

THÈSE

PRÉSENTÉE A

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Par Guillaume PEDROZA

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR
SPÉCIALITÉ : Electronique

Evaluation de la fiabilité de composants optoélectroniques pour des applications spatiales : apport des caractérisations et des modélisations électro-optiques

Soutenue le : 21 Décembre 2011

Devant la commission d'examen formée de :

M.	FOUILLAT, Pascal	Professeur, Institut Polytechnique Bordelais	Président du jury
M.	LANDESMAN, Jean-Pierre	Professeur, Université Rennes 1	Rapporteur
M.	ORSAL, Bernard	Professeur, Université Montpellier 2	Rapporteur
M.	JIMENEZ, Juan	Professeur, Université de Valladolid, Espagne	Examineur
M.	OUSTEN, Yves	Professeur, Université de Bordeaux	Examineur
M.	BECHOU, Laurent	Professeur, Université de Bordeaux	Examineur
M.	HOW, Lip Sun	Ingénieur, AdvEOTec, Evry	Examineur
M.	GILARD, Olivier	Ingénieur, CNES, Toulouse	Examineur
M.	NUNS, Thierry	Ingénieur, ONERA-DESP, Toulouse	Membre Invité

A ma femme et mes parents

Remerciements

Les travaux présentés dans ce mémoire se sont déroulés conjointement au sein du Laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système de l'Université de Bordeaux (IMS – CNRS UMR 5218) en collaboration étroite avec la société AdvEOTec (Evry). J'adresse tous mes remerciements au Professeur Pascal Fouillat, Directeur du Laboratoire IMS, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et présidé le jury.

Je remercie également Monsieur François Rosala, Directeur d'AdvEOTec, pour avoir accepté que je rejoigne sa société mais aussi pour toutes ses idées pertinentes et ingénieuses qui ont pu m'aider à avancer dans mes travaux.

Que Monsieur Yves Ousten, Professeur à l'Université de Bordeaux, reçoive toute ma gratitude pour avoir accepté de diriger cette thèse. Je le remercie également pour la confiance et la sympathie qu'il m'a témoignées durant toutes ces années.

Ce mémoire n'aurait jamais pu voir le jour sans l'aide précieuse de mes deux co-directeurs de thèse (académique et en entreprise). Je remercie infiniment Monsieur Lip Sun How, responsable du Département Mesures d'AdvEOTec et co-directeur en entreprise de cette thèse pour ses qualités humaines et ses compétences scientifiques. Toujours disponible pour m'aider, il a su me conseiller et me redonner confiance lorsque rien ne marchait. Sa patience, sa gentillesse, sa bonne humeur, mais également ses connaissances et son professionnalisme ont été indispensables à ma réussite. Je lui adresse du fond du cœur un grand Merci.

Je présente également tous mes plus sincères et chaleureux remerciements à Monsieur Laurent Bechou, Professeur à l'Université de Bordeaux, Responsable de l'équipe EDMiNA et co-directeur académique de cette thèse. Je le remercie vivement de m'avoir fait entièrement confiance durant ces trois années mais aussi d'avoir si consciencieusement apporté ses remarques sur le contenu de ce travail. Sa culture et son savoir scientifique et technique m'ont été d'un grand soutien pour mener à bien toute cette étude.

Je tiens également à remercier Messieurs les Professeurs Jean-Pierre Landesman (Université de Rennes) et Bernard Orsal (Université de Montpellier) d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, notamment pour l'attention qu'ils ont portée sur mon mémoire et la pertinence de leurs remarques.

J'adresse tous mes remerciements à Messieurs Olivier Gilard et Mathieu Boutillier, Ingénieurs au CNES de Toulouse, pour avoir rendu possible cette étude. Je leur suis également très reconnaissant de m'avoir accompagné tout au long de la thèse, notamment Monsieur Gilard pour sa participation en tant qu'examineur, pour son expertise, pour ses conseils et sa sympathie.

Je voudrais aussi témoigner de ma pleine reconnaissance à Monsieur Juan Jiménez, Professeur à l'Université de Valladolid en Espagne, pour avoir fait le déplacement jusqu'à Bordeaux et avoir participé activement, en tant qu'examineur, à mon jury de thèse.

Une partie importante des résultats expérimentaux de cette étude ont été obtenus grâce au soutien inconditionnel de Thierry Nuns de l'ONERA. Je lui exprime donc toute ma gratitude pour m'avoir aidé et accompagné, mais également pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je tiens également à remercier tous mes collègues d'AdvEOTec pour leur aide et surtout pour m'avoir supporté : Adrien, Audrey, Claire, Emilie, Pierre et Sébastien. Continuez l'aventure topissime !

De nombreuses personnes m'ont soutenu durant ce projet. Ainsi je souhaiterais leur adresser tous mes remerciements : Pierre Arnolda, Raphaël Baillot, Jacques Bourgoïn, Jean-Luc Goudard, Gérald Guibaud, Richard Moglia, Gianandrea Quadri, Hassan Saadaoui, David Veyrié... ainsi que tous ceux que j'aurais pu oublier.

Et puis il y a une personne que je souhaiterais tout particulièrement remercier : Monsieur Yannick Deshayes, Maître de conférences à l'Université de Bordeaux, pour m'avoir initié à l'optoélectronique et avoir ainsi déclenché l'étincelle qui a donné un sens à ma vie professionnelle.

Enfin je voudrais remercier ma famille pour m'avoir toujours aimé et soutenu : mes parents Edith et Jean-Louis, ma femme Aurore, et j'ai une pensée pour tous mes proches qui auraient été fiers de moi, de ce que j'ai accompli.

Sommaire

Remerciements	4
Sommaire	6
Introduction générale	8
Chapitre 1	12
Diodes Laser de pompe 980 nm et photodiodes infrarouge pour le domaine spatial – Contexte général et justification du travail de thèse	12
I. Introduction.....	13
II. L'optoélectronique pour le domaine spatial	14
II.1 Technologies embarquées	14
II.2 Description des contraintes environnementales d'une mission spatiale	16
III. Etat de l'art technologique des composants étudiés	25
III.1 Diode Laser de pompe 980 nm.....	25
III.2 Photodiode InGaAs.....	31
IV. Justification du travail de thèse	33
IV.1 Objectifs de la coopération académie/industrie de l'étude.....	33
IV.2 Méthodes d'évaluation de la fiabilité.....	35
IV.3 Outils mathématiques pour la fiabilité.....	36
IV.4 Objectifs scientifiques de l'étude.....	42
Chapitre 2	43
Techniques de caractérisation électro-optique des composants – Description des bancs de mesure et présentation des résultats	43
I. Introduction.....	44
II. Diode Laser de pompe 980nm	44
II.1 Caractérisation sous air	44
II.2 Caractérisation sous vide	59
III. Photodiode InGaAs	62
III.1 Présentation du banc de test	63
III.2 Description des mesures réalisées	64
III.3 Résultats de caractérisation	69
III.4 Conclusion	76
Chapitre 3	78
Synthèse des résultats des vieillissements accélérés des diodes Laser 980nm et des photodiodes InGaAs pour le spatial	78
I. Introduction.....	79
II. Simulation de l'environnement radiatif spatial	79
II.1 Techniques d'irradiation	79
II.2 Irradiation sous gamma Co-60	84
II.3 Irradiation protons	95
II.4 Analyse de l'impact du vieillissement accéléré post-radiations	114
III. Simulation du vide spatial.....	117
III.1 Analyse bibliographique de l'effet du vide sur les composants optoélectroniques	117
III.2 Résultats expérimentaux sous vide	124
IV. Essais thermomécaniques reproduisant les contraintes environnementales typiques d'une mission spatiale.....	134
IV.1 Analyse bibliographique	134
IV.2 Présentation des résultats expérimentaux.....	138
V. Conclusion.....	141

Chapitre 4
Modélisation électro-optique des caractéristiques des composants soumis à un vieillissement et analyse physique des mécanismes de dégradation	144
I. Introduction : objectifs de la modélisation pour l'analyse de défaillance.....	145
II. Mécanismes de dégradation de photodiodes InGaAs irradiées aux protons	146
II.1 Modélisation du courant d'obscurité	146
II.2 Estimation des performances des photodiodes InGaAs en fin de mission	158
III. Mécanismes de dégradation de diodes Laser vieilles sous vide secondaire prolongé	166
III.1 Analyse de l'impact du vieillissement sous vide sur la caractéristique I-V	167
III.2 Résultats de l'analyse de défaillance	171
III.3 Apport des essais complémentaires et analyse	181
III.4 Analyse de l'impact de l'herméticité du boîtier sur la durée de vie du composant fonctionnant sous vide.....	197
III.5 Estimation de la durée de vie des diodes Laser vieilles sous vide prolongé	201
IV. Analyse des dérives de l'accroche entre la puce et le réseau de Bragg des diodes Laser	205
IV.1 Evaluation analytique du gain du Laser	205
IV.2 Synthèse et analyse des résultats obtenus après les essais sous rayons gamma et thermomécaniques	208
IV.3 Validation expérimentale de la modélisation par la mesure de la réflectivité du réseau de Bragg	212
V. Conclusion sur l'analyse des résultats	215
Conclusion générale	218
Rappels sur le calcul analytique des principaux paramètres d'une diode laser	224
Bibliographie.....	229
Production scientifique	243

Introduction générale

Les efforts de recherche initiés et poursuivis en particulier dans le domaine des télécommunications ont permis depuis une dizaine d'années de disposer sur le marché de composants optoélectroniques performants, robustes et fiables. Pour exemple, le taux de défaillance d'une technologie actuelle de diode Laser émettant à 980 nm pour des applications de pompage optique en télécommunications sous-marines, est inférieur à 10 FIT [1]. Le FIT ou *Failure In Time* est l'unité usuelle du taux de défaillance et correspond à une défaillance pour un milliard d'heures de fonctionnement.

Concernant le domaine spatial, des composants optoélectroniques sont d'ores et déjà intégrés dans des systèmes équipant des satellites, mais la relative faible maturité de ces technologies freine encore leur développement. La mise au point d'instruments intégrant des technologies photoniques et notamment des sources Laser a néanmoins d'ores et déjà fait ses preuves dans le cadre de différents programmes spatiaux : par exemple la mission LISA pour la détection des ondes gravitationnelles par interférométrie Laser ou encore l'instrument « ChemCam » du rover martien MSL (*Mars Science Laboratory*) qui permettra d'analyser les roches par spectroscopie induite par ablation Laser. Comme le souligne E. Armandillo de l'Agence Spatiale Européenne (ESA), de nombreuses applications spatiales sont visées par les composants optoélectroniques [2]. On peut ainsi citer :

- Détection : matrices de photodiodes GaAs (mission Xeus), CCD (mission Gaia), bolomètres (mission Bepi-Colombo)...
- Sources laser : métrologie (laser Nd:YAG pour les missions LISA et DARWIN), LIDAR (dans l'UV pour la mission ADM, ou dans le proche infrarouge pour la détection de vapeur d'eau), horloges atomiques (lasers DFB, VCSEL utilisés pour l'excitation d'atomes de césium)...
- Capteurs sur fibre optique : surveillance des structures (pour la fusée Ariane, pour cartographier les contraintes dans les matériaux composites), propulsion (mission PROBA 2, capteur de pression), suivi thermique (capteurs sur fibre pour les véhicules spatiaux)...

Les besoins en termes de fiabilité pour des applications spatiales sont différents de ceux définis dans le cadre des applications de télécommunication compte tenu de la sévérité des contraintes environnementales :

- Les radiations : les électrons, protons et ions lourds qui proviennent du Soleil et des ceintures de radiation ont une énergie variant de quelques keV à plusieurs GeV.

- L'ultravide : la pression dans l'Espace autour de la Terre varie entre 10^{-6} et 10^{-16} atm.
- La température : à l'intérieur d'un satellite, celle-ci peut varier entre -70°C et 180°C selon l'exposition au Soleil.
- Les contraintes mécaniques : les chocs peuvent atteindre une accélération de 2000g et les spectres de vibrations couvrent la gamme 20 Hz - 2 kHz.

Face de tels niveaux de contraintes, les agences spatiales procèdent à une sélection des composants en se basant sur deux approches :

- La première approche consiste à concevoir des composants dédiés à des applications spatiales. Mais peu de fabricants de composants sont intéressés par ces activités dites de spatialisation car elles consomment beaucoup d'énergie et de temps pour un retour d'investissement très modéré. De plus, le volume de production est particulièrement faible et la mise à disposition sur une longue période de ces technologies (notion d'obsolescence) est extrêmement coûteuse.
- La seconde solution consiste en l'évaluation de composants développés pour d'autres applications, et dont les caractéristiques peuvent s'adapter à l'environnement spatial. Il s'agit de COTS (*Components Off-The-Shelf*), littéralement un composant pris sur l'étagère, puisque ces composants sont commercialisés.

Ce travail de thèse privilégie le deuxième contexte, par l'évaluation de la fiabilité de COTS pour des applications spatiales. En effet, il n'existe à l'heure actuelle aucune norme dédiée à l'évaluation des composants optoélectroniques commerciaux pour l'environnement spatial. La définition des essais s'appuie essentiellement sur les normes militaires de qualification de composants électroniques, sur les normes pour les télécommunications de qualification de composants optoélectroniques et sur le retour d'expérience des missions antérieures. Dans le cadre des actions menées par l'ESCC (*European Space Components Coordination*), certains standards sont progressivement mis en place et de façon itérative. Néanmoins, la faible maturité des technologies optoélectroniques ralentit encore leur émergence. La NASA a également mis en place, au travers d'un programme spécifique appelé NEPP (*NASA Electronic Parts and Packaging Program*), des méthodes d'évaluation de composants optoélectroniques. Mais ces dernières sont essentiellement basées sur le retour d'expérience des missions précédentes et ne pourront que contribuer, dans le futur, à la mise en place d'un standard normatif d'évaluation.

Notre étude a pour objectif de proposer une nouvelle méthode d'évaluation de la fiabilité de diodes Laser de pompe émettant à 980 nm et de photodiodes InGaAs détectant dans l'infrarouge pour des applications spatiales. A travers le cumul des essais, mais également des tests pertinents et originaux tels que le vieillissement sous vide de composants dont l'herméticité du boîtier a été volontairement

rompue, cette étude vise à mettre en lumière des modes de défaillance spécifiques à un fonctionnement en environnement spatial. Ce travail doit contribuer à l'enrichissement de nos connaissances en matière d'évaluation de composants optoélectroniques pour des applications spatiales et s'inscrit indirectement dans la démarche initiée par l'ESCC.

La méthode d'évaluation présentée sera conduite en considérant trois axes majeurs :

- L'interprétation des dérives électriques et optiques au travers des signatures de défaillance mises en évidence par des tests environnementaux.
- L'analyse physique des défaillances au moyen d'instruments et techniques d'analyse couplés à la modélisation analytique des caractéristiques électro-optiques des composants.
- La prévision de la durée de vie des composants par l'utilisation de modèles traduisant la cinétique des mécanismes de dégradation.

Le plan développé dans le manuscrit s'articule autour de quatre grands chapitres :

- Le premier chapitre procède à un état de l'art des diodes de pompe 980 nm et des photodiodes InGaAs. L'optoélectronique pour le spatial et les différentes contraintes environnementales rencontrées par les composants tout au long d'une mission spatiale sont également présentées. Puis les méthodes d'étude de la fiabilité ainsi que les outils mathématiques associés sont ensuite détaillés.
- Le second chapitre présente les bancs d'analyse électro-optique et la métrologie, destinés à l'étude des caractéristiques électriques et optiques des composants soumis aux essais. Ces caractéristiques sont ensuite décrites et analysées pour extraire des paramètres expérimentaux pertinents. L'objectif est de quantifier les variations de ces paramètres tout au long des essais afin d'évaluer l'amplitude de la dégradation des performances des composants sélectionnés.
- La description des essais et la présentation des résultats associés constituent le cœur du troisième chapitre. Ces essais ont pour objectif de placer les composants en vieillissement en conditions accélérées selon les contraintes relatives à l'environnement spatial : vide, radiations et contraintes thermomécaniques. Les principaux résultats sont présentés et comparés à l'état de l'art.
- Enfin l'analyse physique et la discussion approfondie des résultats obtenus précédemment sont décrites dans le dernier chapitre. Nous nous sommes basés sur la modélisation des caractéristiques électro-optiques initiales des composants puis la prise en compte d'une perturbation physique sur ce modèle liée à une dégradation du composant. En proposant des essais et des analyses supplémentaires, l'origine des défaillances est étudiée afin d'estimer la durée de vie du composant ou connaître ses performances en fin de mission.

Ce travail contribue à l'étude des mécanismes de défaillance n'ayant pas été mis en évidence jusqu'à présent et il est susceptible d'intéresser à la fois les agences et les maîtres d'œuvre du domaine spatial afin de mieux estimer les marges opérationnelles et définir de nouveaux plans de qualification. L'objectif est également de contribuer à l'enrichissement des méthodes d'évaluation de composants optoélectroniques pour l'environnement spatial, avec comme objectif à court terme, la proposition d'une norme spécifique.

Chapitre 1

Diodes Laser de pompe 980 nm et photodiodes infrarouge pour le
domaine spatial – Contexte général et justification du travail de thèse

I. Introduction

Le marché des composants optoélectroniques, notamment pour des applications de télécommunications optiques, est en plein essor avec le déploiement de réseaux à haut-débit sur de longues distances et la transmission de données vers l'abonné (FTTH : *Fiber To The Home*). Ce marché ne se résume pas qu'aux télécommunications puisque d'autres secteurs d'activité utilisent déjà des composants optoélectroniques pour des applications spécifiques (notamment pour du stockage optique ou encore des applications militaires, automobiles, spatiales...). Pour exemple, en termes de volume de vente, les diodes laser adressent essentiellement les marchés des télécommunications et du stockage optique, comme indiqué sur la Figure 1.

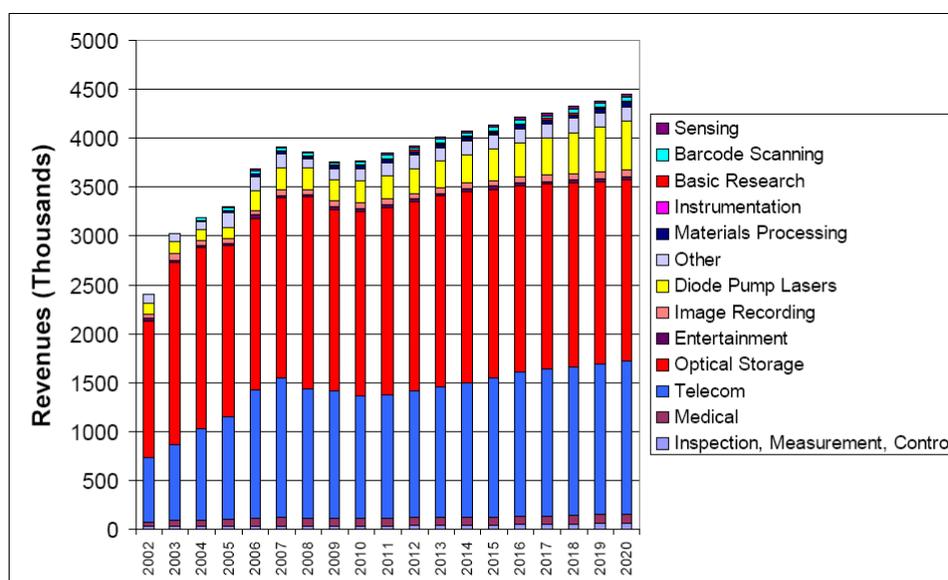


Figure 2.20: Global Laser Diode Revenue and Forecast by Segment, 2002-2020

Sources: IOA, Laser Focus World, OIDA, OIDA members

Figure 1 : Marché des diodes laser sur la période 2002-2020 (source OIDA)

Concernant le secteur spatial, peu de composants optoélectroniques équipent des satellites (le « groupe Photonique » de la NASA n'a que 15 ans d'existence) car il s'agit d'une technologie plutôt récente : l'effet Laser dans une diode à semiconducteur a été démontré il y a tout juste 50 ans. Un long travail d'évaluation est nécessaire avant de pouvoir dire s'il existe ou pas un risque à intégrer un composant à bord. En effet, l'environnement spatial est particulièrement contraignant et certaines de ces contraintes, que l'on ne retrouve pas sur Terre, peuvent endommager les composants. L'utilisation dans l'Espace de diodes Laser et de photodiodes conçues et qualifiées de manière générale pour une utilisation terrestre ou sous-marine implique donc de prendre en compte les facteurs agressifs atypiques de cet environnement.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les technologies des composants optoélectroniques utilisés pour des applications spatiales et décrire les contraintes environnementales typiques d'une

mission spatiale. Puis nous effectuerons une synthèse sur l'état de l'art des diodes Laser de pompe à 980 nm et des photodiodes InGaAs sensibles au rayonnement infrarouge (IR), pour ensuite nous focaliser sur les objectifs de l'étude et la justification de ce travail de thèse.

II. L'optoélectronique pour le domaine spatial

II.1 Technologies embarquées

Les composants et systèmes optoélectroniques sont de plus en plus intégrés à bord des satellites compte tenu des nombreux avantages qu'ils apportent, par rapport à un système électronique ou mécanique équivalent [1]. En effet la lumière transmise grâce aux fibres optiques n'est pas sensible aux interférences électromagnétiques (EMI) contrairement à un câble métallique. Par contre les détecteurs et émetteurs peuvent être perturbés par ces ondes et donc doivent être protégés par un blindage anti-EMI tout comme un composant électronique classique. Les liaisons par fibre optique apportent également des améliorations en termes de poids, de dimensions et de consommation électrique par rapport à d'autres technologies, ce qui est préférable pour diminuer le coût d'une mission spatiale. Enfin la bande passante atteinte grâce aux systèmes optoélectroniques est largement supérieure à ce qui est obtenu sur des liaisons tout-électrique, dont la conduction est limitée à hautes fréquences par l'effet de peau.

Un satellite peut être décomposé en deux éléments distincts [4]:

- la plate-forme qui est souvent la même quelle que soit la mission et qui est composée par exemple de la structure porteuse, la propulsion ou encore le contrôle thermique
- la charge utile qui dépend de la mission (scientifique, télécommunications, radiolocalisation...)

II.1.a Descriptif de la plate-forme

Les composants optoélectroniques équipant la plate-forme remplissent différentes fonctions :

- La propulsion peut être assurée par des diodes Laser de puissance, par amorçage pyrotechnique optique. Un choc mécanique est provoqué par l'allumage de substances hautement explosives grâce à une diode Laser ce qui permet de générer le mouvement du satellite ou de séparer les étages d'une fusée [5].

- L'énergie est fournie par des cellules solaires, constituées d'homojonctions en silicium ou de triples jonctions à base de composés III-V.

- Le contrôle de la rotation du satellite peut être fait grâce à un gyroscope à fibre optique (FOG : *Fiber Optic Gyroscope*) [6]. Il s'agit d'un instrument permettant de mesurer une vitesse de rotation en s'appuyant sur l'effet dit de Sagnac ; selon lequel deux signaux se propageant en sens

opposé dans une bobine de fibre optique sont déphasés si la bobine tourne. Pour réaliser un FOG, plusieurs composants optoélectroniques, en plus de la fibre optique à maintien de polarisation (PMF : *Polarization Maintaining Fiber*), sont nécessaires : une source ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) constituée d'une diode Laser de pompe 980 nm avec réseau de Bragg et d'une fibre optique dopée Er^{3+} , un isolateur, un coupleur, une photodiode et un modulateur électro-optique.

- Des capteurs de position intégrant des fonctions optoélectroniques sont également utilisés à bord des plateformes de satellite. Il s'agit essentiellement d'imageurs tels que les CCD (Charge Coupled Device) et les APS (Active Pixel Sensor) [7]. Des codeurs angulaires composés de LED et de photodiode ou phototransistor sont également intégrés à bord des satellites dans des gyroscopes de contrôle du moment [8]. Des capteurs de contraintes et de température basés sur les technologies et les performances des réseaux de Bragg sont également intégrés dans la plate-forme des satellites [9].

- Les télécommunications intra-satellites peuvent être conçues de la même manière qu'au niveau du sol avec une liaison par fibre optique c'est-à-dire basés sur des bus « signal » avec émetteur, amplificateur et détecteur. L'introduction d'optoélectronique à bord de la plate-forme permet également d'accroître le débit lors de la génération de signaux RF (oscillateurs) [9]. De plus, l'utilisation de composants optoélectroniques pour la commutation ou la conversion de signaux RF offre la possibilité de créer des répéteurs modulables à faible niveau de bruit, ce qui permet de réduire la masse du système, d'augmenter le débit et de disposer d'une isolation électrique vis-à-vis des signaux RF transmis [10].

II.1.b Descriptif de la charge utile

Des composants optoélectroniques peuvent être intégrés dans la charge utile en fonction de la mission. On peut lister quelques exemples de ce type de mission :

- Les satellites de télécommunication peuvent utiliser des liaisons inter-satellites (ISL : *Inter-Satellite Links*) pour communiquer entre eux. La première démonstration d'un système européen d'ISL remonte à 2001, lorsque la mission SILEX (*Semi-conductor Inter-satellite Link EXperiment*) a été développée par l'agence spatiale européenne ESA [11]. Il s'agit d'une mission de communication entre le satellite de télécommunications ARTEMIS et le satellite d'observation SPOT4, la liaison étant assurée par des diodes Laser AlGaAs (850 nm) et la réception par une photodiode à avalanche. Cette technologie de communication est en plein essor, plusieurs satellites fonctionnent en ISL et leur nombre tend à augmenter [1].

- Les missions d'observation de corps célestes peuvent nécessiter l'utilisation de composants optoélectroniques, lorsque le satellite intègre un LIDAR (*Light Detection And Ranging*) par exemple [12] comme c'est le cas pour la mission ICESat avec l'altimètre GLAS qui fonctionne

depuis le début de l'année 2003 [13]. On retrouve dans cet instrument une diode Laser qui pompe un Laser solide Nd:YAG et une photodiode qui permet de détecter le signal réfléchi.

- Les missions de radiolocalisation telles que Galileo, projet de navigation par satellite européen dont le lancement est imminent [14], font appel à des satellites intégrant des systèmes à base de composants optoélectroniques. C'est le cas par exemple de l'horloge atomique développée pour Galileo qui prévoit de contenir une diode Laser émettant à 852 nm et une photodiode en silicium pour assurer l'asservissement du flux optique de stabilisation pour le refroidissement des atomes de Césium [15],[16].

- Des missions scientifiques comme par exemple le projet Swarm, qui consiste en l'observation et la cartographie du champ magnétique terrestre, font appel aux technologies optoélectroniques pour développer les instruments requis. Ainsi le magnétomètre de Swarm se compose d'une diode de pompe 980 nm, d'un multiplexeur, d'un isolateur, d'un coupleur et d'une photodiode [17].

- Des diodes Laser GaAs sont également utilisées sur ChemCam, instrument permettant de faire de la spectroscopie de roches par pulvérisation Laser à bord du rover martien MSL (*Mars Science Laboratory*). Les diodes Laser permettent d'évaluer la distance entre le rover et la roche à pulvériser.

- Des applications de détection utilisent également des photodétecteurs IR à base de HgCdTe. Ces détecteurs sont utilisés pour des applications d'imagerie pour les satellites militaires Helios par exemple, ou encore dans des interféromètres de Michelson pour le satellite METOP dans l'instrument IASI (observation de l'atmosphère pour des besoins météorologiques) [18].

Ces composants devront avant, puis tout au long de la mission, tolérer des contraintes sévères imposées par l'environnement auquel ils seront exposés. Nous allons maintenant nous intéresser à la description de ces contraintes, qu'elles soient liées au stockage avant le départ, au décollage ou à la phase opérationnelle.

II.2 Description des contraintes environnementales d'une mission spatiale

II.2.a L'environnement radiatif spatial

L'environnement spatial se compose de particules radioactives particulièrement dangereuses pour les composants et systèmes (protons, électrons et ions). Le type de particule diffère selon la position dans l'Espace, tout comme les conséquences sur le composant. Ainsi il est important de bien connaître l'environnement radiatif spatial en fonction de la position du satellite pour évaluer les

risques potentiels sur les systèmes. La Figure 2 schématise les différentes sources de radiation localisées autour de la Terre.

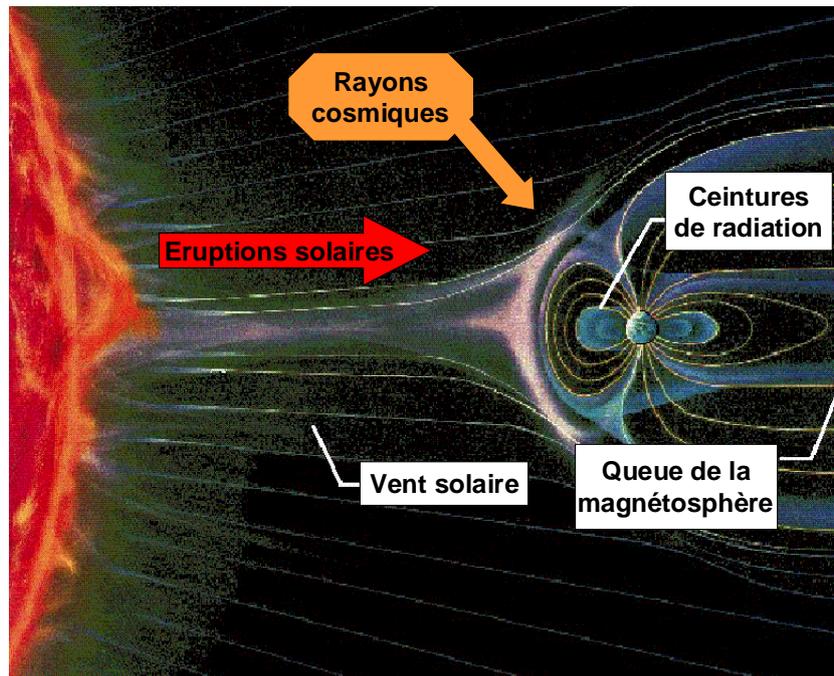


Figure 2 : Représentation schématique des sources potentielles de radiation autour de la Terre (source CNES)

Comme on peut le remarquer, trois principales zones produisent des radiations : le Soleil, le Cosmos et les ceintures de radiation. Nous allons donc nous attacher à les décrire dans la suite.

- **Les ceintures de radiation**

Appelées également ceintures de Van Allen (nom de leur découvreur), elles tirent leur origine de la présence de la magnétosphère provenant du champ magnétique terrestre et permet de protéger la surface de la Terre des particules ionisées provenant de l'espace [19]. La magnétosphère prend la forme d'une ellipse compressée du côté du Soleil et étendue de l'autre côté comme le présente la Figure 3.

Il existe au niveau des pôles magnétiques deux zones de faiblesse par lesquelles les particules chargées peuvent pénétrer dans la haute atmosphère. Ces particules se retrouvent ainsi piégées par le champ magnétique pour former deux ceintures de radiations autour de la Terre :

- La première appelée « ceinture de Van Allen intérieure » est située à environ 5000 km de la surface de la Terre, composée d'électrons et de protons et liée au champ magnétique terrestre.
- La seconde dite « ceinture extérieure » est située entre 20000 et 35000 km de la surface terrestre, est composée uniquement d'électrons provenant du vent solaire et est due à l'extension de la magnétosphère du côté opposé au Soleil. L'énergie des protons varie de quelques keV à 500 MeV, celle des électrons varie de l'eV jusqu'à 10 MeV.

Notons que ces particules tournent autour de la planète en sens opposé et restent piégées compte tenu de leur charge et de la présence du champ magnétique terrestre selon la force de Lorentz \vec{F} .

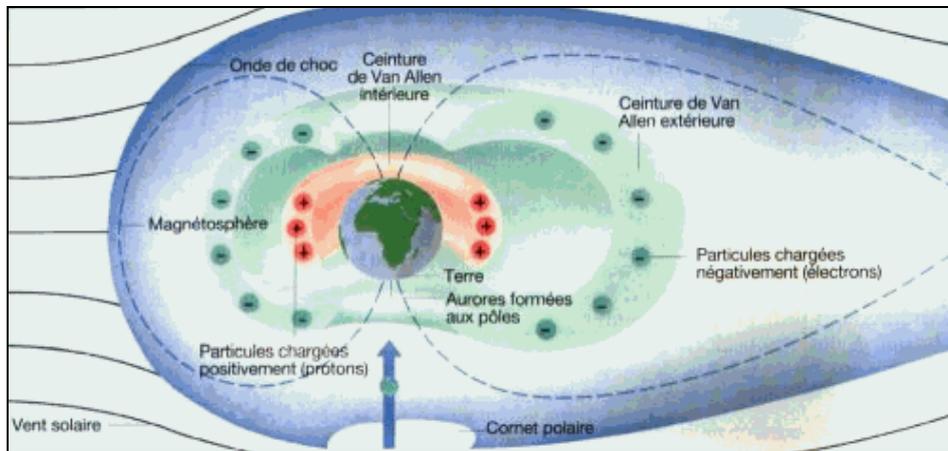


Figure 3 : Représentation schématique de la magnétosphère et des ceintures de Van Allen (source CNES)

Il est pris comme hypothèse que l'intensité du champ électrique est négligeable devant celle du champ magnétique :

$$\vec{F} \approx q(\vec{v} + \vec{B}) \quad (1)$$

où \vec{v} la vitesse de la particule et \vec{B} le champ magnétique. Comme indiqué en Figure 4, l'action du champ magnétique sur une particule chargée possédant une vitesse propre entraîne une force de répulsion normale à la surface de la Terre menant au phénomène de piégeage des ceintures de Van Allen.

Notons également que l'interaction nucléaire d'un proton avec l'ozone de l'atmosphère au niveau des pôles magnétiques donne naissance à des particules secondaires telles que des neutrons qui peuvent perturber les systèmes électroniques lors du décollage du lanceur [20].

Il existe une zone sur Terre où la ceinture de Van Allen intérieure est proche de la surface terrestre. Cette zone appelée Anomalie de l'Atlantique Sud (SAA : *South Atlantic Anomaly*) existe car l'axe magnétique est tilté et excentré par rapport à l'axe de rotation de la Terre (à cause de l'orientation de la magnétosphère). Ainsi comme on peut le remarquer sur la Figure 5, le bord de la ceinture de radiation est proche de la surface au niveau du pôle géographique (environ 1000 km) et au niveau de la SAA.

Kourou étant située près de la SAA, il faut prendre compte cet atypisme lors du lancement d'un satellite.

- **Le vent et les éruptions solaires**

Le vent solaire est un flux continu de particules ionisées de faible énergie (eV à keV), se déplaçant à une vitesse comprise entre 350 et 700 km/s. Compte tenu de leur faible énergie, ces

particules ne sont pas pénétrantes dans le matériau et n'agissent donc pas sur la fiabilité des systèmes à bord des satellites.

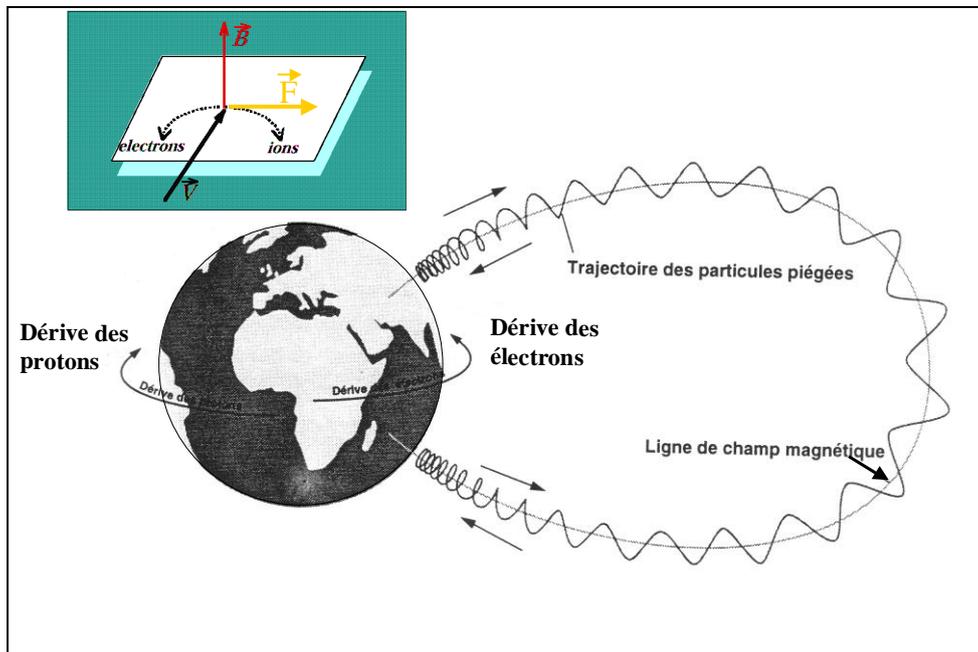


Figure 4 : Représentation schématique du phénomène de capture de particules dû au champ magnétique terrestre (source CNES)

Les éruptions solaires sont régies par le cycle solaire, d'une période de 11 ans. Il s'agit d'événements sporadiques, ne pouvant donc être décrits que par des modèles statistiques, et celles-ci sont imprévisibles. Lors d'une éruption, des flux importants de particules sont émis, il s'agit de protons d'énergie allant du keV à 500 MeV et d'ions d'énergie allant de 1 à 10 MeV par nucléon. La période d'activité (appelée maximum solaire) dure 7 ans.

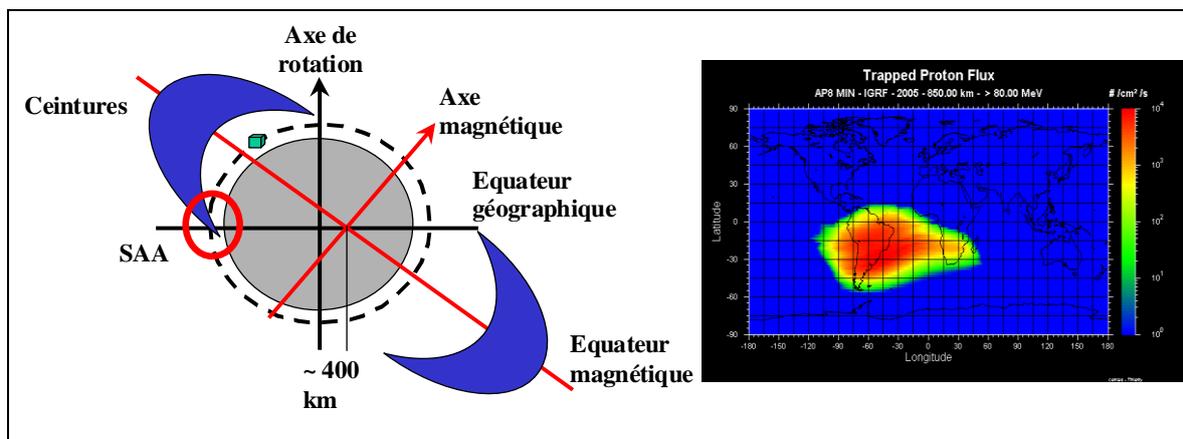


Figure 5 : L'Anomalie de l'Atlantique Sud (source CNES)

La Figure 6 est constituée de deux images prises par le satellite SOHO : la première est une éjection de masse coronale (CME : *Coronal Mass Ejection*) qui consiste en l'émission d'un nuage de particules chargées qui par la suite vont perturber les ceintures de radiation. La seconde image est un événement à protons (SPE : *Solar Proton Events*), lors duquel des protons sont accélérés grâce à l'énergie libérée par l'éruption solaire pour former une sorte de faisceau de particules pouvant atteindre et rester piégées dans les ceintures de radiation [21].

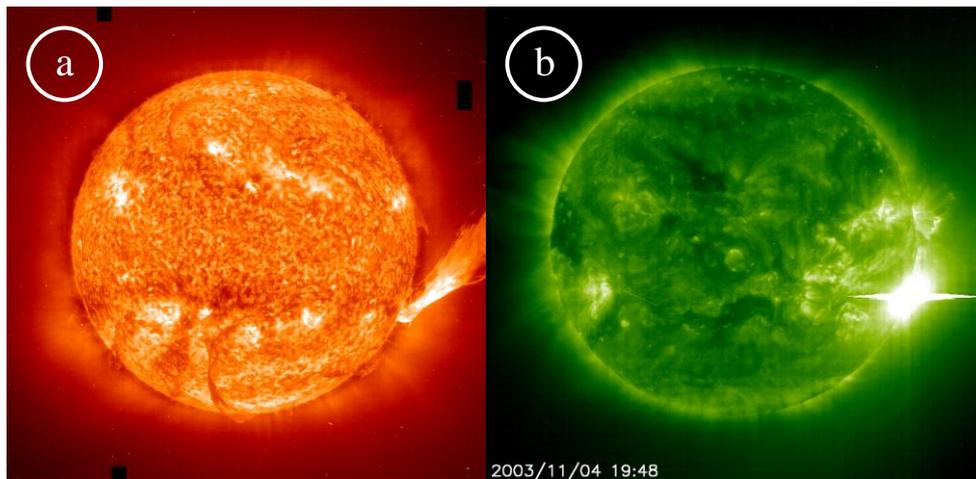


Figure 6 : (a) Ejection de masse coronale. (b) Événement à protons (source ESA/NASA)

- **Les rayons cosmiques**

Il s'agit d'un flux continu de particules d'origine galactique et extragalactique. Les éléments concernés sont essentiellement les protons (83 %), l'hélium (13 %), les électrons (3 %), les autres éléments ne représentant que 1 %. Les ions lourds peuvent atteindre plusieurs TeV mais n'interviennent que localement de par leur rareté [19].

- **Les ceintures de radiation artificielles**

Dans les années 1960, en pleine guerre froide et à la veille de la crise des missiles de Cuba, les Etats-Unis et l'URSS ont procédé à plusieurs tirs de missiles nucléaires en altitude [22]. Ces essais ont permis de peupler de nouvelles ceintures de radiation (située à 400 km d'altitude pour Starfish en 1962) avec des particules chargées résultant de la fusion nucléaire. Le 9 Juin 1962, les Etats-Unis ont procédé à une explosion nucléaire en haute altitude : Starfish. Le lendemain le satellite Telstar était lancé pour, dans la journée, diffuser la première image télévisée en direct par satellite des Etats-Unis vers la France. A cause des niveaux de radiation très élevés, des diodes ont été dégradées sur le satellite. Celui-ci fut officiellement perdu le 21 Février 1963, cet événement constitua la première perte répertoriée officiellement d'un satellite à cause des radiations [23].

L'environnement radiatif décrit ci-dessus est particulièrement destructeur pour les matériaux et systèmes équipant les satellites. Même si l'électronique est protégée par plusieurs couches de blindage, les particules les plus énergétiques pénètrent facilement dans le matériau et ne peuvent être stoppées. Les différents phénomènes liés à l'interaction rayonnement-matière seront abordés dans la partie II du chapitre 3.

II.2.b Le vide

Depuis les débuts de la conquête spatiale, de nombreuses informations ont été acquises concernant la composition et la pression résiduelle de l'environnement spatial. Dès 1962, des études ont montré que la pression diminue avec l'altitude, pour atteindre une valeur limite de 10^{-12} torr (10^{-15} atm) à partir de 1000 km, comme indiqué en Figure 7 [24].

Pour une orbite de type LEO (*Low Earth Orbit*), dont l'altitude varie entre 200 et 700 km, le satellite est exposé à une pression variant entre 10^{-9} et 10^{-11} atm, mais celui-ci étant clos, la pression à l'intérieur du satellite varie entre 10^{-6} et 10^{-7} atm [25]. Sur des orbites plus hautes, comme sur une orbite de type GEO (*Geostationary Earth Orbit*), la pression est estimée comme comprise entre 10^{-14} et 10^{-16} atm [26]. Au-delà, il est estimé que la pression peut être de 10^{-24} atm en milieu interstellaire.

Les composants sont généralement conçus pour fonctionner sous une pression d'une atmosphère. De nombreux mécanismes non observés lors d'un fonctionnement classique sur la Terre sont mis en évidence dans le vide spatial, pouvant affecter à la fois l'électronique et l'optique (contamination des optiques, échauffement dû à l'absence de convection...)

Comme pour les radiations, l'effet potentiel du vide sur les caractéristiques des composants optoélectroniques sera présenté dans la partie III du chapitre 3.

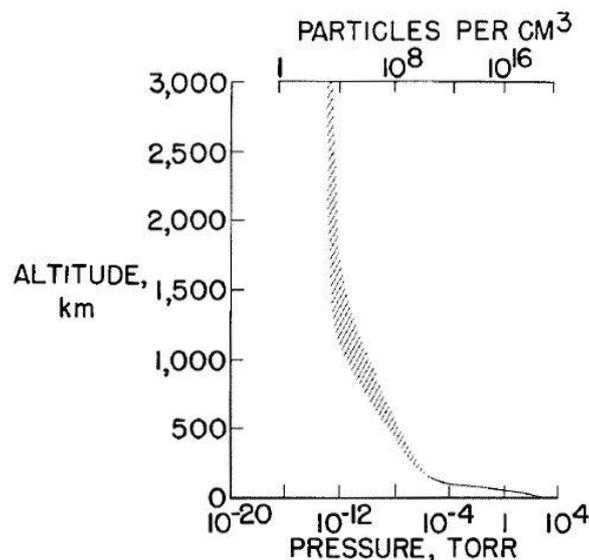


Figure 7 : Variation de la pression et du nombre de particules en fonction de l'altitude. La différence d'épaisseur traduit la variation de pression entre le jour et la nuit (d'après Davis [24])

II.2.c Les contraintes mécaniques et thermiques

- **Température**

La faible pression de l'environnement spatial a pour conséquence de minimiser les échanges thermiques par convection entre le satellite et son milieu. Ainsi la chaleur qui pourrait être générée par frottement (échauffement aérodynamique) est négligeable. Lors du décollage, le satellite est protégé par la coiffe du lanceur et ne subit pas a priori d'échauffement à cause des forces de frottement. Les seules sources de chaleur que l'on peut observer sont le Soleil et les planètes [27]. Le Soleil émet de la chaleur par rayonnement, une partie de cette chaleur est également réfléchiée par la planète autour de laquelle tourne le satellite (albédo). Les planètes émettent également de la chaleur puisque leur température est différente du zéro absolu, du moins pour celles appartenant au système solaire. Notons par ailleurs que la source principale est le rayonnement solaire, qui représente environ 84% de l'énergie reçue par un satellite en orbite au pic d'ensoleillement [28].

Parallèlement, lorsque le satellite est protégé par la Terre de la lumière du Soleil, la température diminue. A cause de l'inertie thermique des matériaux, les variations de température à l'intérieur d'un satellite en orbite autour de la Terre ne sont pas aussi importantes que dans l'Espace. Celui-ci subit des cyclages thermiques en fonction des rotations. A titre d'exemple, le Tableau 1 présente les résultats du calcul du profil de mission en température à laquelle est exposé un satellite sur une orbite LEO selon le type de revêtement de surface.

Notons cependant que la plupart des composants intégrés à bord d'un satellite sont régulés en température pour garantir un fonctionnement proche des spécifications préconisées par le constructeur.

Revêtement de surface	Peinture blanche	Peinture noire	Couche d'or
Température pendant une éclipse	-70°C	-2°C	138°C
Température en plein soleil	-61°C	20°C	176°C

Tableau 1 : Profils de mission en température d'un satellite (modèle simplifié) en fonction de son exposition au soleil (d'après Savage [27])

- **Humidité**

Lors du stockage au sol en prévision du décollage (pouvant durer plusieurs années), les composants sont soumis à des forts taux d'humidité en fonction de l'époque et du lieu. A Kourou en

Guyane, centre de tir français, l'humidité relative moyenne est élevée, entre 80 % et 90 % selon la saison [29]. La présence d'eau peut générer des problèmes sur l'électronique (courants de fuite et court-circuits) mais également sur l'optique (absorption). Il est donc impératif de connaître l'endurance d'un boîtier vis-à-vis d'un fort taux d'humidité.

- **Vibrations et chocs mécaniques**

Lors du décollage le lanceur est soumis à de fortes vibrations, notamment après l'allumage des boosters et l'évacuation violente des gaz qui provoque des ondes vibratoires de surpression (basse fréquence) [30]. Le champ de pression acoustique dans la gamme 20-2000 Hz généré par les jets des moteurs lors du décollage est très intense et peut endommager les charges utiles et équipements [31]. Un exemple du spectre de bruit acoustique mesuré à proximité des lanceurs Ariane 4 et Ariane 5 est visible sur la Figure 8 [32]. Un tel spectre de bruit se traduit par des vibrations aléatoires au niveau de la structure. Pour Ariane 4, la densité spectrale de puissance des vibrations aléatoires est visible sur la Figure 9.

Il est donc indispensable d'une part d'évaluer l'environnement acoustique au niveau du satellite et d'autre part d'évaluer la tenue des structures et par extension des composants à cet environnement.

Durant la phase de vol dans l'atmosphère d'autres vibrations dues aux différences de pression entre les éléments du lanceur apparaissent, une étude détaillée pour Ariane 5 est disponible dans la référence [30].

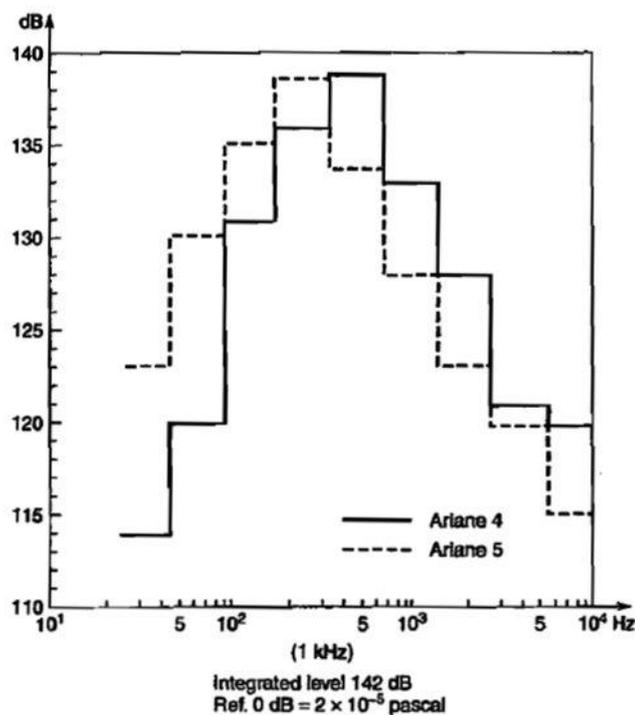


Figure 8 : Spectres de bruit acoustique typiques mesurés lors du décollage des lanceurs Ariane 4 et Ariane 5 (d'après Stark [32])

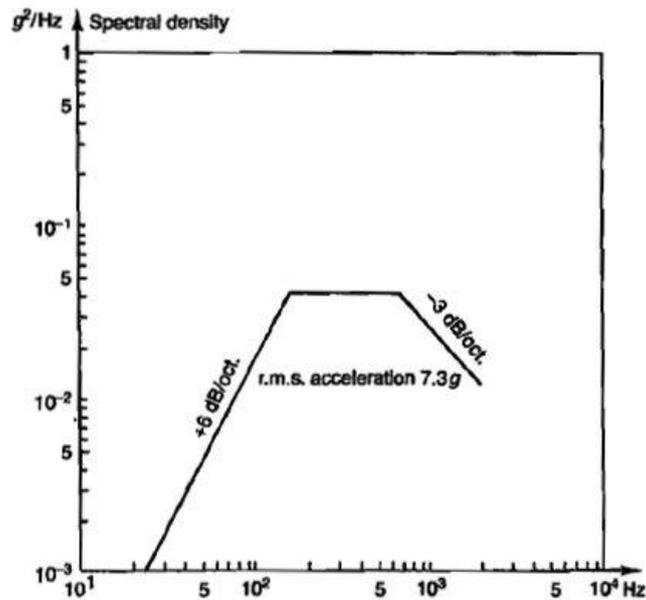


Figure 9 : Spectre de vibrations aléatoires subi par la charge pour Ariane 4 (d'après Stark [32])

La séparation des étages par effet pyrotechnique engendre des chocs mécaniques importants qui peuvent être néfastes également pour la charge utile. Par exemple le pic du spectre de réponse à un choc pyrotechnique du lanceur Ariane 4 lors de la séparation d'un étage atteint 2000 g (pour des fréquences supérieures à 1 kHz) à l'endroit de la séparation [33]. Des chocs mécaniques sont également initiés lors du repositionnement d'un satellite, ou encore pour contrôler la descente d'un rover (chocs pouvant également atteindre 2000 g [34]). Tout comme pour la vibration, il est nécessaire de soumettre les composants dont la grande majorité a été conçue pour des applications terrestres à des essais de chocs mécaniques représentatifs d'une mission spatiale.

II.2.d Synthèse

Comme nous avons pu le décrire dans les différents paragraphes proposés, les contraintes environnementales liées à une mission spatiale peuvent être sévères et leurs amplitudes sont variables. Retenons comme idée principale qu'il existe dans l'espace un fort niveau de radiation (protons, électrons et ions lourds), une faible pression (10^{-12} torr) et des températures variables (les composants sont cependant régulés). Le décollage de la fusée exerce également des contraintes importantes sur les composants équipant un satellite : les vibrations mécaniques associées au décollage et les chocs lors de la séparation des étages de la fusée en sont l'exemple. Enfin les zones de lancement étant souvent situées près des tropiques (pour se libérer par le moindre effort de l'attraction terrestre), le taux d'humidité est supérieur à 80 % et la présence d'eau peut détériorer les composants lors du stockage.

Pour toutes ces raisons il est indispensable de qualifier les composants optoélectroniques destinés à équiper les satellites. Nous verrons au cours du chapitre 3 les tests menés pour évaluer la tenue des diodes Laser et des photodiodes à l'environnement spatial.

III. Etat de l'art technologique des composants étudiés

III.1 Diode Laser de pompe 980 nm

III.1.a Principe de fonctionnement et analyse structurelle des diodes Laser 980 nm

Typiquement une diode Laser est une jonction PN fonctionnant au-delà du seuil de transparence, c'est-à-dire lorsque le gain compense les pertes, et dont le milieu est similaire à une cavité résonnante [35]. Cependant on constate que dans le cas des Lasers à simple homojonction, c'est-à-dire constitués que d'un seul matériau, le courant de seuil est beaucoup trop important et le faisceau est divergent pour des applications fibrées comme les télécommunications. Pour améliorer les caractéristiques du composant, diverses modifications structurelles ont été apportées comme précisé ci-dessous.

- **Technologie à double hétérostructure**

Une diode Laser à double hétérostructure est constituée d'une zone active comprise entre un matériau dopé N et un matériau dopé P comme l'indique la Figure 10. Le matériau de la couche active possède un gap plus faible que celui des autres couches, permettant le confinement des porteurs dans le puits de potentiel. De plus, l'indice optique de la couche active est plus élevé (par exemple l'indice du GaAs est 3,3) que celui des couches adjacentes (par exemple l'indice de l' $\text{Al}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ est 3,08) ce qui permet de confiner les photons dans le guide optique.

- **Technologie à puits quantique**

Lorsque la largeur de la zone active est de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie, les niveaux d'énergie des électrons et trous se discrétisent et les transitions s'effectuent dans le plan de croissance des couches. Le puits de potentiel de la double hétérostructure est alors un puits quantique. Il en résulte un courant de seuil plus faible que dans le cas d'une double hétérostructure. De plus, le gain croît plus rapidement avec le courant et la largeur spectrale est plus fine car les transitions ont lieu entre des niveaux d'énergie discrets [37]. Cependant, le gain a tendance à saturer plus rapidement avec le courant car les densités d'états sont constantes en fonction de l'énergie pour chaque transition. Pour s'affranchir de la saturation du gain, et donc favoriser d'autres types de transitions, il est possible de combiner plusieurs puits quantiques (structure à multipuits quantiques) [35],[38]. Il faut pour autant tenir compte du courant de seuil qui est dépendant de l'épaisseur de la cavité. Typiquement, on utilise des structures comprenant 3 à 6 puits quantiques.

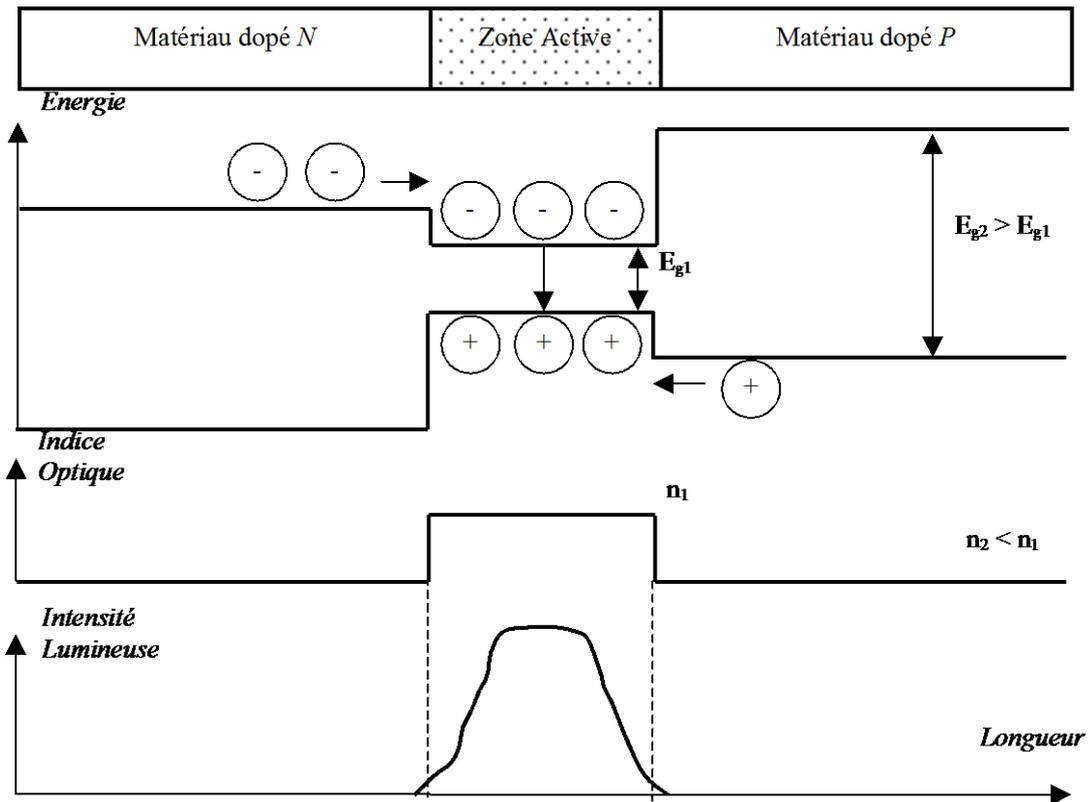


Figure 10 : Structure d'une diode Laser à double hétérostructure, avec les diagrammes de bandes d'énergie, d'indice optique et d'intensité lumineuse correspondants (d'après S.M. Sze [36])

- **Puits quantique contraint**

Afin de réduire davantage le courant de seuil, il a été proposé de faire croître des puits quantiques contraints (compression ou tension), c'est-à-dire des matériaux en désaccord de maille (de quelques pourcents). Il existe une forte dissymétrie entre la masse des trous légers et celle des trous lourds dans la bande de valence et par conséquent, au seuil de transparence, certains niveaux d'énergie dans la bande de valence sont encore peuplés d'électrons. Le fait d'apporter une contrainte dans le matériau va réduire la masse effective des trous de la bande de valence, ce qui réduit le taux d'injection de porteurs et donc le courant de seuil [39]. L'épaisseur du puits contraint ne doit cependant pas excéder une certaine valeur au-delà de laquelle des dislocations du matériau peuvent apparaître entraînant la création de défauts dans la zone active [35].

- **Hétérostructure à confinement séparé ou *Separate Confinement Heterostructure* (SCH)**

Le puits quantique est un dispositif idéal pour confiner les porteurs afin de favoriser un certain type de transition. Cependant, la finesse de la structure empêche les photons d'être confinés, et le recouvrement de la fonction enveloppe n'est pas idéal. En faisant croître le puits quantique dans un puits de potentiel, on obtient ainsi une structure SCH qui va confiner les porteurs dans le puits

quantique et les photons dans le puits de potentiel [40],[41]. En effet, l'indice optique de la barrière de confinement étant inférieur à celui de la barrière du puits quantique, les photons se propagent dans le guide. Il en résulte une diode Laser avec un courant de seuil divisé d'un facteur 10 par rapport à celui d'une double hétérostructure [35].

- **Structure à gradualité d'indice ou *Graded Index-SCH* (GRINSCH)**

Le confinement optique peut également être amélioré en faisant croître graduellement une barrière de confinement autour du puits. Lors de l'épitaxie, en faisant varier la température de la cellule d'effusion contenant le gallium on modifie la concentration en AlAs [42]. Ainsi le profil d'énergie de la barrière varie graduellement, tout comme son indice optique (variant dans le sens opposé). Ceci a pour conséquence de modifier certaines caractéristiques de la diode Laser :

- La variation graduelle de l'indice optique permet de contrôler la forme et la divergence du faisceau. Ceci facilite le couplage avec une fibre optique.
- En réduisant l'épaisseur de la zone active, on constate l'amplification du mode fondamental au détriment des autres modes. Ceci est d'autant plus utile pour de l'amplification à 980 nm.
- Il est également possible d'agrandir la largeur de la cavité sans pour autant autoriser d'autres modes à se propager. En fait la largeur modale maximale de la cavité est agrandie lorsque le profil est graduel ce qui permet un meilleur couplage électron-photon en conservant seulement le mode fondamental.

La majorité des Lasers de pompe commerciaux émettant à 980 nm sont construits autour d'une structure GRINSCH [43].

- **Structure de type ruban ou « *ridge* »**

Le schéma de la Figure 11 représente la vue en coupe d'une diode Laser basée sur une structure « ridge ». Le courant est confiné sur le contact du ruban ce qui permet d'obtenir une émission monomode transverse, indispensable pour assurer un bon couplage avec la fibre [43]. Typiquement, la largeur du ruban est comprise entre 2 et 4 μm .

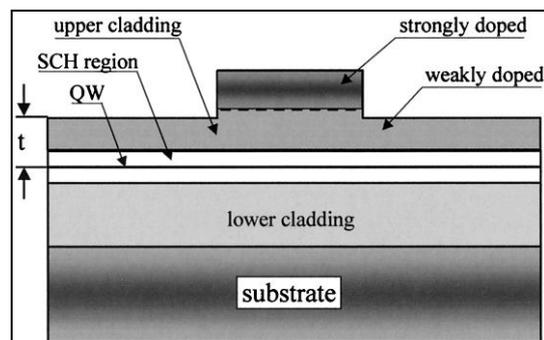


Figure 11 : Vue en coupe d'une diode Laser avec ridge (d'après M. Achtenhagen et al. [44])

Toutes les briques technologiques citées ici sont majoritairement utilisées lors de la croissance des couches de diodes Laser de pompe à 980 nm rencontrées dans la bibliographie. On retrouve également d'autres structures qui sont rappelées dans la partie suivante.

III.1.b Analyse bibliographique des technologies existantes et présentation du composant retenu pour l'étude

- **Condition d'émergence pour l'utilisation des diodes Laser de pompe à 980 nm**

Le coefficient d'atténuation théorique d'une fibre optique illuminée à 1,55 μm est de l'ordre de 0.14 dB/km [37], ce qui correspondrait à une atténuation totale de 770 dB si une seule fibre devait relier Londres à New York ! Il paraît donc évident qu'il est nécessaire de régulièrement amplifier le signal sur une ligne de transmission par fibre optique afin de pouvoir acheminer l'information. Trois techniques d'amplification existent :

- Les deux premières sont l'utilisation d'amplificateurs optiques à semiconducteur [45] et l'amplification par effet Raman [46] et ne font pas l'objet de cette étude.
- La troisième technique réside en l'excitation d'ions Er^{3+} via un Laser de pompe dans une fibre dopée qui est couplée au signal, se traduisant par l'amplification à 1,55 μm de ce signal [47] (*Erbium Doped Fiber Amplifier* : EDFA). L'Erbium possède plusieurs niveaux d'excitation mais seules les transitions à 1,48 μm et 980 nm (premier et second niveau d'énergie) ont été choisies compte tenu des technologies de diodes Laser à semiconducteur disponibles (InGaAs/GaAs pour 980 nm et InGaAsP/InP pour 1,48 μm) [43].

Historiquement les pompes à 1,48 μm ont d'abord été utilisées car la fiabilité des diodes Laser à base d'InP était largement connue [48]. Cependant le facteur de bruit des Lasers émettant à 980 nm est plus faible qu'à 1,48 μm et surtout la consommation électrique des Lasers à 1,48 μm est plus élevée qu'à 980 nm, ce qui est critique pour des applications de télécommunications sous-marines [43],[48],[49]. Dès 1993, le choix s'est donc porté sur l'utilisation de diodes Laser à base de GaAs pour l'amplification de signaux en télécommunications par fibre optique. La plupart des structures de puce employées par les fabricants sont similaires, cependant on remarque qu'il existe deux grandes familles de puce Laser : celles contenant de l'aluminium et celles sans.

- **Structures technologiques avec et sans Aluminium dans la zone active**

Un des critères fondamentaux dans la conception d'une diode Laser est sa fiabilité. Lors du développement des pompes 980 nm, de nombreux problèmes liés à la présence d'aluminium dans la couche de confinement pouvant affecter la fiabilité du Laser ont été rapportés [49]-[51]. Ainsi certains laboratoires ont concentré leurs recherches sur la mise au point de Laser sans aluminium (Al-free), en remplaçant l'AlGaAs par l'InGaP [49],[52]-[54]. En effet, la vitesse de recombinaison de surface de

l'InGaP est inférieure à celle de l'AlGaAs, l'InGaP a moins tendance à s'oxyder, et la variation du bandgap avec la température est plus modérée dans l'InGaP que dans l'AlGaAs. Cependant une bonne passivation du miroir permet d'améliorer considérablement la durée de vie des Lasers contenant de l'aluminium [55],[56]. Comme l'ont observé J. Wallon *et al.* lors d'une étude de vieillissement sur des Lasers Al-free et contenant de l'aluminium, seuls les composants Al-free ont subi des dégradations catastrophiques au niveau du miroir [57],[58]. Ainsi l'absence d'aluminium dans la couche de confinement ne prévient pas contre l'apparition de dégradations catastrophiques. Au final, le choix de la technologie utilisée appartient au fabricant. Si le processus de passivation est bien maîtrisé, l'utilisation d'AlGaAs dans la couche de confinement ne semble pas avoir d'effet sur la durée de vie du Laser.

- **Structure technologique du composant étudié**

Compte tenu des enjeux représentés par le marché des diodes Laser 980 nm pour le fabricant, une confidentialité a été obligatoire concernant la structure de la puce. Cependant d'après ce qui a été publié par Alcatel-Avanex-3S Photonics, on sait que la diode Laser est basée sur une structure ridge intégrant un seul puits quantique InGaAs/GaAs avec une architecture GRINSCH et des couches de confinement en AlGaAs [59]. Deux couches de recouvrement (cladding) en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont insérées de part et d'autre du GRINSCH, où x est compris entre 0,3 et 0,4. Une couche d'InGaP est insérée lors de l'épitaxie dans le cladding supérieur (côté P) utilisée pour contrôler la fabrication du ridge lors de la gravure. Le tout est déposé sur un substrat en GaAs avec une couche de contact P en GaAs. La puce est passivée par une couche de nitrure de silicium et est recouverte d'or pour assurer le contact électrique, le contact côté N étant assuré sous le substrat comme on peut le voir sur la Figure 12. Les miroirs sont respectivement à 95% et 1% de réflexion pour la face arrière et la face avant. La longueur de la puce est de 3,9 mm et sa largeur est de 360 μm .

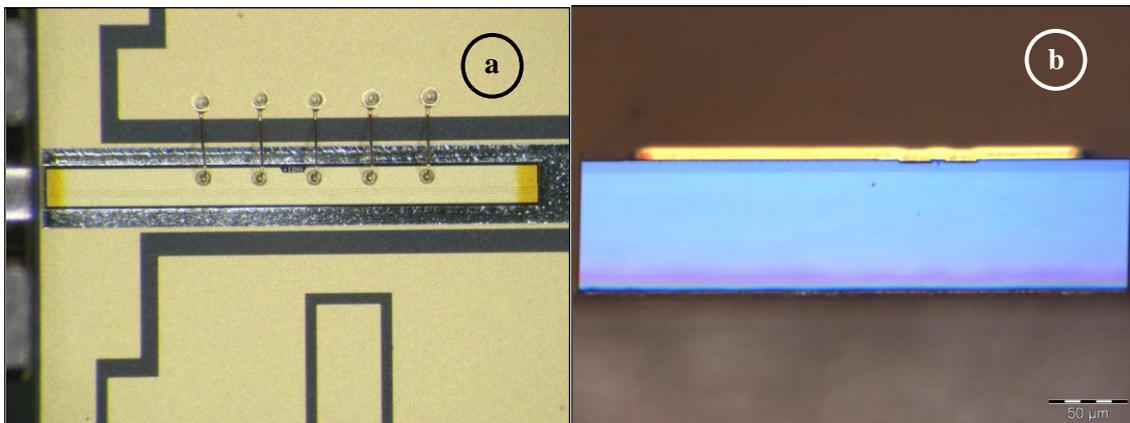


Figure 12 : (a)-Vue du dessus et (b)-Vue du miroir d'émission d'une diode Laser

En ce qui concerne l'environnement de la puce, celle-ci est brasée sur une embase en AlN elle-même reportée sur deux embases en CuW et le tout placé dans un boîtier en KOVAR. Le couplage optique

de la puce vers la fibre optique est assuré grâce à deux lentilles (il s'agit donc d'un couplage indirect) qui sont maintenues au boîtier par soudure YAG. La fibre optique est monomode à maintien de polarisation (fibre panda). Celle-ci contient deux réseaux de Bragg photoinscrits qui permettent de stabiliser l'émission du Laser à la longueur d'onde souhaitée [60]. Une photodiode InGaAs de monitoring est placée sur une embase en face arrière, pour disposer d'une mesure de la puissance optique sans placer un détecteur en bout de fibre. Cette photodiode est identique à la puce du module 1931SGM, décrit ci-après. Notons que le module ne contient pas de module à effet Peltier (TEC : *TermoElectric Cooler*) pour réguler la température de la puce car le composant est destiné à des applications sous-marines, permettant de s'affranchir de la consommation électrique du TEC (souvent considérée comme un élément pénalisant), la chaleur pouvant être évacuée dans l'environnement sous-marin (d'une température de quelques degrés C).

- **Synthèse sur les structures de diodes Laser identifiées dans la bibliographie**

On retrouve généralement dans la littérature des structures de diode Laser 980 nm similaires à celle développée par 3S Photonics. De façon générale, la zone active est un puits quantique InGaAs/GaAs avec couche de confinement en AlGaAs, le confinement électrique étant assuré par un ridge [44],[61],[62]. D'autres laboratoires ont également développé des Lasers avec zone active à multi-puits quantiques, toujours en InGaAs/GaAs [63]-[65]. L'objectif est d'augmenter le gain du Laser au détriment du courant de seuil [35]. Des structures plus atypiques telles que les Lasers Al-free évoqués précédemment, ou encore des Lasers InGaAs/GaAsP ont été mis au point [66] mais ne sont pas utilisés pour des applications sous-marines. D'un point de vue commercial, quatre fabricants se disputent actuellement le marché des diodes Laser de pompe 980 nm pour des applications sous-marines : 3S Photonics, JDS Uniphase (JDSU), Bookham et Furukawa.

- JDSU propose une structure de zone active identique à celle de 3S Photonics, la fibre ne contenant qu'un seul réseau de Bragg et le couplage étant direct grâce à une fibre lentillée [67]-[68].
- Bookham utilise la même configuration technologique de module que JDSU [69].
- Furukawa a développé une puce à confinement découplé (DCH : Decoupled Confinement Hetero-structure) avec deux puits quantiques InGaAs/GaAs et se démarque ainsi de ses concurrents [70]. La technologie DCH permet d'augmenter le couplage du gain sans augmenter l'épaisseur du cladding [71]. Le module comprend également un réseau de Bragg inscrit dans une fibre à maintien de polarisation lentillée.

Dans le futur, de nouvelles structures de diodes Laser 980 nm seront sûrement commercialisées. Même si la zone active reste en InGaAs, des améliorations du confinement optique et électrique ont

déjà été proposées, en se basant par exemple sur l'utilisation de cristaux photoniques dans le guide d'onde pour permettre une réduction de la divergence du faisceau [72].

III.2 Photodiode InGaAs

III.2.a Principe de fonctionnement d'une photodiode

La photodiode est une jonction PN polarisée en inverse et utilisée pour convertir les photons en électrons grâce à l'absorption optique du matériau. Le composant est polarisé en inverse afin d'une part de diminuer le courant d'obscurité (la diode est bloquée, seul le courant de fuite circule), mais également pour augmenter la largeur de la zone de déplétion ce qui améliore la sensibilité au détriment de la bande passante (un compromis doit être trouvé entre la capacité de la diode et la sensibilité) [36]. L'ajustement de la largeur de la zone de déplétion est possible en insérant une zone non intentionnellement dopée (intrinsèque) entre la zone dopée P et N, constituant ainsi une photodiode PIN.

Une fois les photons absorbés et les paires électron-trou créées, les charges sont évacuées de la zone de déplétion par conduction et des régions neutres par diffusion. La diffusion des porteurs étant un mécanisme beaucoup plus lent que la conduction, il est important de minimiser l'épaisseur des régions neutres éclairées (d'où l'intérêt encore d'augmenter la largeur de la zone de déplétion).

III.2.b Présentation du composant retenu pour l'étude

Le module 1931SGM, contenant une photodiode PIN InP/InGaAs/InP, vise principalement des applications de télécommunications, pour contrôler la puissance optique émise par les diodes Laser de pompe émettant à 980 nm telles que la 1994SGP. Il s'agit d'un composant mature, dont la puce a été développée dans les années 80 et le module constamment amélioré afin de garantir un faible taux de réflexion (< -50 dB). La puce est reportée sur une embase AlN placée dans un boîtier de type TOSA en KOVAR. Le couplage entre la fibre optique et la puce est assuré par une lentille en forme de bille. La Figure 13 représente une vue globale du module.



Figure 13 : Photodiode 1931SGM en version module fibré

Une jonction PN constituée d'InP dopé P et d' $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ non dopé est déposée successivement par MOCVD sur un substrat dopé N afin de constituer la photodiode PIN. Celle-ci est passivée par une

couche de nitrure de silicium. La finesse de la couche P d'InP ($0,1 \mu\text{m}$) et la largeur de la bande interdite de ce matériau ($1,35 \text{ eV}$) comparée à l'InGaAs ($0,74 \text{ eV}$ à 300 K) font en sorte que peu de lumière soit absorbée dans la couche fenêtre d'InP, la puce étant éclairée par le dessus.

III.2.c Analyse bibliographique et historique des technologies existantes

Depuis 1978 et la mise au point d'un détecteur à base d'InGaAs pour couvrir la plage $1-1,7 \mu\text{m}$ [74], de nombreuses structures de photodiodes ont été proposées. Les premières photodiodes PIN ont été développées par Bell (USA) et étaient constituées d'une homojonction d'InGaAs déposée sur un substrat dopé P d'InP [75],[76], alors que celles développées par NTT (Japon) intégraient déjà une double hétérostructure InP/InGaAs/InP [77]. A cette époque, le niveau de densité de courant d'obscurité était de l'ordre de $0,3 \text{ mA/cm}^2$ à -10 V pour les photodiodes mesa de la référence [75] alors que celui des photodiodes 1931SGM est de $3 \mu\text{A/cm}^2$ témoignant des progrès significatifs obtenus en passivation et en qualité d'épitaxie.

La première réalisation d'une photodiode InGaAs par MOCVD est française, lorsque Thomson-CSF produisit une photodiode à base de double hétérostructure InGaAs/InP [78]. Egalement en 1985, la première photodiode planar InGaAs a été fabriquée par MOCVD, celle-ci ayant un niveau de densité de courant d'obscurité similaire aux photodiodes mesa de 1981 [79].

Par la suite, de nouvelles structures ont vu le jour comme une photodiode avec guide d'onde intégré en 1987 [80] ou encore des doubles détecteurs InGaAs sur même substrat en 1989 [81]. L'intérêt porté sur ce composant pour des applications de télécommunication, notamment pour la partie détection dans une chaîne de transmission optique, a poussé les laboratoires à développer des photodiodes ayant une bande passante de plus en plus élevée. En 1987, une photodiode avec une bande passante de 22 GHz était annoncée [82], l'année suivante la limite en fréquence d'utilisation était étendue à 26 GHz [83] et par la suite, dès 1991, prolongée pour atteindre 50 GHz [84]. Cependant pour atteindre de telles fréquences il ne faut pas que la zone de déplétion soit trop large limitant le rendement quantique (0.4 A/W à 50 GHz). Des améliorations furent apportées dans le design, notamment par la mise au point de photodiodes à cavité résonante et de photodiodes intégrant des guides d'onde multimodes [85], et par la suite des photodiodes à couplage évanescent et à onde progressive [86],[87] qui ont été testées avec succès en 2008 sur une ligne à 160 Gbit/s [88]. Cependant la photodiode 1931SGM n'ayant pas été développée pour fonctionner à haute fréquence, sa capacité étant annoncée à 15 pF , sa structure est similaire à celle des photodiodes développées à la fin des années 80.

IV. Justification du travail de thèse

IV.1 Objectifs de la coopération académie/industrie de l'étude

De nombreuses applications font appel à de l'optoélectronique et de manière générale à de la photonique pour des missions spatiales. Il existe un réel besoin mais le manque de maturité de ces technologies ralentit le développement et l'intégration de composants optoélectroniques à bord de satellites. Pour de telles applications, les maîtres d'œuvre préfèrent, en effet, recourir à des technologies plus matures dont les coûts de développement et de qualification sont déjà amortis et le niveau de fiabilité élevé, au détriment du gain en performances que pourrait apporter l'optoélectronique. Par exemple, le gyroscope à fibre optique est plus léger et fiable qu'un gyroscope mécanique et moins encombrant qu'un gyrolaser (remplacement du prisme par une bobine de fibre) [89]. Il faut cependant tenir compte des coûts de développement et de qualification qui ne sont pas négligeables. Plusieurs arguments poussent à introduire de nouvelles technologies, notamment la photonique, dans des systèmes spatiaux [9]:

- Un gain en performances significatif par rapport à l'état de l'art
- Une économie de temps et d'effort durant l'intégration du système
- Une réduction de la consommation en énergie
- Une réduction de la masse et du volume
- La capacité de fonctionner sous rayonnement parasite (compatibilité aux EMI)
- Une flexibilité mécanique
- Une isolation galvanique pour certaines applications
- Une réduction du coût

Pour les satellites de télécommunications, la photonique permet également de maximiser « la capacité globale du satellite à traiter une certaine quantité d'information », définie comme le rapport du débit (en Gbps) sur le besoin en ressources de la plateforme et de la charge utile (en kW ou kg ou m³) [9]. Ce travail de thèse s'inscrit dans ce contexte, par l'évaluation de composants optoélectroniques pouvant potentiellement équiper des systèmes spatiaux, en tant que technologie de rupture ou pour la conception de nouveaux instruments en intégrant une approche physique des défaillances.

Le choix de ces deux références de composants n'est pas anodin. Au sein de l'Europe, les agences spatiales privilégient si possible une source d'approvisionnement européenne. La mise en place

d'ITAR aux Etats-Unis a par ailleurs accentué cette démarche, pour que l'Europe ne soit pas technologiquement dépendante de ses voisins. Les composants de 3S Photonics sont fabriqués en France et sont de plus considérés comme l'état de l'art pour le marché des télécommunications sous-marines (la société détient 80 % des parts de marché mondial dans ce secteur [90]). Ils intéressent donc potentiellement les agences spatiales européennes comme le CNES, ce qui implique de nouvelles étapes de qualification pour prendre en compte l'atypisme de l'environnement spatial.

De manière générale, la qualification d'un composant se déroule en trois étapes : évaluation, mise aux normes spatiales et qualification. Le composant est d'abord sélectionné puis évalué sous différentes contraintes fonctionnelles et environnementales. Il s'agit de l'étape actuelle pour les diodes de pompe 980 nm et les photodiodes InGaAs étudiées dans le cadre de la thèse. Les agences spatiales travaillent ensuite avec le fabricant afin d'améliorer la technologie. Enfin les composants sont qualifiés pour une future application spatiale, en vue d'une intégration à bord d'un instrument. L'évaluation est une étape indispensable pour la qualification puisqu'elle permet de prouver si une technologie est spatialisable ou pas. Afin de minimiser les coûts de développement, de nombreuses agences se tournent vers des composants dits « pris sur l'étagère » (COTS : Commercially available Off-The-Shelf) qui sont destinés à d'autres applications mais peuvent s'adapter aux contraintes spatiales. L'avantage est double : on évite ainsi de développer un type de composant particulier (par exemple durci) et on profite des résultats de fiabilité existants (le composant est généralement utilisé de manière similaire sur Terre et dans l'Espace). Les diodes Laser et les photodiodes étudiées ici sont des COTS, ces composants ont été qualifiés pour des applications de télécommunications sous-marines en suivant la norme Telcordia GR-468 s'appliquant aux composants optoélectroniques [91]. Cette norme de qualification propose des essais qui peuvent être retenus pour des applications spatiales, tels que le cyclage thermique ou encore la traction de fibre. Mais la particularité de l'environnement spatial (radiations, vide...) impose d'évaluer les composants optoélectroniques selon d'autres critères.

La définition des essais est propre à chaque agence, l'approche développée pour cette étude est détaillée dans chaque partie du Chapitre 3. Des normes européennes pour l'évaluation spatiale de composants électroniques existent et se basent essentiellement sur le retour d'expérience et les normes militaires [92]. Mais aucune norme n'est disponible pour évaluer les composants optoélectroniques pour le spatial. De son côté la NASA mène des essais selon ses propres besoins, mais au niveau européen, excepté l'initiative de fédérer universitaires, industriels et agences spatiales pour définir une norme [93], il n'existe pas de standards établis. L'objectif de cette thèse est donc de proposer un plan d'essais puis d'évaluer les diodes Laser et les photodiodes pour des applications spatiales. La méthodologie développée ici ne doit pas être restreinte par ailleurs à ces deux technologies (diodes Laser 980 nm et photodiodes InGaAs) mais doit pouvoir s'adapter à toute sorte de diodes Laser et de

photodiodes. Une des particularités de cette étude réside dans l'évaluation de diodes Laser sous vide, qui est peu documentée dans la bibliographie.

L'approche retenue ici s'inscrit dans une démarche bien connue de l'équipe de recherche EDMiNA du Laboratoire IMS puisqu'elle consiste à corréliser les mesures à la modélisation et l'analyse physique des composants microassemblés. La modélisation et l'analyse physique permettent de comprendre, au travers d'une analyse de défaillance, les mécanismes s'apparentant aux dérives observées à la fin des essais. La mesure et la modélisation sont indispensables pour évaluer la fiabilité des composants. Nous allons donc maintenant présenter les différentes approches d'évaluation de la fiabilité, tout d'abord pour des applications de télécommunication pour lesquelles ces composants sont déjà qualifiés, puis pour des applications spatiales pour lesquelles nous allons les évaluer.

IV.2 Méthodes d'évaluation de la fiabilité

Les méthodes d'évaluation de la fiabilité utilisées dans les télécommunications, qui sont par extension utilisables pour le spatial, ont par exemple été détaillées dans le mémoire de thèse de L. Mendizabal [37]. On distingue classiquement trois méthodes :

- Les méthodes dites d'estimation :

Il s'agit de se baser sur des résultats expérimentaux obtenus à partir de mesures de divers paramètres pertinents, du point de vue fonctionnel ou physique. Si l'on se place en conditions opérationnelles, le composant est utilisé dans une configuration nominale et ses caractéristiques sont suivies tout au long de l'opération. Dès qu'une défaillance apparaît, des investigations sont menées pour remonter à son origine. Il paraît évident qu'une étude en conditions opérationnelles n'est pas envisageable pour des COTS puisque la durée de vie d'un composant, supérieure à 15 ans pour des applications de télécommunications, rend l'estimation de la fiabilité longue et difficile à mettre en œuvre.

La solution à ce problème consiste à se placer en conditions accélérées afin de réduire la durée des tests. On peut ainsi augmenter la valeur de la température, mais également du courant. Il faut au préalable se fixer un critère de défaillance sur un des paramètres suivis lors du vieillissement. Cela devrait permettre de stopper le vieillissement, lorsque ce critère est atteint, et d'extraire une énergie d'activation des mécanismes d'usure à partir de la loi de fiabilité utilisée. En comparant avec la littérature, cette énergie d'activation peut permettre par exemple de remonter à un mécanisme de défaillance bien précis. Elle permet également de remonter au facteur d'accélération et ainsi trouver la durée de vie ou le taux de défaillance en conditions opérationnelles. Une des problématiques de cette méthode réside dans le domaine de validité de chaque condition d'accélération. Il se peut en effet qu'une augmentation trop significative de la température déclenche des mécanismes de défaillance qui ne peuvent pas être rencontrés lors d'un fonctionnement nominal. Cela est particulièrement vrai pour

des composants dont la durée de vie est conséquente, la seule solution qui reste coûteuse est alors de considérer une grande population de composants.

- Les méthodes dites de prévision :

Elles sont généralement réalisables que pour un fabricant de composants ou un laboratoire puisqu'elles nécessitent de disposer de beaucoup de composants ou d'une excellente connaissance de la structure. La première approche consiste à s'appuyer sur des bases de données et des modèles de fiabilité de référence proposés par des fabricants ou des laboratoires, tels que Rdf 95 par France Telecom ou Telcordia GR-468-CORE par Bellcore. L'inconvénient majeur est que ces références ne s'appliquent que pour une technologie précise de composant et vu la complexité des composants optoélectroniques ce modèle ne peut pas s'appliquer pour tous les fabricants. L'autre approche consiste à étudier la physique du composant à travers des modèles physiques et électriques. Cela nécessite néanmoins une très bonne connaissance des technologies et dispositifs utilisés.

- L'interaction composant-système :

Des approches systèmes ont également été envisagées, notamment par la prise en compte de la défaillance d'un composant sur la fiabilité d'un système. Ce type d'analyse a l'avantage de tenir compte de l'application et donc de proposer des essais adaptés aux contraintes réelles vues par le composant. Concrètement, il peut s'agir d'évaluer l'impact d'une dérive en longueur d'onde d'une diode Laser signal sur un système de télécommunications (émission sur un autre canal). Cette approche nécessite une analyse physique des mécanismes de défaillance et une étude statistique pour accroître le nombre d'échantillons à toute une population.

IV.3 Outils mathématiques pour la fiabilité

- **Rappels des définitions de base**

Nous définissons ici les fonctions de base les plus utilisées pour le traitement mathématique de données de fiabilité [94].

Soit $R(t)$ la fonction de fiabilité qui représente la probabilité de survie à un instant t , définie par :

$$R(t) = \frac{N(t)}{N(0)} \quad (2)$$

Où $N(t)$ est le nombre de composants toujours fonctionnels au temps t dans un lot mis en vieillissement. Le complémentaire de $R(t)$, $F(t)$, est appelé probabilité de défaillance et défini comme la probabilité d'apparition d'un défaut dans un intervalle de temps $[0,t]$:

$$F(t) = 1 - R(t) \quad (3)$$

On définit également la densité de probabilité de défaillance $f(t)$ par :

$$f(t) = \frac{dF(t)}{dt} = \frac{-dR(t)}{dt} \quad (4)$$

Le taux de défaillance instantané, $\lambda(t)$ est défini par :

$$\lambda(t) = \frac{f(t)}{R(t)} \quad (5)$$

où la probabilité de défaillance entre les instants t et $t+dt$ est donnée par :

$$R(t)\lambda(t)dt = f(t)dt \quad (6)$$

L'unité usuelle du taux de défaillance s'exprime en nombre de pannes par heure et par composant (FIT : Failure In Time) et présente une dépendance exponentielle en température. Le nombre de FITs est une unité de mesure usuelle du taux de défaillance d'un lot de composants ($\text{h}^{-1} \cdot \text{composant}^{-1}$) et 1 FIT correspond à un défaut pour un milliard d'heures cumulées de fonctionnement. Par exemple, avec un taux de défaillance moyen de 500 FITs, 99,56% des composants d'un même lot survivront la même année de fonctionnement. La durée de vie moyenne MTBF (Mean Time Before Failure) d'un lot est donnée par :

$$MTBF = \int_0^{\infty} t f(t) dt = \int_0^{\infty} R(t) dt \quad (7)$$

Au cours de la vie d'un composant, on peut distinguer trois phases distinctes dans l'évolution du taux de défaillance $\lambda(t)$ d'un composant donné, décomposés comme suit.

- Défaillances intrinsèques (i)

Le taux de défaillance λ est élevé dans les premières heures de vieillissement du fait de la défaillance prématurée de composants non représentatifs de l'état moyen d'un lot. Ces composants correspondent souvent à des défauts technologiques (inhomogénéité de la plaque considérée, mauvaise manipulation...) ou à des conditions de mesure ou de vieillissement mal contrôlées (décharges électrostatiques...), on parle alors de défauts de jeunesse (à noter que la variation de λ avec le temps est de moins en moins continue et de plus en plus discrétisée).

L'énergie d'activation de ces dégradations est faible, de l'ordre de 0,2 à 0,4 eV. Dans cette phase, on observe la décroissance rapide de $\lambda(t)$ qui atteint un palier correspondant à la vie utile du composant. La fiabilité d'un lot de composants peut être améliorée en appliquant un déverminage qui consiste à éliminer du lot des pièces présentant une mortalité prématurée.

- Période de vie utile (ii)

Un nombre relativement faible de composants atteint le seuil de défaillance dans cette phase : on parle alors de défaillance aléatoire. Ces défaillances aléatoires sont attribuées à des malfaçons ou à une mauvaise maîtrise de la fabrication (le taux de défaillance mesure ici directement la qualité du

produit). Le niveau de fiabilité dans cette période doit être alors porté à un niveau acceptable pour le fabricant et pour l'utilisateur car cette phase correspond à la vie utile du produit. La valeur de ce niveau tend actuellement vers zéro pour la technologie silicium et il devient alors très difficile d'estimer la durée de vie par les méthodes précédemment citées.

- Défaillances extrinsèques (iii)

Après quelques milliers d'heures de fonctionnement, de plus en plus de composants atteignent le seuil de défaillance et la cause principale de dégradation est alors l'usure des composants : $\lambda(t)$ augmente dans la phase (iii). L'amélioration de l'usure des composants passe par des modifications de la structure interne de celui-ci (changement de dopants, passivation...), des conditions de vieillissement et des technologies mises en jeu dans sa fabrication.

Si l'on trace l'évolution du taux de défaillance au cours du temps, on met en évidence une courbe en forme de baignoire, comme visible sur la Figure 14.

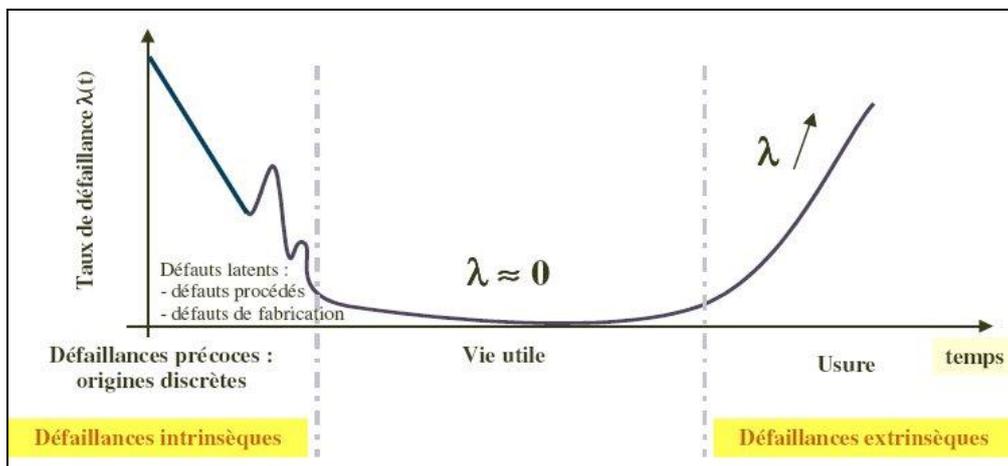


Figure 14 : Evolution du taux de défaillance en fonction du temps de vie d'un composant électronique actuel (d'après S. Huyghe [45])

Afin d'estimer la durée de vie d'un composant, on utilise des lois statistiques de survie exprimant la répartition du nombre de défaillances en fonction du temps.

