



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

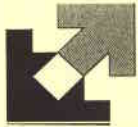
LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



Université de METZ

 UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

THESE

présentée au Département de physique de l'Université de Sherbrooke (Québec)

et

au Centre Lorrain d'optique et d'électronique des Solides de l'Université de
Metz (France)

en vue de l'obtention des grades de

Docteur-ès-sciences (PhD, Université de Sherbrooke)

et du **Diplôme de Doctorat de l'Université de Metz**

Spécialité : **Electronique**

Ecole Doctorale : **PROMEMA**

Électroluminescence en avalanche des jonctions p-n à base de silicium et d'arséniure de gallium, et effet d'irradiation

par

Sidi Aboujja

Soutenance le 04 Octobre 2000 devant le jury composé de:

C. Carlone	Professeur, Université de Sherbrooke	Co-directeur de thèse
J.-P. Charles	Professeur, Université de Metz	Co-directeur de thèse
F. Dujardin	M ^c . de Conférences, Université de Metz	Examineur
A. Hoffmann	M ^c .de Conférences, Université de Metz	Examineur
S.E. Kerns	Professeur, OLIN University	Examineur
D.V. Kerns	Professeur, OLIN University	Examineur
C. Llinarès	Professeur, Université-Montpellier 2	Rapporteur
P. Mialhe	Professeur, Université de Perpignan	Rapporteur

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	2000 017 S
Cote	S/M3 00/27
Loc	Magasin



Université de METZ

 UNIVERSITÉ DE
SHERBROOKE

THESE

présentée au Département de physique de l'Université de Sherbrooke (Québec)
et

au Centre Lorrain d'optique et d'électronique des Solides de l'Université de
Metz (France)

en vue de l'obtention des grades de

Docteur-ès-sciences (PhD, Université de Sherbrooke)
et du **Diplôme de Doctorat de l'Université de Metz**

Spécialité : **Electronique**

Ecole Doctorale : **PROMEMA**

Électroluminescence en avalanche des jonctions p-n à base de silicium et d'arséniure de gallium, et effet d'irradiation

par

Sidi Aboujja

Soutenance le 04 Octobre 2000 devant le jury composé de:

C. Carlone	Professeur, Université de Sherbrooke	Co-directeur de thèse
J.-P. Charles	Professeur, Université de Metz	Co-directeur de thèse
F. Dujardin	M ^e . de Conférences, Université de Metz	Examineur
A. Hoffmann	M ^e .de Conférences, Université de Metz	Examineur
S.E. Kerns	Professeur, OLIN University	Examineur
D.V. Kerns	Professeur, OLIN University	Examineur
C. Llinarès	Professeur, Université-Montpellier 2	Rapporteur
P. Mialhe	Professeur, Université de Perpignan	Rapporteur

*Je dédie cette thèse à mon père
Mohamed Lamine*

Sommaire

Dans ce travail de thèse nous étudions l'électroluminescence (EL) des jonctions à base de silicium (Si) et d'arséniures de gallium (GaAs), polarisées en avalanche.

Dans le cas des jonctions p-n à base de Si (semi-conducteur à gap indirect), la polarisation en direct est accompagnée d'une émission de lumière dans l'infrarouge. Cette émission est due à la recombinaison des électrons-trous à travers le gap indirect appelée recombinaison interbande. La polarisation en avalanche est accompagnée d'une émission de lumière dans le visible. Cette émission fait l'objet de controverses depuis sa découverte en 1955. Il n'y a pas encore un accord définitif sur son origine. Une des causes du désaccord est la forme spectrale du signal qui apparaît non reproductible. Souvent les spectres sont présentés sans correction par la réponse du système de détection.

La plupart des modèles proposés pour expliquer cette émission en avalanche se basent sur les transitions entre la bande de conduction et la bande de valence appelés modèles interbandes. Pour vérifier sa validité, nous avons exposé les jonctions aux irradiations dans le but d'introduire des défauts dans la bande interdite et nous avons fait varier la température afin de changer le gap et la population des porteurs. Nous avons observé que l'EL dans le mode de polarisation directe chute suite aux irradiations et à la baisse de température, comme prévu. Mais l'EL en avalanche est insensible à ces deux perturbations. Par conséquent nous avons rejeté le mécanisme de recombinaison interbande. Pour expliquer l'émission en avalanche nous proposons des transitions entre d'autres niveaux excités appelés sous-bandes de conduction. La mesure de durée de vie qui s'est révélée courte suggère des transitions directes entre sous-bandes de conduction. La confrontation de la structure de bandes d'énergie et l'expérience nous a permis d'attribuer cette émission en avalanche à des transitions entre les

sous-bandes de conduction Γ_1 et Γ'_1 et / ou entre les extrema des sous bandes associées aux niveaux $\Gamma'_{12} - \Gamma'_2$.

Pour mieux comprendre cette émission en avalanche nous avons étudié l'EL des jonctions à base de GaAs, car ce matériau a un coefficient d'absorption différent de celui de Si à cause de son gap direct. Contrairement au Si, le spectre d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche contient deux transitions séparées, une première à 1.44 eV et une deuxième à 1.95 eV. La première est voisine de l'énergie du gap de GaAs (1.43 eV) et a la même origine interbande que l'émission dans le mode de polarisation directe, la deuxième dont l'origine est controversée a une énergie plus grande que celle du gap. Cette dernière transition correspond à une émission dans le jaune, exactement comme l'émission en avalanche des jonctions à base de Si. Pour clarifier son origine, nous avons effectué les mêmes expériences que pour le Si en exposant les jonctions aux irradiations et en changeant la température. Les deux transitions ont un comportement différent avec l'irradiation et la température. Par conséquent, nous rejetons le modèle interbande pour la transition à 1.95 eV. Des transitions entre une bande excitée et la bande de valence ont été proposées, mais l'énergie calculée de ces transitions dépasse largement 1.95 eV. Nous pensons plutôt que la transition à 1.95 eV est une transition indirecte entre la deuxième sous-bande de conduction et le minimum de la première sous-bande de conduction. Cette interprétation est en accord avec la valeur de l'énergie calculée et avec les résultats des mesures en fonction de température et de l'irradiation.

En résumé, ce travail montre que dans les jonctions à base de Si et de GaAs polarisées en avalanche, la lumière est émise entre deux niveaux excités sans impliquer la bande de valence.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement mes deux directeurs de thèse: Cosmo Carlone et Jean-Pierre Charles. Le premier, pour la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant dans son laboratoire, et pour avoir dirigé mon travail de recherche dans une ambiance agréable. Durant les trois années passées avec lui, j'ai pu apprécier et profiter de ses compétences scientifiques et de ses qualités humaines. Le second pour m'avoir initié à la recherche, pour avoir donné l'idée de ce sujet de thèse et spécialement pour m'avoir mis en contact avec l'Université de Sherbrooke en suggérant un programme de cotutelle de thèse. Que mes deux directeurs de thèse trouvent dans ce témoignage l'expression de ma profonde reconnaissance pour les conseils et les facilités qu'ils ont pu me procurer quand j'en avais besoin.

Durant ces quatre années, j'ai eu la chance de travailler avec le maître de conférence Alain Hoffmann à Metz et l'assistant de recherche Martin Parentaux à Sherbrooke. Ils étaient constamment disponibles pour tous les problèmes que j'ai pu rencontrer durant ma thèse. J'ai pu profiter de leurs compétences techniques ainsi que de leurs connaissances en physique des semiconducteurs et en microélectronique. Je tiens à les remercier tous les deux à leurs justes valeurs.

Je tiens à remercier le Dr Alain Houdayer et le Dr Peter Hinirischsen de l'université de Montréal pour avoir permis l'irradiation aux protons et l'utilisation de leur montage de mesure de durée de vie, ainsi que pour les discussions fructueuses dont ils ont pu me faire bénéficier.

Je tiens aussi à remercier le Dr Darryl Hunting au Centre Universitaire de Santé de l'Estrie (CUSE) pour m'avoir permis de faire des irradiations gamma.

Je tiens à remercier Serge Jandl, membre du jury, pour m'avoir permis de travailler avec son photomultiplicateur S1. Je remercie Denis Morris, président du jury. Je tiens à remercier spécialement les professeurs M. et Mme Kerns d'être venu des USA pour juger ma thèse et

assister à ma soutenance en France. Je remercie également les membres de jury le professeur C. Llinares, le professeur P. Mialhe et le Maître de conférences F. Dujardin d'avoir lu et jugé mon travail de thèse.

Je ne peux passer sous silence les sacrifices de mon épouse Anne-Marie Tessier durant ces années de thèse. Elle a fait preuve de patience et de persévérance en s'adaptant à sa nouvelle vie au Québec et en m'encourageant dans les périodes difficiles. J'espère que l'arrivée de notre bébé Inès au mois de juin sera notre récompense à tous les deux.

Je tiens particulièrement à remercier mon père Mohamed Lamine et ma mère Boubana pour l'appui moral et financier qu'ils m'ont toujours accordé pour avancer dans mes études. En témoignage de ma reconnaissance je leurs dédie cette thèse. Je remercie également les autres membres de ma famille, mes frères (Bakar, Abdessalam, Ali et Brahim) et mes sœurs (Habiba et Souad) et particulièrement Brahim pour m'avoir toujours encouragé et pour avoir supporté mes sautes d'humeur.

Je remercie tous les camarades du département de physique de l'université de Sherbrooke pour l'ambiance amicale et les moments agréables que nous avons pu passer ensemble. Je remercie particulièrement Raphaël Duprat étudiant au Doctorat pour avoir lu ma thèse et vérifier les fautes d'orthographe que j'ai pu oublier.

Pour terminer, je remercie le Centre de Recherche sur les Propriétés Électroniques des Matériaux Avancés (CERPEMA) et la faculté des sciences de l'Université de Sherbrooke pour leur appui financier. Je remercie aussi tous les membres du département de physique de l'Université de Sherbrooke professeurs et techniciens.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE.....	ii
REMERCIEMENTS.....	iv
TABLE DES MATIÈRES.....	vi
LISTE DES FIGURES.....	x
LISTE DES TABLEAUX.....	xxi
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : GÉNÉRALITÉS	
1. INTRODUCTION	5
2. STRUCTURE CRISTALLINE	5
2.1. SILICIUM (Si)	5
2.2. ARSÉNIURE DE GALLIUM (GAAS).....	6
3. STRUCTURE DES BANDES D'ÉNERGIE DES SEMI-CONDUCTEURS	6
3.1. STRUCTURE DE BANDE DU SILICIUM (Si).....	7
3.2. STRUCTURE DE BANDE DE L'ARSÉNIURE DE GALLIUM (GAAS).....	7
4. PROCESSUS OPTIQUES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS	9
4.1. TRANSITIONS RADIATIVES.....	9
4.1.1. <i>Transition bande à bande</i>	9
4.1.2. <i>Transition entre bande et impureté</i>	9
4.1.3. <i>Transition donneur à accepteur</i>	9
4.2. TRANSITIONS NON RADIATIVES.....	10
4.2.1. <i>Effet Auger</i>	10
4.2.2. <i>Défauts agissant comme centres non radiatifs</i>	10
5. DÉFAUTS CONSÉCUTIFS À UNE IRRADIATION NON IONISANTE	11
6. JONCTION P-N.....	13
6.1. ÉPAISSEUR DE LA ZONE DE DÉPLÉTION.....	13
7. CARACTÉRISTIQUES COURANT-TENSION.....	14
7.1. POLARISATION EN RÉGIME DIRECT	14
7.2. MODÉLISATION DE LA JONCTION P-N.....	16
7.2.1. <i>Modèle de deux exponentielles dont une variable (VDEM)</i>	17
7.2.2. <i>Modèle à deux exponentielles constantes (CDEM)</i>	17

7.2.3.	<i>Modèle à une exponentielle simple (SEM)</i>	17
7.3.	POLARISATION DANS LE RÉGIME INVERSE ET D'AVALANCHE	18
7.4.	IONISATION PAR IMPACT	18
8.	L'ÉLECTROLUMINESCENCE DES JONCTIONS P-N.....	23
8.1.	ÉMISSION DE PHOTONS DURANT LA POLARISATION DANS LE MODE DIRECT	23
8.2.	ÉMISSION DE PHOTONS DURANT LA POLARISATION EN AVALANCHE	23
8.2.1.	<i>Jonction p-n à base de Silicium et de l'Arséniure de Gallium</i>	23

CHAPITRE II : ÉCHANTILLONS ET MONTAGES EXPÉRIMENTAUX

1.	PRÉSENTATION DES ÉCHANTILLONS.....	24
1.1.	TRANSISTORS BIPOLAIRES À BASE DE SI.....	24
1.2.	DIODES ÉLECTROLUMINESCENTES À BASE DE GAAS.....	27
2.	MONTAGE DE MESURE DES CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES	27
3.	MONTAGE DE MESURE DES CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES EL-V	28
4.	MONTAGE DE MESURE DE LA DISTRIBUTION SPECTRALE DE L'EL.....	28
5.	MONTAGE EXPÉRIMENTAL DE MESURE DE LA DURÉE DE VIE	29
6.	DIFFÉRENTS PHOTOMULTIPLICATEURS UTILISÉS	32
7.	IRRADIATION.....	32

CHAPITRE III : CARACTÉRISATION DES JONCTIONS À BASE DE SILICIUM

1.	INTRODUCTION	34
2.	ÉCHANTILLONS ET EXPÉRIENCES	34
3.	DÉGRADATION DES CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES.....	35
3.1.	IRRADIATION AUX PROTONS (3MEV)	35
3.1.1.	<i>Polarisation en régime direct</i>	35
3.1.1.1.	<i>Jonction E-B des transistors NPN</i>	35
3.1.1.2.	<i>Jonction E-B des transistors PNP</i>	36
3.1.2.	<i>Polarisation en inverse</i>	40
3.1.2.1.	<i>Jonction E-B des transistors NPN</i>	40
3.1.2.2.	<i>Jonction E-B des transistors PNP</i>	42
3.2.	IRRADIATION AUX GAMMAS COBALT 60 (Si).....	43
4.	ÉLECTROLUMINESCENCE DES JONCTIONS P-N IRRADIÉES	44
4.1.	EL DANS LE RÉGIME DE POLARISATION DIRECTE	44
4.1.1.	<i>Irradiation aux Protons</i>	44
4.1.2.	<i>Irradiation gamma</i>	48
4.2.	EL EN MODE DE POLARISATION INVERSE	49
4.2.1.	<i>Irradiation aux protons</i>	49
4.2.2.	<i>Irradiation gamma</i>	54

5. CONCLUSION	54
---------------------	----

CHAPITRE IV : ÉTUDE SPECTRALE DE L'EL ET MÉCANISMES D'ÉMISSION

1. INTRODUCTION	56
2. LA DISTRIBUTION SPECTRALE DE L'ÉMISSION EN FONCTION DU COURANT SANS CORRIGER PAR LA RÉPONSE SPECTRALE DU DÉTECTEUR.....	57
3. SPECTRE D'ÉMISSION DÉTECTÉ AVEC DEUX PHOTO-MULTIPLICATEURS DIFFÉRENTS ET CORRIGÉ PAR LEURS RÉPONSES SPECTRALES	59
4. HISTORIQUE DES SPECTRES DÉJÀ MESURÉS	61
5. LES DIFFÉRENTS MÉCANISMES DE LUMINESCENCE.....	66
5.1. TRANSITIONS IMPLIQUANT DEUX TYPES DE PORTEURS.....	66
5.2. TRANSITIONS IMPLIQUANT UN SEUL TYPE DE PORTEURS.....	67
6. VÉRIFICATION DE LA VALIDITÉ DU MODÈLE DE RECOMBINAISON INTERBANDE.....	68
6.1. APPLICATION DU MODÈLE INTERBANDE À NOS SPECTRES D'ÉMISSION	72
6.2. EFFET DE L'IRRADIATION SUR L'EL DES JONCTIONS P-N À BASE DE SI.....	75
6.2.1. Irradiation aux protons des transistors NPN	76
6.2.2. Irradiation aux protons des transistors PNP.....	81
6.2.3. Irradiation gamma	83
6.3. EFFET DE LA TEMPÉRATURE SUR L'EL DES JONCTIONS P-N À BASE DE SI.	83
7. VÉRIFICATION DE LA VALIDITÉ DU MODÈLE INTRABANDE C-C.....	88
7.1. MODÈLE DE BREMMSTRAHLUNG OU C-C AI.....	90
7.2. TRANSITION C-C DIRECTE ET ASSISTÉE PAR PHONON	97
8. MODÈLE DES TRANSITIONS INTRABANDES DES TROUS	99
9. CONCLUSION	102

CHAPITRE V : ÉLECTROLUMINESCENCE DES JONCTIONS À BASE DE L'ARSÉNIURE DE GALLIUM

1. INTRODUCTION	105
2. EXPÉRIENCE	107
3. RÉSULTATS	107
3.1. CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES	107
3.1.1. Polarisation en direct.....	107
3.1.2. Polarisation en inverse.....	109

3.2.	CARACTÉRISTIQUES OPTIQUES EL(V).....	110
3.2.1.	<i>Polarisation en direct</i>	110
3.2.2.	<i>Polarisation en inverse</i>	110
3.3.	DISTRIBUTION SPECTRALE.....	112
3.3.1.	<i>Polarisation en direct</i>	112
3.3.2.	<i>Polarisation en inverse</i>	116
3.4.	EFFET DE LA TEMPÉRATURE.....	118
3.4.1.	<i>Polarisation en direct</i>	118
3.4.2.	<i>Polarisation en inverse</i>	118
3.5.	EFFET DE L'IRRADIATION AUX NEUTRONS SUR L'EL.....	119
3.5.1.	<i>Polarisation en direct</i>	119
3.5.2.	<i>Polarisation en inverse</i>	121
4.	DISCUSSION	125
5.	CONCLUSION	129
CHAPITRE VI : DURÉE DE VIE DE L'ÉMISSION DES JONCTIONS À BASE DE SI ET L'ARSENIURE DE GALLIUM		
1.	INTRODUCTION	131
2.	JONCTION E-B À BASE DE SI.....	131
2.1.	POLARISATION EN DIRECT.....	133
2.2.	POLARISATION EN AVALANCHE.....	134
3.	JONCTIONS À BASE DE L' ARSÉNIURE DE GALLIUM	137
	CONCLUSION.....	141
	RÉFÉRENCES.....	145

Liste des figures

- Fig. I- 1: Structure de bande de Si. E_g est l'énergie du gap. Cette figure est prise dans [15]...8
- Fig. I- 2. Structure de bande du GaAs. E_g est l'énergie du gap. Cette figure est prise dans [17].....8
- Fig. I- 3. Recombinaison et génération à travers un centre de recombinaison. Les directions de transition d'électrons sont indiquées.....11
- Fig. I- 4. Les deux régions de type N et de type P jointes, à l'équilibre thermodynamique....14
- Fig. I-5. Circuit équivalent d'une jonction à l'obscurité, en récepteur, lorsque les deux mécanismes de conduction, diffusion et recombinaison, se comparent.....16
- Fig. I- 6: Illustration du processus d'avalanche par ionisation par impact.....20
- Fig. I- 7: Ionisation par impact d'une paire électron-trou. (a) avant collision et (b) après collision. (1) est l'état de l'électron chaud (E_i, k_i), (2) est l'état de l'électron chaud après collision (E_2, k_2), (3) est l'état de l'électron créée (E_1, k_1) par ionisation par impact et (4) est l'état de trou (E_h, k_h) de la bande de valence.....20
- Fig. II- 1: Transistor bipolaire type NPN ou PNP dans son boîtier métallique, les trois pattes numérotées sont les électrodes : (1) Émetteur, (2) Base et (3) Collecteur.....25
- Fig. II- 2: Structure interne du transistor après décapsulation, on voit la jonction E-B. 1 mil = 24.5 μm25

Fig. II- 3 : (a) DELs infrarouges à base de GaAs de type (0P 133) dans son boîtier, les deux pattes sont les électrodes. (b) les dimensions du boîtier et de la structure interne.....	26
Fig. II- 4: Montage schématique mesurant la caractéristique électrique I-V.....	27
Fig. II- 5: Montage schématique mesurant les caractéristiques optiques EL-V.....	29
Fig. II- 6: Schéma du montage de l'électroluminescence en fonction de l'énergie du photon émis.....	30
Fig. II. 7: Schéma du montage expérimental mesurant la durée de vie.....	31
Fig. II- 8: Réponse spectrale de PM1 et PM4 dans la partie qui correspond à celle de nos spectre mesurés.....	33
Fig. II- 9: Réponse spectrale de PM2 et PM3 dans la partie qui correspond à celle de nos spectre mesurés.....	33
Fig. III- 1a: Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées en direct à la température ambiante.....	37
Fig. III- 1b : Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées en direct. Représentation logarithmique.....	37
Fig. III- 2: Évolution du courant de recombinaison I_R , des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons (p/cm^2).....	38

Fig. III- 3: Évolution du facteur d'idéalité, n , des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons.....	39
Fig. III- 4: Évolution de la résistance série, R_s , des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons.....	39
Fig. III- 5a: Influence de l'irradiation aux protons, sur I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP, polarisées dans le mode direct à la température ambiante.....	41
Fig. III- 5b: Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP, polarisées dans le mode direct. Représentation logarithmique.....	41
Fig. III- 6: Influence de l'irradiation aux protons sur les caractéristiques I-V, pour les jonctions E-B des transistors NPN polarisées en inverse.....	42
Fig. III- 7: Influence de l'irradiation aux protons sur les courbes I-V des jonctions (PNP) E-B polarisées en inverse.....	43
Fig. III- 8: Influence de l'irradiation aux protons, sur EL(V) des jonctions E-B des transistors PNP polarisées en direct. NI est confondue avec la petite dose de proton.....	45
Fig. III- 9: L'évolution de la quantité $n(KT/e)$ électrique et optique en fonction de la fluence de protons pour I (V) et EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN polarisées dans le mode direct. Les ordonnées à droite correspondent à I(V) et celles à gauche à EL (V).....	48
Fig. III- 10. Influence de l'irradiation aux proton, sur EL(V) des jonctions E-B des transistors PNP polarisées dans le mode direct.....	50

Fig. III- 11. L'évolution de la quantité $n(KT/e)$ électrique et optique en fonction de la fluence de protons pour $I(V)$ et $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP polarisées dans le mode direct.	50
Fig. III- 12 : Dégradation des caractéristiques EL-V en fonction des différentes doses d'irradiation gamma. Les jonctions E-B (PNP) sont polarisées dans le mode direct.....	51
Fig. III- 13: Influence de l'irradiation aux protons sur l'EL (V) pour des jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN, polarisées en inverse. Les ondulations en dessous de 7.75 V sont dues à la superposition des fluctuations du bruit de PM3 pour chacune des fluences.....	53
Fig. III- 14: Influence de l'irradiation aux protons sur l'EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires de type PNP, polarisées dans le mode inverse.....	55
Fig. III- 15: Influence de l'irradiation gamma sur l'EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires de type PNP, polarisées dans le mode inverse.....	55
Fig. IV- 1 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche. Ces spectres correspondent à différentes densités de courant. On note la présence des franges. Les petits pics qui se superposent aux franges correspondent à la lumière de la salle.....	58
Fig. IV- 2 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche détecté avec PM1 et PM2. La figure du haut est en représentation linéaire, celle du bas en représentation logarithmique.....	60

Fig. IV- 3 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche détecté avec PM1 et PM2 et corrigé par leurs réponses spectrales. La figure du haut est en linéaire, celle du bas est en échelle logarithmique.....62

Fig. IV- 4 : Spectre d'EL (NPN) en avalanche détecté par PM1 avant et après correction. Le spectre est représenté en échelle logarithmique64

Fig. IV- 5 : Spectre d'EL (NPN) en avalanche détecté par PM2 avant et après correction. Le spectre est représenté en échelle logarithmique.64

Fig. IV- 6 : Spectres en direct et en avalanche mesurés par Chynoweth et McKay [6] et corrigés en tenant compte de la réponse du système : spectromètre et photomultiplicateur65

Fig. IV- 7 : Comparaison de : (a) spectre de Toriumi [43], (b) spectre de Chynoweth et al. [6] et (c) spectre mesuré avec trois détecteurs différents: PbS, S1 et S-20 [9].....65

Fig. IV- 8 : A. T. Obeidat at al. ont présenté ce travail [10]. (- - -) de l'émission en avalanche, (ligne continue) le lissage théorique. Ce lissage donne l'épaisseur de la couche d'oxyde ($d=0.8 \mu\text{m}$) et la température de l'électron chaud T_e pour $W=kT_e=0.65$. Le spectre n'a pas été corrigé par la réponse du détecteur.....66

Fig. IV- 9 : Spectre d'émission des MOSFET avec un canal de dimension $1\mu\text{m}$ par $100 \mu\text{m}$. Obtenu pour une tension de grille de 5 V, une tension et courant de drain de 7 V et 15 mA67

Fig. IV- 10 : Structure de bande du Si avec les différentes transitions possibles a, b, c, d et e68

Fig. IV- 11 : Structure de bande de Si avec les différentes transitions possible: $a_1 \dots a_n$	72
Fig. IV-12 : La lumière est émise à partir de quelques μm , à l'interface entre la jonction p-n et la couche d'oxyde	74
Fig. IV- 13 : Le lissage du spectre expérimental de l'EL en avalanche des jonctions p-n (NPN) à base Si avec le modèle théorique interbande. (a) le lissage du spectre détecté avec PM1, dans lequel nous tenons compte de la réponse du détecteur PM1. (b) le lissage du spectre détecté avec PM2, dans lequel nous ne tenons pas compte de la réponse du détecteur PM2.....	77
Fig. IV- 14 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon émis à partir des jonctions E-B (NPN) polarisées dans le mode direct à différentes fluences d'irradiation aux protons	79
Fig. IV- 15 : Intensité de l'EL émise par les jonctions E-B (NPN) polarisées en avalanche (400 mA) en fonction de l'énergie du photon, à différentes fluences de protons	79
Fig. IV- 16 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B NPN polarisées dans le mode direct et le mode inverse (NI signifie non irradié).....	82
Fig. IV- 17 : Intensité de l'EL (NPN) intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonction E-B (NPN) polarisées en avalanche et en direct et filtrées avec $\lambda = 790\text{nm}$ et avec [350, 700 nm].....	82
Fig. IV- 18 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B PNP polarisées dans le mode direct et le mode inverse, NI signifie non irradié	84

Fig. IV- 19 : Intensité de l'EL (PNP) intégrée en fonction de la fluence de protons, (a) et (b) jonctions polarisées en direct et en avalanche respectivement et filtrées avec $\lambda = 790nm$ et (c) polarisées en avalanche et filtrées avec [350, 700 nm].....84

Fig. IV- 20 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la dose de gammas pour les jonctions PNP E-B polarisées dans le mode direct et dans le mode inverse85

Fig. IV- 21 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions PNP E-B polarisées dans le mode direct. L'effet de la température est inclus87

Fig. IV- 22 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions NPN E-B polarisées dans le mode direct, incluant l'effet de la température87

Fig. IV- 23 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour des jonctions émetteur-base NPN polarisées dans le mode inverse, incluant l'effet de la température89

Fig. IV- 24 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie de photon pour les jonctions NPN E-B polarisées dans le mode inverse. L'effet de la température est inclus89

Fig. IV- 25 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions E- B (NPN et PNP) polarisées en avalanche, à la température ambiante91

Fig. IV- 26 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions E-B (NPN et PNP) polarisées en avalanche, à la température de 15 K91

Fig. IV- 27 : Illustration des transitions intervallées dans les semiconducteurs. (a) électrons au minimum de la bande de conduction à faible champ électrique. (b) électrons dans la bande de conduction à fort champ électrique.....92

Fig. IV- 28 : Mouvement de l'électron libre sous l'influence du champ externe et des impuretés.....	92
Fig. IV- 29 : (a) Émission entre deux états du continuum d'ionisation dans un système atomique : A est l'état de l'ion et B est l'état de l'électron. (b) Traduction du phénomène bremsstrahlung dans la terminologie des semiconducteurs par des transitions intrabande assistées par impuretés : A est l'état de l'impureté et B est l'état de l'électrons dans la bande de conduction. BC est la bande de conduction et BV est la bande de valence.....	93
Fig. IV- 30 : Lissage de la courbe expérimentale avec le modèle théorique de bremsstrahlung de l'émission des jonctions p-n (NPN) à base silicium, polarisées en avalanche. Nous tenons compte de l'oxyde de Silicium et de la correction du photomultiplicateur. Ce lissage donne une épaisseur $d=1.7 \mu\text{m}$ et une température effective des électrons de 3170 K.....	97
Fig. IV- 31 : Structure de bande du Si avec les différentes transitions (a, b, c, d et e) possibles entre sous-bandes de conduction	99
Fig. IV- 32 : Bandes d'énergies supposées paraboliques par Heaker [7].....	100
Fig. IV- 33 : Comparaison de la radiation expérimentale donnée par le Si (+) pour des énergies inférieures à l'énergie du gap; ((Δ) Chynoweth, McKay, (- . . . -) est le spectre théorique des transitions directes.....	102
Fig. V- 1 : Caractéristiques électriques I-V des jonctions à base de GaAs polarisées en direct, plusieurs fluences de neutrons ($1e12$, $3e12$, $1e13$, $3e13$, $1e14$, $3e14$ et $1e15$) sont étudiées. (a) pour le courant allant jusqu'à 100 mA et (b) jusqu'à 1 mA.....	108

Fig. V- 2: Courbes I-V, en polarisation inverse, 1, 2, 3 et 4 sont quatre diodes électroluminescentes non irradiées à base de GaAs du même type (OP 133).....109

Fig. V- 3: Influence de l'irradiation aux neutrons (1 MeV) sur EL (V) des DELs à base de GaAs polarisées en direct. La fluence est donnée en p/cm^{-2} 111

Fig. V- 4: EL (V) de la même DEL de GaAs (OP 133) non irradiée, polarisée en direct et en inverse.....112

Fig. V- 5: Les spectres d'EL des LEDs GaAs polarisées en mode direct à la température ambiante pour différents courants.....114

Fig. V- 5a : Simulation de l'effet de l'auto-absorption sur le spectre d'une DEL à base de GaAs [62] qui ne contient pas de pic fantôme. (____) représente le spectre expérimental et (o) représente le spectre simulé.....115

Fig. V- 6: Les spectres d'EL en fonction de l'énergie du photon émis des DELs de GaAs polarisées en inverse à 10 mA (courbe à droite) et en direct 10 mA (courbe à gauche) à la température ambiante.....116

Fig. V- 7: Les spectres d'EL en fonction de l'énergie du photon émis des jonctions à base de GaAs polarisées en inverse (10 mA) et en direct (1A) à la température ambiante.....117

Fig. V- 8: Les spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct (10 mA), à différentes températures.....120

Fig. V- 9: EL en fonction de l'énergie du photon pour une jonction à base de GaAs non irradiée polarisées en avalanche à 10 mA, plusieurs températures sont présentées.....120

Fig. V-10: Variation avec la température de la transition c du spectre d'émission d'une jonction à base de GaAs polarisée en avalanche. La ligne en continue est le lissage fait par ordinateur.....	121
Fig. V- 11: EL en fonction de l'énergie pour une jonction GaAs non irradiée polarisées en avalanche à 10 mA, plusieurs température sont présentées en échelle logarithmique.....	122
Fig. V- 12: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct, à différentes fluences de neutrons (1 MeV) : NI, 1×10^{12} et 3×10^{12} n/cm ²	123
Fig. V- 13: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), au fluences de neutrons : NI, 1×10^{13} et 1×10^{15} n/cm ²	124
Fig. V- 14: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), au fluences de neutrons : NI, et 1×10^{15} n/cm ² . Représentation en échelle logarithmique.....	124
Fig. V- 15 : Lissage du spectre d'EL en avalanche par le modèle de bremsstrahlung.....	128
Fig. V- 16: Structure de bande de GaAs [17] avec les différentes transitions possibles qui puissent donner naissance au spectre d'EL en avalanche de GaAs.	128
Fig. V- 17: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), au fluences de neutrons : NI, 1×10^{13} et 1×10^{15} n/cm ² . Représentation en échelle logarithmique.....	130
Fig. VI- 1: Signal d'EL résolue en temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en direct. Représentation en échelle linéaire.....	135

- Fig. VI-2: Signal d'EL résolue en temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en direct. Représentation en échelle logarithmique.....135
- Fig. VI- 3: Signal d'EL résolue en le temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en avalanche. La courbe inférieure est en échelle logarithmique.....136
- Fig. VI- 4: Signal d'EL résolue en temps de la jonction à base de GaAs polarisée en direct. Il y a deux durées de vie. La courbe insérée est en échelle semilogarithmique.....138
- Fig. VI- 5: Spectre d'émission des jonctions à base de GaAs utilisé dans la référence [62], Il y a un seul pic qui correspond à la transistion b.....139
- Fig. VI- 6: Signal d'EL résolue en temps de la jonction à base de GaAs Texas Instruments [62] lissé avec une seule exponentielle donnant une durée de vie de 0.95 μ s. Dans la même figure nous avons superposé la réponse temporelle de nos jonctions OP 133 lissée avec deux exponentielle. Sour chacune des courbe, le lissage est superposé en couleur blanche.....139
- Fig. VI- 5: Signal d'EL résolu en temps d'une jonction à base de GaAs polarisée en avalanche. La courbe insérée est en échelle semilogarithmique.....140

Liste des tableaux

Tableau I- 1: Énergies d'ionisations de seuil pour le Si et le GaAs calculé par J. R. Hausser [25] en 1965.....	19
Tableau I- 2: Énergies d'ionisation de seuil pour le GaAs suivant les différentes directions cristallines calculées par Thomas P. Pearson en 1965 [26].....	19
Tableau II- 1: Spécifications des transistors bipolaires utilisés. 1 mil = 24.5 μm	26
Tableau III- 1: I_D en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B (NPN).....	38
Tableau IV. 1: La température de l'électron chaud pour différents détecteurs et valeurs de gap. «OUI» signifie que nous tenons compte de la réponse du détecteur et «NON» signifie qu'on n'en tient pas compte.....	76

Introduction

Le silicium cristallin (Si) est le principal matériau semi-conducteur de l'industrie électronique; il couvre 99% du marché, laissant 1% à des matériaux semi-conducteurs comme le GaAs, le GaN et d'autres composants III-V [1]. Par rapport au Si, ces derniers ont l'avantage d'émettre de la lumière plus efficacement, et sont ainsi destinés à des applications optoélectroniques.

