GaN par un faisceau

de rayons X est présentée. Grace à cette modélisation, nous avons déterminé les paramètres de faisceau utilisables lors des expériences. Enfin, les tests que nous avons réalisés au synchrotron de Grenoble sont présentés.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous abordons la méthodologie d'utilisation du test laser et du test sous rayons X. Dans un premier temps, nous faisons une analyse des résultats de caractérisation sous ions lourds fournis par l'IRT Saint Exupéry. Ensuite, nous réalisons une confrontation des résultats obtenus avec les différentes techniques de test. Les intérêts et limitations de chaque technique sont identifiés. Nous pouvons ainsi voir dans quelles mesures nous pouvons utiliser ces techniques de manière complémentaire ou alternative, et une méthodologie de choix entre les techniques est proposée.

Chapitre 1

Technologies « Grand Gap » et effets des radiations

Chapitre 1 : Technologies « Grand Gap » et effets des radiations

1.1 Introduction

L'accroissement constant des besoins de performance pour la conversion d'énergie, impose une transition vers les technologies innovantes dites « grand gap ». En effet les composants Silicium ont subi d'importantes évolutions au cours des années notamment avec l'avènement du MOSFET de puissance pour les applications basse et moyenne tension et de l'IGBT pour les applications haute tension. Toutefois, ces composants ont atteint leurs limites face à la demande en termes de tension de claquage et efficacité de conversion [Alve17]. Les technologies Carbure de Silicium et le Nitrure de Gallium sont des filières émergentes qui se présentent comme une alternative sérieuse au Silicium dans les applications de puissance. Elles présentent un meilleur compromis entre la résistance R_{ON} et la tension de claquage. La figure 1.1 montre une comparaison de la limite pour les technologies Si, SiC et GaN.

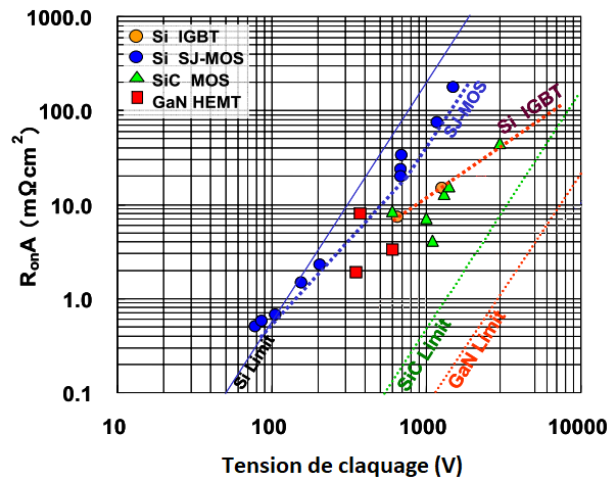


Figure 1.1 : Résistance à l'état passant maximale en fonction de la tension de claquage pour les composants Si, GaN et SiC [Naka06]

Les composants embarqués dans les systèmes aérospatiaux doivent répondre à des contraintes particulières de fiabilité, durée de vie et robustesse face aux radiations. Une caractérisation de la sensibilité des composants est nécessaire avant leur intégration dans les applications. De plus, avec l'utilisation des COTS à la place des composants durcis, pour réduire les coûts de développement, l'utilisateur peut se confronter à des variations en fonction des lots de fabrication. La qualification des composants est donc un enjeu majeur pour la fiabilité des systèmes.

Dans le domaine automobile, avec le développement des véhicules modernes, les systèmes électroniques sont de plus en plus hautement intégrés. La miniaturisation croissante des composants semiconducteurs dans ces systèmes augmente la sensibilité face aux rayonnements au niveau du sol notamment dans les véhicules électriques. Il donc impératif de répondre à cette problématique de fiabilité.

Dans ce chapitre, nous présentons les technologies GaN et SiC et leur intérêt par rapport au Silicium. Le principe de fonctionnement des transistors GaN est présenté. Ensuite, nous abordons les environnements radiatifs, les effets des radiations sur les technologies Si et GaN et les méthodes de caractérisation de la sensibilité des composants.

1.2 Technologies « grand gap »

1.2.1 Intérêt des composants grand gap

L'intérêt pour les matériaux à grand gap vient de leurs propriétés intéressantes telles que le champ de claquage, la conductivité thermique et la vitesse de saturation des électrons. Le tableau 1.1 récapitule les propriétés physiques des matériaux Si, SiC et GaN. Le champ de claquage élevé a un intérêt pour applications haute tension et permet des puissances de sortie élevées. La vitesse de saturation des électrons élevée est intéressante pour les applications hautes fréquences. Leur capacité thermique assure un fonctionnement face aux forts gradients de température.

Tableau 1.1 : Propriétés des matériaux Si, SiC et GaN [Mene16], [Quay08], [Subr18]

Matériau	Si	4H-SiC	GaN
Structure cristalline	Diamant	Hexagonal	Hexagonal
Energie de bande interdite (eV)	1.1	3.2	3.4
Champ de claquage (M.V/cm)	0.3	3.0	3.3
Mobilité des électrons (cm ² /V.s)	1500	460 - 980	1000
Vitesse de saturation des électrons (10 ⁷ cm/s)	1	2	2.5
Paramètres de maille (Å)	5.43095	a=3.073, c=10.053	a=3.189, c=5.185
Point de fusion (°C)	1415	2830	2573
Conductivité thermique (W/cm.K)	1.5	2.3 - 4.9	2.1
Constante diélectrique	11.7	9.7	12

Les composants grand gap peuvent être utilisés dans plusieurs domaines. Le secteur automobile développe des véhicules électriques et hybrides qui nécessitent une grande efficacité énergétique. De forts courants et des températures élevées sont requises. Les composants grand gap sont une solution pour une réduction des pertes énergétiques et une meilleure gestion thermique. Cela permet également de réduire la taille et le coût des systèmes de conversion d'énergie.

La conception d'avions plus électrique (MEA) avec le remplacement des systèmes hydrauliques par des systèmes électriques connaît une tendance croissante. Les composants doivent répondre aux besoins de fortes puissances, haute fréquence, faibles pertes et un fonctionnement à haute température. Les composants grand gap répondent à ces exigences tout en permettant une réduction de la masse.

Les composants grand gap sont également très intéressants dans d'autres secteurs comme les applications photovoltaïques et militaires.

1.2.2 Technologie GaN

1.2.2.1 Matériau GaN

1.2.2.1.1 Structure cristalline

Le Nitrure de Gallium est un composé binaire de la famille des matériaux III-N formée d'éléments de la colonne III du tableau de Mendeleïev et de l'élément azote N. La structure cristalline des semiconducteurs III-N se présente sous deux formes : hexagonale Wurtzite (figure 1.2) et cubique Zincblende. A température ambiante, le GaN ainsi que d'autres semiconducteurs de la même classe se trouvent sous la structure Wurtzite. Cette structure est composée de deux sous réseaux hexagonaux l'un de Gallium et l'autre d'Azote décalés du produit $u \cdot c$ dont u est le paramètre interne qui spécifie la distance relative entre les sous réseaux et c le paramètre de maille longitudinal. Les paramètres de maille biaxial et longitudinal du GaN sont respectivement $a=3.189$ et $c=5.185$ [Quay08] et le paramètre u vaut 0.375 [Qian18].

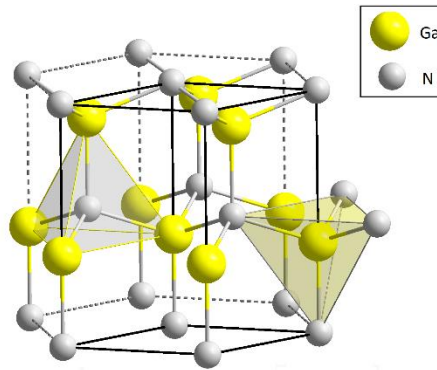


Figure 1.2 : Structure hexagonale Wurtzite du GaN [Comm08]

1.2.2.1.2 Structure de bandes

La figure 1.3 présente la structure de bandes du GaN calculée par approche pseudopotentiel sans considération du spin orbit. On peut voir que le GaN est un matériau à gap direct, avec le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situant au centre de la zone de Brillouin Γ . C'est le cas pour d'autres matériaux III-N tels que l'AlN.

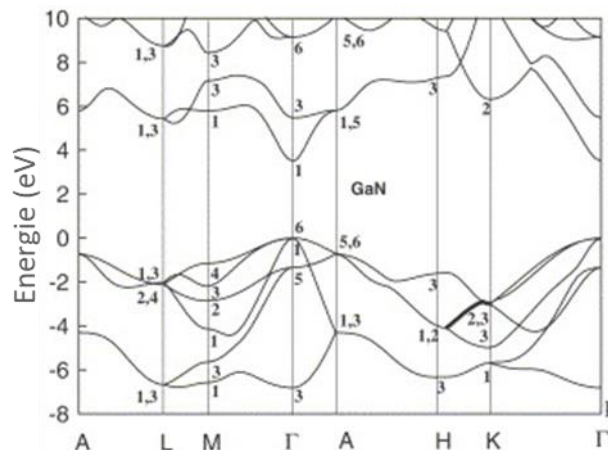


Figure 1.3 : Structure de bande du GaN Wurtzite [Reza06]

A température ambiante $T=300\text{K}$, l'énergie de bande interdite est de 3.4 eV pour le GaN et 6.1 eV pour l'AlN. Pour les alliages ternaires, l'énergie de bande interdite peut être calculée par interpolation analytique des propriétés de ces constituants. Dans le cas de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, la dépendance de l'énergie de bande interdite à la fraction molaire x est exprimée par [Nune08]

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x.E_g(\text{AlN}) + (1 - x)E_g(\text{GaN}) - b.x(1 - x) \quad 1.1$$

où b est le paramètre de bowing qui permet de prendre compte la non-linéarité. Des travaux tels que [Nune08] ont proposé une estimation de la valeur de b à 0.74 eV. La figure 1.4 présente les bandes interdites des différents matériaux en fonction du paramètre de maille.

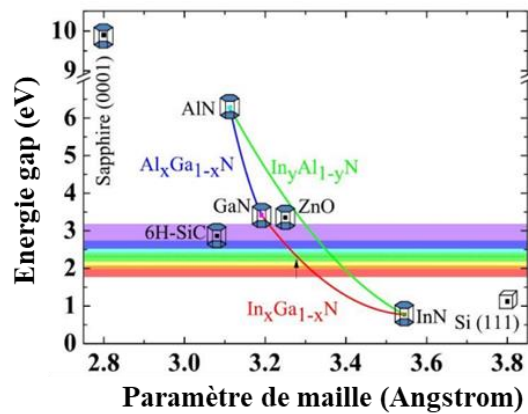


Figure 1.4 : Energie de gap en fonction des paramètres de maille [Mant19]

1.2.2.1.3 Polarisation

Les semiconducteurs III-N de structure Wurtzite présentent des effets de polarisation spontanée et piézoélectrique.

1.2.2.1.3.1 Polarisation spontanée

La polarisation spontanée résulte de la non superposition des barycentres des charges positives avec ceux des charges négatives dans les matériaux. Dans le cas du GaN, l'atome de Gallium présente une charge positive et l'atome d'azote une charge négative. Par conséquent, chaque liaison Ga-N présente un moment dipolaire orienté de l'atome d'azote vers l'atome de Gallium appelé polarisation spontanée noté P_{sp} . La structure n'étant pas symétrique dans le plan (0001), l'arrangement des atomes de Gallium et d'azote lors de la croissance définit la polarité du matériau. On parle de polarité Gallium ou Ga si la direction de croissance est orientée [0001] et de polarité Azote ou N pour lorsqu'elle est orientée [000-1] comme le montre la figure 1.5.

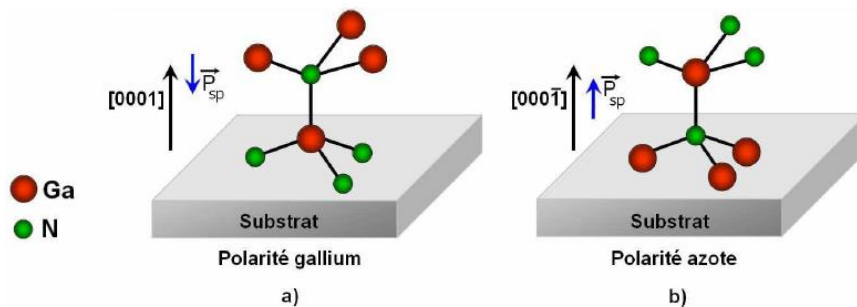


Figure 1.5 : Polarisation spontanée en fonction de la polarité [Nguy14]

La succession de dipôles selon l'axe [0001] crée une polarisation intrinsèque macroscopique. En effet des charges de signe opposé apparaissent sur les surfaces de part et d'autre du volume. Cela se traduit par la génération d'un champ électrique comme on peut le voir sur la figure 1.6.

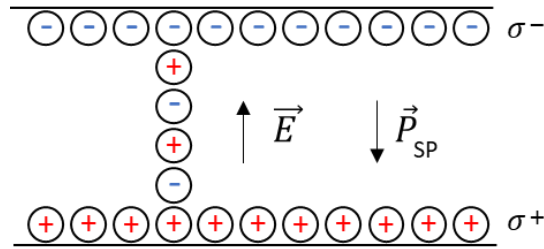


Figure 1.6 : Polarisation spontanée macroscopique

1.2.2.1.3.2 Polarisation piézoélectrique

Les matériaux III-N sont également caractérisés par leur capacité à répondre à une contrainte mécanique par la création d'un champ électrique. C'est ce qu'on appelle l'effet piézoélectrique. Le matériau soumis à une contrainte subit une déformation de la structure cristalline. Selon la nature de la contrainte (compression ou extension), la polarisation piézoélectrique P_{pz} modifie l'effet de la polarisation spontanée en la renforçant ou en l'affaiblissant.

Prenons l'exemple du GaN de polarité gallium. Le vecteur polarisation piézoélectrique et le vecteur polarisation spontanée sont orientés dans le même sens lorsqu'une extension est appliquée sur le plan biaxial. A l'inverse, le vecteur polarisation spontanée est orienté dans le sens opposé au vecteur polarisation piézoélectrique si une compression est appliquée sur le plan biaxial. La figure 1.7 montre l'effet de la contrainte sur la polarisation.

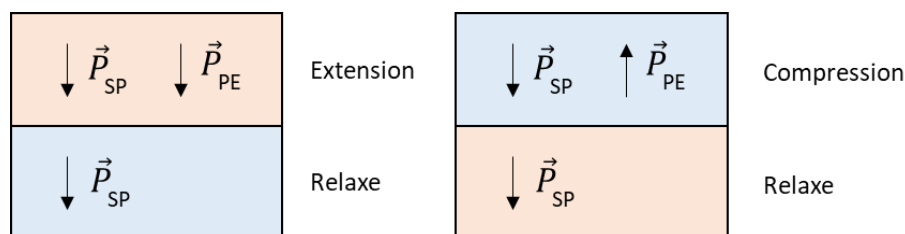


Figure 1.7 : Effet de polarisation piézoélectrique selon le type de contrainte

La polarisation piézoélectrique P_{pz} en fonction de la variation du paramètre de maille s'exprime par

$$P_{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad 1.2$$

avec a et a_0 qui sont les paramètres de maille du matériau relaxé et en contrainte respectivement, e_{31} , e_{33} des coefficients piézoélectriques et C_{13} et C_{33} sont les constantes élastiques du matériau.

1.2.2.2 Principe de l'hétérojonction AlGaIn/GaN

1.2.2.2.1 Formation du gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG

L'hétérojonction AlGaIn/GaN repose sur la jonction de deux matériaux à bande interdite différente, le matériau AlGaIn à plus large bande interdite constitue la barrière et le matériau GaN de plus petite bande interdite constitue le canal (figure 1.8). Il existe alors, à l'interface de l'hétérojonction, une discontinuité au niveau des bandes de conduction et de valence créant un puits de potentiel [Jaeg17] comme on peut le voir sur la figure 1.9.

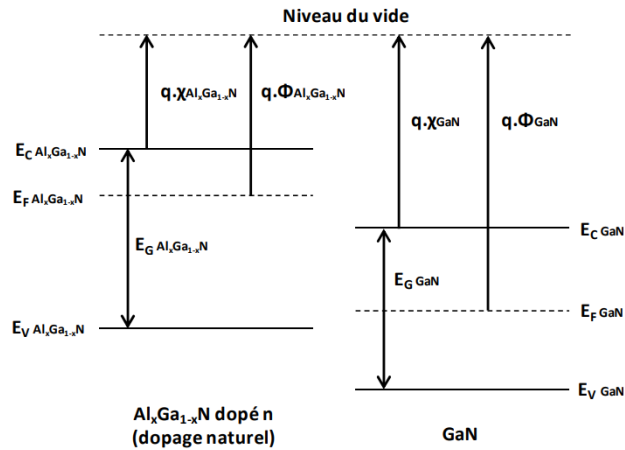


Figure 1.8 : Diagrammes des bandes des matériaux AlGaN dopé n et GaN non dopé [Brun14]

Avec χ l'affinité électronique, Φ le travail de sortie, E_G l'énergie de bande interdite, E_C le niveau d'énergie de la bande de conduction, E_F le niveau d'énergie de Fermi et E_V le niveau d'énergie de la bande de valence.

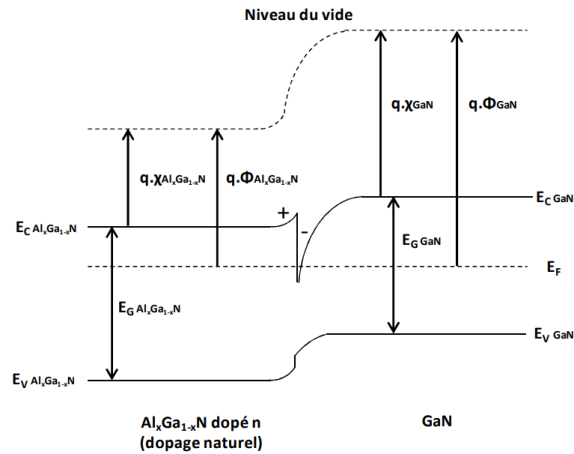


Figure 1.9: Diagramme des bandes de l'hétérojonction AlGaN/GaN à l'équilibre thermique [Brun14]

De plus, les polarisations spontanée et piézoélectrique créent un champ électrique qui induit de fortes densités de porteurs au niveau de l'interface [Nguy14]. On a ainsi une zone de déplétion du côté de la couche AlGaN et une zone d'accumulation des électrons du côté du GaN [Jaeg17]. Un gaz électronique bidimensionnel (en anglais : Two Dimensional Electron Gas) 2DEG est ainsi créé dans le puits comme le montre la figure 1.10.

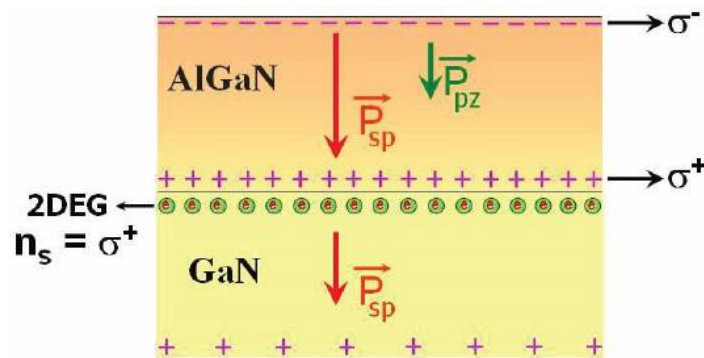


Figure 1.10 : Formation du gaz électronique bidimensionnel [Nguy14]

1.2.2.2.2 Densité d'électrons dans le 2DEG

La densité du 2DEG dépend de plusieurs paramètres dont la contrainte piézoélectrique, le taux d'Aluminium, l'épaisseur de la barrière et la densité de pièges.

Dans le cas d'une polarité Gallium des couches AlGaN et GaN, il est préférable de contraindre en tension la couche AlGaN et de limiter la contrainte de la couche GaN pour maximiser le champ électrique. En effet, la polarisation piézoélectrique orientée dans le même sens que la polarisation spontanée dans l'AlGaN va renforcer le champ électrique. Dans le GaN, l'affaiblissement du champ électrique par la polarisation piézoélectrique est limité. Cela permet ainsi d'avoir une densité d'électrons plus importante à l'interface.

L'accroissement du taux d'Aluminium dans l'AlGaN augmente la polarisation spontanée et piézoélectrique. La figure 1.11 montre que la densité du 2DEG présente une dépendance presque linéaire au taux d'Aluminium.

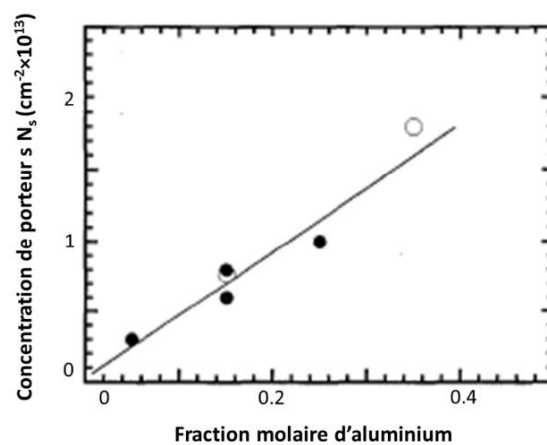


Figure 1.11 : Densité du 2DEG en fonction du taux d'aluminium [Asbe97]

On note également que la densité du 2DEG dépend de l'épaisseur de l'AlGaN. Sur la figure 1.12, on voit que la densité est négligeable en dessous de 5 nm, mais elle augmente rapidement avec l'augmentation de l'épaisseur. Une saturation de la densité survient à partir de 25 nm probablement à cause d'un début de relaxation de la contrainte.

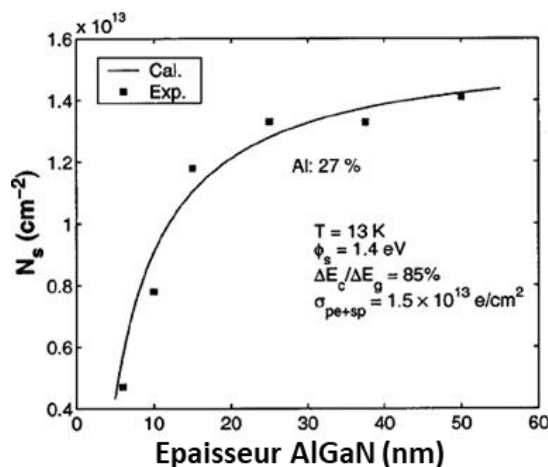


Figure 1.12 : Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de l'AlGaN avec un taux d'Al de 27% [Zhan00]

1.2.2.3 Transistor HEMT GaN

1.2.2.3.1 Mode déplétion ou Normally-On

Le transistor à haute mobilité d'électrons (HEMT, de l'anglais High Electron Mobility Transistor), est un transistor à effet de champ constitué d'une hétérojonction AlGaN/GaN et de couches de transitions sur un substrat de croissance [Jaeg17]. L'hétérojonction AlGaN/GaN forme la zone active contenant le gaz d'électrons bidimensionnel 2DEG qui forme le canal entre le drain et la source. La couche barrière AlGaN est généralement passivée par du Nitrure de Silicium mais on peut trouver d'autres matériaux de passivation tels que le Dioxyde de Silicium. Les couches de transition ou buffer permettent de compenser le désaccord de maille entre le substrat et la couche GaN afin d'éviter des dislocations dans le cristal. Le substrat peut être du Silicium, du SiC, du GaN ou du saphir mais dans cette thèse, nous étudions uniquement les HEMTs sur substrat Si. La grille est formée par un contact Schottky situé entre deux contacts ohmiques de drain et source. La grille Schottky contrôle la densité de charge dans le canal. Lorsque le potentiel sur la grille diminue, la densité du 2DEG en dessous de la grille diminue. En dessous de la tension de seuil V_{th} , le canal est déplété sous la grille et le courant entre le drain et la source est nul. La structure de base d'un HEMT est de type Normally-On (mode déplétion) ce qui signifie que la tension de seuil est négative et que le transistor est naturellement à l'état passant. Il faut donc appliquer une tension inférieure à V_{th} pour que le transistor passe à l'état bloqué. La figure 1.13a présente la structure d'un HEMT Normally-On et la figure 1.13b le diagramme de bande d'un HEMT Normally-On.

Il existe également la structure MISHEMT qui consiste à introduire une couche diélectrique en dessous de l'électrode de grille pour réduire le courant de fuite au niveau de la grille [Rocc18].

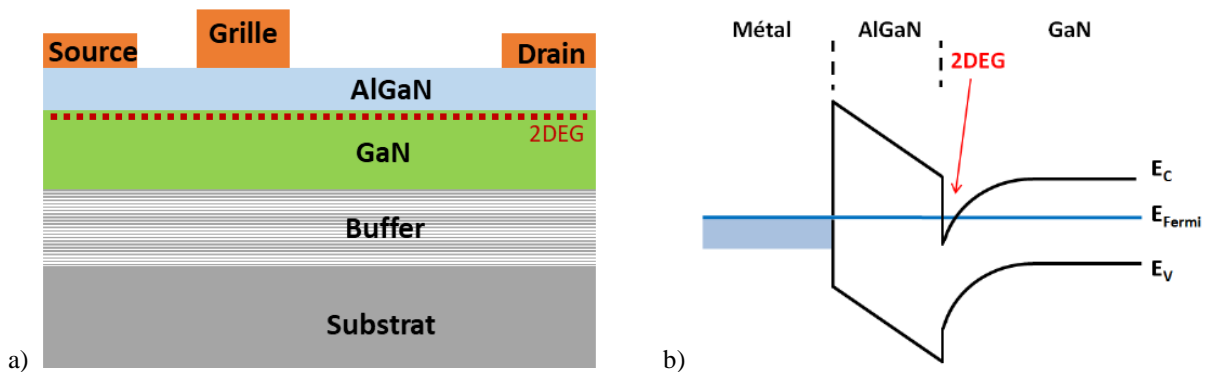


Figure 1.13 : Structures et diagramme de bande d'un transistor HEMT Normally-On

1.2.2.3.2 Mode enrichissement ou Normally-Off

La technologie Normally-Off (mode enrichissement) qui a une tension de seuil positive est préférable pour les applications de puissance notamment pour des questions de simplicité dans le circuit de commande de grille. Plusieurs approches permettent d'obtenir une déplétion locale des électrons sous la grille en l'absence de polarisation en partant d'une structure Normally-On (figure 1.14).

La première approche consiste en l'implantation d'ions Fluorure F^- dans la couche d'AlGaN en dessous de la grille. Ces ions vont capturer les électrons du 2DEG sous la grille créant une déplétion locale du canal. Cependant une petite partie des ions F^- se retrouve dans le canal et constitue des impuretés qui dégradent la mobilité des électrons.

La deuxième approche appelée « recessed gate » consiste à graver la couche barrière AlGa_N sous la grille ce qui rapproche la grille du 2DEG. L'épaisseur de la couche AlGa_N étant faible ou inexistante selon la profondeur de gravure, le gaz 2DEG est fortement réduit sous la grille. Cependant la rugosité à la surface de la zone de gravure et la présence de pièges peuvent modifier la mobilité des électrons dans le canal et, par conséquent, la résistance à l'état passant R_{ON} du transistor [Rocc19].

La troisième approche consiste à rajouter une couche de GaN dopé P appelée cap. Le cap p-GaN rehausse la bande de conduction au-dessus du niveau de Fermi rendant le transistor Normally-Off. Cependant la tension de seuil V_{th} dépend fortement de la hauteur de la barrière Schottky métal/p-GaN. La température élevée requise dans le processus de fabrication peut engendrer des réactions thermiques entre le métal de grille et le p-GaN. Cela peut baisser la hauteur de la barrière et augmenter le courant de fuite et diminuer de la tension seuil V_{th} [Rocc19].

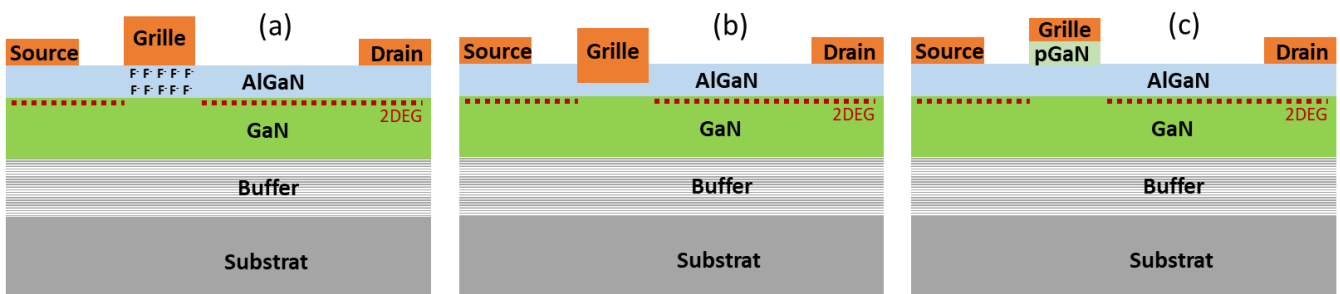


Figure 1.14 : Configurations possibles de transistors Normally-Off, HEMT: implantation d'ions Fluorure (a), approche recessed gate (b), approche grille p-GaN (b)

En prenant l'exemple de la troisième approche, on peut voir l'effet de la couche p-GaN cap sur le diagramme de bande. Pour une tension de grille négative ou nulle, le potentiel du canal est relevé au-dessus du niveau de Fermi ; le puits est vide d'électrons (figure 1.15a). Pour une tension de grille positive, on voit que le potentiel du canal est attiré en dessous du niveau de Fermi (figure 1.15b) et le gaz bidimensionnel est rétabli.

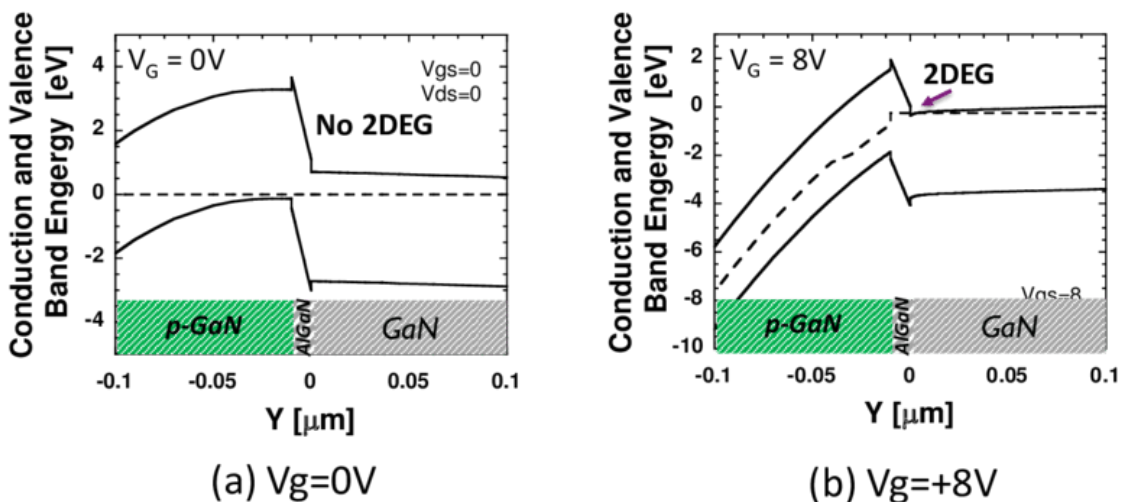


Figure 1.15 : Diagramme de bande d'un p-GaN HEMT [Marc15]

La figure 1.16 présente le courant de drain en fonction de la tension de grille pour un HEMT Normally-On et un HEMT Normally-Off. On peut voir que la tension seuil est positive pour un Normally-Off contrairement à un Normally-On.

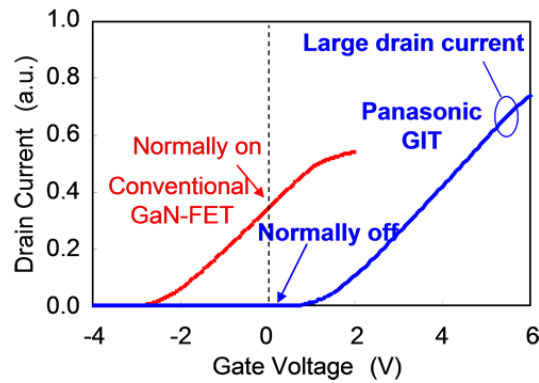


Figure 1.16 : Caractéristique I-V d'un HEMT Normally-On et Normally-Off [Pana18]

1.2.2.4 Effets des pièges

1.2.2.4.1 Mécanismes de piégeage de charge

Les pièges dans les semiconducteurs sont des emplacements dont les niveaux d'énergie se situent dans la bande interdite et qui peuvent capturer et immobiliser les électrons et les trous. Ces défauts électriquement actifs affectent le mouvement des électrons et des trous dans les semiconducteurs. Dans le cas des HEMTs GaN, la compréhension des phénomènes de piégeage est un encore un sujet d'étude. Cependant, l'origine des pièges est attribuée aux imperfections du cristal résultant de la croissance des matériaux telles que les impuretés dans le cristal, les liaisons pendantes aux surfaces ou le désaccord de maille. Une forte densité de pièges est ainsi introduite dans les différentes couches et aux interfaces. On distingue deux types de pièges selon leur niveau d'énergie: les pièges peu profonds proche de la bande de valence ou de conduction qui se comportent en dopants et les pièges profonds avec des niveaux d'énergie plus profond dans la bande interdite qui agissent en centre de génération-recombinaison électron-trou. Les pièges peuvent être de type donneur ou accepteur. Un piège de type donneur est neutre lorsqu'il capture un électron et positif lorsqu'il émet un électron. Un piège de type accepteur est neutre lorsqu'il émet un électron et positif lorsqu'il capture un électron. La figure 1.17 montre le processus de piégeage-dépiégeage suivant la théorie de Shockley–Read–Hall.

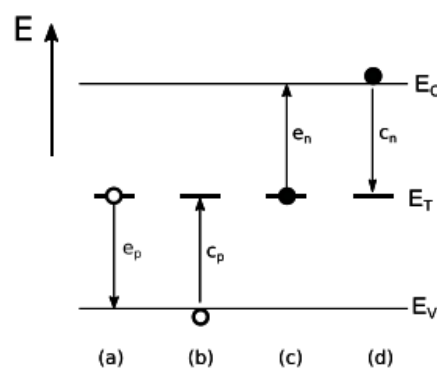


Figure 1.17 : Processus de transition des électrons et trous : (a) émission d'un trou, (b) capture d'un trou, (c) émission d'un électron et (d) capture d'un électron

1.2.2.4.2 Effets sur le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG

Les pièges jouent un rôle important dans la création du gaz bidimensionnel d'électrons. La figure 1.18 montre des localisations possibles des pièges dans différentes régions :

- 1) Pièges de surface semiconducteur/diélectrique
- 2) Pièges en volume dans la barrière
- 3) Pièges d'interface à l'interface barrière/GaN
- 4) Pièges en volume dans le GaN
- 5) Pièges d'interface GaN/buffer, buffer/substrat

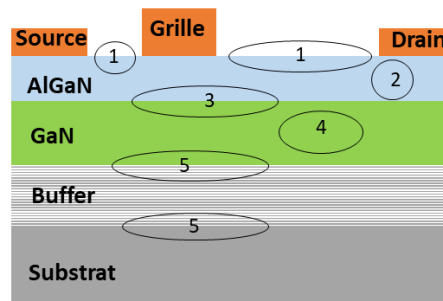


Figure 1.18 : Localisation possible des pièges

La passivation des liaisons pendantes avec une couche diélectrique modifie la concentration des pièges à l'interface. Cette interaction semiconducteur/diélectrique a un impact sur le gaz électronique bidimensionnel. On sait que le confinement des électrons dans le 2DEG est causé par une charge d'interface positive à l'hétérointerface due à la polarisation spontanée et piézoélectrique. La charge de surface négative (charge miroir) sur la face supérieure de la barrière est compensée au niveau de l'interface. Si la charge n'est pas totalement compensée, cela se répercute sur le canal bidimensionnel comme le montre la figure 1.19. Le canal est également fortement influencé par le piégeage dans les volumes GaN et buffer ainsi que par les effets de piégeage-dépiégeage à l'interface buffer/substrat. Les processus de génération-recombinaison des pièges dans les volumes modifient l'équilibre des charges [Quay08].

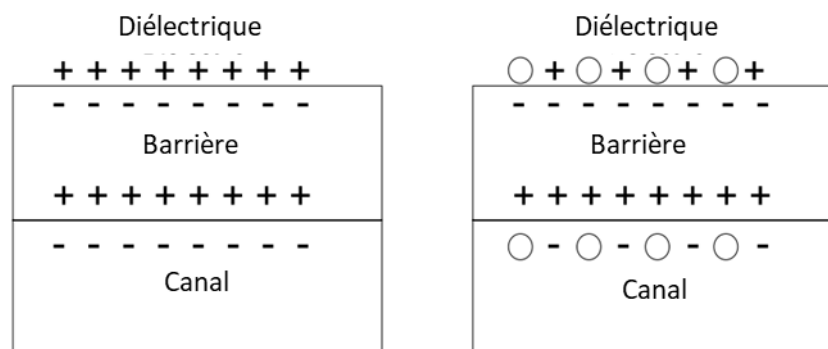


Figure 1.19 : Effet des pièges à l'interface semiconducteur/diélectrique et sur le 2DEG [Quay08]

Un exemple de mode défaillance lié aux pièges est l'effondrement du courant de drain appelé *current collapse*. Ce mécanisme peut être dû à une combinaison des phénomènes de *gate-lag* et de *drain-lag*. Ces mécanismes correspondent à des transitoires de courant lents liés aux processus de capture-émission de pièges dus à une brusque variation du champ électrique. La réduction du courant de drain peut être liée à une réponse lente des pièges profonds.

Les pièges de surface sont à l'origine du *gate-lag* qui est représenté sur la figure 1.20. Lorsque la grille est fortement polarisée négativement, des électrons provenant de la grille sont capturés par les pièges de surface

adjacents coté drain. La réduction de la charge positive au niveau de l'interface barrière/diélectrique crée une grille virtuelle secondaire qui étend la zone de charge d'espace au niveau du canal. Ainsi, la densité du 2DEG chute en conséquence. Lors du passage de la polarisation de la grille à une tension positive, la charge négative de la grille virtuelle secondaire est maintenue sur une durée plus longue, ce qui limite le courant de drain, avant que les électrons soient réémis [Astr12], [Mukh19].

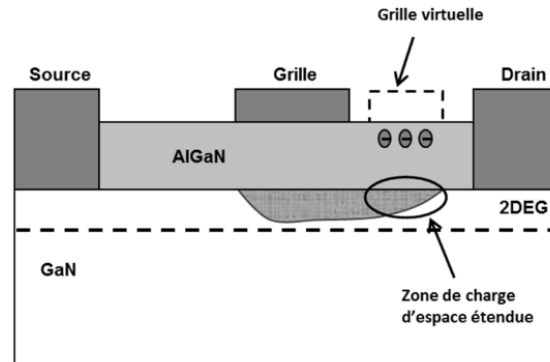


Figure 1.20 : Représentation du phénomène du *gate-lag* [Astr12]

Les pièges de volumes dans le GaN sont à l'origine du *drain-lag* due à une variation de la tension drain-source. Des électrons provenant du canal sont piégés dans la couche GaN créant une charge négative dans la région du GaN proche du canal qui se comporte comme grille arrière et induit une charge positive à l'interface GaN/AlGaN comme le montre la figure 1.21. Par conséquent, la densité de d'électrons dans le canal diminue, entraînant une diminution du courant de drain [Astr12], [Micc13].

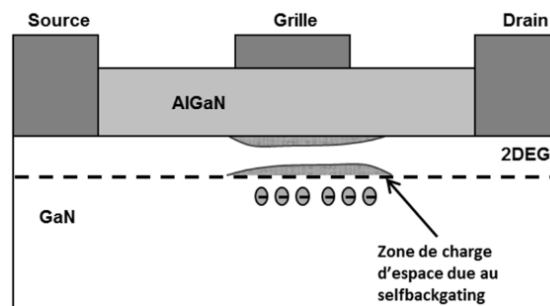


Figure 1.21 : Représentation du phénomène du *drain-lag* [Astr12]

1.2.2.5 Field plates

Les transistors HEMTs de puissance présentent des *field plates* (plaques de champ) sur la couche de passivation. Ces field plates ont pour rôle d'augmenter la tension de claquage en redistribuant le champ électrique dans la région d'accès grille-drain. Ainsi, la valeur crête du champ électrique est réduite dans les zones critiques tels que sous le bord de la grille côté drain et sous le bord du drain côté grille. Le courant de fuite de la grille est réduit ce qui améliore les performances du composant. Cependant, un seul field plate continu génère un seul pic de champ électrique sous son bord ce qui limite son efficacité à répartir équitablement le champ électrique dans les volumes critiques. Il a été démontré que l'utilisation de multiples field plates est plus efficace pour améliorer la redistribution du champ [Xing04]. Différentes techniques sur la configuration des field plates ont été développées pour notamment limiter la capacité parasite : field plates obliques [Dora06] [Pei09], empilement de field plates

[Wu06], MGFPs (multiple grating field plates) [Baha10], etc. Les field plates sont connectés à la source, à la grille ou flottante. La figure 1.22 présente une structure avec un field plate connecté à la source et un autre connecté à la grille.

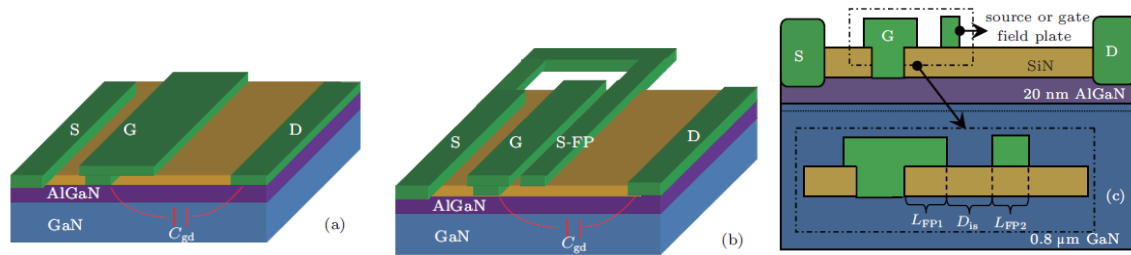


Figure 1.22 : Configuration des field plates : (a) HEMT avec field plate en T connectée à la grille, (b) HEMT avec field plate connecté à la source et (c) vue en coupe du HEMT avec double field plates [Zhan13]

1.2.3 Technologie SiC

1.2.3.1 Structure cristalline

Le Carbure de Silicium existe sous plusieurs arrangements de plans cristallins appelés polytypes. Chaque polytype est un empilement de N bicouches de Si-C formant une structure hexagonale ou cubique. Les principaux polytypes qui présentent un intérêt pour les applications de puissance sont les polytypes hexagonaux SiC-4H et SiC-6H et le polytype cubique SiC-3C comme le montre la figure 1.23. Les propriétés électriques varient selon le polytype et le SiC-4H est le plus attractif pour les applications de puissance [Asll16].

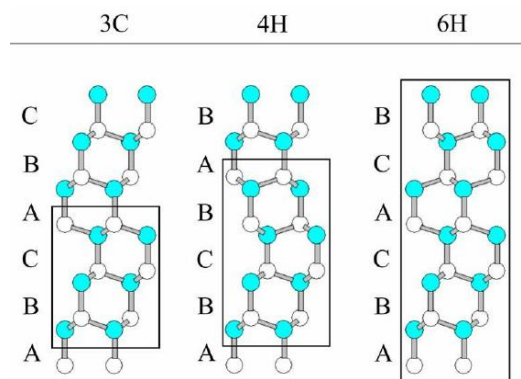


Figure 1.23 : Polytypes 3C, 4H et 6H du SiC [Mitr11]

1.2.3.2 Composants de puissance SiC

1.2.3.2.1 Diodes

Il existe trois types de diodes : la diode à barrière de Schottky (SBD), la diode PiN et la diode à barrière Schottky et Jonction PN (JBS) (figure 1.24). La diode Schottky est un composant unipolaire constitué d'un contact métal/semiconducteur ce qui permet une conduction avec uniquement des porteurs majoritaires. C'est le premier composant en SiC commercialisé et qui a permis de remplacer les diodes bipolaires silicium pour des tensions entre 300 et 1200 V. Elle peut être utilisée sur des gammes de tension jusqu'à 3 kV, mais la dépendance de la résistance à l'état passant à la température limite les performances entre 2 et 3 kV. La diode PiN est un composant bipolaire qui offre de meilleures performances que la diode Schottky pour les tensions supérieures à 3 kV. Elle

permet une réduction de la couche épitaxiale par rapport à la diode Schottky ce qui lui confère une résistance à l'état passant plus faible et donc une diminution des pertes. La diode JBS est un composant hybride qui vient de la combinaison de la diode Schottky et la diode PiN. Elle offre une chute de tension plus faible à l'état passant et un plus faible courant de fuite surtout à haute température [Tour07].

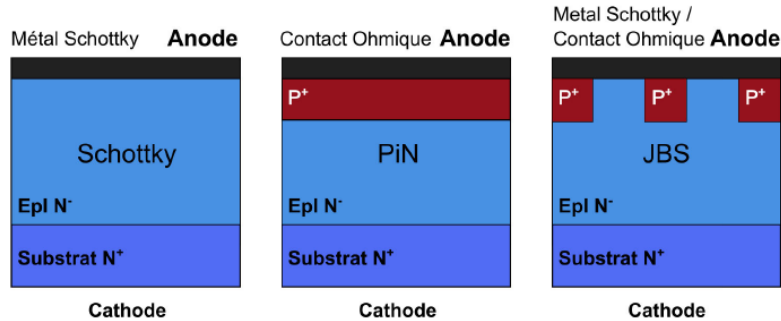


Figure 1.24 : Structures des trois types de diode SiC [Asll16]

1.2.3.2.1.1 Transistors

Parmi les transistors SiC, on distingue les composants unipolaires JFET et MOSFET, les composants hybrides IGBT, et les composants bipolaires BJT (figure 1.25). Le JFET a été le premier transistor de puissance SiC commercialisé. La résistance à l'état passant est faible et permet un fonctionnement à haute température. Cependant, le JFET est un composant de type Normally-On qui implique un circuit de commande complexe. Le MOSFET est un composant intéressant pour des applications de puissance car elle offre une fréquence de commutation élevée, une résistance à l'état passant faible et un fonctionnement à haute température. Cependant, une des problématiques connues avec le MOSFET est la qualité de l'interface oxyde/semiconducteur ce qui affecte la mobilité des électrons dans le canal. L'instabilité de la tension de seuil est un problème majeur pour cette technologie [Avin16]. Le transistor IGBT est un bon candidat pour les applications haute tension et permet de conduire des courants forts. Il a été développé pour pallier à la chute de tension élevée des MOSFET à des niveaux de tension supérieur à 10 kV. Dans un premier temps, l'IGBT n'offrait pas de bonnes performances mais des travaux ont démontré des structures avec une haute tenue en tension. La tension de blocage la plus élevée obtenue pour un IGBT est de 27 kV [Alve17]. Le transistor bipolaire BJT sont préférables pour applications haute tension qui requièrent une fréquence de commutation élevée. Cependant la commande en courant nécessite une puissance de commande élevée [Kim14]. Le gain en courant faible à de fortes densités de courant est un paramètre critique qui rend le BJT moins attractif. Cependant, des optimisations ont été proposées pour obtenir des BJT autour de 10 kV [Sund13].

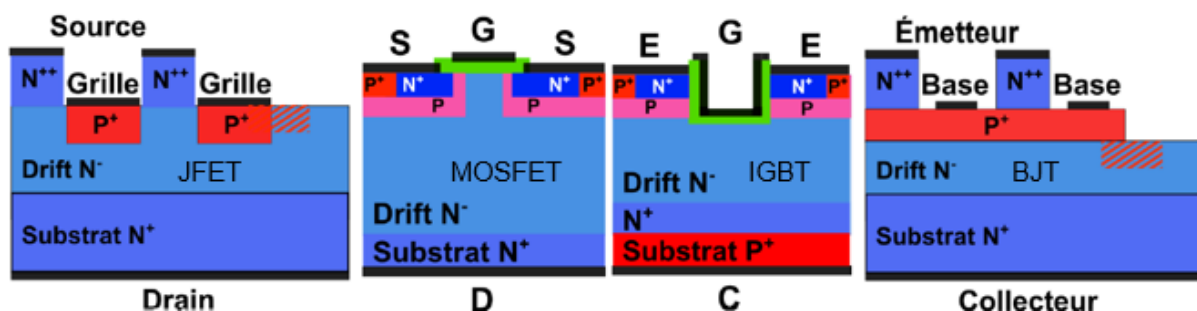


Figure 1.25 : Structures des transistors SiC [Asll16]

1.3 Effets des radiations sur les composants à grand gap

Les composants électroniques peuvent être soumis à des environnements radiatifs dans lesquels l'interaction avec des particules est susceptible de générer des perturbations. Dans cette partie, nous allons voir les différents environnements radiatifs naturels qui sont caractérisés par un spectre de particules. Nous allons également aborder les différents types de défaillances que peuvent subir les composants électroniques de puissance.

1.3.1 Environnements radiatifs naturels

1.3.1.1 Environnement radiatif spatial

L'environnement radiatif spatial (figure 1.26) est constitué de trois composantes : les vent et éruptions solaires, les particules cosmiques et les ceintures de Van Allen. Les deux sources de particules les plus importantes sont les galaxies et le soleil.

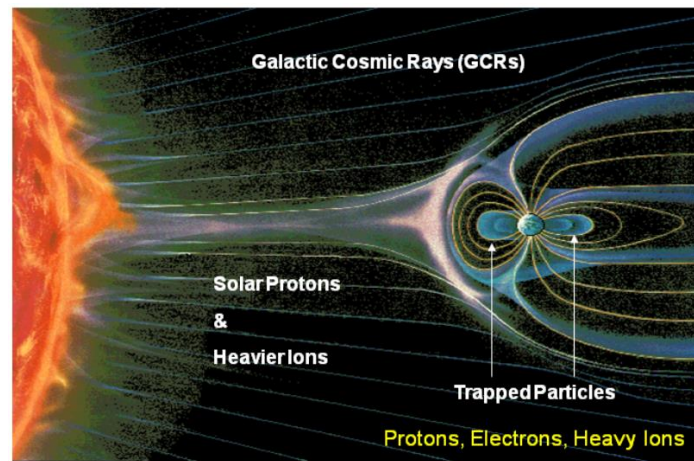


Figure 1.26 : Environnement spatial radiatif (d'après K. Endo, Nikkei Science Inc., Japon)

1.3.1.1.1 Vent et éruptions solaires

Les particules provenant des vents et éruptions solaires sont constitués principalement de protons et des ions lourds et le flux dépend fortement du cycle solaire. En effet, les vents solaires émettent un flux continu de particules modulé par des cycles solaires. Un cycle solaire a une durée de 11 ans avec une période de haute activité de 7 ans et une période de faible activité de 4 ans [Aver09] comme on peut le voir sur la figure 1.27. Durant les périodes calme ou de faible activité, l'énergie des particules est relativement faible. Lors des périodes de haute activité, le nombre de taches à la surface du soleil est maximum, et des éruptions solaires et éjections de masse coronale sont également produites. Les éruptions solaires seraient dues à un rejet soudain d'énergie emmagasiné par le champ magnétique au voisinage des spots. Elles peuvent durer de quelques minutes à quelques jours. Durant ces événements, les protons et ions lourds sont accélérés à des énergies extrêmement élevés. Les éjections de masse coronale souvent liées aux importantes éruptions solaires sont des explosions liées au rejet de bulles de plasma dans la couronne solaire. Le réalignement des lignes de champ associé aux éruptions provoque l'accélération de protons et ions lourds à des vitesses proches de celle de la lumière [Reed08],[Aver09].

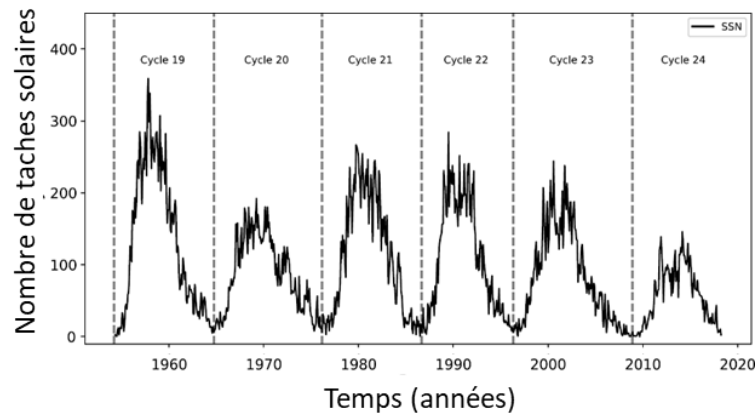


Figure 1.27 : Nombre de taches modulé par le cycle solaire [Ross19]

1.3.1.1.2 Particules cosmiques

Les particules les plus énergétiques de l'environnement spatial, incluant tous les éléments du tableau de Mendeleïev, proviennent des galaxies. Le flux est isotropique dans l'espace libre. L'accélération de ces particules est potentiellement due aux supernova et l'énergie des particules peut varier de centaines de MeV à 10^{21} eV [Paci16]. La proportion des protons est de 83%, celle des particules alpha est de 13%, suivie de 3% d'électrons et 1% d'ions lourds ($Z > 2$) [Reed08].

Le spectre des rayons cosmiques est également modulé par le cycle solaire de 11 ans dont dépend la force du champ magnétique du soleil et des vents solaires. Pendant le minimum solaire, le spectre des rayons cosmiques est à une magnitude maximale. Au maximum solaire, le spectre des rayons cosmiques est au minimum. Le spectre des rayons cosmiques montre également une dépendance claire avec le cycle solaire de Hale de 22 ans de l'alternance de polarité du champ magnétique du soleil comme le montre la figure 1.28 [Heil21]. La forme alternée de pics et de plateaux de l'intensité maximum des rayons cosmiques est une conséquence de cet effet en plus d'autres processus de transport des particules cosmiques [Ross19]. On peut également observer un déphasage de la moitié de la période entre le cycle solaire de 11 ans et la courbe d'intensité.

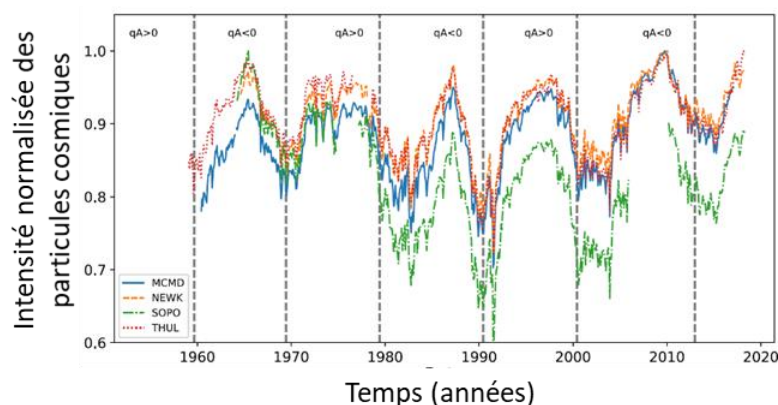


Figure 1.28 : Intensité des particules cosmiques enregistrée par des moniteurs à neutrons [Ross19]

Nous pouvons voir sur la figure 1.29 le spectre de LET (*linear energy transfer*, perte d'énergie de la particule par unité de longueur) des particules cosmiques en orbite géostationnaire pour des conditions nominales d'accalmie solaire, pour la pire semaine et pour un pic de 5 minutes.

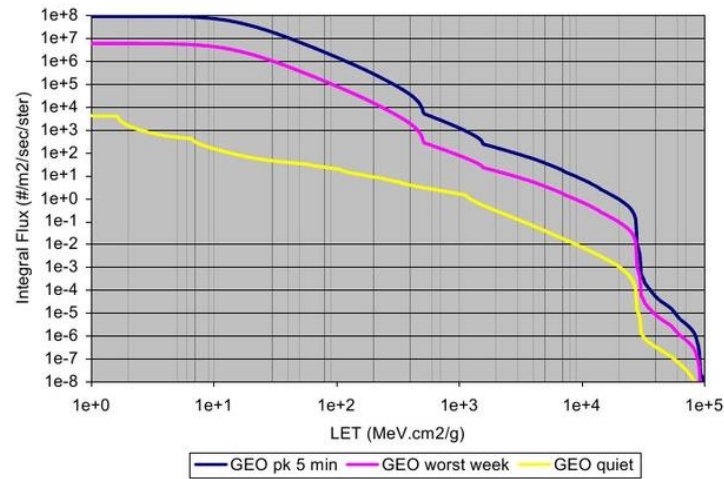


Figure 1.29 : Spectre de LET des particules cosmiques prédit par CREME96 à 1 unité astronomique pour des conditions nominales d'accalmie solaire, la pire semaine et un pic de 5 minutes. Les flux sont ralentis par un blindage générique en aluminium de 1 g/cm². [Garr14]

1.3.1.1.3 Ceintures de Van Allen

Une proportion des particules prémentionnées se retrouvent piégées par le champ magnétique terrestre formant ainsi les ceintures de Van Allen [Aver09]. La figure 1.30 présente les ceintures de radiation selon les modèles AP8 et AE8. La ceinture interne, se trouvant à basse altitude (centaines à 6000 km), est constituée de protons de haute énergie (dizaines de MeV) et d'électrons de haute énergie (1 – 10 MeV). La ceinture externe à haute altitude (jusqu'à 60000 km) est peuplée d'électrons de haute énergie [Garr11]. Les particules confinées suivent les lignes de champ magnétique terrestre qui sont déformées par la pression exercée par le vent solaire et le champ magnétique du soleil [Reed08].

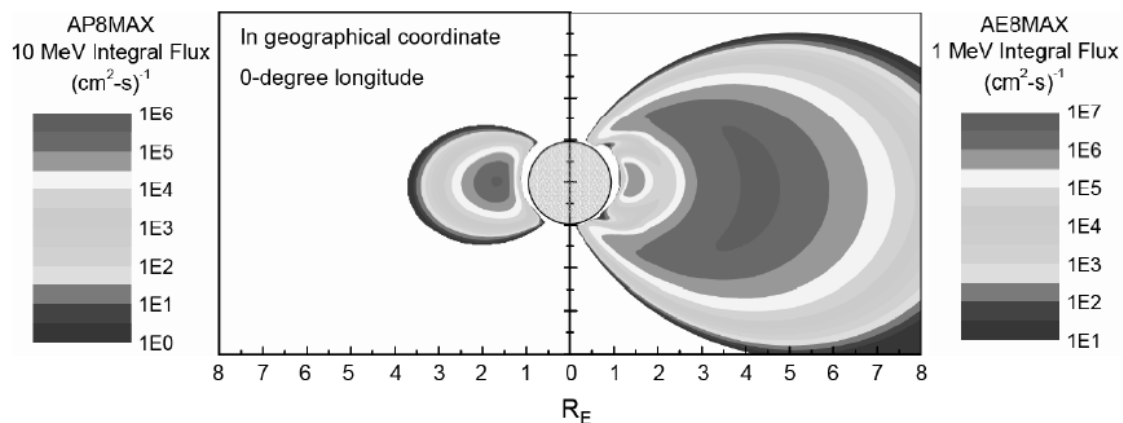


Figure 1.30: Ceintures de radiation [Garr11]

1.3.1.2 Environnement radiatif atmosphérique

1.3.1.2.1 Neutrons de haute énergie

Le champ magnétique terrestre agit en bouclier pour empêcher les particules chargées d'atteindre l'atmosphère. La proportion de particules qui traverse ce champ dépend de la rigidité magnétique. Les particules cosmiques

primaires qui parviennent à pénétrer dans l'atmosphère interagissent avec celui-ci à travers des réactions nucléaires avec les noyaux d'azote et d'oxygène, créant ainsi une cascade de particules secondaires comme le montre la figure 1.31. Ces particules secondaires vont à leur tour interagir lors de leur parcours dans l'atmosphère pour donner des particules tertiaires et ainsi de suite. Aux altitudes proche du niveau de la mer, le flux de particules est dominé par des neutrons, des électrons, des muons, des pions et une petite fraction de protons [Baum13].

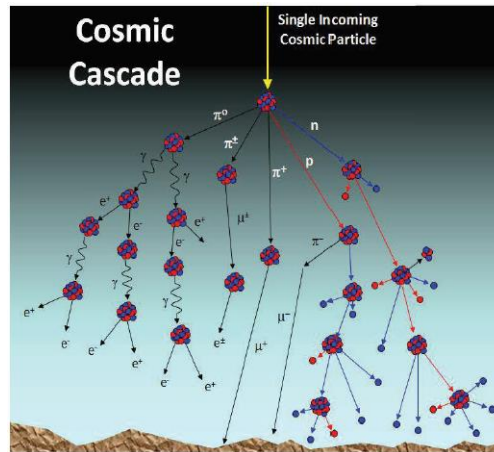


Figure 1.31 : Cascade de particules dans l'atmosphère [Baum13]

Les neutrons sont la principale source d'effets singuliers d'une part grâce à leur abondance et d'autre part à cause du LET important des particules secondaires issues de leur interaction [Baum13]. Le flux de neutrons en fonction de l'altitude est présenté sur la figure 1.32.

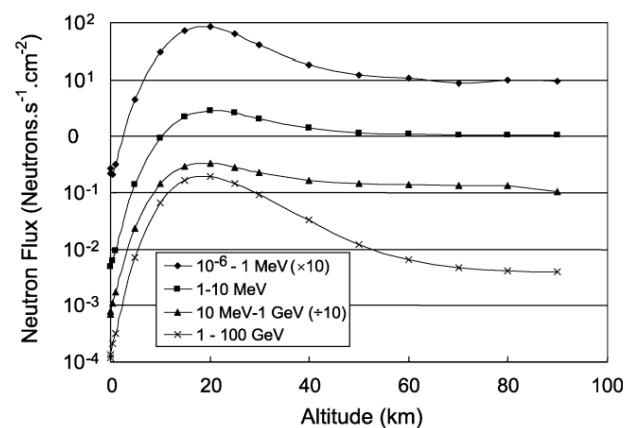


Figure 1.32 : Flux de neutrons dans l'atmosphère terrestre [Lei04]

1.3.1.2.2 Particules alpha

La désintégration radioactive est un processus spontané dans lequel un noyau instable perd de l'énergie en émettant une particule et /ou un rayonnement électromagnétique. Cette désintégration s'accompagne généralement d'une émission de particules bêta-moins (électrons) ou de particules alpha puis dans un second temps d'une émission de photon gamma. Une particule alpha est composée de deux neutrons et deux protons fortement liés qui correspond à un noyau d'hélium doublement ionisés. Les traces d'impuretés d'uranium et de thorium dans les boîtiers de circuits intégrés émettent des particules alpha dont l'énergie est inférieure à 10 MeV et qui sont sources d'effets singuliers.

1.3.1.2.3 Neutrons thermiques et Bore 10

Les neutrons ayant perdu leur énergie jusqu'à l'énergie thermique (~ 0.025 eV) sont les plus abondants au niveau de la mer (en moyenne $4 / \text{cm}^2 \cdot \text{h}$ à New York). A cette altitude, la probabilité de capture d'un neutron thermique par du Bore 10 est très élevée comme le montre la figure 1.33. L'interaction d'un neutron thermique avec du Bore 10 produit une particule alpha, un noyau ${}^7\text{Li}$ et un rayon gamma.

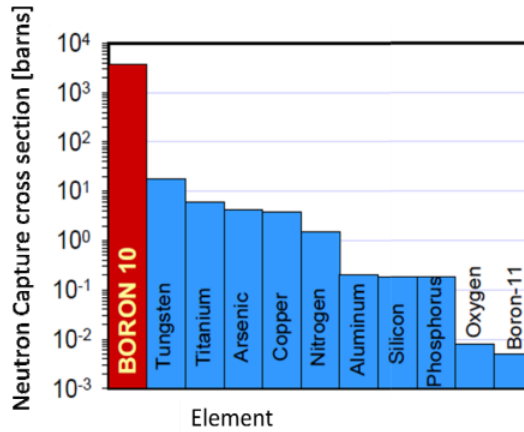


Figure 1.33 : Section efficace de capture des neutrons thermiques par différent noyaux [Wijn10]

1.3.2 Effets singuliers (SEE)

1.3.2.1 Mécanismes d'interaction

Un effet singulier est une perturbation due au passage d'une particule énergétique unique à travers ou à côté de nœuds sensibles d'un circuit. L'énergie déposée a pour effet la création d'une importante densité de paires électron-trou le long de la trace par ionisation directe ou indirecte comme le montre la figure 1.34. En effet, une interaction Coulombienne entre une particule chargée et les matériaux crée des électrons hautement énergétiques (rayons delta) qui génèrent à leur tour des électrons secondaires et contribuent à l'extension radiale de la trace d'ionisation. Ceci est également accompagné de la création de défauts (défauts de déplacement) dans le réseau cristallin.

Les paires électron-trou générées se déplacent dans les semiconducteurs selon les deux mécanismes de dérive et de diffusion. Une partie de la charge est collectée par les électrodes et une partie se recombine [Pel12]. La charge collectée crée un courant au niveau de l'électrode pouvant ainsi avoir différents effets électriques correspondant à différents types de SEE que nous allons voir par la suite.

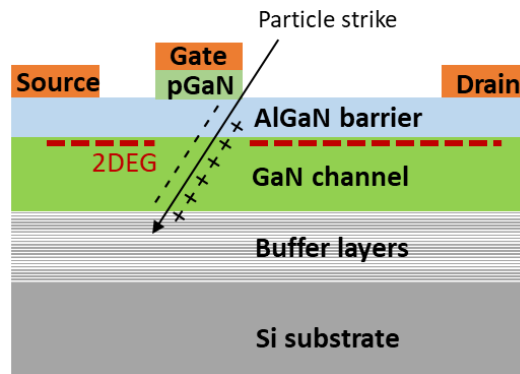


Figure 1.34 : Ionisation du semiconducteur le long du chemin d'un ion incident

1.3.2.2 Effets électriques dans les composants de puissance

On distingue différents types d'effets singuliers classés en deux catégories : les effets non destructifs (Single-Event Transients ou SET) et les effets destructifs (Single-Event Burnouts ou SEB, Single-Event Gate Rupture ou SEGR).

Un Single Event Transient (SET) est une impulsion de courant parasite causée par le passage d'une particule après laquelle le nœud retrouve son état initial. La forme, la polarité, l'amplitude et la largeur des SETs sont variables et dépendent de plusieurs paramètres tels que le type et l'énergie de la particule incidente, la position de la trace de la particule par rapport au nœud sensible, le type de composant, les conditions de polarisation, etc [Kubo06].

1.3.2.2.1 SEB et SEGR dans les MOSFET Silicium

Un Single-Event Burnout (SEB), propre aux composants de puissance, est le résultat de la conduction d'un fort courant entre la source et le drain lorsque le transistor est à l'état bloqué. Le passage de la particule crée un chemin de conduction de courant entre le drain et la source qui déclenche le transistor parasite NPN intrinsèque au MOSFET comme on peut le voir sur la figure 1.35. L'auto entretien du courant qui augmente par un effet d'avalanche à travers le transistor parasite provoque un emballement thermique qui entraîne la destruction du MOSFET.

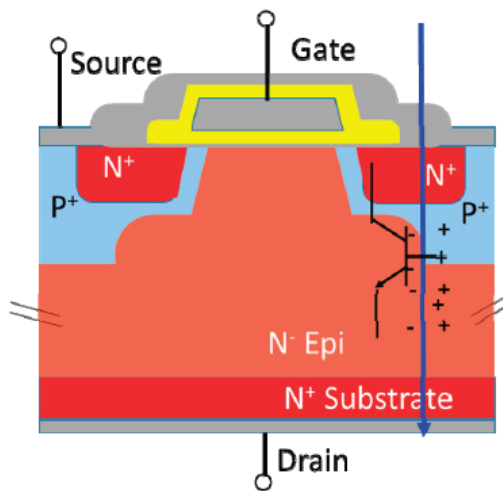


Figure 1.35 : Occurrence d'un Single-Event Burnout dans un MOSFET [Ladb17]

Un Single-Event Gate Rupture (SEGR), qui intervient également dans les composants de puissance, est due à une rupture du diélectrique sous la grille d'un MOSFET. Lorsque le transistor est soumis à une tension drain-source élevée et qu'il y a passage d'une particule, la charge déposée cumulée sous l'oxyde de grille crée une charge image au niveau de l'électrode de grille (figure 1.36). Une soudaine augmentation du champ électrique induit un claquage de l'oxyde favorisé par l'ionisation du diélectrique. La signature d'un SEGR est une augmentation soudaine et permanente du courant de fuite de la grille et donc une perte de la fonctionnalité du composant. Un SEGR peut se produire en même temps qu'un SEB.

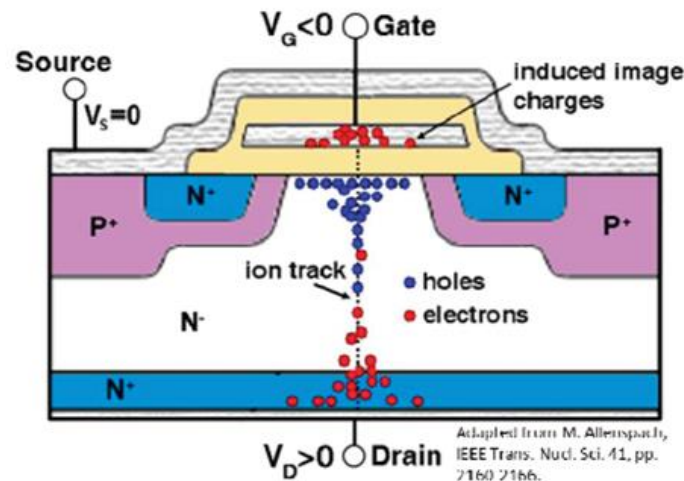


Figure 1.36 : Occurrence d'un Single-Event Gate Rupture dans un MOSFET [Ladb17]

Plusieurs évaluations de la sensibilité aux SEB et SEGR sur les technologies MOS sont disponibles dans la littérature [Iako17], [Laue10], [Laue13].

1.3.2.2.2 SEB et SEGR dans les HEMTs GaN

Les composants de puissance GaN sont sensibles aux effets destructifs SEB. Cependant, en l'absence d'oxyde de grille dans les HEMTs GaN, hormis les MIS-HEMTs, les mécanismes de défaillances SEGR sont différents des MOSFETs.

Les tests sous ions lourds réalisés par Scheick [Sche16] sur des composants HEMT GaN de puissance Normally-Off ont montré des effets destructifs manifestés par une soudaine augmentation du courant de fuite du drain. La figure 1.37 montre la réponse du composant PGA26E19BA du fabricant Panasonic dont le courant est hors spécification.

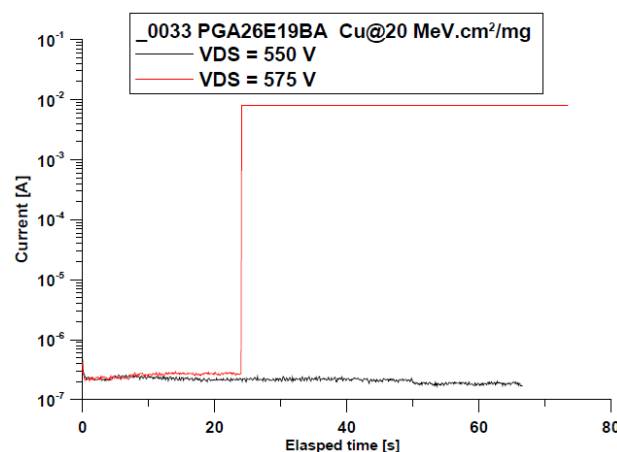


Figure 1.37 : Courant de fuite de drain en fonction du temps sous ions lourds pour le PGA26E19BA [Sche16]

Les travaux de Mizuta et al. [Mizu18], ont également montré une dégradation permanente des courants de fuite de grille et de drain pour le PGA26E19BA. Une imagerie par microscope optique des défauts a montré que les sites endommagés sont localisés aléatoirement sur la surface de la puce. Des signatures de burnout à la surface de la puce ont également été observées avec un angle d'incidence des ions de 90°. Des images par microscopie

électronique à balayage (SEM) ont été réalisées sur des sites endommagés. La présence de court-circuit entre le drain et le substrat serait à l'origine d'une diminution abrupte du courant de fuite de grille qui survient quand le courant de drain commence à circuler vers le substrat Si. Un court-circuit entre le drain et la source provoque une augmentation du courant de fuite de drain accompagnée ou non d'une augmentation du courant de fuite de grille.

D'autres études ont également été menées sur les effets singuliers sur d'autres composants HEMT GaN. Scheick [Sche14] a étudié l'effet de la capacité réservoir parallèle à la connexion drain-source du circuit de test sur l'ampleur des dégradations pour des composants Normally-Off. L'augmentation de celles-ci avec la capacité réservoir pourrait indiquer que le mécanisme est du type SEB. Cependant, un autre mécanisme ne peut pas totalement être écarté.

Harris et al. [Harr11] n'ont pas observé d'indications de SEGR ou SEB sous ions lourds sur des composants Normally-Off. Zerarka et al. [Zera18] ont montré à l'aide de simulations TCAD qu'une rupture du diélectrique entre le field plate connecté à la source et le contact de drain est à l'origine d'un événement destructif. L'influence de l'angle d'incidence dans l'occurrence de SEBs a été étudiée par Hu et al. [Hu19] à l'aide de simulations TCAD et il a été montré qu'un angle d'incidence de 30° au centre du field plate connecté à la grille est plus favorable au SEB qu'une incidence normale au bord du field plate.

Ces travaux n'ont pas formellement identifié les défaillances observées comme étant des SEB ou SEGR et la compréhension des mécanismes de défaillance reste limitée sur les HEMTs GaN. Cependant, des travaux ont tenté d'apporter des réponses sur les mécanismes impliqués lors de la dégradation des caractéristiques du composant.

Martinez et al. [Mart19] ont étudié la réponse de HEMTs dont le canal est de l'AlGaIn et non du GaN sous ions lourds. Ils ont observé que les dégradations partagent certaines caractéristiques, même si les courants élevés et les échauffements localisés à leur origine conduisent à des signatures physiques différentes d'un composant à un autre. Parmi ces caractéristiques communes, on peut notamment citer un défaut reliant la grille et le drain localisé aléatoirement le long des doigts, qui pourrait correspondre à l'emplacement d'impact de l'ion. A l'état bloqué, les plus forts champs électriques se situent dans la région entre la grille et le drain, en particulier dans le diélectrique, et expliquent la localisation de la défaillance dans cette zone. L'hypothèse est qu'un ion lourd frappant dans cette région initie une connexion entre drain et grille, soit directement par la charge créée, soit par ionisation par impact (mécanisme d'avalanche). L'absence de transitoires précurseurs à des tensions inférieures serait cohérente avec cette hypothèse.

Onoda et al. [Onod13] ont étudié l'amplification de la charge collectée sur des composants HEMT GaN Normally-On sous microfaisceau d'ions lourds. Les SET sont d'amplitude plus importante lorsque le faisceau est positionné sur l'électrode de grille. Une amplification de la charge collectée (par rapport à la charge déposée) est observée lorsque le composant est polarisé à l'état passant et à l'état pincement mais cela n'est pas le cas à l'état bloqué. Cette amplification s'explique par un effet bipolaire et un effet de canal arrière.