- La loi exponentielle s'applique lorsque $\lambda(t)$ est constant avec une loi de type :

$$F(t) = 1 - \exp(-\lambda t) \quad (8)$$

- La loi de Weibull s'applique aux dispositifs ayant plus d'un mode de défaillance avec une loi de type :

$$F(t) = 1 - \exp\left[-\left(\frac{t}{\eta}\right)^\beta\right] \quad (9)$$

où η désigne un paramètre d'échelle et β est un paramètre de forme. Si $\beta < 1$ il s'agit d'un défaut de jeunesse (i), si $\beta = 1$ on se place sur la phase de vie utile (ii) et si $\beta > 1$ il s'agit d'un défaut d'usure (iii).

- La loi normale s'applique pour un mode principal de défaillance par usure :

$$F(\mu, \sigma) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{t - \mu}{\sqrt{2}\sigma} \right) \right] \quad (10)$$

où μ est la moyenne et σ est l'écart type de la variable t .

- La loi log-normale est la plus utilisée pour les semi-conducteurs. Dans la région d'usure, le logarithme de la durée de vie évolue selon une distribution normale :

$$F(m, s) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\ln t - m}{\sqrt{2}s} \right) \right] \quad (11)$$

avec m et s qui sont donnés par :

$$\mu = \exp \left(m + \frac{s^2}{2} \right) \quad \text{et} \quad \sigma = \mu \sqrt{\exp(s^2) - 1} \quad (12)$$

Parallèlement à ces lois « classiques » de fiabilité, d'autres lois basées sur des tests d'adéquation ont pour objectif de comparer les résultats obtenus (défaillances potentielles) à ce qui pouvait être attendu (aucune défaillance). On peut ainsi citer la loi du χ^2 ou encore celle dite de Kolmogorov-Smirnov [95].

- **Cinétiques générales de dégradation**

Dans la technique de prévision/estimation de durée de vie décrite précédemment, un modèle de dégradation est associé à l'évolution physico-chimique d'une zone particulière du composant en vieillissement [37],[45]. Les modèles les plus connus sont ceux proposés par Eyring et Arrhenius qui permettent de décrire la cinétique des processus physico-chimiques et par conséquent celle reliée aux mécanismes de dégradation. Le modèle d'Eyring est défini par :

$$r = B(\sigma_i) T \exp \left(\frac{-E_a}{kT} \right) \quad (13)$$

où r est la vitesse de réaction, σ_i la contrainte, T la température de test, E_a l'énergie de test et k la constante de Boltzmann. La constante B ne dépend seulement que des contraintes (non thermiques) appliquées au composant. Le modèle d'Arrhenius découle de la relation précédente en définissant B comme constant c'est-à-dire indépendant des contraintes appliquées. On obtient ainsi :

$$r = B \exp \left(\frac{-E_a}{kT} \right) \quad (14)$$

Ces lois cinétiques correspondent aux mécanismes d'usure et permettent de calculer à partir des valeurs d'énergie d'activation et du facteur B la durée de vie du composant dans des conditions de fonctionnement moins sévères. On décrit correctement de cette façon de nombreux mécanismes de

dégradation dans les composants à semiconducteur (diffusion de dopants, formation de composés intermétalliques, oxydation, réarrangements atomiques...). Les mécanismes à forte énergie d'activation ($0,8 < E_a < 1$ eV) sont dominants à haute température tandis que les mécanismes à faible énergie d'activation ($0,2 < E_a < 0,5$ eV) sont dominants à basse température.

D'autres modèles prennent également en compte l'effet de l'humidité sur la cinétique des dégradations dans le matériau. Ainsi la loi d'Hallberg et Peck est utilisée pour tenir compte de l'effet de la température et de l'humidité sur les composants [96]:

$$r = B.RH^3 \exp\left(\frac{-0,9}{kT}\right) \quad (15)$$

où RH correspond au pourcentage d'humidité. La dégradation des assemblages, des matériaux de report des composants (brasures, collages...) sous l'effet des cyclages thermiques peut être également évaluée, en se basant sur le modèle de Coffin-Manson :

$$N_f = A_0 \left(\frac{1}{\Delta \varepsilon_p} \right)^B \quad (16)$$

où N_f est le nombre de cycles à rupture, A_0 une constante, $\Delta \varepsilon_p$ l'amplitude de déformation plastique et B une constante empirique.

Enfin l'effet du courant est décrit empiriquement par une loi en puissance, selon laquelle on estime que la cinétique de dégradation liée au courant varie selon :

$$r = B.I^n \quad (17)$$

où n est une constante à déterminer généralement de manière expérimentale.

- **Cinétiques de dégradation applicables au domaine spatial**

Les modèles de dégradation décrits précédemment s'appliquent évidemment pour le secteur spatial puisque les mécanismes de dégradation sont identiques : les composants subissent ainsi des cyclages thermiques, de l'humidité et l'action du courant. Hors il existe d'autres contraintes possédant leurs propres cinétiques de dégradation dans l'espace : le vide et les radiations.

La cinétique de la dégradation liée à la combinaison de la température et de la pression du vide peut parfaitement être décrite par un modèle d'Eyring puisque le coefficient B varie en fonction d'une contrainte externe. Notre recherche bibliographique a permis de montrer que ce type d'essais a été rarement conduit sur des composants et nous n'avons donc pas le recul nécessaire pour connaître les processus physico-chimiques qui seront activés lors d'un vieillissement sous vide. L'expression de $B(\sigma_i)$ demeure donc une inconnue. Dans le Chapitre 4, nous verrons cependant qu'un test du χ^2 peut être utilisé pour estimer la durée de vie.

Concernant les aspects radiatifs, il existe deux méthodes pour évaluer la dégradation du composant en fin de mission, c'est-à-dire estimer la durée de vie du composant en imposant un critère de défaillance (par exemple une valeur de courant de seuil maximale tolérée).

- La première méthode consiste à évaluer la dégradation selon un facteur de dommage K . Ce facteur peut être défini comme absolu ou relatif.

$$K = \frac{X_{après}}{X_{avant}} \quad \textit{relatif} \quad (18)$$

$$K = X_{après} - X_{avant} \quad \textit{absolu}$$

où X_{avant} est la valeur initiale du paramètre surveillé, et $X_{après}$ est la valeur finale, c'est-à-dire après irradiation ou recuit du paramètre. Si le paramètre diminue après irradiation, il faut inverser le signe pour le facteur de dommage absolu. Cette méthode présente un inconvénient majeur puisqu'elle nécessite d'irradier le composant dans des conditions les plus proches de la mission. Qu'il s'agisse d'électrons ou de protons, on peut évaluer la quantité d'énergie déposée dans 1 gramme de matériau sous le terme de dose. La valeur de K obtenue dépend des conditions expérimentales, donc de la dose, et les prévisions de fin de vie ne peuvent être réalisées que pour une mission unique. Lorsque l'on dispose d'un lot de composants à évaluer, chaque composant possède sa propre valeur de facteur de dommage. Les recommandations MIL-HDBK-814 permettent d'obtenir le facteur de dommage pour le lot en fonction de la valeur moyenne et de l'écart type (distribution selon une loi normale) [97]. Une fois ce facteur de dommage déterminé, la valeur du paramètre en fin de mission en fonction de sa valeur initiale peut être estimée.

- L'autre méthode s'attache à modéliser la dégradation paramétrique sous irradiation. En premier lieu le paramètre est modélisé avant irradiation par la prise en compte des mécanismes physiques. Puis l'effet des radiations est pris en compte dans le modèle ; par exemple une diminution de la durée de vie des porteurs après déplacements atomiques. L'inconvénient majeur de cette méthode réside dans la nécessité de bien connaître l'architecture interne du composant. D'autre part, elle requiert d'irradier le composant selon plusieurs conditions de dose ce qui est plus fastidieux qu'un essai à une seule dose. Cependant une fois le modèle établi, il est possible de déterminer l'évolution du paramètre suivi en fonction de la dose (ionisante ou non-ionisante), donc de pouvoir estimer la dégradation quelle que soit la mission. C'est la méthode utilisée dans cette étude puisqu'il s'agit d'évaluer la durée de vie de ces deux composants pour des applications spatiales et non pas seulement pour une seule mission.

IV.4 Objectifs scientifiques de l'étude

Au-delà des aspects applicatifs, cette étude propose d'évaluer la fiabilité de composants optoélectroniques fonctionnant en environnement spatial. Le niveau de contraintes appliqué (vide, radiations, vibrations...) est bien supérieur à ce que ces composants pourraient rencontrer pour des applications terrestres, on risque donc de mettre en évidence des modes de dégradation atypiques. Puisque ces technologies ont été développées pour des applications terrestres, l'objectif de cette étude se focalise donc sur la proposition de modèles de calcul de durée de vie adaptés à une application spatiale.

La fiabilité de ces composants exposés aux agressions typiques d'un environnement spatial n'a jamais été évaluée. Ainsi nous ne connaissons pas la tenue au vide des diodes de pompe 980 nm, il s'agit pourtant de composants de forte puissance donc susceptibles de se dégrader si les conditions environnementales sont modifiées. Les effets de la convection et de la pression sur le fonctionnement du composant pourraient ainsi être mis en évidence.

L'effet des radiations spatiales sur les diodes Laser et les photodiodes est également très intéressant à étudier. Nous savons que les diodes Laser sont généralement peu impactées par les radiations ionisantes et non-ionisantes. Mais nous ne savons pas si les défauts créés par irradiation peuvent avoir un impact sur la durée de vie du composant tout au long du fonctionnement. L'étude de la dégradation des paramètres électro-optiques des photodiodes irradiées aux protons peut également renseigner sur des informations relatives aux mécanismes physiques résultant de l'interaction protons-InGaAs.

Les assemblages mécaniques et optiques composant les modules de photodiodes et de diodes Laser sont également susceptibles d'être affectés par l'environnement. Ces deux composants sont capables de supporter des chocs mécaniques de 500g mais ce critère n'est pas suffisant pour des applications spatiales. On peut donc s'interroger sur l'effet d'un choc d'une plus forte intensité ou encore d'un essai de vibrations aléatoires sur les caractéristiques du composant.

L'objectif de cette étude est donc d'analyser les mécanismes de défaillance au travers de la modélisation des caractéristiques électro-optiques et des analyses physiques. L'application du modèle de dégradation approprié doit ensuite permettre d'évaluer la durée de vie du composant.

Chapitre 2

Techniques de caractérisation électro-optique des composants –
Description des bancs de mesure et présentation des résultats

I. Introduction

L'objectif du travail de thèse est d'évaluer la fiabilité de diodes Laser et de photodiodes pour des applications spatiales. Pour cela, il est indispensable de suivre et analyser la dérive de paramètres électro-optiques afin de quantifier la dégradation et de prévoir l'évolution des propriétés du composant à l'échelle de temps d'une mission. Le suivi des paramètres tout au long des essais nécessite une confiance sur la justesse de la valeur mesurée. En effet, il est possible que les appareils du banc de mesure puissent dériver, ou encore que les assemblages mécaniques puissent évoluer et il est impératif de discriminer le vieillissement d'une erreur de mesure. Pour s'affranchir de ces problèmes, nous disposons de deux témoins par technologie (diodes Laser et photodiodes), qui correspondent à des composants répertoriés et stockés ne subissant aucun essai et caractérisés en plus des composants de chaque groupe d'essai. Les erreurs de mesure sont également déterminées par traitement statistique (méthode de l'analyse de la variance) en évaluant la part d'incertitude liée au matériel (répétabilité) et celle liée à l'opérateur et au matériel (reproductibilité). Ainsi les dérives des caractéristiques suite à un essai sont discernables de celles issues des erreurs de mesure.

Ce deuxième chapitre consiste donc en la présentation des différents bancs de mesure, ainsi que les principales caractéristiques électro-optiques des diodes Laser et des photodiodes. Une étude du domaine de fonctionnement sécurisé (SOA : *Safe Operating Area*) des composants est également proposée, afin de transposer les gammes définies pour des applications de télécommunication vers des applications spatiales.

II. Diode Laser de pompe 980nm

II.1 Caractérisation sous air

II.1.a Présentation du banc de mesures

Une des prestations proposées par AdvEOTec, société où s'est déroulé le doctorat, à ses clients réside dans la caractérisation de composants optoélectroniques en disposant de bancs de mesure spécialement développés pour chaque type de composant. Le banc nommé « LISA » (L-I and Spectrum Analyser) est dédié à la caractérisation de composants optoélectroniques émissifs : diodes Laser, LED et SLED sur puce ou module. La Figure 15 présente une vue globale du banc LISA avec les différents sous-ensembles de caractérisation électro-optique.

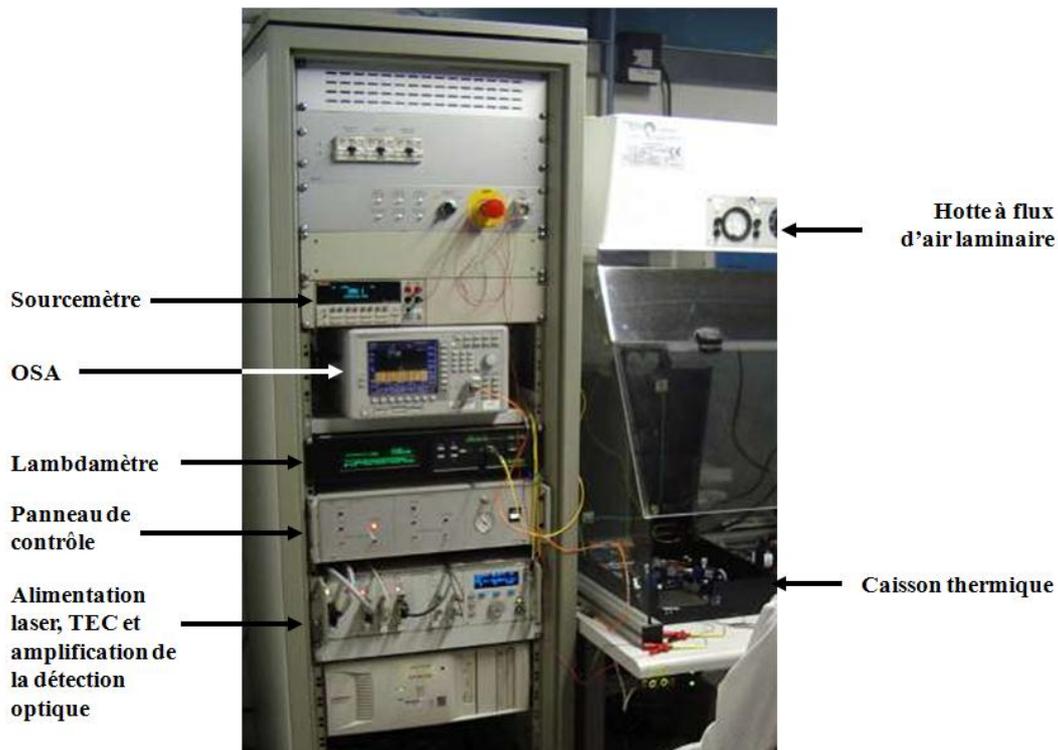


Figure 15 : Vue générale du banc LISA

Le Laser est placé dans un caisson thermique et illumine au choix une fibre optique ou une sphère intégratrice. La fibre optique est reliée à un analyseur de spectre optique (OSA : Optical Spectrum Analyser) alors que la sphère intégratrice est reliée à un amplificateur de photocourant (PDA : PhotoDiode Amplifier). L'OSA est par ailleurs vérifié régulièrement grâce à une source monomode et le lambdamètre. Un rack comportant plusieurs tiroirs permet :

- d'alimenter le Laser
- de réguler la température du TEC (ThermoElectric Cooler)
- de mesurer le photocourant.

Il est également possible d'effectuer des mesures à bas et haut niveaux de courant (de 10^{-10} à 1 A) grâce au sourcemètre. Le caisson thermique est placé sous une hotte à flux laminaire qui souffle un air permettant de travailler en environnement classe 100. Le principe de mesure est schématisé sur la Figure 16.

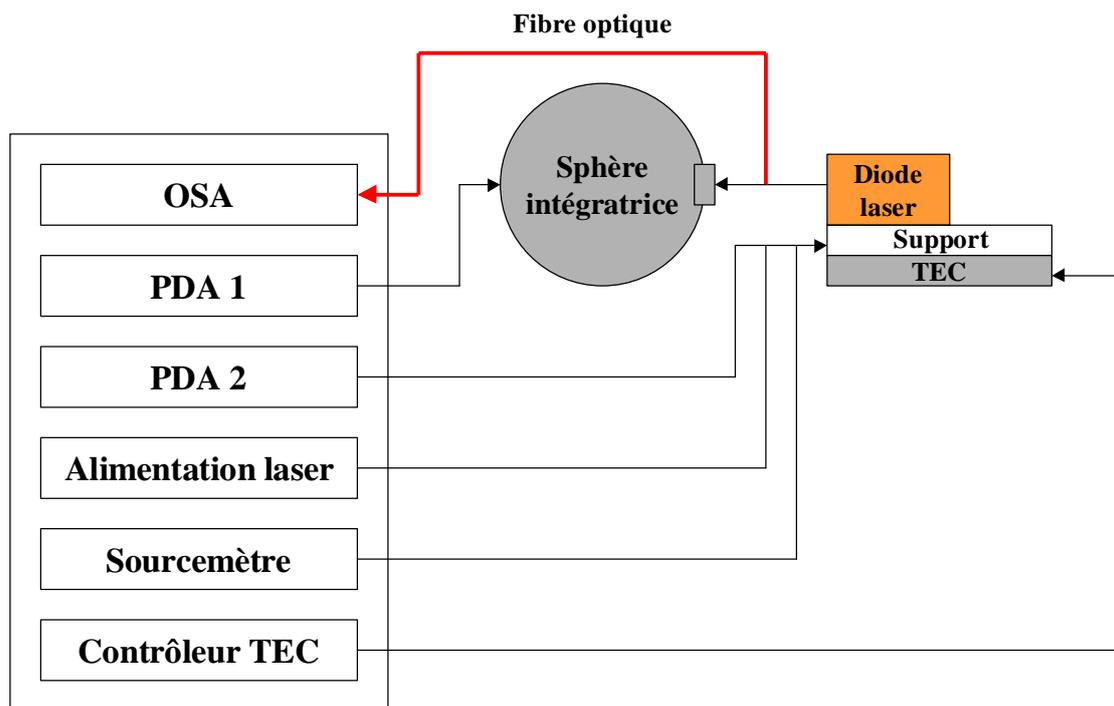


Figure 16 : Schéma synoptique de la caractérisation des diodes Laser sur le banc LISA

II.1.b Présentation des caractéristiques

Les caractéristiques électro-optiques des diodes Laser ont été mesurées sur le banc LISA. Une phase de métrologie, qui consiste à déterminer les erreurs de mesure liées à la répétabilité et la reproductibilité (R&R) a été menée au préalable pour discriminer les dérives des paramètres électro-optiques aux erreurs de mesure. Pour cela, deux opérateurs ont réalisé des mesures successives sur deux composants et après traitement statistique par la méthode de l'analyse de la variance, les erreurs liées aux incertitudes de mesure ont été déterminées. Les caractéristiques électro-optiques des diodes Laser ainsi que les incertitudes de mesures sont présentées dans cette partie.

- **Caractérisations optiques : puissance et spectre optique**

La puissance optique d'une diode Laser est le paramètre clé d'un Laser. Dans le but d'observer une éventuelle défaillance sur les caractéristiques d'un composant, une baisse de la puissance optique nous renseigne sur un possible désalignement optique, ou encore sur une augmentation des pertes dans la cavité Laser. Pour cela, la caractéristique puissance-courant, ou encore appelée P-I ou L-I, est mesurée en faisant varier la valeur du courant (pour les diodes Laser de pompe, le courant varie de 0 à 950 mA). Par ailleurs, puisque le module contient une photodiode de contrôle, ou « monitoring », la valeur du photocourant en face arrière en fonction du courant d'injection peut être déterminée (courbe appelée Q-I). Enfin, la mesure de la tension (V-I) permet également d'obtenir une information sur la résistance série du Laser et après un bilan de puissance

(pertes de couplage, émission par la face arrière) de calculer la puissance dissipée. Un exemple de courbe de P-Q-V-I mesurée à 25°C pour une diode 980 nm est donné sur la Figure 17.

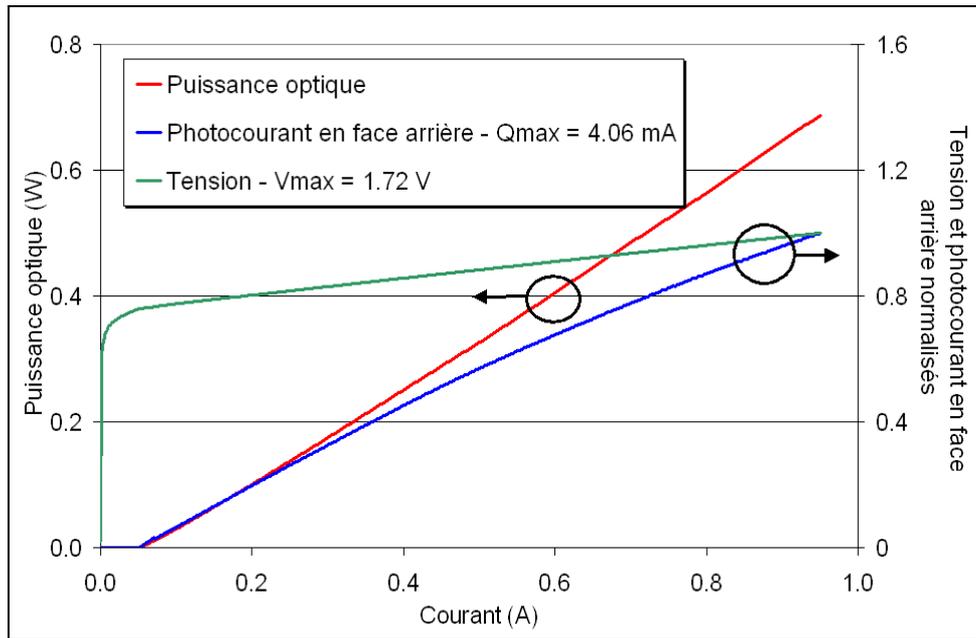


Figure 17 : Variation de la puissance optique, du photocourant en face arrière normalisé, et de la tension normalisée en fonction du courant pour une pompe 980 nm à 25°C

On remarque que la puissance optique est quasi-nulle jusqu'à ce que le courant atteigne un seuil, pour ensuite augmenter linéairement avec le courant. On peut donc écrire la puissance optique P en fonction du courant I et extraire de cette caractéristique le courant de seuil optique [35]:

$$P = \eta_{ext} \frac{h\nu}{q} (I - I_{seuil}) \quad (19)$$

où η_{ext} est le rendement quantique externe, h la constante de Planck (6.63×10^{-34} J.s), ν la fréquence, q la charge de l'électron (1.6×10^{-19} C) et I_{seuil} le courant de seuil.

Les incertitudes de mesure de la tension Laser sont inférieures à $\pm 0.1\%$, celles de la puissance optique et du photocourant en face arrière sont de $\pm 2.1\%$. Ces valeurs ont été obtenues préalablement grâce à une étape de R&R.

Un spectre d'émission optique à 25°C d'un Laser 980 nm à 500 mA est tracé sur la Figure 18. Comme on peut le remarquer sur cette figure, le spectre a la forme d'une lorentzienne, avec un pic centré autour de 975 nm et une largeur à mi-hauteur (*Full Width at Half-Maximum* : FWHM) inférieure à 0,2 nm. Cette forme typique d'une émission monomode est régie par l'interaction Laser-réseau de Bragg, nous en discuterons lors de la présentation des résultats. La précision de la mesure sur l'OSA s'établit à $\pm 0,1$ nm et la résolution est égale à 0,1 nm.

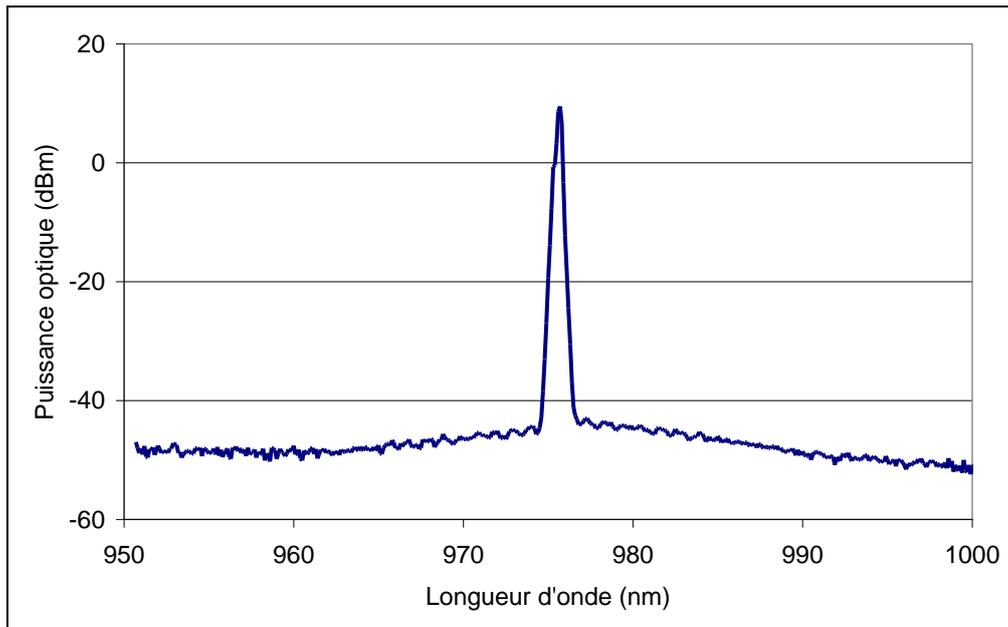


Figure 18 : Spectre d'émission typique d'une diode de pompe 980 nm à 25°C et 500 mA

- **Caractérisations électriques : mesure du courant à faible niveau d'injection**

Il a été prouvé dans de nombreuses études [37],[57],[98]-[99], que l'analyse des caractéristiques courant-tension (I-V) à faible niveau d'injection, c'est-à-dire pour des valeurs de tension comprises entre 0 V et la tension coude, pouvait apporter d'une manière non destructive des informations sur l'existence d'une dégradation au sein du composant. En effet la modélisation de la caractéristique I-V d'un composant met en évidence les différents éléments électriques le constituant. Suite à un stress générant une défaillance, la répartition des lignes de courant devient différente et les paramètres électriques du modèle sont corrélativement impactés.

Nous avons donc mesuré le courant des diodes Laser de pompe pour une tension variant entre 0 et 1.5 V. Un exemple de caractéristique I-V en échelle linéaire et logarithmique est représenté sur la Figure 19. Le sourcemètre utilisé pour la mesure de l'I-V permet de descendre en courant jusqu'à des valeurs de 100 pA avec une incertitude de mesure de ± 3 pA et des incertitudes de mesure en tension inférieures à ± 0.43 % (dépendantes du calibre utilisé).

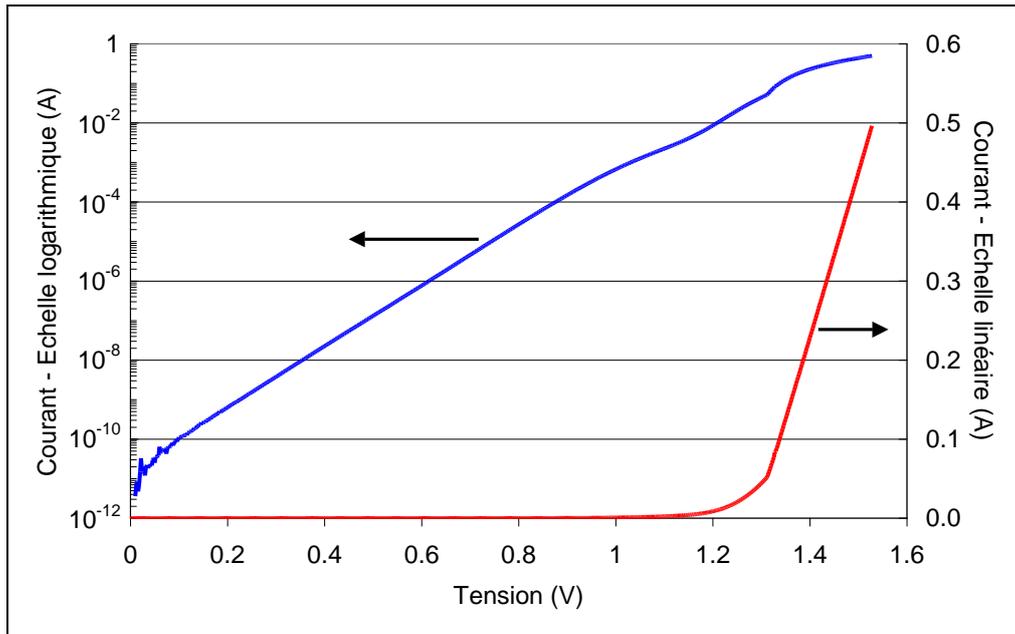


Figure 19 : Caractéristique I-V à 25°C d'une diode Laser de pompe représentée en échelle logarithmique et linéaire

II.1.c Détermination du domaine de fonctionnement et analyse des caractéristiques électro-optiques

- **Détermination du domaine de fonctionnement sécurisé (« Safe Operating Area » ou SOA) par l'analyse du spectre optique**

Le spectre optique, tel que celui présenté sur la Figure 18, est dû à la présence d'un réseau de Bragg photoinscrit dans la fibre optique à quelques dizaines de centimètres (typiquement 150 cm) du miroir de la puce. Pour des applications de télécommunications sous-marines, le composant n'est pas régulé par un TEC afin de minimiser la consommation électrique. En effet le refroidissement des diodes Laser s'effectue par l'évacuation de la chaleur dans l'océan. Sans réseau de Bragg, l'émission du Laser (cavité Fabry-Perot) est multimode et le gain varie fortement avec la température ce qui ne convient pas pour l'application qui lui est destinée : le pompage des ions Er^{3+} dans un EDFA à la longueur d'onde de 980 nm. Une cavité externe est alors ajoutée, formée par le miroir de sortie du Laser et le réseau de Bragg afin d'introduire une contre-réaction optique sur la puce et de stabiliser l'émission à la longueur d'onde du Bragg [100], comme le suggère la Figure 20. La réflexion de la lumière à la longueur d'onde du réseau de Bragg est liée à l'interférence des ondes au niveau des interfaces définies par le changement d'indice de la fibre. La condition de Bragg permet d'établir le rapport entre la longueur d'onde λ_B , le pas Λ et l'indice effectif n du réseau [101]:

$$\lambda_B = 2n\Lambda \quad (20)$$

Notons par ailleurs que ce système de stabilisation de longueur d'onde contribue à accentuer la miniaturisation du dispositif.

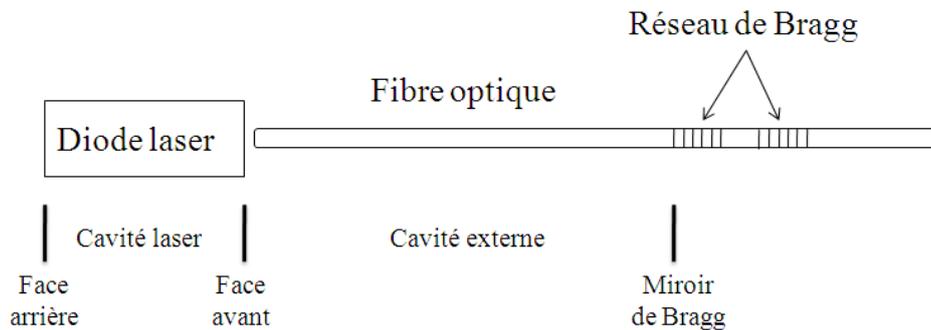


Figure 20 : Représentation schématique de l'assemblage puce/réseau du module

Le Laser fonctionne alors en mode "d'effondrement de cohérence" ou *CC (coherence collapse)* pour lequel la contre-réaction est tellement forte que la longueur de cohérence de la lumière émise s'effondre et par conséquent le spectre d'émission est plus large que pour un Laser à contre-réaction répartie (*Distributed FeedBack : DFB*), en étant pour autant centré sur la longueur d'onde du Bragg [102]. Cette configuration particulière, qui peut être considérée comme instable pour un DFB, est idéale pour une diode Laser de pompe car celle-ci est intégrée dans un EDFA. En effet, il faut absolument éviter le saut de modes (*mode "hopping"*), phénomène qui peut être observé sur des architectures de type DFB. Cependant il est nécessaire de placer le réseau de Bragg à une distance suffisamment importante (plusieurs mètres) de la puce pour maintenir un fonctionnement stable en mode CC, la contre-réaction dépendant entre autre de cette longueur [100]. Afin de réduire cette distance, on remplace le réseau de Bragg par deux réseaux de Bragg, ce qui a pour effet d'introduire des perturbations et de la dispersion dans la cavité externe, et donc de réduire encore la longueur de cohérence du Laser [60],[100]. Ceci explique la forme du spectre observée sur la Figure 18, avec une valeur de FWHM proche de 0.2 nm alors que pour un Laser DFB, cette dernière atteint 3 MHz (soit à 1550 nm un FWHM de 24 fm) [37].

A partir du spectre optique nous pouvons extraire la puissance dans la bande (P_{inband} : *Power In Band*) qui traduit la portion de puissance optique émise dans la bande utile ($\pm 2\text{nm}$ autour du pic) par rapport au reste de la gamme d'émission. Le P_{inband} est défini, selon les caractéristiques typiques d'une diode Laser stabilisée par réseau de Bragg, par :

$$P_{inband} = \frac{\int_{\lambda-2nm}^{\lambda+2nm} Sd\lambda}{\int_{\lambda-25nm}^{\lambda+25nm} Sd\lambda} \quad (21)$$

Une valeur de P_{inband} inférieure à 98% peut traduire un problème de stabilisation de la puce par le réseau de Bragg. Un exemple de *décrochage* avec le réseau de Bragg est visible sur la Figure 21, par exemple en faisant varier la température de boîtier du Laser.

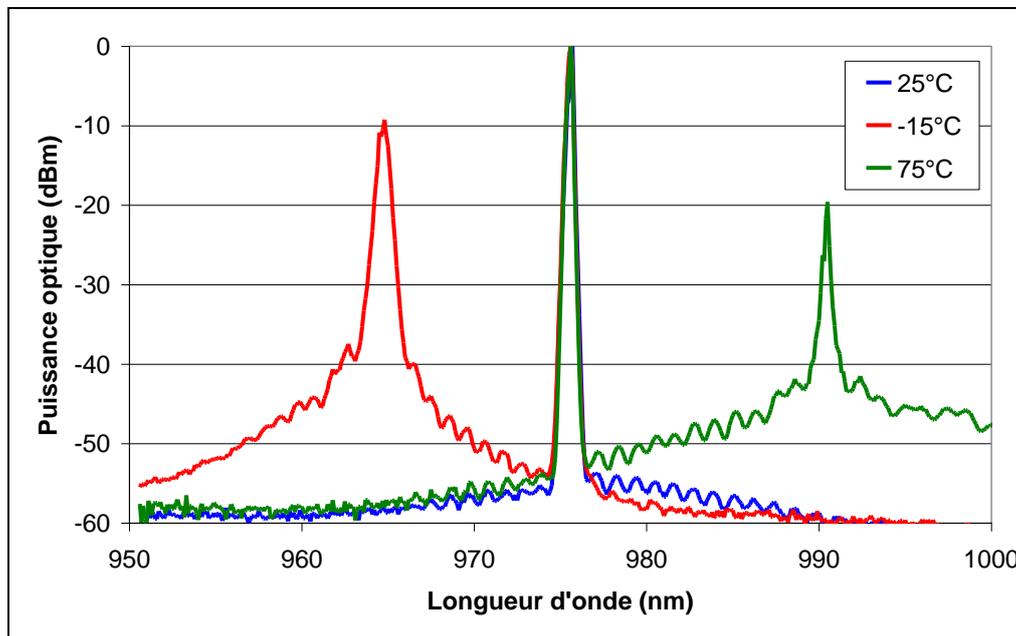


Figure 21 : Spectres optiques d'une pompe 980 nm en température pour un courant de 500 mA illustrant un décrochage de la diode Laser avec le FBG

Ces composants sont conçus pour fonctionner pour des températures allant de 0°C à 43°C. Or à des températures en dehors de la gamme spécifiée par le fabricant pour des applications de télécommunications, mais dans les recommandations pour le secteur spatial (au-dessous de 0°C ou au-delà de 43°C) on observe un décalage spectral de la puissance optique en dehors du pic du Bragg. Il est donc impératif de déterminer le domaine de fonctionnement sécurisé (SOA) en température des composants pour des applications spatiales. L'origine de cette instabilité provient du fait que le pic du gain à ces températures hors limites s'éloigne trop de la longueur d'onde du Bragg (la différence s'appelant le *detuning*) et le Laser ne se retrouve plus accroché avec le réseau [100]. Cet aspect sera développé lors de la modélisation dans la partie IV.1 du Chapitre 4.

Pour déterminer le SOA, nous avons procédé à une étude du spectre optique en fonction de la température du boîtier de huit composants. L'objectif de cette étude est de connaître la plage en température de fonctionnement des diodes Laser dans des conditions optimales telles que celles définies pour des applications de télécommunications. Le spectre optique de ces composants a été mesuré entre -15°C et 75°C, à partir duquel on a extrait le P_{inband} et le SMSR (*Side Mode Suppression Ratio*). Le SMSR correspond en dB à la différence entre l'amplitude du pic de puissance optique au niveau de la longueur d'onde du Bragg et l'amplitude du pic adjacent situé à une autre fréquence (autre mode de résonance) que celle du réseau. Le suivi des variations du P_{inband} et du SMSR dans différentes gammes de température est représenté sur la Figure 22 et la Figure 23.

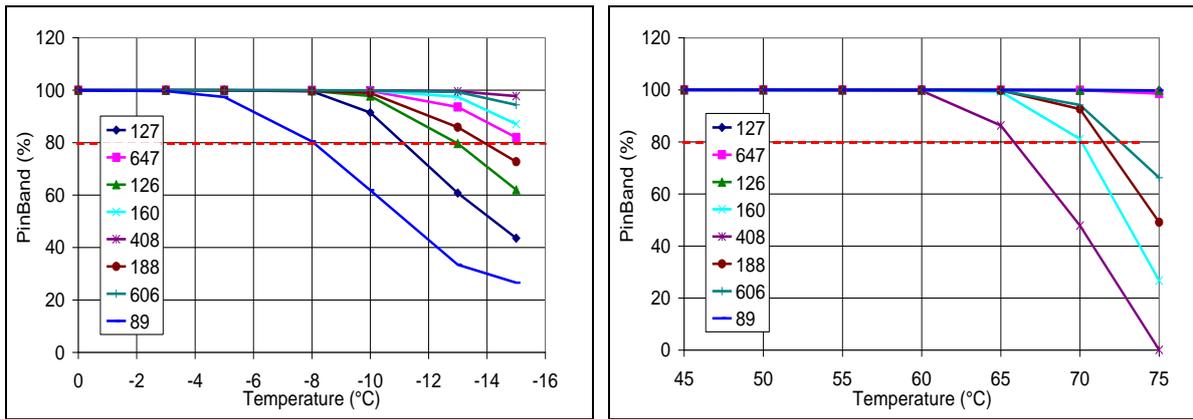


Figure 22 : Variation de la puissance dans la bande en fonction de la température

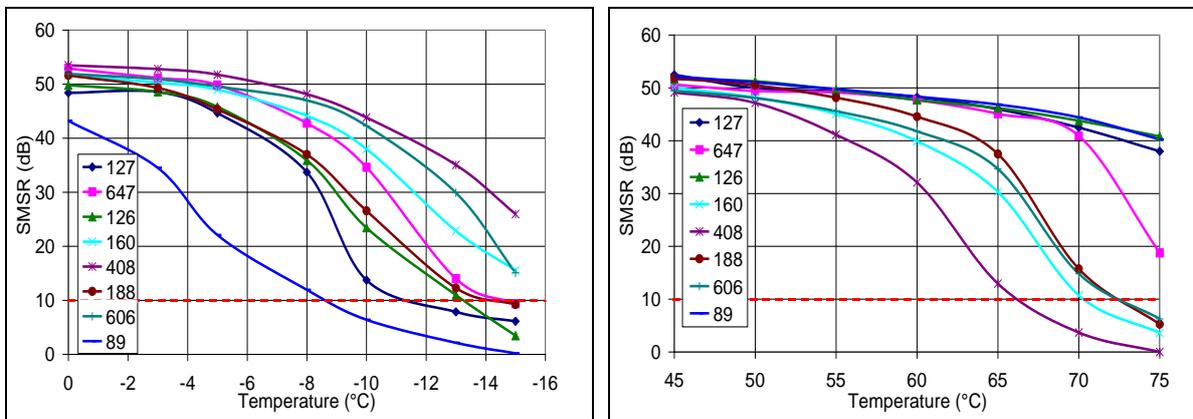


Figure 23 : Variation du SMSR en fonction de la température

En accord avec le fabricant, la limite maximale de P_{inband} tolérée est de 80 %, celle du SMSR est de 10 dB. Nous choisissons donc de fixer respectivement -8°C comme température minimale et 65°C comme température maximale de caractérisation.

La longueur d'onde du pic (voir Figure 18) quant à elle ne varie pas avec la température, ce qui est prévisible car le réseau de Bragg n'est pas chauffé pendant les caractérisations. La variation en température d'un réseau ($7 \text{ pm}/^{\circ}\text{C}$) étant largement inférieure à celle du gain d'un Laser ($0,3 \text{ nm}/^{\circ}\text{C}$) [103], le SOA ne dépend que du P_{inband} et du SMSR, donc du detuning.

- **Analyse des caractéristiques P-Q-V-I**

A partir d'une caractéristique P-I telle que celle représentée sur la Figure 17 nous pouvons extraire différents paramètres qui témoignent des performances du Laser et nous permettent donc d'analyser les dérives des caractéristiques du composant tout au long des essais.

- Caractéristiques électro-optiques

D'après les informations fournies par le CNES définissant le cahier des charges, le courant nominal (I_{nom}) de fonctionnement des diodes de pompe 980 nm a été fixé à 500 mA (valeur nominale pour des applications spatiales). La valeur de la puissance optique (P_{nom}) à I_{nom} , mais également le courant de la photodiode face arrière (Q_{nom}) et la tension Laser (V_{nom}) ont été extraits des caractéristiques P-Q-V-I.

L'étude de ces paramètres en fonction de la température et le suivi tout au long des divers vieillissements auxquels le Laser est soumis permet de mettre en lumière l'apparition d'une défaillance qui n'aurait pas forcément été observée pour une caractérisation à température unique. Comme le souligne M. Fukuda [94], une diode Laser peut se montrer instable lors d'un vieillissement accéléré si ses caractéristiques sont fortement dépendantes de la température (comme c'est le cas par exemple des diodes Laser InGaAsP/InP), lorsqu'à puissance optique constante (test APC) une faible augmentation de la température implique une forte augmentation du courant. Notons par ailleurs que ces quatre paramètres (I_{nom} , P_{nom} , Q_{nom} , V_{nom}), permettent également de connaître la température de jonction T_j en régime permanent par la prise en compte de la résistance thermique R_{th} entre la jonction et le boîtier :

$$T_j = T_c + R_{th} \left(V_{nom} I_{nom} - \frac{P_{nom}}{C} - \frac{Q_{nom}}{R_{esp}} \right) \quad (22)$$

où T_c est la température du boîtier, C le coefficient de couplage entre la puce et la fibre optique et R_{esp} représente la sensibilité de la photodiode de monitoring. Le dernier terme étant faible (quelques mW) nous pouvons le négliger. La température de jonction est indispensable pour calculer la durée de vie d'un Laser après vieillissement lorsque la dégradation est majoritairement liée à un effet thermique [94].

- Courant de seuil optique

A partir de la caractéristique P-I, on détermine la valeur du courant de seuil du Laser. Lorsque le milieu semiconducteur est pompé électriquement au-delà du seuil de transparence et qu'il y a inversion de population, la présence d'une cavité (géométriquement délimitée par les miroirs) mène à une oscillation Laser si le gain compense les pertes (lorsque le taux d'émission spontanée est négligeable face à l'émission stimulée) [35] :

$$\gamma_{seuil} = \frac{1}{\Gamma} \left[\alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_{m1} R_{m2}} \right) \right] \quad (23)$$

où γ_{seuil} est le gain du Laser au seuil, α_p les pertes parasites, L la longueur de la cavité, R_{m1} et R_{m2} les réflectances des miroirs et Γ le facteur de confinement. Un courant de seuil faible est donc préférable si l'on s'en tient à l'équation (19), le Laser émet pour un même courant plus de puissance optique lorsque le seuil est atteint rapidement. Au niveau des caractéristiques mesurées, il convient d'extraire le courant de seuil en traçant la courbe de la dérivée du P-I, le dP/dI , sur laquelle la forte variation correspond au seuil, comme on le constate sur la Figure 24.

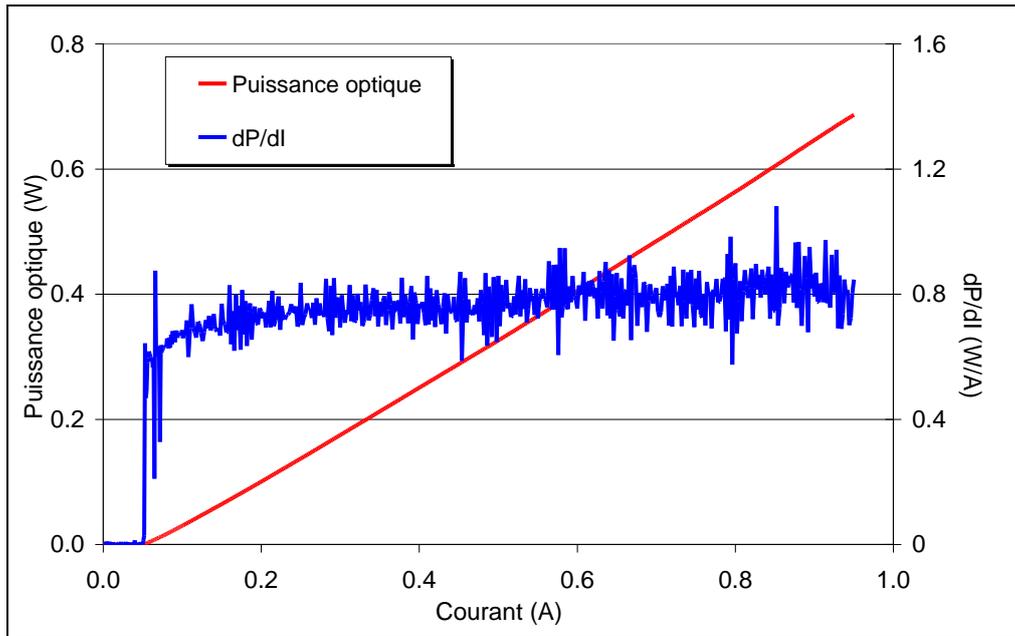


Figure 24 : Variation de la puissance optique et du dP/dI en fonction du courant à 25°C

En général, on écrit le courant de seuil en fonction de la température sous la forme suivante [104]:

$$I_{seuil}(T_j) = I_{seuil0} \exp\left(\frac{T_j}{T_0}\right) \quad (24)$$

où I_{seuil0} est un paramètre dépendant du Laser et T_0 est la température caractéristique. Plus la valeur de T_0 est forte et moins les caractéristiques du Laser varient avec la température. Les caractéristiques du courant de seuil en fonction de la température de jonction de deux composants sont tracées sur la figure suivante, où l'on trouve un T_0 proche de 90 K. Nous avons supposé pour calculer la température de jonction que la valeur de la résistance thermique était identique pour les deux pièces et la puissance optique négligeable au seuil.

Notons par ailleurs que ces Lasers fonctionnent en accroche avec le réseau de Bragg, de ce fait le courant de seuil dépend de l'interaction puce-réseau et non pas uniquement de la cavité Laser formée dans la puce. C'est pour cette raison par ailleurs que la valeur de T_0 n'est pas extraite pour des températures inférieures à 298 K car la relation (24) n'est plus valable.

- Rendement du Laser

D'après la relation (19), l'équation linéaire de la puissance optique en fonction du courant induit une pente η_{ext} . Ce rendement externe est un paramètre extrait de la caractéristique P-I, mais il dépend d'autres termes physiques tels que décrits dans l'équation suivante :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{\ln\left(\frac{1}{R_{m1}R_{m2}}\right)}{\alpha_p L + \ln\left(\frac{1}{R_{m1}R_{m2}}\right)} \quad (25)$$

où η_i le rendement quantique interne est proche de 1 [59].

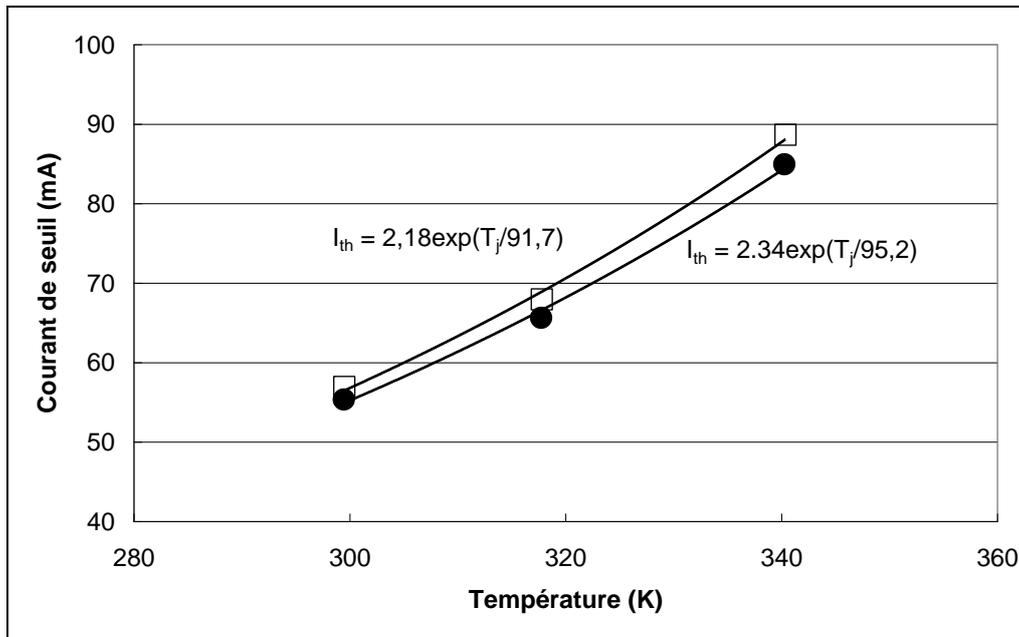


Figure 25 : Courant de seuil en fonction de la température de jonction de deux diodes Laser

Le suivi du rendement du Laser tout au long du vieillissement accéléré apporte des informations en cas de dégradation du couplage optique, des miroirs ou même d'un défaut dans le matériau. Notons que le rendement suit une loi en température proche de celle du courant de seuil [104]:

$$\eta_{ext}(T_j) = \eta_{ext0} \exp\left(-\frac{T_j}{T_1}\right) \quad (26)$$

où η_{ext0} est un paramètre dépendant du Laser et T_1 est la température caractéristique. Contrairement au courant de seuil, l'équation (26) est valable sur toute la plage de température sur laquelle le composant a été caractérisé (-8°C jusqu'à 65°C). Le rendement externe de deux diodes Laser est représenté sur la Figure 26 en fonction de la température de jonction. Pour ces deux composants, les valeurs de T_1 sont 417 K et 980 K. La température de jonction est calculée en considérant que la valeur de la résistance thermique est identique pour les deux pièces. Le rendement externe étant extrait d'une faible portion de la caractéristique $P-I$ (entre 15 et 50 mW), l'échauffement de la jonction est suffisamment faible sur cette gamme de puissance pour que l'on puisse considérer la température de jonction comme constante. Notons que la valeur de T_1 est bien supérieure à celle de T_0 car le rendement externe varie peu avec la température en comparaison du courant de seuil.

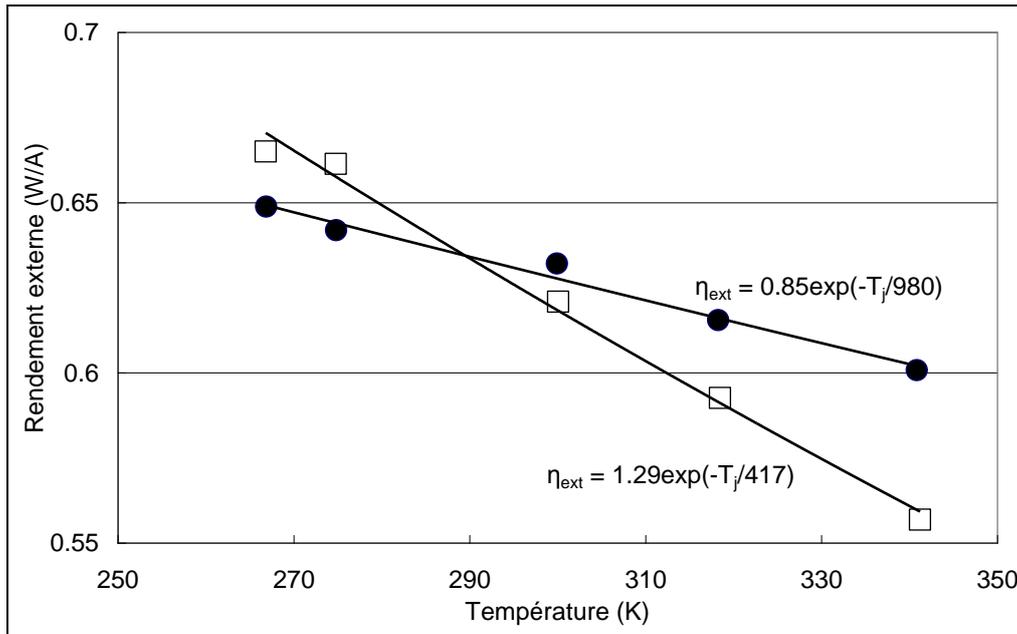


Figure 26 : Rendement externe en fonction de la température de jonction de deux diodes Laser

- **Caractéristiques électriques à faible niveau d'injection**

L'analyse d'une caractéristique I-V telle que celle présentée sur la Figure 19 permet d'extraire divers paramètres fondamentaux qui pourront être suivis tout au long de l'évaluation d'un composant. Le courant de seuil électrique (I_{th}), la résistance série (R_s) ou encore le facteur de diode (n) peuvent être extraits des caractéristiques de cette figure, mais leurs valeurs restent assez imprécises. Les courbes de « dérivées électriques » sont plus sensibles aux variations, ce qui accroît la précision de l'extraction des paramètres [57],[98]-[99],[105]-[106]. La « dérivée électrique » communément appelée le dV/dI (ou n -curve) est donnée par la fonction suivante :

$$n(V, I) = \frac{I}{V_t} \frac{dV}{dI} \quad \text{où } V_t = \frac{k.T}{q} \quad (27)$$

où k est la constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K) et T la température. On obtient alors les courbes de la Figure 27 et de la Figure 28 lorsque l'on représente cette fonction par rapport au courant ou à la tension.

- Courant de seuil électrique

De manière identique à la caractéristique P-I, la caractéristique I-V permet d'extraire le courant de seuil. A partir du $dV/dI(I)$, il s'agit de la valeur du courant où la caractéristique est linéaire et présentant une première discontinuité [98]-[99]. Cette discontinuité est visible également sur la courbe $dV/dI(V)$ pour laquelle on retrouve la tension coude. Il est intéressant de comparer le courant de seuil extrait de la caractéristique I-V avec celui extrait de la caractéristique optique P-I. Les valeurs sont rapportées dans le Tableau 2.

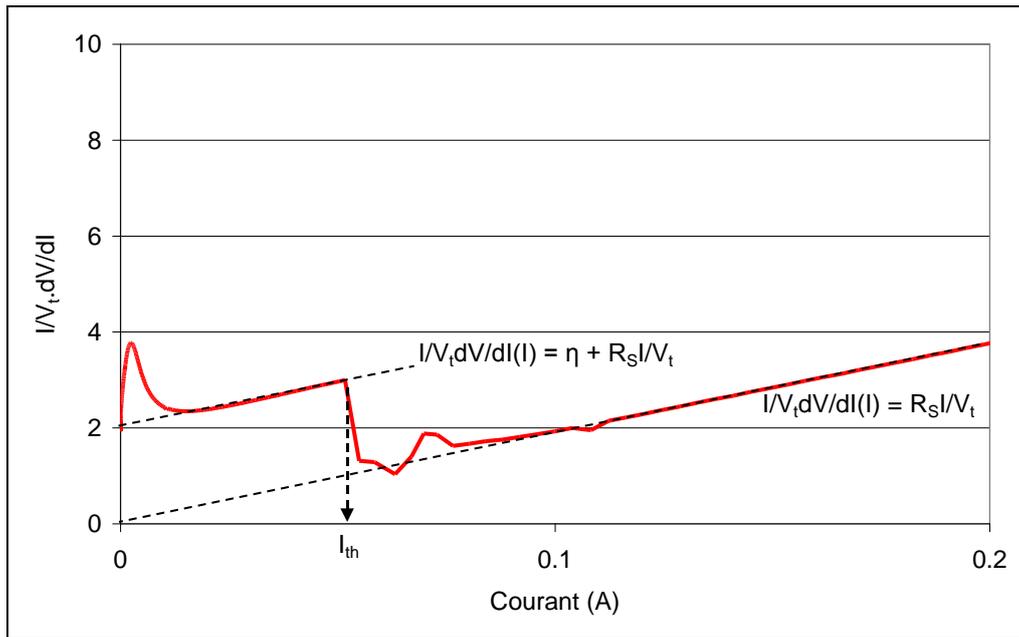


Figure 27 : Caractéristique $\frac{I}{V_t} \frac{dV}{dI}(I)$ à 25°C pour une pompe 980 nm

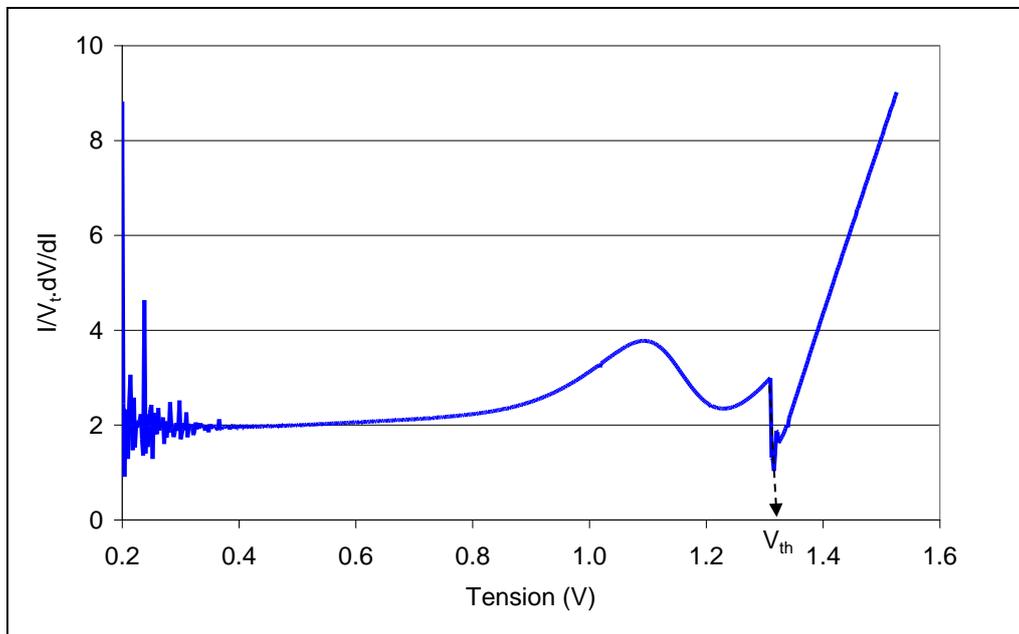


Figure 28 : Caractéristique $\frac{I}{V_t} \frac{dV}{dI}(V)$ à 25°C pour une pompe 980 nm

Référence de la pièce	89	126	127	160	188	408	Moyenne
Courant de seuil optique (mA)	53	54	52	55	53	54	53,5
Courant de seuil électrique (mA)	51	53	52	53	52	53	52,3
Ecart	-4%	-2%	0%	-4%	-2%	-2%	-2%

Tableau 2 : Valeurs du courant de seuil de six composants extrait à partir des caractéristiques P-I et I-V mesurées à 25°C

Les courants de seuil électrique et optique sont globalement identiques. Les légers écarts observés peuvent être dus aux imprécisions liées à la mesure, notamment celle de la puissance optique qui fait intervenir un détecteur et un amplificateur. Nous validons néanmoins, avec différents équipements, les valeurs de courant de seuil obtenues.

- Facteur de diode

Egalement appelé facteur d'idéalité, le facteur de diode n provient de l'expression simplifiée du courant en fonction de la tension d'une jonction PN [36] :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (28)$$

où I_0 est le courant de saturation. Si l'on dérive cette expression, que l'on multiplie par le courant et divise par V_t on peut en déduire l'expression suivante, valable au-dessous du seuil :

$$\frac{I}{V_t} \frac{dV}{dI}(I) = n + R_s \frac{I}{V_t} \quad (29)$$

Le facteur de diode s'obtient donc à partir de la courbe $dV/dI(I)$ à l'intersection de la prolongation de la droite juste au-dessous du seuil avec l'axe des ordonnées ($I = 0$).

Comme le montre la Figure 27 nous trouvons un facteur de diode proche de 2, signifiant qu'au-dessous du seuil, le courant provient majoritairement de la génération-recombinaison des porteurs (recombinaisons radiatives ou non radiatives sur des défauts) [36]. Nous verrons plus en détail les différentes contributions au courant circulant dans la diode Laser lors de la modélisation de l'I-V au chapitre 4. Le facteur de diode suivi lors des essais de vieillissement accéléré pourra également apporter des informations sur l'apparition d'une dégradation, en fonction des phénomènes à l'origine du courant : par exemple l'augmentation du facteur de diode peut traduire un courant de fuite en surface du composant, la diminution peut être reliée à des mécanismes de diffusion.

- Résistance dynamique et résistance série

Au-delà du seuil de l'effet Laser, la densité de porteurs reste constante et égale à la valeur nécessaire pour atteindre ce seuil ; l'excédent du courant supplémentaire injecté étant utilisé pour l'émission

stimulée. Cela se traduit sur la caractéristique I-V par un comportement ohmique, mettant en évidence la résistance série du Laser. Cette résistance est due à la résistivité des matériaux et interfaces du semiconducteur, aux fils de bonding et contacts, aux broches du boîtier ainsi qu'aux pistes permettant d'accéder à ces broches. La valeur dépend fortement du système de mesure, il est préférable d'effectuer des mesures dites « 4 fils » au plus près du composant pour s'affranchir au maximum de la résistance des câbles. Comme on peut le remarquer sur la Figure 27, l'intersection du prolongement de la droite du $dV/dI(I)$ au-dessus du seuil correspond avec l'origine dans l'hypothèse où la contribution majoritaire au courant dans la jonction est liée à la résistance série [57]. Nous trouvons via le banc LISA des valeurs de résistance série comprises entre 0,4 et 0,5 Ω . La résistance série augmente très légèrement avec la température, en moyenne de 1 $m\Omega/^\circ C$. Ceci est lié à :

- La diminution de la conductivité électrique des éléments métalliques permettant d'alimenter la diode (contribution principale)
- La mobilité des porteurs qui, en diminuant avec la température, est proportionnelle à la conductivité [36].

II.2 Caractérisation sous vide

II.2.a Présentation du banc de test

Les caractérisations sous vide ont été réalisées sur le banc AdvEOVac qui a été spécialement développé pour le vieillissement et la caractérisation de composants et systèmes optoélectroniques sous ultravide. Une photographie de l'enceinte à vide est visible sur la Figure 29. Celle-ci a été conçue par AdvEOTec et réalisée en acier inoxydable. La pression de l'enceinte sans composant peut descendre jusqu'à 10^{-9} mbar et les caractérisations ont été menées sous une pression d'environ 10^{-7} mbar. Le pompage est réalisé au moyen d'un système de pompes sans utilisation d'huile, permettant de s'affranchir d'un éventuel problème de contamination organique si de l'huile parvenait à remonter jusqu'aux composants en phase de test.

L'enceinte contient une plaque de support pour les composants, pouvant être régulée entre $-30^\circ C$ et $75^\circ C$. Des traversées électriques et optiques permettent de contrôler et mesurer les caractéristiques des composants. Les équipements sont identiques à ceux utilisés sur LISA lors de la caractérisation sous air. Ils consistent donc en un OSA, un contrôleur de courant, une sphère intégratrice et son amplificateur, ainsi qu'un sourcemètre. Nous pouvons réaliser les mêmes mesures dans le vide et sous air : P-Q-V-I, spectre optique et I-V à bas niveau de courant. La zone de travail autour de l'enceinte est placée sous flux d'air laminaire offrant un environnement de classe 100.



Figure 29 : Enceinte à vide AdvEOVac

II.2.b Résultats de caractérisation des diodes Laser

Le système de mesure étant identique dans l'air et dans le vide, les incertitudes associées sont du même ordre de grandeur sur les deux bancs. Nous nous sommes intéressés alors à comparer les résultats de caractérisation dans l'air et dans le vide afin de déterminer si le vide peut avoir un impact sur les caractéristiques des composants. Ainsi les composants ont été placés dans l'enceinte et régulés en température. Notons que contrairement au vieillissement dans le vide, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 3, le boîtier des composants est resté intègre.

- **Influence du vide sur le spectre optique**

Un exemple de spectre optique pour une diode de pompe 980 nm caractérisée dans l'air et dans le vide est visible sur la Figure 30. Comme on peut le remarquer, la longueur d'onde centrale est identique dans l'air et dans le vide ce qui signifie que le vide ne joue pas de rôle sur la longueur d'onde d'émission du Laser. Seul le SMSR est inférieur dans le vide (5 dB d'écart), ceci étant dû aux pertes optiques supplémentaires induites par les connectiques des traversées étanches de l'enceinte (de l'ordre de 30 dB).

- **Caractéristiques P-Q-V-I**

Aucune différence notable n'a été observée sur les caractéristiques P-Q-V-I dans le vide en comparaison des mesures réalisées dans l'air quelle que soit la température. Les valeurs de la puissance optique P_{nom} dans l'air et dans le vide, mesurées à 25°C, sont rapportées à titre d'exemple dans le tableau suivant.

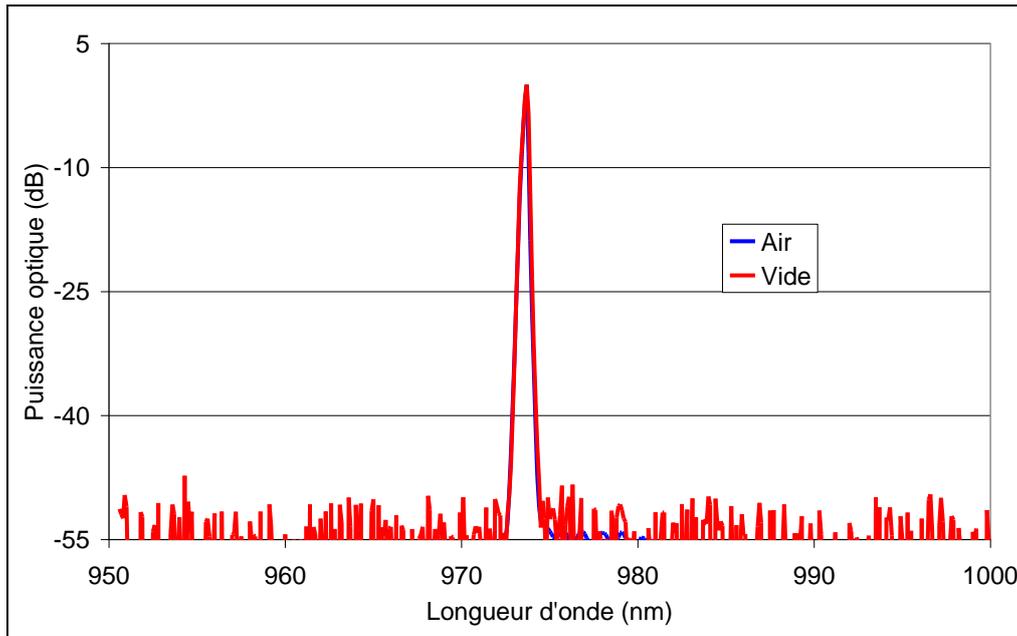


Figure 30 : Spectre optique dans l'air et dans le vide d'une diode 980 nm mesuré à 25°C

Référence de la pièce	89	126	160	188	408	606
P_{nom} dans l'air (mW)	268,5	305,8	287,0	307,6	318,7	264,4
P_{nom} dans le vide (mW)	270,0	308,1	294,7	311,9	323,1	264,8
Ecart (%)	0,6 %	0,8 %	2,7 %	1,4 %	1,4 %	0,2 %

Tableau 3 : Valeurs de P_{nom} mesurées à 25°C dans l'air et dans le vide

- **Caractéristiques électriques à faible niveau d'injection**

Un exemple de caractéristique I-V mesurée dans l'air puis dans le vide à 25°C est donné en Figure 31. Sur cette figure, les courbes sont superposées jusqu'au seuil, signifiant que le vide n'a également aucun effet sur les mécanismes de transport de charges dans le composant. Au-delà du seuil, la valeur de la résistance série n'est plus identique dans l'air et dans le vide (augmentation de 20%). Cela vient du fait que pour des raisons pratiques, la mesure de la caractéristique I-V dans le vide n'est pas réalisée en 4 fils jusqu'au composant. Ainsi on retrouve une chute de tension inhérente à la résistance des fils reliant la traversée électrique au composant.

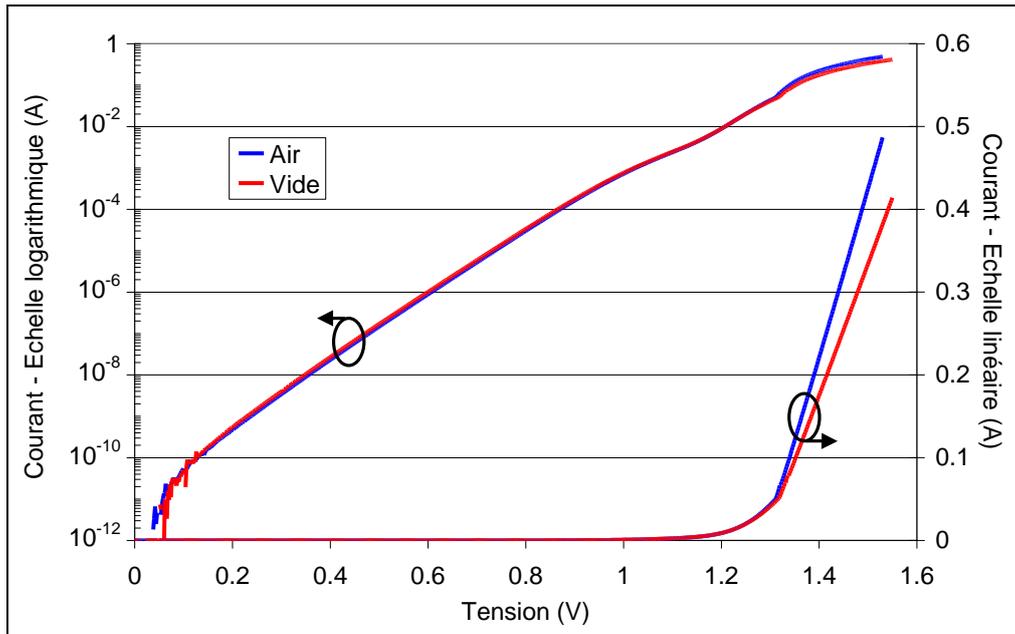


Figure 31 : Caractéristiques I-V d'un composant mesurées à 25°C dans l'air et dans le vide

Globalement, les caractéristiques électro-optiques des diodes Laser sont identiques dans l'air et dans le vide. Contrairement aux résultats des travaux publiés par Y. Durand *et al.* [107], où un décalage spectral vers le bleu de 0,15 nm est observé sur le spectre d'émission de diodes Laser émettant à 808 nm qui sont testées dans l'air puis dans le vide, nous n'observons pas de décalage du spectre d'émission des diodes de pompe 980 nm. La présence du réseau de Bragg dans la fibre optique des diodes de pompe 980 nm, contrairement aux diodes Laser de la référence [107], stabilise la longueur d'onde d'émission. Par conséquent, le résultat observé sur la Figure 30 est cohérent. Nous n'avons pas identifié dans la bibliographie de travaux portant sur l'étude de l'effet du vide sur les performances électro-optiques de diodes Laser, notamment les caractéristiques I-V et P-I. Etant donné que les résultats sont identiques dans l'air et dans le vide, cette étape de caractérisation prouve que l'enceinte de vieillissement sous vide AdvEOVac est adéquate pour tester les composants.

III. Photodiode InGaAs

Les caractéristiques électro-optiques des photodiodes ont été mesurées sous air sur le banc « BESS » (Banc de mEsure de la Sensibilité Spectrale). Une phase de métrologie, qui consiste à déterminer les erreurs de mesure liées à la répétabilité et la reproductibilité (R&R) a été menée au préalable pour discriminer les dérives des paramètres électro-optiques aux erreurs de mesure. Pour cela, deux opérateurs ont réalisé des mesures successives sur deux composants et après traitement statistique par la méthode de l'analyse de la variance, les erreurs liées aux incertitudes de mesure ont

été déterminées. Les caractéristiques électro-optiques des photodiodes ainsi que les incertitudes de mesures sous air sont présentées ci-dessous.

III.1 Présentation du banc de test

Contrairement aux diodes Laser, les photodiodes reçoivent de la lumière et doivent être polarisées en inverse pour augmenter la bande-passante (diminution de la capacité de la diode), indispensable pour des applications de monitoring de diodes de pompe. Le banc de caractérisation de photodiodes est donc basé, à l'opposé de celui des Lasers, sur une partie émission pour évaluer la réponse spectrale du composant et les pertes par réflexion. En parallèle, les propriétés électriques de la photodiode sont également analysées puisque des mesures du courant et du bruit d'obscurité, de la capacité et de la tension de claquage en inverse sont réalisées. En ce sens, un banc a été spécialement conçu pour réaliser ces mesures et le schéma synoptique du montage est représenté en Figure 32.

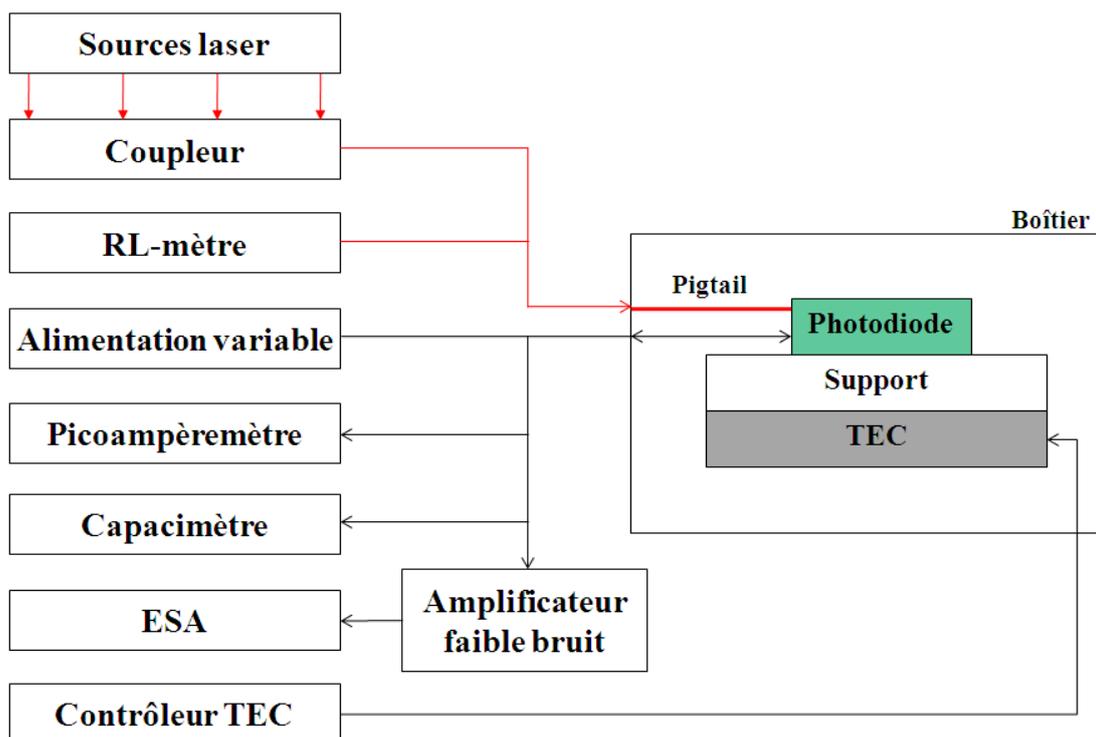


Figure 32 : Schéma synoptique du banc de caractérisation des photodiodes

Le composant est placé sur un support régulé en température via le TEC (*ThermoElectric Cooler*) et son contrôleur associé. La plage de température retenue pour l'étude est [0°C ;70 °C]. Le support de la photodiode est fixé dans un caisson thermique sous flux d'air sec disposant des traversées électriques et optiques adéquates pour interfacer le composant avec l'instrumentation. Quatre sources Laser

(980 nm, 1064 nm, 1310 nm et un Laser accordable 1520-1620 nm) sont reliées à un coupleur optique qui illumine le pigtail de la photodiode pour la mesure de la réponse spectrale. Notons que nous procédons à la calibration des sources Laser avant chaque mesure à l'aide d'une sphère intégratrice. La mesure des pertes par réflexion s'effectue grâce au RL-mètre (RL pour *Return Loss*). Il s'agit d'un instrument composé d'un émetteur et un détecteur qui éclaire le pigtail du composant et mesure la quantité de lumière réfléchi. Le banc dispose d'une alimentation variable et d'un picoampèremètre afin de polariser le composant et mesurer le photocourant lors de la caractérisation de la réponse spectrale et du courant d'obscurité. Notons également qu'il est possible de mesurer la capacité de la jonction via le capacimètre. Enfin, le banc dispose d'un analyseur de spectre électrique (ESA : *Electrical Spectrum Analyzer*) qui, lorsque le courant d'obscurité de la photodiode est amplifié, permet d'évaluer le spectre de bruit en basse-fréquences du composant.

III.2 Description des mesures réalisées

- **Caractérisations en obscurité : courant, bruit, capacité et tension de claquage**

- Courant d'obscurité

Dans l'obscurité, une photodiode est assimilable à une diode classique fonctionnant en régime inverse. Lorsqu'une tension est appliquée aux bornes du composant, un courant d'obscurité apparaît, résultant de différents phénomènes physiques, en fonction de la structure (matériaux, dopage, dimensions), de la température et de la valeur du champ électrique : diffusion, recombinaison, effet tunnel, effet Poole-Frenkel... [36],[73],[108]. Le suivi du courant d'obscurité lors d'un essai permet donc d'observer les différentes contributions et d'analyser l'origine des dérives. La mesure de la caractéristique I-V en obscurité d'une photodiode est réalisée au moyen de l'alimentation variable et du picoampèremètre. La plage de tension s'étend de -10 V à +0,5 V avec une incertitude de mesure de 2 mV. La mesure du courant au moyen du picoampèremètre est possible jusqu'à 1 pA, l'incertitude de la mesure évaluée lors de la R&R s'établit autour de $\pm 1,6$ pA pour un courant de 100 pA.

- Bruit de courant d'obscurité

Le bruit d'obscurité d'une photodiode s'apparente aux fluctuations spontanées de courant qui s'ajoutent aux contributions du courant d'obscurité [36]. En général on observe plusieurs sources de bruit qui se distinguent selon leur dépendance au courant, à la température ou à la fréquence. Le bruit blanc, c'est-à-dire qui ne varie pas avec la fréquence, est composé de deux sources : le bruit de grenaille (pour la basse fréquence) et le bruit thermique. Le bruit thermique provient de l'agitation thermique des porteurs alors que le bruit de grenaille est dû au fait que le courant n'est pas strictement continu mais provient du passage de charges électriques discrètes à travers la zone de charge d'espace. On peut écrire l'expression de la densité spectrale moyenne de bruit blanc en fonction du courant, de la température et de la résistance de shunt R_{sh} qui représente ici la résistance dynamique de la jonction

polarisée en inverse, en parallèle de la résistance due à la passivation technologique du cristal qui constitue la photodiode. La densité spectrale (en A^2/Hz) s'écrit en appliquant les lois de Schottky et Nyquist :

$$\langle i_n^2 \rangle = \frac{4kT}{R_{sh}} + 2qI \quad (30)$$

La valeur efficace ramenée à l'unité de bande du bruit de courant d'obscurité est, par définition, une grandeur extrêmement faible (inférieure au pA/\sqrt{Hz}) ; il est donc nécessaire de l'amplifier pour la détecter. Pour cela, on utilise un amplificateur transimpédance dont le schéma électrique est visible sur la Figure 33.

La résistance R_{FB} de contre-réaction, de l'ordre de $10\text{ M}\Omega$, détermine le gain de conversion (V/A) de l'amplificateur. La sortie de l'amplificateur est adaptée en $50\ \Omega$ avec l'entrée de l'analyseur de spectre. Par ailleurs toutes les mesures sont réalisées à 70°C car pour des températures inférieures, certaines photodiodes présentaient un bruit trop faible pour être détecté. Le schéma de bruit équivalent du montage, visible sur la Figure 34, représente les différentes sources de bruit d'un amplificateur transimpédance.

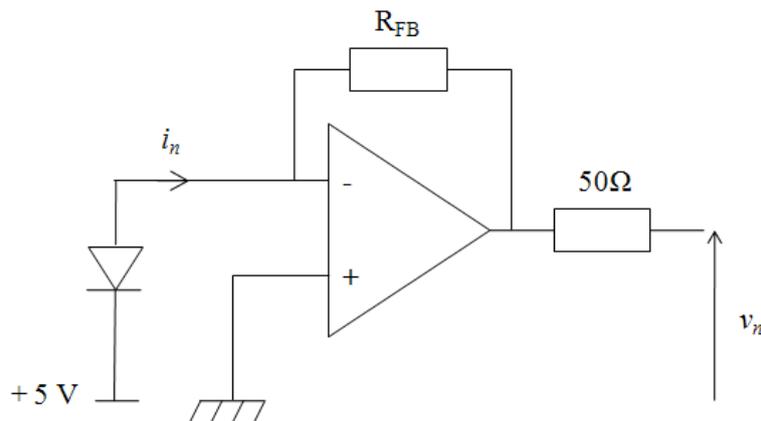


Figure 33 : Schéma électrique de l'amplificateur transimpédance utilisé pour la mesure de bruit

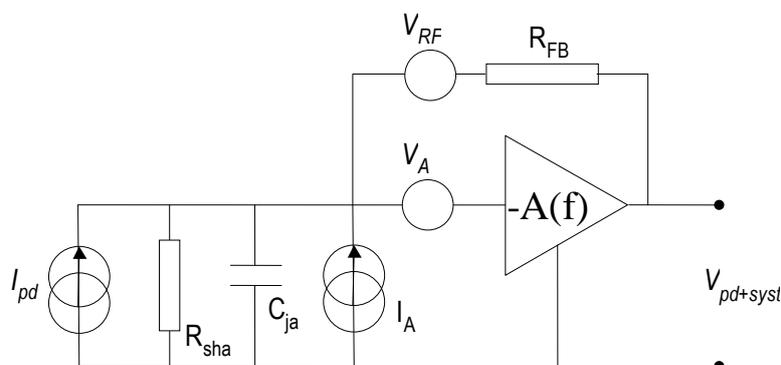


Figure 34 : Schéma équivalent de bruit de la photodiode et de l'amplificateur

La résistance R_{FB} génère un bruit thermique V_{RF} et amplifie également grâce à l'amplificateur opérationnel le bruit en tension V_A et en courant I_A de l'entrée de l'amplificateur. En boucle ouverte, lorsque la photodiode n'est pas reliée à l'entrée de l'amplificateur, I_A et V_A sont négligeables. Le bruit propre au montage amplificateur est uniquement lié au bruit thermique de la résistance R_{FB} . La densité spectrale de bruit de l'amplificateur est donc égale à $4kT/R_{FB}$. Afin de déterminer le bruit de la photodiode, il faut donc soustraire au bruit total mesuré, le bruit de l'amplificateur mesuré en boucle ouverte.

L'acquisition du spectre de bruit n'est techniquement pas possible au début des essais à cause d'un problème de communication entre les instruments. La valeur de bruit à 30 Hz a été suivie tout au long des essais afin d'estimer les dérives du bruit des photodiodes. Cette valeur a été choisie car il s'agit d'une fréquence basse, comprise entre 20 Hz (fréquence minimale de l'ESA) et 50 Hz (fréquence du secteur, qui apporte des perturbations électriques).

Certains auteurs ont également observé une composante de bruit en $1/f$ à basse fréquence lors de la caractérisation de photodiodes [109],[110]. Ce bruit peut être généré par exemple par la fluctuation de la mobilité des porteurs dans le semiconducteur (diffusion sur des impuretés) ou encore par une variation de la vitesse de recombinaison des porteurs en surface ou au niveau des interfaces [111]. Pour des photodiodes InGaAs/InP, une source de bruit de type RTS (*Random Telegraph Signal*) a déjà été observée [112]. Ce bruit, lié à des processus de piégeage de porteurs sur des défauts, se manifeste par des fluctuations temporelles du courant d'obscurité et pourrait se traduire spectralement par un bruit en $1/f$ lorsque le courant de fuite est élevé [113].

Comme on peut le remarquer dans le Tableau 4, les valeurs de bruit typiques mesurées sur une photodiode sont du même ordre de grandeur que le bruit blanc, qui a été calculé grâce à l'équation (30). Ainsi le bruit de la photodiode n'a que deux composantes : le bruit de grenaille et le bruit thermique. Aucune contribution dépendante de la fréquence n'est mesurée. Pour confirmer ce résultat, le courant d'obscurité d'une photodiode a été mesuré à 70°C et -5 V pendant 8 heures afin de mettre en évidence du bruit RTS. Le suivi du courant est visible sur la Figure 35. Contrairement aux références [112],[113] nous n'observons pas de fluctuations du courant d'obscurité, ce qui est en accord avec l'absence de bruit en $1/f$ sur le spectre de bruit.

Fréquence (Hz)	25,2	30,2	71,5	81	99,9	Bruit blanc
Bruit (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	$7,5 \times 10^{-14}$	$1,6 \times 10^{-14}$	$5,9 \times 10^{-14}$	$8,3 \times 10^{-13}$	$1,5 \times 10^{-13}$	$3,2 \times 10^{-14}$

Tableau 4 : Valeurs de bruit mesurées sur une photodiode

La mesure de bruit n'est pas autant répétable que d'autres mesures (telles que l'I-V ou la réponse spectrale). Les valeurs du bruit à 30 Hz mesuré quatre fois sur deux composants sont visibles dans le Tableau 5. Celui-ci peut varier d'un facteur 10 entre deux mesures. L'incertitude de la mesure,

obtenue grâce à une étape de R&R, est de l'ordre de $\pm 100\%$. Le bruit est fortement sensible aux perturbations dans le matériau et une augmentation notable du niveau de bruit est probable en fonction de l'état de dégradation du composant.

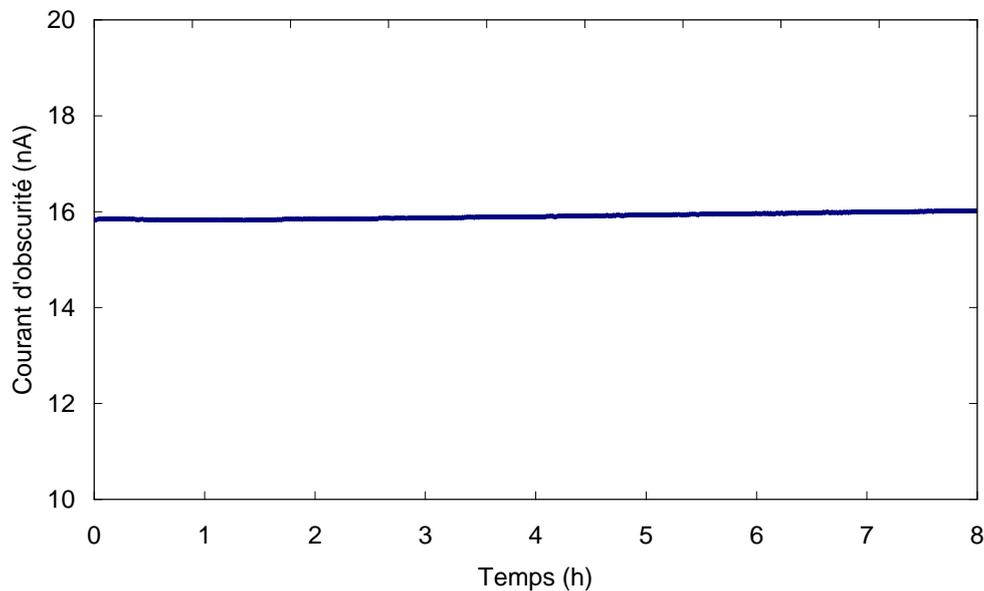


Figure 35 : Suivi en temps réel du courant d'obscurité d'une photodiode à 70°C et -5 V

Référence de la pièce	i_{n1} (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	i_{n2} (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	i_{n3} (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	i_{n4} (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	Moyenne (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	Ecart-type (A/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
75	$2,1 \times 10^{-13}$	$2,8 \times 10^{-13}$	$6,2 \times 10^{-13}$	$3,4 \times 10^{-13}$	$3,6 \times 10^{-13}$	$1,8 \times 10^{-13}$
698	$1,7 \times 10^{-12}$	$9,0 \times 10^{-13}$	$5,7 \times 10^{-13}$	$8,7 \times 10^{-12}$	$3,0 \times 10^{-12}$	$3,9 \times 10^{-12}$

Tableau 5 : Valeurs de courant de bruit du courant d'obscurité mesurées sur deux composants à quatre reprises à 70°C et -5 V

- Capacité de jonction

Lorsque la photodiode est polarisée en inverse, on applique un *petit-signal* (tension sinusoïdale de 1 MHz et 0,1 V d'amplitude, superposée à la tension de polarisation de la photodiode) pour moduler la largeur de la zone de charge d'espace et donc pouvoir mesurer la capacité de la jonction C_J . Celle-ci peut s'exprimer en fonction des taux de dopage de l'hétérojonction, dont l'architecture est décrite dans le premier chapitre, en considérant que la jonction est abrupte [36],[73] :

$$C_J(V) = \sqrt{\frac{qN_D N_A \epsilon_D \epsilon_A}{2(\epsilon_D N_D + \epsilon_A N_A)(V_{bi} - V)}} \quad (31)$$

où N_D représente la concentration de dopants côté N, N_A la concentration de dopants côté P, ϵ_D la permittivité du matériau dopé N, ϵ_A la permittivité côté P et V_{bi} représente la tension de diffusion. Le suivi de la capacité permet donc d'obtenir des informations sur les propriétés du matériau tout au long des essais.

La capacité en fonction de la tension (C-V) est mesurée au moyen d'une alimentation variable et d'un capacimètre. L'incertitude de mesure, obtenue par une phase de R&R, s'établit à ± 66 fF pour des grandeurs de l'ordre de 6 pF.

- Tension de claquage

La tension de claquage de la diode est définie comme étant la valeur de la tension en inverse lorsque le courant atteint 1 μ A [82],[114]. En général le claquage d'une jonction signifie qu'à partir d'une certaine tension, elle conduit une importante quantité de courant. Ce mécanisme peut endommager le composant si le courant est trop important et que l'intensité du champ électrique dépasse celle du champ critique du matériau semiconducteur. Trois phénomènes de claquage peuvent être observés : instabilité thermique, multiplication par effet d'avalanche et effet tunnel [36]. Les deux premiers phénomènes ne sont pas observés lors de la caractérisation des photodiodes de cette étude car ils suggéreraient une destruction du composant lors de l'essai (instabilité thermique menant à un claquage irréversible de la jonction) ou des valeurs de tension trop importantes (multiplication par avalanche). Nous verrons dans la partie résultats que la principale contribution au courant d'obscurité près de la tension de claquage est le transfert des charges par effet tunnel au travers de la bande interdite de l'InGaAs.

Pour mesurer cette tension, nous utilisons le même montage que pour la mesure de la caractéristique I-V. La tension inverse est incrémentée et la valeur de la tension lorsque le courant atteint 1 μ A est conservée. Les incertitudes de mesure obtenues pour un courant de 1 μ A lors d'une phase de R&R sont de $\pm 0,16$ nA.