Le Si peut être utilisé comme détecteur dans le visible et le proche infrarouge. Cependant, il est pratiquement absent en optique et en optoélectronique à cause de son gap indirect (1.1 eV) qui rend les transitions radiatives improbables. Malgré cette inefficacité, l'intérêt pour l'émission à partir du Si n'a jamais été aussi grand qu'aujourd'hui. Ceci est dû premièrement à la grande demande en composants optoélectroniques basés sur le Si, et aussi aux grands progrès réalisés récemment dans l'ingénierie des matériaux [2]. De nouveaux phénomènes sont maintenant appliqués afin de contourner les limitations de l'émission lumineuse dans le cas du Si causées par son gap indirect. Parmi ces phénomènes il y a:

- (1) l'augmentation de l'efficacité de la luminescence par l'accroissement du recouvrement des fonctions d'ondes de l'électron et du trou, grâce au confinement des structures de bandes (silicium poreux);
- (2) le choix des longueurs d'ondes d'émission par formation d'alliages ($\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$);
- (3) l'introduction de centres de recombinaison tel que l'Erbium;
- (4) des méthodes hybrides par juxtaposition de matériaux à gap direct et indirect (GaAs et Si).

Dans notre cas, nous nous intéressons aux jonctions p-n à base de silicium cristallin qui émettent de la lumière jaune (≈ 1.8 eV) dans le régime de polarisation en avalanche. Ce phénomène a été observé pour la première fois par R. Newman [3] en 1955. Étant donné que

l'énergie de la lumière émise se situe entre celle du gap direct (3.1 eV) et indirect (1.1 eV) son origine n'est pas évidente à définir et a suscité beaucoup de recherches. Shockley [4] a suggéré la recombinaison radiative entre les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence (transitions interbandes). Wolff [5] a établi une fonction de distribution des porteurs chauds incluant l'effet de l'ionisation par impact, pour modéliser les spectres expérimentaux obtenus par Chynoweth *et al* [6]. Il a attribué les hautes énergies du spectre à la recombinaison radiative entre les électrons et les trous libres (transitions interbandes), et les faibles énergies aux transitions entre les trous des sous-bandes de valence (transitions intravalances bandes). Haecker [7] a mesuré le spectre d'émission pour les basses énergies ($E < E_g$) et a associé leur origine aux transitions entre les sous bandes de valence (intravalances bandes). Figielski et Torun [8] ont proposé un nouveau modèle basé sur le bremsstrahlung des porteurs énergétiques dans le champ des centres chargés de Coulomb.

Le travail a été repris par d'autres auteurs [9][10][11] qui sont tous d'accord sur le fait que cette lumière est due aux porteurs énergétiques appelés porteurs chauds. Par contre l'interprétation du mécanisme responsable de cette émission est controversée et il est toujours sous débat. Une source de confusion est la non-reproductibilité du spectre d'émission en avalanche. Chynoweth *et al* [6] ont mesuré un spectre monotone décroissant à partir de l'infrarouge. Par contre, les travaux les plus récents sont plus uniformes; le maximum d'intensité enregistrée a lieu autour de ≈ 1.8 eV [11]. K. Hublitz [12], Obeidat [10] observent des spectres d'émission identiques à ceux présentés dans cette thèse. Nous croyons que les technologies de croissance et de fabrication sont mieux contrôlées, permettant une interprétation plus fiable. Pour cette raison, l'étude de l'origine de la lumière en avalanche a connu un regain d'intensité récemment [10][11][13][14].

Dans ce travail, nous nous proposons d'expliquer l'origine de cette lumière jaune émise par les jonctions à base de Si polarisées en avalanche. Pour cela, nous avons utilisé l'irradiation comme un moyen de valider certains mécanismes responsables de cette émission et d'en rejeter d'autres. L'irradiation introduit des défauts dans la structure micro-électronique qui se traduisent par des centres de recombinaisons ayant des niveaux d'énergie dans le gap. Toute transition impliquant le gap est affectée par ces centres. Dans ce travail, l'irradiation

nous confirmera si tout ou une partie du spectre d'émission est dû à des transitions bande à bande à travers le gap ou pas. L'étude de l'effet de l'irradiation sur l'émission en avalanche dans le cas du Si et du GaAs n'a jamais été traité auparavant.

La thèse est composée de six chapitres:

- Dans le premier chapitre nous présentons les propriétés physiques des semi-conducteurs afin de comprendre les mécanismes présents dans les composants électroniques utilisés. Nous étudions également la structure cristalline, la structure de bande de ces semi-conducteurs et leurs comportements suite à des perturbations externes telles que le champ électrique et l'irradiation. Nous donnons aussi un aperçu du fonctionnement des jonctions p-n dans les régimes de polarisation direct et inverse. Nous présentons également le phénomène d'avalanche qui sera détaillé pour avoir une meilleure compréhension de l'émission dans ce mode de polarisation.
- Un deuxième chapitre est consacré à la présentation des échantillons et des montages expérimentaux employés.
- Un troisième chapitre est consacré à la caractérisation électriques $I(V)$ et optiques EL (V), dans les deux régimes de polarisation des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN et PNP. Nous présenterons la dégradation de ces jonctions suite à l'irradiation aux protons et aux rayons gamma. Le but de cette étude n'est pas d'expliquer l'origine de l'émission en avalanche, mais plutôt de connaître nos structures micro-électroniques et de s'assurer que l'irradiation a bien un effet sur nos jonctions pour une meilleure interprétation lors de l'étude spectrale.
- Dans le quatrième chapitre nous nous attaquons au problème principal de l'émission de la lumière jaune à partir des jonctions émetteur-base (E-B) des transistors bipolaires utilisés dans cette thèse. Nous présentons les spectres d'émission dans les deux régimes de polarisation direct et inverse avec un historique des modèles théoriques permettant d'expliquer l'émission en avalanche depuis sa découverte. Ce chapitre mettra en évidence la controverse des interprétations. Nous présenterons la dégradation de ces jonctions suite à l'irradiation aux protons et aux rayons gamma ainsi que leurs variations en fonction de la température et du courant. Finalement, nous confronterons nos résultats expérimentaux à nos modèles théoriques. Cette confrontation permettra de rejeter certains mécanismes

d'émission et d'en garder d'autres. Elle permettra également de connaître l'épaisseur de l'oxyde de passivation de notre structure micro-électronique et aussi la température effective des porteurs chauds.

- Dans le cinquième chapitre nous changerons de matériau afin d'obtenir des informations complémentaires. Nous avons choisi le GaAs car son coefficient d'absorption est différent à cause de son gap direct qui permettra de voir des transitions absentes dans le cas du Si. L'étude de l'effet de l'irradiation aux neutrons et de la température sur l'émission en direct et en avalanche des jonctions à base de GaAs permettra d'identifier les transitions présentes dans le spectre d'émission et aussi de valider le modèle expliquant l'électroluminescence en avalanche des jonctions à base de Si.
- Un sixième chapitre est consacré à la comparaison des durées de vies de l'émission en régime de polarisation direct et en avalanche des jonctions à base de Si et de GaAs. Cette étude permettra de valider notre interprétation.

Finalement, on présente la conclusion où on met le point sur les problèmes résolus et sur ceux qui restent à régler.

Chapitre I.

Généralités

1. Introduction

Avant d'aborder l'étude de l'électroluminescence dans les composants électroniques, un aperçu des propriétés physiques des semi-conducteurs sera présenté. La connaissance des propriétés fondamentales telles que la structure cristalline, la structure de bandes d'énergie, et le comportement des semi-conducteurs consécutif à des perturbations externes telles que la polarisation électrique et l'irradiation, est indispensable à la compréhension et à l'interprétation des résultats. Un aperçu du fonctionnement des jonctions p-n dans les régimes de polarisation directe et inverse, destiné à éclairer les résultats de la caractérisation électrique sera donné.

2. Structure cristalline

2.1. *Silicium (Si)*

Le Si est un matériau mono-atomique qui cristallise dans la structure diamant. Il est constitué de deux réseaux cubiques faces centrées (cfc), imbriqués, décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale principale. La maille élémentaire contient deux atomes de silicium, occupant les positions $(0,0,0)$ et $(1/4,1/4,1/4)$. Chaque atome de silicium possède une coordination tétraédrique et établit des liaisons de valence avec ses quatre voisins [16].

2.2. Arséniure de Gallium (GaAs)

Le GaAs fait partie des semi-conducteurs III-V, car les atomes Ga et As appartiennent respectivement aux colonnes III et V du tableau périodique. Le GaAs cristallise dans une structure Zinc Blende. Les atomes de gallium et les atomes d'arsenic se placent respectivement sur deux réseaux cubiques à faces centrées (cfc) décalés l'un de l'autre du quart de la grande diagonale de la cellule unité. La maille élémentaire contient un atome de Ga dans la position (0,0,0) et un atome de As dans la position (1/4,1/4,1/4). Chaque atome de Ga se trouve au centre d'un tétraèdre formé par des atomes As et vice-versa [16].

3. Structure des bandes d'énergie des semi-conducteurs

La structure de bandes d'énergie du cristal est donnée par la relation de dispersion entre l'énergie E et le vecteur d'onde k ; cette relation est la solution de l'équation de Schrödinger appliquée au problème à un électron dans un potentiel périodique. Nous considérons un électron soumis à un potentiel périodique ayant la périodicité de la maille. Les solutions $\phi_k(r)$ de l'équation de Schrödinger

$$H\phi_k(r) = E_k\phi_k(r), \quad (\text{I. 1})$$

sont des fonctions de Bloch de la forme

$$\phi_k(r) = e^{jk \cdot r} U_k(r), \quad (\text{I. 2})$$

où $U_k(r)$ est une fonction périodique de r dans le réseau direct.

Les résultats de ces études de structure de bandes pour tout semi-conducteur montrent l'existence de domaines d'énergie pour lesquels aucune fonction de Bloch n'est solution de l'équation d'onde. Cette bande dépourvue de niveaux d'énergie est appelée la bande interdite

ou bien **gap**. La dernière bande pleine est la bande de valence, la première bande vide est la bande de conduction. La différence d'énergie entre le sommet de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction s'appelle l'énergie de gap du matériau, notée E_g .

La bande de valence est constituée de quatre sous bandes quand le spin n'est pas pris en compte dans l'équation de Schrödinger. Trois des quatre bandes sont dégénérées à $\mathbf{k}=\mathbf{0}$, c'est à dire au point Γ , la quatrième constitue la bande inférieure. L'interaction spin-orbite cause un clivage de la bande à $\mathbf{k}=\mathbf{0}$, la bande supérieure correspond à la bande des trous lourds et la bande inférieure correspond à la bande des trous légers. De la même façon, la bande de conduction comporte quatre sous bandes.

3.1. Structure de bande du Silicium (Si)

Le point Γ ($\mathbf{k}=\mathbf{0}$) est le sommet de la bande de valence. Le minimum de la bande de conduction suivant la direction Δ est $(0,0,k)$ avec $k=0.85k_x$ où k_x est l'abscisse du point X, voir Fig. I- 1 [15]. La bande de conduction du silicium présente six minima, le silicium est donc un semi-conducteur à 6 vallées Δ (multivallée). Puisque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés à des points différents de l'espace des \mathbf{k} , les électrons transitent de la bande de valence à la bande de conduction en changeant de vecteur d'onde \mathbf{k} . Le Si est donc un semi-conducteur à gap indirect ayant une énergie de gap 1.169 eV et 1.12 eV, à 4K et 300K respectivement [16].

3.2. Structure de bande de l'Arséniure de Gallium (GaAs)

Le maximum de la bande de valence est situé au point Γ ($\mathbf{k}=\mathbf{0}$). Puisque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés aux mêmes points de l'espace des \mathbf{k} , les électrons transitent de la bande de valence à la bande conduction sans changer de vecteur d'onde \mathbf{k} [17]. On dit que GaAs est un semi-conducteur à gap direct (Fig. I-2) ayant une énergie de gap 1.52 eV et 1.43 eV, à 4K et 300K respectivement [16].

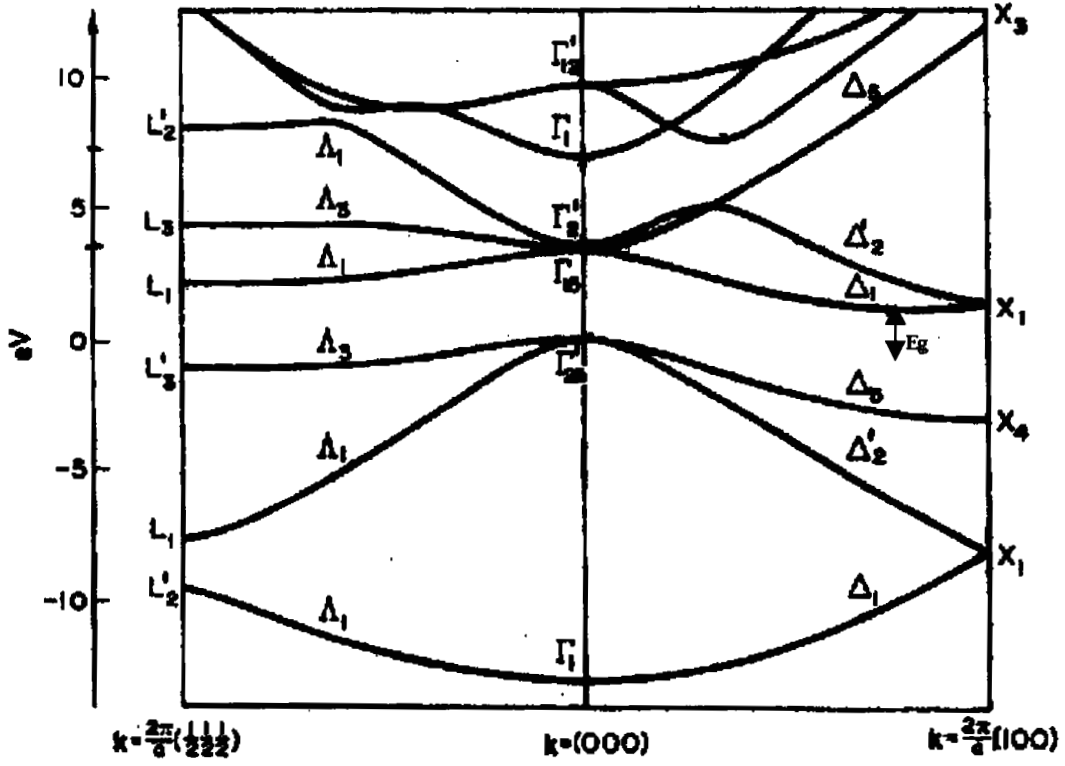


Fig. I- 1: Structure de bande de Si. E_g est l'énergie du gap [15].

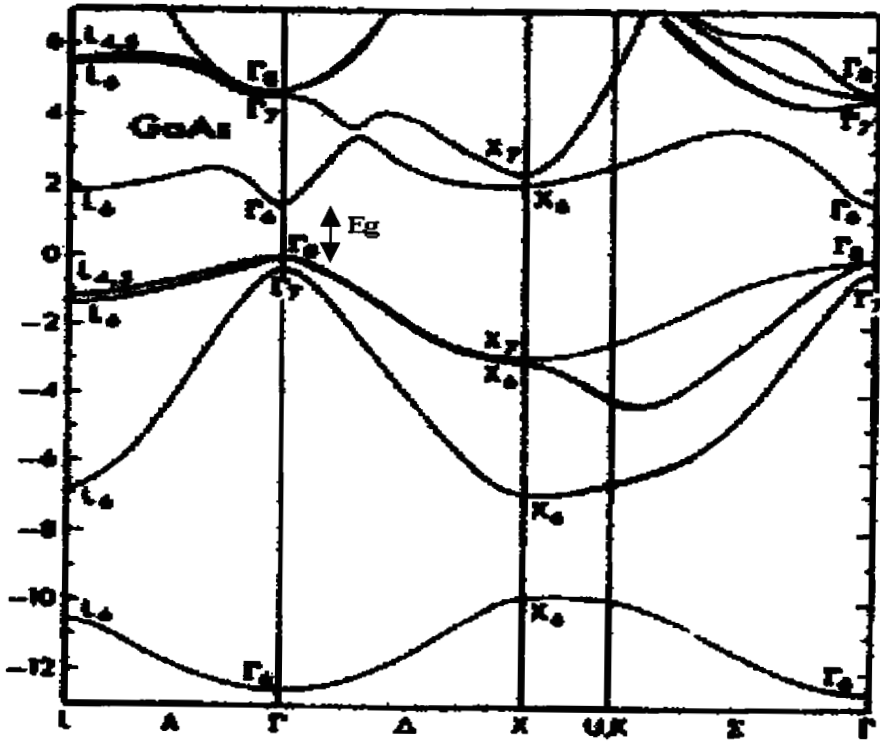


Fig. I- 2: Structure de bande du GaAs. E_g est l'énergie du gap [17].

4. Processus optiques dans les semi-conducteurs

L'électroluminescence correspond à la transformation d'énergie électrique en lumière. La lumière est émise quand l'électron change son état quantique. Examinons les divers types de transitions.

4.1. Transitions radiatives

Une transition radiative a lieu quand un photon est émis. Elle peut être de plusieurs types comme bande à bande, ou bande à impureté (accepteur ou donneur).

4.1.1. Transition bande à bande

Ces transitions se produisent entre les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence avec conservation du vecteur \mathbf{k} pour les semi-conducteurs à gap direct tel que le GaAs. Dans les matériaux à gap indirect (Si), la transition a lieu avec émission ou absorption d'un phonon pour conserver la quantité de mouvement.

4.1.2. Transition entre bande et impureté

Une transition radiative peut avoir lieu entre un état d'impureté donneur et la bande de valence ou entre la bande de conduction et un état d'impureté accepteur.

4.1.3. Transition donneur à accepteur

L'énergie du photon résultant de la transition donneur-accepteur est donnée par

$$h\nu = E_g - (E_D + E_A) + \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (\text{I. 3})$$

où E_D, E_A sont les énergies des donneurs et des accepteurs respectivement, ϵ est la constante diélectrique du semi-conducteur et r est la séparation entre accepteur et donneur. L'interaction coulombienne augmente l'énergie de la transition par un incrément qui est inversement proportionnel à la séparation entre donneur et accepteur. L'énergie augmente quand la distance r diminue.

4.2. Transitions non radiatives

Une transition d'un état d'énergie vers un niveau plus bas qui a lieu sans émission de photon, est une transition non radiative.

4.2.1. Effet Auger

Dans l'effet Auger, l'énergie du photon libérée par la recombinaison d'un électron avec un trou est immédiatement transférée à un autre électron dans l'état excité. Le second électron gagne donc un niveau d'énergie plus élevé et peut maintenant retomber à un niveau d'énergie plus bas par émission de phonons multiples.

4.2.2. Défauts agissant comme centres non radiatifs

La surface d'un semi-conducteur perturbe le réseau cristallin car elle contient des liaisons pendantes qui absorbent des impuretés. Ceci donne une forte concentration de niveaux profonds et peu profonds. Ces défauts de surface agissent en général comme des centres de recombinaison non radiatifs. Les étapes qui ont lieu dans ce processus de recombinaison-génération à travers ces centres de recombinaison sont illustrées sur la Fig. I- 3. L'étape (a) montre la capture d'un électron de la bande de conduction par un centre. L'étape (b) montre l'émission d'un électron d'un centre vers la bande de conduction. L'étape (c) montre la capture d'un trou de la bande de valence par un centre; cette étape peut être décrite aussi par l'émission d'un électron vers la bande de valence. Finalement, l'étape (d) montre l'émission d'un trou d'un centre vers la bande de valence, cette étape peut être décrite aussi par la transition d'un

électron de la bande de valence vers un centre, laissant derrière lui un trou dans la bande de valence.

5. Défauts consécutifs à une irradiation non ionisante

L'ionisation et le déplacement sont les deux effets produits par l'irradiation sur les matériaux électroniques. Dans un semi-conducteur, l'ionisation est un phénomène temporaire qui disparaît par recombinaison dès l'arrêt de l'irradiation. Nous nous intéressons ici aux phénomènes permanents consécutifs aux effets de déplacement. Dans le cas du silicium, ces effets se manifestent par des changements des propriétés électriques.

Les photons énergétiques et les particules (électrons, protons, neutrons,...) peuvent causer un déplacement d'atomes. Différents types de défauts peuvent ainsi apparaître [18]. Quand un atome est déplacé et prend une position non permise dans le réseau, le défaut résultant

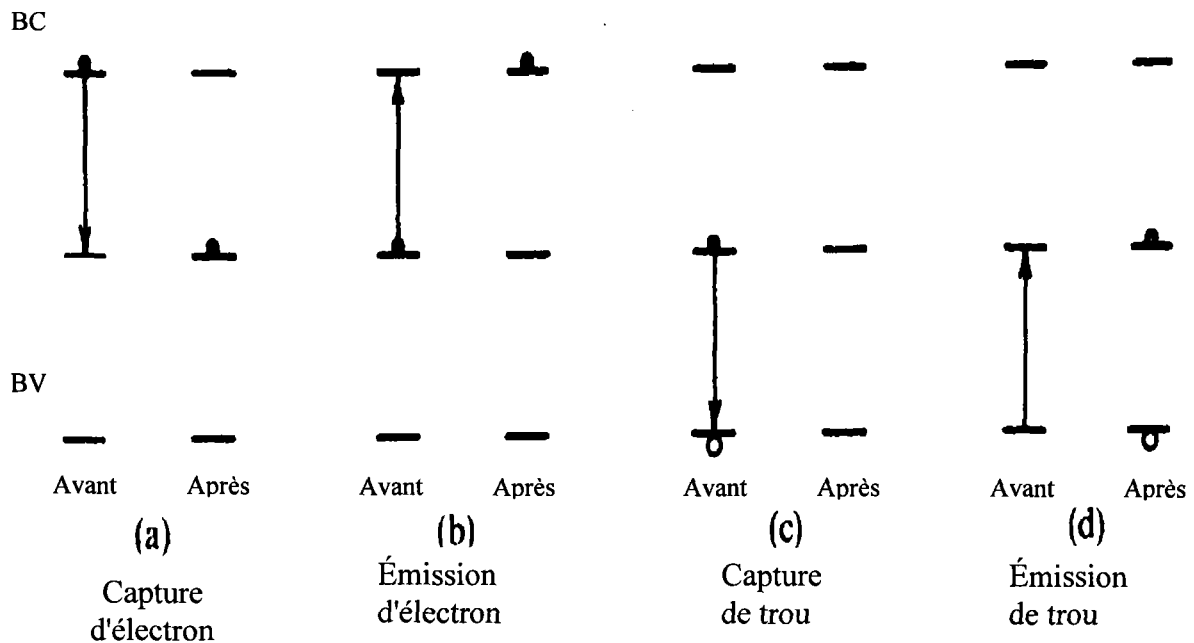


Fig. I- 3 : Recombinaison et génération à travers un centre de recombinaison. Les directions de transition d'électrons sont indiquées.

s'appelle un *défaut interstitiel*. La combinaison lacune-interstitiel est appelée *défaut de Frenkel*. Deux lacunes adjacentes constituent un *défaut di-lacunes*; un regroupement local de lacunes a été aussi observé [18]. Les lacunes et les défauts interstitiels peuvent aussi former des défauts simples quand ils sont adjacents à une impureté: complexes défaut-impureté. Par exemple le défaut lacune-phosphore a été observé dans le cas du Si. Dans le cas de faisceaux de particules énergétiques, il peut y avoir un déplacement de plusieurs atomes ce qui forme une région de désordre appelée *défauts cluster* (le phénomène est observé dans le cas de faisceaux de neutrons ayant des énergies de l'ordre du MeV) [18].

Nous considérons cinq phénomènes causés par les défauts introduits par irradiation dans le gap du Si [18]:

- (1): La génération de paires électron-trou. L'irradiation crée un niveau près du midgap. Ce processus correspond à une excitation thermique d'un électron de la bande de valence à un centre de recombinaison. L'excitation suivante met cet électron dans la bande de conduction, donc il y a génération de paires électron-trou. Alternativement, ce processus peut être vu comme l'émission d'un trou à partir du centre de recombinaison suivi de l'émission d'un électron.
- (2): La recombinaison de paires électron-trous. Dans ce processus, un porteur libre d'un signe donné est capturé premièrement par un défaut-centre, suivi d'une capture d'un porteur de signe opposé. La recombinaison fait disparaître la paire électron-trou. Ce processus apparaît comme l'opposé du processus de génération. En général, le taux de recombinaison dépend de la densité de défauts-centres.
- (3): Le piégeage temporaire de porteurs par un niveau profond. Dans ce processus, un porteur est capturé par un centre et il retourne vers sa bande plus tard sans recombinaison.
- (4): La compensation des donneurs ou accepteurs par des centres introduits par irradiation. Dans ce cas, quelques électrons libres disponibles au niveau donneur sont compensés par ces centres qui agissent comme des faux accepteurs profonds introduits par irradiation. Le résultat est la réduction de la concentration des porteurs majoritaires à l'équilibre.
- (5): Courant de porteurs par effet tunnel à travers la barrière de potentiel via les défauts. Ce processus de tunnel assisté par un piège peut provoquer l'augmentation du courant dans

certaines situations. Par exemple, dans les jonctions p-n polarisées en inverse principalement.

En conclusion, les niveaux introduits dans le gap par irradiation peuvent entraîner l'apparition de cinq processus: génération, recombinaison, piégeage, compensation et effet tunnel. En principe, n'importe quelle combinaison de ces processus, ou même tous, peuvent avoir lieu via le même niveau.

Les défauts introduits par irradiation jouent aussi le rôle de centres de diffusion et provoquent la diminution de la mobilité des porteurs avec diminution de leur durée de vie suite à l'augmentation de la concentration des impuretés ionisées. Le taux avec lequel les propriétés électriques se dégradent dans un environnement radiatif donné, est exprimé par un coefficient de dégradation. Par exemple, la dégradation de la durée de vie de recombinaison des porteurs minoritaires s'exprime comme suit [18]:

$$\frac{1}{\tau_r} = \frac{1}{\tau_{r_0}} + \frac{\phi}{K_r}, \quad (\text{I. 4})$$

où τ_{r_0} et τ_r sont les durées de vie avant et après irradiation, ϕ est la dose et K_r est le coefficient de dégradation de la durée de vie de recombinaison.

6. Jonction p-n

Une jonction p-n est formée par la juxtaposition d'une région de type N et d'une région de type P d'un même cristal (Fig. I- 4).

6.1. Épaisseur de la zone de déplétion

Si nous supposons que la région de type P est plus dopée que la région de type N ($N_A \gg N_D$), alors la zone de déplétion s'étale dans le côté le moins dopé, qui est dans ce cas la

région de type n. L'épaisseur de la zone de déplétion W dépend de la concentration des impuretés (donneurs N_D) et de la barrière de potentiel V_d (tension de diffusion),

$$W = X_n + X_p = \sqrt{\frac{2\epsilon V_d}{eN_D}} \quad (I. 5)$$

où X_n et X_p sont les épaisseurs de la zone de déplétion dans les régions de type N et P.

7. Caractéristiques courant-tension

7.1. Polarisation en régime direct

Une polarisation directe appliquée à une jonction p-n augmente le courant d'une façon exponentielle. Ce courant est donné par la génération-recombinaison des paires électron-trou

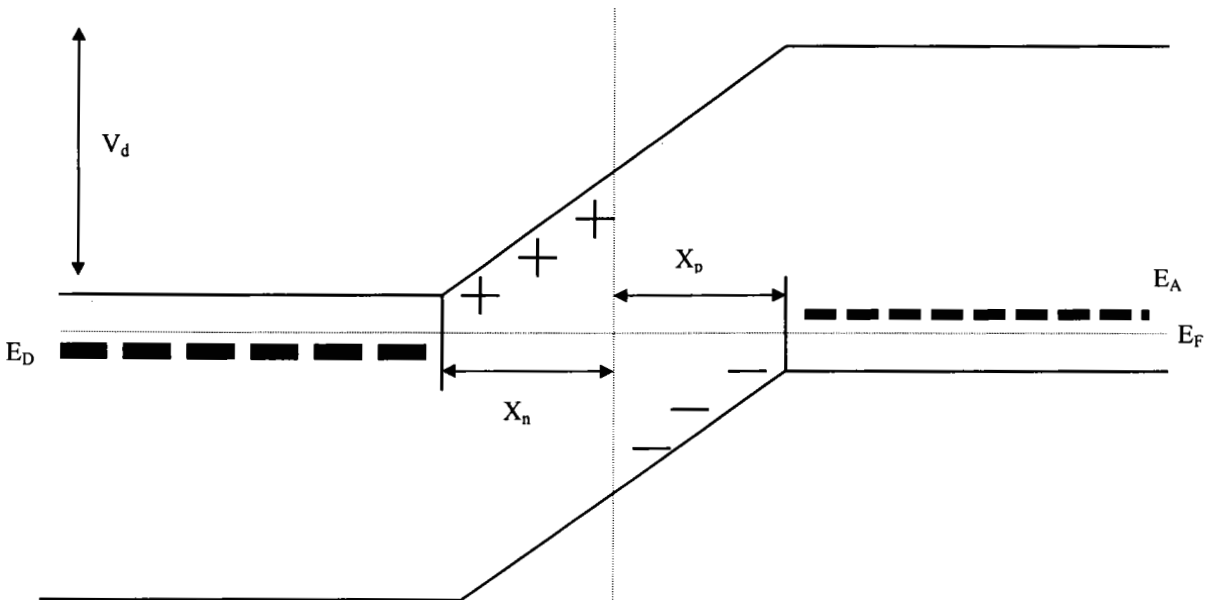


Fig. I- 4: Les deux régions de type N et de type P jointes, à l'équilibre thermodynamique.

dans les régions neutres de type N, P et dans la zone de déplétion. Les courants dans les régions neutres sont appelés courants de diffusion. Leur expression générale pour une valeur de la polarisation V est

$$I_1 = I_D \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (\text{I. 6})$$

où I_D est le courant de saturation inverse de diffusion, k la constante de Boltzmann, q la charge et T la température.

Le courant dans la zone de déplétion est appelé courant de recombinaison. Dans ce courant nous tenons compte de la recombinaison des porteurs via des défauts ayant des énergies situées dans la bande interdite et qui sont réparties dans la zone de déplétion. Son expression est représentée par la forme empirique:

$$I_2 = I_R \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right], \quad (\text{I. 7})$$

I_R désigne le courant de saturation inverse de recombinaison, il dépend de la largeur de la zone de déplétion, de la densité de défauts, des durées de vie des porteurs minoritaires, et de leurs sections efficaces [16]. n est un paramètre de recombinaison empirique connu sous le nom de facteur d'idéalité. La valeur de n est liée aux mécanismes de conduction et peut apporter des informations sur la répartition et la localisation des niveaux et des pièges. Selon l'approximation de Sah-Noyce-Shockley [19][20], le facteur d'idéalité vaut 2 si le processus de recombinaison met en jeu un niveau de recombinaison au milieu du gap, ou des niveaux de recombinaison situés à égale distance du milieu du gap. n est supérieur à 2 en présence de courants de surface ou des courants de fuites à la surface de la zone de déplétion [19][21]. n vaut 1 si le courant de recombinaison est négligeable et si il y a uniquement courant de diffusion [16]. Pour n compris entre 1 et 2, le niveau des pièges est décentré et n est alors dépendant de la polarisation [20][22][23].

