



Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser

Mathieu Boutillier

► To cite this version:

Mathieu Boutillier. Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT: . tel-00256823

HAL Id: tel-00256823

<https://theses.hal.science/tel-00256823>

Submitted on 5 Mar 2008

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

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

■ Thèse

Préparée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du CNRS

En vue de l'obtention du titre de docteur de l'Université de Toulouse III - Paul Sabatier

Ecole doctorale : Génie électrique, électronique et télécommunications

Spécialité : Optoélectronique

Par **Mathieu BOUTILLIER**

Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial
sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser.

Devant le jury :

<u>Rapporteurs</u> :	L. Dusseau	Professeur, Université de Montpellier-2
	J. Jacquet	Professeur, SUPELEC Metz
<u>Examineurs</u> :	N. Dimarcq	Directeur de recherche, SYRTE CNRS
	L. Escotte	Professeur, Université Toulouse III, Président
	G. Sarabayrouse	Directeur de recherche, LAAS-CNRS
<u>Invité</u> :	O. Gilard	Ingénieur, CNES
<u>Directeur de thèse</u> :	O. Gauthier-Lafaye	Chargé de Recherches, LAAS-CNRS

Cette thèse a été réalisée au sein du groupe photonique du Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) du CNRS, à Toulouse. Je remercie Messieurs Malik Ghallab et Raja Chatila, directeurs de ce laboratoire, de m'avoir accueilli et de m'avoir permis de réaliser ce travail. Je remercie également Chantal Fontaine, responsable du groupe Photonique pour m'avoir intégré dans son groupe de recherche.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du Jury qui m'a fait l'honneur d'évaluer mes travaux : Laurent Escotte, Professeur à l'Université Paul Sabatier, d'avoir accepté de présider ce jury de thèse ; Joël Jacquet, Professeur à Supélec Metz et Laurent Dusseau, Professeur à l'université de Montpellier II, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail de thèse, de l'avoir discuté et enrichi par leurs questions et leurs remarques ; Noël Dimarcq, directeur de recherche au laboratoire SYRTE-CNRS à Paris ; Gérard Sarabayrouse, directeur de recherche au LAAS-CNRS ; Olivier Gilard, ingénieur au CNES à Toulouse, d'avoir accepté d'être examinateur de ma thèse, d'avoir apporté leurs avis et leurs commentaires sur cette étude.

Je remercie tout particulièrement Françoise Lozes-Dupuy, directeur de recherche au CNRS, chef de l'équipe Diodes laser au sein de laquelle je me suis épanoui. Toujours dans le bon timing, elle a porté son attention sur mon travail, pour me donner ses conseils, ses remarques, ses corrections, toujours pleines de bon sens, de logique et de pertinence. Merci aussi de m'avoir fait confiance et de m'avoir laissé défendre mes travaux en conférences, même à l'autre bout du monde ! Pour cela, merci aussi à Chantal Fontaine d'avoir financé ces déplacements, qui m'ont permis de faire de nombreuses rencontres.

Je remercie Olivier Gauthier-Lafaye, chargé de recherche au LAAS-CNRS, d'avoir encadré cette thèse ... Ces trois années de travail sous sa responsabilité ont été un sincère plaisir. Un grand merci pour ses remarques et ses encouragements, toujours directs et pertinents, dont certains resteront mythiques tel le « *c'était à ...* » ou encore le fameux « *c'est TA thèse* ». Merci également pour le temps passé en explications, conseils, corrections, ... bref, du temps passé à me transmettre un peu de son savoir. Merci aussi pour le café du matin, pour les croissants qui vont avec, ce sont des choses qui motivent à servir à la science dans la joie et la bonne humeur. En résumé, un grand merki.

Je n'oublie pas Sophie Bonnefont, chargée de recherche au CNRS, dont la présence et la rigueur tout au long de cette thèse auront été réconfortantes. Merci pour ses explications sur Cadillac, ses corrections et ses remarques minutieuses, et pour tout le reste. Je tiens aussi à remercier Antoine Monmayrant pour son investissement lors de la finalisation de ce travail et surtout, pour son merveilleux pot d'entrée au CNRS, dont je rêve encore régulièrement.

Je tiens tout particulièrement à remercier Xavier Dollat, le mécanicien du laboratoire, sans qui cette étude n'aurait pu être menée dans les temps. Ses conseils, son astuce, son travail sans reproche ont permis de réaliser certains supports des bancs de mesure ainsi que les portes échantillons utilisés pour les irradiations. Merci également à David Colin, chirurgien en bonding, pour avoir opéré avec succès plusieurs composants, ce qui a permis de leurs sauver la vie.

Je souhaite également remercier l'ensemble des personnes avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer, je pense notamment à Olivier Gilard qui a financé et suivi cette étude pour le compte du CNES ; à Michel Krakowski, François-Julien Vermesch, Vincent Ligeret, Béatrice Dagens, François Alexandre et François Lelarge du III-V Lab pour les composants qu'ils m'ont fourni, à Elena Bedel et à Alexandre Arnoult qui m'ont fait découvrir le monde de l'épitaxie, à Olivier Llopis et à Stéphanie constant dont l'aide fut précieuse lors de la réalisation des mesures de bruit ; à François Olivier qui a tenté de m'initier aux joies de la DLTS ; à Xavier Marie, Laurent Lombez et Delphine Lagarde pour les mesures de photoluminescence résolue en temps ; et à Michel et à Christina qui m'ont supporté durant leurs stages.

Comment ne pas remercier ceux qui ont rendus cette thèse si agréable à vivre : les doctorants du groupe et autres acolytes des pauses du D28 : Benito, collègue de bureau, véritable gourou de l'esprit D28, il m'a appris à être draakonien dans le travail ; Olivier qui m'aura épaté tout au long de ces trois années par son incroyable culture géographique et ses superbes jeux de mots ; Samos, mon concurrent et partenaire dans l'apprentissage du métier d'éleveur de cochons ; Olivier (encore un autre) pour avoir été un partenaire de jeu, aussi bien en épitaxie qu'en sports (réel ou virtuel) ; Stephan qui m'aura fait rêver par sa créativité fantastique et son imagination sans limites ; Pierre-Henri, un grand challenger lors des compétitions phares de ping-pong gorginette ; Alexandre, un infatigable pourvoyeur de croissants lors de son

arrivée parmi nous ; mais aussi Pascal, Cédric, Eric, Moustapha... un grand merci à vous tous pour ces inoubliables moments passés ensemble, au LAAS et hors du LAAS !

Je pense aussi à mes amis, hors du monde LAASien qui m'ont soutenu, chacun à leur façon lors de cette thèse, Vincent, Pierre-François, Violaine, Christophe, Brice, Sammy, Yannick, Delphine, Aurore, ...

Et enfin comment ne pas remercier ceux dont le soutien fut indéfectible, mes parents, mon frère, et ma famille en général.

Encore merci à toutes et à tous, et que la force soit avec vous dans la réalisation de vos projets en cours et à venir ! !

1	INTRODUCTION.....	1
2	CONTEXTE DE L'ETUDE	3
1	INTRODUCTION.....	3
2	LA PROBLEMATIQUE SPATIALE	5
2.1	<i>Description de l'environnement.....</i>	5
2.2	<i>Modélisation de l'environnement spatial.....</i>	7
a)	Modélisation des ceintures de radiations.....	7
b)	Modélisation des protons solaires	7
c)	Estimation des contraintes pour une mission.....	8
d)	Conclusion.....	8
2.3	<i>Interactions particules / matière</i>	9
a)	Les différents types d'interactions	9
b)	Impact sur les propriétés des semi-conducteurs.....	14
2.4	<i>Méthodologie : le NIEL, irradiation mono-énergie, mono-particule.</i>	17
2.5	<i>Conclusion</i>	18
3	ÉTAT DE L'ART : IMPACT DES RADIATIONS SUR LES DIODES LASER	18
3.1	<i>Etat de l'art par caractéristique observée.....</i>	19
a)	Caractéristique Puissance-Courant	20
b)	Caractéristique Tension-Courant	24
c)	Emission spectrale	27
d)	Propriétés dynamiques.....	28
e)	Conclusion.....	28
3.2	<i>Influence des conditions d'irradiation</i>	29
a)	Etude en énergie / comparaison au NIEL.....	29
b)	Recuit sous injection de porteurs.....	31
c)	Etude des conditions de polarisation	32
d)	Etude selon l'axe des irradiations.....	33
e)	Equivalence électrons/protons	34
4	CONCLUSION.....	35
3	METHODOLOGIE D'ANALYSE DE DIODES LASER	37
1	INTRODUCTION.....	37
2	METHODOLOGIE MISE EN PLACE	38
2.1	<i>Le modèle de gain</i>	39
2.2	<i>Les mesures expérimentales.....</i>	39
3	MESURES MISES EN PLACE	41
3.1	<i>Photoluminescence et temps de vie des porteurs.....</i>	41
3.2	<i>Emission spontanée</i>	45

3.3	<i>Emission spontanée amplifiée</i>	48
3.4	<i>Emission optique dans l'axe de la diode laser</i>	53
3.5	<i>Tension-courant</i>	55
4	ANALYSE DES MESURES	58
4.1	<i>Pertes et rendement internes</i>	58
4.2	<i>Mécanismes de recombinaison et temps de vie des porteurs</i>	59
4.3	<i>Propriétés dynamiques</i>	63
5	CONCLUSION	66
4	APPLICATION A L'ETUDE DE L'IMPACT DES IRRADIATIONS	67
1	INTRODUCTION	67
2	COMPOSANTS ETUDIES ET METHODE D'ANALYSE	67
2.1	<i>Composants laser</i>	68
a)	Diodes laser GaInAsP/GaAs	68
b)	Diodes laser GaInNAs/InP	69
c)	Diodes laser à îlots quantiques InAs/InP	70
2.2	<i>Echantillons dédiés à la photoluminescence</i>	70
3	IRRADIATION PROTONS	71
3.1	<i>Protocole expérimental</i>	72
3.2	<i>Résultats de photoluminescence</i>	74
3.3	<i>Résultats sur les composants</i>	78
a)	Evaluation du recuit sous injection de porteurs	79
b)	Gain	86
c)	Emission stimulée	93
d)	Bruit d'amplitude	95
e)	Conclusion	96
4	IRRADIATIONS ELECTRONS	97
4.1	<i>Conditions d'irradiation et composants irradiés</i>	97
4.2	<i>Matériau (PL/TRPL plaques Thalès)</i>	98
4.3	<i>Composants (Ridge & Larges Thalès)</i>	100
a)	Propriétés optiques	100
b)	Propriétés électriques	103
c)	Propriétés dynamiques	104
4.4	<i>Conclusion</i>	104
5	« ÉQUIVALENCE » ELECTRONS / PROTONS	105
5.1	<i>Validité de l'équivalence</i>	106
5.2	<i>Courants de saturation et de seuil</i>	106
5.3	<i>Conclusion</i>	107
6	INFLUENCE DES PERTES DE LA CAVITE	108
7	INFLUENCE DE LA DIMENSIONNALITE	110

7.1	<i>Comportement à 25°C</i>	110
7.2	<i>Comportement en température</i>	112
8	CONCLUSION :	114
5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	117
6	ANNEXE : MODELISATION DE LA DIODE LASER	121
1	GENERATION ET RECOMBINAISON DE PORTEURS	121
1.1	<i>Les transitions électroniques</i>	121
1.2	<i>Génération et recombinaison des porteurs dans une diode laser</i>	122
2	PROPRIETES OPTIQUES SOUS LE SEUIL LASER	126
3	GENERATION DE PHOTONS PAR EMISSION STIMULEE	127
4	PROPRIETES AU-DESSUS DU SEUIL	129
4.1	<i>Définition du seuil laser</i>	129
4.2	<i>Puissance optique émise</i>	130
4.3	<i>Caractéristiques de rayonnement</i>	132
4.4	<i>Comportement dynamique</i>	134
5	PROPRIETES ELECTRIQUES	135
7	LISTE DE PUBLICATIONS	139
8	REFERENCES	141

1 Introduction

L'idée d'utiliser des lignes de transmission optiques dans les environnements radiatifs date des années 1970-1980. Les environnements concernés sont à la fois le domaine spatial, les accélérateurs de particules, mais aussi les installations nucléaires civiles. Dans le cadre de missions spatiales, certains éléments de ces chaînes sont de plus en plus utilisés pour des applications spécifiques, telles que les gyroscopes à fibres optiques, ou encore le refroidissement d'atomes pour les horloges atomiques embarquées qui sont au cœur des missions GALILEO et PHARAO. Un des composants clés de ces applications est l'émetteur de lumière, c'est-à-dire la diode laser. La question se pose alors du comportement des diodes laser en environnement radiatif.

La plupart des études menées sur les effets d'un environnement radiatif sur les propriétés des diodes laser, tout d'abord dans les années 1970-80 sur des diodes à double hétéro-structures¹⁻⁵, puis plus récemment sur des diodes à puits quantiques⁶⁻¹⁰, a été menée sur des composants commerciaux (COTS) où la diode laser est considérée comme une boîte noire. Les propriétés étudiées sont alors celles touchant aux performances du composant, principalement le courant de seuil et la puissance optique émise. La méthode d'analyse utilisée pour estimer la dégradation des propriétés de la diode laser est basée sur la définition d'un facteur de dommage correspondant à la variation linéaire par unité de fluence reçue du paramètre suivi (par exemple le courant de seuil). La fluence est définie comme la densité de particules reçues par le matériau cible, elle s'exprime généralement en « particules/cm² ».

L'objectif de cette thèse est de développer une méthodologie générale d'analyse d'une diode laser bien définie (composition et épaisseur des différentes couches). Elle doit être suffisamment générale pour permettre de rendre compte des différents types de diodes laser existant actuellement, qu'elles soient à puits ou boîtes quantiques, ou bien encore à base d'alliages innovants. Enfin, elle doit pouvoir être étendue aux composants plus complexes que ceux étudiés ici, comme les diodes laser de type DFB ou les diodes laser émettant dans le moyen infrarouge (diodes lasers antimoniures ou bien à cascade quantique). Nous avons choisi de développer une méthodologie visant à déduire les paramètres intrinsèques du composant

étudiés, basée sur la confrontation entre un jeu de caractérisations de base et le modèle de gain CADILAC développé au laboratoire. Ces études sont appliquées sur des composants Fabry-Perot nus, reportés sur une embase. Ces précautions permettent de s'affranchir des contraintes de l'environnement radiatif sur le boîtier (collage, lentille intégrée, injection dans une fibre optique, ...). Ces problèmes sont loin d'être négligeable lors de l'utilisation en environnement réel des diodes laser, mais ils ne font pas l'objet de ce travail.

Cette méthodologie est appliquée à trois groupes de diodes laser « actuelles ». Le premier, sur lequel se centre l'étude, est constitué de diodes laser de puissance sans aluminium, à puits quantiques émettant à 852 nm, dont l'application visée est le refroidissement d'atomes de césium dans des horloges atomiques embarquées (projet spatiaux Pharaon et Galileo). Les diodes laser des deux autres groupes, mêmes si elles émettent dans la gamme classique des 1.55 μm , sont plus exploratoires mais représentatives de l'évolution des matériaux utilisés dans les zones actives. Le deuxième groupe utilise l'alliage GaInNAs contraint en tension comme puits quantiques, alors que le troisième est constitué de diodes laser à base d'îlots quantiques d'InAs.

L'étude que je présente ici se compose de trois chapitres. Dans le premier, je rappelle le contexte et la problématique liés à un environnement radiatif, avant de présenter un état de l'art des effets d'irradiation sur les diodes laser. Dans le deuxième chapitre je décris la méthodologie mise en place, et illustre sa mise en œuvre sur un composant moderne. Je montre comment un ensemble de caractérisations de base, couplé à une analyse faite de confrontations et de recoupements, permet de remonter aux propriétés intrinsèques d'une diode laser. Dans le troisième chapitre j'expose l'application de cette méthodologie à l'étude de la tenue sous irradiations de diodes laser. La méthodologie complète est d'abord appliquée à l'étude de l'impact de protons sur les diodes laser de puissance utilisées pour le refroidissement d'atomes. Puis des études complémentaires sont proposées : la première traite de l'impact d'une irradiation aux électrons sur ces mêmes diodes laser, ce qui permet de dériver une équivalence électrons/protons, alors que la seconde évoque des voies de durcissement des diodes laser en jouant sur la conception du composant (pertes de la cavité, choix de la dimensionnalité de la zone active).

2 Contexte de l'étude

Ce chapitre décrit quelques spécificités des radiations en environnement spatial, ainsi que les concepts habituellement utilisés pour étudier l'impact de cet environnement sur les composants. Je détaille notamment la méthodologie utilisée pour réaliser une prédiction de fiabilité lors de l'exposition à un spectre de radiations à partir d'études d'impact de radiations mono-énergie, mono fluence. Enfin, je présente de manière synthétique les travaux rapportés dans la littérature concernant les effets d'une contrainte radiative sur les propriétés des diodes laser. Nous verrons que si l'impact des radiations sur ce type de composant a été étudié de manière détaillée, peu d'études ont été consacrées à l'analyse fine des causes de variation des performances des diodes laser, et aucune étude exhaustive n'a été réalisée, afin d'étudier l'ensemble des impacts pouvant être observé sur un seul type de composant.

1 Introduction

L'environnement spatial est constitué de différentes particules, d'origines diverses, avec des énergies et des localisations variées dans l'espace. Selon l'orbite de la mission spatiale considérée, l'environnement radiatif rencontré diffère par l'origine des particules qui le composent. Ces particules ont des énergies et des flux variés, comme le résume la figure 2-1. Selon la mission considérée, les types et les énergies des particules changent. Ces particules peuvent être des électrons, des protons ou des ions lourds provenant, soit des ceintures de radiations, soit du soleil (éruptions et vent solaire), soit du rayonnement cosmique.

Les particules provenant du vent solaire, principalement des électrons, des protons et des particules α , sont caractérisées par de faibles énergies ($< \text{quelques keV}$). Par conséquent, elles sont aisément stoppées par le blindage du satellite. Les particules issues du rayonnement cosmique, sont caractérisées par un faible flux, mais par des énergies importantes ($> 100 \text{ MeV}$). En raison de leurs fortes énergies, elles traversent facilement la matière et provoquent principalement des événements ionisants ponctuels (« single events »), qui ne sont pas l'objet de cette étude. Ces deux sources de rayonnement seront donc négligées par la suite.

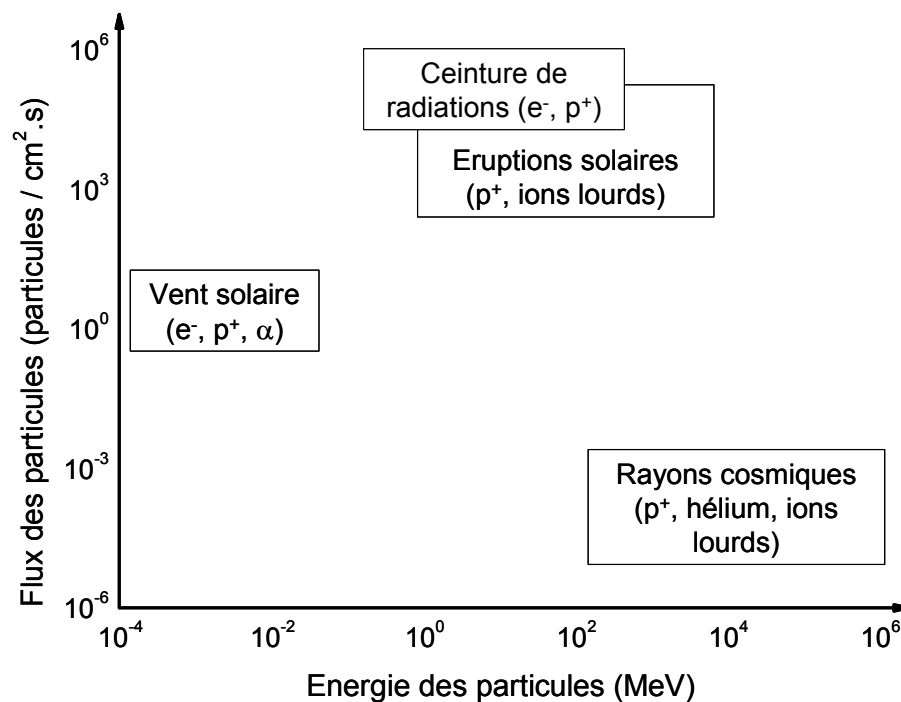


Figure 2-1: Flux des particules en fonction de leurs origines et de leurs énergies, d'après ¹¹

Dans le cadre de l'étude des propriétés des diodes laser en environnement radiatif, les dégradations permanentes sont générées principalement par les particules de flux importants et d'énergies intermédiaires, issues, d'une part des ceintures de radiations, et d'autre part des éruptions solaires. Ces particules sont principalement des électrons et des protons. C'est à ces deux sources de particules que nous nous intéresserons plus particulièrement par la suite.

Ce chapitre s'articule donc autour de deux axes principaux. Tout d'abord la problématique spatiale sera exprimée, en termes d'environnement radiatif, d'interaction entre cet environnement et la matière et plus particulièrement avec les semi-conducteurs. A partir de ces mécanismes d'interaction et de modèles décrivant l'environnement spatial nous verrons comment modéliser la contrainte vue par une mission spatiale et comment simuler cette contrainte au sol. Le second axe de ce chapitre portera sur l'état de l'art des études concernant l'impact d'un environnement radiatif sur les diverses propriétés des diodes laser. Ces études portent à la fois sur l'évolution des propriétés en fonction de la fluence, mais aussi sur l'influence des conditions d'irradiation (énergies et types des particules, conditions de polarisation, ...) sur les dégradations observées.

2 La problématique spatiale

Cette première partie de chapitre porte sur les conditions spécifiques rencontrées lors d'une mission spatiale, et plus particulièrement sur l'environnement radiatif rencontré par un satellite. L'environnement spatial sera tout d'abord détaillé, en termes d'origines des particules présentes sur les différentes orbites, et donc en termes de types, d'énergies et de flux de particules. Puis les modèles les plus couramment utilisés pour simuler cet environnement seront présentés, ce qui permettra d'estimer les contraintes globales vues par un satellite tout au long de sa mission. Finalement les effets de l'interaction entre cet environnement et la matière, et plus particulièrement avec les semi-conducteurs, seront explicités.

2.1 Description de l'environnement

L'environnement radiatif rencontré lors d'une mission orbitale a pour origine la magnétosphère terrestre. Celle-ci peut être vue comme une cavité naturelle en forme de comète dans l'espace interstellaire, au sein de laquelle la Terre est relativement bien protégée des influences extérieures. La magnétosphère est compressée du côté du soleil : elle s'étend de 6.5 à 15 R_T (1 Rayon Terrestre = 6380 km), et s'étire du côté opposé sur plusieurs centaines de R_T . Le champ magnétique terrestre à l'origine de la magnétosphère est dû en première approche au mouvement de convection du noyau de la planète ¹¹⁻¹³.

Aux abords de la Terre, les particules chargées sont piégées par le champ magnétique, formant les ceintures de radiations, aussi appelées ceintures de Van Allen. Il existe deux ceintures de radiations : l'une piégeant les protons et l'autre les électrons. La ceinture de protons est constituée de protons d'énergies comprises dans la gamme [1 keV – 100 MeV] dans une zone allant de 1 à 7 R_T . Les électrons piégés ont eux une énergie comprise dans la gamme [1 keV - 30 MeV] dans une zone allant de 1 à 10 R_T . Une vue isoflux des deux ceintures de radiations est présentée sur la figure 2-2 et la figure 2-3 pour les protons d'énergies supérieures à 10 MeV et les électrons d'énergies supérieures à 1 MeV. Un simple maximum est observé pour la ceinture de protons, dont la position dans l'espace dépend de l'énergie des protons considérés (1.7 R_T pour les protons de 10 MeV). La ceinture d'électrons est composée de deux parties, interne et externe. La ceinture interne est centrée autour de 1.4 R_T et s'étend jusqu'à 2.8 R_T pour les électrons de 1 MeV. Dans cette zone, les flux d'électrons sont stables et les énergies peuvent atteindre quelques dizaines de MeV. La ceinture externe d'électrons est

centrée autour de $5 R_T$ et s'étend jusqu'à $10 R_T$. Les électrons y sont relativement instables et d'énergies pouvant atteindre 7 MeV ¹¹⁻¹³.

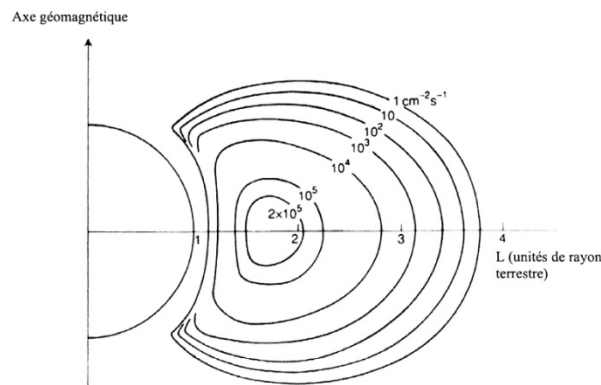


Figure 2-2: Ceinture de protons. Courbes d'isoflux de protons d'énergie $> 10 \text{ MeV}$ dans le plan de l'axe géomagnétique, d'après ^{11, 14}

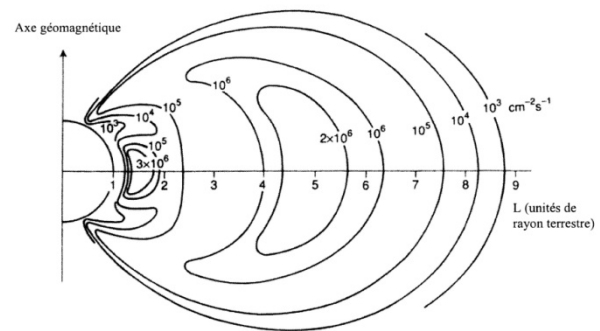


Figure 2-3: Ceinture d'électrons. Courbes d'isoflux d'électrons d'énergie $> 1 \text{ MeV}$ dans le plan de l'axe géomagnétique, d'après ^{11, 14}

Nous voyons que selon l'orbite de la mission considérée, la contribution relative des protons et des électrons à la contrainte globale vue par le satellite change. Nous distinguerons les missions à orbites basses, principalement concernées par la ceinture de protons, les missions à orbites moyennes, où l'influence de la ceinture d'électrons n'est plus négligeable, et les orbites géostationnaires, où les électrons représenteront une contribution majeure des sources de radiations en provenance des ceintures de Van Allen.

Hors de la magnétosphère, des particules chargées sont également présentes, provenant principalement des éruptions solaires. Ces particules peuvent avoir un impact non négligeable sur les composants embarqués lorsque le satellite sort des ceintures de radiations, notamment dans le cas d'orbites basses polaires, mais aussi pour les missions géostationnaires, moins protégées par la magnétosphère. Les particules dégagées par les éruptions sont principalement des protons, qui peuvent être accompagnés d'ions lourds. Des fluences de l'ordre de 10^{10} protons/cm² peuvent être atteintes lors d'éruptions solaires, avec des niveaux d'énergies supérieurs à 10 MeV ¹². Afin de prendre en compte ces éruptions dans l'environnement spatial, une approche statistique basée sur l'observation des événements solaires depuis les années 1960, est généralement utilisée ¹¹⁻¹³.

Avant de se focaliser sur l'impact de cet environnement sur les composants embarqués, la problématique émergente nécessite d'estimer la somme des différents flux de particules pour une mission spatiale donnée, afin de déterminer la contrainte globale qui sera vue par le

satellite. Cette approche se fait en modélisant les différents flux de particules présents dans l'espace.

2.2 Modélisation de l'environnement spatial

Les modèles utilisés pour estimer ces flux de particules en environnement spatial concernent soit les particules des ceintures de radiations, soit les particules provenant des éruptions solaires. Ces modèles peuvent être intégrés dans des logiciels plus complets, les plus connus étant SPENVIS¹⁵ et OMERE¹⁶, qui permettent d'évaluer l'ensemble de la contrainte radiative pour une mission donnée.

a) Modélisation des ceintures de radiations

De nombreuses mesures faites à partir de capteurs embarqués sur différents satellites entre 1958 et 1978 ont permis de mieux appréhender les flux et les énergies des particules piégées dans les ceintures de radiations. Des modèles empiriques dérivés de ces mesures, en donnant une vue générale statique. Les modèles les plus connus ont été développés par la NASA à partir des années 1970. Les dernières versions sont AP8 (Aerospace Corporation Proton version 8) et AE8 (Aerospace Corporation Electron version 8). Toutefois les mesures récentes effectuées par des satellites ont montrés les limites de ces modèles, aussi bien pour les protons que pour les électrons¹².

D'autres modèles plus récents existent pour simuler l'environnement radiatif issu des ceintures de radiations (NOAAPRO, POLE, CRESS, ...), mais la plupart d'entre eux ont des carences. Ces modèles détaillent plus finement les ceintures de radiations ainsi que leurs dynamiques, mais ils sont basés sur des données trop restreintes (en termes d'orbites ou de durée de mesures) pour décrire complètement l'environnement spatial¹².

b) Modélisation des protons solaires

Les éruptions solaires sont la deuxième origine des particules à prendre en compte dans le cadre de missions spatiales. Les protons sont les particules dominantes émises lors de ces événements. Des modèles sont basés sur les relevés des éruptions solaires et fournissent, la probabilité que la fluence rencontrée pendant la mission ne dépasse pas la fluence prédite, en fonction d'un degré de confiance (compris entre 80 et 99%) et d'une durée de mission. Le modèle le plus récent, et aussi le plus utilisé, est JPL^{12, 17, 18} qui intègre les observations faites entre 1956 et 1998. Ce

modèle reste la référence et est notamment intégré dans le logiciel OMERE, même si certaines limites ont été relevées ¹².

c) Estimation des contraintes pour une mission

En intégrant dans un même logiciel les modèles décrivant les ceintures de radiations avec ceux décrivant les éruptions solaires, il est possible d'estimer l'ensemble des flux qui seront reçus lors d'une mission donnée (orbite et durée). Les logiciels tels SPENVIS ¹⁵ ou OMERE ¹⁶ réalisent cette intégration. OMERE est notamment basé sur les modèles AE8, AP8 et JPL ^{16, 19}. Ces logiciels calculent les spectres en énergie et les fluences des électrons et des protons qui seront reçues, pour une mission définie par son orbite et sa durée. Il est alors possible d'estimer la contrainte radiative globale pour une mission donnée. Il existe trois grands types de mission qui diffèrent par leurs durées et leurs trajectoires orbitales ¹² :

- Les orbites basses (LEO : Low Earth Orbit) : ces missions sont prévues pour des durées relativement courtes (≈ 5 ans), sur des orbites plus ou moins inclinées par rapport à l'équateur. Des missions typiques de ces orbites sont les missions SPOT (800 km, -98°) ou CONSTELLATION (1400 km, -52°). Pour ces orbites, les flux de protons provenant des ceintures de radiations dominant tous les autres flux. Toutefois si l'orbite est très inclinée (type SPOT) les flux de protons solaires ne pourront plus être négligés.
- Les orbites moyennes (MEO : Medium Earth Orbit) : les satellites typiques de ce type d'orbites sont ceux des programmes GPS (20 000 km, 55°) ou GALILEO. Ces missions ont des durées prévues de l'ordre de 12 à 15 années. Elles traversent les zones de flux élevés dans la ceinture de radiations électroniques. Plus l'orbite est éloignée, moins le satellite est soumis aux protons des ceintures de radiations, mais plus il est exposé aux protons solaires.
- Les orbites géostationnaires (GEO : Geostationary Earth Orbit) : ces orbites sont situées à une altitude de 36 000 km, et dans ce cas, les protons piégés deviennent négligeables au profit des protons solaires. Ces orbites subissent fortement les contraintes de la ceinture de radiations électroniques externe.

d) Conclusion

Selon le type de mission, l'environnement rencontré diffère, et les contraintes sur les composants embarqués ne sont plus les mêmes. La question est alors de savoir quel sera l'impact des différentes particules constituant cet environnement radiatif sur la matière afin de prédire le comportement d'un composant dans un tel environnement. Pour répondre à cette

question, il faut s'intéresser aux principes et mécanismes d'interaction entre particules et matière, et plus particulièrement entre particules et semi-conducteurs constituant les composants microélectroniques embarqués. Il nous faudra obtenir des lois physiques permettant de réduire l'analyse de l'impact d'un spectre large de radiations à une étude plus simple, réalisable en laboratoire, telle que l'étude de l'impact d'une irradiation mono-fluence, mono-énergie sur les propriétés de nos composants. Pour ce faire, nous devons nous intéresser et comprendre la physique de l'interaction entre particules et matière.

2.3 Interactions particules / matière

Lors de l'interaction entre environnement radiatif et matière, différents mécanismes entrent en jeu. Ils dépendent de l'atome cible, mais également des propriétés de la particule incidente (type, énergie). Cette partie se consacre dans un premier temps à détailler ces mécanismes d'interaction, et dans un second temps à spécifier l'impact de ces mécanismes sur les propriétés des matériaux semi-conducteurs.

a) Les différents types d'interactions

L'environnement spatial est constitué de différents types de particules qui interagissent avec les composants embarqués. Lors de l'interaction entre des particules et la matière, il se produit un transfert progressif d'énergie de la particule vers la matière. On peut distinguer deux types de particules : les particules massives (neutrons, électrons, protons, ions lourds) qui peuvent interagir de façon ionisante et non ionisante avec la matière, et les particules non massives (photons) qui interagissent uniquement de façon ionisante.

La perte d'énergie totale de la particule par unité de longueur dans le matériau peut se résumer à l'équation suivante²⁰ :

$$\left(\frac{-dE}{dx} \right)_{total} = \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{cort,ge} + \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{noyau} + \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{freinage} \quad (2-1)$$

où $\left(\frac{-dE}{dx} \right)_{cort,ge}$, $\left(\frac{-dE}{dx} \right)_{noyau}$, $\left(\frac{-dE}{dx} \right)_{freinage}$ représentent les pertes d'énergie par interaction de la particule incidente avec respectivement, le cortège électronique, les noyaux, le champ électrique des atomes.

i) Interactions des particules massives avec la matière

Les dommages causés par une particule massive sont à première vue proportionnels à l'énergie déposée dans le matériau par les particules, et plus particulièrement à l'énergie apportée par unité de masse du matériau cible. Cette perte d'énergie par unité de longueur évalue la façon dont la particule incidente est ralentie et absorbée dans le matériau.

L'énergie déposée par la particule incidente dépend du type d'interaction, il est donc essentiel de différencier les interactions des particules incidentes avec les électrons du cortège des interactions avec les noyaux^{11, 13, 20, 21}. Nous les présentons rapidement ici, par ordre croissant d'impact sur les structures des composants optoélectroniques.

- Ionisation et excitation : l'interaction d'une particule chargée avec un électron du cortège consiste en un transfert d'une partie de l'énergie de la particule vers l'électron. Il y a ionisation quand l'énergie cédée est suffisante pour arracher cet électron qui peut alors à son tour interagir avec le matériau cible. Il y a création d'une paire électron / trou. Dans le cas où l'énergie cédée est insuffisante, l'électron du cortège n'est pas arraché mais excité sur un niveau supérieur, on parle d'excitation. La désexcitation de cet électron se fait par l'émission d'un photon X ou d'un électron Auger. Dans ces deux cas, la particule incidente est diffusée et change de direction. Ce changement de direction est d'autant plus important que la particule incidente est légère. Ceci explique la différence de trajectoire dans le matériau entre électrons et ions lourds. Alors qu'un électron sera fortement diffusé et aura donc une trajectoire non linéaire dans le matériau cible, un ion lourd, du fait de sa masse plus importante sera très peu diffusé et traversera le matériau cible linéairement.

- Rayonnement de freinage : dans le cas des particules chargées, et en particulier pour les électrons, lors de l'interaction avec le champ électrique des atomes cibles, la particule est déviée, et donc rayonne. Ces rayonnements, qui sont principalement dans la gamme des rayons gamma, peuvent à leur tour ioniser la matière. Ce rayonnement est appelé rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung. Il devient important pour des particules de forte énergie (> 10 MeV pour les électrons et > 1 GeV pour les protons).

- Les défauts de déplacement : une autre source de perte d'énergie des particules incidentes est la création de défauts de déplacement. Ce type de perte d'énergie est secondaire par son ampleur, mais d'une importance primordiale pour l'étude de l'impact des radiations sur les composants optoélectroniques. Les phénomènes à l'origine de ces défauts peuvent être des interactions coulombiennes ou des collisions nucléaires, élastiques ou inélastiques. L'interaction coulombienne^{21, 22} se produit quand la particule incidente

chargée réagit avec la charge positive du noyau. Si l'énergie transférée est supérieure à l'énergie de déplacement de l'atome E_d , celui-ci peut alors être déplacé hors de sa position dans le réseau, produisant une paire lacune / interstitiel ou paire de Frenkel. Si l'énergie transmise est bien supérieure à E_d , le premier atome déplacé peut transmettre à son tour une partie de son énergie et produire une cascade de défauts. Si on considère des particules incidentes de plus fortes énergies, il faut également tenir compte des *interactions élastiques nucléaires* ^{21, 23}. Dans ce cas, l'interaction coulombienne n'est pas assez forte pour empêcher la collision entre la particule et l'atome cible, c'est donc une collision directe qui est à l'origine du déplacement atomique. La particule incidente transmet une partie de son énergie cinétique au noyau cible qui est déplacé hors de son site. Il peut alors interagir avec les atomes l'environnant. Les *interactions inélastiques nucléaires* ^{21, 23} (ou spallation) se produisent dans le cas de particules incidentes très énergétiques. L'atome cible est déplacé et cassé en plusieurs fragments par interaction avec la particule incidente. Il n'y a alors pas de conservation de l'énergie cinétique puisqu'une partie de l'énergie incidente est utilisée pour fragmenter le noyau.

En général, les défauts générés via l'interaction coulombienne donnent lieu à des défauts de déplacement ponctuels, alors que les défauts générés par les interactions nucléaires élastique et inélastique donnent respectivement lieu à des cascades de défauts simples et multiples ²².

Les défauts de déplacement modifient les propriétés physiques du matériau, notamment dans les matériaux semi-conducteurs. L'énergie requise de la particule incidente pour déplacer un atome du réseau est appelé énergie de seuil, E_s , et peut être déterminée par l'équation suivante ¹¹ :

$$E_s = m.c^2 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{E_d}{2.m.c^2} \cdot \frac{M}{m}} - 1 \right) \quad (2-2)$$

Où m est la masse de la particule incidente, c est la célérité de la lumière, E_d est l'énergie de déplacement de l'atome cible, M est la masse du noyau cible. L'équation (2-2) est valable dans le cas où la masse de la particule incidente est très faible par rapport à la masse du noyau cible ($m \ll M$). On observe que plus l'atome cible est léger, plus il est facile de le déplacer hors de sa position dans le réseau cristallin. Les valeurs admises couramment pour les énergies de déplacement du silicium et de l'arséniure de gallium sont de l'ordre ≈ 20 eV ^{11, 22}.

L'interaction particules massives / matière conduit à la perte de l'énergie de la particule incidente dans le matériau cible. Cette perte d'énergie se fait soit sous forme non ionisante, c'est-à-dire en déplaçant les atomes hors de leur position dans le réseau cristallin, soit sous forme ionisante, notamment lors de l'interaction avec le cortège électronique. Les phénomènes d'excitation et de rayonnement de freinage entrent dans cette catégorie des interactions ionisantes, mais de plus, ces interactions génèrent des photons qui peuvent à leur tour interagir avec la matière.

ii) Interactions des photons avec la matière

Dans le cadre des composants embarqués, les photons provenant de l'espace sont généralement stoppés par le blindage du satellite, et ne sont donc pas à prendre en compte dans l'impact de l'environnement spatial sur les composants. Toutefois, l'interaction particule massive / matière peut conduire, via les processus d'excitation et de rayonnement de freinage, à la création de photons fortement énergétiques dans le matériau. Il est donc important d'analyser les effets de l'interaction entre photons et matière.

Les photons de la gamme d'énergie considérée (photons X), sont des particules non massives, qui interagissent avec la matière de manière uniquement ionisante. Il existe trois phénomènes qui peuvent entrer en jeu lors de cette interaction photon / matière : l'effet photoélectrique, l'effet Compton et la création de paires. Les probabilités de ces trois mécanismes dépendent de l'énergie du photon incident et du numéro atomique du matériau cible ^{11, 21}. La figure 2-4 présente les zones de dominance de chacun de ses trois effets en fonction de ces deux paramètres.

- L'effet photoélectrique : Le photon incident est absorbé et libère un électron de la couche interne de l'atome cible. Un photon de fluorescence est émis lorsqu'un électron des couches supérieures prend la place laissée vacante. Cet effet est prépondérant pour les photons de basses énergies ²³.

- L'effet Compton : le photon incident est diffusé par un électron d'une couche externe du cortège électronique, et l'éjecte en lui transférant une partie de son énergie ²³.

- La création de paires : quand le photon interagit avec le noyau atomique, il peut se créer une paire électron / positron, à condition que le photon ait une énergie supérieure à 1.022 MeV, soit deux fois l'énergie d'un électron au repos. L'excédent d'énergie est transmis aux deux particules sous forme d'énergie cinétique. Ce processus est dominant pour les photons de forte énergie ²³.

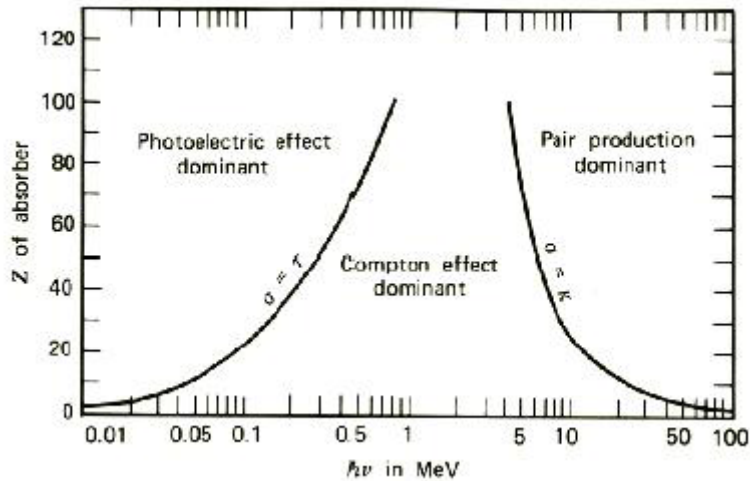


Figure 2-4 : Effets dominants lors de l'interaction de photons avec la matière en fonction du numéro atomique de l'atome cible et de l'énergie du photon incident, d'après ^{13,24}.

La perte d'énergie des photons dans la matière se fait donc par trois processus différents d'interaction qui sont tous ionisants. A priori, l'impact des photons sur un matériau devrait être le même que celui de la contribution ionisante lors de l'interaction entre particules massives chargées et matière.

iii) Définition du NIEL et du LET

Dans une gamme d'énergie assez grande, il est possible de simplifier les pertes non ionisantes (NIEL, Non Ionizing Energy Loss) aux interactions particules / noyaux qui génèrent des défauts de déplacements ²⁰ :

$$NIEL \propto \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{\text{noyau}} \quad (2-3)$$

Le reste de l'énergie est transférée sous forme ionisante, appelée dans le domaine spatial Linear Energy Transfer (LET). C'est donc la somme du rayonnement de freinage et des pertes d'énergies dues aux interactions entre particules incidentes et cortège électronique ²⁰ :

$$LET \propto \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{\text{cort,ge}} + \left(\frac{-dE}{dx} \right)_{\text{freinage}} \quad (2-4)$$

Dans le cas des particules chargées, le principal facteur de perte d'énergie de la particule incidente provient de l'ionisation du matériau cible par interaction avec le cortège électronique. L'ensemble de ce type d'interaction se sommera dans le LET qui est la grandeur caractéristique utilisée dans le domaine de la microélectronique. Dans le cas des composants actifs optoélectroniques, les effets de dose sont le plus souvent négligeables car ces composants ne

contiennent pas ou peu d'oxydes susceptibles de capturer les charges générées. Par conséquent, lors de l'ionisation du matériau, les charges sont évacuées. Pour ces composants, les mécanismes qui induisent les dégradations sous irradiations sont dus aux défauts de déplacement générés lors de l'interaction particule / matière, dont les contributions sont rassemblées dans le NIEL²².

b) Impact sur les propriétés des semi-conducteurs

Dans le cas d'une irradiation avec des protons de basse énergie (< 10 MeV), le mécanisme prédominant dans la génération des défauts de déplacement est l'interaction coulombienne²², qui conduit à la génération de défauts ponctuels. Au-delà de 10 MeV, les interactions élastiques nucléaires doivent être considérées, conduisant à la prise en compte de cascades de défauts. Pour des énergies supérieures à 20 MeV, les interactions inélastiques avec les noyaux rentrent également en ligne de compte, ce qui peut entraîner la création de cascades de défauts complexes²². Pour les électrons, on retrouve les mêmes phénomènes, mais les énergies de transition entre les différents mécanismes diffèrent. Les cascades simples de défauts apparaissent pour des électrons d'énergies supérieures à 2 MeV, alors que les cascades complexes n'apparaissent que pour des électrons d'énergies supérieures à 5 MeV²². Les neutrons sont un cas un peu particulier, car comme ils ne sont pas chargés, ils ne sont pas sensibles à l'interaction coulombienne^{20,22}. Par conséquent, même à faible énergie, les neutrons ont la possibilité d'interagir avec le noyau et ont tendance à générer des cascades de défauts plutôt que des défauts ponctuels (pour des neutrons d'énergie supérieure à 1 MeV)^{20,22}.

i) Utilisation du NIEL

La relation entre énergie de la particule incidente et énergie déposée de façon non ionisante est englobée dans le concept de NIEL (cf. a)i)). Pour compléter l'équation (2-3), il nous faut ajouter que le NIEL est inversement proportionnel à la densité du matériau cible, ρ , ce qui explique qu'il s'exprime généralement en $\text{MeV.cm}^2/\text{g}$ ²²:

$$NIEL = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{noyau}} \quad (2-5)$$

Le NIEL est défini à une énergie donnée, car nous avons vu que les mécanismes d'interaction diffèrent selon l'énergie de la particule incidente. Le spectre de NIEL définit donc la dépendance énergétique de perte d'énergie non ionisante pour un matériau donné et pour un type de particule incidente fixé. Ce concept de NIEL est intéressant car il laisse transparaître que le nombre de défauts de déplacement générés lors d'irradiations est indépendant du type de

particules incidentes ainsi que de leur énergie ²². Seule la quantité de défauts de déplacement générés dépend de l'énergie incidente. Cette densité est alors proportionnelle au NIEL selon la nature des matériaux composant le dispositif étudié ²⁵. Ce modèle repose sur trois hypothèses. La première est que le nombre de défauts de déplacement initiaux est proportionnel à l'énergie du premier atome déplacé. La deuxième est que dans le régime de cascade de défauts de déplacement, la nature des défauts générés est indépendante de l'énergie de la particule incidente. La troisième hypothèse est que l'effet des défauts de déplacement sur les propriétés électriques est proportionnel à la concentration globale de ces défauts.