• **Caractérisations optiques : réponse spectrale et pertes par réflexion**

- Réponse spectrale

La mesure de la sensibilité d'une photodiode apporte des informations sur les performances de transduction du composant à transformer l'énergie optique en énergie électrique. Elle dépend de plusieurs paramètres tels que l'absorption du matériau, la transmittance de la couche de passivation, la durée de vie des porteurs... [16] De plus, s'agissant de la fonctionnalité principale d'une photodiode, son suivi tout au long des essais est primordial pour s'assurer que le composant ne s'est pas dégradé. Expérimentalement, quatre Lasers sont couplés grâce à un multiplexeur dans un cordon optique monomode (SMF) connecté au pigtail de la photodiode. Avant chaque mesure, nous calibrons les

sources grâce à une sphère intégratrice pour connaître la puissance optique injectée sur le composant. La mesure du photocourant est réalisée au moyen du picoampèremètre. Grâce à une étape de R&R, l'incertitude de mesure est estimée à $\pm 4\%$ à 25°C et 1560 nm .

- Pertes par réflexion

Les pertes par réflexion quantifient la proportion de lumière réfléchi par le composant (photodiode et pigtail). Les performances du RL-mètre permettent de mesurer ces pertes jusqu'à -60 dB mais si l'on rajoute les réflexions supplémentaires du cordon optique reliant l'instrument au pigtail de la photodiode, la limite s'établit autour de -57 dB . Pour information, le fabricant des photodiodes indique des valeurs inférieures à -64 dB . Une dégradation de la fibre ou de la couche d'antireflet des photodiodes devrait se traduire par une augmentation des pertes par réflexion. La valeur mesurée doit alors être supérieure à -57 dB .

III.3 Résultats de caractérisation

Dans cette partie nous présentons les principales caractéristiques des composants, et notamment les paramètres qui sont suivis durant les essais. Notons que la valeur de la tension nominale a été fixée à -5 V en accord avec les caractéristiques données par le fabricant du composant.

D'après l'équation (22), la température du boîtier et de la jonction sont égales en obscurité puisque le courant est inférieur à 10 nA (pas d'échauffement dû au passage du courant). Les conductivités thermiques du boîtier en KOVAR (17 W/m/K), de l'InP (68 W/m/K) et de l'AlN (285 W/m/K) étant élevées, la distance entre la jonction et le boîtier étant courte (quelques mm), le gradient de température entre la zone active et le boîtier est négligeable.

Sous éclairage, l'absorption de lumière et la circulation du photocourant provoquent un échauffement de la photodiode. Par conséquent la température du boîtier sera différente de celle de la jonction.

- **Caractéristiques sous obscurité**

- Courant d'obscurité

Un exemple de caractéristiques courant d'obscurité-tension est présenté en Figure 36 pour trois valeurs de température.

Comme on peut le remarquer, le courant augmente avec la valeur absolue de la tension, mais également avec la température. La forme de la caractéristique I-V n'est d'ailleurs pas la même selon la température, suggérant que certains phénomènes physiques sont prépondérants pour une plage de température donnée. L'analyse et la modélisation des caractéristiques I-V seront détaillées dans le chapitre 4.

A partir de ces caractéristiques la résistance de shunt R_{sh} à -5 V, définie comme étant l'inverse de la pente de la caractéristique I-V, peut être extraite. Cette résistance intervient dans le calcul du bruit blanc présenté dans l'équation (30). En exprimant la dépendance de R_{sh} avec la température nous trouvons une loi similaire à celles obtenues pour le courant de seuil et le rendement des Lasers dans les équations (24) et (26) :

$$R_{sh}(T_j) = R_{sh0} \exp\left(-\frac{T_j}{T_2}\right) \quad (32)$$

où R_{sh0} est un paramètre dépendant du composant et T_2 est la température caractéristique de la résistance de shunt. Un exemple est donné sur la Figure 37, pour quatre composants.

On peut exprimer l'équation (32) différemment comme suggéré par O.K. Kim *et al.* en fonction de la température [115]:

$$R_{sh}(T_j) = R'_{sh0} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right) \quad (33)$$

où ΔE_a correspond à l'énergie d'activation thermique du même ordre de grandeur (0,54 eV) que celle obtenue dans la référence [115].

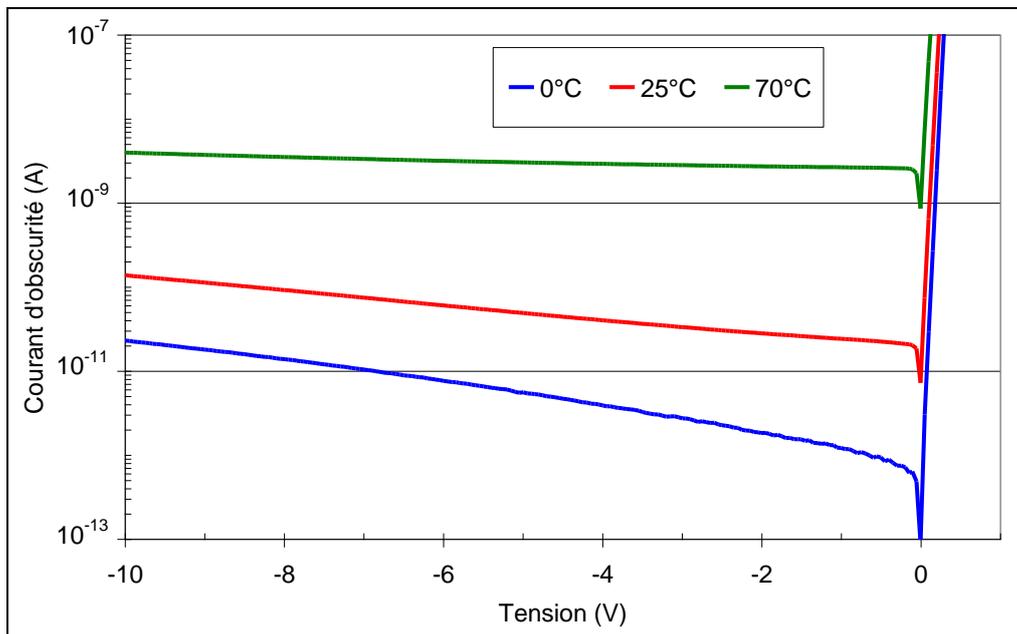


Figure 36 : Caractéristiques I-V en obscurité d'une photodiode en température

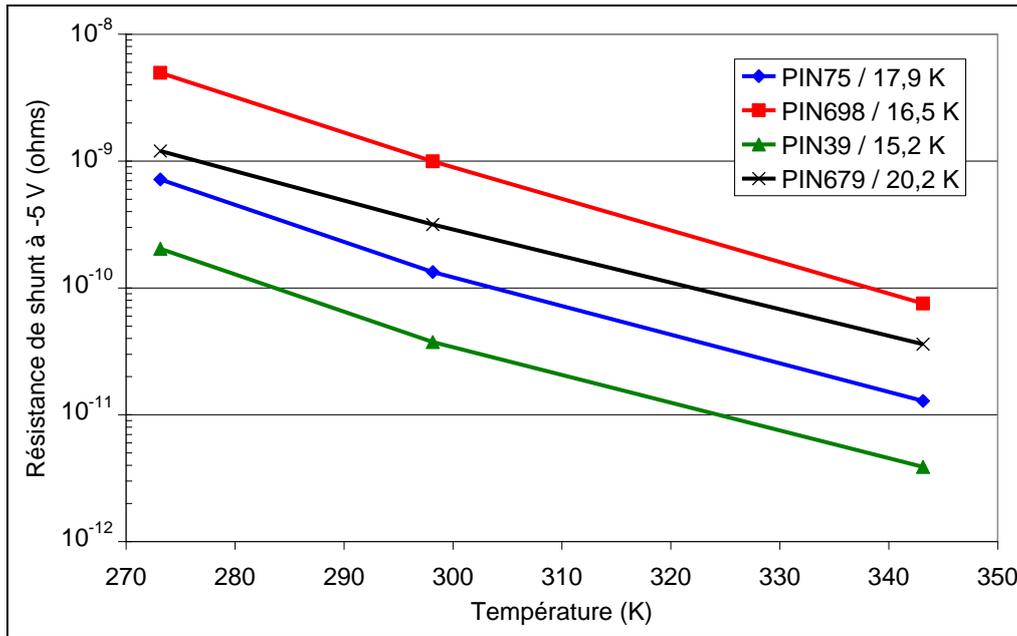


Figure 37 : Variation de la résistance de shunt avec la température pour quatre composants. La valeur de la température caractéristique est précisée dans l’encadré de la figure.

- Bruit de courant d’obscurité

Comme précisé dans la partie précédente, si les contributions au bruit d’obscurité sont essentiellement du bruit blanc, il est possible de calculer à partir de la caractéristique I-V le niveau du bruit blanc, et de le comparer avec les résultats expérimentaux.

Le tableau suivant rapporte les valeurs du courant d’obscurité, de la résistance de shunt et du bruit blanc ainsi calculé, avec celles du bruit mesuré, le tout à 70°C. Comme on peut le remarquer le niveau de bruit mesuré semble très légèrement supérieur au niveau de bruit calculé. Mais comme les incertitudes sur la mesure du bruit sont de l’ordre de 100 % et qu’aucune dépendance en fréquence n’est visible dans le Tableau 4, cette différence n’est pas significative.

Référence de la pièce	75	698
Courant d’obscurité (nA)	16	3,1
Résistance de shunt (GΩ)	1,2	7,1
Bruit calculé (A/√Hz)	$7,1 \times 10^{-14}$	$3,1 \times 10^{-14}$
Bruit mesuré (A/√Hz)	$9,2 \times 10^{-14}$	$4,2 \times 10^{-14}$
Ecart de bruit mesuré par rapport au bruit calculé	30%	35%

Tableau 6 : Valeurs de courant d’obscurité, résistance de shunt, bruit calculé selon (30) et bruit mesuré à 70°C pour deux composants

- Capacité de jonction

Un exemple de caractéristiques C-V mesurées à trois températures pour un composant est donné sur la Figure 38.

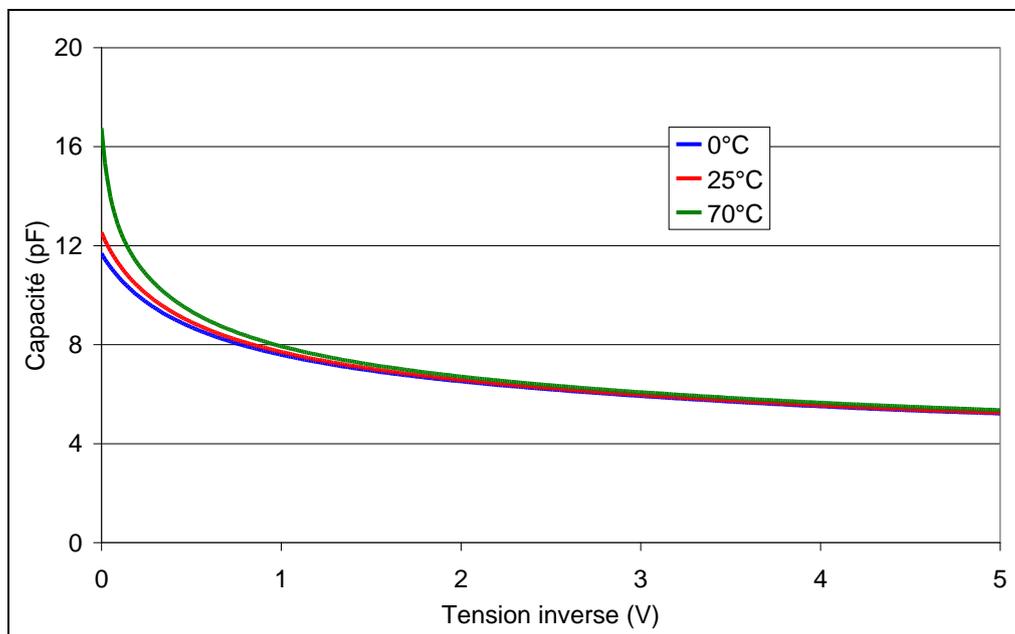


Figure 38 : Caractéristiques C-V d'un composant en température

Comme on peut remarquer sur cette figure, la capacité ne varie plus beaucoup lorsque la tension dépasse -3 V ; on peut donc en déduire que la jonction est totalement déplétée pour cette tension. Par ailleurs la dépendance en température à -5 V est quasiment inexistante, seule la capacité pour des tensions inverses comprises entre 0 et 1 V varie avec la température. Cela vient du fait que dans l'équation (31), au premier ordre seule la tension de diffusion varie avec la température. De ce fait, lorsque la tension est du même ordre de grandeur que la tension de diffusion, on observe la variation en température de cette dernière.

De nombreux auteurs ont extrait le profil de dopage d'une hétérojonction à partir de la caractéristique C-V [116]-[118]. En effet, la concentration de dopants $n(V)$ est directement reliée à la valeur de la capacité par :

$$n(V) = \frac{-2}{q\epsilon_s A^2} \left[\frac{d}{dV} \frac{1}{C_j(V)^2} \right] \quad (34)$$

où A représente la surface de la jonction et ϵ_s la permittivité. On retrouve alors le profil de dopage en x en fonction de la valeur de la capacité en x en combinant l'équation (34) avec la formule suivante :

$$x(V) = \frac{\epsilon_s A}{C_j(V)} \quad (35)$$

Ainsi la mesure de la capacité rend compte de la variation de la densité de charges à la limite de la zone déplétée, la tension régissant la largeur de cette zone. Nous obtenons pour l'InGaAs un dopage de l'ordre de $1 \text{ à } 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. En revanche, il a été impossible d'extraire la valeur du dopage de la couche *P* car lorsque l'on applique la tension minimale de l'instrument (1 mV), la valeur de la capacité est trop faible pour que la valeur de *x* dans l'équation (35) soit égale à 0,1 μm (épaisseur de la couche d'InP). Ceci est sûrement dû à la différence de dopage entre les deux couches, la couche d'InGaAs étant plus facilement déplétée (10^{15} cm^{-3}) que l'InP (10^{18} cm^{-3}).

- Tension de claquage

La caractéristique I-V d'une photodiode, tracée entre 0 et -40 V est représentée sur la Figure 39. La variation en température de la tension de claquage (V_{BR}) est rapportée dans le Tableau 7 pour quelques composants. Celle-ci est au premier ordre linéaire et la pente est quasi-identique quel que soit le composant.

L'augmentation brutale du courant constatée sur la Figure 39 est probablement liée à l'effet tunnel des électrons entre la bande de valence et de conduction lorsque le potentiel est largement supérieur à l'énergie du bandgap de l'InGaAs [119],[120], mais peut-être également due à un claquage par phénomène de multiplication par avalanche des porteurs [36].

Référence de la pièce	75	698	3	366	72
V_{BR} à 0°C (V)	41,4	42,8	41,2	43,5	41,7
V_{BR} à 25°C (V)	40,5	41,8	41,0	42,5	40,7
V_{BR} à 70°C (V)	38,8	40,0	39,2	40,7	39,0
Pente (mV/K)	-37	-39	-39	-41	-38

Tableau 7 : Variation de la tension de claquage avec la température

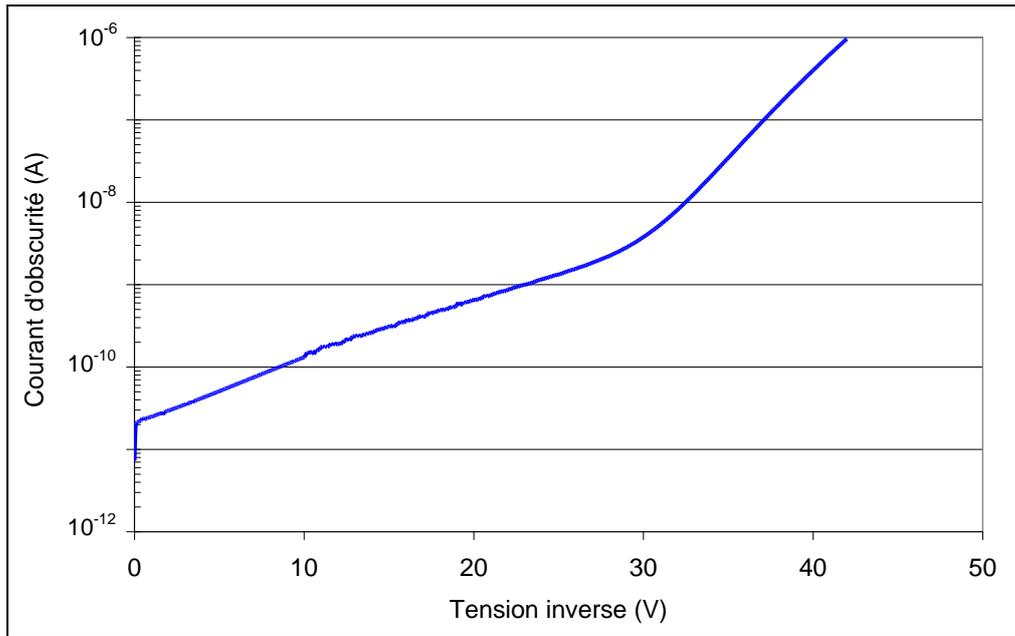


Figure 39 : Caractéristique courant-tension inverse d'un composant à 25°C montrant le phénomène de claquage à partir de -30 V

Afin de déterminer l'origine du courant, nous avons tracé la variation du courant d'obscurité à tension constante (-35 V) en fonction de $E_g^{3/2}$ (où E_g est l'énergie du bandgap dont la valeur varie avec la température) comme le suggèrent Forrest *et al.* [119]. Le résultat est visible sur la Figure 40. La dépendance en température du bandgap a été déterminée à partir des résultats de Paul *et al.* [121]. Le courant d'obscurité varie linéairement avec $E_g^{3/2}$ ce qui signifie qu'il s'agit bien d'un phénomène de claquage.

Nous avons ensuite calculé la tension de breakdown par avalanche donnée en fonction de E_g et du dopage selon la formule empirique proposée par Sze :

$$V_{BR} \approx 60 \left(\frac{E_g}{1.1 \text{ eV}} \right)^{3/2} \left(\frac{N_D}{10^{16} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-3/4} \quad (36)$$

Nous obtenons un V_{BR} de l'ordre de 80 V ce qui est largement supérieur à ce que l'on a pu observer expérimentalement et laisserait supposer que le phénomène de claquage n'est pas dû à la multiplication par avalanche.

Ce résultat est confirmé par les résultats de Y. Le Bellego, qui obtient une valeur de la tension de claquage par avalanche, pour des dopages supérieurs à $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, inférieure à la tension de claquage par effet tunnel dans l'InGaAs [120]. Ainsi le phénomène de claquage observé sur la Figure 39 est donc très probablement relié à l'effet tunnel des porteurs à travers la bande interdite. Le diagramme de bande de la photodiode, illustrant ce phénomène, est représenté en Figure 41.

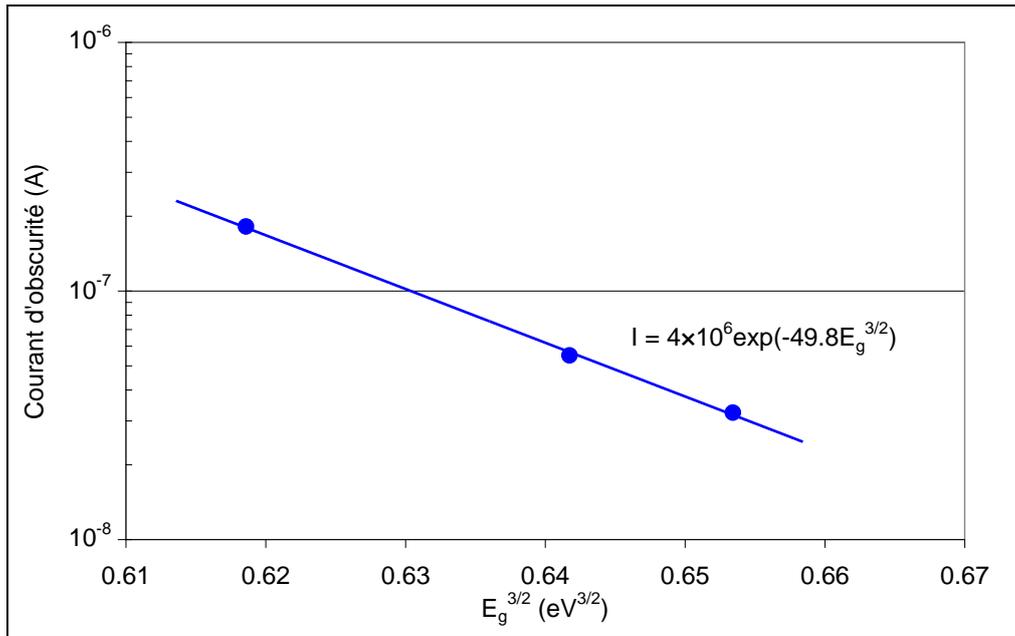


Figure 40 : Evolution du courant d'obscurité pour une tension de -35 V en fonction de la largeur de la bande interdite

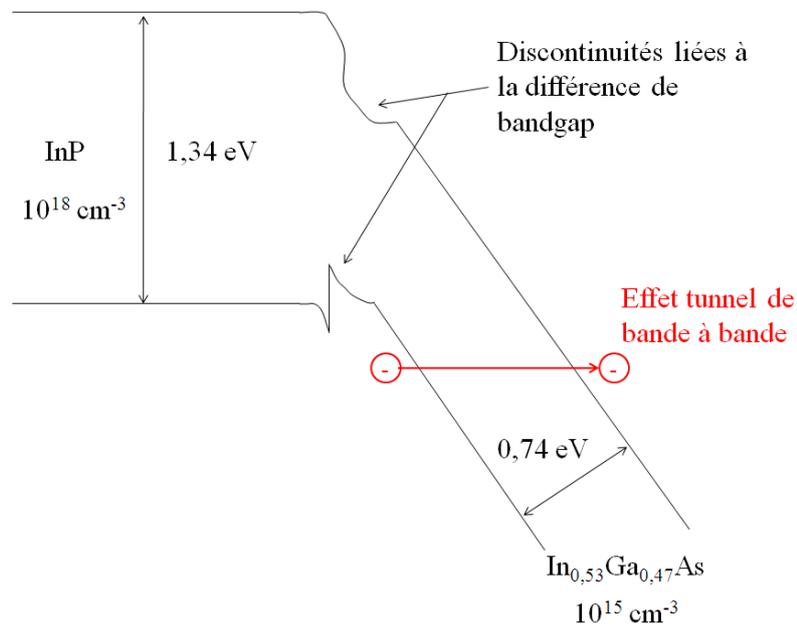


Figure 41 : Représentation schématique du diagramme de bandes au niveau de l'hétérojonction illustrant la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction par effet tunnel. La courbure des bandes dans l'InGaAs est liée à la forte polarisation (-35 V) et à la différence de concentration de dopants des deux couches

- **Caractéristiques optiques : réponse spectrale**

Un exemple de spectre optique à trois températures du boîtier (0°C, 25°C et 70°C) est visible sur la Figure 42.

Comme on peut le remarquer sur cette figure, la sensibilité augmente avec la longueur d'onde, est maximale autour de 1580 nm avec 1 A/W et décroît au-delà. La dépendance en température est négligeable, sauf si l'on s'intéresse aux longueurs d'onde supérieures à 1600 nm pour lesquelles la variation avec la température est alors régie par celle de l'énergie de la bande interdite.

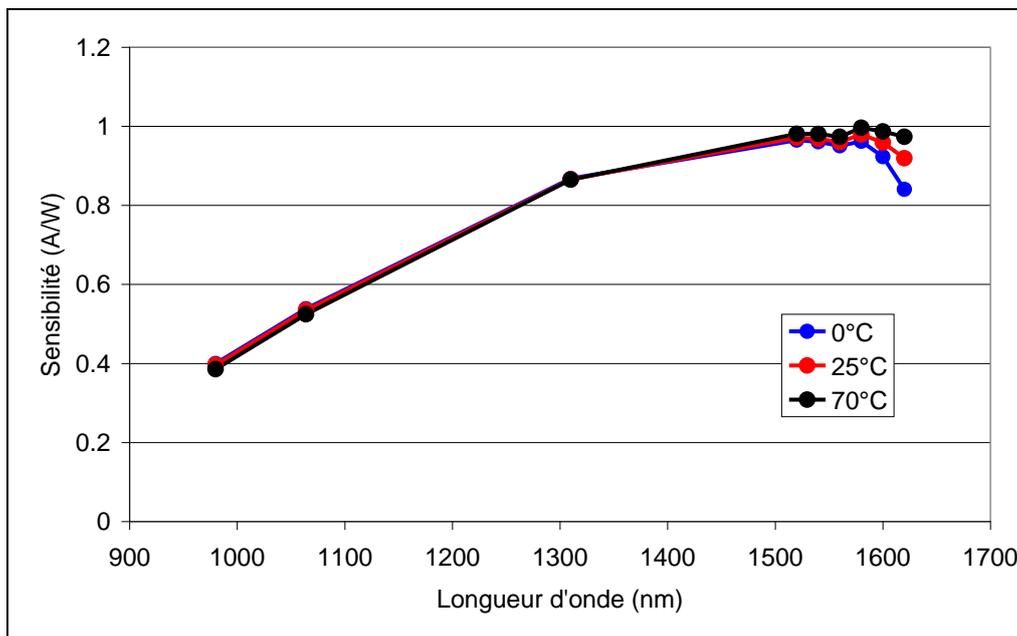


Figure 42 : Réponse spectrale d'une photodiode en température

III.4 Conclusion

Dans ce second chapitre, les caractéristiques électro-optiques des diodes Laser de pompe et des photodiodes InGaAs ont été présentées. Les principaux résultats obtenus sont résumés ci-dessous :

- Les bancs de caractérisation des composants ont été présentés : « LISA » pour la caractérisation sous air des diodes Laser, « AdvEOVac » pour la caractérisation sous vide des diodes Laser et « BESS » pour la caractérisation des photodiodes. La cohérence entre les résultats présentés dans ce mémoire et ceux publiés dans la bibliographie valide l'utilisation de ces bancs pour la caractérisation des composants.
- Le domaine optimal de sureté (SOA) des diodes Laser a été déterminé à partir des caractéristiques du spectre d'émission en fonction de la température. La plage de température

ainsi obtenue s'étend de -8°C jusqu'à 65°C . Sur cette gamme, le SMSR est supérieur à 10 dB et la puissance dans la bande est supérieure à 80%.

- Les mesures réalisées sur les diodes Laser sont : caractéristiques P-Q-V-I, I-V et spectre optique. Le courant nominal est fixé à 500 mA ce qui correspond à une puissance optique d'environ 300 mW à 25°C . La dépendance en température du courant de seuil et du rendement du Laser a également été déterminée.
- Les photodiodes InGaAs ont été caractérisées sous obscurité (courant, bruit, capacité et tension de claquage) et sous éclairage (réponse spectrale et pertes par réflexion). Le courant d'obscurité de ces photodiodes est de 10^{-10} A à 25°C et -5V. Le niveau de bruit ne varie pas avec la fréquence et reste équivalent au niveau du bruit blanc. La réponse spectrale est maximale à 1580 nm avec une sensibilité de 1 A/W.
- Les caractéristiques électro-optiques des diodes Laser mesurées dans le vide et dans l'air sont identiques. Un écart maximal de 2,7% est obtenu entre la valeur de la puissance optique d'un composant sous air et sous vide. La caractéristique I-V sous le seuil, ainsi que le spectre optique des diodes Laser sont superposés sous air et sous vide. Ceci prouve que le banc AdvEOVac est approprié pour tester les composants sous vide.

L'objectif de l'étude des caractéristiques électro-optiques réside dans le suivi des paramètres tout au long des essais, afin de pouvoir observer une éventuelle défaillance. Les conditions d'essai dépendent de l'environnement spatial tel qu'il a été décrit dans le premier chapitre. La simulation de l'environnement spatial et de l'effet des perturbations liées à cet environnement sur le composant sont présentés dans le prochain chapitre.

Chapitre 3

Synthèse des résultats des vieillissements accélérés des diodes Laser
980nm et des photodiodes InGaAs pour le spatial

I. Introduction

Ce troisième chapitre a pour objectif de présenter les résultats des différents essais accélérés menés sur les diodes Laser 980 nm et les photodiodes InGaAs afin d'évaluer leur fiabilité pour des applications spatiales. Les composants ont été répartis selon trois groupes d'essais :

- Le groupe irradiation dans lequel les diodes Laser et les photodiodes sont irradiées par des rayons gamma et des flux de protons. Un vieillissement accéléré en stockage actif sera ensuite réalisé pour estimer l'impact des radiations sur la fiabilité des composants.
- Le groupe vieillissement sous vide dans lequel des diodes Laser sont vieilles sous atmosphère contrôlée et à basse pression ($<10^{-7}$ mbar).
- Le groupe thermomécanique (appelé également climato-thermique) où la robustesse des assemblages des diodes Laser et des photodiodes est testée.

Pour chacun de ces groupes, dans un premier temps, nous procéderons à une analyse bibliographique puis nous présenterons les conditions d'essais menés lors de cette étude et les résultats associés. Enfin nous proposerons une première phase d'analyse qualitative qui a pour objectif de poser les bases d'une analyse plus complète et quantitative qui sera alors présentée dans le Chapitre 4.

II. Simulation de l'environnement radiatif spatial

II.1 Techniques d'irradiation

L'environnement radiatif spatial est constitué essentiellement de protons, d'électrons et d'ions lourds, comme décrit dans le chapitre 1. L'interaction de ces particules avec la matière se traduit par des effets transitoires (on parle alors d'évènement à effet singulier ou SEE) et des effets permanents sur le composant (effet ionisant ou de déplacement) [122].

Les effets transitoires concernent peu les composants optoélectroniques, seuls les photodétecteurs utilisés dans des bus optiques peuvent être perturbés temporairement par le passage d'une particule chargée et ceci se traduit par une augmentation du taux d'erreur binaire (BER) [123]. Le composant lui-même ne se dégradant pas lors d'un SEE (ce n'est pas le cas d'autres composants électroniques tels que les mémoires ou les circuits logiques), nous négligerons l'effet des SEE sur les performances d'un composant optoélectronique.

Les effets permanents provoqués par l'interaction d'une particule avec la matière sont de deux sortes : ionisation et déplacement atomique [122]. Les ions lourds étant peu présents dans l'espace (1% des ions des rayons cosmiques), les effets permanents consécutifs à leur passage dans un

composant ne sont pas pris en compte. Les protons et les électrons sont des particules chargées possédant une certaine énergie ; de ce fait leur interaction avec la matière, outre l'émission de particules supplémentaires, se caractérise inévitablement par un transfert d'énergie dans le matériau cible. De manière générale, les études spécifiques de l'impact des radiations sur les performances des composants se focalisent sur la quantité d'énergie déposée dans le matériau ainsi que la nature du processus de transfert. La grandeur associée correspond donc à la quantité d'énergie déposée par unité de masse et est équivalente à une dose [124]. Concernant les processus d'ionisation du matériau, on se réfère donc à la dose ionisante (Total Ionizing Dose ou TID) tandis que la dose non-ionisante (appelée également dose de dégradation par déplacement atomique ou DDD) quantifie les processus de déplacement atomique. Nous allons maintenant nous intéresser aux phénomènes physiques mis en jeu lors d'une irradiation selon le type de dose déposée considéré ainsi que les moyens d'essai nécessaires et les conséquences sur le matériau et au niveau du composant.

II.1.a Dose ionisante

Lorsqu'une particule chargée rencontre un atome, elle transfère la majeure partie de son énergie aux électrons du cortège électronique en les séparant de leur atome d'origine. Des paires électron-trou sont par conséquent créées et on parle alors de dose ionisante déposée. Les électrons libérés vont à leur tour interagir avec les atomes aux alentours et si l'énergie est suffisante le processus d'ionisation va recommencer. Par ailleurs, l'interaction des électrons avec le champ électrique des atomes cibles produit l'émission d'un photon gamma. Ce phénomène est appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung et les photons créés vont à leur tour ioniser la matière par émission d'électrons secondaires en interagissant avec le matériau. Ainsi la dose ionisante correspond à la quantité d'énergie déposée par des particules chargées par éjection des électrons du cortège et rayonnement de freinage. Dans le cadre du domaine du spatial, on définit la dose ionisante D_I en rad (100 rad égale 1 Gy) comme étant :

$$D_I = \Phi \cdot LET \quad (37)$$

où Φ est la fluence et LET est le *Linear Energy Transfer* qui correspond, au premier ordre, à la somme des pouvoirs d'arrêt par ionisation et donc dépend du matériau [124]. Pour des matériaux semiconducteurs, on exprime la dose ionisante dans le silicium, soit la quantité d'énergie déposée par gramme de silicium, représentée en rad(Si). Cela permet de comparer les doses pour tout type de technologies confondues. Rigoureusement, il faudrait tenir compte de la densité du matériau cible si l'on veut estimer la valeur de la dose déposée de manière absolue.

Dans un matériau semiconducteur, les charges déposées par ionisation vont essentiellement être évacuées par conduction électrique ; le nombre de charges déposées étant du même ordre de grandeur que la densité de défauts dans le matériau [122]. Cela se traduit sur les caractéristiques du composant par des phénomènes transitoires qui disparaissent lorsque l'irradiation se termine, l'excès de charges

étant évacué par conduction. Pour un isolant, le phénomène est différent car les charges déposées ne peuvent plus être évacuées et restent piégées dans le matériau. Prenons le cas de l'oxyde de silicium (SiO_2) dont le comportement après dépôt d'une dose ionisante a été exhaustivement étudié dans la bibliographie [124]-[126]. Des paires électron-trous sont créées par irradiation, mais les électrons de par leur forte mobilité sont évacués de l'oxyde par diffusion grâce au champ électrique. Les trous restent piégés dans le matériau ce qui induit des courants de fuite dans l'oxyde. De plus des états d'interface se positionnent entre le semiconducteur et l'oxyde avec pour conséquence d'augmenter le taux de recombinaisons de surface. Ces phénomènes ont été essentiellement observés sur des transistors ou des CCD [125],[127], les conséquences sur le composant pouvant être irréversibles (par exemple un offset en tension sur des MOS).

Les diodes Laser de pompe et les photodiodes sont passivées par du nitrure de silicium (SiN_x) qui tout comme le SiO_2 constitue un isolant. Cependant nous n'avons pas identifié de travaux dans la bibliographie portant sur l'effet des rayonnements ionisants sur le SiN_x . L'intégration dans des transistors d'un isolant ayant une constante diélectrique supérieure à celle du SiO_2 (cas du SiN_x), n'augmente pas la sensibilité du composant à la dose ionisante [128]. La superposition d'oxyde et de nitrure de silicium améliore même le durcissement d'un transistor aux radiations [129]. On peut donc s'attendre à ce que la couche de passivation des Lasers et photodiodes ne soit pas altérée après exposition à un rayonnement ionisant.

Pour déposer une dose ionisante, le composant est exposé à des rayons gamma provenant généralement de la désintégration d'une source Cobalt-60 (Co-60). Les composants sont placés dans un bunker (salle blindée dont les murs épais arrêtent les radiations) qui contient une source Co-60 placée au sol. L'émission des rayons gamma est isotrope, on place donc les composants sur un plan tangent à la sphère ayant pour centre la source Co-60. La distance entre la source et le composant détermine le débit de dose (en rad/h) car celui-ci est proportionnel à l'inverse du carré de la distance. Les faisceaux de protons ou électrons peuvent également être utilisés comme sources ionisantes mais le coût d'accès à ces faisceaux ainsi que la dose non-ionisante déposée en plus par les protons nécessitent de privilégier les sources Cobalt-60 [130].

Les composants étudiés dans le cadre de cette thèse ont été irradiés aux rayons gamma par une source Co-60 mise à disposition par l'UCL (Université Catholique de Louvain) en Belgique.

II.1.b Dose non-ionisante

Consécutivement à l'ionisation de la matière, l'interaction d'une particule avec un matériau, due principalement à sa masse, provoque également des déplacements atomiques [131]. En effet, une partie de l'énergie de la particule incidente va être transférée au noyau cible ayant pour conséquence son éjection du réseau cristallin. Dans le cas des protons il s'agit majoritairement de diffusions élastiques avec le noyau (interactions coulombiennes essentiellement) et de collisions nucléaires

inélastiques ou réactions nucléaires, dominantes pour des énergies supérieures à 20 MeV dans le silicium et dont le pouvoir d'arrêt dépend de l'énergie de la particule incidente et du type de matériau cible.

Ces deux mécanismes sont représentés schématiquement en Figure 43. Dans certains semiconducteurs, comme le silicium, la diffusion élastique nucléaire existe également pour des énergies supérieures à 10 MeV [124], mais on suppose que dans l'InGaAs celle-ci est négligeable comme ce qui est observé dans le GaAs [132]. Notons que l'atome cible peut également déplacer d'autres atomes si l'énergie qui lui est transmise est suffisante (phénomène de cascade). Dans le cas des électrons, la masse étant faible (1000 fois inférieure à celle d'un proton), il s'agit uniquement de diffusion élastique et seul l'atome cible est impacté.

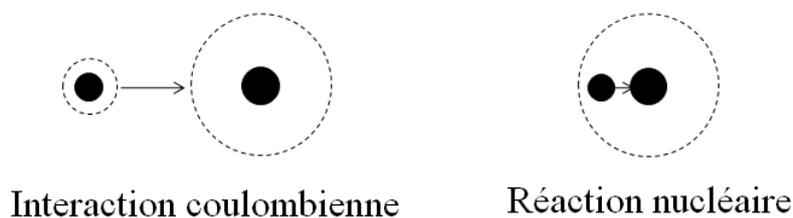


Figure 43 : Représentation schématique des deux types d'interaction entre un ion et un atome dans l'InGaAs pour les gammes d'énergie du domaine spatial

Ces déplacements atomiques donnent lieu à l'apparition de lacunes et d'atomes interstitiels. Les liaisons pendantes créées s'apparentent à des défauts pour les porteurs de charge qui vont se recombiner sur les sites d'énergie correspondants. Les conséquences sur le composant correspondent à une augmentation du taux de génération-recombinaison, des phénomènes de capture des porteurs de charge, de l'effet tunnel à travers la bande interdite et même une compensation du dopage (peu constaté pour des doses typiques d'une mission spatiale) [131].

Par analogie à la dose ionisante, on définit la dose non-ionisante (ou dose de déplacement) D_D qui est le produit du *NIEL* (Non-Ionizing Energy Loss) avec la fluence des particules :

$$D_D = \Phi \cdot NIEL \quad (38)$$

Le *NIEL* se décrit comme le pouvoir d'arrêt par diffusion élastique et par réaction nucléaire. Il dépend de l'énergie et du type de la particule incidente ainsi que du matériau cible [133].

Pour déposer une dose non-ionisante, on irradie l'échantillon avec un faisceau de protons provenant d'un accélérateur de particules tel que le cyclotron de l'UCL dont on voit la sortie de la ligne protons en Figure 44. Les composants ont été également irradiés sur le cyclotron de KVI (*Kernfysisch Versneller Instituut*) aux Pays-Bas permettant d'atteindre de fortes énergies.

Comme décrit dans le chapitre 1, les protons sont émis sur toute une gamme d'énergie. Néanmoins, la plupart des accélérateurs produisent des faisceaux mono-énergétiques. Le concept du *NIEL* est basé

sur l'hypothèse que la réponse aux radiations d'un matériau peut être estimée selon l'énergie du premier atome déplacé et cela, quelle que soit l'énergie des particules incidentes. Ainsi l'utilisation d'une source mono-énergétique est justifiée car ce paramètre effectue le lien entre la quantité d'énergie perdue par déplacements atomiques et l'énergie des particules incidentes [133]. L'estimation de l'environnement radiatif pour chaque mission spatiale et le calcul du flux équivalent en particules mono-énergétiques via des logiciels tels qu'OMERE [134], nous permettent donc d'utiliser une source de protons terrestre pour simuler un environnement radiatif spatial. Nous avons également validé expérimentalement notre choix en irradiant des composants avec une source mono-énergétique et une source pluri-énergétique. Cette source pluri-énergétique se nomme un dégradeur ; l'énergie des particules incidentes étant ajustée en plaçant une plaque d'aluminium d'une certaine épaisseur entre la source et le composant.



Figure 44 : Photographie de la sortie de la ligne protons du cyclotron de l'UCL

En plus des défauts de déplacement, les protons déposent une dose ionisante qui est proche de la dose déposée par une source Co-60 pour des spécifications spatiales. Les composants optoélectroniques étant beaucoup plus sensibles aux effets de déplacement qu'à la dose ionisante, on peut généralement négliger la dose ionisante au profit de la dose non ionisante lors d'une irradiation aux protons. Les électrons secondaires produits par l'interaction entre les rayons gamma et la matière peuvent également déplacer des atomes, il faut donc s'attendre à créer des défauts de déplacement lors d'une irradiation au Co-60. Cependant la densité de défauts produits est bien largement inférieure à celle produite lors d'une irradiation aux protons pour des conditions d'une mission spatiale. De manière

générale, les composants sont irradiés sous Co-60 puis aux protons afin de discriminer la contribution ionisante de la contribution non-ionisante. On pourrait également utiliser des neutrons pour déposer une dose non-ionisante car leur neutralité empêche l'ionisation de la matière. Cependant l'absence de neutrons en tant que particules libres dans l'Espace dissuade les agences spatiales de les utiliser comme moyen d'essai compte tenu des incertitudes métrologiques sur les énergies et les fluences [135]. De plus, la corrélation entre protons et neutrons dans la dégradation de la plupart des matériaux n'est toujours pas clairement établie au moyen du NIEL.

II.2 Irradiation sous gamma Co-60

Le calcul du pouvoir d'arrêt des électrons dans une plaque d'aluminium de 7 mm d'épaisseur montre que seuls les électrons ayant une énergie supérieure à 3 MeV pourront la traverser. Les autres électrons iront ioniser la matière et produire également des photons gamma par rayonnement de freinage. Ainsi lorsque l'on se focalise sur la dose ionisante perçue par un composant placé derrière le blindage d'un satellite, il faut considérer ces différentes contributions :

- les photons gamma produits par le freinage des électrons incidents,
- l'ionisation produite par les électrons diffusés vers le semiconducteur,
- l'ionisation produite par les protons.

L'estimation de l'environnement radiatif spatial, via le logiciel OMERE par exemple, permet en fonction de la mission de déterminer la dose ionisante déposée et donc de participer proactivement à la définition du plan d'essai. Les résultats obtenus dans le cadre de la thèse ainsi que ceux identifiés dans la littérature sont rapportés ci-après.

II.2.a Diodes Laser de pompe 980nm : état de l'art et résultats expérimentaux

- **Etat de l'art : effet des radiations ionisantes sur les caractéristiques des diodes Laser**

A notre connaissance, peu d'auteurs se sont spécifiquement consacrés à l'étude de l'effet des radiations ionisantes sur les caractéristiques d'une diode Laser. Les références bibliographiques traitant de l'effet des radiations ionisantes sur les performances des diodes Laser peuvent être classées en deux catégories selon les résultats obtenus :

Travaux pour lesquels les auteurs n'ont constaté aucune dérive des caractéristiques électro-optiques des diodes Laser

Le Tableau 8 rapporte les références bibliographiques identifiées pour lesquelles l'irradiation de diodes Laser par un rayonnement ionisant n'a aucune conséquence sur les performances du composant.

On remarque ainsi que certaines références de diodes Laser telles que celles étudiées par R. Macias *et al.* et H. Lischka *et al.* tolèrent les radiations ionisantes pour des doses très supérieures à celles accumulées durant une mission spatiale (typiquement 50-100 krad) [136],[138].

Technologie	Longueur d'onde d'émission	Application	Conditions d'irradiation	Réf.
MQW InGaAsP/InP	1310 nm	Physique des particules	Co-60 10 Mrad	[136]
DFB AlGaInAsSb/GaSb	2,1 µm	Spatial	Co-60 100 krad	[145]
InGaAsP	1550 nm	Militaire, spatial et nucléaire	Co-60 30 Mrad	[138]

Tableau 8 : Références bibliographiques pour lesquelles l'effet des radiations ionisantes est négligeable sur les performances du composant

Travaux pour lesquels les auteurs ont constaté une dégradation des performances du composant

Le Tableau 9 synthétise les références bibliographiques pour lesquelles les radiations ionisantes ont entraîné une dégradation des performances des diodes Laser.

Si on ne tient pas compte du résultat des travaux de J.W. Mares *et al.* pour lesquels la dose ionisante est tellement importante que les effets de déplacement atomique ne sont plus négligeables [137], on remarque que le noircissement des éléments optiques sous rayonnement ionisant constitue la principale cause de diminution de la puissance optique des diodes Laser. La génération massive de centres colorés dans la silice induite par les rayonnements ionisants se traduit par une atténuation optique. Ce phénomène est bien connu pour les fibres optiques, les défauts créés après exposition à ce type de rayonnement absorbent une partie de la lumière transmise [141].

- **Résultats des irradiations des diodes Laser de pompe 980 nm aux rayons gamma**

L'évaluation de l'effet des rayons gamma sur les performances des diodes Laser a été menée en irradiant une population de cinq composants et en analysant les caractéristiques électriques (I-V) et optiques (P-I et spectre). Les conditions d'irradiation sont données pour correspondre à la dose typique reçue par un composant lors d'une mission spatiale : 50 krad. Le débit de dose a été fixé à 310 rad/h. Durant l'irradiation, les broches du composant ont été court-circuitées afin d'éviter l'accumulation de charges dans le semiconducteur.

Technologie et longueur d'onde d'émission	Domaine d'application	Conditions d'irradiation	Principale dérive observée	Origine de la dérive	Réf.
QD InAs/InGaAs 1,3 μm	Spatial	Co-60 160 Mrad	Augmentation du courant de seuil et baisse du rendement	Déplacements atomiques	[137]
InGaAsP 1,3 μm	Militaire, spatial et nucléaire	Co-60 30 Mrad 200 rad/s	Décalage de la longueur d'onde d'émission de 3 nm	Non précisé	[145]
VCSEL GaAs 850 nm	Physique des particules	Co-60 500 krad	Diminution de la puissance optique	Non précisé	[139]
DH AlGaAs 690 et 785 nm	Non précisé	Co-60 1 Mrad	Diminution de la puissance optique	Noircissement de la fenêtre du boîtier	[140]
BC InGaAsP 1,3 μm	Spatial	Co-60 1 Mrad	Diminution de la puissance optique	Atténuation dans la lentille GRIN du boîtier	[142] [143]
VCSEL 850 nm	Spatial	Co-60 150 krad	Diminution de la puissance optique	Non précisé	[144]

Tableau 9 : Références bibliographiques pour lesquelles les radiations ionisantes ont entraîné une dégradation des performances du composant

Impact sur la caractéristique I-V

Un exemple de caractéristique I-V est donné en Figure 45 avant et après irradiation gamma à 25°C. Comme on peut le remarquer sur cette caractéristique, l'irradiation gamma n'a pas généré suffisamment de défauts dans le matériau pour que cela se traduise par un courant de fuite supplémentaire sur la caractéristique I-V de la diode. On constate par contre une légère diminution du courant pour des tensions inférieures à 0,4 V mais celle-ci n'est pas significative. Ceci nous permet de dire que la puce Laser est insensible aux radiations ionisantes. En effet, les rayons gamma ont probablement généré des défauts dans les couches isolantes de passivation, celles-ci n'étant pas constituées d'oxyde mais de nitrure de silicium. Cependant aucun courant de fuite supplémentaire n'a été mis en évidence par les caractéristiques électriques des composants.

Impact sur le spectre optique et la caractéristique P-I

Une modification du spectre optique a pu être observée après irradiation gamma et caractérisation à 65°C. Nous avons préalablement fixé 65°C comme étant la température maximale de caractérisation car au-delà l'accroche entre la puce et le réseau de Bragg n'est plus assurée (comme mis en évidence

lors de la détermination du "SOA"). Le spectre d'émission à 65°C d'une diode Laser est visible sur la Figure 46. L'accroche à 65°C avant irradiation est suffisante pour que la puissance dans la bande excède 99 %. Après irradiation gamma, une partie de l'émission Laser a lieu à d'autres longueurs d'onde que celle du réseau de Bragg, suggérant des difficultés d'accroche du module. Ainsi les radiations ionisantes ont clairement eu pour effet de diminuer la plage de fonctionnement en température du composant.

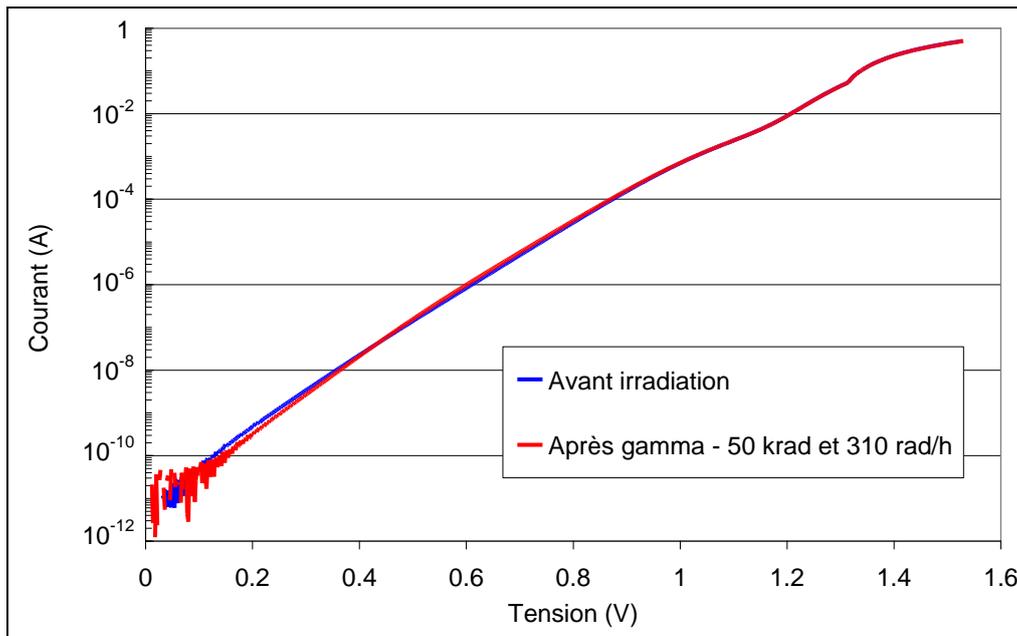


Figure 45 : Caractéristique I-V d'une diode de pompe à 25°C avant et après irradiation gamma

Afin de valider cette observation, une phase de recuit a été appliquée sur le composant irradié (conditions du recuit : 250 mA et 40°C pendant 90 h). Ce composant a été ensuite irradié aux rayons gamma avec une dose plus importante que précédemment (100 krad). L'objectif de cette expérience est de confirmer le problème d'accroche observé sur le spectre optique du composant à 65°C après irradiation aux rayons gamma. Comme on peut le remarquer sur la Figure 46, le spectre optique après recuit est redevenu identique au spectre initial, pour ensuite se dégrader après irradiation suggérant que le phénomène observé est bien lié aux effets des rayons gamma. Aucune modification des caractéristiques électriques du module n'a été observée après irradiation. Ceci implique que les rayons gamma n'ont pas créé suffisamment de défauts pour endommager le semiconducteur ou les couches de passivation, le problème d'accroche à 65°C n'est donc pas relié à une dégradation de la puce Laser. D'après les résultats bibliographiques, les radiations ionisantes peuvent induire un noircissement des éléments optiques en silice pouvant conduire à une atténuation et une diminution de la puissance optique [140],[142],[143].

Les caractéristiques P-I du module à 65°C sont visibles avant et après irradiation aux rayons gamma sur la Figure 47. Le courant de seuil ainsi que la puissance optique n'ont pas varié après irradiation.

L'absence de dérive de la puissance optique implique ici que l'atténuation induite par les radiations ionisantes dans les lentilles comme la fibre optique est négligeable. Le problème d'accroche observé à 65°C après irradiation aux rayons gamma n'est donc pas lié au noircissement des éléments optiques.

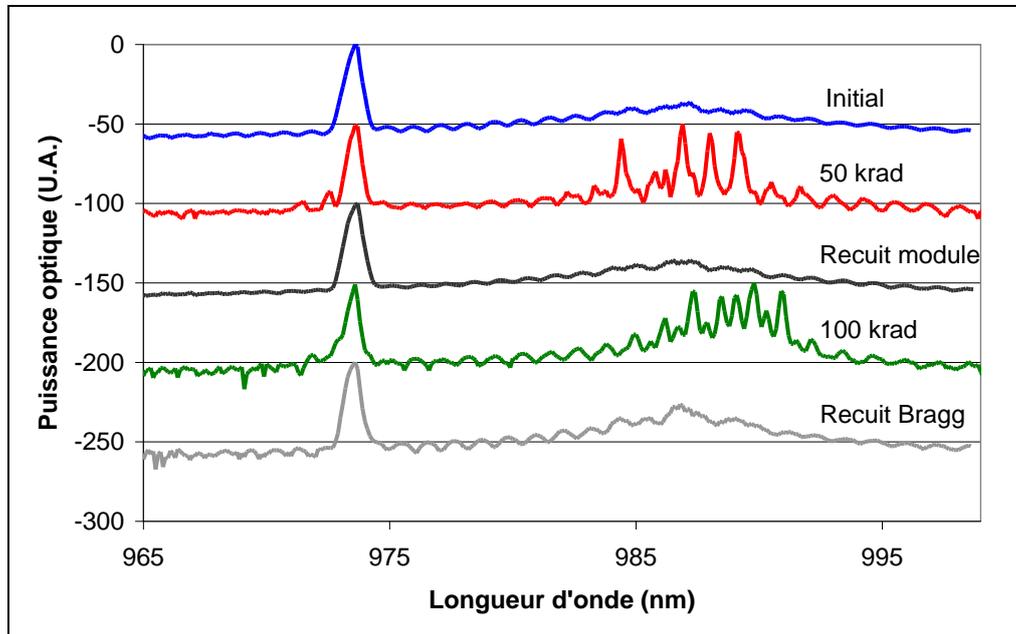


Figure 46 : Spectres d'émission d'une diode Laser à 65°C en initial, après irradiation gamma (50 krad), phase de recuit du module, irradiation gamma (100 krad) et phase de recuit du réseau de Bragg. (NB : L'échelle verticale n'est pas représentative de la différence de niveau entre deux mesures)

Les propriétés du réseau de Bragg peuvent avoir été altérées comme cela a pu être constaté dans d'autres études [147]-[150]. Selon la composition et la technique de fabrication, la longueur d'onde du pic [147]-[150], la largeur à mi-hauteur [150] ou encore l'indice de réfraction du réseau [147],[148] peuvent être modifiés après irradiation gamma. Cependant dans ces travaux, les réseaux de Bragg ont été irradiés par des rayons gamma à des doses atteignant le Grad et des débits de l'ordre de quelques centaines de krad/h à plusieurs centaines de Mrad/h. Ainsi les conditions expérimentales, appropriées pour tester les réseaux de Bragg pour des applications nucléaires, ne sont certainement pas représentatives d'un environnement spatial.

D'après la Figure 46, la longueur d'onde du pic et la largeur à mi-hauteur n'ont pas sensiblement varié, une dérive de ces paramètres n'est donc pas à l'origine du problème d'accroche. De plus, les radiations ionisantes induisent généralement un décalage de la longueur d'onde du réseau de Bragg vers le rouge, autrement dit vers la longueur d'onde du gain du Laser [149]. Dans ce cas, le « detuning », c'est-à-dire l'écart en longueur d'onde entre le pic du gain du Laser et la longueur d'onde du réseau de Bragg, serait plus faible et donc l'accroche serait meilleure à 65°C. Ainsi la longueur d'onde du pic n'a pas été modifiée lors de l'irradiation aux rayons gamma. Une phase de

recuit en température (85°C) du réseau de Bragg pendant 5 h a été appliquée en s'assurant que le reste de la fibre optique ne soit pas affecté par ce recuit. Cet essai a pour objectif de confirmer que le réseau de Bragg a été l'élément impacté par les rayons gamma. Comme on peut le remarquer sur la Figure 46, le spectre est pratiquement identique au spectre initial, confirmant ainsi que le réseau de Bragg est détérioré lors de l'irradiation aux rayons gamma.

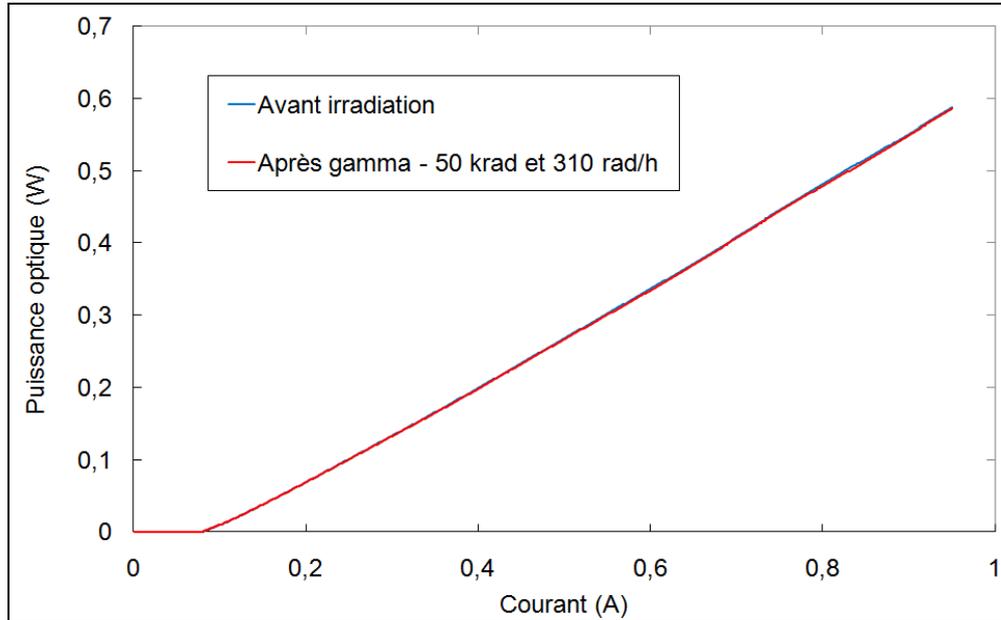


Figure 47 : Caractéristiques P-I du module présentant un problème d'accroche sur le spectre optique à 65°C après irradiation aux rayons gamma

Rappelons qu'un réseau de Bragg consiste en une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur d'une fibre optique. Une diminution de l'indice de réfraction entraîne une diminution de la réflectivité R_g du réseau selon [101] :

$$R_g(\lambda) = \tanh^2\left(\frac{\pi \cdot \Delta n \cdot \eta \cdot l}{\lambda}\right) \quad (39)$$

où Δn représente l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction, η représente la fraction de l'intensité du mode principal qui se propage dans le cœur de la fibre et l est la longueur du réseau. Lorsque le réseau de Bragg est placé devant le miroir de sortie d'une diode Laser, il se forme une nouvelle cavité, comme décrit dans le chapitre 2, qui a pour réflectivité effective [100] :

$$R_{eff}(\lambda) = R_1 + C^2 R_g(\lambda_g) \frac{[1 - R_1(\lambda_g)]^2}{1 - C^2 [1 - R_1(\lambda_g)]^2 R_1 R_g(\lambda_g)} \quad (40)$$

où R_1 est le coefficient de réflexion de la face avant, et C est le coefficient de couplage entre la puce et le réseau. Le seul paramètre susceptible d'être modifié, compte tenu de nos résultats est l'indice de réfraction du réseau. Celui-ci affecte la réflectivité du réseau, qui à son tour, modifie le coefficient de

réflexion de la cavité. Afin que la longueur d'onde d'émission du Laser soit correctement accrochée à la longueur d'onde du réseau, l'inégalité suivante du gain $g(\lambda)$ doit être respectée [100]:

$$g(\lambda_g) - g(\lambda_p) \geq \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{R_1}{R_{eff}(\lambda_g)} \right) \quad (41)$$

où $g(\lambda)$ est le gain en λ et λ_p est la longueur d'onde du pic de gain de la puce.

Une modification de l'indice effectif de réflexion peut générer un problème d'accroche lorsque la valeur du gain à la longueur d'onde du Bragg est trop faible par rapport au maximum du gain. C'est le cas notamment à des valeurs de température supérieures aux recommandations du fabricant, comme à 65°C, où le gain du Laser se déplace vers l'infrarouge et le pic s'éloigne de la longueur d'onde du réseau.

La réflectivité du réseau peut également diminuer si le coefficient d'extinction en polarisation (PER : Polarization Extinction Ratio) augmente [151]. Mais cela implique une diminution du photocourant de la photodiode de monitoring, que nous n'observons pas ici. De plus, comme nous allons le voir à la fin de cette partie, la puissance optique est stable lors du vieillissement du Laser. Or une augmentation du PER module le signal lumineux comme dans un interféromètre se traduisant par des fluctuations sur le suivi de la puissance optique tout au long d'un vieillissement [151]. On en déduit donc que les rayons gamma n'ont pas eu d'effet sur la biréfringence de la fibre et que l'état de polarisation est maintenu.

Une diminution de la réflectivité du réseau liée à une modification de l'indice de réfraction n'est pas surprenante puisque d'autres auteurs ont déjà observé un tel résultat sur d'autres réseaux de Bragg irradiés sous dose ionisante [147],[152]. Dans le chapitre 4, nous montrerons que cette hypothèse est vérifiable analytiquement.

II.2.b Photodiodes InGaAs : état de l'art et résultats expérimentaux

- **Etat de l'art : effet des radiations ionisantes sur les caractéristiques des photodiodes**

Contrairement aux photodiodes silicium, les photodiodes InGaAs ne contiennent pas d'oxyde qui pourrait capturer les charges produites par irradiation gamma. Il est donc indispensable de tester ces composants pour connaître leur comportement en environnement radiatif. Les références bibliographiques identifiées dans la littérature sont rapportées dans le Tableau 10.

On remarque à travers ces références que l'effet des rayons gamma sur les caractéristiques des photodiodes PIN InGaAs est négligeable si l'on considère une dose typique d'une mission spatiale (50 krad). Néanmoins la plupart des composants testés dans ces références ne sont pas encapsulés dans des boîtiers comprenant une fibre optique. L'atténuation de lumière dans la fibre après irradiation, comme rapporté dans l'analyse bibliographique traitant des diodes Laser irradiées aux rayons gamma, pourrait également impacter le comportement sous radiation des photodiodes étudiées dans le cadre de

la thèse. Pour vérifier cela, les photodiodes considérées dans cette étude ont été irradiées aux rayons gamma et les résultats des tests figurent dans le paragraphe suivant.

Technologie	Domaine d'application	Conditions d'irradiation	Dérive constatée	Réf.
COTS PIN InGaAs	Nucléaire	1 Grad 1,5 Mrad/h	Augmentation du courant d'obscurité de 5 pA/krad	[153]
COTS PIN InGaAs	Militaire, spatial et nucléaire	1 Mrad 72 krad/h	Augmentation du courant d'obscurité d'un facteur 3300 Baisse de la sensibilité de 10%	[138]
COTS PIN InGaAs	Nucléaire	1 Mrad	Augmentation du courant d'obscurité de 1-5 pA/krad	[154]
COTS APD InGaAs	Spatial	1-300 krad	Augmentation du courant d'obscurité de 2 pA/krad à partir de 10 krad	[159]
PIN InGaAs	Spatial	40 krad	Aucune dérive	[155]
COTS PIN InGaAs	Spatial	20 krad 8,8 krad/h	Aucune dérive	[156]
Radhard PIN InGaAs	Spatial	50 krad 7,5 krad/h	Aucune dérive	[157]
Matrice InGaAs	Spatial	100 krad 3,7 krad/h	Aucune dérive	[158]

Tableau 10 : Principaux résultats d'irradiation de photodiodes InGaAs identifiés dans la bibliographie

- **Résultats des irradiations des photodiodes InGaAs aux rayons gamma**

En définissant le plan de test sous radiations des photodiodes InGaAs, nous avons choisi de fixer différentes conditions afin d'essayer de mettre en évidence un effet éventuel de la polarisation, du débit de dose et de la dose. Un effet supplémentaire lié à la polarisation d'un composant lors d'une irradiation gamma est habituellement observé sur les transistors : la dégradation est plus importante lorsque le composant n'est pas polarisé car la présence d'un champ électrique favorise l'évacuation des charges générées par ionisation. Le débit de dose peut également jouer un rôle sur la sensibilité des transistors aux radiations. Ainsi, il a été prouvé que le taux d'introduction de défauts était plus élevé après irradiation dans certains matériaux lorsque, pour une même dose, le débit était plus faible (phénomène « ELDRS » : *Enhanced Low-Dose Rate Sensitivity*) [122]. Notre plan de test comprend un lot de douze composants qui ont été irradiés aux rayons gamma avec une dose variant de 5 à

50 krad et pour des débits de 28 et 310 rad/h. Pour chaque couple dose/débit, deux composants ont été testés, l'un des deux étant polarisé à -5 V pendant l'essai et l'autre relié à la terre. Le plan d'essai est rapporté dans le Tableau 11.

Dose \ Débit	5 krad	20 krad	50 krad
28 rad/h	Réf. 80 (OFF) Réf. 129 (ON)	Réf. 5 (ON) Réf. 10 (OFF)	Réf. 297 (OFF) Réf. 302 (ON)
	Réf. 694 (OFF) Réf. 747 (ON)	Réf. 458 (OFF) Réf. 496 (ON)	Réf. 40 (ON) Réf. 346 (OFF)

Tableau 11 : Plan d'essais gamma pour les photodiodes [ON : polarisé, OFF non polarisé]

Les composants ont été caractérisés avant et après irradiation. Les dérives des caractéristiques électro-optiques des composants après irradiation sont négligeables. Seul le courant d'obscurité des photodiodes soumises à une dose de 50 krad a suffisamment augmenté (d'un facteur compris entre 2 et 5) après exposition aux rayons gamma pour que le résultat soit significatif. On peut ainsi représenter la dérive du courant d'obscurité en fonction de la dose ionisante sur la Figure 48.

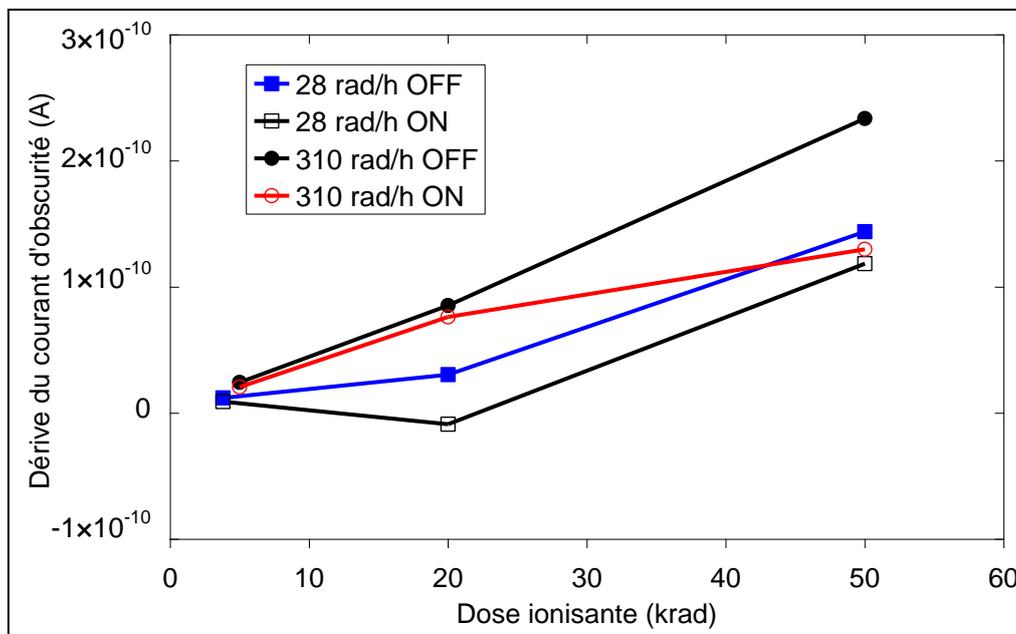


Figure 48 : Dérive du courant d'obscurité mesuré à 25°C et -5 V en fonction de la dose ionisante

Influence de la dose

On remarque sur cette figure que le courant d'obscurité augmente avec la dose, la dérive pouvant se chiffrer entre 1 et 5 pA/krad. Ce résultat est conforme à ceux publiés dans la bibliographie [153],[154],[159], mais compte tenu des faibles variations observées (la dérive est même négative donc inexistante à 20 krad et 28 rad/h pour un composant polarisé pendant l'essai) aucune tendance ne peut significativement être dégagée.

Influence de la polarisation électrique

On constate également un effet particulier de la polarisation : les composants non polarisés pendant l'essai se sont davantage dégradés que ceux étant polarisés. Ce résultat était plutôt prévisible si l'on considère que le champ électrique participe à l'évacuation des charges déposées, réduisant ainsi la densité de pièges à l'interface nitrure de silicium-InP.

Influence du débit de dose

On remarque également un effet de débit de dose : les dérivées du courant d'obscurité pour un débit de 310 rad/h sont supérieures à celles obtenues pour un débit de 28 rad/h, spécialement lorsque les composants ne sont pas polarisés. Cette observation va dans le sens contraire de l'ELDRS, modèle selon lequel une irradiation gamma à faible débit de dose réduit l'efficacité du transport des trous générés dans l'oxyde et donc justifie l'augmentation du nombre de pièges aux interfaces par rapport à une irradiation à plus fort débit. Ce phénomène n'a été observé que sur les caractéristiques de transistors bipolaires en silicium irradiés et, à notre connaissance, aucune référence bibliographique n'illustre ce phénomène pour des photodiodes InGaAs.

Néanmoins, il est bien identifié que les électrons secondaires, produits par les rayons gamma, peuvent également être à l'origine de déplacements atomiques [160],[161]. Dans ces deux dernières références, les auteurs ont par ailleurs calculé la dose de déplacement associée aux électrons secondaires et retrouvé une corrélation entre la dégradation de photodiodes irradiées par des rayons gamma et celle provoquée par un faisceau d'électrons. On peut donc supposer que les dérivées observées sur les photodiodes étudiées dans le cadre de cette thèse pourraient être à la fois dues à la dose ionisante et à la dose de déplacement. L'absence d'oxyde dans ces composants devrait même tendre à privilégier les effets de déplacement atomiques. Des résultats similaires ont été rapportés dans la référence [162], dans laquelle Srour *et al.* ont caractérisé des défauts dans la zone de déplétion d'une capacité MOS après irradiation aux rayons gamma (défauts attribués à la dose de déplacement), et des dégradations de l'oxyde dues à la dose ionisante.

Le calcul de la dose de déplacement déposée par l'irradiation aux rayons gamma permet de corréler les dérivées du courant d'obscurité des photodiodes avec celles induites par l'irradiation aux protons dont

les résultats sont présentés dans la partie suivante. On peut évaluer la fluence des photons gamma Φ_γ en fonction de la dose ionisante selon [163]:

$$D_I = \frac{(1 - \exp(-\sigma L)) A \Phi_\gamma E}{AL\rho} \approx \frac{E \Phi_\gamma \sigma}{\rho} \quad \text{si } \sigma L \ll 1 \quad (42)$$

où σ est le coefficient d'absorption des rayons gamma dans le matériau, L est l'épaisseur de l'échantillon irradié, A la surface et ρ la densité. L'énergie des photons gamma est de 1,17 MeV et 1,33 MeV (la désintégration du Co-60 produit l'émission de photons à deux énergies distinctes). On suppose que seule l'interaction des photons gamma avec le boîtier en KOVAR va générer des électrons secondaires, comme l'ont mis en évidence Summers *et al.* en particulier lorsque le numéro atomique des matériaux entourant le semiconducteur est inférieur à 29 [164]. La valeur du coefficient d'absorption massique d'énergie σ/ρ dans le KOVAR ($\text{Fe}_{0.54}\text{Ni}_{0.29}\text{Co}_{0.17}$) s'obtient simplement par la somme des fractions pondérées de σ/ρ pour chaque élément et pour une énergie inférieure à 20 MeV [165]. Ainsi, pour des photons d'énergie moyenne 1,2 MeV, σ/ρ est égal à $2,54 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{g}$.

Pour ces valeurs d'énergie, la section efficace de diffusion Compton est peu dépendante du matériau cible ; on fixe ainsi le ratio entre le flux des électrons et celui des photons à 0,0162 [164]. On obtient pour les électrons secondaires arrivant sur la puce, une fluence de $1,6 \times 10^{12} \text{ e}/\text{cm}^2$ pour une dose de 50 krad. Le calcul de la dose de déplacement peut s'effectuer à partir de l'équation (38) en considérant la valeur moyenne du NIEL pour les électrons secondaires dans l'InGaAs. Au premier ordre, on considère que le maximum du spectre d'énergie des électrons arrivant sur le composant est atteint à 0,3 MeV, valeur similaire à celles obtenues pour l'aluminium et le plomb [164],[166], comme on peut le remarquer sur la Figure 49 pour l'aluminium.

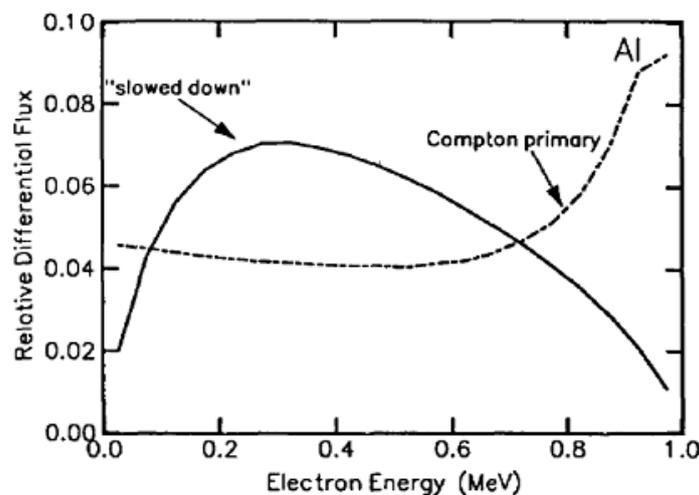


Figure 49 : Flux différentiel des électrons secondaires produits par les photons gamma dans l'aluminium (d'après G.P. Summers *et al.* [164])

La valeur du NIEL dans l' $\text{In}_{0.47}\text{Ga}_{0.53}\text{As}$ est donc extrapolée à $2 \times 10^{-6} \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$, conduisant à une dose de déplacement de $3 \times 10^6 \text{ MeV/g}$ pour une dose ionisante de 50 krad. Cette valeur de dose de déplacement permettra de comparer, dans la partie suivante, la dérive du courant d'obscurité des photodiodes après irradiation aux rayons gamma et protons.

II.3 Irradiation protons

Le rôle essentiel du blindage des satellites consiste à ralentir les particules incidentes ; ainsi les fluences perçues par un composant placé à l'intérieur sont différentes de celles perçues à l'extérieur du satellite. En fonction de l'épaisseur du blindage, on retrouve une distribution quasi-gaussienne des protons en énergie comme indiqué sur la Figure 50.

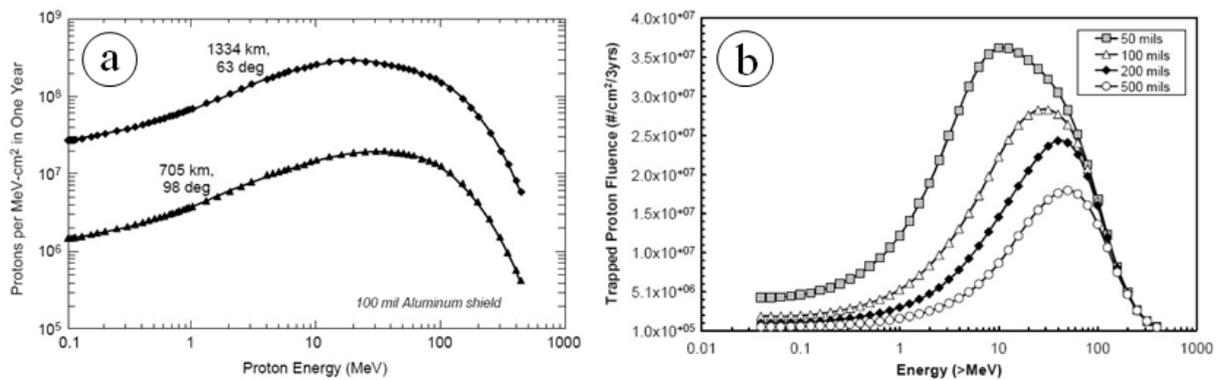


Figure 50 : a – Dépendance en énergie de la fluence des protons reçus sur une durée de un an pour un blindage de 100 mil (millième de pouce) et pour deux orbites (d’après Johnston [167])
b – Dépendance en énergie de la fluence des protons des ceintures de radiation pour quatre épaisseurs de blindage et pour une orbite de 600 km et 99° d’inclinaison pendant trois ans (d’après Reed [123])

Le maximum d'énergie du spectre sert de référence pour déterminer l'énergie des protons utilisés pour tester le composant sur Terre. Il faut également tenir compte des gammes d'énergie disponibles selon la source. Les résultats des irradiations protons sur les diodes Laser et les photodiodes étudiées dans le cadre de la thèse, ainsi que ceux identifiés dans la littérature pour le même type de composants, sont détaillés dans la partie ci-dessous.

II.3.a Diodes Laser de pompe 980nm : état de l'art et résultats expérimentaux

- **Etat de l'art : impact de la dose de déplacement sur les caractéristiques électro-optiques**

L'effet des protons sur les caractéristiques des diodes Laser a été largement plus abordé dans la bibliographie que l'impact des rayons gamma. Ces composants sont davantage sensibles aux déplacements atomiques qu'aux rayonnements ionisants, des modifications des paramètres électro-optiques ont donc été observés après irradiation aux protons. Une seule référence traitant de l'effet des radiations sur des diodes Laser de pompe 980 nm a été identifiée dans la bibliographie [168]. Dans cette étude, des diodes Laser InGaAs/GaAs ont été irradiées par des protons de 5,5 MeV à des fluences comprises entre 5×10^{11} et 2×10^{13} p/cm², en étant alimentées. Les auteurs ont mis en évidence une augmentation du courant de seuil avec la fluence, alors que le rendement du Laser n'a pas évolué. La dérive du courant de seuil en fonction de la fluence est généralement exprimée sous une forme bien connue du type :

$$\frac{I_{th}(\Phi)}{I_{th}(0)} = 1 + \kappa\Phi \quad (43)$$

où κ représente le facteur de dommage du courant de seuil. La valeur de κ indiquée dans la référence [168] pour des Lasers de pompe est de $7,4 \times 10^{-14}$ cm²/proton. D'autres valeurs de facteur de dommage pour des Lasers émettant par la tranche ont été identifiées dans la bibliographie, et celles-ci sont comprises entre 2×10^{-15} et $2,2 \times 10^{-13}$ cm²/proton [169]-[171]. La forte variabilité des facteurs de dommage s'explique par la différence d'énergie des protons utilisés pour irradier les composants dans chaque référence (entre 4,5 et 200 MeV), ainsi que les conditions d'essai (composant alimenté, pattes court-circuitées ou en circuit ouvert). Le facteur de dommage ne varie pas cependant pour différents types de Laser (910, 1330 et 1550 nm) irradiés à une même énergie [167], et ne varie pas en fonction de l'énergie pour un même composant [172].

La variation du courant de seuil d'un Laser après irradiation ΔI_{th} peut s'écrire en fonction de la densité de porteurs au seuil N_{th} [173],[175]:

$$\Delta I_{th} = I_{th,\Phi} - I_{th,0} = \frac{A_{eff} q L N_{th}}{\eta_{i,0}} \left(\frac{1}{\tau_{\Phi}} - \frac{1}{\tau_0} \right) \quad (44)$$

où A_{eff} est l'aire de la jonction, L la largeur de la zone active, η_i le rendement quantique interne et τ_0 et τ_{Φ} respectivement les durées de vie non-radiatives avant et après irradiation.

Notons que l'équation (44) est valable uniquement si le rendement quantique interne ne varie pas après irradiation ; ce qui est généralement satisfait, excepté lorsque la fluence est très élevée par exemple 10^{15} p/cm² à 50 MeV [167].

Le principal paramètre impacté lors du dépôt d'une dose non-ionisante dans un semiconducteur correspond à la durée de vie non-radiative des porteurs τ_0 , selon l'expression [174]:

$$\frac{1}{\tau_\phi} - \frac{1}{\tau_0} = \kappa_r \Phi \quad (45)$$

où κ_r est la constante de dégradation de la durée de vie des porteurs.

Ainsi après irradiation aux protons, des défauts de déplacement sont créés, sur lesquels les porteurs de charge vont se recombiner au détriment des autres processus (recombinaison Auger, émission spontanée et stimulée), menant à une augmentation du courant de seuil d'après l'équation (44). Le gain du Laser au seuil dépendant de la longueur de la cavité Laser, on en déduit que les Lasers à grande cavité (quelques mm) sont davantage résistants aux radiations que les Lasers à cavité courte.

Au-delà du seuil la durée de vie des porteurs est régie par l'émission stimulée et le temps de vie radiatif est de l'ordre de la dizaine de ps [169]. La durée de vie non-radiative après irradiation diminue, passant par exemple dans le GaAs de 0,71 ns avant irradiation à 0,15 ns après irradiation aux neutrons à $2,9 \times 10^{15}$ n/cm² [174]. Cependant la durée de vie des porteurs n'est pas suffisamment courte pour concurrencer les processus d'émission stimulée (10^{-11} s), ainsi le rendement du Laser n'est pas impacté.

Les caractéristiques électriques des diodes Laser sont également modifiées après dépôt d'une dose de déplacement. Le courant de saturation de la diode intervenant dans l'équation (28) a tendance à augmenter après irradiation alors que le facteur d'idéalité reste constant [176]. D'après Sze, le courant de saturation de recombinaison ($J_{S,R-G}$) d'une diode peut s'approximer par [36]:

$$J_{S,R-G} \approx \frac{qn_i W}{2\tau_0} \quad (46)$$

où n_i est la concentration intrinsèque des porteurs. En combinant l'équation (45) et l'équation (46) on comprend que l'origine de l'augmentation du courant de saturation provient également de la baisse de la durée de vie des porteurs. Le facteur d'idéalité reste constant, c'est-à-dire proche de 2, car les processus de recombinaison non-radiative subsistent et génèrent du courant dans la jonction.

- **Irradiation des diodes de pompe 980 nm aux protons : analyse des résultats expérimentaux**

Les cinq composants irradiés aux rayons gamma, notamment le module instable à 65°C, ont ensuite été recuits pendant 90 h à 40°C et 250 mA. Leurs caractéristiques n'ayant pas dérivé après irradiation aux rayons gamma, le recuit n'a eu guère d'influence sur les performances des composants. Le plan d'essai d'irradiation aux protons des diodes Laser figure dans le Tableau 12.

Une autre diode Laser a également été irradiée sur le dégradeur par un spectre énergétique de protons tels que ceux figurant sur la Figure 50, avec une énergie maximale de 100 MeV et une fluence de

$1,4 \times 10^{11}$ p/cm². Cette configuration correspond à la dose équivalente de la mission SPOT5 pendant 18 ans.

Numéro de pièce	1	2	3	4	5
Energie (MeV)	30	30	30	80	190
Fluence (p/cm ²)	5×10^{10}	10^{11}	5×10^{11}	5×10^{11}	5×10^{11}

Tableau 12 : Plan d'irradiation aux protons des diodes Laser

La caractéristique P-I à 25°C de la pièce n°3 irradiée à 30 MeV et 5×10^{11} p/cm² (la plus forte dose de déplacement) est présentée, à titre d'exemple, sur la Figure 51. On constate que le courant de seuil a augmenté après irradiation, mais la variation reste légère (7,5 %). Pour les autres conditions d'essais, les dérives du courant de seuil sont inférieures à 2 % et sont à peine significatives. On remarque une faible diminution du rendement du Laser, mais la valeur reste inférieure aux incertitudes de la mesure (autour de 2,2 %) et aucune tendance n'est constatée sur les autres pièces. Le spectre optique ne présente aucun changement, le problème d'accroche entre la puce et le réseau de Bragg qui a été observé lors des essais gamma n'est pas réapparu lors de l'irradiation aux protons.

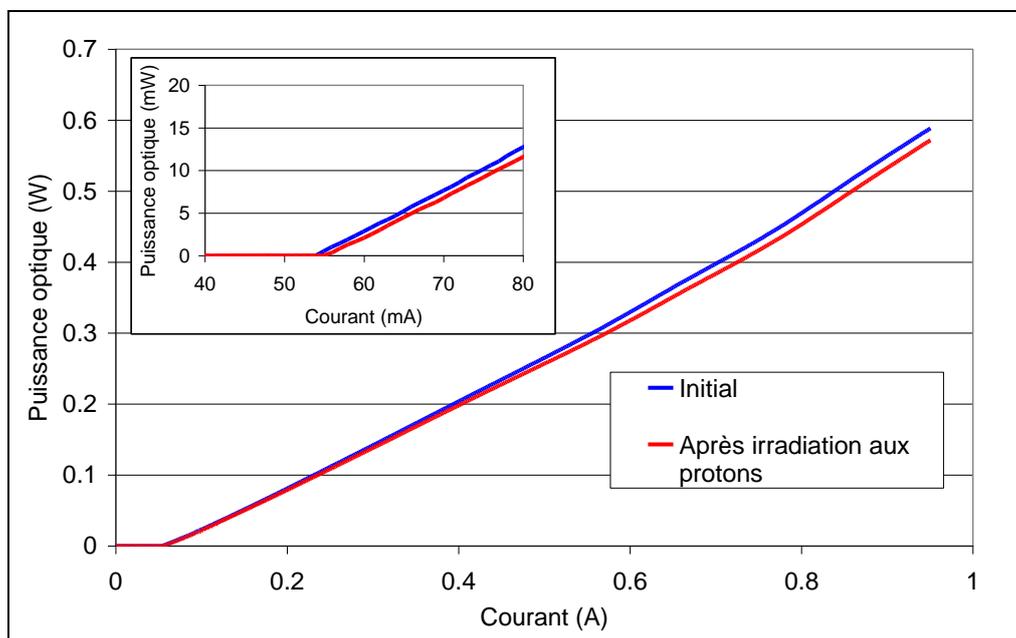


Figure 51 : Caractéristique P-I d'une pompe 980 nm à 25 °C avant et après irradiation aux protons (30 MeV et $5 \times 10^{11} \text{ p/cm}^2$). L'encart est un agrandissement pour des valeurs de courant autour du seuil du Laser

La dérive du courant de seuil des diodes Laser a été analysée en fonction de la fluence afin de comparer nos résultats à 30 MeV et 5×10^{11} p/cm² (seul résultat significatif) avec ceux obtenus dans la bibliographie. Nous obtenons un facteur de dommage du courant de seuil de l'ordre de $1-1,5 \times 10^{-13}$ cm²/p en considérant le courant de seuil électrique ou optique. Cette valeur de facteur de dommage est deux fois supérieure à celle obtenue dans la référence [168] sur des composants similaires ($7,4 \times 10^{-14}$ cm²/p). Comme précisé dans cet article, une partie de l'énergie des protons de 5,5 MeV incidents est absorbée par le substrat (les composants sont irradiés par le substrat), il en résulte que l'énergie des protons arrivant dans la zone active est de 3 MeV. Pour pouvoir comparer nos résultats à ceux d'Evans *et al.* [168], nous avons exprimé le facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la dose de déplacement κ_{DDD} selon (normalisation avec le NIEL) :

$$\kappa_{DDD} = \frac{\kappa}{NIEL} \quad (47)$$

Le NIEL dans l'InGaAs a été calculé pour des protons de 3 MeV et de 30 MeV. Par ailleurs, la perte d'énergie associée aux 0,25 mm du capot de KOVAR des modules 1994SGP étant négligeable (calculé à -2,6 MeV pour des protons de 30 MeV), celle-ci n'interviendra pas lors de ces estimations. Nous trouvons un facteur de dommage normalisé pour les puces de la référence [168] de l'ordre de $4,16 \times 10^{-12}$ g/MeV/s, et pour les diodes de pompe 1994SGP nous trouvons $2-3 \times 10^{-11}$ g/MeV/s. L'écart ainsi observé est probablement dû à la différence de technologie entre les composants de la référence [168] et ceux étudiés dans le cadre de cette thèse.

Le nombre de porteurs au seuil N_{th} et donc le courant dépendent entre autres de la longueur de la puce (cf. équation (23)), pouvant justifier la différence de facteur de dommage [173]. En effet, le facteur de dommage de Lasers InGaAsP de 2 mm de long est deux fois plus élevé que pour ceux de 0,6 mm de long [169]. D'autres paramètres peuvent entrer en compte, tels que les pertes internes, les coefficients de réflexion des miroirs ou encore le facteur de confinement et il est difficile d'évaluer leur influence sur le facteur de dommage. L'utilisation du NIEL pour corréler les dégradations peut être également inappropriée, comme nous le verrons lors de la présentation des résultats d'irradiation sous protons des photodiodes InGaAs.

Excepté la très faible augmentation du courant de seuil, aucune dérive notable des caractéristiques électriques du Laser n'a été observée sur la courbe I-V, comme on peut le remarquer sur la Figure 52 pour le composant irradié à 30 MeV et 5×10^{11} p/cm².

La photodiode de monitoring du module Laser s'est quant à elle dégradée après irradiation. Les résultats sont détaillés dans la partie suivante.

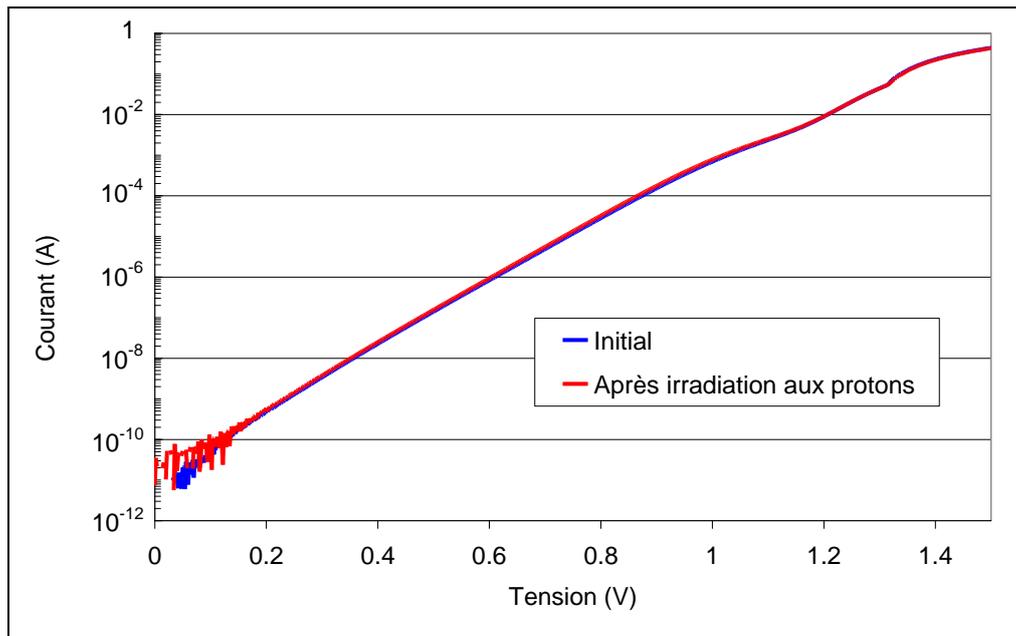


Figure 52 : Caractéristique I-V d'une diode Laser de pompe à 25°C avant et après irradiation aux protons (30 MeV et 5×10^{11} p/cm²)

II.3.b Photodiodes InGaAs : état de l'art et résultats expérimentaux

- **Etat de l'art : impact de la dose de déplacement sur les caractéristiques électro-optiques des photodiodes InGaAs**

Il est à présent bien identifié que les protons créent des défauts de déplacement dans le semiconducteur qui vont modifier les propriétés électriques de la photodiode [16]. Les principaux résultats, identifiés dans la bibliographie, et traitant de l'effet des protons sur les caractéristiques des photodiodes InGaAs sont classés en fonction de l'application ci-dessous.

Applications nucléaires

K. Gill *et al.* ont irradié des photodiodes InGaAs avec des protons de 24 GeV à une fluence de 4×10^{14} p/cm² pour des applications nucléaires [177]. Le courant d'obscurité a augmenté de 6-7 décades après irradiation aux protons mais il est important de préciser que l'énergie et la fluence sont de loin largement supérieures à ce qu'un composant peut subir lors d'une mission spatiale. Le photocourant diminue également à partir de 3×10^{14} p/cm² mais là encore la dose de déplacement est très importante et d'ailleurs, il s'agissait de la seule référence identifiée où une baisse du photocourant est observée après irradiation aux protons. Ainsi on peut s'attendre à n'avoir aucune dégradation de la réponse spectrale des photodiodes InGaAs après irradiation aux protons.