7.2. Modélisation de la jonction p-n

Les modèles utilisés pour étudier une jonction considèrent séparément les processus de diffusion dans les zones neutres et les processus de recombinaison dans la zone de déplétion. Le schéma équivalent de la Fig. I- 5 tient compte des pertes résistives série (R_S) et parallèle (R_{Sh}). Les diodes D_1 et D_2 sont associées aux courants de diffusion et de recombinaison, respectivement [24]. L'analyse numérique de l'équation pour une caractéristique $I(V)$ mesurée [24] permet de déterminer les valeurs des paramètres du circuit équivalent I_D , I_R , n , R_{Sh} et R_S :

$$I = \frac{V - R_S I}{R_{Sh}} + I_D \left[\exp\left(\frac{q}{KT}(V - R_S I)\right) - 1 \right] + I_R \left[\exp\left(\frac{q}{nKT}(V - R_S I)\right) - 1 \right]. \quad (I. 8)$$

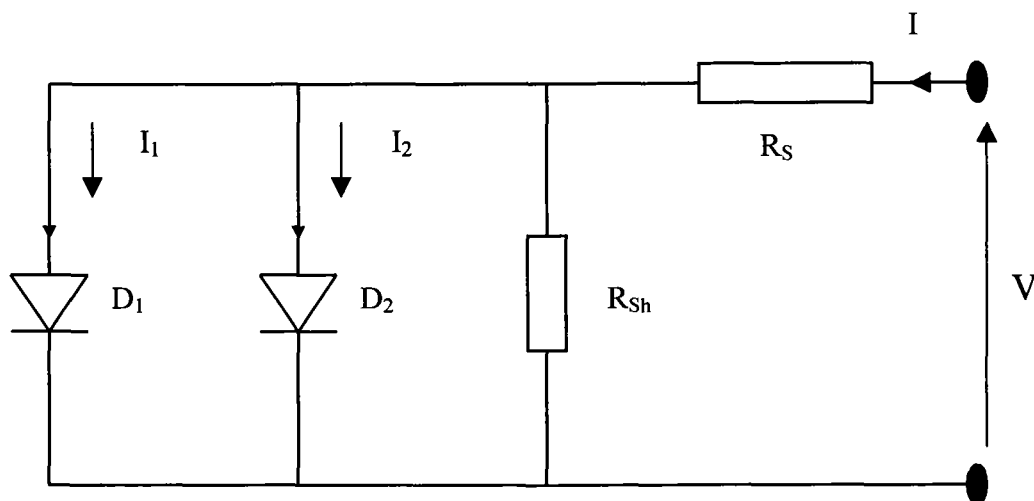


Fig. I- 5: Circuit équivalent d'une jonction à l'obscurité, lorsque les deux mécanismes de conduction, diffusion et recombinaison, se comparent.

7.2.1. Modèle à deux exponentielles dont une variable (VDEM)

Dans ce modèle la caractéristique de la jonction est régie par l'expression (I. 8); les valeurs de n sont généralement supérieures à 1.

7.2.2. Modèle à deux exponentielles constantes (CDEM)

L'équation décrivant la caractéristique I-V de la jonction p-n dans ce cas est

$$I = \frac{V - R_S I}{R_{sh}} + I_D \left[\exp\left(\frac{q}{KT}(V - R_S I)\right) - 1 \right] + I_R \left[\exp\left(\frac{q}{2KT}(V - R_S I)\right) - 1 \right]. \quad (\text{I. 9})$$

Ce modèle est un cas particulier du précédent lorsque $n=2$. Il correspond à l'approximation de Sah-Noyce-Shocley [19].

7.2.3. Modèle à une exponentielle simple (SEM)

L'équation de la caractéristique courant tension de ce modèle s'obtient en considérant un circuit équivalent simplifié ne comportant qu'une seule diode.

$$I = \frac{V - R_S I}{R_{sh}} + I_0 \left[\exp\left(\frac{q}{nkT}(V - R_S I)\right) - 1 \right]. \quad (\text{I. 10})$$

Le courant I_0 de la diode peut représenter soit la composante de diffusion ($n=1$) soit la composante de recombinaison ($n \neq 1$). Pour $n=1$ on retrouve le cas de la jonction idéale sans recombinaison appréciable dans la zone de charge d'espace (ZCE). Pour $n > 1$, le courant de saturation de la jonction est contrôlé par la recombinaison dans la zone de déplétion. Dans tous les cas, ce modèle peut donner la meilleure description des mesures seulement si l'un des deux mécanismes (diffusion ou recombinaison) domine l'autre.

7.3. Polarisation dans le régime inverse et d'avalanche

En augmentant la tension en inverse, le courant inverse augmente rapidement à partir d'une valeur critique V_B appelée tension d'avalanche. Le mécanisme responsable de cette augmentation de courant est le phénomène d'avalanche causé par le processus d'ionisation par impact illustré sur la Fig. I- 6. Nous distinguons plusieurs étapes:

- 1. Génération thermique d'une paire électron-trou par l'intermédiaire d'un niveau profond. Si le champ électrique est assez important, l'électron et le trou déjà générés vont gagner suffisamment d'énergie cinétique (électrons chauds) avant d'entrer en collision avec le réseau, donc ils vont être capables de briser la liaison Si-Si permettant d'avoir une autre paire électron – trou.
- 2 et 2'. Les électrons et les trous vont gagner de l'énergie cinétique. l'électron qui était au minimum de la bande de conduction va gagner de plus en plus d'énergie et se trouvera plus en haut dans la bande de conduction (électron chaud).
- 3. L'électron accéléré transfère par impact son énergie cinétique (énergie d'ionisation) à un autre électron de la bande de valence qui va être porté à son tour dans la bande de conduction. L'électron de départ va se trouver au bas de la bande de conduction. L'impact du trou énergétique correspond à l'étape 3'.
- 3 et 3'. Deux paires d'électron-trou ont été créées. Tous ces électrons et trous accélérés par le champ électrique de la zone de déplétion vont aussi créer d'autres paires de la même façon. Ce phénomène de multiplication est appelé processus **d'avalanche**.

7.4. Ionisation par impact

L'énergie d'ionisation est un paramètre important dans la théorie d'avalanche. Elle est définie comme étant l'énergie nécessaire que doit avoir un porteur pour produire une paire électron-trou. Plusieurs travaux [25] ont tenté de relier ce paramètre à la structure de bande des semi-conducteurs. L'énergie d'ionisation a souvent été prise comme étant égale à $1.5 E_g$ qui est une valeur prédite par Wolff [5] pour les semiconducteurs à gap direct en considérant les masses effectives des électrons et des trous comme égales. Dans le travail de Hausser [25],

l'énergie d'ionisation est considérée comme inférieure à $1.5 E_g$ pour les matériaux à gap indirect. La Fig. I- 7 montre comment un électron chaud ayant une énergie E_i et un vecteur d'onde \mathbf{k}_i , crée une paire électron-trou ayant respectivement les énergies E_1 , E_h et les vecteurs d'ondes \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_h . E_2 , \mathbf{k}_2 sont l'énergie et le vecteur d'onde de l'état final de l'électron chaud après ionisation par impact. Il y a conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement [26]:

$$\begin{aligned} E_i(k_i) &= E_1(k_1) + E_2(k_2) - E_h(k_h) \\ k_i &= k_1 + k_2 - k_h \end{aligned} \quad (\text{I. 11})$$

Après développement de cette équation Hausser [25] et Pearson [26] ont donné l'énergie d'ionisation du GaAs et du Si dans les tableaux I- 1 et I- 2 respectivement.

masses effectives		Énergie d'ionisation de Si (eV)		Énergie d'ionisation de GaAs (eV)	
Électron	Trou	Électron	Trou	Électron	Trou
$m_e = m_h$		1.3	1.3	2.1	2.1
$m_e \neq m_h$		1.4	1.6	1.5	2.7

Tableau I- 1: Énergies d'ionisations de seuil pour le Si et le GaAs calculé par J. R. Hausser en 1965 [25].

Direction cristalline	Énergie d'ionisation de GaAs (eV)	
	Électron	Trou
(100)	2.05	1.81
(110)	2.01	1.58
(111)	-	1.58

Tableau I- 2: Énergies d'ionisation de seuil pour le GaAs suivant les différentes directions cristallines calculées par Thomas P. Pearson en 1965 [26].

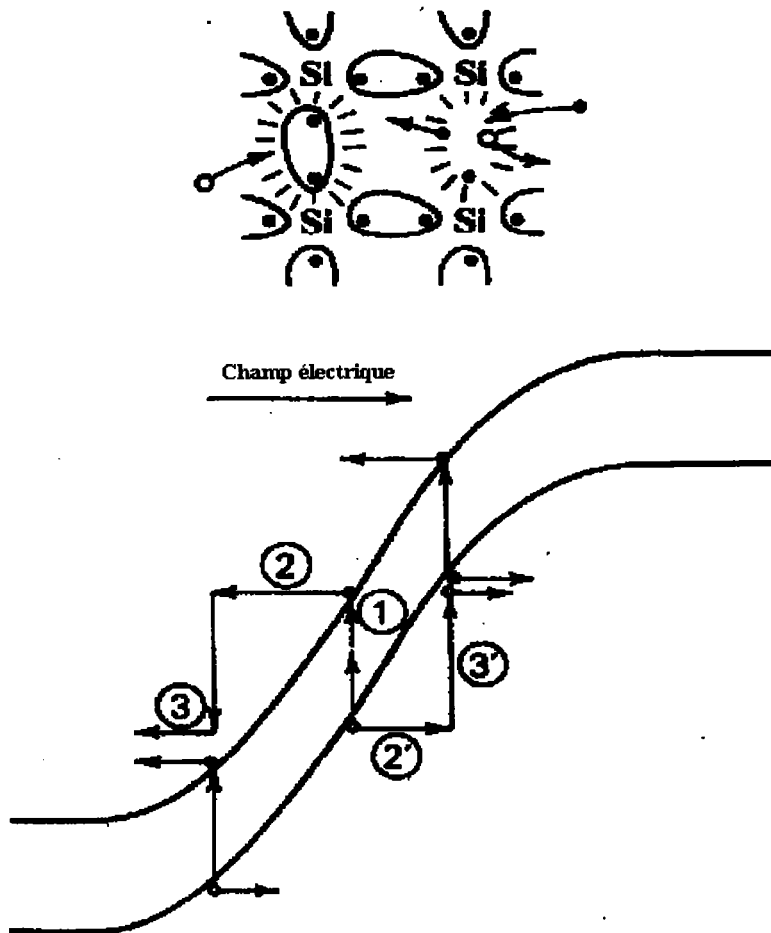


Fig. I- 6: Illustration du processus d'avalanche par ionisation par impact.

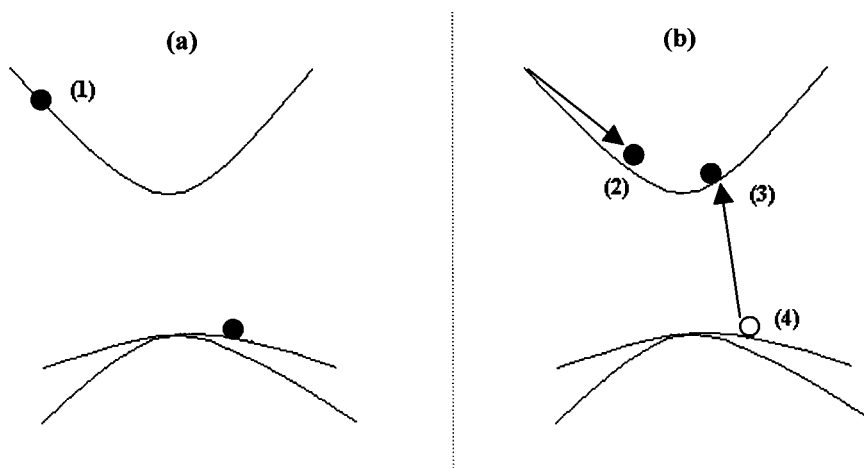


Fig. I- 7: Ionisation par impact d'une paire électron-trou. (a) avant collision et (b) après collision. (1) est l'état de l'électron chaud (E_h, k_h), (2) est l'état de l'électron chaud après collision (E_2, k_2), (3) est l'état de l'électron créé (E_1, k_1) par ionisation par impact et (4) est l'état de trou (E_h, k_h) de la bande de valence.

L'ionisation par impact est caractérisée par les taux d'ionisation α_i et β_i pour les électrons et les trous respectivement, qui sont définis comme des probabilités d'ionisation par impact et par unité de longueur. Le taux d'ionisation est proportionnel au nombre d'électrons ayant une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation (E_i). Le phénomène d'avalanche est atteint à partir d'une certaine valeur critique du champ électrique E donnée par l'expression suivante:

$$E = \left(\frac{2eN_D}{\varepsilon} \right)^{1/2} \sqrt{V}. \quad (\text{I. 12})$$

À 300K, le champ électrique correspondant à l'avalanche est de l'ordre de 300kV/cm pour le Si et 400kV/cm pour le GaAs [26].

Pour atteindre l'énergie d'ionisation, l'électron ou le trou doit parcourir le libre parcours moyen d sans collisions. L'expression de d est :

$$d = \frac{E_i}{eE}, \quad (\text{I. 13})$$

avec e la charge de l'électron ou du trou. Les électrons et les trous créés après ionisation par impact partent dans des sens opposés. En traversant une longueur dx du semi-conducteur, les électrons créent en moyenne $\alpha_i dx$ paires électron-trou et les trous créent $\beta_i dx$ paires électron-trou. Par conséquent, les densités de courant d'électrons j_n et de trous j_p doivent satisfaire les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{dj_n}{dx} &= \alpha_i j_n + \beta_i j_p \\ \frac{dj_p}{dx} &= -\alpha_i j_n - \beta_i j_p \end{aligned} \quad (\text{I. 14})$$

En considérant que l'ionisation par impact est provoquée par les électrons, nous pouvons définir un facteur de multiplication pour les électrons :

$$M_n = \frac{j_n(W)}{j_n(0)} \quad (\text{I. 15})$$

Avec W la largeur de la zone de déplétion. Si l'ionisation par impact est causée par les trous, alors le facteur de multiplication des trous est :

$$M_p = \frac{j_p(0)}{j_p(W)} \quad (\text{I. 16})$$

La tension d'avalanche est définie comme étant la tension pour laquelle le facteur de multiplication tend vers l'infini. Donc, pour calculer la tension d'avalanche, nous devons exprimer M_n et M_p en fonction des taux d'ionisation α_i et β_i en utilisant les équations (I. 14).

Nous trouvons :

$$1 - \frac{1}{M_n} = \int_0^W \alpha_i \exp \left[- \int_0^x (\alpha_i - \beta_i) dx' \right] dx \quad (\text{I. 17})$$

de la même façon nous trouvons:

$$1 - \frac{1}{M_p} = \int_0^W \beta_i \exp \left[- \int_0^x (\alpha_i - \beta_i) dx' \right] dx \quad (\text{I. 18})$$

La condition d'avalanche réalisée pour $M_n \rightarrow \infty$ pour les électrons suit l'équation suivante :

$$\int_0^W \alpha_i \exp \left[- \int_0^x (\alpha_i - \beta_i) dx' \right] dx = 1 \quad (\text{I. 19})$$

8. L'électroluminescence des jonctions p-n

8.1. Émission de photons durant la polarisation dans le mode direct

Une jonction p-n polarisée dans le mode direct produit une grande densité d'électrons dans la région de type N qui diffusent pour se recombiner avec les trous dans la région de type P, et inversement du côté de type P vers le côté de type N pour les trous. Ces recombinaisons sont accompagnées par l'émission de photons; on parle de transitions radiatives. Ces mécanismes sont à la base du fonctionnement des diodes électroluminescentes (DELs) qui transforment l'énergie électrique en énergie lumineuse grâce à des processus radiatifs expliqués au paragraphe 4.

Dans le cas du Si la polarisation des jonctions dans le mode direct est accompagnée d'une émission de lumière dans le proche infrarouge [6][13][14]. Cette émission n'est pas efficace à cause de la nature indirecte du gap, contrairement aux diodes à base de GaAs qui émettent efficacement dans le proche infrarouge [30].

8.2. Émission de photons durant la polarisation en avalanche

8.2.1. Jonction p-n à base de silicium et de GaAs

La polarisation dans le mode inverse, sous avalanche, des jonctions p-n à base de silicium est accompagnée d'une émission de lumière dans le visible de couleur jaune. Cette émission a été observée pour la première fois par Newman [3]. Chynoweth et al. [6] ont fait des mesures spectrales de cette lumière. Après cela, beaucoup d'études ont été menées sur ce problème incluant d'autres matériaux tels que GaAs [27], GaP [28] et le SiC [29]. Nathan *et al.* [30] sont les premiers à avoir observé une émission proche infrarouge (1.35-1.5 eV) des jonctions GaAs polarisées en inverse. L'énergie des photons émis est supérieure à l'énergie du gap du matériau étudié, ce qui laisse à penser que cette lumière a pour origine les porteurs énergétiques appelés **porteurs chauds**. Cette thèse se consacre à l'étude de cette émission en avalanche car elle n'est pas bien comprise.

Chapitre II.

Échantillons et montages expérimentaux

1. Présentation des échantillons

1.1. Transistors bipolaires à base de Si

Dans ce travail de thèse nous aurions aimé fabriquer nos jonctions p-n en contrôlant tous les paramètres de fabrication et surtout de faire une étude détaillée en fonction du dopage. Comme notre laboratoire et nos collaborateurs ne permettent pas cette solution, nous avons utilisé des jonctions (E-B) des transistors bipolaires commerciaux de type NPN (2N2219 A) et PNP (2N2905 A) fabriqués par ST Microelectronics, qui permettent de voir l'influence du changement du dopage de l'émetteur.

La Fig. II- 1 montre le boîtier métallique des transistors bipolaires utilisés dans cette thèse. Pour accéder à la structure micro-électronique interne, nous décapsulons le boîtier métallique et ainsi nous pouvons voir la jonction E-B comme indiqué sur la Fig. II- 2. Le Tableau II- 1 présente les spécifications concernant les transistors bipolaires utilisés, ces informations proviennent du site Internet de SEMICOA SEMICONDUCTORS.

Afin d'utiliser seulement la jonction émetteur-base (E-B) des transistors bipolaires NPN et PNP, nous polarisons la jonction E-B en laissant le collecteur ouvert.

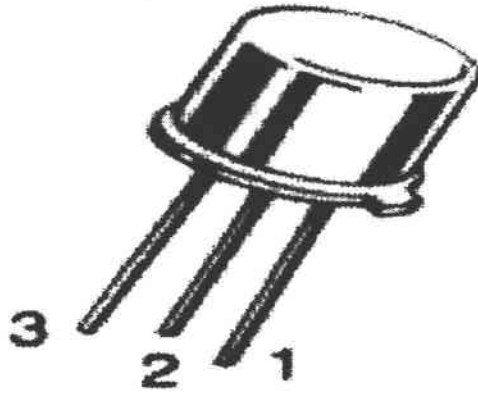


Fig. II- 1: Transistor bipolaire type NPN ou PNP dans son boîtier métallique, les trois broches numérotées sont les électrodes : (1) Émetteur, (2) Base et (3) Collecteur.

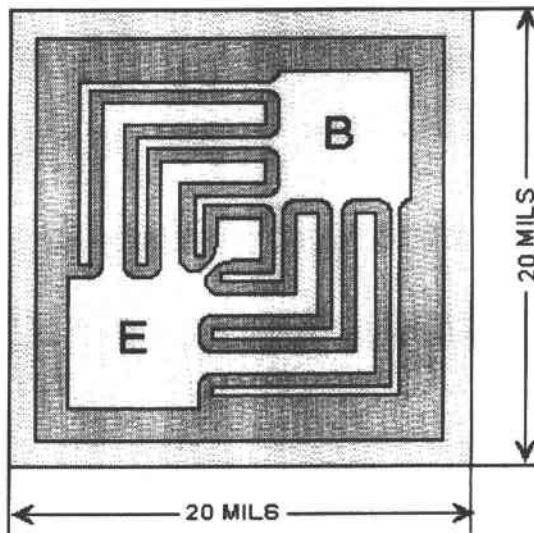


Fig. II- 2: Structure interne du transistor après décapsulation, on voit la jonction E-B.

1 mil = 24.5 μm .

Spécifications mécaniques	
Surface de la structure	20 mils x 20 mils
Taille de l'émetteur	4 mils x 4 mils
Taille de la base	4 mils x 4 mils
Surface supérieure	passivation au SiO ₂
Métallisation du sommet	Al - 16x10 ³ Å ⁰
Métallisation de la face arrière	Au - 3x10 ³ Å ⁰

Tableau II- 1: Spécifications des transistors bipolaires utilisés. 1 mil = 25.4 µm.

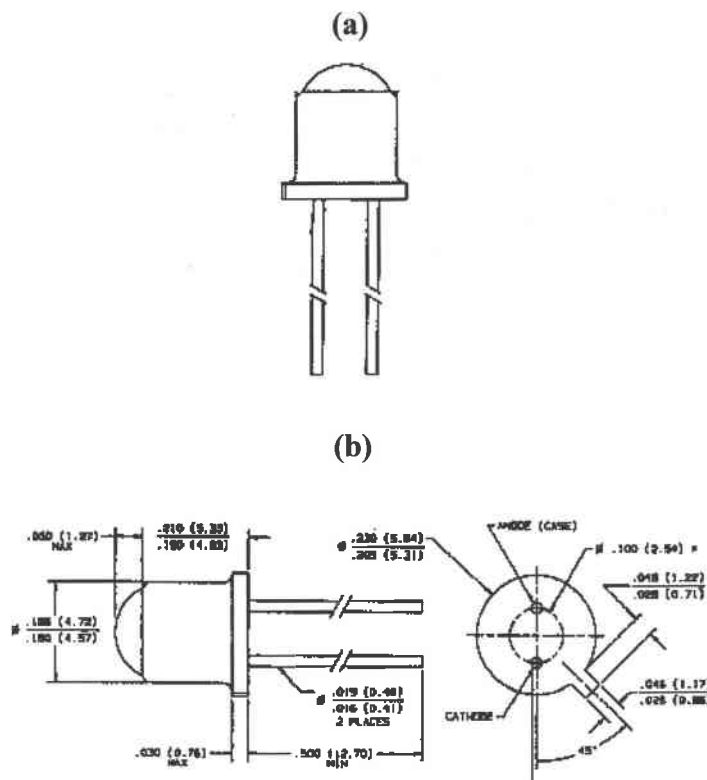


Fig. II- 3 : (a) DELs infrarouges à base de GaAs de type (0P 133) dans son boîtier, les deux pattes sont les électrodes. (b) les dimensions du boîtier et de la structure interne.

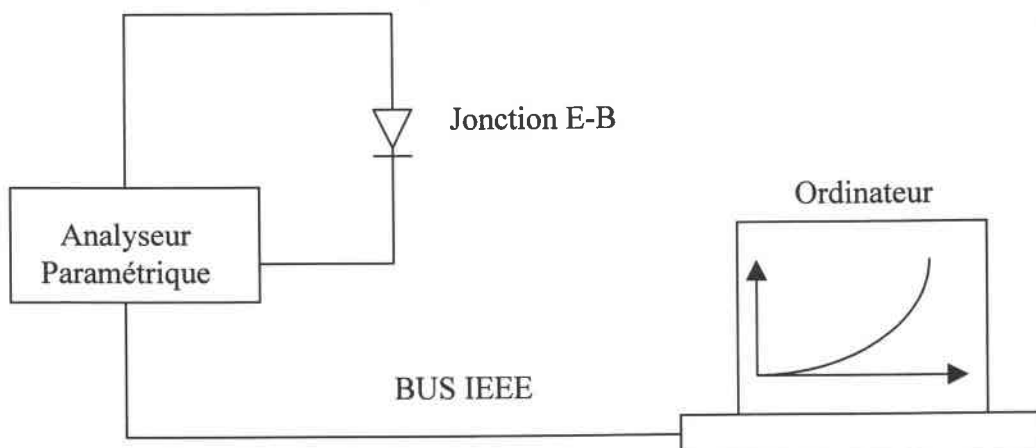


Fig. II- 4: Montage schématique mesurant la caractéristique électrique $I(V)$.

1.2. Diodes électroluminescentes à base de GaAs

Nous avons utilisé des diodes électroluminescentes (DELs) infrarouges hermétiques commerciales, type OP 133 fabriquées par OPTEK (Fig. II- 3). Nous avons choisi ces diodes car elles répondent aux critères demandés : une jonction à base de GaAs, et aussi à cause de leur disponibilité. Les spécifications électriques et mécaniques proviennent du site Internet d'OPTEK.

2. Montage de mesure des caractéristiques électriques $I(V)$

Nous avons fait les mesures à température ambiante des caractéristiques électriques $I(V)$ des jonctions à base de Si et de GaAs. Le montage est représenté schématiquement sur la Fig. II- 4. La mesure du courant en fonction de la tension pour les différentes jonctions étudiées se fait par un analyseur paramétrique piloté par un ordinateur relié par bus IEEE. Ces mesures ont été rendues possibles grâce au Laboratoire de Microélectronique du Département de Génie Électrique de l'Université de Sherbrooke.

3. Montage de mesure des caractéristiques optiques EL(V)

Afin de mesurer le signal de l'EL intégré en fonction de la tension, nous polarisons ces jonctions en direct ou en inverse. Nous détectons le signal par un photomultiplicateur Hamamatsu R 406, ayant une réponse spectrale allant de 185 à 930 nm, sans passer par le spectromètre. L'intensité totale détectée par le photomultiplicateur est mesurée par un pico-ampèremètre, c'est pour cette raison que l'unité que nous utiliserons sur nos graphes est l'Ampère (A). Toute l'expérience est pilotée par ordinateur, voir Fig. II- 5.

4. Montage de mesure de la distribution spectrale de l'EL

Pour mesurer la distribution spectrale de l'EL en fonction de l'énergie, nous utilisons le montage de la Fig. II- 6. La jonction étudiée est collée à l'aide d'une graisse de silicone sur une plaque de cuivre, qui se trouve à la base de la tête froide du cryostat. La température est mesurée par un contrôleur de température Lake Shore DT-470-SD-13 à l'aide d'une diode de silicium ou d'un thermocouple or-chrome fixés tous les deux près du porte-échantillon. Le cryostat de marque Air Product Heli-tran est à circulation continue d'hélium liquide. Ce système permet normalement d'atteindre une température de 4.2 K. Pour effectuer un vide avant de commencer le refroidissement nous disposons d'un système de pompage composé d'une pompe mécanique, qui permet d'atteindre un vide de 10^{-3} torr, suivie d'une pompe à diffusion qui permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-5} torr. Ce système de pompage est suivi d'un piège à azote liquide.

La lumière émise par les jonctions après la polarisation en direct ou inverse est focalisée par une lentille convergente sur la fente d'entrée d'un monochromateur simple Jarrel Ash 1 m. Dans le spectromètre, la lumière est dispersée à l'aide d'un réseau ayant 1800 traits par cm. Ce réseau est actionné par un moteur qui lui permet un balayage spectral pour les longueurs d'ondes entre 300 et 1200 nm. Le signal de sortie est détecté par un photomultiplicateur refroidi par effet Pelletier dans le but de diminuer le bruit thermique. Le signal détecté est amplifié et ensuite numérisé à l'aide d'un convertisseur analogique/numérique et enfin visualisé sur l'écran d'un ordinateur.

5. Montage expérimental de mesure de la durée de vie

Nous avons mesuré la durée de vie des jonctions à base de Si et de GaAs polarisées en direct et en avalanche (Fig. II- 7) à l'Université de Montréal. Nous polarisons les jonctions en superposant un courant constant avec un signal alternatif. Le courant constant permet d'avoir un début d'émission, le signal alternatif permet d'avoir une variation alternative de l'émission. Nous détectons cette émission grâce à un photomultiplicateur R 406. Le signal récupéré est visualisé par un oscilloscope numérique qui permet d'enregistrer les données afin de les traiter par la suite.

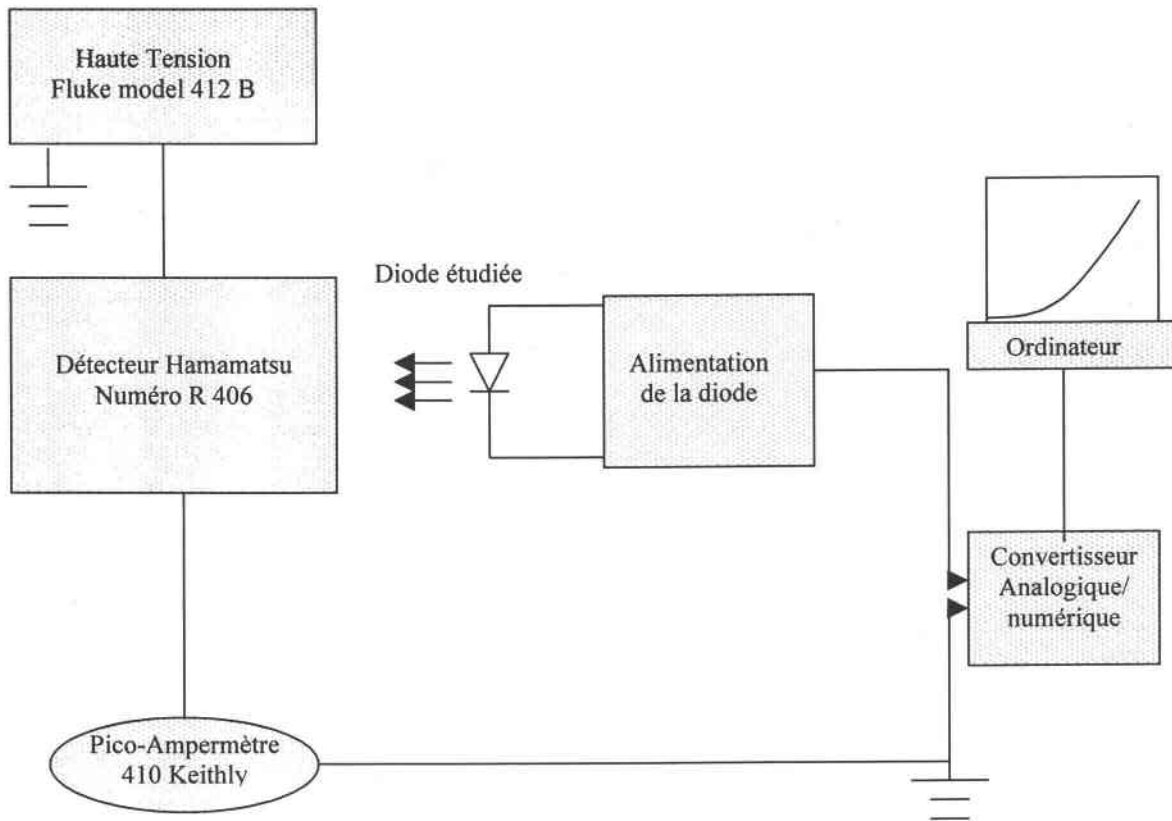


Fig. II- 5: Montage schématique mesurant les caractéristiques optiques $EL(V)$.

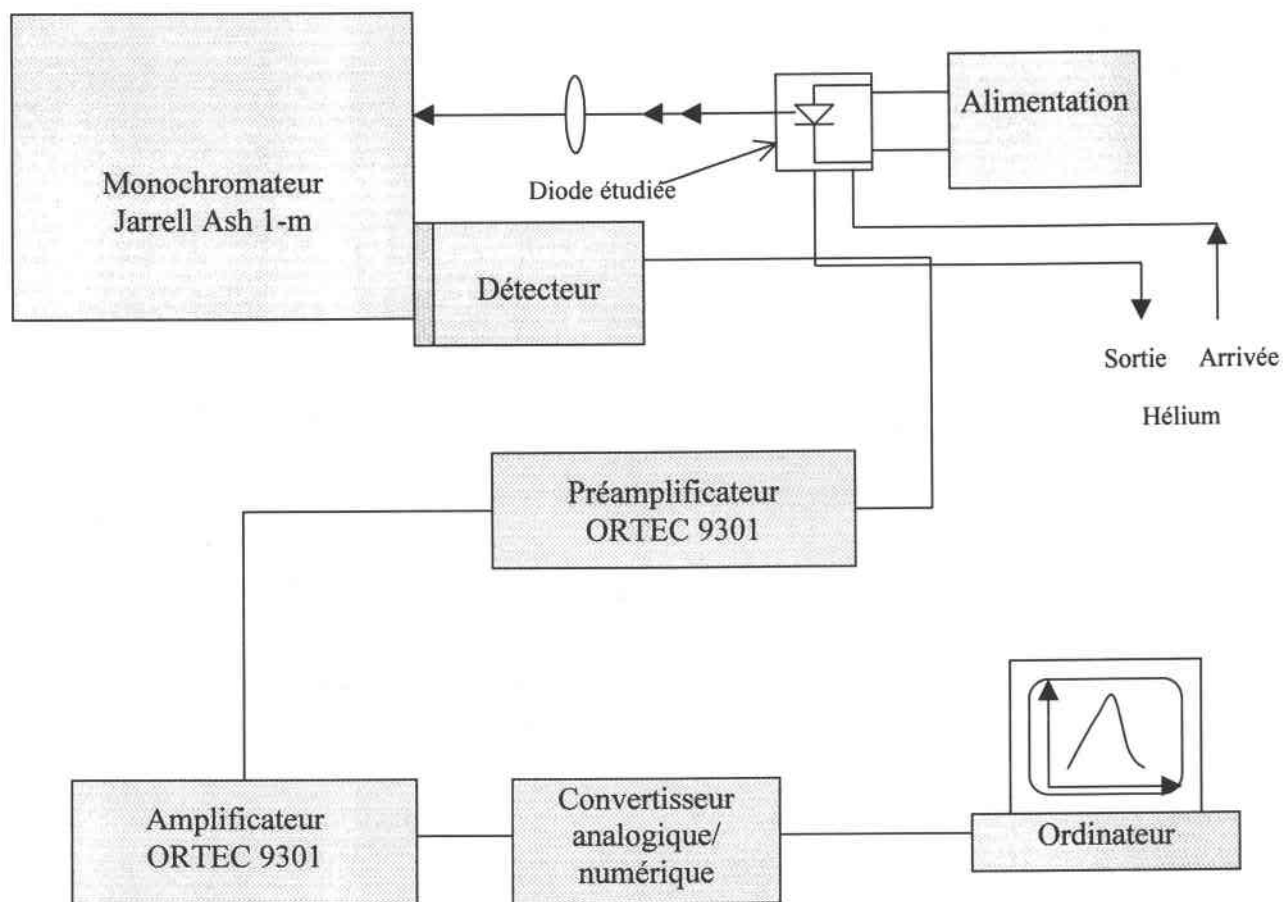


Fig. II- 6: Schéma du montage de l'électroluminescence en fonction de l'énergie du photon émis.