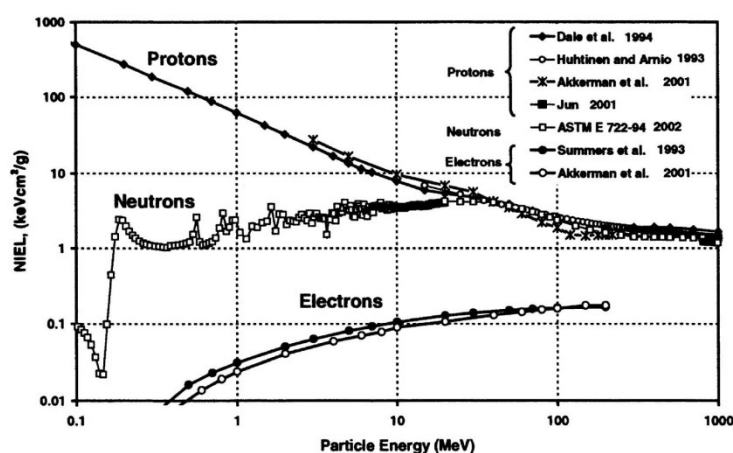


Figure 2-5: NIEL calculé par différents auteurs pour le silicium, d'après [25]

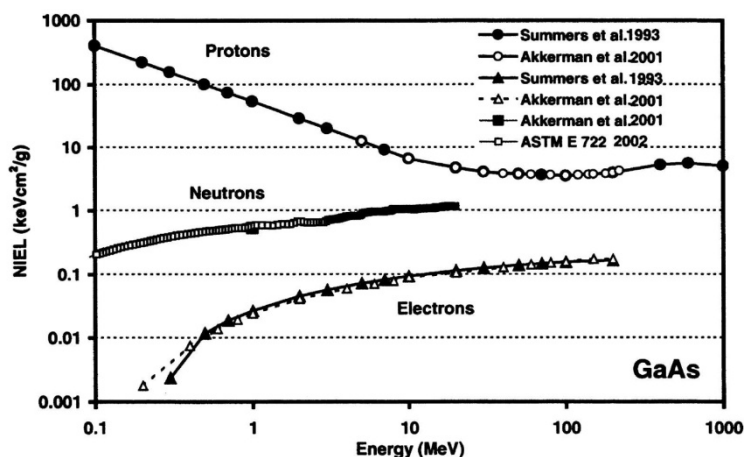


Figure 2-6: NIEL calculé par différents auteurs pour le GaAs, d'après [25]

La densité de défauts de déplacement générés par un flux de particules mono énergétiques est proportionnelle au NIEL, mais également à la densité de particules incidentes. On définit alors

la dose de déplacement, D_d , qui est la dose d'énergie déposée sous forme de défauts de déplacement par unité de masse (MeV/g) comme le produit du NIEL par la fluence de particules reçues²² :

$$D_d = NIEL \times \Phi \quad (2-6)$$

Les NIEL pour le silicium et l'arséniure de gallium, calculés par différents auteurs pour les électrons, les protons et les neutrons sont présentés sur les figures 2-5 et 2-6²⁵. Des études donnent également le NIEL de différents matériaux²⁶⁻²⁹. Le NIEL des alliages est généralement calculé par une loi de Végard : en pondérant le NIEL de chaque élément par sa concentration dans l'alliage.

Le NIEL permet donc de faire correspondre les défauts de déplacement générés par différents types de particules de différentes énergies. Il est maintenant intéressant de regarder quel est l'impact de ces défauts de déplacement sur les propriétés des semi-conducteurs.

ii) Classification des défauts

Les défauts de déplacement induits par les irradiations produisent une modification dans la périodicité du réseau²². Chaque modification de la périodicité induit un niveau d'énergie discret qui se situe dans la bande interdite du semi-conducteur. Ces niveaux d'énergie discrets modifient les propriétés électriques du semi-conducteur de cinq façons différentes selon la position du niveau d'énergie discret dans la bande interdite^{11, 22}, qui sont représentées schématiquement sur la figure 2-7.

- *Génération* : ce procédé peut être vu comme la génération thermique d'une paire électron / trou via le niveau d'énergie discret du défaut. Un électron en haut de bande de valence est excité thermiquement jusqu'au niveau du défaut, puis de nouveau excité jusqu'à la bande de conduction. Ce procédé est possible seulement avec des défauts d'énergie se situant à mi-énergie de bande interdite.

- *Recombinaison* : un électron (ou un trou) libre est piégé par un défaut. Puis un porteur de signe opposé est piégé, impliquant l'annihilation des deux porteurs sur le défaut. Ce mécanisme diminue donc le temps de vie des porteurs minoritaires.

- *Piégeage* : un porteur est temporairement capturé sur un défaut avant d'être réémis vers sa bande d'origine sans recombinaison.

- *Compensation* : ce procédé est la compensation de donneurs par les défauts induits. Par exemple, les électrons libres (respectivement trous libres) disponibles depuis le donneur (respectivement accepteur) sont compensés par des défauts profonds.

▪ *Effet tunnel* : Le passage de la bande conduction vers la bande de valence par effet tunnel se produit au niveau des barrières de potentiel et peut être assisté par des défauts profonds.

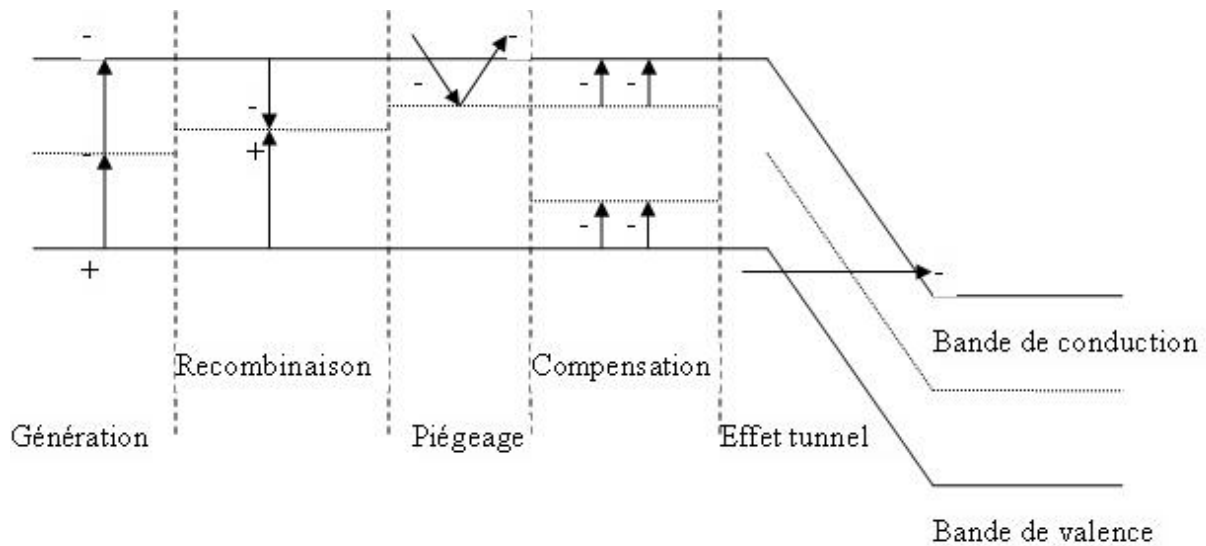


Figure 2-7: Description schématique des types de défauts induits par irradiations et leurs impacts sur les propriétés électriques des semi conducteurs, d'après ^{11,22}

2.4 Méthodologie : le NIEL, irradiation mono-énergie, mono-particule.

Pour tester la tenue des composants aux radiations au sol, ceux-ci sont le plus souvent irradiés avec des faisceaux mono-particule et mono-énergie, ce qui diffère de l'environnement spatial rencontré lors d'une mission, où les types de particules sont multiples et couvrent un large spectre énergétique. Le concept de NIEL permet de décrire l'impact de l'énergie des particules sur la densité de défauts de déplacement générés et est particulièrement intéressant puisqu'il permet de réduire l'étude de l'impact d'un spectre large de radiations à l'étude de l'impact d'une irradiation par un faisceau mono-énergétique. En utilisant ce concept, et pour un matériau cible défini, il est possible de réduire l'intégrale de dose reçue durant une mission à une dose de défauts de déplacement totale déposée dans un matériau ³⁰ :

$$D_{\text{déposée}} = \int_E^{\infty} \text{NIEL}(E) \frac{d\Phi(E)}{dE} dE \quad (2-7)$$

où $\Phi(E)$ est la fluence reçue à une énergie donnée (spectre de radiations reçu), et $\text{NIEL}(E)$ est le NIEL du matériau pour une énergie donnée.

Cette fonction est même proposée en standard par les modèles OMERE ou SPENVIS que nous avons utilisés pour modéliser des orbites « classiques » des missions GALILEO. Cette énergie

peut alors être convertie en une fluence équivalente à la mission pour un type de particule à une énergie fixée et pour un matériau cible donné. Il est donc possible de déterminer grâce à ces logiciels la fluence équivalente à une mission pour une irradiation mono particule et mono énergie. C'est cette fluence équivalente calculée pour le matériau cible et pour le faisceau d'irradiations utilisé lors des tests au sol qui sera envoyée sur les composants à tester. La limite d'application de cette méthode concerne les conditions de validité du concept de NIEL.

2.5 Conclusion

L'environnement radiatif spatial a pour principales origines les ceintures de radiations ainsi que les protons issus des éruptions solaires. L'importance respective de ces contributions dans la dose totale vue par la mission dépend de l'orbite de celle-ci. Les orbites basses sont plus exposées aux protons piégés dans les ceintures de radiations, alors que plus l'orbite s'éloigne plus les électrons piégés et les protons solaires deviennent importants.

Les processus d'interaction entre particules et matière sont, soit ionisants, soit non ionisants. Le tableau 2-1 résume pour différentes particules le type de contribution existant lors de l'interaction. D'après la littérature, les dégradations dans les diodes laser sont dues aux interactions non ionisantes qui génèrent des défauts de déplacement dans les semi-conducteurs. Par conséquent, les dégradations des diodes laser devraient apparaître suite aux irradiations avec des particules massives (neutrons, protons ou électrons).

Particules	Ionisation	Défauts de déplacement
Neutrons		X
Protons	X	X
Electrons	X	X
Photons	X	

Tableau 2-1: Contributions ionisantes et non ionisantes pour différentes catégories de particules

3 *État de l'art : impact des radiations sur les diodes laser*

Les premiers travaux ont porté dans les années 1970-1980 sur l'impact des neutrons sur les diodes laser à couches actives massives issues de la filière (Al)GaAs^{1, 3, 31}. L'effet des neutrons a été étudié car ce sont les principales particules générées au sein des centrales nucléaires civiles ou dans les accélérateurs de particules. Leur impact n'est pas une priorité pour les applications spatiales où l'environnement est constitué de particules chargées. Toutefois, les neutrons

gènèrent des défauts de déplacement dans le matériau cible, tout comme les électrons et les protons, responsables des dégradations des propriétés des diodes laser. Par conséquent, les dégradations observées après irradiations aux neutrons, sont similaires à celles observées après irradiations aux protons et électrons. Les premiers travaux portant sur l'impact des protons sur les diodes laser datent eux de la fin des années 1970 et portent également sur les diodes laser à couches actives massives de la filière (Al)GaAs^{4, 32}. D'autres études, moins nombreuses portent sur l'impact des électrons³³ et des rayons gamma sur les diodes laser^{30, 34, 35}.

Cette partie présente les résultats des études antérieures portant sur l'impact des irradiations sur les diodes laser. Nous commencerons par détailler les effets des irradiations sur les propriétés des diodes laser. Ces effets sont présentés ici selon les caractéristiques observées sur les diodes laser et non pas selon le type de particule incidente. En effet, pour un type de défaut donné, les effets sur les diodes laser sont les mêmes quelle que soit la particule à l'origine du défaut. Puis nous détaillerons les impacts observés en fonction des conditions d'irradiation (durée, énergie des particules, axe du faisceau de particules incidentes).

3.1 Etat de l'art par caractéristique observée

L'effet des irradiations est principalement étudié à partir de quatre caractéristiques :

- la caractéristique Puissance-Courant
- la caractéristique Tension-Courant
- le spectre d'émission
- les propriétés dynamiques

Le tableau 2-2 répertorie les travaux de la littérature sur ces quatre catégories en fonction des particules incidentes.

	Dose ionisante	Neutrons	Electrons	Protons
Caractéristiques Puissance-Courant P-I	30, 34-38	1, 3, 7, 35, 36, 38-44	33	3, 4, 6, 8-10, 32, 34, 45-53
Caractéristiques Tension-Courant V-I		1, 44	33	9, 10, 48, 49, 53
Spectre d'émission $P(\lambda)$	35, 44	39		
Propriétés dynamiques (BER, RIN)	34	36, 43		

Tableau 2-2: Récapitulatif des travaux sur les effets des différentes particules sur les diodes laser

Les particules les plus utilisées comme source d'irradiations sont les neutrons et les protons pour simuler respectivement l'environnement nucléaire civil et l'environnement spatial. En ce qui concerne les applications spatiales, les protons sont préférés aux électrons car leur pouvoir de pénétration est plus élevé, ils sont par conséquent moins susceptibles d'être stoppés par le blindage du satellite. Enfin, quelques études ont été menées sur l'impact de la dose ionisante sur les propriétés des diodes laser sans générer de défauts de déplacement. Des rayons gamma ont été utilisés comme source d'irradiation pour ces études.

a) Caractéristique Puissance-Courant

Les principales études montrent qu'il n'y a que très peu, voire aucun effet des rayons gamma sur les propriétés des diodes laser notamment sur la caractéristique Puissance-Courant,^{38, 54} et que donc les effets de dose ionisante sont négligeables. En effet, une diode laser ne contient pas d'oxyde susceptible de capturer les charges générées par les particules ionisantes. Par conséquent, les charges générées par les rayons gamma sont évacuées sans créer de défauts stables dans le composant. Une seule étude révèle un fort impact des rayons gamma sur le rendement différentiel externe de diodes laser, mais cette dégradation est attribuée à l'introduction de défauts dans le verre de lentille intégrée à la diode laser irradiée³⁰. On voit là une des principales limites des études portant sur les composants en boîtiers, qui révèlent souvent les défauts liés au packaging plutôt que ceux liés au potentiel intrinsèque de la diode.

i) *Facteur de dommage du courant de seuil*

Dans le cas des neutrons, protons, électrons, générant des défauts de déplacement dans le matériau cible, le principal impact des irradiations sur la caractéristique Puissance-Courant est une augmentation du courant de seuil, alors que le rendement différentiel externe de la diode laser reste essentiellement inchangé^{6, 33, 39}. En première approximation, cette augmentation du courant de seuil évolue linéairement avec la fluence reçue⁶ :

$$\frac{I_{S\Phi}}{I_{S0}} = 1 + K_{Is} \Phi \quad (2-8)$$

Où I_S est le courant de seuil et où les indices 0 et Φ représentent les valeurs avant et après irradiations à une fluence Φ . K_{Is} est le facteur de dommage associé à la variation du courant de seuil. A forte fluence, le rendement finit par être affecté. Toutefois, cet impact est principalement dû à l'échauffement supplémentaire induit par l'élévation du courant de seuil^{1, 39}. Des exemples de modifications de la caractéristique P-I sous irradiations sont

présentés sur la figure 2-8 (irradiations neutrons) et la figure 2-9 (irradiations protons). Dans ce dernier cas, le facteur de dommage du courant de seuil est calculé à $7.4 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{p}^+$.

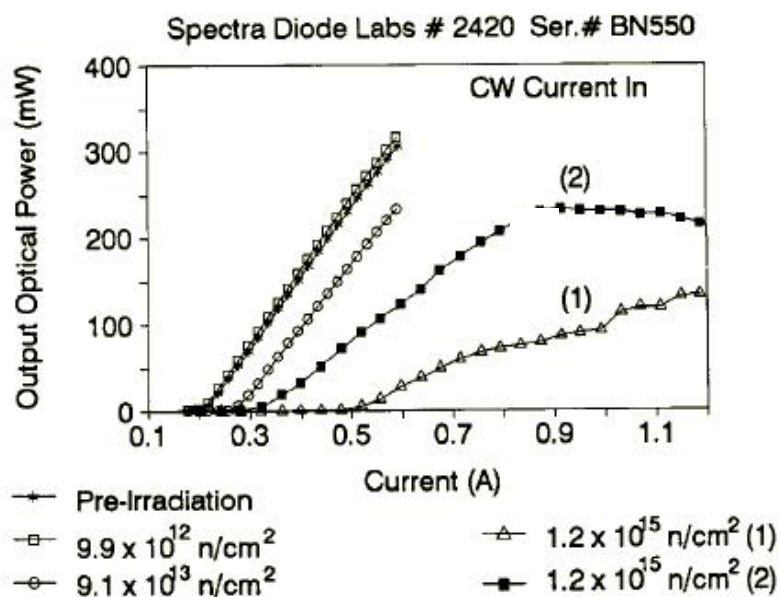


Figure 2-8: Influence de la fluence de neutrons reçus sur la caractéristique P-I d'une diode laser GaAs, d'après ³⁹

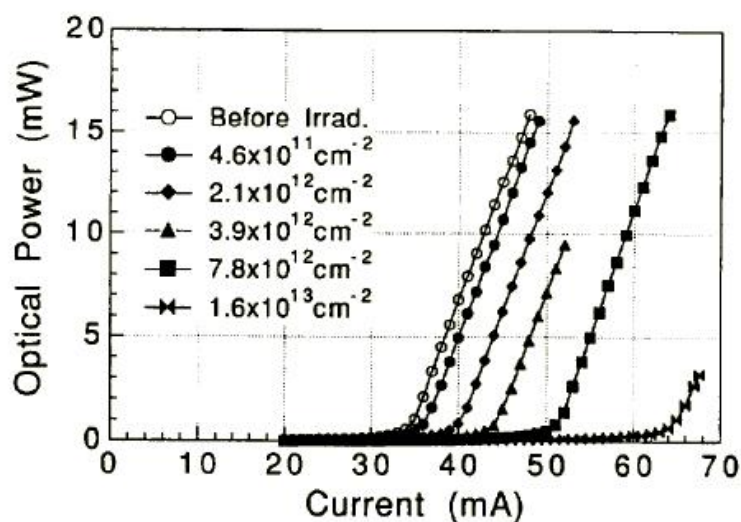


Figure 2-9: Evolution de la caractéristique P-I d'une diode laser à puits quantiques en fonction de la fluence de protons de 5.5 MeV reçus, d'après ⁶.

L'insensibilité du rendement externe sous irradiations signifie que la cavité optique n'est pas modifiée lors de l'interaction particule/matière.

ii) Facteur de dommage du temps de vie des porteurs

Cet effet des irradiations est communément expliqué par l'introduction de défauts de déplacement par les irradiations. Certains des défauts de déplacement agissent comme des centres de recombinaisons non radiatives, ce qui diminue le temps de vie des porteurs minoritaires ^{1, 55} (cf. 2.3b)).

Le temps de vie des porteurs peut se décomposer en temps de vie radiatif et non radiatif, qui correspondent respectivement à l'inverse de la probabilité pour un porteur de se recombiner de façon radiative ou non radiative ^{3, 56}.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NR}} \quad (2-9)$$

Où τ , τ_R , et τ_{NR} sont respectivement le temps de vie, le temps de vie radiatif et le temps de vie non radiatif des porteurs.

L'introduction de centres de recombinaisons non radiatives par irradiations diminue uniquement la contribution non radiative du temps de vie. L'évolution du temps de vie des porteurs sous irradiations peut donc s'écrire, selon l'approximation linéaire suivante ¹ :

$$\frac{1}{\tau_{NR_\Phi}} = \frac{1}{\tau_{NR_0}} + K_\tau \Phi \Rightarrow \frac{1}{\tau_\Phi} = \frac{1}{\tau_0} + K_\tau \Phi \quad (2-10)$$

Où les indices 0 et Φ représentent respectivement les valeurs avant et après irradiations à une fluence Φ , et où K_τ est le coefficient de proportionnalité, aussi appelé facteur de dommage du temps de vie. Ce facteur mesure la diminution de l'inverse du temps de vie des porteurs minoritaires sous irradiations.

L'augmentation du courant de seuil observée est une conséquence de la diminution du temps de vie des porteurs. Il est donc intéressant de relier ces deux phénomènes et notamment de relier les facteurs de dommage du temps de vie des porteurs et celui du courant de seuil, définis par les équations (2-8) et (2-10). Si l'on suppose une variation linéaire du gain avec la densité de porteurs (ce qui est le cas des lasers à couches actives massives), on peut écrire que ^{3, 10} :

$$I_s \propto \frac{\tau_R}{\tau} \left(\alpha_i + \frac{1}{2L} \ln(1/R_1 R_2) \right) \quad (2-11)$$

Où α_i correspond aux pertes internes, L est la longueur de la cavité, R_1 et R_2 sont les coefficients de réflectivité des deux facettes, τ_R et τ sont les temps de vie radiatif et total des

porteurs. Pour une diode laser moderne, cette équation peut être considérée comme un développement limité au 1^{er} ordre. L'impact des irradiations est alors vu comme une approche perturbative. Etant donné que le rendement externe n'est pas affecté par les irradiations, le paramètre α_i peut être considéré comme non affecté par l'introduction de centres de recombinaisons non radiatives ⁵⁷. De plus, seule la contribution non radiative du temps de vie des porteurs est affectée par les irradiations, on peut donc écrire :

$$\frac{I_{S\Phi}}{I_{S0}} = \frac{\tau_0}{\tau_\Phi} \quad (2-12)$$

Ce qui devient, en utilisant l'équation (2-10) :

$$\frac{I_{S\Phi} - I_{S0}}{I_{S0}} = K_\tau \tau_0 \Phi = K_{Is} \Phi \quad (2-13)$$

De l'équation (2-13) on déduit que le facteur de dommage du courant de seuil est égal au produit du facteur de dommage du temps de vie des porteurs par le temps de vie initial des porteurs. En fait, le facteur de dommage du temps de vie des porteurs mesure une diminution du temps de vie des porteurs, alors que le facteur de dommage du courant de seuil mesure la variation du temps de vie des porteurs. On voit alors que le facteur de dommage de la variation du courant de seuil sera d'autant plus faible que le temps de vie initial des porteurs au seuil sera lui-même faible. En généralisant, on voit que la variation des grandeurs qui dépendent du temps de vie des porteurs, sera d'autant plus importante qu'elle sera mesurée dans un régime où le temps de vie effectif initial des porteurs sera grand.

iii) Interprétation physique

La diminution du temps de vie non radiatif influe sur le rendement radiatif, η_R , qui correspond à la probabilité qu'un porteur injecté dans la zone active se recombine de façon radiative ⁵⁶ :

$$\eta_R = \frac{1/\tau_R}{1/\tau_R + 1/\tau_{NR}} = \frac{\tau_{NR}}{\tau_R + \tau_{NR}} \quad (2-14)$$

Le rendement radiatif exprime la concurrence entre les mécanismes de recombinaisons radiatives et non radiatives. Plus le temps de vie associé est court, plus le type de recombinaison est favorisé. Une diminution du temps de vie non radiatif sous irradiations favorise donc ce mécanisme de recombinaison au détriment des mécanismes radiatifs. D'après (2-14), nous voyons que l'amplitude de la variation du rendement radiatif pour une diminution de τ_{NR} donnée dépend du temps de vie radiatif. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, plus ce temps de vie initial est court, moins le composant est sensible aux irradiations. Le temps de

vie radiatif est fonction du régime de fonctionnement de la diode laser, ce qui explique la différence de sensibilité de la caractéristique P-I au dessous et au dessus du seuil laser.

En effet, sous le seuil, le temps de vie radiatif dépend de l'émission spontanée et est de l'ordre de la nanoseconde, alors qu'au dessus du seuil, le temps de vie radiatif est dominé par l'émission stimulée et est de l'ordre de 10 ps^3 . Par conséquent, pour une quantité de centres de recombinaisons non radiatives générées donnée, l'impact sur le rendement radiatif sera plus important au dessous qu'au dessus du seuil laser. La diminution du temps de vie des porteurs implique qu'il faut injecter davantage de courant pour atteindre une densité de porteurs ce qui explique l'augmentation du courant de seuil.

Au dessus du seuil laser, les recombinaisons sont dominées par l'émission stimulée qui fixe le temps de vie initial des porteurs à une valeur beaucoup plus faible qu'au dessous du seuil. Par conséquent pour modifier ce paramètre via les irradiations, il faut que les recombinaisons non radiatives deviennent suffisamment importantes pour concurrencer les recombinaisons dues à l'émission stimulée, ce qui intervient pour une densité de défauts bien plus élevée que celle requise pour modifier le courant de seuil. C'est cette différence dans le temps de vie initial selon le régime de fonctionnement qui explique la différence de comportement sous irradiations entre courant de seuil et rendement externe.

Des travaux menés lors de la mise au point de détecteurs pour les accélérateurs de particules, tel le LHC du CERN sur des diodes laser avancées^{7, 36, 40, 43}, ont permis de montrer que la dégradation du courant de seuil est certes due à la dégradation du rendement radiatif dans la zone active, mais aussi à la dégradation du temps de vie des porteurs dans les zones entourant la zone active. Cette dégradation dans les couches de confinement conduit à une dégradation du rendement d'injection (taux de porteurs injectés dans la zone active par rapport au total des porteurs injectés) via une augmentation des courants de fuite³⁶. Cette étude a été menée pour une forte fluence de neutrons de 0.8 MeV, de l'ordre de quelques $10^{14}\text{ n}^0/\text{cm}^2$.

b) Caractéristique Tension-Courant

L'évolution de la caractéristique Tension-Courant sous irradiation a fait l'objet de plusieurs travaux. Dans une diode, la relation entre densité de courant et tension appliquée s'écrit sous certaines hypothèses^{56, 58} :

$$J \approx J_{sat} e^{\left(\frac{qV}{\eta kT}\right)} \quad (2-15)$$

Où J et J_{sat} sont les densités de courant et de courant de saturation, q est la charge élémentaire, V est la tension appliquée, η est le facteur d'idéalité de la diode, k est la constante de Boltzmann, et T est la température. Le facteur d'idéalité traduit le mécanisme de recombinaison dominant : dans le cas d'une diode idéale, dominée par les recombinaisons radiatives, ce facteur vaut 1, alors que pour une diode dominée par les recombinaisons non radiatives, ce facteur se rapproche de 2⁵⁹. Dans le cas des diodes laser, à bas niveau d'injection, le facteur d'idéalité est généralement observé comme proche de 2^{56, 58}. Dans ce cas, le courant de saturation de la diode s'écrit⁵⁷ :

$$J_{sat} = \frac{qn_i W}{2\tau_{NR}} \quad (2-16)$$

Où J_{sat} est la densité de courant de saturation, τ est le temps de vie des porteurs, W est l'épaisseur de zone de déplétion, et n_i est la densité de porteurs intrinsèque.

D'après l'équation (2-16), on constate qu'une diminution du temps de vie des porteurs par les irradiations devrait se traduire par une augmentation du courant de saturation de la diode, à condition que le facteur d'idéalité reste constant à une valeur proche de sa valeur initiale de 2.

A bas niveau de tension, l'effet des irradiations observé après irradiations sur la courbe $\log(J)$ en fonction de V est un décalage de la caractéristique vers de plus forts courants sans modifier la pente de cette courbe, comme le montrent les résultats de Lee⁹, sur la figure 2-10. Cette observation a été vérifiée à la fois pour les irradiations neutrons¹, et pour les irradiations protons^{9, 10}. Sur cette caractéristique, la droite décrite par l'équation (2-15) coupe l'axe des ordonnées en une valeur égale à J_{sat} , qui est inversement proportionnelle au temps de vie des porteurs, alors que la pente de cette droite fixe le facteur d'idéalité. Ces résultats confirment l'augmentation du courant de saturation suite à la diminution du temps de vie des porteurs sous irradiations, ainsi que la relative stabilité du facteur d'idéalité par rapport à la variation du courant de saturation.

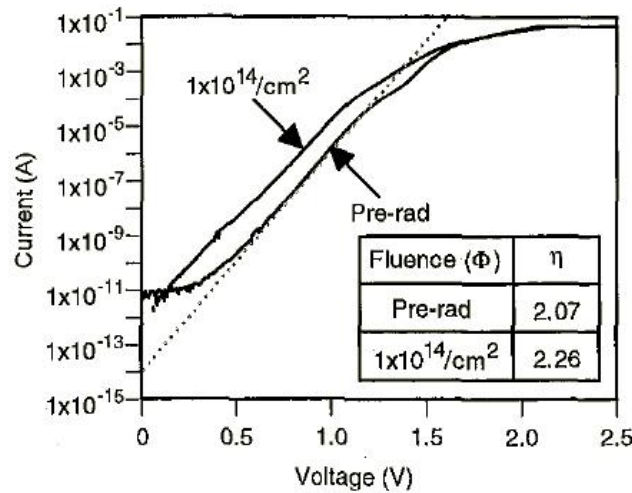


Figure 2-10: Caractéristiques V-I à bas niveau d'injection, avant et après irradiations avec des protons de 200 MeV, d'après ⁹

En considérant la variation du facteur d'idéalité comme négligeable devant la variation de courant à une tension donnée, on montre que la variation du courant de saturation s'écrit en fonction du temps de vie des porteurs ⁹ :

$$\frac{J_{sat}(\Phi) - J_{sat}(0)}{J_{sat}(0)} = \frac{\frac{1}{\tau_{\Phi}} - \frac{1}{\tau_0}}{\frac{1}{\tau_0}} \quad (2-17)$$

Où $J_{sat}(0)$ et $J_{sat}(\Phi)$ sont les densités de courant de saturation avant et après irradiation à une fluence Φ , et τ_0 et τ_{Φ} sont les temps de vie des porteurs avant et après cette même irradiation. En utilisant la définition du facteur de dommage du temps de vie des porteurs, cette équation devient l'équation (2-18), qui permet de définir un facteur de dommage du courant de saturation K_{Jsat} , de la même manière qu'est défini le facteur de dommage du courant de seuil :

$$\frac{J_{sat}(\Phi) - J_{sat}(0)}{J_{sat}(0)} = K_{\tau} \tau_0 \Phi = K_{Jsat} \Phi \quad (2-18)$$

Les définitions des facteurs de dommage des courants de seuil et de saturation sont équivalentes (cf. (2-13) et (2-18)). Ces facteurs de dommage, issus de ces deux mesures devraient donc être équivalents. Toutefois, les facteurs de dommage reportés par Lee ⁹ sont deux ordres de grandeurs plus élevés sur le courant de saturation que sur le courant de seuil ($4.7 \cdot 10^{-13}$ contre $7.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{p}^+$ respectivement). L'explication est la même que pour la différence de sensibilité aux irradiations entre courant de seuil et rendement externe. La différence de temps de vie initial des porteurs entre bas niveau d'injection et au seuil explique cet écart. En effet, plus la

densité de porteurs est faible, plus le temps de vie radiatif est élevé, et plus le paramètre considéré est sensible aux irradiations.

Concernant les paramètres définissant les propriétés électriques à fort niveau d'injection, il a été montré que les irradiations ne modifient ni la résistance série du composant, ni la tension de coude ⁴⁹. L'impact des irradiations sur les propriétés électriques se concentrent donc sur les propriétés électriques bas niveau, et plus particulièrement sur le courant de saturation.

c) Emission spectrale

En ce qui concerne les propriétés d'émission, aucun changement n'est observé sous irradiations, aussi bien dans le spectre d'émission que dans le champ proche des diodes laser irradiées ³⁹. Cette invariance des propriétés d'émission est cohérente avec l'introduction de défauts de déplacement par irradiations. Ces défauts ne modifient ni la structure bande de la diode laser, ni la cavité optique de la diode, et par conséquent ne modifient pas les propriétés d'émission de la diode laser. Des études sur la photoluminescence de puits et de boîtes quantiques confirment l'invariance du spectre d'émission de ces couches sous irradiations. Seule une décroissance de l'intensité de luminescence est observée ^{60, 61}, comme le montre la figure 2-11.

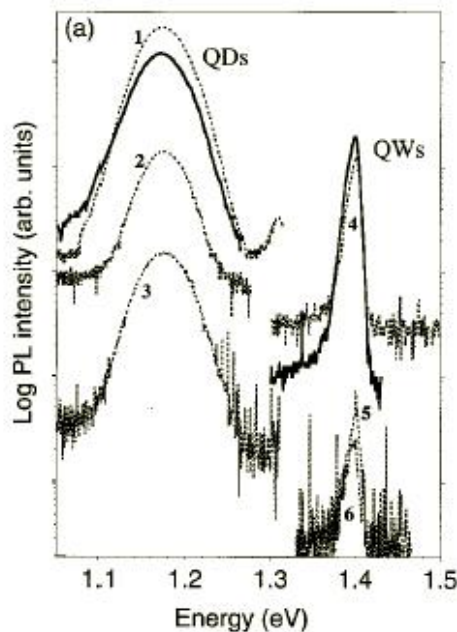


Figure 2-11: Evolution des spectres de photoluminescence de puits (QW) et de boîtes (QD) quantiques avec la fluence de protons de 1.5 MeV reçue, d'après ⁶⁰

d) Propriétés dynamiques

Un point clé des diodes laser pour les communications intra-satellites réside dans leur capacité à être modulées. Dans ce régime de fonctionnement, les diodes laser sont polarisées au dessus du seuil laser dans un régime où l'émission stimulée domine. Comme nous l'avons vu pour les propriétés statiques au dessus du seuil, les irradiations n'ont pas d'impact dans ce régime où l'émission stimulée domine (invariance du rendement externe des diodes laser soumises aux irradiations). Les travaux de Pailharey et al ⁴³ vont dans ce sens en montrant l'insensibilité des propriétés dynamiques, telle la fréquence de résonance, des diodes laser sous irradiations aux neutrons de 14 MeV. Ce point est crucial car il conforte l'intérêt de l'emploi des lignes de transmission optique dans les satellites.

e) Conclusion

Les diodes laser semblent uniquement sensibles aux défauts de déplacement et non à la dose ionisante déposée lors de l'interaction particule / matière, puisque qu'aucune étude ne démontre une dégradation des caractéristiques des diodes laser sous irradiations purement ionisante. Quelles que soient les particules utilisées pour générer des défauts de déplacement dans la diode laser, les effets sur les propriétés optiques et électriques sont les mêmes. L'impact principal est une augmentation linéaire du courant de seuil avec la fluence reçue, alors que le rendement différentiel externe reste inchangé. Les propriétés électriques sont affectées à bas niveau d'injection par une augmentation du courant de saturation avec la fluence reçue. Le tableau 2-3 présente des valeurs de facteur dommage de courant de seuil relevés dans la littérature pour des lasers à cavité verticale (VCSEL) ou des diodes émettant par la tranche (EEL) pour les différents types de particules incidentes, d'énergies variées.

Auteur	Particules	Type	Fluence	K_{Is}
Barnes-1971 ¹	n^0	EEL	$3 \cdot 10^{15}$	$1.1 \cdot 10^{-14}$
Evans-1993 ⁶	p^+ 5.5 MeV	EEL	$1.6 \cdot 10^{13}$	$7.4 \cdot 10^{-14}$
Paxton-1997 ⁵⁰	p^+ 4.5 MeV	VCSEL	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{-14}$
Zhao-1997 ¹⁰	p^+ 200 MeV	EEL	10^{14}	$2-5 \cdot 10^{-15}$
Lee-1999 ⁹	p^+ 200 MeV	EEL	10^{14}	$7.7 \cdot 10^{-15}$
Johnston-2001 ⁴⁵	p^+ 25 MeV	EEL	$2.5 \cdot 10^{13}$	$9.5 \cdot 10^{-15}$
Johnston-2001 ⁴⁵	p^+ 50 MeV	EEL	$5 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{-15}$
Johnston-2001 ⁴⁵	p^+ 25 MeV	VCSEL	$5 \cdot 10^{13}$	$6.2 \cdot 10^{-15}$
Johnston-2001 ⁴⁵	p^+ 50 MeV	VCSEL	$8 \cdot 10^{13}$	$3.7 \cdot 10^{-15}$
Le Metayer-2003 ⁴⁹	p^+ 200 MeV	VCSEL	10^{14}	$2.2 \cdot 10^{-14}$
Jabbour-2005 ³³	e^- 1 MeV	VCSEL	10^{16}	$2.5 \cdot 10^{-18}$

Tableau 2-3 : tableau récapitulatif de différentes mesures de facteurs de dommage de courant de seuil. (EEL : laser émettant par la facette, VCSEL : laser à cavité verticale).

3.2 Influence des conditions d'irradiation

Ce paragraphe présente les études menées sur d'autres aspects et mécanismes de la dégradation. La confrontation entre NIEL et dépendance énergétique des facteurs de dommages sera abordée, de même que l'étude des phénomènes de recuit sous injection de porteurs, ou encore l'influence des conditions de polarisation et enfin l'influence du positionnement des composants par rapport au faisceau de particules incidentes sur la magnitude des dégradations observées.

a) Etude en énergie / comparaison au NIEL

Le passage des études mono énergétiques à l'estimation de la contrainte en environnement spatial repose sur le concept de NIEL (cf. 2.3a)ii)). Il est donc essentiel de vérifier la validité de ce modèle, en comparant le NIEL à l'évolution des facteurs de dommage en fonction de l'énergie des particules incidentes. Des études portent sur ce sujet à travers le suivi de différents paramètres (courant de seuil, temps de vie des porteurs, ...) lors d'irradiations avec des particules d'énergies variées, aussi bien sur des diodes laser⁹, des LEDs^{47, 62}, que sur des résistances GaAs⁶³.

Comme présenté sur la figure 2-6, le NIEL des protons dans le GaAs décroît jusqu'à environ 30 MeV pour se stabiliser jusqu'à des énergies de l'ordre de 100 MeV, puis il augmente. Les

travaux de Lee ⁹ confirment une évolution similaire du facteur de dommage du courant de seuil pour des énergies allant jusqu'à 200 MeV. Les travaux de Johnston ⁴⁷ confirment également une diminution du facteur de dommage du courant de seuil pour des énergies atteignant 50 ou 100 MeV selon le composant considéré ; en revanche une stabilisation du facteur de dommage est observée pour des énergies supérieures, ce qui est en contradiction avec l'augmentation prévue par les calculs de NIEL. Un tel désaccord entre NIEL et facteur de dommage pour des énergies supérieures à 100 MeV est également observé sur des LEDs ^{62, 64, 65} et sur des résistances GaAs ⁶³. Toutefois les interprétations diffèrent.

Une des études sur les LEDs ⁶⁴ suggère que ce désaccord pourrait être attribué à la plus grande formation d'agrégats de défauts lors d'irradiations à fortes énergies, qui auraient moins d'impact sur les propriétés des composants que les défauts pris isolément. Cette hypothèse explique le désaccord entre NIEL et résultats expérimentaux par une violation des hypothèses de validité du NIEL (cf. 2.4). Une autre étude sur les LEDs ⁶⁵ met en avant une explication différente. D'une part, les mécanismes de dégradation des LEDs sont indépendants de l'énergie du proton incident, et d'autre part la dépendance énergétique des facteurs de dommage mesurés suit soit le NIEL, soit seulement la composante élastique du NIEL, selon les composants optoélectroniques étudiés, comme le présente la figure 2-12. Le NIEL sous 10 MeV est égal à sa contribution élastique. Au-delà, la contribution élastique continue de diminuer alors que le NIEL total se stabilise puis augmente, sous la contribution de plus en plus importante des interactions inélastiques nucléaires. Sur la figure 2-12, il est possible de constater que le facteur de dommage des porteurs minoritaires dans les LEDs massives à base de GaAs (symboles carrés) ⁶⁴ suit le NIEL élastique, alors que le facteur de dommage du courant de seuil mesuré sur des diodes à multi puits quantiques (cercles) suit le NIEL total ⁹. Les résultats sur les diodes à multi puits quantiques sont symbolisés par les diamants, et sont situés entre le NIEL total et le NIEL élastique. L'explication évoquée pour ces différents comportements repose sur une différence entre les défauts générés par interaction nucléaire en zone de déplétion, et ceux générés en zone de diffusion ⁶⁵.

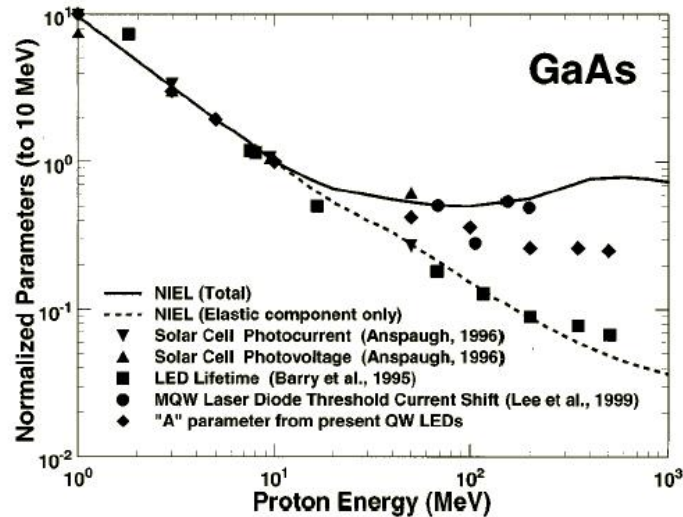


Figure 2-12: Comparaison des différents facteurs de dommage de protons mesurés sur plusieurs composants optoélectroniques avec le NIEL du GaAs. Ici toutes les données ont été normalisées à 10 MeV, d'après ⁶⁵.

En conclusion, pour des énergies de protons supérieures à 10 MeV, il peut y avoir un désaccord ou non entre le NIEL des protons dans le GaAs et les dégradations observées, selon les études et les paramètres observés. Il y a donc des limites aux conditions dans lesquelles il est possible d'appliquer le concept de NIEL à la prévision des dommages. Certaines de ces conditions ont été explicitées en termes de volume de la cible et d'énergie des particules incidentes ⁶⁶.

b) Recuit sous injection de porteurs

Une diminution des dégradations induites par les irradiations lors de la polarisation des diodes laser après ou pendant irradiation a été observée à de nombreuses reprises ^{6, 9, 45, 50, 53}. Cet effet de recuit sous injection de porteurs est attribué au phénomène de REDR (Recombination Enhanced Defect Reactions) ⁵³. Quand une transition électronique se produit à travers un défaut, l'énergie déposée localement augmente la température du défaut et l'active. Le défaut a alors davantage d'énergie pour se déplacer ⁵³, et donc (re)-migrer vers son site naturel. Selon le type de défaut, le temps nécessaire pour la guérison est plus ou moins élevé. En étudiant l'évolution de la puissance optique émise par un composant irradié à courant constant dans le temps, on peut observer qu'il existe différentes cinétiques de guérison correspondant à différents types de défauts ⁵³. Cette guérison des propriétés optiques est accompagnée d'une guérison des propriétés électriques bas niveau ⁵³.

La figure 2-13 présente l'influence du courant de polarisation sur la cinétique de recuit sous injection de porteurs. Ces résultats montrent qu'une augmentation du courant de polarisation accélère le recuit, ce qui est en accord avec le mécanisme de REDR qui est proportionnel à la densité de courant. Ces résultats sont en accord avec les effets de recuit observés après irradiations de diodes laser avec des neutrons ⁴⁰. Pour un temps de recuit fixé, la fraction de défauts guéris sera plus importante si la température du composant est élevée ⁴⁰.

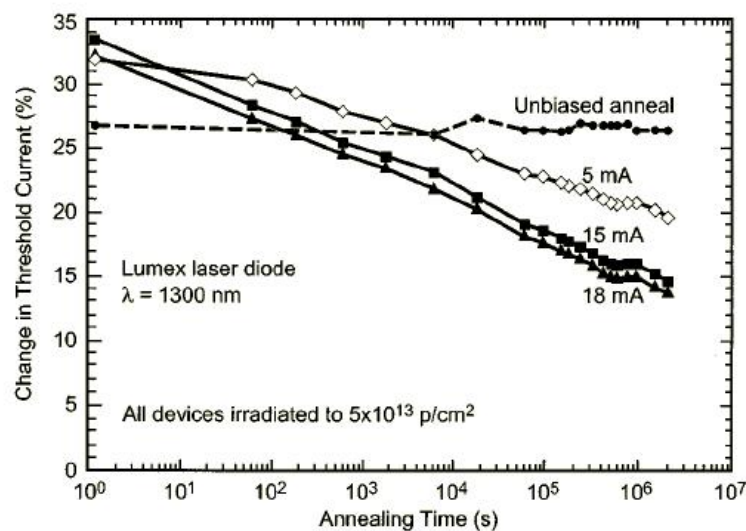


Figure 2-13: influence des conditions de polarisation sur les effets de recuit sous injection de porteurs, pour une diode laser irradiée avec des protons de 50 MeV, d'après ⁴⁶

Le mécanisme de recuit sous injection de porteurs ne permet cependant pas d'obtenir une « guérison » totale des défauts générés par les irradiations. Les travaux sur le sujet rapportent généralement des fractions de défauts guéris de l'ordre de 50 à 60% ^{36, 40, 47, 53}. Pour les applications en environnement radiatif, ce phénomène est très important car il permet de « guérir » une partie des défauts pendant la mission, en fonction des conditions de polarisation du composant. Nous devons tenir compte de cet effet pour nos études et veiller à ne travailler que sur des composants dont la cinétique de recuit est devenue suffisamment lente pour pouvoir considérer les propriétés comme stables durant la durée des mesures.

c) Etude des conditions de polarisation

Lors de l'irradiation, le composant peut être, selon les travaux, dans différentes conditions électriques : polarisé, court-circuité, ou encore en circuit ouvert. Ces conditions de polarisations n'influent pas sur les effets observés (augmentation du courant de seuil, etc...) mais sur l'importance de ces effets. Il a été montré que les composants polarisés pendant irradiation se dégradent moins que les composants non polarisés ^{6, 54}. Cette observation est directement liée

aux effets de recuit sous injection de porteurs. Une étude détaillée concernant l'impact des conditions de polarisation sur l'importance des dégradations a montré que plus le courant de polarisation est élevé, moins les irradiations ont d'impact sur les performances de la diode laser¹⁰. Il y est également démontré que les composants en circuit ouvert sont plus sensibles aux irradiations que les composants court-circuités (aussi appelé circuit fermé) durant irradiation. Cette observation s'explique par l'existence de courants induits par les particules ionisantes lors de l'irradiation. Cette influence des conditions de polarisation peut se résumer, en termes de facteur de dommage du courant de seuil¹⁰ :

$$K_{I_s}(\text{ouvert}) > K_{I_s}(\text{fermé}) > K_{I_s}(\text{polarisé}) \quad (2-19)$$

Ces études indiquent que pour simuler au plus près une mission, il est conseillé de placer le composant dans une configuration électrique la plus proche possible de sa configuration lors de la mission. Ces études impliquent qu'irradier un composant au sol en circuit ouvert surestime les contraintes par rapport à la mission future dans laquelle le composant sera polarisé.

d) Etude selon l'axe des irradiations

L'amplitude de l'impact des irradiations sur les propriétés des diodes laser diffère aussi selon l'orientation de la diode laser par rapport au faisceau de particules^{10, 32}. Une des études portant sur la relation entre l'orientation de la diode laser par rapport au faisceau incident et le facteur de dommage du courant de seuil montre que¹⁰ :

$$K_{I_s}(\text{Horizontale}) > K_{I_s}(\text{Parallèle}) > K_{I_s}(\text{Normale}) \quad (2-20)$$

Les différentes directions incidentes des particules par rapport à la diode laser sont représentées sur la figure 2-14. La direction horizontale correspond à une irradiation le long de l'axe d'émission de la diode laser. Les directions parallèles et normales correspondent respectivement à des irradiations parallèles et perpendiculaires au plan des couches.

Une augmentation du facteur de dommage du courant de seuil de 25% à 60% est mesurée lorsque le flux de protons passe d'une incidence normale à une incidence horizontale. Cette différence s'explique par le fait qu'en incidence normale, la distance d'interaction particule / zone active est plus faible qu'en incidence horizontale, ce qui veut dire que la densité de défauts générés dans la zone active est plus faible. Toutefois, la variation du facteur de dommage du courant de seuil n'est pas directement proportionnelle à la distance d'interaction entre particule incidente et zone active.

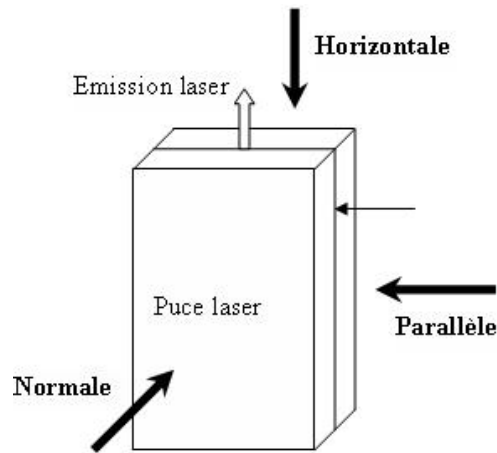


Figure 2-14: Vue schématique des différents axes d'irradiation

En environnement spatial, l'incidence des particules est isotrope, alors que lors des irradiations au sol, le faisceau est unidirectionnel. Par conséquent, un faisceau incident en direction horizontale surestimera les contraintes environnementales par rapport aux conditions radiatives estimées, alors qu'une irradiation normale les sousestimera.

e) Equivalence électrons/protons

Les électrons créent tout comme les protons des défauts de déplacement. En environnement spatial, les deux types de particules sont présents, il est donc intéressant de déterminer une équivalence entre fluences d'électrons et de protons, afin de vérifier les calculs théoriques de NIEL. Des travaux portant sur l'impact des irradiations électrons et protons sur les VCSELs AlGaAs/GaAs ont permis d'établir une telle équivalence électrons / protons sur les dommages observés. L'équivalence établie est la suivante³³ :

$$\Phi_e(1 \text{ MeV}) = 8.8 \cdot 10^{-2} \cdot E_{nl}(eV) \quad (2-21)$$

Où Φ_e est la fluence équivalente en électrons de 1 MeV, et E_{nl} correspond à l'énergie perdue par interactions nucléaires par unité de longueur. Cette énergie peut être, par exemple, estimée par des logiciels tels que SRIM⁶⁷.