Applications spatiales : retour d'expérience en vol

Deux articles traitant de la dégradation de détecteurs InGaAs due aux radiations et observée en vol pendant une mission ont été également identifiés [178],[179] :

- La première référence traite de photodiodes InGaAs équipant le satellite SPOT4 utilisées comme imageurs. Des saturations de pixel ont été observées sur ces imageurs et les auteurs ont supposé qu'il s'agissait d'une augmentation du courant d'obscurité de la photodiode. Des photodiodes identiques ont donc été irradiées au sol par des protons d'énergie comprise entre 9,1 et 300 MeV et des fluences comprises entre 3×10^8 et 10^{10} p/cm². Le courant d'obscurité a effectivement augmenté, la variation est linéaire avec la fluence. Le facteur de dommage k_D correspondant à la dérive du courant d'obscurité est de $1,6 \times 10^{-7}$ nA/cm²/proton/cm² à 10 MeV et il peut être déduit de l'équation suivante [127],[181]:

$$k_D = \frac{J_D(\Phi) - J_D(0)}{\Phi} \quad (48)$$

où J_D est la densité de courant d'obscurité.

- Dans les travaux de Q.L. Kleipool *et al.*, des détecteurs InGaAs intégrés dans l'instrument SCIAMACHY à bord du satellite ENVISAT ont présenté une augmentation du courant d'obscurité après 14000 orbites (environ 3 ans), passant de 0,2 nA à 5 nA [179]. Cela correspond à un facteur de dommage de $5,3 \times 10^{-6}$ nA/cm²/proton/cm² pour des protons de 10 MeV.

Applications spatiales : essais au sol

L'analyse bibliographique de l'impact de la dose de déplacement sur les performances de photodiodes InGaAs pour des applications spatiales nous apprend que le courant d'obscurité augmente systématiquement après irradiation. Une seule référence bibliographique, pour laquelle aucune dérive n'est observée après irradiation aux protons de 60 MeV et $1,5 \times 10^{10}$ p/cm², a été identifiée [158]. Pour pouvoir comparer les résultats disponibles dans la bibliographie, sachant que les conditions expérimentales diffèrent entre chaque étude, il est important de normaliser le facteur de dommage du courant d'obscurité k_D . Celui-ci a été calculé en se ramenant à la dégradation équivalente pour des protons de 10 MeV et en utilisant les valeurs du NIEL dans l'InGaAs pour des électrons, protons et neutrons, en supposant que l'équivalence est justifiable (i.e. la dégradation d'un composant relative à des déplacements atomiques produits par deux particules différentes est la même à NIEL et fluence identiques). Le résultat est présenté dans le Tableau 13. Notons que la tension considérée pour calculer k_D est -5 V si la valeur du courant est connue à cette tension-là, sinon nous prenons la valeur la plus proche précisée dans la référence associée. Comme la contribution majoritaire au courant d'obscurité après irradiation est la génération-recombinaison de porteurs, on suppose que pour des tensions

inférieures à $-2kT$ et supérieures à -10 V, le courant varie peu justifiant ainsi l'indépendance de k_D en tension.

Notons que le facteur de dommage n'a pas pu être calculé pour les travaux de R.J. Walters *et al.* car l'étude porte sur des photodiodes alimentées en régime de polarisation directe, le courant variant de manière exponentielle, il est impossible de négliger l'effet de la tension pour calculer k_D [186]. De même, le facteur de dommage pour les composants étudiés par K. Gill *et al.* [177],[187] n'a pas été calculé car le NIEL n'a jamais été estimé pour de telles énergies (24 GeV pour les protons, 6 MeV pour les neutrons) [188].

Technologie	Particules	Fluence (/cm ²)	k_D obtenu sous protons de 10 MeV (nA/cm ² /proton/cm ²)	Réf.
PIN InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	p ⁺ 9,1 – 200 MeV	3×10 ⁸ - 10 ¹⁰	1,6×10 ⁻⁷	[178]
In _{0.83} Ga _{0.17} As/InP	p ⁺ 10 MeV	7,2×10 ⁹	5,4×10 ⁻⁶	[179] ¹
Dual depletion PIN InP/InGaAs/InP	p ⁺ 35 MeV	3×10 ¹¹	2-4,4×10 ⁻⁷	[157]
InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	p ⁺ 4,5 - 63 MeV	2×10 ¹¹ - 10 ¹³	3,2×10 ⁻⁷	[142] [143]
APD InP/InGaAs/InGaAsP/ InP	p ⁺ 63 MeV	10 ¹⁰ - 2×10 ¹²	10 ⁻⁵	[159] ² [180] ²
APD InP/InGaAs/InGaAsP/ InP	p ⁺ 63 MeV	10 ¹⁰ - 2×10 ¹²	2,5×10 ⁻⁵	[180] ²
PIN InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	e ⁻ 1 MeV	8×10 ¹³	1,4×10 ⁻⁷	[182]
PIN InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	e ⁻ 2 MeV	10 ¹⁷	9,3×10 ⁻⁹	[183]
PIN InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	e ⁻ 1 MeV	10 ¹³ - 10 ¹⁵	8,7×10 ⁻⁹ - 1,1×10 ⁻⁸	[181] [184]
PIN InP/In _{0.53} Ga _{0.47} As/InP	n ⁰ 1 MeV	10 ¹² - 10 ¹⁴	10 ⁻⁸	[181] ³ [184] ³

Conditions :

¹ La tension appliquée est proche de 0 donc n'est pas comprise dans $-10 > V > -2kT$

² S'agissant de photodiode à avalanche, k_D a été corrigé par le facteur de multiplication. De plus la tension inverse est largement supérieure à 10 V

³ La valeur du NIEL publiée dans ces articles a été calculée en faisant de nombreuses simplifications. Pour plus de justesse nous prenons la valeur du NIEL dans le GaAs de la référence [185].

Tableau 13 : Extraction des facteurs de dommage du courant d'obscurité identifiés dans la bibliographie

On remarque que pour les photodiodes PIN irradiées aux protons, le facteur de dommage est assez homogène (10^{-7} nA/cm²/proton/cm²). L'écart observé pour les autres composants irradiés aux protons est sûrement lié aux conditions d'irradiation (polarisation, irradiation par la fenêtre, par le substrat, par la tranche...) [169], mais également aux différences de technologie (PIN ou APD, dopage) [180], ou encore à la valeur de la tension considérée pour calculer le facteur. Des écarts significatifs (trois décades) sont constatés entre le facteur de dommage des photodiodes irradiées aux protons et celles irradiées aux électrons et neutrons.

Par cet exemple, on met en lumière les limitations liées à l'utilisation du NIEL qui assume que le niveau de dégradation du composant après irradiation dépend de l'énergie reçue par le premier atome déplacé [133], et que des corrélations peuvent être faites pour des particules incidentes différentes. Certains facteurs peuvent rendre l'utilisation du NIEL incorrecte, comme par exemple lorsque le parcours d'une particule est inférieur à l'épaisseur du matériau rendant le NIEL variable, ou encore lorsque les atomes de recul produits par spallation s'échappent du matériau [189]. D'autres incohérences ont été observées pour des composants et technologies différents [169], mais de manière générale il faut retenir que le NIEL est un outil pratique pour définir des conditions d'essais en fonction d'un type de mission. Nous allons donc maintenant pouvoir comparer nos résultats expérimentaux d'irradiation obtenus sur les photodiodes avec ceux identifiés dans la bibliographie.

- **Irradiation des photodiodes InGaAs aux protons : analyse des résultats**

Un lot de douze composants a été soumis à des irradiations aux protons mono-énergétiques (de 30 MeV à 190 MeV avec des fluences comprises entre 5×10^{10} et 10^{12} p/cm²). Un composant a été irradié en se basant sur un spectre d'énergie représentatif d'une mission spatiale (centré à 100 MeV et de fluence $1,4 \times 10^{11}$ p/cm²), via le dégradeur. Les conditions du plan d'essais pour les irradiations mono-énergétiques sont décrites dans le Tableau 14.

Energie Fluence	30 MeV	80 MeV	190 MeV
5×10^{10} p/cm²	Refs. 301 et 645		
10^{11} p/cm²	Refs. 3 et 366		
5×10^{11} p/cm²	Refs. 72 et 726	Refs. 4 et 727	Refs. 63 et 122
10^{12} p/cm²	Refs. 7 et 130		

Tableau 14 : Conditions du plan d'essais d'irradiation des photodiodes InGaAs aux protons mono-énergétiques

Notons par ailleurs que les composants ne sont pas polarisés (OFF) pendant l'essai et sont électriquement reliés à la terre. Par ce plan de tests, on peut ainsi étudier l'influence de l'énergie et de la fluence sur les caractéristiques des photodiodes.

Impact sur les caractéristiques électro-optiques

Les résultats obtenus après irradiation aux protons sont conformes à l'état de l'art. Le courant d'obscurité a augmenté consécutivement à la création de défauts de déplacement dans le matériau comme on peut le remarquer sur la Figure 53. Aucune dégradation de la réponse spectrale n'a été observée après exposition aux protons ; ce qui est plutôt prévisible compte tenu des résultats déjà publiés [157]-[159],[178]-[182]. De même, la capacité électrique des composants a dans l'ensemble peu varié après irradiation signifiant que le nombre de défauts introduits n'est pas suffisant pour sensiblement modifier le dopage.

Dans le GaAs, la compensation du dopage commence à avoir un effet significatif sur les caractéristiques électriques des composants pour des fluences supérieures à 10^{12} p/cm² à 50 MeV lorsque le dopage est de l'ordre de 10^{15} cm⁻³ [131]. On pourrait donc avoir un très léger effet de compensation sur les composants irradiés à 30 MeV et 10^{12} p/cm.

Les variations de la capacité à -5 V et 25°C, en fonction de la fluence pour une énergie de 30 MeV et en fonction de l'énergie pour une fluence de 5×10^{11} p/cm², sont représentées en Figure 54.

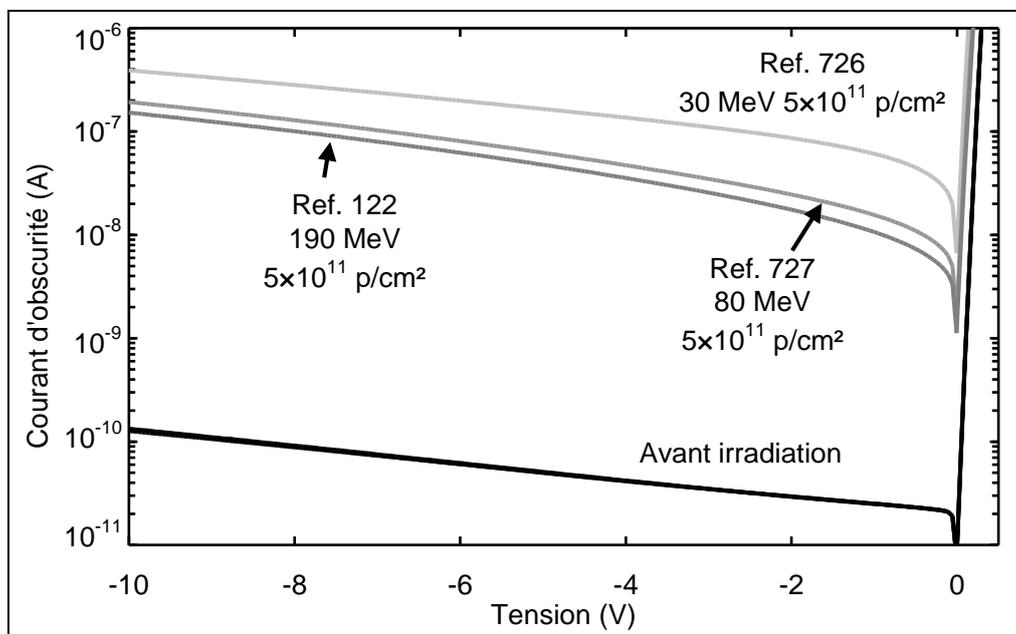


Figure 53 : Caractéristiques courant d'obscurité-tension à 25°C avant et après irradiation aux protons pour une fluence de 5×10^{11} p/cm²

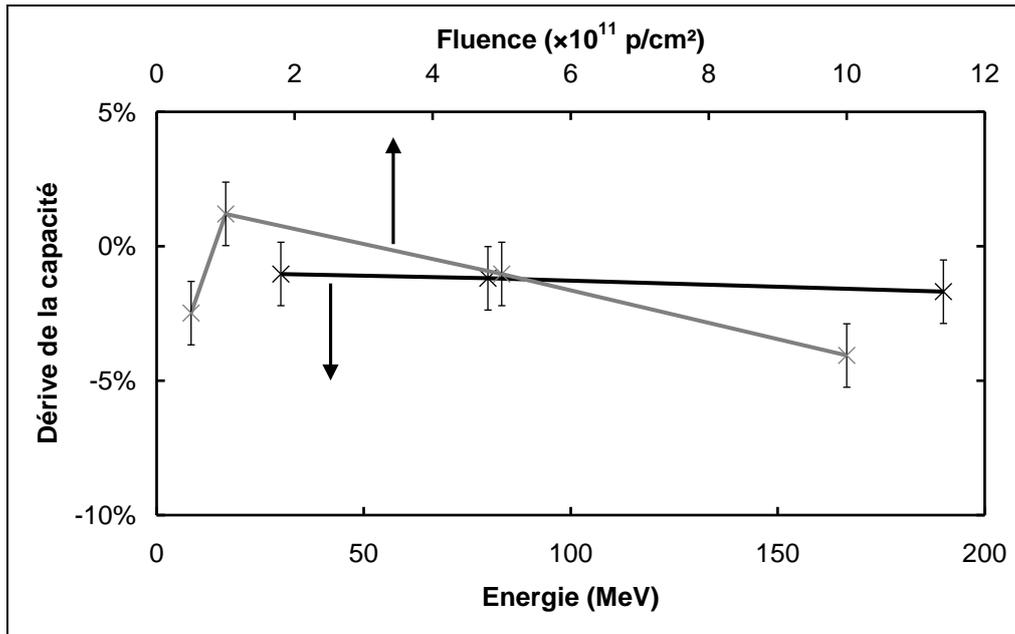


Figure 54 : Dérive de la valeur de la capacité à -5 V et 25°C en fonction de l'énergie (courbe noire à une fluence de 5×10^{11} p/cm 2) et de la fluence (courbe grise à une énergie de 30 MeV)

D'après la Figure 54, on remarque que la capacité est quasi-indépendante de l'énergie. Par contre on observe globalement une diminution de la capacité en fonction de la fluence, malgré les erreurs associées à la mesure ($\pm 1,2$ %). Rappelons ici l'équation (31) :

$$C_J(V) = \sqrt{\frac{qN_D N_A \epsilon_D \epsilon_A}{2(\epsilon_D N_D + \epsilon_A N_A)(V_{bi} - V)}} \quad (49)$$

En supposant que le dopage côté P est bien supérieur au dopage résiduel de la zone non intentionnellement dopée, on peut mettre en évidence que la capacité diminue lorsque la concentration de défauts dans l'InGaAs diminue. La dérive observée à 10^{12} p/cm 2 (-4 %) pourrait être due à une légère compensation du dopage [131]. Selon l'équation (49), cela correspondrait à une diminution du dopage de l'ordre de 1,6 %. Lors de l'irradiation aux protons, des pièges aux propriétés différentes (énergie, section de capture, taux d'émission), de ceux déjà présents dans le matériau, sont créés. A forte fluence, la densité de ces pièges devient importante jusqu'à compenser celle des défauts déjà présents.

Le bruit de courant d'obscurité a également augmenté après irradiation mais ne se compose que de bruit blanc car aucune autre contribution n'a été observée, comme on peut le remarquer sur la Figure 55.

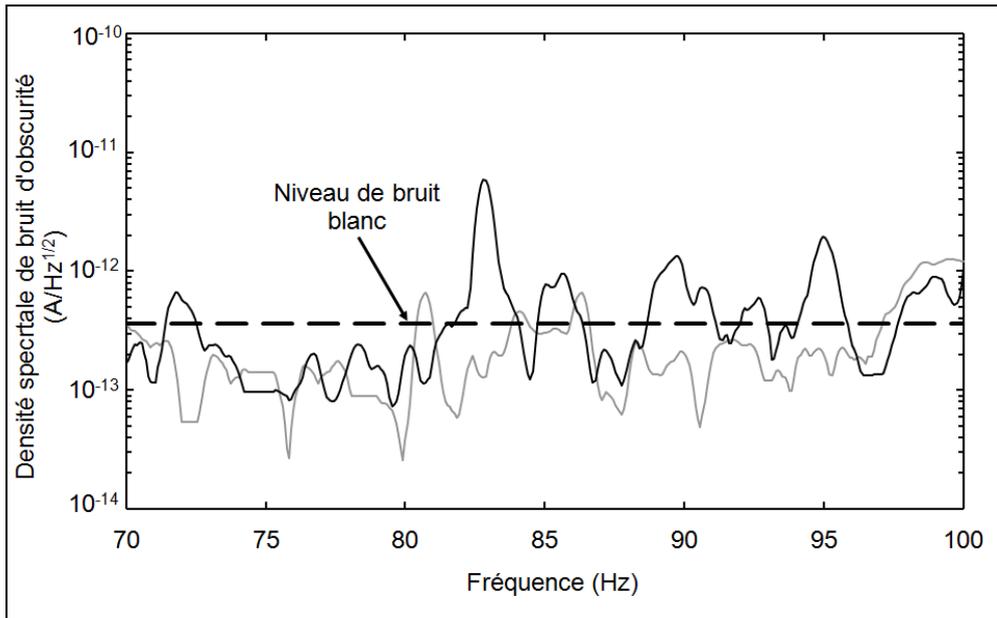


Figure 55 : Spectres de bruit à 70°C et -5V de deux photodiodes irradiées aux protons à 30 MeV et 10¹¹ p/cm² (courbes noires et grises). Le niveau de bruit blanc calculé à partir des courbes I-V est également représenté en pointillés

Enfin la tension de claquage V_{BR} a fortement diminué après irradiation aux protons. La tension de claquage étant définie comme la valeur de la tension pour un courant de 1 μ A, cette diminution est prévisible car le courant d'obscurité a augmenté. Les caractéristiques I-V de deux composants (Refs. 301 et 130) avant et après irradiation à 25°C sont représentées sur la Figure 56 pour la plage 0 V – V_{BR} . On remarque que la pente de la caractéristique est modifiée après irradiation suggérant que le principal mécanisme à l'origine du courant dans la jonction n'est pas le même avant et après irradiation. Une modélisation détaillée de la caractéristique I-V sera proposée dans le chapitre 4.

La contribution majoritaire est apportée par le courant de génération dû à la présence de défauts dans le semiconducteur, qui masque le courant tunnel des porteurs à travers la bande interdite (visible avant irradiation au-delà de -35 V et caractérisé dans le chapitre 2). Ainsi la tension que l'on considère comme tension de claquage n'est plus située dans la partie où l'effet tunnel est majoritaire après irradiation. Comme la valeur de la tension appliquée est limitée à un courant de 1 μ A pour ne pas endommager le composant, nous n'avons pas pu observer de courant tunnel après irradiation aux protons (sur la plage 0°C-70°C).

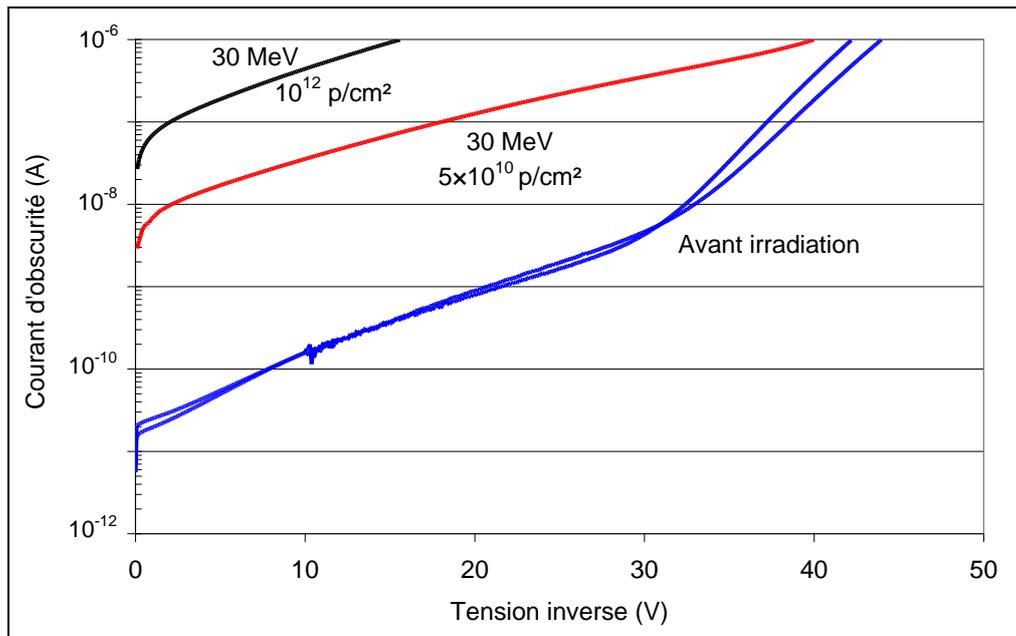


Figure 56 : Caractéristiques I-V à 25°C avant et après irradiation pour deux composants (30 MeV- 5×10^{10} et 10^{12} p/cm²)

Analyse de la dérive du courant d'obscurité : influence de la dose ionisante déposée par les protons

Pour confirmer que l'augmentation du courant d'obscurité est bien liée aux défauts de déplacement, nous avons calculé la dose ionisante déposée par les protons selon l'équation (37) et comparé l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la dose ionisante pour des photodiodes irradiées aux protons et aux rayons gamma. Le résultat est illustré en Figure 57. Comme on peut le remarquer à isodose, le courant d'obscurité des photodiodes irradiées aux protons est de deux décades plus important que celui des photodiodes irradiées aux rayons gamma. Ainsi les effets ionisants des protons peuvent être négligés et on peut considérer que l'augmentation du courant d'obscurité est majoritairement liée aux défauts de déplacement.

Analyse de la dérive du courant d'obscurité en fonction de la fluence

L'évolution du courant d'obscurité à -5 V et 25°C en fonction de la fluence pour une énergie de 30 MeV est représentée sur la Figure 58. Le courant varie linéairement avec la fluence jusqu'à 5×10^{11} p/cm² comme le prédit la théorie. Le facteur de dommage extrait est égal à $4,6 \times 10^{-7}$ nA/cm²/p/cm² pour des protons de 30 MeV, soit après ajustement à des protons de 10 MeV nous obtenons $7,4 \times 10^{-7}$ nA/cm²/p/cm². L'ordre de grandeur est identique à ceux obtenus grâce aux travaux de Marshall et Dale, Joshi *et al.* et Barde *et al.* [142]-[143],[157],[178], suggérant des similitudes dans la tenue aux radiations des composants étudiés dans le cadre de cette thèse.

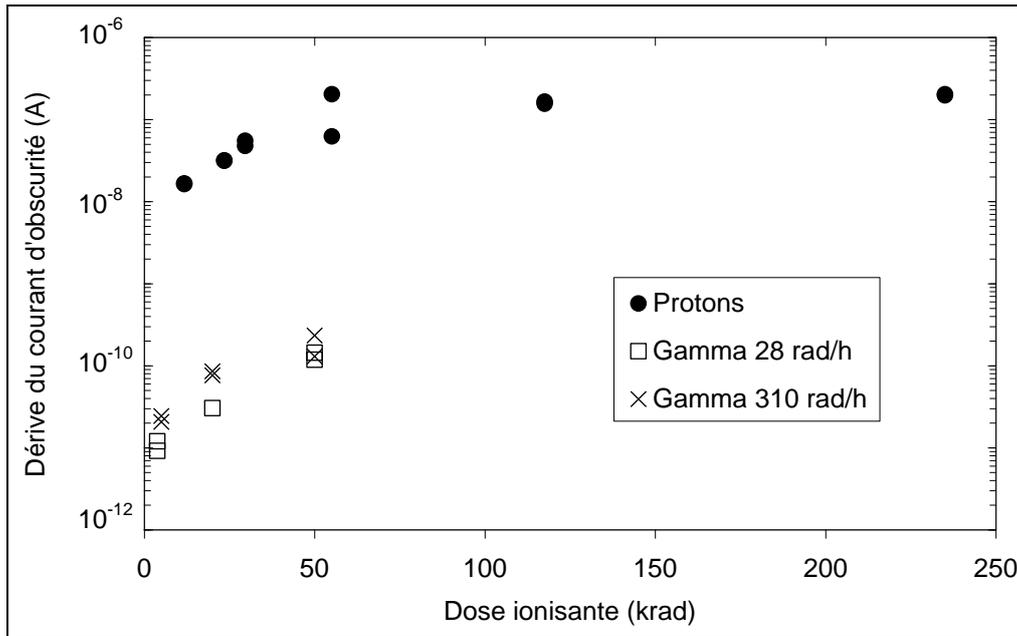


Figure 57 : Dérive du courant d’obscurité en fonction de la dose ionisante et du débit de dose après irradiations aux protons et rayons gamma

On remarque qu’au-delà de 5×10^{11} p/cm², pour une fluence de 10^{12} p/cm², la relation (48) n’est plus valable. En effet on observe un phénomène de saturation du courant d’obscurité par rapport à la fluence qui suggérerait une saturation dans l’introduction de défauts à forte fluence. De manière générale, la bibliographie suggère que le courant d’obscurité varie linéairement avec la fluence. Cependant lorsque la fluence dépasse 10^{13} p/cm², certains auteurs ont remarqué que la variation du courant d’obscurité n’est plus linéaire avec la fluence mais obéit à une loi super-linéaire [190], ce qui semble en contradiction avec nos résultats expérimentaux. On peut supposer que d’autres types de défauts sont créés à plus forte fluence. Par exemple des agrégats de défauts dont les propriétés (section de capture, niveau d’énergie) sont différentes de celles de défauts isolés, ou des défauts instables dans le temps qui vont se recuire à la température ambiante. Il peut également s’agir d’une erreur portant sur l’estimation de la durée d’exposition, survenue lors de l’essai.

Analyse de la dérive du courant d’obscurité en fonction de l’énergie des particules

Comme nous l’avons précisé précédemment, un ion incident va déplacer des atomes dans la matrice d’InGaAs par interaction de type élastique coulombienne et réaction nucléaire. Pour des énergies inférieures à 10 MeV les contributions nucléaires sont négligeables dans la plupart des semiconducteurs.

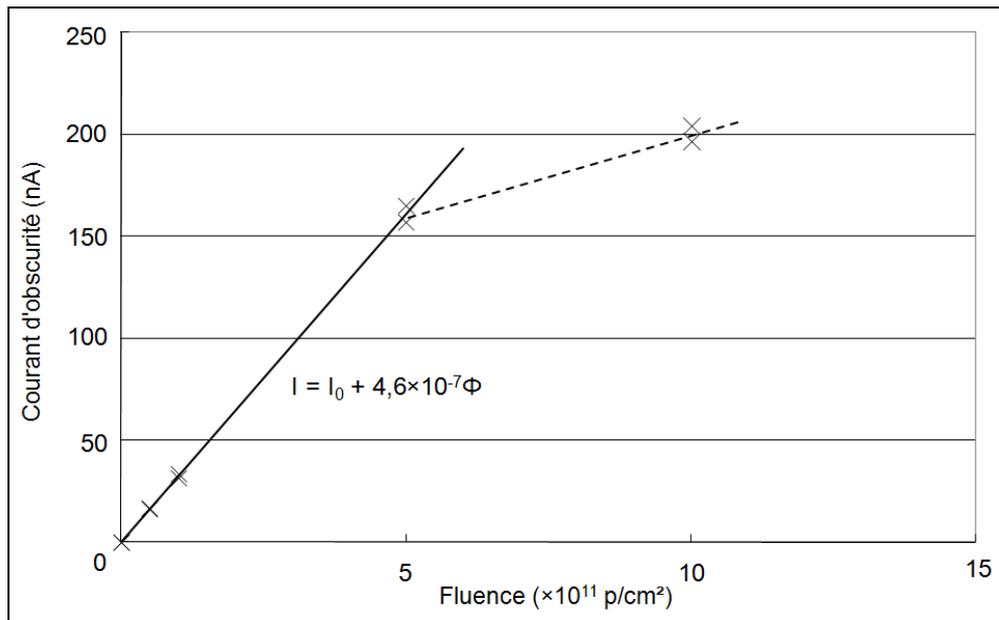


Figure 58 : Variation du courant d'obscurité en fonction de la fluence pour une tension de -5 V à une température de 25°C

Pour étudier la dépendance en énergie de la dégradation du courant d'obscurité, nous avons donc tracé l'évolution du facteur de dommage normalisé de nos composants en fonction de l'énergie sur la Figure 59, et représenté sur cette figure les courbes du NIEL total et de la contribution élastique du NIEL dans l'InGaAs. Ce calcul a été réalisé pour la photodiode incluse dans le module 1931SGM, ainsi que pour la photodiode de monitoring de la diode Laser 1994SGP (à 65°C). Les pertes énergétiques, dues au freinage des protons dans le capot du boîtier, ont été également estimées avec le logiciel SRIM [191]. Ainsi, les protons de 31,1 MeV arrivent à 28,5 MeV sur la puce, ceux de 80 MeV à 78,8 MeV et ceux de 190 MeV à 189,3 MeV. Les valeurs d'énergie des protons incidents ont donc été corrigées en fonction du freinage dans le capot. Nous avons par ailleurs rajouté, sur la Figure 59, les résultats des articles [142],[143] et [178] pour lesquels la même méthodologie a été appliquée. Notons que le NIEL dans l'InGaAs a été calculé via le logiciel NEMO inclus dans OMERE [134], et la partie élastique a été déduite en se basant sur la fonction proposée par Barde *et al.* dans leur étude [178].

Comme on peut le remarquer sur cette figure, la dérive du courant d'obscurité suit la composante coulombienne du NIEL, suggérant que les dégradations induites par réaction nucléaire n'ont aucun effet sur les caractéristiques du composant. Ce résultat est observé pour les photodiodes 1931SGM tout comme pour les photodiodes de monitoring des diodes Laser de pompe, ce qui est prévisible car les puces sont identiques. La différence de facteur de dommage est probablement liée à la présence du « getter » (piège chimique placé dans le boîtier pour capturer les composés organiques) dans le boîtier de la diode Laser de pompe, contribuant au freinage des particules.

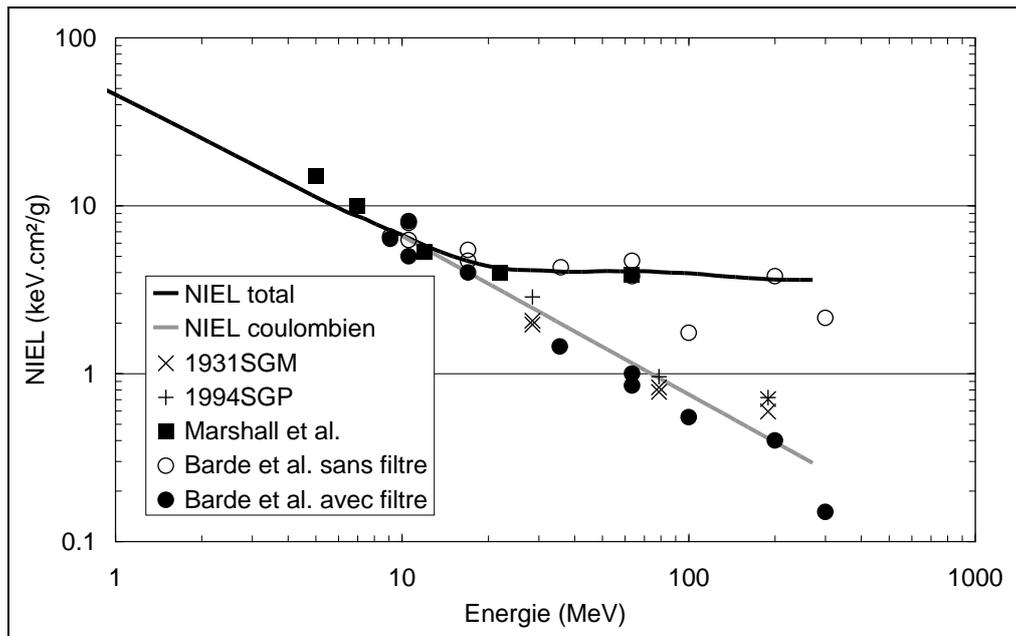


Figure 59 : NIEL total et coulombien (interactions coulombiennes uniquement) calculé dans l'InGaAs en fonction de l'énergie. Les facteurs de dommage expérimentaux sont représentés par des symboles et normalisés par : 8×10^{-11} nA.g/MeV pour la photodiode 1931SGM et 5×10^{-10} nA.g/MeV pour la photodiode de la pompe 1994SGP. Les données représentées par des carrés sont des références [142],[143], les ronds (pleins et vides) proviennent des travaux de S. Barde *et al.* [178]

Contrairement à Marshall *et al.* [142],[143], ainsi qu'à Barde *et al.* [178] (cercles pleins) qui ont réalisé une étude comparative sur des photodiodes InGaAs irradiées aux protons, le facteur de dommage n'évolue pas comme le NIEL total. De nombreux auteurs ont également remarqué que la dépendance en énergie de la dégradation des composants à base de GaAs n'évolue pas comme le NIEL total, sur toute la gamme d'énergie pour des applications spatiales, mais varie uniquement avec la contribution coulombienne du NIEL [192],[132].

Le désaccord avec le NIEL est dû à la différence de types de défauts créés par diffusion élastique et par réaction nucléaire. Ces derniers, essentiellement liés aux produits de spallation nucléaire (diffusion inélastique) et regroupés en paquets (agrégats), ne sont pas stables dans le temps et auraient tendance à être guéris instantanément [132]. La Figure 60 représente les facteurs de dommage normalisés pour des protons dans le GaAs, relevés dans la bibliographie et publiés dans la référence [192] en fonction de l'énergie.

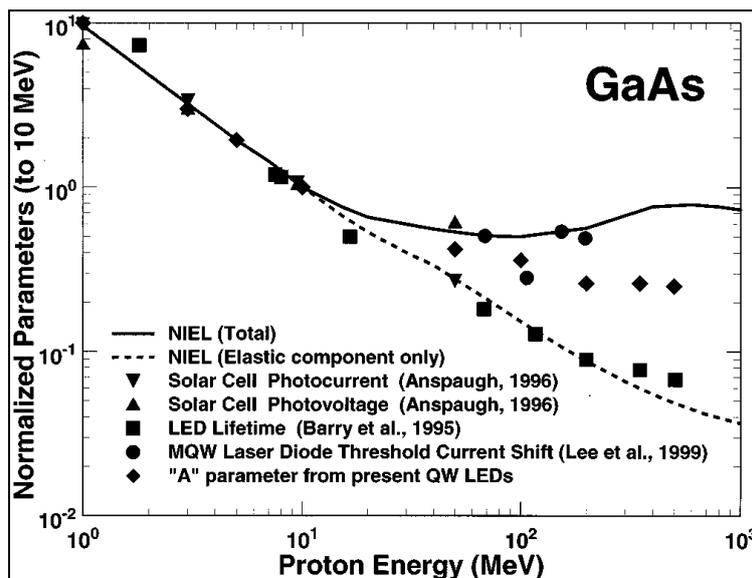


Figure 60 : Facteurs de dommage normalisés dans le GaAs en fonction de l'énergie des protons.

Le trait plein est le NIEL total calculé dans le GaAs, le trait en pointillés est le NIEL élastique. La figure et la méthodologie de normalisation sont explicitées dans l'étude de R.J. Walters *et al.* [192]

Comme on peut le remarquer sur cette figure, la composante élastique du NIEL, reportée en fonction de l'énergie, permet d'ajuster l'évolution du facteur de dommage de certains composants, en particulier les LEDs à base de composés GaAs. Les hypothèses suggérées par les auteurs montrent que les défauts créés par réactions nucléaires dans le matériau non déplété ne sont pas stables et disparaissent rapidement alors que ceux créés dans la zone de déplétion ont tendance à perdurer. Ce résultat est surprenant puisque les technologies et les conditions d'essai sont similaires.

En effet, les photodiodes de la référence [142] ont une surface de jonction de $600 \mu\text{m}^2$ et ont été irradiées avec les broches court-circuitées et reliées à la masse alors que les photodiodes, étudiées dans le cadre de la thèse, ont une surface de $300 \mu\text{m}^2$ et ont été irradiées avec les pattes court-circuitées et également reliées à la masse. Il est difficile d'envisager un comportement différent face aux radiations pour ces deux composants, car ils fonctionnent tous les deux à la même tension et la contribution majoritaire au courant d'obscurité dans chacun des cas est liée à la génération (ayant lieu dans la zone de déplétion).

Une autre hypothèse également avancée se base sur le fait que lorsque la distance de pénétration des atomes de reculs produits par interactions inélastiques est supérieure à la largeur de la zone active, ceux-ci ne contribueraient pas à la dégradation. Mais cette hypothèse a été invalidée dans une étude portant sur les LEDs d'une épaisseur de $400 \mu\text{m}$ [193]. La différence à forte énergie peut s'expliquer par le positionnement du composant puisque la photodiode du module 1931SGM comme la photodiode de monitoring de la pompe a été placée avec un angle de 90° par rapport au plan du fond

du boîtier. Lors de l'essai, les composants ont donc été irradiés sur la tranche alors que ceux correspondant aux références [142],[143] ont été irradiés dans l'axe de la croissance épitaxiale. Or il a été montré que l'axe d'irradiation a une influence sur la dégradation du composant [169]. Cela a déjà été constaté sur des mémoires SRAM irradiées par des protons : la sensibilité aux effets singuliers des composants est accentuée si l'angle d'irradiation est rasant (production de particules secondaires favorisée lors de l'interaction avec la matière) [194].

La dépendance du facteur de dommage avec la contribution coulombienne du NIEL, visible sur la Figure 59, a déjà été constatée par d'autres auteurs. En analysant des pics de courant d'obscurité observés sur certaines des photodiodes InGaAs utilisées comme pixel de capteur CCD dans la référence [178], les auteurs ont fait le lien entre ces effets transitoires (de quelques ms à quelques minutes) et la dégradation du semiconducteur liée aux réactions nucléaires. Sur la Figure 59, après avoir filtré les données lorsque le courant d'obscurité est supérieur à 10 fois la valeur moyenne, ils observent une dépendance de la dégradation du courant d'obscurité selon la composante coulombienne du NIEL (ronds pleins). Ainsi les pics de courants sont liés à la dégradation du matériau par réaction nucléaire lors de l'irradiation aux protons, provoquant temporairement des agrégats de défauts dans le semiconducteur qui sont instables et vont progressivement disparaître, conformément à ce qui a été observé sur des photodiodes GaAs irradiées aux électrons [132].

Le fait que les photodiodes des références [142],[143] se soient dégradées en énergie comme le prévoit la théorie du NIEL pourrait également être lié à la section de la zone active irradiée. En effet, les photodiodes InGaAs de la référence [178], d'une surface active de 22 μm par 45 μm , ont été irradiées par le dessus et sont 200 fois plus petites que celles des références [142],[143]. Cette surface irradiée est du même ordre de grandeur pour les composants étudiés dans le cadre de la thèse car ils ont été irradiés par la tranche (la section est d'environ 300 μm par 4,5 μm pour la couche d'InGaAs). On peut donc imaginer que lors de l'irradiation aux protons, peu de réactions nucléaires ont été initiées compte tenu de la petite section de la couche d'InGaAs irradiée, en adéquation avec les résultats obtenus dans [178]. Ainsi la validité du NIEL dans l'InGaAs sur toute la gamme d'énergie pourrait donc dépendre de la structure du composant et par extension des conditions d'irradiation.

Si l'on raisonne en termes de dose de déplacement en se basant sur l'équation (38), la variation du courant d'obscurité, en fonction de la dose de déplacement après irradiation aux rayons gamma et aux protons, est illustrée sur la Figure 61.

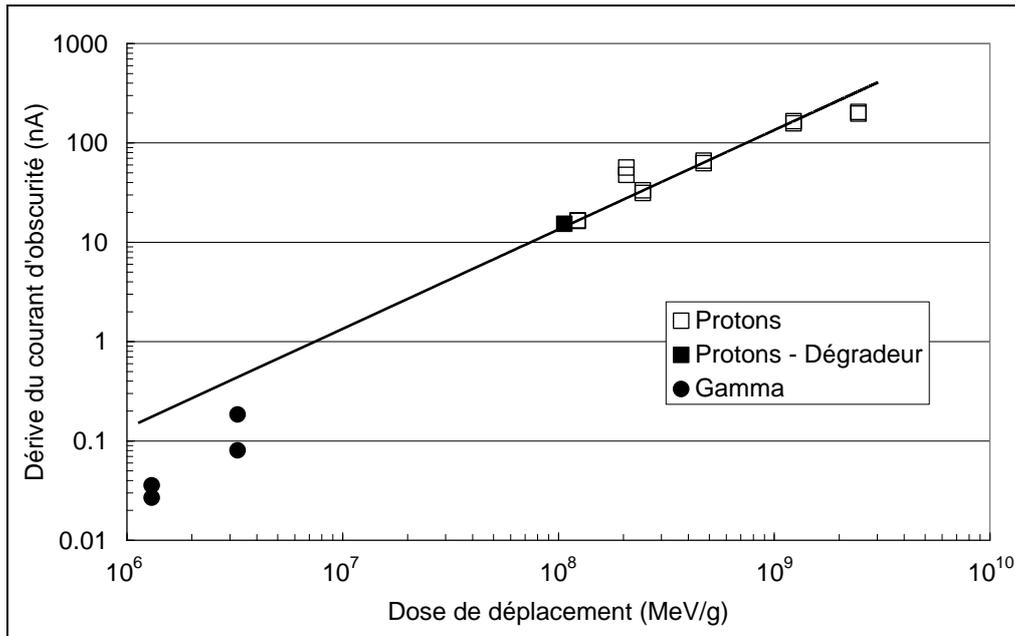


Figure 61 : Dérive du courant d'obscurité en fonction de la dose de déplacement après irradiation aux protons et aux rayons gamma (310 rad/h, 20 et 50 krad)

On remarque une dépendance de la dérive du courant en fonction de la dose de déplacement après irradiation sous protons, selon une loi de type linéaire :

$$\Delta I = k.D_D \quad (50)$$

où k est égal à $1,34 \times 10^{-7}$ nA.g/MeV.

L'accord entre la droite d'ajustement et les données expérimentales est particulièrement bon pour le point correspondant aux irradiations à partir du dégradeur, prouvant ainsi la validité du NIEL dans les protons. Ainsi on justifie l'utilisation d'un faisceau mono-énergétique pour simuler l'environnement radiatif spatial en termes de radiations non-ionisantes.

Cette fonction d'ajustement n'est pas totalement pertinente pour les valeurs de ΔI après irradiation gamma ; cette différence pouvant être due aux erreurs d'estimation du NIEL et de la fluence des électrons secondaires réalisés dans la partie II.2.b. Un résultat similaire a été obtenu sur le silicium par C. Caddeo *et al.* [163]. Les auteurs observent qu'à concentration de défauts égale, la dégradation du courant d'obscurité de photodiodes au silicium après irradiation aux électrons est plus faible qu'après irradiation aux protons. Les électrons provoquent des défauts isolés alors que les protons provoquent des défauts sur tout leur chemin. Cette différence pourrait se justifier par un phénomène de conduction de type « hopping », c'est-à-dire un transfert de charges d'un site à un autre dont l'énergie est comprise dans la bande interdite du semiconducteur, dans le cas des protons car la concentration de défauts est importante. On remarque cependant que les valeurs expérimentales sont situées au-dessous

de la courbe d'ajustement, confirmant à nouveau que les photodiodes ne sont pas sensibles aux effets ionisants des rayons gamma.

Après avoir irradié aux rayons gamma et aux protons les diodes Laser et les photodiodes, deux conclusions préliminaires peuvent être proposées :

- Nous avons montré que seules les diodes Laser de pompe sont sensibles aux rayons gamma. La réflectivité du réseau de Bragg d'un composant a probablement été modifiée après irradiation, conduisant à un problème de stabilisation de la longueur d'onde pour des températures élevées (65°C). L'impact de la réflectivité sur la condition d'accroche sera examiné dans le chapitre 4. Le courant d'obscurité des photodiodes a légèrement augmenté, mais la dérive reste largement négligeable.
- Il ressort que seules les photodiodes sont sensibles aux effets d'irradiation par protons. Le courant d'obscurité a fortement augmenté après irradiation, de plus de 3 décades, et l'on observe un désaccord avec la théorie du NIEL. Une étude en fonction de l'énergie et de la fluence a permis de démontrer le faible impact des réactions nucléaires sur la dégradation du composant lors de l'interaction proton-InGaAs.

Il est maintenant intéressant de voir si les radiations peuvent avoir un impact sur la fiabilité opérationnelle des composants.

II.4 Analyse de l'impact du vieillissement accéléré post-radiations

II.4.a Objectifs des tests accélérés

Comme nous l'avons vu précédemment, les radiations et notamment les protons introduisent des défauts dans les composants. Or il est bien connu que la présence de défauts puisse impacter la fiabilité des composants, que ce soit dans le volume du matériau pour les Lasers [51],[94] ou par des mécanismes de surface pour les photodiodes [195],[196]. Nous avons donc vieilli dans des conditions accélérées les diodes de pompe et les photodiodes InGaAs afin d'analyser, après irradiation aux protons, les modifications potentielles des caractéristiques électriques et optiques. Ceci permettra d'évaluer si l'on peut garantir un fonctionnement stable de ces composants dans l'espace pendant toute la durée d'une mission.

A ce jour, cette approche cumulative des effets de vieillissement est originale car dans une qualification standardisée, les composants sont testés d'une part sous radiations tandis que d'autres sont testés parallèlement en stockage actif. Cela vient du fait qu'il n'existe pas réellement de norme pour tester le composant aux rayonnements non ionisants, et chaque groupe possède son propre mode

opérateur [197]. En utilisant cette démarche, on peut ainsi mettre en évidence des effets croisés potentiels entre les radiations et la fiabilité du composant, qui n'auraient pas pu être mis à jour en testant de manière séparée. Cependant la norme de l'ESA, l'ESCC 22900 pour les essais d'irradiation, propose de réaliser un vieillissement accéléré de 168 h à 100°C (si les conditions d'utilisation du composant l'autorisent) [198]. Pour autant, une durée aussi courte de vieillissement pourrait ne pas être suffisante pour activer des mécanismes de dégradation.

II.4.b Vieillissement post-irradiation de diodes Laser de pompe 980nm

Etat de l'art

Une seule référence traitant du vieillissement accéléré de diodes Laser post-irradiation a été identifiée dans la bibliographie et celle-ci porte sur les travaux de R. Macias *et al.* [136]. Des diodes InGaAsP/InP ont été irradiées aux rayons gamma (dose de 10 Mrad) et aux neutrons (5×10^{14} n/cm² à 20 MeV). Une augmentation du courant de seuil a été observée après irradiation aux neutrons, alors qu'aucune dérive n'est constatée après exposition aux rayonnements ionisants. Les composants ont été ensuite vieillis pendant plus de 1100 h à 80°C et 60 mA. Les auteurs ont clairement identifié une phase de recuit du courant de seuil lors des caractérisations intermédiaires, mais aucun paramètre électro-optique des diodes Laser n'a dérivé pendant le vieillissement. On peut donc s'attendre à avoir des résultats similaires, sachant que les conditions d'essai (au maximum 30 MeV et 5×10^{11} p/cm²) sont largement moins impactantes que celles utilisées par R. Macias *et al.*

Résultats expérimentaux

Les cinq composants irradiés aux protons ont été vieillis pendant 2000 h à 65°C et 500 mA. Les courbes de la Figure 62 représentent les caractéristiques P-I à 25°C avant et après vieillissement pour le composant 452 (30 MeV et 5×10^{11} p/cm²). Comme on peut le remarquer sur cette figure, la caractéristique n'a pas été modifiée après vieillissement, suggérant que les radiations n'ont pas impacté la fiabilité du composant. Le courant de seuil a très légèrement augmenté après irradiation (de l'ordre de 4%) mais sa valeur est sensiblement la même après vieillissement. Les différences de rendement du Laser observées sur ces caractéristiques sont dues aux erreurs liées à l'incertitude de mesure. Les autres caractéristiques n'ont, par ailleurs, pas été modifiées.

II.4.a Vieillessement post-irradiation de photodiodes InGaAs

Etat de l'art

Comme pour les diodes Laser de pompe, une seule référence présentant les résultats d'un vieillissement post-radiations sur des photodiodes InGaAs a été identifiée dans la littérature [187]. Vingt photodiodes InGaAs irradiées aux neutrons (6 MeV et 10^{14} n/cm²) ont été vieilles à 80°C, -5 V pendant 4000 h en étant éclairées par une source Laser (100 μW). Malgré une forte augmentation du courant d'obscurité après exposition aux neutrons (environ 6 décades), la sensibilité n'a pas été altérée, et surtout aucune dérive du courant n'a été observée tout au long du vieillissement.

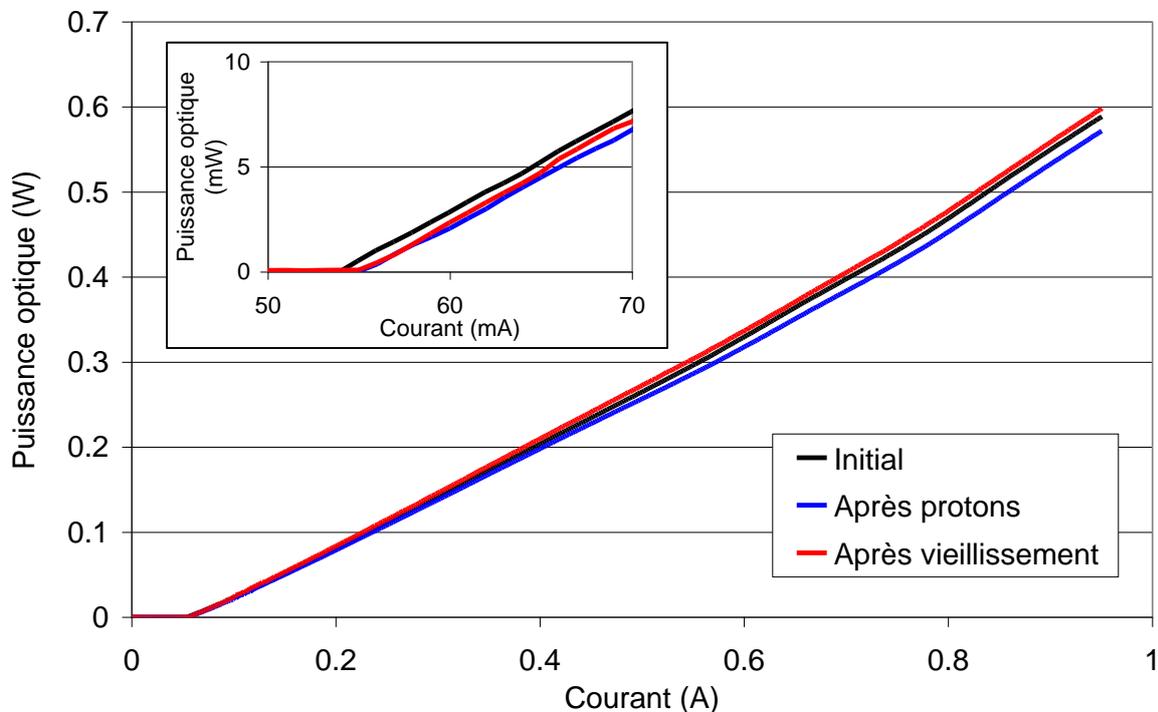


Figure 62 : Caractéristiques P-I à 25°C avant irradiation, après irradiation aux protons (30 MeV et 5×10^{11} p/cm²) puis après vieillissement en stockage actif (2000 h, 65°C et 500 mA)

Résultats expérimentaux

Nous avons sélectionné quatre composants irradiés aux rayons gamma (50 krad) et six composants irradiés aux protons (pour lesquels la dose est la plus forte) pour être vieillis à -5 V et 70°C pendant 2000 h. Le suivi du courant d'obscurité pendant le vieillissement est représenté sur la Figure 63. Comme on peut le remarquer sur cette figure, aucune dérive notable du courant n'est observée tout au long du vieillissement. Seul un léger effet de recuit a été observé pendant les 100 premières heures,

effet plutôt limité (de l'ordre de 10 %) ce qui est en accord avec le résultat de la référence [187]. On peut donc déduire que l'irradiation aux protons n'affecte pas la durée de vie des photodiodes.

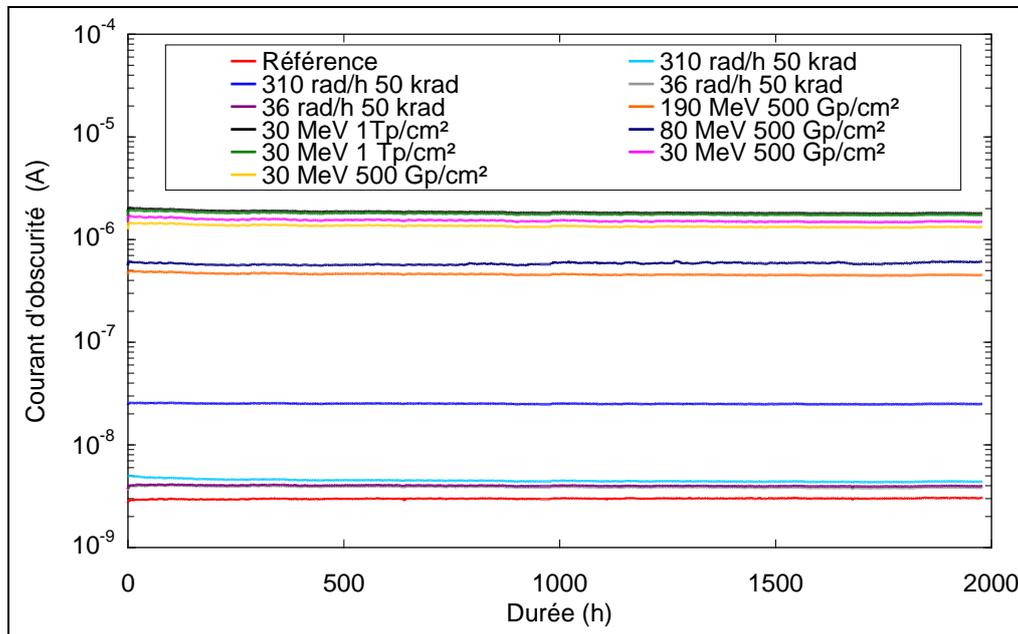


Figure 63 : Variations du courant d'obscurité des photodiodes pendant le vieillissement (70°C et -5 V)

III. Simulation du vide spatial

III.1 Analyse bibliographique de l'effet du vide sur les composants optoélectroniques

A notre connaissance et à ce jour, nous n'avons pas identifié dans la littérature de référence traitant du vieillissement de diodes Laser 980 nm dans le vide. En revanche, le vieillissement sous air de diodes de pompe 980 nm a été très largement étudié et les modes de dégradation de ces Lasers sont bien connus.

III.1.a Rappel sur les modes de dégradation sous air

Par exemple, M. Fukuda et J. Jiménez ont activement étudié les principaux modes de dégradation de diodes Laser, et lors d'un vieillissement à courant constant on peut observer trois modes de dégradation : soudain, graduel et catastrophique [51],[94].

- *Les dégradations soudaines* sont associées à la présence de défauts dans le semiconducteur qui détruisent la zone active du Laser. La puissance optique chute brutalement dès le début du vieillissement jusqu'à ce que le composant n'émette plus de lumière. L'origine de ces défauts peut être liée au relâchement des contraintes dans le matériau, notamment près du puits quantique dont le paramètre de maille est très légèrement désaccordé avec celui des couches adjacentes afin d'émettre à la bonne longueur d'onde. Sous l'effet du courant, ces défauts vont se propager dans le matériau grâce à l'énergie fournie par la recombinaison non-radiative des porteurs (REDR : *Recombination Enhanced Defect Reaction*) et atteindre la zone active [199]. L'analyse physique des défaillances révèle des dislocations le long des plans cristallins <100> et <110> dont la nature est liée à la présence de défauts ponctuels dans le matériau. Les diodes InGaAs/GaAs sont peu sensibles aux dégradations le long du plan <100> car la contrainte est absorbée par les atomes d'indium et les défauts ne peuvent pas se propager dans ce plan [200]. La propagation selon le plan <110>, liée au stress induit par le report de la puce sur l'embase, est beaucoup plus lente et conduit souvent à des dégradations catastrophiques [57]. La maîtrise de la qualité de la croissance épitaxiale et l'application d'un déverminage en courant et température (*burn-in*) permettent d'éliminer les pièces atypiques. Compte tenu de la maturité actuelle de la technologie, les dégradations rapides ne sont plus observées sur des diodes Laser émettant à 980 nm.

- *Les dégradations graduelles* se traduisent par une diminution lente de la puissance optique au cours du temps. Il s'agit de processus activés thermiquement et la durée de vie du composant τ peut donc être décrite par une loi d'Arrhenius :

$$\tau = K \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (51)$$

où K est une constante dépendante du composant et E_a est l'énergie d'activation comprise entre 0,4 et 0,9 eV [51].

Ces dégradations apparaissent également par la propagation de défauts dans la zone active par REDR mais de manière ponctuelle. Elles nécessitent donc une densité de défauts préexistants beaucoup plus faible que dans le cas d'une dégradation rapide. D'autres phénomènes peuvent également mener à une diminution lente de la puissance optique. Des dégradations graduelles de diodes Laser 980 nm ont été observées par M. Bettiati *et al.* [201], et ont été attribuées à la présence de défauts (complexes lacune-Zn) dans le cladding côté P qui ont migré vers la zone active. Des problèmes de diffusion d'arsenic des couches de confinement vers la zone active ont également conduit à une diminution graduelle de la puissance optique sur des diodes Laser AlGaAs/GaAs vieilles dans le vide [202]. Dans ce cas spécifique, la dégradation est indépendante du vide et nous verrons plus tard que le même auteur constate sur ces composants des dégradations sur le miroir liées au vide. On remarque encore que la

qualité des interfaces et la maîtrise des procédés d'épitaxie sont primordiaux afin d'accroître la durée de vie du composant.

- *Les dégradations catastrophiques* sont liées à une chute brutale de la puissance optique au bout d'une certaine durée de fonctionnement, sans qu'aucune dérive notable ne soit observée auparavant. La défaillance peut être due à une dégradation du miroir d'émission du Laser, on parlera alors de défaut de type COMD (*Catastrophic Optical Mirror Damage*), ou alors à une dégradation du matériau et dans ce cas, le défaut est de type COD (*Catastrophic Optical Damage*) [51]. De nombreuses études ont porté sur l'analyse des COMD de diodes de pompe 980 nm, s'agissant au début des années 1990 du facteur limitant la fiabilité de ces composants [48]. M. Fukuda *et al.* ont été parmi les premiers à étudier les mécanismes de COMD et à montrer que l'oxydation du miroir de composants non passivés, ainsi que les recombinaisons de surface à l'interface semiconducteur-diélectrique des composants passivés, sont les principaux éléments entrant dans une boucle de contre-réaction positive menant à un COMD [50],[94],[203]. Ils ont proposé le schéma de la Figure 64 pour rendre compte et synthétiser les mécanismes mis en jeu dans ces processus. La présence de défauts en surface augmente le taux de recombinaisons non-radiatives, générant de l'échauffement et par conséquent une diminution légère de l'énergie de la bande interdite. L'absorption du matériau augmentant lorsque le bandgap diminue, une quantité supplémentaire de lumière est absorbée sur le miroir, générant des paires électron-trou supplémentaires.

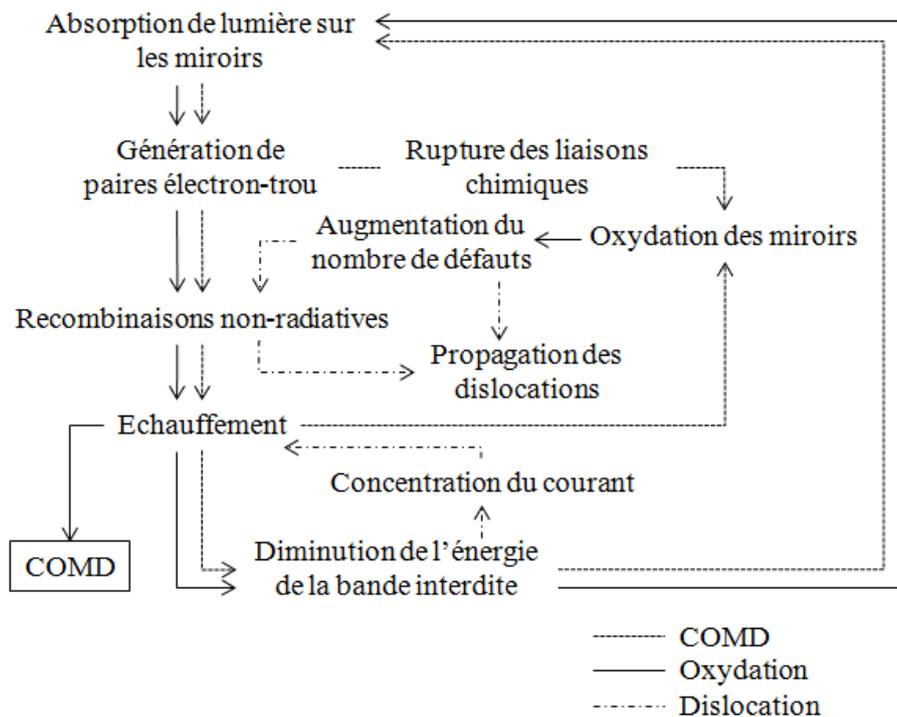


Figure 64 : Schéma de la boucle de contre-réaction pour la génération de COMD (d'après [203])

Le paramètre clé d'activation est la température. Il a été démontré sur des Lasers AlGaInP que la température du miroir augmentait linéairement avec la puissance optique jusqu'à atteindre un maximum précédant l'apparition d'un COMD [204]. Des diodes Laser à base d'InGaAs émettant autour de 980 nm ont été soumises à de fortes impulsions de courant jusqu'à être dégradées dans la référence [205]. La dégradation par COMD (et en général par COD) se traduit alors par un flash thermique si l'on observe le miroir avec une caméra thermique ; ce qui correspond à une hausse brutale et soudaine de la température à plusieurs endroits sur la zone d'émission. Dans le cas du COMD, cela s'accompagne par une fusion du semiconducteur et un mélange des espèces entre le puits quantique et les barrières [206],[207]. Il se peut également qu'un flash thermique soit observé sans que les miroirs ne soient impactés, ce qui signifie la présence de défauts à l'intérieur du composant. Des analyses de défaillance ont été menées auparavant par M. Vanzi *et al.* sur des diodes de pompe 980 nm vieilles et présentant des COD dans le matériau et en surface [208],[209].

Des défauts natifs localisés en dehors de la zone active mais dans la zone de déplétion jouent le rôle de centre recombinants et se propagent par REDR jusqu'à la zone active [209]. De même que pour les dégradations graduelles, la diffusion d'éléments entre les couches participe à l'initiation d'un COD. Il a été observé sur des diodes Laser de pompe 980 nm que l'indium du puits pouvait diffuser vers les barrières en GaAs sous l'effet de la température, qui peut être localement élevée si des porteurs se recombinent sur des défauts ponctuels [207]. La forme du puits est localement modifiée (élargissement des barrières) jusqu'à ce que le Laser ne puisse plus émettre (disparition des niveaux d'énergie du puits). Les auteurs précisent cependant que les défauts générés par le stress ne sont pas assez nombreux pour participer à la diffusion de l'indium, et que seuls les lacunes et interstitiels naturellement présents dans les cristaux pourront y contribuer. On voit donc encore que la qualité de l'épitaxie permet de limiter l'apparition de COD. La diffusion d'atomes dopants de zinc provenant du cladding en AlGaAs vers la couche d'arrêt de gravure en InGaP a également été observée sur des pompes 980 nm, résultant en un COD ; les défauts de l'InGaP se propageant ensuite vers la zone active par REDR [210].

D'autres mécanismes externes peuvent également être impactant sur la fiabilité du composant :

- les décharges électrostatiques [211],
- la contamination des miroirs par l'atmosphère dans le boîtier [212],
- ou encore comme nous allons le détailler ci-dessous, le vide, contrainte spécifique d'un fonctionnement en milieu spatial.

III.1.b Effet du vide sur les composants optoélectroniques : état de l'art

Dégradation sous vide liée à la propreté de l'environnement d'essai

Le mode de dégradation principal identifié dans la bibliographie est l'apparition d'une dégradation de type COD liée à la présence de contaminants dans l'étuve de vieillissement ou le boîtier de la diode Laser. Ainsi, dès 1989, W.J. Fritz a présenté des résultats de vieillissement sous vide de diodes Laser à base d'AlGaAs à -20°C sous une pression de 10^{-6} torr ($\sim 10^{-6}$ mbar) pendant plus de 5000h [213]. Plusieurs composants ont présenté des COD attribués à la migration de métal (indium) du contact électrique vers le côté P de la jonction. Il s'agit d'un défaut de conception et aucune défaillance n'a été observée après amélioration de la structure. On peut cependant s'interroger sur l'accélération du processus de migration dans le vide par la hausse de température liée à l'absence de convection sur la surface du contact, même s'il s'agit principalement d'un effet lié au passage du courant (électromigration).

Une autre étude menée par cet auteur, par ailleurs, a permis de mettre en lumière des dégradations rapides de la puissance optique sur des composants similaires vieillis dans de mêmes conditions [214]. La contamination de la face avant par du carbone provenant des solvants ou du flux utilisé lors du report de la diode est à l'origine de la dégradation. Il a été prouvé que les contaminants carbonés pouvaient être absorbés sous l'effet de la lumière par l'introduction d'oxygène dans un boîtier [212],[215]. Le vide a donc empêché l'oxydation des composés carbonés qui se sont agglomérés sur la zone d'émission (la zone la plus chaude du miroir) par absence d'oxygène, jusqu'à ce que la puissance optique soit impactée. Ce type de dégradation, communément appelé PIF (*Packaging-Induced Failure*), est à l'origine d'un grand nombre de COMD sur les diodes Laser [57],[214]-[216].

Dix-huit ans après la publication des travaux de Fritz portant sur des Lasers à hétérostructure AlGaAs/GaAs dans la référence [214], des résultats similaires ont été obtenus par Yeoh *et al.* sur des diodes Laser AlGaAs/GaAs à base de puits quantique [217]. Des *stacks* (assemblage de plusieurs barrettes contenant chacune plusieurs jonctions) ont été vieillis en régime pulsé pendant moins de 1000 h à une pression de 10^{-5} torr. Des COMD ont été observés sur tous les composants, comme on peut le remarquer sur la Figure 65, l'interface semiconducteur-couche d'antireflet a fusionné et s'est resolidifiée.

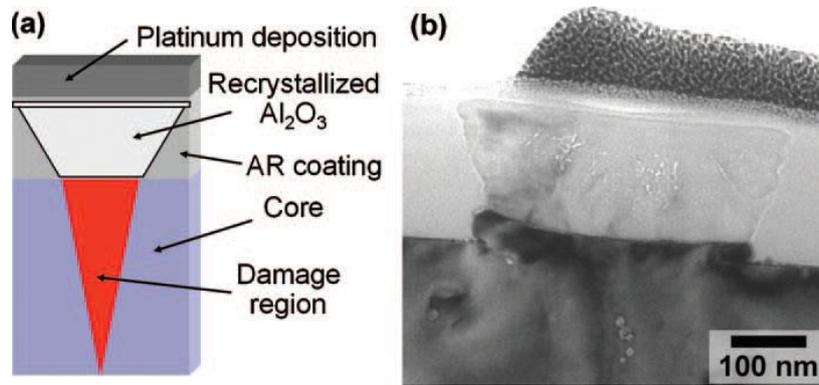


Figure 65 : a-Schéma de la zone dégradée lors du COMD. b-Image TEM de la zone dégradée (d'après Yeoh [217])

Après analyse de défaillance il s'est avéré que des nanoparticules d'or déposées à l'interface semiconducteur-couche antireflet lors de la métallisation ont absorbé localement la lumière, réagissant avec du carbone provenant des parois de la chambre à vide, jusqu'à ce que la température augmente pour atteindre la fusion du semiconducteur. La présence de carbone et l'absence d'oxygène est là-encore l'élément déclencheur du COMD car aucune défaillance n'a été observée sous air. La contamination sur les optiques reste également l'un des problèmes majeur pouvant affecter la fiabilité des Lasers en environnement spatial [12][218]. On comprend donc tout l'intérêt porté sur l'analyse de la fiabilité dans le vide des diodes de pompe 1994SGP dans le cadre de cette thèse.

Vieillessement sous vide de diodes Laser n'ayant pas entraîné de défaillance

D'autres références de diodes Laser ont été vieilles dans le vide sans pour autant présenter un signe de défaillance [107],[219]-[222]. Il s'agit également de diodes Laser configurées en *stacks* ou *arrays* à base d'AlGaAs/GaAs et alimentées en régime impulsionnel. Les principales caractéristiques des essais et des diodes Laser pour les travaux identifiés précédemment sont résumées dans le Tableau 15.

Ces résultats prouvent que les défaillances lors du vieillissement de diodes Laser dans le vide ne sont pas inévitables et dépendent fortement de la propreté de l'enceinte et du boîtier.

Effet du vide sur les performances des composants optoélectroniques

Le comportement d'autres composants optoélectroniques fonctionnant sous vide a également été traité dans la littérature. L'effet du vide sur les propriétés électro-optiques des LEDs génère des effets de surface pouvant décaler le spectre d'émission par la courbure des bandes due à la désorption d'impuretés et l'absence de convection [223],[224]. Cependant dans ces deux références, l'effet du vide à plus long terme (durée typique d'un vieillissement >1000h) n'a pas été considéré et l'on ne connaît pas la stabilité d'une LED vieillie dans le vide. Il est bien connu que les impuretés, notamment l'eau naturellement piégée dans les cristaux à la température ambiante, sont désorbées lors d'une

exposition au vide. Ceci peut avoir des conséquences catastrophiques au niveau du composant, comme par exemple rendre défectueux des modulateurs électro-optiques [26]. Au contraire, certains films d'antireflet adsorbent préférentiellement l'eau lorsqu'ils sont exposés au vide, se traduisant par une plus forte sensibilité à se dégrader sous rayonnement Laser par l'absorption de la lumière [225],[226]. Cependant il semblerait que l'absence de convection dans le vide n'accroisse pas la sensibilité à se dégrader d'une couche d'antireflet exposée à un fort rayonnement Laser. Néanmoins, la pression des gaz pourrait jouer le rôle de rempart à la propagation de l'onde du plasma généré par le faisceau Laser [227],[228].

Technologie	Durée de l'essai (h)	Conditions expérimentales	Résultats de l'étude	Réf.
Arrays de diodes Laser AlGaAs/GaAs/AlGaAs émettant à 808 nm	1000	2×10^{-7} mbar 25°C	Baisse de 13% de la puissance optique d'un composant. Résultat comparable à un vieillissement sous air	[107]
Arrays de diodes Laser émettant à 808 nm	1450	$\sim 4 \times 10^{-6}$ mbar 25°C	Légère dérive de la tension d'un composant (<1%)	[219]
Arrays de diodes Laser émettant à 808 nm	1850	$\sim 1,8 \times 10^{-6}$ mbar 40°C	Aucune dérive observée	[220] [221]
Stacks de diodes Laser émettant à 808 nm	4000	10^{-7} mbar 25°C	Aucune dérive observée	[222]

Tableau 15 : Principaux résultats de vieillissement sous vide secondaire de diodes Laser identifiés dans la bibliographie

Cette analyse bibliographique permet donc d'en déduire qu'un Laser fonctionnant dans le vide sera plus naturellement susceptible de présenter un COMD que dans l'air de par la sensibilité des optiques aux contaminants. La présence d'oxygène dans l'air permet d'éviter l'absorption de lumière par des composés carbonés au niveau du miroir. Dans le vide, le carbone présent dans l'enceinte, si celle-ci n'est pas d'une propreté suffisante, ou dans le module, peut aller se fixer sur la zone d'émission. Si l'on rajoute à cela la sensibilité de certains films d'antireflet à adsorber l'eau lorsqu'ils sont exposés dans le vide, et donc à absorber la lumière, on comprend toute la problématique générée autour de la prévision de fiabilité de diodes Laser fonctionnant en ultravide.

Nous allons donc décrire et analyser les résultats obtenus dans le cadre de la thèse sur les diodes de pompe 980 nm.

III.2 Résultats expérimentaux sous vide

III.2.a Conditions et contraintes de vieillissement

Les composants de cette étude se présentent sous la forme de modules, c'est-à-dire des boîtiers contenant une puce Laser et des optiques afin d'extraire et de guider le signal lumineux de façon stable. La photographie d'un module, et des éléments le constituant, est visible en Figure 66.

Par définition le boîtier possède un niveau d'herméticité et il faudrait plusieurs dizaines d'années (l'estimation sera réalisée dans le chapitre 4) avant d'obtenir le vide spatial (pression inférieure à 10^{-6} mbar) à l'intérieur du boîtier si celui-ci est vieilli à basse pression (10^{-7} mbar). Comme précisé dans le premier chapitre, le choix des facteurs d'accélération est essentiel afin de permettre d'enclencher des mécanismes d'usure du composant. Pour le courant et la température, les méthodes traditionnelles de test telles que celles spécifiées par le standard normatif Telcordia recommandent d'augmenter les valeurs de stress pour diminuer la durée des essais.

Dans le cas d'un vieillissement sous pression, aucun standard ne prévoit le test en conditions accélérées de composants dans le vide, il a donc été choisi de percer, en environnement propre, le capot des modules. Les composants sont ensuite placés dans l'enceinte à vide afin de simuler l'exposition du boîtier au vide en fin de mission spatiale.

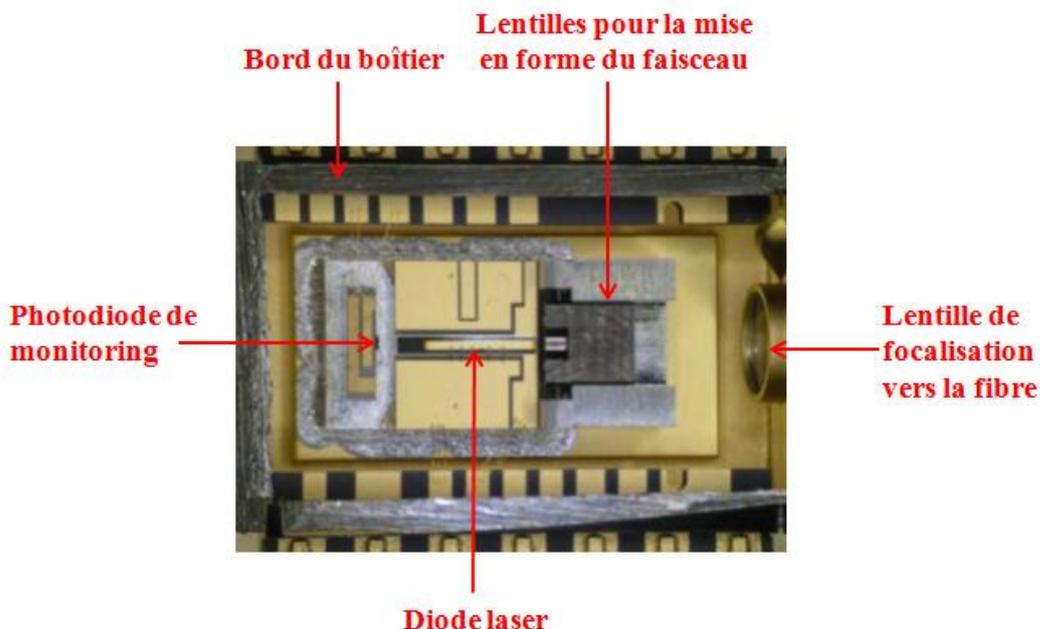


Figure 66 : Vue du dessus d'un module dont le capot a été ôté

Procédure de préparation des composants pour le vieillissement sous vide

Quatre composants dont le boîtier est percé et quatre autres composants intacts (non percés) ont été placés dans l'enceinte AdvEOVac dont un descriptif a été explicité dans le chapitre 2. La

procédure de perçage développée par AdvEOTec a été rigoureusement étudiée et suivie afin de s'assurer de ne laisser aucun fragment du capot ou autre particule ou contaminant dans le boîtier. Le capot du boîtier est poinçonné par un objet pointu et des tests de PIND (*Particle Impact Noise Detection*) ont par ailleurs été réalisés sur un boîtier vierge pour valider la procédure. Le test de PIND, qui figure dans le standard normatif Telcordia GR-468 CORE, consiste à soumettre le boîtier à des chocs mécaniques et des vibrations en mesurant le signal acoustique provenant de la réponse du boîtier sollicité. Le mouvement de particules dans le boîtier se traduit ainsi par un spectre acoustique caractéristique. Nous avons également vérifié que le perçage n'altérerait pas le couplage optique en caractérisant les composants avant et après. Enfin, une fois le vide établi en régime permanent (10^{-7} mbar), les composants ont été dégazés afin de désorber les espèces chimiques qui pourraient être présentes dans le module ou éventuellement dans l'enceinte AdvEOVac.

Notons par ailleurs qu'une acquisition du courant, des puissances optiques en face avant et arrière, de la tension Laser, de la pression et de la température est réalisée toutes les heures. Les mesures de reprise ont été effectuées en conservant les modules dans l'enceinte sous vide et comme suit : 500h, 1000h, 2000h afin de réaliser des caractérisations intermédiaires.

Conditions du vieillissement accéléré

- La durée du vieillissement est fixée à 5000h, ce qui correspond aux recommandations du standard normatif Telcordia GR-468 [91].
- Le système de pompage de l'enceinte à vide AdvEOVac permet d'atteindre une pression résiduelle de 10^{-9} mbar à 25°C. Lorsque les huit modules sont placés à l'intérieur de l'enceinte, et que le support des composants est chauffé à 60°C, la pression se stabilise à 10^{-7} mbar. La présence des cordons optiques et des composants dégradent ainsi le vide résiduel de l'enceinte.
- Dans le chapitre 2, l'étude du domaine de fonctionnement sécurisé (SOA : *Safe Operating Area*) des diodes Laser a permis de conclure que la température de fonctionnement maximale tolérée est de 65°C. Par conséquent, nous avons choisi de fixer une valeur de température légèrement inférieure au maximum pour vieillir les composants sans enclencher des mécanismes de dégradation liés à un fonctionnement hors SOA : 60°C.
- Pour déterminer le courant imposé aux composants pendant le vieillissement I_{test} , nous avons calculé les facteurs d'accélération en température et en courant en fonction des contraintes suivantes :
 - La durée totale d'une mission n'excède pas 20 ans (175200h)
 - La température de fonctionnement pendant une mission est de 25°C
 - Le courant nominal I_{nom} est fixé à 500 mA.

Le facteur d'accélération en température AF_T est déterminé par la loi d'Arrhenius [229]:

$$AF_T = \exp\left(\frac{E_a}{k} \left(\frac{1}{T_{j,nom}} - \frac{1}{T_{j,test}}\right)\right) \quad (52)$$

où l'énergie d'activation E_a est donnée par les résultats des vieillissements accélérés sous air du fabricant (0,51 eV), $T_{j,nom}$ et $T_{j,test}$ sont respectivement la température de jonction en conditions nominales et en conditions accélérées. Notons par ailleurs que la température de jonction a été calculée en se basant sur l'équation (22).

Le facteur d'accélération en courant AF_I est quant à lui donné par une loi empirique en puissance [229]:

$$AF_I = \left(\frac{I_{test}}{I_{nom}}\right)^\beta \quad (53)$$

où β est donné par les résultats des vieillissements accélérés sous air du constructeur et correspond à 5,9.

Le facteur d'accélération total AF correspond au produit des deux facteurs d'accélération précédents :

$$AF = AF_T \times AF_I = d_{mission} / d_{test} \quad (54)$$

où $d_{mission}$ représente la durée de la mission et d_{test} la durée du test.

Une valeur pour I_{test} comprise entre 700 et 800 mA a été déterminée et la condition dite « de pire cas » a été fixée à 800 mA.

Le tableau suivant résume les conditions du profil de mission et celles associées au vieillissement.

	Mission	Vieillissement réalisé
Durée	20 ans	5000 h
Température	25°C	60°C
Courant	500 mA	800 mA
Pression	10 ⁻⁷ mbar	1 bar ou 10 ⁻⁷ mbar

Tableau 16 : Paramètres d'entrée pour la mission (nominal) et le vieillissement (accéléré)

Notons que les photodiodes intégrées dans le module du Laser subissent le vide mais ne sont pas vieilles électriquement (tension nulle). Les photodiodes n'étant pas susceptibles de se dégrader sous vide, celles-ci sont utilisées pour le suivi de la puissance optique.

III.2.b Synthèse des résultats du vieillissement

Le suivi de la puissance optique est reporté en Figure 67.

- Les quatre composants dont le boîtier a été percé correspondent aux modules identifiés comme : 112, 239, 504 et 612.
- Les composants dont le boîtier est resté intact correspondent aux modules identifiés comme : 49, 67, 602 et 1492.

On remarque tout d'abord que la puissance optique du composant 612 a légèrement dérivé au début du vieillissement car le connecteur FC/PC que nous avons assemblé (les pigtaills sont livrés avec des férules sans connecteurs) n'était pas mécaniquement stable. Ceci a été corrigé au bout de 500h et la puissance optique n'a plus dérivé. L'autre information importante correspond à la chute brutale de la puissance optique pour trois composants dont le boîtier est percé, observée respectivement après :

- 1037h pour le module 112,
- 1934h pour le module 239,
- 2227h pour le module 504.

Un résultat équivalent est observé sur les courbes de suivi du courant de la photodiode de monitoring, comme on peut le remarquer sur la Figure 68.

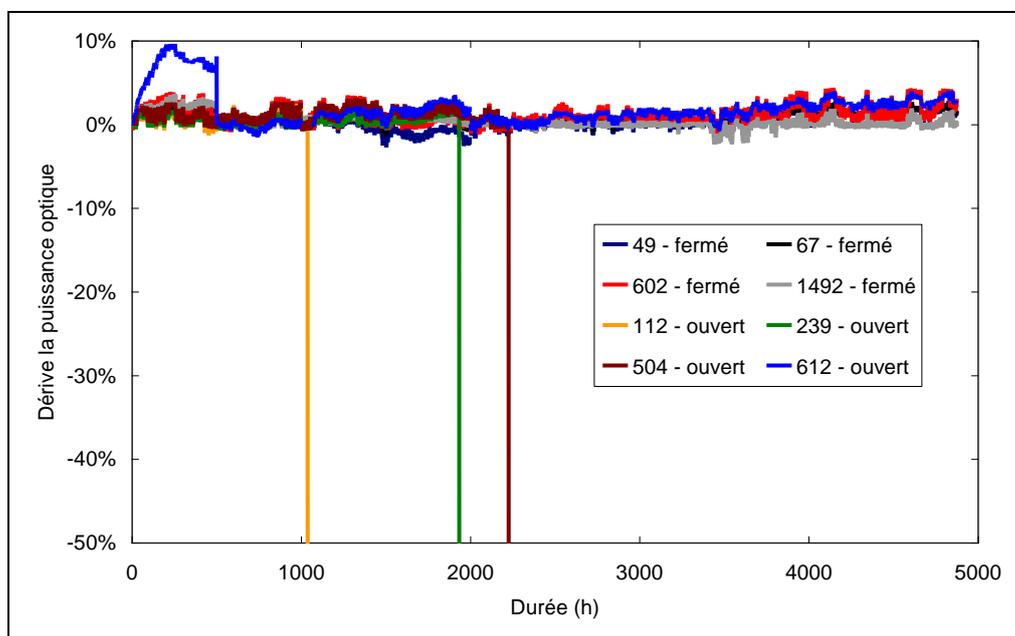


Figure 67 : Dérive de la puissance optique émise par les modules Laser durant le vieillissement sous vide (10^{-7} mbar, 60°C et 800 mA)

La chute soudaine de la puissance optique suggère naturellement un effet de type COD, car aucune dérive des paramètres électro-optiques suivis n'est visible juste avant. La tension Laser augmente brusquement lorsque la puissance optique diminue, comme on peut le remarquer sur la Figure 69.

Une étude similaire réalisée sous air concernant des diodes de pompe 980 nm avait été menée par M. Vanzi *et al.* [209]. Dans cette étude, les conditions de vieillissement étaient fixées à 90°C et 250 mA. Cette augmentation brusque de la tension Laser est liée à une dégradation du facteur de qualité de la cavité Laser, ce qui se traduit par une augmentation du seuil de transparence, donc à courant constant une augmentation de la tension Laser (augmentation de la séparation des niveaux de fermi). On note également que la tension diminue légèrement dans les heures qui suivent ce qui pourrait être lié à une réorganisation des défauts dans le cristal sous l'action du courant et à une stabilisation thermique. On remarque aussi une légère dérive de la tension du module Laser 112 dès le début du vieillissement (de l'ordre de 10 mV) qui pourrait être également due à un retour à l'équilibre thermique de la pièce.

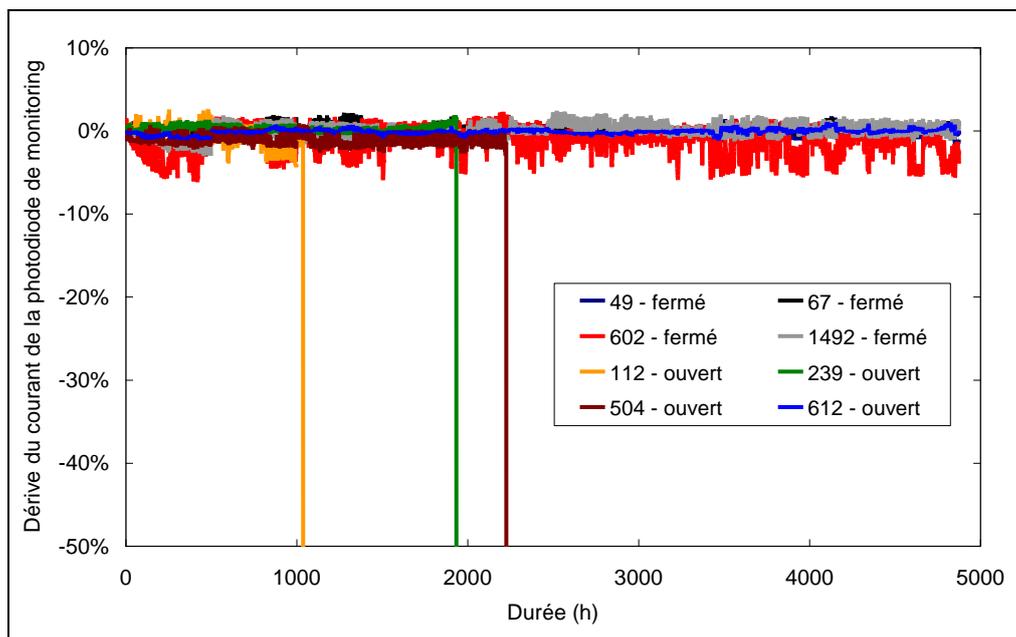


Figure 68 : Dérive du courant de la photodiode de monitoring de chaque module durant le vieillissement dans le vide

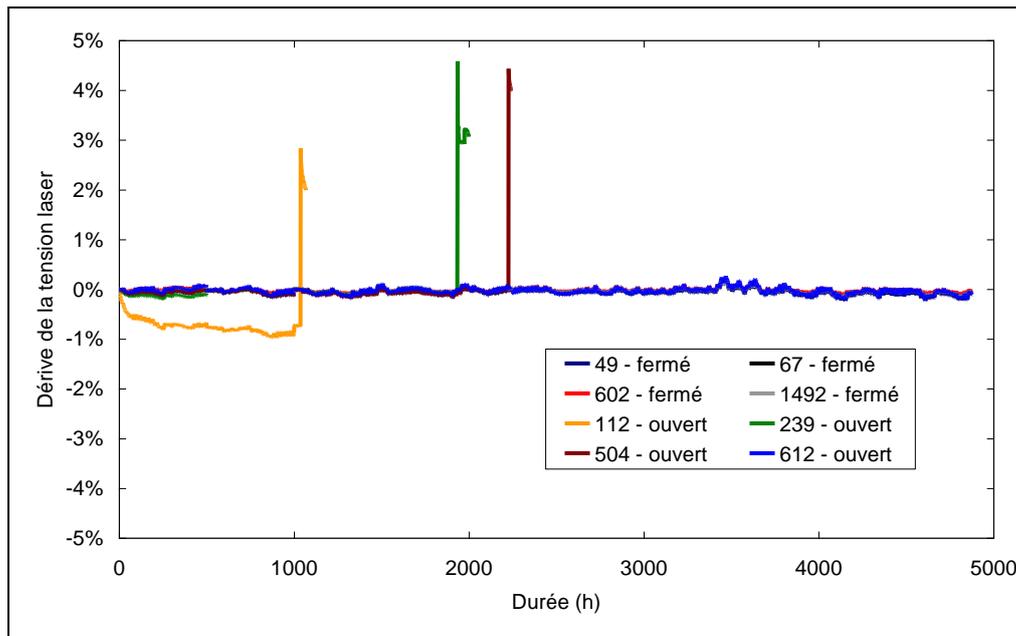


Figure 69 : Dérive de la tension Laser durant le vieillissement dans le vide

Il doit être souligné que seuls les composants dont le boîtier est percé, c'est-à-dire ceux dont les puces sont exposées au vide ont présenté des défaillances (trois sur quatre). On peut donc supposer à ce stade qu'il s'agit d'un effet intrinsèquement lié au vide. Le quatrième composant ouvert (module Laser 612) a cependant survécu jusqu'à la fin du vieillissement (presque 5000h). **A ce stade de l'étude, les questions suivantes peuvent être légitimement posées :**

- La durée du vieillissement est-elle assez importante pour révéler une défaillance du module Laser 612 ?
- Le mode de dégradation à l'origine de ces défaillances est-il activable sur ce composant, car ses caractéristiques ne le permettent peut-être pas (meilleur facteur de conversion électrique/optique, propreté des miroirs...)?

Pour répondre à ces questions, nous avons analysé les propriétés électro-optiques des quatre composants à boîtier percé avant et après vieillissement et comparé nos résultats à ceux de la bibliographie obtenus sur des composants vieillis sous air.

III.2.c Analyse des résultats du vieillissement

Par analogie à ce qui a été obtenu auparavant lors du vieillissement de diodes Laser sous air, nous savons que deux types de dégradation catastrophique peuvent être observées (voir §III.1.a) : COMD (en surface) et COD (dans le matériau). Nous allons donc analyser les résultats des caractérisations électro-optiques avant et après vieillissement en s'appuyant sur les données bibliographiques.

A. Moser *et al.* ont observé sur plusieurs technologies de diodes Laser (980 nm et 850 nm) que la durée de fonctionnement avant d’observer un COMD, t_{COMD} , variait exponentiellement avec l’inverse de la densité de puissance optique selon [230],[231] :

$$1/t_{COMD} = \nu \exp\left(\frac{-E_a}{kcP_{opt}}\right) \quad (55)$$

où ν est un facteur traduisant la fréquence du processus, P_{opt} est la puissance optique et c est un coefficient de proportionnalité. L’énergie d’activation, le facteur de fréquence et le coefficient de proportionnalité dépendent du procédé d’élaboration des puces (largeur de la zone active, passivation...). Si l’on considère que pour les quatre composants ayant le boîtier ouvert et vieillis dans le vide, les valeurs de ν , E_a et c sont similaires, on peut alors représenter t_{COMD} en fonction de $1/P_{opt}$; le résultat est visible sur la Figure 70.

Si cette relation est valable, donc si la durée avant d’observer un COMD diminue lorsque la puissance optique augmente, on devrait observer un COMD au bout de 1220 h de fonctionnement pour la pièce 612. Ceci n’ayant pas été constaté, on en déduit donc que les défaillances observées dans le vide ne sont pas directement reliées à la densité de puissance sur la face avant.