Lorsqu'un ion traverse un HEMT, une forte densité de paires électron-trou est générée le long de la trace de l'ion. Les électrons déposés près de la barrière sont collectés rapidement au niveau du drain, laissant des trous en excès dans des régions à faible champ. Ces trous résiduels réduisent la barrière de potentielle entre la source et le canal, entraînant l'injection d'électrons supplémentaires par la source (l'émetteur du transistor bipolaire parasite) vers la base du transistor bipolaire parasite (la couche GaN) et vers le canal. Les électrons injectés diffusent dans la base

ou sont conduits par le canal et sont collectés par le drain (le collecteur du transistor bipolaire parasite). La composante de dérive est dénommée effet de canal arrière, alors que la composante de diffusion constitue l'effet bipolaire.

1.3.3 Effet de dose (TID and DDD)

Les effets de dose sont de deux types : la dose ionisante (Total Ionizing Dose) et la dose de déplacement (Displacement Damage Dose). Ce sont des effets cumulatifs qui nécessitent une exposition à long terme aux radiations et qui affectent les caractéristiques des composants.

1.3.3.1 Mécanismes d'interaction

1.3.3.1.1 Dose totale ionisante (TID)

Les effets de dose ionisante sont causés par l'interaction de particules chargées ou de photons de haute énergie avec les diélectriques dans les composants. Suite au dépôt d'énergie par les radiations, il y a une accumulation de charges piégées dans les diélectriques. On peut voir à travers le diagramme de bande d'un MOSFET Si dont la tension de grille est positive (figure 1.38), la génération de charge induit par les radiations et le processus de transport dans l'oxyde. Dans un premier temps des paires électron-trou sont générées avant qu'une fraction ne se recombine. Il s'en suit le transport des porteurs libres à travers l'oxyde. La mobilité des électrons étant beaucoup plus grande que celle des trous, les électrons sont rapidement évacués hors de l'oxyde. Une partie des trous sont piégés dans les défauts profonds dans le volume ou proche de l'interface SiO₂/Si formant une charge fixe piégée positive N_{ot} . Une autre partie des trous participe à la formation de pièges d'interface N_{it} à travers la réaction avec des atomes d'hydrogène [Adel14]. Cela induit une dérive des caractéristiques électriques du composant.

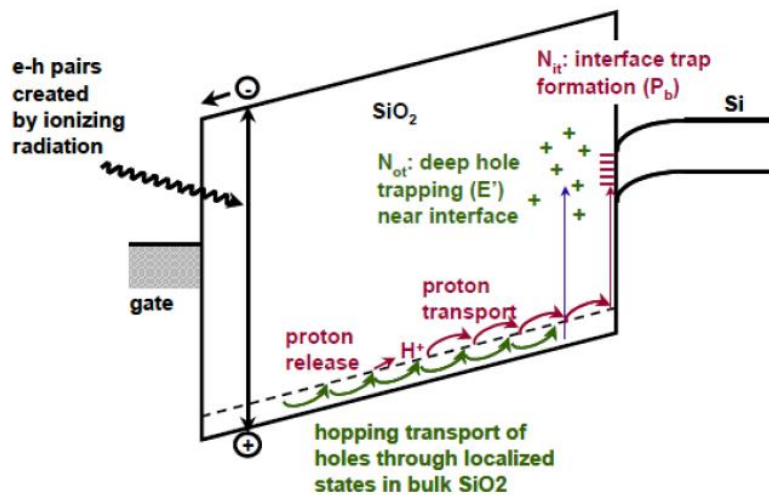


Figure 1.38 : Piégeage de charges dans l'oxyde [Adel14]

1.3.3.1.2 Dose de déplacement (DDD)

L'effet de déplacement se produit généralement dans les substrats. Le réseau cristallin peut être endommagé par des particules énergétiques créant des pièges. La figure 1.39 montre la génération des défauts, les atomes percutés par les particules incidentes se déplacent sur des positions intermédiaires dans le réseau cristallin. Il y a ainsi création de défauts interstitiels et de lacunes qui se recombinent (à 90%) [Poiv17] ou forment des défauts stables appelés paires Frenkel.

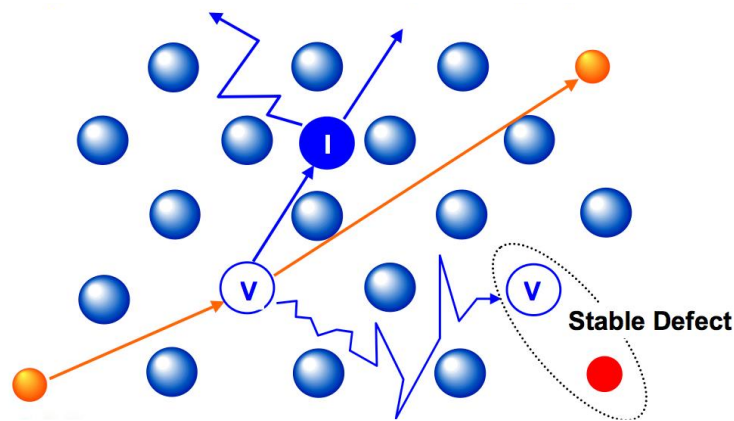
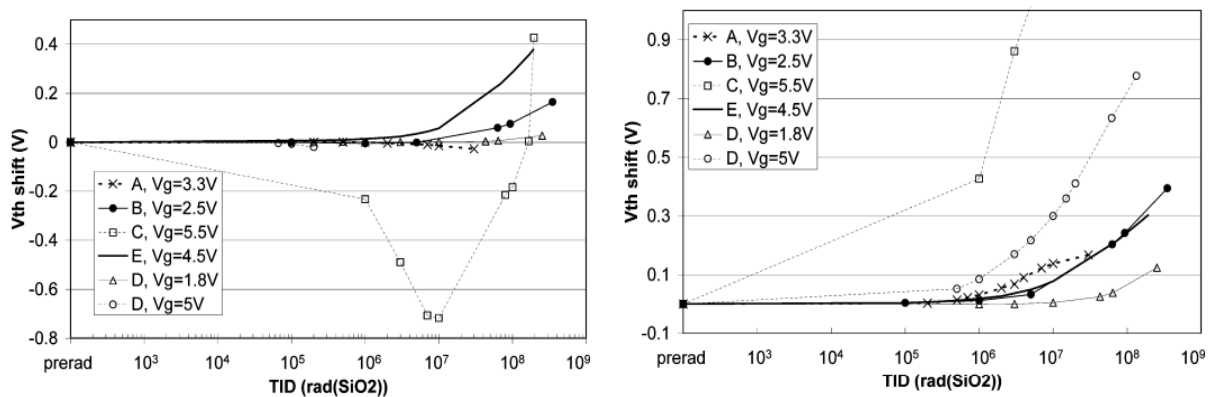


Figure 1.39: Création de paires lacune-interstitiel [Poiv17]

1.3.3.2 Effets électriques dans les composants de puissance

1.3.3.2.1 Effets de dose dans les MOSFET Silicium

Dans les technologies MOS, le piégeage de charges dans les oxydes de grille épais peut causer une dégradation des performances du transistor. Les pièges profonds N_{ot} provoquent une variation du courant de fuite à l'état bloqué. Pour les transistors de type NMOS comme de type PMOS, la caractéristique I-V subit un décalage vers les tensions négatives. Les pièges d'interfaces N_{it} peuvent réduire la mobilité des porteurs et donc une dégradation de la transconductance. On peut voir sur la figure 1.40 la variation de la de tension seuil V_{th} induite par la dose TID sur des transistors LDMOS à canal n et à canal p.

Figure 1.40 : Décalage de tension seuil V_{th} induit par la dose TID sur des transistors LDMOS à canal n (gauche) et à canal p (droite) polarisés en condition pire cas à température ambiante [Facc10]

1.3.3.2.2 Effets de dose dans les HEMTs GaN

En l'absence d'oxyde de grille dans les composants GaN HEMTs, un effet négligeable de la dose ionisante est attendu. Cependant, les autres couches de diélectrique reçoivent de la dose ionisante. Une dégradation due aux effets de déplacements est également prévue [Harr11]. Les travaux de Harris et al. [Harr11], ont notamment montré les effets de dose protons sur des HEMTs GaN Normally-On du fabricant Cree (CGH40120F). La variation de la tension seuil pour différentes fluences est représentée dans la figure 1.41. On peut cependant observer qu'il n'y a pas de tendance claire et les variations restent légères. Les auteurs prédisent des effets de déplacements pour des fluences plus élevées.

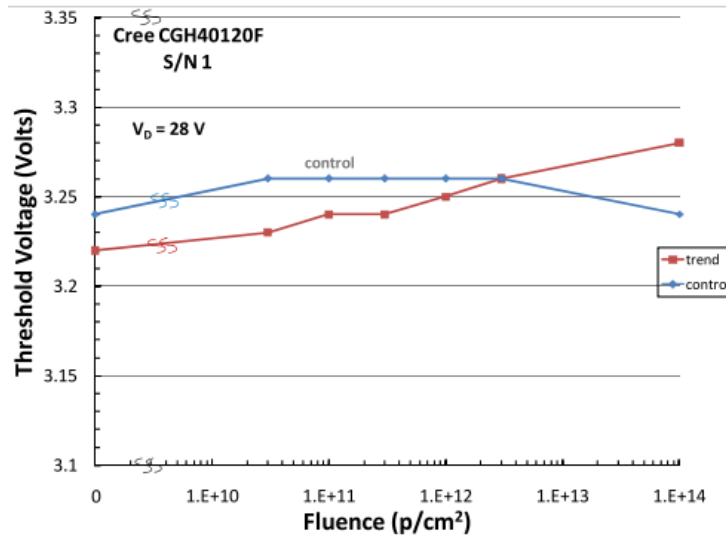


Figure 1.41 : Tension de seuil en fonction de la fluence d'un composant Cree Normally-On à 28V [Harr11]

Des dégradations des caractéristiques I-V dues aux effets de déplacement sur des composants HEMTs Normally-Off ont également été reportés par Sonia et al. [Soni06]. Sun et al. [Sun13] ont effectué des caractérisations sous rayons X sur des HEMTs et MOS-HEMTs Normally-On. Ils ont observé une variation rapide de la tension seuil V_{th} à des doses inférieures à 3 krad (SiO_2) pour les HEMTs et les MOS-HEMTs, et une variation additionnelle du V_{th} seulement observée dans les MOS-HEMTs pour des doses jusqu'à au moins 2 Mrad (SiO_2).

1.3.4 Méthodes de caractérisation

1.3.4.1 Caractérisation des effets singuliers

La caractérisation des effets singuliers se fait conventionnellement sous accélérateur de particules où les composants sont exposés à des faisceaux relativement larges. Cependant, des méthodes complémentaires tels que le test laser et le test sous rayons X focalisés permettent de mieux comprendre les mécanismes responsables des SEEs du fait de la résolution spatiale et temporelle.

1.3.4.1.1 Caractérisation sous faisceau de particules

1.3.4.1.1.1 Paramètres expérimentaux

Le LET (Linear Energy Transfer) représente la perte d'énergie de la particule par unité de longueur dE/dx (MeV/cm). Il dépend du type et de l'énergie de la particule et des propriétés du matériau. Le LET normalisé par la masse volumique de matériau ρ (équation 1.3) est exprimé en $MeV.cm^2/mg$.

$$LET = -\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad 1.3$$

Le LET est le paramètre de référence pour décrire l'environnement spatial, or deux ions d'énergie différente peuvent avoir un même LET. Le parcours moyen est la distance sur laquelle la particule se déplace dans le matériau avant d'être stoppé. Le parcours moyen est un paramètre important à prendre en compte pour s'assurer que la particule traverse les matériaux du composant cible et atteint la zone active. La figure 1.42 présente le LET et le parcours moyen d'un ion Fer en fonction de l'énergie.

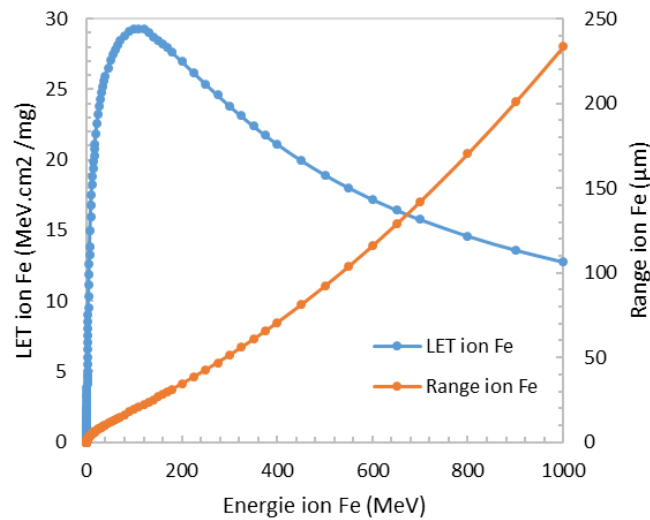


Figure 1.42 : LET (rouge) et range (bleu) en fonction de l'énergie d'un ion Fe dans le Silicium (calculé avec SRIM 2013)

Puisque que le LET dépend de l'énergie de la particule et que la particule perd de l'énergie le long de son trajet, le LET varie donc en fonction de la distance dans le matériau. La figure 1.43 présente le LET de différents ions en fonction de la profondeur dans le Silicium. Le choix du LET lors de la caractérisation est important et dépend des objectifs et de l'environnement radiatif de la mission.

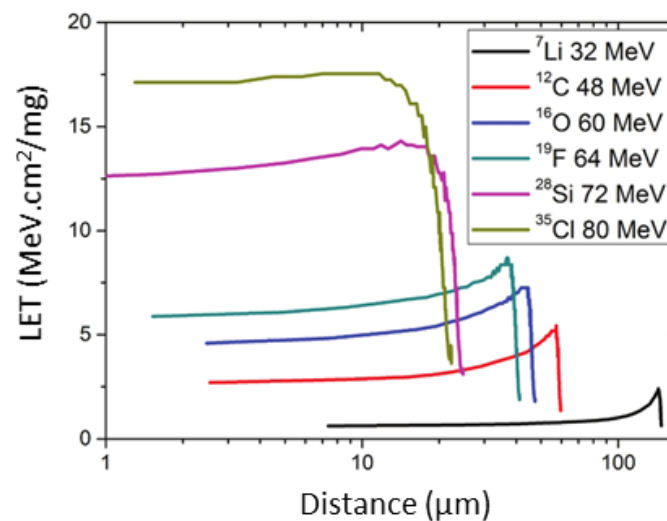


Figure 1.43 : LET de quelques ions en fonction de la distance dans le Silicium [Medi16]

La section efficace permet de mesurer la probabilité d'occurrence d'évènements singuliers dus à un type de particule avec une énergie donnée. Elle représente la surface sensible du composant et est exprimée en cm^2 . La section efficace σ est obtenue avec l'équation suivante :

$$\sigma(\Phi) = \frac{N}{\Phi} \quad 1.4$$

avec N le nombre total de SEEs induits durant l'irradiation et Φ la fluence (nombre de particules reçu par unité de surface exprimée en cm^2). Une courbe de section efficace en fonction du LET suit typiquement une courbe de Weibull comme le montre la figure 1.44.

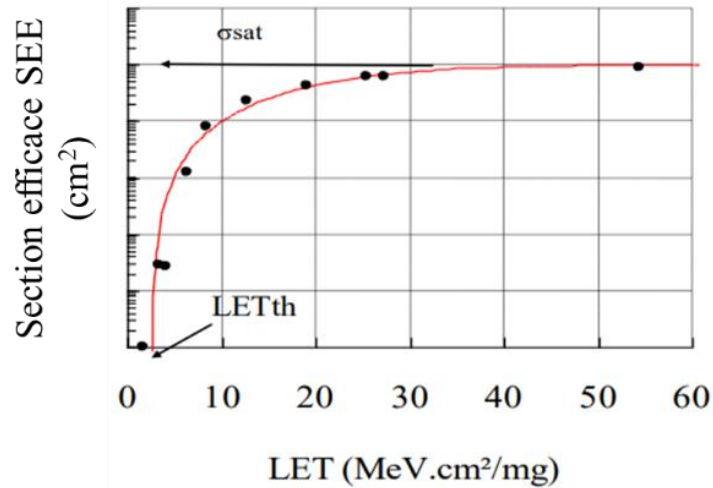


Figure 1.44 : Courbe de section efficace en fonction du LET [Polo17]

La SOA (Safe Operating Area) est l'aire de fonctionnement dans laquelle les événements sont non destructifs. Il s'agit donc d'identifier les tensions de polarisation V_{ds} , V_{gs} et le LET de la particule au-delà desquels le composant est sensible aux événements destructifs.

1.3.4.1.1.2 Accélérateurs de particules

La caractérisation des effets singuliers se fait généralement par irradiation des composants sous accélérateur de particules. Les accélérateurs permettent d'accélérer des ions lourds et/ou des protons à des énergies élevées. Les neutrons sont produits à partir de l'interaction de protons accélérés avec une cible (en lithium par exemple) [Beze14].

Le tableau 1.2 présente une liste non exhaustive d'accélérateurs de particules avec le type de particules disponibles et les gammes d'énergie et de LET.

Tableau 1.2 : Accélérateurs de particules et type de particules disponibles et leurs caractéristiques

Accélérateurs	Localisation	Type de particules	Gamme d'énergie (MeV)	Gamme de LET (MeV.cm ² /mg)
Centre de Ressources du Cyclotron de l'Université Catholique de Louvain (UCL-HIF)	Louvain-la-Neuve / Belgique	Ions lourds	131 à 995	1.3 à 62.5
RADiation Effects Facility (RADEF)	Jyväskylä / Finlande	Ions lourds	139 à 2059	1.17 à 85.6
Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL)	Caen / France	Ions lourds	20 à 100 (par nucleon)	16 à 96
Texas Agricultural & Mechanical University (TAMU)	Texas / Etats Unis	Ions lourds	60 à 3197	0.07 à 80.5

KVI-Center for Advanced Radiation Technology (KVI-CART)	Groningue / Pays-Bas	Protons	40 à 190	
Indiana University Cyclotron facility (IUCF)	Indiana / Etats Unis	Protons	200 MeV	
The Svedberg Laboratory (TSL)	Uppsala / Suède	Neutrons (faisceaux quasi-monoénergétiques)	11 à 175	
ISIS Chip Irradiation (ChipIr)	Oxfordshire / Angleterre	Neutrons (spectre atmosphérique)	Jusqu'à 800 MeV	

Les accélérateurs d'ions lourds produisent différents types d'ions avec un large spectre d'énergie. On distingue les accélérateurs d'ions de moyenne énergie (environ une dizaine de MeV/n) et les accélérateurs d'ions de haute énergie (des dizaines de MeV/n). Pour les accélérateurs d'ions de moyenne énergie tels que UCL-HIF et RADEF, le faisceau d'ions ne peut se propager dans l'air mais uniquement dans le vide, ce qui impose que la carte de test soit placée dans une chambre à vide (figure 1.45) pour garantir un parcours moyen suffisant dans le composant testé. Des connecteurs permettent de connecter, à travers la chambre à vide, la carte de test au reste du système de test. Dans le cas des accélérateurs d'ions lourds de haute énergie tel que GANIL (100 MeV/n), le faisceau d'ions est capable de se propager dans l'air. Le contrôle du circuit sous test se fait hors de la salle d'irradiation.

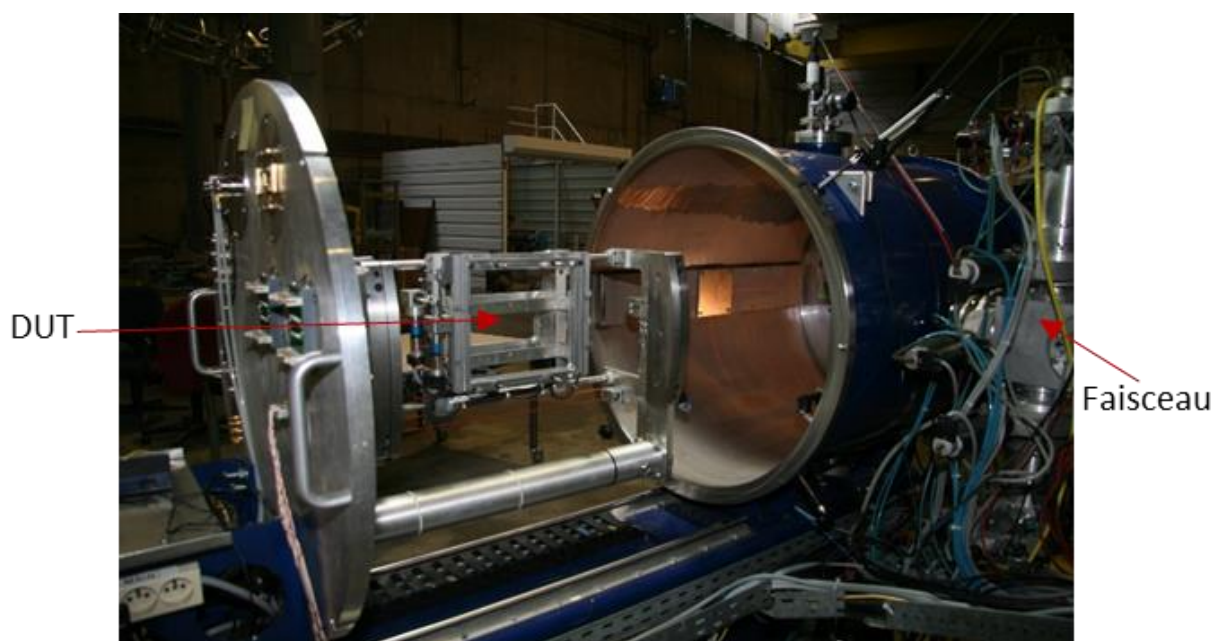


Figure 1.45 : Enceinte à vide de l'UCL [<https://aida2020.web.cern.ch/aida2020/node/276.html>]

Parmi les accélérateurs de protons, on peut citer KVI, Université d'Indiana. Les protons peuvent avoir des énergies allant jusqu'à des centaines de MeV et se propagent dans l'air comme on peut le voir sur la figure 1.46. Des atténuateurs permettent notamment de réduire l'énergie si nécessaire. En plus de la caractérisation des SEE, les faisceaux de protons sont utilisés pour de la caractérisation en dose TID et DDD.

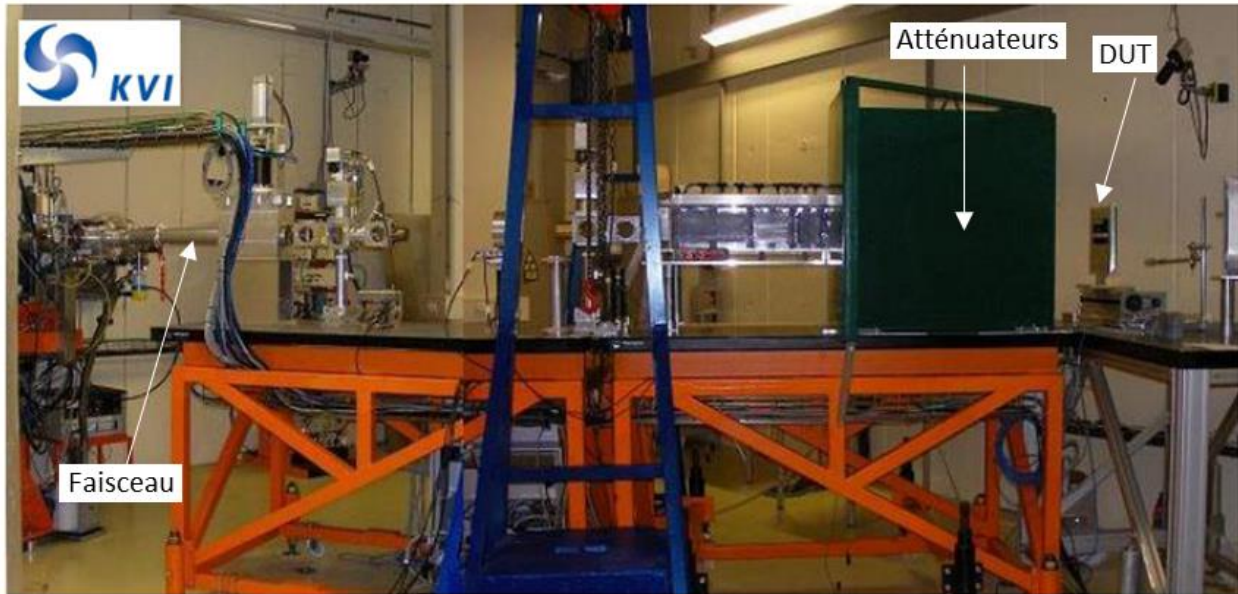


Figure 1.46 : Installation KVI CART [Beze18]

Les accélérateurs de neutrons peuvent fournir des faisceaux mono-énergétiques tels que TSL ou des faisceaux avec un spectre d'énergies atmosphérique tels que ISIS ChipIR. Les faisceaux de neutrons permettent des caractérisations SEE mais on peut également faire des caractérisations en dose de déplacement DDD.

1.3.4.1.1.3 Limitations

L'utilisation des accélérateurs de particules nécessite la prise en compte de différentes limitations :

- Les tests sous vide peuvent poser un problème pour la régulation de température. Les tests sous particules de haute énergie impliquent l'utilisation de longs câbles pour contrôler le circuit de test à distance. De plus les composants irradiés sous particules de haute énergie deviennent radioactifs et nécessitent d'attendre un certain délai avant de les manipuler.
- La mise œuvre de campagnes expérimentales en accélérateur de particules est complexe. Le coût du temps de faisceau est élevé et l'accès au moyen de test est limité.
- Il n'est pas possible de dissocier les particules de manière individuelle, le faisceau recouvre intégralement le composant sous test. On ne peut donc localiser l'impact à l'origine de l'évènement. Les informations concernant les mécanismes de défaillance sont limitées. La dose TID et DDD peut également influencer la réponse du composant.

1.3.4.1.2 Caractérisation sous faisceau laser impulsionnel

L'utilisation du test laser pour simuler des effets singuliers connaît une tendance croissante ces dernières années. La technique consiste à focaliser des impulsions laser de courte durée dans la zone active du composant pour ioniser localement la matière. L'objectif est de reproduire le transitoire induit par le passage d'une particule unique. Cette méthode permet de contrôler la localisation et le moment de l'impact de l'impulsion laser et a l'avantage de ne pas produire d'effets de dose cumulée.

L'efficacité du test laser sur l'évaluation de la sensibilité aux SEEs a été démontré sur les technologies Silicium par différentes études [Lewi01], [McMo02], [Poug03]. Le test laser permet notamment d'extraire la SOA [Luu07],

[Mora11], les zones sensibles de composants de puissance [Darr11] et des informations supplémentaires pour la compréhension des mécanismes de défaillance [Buch13].

Sur les technologies GaN, quelques travaux ont démontré la possibilité de générer des effets singuliers par laser, mais uniquement sur des structures de test et par la face avant. Roche et al. [Roch16] sont les premiers à présenter des résultats sur la génération de SETs dans un composant GaN (une diode PiN) en utilisant des impulsions laser à différentes longueurs d'onde dans le domaine visible. Pour une énergie d'impulsion identique, les SETs obtenus à deux longueurs d'onde différentes présentent une différence d'amplitude de courant et de charge collectée. Ils ont également montré l'influence du pompage optique des pièges profonds dans le GaN sur la charge collectée. En effet, l'utilisation d'une longueur d'onde inférieure à 582 nm correspondant à une énergie de photon supérieure au niveau des pièges profonds induit une charge collectée plus importante que l'estimation de la charge générée par absorption inter-bande. Avec, l'utilisation de longueurs d'onde plus élevées, il a été montré que la charge collectée est du même ordre de grandeur que la charge estimée. Par ailleurs, Khachatryan et al. ont réalisé des cartographies et des analyses de l'amplitude du courant et de la charge collectée des SETs sur des HEMTs GaN Normally-On. Une étude, basée sur l'utilisation d'impulsions laser avec une longueur d'onde dans le domaine ultraviolet (293 nm) [Khac16], présente des cartographies des HEMTs vierges et des HEMTs préalablement irradiés sous protons. Ces cartographies mettent en évidence la localisation spatiale de « points chauds » liés aux défauts intrinsèques du matériau ou aux défauts de déplacement induits par les protons. L'amplitude du courant et de la charge collectée des SETs est beaucoup plus importante au niveau des points chauds dus aux défauts de déplacement qu'au niveau des défauts intrinsèques. La forme et l'amplitude des SETs dépendent fortement de l'emplacement spécifique des porteurs injectés. Une dépendance à la polarisation de grille a également été observée [Khac16]. La charge collectée est plus importante lorsque la grille est polarisée à l'état bloqué. Une autre étude a également été réalisée avec des longueurs d'onde dans le domaine visible (630 nm) [Khac15]. Les SETs collectés ont une composante initiale de courte durée, suivie d'une composante de longue durée pouvant aller jusqu'à des centaines de nanosecondes. Il est montré que l'amplitude des SETs dépend de la tension de drain et de la position de l'impulsion. Nous étudierons plus en détail la technique du test laser dans le chapitre 3.

1.3.4.1.3 Caractérisation sous faisceau de rayons X focalisé et impulsionnel

La caractérisation par faisceau de rayons X focalisé est également une technique qui permet d'injecter de la charge de manière locale afin de simuler le passage d'une particule. Elle fournit également une résolution spatiale et temporelle. L'énergie très élevée des rayons permet de pouvoir traverser les boîtiers des composants et atteindre la zone active. Cependant, les rayons X ont l'énergie suffisante pour générer des paires électron-trou dans les oxydes et génèrent donc de la dose ionisante. La technique a été démontrée sur les composants Silicium [Card14], [Card15]. Sur les composants GaN, des SETs ont pu être générés avec des impulsions de rayons X focalisées à différentes énergies de photon. Cardoza et al. [Card12] ont réalisé des cartographies des SETs générés dans des structures de test de type HEMTs Normally-On. Une estimation de premier ordre de l'énergie déposée corrélée à la charge collectée est présentée. Les résultats montrent que la charge collectée est plus importante que la charge estimée, cependant l'origine de cette différence n'est pas explicitée. Khachatryan et al. [Khac17] ont également observé des SETs sur des MIS-HEMTs. Il a été montré que la longue durée des SETs serait due à une charge collectée additionnelle due au piégeage des trous dans les défauts des couches semiconducteurs. La technique de test sous faisceau de rayons X focalisé sera étudiée dans le chapitre 4.

1.3.4.2 Caractérisation des effets de dose

1.3.4.2.1.1 Paramètres expérimentaux

La dose est l'énergie absorbée par unité de masse. L'unité SI est le Gray[x] (1 Gy=1 J/kg) où x est le matériau cible, cependant rad[x] (radiation-absorbed dose) est l'unité conventionnelle dans le domaine spatial (1 Gy=100 rad). La dose ionisante peut être calculée, dans le cas des particules telles que les protons, à partir de la fluence et du LET de la particule. Dans le cas de la dose de déplacement, la concentration de défauts dépend du NIEL (Non Ionizing Energy Loss) qui est l'énergie qui se traduit en déplacement [Poiv17]. Il dépend du type et de l'énergie des particules incidentes ainsi que du matériau irradié. La dose de déplacement peut être calculée à partir de la fluence et du NIEL [Adel14].

Le débit de dose est un paramètre important dans la caractérisation en dose. C'est la quantité de dose reçue par unité de temps et peut être exprimé en rad/h. La réponse d'un composant dépend de plusieurs paramètres dont le temps d'irradiation. Pour une même dose déposée à différents débits de dose le temps d'irradiation n'est pas le même. Certains composants peuvent être dégradés à faible débit de dose et non à haut débit de dose [Chen10].

1.3.4.2.2 Caractérisation sous Cobalt 60

Le Cobalt 60 est la source radioactive standard pour évaluer les effets de dose ionisante TID. Il produit des rayons beta (électrons) et photons gamma d'énergie 1,17 et 1,33 MeV. La source subit une désintégration continue et a une période de demi-vie de 5,272 ans. La faible dose de déplacement induite par les électrons permet d'étudier uniquement les effets de TID. Dans l'espace l'effet des rayons gamma est négligeable par rapport aux protons ou autres sources de radiation. Toutefois, le rendement très élevé de l'ionisation des photons gamma dans la matière (figure 1.47) fait de l'utilisation du cobalt 60 une méthode de test de référence. En effet, ce rendement est variable en fonction du type et de l'énergie de la particule, et du champ électrique dans l'oxyde. Il existe différentes sources de différentes tailles et différents débits de dose. L'irradiation à l'avantage de se faire dans l'air dans une salle blindée (bunker), le contrôle du circuit irradié se faisant à distance ou a posteriori. Le débit de dose reçu décroît avec la distance entre la source et le composant.

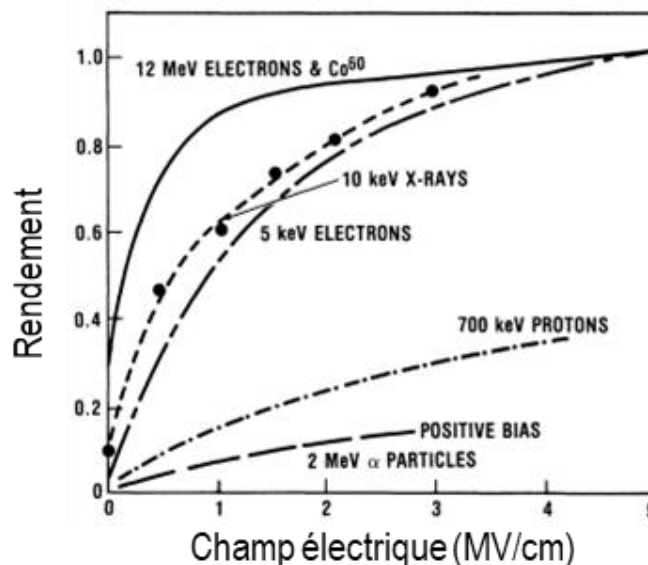


Figure 1.47 : Rendement de la génération de paires électron-trou pour différentes particules [Oldh83]

1.3.4.2.3 Caractérisation sous rayons X

Des sources de rayons X avec des énergies pouvant atteindre plusieurs centaines de keV sont également utilisés pour la caractérisation TID. L'irradiation par rayons X permet d'atteindre des débits de dose plus élevés qu'avec le Cobalt 60. Cependant, les mécanismes de génération de charge étant différents, cette méthode peut fournir des résultats légèrement différents par rapport au Cobalt 60. Les résultats sous X peuvent néanmoins être corrélés avec ceux sous Cobalt 60. Cela a également l'avantage de ne pas nécessiter de contrôle à distance.

1.3.4.3 Méthodologie de qualification des composants de puissance

La qualification des composants de puissance se fait suivant un processus itératif qui permet d'assurer le bon fonctionnement des systèmes en environnement radiatif. Les étapes principales de la procédure représentées sur la figure 1.48 sont les suivantes :

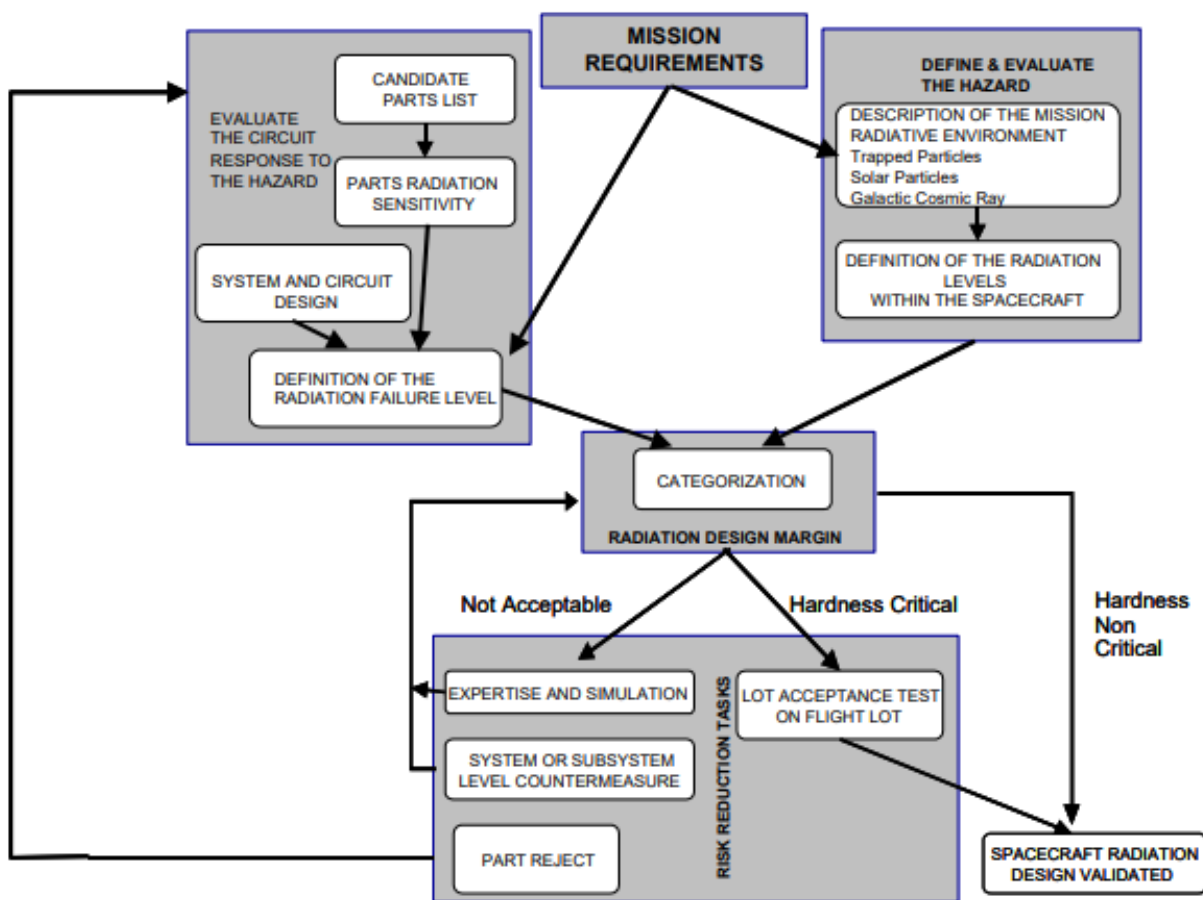


Figure 1.48 : Processus de qualification des composants [Poiv02]

- Définition de l'environnement radiatif de la mission : Le LET des ions lourds, l'énergie des protons, des électrons, etc, doivent être déterminés pour définir les niveaux de radiations auxquels les systèmes sont exposés.
- Evaluation de la sensibilité aux radiations des composants : la sensibilité des composants est évaluée sur la base de données existantes sur le type de composants ou de test permettant d'évaluer la sensibilité aux radiations

- Analyse pire cas des radiations : une analyse pire cas de l'équipement est réalisée à partir de l'évaluation de la sensibilité des composants. Les performances pire cas sur la durée de la mission sont estimée en prenant en compte les effets des radiations, de vieillissement, et autres causes de dégradations. Le taux d'erreurs de chaque composant est estimé.
- Catégorisation des composants : le taux d'erreurs de chaque composant est comparé aux exigences en radiation pour décider si le composant répond aux critères de fiabilité.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les technologies GaN et SiC. Nous avons vu que ce sont des filières très attractives pour les applications de puissance pour contourner les limites du Silicium. Nous avons également pu voir que les environnements radiatifs dans lesquels peuvent évoluer les composants sont très contraignants. Les radiations induisent différents types de dysfonctionnements dans les composants électroniques incluant les technologies émergentes. Nous avons présenté les différentes méthodes de caractérisation des composants pour évaluer leur sensibilité face aux radiations. L'utilisation de techniques de test complémentaires aux tests en accélérateur de particules est indispensable pour mieux comprendre les mécanismes de défaillance et réduire les coûts de sélection et de qualification des composants.

Chapitre 2

Caractérisation et modélisation des composants de l'étude

Chapitre 2 : Caractérisation et modélisation des composants de l'étude

2.1 Introduction

Le projet FELINE dans lequel s'inscrit cette thèse a pour objectif d'étudier la fiabilité de différentes technologies commerciales de HEMTs GaN pour applications de puissance. Notre étude porte donc exclusivement sur des composants commerciaux (COTS). Les composants sélectionnés par le projet FELINE pour notre étude sont présentés dans la première partie du chapitre. Leurs caractéristiques électriques et une description relativement détaillée de leur structure sont fournies. Les caractérisations électriques de ces composants effectuées avant préparation des échantillons et irradiation sont également présentées.

Dans la deuxième partie du chapitre, la modélisation physique d'une des références est présentée. Cette partie contient une description de l'outil de simulation Sentaurus et des différents modèles physiques utilisés. Les paramètres de calibration utilisés et la simulation de la polarisation du transistor sont aussi présentés.

2.2 Références commerciales

Trois références commerciales de type CMS (Composant Monté en Surface) sont étudiées dans cette thèse :

- EPC2045 du fabricant EPC
- GS66508P du fabricant GaNSystems
- PGA26E07BA du fabricant Panasonic

2.2.1 Propriétés électriques

Les caractéristiques électriques des trois composants sont présentées dans le tableau 2.1. La tension de claquage de l'EPC2045 est plus faible que celle du GS66508P et du PGA26E07BA. Le GS66508P présente le courant de drain nominal et la densité de courant linéique les plus élevés. L'EPC2045 présente la résistance drain-source à l'état passant $R_{DS(ON)}$ la plus faible, un courant de fuite de drain maximal plus élevé et un courant de fuite inverse de grille également plus élevé. L'EPC2045 présente également une variation de la tension seuil V_{GS_TH} plus importante.

Tableau 2.1 : Caractéristiques électriques et dimensions des trois références [Epc18], [Gans18], [Pana16]

Paramètres	Symbole	GS66508P	PGA26E07BA	EPC2045
Tension de claquage drain-source	BV_{DS}	650 V	600 V	100 V
Courant de drain	$I_{DS(MAX)}$	30 A	26 A	16 A
Tension de grille seuil	V_{GS_TH}	1.1 V (min) 1.7 V (typ) 2.6 V (max)	0.9 V (min) 1.2 V (typ) 1.6 V (max)	0.8 V (min) 1.4 V (typ) 2.5 V (max)
Résistance drain-source à l'état passant (@ 25°C)	$R_{DS(ON)}$	50 mΩ (typ) 63 mΩ (max)	56 mΩ (typ) 70 mΩ (max)	5.6 (typ) 7 mΩ (max)
Courant de fuite de drain (@ 25°C)	$I_{DL(MAX)}$	2 μA (typ) 50 μA (max)	100 μA (max)	40 μA (typ) 250 μA (max)
Courant de fuite inverse de grille	I_{RGL}	10 nA (typ)	1 μA (max)	40 μA (typ) 500 μA (max)
Surface de la puce		13 mm ²	9.66 mm ²	3.75 mm ²
Longueur totale des doigts		322 mm	374 mm	900 mm
Densité de courant linéique		93 μA/μm	70 μA/μm	18 μA/μm

2.2.2 Analyse technologique

Une analyse de construction des trois composants, réalisée par un sous-traitant du projet, a permis d'obtenir les informations sur les puces et les boitiers.

2.2.2.1 GS66508P

2.2.2.1.1 Boitiers

La figure 2.1 présente l'extérieur du boitier avec les métallisations de contacts. Les dimensions du boitier sont 8 mm x 10 mm * 0.45 mm.

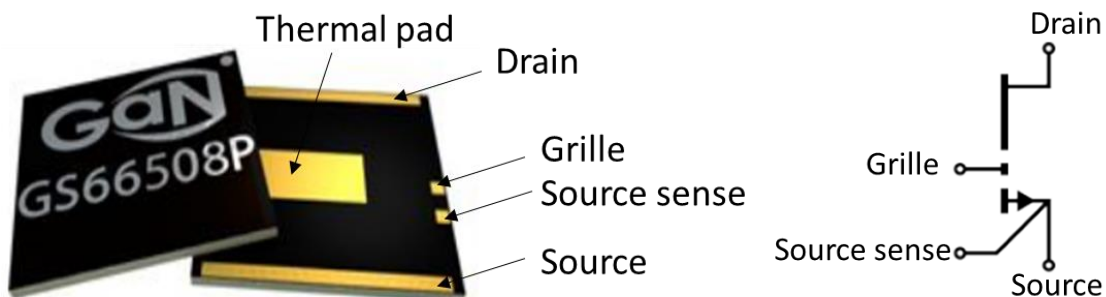


Figure 2.1 : Vues externes et schéma de principe du GS66508P

Le boîtier du GS66508P est de type GaNPX une technologie propriétaire de GaNSystems. Ce boîtier diffère des boîtiers conventionnels. La puce contenue à l'intérieur du boîtier est entourée de PCB et de métallisations en cuivre selon une construction stratifiée.

Une vue de profil du composant et une vue de face sont présentés sur la figure 2.2. Sur la vue de profil, on peut voir la puce entourée de part et d'autre d'un PCB. Les métallisations de cuivre sur la face avant du composant connectent les contacts grille, drain et source aux métallisations externes du boîtier. Les plots de cuivre sur la face arrière sont connectés au contact thermique.

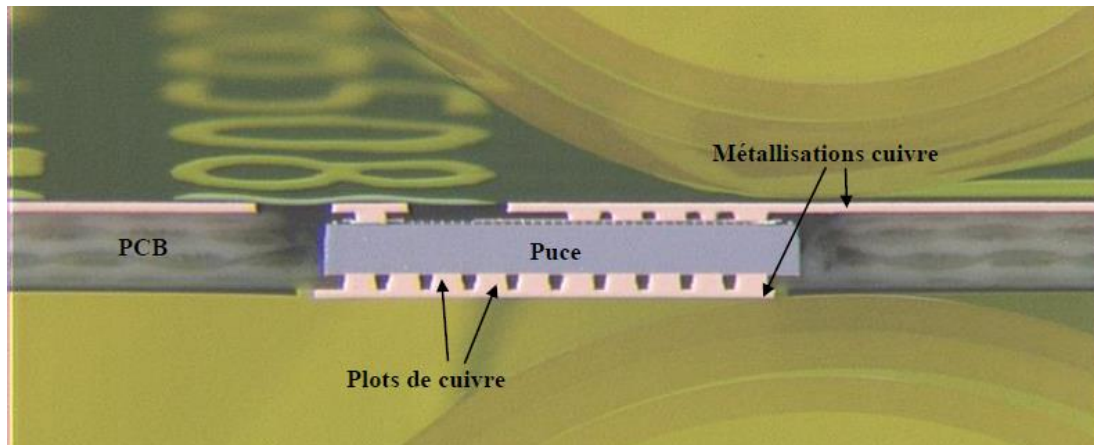


Figure 2.2 : Vue de profil du GS66508P

On peut voir à travers les images par rayons X [Tech00] sur la figure 2.3 la couche de métallisation en cuivre de la face avant ainsi que les vias qui permettent de connecter aux contacts extérieurs du boîtier.

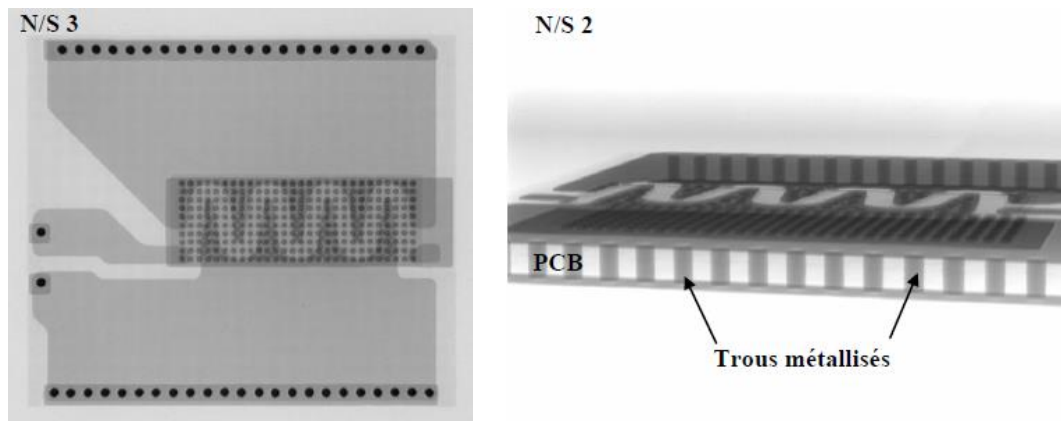


Figure 2.3: Images par rayons X du GS66508P

2.2.2.1.2 Structure interne du composant

Le composant que nous traitons présente une puce avec une structure inter-digitée, c'est-à-dire qu'il y a en réalité plusieurs transistors connectés en parallèle. En effet, la structure élémentaire qui forme un transistor est répétée avec une symétrie par rapport au contact de source ou de drain. Deux transistors voisins partagent le même contact de source ou de drain. Le contact de grille est présent de chaque côté du contact de source. La figure 2.4 permet de visualiser la périodicité des structures [Tech00].

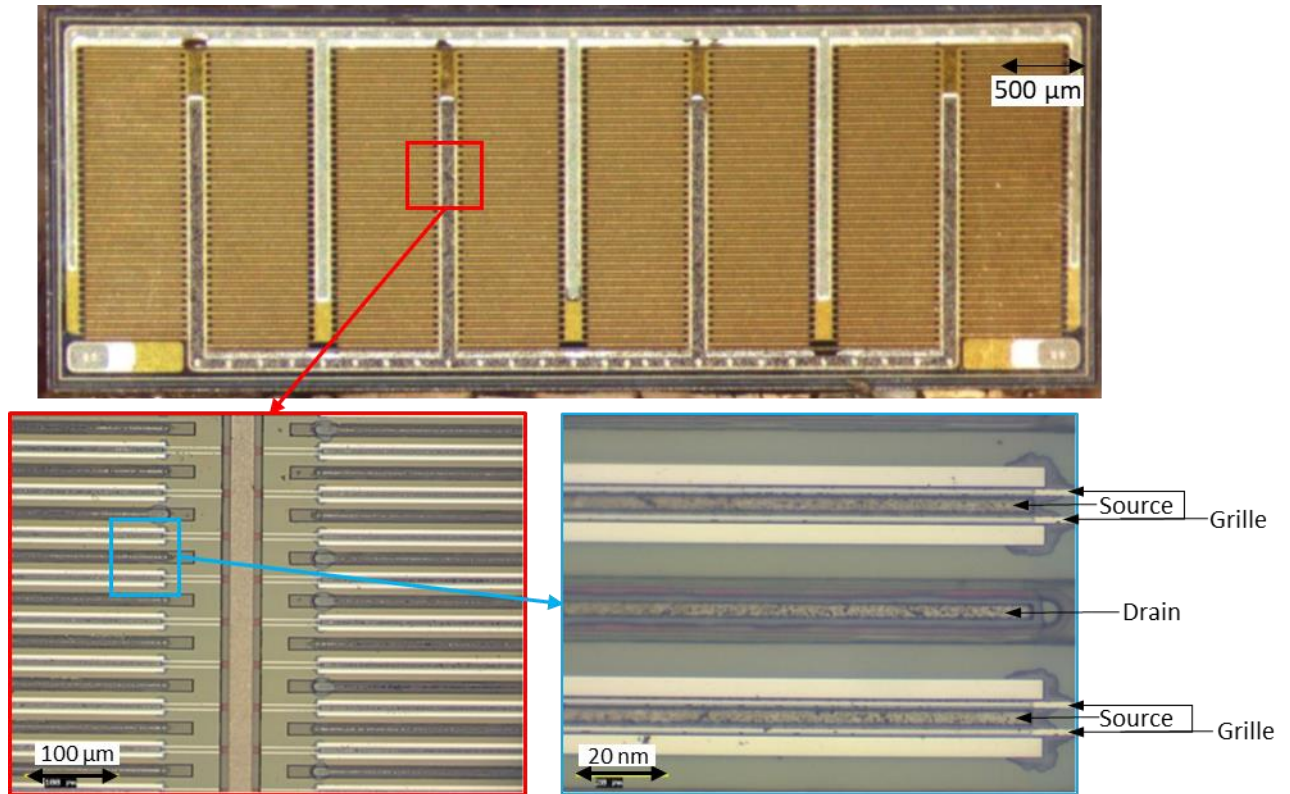


Figure 2.4 : Imagerie par la face avant de la structure multi-doigts de la puce du GS66508P

Une vue d'une structure élémentaire sur la figure 2.5 montre les différents niveaux de métallisations pour les contacts de grille, drain et source. Cette référence présente des contacts classiques ainsi que trois field plates dont une connectée à la source. La connexion des deux autres field plates n'a pas pu être déterminée grâce à l'analyse de construction actuellement à disposition. La fonction Normally Off est réalisée grâce à la couche de GaN dopée p en dessous de la grille.

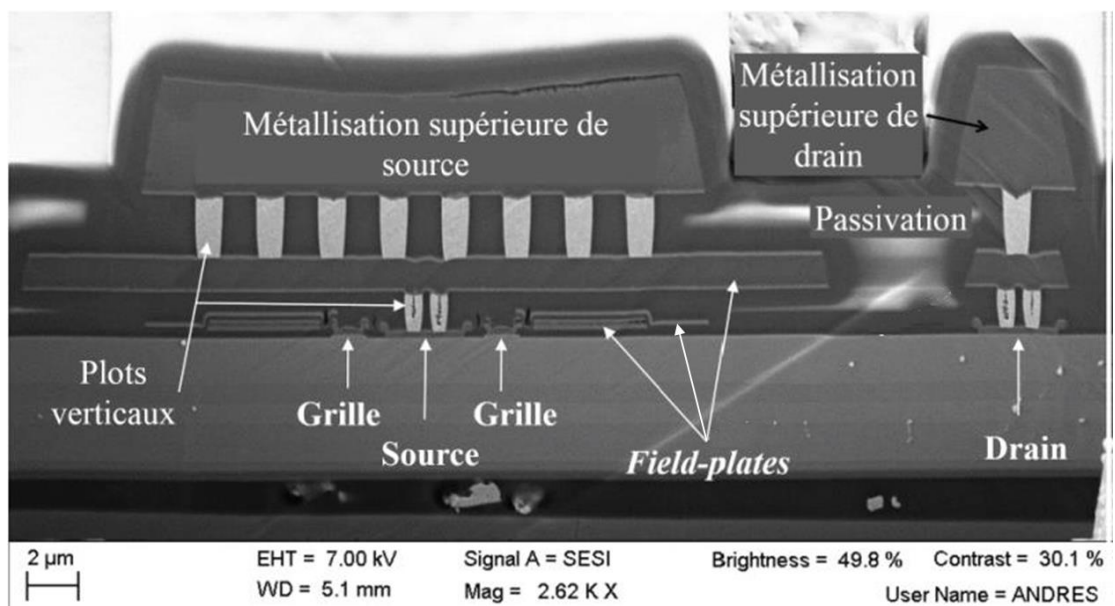


Figure 2.5 : Vue en coupe d'une cellule transistor GS66508P [Duar18]

La figure 2.6 un schéma de la structure du composant GS66508P [Tech00]. La partie FEOL (Front End Of Line) est composée de couches AlGaN et GaN qui forment l'hétérojonction, de couches de transition et du substrat Silicium. Les couches de transition sont formées d'un super-réseau AlGaN/GaN, de 4 couches d'AlGaN avec un taux d'Al qui augmente en se rapprochant de la couche AlN. Un contact thermique connecté à la source recouvre entièrement la surface de la puce coté substrat pour évacuer la chaleur.

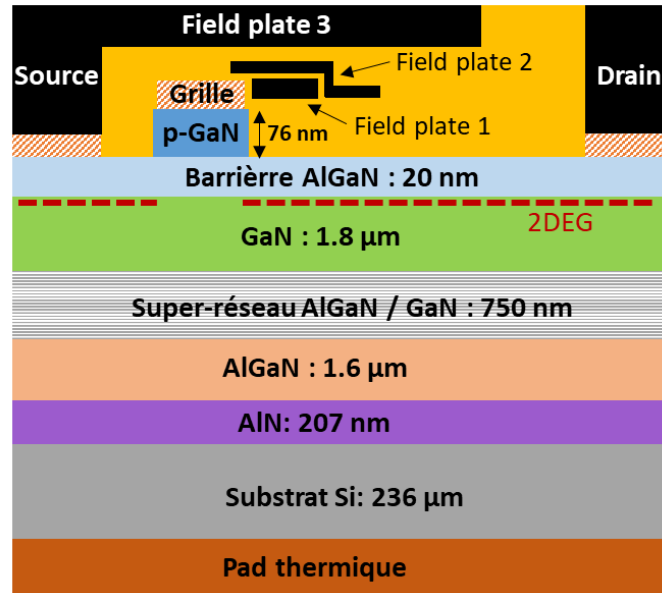


Figure 2.6 : Structure du GS66508P

2.2.2.2 PGA26E07BA

2.2.2.2.1 Boitiers

Le boîtier du PGA26E07BA présentée sur la figure 2.7 est de type DFN (Dual Flat No leads) et les dimensions sont 7.9 mm x 7.9 mm x 1.3 mm.

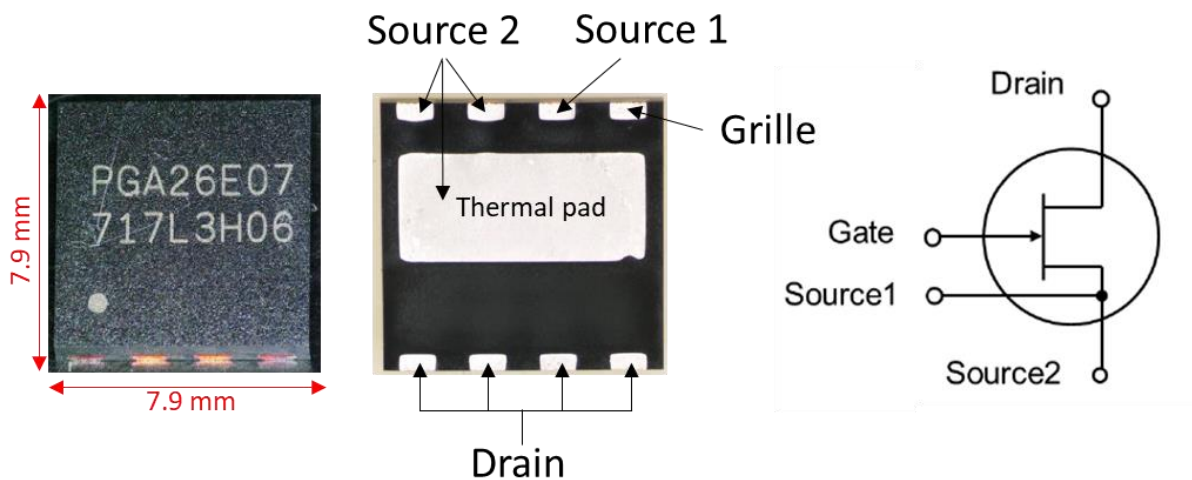


Figure 2.7 : Vues externes et schéma de principe du PGA26E07BA

La connexion entre le boîtier et les contacts de la puce se fait par câblage par fil comme le montre les vues RX de la figure 2.8 [Thal18].



Figure 2.8: Images par rayons X du PGA26E07BA

2.2.2.2.2 Structure interne du composant

Une imagerie de la puce avec au centre les structures multi-doigts et les départ de connexion vers les contacts externes du boîtier est présentée sur la figure 2.9.

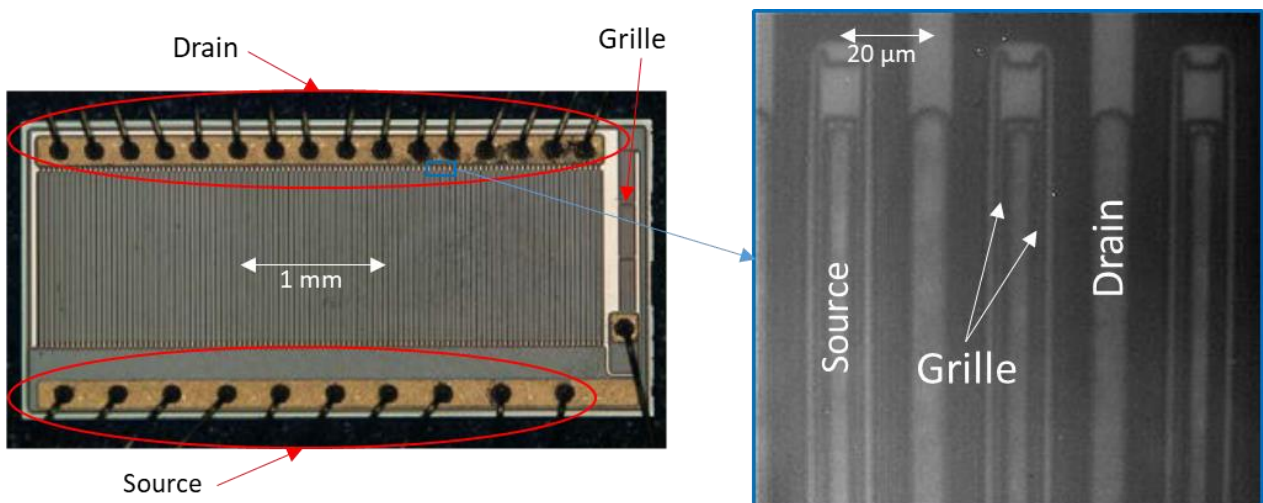


Figure 2.9 : Imagerie de la puce avec la structure multi-doigts du PGA26E07BA

La figure 2.10 présente la structure élémentaire du PGA26E07BA [Thal18]. Le contact de drain est différent des contacts conventionnels puisque que c'est un contact hybride. Un drain secondaire dont la structure est similaire à celle de la grille est connectée au contact de drain principal. Cela permet l'injection de trous dans le but de réduire le piégeage des électrons dans les couches GaN et AlGaN qui peut conduire à une réduction du courant de drain et ainsi une augmentation du $R_{DS(ON)}$ dynamique [Pana18]. La structure présente un seul field plate connecté à la source. Pour la fonction Normally Off, la grille est formée en combinant la technique du « recessed gate » et la couche de p-GaN.

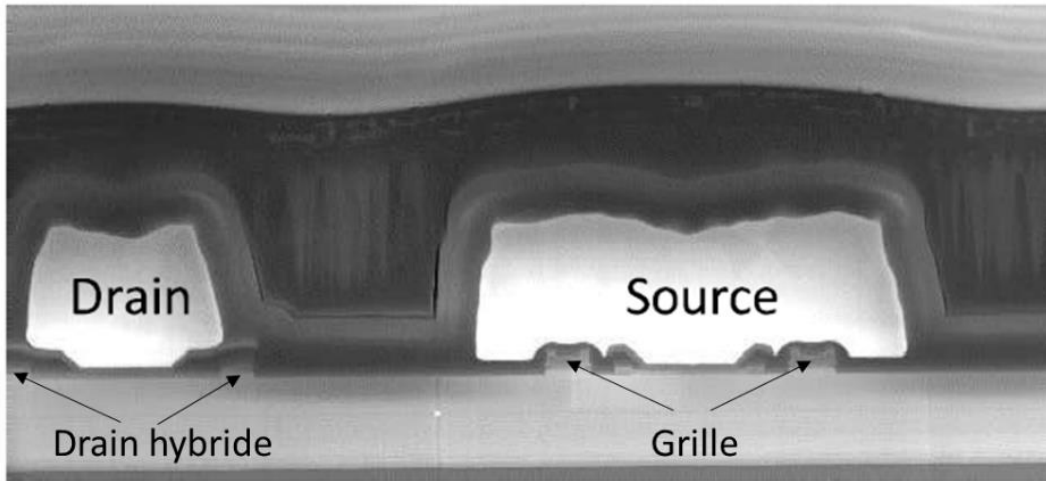


Figure 2.10 : Vue en coupe d'une cellule transistor PGA26E07BA

La composition de la partie FEOL que l'on peut voir sur la figure 2.11 diffère de celle du GS66508P au niveau du super-réseau qui est formé de paires d'AlN/GaN et d'une couche d'AlGaN dont l'analyse de construction n'a pas permis d'identifier le taux d'Al. La face arrière de la puce est également recouverte par un contact thermique connecté à la source.

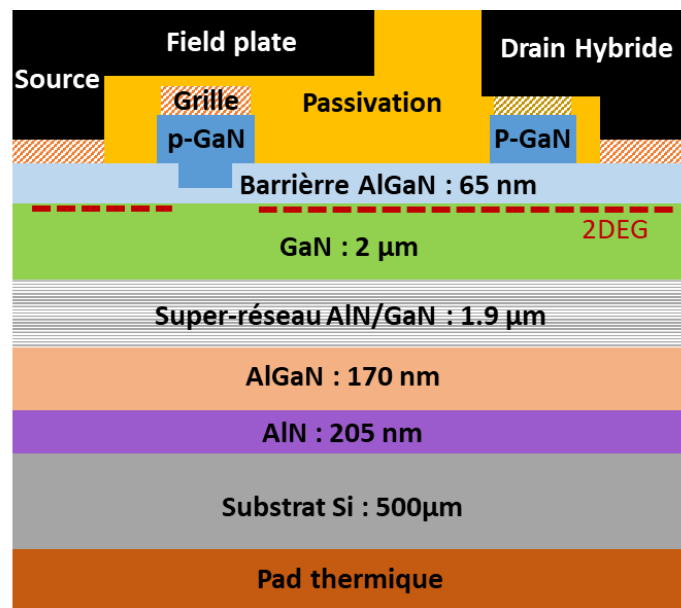


Figure 2.11 : Structure du PGA26E07BA

2.2.2.3 EPC2045

2.2.2.3.1 Boîtiers

L'EPC2045 est assemblé en flip-chip avec une matrice de billes dite BGA (Ball Grid Array). La technique est appelée Die Level Packaging. Les billes sont connectées aux contacts de la puce au niveau de la face avant. Les vues de face et de profil sont présentées sur la figure 2.12 [Thal18]. Les lignes de métallisations supérieures sont directement visibles entre les billes. Les dimensions du composant correspondent aux dimensions de la puce 1.5 mm x 2.5 mm x 0.68 mm.

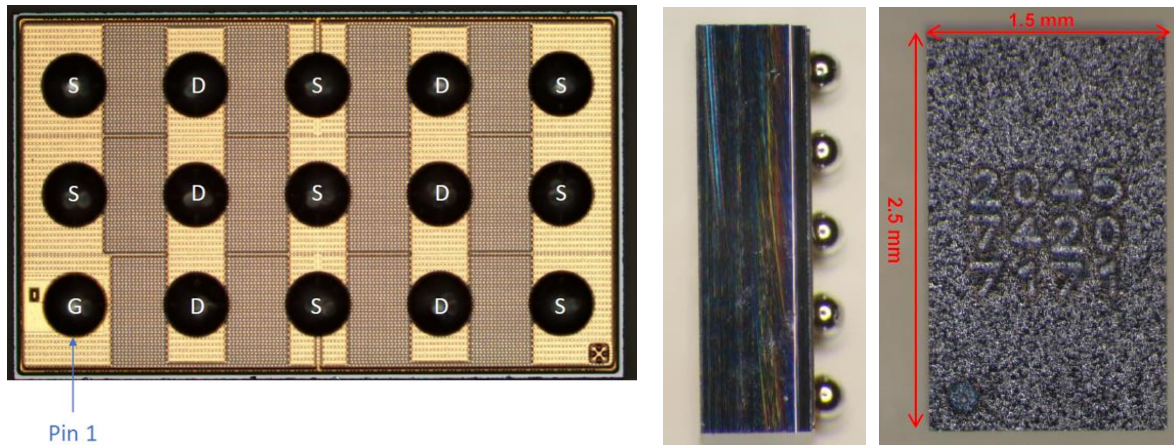


Figure 2.12: Vues externes de l'EPC2045

2.2.2.3.2 Structure interne du composant

Le niveau de métal 3 correspond aux métallisations directement visibles sur l'extérieur du composant. Les lignes de métal du niveau 2 sont dans le même sens que celles du métal 3. Pour le niveau 1, les lignes de contacts sont perpendiculaires. Contrairement au GS66508P et au PGA26E07BA, l'imagerie infrarouge par la face arrière à travers le substrat n'a pas permis d'observer les contacts de grille drain et source par la face arrière de l'EPC2045. Cela pourrait être expliqué par le fait que le substrat de l'EPC2045 est fortement dopé.

La structure élémentaire de l'EPC2045 est présentée sur la figure 2.13. Le composant présente une grille p-GaN et trois field plates dont deux connectés à la source et un qui semble être flottant, l'analyse n'ayant pas permis de conclure sur son éventuelle connexion.

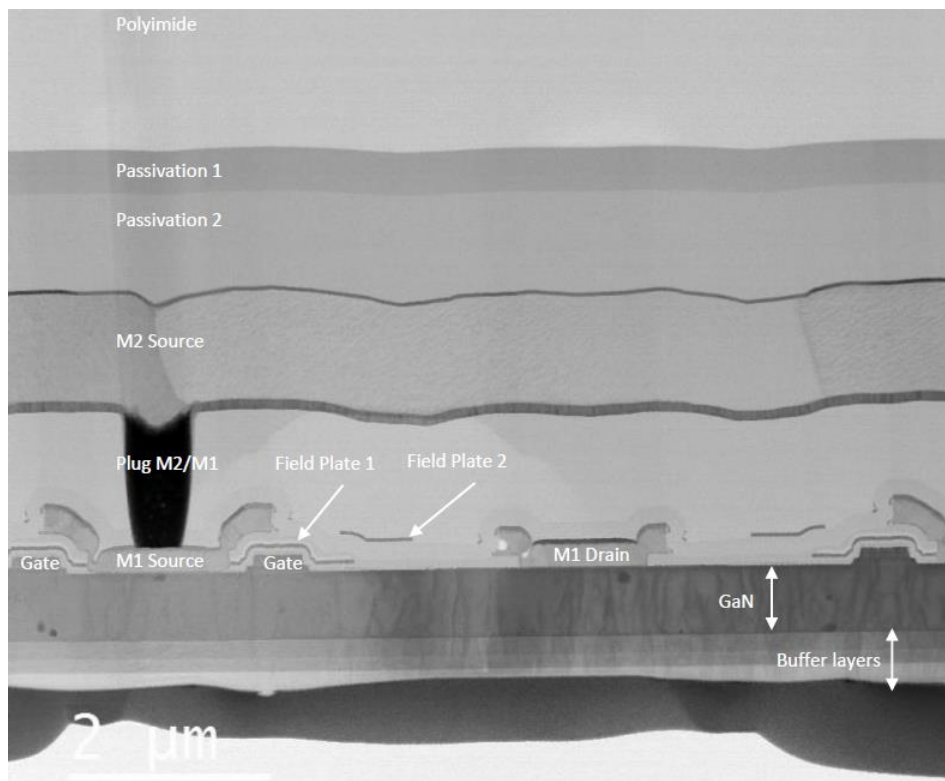


Figure 2.13 : Vue en coupe d'une cellule transistor EPC2045

La figure 2.14 présente un schéma de la structure. Le buffer est composé de deux couches d'AlGaN successives avec un taux d'Al de 0.4 et 0.6 et une couche d'AlN. A l'inverse des deux premières références, il n'y a pas de super-réseau.

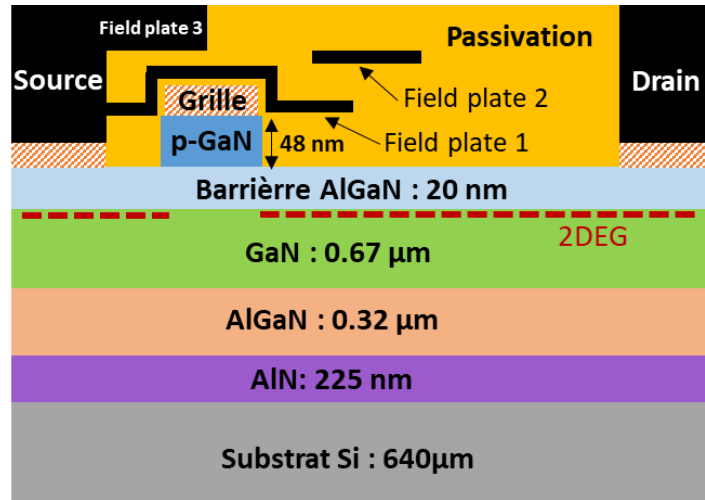


Figure 2.14: Structure de l'EPC2045

Il n'y a pas non plus de contact thermique en face arrière du substrat. La bille centrale est connectée directement au substrat à travers une discontinuité de la périodicité des transistors comme le montre la figure 2.15.

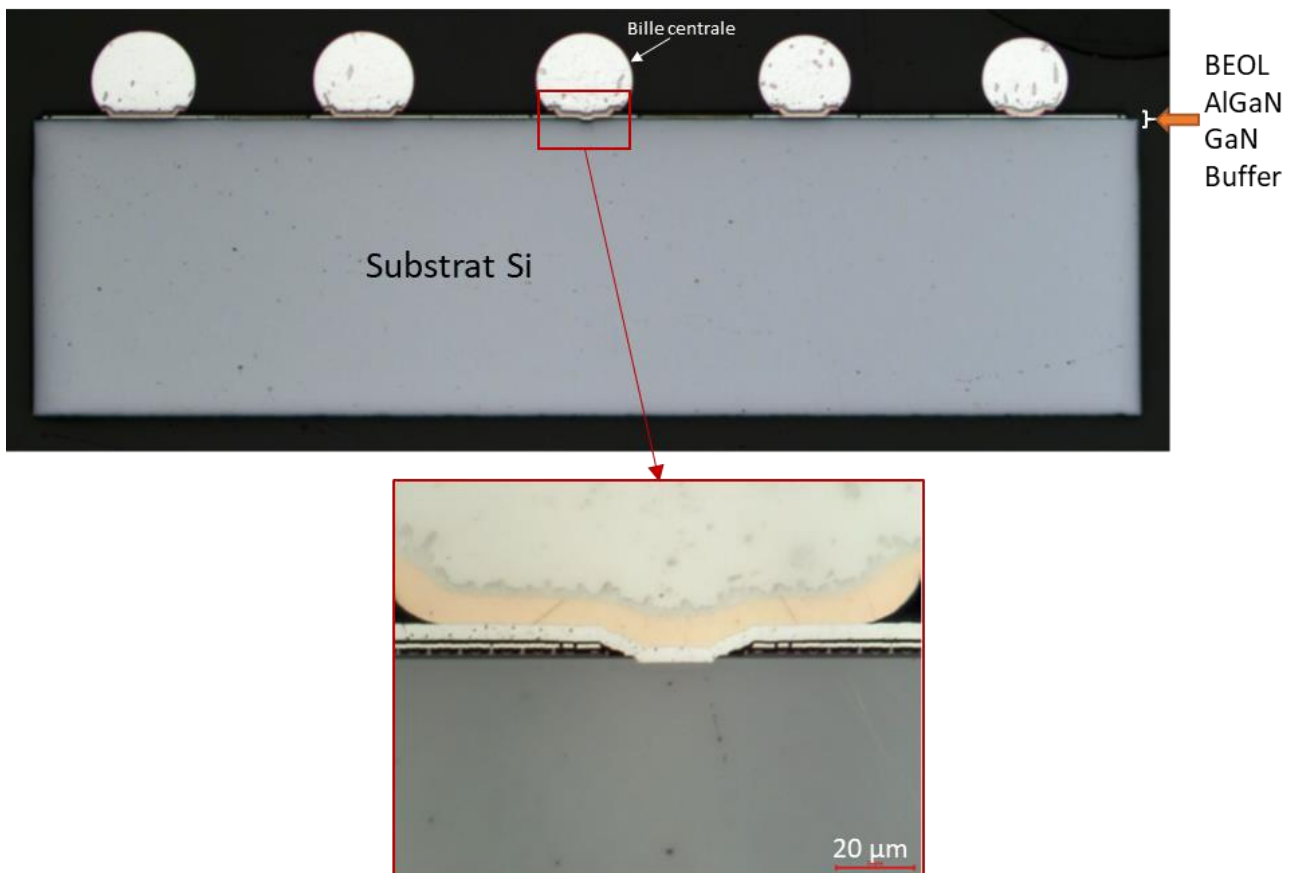


Figure 2.15 : Vue de profil de l'EPC2045 et connexion de la bille centrale au substrat

En effet, la bille centrale se connecte au contact central entouré en rouge sur la figure 2.16 et qui est lui-même connecté aux contacts de source par les métallisations indiquées par les flèches rouges.