Une étude similaire menée sur des cellules solaires à base de GaAs, donnent les résultats théoriques et expérimentaux suivants⁶⁸ :

$$\Phi_e(1 \text{ MeV})_{th} = 9.1 \cdot 10^{-2} \cdot E_{nl}(eV) \quad (2-22.a)$$

$$\Phi_e(1 \text{ MeV})_{exp} = 1.4 \cdot 10^{-2} \cdot E_{nl}(eV) \quad (2-22.b)$$

La différence observée entre théorie et expérience est ici expliquée par les différences de propriétés du GaAs entre couches massives (pour les résultats théoriques) et les puits quantiques (pour les résultats expérimentaux)⁶⁸.

4 Conclusion

Dans un premier temps, l'environnement spatial a été décrit en termes d'origines et de types de particules présentes. Les modèles utilisés pour modéliser cette contrainte radiative ont été détaillés avant de regarder comment ramener cet environnement complexe à une irradiation unique mono-particule et mono-énergie, sous certaines hypothèses.

La première hypothèse est que, dans le cadre de l'étude de l'impact de l'environnement spatial sur les diodes laser, seule l'énergie déposée par des mécanismes non ionisants lors de l'interaction particule / matière participe à la dégradation de propriétés du composant. Dans ce cas, et pour un matériau donné, le concept de NIEL permet de faire correspondre à une particule d'énergie donnée, une énergie déposée sous forme non ionisante dans le matériau cible. La base de ce concept est que les défauts générés ont les mêmes effets sur les propriétés de la matière, quelle que soit l'énergie de la particule incidente, seule la densité de défauts générés change. Grâce à ce concept, il est possible d'intégrer les fluences sur le spectre énergétique et d'en déduire une énergie non ionisante équivalente déposée. Cette dernière peut finalement être convertie en une fluence équivalente pour irradiation mono-particule et mono-énergie de diodes laser.

Lors de l'irradiation, la génération de défauts de déplacement dans une diode laser, qu'ils soient générés par des neutrons, des électrons ou des protons, conduit à une augmentation des recombinaisons non radiatives due à l'interaction des porteurs avec ces défauts supplémentaires du réseau. En termes de propriétés du composant irradié, le principal impact observé est une augmentation des courants de seuil et de saturation de la diode. Les variations des propriétés sont d'autant plus importantes que celles-ci correspondent à un régime de faible densité de porteur (sous le seuil laser), où leurs temps de vie initial est élevé. En revanche, au dessus du seuil laser, le temps de vie des porteurs est bref, gouverné par l'émission stimulée, ce qui conduit à une insensibilité des propriétés de la diode laser au dessus du seuil (rendement externe, gain différentiel, ...) dans la gamme de fluence étudiée.

Toutefois, la plupart des études traitant de l'impact des irradiations sur les propriétés des diodes laser considère le composant comme une boîte noire et quantifie de préférence les effets sur

les performances de la diode (courant de seuil, rendement externe), plutôt que sur ses propriétés intrinsèques (gain, temps de vie des porteurs, mécanisme de recombinaison). Nous proposons dans la suite de ce travail la mise en place d'une méthodologie d'analyse des propriétés intrinsèques du composant, et le suivi de ces paramètres sur des diodes laser irradiées pour des conditions semblables à une mission spatiale de type Galileo.

3 Méthodologie d'analyse de diodes laser

1 Introduction

Dans ce chapitre, nous discuterons de l'approche méthodologique mise en place durant cette thèse pour déterminer les paramètres intrinsèques d'une diode laser. Cette approche repose d'une part sur le développement d'un jeu complet de caractérisations expérimentales, et d'autre part, sur l'exploitation d'un modèle de diode laser. Dans une première partie, l'ensemble des caractérisations expérimentales mises en place sera décrit. La caractérisation des matériaux se fait par des mesures de photoluminescence, non pas sur les diodes laser, mais sur des échantillons spécifiques. Les autres mesures mises en place s'appliquent à la diode laser et permettent de mesurer des caractéristiques optiques, électriques, ou encore dynamiques du composant. Dans une deuxième partie, nous montrerons comment, en croisant ces données avec celles obtenues par modélisation de la zone active, nous pouvons obtenir un jeu de paramètres cohérents entre eux qui corroborent l'ensemble des observations expérimentales réalisées.

La méthodologie sera illustrée tout au long du chapitre par des exemples obtenus sur deux diodes laser. La majorité des caractérisations sur les diodes laser sera illustrée par les résultats obtenus sur une diode de référence émettant à 1.3 μm . Le composant de référence est une diode laser à multi puits quantiques InAsP/GaInAsP/InP de 300 μm de long avec des facettes clivées ($R = 0.29$), et émettant à 1.3 μm . Elle est réalisée dans la filière technologique à ruban enterré BRS et ce type de diode est parfaitement connu et documenté ⁶⁹. L'empilement vertical de cette diode laser, ainsi que la structure de bande associée sont présentées sur la figure 3-1 et la figure 3-2.

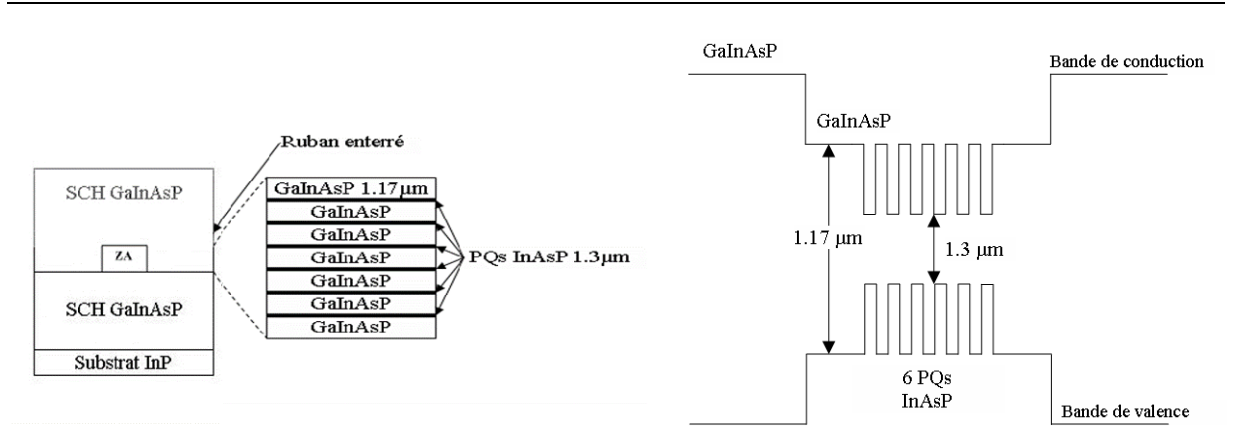


Figure 3-1: Structure verticale des diodes laser à puits quantiques InAsP/InP de référence

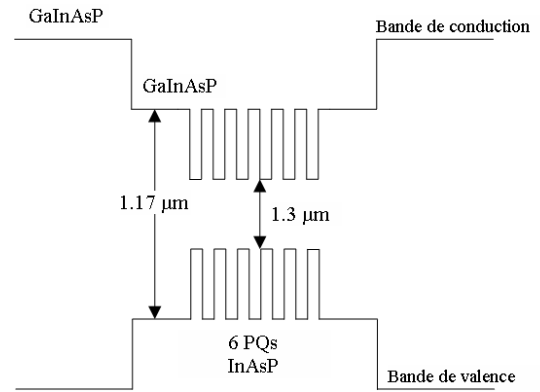


Figure 3-2: Structure de bande des diodes laser à puits quantiques InAsP/InP émettant à 1.3 μm

La caractérisation de l'émission spontanée de la diode laser ne sera pas illustrée par ce composant de référence mais par un exemple obtenu sur une diode laser GaInAsP/GaAs émettant à 852 nm. De même, les études sur le matériau par photoluminescence seront également illustrées sur un jeu d'échantillons issu de la filière GaInAsP/GaAs.

2 Méthodologie mise en place

Dans l'approche développée, la diode laser est vue comme un ensemble composé, d'une zone active définie par les paramètres intrinsèques de la diode (gain, temps de vie associés aux mécanismes de recombinaisons), et par des paramètres extrinsèques liés soit à la cavité laser (confinement optique, pertes aux facettes), soit aux pertes d'injection de porteurs (rendement interne, d'injection). La méthodologie mise en place vise à estimer ces grandeurs en comparant les résultats de caractérisations de base avec un modèle de gain défini sur la zone active.

Le centre de cette méthodologie est la comparaison entre les mesures de gain modal par la méthode dite de Hakki-Paoli et les résultats du modèle de gain. Ce recoupement permet de remonter aux fractions des différents mécanismes recombinaison dans la zone active, définis par les paramètres intrinsèques A, B, et C. En effet le gain expérimental est défini en densité de courant alors que le gain modélisé est défini en densité de porteurs. De cette confrontation entre densités de courant et de porteurs, les paramètres intrinsèques A, B et C sont calculés via l'équation d'évolution de la densité de porteurs en régime stationnaire^{56, 70} :

$$\frac{\eta_i J}{qd} = AN + BN^2 + CN^3 + R_{stim} N_{ph} \quad (3-1)$$

Où η_i est le rendement interne, J la densité de courant, d l'épaisseur de la zone active, N la densité de porteurs, R_{stim} le coefficient d'émission stimulée (qui dépend entre autres du gain, cf. Annexe), N_{ph} la densité de photons. A , B et C sont les coefficients des mécanismes de recombinaison non radiatives, radiatives et Auger.

2.1 Le modèle de gain

Le modèle de gain utilisé dans ce travail est de type k.p. 8 bandes défini sur une hétérostructure. Ce modèle est implémenté dans le logiciel CADILAC, qui inclut également un modèle de calcul de modes optiques, basé sur la méthode des indices effectifs. La cavité optique considérée dans ce modèle est de type Fabry-Perot. De manière plus spécifique, le logiciel CADILAC développé en collaboration avec le LNMO, permet de calculer les performances caractéristiques d'une diode laser à partir de sa structure et des propriétés physiques des matériaux qui la composent. Ce logiciel calcule à partir des compositions et épaisseur du puits quantique et des barrières :

- la structure de bande, déterminant les énergies de confinement des porteurs dans le puits quantique. Elle décrit la dispersion par le vecteur d'onde des bandes et sous bandes électroniques, caractéristique des phénomènes de recombinaisons radiatives de porteurs;
- le spectre de gain à densité de porteurs et température données. Il est possible de multiplier ce gain du milieu par le confinement optique de la structure considérée afin de déterminer le gain modal de la diode laser;
- la densité du courant radiatif et non radiatif. Le courant radiatif total est calculé pour la structure. Ce courant inclut les recombinaisons par émission spontanée (terme BN^2 de l'équation (3-1)) et les recombinaisons par émission stimulée (terme $R_{stim}N_{ph}$ de l'équation (3-1)). Le courant non radiatif (contribution AN et CN^3 de (3-1)) peuvent être calculé par le logiciel à condition d'avoir déterminé au préalable les paramètres A et C .

2.2 Les mesures expérimentales

Le centre de notre méthodologie est donc basé sur la confrontation entre mesures et modèles de gain qui permet de remonter aux coefficients décrivant les mécanismes de recombinaison dans la diode laser. L'utilisation seule de mesures de gain par la méthode de Hakki-Paoli peut suffire à la mettre en œuvre. Toutefois, afin de confirmer nos estimations nous avons cherché quelles grandeurs directement mesurables sur le composant pouvaient être reliées aux paramètres intrinsèques déduits du modèle.

- Le point de comparaison le plus simple et le plus direct consiste à comparer le coefficients de recombinaison non radiatives (A) avec le temps de vie mesuré par la photoluminescence résolue en temps qui permet de calculer le temps de vie non radiatif $\tau_{NR} = 1/A$. La limite de ce point de comparaison est qu'il nécessite de disposer d'un échantillon dédié à la photoluminescence incluant les couches similaires à celles de la zone active du composant.
- Les courants de recombinaisons associés aux différents mécanismes calculés par le logiciel CADILAC permettent d'estimer le mécanisme de recombinaison dominant dans la zone active. Cette dominance peut être vérifiée à partir de la mesure de l'émission spontanée de la diode laser.
- En supposant que la température n'affecte pas les coefficients A et C , il est possible de modéliser l'évolution du courant de seuil dans la zone active du composant avec la température ambiante. Cette évolution modélisée peut être facilement comparée aux mesures de courant de seuil expérimentales en fonction de la température.
- A partir du calcul du gain différentiel (dg/dN) de la zone active et en complétant cette donnée par le volume actif de la diode (estimé par des mesures de divergence) il est possible de calculer le paramètre $f_R/\sqrt{I}$. Ce paramètre décrit l'évolution de la fréquence de résonance du composant en fonction du courant d'injection. Il peut être également mesuré expérimentalement par des mesures de bruit d'amplitude (RIN).

Le tableau 3-1 présente le jeu de mesures utilisées, ainsi que les paramètres mesurés et déduits de chacune de ces mesures. Certains paramètres sont communs à plusieurs mesures, ce qui permet de valider les bancs de mesure mis en place. La méthodologie mise en place est générale et auto-cohérente, puisqu'elle permet de remonter aux propriétés intrinsèques d'une diode laser, tout en étant validée par l'intermédiaire d'un recoupement du modèle utilisé avec différentes grandeurs du matériau, optiques ou encore dynamiques.

Mesures	Paramètres mesurés	Paramètres déduits
Photoluminescence résolue en temps	τ	
Photoluminescence	Intensité de photoluminescence	
P-I spontanée	I_s	Prédominance A, B, C
Mesure de gain Expérimental	$g(I)$ Localisation défauts	Relation $I(N)$ α_i A (τ_{NR}), B, C N_{tr} , N_s $f_R/\sqrt{I}$ T_0
Calcul de gain Modèle	Validation de l'épaisseur et de la composition de la zone active $g(N)$ théorique dg/dN théorique	
P-I stimulé	I_s η_{ext}	T_0
V-I	R_s V_c	
V-I bas niveau	η (facteur idéalité) J_{sat}	
RIN	I_s $f_R\sqrt{I}$	dg/dN expérimental
Divergence	Divergence du faisceau	Estimation de la largeur effective du mode

Tableau 3-1: Paramètres mesurés et déduits de chaque mesure mise en place durant cette étude

3 Mesures mises en place

3.1 Photoluminescence et temps de vie des porteurs

L'impact des irradiations du point de vue de la physique du composant est une réduction du temps de vie des porteurs minoritaires (cf. ChapI). Une technique expérimentale disponible pour mesurer directement le temps de vie des porteurs est la photoluminescence résolue en temps. L'échantillon est excité par une impulsion laser d'énergie supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau caractérisé, et dont la durée est de l'ordre de 10 ps. L'impulsion génère à l'instant t_0 des paires électrons / trous qui vont migrer respectivement vers le minimum et le

maximum des bandes de conduction et de valence. Les paires électrons / trous se recombinent alors, soit de façon radiative, par émission spontanée, soit de façon non radiative, par interaction avec les défauts du réseau. La luminescence à une longueur d'onde donnée décroît dans le temps, suivant une loi exponentielle de la forme :

$$I_{PL}(t) = y_0 + A \cdot e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}} \quad (3-2)$$

Où $I_{PL}(t)$ correspond à l'évolution de l'intensité de photoluminescence à une longueur d'onde donnée en fonction du temps, y_0 est une constante permettant de tenir compte du bruit de fond de la mesure, A est un coefficient de proportionnalité, et τ est le temps caractéristique de la décroissance, qui correspond au temps de vie des porteurs. La densité de porteurs injectés lors d'une mesure de photoluminescence étant faible, le mécanisme de recombinaison majoritaire est celui des recombinaisons non radiatives, le temps de vie mesuré est alors assimilable à τ_{NR} ($= 1/A$).

La figure 3-3 présente un exemple de mesure par photoluminescence résolue en temps, ainsi que l'ajustement obtenu en utilisant l'équation (3-2).

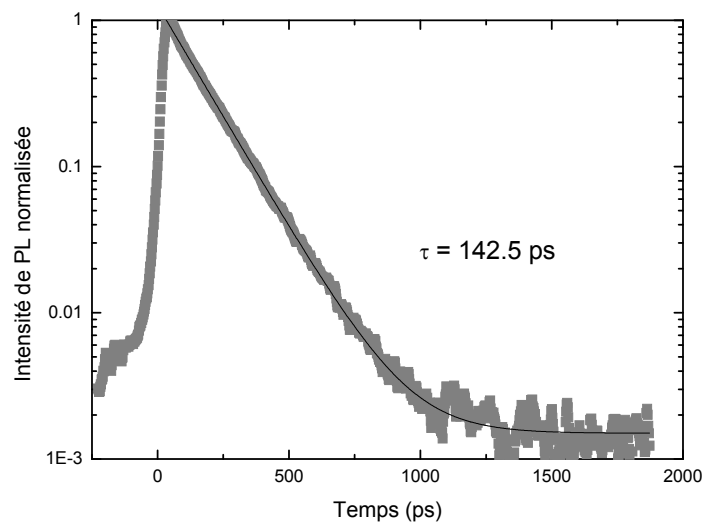


Figure 3-3: Exemple de mesure par photoluminescence résolue en temps sur une couche massive de GaInP dopée N (carrés), ainsi que l'ajustement obtenu avec l'équation (3-2), permettant de déduire un temps de vie de 142.5 ps.

Dans le cadre de cette étude, nous avons eu accès au montage de photoluminescence résolue en temps du LNMO (INSA de Toulouse) dont les spécificités sont les suivantes. Le laser d'excitation est un Titane:Saphir (Ti:Sa) à verrouillage de mode délivrant des impulsions femtosecondes à une fréquence de répétition de 81 MHz. La longueur d'onde d'émission du

laser est ajustée dans la gamme 300-800 nm. La décroissance temporelle de la photoluminescence est suivie par l'intermédiaire d'une caméra à balayage de fente. Le temps de vie minimum mesurable est limité par la durée de l'impulsion d'excitation utilisé et par le système de détection, il est ici de l'ordre de 10 ps. Le temps de vie maximal mesurable par le montage utilisé est de 4.5 ns.

Un des intérêts d'utiliser un laser Ti:Sa comme source d'excitation est de pouvoir modifier la longueur d'onde d'excitation, et donc de pouvoir étudier son impact sur le temps de vie des porteurs. Ceci est notamment intéressant dans l'étude des hétérostructures, et plus particulièrement des structures à puits quantiques. En sélectionnant la longueur d'onde d'excitation, on sélectionne les matériaux dans lesquels les porteurs sont injectés.

Une première limitation de cette mesure est que la densité de porteurs injectés est inférieure à celle dans la diode en fonctionnement laser, ce qui signifie que le temps de vie mesuré ne correspond pas à celui dans une diode laser en fonctionnement. La deuxième limitation de cette mesure tient à ce qu'elle n'est effectuée que sur des échantillons dédiés. Cette mesure donne donc une bonne indication, mais ne reflète pas fidèlement le temps de vie des porteurs dans la structure spécifique de la diode.

Une autre mesure effectuée sur ces échantillons spécifiques, est une mesure de photoluminescence, non pas résolue en temps, mais en utilisant une source d'excitation continue. L'émission spontanée est détectée via une photodiode placée en sortie d'un monochromateur. L'intensité de luminescence dépend des temps de vie radiatif et non radiatif dans le matériau caractérisé :

$$I_{PL} \propto \frac{\tau_{NR}}{\tau_R + \tau_{NR}} = \eta_R \quad (3-3)$$

Où I_{PL} est l'intensité de luminescence, τ_R et τ_{NR} sont les temps de vie radiatif et non radiatif, et η_R est le rendement radiatif. En première approximation, le temps de vie radiatif dépend de la structure de bande du matériau, alors que le temps de vie non radiatif dépend de la densité de défauts présente dans le cristal. Un plus grand nombre de défauts dans un matériau diminue le temps de vie non radiatif et donc l'intensité de luminescence. Cette mesure donne donc aussi des indications sur les temps de vie des porteurs dans le matériau caractérisé.

La figure 3-4 présente les spectres de luminescence obtenus sur un jeu de cinq échantillons correspondant en composition, en dopants et en épaisseur, aux différentes couches présentes dans une diode laser émettant autour de 850 nm. Il s'agit d'un puits quantiques de GaInAsP, de deux couches de 0.5 μm d'épaisseur de GaInP (dopées p et n) formant une cavité optique large, et de deux couches épaisses en AlGaInP de 0.8 μm dopées (p et n) correspondant aux couche de confinement des porteurs. L'ensemble de ces spectres ont été obtenus en utilisant comme source d'excitation un laser émettant 40 mW à 405 nm. Il est possible de comparer directement ces intensités de luminescence car le montage utilisé est étalonné à l'aide d'un échantillon de référence afin de s'assurer de la stabilité des mesures.

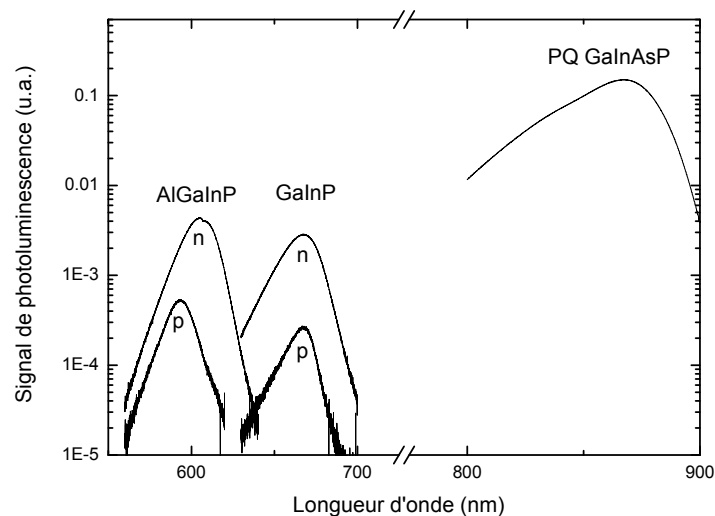


Figure 3-4: Spectres de photoluminescence d'un ensemble de couches correspondant aux différents alliages d'une diode laser émettant à 850 nm : un puits quantique en GaInAsP, une cavité optique large en GaInP (dopé p ou n), un cladding en AlGaInP (dopés p ou n). Ces mesures ont été réalisées avec un laser d'excitation émettant 40 mW à 405 nm.

Ces spectres confirment que la luminescence permet d'évaluer le temps de vie des porteurs dans un matériau. La différence de temps de vie radiatif entre couches est montrée par la différence d'intensité de luminescence entre couches massives et puits quantiques. En effet, dans un puits quantique, les porteurs sont confinés en 2 dimensions, ce qui augmente le recouvrement entre les fonctions d'onde des électrons et des trous, impliquant une augmentation de la probabilité de recombinaisons radiatives, ce qui logiquement se traduit par une diminution du temps de vie radiatif. La conséquence est une plus grande intensité de luminescence des puits quantiques comparés aux couches épaisses, comme le montre la figure 3-4. Sur les couches massives, on constate que les couche dopées P sont moins luminescentes que celles dopées N, ce qui est

significatif d'un plus faible rendement radiatif. Les limitations de ce type de mesure sont les mêmes que pour la photoluminescence résolue en temps.

Les temps de vie mesurés par photoluminescence résolue en temps sur nos échantillons, de même que les intensités maximales de luminescence sont donnés dans le tableau 3-2. Dans ce tableau, les intensités de luminescence sont normalisées à la valeur la plus élevée. On constate que les couches présentant les plus fortes intensités de luminescence sont celles dont le temps de vie des porteurs est le plus élevé. En effet, l'intensité de luminescence est proportionnelle au rendement radiatif, η_R , ce qui implique qu'elle est proportionnelle au temps de vie des porteurs, via la relation : $I_{PL} \propto \tau / \tau_R$. Pour un même alliage (dans ce cas, les structures de bande sont identiques, de même que les fonctions de recouvrement des fonctions d'onde des trous et des électrons, et on peut estimer τ_R comme fixe), la comparaison entre les alliages dopés N ou P montre bien une augmentation de I_{PL} avec le temps de vie des porteurs. La différence d'intensité de photoluminescence est d'environ un ordre de grandeur, aussi bien pour le GaInP que pour l'AlGaInP. Le plus grand temps de vie est mesuré pour le puits quantique qui présente également la luminescence la plus intense.

Echantillons	τ_0 (ps)	I_{PL} (u.a.)
GaInP dopé P	36.4	0.00181
GaInP dopé N	142	0.0193
AlGaInP dopé P	32.2	0.00359
AlGaInP dopé N	420	0.0303
PQ GaInAsP	> 4500	1

Tableau 3-2: Synthèse des résultats de photoluminescence (résolue en temps) obtenus avant irradiations

En conclusion, les études de photoluminescence permettent, à condition d'avoir des échantillons dédiés, d'obtenir des informations sur les temps de vie des porteurs dans les différents matériaux constituant une diode laser. La photoluminescence résolue en temps permet de remonter aux valeurs de ces temps de vie. La photoluminescence continue permet d'observer des variations d'intensités de luminescence, et de les corréler à des variations de temps de vie.

3.2 Emission spontanée

Afin de compléter les mesures de photoluminescence et d'étudier l'émission spontanée dans une diode laser, un montage expérimental a été mis en place dans le but de collecter une fraction

de celle-ci. Adams & al. ⁷¹ ont pu montrer que de telles mesures, réalisées entre 0 et 300°K, permettent, moyennant quelques hypothèses, notamment sur l'invariance des dipôles de transition avec la température, de quantifier très exactement les coefficients A, B et C de couches laser, représentatifs des mécanismes de recombinaisons non radiatives, radiatives et Auger. Leur technique est en revanche invasive, puisque l'émission spontanée est extraite via une ouverture dans la métallisation face arrière. Elle est, de plus, non réalisable sur des composants reportés comme ceux dont nous disposons. Nous avons donc adapté cette technique à nos composants. Le montage mis en place consiste à approcher une fibre optique lentillée sur le côté de la diode laser, afin de collecter une fraction de l'émission spontanée ⁷². La figure 3-5 illustre ce montage. Les principales difficultés de ce type de mesure résident dans le choix de la fibre (qui doit permettre un bon couplage et une bonne ouverture numérique, tout en permettant de travailler « loin » du composant, car la géométrie de la fibre n'autorise pas une approche aisée). Enfin, le couplage obtenu n'est jamais reproductible, ni comparable de diode en diode.

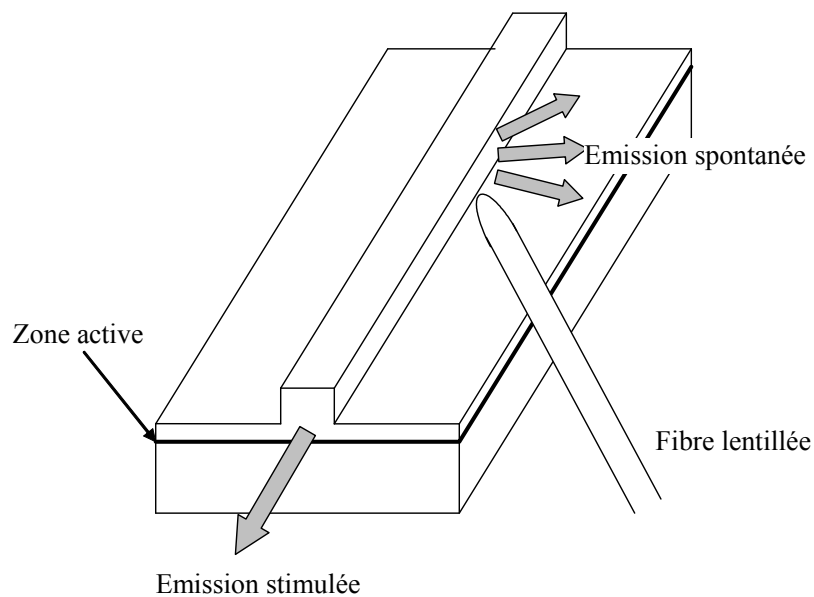


Figure 3-5: Schéma de principe du montage permettant de collecter une fraction de l'émission spontanée à l'aide d'une fibre lentillée

Cette fibre peut ensuite être reliée, soit à un analyseur de spectre optique pour observer le spectre d'émission spontanée (cf. figure 3-6), soit à une photodiode pour mesurer la caractéristique Puissance-Courant (cf. figure 3-7). Techniquement, cette mesure est difficile, notamment dans le cas des diodes laser à ruban enterré, où il y a moins d'émission spontanée latérale. C'est la raison pour laquelle les résultats présentés sur ces deux figures concernent un composant à ruban gravé et non pas le composant de référence, qui est à ruban enterré.

La figure 3-6 présente les spectres d'émission spontanée mesurés pour trois courants d'injection : 0.5, 1 et 1.5 fois le courant de seuil. Les spectres obtenus au seuil et au-dessus du seuil sont les mêmes, ce qui est logique compte tenu du verrouillage de la densité de porteurs au seuil (cf. Annexe). Le spectre sous le seuil étant obtenu pour une densité de porteurs plus faible, il est moins intense, mais il présente la même répartition spectrale. Cette mesure de spectre permet de vérifier que seule l'émission spontanée est collectée, car la mesure au-dessus du seuil ne présente aucune trace d'effet laser.

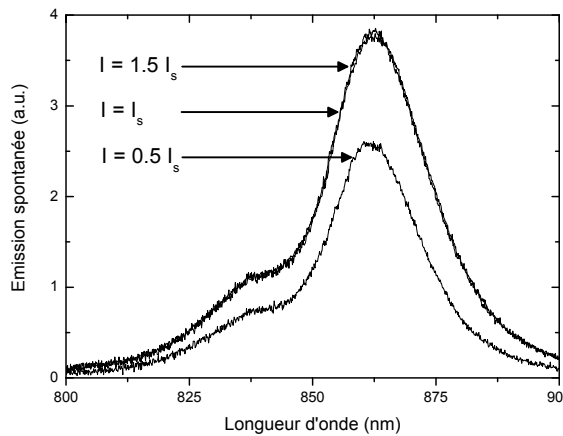


Figure 3-6: Spectres d'émission spontanée mesurés à 0.5, 1, et 1.5 fois le courant de seuil. Spectres obtenus sur une diode laser émettant autour de 850 nm.

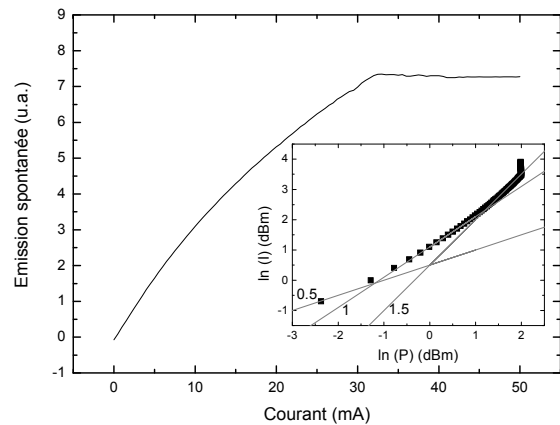


Figure 3-7: Mesure de la puissance optique émise par émission spontanée en fonction du courant de polarisation (en insert le tracé $\ln(P)$ en fonction de $\ln(I)$ et les 3 pentes correspondant aux trois régimes de recombinaisons). Mesure réalisée sur une diode laser émettant autour de 850 nm.

La caractéristique Puissance-Courant optique de la figure 3-7 met également en évidence le phénomène de verrouillage de la densité de porteurs au seuil (cf. Annexe) : la puissance spontanée est constante au dessus du seuil. Cette mesure permet donc de déterminer le courant de seuil, qui est de 32 mA pour l'exemple de la figure 3-7. Cette caractéristique sous le seuil permet d'obtenir des informations sur les mécanismes de recombinaison majoritaires, via le tracé de $\ln(P)$ en fonction de $\ln(I)$. En effet, la puissance spontanée est proportionnelle à BN^2 , alors que le courant est proportionnel à $AN+BN^2+CN^3$. La pente de cette courbe sera donc égale à 0.5, 1, ou 1.5 en fonction du mécanisme de recombinaison majoritaire : non radiatif, radiatif, ou par recombinaison Auger. Dans l'exemple présenté ici, la pente est de 1 sur la majorité de l'évolution, et tend vers 1.5 en se rapprochant du seuil, comme le montre l'insert de la figure

3-7. La majorité du courant est donc d'origine radiative, et près du seuil, les recombinaisons Auger deviennent non négligeables.

Cette mesure est donc très intéressante car elle permet d'identifier les mécanismes de recombinaison prédominants. On constate pour ce composant la prédominance des mécanismes radiatifs spontanés, ce qui est un bon accord avec les résultats de photoluminescence présentés précédemment sur des couches similaires. Dans la configuration dans laquelle nous la réalisons, elle ne permet pas, en revanche, d'extraire l'ensemble des coefficients gouvernant le régime d'émission laser.

3.3 Emission spontanée amplifiée

Contrairement à l'émission spontanée, l'émission spontanée amplifiée (ASE) correspond à l'émission sous le seuil laser dans l'axe de la cavité. A partir d'un spectre de transmission sous le seuil, il est possible de calculer le spectre de gain modal pour le courant injecté, en utilisant la formule dite de Hakki-Paoli ⁷³ :

$$\Gamma g(\lambda) = \frac{1}{L} \cdot \ln \left[\frac{\sqrt{\frac{I_{MAX}(\lambda)}{I_{MIN}(\lambda)} - 1}}{\sqrt{\frac{I_{MAX}(\lambda)}{I_{MIN}(\lambda)} + 1}} \right] + \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2) \quad (3-4)$$

Où g est le gain modal, L la longueur de la cavité, R_1 et R_2 les réflectivités aux facettes, et I_{MAX} et I_{MIN} sont les maxima et minima des franges d'interférence du spectre d'émission spontanée amplifiée, comme le montre la figure 3-8.

Le gain net modal est le gain calculé sans tenir compte des pertes aux facettes : $\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$ (le gain au seuil est alors nul) :

$$\Gamma g_{net}(\lambda) = \frac{1}{L} \cdot \ln \left[\frac{\sqrt{\frac{I_{MAX}(\lambda)}{I_{MIN}(\lambda)} - 1}}{\sqrt{\frac{I_{MAX}(\lambda)}{I_{MIN}(\lambda)} + 1}} \right] \quad (3-5)$$

Travailler en termes de gain net permet de s'affranchir des coefficients de réflectivité qui ne sont pas toujours connus, notamment dans le cas de facettes traitées antireflet ou haute réflectivité.

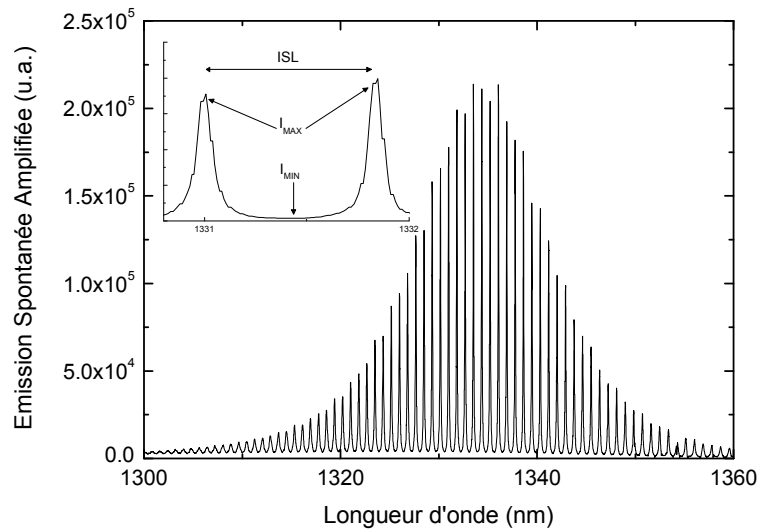


Figure 3-8: Exemple de spectre d'émission spontanée amplifiée, avec en encart un agrandissement. Spectre obtenu sur la diode de référence

Les spectres d'ASE à différents courants d'injection sous le seuil permettent d'obtenir une série de spectres de gain modal pour différents courants, comme le montre la figure 3-9 pour la diode de référence. Vers les grandes longueurs d'onde ces spectres convergent vers une valeur commune qui permet de déterminer les pertes internes de la cavité. Dans le cas de la diode de référence, cette mesure n'a pas pu être réalisée car les longueurs d'onde de convergence, aux alentours de 1360 nm, correspondent à une bande d'absorption de l'eau, ce qui rend les spectres de gain très bruités dans cette gamme.

L'évolution du maximal de gain net modal avec le courant $g_{MAX}(I)$ est tracée à partir du maximum de chaque spectre de gain, comme le présente la figure 3-10. Le gain modal au seuil étant égal aux pertes aux facettes, le gain net modal tend vers 0 au seuil. La figure 3-10 permet de vérifier que l'évolution des gains mesurés expérimentalement (carrés pleins) tend bien vers une valeur nulle pour un courant approchant le courant de seuil (carré ouvert). Cette confirmation permet de valider le montage expérimental mis en place pour effectuer les mesures de gain.

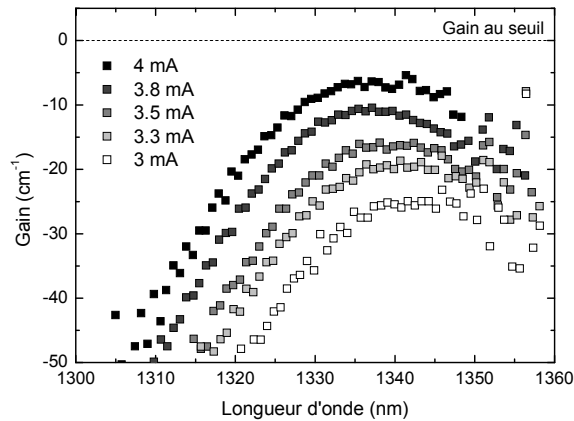


Figure 3-9: Spectres de gain mesurés pour différents courants d'injection sous le seuil laser situé à 4.6 mA. Mesures réalisées sur la diode de référence.

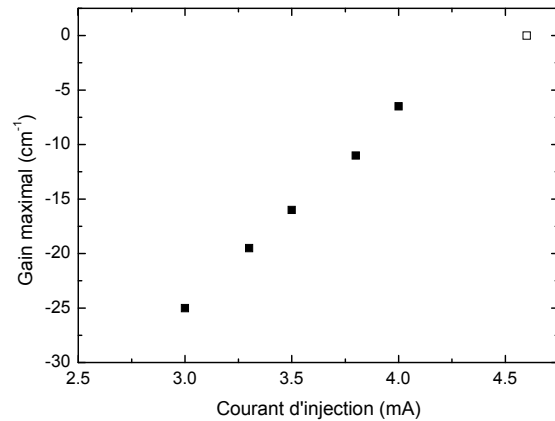


Figure 3-10: Courbe $g_{MAX}(I)$ déduite de la figure ci-contre. Les carrés pleins correspondent aux mesures expérimentales, alors que le carré ouvert représente le gain au seuil.

La principale difficulté de cette mesure réside dans l'acquisition du spectre d'ASE, et plus particulièrement dans la détermination des valeurs I_{MAX} et I_{MIN} . D'après l'équation (3-5), le gain mesuré dépend du ratio I_{MAX}/I_{MIN} . Par exemple, pour mesurer le gain au seuil ($g_{net} = 0$), il faut un ratio I_{MAX}/I_{MIN} infini. Le gain maximal mesurable dépend donc de la dynamique de mesure du système d'acquisition utilisé. L'influence de cette dynamique de mesure, ainsi que celle de la longueur de la cavité sur le gain net maximal mesurable est présentée sur la figure 3-11. La longueur de la cavité laser étudiée a une grande influence sur les mesures de gain. En effet, pour un rapport I_{MAX}/I_{MIN} donné, le gain mesuré augmente avec la longueur de la cavité. Du point de vue de la dynamique de mesure, il est donc plus avantageux de travailler avec des cavités longues. Toutefois, il est plus difficile de travailler avec une cavité longue, car ces spectres présentent un intervalle spectral libre (ISL) plus faible (cf. Annexe), et demandent donc une plus grande résolution spectrale. Par exemple, pour une cavité de 2000 μm de long émettant à 1300 nm, l'ISL est d'environ 120 pm, alors qu'il est de 780 pm pour une cavité de 300 μm . Du point de vue de la résolution optique, il est donc plus avantageux de travailler avec des cavités courtes. En résumé, les mesures de gain pour des cavités courtes sont limitées par la dynamique de mesure (système de détection), alors que pour les cavités longues la limitation vient de la résolution optique (montage optique).

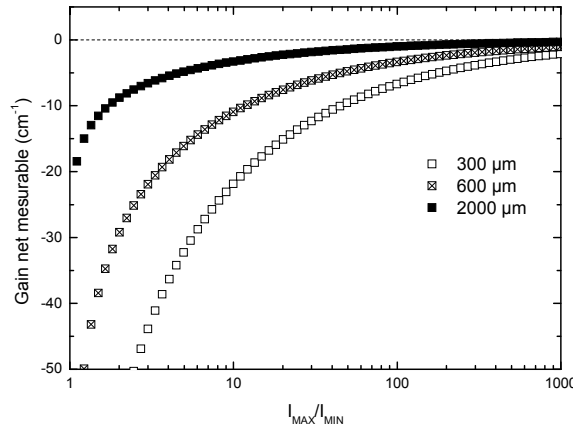


Figure 3-11: Influence de la dynamique de mesure du système d'acquisition sur le gain maximal mesurable, pour des cavités de 300, 600 et 2000 µm de long.

Pour répondre aux contraintes de dynamique de mesure, la détection est assurée par un photomultiplicateur (GaAs ou InGaAs selon la longueur d'onde d'émission de la diode laser). Ce type de détecteur se caractérise par une grande sensibilité, ainsi qu'une grande dynamique de mesure. Le photomultiplicateur est relié à un système de comptage d'événement qui permet de déduire le nombre de photons incidents sur le photomultiplicateur pendant un laps de temps donné. Ce système de détection (photomultiplicateur + système comptage d'événement) donne une excellente dynamique de mesure, supérieure à 30 dB.

En ce qui concerne les contraintes de résolution optique, le montage optique mis en place est centré autour d'un monochromateur de 1 m de focale, équipé d'un réseau de 1200 traits / mm fonctionnant au premier ordre de diffraction couvrant la gamme [600 nm-1350 nm]. La résolution théorique d'un monochromateur est donnée par :

$$\Delta\lambda_{MIN} \approx \frac{ap}{fk} \quad (3-6)$$

Où $\Delta\lambda_{MIN}$ est la résolution, a la largeur des fentes du monochromateur, f sa focale, p la période du réseau ($1/1200 \text{ mm}^{-1}$), et k est l'ordre de diffraction auquel le réseau opère. La résolution théorique du monochromateur utilisé est de 8 pm pour des fentes de 10 µm, et le réseau 1200 traits au premier ordre de diffraction. Pour obtenir ces performances indépendamment de la gamme de longueur d'onde de travail (850 nm ou 1.3 et 1.55 µm), nous avons choisi de travailler en optique libre. En effet, l'obtention de ce niveau de résolution spectrale requiert d'injecter un faisceau aussi gaussien que possible. L'utilisation de fibres optiques aurait donc demandé de disposer de deux jeux de fibres, l'un monomode aux longueurs d'onde télécoms, et l'autre monomode à la longueur d'onde de 850 nm. Une acquisition d'un spectre d'émission à

850 nm a été réalisée en utilisant un montage fibré, monomode à 1.55 μm . Le résultat est présenté sur la figure 3-12. Un spectre obtenu dans les mêmes conditions, mais avec un montage en espace libre est présenté sur la figure 3-13.

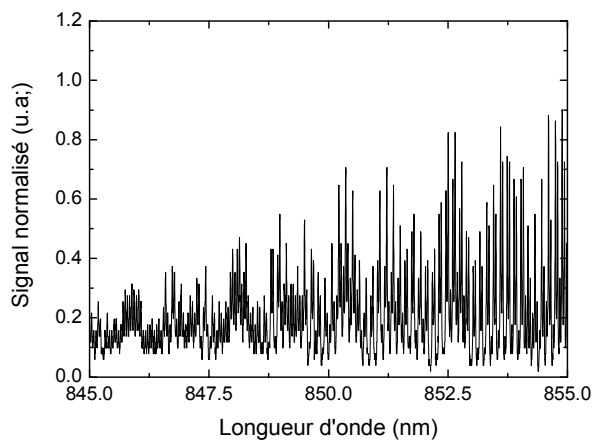


Figure 3-12 : Spectre d'émission spontanée amplifiée obtenu par l'intermédiaire d'un montage fibré monomode à 1.55 μm mais multi mode à 850 nm

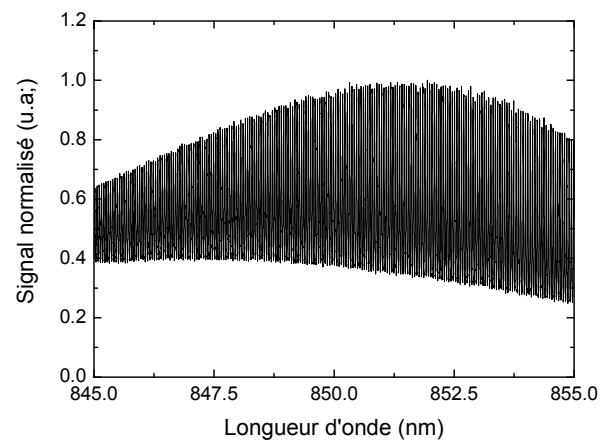


Figure 3-13: Spectre d'émission spontanée amplifiée obtenu par l'intermédiaire d'un montage en espace libre

Nous voyons alors clairement l'effet de l'emploi d'une fibre non monomode sur la qualité du spectre d'émission. En sortie de fibre optique, et donc en entrée de monochromateur, le signal optique est multimode, ce qui se traduit par un phénomène de battement de mode dans le spectre en sortie de monochromateur.

A partir de la transformée de Fourier des spectres d'émission spontanée amplifiée, il est possible d'avoir une vision des réflexions internes qui peuvent avoir lieu dans la cavité ^{74, 75}. Cette méthode d'analyse simple à mettre en place permet de mettre en évidence les variations d'indice de réfraction dans la cavité, qui pourraient par exemple être générées par des cascades de défauts dans la cavité. En plus de mettre en évidence des variations locales d'indice effectif, cette méthode permet également de localiser cette variation le long de la cavité laser, comme le montre l'exemple de la figure 3-14. La transformée de Fourier calculée à partir du spectre de la figure 3-13, est présentée sur la figure 3-15. On remarque deux pics principaux correspondant aux deux facettes de la cavité pour des distances de 0 et 2 mm. Un point intéressant est la bonne dynamique de mesure de la transformée de Fourier, puisqu'il y a 6 ordres de grandeurs entre le maximum et le niveau bas de la transformée de Fourier. Ceci est significatif de la bonne dynamique de mesure de notre système d'acquisition de spectres d'ASE.