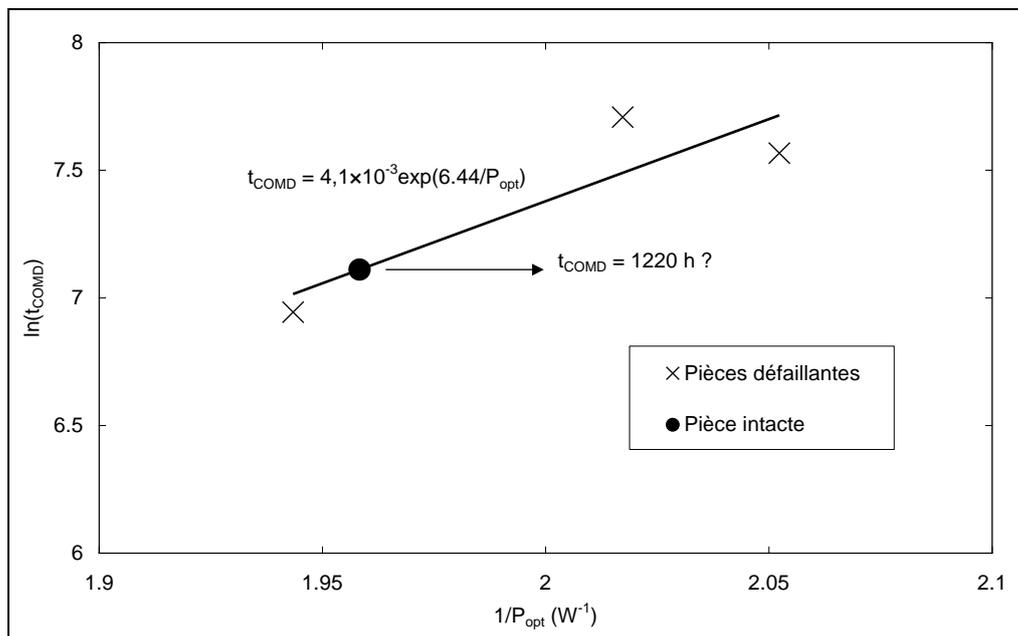


Figure 70 : Variation de la durée avant détection d’un effet COMD en fonction de l’inverse de la puissance optique à 800 mA et 60°C

Des résultats légèrement différents ont été obtenus par M. Fukuda *et al.* lors du vieillissement de diodes Laser de pompe émettant à 980 nm [203]. Ils observent une dépendance superlinéaire de t_{COMD} avec l’inverse de la puissance optique, qui est interprétée comme une conséquence de l’augmentation

du taux de recombinaisons non-radiatives au niveau de la zone d'émission, suite à une diffusion de défauts aux interfaces semiconducteur-couche de passivation. Cette dépendance imposerait une dégradation du module Laser 612 de par la forte puissance optique émise, or ce n'est pas le cas. On peut donc en conclure que les défaillances observées dans le vide ne sont pas dues à un sur-échauffement des miroirs lié à une trop forte densité optique. Ce point est approfondi lors de l'analyse de défaillance dont les résultats sont présentés dans la partie III.2 du chapitre 4.

L'apparition d'une dégradation par COMD entraîne que les composants n'émettent plus de lumière par effet Laser, il n'est donc plus possible d'extraire des informations à partir des caractéristiques P-I. En revanche, les caractéristiques I-V bas-niveau permettent d'extraire des paramètres d'un modèle électrique relatif aux mécanismes de transport au sein du composant. La Figure 71 et la Figure 72 représentent respectivement les caractéristiques I-V et les caractéristiques dV/dI en fonction du courant du module Laser 112 (défaillant après 1037 h).

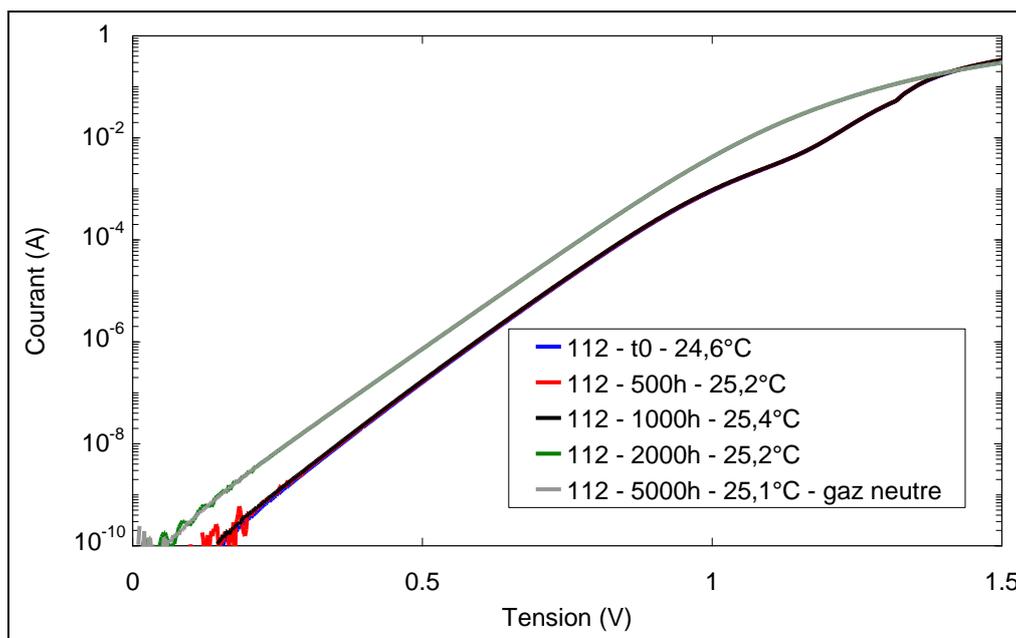


Figure 71 : Caractéristiques I-V après chaque étape du vieillissement sous vide du module 112

Les pics observés autour de 80 mA sur les caractéristiques dV/dI visibles sur la Figure 72 correspondent à des parasites générés par la contre-réaction du réseau de Bragg juste au-dessus du seuil et ne sont pas liés au vieillissement sous vide. On remarque tout d'abord au bout de 1000 h de vieillissement que rien ne laisse supposer une défaillance dans les 37 heures qui suivent ce qui souligne le caractère soudain du COD. On constate également sur le dV/dI qu'après dégradation, les principaux paramètres électro-optiques du composant ont été modifiés : le courant de seuil s'est

décalé, passant de 55 mA à 350 mA, soit une augmentation de plus de 500 %. Le facteur d'idéalité ne peut plus être extrait de la caractéristique dV/dI car le courant à tension identique est plus élevé après l'apparition de la défaillance. Par conséquent, la résistance série de la diode fixe le rapport entre la tension et le courant au-dessous du seuil. La méthode d'extraction du facteur d'idéalité proposée dans le second chapitre n'est donc plus envisageable.

Sur la Figure 71, les courbes I-V mettent en évidence, qu'après dégradation, le confinement électrique exercé par le ridge n'est plus efficace car le changement de pente abrupt visible au-delà de 1 V après 1000 h de vieillissement a disparu après 2000 h [232]. L'analyse détaillée des caractéristiques I-V dans le chapitre 4 nous renseignera sur les différents mécanismes contribuant au courant dans la structure, avant et après la défaillance. Cependant on remarque que le courant de saturation a augmenté d'un peu moins d'une décade, signifiant que le taux de recombinaisons non-radiatives est plus élevé après COD ; ceci par la présence de défauts dans la structure. Par analogie aux dérives des courants de seuil et de saturation d'un composant irradié on peut donc s'attendre à une forte diminution de la durée de vie non-radiative après COD.

Des mesures complémentaires de luminescence, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 4, permettront d'apporter des informations sur la répartition des défauts dans la structure.

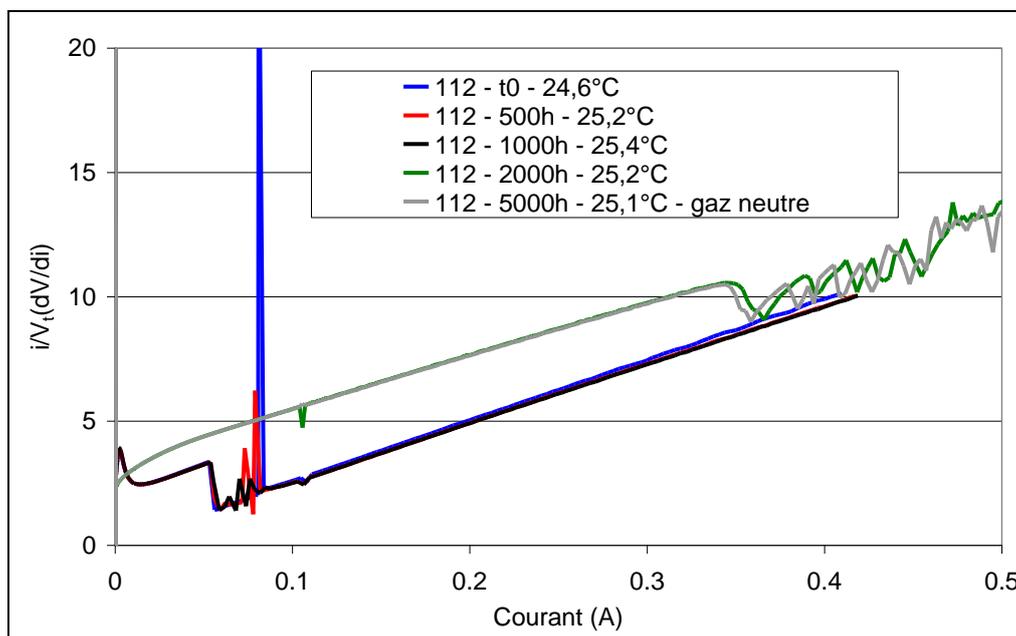


Figure 72 : Caractéristiques dV/dI en fonction du courant pour chaque étape du vieillissement sous vide du module 112

Le suivi de la pression dans l'enceinte à vide renseigne sur un quelconque dégazage. Comme nous l'avons précisé précédemment, la principale cause de défaillance observée lors d'un vieillissement de

Lasers dans le vide est la présence de contaminants dans l'enceinte ou dans le boîtier qui vont se fixer sur le miroir, menant à un COMD. La Figure 73 représente les courbes de suivi de la température et de la pression au cours du vieillissement.

Aucun pic de pression notable n'a été détecté au moment des trois défaillances (1037 h, 1934 h, 2227 h), le suivi de la pression est en accord avec celui de la température selon l'équation des gaz parfaits. Dans le cas d'une défaillance liée à la présence de contaminants dans le boîtier (PIF), quelques picomoles d'hydrocarbures suffisent pour générer une défaillance [212], or la pression résiduelle dans l'enceinte à vide (10^{-7} mbar) est essentiellement due à la présence d'hydrogène pour une quantité équivalente à plusieurs dizaines de picomoles. Si un dégazage de quelques picomoles d'hydrocarbures (ou autres) se produit, celui-ci risque d'être masqué lors de la lecture de la pression par l'hydrogène résiduel. L'analyse de la surface du miroir permet alors d'identifier la concentration de composés carbonés présents sur les miroirs des diodes défaillantes. Des mesures de spectroscopie sur le miroir d'un composant défaillant ont été réalisées à la fin de l'essai et les résultats seront présentés dans le chapitre 4.

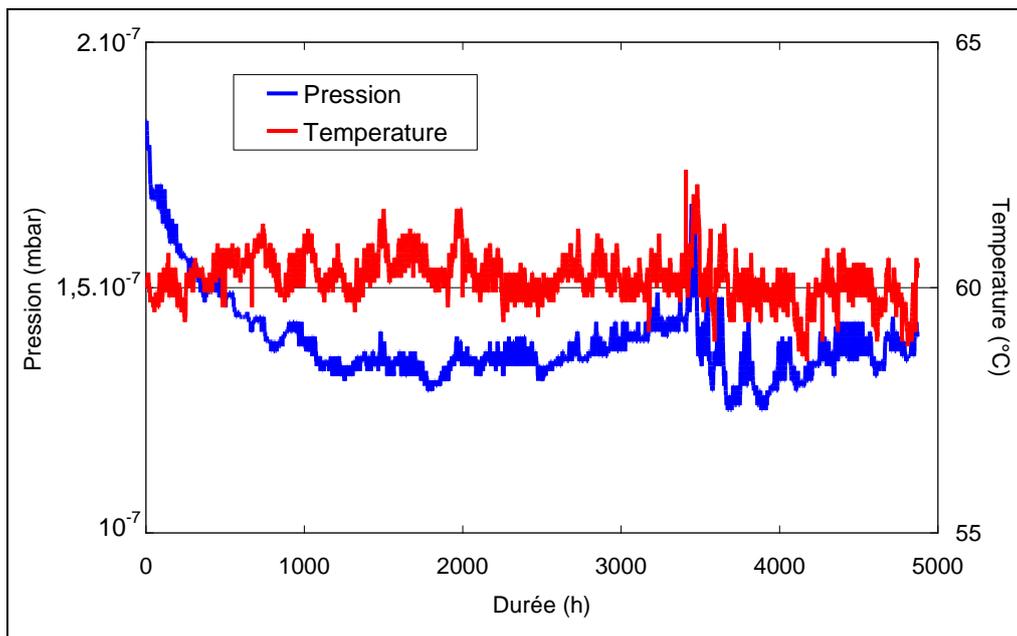


Figure 73 : Mesures de la température et de la pression dans l'enceinte à vide pendant le vieillissement

IV. Essais thermomécaniques reproduisant les contraintes environnementales typiques d'une mission spatiale

Les contraintes environnementales telles qu'elles ont été décrites dans le chapitre 1 sont particulièrement sévères pour les composants. Les deux parties précédentes ont présenté les résultats des essais d'irradiation et de vieillissement sous vide. Les radiations et le vide constituent en effet les deux contraintes qui sont typiques de l'environnement spatial et ces essais sont indispensables pour évaluer des composants. Cependant, durant une mission, les composants et les systèmes subissent des niveaux de stress, notamment liés aux contraintes thermomécaniques, dont l'intensité est différente de celle rencontrée pour des applications terrestres. Cette partie présente donc les résultats des essais thermomécaniques menés sur les diodes Laser et les photodiodes afin de reconstituer les contraintes environnementales typiques d'une mission spatiale.

La norme Bellcore/Telcordia GR-468-CORE pour laquelle les diodes Laser et les photodiodes (ainsi que la plupart des composants identifiés dans la bibliographie) sont qualifiés, recommande d'effectuer des tests de vibration, chocs mécaniques, test de tirage et torsion de fibre (fiber pull et fiber twist), ainsi que des cyclages et des expositions à haute et basse température. Comme nous l'avions précisé dans le chapitre 1, il n'existe pas à l'heure actuelle de méthode de test de composants optoélectroniques pour des applications spatiales. La mise en place d'essais, rendant compte des contraintes thermomécaniques d'une mission, nécessite donc de s'appuyer sur d'autres standards normatifs, par exemple la norme MIL-STD883.

Une étude bibliographique a été menée dans un premier temps afin d'identifier les méthodes de test et les niveaux de contrainte déjà appliquées lors de l'évaluation de diodes Laser.

IV.1 Analyse bibliographique

- Contraintes en vibration

Plusieurs études portent sur l'effet des vibrations aléatoires générées lors du décollage du lanceur sur les performances des diodes Laser et dont les caractéristiques spectrales ont été présentées dans le chapitre 1. Les références identifiées dans la bibliographie, pour lesquelles des diodes Laser ont été soumises à des essais de vibration, sont répertoriées dans le Tableau 17.

Technologie	Défaillance ?	Essais réalisés	Réf.	Telcordia GR-468	MIL-STD-883
808 nm Laser diode arrays	NON	14,1 à 20g, de 20 Hz à 2 kHz	[219] [233]	20g, de 20 Hz à 20 kHz	De 5,2g à 44,8g, de 50 Hz à 2 kHz
Stacks 808 nm	NON	28,2 à 39,9g de 20 Hz à 2 kHz	[222]		
910 nm multimode	NON	14,1g de 20 Hz à 2 kHz	[234]		
976 nm monomode	NON		[235]		
1060 nm	OUI				
VCSEL 850 nm et PIN GaAs	NON	15,7 g de 20 Hz à 2 kHz	[236]		
DFB 850 nm	OUI	17,25g de 20 Hz à 2 kHz	[237]		
Diode de pompe 808 nm	NON	20g de 20 Hz à 2 kHz	[146] [238]		

Tableau 17 : Conditions d'essais de vibrations aléatoires sur des diodes Laser pour des applications spatiales identifiées dans la bibliographie

On constate que les valeurs RMS d'accélération qui sont rapportées dans les différents articles ne dépassent pas 40g. Or la norme MIL-STD883 préconise de tester les composants jusqu'à 44,8g. Quelle que soit la référence, la plage en fréquence s'étend de 20 Hz à 2 kHz, ce qui correspond aux fréquences des ondes vibratoires lors du décollage, comme nous l'avions évoqué dans le premier chapitre. On se rend ainsi compte que les tests de vibration puisent de façon conjointe dans les normes Telcordia et MIL-STD. Par ailleurs, la méthodologie de test de diodes Laser, en cours de développement à l'ESA, préconise de tester les composants sur la plage 20Hz-2kHz avec une accélération de 30g. Ce niveau d'accélération n'a pourtant pas été appliqué pour l'évaluation spatiale des diodes Laser répertoriées dans ce tableau.

Dans le Tableau 17, on peut également constater que deux composants ont présenté des défaillances lors des essais de vibration. Des diodes Laser émettant à 1060 nm ont été testées par une équipe de Northrop Grumman [234],[235]. A l'issue des essais de vibration, la valeur de la puissance optique a diminué de près de 8%, l'origine de cette baisse n'étant pas précisée (il pourrait s'agir d'un désalignement optique). Des diodes Laser DFB émettant à 850 nm ont été soumises à des essais de vibrations aléatoires par S. Tornow *et al.* [237]. Une référence a présenté une défaillance pendant l'essai, liée à la longueur trop importante d'un fil de bonding (aucune information supplémentaire n'est fournie dans cet article).

On constate ainsi au travers de l'étude bibliographique que les défaillances observées sur les diodes Laser lors de l'essai de vibrations aléatoires sont liées à une mauvaise maîtrise de la technologie de conception.

- Contraintes sous chocs mécaniques

Le Tableau 18 résume les résultats d'évaluation spatiale de diodes Laser par choc mécanique identifiés dans la bibliographie. Cet essai est rarement mené pour des applications spatiales car les composants qualifiés Telcordia doivent supporter des chocs de 500g. Cependant nous avons vu que la séparation d'un étage du lanceur Ariane peut générer des chocs de l'ordre de 2000g (susceptibles d'être amortis par les structures entourant le composant) et il devient important de connaître la tenue du composant pour des accélérations supérieures à 500g.

Technologie	Défaillance ?	Essais réalisés	Réf.	Telcordia GR-468	MIL-STD-883
VCSEL 850 nm et PIN GaAs	NON	2900-3900g	[236]	500g pendant 1ms	1500g pendant 0.5ms
DFB 850 nm	NON	200g, 0,5ms	[237]		
Diode de pompe 808 nm	OUI	5000g, 1ms	[146] [238]		

Tableau 18 : Essais de chocs mécaniques sur des diodes Laser pour des applications spatiales identifiés dans la bibliographie

Une équipe de la NASA a réalisé des essais de chocs mécaniques sur des diodes Laser de pompe émettant à 808 nm [146],[238]. Des dégradations du composant sont observées après un choc de 5000g (désalignement optique et destruction de la lentille). Les auteurs précisent cependant avoir utilisé un niveau d'accélération beaucoup plus important que celui rencontré lors d'une mission de type LEO (Low Earth Orbit). Par conséquent, on ne peut pas exclure la possibilité que ces composants survivent à un test de 2000g, représentatif des conditions environnementales d'une mission spatiale.

- Contraintes sous cyclage thermique

Les essais de cyclages thermique ont pour objectif de stresser les assemblages en conditions accélérées afin de déterminer les faiblesses mécaniques des composants sur la durée d'une mission spatiale. En orbite, la présence ou l'absence du Soleil induit des variations de température (dont l'amplitude dépend du revêtement du blindage du satellite) qui génèrent des contraintes dans les matériaux. Les différentes références identifiées dans la bibliographie, en rapport avec l'évaluation de l'effet des cyclages thermiques sur les performances de diodes Laser, sont rapportées dans le Tableau 19.

Technologie	Défaillance ?	Essais réalisés	Réf.	Telcordia GR-468	MIL-STD-883
Stacks 808 nm	NON	-55°C 85°C Choc thermique	[222]	-40°C–85°C 100 cycles 10°C/min	Froid : de -65°C à -55°C Chaud : de 85°C à 300°C Choc thermique
VCSEL 850 nm et PIN GaAs	NON	-40°C 85°C 80 cycles 10°C/min	[236]		
910 nm multimode	NON	-40°C 70°C	[234]		
976 nm monomode	NON		[235]		
1060 nm	NON				
Diode de pompe 808 nm	NON	-40°C 60°C 50 cycles	[146] [238]		

Tableau 19 : Essais de cyclage thermique sur des diodes Laser pour des applications spatiales identifiés dans la bibliographie

Le Tableau 19 permet de montrer que :

- D'une part, les essais de cyclage thermique proposés dans la norme MIL-STD883 concernent de grandes plages de température qui ne sont pas adaptées aux composants optoélectroniques (la température de fusion des brasures est voisine de 300°C).
- D'autre part, cette norme préconise d'utiliser deux enceintes (une pour les températures basses et l'autre pour les hautes températures) ce qui s'apparente davantage à un choc qu'à un cyclage thermique. Les essais identifiés dans la bibliographie sont similaires à ceux proposés par la norme Telcordia, excepté celui réalisé par A. Kohl *et al.* [222].

Par ailleurs, aucune défaillance de diodes Laser n'est observée dans les résultats des publications identifiées.

D'autres tests tels que l'étuvage en chaleur humide ou la traction de fibres ne sont que rarement menés lors de l'évaluation de composants optoélectroniques pour le spatial car cela dépend du lieu de stockage ou de la technologie. Les essais thermomécaniques pour des applications spatiales sont peu documentés dans la littérature car ils ne diffèrent que très légèrement des essais préconisés par Telcordia. Cette bibliographie a mis en lumière que des défaillances peuvent être constatées lors de l'évaluation de diodes Laser soumises à des contraintes thermomécaniques. Par conséquent, un

ensemble d'essais a été réalisé sur les diodes Laser et les photodiodes étudiées dans le cadre de la thèse.

IV.2 Présentation des résultats expérimentaux

IV.2.a Conditions expérimentales

En se basant sur notre connaissance de l'environnement spatial, tel qu'il est décrit dans le premier chapitre, ainsi que sur les résultats de la bibliographie rapportés dans la partie précédente, un plan de test a été élaboré avec comme objectif de définir les conditions de test de diodes Laser et des photodiodes sous des contraintes thermomécaniques typiques rencontrées lors d'une mission spatiale :

- L'humidité lors du stockage testée par un essai de chaleur humide.
- Les vibrations lors du décollage testées par des essais de vibrations aléatoires.
- Les chocs mécaniques, par exemple lors de la séparation des étages, testés par des essais de chocs mécaniques.
- Les variations de température en orbite testées par cyclages thermiques.

Le Tableau 20 résume les différentes conditions d'essai qui ont été appliquées à la fois aux diodes Laser et aux photodiodes. Ces essais ont été réalisés sur cinq références de diodes Laser et quatre références de photodiodes.

Essai	Conditions	Normes
Chaleur humide	Deux phases consécutives Phase 1 : Mise en humidité 95% RH et 45°C pendant 2000 h et composants non-polarisés Phase 2 : Cyclage autour du point de rosée 10 cycles -5°C/50°C, 1°C/min et composants polarisés	MIL-STD202 et MIL-STD883 modifiées
Vibrations aléatoires	44,8g de 50 Hz à 2 kHz	MIL-STD883
Chocs mécaniques	Selon les 6 axes (xyz, deux directions) 500g et 1500g pendant 0,5 ms	MIL-STD883 modifiée
Cyclage thermique	500 cycles -40°C/85°C 15°C/min et composants non polarisés	Telcordia GR-468 modifiée

Tableau 20 : Essais thermomécaniques menés sur les diodes Laser et photodiodes

IV.2.b Synthèse des résultats expérimentaux

En fonction du type de composant, les résultats suivants ont été obtenus :

- **Pour les photodiodes**, aucune dérive notable des caractéristiques électro-optiques n'a été observée tout au long des essais.
- **Pour les diodes Laser**, deux composants ont présenté des défaillances lors des essais.

Défaillance consécutive à l'essai de chaleur humide

Pour les diodes Laser, après l'essai de chaleur humide, l'accroche entre la puce et le réseau de Bragg à 65°C n'est plus assurée. En effet, comme ce qui avait été constaté lors des essais d'irradiation aux rayons gamma, un composant a présenté des problèmes de stabilité en longueur d'onde à 65°C après avoir été testé en chaleur humide. Ce résultat est visible sur la Figure 74.

Le spectre optique de ce composant a été remesuré vingt jours plus tard et le spectre initial a été recouvré. Le problème d'accroche consécutif à l'essai de chaleur humide pourrait être lié à la présence d'eau sur les optiques ou à un désalignement dû à la dilatation des matériaux sous l'action de la température.

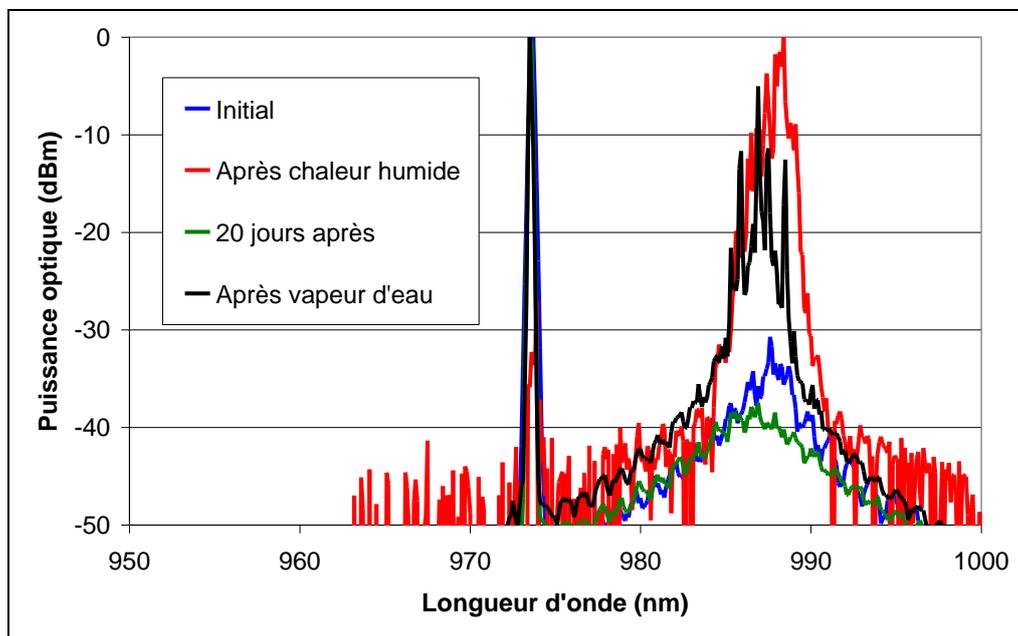


Figure 74 : Spectres optiques d'une diode de pompe à 65°C illustrant le problème d'accroche du réseau

Afin de discriminer la partie affectée par le test (fibre avec réseau ou module), nous avons donc exposé dans un premier temps le réseau de Bragg à de la vapeur d'eau en mesurant simultanément le spectre optique. Aucun problème d'accroche à 65°C n'a été observé. L'émission est de nature monomode avec peu de gain aux autres longueurs d'onde que celles du réseau comme indiqué en Figure 74. Le module a ensuite été exposé à la vapeur d'eau pendant quelques minutes et le spectre optique a été remesuré.

Comme on peut le remarquer sur la Figure 74, l'accroche entre la puce et le réseau n'est plus assurée après exposition du module à de la vapeur d'eau. Le boîtier étant très hermétique, il faut donc exclure l'hypothèse d'introduction d'eau à l'intérieur de celui-ci dans une durée aussi courte. L'eau a dû se déposer sur la surface externe de la lentille qui assure le couplage vers la fibre optique et se trouve dans le *boot* (gaine de protection de la fibre) du pigtail. Le coefficient de couplage entre la puce et le réseau de Bragg, est alors diminué mettant en perspective une modification de la condition d'accroche très clairement visible à 65°C.

Une expérience similaire a été conduite sur un autre module à 80°C (température maximale d'accroche pour ce composant). Après exposition du boîtier à la vapeur d'eau, nous n'observons pas de problème d'accroche dans l'émission Laser. Cela signifie que toutes les pièces ne sont pas concernées par le dépôt d'eau sur les optiques et que l'herméticité du boot, qui n'est pas vérifiée par le constructeur, peut fortement varier entre plusieurs modules justifiant que le deuxième composant testé n'ait pas présenté de problème d'accroche. Dans le cadre d'un stockage de longue durée, les composants peuvent être exposés à de l'humidité uniquement au sol à Kourou. Dans ce cas, on peut donc supposer qu'entre la phase de stockage et la phase opérationnelle, l'eau aura suffisamment de temps pour s'évaporer.

Défaillance consécutive à l'essai de chocs mécaniques

La puissance optique émise par une diode Laser a diminué de moitié après un choc mécanique de 1500g. L'analyse de la caractéristique I-V ne montre aucune contribution supplémentaire au courant, suggérant que la diminution de la puissance optique n'est pas liée à la présence de défauts dans la puce Laser. L'analyse du spectre optique à différentes températures (cf Figure 75), permet de démontrer que l'accroche entre la puce et le réseau n'est plus assurée lorsque la température s'éloigne de sa valeur nominale (25°C). L'essai de chocs mécaniques a probablement désaligné les assemblages optiques, avec pour conséquence une modification de la condition d'accroche du réseau qui dépend du coefficient de couplage. Une analyse plus détaillée faisant intervenir une modélisation analytique du gain du Laser sera présentée dans le chapitre 4 et permettra d'expliquer les phénomènes observés.

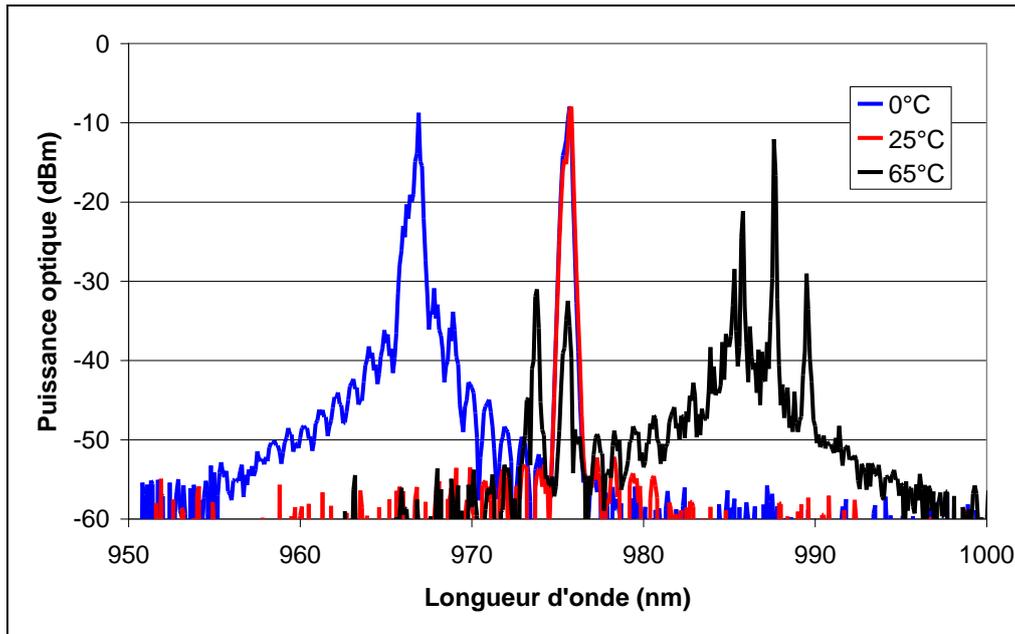


Figure 75 : Spectres d'émission de la diode Laser défaillante après essai de choc mécanique

Y. Deshayes *et al.* ont modélisé les stress induits par des cyclages thermiques sur des diodes Laser 1550 nm [239]. Il a été établi que la relaxation des contraintes résiduelles accumulées au niveau des soudures YAG peut se traduire par un désalignement optique (axial et angulaire). Un simple désalignement de $0,03^\circ$ résulte ainsi en une baisse de 30% de la puissance optique (ici la dérive est de 43% à 25°C). On peut donc s'attendre à ce que le choc mécanique de 1500g ait très légèrement désaligné la plateforme Laser (support où est reportée l'embase du Laser) ou le porte lentille.

V. Conclusion

Dans ce troisième chapitre, une méthodologie d'évaluation de diodes Laser et de photodiodes pour des applications spatiales a été proposée. Après avoir rapporté les principaux résultats identifiés dans la bibliographie, des filières d'essais ont été établies en tenant compte des contraintes de l'environnement spatial. Trois grandes familles d'essais ont ainsi pu être proposées :

- Essais d'irradiation

L'environnement radiatif spatial, rapporté dans le chapitre 1, est constitué essentiellement d'électrons et de protons. Après avoir introduit la définition de dose (ionisante et non-ionisante), les différentes interactions particule-matière ont été rappelées. Des essais d'irradiation ont ensuite été réalisés : sous rayons gamma pour la dose ionisante et sous protons pour la dose non-ionisante. A l'issue de ces essais, trois résultats principaux ont été mis en lumière :

- Le courant d'obscurité des photodiodes a fortement augmenté après irradiation aux protons, de plus de trois décades. Une dépendance linéaire de la dégradation du

courant d'obscurité en fonction de la fluence est également constatée, un facteur de dommage égal $4,6 \times 10^{-7}$ nA/cm²/p/cm² a été ainsi obtenu. Cette dépendance est en accord avec les résultats déjà publiés dans la bibliographie pour ces composants. La dépendance en énergie de la dégradation du courant n'évolue pas comme le prévoit la théorie du NIEL. Les défauts dans le matériau créés par réaction nucléaire lors de l'irradiation aux protons ne semblent pas agir sur les mécanismes de conduction électrique de la photodiode.

Par ailleurs, aucune dérive significative des caractéristiques électro-optiques des photodiodes après irradiation aux rayons gamma n'a été constatée.

- Un problème de stabilisation en longueur d'onde à haute température (65°C) a été observé sur une diode Laser après irradiation aux rayons gamma. Une série d'expériences a permis de démontrer que les propriétés du réseau de Bragg, photoinscrit dans le cœur de la fibre, avaient été altérées par les radiations ionisantes. L'analyse des caractéristiques électro-optiques a permis de conclure que le coefficient de réflexion du réseau de Bragg avait probablement diminué après irradiation, entraînant une instabilité de l'émission de la diode Laser.

Le courant de seuil d'une diode Laser a également augmenté, de 4%, après irradiation aux protons (30 MeV et 5×10^{11} p/cm²). Cette dérive est cependant acceptable car elle ne se répercute pas sur les valeurs de la puissance optique.

- Des diodes Laser et des photodiodes ont ensuite été vieillis en conditions accélérées pendant 2000h après irradiation aux rayons gamma et protons. Aucune dérive significative des caractéristiques électro-optiques des composants n'a été observée, prouvant ainsi que les radiations n'affectent pas leur durée de vie.

- Vieillesse sous vide de diodes Laser

Dans le cadre du vieillissement accéléré sous vide, une méthode de test originale a été développée : afin de simuler une longue période d'exposition dans le vide spatial, donc d'accélérer les mécanismes de diffusion des espèces chimiques présentes dans le boîtier, les capots du boîtier de quatre diodes Laser ont été percés. Ces composants ont ensuite été placés dans une enceinte à vide, avec quatre autres diodes Laser dont le boîtier est intègre. Les huit composants ont été vieillis pendant presque 5000h sous une pression de 10^{-7} mbar, à 60°C en étant alimentés par un courant de 800 mA. Des défaillances catastrophiques de type COD ont été constatées sur trois des quatre diodes Laser dont le boîtier est percé, tandis qu'aucune défaillance n'est observée sur les diodes Laser dont le boîtier est hermétique. Ces défaillances se traduisent par une augmentation du courant de seuil de plus de 500% et une diminution brutale de la puissance optique (supérieure à 90%). Aucune dérive des caractéristiques électro-optiques des composants dont le boîtier est intègre n'a été observée à la fin du vieillissement sous vide.

- Essais thermomécaniques

Après avoir analysé les principaux articles identifiés dans la bibliographie, des essais de vibrations aléatoires, chocs mécaniques, chaleur humide et des cyclages thermiques ont été réalisés sur les diodes Laser et les photodiodes. Aucune dérive des caractéristiques électro-optiques des photodiodes n'a été observée à la fin des essais. Deux résultats importants sont constatés lors de l'évaluation des diodes Laser :

- Un problème de stabilisation de la longueur d'onde d'émission à 65°C a été mis en lumière sur un composant après l'essai de chaleur humide (85°C et 85% RH). Ce problème a été attribué à la présence d'eau sur le chemin optique, probablement au niveau du boot du pigtail.
- Un problème de stabilisation à basse (0°C) et haute (65°C) température a également été constaté sur une diode Laser consécutivement à un choc mécanique. Une modification du couplage optique entre la puce et la fibre optique est probablement à l'origine de l'instabilité.

Des hypothèses ont été avancées dans ce chapitre afin de déterminer l'origine des défaillances des composants, consécutives aux essais accélérés. Cependant aucune analyse physique et/ou technologique n'a permis de confirmer ces hypothèses. L'objectif du prochain chapitre est d'associer la modélisation des caractéristiques électro-optiques aux techniques d'analyse physico-chimique afin d'identifier l'origine des mécanismes de dégradation des composants et d'évaluer le risque potentiel en conditions opérationnelles dans le cadre d'une application spatiale de longue durée.

Chapitre 4

Modélisation électro-optique des caractéristiques des composants soumis à un vieillissement et analyse physique des mécanismes de dégradation

I. Introduction : objectifs de la modélisation pour l'analyse de défaillance

Les résultats des essais sous contraintes environnementales menés sur les diodes Laser et les photodiodes ont été présentés dans le chapitre précédent.

Le premier objectif du quatrième chapitre est de proposer une méthodologie d'analyse des caractéristiques électro-optiques de diodes Laser et photodiodes par la modélisation. Cette démarche se positionne d'un point de vue applicatif dans le cadre d'une définition système, en considérant que le modèle développé sera générique et représentera une structure simplifiée. En effet, nous ne nous intéressons pas à la structure précise du composant (caractéristique physique de chaque couche) mais à la structure fonctionnelle [240]. L'ensemble du travail effectué permettra de relier les paramètres fonctionnels du composant aux zones structurales de ce dernier en utilisant ce modèle. Le but est de simplifier les analyses de défaillance en structurant la recherche des zones dégradées avec l'architecture du modèle. Cette démarche de modélisation, appliquée notamment aux caractéristiques I-V, a déjà été menée avec succès pour l'analyse de défaillance de diodes Laser et l'identification des régions dégradées [98],[99],[232],[241]-[244]. On peut ainsi déterminer l'origine des courants dans la structure et identifier s'il existe :

- des courants de fuite liés à des phénomènes de surface [99],[243],
- un taux de recombinaisons non-radiatives plus élevé après vieillissement [232],[241],
- une diminution de la résistance série [98],
- un décalage du courant de seuil [242],[244].

Le second objectif de cette partie est de présenter les résultats d'analyse de défaillance des composants vieillis dans des conditions typiques d'une mission spatiale. La modélisation ayant permis de structurer la recherche des zones dégradées des composants, des techniques d'analyse physique peuvent ensuite être utilisées. Concrètement, ces analyses consistent en l'observation de défauts par microscopie dans les diodes Laser vieilles sous vide, ou encore la mesure des caractéristiques de piégeage des porteurs de charge dans une photodiode irradiée.

A l'issue des analyses de défaillance, les principaux résultats sont replacés dans le contexte de la mission spatiale. Des prévisions de durée de vie sont ensuite estimées pour évaluer la fiabilité des composants dans leurs conditions opérationnelles.

II. Mécanismes de dégradation de photodiodes InGaAs irradiées aux protons

Introduction : Rappelons ici les principaux résultats du chapitre 3 dans le domaine des tests sous radiations. Les photodiodes InGaAs ont été irradiées aux protons, de fluence comprise entre 5×10^{10} et 10^{12} p/cm² et des énergies de 30, 80 et 190 MeV. Une augmentation du courant d'obscurité, de l'ordre de trois décades pour la pire condition (30 MeV et 10^{12} p/cm²), a été constatée après irradiation. Une dépendance linéaire de la dérive du courant d'obscurité en fonction de la fluence est également observée sur la plage 5×10^{10} - 5×10^{11} p/cm². L'objectif de cette partie consiste donc en la modélisation du courant d'obscurité, en s'appuyant sur les résultats expérimentaux, afin d'estimer sa dérive en fonction du temps dans les conditions environnementales d'une mission spatiale.

II.1 Modélisation du courant d'obscurité

II.1.a Rappels sur les mécanismes de diffusion et de génération

De nombreux auteurs ont étudié les phénomènes de transport de charges dans les photodiodes InGaAs en obscurité par la modélisation du courant [76],[115],[119],[120],[246]-[253]. Ces études ont permis d'apporter des modèles théoriques pour exprimer les mécanismes de conduction dans une photodiode polarisée sous une tension négative, mais elles n'ont pas apporté d'analyse des dérives électriques, liées à des phénomènes de dégradation du composant. Dans cette partie, les différentes contributions au courant d'obscurité dans une photodiode polarisée à faible tension inverse (<10 V) sont détaillées.

A faible tension inverse, les mécanismes, généralement observés, correspondent à la diffusion des porteurs minoritaires vers la zone de charge d'espace et la génération de porteurs dans la zone de déplétion [36]. Nous détaillons donc ci-dessous les contributions physiques à l'origine des courants de diffusion et de génération.

Courant de diffusion

Certains auteurs ont observé des courants de diffusion uniquement à haute température (au-delà de 65°C) [76],[115], tandis que d'autres auteurs les ont caractérisés à température ambiante [247],[250],[251],[253]. La densité de courant d'obscurité de diffusion est classiquement exprimée par l'équation suivante :

$$J_d = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (56)$$

où J_S est le courant de saturation.

La différence d'environ trois décades dans le dopage entre la zone d'InP dopée P et la couche d'InGaAs implique que le courant de diffusion des électrons dans la couche P est considéré comme négligeable. En supposant que seule la diffusion des trous de la couche non intentionnellement dopée d'InGaAs participe au courant de diffusion, on peut donc écrire le courant de saturation comme suit :

$$J_S = \frac{qn_i^2 D_p}{N_D L_p} = \frac{qn_i^2 \sqrt{D_p}}{N_D \sqrt{\tau_d}} \quad (57)$$

où n_i représente la concentration intrinsèque de l'InGaAs, D_p le coefficient de diffusion des trous, N_D le dopage et τ_d la durée de vie de diffusion des trous dans l'InGaAs.

Courants de génération

La génération de porteurs dans les zones de déplétion a également été observée pour des photodiodes InP/InGaAs [76],[115],[120],[246],[247],[249]-[253]. L'origine du courant de génération peut être multiple :

- liée à des phénomènes de surface comme par exemple des charges préexistantes dans la couche de passivation induisant des défauts et des états d'interface dans l'InGaAs [245],
- dans le matériau, des défauts intrinsèques peuvent également contribuer au courant de génération [251],
- des défauts à l'interface InGaAs/n-InP ont également été observés [249],[250],[252] ; ces derniers contribuent au courant d'obscurité par une caractéristique dite en « marche d'escalier » sur l' I - V . Un tel comportement n'a pas été observé lors de la caractérisation des photodiodes et on en déduit donc que le courant de génération lié à la présence de pièges à l'hétérointerface InGaAs/n-InP est négligeable.

De manière générale, la densité de courant de génération dans le volume s'écrit :

$$J_{Gb} = \frac{qn_i W}{\tau_{eff}} \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (58)$$

où τ_{eff} est la durée de vie de génération effective et W la largeur de la zone de charge d'espace, donnée dans une hétérojonction par H. Mathieu [73]:

$$W = \sqrt{\frac{2N_A \varepsilon_{InP} \varepsilon_{InGaAs} (V_d - V)}{qN_D (\varepsilon_{InP} N_A + \varepsilon_{InGaAs} N_D)}} \quad (59)$$

où N_A est le dopage côté P, ε_{InP} et ε_{InGaAs} sont respectivement les permittivités de l'InP et de l'InGaAs, et V_d est la tension de diffusion.

La densité de courant de génération de surface est quant à elle donnée par [120]:

$$J_{Gs} = qn_i s_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) - 1 \right] \quad (60)$$

où s_0 est la vitesse de recombinaison de surface des porteurs.

La densité de courant de diffusion évolue de manière identique à la dépendance en température de n_i^2 tandis que la densité de courant de génération suit celle de n_i . Comme suggéré par T.P. Lee *et al.* et J. Spicher [76],[253], il est pertinent de caractériser la variation du courant d'obscurité pour diverses tensions en fonction de la température réciproque. En effet, n_i variant avec la température en $\exp(-E_g/2kT)$, la pente de I_d en fonction de $1000/T$ indique le type de mécanisme de transport de charges qui domine. La Figure 76 représente la variation du courant d'obscurité en fonction de la température réciproque pour deux tensions, avant et après irradiation aux protons. Notons que les valeurs de $E_g(T)$ ont été extraites des travaux publiés par S. Paul *et al.* [121].

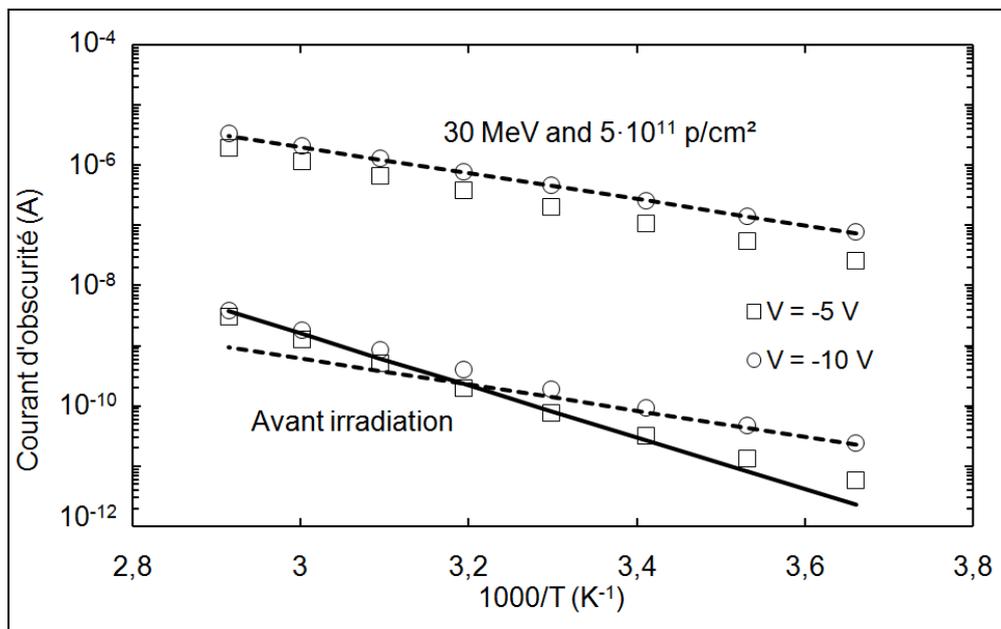


Figure 76 : Variations du courant d'obscurité en fonction de la température réciproque pour $V = -5$ et -10 V. Les droites d'ajustement en traits pointillés correspondent à un lissage en $\exp(-E_g/2kT)$ et celles en traits continus correspondent à $\exp(-E_g/kT)$

On remarque qu'avant irradiation, le courant obéit à une dépendance en $\exp(-E_g/kT)$ à forte température (supérieure à 320 K), démontrant que les processus de diffusion sont prépondérants. En effet, la valeur du courant lorsque $1000/T$ est inférieur à $3,2 \text{ K}^{-1}$ est similaire pour une tension de polarisation de -5 V et -10 V, ce qui selon les équations (56) et (57) est cohérent car le courant de diffusion sature rapidement en fonction de la tension inverse. A faible température (inférieure à 280 K), le courant suit une dépendance en $\exp(-E_g/2kT)$, correspondant à un transport par courant de

génération. Pour les températures intermédiaires, le courant est dû à une combinaison des deux phénomènes. Cependant l'écart de courant observé à basse température entre -5 V et -10 V est en désaccord avec la saturation du courant de génération à forte tension. En effet, comme nous l'avions observé sur la Figure 38, la capacité de la photodiode varie beaucoup entre 0 et -3 V, mais varie peu au-delà de -3 V. Ceci signifie que la jonction est totalement déplétée, et donc J_{Gb} devrait tendre vers $qn_i d_i / \tau_{eff}$, où d_i est l'épaisseur de la couche d'InGaAs. Analytiquement, pour des valeurs de tension de -5 V et -10 V, nous confirmons que la photodiode est entièrement déplétée. Dans ce cas, un autre mécanisme de génération de porteurs, dépendant de la tension, doit donc être prépondérant.

II.1.b Transport sous génération assistée par le champ électrique

Analyse des caractéristiques électriques

D'autres auteurs ont également mis en évidence sur des photodiodes PIN InP/InGaAs une augmentation anormale du courant en fonction de la tension [245],[248],[249],[253]. Cette augmentation exponentielle du courant avec la tension est lissable par une loi en $I_0 \exp(-aV)$ où I_0 et a représentent des paramètres dépendant de la température. Cette dépendance a été identifiée à partir des caractéristiques I-V, et nos résultats ont été comparés aux résultats publiés par F. Ducroquet *et al.* ainsi que P. Philippe *et al.* [245],[249] et présentés en Figure 77.

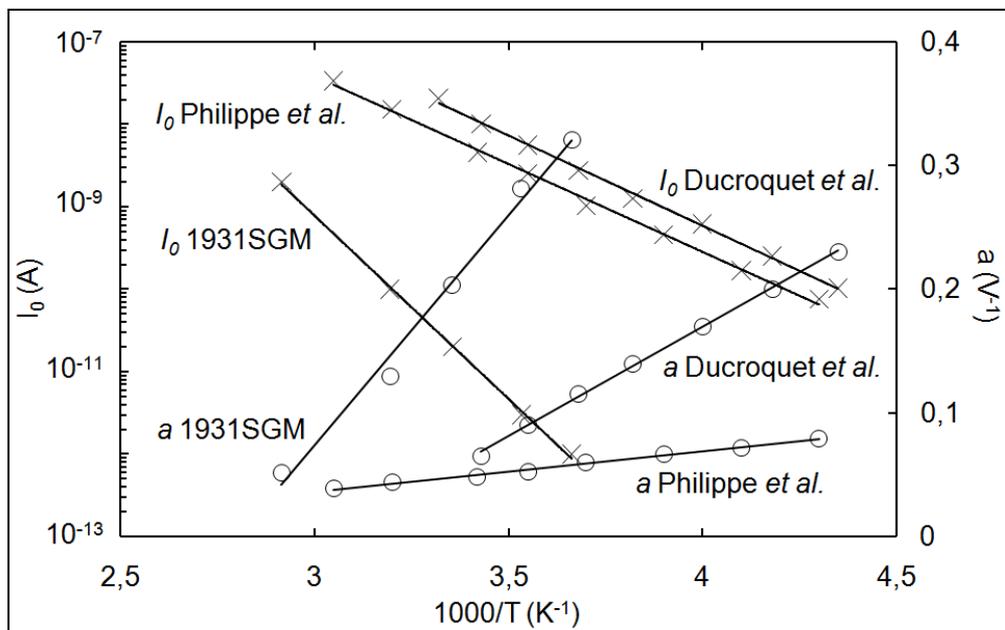


Figure 77 : Variations des paramètres I_0 et a en fonction de la température réciproque pour les photodiodes 1931SGM étudiées dans le cadre de cette thèse. Comparaison avec les études menées par Philippe *et al.* [249] et Ducroquet *et al.* [245].

On note que la dépendance linéaire de a avec $1000/T$ ainsi que de $\log(I_0)$ avec $1000/T$ est confirmée pour les trois composants, ce qui signifie que le mécanisme de génération de courant identifié semble être le même que dans les références [245] et [249]. On remarque cependant que la pente de $\log(I_0)$ en fonction de $1000/T$ est identique dans ces deux références mais diffère dans le cas des photodiodes 1931SGM. En revanche, la dépendance de a avec $1000/T$ est différente pour les trois références de composants étudiés.

La présence d'un courant de diffusion, dominant à forte température, explique probablement la différence de pente pour $\log(I_0)$ (les auteurs des études publiées [245] et [249] n'observent pas de courant de diffusion). Il est également possible que des différences dans les techniques de fabrication (épitaxie, structure) soient à l'origine de ces variations (notamment pour la valeur de a).

L'origine du courant a été mise en relation avec l'émission thermique de porteurs provenant de pièges situés près du milieu de la bande interdite vers des niveaux intermédiaires, puis l'excitation vers la bande de conduction par effet tunnel et grâce à l'effet Poole-Frenkel sous l'action du champ électrique [254]. Le schéma de la Figure 78 représente le potentiel vu par des porteurs situés sur des pièges dans la bande interdite d'un semiconducteur soumis à un champ électrique.

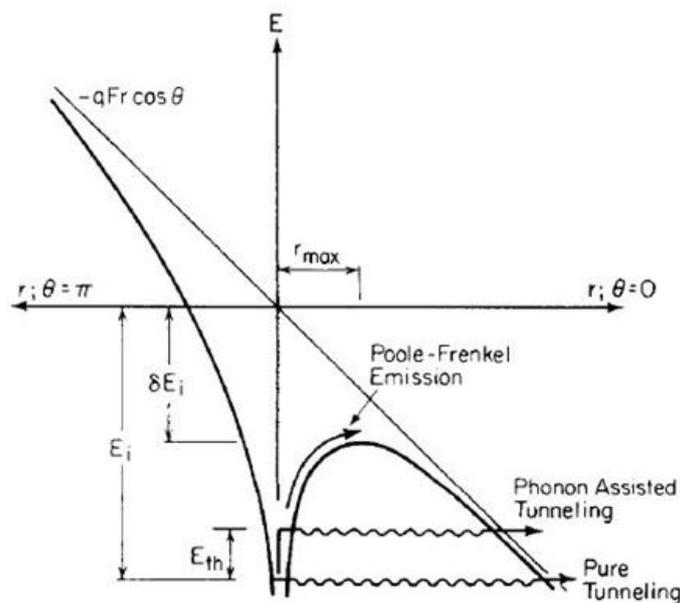


Figure 78 : Forme du puits de potentiel vu par les porteurs dans la bande interdite d'un semiconducteur polarisé (d'après [254])

Sous l'action du champ électrique, les bandes d'énergie se courbent, ce qui entraîne une réduction de la hauteur de la barrière d'énergie à franchir par les porteurs de charge (accélérés sous l'action du champ). Ainsi la probabilité qu'un porteur traverse une partie de la bande interdite par effet tunnel grandit. Cependant, comme nous l'avons précisé dans la partie III.3 du Chapitre 2, le courant tunnel met en évidence une dépendance en $\exp(E_g^{3/2})$ qui n'est pas clairement observée sur la Figure 76. On

déduit que le courant tunnel pour des tensions inverses inférieures à 10 V est négligeable ; ce qui est en accord avec les résultats bibliographiques dans le domaine [247],[249],[253].

L'énergie fournie par la vibration du cristal semiconducteur à température ambiante E_{th} diminue la barrière de potentiel vue par un électron situé sur un piège dans la bande interdite du matériau. Le taux d'émission thermique des électrons (de manière équivalente pour les trous) dans la bande de conduction s'écrit [253]:

$$e_n = n_i \sigma_n v_{th} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (61)$$

où σ_n représente la section de capture, v_{th} la vitesse thermique des électrons et E_t la barrière d'énergie à franchir. Les porteurs se retrouvent ainsi placés sur un niveau d'énergie intermédiaire qui peut favoriser d'autres mécanismes de transport de charges. La courbure des bandes du semiconducteur se traduit également par une baisse de la hauteur de la barrière de potentiel δE_i par effet Poole-Frenkel [108],[255] :

$$\delta E_i = \sqrt{\frac{q^3 F}{\pi \epsilon}} \quad (62)$$

Le taux d'émission des porteurs associé à l'effet Poole-Frenkel s'écrit [256] :

$$e_{n,PF}' = e_n \exp\left(\frac{\delta E_i}{kT}\right) \quad (63)$$

Parallèlement à l'émission de porteurs par effet Poole-Frenkel, des électrons traversent également la bande interdite par effet tunnel à partir de ce niveau intermédiaire. La probabilité de transfert par effet tunnel devient alors plus élevée si l'énergie thermique apportée augmente (phonons) ; la barrière, vue par les électrons, étant plus fine dans cette configuration que lorsque le porteur est localisé sur le niveau d'énergie du piège. Le taux d'émission associé au transfert d'électrons par effet tunnel et assisté par des phonons s'écrit [256]:

$$e_{n,PAT}' = e_n \left\{ 1 + \int_0^{\Delta E/kT} \exp\left[z - z^{3/2} \left(\frac{4 \sqrt{2m_e} (kT)^3}{3 q \hbar F} \right) \right] dz \right\} \quad (64)$$

où F correspond au champ électrique. Le courant d'obscurité lié à la génération thermique I_{gc} s'écrit de manière générale [248],[253]:

$$I_{gc} = qAN_t W \frac{e_n e_p}{e_n + e_p} \quad (65)$$

où N_t représente la densité de pièges et e_p est le taux d'émission des trous. La masse des trous lourds étant élevée ($0,47m_0$ dans l'InGaAs), ils sont peu sensibles à l'effet tunnel. Seuls les électrons et les trous légers participent au courant de génération assistée par champ électrique. Une relation analytique

tenant compte de l'émission thermique, de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel assisté par phonon a été proposée par J. Spicher [253] :

$$I_{gc} = \frac{A \cdot q \cdot n_i \cdot N_t \cdot W \cdot \sigma_n \cdot \sigma_p \cdot v_{th}}{\sigma_n \exp\left(\frac{\Delta E}{k.T}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{-\Delta E}{k.T}\right)} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{(k.T)^3}} \frac{q \cdot \hbar \cdot F}{\theta \sqrt{m_0}} \exp\left(\frac{4}{27(k.T)^3} \left(\frac{q \cdot \hbar \cdot F}{\theta \sqrt{m_0}}\right)^2\right) \quad (66)$$

où θ est un paramètre sans dimension qui dépend de la forme de la barrière tunnel [119] :

$$\theta = \alpha \sqrt{\frac{m_e^*}{m_0}} \quad (67)$$

Les valeurs du paramètre α correspondent à la forme de la barrière comme l'ont indiqué S.R. Forrest *et al.*, J. Spicher et G. Vincent *et al.* [119],[253],[256]. Ainsi on obtient :

- Pour une barrière de forme triangulaire ou coulombienne : $\alpha = 4\sqrt{2}/3$
- Pour une barrière parabolique : $\alpha = \pi/(2\sqrt{2})$
- Pour d'autres formes de barrière, cette constante est proche de 1.

Dans notre cas, la dépendance en tension du courant d'obscurité permet d'obtenir une valeur du coefficient α égale à $\pi/(4\sqrt{2})$. La barrière énergétique ΔE est égale à la somme de l'énergie d'activation du piège E_t et de l'énergie du milieu de la bande interdite.

Le champ électrique peut alors être approximé par sa valeur maximale en supposant que la zone de charge d'espace de la photodiode est totalement déplétée [253] :

$$F = \frac{V - V_d}{W} \quad (68)$$

Notons que la dépendance en température de l'expression donnée dans l'équation (66) et visible sur la Figure 77 n'invalide pas le résultat apporté par les informations disponibles dans la Figure 76 car l'expression (66) varie en $\exp(-E_g/2kT)$.

L'équation (66) montre des termes relatifs aux propriétés des pièges dans le semiconducteur, tels que σ_n , N_t ou ΔE . Il est donc nécessaire de caractériser ces pièges afin de modéliser le courant d'obscurité et de ne pas disposer de paramètres indéterminés. De nombreuses techniques de caractérisation de défauts existent, notamment par :

- excitation avec une source lumineuse (par exemple spectroscopie par excitation infrarouge) [257],
- application d'un petit signal et mesure de l'admittance de la diode [258].

La caractérisation des pièges générés lors des irradiations sous protons a été effectuée par la technique DLTS (Deep-Level Transient Spectroscopy) qui consiste à mesurer la capacité d'une diode excitée par des impulsions électriques sur une certaine plage de température [259].

Conditions expérimentales et caractérisation par DLTS des pièges créés par irradiation

De manière générale, lorsqu'une impulsion électrique est appliquée aux bornes du composant, les charges injectées vont être temporairement capturées par les pièges présents dans le matériau, puis relâchées vers la bande de conduction (ou de valence s'il s'agit de trous). La mesure de la capacité en fonction du temps $C(t)$ met en évidence ce processus d'émission de charges à partir du piège puisqu'elle varie avec le nombre de charges émises. Dans le cas d'une émission thermique de porteurs, la variation en température est primordiale pour activer certains pièges.

Les mesures de DLTS ont été effectuées à partir d'un banc dédié du DESP de l'ONERA-Toulouse. Un schéma synoptique du montage est représenté en Figure 79.

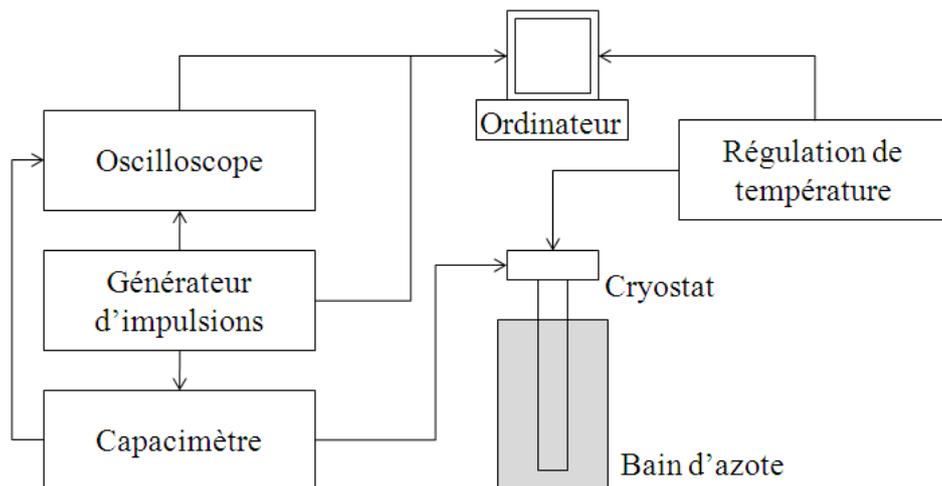


Figure 79 : Schéma synoptique du montage du banc de DLTS de l'ONERA

Le composant est placé dans un cryostat sur un support en contact avec des résistances chauffantes, le tout étant placé sous gaz neutre. Le cryostat est ensuite placé dans un bain d'azote liquide et la température est régulée, sur la gamme [70K ; 350K], via un contrôleur thermoélectrique en alimentant les résistances. L'acquisition de l'impulsion, de la capacité en fonction du temps et de la température se fait via un ordinateur.

Le spectre DLTS d'une photodiode non-irradiée est visible sur la Figure 80. Le signal DLTS est défini par Lang comme étant le rapport entre la variation de capacité au moment de l'impulsion ΔC par rapport à la valeur de la capacité lorsque la jonction est polarisée en inverse [259]. Le spectre de la Figure 80 a été obtenu en injectant des porteurs majoritaires (électrons) dans la jonction par une tension de remplissage de -0,5 V et une tension d'émission de -3 V avec une durée d'impulsion (temps de remplissage) de 500 μs (valeur proche de celle proposée par R. Trommer *et al.* [247]). Comme

précisé dans le paragraphe III.3 du Chapitre 2, la couche d'InGaAs est totalement déplétée lorsque la tension inverse dépasse -3 V. En fixant une tension d'émission à -3 V, on s'assure donc d'analyser les propriétés des pièges uniquement dans la couche d'InGaAs.

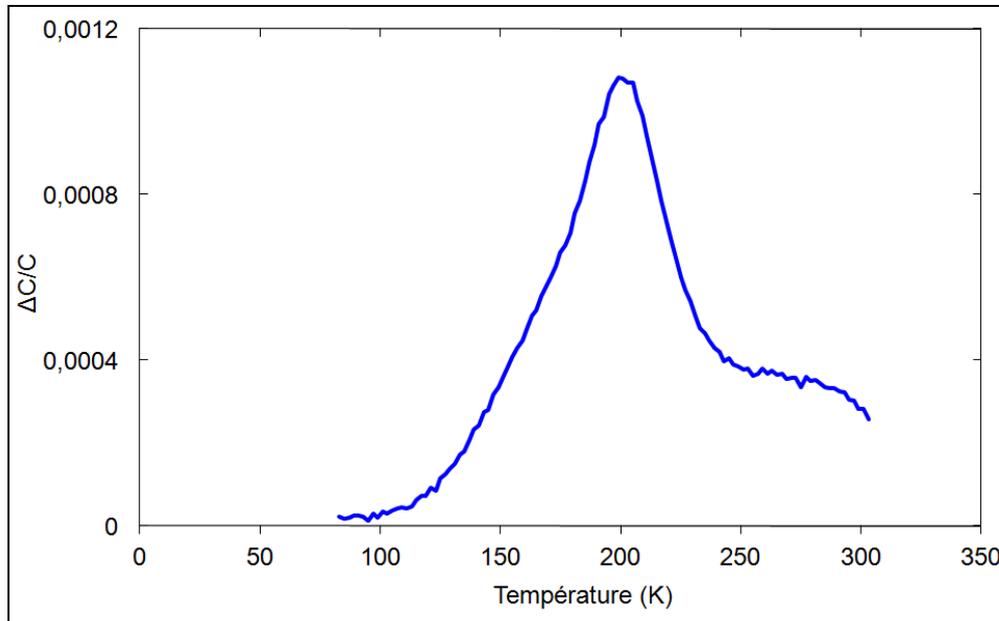


Figure 80 : Spectre DLTS d'une photodiode non irradiée

Un maximum du signal DLTS, autour de 200 K, a été mis en évidence. Ce pic atteste de la présence d'un défaut dans le semiconducteur dont l'énergie d'activation peut être extraite en échantillonnant le $C(t)$ pour plusieurs couples de t , (t_1, t_2) en considérant la relation :

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_C \exp\left(\frac{-E_t}{kT}\right) \quad (69)$$

où N_C est la densité d'états équivalente des électrons dans la bande de conduction. Le taux d'émission e_n est égal à l'inverse du pic du signal DLTS.

Lorsque l'on trace la courbe de $\ln(T^2/e_n)$ en fonction de $1/kT$, on obtient une droite dont la pente renseigne directement sur la valeur de l'énergie d'activation. La caractéristique $\ln(T^2/e_n)$ en fonction de $1/kT$ du défaut mis en évidence est représentée sur la Figure 81. Une valeur d'énergie d'activation de 0,35 eV est extraite de cette caractéristique. En effet la dépendance de v_{th} avec la température étant de $T^{1/2}$ [36] et celle de N_C de $T^{3/2}$ [260], le produit des deux variables varie en T^2 .

D'autres auteurs ont également identifié des pièges situés à des énergies proches de $E_c - 0,35$ eV. Le Tableau 21 rassemble les données bibliographiques, pour lesquelles un piège d'énergie proche de 0,35 eV dans l' $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ est mis en évidence, en précisant l'origine de la présence des défauts. Notons également que d'autres auteurs ont observé sur des composants similaires des pièges dans

l'InP dont l'énergie d'activation est proche de 0,35 eV ; ce qui n'est pas le cas dans notre étude puisqu'au premier ordre, seule la couche non intentionnellement dopée d'InGaAs est déplétée [263].

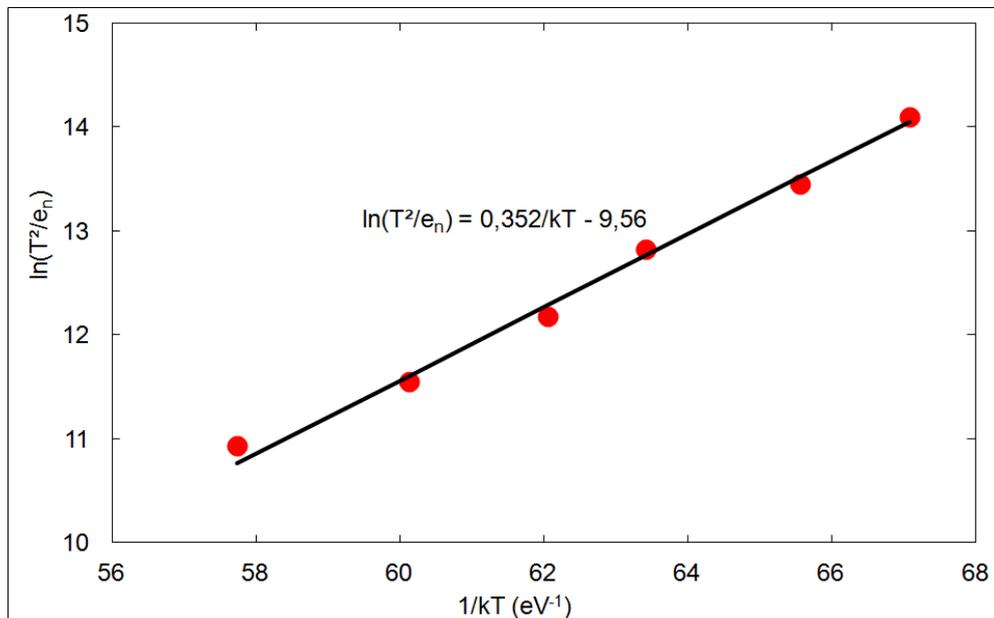


Figure 81 : Caractéristique $\ln(T^2/e_n)$ en fonction de $1/kT$ tracée pour le composant non irradié dont le spectre de DLTS est visible sur la Figure 80

Informations	Origine	Référence
E_t : 0,35 eV σ_n : 9×10^{-6} cm ² N_t : 8×10^{13} cm ⁻³	Complexe Zn lié à la diffusion de zinc dans la couche d'InP dopée P. Les auteurs observent également un piège à trou et formulent l'hypothèse d'un courant tunnel intrabande assisté par des défauts.	[248]
E_t : 0,35 eV σ_n : 9×10^{-16} cm ² N_t : 7×10^{13} cm ⁻³	Défaut natif dans le matériau mais non lié à l'hétérointerface.	[261]
E_t : 0,32 eV σ_n : - N_t : -	Complexe Fe lié au dopage de type N du substrat. Les pièges sont observés au niveau de l'hétérointerface.	[257]
E_t : 0,35 eV σ_n : $1-3 \times 10^{-15}$ cm ² N_t : -	Pièges au niveau de la passivation de l'InGaAs. La présence d'oxygène ou d'arsenic pourrait en être la cause.	[262]

Tableau 21 : Résultats des analyses DLTS réalisées sur des hétérojonctions InP/InGaAs mettant en évidence un piège à électrons dans l'In_{0,53}Ga_{0,47}As situé à 0,35 eV (synthèse bibliographique)

Comme on peut le remarquer dans ce tableau, un piège d'énergie d'activation 0,35 eV dans l'InGaAs peut avoir plusieurs origines (en surface et proche des interfaces). N'ayant pas suffisamment

d'informations sur l'architecture interne de la photodiode 1931SGM, il nous a été difficile de conclure de manière définitive sur l'origine de ces défauts, si ce n'est qu'ils sont préexistants.

A partir de l'équation (69), la section efficace de capture des électrons pour ce défaut σ_n , a été extraite est égale à $4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$. La concentration de défauts est donnée par :

$$N_t = 2 \frac{\Delta C}{C} N_D = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (70)$$

Influence des conditions d'excitation

La polarité du signal DLTS suggère qu'il s'agit effectivement de pièges à électrons dans l'InGaAs. Nous avons modifié la tension de remplissage à +0,5 V afin d'injecter des trous dans l'InGaAs mais aucun pic de DLTS négatif n'a été observé, contrairement à ce que Patillon *et al.* ont obtenu sur des composants similaires [248]. Nous n'avons donc pas pu mettre en évidence de pièges à trous dans la structure.

On remarque sur la Figure 80 qu'un maximum local est visible autour de 275 K. Il s'agit également d'un piège à électrons dont l'énergie d'activation extraite pour ce piège est égale à 0,39 eV. En modifiant les conditions (-10 V et 1 ms), comme on peut le remarquer sur la Figure 82, on n'observe plus qu'un seul défaut sur le spectre DLTS qui se manifeste autour de 275 K avec une énergie d'activation 0,44 eV. Il semblerait que le défaut à 0,35 eV se soit décalé à 0,44 eV, masquant ainsi le pic observé à 0,39 eV. La bibliographie montre que le décalage de l'énergie d'activation est lié au champ électrique et de nombreux auteurs ont mis en lumière une variation du taux d'émission de porteurs avec le champ électrique par effet tunnel ou Poole-Frenkel [264]-[266].

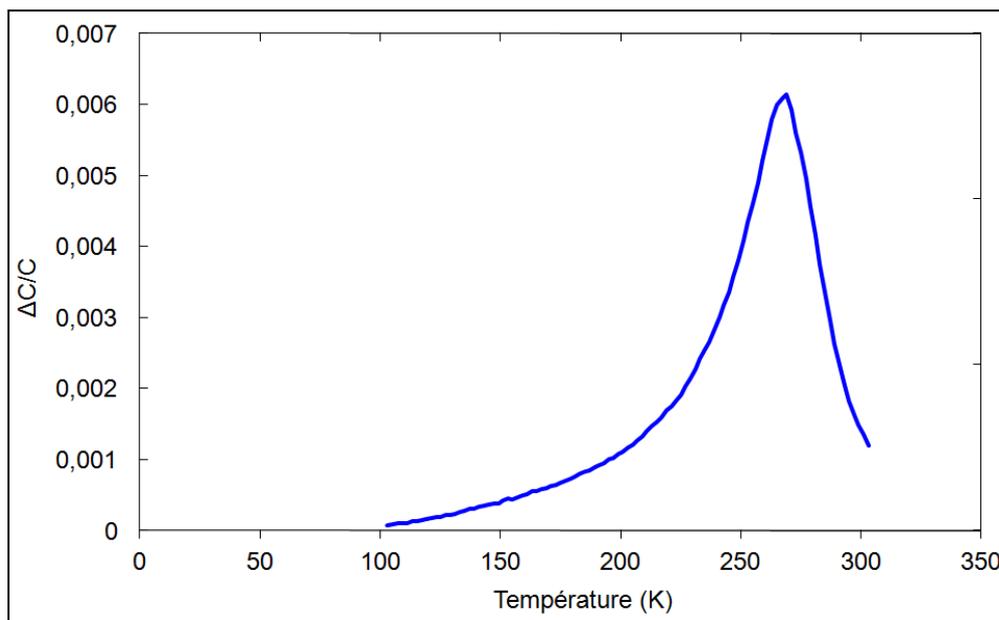


Figure 82 : Spectre DLTS d'une photodiode non irradiée pour des conditions de mesure différentes (-10 V et 1 ms)

La dépendance en tension des résultats de DLTS est apparue comme problématique pour modéliser le courant d'obscurité puisque l'énergie d'activation extraite de la Figure 80 varie avec la tension. Aucun piège à trous n'a pu être extrait du spectre DLTS. Il est fort probable que des pièges à trous émettent aux mêmes températures que les pièges à électrons mis en évidence ici, ou alors à des températures inférieures à celle de l'azote liquide. Si l'émission des électrons est prépondérante devant celle des trous, on peut écrire que : $\sigma_p \ll \sigma_n$. L'équation (66) devient donc :

$$I_{gc} \approx \frac{A \cdot q \cdot n_i \cdot N_i \cdot W \cdot \sigma_p \cdot v_{th}}{\exp\left(\frac{\Delta E}{k.T}\right)} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{(k.T)^3}} \frac{q \cdot \hbar \cdot F}{\theta \sqrt{m_0}} \exp\left(\frac{4}{27(k.T)^3} \left(\frac{q \cdot \hbar \cdot F}{\theta \sqrt{m_0}}\right)^2\right) \quad (71)$$

En fonction de nos résultats, la section efficace de capture des trous est fixée à 10^{-17} cm^2 , ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur obtenue par J.N. Patillon *et al.* [248]. Nous avons donc appliqué le modèle développé en tenant compte de la génération thermique de porteurs assistée par le champ électrique et de la diffusion des porteurs. La durée de vie des porteurs minoritaires dans l'InGaAs en fonction de la température a également été fixée comme paramètre ajustable car aucune dépendance en température de ce paramètre, pour la valeur de dopage nous concernant, n'a pu être extraite de la bibliographie. Le résultat de la modélisation est présenté en Figure 83.

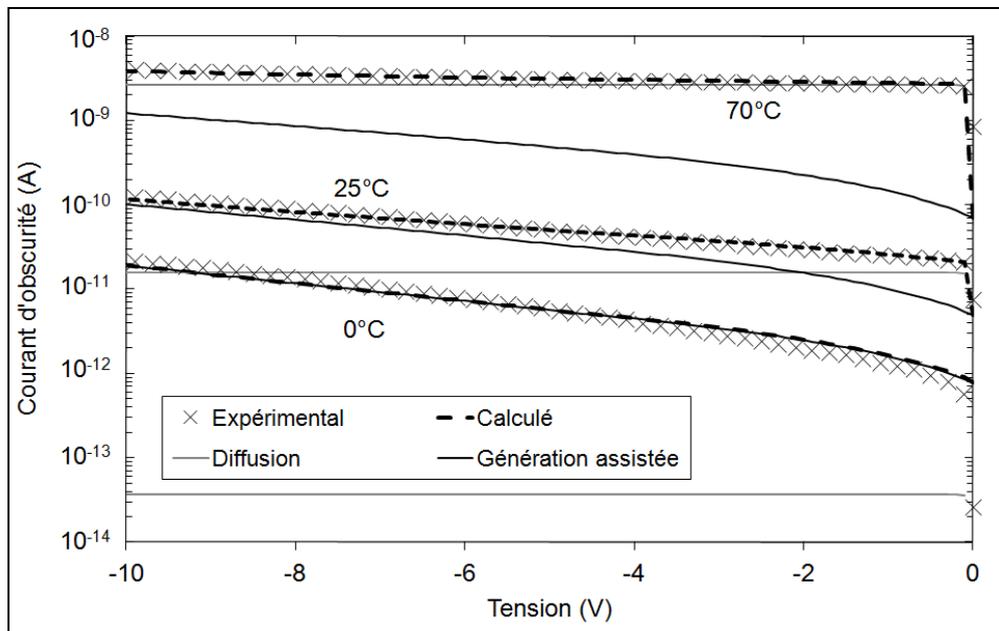


Figure 83 : Caractéristiques I - V en obscurité d'une photodiode avant irradiation mesurée et calculée à 0°C , 25°C et 70°C . En traits pleins gris figurent les composantes de diffusion et en noir les composantes de génération assistée par le champ électrique à ces trois températures

On remarque l'excellent accord en température du modèle en intégrant que l'unique paramètre ajustable est la durée de vie des porteurs minoritaires intervenant dans le courant de diffusion. **Le modèle du courant d'obscurité développé ici est dépendant de la température et contient des paramètres liés à la technologie du dispositif (densité de pièges, section de capture...).** Un modèle macroscopique du type $I_0 \exp(-aV)$ permet également d'ajuster les données expérimentales mais ne peut pas être validé en température, ni permettre l'introduction de paramètre physique. Le modèle électrique de la photodiode avant irradiation étant maintenant établi, nous allons pouvoir l'appliquer après irradiation aux protons afin de pouvoir estimer la dégradation du composant en fin de mission.

II.2 Estimation des performances des photodiodes InGaAs en fin de mission

II.2.a Modélisation de l'impact des protons sur le courant d'obscurité

Lorsqu'un semiconducteur est irradié par des protons, la durée de vie des porteurs diminue avec la fluence sous l'effet des déplacements atomiques selon l'équation (45), qui est rappelée ici :

$$\frac{1}{\tau_\Phi} - \frac{1}{\tau_0} = \kappa_\tau \Phi \quad (72)$$

où τ_0 et τ_Φ correspondent respectivement aux durées de vie des porteurs avant et après irradiation, Φ la fluence et κ_τ une constante de dégradation. La durée de vie des porteurs peut être exprimée selon [36]:

$$\tau = \frac{1}{\sigma v_{th} N_t} \exp\left(\pm \frac{\Delta E}{kT}\right) \approx \frac{1}{\sigma v_{th} N_t} \quad (73)$$

On peut donc écrire [267]:

$$\frac{1}{\tau_\Phi} - \frac{1}{\tau_0} = \sigma_\Phi v_{th} N_{t\Phi} \quad (74)$$

où σ_Φ est la section de capture des pièges et $N_{t\Phi}$ est la concentration des défauts créés par irradiation.

A ce stade de l'étude, les mesures de DLTS ont été utilisées afin de déterminer ces paramètres : σ_Φ et $N_{t\Phi}$. Les spectres DLTS de quatre composants (trois irradiés aux protons et un non irradié) sont représentés en Figure 84. La forme du spectre est similaire avant et après irradiation : il existe un pic principal correspondant à un défaut et un second pic dont l'amplitude est noyée dans celle du premier.

Cependant on remarque également un décalage du pic principal vers les plus basses températures après irradiation notamment sous une énergie de protons égale à 30 MeV. L'énergie d'activation du défaut

diminue et l'hypothèse est posée qu'un autre défaut s'active dans ces conditions de mesure. Il est probable que le taux d'émission des pièges intrinsèques soit du même ordre de grandeur que ceux créés par irradiation, ce qui se traduit par un décalage du pic. Nous avons essayé de discriminer l'émission des pièges créés par irradiation des pièges intrinsèques en modifiant les conditions d'émission et de remplissage mais le résultat n'a pas été concluant.

Une diminution de l'énergie d'activation avec la fluence, pour des électrons émis par génération assistée par effet Poole-Frenkel, a déjà été observée dans du germanium irradié aux électrons [264]. Les auteurs proposent comme hypothèse que la concentration de défauts créés par irradiation est du même ordre de grandeur que la concentration d'électrons libres. Ceci influe sur la largeur de la zone de charge d'espace et par conséquent sur le taux d'émission. Néanmoins ce comportement a été mis en évidence pour des fluences importantes (entre 5×10^{12} et 5×10^{14} e/cm²) et la variation de la capacité avec la fluence observée sur la Figure 54 dans le cas des photodiodes InGaAs ne pourrait justifier une variation de la largeur de la zone de charge d'espace significative. Il est donc fortement probable qu'il s'agisse plutôt d'une compétition entre des défauts préexistants et des défauts créés par irradiation.

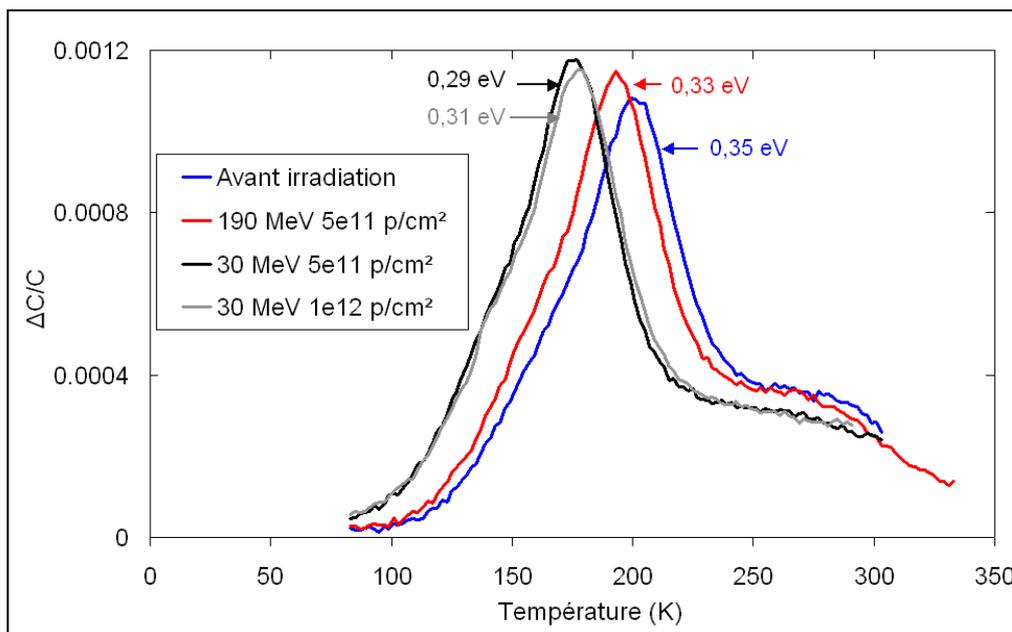


Figure 84 : Spectres de DLTS de trois composants irradiés et d'un composant non irradié. La tension d'émission est de -3 V, celle de remplissage est de -0,5 V. La durée de remplissage est de 500 μ s

L'augmentation du courant d'obscurité après irradiation, de plus de trois décades, confirme l'hypothèse que d'autres défauts ont été créés après exposition aux protons mais ne peuvent pas être clairement identifiés par la technique de DLTS.

Comme on peut le remarquer dans le Tableau 22, nous avons identifié deux références pour lesquelles des photodiodes $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ont été irradiées et analysées par cette technique.

Particules	Défauts	Référence
Protons Energie : 63 MeV Fluence : 10^{14} p/cm ²	Avant irradiation : un défaut à 0,1 eV qui n'augmente pas après irradiation Un piège à électrons créé par l'irradiation : E_t : 0,31 eV σ_n : $2,9 \times 10^{-16}$ cm ²	[142]
Electrons Energie : 1 MeV Fluence : 6×10^{14} e/cm ²	Avant irradiation : aucun pic détecté Deux pièges à électrons créés par l'irradiation : E_{t1} : 0,1 eV σ_{n1} : $6,45 \times 10^{-17}$ cm ² E_{t2} : 0,29 eV σ_{n2} : $2,65 \times 10^{-15}$ cm ²	[182] [186]

Tableau 22 : Résultats des analyses DLTS réalisées sur des hétérojonctions InP/InGaAs dans la bibliographie après irradiation aux protons et électrons

Des photodiodes similaires, irradiées aux électrons, ont également été analysées par H. Ohyama *et al.* en utilisant la technique DLTS [183]. Néanmoins, l'irradiation ayant été réalisée à haute température, les résultats de l'analyse ne peuvent pas être transposés à ceux de la thèse compte tenu de la dépendance de l'énergie d'activation des défauts créés avec la température lors de l'irradiation.

On remarque que les propriétés de ces défauts dont l'énergie est proche de 0,3 eV sont similaires (énergie d'activation et section de capture). Contrairement aux références citées dans le Tableau 22, nous observons avant irradiation des pièges s'activant à 0,34 eV.

Il est probable que le résultat de la Figure 84 soit fortement dépendant de la concentration intrinsèque de défauts. Si cette concentration est largement supérieure à celle des défauts créés par l'irradiation et que la gamme de température d'activation est la même, alors l'amplitude du signal DLTS mesuré avant irradiation ne varie pas après. Les légers décalages d'énergie d'activation sont probablement reliés à la dispersion technologique car à chaque condition d'irradiation correspond à un composant différent.

Dans ce cas, l'exploitation des résultats de DLTS pour modéliser le courant d'obscurité après irradiation reste donc difficile. Pour tenter de localiser des défauts, situés notamment à l'hétérointerface, des caractérisations I-V à différentes températures ont été menées en ambiance cryogénique au laboratoire IMS. Un composant non irradié a été testé entre 100 K et 350 K, afin de mettre en évidence une discontinuité de la caractéristique I-V telle que celle observée par P. Philippe *et*

al. [249]. Comme on peut le remarquer sur la Figure 85, au-dessous de 250 K le courant est trop faible pour être mesuré. Entre 250 et 350 K aucune discontinuité liée à un courant de génération à l'hétérointerface n'a été détectée.

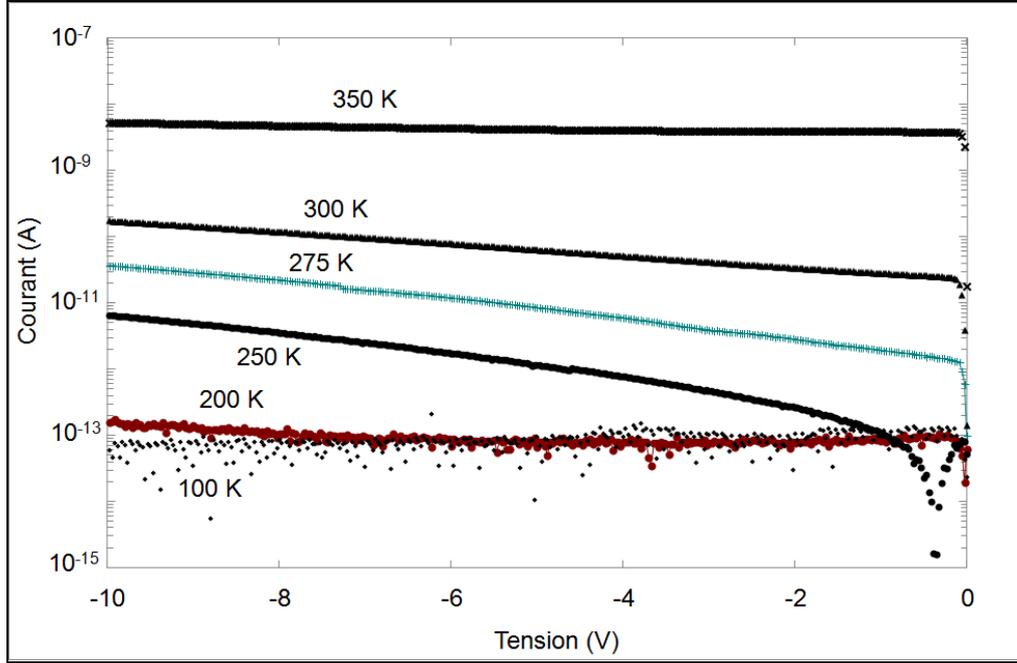


Figure 85 : Caractéristiques I-V d'une photodiode non irradiée

Nous avons tenté, par analyse DLTS, de déterminer les valeurs des paramètres constituant l'équation du courant d'obscurité en fonction de la tension. Le modèle développé précédemment nous a donc permis de comprendre les mécanismes à l'origine du courant de fuite dans une photodiode non irradiée. Néanmoins, les paramètres n'étant pas extractibles après irradiation par DLTS, nous proposons donc de simplifier l'équation (71) par une relation proposée par F. Ducroquet *et al.* [245]:

$$I_{gc} = I_0 \exp\left(\frac{4}{27(k.T)^3} \left(\frac{q.\hbar.F}{\theta\sqrt{m_0}}\right)^2\right) \quad (75)$$

$$\text{avec } I_0 = \frac{A.q.n_i.N_r.W.\sigma_p.v_{th}}{\exp\left(\frac{\Delta E}{k.T}\right)} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{(k.T)^3}} \frac{q.\hbar.F}{\theta\sqrt{m_0}}$$

Le paramètre I_0 est fixé comme ajustable et varie linéairement avec N_r . En combinant les équations (72) et (74), on en déduit:

$$\begin{aligned} \sigma_\Phi v_{th} N_{r\Phi} &= \kappa_\tau \Phi \\ N_{r\Phi} &= \lambda_i \Phi \end{aligned} \quad (76)$$

Le courant de saturation I_0 varie donc linéairement avec la fluence.

Le courant de génération non assistée par le champ électrique, qui était négligeable avant irradiation, augmente après irradiation aux protons. De nombreux centres de génération-recombinaison ont été créés par irradiation se traduisant par une diminution de la durée de vie des porteurs dans l'équation (58) selon l'expression de l'équation (72).

- A faible tension inverse, les porteurs sont émis vers leurs bandes respectives par génération thermique.
- A plus fortes tensions (>1 V), le champ électrique participe au mécanisme de génération (effet Poole-Frenkel et effet tunnel).

Ce résultat a été confirmé par DLTS. On constate globalement une diminution de l'énergie d'activation lorsqu'un composant a été irradié. La barrière à franchir étant plus faible, les porteurs sont émis plus facilement par génération thermique.

Les deux mécanismes de dégradation sont ajustables par une loi exprimant la diminution de la durée de vie des porteurs en fonction de la fluence qui permet de déterminer deux facteurs de dégradation :

- L'un relatif au courant de génération thermique κ_{tgr} égal à $3 \times 10^{-6} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
- L'autre relatif au courant de génération assistée par le champ électrique κ_{tge} égal à $2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Le calcul du courant d'obscurité en fonction de la tension et à 25°C , pour les trois valeurs de fluence à 30 MeV, permet d'obtenir les caractéristiques de la Figure 86 en démontrant le très bon accord entre le modèle proposé et les courbes expérimentales pour des fluences inférieures à 10^{12} p/cm^2 .