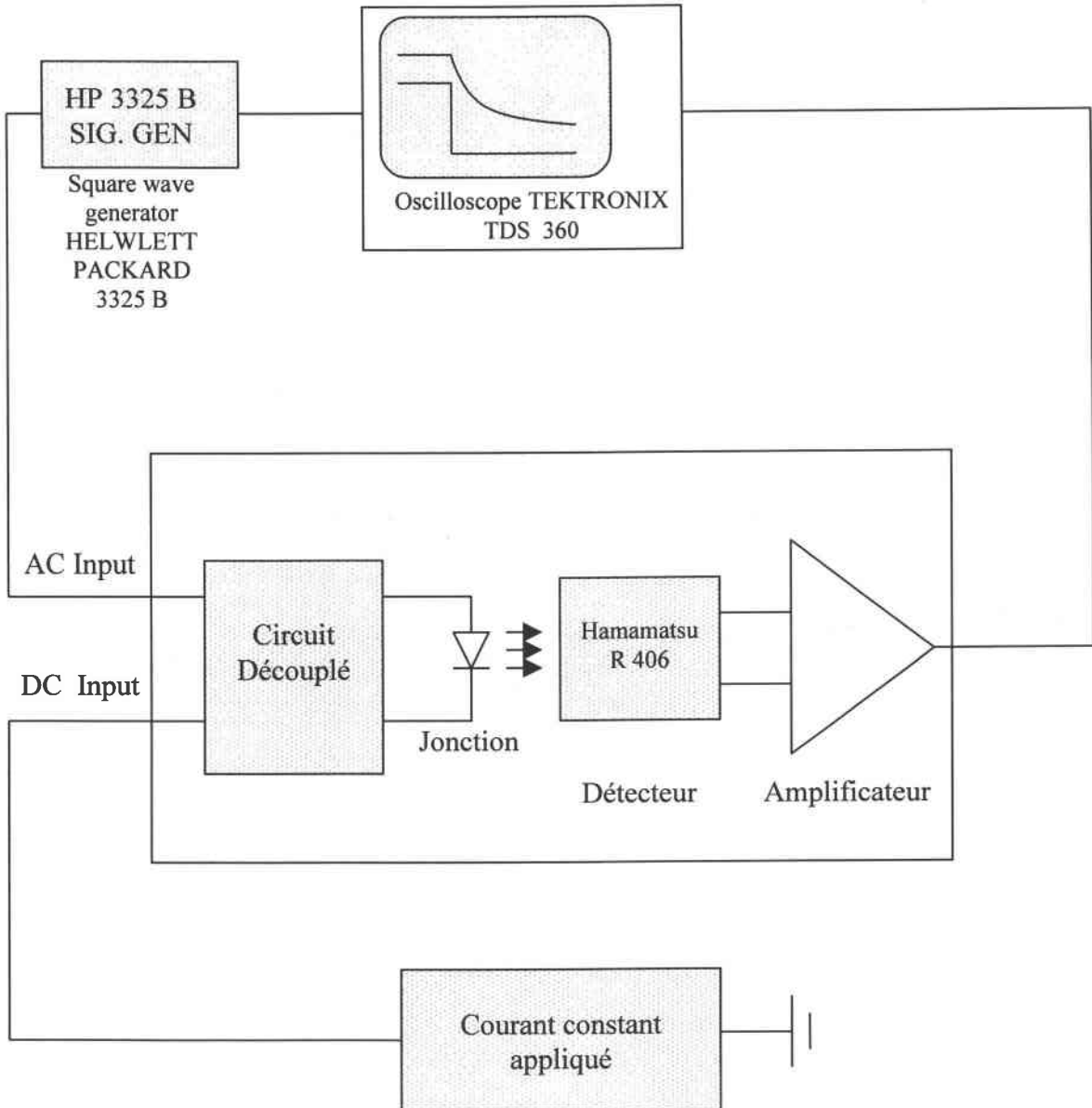


Fig. II. 7: Schéma du montage expérimental mesurant la durée de vie.

6. Différents photomultiplicateurs utilisés

Dans les mesures spectrales de l'émission des jonctions à base de Si, nous avons utilisé différents photomultiplicateurs. Tout d'abord, un photomultiplicateur RCA C31034 que nous appellerons PM1. Ce photomultiplicateur a une réponse spectrale entre 185 nm et 930 nm, cette réponse est approximativement constante jusqu'à 850 nm. Nous présentons sur la Fig. II- 8 la réponse spectrale de PM1. Comme ce photomultiplicateur PM1 a eu des problèmes, il a été remplacé par un photomultiplicateur PM4 Hamamatsu R636 à base de GaAs équivalent à PM1 (RCA C31034). Nous avons utilisé également un autre photomultiplicateur que nous appelons PM2 prêté par Monsieur S. Jandl. PM2 est un photomultiplicateur S-1 dont la réponse spectrale est entre 400 nm et 1200 nm avec un maximum de sensibilité entre 780 nm et 800 nm. Nous présentons sur la Fig. II- 9 la réponse spectrale qui nous intéresse.

Pour les mesures de l'EL intégrée des jonctions à base de Si et de GaAs, nous utilisons un photomultiplicateur que nous appelons PM3. PM3 est un photomultiplicateur Hamamatsu R 406 ayant une réponse spectrale entre 400 nm et 1010 nm avec un maximum autour de 730 nm. La réponse spectrale de PM3 est similaire à celle de PM2 représentée sur la Fig. II- 9.

7. Irradiation

Dans cette thèse nous avons utilisé des irradiations aux protons (3 MeV) effectuées grâce au Dr. Alain Houdayer au Département de Physique de l'Université de Montréal. Nous avons également réalisé des irradiations gamma permises par Dr. Darryl Hunting au Centre Universitaire de Santé de l'Estrie (CUSE). Les irradiations aux neutrons (1MeV) à température ambiante furent réalisées à Aberdeen Proving Ground, Aberdeen, MD.

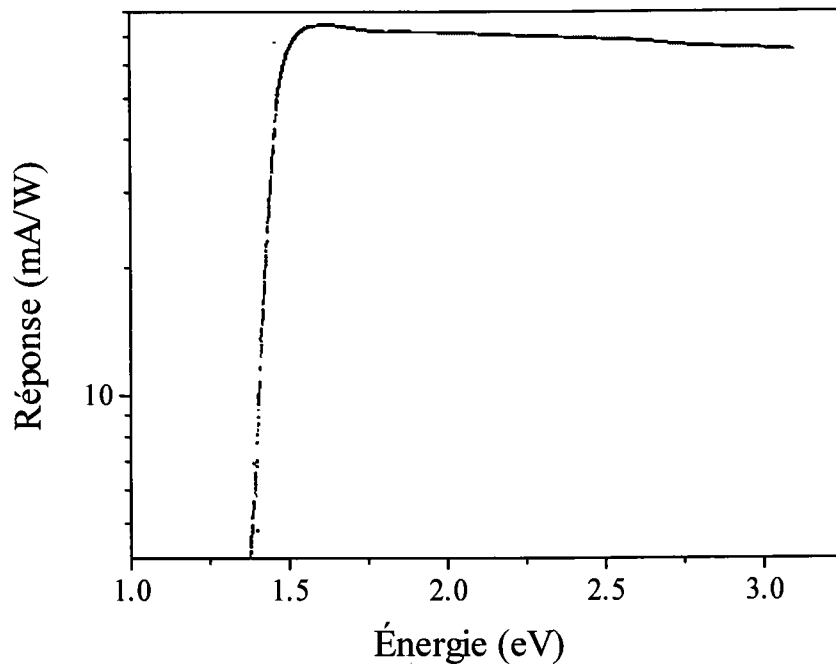


Fig. II- 8: Réponse spectrale de PM1 et PM4 dans la partie qui correspond à celle de nos spectres mesurés.

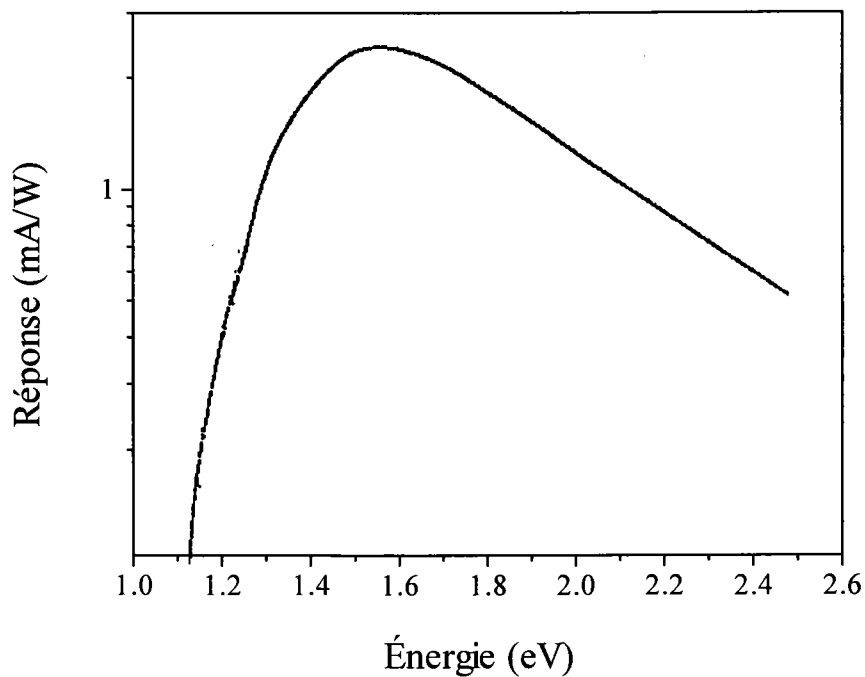


Fig. II- 9: Réponse spectrale de PM2 et PM3 dans la partie qui correspond à celle de nos spectres mesurés.

Chapitre III.

Caractérisation des jonctions à base de Silicium

1. Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons l'effet de l'irradiation aux protons et aux gammas sur les caractéristiques électriques $I(V)$ et optiques $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN et PNP, polarisées en direct et en inverse. Les mesures $I(V)$ ne permettent pas d'expliquer l'émission en avalanche, mais elles sont nécessaires pour la caractérisation de l'effet de l'irradiation sur les jonctions. Les mesures $EL(V)$ n'ont jamais été faites auparavant pour caractériser les structures micro-électroniques afin de connaître leur comportement avec l'irradiation. Une étude détaillée des deux types de caractérisation permet de montrer l'effet de l'introduction de défauts sur nos jonctions. L'étude optique pourrait aider à comprendre l'émission de la lumière dans les deux régimes de polarisation et spécialement en avalanche.

2. Échantillons et expériences

Nous avons utilisé des jonctions E-B des transistors bipolaires ST Microelectronics 2N2219A (NPN) et 2N2905A (PNP) commerciaux en laissant le collecteur en l'air. Visuellement, la lumière a été observée dans le cas de la polarisation inverse ; elle est de couleur jaune. Cette lumière est émise par des points lumineux (spots) appelés microplasmas.

Nous avons mesuré la lumière intégrée sortant des transistors de type NPN et PNP polarisés en inverse dans le but de tester la reproductibilité et l'uniformité de ces jonctions. La déviation standard observée sur l'émission en inverse de 25 transistors de chaque type est de 6%.

3. Dégradation des caractéristiques électriques

Avant d'étudier l'effet de l'irradiation aux protons et aux gammas sur l'émission de la lumière en avalanche, nous allons caractériser les jonctions E-B des transistors bipolaires (NPN et PNP) électriquement. Le but de ce travail n'est pas d'expliquer l'origine de la lumière émise, mais plutôt de montrer que les caractéristiques électriques des jonctions utilisées se dégradent bien à la suite d'une irradiation aux protons et aux gammas.

L'évolution des paramètres des jonctions avec la fluence de protons (5×10^8 , 4.6×10^9 , 5×10^{10} , 4.9×10^{11} , 5×10^{12} et 5×10^{13} p/cm²) et la dose de gamma (8.2, 16.4 et 24.6 Mrad (Si)) sera étudiée. Certains de ces paramètres nous renseignent directement sur l'introduction des défauts ou des centres de recombinaison dans la structure micro-électronique étudiée. Le montage utilisé pour tracer les caractéristiques I(V) est présenté sur la Fig. II- 3, le logiciel utilisé pour extraire les paramètres de la jonction est appelé PARADI [24].

3.1. Irradiation aux Protons (3MeV)

3.1.1. Polarisation en régime direct

3.1.1.1. Jonction E-B des transistors NPN

La Fig. III-1a montre les caractéristiques électriques I(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN irradiées aux protons (3 MeV), polarisées en direct. Sur un graphique semilogarithmique (Fig. III- 1b) nous remarquons une augmentation monotone du courant dans la jonction après irradiation pour des tensions inférieures à 0.8 V (Fig. III- 1b). L'analyse des caractéristiques électriques I(V) des jonctions E-B polarisées en direct, pour différentes fluences de protons par le logiciel PARADI [24], donne la variation des grandeurs

descriptives des mécanismes de transport I_R (courant de saturation inverse de recombinaison) et I_D (le courant de saturation inverse de diffusion). Cette analyse donne également la variation des paramètres de structure tels que le facteur d'idéalité n et la résistance série R_S . La Fig. III- 2 montre que le courant de saturation inverse de recombinaison I_R augmente avec la dose de protons. Le tableau III- 1 montre que le courant de saturation inverse de diffusion I_D augmente avec la dose de protons mais il baisse légèrement pour les deux dernières doses d'irradiation, ceci est peut être dû à la non-uniformité des jonctions utilisées. Sur la Fig. III- 3 nous montrons l'évolution du facteur d'idéalité n avec la dose de protons, ce résultat est en accord avec l'augmentation enregistrée du courant de saturation inverse de recombinaison. Sur la Fig. III- 4, nous montrons l'augmentation de la résistance série R_S avec la dose de protons. L'augmentation du courant de recombinaison I_R dans la zone de déplétion (Fig. III- 2) est due à l'introduction de défauts causés par l'irradiation aux protons dans la structure. La variation du facteur d'idéalité n en fonction de la dose d'irradiation (Fig. III- 3) confirme cette introduction de défauts qui se manifeste par la présence des niveaux d'énergie dans la bande interdite [24]. Pour des tensions de polarisation en direct supérieures à 0.8 V, le courant décroît quand on augmente la fluence de protons. Cette décroissance est due à l'augmentation de la résistivité des diodes de silicium [31]; ceci est confirmé par l'augmentation de la résistance série R_S avec la dose de protons (Fig. III- 4).

3.1.1.2. Jonction E-B des transistors PNP

La Fig. III- 5a illustre les caractéristiques électriques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP polarisées dans le mode direct. Nous remarquons que la tension de coude varie avec la dose d'irradiation aux protons, comme dans le cas des jonctions E-B (NPN). L'effet de l'irradiation se manifeste par l'augmentation du courant dans la jonction (Fig. III- 5b).

Dans le cas des jonctions E-B des transistors PNP irradiées aux protons, nous ne présenterons ni les variations du courant de recombinaison I_R ni les variations des paramètres de structure de la jonction (n , R_S), car elles ont les mêmes tendances que celles enregistrées pour les jonctions E-B des transistors NPN. Il y a une légère différence à forte dose entre

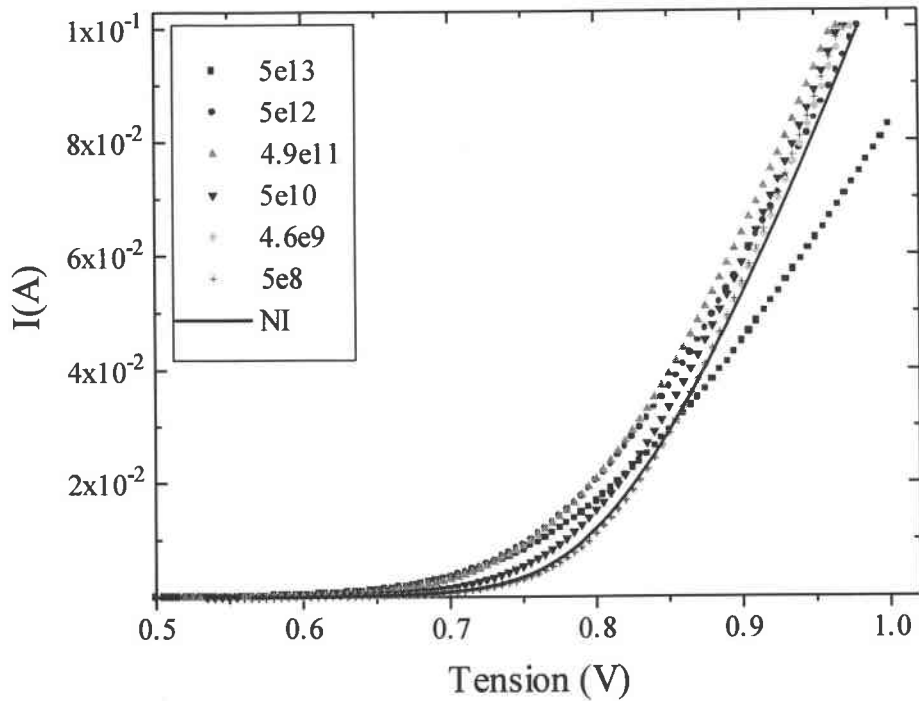


Fig. III- 1a : Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées en direct à la température ambiante.

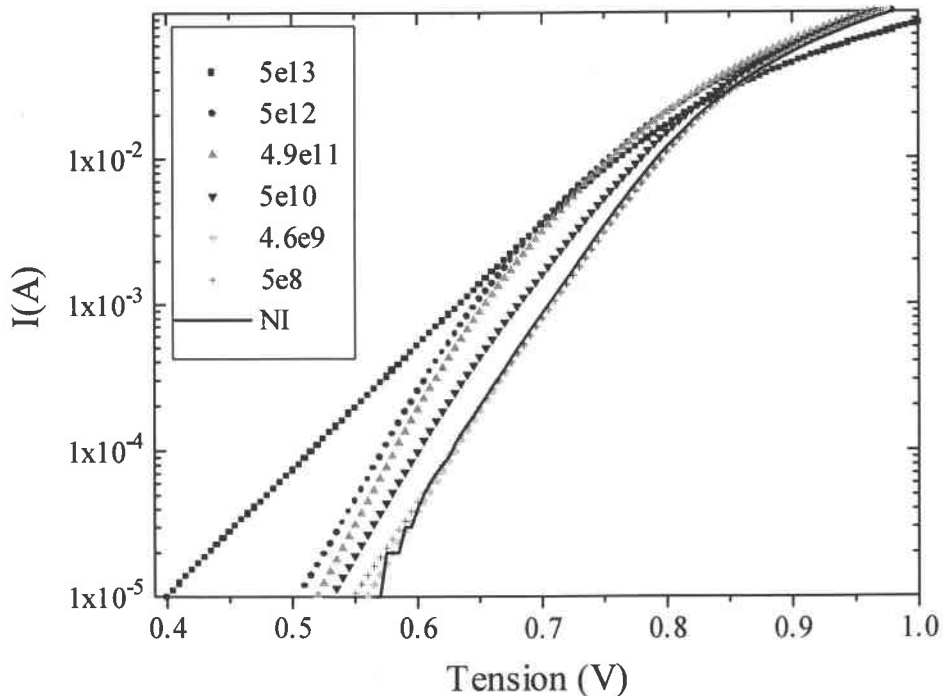


Fig. III- 1b : Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées en direct. Représentation logarithmique.

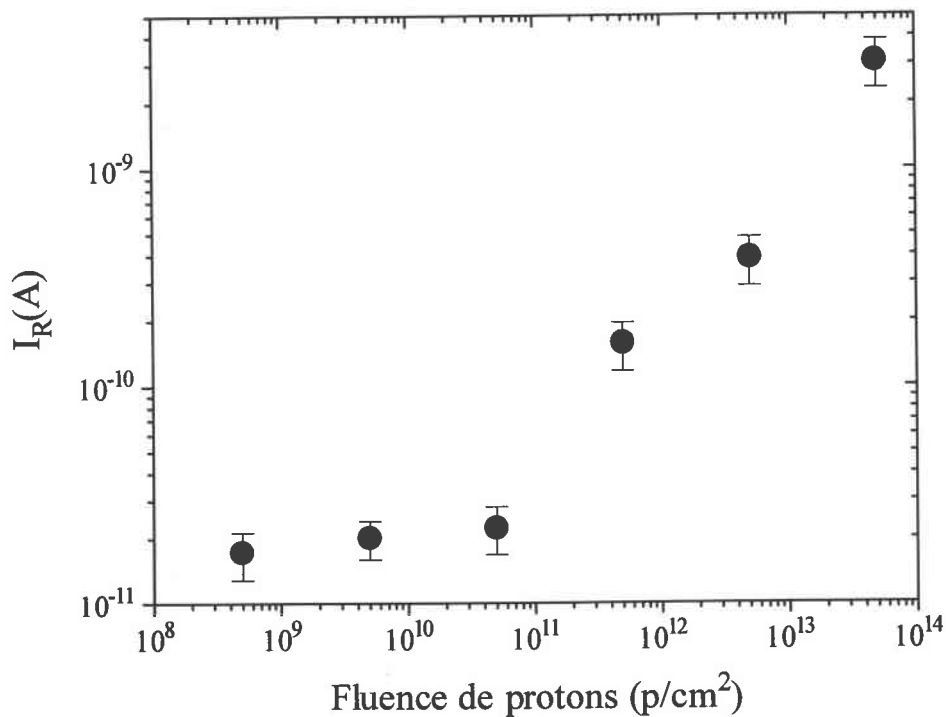


Fig. III- 2 : Évolution du courant de recombinaison I_R des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons (p/cm^2).

Dose de protons (p/cm^2)	Courant de diffusion I_D (A)
5×10^8	4.34×10^{-16}
4.6×10^9	4.5×10^{-16}
5×10^{10}	6.44×10^{-16}
4.9×10^{11}	2.86×10^{-15}
5×10^{12}	2.55×10^{-15}
5×10^{13}	1.01×10^{-15}

Tableau III- 1 : I_D en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B (NPN).

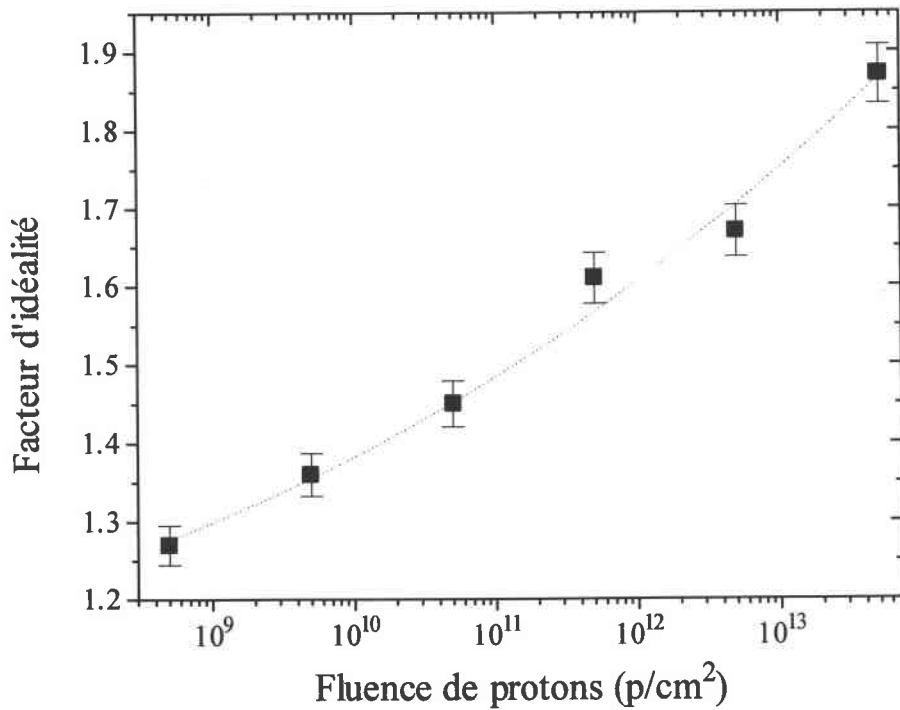


Fig. III- 3 : Évolution du facteur d'idéalité, n , des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons.

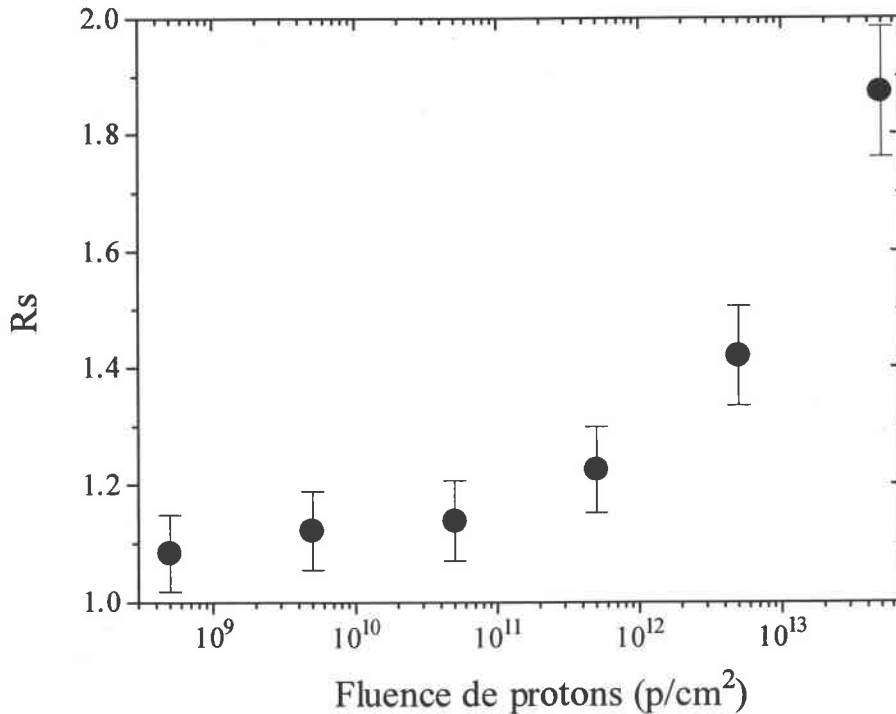


Fig. III- 4 : Évolution de la résistance série, R_s , des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, avec la fluence d'irradiation aux protons.

les deux types de transistors, mais la tendance de dégradation reste la même. Nous retiendrons que la variation de ces paramètres est liée à l'augmentation de la densité des centres de recombinaison induits par l'irradiation aux protons.

3.1.2. Polarisation en inverse

3.1.2.1. Jonction E-B des transistors NPN

La Fig. III- 6 montre la courbe I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), polarisées dans le mode inverse. Les caractéristiques I-V montrent un courant inverse presque nul pour des tensions inférieures à 7.75 V, dans ce cas le champ électrique externe n'est pas assez fort pour arracher les électrons à la bande de valence et les mettre dans la bande de conduction. Pour des tensions supérieures à 7.75 V le courant croît exponentiellement, car le champ externe appliqué est assez intense pour créer des paires électron-trou par ionisation par impact et finalement favoriser le phénomène de multiplication appelé phénomène d'avalanche. La Fig. III- 6 montre aussi l'effet de la dose d'irradiation aux protons sur les jonctions E-B (NPN) pour les fluences 5×10^8 , 4.6×10^9 , 5×10^{10} , 4.9×10^{11} , 5×10^{12} et 5×10^{13} p/cm². Nous remarquons que la variation du courant et de la tension d'avalanche avec la dose de protons est aléatoire, ceci est dû au fait que les jonctions ne sont pas uniformes. Nous ne pouvons pas interpréter l'effet de l'irradiation aux protons sur les jonctions E-B (NPN) polarisées en inverse, car leurs réponses électriques sont différentes (6%) les unes des autres avant irradiation. Néanmoins nous remarquons que la tension d'avalanche pour la forte dose 5×10^{13} p/cm² est supérieure à celle des autres fluences de protons et dépasse largement la déviation standard estimée; pour cette dose, l'irradiation compense les dopants. Pour les autres fluences nous ne pouvons pas affirmer que l'effet de l'irradiation va dans le sens d'une compensation ou d'un renforcement du dopage.

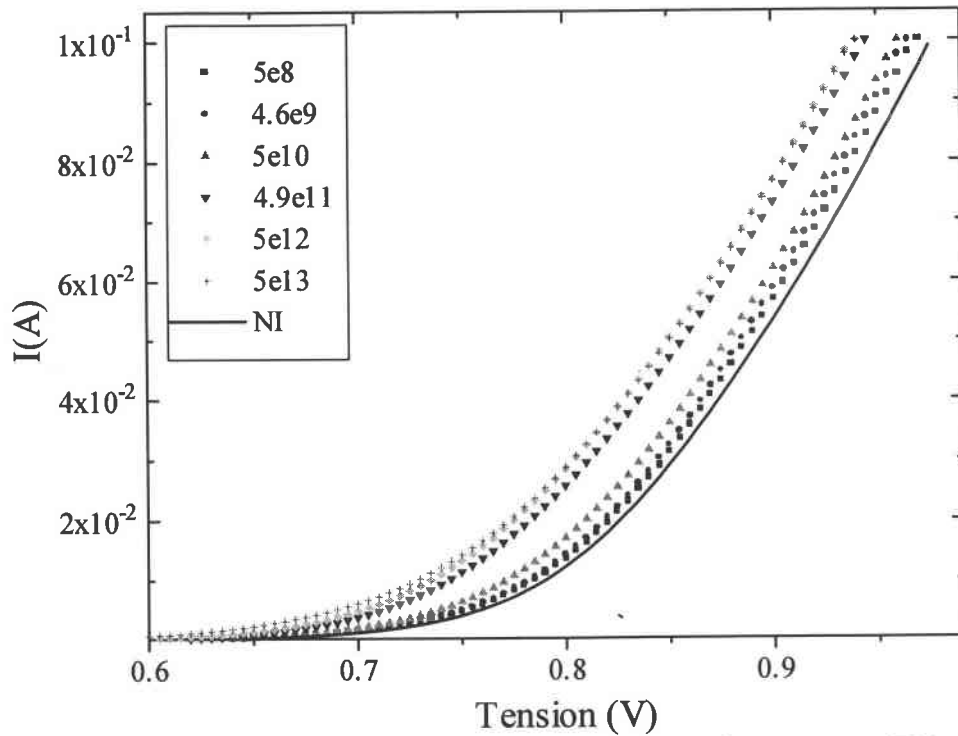


Fig. III- 5a : Influence de l'irradiation aux protons, sur I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP, polarisées dans le mode direct à la température ambiante.