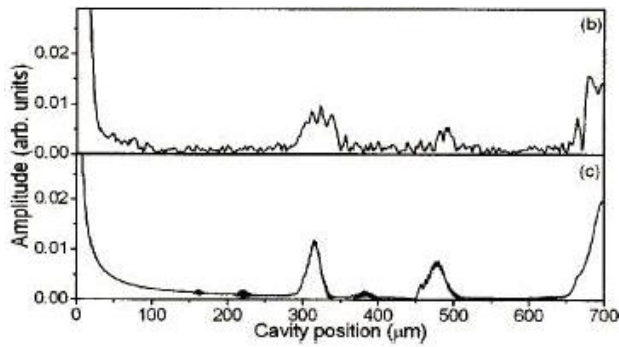


Figure 3-14: Transformée de Fourier expérimentale (a) et modélisée (b) obtenue à partir d'un spectre d'électroluminescence d'une cavité avec deux réflecteurs internes, d'après ⁷⁴

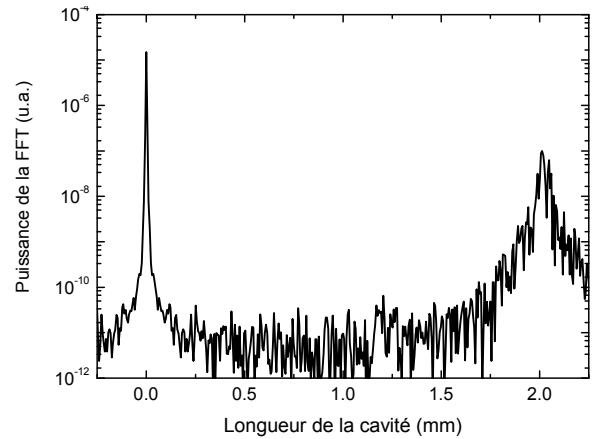


Figure 3-15: Transformée de Fourier du spectre d'ASE présenté sur la figure 3-13 en fonction de la longueur de la cavité.

3.4 Emission optique dans l'axe de la diode laser

Il est possible de définir trois régimes de fonctionnement de la diode laser selon la densité de courant et donc de porteurs ^{56, 70}. En effet, selon la densité de porteurs, les mécanismes de recombinaison dominants changent, et le temps de vie des porteurs avec (cf. Annexe). Ces trois régimes de fonctionnement surviennent quand :

- l'émission spontanée domine l'émission stimulée, la diode laser fonctionne comme une diode électro luminescente (LED). La durée de vie des porteurs est dominée par les transitions non radiatives ;
- l'émission stimulée domine l'émission spontanée, mais les pertes de la cavité sont supérieures au gain modal. La diode laser opère comme une diode super luminescente (régime d'ASE) ;
- l'émission stimulée domine l'émission spontanée et le gain modal est supérieur aux pertes de la cavité. La diode entre en régime d'oscillations laser.

Ces trois régimes sont observés lorsque l'on enregistre l'évolution de l'intensité lumineuse émise dans l'axe du guide avec l'intensité de courant injectée (caractéristique P de I).

Le montage expérimental existant au laboratoire et que j'ai amélioré durant ma thèse est le suivant. La diode laser est située sur un système de régulation de température à double Peltier. Le courant est amené depuis l'alimentation vers le composant via une pointe. La lumière émise par une facette est collectée dans une sphère intégratrice dont les deux sorties sont occupées par

deux photodiodes : une en Si, et une en InGaAs, afin de couvrir respectivement les gammes spectrales [350-1050 nm] et [1000- 1700 nm]. L'utilisation d'une sphère intégratrice permet d'assurer une meilleure stabilité et une meilleure reproductibilité des mesures. Sur une période de plusieurs mois, le montage mis en place présente une stabilité de mesure de l'ordre de 1% sur le courant de seuil et de 5% sur le rendement externe. Pour déterminer de façon répétable le courant de seuil et le rendement externe, nous avons choisi d'ajuster les courbes P-I par une fonction parabolique au-dessous du seuil, suivi d'une loi linéaire d'évolution de la puissance au dessus du seuil :

$$\text{- Si } (I < I_s) : \quad P = P_0 + AI + BI^2 \quad (3-7.a)$$

$$\text{- Si } (I > I_s) : \quad P = P_0 + AI_s + BI_s^2 + \eta_{ext}(I - I_s) \quad (3-7.b)$$

Le choix d'un ajustement parabolique est empirique et permet de rendre compte simplement des différents mécanismes de recombinaison qui prennent place sous le seuil.

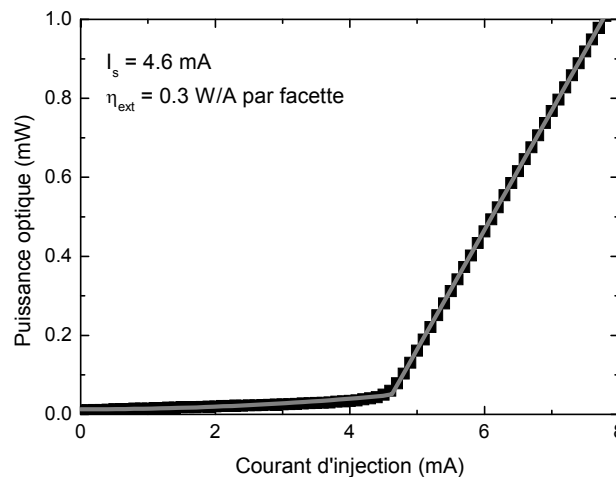


Figure 3-16: P-I de la diode de référence à 25°C (carrés ouverts), et l'ajustement obtenu par (3-7) (courbe grise).

La figure 3-16 présente le P-I de la diode laser de référence ainsi que l'ajustement obtenu. Les paramètres tirés de cet ajustement donnent un courant de seuil de 4.6 mA pour un rendement externe de 0.3 W/A par facette.

Il existe d'autres méthodes pour déterminer le courant de seuil qui donnent des résultats légèrement différents. Il est parfois défini comme l'intersection de la pente au dessus du seuil avec l'axe des abscisses, ou encore à partir de la dérivée ou de la dérivée seconde de la caractéristique P-I⁵⁶, mais ces méthodes nous ont semblé moins précises.

3.5 Tension-courant

L'étude des propriétés électriques apporte des informations sur les mécanismes de recombinaison au sein de la diode laser. En effet, le courant est généré par les recombinaisons de porteurs, et par conséquent, les propriétés électriques sont fonction des mécanismes de recombinaison.

Lors de l'acquisition du P-I, l'injection du courant est réalisée à l'aide d'un montage avec trois câbles triaxiaux, qui permet de mesurer la tension aux bornes du composant en même temps que le courant est injecté. Ce montage électrique, présenté sur la figure 3-17, permet la mesure de la caractéristique tension / courant (mesure dite V-I), dans la gamme de courant couverte par la mesure P-I.

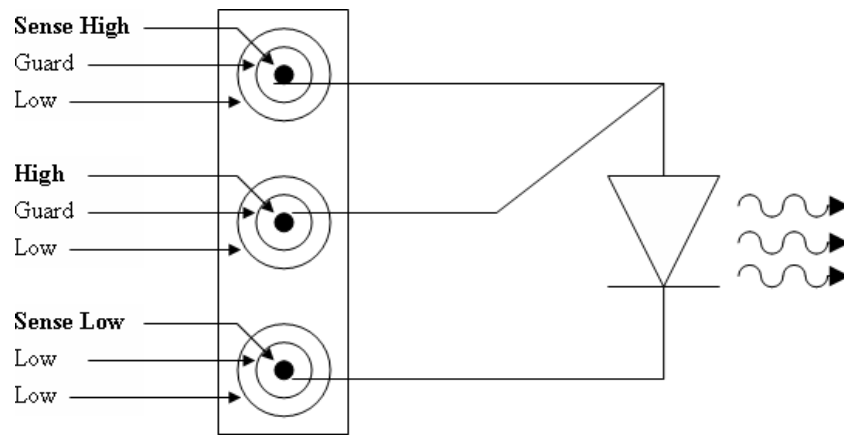


Figure 3-17: Schéma de principe du montage électrique utilisé pour les mesures V-I

Ce montage réalisé à partir de trois câbles triaxiaux permet de réaliser des mesures « quatre fils » de la tension aux bornes de la diode. Le « Sense Low » et le « Force Low » sont connectés à la diode par l'âme et la garde du câble triaxial « Low », protégés des perturbations électromagnétiques par une masse, mise au même potentiel. Le « Sense High » et le « Force High » sont acheminés chacun par un câble triaxial, ce qui permet de protéger l'âme du câble des perturbations électromagnétiques par une garde mise au même potentiel que l'âme.

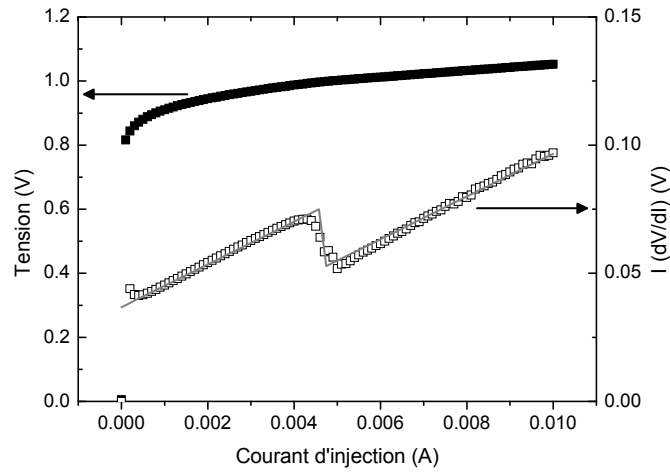


Figure 3-18: Caractéristiques V-I et $I dV/dI$ du composant de référence (respectivement carrés pleins et ouverts) ainsi que l'ajustement de cette dernière d'après les équations (3-8)

Les deux paramètres déduits sont alors la résistance série du composant, R_s , ainsi que la tension de coude, V_c . R_s est la pente de la caractéristique V-I dans son régime linéaire, alors V_c est l'intersection de cette pente avec l'axe des ordonnées (cf. Annexe). La tension de coude permet de calculer l'énergie de bande interdite du puits quantique (cf. Annexe). La caractéristique V-I du composant de référence est présentée sur la figure 3-18. Une tension de coude de 0.95 V est déterminée à partir de cette caractéristique. Le calcul de l'énergie de bande interdite à partir de la tension de coude donne une longueur d'onde d'émission de 1.305 μm , ce qui est en accord avec le composant étudié, qui émet autour de 1310 nm. La caractéristique $I dV/dI$ est également tracée sur la figure 3-18, de même que son ajustement par les équations (3-8.a) et (3-8.b) (cf. Annexe) :

$$\text{- Si } (I < I_s) : \quad I \frac{dV}{dI} = \frac{\eta k T}{q} + R_s I \quad (3-8.a)$$

$$\text{- Si } (I > I_s) : \quad I \frac{dV}{dI} = R_s I \quad (3-8.b)$$

De cet ajustement sont déduits : la résistance série de 8.3 Ω , le facteur d'idéalité, η , de 0.91, et le courant de seuil de 4.6 mA en accord avec la mesure P-I. Toutefois, cet ajustement est limité par l'hypothèse faite que la résistance série est la même au-dessous et au-dessus du seuil, ce qui est légèrement en désaccord avec ce qui est observé sur la figure 3-18. Cette hypothèse non respectée se traduit notamment par un facteur d'idéalité calculé inférieur à 1, alors que théoriquement sa valeur est comprise dans la gamme [1 ; 2] (cf. Annexe). La variation de résistance série avec le courant d'injection conduit à légèrement sous-estimer le facteur d'idéalité de la diode. Toutefois, cette valeur proche de 1 signifie que dans le régime de

fonctionnement considéré, les recombinaisons sont dominées par les mécanismes radiatifs^{49, 57}, ce qui est en accord avec les conclusions des mesures de puissance optique spontanée (cf. 3.2).

Un montage de mesure I-V bas niveau a été mis en place à partir du montage précédent afin de caractériser plus finement les propriétés électriques de la diode laser. En effet, l'alimentation de courant utilisée pour les mesures P-I permet également des mesures à bas niveau. La gamme de courant minimale injectée est de 100 nA avec une précision de 0.06%, soit 150 pA. Le système permet la mesure de basses tensions sur la gamme 100 mV avec une précision de 0.015%, soit 150 μ V.

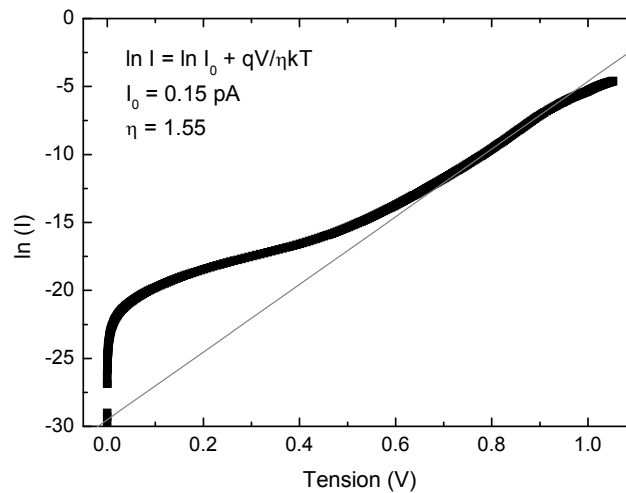


Figure 3-19: Caractéristique $\ln(I)$ -V du composant de référence, ainsi que l'ajustement obtenu à partir de (3-9) pour déterminer le facteur d'idéalité et le courant de saturation

Dans un modèle simple d'une diode en parallèle avec une résistance, la relation liant courant et tension s'écrit, sous les hypothèses que le courant de saturation est négligeable devant le courant injecté, et que les fuites de porteurs sont négligeables^{49, 57} :

$$J = J_{sat} \cdot \left[e^{\frac{qV}{\eta kT}} - 1 \right] \approx J_{sat} \cdot e^{\frac{qV}{\eta kT}} \quad (3-9)$$

Le courant de saturation, J_{sat} , est alors le courant qui circule dans la résistance parallèle à la diode, η est le facteur d'idéalité à bas niveau d'injection. Le facteur d'idéalité et le courant de saturation à bas niveau d'injection peuvent être déterminés par un ajustement linéaire de la caractéristique $\ln(J)$ -V, comme le présente la figure 3-19 pour le composant de référence.

Le facteur d'idéalité est de 1.55 pour le composant de référence, supérieur à celui déterminé depuis les caractéristiques électriques à plus haut niveau de porteurs. Or quand la densité de porteurs diminue, la part des recombinaisons non radiatives augmente. Par conséquent, le facteur d'idéalité s'éloigne de 1 et se rapproche de 2, valeur correspondant non plus à un courant radiatif, mais à un courant généré par des recombinaisons non radiatives. Cette valeur 1.55 signifie que le courant dans la jonction n'est pas dominé par un type de recombinaison, mais que les recombinaisons radiatives et non radiatives sont en concurrence. Depuis cet ajustement, un courant de saturation de 0.15 pA est également déterminé. Cette valeur confirme l'hypothèse d'un courant de saturation négligeable devant le courant d'injection.

4 Analyse des mesures

Dans la partie précédente nous avons présenté le jeu de montages expérimentaux mis en place, ainsi que les grandeurs directement déductibles de ces mesures. Dans cette partie nous nous consacrerons à l'analyse et aux recoupements de ces données afin de déduire les paramètres intrinsèques qui ne sont pas directement mesurables. Ceux-ci sont relatifs aux propriétés internes, mais aussi aux processus de recombinaison, ou encore aux propriétés dynamiques de la diode laser.

4.1 Pertes et rendement internes

Deux des paramètres physiques intrinsèques d'une diode laser sont : ses pertes internes et le rendement interne. Une méthode bien connue pour déterminer les pertes internes ainsi que le produit entre rendement interne et rendement radiatif, est basée sur l'analyse du rendement externe. Le point départ est la relation de linéarité entre l'inverse de η_{ext} et la longueur du composant ⁵⁶ :

$$\frac{q}{h\nu\eta_{\text{ext}}} = \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\eta_i\eta_r\alpha_m} = \frac{1}{\eta_i\eta_r} + \frac{2\alpha_i}{\eta_i\eta_r \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)} L \quad (3-10)$$

Ayant à disposition au moins deux composants identiques en tous points, hormis en longueur, l'ajustement linéaire de la relation entre η_d^{-1} et L permet déterminer α_i et $\eta_i\eta_r$. L'ordonnée à l'origine est égale $(\eta_i\eta_r)^{-1}$, alors que la pente est égale à $\frac{2\alpha_i}{\eta_i\eta_r \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1R_2}\right)}$.

Les contraintes de cette analyse sont, d'une part, d'avoir à disposition des composants de longueurs différentes, et d'autre part, de connaître leurs longueurs ainsi que leurs coefficients de réflectivité. Cette méthode n'a pu être appliquée au composant de référence, faute de

composants de longueurs différentes. Toutefois les données fournies par le fabricant du composant, et extraites de cette manière, donnent $\alpha_i = 7 \text{ cm}^{-1}$ et $\eta_i \eta_r = 0.6$.

4.2 Mécanismes de recombinaison et temps de vie des porteurs

Une des clés du fonctionnement d'une diode laser est la prédominance des différents mécanismes de recombinaison. Les recombinaisons non radiatives (sur les défauts ou par mécanisme Auger) font perdre de l'efficacité radiative au composant. Les recombinaisons radiatives sont d'origine spontanée ou stimulée selon le régime de fonctionnement du composant. Il est donc important d'évaluer les contributions de ces différents mécanismes. Ceci s'exprime généralement en termes de temps de vie des porteurs associés à chaque type de recombinaison.

La méthode mise en place pour calculer le temps de vie des porteurs dans une diode laser est basée sur la comparaison entre le gain mesuré pour une série de courants d'injection sous le seuil (cf. 3.3) et les données fournies par un modèle gain de Kane k.p. (modèle de gain), CADILAC⁷⁶. Cette comparaison permet l'établissement d'une relation entre densités de courant et de porteurs qui sert ensuite à déterminer les temps de vie associés aux différents mécanismes de recombinaison, via l'équation suivante (3-1), définie en régime stationnaire, qui peut se réécrire^{56, 70} :

$$\frac{\eta_i J}{qd} = N \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \frac{1}{\tau_{st}} \right) \quad (3-11)$$

Où, $\frac{1}{\tau_{sp}} = BN$, $\frac{1}{\tau_{NR}} = A$, $\frac{1}{\tau_{Auger}} = CN^2$ et $\frac{1}{\tau_{st}} = \frac{R_{stim} N_{ph}}{N}$, sont les temps de vie des porteurs associés respectivement aux recombinaisons par émission spontanée, non radiatives, Auger, et par émission stimulée. Il est possible de séparer contributions radiatives (émissions spontanée et stimulée) et non radiatives (recombinaisons non radiatives et Auger) et ainsi de définir les courants radiatif et non radiatif, J_{RAD} et J_{NRAD} .

Les modèles de Kane k.p., CADILAC entres autres, modélisent le gain dans les matériaux semi-conducteurs en fonction d'une densité de porteurs injectés choisie. Le point de départ est le calcul des bandes et niveaux d'énergie pour cette densité de porteurs dans la zone active définie (composition et épaisseur du puits quantique et des barrières). Le spectre de gain est alors déduit de cette structure de bandes pour la densité de porteurs choisie. Il faut multiplier le gain

modélisé par le facteur de confinement optique Γ afin de comparer le gain modélisé au gain modal expérimental.

En ajustant les données d'entrée (composition, épaisseur du puits quantique), puis en faisant varier la densité de porteurs injectés, il est possible d'ajuster chaque courbe de gain modal expérimentale avec une courbe de gain modélisée Γg , comme le montre la figure 3-20. A chaque courant est alors associée une densité de porteurs, ce qui conduit à la relation $J(N)$.

Le composant de référence est ici modélisé par un puits quantique de 10 nm d'épaisseur d' $\text{InAs}_{0.46}\text{P}$ entouré de barrières de $\text{Ga}_{0.19}\text{InAs}_{0.35}\text{P}$ de 10 nm chacune, avec un facteur de confinement de 6.9%. Le modèle utilisé ne prend pas en compte la renormalisation de l'énergie de bande interdite avec la densité de porteurs. Afin d'ajuster les spectres théoriques et expérimentaux, nous avons tenu compte de cet effet en décalant les spectres théoriques de 5 nm vers les grandes longueurs d'onde.

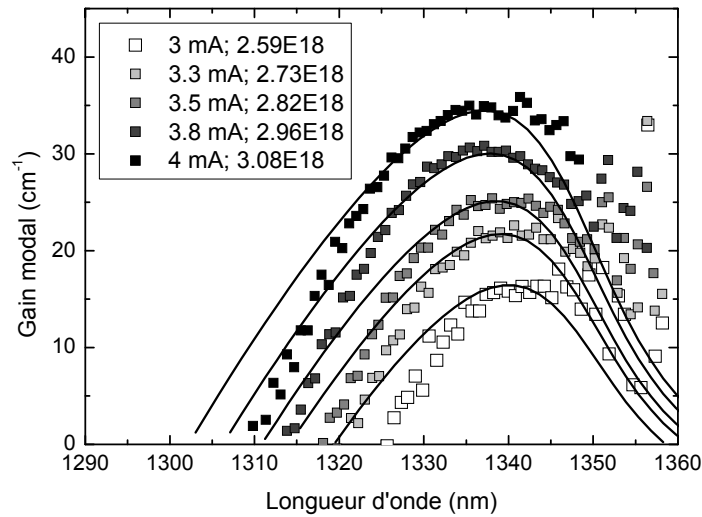


Figure 3-20: Ajustement des courbes de gain modal modélisées sur les courbes expérimentales, pour des densités de porteurs allant de 2.59 à 3.08 10^{18} cm^{-3} .

Le logiciel CADILAC calcule pour chaque densité de porteurs la densité de courant radiatif généré qui prend en compte l'émission spontanée ainsi que l'émission stimulée. La relation $J(N)$ se réduit alors à une relation $J_{\text{NRAD}}(N)$ qui permet de déterminer les coefficients A et C :

$$J_{\text{NRAD}} = J - J_{\text{RAD}} = qd(AN + CN^3) \quad (3-12)$$

Pour ce qui est du volume actif, le composant de référence est à ruban enterré, il n'y a donc pas de diffusion latérale des porteurs, et la largeur active est égale à la largeur du ruban, soit 1.3 μm .

La longueur et l'épaisseur des puits quantiques sont respectivement de 300 μm et 8 nm. Les résultats de l'ajustement sont présentés sur la figure 3-21 et donnent :

$$A = 1.22 \pm 0.11 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \Rightarrow \tau_{NR} = 8.2 \text{ ns}$$

$$C_{AUGER} = 1.29 \pm 0.13 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 / \text{s}$$

Ces valeurs sont en accord avec les résultats donnés dans la littérature ⁷⁷, ce qui valide la cohérence entre notre modèle de gain et les résultats expérimentaux.

La figure 3-21 présente l'influence des valeurs de A et C sur l'ajustement final afin d'évaluer la pertinence de cet ajustement. Une fluctuation de A, pour C fixé, se traduit par un décalage vertical de l'ajustement. Une variation de C, pour A fixé, entraîne également un décalage vertical, mais aussi une modification de la courbure de l'ajustement. Il y a donc finalement peu d'incertitudes sur le couple de paramètres A et C déduit de cet ajustement.

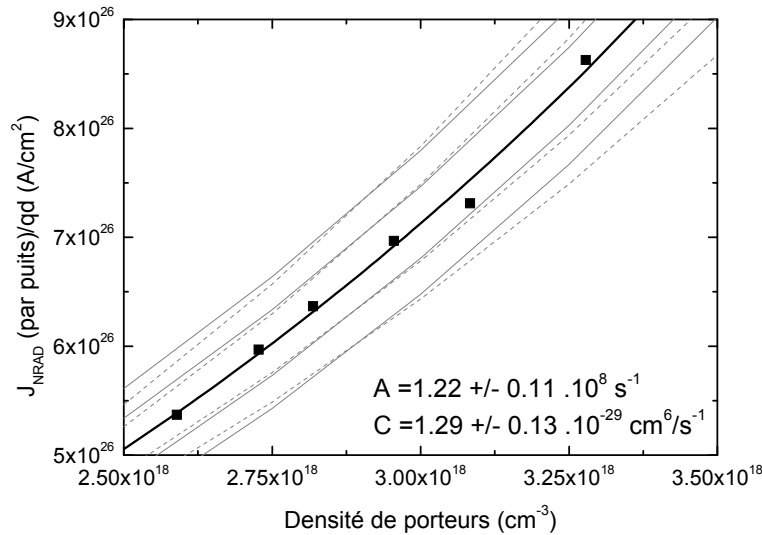


Figure 3-21: Ajustement de la courbe J_{NRAD} en fonction de N , la densité de porteurs. Les données expérimentales sont représentées par les carrés, alors que l'ajustement optimal est représenté par la courbe noire. Les courbes grises (pointillées) représentent les ajustements obtenus pour A (C) fixé, avec C (A) variant de une et deux fois la marge d'erreur donnée par l'ajustement.

Muni de ce jeu de paramètres (A & C), nous pouvons estimer la température caractéristique théorique de la diode laser étudiée. Pour une série de températures, on modélise la relation $g(N)$ de la diode. Le seuil est défini par la densité de porteurs requise pour que le gain modal compense les pertes aux facettes de la cavité, soit 41.26 cm^{-1} pour la diode laser de référence. A partir des relations $g(N)$, on détermine pour chaque température la densité de porteurs au seuil. A l'aide des paramètres A et C, CADILAC calcule pour chaque température les densités de

courant générées par chaque type de recombinaison dans le puits quantique pour la densité de porteurs au seuil. La somme de ces contributions donne alors la densité de courant au seuil par puits quantique. Cette étude repose sur l'hypothèse que les paramètres A et C sont indépendants de la température. L'effet de la température est réduit alors à une modification de la distribution des porteurs. Les courants de seuil modélisés en fonction de la température sont présentés sur la figure 3-22. L'évolution du courant de seuil avec la température est décrite empiriquement par la relation ⁵⁶ :

$$I_s(T) = I_0 \cdot e^{\frac{T}{T_0}} \quad (3-13)$$

Où I_0 est le courant de seuil « à 0K », et T_0 , température caractéristique du laser, qui décrit la dépendance à la température du courant de seuil. Plus cette température est élevée, moins le courant de seuil varie avec la température de fonctionnement. Toutefois, il faut préciser que ce type d'ajustement n'est valable que pour une gamme de températures réduite autour d'un point de fonctionnement.

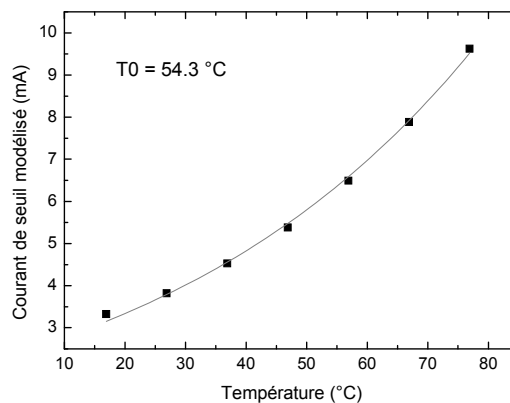


Figure 3-22: Evolution du courant de seuil de la diode de référence calculé par le logiciel CADILAC

On calcule à partir de CADILAC une température caractéristique théorique de 54°C. Cette valeur théorique est en très bon accord avec la valeur de 46 K mesurée expérimentalement grâce à un système de régulation thermique par Peltier (figure 3-23 et figure 3-24).

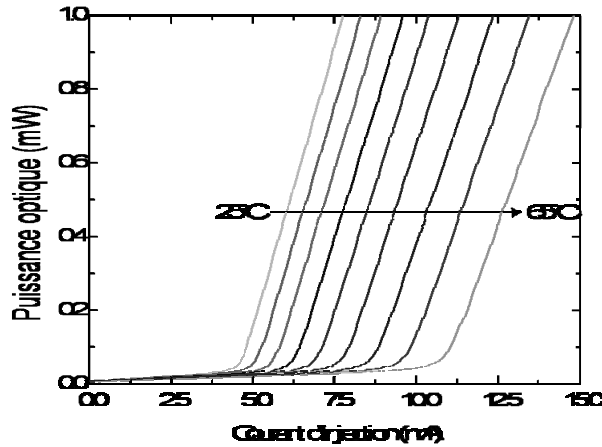


Figure 3-23: P-I de la diode de référence en fonction de la température de 25°C à 65°C par pas de 5°C.

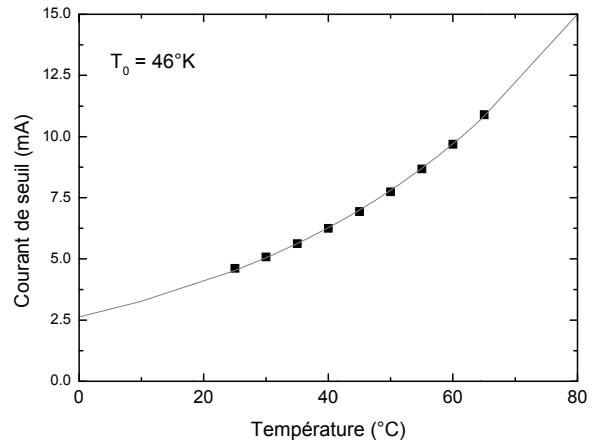


Figure 3-24: Evolution du courant de seuil mesuré en fonction de la température (carré) et ajustement permettant de déterminer T_0 (courbe grise).

4.3 Propriétés dynamiques

Le gain différentiel dg/dN d'une diode laser est une grandeur essentielle pour évaluer les propriétés dynamiques du composant. Il permet d'estimer le facteur de Henry ⁷⁸, qui est un paramètre intrinsèque d'une diode laser qui joue notamment sur la fréquence de résonance du composant (donc sur sa fréquence de modulation), mais aussi sur la largeur de raie, le chirp...

Le logiciel CADILAC permet de calculer l'évolution du maximum de gain en fonction de la densité de porteurs. Cette évolution dans le cas de diodes laser à puits quantiques est définie approximativement par ⁵⁶ :

$$g = g_0 \cdot \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right) \quad (3-14)$$

Où g_0 est un coefficient de proportionnalité et N_{tr} est la densité de porteurs à la transparence. Les données de la relation $g(N)$ obtenues à partir de la figure 3-20 sont ajustées par l'équation (3-14), comme représenté sur la figure 3-25, ce qui conduit pour le composant de référence à $g_0 = 105.96 \pm 0.5 \text{ cm}^{-1}$ et $N_{tr} = 2.22 \pm 0.01 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

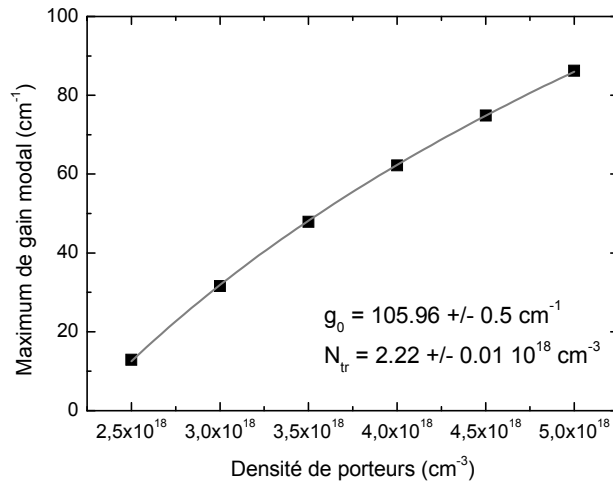


Figure 3-25: Gain modal du composant de référence en fonction de la densité de porteurs, calculé d'après le logiciel CADILAC (carré) et ajustement par l'équation (3-14)

Le gain modal au seuil étant égal aux pertes de la cavité ($g_s = 41.26 \text{ cm}^{-1}$ pour le composant de référence), on détermine la densité de porteurs au seuil N_s , via la relation définie sur la figure 3-25. On trouve alors : $N_s = 3.28 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Le gain modal différentiel au seuil est donné par ⁵⁶ :

$$\Gamma \frac{\partial g}{\partial N} \bigg|_s = \frac{g_0}{N_s} \quad (3-15)$$

Pour le composant de référence: $\Gamma \frac{\partial g}{\partial N} \bigg|_s = 32.3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, soit $\frac{\partial g}{\partial N} \bigg|_s = 468.1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$.

Le gain différentiel est une grandeur représentative des propriétés dynamiques d'une diode laser. Il permet notamment de remonter à la fréquence de résonance du composant, f_R , via la relation :

$$\frac{f_R}{\sqrt{I}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{v_g \Gamma \frac{\partial g}{\partial N} \eta_i}{qV}} \quad (3-16)$$

Où v_g est la vitesse de groupe, qui peut être déduite des spectres d'ASE ($v_g = 0.853 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}$ pour le composant de référence), Γ est le facteur de confinement (6.9% pour le composant de référence), η_i est le rendement interne (pris comme égale à 1), et V est le volume actif (pour le composant de référence, 300 μm de long, 1.3 μm de large, et 6 puits quantiques de 10 nm d'épaisseur). On calcule alors à partir du gain différentiel modélisé par CADILAC :

$$\frac{f_R}{\sqrt{I}} = 1.365 \text{ GHz} / \sqrt{mA}$$

Ces résultats sont confrontés avec les données expérimentales obtenues par les mesures de RIN qui permettent de mesurer la fréquence de résonance pour un courant fixé afin de confirmer ces résultats. Le bruit d'intensité relatif sur une gamme de fréquence Δf , est donné par le ratio entre la variance et le carré de la puissance optique⁷⁰ :

$$RIN = \frac{\langle \Delta P^2 \rangle}{P^2 \Delta f} \quad (3-17)$$

Cette mesure permet notamment de mesurer la fréquence de résonance pour un courant de polarisation donné, supérieur au courant de seuil, comme le montre la figure 3-26. La variation de cette fréquence avec le courant d'injection (cf. figure 3-27) permet de déduire, d'une part, le courant de seuil, et d'autre part, le paramètre $f_R/\sqrt{I}$, via la relation⁵⁶ :

$$f_R = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\nu_g \frac{\partial g}{\partial N} \eta_i (I - I_s)}{qV}} \quad (3-18)$$

Dans le cas du composant de référence, le courant de seuil est estimée à 4.4 mA +/- 0.6 mA. Cette incertitude élevée s'explique par un ajustement linéaire à partir de (3-18) sur seulement quatre points expérimentaux, comme présenté sur la figure 3-27. Toutefois, cette mesure est cohérente avec celle du P-I qui donne 4.6 mA. La pente de l'ajustement par (3-18) donne :

$$\frac{f_R}{\sqrt{I}} = 1.7 \pm 0.5 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mA}}.$$

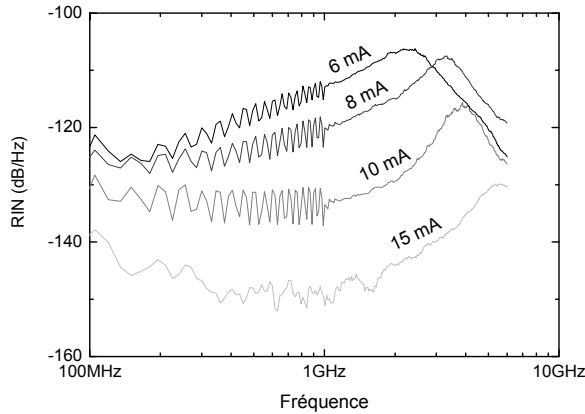


Figure 3-26: Spectres RIN mesurés sur la diode laser de référence pour quatre courants d'injection.

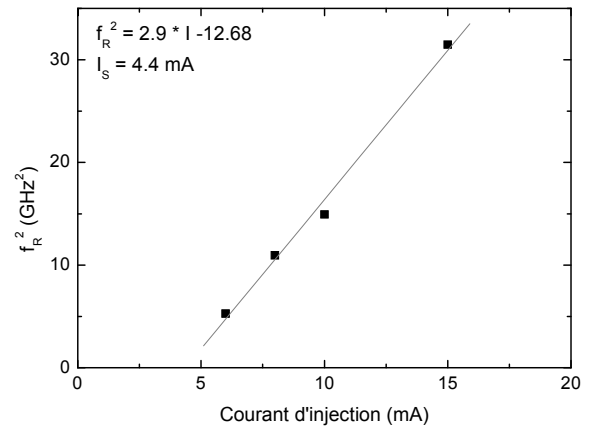


Figure 3-27: Evolution du carré de la fréquence de résonance en fonction du courant d'injection.

Il y a donc une bonne cohérence entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux, puisque la valeur théorique de $f_R/\sqrt{I}$ est incluse dans la marge d'erreur de l'ajustement qui permet de déterminer ce paramètre.

5 Conclusion

Un jeu de mesures a été mis en place afin de caractériser expérimentalement le plus complètement possible une diode laser. Certaines données issues de ces mesures se recoupent, ce qui permet, d'un point de vue métrologique de valider les montages mis en place.

Ensuite, une méthodologie auto-consistante d'analyse a été mise en place et validée sur un composant de référence. Elle repose tout d'abord sur la confrontation d'un modèle de gain k.p 8 bandes avec des mesures de gain par la méthode de Hakki & Paoli. De cette confrontation sont extraites les temps de vie associés à chaque régime de recombinaisons (non radiatives, radiatives et Auger). Cette confrontation permet alors de caractériser les propriétés intrinsèques de la zone active de la diode laser (gain, gain différentiel, mécanismes de recombinaison).

La méthodologie mise en place étant validée sur un composant de référence, nous l'avons appliquée à l'étude de l'impact des irradiations sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser.

4 Application à l'étude de l'impact des irradiations

1 Introduction

Malgré leur utilisation dans les systèmes spatiaux embarqués, nous avons vu lors de l'état de l'art que l'impact des radiations sur les diodes laser n'a été considéré que de façon parcellaire et souvent sur des composants en boîtier, la diode elle-même étant vue comme une boîte noire dont la physique de fonctionnement est peu abordée. L'ensemble de ces études couvre un large spectre des effets des irradiations sur les diodes laser, mais aucune étude ne présente de résultats globaux sur l'ensemble des effets des irradiations sur une diode laser donnée.

Nous avons choisi d'appliquer la méthodologie mise en place durant ma thèse et détaillée dans le chapitre précédent à l'étude de l'impact des radiations sur des diodes laser « nues » afin d'évaluer au plus près possible de la physique du composant l'impact des radiations et leurs effets sur son fonctionnement. Nous disposons pour cela de plusieurs familles de composants : des diodes lasers GaInAsP/GaAs émettant à 852 nm, des diodes GaInNAs/InP émettant à 1.55 μm , et finalement des lasers à îlots quantiques InAs/InP émettant également à 1.55 μm .

Nous commencerons par appliquer la méthodologie détaillée au chapitre précédent à l'impact d'irradiations protons sur les diodes laser GaInAsP/GaAs. Les résultats ainsi obtenus seront ensuite comparés à ceux obtenus lors de l'irradiation de cette même famille de composants avec des électrons, ce qui nous permettra d'obtenir une équivalence électrons / protons. Enfin, nous étudierons l'impact de la dimensionnalité de la diode laser sur sa sensibilité à un environnement radiatif sous deux aspects. Tout d'abord, en terme d'influence des pertes de cavité, en comparant l'impact subi par des diodes de même technologie mais de longueurs différentes. Puis en terme de volume actif, en comparant des diodes de technologies similaires, mais basées sur des milieux actifs différents : puits quantiques comparés à des îlots quantiques. Ces études sur la dimensionnalité de la zone active permettent d'ouvrir de nouvelles voies quant au durcissement des diodes laser dans un environnement radiatif.

2 Composants étudiés et méthode d'analyse

Cette partie présente les échantillons à notre disposition pour cette étude ainsi que les précautions expérimentales prises afin d'analyser le plus complètement possible l'impact d'un

environnement radiatif sur les propriétés de diodes laser. Les échantillons se divisent en deux catégories, d'une part, les diodes laser, et d'autre part, les échantillons pour les expériences de photoluminescence. Les précautions expérimentales portent sur l'ordre des mesures après irradiations, afin de mettre en évidence et de quantifier le phénomène de recuit sous injection de porteurs.

2.1 Composants laser

Trois groupes de diodes laser ont été soumises aux irradiations. La première émet aux alentours de 850 nm et est issue de la filière GaInAsP/GaAs. L'application spatiale visée pour ces diodes laser est le refroidissement d'atome de césium dans le cadre d'horloges atomiques embarquées. Les deux autres groupes émettent dans la fenêtre télécoms à 1.55 μm . Ces diodes lasers sont basées sur des nouvelles filières de milieux actifs : l'une est à base de puits quantiques GaInNAs/InP et l'autre est à base d'îlots quantiques InAs/InP. Les applications visées sont celles à base de fibres optiques, notamment le transfert de données intra satellite. L'intérêt de cette troisième famille à îlots quantiques est plus particulièrement d'étudier l'impact du confinement 3D dans les boîtes quantiques sur la tenue aux irradiations du composant.

a) Diodes laser GaInAsP/GaAs

Les diodes laser émettant à 852 nm sont issues de la technologie sans aluminium sur substrat GaAs développée par Alcatel-Thalès III-V Lab ^{79, 80}. Cette filière sans aluminium a été mise au point dans le but d'optimiser les propriétés de puissance et de fiabilité des composants ⁸¹⁻⁸³. Les structures verticale et de bandes d'une telle diode laser à simple puits quantique sont schématisées sur la figure 4-1 et la figure 4-2. La structure verticale se compose d'un puits quantique de 8 nm d'épaisseur entouré d'une cavité optique large (LOC) de 1 μm et d'une zone de confinement séparée (SCH) en AlGaInP.

Les diodes à guide d'onde en arête présentent un ruban gravé de 4 μm de large. Nous disposons de deux longueurs de cavité différentes : 600 μm avec des facettes clivées sans traitement, et 2000 μm de long avec des facettes traitées AR/HR. Les composants courts présentent un courant de seuil aux alentours de 30 mA pour un rendement externe de 0.6 W/A par facette. Quant aux composants longs, leur courant de seuil se situe aux alentours de 45 mA pour un rendement externe d'environ 0.9 W/A.

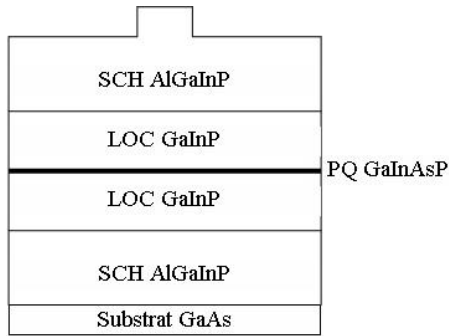


Figure 4-1: Schéma de la structure verticale des diodes laser GaInAsP/GaAs émettant à 852 nm

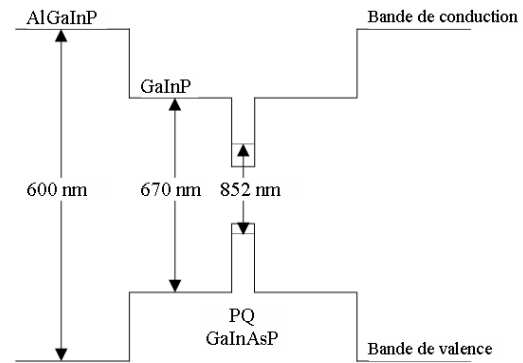


Figure 4-2: Structure de bande des diodes laser GaInAsP/GaAs émettant à 852 nm

b) Diodes laser GaInNAs/InP

La croissance des diodes laser GaInNAs/InP est réalisée par MOVPE (épitaxie en phase vapeur de précurseurs organo métalliques). Les diodes laser sont réalisées selon le procédé BRS («burried ridge structure»). Les largeurs de ruban sont de 1 ou 1.5 μm . Les puces sont à facettes clivées avec des longueurs de cavité de 310 ou 615 μm . La zone active est constituée de 6 puits quantiques GaInNAs de 9.5 nm d'épaisseur contraints en tension, compensés par des barrières en compression d'InAsP de 18 nm. Cette zone active est entourée de SCH de GaInAsP de 125 nm d'épaisseur chacune. L'empilement des couches de cette famille de composants est présenté sur la figure 4-3, et la structure de bande sur la figure 4-4.

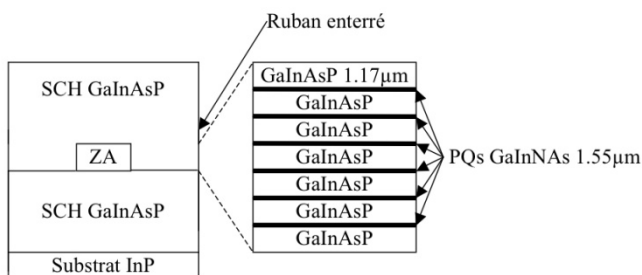


Figure 4-3: Structure verticale des diodes laser à puits quantiques GaInNAs/InP

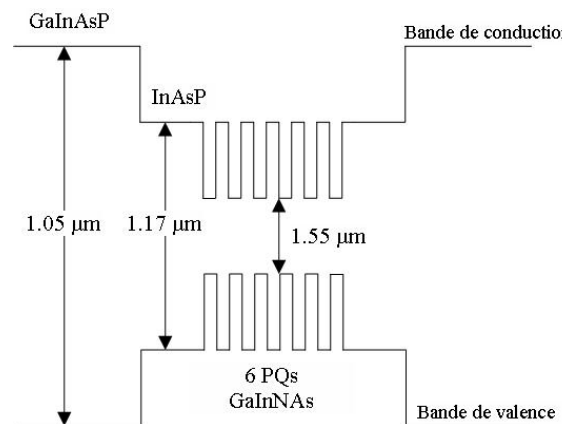


Figure 4-4: Structure de bande des diodes laser à puits quantiques GaInNAs/InP émettant à 1.55 μm

L'émission de ces diodes se caractérise par une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$, adaptée aux télécommunications optiques et par une émission en mode transverse magnétique due à la contrainte en tension des puits quantiques⁸⁴. Ces diodes laser proviennent également du laboratoire Alcatel-Thalès III-V Lab.

c) Diodes laser à îlots quantiques InAs/InP

La zone active de ces diodes laser est constituée non pas de puits quantiques, mais d'îlots quantiques insérés dans un puits quantique. La croissance a été effectuée par GS-MBE (épitaxie par jets moléculaires par sources gazeuses) sur substrat InP. La zone active comprend 6 plans d'îlots quantiques InAs, chacun inclus dans un puits quantique de GaInAsP ($1.45 \mu\text{m}$). Les plans d'îlots sont séparés par des barrières de GaInAsP ($1.17 \mu\text{m}$). Ces diodes laser sont à rubans enterrés de $0.8 \mu\text{m}$ de large, pour une longueur de cavité de $615 \mu\text{m}$, délimitée par des facettes clivées non traitées. La structure verticale ainsi que le diagramme de bandes sont représentés sur la figure 4-5 et la figure 4-6. Ces diodes laser, tout comme celles à base de GaInNAs, émettent à une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$ et visent donc les mêmes applications. Ces diodes proviennent du même fournisseur que les précédentes : Alcatel-Thalès III-V Lab.

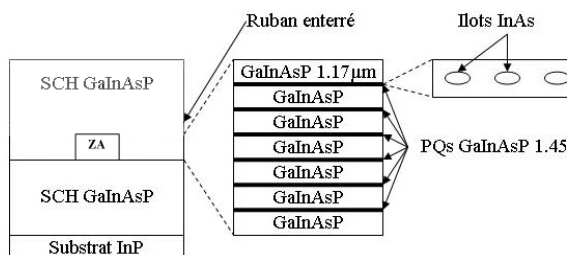


Figure 4-5: Schéma de la structure verticale des diodes laser à îlots quantiques InAs-InP

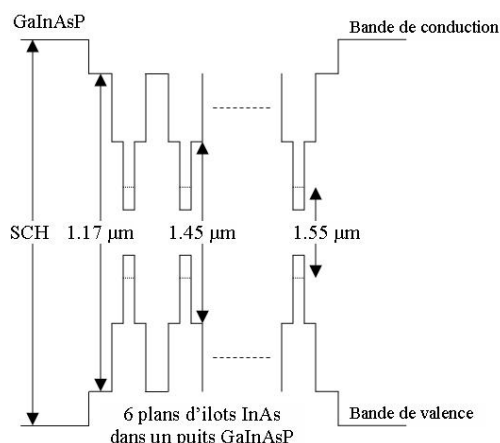


Figure 4-6: Structure de bande des diodes laser à îlots quantiques InAs/InP émettant à $1.55 \mu\text{m}$

L'intérêt des îlots quantiques par rapport aux puits quantiques pourrait être une meilleure tenue dans un environnement radiatif, comme le montrent l'étude sur la luminescence de boîtes quantiques irradiées⁸⁵, ainsi que sur des diodes laser à boîtes quantiques⁸⁶, émettant à $1.15 \mu\text{m}$.