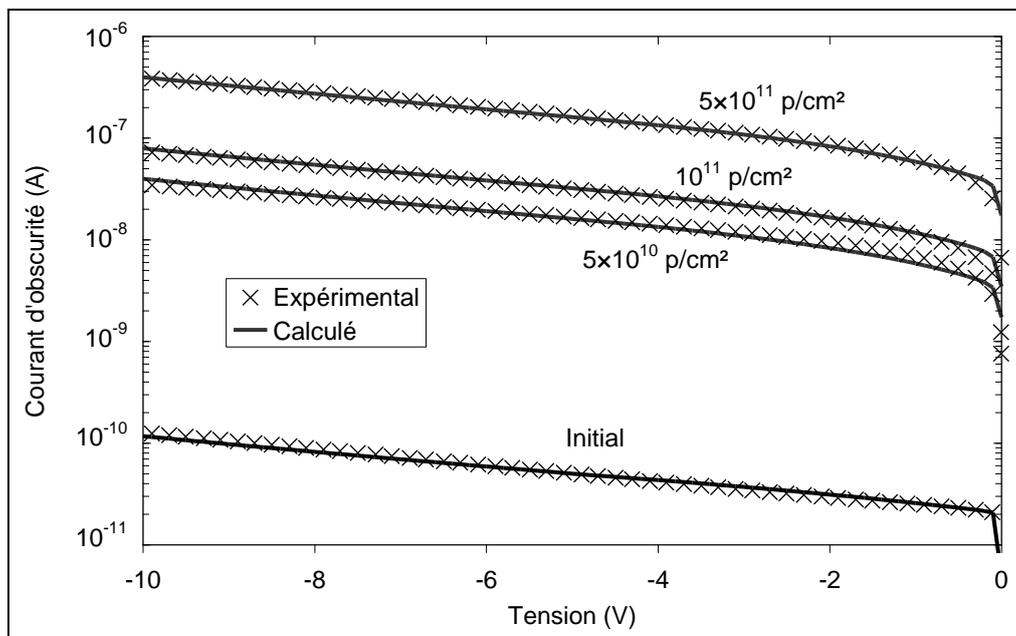


Figure 86 : Caractéristiques I-V en obscurité mesurées et modélisées à 25°C avant et après irradiation

Au-delà de 10^{12} p/cm², le désaccord entre la fluence expérimentale et celle spécifiée peut être lié à un phénomène de saturation de l'introduction de défauts. Des analyses complémentaires, notamment des essais d'irradiation sous d'autres conditions (orientation du faisceau, énergies différentes), permettraient de conforter ces hypothèses.

Pour les autres énergies, nous avons déterminé une dépendance avec la contribution coulombienne du NIEL. La dépendance n'est pas parfaite, notamment à forte énergie (190 MeV), où le facteur de dommage normalisé est sous-estimé par le NIEL coulombien.

Néanmoins, la variation du courant avec la fluence étant significative (trois décades) et le calcul du NIEL résultant d'une approximation, la variation du facteur de dommage avec le NIEL coulombien est linéaire :

$$\frac{1}{\tau} = \kappa_D D_D = \kappa_\tau \Phi \quad (77)$$

soit $\kappa_D = \kappa_\tau NIEL$

où κ_D est le facteur de dommage de la durée de vie des porteurs.

La connaissance des facteurs de dommage de chaque composante du courant d'obscurité doit permettre, à présent, d'estimer les performances du composant en fin de mission.

II.2.b Performances estimées en fin de mission

La méthode utilisée pour estimer la dégradation du courant d'obscurité en fonction du profil de mission consiste en la détermination des propriétés de l'environnement radiatif spatial en fonction des paramètres d'entrée de la mission. Pour cela, le logiciel OMERE, développé par le CNES et la société TRAD et mis à jour régulièrement, a été utilisé [134]. Nous obtenons ainsi en sortie les spectres différentiels d'électrons et de protons pour cette condition d'orbite. Les produits du NIEL par le spectre différentiel de protons et d'électrons sont ensuite intégrés sur la plage d'énergie concernée pour obtenir la dose non ionisante (ou de déplacement) [143]. La variation du courant d'obscurité calculé en fonction de la dose de déplacement est visible sur la Figure 87 en comparant les données expérimentales aux résultats de simulation.

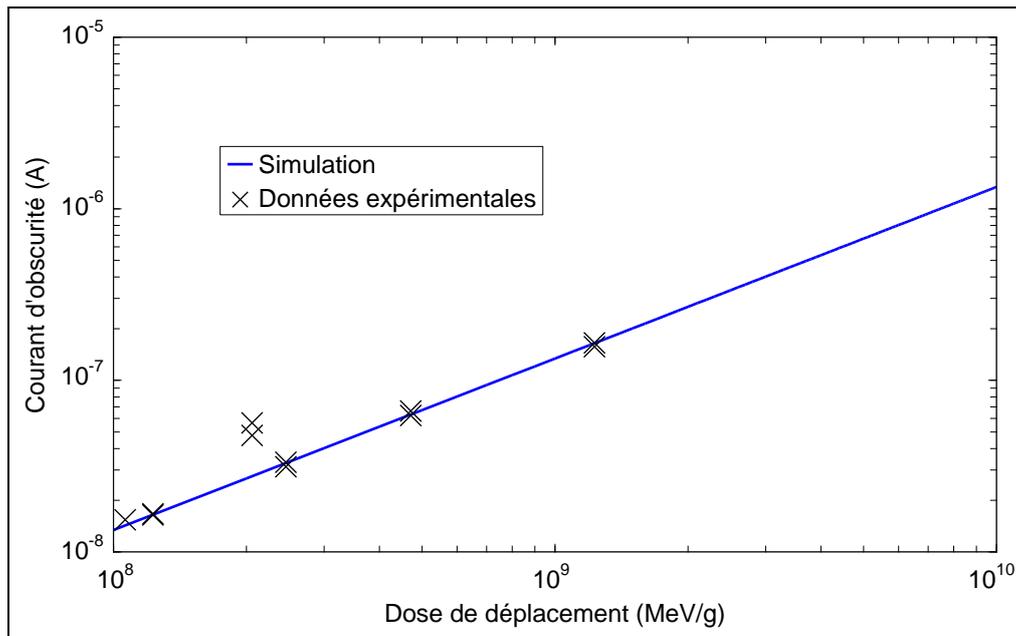


Figure 87 : Variation du courant d'obscurité simulé et mesuré à -5 V et 25°C en fonction de la dose de déplacement

On note le bon accord entre le modèle et les valeurs expérimentales, excepté pour les points à une énergie de 190 MeV. Ce résultat était prévisible compte tenu de la faible déviation entre la mesure et le NIEL coulombien sur la Figure 59. Ceci peut se justifier par le fait qu'une partie des réactions nucléaires génère néanmoins des défauts stables à forte énergie. Les flux de protons sont plutôt faibles au-delà de 100 MeV dans l'Espace, on peut donc intégrer ce désaccord.

A partir des paramètres de la mission, on peut estimer la dose de déplacement pour des protons en fonction de l'épaisseur d'un blindage d'aluminium dont on fait l'hypothèse qu'il possède une géométrie de la forme d'une sphère creuse. Ce calcul a été réalisé pour trois types de mission dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 23.

Type de mission	LEO (Low Earth Orbit)	MEO (Medium Earth Orbit)	GEO (Geostationary Orbit)
Exemples	SPOT 5	Galileo	Eutelsat
Durée	5 ans	12 ans	20 ans
Paramètres	Distance : 800 km Inclinaison : 98°	Distance : 23222 km Inclinaison : 56°	Distance : 35870 km

Tableau 23 : Caractéristiques d'entrée de missions utilisées pour le calcul de la dose

La variation du courant d'obscurité en fonction de l'épaisseur du blindage d'aluminium est représentée sur la Figure 88 pour ces trois orbites.

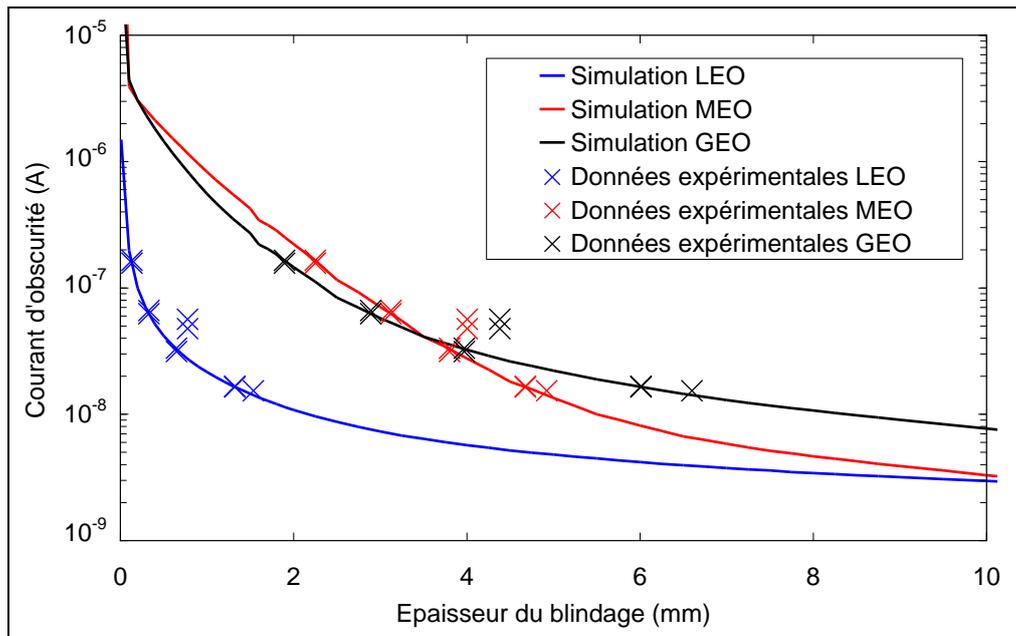


Figure 88 : Variation du courant d'obscurité en fonction de l'épaisseur du blindage en aluminium calculé et mesuré pour les trois profils de mission retenus (LEO, MEO et GEO)

Le courant d'obscurité étant le seul paramètre ayant sensiblement varié après irradiation, les courbes de la Figure 88 permettent d'estimer la durée de vie du composant pour différentes missions spatiales en fonction de l'épaisseur du blindage équivalent. Selon la valeur maximale du courant d'obscurité autorisée, qui doit être définie en fonction de l'application, on peut déterminer si ce composant est approprié ou pas pour la mission visée. On peut également représenter l'évolution du courant d'obscurité tout au long de la mission pour une épaisseur de blindage équivalent fixe (7 mm). Les résultats sont présentés Figure 89.

L'augmentation du courant d'obscurité dépend fortement de l'activité solaire. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, le cycle solaire est périodique et il existe un maximum solaire de 7 ans. En se plaçant dans des conditions dites de « pire cas », on suit les recommandations proposées par G. Rolland (CNES) pour définir l'environnement radiatif [270]. Ainsi entre 7 et 11 ans on remarque que le courant d'obscurité augmente peu puisque l'activité solaire est au minimum et seules les particules provenant du vent solaire (facilement stoppées par le blindage car de faible énergie) et des ceintures de radiation parviennent jusqu'au composant. Au contraire de 0 à 7 ans, on suppose que la mission peut débuter en pleine éruption solaire ce qui peut justifier l'augmentation brutale de ce courant.

Ainsi, en fixant le seuil du courant d'obscurité à 10 nA, on peut estimer une durée de vie des photodiodes égale à 15 ans pour un profil de mission associé à une orbite GEO.

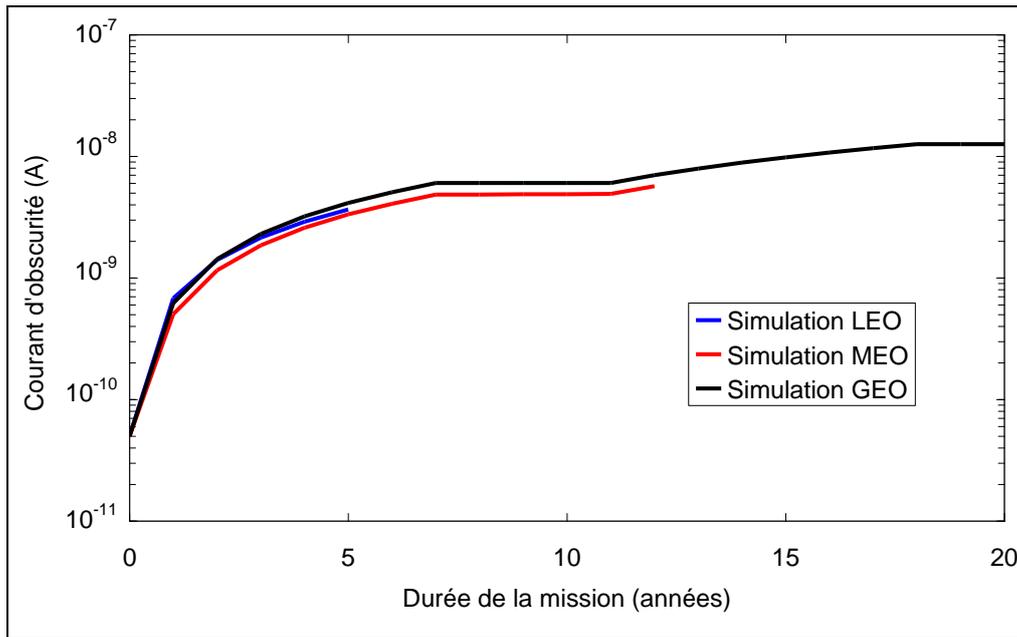


Figure 89 : Variation du courant d'obscurité en fonction du temps pour trois profils de mission en considérant un blindage équivalent en aluminium de 7 mm

III. Mécanismes de dégradation de diodes Laser vieilles sous vide secondaire prolongé

Introduction : Rappelons ici les principaux résultats du chapitre 3. Huit diodes Laser en module ont été vieilles sous vide pendant 5000h, à une pression de 10^{-10} atm. Les boîtiers de quatre des huit modules ont été préalablement percés afin de simuler l'exposition au vide spatial en fin de mission. Parmi ces quatre composants, trois ont présenté une défaillance de type COD : chute brutale de la puissance optique (faces avant et arrière) et augmentation brutale de la tension. Les quatre autres composants, dont l'intégrité du boîtier a été conservée, sont restés fonctionnels à la fin de l'essai et leurs caractéristiques n'ont pas dérivé. L'objectif de cette partie est d'estimer la durée de vie des modules fonctionnant sous vide, en s'appuyant sur la modélisation des caractéristiques électriques, des analyses physiques du composant et des essais en conditions accélérées.

III.1 Analyse de l'impact du vieillissement sous vide sur la caractéristique I-V

La diode Laser du module 1994SGP se base sur une technologie ridge permettant de confiner le courant vers la zone active. Le modèle électrique DC de ce type de composant a déjà été proposé par d'autres auteurs et nous allons le rappeler en Figure 90 [57],[99],[232].

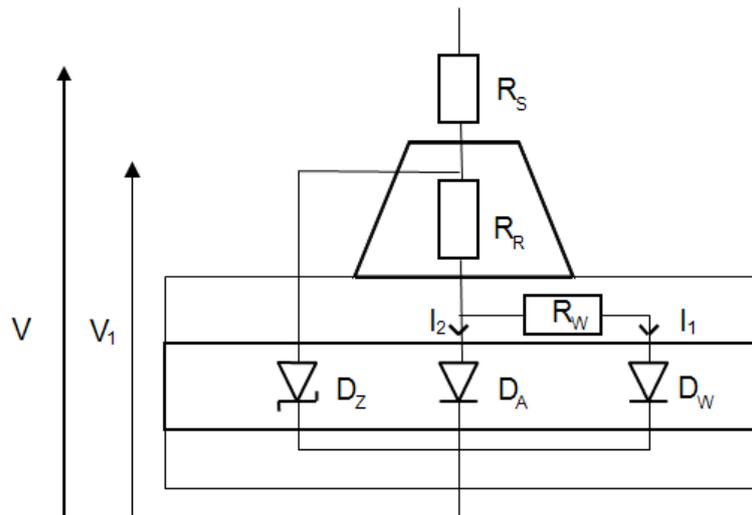


Figure 90 : Modèle électrique DC équivalent de la diode Laser

Zone I : 0 – 0,8 V

A très faibles niveaux d'injection (lorsque la tension est inférieure à 0,8 V), le courant est très faible et la moindre chute de tension due à la résistivité du matériau est négligeable. Seule la diode D_W conduit et celle-ci correspond à la répartition du courant dans la jonction avant même que l'effet du confinement électrique n'apparaisse. Ceci se traduit sur les caractéristiques dV/dI par la zone I de la Figure 91.

Le coefficient d'idéalité de la diode D_W est de 2, signifiant que les processus de génération-recombinaison dominant à faibles niveaux d'injection.

Zone II : 0,8 – 1,1 V

Au fur et à mesure que la tension augmente, la chute de tension liée à la présence de la résistance R_W n'est plus négligeable, le rôle de cette résistance étant de modéliser le confinement latéral du courant. Le régime de conduction correspond à la zone II où apparaît une compétition entre le courant dans la diode D_W et le courant dans la résistance R_W , puis disparition du courant lié à D_W (lorsque la pente du dV/dI ne varie plus avec la tension). Ceci se traduit sur la courbe I-V par une

courbure de la caractéristique représentée en échelle logarithmique, signifiant que le courant n'est plus majoritairement lié à une diode pure.

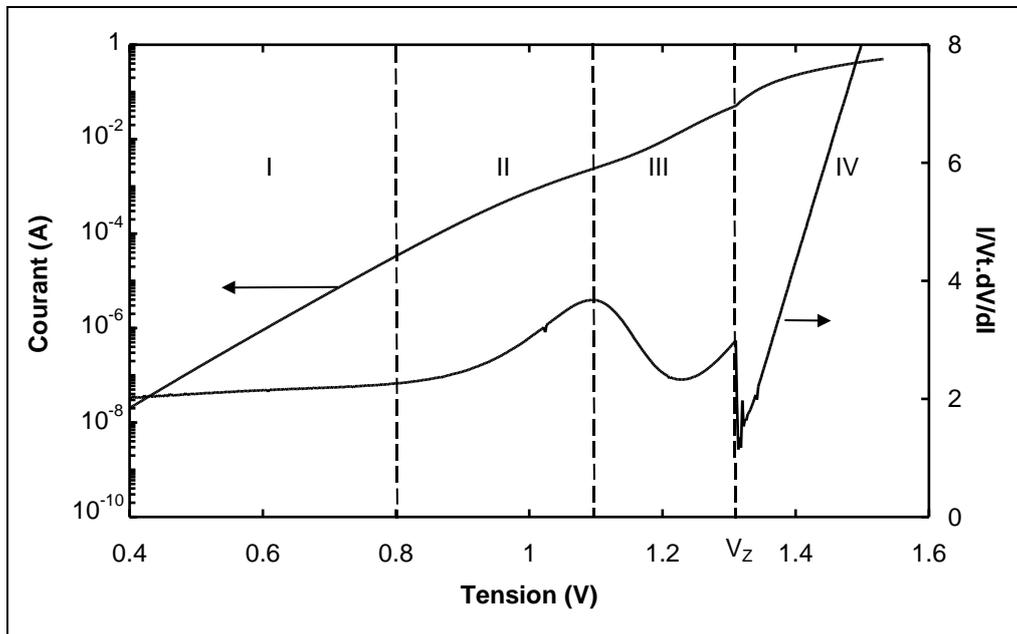


Figure 91 : Caractéristiques I-V et dV/dI -V en fonction des différentes zones de fonctionnement du Laser

Zone III : $1,1 - V_Z$

A plus fort régime d'injection, lorsque l'effet du confinement électrique est au plus fort, une grande partie du courant va provenir de la zone active par le biais de la diode D_A (zone III en Figure 91). Par définition, le facteur d'idéalité de D_A est identique à celui de la diode D_W avant toute dégradation car il s'agit de la même jonction à priori composée des mêmes matériaux, seul l'effet de la résistance R_W permet de les séparer en deux entités. Lorsque la caractéristique dV/dI commence à croître dans la zone III, l'effet de la résistance série devient prépondérant. Celle-ci se compose de la résistance du ridge R_R et de la résistance série R_S liée à l'accès électrique. Enfin, la tension Zener V_Z correspond au passage du seuil du Laser et traduit le phénomène de clamping du taux d'injection des porteurs à la valeur imposée par le seuil.

Zone IV : tensions supérieures à V_Z

Au-delà de la tension V_Z , les niveaux de Fermi sont bloqués (la durée de vie stimulée est la plus courte et donc tout excès de porteurs injectés est rapidement transformé en lumière) et la caractéristique I-V est liée au courant circulant dans la résistance série. Afin d'exprimer le courant en fonction de la tension, on peut résoudre les équations de Kirchhoff pour cette structure :

$$\begin{cases} (I_1 + I_2)(R_R + R_S) + n_a V_t \ln\left(\frac{I_2}{I_{sa}} + 1\right) = V \\ (I_1 + I_2)(R_R + R_S) + R_W I_1 + n_w V_t \ln\left(\frac{I_1}{I_{sw}} + 1\right) = V \end{cases} \quad (78)$$

$$V_1 = R_R(I_1 + I_2) + n_a V_t \ln\left(\frac{I_2}{I_{sa}} + 1\right)$$

si $V_1 > V_z$ alors $I = \frac{V - V_z}{R_S}$

où n_a et n_w sont respectivement les facteurs d'idéalité de la diode D_A et D_W , I_{sa} et I_{sw} sont respectivement les courants de saturations de la diode D_A et D_W .

Ce modèle a donc été utilisé pour calculer la caractéristique I-V d'un composant avant vieillissement sous vide secondaire (10^{-7} mbar, 60°C et 800 mA), puis après dégradation sous vide. On constate ainsi sur la Figure 92 que le modèle est en accord avec la caractéristique I-V avant et après dégradation. Les valeurs de chaque paramètre utilisé dans l'équation (78) sont indiquées dans le Tableau 24 avant et après dégradation.

Variable	Nom	Valeur initiale	Valeur finale	Variation
I_{sw}	Courant de saturation de la diode D_W	7×10^{-12} A	10^{-10} A	+1300%
n_w	Facteur d'idéalité de la diode D_W	1,98	2,2	+6%
R_W	Résistance latérale de confinement	100 Ω	2 Ω	-98%
I_{sa}	Courant de saturation de la diode D_A	5×10^{-13} A	2×10^{-12} A	+300%
n_a	Facteur d'idéalité de la diode D_A	1,98	1,98	0
R_R	Résistance résiduelle du ridge	0.05 Ω	0.05 Ω	0
R_S	Résistance série	0.62 Ω	0.62 Ω	0
V_Z	Tension Zener	1.287 V	1.587 V	+23%

Tableau 24 : Valeurs des paramètres électriques utilisés pour la simulation de l'I-V à 25°C

On remarque tout d'abord d'après les valeurs des paramètres que la tension Zener a augmenté de 0,3 V, ce qui traduit le décalage du seuil tel qu'il a été présenté dans le chapitre 3. La résistance série et la résistance du ridge n'ont pas varié ce qui signifie que les contacts électriques ne se sont pas dégradés [98]. La résistance de confinement R_W a fortement diminué après défaillance, mettant en lumière que le confinement électrique n'est plus aussi efficace qu'à l'initial. Ceci est lié à l'augmentation du courant de saturation des diodes D_A et D_W qui d'après l'équation (46) est

directement proportionnel à la durée de vie non radiative des porteurs. Par analogie à ce qui avait été obtenu après l'irradiation des diodes Laser aux protons, la dégradation observée après vieillissement dans le vide se traduit électriquement par une augmentation du nombre de défauts dans le semiconducteur, sur lesquels des paires électron-trous vont se recombinaisonner. Le facteur d'idéalité de la diode D_A n'a pas été modifié après la dégradation confirmant la présence de recombinaisons non-radiatives.

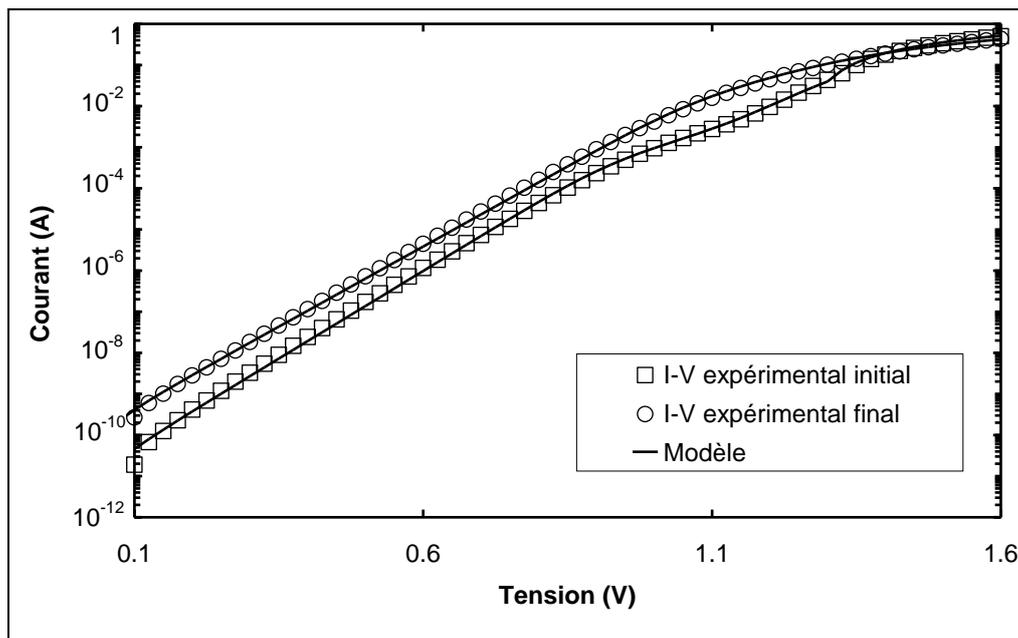


Figure 92 : Caractéristiques I-V à 25°C avant et après vieillissement dans le vide et lissage avec le modèle associé

Par définition, le courant associé aux recombinaisons non-radiatives (en surface ou dans le volume) est caractérisé par un facteur d'idéalité proche de 2 [36],[272] et lorsqu'il est au-dessus de cette valeur, d'autres contributions participent au courant de recombinaisons non-radiatives. Ainsi, il est notamment possible que des porteurs franchissent, par effet tunnel, la bande interdite grâce à la présence de pièges situés au milieu de la bande interdite, donnant lieu à un courant tunnel supplémentaire [273]. L'existence de ce courant après dégradation est justifiable dans la mesure où la dégradation observée est liée à la présence de défauts supplémentaires (courant de saturation plus élevé, augmentant de 1400% pour I_{sw} et 300% pour I_{sa}). Le fait que ce courant ne soit détectable uniquement à bas niveau (zone I), lorsque seulement la diode D_w conduit, amène à émettre deux hypothèses :

- Soit le niveau du courant tunnel est trop faible, et compte tenu du comportement exponentiel du courant total (génération-recombinaison), il est masqué à plus forts niveaux d'injection (zone II).
- Soit des défauts, générés par la défaillance, sont plus nombreux dans la partie latérale de la diode que dans la zone active, facilitant les transitions par effet tunnel des porteurs dans les zones latérales. En analysant les dérives du courant de saturation dans la jonction, on constate que celle de I_{sw} est de 1400% tandis que celle de I_{sa} est de 300%. La dégradation est donc plus prononcée dans les zones latérales de la diode Laser que dans la zone active.

A ce stade, il nous est difficile de quantifier la dégradation absolue dans chaque zone, le courant de saturation dépendant des dimensions technologiques de la structure qui nous sont inconnues. Néanmoins, ce facteur d'idéalité étant très proche de 2, on peut à priori considérer que les recombinaisons non-radiatives dans la zone de charge d'espace dominant et négliger le courant tunnel à bas niveau [274].

Les composants défaillants ont été caractérisés uniquement à une température de 25°C afin de ne pas dégrader davantage les diodes Laser en vue d'une analyse physique de défaillance (le courant participant à la propagation des défauts). L. Kirkup *et al.* ont constaté que l'étude en température du courant (ou de la tension) à tension (courant) fixe permet de mettre en évidence des phénomènes de recombinaison de surface si le facteur d'idéalité augmente [275]. Dans notre étude, une analyse en température des caractéristiques I-V aurait probablement permis d'évaluer si le courant à bas niveau (zone I) est toujours dû à la présence d'une seule diode D_w ou si d'autres phénomènes participent au courant dans la jonction (effet tunnel par exemple). Notre choix à privilégié l'analyse physique de défaillance, malgré les informations qu'aurait pu nous apporter une analyse en température des caractéristiques, car les techniques d'imagerie et de spectroscopie, telles que celles décrites dans la partie suivante, permettent de localiser les zones dégradées dans le composant.

III.2 Résultats de l'analyse de défaillance

La méthodologie mise en place pour analyser les composants peut se résumer dans le schéma synoptique de la Figure 93.

Après la phase de vieillissement accéléré sous vide, les pièces ont été caractérisées électriquement et optiquement. Les composants défaillants (DEF_i , $i = 1 \dots 3$) ont présenté de fortes modifications dans leurs caractéristiques électriques et optiques, suggérant que le composant Laser a été impacté et non pas les optiques (lentilles, fibre ou réseau de Bragg). Les pièces DEF1 et DEF2 ont été analysées au microscope optique et au MEB (Microscope Electronique à Balayage) alors que la pièce OP1 sert de composant témoin.

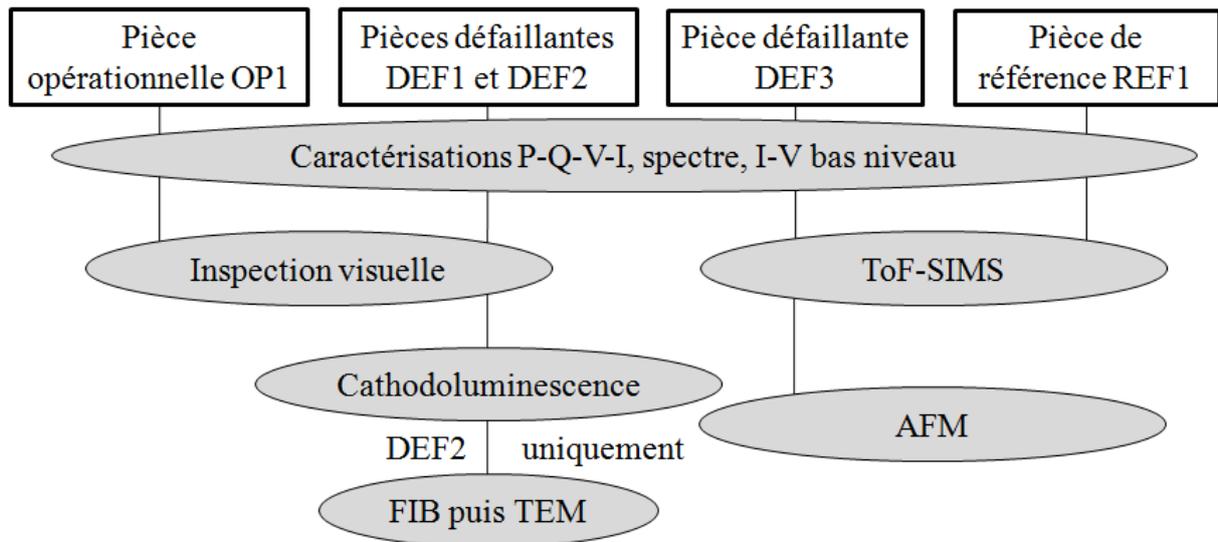


Figure 93 : Schéma synoptique des analyses réalisées sur les diodes Laser vieilles dans le vide (DEF1, DEF2, DEF3 et OP1 correspondent respectivement aux composants 112, 239, 504 et 612)

En parallèle, des analyses par la technique ToF-SIMS (Time of Flight – Secondary Ion Mass Spectroscopy) ont été conduites sur la pièce DEF3 et la référence REF1, composants sur lesquels nous n’avons préalablement pas réalisé d’inspection optique afin de ne pas apporter de pollution externes. Une inspection par microscopie à force atomique du miroir d’émission du composant DEF3 a été finalement menée pour imager la zone dégradée. Des analyses de cathodoluminescence ont ensuite été réalisées sur les pièces DEF1 et DEF2 dans le but de localiser les défauts dans le Laser. Une coupe transversale de la diode DEF2 a ensuite été réalisée au FIB (Focused Ion Beam) puis observée au TEM (Transmission Electron Microscope).

III.2.a Inspection visuelle

L’inspection visuelle des différents éléments présents dans le boîtier des pièces DEF1, DEF2 et OP1 a permis de ne révéler aucun atypisme pouvant justifier la tenue au vide secondaire du composant OP1 alors que les composants DEF1 et DEF2 sont défectifs. Les miroirs de ces trois diodes Laser ont été également examinés. La face avant des pièces DEF1 et DEF2 a fondu au niveau de la zone d’émission comme on peut le voir sur la Figure 94. Aucune trace de fusion des matériaux n’est cependant visible sur la pièce OP1. La morphologie du défaut visible sur la Figure 94 est typique d’un cas de COMD (Catastrophic Optical Mirror Damage), où la densité de puissance optique est si importante que la présence d’absorbants mène à des augmentations locales de la température jusqu’à atteindre la fusion du semiconducteur avec la zone de passivation [203],[216]. La présence de fissures dans la métallisation au-dessus du ridge (visibles sur la Figure 94-b) atteste par ailleurs de cet échauffement.

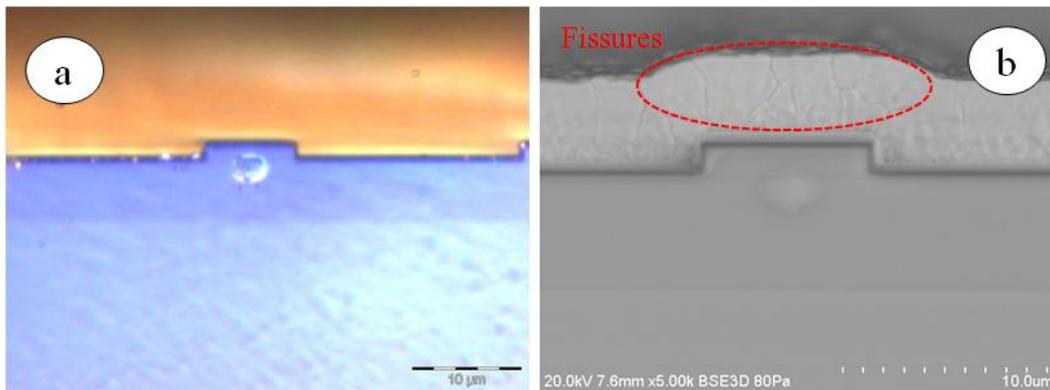


Figure 94 : a-Vue optique de la zone d'émission de la diode DEF2. b-Vue MEB de la zone d'émission de la diode DEF1

Comme le précise M. Fukuda, l'interface métal-semiconducteur peut être fragilisée lors d'un cyclage thermique ou pendant le fonctionnement du Laser [94]. Ceci est lié à la différence de coefficient de dilatation thermique entre le métal et le semiconducteur qui peut conduire à la formation de fissures. Cependant cette dégradation ne s'observe généralement pas, en atmosphère boîtier, lorsque le métal considéré est de l'or. La dérive de la tension Laser observée au début du vieillissement de la diode DEF1 (référence 112) dans le troisième chapitre pourrait donc être liée à une dégradation du contact électrique sous l'effet du vide qui a conduit à l'apparition de fissures dans la couche d'or.

Nous n'avons pas observé de fissures dans la métallisation du composant DEF2 ; ce qui signifie que la défaillance n'est pas liée à la présence de ces fissures. Nous pouvons faire l'hypothèse que la métallisation de la pièce DEF1 est plus fragile que les autres (dérive de la tension au début du vieillissement) contribuant en l'accélération du mécanisme à l'origine de la dégradation, apparu au bout de 1037 heures (soit deux fois plus précocement que pour les deux autres composants). Les fissures visibles sur la Figure 94-b pouvant être la cause ou bien la conséquence de la défaillance du composant, nous avons conduit des analyses complémentaires. La zone d'émission a par conséquent été observée par microscopie à force atomique afin d'étudier le relief de la zone dégradée.

III.2.b Microscopie à force atomique de la zone dégradée

La microscopie à force atomique (AFM) est une technique d'analyse par imagerie de champ proche à l'échelle du nanomètre dont le principe de mesure est détaillé en Figure 95.

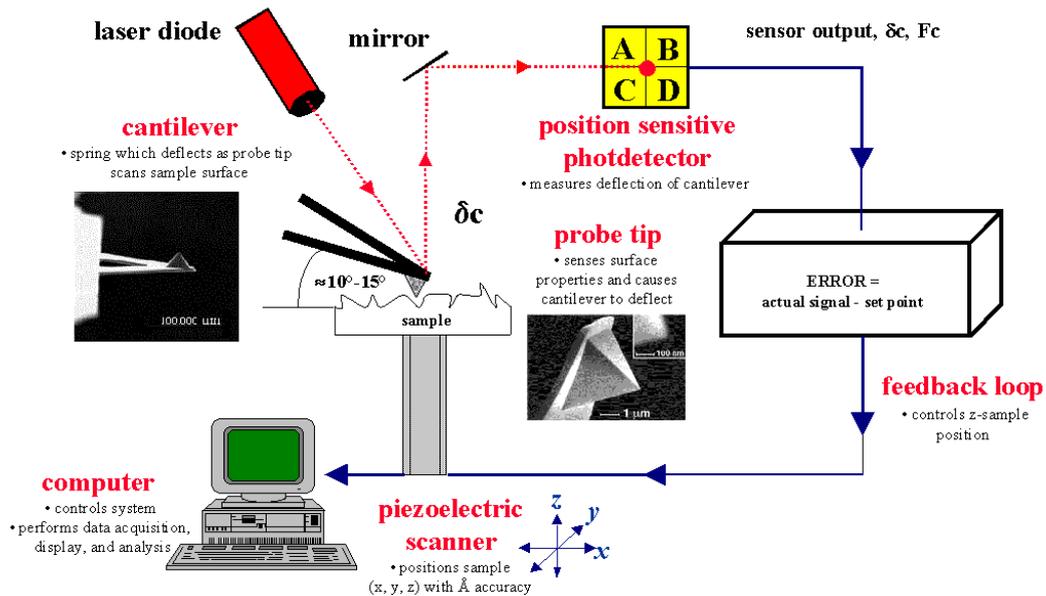


Figure 95 : Principe de fonctionnement du microscope à force atomique (source MIT)

Une pointe micrométrique fixée sur une longue tige (cantilever) est placée à proximité de l'échantillon et subit les forces d'attraction/répulsion du matériau. Une diode Laser éclaire la surface du cantilever, dont la déflexion se traduit par un décalage du faisceau réfléchi par le cantilever. Cette technique est particulièrement efficace pour obtenir une cartographie en trois dimensions de l'échantillon.

La zone active d'une diode défailante (DEF3) a été inspectée par AFM et le résultat est visible en Figure 96.

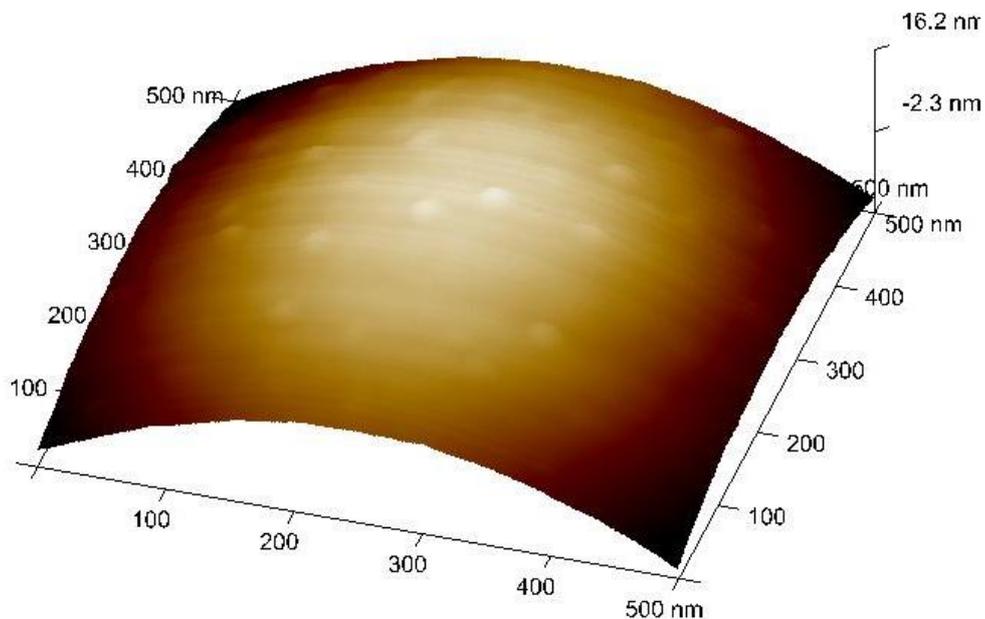


Figure 96 : Cartographie par contraste de phase de la zone de COMD de la diode DEF3

Sur cette figure, on constate une courbure de la surface du matériau au niveau de la zone d'émission. Des bulles sont également présentes ce qui signifie que le semiconducteur a fortement chauffé jusqu'à fusionner puis se resolidifier. Ce résultat est équivalent à ce qui a été obtenu par T.S. Yeoh *et al.* sur des diodes Laser vieilles sous vide et ayant subi un COMD par la présence de contaminants [217]. Par conséquent des analyses, sur les espèces chimiques présentes sur la face avant d'une diode Laser défaillante, ont été réalisées en utilisant la technique ToF-SIMS.

III.2.c Analyse par la technique ToF-SIMS

Une analyse des matériaux par spectroscopie de masse ToF-SIMS (Time of Flight – Secondary Ion Mass Spectrometry) permet d'avoir des informations de surface, essentiellement sur la première monocouche moléculaire, d'un échantillon. Il s'agit d'irradier l'échantillon par un faisceau d'ions en pulsé, dont l'interaction avec le matériau cible va libérer des ions secondaires. Ces ions sont ensuite accélérés par un champ électrique pour être détectés et le temps de vol des particules renseigne sur leur masse [276]. La diode défaillante DEF3 ainsi qu'une diode dont le boîtier n'a pas été percé (référence REF1) ont été analysées par cette technique. Différentes zones de la face avant des deux composants ont été choisies pour l'analyse :

- Près de la brasure (dimensions 20×20 μm^2)
- Au centre de la face avant (dimensions 20×20 μm^2)
- Près des couches de la zone active mais dans le substrat (dimensions 5×5 μm^2)
- Près de la zone d'émission (dimensions 5×5 μm^2)
- Sur la zone d'émission (dimensions 5×5 μm^2)

La profondeur d'analyse est d'environ 1 nm. Les différentes zones examinées sont représentées sur la Figure 97.

Notons que la référence ne présentant pas de COMD, la zone d'émission (zone 5) n'a pas été cartographiée. La Figure 98 rapporte les résultats de l'analyse ToF-SIMS des composés organiques sur les deux échantillons.

On remarque tout d'abord que les niveaux de pollution de la référence et du composant en défaut sont similaires. Les quantités de carbone mesurées au niveau de la zone fusionnée sont du même ordre de grandeur que celles mesurées sur les autres zones, et ce quel que soit le composant. La fusion du semiconducteur avec la couche de passivation n'est donc pas due à la présence de contaminants en surface qui auraient pu absorber la lumière.

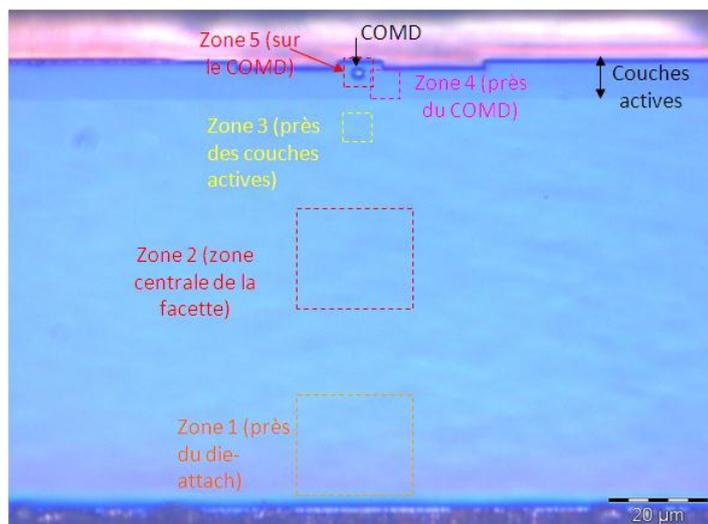


Figure 97 : Vue de la face avant de la diode Laser DEF3 et des zones analysées par la technique ToF-SIMS

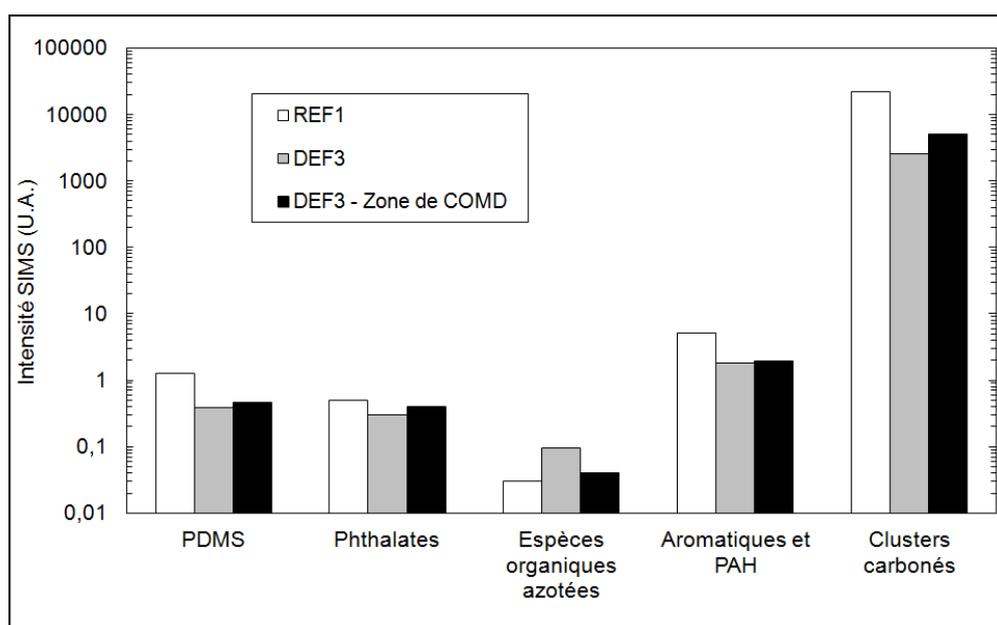


Figure 98 : Résultats de l'analyse des espèces organiques détectées par ToF-SIMS sur les références DEF3 et REF1

Ces résultats sont différents de ceux qui ont été obtenus par W.J. Fritz et T.S. Yeoh *et al.* pour lesquels des traces de carbone avaient été massivement détectées près de la zone dégradée [214],[217]. Il ne s'agit donc pas d'un COMD provenant de la contamination organique du miroir par l'enceinte à vide ou le boîtier (PIF). D'autres éléments inorganiques ont été relevés sur la face avant de la référence uniquement (arsenic, soufre, or) et sur la surface des deux échantillons (aluminium, silicium,

halogènes). Cependant le niveau de contamination est faible et il n'y a pas d'espèces présentes sur le composant DEF3 et absentes sur REF1.

La défaillance des composants vieilliss dans le vide n'est donc pas liée à la présence de contaminants sur le miroir. Une analyse des matériaux semiconducteurs par la technique de cathodoluminescence a par conséquent été poursuivie afin de localiser des défauts dans le volume.

III.2.d Analyse par cathodoluminescence

La cathodoluminescence consiste à éclairer localement un échantillon avec un faisceau d'électrons dans une chambre d'un MEB, ce qui a pour conséquence d'exciter les électrons de valence dans l'échantillon. La luminescence générée par les recombinaisons radiatives des paires électron-trou créées est ensuite observée au moyen d'un capteur CCD. Il s'agit d'un moyen d'analyse dont la résolution spatiale est micrométrique et la profondeur d'examen est ajustable par l'intermédiaire de la tension d'accélération du faisceau d'électrons, donc parfaitement adapté aux cavités Laser [277].

La luminescence se traduit par des zones claires sur l'image observée au microscope, tandis que les zones sombres suggèrent qu'il existe des défauts dans le matériau (recombinaisons non radiatives). On distingue deux principaux types de défauts [51]:

- Les DLDs (*Dark Line Defects*) correspondent à des motifs continus sur l'image obtenue par cathodoluminescence. Ils traduisent la propagation de défauts initialement présents (par exemple des dislocations liées à un léger désaccord de maille, ou encore des dislocations issues du substrat) par l'injection de porteurs minoritaires dans la zone active.
- Les DSDs (*Dark Spot Defects*) correspondent à des zones sombres liées à des défauts ponctuels dans le matériau semiconducteur. Les défauts se propagent vers les atomes adjacents grâce à la hausse de température produite par les recombinaisons non radiatives de porteurs, formant ainsi des spots.

Les diodes Laser DEF1 et DEF2 ont été analysées par cette technique. Dans ce cadre, une phase de préparation a été nécessaire. L'électrode supérieure a dû être retirée et le ridge planarisé. Des exemples d'images de cathodoluminescence (non résolue spectralement) sont représentés en Figure 99.

Comme on peut le voir sur la Figure 99-a, des zones sombres sont visibles tout le long de la puce, avec une concentration de défauts au niveau du ridge (DLD). On remarque que certaines parties de la puce sont toujours émissives, notamment sur la Figure 99-b où le trait sombre le long du ridge est discontinu. Ceci signifie que les défauts ne se sont pas propagés dans toute la cavité et que certaines parties du composant semiconducteur participent toujours à l'amplification optique.

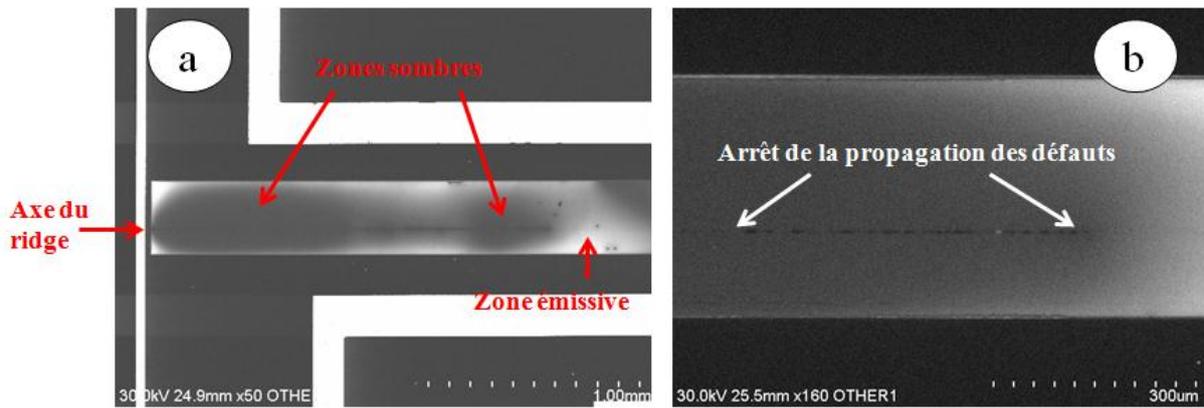


Figure 99 : a-Image par cathodoluminescence de la diode DEF1, côté zone d'émission. b-Image par cathodoluminescence de la diode DEF2 vers le centre de la puce

Cette analyse permet de justifier le fait que le courant de seuil soit toujours mesurable à partir de la caractéristique I-V des composants défaillants. Notons par ailleurs que le détecteur en silicium permettant de réaliser les images par cathodoluminescence est sensible à l' $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ (x proche de 0,2), à l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (x inférieur à 0,45) et au GaAs à 300 K et donc que nous pouvons observer les défauts dans toute la structure [271]. Généralement les images obtenues par luminescence de diodes Laser ayant subi un COD montrent une propagation continue des dislocations le long de l'axe de la cavité au niveau du ridge [207],[210]. La morphologie particulière des défauts laisse supposer que le mode de dégradation mis en évidence lors du vieillissement sous vide des diodes Laser est propre à cet environnement. Le fait qu'un halo sombre entoure les zones défectueuses signifie que des défauts sont également localisés de part et d'autre du ridge et dans d'autres couches que la zone active.

Ces défauts peuvent aussi bien être à l'origine de la défaillance comme ils peuvent s'être propagés sous l'action du champ électrique. Pour obtenir des informations en profondeur sur l'étendue de la dégradation, une analyse par microscopie en transmission (TEM) a donc été réalisée.

III.2.e Analyse par microscopie en transmission (TEM)

La faisabilité de la préparation d'une cavité Laser au FIB et l'analyse des tranches par TEM ont déjà été appliquées avec succès à l'analyse de défaillance de diodes Laser présentant un COD ou un COMD [208],[278]. M. Vanzi *et al.* ont ainsi analysé par TEM des diodes Laser InGaAs/GaAs défaillantes, afin de montrer que le faciès des défauts observés dans la zone active est différent lorsque le Laser a été alimenté par un niveau de courant trop élevé (overstress électrique) ou lors d'un vieillissement accéléré [208]. Y. Sin *et al.* ont quant à eux présenté des résultats d'analyse physique de défaillance d'une diode Laser InGaAs/GaAs ayant subi un COMD [278].

Le principal avantage du TEM par rapport au MEB réside dans l'acquisition d'informations par transmission à travers l'échantillon alors que le MEB ne fournit que des informations de sub-surface. Une coupe a été réalisée dans la pièce DEF2 au niveau du ridge dans une zone non émissive visualisée par cathodoluminescence. Les images obtenues au TEM, ainsi que la localisation de la tranche coupée au FIB dans la diode Laser sont présentées en Figure 100.

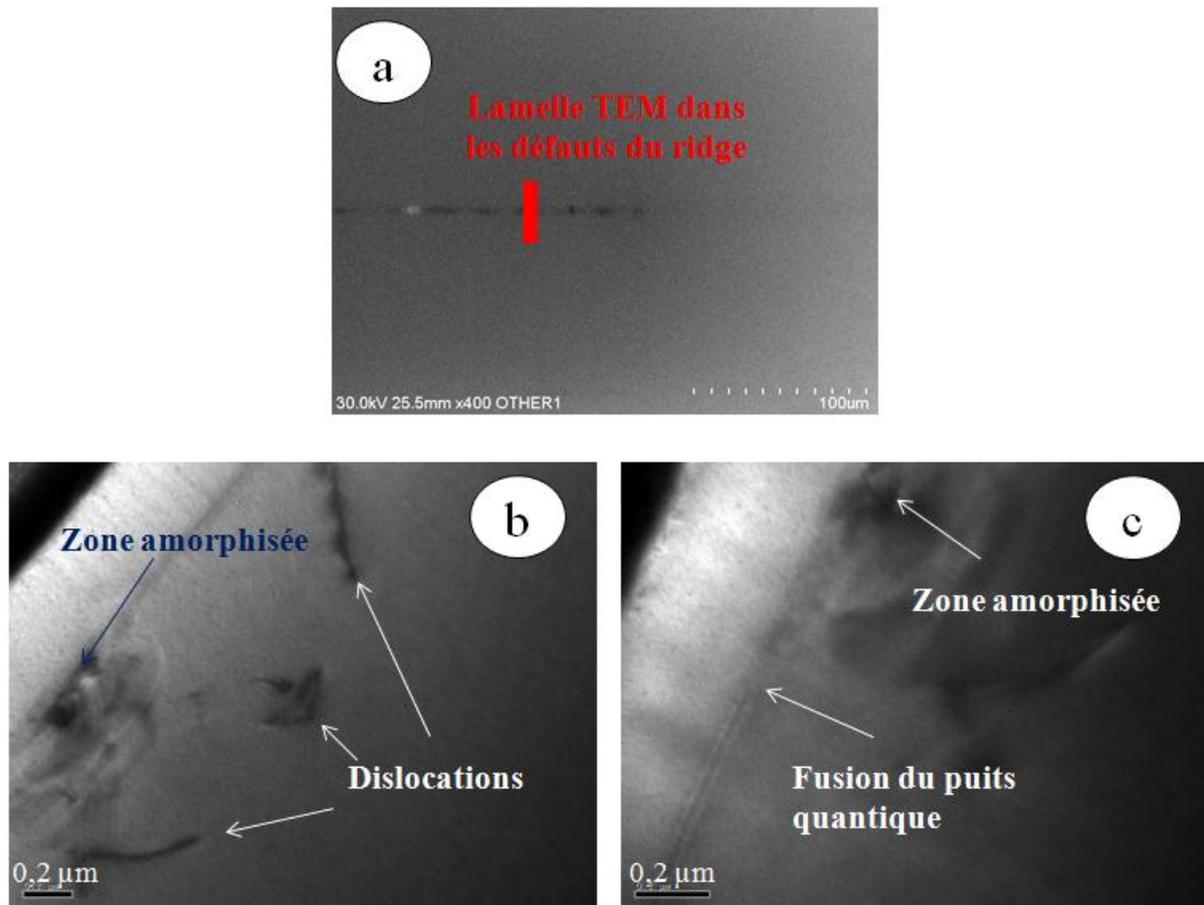


Figure 100 : a- Localisation de la coupe au FIB dans le ridge de la diode Laser. b- et c- Images obtenues au TEM d'une coupe de la diode DEF2 au niveau de la zone active

On remarque clairement que la zone d'émission a fondu et s'est resolidifiée dans l'axe de la cavité sous l'effet de la température. Le puits quantique a fusionné avec les barrières et probablement avec les couches de confinement et de cladding côté N. **Des dislocations sont visibles dans le cladding côté N et celles-ci semblent remonter vers la zone active.** Il s'agit probablement de boucles de dislocations telles que celles rapportées par J. Jiménez [51].

La coupe n'ayant pas été réalisée dans un plan cristallographique, une coupe de ces boucles est mise en évidence (comme ce qui a été observé par M. Vanzi *et al.* [209]). Notons par ailleurs qu'il n'y a pas de dislocations côté P (vers le ridge) mais nous sommes dans l'impossibilité de le confirmer tout au

long de la cavité. De manière analogue à un COD d'une diode Laser vieillie dans l'air, il est probable que des défauts présents dans le matériau se soient propagés sous l'action du courant par le phénomène de REDR (*Recombination Enhanced Defect Reaction*) jusqu'à atteindre la zone active. Ce scénario a été proposé par M. Vanzi *et al.* pour expliquer l'apparition de COD intrinsèque au matériau (et non aux miroirs) [208],[209]. Des défauts présents en dehors de la zone active mais préférentiellement localisés dans la zone de déplétion peuvent se propager par REDR jusqu'à la zone active ; ce qui se traduit par les dislocations visibles côté N comme indiqué en Figure 100. Lorsque ces dislocations atteignent la zone active, la propagation s'effectue rapidement dans l'axe de la cavité grâce à l'énergie fournie par la contrainte du puits quantique [209].

Comme nous l'avons précisé précédemment, dans les diodes Laser à base de puits quantique contraint InGaAs/GaAs, les dislocations se propagent préférentiellement dans la direction $\langle 110 \rangle$ grâce à l'énergie fournie par le stress du report de la puce sur l'embase. En effet, le stress lié à la contrainte du puits ne suffit pas à justifier l'apparition de ces défauts [200]. Les différentes interfaces sont considérées comme stables (pas de mélange des espèces chimiques sous l'action de la contrainte) [279] et favorisent donc le scénario proposé par M. Vanzi *et al.* [209] pour l'analyse des défaillances des diodes Lasers vieillies dans le vide.

Les images obtenues au TEM de la Figure 100 ne permettent cependant pas de statuer sur la direction de propagation des dislocations. Néanmoins, la présence de défauts natifs dans le semiconducteur en dehors de la zone active est à l'origine de la défaillance. Ces défauts, probablement situés dans le substrat ou le cladding, identifiés comme par exemple des lacunes ou des complexes arsenic-lacune par A.A. Hopgood dont l'étude a été menée sur des diodes laser InGaAs/AlGaAs [200], sont remontés vers la zone active par REDR et ensuite se sont propagés dans l'axe de la cavité sous l'action de la contrainte du puits jusqu'à ce qu'il en résulte un COD par l'absorption de lumière [209]. Ceci justifie la présence de certaines zones du ridge qui sont toujours émissives comme le prouve l'imagerie de cathodoluminescence, tandis qu'autour du ridge, on observe un halo sombre dans le volume traduisant la présence de recombinaisons non-radiatives (voir Figure 99-b). Un ou plusieurs paramètres physiques propres au vide ont joué le rôle de catalyseur dans l'apparition des dislocations du cladding, car aucune défaillance n'a été observée sur les composants exposés au vide en boîtier hermétique.

Nous sommes donc en mesure d'analyser le facteur responsable de l'apparition de ces défaillances : température, pression, une conséquence de la température ou de la pression (claquage électrique, mauvais couplage des photons) ou un effet multi-contraintes. Pour répondre à cette question, nous avons mené des essais complémentaires dans le vide sur des composants opérationnels qui ont déjà été testés auparavant :

- les diodes Laser vieilles dans le vide,
- celles irradiées aux rayons gamma et protons,
- ainsi que celles soumises à des contraintes thermomécaniques.

III.3 Apport des essais complémentaires et analyse

L'objectif de cette partie est d'analyser les résultats expérimentaux obtenus lors du vieillissement des diodes Laser, ainsi que ceux obtenus lors des analyses physiques au travers d'essais complémentaires. Dans un premier temps, un vieillissement sous vide en conditions accélérées a été mené sur des composants opérationnels. La durée du test a été réduite en appliquant des échelons de courant (*step-stress*) et la valeur de la pression a été ajustée pour mesurer l'impact des contraintes du vide (température, pression) sur la robustesse de la technologie. Le vieillissement est stoppé dès qu'une défaillance est détectée.

Dans un second temps, des *scénarii* sont proposés en tenant compte des résultats de ces essais complémentaires et basés sur la prise en compte :

- de la hausse de température liée à l'absence de convection,
- des contraintes générées par la basse pression.

Des hypothèses sont ainsi formulées pour analyser qualitativement les mécanismes de défaillance observés lors du vieillissement sous vide.

III.3.a Analyse et discussion sur l'effet des contraintes échelonnées dans l'air et sous vide

Description des essais complémentaires

Les composants opérationnels testés sous vide, mais également sous radiations et contraintes thermomécaniques ont été sélectionnés pour des essais complémentaires dans l'enceinte AdvEOVac. Un vieillissement dans l'enceinte à vide a été conduit sur ces composants, en ajustant la pression par l'injection de gaz neutre (argon). La pression dans l'enceinte a ainsi pu être ajustée de 10^{-7} mbar à 1 bar pour analyser son effet sur les défaillances constatées pendant le vieillissement. La pression de l'enceinte intervient également sur la température de la diode Laser par l'échange de chaleur par convection et nous avons pu influencer sur les échanges par convection en testant des composants sous différents types d'atmosphère. En effet, l'atmosphère du boîtier contient plus de 20% d'hélium ainsi que de l'azote et de l'oxygène. La valeur de la conductivité thermique de plusieurs gaz est disponible dans le Tableau 25. Comme on peut le remarquer dans ce tableau, les échanges thermiques entre la puce et l'atmosphère sont beaucoup plus efficaces à pression équivalente lorsque le boîtier est

hermétique que lorsqu'il est percé et placé dans l'argon. Par conséquent, l'effet de la convection sur la robustesse des modules peut être examiné en vieillissant des composants sous vide, sous argon et sous atmosphère boîtier.

Gaz	Air	Hélium	Argon
Conductivité thermique (W/mK)	0,025	0,15	0,018

Tableau 25 : Conductivité thermique de différents gaz à 1 atm et 300 K [280]

Nous cherchons à analyser les effets du courant sur l'accélération de la dégradation sous vide dans des durées de test raisonnables. Pour cela, nous avons choisi d'appliquer des contraintes échelonnées en courant afin de reproduire au mieux les conditions expérimentales conduisant à la défaillance sous vide, qui pourrait être observée lors d'une mission spatiale. Cependant la variation du courant appliqué n'est pas linéaire mais logarithmique, comme on peut le remarquer sur la Figure 101, afin de ne pas détruire le miroir.

En effet, on ne cherche pas à atteindre le seuil de COD en appliquant une rampe en courant, technique classiquement utilisée par exemple dans les standards de qualification pour les télécommunications. Un tel essai pourrait conduire à une défaillance liée à l'absorption de lumière sur des défauts au niveau des miroirs, comme ce qui a été mis en évidence par J. Hashimoto *et al.* [281]. On souhaite plutôt se placer dans un régime thermique établi où la faible variation du courant, adaptée à une fonction logarithmique, serait plus caractéristique d'un vieillissement à courant constant.

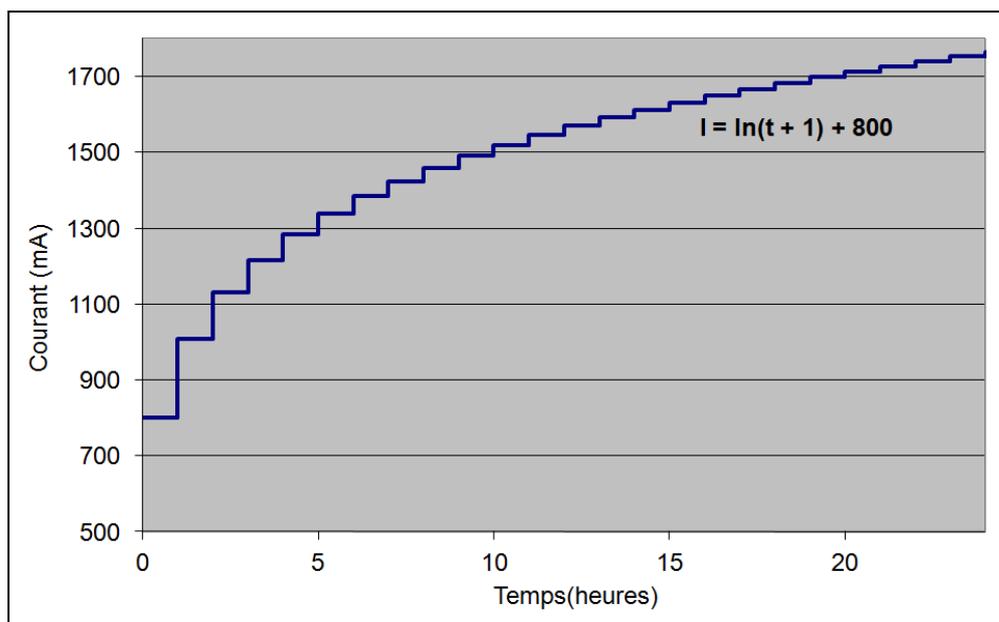


Figure 101 : Evolution temporelle de la consigne en courant appliquée lors du vieillissement en conditions échelonnées

Le plan d'essai est résumé dans le tableau suivant. On note que certains modules n'ont plus de réseau de Bragg (FBG), celui-ci ayant été supprimé lors des essais précédents. D'autres composants (658, 127, 647 et 440) n'ont été soumis par ailleurs à aucun test auparavant.

Pièce	Filière d'essais antérieurs	Atmosphère	Pression (bar)	Présence de FBG ?
152	Contraintes thermomécaniques	Boîtier	1	Oui
472	Irradiations	Boîtier	1	Oui
49	Vieillissement sous vide	Boîtier	1	Non
539	Irradiations	Boîtier	1	Oui
658	-	Vide	10^{-10}	Oui
133	Irradiations	Vide	10^{-10}	Oui
127	-	Vide	10^{-10}	Oui
67	Vieillissement sous vide	Vide	10^{-10}	Non
647	-	Argon	10^{-5}	Oui
440	-	Argon	0,05	Oui
1492	Vieillissement sous vide	Argon	0,1	Non
452	Irradiations	Argon	0,2	Oui
1435	Contraintes thermomécaniques	Argon	0,5	Oui
375	Irradiations	Argon	0,5	Non

Tableau 26 : Plan d'essai du step-stress appliqué suite aux résultats du vieillissement sous vide

Résultats expérimentaux

Une partie de la lumière étant réfléchiée par le réseau dans des conditions normales de fonctionnement, nous pouvons faire l'hypothèse que les composants intégrant un réseau de Bragg seront plus fragiles vis-à-vis de l'élévation de la densité de puissance. La lumière réfléchiée est en effet directement réinjectée sur la face avant, ce qui s'apparente à une source d'énergie supplémentaire qui nécessairement possède des pertes (absorption) devant être évacuées. Ceci est confirmé par les résultats présentés en Figure 102.

Les valeurs du courant de COD (identifié comme la valeur du courant injecté au moment où le composant s'est montré défaillant et correspondant à une chute brutale de la puissance optique) sont reportées en tenant compte de la présence ou l'absence du réseau. On confirme que le courant de COD est plus faible (en moyenne de 30%) lorsque le réseau de Bragg est présent.

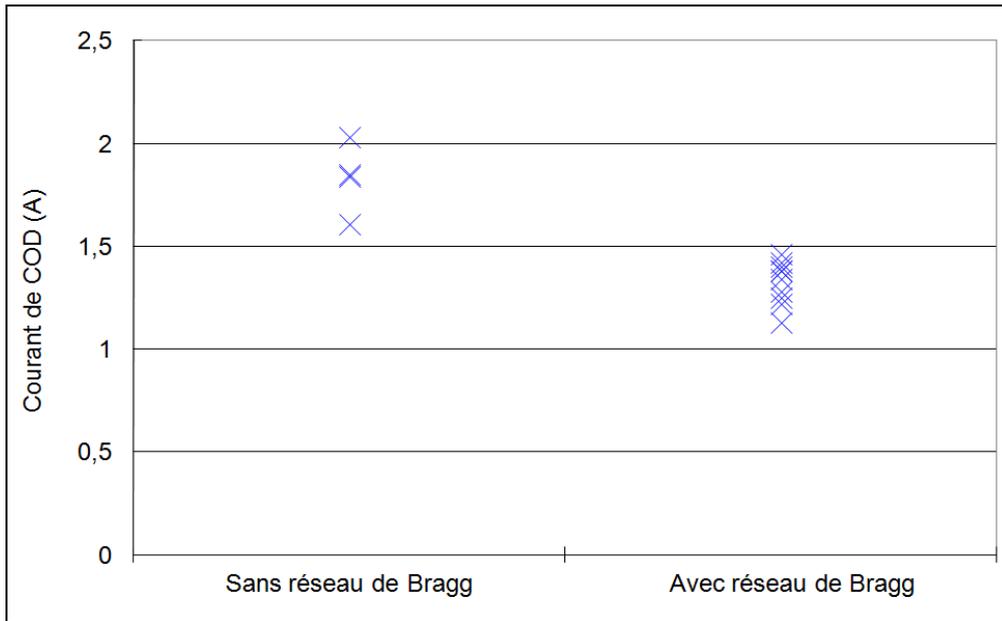


Figure 102 : Valeurs du courant de COD obtenues lors du step-stress selon la présence ou l'absence de réseau de Bragg

Sur la Figure 103, il est mis en lumière que la valeur du courant de COD augmente linéairement avec la puissance optique, ce qui apparaît au premier ordre en contradiction avec les résultats obtenus par Moser *et al.* [230],[231].

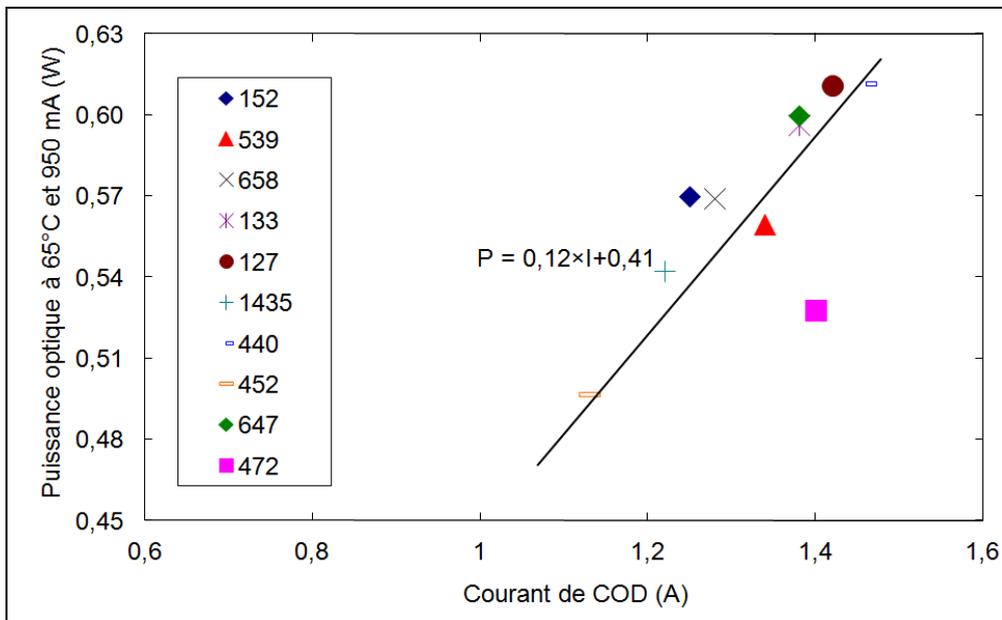


Figure 103 : Puissance optique à 950 mA et 65°C en fonction du courant de COD (composants avec réseau de Bragg uniquement)

En effet, des diodes Laser InGaAs/GaAs ont vieilli sous air à courant constant pendant 2000h et les auteurs ont constaté que le courant de COD diminuait avec la puissance optique. Cette contradiction provient du fait que les mécanismes de COD sont différents en comparaison de ceux des références [230] et [231]. Dans ces deux articles, les défaillances se traduisent par une destruction des miroirs par COMD. La propagation discontinue des défauts mise en évidence lors de la cathodoluminescence dans notre étude prouve qu'il ne s'agit pas d'un COMD mais plutôt d'un COD lié à des défauts dans le volume.

Afin de déterminer si les contraintes échelonnées appliquées aux composants correspondent de manière effective à une accélération du vieillissement sous vide, les caractéristiques I-V d'un composant placé en vieillissement sous vide, d'un composant soumis à un test en contraintes échelonnées et d'un composant dont le seuil de COD a été mesuré (augmentation linéaire du courant jusqu'à ce que la puissance optique diminue de plus de la moitié) ont été analysées. Le résultat est présenté en Figure 104 sur laquelle les caractéristiques dV/dI de ces trois composants ont été reportées.

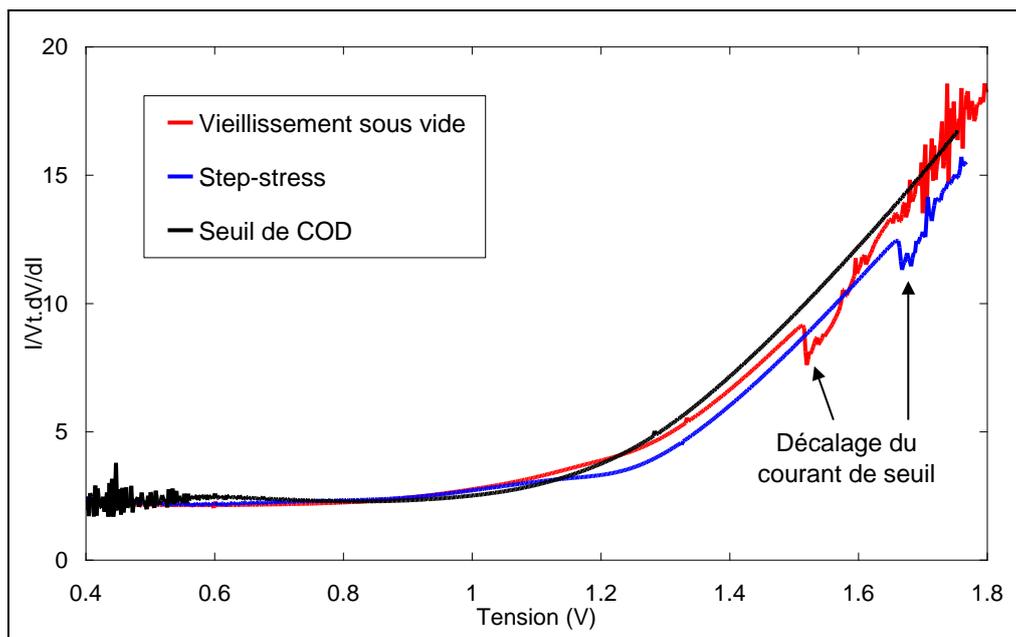


Figure 104 : Caractéristiques dV/dI en fonction de la tension à 25°C pour trois composants : après vieillissement sous vide, après vieillissement sous contraintes échelonnées et après test de COD

On remarque sur cette figure que le courant de seuil est toujours quantifiable sur les caractéristiques des diodes Laser vieilles sous vide et sous contraintes échelonnées, alors que le passage du seuil n'est absolument plus visible sur la caractéristique de la pièce testée en COD. Ceci est dû au fait que lors du test de COD, la densité de puissance optique est tellement importante que le miroir est détruit (COMD). Les défauts se propagent dans le Laser sous l'action du courant et la cavité Laser est alors

détruite par emballement thermique supprimant définitivement la condition de seuil. Dans les deux autres cas (vieillessement sous vide et contraintes échelonnées), on peut supposer que des défauts sont créés dans le matériau, agissant comme des centres recombinants non radiatifs. Ceci se traduit par une augmentation du courant de seuil, la cavité Laser restant intègre.

Nous venons donc de démontrer que l'essai en contraintes échelonnées se révèle être une solution pertinente alternative à un vieillissement accéléré. Néanmoins lorsque l'on évalue l'impact de la pression sur le courant de COD ou sur la durée du dernier palier de courant, aucune dépendance particulière n'a été obtenue. Cela signifie que l'effet de la pression ou de la convection sur le seuil de COD, et donc par extension sur les défaillances observées dans le vide, n'est pas révélé lors du test en contraintes échelonnées. L'effet de la puissance optique sur le seuil de COD est le seul résultat mis en évidence par cet essai. A présent, il est primordial d'analyser l'impact des modifications des échanges thermiques sous vide afin de déterminer si les défaillances ont été provoquées par l'absence de convection.

III.3.b Analyse et discussion de la modification des échanges thermiques sur le fonctionnement de la diode Laser sous vide

Nous venons de mettre en lumière la dépendance linéaire du courant de COD avec la puissance optique. En comparant les performances de la diode Laser opérationnelle OP1 à celles des diodes DEF2 et DEF3 on constate que cette diode Laser émet plus de puissance optique que ces dernières. La puissance optique de la diode Laser DEF1 est pourtant plus élevée que celle d'OP1, mais la dérive de la tension observée au début du vieillissement traduit des faiblesses au sein du composant, ce qui justifie l'apparition d'un COD au bout de 1000h de vieillissement. Le calcul de la puissance dissipée par chacun des composants montre que la diode OP1 possède moins de pertes que les deux autres références (DEF2 et DEF3). Ces pertes peuvent avoir plusieurs origines :

- Pertes liées à la cavité (absorption sur les miroirs, pertes internes, couplage optique...)
- Pertes liées au matériau (recombinaisons non-radiatives, effet Joule, rendement interne...).

Le manque d'informations sur la structure interne de la diode Laser rend difficile l'évaluation de l'impact de chacune de ces pertes sur les caractéristiques du module compte tenu des faibles écarts de puissance optique observés. Nous pouvons néanmoins synthétiser, à partir de l'équation (22), le bilan de puissance de la diode Laser en régime permanent et en fonction des différents échanges thermiques dans la structure Laser [282]:

$$IV = Q_{cond} + Q_{conv} + P_{opt}$$

$$\text{où } Q_{cond} = \frac{T_j - T_c}{R_{th}} \quad (79)$$

$$\text{et } Q_{conv} = A_{eff} h_c (T_j - T_{amb})$$

où Q_{conv} représente la puissance évacuée par convection et Q_{cond} par conduction, A_{eff} est la surface effective de dissipation, h_c est le coefficient de transfert thermique du gaz ambiant et T_{amb} est la température ambiante. Notons que les pertes par la face arrière sont négligées car limitées à quelques mW et ne différant que peu en fonction du composant.

Hypothèse sur la variation de la résistance thermique

Cette hypothèse se base sur les modifications de la résistance thermique suite au fonctionnement sous vide. La dispersion des valeurs de résistance série des composants est très faible ($\pm 5 \text{ m}\Omega$), les différences de tension observées entre chaque composant le sont donc aussi. On remarque que la puissance dissipée par conduction dépend de la résistance thermique et de la puissance optique puisque sous vide les échanges par convection sont annulés ($Q_{conv} \rightarrow 0$). Ainsi il est envisageable de prévoir que la pièce OP1 présente une résistance thermique plus faible que les pièces DEF2 et DEF3, le tout en émettant le plus de lumière. La température de jonction du composant serait ainsi plus faible et la défaillance observée sous vide ne se déclare pas au bout de 5000h de vieillissement s'agissant d'un effet thermique.

Dans un souci de validation, la résistance thermique de la pièce OP1 a donc été mesurée selon une méthode spécifiquement développée par AdvEOTec [283]. Cette méthode consiste à analyser les dépendances en courant et en température de la longueur d'onde d'émission et du rendement de la diode Laser (le réseau de Bragg a donc été retiré). Nous obtenons une valeur de 16 K/W pour la résistance thermique du composant OP1. La résistance thermique d'autres composants fonctionnels a également été mesurée, et les valeurs sont reportées dans le Tableau 27.

Référence du composant	OP1	89	188 sous air	188 sous vide
Résistance thermique (K/W)	16	24	21	23

Tableau 27 : Valeurs de résistance thermique mesurées sous air (références OP1, 89 et 188) et sous vide (référence 188)

En moyenne ces composants ont des valeurs de résistance thermique autour de 20 K/W ce qui confirme le rôle joué lors du vieillissement sous vide par les échanges thermiques.

Les défaillances observées sous vide pour les composants à boîtier percé pourraient donc être consécutives à l'absence de convection. Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons mesuré la

résistance thermique d'un composant sous atmosphère boîtier et dans le vide. En effet, la mesure de la résistance thermique implique de négliger les échanges thermiques par convection [283]. En mesurant la résistance thermique dans l'air et dans le vide, on peut donc estimer la part d'énergie évacuée par convection. Comme on peut le remarquer dans le Tableau 27, une différence de résistance thermique de 10% a été déterminée entre l'air et le vide (21 K/W dans l'air et 23 K/W dans le vide), signifiant que la convection est responsable de 10% des échanges d'énergie dans la diode Laser.

Cette valeur est par ailleurs du même ordre de grandeur que les résultats présentés par K.P. Pipe *et al.* sur des diodes Laser à base de GaAs [282]. Lorsque le module fonctionne sous vide et compte tenu du fait que ses caractéristiques électro-optiques ne sont sensiblement pas modifiées (résultats dans le chapitre 2), la différence de température entre la jonction et le boîtier augmente donc de 10%. Une si faible augmentation de la température de jonction (inférieure à +2°C) n'explique pas à elle seule l'apparition de ces défaillances dans le vide. En effet, des diodes Laser d'une structure similaire et provenant du même fabricant que celles étudiées dans le cadre de la thèse ont déjà été vieilles, à une température de jonction de plus de 400 K, sans présenter de défaillance [284]. **En conclusion, l'absence de convection ne provoque donc pas une hausse sensible de la température pouvant, à elle seule, justifier l'apparition de ces défaillances.**

Hypothèse sur la distribution de la température

Une autre hypothèse peut être avancée en prenant appui sur les modifications de la distribution de la température suite au fonctionnement sous vide. En effet, il est envisageable que des zones soient soumises localement à de fortes températures et contribuent fortement à la propagation de défauts, sans pour autant que dans sa globalité la température de la puce soit beaucoup plus élevée. En effet, des modélisations thermiques de Laser, par une méthode analytique ou par FEM, ont déjà été menées et montrent que la zone active et les couches de cladding, notamment la couche P qui dissipe mal la chaleur de la zone active s'il n'y a pas de convection, sont les zones les plus chaudes d'un Laser en fonctionnement [285]-[287]. G.-L. Tan *et al.* ont ainsi montré par simulation FEM que la zone la plus chaude d'une diode Laser GaAs/AlGaAs avec ridge correspond à la zone active, juste au-dessous du ridge [285]. Ce résultat est confirmé par modélisation des échanges thermiques de diodes de pompe émettant à 980 nm à base d'InGaAs/GaAs par X. Liu *et al.* [287].

Ces résultats de modélisation ont également été vérifiés expérimentalement sur plusieurs technologies de diodes Laser par d'autres auteurs [288]-[290]. Par exemple, P.K.L. Chan *et al.* ont analysé une diode Laser InGaAs/GaAs construite autour d'une structure ridge par thermoréfectance et constatent que la zone active, ainsi que le contact côté P, sont les zones les plus chaudes du miroir [288]. Ce résultat est mis en lumière sur la Figure 105.

En l'absence de convection, les isothermes sont nécessairement modifiées, notamment sur les couches supérieures (côté P) pour lesquelles la chaleur ne peut être évacuée que latéralement par conduction et

avec l'aide de la métallisation (équivalente à un dissipateur thermique [291]). La quantité d'énergie transférée par conduction est décrite par la loi de Fourier [292]:

$$Q_{cond} = -k_{cond} A \frac{\partial T}{\partial x} \quad (80)$$

où k_{cond} représente la conductivité thermique.

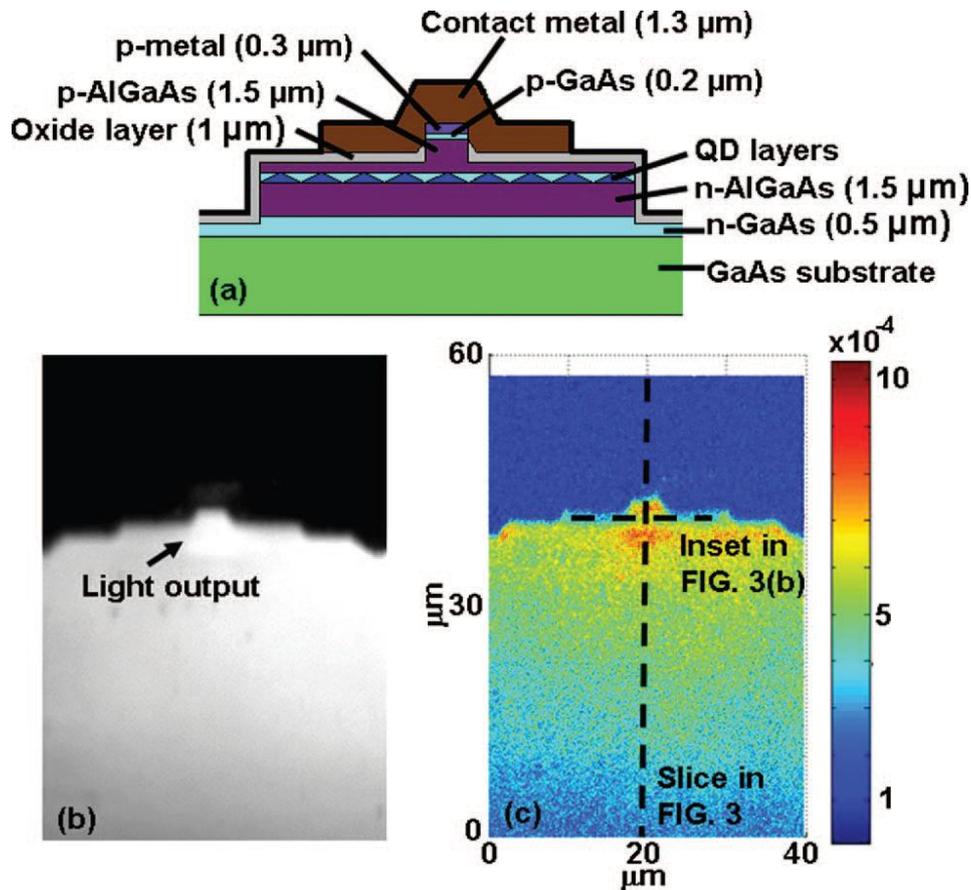


Figure 105 : (a)-Représentation schématique de la diode Laser étudiée par les auteurs de l'article [288]. (b)-Image obtenue par imagerie CCD de l'émission de lumière du Laser. (c)-Image obtenue par thermoréflexance de la chaleur émise par le Laser. *L'échelle verticale représente la variation du coefficient de réflexion sur la surface de l'échantillon*

Cette relation s'applique lorsqu'il existe un gradient de température au sein d'un matériau sur une direction de l'espace. On remarque que la capacité pour un matériau d'évacuer la chaleur par conduction dépend majoritairement de sa conductivité thermique. Pour modéliser les flux de chaleur dans la diode Laser, il est nécessaire de calculer les flux en 2D et ceci nécessite de connaître parfaitement la structure. Ne disposant pas d'informations sur l'épaisseur des couches, le dopage ou encore les compositions nous n'avons pas pu procéder à une analyse thermique du Laser. Néanmoins

connaissant les matériaux utilisés [59],[210], on peut se focaliser sur une analyse 1D qualitative permettant d'estimer les flux thermiques dans la diode.

Une coupe perpendiculaire à l'axe de la cavité est présentée en Figure 106 et permet de représenter les flux thermiques. On suppose que la source de chaleur est isotrope, placée au niveau de la zone active et uniformément répartie le long de la puce. En règle générale, on constate que le miroir correspond à la zone la plus chaude, dans l'axe de la cavité, d'un Laser InGaAs/GaAs de type ridge [287].

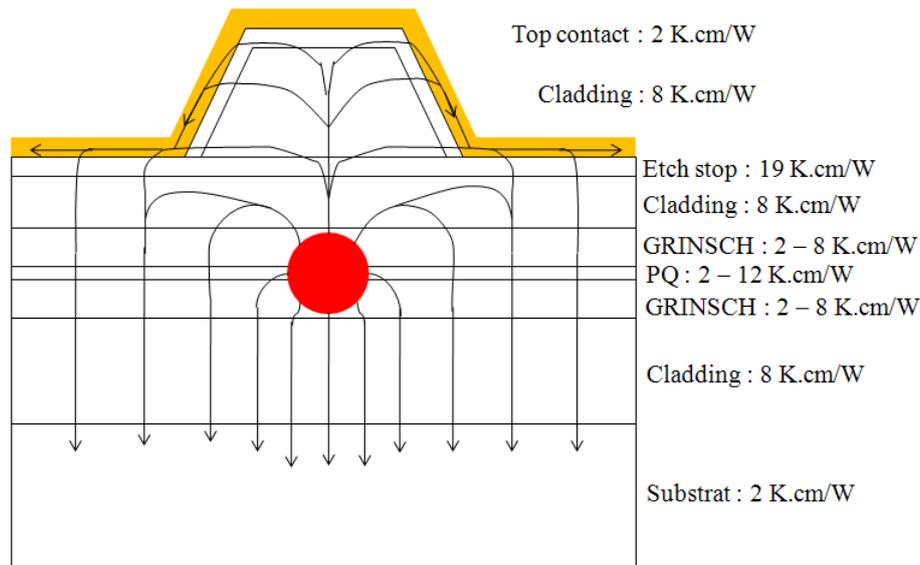


Figure 106 : Représentation schématique de l'écoulement thermique dans la diode Laser en l'absence de convection. Les résistivités thermiques proviennent des travaux de S. Adachi pour l'InGaP et l'InGaAs et de M.A. Afromowitz pour l'AlGaAs et le GaAs [260],[294]

Cependant la métallisation des diodes 1994SGP ne recouvre pas toute la surface supérieure de la puce. En effet, une bande d'environ $10\ \mu\text{m}$ au niveau des miroirs est recouverte de nitrure de silicium permettant d'éviter l'injection (technologie *Un-Pumped Window*), contribuant à diminuer fortement la température (de 30%) et augmentant le seuil d'apparition d'une dégradation par COMD comme le suggère les travaux de X. Liu *et al.* La Figure 107 présente le profil de température au niveau du miroir avec une augmentation de 30% si le courant est injecté sur le ridge près des miroirs [287]. La température des miroirs est donc plus faible que la température dans le matériau et en l'absence de convection, la chaleur sera uniquement évacuée par le substrat.

Le Tableau 28 a pour objectif de rappeler les valeurs de conductivité thermique des différents matériaux constituant la diode Laser. Le rôle de la métallisation côté P consiste en la canalisation de la chaleur émise par recombinaisons non radiatives et effet Joule. Compte tenu des faibles résistivités thermiques des couches côté N, on peut donc s'attendre à ce que la chaleur soit bien évacuée, et que la zone la plus chaude en dehors de la zone active soit localisée côté P.