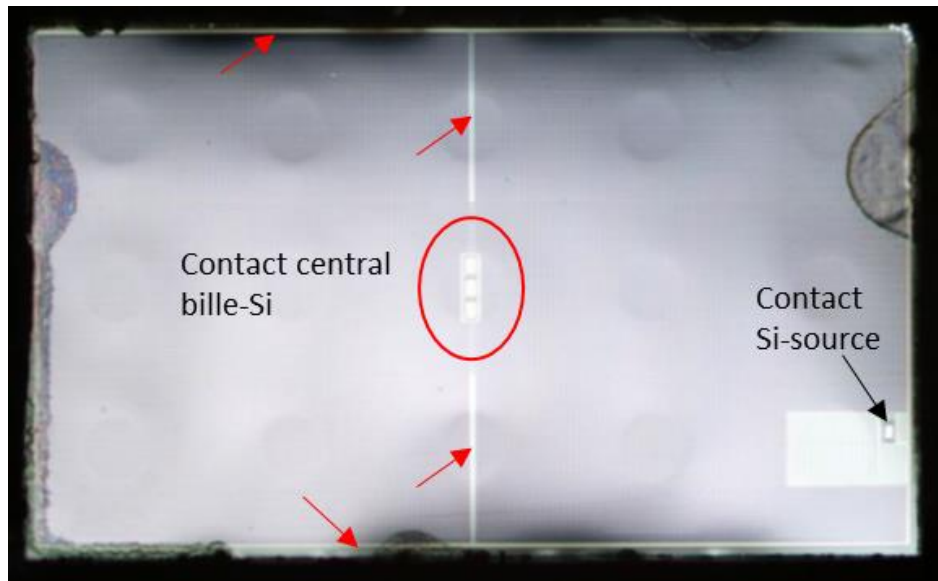


Figure 2.16 : Imagerie par la face arrière de l'EPC2045

Pour les trois références, la partie BEOL (Back End Of the Line) est composée d'une superposition de couches de métallisation et de passivation (diélectrique) recouverte d'une couche de polyimide. La composition est présentée en Annexe 2.

2.3 Banc de test électrique

Nous avons caractérisé électriquement les composants avant les campagnes expérimentales pour nous assurer que les caractéristiques sont conformes aux spécifications des fabricants. Le banc de test électrique permet de caractériser électriquement des composants de test à faible tension V_{ds} pour travailler à courants faibles afin de limiter l'auto-échauffement des composants.

2.3.1 Cartes de test

Les cartes de test utilisées pour la caractérisation électrique sont également utilisées lors des campagnes de test sous faisceau laser et sous faisceau de rayons X. Le plan de test étant le même pour tous les échantillons, une seule carte mère avec différents circuits de polarisation est développée comme le montre la figure 2.17. Chaque échantillon est reporté sur une carte fille qui vient se connecter à la carte mère ce qui permet de tester individuellement les échantillons et de faciliter le changement d'échantillon. Deux versions du circuit ont été réalisées. La première version a été développée lors de la préparation de la première campagne de test sous laser. Suite aux perturbations liés au bruit provenant des alimentations, une deuxième version a été réalisée en rajoutant des capacités de découplage et un filtre passe haut qui sont représentés en rouge.

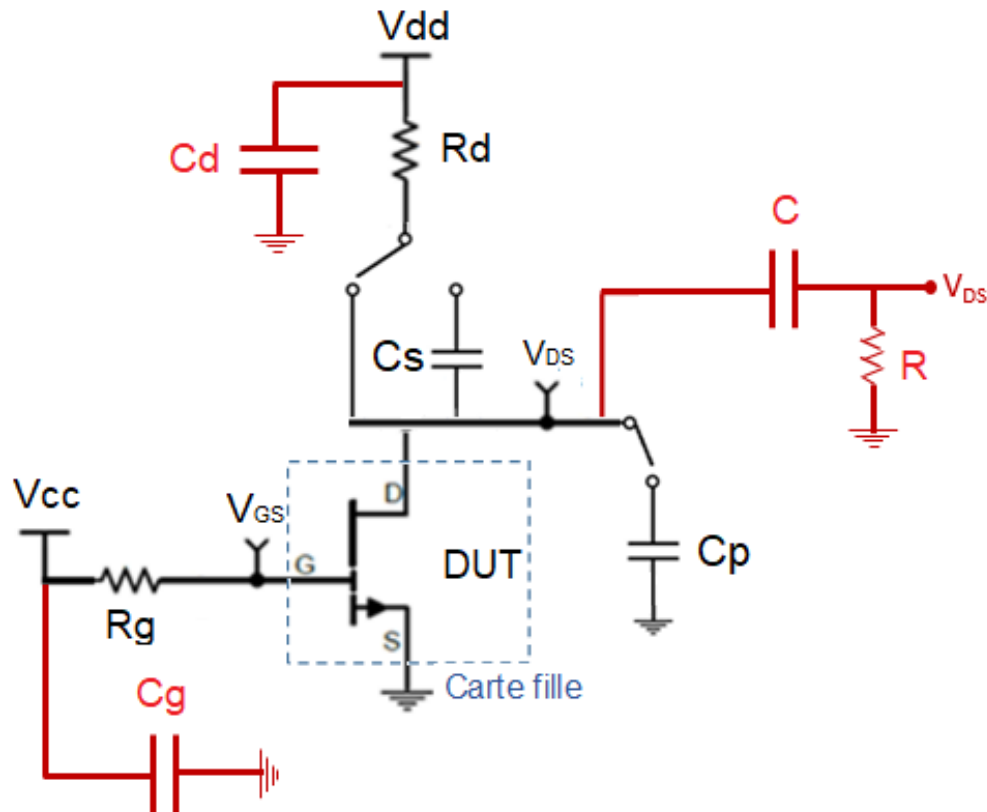


Figure 2.17: Schéma électrique du circuit de caractérisation avec la version 1 correspondant au circuit en noir et la version 2 incluant des capacités de découplage et un filtre passe haut en rouge

Une résistance de drain R_d peut être sélectionnée parmi les trois valeurs disponibles sur la carte (10 k Ω , 100 k Ω et 1 M Ω) selon les objectifs du test. La plus faible valeur de résistance a été choisie de telle sorte à avoir une chute de tension due au courant de fuite acceptable lorsque le composant est à l'état Off. La valeur de résistance la plus élevée a été choisie de sorte à maximiser la chute de tension durant un événement singulier. Une résistance de grille R_g peut aussi être sélectionnée parmi trois valeurs disponibles (10 Ω , 100 Ω et 1 k Ω) pour réduire le courant de fuite sur la grille. Une capacité C_s peut être utilisée pour limiter le courant I_d si nécessaire et une capacité C_p peut être sélectionnée pour apporter une charge additionnelle si nécessaire pour déclencher un événement. Trois valeurs de C_s et C_p sont disponibles (0.47, 1 et 10 nF). Les capacités de découplage C_d et C_g et la capacité C ont une valeur de 10 nF. La résistance R vaut 1 M Ω . Des points de mesure des courants I_d et I_g à l'oscilloscope sont prévus sur la carte mère.

Les cartes ont été développées en tenant compte des contraintes de fixation sur le banc laser. Les dimensions de la carte mère sont 12 x 12 cm, celles des cartes filles sont 3 x 3 cm. La figure 2.18 montre le placement des composants sur la carte de test réalisée avec la version 1 du circuit.

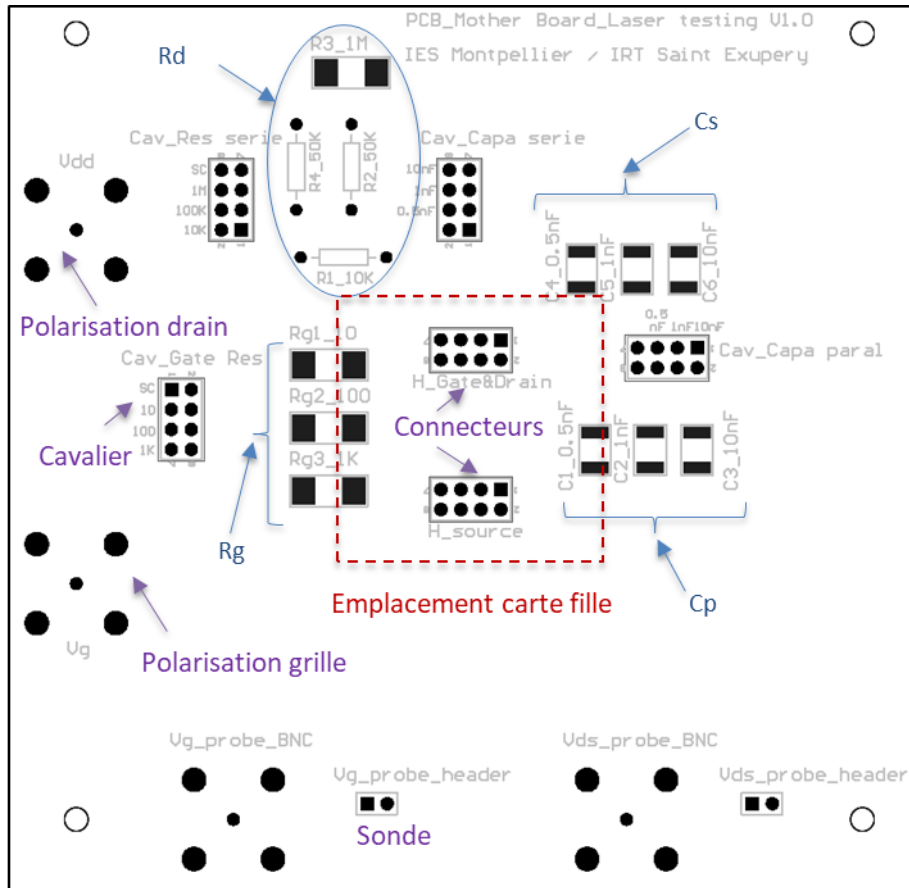


Figure 2.18 : Placement des composants sur la carte mère

Les composants sont montés sur les cartes filles de manière classique. Pour les tests par la face arrière, un trou dans le PCB a été rajouté pour les composants GS66508P et PGA26E07BA comme on peut voir sur la figure 2.19.

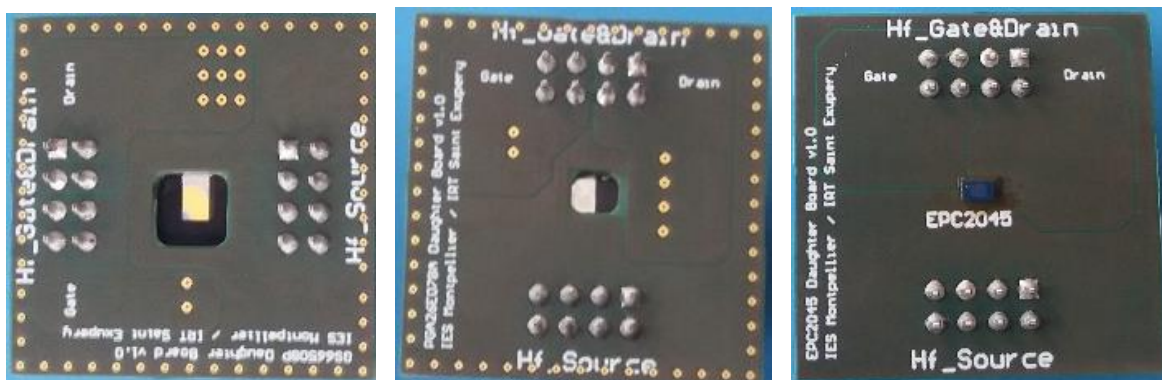


Figure 2.19: Face avant des cartes filles : GS66508P (gauche), PGA26E07BA (centre) et EPC2045 (droite).

L'alimentation et la mesure de tensions V_{ds} et V_{gs} s'effectue sur la carte mère (figure 2.20) via des connecteurs BNC. Des connecteurs Header sont également placés en parallèle des BNC pour mesurer V_{ds} et V_{gs} à travers des sondes. Les résistances et les capacités sont connectées à des connecteurs Header et la sélection se fait à l'aide de cavaliers.

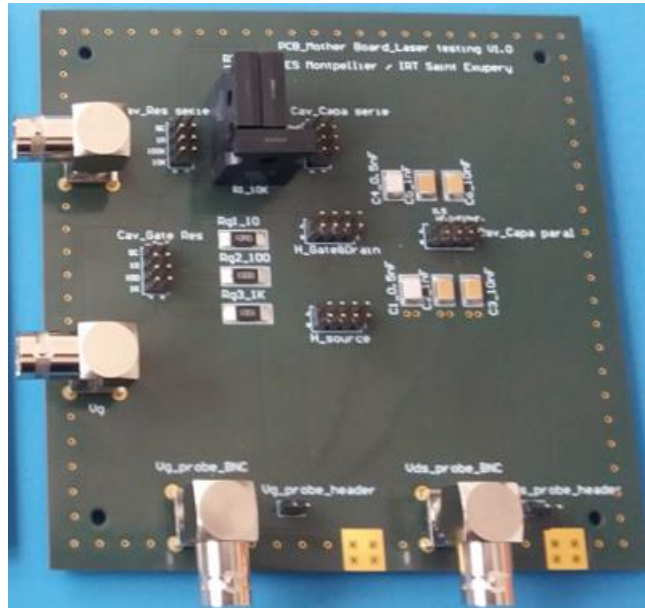


Figure 2.20: Carte mère

2.3.2 Banc de caractérisation

Les composants sont caractérisés après leur report sur les cartes filles. Une alimentation (Source Measure Unit) à deux voies dont la référence est Keysight B2912A a été utilisée pour appliquer les tensions de polarisation V_{ds} et V_{gs} à travers la carte mère. La SMU est contrôlée par le logiciel Quick IV Measurement fourni par le fabricant qui permet d'envoyer les consignes en tension et appliquer les limitations de courant. La figure 2.21 présente le setup de test.

Les caractéristiques I-V sont obtenues avec une répétition des mesures moyennées sur cinq acquisitions. Pour éviter une polarisation prolongée des composants pendant le balayage en tension V_{ds} ou V_{gs} , la caractérisation se fait en mode pulsé. La durée des impulsions est de 10 ms, le délai de mesure est 5 ms après le front montant et la fenêtre de mesure est fixée à 1 ms.

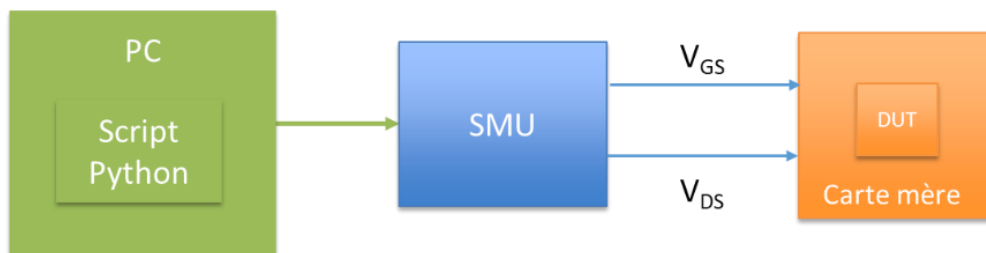


Figure 2.21: Setup de caractérisation

2.4 Caractérisations électriques initiales

Le Tableau 2.2 montre les trois caractérisations réalisées avec les tensions et limites de courant appliquées. La première caractérisation $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0V$ permet de vérifier que le transistor est bien dans l'état bloqué et aussi les courants de fuite. La deuxième caractérisation $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$ permet de vérifier que le transistor est passant. Enfin la dernière caractérisation $I(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0V$ permet de mesurer les courants de fuite.

Tableau 2.2 : Tensions de polarisation et limite en courant appliquées lors de la caractérisation

RUN 1	Ig, Id vs Vgs @ Vds = 0 V			
	Vgs min (V)	Vgs max (V)	Ids max (mA)	Igs max (μA)
	-2	2	10	200
RUN 2	Ig, Id vs Vgs @ Vds = 1 V			
	Vgs min (V)	Vgs max (V)	Ids max (mA)	Igs max (μA)
	-2	2	10	200
RUN 3	Ig, Id vs Vds @ Vgs = 0 V			
	Vds min (V)	Vds max (V)	Ids max (μA)	Igs max (μA)
	0	10	75	100

Tous les composants caractérisés sont fonctionnels et leurs courants de fuite mesurés sont conformes aux spécifications du fabricant. Sur la figure 2.22, les trois caractéristiques pour un échantillon GS66508P sont présentées. On observe un effet de seuil sur la caractéristique $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0V$. Le courant de fuite I_g mesuré à $V_{ds} = 0V$ est inférieur à la spécification du fabricant. La caractéristique $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0V$ montre également que le courant de fuite I_g est inférieur à la spécification du fabricant. La caractéristique $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$ montre la fonctionnalité transistor avec l'augmentation du courant pour V_{gs} supérieure au seuil. Cette caractéristique présente un plateau à partir de $V_{gs} = 1.5V$ qui est dû à la limite de courant appliquée sur I_d de 10 mA.

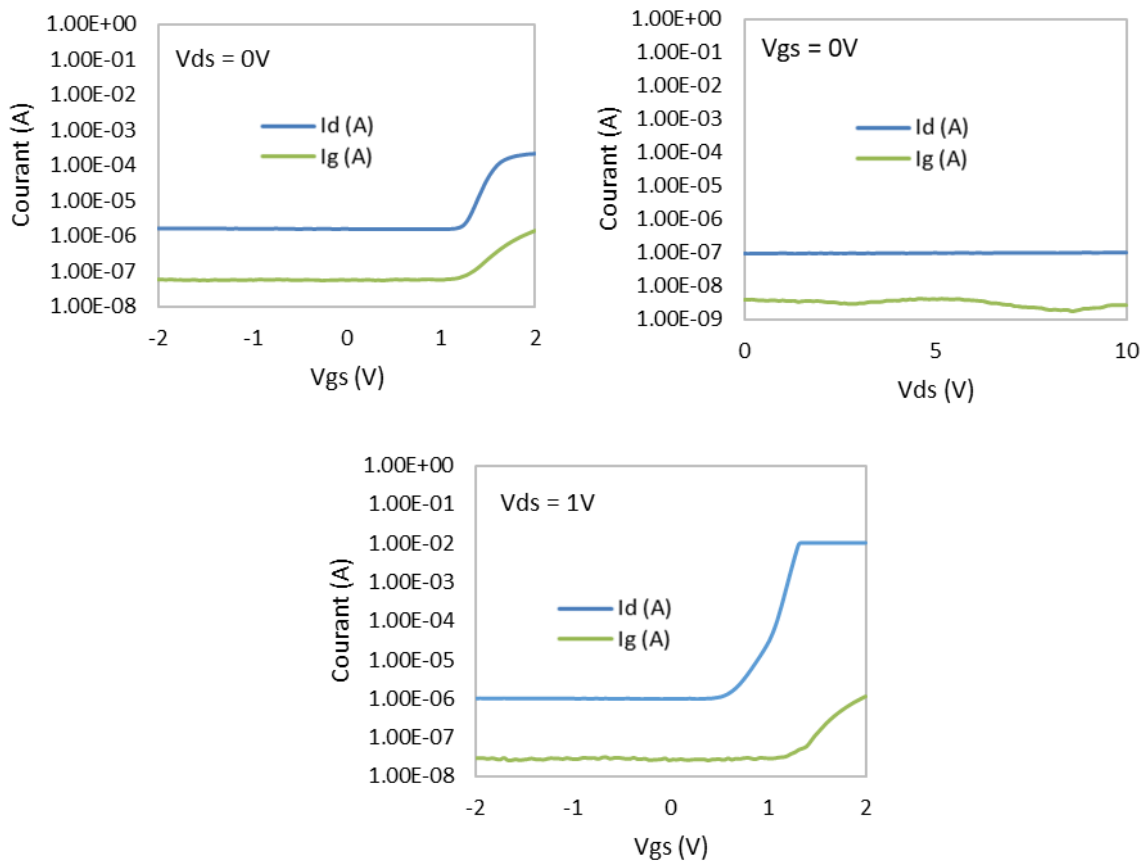


Figure 2.22: Caractéristiques I-V d'un échantillon GS66508P

Tous les échantillons caractérisés présentent des courants de fuite inférieurs à la spécification des fabricants. Sur la figure 2.23 on peut voir la caractéristique $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1$ V pour un échantillon EPC2045 et un échantillon PGA26E07BA. Pour les deux références, le courant I_d augmente pour des tensions V_{gs} supérieures au seuil V_{th} . Pour l'EPC2045, le courant de grille présente un changement de signe avec une valeur négative à $V_{gs} < 0$ V.

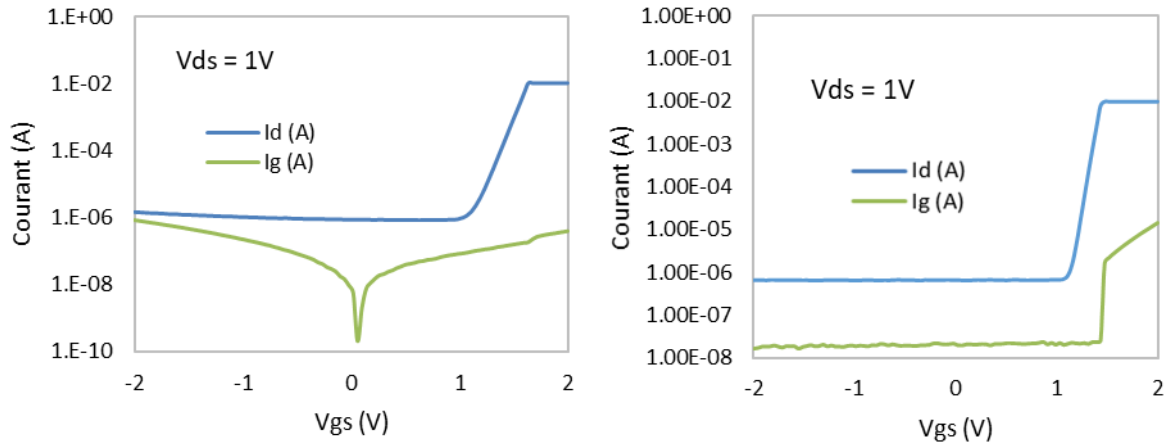


Figure 2.23 : Caractéristique $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1$ V d'un échantillon EPC2045

2.5 Modélisation TCAD

Les outils TCAD (Technology Computer-Aided Design) permettent d'émuler le processus de fabrication et de modéliser le fonctionnement des composants électroniques. Ces outils aident à concevoir des technologies actuelles ou futures en reproduisant ou en prédisant le comportement électrique à partir d'équations fondamentales qui régissent le fonctionnement intrinsèque des composants. Il permet d'identifier les phénomènes physiques et les paramètres électriques associés, et fournit une compréhension physique approfondie du comportement électrique de la structure conçue.

Le but de la modélisation TCAD est d'aider à analyser la réponse électrique de dispositifs GaN face aux effets singuliers. La compréhension des mécanismes impliqués est cruciale pour mieux interpréter les résultats. Dans cette section, nous présentons les résultats de simulation des caractéristiques électriques d'un composant HEMT.

2.5.1 Environnement Sentaurus

Le logiciel TCAD utilisé dans cette étude est Sentaurus commercialisé par Synopsys. Sentaurus permet de simuler une large gamme de composants, y compris des composants à hétérostructures tels que les HEMTs GaN. L'outil, qui est basé sur la méthode des éléments finis, résout numériquement des équations des différents modèles physiques inclus.

Dans Sentaurus, le composant simulé est décrit par une structure virtuelle 2D ou 3D. Sentaurus Workbench (SWB) est l'outil central qui intègre les outils de simulation Sentaurus TCAD dans un seul environnement. Sentaurus Structure Editor (SSE) est l'outil qui permet de définir la géométrie du composant, y compris les électrodes, le dopage et les thermodes. Il peut également appeler Sentaurus Mesh qui produit un maillage dont les nœuds sont les points de calcul des grandeurs physiques du composant. Les simulations numériques du comportement électrique du composant sont effectuées à l'aide du Sentaurus Device (SD). Sentaurus Device utilise des modèles

et des paramètres physiques définis par l'utilisateur pour résoudre les équations en tenant compte des conditions aux limites afin de reproduire le comportement du composant. Inspect et Sentaurus Visual sont des outils de visualisation des solutions finales de la simulation. La figure 2.24 représente le processus de simulation dans Sentaurus.

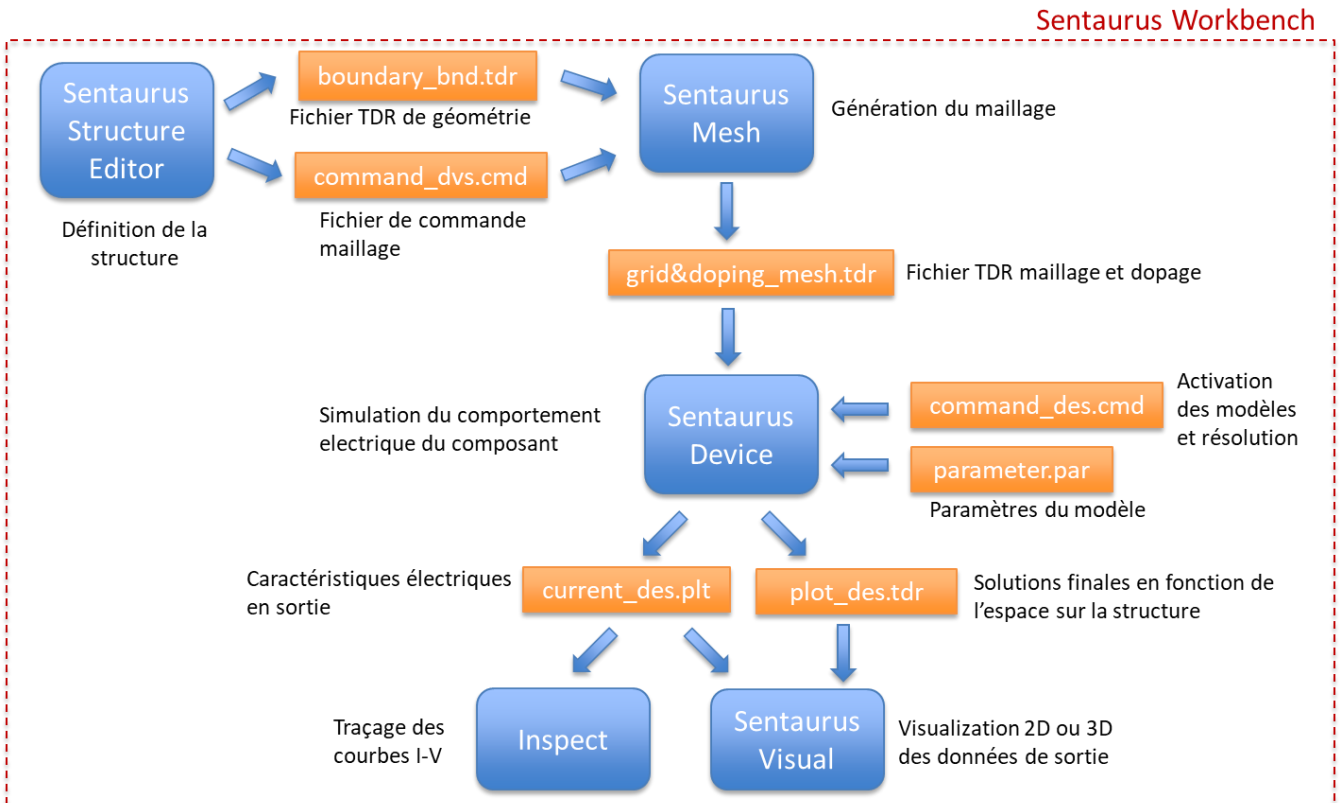


Figure 2.24: Etapes de simulation

2.5.2 Géométrie et maillage de la structure simulée

Les simulations réalisées dans cette thèse sont uniquement en 2D. Nous avons simulé la structure présentée sur la figure 2.25 qui est une version simplifiée de la référence GS66508P.

La longueur du contact de grille est L_G , du contact de source L_S et du contact de drain L_D et les distance grille-source L_{SG} et grille-drain L_{GD} sont présentés dans le tableau 2.3.

Tableau 2.3 : Longueur des contacts et distances entre contacts

Longueur	Dimension
$L_G = L_S = L_D$	1.4 μm
L_{SG}	0.76 μm
L_{GD}	21 μm

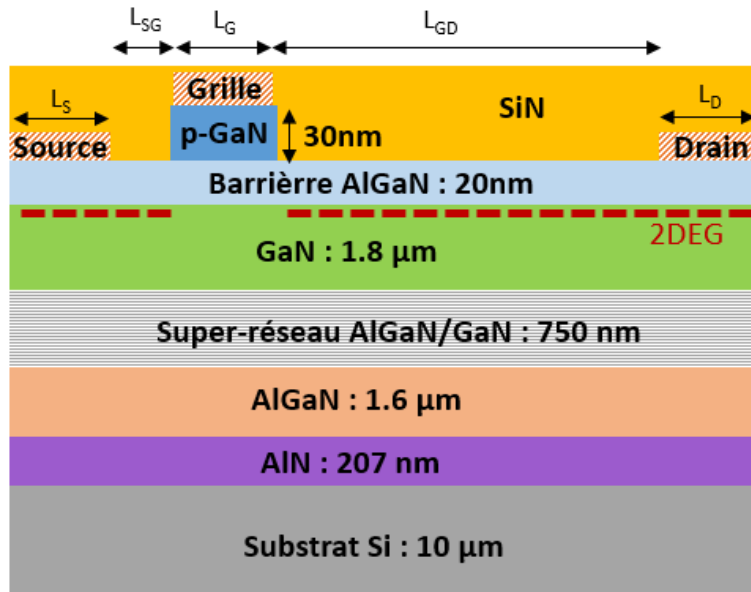


Figure 2.25: Structure simulée

Le maillage est essentiel pour que la simulation numérique soit possible. Un nombre raisonnable de points de maillages permet d'avoir un bon compromis entre la précision des calculs et le temps de simulation. Un maillage grossier global est défini dans un premier temps. Certaines zones requièrent un raffinement du maillage pour résoudre correctement les équations de transport surtout dans les zones avec des densités de courant élevées. A l'interface AlGaIn/GaN, un maillage fin est nécessaire pour modéliser correctement le gaz bidimensionnel d'électrons. Un raffinement est également nécessaire aux bords du contact de grille et aux différentes interfaces.

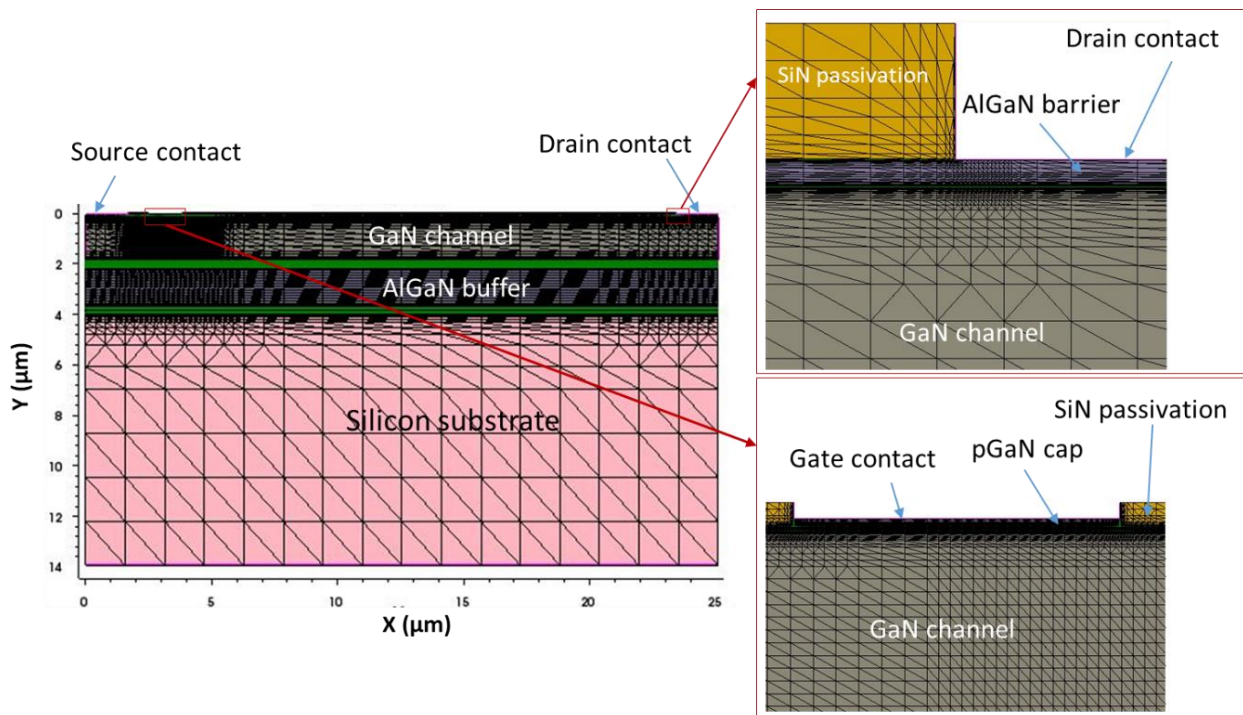


Figure 2.26: Structure simulée avec maillage

2.5.3 Modèles physiques utilisés

2.5.3.1 Modèle de transport Dérive-Diffusion

Trois modèles de transport de porteurs sont disponibles dans Sentaurus, mais dans cette thèse nous utilisons le modèle Dérive-Diffusion. Ce modèle considère que le transport des porteurs est dû à la diffusion due au gradient de concentration et à la dérive sous un champ électrique. Le modèle Dérive-Diffusion résout l'équation de Poisson et les équations de continuité pour obtenir la densité des électrons et des trous ainsi que le potentiel électrostatique sur les différents points de maillage. Ce modèle considère la température des porteurs égale à la température du réseau cristallin. Le transport des porteurs de charge est régi par l'équation de Poisson et les équations de continuité de courant des électrons et des trous. Ces équations de transport permettent de résoudre le potentiel électrostatique.

L'équation de Poisson est donnée par [Syno18]:

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla \psi = -\rho \quad 2.1$$

où ϵ est la permittivité diélectrique, ψ le potentiel électrostatique et ρ est la densité de charge exprimée par :

$$\rho = q \cdot (p - n + N_D - N_A) - \rho_{pièges} \quad 2.2$$

avec $\rho_{pièges}$ la densité de charge due à la présence de pièges, p et n sont les densités de trou et d'électrons respectivement, N_D et N_A sont les concentrations de donneurs et d'accepteurs respectivement.

Les équations de continuité pour les électrons et trous peuvent être exprimées par :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n - r_n + g_n \quad 2.3$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla \cdot J_p - r_p + g_p \quad 2.4$$

où J_n et J_p représentent respectivement les densités de courant d'électron et de trou, r_n et r_p sont les taux de recombinaison des électrons et des trous, g_n et g_p sont les taux de génération des électrons et des trous.

La densité courant des électrons et des trous est donnée par :

$$J_n = nq\mu_n E + qD_n \nabla_n \quad 2.5$$

$$J_p = pq\mu_p E - qD_p \nabla_p \quad 2.6$$

où E est le champ électrique, μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous respectivement, D_n et D_p sont les diffusivités des électrons et des trous respectivement et ∇_n et ∇_p sont les gradients des densités de trou et d'électrons respectivement.

Les autres modèles physiques activés sont présentés dans le tableau 2.4.

Tableau 2.4 : Modèles activés physiques

Modèles	Nom des modèles	Rôle
Mobilité	Doping-dependent Mobility Dégradation « DopingDependence(Arora) »	Permet de prendre en compte la dégradation de la mobilité des porteurs dû à leur diffusion par les impuretés dans le semiconducteurs dopés.
	High-Field Saturation « Highfieldsaturation(GradQuasiFermi) »	Permet de modéliser la saturation de la vitesse de dérive des porteurs sous un champ électrique élevé.
Génération- Recombinaison	Shockley-Read-Hall « SRH »	Décrit la recombinaison à travers les pièges profonds.
	« Radiative »	Décrit le processus où les électrons passent de la bande de conduction à la bande de valence impliquant l'émission de l'énergie de l'électron sous la forme d'un photon.
	« Auger »	Décrit la recombinaison de bande inter-bande durant laquelle l'énergie perdue est transmise à un troisième porteur électron ou trou.
Polarisation Piézoélectrique	« Piézoélectrique_Polarisation (Strain) »	Décrit les effets de la polarisation piézoélectrique.
Emission Thermionique	« Thermionic »	Permet de mieux définir les courants et les flux d'énergie à l'interface d'une hétérojonction que les équations de transport classiques.

2.5.4 Calibration de la structure simulée

La calibration consiste à ajuster les concentrations de pièges, les dopages et la contrainte piézoélectrique dans les couches et interfaces afin d'obtenir des caractéristiques électriques similaires au composant réel.

2.5.4.1 Paramètres de calibration

Pour calibrer la structure, nous avons commencé par utiliser des paramètres de calibration (type, densité et niveau d'énergie de pièges, concentration du dopage dans les couches) issue de la littérature. Les paramètres explorés pour la calibration sont présentés sur le tableau 2.4. Les simulations sont effectuées avec des pièges de surface de type donneur et des pièges de type accepteur introduits dans la barrière AlGaIn et le canal GaN. La barrière AlGaIn

et le canal GaN sont dopés N. Le substrat de silicium est dopé P avec une concentration d'environ 10^{16} cm^{-3} . Différents taux d'Al de la barrière AlGaN entre 0,21 et 0,28 sont également explorés lors de la simulation. La grille est un contact Schottky avec un travail de sortie de 4.4 eV, la source et le drain sont des contacts Ohmiques.

Tableau 2.5 : Paramètres de calibration explorés

Couche	Piège			Dopage		Références
	Type	Niveaux d'énergie (eV)	Densité (cm^{-3})	Type	Concentration (cm^{-3})	
pGaN				P	10^{17} à 2×10^{19}	[Adak17], [Efth19]
Interface AlGaN/SiN	Donneur	0.5 à 1.5	10^{12} à 10^{13}			[Bous19], [Hont18], [Micc13]
Barrière AlGaN	Accepteur	0.45 à 0.5	10^{16} à 5×10^{18}	N	10^{16} à 10^{18}	[Bous19], [Micc13], [Subr19], [Zera17]
GaN	Accepteur	0.45 à 0.5	10^{15} à 5×10^{18}	N	10^{15} à 5×10^{16}	
Buffer AlGaN	Accepteur	0.5	3×10^{16}			
Silicium				P	10^{16}	

Les paramètres de calibration qui ont permis d'obtenir un comportement Normally-Off et une stabilité de la simulation sont présentés sur la figure 2.27.

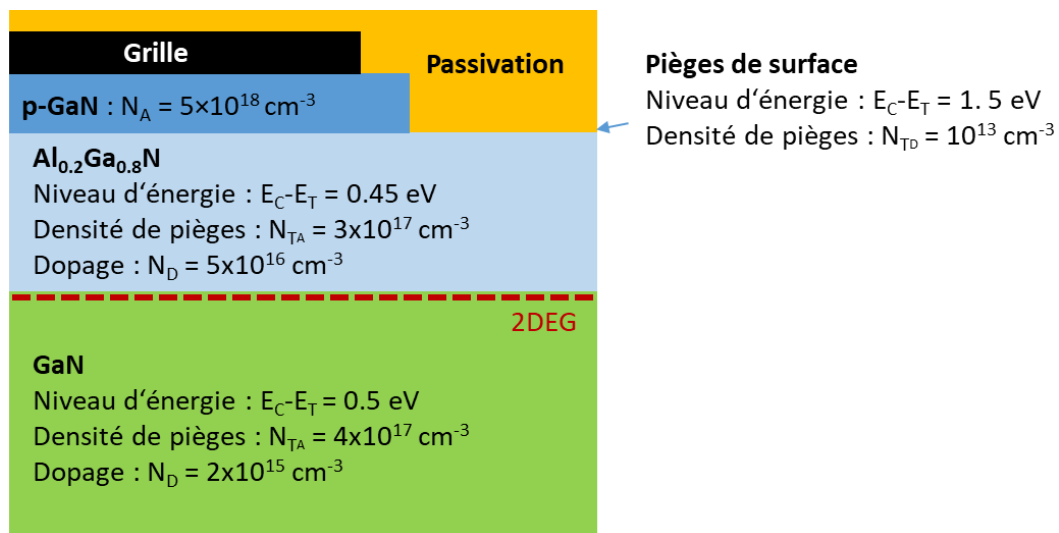


Figure 2.27 : Paramètres de calibration pour une structure Normally-Off et une stabilité de la simulation

La figure 2.28 présente le diagramme de bandes de la structure simulée pris au centre de la grille à $V_D = V_G = V_S = 0V$. On voit que la structure a un comportement Normally-Off avec le puit de potentiel du 2DEG sous la grille qui est

bien au-dessus du niveau de Fermi. On voit la barrière de potentiel induite par la couche barrière AlGaN au niveau de l'hétérojonction. Nous observons également une forte barrière de potentiel dans la couche AlN.

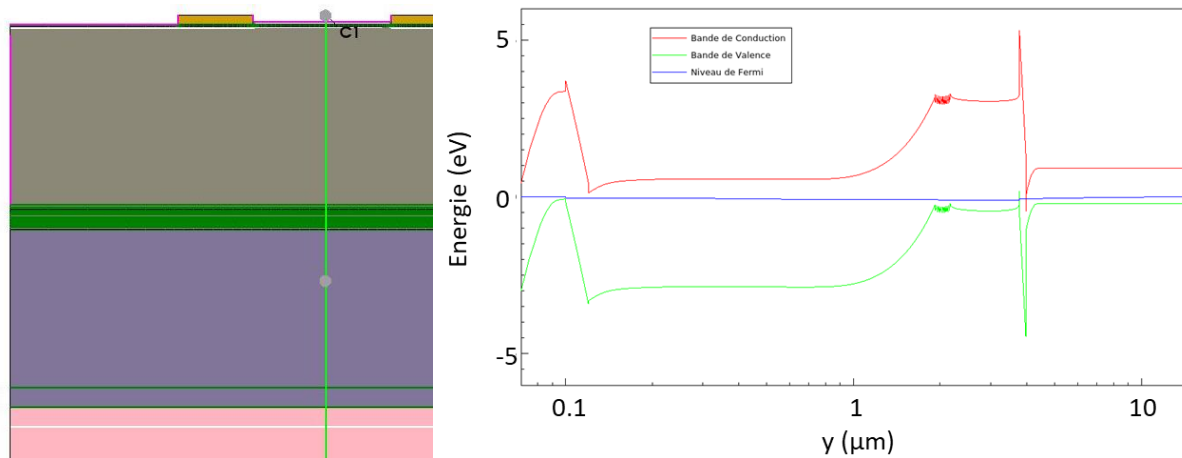


Figure 2.28 : Position de la coupe au centre de la grille (gauche) et diagramme de bande dans la structure à $V_{ds} = V_{gs} = 0V$ (droite)

La densité d'électrons dans la structure est présentée sur la figure 2.29. On peut observer que la densité est très importante dans le canal 2DEG sauf sous la grille. Elle est également importante dans le substrat au niveau de l'interface Si/AlN en raison du puits de potentiel qui s'y forme comme on peut l'observer sur la figure 2.28.

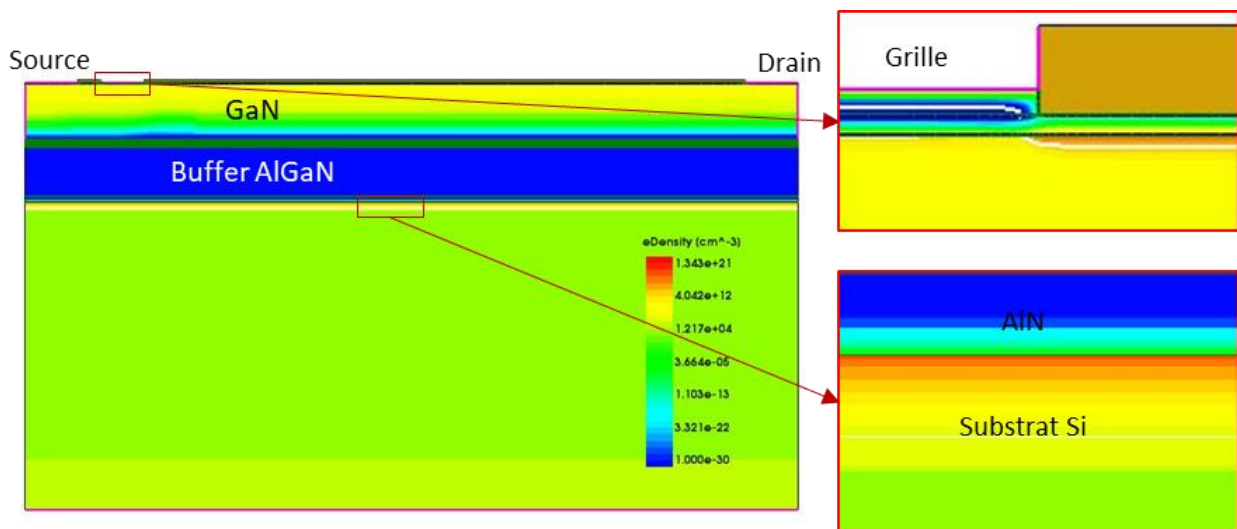


Figure 2.29 : Densité d'électrons dans la structure à $V_{gs} = 0V$ et $V_{ds} = 0V$

La figure 2.30 présente la densité d'électrons dans le canal à $V_{gs} = 0V$ et $V_{ds} = 0V$. Dans le canal, la densité d'électrons est de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à l'exception de la région en-dessous de la grille où la faible densité est due à la déplétion induite par la couche pGaN.

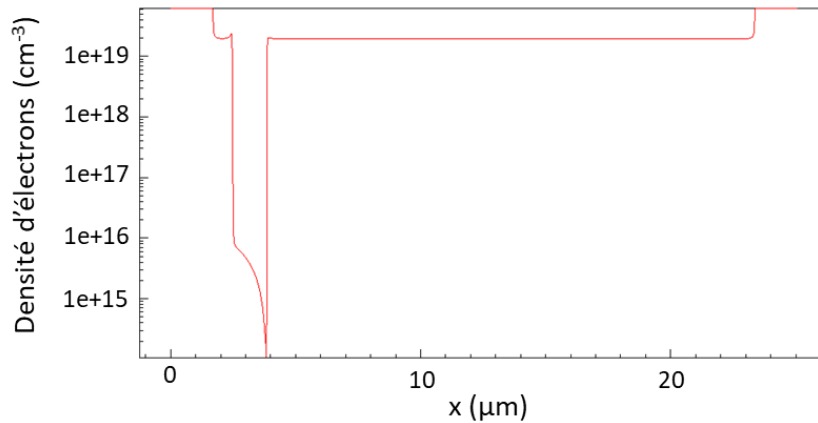


Figure 2.30 : Densité d'électrons dans le 2DEG à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 0$ V

2.5.4.2 Polarisation

La polarisation de la structure est réalisée par une méthode de simulation transitoire sous les conditions suivantes :

- Rampe V_D [0 - 600V] à $V_G=V_S=0V$ pour vérifier la convergence de la simulation sous haute tension et extraire le courant de fuite
- Rampe V_G [-4 - 5V] à $V_D=10V$ et $V_S=0V$ pour extraire la caractéristique I-V

Le potentiel électrostatique dans la structure à $V_{ds} = 600V$ et $V_{gs} = 0V$ est présenté sur la figure 2.31. On voit que le potentiel est bien maximal sur le contact de drain. Le potentiel s'étend en décroissant au niveau des couches GaN et buffer jusqu'au niveau de la région proche de la grille.

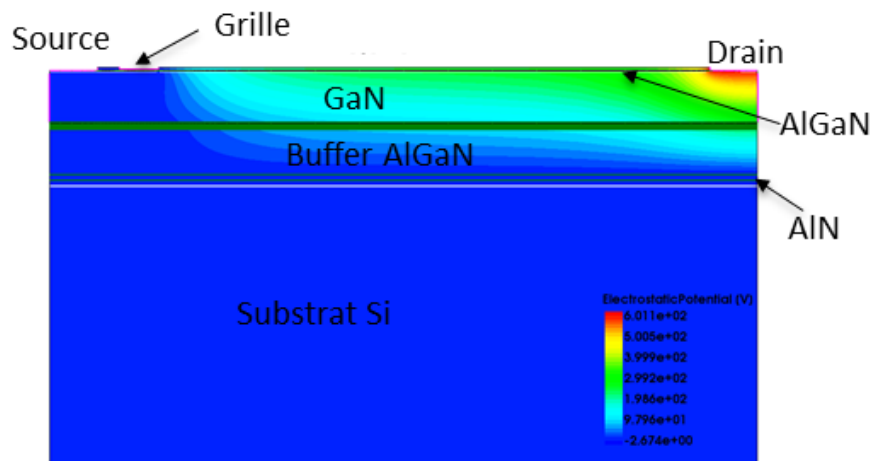


Figure 2.31 : Potentiel électrostatique dans la structure à $V_{ds} = 600V$ et $V_{gs} = 0V$

La densité d'électrons dans le canal à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 600$ V est présentée sur la figure 2.32. La densité d'électrons dans le canal est réduite avec une valeur entre la grille et le drain qui est de $1.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Sous le contact de drain la densité est minimale.

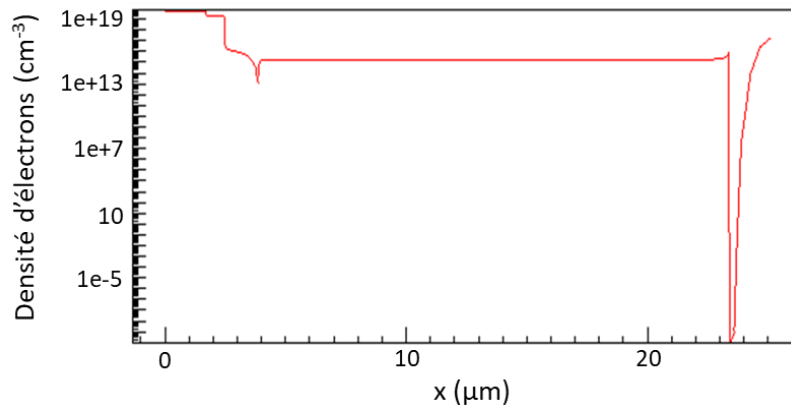


Figure 2.32 : Densité d'électrons dans le 2DEG à $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 600$ V

Le diagramme de bandes pris au centre de la grille est présenté sur la figure 2.33. On retrouve le puit de potentiel du 2DEG sous la grille qui est bien au-dessus du niveau de Fermi à $V_{gs} = 0$ V. On voit une réduction des niveaux d'énergie des bandes dans le GaN et les couches buffer et une réduction de la barrière de potentiel dans l'AlN.

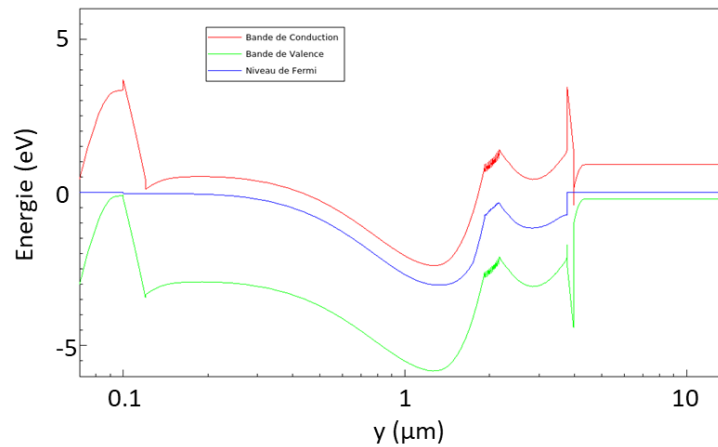


Figure 2.33 : Diagramme de bande dans la structure à $V_{ds} = 600$ V et $V_{gs} = 0$ V, coupe au centre de la grille

Les caractéristiques $I(V_{gs})$ et $I(V_{ds})$ obtenue, présentée sur la figure 2.34, été mise à l'échelle en multipliant les courants par la longueur totale des doigts correspondant au nombre de cellules du composant GS66508P. Sur la caractéristique $I_d(V_{gs})$, le courant de drain simulé est deux fois plus élevé que le courant de drain de la référence GS66508P. L'ordre de grandeur du courant reste acceptable puisqu'il se situe dans la gamme de fonctionnement du GS66508P ($V_{ds} = 600$ V, $I_d = 70$ A, pour une durée d'impulsion de $0.15 \mu s$). Le courant de fuite de drain simulé est de 5 mA à partir de $V_{ds} = 200$ V ce qui est bien supérieur à la spécification du GS66508P. Cela pourrait être dû à des différences dans les niveaux de dopage.

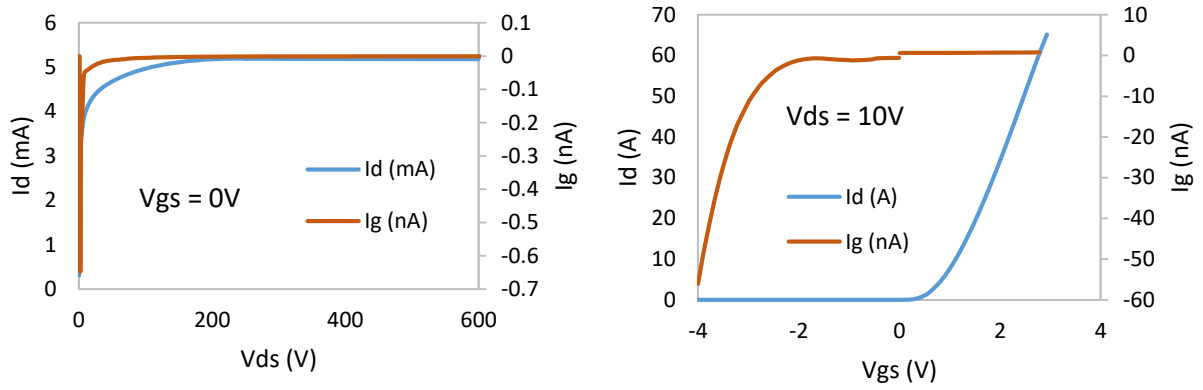


Figure 2.34: Caractéristiques $I(V_{ds})$ (gauche) et $I(V_{gs})$ (droite) de la structure simulée

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les références d'intérêt pour notre étude ainsi que leurs caractéristiques électriques ont été présentés. La caractérisation électrique des composants avant leur irradiation a permis de vérifier leur fonctionnalité et leur conformité par rapport aux spécifications. Un effort de modélisation TACD du GS66508P a été réalisé et les résultats de la simulation de polarisation du transistor ont été présentés. Une partie simulation de l'injection de charge dans ce composant sera présentée dans le chapitre 3. Cela permettra d'apporter une analyse plus approfondie des mécanismes de collection de charge dans les HEMTs GaN.

Chapitre 3

**Evaluation des effets singuliers dans les
composants GaN par faisceau laser
impulsionnel**

Chapitre 3 : Evaluation des effets singuliers dans les composants GaN par faisceau laser impulsionnel

3.1 Introduction

Le test laser a été développé dans le but d'apporter des informations additionnelles grâce à la résolution spatiale et temporelle pour améliorer la compréhension des origines des effets singuliers. Depuis la première étude des SEEs utilisant le test laser en 1987 [Buch87], de nombreuses études ont permis de démontrer l'intérêt du test laser dans l'investigation des SEE [Lewi01], [Mbay13], [Poug03]. Face à l'évolution technologique qui combine miniaturisation des composants et augmentation du nombre de composants, il y a une augmentation du besoin de tester les composants face aux radiations. Le coût et la disponibilité limitée des accélérateurs sont des facteurs qui ont contribué à l'augmentation de l'utilisation du test laser en plus de la disponibilité de sources laser impulsionnelles commerciales avec des longueurs d'onde adéquates.

Le test laser peut être réalisé selon deux approches que sont la focalisation du faisceau par la face avant et par la face arrière du composant. Les couches de métallisation contenues dans la majorité des composants commerciaux empêchant le passage du faisceau, nous traitons dans cette thèse uniquement le test laser par la face arrière.

Dans ce chapitre les mécanismes d'interaction entre le faisceau laser et le semiconducteur sont abordés. Egalement, l'effort de modélisation de l'injection de charge par faisceau laser dans les composants HEMTs GaN est présentée. La caractérisation et la préparation des échantillons réalisés pour la campagne expérimentale sont présentés. Les résultats des tests sous deux bancs laser avec des durées d'impulsion différentes sont analysés.

3.2 Mécanismes d'interaction photon – semiconducteur

Pour le test laser, on utilise généralement des faisceaux de photons dont la longueur d'onde se trouve dans le domaine du visible (390 - 750 nm) et proche infrarouge (750 – 1550 nm). L'interaction entre les photons et les semiconducteurs est basé sur un mécanisme photoélectrique. L'avantage des longueurs d'onde du domaine du visible et proche IR est de ne pas produire d'effet de dose ionisante (TID) car leur énergie est trop faible pour créer des paires dans les diélectriques. Il existe deux régimes d'interaction entre photons et semiconducteurs : le régime linéaire et le régime non-linéaire [Poug14].

3.2.1 Absorption inter-bande

Dans un semiconducteur, il y a création d'une paire électron-trou lorsqu'un électron dans la bande de valence est promu dans la bande de conduction.

3.2.1.1 Absorption linéaire

Un photon d'énergie supérieure à l'énergie du gap ainsi absorbé crée une paire : on parle alors de Single-Photon Absorption (SPA). Pour les semiconducteurs à gap indirect, l'énergie du photon doit être supérieure à l'énergie du gap indirect et le mécanisme SPA inclut l'absorption d'un phonon [Poug14]. La figure 3.1 présente les mécanismes d'absorption pour un semiconducteur à gap direct et indirect.

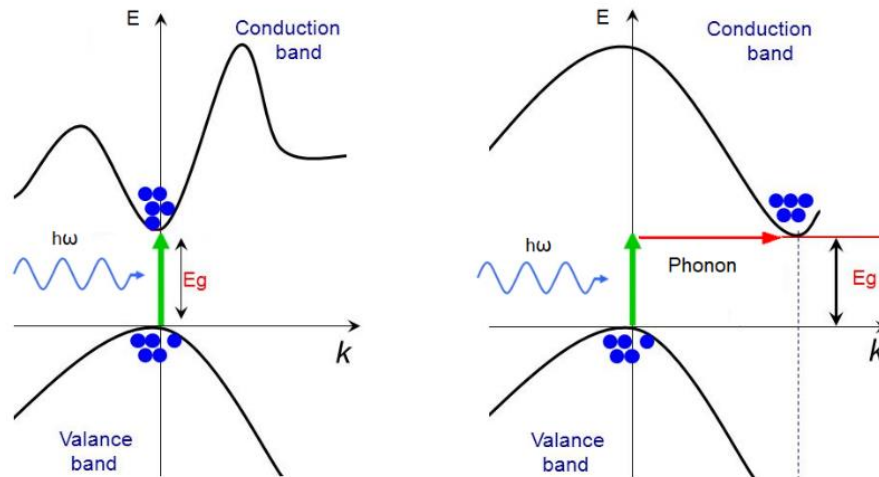


Figure 3.1: Différence de mécanisme d'absorption entre semiconducteurs à gap direct (gauche) et indirect (droite)

Le coefficient d'absorption inter-bande α_{IB} représente la probabilité d'absorption d'un photon par un électron qui passe de la bande de valence à la bande de conduction à un point donné. Un faisceau de photons qui se propage dans un matériau absorbant sera ainsi sujet à une atténuation le long du trajet. Il s'exprime en cm^{-1} .

3.2.1.2 Absorption non-linéaire ou multiphotonique

Les photons d'énergie inférieure à l'énergie du gap ne peuvent pas créer à eux seuls des paires électron-trou. Toutefois, si l'énergie de deux ou plusieurs photons est supérieure à l'énergie du gap, il peut se produire un mécanisme d'absorption à N-photons [Poug14][Baro11].

$$\sum_{i=1}^N E_{ph_i} \geq E_g \tag{3.1}$$

avec N le nombre de photons absorbés simultanément, E_{ph} l'énergie d'un photon et E_g l'énergie du gap.

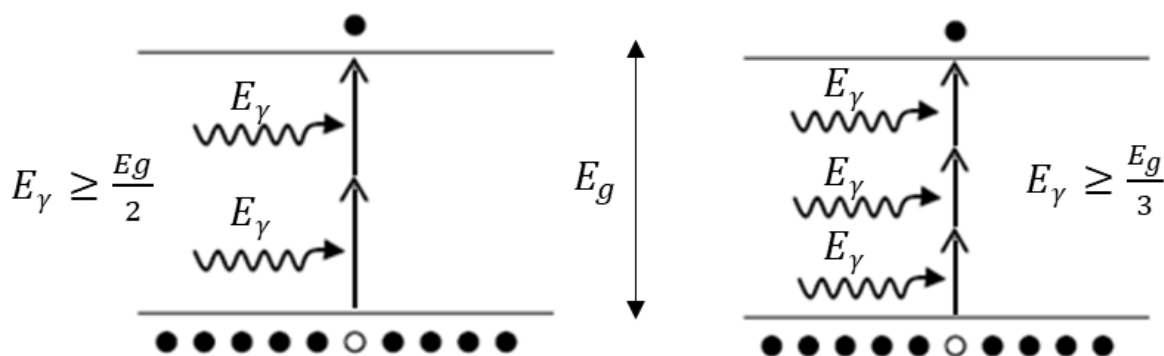


Figure 3.2 : Mécanisme d'absorption 2PA (gauche) et 3PA (droite)

La probabilité d'absorption simultanée de deux ou plusieurs photons augmente avec l'intensité de la lumière [Poug14][Baro11].

Voici quelques exemples de mécanisme d'absorption à N-photons : Two-photon absorption (TPA ou 2PA) [VanS86], Three-photon absorption (3PA) [Beni20], Four-photon absorption (4PA) [Mono20] et Five-photon

absorption (5PA) [Chen17]. La figure 3.3 représente la plage de longueurs d'onde où se produit chaque mécanisme et domaine de prédominance de celui-ci, λ_g étant la longueur d'onde correspondant à l'énergie du gap.

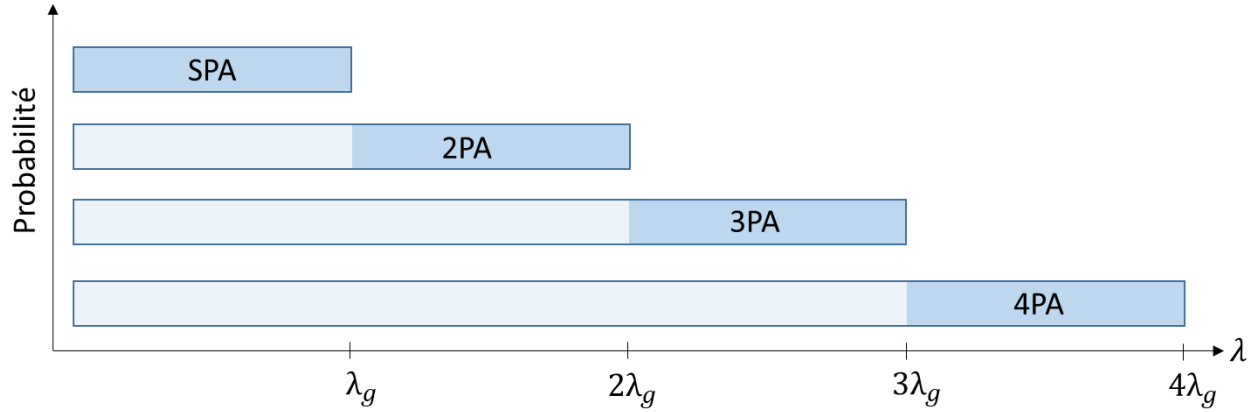


Figure 3.3 : Mécanisme d'absorption prédominant en fonction de la longueur d'onde

Le coefficient d'absorption β_N représente le mécanisme d'absorption à N-photons [Wher84] et est proportionnel à la partie imaginaire de la susceptibilité non-linéaire d'ordre $2N-1$ notée $Im \chi^{(2N-1)}$.

Des valeurs expérimentales des coefficients d'absorption multiphotonique dans le GaN étant extrêmement rares dans la littérature, nous avons calculé le coefficient d'absorption multiphotonique inter-bande β_N en utilisant le modèle théorique ci-dessous [Wher84] valide pour les matériaux à gap direct:

$$\beta_N(\hbar\omega) = C_N F_N \left(\frac{N\hbar\omega}{E_g} \right) \frac{\hbar^{N-1} P^{2N-3}}{n^N E_g^{4N-5}} \quad 3.2$$

avec n l'indice de réfraction, E_g l'énergie de gap et P est le paramètre de Kane défini comme suit :

$$P = \hbar \sqrt{\frac{E_p}{2m_0}} \quad 3.3$$

avec E_p l'énergie de Kane et m_0 la masse de l'électron.

C_N est un facteur sans dimension, de même que F_N qui est une fonction de $\frac{N\hbar\omega}{E_g}$ qui va de ce fait donner la dépendance du coefficient d'absorption par rapport à la longueur d'onde. Ils sont définis selon que N est pair ou impair.

Pour N pair :

$$C_N = \alpha^N N^{4N} \pi^{N-1} 2^{N-1} \sqrt{2} [(N-1)!]^2 f_{2N-2} f^{-1} \quad 3.4$$

$$F_N \left(\frac{N\hbar\omega}{E_g} \right) = \left[\frac{N\hbar\omega}{E_g} - 1 \right]^{3/2} \left(\frac{N\hbar\omega}{E_g} \right)^{-(4N-3)} \quad 3.5$$

Pour N impair :

$$C_N = \alpha^N N^{4N-2} \pi^{N-1} 2^{-N} \sqrt{2} \left[\frac{N-1}{2} \right]^{-4} f_{2N} f^{-3} \quad 3.6$$

$$F_N \left(\frac{N\hbar\omega}{E_g} \right) = \left[\frac{N\hbar\omega}{E_g} - 1 \right]^{1/2} \left(\frac{N\hbar\omega}{E_g} \right)^{-(4N-3)} \quad 3.7$$

avec $\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_0\hbar c}$ la constante de structure fine, $f_{2N-2}f^{-1}$ et $f_{2N}f^{-3}$ sont des produits de facteurs numériques empiriques qui tendent à diminuer l'amplitude du coefficient d'absorption et qui sont généralement pris égaux à 1 pour $N \geq 3$. D'autres facteurs multiplicatifs ne figurant pas dans l'équation doivent être pris en compte pour obtenir une amplitude exacte du coefficient d'absorption. Le coefficient multiphotonique β_N s'exprime en m^{2N-3}/W^{N-1} .

3.2.2 Absorption intra-bande ou par porteurs libres

Les photons, incluant ceux d'énergie inférieure à l'énergie du gap qui ne peuvent pas créer de paires électron-trou, peuvent être absorbés par les électrons présents dans la bande de conduction. Du fait de la continuité des énergies permises, l'énergie des porteurs libres peut ainsi augmenter [Poug14]. Le coefficient d'absorption par porteurs libres α_{FC} représente la probabilité d'absorption d'un photon par un électron dans la bande de conduction.

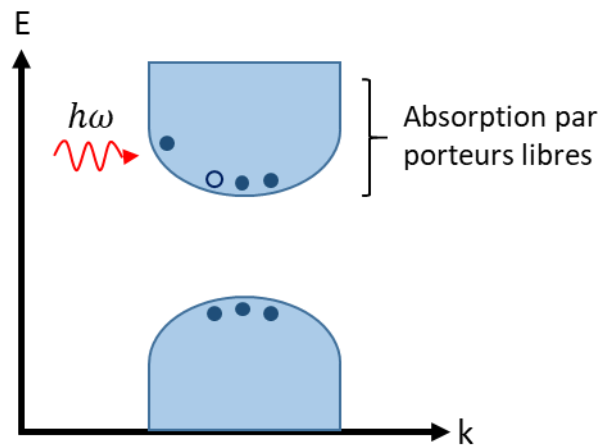


Figure 3.4 : Mécanisme d'absorption par porteurs libres

3.3 Modélisation du test laser

3.3.1 Objectifs de la modélisation

Nous souhaitons injecter de la charge dans la couche active GaN en focalisant le faisceau laser par la face arrière du composant. Le faisceau traverse donc les couches Silicium et buffer avant d'atteindre la couche GaN. Cependant, le Silicium, qui a une énergie de bande interdite inférieure à celle du GaN va absorber des photons et donc atténuer le faisceau. Nous devons donc utiliser des paramètres optiques adaptés pour que d'une part, une quantité suffisante de photons arrivent dans la couche GaN et d'autre part, que les photons aient une énergie suffisante pour générer des paires électron-trou dans le GaN. La figure 3.5 montre le principe de l'injection de charge par la face arrière dans un HEMT GaN.

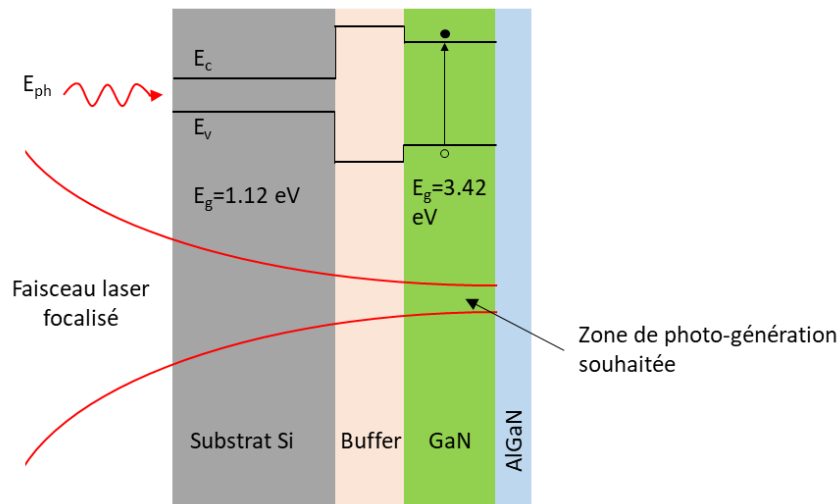


Figure 3.5 : Principe du test laser d'un HEMT GaN par la face arrière

Les objectifs de notre modélisation sont d'une part, d'identifier les différents mécanismes d'absorption (SPA, 2PA, 3PA, etc) que l'on peut exploiter lors des expériences ainsi que l'ensemble des paramètres optiques à utiliser et d'autre part, de déterminer la distribution des porteurs générés.

3.3.2 Faisceau laser gaussien

Le faisceau laser utilisé dans le cadre de la thèse est gaussien. La propagation du faisceau gaussien (figure 3.6) est décrite par l'approximation paraxiale de l'équation de propagation de Helmholtz qui considère une faible divergence du faisceau par rapport à l'axe de propagation z . Le profil radial de l'amplitude du champ électromagnétique $E(r, z)$ suit ainsi une distribution gaussienne.

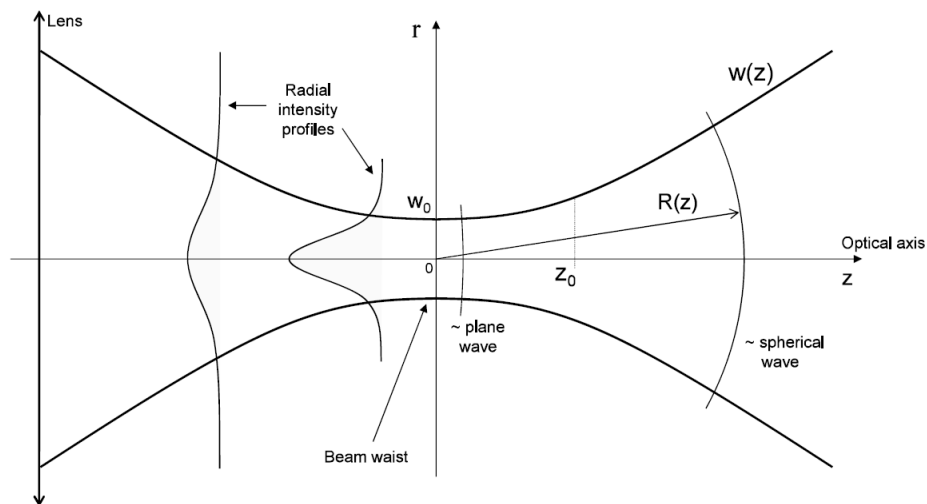


Figure 3.6 : Propagation d'un faisceau gaussien [Poug14]

La largeur du faisceau, d'une valeur minimale w_0 , à une position z est donnée par:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad 3.8$$

avec $z_R = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda_0}$ qui est la longueur de Rayleigh (ou le paramètre confocal) où n est l'indice de réfraction du milieu et λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Le rayon de courbure de l'onde électromagnétique à une position z est donné par:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right] \quad 3.9$$

La distribution spatiale de l'intensité (ou irradiance) est donnée par:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} \quad 3.10$$

Dans le cas des faisceaux impulsionnels, la dépendance temporelle est décrite par une Gaussienne en négligeant la propagation. L'intensité est ainsi donnée par:

$$I(r, z, t) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad 3.11$$

où τ est la durée d'impulsion et I_0 est l'intensité maximale qui dépend de l'énergie de l'impulsion E_0 est donnée par:

$$I_0 = \frac{2E_0}{\pi^{3/2} w_0^2 \tau} \quad 3.12$$

3.3.3 Modélisation des propriétés optiques des matériaux

L'atténuation de l'intensité dû à l'absorption linéaire est subie par le faisceau de manière exponentielle :

$$I(z) = I(z=0) e^{-\alpha_0 z} \quad 3.13$$

avec z l'axe de propagation du faisceau.

L'atténuation due à l'absorption non-linéaire dans l'approximation de l'onde plane est donnée par:

$$-\frac{dI}{dz} = \beta_N I^N \quad 3.14$$

L'atténuation totale peut s'exprimer :

$$-\frac{dI}{dz} = \alpha_0 I + \beta_2 I^2 + \beta_3 I^3 + \beta_4 I^4 + \beta_5 I^5 + \dots \quad 3.15$$

3.3.3.1 Indice de réfraction complexe

L'indice de réfraction est caractéristique du milieu dans lequel se propage l'onde. Il intervient sur la déviation de la direction de l'onde aux interfaces. L'indice de réfraction complexe pour les milieux absorbants est formalisé comme suit [Verh08][Cheb01]:

$$\tilde{n} = n_0 - i\kappa \quad 3.16$$

avec n_0 l'indice de réfraction réel et κ l'indice lié à l'absorption (partie imaginaire).

L'indice κ est lié au coefficient d'absorption linéaire par l'équation [Cheb01][Yang17]:

$$\kappa = \frac{\lambda \alpha_0(\omega)}{4\pi} \quad 3.17$$

où λ est la longueur d'onde dans le matériau absorbant.

3.3.3.2 Réflectance et transmittance

3.3.3.2.1 Cas élémentaire d'une interface

En plus de l'atténuation subie par le faisceau lors de sa propagation, une proportion du flux est réfléchi en entrée du matériau.

Pour un angle d'incidence du faisceau égal à 0, qui est le cas du test laser, la réflectance R s'écrit [Mac110]:

$$R = \frac{I_R}{I_0} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad 3.18$$

avec n_1 l'indice du matériau avant l'interface et n_2 l'indice du matériau après l'interface.

La transmittance T est la proportion de photons qui traverse le matériau par rapport au flux initial.

$$T = \frac{I_T}{I_0} = 1 - R \quad 3.19$$

3.3.3.2.2 Cas d'une superposition de couches minces

On considère une onde plane qui se propage à travers une superposition de couches d'indices de réfraction \tilde{n}_i et d'épaisseur d_i comme le montre la figure 3.7.