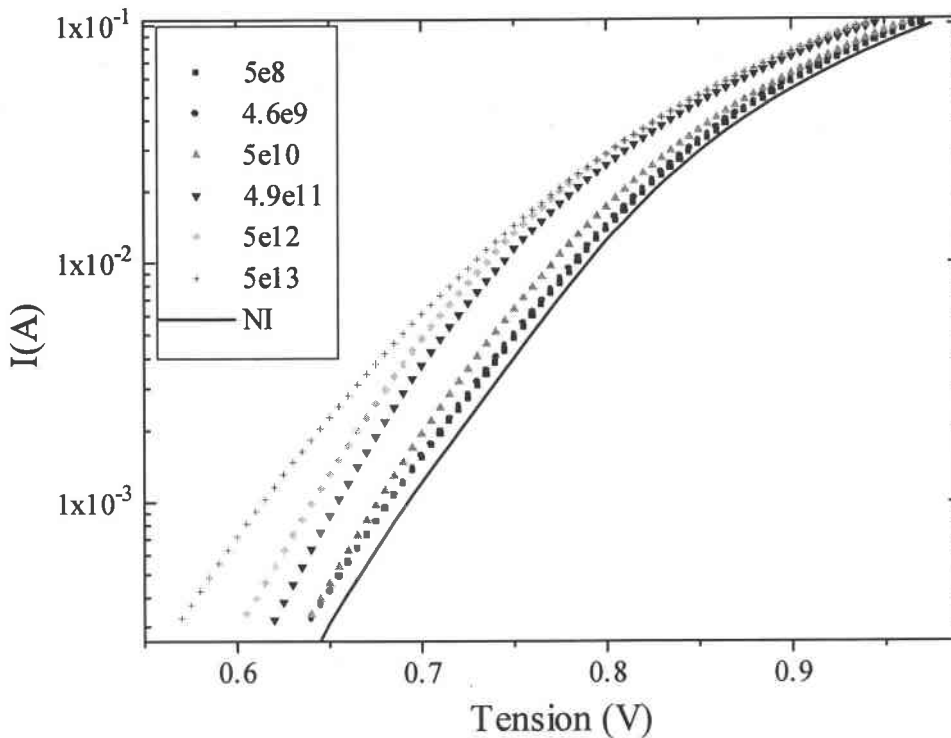


Fig. III- 5b : Influence de l'irradiation aux protons, sur les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP, polarisées dans le mode direct. Représentation logarithmique.

3.1.2.2. Jonction E-B des transistors PNP

La Fig. III- 7 montre les courbes I-V des jonctions E-B des transistors PNP (2N2905 A), polarisées dans le mode inverse. Nous constatons que la tension d'avalanche à partir de laquelle le phénomène de multiplication a lieu est d'environ de 6 V. Cette valeur est différente de celle enregistrée pour les jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN, ceci est attendu car les dopages des deux types de transistors NPN et PNP sont différents.

L'effet de la dose d'irradiation aux protons est comparable à celui déjà remarqué dans le cas des jonctions E-B (NPN), c'est à dire que le courant dans la jonction varie avec la dose de protons, mais d'une façon aléatoire. Ceci est dû à la non-uniformité de la réponse électrique des jonctions E-B des transistors bipolaires de type PNP polarisées en inverse.

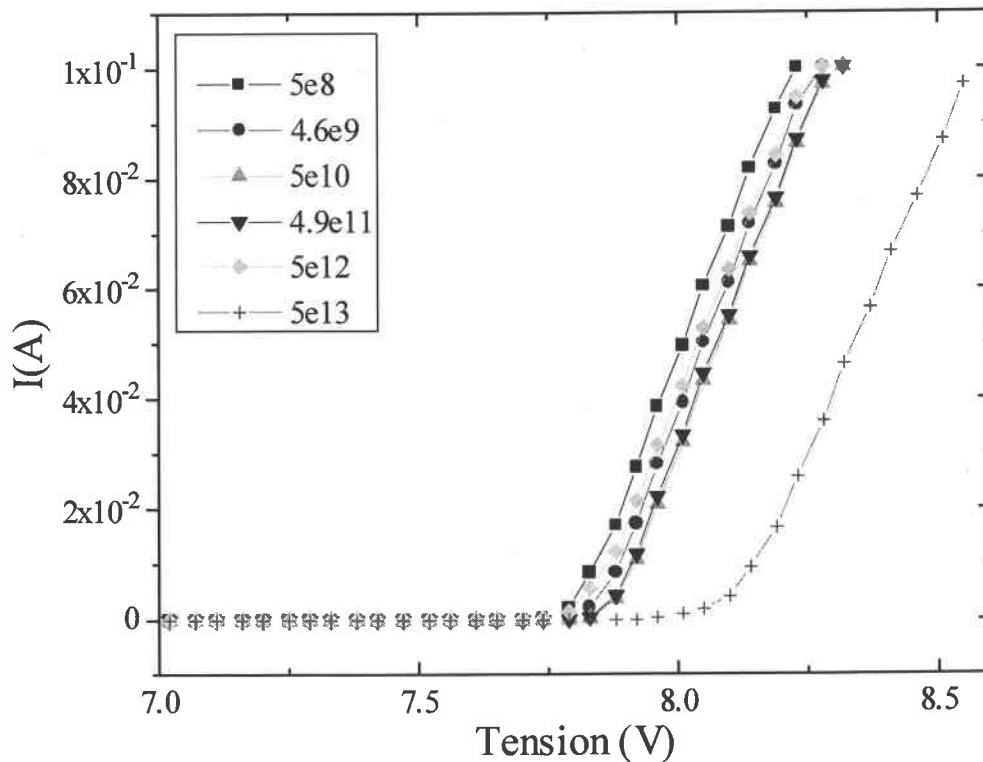


Fig. III- 6 : Influence de l'irradiation aux protons sur les caractéristiques I-V, pour les jonctions E-B des transistors NPN polarisées en inverse.

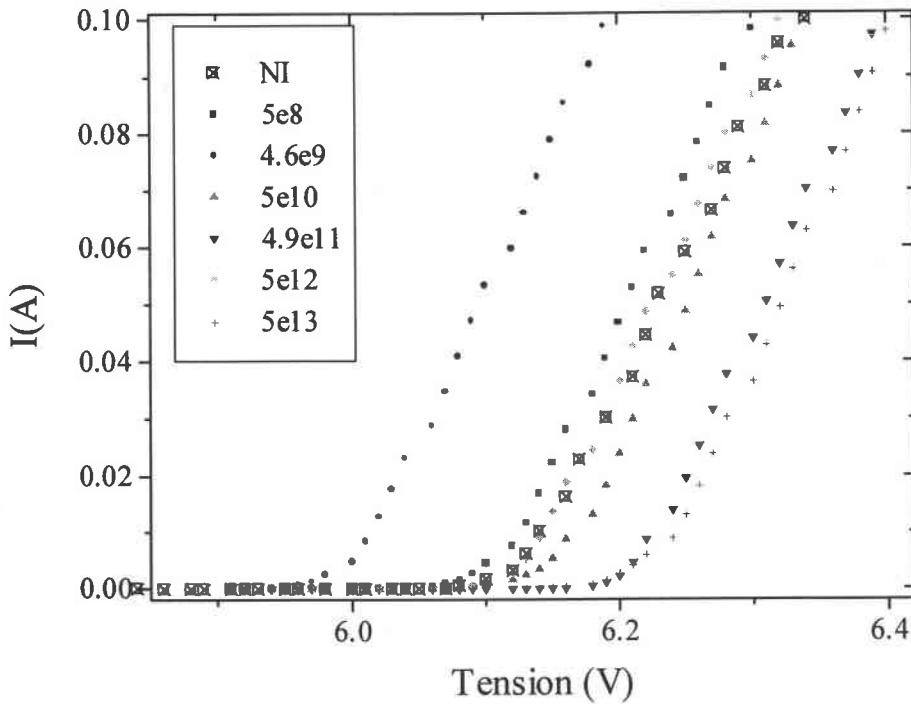


Fig. III- 7 : Influence de l'irradiation aux protons sur les courbes I-V des jonctions (PNP) E-B polarisées en inverse.

Nous remarquons qu'il y a un effet de la fluence sur les caractéristiques électriques I-V en régime inverse. Mais nous ne pouvons pas confirmer que cet effet va dans le sens d'une compensation ou d'un renforcement du dopage. Pour avoir une certitude sur le sens de la variation des caractéristiques I-V en inverse consécutive à l'irradiation, nous devons avoir des jonctions avec des réponses électriques identiques.

3.2. Irradiation aux rayons gamma cobalt 60 (Si)

Les caractéristiques I-V des jonctions E-B des transistors NPN et PNP, irradiées au cobalt 60 (Si) gamma aux doses 8, 16 et 24 Mrad (Si). Pour avoir les doses d'irradiation 8, 16 et 24 Mrad (Si) nous avons exposé nos échantillons pendant 1 semaine, 2 semaines et 3 semaines

respectivement. Dans le mode de polarisation directe nous avons remarqué une dégradation des structures de Si. Cette dégradation n'est pas aussi intense que celle enregistrée pour les jonctions irradiées aux protons, car l'irradiation gamma cause des effets d'ionisation et très peu de déplacement, contrairement aux protons qui produisent plus de déplacement. Dans les structures micro-électroniques, les effets de l'irradiation gamma se portent sur les oxydes de grille et de passivation avec création de charges, ainsi que sur les interfaces oxyde-semiconducteur avec création d'états d'interfaces. Dans le mode inverse la variation des caractéristiques est aléatoire et reste dans les limites de l'erreur comme pour le cas des irradiations aux protons. Nous ne présenterons pas ici les caractéristiques électriques I-V des jonctions E-B des transistors NPN et PNP, irradiées au cobalt 60 (Si) gamma, nous allons plutôt présenter l'effet de l'irradiation gamma sur le signal d'EL en fonction de la tension [EL(V)], mais plus loin dans ce chapitre.

4. Électroluminescence des jonctions p-n irradiées

4.1. EL dans le régime de polarisation directe

4.1.1. Irradiation aux Protons

La Fig. III- 8 montre EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées en direct pour des tensions allant de 0 à 1.5 V, l'EL intégrée est détectée avec PM3. Pour les jonctions non irradiées, le signal d'EL correspondant aux polarisations dans le mode direct allant de 0 à 0.7 V est presque nul et il est attribué au bruit du photomultiplicateur. Pour des polarisations entre 0.7 et 1 V nous remarquons une intensité d'EL qui augmente exponentiellement ce qui est comparable à l'augmentation du courant dans la jonction après la tension de coude (Fig. III- 1a). Au-dessus de 1 V, le signal d'EL dans le mode direct tend vers la saturation. Le résultat est similaire aux caractéristiques électriques I-V (Fig. III- 1b).

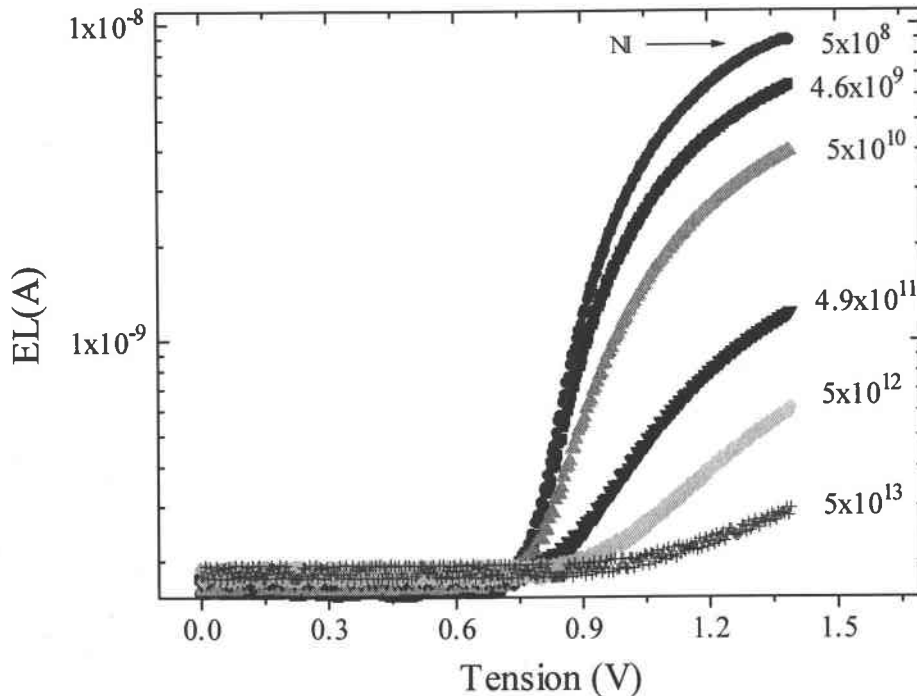


Fig. III- 8 : Influence de l'irradiation aux protons, sur $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors NPN polarisés en direct. NI est confondue avec la petite dose de proton.

Généralement les transistors bipolaires sont constitués d'un émetteur mince fortement dopé contrairement à la base qui est plus large et moins dopée [32]. Dans ce cas la zone de déplétion s'étale plus dans la base, par conséquent les techniques expérimentales utilisées sont sensibles aux paramètres de transport dans la base. Après avoir polarisé la jonction dans le mode direct, un signal d'EL est mesuré, cette émission est due à la recombinaison des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence [6] à travers le gap indirect du silicium. Ce signal d'EL vient de tous les points de la jonction où il y a un excès de porteurs injectés. Tous les points contribuent au signal d'EL en une quantité proportionnelle au produit local des densités des porteurs p et n . En accord avec les discussions précédentes, le signal d'EL total vient entièrement de la base [32]. Donc,

$$EL = C \int_0^w [p(x)n(x) - p_0(x)n_0(x)] dx, \quad (\text{III. 1})$$

où p est la densité des trous majoritaires dans la base dans le cas d'une jonction p-n, p_0 , n_0 sont les densités des porteurs à l'équilibre, et W est la largeur de la base. Cette équation tient compte de l'excès du produit des porteurs p et n dans la base. Si V est la tension appliquée, I le courant dans la jonction et R_S la résistance série, alors le signal d'EL est donné par l'expression suivante avec n le facteur d'idéalité, voir [32]:

$$EL = EL_0 \left[\exp\left(\frac{e(V - IR_S)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III. 2})$$

Dans cette équation EL_0 correspond à la valeur de saturation du signal EL. Donc, grâce à cette expression (III. 2) d'EL nous pouvons extraire R_S et aussi le facteur d'idéalité qui nous renseigne sur les défauts introduits dans la structure micro-électronique. Grâce à $EL(V)$ nous pouvons avoir les mêmes informations offertes par la simulation PARADI [24] qui utilise la caractéristique I-V électrique.

Dans notre cas nous ne pouvons pas analyser correctement nos mesures expérimentales par ce logiciel, car nous sommes incapables de mesurer le signal d'EL correspondant aux tensions au voisinage de la tension de coude. Pour cela, il nous faudra un détecteur plus sensible. Mais cette modélisation reste intéressante à faire, car elle n'a jamais été exploitée et pourrait sûrement nous donner des informations supplémentaires.

Nous avons exposé ces jonctions n⁺-p (E-B) des transistors bipolaires NPN aux protons, et nous avons mesuré le signal d'EL total en fonction de la polarisation directe (Fig. III- 8). Nous constatons que la tension de coude d'EL augmente avec l'irradiation. Pour les tensions inférieures à la tension de coude nous ne mesurons aucun signal d'EL pour les différentes fluences. Pour les tensions supérieures à la tension de coude, l'intensité du signal d'EL diminue en fonction de la dose d'irradiation aux protons. Nous remarquons qu'il y a toujours une partie où le courant est nul, une autre où le courant augmente exponentiellement et en fin

une dernière où le courant atteint la saturation. La diminution du signal en fonction de la fluence est due à l'augmentation des centres de recombinaison non radiatifs introduits par l'irradiation. Nous avons lissé la partie exponentielle de nos courbes expérimentales de la Fig. III- 8 avec l'expression suivante:

$$EL = A \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) + B, \quad (\text{III. 3})$$

où A et B sont des constantes du lissage. L'expression III- 3 est similaire à III- 2. Dans cette modélisation nous évaluons la quantité $n(kT/e)$ pour chaque fluence de protons pour les courbes électriques $I(V)$ et optiques $EL(V)$ comme le montre la Fig. III- 9. Nous remarquons que la quantité $n(kT/e)$ optique et électrique augmente avec la fluence de protons ce qui montre que la dégradation des caractéristiques électriques et optiques a le même comportement et la même tendance avec l'irradiation. Cette augmentation du facteur d'idéalité nous informe sur l'introduction de défauts. Cette comparaison de la dégradation électrique et optique reste au niveau qualitatif. Le but de cette étude est de connaître nos structures électroniques qui émettent la lumière en avalanche et de les caractériser avant et après irradiation pour être certain qu'il y a bien dégradation. En ce qui concerne la lumière émise par les jonctions polarisées dans le mode direct, elle est invisible à l'œil nu, car le Si émet dans le proche infrarouge comme l'impose la valeur de son énergie de gap $E_g = 1.1$ eV. Nous discuterons la distribution spectrale de l'émission au chapitre IV.

Dans le cas des jonctions E-B (PNP), l'émetteur de type P est plus dopé que la base de type N, donc la jonction E-B est de type $p^+ - n$. La zone de déplétion s'étale plus du côté de la base, donc le signal d'EL vient pratiquement entièrement de la base durant la polarisation en direct. La Fig. III- 10 montre l'EL en fonction de la polarisation directe pour chaque fluence de protons 5×10^8 , 4.9×10^9 , 5×10^{10} , 4.9×10^{11} , 5×10^{12} et 5×10^{13} p/cm². Dans la Fig. III- 10 nous remarquons que le signal d'EL est moins intense que celui des jonctions E-B (NPN). Nous constatons aussi que le signal d'EL est absent pour les tensions inférieures aux tensions de coude pour chacune des fluences d'irradiation. Pour les tensions supérieures à la tension de coude, le signal d'EL augmente exponentiellement. Pour des tensions plus élevées, un régime de saturation est atteint. La forme des courbes d'EL en fonction de la polarisation est toujours

la même, mais l'intensité du signal d'EL décroît quand on augmente la fluence d'irradiation comme dans le cas des jonctions E-B des transistors NPN. Ceci est dû à l'introduction des défauts, ce qui augmente le nombre de transitions non radiatives. La Fig. III- 11 montre la dégradation du facteur $n(kT/e)$ électrique et optique en fonction de la fluence de protons pour les transistors PNP. Le facteur $n(kT/e)$, électrique et optique, augmente avec la fluence ce qui montre que la dégradation des caractéristiques électrique et optique a la même tendance. Nous remarquons que le facteur optique est supérieur au facteur électrique contrairement aux transistors NPN, la raison de cette différence reste à définir avec des mesures plus exactes.

4.1.2. Irradiation gamma

Nous avons exposé les transistors bipolaires de type PNP aux rayons gamma. En

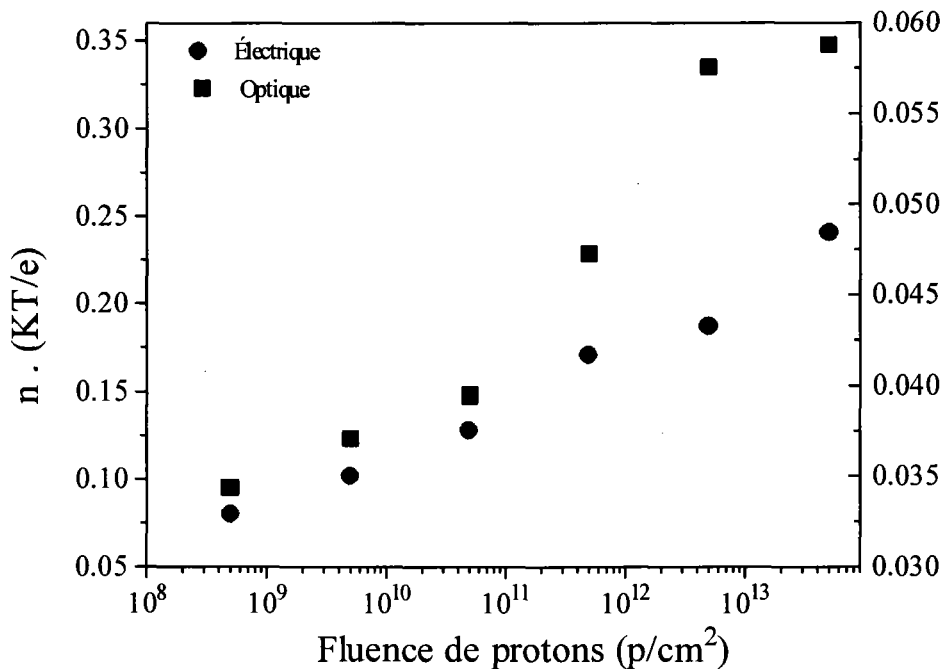


Fig. III- 9 : L'évolution de la quantité $n(kT/e)$ électrique et optique en fonction de la fluence de protons pour $I(V)$ et $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN polarisées dans le mode direct. Les ordonnées à droite correspondent à $I(V)$ et celles à gauche à $EL(V)$.

effectuant les mesures de l'intensité totale du signal d'EL en fonction de la polarisation dans le mode direct (Fig. III- 12), nous remarquons un comportement similaire à celui enregistré dans le cas de l'irradiation aux protons, mais la dégradation est beaucoup moins intense. Car en plus de l'ionisation et des charges créées dans l'oxyde et à l'interface oxyde-semiconducteur, les protons ont un effet de déplacement. Sur la Fig. III- 12, nous remarquons que l'intensité de l'EL diminue au fur et à mesure que nous augmentons la dose d'irradiation. Ceci est dû aux défauts introduits et qui captent les porteurs comme dans le cas de l'irradiation aux protons. Nous ne présenterons pas l'EL en fonction de la dose gamma des jonctions E-B (NPN) car elle est similaire aux jonctions E-B (PNP).

4.2. EL en mode de polarisation inverse

Quand on examine la distribution spatiale de cette émission au microscope, on remarque que sous avalanche, la jonction émet de la lumière à partir de spots, appelés microplasmas. Le nombre de spots existants dépend de l'intensité de la polarisation. Pour une tension voisine de la tension d'avalanche V_B nous constatons la présence de quelques spots. Le nombre de spots ou de microplasmas N augmente avec le courant jusqu'à ce que tous les spots de la structure s'allument pour atteindre le breakdown (le claquage) [6].

Empiriquement, le nombre de microplasmas actifs augmente exponentiellement avec la tension [33]

$$N = e^{\alpha(V-V_B)}, \quad (\text{III. 1})$$

où V est la tension appliquée, V_B la tension d'avalanche et α une constante. Cette expression montre qu'il y a apparition du premier spot pour $V = V_B$ et le nombre de spots augmente avec V ($V > V_B$). Le courant total est lié au nombre de spots par l'expression

$$I = I_0 N, \quad (\text{III. 3})$$

où I_0 est le courant quand le premier spot apparaît pour $V = V_B$.

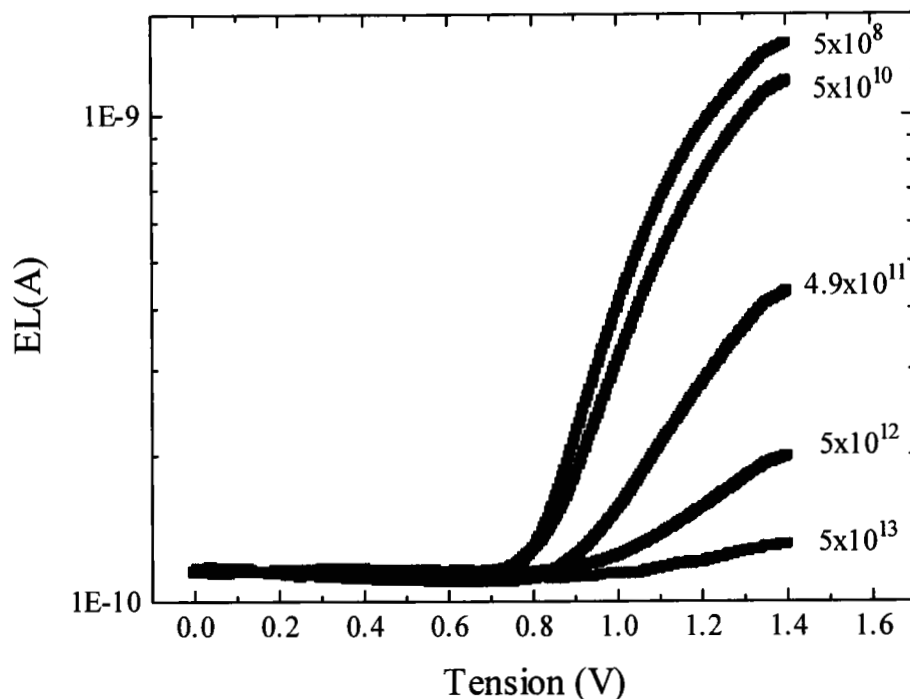


Fig. III- 10 : Influence de l'irradiation aux protons, sur $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors PNP polarisées dans le mode direct.

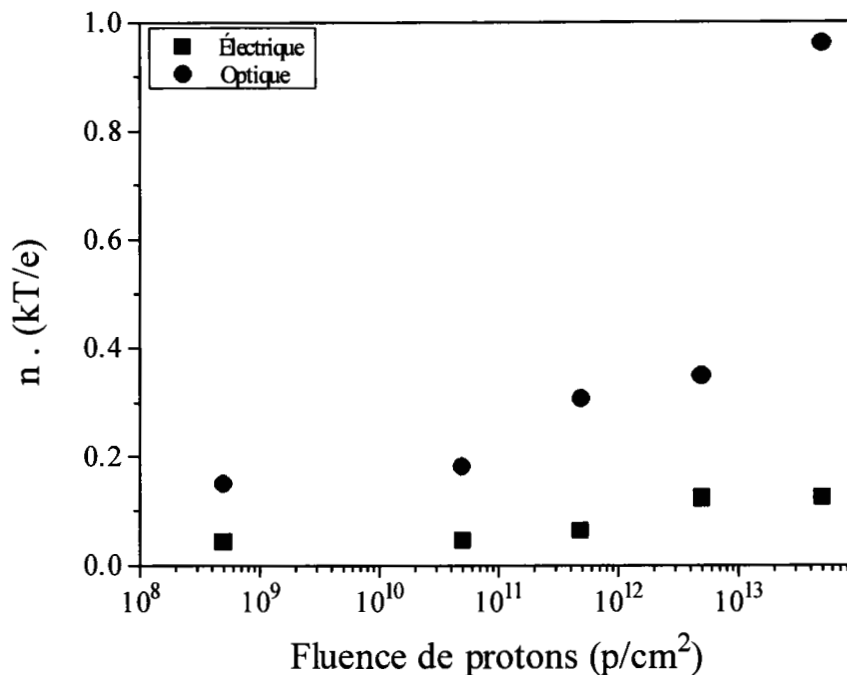


Fig. III- 11: L'évolution de la quantité $n(kT/e)$ électrique et optique en fonction de la fluence de protons pour $I(V)$ et $EL(V)$ des jonctions E-B des transistors bipolaires PNP polarisées dans le mode direct.

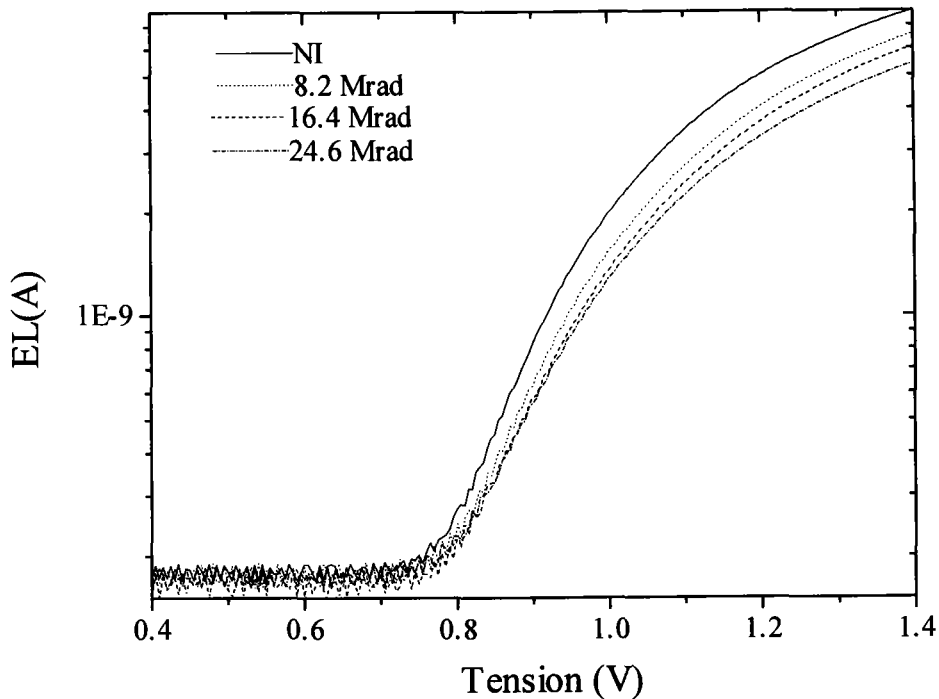


Fig. III- 12 : Dégradation des caractéristiques EL-V en fonction des différentes doses d'irradiation gamma. Les jonctions E-B (PNP) sont polarisées dans le mode direct.

4.2.1. Irradiation aux protons

Une jonction p-n à base de silicium polarisée dans le régime d'avalanche émet de la lumière dans le visible. Ce phénomène a été étudié par plusieurs auteurs (Newmann 1955, Chynoweth et McKay 1956, Chynoweth et Pearson 1958, Davies et Storm en 1961, Goetzberger *et al* en 1963, Kramer *et al* 1993). Quand on examine cette lumière à l'œil nu, on remarque qu'elle est de couleur jaune. Dans le but d'étudier son évolution en fonction de la polarisation, nous avons réalisé des mesures de l'intensité intégrée (totale) en fonction de la tension inverse appliquée.

Nous avons commencé par étudier les jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN. La Fig. III- 13, montre qu'il n'y a pas de signal pour des tensions de polarisation inverse inférieures à $V_B=7.75$ V. Dans cette gamme de tensions, le champ électrique n'est pas assez fort pour favoriser le phénomène de multiplication par collision des porteurs avec le réseau. Pour les tensions de polarisation supérieures à la tension d'avalanche $V_B= 7.75$ V il y a

émission de lumière. Dans cette gamme de tensions le champ électrique est assez fort pour donner lieu au phénomène d'avalanche. Comme nous le remarquons à la Fig. III- 13, à partir de la tension d'avalanche V_B , l'intensité du signal d'EL augmente avec le courant injecté dans la jonction. Pour des tensions supérieures à 9 V la luminescence tend vers la saturation [13], [14].

La Fig. III- 13 montre aussi l'effet de l'irradiation aux protons sur la lumière émise à partir des jonctions E-B des transistors NPN, polarisées en inverse. Nous constatons que l'irradiation n'a pratiquement pas d'effet sur cette lumière contrairement à la lumière émise dans le mode de polarisation directe. Par contre, nous remarquons que la tension d'avalanche pour la forte dose ($5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$) est légèrement supérieure à celle correspondant aux autres doses de protons, ce résultat est en accord avec celui des caractéristiques électriques pour la même dose de protons. Pour plus d'informations nous étudierons la distribution spectrale plus loin dans ce chapitre.

Nous avons fait la même étude sur des jonctions E-B (p^+n) des transistors bipolaires PNP. Nous constatons que la tension V_B à partir de laquelle il y a émission est différente de celle enregistrée pour les transistors NPN; ceci a été remarqué aussi dans les caractéristiques électriques I-V des deux structures. Cette différence entre les tensions d'avalanche V_B est attendue car les deux structures ont des dopages différents. En ce qui concerne la distribution spatiale de la lumière émise, elle a été vérifiée au microscope, et on constate que la lumière est émise à partir des spots ou microplasmas. Le comportement de la lumière émise par les jonctions E-B (PNP) est comparable à celui remarqué pour les jonctions E-B (NPN), c'est-à-dire que l'intensité du signal d'EL est nulle pour les tensions inférieures à V_B , et proportionnelle à la polarisation pour des tensions comprises entre V_B et 6.4 V, et tend vers la saturation pour des tensions supérieures à 6.4 V (Fig. III- 14) [14].

La Fig. III- 14 montre aussi l'effet de l'irradiation aux protons (3 MeV) sur la lumière émise par les jonctions E-B (PNP) polarisées en inverse. Nous constatons que l'irradiation aux protons (3 MeV), pour les fluences étudiées, n'a pratiquement pas d'influence sur la lumière émise contrairement aux jonctions E-B (PNP) polarisées en direct. Ceci est similaire aux cas des transistors bipolaires de type NPN étudiés auparavant. Pour mieux expliquer l'origine de

cette lumière émise sous avalanche, nous devons réaliser des mesures de la distribution spectrale, ce qui fera l'objet du chapitre suivant.

4.2.2. Irradiation gamma

Nous avons étudié aussi l'effet de l'irradiation gamma sur l'émission de la lumière à partir des jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN et de type PNP.