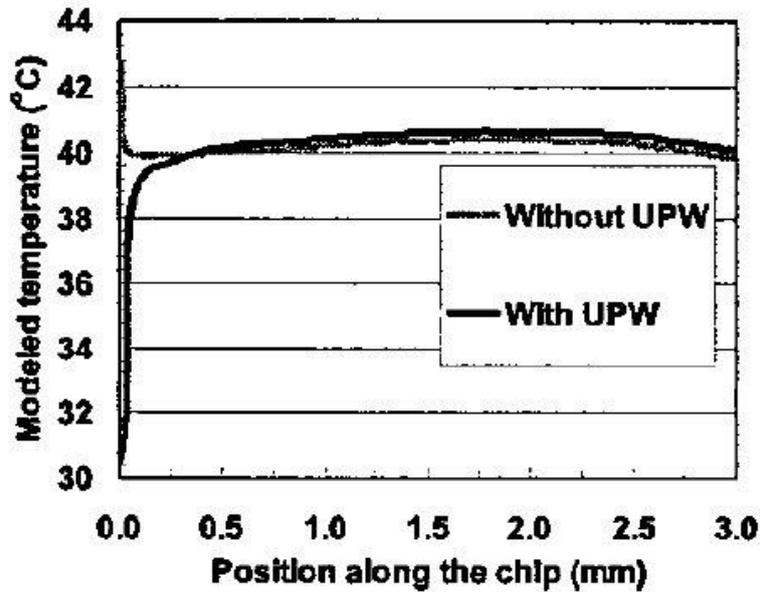


Figure 107 : Profil de température calculé dans une diode Laser InGaAs/GaAs avec ridge en fonction de la distance du miroir (d'après X. Liu *et al.* [287]). Le terme UPW désigne *Un-Pumped Window*, correspondant à la zone non alimentée électriquement.

La couche d'arrêt de gravure (*etch stop*) en InGaP possède également une mauvaise conductivité thermique donc va davantage conserver la chaleur. Ceci est pourtant en contradiction avec les résultats de l'analyse de défaillance où des dislocations n'ont été trouvées que dans le cladding côté N. La propagation des dislocations étant nécessairement accélérée par la présence du courant et de la température, il serait plus logique de visualiser sur la Figure 100 des boucles de dislocation localisées côté P. **La défaillance n'est donc à priori pas due à un échauffement local du cladding menant à la propagation de dislocations.**

Matériau	GaAs	AlGaAs	InGaAs	InGaP
Conductivité thermique (K.cm/W)	2	2 à 8	2 à 12	19

Tableau 28 : Résistances thermiques des matériaux constituant la diode Laser

Enfin, la modification des isothermes liée à l'absence de convection pourrait modifier l'état des contraintes mécaniques résiduelles induites par le report de la puce. En effet, chaque matériau possède son propre coefficient de dilatation thermique (CTE : *Coefficient of Thermal Expansion*) or la puce, qui est constituée d'un assemblage de couches de semiconducteurs, est également reportée sur une embase dans un boîtier. Sous l'atmosphère du boîtier, la convection participe aux échanges thermiques de telle sorte que le système est stable et peut fonctionner des années sans défaillir. **Dans**

le vide, la convection étant supprimée, certaines zones vont donc se dilater sous l'effet de la chaleur. Si la température augmente trop localement, la contrainte liée à la différence de CTE aux interfaces peut provoquer des dislocations. La longueur de la puce (3,9 mm) peut jouer un rôle significatif car un échauffement local peut contraindre le matériau vis-à-vis des couches adjacentes. Une simulation thermomécanique du Laser fonctionnant sous vide permet d'identifier les zones critiques et les maxima locaux de contraintes mais elle n'a pas fait l'objet de ces travaux de recherche. Des analyses de la température des miroirs sous air et sous vide, comme par exemple la mesure interférométrique de thermoréfectance [295], permettraient également de contribuer à la compréhension des mécanismes de dégradation apparaissant lors d'un vieillissement sous vide.

III.3.c Analyse et discussion de l'effet de la basse pression sur le fonctionnement de la diode Laser sous vide

La basse pression dans l'enceinte à vide a pour effet de réduire la contrainte hydrostatique exercée naturellement par l'atmosphère du boîtier. Ainsi les forces exercées en surface de la diode Laser sont négligeables et le matériau est moins stressé ; on peut donc supposer que la basse pression apporte un effet bénéfique pour le réseau cristallin. Néanmoins les impuretés piégées dans les matériaux à pression atmosphérique désorbent dans le vide. Puisque la défaillance ne semble pas être liée aux miroirs, on peut supposer que la désorption des couches d'antireflet n'a pas contribué à la défaillance.

La basse pression pourrait également générer des contraintes au niveau des matériaux, notamment dans les brasures. Ainsi la présence de microcavités dans les brasures, dans lesquelles des molécules de gaz sont piégées, pourrait avoir un impact sur le stress généré par le report de la puce sur l'embase. En effet le gradient de pression entre le gaz retenu dans la cavité et le vide ambiant pousse les molécules de gaz à s'écouler vers le vide. S'il existe une microfissure dans un matériau (brasure ou autre), le taux de fuite du gaz R est donné en fonction de la différence de pression Δp par la loi de Knudsen [296]:

$$R = \frac{\sqrt{\pi R_c}}{3\sqrt{2}} \frac{d^3}{l} \sqrt{\frac{T}{M}} \Delta p \quad (81)$$

où R_c est relative à la constante des gaz parfaits, d le diamètre de la fissure, l la longueur de la fissure et M la masse molaire du gaz. La différence de pression partielle Δp a été calculée pour différents taux de fuite et différentes longueurs de fissure. Les résultats sont présentés en Figure 108. Une épaisseur de fissure de 1 μm a été considérée pour cet exemple.

On remarque dans cette figure que la différence de pression peut atteindre 10^4 atm si le taux de fuite est élevé (10^{-7} atm.cm³/s). Cette différence de pression Δp exerce des contraintes sur le matériau. Par analogie à ce qui a été observé sur des diodes de pompe 980 nm dont la brasure contient des bulles, ce stress peut se traduire par un COD. A ce titre, nous pouvons nous appuyer sur les travaux d'A.K. Chin *et al.* qui ont fait le lien entre la présence d'une cavité dans la brasure et l'apparition d'un COD sur des diodes Laser InGaAs/GaAs émettant à 980 nm et vieilles sous air [297]. Les auteurs avancent que la température du puits quantique a augmenté de 16°C par la présence de cette cavité, ce qui se traduit localement par un stress supplémentaire au niveau du puits, menant à un COD. Dans le cas du vieillissement sous vide des composants, le stress induit par la pression différentielle Δp est ensuite transmis jusqu'aux couches de cladding et se traduit par des contraintes dans le matériau qui vont se propager selon le mode de dégradation décrit précédemment dans le cas de la convection (propagation par REDR sous l'action du courant et de la température). Ainsi, on en conclut que la qualité des soudures apparaît comme un facteur clé quant à la fiabilité des diodes Laser sous vide.

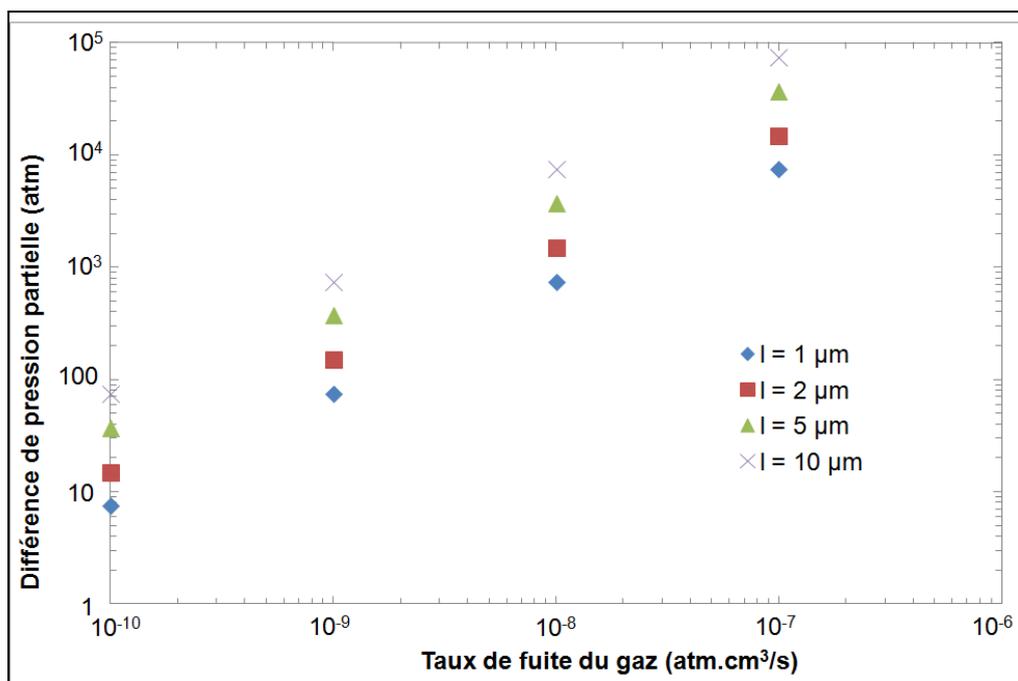
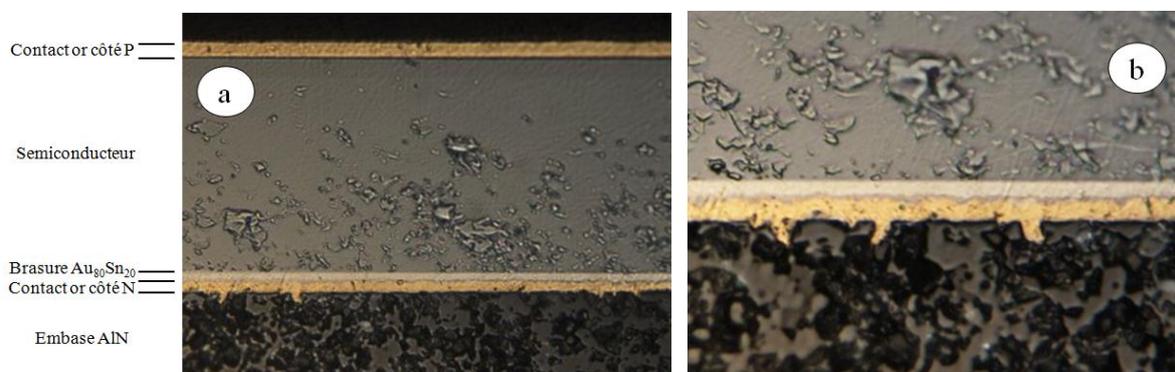


Figure 108 : Différence de pression partielle calculée en fonction du taux de fuite du gaz présent dans le boîtier, dans le cas d'une microfissure de différentes longueurs

Nous avons donc analysé par microscopie acoustique les différentes interfaces afin d'observer ou non des bulles dans les brasures. Cette technique-non destructive est particulièrement efficace pour cartographier et analyser des défauts dans des technologies microassemblées (fissures, délaminations aux interfaces, cavités...) [298].

Une diode Laser non vieillie sous vide a été analysée par microscopie acoustique et la présence de lacunes dans les brasures n'a pas été confirmée. Il aurait été intéressant d'analyser également des pièces vieillies sous vide, mais les boîtiers sont percés. La microscopie acoustique nécessite de placer les composants dans un liquide pour la propagation des ondes, ce qui aurait pu polluer la diode Laser et empêcher de procéder à des analyses complémentaires. On ne peut donc pas exclure qu'il y ait des bulles dans les interfaces des composants défaillants. D'autant plus que la diode Laser opérationnelle à la fin du vieillissement dont le boîtier est percé, OP1, a une résistance thermique plus faible, ce qui pourrait être lié à une meilleure qualité des brasures et des interfaces de report [94].

Une analyse technologique au MEB a été conduite, suite à un amincissement d'une diode Laser défaillante mené par polissage, pour caractériser l'état des couches dans l'axe vertical d'une zone défaillante de la diode Laser (déterminée préalablement par cathodoluminescence). L'objectif de cette analyse est de mettre en évidence, de façon analogue aux travaux de A.K. Chin *et al.* [297], des lacunes dans les interfaces pouvant justifier un COD lors du fonctionnement du Laser. La Figure 109 représente deux vues en coupe au microscope d'une diode Laser défaillante. Cette figure démontre que **le taux de lacunes dans la brasure $Au_{80}Sn_{20}$ est faible et on note également l'absence de phases intermétalliques aux interfaces** confirmant que cette étape technologique est parfaitement maîtrisée par le fabricant.



**Figure 109 : a – Vue en coupe au microscope d'une diode Laser défaillante sous vide.
b - Agrandissement au niveau de la brasure.**

III.3.d Analyse du claquage de la jonction sous vide

D'autres phénomènes doivent être également considérés pour analyser l'origine des défaillances, tels que le claquage de la jonction par la différence de potentiel entre l'anode et la cathode favorisé dans le vide. En effet il existe une plage de pression pour laquelle la tension de claquage est minimale (décrit par la loi de Paschen), se situant autour de 1 mbar [299]. Si des éléments dégazent dans le boîtier, la

pression peut localement augmenter et conduire au claquage du gaz résiduel. Or le potentiel appliqué sur ces composants est de l'ordre de 2 V, et l'alimentation ne peut pas délivrer plus de 1 A. **A notre connaissance, ces composants résistent à des décharges de 8 kV et le seuil de COD atteint 1,5 A. Il semble donc peu probable qu'un éventuel claquage de l'atmosphère sous vide, qui pourrait éventuellement perturber l'alimentation Laser et se traduire par un pic de courant, soit à l'origine de la défaillance.**

III.3.e Synthèse des modes de dégradation identifiés par les scénarii proposés

Dans le Tableau 29, nous avons synthétisé les différents modes de dégradation identifiés, ainsi que leur probabilité d'apparition compte-tenu des résultats de l'analyse menée dans les paragraphes précédents, et les raisons de considérer ou d'exclure chaque scénario identifié.

En conclusion, on constate qu'un seul scénario reste possible et que tous les autres modes de dégradation ont été contredits par l'analyse et les expériences : **l'apparition d'un COD sous la contrainte liée à la différence de coefficient de dilatation thermique dans les matériaux.** On peut également supposer que la basse pression a accéléré la propagation des défauts jusqu'à la zone active. Il est très difficile de décorrélérer l'effet de la température et de la pression sur le composant. Une solution qui est proposée serait de tester en vieillissement accéléré, à courant constant, des composants sous différentes pressions et différents types d'atmosphères même si cet essai serait très consommateur de temps et de ressources : il requiert plusieurs dizaines de composants et des dizaines de milliers d'heures d'utilisation en enceinte sous vide.

Les défaillances observées lors du vieillissement sous vide ne sont apparues que sur des composants dont le boîtier a été percé, c'est-à-dire représentatifs de composants non hermétiques. Du point de vue applicatif, l'herméticité des composants s'avère donc comme un paramètre critique qui doit être pris en compte dans le contexte d'une prévision de fiabilité des modules sous vide en conditions opérationnelles.

Mode de dégradation	Probabilité d'apparition	Arguments favorables	Arguments défavorables
Contamination des miroirs	Fortement improbable	Absence d'O ₂ favorisant l'absorption de la lumière sur les miroirs	- Pas de contaminants identifiés - Discontinuités dans la propagation des dislocations (l'origine n'est pas sur les miroirs)
Echauffement du matériau par l'absence de convection	Peu probable	Faible résistance thermique et meilleures propriétés optiques du composant non défaillant	- Faible écart de la température de jonction dans l'air et dans le vide - Pas de dislocations côté P (plus chaud que côté N) - Pas révélé lors de l'application de contraintes échelonnées sous différentes atmosphères
Echauffement du miroir par l'absence de convection	Très peu probable	- Absorption de lumière au niveau de la couche d'antireflet - Réflexion de lumière par le réseau de Bragg	- Pas d'injection de courant au niveau des miroirs (sous air, la température est bien inférieure sur les miroirs que dans le matériau) - Discontinuités dans la propagation des dislocations (l'origine n'est pas sur les miroirs)
Propagation de défauts sous la contrainte exercée par la différence de pression entre des cavités dans la brasure et le vide résiduel	Peu probable	- Faible résistance thermique de la pièce non défaillante - Des cavités dans les brasures conduisent à un COD sous air	Pas de cavités observées dans la brasure
Désorption de gaz dans l'antireflet sous vide	Très peu probable	Différence de seuil de COD sur certains films d'antireflet dans l'air et dans le vide	Discontinuités dans la propagation des dislocations (l'origine n'est pas sur les miroirs)
Claquage de la jonction	Fortement improbable	Si des éléments du module dégazent, la pression remonte et la tension de claquage du gaz diminue	- Les modules résistent au courant maximal délivré par l'alimentation - Pas de dérive lors du suivi de la pression et de la tension Laser
Dislocations liées au désaccord de CTE par l'absence de convection	Probable	- Faible résistance thermique de la pièce non défaillante - Longueur de la cavité Laser	CTE des matériaux de l'assemblage proches

Tableau 29 : Récapitulatif de l'analyse de défaillance des diodes Laser vieilles dans le vide

III.4 Analyse de l'impact de l'herméticité du boîtier sur la durée de vie du composant fonctionnant sous vide

L'herméticité du boîtier de deux modules a été mesurée en le bombant sous 3 bar d'hélium pendant deux heures, puis en le plaçant dans une enceinte hermétique contenant un détecteur d'hélium, selon la norme MIL-STD-883. Le taux de fuite est alors mesuré en reprise et les résultats sont présentés en Figure 110.

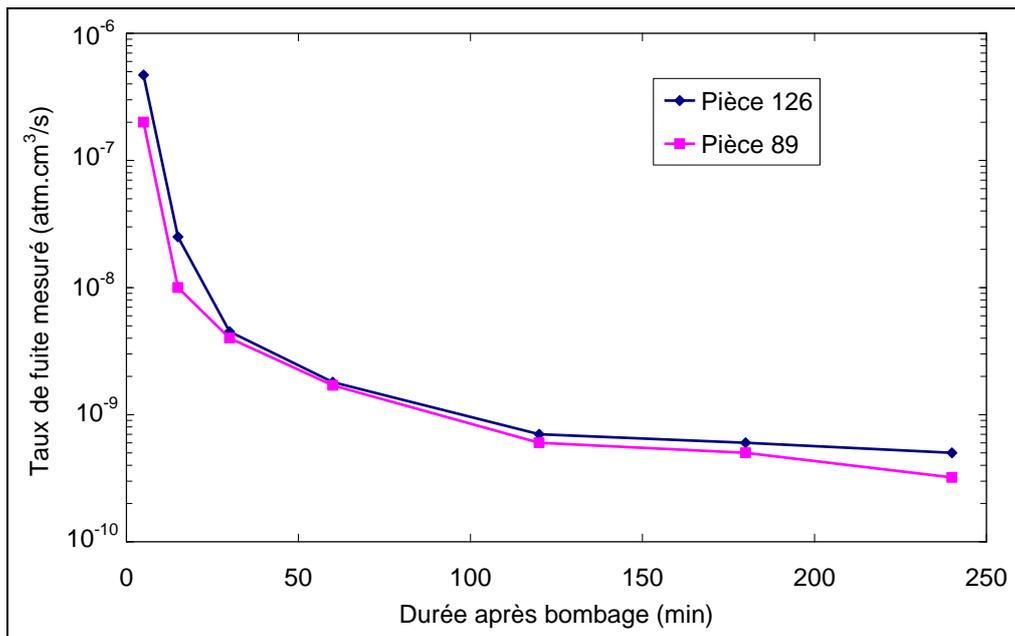


Figure 110 : Taux de fuite mesuré en fonction du temps d'attente après bombage à l'hélium

Notons que la mesure du taux de fuite a été réalisée pour deux composants dans un souci de reproductibilité. On remarque que le taux de fuite sature au bout de deux heures à une valeur comprise entre 3 et 5×10^{-10} atm.cm³/s (He). En appliquant la loi d'Howl et Mann, on peut estimer le taux de fuite standard du boîtier correspondant au taux de fuite obtenu pour un boîtier soumis à une différence de pression de 1 atm entre l'intérieur et l'extérieur de la cavité [296] :

$$R = \frac{L_{He}}{P_0} \left[(P_E - P_{He}) \left(1 - \exp\left(\frac{L_{He} t_1}{V_C P_0} \right) \right) + P_{He} \right] \exp\left(\frac{L_{He} t_2}{V_C P_0} \right) \quad (82)$$

où R représente le taux de fuite mesuré, L_{He} le taux de fuite standard, P_E la pression de bombage, P_{He} la pression partielle d'hélium dans le boîtier à l'initiale, P_0 la pression atmosphérique (1 atm), t_1 le temps de pressurisation, t_2 le temps entre la mise sous vide et la mesure du taux de fuite et V_C le volume du boîtier.

Le taux de fuite standard est la grandeur utilisée pour comparer l’herméticité de différents boîtiers (volumes et atmosphères différentes), alors que le taux de fuite mesuré dépend du boîtier et des conditions expérimentales. Notons par ailleurs que la norme MIL-STD préconise d’attendre une heure au maximum après avoir bombé le boîtier, ce qui donne alors un taux de fuite de $5,5 \times 10^{-9}$ atm.cm³/s (He). Le critère de rejet de la norme MIL-STD étant de 5×10^{-8} atm.cm³/s, l’herméticité du boîtier est donc considérée comme suffisante si l’on s’en tient à la norme. On obtient alors un taux de fuite standard d’hélium de $4,3 \times 10^{-7}$ atm.cm³/s.

L’atmosphère à l’intérieur du boîtier a également été analysée par RGA (Residual Gas Analysis) et nous avons pu en déduire la valeur du taux de fuite standard du boîtier L_{atm} :

$$L_{atm} = \sqrt{\frac{M_{He}}{M_{atm}}} L_{He} \quad (83)$$

où M_{He} est la masse molaire de l’hélium (4 g/mol) et M_{atm} est la masse molaire de l’atmosphère du boîtier (24 g/mol). Nous pouvons également calculer le taux de fuite pour chaque gaz présent dans le boîtier, et comparer nos résultats avec ceux obtenus par la technique RGA connaissant la date de fabrication des modules et la date où l’analyse RGA a été conduite. La Figure 111 représente l’évolution dans le temps des pressions partielles des espèces gazeuses présentes dans les boîtiers des pièces 126 et 89 sous exposition à l’air.

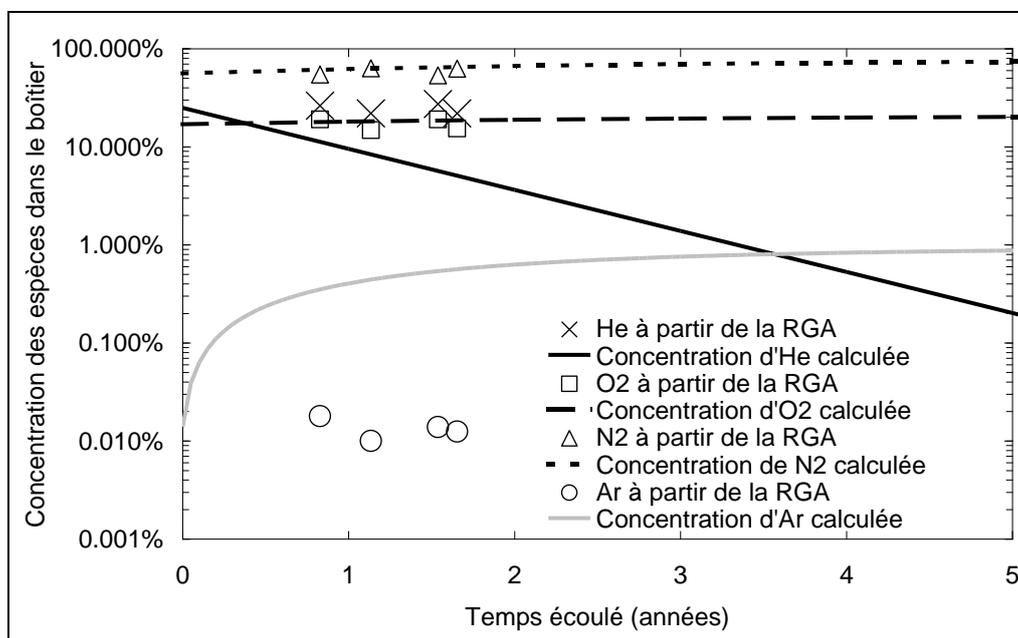


Figure 111 : Evolution de la concentration des espèces dans le boîtier sous exposition à l’air en considérant un taux de fuite mesuré de $5,5 \times 10^{-9}$ atm.cm³/s (He)

Ces concentrations ont été obtenues en calculant les pressions partielles de chaque gaz en considérant l'équation suivante [296]:

$$L_{atm} = -\frac{V_c P_0}{t} \ln \frac{p_{atm}}{p_0} \quad (84)$$

où p_{atm} est la pression du (ou des) gaz à l'intérieur du boîtier à l'instant t et p_0 est la pression initiale.

Comme on peut le remarquer sur la Figure 111, l'accord entre les pressions partielles de chaque gaz et les valeurs mesurées par RGA n'est pas bon. Le taux de fuite d'hélium mesuré est trop élevé car la concentration d'hélium calculée sous-estime celle qui est mesurée tandis que la concentration d'argon calculée est bien supérieure à celle mesurée.

Comme décrit par H. Greenhouse, la mesure du taux de fuite selon la norme MIL-STD peut être erronée si de l'hélium reste piégé dans les parois du boîtier ou est absorbé par la fibre [300]. L'atmosphère du boîtier contient entre autres de l'hélium (autour de 20 %), nous avons donc mesuré le taux de fuite de deux autres boîtiers sans bombage préalable. Un taux de fuite de $2-2,5 \times 10^{-10}$ atm.cm³/s est obtenu, ce qui correspond à la limite asymptotique des courbes de la Figure 111 lorsque la durée après bombage augmente. Les résultats de la Figure 112 ont été obtenus en calculant les quantités d'espèces gazeuses présentes dans le boîtier en fonction du temps en considérant le taux de fuite asymptotique.

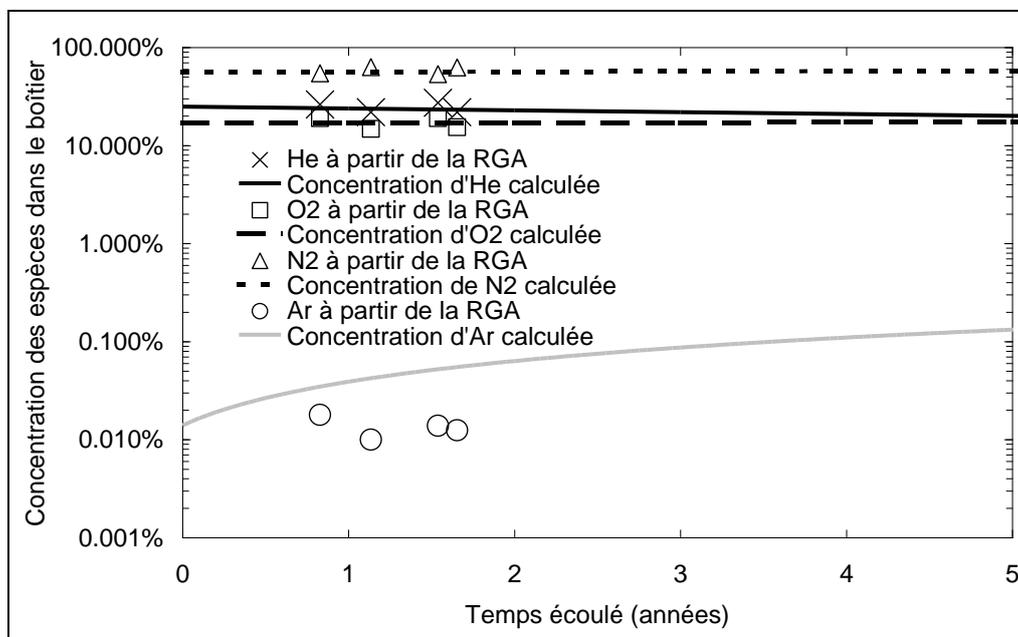


Figure 112 : Evolution de la concentration des espèces dans le boîtier sous exposition à l'air en considérant un taux de fuite mesuré de $2,5 \times 10^{-10}$ atm.cm³/s (He)

Nous mettons clairement en évidence le bon accord entre le calcul des pressions partielles et les mesures de RGA en particulier pour l'hélium. L'hypothèse proposée envisageant que l'hélium soit resté piégé à la surface du boîtier lors du bombage, faussant la mesure du taux de fuite, reste tout à fait plausible.

Notons qu'à travers ce test, il est mis en évidence la limite d'utilisation de la norme MIL-STD pour la qualification des composants optoélectroniques. Si le boîtier contient de l'hélium il n'est pas nécessaire de procéder au bombage. Dans le cas d'une utilisation de la technique de bombage, on peut également désorber l'hélium des parois en chauffant le boîtier pendant 30 min à 125°C par exemple [300].

En utilisant l'équation (84), et après avoir vérifié la valeur du taux de fuite du boîtier, nous sommes en mesure de calculer la pression à l'intérieur de celui-ci lorsque le composant est placé dans le vide. La Figure 113 représente le suivi de la pression à l'intérieur du boîtier en fonction de la durée d'une mission spatiale pour trois valeurs de taux de fuite lorsque le composant est placé en ambiance ultravide (10^{-10} atm).

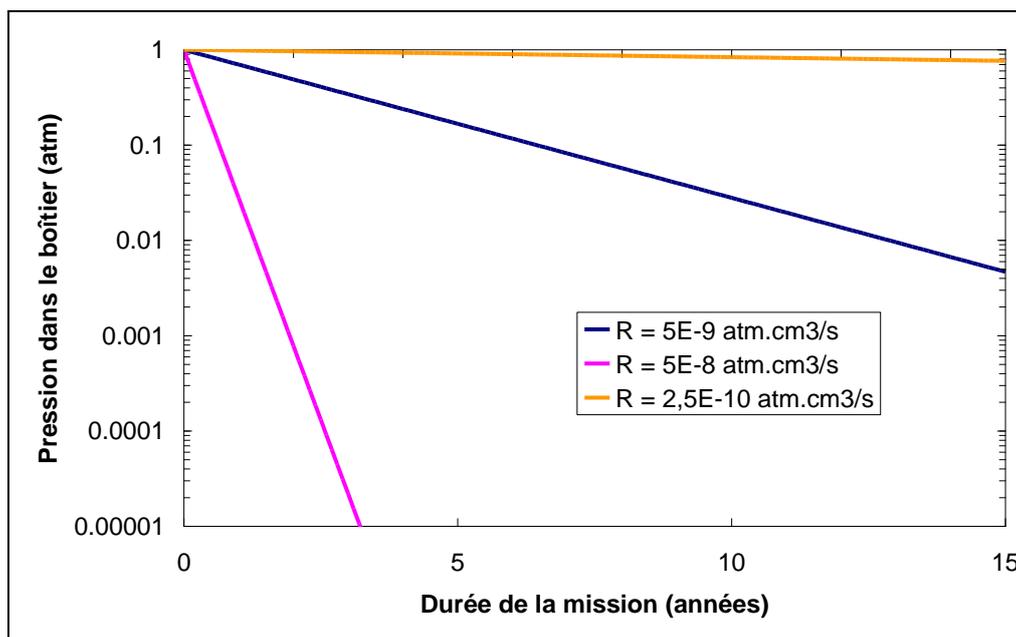


Figure 113 : Prévion de la pression résiduelle dans le boîtier du composant placé en ultravide en fonction de la durée d'une mission spatiale obtenue pour trois valeurs de taux de fuite

On remarque que lorsque le taux de fuite égale le critère de rejet de la norme MIL-STD (5×10^{-8} atm.cm³/s), la pression dans le boîtier diminue rapidement dans le temps. Après 6 ans, le gaz dans le boîtier a complètement disparu, mettant en avant le risque d'apparition de défaillances des

diodes Laser mis en évidence lors du vieillissement accéléré sous vide secondaire. Le critère de rejet imposé par la MIL-STD n'est clairement pas suffisant pour tester l'herméticité de composants optoélectroniques destinés à fonctionner sous vide.

La pression à l'intérieur du boîtier au bout de 15 ans d'exposition en ultravide a été extraite de la Figure 113 en fonction du taux de fuite mesuré puis reportée dans le Tableau 30.

Taux de fuite mesuré (atm.cc/s)	$2,5 \times 10^{-10}$	5×10^{-9}	5×10^{-8}
Pression dans le boîtier (atm)	0,8	5×10^{-3}	10^{-10}

Tableau 30 : Pression dans le boîtier au bout de 15 ans d'exposition en ultravide pour différentes valeurs du taux de fuite

On remarque dans ce tableau qu'avec la bonne valeur du taux de fuite, telle qu'elle a été vérifiée par la technique de RGA, **la pression dans le boîtier au bout de 15 ans est de 0,8 atm**. On peut supposer que l'herméticité du boîtier est suffisante pour que la diode Laser ne présente pas de défaillance liée au vide pour le profil de mission envisagé.

III.5 Estimation de la durée de vie des diodes Laser vieilles sous vide prolongé

Les résultats de vieillissement sous vide ont permis de calculer le taux de défaillance en conditions opérationnelles (λ_v) des diodes Laser. Sous vide, la population statistique des composants testés reste faible et la distribution statistique est inconnue car à notre connaissance, le mécanisme de dégradation observé dans cette thèse a été peu étudié et/ou les résultats ont été peu publiés.

Afin d'estimer la fiabilité des composants fonctionnant sous vide, on doit donc ajuster les données expérimentales avec une distribution statistique [301]. Nous aurions pu utiliser un modèle d'Eyring décrit par l'équation (13), mais le faible nombre d'échantillons et surtout les inconnues portant sur la dépendance en température et en pression de la vitesse de dégradation ne le permettent pas. Dans ce cas, un test dit de χ^2 (chi-deux) a été réalisé uniquement sur les composants dont le boîtier est percé. Cette méthodologie est appropriée pour comparer des valeurs expérimentales avec une valeur critique selon un intervalle de confiance, indépendamment de l'identification du mécanisme de dégradation. Le taux de défaillance est donné par :

$$\lambda_v = \frac{\chi^2 \times 10^9}{2 \times AF \times d_{test}} \quad (85)$$

où χ^2 est la valeur du chi-deux, AF est le facteur d'accélération donné par l'équation (54) et d_{test} est la durée de test cumulée.

Le taux de défaillance est tracé en fonction du facteur d'accélération, pour deux intervalles de confiance (UCL de 60 et 90%), sur la Figure 114.

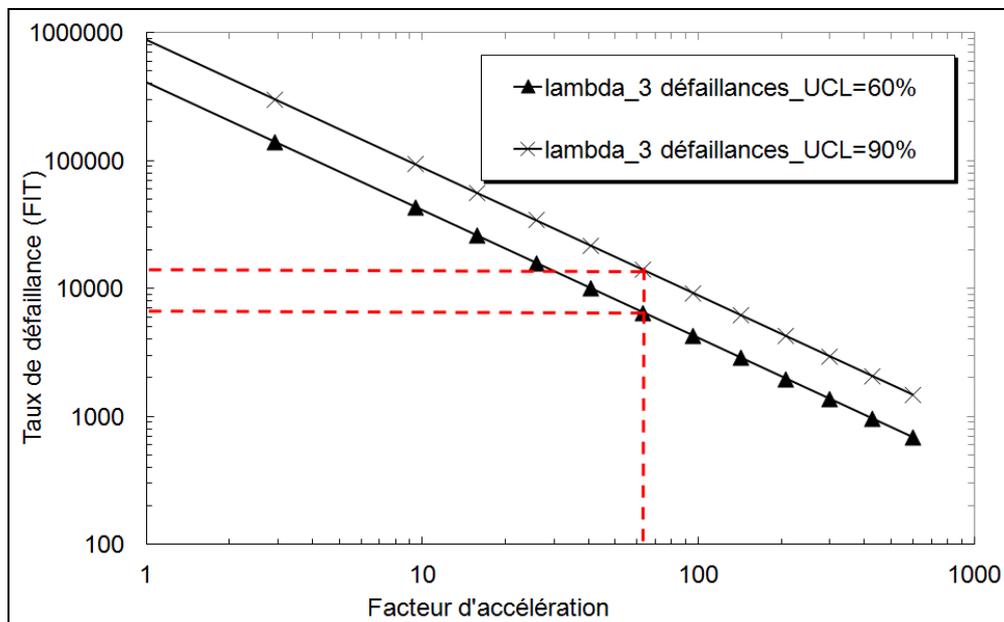


Figure 114 : Taux de défaillance calculé en fonction du facteur d'accélération pour deux intervalles de confiance (UCL). A 6500 FIT, la valeur du facteur d'accélération est de 63 et la durée cumulée de test est de 10184h

En se basant sur un intervalle de confiance de 60% et un taux de défaillance de 6500 FIT, la durée moyenne avant l'apparition d'une défaillance (MTBF : *Mean Time Before Failure*) dans le vide est égale à l'inverse du taux de défaillance, soit 17 ans et demi (à condition que le taux de défaillance reste constant sur la durée de vie des composants).

A titre de comparaison et à partir des données de fiabilité fournies par le fabricant sur des diodes Laser vieilles dans l'air, le taux de défaillance λ_a qui a été calculé dans l'air est égal à 7,7 FIT. Comme pour le vieillissement sous vide, ce taux de défaillance a été obtenu en considérant une température nominale de fonctionnement de 40°C et un courant de 500 mA (conditions typiques d'une mission spatiale).

Comme nous l'avons vu précédemment, l'herméticité du boîtier est critique pour l'estimation de la durée de vie des modules dans le vide. Les dégradations observées doivent apparaître pour une certaine valeur critique de la pression, toute la difficulté réside dans la détermination de cette valeur constituant donc un critère de défaillance. Comme représenté schématiquement sur la Figure 115, le taux de défaillance à l'initial, c'est-à-dire lorsque l'atmosphère du boîtier est intacte (pression de 1 atm), sera proche de 7,7 FIT tandis que lorsque la pression à l'intérieur du boîtier est voisine du vide résiduel (10^{-10} atm), le taux de défaillance pourra atteindre 6500 FIT.

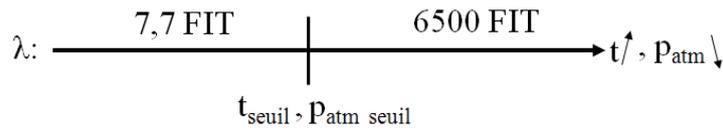


Figure 115 : Représentation schématique de l'évolution du taux de défaillance avec la pression

Il est à présent pertinent de s'interroger sur la valeur du seuil en pression (p_{atm_seuil}) et sur le temps (t_{seuil}) à partir desquelles les défaillances peuvent apparaître. Si l'on reprend l'équation (84) pour la variation de la pression en fonction du taux de fuite et que l'on considère une dépendance du taux de défaillance avec la pression, on peut écrire :

$$p_{atm} = p_0 \exp\left(\frac{-t_{seuil}}{\tau}\right) \quad (86)$$

$$\text{où } \tau = \frac{V_c P_0}{L_{atm}}$$

On peut ainsi calculer le MTBF en fonction du taux de fuite mesuré en reprenant les équations (82) et (86). Les résultats sont mis en lumière sur la Figure 116 en considérant plusieurs valeurs de p_{atm} .

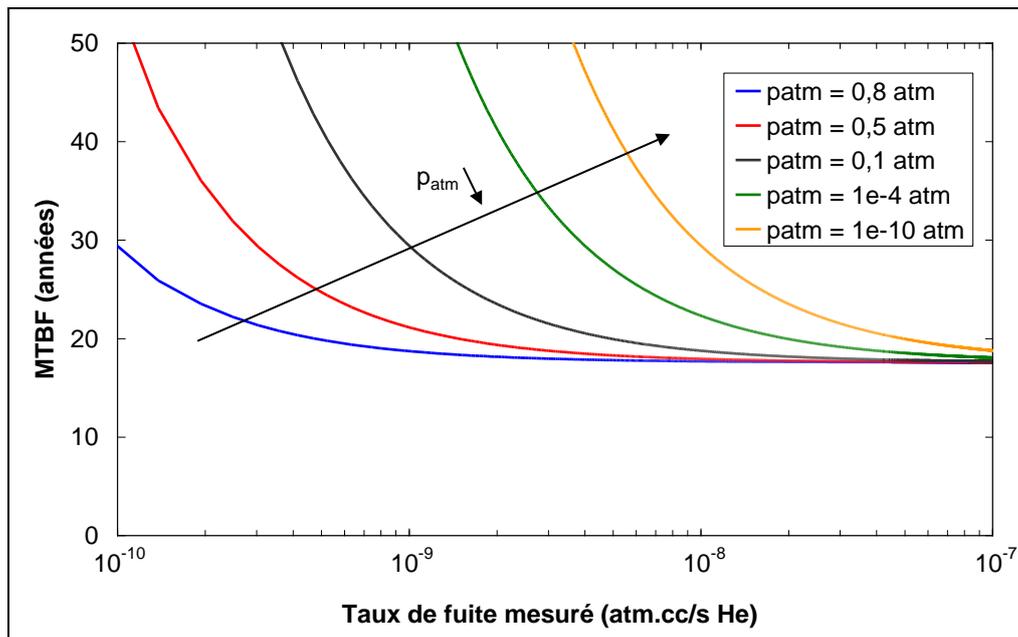


Figure 116 : Estimation du MTBF en fonction du taux de fuite mesuré R en considérant plusieurs valeurs de pression interne

Il est clairement démontré que le MTBF augmente considérablement lorsque le seuil de pression diminue. Des valeurs de MTBF extraites de la Figure 116 sont reportées dans le Tableau 31.

Taux de fuite mesuré (atm.cc/s)	Critère d'herméticité correspondant au taux de fuite	Seuil de pression (atm)	MTBF (années)
$2,5 \times 10^{-10}$	Mesuré sur le module	0,8	26
5×10^{-8}	MIL-STD	0,8	17,6

Tableau 31 : Valeurs de MTBF extraites de la Figure 116 pour deux valeurs du taux de fuite mesuré

Pour un taux de fuite tel que celui des modules 1994SGP ($2,5 \times 10^{-10}$ atm.cm³/s He), ne sachant pas précisément quel mécanisme est à l'origine des défaillances observées dans le vide, **on peut être confiant sur la fiabilité du composant pour une longue mission spatiale (typiquement 20 ans)**. On voit cependant que le critère d'herméticité de la MIL-STD n'est pas pertinent pour tester ces diodes Laser pour une mission spatiale en ultravide.

Notons par ailleurs que si les défaillances sont induites uniquement par l'absence de convection, l'herméticité du boîtier n'est pas le seul facteur limitant la durée de vie du composant dans l'Espace. En environnement spatial, la gravité est négligeable (au-delà de 250 km l'accélération varie entre 10^{-4} et 10^{-8} g). Dans le boîtier, la chaleur est évacuée par convection grâce à la force exercée par le gradient de densité entre la source de chaleur (la puce) et l'environnement (poussée d'Archimède). En l'absence de gravité, cette force est négligeable donc l'échange de chaleur par convection aussi. Cela signifie qu'un module très hermétique fonctionnant dans l'espace pourrait présenter les mêmes symptômes de défaillance que ceux vieillis dans le vide. Cette étude n'a pas eu pour objectif d'évaluer l'influence de la microgravité car les moyens d'essais existants ne permettent pas d'envisager des tests prolongés de vieillissement (un vol parabolique permet d'être en conditions de microgravité pendant 30s).

Pour pouvoir tester les composants pendant plusieurs milliers d'heures il faudrait donc se placer à 250 km d'altitude. La solution proposée initialement (vieillissement sous vide avec injection de plusieurs types de gaz sous faible fuite) permettrait de comprendre plus finement le rôle de la convection sur les défaillances des diodes Laser.

IV. Analyse des dérives de l'accroche entre la puce et le réseau de Bragg des diodes Laser

Introduction : Rappelons les principaux résultats du chapitre 3. Une diode Laser irradiée aux rayons gamma a présenté des problèmes d'accroche en longueur d'onde à 65°C. L'application originale de phases successives d'irradiation et de recuit ont permis de mettre en évidence une dégradation des performances du réseau de Bragg sous irradiation aux rayons gamma. L'analyse des différents paramètres physiques traduisant le comportement de ce dispositif a permis de conclure que la réflectivité du réseau avait diminué. Une diode Laser a également présenté des problèmes de stabilisation en longueur d'onde à 65°C après exposition à de la vapeur d'eau. Nous avons prouvé par des essais complémentaires que de l'eau s'était introduite au niveau du "boot" (gaine protégeant la fibre à la sortie du boîtier), entraînant des perturbations dans le couplage optique.

Les caractéristiques spectrales en fonction de la température d'une diode Laser se sont dégradées, ainsi que son rendement, après un essai de choc mécanique. L'hypothèse d'un désalignement optique lié au choc a été avancée.

Afin de valider les hypothèses proposées au chapitre 3, le gain du Laser a été calculé en fonction de la température et les conditions d'accroche ont été posées. L'objectif est de vérifier par le calcul que les dérives des caractéristiques spectrales des diodes Laser sont bien reliées aux contraintes environnementales appliquées lors des essais. Une approche expérimentale de détermination du gain, telle que celle proposée par Hakki et Paoli [302], est également possible. Mais la longueur de la puce (3,9 mm) rend difficile la réalisation de l'expérience : la résolution de l'OSA est trop faible (0,1 nm) [169]. La réflectivité du réseau de Bragg a été également mesurée après irradiation aux rayons gamma et après recuit afin de valider les résultats de modélisation.

IV.1 Evaluation analytique du gain du Laser

La diode Laser est constituée d'un seul puits quantique InGaAs/GaAs confiné par une série de couches de confinement en AlGaAs.

Au premier ordre et comme seul le puits quantique contribue à l'amplification, nous avons donc considéré dans notre modèle un puits isolé de 10 nm de largeur en $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ contraint en compression. Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 1, une telle contrainte modifie les niveaux d'énergie dans la bande de valence en élevant ceux des trous lourds au-delà des bandes des trous légers ce qui permet d'émettre à d'autres longueurs d'onde que celle imposée par le matériau massif. Ces niveaux d'énergie sont obtenus en résolvant l'hamiltonien 6×6 Pikus-Bir (simplifié en 4×4 en ne

considérant pas les bandes de split-off) qui tient compte de la déformation du cristal et permet de calculer la structure de bande sur les trois dimensions ; le minimum d'énergie n'étant pas toujours situé là où le vecteur d'onde est égal à zéro [303]. La largeur de la bande interdite étant assez élevée (autour de 1,12 eV pour l'InGaAs), on suppose que les niveaux de la bande de conduction et de la bande de valence sont découplés, tout comme les bandes de split-off qui sont positionnées bien au-dessous des bandes des trous lourds et légers. Enfin on ne tient pas compte de la renormalisation du bandgap car l'énergie de la bande interdite n'augmente que de quelques meV lorsque le taux d'injection augmente d'un facteur 10 [304]. Les calculs et la méthode de résolution sont détaillés en annexe. Les caractéristiques de variation du gain en fonction de la longueur d'onde à 300 K et pour différentes valeurs du taux d'injection sont présentées en Figure 117.

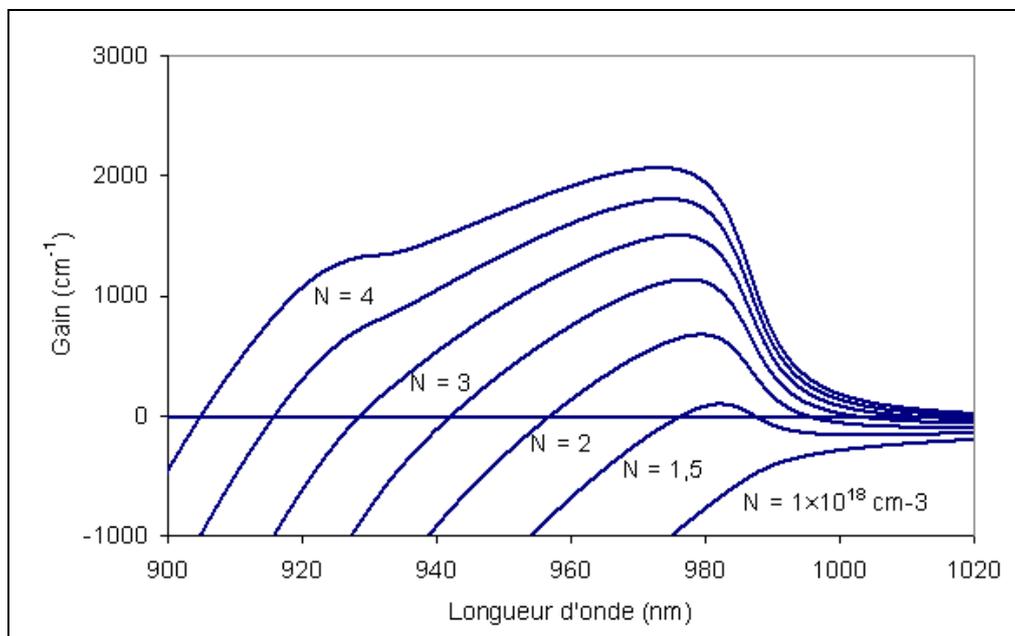


Figure 117 : Variations du gain en fonction de la longueur d'onde et pour différentes valeurs du taux d'injection à 300 K

Comme on peut le remarquer, la valeur du gain est maximale autour de 980 nm, ce qui était prévisible compte tenu de la longueur d'onde d'émission du Laser. On remarque également que lorsque le taux d'injection augmente significativement ($>3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), une deuxième transition participe au gain pour des longueurs d'onde proches de 920 nm. Pour valider le modèle, nous avons confronté nos résultats de simulation avec ceux publiés dans la bibliographie, comme indiqué en Figure 118.

On remarque un bon accord entre nos résultats et ceux obtenus dans les références [305] et [306], qu'il s'agisse d'un puits quantique en InGaAs/GaAs ou en InGaAs/AlGaAs. Les différences sont très probablement liées à la méthode de résolution et aux valeurs des paramètres matériaux choisies en entrée. Le taux d'émission spontanée amplifiée (ASE) a été également calculé et son spectre en fonction de la température est représenté sur la Figure 119 en comparaison avec les spectres

d'émission d'un Laser. On note clairement le bon accord en longueur d'onde entre l'ASE et les lobes secondaires du spectre optique à 0°C et 65°C. En effet, sans tenir compte du niveau de l'ASE qui n'est pas représentatif de l'émission du Laser, les formes de la courbe d'ASE et du lobe secondaire du spectre optique correspondent en fonction de la longueur d'onde. L'accord est également satisfaisant à 25°C, température où le maximum du gain et le maximum de l'ASE sont proches de la longueur d'onde du réseau de Bragg.

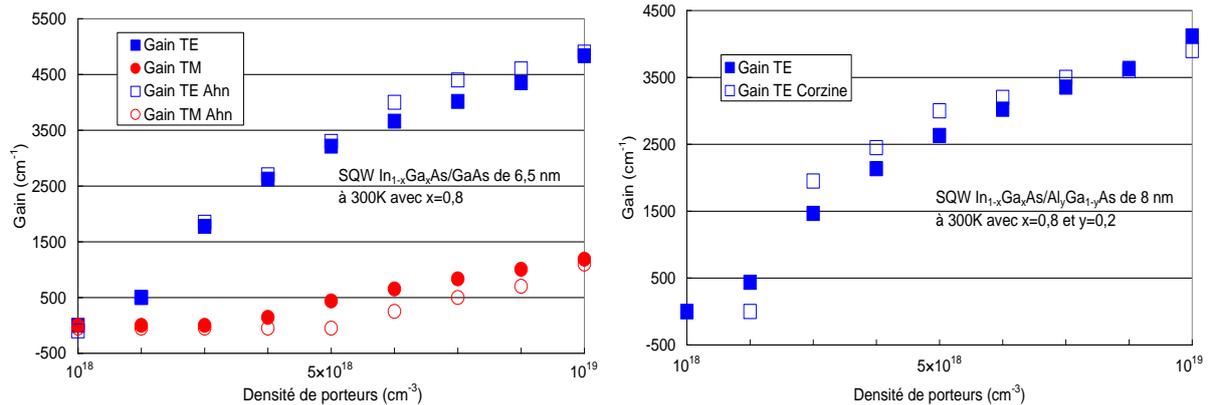


Figure 118 : Comparaison du maximum de gain calculé dans un puits quantique contraint avec les résultats obtenus par Ahn *et al.* et Corzine *et al.* [305],[306]. Les propriétés du Laser étudié dans chaque article sont précisées en légende.

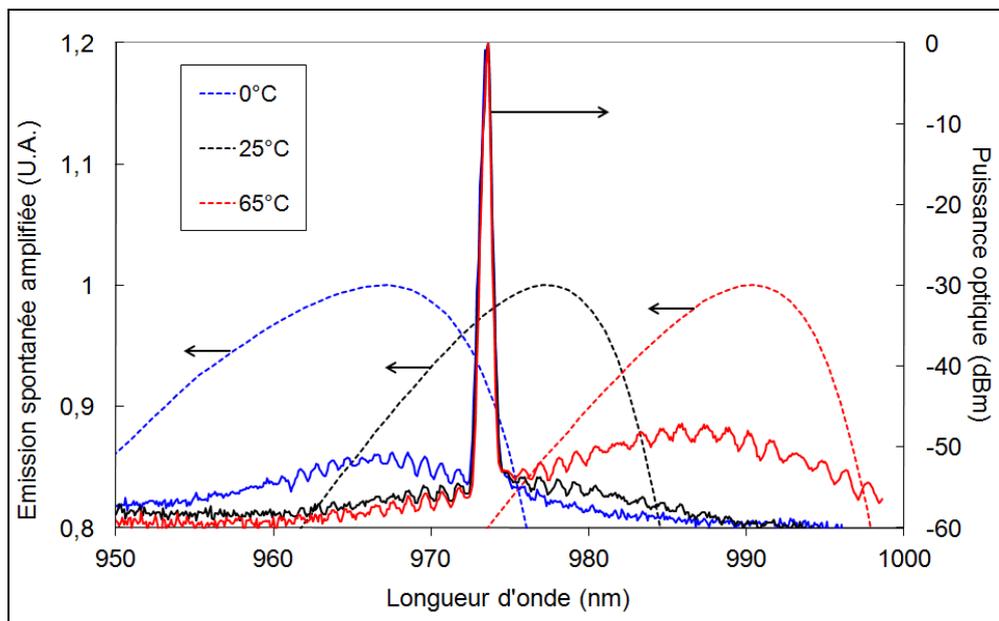


Figure 119 : Variation de l'émission spontanée amplifiée calculée (en pointillés) et du spectre optique mesuré sur une pompe (en traits pleins) pour trois températures en fonction de la longueur d'onde

La dépendance en température du modèle vient d'être validée par la comparaison avec les résultats expérimentaux. L'objectif est maintenant de tenir compte de la contre-réaction optique exercée par le réseau de Bragg sur la condition de seuil du Laser, et de mettre en évidence l'impact d'une baisse de la réflectivité du réseau ou d'une modification du couplage optique sur cette condition de seuil.

IV.2 Synthèse et analyse des résultats obtenus après les essais sous rayons gamma et thermomécaniques

Cette partie a pour objectif de vérifier, par l'intermédiaire du modèle développé de calcul du gain du Laser que des modifications des propriétés du réseau de Bragg peuvent induire des variations des caractéristiques d'émission du module. L'impact du couplage optique sur les propriétés d'émission du module sera également étudié afin d'analyser les dérives des caractéristiques d'émission après l'essai de chaleur humide et le choc mécanique.

- **Effet de la température sur le décrochage diode Laser/réseau de Bragg**

La condition d'accroche entre la diode Laser et le réseau de Bragg est donnée par l'équation (41) que nous rappelons ici :

$$g(\lambda_g) - g(\lambda_p) \geq \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{R_1}{R_{eff}(\lambda_g)} \right) \quad (87)$$

Lorsque l'accroche est peu satisfaite, comme par exemple lorsque la température n'est plus comprise dans la gamme spécifiée par le fabricant (0°C-43°C), la condition de seuil est imposée par la puce. Si l'on nomme Δg la différence entre les pertes de la cavité et le pic de gain et Δb la différence entre les pertes de la cavité et le gain à la longueur d'onde du Bragg, la condition d'accroche se résume par $\Delta g > \Delta b$.

Nous considérons ici que Δb est indépendante de la température puisque la température du réseau de Bragg est maintenue à 25°C lors des caractérisations. Le gain modal et les pertes calculés pour un taux d'injection de $1,9 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (valeur choisie juste au-dessous du seuil à 25°C) à 25°C et 65°C sont représentés sur la Figure 120.

Le modèle utilisé montre qu'à 25°C, la condition $\Delta g > \Delta b$ est pleinement satisfaite, alors qu'à 65°C l'inégalité n'est plus valable. Lorsque la réflectivité effective de la cavité externe R_{eff} diminue, la condition $\Delta g > \Delta b$ devient plus difficile à satisfaire, c'est-à-dire que les pertes à la longueur d'onde du réseau de Bragg sont plus élevées. Par conséquent une diminution de la réflectivité peut invalider l'accroche à 65°C pour certains composants, si l'on considère l'impact de la variabilité technologique locale d'un composant à l'autre. Ce qui a été observé lors des essais d'irradiation aux rayons gamma

est potentiellement lié à une baisse de la réflectivité du réseau de Bragg d'un composant. Cette hypothèse va être vérifiée analytiquement grâce au modèle développé dans cette partie.

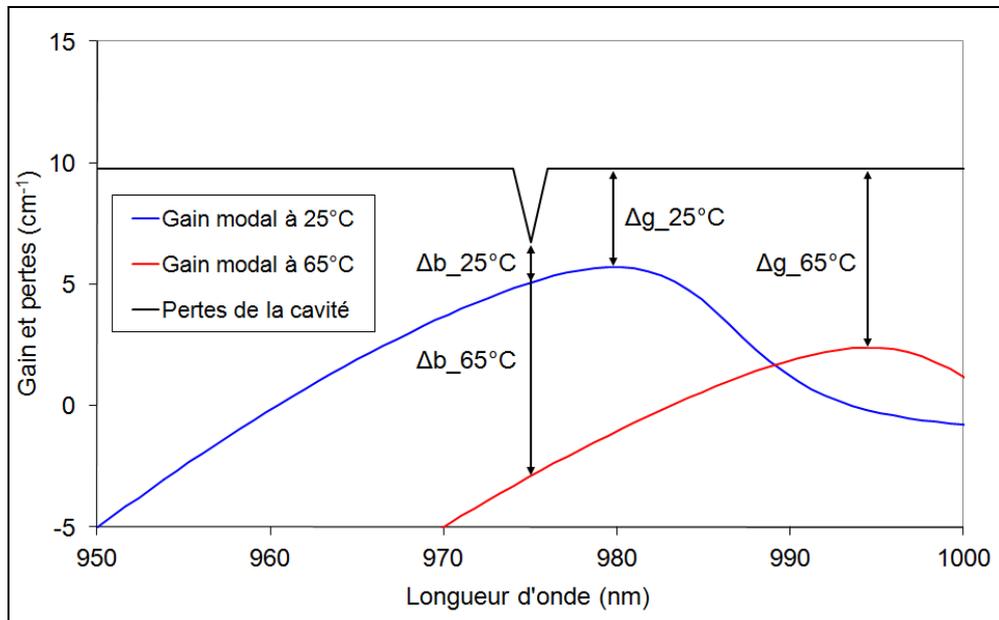


Figure 120 : Gain modal et pertes de la cavité à 25°C et 65°C

- **Impact d'une baisse de la réflectivité du réseau de Bragg sur la condition d'accroche : justification des résultats obtenus après irradiation aux rayons gamma**

Le gain au seuil a été calculé à 65°C en fonction de la réflectivité du réseau de Bragg R_g et le résultat est visible sur la Figure 121. On remarque que la plage où la condition $\Delta p > \Delta b$ est valable varie avec la réflectivité. Ainsi, plus la réflectivité diminue et plus cette plage se rétrécit. Lorsque la réflectivité du réseau est égale à 1 %, la condition d'accroche n'est plus valable et le seuil est imposé par la diode Laser. Une légère diminution de la réflectivité augmente la valeur du gain au seuil, ce qui se traduit sur le spectre optique par une mauvaise accroche et de l'émission Laser en dehors de la longueur d'onde du réseau de Bragg.

Lors des essais d'irradiation aux rayons gamma, dont les résultats sont présentés dans le chapitre 3, des instabilités sur le spectre d'émission d'une diode Laser ont été observées. Le recuit du réseau de Bragg a permis de déterminer que les rayons gamma ont dégradé le réseau. L'équation (40) montre que le couplage optique C intervient directement dans le calcul de la réflectivité effective, et traduit le pourcentage de puissance optique transmis par la puce au réseau. Ce coefficient de couplage est donc dépendant de l'atténuation dans la fibre optique, qui pourrait être augmentée sous irradiation aux rayons gamma. Le coefficient d'atténuation d'une fibre à maintien de polarisation irradiée aux rayons gamma à 50 krad peut atteindre 289 dB/km à 850 nm [307]. De plus, le coefficient d'atténuation d'une fibre monomode à 980 nm est de 75 dB/km après une exposition à des rayons gamma de 50 krad

[308]. En ramenant ces deux valeurs à la faible longueur de la fibre, l'atténuation peut être considérée comme négligeable et n'a aucun effet sur la condition d'accroche, confirmant l'hypothèse d'une baisse de la réflectivité du réseau.

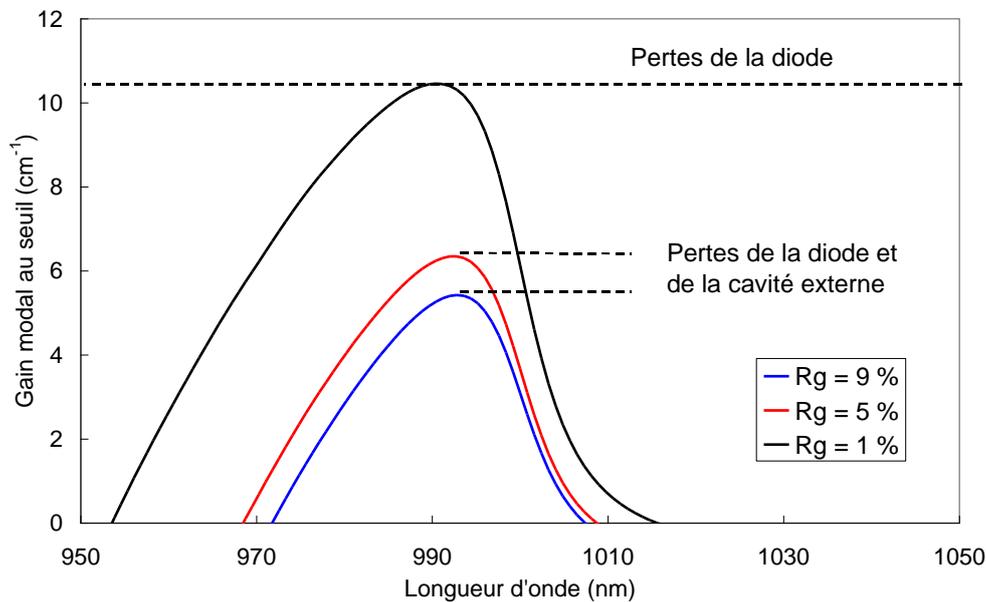


Figure 121 : Variation du gain modal au seuil calculé pour trois valeurs de réflectivité (R_g)

Notons que l'on pourrait s'attendre à une augmentation du courant de seuil et une baisse de la puissance optique si la réflectivité du réseau diminue. Cette diminution doit être peu significative, suffisamment pour favoriser l'émission Laser sur d'autres modes mais clairement pas assez pour impacter la condition de seuil.

Afin de valider les résultats de modélisation, la réflectivité du réseau de Bragg du module défaillant a été mesurée. Les résultats seront présentés dans la partie IV.3.

- **Modélisation de la variation du couplage optique et effet sur le courant de seuil après vieillissements accélérés**

Dans le chapitre 3, nous avons montré que des essais accélérés ont impacté l'accroche de modules Laser :

Test en chaleur humide

Un module a présenté des instabilités sur le spectre optique à 65°C après un essai de chaleur humide. L'exposition du boîtier à de la vapeur d'eau a permis de montrer que la fibre n'était pas détériorée et compte tenu de l'herméticité du boîtier, l'eau s'était probablement condensée sur la lentille extérieure ou sur la pointe de la fibre. Un dioptre est ainsi formé, se traduisant par une modification du coefficient de couplage par des réflexions de Fresnel. Le coefficient d'absorption de l'eau à 975 nm est

de $0,35 \text{ cm}^{-1}$, on peut donc négliger les pertes par absorption s'agissant d'une fine pellicule [309]. Le coefficient de transmission d'un dioptre T_d est donné par :

$$T_d = 1 - \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (88)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du milieu 1 et n_2 est l'indice du milieu 2.

En considérant que le coefficient de couplage initial entre la puce et le réseau de Bragg est proche de 0,7, il devient égal à 0,68 après exposition à de la vapeur d'eau. Nous avons calculé le courant de seuil et la puissance optique à deux températures en fonction du coefficient de couplage. Notons que le courant de seuil a été calculé en considérant que le courant ne circulait uniquement à travers la section du ridge, ce qui est approximatif car il faudrait tenir compte des mécanismes de conduction latérale [57]. La modélisation du courant de seuil est réalisée avec une approche qualitative afin de mettre en évidence l'impact du coefficient de couplage sur l'accroche avec le réseau. Les résultats de notre modélisation sont illustrés en Figure 122.

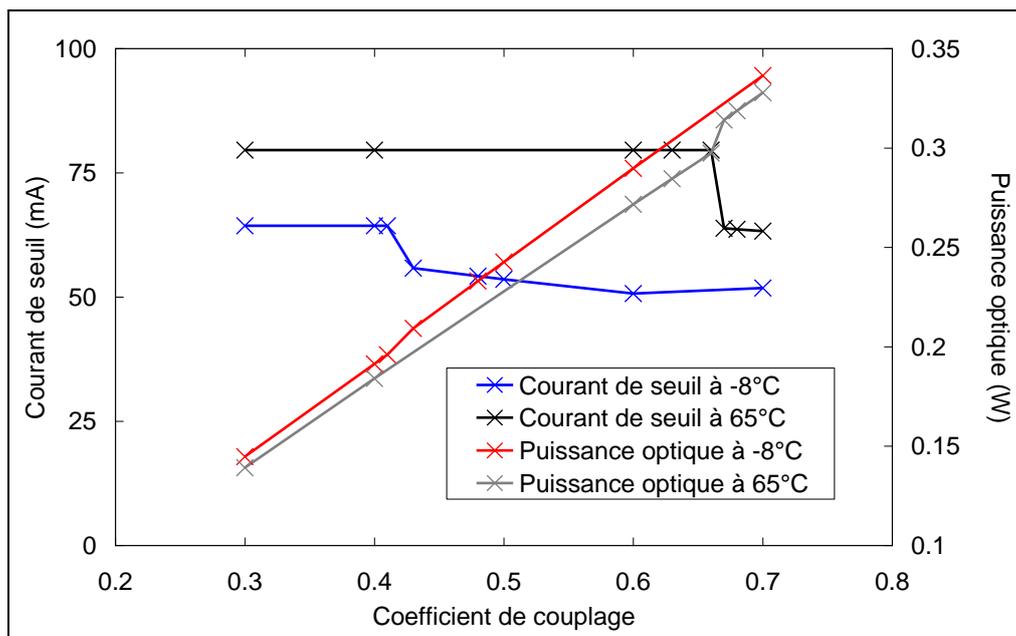


Figure 122 : Variation du courant de seuil et de la puissance optique calculés pour différents coefficients de couplage à 65°C

On remarque clairement que le coefficient de couplage influence la condition d'accroche. Logiquement, la puissance optique diminue fortement avec le couplage mais cette diminution n'est pas significative dans le cas d'un dépôt d'une couche d'eau sur les optiques. En supposant que la condition d'accroche est peu satisfaite, la faible diminution du coefficient de couplage aurait un impact négligeable sur la puissance optique et le courant de seuil et ne pourrait être uniquement détectée au travers de la mesure du spectre optique (même situation qu'après irradiation gamma).

Test en choc mécanique

Lors de l'essai de choc mécanique à 1500 g, les caractéristiques d'un composant se sont fortement dégradées : augmentation du courant de seuil (de 15%), diminution de la puissance optique (de 50%) et instabilités sur le spectre d'émission. En se basant sur les résultats de la Figure 122, on constate que la dégradation des performances du composant après choc mécanique est cohérente avec une diminution du coefficient de couplage. Le choc a probablement induit un désalignement important de l'axe optique. La puissance optique diminue et le courant de seuil augmente, notamment aux températures comprises en dehors de la plage spécifiée par le fabricant (0°C-43°C), se traduisant sur le spectre d'émission par des problèmes d'accroche.

IV.3 Validation expérimentale de la modélisation par la mesure de la réflectivité du réseau de Bragg

L'objectif de cette partie est de valider expérimentalement les résultats de modélisation concernant l'impact de la réflectivité du réseau de Bragg sur la condition d'accroche, tels qu'ils ont été présentés dans la partie précédente pour le composant irradié aux rayons gamma. Pour cela, nous avons mis en place un banc de mesure de la réflectivité de réseaux de Bragg (et par extension de composants passifs fibrés). Le schéma du banc de mesure est présenté en Figure 123.

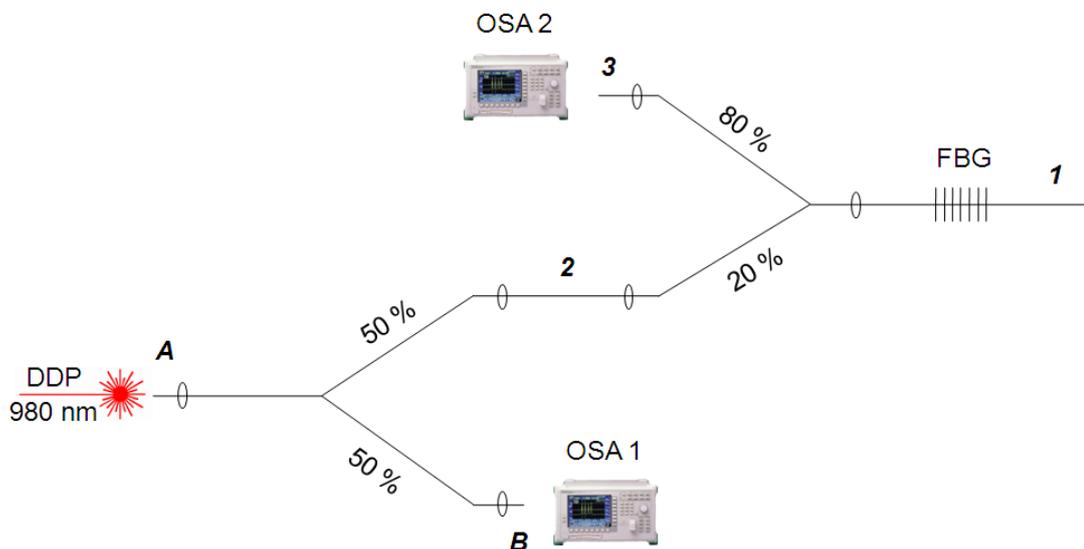


Figure 123 : Schéma du banc de mesure de la réflectivité des composants passifs

Une diode de pompe 980 nm fibrée mais non stabilisée par réseau de Bragg est utilisée comme source large bande. Celle-ci est reliée à un coupleur 50/50, dont une des voies est reliée à un analyseur de spectre optique (OSA 1). L'autre voie est reliée au port 20 % d'un coupleur 20/80, dont la voie 80 %

est connectée à un autre analyseur de spectre (OSA 2). Enfin le composant passif testé, ici un réseau de Bragg (FBG) est relié à l'entrée du coupleur 20/80.

On peut démontrer que la réflectivité du réseau de Bragg R_g se déduit de l'équation suivante :

$$R_g = \frac{G_{A \rightarrow B}}{G_{1 \rightarrow 3} G_{2 \rightarrow 1} G_{A \rightarrow 2}} \frac{P_3}{K P_B} \quad (89)$$

où $G_{A \rightarrow B}$, $G_{1 \rightarrow 3}$, $G_{2 \rightarrow 1}$, $G_{A \rightarrow 2}$ représentent les pertes de connexions déterminées expérimentalement :

$$G_{i \rightarrow j} = \frac{P_j}{P_i} \quad (90)$$

et P_i est la puissance optique mesurée au point i . Ces pertes de connexions sont intrinsèquement liées aux pertes d'insertion et aux pertes de couplage des éléments fibrés.

Le facteur K traduit le rapport entre les puissances à 980 nm mesurées sur l'OSA 1 et l'OSA 2. En effet, il n'y a pas de corrélation dans la mesure de puissance entre les deux OSA puisque les pertes de connexion sont différentes pour les deux équipements. L'acquisition simultanée des spectres optiques sur les deux OSA associée à un moyennage sur huit mesures, permettent de déterminer les spectres de réflexion du réseau de Bragg après irradiation aux rayons gamma et après la phase de recuit (5h à 85°C), présentés en Figure 124.

L'acquisition du signal de la source sur l'OSA 1 permet de s'affranchir de l'impact de la contre-réaction optique exercée par la cavité externe formée par le réseau de Bragg à caractériser et les coupleurs.

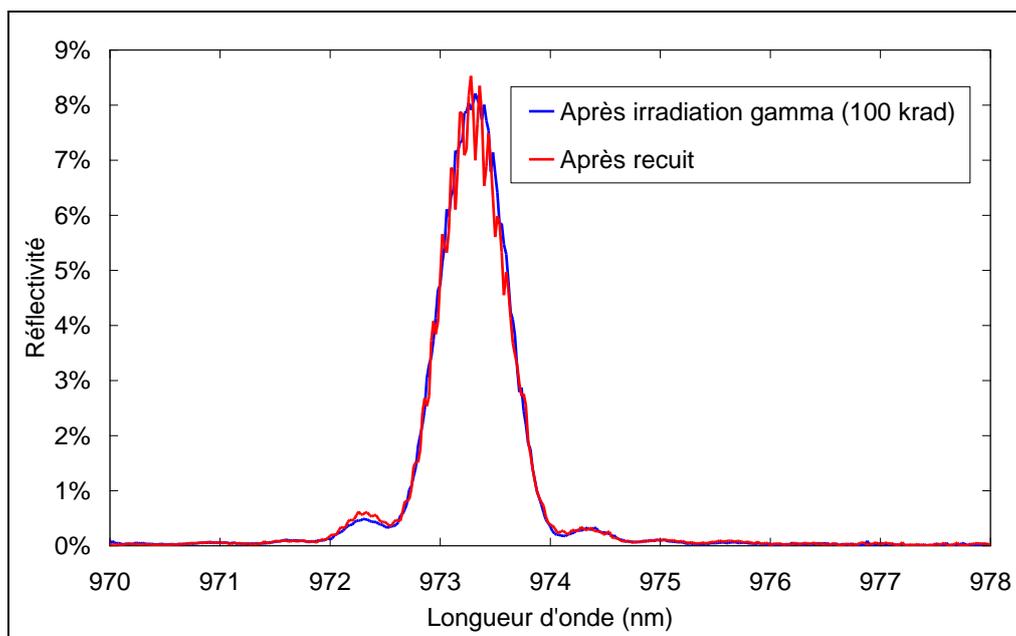


Figure 124 : Spectre de réflexion du réseau de Bragg de la pièce incriminée après irradiation aux rayons gamma (310 rad/h et 100 krad) puis recuit

La Figure 124 montre que la réflectivité après irradiation et après recuit n'a pas été impactée de manière significative. Notons que la réflectivité maximale déterminée (8,5%) est en accord avec celle du fabricant (9%).

Cette mesure montre que la mise en évidence expérimentale d'une diminution de la réflectivité induite par les radiations ionisantes reste très délicate compte tenu des erreurs de mesure de l'ordre de $\pm 1\%$. Afin de vérifier la justesse de la mesure, notamment l'impact de la puissance optique de la diode de pompe sur le spectre de réflexion, des mesures de réflectivité du réseau de Bragg ont été réalisées à plusieurs valeurs de puissance optique (donc à plusieurs valeurs de courant dans la diode). Les résultats sont présentés en Figure 124.

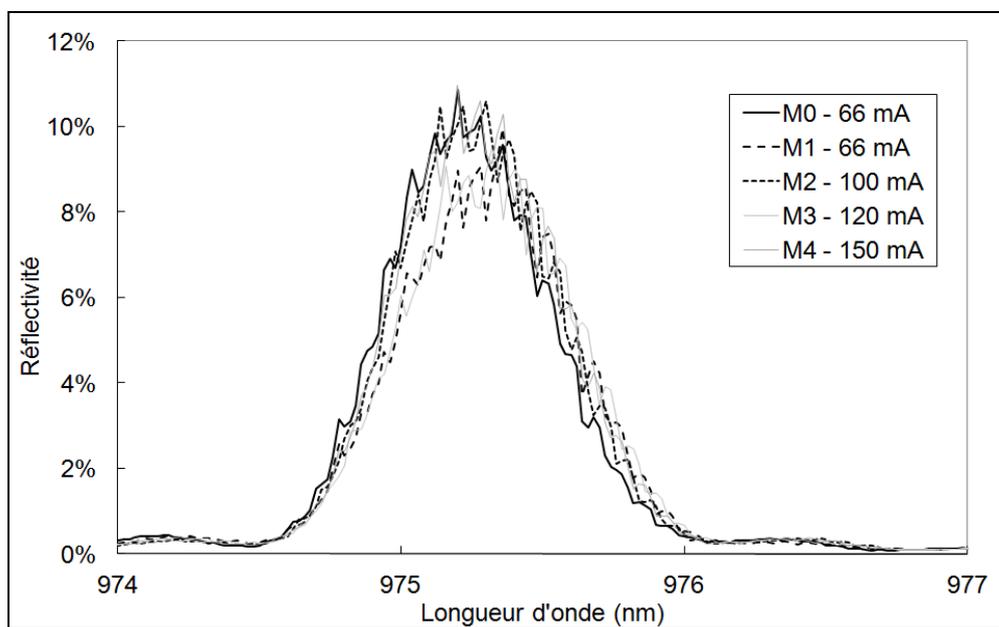


Figure 125 : Réflectivité d'un réseau de Bragg mesuré pour différentes valeurs de courant d'alimentation de la diode Laser

Cette figure montre la relative indépendance de la réflectivité vis-à-vis du courant de la diode de pompe et montre également à quel point la mesure est délicate, ce qui justifie la méthode de moyennage utilisée.

Même si aucune diminution significative de la réflectivité n'a pu être clairement mise en évidence, un impact sur la condition d'accroche avec la diode Laser est envisageable comme le montre les travaux de M.K. Davis *et al.* [100]. Dans ce cas, et en tenant compte du fait que la condition d'accroche ne soit pas pleinement satisfaite quelle que soit la température considérée, un risque d'observer une émission Laser en dehors de la longueur d'onde du réseau de Bragg reste donc possible. Cependant l'impact sera négligeable: les diodes Laser sont généralement stabilisées en température autour de 20°C pour

des applications spatiales, ce phénomène de décrochage ne sera pas observé à cette température après irradiation aux rayons gamma.

V. Conclusion sur l'analyse des résultats

Dans ce chapitre, nous avons démontré l'intérêt d'utiliser la modélisation des mécanismes physiques de dégradation pour l'estimation de la durée de vie de diodes Laser et de photodiodes en environnement spatial. Le chapitre précédent a mis en lumière quatre points importants pouvant affecter la fiabilité des composants et le chapitre 4 a permis de les analyser finement.

Effet des protons sur la durée de vie des photodiodes InGaAs

Sous l'effet des radiations spatiales, et plus particulièrement des protons, il a été mis en évidence l'augmentation de trois décades du courant d'obscurité des photodiodes. L'origine de cette augmentation a été déterminée en modélisant, en fonction de la température, la caractéristique I-V du composant. En-dessous de 25°C, le courant d'obscurité est principalement lié à la génération des porteurs de charge, assistée par le champ électrique. Au-dessus de 25°C, le courant de diffusion domine. Ensuite l'effet des protons, sur les propriétés physiques du matériau, a été pris en compte; ce qui nous a permis d'estimer l'évolution du courant d'obscurité en fonction du temps mais également en fonction de l'épaisseur du blindage du satellite pour le type de mission défini. En fixant comme critère de défaillance, une valeur de courant d'obscurité égale à 10 nA à 25°C pour une polarisation de -5 V, la durée de vie des photodiodes est estimée à 15 ans. Les photodiodes irradiées ont été vieillies en conditions accélérées. Les composants ont été ensuite caractérisés et aucune dérive notable des performances des photodiodes n'a été observée. La durée de vie du composant est donc conditionnée uniquement par la dérive du courant d'obscurité sous irradiation.

Effet du vide sur la durée de vie des diodes Laser

Lors du vieillissement sous vide, nous avons observé des défaillances soudaines et irréversibles, de type COD (Catastrophic Optical Damage), sur des diodes Laser dont la puce a été volontairement exposée à la basse pression prolongée (sous boîtier ouvert). La modélisation de la caractéristique I-V avant et après défaillance montre qu'il existe des défauts probablement situés dans une zone proche de la zone active ou dans les couches de confinement. Une analyse physique de défaillance a ensuite été menée et a confirmé les résultats de la modélisation. Aucune trace de contamination organique n'a été détectée sur le miroir en face avant d'une diode Laser défaillante. Des défauts ont été mis en évidence tout au long du ridge par cathodoluminescence. Des essais complémentaires ont été conduits, notamment un vieillissement sous contraintes échelonnées et sous différentes pressions afin de mettre en évidence le rôle joué par la pression et la température sur les défaillances observées sous vide.

Plusieurs scénarii ont été proposés puis certains ont été écartés compte tenu de l'ensemble des résultats. Il en résulte que seule la contrainte thermomécanique générée par l'échauffement local des matériaux en absence de convection naturelle, qui se propage jusqu'à la zone active sous l'action conjuguée du courant et de la température, semble pouvoir être à l'origine de ces défaillances. Néanmoins, comme aucune défaillance n'a été constatée sur des composants hermétiques (boîtier fermé), l'herméticité reste le paramètre crucial conditionnant la durée de vie des Lasers dans le vide. Nous avons donc calculé la variation de la pression à l'intérieur du boîtier du composant en fonction du temps. Au bout de 15 ans, cette pression diminue de 20%, atteignant 0,8 atm lorsque la diode Laser fonctionne sous vide.

La durée de vie des composants sous vide a ensuite été estimée en considérant l'herméticité du boîtier et le taux de défaillance des composants vieillissant sous vide dont le boîtier a été percé. Le taux de défaillance est égal à 6500 FIT, soit un MTBF (*Mean Time Before Failure*) de 17 ans et demi pour des composants considérés comme non hermétiques. Si l'on définit comme critère de défaillance, une valeur de pression interne de 0,8 atm, avec un taux de fuite de $2,5 \times 10^{-10}$ atm.cc/s, la valeur du MTBF des diodes Laser hermétiques, fonctionnant sous vide, atteint alors 26 ans.

Effet des radiations ionisantes sur l'accroche entre la diode Laser et le réseau de Bragg

L'émission des diodes Laser est stabilisée par la présence d'un réseau de Bragg photoinscrit dans la fibre optique. Après irradiation aux rayons gamma, des problèmes d'accroche ont été observés sur un module pour une température de caractérisation de 65°C générant une mauvaise stabilisation à la longueur d'onde du réseau. L'alternance de phases d'irradiation et de recuit ont permis de mettre en évidence une dégradation spécifique du réseau de Bragg sous irradiation aux rayons gamma. Le gain du Laser a ensuite été calculé par une modélisation analytique afin d'analyser le comportement du système diode Laser/réseau de Bragg soumis aux radiations ionisantes. Il a été ainsi prouvé qu'une diminution de la réflectivité du réseau de Bragg même faible (quelques %), pouvait affecter le spectre d'émission des diodes Laser. Afin de valider les résultats de modélisation, un banc de caractérisation de la réflectivité des réseaux de Bragg a été mis en place. La réflectivité du réseau de Bragg du module dégradé a été mesurée après irradiation et après une phase de recuit mais aucune dérive notable n'a pu être quantifiée. Les erreurs de mesure d'une valeur de $\pm 1\%$ étant probablement du même ordre de grandeur que la dérive de la réflectivité après irradiation aux rayons gamma, la validation expérimentale d'une baisse de la réflectivité reste donc délicate.

Effet d'une modification du couplage optique sur l'accroche entre la diode Laser et le réseau de Bragg

Dans le chapitre 3, des difficultés de stabilisation en longueur d'onde à 65°C d'un module stocké en chaleur humide ont été mises en lumière. Le modèle de gain, ainsi que le calcul de la condition

d'accroche de la diode Laser avec le réseau de Bragg ont permis de prouver que l'essai de chaleur humide a perturbé le couplage optique par le dépôt d'une couche d'eau sur la lentille ou la pointe de la fibre.

La puissance optique d'un module, soumis à un choc mécanique de 1500g, a diminué de 50%. Des instabilités sur le spectre optique ont également été constatées sur ce composant mais pour des températures non comprises dans la plage d'utilisation commerciale spécifiée par le fabricant (0-43°C). Le modèle de gain et le calcul de la condition d'accroche montrent que le choc mécanique a induit un désalignement optique, se traduisant par une diminution de la puissance optique et des instabilités sur le spectre d'émission.

Conclusion générale

Ce travail de thèse s'inscrit dans la thématique de recherche de l'équipe « Evaluation des Dispositifs Micro et Nano-Assemblés » (EDMiNA) du Département « Conception-Fiabilité » (COFI) du Laboratoire IMS. Il a été mené au sein de la société AdvEOTec, dans le cadre d'une collaboration entre le CNES, le Laboratoire IMS, AdvEOTec et le fondateur 3SPhotonics.

Le principal objectif de cette thèse s'est focalisé sur l'évaluation de la fiabilité en environnement spatial de composants optoélectroniques provenant d'une filière technologique de haute fiabilité : les diodes Laser de pompe émettant à 980 nm et les photodiodes InGaAs détectant dans l'infrarouge ; toutes deux utilisés pour des applications sous-marines de télécommunications par fibre optique à haut débit.

Ce sujet est pleinement en accord avec les actions de recherche menées au laboratoire puisqu'il contribue au renforcement des compétences dans l'analyse physique de la fiabilité de composants optoélectroniques en environnement sévère. La particularité du contenu de l'étude réside en l'estimation de la durée de vie en environnement spatial d'un composant développé et commercialisé pour un autre champ d'applications. Les contraintes imposées aux matériaux étant totalement différentes dans l'Espace et sur Terre, la spatialisation de composants électroniques et optoélectroniques nécessite d'avoir une approche méthodologique d'évaluation basée sur l'analyse physique des technologies. C'est dans ce contexte que ce travail de thèse s'est construit, en proposant et en conduisant des essais destinés à simuler les contraintes de l'environnement spatial puis en analysant les résultats obtenus pour proposer une prévision de la fiabilité basée sur l'interaction entre la modélisation et l'expérience.

- Le **premier chapitre** a situé tout d'abord le contexte de l'optoélectronique pour des applications spatiales en identifiant les différents éléments présents à bord de la plateforme et de la charge utile d'un satellite. Les principales missions spatiales susceptibles d'intégrer des composants optoélectroniques ont été présentées (télécommunications, sciences, imagerie...) ainsi que les principaux avantages apportés par cette technologie (gain en masse, insensibilité aux EMI...). Ensuite les propriétés environnementales de l'Espace ont été décrites afin de mettre en évidence les contraintes sévères imposées aux équipements lors d'une mission spatiale (radiations, vide et contraintes thermomécaniques). Un état de l'art des diodes Laser de pompe et des photodiodes InGaAs a également été mené pour décrire les technologies des composants qui ont été étudiés dans cette thèse. Enfin les principales notions de fiabilité ont été rappelées.

- Afin d'évaluer la fiabilité des composants, il est nécessaire de se baser sur des paramètres fonctionnels ou indicatifs susceptibles d'évoluer tout au long des essais. Le **second chapitre** est donc dédié à la description des bancs de mesure et des caractéristiques des composants. Ces bancs, au nombre de trois, sont basés dans les locaux d'AdvEOTec :

- Le banc LISA permet de mesurer les caractéristiques des diodes Laser. Les mesures réalisées sont le spectre optique, l'I-V et le P-I.
- Le banc AdvEOVac est un banc de caractérisation de composants optoélectroniques sous ultravide. Les mesures sont identiques à celles menées sous LISA mais intègre le contrôle de la pression.
- Le banc de caractérisation des photodiodes BESS permet de réaliser des mesures de courant d'obscurité, de bruit, de réponse spectrale, de capacité et de pertes par réflexion.

A partir de ces caractéristiques, des paramètres rendant compte des particularités fonctionnelles du composant ont pu être extraits et suivis tout au long des essais. Par exemple :

- La puissance optique des diodes Laser à 500 mA et 25°C est de 300 mW.
- Le courant d'obscurité des photodiodes à -5V et 25°C est d'environ 10^{-10} A.

Les performances électro-optiques des diodes Laser ont été également comparées sous air et sous ultravide. Aucune différence notable des caractéristiques n'a été observée; l'écart de puissance optique entre l'air et le vide est par exemple de 2,7%. Par ailleurs, l'adéquation entre les mesures effectuées et le comportement théorique des paramètres démontre la justesse des mesures réalisées sur les trois bancs.

- L'objectif du **troisième chapitre** est de présenter les essais menés sur les diodes laser les photodiodes. Pour cela, les composants ont été répartis en trois groupes :

- Le premier groupe consiste en l'évaluation des composants sous radiations spatiales. Après avoir détaillé les différentes interactions particule-matière pouvant avoir lieu dans l'Espace, un état de l'art sur la tenue aux radiations des diodes Laser et des photodiodes InGaAs a été dressé. Des essais combinant irradiations ionisantes (rayons gamma) et non ionisantes (protons) ont été menés sur les composants et deux phénomènes ont été mis en évidence :
 - Les rayons gamma modifient la réflectivité du réseau de Bragg de la diode Laser, ce qui se traduit par des instabilités sur la longueur d'onde d'émission à haute température (65°C).
 - Le courant d'obscurité des photodiodes augmente de trois décades après irradiation aux protons car des défauts liés au déplacement d'atomes sont créés. Une dépendance linéaire de la dérive du courant d'obscurité avec la fluence des protons est également

constatée. Des contradictions avec la théorie (modèle du NIEL) ont été discutées par l'ajustement des données expérimentales du courant d'obscurité en fonction de l'énergie des protons. L'axe d'irradiation a probablement eu un impact significatif sur la dépendance en énergie de la dégradation du courant d'obscurité.

Un vieillissement accéléré a ensuite été conduit sur les diodes Laser et les photodiodes pendant 2000h. Aucune dérive n'a été observée ce qui nous permet d'affirmer que les radiations spatiales n'affectent pas la fiabilité des composants.

- Le vieillissement spécifique sous vide des diodes Laser de pompe émettant à 980 nm a été abordé en seconde partie. Les différents modes de dégradation observés sur des diodes Laser vieilles dans l'air sont présentés, puis une analyse bibliographique sur l'effet du vide sur les composants optoélectroniques a été menée. Expérimentalement huit composants, dont quatre pour lesquels l'herméticité du boîtier a volontairement été rompue, ont été vieillis sous vide (pression de 10^{-7} mbar) pendant 5000h sous 800 mA et 60°C (température environnementale). Trois des quatre composants non hermétiques ont présenté des défaillances au cours du vieillissement de type COD (Catastrophic Optical Damage) se traduisant par une augmentation considérable du courant de seuil (supérieure à 500%) et une forte diminution de la puissance optique (supérieure à 90%). Les caractéristiques des composants, dont le boîtier est resté hermétique, n'ont pas dérivé durant le vieillissement sous vide prolongé.
- La robustesse sous contraintes thermomécaniques des diodes Laser et des photodiodes a été évaluée dans le troisième groupe. Nous avons ainsi mis en évidence la présence d'eau sur les optiques d'une diode Laser, au niveau du couplage entre le boîtier et la fibre optique, lorsqu'un composant vient d'être exposé à une atmosphère chaude et humide (85% d'humidité, 85°C). Ceci se traduit par des instabilités en longueur d'onde telles que celles observées lors des essais d'irradiation gamma.

Après avoir subi un choc mécanique de 1500 g, un autre module laser a présenté également des problèmes de stabilisation et une baisse de la puissance optique (de 50%), qui sont liés à un désalignement optique.

Afin d'estimer la fiabilité des composants, des analyses approfondies combinant la modélisation, des essais complémentaires et des analyses physico-chimiques ont été conduites.