2.2 Echantillons dédiés à la photoluminescence

Les expériences de photoluminescence résolue en temps ou continue sont réalisées sur des échantillons dédiés et non sur les diodes laser. Dans le cadre de l'étude sur la tenue aux

irradiations des diodes laser émettant à 852 nm, un jeu de cinq échantillons nous a été fourni (les structures verticales sont schématisées sur la figure 4-7) :

- GaInP (dopé N), épaisseur 0.5 μm
- GaInP (dopé P), épaisseur 0.5 μm
- AlGaInP (dopé N), épaisseur 0.8 μm
- AlGaInP (dopé P), épaisseur 0.8 μm
- 3 puits quantiques GaInAsP déposés sur une couche de 0.5 μm de GaInP et recouvert d'un cap layer de GaInP

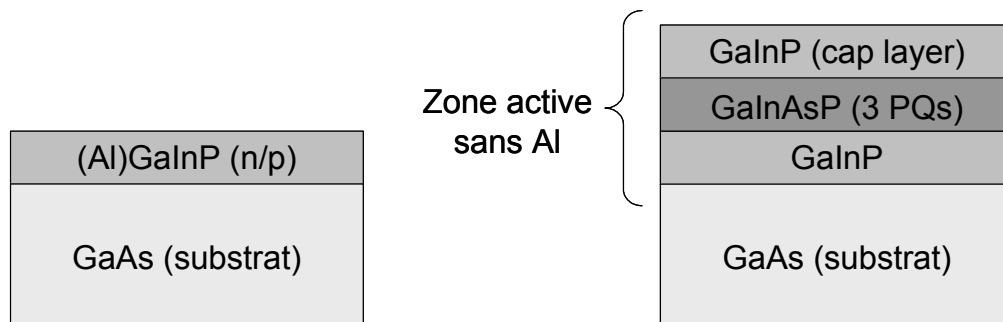


Figure 4-7: Schéma des structures des échantillons pour la photoluminescence. À gauche pour les couches massives, à droite pour la zone active

Les résultats de photoluminescence et de photoluminescence résolue en temps obtenus sur ces échantillons avant irradiations ont été présentés dans le chapitre précédent (cf. 33.1).

3 Irradiation protons

Les irradiations par des protons menées dans le cadre de ce travail ont été réalisées au laboratoire CERI-CNRS d'Orléans avec des protons de 31 MeV. Cette énergie de protons permet de s'assurer qu'ils traversent les diodes laser de manière homogène, sans s'arrêter dans le matériau cible. Les défauts de déplacement générés par ces protons devraient être principalement isolés, mais il subsiste des possibilités de formation de cascades de défauts plus ou moins complexes.

Nous avons modélisé une mission type du programme Galileo (orbite circulaire de 23 222 km à une inclinaison de 56°, pendant une durée de 15 ans) à l'aide du logiciel OMERE afin d'estimer la contrainte radiative d'une telle mission. Cette étude a permis de calculer l'évolution de la fluence équivalente à cette mission en termes de protons de 31 MeV (énergie de notre irradiation mono-particule mono-énergie) en fonction de l'épaisseur de blindage du satellite, comme le montre la figure 4-8. Pour un blindage de 2.5 millimètres d'épaisseur, la fluence

équivalente pour une mission Galileo se situe aux alentours de $4.5 \cdot 10^{11} \text{ p}^+/\text{cm}^2$. La plus forte fluence choisie pour notre étude est de $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, soit environ 10 fois la dose estimée d'une mission Galileo.

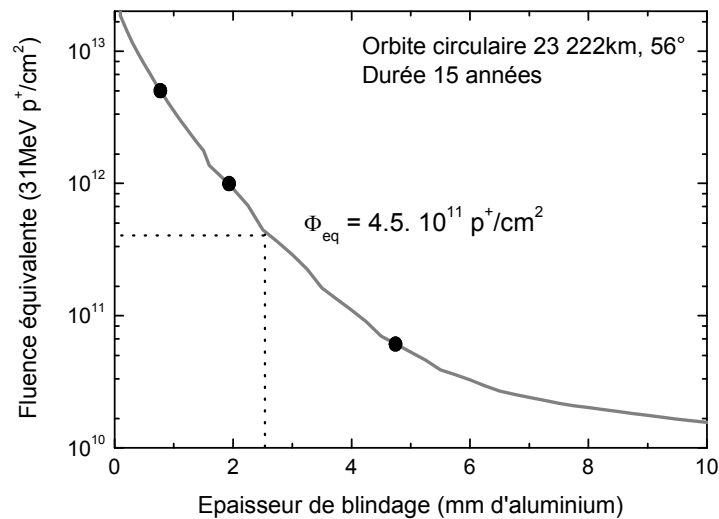


Figure 4-8: Fluence équivalente à une mission Galileo (orbite circulaire de 23 222 km, inclinaison 56°, durée 15 ans) en protons de 31 MeV en fonction de l'épaisseur de blindage du satellite. Les points noirs sur cette courbe correspondent aux fluences choisies pour notre étude.

3.1 Protocole expérimental

Les diodes laser ont été irradiées à température ambiante dans une configuration circuit ouvert, afin de se trouver dans le pire cas. Le faisceau incident de protons de 1 cm^2 était dirigé perpendiculairement au plan des couches. Pour augmenter la surface irradiée, nous avons monté les échantillons sur un dispositif tournant, qui permettait de répartir la surface du faisceau d'irradiation sur un disque circulaire de 6 cm de rayon. La figure 4-9 ci-après montre un disque d'irradiation avec ses composants montés devant le faisceau de protons.

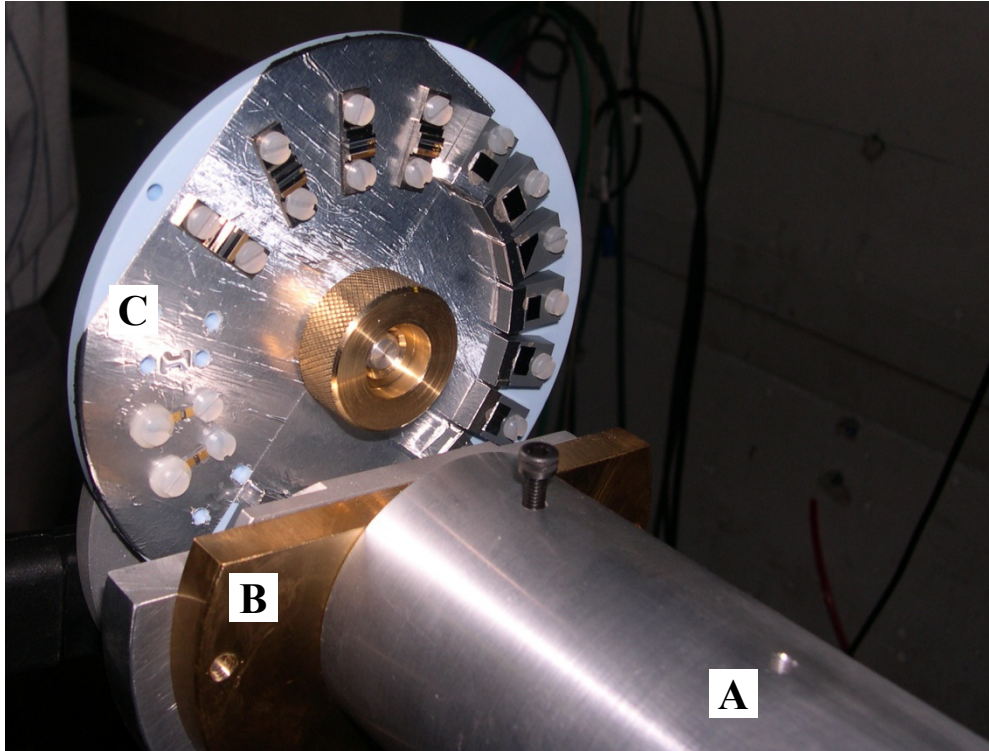


Figure 4-9 : disque d'irradiation (C) monté devant le faisceau de protons (tube inox A, sous vide, la fenêtre de sortie du faisceau est placée dans le disque cuivré B).

Les échantillons ont été répartis en cinq groupes, chacun étant irradié à une fluence donnée de protons de 31 MeV. Les quatre fluences choisies sont : 8.10^9 , 6.10^{10} , 10^{12} , et 5.10^{12} p^+/cm^2 . La répartition des échantillons par fluence est synthétisée par le tableau 4-1.

	Fluence	1	2	3	4
Echantillons	Référence	8E+9	6E+10	1.0E+12	5.0E+12
Photolum	1	1	1	1	1
R 850nm 2mm	1	1	2		2
R 850nm 600μm	1	1	1		1
GINA 300μm	1	1	1		2
GINA 600μm	1	1	2	1	2
QD InAs/InP	1	1	1		1

Tableau 4-1: Plan d'irradiations pour les protons de 31 MeV. Les dénominations R 850nm 600μm et R 850nm 2mm symbolisent les diodes laser GaInAsP/GaAs de 600μm et 2mm de long, GINA 300μm et GINA 600μm sont les diodes laser GaInAs/InP de 300 et 600 μm de long, et le terme QD InAs/InP correspond aux lasers à îlots quantiques d'InAs/InP.

Un sixième groupe de composants a été mis en place et irradié à une fluence de 5.10^{13} p^+/cm^2 . Toutefois après irradiation à cette fluence, certains éléments constituant les diodes laser se sont

activés, notamment du cuivre et de l'étain des embases, ainsi que de l'arsenic et de l'indium du composant. Ces activations impliquent que ces diodes ne pourront pas être étudiées avant plusieurs années. Nous nous consacrerons donc dans la suite de cette étude aux résultats obtenus sur les cinq lots présentés dans le tableau 4-1.

Afin d'observer et de quantifier le plus précisément possible les effets attendus de recuit sous injection de porteurs des diodes laser ⁵³, un protocole des mesures a été mis en place juste après irradiation.

- Une mesure V-I bas niveau dans la gamme [1 pA – 1 mA].
- Une mesure P-I en régime impulsionnel (impulsion de 500 ou 750 ns, fréquence de répétition de 1 kHz).
- Recuit sous injection de porteurs jusqu'à stabilisation de la puissance optique émise.
- V-I bas niveau dans les mêmes conditions que 1).
- P-I impulsionnel dans les mêmes conditions que 2).
- Toute la série de mesures identiques à celles réalisées avant irradiation.

Les mesures 1) et 2) ont pour objectifs de donner un état du composant juste après irradiation, tout en limitant autant que possible les effets de recuit sous injection de porteurs ⁴⁶. En effet, il a été montré que l'intensité du phénomène de recuit sous injection de porteurs dépend du courant circulant dans le matériau ⁸⁷. L'étape 3) est le recuit sous injection de porteurs. Le composant est polarisé à un courant fixe et l'évolution de la puissance optique émise est suivie dans le temps. Sous l'effet du recuit, celle-ci augmente dans le temps, ce qui correspond à une diminution de la densité de défauts présents dans le composant ⁴⁰. Le recuit est considéré comme terminé quand la puissance optique est stable à +/- 5% pendant une durée suffisante pour caractériser complètement le composant. Les étapes 4) et 5) sont exactement les mêmes que les 1) et 2), et servent à quantifier l'impact du recuit sous injection de porteurs sur les caractéristiques de base (électriques et optiques) du composant. Finalement, l'ensemble du jeu de mesures détaillées dans le chapitre 3 peut être réalisé dans les mêmes conditions qu'avant irradiation.

3.2 Résultats de photoluminescence

Un jeu d'échantillons décrits dans le chapitre 3 a été irradié à chacune des cinq fluences. Seules les mesures de photoluminescence continues ont été réalisées sur ces échantillons après irradiation (laser de pompe à 405 nm). L'impact des irradiations étant l'introduction de centres

de recombinaisons non radiatives, qui vont dégrader le rendement radiatif du matériau, on peut montrer que la modification d'intensité de luminescence peut s'exprimer sous la forme :

$$\frac{I_{PL}(\Phi)}{I_{PL}(\Phi=0)} = \frac{1}{1 + K_{\tau}\tau_0\Phi} = \frac{1}{1 + K_{PL}\Phi} \quad (4-1)$$

Où $I_{PL}(\Phi)$ et $I_{PL}(\Phi=0)$ sont les maxima d'intensité de luminescence avant et après irradiation à une fluence Φ , τ_0 est le temps de vie des porteurs avant irradiation, K_{τ} et K_{PL} sont les facteurs de dommage associés respectivement au temps de vie des porteurs et à l'intensité de luminescence. Cette équation suppose que la variation du temps de vie des porteurs avec les irradiations suit l'évolution décrite par l'équation (2-10), caractérisée par le facteur de dommage du temps de vie des porteurs. Nous avons pris soin de vérifier la stabilité de la luminescence dans le temps sur un échantillon irradié, avant de procéder à l'ensemble des mesures de photoluminescence. La densité de porteurs injectés lors de ces mesures est suffisamment faible pour que le phénomène de recuit par injection de porteurs ne soit pas observable.

Un morceau de chaque échantillon non irradié a été gardé, afin de servir de référence pour chaque mesure d'échantillon irradié, et de corriger nos mesures des fluctuations du montage. La figure 4-10 présente l'évolution en fonction de la fluence reçue de l'intensité de luminescence normalisée par l'intensité de l'échantillon de référence pour chaque structure. Comme attendu, une décroissance de l'intensité de luminescence est observée pour l'ensemble des échantillons, en accord avec la diminution du temps de vie non radiatif induite par l'introduction de défauts de déplacement. Les principales observations sont les suivantes :

- Après irradiation à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, la dégradation d'intensité de luminescence du puits quantique est trois ordres de grandeur plus forte que pour les couches massives ;
- L'AlGaInP est moins sensible que le GaInP ;
- Pour un alliage donné, les couches dopées P sont plus résistantes aux irradiations que celles dopées N.

En comparant ces observations avec les données avant irradiation du tableau 3-2, on remarque que la luminescence des matériaux est d'autant plus insensible aux irradiations que celle-ci est faible avant irradiation.

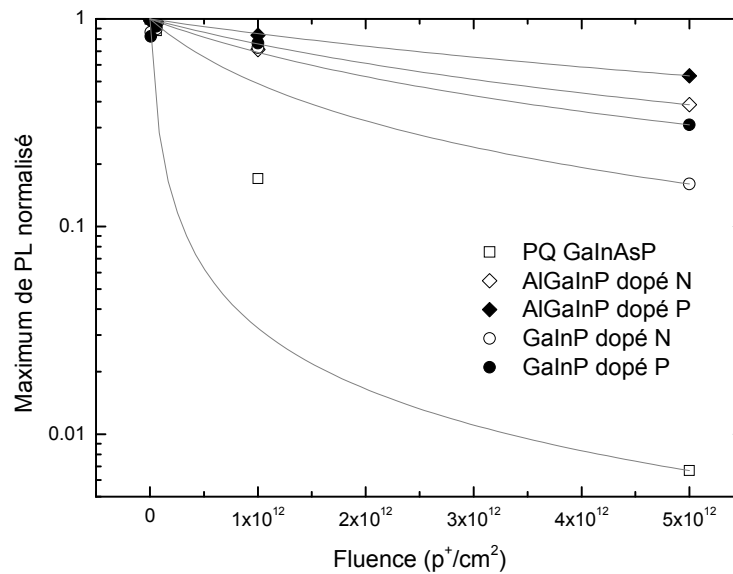


Figure 4-10: Evolution de $I_{PL}(\Phi)/I_{PL}(\Phi=0)$ en fonction de la fluence reçue pour chaque échantillon irradié, ainsi que les ajustements issus de (4-1) (lignes)

Cette dégradation est quantifiée en ajustant les données expérimentales par l'équation (4-1), ce qui permet de déterminer le facteur de dommage de photoluminescence. Ces ajustements sont également présentés sur la figure 4-10 et les valeurs de K_{PL} obtenues sont données dans le tableau 4-2.

Echantillons	τ_0 (ps)	$K_{PL} (\text{cm}^2/\text{p}^+)$	$K_r(\text{cm}^2/(\text{p}^+\text{s}))$
GaInP dopé P	36.4	$4.47 \cdot 10^{-13}$	$1.23 \cdot 10^{-2}$
GaInP dopé N	142	$1.05 \cdot 10^{-12}$	$7.4 \cdot 10^{-3}$
AlGaInP dopé P	32.2	$1.75 \cdot 10^{-13}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$
AlGaInP dopé N	420	$3.18 \cdot 10^{-13}$	$7.6 \cdot 10^{-4}$
PQ GaInAsP / 405nm	> 4500	$2.98 \cdot 10^{-11}$	$< 6.6 \cdot 10^{-3}$
PQ GaInAsP / 808nm	> 4500	$3.74 \cdot 10^{-12}$	$< 8.3 \cdot 10^{-4}$

Tableau 4-2: Facteurs de dommage de photoluminescence et du temps de vie des porteurs pour les différents échantillons.

Pour les couches massives, ces ajustements présentent un bon accord avec les données expérimentales. En revanche, dans le cas du puits quantique, un désaccord assez important est observé. Cet échantillon, comme représenté sur la figure 4-7, inclut des puits quantiques, mais aussi des couches de GaInP. Le laser de pompe émettant à 405 nm, les porteurs sont générés dans ces couches de GaInP avant de migrer vers les puits quantiques où ils se recombinaient. La dégradation de luminescence des puits quantiques prend donc aussi en compte les défauts

présents dans le GaInP. Afin d'étudier l'impact des irradiations uniquement sur le puits quantique, un laser de pompe émettant à 808 nm a été utilisé afin de générer les porteurs directement dans celui-ci. Le facteur de dommage calculé est alors d'un ordre de grandeur plus faible que celui obtenu avec la pompe à 405 nm (cf. tableau 4-2), et l'ajustement obtenu est en meilleur accord avec les données expérimentales (cf figure 4-11). Ce facteur de dommage reste néanmoins d'un ordre de grandeur plus élevé que pour les couches massives.

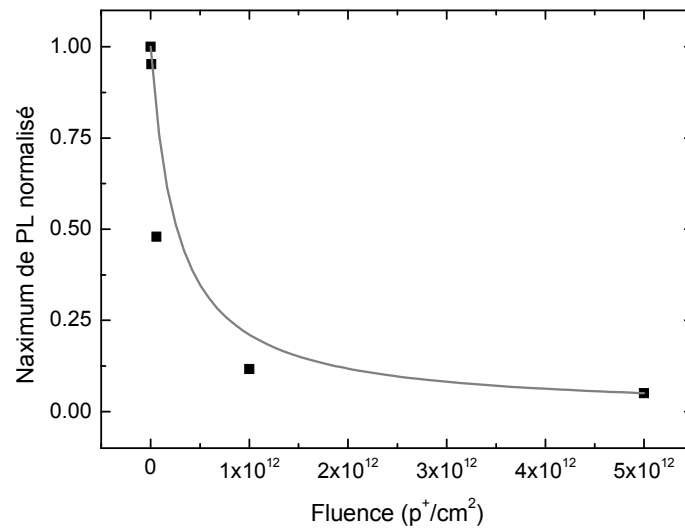


Figure 4-11: Evolution de $I_{PL}(\Phi)/I_{PL}(\Phi=0)$ en fonction de la fluence reçue par le puits quantique pompé à 808 nm, ainsi que l'ajustement issu de (4-1) (ligne grise).

Cette plus grande sensibilité mesurée s'explique par le fait que K_{PL} est une variation relative de l'inverse du temps de vie des porteurs, contrairement au facteur de dommage du temps de vie des porteurs, K_τ , qui mesure une diminution absolue du temps de vie. Pour une diminution donnée du temps de vie des porteurs, la variation observée sera donc d'autant plus importante que le temps de vie initial des porteurs est élevé (cf. (4-1)). Donc plus le temps de vie initial des porteurs est important, plus la luminescence du matériau est sensible aux irradiations. Afin de calculer la diminution réelle du temps de vie des porteurs, et à condition de connaître le temps de vie initial des porteurs τ_0 , K_τ peut être calculé : $K_{PL} = \tau_0 K_\tau$. K_τ décrit la diminution linéaire de l'inverse du temps de vie des porteurs en fonction de la fluence. Les valeurs de K_τ sont également présentées dans le tableau 4-2.

Les conclusions suivantes peuvent être tirées à partir de ce nouveau facteur de dommage :

- la diminution du temps de vie des porteurs est plus importante dans le GaInP que dans l'AlGaInP (environ un ordre de grandeur), ce qui est un accord avec les mesures de K_{PL} ;
- à alliage fixé, les matériaux dopés P sont plus impactés que ceux dopés N d'un ordre de grandeur). Ce résultat peut sembler contradictoire avec les résultats donnés par K_{PL} . Cela s'explique par le fait que le temps de vie dans les alliages P est plus court que dans les alliages N ;
- le facteur de dommage du temps de vie des porteurs mesuré pour le puits quantique pompé à 808 nm est le plus faible, ce qui indique bien que la très forte diminution d'intensité de luminescence s'explique par un temps de vie très élevé des porteurs confinés dans les puits quantiques, ce qui augmente les probabilités d'interaction porteurs/défauts.

Il est important de noter que certaines conclusions tirées du facteur de dommage du temps de vie des porteurs peuvent sembler en contradiction avec celles tirées du facteur de dommage de photoluminescence. Toutefois, l'impact des irradiations est une diminution du temps de vie des porteurs, alors que la dégradation de photoluminescence est une conséquence de cette diminution. Le facteur de dommage du temps de vie des porteurs évalue donc la diminution du temps de vie des porteurs, alors que celui de photoluminescence porte sur la variation du rendement radiatif et donc sur la variation du temps de vie des porteurs.

3.3 Résultats sur les composants

Ce paragraphe présente l'ensemble des résultats obtenus lors de l'irradiation protons sur les diodes laser, et principalement sur celles de la filière GaInAsP/GaAs, dont les applications spatiales sont les plus avancées. Cette présentation reprend la démarche suivie après irradiation. Les dégradations sont tout d'abord évaluées par des mesures électriques et optiques limitant la densité de porteurs injectés (caractérisations en régime impulsionnel, limitation de la densité de courant injectée). Puis les effets de recuit sous injection de porteurs sur ces mêmes propriétés sont évalués. Une fois les défauts dans le composant stabilisés, la méthodologie d'analyse développée au chapitre 3 est appliquée aux composants irradiés, afin d'évaluer l'impact d'un environnement radiatif sur l'ensemble des grandeurs caractéristiques du fonctionnement d'une diode laser.

a) Evaluation du recuit sous injection de porteurs

La première étape juste après irradiation consiste, d'une part, à évaluer les dégradations subies par le composant et d'autre part, à évaluer les effets de recuit sous injection de porteurs sur les propriétés optiques et électriques des composants irradiés.

i) *Le recuit*

Afin d'évaluer les effets de recuit sous injection de porteurs, le composant est polarisé après irradiation à un courant fixe au-dessus du seuil, et l'évolution de la puissance optique émise est suivie dans le temps. La figure 4-12 présente les données obtenues pour un composant irradié à une fluence $\Phi=5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$. On estime que le recuit est terminé quand la variation de puissance optique dans le temps est faible devant le temps nécessaire pour réaliser les mesures présentées dans la méthodologie. Pour ce composant, on observe que la puissance optique émise pour un courant d'injection de 250 mA passe de 95 mW juste après irradiation à un peu plus de 130 mW après recuit, soit une augmentation de près de 40% après 20 heures de recuit.

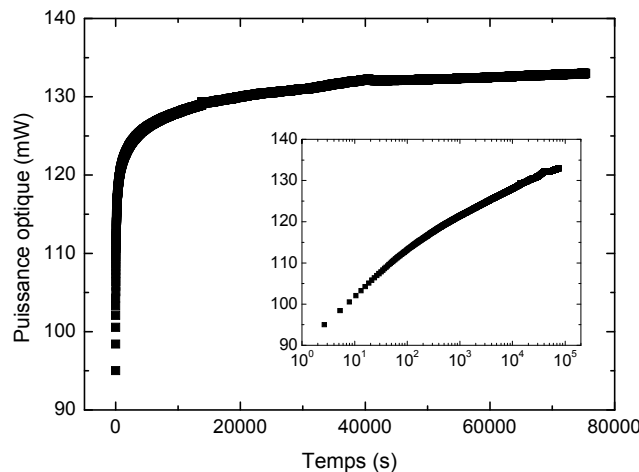


Figure 4-12: Evolution de la puissance optique dans le temps après irradiation à courant de polarisation fixé de 250 mA ($I > I_s$), avec en insert la même évolution tracée en échelle logarithmique.

Sur l'insert de la figure 4-12, qui reprend l'évolution temporelle du recuit, mais en échelle logarithmique, on observe deux pentes distinctes, synonymes de deux cinétiques de recuit différentes.

ii) *Propriétés optiques*

Afin d'évaluer l'effet du recuit sous injection de porteurs sur les propriétés optiques, une mesure de type P-I est réalisée avant et après le recuit. Cette mesure est réalisée en régime

impulsionnel (impulsion de 750 ns pour une fréquence de répétition de 1 kHz) afin de ne pas recuire le composant pendant la mesure. L'impulsion est choisie de la durée la plus courte possible, tout en laissant le temps au régime quasi continu de se stabiliser.

La figure 4-13 présente les P-I impulsionnels obtenus sur un composant de 2 mm de long irradié à une fluence de $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ (composant E). Comme attendu, le rendement externe ne semble pas influencé par les irradiations, contrairement au courant de seuil, ce qui confirme l'hypothèse selon laquelle les irradiations génèrent des centres de recombinaisons non radiatives sans modifier les propriétés de la cavité optique. Sur l'exemple (composant E), le courant de seuil passe de 41 mA avant irradiation à 145 mA juste après irradiation, puis à 56.6 mA après recuit, soient des variations de courant de seuil de 250% et de 40%. La stabilité de la mesure de courant de seuil dans le temps écoulé entre les mesures avant et après irradiation, vérifiée sur un composant de référence, est de $\pm 1\%$.

Le tableau 4-3 présente les résultats des mesures de courant de seuil pour les différents composants de 2 mm de long de la filière GaInAsP/GaAs irradiés aux différentes fluences.

Fluence (p^+/cm^2)	Référence	8.10^9	6.10^{10}		5.10^{12}	
Composant	A	B	C	D	E	F
Avant irradiation (mA)	47.85	41.71	41.84	42.96	41.13	42.82
Après irradiation (mA)	47.62	42.62	43.13	44.86	144.96	NA
Après recuit (mA)	48.06	43.04	42.78	43.85	56.65	57.25

Tableau 4-3: Courants de seuil mesurés en régime impulsif (en mA) avant irradiation, après irradiation, et après recuit, pour les composants de la filière GaInAsP/GaAs de 2 mm de long.

A partir de ces données, on peut calculer la variation du courant de seuil avant et après recuit sous injection de porteurs, pour les différentes fluences. Ces variations pour les composants de 2 mm de long sont présentées sur la figure 4-14. Les ajustements linéaires de ces évolutions définissent les facteurs de dommage du courant de seuil avant et après recuit sous injection de porteurs ⁶.

$$\frac{I_s(\Phi) - I_s(\Phi = 0)}{I_s(\Phi = 0)} = K_\tau \tau_0 \Phi = K_{Is} \Phi \quad (4-2)$$

où $I_s(\Phi=0)$ et $I_s(\Phi)$ sont les courants de seuil avant et après irradiations à une fluence Φ , K_{Is} est le facteur de dommage du courant de seuil déduit de l'ajustement linéaire de ces mesures, alors que K_τ est le facteur de dommage du temps de vie des porteurs. Comme pour les mesures de

photoluminescence, K_{Is} mesure une variation du courant de seuil et donc de l'inverse du temps de vie des porteurs, alors que K_t mesure la diminution absolue de ce temps de vie sous l'effet des irradiations. Le facteur de dommage du courant de seuil dépend donc du temps de vie des porteurs au seuil avant irradiation (τ_0).

Les facteurs de dommage du courant de seuil avant et après recuit sous injection de porteurs sont déterminés à partir des ajustements linéaires :

$$K_{Is}(\text{avant recuit}) = 5.05 \pm 0.02 \cdot 10^{-13} (\text{cm}^2/\text{p}^+)$$

$$K_{Is}(\text{après recuit}) = 0.74 \pm 0.02 \cdot 10^{-13} (\text{cm}^2/\text{p}^+)$$

Le recuit sous injection de porteurs réduit de 85% l'impact des irradiations sur le courant de seuil. Ce fort impact du recuit sous injection de porteurs traduit le fait que la majorité des défauts générés lors d'irradiations ne sont pas stables et peuvent être guéris, notamment par le mécanisme de REDR⁸⁷.

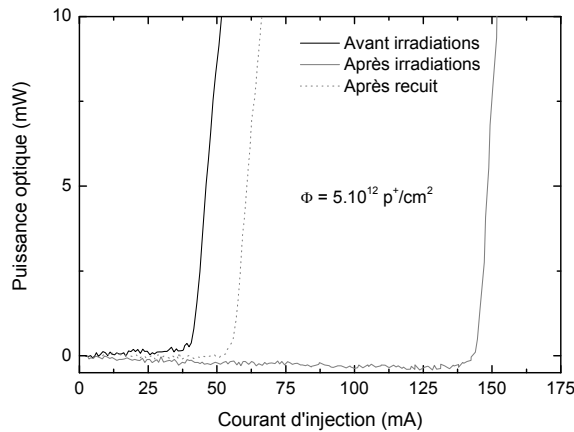


Figure 4-13: Mesures de P-I impulsions réalisées, avant irradiation (ligne noire), juste après irradiation (ligne grise) et après recuit sous injection de porteurs (pointillés gris), sur un composant de 2 mm de long irradié à une fluence de $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$.

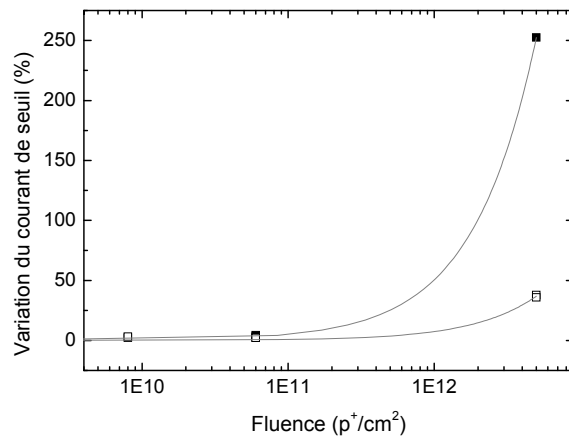


Figure 4-14: Variation du courant de seuil mesuré en régime impulsif en fonction de la fluence reçue, avant (carrés pleins) et après (carrés ouverts) recuit sous injection de porteurs, ainsi que les ajustements linéaires (lignes grises)

Nous constatons que le facteur de dommage après recuit de nos composants est du même ordre de grandeur que ceux rapportés dans la littérature et présentés au paragraphe 2.23.1e) (cf. tableau 2-3). Toutefois, il se situe plutôt dans la gamme des composants les plus sensibles aux irradiations. Il faut tout de même relativiser cette sensibilité en précisant que nos composants étaient en circuit ouvert lors de l'irradiation, ce qui est un cas extrême, alors que dans la

majorité des études rapportées, les composants sont en circuit fermé ou polarisés pendant les irradiations. Ces composants de la filière « Al-free » semblent donc présenter, en plus de leur fiabilité escomptée, une tenue aux radiations similaire à celle de diodes lasers issues d'autres filières.

On peut également comparer ce facteur de dommage à celui issu des résultats de photoluminescence pour le puits quantique pompé à 808 nm. On constate alors que le facteur de dommage issu de la photoluminescence est de deux ordres de grandeur supérieur à celui du courant de seuil. Cette différence s'explique par la différence de temps de vie de porteurs entre la mesure de photoluminescence et la mesure de courant de seuil. A bas niveau de porteurs (mesure de photoluminescence), le temps de vie des porteurs est plus élevé qu'à forte densité de porteurs (au seuil laser). D'après les équations (4-1) et (4-2), les facteurs de dommage ici considérés sont proportionnels au temps de vie des porteurs initial. Il est par conséquent logique que le facteur de dommage de photoluminescence soit plus élevé que celui du courant de seuil.

iii) Propriétés électriques

En complément de la mesure P-I en régime impulsionnel, la caractéristique V-I bas niveau a également été enregistrée avant et après recuit. Cette mesure étant réalisée en régime continu, la gamme de courant balayée est réduite à [1 pA – 1 mA], afin de limiter les effets de recuit pendant la mesure. En considérant le modèle simple d'une diode en parallèle avec une résistance, le tracé de la courbe $\ln(I)$ en fonction de V permet de déterminer le facteur d'idéalité et le courant de saturation de la diode (cf. 3.3.5). La figure 4-15 présente ce tracé lors des trois mesures (avant, après irradiation à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ et après recuit), ainsi que les ajustements linéaires permettant le calcul des deux paramètres du modèle. A partir de ces ajustements le facteur d'idéalité, ainsi que le courant de saturation sont calculés. Sur cet exemple, on constate que le facteur d'idéalité est stable sous irradiations alors que le courant de saturation augmente.

L'augmentation du courant de saturation peut être interprétée à partir de la représentation de la diode par son circuit équivalent. Le courant de saturation, dans le modèle d'une diode en parallèle avec une résistance correspond au courant qui circule au travers de la résistance parallèle. Sous l'effet des irradiations, des centres recombinants sont générés, ce qui a pour effet de faciliter le passage du courant dans la résistance parallèle et donc d'augmenter le courant de saturation.

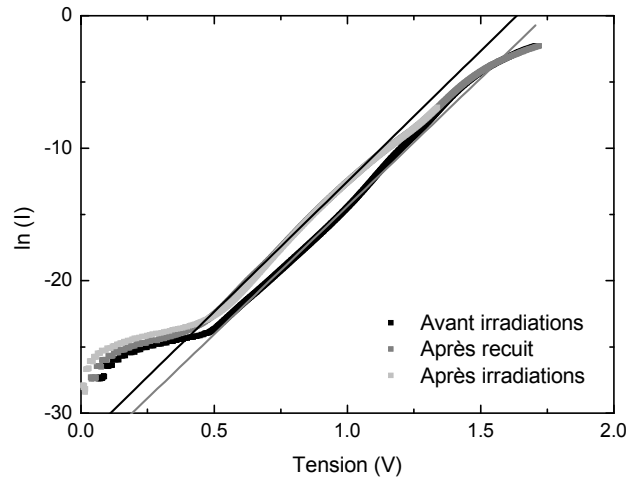


Figure 4-15: Courbes $\ln(I)$ en fonction de V mesurées avant et après irradiation à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, et après recuit, ainsi que les ajustements linéaires obtenus d'après le modèle

Le tableau 4-4 présente les valeurs du facteur d'idéalité pour chacune des 3 mesures (avant et après irradiation et après recuit), pour chaque fluence utilisée sur les composants de 2 mm de long.

Fluences (p^+/cm^2)	Référence	8.10^9	6.10^{10}		5.10^{12}	
Composant	A	B	C	D	E	F
Avant irradiation	2.13	2.01	1.98	2.23	1.93	2
Après irradiation	2.13	2.04	1.995	2.21	1.97	2.02
Après recuit	2.11	1.97	2	2.19	1.89	1.96

Tableau 4-4: Facteurs d'idéalité calculés pour des diodes laser GaInAsP/GaAs de 2 mm de long, avant irradiations, après irradiations, et après recuit, pour chaque fluence

Comme le montre l'exemple, les facteurs d'idéalité calculés avant irradiation sont stables autour de 2, ce qui signifie que le courant est généré par les recombinaisons non radiatives^{56, 58}. Les irradiations favorisant encore plus les recombinaisons non radiatives, les facteurs d'idéalité calculés après irradiation ne sont logiquement pas affectés par les irradiations et restent stables à 2. Toutes ces valeurs sont comprises dans la marge d'erreur de la mesure. Le facteur d'idéalité étant inchangé, l'impact des irradiations se traduit par une modification du courant de saturation de la diode. En effet, dans une diode totalement dominée par les recombinaisons non radiatives, le courant de saturation est inversement proportionnel au temps de vie des porteurs, qui est lui

affecté par les irradiations ⁵⁷. On peut alors définir un facteur de dommage associé à la variation du courant de saturation :

$$\frac{I_{sat}(\Phi) - I_{sat}(\Phi = 0)}{I_{sat}(\Phi = 0)} = K_{\tau} \tau_0 \Phi = K_{Isat} \Phi \quad (4-3)$$

Où $I_{sat}(\Phi=0)$ et $I_{sat}(\Phi)$ sont les courants de saturation avant et après irradiations à une fluence Φ , K_{Isat} est le facteur de dommage déduit de ces mesures.

Le tableau 4-5 présente les valeurs des courants de saturation déterminés à partir des mêmes ajustements que les facteurs d'idéalité.

Fluence (p ⁺ /cm ²)	Référence	8.10 ⁹	6.10 ¹⁰		5.10 ¹²	
Composant	A	B	C	D	E	F
Avant irradiation (A)	4.93.10 ⁻¹⁵	3.32.10 ⁻¹⁵	1.9.10 ⁻¹⁴	2.89.10 ⁻¹⁵	1.25.10 ⁻¹⁵	2.3.10 ⁻¹⁵
Après irradiation (A)	4.31.10 ⁻¹⁵	5.78.10 ⁻¹⁵	2.25.10 ⁻¹⁴	5.1.10 ⁻¹⁵	7.56.10 ⁻¹⁵	17.8.10 ⁻¹⁵
Après recuit (A)	4.56.10 ⁻¹⁵	3.74.10 ⁻¹⁵	1.57.10 ⁻¹⁴	3.9.10 ⁻¹⁵	5.5.10 ⁻¹⁵	10.5.10 ⁻¹⁵

Tableau 4-5: Courants de saturation calculés pour des diodes laser GaInAsP/GaAs de 2 mm de long, avant et après irradiation, et après recuit, pour chaque fluence

La variation du courant de saturation avec la fluence reçue ainsi que les ajustements linéaires sont tracés sur la figure 4-16. Les ajustements linéaires conduisent aux facteurs de dommage avant et après recuit suivant :

$$K_{Isat}(\text{avant recuit}) = 1.18 \pm 0.13.10^{-12} (\text{cm}^2/\text{p}^+)$$

$$K_{Isat}(\text{après recuit}) = 0.69 \pm 0.03.10^{-12} (\text{cm}^2/\text{p}^+)$$

Le recuit sous injection de porteurs réduit de 40% l'impact des irradiations sur le courant de saturation, soit un recuit deux fois moins important que pour le courant de seuil.

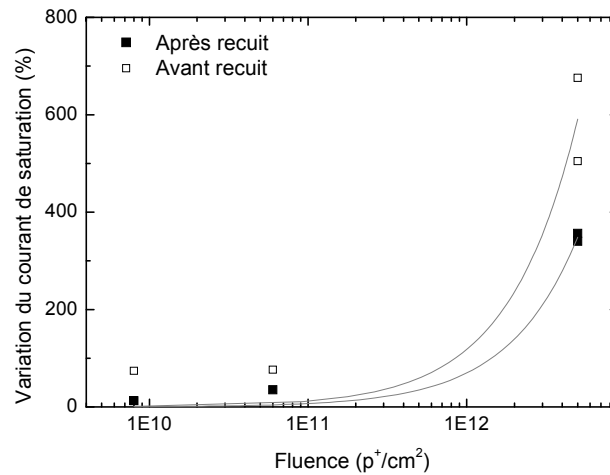


Figure 4-16: Variation du courant de saturation en fonction de la fluence, avant et après recuit, pour la famille de composants GaInAsP/GaAs de 2 mm de long

Les travaux de Lee ⁹ utilisant la même méthode pour évaluer l'impact d'irradiations avec des protons de 70 MeV sur des diodes laser à multi puits quantiques AlGaAs/GaAs, montrent des résultats similaires : une quasi invariance du facteur d'idéalité et un facteur de dommage du courant de saturation de $0.47 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/p^+$. Pour comparer cette valeur à la nôtre, il faut la corriger par le ratio du NIEL à 70 MeV dans le GaAs par celui à 30 MeV, soit un coefficient 1.5625, ce qui donne un facteur de dommage de $0.73 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/p^+$, valeur en très bon accord avec celle calculée après recuit sous injection de porteurs.

iv) Conclusion

Il est intéressant de noter que les équations (4-2) et (4-3) sont similaires, ce qui laisse supposer que les facteurs de dommage issus des mesures électriques et optiques devraient être les mêmes. Toutefois, le facteur de dommage issu du courant de saturation est un à deux ordres de grandeurs plus élevé que celui issu de la mesure du courant de seuil. Cette différence a déjà été mise en évidence par Lee ⁹. Comme le montrent les équations (4-2) et (4-3), les facteurs de dommage issus de nos mesures sont proportionnels au temps de vie des porteurs avant irradiations. Par conséquent, plus le temps de vie initial est important plus le facteur de dommage sera élevé. Or les mesures du courant de saturation et du courant de seuil sont caractéristiques de deux régimes de fonctionnement différents de la diode laser, caractérisés par des temps de vie de porteurs différents. A bas niveau de courant, le temps de vie est fixé par les recombinaisons non radiatives, alors qu'au seuil, l'émission stimulée, associée à un temps de vie plus court, devient dominante. Cette différence de temps de vie de porteurs lors de la mesure explique la plus grande sensibilité aux irradiations du courant de saturation par rapport au

courant de seuil. On constate également que le facteur de dommage de photoluminescence (pompe à 808 nm) est d'un ordre de grandeur plus élevé que celui du courant de saturation. Ceci confirme que plus le niveau d'injection est faible, plus le temps de vie des porteurs est élevé, plus le paramètre est sensible aux irradiations.

Le recuit sous injection de porteurs diminue de 250% le facteur de dommage du courant de seuil, alors qu'il ne réduit que de 40% celui du courant de saturation. Cette différence de comportement montre l'existence d'au moins deux familles de défauts. La première famille est vue dès les faibles densités de porteurs et est composée de défauts plus stables que la deuxième famille. Cette dernière est mise en évidence à plus haute densité de porteurs. La présence de deux familles de défauts est compatible avec les deux cinétiques de recuit observées sur la figure 4-12.

Par rapport à la littérature et notamment aux travaux de Lee ⁹ qui a comparé les facteurs de dommages électriques et sur le courant de seuil, comme nous venons de le faire, nous constatons que le facteur de dommage électrique est très proche, alors que celui de courant de seuil est plus élevé pour nos composants : $7.37.10^{-14}$ pour nos composants à comparer avec $1.2.10^{-14} \text{ cm}^2/\text{p}^+$ pour ceux mesurés par Lee (valeur rapportée à 30 MeV). Toutefois, ses composants ont été irradiés en court circuit, alors que nous avons réalisé nos mesures en situation de circuit ouvert. La différence entre court-circuit et circuit ouvert lors des irradiations est l'apparition en configuration court-circuit de courants induits qui peuvent provoquer un effet de recuit sous injection de porteurs. Ceci semble confirmé par le fait que nos travaux sont en bonne cohérence avec ceux de Lee à bas niveau de porteurs, où les effets de recuit sont plus faibles, alors qu'au niveau du courant de seuil, la moins bonne cohérence peut être expliquée par les effets de recuit induits par le court-circuit qui minimise l'impact des irradiations sur le courant de seuil ⁵³.

b) Gain

i) *Emission spontanée amplifiée*

Des diodes laser de 0.6 mm de long issues de la même filière à rubans gravés de 4 μm ont été irradiées en complément des diodes 2 mm, dans le but de caractériser l'effet des irradiations sur les propriétés de gain des composants. Ces diodes plus courtes présentent l'avantage d'avoir un ISL plus élevé, et donc de permettre l'acquisition des spectres d'émission spontanée amplifiée

loin des limites de résolution du montage optique. Le tableau 4-1 présente la répartition de ces quatre diodes laser aux différentes fluences. Un échantillon a été gardé en référence, les trois autres ont été irradiés aux fluences de $8 \cdot 10^9$, $6 \cdot 10^{10}$ et $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$. Les études précédentes sur les recuits sous injection de porteurs ont montré que la fluence la plus intéressante est $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, car elle dégrade de façon significative le comportement du composant, sans pour autant l'empêcher de fonctionner. Malheureusement, le composant irradié à cette fluence a subi une « sudden failure » après l'étape de recuit, et avant l'acquisition des spectres d'émission spontanée amplifiée. Les deux autres composants ayant été irradiés à des doses beaucoup plus faibles, j'ai choisi de présenter ici les résultats obtenus sur une diode laser de type GaInNAs/InP irradiée à une fluence de $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, ayant une longueur de $615 \mu\text{m}$ et un ruban enterré de $1 \mu\text{m}$ de large.

La figure 4-17 présente l'évolution du gain modal maximal de cette diode laser en fonction du courant d'injection avant et après irradiation. Sur cette même figure sont tracés les ajustements logarithmiques qui permettent de déterminer le courant à la transparence, I_{tr} , selon l'équation :

$$g = g_0 \cdot \ln\left(\frac{I}{I_{tr}}\right) \quad (4-4)$$

Où g est le gain modal maximum, et g_0 est un facteur de proportionnalité.

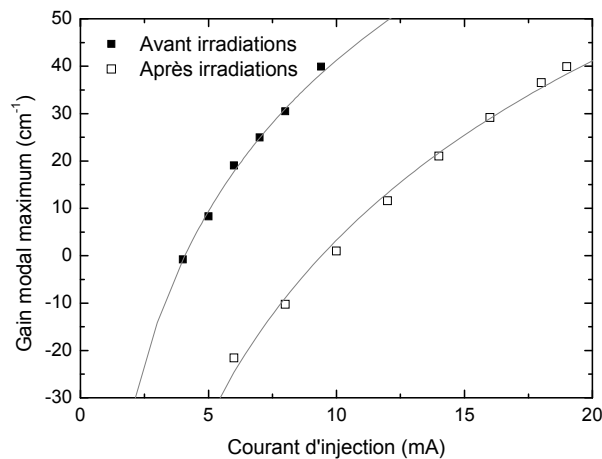


Figure 4-17: Evolution du maximum de gain modal en fonction du courant d'injection, avant (carrés pleins) et après irradiations (carrés ouverts), ainsi que les ajustements logarithmiques (lignes grises)

Le tableau 4-6 présente les valeurs des paramètres g_0 et I_{tr} déterminés par ces ajustements avant et après irradiations, présentés sur la figure 4-17.

	$g_0 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$	$I_{tr} \text{ (mA)}$
Avant irradiation	46 +/- 1.8	4.08 +/- 0.07
Après irradiation	54.6 +/- 1.8	9.4 +/- 0.15
Variation (%)	17.4 +/- 10	130.4 +/- 8

Tableau 4-6: paramètres des ajustements logarithmiques des évolutions de gain modal en fonction du courant, avant et après irradiation

Concernant le facteur de proportionnalité g_0 , une légère augmentation de 17% est calculée, mais avec une incertitude assez élevée, ce qui fait penser que ce paramètre est relativement stable sous irradiation. Le courant de transparence augmente quant à lui fortement sous irradiation, de l'ordre de 130% avec une marge d'erreur relativement plus faible. Le principal impact des irradiations sur la relation $g(I)$ est donc une augmentation du courant de transparence, ce qui permet de définir un facteur de dommage du courant de transparence :

$$K_{I_{tr}} = \frac{I_{tr}(\Phi) - I_{tr}(\Phi = 0)}{I_{tr}(\Phi = 0)} = 2.6 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 / p^+$$

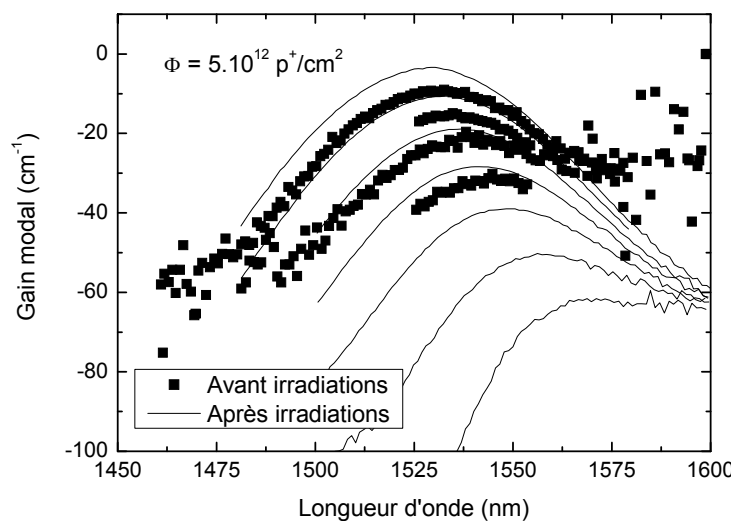


Figure 4-18: Spectres de gain mesurés avant (carrés) et après (lignes) irradiations à une fluence de $5.10^{12} p^+/\text{cm}^2$

Cette augmentation du courant de transparence est tout à fait cohérente avec les augmentations des courants de saturation et de seuil. L'ensemble s'explique avec l'introduction de centres de recombinaisons non radiatives, qui modifient la relation entre densité de courant et densité de porteurs. La stabilité du paramètre g_0 laisse penser que les irradiations ne modifient pas les propriétés de gain du composant. Cette stabilité des propriétés intrinsèques de gain est

confirmée par le fait que la forme des spectres de gain n'est pas modifiée par les irradiations, comme le montre la figure 4-18.

ii) Modèle de gain et temps de vie des porteurs après irradiations

J'ai montré (chapitre 3, paragraphe 4.2) qu'il est possible de remonter aux différents mécanismes de recombinaison en ajustant les données expérimentales de gain (en fonction du courant) aux données fournies par un modèle de gain (en fonction de la densité de porteurs). En effet, la relation entre densités de porteurs et de courant s'écrit (cf. Annexe) :

$$J = \frac{qd}{\eta_i} (AN + BN^2 + CN^3 + R_{stim} N_{ph}) \quad (4-5)$$

Par conséquent en établissant la relation entre densité de courant et de porteurs, il est possible de calculer les paramètres A et C.