La Fig. III- 15 montre le comportement de l'émission à partir des jonctions E-B (PNP) suite aux irradiations gamma à des doses de 8.2, 16.4 et 24.6 Mrad (Si). Nous remarquons que cette lumière émise est pratiquement insensible à l'effet de l'irradiation gamma, ce qui est similaire à l'effet de l'irradiation aux protons. La petite variation remarquée sur les courbes

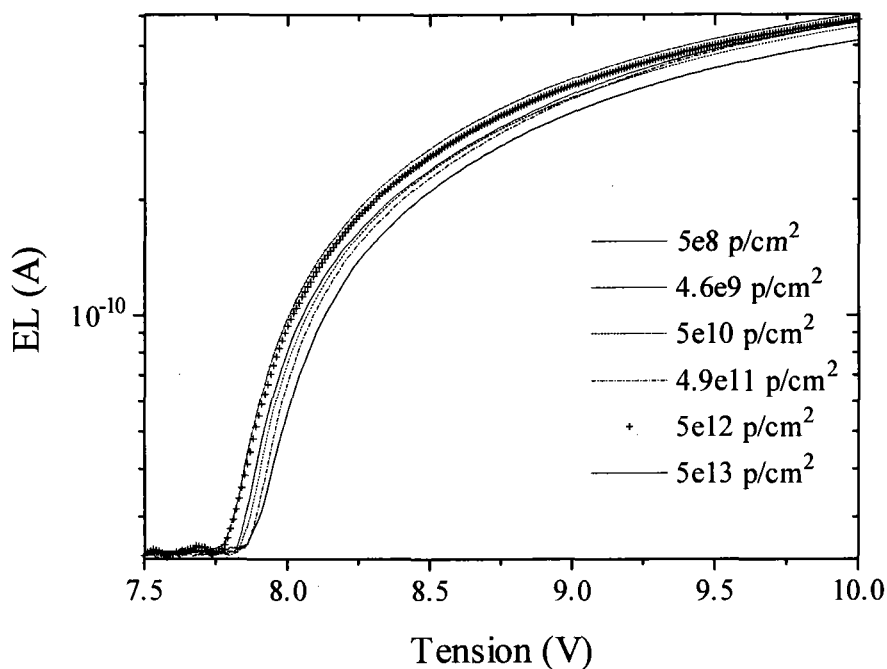


Fig. III- 13 : Influence de l'irradiation aux protons sur l'EL (V) pour des jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN, polarisées en inverse. Les ondulations en dessous de 7.75V sont dues à la superposition des fluctuations du bruit de PM3 pour chacune des fluences.

EL(V), est due à la non-uniformité des jonctions utilisées, mais ne dépasse pas la variation standard estimée. La lumière émise des jonctions E-B (n^+p) des transistors bipolaires NPN polarisées sous avalanche est également insensible à l'irradiation gamma.

5. Conclusion

L'irradiation aux protons et gamma baisse l'intensité de l'EL en polarisation directe, ce qui est dû aux défauts introduits qui piègent les porteurs. Si l'EL en avalanche possède la même origine, elle doit se comporter de la même manière avec l'irradiation, d'où l'intérêt de l'irradiation. En comparant la Fig. III- 8 avec la Fig. III- 13, on remarque que l'allure de l'EL des mêmes transistors NPN est différente d'un mode de polarisation à l'autre. De même, l'intensité chute dans la Fig. III-10, mais beaucoup moins dans la Fig. III- 14, pour les transistors PNP. Donc les mécanismes d'émission ne semblent pas être les mêmes. Pour apprendre plus, nous allons mesurer les spectres d'émission en mode direct et en avalanche.

Le chapitre suivant fera l'objet d'une étude détaillée des mécanismes d'émissions dans les deux régimes de polarisation.

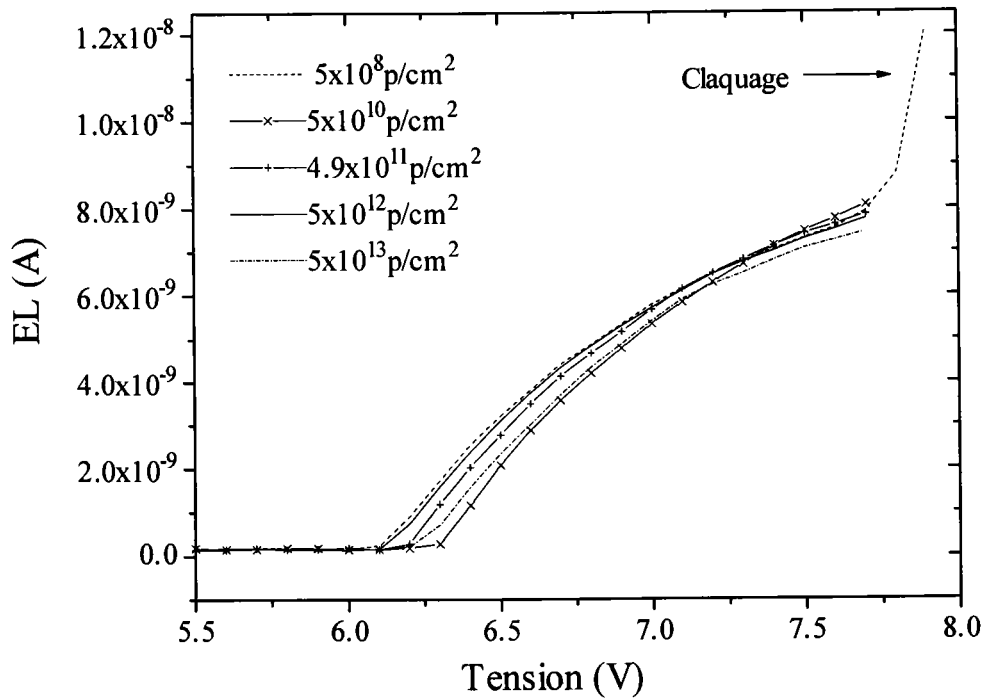


Fig. III- 14 : Influence de l'irradiation aux protons sur l'EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires de type PNP, polarisées dans le mode inverse.

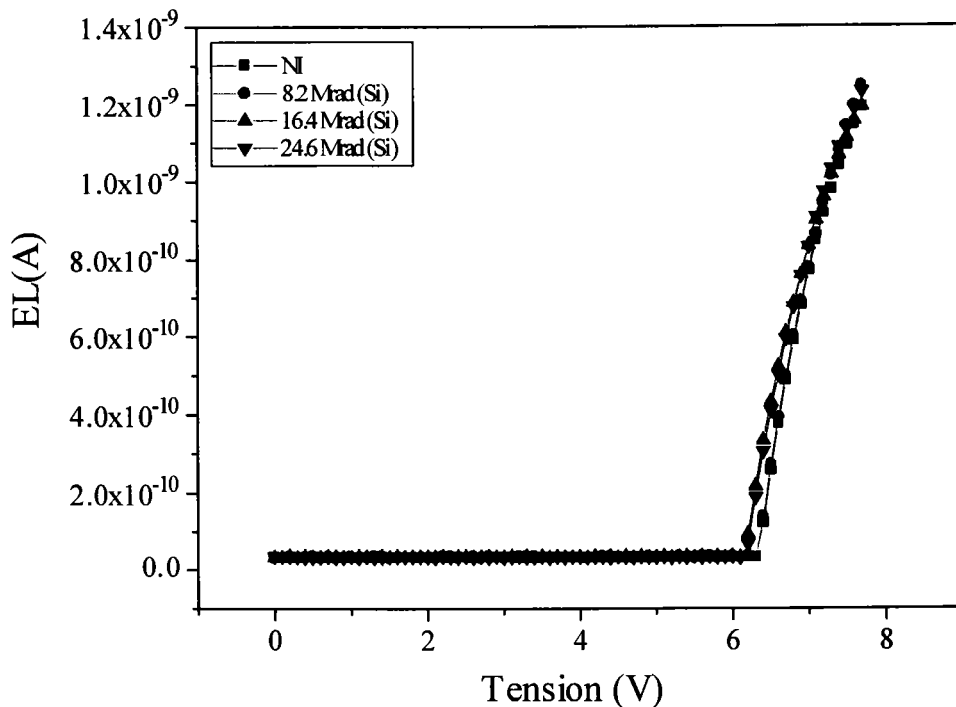


Fig. III- 15 : Influence de l'irradiation gamma sur l'EL(V) des jonctions E-B des transistors bipolaires de type PNP, polarisées dans le mode inverse.

Chapitre IV

Étude spectrale de l'EL et mécanismes d'émission

1. Introduction

Dans ce chapitre nous étudierons la distribution spectrale de l'électroluminescence (EL) des jonctions émetteur-base (E-B) des transistors bipolaires à base de Si, polarisées dans le mode direct et dans le mode inverse. Nous avons choisi les mêmes familles de transistors bipolaires [2N2219A (NPN) et 2N2905A (PNP)] que nous avons exposés, à la température ambiante, aux irradiations de protons ayant une énergie de 3MeV aux fluences : 5×10^8 , 4.6×10^9 , 5×10^{10} , 4.9×10^{11} , 5×10^{12} et 5×10^{13} p/cm², et aux irradiations gamma aux doses : 8.2, 16.4 et 24.6 Mrad (Si). Les spectres d'EL des jonctions E-B polarisées en direct et en inverse sont enregistrés pour des énergies de photons émis variant de (1 à 1.8 eV) et (1 eV à 3.1 eV) respectivement.

Dans le cas des jonctions p-n à base de silicium, la polarisation en direct est accompagnée d'une émission de lumière dans l'infrarouge [35]. La polarisation en inverse est accompagnée d'une émission de lumière dans le visible [3]. La lumière émise durant la polarisation en direct est due à la recombinaison des électrons - trous à travers le gap indirect. Par contre l'origine de la lumière jaune émise durant la polarisation en avalanche fait l'objet de controverses depuis sa découverte en 1955 par Newman [3]. Plusieurs modèles ont été proposés [36][37][38].

Nous allons introduire des défauts dans les jonctions E-B des transistors bipolaires NPN et PNP par irradiation. L'effet de l'irradiation sur les spectres d'émission de la lumière en avalanche n'a jamais été traité auparavant. Nous allons également changer la population de porteurs dans ces structures micro-électroniques en faisant varier la température. Nous comparerons les effets de l'irradiation et de la température sur les spectres d'émission dans les deux régimes de polarisation directe et inverse. Ces mesures nous permettront de vérifier la validité des modèles déjà proposés.

2. La distribution spectrale de l'émission en fonction du courant sans correction par la réponse spectrale du détecteur

Pour mieux comprendre l'émission en avalanche nous allons étudier sa distribution spectrale. La Fig. IV- 1 montre les spectres de l'émission en avalanche des jonctions E-B (n^+p) des transistors bipolaires de type NPN détecté avec PM1. Nous remarquons que le spectre enregistré balaye des énergies allant de 1.37 eV à 3.1 eV. Le maximum d'émission se situe approximativement à 1.8 eV, ce qui correspond à la couleur jaune, donc l'émission de la lumière en avalanche des jonctions E-B (NPN) possède une énergie supérieure à celle du gap du Si (1.1 eV). Cette émission est certainement due aux porteurs énergétiques encore appelés porteurs chauds produits par ionisation par impact durant le phénomène d'avalanche [3]. D'après la Fig. IV- 1, la distribution spectrale ne change pas quand on augmente le courant de polarisation inverse et il n'y a pas création de nouvelles structures. La seule variation observée est l'augmentation de l'intensité de l'EL.

Nos jonctions se présentent sous la forme d'un substrat recouvert d'une couche d'oxyde de Si. L'oxyde de silicium est un film mince uniforme ce qui constitue une cavité de Fabry-Pérot. Cette cavité explique l'existence des interférences dans nos spectres sous forme de franges comme le montre la Fig. IV- 1. La lumière émise par la jonction polarisée en avalanche vient d'une profondeur d de Si déterminée par le coefficient d'absorption. La profondeur de pénétration pour la lumière jaune est de 1.5 μm et pour la lumière rouge de 3 μm [3].

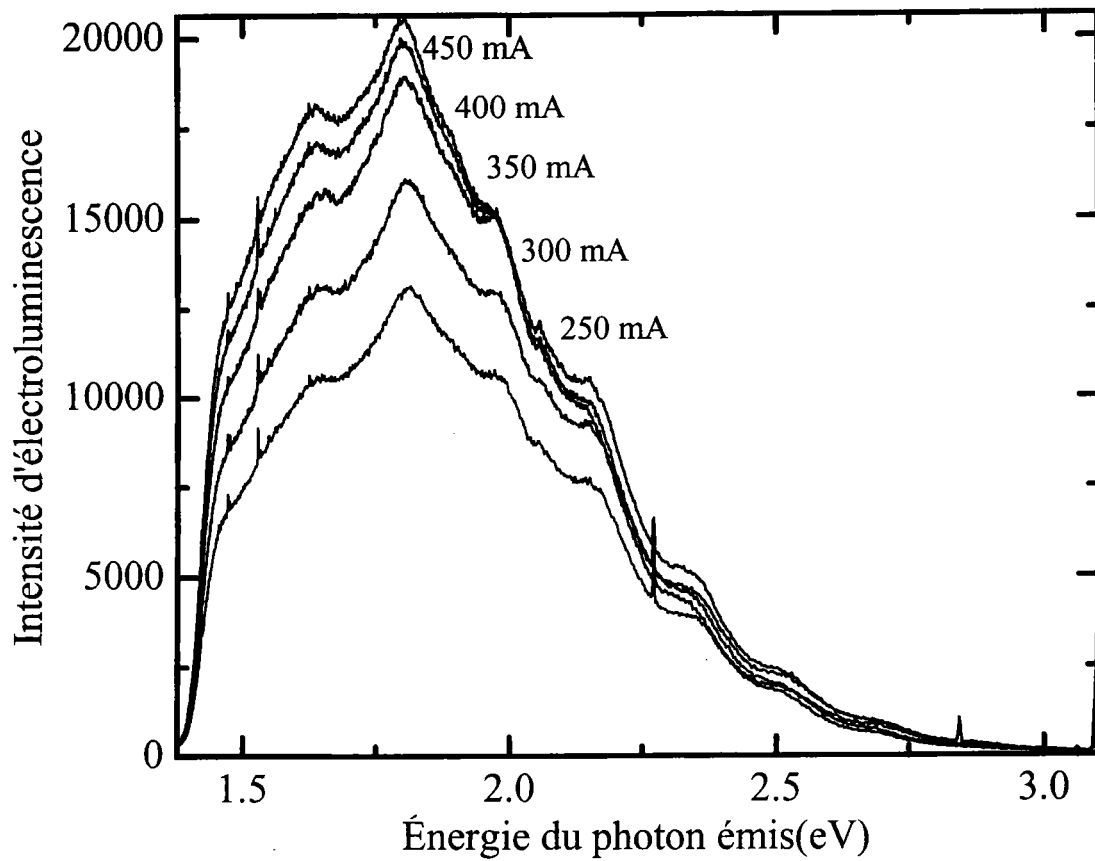


Fig. IV- 1 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche. Ces spectres correspondent à différentes densités de courant. On note la présence des franges. Les petits pics qui se superposent aux franges correspondent à la lumière de la salle.

3. Spectre d'émission détecté avec deux photomultiplicateurs différents et corrigé par leurs réponses spectrales

La Fig. IV- 2 montre notre spectre expérimental d'EL en avalanche pour une jonction p-n du transistor bipolaire NPN en utilisant deux détecteurs différents. Nous constatons que le spectre détecté avec PM1 s'étale entre 1.37 eV et 3.1 eV avec un maximum d'intensité situé autour de 1.8 eV. La baisse du signal pour les énergies inférieures à 1.4 eV est due à la chute de la réponse spectrale du détecteur PM1 (185 nm - 930 nm) ce qui ne permet pas de corriger le spectre car la réponse du détecteur est nulle dans cette gamme. La chute du signal pour les énergies supérieures à 1.8 eV est réelle car la réponse spectrale du détecteur PM1 est pratiquement constante entre 300 nm et 850 nm. Nous avons refait la même mesure (Fig. IV- 2) avec le détecteur PM2 ayant une réponse spectrale entre 400 et 1200 nm (Chapitre II). Nous remarquons que le spectre détecté par PM2 s'étale entre 1 et 2.5 eV. La réponse spectrale du PM2 atteint un maximum autour de 1.58 eV (780 nm) comme l'illustre la Fig. II. 9. Le maximum de l'intensité émise en avalanche coïncide avec le maximum de la réponse du détecteur qui est à 1.58 eV. Donc, la chute de l'intensité émise en avalanche pour les énergies inférieures et supérieures à 1.58 eV est due à la réponse du PM2. Cette valeur est différente de 1.8 eV correspondant au maximum de l'intensité émise en avalanche détectée par PM1 pour le même échantillon. Donc, le maximum du spectre mesuré en avalanche dépend du détecteur utilisé. Comme nous devons avoir le même maximum quel que soit le détecteur utilisé, nous avons corrigé nos spectres mesurés par la réponse spectrale du détecteur grâce à l'équation suivante:

$$EL_{MESURÉE}(\lambda) = EL_{P-N}(\lambda) \times R_{PM}(\lambda), \quad (\text{IV. 1})$$

où $EL_{MESURÉE}$ désigne le signal d'émission en avalanche mesuré par le détecteur, EL_{P-N} le signal d'émission en avalanche réel et R_{PM} la réponse spectrale du détecteur. La Fig. VI- 3, montre les deux spectres d'émission en avalanche détectés avec PM1 et PM2 après correction.

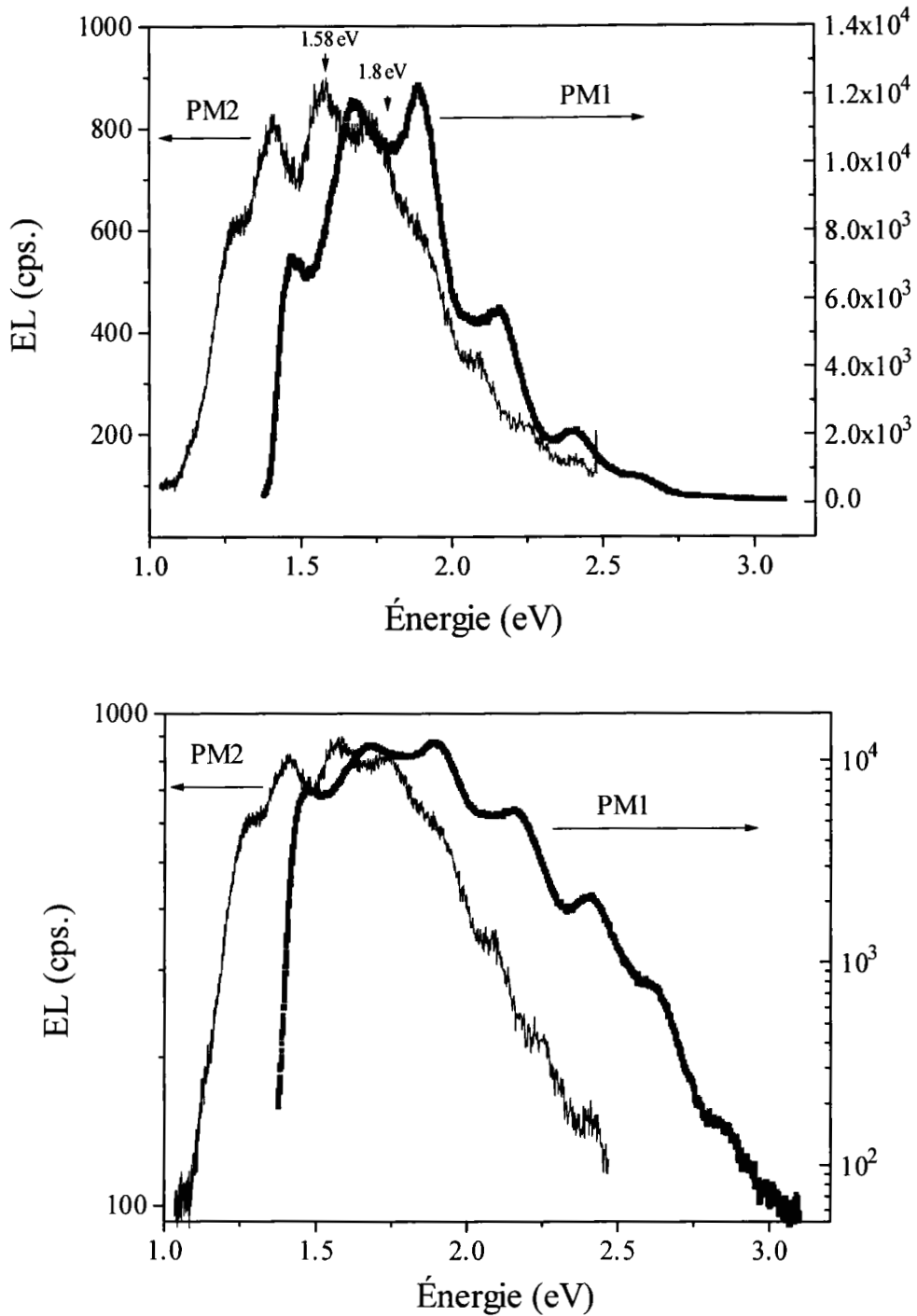


Fig. IV- 2 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche détecté avec PM1 et PM2. La figure du haut est en représentation linéaire, celle du bas en représentation logarithmique.

Les deux spectres corrigés ont maintenant le même maximum d'émission situé autour de 1.8 eV. Quand on compare le spectre d'émission avant et après la correction par la réponse du détecteur, nous trouvons que le spectre détecté avec PM1 a toujours le même maximum 1.8 eV (Fig. IV- 4) tandis que le spectre détecté avec PM2 a un nouveau maximum de 1.8 eV (Fig. IV- 5). La variation en énergie du maximum d'intensité avant et après correction du spectre détecté par PM2 est de 0.22 eV. Notre spectre corrigé présente deux parties : une première correspondant aux énergies supérieures à 1.5 eV et ayant un maximum à 1.8 eV, et une deuxième correspondant aux énergies inférieures à 1.5 eV qui devrait être refaite avec un détecteur PbS ou Ge. Pour les énergies inférieures à 1.12 eV nous ne savons pas comment évolue le signal car nous sommes limités par la capacité de nos détecteurs. Le spectre mesuré par Heaker [7] montre qu'il y a un maximum à 0.8 eV. Le spectre mesuré par Das et Arora [9] montre qu'il y a un maximum entre 0.8 et 1 eV, et un point d'inflexion autour de 1.5 eV, moins prononcé que le nôtre, car il a mesuré les différentes parties de son spectre avec des détecteurs appropriés tels que le PbS, S1 et S-20.

4. Historique des spectres déjà mesurés

Le paragraphe précédent montre l'importance du détecteur dans la mesure des spectres d'EL en avalanche car les spectres sont larges et s'étalent sur une grande gamme d'énergies qui dépasse souvent la réponse spectrale d'un seul détecteur. Chynoweth et McKay [6] ont mesuré le spectre d'émission des jonctions à base de Si polarisées en direct et en avalanche (Fig. IV- 6). Nous constatons que leur spectre en avalanche, enregistré entre les énergies 1 et 3.2 eV est monotone, décroissant, avec une forte émission à basse énergie. Ils tinrent compte de la réponse du détecteur S1 et du spectromètre utilisés. En 1990, Das et Arora [9] ont effectués des mesures précises de l'EL en avalanche d'un transistor MOSFET à canal n, dans trois régions d'énergies différentes. Ils utilisèrent un détecteur PbS de 0.7 eV à 1.2 eV, un détecteur S1 de 1.1 eV à 1.9 eV et un détecteur S-20 de 1.5 eV à 3.1 eV (Fig. IV- 7). Ce spectre montre aussi un comportement décroissant monotone comme celui de Chynoweth et

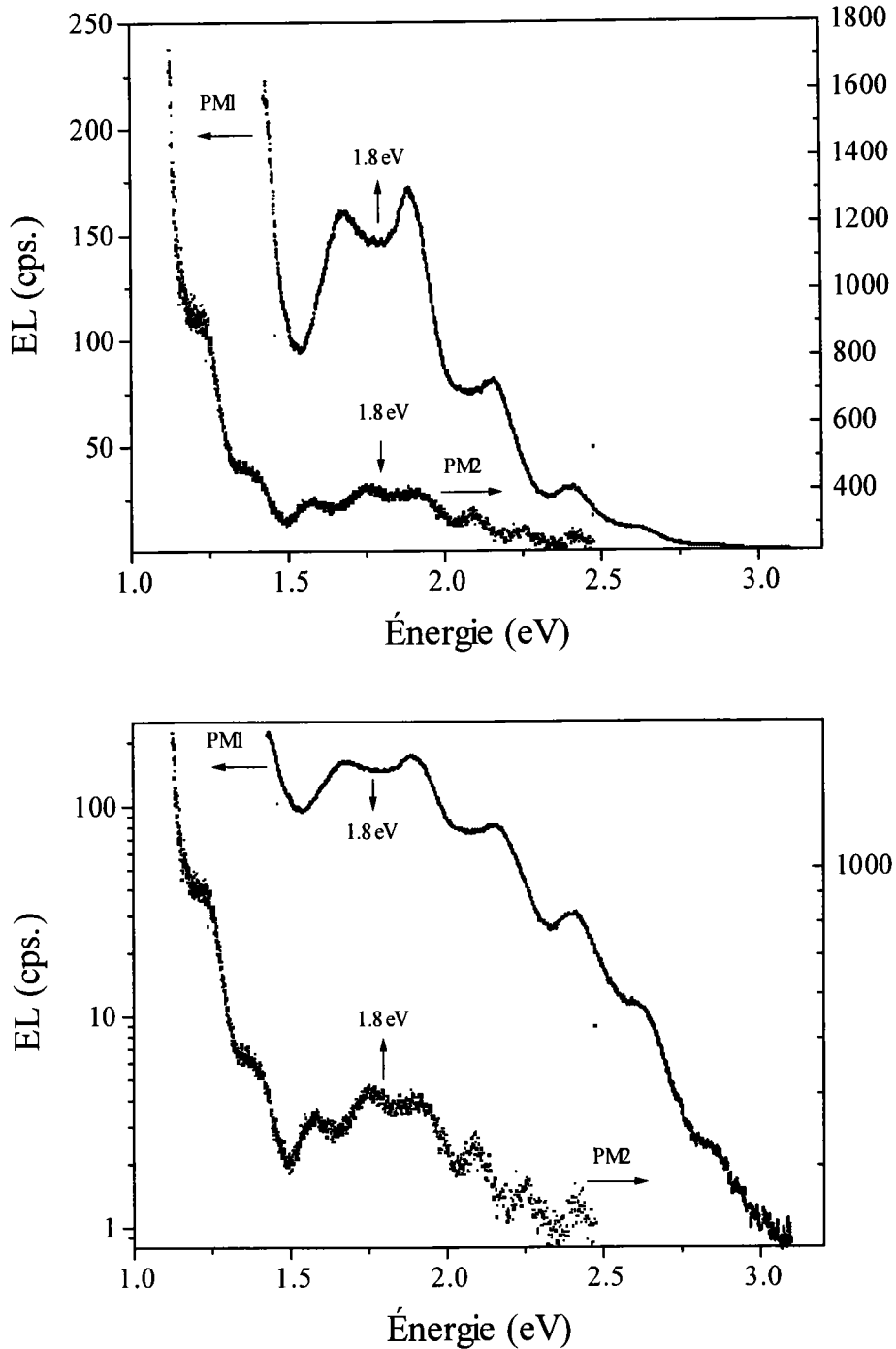


Fig. IV- 3 : Spectre d'EL des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN (2N2219A), non irradiées, polarisées en avalanche détecté avec PM1 et PM2 et corrigé par leurs réponses spectrales. La figure du haut est en linéaire, celle du bas est en échelle logarithmique.

McKay (Fig. IV- 6). En 1997, Obeidat et al. [10] ont mesuré l'EL en avalanche des jonctions à base de Si ayant une couche d'oxyde de Si d'épaisseur d à la surface (Fig. IV- 8). Le spectre s'étale de 1.2 eV à 3.4 eV avec un maximum d'émission à ~ 2.4 eV. Dans le travail [10] le type du détecteur utilisé n'a pas été mentionné, et la réponse spectrale du détecteur n'a pas été prise en compte dans son lissage théorique et dans son interprétation. N. Akil et al. [11][37] ont mesuré l'émission en avalanche en utilisant un détecteur RCA C31034. Le spectre s'étale entre 1.4 eV et 3.1 eV avec un maximum autour de 1.8 eV. Nous remarquons que le détecteur RCA C31034 est le même que notre PM1. C'est probablement la raison pour laquelle nous obtenons approximativement les mêmes spectres. Akil et al. n'ont pas tenu compte de la réponse du détecteur dans leurs modélisations. K. Hublitz et al. [12], ont mesuré l'EL des MOSFETS à base de Si. Le spectre s'étale entre 1.3 eV et 2.6 eV avec un maximum d'émission à 1.8 eV (Fig. IV- 9). Ils supposèrent que la réponse de leur système spectromètre-détecteur CCD était presque constante dans cette gamme d'énergie.

Nous avons fait ce rappel historique des différents spectres enregistrés par différents auteurs pour montrer l'importance des détecteurs employés dans l'interprétation et la modélisation. Donc, l'analyse des spectres non corrigés, c'est à dire ceux qui ne tiennent pas compte de toutes les conditions expérimentales n'est pas fiable. Les différents spectres publiés jusqu'à aujourd'hui ont des maxima d'émission différents. Cette différence est liée d'une part au détecteur, d'autre part au type de Si ainsi qu'au traitement qu'on lui fait subir pendant les étapes de fabrication [37]. Les différents traitements du Si et les techniques de fabrication ont une influence sur « le libre parcours moyen (Chapitre I) » que doit effectuer un porteur afin d'atteindre l'énergie d'ionisation nécessaire à la création d'une paire électron-trou, ce qui change le niveau d'énergie atteint par l'électron chaud.

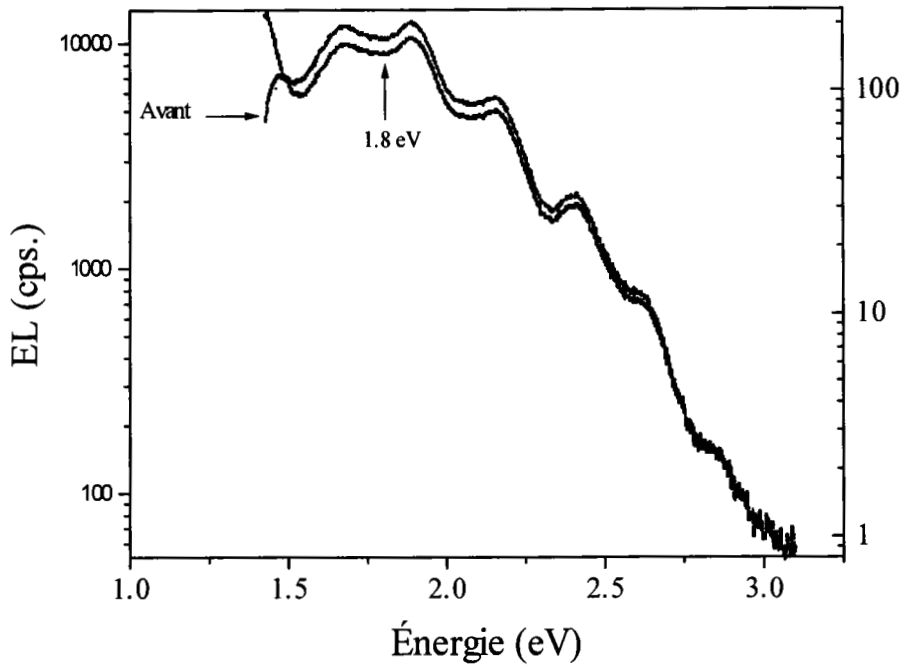


Fig. IV- 4 : Spectre d'EL (NPN) en avalanche détecté par PM1 avant et après correction. Le spectre est représenté en échelle logarithmique.

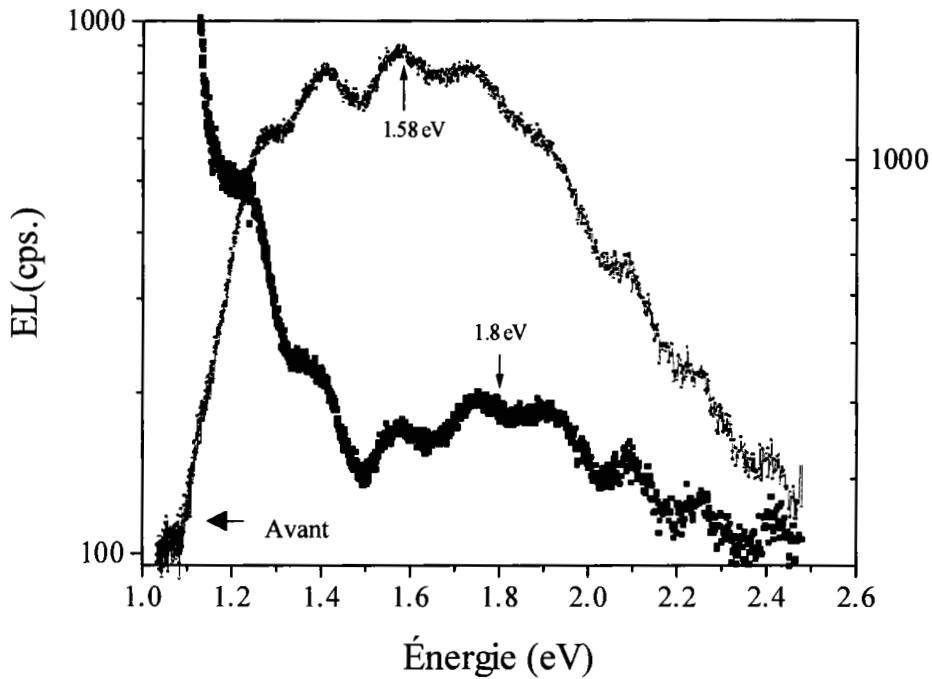


Fig. IV- 5 : Spectre d'EL (NPN) en avalanche détecté par PM2 avant et après correction. Le spectre est représenté en échelle logarithmique.