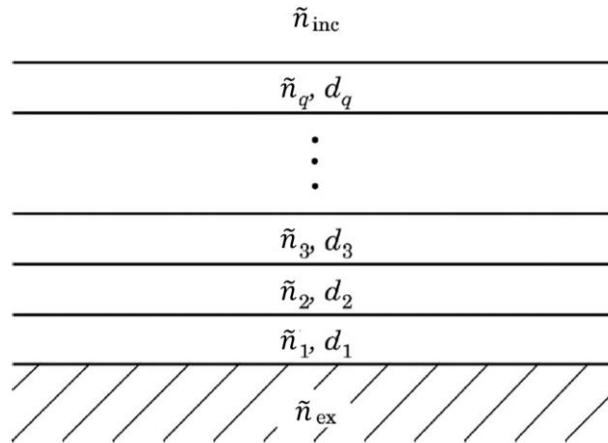


Figure 3.7 : Superposition de couches

La réflectance et la transmittance peuvent être calculées en utilisant une approche basée sur la matrice caractéristique de chaque couche [Laro08] qui tient compte des interférences et qui est définie comme suit :

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos \varphi_i & (i/\tilde{n}_i)\sin \varphi_i \\ i\tilde{n}_i \sin \varphi_i & \cos \varphi_i \end{bmatrix} \quad 3.20$$

avec $\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_i d_i$ le décalage de phase à l'intérieur de la couche,

où \tilde{n}_i l'indice de réfraction complexe de la couche et d_i l'épaisseur de la couche.

La matrice caractéristique globale de la structure multicouche est

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} = \prod_{i=q}^1 M_i \quad 3.21$$

L'amplitude des coefficients de réflexion et de transmission est obtenue avec les équations suivantes :

$$r = \frac{\tilde{n}_{inc}m_{11} - \tilde{n}_{ex}m_{22} + \tilde{n}_{inc}\tilde{n}_{ex}m_{12} - m_{21}}{\tilde{n}_{inc}m_{11} + \tilde{n}_{ex}m_{22} + \tilde{n}_{inc}\tilde{n}_{ex}m_{12} + m_{21}} \quad 3.22$$

$$t = \frac{2\tilde{n}_{inc}}{\tilde{n}_{inc}m_{11} + \tilde{n}_{ex}m_{22} + \tilde{n}_{inc}\tilde{n}_{ex}m_{12} + m_{21}} \quad 3.23$$

avec \tilde{n}_{inc} et \tilde{n}_{ex} les indices des milieux incident et de sortie.

La réflectance et la transmittance sont données par :

$$R = rr^* = |r|^2 \quad 3.24$$

$$T = \frac{Re\{\tilde{n}_{ex}\}}{Re\{\tilde{n}_{inc}\}} tt^* = \frac{Re\{\tilde{n}_{ex}\}}{Re\{\tilde{n}_{inc}\}} |t|^2 \quad 3.25$$

avec * le complexe conjugué et $Re\{\tilde{n}_{ex,inc}\}$ la partie réelle de l'indice de réfraction.

3.3.3.3 Mécanismes de propagation non-linéaires

Lors de sa propagation, le faisceau peut également subir des effets non-linéaires tels que la réfraction non-linéaire et l'auto-modulation de phase. Ces effets doivent être pris en compte pour une modélisation plus précise de la propagation des impulsions et donc de la génération de charge. Dans cette thèse, l'auto-modulation de phase n'a pas été prise en compte car elle nécessite de résoudre l'équation de propagation dans l'espace de Fourier.

3.3.3.3.1 Effet Kerr

L'effet Kerr optique est un phénomène dans lequel l'indice de réfraction du matériau est dépendent de l'intensité. Lorsque l'intensité I est suffisamment élevée, notamment dans le cas des laser femtoseconde, l'indice de réfraction du matériau subit une variation Δn et est décrit par :

$$n = n_0 + \Delta n = n_0 + n_2 I + n_3 I^2 + n_4 I^3 + n_5 I^4 + \dots \quad 3.26$$

avec n_0 l'indice de réfraction non perturbé du matériau et n_N (en $m^N \cdot W^{N-1}$) l'indice de réfraction non-linéaire d'ordre N proportionnel à la partie réelle de la susceptibilité non-linéaire $Re \chi^{(2N-1)}$.

Du fait de la faible quantité d'informations disponible dans la littérature, les indices de réfraction non-linéaire d'ordre supérieur n'ont pas été pris en compte dans la thèse. L'indice de réfraction est calculé en prenant en compte uniquement la contribution de l'indice de réfraction non-linéaire du second ordre. Dans ce cas l'indice s'exprime par $n = n_0 + n_2 I(\mathbf{r}, t)$. Il intervient donc une variation gaussienne de l'indice en \mathbf{r} qui va avoir pour effet une auto-focalisation du faisceau dans le matériau dans le cas où Δn est positif. L'intensité induit également une modulation gaussienne de l'indice en fonction du temps, ce qui génère une auto-modulation de phase qui se traduit

par la génération de fréquences supplémentaires dans le spectre de l'impulsion laser. La modélisation de cette auto-modulation de phase sort du cadre de la thèse.

L'indice de réfraction non-linéaire du second ordre n_2 (en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) pour des matériaux à gap direct et pour une énergie de photon $\hbar\omega$ inférieure à l'énergie de bande interdite E_g est défini par [Shei91]:

$$n_2 = \frac{40\pi\sqrt{Ep}}{cn_0^2 E_g^4} K' G_2 \left(\frac{\hbar\omega}{E_g} \right) \quad 3.27$$

où Ep est l'énergie de Kane qui vaut 21 eV, $K'=0.86 \times 10^8$ pour les matériaux grand gap est un coefficient d'ajustement, c est la vitesse de la lumière dans le vide et $G_2(\hbar\omega/E_g)$ est une fonction qui décrit la somme des contributions de différents effets : Two-Photon Absorption (2PA), Raman (RAM), effets Stark linéaire (SL) et quadratique (SQ) et un terme divergent (TD) et qui est donnée par $G_2(x) = G_{2PA}(x) + G_{RAM}(x) + G_{SL}(x) + G_{SQ}(x) - G_{TD}(x)$.

3.3.3.2 Effet plasma

L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption sont également affectés par l'injection de porteurs de charges dans les matériaux. L'indice de réfraction et le coefficient d'absorption deviennent :

$$n = n_0 + \Delta n_{FC} \quad 3.28$$

$$\alpha = \alpha_{IB} + \alpha_{FC} + \Delta\alpha_{FC} \quad 3.29$$

avec Δn_{FC} la variation de l'indice de réfraction et $\Delta\alpha_{FC}$ la variation du coefficient d'absorption due aux porteurs libre générés par le laser qui sont donnés par [Sore87]:

$$\Delta n_{FC} = -\frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 \epsilon_0 n_0} \left[\frac{\Delta N_e}{m_e^*} + \frac{\Delta N_h}{m_h^*} \right] \quad 3.30$$

$$\Delta\alpha_{FC} = \frac{e^3 \lambda^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n_0} \left[\frac{\Delta N_e}{m_e^{*2} \mu_e} + \frac{\Delta N_h}{m_h^{*2} \mu_h} \right] \quad 3.31$$

où e est la charge de l'électron, ϵ_0 est la permittivité électrique du vide, m_e^* et m_h^* sont les masses effectives des électrons et des trous respectivement, μ_e et μ_h sont les mobilités des électrons et des trous respectivement, ΔN_e et ΔN_h sont les variations de densité d'électrons et de trous respectivement induites par le laser.

3.3.4 Taux de génération de paires électron-trou

Les photons absorbés via le mécanisme d'absorption inter-bande se traduisent en paires électron-trou dans le matériau. Le taux de génération $G(\mathbf{r}, t)$ de ces paires est proportionnel à l'irradiance $I(\mathbf{r}, t)$ [Poug14] dans le cas de l'absorption linéaire et à $I(\mathbf{r}, t)^N$ pour l'absorption N-photon.

L'amplitude du taux de génération G_0 s'écrit :

- pour l'absorption linéaire

$$G_{0SPA} = \frac{\alpha_{IB} I_0}{E_{ph}} \quad 3.32$$

- pour l'absorption non-linéaire

$$G_{ONPA} = \frac{\beta_N I_0^N}{N E_{ph}} \quad 3.33$$

avec N le nombre de photons absorbés simultanément.

L'amplitude totale du taux de génération est la somme des contributions de tous les mécanismes d'absorption. En fonction de la longueur d'onde, certains termes peuvent être nuls. Elle est exprimée par :

$$G_{0T} = \frac{\alpha_{IB} I_0}{E_{ph}} + \frac{\beta_2 I_0^2}{2E_{ph}} + \frac{\beta_3 I_0^3}{3E_{ph}} + \frac{\beta_4 I_0^4}{4E_{ph}} + \frac{\beta_5 I_0^5}{5E_{ph}} + \dots \quad 3.34$$

3.4 Application aux composants de l'étude

Un outil de calcul a été implémenté pour simuler l'interaction du faisceau avec les références d'intérêt. L'approche a été de décomposer la modélisation en plusieurs niveaux. Le tableau 3.1 présente les objectifs et limitations de chaque niveau de modélisation.

Tableau 3.1 : Les différents niveaux de modélisation étudiés dans cette thèse.

Niveaux de modélisation	Objectifs	Limitations
1	Estimation de premier ordre de l'énergie laser requise pour la génération de porteurs dans le GaN	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Non prise en compte de l'atténuation du faisceau par le substrat et les couches buffer ▪ Incertitude de l'amplitude des coefficients d'absorption d'ordre $N \geq 3$
2	Calcul de la transmittance des couches de substrat et de buffer d'un GaN HEMT pour estimer la proportion de photons reçue par la couche active GaN	Non prise en compte : <ul style="list-style-type: none"> - de la déplétion du faisceau due à l'absorption non-linéaire dans les couches buffer et substrat - des effets de propagation non-linéaires
3	Modélisation de la distribution de charge dans un HEMT GaN en prenant en compte les effets non-linéaires	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Non prise en compte de l'auto-modulation de phase ▪ Incertitude de l'amplitude des coefficients d'absorption d'ordre $N \geq 3$

3.4.1 Niveau 1 : Estimation de l'ordre de grandeur du taux de génération de charges dans le matériau GaN

La modélisation de niveau 1 permet d'estimer le taux de génération dans un matériau donné. Cela nous permet de pouvoir comparer les énergies laser nécessaires pour avoir le même taux de génération dans différents matériaux selon le mécanisme d'absorption considéré. Pour une énergie laser donnée, nous calculons le taux de génération dans le Silicium pour le mécanisme SPA qui va servir de référence. Ensuite, nous calculons l'énergie laser nécessaire pour obtenir le même taux de génération dans le GaN avec les mécanismes d'absorption SPA, 2PA, 3PA, 4PA et 5PA.

Pour chaque mécanisme d'absorption, nous avons choisi une longueur d'onde de photons où le mécanisme est prédominant et nous faisons le calcul pour un rayon du spot de 1 μm et des durées d'impulsion du faisceau laser couramment utilisées.

Parmi les paramètres d'entrée du modèle, il y a le coefficient d'absorption correspondant au mécanisme étudié. Pour le matériau Si, il existe des bases de données expérimentales du coefficient α_{SPA} en fonction de la longueur d'onde dans la littérature [McMo02]. Pour le matériau GaN, les coefficients α_{SPA} [Benn03], [Muth97] et β_2 [Chen17], [Roch16], [Sun00] sont disponible dans la littérature mais pour les coefficients β_3 , β_4 et β_5 , nous n'avons pas trouvé de valeurs dans la littérature. Nous avons utilisé le modèle théorique du coefficient d'absorption multiphotonique de l'équation 3.2.

3.4.1.1 Résultat de calcul des coefficients d'absorption multiphotonique

La figure 3.8 présente les coefficients d'absorption multiphotonique calculés en fonction de la longueur d'onde.

Pour tester la validité du modèle théorique utilisé dans ces calculs, nous avons comparé les résultats du coefficient d'absorption 2PA calculé pour le GaN avec les résultats de calcul et les données expérimentales d'autres auteurs.

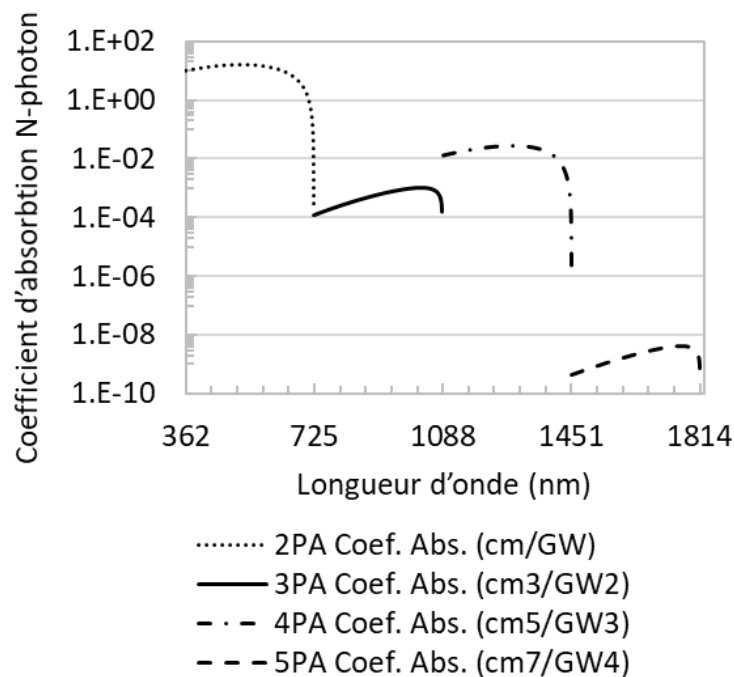


Figure 3.8 : Coefficient d'absorption NPA dans le GaN calculé avec Eq. 3.2 en considérant un facteur de correction de 12/5 pour le 2PA

Le résultat obtenu avec l'équation 3.2 pour le 2PA concorde avec les résultats de calcul de Sun et al. [Sun00] et Chen et al. [Chen17] en termes de dépendance du coefficient d'absorption à la longueur d'onde. Pour obtenir une concordance en amplitude, nous avons introduit deux coefficients de correction de 12 et 1/5 pour le 2PA, à la manière de Sun et al. et Chen et al.

Pour les coefficients d'absorption d'ordre supérieur, les facteurs de correction restent des inconnues. Nous faisons l'hypothèse que ces facteurs tendent à augmenter l'amplitude.

3.4.1.2 Comparaison des énergies laser pour le Si et le GaN

En fonction de l'énergie de gap du Si et du GaN, nous calculons les longueurs d'onde maximales λ_{max} pour lesquelles les mécanismes d'absorption linéaire et multiphotoniques peuvent se produire. Ensuite, pour chaque mécanisme d'absorption, on choisit une longueur d'onde légèrement plus faible que λ_{max} à laquelle nous calculons l'énergie laser nécessaire pour avoir le même taux de génération de référence.

Pour les mécanismes SPA et TPA, l'énergie laser est calculée pour une durée d'impulsion de 30ps et 0,45ps respectivement. Pour les mécanismes 3PA, 4PA et 5PA, les durées d'impulsions utilisées sont 0,45ps et 0,1ps.

Les résultats des calculs sont regroupés dans le Tableau 3.2 avec λ_g la longueur d'onde correspondant à l'énergie du gap, λ_{max} la longueur d'onde maximale pour laquelle le mécanisme se produit, λ_{ph} et E_{ph} la longueur d'onde et l'énergie du photon utilisées pour le calcul, ω_0 le beam-waist du faisceau, G_0 l'amplitude du taux de génération, τ_{pulse} la durée d'impulsion, α et β_N les coefficients d'absorption linéaire et multiphotonique, E_{laser} l'énergie laser.

Les résultats obtenus montrent que l'énergie laser requise pour induire dans le matériau GaN le taux de génération de référence par mécanisme NPA est du même ordre de grandeur que pour le Si.

Tableau 3.2 : Taux de génération et énergie laser nécessaire pour chaque mécanisme à une longueur d'onde donnée

Matériau	Si	GaN							
		SPA	2PA	3PA		4PA		5PA	
Mécanisme abs.	SPA	SPA	2PA	3PA		4PA		5PA	
λ_g (nm)	1105	362,5	362,5	362,5		362,5		362,5	
λ_{max} (nm)	1105	362,5	725	1087,5		1450		1812,5	
λ_{ph} (nm)	1064	344,8	700	1030		1380		1550	
E_{ph} (eV)		3,60	1,77	1,21		0,90		0,80	
ω_0 (μm)	1	1	1	1		1		1	
G_0 ($\text{m}^{-3}.\text{s}^{-1}$)	9,6 10³³ Référence	9,6 10 ³³	9,6 10 ³³	9,6 10 ³³		9,6 10 ³³		9,6 10 ³³	
α_{total} (cm^{-1})	15	10 ⁵							
β_2 (cm/GW)			1,13						
β_3 (cm^3/GW^2)				10 ⁻³					
β_4 (cm^5/GW^3)						1,75 10 ⁻²			
β_5 (cm^7/GW^4)								1,21 10 ⁻⁹	
τ_{pulse} (ps)	30	30	0,45	0,45	0,1	0,45	0,1	0,45	0,1
E_{laser} (pJ)	100 Référence	5 10⁻²	27,5	218	48,5	52,8	11,7	1095	243

Les mécanismes d'absorption d'ordre pair sont plus efficaces car l'énergie requise est plus faible que ceux d'ordre impair.

Le mécanisme 3PA semble envisageable pour le GaN avec des longueurs d'onde utilisés pour le Si (1064 nm) et des énergies raisonnables.

Le mécanisme 4PA à 1380 nm présente une meilleure efficacité que le 3PA mais l'obtention de cette longueur d'onde en régime femtoseconde nécessite des chaînes laser plus complexes et coûteuses.

3.4.2 Niveau 2 : Calcul de la transmittance des couches en face arrière d'un GaN HEMT

Pour un test laser par la face arrière du composant GaN, le faisceau traverse un empilement de couches de substrat et de buffer. Lors de sa propagation à travers les différentes couches, le faisceau subit une atténuation et une partie du flux est réfléchi au niveau de chaque interface.

3.4.2.1 Niveau 2.1 : Première estimation de la transmittance

Un premier calcul simplifié de la transmittance de cet empilement nous permet d'estimer la proportion de l'intensité du faisceau au niveau de la zone active, la couche GaN :

$$T_{tot} = \prod_k^{N+1} T_{int_k} * \prod_i^N e^{-\alpha_i d_i} \quad 3.35$$

avec T_{int} la transmittance d'une interface donnée par l'équation 3.19 et $e^{-\alpha_i d_i}$ le facteur d'atténuation linéaire d'une couche.

Ce calcul de la transmittance prend en compte uniquement l'atténuation due à l'absorption linéaire dans chaque couche et la transmittance des différentes interfaces. Il ne prend pas en compte les interférences, l'atténuation due à l'absorption multiphotonique et des porteurs libres, l'effet Kerr, etc.

3.4.2.1.1 Implémentation du modèle

La transmittance est calculée ici pour des longueurs d'onde d'intérêt de 700 à 1720 nm correspondant aux différents mécanismes d'absorption. Une épaisseur de substrat Si de 100 μm est considérée après amincissement.

Les cas d'étude sont ici les composants GaN HEMTs de notre étude. Leur structure est présentée dans la figure 3.9 et le Tableau 3.3. Pour la barrière couche AlGaIn un taux d'Al de 27% est considéré.

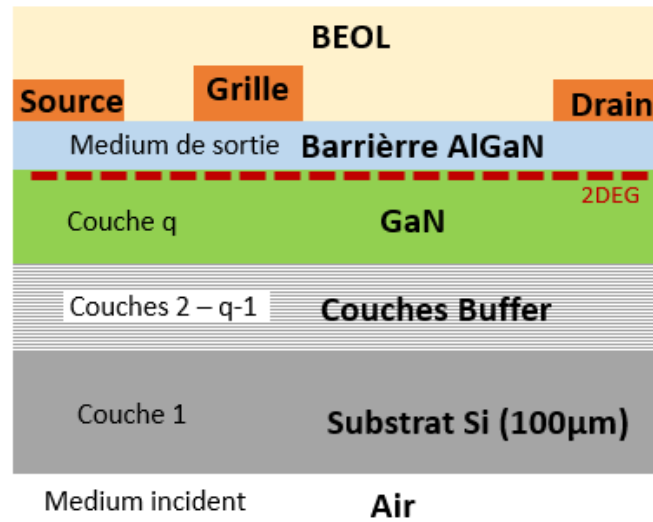


Figure 3.9 : Structure des composants HEMT GaN

Tableau 3.3: Composition et épaisseur de l'empilement de couches des trois références

EPC2045		PGA26E07BA		GS66508P	
Matériau	Epaisseur	Matériau	Epaisseur	Matériau	Epaisseur
GaN	0.67 µm	GaN	2 µm	GaN	1.8 µm
Al _{0,4} Ga _{0,6} N	0.18 µm	Super-réseau : 80 paires AlN/GaN	20 nm / 5 nm	Super-réseau : 30 paires Al _{0,25} Ga _{0,75} N/GaN	5 nm / 20 nm
Al _{0,6} Ga _{0,4} N	0.13 µm	Al _{0,06} Ga _{0,94} N	0.2 µm	Al _{0,1} Ga _{0,9} N	0.6 µm
				Al _{0,2} Ga _{0,8} N	0.6 µm
				Al _{0,4} Ga _{0,6} N	0.3 µm
				Al _{0,7} Ga _{0,3} N	0.1 µm
AlN	0.23 µm	AlN	0.2 µm	AlN	0.2 µm

3.4.2.1.2 Résultats

La transmittance de l'ensemble substrat (100 µm) + buffer pour les trois composants est donnée dans la figure 3.10.

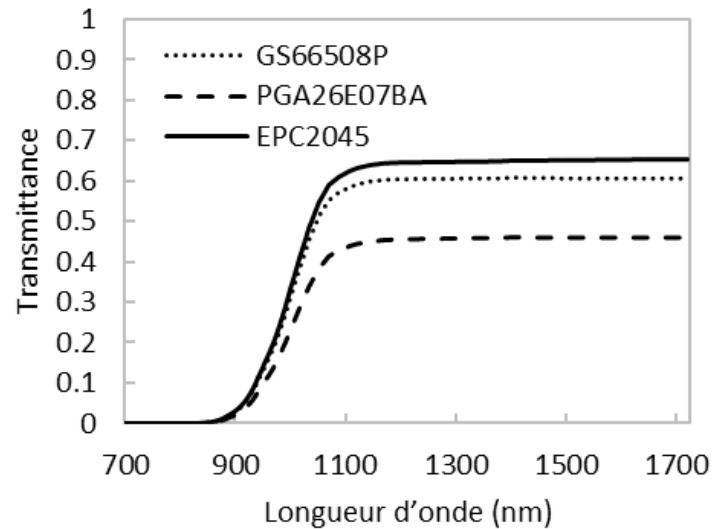


Figure 3.10 : Transmittance de l'ensemble substrat (100 μm) + buffer pour EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA

Les résultats obtenus montrent que les mécanismes SPA et TPA dans le GaN sont impossibles à cause de l'atténuation dans le substrat Si.

Le mécanisme 3PA semble possible à 1064 nm pour une épaisseur de substrat Si inférieure ou égale à 100 μm .

Les mécanismes 4PA et 5PA semblent également possibles et présentent moins d'atténuation que le 3PA.

3.4.2.2 Niveau 2.2 : Prise en compte de l'effet des interférences

La partie du faisceau réfléchi à chaque interface peut créer des interférences. Pour prendre en compte ces interférences, on utilise la méthode de calcul présentée dans la section 3.3.3.2.2. Ce modèle n'étant valable que pour une onde plane, la prise en compte de la convergence du faisceau laser (figure 3.11) doit être considérée pour obtenir un résultat réaliste.

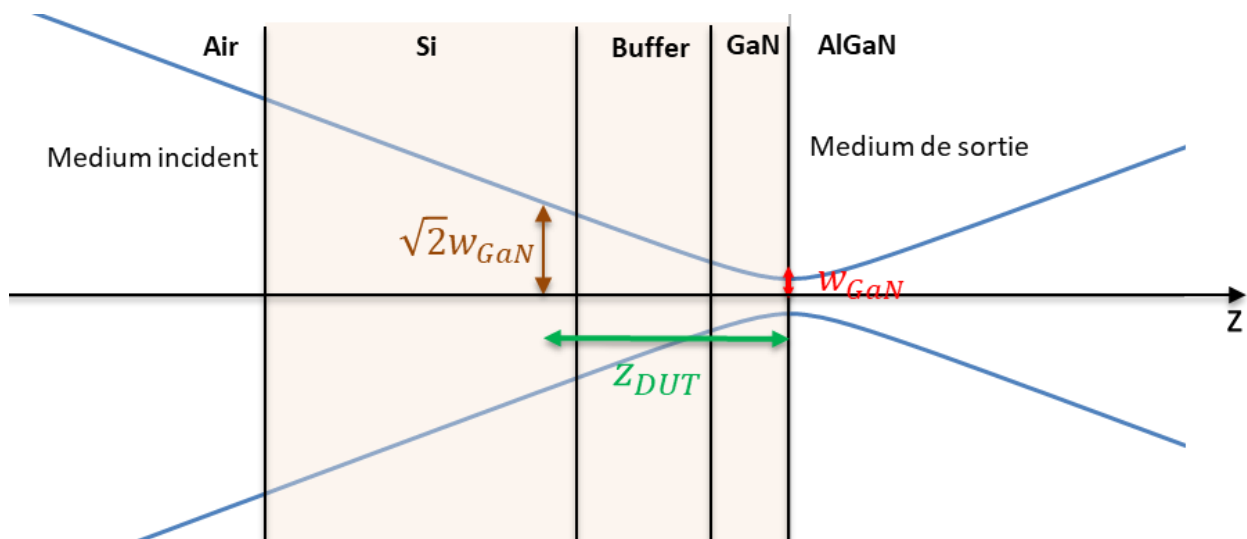


Figure 3.11 : Représentation de la convergence du faisceau laser dans un GaN HEMT

3.4.2.3 Prise en compte de la convergence du faisceau

Pour un faisceau gaussien, nous avons une onde approximativement plane entre $z = 0$ à l'interface GaN/AlGaN et $z = z_R$. Nous avons alors comparé les épaisseurs du substrat et de l'ensemble buffer + GaN à la longueur de Rayleigh. On définit z_{DUT} la longueur de Rayleigh dans le composant tenant compte des différentes couches de matériaux à proximité du beam-waist. Afin de déterminer z_{DUT} , nous avons calculé la largeur du faisceau en fonction de z à l'aide des matrices ABCD. Nous avons ensuite extrait la valeur de z à laquelle la largeur du faisceau est égale à $w_0\sqrt{2}$. Pour les 3 références, z_{DUT} est égale à environ $9 \mu\text{m}$.

Etant donné que $z_{DUT} > d_{Buffer} + d_{GaN}$, l'onde peut être considérée comme plane dans le buffer et la couche GaN; il peut donc y avoir des interférences entre les multiples réflexions du faisceau dans cette zone. Par contre, $d_{Si} \gg z_{DUT}$ et donc il n'y a pas d'interférences dans le substrat en raison de la forte divergence du faisceau dans cette zone.

3.4.2.4 Calcul de la transmittance avec interférences

Le calcul de la transmittance est décomposé en deux parties comme schématisé sur la figure 3.12. Le modèle d'interférences est appliqué uniquement dans les couches buffer et GaN et la transmittance du substrat est calculée avec le modèle du niveau 2.1. Le produit de la transmittance du substrat et de l'ensemble buffer + GaN nous donne la transmittance totale.

Afin de prendre en compte les interférences dans le GaN, la transmittance calculée est celle de l'ensemble substrat + buffer + GaN. Le résultat obtenu est un pire cas car elle inclut l'atténuation dans la couche GaN.

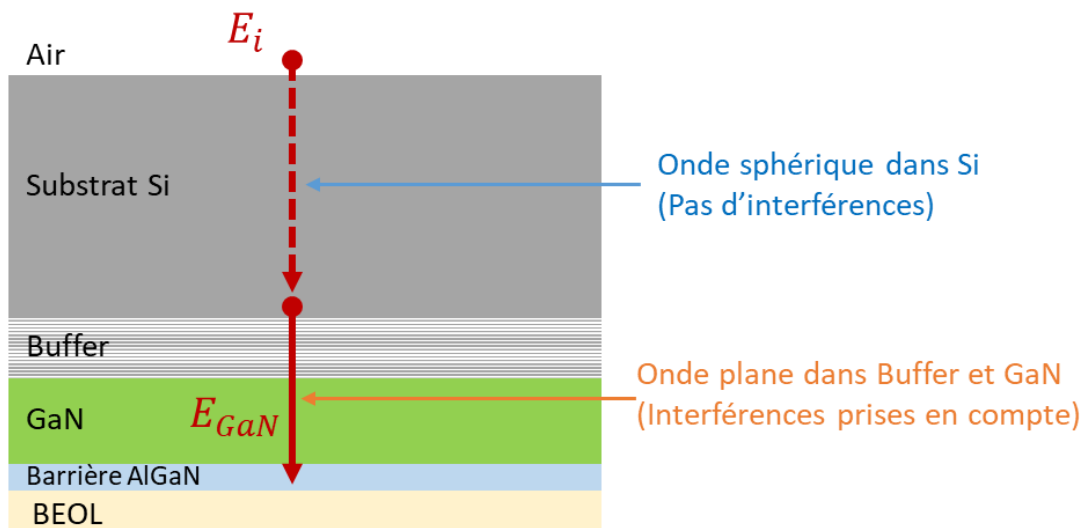


Figure 3.12 : Schématisation de la modélisation de niveau 2.2

Le résultat du calcul est représenté sur la figure 3.13.

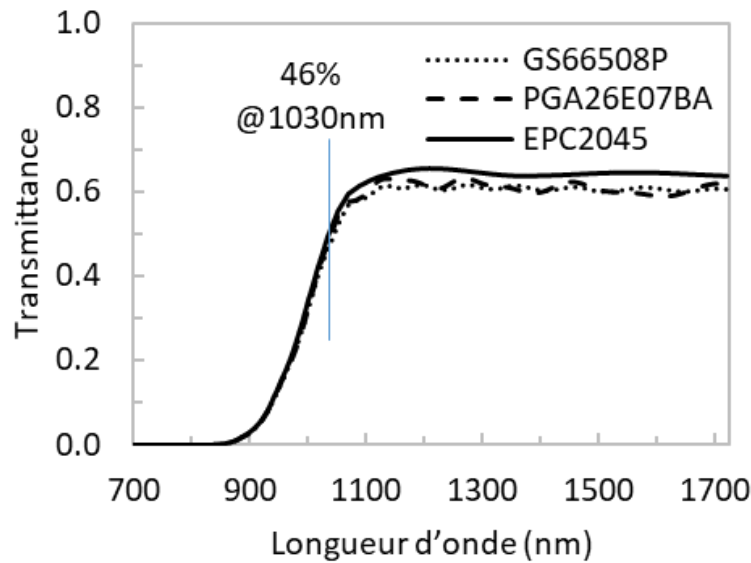


Figure 3.13 : Transmittance de l'ensemble substrat + buffer + GaN avec prise compte des interférences pour EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA

On observe que les interférences ont un impact sur la transmittance totale. On voit également que ce modèle fournit une estimation plus précise de la transmittance notamment pour le PGA26E7BA dont l'impact de l'alternance de couches minces AlN/GaN est plus faible que l'estimation du niveau 2.1.

3.4.3 Niveau 3: Modélisation de la distribution de charge dans un HEMT GaN avec prise en compte des effets non-linéaires

Dans le niveau 3 de la modélisation, nous avons modélisé l'absorption non-linéaire dans les couches de buffer ainsi que les effets Kerr et Plasma. Cette modélisation permet de prendre en compte les différents mécanismes d'absorption possibles dans chaque couche. La méthode utilisée est différente de la méthode analytique utilisée pour les niveaux 1 et 2. En effet, il n'est pas possible d'appliquer une méthode analytique dû à l'impossibilité de résoudre les équations de Maxwell de manière analytique en régime non-linéaire. La résolution numérique par éléments finis basée sur la discrétisation temporelle et spatiale est généralement privilégiée (méthode FDTD : Finite Difference in the Time Domain). Cependant, en raison de la haute résolution spatio-temporelle requise, la simulation numérique requiert un temps et des ressources de calcul conséquentes et les outils FDTD sont encore très limités en régime non-linéaire. Nous avons donc utilisé une méthode numérique itérative qui combine la discrétisation de l'espace et du temps et la résolution d'équations analytiques. En effet, l'impulsion laser est propagée dans le temps et dans l'espace de manière itérative. La propagation dans l'espace se faisant à l'aide de matrices ABCD. Nous avons généralisé cette méthode, initialement développée par [Poug13] pour des composants Si, au cas de composants multicouches et multi-matériaux.

3.4.3.1 Description de la méthode

Dans un premier temps, les trois axes temporel, optique et radial sont discrétisés. Le profil temporel discrétisé de l'impulsion ainsi que les différentes couches du composant discrétisés selon l'axe optique sont présentés sur la figure 3.14.

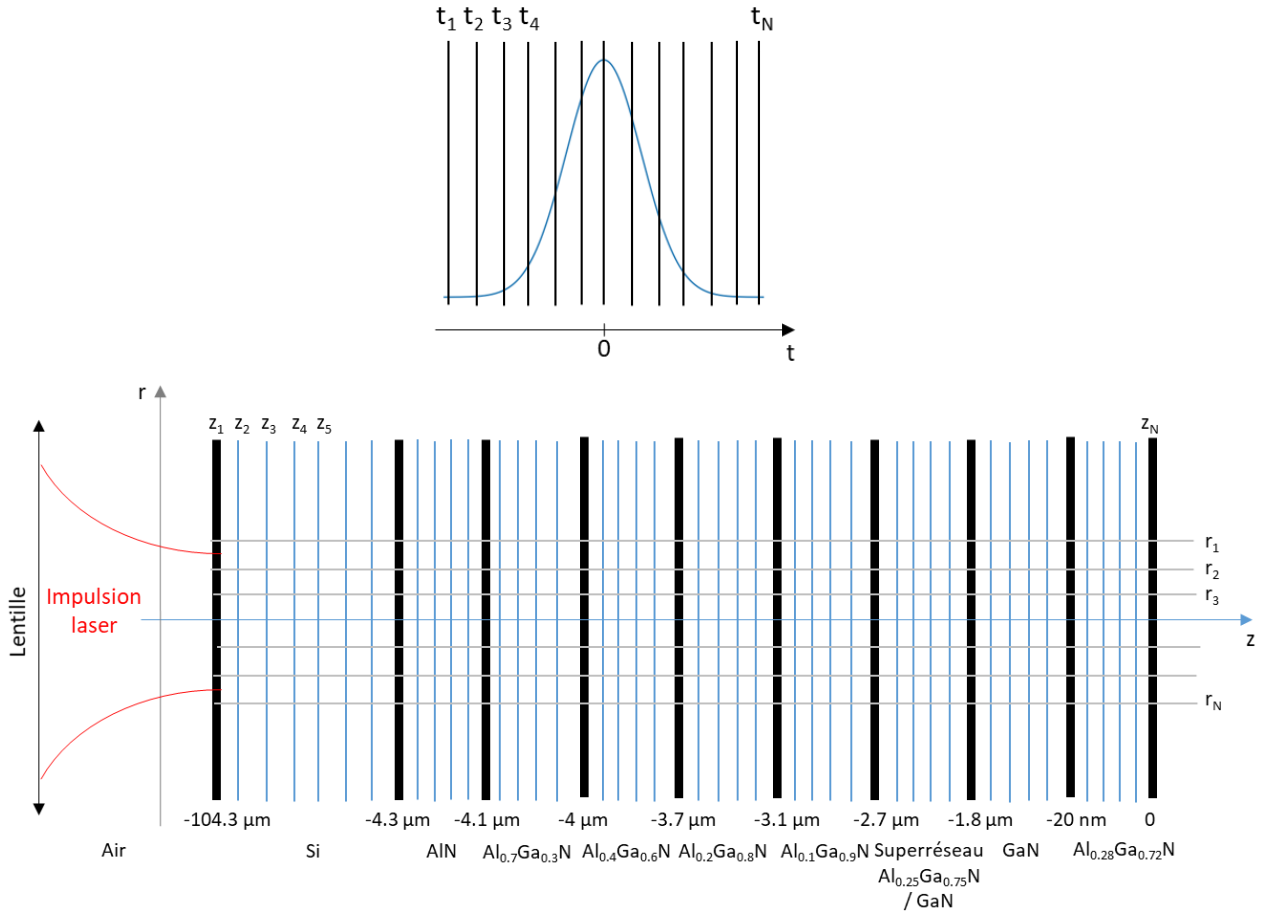


Figure 3.14 : Discretisation du profil temporel (haut) et de l'espace de propagation (empilement de couches semiconducteurs du GS66508P) de l'impulsion (bas)

Ensuite, chaque tranche temporelle de l'impulsion est propagée successivement à travers les couches. Les matrices ABCD permettent de calculer la largeur du faisceau $w(z_i, t_i)$ à partir de laquelle nous calculons l'intensité au centre du faisceau $I_{peak}(z_i, t_i)$ sur chaque tranche de l'axe optique en prenant en compte la diminution de l'intensité $dI(z_i, t_i)$ due à l'absorption dans les tranches précédentes .

On inclut ensuite le profil radial de l'intensité $I(r_i, z_i, t_i)$. On calcule le taux de génération $G(r_i, z_i, t_i)$ que l'on intègre pour avoir la densité de charge générée $N(r_i, z_i, t_i) = \sum_{k=0}^i G(r_i, z_i, t_k)$.

Pour la prise en compte de l'effet Plasma, la charge générée cumulée durant les tranches temporelles précédentes permet de calculer la variation de l'indice de réfraction $\Delta n_{plasma}(z_i, t_i) = fct(N(z_i, t_{i-1}))$ et du coefficient d'absorption $\Delta \alpha_{plasma}(z_i, t_i) = fct(N(z_i, t_{i-1}))$ qui est prise en compte dans la propagation des tranches temporelles suivantes.

L'effet Kerr est pris en compte en calculant la variation de l'indice de réfraction due à l'intensité de la tranche de l'axe optique précédente $\Delta n_{Kerr}(z_i, t_i) = n_{Kerr} * I(z_{i-1}, t_i)$.

La variation globale de l'indice dans la tranche est donnée par $\Delta n(z_i, t_i) = \Delta n_{plasma}(z_i, t_i) + \Delta n_{Kerr}(z_i, t_i)$. l'algorithme de la modélisation est présentée dans la figure 3.15.

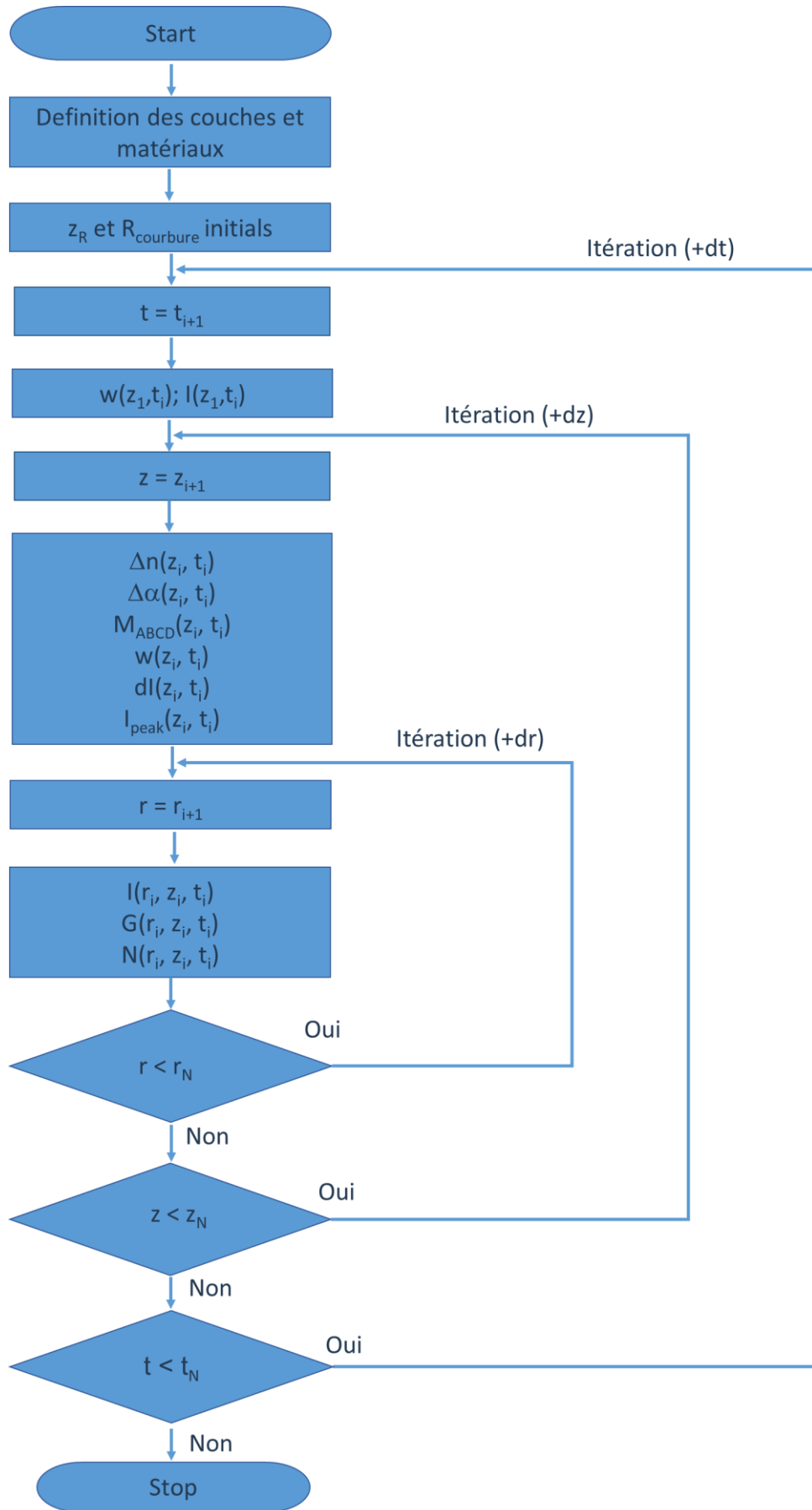


Figure 3.15 : Algorithme de la modélisation de niveau 3

La modélisation de niveau 3 comporte quelques limitations :

- Elle ne prend pas en compte les effets Kerr d'ordre supérieur à n_2 et l'auto-modulation de phase.
- Les mécanismes d'absorption d'ordre supérieur à 2 ne sont pas modélisés dans le silicium pour une longueur d'onde de 1030 nm car les valeurs du coefficient d'absorption pour $N > 2$ ne sont pas disponibles dans la littérature. La valeur de ces coefficients n'est pas calculée car le modèle du coefficient d'absorption NPA ne s'applique pas aux matériaux à gap indirect tels que le Silicium. Pour les couches GaN, AlGaN et AlN, les facteurs dont on ne connaît pas la valeur sont pris égaux à 1 dans le calcul du coefficient d'absorption.
- La limite physique sur la densité maximum de charge générée imposée par la densité du matériau n'est pas modélisée.

3.4.3.2 Résultat de la modélisation avec le GS66508P

Le faisceau est focalisé dans la couche barrière AlGaN. Les pas de discrétisation temporel dt et radial dr sont respectivement de 26 fs et 1 μm . Le pas de discrétisation longitudinal dz est adapté en fonction des couches : pour le substrat Silicium le pas est de 0.4 μm , pour les différentes couches buffer les pas sont compris entre 8 et 50 nm, pour le GaN le pas est de 60 nm et pour la barrière AlGaN le pas est de 2 nm.

3.4.3.2.1 Densité de paires électron-trou avec prise en compte des effets Kerr et Plasma

Nous avons déterminé la distribution de la densité de charge générée dans les différentes couches en prenant en compte les effets Kerr et Plasma. Les paramètres optiques utilisés sont une énergie laser de 1 nJ, une longueur d'onde de 1030 nm et une durée d'impulsion de 320 fs correspondant aux conditions expérimentales qui seront présentées plus loin. La figure 3.16 présente la densité de paires au centre du faisceau $r = 0$ avec les contributions de chaque mécanisme d'absorption. La modélisation montre que dans le Silicium, la charge est générée majoritairement par le SPA sur les profondeurs $z < -20 \mu\text{m}$ où la largeur du faisceau est supérieure à 2 μm et par le 2PA pour $z > -20 \mu\text{m}$. Dans les couches barrière et buffer AlGaN avec un taux d'Al $x_{\text{Al}} < 0.5$, le mécanisme dominant est le 4PA. Le résultat montre également que dans la couche GaN, le mécanisme 4PA est plus important que le 3PA ce qui est surprenant. Cela voudrait dire que la probabilité d'absorption simultanée de 4 photons est plus élevée que celle d'absorber 3 photons qui est suffisant pour créer une paire électron-trou. Cependant, au vu des coefficients d'absorption calculés et présentés sur la figure 3.8, celui du 4PA étant supérieur au 3PA, ce résultat est cohérent. Les facteurs inconnus du coefficient d'absorption introduisent une incertitude sur le ratio réel entre les deux mécanismes.

La densité augmente dans le Silicium avec la taille de faisceau qui se réduit. La densité est plus importante dans les couches buffer avec $x_{\text{Al}} < 0.5$. Pour les couches AlN et $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$, les densités sont respectivement nulle et négligeable. Dans la couche active GaN, la densité est plus faible que dans les couches buffer et dans le Silicium proche de l'interface. La décroissance est due à la déplétion du faisceau due à l'absorption non-linéaire qui est plus importante pour z proche du focus.

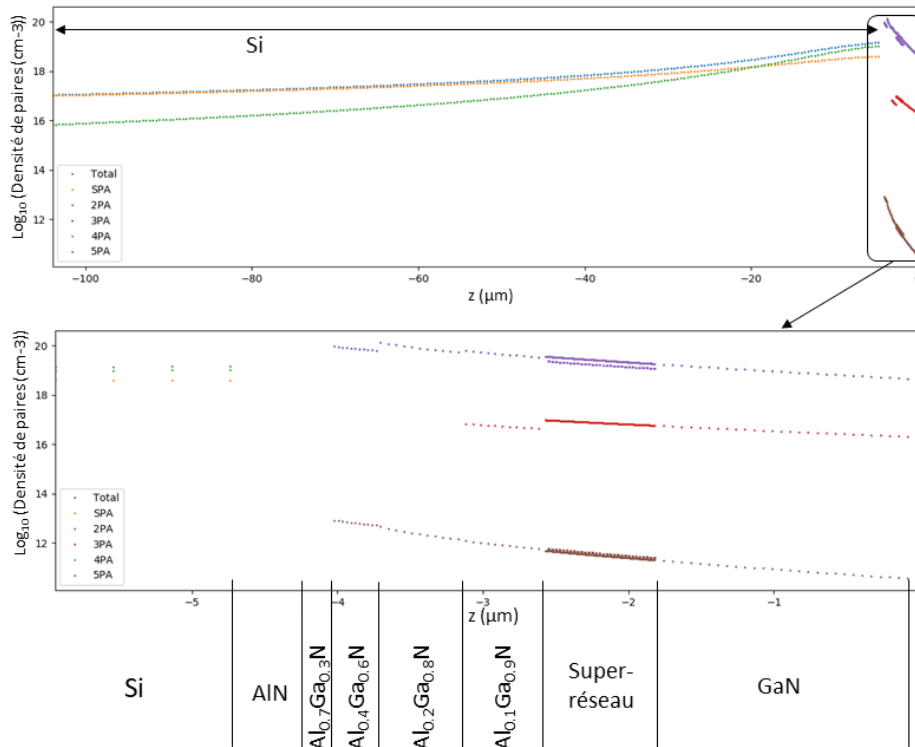


Figure 3.16 : Densité de paires d'électron-trou générée en fonction de z dans les différentes couches avec les contributions de chaque mécanisme d'absorption pour $E_L = 1\text{ nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$

La distribution spatiale de la densité de paires en \log_{10} est présentée en 2D sur la figure 3.17. La densité maximale est représentée en rouge et la densité minimale en bleu. Suivant la distance radiale r , la densité de porteurs suit le profil gaussien de l'intensité qui est maximum au centre $r=0$. Suivant la profondeur z , on retrouve la densité maximale dans les couches d'AlGa N avec $x_{Al} < 0.7$.

Les discontinuités apparentes dans le profil radial de la distribution s'expliquent par le changement de mécanisme d'absorption dominant d'une couche à l'autre et donc par des puissances de la gaussienne radiale différentes.

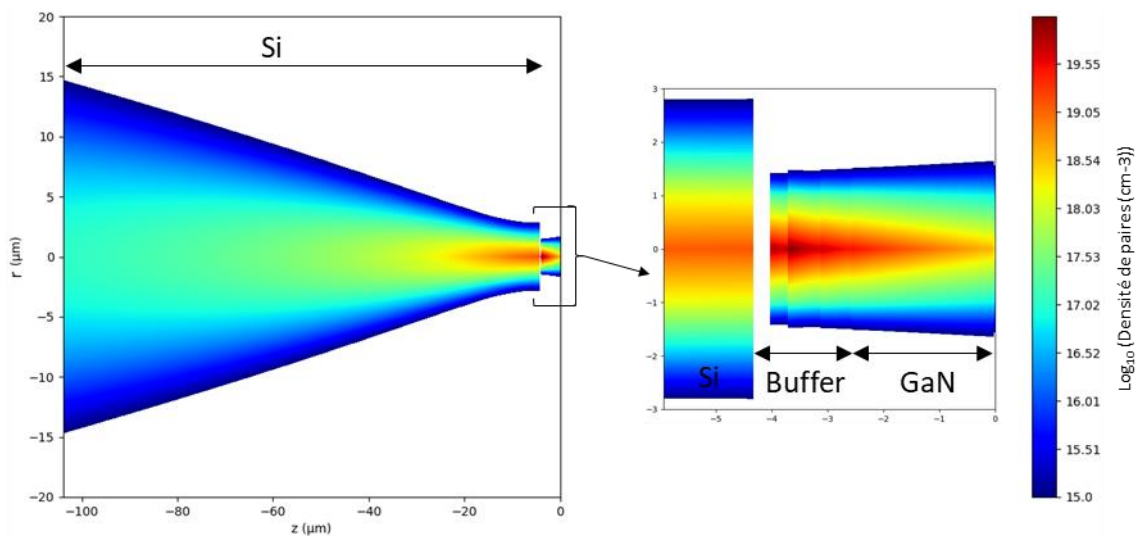


Figure 3.17 : Distribution 2D de la densité de paires générée pour $E_L = 1\text{ nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$

3.4.3.2.2 Evolution de la largeur du faisceau laser au point de focalisation

Nous avons observé la largeur du faisceau à travers les couches du composant en prenant en compte les effets Kerr et Plasma pour une énergie laser de 1 nJ, une longueur d'onde de 1030 nm et une durée d'impulsion de 320 fs. Nous en avons extrait la variation du rayon du spot qui correspond à la largeur du faisceau au point de focalisation en fonction de l'énergie laser (figure 3.18).

Les effets Kerr et Plasma étant opposés, l'effet le plus important à un instant donné compense totalement l'autre. On peut voir qu'autour de -150 fs, c'est l'effet Kerr qui domine légèrement et induit une faible convergence du faisceau ce qui augmente la densité de porteurs dans un premier temps. Puis, pour les temps supérieurs, c'est l'effet Plasma qui est nettement majoritaire et induit une forte divergence du faisceau. Cette divergence induit une chute de l'efficacité de la génération par absorption multiphotonique sur la deuxième partie de l'impulsion et cela indique que la majorité des porteurs sont générés sur la première partie de l'impulsion. Cela signifie que l'augmentation de la taille spot en fin d'impulsion a peu d'effets sur la résolution latérale de la technique de test laser.

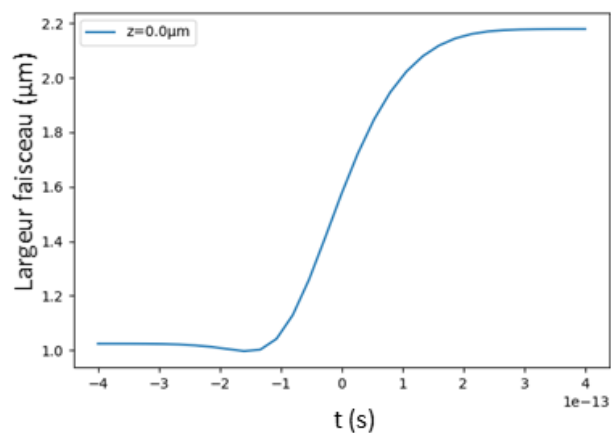


Figure 3.18 : Evolution temporelle du rayon du spot sur toute la durée de l'impulsion due aux effets Kerr et Plasma avec $E_L = 1 \text{ nJ}$, $\lambda = 1030 \text{ nm}$ et $\tau = 320 \text{ fs}$

L'influence des effets Kerr et Plasma sur l'évolution de la largeur du faisceau laser en fonction de la profondeur z est présentée en Annexe 3.

3.4.3.2.3 LET équivalent

Nous avons extrait les LETs équivalents dans chaque couche en fonction de l'énergie laser pour une longueur d'onde de 1030 nm et une durée d'impulsion de 320 fs. Pour cela, nous avons intégré la densité de porteurs sur les 2 μm d'épaisseur en dessous de l'interface AlN/Si pour le cas du substrat Silicium et sur la totalité de l'épaisseur de chaque couche pour le cas des couches GaN et AlGaN d'épaisseur inférieure à 2 μm. Nous avons déduit la charge générée par unité de longueur correspondante dans chaque couche. Les LETs calculés sont représentés dans la figure 3.19 en pC/μm et en LET[Si] (MeV.cm²/mg) qui est la grandeur de référence pour les caractérisations SEE. Comme observé sur le profil de la densité, les LETs dans les couches actives GaN et AlGaN sont plus faibles que dans les couches Silicium et buffer avec $x_{Al} < 0.5$. Les LETs dans les couches AlN et Al_{0.7}Ga_{0.3}N étant négligeables, ils ne sont pas représentés. Avec les énergies laser élevées, on atteint de très fortes valeurs de LETs. On observe dans certaines couches une saturation des courbes de LET qui commence autour d'une énergie laser de 500pJ, due aux mécanismes optiques non-linéaires.

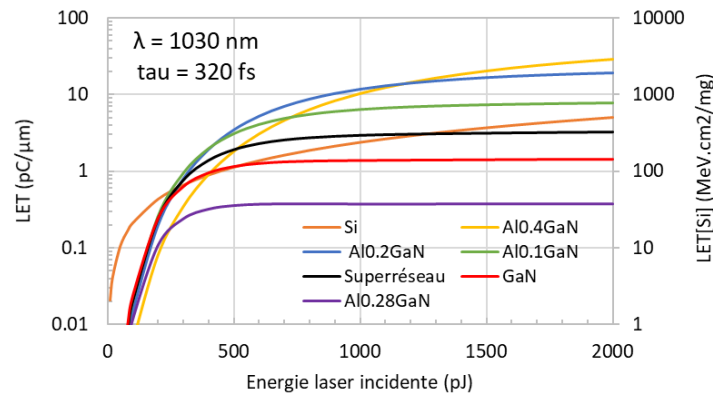


Figure 3.19 : LET équivalent dans chaque couche en fonction de l'énergie laser

Nous avons aussi regardé la dépendance du LET avec la durée d'impulsion pour une énergie laser de 1 nJ et une longueur d'onde de 1030 nm que l'on retrouve sur la figure 3.20. On voit que pour des durées d'impulsion inférieures à 300 fs, le LET augmente, à l'exception de celui la couche Al_{0.4}Ga_{0.6}N, puis décroît pour des durées d'impulsions supérieures. Cela montre que pour le test laser par mécanisme multiphotonique, il n'est pas nécessaire de descendre jusqu'à des durées d'impulsion de 100 fs. On obtient le LET maximum dans le GaN avec une durée d'impulsion de 500 fs.

Pour des durées d'impulsion supérieures à 700 fs, le LET dans le Silicium devient plus important que dans les autres couches. En effet, le mécanisme SPA dans le Silicium est moins affecté par la durée d'impulsion que les mécanismes NPA qui sont impliqués dans les couches GaN et AlGaN. De ce fait, le LET du Silicium se stabilise tandis que dans les autres couches le LET diminue pour être négligeable à 3 ps.

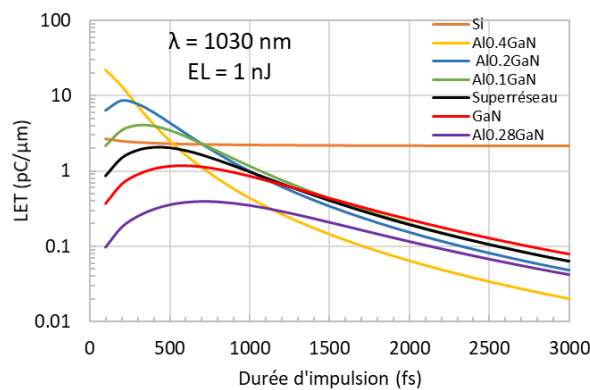


Figure 3.20 : LET équivalent dans chaque couche en fonction de la durée d'impulsion

3.4.4 Conclusion

La modélisation de l'interaction entre le faisceau laser et les composants GaN a permis d'identifier les différents mécanismes impliqués dans l'injection de charge. L'énergie laser nécessaire pour injecter de la charge dans les couches semiconducteurs a été identifiée.

Les résultats obtenus avec la modélisation de niveau 2 sans tenir compte des effets non-linéaires sont une première étape dans la modélisation de l'interaction entre le faisceau laser et un HEMT GaN. Dans le niveau 3, nous avons

pu extraire la distribution de la densité de charge générée avec la prise en compte de la déplétion du faisceau dû à l'absorption non linéaire des couches tampons et des effets Kerr et Plasma. Avec la connaissance des valeurs des facteurs f du coefficient d'absorption NPA, l'estimation de la densité de charge dans les couches GaN et AlGaN serait plus précise. Nous avons vu qu'il est possible d'atteindre des LETs très importants avec des énergies laser élevées. A l'aide de la modélisation, nous avons sélectionné les paramètres laser compatibles pour faire de l'injection de charge dans la couche active avec le mécanisme 3PA.

3.5 Mise en œuvre expérimentale

Nous avons réalisé deux campagnes de test laser : la première est réalisée avec un banc laser ayant des paramètres compatibles à la génération 3PA dans le GaN et la deuxième est réalisée avec un banc compatible avec de la génération SPA dans le Silicium. Pour cela, nous avons préalablement préparé et caractérisé les échantillons à tester. Nous avons défini un plan de test qui est présenté plus loin. Les résultats obtenus lors des deux campagnes sont présentés par la suite.

3.5.1 Préparation d'expérience

3.5.1.1 Préparation d'échantillons

Un amincissement du substrat Si entre 100 et 200 μm pour ces 3 références a été réalisé au CNES. Pour cela les composants ont d'abord été montés sur les cartes filles afin de sécuriser la manipulation des échantillons et permettre leur caractérisation électrique.

3.5.1.1.1 Cahier des charges

La zone d'ouverture des composants GS66508P et PGA26E07BA (figure 3.21) a été définie en prenant en compte deux contraintes : la taille minimale des fraises pour l'amincissement et le fait qu'il faut laisser une partie du contact de substrat pour assurer le fonctionnement du composant après ouverture. Pour le composant EPC2045 qui est flip-chip, un polissage à plat a été mise en œuvre.

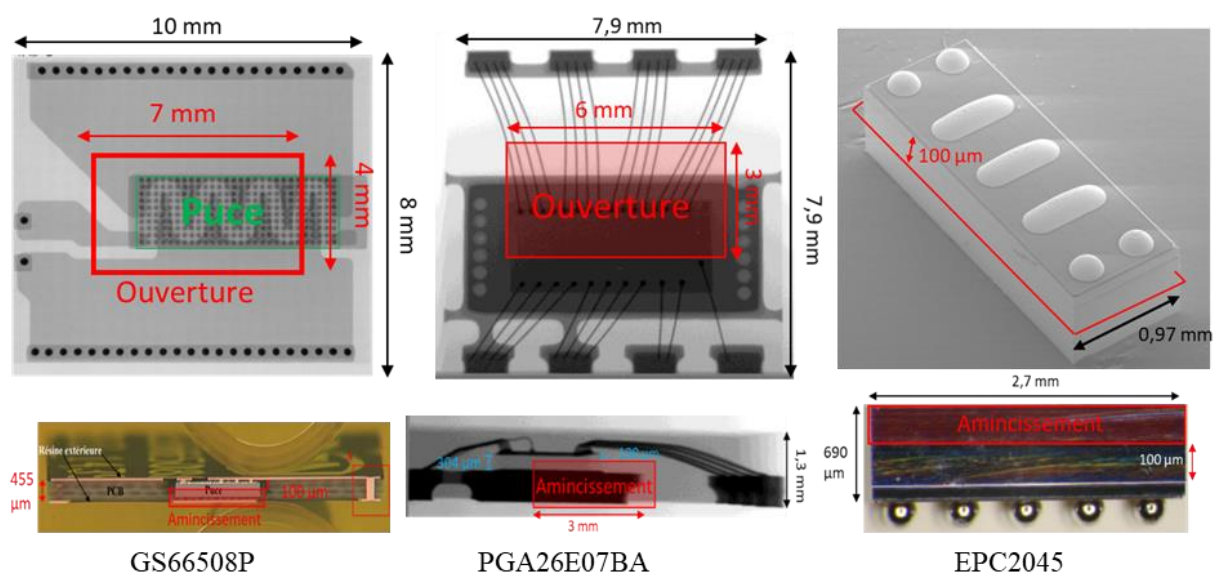


Figure 3.21 : Zones d'ouverture et amincissement des composants EPC2045, GS66508P et PGA26E07BA

3.5.1.1.2 Echantillons préparés

Pour chaque référence six cartes filles ont été fabriquées. La liste des échantillons préparés avec l'épaisseur résiduelle du substrat Si est donnée dans le Tableau 3.4. Un échantillon de chaque référence est conservé comme d'échantillon témoin.

Tableau 3.4 : Echantillons préparés avec épaisseur résiduelle du substrat Si

N°	# 1	# 2	# 3	# 4	# 5	# 6
GS66508P	105 μm	115 μm	125 μm	Echantillon témoin	120 μm	110 μm
PGA26E07BA	152 μm	125 μm	Echantillon témoin	150 μm	Non préparé	156 μm
EPC2045	130 μm	125 μm	135 μm	125 μm	Cassé	Echantillon témoin

Ces échantillons ont été observés au microscope infrarouge pour vérifier la qualité de la préparation et du polissage miroir de la face arrière, indispensable au test laser.

On a une bonne qualité de surface de substrat avec le GS66508P (figure 3.22a). On peut également observer les structures transistors sur la figure 3.22b.

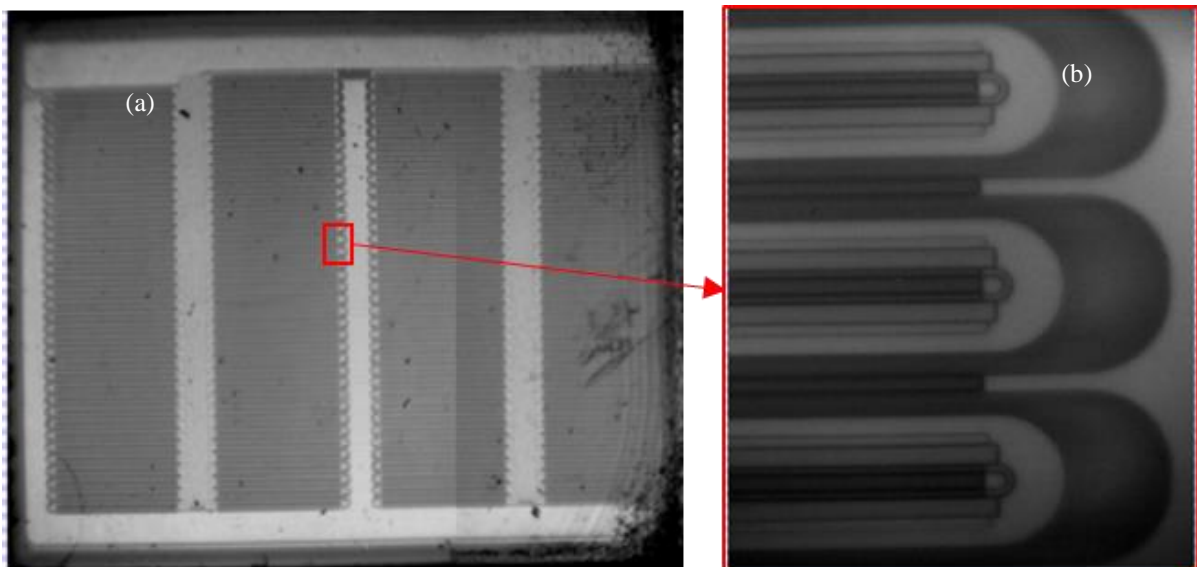


Figure 3.22 : Imagerie par la face arrière de l'échantillon GS66508P #5 (a) ; zoom sur structure multi-doigts (b)

La qualité de la surface du substrat du PGA26E07BA (figure 3.23a) n'est pas parfaite mais certaines zones sont exploitables pour du test laser par la face arrière. On peut observer les structures transistors sur la figure 3.23b.

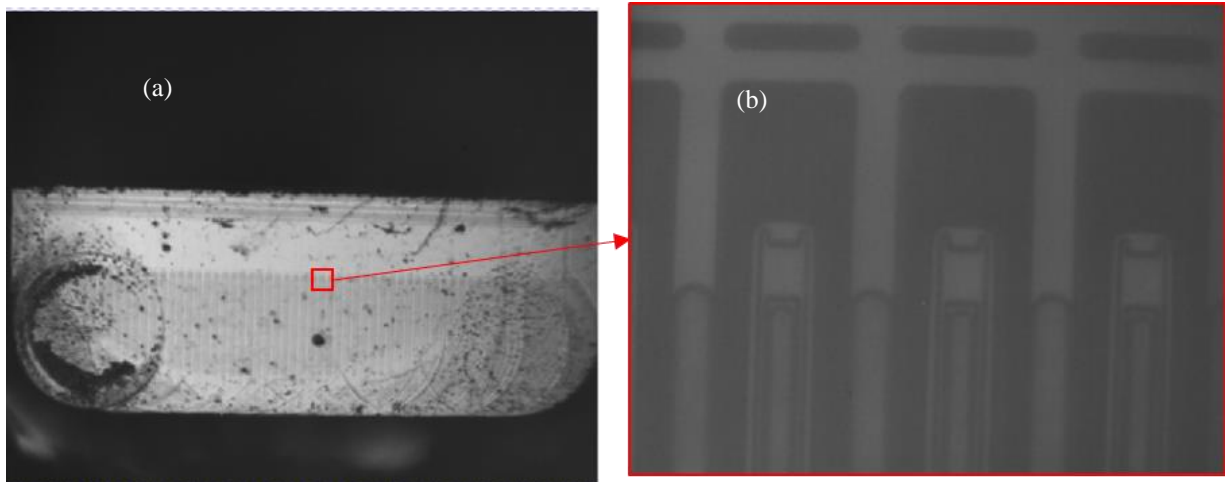


Figure 3.23 : Imagerie par la face arrière de l'échantillon PGA26E07BA #4 (a) ; zoom sur structure multi-doigts (b)

On a bien la qualité miroir à la surface du substrat pour l'EPC2045 comme le montre la figure 3.24. Malgré différents essais, nous n'avons pas réussi à observer les structures transistor sur cette référence. Ceci pourrait s'expliquer par un dopage très important du substrat ou par l'inhomogénéité d'une couche intermédiaire.

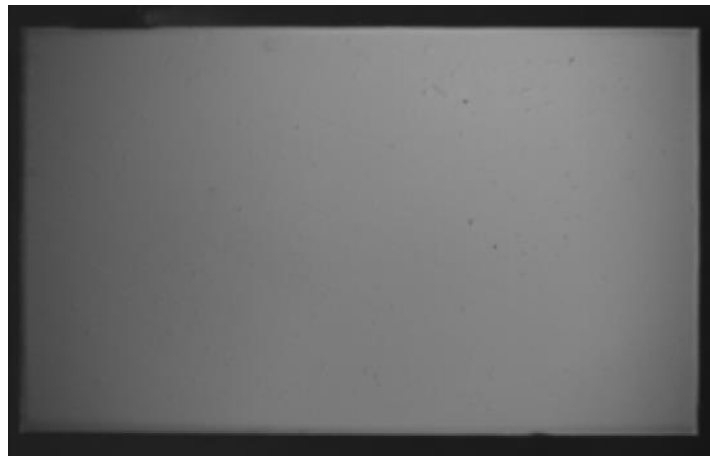


Figure 3.24 : Imagerie de la face arrière de l'échantillon EPC2045 #1

3.5.1.2 Caractérisations électriques après préparation

Nous avons caractérisé les composants après leur préparation et comparé les caractéristiques électriques obtenues avec celles d'avant préparation. Les observations sont présentées dans le tableau 3.5.

Tableau 3.5 : Observations après comparaison des caractéristiques électriques d’avant et d’après préparation

Référence	Observations
GS66508P	Deux échantillons sur cinq présentent des dégradations importantes des courants de fuite Id et Ig après la préparation notamment une augmentation de la pente sur la caractéristique Id (Vds) à Vg = 0V.
PGA26E07BA	Deux échantillons sur quatre présentent également une dégradation significative avec une augmentation de la pente de la caractéristique Id (Vds) à Vg = 0V après la préparation.
EPC2045	Un échantillon sur quatre présente une légère dégradation des courants de fuite Id et Ig à faible tension de polarisation après la préparation.

La figure 3.25 présente un exemple de dégradation due à la préparation d’échantillon survenue sur un échantillon PGA26E07BA. Nous observons les caractéristiques Ig (Vds) et Id (Vds) à Vgs = 0V avant et après préparation. Le courant de drain augmente fortement en suivant une pente trois fois plus grande que la caractéristique avant préparation avec un comportement de type résistif.

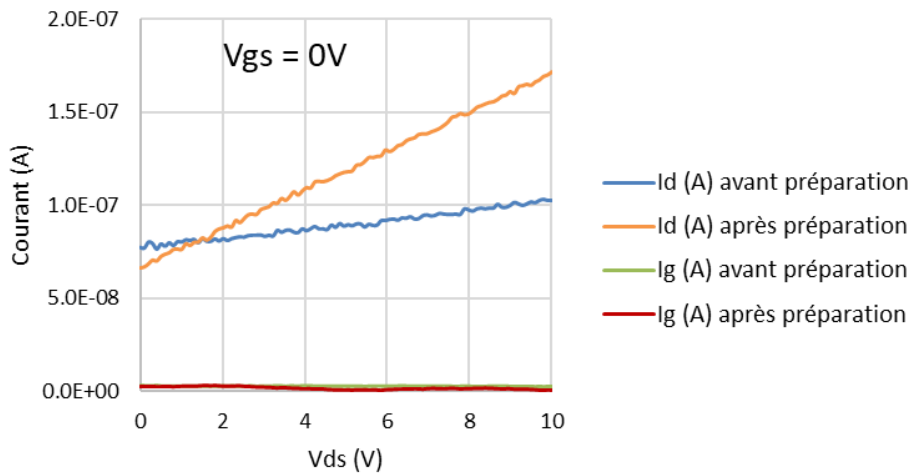


Figure 3.25 : Ig et Id en fonction de Vds à Vgs = 0V avant et après préparation pour le PGA26E07BA

D’autres caractéristiques électriques après préparation d’échantillons sont présentées en Annexe 4.

Il est à noter que malgré toutes les dégradations observées, les valeurs des courants de fuite restent conformes aux spécifications des différentes références.

3.5.2 Description des bancs laser

Les expériences ont été réalisés à l’IES de Montpellier qui dispose de deux bancs laser qui sont destinés à faire de l’injection de charge dans le Silicium avec les mécanismes SPA et 2PA.

3.5.2.1 Banc 3PA

Le banc 3PA, qui a pour objectif l'injection de charge dans le GaN avec le mécanisme 3PA, a été mis en place temporairement grâce au prêt d'une source laser en régime femtoseconde que nous avons intégré à la chaîne optique du banc 2PA. La figure 3.26 montre le schéma de la configuration expérimentale avec le banc laser 3PA. La durée limitée de la disponibilité du banc a fait que nous n'avons effectué qu'une seule campagne sur ce banc.

Le faisceau est focalisé par un objectif 100X. La source laser utilisée pour mettre en place le banc 3PA a une longueur d'onde de 1030 nm et une durée d'impulsion de 320 fs. Ces paramètres optiques ont été choisis dans le but de générer une colonne de charge à travers les couches de substrat, buffer et GaN.

Le banc a été automatisé avec un programme en python qui permet de communiquer avec :

- la source laser pour la configuration et l'envoi de consignes d'énergie,
- les alimentations pour l'envoi de consignes de tension pour polariser Vds et Vgs et mesurer les courants statiques,
- le logiciel PULSWORKS utilisé pour définir les zones de balayage sur la puce, gérer les déplacements de la platine supportant le composant, l'acquisition des transitoires depuis l'oscilloscope et la construction des cartographies.

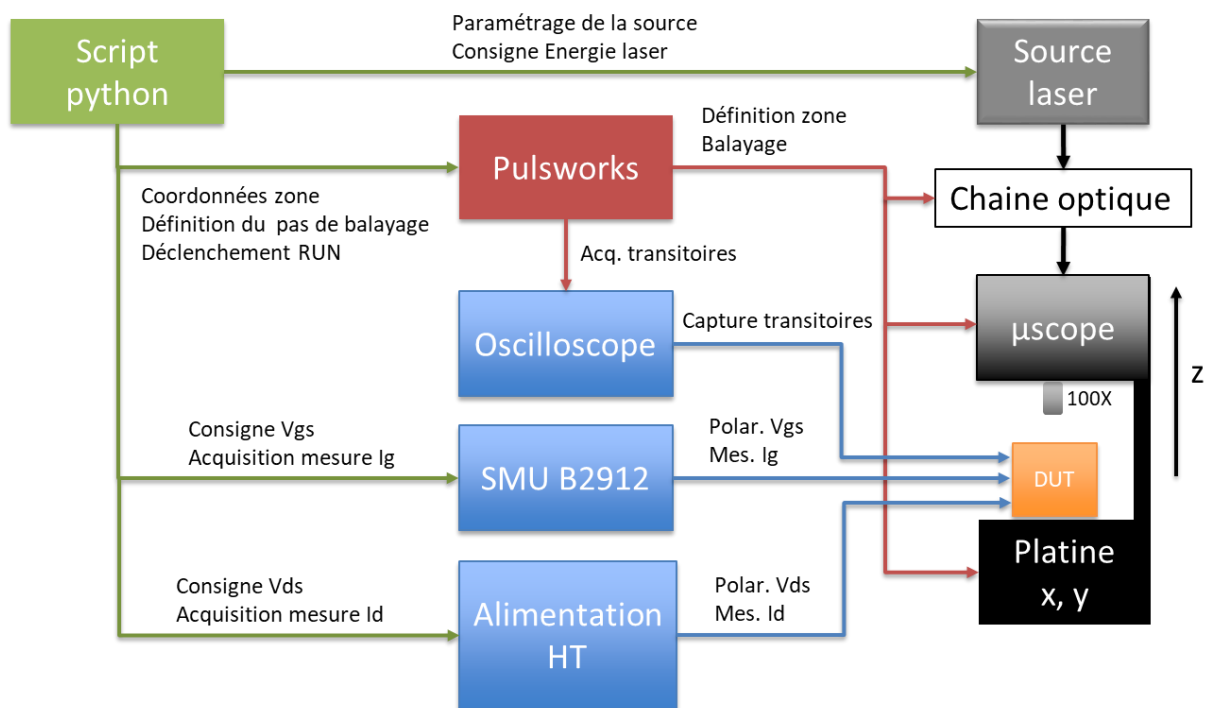


Figure 3.26 : Schéma de la configuration expérimentale avec le banc laser 3PA

3.5.2.2 Banc SPA

Le banc SPA (figure 3.27), qui fait partie de la plateforme PRESERVE, est un banc laser commercial et est doté d'une source laser avec une longueur d'onde de 1064 nm et une durée d'impulsion de 30 ps. Il est destiné à faire de l'injection de charge dans le Silicium par le mécanisme SPA. Le fait d'utiliser une durée d'impulsion plus longue que celle du banc 3PA permet de négliger l'effet de l'absorption non-linéaire dans les couches buffer et

GaN. Cela permet de dissocier les effets de l'absorption non-linéaire dans les couches buffer et GaN de celui du SPA dans le substrat. L'objectif est de mieux étudier l'impact de la génération de charge dans le substrat Silicium.