Toutefois, pour les composants de la famille GaInAsP/GaAs auxquels nous nous intéressons, il n'est pas possible de calculer les paramètres A et C par cette méthode, puisque le composant irradié à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ n'a pas pu être caractérisé en gain. Nous avons donc développé une autre approche afin de déterminer le temps de vie des porteurs après irradiation, à partir du modèle de gain et des données concernant l'évolution du courant de seuil sous irradiations, basé sur certaines hypothèses qui sont :

- le modèle de gain utilisé est valide pour nos composants ⁸⁸ ;
- les irradiations n'influent que le temps de vie non radiatifs des porteurs, ce qui semble juste pour ces composants émettant à 852 nm où les recombinaisons Auger sont minoritaires ;
- les irradiations ne modifient pas la largeur effective du composant. Cette hypothèse est sans doute la plus discutable : l'introduction de défauts dans le puits quantique peut modifier la diffusion latérale des porteurs, et par conséquent la largeur effective du ruban.

Le gain d'un matériau dépend de la densité de porteurs injectés, par conséquent la densité de porteurs à la transparence ou au seuil n'est pas affectée par les irradiations. Si on considère que l'introduction de défauts non radiatifs augmente uniquement la valeur du paramètre A, on constate que pour une densité de porteurs donnée, par exemple la densité de porteurs au seuil, l'effet des irradiations est une augmentation de la densité de courant associée (en accord avec

nos observations). A partir de (4-5) et en se rappelant que A est l'inverse du temps de vie non radiatif, on montre que :

$$J_s(\Phi) - J_s(\Phi = 0) = \frac{qd}{\eta_i} N_s K_r \Phi \quad (4-6)$$

Où N_s est la densité volumique de porteurs au seuil, et $J_s(\Phi)$ est la densité de courant au seuil d'une diode laser irradiée à une fluence Φ . La valeur $J_s(F)$ est prise avant recuit sous injection de porteurs, afin de pouvoir comparer ces résultats avec ceux de photoluminescence. La densité de porteurs au seuil peut être calculée par l'intermédiaire du logiciel CADILAC qui donne la relation entre maximum de gain et densité de porteurs. On constate alors qu'il est possible d'estimer la diminution du temps de vie des porteurs $K_r \Phi$ à partir de l'augmentation du courant de seuil. La première étape est alors de vérifier la validité du modèle de gain qui permet l'estimation de la densité de porteurs au seuil.

Avant irradiation, des mesures de gain par la méthode de Hakki et Paoli ont été réalisées sur les diodes laser GaInAsP/GaAs. Ces spectres de gain expérimentaux ont été confrontés aux spectres de gain modélisés par le logiciel CADILAC pour les diodes laser GaInAsP/GaAs. En ajustant les paramètres d'entrée du modèle (composition et épaisseur du puits et des barrières) et en faisant varier la densité de porteurs injectés, nous avons fait concorder les spectres de gain modélisés et les spectres expérimentaux, comme le montre la figure 4-19.

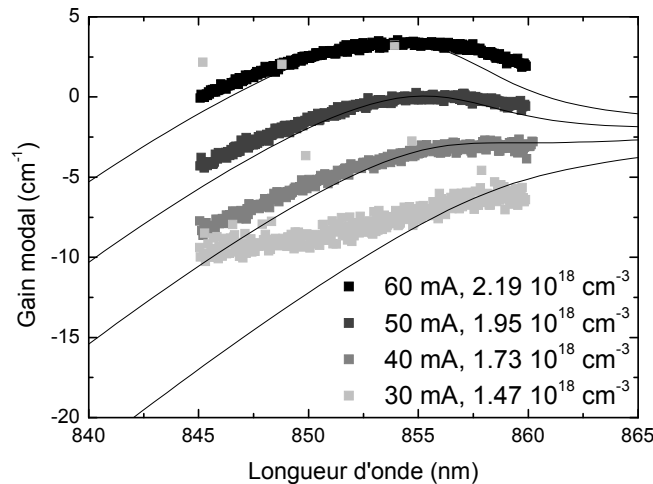


Figure 4-19: Spectres de gain expérimentaux et modélisés par CADILAC d'une diode laser de 2 mm (E) de long pour quatre courants d'injection différents.

Un bon accord entre théorie et expérience, à la fois en termes spectral et en termes d'amplitude nous permet de considérer le modèle utilisé comme valide. Afin de résoudre l'équation (4-6), il

nous faut déterminer N_s . Pour ce faire, la variation du gain modal en fonction de la densité de porteurs est dérivée à partir des résultats de la figure 4-19. Cette variation est ensuite ajustée par (4-4), comme présenté sur la figure 4-20. Les paramètres déduits de cet ajustement sont :

$$g_0 = 26.835 \text{ cm}^{-1}$$

$$N_{tr} = 1.9315 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^{-3}$$

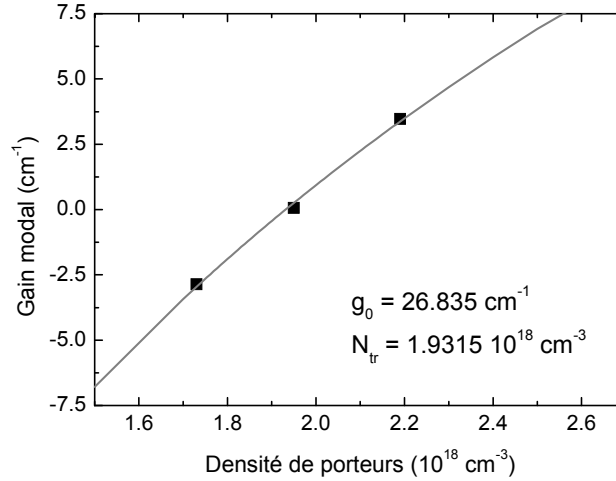


Figure 4-20: Maximum de gain modal en fonction de la densité volumique de porteurs, calculés par CADILAC, ainsi que son ajustement logarithmique suivant l'équation (III-2) (ligne grise).

Le composant étudié a une longueur de cavité de 2 mm et des facettes traitées AR/HR ($R_1 = 0.06$, $R_2 = 0.95$), son gain modal au seuil est donc de 7.16 cm^{-1} . D'après l'ajustement de la figure 4-20, ce gain modal au seuil correspond à une densité de porteurs au seuil de $2.53 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. En prenant un rendement interne de 0.9 calculé par le fournisseur du composant, une largeur de surface active de $8 \mu\text{m}$ (largeur effective du mode déduite de la mesure de divergence du faisceau) et une épaisseur de 8 nm, et sachant que les courants de seuil avant irradiations et après irradiations (avant recuit) sont de 41.13 et 144.96 mA (cf. tableau 4-3), on calcule par (4-6) :

$$K_r \Phi = \frac{1}{\tau_{NR}(\Phi)} - \frac{1}{\tau_{NR}(\Phi = 0)} = 1.803 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$$

On déduit alors la valeur du facteur de dommage du temps de vie des porteurs :

$$K_r = 3.606 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 / p^+ \cdot \text{s}$$

Afin d'estimer le temps de vie non radiatif après irradiation, il faut connaître la valeur de ce temps de vie avant irradiation. D'après les mesures de photoluminescence résolue en temps réalisées sur les puits quantiques, cette valeur est supérieure à 4.5 ns. Ceci nous permet d'écrire

que l'inverse du temps de vie non radiatif des porteurs après irradiation est égal à $K_\tau \Phi$ additionné à une valeur comprise dans la gamme $[0 ; 1/4.5 \text{ ns}]$:

$$\frac{1}{\tau_{NR}(\Phi)} = 1.803 \cdot 10^9 + [0; 2.22 \cdot 10^8] s^{-1}$$

On déduit alors un temps de vie non radiatif après irradiation compris dans la gamme $[0.494 \text{ ns} ; 0.555 \text{ ns}]$.

En appliquant la même méthode au courant de seuil mesuré en régime impulsionnel, mais après recuit sous injection de porteurs, le facteur de dommage du temps de vie des porteurs est calculé à $K_\tau = 5.39 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2 / p^+ \cdot s$. Ce qui conduit à un temps de vie non radiatif des porteurs après recuit sous injection de porteurs compris dans la gamme $[2.03 \text{ ns} ; 3.71 \text{ ns}]$.

iii) Localisation des défauts

Les protons de 31 MeV utilisés lors de cette irradiation sont susceptibles de générer des cascades de défauts induits ²³ de grande taille. De telles cascades pourraient modifier localement l'indice de réfraction et induire une réflexion parasite dans la cavité. Nous avons utilisé le principe de l'analyse par transformée de Fourier des spectres d'électroluminescence ⁷⁴ pour tenter de détecter de tels agrégats.

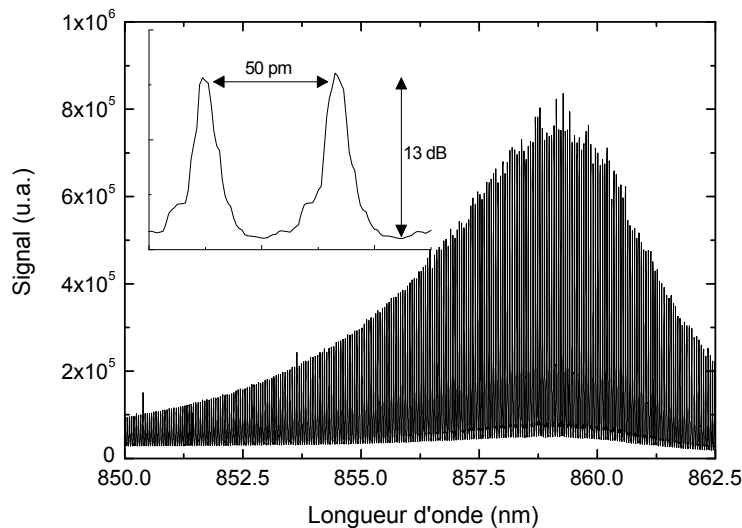


Figure 4-21: Spectre typique d'ASE d'un composant GaInAsP/GaAs de 2 mm de long, avec en insert un zoom sur une frange d'interférence.

La figure 4-21 présente un spectre typique d'ASE obtenu sur un laser GaInAsP de 2 mm de long. On voit que pour des cavités d'une telle longueur l'intervalle spectral libre se réduit aux alentours de 50 pm. Le montage optique réalisé en espace libre nous permet de résoudre ces

franges d'interférence et d'obtenir un contraste suffisant, autour de 13 dB, pour procéder à l'analyse par transformée de Fourier. La figure 4-22 présente les transformées de Fourier des spectres d'électroluminescence pour un composant GaInAsP/GaAs de 2 mm long (E) avant et après irradiation à une fluence de $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$. Aucun pic de réflexion n'est observé dans la cavité, ce qui signifie que les défauts générés sont isolés et ne forment pas de cascade de défauts suffisamment importantes pour induire une réflexion interne observable, cela malgré la bonne dynamique de notre montage.

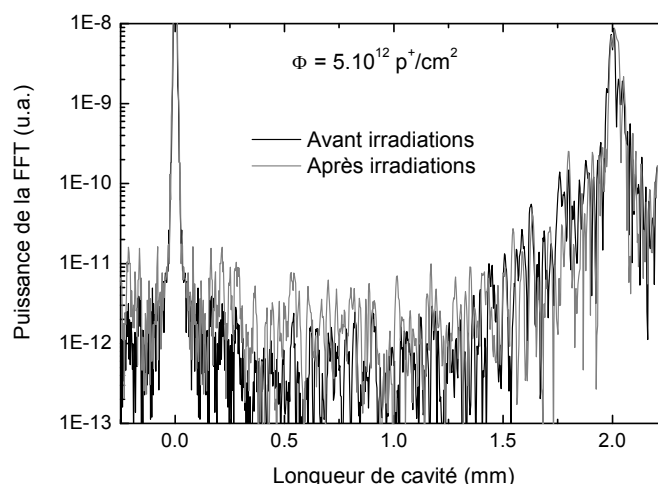


Figure 4-22: Transformée de Fourier normalisée d'un spectre d'émission spontanée amplifiée d'un composant GaInAsP/GaAs de 2 mm de long, avant et après irradiation à une fluence de $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$

c) Emission stimulée

Afin de confirmer l'impact des irradiations observées lors de l'étude du recuit sous injection de porteurs, des mesures de type P-I en température ont été réalisées en régime continu. Les courants de seuil déterminés à 25°C à partir de ces mesures sont donnés dans le tableau 4-7. La stabilité de la mesure est de +/- 0.5% sur la mesure du courant de seuil, et nous constatons que pour des fluences inférieures à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, les variations observées sont dans le bruit de la mesure.

Fluence (p^+/cm^2)	Référence	8.10^9	6.10^{10} (1)	6.10^{10} (2)	5.10^{12} (1)	5.10^{12} (2)
Avant irradiation (mA)	48.73	45.58	45.14	46.05	44.09	45.65
Après recuit (mA)	48.53	45.77	45.3	46.21	56.29	62.12
Variation (%)	-0.41	0.43	0.36	0.36	27.7	36.1

Tableau 4-7: Courants de seuil mesurés en régime continu à 25°C avant et après irradiations pour les diodes laser de 2 mm de long, issues de la filière GaInAsP/GaAs

La variation du courant de seuil mesurée à 25°C en fonction de la fluence reçue est présentée sur la figure 4-23. L'ajustement linéaire donne un facteur de dommage de $6.37 \pm 0.8 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{p}^+$. La marge d'erreur assez élevée est due à la disparité entre les deux composants irradiés à la plus forte fluence : l'un voit son courant de seuil augmenter de 27.7% alors que le courant de seuil du second augmente de 36.1%. Toutefois cette valeur de facteur de dommage est en bon accord avec celle calculée à partir des mesures de P-I impulsionnels après recuit, qui donnait $7.37 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{p}^+$. Les variations de rendement externes observées sont dans la marge d'erreur de la mesure ($\pm 5\%$), et ne sont donc pas significatives d'un impact des irradiations sur cette propriété du composant. Ces observations en régime continu confirment celles effectuées en régime impulsionnel. Elles confirment donc l'introduction de centres de recombinaisons non radiatives qui concurrencent les recombinaisons radiatives sous le seuil, mais ne peuvent concurrencer l'émission stimulée, dont le temps de vie caractéristique est beaucoup plus court.

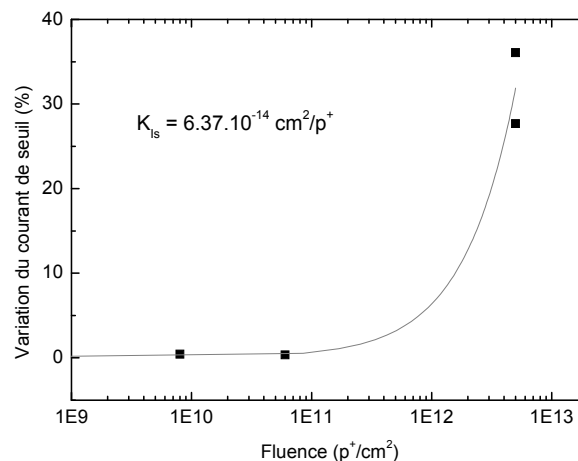


Figure 4-23: Evolution du courant de seuil calculé à partir de mesures P-I à 25°, en fonction de la fluence reçue par des composants GaInAsP/GaAs de 2 mm de long.

La tenue à la température est une caractéristique système importante des composants que nous étudions. La figure 4-24 présente les courants de seuil du composant (E) avant et après irradiations à $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, pour différentes températures, ainsi que les ajustements de température caractéristique. La température caractéristique de ce composant passe de 133.9 K avant irradiations à 117.7 K après, soit une diminution faible, de l'ordre de 12%. Les irradiations diminuent donc la tenue en température du courant de seuil de ces composants. Cet effet est sans doute dû à l'échauffement supplémentaire du composant provoqué par les recombinaisons non radiatives sous le seuil, qui sont plus fortes sur un composant irradié.

A partir de la variation du courant de seuil en fonction de la température, il est possible de déterminer l'évolution du facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la température. La figure 4-25 présente ces résultats pour les données présentées sur la figure 4-24. Nous constatons alors que le facteur de dommage augmente quasi linéairement avec la température de fonctionnement, avec une pente de l'ordre de $2.7 \text{ cm}^2/\text{p}^+ \cdot ^\circ\text{C}$. En pratique, cela signifie qu'en environnement radiatif, il sera intéressant de faire fonctionner ces composants à basse température. D'une part, cela améliorerait les performances du composant, et d'autre part, la dépendance du courant de seuil vis-à-vis des irradiations serait diminuée.

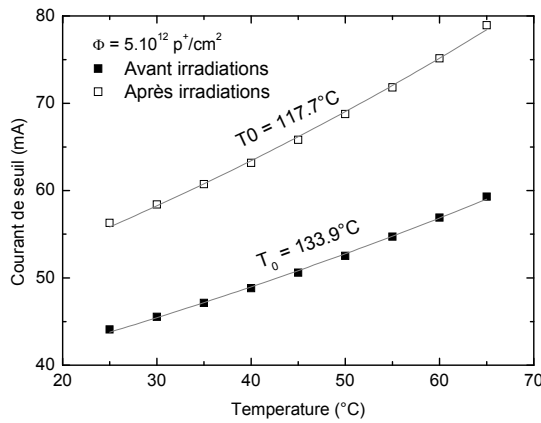


Figure 4-24: Variation du courant de seuil avec la température avant et après irradiations pour un composant GaInAsP/GaAs de 2 mm de long

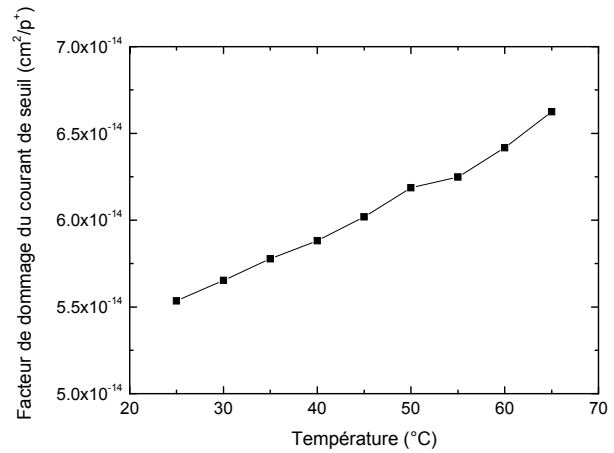


Figure 4-25: Variation du facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la température de fonctionnement déduit de la Figure 4-24

d) Bruit d'amplitude

Nous avons vu que parmi les fluences utilisées, celle à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ permet de générer le plus de dommage dans le composant, tout en le laissant opérer normalement. Les résultats présentés dans cette partie se focalisent donc sur un composant irradié à cette fluence, le (E). Des mesures de bruit d'amplitude ont été réalisées pour différents courants d'injection au-dessus du seuil, ce qui permet de décrire la relation entre fréquence de résonance et courant d'injection. La figure 4-26 présente la variation du carré de la fréquence de résonance en fonction du courant d'injection. Cette figure présente également les ajustements linéaires déduits de ces données expérimentales. Les ajustements linéaires de ces deux séries de données permettent de calculer les paramètres suivants à partir de l'équation :

$$\frac{f_R}{\sqrt{I}}(\text{avant}) = 0.242 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mA}}, \quad I_s(\text{avant}) = 46.66 \text{ mA}$$

$$\frac{f_R}{\sqrt{I}}(\text{après}) = 0.241 \text{ GHz}/\sqrt{\text{mA}}, \quad I_s(\text{après}) = 59.86 \text{ mA}$$

Nous constatons donc que le ratio $f_R/\sqrt{I}$ n'est pas affecté par les irradiations, ce qui implique que les propriétés dynamiques de cette famille de composants ne sont pas modifiées par les irradiations. Notamment, le gain différentiel dg/dN n'est pas affecté par les irradiations, ce qui confirme les observations obtenues par les mesures de gain (g_0 inchangé dans la relation $g(I)$). La variation de courant de seuil mesurée par cette méthode est de 28.3%, en très bon accord avec les données obtenues par les mesures de type P-I en continu, qui donnent une variation de 27.7%.

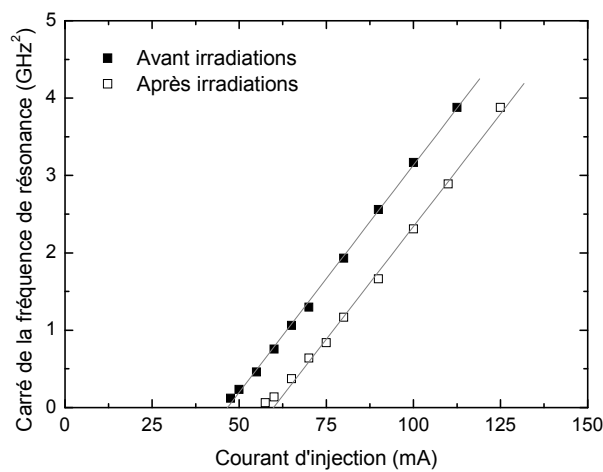


Figure 4-26: Variation du carré de la fréquence de résonance avec le courant d'injection, avant (carrés pleins) et après irradiations (carrés ouverts).

e) Conclusion

Nous avons mené une étude de l'impact d'une irradiation protons sur des structures laser de type « Al-free » émettant à 852 nm et conçues pour le pompage d'horloges atomiques embarquées. Cette étude a été menée en utilisant des protons de 30 MeV à des fluences représentatives de missions de type Galileo. Cette première étude nous a permis de démontrer la bonne résistance des diodes laser étudiées face à ce type d'irradiation. Si l'on se place dans le contexte d'une mission de type Galileo, dont la fluence équivalente en protons de 31 MeV est de l'ordre de $3.10^{11} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, ces composants subiront une augmentation de 2% du courant de seuil et de 20% pour le courant de saturation, ce qui reste tout à fait acceptable.

L'ensemble des techniques de caractérisation que nous avons mises en œuvre montrent que les radiations n'induisent que des défauts limités impactant uniquement le temps de vie des

porteurs. Les effets sur le composant sont donc limités à ceux observables sous le seuil laser, et n'ont pas d'influence sur les propriétés système du composant au-dessus du seuil.

4 Irradiations électrons

Afin de compléter les données fournies par les irradiations aux protons, deux diodes laser à rubans de 4 μm de large de la filière GaInAsP/GaAs de 2 mm de long, et un jeu d'échantillons dédiés à la photoluminescence ont été irradiés avec des électrons de 1 MeV à l'ONERA de Toulouse. Les irradiations ont été réalisées dans un générateur de type Van de Graff. L'axe des irradiations était perpendiculaire au plan des couches, les diodes lasers étant en configuration circuit ouvert, soit des conditions similaires aux irradiations protons.

4.1 Conditions d'irradiation et composants irradiés

Les fluences ont été choisies à partir des modélisations OMERE qui permettent de déterminer le flux équivalent d'électrons de 1 MeV pour une mission de type Galileo. L'évolution de cette fluence équivalente en fonction de l'épaisseur de blindage d'aluminium est présentée sur la figure 4-27. Pour une épaisseur standard de 2.5 mm de blindage, la fluence équivalente est d'environ $4.10^{13} \text{ e}^-/\text{cm}^2$. Afin d'étudier un cas extrême, nous avons choisi les fluences 10^{14} , 10^{15} et $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ pour irradier nos composants.

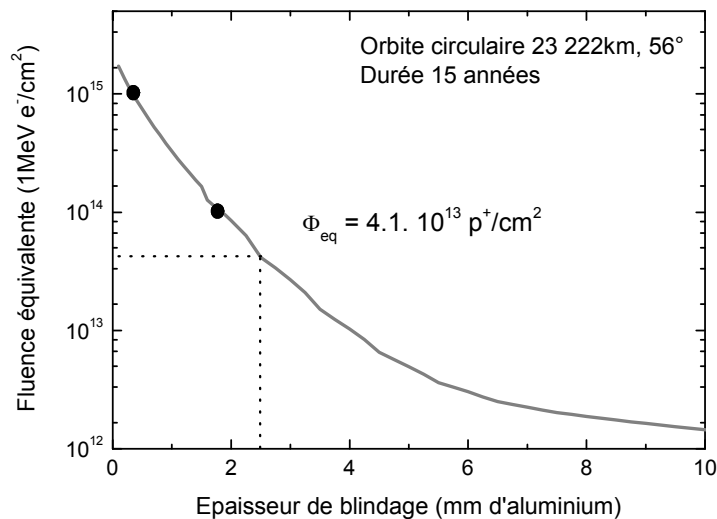
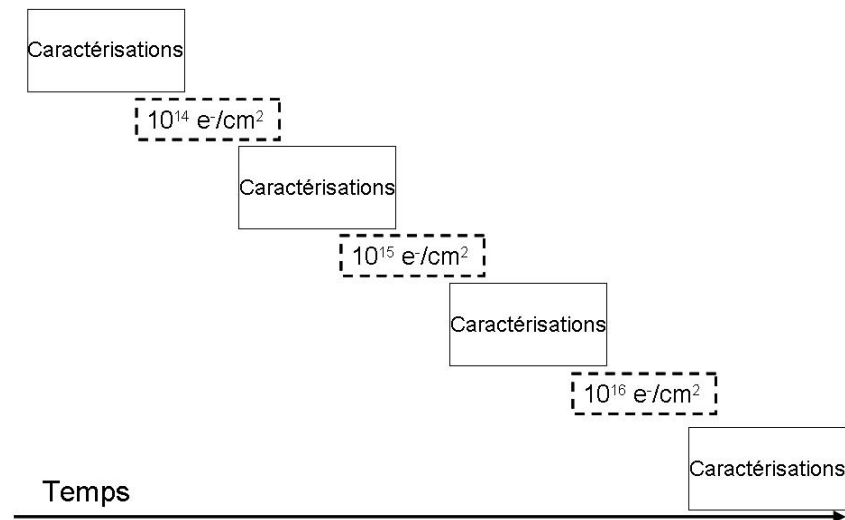


Figure 4-27: Fluence équivalente à une mission Galileo en électrons de 1 MeV, reçue par un composant en fonction de l'épaisseur de blindage d'aluminium

Contrairement aux irradiations protons, pour les électrons, nous avons procédé à des irradiations cumulatives. Ce choix permet, d'une part, de limiter le nombre d'échantillons et d'autre part, d'éviter les problèmes d'inhomogénéité dans un lot de composants. Son principal désavantage

tient au temps limité alloué pour réaliser les caractérisations entre deux irradiations, et à l'impossibilité de comparer le même jour deux échantillons irradiés à deux doses différentes.

La séquence expérimentale définie pour caractériser et irradier successivement les échantillons peut se schématiser comme suit :



4.2 Matériau (PL/TRPL plaques Thalès)

L'analyse des mesures de luminescence continue a été effectuée selon les mêmes principes que pour les irradiations aux protons. Les facteurs de dommage de photoluminescence et de temps de vie des porteurs obtenus pour ces irradiations aux électrons sont donnés dans le tableau 4-8.

Echantillons	τ_0 (ps)	K_{PL} (cm ² /e ⁻)	K_τ (cm ² /e ⁻)
GaInP dopé P	36.4	$6.5 \cdot 10^{-16}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
GaInP dopé N	142	$3.6 \cdot 10^{-16}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$
AlGaInP dopé P	32.2	$1.5 \cdot 10^{-16}$	$4.7 \cdot 10^{-6}$
AlGaInP dopé N	420	$2.9 \cdot 10^{-16}$	$6.9 \cdot 10^{-7}$
PQ GaInAsP / 405nm	> 4500	$7000 \cdot 10^{-16}$	$< 1.6 \cdot 10^{-4}$
PQ GaInAsP / 808nm	> 4500	$268 \cdot 10^{-16}$	$< 5.9 \cdot 10^{-7}$

Tableau 4-8: Facteurs de dommage de photoluminescence et du temps de vie des porteurs pour les différents échantillons.

Les conclusions tirées de K_τ sont similaires à celles issues des irradiations aux protons :

- à dopants fixés, la luminescence du GaInP est plus sensible aux irradiations que l'AlGaInP ;
- pour un alliage donné, les matériaux dopés P sont plus impactés que ceux dopés N ;

- le facteur de dommage du temps de vie des porteurs mesurés pour le puits quantique pompé à 808 nm est du même ordre de grandeur que celui des couches massives et est même le plus faible mesuré.

Dans le but de confirmer les valeurs des facteurs de dommage du temps de vie des porteurs, des mesures de photoluminescence résolue en temps ont pu être réalisées après irradiations à $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$. Les temps de vie mesurés avant et après irradiations, ainsi que les facteurs de dommages déduits sont présentés dans le tableau 4-9. Ces valeurs sont à comparer à celles obtenues par les mesures de photoluminescence continues présentées dans le tableau 4-8 et reprises ici afin de faciliter la comparaison.

Echantillons	τ_0 (ps)	τ_Φ (ps)	$K_\tau (\text{cm}^2/\text{e}^-)$ TR PL	$K_\tau (\text{cm}^2/\text{e}^-)$ CW PL
GaInP dopé P	36.4	17.2	$3.1 \cdot 10^{-6}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$
GaInP dopé N	142	97.2	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$
AlGaInP dopé P	32.2	21.1	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$4.7 \cdot 10^{-6}$
AlGaInP dopé N	420	84.9	$9.4 \cdot 10^{-7}$	$6.9 \cdot 10^{-7}$
PQ GaInAsP / 405nm	> 4500	124	$[7.8-8.1] \cdot 10^{-7}$	$< 1.6 \cdot 10^{-4}$
PQ GaInAsP / 808nm	> 4500	1400	$[5-7] \cdot 10^{-8}$	$< 5.9 \cdot 10^{-7}$

Tableau 4-9: Temps de vie des porteurs dans les différents alliages avant et après irradiation à $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$, ainsi que les facteurs de dommage du temps de vie des porteurs directement déduits de ces mesures et ceux des mesures de photoluminescence continues

Ces mesures de temps de vie confirment que pour un alliage donné, les matériaux dopés P sont plus sensibles aux irradiations que ceux dopés N. Elles confirment également la bonne tenue aux irradiations du temps de vie des porteurs dans le puits quantique, notamment lorsqu'il est pompé à 808 nm, puisque le facteur de dommage est alors au maximum du même ordre de grandeur que dans les couches massives. En revanche, d'après les résultats de photoluminescence résolue en temps, à dopage donné, le GaInP n'est pas plus sensible que l'AlGaInP, comme l'indiquent les résultats de photoluminescence continue. Le calcul de K_τ à partir des intensités de photoluminescence continue permet de mieux apprécier la sensibilité aux irradiations des matériaux que la seule intensité de photoluminescence, mais ce paramètre reste sensible à des effets autres que le temps de vie, sans doute liés à la géométrie des échantillons utilisés (épaisseur des couches, diffusion des porteurs vers les interfaces...).

4.3 Composants (Ridge & Large Thalès)

a) Propriétés optiques

Le courant de seuil des diodes laser à 25°C a été mesuré à la fois en régime continu et en régime impulsionnel. Le montage expérimental utilisé est le même que pour les mesures des composants irradiés avec des protons.

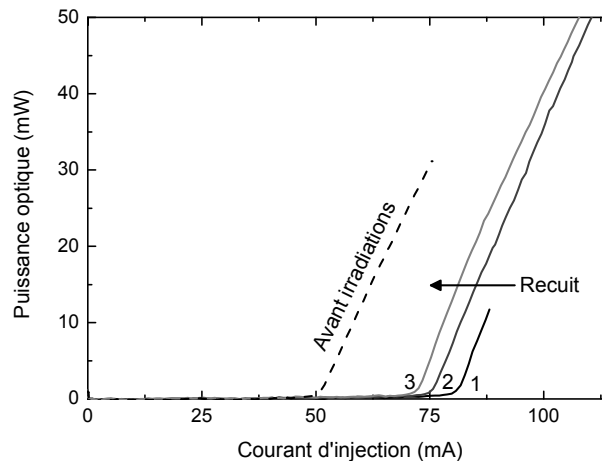


Figure 4-28: Caractéristiques P-I en régime impulsionnel avant irradiation (pointillés), trois mesures consécutives après irradiation à $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ (lignes numérotées).

Les effets de recuit sous injection de porteurs sont observés, non en suivant l'évolution de la puissance optique dans le temps, mais en réalisant des mesures P-I en régime impulsionnel consécutives. La figure 4-28 présente le P-I impulsionnel avant irradiations ainsi que 3 P-I consécutifs réalisés juste après irradiations à $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$. Comme attendu d'après la littérature et d'après les résultats sur les irradiations protons, une augmentation du courant de seuil est observée alors que le rendement externe demeure essentiellement inchangé. L'explication de ce phénomène est la même que pour les protons, puisque dans ces deux cas, les irradiations introduisent des défauts de déplacement qui se comportent comme des centres de recombinaisons non radiatives dans le composant.

Le courant de seuil mesuré pour chacune des trois caractéristiques après irradiation diminue à chaque mesure sous l'effet du recuit sous injection de porteurs qui opère pendant la mesure elle-même. La première mesure conduit à une augmentation du courant de seuil de 60%, la deuxième de 50%, et la troisième de 40%. Le phénomène de recuit durant la mesure est confirmé par la légère augmentation du rendement externe après irradiation. En effet, si le

courant de seuil diminue pendant la mesure, la puissance optique émise à un courant donné augmente.

Nous avons ensuite réalisé un recuit en régime continu. Après plusieurs heures de fonctionnement, le courant de seuil du composant se stabilise à une valeur supérieure de 5% à sa valeur initiale. La figure 4-29 synthétise l'ensemble des mesures de courant de seuil réalisées pendant cette étude sur l'impact des électrons sur les diodes laser. On observe qu'après chaque fluence un effet de recuit sous injection de porteurs est mis en évidence, de même qu'une stabilisation de cette valeur après un certain temps de recuit apparaît. L'impact des irradiations électrons et protons produit les mêmes effets sur les caractéristiques P-I, il est donc logique que le fait de polariser le composant après irradiation conduit au même phénomène de guérison de défauts par REDR.

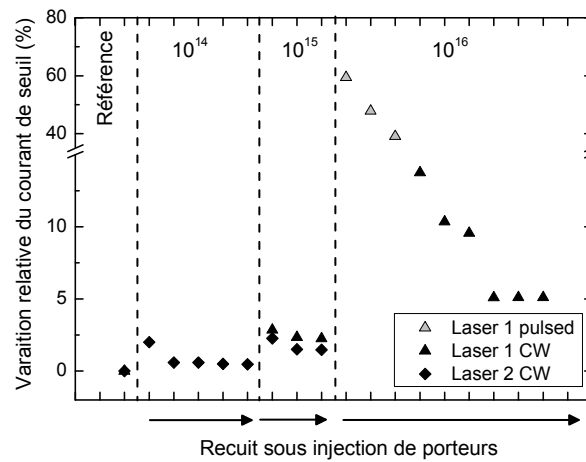


Figure 4-29: Représentation chronologique de la variation du courant de seuil pour chaque fluence, et pour mesure P-I effectuée. Données obtenues sur des diodes de la filière GaInAsP/GaAs de 2 mm de long

Afin d'évaluer le facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la fluence d'électrons de 1 MeV reçue, l'évolution du courant de seuil après recuit sous injection de porteurs en fonction de la fluence est tracée, comme le montre la figure 4-30. De cette évolution, on détermine un facteur de dommage du courant de seuil :

$$K_{Is} = 5.2.10^{-18} \text{ cm}^2/\text{e}^-$$

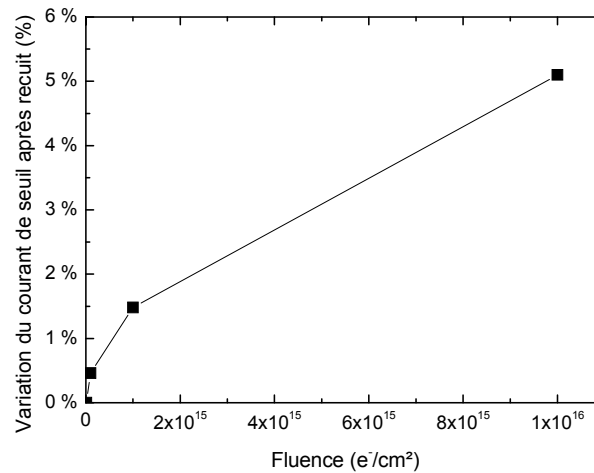


Figure 4-30: Evolution de la variation du courant de seuil après recuit en fonction de la fluence d'électrons de 1 MeV reçue.

Afin de remonter au temps de vie non radiatif des porteurs, la méthodologie développée au chapitre 3.3b)ii) a été appliquée à partir de la variation de courant de seuil juste après irradiation à la plus forte fluence. Le facteur de dommage du temps de vie des porteurs est alors estimé à $K_{\tau} = 5.28 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 / \text{e}^{-} \cdot \text{s}$, ce qui donne une gamme de temps de vie non radiatif après irradiation à la plus forte fluence et avant recuit sous injection de porteurs :

$$\tau_{NR} \in [1.33; 1.89 \text{ ns}]$$

Nous constatons que la gamme de temps de vie non radiatifs estimée après irradiation inclut le temps de vie des porteurs mesuré en photoluminescence résolue en temps (pompe à 808 nm) : 1.4 ns. Ce très bon accord permet de valider la démarche suivie pour estimer le temps de vie non radiatif à partir de l'augmentation du courant de seuil, et donc de valider les hypothèses émises avant ce calcul.

En appliquant cette méthode aux courants de seuil mesurés après recuit sous injection de porteurs, on montre que le temps de vie non radiatif après recuit est supérieur à 3.8 ns. Cette valeur très proche de la valeur initiale mesurée en photoluminescence résolue en temps ($> 4.5 \text{ ns}$), montre que la majorité des défauts générés lors des irradiations électrons ont été guéris par REDR. Ceci est en accord avec la faible augmentation du courant de seuil après recuit sous injection de porteurs, de 5%.

b) Propriétés électriques

Afin de compléter ces mesures optiques, nous avons procédé à des mesures V-I bas niveau sur le composant ayant reçu la plus forte fluence ($10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$). Les caractéristiques obtenues avant irradiations, juste après irradiations et après recuit ont été analysées, comme pour les protons, c'est-à-dire en les modélisant par un modèle simple d'une diode en série avec une résistance.

Le facteur d'idéalité de la diode est proche de 2 pour chacune des mesures, signifiant que le courant est dominé par les recombinaisons non radiatives. Le principal effet des irradiations est une augmentation du courant de saturation de la diode, puis une diminution avec le recuit, comme le montre la figure 4-31, et comme nous l'avons déjà observé suite aux irradiations protons.

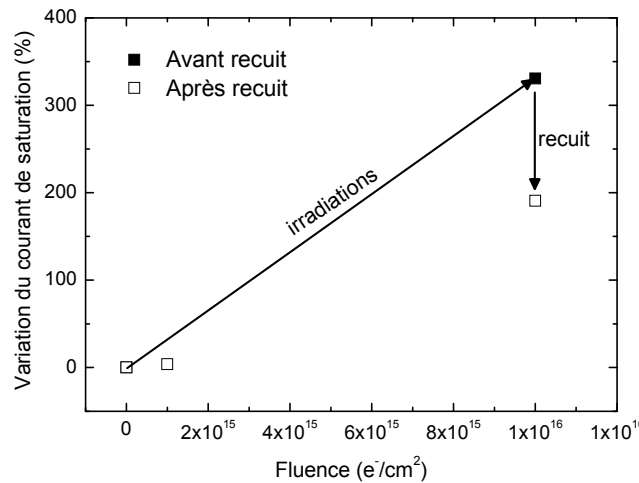


Figure 4-31: Variation du courant de saturation de la diode laser juste après irradiation à $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ et après recuit sous injection de porteurs

Cette augmentation du courant de saturation avec les irradiations alors que le facteur d'idéalité est peu modifié est significatif de l'introduction de centres de recombinaison non radiatifs qui modifient le temps de vie des porteurs dans le composant ^{9, 89}. A partir de la définition du facteur de dommage du courant de saturation, on calcule ces facteurs avant et après recuit :

$$K_{Isat}(\text{avant recuit}) = 3.3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{e}^-$$

$$K_{Isat}(\text{après recuit}) = 1.9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{e}^-$$

Comme dans le cas des irradiations protons, le facteur de dommage du courant de saturation est environ de deux ordres de grandeurs plus élevés que celui du courant de seuil. Ceci confirme bien que les dégradations générées par électrons et protons sont équivalentes en termes de types de défauts générés.

c) Propriétés dynamiques

Des mesures de bruits d'amplitude ont été menées avant et après irradiation et recuit. A partir de ces mesures, l'évolution du paramètre $f_R/\sqrt{I}$ en fonction de la fluence a été suivie, comme le représente la figure 4-32. Lors de cette série de mesures, la marge d'erreur sur le paramètre $f_R/\sqrt{I}$ est de 5%. Par conséquent, les variations mesurées ne sont pas significatives d'un impact des irradiations sur les propriétés dynamiques des diodes laser.

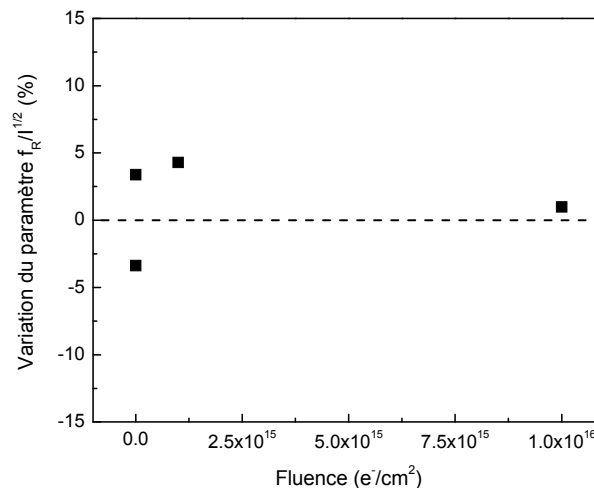


Figure 4-32: Evolution du paramètre $f_R/\sqrt{I}$ en fonction de la fluence d'électrons de 1 MeV reçue.

Les résultats des irradiations aux électrons sur les propriétés dynamiques des diodes laser sont identiques aux résultats protons, soit une stabilité des propriétés dynamiques en environnement radiatif, due au fait que les défauts générés ne réduisent pas assez le temps de vie non radiatif pour concurrencer l'émission stimulée.

4.4 Conclusion

Tout comme les protons, les électrons génèrent des défauts de déplacement qui agissent comme des centres de recombinaisons non radiatives. L'impact sur les matériaux constitutifs d'une diode laser est une diminution du temps de vie non radiatif des porteurs. Par conséquent la mesure la plus adaptée pour évaluer l'impact des irradiations est celle du temps de vie des porteurs, avant et après irradiation. Cette mesure a été rendue possible à partir du modèle gain, appliquée à l'augmentation du courant de seuil. Toutefois, sans le modèle de gain, les variations de paramètres, tels que le courant de seuil et le courant de saturation, permettent d'évaluer la variation du temps de vie des porteurs mais pas de la quantifier.

Du point de vue des applications spatiales pour ces composants, nous constatons que pour une fluence 100 fois supérieure à la fluence équivalente mission ($10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$), dans un cas extrême d'irradiation (composants en configuration circuit ouvert pendant irradiation), les performances du composant sont peu dégradées, puisque le courant de seuil n'augmente que de 5% après recuit et que les propriétés au-dessus du seuil sont inchangées. Le paramètre le plus impacté, et donc l'indicateur précurseur d'une dégradation du composant, est le courant de saturation. Toutefois, celui-ci ne rentre pas réellement en compte dans l'appréciation des performances des composants, puisqu'il est mesuré à très bas niveau d'injection, loin du régime de fonctionnement souhaité de ces composants. En revanche, il constitue certainement un bon traceur de la dégradation du composant.

5 « Équivalence » électrons / protons

A partir de nos données sur le comportement de diodes laser GaInAsP sous irradiations électroniques et protoniques, il serait intéressant de dériver une « équivalence » électrons/protons. Cette équivalence sera « entre guillemets » car elle correspond à une « équivalence » des effets observés sur les performances mesurées et non pas une équivalence sur les types de défauts générés dans le matériau cible. En effet, les électrons de 1 MeV génèrent uniquement des défauts ponctuels, alors que les protons de 31 MeV génèrent en plus des défauts ponctuels des agrégats de défauts. L'équivalence déduite de cette étude, porte dnc uniquement sur les paramètres mesurés et pas sur la typologie des défauts générés. Ces différentes typologies pouvant avoir des conséquences différentes sur d'autres propriétés que celles étudiées ici.

L'équivalence ainsi obtenue en termes de dégradation des performances permettrait de réduire les tests de composants à une seule irradiation, de préférence électronique. Cette réduction présente deux intérêts principaux : d'une part, les installations pour les irradiations électroniques sont plus légères, et d'autre part, les électrons n'activent pas les matériaux, ce qui permet de réduire le laps de temps entre irradiation et caractérisation. Une étude de Bourgoïn et al ³³ a exposé cette problématique dans le cas de VCSEL GaAs-AlGaAs, d'un point de vue plus théorique. Dans cette partie, nous allons étudier cette équivalence entre électrons de 1 MeV et protons de 31 MeV du point de vue des propriétés électriques et optiques.

5.1 Validité de l'équivalence

Cette équivalence entre irradiations électrons et protons est possible si ces deux irradiations produisent des défauts stables similaires dans le matériau. Il a été montré que l'énergie de seuil des électrons dans le GaAs est aux alentours de 400 keV, selon les défauts considérés ⁹⁰. Les électrons de 1 MeV de notre étude sont donc suffisamment énergétiques pour générer des défauts de déplacement stables dans le GaAs. Plusieurs études montrent que les défauts de déplacement recombinant de type E2, E3, E4 et E5 ainsi que P1, P2 et P3 peuvent être introduits par une irradiation sous électrons de 1 MeV ^{91, 92}. Dans l'alliage InP, les énergies de seuil sont également inférieures à 1 MeV ⁹³. Dans le cas de nos alliages GaInAsP, l'utilisation d'électrons de 1 MeV permet donc de nous assurer la génération de défauts stables lors de l'irradiation.

Toutefois, il faut tenir compte du fait que les défauts de déplacement générés ont des énergies d'activation plus ou moins élevées selon le type de défaut. Certains types de défauts seront alors plus facilement recuits et peuvent être considérés comme instables. Il est alors important lors de l'équivalence de ne comparer que les défauts stables générés, c'est-à-dire, n'effectuer l'équivalence qu'après une phase de recuit. Les échantillons de photoluminescence n'étant pas recuits, il ne nous paraît pas opportun de comparer les résultats électrons et protons sur ces échantillons.

5.2 Courants de saturation et de seuil

Afin de dériver une équivalence électrons / protons, les facteurs de dommage des courants de saturation avant et après recuit et du courant de seuil après recuit obtenus pour les électrons et les protons sont repris dans le tableau 4-10. La dernière ligne intègre les facteurs de dommage du temps de vie des porteurs déduits des augmentations des courants de seuil. Ce tableau donne également pour chaque catégorie de facteur de dommage le ratio entre électrons et protons.