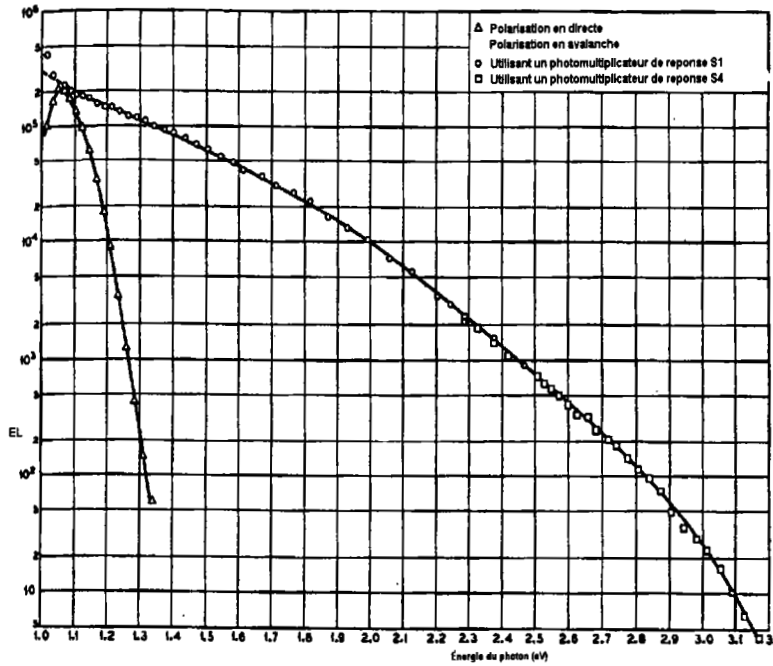


Fig. IV- 6 : Spectres en direct et en avalanche mesurés par Chynoweth et McKay [6] et corrigés en tenant compte de la réponse du système : spectromètre et photomultiplicateur.

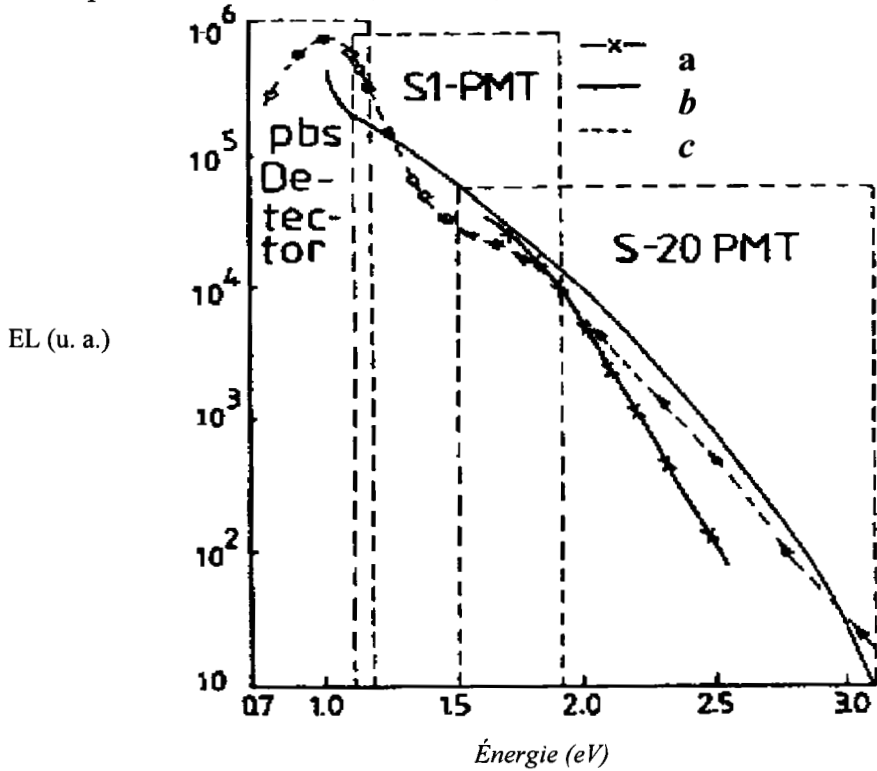


Fig. IV- 7 : Comparaison de : (a) spectre de Toriumi [43], (b) spectre de Chynoweth et al. [6] et (c) spectre mesuré avec trois détecteurs différents: PbS, S1 et S-20 [9].

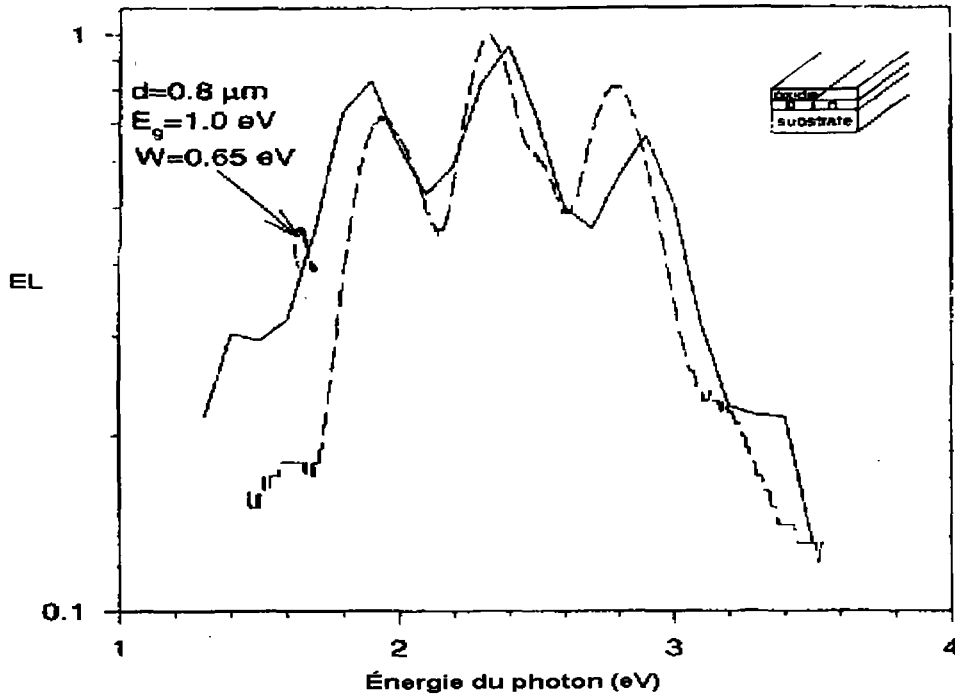


Fig. IV- 8 : A. T. Obeidat *et al.* ont présenté ce travail [10]. (---) émission en avalanche, (---) le lissage théorique. Ce lissage donne l'épaisseur de la couche d'oxyde ($d=0.8 \mu\text{m}$) et la température de l'électron chaud T_e pour $W=kT_e=0.65$. Le spectre n'a pas été corrigé par la réponse du détecteur.

5. Les différents mécanismes de luminescence

Dans le cas des semi-conducteurs, l'émission lumineuse peut avoir lieu soit à la suite de la recombinaison radiative impliquant deux types de porteurs, soit à la suite des transitions radiatives impliquant un seul type de porteurs. La Fig. IV- 10 montre les différents types de transitions optiques dans le cas de Si.

5.1. Transitions impliquant deux types de porteurs

La transition **a** correspond à la recombinaison des électrons de la bande de conduction avec des trous de la bande de valence à travers le gap direct du Si ($E_g=3.2 \text{ eV}$). C'est une transition interbande directe impliquant deux types de porteurs. La transition **b** correspond à la recombinaison des électrons de la bande de conduction avec des trous de la bande de valence à

travers le gap indirect du Si de 1.1 eV (C-V-I). C'est une transition impliquant deux types de porteurs en plus d'un phonon qui permet de conserver la quantité de mouvement.

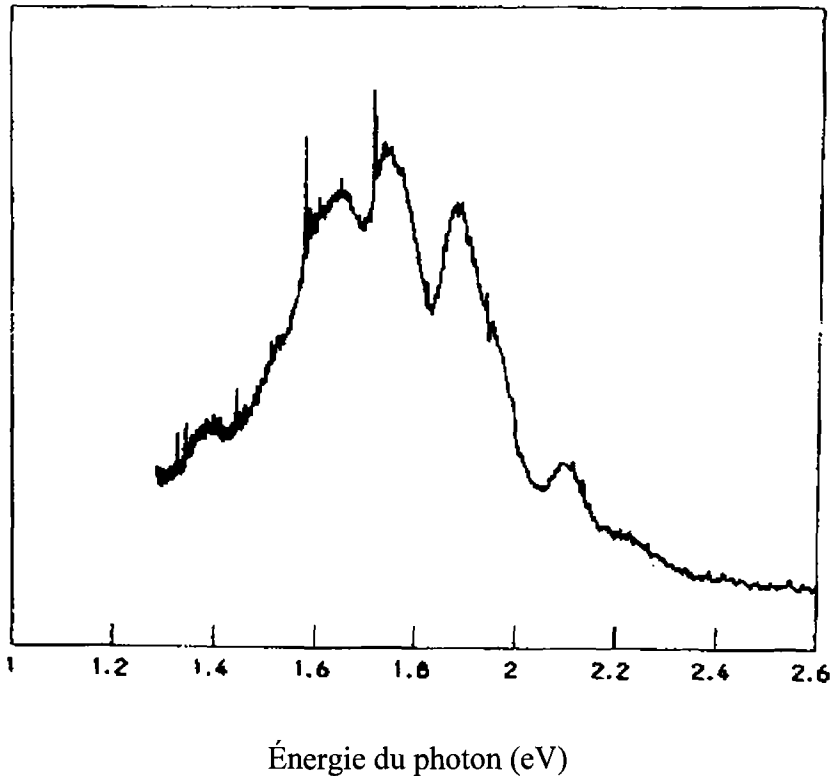


Fig. IV- 9 : Spectre d'émission des MOSFET avec un canal de dimension $1\ \mu\text{m}$ par $100\ \mu\text{m}$. Obtenu pour une tension de grille de 5 V, une tension et courant de drain de 7 V et 15 mA.

5.2. Transitions impliquant un seul type de porteurs

Les trous dans la bande de valence peuvent effectuer des transitions directes **c** entre la bande des trous légers et la bande des trous lourds, ou bien des transitions indirectes assistées soit par phonons (V-V AP), soit par impuretés (V-V AI). Ce sont des transitions radiatives intrabandes (V-V) impliquant un seul type de porteurs. Les électrons peuvent faire une transition directe **d** entre les sous-bandes de conduction (C-C), ou une transition indirecte **e** assistée par un phonon (C-C AP) ou une impureté (C-C AI). Ces transitions radiatives sont appelées des **transitions intrabandes (C-C)**.

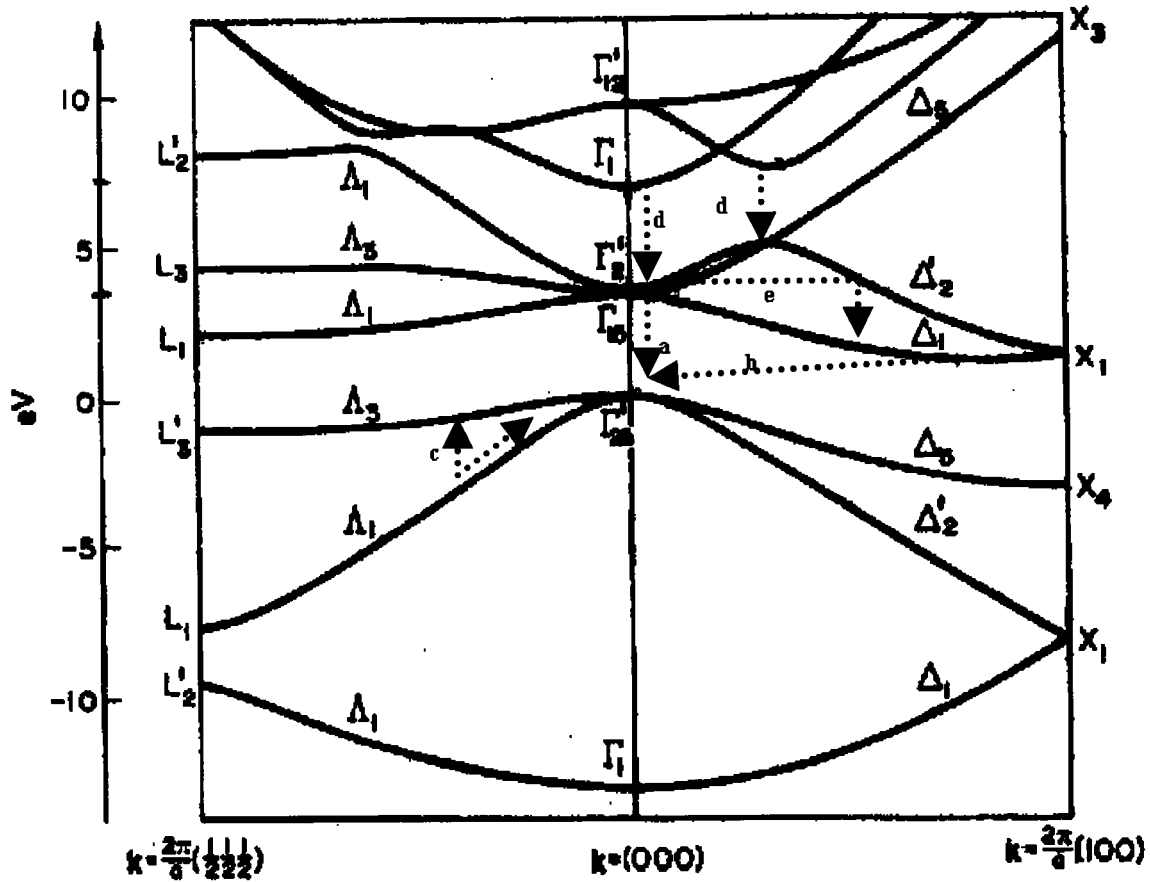


Fig. IV- 10: Structure de bandes du Si avec les différentes transitions possibles a, b, c, d et e.

6. Vérification de la validité du modèle de recombinaison interbande

R. Newman [3] fut le premier à rapporter l'émission en avalanche des jonctions à base de silicium en 1955. En 1956, Chynoweth et McKay [6] ont attribué l'origine des grandes énergies à la recombinaison entre les électrons chauds de la bande de conduction et les trous de la bande de valence. Le mécanisme d'avalanche nécessite que les porteurs acquièrent des énergies suffisantes par accélération afin de produire des paires électron-trou par ionisation par impact. Chynoweth et McKay se sont basés sur les résultats de Wolff [5] qui donnent une énergie d'ionisation de seuil de 2.3 eV. La valeur de cette énergie est la même pour un

électron et un trou. Ils ont également examiné les différentes possibilités des transitions radiatives interbande comme suit:

- 1 : Recombinaisons entre les électrons chauds de la bande de conduction et les trous du maximum de la bande de valence, ou bien entre les trous chauds de la bande de valence et les électrons du minimum de la bande de conduction. Ces électrons chauds sont à 2.3 eV à partir du minimum de la bande de conduction et les trous chauds sont à 2.3 eV à partir du haut de la bande de valence. L'énergie du photon émis durant ces recombinaisons est égale à la somme de l'énergie de gap du Si et de l'énergie de production d'une paire électron-trou. Donc le maximum en énergie du photon émis est de $2.3 + 1.1 = 3.4$ eV. Cette énergie est en accord avec le maximum observé par Chynoweth et McKay (Fig. IV-6).
- 2 : Recombinaisons entre les électrons chauds situés à 2.3 eV du bas de la bande de conduction et les trous chauds situés à 2.3 eV du haut de la bande de valence. L'énergie maximale du photon émis dans ces recombinaisons est de : $2 \times 2.3 + 1.1 = 5.7$ eV ; cette énergie est plus grande que celles présentes dans le spectre de la Fig. IV- 2. Cette recombinaison est donc improbable.

En 1997, A. Obeidat et al [10] mesurèrent le spectre d'EL en avalanche des jonctions p-n à base de Si avec une couche d'oxyde de silicium (SiO_2) d'épaisseur d . Le spectre (Fig. IV- 8) contient des franges dues à la couche de SiO_2 et présente un maximum autour de 2.2 eV. Obeidat attribua le mécanisme de recombinaison interbande à tout son spectre d'émission. Il utilisa (Fig. IV- 8) le même modèle théorique que Yamada [38] pour lisser le spectre de Chynoweth et McKay (Fig. IV- 6). C'est pourquoi nous allons rappeler ce modèle et étudier sa validité dans le cas de nos spectres.

Le Si est un semi-conducteur à gap indirect, donc les transitions entre le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence ont lieu avec changement du vecteur d'onde. Donc pour compléter la transition de l'énergie initiale E_i à l'énergie finale E_f , un phonon E_p est émis ou absorbé. Ces deux processus sont donnés respectivement par

$$\begin{aligned} \text{et} \quad & h\nu = E_f - E_i + E_p && (\text{émission}), \\ & h\nu = E_f - E_i - E_p && (\text{absorption}). \end{aligned} \quad (\text{IV. 2})$$

Dans le cas des transitions indirectes, tous les états occupés de la bande de valence peuvent correspondre aux états vides de la bande de conduction. La densité d'états initiale $D(E_i)$ est

$$D(E_i) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_h^*)^{3/2} |E_i|^{1/2}. \quad (\text{IV. 3})$$

La densité d'états finale $D(E_f)$ est

$$D(E_f) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (E_f - E_g)^{1/2}. \quad (\text{IV. 4})$$

Dans le cas de l'émission, en substituant E_f par l'équation (IV. 2), on obtient

$$D(E_f) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_e^*)^{3/2} (h\nu - E_g \pm E_p \pm E_i)^{1/2}. \quad (\text{IV. 5})$$

La densité conjointe d'états ρ est le produit de $D(E_i)$ et $D(E_f)$

$$\rho(E_i) = \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6} (4m_e^* m_h^*)^{3/2} E_i^{1/2} (h\nu - E_g \pm E_p \pm E_i)^{1/2}. \quad (\text{IV. 6})$$

Yamada [38] et par la suite Obeidat [10] ont considéré l'énergie du phonon comme négligeable par rapport à celle du photon émis dans le cas du Si. Donc, la densité d'états conjointe est :

$$\rho(E_i) \propto E_i^{1/2} (\hbar\omega - E_g - E_i)^{1/2}. \quad (\text{IV. 7})$$

E_i est l'énergie de l'électron mesurée à partir des frontières de la bande, E_g est l'énergie du gap, m_e^* et m_h^* sont les masses effectives de l'électron et du trou respectivement. Comme le taux

d'émission $U(\hbar\omega)$ est proportionnel à la densité conjointe d'états, Yamada [38] et par la suite Obeidat [10] donnèrent l'expression suivante pour lisser les spectres expérimentaux:

$$U(\hbar\omega) \propto \int_0^{\hbar\omega - E_g} \hbar\omega E_i^{1/2} (\hbar\omega - E_g - E_i)^{1/2} f(E_i) [1 - f(E_i - \hbar\omega)] dE_i, \quad (\text{IV. 8})$$

où $f(E_i)$ est la fonction de distribution des électrons dans la bande de conduction et $1 - f(E_i - \hbar\omega)$ est la fonction de distribution des trous dans la bande de valence. Ces fonctions de distribution furent obtenues par Wolff en 1954 [5] par la résolution de l'équation de Boltzmann, en tenant compte de l'effet des collisions entre les électrons chauds et les phonons, de l'effet des collisions produisant des paires électron-trou et de l'effet du fort champ électrique.

$$f(E) \propto \exp\left(-\frac{E}{W}\right) \left[1 - \frac{E_i\left(\frac{E}{W}\right)}{E_i\left(\frac{E_0}{W}\right)} \right], \quad (\text{IV. 9})$$

où E est l'énergie de l'électron, $E_i(x) \equiv \int_{-\infty}^x \frac{\exp(u)}{u} du$, et E_0 est l'énergie de seuil d'ionisation par impact. L'énergie W est reliée au champ électrique et au libre parcours moyen d'un électron. Yamada et par la suite Obeidat ont considéré que l'équation (IV. 9) est quasi-Maxwellienne pour les énergies inférieures au seuil d'ionisation, et que la température de l'électron chaud T_e peut être définie par $W = k T_e$. Puisque la température du réseau cristallin dans les conditions d'avalanche est plus élevée de 200 à 400 $^{\circ}\text{K}$ que la température ambiante, Yamada [38] et par la suite Obeidat [10] ont suggéré une valeur du gap du Si inférieure à 1.1eV de 0.05 à 0.1 eV. Obeidat a trouvé un meilleur lissage pour $E_g = 1$ eV, une énergie de seuil d'ionisation $E_0 = 1.5 E_g$ et $W = 0.65$ eV (Fig. IV- 8). Cette valeur de W donne une

température de l'électron de 7500 K. Yamada et Kitaoa ont trouvé une température de l'électron chaud de 2000 K. Akil et al. [11][36] ont attribué les énergies inférieures à 2 eV au mécanisme interbande en utilisant un lissage dans lequel ils tiennent compte de la longueur d'ionisation des électrons et des trous (68 \AA), ils ont trouvé une température de 3500 K pour un champ électrique de $1 \times 10^5 \text{ V/cm}$.

6.1. Application du modèle interbande à nos spectres d'émission

Sous avalanche, nous appliquons un champ électrique fort (supérieur à 10^5 V/cm) ce qui fait gagner de l'énergie aux électrons chauds qui occupent par la suite des états d'énergies élevés dans la bande de conduction. Il serait donc logique de penser comme Obeidat [10] à des recombinaisons entre électrons chauds de la bande de conduction et les trous de la bande de valence comme le montre la Fig. IV- 11. En supposant que les électrons de la bande de conduction ont un maximum de 2.3 eV avant de faire des collisions ionisantes et un minimum

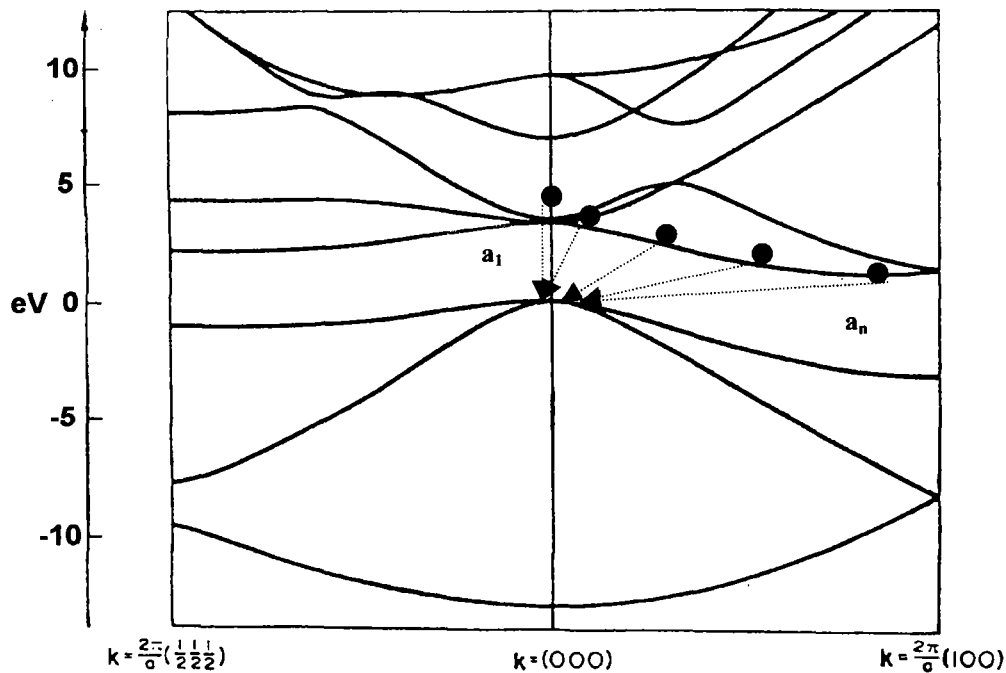


Fig. IV- 11 : Structure de bande de Si avec les différentes transitions possibles: $a_1 \dots a_n$.

de $E_g = 1.1$ eV, les transitions interbandes possibles sont notées $a_1 \dots a_n$ (Fig. IV- 11) ce qui donne naissance à des photons d'énergies allant de 1.1 eV à $2.3+1.1=3.4$ eV. Cette gamme d'énergie correspond à celle du spectre d'émission en avalanche. Pour modéliser nos spectres expérimentaux d'EL(λ) (Fig. IV- 1), nous allons utiliser le taux de radiation $U_\nu(\hbar\omega)$ (équation IV. 8) déjà utilisée par Yamada [38] et Obeidat [10]. Mais dans notre cas, nous devons tenir compte de l'oxyde SiO₂ (Fig. IV- 12) et de la réponse du détecteur utilisé. Pour cela nous devons considérer les paramètres suivant :

- n_{ox} : indice de réfraction de SiO₂ qui varie en fonction de l'énergie;
- n_{Si} : indice de réfraction de Si qui varie en fonction de l'énergie;
- n_0 : indice de réfraction de l'air = 1;
- α : coefficient d'absorption de l'oxyde de silicium qui varie en fonction de l'énergie;
- d : épaisseur de la couche de l'oxyde de silicium qui sera déterminée par simulation.

Le coefficient de transmission T dépend de tous ces facteurs et il est donné par [39], [40], [41]

$$T = \frac{16n_{Si}^2 n_{ox} \exp(-\alpha d)}{B - Cx \cos \varphi + Dx^2}, \quad (IV. 10)$$

$$\text{avec } B = (n+1)^3 (n_{Si} + n_{ox}^2), C = 2(n_{Si}^2 - 1)(n_{Si}^2 - n_{ox}^2), D = (n_{Si} - 1)^3 (n_{Si} - n_{ox}^2) \text{ et } \varphi = \frac{4\pi n d}{\lambda}.$$

Pour obtenir le taux d'émission après la traversée de l'oxyde de silicium, il faudrait multiplier l'expression de l'émission avant la traversée de l'oxyde par le coefficient de transmission susmentionné.

$$U_i(\hbar\omega) = T \times U(\hbar\omega). \quad (IV. 11)$$

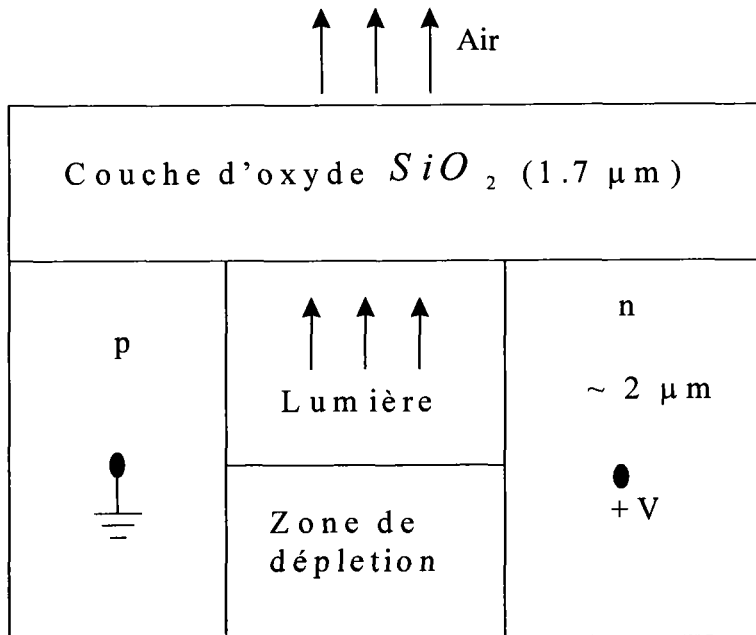


Fig. IV-12 : La lumière est émise à partir de quelques μm , à l'interface entre la jonction p-n et la couche d'oxyde.

Nous devons aussi tenir compte de la réponse spectrale $R(\lambda)$ du détecteur ce qui nous donne l'expression du taux d'émission enregistré expérimentalement $U_{\text{Interbande}}$ suivant:

$$U_{\text{Interbande}}(\hbar\omega) = R \times T \times U(\hbar\omega) \quad (\text{IV. 12})$$

Cette expression (IV. 12) comporte plusieurs paramètres ajustables : l'épaisseur de l'oxyde, la température de l'électron chaud, l'énergie du gap et un facteur multiplicatif. L'épaisseur de l'oxyde est un paramètre qui n'a aucune influence sur la nature du mécanisme responsable de l'émission, le gap est fixe et la température de l'électron chaud est un résultat du lissage. La modélisation de nos spectres expérimentaux (Fig. IV- 13) par l'expression IV. 12, a permis d'obtenir l'épaisseur de l'oxyde de silicium $d=1.7\mu\text{m} \pm 0.2\mu\text{m}$ et la température effective des porteurs chauds qui dépend de la valeur du gap comme le montre le tableau IV. 1, la température T_e est de 3542 K pour un gap de 1 eV et de 3103 $^{\circ}\text{K}$ pour un gap de 1.1 eV.

Obeidat [10] a fait un lissage de son spectre (Fig. IV. 8) pour une valeur du gap de 1 eV. La température de l'électron chaud est différente d'un auteur à l'autre ce qui est due en partie à la non-uniformité des conditions expérimentales. Il faut obligatoirement corriger le spectre enregistré par la réponse du détecteur, ce qui n'a pas été fait par Obeidat [10]. Pour vérifier l'importance du détecteur, nous avons lissé les spectres mesurés avec PM1 et PM2. Le lissage du spectre d'EL en avalanche détecté avec PM2 illustré à la Fig. IV- 13 (courbe du dessous) est moins bon que celui de la Fig. IV. 13 (courbe du dessus) qui tient compte de la réponse de PM1. Nous avons trouvé un écart de température d'environ 1000 °K d'un détecteur à l'autre pour la même valeur du gap (Tableau IV.1). La Fig. IV. 13 dans laquelle nous tenons compte de la réponse du détecteur PM1, montre un meilleur lissage que celui de Obeidat (Fig. IV- 8) spécialement pour les énergies inférieures à 1.8 eV. Si nous croyons seulement au lissage mathématique (Fig. IV. 13) nous pourrions affirmer comme Obeidat et d'autres auteurs que le modèle interbande est le mécanisme responsable de l'émission en avalanche.

Le modèle interbande présenté par Yamada et repris par Obeidat et nous même, n'est pas très différent du mécanisme de l'émission dans le mode de polarisation en direct. Nous pouvons donc vérifier ce modèle en modifiant les propriétés physiques du gap. Par exemple, si on introduit des défauts dans le gap, le changement de l'émission sera le même dans le mode de polarisation direct et inverse. De même, en variant la température et le dopage l'émission sera affectée de la même façon dans les deux régimes de polarisation. La mesure de la durée de vie pourra aussi nous confirmer si l'origine de l'émission est la même en avalanche et en direct.

6.2. Effet de l'irradiation sur l'EL des jonctions P-N à base de Si

Dans les expériences qui suivent nous gardons les mêmes conditions expérimentales. En comparant les différents spectres enregistrés nous pouvons déduire l'effet du paramètre qui varie, par exemple l'irradiation, la température ou le doping, sans avoir besoin de tenir compte de la réponse spectrale du détecteur.

Dans cette section nous allons étudier l'effet de l'irradiation sur les spectres d'émission des jonctions p-n (NPN et PNP), dans les régimes de polarisation direct et inverse [13][14]. Comme les défauts ont des niveaux d'énergie dans le gap qui affectent les transitions bande à bande, cette étude permettra de comparer leur effet sur les spectres mesurés dans les deux régimes de polarisation. Donc, ces expériences d'irradiation pourront nous confirmer si le mécanisme de recombinaison interbande est responsable de l'émission en avalanche ou pas.

<i>Détecteur</i>	$E_g (eV)$	$R(\lambda)$	$T_e (^{\circ}K)$
PM1	1	OUI	3542
PM1	1.1	OUI	3103
PM1	1	NON	3731
PM1	1.1	NON	3217

Tableau IV. 1 : La température de l'électron chaud pour différents détecteurs et valeurs de gap. «OUI» signifie que nous tenons compte de la réponse du détecteur et «NON» signifie que l'on n'en tient pas compte.

6.2.1. Irradiation aux protons des transistors NPN

La Fig. IV- 14 montre la distribution spectrale de l'émission lumineuse à partir des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN, polarisées dans le mode direct, détectée avec PM2. Nous constatons que le maximum du spectre se situe à 1.21 eV. L'énergie du maximum est plus grande que celle du gap indirect du Si (1.1 eV) et inférieure à l'énergie du gap direct (3.2 eV). Le remplissage de la bande de conduction, à cause du fort courant (450 mA) injecté dans la jonction, déplace le maximum vers les grandes énergies. Le signal décroît fortement aux énergies inférieures à 1.1 eV; ceci est dû à la réponse du détecteur PM2 qui chute dramatiquement vers ces énergies. Cette émission est causée par la recombinaison radiative des électrons de la bande de conduction et des trous de la bande de valence [35] à travers le gap indirect du Si (d'une valeur de 1.1 eV).