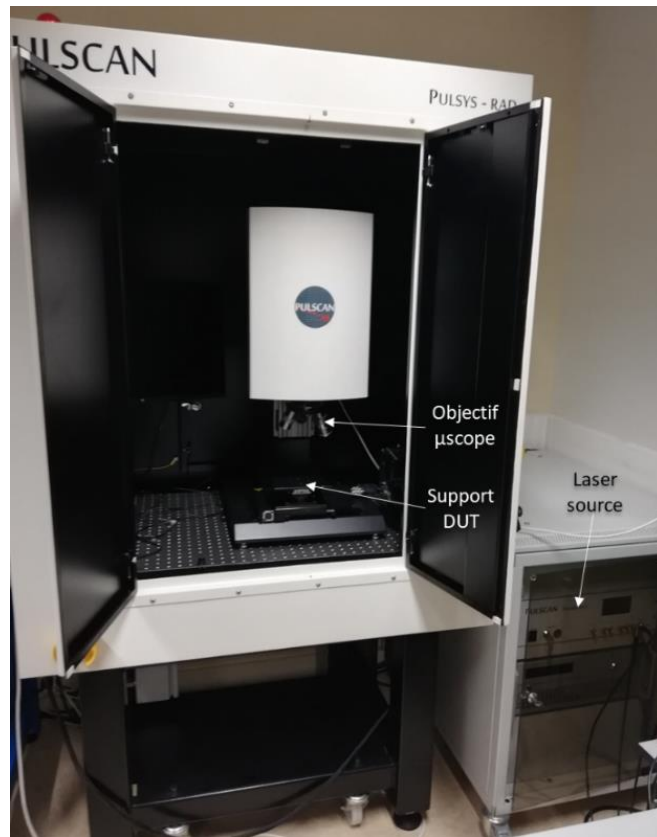


Figure 3.27 : Photo du banc laser SPA de l'IES

3.5.2.3 Configuration du banc de test électrique

Le configuration du banc de test électrique utilisé lors des campagnes de test laser est présenté sur la figure 3.28. Pour limiter le courant et observer la chute de tension transitoire, la résistance de drain de $100\text{k}\Omega$ et la résistance de grille de $1\text{k}\Omega$ de la carte mère sont utilisés pour le circuit de test. Les courants statiques de drain et de grille mesurés par les alimentations sont surveillés en permanence pendant les expériences. Les transitoires sont capturés avec un oscilloscope 4 GHz - 20 GS/s déclenché par les impulsions laser. Pour éviter que les entrées de l'oscilloscope ne soient endommagées par des tensions élevées, toutes les entrées sont réglées en mode AC haute impédance ($1\text{ M}\Omega$).

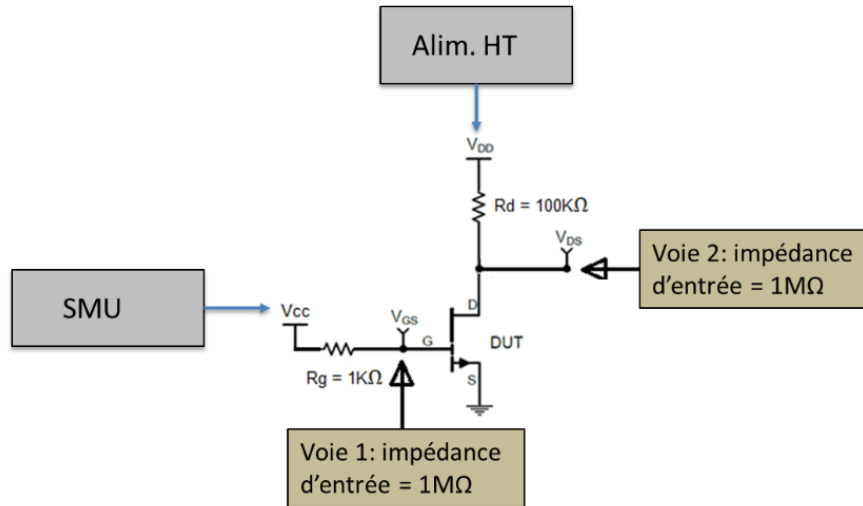


Figure 3.28 : Setup électrique test laser

3.5.2.4 Plan de test laser

Un plan de test a été proposé afin de pouvoir observer des événements non destructifs et destructifs. Il y a aussi des phases de caractérisation périodique pour tester la fonctionnalité des composants testés entre les phases de test laser.

Selon l'objectif du test, le choix des résistances R_g et R_d , de la tension V_{ds} et de l'énergie du laser peut être différent. Pour observer les événements non destructifs, une grande valeur de résistance est utilisée pour limiter le courant et ne pas détruire le composant. Une tension V_{ds} faible et une énergie laser faible seront utilisées pour démarrer l'expérience. Leur valeur sera ensuite incrémentée au fur et à mesure.

Des balayages automatisés de zones de la puce préalablement définies sont effectués tout en augmentant V_{DS} de 0 à V_{DS-max} , en réduisant V_{GS} de 0 à -2 V et en augmentant l'énergie de l'impulsion laser. La zone scannée est fréquemment décalée pour éviter l'accumulation de dégradations invisibles sur une même position. Pour la même raison, le déclenchement de l'impulsion laser est mono-coup et la vitesse de balayage ne dépasse jamais 5 Hz.

Une condition sur la variation des courants statiques I_d et I_g (facteur multiplicatif compris entre 2 et 10) définit l'occurrence d'une dégradation de ces paramètres. Lorsque cette variation survient, une caractérisation est lancée pour vérifier que le composant fonctionne encore ou non.

Dans le cas où toute la zone a été balayée sans qu'aucun événement destructif ne soit détecté, l'énergie du laser et la tension V_{ds} seront incrémentées suivant le processus représenté sur la figure 3.29. La zone de travail sera translatée le long d'un doigt de la structure pour éviter des effets cumulatifs dans la même zone.

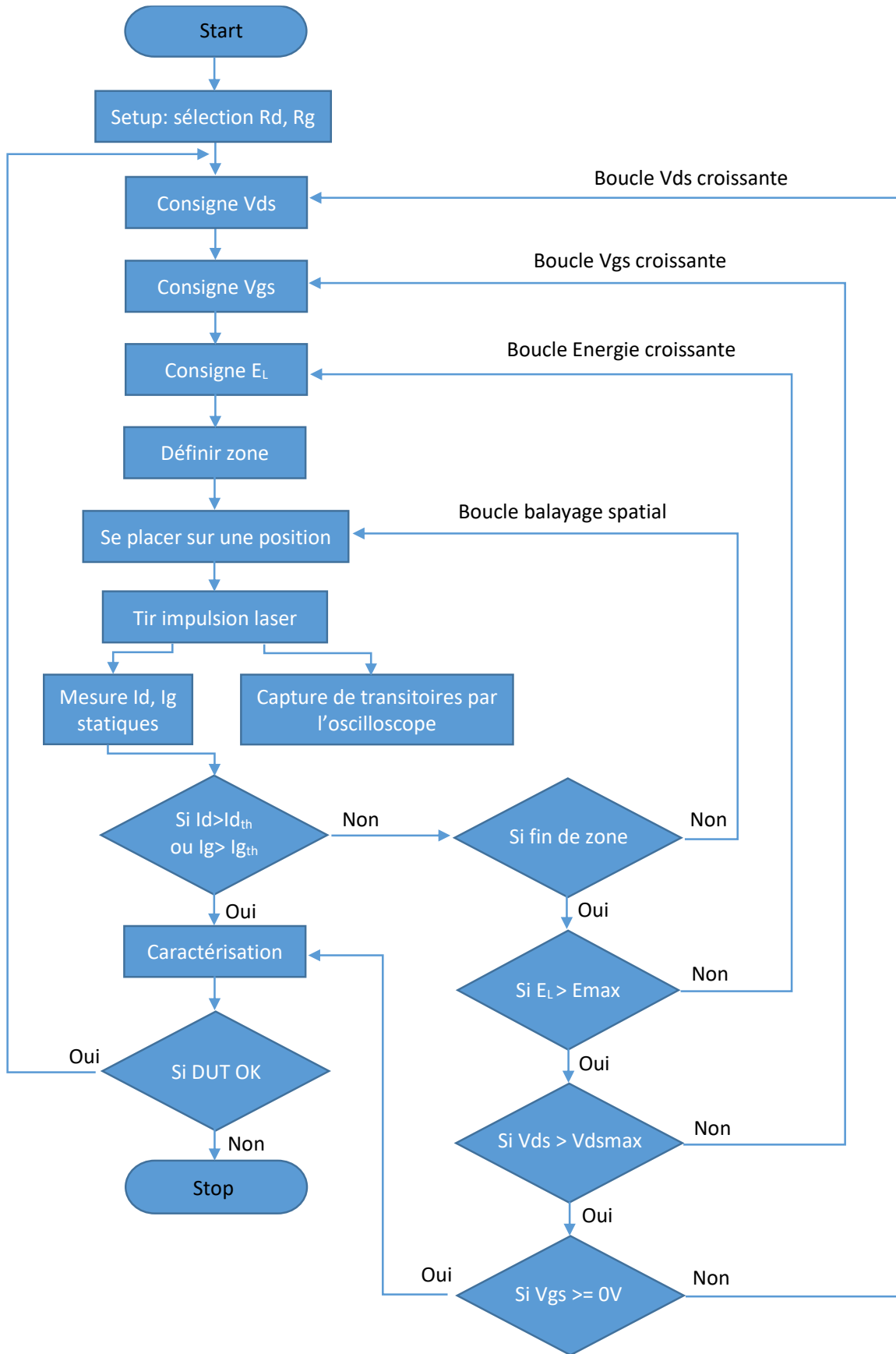


Figure 3.29 : Processus des expériences sous faisceau laser

3.5.3 Résultats expérimentaux sur le banc 3PA

La première campagne de test laser a pour objectif de démontrer la possibilité d’injecter de la charge dans les composants d’intérêt en passant par la face arrière comme le montre la figure 3.30. Une longueur d’onde de 1030 nm a été utilisé en régime femtoseconde.

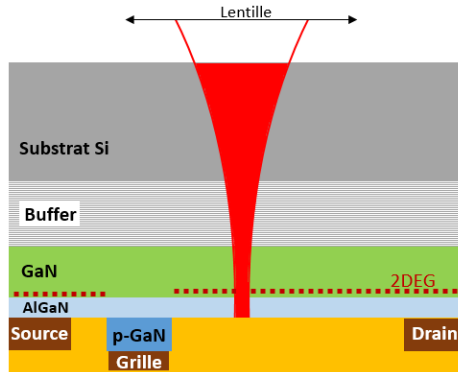


Figure 3.30 : Faisceau laser passant par la face arrière du composant sous test et générant de la charge dans les couches de substrat, buffer et GaN

3.5.3.1 Synthèse

Dans cette première campagne de test, nous avons testé sous le banc 3PA les trois références d’intérêt. Des signaux transitoires sur la tension de grille qui sont présentés et analysés dans la section suivante ont pu être observés sur les trois références. Les Des signaux transitoires sur la tension de drain n’ont pas pu être exploités du fait d’un niveau de bruit élevé induit par l’alimentation de puissance.

Deux catégories de transitoires de grille ont été observés sur le signal de grille : des transitoires de courte durée (quelques nanosecondes) et des transitoires de longue durée (quelques microsecondes). Les transitoires longs d’une amplitude de quelques mV se superposent aux transitoires courts de plus faible amplitude.

3.5.3.2 Transitoires courts

Les transitoires courts présentent une forme bipolaire comme le montre la figure 3.31. Il n’a pas été possible de déterminer l’origine de cette forme bipolaire à savoir si c’est une forme représentative ou si elle est due à une déformation induite par les limitations de la bande passante du banc de test.

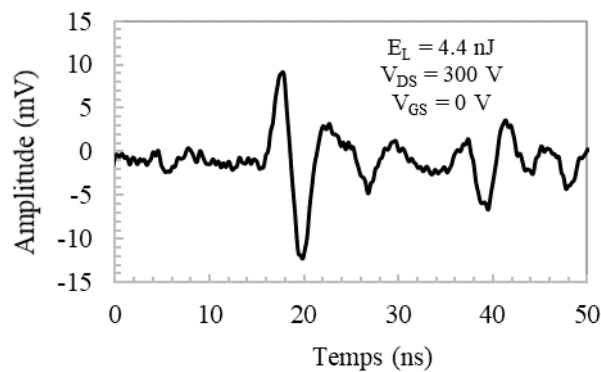


Figure 3.31 : Transitoire de courte durée

Les transitoires courts sont observés à partir de $V_{ds} = 10$ V sur les échantillons GS66508P, 50 V sur les échantillons PGA26E07BA et 50 V pour l'EPC2045.

3.5.3.2.1 Cartographie 2D

Une cartographie 2D, à travers les « doigts » des composants, de l'amplitude crête à crête des transitoires courts a été réalisée.

Une cartographie du composant GS66508P à $V_{ds} = 300$ V, à $V_{gs} = 0$ V et avec une énergie laser de 3 nJ est présentée sur la figure 3.32. Nous pouvons voir que les transitoires sont localisés au niveau des contacts de grille.

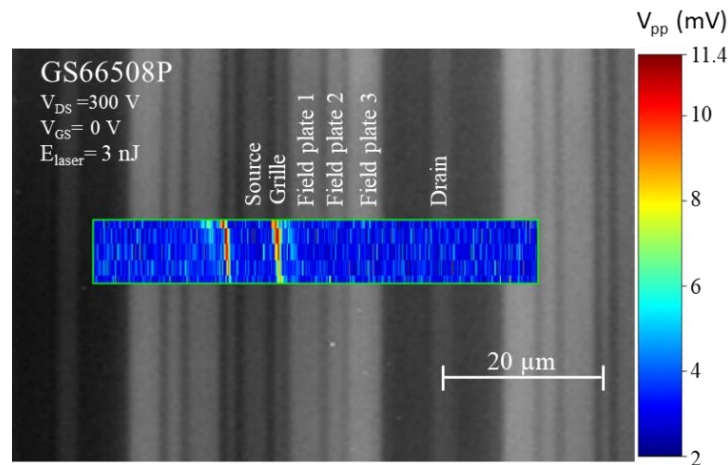


Figure 3.32 : Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour le GS66508P

Une cartographie similaire sur le PGA26E07BA, présentée sur la figure 3.33, a été réalisée à $V_{ds} = 600$ V, $V_{gs} = -0.5$ V et avec une énergie laser de 8.75 nJ. Des transitoires sont observés sur toutes les positions scannées mais on observe que l'amplitude est maximale au niveau des contacts de grille et des contacts secondaires connectés au drain hybride.

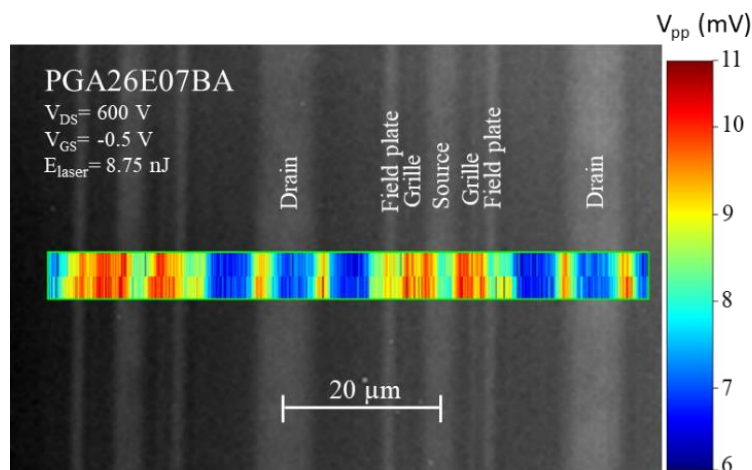


Figure 3.33: Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour le PGA26E07BA

Pour l'EPC2045, les tests ont été réalisés en aveugle puisque l'imagerie IR n'a pas permis d'observer les structures par la face arrière. La cartographie réalisée a été superposée à une image réalisée au microscope laser par le CNES et est présentée sur la figure 3.34. Les transitoires observés sont très localisés sur les zones en rouge. Il n'y a pas

de transitoire observé sur les zones bleues. La périodicité des zones rouges correspond à la périodicité des contacts de grille. Il semble donc que les transitoires soient observés uniquement lorsque le spot laser est positionné sur les contacts de grille.

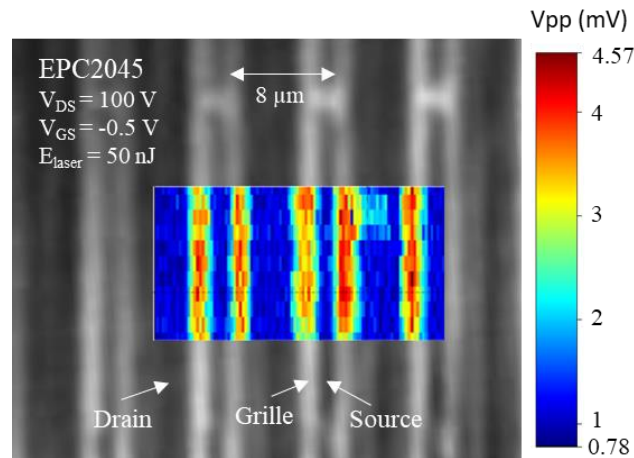


Figure 3.34: Cartographie de l'amplitude crête à crête des transitoires courts pour l'EPC2045

Pour identifier les mécanismes de génération de charge impliqués, nous avons étudié l'influence de l'énergie du laser et de la profondeur de focalisation sur l'amplitude des transitoires. Nous avons également observé l'effet de la tension de polarisation sur ces transitoires.

3.5.3.2.2 Influence de l'énergie de l'impulsion laser

L'amplitude des transitoires courts en fonction du cube de l'énergie du laser pour le GS66508P est présentée sur la figure 3.35. Le laser est positionné sur le contact de grille où le signal est maximal. On peut voir que la tendance est linéaire entre 10 nJ^3 et 75 nJ^3 . Les points en dessous de 2 mV correspondent au bruit plancher. Un phénomène de saturation intervient au niveau des hautes énergies.

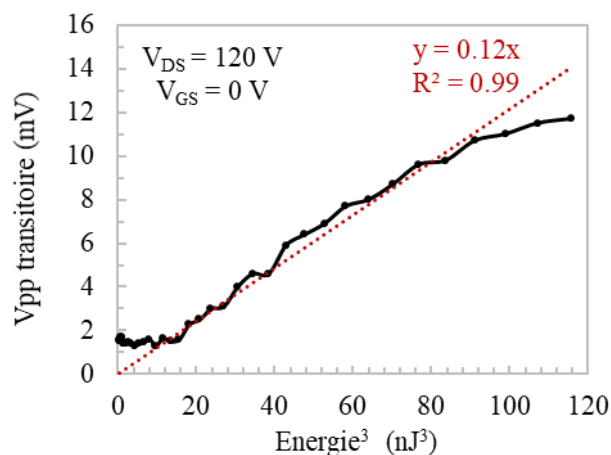


Figure 3.35 : Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction du cube de l'énergie du laser pour le GS66508P

Si l'on considère que l'amplitude crête à crête des transitoires est proportionnelle à la charge collectée, la zone linéaire de la courbe serait la tendance attendue pour le mécanisme 3PA et confirmerait la possibilité d'injecter de la charge dans la couche GaN par 3PA.

La saturation pourrait être due aux effets non-linéaires lors de la propagation du faisceau qui se produisent aux énergies plus élevées.

La relation linéaire entre la charge collectée et l'amplitude crête à crête pourrait également saturer en raison des éléments parasites du setup électrique. Malheureusement, il n'a pas été possible de mesurer la charge collectée avec suffisamment de précision en raison des limites de bande passante et de bruit de notre banc de test.

3.5.3.2.3 Influence de la profondeur de focalisation

La figure 3.36 montre la forte dépendance de l'amplitude des transitoires courts avec la profondeur de focalisation pour le GS66508P. Les mesures sont réalisées en positionnant le « spot » laser sur un contact de grille et en le déplaçant le long de l'axe optique z. Les valeurs positives de z correspondent à une plus grande distance entre le DUT et l'objectif de microscope, c'est-à-dire que le point de focalisation est déplacé de la couche active vers le substrat, tandis que les valeurs négatives correspondent à une position de focalisation déplacée vers les couches diélectrique et métallique. L'origine de l'axe z est définie comme la position de focalisation qui donne la résolution optimale de l'image des structures de transistors avec la caméra infrarouge. Notons qu'il existe une petite incertitude sur la position de cette position d'image optimale en raison de la profondeur de champ de 1 μm de l'objectif 100X de notre microscope.

L'amplitude transitoire est maximale à la position optimale d'imagerie, c'est-à-dire lors de la focalisation du spot laser dans la couche de GaN active. L'amplitude diminue rapidement lorsque le point de focalisation s'éloigne de la couche active. Les mêmes tendances ont été observées sur le PGA26E07BA. Ce résultat est compatible avec la génération de charge 3PA dans la couche active. En effet, la génération de 3PA devrait être significative uniquement près du focus du faisceau et diminuer rapidement en s'éloignant de cette région en raison de l'augmentation de la largeur du faisceau. Ce phénomène, bien connu pour le 2PA [Shao11], devrait être encore plus rapide pour le 3PA puisque le taux de génération est alors proportionnel à $w(z)^{-6}$, où $w(z)$ est le profil de largeur du faisceau le long de l'axe optique. Le résultat de la figure 3.36 vient donc conforter celui de la figure 3.35 et démontre une contribution de l'absorption multiphotonique dans les couches actives à la formation des transitoires courts.

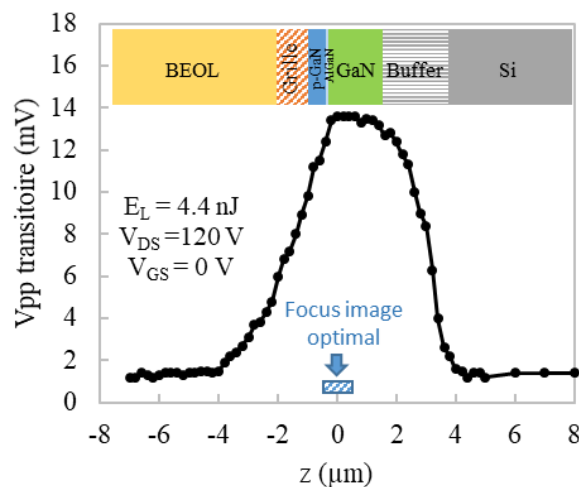


Figure 3.36 : Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de la position de focalisation sur l'axe z pour le GS66508P

La figure 3.37 présente les profils de l'amplitude des transitoires pour différentes position du beam-waist sur l'axe optique z proche du focus image optimal. On peut voir que pour une profondeur de focalisation $z_f \leq 0 \mu\text{m}$, les transitoires sont localisés sur le contact de grille uniquement. Pour des valeurs de $z_f > 0 \mu\text{m}$, des transitoires apparaissent sur les field plates 2 et 3 et leur amplitude est supérieure à celle du contact de grille.

Nous avons observé le même type de résultat avec l'EPC2045 présenté en Annexe 5.

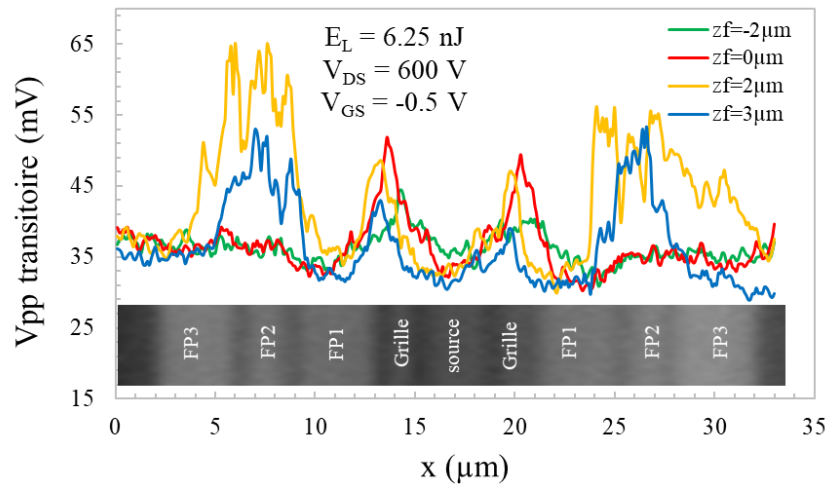


Figure 3.37 : Profils de l'amplitude des transitoires courts en fonction de la position du focus sur l'axe z pour le GS66508P

3.5.3.2.4 Influence de V_{GS} et V_{DS}

La figure 3.38 présente l'amplitude des transitoires courts, mesurée avec le faisceau positionné sur le contact de grille, en fonction de la tension de drain pour le GS66508P et l'EPC2045. Pour le GS66508P, on peut clairement observer l'augmentation linéaire de l'amplitude avec V_{DS} , qui peut être liée à l'effet de l'accroissement du champ électrique sur la séparation des paires électron-trou générées par le laser. De même, pour le PGA26E07BA, on a observé que les amplitudes transitoires courtes augmentaient avec V_{DS} . Pour l'EPC2045, l'amplitude n'augmente pas entre 50V et 100 V qui est la tension maximale de ce composant. On note une très légère augmentation pour des valeurs supérieures à 100 V.

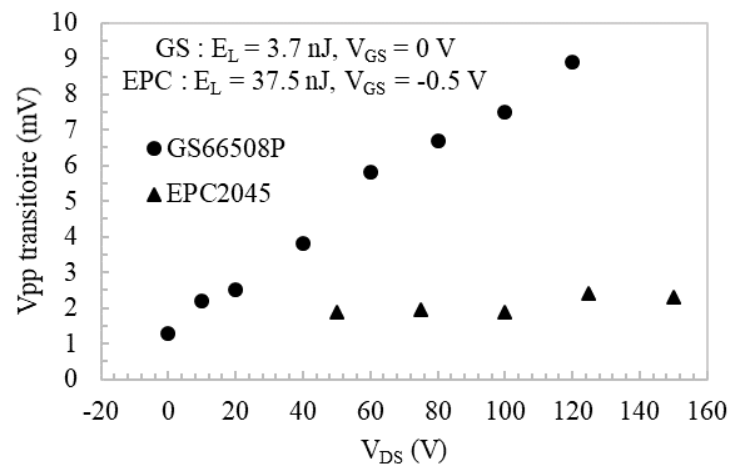


Figure 3.38: Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de V_{DS} pour le GS66508P et l'EPC2045

La figure 3.39 montre que l'amplitude transitoire dépend également de V_{gs} . L'amplitude diminue avec les valeurs négatives de V_{gs} . Ce comportement pourrait s'expliquer par le fait que la condition de sur-blocage tend à étendre le dépeuplement de la région du 2DEG sous la grille, augmentant ainsi les chemins résistifs pour la collecte de charge au niveau de la grille.

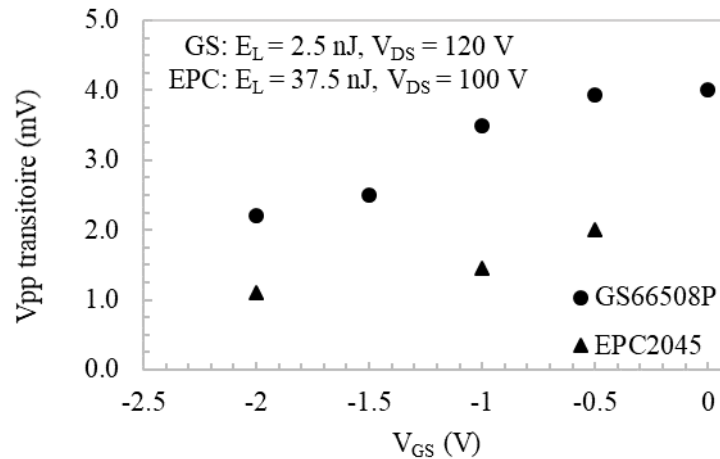


Figure 3.39: Amplitude crête à crête des transitoires courts en fonction de V_{gs} pour le GS66508P et l'EPC2045

3.5.3.3 Transitoires longs

Les transitoires de longue durée ont une forme unipolaire plus classique d'une collection par dérive-diffusion comme on peut le voir sur la figure 3.40.

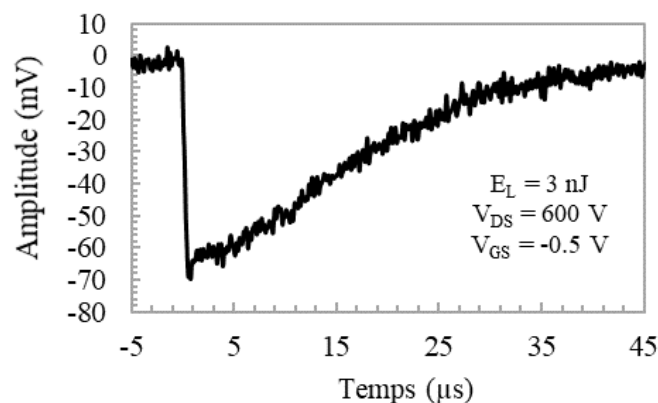


Figure 3.40 : Transitoire de longue durée

Les transitoires longs sont observés sur les échantillons GS66508P et PGA26E07BA à partir de 300 V et 450 V respectivement. Ces transitoires longs n'ont pas été observés sur l'EPC2045.

3.5.3.3.1 Cartographie 2D

Une cartographie de l'amplitude crête-crête et de la charge collectée sur l'échantillon GS66508P à $V_{ds} = 600$ V, à $V_{gs} = -0.5$ V et avec une énergie laser de 3 nJ est présentée sur la figure 3.41. La charge collectée est calculée à partir de l'aire du transitoire. Un contraste significatif entre les différentes zones est observé. Le signal absolu maximum, de couleur bleue car le transitoire est négatif, est clairement observé sur les contacts de grille et les field plates 2 et 3. Ceci peut probablement s'expliquer par la présence d'un champ électrique élevé dans cette région

particulièrement efficace pour la séparation des paires électron-trou, comme cela a été observé dans des travaux antérieurs utilisant des rayons X focalisés [Khac19]. Il est intéressant de noter que la charge collectée est plus faible dans la région du field plate 1, ce qui démontre l'efficacité de ce field plate à réduire localement le champ électrique. La différence de charge collectée entre les régions de field plate 1 et 2 suggère également clairement que ces field plates ont des connexions électriques différentes: le field plate 2 semble être connecté à la grille, tandis que le field plate 1 est très probablement flottant. C'est une caractéristique intéressante de la technique laser de pouvoir fournir de telles informations puisque l'analyse de construction du composant n'a pas été concluante concernant les connexions de ces field plates.

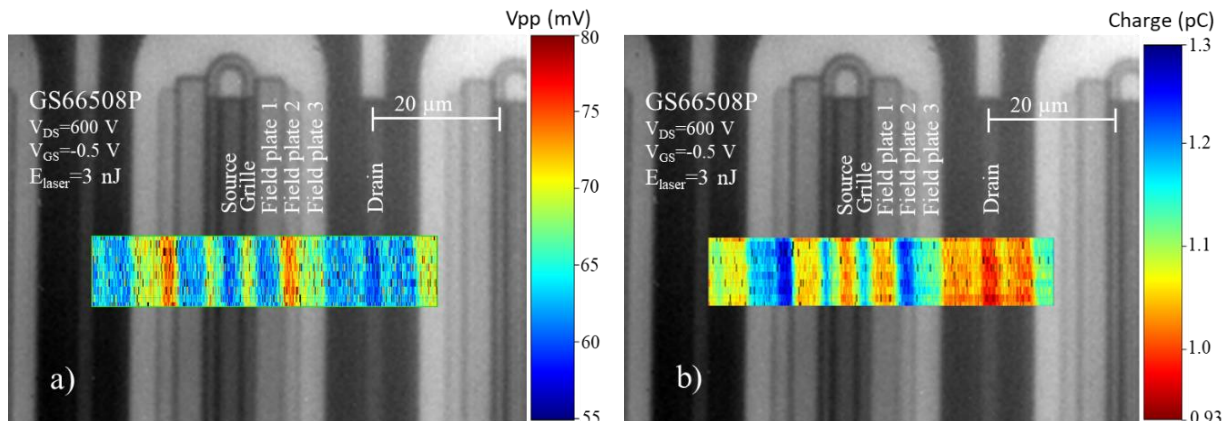


Figure 3.41 : Cartographie de l'amplitude crête-crête (a) et de la charge collectée (b) des transitoires long pour le GS66508P

Etonnamment, une cartographie 2D similaire des transitoires longs sur le PGA26E07BA le contraste est extrêmement faible en fonction de la position comme on peut le voir sur la figure 3.42. La charge collectée varie de manière aléatoire avec la position d'impact du laser autour de valeurs d'un ordre de grandeur inférieures à celles du GS66508P. Cette réponse spatialement aléatoire est inhabituelle dans l'approche de cartographie laser et interroge sur les mécanismes de collection en jeu pour les transitoires longs observés sur ce composant.

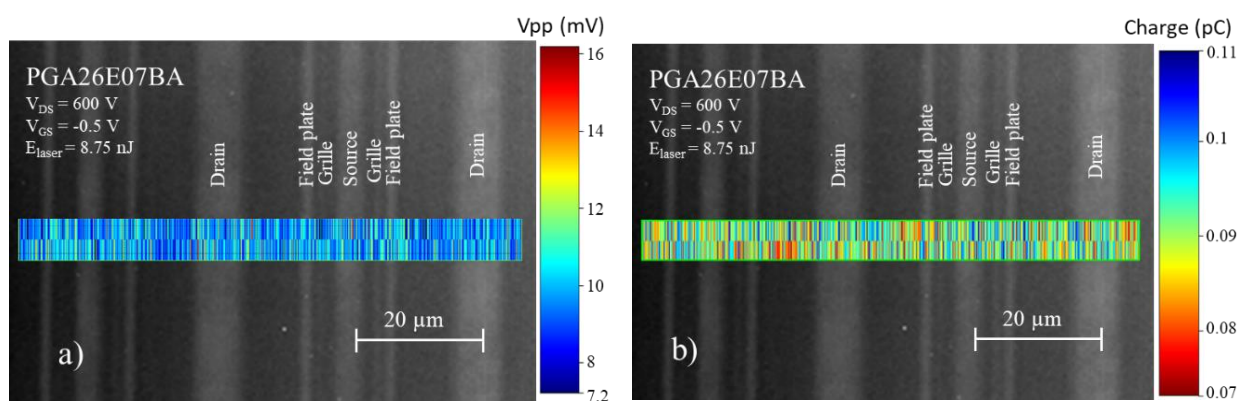


Figure 3.42: Cartographie de l'amplitude crête-crête (a) et de la charge collectée (b) des transitoires long pour le PGA26E07BA

De manière similaire à ce qui a été présenté pour les transitoires courts, nous avons essayé de déterminer les mécanismes d'absorption en jeu en observant l'influence de l'énergie du laser et de la position du focus sur l'axe optique.

3.5.3.3.2 Influence de l'énergie de l'impulsion laser

La figure 3.43 présente la charge collectée associée aux transitoires longs en fonction de l'énergie laser. Les courbes en pointillés représentent la tendance linéaire. Pour le GS66508P, la charge collectée augmente linéairement de 3 à 6,9 nJ. Une tendance similaire a été observée sur le PGA26E07BA, qui présente une charge collectée plus faible. Cette tendance linéaire semble indiquer que le mécanisme dominant de génération de charge pour les transitoires longs est lié au SPA plutôt qu'au 3PA. Cela signifie que les transitoires courts et longs résultent de processus de génération et de collecte de charges très différents, comme on pouvait s'y attendre à partir de leurs échelles de temps très différentes. Le petit décalage avec la courbe de tendance linéaire de la figure 3.43 n'est pas significatif et pourrait être lié au bruit de mesure.

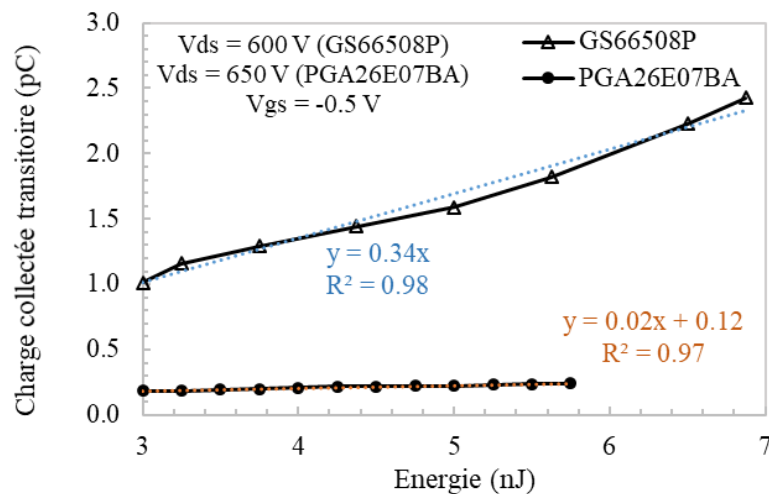


Figure 3.43 : Charge collectée des transitoires long en fonction de l'énergie du laser

La figure 3.44 présente les profils de l'amplitude des transitoires en fonction de l'énergie du laser. En plus de la dépendance de la charge collectée à l'énergie, on peut voir que le contraste augmente également avec l'énergie du laser. Ce contraste indique que la collection de charge est clairement dépendante de la distribution du champ électrique dans la structure.

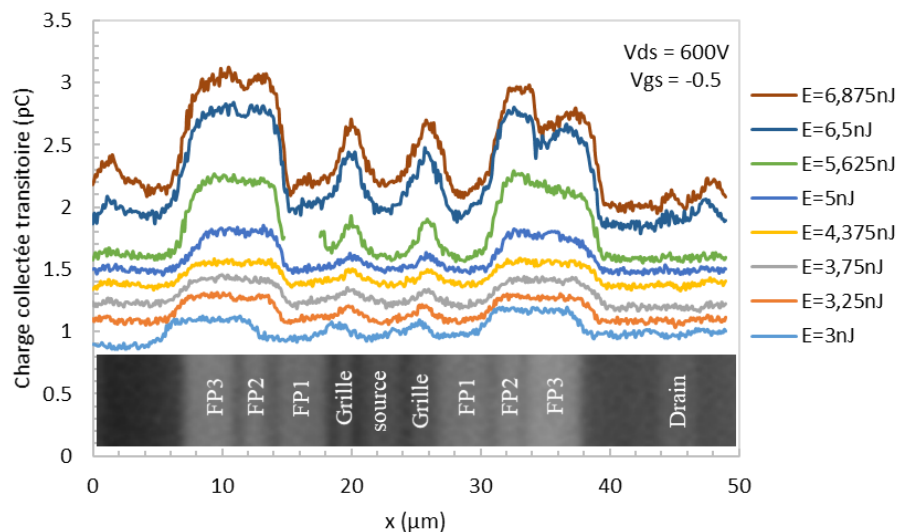


Figure 3.44 : Profils de charge collectée des transitoires long en fonction de l'énergie du laser pour le GS66508P

3.5.3.3.3 Influence de la profondeur du focus

La figure 3.45 présente la variation de la charge collectée associée aux transitoires longs avec la profondeur de focalisation. Notons la différence d'échelle de l'axe horizontal par rapport à la figure 3.36. La charge collectée des transitoires longs varie beaucoup plus lentement avec z que les amplitudes des transitoires courts. Le maximum est obtenu lors de la focalisation dans le substrat, à proximité des couches de transition. La lente variation avec z et la position maximale confirment que les transitoires longs proviennent principalement de la génération de charge par SPA dans le substrat Si, plutôt que par 3PA dans la couche active. La collection de charge étant observée au contact de grille, cela semble indiquer l'existence d'un mécanisme de transfert de charges du substrat vers la couche active, à travers les couches de transition.

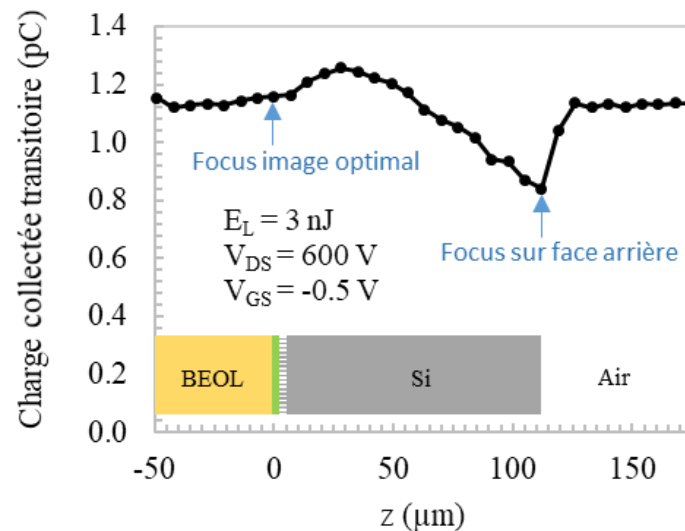


Figure 3.45 : Charge collectée des transitoires long en fonction de la position du focus sur l'axe z pour le GS66508P

Pour la longueur d'onde utilisée dans cette étude, le SPA conduit à une profondeur de pénétration dans le Silicium proche de 1 mm, donc la génération de charge se produit tout le long de l'axe optique (c'est-à-dire également au-delà du point focal) et son profil le long du chemin optique est régi par la variation de la largeur du faisceau le long de la trajectoire plutôt que par l'atténuation. À partir de la position maximale sur la figure 3.45, la charge collectée diminue lentement lors du déplacement de la position de focus vers la face arrière. Cela pourrait s'expliquer par le fait que la charge générée à proximité des couches de transition, où se produit le transfert de charge, est répartie sur une zone plus large lorsque le faisceau est focalisé loin de cette interface.

Un minimum est observé lors de la focalisation sur la surface arrière, ce qui pourrait être lié à des changements de la réflexion de la face arrière en fonction de la position de focalisation.

Compte tenu des différents mécanismes en jeu pour les transitoires courts et longs, la différence de contraste pour les transitoires longs entre le GS66508P et le PGA26E07BA observée sur les figures 3.41 et 3.42 pourrait alors être expliquée par un transfert de charge moins efficace ou plus délocalisé du substrat vers le canal du PGA26E07BA en raison de sa couche tampon de super-réseau plus épaisse.

Le mécanisme de transfert de charge du substrat vers la couche de GaN n'est toujours pas clair, car il pourrait impliquer un effet tunnel et / ou un effet miroir de la charge à travers la couche tampon semi-isolante AlN. La

corrélation des transitoires de grille avec les transitoires observés sur l'électrode de drain aiderait probablement à l'analyse. Cependant, une compréhension complète de ce mécanisme nécessite une modélisation TCAD complète des empilements de couches. Il s'agit certainement d'un mécanisme intéressant à étudier car il pourrait avoir de sérieuses implications sur la sensibilité SEE de ces technologies et sur l'estimation du volume sensible pour les calculs de taux SEE.

Une autre manière de contribuer à l'explication de ces résultats serait d'isoler les effets du 3PA dans la couche active de l'effet du SPA dans le substrat en utilisant différents paramètres optiques pour la source laser. On peut essayer d'utiliser une longueur d'onde plus longue (au-dessus de 1100 nm) pour supprimer le SPA dans le substrat, mais comme des impulsions femtosecondes sont nécessaires pour induire du 3PA dans le GaN, ces impulsions pourraient également générer des paires par 2PA dans le substrat, ce qui n'aiderait pas à séparer les contributions. On peut également essayer d'utiliser des durées d'impulsion plus longues, pour éliminer l'effet 3PA, par exemple en utilisant des impulsions picosecondes comme couramment utilisées pour les tests des composants Si. Cependant, dans ce cas, aucune charge ne serait directement générée dans la couche active. Cette solution sera exploitée lors d'une deuxième campagne de test présentée plus loin.

3.5.3.3.4 Influence de V_{GS} et V_{DS}

La figure 3.46 montre la charge collectée associée aux transitoires longs mesurée au niveau du contact de grille pour le PGA26E07BA. On peut voir que la charge collectée commence à augmenter avec V_{DS} au-dessus de 500 V. Les points pour V_{DS} en dessous de 500 V correspondent au plancher de bruit car aucun transitoire long n'a été observé à ces tensions à une énergie d'impulsion laser de 4,4 nJ. Ce seuil de tension pour l'observation de transitoires longs reflète probablement l'existence d'un seuil dans le champ électrique piloté par le drain pour l'activation du mécanisme de transfert de charge impliqué dans les transitoires longs.

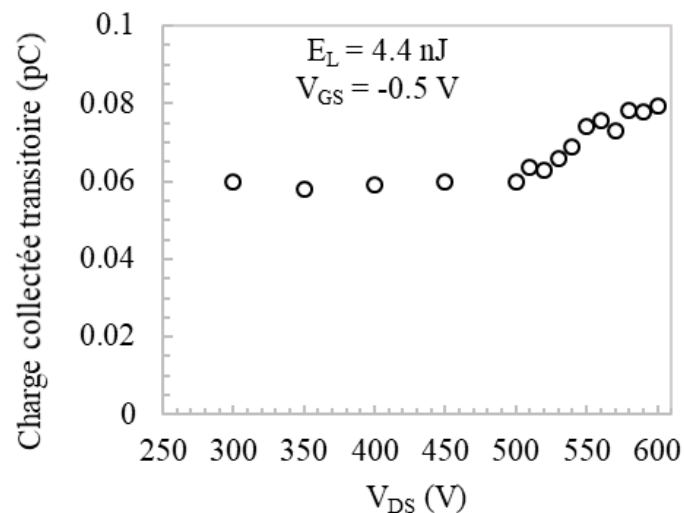


Figure 3.46 : Charge collectée des transitoires long en fonction de V_{DS} pour le PGA26E07BA

Le contraste entre les zones les plus sensibles et les moins sensibles est également plus net lorsque la tension de V_{DS} augmente comme on peut le voir sur la figure 3.47 qui présente le profil de la charge collectée à différentes tensions pour le GS66508P. Là encore, ce résultat signe l'influence du champ électrique sur l'efficacité de collection des porteurs.

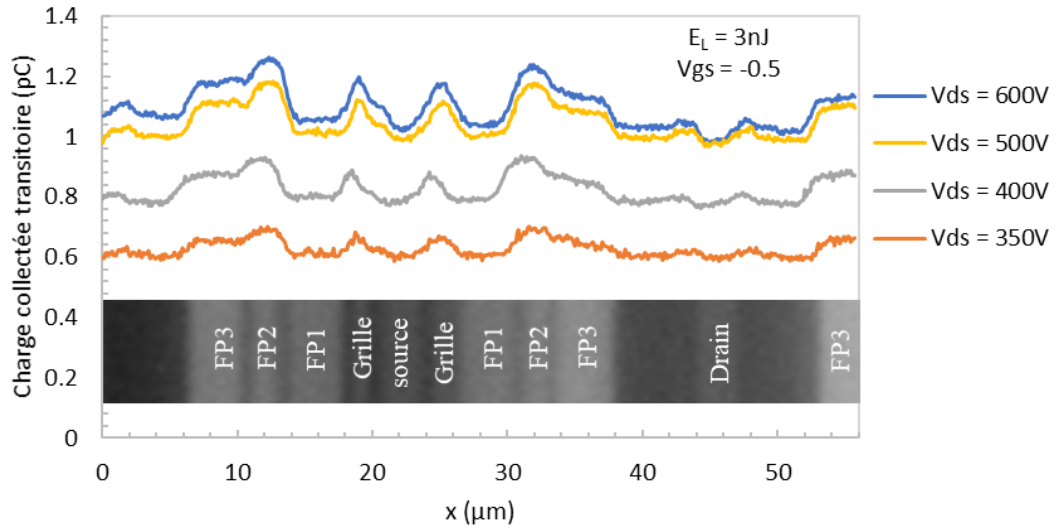


Figure 3.47 : Profils de charge collectée des transitoires long en fonction de V_{ds} pour le GS66508P

L'influence de V_{gs} pour le PGA26E07BA est présentée sur la figure 3.48. Comme cela a été observé pour les amplitudes des transitoires courts, la condition de sur-blocage réduit la charge collectée à la grille, avec un plateau de -2 à 0,5 V et un maximum pour $V_{gs} = 0$ V.

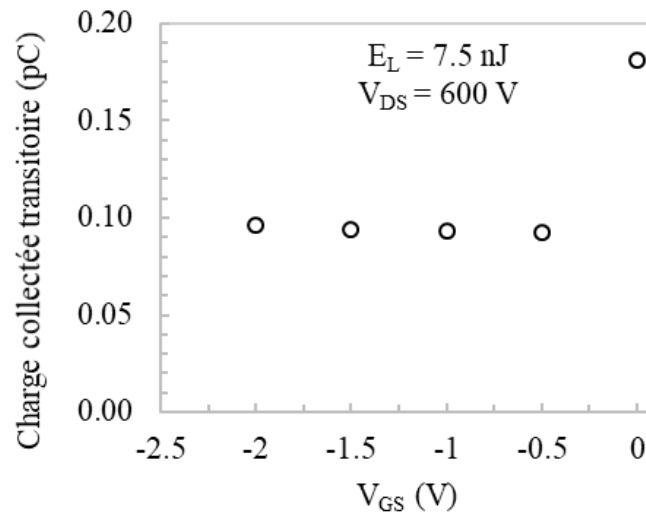


Figure 3.48 : Charge collectée des transitoires long en fonction de V_{gs} pour le PGA26E07BA

A l'inverse pour le GS66508P, on peut voir sur la figure 3.49 que la charge collectée est plus importante à -0.5 V qu'à 0 V. Le contraste entre les différentes zones n'est pas affecté.

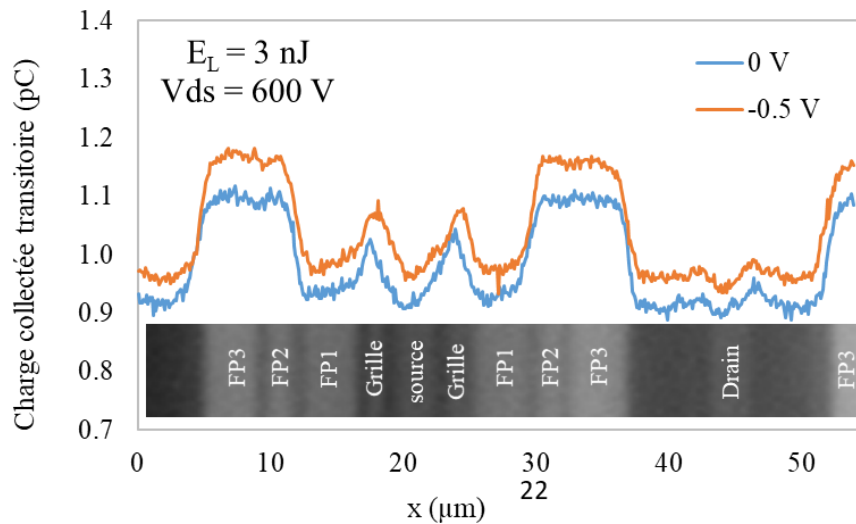


Figure 3.49 : Profils de charge collectée des transitoires long pour deux tensions V_{gs} pour le GS66508P

3.5.3.4 Evènements destructifs

Les courants de fuite statiques de drain et de grille ont été surveillés pendant les expériences pour observer toute dégradation progressive ou soudaine du composant. Seuls des événements destructifs soudains ont été observés sur les différentes références lors de l'augmentation de l'énergie de l'impulsion laser. La figure 3.50a présente une cartographie interrompue avec un défaut destructif typique sur l'image d'arrière-plan, généré lors du tir laser sur la région du field plate qui a fourni un signal maximum sur la figure 3.41. Cette destruction visible était systématiquement associée à une augmentation des courants de fuite statiques de grille et de drain d'au moins deux ordres de grandeur.

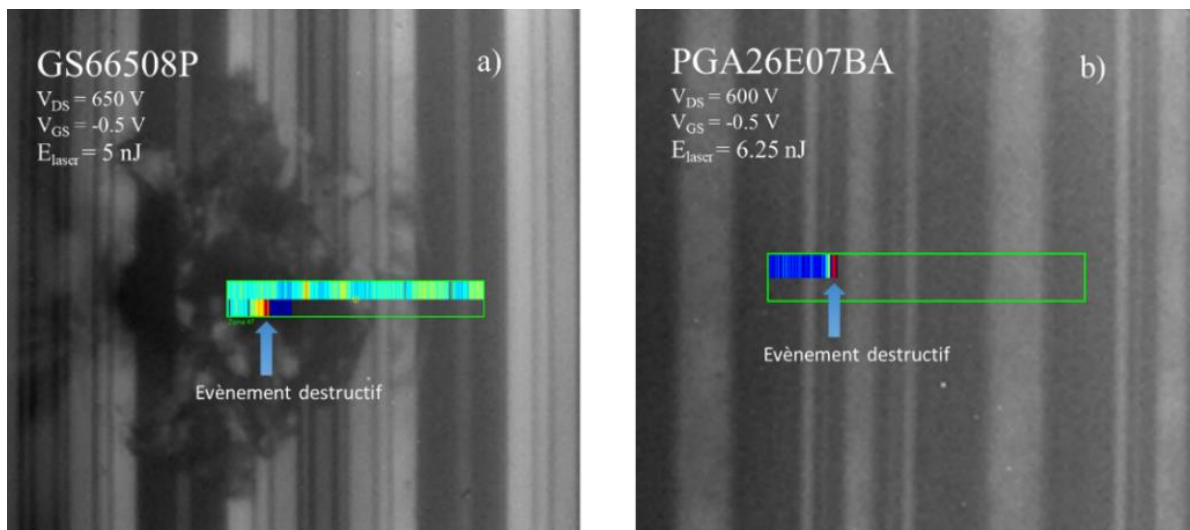


Figure 3.50 : a) Evènement destructif visible induit par le tir laser sur le field plate 2 pour le GS66508P et b) évènement destructif non visible induit par le tir laser sur le contact de grille pour le PGA26E07BA

Sur d'autres échantillons, des événements destructifs ont été observés comme une augmentation brutale du courant de grille statique d'au moins un ordre de grandeur, sans aucune dégradation visible du composant sur l'image infrarouge. La figure 3.50b montre une cartographie interrompue lors de l'évènement destructif non visible. Le

Tableau 3.6 récapitule les événements destructifs observés sur les échantillons testés. Deux GS66508P, trois PGA26E07BA et deux EPC2045 ont subi des événements destructifs non visibles, deux GS66508P ont subi des événements destructifs visibles.

Tableau 3.6 : Tensions de polarisation et énergies laser des événements destructifs et courants de fuite dégradés

N°	#1	#2	#3	#4	#5	#6
GS66508P	V _{ds} = 600V V _{gs} = -0,5V E _L = 12,5 nJ I _{gs} dégradé	V _{ds} =600V V _{gs} =-0,5V E _L =15nJ I _{gs} & I _{ds} dégradé Défaut visible	V _{ds} = 120V V _{gs} = 0V E _L = 5nJ I _{gs} & I _{ds} dégradés	Echantillon témoin	V _{ds} = 650V V _{gs} = -0,5V E _L = 5nJ I _{gs} & I _{ds} dégradés Défaut visible	Non testé
PGA26E07BA	V _{ds} = 150 V V _{gs} = -2 V E _L = 5 nJ I _{gs} dégradé	V _{ds} = 600V V _{gs} = -0,5V E _L = 6,25nJ I _{gs} dégradé	Echantillon témoin	V _{ds} = 50V V _{gs} = -0,5V E _L = 5nJ I _{gs} & I _{ds} dégradés	Pas d'évènement destructif	Non testé
EPC2045	V _{ds} = 200V V _{gs} = -0,5V E _L = 50nJ I _{ds} dégradé	Non testé	Non testé	V _{ds} = 100V V _{gs} = -0,5V E _L = 50nJ I _{ds} dégradé	Pas d'évènement destructif	Echantillon témoin

Les signatures électriques de ces événements destructeurs sont similaires à ce qui a été observé sous les ions lourds dans les travaux précédents [Zera18]. Il est à noter qu'avec les conditions de test laser utilisées dans ce travail, aucune charge n'a été directement générée dans les couches diélectriques. Notez qu'une analyse détaillée des causes des événements destructifs tels que celui de la figure 3.50 et sa comparaison avec l'analyse de défaillance présentée dans [Zera18] est rendue difficile par les grandes zones endommagées. Pourtant, ces résultats démontrent la possibilité de déclencher des événements destructifs similaires à ceux induits par les ions lourds avec injection de charge laser. Cela ouvre la voie à l'utilisation de la technique laser pour évaluer et comparer la SOA de différentes technologies HEMT GaN-on-Si, comme cela a été fait pour les composants de puissance Si. Davantage de résultats sur différents composants seront nécessaires pour évaluer le niveau de confiance d'une telle méthode.

Des analyses de défaillance des échantillons détruits ont été réalisées par le CNES, et d'autres sont en cours. Des premiers résultats sont présentés en Annexe 6. A titre d'exemple, la figure 3.51 présente une image par émission de lumière (technique EMMI) des défauts induits dans l'échantillon #2 de la référence PGA26E07BA. Des défauts apparaissent au niveau des contacts de grille mais également sur la structure pour l'injection de trous au niveau du drain hybride.

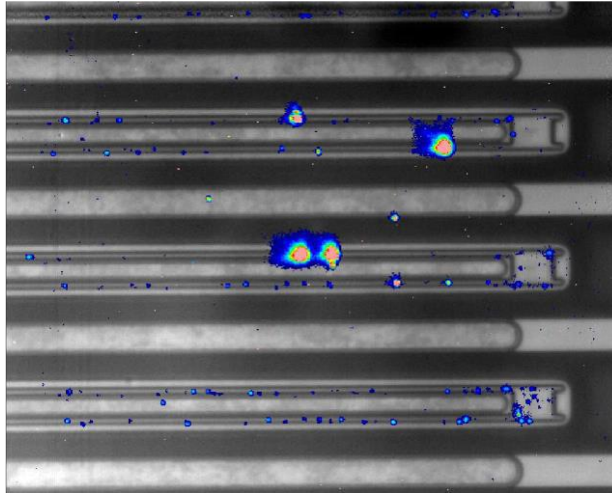


Figure 3.51 : Localisation de défauts

3.5.3.5 Conclusion

La campagne expérimentale sur le banc laser 3PA mis temporairement en place durant cette thèse a permis de démontrer la possibilité d'injecter de la charge par la face arrière dans des composants HEMTs GaN commerciaux. Les transitoires courts observés semblent être compatibles avec la génération 3PA dans la couche active. D'autres effets tels que le pompage optique des pièges pourraient également contribuer à la collection de charge. Nous avons vu également que la génération dans le substrat domine les transitoires long à V_{ds} élevé. Le mécanisme de collection des charges créées dans le substrat n'est pas encore identifié. Une deuxième campagne de test a été menée avec des paramètres laser différents, notamment afin d'explorer ce mécanisme.

3.5.4 Résultats expérimentaux sur le banc SPA

La deuxième campagne a pour objectif d'étudier plus en détail l'impact de la génération de charge dans le substrat Si sur la réponse des composants. Les paramètres laser utilisés sont ceux couramment utilisés pour les tests laser SPA des composants Si (paramètres Si-SPA), c'est-à-dire une longueur d'onde de 1064 nm en régime picoseconde. Par rapport à la durée d'impulsion femtoseconde utilisée dans la campagne 3PA, l'utilisation d'une durée d'impulsion plus longue permet d'injecter de la charge par SPA dans le substrat Si tout en éliminant la possibilité d'induire du 3PA significatif dans le GaN comme le montre la figure 3.52. Un objectif corollaire de cette étude est d'évaluer si l'utilisation des paramètres Si-SPA pour les tests laser des composants GaN/Si pourrait fournir des informations utiles concernant leur sensibilité aux SEE. En effet, même si une telle approche devait être prise avec beaucoup de prudence et que les informations obtenues seraient nécessairement limitées, elle pourrait aider à la présélection des technologies candidates.

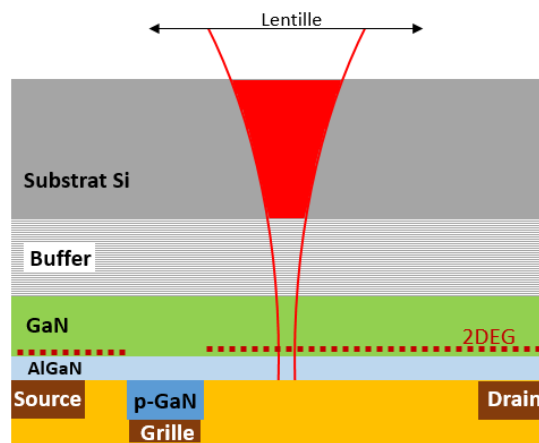


Figure 3.52 : Faisceau laser passant par la face arrière du composant sous test et générant de la charge dans la couche de substrat

3.5.4.1 Synthèse

Dans cette campagne de test sur le banc SPA, nous avons également testé les trois références d'intérêt. Sur le PGA26E07BA, nous avons observé des transitoires de faible amplitude dont le ratio signal/bruit est faible. Sur l'EPC2045, nous n'avons pas pu observer de transitoires. Seul le GS66508P a présenté des transitoires exploitables. Les résultats présentés par la suite sont donc associés uniquement au GS66508P. Nous n'avons pas observé de transitoires de courte durée comme dans le cas du banc 3PA, seuls des transitoires long ont été observés. Cette fois, en plus des transitoires observés sur le signal de grille, nous avons pu exploiter les transitoires sur le signal de drain grâce à une sonde haute tension pour la mesure de V_{ds} .

La figure 3.53 montre des transitoires capturés sur les signaux V_{ds} et V_{gs} , c'est-à-dire des transitoires de drain et de grille respectivement, moyennés sur 16 acquisitions consécutives pour une énergie laser $E_L = 760$ pJ, $V_{ds} = 500$ V et $V_{gs} = -0,5$ V. Le faisceau est focalisé dans les couches actives et positionné sur le field plate 3. Les transitoires de drain restent impactés par le bruit de l'alimentation HT. Les transitoires de grille et de drain ont des durées similaires de plusieurs dizaines de μs . L'ordre de grandeur des amplitudes est de l'ordre de quelques dizaines de mV, l'amplitude des transitoires de drain étant 4 fois supérieure à l'amplitude des transitoires de grille.

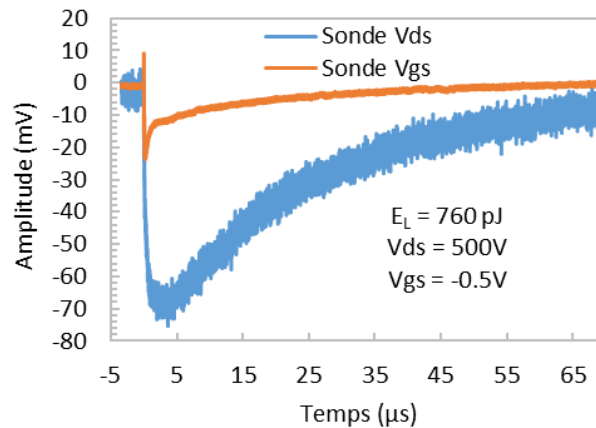


Figure 3.53 : Transitoires de grille et de drain

3.5.4.2 Cartographie 2D

La figure 3.54 présente une cartographie 2D de l'amplitude crête à crête et de la charge collectée des transitoires de grille et de drain à $E_L = 560$ pJ, $V_{ds} = 500$ V et $V_{gs} = 0,5$ V. Nous pouvons voir qu'il existe un fort contraste entre les régions des field plates 2 et 3, et les autres régions. Le signal minimum est observé lors de la focalisation sur la zone entre le field plate 3 et le contact de drain. Cependant, même dans ces régions de signal minimal, un transitoire d'amplitude non négligeable est généré, comme on peut le voir à partir de la limite basse des échelles de couleurs de la figure 3.54. Sur la cartographie des transitoires de drain, le contraste est dégradé par la présence d'un niveau de bruit plus important par rapport à la cartographie des transitoires de grille. La cartographie des transitoires de grille est très proche de celle des transitoires longs en régime femtoseconde (figure 3.41) sur un autre échantillon de la référence GS66508P.

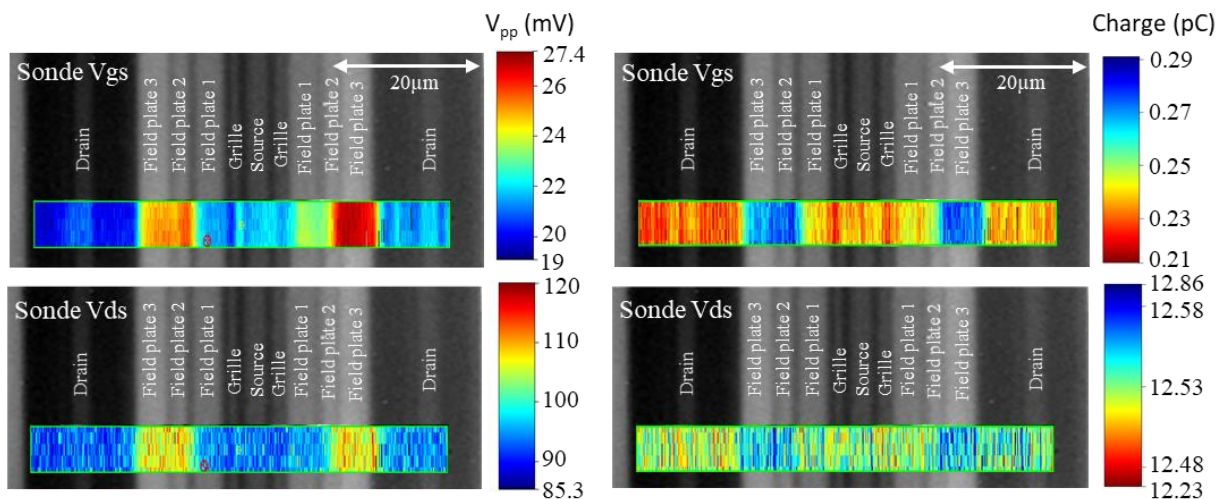


Figure 3.54 : Cartographie de l'amplitude crête-crête (à gauche) et de la charge collectée (à droite) des transitoires de grille (en haut) et des transitoires de drain (en bas) à $E_L = 560$ pJ, $V_{ds} = 500$ V and $V_{gs} = -0.5$ V

3.5.4.3 Influence de l'énergie de l'impulsion laser

La figure 3.55 présente l'amplitude et la charge collectée des transitoires de drain et de grille en fonction de l'énergie laser à $V_{ds} = 500$ V et $V_{gs} = -0,5$ V. Dans la plage d'énergie explorée, nous observons une dépendance linéaire claire avec l'énergie laser des amplitudes et charges collectées des transitoires de grille et de drain. La

courbe de la charge collectée du transitoire de drain présente plus de dispersion autour de la courbe de tendance mais on voit clairement la linéarité en fonction de l'énergie du laser. Cette tendance linéaire est la même que celle observée pour les transitoires longs lors de la première campagne (figure 3.43). Cela implique que la génération de charge est dominée par des mécanismes d'absorption linéaire.

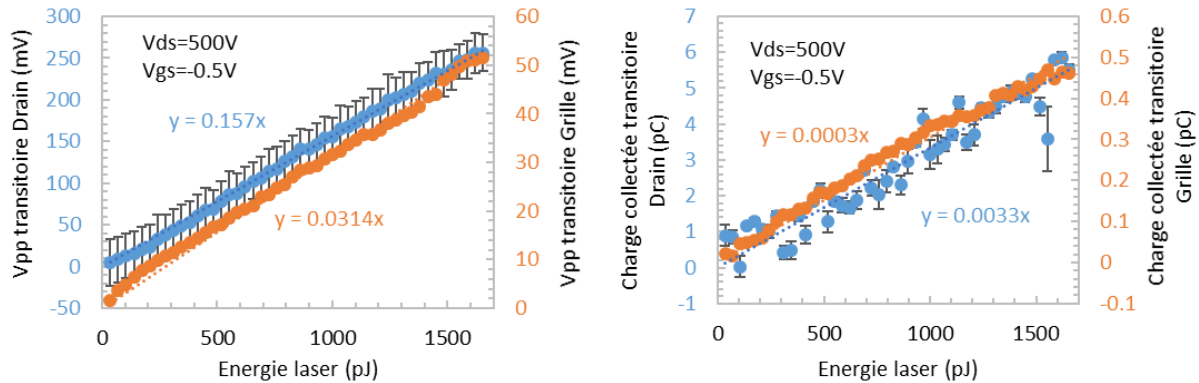


Figure 3.55 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) transitoire en fonction de l'énergie laser mesurée sur le field plate 3

3.5.4.4 Influence de la profondeur de focalisation

Afin d'étudier l'effet de la densité de charge générée par le faisceau près de l'interface substrat-buffer, des scans ont été répétés tout en focalisant le faisceau à différentes profondeurs z_f dans le substrat, comme présenté sur la figure 3.56. Notons que sur cette figure, les deux axes sont approximativement à la même échelle. Avec l'augmentation de z_f , la taille du spot à l'interface substrat-buffer augmente, ce qui signifie que l'intensité optique et, par conséquent, l'amplitude du taux de génération de charge dans cette région diminuent avec l'énergie qui est répartie sur une plus large zone.

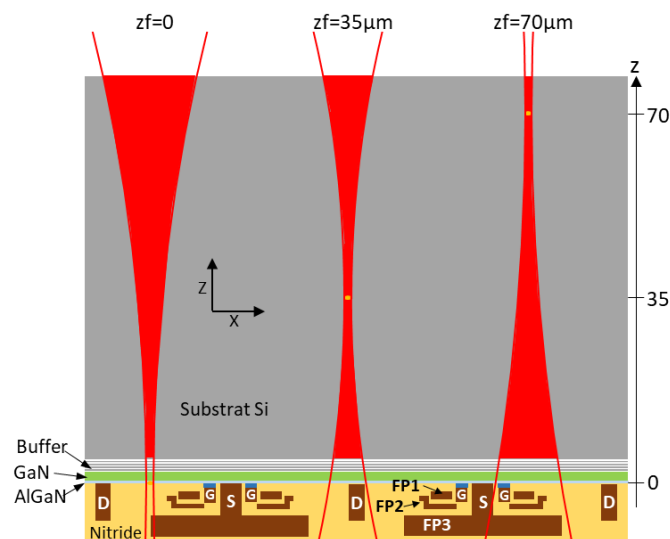


Figure 3.56 : Schéma montrant différentes profondeurs de focalisation le long de l'axe optique z

L'amplitude des transitoires a été mesurée en fonction de la profondeur de focalisation avec le faisceau positionné sur le field plate 3. On peut voir sur la figure 3.57 que les signaux de drain et de grille diminuent lorsque le point de focalisation s'éloigne de la couche active or on sait qu'avec le mécanisme SPA, la charge générée est plus dense

au voisinage du point de focalisation. Cela pourrait indiquer que l'amplitude des transitoires est sensible à la densité de charge à l'interface Si/buffer. Cela pourrait également s'expliquer par le fait que la charge générée soit répartie sur des régions où la collecte de charge est moins efficace.

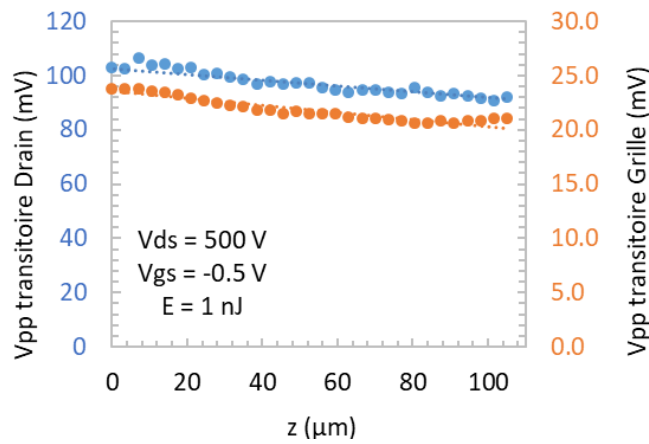


Figure 3.57 : Amplitude crête-crête des transitoires en fonction de la position du focus sur l'axe z

Les profils de l'amplitude des transitoires à différentes positions de focalisation sont présentés sur la figure 3.58. Les profils obtenus à $z_f = 0 \mu\text{m}$, défini comme la position de focalisation qui donne l'image optimale avec la caméra infrarouge, donnent une meilleure résolution. Ces profils sont comparables aux cartographies présentées sur la figure 3.54. Lorsque z_f augmente, le contraste entre les différentes régions diminue et la résolution est dégradée pour les transitoires de grille et de drain. On note qu'à $z_f = 35 \mu\text{m}$, le maximum du profil du transitoire de drain ne semble quasiment pas impacté, par rapport au profil à $z_f = 0 \mu\text{m}$, alors que la résolution est déjà dégradée.

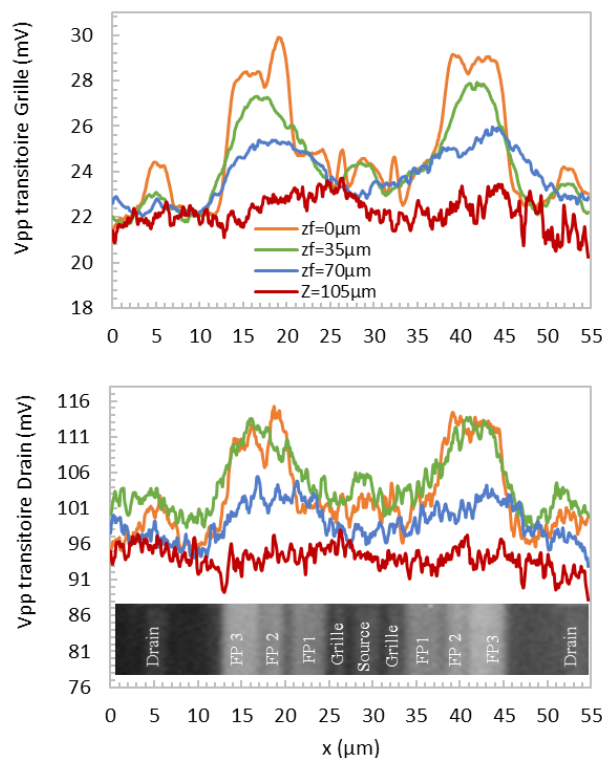


Figure 3.58 : Profils de l'amplitude des transitoires de grille (en haut) et de drain (en bas) à différentes profondeurs de focus le long de l'axe z à $E = 560 \text{ pJ}$, $V_{ds} = 500 \text{ V}$ et $V_{gs} = -0,5 \text{ V}$

Afin de quantifier la résolution sur les profils de la figure 3.58, nous définissons Δx comme la résolution du front au bord de la région du field plate 3 où le signal est maximal. La résolution Δx est mesurée comme la distance de transition entre 10 et 90 % de l'amplitude. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.59, la résolution se dégrade linéairement lorsque le point de focalisation du faisceau est éloigné de la couche active d'un côté ou de l'autre et ce pour les transitoires de grille et de drain. Ce résultat ne plaide pas en faveur d'une différence de mécanismes de collection de charge pour les signaux de grille et de drain.