	Electrons 1 MeV $\Phi_{\max} = 10^{16}$	Protons 31 MeV $\Phi_{\max} = 5.10^{12}$	K(e⁻)/K(p⁺)
K_{Isat}	$1.9. 10^{-16}$	$0.69. 10^{-12}$	$2.75. 10^{-4}$
K_{Is}	$5.2. 10^{-18}$	$6.37. 10^{-14}$	$0.81. 10^{-4}$
K_{τ}	$0.41. 10^{-8}$	$0.54. 10^{-4}$	$0.76. 10^{-4}$

Tableau 4-10: Récapitulatif des différents facteurs de dommage calculés pour les électrons et les protons, ainsi que les ratios entre facteurs de dommage des électrons et des protons

On constate que l'équivalence électrons/protons change selon le régime d'injection considéré : de l'ordre de $0.8 \cdot 10^{-4}$ au seuil, et de l'ordre de $2.75 \cdot 10^{-4}$ à bas niveau d'injection, mais ces valeurs restent dans le même ordre de grandeur, dans la gamme $[0.75 ; 3 \cdot 10^{-4}]$.

5.3 Conclusion

L'équivalence électron/proton dérivée des mesures sur les diodes laser donne pour des fluences de $10^{16} \text{ e}^-/\text{cm}^2$ et $5 \cdot 10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$, une relation :

$$1 \text{ e}^- (1 \text{ MeV}) \approx [0.75 - 3] \cdot 10^{-4} \cdot p^+ (30 \text{ MeV})$$

L'incertitude dépend du facteur de dommage considéré : courant de saturation ou de seuil.

Les résultats de photoluminescence donnent, selon le matériau considéré, une équivalence de la forme :

$$1 \text{ e}^- (1 \text{ MeV}) \approx [3 - 15] \cdot 10^{-4} \cdot p^+ (30 \text{ MeV})$$

Le niveau d'injection des porteurs dans la structure étudiée n'a pas d'impact sur l'équivalence, ce qui est cohérent avec l'hypothèse que les défauts générés sont du même type, que l'on considère les irradiations aux électrons ou aux protons. Donc à niveau d'injection donné, les dégradations observées seront identiques.

Il est intéressant de comparer ces données aux données théoriques fournies par les travaux de Jabbour et al³³, qui montrent que :

$$\Phi(p^+) = 9 \cdot 10^{-2} \cdot E_{nl} \cdot \Phi(e^-, 1 \text{ MeV}) \quad (4-7)$$

Où E_{nl} est l'énergie perdue en collisions atomiques par unité de longueur par un proton incident. Cette énergie dépend donc de l'énergie du proton incident. $\Phi(p^+)$ est la fluence de protons considérés, $\Phi(e^-, 1 \text{ MeV})$ est la fluence équivalente en électrons de 1 MeV. Ces travaux donnent la valeur de E_{nl} pour des protons de 1 MeV dans le GaAs : $4.8 \cdot 10^5 \text{ eV/cm}$. A partir du NIEL dans le GaAs, cette valeur est convertie pour des protons de 30 MeV, ce qui donne :

$$E_{nl}(30 \text{ MeV}) = 2.22 \cdot 10^{-4} \text{ eV/cm}$$

Cette valeur conduit alors, via l'équation (4-7) à l'équivalence théorique suivante :

$$\Phi(p^+, 30 \text{ MeV}) = 2000 \cdot \Phi(e^-, 1 \text{ MeV}) \quad (4-8.a)$$

$$\Phi(e^-, 1 \text{ MeV}) = 5 \cdot 10^{-4} \cdot \Phi(p^+, 30 \text{ MeV}) \quad (4-8.b)$$

Cette équivalence théorique est légèrement supérieure, d'un facteur 2-3, aux valeurs dérivées pour les diodes laser. Une étude sur les puits quantiques GaAs dans les cellules solaires montre un écart d'un facteur 7 entre équivalence électrons/protons théorique et expérimentale⁶⁸. Cet écart est alors expliqué par la différence des fonctions d'onde des défauts situés dans du GaAs

massif (cas théorique) ou dans un puits quantique GaAs (cas expérimental). En effet, les barrières de potentiel du puits quantique modifient les fonctions d'onde des défauts ⁹⁴.

6 Influence des pertes de la cavité

Ayant à disposition des composants de la famille GaInAsP/GaAs de longueurs différentes, nous avons pu mener une étude visant à confirmer les travaux théoriques de Gilard ⁹⁵ montrant que le facteur de dommage des diodes laser diminue avec une augmentation des pertes de la cavité. Cette étude s'est concentrée sur les courants de seuil mesurés en régime impulsionnel, avant et après recuit sous injection de porteurs. Les composants de 2 mm de long présentent des pertes de cavités de l'ordre de 7.15 cm^{-1} , alors que celles de ceux de 0.6 mm sont de l'ordre de 20.6 cm^{-1} . La figure 4-33 et la figure 4-34 présentent les évolutions des courants de seuil avec la fluence, avant et après recuit sous injection de porteurs, respectivement pour les diodes de 2 et 0.6 mm de long. Les facteurs de dommage du courant de seuil calculés à partir de ces quatre évolutions sont donnés dans le tableau 4-11.

	0.6 mm de long	2 mm de long
Avant recuit	$200.10^{-15} \text{ cm}^2/\text{p}^+$	$440.10^{-15} \text{ cm}^2/\text{p}^+$
Après recuit	$43.10^{-15} \text{ cm}^2/\text{p}^+$	$70.10^{-15} \text{ cm}^2/\text{p}^+$

Tableau 4-11: Facteurs de dommage du courant de seuil avant et après recuit pour les diodes laser GaInAsP/GaAs de 0.6 et 2 mm de long

On constate, comme prévu par Gilard ⁹⁵, que dans les deux cas, avant ou après recuit sous injection de porteurs, le facteur de dommage du courant de seuil est plus faible pour les composants de cavités plus courtes, c'est-à-dire pour les composants ayant les pertes de cavités les plus élevées. Dans ce cas précis, la réduction du facteur de dommage est de l'ordre de 40% après recuit pour une augmentation des pertes de 185%.

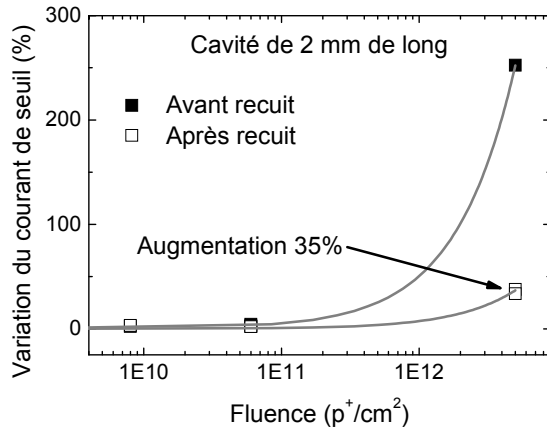


Figure 4-33: Evolution du courant de seuil mesuré en régime impulsif en fonction de la fluence, avant et après recuit sous injection de porteurs pour les diodes de 2 mm de long.

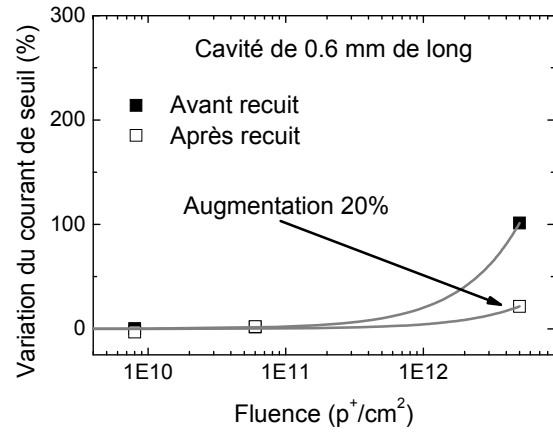


Figure 4-34: Evolution du courant de seuil mesuré en régime impulsif en fonction de la fluence, avant et après recuit sous injection de porteurs pour les diodes de 0.6 mm de long.

L'explication donnée pour cette plus grande résistance aux irradiations des cavités courtes est que l'augmentation des pertes se traduit par une augmentation de la densité de porteurs au seuil. Une telle augmentation implique une diminution du temps de vie des porteurs au seuil. Or nous avons vu que le facteur de dommage du courant de seuil est proportionnel au temps de vie initial des porteurs, et par conséquent plus celui-ci est faible, plus le courant de seuil est résistant aux irradiations.

Nous avons mené une étude similaire sur l'impact de cette augmentation des pertes de la cavité sur les propriétés électriques, et plus particulièrement sur le courant de saturation. Les facteurs de dommage du courant de saturation obtenus avant et après recuit sous injection de porteurs pour les diodes de 0.6 et 2 mm de long sont reportés dans le tableau 4-12.

	0.6 mm de long	2 mm de long
Avant recuit	$2.1 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{p}^+$	$1.2 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{p}^+$
Après recuit	$1.3 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{p}^+$	$0.7 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{p}^+$

Tableau 4-12: Facteurs de dommage du courant de saturation avant et après recuit pour les diodes laser GaInAsP/GaAs de 0.6 et 2 mm de long

L'augmentation des pertes de la cavité a donc un effet inverse à celui observé sur le courant de seuil : une augmentation de 85% du courant de saturation est mesurée après recuit.

Augmenter les pertes de la cavité est donc une solution pour durcir le courant de seuil du composant face à un environnement radiatif, toutefois, cela se fait au détriment d'autres propriétés de la diode laser, comme la puissance. Cependant, les modifications de sensibilité observées sur les courants de saturation laissent douter de la pertinence de cette approche. Il pourrait notamment être intéressant de regarder l'impact de cette hausse du courant de saturation sur la fiabilité du composant au cours de « lifetest ».

7 Influence de la dimensionnalité

Nous avons vu que la surface active du composant est un paramètre qui peut influencer sur sa tenue aux irradiations. Un autre paramètre qui pourrait avoir un effet sur la tenue aux irradiations des diodes laser est la dimensionnalité de la zone active. Il a été montré que les diodes laser à puits quantiques sont moins sensibles aux irradiations que les diodes laser massives, il est donc intéressant de regarder la tenue aux irradiations de diodes laser à boîtes (ou à îlots) quantiques. Il a été montré que la luminescence de boîtes quantiques est plus résistante aux irradiations que les puits quantiques de plusieurs ordres de grandeur ⁶⁰, alors que le courant de seuil de diodes laser à puits quantiques est deux fois plus sensible que celui de diodes à boîtes quantiques pour des diodes laser émettant à 1.15 μm ⁸⁶.

Dans le cadre des irradiations protons, des composants très proches d'un point de vue technologique des diodes laser GaInNAs/InP ont été irradiés dans les mêmes conditions. Il s'agit de diodes laser à îlots quantiques InAs/InP. Ces diodes laser sont issues des mêmes procédés technologiques à rubans enterrés sur substrat InP et leurs surfaces de ruban sont très semblables à celles des diodes InGaAsN sur InP. Les résultats obtenus dans les deux filières sont donc directement comparables. Cette étude se décompose en deux parties. Tout d'abord nous regarderons l'influence de la dimensionnalité sur les facteurs de dommage des courants de saturation et de seuil à 25°C, puis le comportement en température après irradiation de ces deux familles de diodes laser.

7.1 Comportement à 25°C

Les évolutions en fonction de la fluence des courants de saturation et de seuil des diodes InAs/InP sont présentées sur la figure 4-35 et la figure 4-36, ainsi que les ajustements linéaires correspondants.

Les facteurs de dommage calculés par ces ajustements sont, avant recuit sous injection de porteurs :

$$K_{Isat} = 5.29.10^{-12} \text{ cm}^2 / p^+$$

$$K_{Is} = 2.87.10^{-13} \text{ cm}^2 / p^+$$

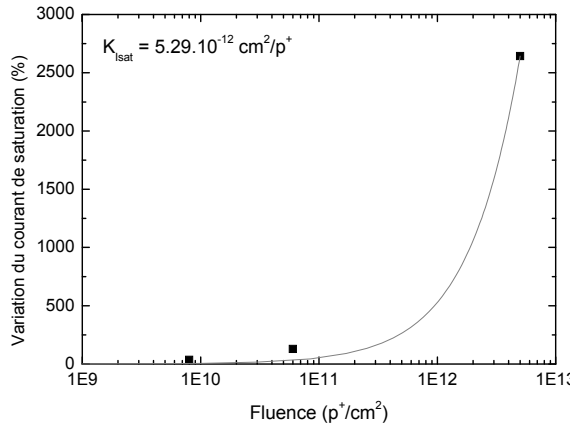


Figure 4-35: Variation du courant de saturation des diodes laser à îlots quantiques InAs/InP avant recuit sous injection de porteurs en fonction de la fluence reçue, ainsi que son ajustement linéaire

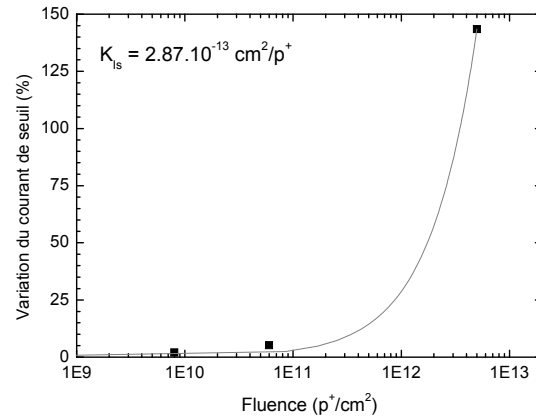


Figure 4-36: Variation du courant de seuil des diodes laser à îlots quantiques InAs/InP avant recuit sous injection de porteurs en fonction de la fluence reçue, ainsi que son ajustement linéaire

Nous avons vu que la surface active du composant, et donc sa densité de courant de seuil, modifie sa sensibilité aux irradiations. Par conséquent, les résultats obtenus sur ces composants peuvent être comparés à ceux de diodes laser GaInNAs/InP présentant des densités de courant de seuil ou une surface active similaires, et irradiées à une fluence comparable de $5.10^{12} p^+/cm^2$. Les composants à îlots quantiques ont une structure verticale un peu différente (îlots dans un puits quantique), ce qui fait que pour une surface équivalente, la densité de courant de seuil n'est pas la même que pour les diodes GaInNAs/InP. Les composants à îlots quantiques ont une longueur de $600 \mu m$ pour une largeur de ruban de $0.8 \mu m$, ce qui fait que leur densité de courant de seuil moyenne est aux alentours de 2 kA/cm^2 . Les facteurs de dommage de diodes à îlots quantiques vont donc être comparés à ceux de deux familles de diodes GaInNAs ($615 \times 1 \mu m^2$ (1) et $310 \times 1.5 \mu m^2$ (2)), qui présentent soit la surface active, soit la densité de courant de seuil la plus proche de celle des diodes InAs/InP. Le tableau 4-13 reprend les principaux paramètres de comparaison, que sont la surface active du composant, la densité de courant de seuil, et les facteurs de dommage avant recuit sous injection de porteurs des courants de saturation et de seuil.

	GaInNAs/InP (1)	GaInNAs/InP (2)	InAs/InP
Surface active (μm^2)	615 * 1	310*1.5	600*0.8
J_s (kA/cm^2)	≈ 1.3	≈ 2	≈ 2
K_{Isat} (cm^2/p^+)	$1.26 \cdot 10^{-11}$	$3.36 \cdot 10^{-11}$	$5.29 \cdot 10^{-12}$
K_{Is} (cm^2/p^+)	$5.65 \cdot 10^{-13}$	$5.82 \cdot 10^{-13}$	$2.87 \cdot 10^{-13}$

Tableau 4-13: Tableau comparatif des principales caractéristiques entre diodes laser à puits quantiques GaInNAs/InP et diodes laser à îlots quantiques InAs/InP

Pour ce qui touche davantage aux performances du composant, nous constatons que le facteur de dommage du courant de seuil des diodes laser InAs/InP, même s'il est du même ordre de grandeur que celui des laser GaInNAs/InP, est tout de même deux fois plus faible. Ce résultat est en accord avec celui donné par Bimberg & al ⁸⁶. Il indique que la dégradation du courant de seuil face aux irradiations ne résulte pas principalement des défauts générés dans le volume actif, mais surtout des défauts dans les matériaux entourant la zone active qui dégradent le taux d'arrivée des porteurs dans celle-ci. Ce constat est renforcé par l'observation du facteur de dommage portant sur le courant de saturation qui est un ordre de grandeur inférieur pour les îlots quantiques que pour les puits quantiques. Le courant de saturation est mesuré à très faible tension, lorsque l'essentiel des porteurs se recombinent dans la zone intrinsèque de basse énergie de bande interdite, c'est-à-dire dans les îlots et non dans les zones externes.

7.2 Comportement en température

L'impact des irradiations sur la température caractéristique de ces deux familles de composants a été étudié. Ces mesures de température se font après recuit sous injection de porteurs afin que ce phénomène ne perturbe pas les mesures qui demandent un temps d'acquisition relativement important.

Les courants de seuil mesurés pour la diode GaInNAs/InP avant et après irradiation à $5.10^{12} \text{ p}^+/\text{cm}^2$ sont représentés sur la figure 4-37, ainsi que les ajustements permettant de déterminer les températures caractéristiques. La température caractéristique a augmenté de 0.7% suite aux irradiations, ce qui reste dans la marge d'erreur de la mesure. A partir de ces données, l'évolution du facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la température est déterminée (figure 4-38). En fonction de la température de fonctionnement, le facteur de dommage est compris dans la gamme $[2 - 2.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{p}^+]$ et peut donc être considéré comme constant. La première conclusion est que l'évolution du courant de seuil de ces composants sous irradiation est relativement indépendante de leur température de fonctionnement. Par rapport

aux lasers GaInAsP/GaAs, cette différence de comportement peut être attribuée aux seuils très faibles de ces diodes laser, qui permettent de limiter l'échauffement du composant sous l'effet du courant injecté. L'augmentation du courant non-radiatif par les irradiations se traduit par une pénalité thermique très faible.

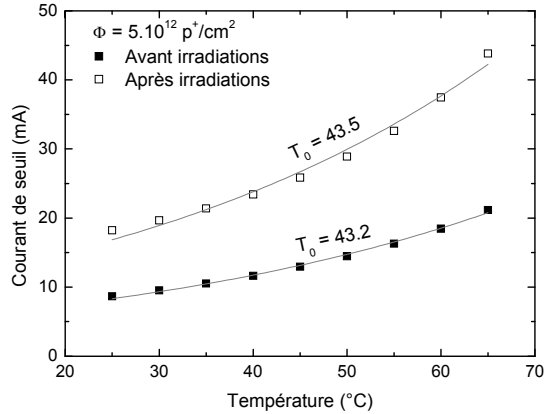


Figure 4-37: Variation du courant de seuil avec la température avant et après irradiations pour un composant GaInNAs/InP de 615*1 µm

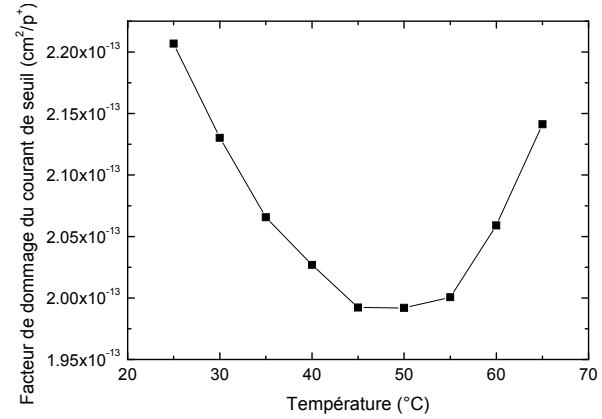


Figure 4-38: Variation du facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la température de fonctionnement déduit de la Figure 4-37

La même procédure a été suivie pour les diodes laser à îlots quantiques InAs/InP. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4-39 et la figure 4-40. Pour ces composants, la température caractéristique augmente de 6% après irradiation. Cette augmentation se traduit par une légère diminution du facteur de dommage du courant de seuil avec la température, de $1.42 \cdot 10^{-13}$ à $1.26 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2/\text{p}^+$ pour des températures allant de 25 à 65°C. Ces valeurs sont très largement dans la marge d'erreur de la mesure : nous pouvons considérer que sur des composants à seuil faible, l'irradiation n'induit pas de modification importante des effets thermiques.

Ce comportement est directement opposable à celui mesuré sur des composants limités thermiquement comme des VCSELs par exemple, où le principal impact des irradiations est la diminution de la puissance optique maximale à cause des effets thermiques induits par les défauts et non l'augmentation du courant de seuil ^{49, 50, 52, 96}.

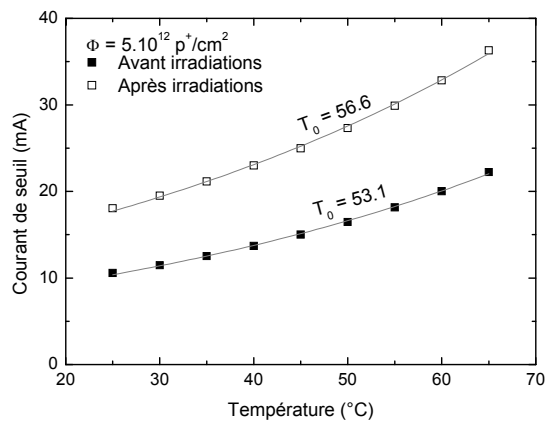


Figure 4-39: Variation du courant de seuil avec la température avant et après irradiations pour un composant à îlots quantiques InAs/InP

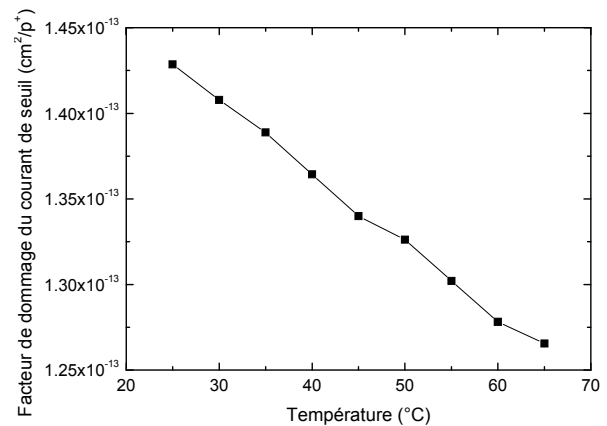


Figure 4-40: Variation du facteur de dommage du courant de seuil en fonction de la température de fonctionnement déduit de la Figure 4-39

8 Conclusion :

Nous avons appliqué les méthodes d'analyse dégagées dans le cadre de ma thèse à l'étude de l'impact d'un environnement spatial de type GALILEO sur plusieurs familles de composants : diodes laser sans aluminium émettant à 852 nm, diodes laser à 1.55μm à base d'alliage InGaAsN en tension, et diodes laser à base d'îlots quantiques sur InP. Nous avons pu montrer que pour l'ensemble des diodes laser étudiées, des conditions d'irradiation du type de celles attendues pour une mission GALILEO n'impacteront que très faiblement les performances des composants, et cela malgré des conditions d'irradiation défavorables.

Cette étude nous a permis de démontrer que l'impact des irradiations sur ces composants est limité à l'introduction de défauts recombinants dans les couches laser. Nous avons montré que ces défauts affectent principalement les propriétés électriques des diodes étudiées, et cela surtout à bas niveau de courant. Sous forte injection de porteurs, lorsque l'émission stimulée devient prépondérante dans le comportement du composant, les performances ne sont pas affectées par les défauts créés. Les propriétés « systèmes » des diodes laser ne sont pas touchées autrement que par une augmentation du courant de seuil, et, pour certaines familles, par une légère détérioration du comportement thermique du composant.

La comparaison de l'impact de radiations électrons et protons nous a permis de confirmer l'équivalence électrons/protons avancée par Bourgoïn & al dans le cadre de l'étude de

VCSELs³³ et de cellules solaires⁶⁸. Cette comparaison devra permettre de valider des composants de façon plus simple et souple en n'utilisant que des irradiations électroniques qui permettent une récupération immédiate des composants, sans avoir à attendre leur désactivation. Enfin, nous avons pu montrer que des pistes de conception existent pour durcir les diodes laser face aux radiations, soit en modifiant la géométrie des diodes, soit en utilisant des milieux actifs de basse dimensionnalité comme des îlots quantiques.

5 Conclusion et perspectives

L'objectif de cette thèse était de développer une méthodologie générale d'analyse d'une diode laser bien définie (composition et épaisseur des différentes couches). Cette méthodologie devait être suffisamment générale pour permettre de rendre compte des différents types de diodes laser existant actuellement, et devait pouvoir être appliquée à l'étude de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur ces composants, en vue d'élaborer une approche générique de validation de diodes laser pour les applications spatiales.

Dans un premier temps, les mécanismes d'interaction particules/matière et les méthodologies d'étude de l'impact des radiations sur les composants ont été étudiés. Nous avons notamment dégagé les hypothèses permettant de réduire l'étude de l'impact de l'environnement radiatif spatial complexe à des études réalisées après irradiation par un faisceau « simple » de mono-particules mono-énergétiques. Une étude bibliographique nous a permis de constater que si l'impact des radiations sur les diodes laser a été déjà étudié, la plupart porte sur des composants en boîtier. Enfin, les études existantes se concentrent chacune sur un point particulier, aucune ne présente d'étude exhaustive des modifications physiques induites sur un même composant.

Dans un second temps, nous avons isolé les grandeurs caractéristiques les plus importantes pour le fonctionnement d'une diode laser. Nous avons mis en place une méthodologie visant à déduire les paramètres intrinsèques du composant étudié, basée sur la confrontation entre un jeu de caractérisations de base et les prédictions issues du logiciel CADILAC développé au laboratoire. Des études croisées sur des composants type nous ont permis de valider notre approche.

Nous avons alors appliqué ces techniques sur trois groupes de diodes laser « actuelles » soumises à des irradiations de test. Le premier groupe, sur lequel se centre l'étude, est constitué de diodes laser de puissance sans aluminium, à puits quantiques émettant à 852 nm, dont l'application visée est le refroidissement d'atomes de césium dans des horloges atomiques embarquées (projets spatiaux Pharaon et Galileo). Ce type de composant n'avait jusqu'alors jamais été testé en environnement radiatif, et notre étude montre que sa sensibilité est tout à fait

dans la norme des autres matériaux. Nous avons pu comparer des résultats issus de mesures réalisées sur des composants à des résultats de mesures réalisés sur des matériaux témoins (photoluminescence). Nous avons montré que le facteur de dommage « composant » portant sur le temps de vie des porteurs est similaire à celui obtenu par photoluminescence résolue en temps sur une couche équivalente. Enfin, sur ces composants, nous avons pu comparer l'impact de deux types de particules, des électrons et des protons, et ainsi obtenir sur des composants laser une équivalence électrons/protons qui permettra de simplifier les études ultérieures d'impact d'environnement radiatif. Cela sera particulièrement précieux si des études de fiabilité après irradiation sont menées. Ces études seront sans doute nécessaires car l'irradiation des composants génère dans la zone active des défauts recombinant susceptibles d'augmenter le taux de défaillances subites observées sur une population de composants.

Les diodes laser des deux autres groupes, même si elles émettent aux longueurs d'onde classique des télécoms (1.55 μm), sont plus exploratoires et représentatives de l'évolution des matériaux utilisés dans les zones actives. Le deuxième groupe utilise l'alliage GaInNAs contraint en tension comme puits quantiques, alors que le troisième est constitué de diodes laser à base d'îlots quantiques d'InAs. La comparaison de ces deux types de diodes issues de la même filière technologique nous a permis de vérifier que les boîtes quantiques sont un milieu de gain intrinsèquement plus résistant aux radiations que les puits quantiques. Néanmoins la résistance des composants de ce type est limitée par l'existence de zones d'accumulation de porteurs (couche de mouillage des DWELL ou DASH) qui sont autant impactées que les puits quantiques des diodes de référence.

Les perspectives ouvertes par ce travail sont de deux ordres. Pour les applications spatiales, les mesures que nous avons réalisées permettent de prédire la bonne tenue face aux irradiations de composants plus complexe que ceux que nous avons étudiés, comme des laser DFB ou bien à cristal photonique par exemple. Néanmoins, des mesures de vérification sur les caractéristiques systèmes principales comme la largeur de raie d'un laser DFB devront peut-être être entreprises. Plus généralement, ce type d'étude pourra être étendu à d'autres filières de composants comme les diodes lasers à antimoniures ou bien à cascade quantique. Ces deux filières permettent une émission dans le moyen infrarouge et sont donc d'un intérêt tout particulier pour les applications de spectroscopie embarquée.

Sur un autre plan, la méthodologie développée pourra aussi être utilisée pour analyser les caractéristiques de matériaux mal connus comme l'InGaAsN sur GaAs. Sur ce matériau, des effets d'amélioration de luminescence sous injection de porteurs similaires à ceux observés ici

ont été observés sans irradiation préalable. Elle pourra aussi être utilisée pour analyser les performances des nouvelles diodes laser à cristal photonique. Ces diodes laser utilisent une structuration profonde des couches qui diminue sans doute le temps de vie des porteurs dans la zone active. L'impact de cette diminution pourra être ainsi apprécié.

6 Annexe : modélisation de la diode laser

Je présente dans cette annexe les modèles utilisés pour rendre compte du fonctionnement de la diode laser. Une description plus complète peut être trouvée dans les ouvrages sur l'optoélectronique, tels ceux des références ^{56, 70}. Les mécanismes régissant le fonctionnement d'une cavité laser ont été présentés. L'amplification des photons par émission stimulée a été expliquée à partir de l'injection de porteurs par la polarisation de la diode laser. Ces phénomènes ont permis la mise en place d'équations d'évolution couplées des densités de porteurs et de photons. Ces équations ont conduit à la description des propriétés optiques (statiques et dynamiques) et électriques d'une diode laser, ce qui a permis de mettre en évidence les grandeurs caractéristiques essentielles dans le comportement d'une diode laser.

1 Génération et recombinaison de porteurs

1.1 Les transitions électroniques

Les propriétés de bandes d'énergies des semi-conducteurs viennent de la périodicité de leur réseau cristallin.

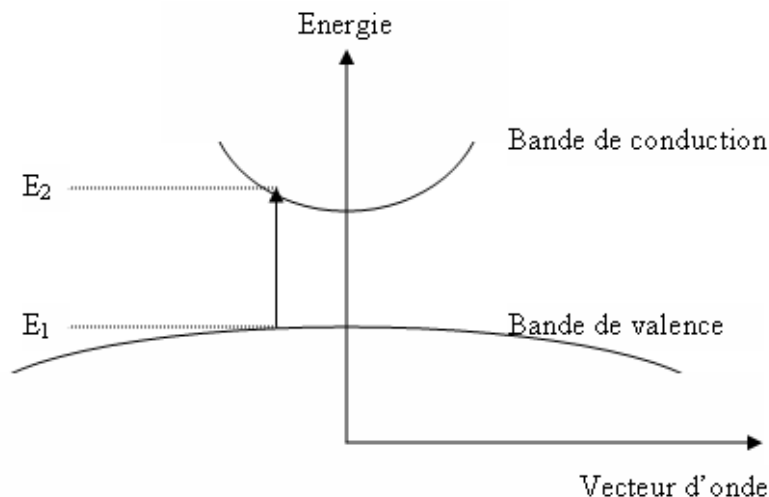


Figure 6-1: Schéma d'un diagramme présentant les bandes de valence et de conduction. La transition d'un électron d'énergie E_1 de la bande de valence, vers un état d'énergie E_2 de la bande de conduction, est présentée. Cette transition crée un trou en bande de valence, d'après ⁵⁶.

Les quatre types de transitions qui peuvent prendre place entre bandes de valence et de conduction, sont schématisés sur la figure 6-2. Ces transitions peuvent nécessiter la présence d'un photon, on les dit alors stimulées.

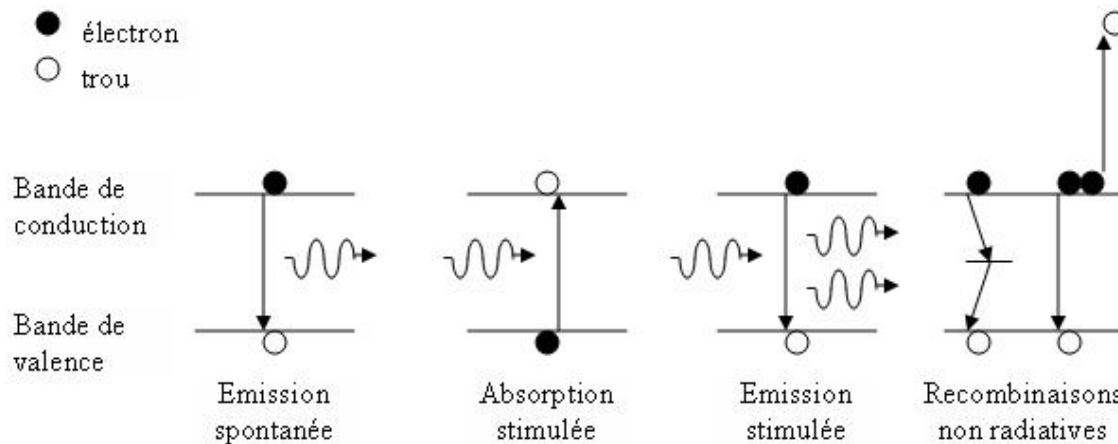


Figure 6-2: Les quatre transitions électroniques entre bandes de valence de conduction. Les trois premières correspondent à des transitions radiatives, alors que la quatrième présente deux types de transitions non radiatives, d'après ⁵⁶

L'émission spontanée correspond à la recombinaison spontanée d'un électron en bande de conduction avec un trou en bande de valence, conduisant à la création d'un photon. Cette émission est aléatoire et incohérente. L'absorption stimulée est la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, laissant un trou en bande de valence. L'émission stimulée est le phénomène inverse de l'absorption, puisque cette fois l'arrivée d'un photon déclenche la transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, créant un nouveau photon, dont les caractéristiques (énergie, phase) sont les mêmes que celles du photon incident. Ce mécanisme est à la base du gain dans les diodes laser. Les deux mécanismes de recombinaisons non radiatives présentés sont, d'une part, les recombinaisons via les défauts ponctuels du réseau, et d'autre part, les recombinaisons de type Auger ⁵⁶.

1.2 Génération et recombinaison des porteurs dans une diode laser

L'émission de lumière dans un semi-conducteur s'obtient par la recombinaison électrons / trous dans une zone où ils sont présents en excès. Pour une diode laser, les porteurs sont injectés par la polarisation en direct. Dans une structure de type « double hétérojonction », les porteurs sont confinés dans le milieu actif (petit gap), qui est pris en sandwich entre les couches à grands gaps (couches de confinement ou barrières des puits). Les électrons (trous) sont alors directement injectés en bande de conduction (valence). Dans une telle structure les flux d'électrons J_e/q et de

trous J_t/q sont injectés et confinés dans le milieu actif, où s'opèrent les recombinaisons radiatives, comme schématisé sur la figure 6-3. J_e et J_t désignent les densités de courant d'électrons et de trous.

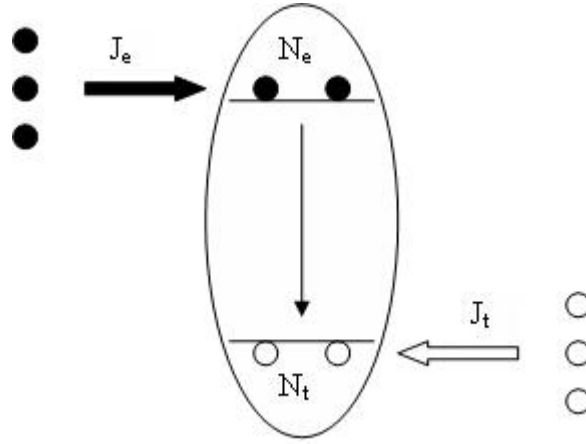


Figure 6-3: Dans une diode laser, l'émission optique a pour origine la recombinaison de paires électrons / trous dans une jonction P(I)N, d'après ⁷⁰.

Par neutralité électrique, $J_e = J_t = J$. Ces courants amènent les électrons et les trous au niveau de la jonction, en densité N_e et N_t . Afin de simplifier les notations, on considère que les densités de dopage dans la jonction sont négligeables devant les densités de porteurs hors d'équilibre, ce qui amène $N_e = N_t = N$. L'évolution de la densité de porteurs dans la zone active, N , dépend des taux de génération et de recombinaison des porteurs. Cette évolution est définie comme ⁵⁶ :

$$\frac{dN}{dt} = G_{\text{génération}} - R_{\text{recombinaison}} \quad (6-1)$$

Où $G_{\text{génération}}$ et $R_{\text{recombinaison}}$ sont respectivement les taux de génération et de recombinaison des porteurs dans cette zone. Le taux de génération de porteurs dans la diode laser peut s'exprimer en fonction de la densité de courant injecté ^{56, 70} :

$$G_{\text{génération}} = \frac{\eta_i J}{qd} \quad (6-2)$$

Où d est l'épaisseur effective de la jonction, épaisseur sur laquelle s'opèrent les recombinaisons électrons / trous, q est la charge élémentaire de l'électron, et η_i est le rendement interne, c'est-à-dire la fraction de la densité de courant qui génère des porteurs dans la zone active par rapport à la densité de courant injecté. Ce terme inclut donc les pertes de porteurs dans les couches de confinement lors du transport électronique.

L'expression du taux de recombinaison est plus complexe, car il dépend des différents processus de recombinaison qui interviennent dans la zone active (cf. figure 6-2). Le taux global de recombinaison $R_{\text{recombinaison}}$ s'exprime alors ⁵⁶ :

$$R_{\text{recombinaison}} = R_{sp} + R_{nr} + R_{\text{Auger}} + R_{st} \quad (6-3)$$

Où R_{sp} est le taux de recombinaison par émission spontanée, R_{nr} et R_{Auger} sont les taux de recombinaisons non radiatives par interaction avec les défauts du réseau et par effet Auger, R_{st} , enfin, est le taux net entre émission et absorption stimulée. Les trois premiers termes décrivent une décroissance naturelle de la densité de porteurs en l'absence de photons. Ces taux dépendent de la densité de porteurs, mais de façon différente selon le mécanisme considéré. Le taux de recombinaisons non radiatives est directement proportionnel à la densité de porteurs, N (recombinaisons mono-moléculaires). Les recombinaisons par mécanisme Auger sont des processus faisant intervenir trois particules, leur taux de recombinaison est généralement considéré comme proportionnel à N^3 (mécanisme tri-moléculaire). Quant aux recombinaisons radiatives par émission spontanée, elles requièrent la présence d'un électron excité et d'un trou, leur taux de recombinaison est proportionnel à N^2 . Les recombinaisons stimulées nécessitent l'intervention de photons, et sont donc proportionnelles à la densité de photons dans la cavité, N_{ph} . Le taux de recombinaison stimulée s'écrit comme le produit de N_{ph} par le coefficient de recombinaison stimulée R_{stim} . L'équation (6-3) se réécrit donc ⁵⁶ :

$$R_{\text{recombinaison}} = BN^2 + (AN + CN^3) + R_{stim}N_{ph} \quad (6-4)$$

A est communément appelé coefficient de recombinaison non radiative, B coefficient de recombinaison bi-moléculaire, et C coefficient de recombinaison Auger.

L'équation d'évolution de la densité de porteurs (6-1) devient ⁵⁶ :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i J}{qd} - BN^2 - (AN + CN^3) - R_{stim}N_{ph} \quad (6-5)$$

A chaque mécanisme de recombinaison on associe un temps de vie des porteurs, de façon à réécrire l'équation (6-5) sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i J}{qd} - N \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} + \frac{1}{\tau_{st}} \right) \quad (6-6)$$

Où, $\frac{1}{\tau_{sp}} = BN$, $\frac{1}{\tau_{NR}} = A$, $\frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} = CN^2$ et $\frac{1}{\tau_{st}} = \frac{R_{stim}N_{ph}}{N}$, sont les temps de vie des porteurs associés respectivement aux différents mécanismes de recombinaisons : par émission

spontanée, non radiatives, Auger, et stimulée. On peut séparer ces mécanismes entre contributions radiatives et non radiatives. On définit alors les temps de vie associés à ces deux familles, τ_R et τ_{NRAD} . Le temps de vie non radiatif total se compose du temps de vie non radiatif et du temps de vie Auger. Le temps de vie radiatif se divise en temps de vie spontané et stimulé^{56, 70} :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{NRAD}} + \frac{1}{\tau_R} \quad (6-7.a)$$

$$\frac{1}{\tau_{NRAD}} = \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} = A + CN^2 \quad (6-7.b)$$

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{st}} = BN + \frac{R_{stim}N_{ph}}{N} \quad (6-7.c)$$

Où τ est le temps de vie effectif des porteurs. La définition de ces temps de vie, permet de réécrire l'équation d'évolution de la densité de porteurs (6-5) :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i J}{qd} - N \left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{NRAD}} \right) = \frac{\eta_i J}{qd} - \frac{N}{\tau} \quad (6-8)$$

En régime stationnaire, la variation de densité de porteurs est nulle, la relation entre densités de porteurs et de courant est donc⁷⁰ :

$$N = \frac{\eta_i J \tau}{qd} \quad (6-9)$$

Les propriétés d'émission dans une diode laser dépendent de la fraction de porteurs qui se recombinent radiativement. Cette fraction est définie par le rendement radiatif η_R :

$$\eta_R = \frac{R_{sp} + R_{st}}{R_{sp} + R_{st} + R_{nr} + R_{Auger}} \quad (6-10.a)$$

$$\eta_R = \frac{\tau_{NRAD}}{\tau_R + \tau_{NRAD}} = \frac{\tau_{NR} + \tau_{Auger}}{\tau_{NR} + \tau_{Auger} + \tau_{sp} + \tau_{st}} \quad (6-10.b)$$

Ce rendement radiatif permet de réécrire l'équation d'évolution de la densité de porteurs :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i J}{qd} - \frac{N}{\eta_R \tau_R} \quad (6-11.a)$$

Soit en régime stationnaire :

$$\frac{\eta_i \eta_R J}{qd} = \frac{N}{\tau_R} \quad (6-11.b)$$

Il est possible de définir trois régimes de fonctionnement de la diode laser selon la densité de porteurs ^{56, 70}. En effet, selon la densité de porteurs, les mécanismes de recombinaison dominants changent et le temps de vie des porteurs avec. Les trois régimes de fonctionnement sont :

- l'émission spontanée domine l'émission stimulée, la diode laser fonctionne comme une diode électro luminescente (LED). La durée de vie des porteurs est dominée par les transitions non radiatives, les caractéristiques de résistances à l'irradiation sont dominées par les modifications du temps de vie non radiatif ;
- l'émission stimulée domine l'émission spontanée, mais les pertes de la cavité sont supérieures au gain du milieu. La diode laser opère comme un amplificateur optique ou une diode super luminescente ;
- l'émission stimulée domine l'émission spontanée et le gain du milieu est supérieur aux pertes de la cavité. La diode entre en régime d'oscillations laser.

2 Propriétés optiques sous le seuil laser

A bas niveau de densité de porteurs, l'émission stimulée ainsi que les recombinaisons Auger sont négligeables, la diode laser se comporte comme une LED. Le rendement radiatif est :

$$\eta_R = \frac{W_{sp}}{W_{NR} + W_{sp}} = \frac{\tau_{NR}}{\tau_{NR} + \tau_{sp}} \quad (6-12)$$

Où W_{sp} et W_{nr} sont les probabilités de recombinaisons par émission spontanée et non radiatives dans le milieu actif. L'équation d'évolution de la densité de porteurs en régime stationnaire s'écrit :

$$\frac{\eta_i \eta_R J}{qd} = \frac{N}{\tau_{sp}} = BN^2 \quad (6-13)$$

La puissance optique émise est proportionnelle au taux de recombinaisons spontanées. Elle s'écrit donc en fonction du courant injecté ⁵⁶ :

$$P_{sp} = \eta_i \eta_R \frac{h\nu}{q} I \quad (6-14)$$

Où P_{sp} est la puissance optique émise, $h\nu$ est l'énergie d'un photon, et I est le courant injecté.

L'émission spontanée dans une LED est isotrope, seule une fraction η_c de celle-ci est couplée au mode guidé de la diode. La puissance utile émise s'écrit donc dans notre cas ⁵⁶ :

$$P_{LED} = \eta_i \eta_R \eta_c \frac{h\nu}{q} I = \eta_{ext} \frac{h\nu}{q} I \quad (6-15)$$

Où η_{ext} est le rendement externe de la LED.

A très faible injection de porteurs, tant que le rendement radiatif peut être considéré comme constant, et que l'émission stimulée est négligeable, la puissance optique émise par une diode laser en régime LED est proportionnelle à la densité de courant. Ces conditions correspondent à un régime où les recombinaisons non radiatives dominent les autres mécanismes de recombinaison. Le rendement de luminescence de la diode sera alors très sensible à une modification du temps de vie non radiatif des porteurs dans la zone active.

3 Génération de photons par émission stimulée

Quand la densité de porteurs atteint la transparence ($N = N_{\text{tr}}$), le matériau n'est plus absorbant, il devient amplificateur. Les photons amplifiés sont ceux dont l'énergie $h\nu$ est comprise entre l'énergie de bande interdite et l'énergie séparant les quasi niveaux de Fermi (condition de Bernard-Durrafourg)⁷⁰ :

$$E_g < h\nu < E_{F_c} - E_{F_v} \quad (6-16)$$

Où E_g est l'énergie de bande interdite, E_{F_c} et E_{F_v} sont les quasi niveaux de Fermi des électrons et des trous.

Afin de décrire l'interaction entre densité de photons et densité de porteurs via l'émission stimulée, il faut dériver une équation d'évolution de la densité de photons dans la cavité laser, analogue à celle mise en place pour les porteurs (équation (6-11)). Il faut donc, d'une part, expliciter les sources de génération de photons (émission stimulée et spontanée), et d'autre part, décrire leurs pertes dans la cavité (internes et aux facettes).

L'émission stimulée est directive selon l'axe de la cavité laser. Dans cette cavité, différents modes optiques transverses peuvent se propager, mais nous ne considérerons ici que le mode optique principal car la majorité des diodes laser sont conçues pour être monomodes transverses. Le volume occupé par le mode optique V_{ph} est plus élevé que le volume de la zone active, V_{active} (notamment dans les cas des diodes laser à puits quantiques). Par conséquent, pour déterminer le taux d'émission stimulée, la densité de photons qui interagissent avec les porteurs est une fraction de N_{ph} , qui dépend du facteur de confinement $\Gamma = V_{\text{active}}/V_{\text{ph}}$ (partie utile du mode qui recouvre le milieu actif).

L'émission spontanée étant isotrope, elle fournit donc des photons au mode optique de la cavité, selon une probabilité décrite par facteur d'émission spontanée β_{sp} .

Le taux de génération de photons G_{ph} dans la cavité est donc :

$$G_{ph} = \Gamma N_{ph} R_{stim} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} \quad (6-17)$$

La principale perte de photons dans la cavité correspond aux photons émis par la diode laser qui sont la fraction du mode optique non réfléchi aux facettes de la cavité. Les autres pertes sont internes à la diode laser : absorption des photons par le matériau, mais aussi diffusion des photons hors du mode optique. Par analogie avec les porteurs nous pouvons définir un temps de vie des photons τ_{ph} qui traduit les pertes de photons, P_{ph} :

$$P_{ph} = \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (6-18)$$

L'équation d'évolution de la densité de photons s'écrit alors ^{56, 70} :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \Gamma N_{ph} R_{stim} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (6-19)$$

Dans cette équation, seul le terme R_{stim} reste à expliciter. Ce terme traduit le processus de gain par émission stimulée dans la zone active de la diode laser. La croissance d'une densité de photons de N_p à $N_p + \Delta N_p$ lorsque les photons traversent la zone active d'une épaisseur Δz , peut s'exprimer en fonction du gain par unité de longueur, g ⁵⁶ :

$$N_p + \Delta N_p = N_p e^{g\Delta z} \quad (6-20)$$

En convertissant Δz en $v_g \Delta t$ où v_g est la vitesse de groupe, et en utilisant un développement limité de la fonction exponentielle au premier ordre, $R_{stim} \approx v_g g$ et l'équation (6-19) devient :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \Gamma v_g g N_{ph} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (6-21.a)$$

En utilisant alors un développement limité du premier ordre de g autour de N_{tr} on obtient ⁵⁶ :

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \Gamma v_g \frac{\partial g}{\partial N} (N - N_{tr}) N_{ph} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (6-21.b)$$

Où dg/dN est appelé le gain différentiel. Il est fonction de la structure de bande de la diode laser étudiée. Le gain g correspond au gain du matériau, le gain vu par le mode optique est le gain modal Γg .