- Le **dernier chapitre** s'est focalisé sur l'interprétation des résultats obtenus dans le chapitre précédent. Naturellement ce chapitre est donc divisé en trois parties :

- L'analyse du courant d'obscurité des photodiodes irradiées aux protons est rapportée dans la première partie. Après avoir proposé une modélisation analytique de ce paramètre avant irradiation en tenant compte des mécanismes de conduction dans la jonction, nous avons

appliqué un modèle de dégradation décrivant l'évolution de la durée de vie des porteurs de charge après irradiation. Les populations de particules dans un environnement radiatif typique d'une mission spatiale ont ensuite été estimées et prises en compte dans le modèle du courant d'obscurité. Ainsi, en fixant comme critère de défaillance une valeur de courant d'obscurité à 25°C et -5 V de 10 nA, la durée de vie des photodiodes est estimée à 15 ans.

Il est à noter que le modèle de courant d'obscurité développé pour les photodiodes InGaAs n'est cependant valable que pour la structure de composant présentée dans ce mémoire. Les mécanismes de conduction pouvant différer en fonction de la technologie mais également d'un lot de composants à l'autre, les prévisions de fin de vie pourraient être erronées si le modèle n'est pas approprié. La méthode d'évaluation proposée reste cependant valable et ce quel que soit le modèle utilisé.

- La deuxième partie s'est portée sur l'analyse et l'interprétation des défaillances observées lors du vieillissement des diodes Laser sous vide. Le modèle électrique des composants a été établi et montre qu'il existe des centres de recombinaisons non-radiatives dans la zone active et dans les couches de confinement. Une analyse physique mettant en oeuvre des techniques de microscopie (microscopie à force atomique, microscopie électronique à balayage et à transmission) d'imagerie (cathodoluminescence) et de spectroscopie (ToF-SIMS) a permis de confirmer les résultats de modélisation : des défauts sont créés dans le volume et se propagent par discontinuités le long du ruban dans la zone active. Des dislocations ont également été mises en évidence dans la couche de confinement côté N. Après avoir successivement éliminé différentes hypothèses (contamination des miroirs, échauffement dû à l'absence de convection, décharges électrostatiques, désorption des couches d'antireflet), l'interprétation proposée s'appuie sur l'idée que seul le stress mécanique exercé par un échauffement local des matériaux peut être à l'origine de la dégradation thermomécanique des diodes laser. Ces défaillances n'étant apparues que sur des composants dont l'herméticité a été volontairement rompue, nous en avons déduit que ce paramètre est critique et doit être considéré dans l'estimation de la durée de vie des diodes Laser dans le vide. Après avoir mesuré l'herméticité du boîtier ($2,5 \times 10^{-10}$ atm.cc/s) nous pouvons proposer une estimation de la durée de vie de ces composants en fonction de la pression interne du boîtier. Ainsi le MTBF de diodes Laser hermétiques vieilles sous vide atteint 26 ans.

Les limitations du modèle d'estimation de la durée de vie des diodes laser fonctionnant sous ultravide sont liées aux mécanismes de défaillance observés ici. Le travail accompli dans le cadre de la thèse a permis d'identifier un phénomène jusqu'à présent peu documenté, la validité du modèle n'a donc été prouvée que pour une seule technologie.

- La dernière partie du Chapitre 4 aborde la problématique de la stabilisation optique des diodes Laser mise en lumière suite aux essais d'irradiation, chaleur humide et choc mécanique. Une

modélisation analytique du gain du Laser a été effectuée afin d'estimer l'impact d'une baisse de la réflectivité du réseau de Bragg, mais également du coefficient de couplage sur la condition d'accroche entre la puce et le réseau, garante de la stabilité de l'émission monomodale. Les résultats expérimentaux obtenus dans le chapitre 3 ont été ainsi confirmés par cette phase de modélisation. Un banc de caractérisation spécifique de la réflectivité des réseaux de Bragg a été mis en place afin de valider l'étape de modélisation. La réflectivité du réseau de Bragg dégradé a été mesurée après irradiation et phase de recuit, mais peu de variation significative du pic de Bragg n'a pu être décelée. Cette mesure étant délicate à réaliser, les erreurs associées sont de l'ordre de $\pm 1\%$, il est probable que la variation de la réflectivité après irradiation aux rayons gamma soit trop faible pour être quantifiable.

Le modèle de calcul du gain a été établi en posant un certain nombre d'hypothèses, certes justifiées, mais limitant la précision de l'ajustement des données expérimentales. Pour exemple, la diminution de la réflectivité du réseau de Bragg après irradiation aux rayons gamma n'a pas été directement mesurée, or cette dérive est prévue par le modèle. Par conséquent, ce modèle de calcul du gain doit s'inscrire dans une démarche qualitative et ne peut pas être utilisé, en l'état, pour obtenir des résultats quantitatifs.

Le travail accompli dans le cadre de cette thèse a permis d'évaluer deux familles de composants optoélectroniques (diodes Laser et photodiodes) par l'estimation de leur durée de vie en environnement spatial :

- La durée de vie des photodiodes est limitée par le courant d'obscurité, qui augmente sous l'effet des radiations. Grâce aux mesures et à la modélisation nous sommes capables d'estimer le niveau du courant d'obscurité pour n'importe quel type de mission spatiale.
- La durée de vie des diodes Laser est limitée par la pression à l'intérieur du boîtier et par extension par l'herméticité du boîtier. Même si le mécanisme de défaillance sous vide mis en évidence dans cette étude n'a pas été clairement identifié, nous avons éliminé un grand nombre d'hypothèses et proposé un scénario probable de défaillance.

Si l'on s'attache aux perspectives de ce travail, deux points nous paraissent pertinents à approfondir :

- La variation en énergie de la dégradation du courant d'obscurité des photodiodes après irradiation aux protons reste en décalage avec les résultats de certaines études antérieures (NIEL). Ce problème est d'actualité dans le GaAs puisqu'un phénomène similaire a été observé. La vérification de l'impact des conditions d'essai (axe d'irradiation, polarisation, température) sur la dégradation du courant d'obscurité pourrait faire l'objet d'une étude

complémentaire. On peut également suggérer d'irradier d'autres composants toujours à base d'InGaAs, afin d'étudier l'impact de la technologie et des procédés de fabrication sur les mécanismes de dégradation (évaluation comparative de différents fondeurs).

- L'origine des défaillances observées lors du vieillissement sous vide des diodes Laser n'est pas définitivement établie. La validation expérimentale des hypothèses suggérées dans ce travail de thèse pourrait s'appuyer sur le vieillissement de nouveaux composants, idéalement provenant du même lot, sous des pressions et gaz différents. Des essais sur des composants issus d'un autre fabricant pourraient également confirmer l'impact du niveau d'herméticité (donc de la technologie) sur la durée de vie sous ultravide.

Enfin, une modélisation par éléments finis, par exemple, des échanges thermiques dans la diode laser fonctionnant sous vide permettrait d'améliorer notre compréhension des phénomènes décrits dans ce mémoire.

Rappels sur le calcul analytique des principaux paramètres d'une diode laser

1. Calcul de la structure de bandes

Les calculs des niveaux d'énergie dans la bande de conduction et de valence sont basés sur la méthode et les transformations matricielles proposées par S.L. Chuang dans la référence [310] et appliquées à l'hamiltonien 4×4 de Pikus-Bir. Dans la bande de conduction, comme on a négligé le couplage avec la bande de valence, l'hamiltonien s'écrit :

$$H_C = \frac{\hbar^2}{2m_e^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + C_1 (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (91)$$

où m_e^* est la masse effective des électrons, k_x , k_y et k_z sont les nombres d'onde sur les trois axes, C_1 est le potentiel de déformation de la bande de conduction et ε_{xx} , ε_{yy} et ε_{zz} sont les contraintes sur les trois axes. Dans la bande de valence, l'hamiltonien s'écrit :

$$H_V = \begin{bmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{bmatrix}$$

$$H^U = - \begin{bmatrix} P+Q+\xi & \tilde{R} \\ \tilde{R}^* & P-Q-\xi \end{bmatrix} + D_d (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \quad (92)$$

$$H^L = - \begin{bmatrix} P-Q-\xi & \tilde{R} \\ \tilde{R}^* & P+Q+\xi \end{bmatrix} + D_d (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz})$$

où

$$\left\{ \begin{array}{l} P = \frac{\hbar^2 \gamma_1}{2m} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \\ Q = \frac{\hbar^2 \gamma_2}{2m} (k_x^2 + k_y^2 - 2k_z^2) \\ R = -\frac{\hbar^2 \gamma_2}{2m} \sqrt{3} (k_x^2 - k_y^2) + i \frac{\hbar^2 \gamma_3}{2m} 2\sqrt{3} k_x k_y \\ S = \frac{\hbar^2 \gamma_3}{2m} 2\sqrt{3} (k_x - i k_y) k_z \end{array} \right. \quad (93)$$

$$\xi = -b \left(1 + \frac{C_{12}}{C_{11}} \right) \varepsilon_{xx} \quad (94)$$

$$\tilde{R} = |R| - i|S| \quad (95)$$

$$D_d = -3a = -\frac{9}{2}C_1 \quad (96)$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_{barrière} - a_{puits}}{a_{barrière}} \quad (97)$$

$$\varepsilon_{zz} = -2 \frac{C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{xx}$$

avec a qui est le paramètre de maille, b qui est un potentiel de déformation par cisaillement, C_{11} et C_{12} sont des constantes d'élasticité et $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ sont les paramètres de Luttinger. Tous ces paramètres dépendent du matériau.

La méthode proposée par Chuang consiste à propager la fonction d'onde $\psi(z)$ à travers chacune des couches du puits. On cherche ainsi les extrema de la matrice U_a qui est définie pour un puits quantique selon :

$$U = \begin{bmatrix} U_a & U_b \\ U_c & U_d \end{bmatrix} = (M_1^{-1} M_2 P_2) (M_2^{-1} M_3 P_3) \quad (98)$$

où P_j est la matrice de propagation de la j -ième couche et M_j est la matrice propre de la couche j . Les expressions de ces matrices sont détaillées dans la référence [310].

Nous avons représenté les niveaux d'énergie des trous lourds et légers le long de l'axe k_x sur la Figure 126, lorsque k_y est nul.

On trouve ainsi deux niveaux pour les électrons dans la bande de conduction (119 meV et 171 meV à 300 K si $k = 0$), quatre niveaux pour les trous légers (17,7 meV, 40,7 meV, 77,5 meV et 122,3 meV) et un niveau pour les trous lourds (102,5 meV) dans la bande de valence. On remarque bien l'effet de la contrainte qui relève la bande des trous lourds au-dessus en énergie de celles des trous légers lorsque k varie, alors que si k est nul les niveaux sont découplés.

Il convient maintenant de trouver les niveaux de Fermi. Dans la bande de conduction, le niveau de Fermi des électrons E_{Fc} est obtenu en résolvant l'équation suivante [102]:

$$N = \sum_{E_C} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{kT m_e^*}{\pi \hbar^2} \log \left[1 + \exp \left(\frac{E_{Fc} - E_C}{kT} \right) \right] \quad (99)$$

où N est le taux d'injection et E_C est le niveau d'énergie des électrons le long de k . Pour la bande de valence, l'approximation parabolique n'étant plus valable il faut calculer le niveau de Fermi des trous E_{Fv} en utilisant la définition :

$$N = \sum_{E_{LH}E_{HH}} \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{2\sqrt{2}\pi k dk}{1 + \exp\left(\frac{E_{LH,HH} - E_{Fv}}{kT}\right)} \quad (100)$$

où E_{LH} et E_{HH} sont respectivement les niveaux d'énergie des trous légers et des trous lourds.

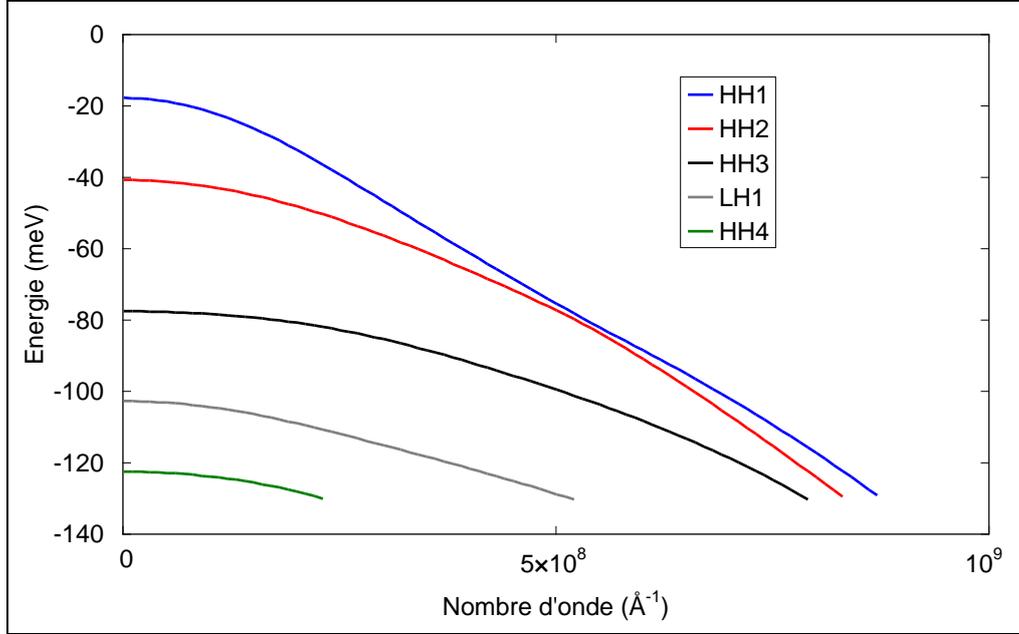


Figure 126 : Structure de bandes de trous lourds (HHx) et léger (LH1) le long de l'axe k_x

2. Calcul du gain

Pour calculer le gain il faut d'abord calculer les éléments de matrice de transition M_{nm} , en calculant les fonctions enveloppe pour chaque niveau d'énergie à partir de la matrice U . Ces éléments traduisent la probabilité qu'une transition puisse se réaliser. Ces calculs nécessitant beaucoup d'étapes intermédiaires, nous ne les détaillons pas ici et ceux-ci peuvent être trouvés dans la littérature [102],[303]. La formule du gain est donnée par [303]:

$$g(\hbar\omega) = C_0 \frac{2}{L_z} \sum_{m,n} \int_0^\infty \frac{k dk}{2\pi} M_{nm}(k) \frac{\frac{\Gamma}{2\pi}}{\left[E_{hm}^{en} - \hbar\omega\right]^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \left[f_c^n(\hbar\omega - E) - f_v^m(\hbar\omega - E)\right] \quad (101)$$

où

$$C_0 = \frac{\pi q^2}{n_r c \varepsilon_0 m_0^2 \omega} \quad (102)$$

$$f_c^n(\hbar\omega - E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_C + \frac{m_r}{m_e^*}(\hbar\omega - E_{hm}^{en}) - E_{Fc}}{kT}\right)} \quad (103)$$

$$f_v^m(\hbar\omega - E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{LH,HH} + \frac{m_r}{m_h^*}(\hbar\omega - E_{hm}^{en}) - E_{Fv}}{kT}\right)} \quad (104)$$

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \quad (105)$$

L'énergie de la transition entre le n-ième niveau E_C et le m-ième niveau E_{HH} ou E_{LH} est donnée par :

$$E_{hm}^{en} = E_g + E_C - E_{LH,HH} \quad (106)$$

avec c la vitesse de la lumière, L_z la largeur du puits quantique, n_r l'indice optique du puits et Γ est la demi-largeur de la Lorentzienne (sélectivité des transitions en énergie).

Une fois le gain calculé, nous obtenons les courbes de la Figure 117 et de la Figure 118. Nous pouvons maintenant estimer le courant dans la diode Laser.

3. Calcul du courant sous le seuil

Le courant total sous le seuil dans une diode Laser à puits quantique, si l'on suppose que tous les porteurs sont injectés dans la zone active et qu'il n'existe pas de fuites latérales, ainsi que si l'on néglige les recombinaisons par effet Auger (taux faible dans le GaAs) qui sont dominées par les recombinaisons Shockley-Read-Hall, est donné par [102]:

$$I = I_{rad} + I_{nr} = \frac{AqV}{\eta_i} (R_{rad} + R_{nr}) \quad (107)$$

où I_{rad} est le courant radiatif, I_{nr} le courant non radiatif, R_{rad} le taux de recombinaisons radiatives et R_{nr} le taux de recombinaisons non radiatives.

Le courant I_{nr} dépend de la durée de vie non radiative des porteurs τ_{nr} :

$$I_{nr} = \frac{AqN}{\tau_{nr}} \quad (108)$$

Le courant I_{rad} est calculé en fonction du taux d'émission spontanée R_{sp} :

$$I_{rad} = Aq^2 L_z \int_E R_{sp}(E) dE \quad (109)$$

avec

$$R_{sp}(E) = \frac{8\pi n_r^2 E^2}{h^3 c^2} C_0 \frac{2}{L_z} \sum_{m,n} \int_0^\infty M_{nm}(k)^2 \frac{k dk}{2\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2\pi}}{\left[E_{hm}^{en}(k) - E \right]^2 + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2} f_c^n (1 - f_c^m) \quad (110)$$

4. Calcul du courant de seuil

La condition de seuil est donnée par le système d'équations suivant [100],[102]:

$$g_{th} = \begin{cases} \alpha_i + \frac{1}{2L} \log \left(\frac{1}{R_1 R_{eff}} \right) si \Delta g > \Delta b \\ \alpha_i + \frac{1}{2L} \log \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) si \Delta g \leq \Delta b \end{cases} \quad (111)$$

Lorsque le maximum de gain atteint la valeur de g_{th} pour une certaine valeur d'injection de porteurs N , le courant de seuil est alors la valeur du courant de l'équation (61).

5. Calcul de la puissance optique en face avant

Dans le cas d'un Laser à double cavité, la puissance de sortie en bout de fibre est donnée par :

$$P_{opt} = \frac{(1 - R_{eff}) \sqrt{R_1}}{(1 - R_{eff}) \sqrt{R_1} + (1 - R_1) \sqrt{R_{eff}}} \frac{C \hbar c}{\lambda_g q} \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \log \left(\frac{1}{R_1 R_{eff}} \right)}{\alpha_i + \frac{1}{2L} \log \left(\frac{1}{R_1 R_{eff}} \right)} (I - I_{th}) \quad (112)$$

Bibliographie

- [1] J. Van de Casteele, M. Bettiati, F. Laruelle, V. Cargemel, P. Pagnod-Rossiaux, P. Garabedian, L. Raymond, D. Laffitte, S. Fromy, D. Chambonnet, et J.P. Hirtz, "High reliability level on single-mode 980nm-1060 nm diode Lasers for telecommunication and industrial applications", Proc. SPIE 6876, 68760P (2008).
- [2] E. Armandillo, "An overview on drivers, missions and opportunities for optoelectronics in Space", Space optoelectronic day, Cork, 7 avril 2006.
- [3] M. Zahir, "Space needs on optoelectronics", in Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009, pp. 18-21.
- [4] O. Gilard et G. Quadri, "Ingénierie des composants optoélectroniques pour les applications spatiales : Partie 1 – Composants optoélectroniques pour applications spatiales : les besoins", Notes de cours Master Professionnel de Physique, parcours Système à Cœur Optique, Université de Bordeaux 1, 2008.
- [5] L. de Yong, T. Nguyen, et J. Waschl, "Laser ignition of explosives, pyrotechnics and propellants : a review", Technical report DSTO-TR-0068, Defence Science and Technology Organization Canberra (Australia), Mai 1995.
- [6] S. Rougelot, S. Mariojouis, T. Buret, D. Ramecourt, et X. Calmet, "Procurement and qualification of optical components for space fibre optic gyroscope application", in Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009, pp. 231-236.
- [7] V. Bernard, "Overview of space components", in Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04), pp. 363-394, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [8] L. Perret, "Optoelectronic demands on Earth observation satellites : example of the Pléiades mission", in Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009, pp. 2-9.
- [9] N. Karafolas, J.M. Perdigues Armengol, et I. Mckenzie, "Introducing photonics in spacecraft engineering : ESA's strategic approach", Proc. IEEE Aerospace Conf. 2009, pp. 1-15, Apr. 2009.
- [10] C. Aupetit-Berthelemot, L. Bechou, A. Guerin, A. Julien-Vergonjanne, et C. Tronche, "End of life optoelectronic system performance estimation using a system simulator", in Proc. 2nd Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2010, pp. 94-101.
- [11] G. Planche, et V. Chorvalli, "SILEX in-orbit performances", in Proceedings of the 5th International Conference on Space Optics (ICSO 2004), 30 March - 2 April 2004, Toulouse, France. Ed.: B. Warmbein. ESA SP-554, Noordwijk, Netherlands.
- [12] W.S. Heaps, "Progress in Laser risk reduction for 1 micron Lasers at GSFC", in Proc. SPIE, Vol. 6550, pp. 65500Y (2007).
- [13] J.B. Abshire, X. Sun, H. Riris, J.M. Sirota, J.F. McGarry, S. Palm, D. Yi, et P. Liiva, "Geoscience Laser Altimeter System (GLAS) on the ICESat mission : on-orbit measurement performance", Geophys. Res. Lett. vol. 32, LS21S02, 2005.
- [14] J. Benedicto, S.E. Dinwiddy, G. Gatti, R. Lucas, et M. Lugert, "GALILEO : satellite system design and technology developments", European Space Agency, Nov. 2000.
- [15] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, L. Lombez, D. Lagarde, X. Marie, F.-J. Vermersch, M. Calligaro, M. Lecomte, O. Parillaud, M. Krakowski, et O. Gilard, "Electron irradiation effects on Al-free Laser diodes emitting at 852 nm", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 54, no. 4, pp. 1110-1114, Aug. 2007.
- [16] G. Pedroza, O. Gilard, M.L. Bourqui, L. Bechou, Y. Deshayes, L.S. How, et F. Rosala, "Proton effects on low noise and high responsivity silicon-based photodiodes for space environment", J. Appl. Phys. **105**, 024513 (2009).
- [17] D. Ramecourt, T. Guettler Sergeant, T. Buret, C. Rougane, I. Fratter, D. Veyrié, O. Gilard, V. Costes, J.M. Leger, et B. Charrat, "Swarm Laser : qualification and integration of the optical fibre components", in Proc. International Conference on Space Optics ICSO 2010.
- [18] Voir par exemple <http://smc.cnes.fr/IASI/Fr/>
- [19] S. Bourdarie, et D. Boscher, "Space radiation environment", in Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04), pp. 57-82, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [20] P. Carton, "Radiations atmosphériques... quand les neutrons nous tombent sur la tête !", L'actualité Composants du CNES no. 31, pp. 2-10, CCT Composants, CNES, 2009.

- [21] P. Lantos, "The Sun, the Solar Wind and their Effects on the Earth's Environment", in Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04), pp. 13-56, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [22] W.N. Hess, "The effects of high altitude explosions", NASA Technical Note D-2402, NASA Goddard Space Flight Center Greenbelt (MD), Sep. 1964.
- [23] R. Ecoffet, et P. Nieminem, "In-flight anomalies on devices", in Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04), pp. 111-143, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [24] D.D. Davis, "Space environment and its effects on materials", Materials for space operations, NASA SP-27, pp. 1-11, Dec. 1962.
- [25] E. Grossman, et I. Gouzman, "Space environment effects on polymers in low earth orbit", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 208 (2003) 48-57.
- [26] M.N. Ott, D.B. Coyle, J.S. Canham, et H.W. Leidecker, "Qualification and issues with space flight Laser systems and components", Proc. SPIE, vol. 6100, 61001V (2006).
- [27] C.J. Savage, "Thermal control of spacecraft", in Spacecraft systems engineering, pp. 355-391, Eds. P. Fortescue, J. Stark, and G. Swinerd, John Wiley & Sons, 2003.
- [28] P. Hrycak, D.E. Koontz, C. Maggs, J.W. Stafford, B.A. Unger, et A.M. Wittenberg, "The spacecraft structure and thermal design consideration", Telstar I. NASA SP-32 2373 pages, published by NASA, Washington, D.C., 1963, p.973.
- [29] Le climat guyanais, Meteo France, http://www.meteo.fr/temps/domtom/antilles/pack-public/meteoPLUS/climat/clim_guy.htm.
- [30] B. Chemoul, E. Louass, P. Roux, D. Schmitt, et M. Pourcher, "Ariane 5 flight environments", Acta Astronautica vol. 48, no. 5-12, pp. 275-285, 2001.
- [31] M.O. Schott, B. Troclet, et S. Vanpeperstraete, "Caractérisation expérimentale du bruit au décollage du lanceur Ariane 5", J. Physique IV, vol. 4 (2), n°5, pp. C5.977-C5-980, 1994.
- [32] J.P.W. Stark, "The spacecraft environment and its effect on design", in Spacecraft systems engineering, pp. 11-47, Eds. P. Fortescue, J. Stark, and G. Swinerd, John Wiley & Sons, 2003.
- [33] J.M. Houghton, "Spacecraft structures", in Spacecraft systems engineering, pp. 241-285, Eds. P. Fortescue, J. Stark, and G. Swinerd, John Wiley & Sons, 2003.
- [34] K.Y. Chang, "MER ARA pyroshock test results", 50th Annual Technical Meeting - ESTECH 2004, Las Vegas, NV, April 25-28, 2004.
- [35] E. Rosencher et B. Vinter, "Optoélectronique", Editions Masson, Paris, 1998.
- [36] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Editions John Wiley & Sons, New York, 1981.
- [37] L. Mendizabal, "Fiabilité de diodes Laser DFB 1,55 μm pour des applications de télécommunication : Approche statistique et interaction composant-système", Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2006.
- [38] A. Yariv, "Optical Electronics in Modern Communications", Editions Oxford University Press, New York, 1997.
- [39] E. Yablonovitch et E.O. Kane, "Reduction of Lasing Threshold Current Density by the Lowering of Valence Band Effective Mass", IEEE J. Lightwave Technol. vol. 4, no. 5, pp. 504-506, Mai 1986.
- [40] W.T. Tsang, "Extremely low threshold (AlGa) As modified multiquantum well heterostructure Lasers grown by molecular-beam epitaxy", Appl. Phys. Lett. **39**, 786 (1981).
- [41] W.T. Tsang, " $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ multiquantum well heterostructure Lasers grown by molecular beam epitaxy operating at 1.53 μm ", Appl. Phys. Lett. **44**, 288 (1984).
- [42] W.T. Tsang, "A graded-index waveguide separate-confinement Laser with very low threshold and a narrow Gaussian beam", Appl. Phys. Lett. **39**, 134 (1981).
- [43] H. Horikawa et A. Ishii, "Semiconductor pump Laser technology", IEEE J. Lightwave Technol. vol. 11, no. 1, pp. 167-175, Jan. 1993.
- [44] M. Achtenhagen, M. McElhinney, S. Nolan et A. Hardy, "High-power 980-nm pump Laser modules for erbium-doped fiber amplifiers", Appl. Optics vol. 38, n°27, pp. 5765-5767, Sept. 1999.
- [45] S. Huyghe, "Fiabilité des amplificateurs optiques à semiconducteur 1,55 μm pour des applications de télécommunication : Etude expérimentale et modélisation physique", Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2005.
- [46] H.M. Pask, "The design and operation of solid-state Raman Lasers", Progress in Quantum Electronics 27 (2003) 3-56.

- [47] E. Desurvire, J.R. Simpson et P.C. Becker, "High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier", *Opt. Lett.* Vol. 12, no. 11, pp. 888-890, Nov. 1987.
- [48] D.F. Welch, "A brief history of high-power semiconductor Lasers", *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* Vol. 6, no. 6, pp.1470-1477, Nov-Dec. 2000.
- [49] M. Pessa, J. Näppi, P. Savolainen, M. Toivonen, R. Murison, A. Ovtchinnikov et H. Asonen, "State-of-the-art aluminium-free 980-nm Laser diodes", *IEEE J. Lightwave Technol.* vol. 14, no. 10, pp. 2356-2361, Oct. 1996.
- [50] M. Okayasu, M. Fukuda, T. Takeshita, S. Uehara et K. Kurumada, "Facet oxidation of InGaAs/GaAs strained quantum-well Lasers", *J. Appl. Phys.* **69**, 8346 (1991).
- [51] J. Jiménez, "Laser diode reliability : crystal defects and degradation modes", *C.R. Physique 4* (2003) 663-673.
- [52] M. Usami, Y. Matsushima et Y. Takahashi, "0.98- μm InGaAs-InGaP strained quantum-well Lasers with GaAs-InGaP superlattice optical confinement layer", *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* Vol. 1, no. 2, pp. 244-249, Jun. 1995.
- [53] I.A. Avrutskii, L.M. Batukova, E.M. Dianov, B.N. Zvonkov, N.B. Zvonkov, G.A. Maksimov, I.G. Malkina, L.V. Medvedeva et T.N. Yan'kova "Lasers emitting at a wavelength of 0.98 μm , constructed from InGaP/GaAs heterostructures grown by MOCVD method", *Quantum Electron.* **24** 859-862, 1994.
- [54] M. Nawaz, et K. Permethamasin, "A design analysis of a GaInP/GaInAs/GaAs-based 980 nm Al-free pump Laser using self-consistent numerical simulation", *Semicond. Sci. Technol.* **16** (2001) 877-884.
- [55] R.W. Lambert, T. Ayling, A.F. Hendry, J.M. Carson, D.A. Barrow, S. McHendry, C.J. Scott, A. McKee et W. Meredith, "Facet-passivation processes for the improvement of Al-containing semiconductor Laser diodes", *IEEE J. Lightwave Technol.* vol. 24, no. 2, Feb. 2006.
- [56] G. Beister, J. Maege, D. Gutsche, G. Erbert, J. Sebastian, K. Vogel, M. Weyers, J. Wurfl et O.P. Daga, "Simple method for examining sulphur passivation of facets in InGaAs-AlGaAs ($\lambda=0.98 \mu\text{m}$) Laser diodes", *Appl. Phys. Lett.* **68**, 2467 (1996).
- [57] J. Wallon, "Contribution à l'étude du Laser de pompe à 980 nm : Etat de l'art, caractérisation, modélisation, tests de vieillissement et analyses de défaillance", Thèse de doctorat, Université de Nantes, 1997.
- [58] J. Wallon et P. Devoldere, "Spectral behaviour and ageing tests of InGaAs/AlGaAs and Al-free 980nm pump Laser diodes", *ESREF 95, Bordeaux-Arcachon-France*, pp. 415-420, 1995.
- [59] M.A. Bettiat, C. Starck, F. Laruelle, V. Cargemel, P. Pagnod, P. Garabedian, D. Keller, G. Ughetto, J-C. Bertreux, L. Raymond, G. Gelly et R-M. Capella, "Very high power operation of 980 nm single-mode InGaAs/AlGaAs pump Lasers", *Proc. SPIE* vol. 6104, 2006.
- [60] R. McGowan, et D. Crawford, "Dual bragg grating frequency stabilization of a 980 nm diode Laser", in *Optical Fiber Communications Conference*, ed. A. Sawchuk, Vol. 70 of OSA Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America, 2002), paper ThGG42.
- [61] H.K. Choi, et C.A. Wang, "InGaAs/AlGaAs strained single quantum well diode Lasers with extremely low threshold current density and high efficiency", *Appl. Phys. Lett.* **57**, 321 (1990).
- [62] G. Lin, S.T. Yen, C.P. Lee, et D.C. Liu, "Extremely small vertical far-field angle of InGaAs-AlGaAs quantum-well Lasers with specially designed cladding structure", *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 8, pp. 1588-1590, Dec. 1996.
- [63] Y.K. Chen, M.C. Wu, W.S. Hobson, S.J. Pearton, A.M. Sergent, et M.A. Chin, "High-power 980-nm AlGaAs/InGaAs strained quantum-well Lasers grown by OMVPE", *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 5, pp. 406-406, May 1991.
- [64] W.D. Laidig, P.J. Caldwell, Y.F. Lin, et C.K. Peng, "Strained-layer quantum-well injection Laser", *Appl. Phys. Lett.* **44**, 653 (1984).
- [65] J.R. Dong, J.H. Teng, S.J. Chua, B.C. Foo, Y.J. Wang, et R. Yin, "MOCVD growth of 980 nm InGaAs/GaAs/AlGaAs graded index separate confinement heterostructure quantum well Lasers with tertiarybutylarsine", *J. Crystal Growth* 289 (2006) 59-62.
- [66] J. Zhao, L. Li, W. Wang, et Y. Lu, "High-power and low-divergence 980-nm InGaAs-GaAsP-AlGaAs strain-compensated quantum-well diode Laser grown by MOCVD", *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 15, pp. 1507-1509, Nov. 2003.
- [67] B. Schmidt, S. Pawlik, B. Mayer, S. Mohrdiek, I. Jung, B. Sverdlov, N. Lichtenstein, N. Matuschek, et C. Harder, "Highly efficient 980nm single mode modules with over 0.5 Watt pump power", in *Optical Fiber Communication Conference*, 2001 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2001), paper WC1.
- [68] G. Yang, V. Wong, V. Rossin, L. Xu, M. Everett, J. Hser, D. Zou, J. Skidmore, et E. Zucker, "Grating stabilized high power 980nm pump modules", in *National Fiber Optic Engineers Conference*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper JWA30.

- [69] T. Pliska, S. Arlt, R. Bättig, T. Kellner, I. Jung, N. Matuschek, P. Mauron, B. Mayer, S. Mohrdiek, J. Müller, S. Pawlik, H.U. Pfeiffer, B. Schmidt, B. Sverdlov, S. Teodoropol, J. Troger, B. Valk, et C. Harder, "Wavelength stabilized 980 nm uncooled pump Laser modules for erbium-doped fiber amplifiers", *Optics and Lasers in Engineering* 43 (2005) 271-289.
- [70] T. Koiso, A. Okubo, T. Fujimoto, Y. Ikegami, N. Hayamizu, T. Koseki, et K. Nishikata, "Time stability of 500mW 980nm pump Laser module with polarization-maintaining fiber", in *Optical Amplifiers and Their Applications*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2003), paper MD14.
- [71] K. Muro, T. Fujimoto, S. Okada, Y. Yamada, K. Saito, A. Okubo, T. Koiso, Y. Yamada, H. Mizuma, et M. Uchida, "High power 980nm pump Laser diodes with decoupled confinement hetero-structure", in *Optical Amplifiers and Their Applications*, OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2001), paper OMB2.
- [72] I.I. Novikov, N.Y. Gordeev, Y.M. Shernyakov, Y.Y. Kiselev, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, A. Sharon, R. Duboc, D.B. Arbiv, U. Ben-Ami, V.A. Shchukin, et N.N. Ledenstov, "High-power single mode (>1 W) continuous wave operation of longitudinal photonic band crystal Lasers with a narrow vertical beam divergence", *Appl. Phys. Lett.* **92**, 103515 (2008).
- [73] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Editions Dunod, 5^{ème} édition, Paris, 2004.
- [74] K.J. Bachmann, et J.L. Shay, "An InGaAs detector for the 1.0-1.7- μ m wavelength range", *Appl. Phys. Lett.* **32**, 446 (1978).
- [75] S.R. Forrest, I. Camlibel, O.K. Kim, H.J. Stocker, et J.R. Zuber, "Low dark-current, high-efficiency planar In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP P-I-N photodiodes", *IEEE Electron Device Lett.*, vol. EDL-2, pp. 283-285, Nov. 1981.
- [76] T.P. Lee, C.A. Burrus, Jr., et A.G. Dentai, "InGaAs/InP p-i-n photodiode for lightwave communications at the 0.95-1.65 μ m wavelength", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 232-238, Feb. 1981.
- [77] Y. Yamauchi, N. Susa, et H. Kanbe, "Growth of VPE InP/InGaAs on InP for photodiode application", *J. Crystal Growth* 56 (1982) 402-409.
- [78] P. Poulain, M. Razeghi, K. Kazmierski, R. Blondeau, et P. Philippe, "InGaAs photodiodes prepared by low-pressure MOCVD", *Electron. Lett.*, vol. 21, pp. 441-442, May 1985.
- [79] R.D. Dupuis, J.C. Campbell, et J.R. Velebir, "Planar InGaAs/InP photodiodes grown by metalorganic chemical vapor deposition", *IEEE 1985 Int. Electron. Devices Meeting (IEDM)*, vol. 31, pp. 465-467, 1985.
- [80] C. Bornholdt, W. Döldissen, F. Fiedler, R. Kaiser, et W. Kowalsky, "Waveguide-integrated PIN photodiode on InP", *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 2-4, Jan. 1987.
- [81] J.G. Bauer, et R. Trommer, "InGaAs dual-pin detector with very symmetric properties for use in coherent optical receivers", *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, pp. 583-584, Dec. 1989.
- [82] C. Fan, et P.K.L. Yu, "High-speed, self-passivated InGaAs pin photodiode for microwave fibre links", *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 571-572, May 1987.
- [83] D. Wake, L.C. Blank, R.H. Walling, et I.D. Henning, "Top-illuminated InGaAs/InP p-i-n photodiodes with a 3-dB bandwidth in excess of 26 GHz", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 9, pp. 226-228, May 1988.
- [84] D. Wake, T.P. Spooner, S.D. Perrin, et I.D. Henning, "50 GHz InGaAs edge-coupled pin photodetector", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 1073-1075, Jun. 1991.
- [85] M. Glick, D.J. Robbins, A.P. Long, N. Shaw, A.K. Wood, J.M. Fine, et M.Q. Kearley, "High-speed InGaAs/InP p-i-n multimode waveguide photodetectors for operation at 1.55 μ m", in *IEE Colloquium on High Speed and Long Distance Transmission*, pp. 12/1-12/6, 1999.
- [86] S. Demiguel, N. Li, X. Li, X. Zheng, J. Kim, J.C. Campbell, H. Lu, et A. Anselm, "Very high-responsivity evanescently coupled photodiodes integrating a short planar multimode waveguide for high-speed applications", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1761-1763, Dec. 2003.
- [87] A. Beling, et J.C. Campbell, "InP-based high-speed photodetectors", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 27, pp. 343-355, Feb. 2009.
- [88] A. Beling, J.C. Campbell, H.G. Bach, G.G. Mekonnen, et D. Schmidt, "Parallel-fed traveling wave photodetector for >100-GHz applications", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 26, pp. 16-20, Jan. 2008.
- [89] P.W. Fortescue, et G.G. Swinerd, "Attitude control", in *Spacecraft systems engineering*, pp. 287-324, Eds. P. Fortescue, J. Stark, and G. Swinerd, John Wiley & Sons, 2003.
- [90] Optics.org, "3S Photonics to continue expansionist policy", 09 Dec. 2010, <http://optics.org/news/1/7/11>.
- [91] Telcordia Technologies, "Generic reliability assurance requirements for optoelectronic devices used in telecommunications equipment", GR-468-CORE, no. 2, Sep. 2004.
- [92] MIL-STD-883E, "Test method standard microcircuits", US Department of Defense, 1997.

- [93] A. Bensoussan, "Product assurance guideline for optoelectronic devices for space application : major progress one year after the ISROS 2009 initiative" in Proc. 2nd Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2010, pp. 7-20.
- [94] M. Fukuda, "Reliability and degradation of semiconductor Lasers and LEDs", Ed. Artech House, Londres, 1991.
- [95] H. Egon et P. Porée, "Statistique et probabilités en production industrielle, Tome 2, Contrôle et maîtrise de la qualité. Fiabilité", Ed. Hermann, Paris, 2004.
- [96] O. Hallberg et D.S. Peck, "Recent humidity accelerations, a base for testing standards", Qual. Reliab. Eng. Int. vol. 7, 169-180 (1991).
- [97] MIL-HDBK-814, "Ionizing dose and neutron hardness assurance guidelines for microcircuits and semiconductor devices", US Department of Defense, 1994.
- [98] Y. Deshayes, L. Bechou, L. Mendizabal, et Y. Danto, " Early failure signatures of 1310 nm Laser modules using electrical, optical and spectral measurements", Measurement 34 (2003) 157-178.
- [99] F. Magistrali, G. Salmini, M. Maini, W. Matta, and M. Vanzi, "Electrical failure modes of 980 nm SL InGaAs QW Lasers", Proc. of the 6th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis ESREF 95, Bordeaux-Arcachon, France, 3-6 October 1995, pp. 409-414.
- [100] M.K. Davis, G. Ghislotti, S. Balsamo, D.A.S. Loeber, G.M. Smith, M.H. Hu, et H.K. Nguyen, "Grating stabilization design for high-power 980-nm semiconductor pump Lasers", IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., vol. 11, no. 5, pp. 1197-1208, Sep./Oct. 2005.
- [101] A. Othonos, "Fiber bragg gratings", Rev. Sci. Instrum. 68 (12), December 1997.
- [102] L.A. Coldren, S.W. Corzine, "Diode Lasers and photonic integrated circuits", Ed. John Wiley & Sons Inc., New York, 1995.
- [103] T. Pliska, S. Mohrdiek, et C. Harder, "Power stabilisation of uncooled 980nm pump Laser modules from 10 to 100°C", Electron. Lett. vol. 37, no. 1, pp. 33-34, Jan. 2001.
- [104] J. Pankove, "Temperature dependence of emission efficiency and lasing threshold in Laser diodes", IEEE J. Quantum Electron., vol. 4, no. 4, pp. 119-122, Apr. 1968.
- [105] T.L. Paoli, et P.A. Barnes, "Saturation of the junction voltage in stripe-geometry (AlGa)As double-heterostructure junction Lasers", Appl. Phys. Lett. **28**, 714 (1976).
- [106] P.D. Wriugh, W.B. Joyce, et D.C. Craft, "Electrical derivative characteristics of InGaAsP buried heterostructure Lasers", J. Appl. Phys. **53**, 1364 (1982).
- [107] Y. Durand, A. Culoma, R. Meynart, J.L. Pinsard, et G. Volluet, "Performance of high-power Laser diode arrays for spaceborne Lasers", Appl. Opt. Vol. 45, No. 22, pp. 5752-5757, Aug. 2006.
- [108] J. Frenkel, "On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semi-conductors", Phys. Rev. **54**, 647 (1938).
- [109] L.K.J. Vandamme, and B. Orsal, "1/f noise in short n-p⁺ diffusion-current-dominated (HgCd)Te avalanche photodiodes", IEEE Trans. Electron Devices, vol. 35, no. 4, pp. 502-506, Apr. 1988.
- [110] Y.S. Wang, S.J. Chang, Y.Z. Chiou, et W. Lin, "Noise characteristics of high-performance InGaAs PIN photodiodes prepared by MOCVD", J. Electrochem. Soc., **155** (11) J307-J309 (2008).
- [111] A. van der Ziel, "Unified presentation of 1/f noise in electronic devices: fundamental 1/f noise sources", Proc. IEEE, vol. 76, no. 3, pp. 233-258, Mar. 1988.
- [112] D. Pogany, S. Ababou, G. Guillot, X. Hugon, B. Vilotitch, and C. Lenoble, "Study of RTS noise and excess currents in lattice-mismatched InP/InGaAs/InP photodetector arrays", Solid-State Electron. Vol. 38, no. 1, pp. 37-49, 1995.
- [113] D. Pogany, S. Ababou, and G. Guillot, "Noise and current characterization of lattice-mismatched LP-MOCVD grown InP/InGaAs/InP photodetector arrays", in Proc. 5th InP and Rel. Mat. Conf., pp. 611-614, Apr. 1993.
- [114] R.-T. Huang, and D. Renner, "Improvement in dark current characteristics and long-term stability of mesa InGaAs/InP p-i-n photodiodes with two-step SiN_x surface passivation", IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 3, no. 10, pp. 934-936, Oct. 1991.
- [115] O.K. Kim, B.V. Dutt, R.J. McCoy, et J.R. Zuber, "A low dark-current, planar InGaAs p-i-n photodiode with a quaternary InGaAsP cap layer", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, no. 2, pp. 138-143, Feb. 1985.
- [116] H. Kroemer, W.Y. Chien, J.S. Harris Jr., et D.D. Edwall, "Measurement of isotype heterojunction barriers by C-V profiling", Appl. Phys. Lett. **36**, 295 (1980).
- [117] L.Y. Leu, et S.R. Forrest, "Accurate determination of heterojunction band discontinuities in the presence of interface traps using capacitance-voltage techniques", J. Appl. Phys. **65**, 4818 (1989).

- [118] X. Letartre, "Caractérisations électriques d'hétérostructures de semi-conducteurs", Thèse de doctorat, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres Artois, 1992.
- [119] S.R. Forrest, M. DiDomenico Jr., R.G. Smith, et H.J. Stocker, "Evidence for tunneling in reverse-biased III-V photodetector diodes", *Appl. Phys. Lett.* **36**, 580 (1980).
- [120] Y. Le Bellego, "Photodiodes AlInAs/GaInAs pour transmissions optiques: composant passivé à grande sensibilité et large bande passante", Thèse de doctorat, Université de Caen, 1991.
- [121] S. Paul, J.B. Roy, et P.K. Basu, "Empirical expressions for the alloy composition and temperature dependence of the band gap and intrinsic carrier density in $Ga_xIn_{1-x}As$ ", *J. Appl. Phys.* **69**, 827 (1991).
- [122] L. Dusseau, F. Saigné, et J. Gasiot, "Basic mechanisms", in *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04)*, pp. 145-174, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [123] R.A. Reed, "Performance characterization of digital optical data transfer systems for use in the space radiation environment", IEEE NSREC 2000 short course, 24-28 Jul. 2000, Reno, NV, United States.
- [124] C. Inguibert, "Radiation-matter interaction", in *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04)*, pp. 111-143, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [125] R.L. Pease, R.M. Turfler, D. Platteter, D. Emily, et R. Blice, "Total dose effects in recessed oxide digital bipolar microcircuits", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. NS-30, no. 6, pp. 4216-4223, Dec. 1983.
- [126] A. Holmes-Siedle, et L. Adams, "Handbook of radiation effects", 2nde ed. Oxford University Press, New York, 2002.
- [127] G.R. Hopkinson, C.J. Dale, et P.W. Marshall, "Proton effects in charge-coupled devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 43, no. 2, pp. 614-627, Apr. 1996.
- [128] J.A. Felix, M.R. Shaneyfelt, J.R. Schwank, P.E. Dodd, D.M. Fleetwood, X.J. Zhou, et E.P. Gusev, "The effects of radiation and charge trapping on the reliability of alternative gate dielectrics", *Microelectron. Reliab.* Vol. 44, no. 4, pp. 563-575, Apr. 2004.
- [129] H.L. Hughes, et J.M. Benedetto, "Radiation effects and hardening of MOS technology: devices and circuits", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 50, no. 3, pp. 500-521, Jun. 2003.
- [130] J.P. David, "Total dose effects on devices and circuits", in *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04)*, pp. 199-219, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [131] G. Hopkinson, "Displacement damage: analysis and characterization of effects on devices", in *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04)*, pp. 175-197, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [132] J.H. Warner, G.P. Summers, R.J. Walters, et S.R. Messenger, "Energy dependence of majority carrier defect introduction rates in p^+n GaAs photodiodes irradiated with protons", *J. Appl. Phys.* **96**, 7225 (2004).
- [133] J.R. Srour, C.J. Marshall, et P.W. Marshall, "Review of displacement damage effects in silicon devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 50, no. 3, pp. 653-670, Jun. 2003.
- [134] P. F. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, et R. Mangeret, "OMERE 2.0 a toolkit for space environment", *IEEE Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2003*, pp. 639-641, 2003.
- [135] V. Ferlet-Cavrois et al., "Influence of beam conditions and energy for SEE testing", *Proc. RADECS 2011, Session J-Testing, Facilities and Dosimetry*, 19-23 september 2011.
- [136] R. Macias, M. Axer, S. Dris, K. Gill, R. Grabit, E. Noah, J. Troska, et F. Vasey, "Advance validation of radiation hardness and reliability of Laser for CMS optical links", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 52, no. 5, pp. 1488-1496, Oct. 2005.
- [137] J.W. Mares, J. Harben, A.V. Thompson, D.W. Schoenfeld, et W.V. Schoenfeld, "Gamma radiation induced degradation of operating quantum dot Lasers", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 55, no. 2, pp. 763-768, Apr. 2008.
- [138] H. Lischka, H. Henschel, W. Lennartz, et H.U. Schmidt, "Radiation sensitivity of light emitting diodes (LED), Laser diodes (LD) and photodiodes (PD)", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 39, no. 3, pp. 423-427, Jun. 1992.
- [139] M.-L. Andrieux, B. Dinkespiler, J. Lundquist, O. Martin, et M. Pearce, "Neutron and gamma irradiation studies of packaged VCSEL emitters for the read-out of the ATLAS electromagnetic calorimeter", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* 426 (1999) 332-338.
- [140] M.C. Hastings, B.L. Anderson, B. Chiu, et D.E. Holcomb, "Effects of gamma radiation on high-power infrared and visible Laser diodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 43, no. 3, pp. 2141-2149, Jun. 1996.
- [141] V.B. Neustruev, "Colour centres in germanosilicate glass and optical fibres", *J. Phys.: Condens. Matter* 6 (1994) 6901-6936.

- [142] P.W. Marshall, C.J. Dale, et E.A. Burke, "Space radiation effects on optoelectronic materials and components for a 1300 nm fiber optic data bus", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 39, no. 6, pp. 1982-1989, Dec. 1992.
- [143] C.J. Dale, et P.W. Marshall, "Radiation response of 1300 nm optoelectronic components in a natural space environment", *Proc. SPIE* vol. 1791, pp. 224-231, 1992.
- [144] C. Poivey, J. Blasco, O. Navasquillo, S. De La Rosa, J. Perdigues Armengol, R. Harboe Sorensen, et A. Zadeh "Radiation prescreening of SIOS optical link" in *Proc. IEEE Radiation Effects Data Workshop*, pp. 99-102, Jul. 2009.
- [145] J. Barbero, D. Lopez, I. Esquivias, J.M.G. Tijero, M. Fischer, K. Roessner, J. Koeth, et M. Zahir, "Evaluation of 2.1µm DFB Lasers for space applications", in *Proc. International Conference on Space Optics ICSO 2010*.
- [146] M. Wright, D. Franzen, H. Hemmati, H. Becker, et M. Sandor, "Qualification and reliability testing of a commercial high power fiber coupled semiconductor Laser for space applications", *Opt. Eng.* 44, 054204 (2005).
- [147] A.I. Gusarov, F. Berghmans, A.F. Fernandez, O. Deparis, Y. Defosse, D. Starodubov, M. Decreton, P. Megret, et M. Blondel, "Behavior of fibre Bragg gratings under high total dose gamma radiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 47, no. 3, pp. 688-692, Jun. 2000.
- [148] A. Gusarov, Y. Defosse, O. Deparis, M. Blondel, A. Fernandez Fernandez, F. Berghmans, et M. Decreton, "Effect of ionising radiation on the properties of fibre Bragg gratings written in Ge-doped fibre", in *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides, 2001 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 2001)*, paper BThC30.
- [149] A. Fernandez Fernandez, B. Brichard, F. Berghmans, et M. Decreton, "Dose-rate dependencies in gamma-irradiated fiber Bragg grating filters", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 49, no. 6, pp. 2874-2878, Dec. 2002.
- [150] H. Henschel, S.K. Hoeffgen, K. Krebber, J. Kuhnhehn, and U. Weinand, "Influence of fiber composition and grating fabrication on the radiation sensitivity of fiber Bragg gratings", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 4, pp. 2235-2242, Aug. 2008.
- [151] M.K. Davis, et A. Echavarria, "Polarization-induced feedback effects in fiber bragg grating-stabilized diode Lasers", *IEEE J. Lightwave Technol.* vol. 22, no. 12, pp. 2816-2822, Dec. 2004.
- [152] S.A. Vasiliev, E.M. Dianov, K.M. Golant, O.I. Medvedkov, A.L. Tomashuk, V.I. Karpov, M.V. Grekov, A.S. Kurkov, B. Leconte, and P. Niay, "Performance of Bragg and long-period gratings written in N- and Ge-doped silica fibers under γ -radiation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 45, no. 3, pp. 1580-1583, Jun. 1998.
- [153] M. Van Uffelen, I. Genchev, et F. Berghmans, "Reliability study of photodiodes for their potential use in future fusion reactor environments", *Proc. SPIE* vol. 5465, pp. 92-102, 2004.
- [154] J. Troska, K. Gill, R. Grabit, et F. Vasey, "Neutron, proton and gamma radiation effects in candidate InGaAs p-i-n photodiodes for the CMS tracker optical links", Technical note, CERN, CMS NOTE 1997/102.
- [155] K.A. LaBel, M. Flanagan, G. Jackson, D. Hawkins, C.J. Dale, P.W. Marshall, D. Johnson, C. Seidleck, R.K. Bonebright, J.H. Kim, E.Y. Chan, T.M. Bocek, et B. Bartholet, "Preliminary ground test radiation results of NASA's MPTB dual-rate 1773 experiment", *Proc. SPIE* vol. 2811, pp. 128-135, 1996.
- [156] Z. Zalevsky, A. Rudnitsky, A. Haran, A. Zentner, D. David, et Y. Noter, "Irradiation test results of components selected from novel optical Rotman lens configuration for space systems", *Aerospace Science and Technology* (2010), to be published.
- [157] A.M. Joshi, F. Heine, et T. Feifel, "Rad-hard, ultra-fast, InGaAs photodiodes for space applications", *Proc. SPIE* vol. 6220, p. 622003, 2006.
- [158] G. Hopkinson, R. Harboe Sorensen, B. Leone, R. Meynart, A. Mohammadzadeh, et W. Rabaud, "Radiation effects in InGaAs and microbolometer infrared sensor arrays for space applications", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* Vol. 55, no. 6, pp. 3483-3493, Dec. 2008.
- [159] H.N. Becker, et A.H. Johnston, "Relative degradation of near infrared avalanche photodiodes from proton irradiation", *JPL TRS 1992+*, IEEE/NPSS Nuclear & Space Radiation Effects Conference, Atlanta, GA July 19, 2004.
- [160] M.A. Xapsos, G.P. Summers, C.C. Blatchley, C.W. Colerico, E.A. Burke, S.R. Messenger, et P. Shapiro, "Co⁶⁰ gamma ray and electron displacement damage studies of semiconductors", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 41, no. 6, pp. 1945-1949, Dec. 1994.
- [161] S. Onoda, T. Hirao, J.S. Laird, H. Mori, T. Okamoto, Y. Koizumi, et H. Itoh, "Spectral response of a gamma and electron irradiated pin photodiode", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 49, no. 3, pp. 1446-1449, Jun. 2002.
- [162] J.R. Srour, S.C. Chen, S. Othmer, R.A. Hartmann, "Radiation damage coefficients for silicon depletion regions", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 26, no. 6, pp. 4783-4791, Dec. 1979.

- [163] C. Caddeo, G. Quadri, O. Gilard, T. Nuns, P. Arnolda, G. Sun, J. Bourgoïn, S. Makhm, et M. Vanzi, "Defect characterization in irradiated silicon photodiodes", in Proc. 2nd Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2010, pp. 138-143.
- [164] G.P. Summers, E.A. Burke, P. Shapiro, S.R. Messenger, et R.J. Walters, "Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 40, no. 6, pp. 1372-1379, Dec. 1993.
- [165] J.H. Hubbell, et S.M. Seltzer, "Tables of X-ray mass attenuation coefficients and mass energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV for elements $Z = 1$ to 92 and 48 additional substances of dosimetric interest", NIST, <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/index.cfm>.
- [166] S.R. Messenger, M.A. Xapsos, G.P. Summers, et E.A. Burke, " ^{60}Co gamma ray irradiations of solar cells: a new way to predict space radiation damage", in Proc. of 1994 IEEE 1st World Conference on Photovoltaic Energy Conversion – WCPEC, vol. 2, pp. 2153-2156, Dec. 1994.
- [167] A.H. Johnston, "Basic principles and radiation effects in optical emitters", in Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009, pp. 34-45.
- [168] B.D. Evans, H.E. Hager, et B.W. Hughlock, "5.5-MeV proton irradiation of a strained quantum-well Laser diode and a multiple quantum-well broad-band LED", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 40, no. 6, pp. 1645-1654, Dec. 1993.
- [169] M. Boutillier, "Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode Laser", Thèse de doctorat, Université de Toulouse III Paul Sabatier, 2007 et les références intégrées.
- [170] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lelarge, B. Dagens, D. Make, O. Le Gouezigou, B. Rousseau, A. Accard, F. Poingt, F. Pommereau, et F. Lozes-Dupuy, "First evaluation of proton irradiation effects on InAs/InP quantum dash Laser diodes emitting at 1.55 μm ", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 55, no. 4, pp. 2243-2247, Aug. 2008.
- [171] S. Gonda, H. Tsutsumi, R. Ishigami, K. Kume, Y. Ito, M. Ishida, et Y. Arakawa, "Proton radiation effects in quantum dot Lasers", Appl. Surf. Sci. 255 (2008) 676-678.
- [172] S.C. Lee, Y.F. Zhao, R.D. Schrimpf, M.A. Neifeld, et K.F. Galloway, "Comparison of lifetime and threshold current damage factors for multi-quantum-well (MQW) GaAs/GaAlAs Laser diodes irradiated at different proton energies", IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol. 46, no. 6, pp. 1797-1803, Dec. 1999.
- [173] O. Gilard, "Theoretical study of radiation effects on GaAs/AlGaAs and InGaAsP/InP quantum-well Lasers", J. Appl. Phys. **93**, 1884 (2003).
- [174] C.E. Barnes, "Neutron damage in epitaxial GaAs Laser diodes", J. Appl. Phys. **42**, 1941 (1971).
- [175] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, D. Lagarde, L. Lombez, X. Marie, V. Ligeret, O. Parillaud, M. Krakowski, et O. Gilard, "Measurement of irradiation impact on carrier lifetime in a quantum well Laser diode", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 56, no. 4, pp. 2155-2159, Aug. 2009.
- [176] S.C. Lee, Y.F. Zhao, R.D. Schrimpf, M.A. Neifeld, et K.F. Galloway, "Comparison of lifetime and threshold current damage factors for multiple-quantum-well (MQW) GaAs/GaAlAs Laser diodes irradiated at different proton energies", IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 46, no. 6, pp. 1797-1803, Dec. 1999.
- [177] K. Gill, V. Arbet-Engels, J. Batten, G. Cervelli, R. Grabit, C. Mommaert, G. Stefanini, J. Troska, et F. Vasey, "Radiation damage studies of optoelectronic components for the CMS tracker optical links", IEEE Proceedings of the 4th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 1997, pp. 405-412, 1997.
- [178] S. Barde, R. Ecoffet, J. Costeraste, A. Meygret, et X. Hugon, "Displacement damage effects in InGaAs detectors: experimental results and semi-empirical model prediction", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 47, no. 6, pp. 2466-2472, Dec. 2000.
- [179] Q.L. Kleipool, R.T. Jongma, A.M.S. Gloudemans, H. Schrijver, G.F. Lichtenberg, R.M. van Hees, A.N. Maurellis, et R.W.M. Hoogeveen, "In-flight proton-induced radiation damage to SCIAMACHY's extended-wavelength InGaAs near-infrared detectors", Infrared Phys. Technol. 50 (2007) 30-37.
- [180] H.N. Becker, et A.H. Johnston, "Dark current degradation of near infrared avalanche photodiodes from proton irradiation", IEEE Trans. Nucl. Sci. vol. 51, no. 6, pp. 3572-3578, Dec. 2004.
- [181] H. Ohyama, J. Vanhellemont, Y. Takami, K. Hayama, T. Kudou, S. Kohiki, H. Sunaga, et T. Hakata, "Degradation of InGaAs pin photodiodes by neutron irradiation", Semicond. Sci. Technol. **11** (1996) 1461-1463.
- [182] G.J. Shaw, S.R. Messenger, R.J. Walters, et G.P. Summers, "Radiation-induced reverse dark currents in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodiodes", J. Appl. Phys. **73**, 7244 (1993).
- [183] H. Ohyama, K. Takakura, M. Nakabayashi, T. Hirao, S. Onoda, T. Kamiya, E. Simoen, C. Claeys, S. Kuboyama, K. Oka, et S. Matsuda, "Radiation damages of InGaAs photodiodes by high-temperature electron irradiation", Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 219-220 (2004) 718-721.

- [184] H. Ohyam, T. Kudou, E. Simoen, C. Claeys, Y. Takami, et H. Sunaga, "Radiation damage of $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodiodes by high energy particles", *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* **10** (1999) 403-405.
- [185] S.R. Messenger, E.A. Burke, J. Lorentzen, R.J. Walters, J.H. Warner, G.P. Summers, S.L. Murray, C.S. Murray, C.J. Crowley, et N.A. Elkouh, "The correlation of proton and neutron damage in photovoltaics", *IEEE Proc. 31st Photovoltaic Specialists Conf.*, pp. 559-562, Jan. 2005.
- [186] R.J. Walters, G.J. Shaw, G.P. Summers, E.A. Burke, et S.R. Messenger, "Radiation effects in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ devices", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 39, no. 6, pp. 2257-2264, Dec. 1992.
- [187] K. Gill, C. Azevedo, J. Batten, G. Cervelli, R. Grabit, F. Jensen, J. Troska, et F. Vasey, "Ageing tests of radiation damaged Lasers and photodiodes for the CMS experiment at CERN", *IEEE Proceedings of the 5th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 1999*, pp. 429-436, 1999.
- [188] A.H. Johnston, et T.F. Miyahira, "Displacement damage characterization of Laser diodes", *IEEE Proceedings of the 7th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2003*, pp. 3-9, 2003.
- [189] S.R. Messenger, E.A. Burke, G.P. Summers, et R.J. Walters, "Limits to the application of NIEL for damage correlation", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 51, no. 6, pp. 3201-3206, Dec. 2004.
- [190] K. Gill, V. Arbet-Engels, G. Cervelli, R. Grabit, C. Mommaert, G. Stefanini, F. Vasey, et J. Troska, "Pion radiation damage in InGaAs p-i-n photodiodes", Technical note CMS, CERN, NOTE 1998/047.
- [191] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, "SRIM : The Stopping and Range of Ions in Solids".
- [192] R.J. Walters, S.R. Messenger, G.P. Summers, E.A. Burke, S.M. Khanna, D. Estan, L.S. Erhardt, H.C. Liu, M. Gao, M. Buchanan, A.J. SpringThorpe, A. Houdayer, et C. Carlone, "Correlation of proton radiation damage in InGaAs-GaAs quantum-well light-emitting diodes", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 48, no. 6, pp. 1773-1777, Dec. 2001 et les references intégrées.
- [193] A.L. Barry, A.J. Houdayer, P.F. Hinrichsen, W.G. Letourneau, et J. Vincent, "The energy dependence of lifetime damage constants in GaAs LEDs for 1 – 500 MeV protons", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 42, no. 6, pp. 2104-2107, Dec. 1995.
- [194] J.R. Schwank, M.R. Shaneyfelt, J. Baggio, P.E. Dodd, J.A. Felix, V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, G.K. Lum, S. Girard, and E. Blackmore, "Effects of angle of incidence on proton and neutron-induced single-event latchup" *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 6, pp. 3122-3131, Dec. 2006.
- [195] Y. Kuhara, H. Terauchi, et H. Nishizawa, "Reliability of InGaAs/InP long-wavelength p-i-n photodiodes passivated with polyimide thin film", *IEEE J. Lightwave Technol.* vol. LT-4, no. 7, pp. 933-937, Jul. 1986.
- [196] C.P. Skrimshire, J.R. Farr, D.F. Sloan, M.J. Robertson, P.A. Putland, J.C.D. Stokoe, et R.R. Sutherland, "Reliability of mesa and planar InGaAs PIN photodiodes", *IEEE Proc.* vol. 137, no. 1, pp. 74-78, Feb. 1990.
- [197] G. Hopkinson, "Radiation activities in a project flow: displacement damage", in *Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems 2004 (SREC 04)*, pp. 615-635, Ed. Cepadues, Toulouse, 2004.
- [198] ESA ESCC Detail Specification no. 22900, "Total dose steady-state irradiation test method", no. 2, Aug. 2003.
- [199] A. Bonfiglio, M.B. Casu, M. Vanzi, F. Magistrali, M. Maini, et G. Salmini, "REDR-based kinetics for line defects leading to sudden failures in 980 nm SL SQW InGaAs Laser diodes", in *Proc. Int. Reliab. Phys. Symp. IRPS 1998*, pp. 113-118.
- [200] A.A. Hopgood, "Vacancy-controlled model of degradation in $\text{InGaAs/AlGaAs/GaAs}$ heterostructure Lasers", *J. Appl. Phys.* **76**, 4068 (1994).
- [201] M. Bettati, C. Starck, M. Pommies, N. Broqua, G. Gelly, M. Avella, J. Jiménez, I. Asaad, B. Orsal, et J.M. Peransin, "Gradual degradation in 980 nm InGaAs/AlGaAs pump Lasers", *Mat. Sci. Eng. B91-92 (2002)* 486-490.
- [202] W.J. Fritz, "Gradual bulk degradation in $(\text{AlGa})\text{As}$ Laser diodes during -20°C tests due to arsenic out-diffusion", *J. Appl. Phys.* **66**, 2260 (1989).
- [203] M. Fukuda, M. Okayasu, J. Temmyo, et J. Nakano, "Degradation behavior of 0.98- μm strained quantum well InGaAs/AlGaAs Lasers under high-power operation", *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 30, no. 2, pp. 471-476, Feb. 1994.
- [204] M. Bou Sanayeh, P. Brick, W. Schmid, B. Mayer, M. Müller, M. Reufer, K. Streubel, J.W. Tomm, et G. Bacher, "Temperature-power dependence of catastrophic optical damage in AlGaInP Laser diodes", *Appl. Phys. Lett.* **91**, 041115 (2007).
- [205] M. Hempel, M. Ziegler, J.W. Tomm, T. Elsaesser, N. Michel, et M. Krakowski, "Time-resolved analysis of catastrophic optical damage in 975 nm emitting diode Lasers", *Appl. Phys. Lett.* **96**, 251105 (2010).
- [206] P.G. Eliseev, "Optical strength of semiconductor Laser materials", *Prog. Quant. Electr.* 1996, vol. 20, no. 1, pp. 1-82.

- [207] S.N.G. Chu, N. Chand, W.B. Joyce, P. Parayanthal, et D.P. Wilt, "Generic degradation mechanism for 980 nm $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained quantum-well Lasers", *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3166 (2001).
- [208] M. Vanzi, G. Salmini, et R. De Palo, "New FIB/TEM evidence of a REDR mechanism in sudden failures of 980 nm SL SQW $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ pump Laser diodes", *Microelectron. Reliab.* **40** (2000) 1753-1757.
- [209] M. Vanzi, A. Bonfiglio, F. Magistrali, et G. Salmini, "Electron microscopy of life-tested semiconductor Laser diodes", *Micron* **31** (2000) 259-267.
- [210] M. Bettiati, F. Laruelle, M. Pommiès, G. Hallais, J. Jiménez, M. Avella, et E.V.K. Rao, "Direct evidence for group III atoms migration in aged 980 nm $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ pump Lasers", *Phys. Stat. Sol. (a)* **195**, no. 1, 159-164 (2003).
- [211] Y. Twu, L.S. Cheng, S.N.G. Chu, F.R. Nash, K.W. Wang, et P. Parayanthal, "Semiconductor Laser damage due to human-body-model electrostatic discharge", *J. Appl. Phys.* **74**, 1510 (1993).
- [212] J.A. Sharps, P.A. Jakobson, et D.W. Hall, "Effects of packaging atmosphere and organic contamination on 980 nm Laser diode reliability", in *Optical Amplifiers and Their Applications*, Vol. 14 of 1994 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, 1994), paper WD5.
- [213] W.J. Fritz, "Correlation between forward voltage at low current and catastrophic metal migration failure mechanisms in $(\text{AlGa})\text{As}$ Laser diodes", *J. Appl. Phys.* **66**, 2819 (1989).
- [214] W.J. Fritz, "Analysis of rapid degradation in high-power $(\text{AlGa})\text{As}$ Laser diodes", *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 26, no. 1, pp. 68-74, Jan. 1990.
- [215] P. Whitney, D. Darby, L. Scheffel, D. Flanders, et R. Pusch, "Influence of package atmosphere on 980nm high power chip reliability", *ESREF 94*, Glasgow-UK, pp. 257-259, 1994.
- [216] J. Park, et D.-S. Shin, "Package-induced catastrophic mirror damage of 980-nm GaAs high-power Laser", *Mat. Chem. Phys.* **88** (2004) 410-416.
- [217] T.S. Yeoh, J.A. Chaney, M.S. Leung, N.A. Ives, Z.D. Feinberg, J.G. Ho, J. Wen, "Three-dimensional failure analysis of high power semiconductor Laser diodes operated in vacuum", *J. Appl. Phys.* **102**, 123104 (2007).
- [218] J.S. Canham, "Investigation of contamination effects on Laser induced optical damage in space flight Lasers", 2004 NASA Earth Science and Technology Conference for ESTO, June 2004.
- [219] E. Troupaki, A.A. Vasilyev, N.B. Kashem, G.R. Allan, et M.A. Stephen, "Space qualification and environmental testing of quasicontinuous wave Laser diode arrays", *J. Appl. Phys.* **100**, 063109 (2006).
- [220] A. Seas, S. Li, M. Stephen, A-M. D. Novo-Gradac, N. Kashem, A. Vasilyev, E. Troupaki, S. Chen, et A. Rosanova, "Development and vacuum life test of a diode-pumped Cr:Nd:YAG Laser (Heritage Laser) for space applications", in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CFA6.
- [221] A. Vasilyev, E. Troupaki, N.B. Kashem, et M.A. Stephen, "Long-term performance tests on Laser diode arrays for the current and future space missions", *NASA Science Technology Conference 2007 (NSTC 07)*, College Park, MD, June 2007.
- [222] A. Kohl, G. Volluet, T. Fillardet, J.L. Pinsart, et H. Moisan, "High power Laser diodes : improvements in performance and reliability", *Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009*, pp. 124-127.
- [223] N.S. Kopeika, S. Hava, et I. Hirsh, "Gamma ray irradiated LED's : surface emission and significant wavelength tuning via surface states", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-20, no. 1, pp. 63-71, Jan. 1984.
- [224] S. Hava, "Application of surface effects externally to alter optical and electronic properties of existing optoelectronic devices – a 10-year update", *Proc. SPIE*, vol. 1540, 350 (1991).
- [225] L. Jensen, M. Jupé, H. Mädebach, H. Ehlers, K. Starke, D. Ristau, W. Riede, P. Allenspacher, et H. Schroeder, "Damage threshold investigations of high power Laser optics under atmospheric and vacuum conditions", *Proc. SPIE*, vol. 6403, 64030U (2007).
- [226] X.-L. Ling, Y.-A. Zhao, D.-W. Li, M. Zhou, J.-D. Shao, et Z.-X. Fan, "Effect of vacuum on the Laser-induced damage at anti-reflection coatings", *Chin. Phys. Lett.* vol. 26, no. 7 (2009) 074203.
- [227] X. Ling, Y. Zhao, D. Li, J. Shao, et Z. Fan, "Damage investigations of AR coating under atmospheric and vacuum conditions", *Opt. Laser Technol.* **41** (2009) 857-861.
- [228] W. Riede, P. Allenspacher, L. Jensen, et M. Jupé, "Analysis of the air – vacuum effect in dielectric coatings", *Proc. SPIE*, vol. 7132, 71320F (2008).
- [229] Y. Deshayes, L. Bechou, F. Verdier, et Y. Danto, "Long-term reliability prediction of 935 nm LEDs using failure laws and low acceleration factor ageing tests", *Qual. Reliab. Engng. Int.* 2005; **21**:571-594.
- [230] A. Moser, "Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs Lasers", *Appl. Phys. Lett.* **59**, 522 (1991).

- [231] A. Moser, A. Oosenbrug, E.E. Latta, Th. Forster, et M. Gasser, "High-power operation of strained InGaAs/AlGaAs single quantum well Lasers", *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2642 (1991).
- [232] G. Mura, M. Vanzi, P.G. Meridda, "The interpretation of the DC characteristics of LED and Laser diodes to address their failure analysis", in *Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009*, pp. 128-134.
- [233] E. Troupaki, N.B. Kashem, G.R. Allan, A. Vasilyev, et M. Stephen, "Space qualification of Laser diode arrays", 18th Annual Solid State and Diode Laser Technology Review, SSDLTR-2005 Technical Digest, June 2005.
- [234] S. Falvey, M. Buelow, B. Nelson, Y. Starcher, L. Thienel, C. Rhodes, T. Drape, et C. Westfall, "Fiber Laser component testing for space qualification protocol development", in *Proc. of the 2006 AMOS Technical Conference*, 10-14 Sep 06, Maui, HI, pp. 298-310.
- [235] B.E. Nelson, et S. Falvey, "Shake, bake, and radiate: fiber Lasers for space", *Northrop Grumman Tech. Rev. J.* vol. 16, no. 1, Spring/Summer 2008.
- [236] V. Heikkinen, T. Alajoki, E. Juntunen, M. Karppinen, K. Kautio, J.T. Mäkinen, J. Ollila, A. Tanskanen, J. Toivonen, R. Casey, S. Scott, W. Pintzka, S. Thériault, et I. McKenzie, "Fiber-optic transceiver module for high-speed intrasatellite networks", *IEEE J. Lightwave Technol.* vol. 25, no. 5, pp. 1213-1223, Mai 2007.
- [237] S. Tornow, T. Laurent, et L. Lierstuen, "Evaluation test of an industrial-qualified butterfly-packaged DFB Laser as a component suitable for space application", in *Proc. Int. Symp. on Reliability of Optoelectronics for Space ISROS 2009*, pp. 109-114.
- [238] C. Barnes, M. Ott, H. Becker, M. Wright, A. Johnston, C. Marshall, H. Shaw, P. Marshall, K. LaBel, et D. Franzen, "NASA electronic parts & packaging (NEPP) program assurance research on optoelectronics", *Proc. SPIE*, vol. 5897, 67 (2005).
- [239] Y. Deshayes, L. Bechou, J.Y. Deletage, F. Verdier, Y. Danto, D. Laffitte, et J.L. Goudard, "Three-dimensional FEM simulations of thermomechanical stresses in 1.55 μm Laser modules", *Microelectron. Reliab.* 43 (2003) 1125-1136.
- [240] Y. Deshayes, "Diagnostic de défaillances de systèmes optoélectroniques émissifs pour applications de télécommunication : caractérisations électro-optiques et simulations thermomécaniques", Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2002.
- [241] A. Bonfiglio, M.B. Casu, F. Magistrali, M. Maini, G. Salmini, et M. Vanzi, "A different approach to the analysis of data in life-tests of Laser diodes", *Microelectron. Reliab.* 38 (1998) 767-771.
- [242] M. Vanzi, G. Martines, A. Bonfiglio, M. Licheri, R. D'Arco, G. Salmini, et R. De Palo, "A simpler method for life-testing Laser diodes", *Microelectron. Reliab.* 39 (1999) 1067-1071.
- [243] G. Beister, J. Maege, G. Erbert, et G. Tränkle, "Non-radiative current in InGaAs/AlGaAs Laser diodes as a measure of facet stability", *Solid State Electron.* Vol. 42, no. 11, pp. 1939-1945, 1998.
- [244] G. Chiorboly, M. Vanzi, M.C. Ronchini, et F. Fantini, "Electrical characterization for failure analysis of DHBC InGaAsP/InP Laser diodes", *ESREF 92*, Schwäbisch Gmünd, Germany, pp. 237-240, 1992.
- [245] F. Ducroquet, G. Guillot, A. Nouailhat, et J.C. Renaud, "Mécanismes de derive du courant d'obscurité sur des photodiodes GaInAs/InP planar passivées par SiN_x ", *Revue Phys. Appl.* **24** (1989) 57-63.
- [246] S.R. Forrest, R.F. Leheny, R.E. Nahory, et M.A. Pollack, " $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ photodiodes with dark current limited by generation-recombination and tunneling", *Appl. Phys. Lett.* **37**, 322 (1980).
- [247] R. Trommer, et H. Albrecht, "Confirmation of tunneling current via traps by DLTS measurements in InGaAs photodiodes", *Jap. J. Appl. Phys.* vol. 22, pp. L364-L366, Jun. 1983.
- [248] J.N. Patillon, S. Makram-Ebeid, J.P. Chane, B.G. Martin, et G.M. Martin, "Analysis of electrical performance of GaInAs PIN photodiodes for telecommunication applications", in *Int. Symp. GaAs and Related Compounds*, 1984, *Int. Phys. Conf. Ser.*, no. 74, pp. 475-478.
- [249] P. Philippe, P. Poulain, K. Kazmierski, and B. de Cremoux, "Dark-current and capacitance analysis of InGaAs/InP photodiodes grown by metalorganic chemical vapor deposition", *J. Appl. Phys.* **59**, 1771 (1986).
- [250] K. Ohnaka, M. Kubo, and J. Shibata, "A low dark current InGaAs/InP p-i-n photodiode with covered mesa structure", *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. ED-34, pp. 199-204, Feb. 1987.
- [251] A. Zemel, and M. Gallant, "Current-voltage characteristics of metalorganic chemical vapor deposition InP/InGaAs p-i-n photodiodes: the influence of finite dimensions and heterointerfaces", *J. Appl. Phys.* **64**, 6552 (1988).
- [252] F. Buchali, R. Behrendt, and G. Heymann, "InGaAs/InP-photodiodes with dark current limited by generation-recombination", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 235-237, Jan 1991.
- [253] J. Spicher, "Photorécepteurs 1,3-1,5 μm obtenus par intégration monolithique de photodiodes p-i-n et de transistors HEMT", Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1996.

- [254] P.A. Martin, B.G. Streetman, et K. Hess, "Electric field enhanced emission from non-Coulombic traps in semiconductors", *J. Appl. Phys.* **52**, 7409 (1981).
- [255] O.K.B. Lui, et P. Migliorato, "A new generation-recombination model for device simulation including the Poole-Frenkel effect and phonon-assisted tunneling", *Solid-state Electron.* vol. 41, no.4, pp. 575-583, 1997.
- [256] G. Vincent, A. Chantre, et D. Bois, "Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions", *J. Appl. Phys.* **50**, 5484 (1979).
- [257] P. Dansas, D. Pascal, C. Bru, S. Laval, L. Giraudet, et M. Allovon, "Interfacial traps in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$ heterostructures", *J. Appl. Phys.* **67**, 1384 (1990).
- [258] S.R. Forrest, et O.K. Kim, "Deep levels in $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ heterostructures", *J. Appl. Phys.* **53**, 5738 (1982).
- [259] D.V. Lang, "Deep-level transient spectroscopy: a new method to characterize traps in semiconductors", *J. Appl. Phys.* **45**, 3023 (1974).
- [260] S. Adachi, "Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys", *J. Appl. Phys.* **54**, 1844 (1983).
- [261] P.K. Bhattachacharya, J.W. Ku, S.J.T. Owen, S.H. Chiao, et R. Yeats, "Evidence of trapping in device-quality liquid-phase-epitaxial $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ", *Electron. Lett.* vol. 15, no. 23, pp. 753-755, Nov. 1979.
- [262] F. Ducroquet, G. Guillot, J.C. Renaud, et A. Nouailhat, "Passivation induced deep levels in GaInAs PIN planar photodiodes", *J. Appl. Phys.* **71**, 4436 (1992).
- [263] D. Pogany, F. Ducroquet, S. Ababou, et G. Brémond, "Electrical characterization of lattice-mismatched $\text{InP}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ heterostructures and PIN photodiodes grown by LP-MOCVD", *J. Electrochem. Soc.* vol. 140, no. 2, Feb. 1993.
- [264] M.A. Zaidi, J.C. Bourgoin, et H. Maaref, "Poole-Frenkel-assisted emission from deep levels in electron-irradiated germanium", *Semicond. Sci. Technol.* **4** (1989) 739-472.
- [265] M. Zazoui, S.L. Feng, et J.C. Bourgoin, "Electric field effect on electron emission from the DX centre in GaAlAs ", *Semicond. Sci. Technol.* **6** (1991) 973-978.
- [266] D. Pons, et S. Makram-Ebeid, "Phonon assisted tunnel emission of electrons from deep levels in GaAs ", *J. Phys. France* **40**, 1161-1172 (1979).
- [267] S. Makhram, G.C. Sun, et J.C. Bourgoin, "Modelling of solar cell degradation in space", *Sol. Energ. Mat. Sol. C.* **94** (2010) 971-978.
- [268] A. Gauffier, J.-P. David, et O. Gilard, "Analytical model for multi-junction solar cells prediction in space environment", *Microelectron. Reliab.* **48** (2008) 1494-1499.
- [269] J.H. Warner, S.R. Messenger, R.J. Walters, G.P. Summers, J.R. Lorentzen, D.M. Wilt, et M.A. Smith, "Correlation of electron radiation induced-damage in GaAs solar cells", *IEEE Trans. Nucl. Sci.* vol. 53, no. 4, pp. 1988-1994, Aug. 2006.
- [270] G. Rolland, "OMERE : Outil de Modélisation de l'Environnement Radiatif externe et de ses Effets sur les composants", *L'actualité Composants du CNES* no. 34, pp. 4-14, CCT Composants, CNES, 2010.
- [271] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, et L.R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys", *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [272] C.H. Henry, R.A. Logan, et F.R. Merritt, "The effect of surface recombination on current in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterojunctions", *J. Appl. Phys.* **49**, 3530 (1978).
- [273] J.M. Shah, Y.-L. Li, Th. Gessmann, et E.F. Schubert, "Experimental analysis and theoretical model for anomalously high ideality factors ($n \geq 2.0$) in $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ p-n junction diodes", *J. Appl. Phys.* **94**, 2627 (2003).
- [274] A. Chitnis, A. Kumar, M. Shatalov, V. Adivarahan, A. Lunev, J.W. Yang, G. Simin, M. Asif Khan, R. Gaska, et M. Shur, "High-quality p-n junctions with quaternary $\text{AlInGaIn}/\text{InGaIn}$ quantum wells", *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3800 (2000).
- [275] L. Kirkup, W. Kalceff, et G. McCredie, "Effect of injection current on the repeatability of Laser diode junction voltage-temperature measurements", *J. Appl. Phys.* **101**, 023118 (2007).
- [276] B.T. Chait, et K.G. Standing, "A time-of-flight mass spectrometer for measurement of secondary ion mass spectra", *Int. J. Mass. Spectrom. Ion Phys.*, **40** (1981) 185-193.
- [277] M. Avella, M. Pommiés, J. Jiménez, M. Bettiati, G. Hallais, et V. Lemonon, "Cathodoluminescence spectral imaging as a technique for the study of cavity degradation of high-power QW Lasers", *Mater. Sci. Semicond. Process.* **9** (2006) 204-209.
- [278] Y. Sin, N. Presser, B. Foran, M. Mason, et S.C. Moss, "Investigation of catastrophic optical mirror damage in high power single-mode $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$ strained quantum well Lasers with focused ion beam and HR-TEM techniques", in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and*

- Photonic Applications Systems Technologies, OSA Technical Digest Series (CD) (Optical Society of America, 2007), paper CThEE5.
- [279] S.N.G. Chu, R.A. Logan, et W.T. Tsang, "Misfit stress-induced compositional instability in hetero-epitaxial compound semiconductor structures", *J. Appl. Phys.* **79**, 1397 (1996).
- [280] J. Caerels, C. Glorieux, et J. Thoen, "Photopyroelectric thermal wave setup for the absolute measurement of the thermal conductivity of low density gases", *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 3506 (2000).
- [281] J. Hashimoto, I. Yoshida, M. Murata, et T. Katsuyama, "Time dependence of catastrophic optical damage (COD) of 0.98 μm GaInAs/GaInP strained quantum well Lasers", in *Proc. IEEE 7th Int. Conf. InP and Rel. Mat.*, pp. 472-475, 1995.
- [282] K.P. Pipe, et R.J. Ram, "Comprehensive heat exchange model for a semiconductor Laser diode", *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 15, no. 4, pp. 504-506, Apr. 2003.
- [283] D. Veyrié, O. Gilard, K. Sanchez, S. Lhuillier, and F. Bourcier, "New methodology for the assessment of the thermal resistance of Laser diodes and light emitting diodes", *Microelectron. Reliab.* **50** (2010) 456-461.
- [284] J. Van de Castele, D. Laffitte, G. Gelly, C. Starck, et M. Bettiati, "High reliability level demonstrated on 980nm Laser diode", *Microelectron. Reliab.* **43** (2003) 1751-1754.
- [285] G.-L. Tan, N. Bewtra, K. Lee, et J.M. Xu, "A two-dimensional nonisothermal finite element simulation of Laser diodes", *IEEE J. Quantum Electron.* vol. 29, no. 3, pp. 822-835, Mar. 1993
- [286] G. Chen, et C.L. Tien, "Facet heating of quantum well Lasers", *J. Appl. Phys.* **74**, 2167 (1993).
- [287] X. Liu, M.H. Hu, C.G. Caneau, R. Bhat, L.C. Hughes, et C.-E. Zah, "Thermal management strategies for high power semiconductor pump Lasers", *IEEE Trans. Components and Packaging Technologies* vol. 29, no. 2, pp. 268-276, Jun. 2006.
- [288] P.K.L. Chan, K.P. Pipe, Z. Mi, J. Yang, P. Bhattacharya, et D. Lüerßen, "Thermal relaxation time and heat distribution in pulsed InGaAs quantum dot Lasers", *Appl. Phys. Lett.* **89**, 011110 (2006).
- [289] A. Kozłowska, M. Latoszek, J.W. Tomm, F. Weik, T. Elsaesser, M. Zbrozczyk, M. Bugajski, B. Spellenberg, et M. Bassler, "Analysis of thermal images from diode Lasers: temperature profiling and reliability screening", *Appl. Phys. Lett.* **86**, 203503 (2005).
- [290] H. Brugger, et P.W. Epperlein, "Mapping of local temperature on mirrors of GaAs/AlGaAs Laser diodes", *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1049 (1990).
- [291] C. Starck, M. Bettiati, P. Pagnod-Rossiaux, P. Garabédian, F. Laruelle, S. Fromy, G. Beuchet, G. Hallais, B. Girard, J. Van de Castele, A. Rigny, G. Gelly, G. Ughetto, J.-P. Fie, et J.-C. Bertreux, "Design and manufacture of 980 nm ridge Lasers for high power bragg stabilised pump modules", in *Proc. ECOC 2004*, vol. 3, paper We4.P.059.
- [292] J.P. Holman, "Heat transfer", Editions McGraw Hill Higher Education, 6ème ed., 1986.
- [293] E.W. Kapusta, D. Lüerßen, et J.A. Hudgings, "Quantifying optical feedback into semiconductor Lasers via thermal profiling", *IEEE Photon. Technol. Lett.* vol. 18, no. 2, pp. 310-312, Jan. 2006.
- [294] M.A. Afromowitz, "Thermal conductivity of Ga_{1-x}Al_xAs alloys", *J. Appl. Phys.* **44**, 1292 (1973).
- [295] S. Dilhaire, S. Grauby, S. Jorez, L.-D. Patino Lopez, E. Schaub, et W. Claeys, "Laser diode COFD analysis by thermorefectance microscopy", *Microelectron. Reliab.* **41** (2001) 1597-1601.
- [296] D. Veyrié, "Approche alternative de l'évaluation de l'herméticité des micro cavités – application au packaging des MEMS", Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 2007.
- [297] A.K. Chin, R.K. Bertaska, H. Eppich, M.A. Jaspan, et J.H. Jacob, "Bulk catastrophic optical-damage of 980nm In_xGa_{1-x}As/GaAs, high-power, broad-area Laser-diodes due to a void in Au₈₀Sn₂₀ solder", *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* Vol. 1195, paper 1195-B02-03.
- [298] L. Bechou, L. Angrisiani, Y. Ousten, D. Dallet, H. Levi, P. Daponte, et Y. Danto, "Localization of defects in die-attach assembly by continuous wavelet transform using scanning acoustic microscopy", *Microelectron. Reliab.* **39** (1999) 1095-1101.
- [299] H. Okubo, S. Yuasa, K. Ota, N. Hayakawa, et M. Hikita, "Discharge characteristics under non-uniform electric field in He, Ar and air at low pressures", *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.* vol. 4, no. 4, pp. 450-455, Aug. 1997.
- [300] H. Greenhouse, "Hermeticity of electronic packages", William Andrew Publishing, 2000, New York.
- [301] D.D. Dylis "Overview of electronic component reliability", *Electronic Failure Analysis Handbook*, édité par P.L. Martin, ed. McGraw-Hill, New York, 1999.
- [302] B.W. Hakki, et T.L. Paoli, "Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection Lasers", *J. Appl. Phys.* **46**, 1299 (1975).

- [303] S.L. Chuang, "Physics of optoelectronic devices", John Wiley & Sons Inc., New York, 1995.
- [304] D. Ahn, et S.C. Choi, "Band-gap renormalization effects on 980 nm strained-layer InGaAs/AlGaAs quantum-well Lasers", *J. Appl. Phys.* **76**, 7648 (1994).
- [305] D. Ahn, et T.-K. Yoo, "Theoretical analysis of strained-layer InGaAs/GaAs quantum-well Lasers with gain suppression and valence-band mixing", *Appl. Phys. Lett.* **60**, 548 (1992).
- [306] S.W. Corzine, R.H. Yan, et L.A. Coldren, "Theoretical gain in strained InGaAs/AlGaAs quantum wells including valence-band mixing effects", *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2835 (1990).
- [307] E.J. Friebele, L.A. Brambani, M.E. Gingerich, S.J. Hickey, et J.R. Onstott, "Radiation-induced attenuation in polarization maintaining fibers: low dose rate response, stress, and materials effects", *Appl. Opt.* vol. 28, no. 23, pp. 5138-5143, Dec. 1989.
- [308] J.D.O. McFadden, R. Greenwell, J. Hatch, C. Barnes, D. Pentrack, et D. Scott, "Measurements and results of gamma radiation induced attenuation at 980 nm of single mode fiber", *Proc. SPIE* vol. 2811, pp. 77-86, 1996.
- [309] G.M. Hale, et M.R. Querry, "Optical constants of water in the 200-nm to 200- μ m wavelength region", *Appl. Opt.* vol. 12, no. 3, pp. 555-563, Mar. 1973.
- [310] S.L. Chuang, "Efficient band-structure calculations of strained quantum wells", *Phys. Rev. B* **43**, 9649-9661 (1991).

Production scientifique

Publications internationales :

Publiées :

G. Pedroza, O. Gilard, M.L. Bourqui, L. Bechou, Y. Deshayes, L.S. How, and F. Rosala, "Proton effects on low noise and high responsivity silicon-based photodiodes for space environment", *J. Appl. Phys.* **105**, 024513 (2009).

En cours de soumission :

- G. Pedroza, L.S. How, L. Bechou, O. Gilard, Y. Ousten, H. Saadaoui, and J.L. Goudard, "Effects of long term in-vacuum ageing on 980nm laser diode pump modules for space applications", *IEEE Trans. Device Mat. Rel.*

- G. Pedroza, M. Colombo, O. Gilard, L.S. How, L. Bechou, J.L. Goudard, M. Boutillier, G. Quadri, and M. Vanzi, "Assessment of radiation effects on a 980 nm fiber Bragg grating stabilized pump laser diode", *IEEE Trans. Nucl. Sci.*

Présentations à des congrès internationaux :

- G. Pedroza, L.S. How, L. Bechou, O. Gilard, J.-L. Goudard, and C. Nissim, "Long term in-vacuum aging of 980 nm laser diode pump modules for space applications", in *Proc. 2nd Int. Symp. On Reliability of Optoelectronics for Space (ISROS 2010)*, pp. 144-152, 2010.

- G. Pedroza, "Influence of gamma and proton radiation on COTS silicon and indium phosphide based photodiodes and determination of end-of-mission performance through modeling", *CNES/ESA final presentation days 2011, 28/03/2011, Noordwijk (NL)*

- G. Pedroza, O. Gilard, M.L. Bourqui, L. Bechou, L.S. How, and F. Rosala, "Proton and gamma radiations effects on silicon photodiodes for space environments", in *Proc. Int. Symp. On Reliability of Optoelectronics for Space (ISROS 09)*, pp. 187-195, 2009.

- G. Pedroza, M. Boutillier, L.S. How, L. Bechou, T. Nuns, P. Arnolda, Y. Ousten and J.L. Goudard, "Proton irradiation effects on InGaAs/InP photodiodes for space applications", in *RADECS 2012*.

Présentations à des congrès nationaux :

- G. Pedroza, "Evaluation de lasers pour applications spatiales", *Journées Laser du LAAS, 14/01/2011, Toulouse*.

Posters :

- G. Pedroza, M. Boutillier, L. Bechou, L.S. How, J.-R. Burie, F. Laruelle, J.-L. Goudard, and P. Wolkowicz, "Evaluation results of commercially available InGaAs PIN photodiode modules for space applications", in *Proc. 2nd Int. Symp. On Reliability of Optoelectronics for Space (ISROS 2010)*, pp. 187-192, 2010.

- L.S. How, S. Lhuillier, G. Pedroza, A. Delbergue, and F. Rosala, "Overview of lifetest means and procedures on optoelectronic devices", in *Proc. 2nd Int. Symp. On Reliability of Optoelectronics for Space (ISROS 2010)*, pp. 199-203, 2010.