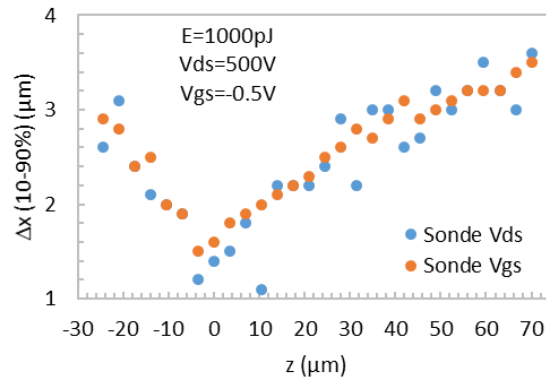


Figure 3.59 : Résolution en fonction de la profondeur de focus le long de l'axe z

3.5.4.5 Influence de V_{GS} et V_{DS}

La figure 3.60 montre l'amplitude et la charge collectée des transitoires en fonction de la tension de polarisation V_{GS} à $E_L = 1000$ pJ et $V_{GS} = -0,5$ V. Nous pouvons voir que, pour les signaux de grille et de drain, il existe un seuil autour de $V_{DS} = 300$ V, en dessous duquel aucun transitoire n'est observé. Au-dessus de ce seuil de tension de drain, des transitoires de grille et de drain apparaissent et l'amplitude augmente avec V_{DS} . La dépendance de l'amplitude des transitoires de grille est clairement linéaire de 350 V à 600 V, tandis qu'une transition entre deux régimes peut être observée pour les transitoires de drain. Pour les amplitudes des transitoires de grille et de drain, aucune saturation n'est observée jusqu'à 600V. La charge collectée sur le signal de grille n'est pas linéaire, on note plutôt une saturation de la charge collectée avec la présence de légères oscillations. La courbe de la charge collectée sur le signal de drain est impactée par l'erreur de mesure, mais la tendance est globalement croissante. Les tendances croissantes observées peut s'expliquer par une collecte plus rapide ou plus efficace des porteurs générés lorsque le champ électrique dans la structure augmente.

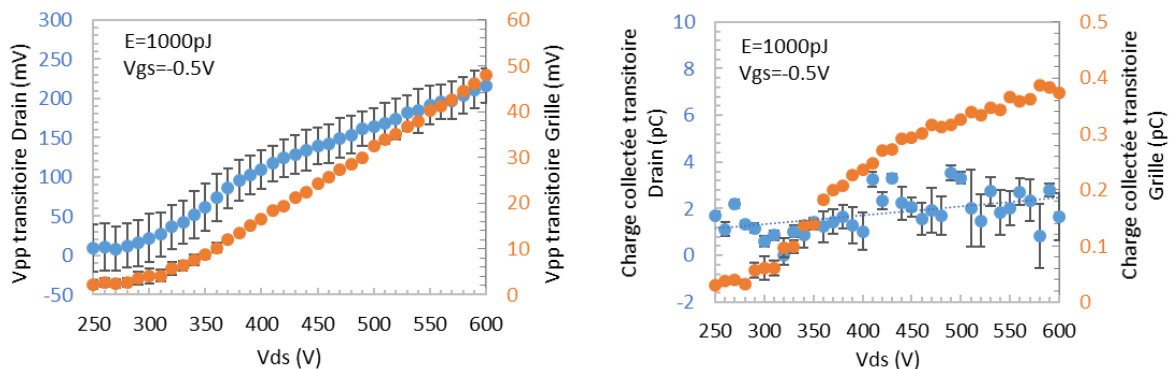


Figure 3.60 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) des transitoires en fonction de la tension de polarisation V_{DS} mesurée sur le field plate 3

La figure 3.61 présente l'amplitude et la charge collectée des transitoires en fonction de la tension polarisation de V_{gs} à $E_L = 1000$ pJ et $V_{ds} = 500$ V. Une très faible augmentation de l'amplitude du signal de grille est observée lorsque le sur-blocage est augmenté (c'est-à-dire lorsque V_{gs} devient plus négatif). Cela signifie que l'augmentation du champ électrique induite dans la région de contact de grille par une petite diminution de V_{gs} n'a qu'un impact marginal sur la collecte des charges au niveau de la grille. Aucun effet sur l'amplitude du signal de drain n'est observé. L'effet sur la charge collectée des signaux de drain et de grille n'est également pas significatif, mais on note une très légère tendance croissante avec le sur-blocage qui augmente.

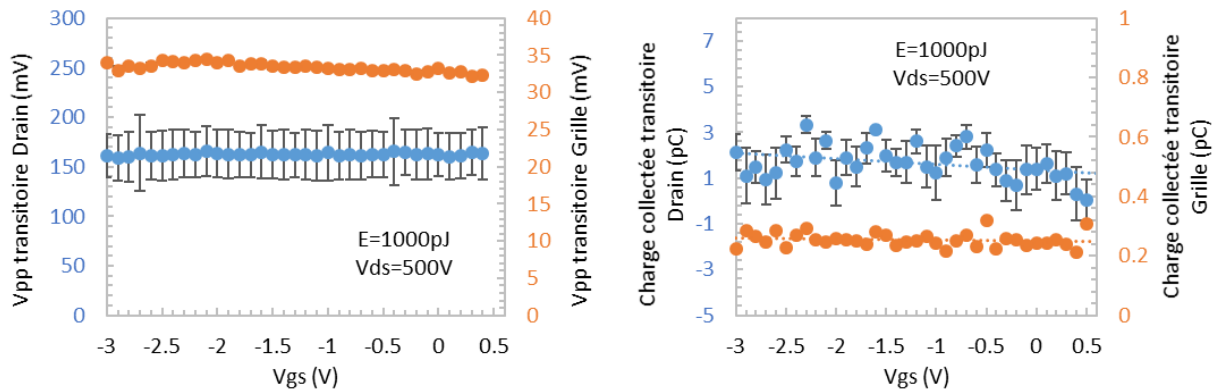


Figure 3.61 : Amplitude crête-crête (à gauche) et charge collectée (à droite) des transitoires en fonction de la tension de polarisation V_{gs} mesurée sur le contact de grille

3.5.4.6 Conclusion

Même si le mécanisme de génération de transitoire dominant reste à préciser, nos résultats indiquent que le test laser de GaN HEMTS utilisant des paramètres optiques Si-SPA peut fournir des résultats comportementaux intéressants, qui devraient idéalement être comparés aux résultats des tests sous microfaisceaux de particules afin de conclure sur leur sens et utilité dans un contexte d'assurance radiation. En effet, les cartographies permettent d'identifier les régions de fort champ électrique qui sont suspectées d'être à l'origine d'événements destructifs [Zera18], donc cette approche pourrait aider à extraire une estimation approximative de la zone sensible maximale, c'est-à-dire la section efficace pour de tels événements en mesurant les dimensions de ces régions. Une autre application de cette approche pourrait être de valider une configuration électrique pour la capture de transitoires sur ces composants avant une campagne sous accélérateur.

3.5.5 Bilan des campagnes laser

3.5.5.1 Synthèse des observations expérimentales

Les campagnes de test laser ont fourni une quantité importante de données. Le tableau 3.7 présente un bilan des observations sur les trois références d'intérêt pour les deux campagnes expérimentales.

Tableau 3.7 : Observations

Référence	Première campagne avec banc 3PA	Deuxième campagne avec banc SPA
GS66508P	<ul style="list-style-type: none"> - Cartographie des transitoires courts (apparition à $V_{ds} > \sim 10V$) et transitoires longs (apparition à $V_{ds} \geq 300V$) - Dépendance cubique de l'amplitude des transitoires courts avec l'énergie laser - Très forte sensibilité des transitoires courts à la position de focalisation : diminution rapide de l'amplitude sur quelques μm - Augmentation de l'amplitude des transitoires courts avec V_{ds} - Diminution de l'amplitude des transitoires courts avec le sur-blocage de la grille - Dépendance linéaire de l'amplitude des transitoires longs avec l'énergie laser - Transitoires longs moins sensibles à la position de focalisation : diminution plus lente de l'amplitude - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs avec V_{ds} - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs avec le sur-blocage de la grille - Evènements destructifs observés 	<ul style="list-style-type: none"> - Cartographie des transitoires longs (apparition à $V_{ds} \geq 300V$) - Dépendance linéaire de l'amplitude des transitoires longs avec l'énergie laser - Diminution de l'amplitude des transitoires et dégradation de la résolution des cartographies avec le recul de la position de focalisation vers la face arrière de la puce - Augmentation de l'amplitude des transitoires avec V_{ds} - Très légère tendance croissante de l'amplitude avec le sur-blocage de la grille
PGA26E07BA	<ul style="list-style-type: none"> - Cartographie des transitoires courts (apparition à $V_{ds} > \sim 10V$) - Pas de contraste latéral pour la cartographie des transitoires longs (apparition à $V_{ds} > 450V$) - Très forte sensibilité des transitoires courts à la position de focalisation : diminution rapide de l'amplitude sur quelques μm - Dépendance linéaire de l'amplitude des transitoires longs avec l'énergie laser - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs avec V_{ds} - Diminution de l'amplitude des transitoires longs avec le sur-blocage de la grille 	<ul style="list-style-type: none"> - Observation de transitoires longs de faible amplitude impactés par le bruit - Evènement destructif observé - Pas de cartographie des transitoires

	- Evènements destructifs observés	
EPC2045	<ul style="list-style-type: none"> - Pas d'imagerie infrarouge possible des structures inter-digitées - Cartographie des transitoires courts uniquement - Très forte sensibilité des transitoires courts à la position de focalisation : diminution rapide de l'amplitude sur quelques μm - Très légère augmentation de l'amplitude des transitoires courts à partir de $V_{ds} = 100 \text{ V}$ - Diminution de l'amplitude des transitoires courts avec le sur-blocage de la grille - Evènements destructifs observés 	Aucun transitoire observé

3.5.5.2 Possibles contributions dans les mécanismes de collection de charge

D'après les résultats présentés dans la section précédente, le mécanisme de génération des transitoires dominant n'est pas parfaitement identifié, et plusieurs contributions possibles peuvent être mentionnées. Les résultats indiquent que les amplitudes transitoires sont corrélées avec l'énergie laser, qui elle-même régit la quantité de charge générée par SPA dans le substrat.

Une contribution possible est le transfert de charge du substrat vers la couche de GaN à travers la couche de nucléation d'AlN dont l'épaisseur mesurée à environ 207 nm est importante. Compte tenu de la large bande interdite de l'AlN, ce transfert de charge devrait être possible par des mécanismes d'effet tunnel [Borg20] et/ou des chemins de fuite localisés à travers des défauts de nucléation, auquel cas les cartographies devraient présenter un contraste beaucoup plus élevé dans des zones spécifiques autour des défauts. Aucune des cartographies obtenues ne présentait un tel point chaud lié au des défauts.

Une autre contribution possible est l'effet miroir de charge à travers la couche d'AlN. En effet, du fait de la forme du diagramme de bandes au voisinage de l'interface Si/buffer, les électrons auront tendance à s'accumuler dans le substrat sous la couche de nucléation dans les instants qui suivent la photo-génération. Cela produit une charge image dans les couches buffer qui affecte transitoirement la distribution de potentiel et l'occupation des pièges dans les couches buffer et active.

Enfin, une autre contribution pourrait être liée au pompage optique d'électrons à partir de pièges peu profonds dans les couches GaN et AlGaN ou aux interfaces [Yang19]. En effet, les densités de pièges sont importantes dans les HEMTs GaN et sont bien connues pour contribuer aux caractéristiques transitoires de ces composants. L'estimation de cette contribution nécessiterait une spectroscopie précise des différentes populations de pièges. Notons que sa contribution ne doit pas dépendre de la profondeur de focalisation tant que la taille du spot dans la couche active est contenue dans la région de fort champ électrique.

Une représentation schématique des différentes contributions possibles est présentée sur la figure 3.62.

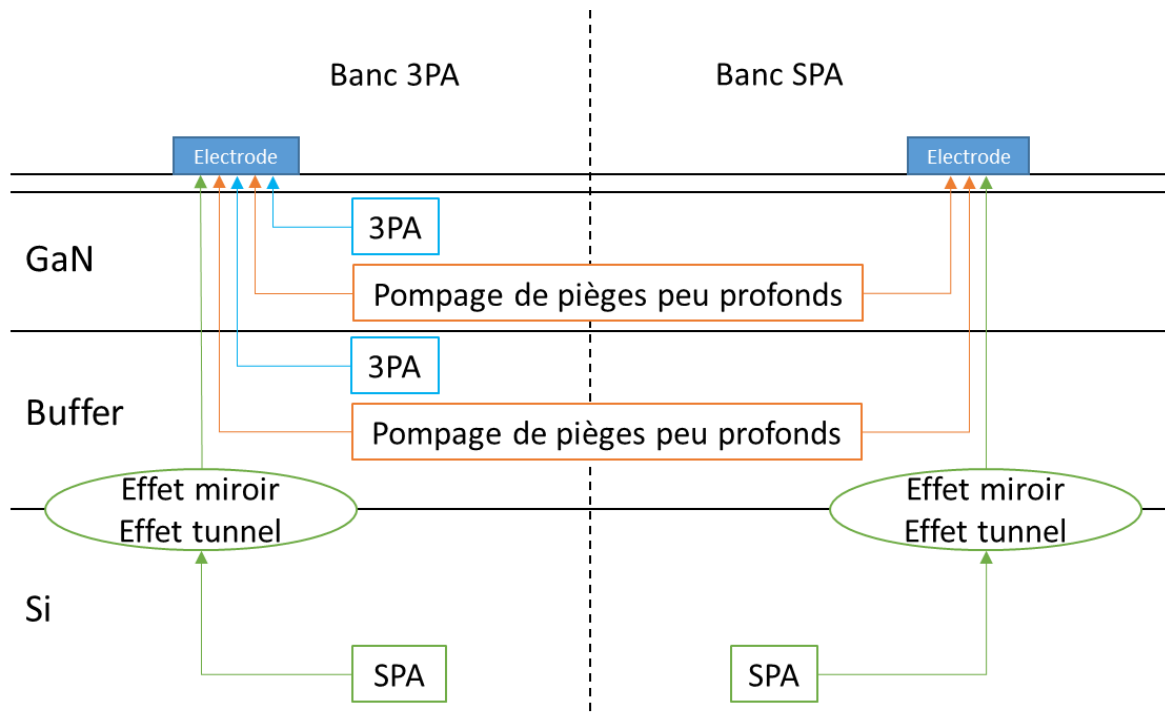


Figure 3.62 : Mécanismes pouvant contribuer à la formation des transitoires

3.6 Analyse par simulations TCAD

Nous avons essayé de modéliser l'injection de charge par faisceau laser dans la structure TCAD présentée précédemment dans le chapitre 2. Nous avons activé le modèle HeavyIon qui permet de créer une colonne de charge dans la structure en définissant un LET. L'objectif est d'apporter des informations supplémentaires dans l'analyse des résultats obtenus lors des campagnes laser. Nous avons envisagé de faire, dans un premier temps, une injection de charge que l'on dit ponctuelle à différentes positions dans la structure puis dans un second temps, de modéliser l'injection d'un faisceau gaussien. Malheureusement, nous avons rencontré des problèmes de convergence de la simulation et seule une injection ponctuelle dans le substrat a permis d'obtenir quelques résultats intéressants.

Les distributions temporelle et radiale suivent une gaussienne de largeur 1.4 ps et 1 μm respectivement. Nous avons utilisé différents LETs et différentes tension V_{ds} . L'injection est simulée avec $V_{gs} = 0\text{ V}$ et le moment de l'injection correspond à $t = 2\text{ ps}$. L'effet tunnel à l'interface Si/AlN n'est pas activé et le pompage des pièges n'est pas modélisé. Les résultats qui suivent correspondent à une cellule de transistor unique d'épaisseur 1 μm .

La génération de charge dans le substrat à $V_{ds} = 600\text{ V}$ sur une longueur en y de 2 μm est représentée dans la figure 3.63 avec le maximum en rouge sur le profil radial.

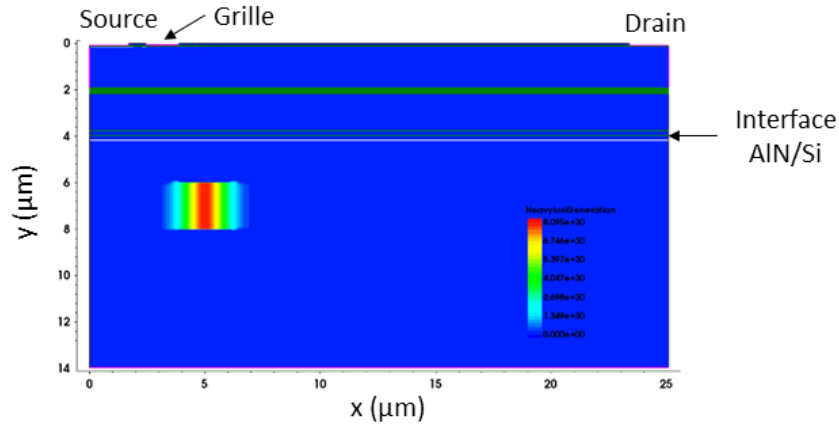


Figure 3.63 : Génération de charge dans le substrat Si

Les transitoires de courant de grille et de drain avec la contribution des courants d'électrons et de déplacement ainsi que la charge sont présentés sur la figure 3.64. Sur le graphe de gauche, on voit que le courant total du transitoire de grille est dominé par le courant de déplacement, les deux courbes sont superposées. La charge augmente puis revient à sa valeur initiale. Sur le graphe de droite, le courant total du transitoire de drain est dû au courant de déplacement et au courant d'électrons. La charge augmente puis se stabilise à une valeur supérieure à sa valeur initiale.

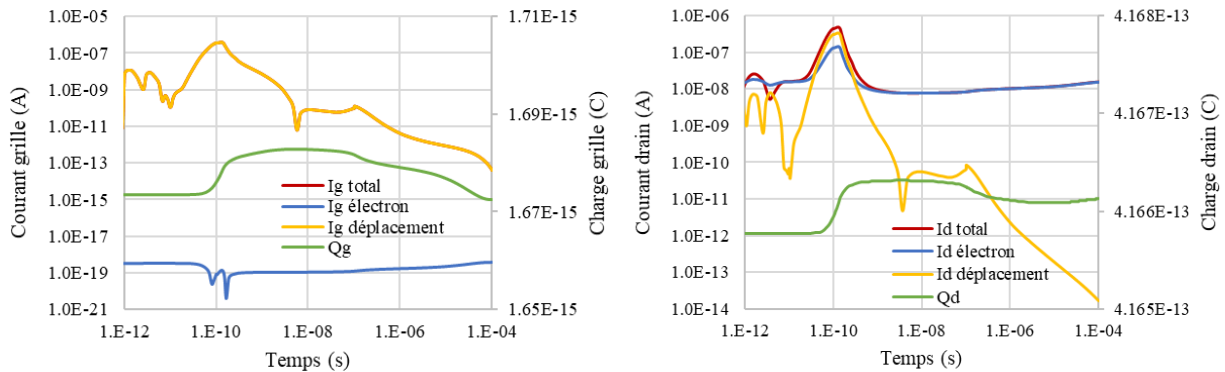


Figure 3.64 : Courants et charge des transitoires de grille (gauche) et de drain (droite) à $V_{ds} = 600 \text{ V}$ et un $\text{LET} = 10\text{pC}/\mu\text{m}$

La simulation montre ainsi, étant donnée l'absence de modélisation de l'effet tunnel à l'interface Si/AlN et du pompage des pièges, la contribution possible de la variation du champ électrique due à la charge générée dans le substrat Si à la création des transitoires sur la grille et le drain.

L'amplitude du transitoire de courant en fonction de la position d'injection en y est présentée sur la figure 3.65. L'amplitude de transitoire augmente lorsque l'on se rapproche de la zone active.

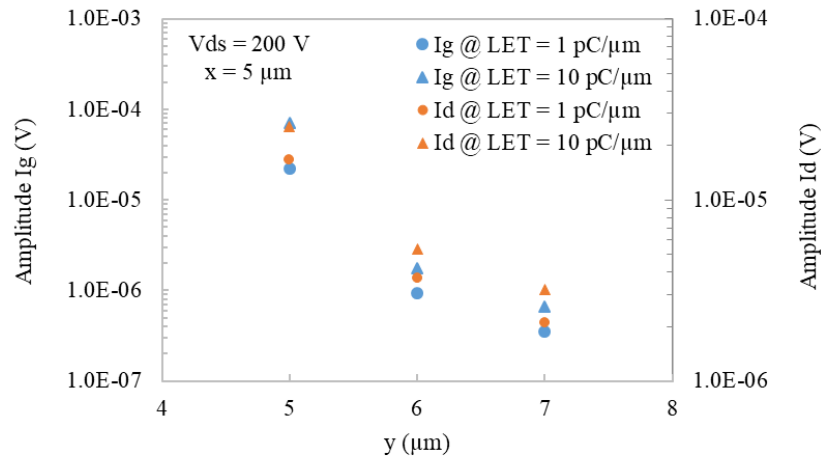


Figure 3.65 : Amplitude des transitoires de courants I_g et I_d en fonction de la position d'injection en y

Si l'on considère le point d'injection comme étant le point de focalisation du faisceau laser, on peut noter que l'évolution de l'amplitude en fonction de y sur la figure 3.65 est cohérente avec l'évolution de l'amplitude mesurée en fonction de la profondeur de focus avec les bancs SPA et 3PA.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté nos travaux réalisés sur le test laser des composants de puissance GaN. La modélisation nous a permis de déterminer les mécanismes d'absorption impliqués dans l'injection de charge dans ces composants. Nous avons déterminé la distribution de la densité de charge générée le long du faisceau en prenant en compte les effets non-linéaires. Les limitations dues à l'auto-modulation de phase non prise en compte et à l'incertitude de l'amplitude des coefficients d'absorption due aux facteurs inconnus, sont prises en compte dans l'analyse des résultats. La modélisation a permis d'identifier les paramètres expérimentaux requis pour effectuer une campagne de test sous laser.

Lors de la campagne sur le banc 3PA, nous avons pu observer deux catégories de transitoires sur le signal de grille, ce qui nous a permis de valider les paramètres expérimentaux déterminés à l'aide de la modélisation. Nous avons vu que l'amplitude des transitoires courts a une dépendance linéaire avec le cube de l'énergie de l'impulsion, ce qui est compatible avec de la génération de charge par 3PA dans la couche active GaN, tendance confirmée par la dépendance de l'amplitude avec la profondeur de focalisation. L'amplitude des transitoires longs présente une corrélation linéaire avec l'énergie laser qui régit le mécanisme SPA. Nous avons également vu que les signaux augmentent avec la tension V_{ds} pour les deux catégories de transitoires. Le sur-blocage de la grille diminue l'amplitude des transitoires courts. Les zones de forte sensibilité de la puce que sont les contacts de grille et les field plates ont pu être mises en évidence grâce aux cartographies. Des événements destructifs ont été observés avec des signatures de dégradation des courants statiques I_d et I_g , ce qui offre la possibilité de déterminer une SOA. Le bilan des observations sur les trois références d'intérêt montre que la technique de test laser avec un banc 3PA permet de comparer les réponses de différentes technologies à une injection de charge dans la couche GaN.

Les mécanismes de collection de charges induits par SPA dans le substrat n'ont pas été clairement identifiés. Nous avons donc réalisé une deuxième campagne avec des paramètres expérimentaux différents afin de minimiser la

génération par 3PA dans le GaN. Lors de cette campagne, nous avons pu exploiter les signaux de grille et de drain. Nous avons observé une dépendance linéaire pour les deux signaux avec l'énergie laser qui est similaire à ce qui a été observé sur les transitoires longs en 3PA. Des mécanismes de pompage optique des pièges dans le GaN et l'AlGaIn, d'effet tunnel à travers l'interface Si/AlN et d'effet miroir de la charge accumulée à l'interface peuvent avoir une contribution dans la réponse du composant. La modélisation TCAD de l'injection de charge dans le substrat Si a permis de confirmer la possibilité d'une contribution à la génération du transitoire de l'effet miroir de la charge qui induit un courant de déplacement.

Chapitre 4

Evaluation des effets singuliers dans les composants GaN sous faisceau de rayons X impulsionnel et focalisé

Chapitre 4 : Evaluation des effets singuliers dans les composants GaN sous faisceau de rayons X impulsif et focalisé

4.1 Introduction

Un intérêt majeur d'évaluer les effets singuliers sous faisceau de rayons X focalisés est la capacité des rayons X à passer à travers le boîtier et les couches de métallisations pour atteindre les volumes sensibles. La possibilité de réaliser les tests par la face avant du composant donne un avantage intéressant par rapport aux tests laser qui serait totalement bloqué par les interconnexions métalliques et qui nécessite une approche par la face arrière. Pour les composants non flip-chip, la préparation d'échantillons pour les tests sous rayons X focalisés est donc plus simple que pour le test laser. Certains composants nécessitent uniquement une ouverture du boîtier et dans certains cas il n'y a même pas besoin de préparation. La possibilité de tester les composants sans avoir à les ouvrir présente un grand intérêt pour simplifier la préparation des campagnes de test sous X. Cela est envisageable pour les composants dont les packages sont constitués uniquement de plastique qui a un faible impact sur l'atténuation du faisceau de rayons X. Cependant, l'émergence des composants de puissance GaN commerciaux s'est accompagnée de nouvelles structures de package, dont certaines comprennent des interconnexions métalliques épaisses au-dessus de la puce [Lu18]. Vues de dessus, ces couches métalliques dans le boîtier créent des inhomogénéités cachées dans l'empilement de couches de la face avant, ce qui signifie que l'atténuation du faisceau de rayons X dépendra de la position du faisceau sur la surface du composant.

Dans ce chapitre, les mécanismes d'interaction entre photon X et semiconducteur sont décrits, la modélisation de l'injection de charge dans un composant GaN avec un faisceau de rayons X est présentée ainsi que les résultats de la campagne expérimentale que nous avons pu mener à l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) de Grenoble.

4.2 Mécanismes d'interactions photon X – semiconducteur

Les rayons X sont une forme de rayonnement électromagnétique de haute énergie. Ils ont des longueurs d'onde comprises entre 10 et 0.01 nm correspondant à une gamme d'énergies d'une centaine d'eV à une centaine de keV. Les rayons X interagissent avec les matériaux sous trois processus principaux : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la diffusion Rayleigh.

4.2.1 Interaction des photons X

4.2.1.1 Interaction photoélectrique

Le photon incident provoque l'ionisation de l'atome cible en transférant la totalité de son énergie à l'électron éjecté. Dans le cas où l'énergie du photon est inférieure à l'énergie d'ionisation des électrons de cœur de l'atome, le photon interagit avec un électron de valence. Un photon X a suffisamment d'énergie pour interagir avec un électron de cœur entraînant la formation d'un ion instable. La place vacante dans la couche de cœur va ainsi être prise par un électron de la couche supérieure. L'énergie libérée lors de la désexcitation peut être émise sous forme

de photon X de fluorescence (cas des atomes lourds $Z > 30$) ou transmise à un autre électron atomique qui va à son tour être éjecté, ce qu'on appelle émission Auger (cas des atomes légers) comme le montre la figure 4.1 [LaLu19].

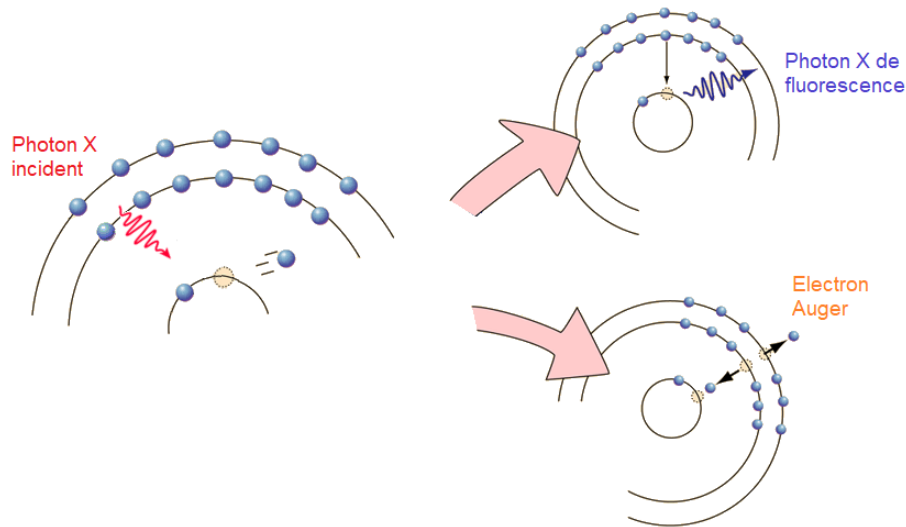


Figure 4.1 : Les 2 types d'émissions possibles lors de l'interaction photoélectrique d'un photon X

4.2.1.2 Diffusions élastiques

4.2.1.2.1 Diffusion Compton (incohérente)

Le photon incident est dévié par l'électron de l'atome cible qui absorbe une partie de son énergie (figure 4.2). L'électron est éjecté de l'atome qui est donc ionisé. Le photon dévié a une énergie plus faible que le photon incident. L'énergie initiale est ainsi partagée après la collision entre l'électron et le photon avec conservation de l'énergie cinétique globale.

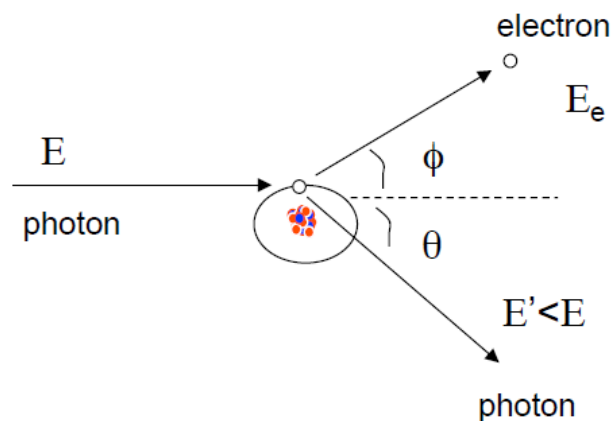


Figure 4.2 : Diffusion Compton

4.2.1.2.2 Diffusion Rayleigh-Thomson

C'est la déviation de photons X de faible énergie par des électrons sans excitation de ces derniers (figure 4.3). Les photons déviés conservent leur énergie. On parle de diffusion Thomson si les électrons sont libres et de diffusion Rayleigh ou cohérente s'il s'agit d'électrons atomiques.

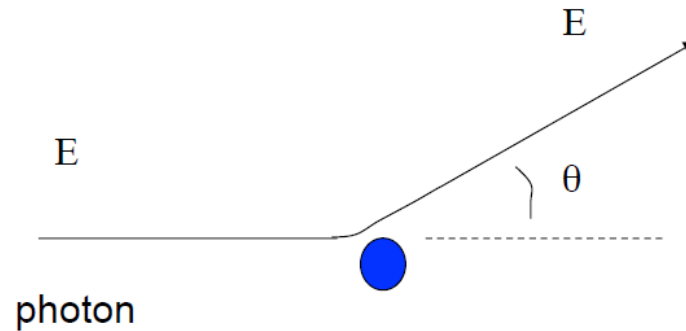


Figure 4.3 : Diffusion Rayleigh-Thomson

4.2.1.3 Domaines de prédominance des mécanismes

La figure 4.4 montre le domaine d'interaction des processus prédominants en fonction de l'énergie des rayons X et du numéro atomique Z du matériau absorbant. Pour les énergies de photon inférieures à 100 keV qui nous intéressent, les mécanismes dominant sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton.

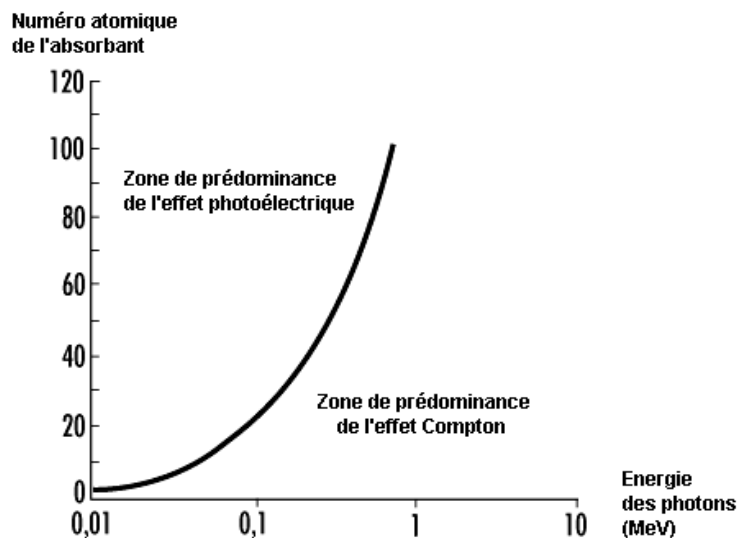


Figure 4.4 : Domaines de prédominance des mécanismes en fonction de l'énergie de photon et du numéro atomique Z du matériau absorbant

4.2.2 Interaction des électrons générés

4.2.2.1 Diffusion Coulomb

L'électron généré entre en collision avec un atome qui le dévie de sa trajectoire. L'énergie de recul de l'atome est négligeable. La diffusion est élastique car l'électron ne perd pas d'énergie, il y a donc conservation de l'énergie cinétique.

4.2.2.2 Ionisation

L'électron de haute énergie, généré suite à l'interaction d'un photon, arrache un électron de la couche interne d'un atome en lui transférant une quantité importante d'énergie. Le trou créé peut être rempli par un autre électron de couche supérieure provoquant une émission de photon X ou d'électron Auger. C'est le mécanisme d'intérêt pour

l'injection de charge avec un faisceau de rayons X. La dose reçue par les composants est également due majoritairement à ce mécanisme.

4.2.2.3 Emission Bremsstrahlung

Le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung correspond au ralentissement de l'électron dû au champ électrostatique des atomes. Il intervient lorsque l'électron possédant une énergie élevée et donc une vitesse élevée interagit avec un fort champ. L'électron émet un rayonnement dû à la variation de vitesse. Le photon émis absorbe une partie de l'énergie de l'électron incident qui voit sa trajectoire modifiée comme le montre la figure 4.5.

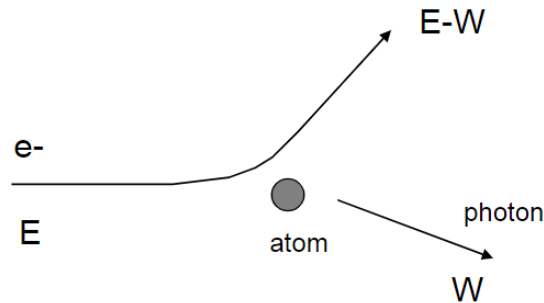


Figure 4.5 : Emission Bremsstrahlung

4.3 Modélisation GEANT4 de l'interaction entre rayons X et HEMT GaN COTS

Pour pouvoir effectuer des tests SEE sur les COTS GaN de puissance avec des rayons X focalisés, il est nécessaire d'évaluer l'influence des couches métalliques épaisses sur la quantité de charge générée dans les couches actives du composant et leur impact sur le choix de l'énergie des photons X à utiliser.

La figure 4.6 montre le principe de l'injection de charge sous faisceau X par la face avant dans un HEMT GaN.

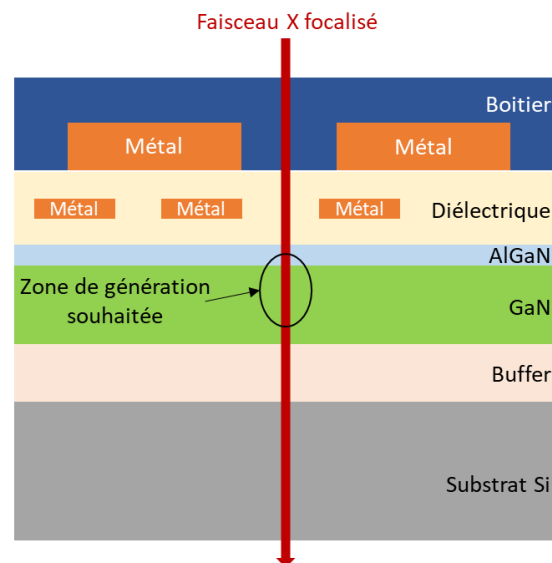


Figure 4.6 : Principe du test sous faisceau X d'un HEMT GaN par la face avant

L'objectif de la modélisation GEANT4 est de simuler l'injection de charge avec un faisceau de rayons X focalisés afin d'estimer :

- la génération de charge et la dose ionisante dans un composant GaN HEMT
- l'impact du boîtier, des couches de métallisation, de l'énergie des photons, etc

4.3.1 Présentation de l'outil GEANT4

GEANT4 (Geometry And Tracking) est un ensemble de bibliothèques en C++ permettant de simuler les interactions des particules avec la matière en se basant sur la méthode Monte Carlo. GEANT4 fournit des bibliothèques pour le développement d'applications personnalisées et des outils pour la représentation graphique de géométries et des processus physiques. En effet, l'utilisateur construit son programme en assemblant des modules choisis parmi ceux fournis par l'outil. Le code a l'avantage d'être flexible par son approche orientée objet, gratuit et libre d'accès pouvant être modifié par l'utilisateur [Alli06].

4.3.1.1 Simulation d'une expérience

La simulation du transport des particules se fait par la gestion d'étapes au cours desquelles des processus physiques sont invoqués. Le processus (Process) décrit les interactions survenues au cours d'une étape. L'étape (step) est la plus petite unité de simulation de GEANT4 dans laquelle la particule est transportée d'un point à un autre. La trajectoire (Trajectory) est l'ensemble des étapes. La trace (track) correspond à la capture (ou arrêt sur image) de l'état d'une particule à un point donné le long de son parcours. L'événement (Event) est l'ensemble de toutes les traces et trajectoires des particules issues d'une seule particule primaire. L'expérience (Run) correspond à l'ensemble des événements produits dans les mêmes conditions. La figure 4.7 permet d'illustrer une simulation d'expérience.

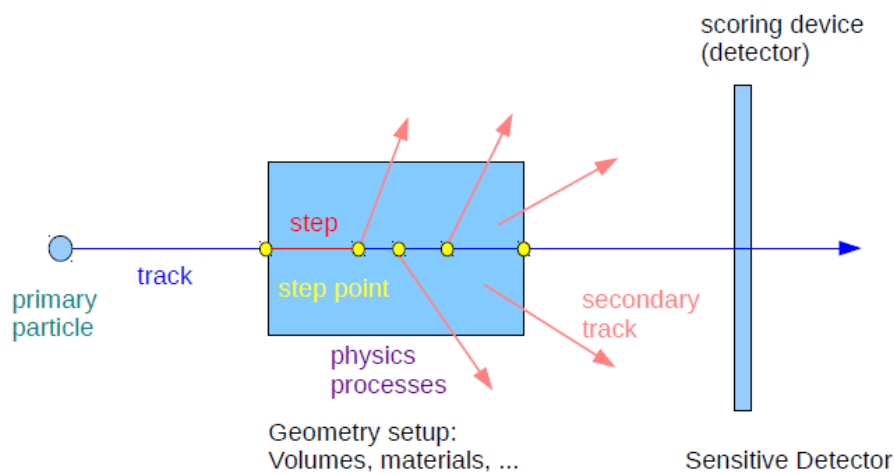


Figure 4.7 : Simulation d'expérience [Hriv19]

4.3.1.2 Définition des matériaux

GEANT4 permet de définir les matériaux des volumes grâce à trois principales classes. En effet, les matériaux étant constitués d'éléments et les éléments constitué d'isotopes, les classes G4Isotope, G4Element et G4Material constituent les classes pour définir la matière. G4Isotope permet de définir un isotope unique. G4Element est utilisé pour décrire les atomes à partir du numéro atomique, du nombre de nucléons, de la masse atomique, etc. G4Material permet de définir des molécules par stœchiométrie, des composés par fraction de masse et des mélanges complexes par la combinaison d'éléments, de molécules et de composés.

Dans GEANT4, il est également possible d'accéder à la base de données du NIST sur les matériaux [Nist00] avec G4NistManager. Il est recommandé pour les utilisateurs d'utiliser au maximum cette base de données dont les éléments et matériaux prédéfinis ont une meilleure précision et sont standardisés.

4.3.1.3 Transport et suivi des particules

Lors du transport des particules, la longueur d'interaction de la particule est calculée avec une loi exponentielle à partir du libre parcours moyen de la particule. La particule interagit uniquement si la longueur d'interaction est inférieure à l'épaisseur du matériau. La sélection du processus d'interaction se fait par tirage aléatoire en fonction de la section efficace des différents processus physiques associés à la particule. L'état final de la particule est ensuite déterminé : les quantités physiques de la trace sont mises à jour et le transport continue pour les particules secondaires générées. Toutes les particules sont suivies jusqu'à ce qu'elles perdent la totalité de leur énergie cinétique.

4.3.1.3.1 Seuil de production des particules secondaires

Le seuil de production (Cut) empêche la génération de particules secondaires qui ont une énergie inférieure à une énergie seuil lors d'une interaction. L'utilisateur définit un parcours moyen seuil qui est converti par GEANT4 en énergie. Les particules secondaires ayant une énergie en-dessous d'un seuil de production spécifié par l'utilisateur ne sont pas créées dans GEANT4. Seuls celles ayant une énergie supérieure au seuil sont générées. Ce seuil s'applique aux électrons, positrons, protons et gammas. L'énergie des particules secondaires non générées du fait du seuil est ajoutée à l'énergie déposée localement par la particule primaire au cours du step. Lorsqu'une particule n'a plus suffisamment d'énergie pour générer des secondaires ayant une énergie supérieure au seuil, la production de secondaires qui correspond à une perte d'énergie discrète s'arrête et la particule est suivie en utilisant une perte d'énergie continue jusqu'à ce que son énergie soit nulle. Il est donc nécessaire de définir un seuil de production pour optimiser la simulation c'est-à-dire garantir une précision suffisante de la physique souhaitée avec un temps de simulation raisonnable.

4.3.1.3.2 Limite des modèles

Les modèles physiques des processus sont applicables à des gammes d'énergies de particule définies. Pour les processus électromagnétiques, les modèles de faible énergie Livermore et PENELOPE disponibles décrivent les interactions sur une gamme d'énergie de particule de quelques dizaines d'eV à 1 GeV. En dessous de la limite recommandée des modèles, la précision des interactions électromagnétiques n'est pas garantie. Il existe des extensions spécifiquement développées telles que MicroElec qui permet de réduire la limite basse à 16.7 eV pour le matériau silicium [Rain12]. Cependant, il n'existe pas encore d'équivalent pour d'autres matériaux tels que le GaN. C'est donc la limite par défaut de 250 eV du modèle de Livermore qui limite la précision de la modélisation dans notre cas.

4.3.1.3.3 Exemple d'un événement

Un exemple d'évènement dans GEANT4 est présenté dans la figure 4.8. Dans cet exemple, le photon X absorbé lors du processus A génère un électron secondaire par effet photoélectrique et deux électrons secondaires par émission Auger. L'électron généré par effet photoélectrique a une énergie cinétique $E_k = E_{ph} - E_{ionisation}$. Sur le parcours de l'électron n°1, les processus possibles tels que l'ionisation et l'émission Bremsstrahlung sont

invoqués créant ainsi une cascade d'électrons. Lors du processus B, l'électron n°1 d'énergie cinétique E_1 crée un électron secondaire n°4 d'énergie cinétique E_4 . L'énergie cinétique de l'électron n°1 devient $E_k = E_1 - E_4 - E_{ionisation_B}$. Le transport de l'électron n°1 continue et l'interaction suivante se fait par le processus C où deux électrons secondaires n°5 et 6 sont générés. L'électron n°1 interagit ensuite par le processus E qui génère un photon X. Ce photon est absorbé pour générer à son tour un électron n°8. L'électron n°4 interagit par diffusion D, il ne génère pas d'électron secondaire lors de ce processus.

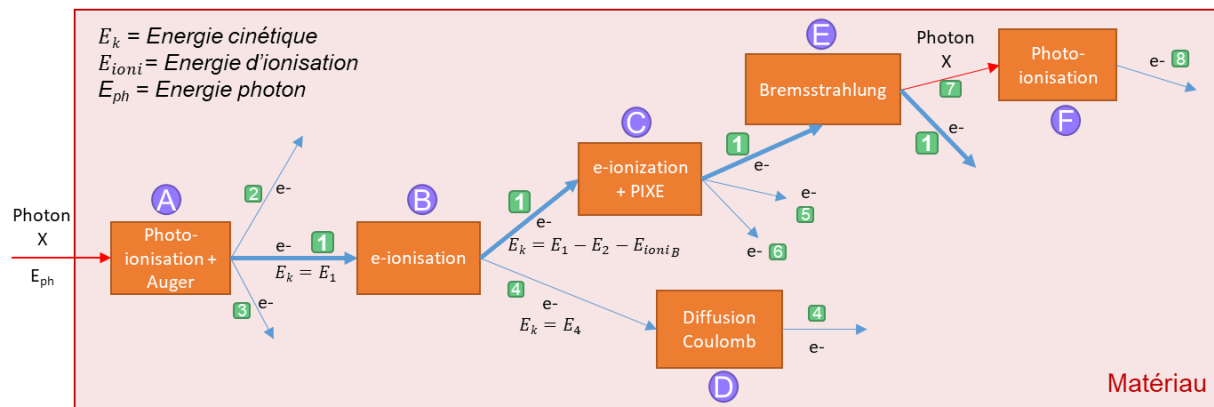


Figure 4.8 : Exemple de processus pendant un événement

4.3.1.4 Code utilisateur

Nous avons implémenté notre programme à partir des bibliothèques GEANT4. Nous avons construit la géométrie de la structure simulée constituée d'un empilement de blocs rectangulaires et nous avons défini les matériaux associés à partir de la base de donnée NIST ou par stœchiométrie.

Nous avons défini les caractéristiques du faisceau en définissant les particules primaires (photons X), leur énergie, le nombre de photons, le profil gaussien, la taille de spot et la direction de propagation.

Nous avons activé les modèles Livermore Low Energy Electromagnetic et de désexcitation atomique (fluorescence, émission d'électrons Auger et PIXE).

Nous avons défini l'interface Qt OpenGL comme outil de visualisation de la structure et des interactions.

Nous avons récupéré les résultats de simulation à la fin de chaque step durant le transport (coordonnées de la position d'interaction, énergie déposée, nombre d'électrons secondaires générés, etc). Un code python indépendant de GEANT4 a été implémenté pour automatiser la mise en forme graphique des résultats.

4.3.2 Application à la référence d'intérêt GS66508P

On considère un faisceau de photons X focalisé envoyé sur un composant de puissance GaN/Si par la face avant du boîtier. A l'aide de simulations GEANT4, nous avons calculé la quantité de charge générée dans les couches semiconducteur le long du parcours du faisceau. Nous avons étudié l'influence du boîtier sur l'énergie déposée et la charge générée à différentes énergies de photons. Nous avons également déterminé le LET équivalent dans les couches GaN et extrait la dispersion radiale et la distribution longitudinale de la charge générée. La dose totale reçue localement par les couches diélectriques proches des couches actives est également évaluée.

4.3.2.1 Structure simulée

La structure simulée est inspirée de la référence GS66508P en nous basant sur les données issues de l'analyse de construction pour construire la géométrie. Nous avons considéré deux empilements de couches différents selon l'axe de propagation du faisceau. La composition de ces deux empilements de couches, dénommés stacks, est détaillée par la suite dans la figure 4.9. Ils correspondent à deux points différents à la surface du boîtier du composant GS66508P : l'un où seul du plastique est présent (stack 1) et l'autre où le faisceau rencontre des couches épaisses de Cuivre (stack 2). Dans ce qui suit, certains résultats utilisent la définition des sous-groupes de la figure 4.9 pour les ensembles de couches boîtier, BEOL et FEOL.

La surface XY de la structure simulée est de 10x10 mm². Le faisceau traverse 250 µm d'air avant d'atteindre la structure.

Les matériaux des couches sont définis à partir de la base de données de matériaux NIST lorsqu'ils sont disponibles ou construits à partir de leur composition stœchiométrique comme c'est le cas pour l'AlGaIn et le GaN ainsi que pour le composé époxy constitué de 35 % de résine époxy (C₂₁H₂₅ClO₅) [Mcca21] et de 65 % de verre (SiO₂).

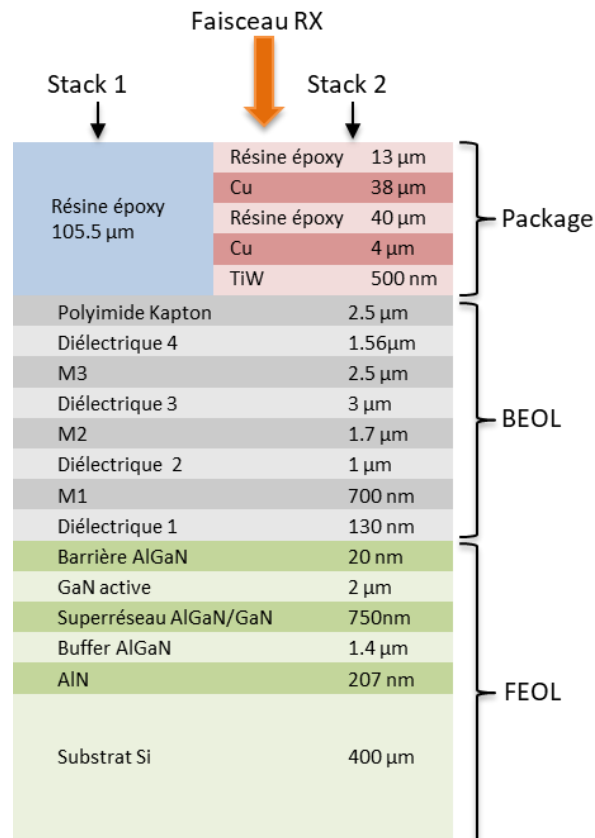


Figure 4.9 : Structure simulée : stack 1 sans Cu et stack 2 avec Cu

4.3.2.2 Caractéristiques du faisceau

Le faisceau de rayons X a une distribution radiale gaussienne et un diamètre de spot $1/e^2$ de 1 µm. Il est dirigé vers le composant par la face avant avec une incidence normale. Les résultats qui sont présentés sont obtenus pour une seule impulsion de 1500 photons. L'énergie des photons varie de 8 à 28 keV, ce qui correspond aux énergies typiques disponibles sur la ligne ID09 du synchrotron de l'ESRF.

4.3.2.3 Méthode

Dans un premier temps, notre code GEANT4 est utilisé pour extraire le dépôt d'énergie à chaque étape de la trajectoire des photons et électrons générés dans le composant, ainsi que la position correspondante et la couche associée. Dans une seconde phase, ces données sont traitées pour extraire la distribution de la densité d'électrons et estimer la charge totale générée dans les couches de semiconducteur. Le nombre d'électrons générés est calculé uniquement dans les semiconducteurs et diélectriques. Dans chacune de ces couches, la quantité totale d'électrons est calculée en divisant l'énergie totale déposée dans la couche par l'énergie d'ionisation moyenne de la couche. L'énergie d'ionisation moyenne E_i est liée à l'énergie de bande interdite E_G par [Klei68]:

$$E_i = 2.8 E_G + r \quad 4.1$$

où r est un paramètre ajustable compris entre 0 et 1 qui dépend des phonons optiques. N'ayant pas trouvé de valeurs de r pour les différents matériaux dans la littérature, nous avons utilisé une valeur moyenne $r = 0.5$ pour notre modélisation.

On déduit ainsi de la quantité totale d'électrons calculée la charge déposée et le LET équivalent calculé en divisant la charge par l'épaisseur de la couche. La densité d'électrons est extraite en discrétisant l'espace en volumes élémentaires puis en calculant le nombre d'électrons dans chaque volume élémentaire. Tous les résultats sont obtenus en faisant un moyennage de 100 exécutions de la simulation.

Les coefficients d'absorption des semiconducteurs, du SiO₂ et du Cu issues de [Henk93] sont présentés sur la figure 4.10. On voit que le cuivre est le matériau qui absorbe le plus les photons, suivi du GaN et de l'AlGaN. Les matériaux SiO₂, AlN et Si présentent la plus faible absorption.

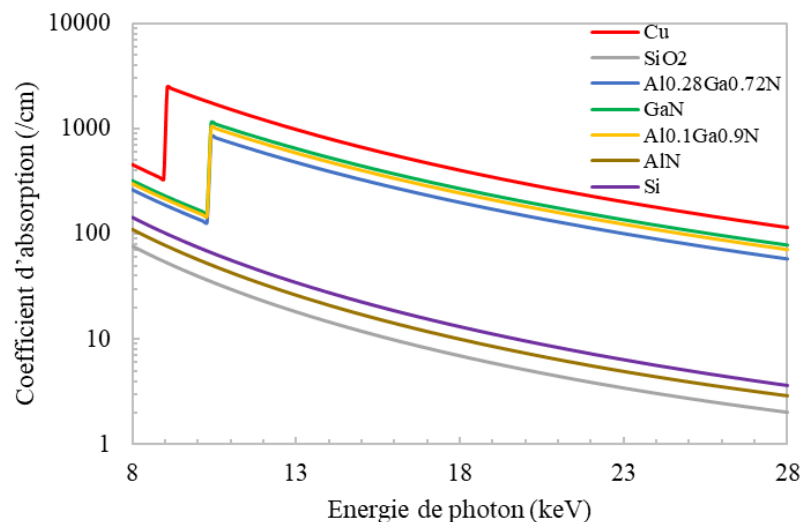


Figure 4.10 : Coefficient d'absorption des matériaux

4.3.2.4 Dépôt d'énergie dans la structure

La quantité totale d'énergie déposée dans les stacks 1 et 2 par une impulsion de 1500 photons en fonction de l'énergie des photons est présentée sur la figure 4.11. La quasi-totalité de l'énergie incidente de l'impulsion est absorbée aux énergies de photon faibles. Lorsque l'énergie de photon augmente, la quantité d'énergie absorbée par le composant, relativement à l'énergie incidente, diminue.

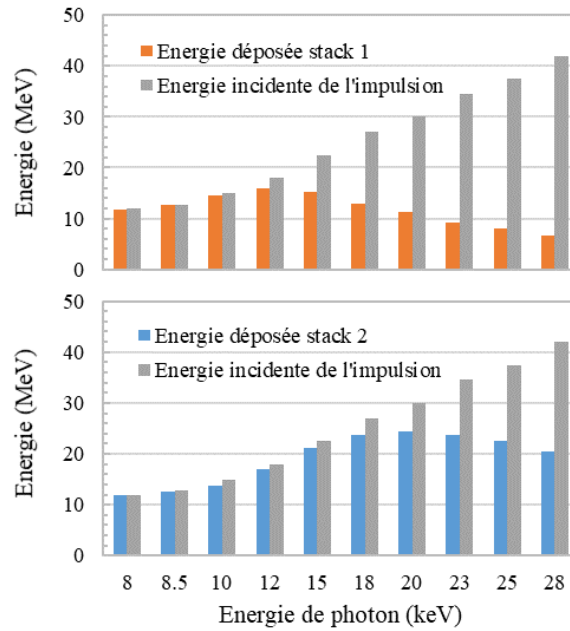


Figure 4.11 : Energie totale déposée dans les stacks 1 et 2 par une impulsion de 1500 photons à différentes énergies de photon

La distribution de l'énergie déposée dans les parties boîtier, BEOL et FEOL en fonction de l'énergie de photon est présentée sur la figure 4.12. Pour le stack 1, lorsque l'énergie des photons augmente, la fraction d'énergie déposée dans le package diminue tandis que la part reçue par le FEOL augmente. L'énergie perdue dans le package représente moins de 40 %. La fraction déposée dans le BEOL est inférieure à 20 %. Pour le stack 2, le package reçoit plus de 80 % de l'énergie déposée alors que le BEOL en absorbe moins de 5 %. La dépendance du dépôt d'énergie à l'énergie des photons est fortement impactée par l'absorption de la couche de Cu, qui présente un pic autour de 9 keV comme on peut le constater sur la figure 4.10.

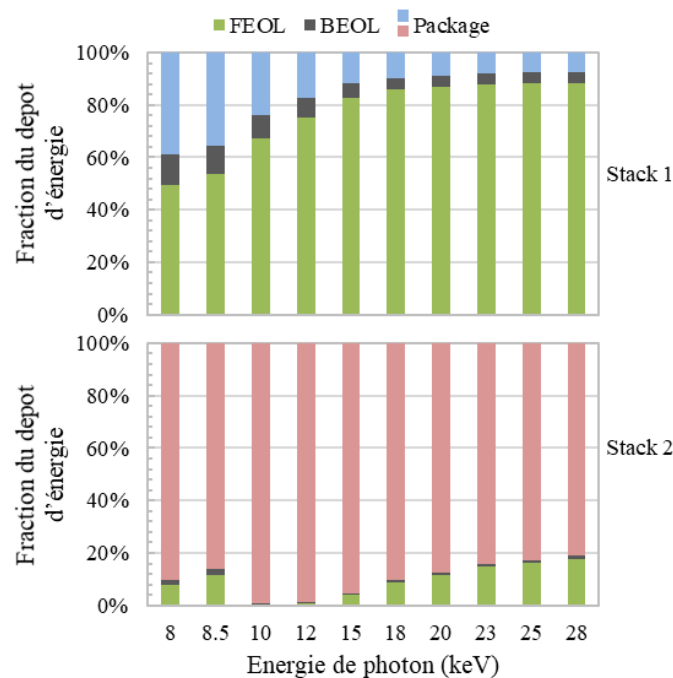


Figure 4.12 : Fraction de l'énergie déposée dans le FEOL, BEOL et Package

4.3.2.5 Dépôt de charge dans le FEOL

4.3.2.5.1 Charge totale générée

La charge totale déposée dans la partie FEOL est présentée dans la figure 4.13. On peut voir que la quantité de charge générée dans le cas du stack 1 est plus élevée que pour le stack 2. Pour le stack 1, le dépôt de charge est maximal pour les énergies dans l'intervalle [12, 18 keV], alors que pour le stack 2, il est maximal pour les énergies supérieures à 20 keV. Toutefois, les ordres de grandeur des dépôts de charges sont comparables pour des énergies de photons supérieures à 20 keV.

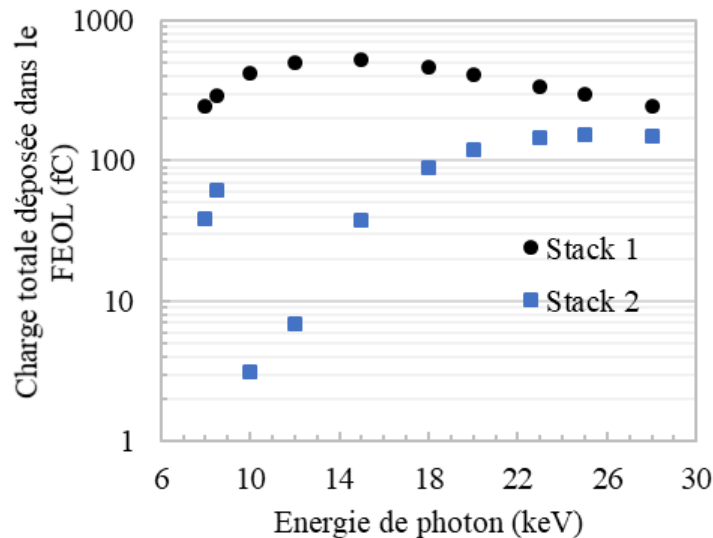


Figure 4.13 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons pour différentes énergies de photon pour les stacks 1 et 2

4.3.2.5.2 Charge déposée par couche

La distribution de la charge à travers les différentes couches du FEOL est présentée dans la figure 4.14. Pour les deux stacks, la longue profondeur de pénétration des rayons X permet la génération de charges dans chaque couche du FEOL, la majorité de la charge étant générée dans la couche épaisse du substrat Si. La deuxième quantité de charge la plus importante est générée dans la couche active de GaN. Pour l'énergie de photon 28keV, la charge générée dans la couche de GaN est quasiment indépendante de l'empilement de couches traversé, alors que la différence entre les deux stacks est maximale entre 10 et 12keV.

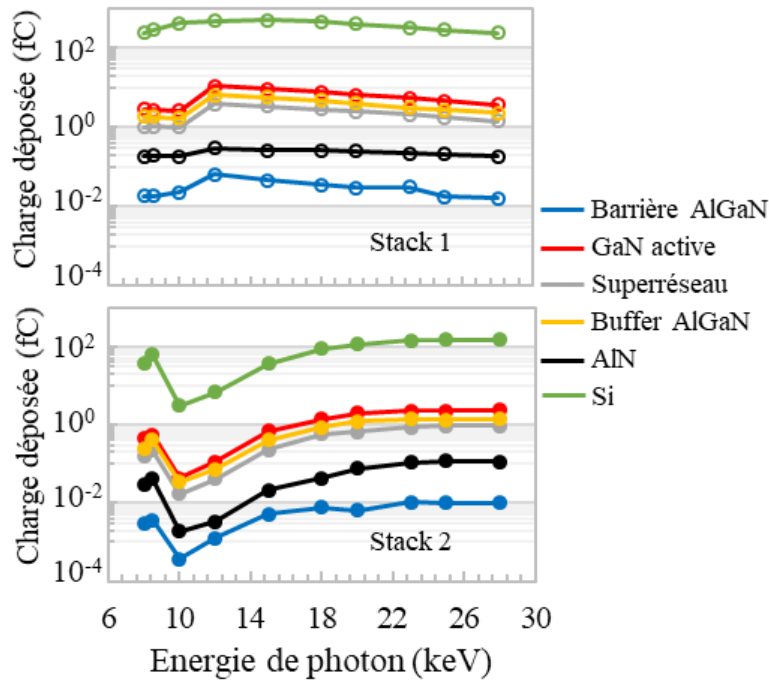


Figure 4.14 : Dépôt de charge induite par une impulsion de 1500 photons dans chaque couche semiconducteur en fonction de l'énergie de photon pour les stacks 1 et 2

4.3.2.6 LET équivalent dans les différentes couches

Les LETs équivalents en fC/ μm sont calculés en tenant compte de l'épaisseur respective de chaque couche et sont présentés dans la figure 4.15. Les LETs obtenus dans les couches GaN et buffer AlGaN sont très similaires, ce qui est cohérent avec leur coefficient d'absorption.

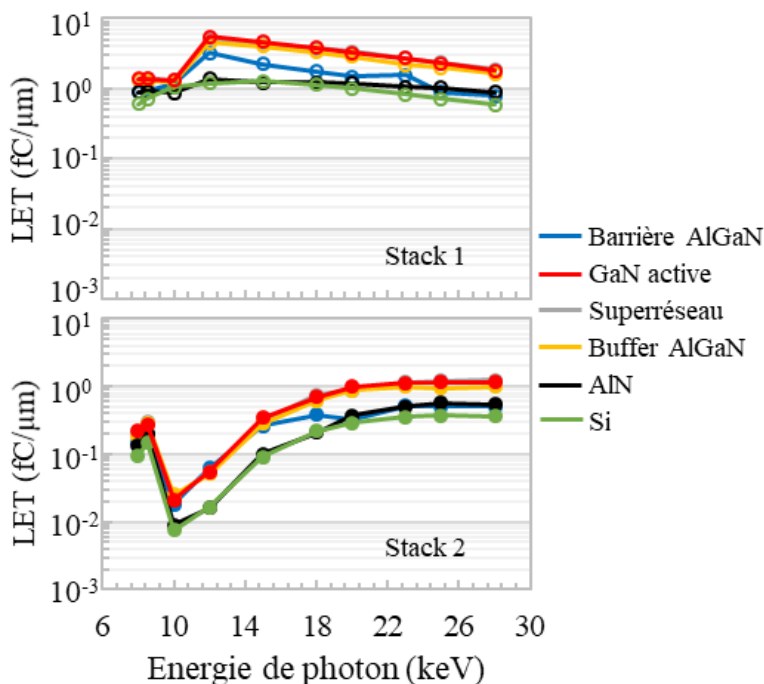


Figure 4.15 : LET équivalent dans chaque couche du FEOL pour une impulsion de 1500 photons en fonction de l'énergie de photon pour les stacks 1 et 2

Dans le tableau 4.1, le LET équivalent dans le GaN est donné en unité standard MeV.cm²/mg pour deux énergies de photon 15 et 25 keV. Le LET_[Si] qui est la grandeur de référence pour la communauté correspond au LET dans la couche GaN qui produirait la même quantité de charge par unité de longueur dans le Silicium.

Nous pouvons voir qu'à 15 keV, le LET dans le stack 1 est plus élevé que le LET dans le stack 2 d'un facteur supérieur à 15. A 25 keV, ce facteur est plus faible et vaut 2. Cependant, dans le cas du stack 1, le LET à 15 keV est 2 fois plus élevé qu'à 25 keV et dans le cas du stack 2, c'est le LET à 25 keV qui est supérieur au LET à 15 keV d'un facteur 4. Cela démontre l'intérêt de bien choisir l'énergie de photon par rapport à la composition du boîtier. En effet, utiliser une énergie de photon élevée permet de limiter la variabilité due à l'inhomogénéité du boîtier. Cependant, dans le cas du stack 1, cela a pour effet de réduire la densité de charge déposée par rapport à celle obtenue avec des énergies de photon plus faibles, à l'exception des énergies comprises entre 8 et 10.5 keV. Il faut donc faire un compromis entre la densité de charge générée dans la couche active et la sensibilité à la variabilité du stack.

Nous pouvons également noter que les valeurs du LET_[GaN] et du LET_[Si] dans la couche GaN sont très proches et donc, cela indique que nous pouvons utiliser au premier ordre la notion de LET_[Si] dans la couche GaN.

Tableau 4.1 : Exemple de conversion du LET équivalent en LET_[GaN] et LET_[Si] pour la couche GaN

Stack	Energie photon (keV)	Nb de photons	Energie impulsion (pJ)	LET couche GaN (fC/μm)	LET _[GaN] couche GaN (MeV.cm ² /mg)	LET _[Si] couche GaN (MeV.cm ² /mg)
1	15	1500	3.6	4.58	0.47	0.44
2	15	1500	3.6	0.34	0.03	0.03
1	25	1500	6	2.31	0.23	0.22
2	25	1500	6	1.15	0.12	0.11

Pour un intérêt pratique, le LET pour un nombre donné de photons dans chaque couche peut être mis à l'échelle à partir du LET obtenu pour 1500 photons en suivant cette équation :

$$LET_{N_{photons}} = LET_{1500} * \frac{N_{photons}}{1500} \quad 4.2$$

En effet, pour une préparation d'expérience, cela permet d'estimer le flux approprié à partir du LET souhaité dans une couche donnée.

4.3.2.7 Etude de la distribution des porteurs générés

4.3.2.7.1 Profil longitudinal

La distribution de la densité d'électrons le long de l'épaisseur du FEOL à une énergie de photon de 20 keV est présentée sur la figure 4.16 pour les deux stacks. Les courbes d'ajustement sont constantes dans les couches GaN et buffer, et exponentielles dans le substrat Si. Nous pouvons voir que, pour les deux stacks, l'énergie est déposée sur toute l'épaisseur du composant. La densité d'électrons dans les couches GaN et buffer est plus importante que

dans le substrat. La seule différence notable à 20 keV entre les deux stacks est l'amplitude de la distribution de densité.

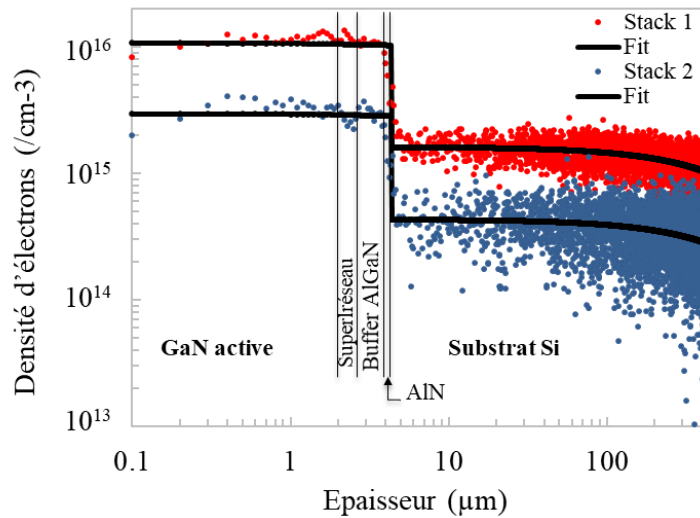


Figure 4.16 : Distribution longitudinale de la densité d'électrons dans le FEOL à 20keV pour les stacks 1 et 2

4.3.2.7.2 Profil radial

La distribution de la densité d'électrons le long de la distance radiale sur la figure 4.17 montre la dispersion de la charge générée dans la couche active de GaN à 20 keV. La distribution est raisonnablement bien ajustée avec une fonction Lorentzienne. La trace du faisceau s'étend sur des centaines de μm au-delà de la déviation standard initiale du faisceau incident qui est de $0.25 \mu\text{m}$. Cette diffusion latérale de la charge déposée augmenterait, probablement légèrement, avec une limite basse en énergie inférieure à celle du modèle Livermore. Aucun effet significatif dû aux couches de Cuivre dans le stack 2 n'est observé sur la dispersion latérale.

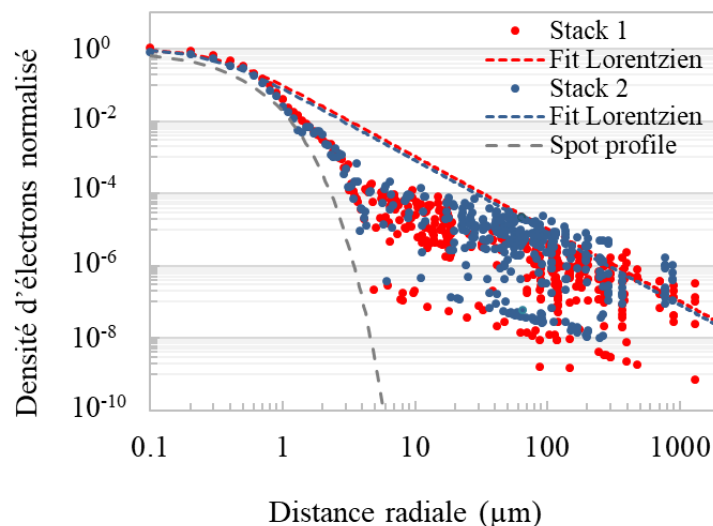


Figure 4.17 : Distribution radiale de la densité d'électrons dans le GaN à 20keV pour les stacks 1 et 2

4.3.2.8 Effet de la variation de l'épaisseur des couches dans le package

Nous avons fait varier l'épaisseur de la couche de résine dans le package du stack 1. La figure 4.18 présente la charge totale déposée dans le FEOL pour différentes épaisseurs de résine à 10, 15, 20 et 25 keV. On peut voir que

l'impact de la variation de l'épaisseur est plus important pour les énergies 10 et 15keV. Plus l'énergie du photon augmente, moins la charge reçue est sensible à l'augmentation de l'épaisseur de la résine.

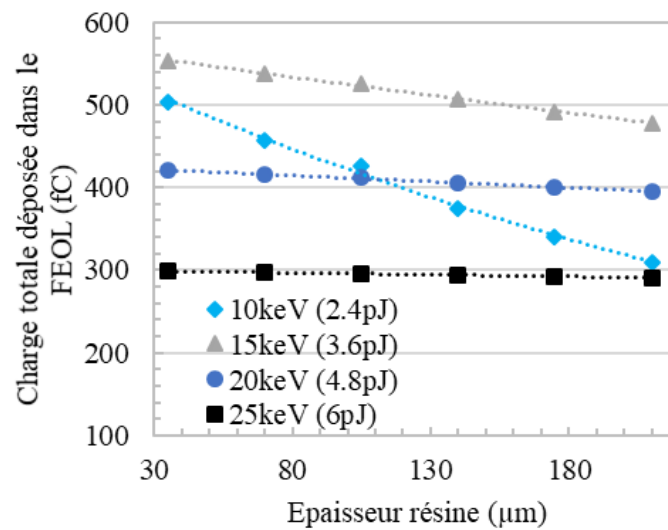


Figure 4.18 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons en fonction de l'épaisseur la résine pour le stack 1

Pour le stack 2, l'effet de la variation de l'épaisseur de Cu sur la charge déposée dans le FEOL est présenté sur la figure 4.19. Le dépôt de charge décroît suivant une fonction exponentielle de l'épaisseur de Cu. Le coefficient d'atténuation de la charge est cohérent avec le coefficient d'absorption du Cu sauf pour l'énergie de 10 keV. L'atténuation de la charge due à la couche de Cu dans le stack 2 est beaucoup plus importante que l'atténuation due à la couche de Résine dans le stack 1. Ceci prouve que c'est bien la couche de Cu qui domine l'absorption. Ainsi, des incertitudes importantes sur l'épaisseur de Cu induisent de fortes incertitudes sur l'estimation de la charge déposée. L'utilisation d'énergies de photon supérieures à 20 keV permet de réduire l'atténuation et les incertitudes, au détriment d'une absorption également plus faible dans la couche active pour le cas du stack 1.

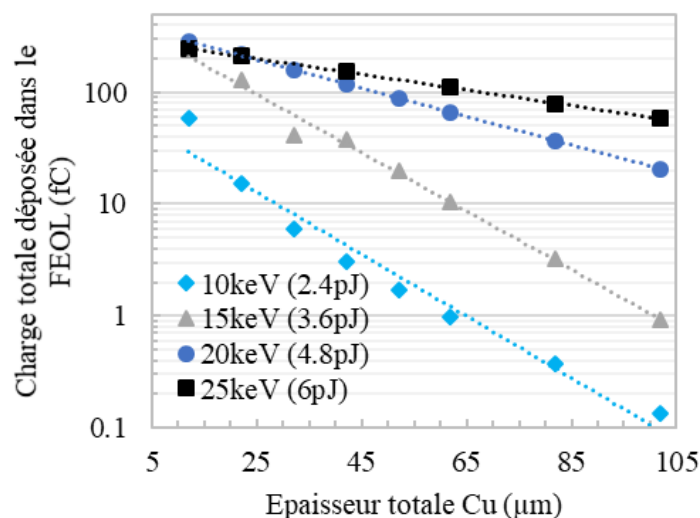


Figure 4.19 : Charge totale déposée dans le FEOL par une impulsion de 1500 photons en fonction de l'épaisseur du cuivre pour le stack 2

4.3.2.9 Dose locale ionisante dans les diélectriques

La dose locale déposée dans les couches de SiO₂ « diélectrique 1 » (130 nm) et « diélectrique 2 » (1 μm) de la figure 4.9 induite par une seule impulsion de 1500 photons est présentée sur la figure 4.20. La dose est calculée en considérant que l'énergie est contenue latéralement dans un rayon de 1 μm, c'est-à-dire que cette dose est totalement (et seulement) déposée dans un périmètre proche de la taille du spot. Il s'agit évidemment d'une approximation, mais elle peut être utile pour estimer la dégradation par effet de dose dans un pire cas qui pourrait être induite lors de la focalisation d'un nombre donné d'impulsions sur un point sensible de la structure.

La dose locale pour le stack 1 est plus importante que pour le stack 2 mais la différence entre les deux stacks est plus faible aux hautes énergies de photon. La dose estimée dans le diélectrique 1 est plus élevée que dans le diélectrique 2 et peut atteindre plusieurs centaines de rad par impulsion pour le cas du stack 1. Cela signifie que la dose locale doit être prise en compte dans la méthodologie de test sous rayons X focalisés en vue d'éviter l'accumulation d'une dose importante sur un même point d'impact.