Comme nous l'avons déjà mentionné, seuls les photons satisfaisant les conditions de Bernard-Durrafourg sont susceptibles d'être amplifiés par émission stimulée. Toutefois, le gain vu par ces photons est fonction de leur énergie $h\nu$ ⁷⁰ :

$$g(h\nu) = \alpha_0 (f_c(h\nu) - f_v(h\nu)) \quad (6-22)$$

Où α_0 est l'absorption à courant d'injection nul, $f_c(h\nu)$ et $f_v(h\nu)$ sont les fonctions de Fermi-Dirac décrivant l'occupation dans les bandes de conduction et de valence des états connectés par la transition optique générant un photon d'énergie $h\nu$. Les photons les plus favorisés par l'amplification seront ceux situés au maximum de la répartition spectrale de gain ⁷⁰. Les fonctions d'occupation des états en bandes de valence et de conduction dépendent de la densité de porteurs : le maximum de gain augmente et se décale vers les grandes énergies avec la densité de porteurs. Le gain ainsi que la longueur d'onde d'émission au seuil dépendent donc de la densité de porteurs au seuil.

La relation entre maximum de gain et densité de porteurs dans le cas des diodes laser à puits quantiques est généralement décrite par ⁵⁶ :

$$g_{MAX} = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right) \quad (6-23)$$

Où g_0 est un coefficient de proportionnalité. Le gain différentiel est alors donné par g_0/N .

4 Propriétés au-dessus du seuil

Ce paragraphe est consacré à l'étude du comportement de la diode laser au dessus du seuil. La première partie est dédiée à la définition du seuil, puis nous présenterons les propriétés de la diode laser au-dessus du seuil. J'explicitai notamment les propriétés de puissance optique, de modes, dynamiques et électriques.

4.1 Définition du seuil laser

Pour obtenir un effet laser, il faut, d'une part, soumettre le milieu de gain à une contre réaction optique, et d'autre part, il faut que le gain compense exactement les pertes de cavité. Plusieurs méthodes existent pour mettre en place la rétro action optique, la plus simple consiste à former une cavité Fabry-Perot en clivant le semi-conducteur le long du plan cristallographique, et en utilisant le miroir diélectrique naturel formé par l'interface semi-conducteur / air ⁷⁰. Pour le GaAs, la réflectivité de tels miroirs est de 0,29 . Les pertes de la cavité sont la somme des pertes internes, α_i , et des pertes au miroir α_m . Les pertes internes α_i sont intrinsèques au composant,

elles incluent les pertes par absorption dans les couches dopées, les pertes induites par la diffusion sur les imperfections du guide d'onde (rugosité, fuites vers les couches métallique des contacts...). Les pertes aux facettes, α_m dépendent de la longueur L de la cavité et des réflectivités R_1 et R_2 des facettes. Le gain modal au seuil s'écrit sous la forme :

$$\Gamma g_s = \alpha_i + \alpha_m = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (6-24)$$

Les densités de porteurs et de courant au seuil sont notées N_s et J_s . Lorsque la diode laser est polarisée au-dessus du seuil en régime stationnaire, le gain ainsi que la densité de porteurs sont verrouillés à leurs valeurs au seuil ⁵⁶ :

$$g(J > J_s) = g_s \quad (6-25.a)$$

$$N(J > J_s) = N_s \quad (6-25.b)$$

4.2 Puissance optique émise

Au-dessus du seuil, il faut dériver les équations d'évolution en considérant que le gain et la densité de porteurs sont verrouillés. Nous pouvons considérer que l'émission spontanée est négligeable devant l'émission stimulée. Le rendement et le temps de vie radiatif s'écrivent alors :

$$\eta_r = \frac{\tau_{NR} + \tau_{Auger}}{\tau_{NR} + \tau_{Auger} + \tau_{st}} \quad (6-26)$$

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau_{st}} = \frac{R_{stim} \Gamma N_{ph}}{N} \quad (6-27)$$

L'équation d'évolution de la densité de porteurs (6-11) en régime stationnaire au-dessus du seuil s'écrit donc :

$$\frac{\eta_i \eta_r J}{qd} = \frac{N_s}{\tau_{st}} = \Gamma \nu_g g_s N_{ph} \quad (6-28)$$

La puissance optique émise est proportionnelle à la densité de photons, qui s'écrit :

$$N_{ph}(J > J_s) = \frac{\eta_i \eta_r (J - J_s)}{\nu_g \Gamma g_s qd} + N_{ph}(J_s) \quad (6-29)$$

Où $N_{ph}(J_s)$ et $N_{ph}(J > J_s)$ sont respectivement les densités de photons au seuil et au-dessus du seuil. Pour passer de la densité de photons à la puissance optique, il faut tenir compte du taux de sortie des photons hors de la cavité, du volume du mode optique et de l'énergie d'un photon. En

prenant également en compte la définition du gain modal au seuil, la puissance optique émise s'écrit sous la forme ⁷⁰ :

$$P(J > J_s) = P(J_s) + \eta_i \eta_r \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \frac{h\nu}{q} (I - I_s) \quad (6-30)$$

Où $P(J_s)$ est la puissance optique émise au seuil, I et I_s sont respectivement les courants d'injection au seuil. En introduisant les rendements différentiel et externe (η_d et η_{ext}), la puissance optique s'écrit :

$$P(J > J_s) = P(J_s) + \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_s) = P(J_s) + \eta_{ext} (I - I_s) \quad (6-31)$$

Le rendement différentiel traduit le nombre de photons émis par la cavité laser par rapport au nombre de porteurs injectés, alors que le rendement externe exprime l'impact d'une augmentation de courant sur la puissance optique émise. Au-dessus du seuil, la puissance optique augmente linéairement avec la densité de courant. Toutefois, cette relation de linéarité sous-entend que les pertes aux facettes, les pertes internes, le gain modal sont constants au-dessus du seuil.

Dans le cas de figure idéal, il n'y a donc pas de limite à la puissance optique délivrée par une diode laser, ce qui n'est bien sûr pas la réalité. Quand la densité de courant augmente, un mécanisme limite l'augmentation linéaire de la puissance émise : la saturation du gain. A forte densité de photons, le gain devient également fonction de la densité de photons ⁷⁰ :

$$g(N, N_{ph}) = g(N) \cdot (1 - \varepsilon N_{ph}) = g_s \cdot (1 - \varepsilon N_{ph}) \quad (6-32)$$

Où ε est le coefficient de suppression du gain ⁷⁰. Ce coefficient empirique prend en compte l'ensemble des limitations quiaturent le gain.

L'échauffement du composant (fonctionnement en régime continu, accroissement de la température ambiante) induit une dégradation des performances de la diode. On définit ainsi une température caractéristique T_0 , obtenue empiriquement à partir d'une description des variations en première approximation du courant de seuil par la relation ⁵⁶ :

$$I_s(T) = I_0 \cdot e^{\frac{T}{T_0}} \quad (6-33)$$

Ce paramètre T_0 caractérise la sensibilité à la température et dépend à la fois de la famille d'alliages utilisée et de la structure de la diode. Pour certaines filières (en particulier les diodes

laser télécoms) la température est le principal facteur de limitation en puissance en régime continu.

4.3 Caractéristiques de rayonnement

Différents modes optiques peuvent se propager dans le plan transverse à l'axe de la cavité. L'existence de ces modes dépend du confinement latéral et vertical de la cavité, eux-mêmes fonction de la conception de la diode laser considérée. Le mode optique est confiné dans une zone à fort indice de réfraction, qui est généralement inversement proportionnel à l'énergie de bande interdite du matériau, ce qui fait que le mode optique est naturellement confiné autour de la zone active. La plupart des diodes laser est conçue pour avoir une émission monomode dans le plan transverse à l'axe de la cavité afin, entre autres, de faciliter le couplage de l'émission dans une fibre optique.

Les modèles utilisés pour la conception de diodes laser monomodes transverses sont basés sur la méthode des indices effectifs. Le confinement vertical dépend des indices de réfraction des différentes couches utilisées autour de la zone active. Dans les diodes laser récentes, des structures SCH (Separate Confinement Heterostructure) sont le plus souvent utilisées pour assurer que le mode optique est monomode vertical, comme le schématise la figure 6-4. Les deux principales méthodes utilisées pour obtenir une émission monomode latéral sont basées sur les deux principes suivants : d'une part, réduire la zone d'injection latéralement, et d'autre part, créer un saut d'indice de réfraction latéralement pour confiner le mode optique. Il existe deux grandes catégories de procédés technologiques visant à obtenir une émission monomode, comme le montre la figure 6-4.

Le premier consiste à réaliser une nervure autour du ruban d'injection (de quelques microns de large) au sommet de la diode laser. Le confinement se fait alors par la différence d'indice air / semi-conducteur. Dans cette configuration, il y a diffusion latérale des porteurs lors de leur transfert vers la zone active, il est alors difficile de connaître exactement la largeur active de la diode laser. Le deuxième procédé couramment utilisé est appelé à ruban enterré (BRS). Cette méthode consiste à insérer, juste au-dessus de la zone active, une couche qui permet de limiter latéralement la zone d'injection des porteurs (cf. figure 6-4). Cette couche étant très proche de la zone active, les porteurs ne diffusent pas latéralement. Le volume actif est alors très bien déterminé. La difficulté de ce procédé est qu'il nécessite une reprise d'épitaxie.

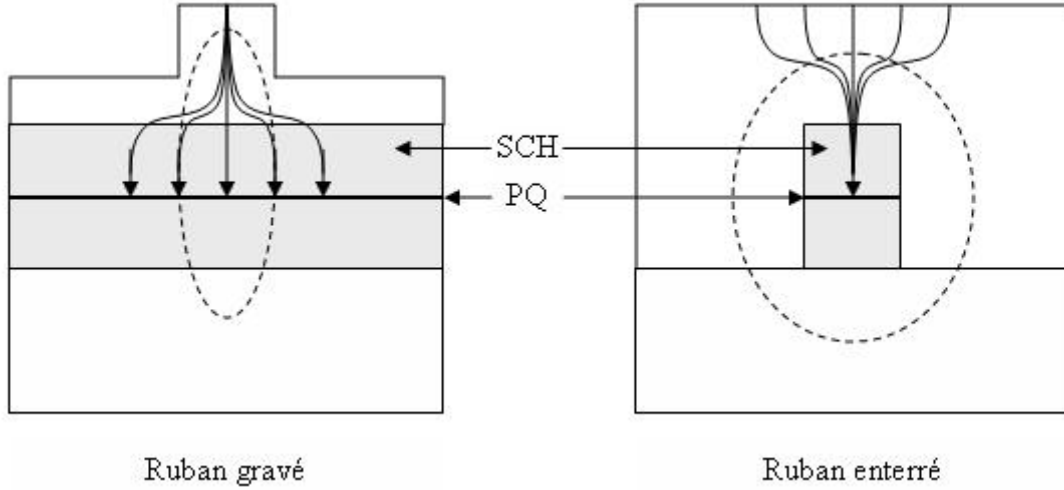


Figure 6-4: Schéma de principe des diodes laser à ruban gravé et à ruban enterré. Les flèches symbolisent les lignes de courant alors que les pointillés représentent le mode optique principal.

De même qu'il peut exister différents modes optiques transverses, il existe également des modes optiques longitudinaux. En effet, dans une cavité sans gain de longueur L , avec des facettes de réflectivité R , les spectres des intensités réfléchie et transmise aux facettes s'écrivent ⁹⁷ :

$$\frac{I_R}{I_I} = \frac{4 \cdot R \cdot \sin^2 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}(\lambda) \cdot L}{\lambda} \right)}{(1 - R)^2 + 4 \cdot R \cdot \sin^2 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}(\lambda) \cdot L}{\lambda} \right)} \quad (6-34)$$

$$\frac{I_T}{I_I} = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4 \cdot R \cdot \sin^2 \left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}(\lambda) \cdot L}{\lambda} \right)} \quad (6-35)$$

Où I_I , I_R , I_T sont respectivement les intensités incidente, réfléchie, et transmise, n_g l'indice de groupe, et λ longueur d'onde. Chaque maximum de transmission est appelé mode longitudinal de la cavité. L'écart spectral entre deux modes est l'intervalle spectral libre (ISL) ⁹⁷ :

$$ISL = \frac{\lambda^2}{2 \cdot n_g \cdot L} \quad (6-36)$$

Dans une cavité laser, le gain du milieu dépend de la longueur d'onde. Par conséquent, chaque mode longitudinal sera amplifié en fonction du spectre de gain. L'intensité transmise dans un milieu de gain s'écrit ⁹⁷ :

$$\frac{I_T}{I_I} = \frac{(1-R)^2}{(1-R \cdot e^{g \cdot L})^2 + 4 \cdot R \cdot e^{g(\lambda) \cdot L} \cdot \sin^2\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot n_{eff}(\lambda) \cdot L}{\lambda}\right)} \quad (6-37)$$

Cette équation est valable sous le seuil laser. L'oscillation laser se produit sur le mode longitudinal qui sera le premier à atteindre le gain modal au seuil. Il est possible de sélectionner la longueur d'onde d'émission et de rendre la diode laser monomode longitudinale en ajoutant un processus de sélection spectrale dans la cavité.

Les propriétés de rayonnement d'une diode laser dépendent des choix technologiques faits pour la réaliser, ainsi que des applications visées. Les applications télécoms sont à la recherche de modes optiques les plus circulaires possible pour faciliter le couplage de la lumière dans une fibre optique, alors que les applications de puissance préfèrent déconfiner le mode optique afin de réduire la densité de photons et ne pas saturer le gain.

4.4 Comportement dynamique

Le comportement temporel, dynamique d'une diode laser est essentiel pour les applications telles que les communications optiques, car il permet de déterminer la fréquence de modulation du composant. Pour étudier ce comportement, il faut repartir des équations d'évolution des densités de porteurs et de photons au dessus du seuil :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i J}{qd} - N \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{NR}} + \frac{1}{\tau_{Auger}} + \Gamma \nu_g \frac{\partial g}{\partial N} (N - N_{tr}) N_{ph} \right) \quad (6-38)$$

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = \Gamma \nu_g \frac{\partial g}{\partial N} (N - N_{tr}) N_{ph} - \frac{N_{ph}}{\tau_{ph}} \quad (6-39)$$

La résolution de ces équations en régime stationnaire suivant la méthode des petits signaux permet de déterminer la pulsation de résonance :

$$\omega_R = \sqrt{\frac{\nu_g \frac{\partial g}{\partial N} \eta_i (I - I_s)}{q V_{ph}}} \quad (6-40)$$

Où ω_R est la pulsation de résonance. Cette résonance a pour origine l'oscillation de l'énergie entre les populations de porteurs et de photons, couplées par l'émission stimulée. Pour être plus précis, lorsque la densité de porteurs augmente, le gain augmente, induisant une augmentation de la densité de photons. Celle-ci provoque à son tour une diminution de la densité de porteurs vidée par l'émission stimulée.

La fréquence de modulation d'une diode laser peut être approximée à 1.55 fois cette fréquence de résonance. L'équation (6-40) montre que la fréquence de résonance est d'autant plus élevée que le gain différentiel est important et que le volume du mode optique est faible, ce qui explique l'intérêt des lasers à puits quantiques par rapport aux lasers à double hétérojonction, en particulier pour les télécoms.

5 Propriétés électriques

Une diode laser, bien qu'émettant de la lumière, est une diode. Il est donc essentiel de caractériser les propriétés électriques de ces composants. Dans un circuit équivalent simple incluant une diode en parallèle avec une résistance (cf Figure 6-5), la relation entre courant de polarisation et tension s'exprime par^{58, 98} :

$$I = I_0 \cdot \left[e^{\frac{q(V_d)}{\eta k T}} - 1 \right] \quad (6-41)$$

$$V = V_d + R_s I \quad (6-42)$$

Où I_0 est le courant de saturation, V_d la tension de la jonction, V la tension terminale, R_s la résistance série, R_p la résistance parallèle, k la constante de Boltzman, T la température absolue, et η le facteur d'idéalité de la jonction.

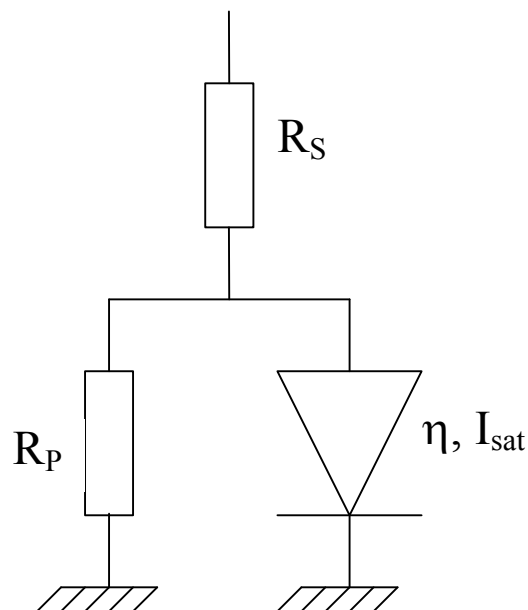


Figure 6-5: Schéma électrique simple d'une diode laser

La tension de jonction est fonction de l'énergie séparant les quasi niveaux de Fermi, et donc de la densité de porteurs. Cette tension est donc constante au-dessus du seuil, et égale à :

$$E_g(\mu m) = \frac{1.24}{V_d(V)} \quad (6-43)$$

Il y a donc une différence dans les propriétés électriques au-dessus et au-dessous du seuil. Pour $I \gg I_0$, le terme -1 devient négligeable, et les dérivées des équations (6-41) et (6-42), sous le seuil, permettent d'écrire^{56, 58, 99}.

$$I \frac{dV}{dI} = \frac{\eta k T}{q} + R_s I \quad (6-44.a)$$

Au-dessus du seuil, l'équation (6-44.a) devient⁵⁶ :

$$I \frac{dV}{dI} = R_s I \quad (6-44.b)$$

L'exploitation de la caractéristique courant-tension et de sa dérivée permet de déterminer différentes grandeurs caractéristiques, telles la résistance série, le courant de seuil, le courant de saturation, la tension de jonction, et le facteur d'idéalité. Ce dernier est généralement compris entre 1 et 2^{56, 58} et permet de différencier le courant de diffusion du courant de recombinaison. Si le courant total est purement de diffusion, c'est-à-dire dû aux recombinaisons radiatives, le facteur d'idéalité est de 1. Si le courant total est dû aux recombinaisons non radiatives, le facteur d'idéalité est de 2^{49, 57}. Dans les circuits équivalents de diodes laser, ces différentes contributions au courant sont prises en compte, soit en ajustant la valeur du facteur d'idéalité⁴⁹, soit en mettant en parallèle deux diodes, une de diffusion et une de recombinaison. Dans ce cas l'ajustement se fait sur les courants de saturation⁵⁷. Il a été montré que dans les diodes laser sous le seuil, le facteur d'idéalité est proche de 2 : le courant est dominé par les recombinaisons non radiatives^{49, 56, 57, 98}. Dans ce cas, le courant de saturation de la diode peut s'exprimer sous la forme⁵⁷ :

$$I_0 = \frac{1}{2} \frac{A q W n_i}{\tau_{NR}} \quad (6-45)$$

Où A est la surface active du composant, W la largeur de la zone de déplétion, n_i la densité intrinsèque de porteurs, et τ_{NR} le temps de vie non radiatif des porteurs.

Les équations données ici ont été dérivées d'un modèle électrique simple d'une diode en parallèle avec une résistance. Afin de prendre en compte les courants de fuite dans le composant, il est commun d'ajouter en parallèle de la jonction une résistance de shunt^{49, 56}.

Pour modéliser le verrouillage de la densité de porteurs dans le circuit équivalent, il est possible d'ajouter une diode Zener ayant une tension de coupure égale à la tension seuil ^{49, 100}.

En résumé, il existe différents circuits équivalents plus ou moins complexes qui permettent de modéliser le comportement électrique d'une diode laser. Tous ces circuits sont basés sur une diode représentant la jonction PN de la diode laser et d'une résistance parallèle. Selon le circuit équivalent choisi, le facteur d'idéalité ⁴⁹ ou le courant de saturation ⁵⁷ de la diode sont un indicateur de la contribution respective des phénomènes de diffusion et de recombinaison dans le courant total. La modélisation des propriétés électriques peut permettre de connaître les temps de vie non radiatifs des porteurs à condition de connaître les paramètres intrinsèques du composant.

7 Liste de publications

- Revue internationale [1-3] :

[1] 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, and O. Gilard, "electron irradiation effects on Al-free laser diodes emitting at 852 nm," *IEEE Transactions on Nuclear Sciences*, to be published, 2007.

[2] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, F. J. Vermersch, M. Krakowski, and O. Gilard, "Strong electron irradiation hardness of 852 nm Al-free laser diodes," *Microelectronics Reliability*, vol. 46, pp. 1715-1719, 2006.

[3] S. Bonnefont, B. Messant, M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, A. Martinez, V. Sallet, K. Merghem, L. Ferlazzo, J. C. Harmand, A. Ramdane, J. G. Provost, B. Dagens, J. Landreau, O. Legouezigou, and X. Marie, "Optimization and characterization of InGaAsN/GaAs quantum-well ridge laser diodes for high frequency operation," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 313-324, 2006.

- Conférences et colloques internationaux : [1-9]

[1] B. Messant, M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, B. Dagens, F. Alexandre, H. Carrere, X. Marie, and F. Lozes-Dupuy, "1.55 μm tensile strained GaInNAs/InP laser diodes performances," presented at CLEO europe, Munich, 2007.

[2] H. Carrere, X. Marie, B. Messant, M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, B. Dagens, and F. Alexandre, "Optical gain in 1.55 μm tensile strained InGaAsN/InP lasers," presented at EMRS spring meeting, Strasbourg (France), 2007.

[3] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lelarge, B. Dagens, D. Make, O. Le Gouezigou, B. Rousseau, A. Accard, F. Poingt, F. Pommereau, and F. Lozes-Dupuy, "Proton irradiations effects on InAs / InP quantum dash laser diodes emitting at 1.55 μm ," presented at Radiation Effects On Components and Systems, Deauville, France, 2007.

[4] O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, M. Boutillier, and F. Lozes-Dupuy, "Laser diodes: emerging technologies and new materials (Papier invité)," presented at Workshop "Laser diodes in space", Toulouse (France), 2006.

[5] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, S. Constant, O. Llopis, F. Lozes-Dupuy, and O. Gilard, "Impact of space environment on the physical parameters of semiconductor laser diodes," presented at EOS Annual meeting, Paris, 2006.

[6] 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, and O. Gilard, "Electron irradiation effects on Al-free laser diodes emitting at 852 nm," presented at Radiation Effects On Components and Systems Workshop (RADECS'2006), Athènes (Grèce), 2006.

[7] M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, F. J. Vermersch, M. Krakowski, and O. Gilard, "Strong electron irradiation hardness of 852 nm Al-free laser

diodes," presented at 17th European Symposium on Reliability of Electron Devices, Failure Physics and Analysis (ESREF'2006), Wuppertal (Allemagne), 2006.

[8] S. Bonnefont, B. Messant, M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, A. Martinez, V. Sallet, K. Merghem, L. Ferlazzo, J. C. Harmand, A. Ramdane, J. G. Provost, B. Dagens, J. Landreau, O. Le Gouezigou, and X. Marie, "Optimization of GaInAsN/GaAs multiple quantum-well lasers for high performance devices (invited paper)," presented at IOP/SIOE GaInNAs one day meeting, Cardiff (GB), 2005.

[9] S. Bonnefont, B. Messant, M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, F. Lozes-Dupuy, A. Martinez, V. Sallet, K. Merghem, L. Ferlazzo, J. C. Harmand, A. Ramdane, J. G. Provost, B. Dagens, J. Landreau, O. Le Gouezigou, and X. Marie, "Characteristics of GaInAsN/GaAs quantum-well ridge laser diodes for high frequency operation," presented at International Workshop on PHysics & Applications of SEMiconductor LASERS (PHASE 2005), Metz (France), 2005.

▪ Colloques nationaux [1-2]

[1] M. Boutillier, M. Woitrain, S. Constant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, O. Llopis, and F. Lozes-Dupuy, "Méthodologie d'étude des propriétés de gain d'une diode laser," presented at 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'2005), Chambéry (France), 2005.

[2] M. Boutillier, S. Constant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, O. Llopis, F. Lozes-Dupuy, and O. Gilard, "Impact d'irradiations aux électrons sur des diodes laser 852 nm sans Aluminium.," presented at 11èmes Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNM0), Aussois (France), 2006.

8 Références

1. C. E. Barnes, "Neutron damage in epitaxial GaAs laser diodes," *Journal of Applied Physics* **42**(5), 1941-1949 (1971).
2. B. H. Rose and C. E. Barnes, "Proton damage effects on light emitting diodes," *Journal of Applied Physics* **53**(3), 1772-1780 (1982).
3. C. E. Barnes and J. J. Wiczer, "Radiation effects in optoelectronic devices," (1984).
4. H. T. Minden, "Effects of proton bombardment on the properties of GaAs laser diodes," *Journal of Applied Physics* **47**(3), 1090-1094 (1976).
5. M. Saji and Y. Inuishi, "Radiation Damage and Annealing of GaAs Lasers," *Japan Journal of Applied Physics* **4**, 830 (1965).
6. B. D. Evans, H. E. Hager, and B. W. Hughlock, "5.5-MeV proton irradiation of a strained quantum-well laser diode and a multiple quantum-well broadband LED," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **40**(6) pt. 1, 1645-1654 (1993).
7. K. Gill, G. Cervelli, R. Grabit, F. Jensen, and F. Vasey, "Radiation damage and annealing in 1310 nm InGaAsP/InP lasers," presented at the IEEE Radiation Effects Data Workshop, Reno, NV, USA, 24-28 July 2000, 2000.
8. A. H. Johnston and T. F. Miyahira, "Radiation degradation mechanisms in laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51**(6), 3564-3571 (2004).
9. S. C. Lee, Y. F. Zhao, R. D. Schrimpf, M. A. Neifeld, and 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 Transactions on Nuclear Science* **46**(6), 1797-1803 (1999).
10. Y. F. Zhao, A. R. Patwary, R. D. Schrimpf, M. A. Neifeld, and K. F. Galloway, "200 MeV proton damage effects on multi-quantum well laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **44**(6), 1898-1905 (1997).
11. J. Roch, "Développement, caractérisation et durcissement d'un dosimètre basé sur la luminescence stimulée optiquement destiné aux applications spatiales," (Montpellier II, 2003).
12. S. Bourdarie and D. Boscher, "Space Radiation Environment and its Effects on Spacecraft Components and Systems," in *Space Radiation Environment and its effects on Spacecraft Components and Systems* (CEPADUES-EDITIONS, 2004), pp. 57-82.
13. M. Caussanel, "Tenue au rayonnement de composants optoelectroniques destinés à l'environnement spatial," (Montpellier II- Sciences et Techniques du Languedoc, Montpellier, 2004).
14. A. Holmes-Siedle and L. Adams, *Handbook of radiation effects* (Oxford University Press, 1993).
15. ESA, <http://www.spennis.oma.be/>.
16. TRAD, OMERE, <http://www.trad.fr/en/products/omere.html>, 2003.
17. J. Feynman, G. Spitale, J. Wang, and S. Gabriel, "Interplanetary proton fluence model: JPL 1991," *Journal of Geophysical Research* **98**(A8), 13281-13294 (1991).

18. J. Feynman, A. Ruzmaikin, and V. Berdichevsky, "The JPL proton fluence model: an update," *Journal of Atmospheric and Solar Terrestrial Physics* **64**(16), 1679-1686 (2002).
19. P. F. Peyrard, T. Beutier, O. Serres, C. Chatry, R. Ecoffet, G. Rolland, D. Boscher, S. Bourdarie, C. Inguibert, P. Calvel, and 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* **03TH8776**, 639-641 (2004).
20. C. Inguibert, "Radiation-Matter Interaction," in *Space Radiation Environment and its effects on Spacecraft Components and Systems* (CEPADUES EDITIONS, 2004), pp. 83-107.
21. E. Pailharey, "Etude de l'interaction de rayonnements avec des lasers à semi-conducteur: analyse des effets transitoires et permanents induits sur des diodes laser à émission latérale et verticale (VCSEL)," (Paris XI Orsay, 2000).
22. O. Gilard and G. Quadri, "Radiation effects on electronics: displacement damage," presented at the Short course, RADECS 2005, Cap d'Agde, September 19-23, 2005.
23. F. Wrobel, "Fundamentals on Radiation-Matter Interaction," presented at the Short course, RADECS 2005, Cap d'Agde, 2005.
24. V. V. Balashov, *Interaction of Particles and Radiation with Matter* (Springer-Verlag, 1993).
25. G. Hopkinson, "Displacement Damage: Analysis and Characterisation of Effects on Devices," in *Space Radiation Environment and its effects on Spacecraft Components and Systems* (CEPADUES-EDITIONS, 2004), pp. 175-197.
26. J. Insoo, M. A. Xapsos, S. R. Messenger, E. A. Burke, R. J. Walters, G. P. Summers, and T. Jordan, "Proton nonionizing energy loss (NIEL) for device applications," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **50**(6), 1924-1928 (2003).
27. A. Akkerman, J. Barak, M. B. Chadwick, J. Levinson, M. Murat, and Y. Lifshitz, "Updated NIEL calculations for estimating the damage induced by particles and gamma -rays in Si and GaAs," *Radiation Physics and Chemistry* (2001).
28. G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, S. R. Messenger, and R. J. Walters, "Damage correlations in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **40**(6), 1372-1379 (1993).
29. C. J. Dale, L. Chen, P. J. McNulty, P. W. Marshall, and E. A. Burke, "A comparison of Monte Carlo and analytic treatments of displacement damage in Si microvolumes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **41**(6), 1974-1983 (1994).
30. C. J. Dale and P. W. Marshall, "Radiation response of 1300 nm optoelectronic components in a natural space environment," *Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering* **1791**, 224-232 (1993).
31. C. E. Barnes, "Neutron damage in GaAs laser diodes: at and above laser threshold," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **ns-19**(6), 382-385 (1972).
32. I. Arimura and C. E. Barnes, "Proton damage in laser diodes and light-emitting diodes (LEDs)," *Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering* (1982).
33. J. Jabbour, M. Zazoui, G. C. Sun, J. C. Bourgoïn, and O. Gilard, "Radiation resistance of GaAs-GaAlAs vertical cavity surface emitting lasers," *Journal of Applied Physics* **97**(4), 43517-43511-43515 (2005).
34. P. W. Marshall, C. J. Dale, and E. A. Burke, "Space radiation effects on optoelectronic materials and components for a 1300 nm fiber optic data bus," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **39**(6) pt. 1, 1982-1989 (1992).
35. H. Lischka, H. Henschel, W. Lennartz, and K. U. Schmidt, "Radiation sensitivity of light emitting diodes (LED), laser diodes (LD) and photodiodes (PD)," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **39**(3), 423-427 (1992).

36. E. Pailharey, J. Baggio, C. D'Hose, and O. Musseau, "14 MeV neutron-induced transverse mode shifts in multimode VCSELs," *Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering* (2000).
37. C. E. Barnes, "Effects of Co/sup 60/ gamma irradiation on epitaxial GaAs laser diodes," *Physical Review B Solid State* **1**(12), 4735-4747 (1970).
38. R. Macias, M. Axer, S. Dris, K. Gill, R. Grabit, E. Noah, J. Troska, and F. Vasey, "Advance validation of radiation hardness and reliability of lasers for CMS optical links," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **52**(5), 1488-1496 (2005).
39. R. F. Carson and W. W. Chow, "Neutron effects in high-power GaAs laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **36**(6) **pt. 1**, 2076-2082 (1989).
40. K. Gill, R. Grabit, J. Troska, and F. Vasey, "Radiation hardness qualification of InGaAsP/InP 1310 nm lasers for the CMS Tracker optical links," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **49**(6) **pt. 1**, 2923-2929 (2002).
41. K. Gill, R. Grabit, M. Persello, G. Stefanini, and F. Vasey, "Neutron damage studies of semiconductor lasers for the CMS tracker optical data links," presented at the Proc. of the second workshop on electronics for LHC experiments, Ballatonfuered, 1996.
42. F. Vasey, E. V. Arbet, J. Batten, G. Cervelli, K. Gill, R. Grabit, C. Mommaert, G. Stefanini, and J. Troska, "Development of radiation-hard optical links for the CMS tracker at CERN," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **45**(3), 331-337 (1998).
43. E. Pailharey, J. Baggio, K. Gill, and F. Vasey, "Degradation of carrier lifetime in irradiated lasers," *Proceedings of the SPIE The International Society for Optical Engineering* (2000).
44. A. Jolly and J. Vicrey, "Modelling threshold shift of power laser diodes under neutronic and photonic irradiation," presented at the IEEE Transactions on Nuclear Science. June 1994; 41(3) **pt. 1**: 503 9, 1994.
45. A. H. Johnston, "Proton displacement damage in light-emitting and laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **48**(5), 1713-1720 (2001).
46. A. H. Johnston, T. F. Miyahira, and B. G. Rax, "Proton damage in advanced laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **48**(6) **pt. 1**, 1764-1772 (2001).
47. A. H. Johnston and T. F. Miyahira, "Energy dependence of proton damage in optical emitters," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **49**(3), 1426-1431 (2002).
48. A. H. Johnston, "Radiation effects in light-emitting and laser diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **50**(3), 689-703 (2003).
49. P. Le Metayer, O. Gilard, R. Germanicus, D. Campillo, F. Ledu, J. Cazes, W. Falo, and C. Chatry, "Proton damage effects on GaAs/GaAlAs vertical cavity surface emitting lasers," *Journal of Applied Physics* **94**(12), 7757-7763 (2003).
50. A. H. Paxton, R. F. Carson, H. Schone, E. W. Taylor, K. D. Choquette, H. Q. Hou, K. L. Lear, and M. E. Warren, "Damage from proton irradiation of vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **44**(6) **pt. 1**, 1893-1897 (1997).
51. P. G. Piva, R. D. Goldberg, I. V. Mitchell, D. Labrie, R. Leon, S. Charbonneau, Z. R. Wasilewski, and S. Fafard, "Enhanced degradation resistance of quantum dot lasers to radiation damage," *Applied Physics Letters* **77**(5), 624-626 (2000).
52. H. Schone, R. F. Carson, A. H. Paxton, and E. W. Taylor, "AlGaAs vertical-cavity surface-emitting laser responses to 4.5-MeV proton irradiation," *Photonics Technology Letters, IEEE* **9**(12), 1552-1554 (1997).
53. Y. F. Zhao, R. D. Schrimpf, A. R. Patwary, M. A. Neifeld, J. A. W. Al, R. A. Weller, and K. F. Galloway, "Annealing effects on multi-quantum well laser diodes after proton irradiation," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **45**(6), 2826-2832 (1998).

54. K. Gill, E. V. Arbet, J. Batten, G. Cervelli, R. Grabit, C. Mommaert, G. Stefanini, J. Troska, and F. Vasey, "Radiation damage studies of optoelectronic components for the CMS tracker optical links," presented at the RADECS 97. Fourth European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems Cat. No.97TH8294. 1998: 405 12, 1997.
55. J. C. Bourgoin and M. Zazoui, "Irradiation-induced degradation in solar cell: characterization of recombination centres," *Semiconductor Science and Technology* **17**(5), 453-460 (2002).
56. L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley series in microwave and optical engineering (John Wiley & Sons, 1995).
57. T. Kallstenius, A. Landstedt, U. Smith, and P. Granstrand, "Role of nonradiative recombination in the degradation of InGaAsP/InP-based bulk lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **36**(11), 1312-1322 (2000).
58. M. Fukuda, *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs*, Artech House Optoelectronics Library (Artech House, 1991).
59. T. Kallstenius, J. Backstrom, U. Smith, and B. Stolz, "Degradation of InGaAsP/InP-based multiquantum-well lasers," *Journal of Applied Physics* **86**(5), 2397-2406 (1999).
60. R. Leon, G. M. Swift, B. Magness, W. A. Taylor, Y. S. Tang, K. L. Wang, P. Dowd, and Y. H. Zhang, "Changes in luminescence emission induced by proton irradiation: InGaAs/GaAs quantum wells and quantum dots," *Applied Physics Letters* **76**(15), 2074-2076 (2000).
61. M. Boutillier, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, F. Lozes-Dupuy, F. J. Vermersch, M. Krakowski, and O. Gilard, "Strong electron irradiation hardness of 852 nm Al-free laser diodes," *Microelectronics Reliability* **46**(9-11), 1715-1719 (2006).
62. R. A. Reed, P. W. Marshall, C. J. Marshall, R. L. Ladbury, H. S. Kim, X. N. Loc, J. L. Barth, and K. A. LaBel, "Energy dependence of proton damage in AlGaAs light-emitting diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **47**(6), 2492-2499 (2000).
63. G. P. Summers, E. A. Burke, M. A. Xapsos, C. J. Dale, P. W. Marshall, and E. L. Petersen, "Displacement damage in GaAs structures," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **35**(6), 1221-1226 (1988).
64. A. L. Barry, A. J. Houdayer, P. F. Hinrichsen, W. G. Letourneau, and J. Vincent, "The energy dependence of lifetime damage constants in GaAs LEDs for 1-500 MeV protons," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **42**(6), 2104-2107 (1995).
65. R. J. Walters, S. R. Messenger, G. P. Summers, E. A. Burke, S. M. Khanna, D. Estan, L. S. Erhardt, C. L. Hui, G. Mae, M. Buchanan, A. J. SpringThorpe, A. Houdayer, and C. Carlone, "Correlation of proton radiation damage in InGaAs-GaAs quantum-well light-emitting diodes," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **48**(6), 1773-1777 (2001).
66. S. R. Messenger, E. A. Burke, G. P. Summers, and R. J. Walters, "Limits to the application of NIEL for damage correlation," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51**(6), 3201-3206 (2004).
67. J. F. Ziegler, "SRIM", retrieved.
68. M. Mbarki, G. C. Sun, and J. C. Bourgoin, "Prediction of solar cell degradation in space from the electron-proton equivalence," *Semiconductor Science and Technology* **19**(9), 1081-1085 (2004).
69. O. Gauthier-Lafaye, V. Colson, J. Py, B. Thedrez, and J. L. Gentner, "High temperature 10 Gbit/s directly modulated 1.3 μm DFB lasers using InAsP/InGaAsP materials," *Electronics Letters* **38**(6), 275-277 (2002).
70. E. Rosencher and B. Vinter, *Optoélectronique*, Cours et exercices corrigés (Dunod, 2002).
71. J. Braithwaite, M. Silver, V. A. Wilkinson, E. P. O'Reilly, and A. R. Adams, "Role of radiative and nonradiative processes on the temperature sensitivity of strained and unstrained 1.5 μm InGaAs(P) quantum well lasers," *Applied Physics Letters* **67**(24), 3546-3548 (1995).

72. F. Girardin and H. D. Guang, "Characterization of semiconductor lasers by spontaneous emission measurements," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **3**(2), 461-470 (1997).
73. B. W. Hakki and T. L. Paoli, "CW degradation at 300 degrees K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain," *Journal of Applied Physics* **44**(9), 4113-4119 (1973).
74. P. J. Bream, S. Bull, I. Harrison, S. Sujecki, and E. C. Larkins, "Fourier transform analysis method for modeling the positions and properties of cavity defects in Fabry-Perot laser diodes," *Applied Physics Letters* **86**(6), 61104-61101-61103 (2005).
75. C. Plouzenec, Y. Gottesman, E. V. K. Rao, H. Sillard, A. Plais, and J. Jacquet, "Failure mode analysis of photonic components on InP using low-coherence reflectometry: case of burned DBR lasers," *Journal of Lightwave Technology* **21**(12), 3434-3440 (2003).
76. O. Gilard, F. Lozes-Dupuy, G. Vassilieff, S. Bonnefont, P. Arguel, J. Barrau, and J. P. Le, "Strain optimization for high differential gain and low current operation in 1.55 μm InGaAs/InGaAsP quantum well lasers," *Journal of Applied Physics* **86**(11), 6425-6430 (1999).
77. H. C. Casey JR and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Quantum Electronics - Principles and applications (Academic Press, 1978).
78. C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-18**(2), 259-264 (1982).
79. V. Ligeret, F. J. Vermersch, S. Bansropun, M. Lecomte, M. Calligaro, O. Parillaud, and M. Krakowski, "High-Power Al-Free Active Region ($\lambda = 852\text{nm}$) DFB Laser Diodes For Atomic Clocks and Interferometry Applications," presented at the CLEO, Long beach, California, USA, 21 - 26 May, 2006.
80. F. J. Vermersch, M. Lecomte, M. Calligaro, O. Parillaud, S. Bansropun, and M. Krakowski, "High-power Al-free active region ridge laser diodes for atomic clocks," presented at the 2005 Conference on Lasers and Electro Optics Europe IEEE Cat. No. 05TH8795. 2005: 139, 2005.
81. D. Z. Garbuzov, N. Y. Antonishkis, A. D. Bondarev, A. B. Gulakov, S. N. Zhigulin, N. I. Katsavets, A. V. Kochergin, and E. V. Rafailov, "High-power 0.8 μm InGaAsP-GaAs SCH SQW lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **27**(6), 1531-1536 (1991).
82. D. Z. Garbuzov, N. J. Antonishkis, S. N. Zhigulin, N. D. Il'inskaya, A. V. Kochergin, D. A. Lifshitz, E. U. Rafailov, and M. V. Fuksman, "High-power buried InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0.8 \mu\text{m}$) laser diodes," *Applied Physics Letters* **62**(10), 1062-1064 (1993).
83. S. L. Yellen, A. H. Shepard, C. M. Harding, J. A. Baumann, R. G. Waters, D. Z. Garbuzov, V. Pjataev, V. Kochergin, and P. S. Zory, "Dark-line-resistant, aluminum-free diode laser at 0.8 μm ," *IEEE Photonics Technology Letters* **4**(12), 1328-1330 (1992).
84. B. Dagens, F. Alexandre, F. Martin, A. Accard, O. Drisse, E. Derouin, R. Brenot, D. Make, F. Pommereau, F. Poingt, O. Le Gouezigou, and J. L. Gentner, "First Demonstration of Tensile Strained GaInNAs/InP Multi-Quantum-Well TM Laser Emitting at 1.55 μm ," presented at the CLEO/QELS, Long Beach, California (USA), May 21-26, 2006.
85. R. Leon, S. Marcinkecius, J. Siegert, B. Cechavicius, B. Magness, W. Taylor, and C. Lobo, "Effects of proton irradiation on luminescence emission and carrier dynamics of self-assembled III-V quantum dots," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **49**(6), 2844-2851 (2002).
86. C. Ribbat, R. Sellin, M. Grundmann, D. Bimberg, N. A. Sobolev, and M. C. Carmo, "Enhanced radiation hardness of quantum dot lasers to high energy proton irradiation," *Electronics Letters* **37**(3), 174-175 (2001).
87. D. V. Lang and L. C. Kimerling, "Observation of recombination-enhanced defect reactions in semiconductors," *Physical Review Letters* **33**(8), 489-492 (1974).

88. M. Boutillier, M. Woittrain, S. Constant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, O. Llopis, and F. Lozes-Dupuy, "Méthodologie d'étude des propriétés de gain d'une diode laser," presented at the 24èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG'2005), Chambéry (France), 8-10 Novembre 2005, 2005.
89. F. Magistrali, D. Sala, G. Salmini, F. Fantini, M. Giansante, and M. Vanzi, "ESD-related latent failures of InGaAsP/InP laser diodes for telecommunication equipments," presented at the 29th Annual Proceedings. Reliability Physics 1991 Cat. No.91CH2974 4. 1991: 224 33, 1991.
90. B. Lehmann and D. Braunig, "A deep-level transient spectroscopy variation for the determination of displacement threshold energies in GaAs," *Journal of Applied Physics* **73**(6), 2781-2785 (1993).
91. D. Pons and J. C. Bourgoin, "Irradiation-induced defects in GaAs," *Journal of Physics C Solid State Physics* **18**(20), 3839-3871 (1985).
92. D. Pons, A. Mircea, and J. Bourgoin, "An annealing study of electron irradiation-induced defects in GaAs," *Journal of Applied Physics* **51**(8), 4150-4157 (1980).
93. B. Massarani and J. C. Bourgoin, "Threshold energy for atomic displacement in InP," *Physical Review B Condensed Matter* **34**(4), 2470-2474 (1986).
94. J. C. Bourgoin and M. Lannoo, *Properties of Impurity States in Superlattice Semiconductors* (I P Batra and C Ciraci, 1988).
95. O. Gilard, "Theoretical study of radiation effects on GaAs/AlGaAs and InGaAsP/InP quantum-well lasers," *Journal of Applied Physics* **93**(4), 1884-1888 (2003).
96. E. W. Taylor, A. H. Paxton, H. Schone, R. F. Carson, J. Bristow, J. A. Lehman, B. M. K. Hibbs, R. A. Morgan, and T. Marta, "In vacuo responses of an AlGaAs vertical cavity surface emitting laser irradiated by 4.5 MeV protons," *IEEE Transactions on Nuclear Science* **45**(3), 1514-1517 (1998).
97. A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, 1995).
98. W. B. Joyce and R. W. Dixon, "Electrical characterization of heterostructure lasers," *Journal of Applied Physics* **49**(7), 3719-3728 (1978).
99. K. L. Pey and T. Makino, "Current-voltage characteristics of long wavelength quantum-well laser diodes," *Journal of Applied Physics* **83**(3), 1183-1186 (1998).
100. A. Ramaswamy, d. Z. J. P. van, J. R. Biard, R. Johnson, and J. A. Tatum, "Electrical characteristics of proton-implanted vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34**(11), 2233-2240 (1998).

Thèse de M. Mathieu Boutillier, réalisée sous la direction de M. Olivier Gauthier-Lafaye
Soutenue le 14 novembre 2007 au LAAS CNRS

Approche méthodologique de l'impact de l'environnement radiatif spatial sur les propriétés intrinsèques d'une diode laser :

L'interaction rayonnement matière est bien connue et documentée. A contrario, les études portant sur l'influence d'un environnement radiatif sur les diodes laser sont rares, et considèrent souvent le composant comme une boîte noire dont seules les propriétés extrinsèques sont étudiées. Nous proposons une méthodologie originale d'étude des diodes laser, basée sur l'analyse des propriétés optiques, électriques, dynamiques des composants. Nous montrons que ce type d'étude permet de remonter aux grandeurs physiques intrinsèques des composants étudiés. Cette méthodologie est ensuite appliquée à l'étude de l'impact d'un environnement radiatif spatial sur des diodes laser émettant à 852 nm destinées à être utilisées pour le refroidissement d'atome de césium dans des dispositifs embarqués. Pour généraliser la méthode utilisée, nous avons étendu nos essais à des diodes laser avancées à base d'alliages de GaInNAs sur InP en tension et de diodes laser à îlots quantiques InAs sur InP.

Mots clefs : diodes laser, irradiation, environnement spatial.

Methodological approach of the impact of the radiative space environment on laser diode intrinsic properties

The radiation matter interaction is well known and documented. However, studies concerning the impact of a radiative environment on laser diodes are rare, and usually consider the device as a black box, and only their extrinsic properties are studied. We propose to study laser diodes using a novel methodology, based on the analysis of both the optical, the electrical, and the dynamic properties of the laser diode. We show that this methodology enables to deduce the intrinsic parameters of the studied devices. This methodology is afterwards applied to the study of the space environment impact on laser diodes emitting at 852 nm, which could be potentially used for atom cooling in embedded caesium atomic clocks. Such systems could be embedded within Pharo and Galileo spatial programs. Therefore assessing their hardness to the radiative space environment is crucial. To further generalise this methodology, we apply it to advanced laser diodes based on tensile strained GaInNAs/InP and on InAs quantum dash laser diodes, both emitting at 1.55 μm .

Keywords: laser diodes, irradiation, spatial environment.

Thèse soutenue en Génie électrique, réalisée au LAAS-CNRS, 7 avenue du colonel Roche, 31077 Toulouse Cedex 4