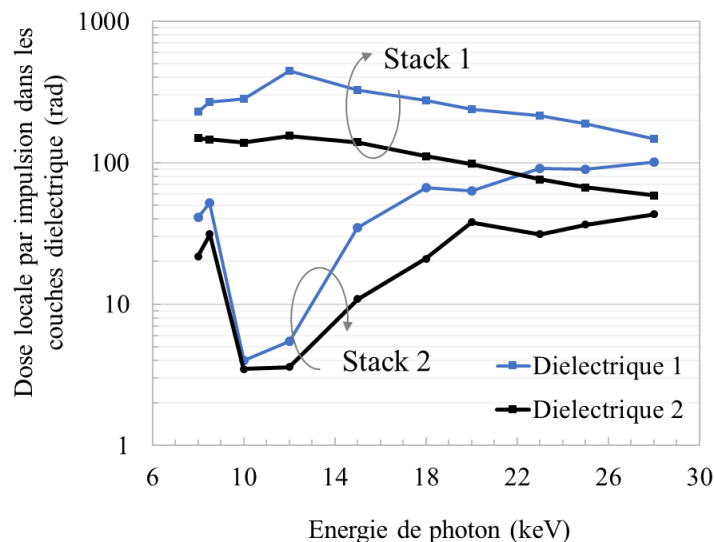


Figure 4.20 : Dose totale déposée dans le périmètre du faisceau dans les couches diélectrique 1 et 2 par une seule impulsion de 1500 photons pour les stacks 1 et 2

4.3.2.10 Conclusion

La simulation a permis d'étudier l'influence des couches du package sur la distribution de la charge générée lors du test sous impulsions de rayons X focalisés de composants de puissance GaN commerciaux. En fonction de la technologie du package et des objectifs du test, la sélection du paramètre énergie de photon est importante. Les résultats tendent à indiquer qu'une énergie de photon plus élevée serait moins sensible aux inhomogénéités du boîtier. En effet, nous avons vu que la charge déposée est fortement atténuée par les couches de Cu pour les énergies de photon inférieures à 20 keV. L'effet du pic d'absorption du Cu autour de 9 keV doit être pris en compte lors du choix de l'énergie des photons afin de limiter l'impact des variations de la structure du package lors du balayage du faisceau. Les couches de Cu ne rajoutent pas de dispersion supplémentaire sur les profils longitudinal et radial de la charge. L'estimation du LET a également permis de nous rendre compte que nous pouvons utiliser la notion de LET_[Si] dans la couche GaN au premier ordre. La dose locale dans la zone du spot peut atteindre des

valeurs très élevées à considérer dans la dégradation des composants. Ces résultats de simulation nous ont permis de sélectionner les paramètres expérimentaux pour une campagne test à l'ESRF.

4.4 Mise en œuvre expérimentale

Nous avons réalisé une campagne de caractérisation des composants de puissance GaN commerciaux sous faisceau de rayons X focalisée par la face avant. L'un des objectifs était de comparer les réponses des trois références commerciales d'intérêt et de les corrélérer avec les résultats de modélisation et les résultats obtenus sous impulsions laser et sous ions lourds. Un autre objectif était d'identifier les possibilités et limitations des tests par rayons X focalisés. Comme évoqué précédemment, les nouvelles technologies de composants GaN commerciaux arrivent avec de nouvelles configurations de packaging qui incluent d'épaisses couches de métallisations. Ainsi l'ouverture par la face avant de ce type de package ne constitue pas une opération simple. Cette campagne a été une opportunité pour valider la possibilité de pouvoir tester les composants sans ouverture du package. Le site d'irradiation choisi est l'ESRF situé à Grenoble. Nous avons exposé les composants de test au faisceau de rayons X focalisé fourni par la ligne de lumière ID09.

4.4.1 La ligne ID09

La ligne ID09 a été choisie car elle possède des caractéristiques de faisceau proche des besoins notamment en terme de résolution temporelle pour les tests SEE. Elle délivre des impulsions de rayons X sur une gamme d'énergie de 8.5 à 28 keV avec des flux élevés d'une valeur maximum de 10^8 photons/impulsion. La durée d'impulsion délivrée par le chopper peut varier de 100 ps à quelques ms. Le diamètre du spot est de 25 μm et peut être réduit à 5 μm en utilisant un pinhole (trou à travers une plaque de métal).

La ligne est constituée d'une salle d'expérience et d'une salle de contrôle. Une trappe entre les deux salles est disponible pour le passage des câbles. Le positionnement de l'échantillon testé face au faisceau se fait à l'aide d'un goniomètre fixé sur des platines de translation qui permet la rotation et le déplacement sur les 3 axes. L'utilisateur doit prévoir un support d'échantillons qui vient se fixer au goniomètre. Le banc de tests ainsi que les procédures de mise sous tension des alimentations pour la polarisation des échantillons et de récupération des données doivent être adaptés à la configuration de la ligne.

Un premier onduleur permet de couvrir les gammes d'énergies de photon de 8 à 10 keV et de 20 à 25 keV. L'utilisation des énergies de photon entre 15 et 20 keV nécessite l'utilisation de l'onduleur « mono-harmonique ».

Un flux en dessous de 30×10^3 photons/impulsion nécessite l'utilisation d'un monochromateur. Du fait du mode de fonctionnement intrinsèque du synchrotron, le flux n'est pas stable, il subit des variations avec une allure périodique. Au cours d'une période (environ 1 heure), le flux baisse en continue puis revient brusquement à sa valeur maximale au début de la période suivante. Il faut régulièrement vérifier le flux pour s'assurer des conditions de tests. La mesure du flux délivré ne se fait pas en temps réel. Elle est réalisée à l'aide d'une photodiode placée derrière l'échantillon.

Un chopper fonctionnant permet d'extraire les impulsions de rayons X de durée minimum de 100 ps.

La visualisation depuis la salle de contrôle est possible grâce à deux microscopes placés devant le composant à côté du faisceau. La localisation se fait en définissant un point de référence sur le composant.

La figure 4.21 donne un aperçu du banc expérimental de la ligne ID09.

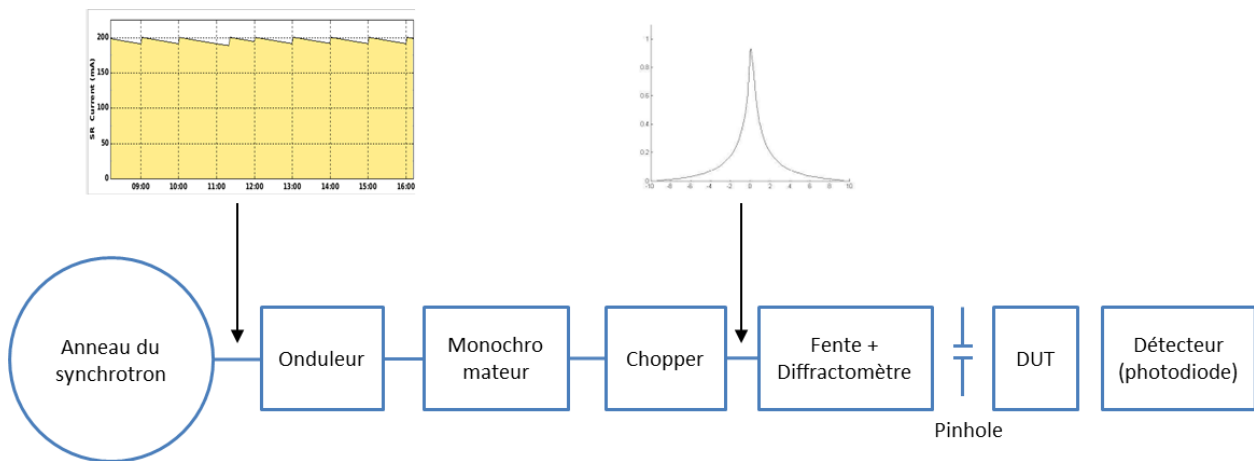


Figure 4.21 : Schéma simplifié de la ligne ID09

4.4.2 Préparation d'expérience

4.4.2.1 Cartes de test

Comme pour le test laser, nous avons assemblé une carte mère et plusieurs cartes filles où sont reportés les composants. La carte mère est basée sur le schéma électrique de la figure 2.17). Des capacités de découplage ont été ajoutées pour limiter le bruit provenant des alimentations.

Pour chaque référence, 4 cartes filles ont été réalisées. Les composants GS66508P et PGA26E07BA sont montés sur la face avant du PCB de manière conventionnelle. Pour l'EPC2045, le composant est monté sur la face arrière du PCB auquel on a fait un trou pour laisser passer le faisceau. Aucune préparation n'a été réalisée sur les échantillons à tester.

4.4.2.2 Setup de test

Les alimentations et oscilloscope utilisés sont les mêmes que ceux utilisés pour les tests laser. Ils sont placés à l'intérieur de la salle d'expérience à moins de 2 m des cartes de test et pilotés à distance à partir de la salle de contrôle à l'aide d'un script python. Le script python permet de récupérer les transitoires en temps réel pendant le scan depuis l'oscilloscope et de les stocker dans un fichier log. L'ESRF fournit un programme pour gérer les mouvements du goniomètre et des platines de translation qui supportent l'échantillon. Le placement et le câblage des équipements est présenté sur la figure 4.22.

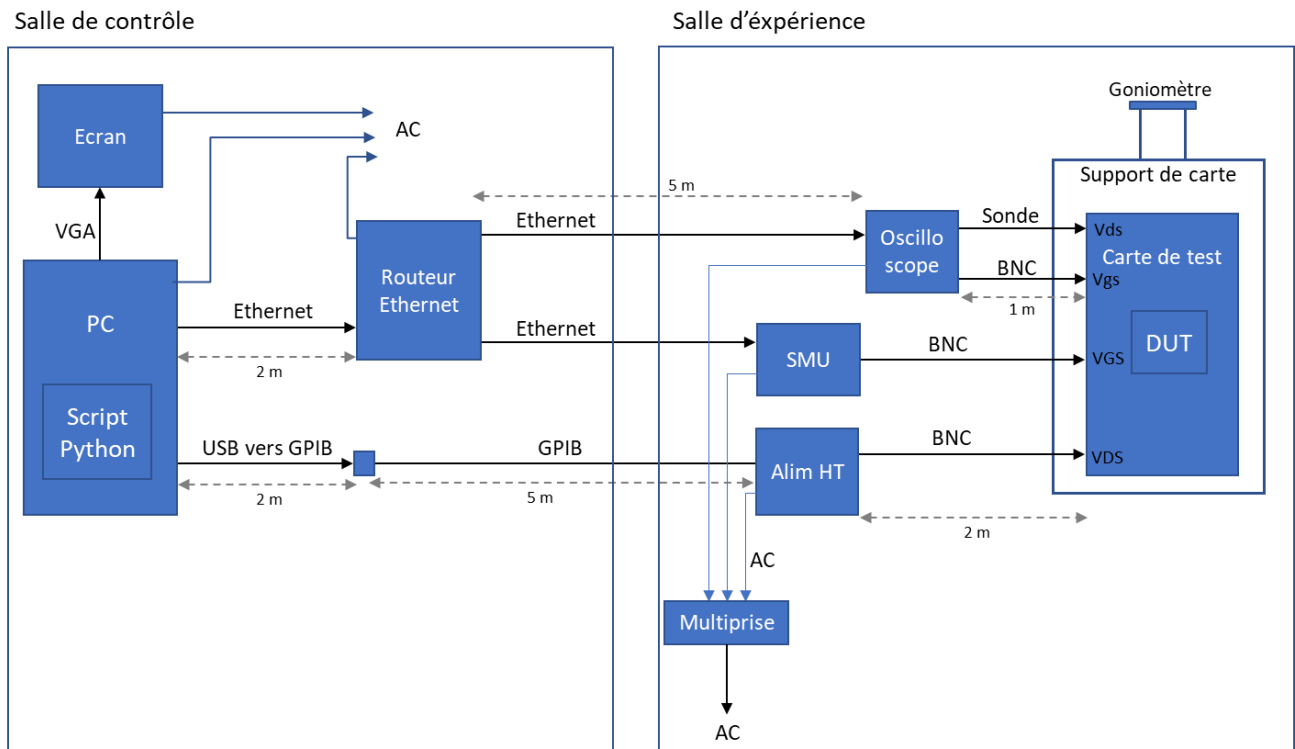


Figure 4.22 : Configuration expérimentale

Une photographie de l'installation des cartes de test est présentée sur la figure 4.23. La carte mère est montée sur un support fixé au goniomètre. La carte fille est montée sur la carte mère qui est positionnée de telle sorte que l'échantillon sous test soit en face du faisceau de rayons X. Nous pouvons voir les deux microscopes positionnés différemment l'un est placé au-dessus du faisceau et l'autre à côté du faisceau. Derrière la carte mère, nous pouvons voir la photodiode qui permet de mesurer le flux.

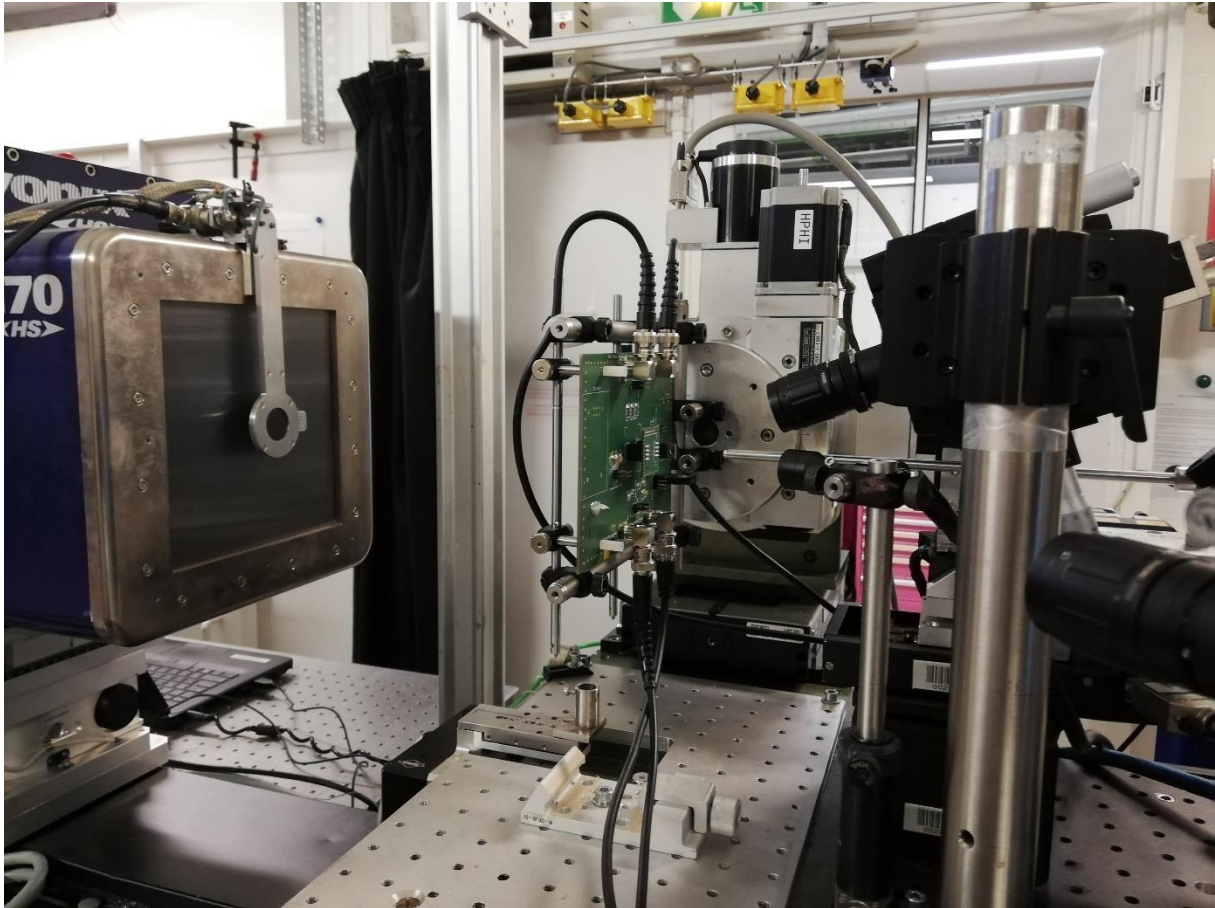


Figure 4.23 : Photographie de la carte de test positionnée en face du faisceau X

4.4.2.3 Plan de test

L'objectif était de tester trois échantillons de chaque référence à deux énergies de photon 15 et 20 keV avec une durée d'impulsion de 100 ps et un diamètre de faisceau de 5 μm . Le plan de test consiste à commencer par envoyer des impulsions à flux faible afin d'identifier le seuil à partir duquel des transitoires sont observés. Une fois que des transitoires apparaissent, on effectue des scans par pas de 5 ou 10 μm sur des zones de la puce à différentes valeurs de tension V_{ds} et V_{gs} , puis à différent flux et à deux énergies de photon. Les composants sont caractérisés électriquement après chaque run pour vérifier la présence de dégradation de caractéristiques électriques.

Deux cas de figure sont prévus pour le déroulement du scan. Dans le cas où les transitoires sont peu bruités, il est préférable d'envoyer une impulsion par position pendant le scan pour éviter l'accumulation de la dose locale. Si les signaux sont impactés par le bruit, on prévoit un moyennage sur un nombre raisonnable d'impulsions par exemple 16.

Nous avons estimé le temps nécessaire pour l'installation du setup expérimental et ainsi que le temps de scan pour les différentes conditions de test prévue et nous avons ajouté une marge pour les aléas expérimentaux. Nous avons déduit que nous pouvions tester 3 échantillons de chaque référence. Malheureusement, lors de cette campagne nous avons rencontré des difficultés liées à l'indisponibilité temporaire du faisceau, à des problèmes de synchronisation avec l'oscilloscope ainsi que les contraintes citées précédemment. Nous avons ainsi pu tester 3 GS66508P, 1 EPC2045 et 1 PGA26E07BA uniquement à une seule énergie de photon de 19 keV par manque de

temps. Les flux utilisés pour tester les composants GS66508P sont compris entre 5×10^3 et 81×10^3 photons/impulsion. L'échantillon PGA26E07BA a été testé à 81×10^3 photons/impulsion. Pour l'EPC2045 les flux sont compris entre 34×10^3 à 23×10^4 photons/impulsion. A cause du niveau de bruit élevé, les scans ont été réalisés en effectuant un moyennage sur 16 impulsions. Le plan de test prévisionnel et le plan de test réalisé sont présentés sur le tableau 4.2.

Tableau 4.2 : Plan de test prévisionnel et réalisé

	Références testées	Energie photon	Energie impulsion	Scans de transitoires	Durée estimée	Créneaux requis	Nombre d'échantillons
Plan de test prévisionnel	GS, PGA et EPC	15 et 20 keV	@ E1	➤ 4 Vds @ Vgs = -0.5 V (ex pour GS : 300, 400, 500 et 650 V)	31.5 h	4x8h	3 GS66508P 3 PGA26E07BA 3 EPC2045
Plan de test réalisé	GS, PGA et EPC	19 keV	@ E2	➤ 3 Vgs @ Vds = 500 V (0, -1.5, -2 V)	< 24 h		3 GS66508P 1 PGA26E07BA 1 EPC2045

4.4.3 Résultats expérimentaux

Nous avons obtenu une quantité limitée de résultats intéressants à cause des problèmes rencontrés lors de cette campagne. Nous avons pu observer des transitoires uniquement sur les échantillons GS66508P, les résultats présentés concernent donc uniquement cette référence. Sur les composants EPC2045 et PGA26E07BA, nous n'avons pas capturé de transitoires probablement à cause liées à de problématiques d'acquisition du signal liées aux limitations de notre setup de test telles qu'un sous échantillonnage à cause d'une fenêtre d'acquisition trop grande ou une bande passante limitée.

4.4.3.1 Transitoires

Le signal transitoire sur le drain a une forme unipolaire avec une durée relativement longue et le transitoire de grille présente une forme bipolaire qui pourrait être due à un courant de déplacement. Il est difficile de faire une analyse par comparaison de l'amplitude des transitoires capturés à différentes tensions de polarisation ou de flux en l'absence de l'information sur la position relativement à la structure interne du composant. D'une part l'amplitude ou l'aire des transitoires va varier selon l'empilement de couches traversé par le faisceau, d'autre part la position de l'impact par rapport aux contacts de grille, drain et source va également jouer un rôle.

La figure 4.24 présente les transitoires capturés sur le signal de drain et sur le signal de grille présentant l'amplitude la plus élevée à trois flux différents. Nous pouvons voir que l'amplitude maximum des transitoires observés augmente avec le flux pour les signaux de grille et de drain.

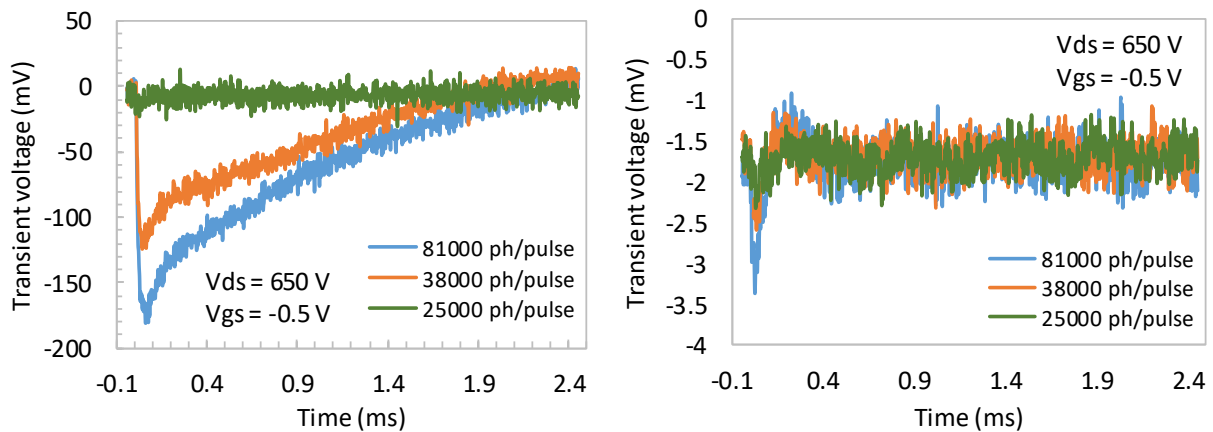
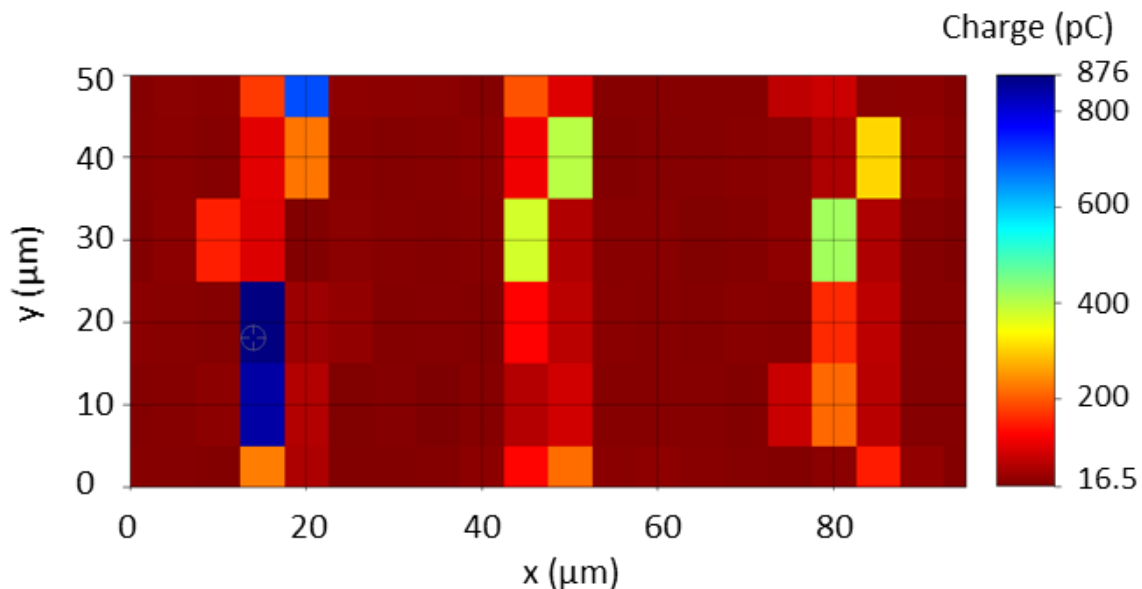


Figure 4.24 : Transitoires de drain (gauche) et de grille (droite)

4.4.3.2 Cartographie

L'analyse des cartographies des transitoires réalisés n'est pas concluante à cause du manque d'information sur le point d'impact et des problèmes de synchronisation rencontrés. Il est difficile de faire le lien avec la structure du composant. Il est arrivé que sur certaines zones scannées aucun transitoire n'est observé. La figure 4.25 présente une cartographie des transitoires de drain effectuée à $V_{ds} = 600V$, $V_{gs} = -0.5V$ et avec un flux de 33000 ph/impulsion. On observe une périodicité selon l'axe x des transitoires, ils apparaissent par intervalle d'environ 30 μm . La résolution est limitée à cause de la taille de faisceau qui est relativement grande par rapport aux distance grille-source et grille-drain. Cependant connaissant l'orientation des contacts du transistor par rapport à la cartographie, on note que la période d'apparition des transitoires est proche de la distance drain-source qui est d'environ 25 μm .

Figure 4.25 : Cartographie des transitoires de drain à $V_{ds} = 600V$, $V_{gs} = -0.5V$ et flux à 33000 ph/impulsion

4.4.3.3 Analyse statistique

La figure 4.26 montre une comparaison de la distribution des amplitudes et des charges des transitoires de drain générés lors du balayage d'une zone avec un flux de 81×10^3 photons/impulsion pour les tensions V_{ds} de 300 et 500 V. On peut voir que les amplitudes et les charges faibles correspondants au bruit sont majoritaires. Cette tendance ne varie pas avec la tension. Cependant, avec $V_{ds} = 500$ V, les valeurs maximales d'amplitude et de charge sont plus élevées.

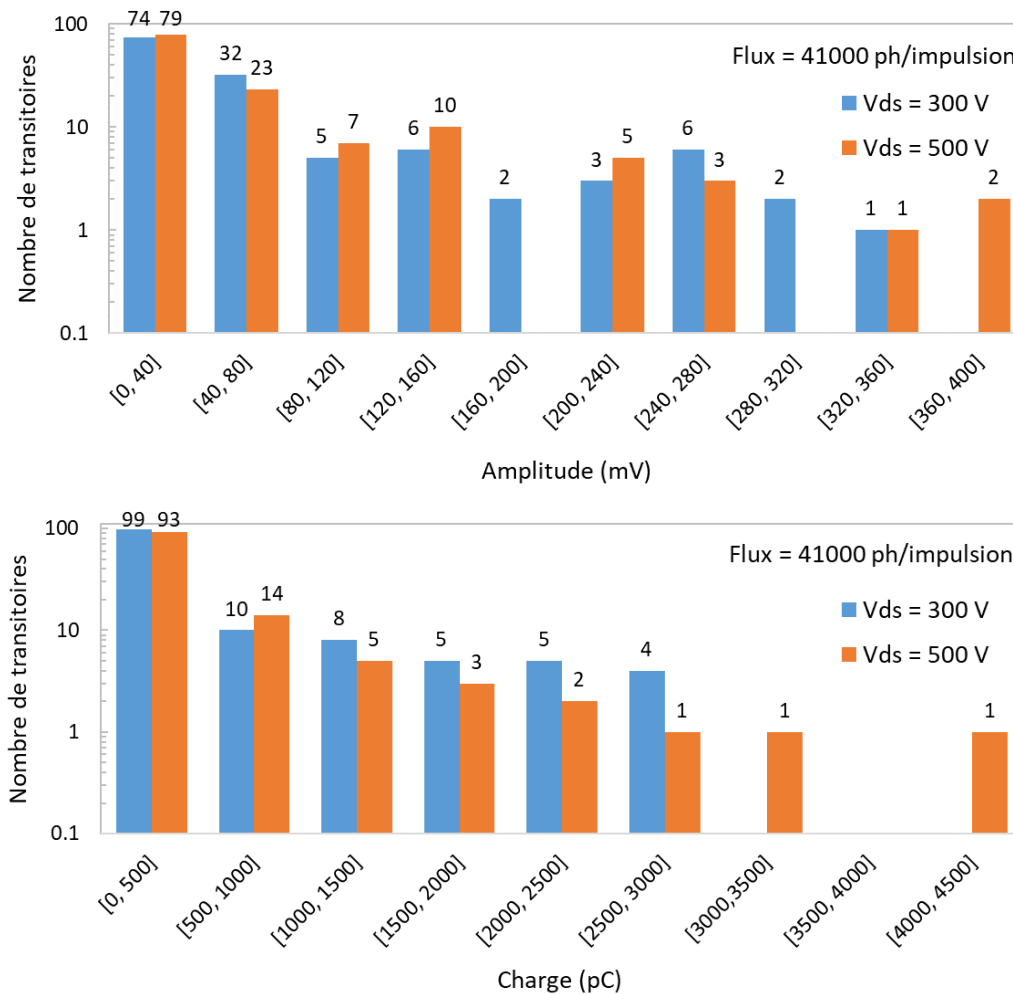


Figure 4.26 : Histogramme des amplitudes (haut) et des charges (bas) des transitoires sur la zone scannée

A partir du nombre de transitoires capturés et du nombre d'impulsions reçues, nous avons estimé la section efficace des transitoires ayant une charge supérieure de 700 pC. Même si nous n'avons pas scanné toute la puce, la section efficace obtenue pour une zone de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ pour un total de 100 impulsions a été extrapolée à l'échelle de la puce entière en considérant la surface totale des structures transistors hors zone d'interconnexion qui est de $3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$. La figure 4.27 présente la section efficace de la puce calculée à deux flux différents. La section efficace ne présente pas une dépendance claire avec la tension V_{ds} . La section efficace de la série de mesure à 81×10^3 ph/impulsion est plus faible qu'avec les mesures à 41×10^3 ph/impulsion qui ont été réalisées avant. Ces observations sont probablement dues à la forte instabilité du flux ou bien que certaines zones scannées soient à cheval sur des zones d'interconnexions. Une dégradation des composants due à la dose locale peut également être envisagée.

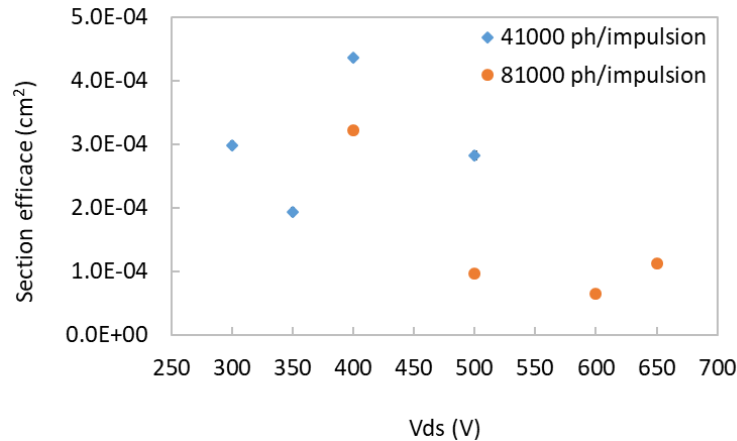
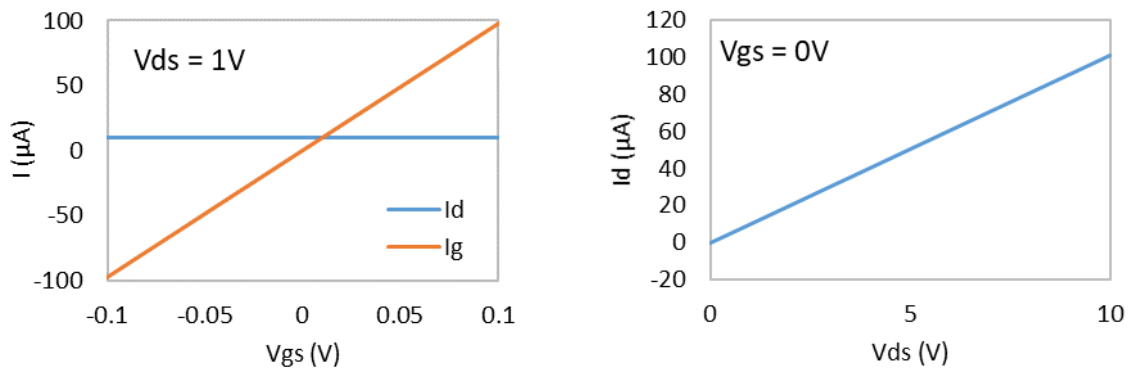


Figure 4.27 : Section efficace des transitoires en fonction de la tension Vds

4.4.3.4 Évènement destructif

Un seul échantillon a subi un évènement destructif après un scan avec un flux de 76×10^4 ph/impulsion à $V_{ds} = 600V$ et à $V_{gs} = -0.5V$. Les caractéristiques électriques $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$ et $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0V$ après le scan sont données sur la figure 4.28. On voit, sur la caractéristique $I(V_{gs})$, que le composant a perdu la fonctionnalité de transistor et la grille a un comportement résistif avec $R = 1 m\Omega$. Sur la caractéristique $I_d(V_{ds})$ on voit que le canal a également un comportement résistif avec $R = 10 m\Omega$. Le courant de fuite a augmenté d'un facteur 10^5 pour I_d et d'un facteur 20 pour I_g .

Figure 4.28 : Caractéristiques $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$ (gauche) et $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0V$ (droite) obtenues après évènement destructif

Ce résultat semble démontrer la capacité d'un faisceau de rayons X à générer des évènements destructifs sur des composants GaN sans ouverture de boîtier. Cela donne des perspectives intéressantes pour la détermination de la SOA et de la section efficace d'évènements destructifs sur des COTS GaN.

4.4.3.5 Limitations expérimentales

Le temps de passage entre les gammes d'énergie de photon (environ 1h) doit être prise en compte. Un délai d'environ une trentaine de minutes est également à prévoir pour le passage entre les faibles et les forts flux. La simple mesure du flux peut également durer quelques minutes. Les fluctuations non maîtrisées du flux peuvent être élevées (par exemple 30 %).

La composition des composants que nous testons étant inhomogène, il est préférable de ne pas faire la mesure alors que l'échantillon est en place. De plus, maintenir le faisceau sur le composant pendant la durée de la mesure du flux risque de compromettre les résultats. Pour effectuer une mesure précise du flux, nous basculons l'échantillon hors du champ de propagation du faisceau. Cela rajoute un délai supplémentaire à prendre en compte dans le plan de test.

L'alignement de l'axe du faisceau par rapport à la fente en amont du DUT peut être soumis aux vibrations. L'utilisation du pinhole pour réduire la taille du spot ne garantit pas la stabilité de l'alignement du faisceau. Une vérification régulière de l'alignement est nécessaire pour s'assurer que le faisceau atteigne bien l'échantillon avec le flux désiré.

Les composants n'étant pas préparés, la position de l'impact de l'impulsion par rapport aux structures multi-doigts reste difficilement reproductible. La précision approximative de la localisation affecte la répétabilité des mesures.

Enfin, nous avons observé que le chopper induit un bruit électromagnétique significatif qui pollue les signaux mesurés, limitant leur exploitabilité. Une amélioration du blindage de la chaîne d'acquisition pourrait contribuer à solutionner ce problème.

4.4.3.6 Conclusion

Lors de cette campagne, nous avons obtenu une quantité limitée de données exploitables par manque de temps à cause des nombreuses difficultés expérimentales rencontrées. Nous avons effectué une analyse des résultats obtenus sur les composants GS66508P. Les résultats représentent un début intéressant pour comprendre l'approche à privilégier pour la caractérisation de composants sous impulsions RX. Cependant, les résultats sont insuffisants pour une corrélation avec les données obtenues sous laser et ions lourds. Nous avons fait un retour d'expérience à l'ESRF notamment en ce qui concerne les contraintes et difficultés rencontrées et les améliorations possibles sur la ligne de faisceau.

4.5 Conclusion

Nous avons vu les différents mécanismes d'interaction des rayons X avec les matériaux. Les mécanismes principaux pour les énergies de photon utilisés pour le test sous impulsions focalisées sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton. Nous avons développé un code basé sur les bibliothèques GEANT4 permettant de quantifier l'injection de charge par faisceau X focalisé dans les différentes couches d'un empilement typique de COTS GaN/Si. Ce code a permis de déterminer les paramètres expérimentaux optimaux pour réaliser une campagne de test à l'ESRF. La caractérisation sous faisceau X des composants de référence a permis d'observer des transitoires sur une seule référence. Nous avons pu identifier un certain nombre de limitations qui peuvent survenir lors de ce type de test par rayons X focalisés. Des améliorations au niveau de la ligne de faisceau semblent nécessaires en vue d'obtenir des résultats plus complets qui seraient corrélables avec des résultats obtenus sous ions lourds.

Chapitre 5

Méthodologie d'utilisation des techniques de test sous laser et rayons X

Chapitre 5 : Méthodologie d'utilisation des techniques de test sous laser et rayons X

5.1 Introduction

L'utilisation des techniques de caractérisation basée sur le laser et les rayons X en tant que techniques complémentaires aux tests sous ions lourds n'est faisable qu'avec la possibilité d'une corrélation des résultats. Obtenir des réponses électriques des composants comparables avec les différentes techniques nécessite de pouvoir corréler le LET des ions avec les énergies d'impulsions laser et rayons X. Cette corrélation constitue un défi majeur d'autant plus qu'il faudrait être capable de démontrer que la nature des mécanismes est similaire sous ions lourds et sous laser ou rayons X.

Dans ce chapitre, nous traitons les résultats de tests sous ions lourds fournis par l'IRT Saint Exupéry et les confrontons aux résultats obtenus sous laser et sous rayons X. L'intérêt des techniques basées sur le laser et les rayons X est résumé. Nous proposons une méthodologie pour le choix de la technique la plus adaptée en fonction des objectifs et des ressources disponibles.

5.2 Analyse des résultats de caractérisation sous ions lourds

Nous allons ici analyser les résultats obtenus dans le cadre du projet FELINE Lot 2. Les trois références d'intérêt que nous étudions dans cette thèse ont été caractérisées sous ions. Les résultats ci-dessous sont tirés des documents de référence suivants [Mora19], [Mora19], [Mora19], [Weul20].

Le tableau 5.1 présente une synthèse des résultats sous ions lourds.

Tableau 5.1 : Synthèse des résultats sous ions lourds

Référence	GS66508P		EPC2045		PGA26E07BA		
Vds _{max} (V)	650		100		600		
Site d'irradiation	TAMU		UCL		UCL	TAMU	
Face irradiée	Face avant		Face avant		Face avant		
Préparation des échantillons	Aucune		Aucune		Couche époxy du boîtier enlevée par gravure chimique		
LET[Si] (MeV.cm ² /mg) [parcours Si]	37,9 [55µm]		46,1 [89µm]	32,4 [94µm]	62,5 [73µm]	45,8 [89µm]	40,2 [38µm]
Fluence max (cm ⁻²)	3x10 ⁵		5x10 ⁵		3x10 ⁵		
Lot			Lot				
Nombre d'échantillons testés	8		1	6		10	6
			2	3			
Evènements destructifs	2		1	5		1	4
			2	1			
Défaillance post-irradiation	3		1	1		6	0
			2	0			
SOA							
Vds/Vgs Pass	400 V / 0 V	325 V / -3 V	80 V / 0 à -4 V	90 V / 0 V	300 V / 0 à -6 V	325 V / 0 à -9 V	375 V / 0 V
Vds/Vgs Fail	350 V / -3 V		90 V / 0 V	100 V / -4 V	325 V / 0 V 300 V / -9 V	350 V / 0 V	400 V / 0 V
Vds _{pass} / Vds _{max} (%)	61	50	80	90	50	54	62
Section efficace SED (cm ²)	1.06x10 ⁻⁶		1	7.93x10 ⁻³		3.45x10 ⁻⁵	1.93x10 ⁻⁵
			2	1.46x10 ⁻⁶			
Observations	<ul style="list-style-type: none"> - Dégradation courant fuite I_g à 450 V suivi de signature de court-circuit à 475 V - Défaillance à 425 V à la mise sous tension (après test à 400 V) - Défaut de tenu en tension à 450 V post-irradiation 		Lot 1 : <ul style="list-style-type: none"> - Signatures défaillance drain - Dérive courant fuite I_g à 90 V - Défaut de tenu en tension post-irradiation à 90 V Lot 2 : <ul style="list-style-type: none"> - Signature défaillance grille et drain à 100 V 		<ul style="list-style-type: none"> - Signatures défaillance drain - Défaillance post-irradiation - Signature défaillance grille et drain à 100 V - Signature de court-circuit à 450 V 		

- Dérive post-irradiation de la tension seuil $V_{gS_{th}}$	
---	--

Des événements destructifs ont été observés sur les trois références au cours de l'irradiation avec des signatures de défaillance sur le drain et/ou la grille ou après une caractérisation post-irradiation. Les mécanismes de dégradation n'ont pas été clairement identifiés, nous les appelons ici SED (Single Event Destruction), ce qui peut englober des mécanismes du type SEB ou SEGR. La SOA a été caractérisée pour les trois références.

Les trois références testées présentent une certaine robustesse face aux ions lourds. La SOA identifiée pour les trois est supérieure ou égale à 50 % de la tension de claquage. Le sur-blocage de la grille réduit la SOA uniquement pour la référence GS66508P.

La section efficace pour chaque référence correspond à la moyenne des sections efficaces individuelles des échantillons. Pour les échantillons ne présentant pas de défaillance, une majoration de la section efficace est calculée en considérant qu'un seul événement s'est produit. La référence GS66508P présente la section efficace la plus faible. La référence EPC2045 présente une différence de section efficace importante entre les échantillons du lot 1 et du lot 2. La section efficace obtenue à l'UCL est supérieure à celle obtenue au TAMU (environ d'un facteur 2) pour des échantillons provenant d'un même lot de la référence PGA26E07BA.

5.3 Intérêts des techniques basées sur le laser et les rayons X focalisés

5.3.1 Confrontation données ions lourds, laser et rayons X

5.3.1.1 Observations expérimentales

Avec les ions lourds, nous avons observé les effets du LET, des tensions Vds et Vgs sur les événements destructifs. La SOA et la section efficace de ces événements ont été déterminés.

Avec le laser, nous avons observé les effets de l'énergie de l'impulsion et des tensions Vds et Vgs sur l'amplitude et la charge collectée des transitoires. Nous avons identifié les zones sensibles de la puce en fonction de ces paramètres. La tension en dessous de laquelle les transitoires long ne sont pas observés a été identifiée. Cependant, des transitoires courts sont observés en dessous de cette tension. Des signatures de défaillances ont été observées sur les signaux de drain et de grille, même lorsqu'on observe uniquement les transitoires courts. La SOA et la section efficace des événements destructifs n'ont pas été déterminées car le nombre d'échantillons était limité. Les analyses de défaillance sont incomplètes pour une comparaison des mécanismes de dégradations sous ions lourds et laser.

Avec les rayons X, nous avons observé l'effet de l'énergie de l'impulsion et de la tensions Vds sur la statistique des transitoires observés. Il n'y a pas de comparaison directe de l'amplitude des transitoires en fonction de ces paramètres. Les zones sensibles ne sont pas clairement identifiées car il n'y a pas d'imagerie à travers le package et le BEOL. La section efficace des transitoires calculée en fonction de la tension et du flux donne une idée de la sensibilité du composant. On a observé un événement destructif, la SOA et la section efficace des événements destructifs ne sont pas déterminées. Il n'y a pas d'analyse de défaillance pour comparaison avec les dégradations sous ions lourds.

Le tableau 5.2 montre une comparaison des effets observés en fonction des paramètres expérimentaux sur les trois références.

Tableau 5.2 : Comparaison des effets observés sur les trois références

Référence	Effets comparés	Ions lourds	Laser	Rayons X
GS66508P	Evénements observés	Evènements destructifs	- Transitoires courts - Transitoires longs - Evènements destructifs	- Transitoires longs - Evènements destructifs
	Effet augmentation LET / Energie impulsion	1 seul LET testé	- Augmentation de l'amplitude des transitoires courts avec dépendance cubique - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs avec dépendance linéaire	Augmentation de l'amplitude maximale des transitoires
	Effet augmentation Vds	Augmentation de la sensibilité aux SEDs	- Augmentation de l'amplitude des transitoires courts - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs	Augmentation de l'amplitude maximale des transitoires
	Effet sur-blocage Vgs	Augmentation de la sensibilité aux SEDs	- Diminution de l'amplitude des transitoires courts - Augmentation de l'amplitude des transitoires longs	Non observé
PGA26E07BA	Evénements observés	Evènements destructifs	- Transitoires courts - Transitoires longs - Evènements destructifs	Pas de transitoire observé
	Effet augmentation LET / Energie impulsion	1 seul LET testé	- Augmentation de l'amplitude des transitoires longs avec dépendance linéaire	
	Effet augmentation Vds	Augmentation de la sensibilité aux SEDs	Augmentation de l'amplitude des transitoires longs	
	Effet sur-blocage Vgs	Pas d'augmentation de la sensibilité aux SEDs	- Diminution de l'amplitude des transitoires longs	
	Evénements observés	Evènements destructifs	- Transitoires courts - Transitoires longs - Evènements destructifs	
EPC2045	Evénements observés	Evènements destructifs	- Transitoires courts - Evènements destructifs	Pas de transitoire observé
	Effet augmentation LET / Energie impulsion	Augmentation de la sensibilité aux SEDs	- Augmentation de l'amplitude des transitoires courts	
	Effet augmentation Vds	Augmentation de la sensibilité aux SEDs	Très légère augmentation de l'amplitude des transitoires courts à Vds > 100 V	
	Effet sur-blocage Vgs	Pas d'augmentation de la sensibilité aux SEDs	- Diminution de l'amplitude des transitoires	
	Evénements observés	Evènements destructifs	- Transitoires courts - Evènements destructifs	

Le tableau 5.3 présente les données sur les événements destructifs obtenues sous ions lourds, laser et rayons X. Avec le laser, nous avons observé des événements destructifs pour des tensions V_{ds} entre 50 et 150 V qui sont inférieures à la tension seuil de destruction $V_{ds\text{fail}}$ déterminée sous ions lourds pour le GS66508P et le PGA26E07BA. Cela nous amène à nous questionner sur la nature de ces événements destructifs. La possibilité d'une dégradation progressive, due à des effets cumulatifs, conduisant à certaines défaillances observées pourrait être envisagée. Les autres défaillances ont été observées à $V_{ds} \geq 600$ V. Nous n'avons pas observé de défaillances pour des tensions comprises entre $V_{ds\text{fail}}$ ions lourds et 600 V. Cela peut s'expliquer par le fait que nous n'avons pas exploré tous les couples de paramètre tension/énergie laser en raison d'un nombre limité d'échantillons préparés. Pour l'EPC2045, nous avons dû utiliser une énergie laser très élevée pour pouvoir observer des transitoires courts. Les deux défaillances observées sont survenues à des tensions V_{ds} supérieures au seuil de destruction ions lourds dont celle à 200 V qui est 2 fois supérieure à la tension d'utilisation maximale de l'EPC2045.

Avec les rayons X, une défaillance a été observée sur le GS66508P pour des valeurs de tension V_{ds} supérieures au seuil de destruction sous ions lourds. Pour l'EPC2045 et le PGA26E07BA nous n'avons pas observé de transitoires ni d'évènements destructifs.

Tableau 5.3 : Synthèse des événements destructifs observés sous ions lourds, laser et rayons X

	Ions lourds				Laser		Rayons X	
	Fluence max (cm ⁻²)	LET[Si] (MeV.cm ² /mg)	Vds/Vgs fail	Section efficace SED (cm ²)	Energie fail (nJ)	Vds/Vgs fail	Energie fail (nJ)	Vds/Vgs fail
GS66508P	3x10 ⁵	37.9	350 V / -3 V	1.06x10 ⁻⁶	5	120V / 0V	2.3	600 V / -0.5 V
					5	650 V / -0.5 V		
					12.5	600 V / -0.5 V		
					15	600 V / -0.5 V		
PGA26E07BA	3x10 ⁵	40.2	400 V / 0 V	3.45x10 ⁻⁵	5	50 V / -0.5 V	Pas d'évènement destructif	
		45.8	350 V / 0 V		5	150V / -2 V		
		62.5	325 V / 0 V 300 V / -9 V		6.25	600 V / -0.5 V		
EPC2045	5x10 ⁵	46.1	90 V / 0 V	Lot 1: 7.93x10 ⁻³	50	100 V / -0.5 V	Pas d'évènement destructif	
		32.4	100 V / -4 V	Lot 2: 1.46x10 ⁻⁶	50	200 V / -0.5 V		

5.3.1.2 Equivalence quantitative

Pour une comparaison avec le LET des ions lourds, les LETs équivalents en fonction de l'énergie des impulsions laser et rayons X ont été estimés grâce à la modélisation pour le cas de la référence GS66508P. Ces LETs

équivalents peuvent différer en fonction des matériaux qui composent les couches semiconducteur. Puisque la couche active des composants est du GaN, nous allons prendre comme référence le LET[Si] équivalent de cette couche GaN pour déterminer les énergies d'impulsions nécessaires pour le laser et les rayons X. Le tableau 5.4 présente les énergies équivalentes pour quelques valeurs de LETs. Les énergies d'impulsion laser sont données pour une longueur d'onde de 1030 nm et une durée d'impulsion de 320 fs, et pour un beam-waist de 1 μm qui correspond au cas d'étude présenté dans le chapitre 3 et de 1.5 μm pour observer l'effet de la taille du spot sur le LET équivalent. L'énergie de l'impulsion rayons X est donnée avec le nombre de photons par impulsion correspondant pour une énergie de photon de 20 keV dans le cas du stack 2 où le boîtier contient des couches de Cu. Avec une énergie laser de 300 pJ ou une énergie d'impulsion de rayons X de 3 nJ à 20 keV, on peut, selon notre modélisation, générer la même quantité de charge qu'un ion ayant un LET[Si] de 62.5 MeV.cm²/mg dans la couche active GaN.

Tableau 5.4 : Modélisation de l'équivalence LET ions lourds, énergie des impulsions laser et rayons X

LET[Si] ions lourds (MeV.cm²/mg)	Énergie impulsion laser (pJ) calculée pour $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 320 \text{ fs}$ et $w_0 = 1 \mu\text{m}$	Énergie impulsion laser (pJ) calculée pour $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $\tau = 320 \text{ fs}$ et $w_0 = 1.5 \mu\text{m}$	Énergie impulsion rayons X (pJ) [nombre de photons] calculée pour $E_{\text{photon}} = 20 \text{ keV}$
1.3	84	190	66 [2.05x10 ⁴ photons]
3.3	114	227	166 [5.19x10 ⁴ photons]
5.7	152	284	287 [8.97x10 ⁴ photons]
10.0	163	352	504 [1.57x10 ⁵ photons]
16.0	179	391	807 [2.52x10 ⁵ photons]
20.4	190	417	1029 [3.21x10 ⁵ photons]
32.4	222	501	1634 [5.10x10 ⁵ photons]
45.8	257	584	2310 [7.21x10 ⁵ photons]
62.5	300	686	3152 [9.84x10 ⁵ photons]

La corrélation du LET et des énergies d'impulsion est très dépendante de la structure du composant testé ainsi que les zones d'impact des ions ou des impulsions sur le composant. Pour le laser, la composition des couches buffer peut faire varier le LET équivalent dans la couche active. Pour les rayons X, la composition du package et des couches du BEOL peuvent aussi faire varier le LET comme nous l'avons vu en comparant les deux stacks avec et sans couche de Cu.

Pour le laser, une augmentation de 0.5 μm sur le rayon du spot peut augmenter d'un facteur compris entre 2 et 3 l'énergie d'impulsion nécessaire pour générer un même LET. Nous pouvons noter que les énergies d'impulsion laser utilisées lors des campagnes expérimentales sont très élevées par rapport aux énergies équivalentes aux LET ion lourd calculées à l'aide de la modélisation laser. Cette différence peut être en partie expliquée par des limitations de la modélisation. En effet, il existe des incertitudes sur les paramètres de modélisation. La possibilité d'une surestimation du coefficient d'absorption 4PA en raison des facteurs inconnus qui tendraient à réduire son

amplitude doit être envisagée. En effet, avec les facteurs pris égaux à 1, la modélisation montre que le 4PA est le mécanisme dominant dans la génération de charge dans le GaN. Cependant, une diminution de l'amplitude contribuerait à réduire la densité de charge dans la couche GaN et augmenterait ainsi l'énergie équivalente au LET ion lourd calculée avec la modélisation. D'autre part, il peut y avoir des possibles effets non pris en compte lors des campagnes expérimentales telles que la dispersion chromatique de l'impulsion au cours de sa propagation.

Pour les rayons X, les énergies d'impulsion utilisées expérimentalement (4.10^4 , 8.10^4 et 2.10^5 photons) sont équivalentes aux énergies calculées pour des LETs faibles. Ceci pourrait expliquer l'absence d'observations sur deux des références testées.

5.3.2 Complémentarité des techniques

En fonction des objectifs, les trois techniques présentent des avantages et des inconvénients présentés dans le tableau 5.5.

Tableau 5.5 : Avantages et inconvénients des techniques de test pour l'évaluation des SEEs dans les COTS GaN/Si

	Avantages	Inconvénients
Ions lourds	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Bonne représentativité de l'environnement radiatif spatial ▪ Plus adapté pour les statistiques de défaillance ▪ Standards de test existant 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Pas d'identification des zones sensibles du composant ▪ Gamme de parcours moyen limitée ▪ Coût élevé ▪ Disponibilité de créneaux
Laser	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Très bonne résolution spatiale ▪ Cartographie des zones sensibles du composant ▪ Moins coûteux ▪ Plus de facilité d'accès (si disponible en laboratoire) 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Préparation d'échantillons : ouverture et amincissement ▪ Incertitude sur le LET équivalent
Rayons X	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Résolution spatiale possible ▪ Profondeur de pénétration supérieure au parcours moyen des ions ▪ Pas de nécessité de préparation d'échantillons pour les composants avec boîtier plastique 	<ul style="list-style-type: none"> ▪ Pas de visualisation en temps réel des zones testées ▪ Identification difficile des zones sensibles ▪ Stabilité du faisceau ▪ Fiabilité de la dosimétrie ▪ Incertitude sur le LET équivalent ▪ Disponibilité de créneaux

L'utilisation du test laser et du test sous rayons X permet d'avoir des résultats complémentaires aux tests sous ions lourds. Un résultat complémentaire intéressant sous laser est notamment la cartographie des zones sensibles du composant. Avec les tests sous faisceau de rayons X, il est possible d'atteindre la zone sensible des composants sans préparation que les ions avec un parcours moyen limité ne permettent pas d'atteindre.

Au cours des campagnes de test que nous avons réalisées durant la thèse, nous avons montré que le laser et les rayons X sont capables de générer des évènements destructifs dans les COTS GaN/Si mais nous n'avons pas déterminé la SOA et la section efficace en raison des contraintes telles que le nombre limité de composants préparés dans le cas du laser et le manque de temps pendant les tests à l'ESRF pour le cas des rayons X. Il est possible de déterminer une SOA et une section efficace d'évènements destructifs sous laser et rayons X, cependant ces valeurs ne sont pas encore fiables par rapport aux données sous ions lourds. En effet, pour une corrélation ions lourds-laser et ions lourds-rayons X, il faudra démontrer que la nature des défauts et les mécanismes de défaillance impliqués sont similaires à ceux des évènements observés sous ions lourds. Il faudrait également faire une étude systématique sur l'ensemble de paramètres expérimentaux des trois techniques tels que le LET des ions, l'énergie de l'impulsion laser et l'énergie de l'impulsion du faisceau X. Dans ce sens, la corrélation par la modélisation constitue une première étape mais une validation expérimentale sera nécessaire, comme cela a pu être fait sur une diode Si par [Augu19].

5.4 Proposition de méthodologie d'utilisation

Le choix de la technique de caractérisation des SEEs peut dépendre de plusieurs critères. Il est donc important d'avoir un processus de choix en fonction des ressources disponibles ainsi que le type de résultats recherché.

La démarche proposée sur la figure 5.1 permet de choisir la technique la plus adaptée en fonction des phases du projet, des objectifs et des moyens disponibles.

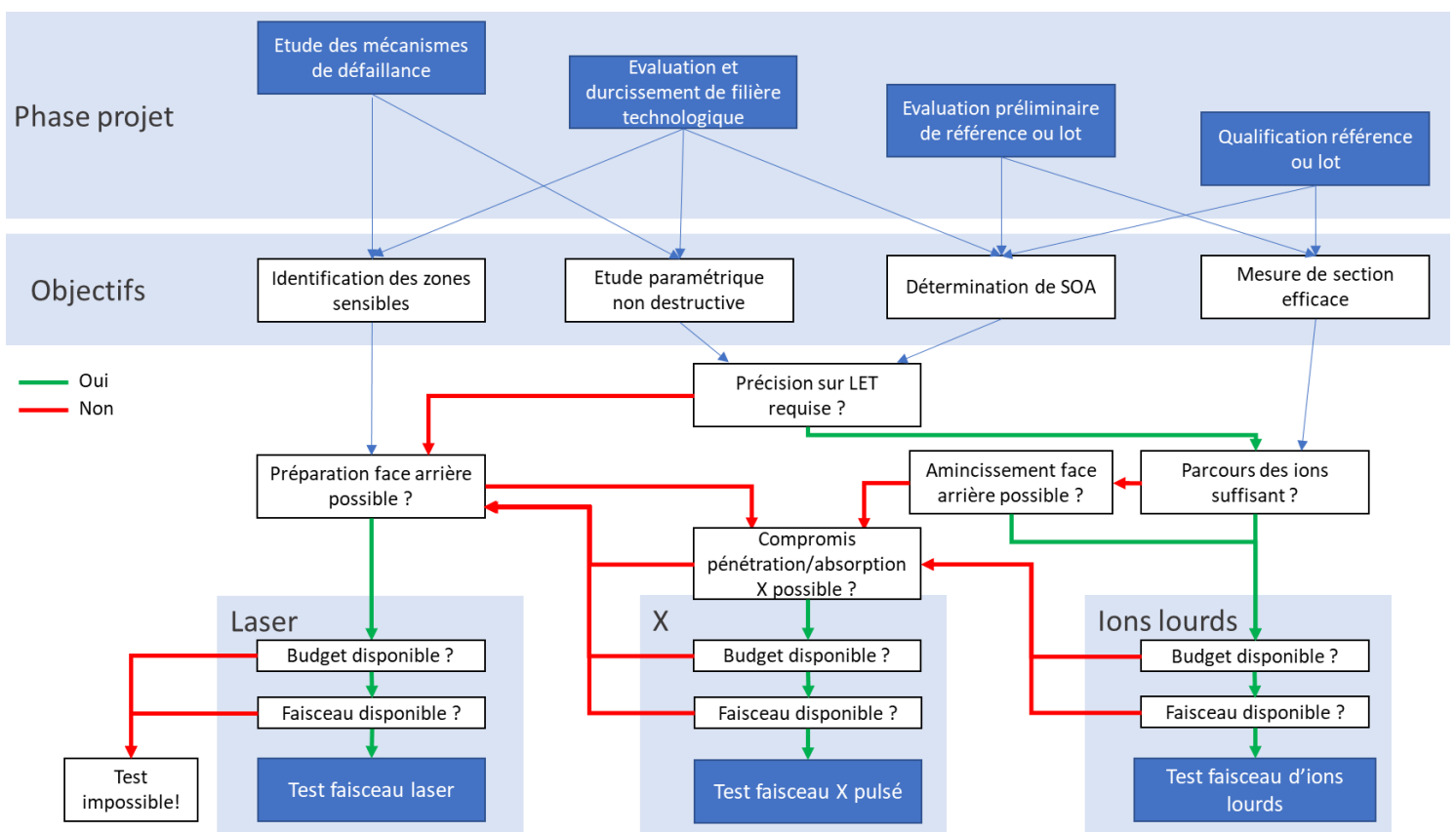


Figure 5.1 : Processus de choix de la technique de caractérisation

Dans le cas où nous souhaitons tester les zones sensibles du composant, le test laser est conseillé en priorité. Pour cela il faudra vérifier la possibilité de réaliser une préparation d'échantillons. Dans le cas contraire, le test sous rayons X peut être une solution mais il faut s'assurer que les rayons X soient capables de traverser le package et le BEOL avec ou sans une préparation d'échantillon.

Pour réaliser une étude paramétrique non destructive et déterminer de la SOA dans le cas où la précision du LET est importante, nous préférons faire des tests sous ions lourds en priorité. Si le parcours moyen des ions ne permet pas d'atteindre le volume sensible et qu'une préparation d'échantillons n'est pas envisageable, la deuxième option est de faire un test sous rayons X. Dans le cas où la précision du LET n'est importante, le test laser peut être réalisé.

Le test sous ions lourds est le moyen standard pour déterminer la SOA et la section efficace des événements destructifs dans le cas d'une sélection ou une qualification de composants. Selon la technologie des composants testés, les gammes de parcours des ions disponibles ne permettent pas d'atteindre la zone active par la face avant du composant. Dans ce cas, le test sous rayons X capables de traverser des couches de métallisations peut être une bonne alternative pour certains composants.

De plus, pour les trois techniques, il faut également à prendre en compte le budget et la disponibilité du faisceau. Dans le cas où les conditions requises ne sont pas remplies pour les trois options, le test est impossible à réaliser.

Le coût de l'heure de faisceau d'ions lourds est élevé par rapport au laser. Le coût des déplacements internationaux pour se rendre dans les différents sites d'irradiation est également non négligeable. Dans le cas d'un budget limité, réaliser des tests laser sur un banc 3PA si disponible au laboratoire serait intéressant. L'augmentation du nombre d'utilisateurs des faisceaux ions lourds ainsi que les temps d'arrêt ou de maintenance participent à réduire les créneaux disponibles. Le fait d'avoir une installation laser dans l'équipe de recherche ou à proximité constitue un gain de temps.

La préparation des échantillons (ouverture du boîtier, amincissement éventuel et polissage avec une qualité miroir) est une nécessité pour le test laser. Cette préparation n'est généralement pas dans les compétences de l'ingénieur radiation. Des coûts et délais supplémentaires doivent être prévus pour la sous-traitance de cette activité. Le test sous rayons X permet dans certains cas de s'affranchir de cette préparation ou d'en limiter la complexité.

Le choix des paramètres laser pour l'injection de charge dans le composant dépend de la composition des couches. Dans le cas, des composants GaN/Si, les paramètres Si-SPA ne permettent pas de générer une quantité de charge suffisante dans la couche active. Cependant, nous avons vu qu'il est possible d'obtenir des résultats intéressants sur la sensibilité avec ces paramètres Si-SPA même si une corrélation directe avec les ions lourds ne semble pas appropriée.

5.5 Conclusion

Nous avons vu que l'effet du LET des ions lourds sur la sensibilité du composant est cohérent avec l'effet de l'énergie d'impulsion laser sur les signaux. De même, les effets des tensions V_{ds} et V_{gs} sur la sensibilité aux défaillances sous ions lourds et aux transitoires sous laser sont cohérents à l'exception de la tendance des transitoires courts observée sur la référence GS66508P. Les résultats sous rayons X ne sont pas suffisants pour comparer les effets de ces paramètres. Nous n'avons pas identifié la SOA et la section efficace des événements

destructifs observés sous laser et rayons X pour les comparer aux données sous ions lourds. Toutefois, nous avons observé des différences dans les tensions Vds de défaillances sous ions lourds, laser et rayons X.

Nous avons tenté de corréler le LET des ions avec l'énergie des impulsions laser et rayons X à l'aide de la modélisation. Cependant, les limitations de la modélisation laser introduisent des incertitudes qui nous empêchent à ce jour de faire une équivalence entre le LET et les valeurs d'énergie laser utilisées expérimentalement.

Nous avons confronté les avantages et les limitations de chaque technique afin d'illustrer leur complémentarité. Une méthodologie de choix entre les différentes techniques en fonction de différents critères a ainsi été proposée.

Conclusion

Conclusion

Nous avons présenté nos travaux portant sur l'évaluation de techniques de caractérisation des effets singuliers basées sur le laser et les rayons X focalisés pour les composants commerciaux de puissance en technologie GaN sur Si.

Le premier chapitre nous a permis de comprendre les particularités des technologies grand gap. Nous avons pu voir que, grâce à leurs propriétés physiques, les composants grand gap présentent un intérêt significatif par rapport aux composants Silicium pour les applications de puissance. Nous avons vu que la technologie Normally-Off est plus adaptée pour les applications de puissance et, dans le cas des composants GaN, différentes techniques de fabrication permettent d'obtenir ce comportement. La structure des transistors GaN est variable du fait de la possibilité d'utiliser différents matériaux pour les couches buffer et substrat et les performances et la fiabilité en dépendent. Dans ce chapitre, nous avons également vu les différents mécanismes de défaillance des composants de puissance en environnements radiatifs. Nous avons montré que les composants GaN sont sensibles aux radiations et que leur caractérisation est nécessaire pour déterminer leur fiabilité. Les différentes techniques de caractérisations utilisées ont été présentées.

Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit les composants de notre étude et leurs propriétés électriques. Nous avons vu que les trois références d'intérêt présentent des particularités technologiques notamment au niveau du package, des field plates, de la structure du buffer, et au niveau des contacts de drain. Nous avons présenté les résultats de caractérisations électriques de ces composants qui sont en accord avec les spécifications des constructeurs. La modélisation TCAD nous a permis de calibrer une structure avec des caractéristiques proches de celles du composant réel.

Dans le troisième chapitre, nous avons vu que les mécanismes d'absorption photoélectrique peuvent être linéaires ou multiphotoniques. La modélisation de l'interaction laser/composant nous a permis d'identifier les paramètres tels que la longueur d'onde et la durée d'impulsion nécessaires pour générer de la charge dans la couche GaN active en passant à travers le substrat. L'absorption par SPA et 2PA dans le GaN ne sont pas exploitables car avec ces longueurs d'onde la totalité des photons seraient absorbés dans le substrat Si. Les mécanismes 3PA, 4PA et 5PA utilisent des longueurs d'onde permettant d'atteindre la couche GaN à travers un substrat Si aminci. L'utilisation de paramètres compatibles avec du 3PA dans le GaN est possible avec une épaisseur de Silicium de l'ordre de 100 μm ce qui induit également la génération de charge dans le substrat par SPA. Avec ces paramètres, nous avons pu estimer la charge générée ainsi que sa distribution spatiale en prenant en compte les non-linéarités dans la propagation du faisceau laser. Nous avons pu déterminer le LET équivalent dans les différentes couches. Nous avons vu qu'en fonction de l'énergie d'impulsion, il semble possible d'atteindre des valeurs de LET importantes avec le laser.

Nous avons mené deux campagnes expérimentales sous faisceau laser. Avec le banc 3PA, nous avons observé les premiers transitoires avec absorption multiphotonique sur des composants GaN/Si. Plusieurs contributions possibles ont été proposées parmi lesquelles un effet tunnel à travers la couche AlN, un effet miroir de la charge générée dans le substrat et un pompage des pièges peu profonds dans la couche GaN. Les résultats ont permis de mettre en évidence la différence de sensibilité des zones du composant. Nous avons pu voir également que le laser

peut provoquer des évènements destructifs sur les composants GaN sans qu'il ne soit possible de conclure sur une parfaite similarité avec les ions lourds concernant les mécanismes physiques en jeu dans la destruction. Des analyses de défaillance et des modélisations physiques plus avancées pourraient permettre d'identifier les mécanismes de dégradation.

Afin d'explorer l'effet de la génération de charge dans le substrat Si, une deuxième campagne avec un banc SPA a été réalisée. Des cartographies intéressantes ont été obtenues et confirment la contribution du substrat sur les transitoires longs qui ne peut être distinguée de la contribution du pompage optique des pièges. Le fait de ne pas générer de charge dans la couche active n'est pas réaliste par rapport à la trace d'un ion lourd.

La modélisation TCAD de l'injection de charge n'a pas pu être menée à son terme. Cependant, des premiers résultats ont pu être comparés aux résultats expérimentaux. La simulation a ainsi montré une contribution significative d'un courant de déplacement au courant transitoire total.

Dans le quatrième chapitre, nous avons présenté les mécanismes d'interaction entre les photons X et les semiconducteurs. Pour les énergies de photon utilisées lors des tests qui sont inférieures à 100 keV, les mécanismes dominants sont l'effet photoélectrique et la diffusion Compton. Nous avons développé un outil basé sur GEANT4 pour modéliser l'interaction entre un faisceau de rayons X et un composant GaN/Si. La charge générée ainsi que le LET équivalent dans les couches semiconducteur ont ainsi été estimés. Nous avons étudié l'effet des couches de métallisations du boîtier qui atténuent fortement le faisceau pour des énergies de photon inférieures à 18 keV. La distribution longitudinale nous a montré qu'avec des énergies de photon comprises entre 8 et 28 keV, il est possible de déposer de la charge au jusque dans la couche active GaN. En favorisant les énergies supérieures à 15 keV, les photons X sont capables de déposer de la charge sur toute l'épaisseur du composant. Avec le profil radial de la charge proche d'une Lorentzienne, on constate une légère dispersion de la charge par rapport au diamètre du faisceau incident. Nous avons estimé la dose locale générée par une impulsion de rayons X qui peut atteindre des centaines de rad et qu'il est nécessaire de prendre en compte dans la procédure expérimentale.

La campagne de test menée à l'ESRF nous a permis d'observer des transitoires sur une des références d'intérêt. Les balayages réalisés ont montré des cartographies présentant une périodicité. Le manque de visibilité des structures internes lors des tests rend la technique plus délicate à mettre en œuvre que le test laser. L'effet de la variation de la tension Vds et du flux n'a pas été concluant. Un seul évènement destructif a pu être observé. Aucun transitoire n'a pu être observé sur deux des références testées. Ce résultat mitigé s'explique par les difficultés expérimentales notamment l'instabilité de la dosimétrie du faisceau.

Le dernier chapitre nous a permis de confronter les résultats de test sous ions lourds et ceux obtenus sous laser et rayons X. Pour les tests sous ions lourds, nous avons vu que la SOA et la section efficace des évènements destructifs sont les principaux résultats. Il est envisageable d'extraire des informations du même type sous laser et sous rayons X mais leur corrélation avec les données ions lourds reste à établir. Lors des campagnes que nous avons menées, nous nous sommes focalisé sur les évènements non destructifs en raison du nombre limité d'échantillons disponibles. Nous avons relevé des écarts importants entre d'une part les énergies équivalentes au LET ion lourd prédites par notre modélisation laser et d'autre part les énergies utilisées pendant les campagnes laser. La nature des destructions reste encore à déterminer.

Si une équivalence quantitative semble aujourd'hui délicate, les techniques basées sur le laser et les rayons X fournissent des résultats complémentaires au test sous ions lourds. Concernant les limitations pratiques, on peut citer pour le test laser la nécessité de préparation d'échantillons et pour les rayons X la difficulté d'identifier les zones sensibles. Le choix de la technique va dépendre des types de résultats recherchés et des ressources disponibles, et une méthodologie a été proposée.

En résumé, les travaux réalisés dans cette thèse ont permis de modéliser et de démontrer la faisabilité de l'injection de charge dans les composants commerciaux GaN/Si avec des impulsions laser par la face arrière et avec des impulsions de rayons X par la face avant. Nous avons montré qu'en présence d'un substrat Si, il est nécessaire d'utiliser des impulsions de courte durée pour injecter de la charge dans les couches actives par des mécanismes d'absorption multiphotonique. Un des résultats intéressants avec le test laser est la cartographie de la structure qui permet de mettre en évidence les zones de forte sensibilité aux transitoires. Cela démontre l'intérêt du laser par rapport aux tests sous ions lourds. Ces travaux ont aussi démontré l'intérêt des tests sous rayons X. En effet, le fait de pouvoir s'affranchir d'une préparation d'échantillons dans le cas des boîtiers en plastique permet de simplifier grandement le processus expérimental. Cependant, contrairement au laser qui ne génère pas de dose dans les diélectriques, les rayons X induisent de la dose qui peut être importante ce qui peut générer une dégradation permanente du composant différente des effets destructifs recherchés. En outre, nous avons également constaté que la technique de test sous rayons X focalisés présente encore quelques problèmes de fiabilité et demande à être stabilisée pour une utilisation industrielle.

Un certain nombre de perspectives a été identifié afin d'aider dans le développement de la méthodologie de caractérisation des composants grand gap basée sur les impulsions laser et rayons X.

L'investigation des contributions aux mécanismes de collection de charge évoquées dans les composants GaN serait intéressante. Des études récentes ont montré la contribution de l'effet tunnel à travers la couche AlN au courant de fuite. Il serait intéressant de voir, avec une modélisation plus stable de la structure et une prise en compte de l'effet tunnel à l'interface AlN/Si, comment cela pourrait contribuer aux courants transitoires observés expérimentalement. Une modélisation de l'absorption par les pièges dans les couches GaN permettrait également d'évaluer la contribution du pompage optique des pièges dans la formation des transitoires.

Dans le contexte de l'émergence de composants GaN/SiC, il serait intéressant d'effectuer le test laser sur ces composants également. Le substrat SiC devrait être transparent à 1064 nm si le faisceau est focalisé dans la couche GaN. Cela permettrait de générer uniquement de la charge dans le GaN avec les mécanismes multiphotoniques.

Tous les tests effectués ont été faits dans un mode de polarisation statique, il serait intéressant de réaliser des tests en dynamique pour étudier la réponse en régime de commutation, plus proche de l'utilisation pratique de ces composants.

Pendant cette thèse, notre travail s'est focalisé sur les transistors GaN Normally-Off. Il existe d'autres types de composants en technologie GaN qu'il serait intéressant de tester tels que les composants avec driver intégré pour lesquels la résolution spatiale du laser et des rayons X focalisés serait particulièrement intéressante, les composants cascade et les composants GaN embarqués (enfouis) dans un PCB. En effet, dans le contexte de la recherche d'une meilleure efficacité énergétique des équipements électroniques, ces différentes technologies sont amenées à se diffuser rapidement dans de nombreuses applications exposées à l'environnement radiatif naturel, et les techniques

que nous avons explorées pourront contribuer à répondre à la forte demande de test associé à cette tendance. Citons également pour conclure les technologies SiC, non traitées dans notre thèse, qui présentent elles aussi un intérêt majeur pour des gammes de tension plus élevées, et dont la sensibilité aux radiations est d'ores et déjà en cours d'étude dans le cadre du projet SECRET de l'IRT Saint Exupéry.

Annexes

Annexes

Annexe 1 : Standards de test

Des procédures de test standardisées sont proposées pour la caractérisation des effets des radiations. Pour les applications spatiales, on peut citer le standard européen ESCC, américain MIL-STD et JEDEC.

1. Effets singuliers

Le standard ESCC 25100-2 (2014) préconise les recommandations suivantes.

– Source d’irradiation

La source d’irradiation doit être un accélérateur de particules qui délivre des ions lourds ou protons de LET et énergie adaptés avec le flux et la fluence requise. Le faisceau doit être uniforme à $\pm 10\%$ en terme de fluence et d’énergie sur toute la surface. Les accélérateurs d’ions lourds doivent fournir des ions avec un parcours moyen d’au moins $40\ \mu\text{m}$ dans le silicium avec des flux allant de quelques ions/cm²/s à 10^5 ions/cm²/s. Les tests peuvent se faire dans l’air ou dans une chambre à vide. Les accélérateurs de protons doivent être capable de fournir des protons d’énergie allant de 20 à 200MeV avec des flux allant de 10^5 protons/cm²/s à 10^8 ions/cm²/s. Le faisceau doit être calibré par le fournisseur du faisceau et la dosimétrie doit être réalisée pour vérifier le flux pendant les tests. La zone active du composant doit être localisée pour bien positionner le faisceau. Tous les matériaux sur le chemin du faisceau doivent être pris en compte pour ajuster les paramètres LET et/ou énergie.

– Préparation d’échantillons

Un minimum de 3 échantillons de même technologie est recommandé pour des tests destructifs ou non. Une délidification ou un amincissement de substrat est nécessaire pour des tests sous ions lourds ou protons de faible énergie dans le cas où le package induit une forte incertitude dans le spectre énergétique au niveau de la puce. Cela peut également être nécessaire pour les composants flip-chip. Les échantillons préparés doivent être testé pour vérifier la fonctionnalité.

– Conditions de test

Pour les paramètres électriques tels que la tension de polarisation, il faut se placer dans les mêmes conditions qu’une application spécifique ou dans des conditions pire cas. Pour la caractérisation SEB et SEGR, il faut se placer à faible température ou à température ambiante. Les paramètres du faisceau doivent être également choisis pour se placer dans des conditions de test pire cas. Les ions doivent avoir un parcours moyen suffisant pour générer une réponse SEB ou SEGR pire cas.

– Procédure de test

Les test SEB peuvent être réalisés en mode destructif ou non destructif. Dans le cas des tests non destructifs, une résistance de drain assez faible doit être utilisée pour permettre la détection de SEB. Les test SEGR se font uniquement en mode destructif et un test PIGS (Post Irradiation Gate Stress) doit être réalisé après chaque étape d’irradiation pour vérifier les défauts latents.

Plusieurs irradiations à différents LETs ou énergies sont nécessaires pour obtenir une réponse représentative. Un temps d'exposition de 1 à 20 minutes par irradiation permet d'accumuler un nombre d'évènement significatif. Les caractéristiques électriques du composant doivent être monitorées pour vérifier la dose ionisante ou de déplacement ne dégrade le composant. Une caractérisation de la sensibilité en dose est recommandée avant les tests SEE. Dans le cas où les composants sont sensibles à la dose, il faut prévoir un remplacement des échantillons durant les test SEE.

2. Effets de dose

– Dose ionisante TID

Le standard ESCC 22900-5 (2016) et le standard MIL-STD-883 TM 1019.9 recommandent l'utilisation de sources Cobalt 60.

Le standard européen recommande deux intervalles de débit de dose : un débit standard compris entre 0.36 et 180 krad(Si)/h et un faible débit de dose compris entre 36 to 360 rad(Si)/h pour les composants sensibles aux ELDRs.

L'irradiation doit se faire ne température ambiante et la variation inférieure à 3°C. Les conditions de polarisation doivent être pire cas. Une tension de polarisation constante doit être maintenue durant l'irradiation. Le temps entre la fin de l'irradiation et la mesure doit être inférieur à 1 heure. Le temps entre deux irradiations doit être inférieure à 2 heures.

Pour une évaluation de composants, un minimum de 10 échantillons de même lot et un minimum de deux lots est nécessaire. Pour une qualification de composants, il faut un minimum de 11 échantillons de même lot dont 1 est un échantillon de référence non irradié. Pour chaque condition de test, un minimum de 5 composants est requis. Des procédures de test différentes sont proposés pour l'évaluation et la qualification de composants.

– Dose de déplacement DDD

Le standard ESCC 22900-5 (2016) recommande l'utilisation d'accélérateur d'électrons qui fournit des électrons avec une énergie supérieure à 1 MeV au niveau de la puce. Le standard MIL-STD 883 J recommande une source de neutrons avec un spectre équivalent de 1 MeV avec une dose TID inférieure à 500rad[Si] par 10^{12} n/cm².

Pour le standard ESCC 22900-5 (2016) les conditions de test sont mêmes que pour les tests TID.

Annexe 2 : Composition du BEOL et du boîtier

Les tableaux A.1, A.2 et A.3, présentent les composition de ces couches et du package.

Tableau A.1 : Composition des couches supérieures du GS66508P

GS66508P		
Boîtier	Résine	50 µm
	PCB	395 µm
	Cu	45 µm
Métal Top	Cu / Ti	9.77 µm
Polyimide	CO	2.82 µm
Passivation	SiN / SiO ₂	558 nm / 5387
Métal 3	Ti / Al / Ti	4.50 µm
Diélectrique 2	SiO ₂	3.35 µm
V2	W	Largeur 1.061 µm
Métal 2	Ti / Al / Ti	1.172 µm
Diélectrique 1	SiO ₂	1531 nm
Via 1	W	Largeur 510 nm
Métal 1 / Grille	Ti / Al	191 nm

Tableau A.2 : Composition des couches supérieures du PGA26E07BA

PGA26E07BA		
Boîtier	Résine	418 µm
	Puce	505 µm
	Die attach (brasure avec eutectique SnAgPb)	17 µm
		304 µm
	Cuivre	
Polyimide	COF	3.40 µm
Passivation	SiN / SiO ₂	2.46 µm
Métal 2	Au / Ti	5.739 µm
Diélectrique 1	SiO ₂	558 nm
Métal 1 / Grille	Ti / Al / Ti	491 nm

Tableau A.3 : Composition des couches supérieures du EPC2045

EPC2045		
Billes	SnAgCu / Cu	Diamètre 240 μm Hauteur 183 μm
Polyimide	CO	13 μm
Passivation	SiN / SiO ₂	620 nm / 526 nm
Métal 3	Al chargé C / Ti	4.339 μm
Diélectrique 2	SiO ₂	845 nm
Métal 2	Ti / Al / Ti	1.149 μm
Diélectrique 1	SiO ₂	
Via 1	W	Largeur : 701 nm
Métal 1 / Grille	Ti / Al	212 nm

Annexe 3 : Evolution de la largeur du faisceau avec les effets Kerr et Plasma

1. Effet Kerr

La figure A.1 présente la largeur du faisceau à différents moments de l'impulsion et la variation en fonction du temps de la taille de spot sous l'effet Kerr. On observe que l'effet Kerr induit une réduction de la largeur du faisceau avec une convergence maximale à $t = 0$. Cela s'explique par le fait que la variation de l'indice de réfraction Δn_{Kerr} est proportionnelle à l'intensité qui est maximale à $t = 0$. La taille de spot diminue de 10%.

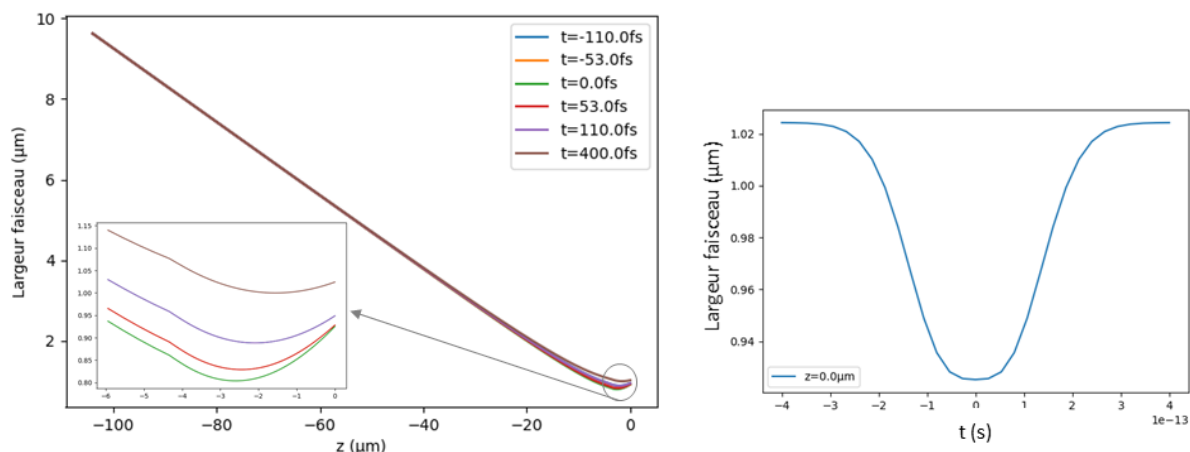


Figure A.1 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec l'effet Kerr avec $E_L = 1\text{ nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$: profil spatial à différents moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite)

2. Effet Plasma

La figure A.2 présente l'évolution du faisceau sous l'effet Plasma. La largeur du faisceau augmente au cours du temps avec une divergence maximale à $t = t_{\text{max}}$. Cela est dû au fait que la variation Δn_{Plasma} est proportionnelle à la densité de charge générée par l'impulsion. La quantité de charge augmente au cours du temps durant de l'impulsion. La taille de spot augmente de 93%.

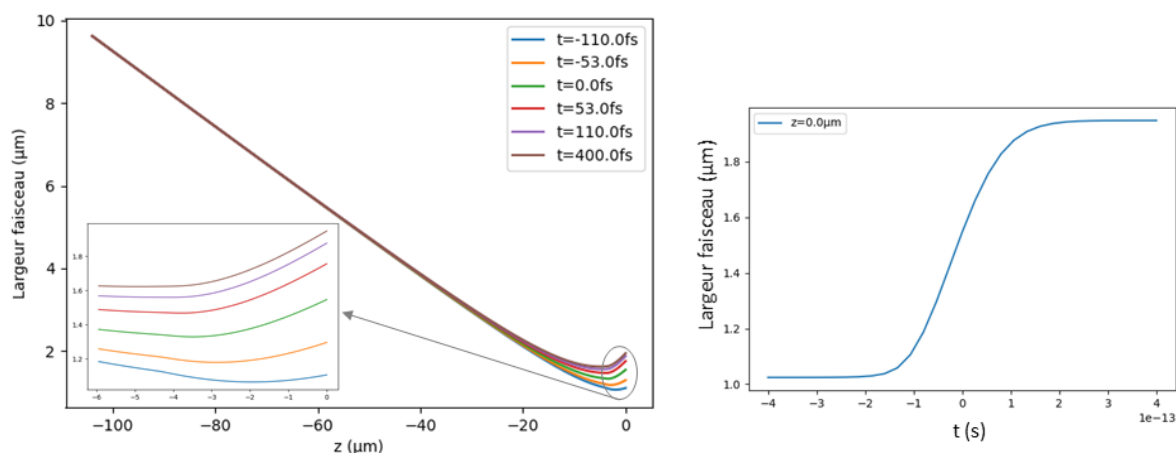


Figure A.2 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec l'effet Plasma avec $E_L = 1\text{ nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$: profil spatial à différents moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite)

3. Effets Kerr et Plasma

La figure A.3 présente l'évolution du faisceau avec les effets Kerr et Plasma cumulés. Les effets étant opposés, l'effet le plus important à un instant donné compense totalement l'autre. On peut voir qu'autour de -150 fs , c'est l'effet Kerr qui domine légèrement et induit une faible convergence du faisceau. Pour les temps supérieurs, c'est l'effet Plasma qui est nettement majoritaire avec une forte divergence du faisceau.

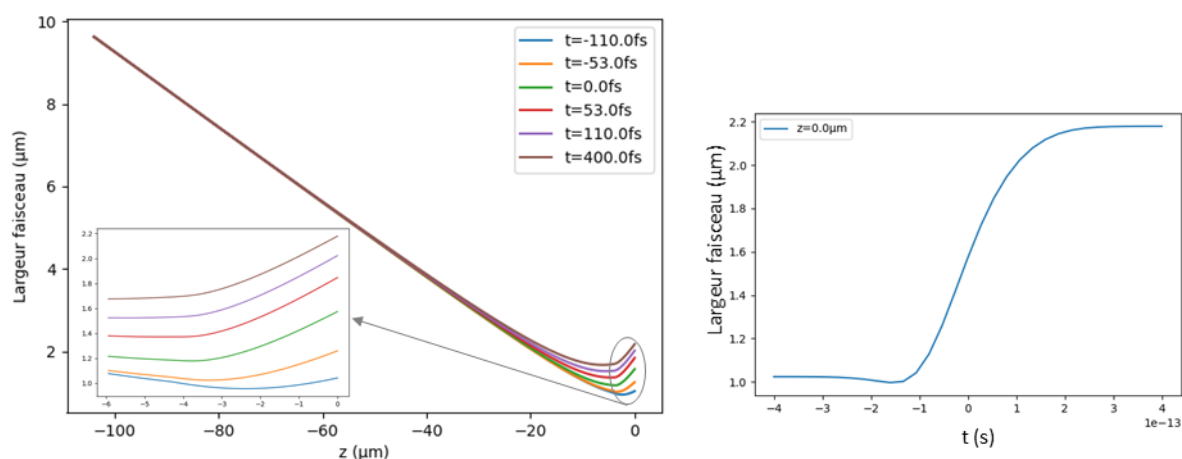


Figure A.3 : Largeur du faisceau laser dans le composant avec les effets Kerr et Plasma avec $E_L = 1\text{ nJ}$, $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$: profil spatial à différents moments de l'impulsion (gauche) et évolution temporelle de la taille de spot sur toute la durée de l'impulsion (droite)

La variation de la taille de spot à $t = t_{\text{max}}$ en fonction de l'énergie laser est présentée sur la figure A.4. On voit que les effets augmentent avec l'énergie laser.

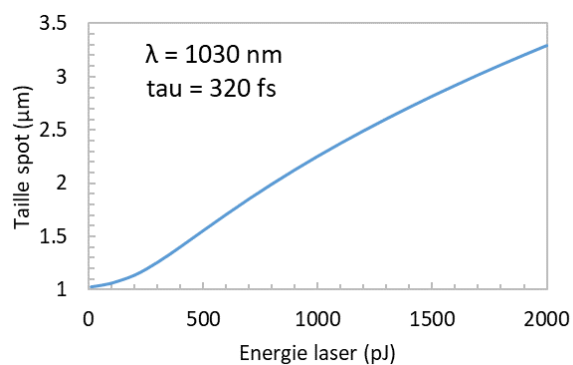


Figure A.4 : Evolution de la taille du spot maximale en fonction de l'énergie laser avec $\lambda = 1030\text{ nm}$ et $\tau = 320\text{ fs}$

Annexe 4 : Caractéristiques électriques avant et après préparation d'échantillons

1. EPC2045

La figure A.5 représente les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ en valeur absolue à $V_{ds} = 0\text{ V}$. On note une variation des courants de fuite I_d et I_g .

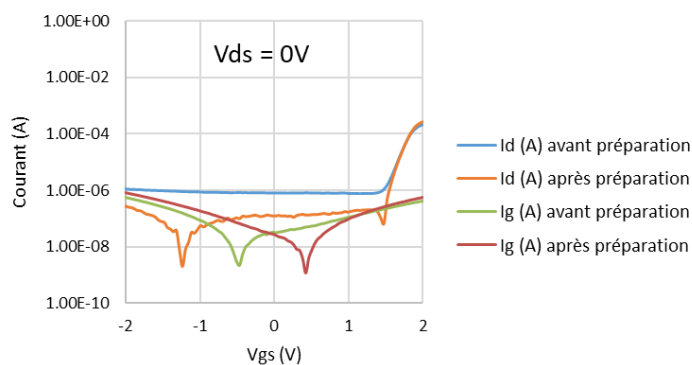


Figure A.5 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0\text{ V}$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4

La figure A.6 représente les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1\text{ V}$. On voit que la fonction transistor est toujours bien réalisée après la préparation.

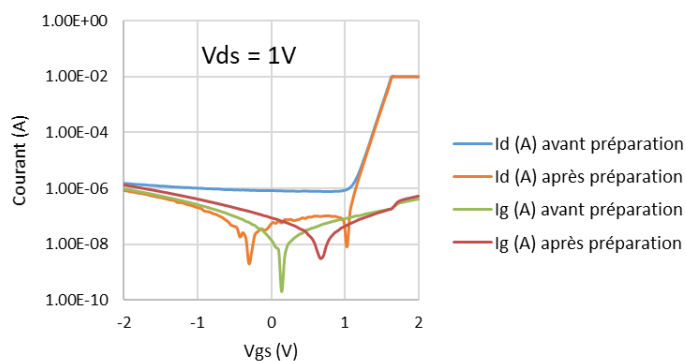


Figure A.6 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1\text{ V}$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4

La Figure A.7 présente les caractéristiques $I_g(V_{ds})$ et $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0\text{ V}$. On observe une légère variation des courants de fuite I_d et I_g .

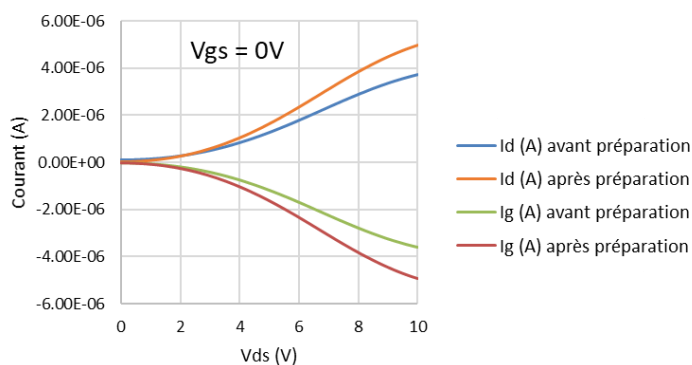
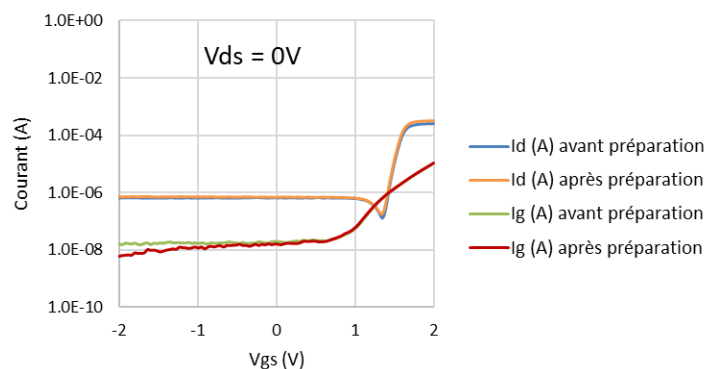


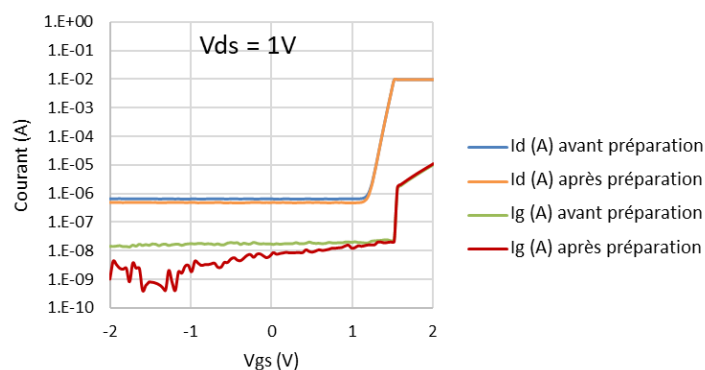
Figure A.7 : I_g et I_d en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0V$ avant et après préparation pour l'EPC245 #4

2. PGA26E07BA

La figure A.8 représente les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0V$. Il n'y a pas de dégradation notable des courant de fuite.

Figure A.8 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0V$ avant et après préparation pour le PGA26E07BA #1

La figure A.9 représente les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$.

Figure A.9 : I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1V$ avant et après préparation pour le PGA26E07BA #1

3. GS66508P

La figure A.10 montre les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0V$. On peut voir que le courant de fuite I_d est plus élevé après la préparation mais le courant I_g est plus faible pour des valeurs de $V_{gs} < 1V$.

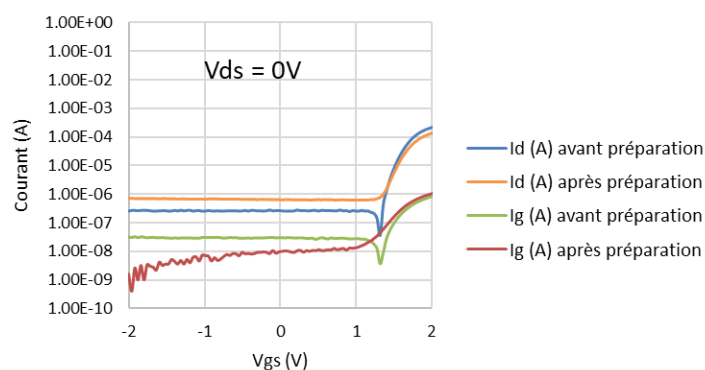
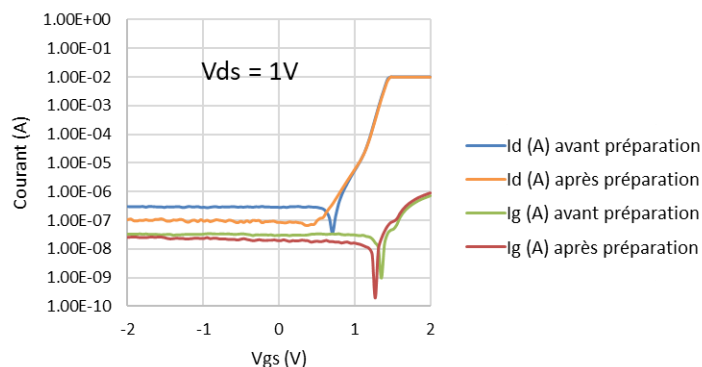
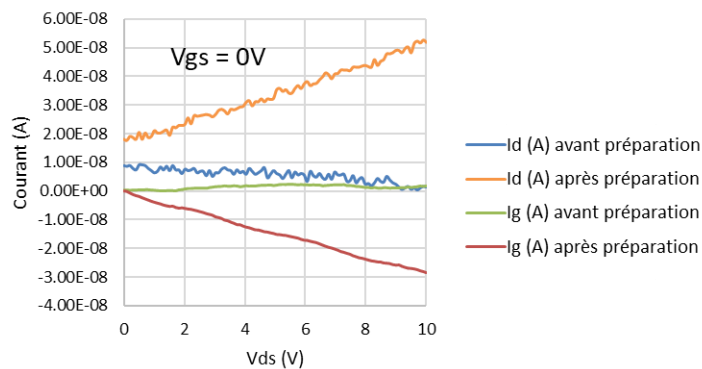


Figure A.10: I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 0V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1

La figure A.11 présente les caractéristiques $I_g(V_{gs})$ et $I_d(V_{gs})$ à $V_{ds} = 1V$. On note une diminution du courant de fuite I_d pour $V_{gs} < 0.5V$.

Figure A.11: I_g et I_d en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 1V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1

La figure A.12 représente les caractéristiques $I_g(V_{ds})$ et $I_d(V_{ds})$ à $V_{gs} = 0V$. Les courants de fuite ont subi des dégradations notables, on peut observer le changement de pente important.

Figure A.12: I_g et I_d en fonction de V_{ds} à $V_{gs} = 0V$ avant et après préparation pour le GS66508P #1

Annexe 5 : Dépendance de l'amplitude des transitoires courts en fonction de position focalisation en z pour l'EPC2045

On voit la dépendance des profils de l'amplitude des transitoires à la position de focus z_f sur la Figure A.13. On voit que des transitoires apparaissent sur le contact de drain pour les positions $z_f = -1$ et $0 \mu\text{m}$. L'imagerie IR n'ayant pas permis d'observer les structures transistors, la position $z_f = 0$ correspond au signal maximum et non au focus image optimal.

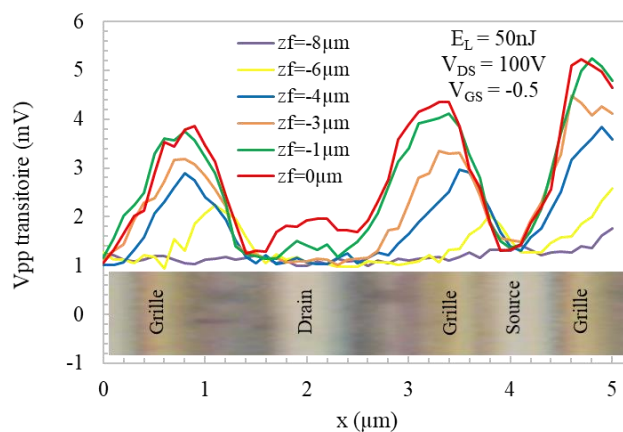


Figure A.13 : Profils de l'amplitude des transitoires long en fonction de la position du focus sur l'axe z pour l'EPC2045

Annexe 6 : Analyse de défaillance préliminaire

Une analyse de défaillance est en train d'être réalisée par le CNES sur certains échantillons ayant subi des événements destructifs. Les échantillons 3 et 5 du GS66508P, l'échantillon 2 du PGA26E07BA et l'échantillon 1 de l'EPC2045 sont concernés. Actuellement uniquement des caractérisations électriques et des localisations de défauts ont été réalisées. Des coupes pour étudier la nature des défauts seront réalisés plus tard.

1. Echantillon GS66508P n° 3

Les caractérisations de l'échantillon GS66508P n°3 sont présentées sur la figure A.14. Le courbe bleu correspond au courant et la courbe orange correspond à la résistance. Le courant de fuite sur la grille qui est anormal est supérieur à la spécification du fabricant à savoir $160 \mu\text{A}$ pour $V_{gs} = 6 \text{ V}$. Le courant de fuite I_d est également supérieur à $50 \mu\text{A}$ à $V_{ds} = 6 \text{ V}$ qui correspond au courant de fuite à $V_{ds} = 650 \text{ V}$.

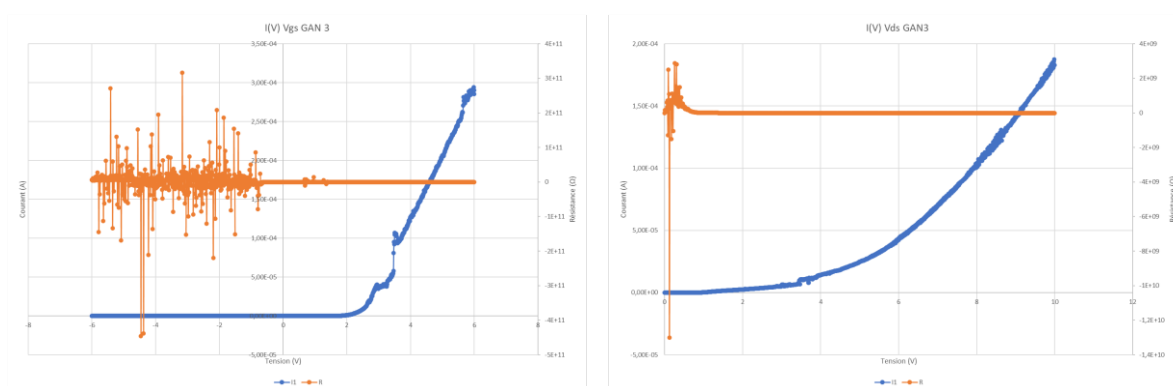


Figure A.14 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0 \text{ V}$ (gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté

Le défaut est localisé sur le contact de grille (Figure A.15).

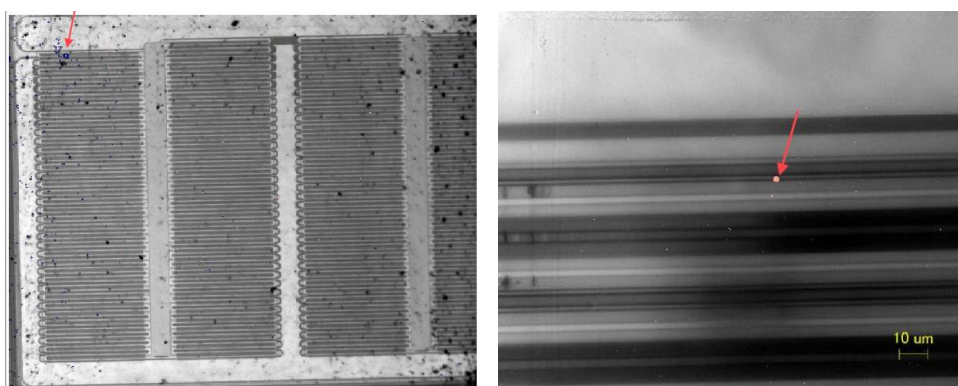


Figure A.15 : Localisation de défauts

2. Echantillon GS66508P n° 5

Les caractérisations de l'échantillon GS66508P n°5 sont présentées sur la Figure A.16 ont montré la présence de court-circuit sur la grille et mais également dans le canal drain-source.

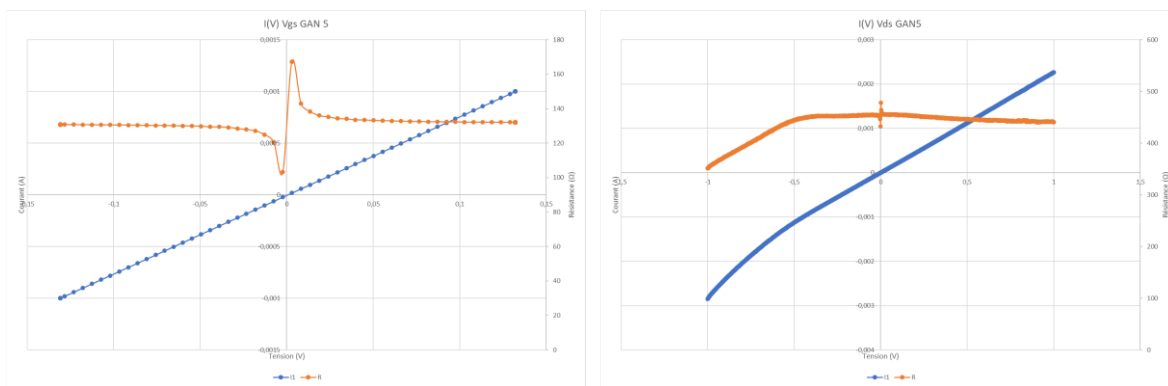


Figure A.16 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V (gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté
On retrouve le défaut visible déjà observé durant le test laser (Figure A.17).

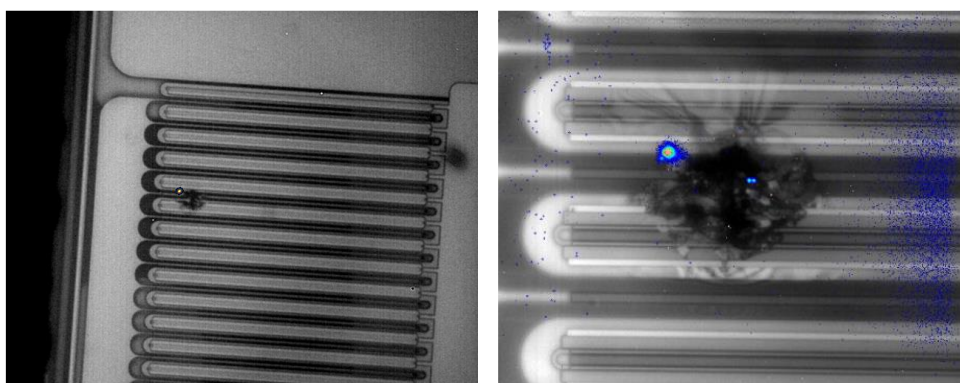


Figure A.17 : Localisation de défauts

3. Echantillon PGA26E07BA n° 2

Les caractérisations de l'échantillon PGA26E07BA n° 2 sont présentées sur la Figure A.18. Le courant de fuite de la grille est dégradé mais il n'y a pas de valeur typique spécifiée par le fabricant. Le courant de fuite I_d est 10 fois supérieur à la caractéristique avant test laser mais reste dans les spécifications du fabricant.

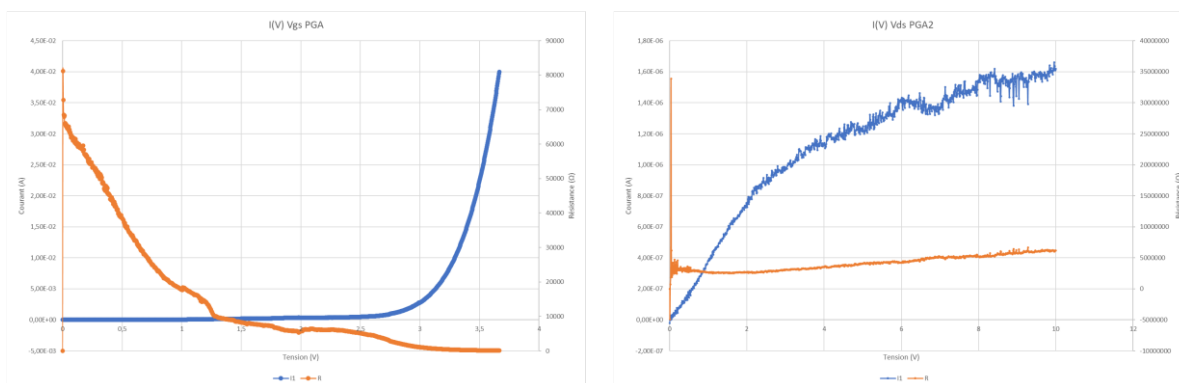


Figure A.18 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V (gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté

4. Echantillon EPC2045 n° 1

Les caractérisations de l'échantillon EPC2045 n°1 présentées sur la Figure A.19 ont montré la présence de court-circuit sur la grille et mais également dans le canal drain-source.

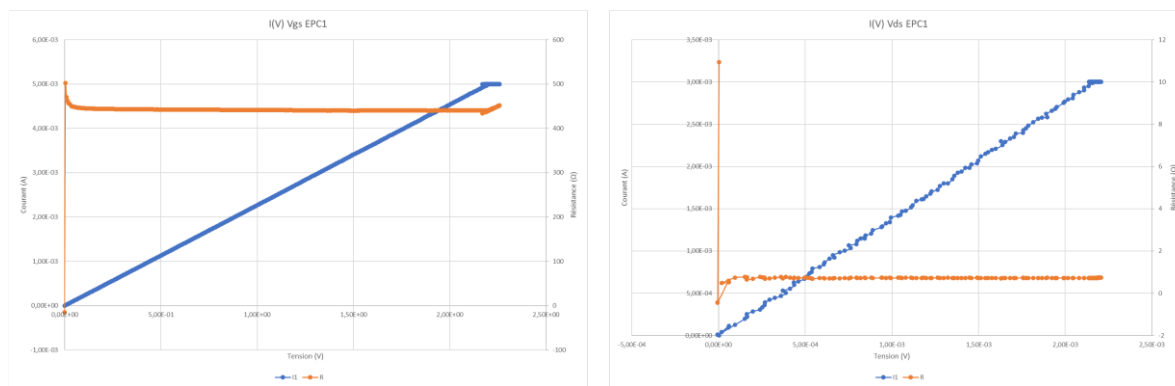


Figure A.19 : Caractérisations courants de fuite : $I_g(V_{gs})$ à $V_{ds} = 0$ V (gauche) et $I(V_{ds})$ avec V_{gs} non connecté
 Le défaut est localisé près du centre de la puce à côté du contact central source-substrat (Figure A.20). Les structures n'étant pas visible on a pas la position exacte par rapport aux contacts de grille, drain et source.

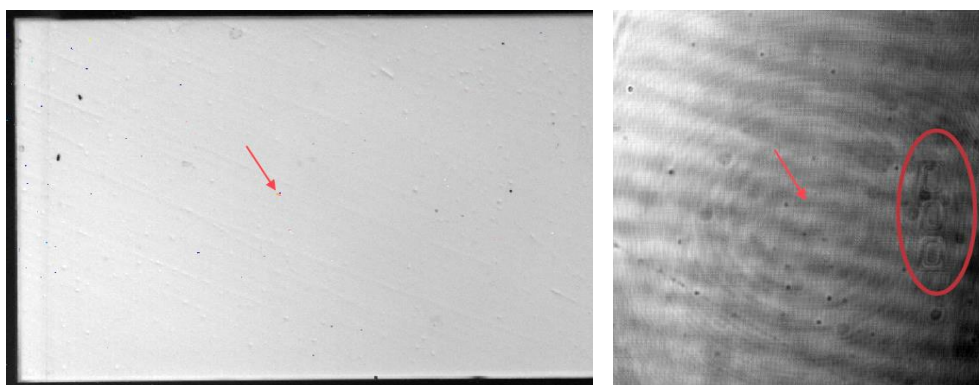


Figure A.20 : Localisation de défauts

Bibliographie

- [Adak17] S. Adak, S. K. Swain, H. Rahaman, and C. K. Sarkar, “Effect of doping in p-GaN gate on DC performances of AlGaN/GaN normally-off scaled HFETs,” *Proc. 2nd Int. Conf. 2017 Devices Integr. Circuit, DevIC 2017*, pp. 372–375, 2017.
- [Adel14] P. Adell and J. Boch, “Dose and Dose Rate Effects In Microelectronics: Pushing the Limits to Extreme Conditions,” in *2014 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, Paris, France, 2014.
- [Alli06] J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Barrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytracsek, G. A. P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Cuttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, M. Dressel, G. Folger, F. Foppiano, J. Generowicz, V. Grichine, S. Guatelli, P. Gumplinger, A. Heikkinen, I. Hrivnacova, A. Howard, S. Incerti, V. Ivanchenko, T. Johnson, F. Jones, T. Koi, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, V. Lara, S. Larsson, F. Lei, O. Link, F. Longo, M. Maire, A. Mantero, B. Mascialino, I. McLaren, P. Mendez Lorenzo, K. Minamimoto, K. Murakami, P. Nieminen, L. Pandola, S. Parlati, L. Peralta, J. Perl, A. Pfeiffer, M. G. Pia, A. Ribon, P. Rodrigues, G. Russo, S. Sadilov, G. Santin, T. Sasaki, D. Smith, N. Starkov, S. Tanaka, E. Tcherniaev, B. Tome, A. Trindade, P. Truscott, L. Urban, M. Verderi, A. Walkden, J. P. Wellisch, D. C. Williams, D. Wright, and H. Yoshida, “Geant4 developments and applications,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 1, pp. 270–278, Feb. 2006.
- [Alve17] L. F. S. Alves, R. C. M. Gomes, P. Lefranc, R. De A. Pegado, P.-O. Jeannin, B. A. Luciano, and F. V Rocha, “SiC power devices in power electronics: An overview,” in *2017 Brazilian Power Electronics Conference (COBEP)*, Nov. 2017, pp. 1–8.
- [Asbe97] P. M. Asbeck, E. T. Yu, S. S. Lau, G. J. Sullivan, J. Van Hove, and J. Redwing, “Piezoelectric charge densities in AlGaN/GaN HFETs,” *Electron. Lett.*, vol. 33, no. 14, p. 1230, 1997.
- [Asll16] B. ASLLANI, “Caractérisation et modélisation de diodes Schottky et JBS SiC-4H pour des applications haute tension,” Thèse, Université de Lyon, 2016.
- [Astr12] G. Astre, “Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN,” Thèse, Université de Toulouse III - Paul Sabatier, 2012.
- [Augu19] G. Augustin, M. Manguet, N. Andrianjohany, N. Chatry, F. Bezerra, E. Capria, M. Sander, and K. Voss, “Cross-Calibration of Various SEE Test Methods Including Pulsed X-rays and Application to SEL and SEU,” *RADECS 2019*, 2019.
- [Aver09] K. Avery, “Radiation Effects Point of View,” in *2009 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook Selection of Integrated Circuits for Space Systems*, Quebec City, Canada, 2009.
- [Avin16] O. Aviño Salvado, C. Chen, C. Buttay, H. Morel, D. Labrousse, S. Lefebvre, and M. Ali, “Analyse de la robustesse des MOSFET SiC pour les applications « Diode-less »,” in *Symposium de Génie Electrique*

(SGE'16), Jun. 2016.

- [Baro11] A. Baron, "Optique non-linéaire dans les structures a fort confinement du champ," Thèse, Université PARIS XI, 2011.
- [Baha10] E. Bahat-Treidel, O. Hilt, F. Brunner, V. Sidorov, J. Würfl, and G. Tränkle, "AlGaIn/GaN/AlGaIn DH-HEMTs Breakdown Voltage Enhancement Using Multiple Grating Field Plates (MGFPs)," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 6, pp. 1208–1216, Jun. 2010.
- [Baum13] R. C. Baumann, "Landmarks in Terrestrial Single-Event Effects," in *2013 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, San Francisco, California, 2013.
- [Beni20] S. Benis, C. M. Cirloganu, G. Nootz, P. D. Olszak, L. A. Padilha, D. Peceli, M. Reichert, S. Webster, T. Ensley, H. Hu, M. Woodall, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, "Three-Photon Absorption Spectra and Bandgap Scaling in Direct-Gap Semiconductors," *2020 Conf. Lasers Electro-Optics Pacific Rim, CLEO-PR 2020 - Proc.*, vol. 7, no. 8, pp. 28–31, 2020.
- [Benn03] G. Benn and K. Joachi, "Optical Properties of Thin Semiconductor Films," 2003.
- [Beze14] F. BEZERRA, "Facilities and Methods for Radiation Testing," in *2014 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, Paris, France, 2014.
- [Beze18] F. Bezerra, "Radiation Test Standards for Space," *RADSAGA Train. Work.*, 2018.
- [Borg20] M. Borga, C. De Santi, S. Toffels, B. Bakeroot, X. Li, M. Zhao, M. Van Hove, S. Decoutere, G. Meneghesso, M. Meneghini, and E. Zanoni, "Modeling of the vertical leakage current in AlN/Si heterojunctions for GaN power applications," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 67, no. 2, pp. 595–599, 2020.
- [Bous19] M. Bouslama, R. Sommet, and J. C. Nallatamby, "Characterization of Different Technologies of GaN HEMTs of 0,15 μm Ultra-Short Gate Length: Identification of Traps Using TCAD Based 2D Physics-based Simulation," *EuMIC 2019 - 2019 14th Eur. Microw. Integr. Circuits Conf.*, pp. 29–32, 2019.
- [Brun14] L. Brunel, "Contribution à l'assurance fiabilité de filières HEMTs à base de GaN sur substrat SiC : caractérisation électrique approfondie et modélisation des effets parasites," Thèse, UNIVERSITÉ DE BORDEAUX, 2014.
- [Buch13] S. P. Buchner, F. Miller, V. Pouget, and D. P. McMorrow, "Pulsed-Laser Testing for Single-Event Effects Investigations," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 3, pp. 1852–1875, Jun. 2013.
- [Buch87] S. P. Buchner, D. Wilson, K. Kang, D. Gill, J. A. Mazer, W. D. Raburn, A. B. Campbell, and A. R. Knudson, "Laser Simulation of Single Event Upsets," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, no. 6, pp. 1227–1233, 1987.
- [Card12] D. M. Cardoza, S. D. LaLumondiere, M. A. Tockstein, S. C. Witczak, Y. Sin, B. J. Foran, W. T. Lotshaw, and S. C. Moss, "Single Event Transients Induced by Picosecond Pulsed X-Ray Absorption in III-V Heterojunction Transistors," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 6, pp. 2729–2738, Dec. 2012.

-
- [Card14] D. Cardoza, S. D. LaLumondiere, M. A. Tockstein, D. L. Brewe, N. P. Wells, R. Koga, K. M. Gaab, W. T. Lotshaw, and S. C. Moss, "Comparison of Single Event Transients Generated by Short Pulsed X-Rays, Lasers and Heavy Ions," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 6, pp. 3154–3162, Dec. 2014.
- [Card15] D. Cardoza, S. D. LaLumondiere, N. P. Wells, M. A. Tockstein, D. L. Brewe, W. T. Lotshaw, and S. C. Moss, "Investigating Pulsed X-ray Induced SEE in Analog Microelectronic Devices," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 6, pp. 2458–2467, Dec. 2015.
- [Cheb01] A. Chebihi, E. M. Oualim, M. Harmouchi, J. P. Vigneron, and P. Lambin, "Proprietes optiques et electroniques du silicium et leurs applications dans le transfert radiatif," *Phys. Chem. News*, vol. 3, pp. 17–25, 2001.
- [Chen10] D. Chen, J. D. Forney, R. L. Pease, A. M. Phan, M. A. Carts, S. R. Cox, K. Kruckmeyer, S. Burns, R. Albarian, B. Holcombe, B. Little, J. Salzman, G. Chaumont, H. Duperray, A. Ouellet, and K. LaBel, "The effects of ELDRS at ultra-low dose rates," *2010 IEEE Radiat. Eff. Data Work.*, 2010.
- [Chen17] W. Chen, S. Bhaumik, S. A. Veldhuis, G. Xing, Q. Xu, M. Grätzel, S. Mhaisalkar, N. Mathews, and T. C. Sum, "Giant five-photon absorption from multidimensional core-shell halide perovskite colloidal nanocrystals," *Nat. Commun.*, vol. 8, p. 15198, 2017.
- [Chen17] H. Chen, X. Huang, H. Fu, Z. Lu, X. Zhang, J. A. Montes, and Y. Zhao, "Characterizations of nonlinear optical properties on GaN crystals in polar, nonpolar, and semipolar orientations," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 110, no. 181110, pp. 1–5, 2017.
- [Comm08] W. Commons, "GaN Wurtzite crystal structure," 2008. https://en.wikipedia.org/wiki/File:Wurtzite_polyhedra.png.
- [Darr11] F. Darracq, N. Mbaye, C. Larue, V. Pouget, S. Azzopardi, E. Lorfevre, F. Bezerra, and D. Lewis, "Imaging the Single Event Burnout sensitive volume of vertical power MOSFETs using the laser Two-Photon Absorption technique," in *2011 12th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, 2011, pp. 434–441.
- [Dora06] Y. Dora, A. Chakraborty, L. McCarthy, S. Keller, S. P. Denbaars, and U. K. Mishra, "High breakdown voltage achieved on AlGaIn/GaN HEMTs with integrated slant field plates," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 27, no. 9, pp. 713–715, 2006.
- [Duar18] A. E. Duarte, "Etude de la Fiabilité des Transistors HEMTs AlGaIn/GaN de puissance en condition opérationnelle," Thèse, Université Normandie, 2018.
- [Efth19] L. Efthymiou, K. Murugesan, G. Longobardi, F. Udrea, A. Shibib, and K. Terrill, "Understanding the Threshold Voltage Instability during OFF-State Stress in p-GaN HEMTs," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 40, no. 8, pp. 1253–1256, 2019.
- [Epc18] EPC Corporation, "EPC2045 – Enhancement Mode Power Transistor Datasheet," Oct. 2018.
- [Facc10] F. Faccio, B. Allongue, G. Blanchot, C. Fuentes, S. Michelis, S. Orlandi, and R. Sorge, "TID and displacement damage effects in vertical and lateral power MOSFETs for integrated DC-DC converters,"
-

IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 57, no. 4, pp. 1790–1797, 2010.

- [Gans18] GaN Systems Inc., “GS66508P Bottom-side cooled 650 V E-mode GaN transistor Preliminary Datasheet,” 2018.
- [Garr11] H. B. Garrett, “Spacecraft Environment Interactions,” in *2011 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, Las Vegas, Nevada, 2011.
- [Garr14] D. Garranzo, S. Ibarria, A. Alvarez-Herrero, J. Olivares, M. Crespillo, and M. Diaz, “ION IRRADIATION EFFECTS ON LITHIUM NIOBATE ETALONS FOR TUNABLE SPECTRAL FILTERS,” in *International Conference on Space Optics (ICSO) 2014*, Oct. 2014.
- [Harr11] R. D. Harris, L. Z. Scheick, J. P. Hoffman, T. Thrivikraman, M. Jenabi, Y. Gim, and T. Miyahira, “Radiation characterization of commercial GaN devices,” *IEEE Radiat. Eff. Data Work.*, pp. 177–181, Jul. 2011.
- [Heil21] L. Heilbronn, “Shielding Against Galactic and Solar Radiation in Space,” in *Encyclopedia of Nuclear Energy*, E. B. T.-E. of N. E. Greenspan, Ed. Oxford: Elsevier, 2021, pp. 914–922.
- [Henk93] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis, “X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$,” *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 54, no. 2, pp. 181–342, Jul. 1993.
- [Hont18] M. R. Hontz, R. Chu, and R. Khanna, “TCAD modeling of a lateral GaN HEMT using empirical data,” *Conf. Proc. - IEEE Appl. Power Electron. Conf. Expo. - APEC*, vol. 2018-March, pp. 244–248, 2018.
- [Hriv19] I. Hrivnacova, “Geant4 ED PHENIX Tutorial,” Orsay, 2019.
- [Hu19] D. Hu, H. Zhang, X. Zhou, Y. Jia, Y. Wu, X. Li, Y. Tang, and L. Wang, “A Simulation Study on Single-Event Burnout in Power Normally-off AlGaIn/GaN HEMT,” in *2019 3rd International Conference on Electronic Information Technology and Computer Engineering (EITCE)*, Oct. 2019, pp. 1546–1549.
- [Iako17] S. A. Iakovlev, V. S. Anashin, P. A. Chubunov, A. E. Koziukov, K. B. Bu-Khasan, T. A. Maksimenko, and A. M. Chlenov, “MOSFETs SEB & SEGR Qualification Results with SOA Estimation,” in *2017 17th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, 2017, pp. 1–4.
- [Jaeg17] J. C. De Jaeger, “Dispositifs HEMT à base de GaN - Matériaux et épitaxie,” *Tech. l’Ingénieur*, vol. E1995V2, 2017.
- [Khac15] A. Khachatrian, N. J. H. Roche, S. Buchner, A. D. Koehler, T. J. Anderson, V. Ferlet-Cavrois, M. Muschitiello, D. McMorrow, B. Weaver, and K. D. Hobart, “A Comparison of Single-Event Transients in Pristine and Irradiated Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN HEMTs using Two-Photon Absorption and Heavy Ions,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 6, pp. 2743–2751, Dec. 2015.
- [Khac16] A. Khachatrian, N. J. Roche, S. P. Buchner, A. D. Koehler, J. D. Greenlee, T. J. Anderson, J. H. Warner, and D. McMorrow, “Spatial Mapping of Pristine and Irradiated AlGaIn/GaN HEMTs With UV Single-Photon Absorption Single-Event Transient Technique,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 63, no. 4, pp. 1995–

2001, Aug. 2016.

- [Khac16] A. Khachatryan, N. J. H. Roche, S. P. Buchner, A. D. Koehler, T. J. Anderson, J. H. Warner, P. D. Cunningham, J. S. Melinger, D. McMorrow, S. D. LaLumondiere, N. P. Wells, M. A. Tockstein, D. L. Brewes, E. C. Dillingham, J. P. Bonsall, P. Karuza, W. T. Lotshaw, and S. C. Moss, "Comparison of single event transients in AlGa_N/Ga_N Schottky-gate and MIS-gate HEMTs using single-photon absorption and focused X-ray techniques," in *2016 16th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, Sep. 2016, pp. 1–4.
- [Khac17] A. Khachatryan, N. J. H. Roche, S. P. Buchner, A. D. Koehler, T. J. Anderson, K. D. Hobart, D. McMorrow, S. D. LaLumondiere, N. P. Wells, J. Bonsall, E. C. Dillingham, P. Karuza, D. L. Brewes, W. T. Lotshaw, S. C. Moss, V. Ferlet-Cavrois, and M. Muschitiello, "Application of a Focused, Pulsed X-Ray Beam to the Investigation of Single-Event Transients in Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN HEMTs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 64, no. 1, pp. 97–105, Jan. 2017.
- [Khac19] A. Khachatryan, S. Buchner, A. Koehler, C. Affouda, D. McMorrow, S. D. LaLumondiere, E. C. Dillingham, J. P. Bonsall, A. C. Scofield, and D. L. Brewes, "The Effect of the Gate-Connected Field Plate on Single-Event Transients in AlGa_N/Ga_N Schottky-Gate HEMTs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 66, no. 7, pp. 1682–1687, Jul. 2019.
- [Kim14] T. Kim, M. Jang, and V. G. Agelidis, "Experimental performance evaluation of SiC BJT and Si MOSFET for 1.2 kW 300 kHz boost converter as a solar PV pre-regulator," in *2014 IEEE International Conference on Industrial Technology (ICIT)*, Feb. 2014, pp. 284–288.
- [Klei68] C. A. Klein, "Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors," *J. Appl. Phys.*, vol. 39, no. 4, pp. 2029–2038, Mar. 1968.
- [Kubo06] S. Kuboyama, C. Kamezawa, N. Ikeda, T. Hirao, and H. Ohyama, "Anomalous Charge Collection in Silicon Carbide Schottky Barrier Diodes and Resulting Permanent Damage and Single-Event Burnout," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 6, pp. 3343–3348, 2006.
- [Ladb17] R. Ladbury, "Strategies for SEE Hardness Assurance-From Buy-it-And-Fly-it to Bullet Proof," *2017 IEEE NSREC Short Course*, 2017.
- [LaLu19] S. LaLumondiere, "THE CURRENT STATUS AND POTENTIAL OF PULSED X-RAYS AS A HIGH-RESOLUTION PROBE FOR SINGLE EVENT EFFECTS TESTING," *2019 IEEE NSREC Short Course*, 2019.
- [Laro08] S. Larouche and L. Martinu, "OpenFilters: open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters," *Appl. Opt.*, vol. 47, no. 13, pp. 219–230, 2008.
- [Laue10] J. Lauenstein, R. L. Ladbury, N. Goldsman, H. S. Kim, D. A. Batchelor, and A. M. Phan, "Interpreting Space-Mission LET Requirements for SEGR in Power MOSFETs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 6, pp. 3443–3449, 2010.
- [Laue13] J.-M. Lauenstein, A. D. Topper, M. C. Casey, E. P. Wilcox, A. M. Phan, H. S. Kim, and K. A. LaBel,

-
- “Recent Radiation Test Results for Power MOSFETs,” in *2013 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW)*, Jul. 2013, pp. 1–6.
- [Lei04] F. Lei, S. Clucas, C. Dyer, and P. Truscott, “An atmospheric radiation model based on response matrices generated by detailed Monte Carlo simulations of cosmic ray interactions,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 6 II, pp. 3442–3451, 2004.
- [Lewi01] D. Lewis, V. Pouget, F. Beaudoin, P. Perdu, H. Lapuyade, P. Fouillat, and A. Touboul, “Backside laser testing of ICs for SET sensitivity evaluation,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 48, no. 6, pp. 2193–2201, Dec. 2001.
- [Lu18] J. L. Lu, R. Hou, and D. Chen, “Opportunities and design considerations of GaN HEMTs in ZVS applications,” in *2018 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC)*, Mar. 2018, pp. 880–885.
- [Luu07] A. Luu, F. Miller, P. Poirot, R. Gaillard, N. Buard, T. Carriere, P. Austin, M. Bafleur, and G. Sarrabayrouse, “SEB characterisation of commercial power MOSFETs with backside laser and heavy ions of different ranges,” in *2007 9th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, Sep. 2007, pp. 1–7.
- [Mac10] H. A. MacLeod and H. A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, 4th ed. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, Mar. 2010.
- [Mant19] R. Mantach, “Croissance de pseudo-substrats GaN semi polaire (10-11) sur silicium sur isolant (SOI),” Thèse, Université Côte d’Azur, France, 2019.
- [Marc15] D. Marcon, M. Van Hove, B. De Jaeger, N. Posthuma, D. Wellekens, S. You, X. Kang, T.-L. Wu, M. Willems, S. Stoffels, and S. Decoutere, “Direct comparison of GaN-based e-mode architectures (recessed MISHEMT and p-GaN HEMTs) processed on 200mm GaN-on-Si with Au-free technology,” *Proc. SPIE*, vol. 9363, pp. 936311–1, 2015.
- [Mart19] M. J. Martinez, M. P. King, A. G. Baca, A. A. Allerman, A. A. Armstrong, B. A. Klein, E. A. Douglas, R. J. Kaplar, and S. E. Swanson, “Radiation response of AlGaIn-Channel HEMTs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 66, no. 1, pp. 344–351, 2019.
- [Mbay13] N. Mbaye, V. Pouget, F. Darracq, and D. Lewis, “Characterization and modeling of laser-induced single-event burn-out in SiC power diodes,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 53, no. 9–11, pp. 1315–1319, Sep. 2013.
- [Mcca21] C. Mccammon, “Mössbauer Spectroscopy with High Spatial Resolution: Spotlight on Geoscience,” in *Modern Mössbauer Spectroscopy: New Challenges Based on Cutting-Edge Techniques*, 1st ed., Y. Yoshida and G. Langouche, Eds. Springer Singapore, Jan. 2021, pp. 221–266.
- [McMo02] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, and R. L. Pease, “Subbandgap laser-induced single event effects: Carrier generation via two-photon absorption,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49 I, no. 6, pp. 3002–3008, 2002.
-

-
- [Medi16] N. H. Medina, V. A. P. Aguiar, N. Added, F. Aguirre, E. L. A. Macchione, S. G. Alberton, M. A. G. Silveira, J. Benfica, F. Vargas, and B. Porcher, “Experimental Setups for Single Event Effect Studies,” *J. Nucl. Physics, Mater. Sci. Radiat. Appl.*, vol. 4, no. 1, pp. 13–23, Aug. 2016.
- [Mene16] M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, *Power GaN Devices: Materials, Applications and Reliability*. 2016.
- [Micc13] C. Miccoli, V. C. Martino, S. Reina, and S. Rinaudo, “Trapping and thermal effects analysis for AlGaIn/GaN HEMTs by means of TCAD simulations,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 9, pp. 1121–1123, 2013.
- [Mitr11] S. Mitridis, “Determination of lattice site location of impurities in compound semiconductors, by transmission electron microscopy,” *Phys. Adv. Mater. Winter Sch. 2008*, 2011.
- [Mizu18] E. Mizuta, S. Kuboyama, Y. Nakada, A. Takeyama, T. Ohshima, Y. Iwata, and K. Suzuki, “Single-Event Damage Observed in GaN-on-Si HEMTs for Power Control Applications,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 8, pp. 1956–1963, Aug. 2018.
- [Mono20] B. Monozslai, P. S. Nugraha, G. Tóth, G. Polónyi, L. Pálfalvi, L. Nasi, Z. Ollmann, E. J. Rohwer, G. Gäumann, J. Hebling, T. Feurer, and J. A. Fülöp, “Measurement of four-photon absorption in GaP and ZnTe semiconductors,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 8, pp. 12352–12362, 2020.
- [Mora11] S. Morand, F. Miller, P. Austin, P. Poirot, R. Gaillard, T. Carriere, and N. Buard, “Temperature effects on power MOSFET and IGBT sensitivities toward single events,” in *2011 12th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems*, Sep. 2011, pp. 109–114.
- [Mora19] S. MORAND, “Heavy-Ion Characterization of a COTS Normally-Off Power GaN FET PGA26E07BA 717L3H06 from PANASONIC,” RAD-EEE-000041626, 2019.
- [Mora19] S. MORAND, “Heavy-Ion Characterization of a COTS Normally-Off GaN HEMT GS66508P from GaNSystems,” RAD-EEE-000055824, 2019.
- [Mora19] S. MORAND, “Heavy - Ion Characterization of a 100 V Normally - Off GaN HEMT EPC2045 7420 7171 from EPC,” NWS-EEE-000129044, 2019.
- [Mukh18] K. Mukherjee, “Investigation into trapping mechanisms and impact on performances and reliability of GaN HEMTs through physical simulation and electro-optical characterization,” Thèse, Université de Bordeaux, 2018
- [Muth97] J. F. Muth, J. H. Lee, I. K. Shmagin, R. M. Kolbas, H. C. Casey, B. P. Keller, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, “Absorption coefficient, energy gap, exciton binding energy, and recombination lifetime of GaN obtained from transmission measurements,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 18, pp. 2572–2574, 1997.
- [Naka06] A. Nakagawa, “Evolution of silicon power devices and challenges to material limit,” *2006 25th Int. Conf. Microelectron. MIEL 2006 - Proc.*, no. Miel, pp. 158–165, 2006.
- [Nguy14] T. D. H. Nguyen, “Réalisation et caractérisation de HEMTs ALGaIn/GaN sur Silicium pour applications
-

à haute tension,” Thèse, Université Paris-Sud, 2014.

- [Nist00] NIST, “Nist material composition database.” <https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/compos.pl> (accessed Jan. 24, 2021).
- [Nune08] R. Núñez-González, A. Reyes-Serrato, A. Posada-Amarillas, and D. Galvan, “First-principles calculation of the band gap of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$,” *Rev. Mex. Fis.*, vol. 54, no. 2, pp. 111–118, Nov. 2008.
- [Oldh83] T. R. Oldham and J. M. McGarrity, “Comparison of ^{60}Co Response and 10 KeV X-Ray Response in MOS Capacitors,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 30, no. 6, pp. 4377–4381, 1983.
- [Onod13] S. Onoda, A. Hasuike, Y. Nabeshima, H. Sasaki, K. Yajima, S. I. Sato, and T. Ohshima, “Enhanced charge collection by single ion strike in AlGaIn/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 6, pp. 4446–4450, 2013.
- [Paci16] A. A. Pacini, “Cosmic rays: bringing messages from the sky to the Earth’s surface,” *Rev. Bras. Ensino Física*, vol. 39, no. 1, pp. 1–10, Oct. 2016.
- [Pana16] Panasonic, “PGA26E07BA Preliminary Datasheet,” Oct. 2016.
- [Pana18] PANASONIC, “NEW CONTENDER FOR THE POWER TRANSISTOR THRONE: HOW GAN IS THREATENING THE MOSFET’S CROWN,” *White Pap.*, Apr. 2018.
- [Pei09] Y. Pei, S. Member, Z. Chen, S. Member, D. Brown, S. Keller, S. P. Denbaars, U. K. Mishra, A. D. Algan, and G. Hemts, “Deep-Submicrometer AlGaIn/GaN HEMTs,” vol. 30, no. 4, pp. 328–330, 2009.
- [Pell12] J. A. Pellish, “SINGLE-EVENT AND TOTAL DOSE TESTING FOR ADVANCED ELECTRONICS,” in *2012 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, Miami, Florida, 2012.
- [Poiv02] C. Poivey, “Radiation Hardness Assurance for Space Systems,” Jan. 2002.
- [Poiv17] C. Poivey, “TNID Total Non Ionizing Dose or DD Displacement Damage,” *ESA - Cern - SCC Work.*, May 2017, [Online]. Available: https://indico.cern.ch/event/635099/contributions/2570676/attachments/1456363/2249942/4_Radiation_Effects_and_RHA_ESA_Internal_Course_4_10_May_2017_DD_CP.pdf.
- [Polo17] C. B. Polo, “SEE Single Event Effects - Radiation Environment and its Effects in EEE Components and Hardness Assurance for Space Applications,” *ESA-CERN-SCC Workshop*. May 2017, [Online]. Available: https://indico.cern.ch/event/635099/contributions/2570672/attachments/1456364/2249943/Single_Event_Effects_Radiation_Course_May_2017_SEE_CBP.pdf.
- [Poug03] V. Pouget, D. Lewis, and P. Fouillat, “Time-resolved scanning of integrated circuits with a pulsed laser: application to transient fault injection in an ADC,” in *Proceedings of the 20th IEEE Instrumentation Technology Conference (Cat. No.03CH37412)*, 2003, vol. 2, pp. 1376–1380.

-
- [Poug13] V. Pouget, "SEE laser testing using two-photon absorption: Modeling of charge deposition," *RADLAS2013 thematic day presentation*, 2013. http://www.ies.univ-montp2.fr/radlas2013/slides/RADLAS2013_02_Pouget.pdf.
- [Poug14] V. Pouget, "Facilities and methods for radiation testing," in *2014 IEEE NSREC Short Course Notebook*, 2014, p. IV II 1-IV II 43.
- [Qian18] Y. Qian, F. Shang, Q. Wan, and Y. Yan, "A molecular dynamics study on indentation response of single crystalline wurtzite GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 124, no. 11, p. 115102, 2018.
- [Quay08] R. Quay, *Gallium Nitride Electronics*, vol. 96. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, Feb. 2008.
- [Rain12] 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.
- [Reed08] R. Reed, "Fundamental Mechanisms for Single Particle-Induced Soft Errors," in *2008 IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference Short Course Notebook*, 2008.
- [Reza06] B. Rezaei, A. Asgari, and M. Kalafi, "Electronic band structure pseudopotential calculation of wurtzite III-nitride materials," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 371, no. 1, pp. 107–111, 2006.
- [Rocc18] F. Roccaforte, P. Fiorenza, G. Greco, R. Lo Nigro, F. Giannazzo, F. Iucolano, and M. Saggio, "Emerging trends in wide band gap semiconductors (SiC and GaN) technology for power devices," *Microelectron. Eng.*, vol. 187–188, pp. 66–77, Feb. 2018.
- [Rocc19] F. Roccaforte, G. Greco, P. Fiorenza, and F. Iucolano, "An Overview of Normally-Off GaN-Based High Electron Mobility Transistors," *Materials*, vol. 12, no. 10, 2019.
- [Roch16] N. J. H. Roche, A. Khachatryan, M. King, S. P. Buchner, J. Halles, R. Kaplar, A. Armstrong, I. C. Kizilyalli, P. D. Cunningham, J. S. Melinger, J. H. Warner, and D. McMorrow, "Two-photon absorption pulsed-laser single-event effect technique for GaN materials and the impact of deep level traps on the carrier generation process," in *2016 16th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS)*, Sep. 2016, no. 1, pp. 1–4.
- [Ross19] E. Ross and W. J. Chaplin, "The Behaviour of Galactic Cosmic-Ray Intensity During Solar Activity Cycle 24," *Sol Phys*, vol. 294, p. 8, 2019.
- [Sche14] L. Scheick, "Determination of single-event effect application requirements for enhancement mode gallium nitride HEMTs for use in power distribution circuits," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 61, no. 6, pp. 2881–2888, 2014.
- [Sche16] L. Z. Scheick, "Recent Gallium Nitride Power HEMT Single-Event Testing Results," in *2016 IEEE Radiation Effects Data Workshop (REDW)*, Jul. 2016, pp. 36–41.
- [Shao11] K. Shao, A. Morisset, V. Pouget, E. Faraud, C. Larue, D. Lewis, and D. McMorrow, "3D knife-edge characterization of two-photon absorption volume in silicon for integrated circuit testing," *Opt. Express*,
-

vol. 19, no. 23, pp. 22594–22599, Nov. 2011.

- [Shei91] M. Sheik-Bahae, D. C. Hutchings, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland, “Dispersion of Bound Electronic Nonlinear Refraction in Solids,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 6, pp. 1296–1309, 1991.
- [Soni06] G. Sonia, U. Zeimer, L. Wang, M. Weyers, J. Wurfl, G. Trankle, F. Brunner, A. Denker, R. Lossy, M. Mai, J. Opitz-Coutureau, G. Pensl, E. Richter, and J. Schmidt, “Proton and Heavy Ion Irradiation Effects on AlGaIn/GaN HFET Devices,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 6, pp. 3661–3666, Dec. 2006.
- [Sore87] R. A. Soref and B. R. Bennett, “Electrooptical effects in silicon,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 1, pp. 123–129, 1987.
- [Subr18] N. K. Subramani, “Physics-based TCAD device simulations and measurements of GaN HEMT technology for RF power Nandha Kumar Subramani To cite this version : HAL Id : tel-01702325,” no. November 2017, 2018, [Online]. Available: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01702325>.
- [Subr19] N. K. Subramani, M. Bouslama, R. Sommet, and J. C. Nallatamby, “Time Domain Drain Lag Measurement and TCAD-based Device Simulations of AlGaIn/GaN HEMT: Investigation of Physical Mechanism,” *EuMIC 2019 - 2019 14th Eur. Microw. Integr. Circuits Conf.*, pp. 21–24, 2019.
- [Sun00] C. K. Sun, J. C. Liang, J. C. Wang, F. J. Kao, S. Keller, M. P. Mack, U. Mishra, and S. P. DenBaars, “Two-photon absorption study of GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 4, pp. 439–441, 2000.
- [Sun13] X. Sun, O. I. Saadat, J. Chen, E. X. Zhang, S. Cui, T. Palacios, D. M. Fleetwood, and T. P. Ma, “Total-ionizing-dose radiation effects in AlGaIn/GaN HEMTs and MOS-HEMTs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 6, pp. 4074–4079, 2013.
- [Sund13] S. Sundaresan, Stoyan, Jeliakov, B. Grummel, and R. Singh, “10 kV SiC BJTs - Static, switching and reliability characteristics,” *2013 25th Int. Symp. Power Semicond. Devices IC's*, pp. 303–306, May 2013.
- [Syno18] Synopsys, “Sentaurus Device User Guide (Sdevice),” 2018.
- [Tech00] S. TECHNOLOGIES, “ANALYSE DE CONSTRUCTION DE TRANSISTORS GaN GS66508P-E03-TY 650V.”
- [Thal18] Thales, “RAPPORT N° A1854 _ 002AA : ANALYSE DE CONSTRUCTION 1ER NIVEAU MOSFET GAN,” 2018.
- [Tour07] D. Tournier, “Composants de puissance en SiC - Technologie,” *Tech. l'Ingénieur*, p. 17, 2007.
- [VanS86] E. W. Van Stryland, H. Vanherzeele, M. A. Woodall, M. J. Soileau, A. L. Smirl, S. Guha, and T. F. Boggess, “Two-Photon Absorption, Nonlinear Refraction and Optical Limiting in Semiconductors,” *Natl. Bur. Stand. Spec. Publ.*, vol. 24, no. 4, pp. 404–423, 1986.
- [Verh08] C. Verhaege, “Restitution de l'indice de réfraction complexe et de la granulométrie d'une population de particules sphériques à partir de l'indicatrice de diffusion de la lumière,” Thèse, Université Blaise

PASCAL, 2008.

- [Weul20] C. Weulersse, "CARACTERISATION ET MODELISATION DE L'EFFET DES RADIATIONS COSMIQUES SUR LES COMPOSANTS ELECTRONIQUES," LIV-E042-L02.1.a-635-V0, 2020.
- [Wher84] B. S. Wherrett, "Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, no. 1, pp. 67–72, Mar. 1984.
- [Wijn10] T. Wijnands and G. Spiezia, "Review of exposed equipment in the LHC : A global view," in *Chamonix 2010 Workshop on LHC Performance*, Jan. 2010, pp. 181–192.
- [Wu06] Y.-F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, and P. Parikh, "40-W / mm Double Field-plated GaN HEMTs improvements " " v," *Device Res. Conf. - Conf. Dig. DRC*, pp. 151–152, 2006.
- [Xing04] H. Xing, Y. Dora, A. Chini, S. Heikman, S. Keller, and U. K. Mishra, "High Breakdown Voltage AlGaIn–GaIn HEMTs Achieved by Multiple Field Plates," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 4, pp. 161–163, Apr. 2004.
- [Yang17] P. Yang, Q. Cheng, and Z. Zhang, "Radiative Properties of Ceramic Al₂O₃ , AlN and Si₃N₄ —II: Modeling," *Int. J. Thermophys.*, vol. 38, no. 124, pp. 1–18, 2017.
- [Yang19] W. Yang, J. S. Yuan, B. Krishnan, and P. Shea, "Characterization of Deep and Shallow Traps in GaN HEMT Using Multi-Frequency C-V Measurement and Pulse-Mode Voltage Stress," *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.*, vol. 19, no. 2, pp. 350–357, 2019.
- [Zera17] M. Zerarka, P. Austin, A. Bensoussan, F. Morancho, and A. Durier, "TCAD simulation of the single event effects in normally-off GaN transistors after heavy ion radiation," *Proc. Eur. Conf. Radiat. its Eff. Components Syst. RADECS*, vol. 2016-Sept, no. 8, pp. 1–4, 2017.
- [Zera18] M. Zerarka and O. Crepel, "Radiation robustness of normally-off GaN/HEMT power transistors (COTS)," *Microelectron. Reliab.*, vol. 88–90, pp. 984–991, Sep. 2018.
- [Zhan00] Y. Zhang, I. Smorchkova, C. Elsass, S. Keller, J. Ibbetson, S. Denbaars, U. K. Mishra, and J. Singh, "Charge control and mobility in AlGaIn/GaN transistors: Experimental and theoretical studies," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, pp. 7981–7987, Jun. 2000.
- [Zhan13] K. Zhang, M. Y. Cao, X. Y. Lei, S. L. Zhao, L. Y. Yang, X. F. Zheng, X. H. Ma, and Y. Hao, "Field plate structural optimization for enhancing the power gain of GaN-based HEMTs," *Chinese Phys. B*, vol. 22, no. 9, pp. 1–5, 2013.

Publications

Article de revue

C. Ngom, V. Pouget, M. Zerarka, F. Coccetti, A. Touboul, M. Matmat, O. Crepel, S. Jonathas, and G. Bascoul, “Backside Laser Testing of Single-Event Effects in GaN-on-Si Power HEMTs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 68, no. 8, pp. 1642–1650, 2021, (Best student presentation & Best conference paper awards at RADECS 2020).

C. Ngom, V. Pouget, M. Zerarka, F. Coccetti, O. Crepel, A. Touboul, and M. Matmat, “Modelling of charge injection by multi-photon absorption in GaN-on-Si HEMTs for SEE testing” *Microelectron. Reliab.*, p. 114339, 2021. (Presented at European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis, (ESREF) 2021).

Proceedings Conférence Internationale

C. Ngom, V. Pouget, M. Zerarka, F. Coccetti, A. Touboul, M. Matmat, and O. Crepel, “Laser-induced Transients in a GaN-on-Si Power HEMT using Si-SPA Optical Parameters”, *Proceedings of the 2021 European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS)*, To be published.

Communication Conférence Internationale

C. Ngom, V. Pouget, M. Zerarka, F. Coccetti, A. Touboul, E. Capria, M. Levantino and M. Matmat, “Modelling the Influence of Package in Focused X-ray Testing of Power GaN COTS“, *Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC)*, 2021.

Résumé

Les composants de puissance à base de semiconducteurs à grande bande interdite constituent une alternative intéressante aux technologies Silicium pour de nombreuses applications. Les composants HEMT (High Electron Mobility Transistor) sont particulièrement prometteurs pour des applications dans les domaines spatial, aéronautique et automobile. Or, les composants et systèmes électroniques exposés aux radiations de l'environnement radiatif naturel (ERN) sont susceptibles de connaître différents types de défaillances. L'évaluation des effets destructifs des radiations s'effectue classiquement par des essais sous faisceau de particules. Dans cette thèse, nous avons étudié la possibilité d'utiliser deux techniques de test complémentaires pour évaluer la sensibilité de composants commerciaux HEMT GaN aux effets singuliers des radiations. La première technique consiste à reproduire l'injection de charge transitoire et localisée d'une particule par l'absorption photoélectrique d'une impulsion laser. La seconde technique consiste à utiliser un faisceau de rayons X focalisés. Un état de l'art des effets des radiations sur les technologies GaN est tout d'abord présenté. Les composants d'intérêt de notre étude sont ensuite présentés. La technique de test par faisceau laser est ensuite adaptée aux spécificités des composants GaN sur substrat Si. Une modélisation de l'absorption multiphotonique exploitée est proposée, et les premiers résultats expérimentaux d'injection de charge par la face arrière dans ce type de composant par absorption 3-photons sont présentés. La technique de test par faisceau de rayons X focalisés est tout d'abord explorée par une modélisation à l'aide de GEANT4. Les résultats issus d'une première campagne expérimentale menée à l'ESRF sont présentés. Ils permettent d'identifier les possibilités et limitations actuelles de la technique. Enfin, les résultats précédents sont confrontés à des résultats issus de tests sous ions lourds. Une méthodologie de choix de la technique de test la mieux appropriée en fonction des attentes est proposée.

Abstract

Power devices based on wide bandgap semiconductors constitute an interesting alternative to Silicon technologies for many applications. HEMT (High Electron Mobility Transistor) type components are particularly promising for applications in the space, aeronautics and automotive fields. However, electronic devices and systems exposed to radiation from the natural radiative environment (ERN) are likely to experience different types of failures. The evaluation of the destructive effects of radiation is conventionally carried out by particle beam tests. In this thesis, we investigated the possibility of using two complementary test techniques to evaluate the sensitivity of commercial HEMT GaN devices to radiation single event effects. The first technique consists of reproducing the transient and localized charge injection of a particle by the photoelectric absorption of a laser pulse. The second technique consists of using a beam of focused X-rays. A state of the art of the radiation effects on GaN technologies is first presented. The devices of interest in our study are then presented. The laser beam test technique is then adapted to the specificities of GaN on Si substrate devices. A modelling of the multiphoton absorption exploited is proposed, and the first experimental results of backside charge injection in this type of component by 3-photon absorption are shown. The focused X-ray beam test technique is first explored by modelling using GEANT4. The results of a first experimental campaign conducted at the ESRF are presented. They allow identifying the current possibilities and limitations of the technique. Finally, the previous results are compared with results from heavy ion tests. A methodology for choosing the most appropriate test technique according to expectations is proposed.