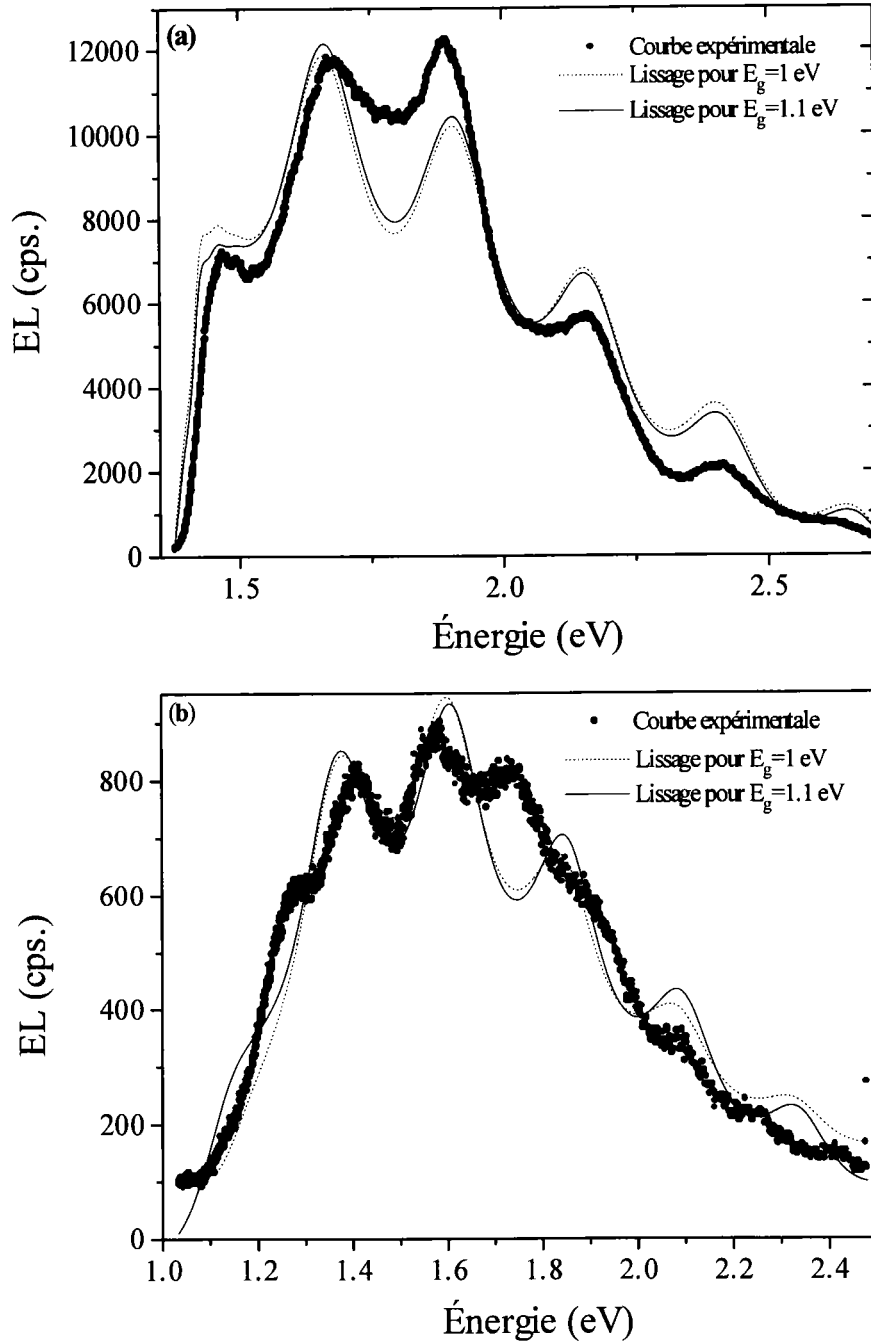


Fig. IV- 13 : Le lissage du spectre expérimental de l'EL en avalanche des jonctions p-n (NPN) à base Si avec le modèle théorique interbande. (a) le lissage du spectre détecté avec PM1, dans lequel nous tenons compte de la réponse du détecteur PM1. (b) le lissage du spectre détecté avec PM2, dans lequel nous ne tenons pas compte de la réponse du détecteur PM2.

La même Fig. IV- 14, illustre également l'effet de l'irradiation par des protons. Nous avons utilisé des particules d'une énergie de 3 MeV aux doses 5×10^8 , 4.9×10^9 , 5×10^{10} , 4.9×10^{11} , 5×10^{12} et 5×10^{13} p/cm². La distribution spectrale est indépendante de la dose d'irradiation jusqu'à 5×10^{10} p/cm². À la fluence 4.9×10^{11} p/cm², il semble y avoir des structures pour des énergies supérieures à 1.4 eV. Nous constatons par contre une diminution assez importante de l'intensité du signal d'EL émise en polarisation directe. On observe une diminution de 20% de l'intensité entre les fluences de 5×10^8 p/cm² et de 4.9×10^9 p/cm², et une diminution de 60% à la dose 5×10^{10} p/cm². Pour une fluence de 4.9×10^{11} p/cm², l'intensité est comparable au bruit. L'intensité de l'EL continue à diminuer jusqu'à disparaître pour une fluence de 5×10^{12} p/cm² et 5×10^{13} p/cm².

La composition spectrale de la lumière émise sous la polarisation en avalanche est illustrée à la Fig. IV- 15. Contrairement au spectre de l'EL dans le mode direct (Fig. IV- 14), celui dans le mode d'avalanche semble être indépendant des fluences d'irradiation. À la forte dose de 5×10^{13} p/cm², l'intensité du signal d'EL semble chuter à partir des énergies inférieures à ≈ 1.6 eV ; si nous croyons à la réalité physique de cette variation, alors le mécanisme interbande est responsable de l'EL en avalanche pour les basses énergies. Akil [11][36] avait attribué l'émission correspondant aux énergies inférieures à 2 eV au mécanisme interbande. De notre côté, nous pensons que les petites variations observées sur la Fig. IV- 15 sont plutôt dues aux erreurs expérimentales telles que la non-uniformité des jonctions et l'alignement optique. Il ne faut pas oublier que l'irradiation crée des charges positives dans l'oxyde de silicium et par conséquent change son indice de réfraction, ce qui déplace légèrement les franges. Afin de résoudre ce problème d'alignement optique et de déplacement des franges d'interférences, nous avons mesuré l'intensité intégrée de la lumière émise en plaçant la jonction directement sur le détecteur PM3 (la Fig. IV- 16) sans passer par le spectromètre. Le détecteur PM3 est un photomultiplicateur R406 ayant une réponse spectrale entre 400 et 1100 nm (3.09 et 1.12 eV) et un maximum à 730 nm (1.69 eV). Dans la Fig. IV. 16 nous constatons que l'intensité du signal d'EL des jonctions polarisées dans le régime direct à 400 mA décroît dramatiquement avec la fluence d'irradiation; tandis que le signal d'EL des jonctions polarisées

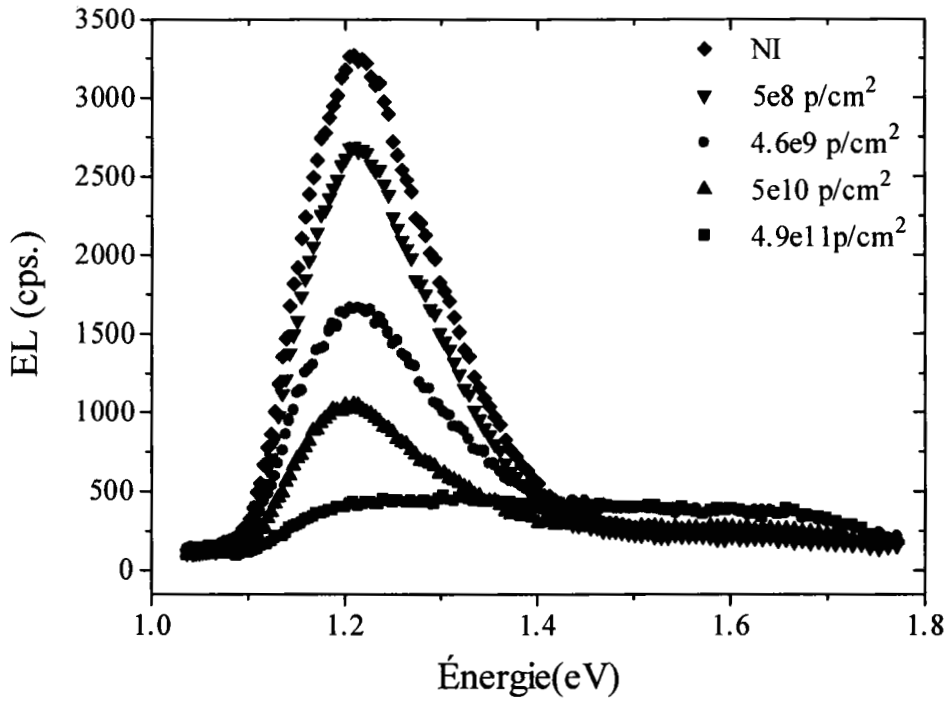


Fig. IV- 14 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon émis à partir des jonctions E-B (NPN) polarisées dans le mode direct à différentes fluences d'irradiation aux protons.

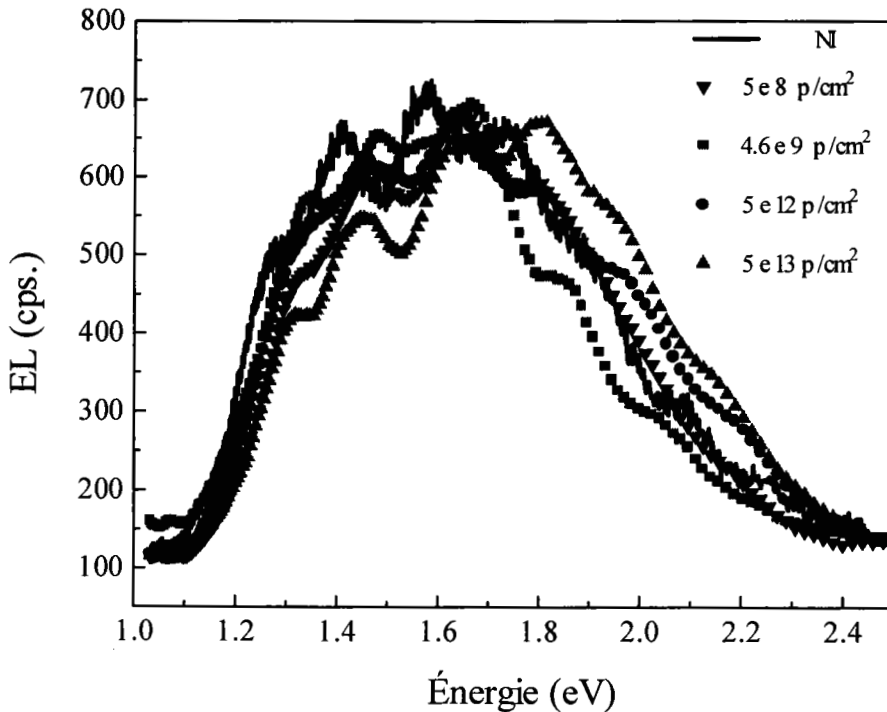


Fig. IV- 15 : Intensité de l'EL émise par les jonctions E-B (NPN) polarisées en avalanche (400 mA) en fonction de l'énergie du photon, à différentes fluences de protons.

en avalanche à 200 mA est insensible aux fluences de protons utilisées. Pour être sûr de cette insensibilité de la lumière en avalanche, nous avons fait des mesures de l'émission intégrée en utilisant des filtres optiques afin d'isoler certaines parties du spectre. Tout d'abord, nous avons isolé la partie visible du spectre correspondant aux grandes énergies grâce à un filtre KG1 ayant une bande passante [350 nm, 700 nm] ou bien [1.77 eV, 3.54 eV]. L'effet de l'irradiation aux protons dans cette gamme d'énergie sur la luminescence en avalanche des mêmes jonctions polarisées en avalanche à 200 mA est illustré à la Fig. IV- 17. Nous remarquons que l'EL pour les énergies supérieures à 1.77 eV en fonction de la dose de protons est sensiblement constante. Donc, les défauts ayant des énergies dans le gap n'ont pas d'effet sur la lumière émise dans la gamme d'énergie autorisée par ce filtre, par conséquent nous ne pouvons pas attribuer l'origine de cette lumière visible à des transitions bande à bande impliquant le gap du Si. Ce résultat est en désaccord avec celui de Chynoweth et McKay [6] et Akil [11][36] attribuant les grandes énergies aux transitions interbande à travers le gap direct. Ce résultat est aussi en désaccord avec celui de Yamada [38] et Obeidat [10] attribuant tout le spectre d'EL à des transitions interbandes.

Nous avons également mesuré l'EL intégrée des mêmes jonctions polarisées en avalanche (200 mA) et en direct (400mA) en utilisant un filtre noir LG-790 coupant les longueurs d'onde inférieures à 790 nm (1.56 eV), voir Fig. IV. 17. La gamme d'énergie sélectionnée par ce filtre, coupe le visible et l'ultra-violet et laisse passer l'infrarouge. Nous avons soupçonné la présence des transitions interbandes indirectes dans cette partie du spectre d'EL en accord avec les résultats d'Akil [11][36]. Nous remarquons que l'intensité d'EL en direct chute de 0.15×10^{-8} A pour la jonction NI, à 1.15×10^{-11} A pour la jonction irradiée à la fluence de 5×10^{13} p/cm²; tandis que l'intensité d'EL en avalanche fluctue autour de 1.6×10^{-9} A. Donc, si les transitions indirectes interbandes étaient à l'origine de L'EL en avalanche en infrarouge, alors l'intensité de l'émission devrait chuter à la suite de la capture des porteurs par les défauts comme dans le cas de l'émission en polarisation directe, ce qui n'est pas le cas. Ce résultat est en désaccord avec celui de Obeidat [10] et Akil [11][36] attribuant la gamme d'énergie infrarouge au modèle interbande indirect.

En conclusion, les mécanismes d'émission correspondant aux régimes de polarisation directe et inverse, pour les longueurs d'onde autorisées par notre détecteur PM3, ne peuvent pas être semblables. Donc l'émission lumineuse dans le régime d'avalanche ne peut pas s'expliquer par le mécanisme de recombinaison interbande direct ou indirect.

6.2.2. Irradiation aux protons des transistors PNP

Nous avons également mesuré l'intensité d'EL intégrée (Fig. IV- 18) des jonctions E-B (PNP) polarisées en direct à 400 mA et en avalanche à 400 mA. Cette mesure est réalisée en plaçant directement la jonction sur le détecteur PM3 (400-1100 nm) sans passer par le spectromètre. Nous constatons que l'intensité du signal d'EL des jonctions polarisées dans le mode direct se dégrade dramatiquement en fonction de la fluence des protons comme dans le cas des transistors de type NPN, contrairement au signal d'EL des jonctions polarisées en avalanche qui semble être indépendant de l'effet des doses d'irradiation étudiées ici. Comme cette mesure concerne toute la gamme du spectre, nous avons réalisé les mêmes mesures avec des filtres optiques afin d'étudier l'EL intégrée dans différentes régions du spectre. Tout d'abord, nous avons utilisé le filtre KG1 ($350nm < \lambda < 700nm$) qui coupe la partie infrarouge du spectre d'émission. Nous remarquons que l'émission en avalanche intégrée des jonctions polarisées à 400 mA dans cette gamme d'énergie est pratiquement insensible à l'effet de la fluence de protons (Fig. IV- 19). Ce résultat rejette toute transition via le gap direct ou indirect et par conséquent toute attribution des grandes énergies (entre 1.5 et 3 eV) aux transitions interbandes. Nous avons également utilisé un filtre LG-790 qui ne laisse passer que la partie infrarouge ($\lambda > 790nm$) de l'EL en avalanche et en direct (Fig. IV- 19). Nous constatons que l'EL en direct baisse en augmentant la fluence de protons, contrairement à l'émission en avalanche qui ne semble pas changer d'intensité avec la fluence. Ce résultat est semblable à celui trouvé pour les transistors NPN. Cette expérience rejette l'attribution de l'émission dans la partie infrarouge au modèle interbande comme déjà proposé par Akil [11][36] et Obeidat [10].

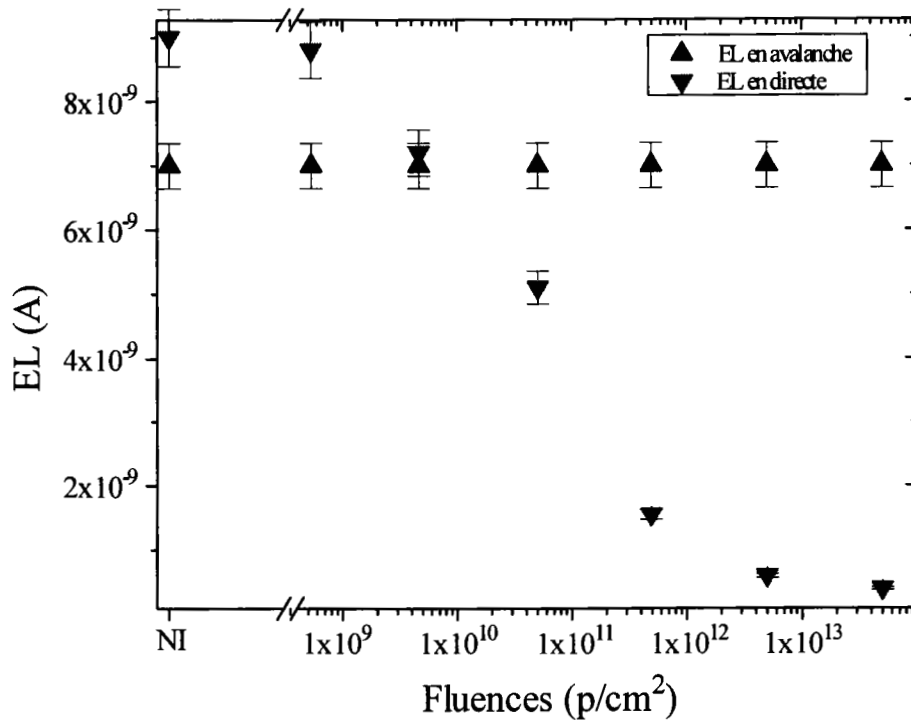


Fig. IV- 16 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B NPN polarisées dans le mode direct et le mode inverse (NI signifie non irradié).

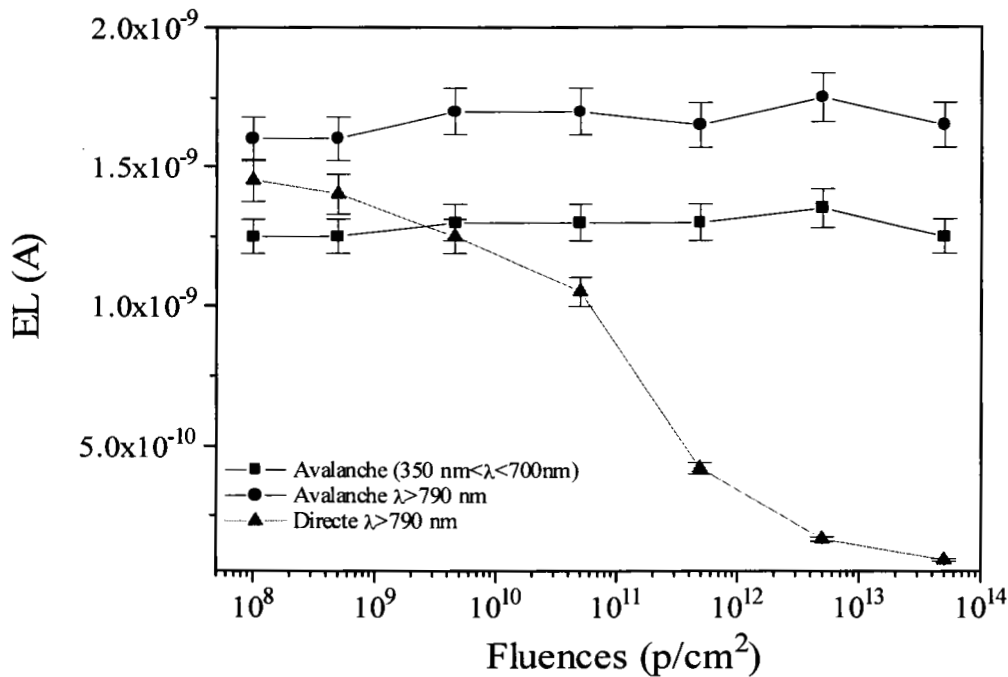


Fig. IV- 17 : Intensité de l'EL (NPN) intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B (NPN) polarisées en avalanche et en direct et filtrées avec $\lambda > 790\text{nm}$ et avec [350, 700 nm].

Les jonctions E-B (PNP) et (NPN) polarisées en avalanche se comportent de la même façon avec l'irradiation aux protons pour les fluences et la gamme d'énergie étudiée et pour la capacité du détecteur employé.

6.2.3. Irradiation gamma

Pour vérifier l'effet d'autres types d'irradiation, nous avons répété les mêmes expériences d'EL qu'au paragraphe précédent. Nous exposons les jonctions E-B des transistors bipolaires de type NPN et PNP aux irradiations gamma [13][14], aux doses de 8, 16 et 24.6 Mrad (Si). Nous présentons ici uniquement les résultats des jonctions E-B (PNP), illustrés à la Fig. IV-20. Ces résultats confirment ceux obtenus pour l'irradiation aux protons. L'intensité du signal d'EL des jonctions E-B (PNP) détecté avec PM3 polarisées en direct décroît avec la dose d'irradiation gamma mais pas de façon aussi dramatique que pour l'irradiation aux protons. Par contre l'intensité du signal d'EL des jonctions E-B (PNP) polarisées en avalanche est indépendante de l'effet de la dose d'irradiation gamma. Donc, nous vérifions ici une fois de plus que l'émission en direct et en avalanche n'a pas la même origine.

6.3. Effet de la température sur l'EL des jonctions P-N à base de Si.

Pour mieux comprendre l'origine de l'émission, nous avons fait varier la température [13][14], ce qui ne change pas la densité de défauts, mais change plutôt la population des porteurs. À 0 K les porteurs sont gelés, mais sont libres à température ambiante. À basse température des changements spectraux qui se traduisent par l'apparition de nouvelles structures sont observées si des niveaux de défauts sont impliqués dans les transitions. Dans le régime de polarisation direct (Fig. IV- 21), le maximum d'émission se déplace à basse température vers les grandes énergies. Ceci est lié au comportement du gap avec la température [29]. La variation du gap est donnée par la relation empirique suivante

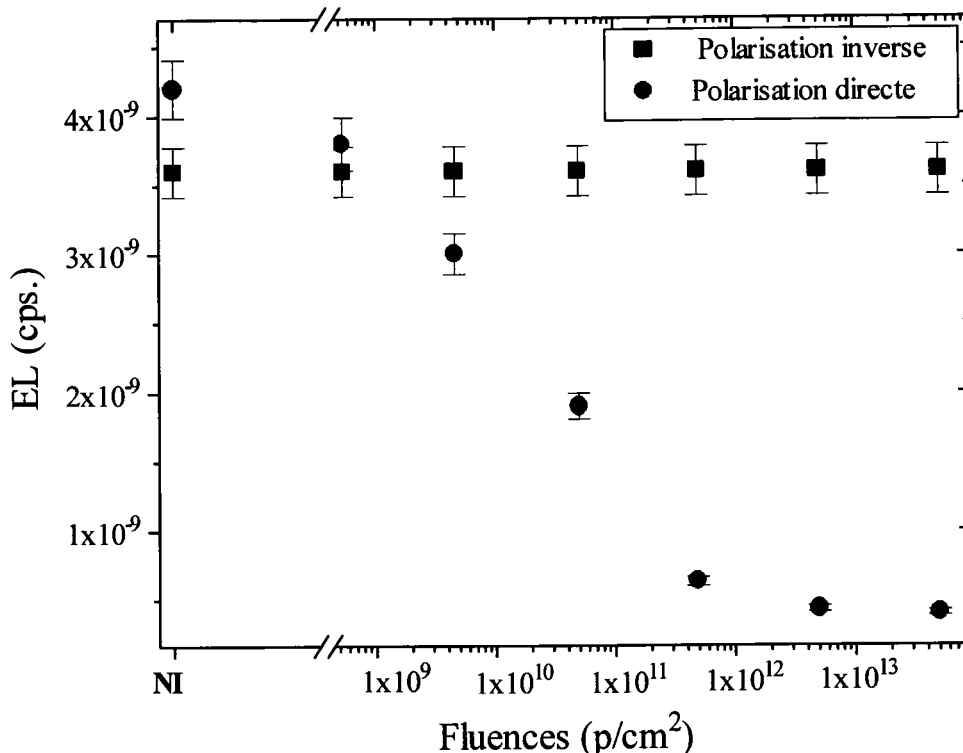


Fig. IV- 18 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la fluence de protons pour les jonctions E-B PNP polarisées dans le mode direct et le mode inverse, NI signifie non irradié.

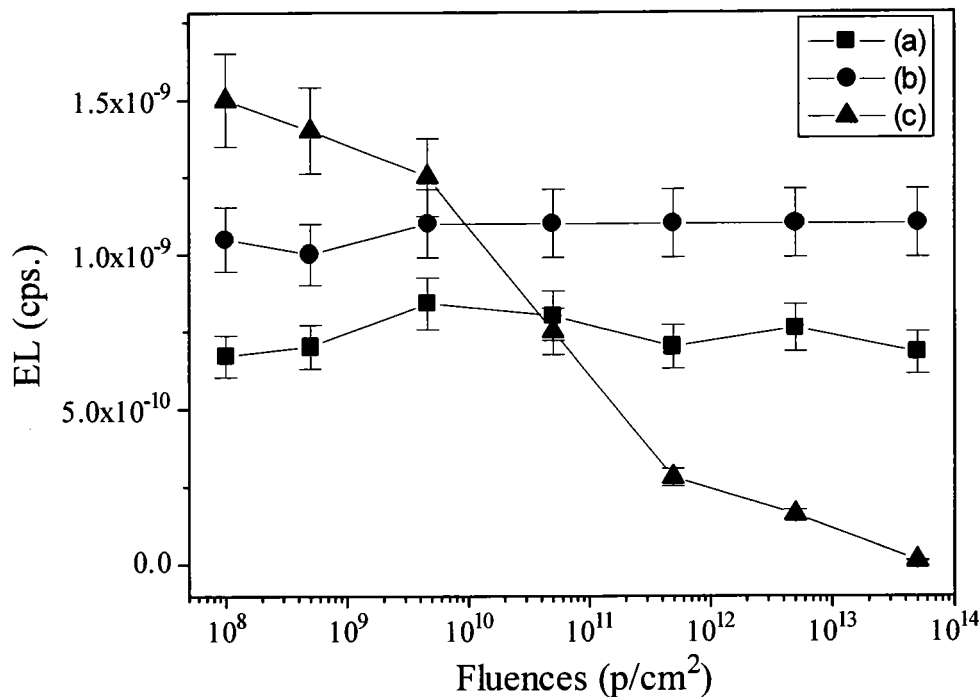


Fig. IV- 19 : Intensité de l'EL (PNP) intégrée en fonction de la fluence de protons, (a) et (b) jonctions polarisées en direct et en avalanche respectivement et filtrées avec $\lambda > 790\text{nm}$ et (c) polarisées en avalanche et filtrées avec $\lambda < 350.700\text{nm}$.

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (\text{IV. 13})$$

où α et β sont des constantes, $E_g(0)$ est le gap du Si à 0 K.

L'intensité d'EL décroît lorsque la température diminue ce qui est dû au changement de la distribution en énergie des porteurs et au changement des populations de phonons. À 5 K, les spectres d'émission en direct des transistors NPN (Fig. IV- 21) et PNP (Fig. IV- 22) contiennent des structures à 1.118 eV et 1.087 eV pour NPN et 1.18 eV et 1.097 eV pour PNP. Nous attribuons l'énergie de 1.18 eV à la transition bande à bande dans le Si et les énergies inférieures 1.087 eV et 1.097 eV à des transitions impliquant les dopants dans les semi-conducteurs de type N et P. Donc, la différence des spectres à 5K est due à la nature des dopants dans les deux types de transistors, dans un cas la base est de type P et dans l'autre cas elle est de type N. Les spectres d'EL en régime d'avalanche des jonctions E-B

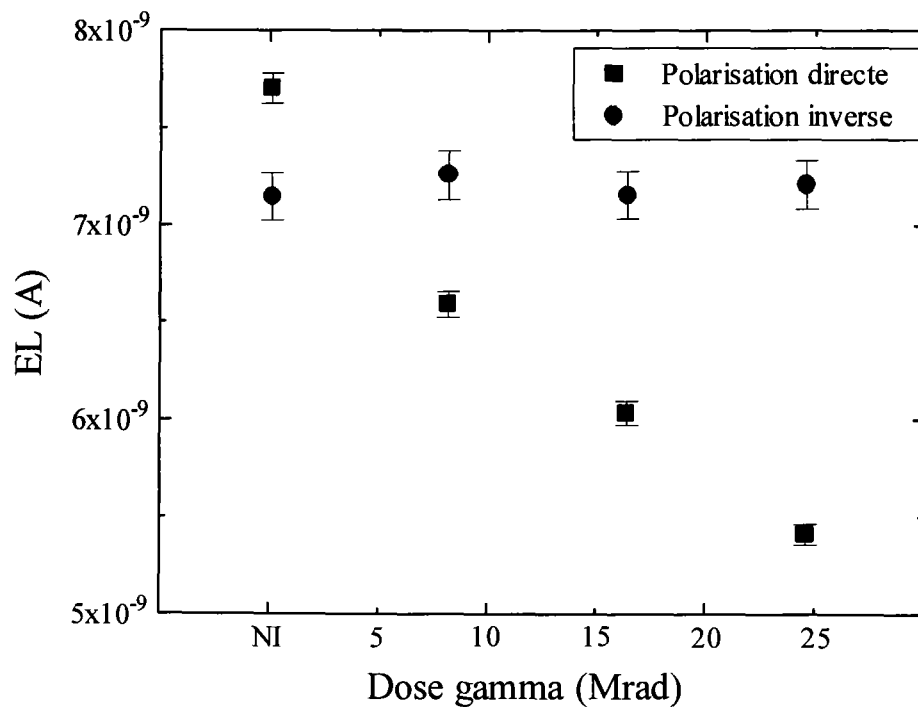


Fig. IV- 20 : Intensité d'EL intégrée en fonction de la dose de gammas pour les jonctions PNP E-B polarisées dans le mode direct et dans le mode inverse.

des transistors bipolaires de types NPN et PNP sont illustrés sur la Fig. IV- 23 et la Fig. IV- 24 respectivement. Chynoweth et McKay [6] ont fait des mesures à la température de l'azote liquide pour deux types de jonctions et n'ont remarqué aucun changement dans la forme et la couleur des spots. Ils ont aussi fait des mesures spectrales pour les températures 30 °C et 175 °C avec un détecteur de réponse spectrale S4, et n'ont trouvé pratiquement aucune variation de la distribution spectrale avec la température. En ce qui concerne nos deux types de transistors, l'émission en avalanche n'a pas changé de couleur en fonction de la température. La variation remarquée dans le spectre est liée au déplacement des franges à cause de la variation de l'indice de réfraction avec la température. La lumière émise en avalanche à 15 K n'implique pas les états dans le gap comme dans le cas de la polarisation dans le mode direct à basse température. L'intensité du signal d'EL ne change pas avec la température comme dans le cas de la polarisation en direct. Donc l'émission en avalanche est insensible au changement du gap et à la distribution en énergie des porteurs, ce qui confirme les conclusions obtenues avec les irradiations aux protons et aux gammas.

Nous avons superposé le spectre d'EL en avalanche de la jonction E-B (n^+p) du transistor NPN et celui de la jonction E-B (p^+n) du transistor PNP à 300 K, dans le but de connaître l'influence du dopage sur cette émission. Comme le montre la Fig. IV- 25, nous constatons que les jonctions n^+p et p^+n ont des spectres d'EL semblables, ils s'étalent sur la même gamme d'énergie de 1 eV à 2.5 eV et possèdent le même maximum à 1.58 eV. Nous pouvons dire que le changement du type du dopant dans l'émetteur n'a pas d'influence. Si les dopants étaient impliqués dans les transitions responsables de l'EL en avalanche alors à basse température nous trouverons des structures correspondant à leurs niveaux d'énergies (donneurs ou accepteurs) comme dans le cas de l'EL en régime direct. La Fig. IV- 26 montre les spectres d'EL des jonctions n^+p et p^+n à la température de 15 K, nous remarquons que les deux spectres sont semblables et ne contiennent aucune structure. Nous pouvons conclure que les niveaux d'énergie donneurs et accepteurs ne sont pas impliqués dans les transitions responsables d'EL

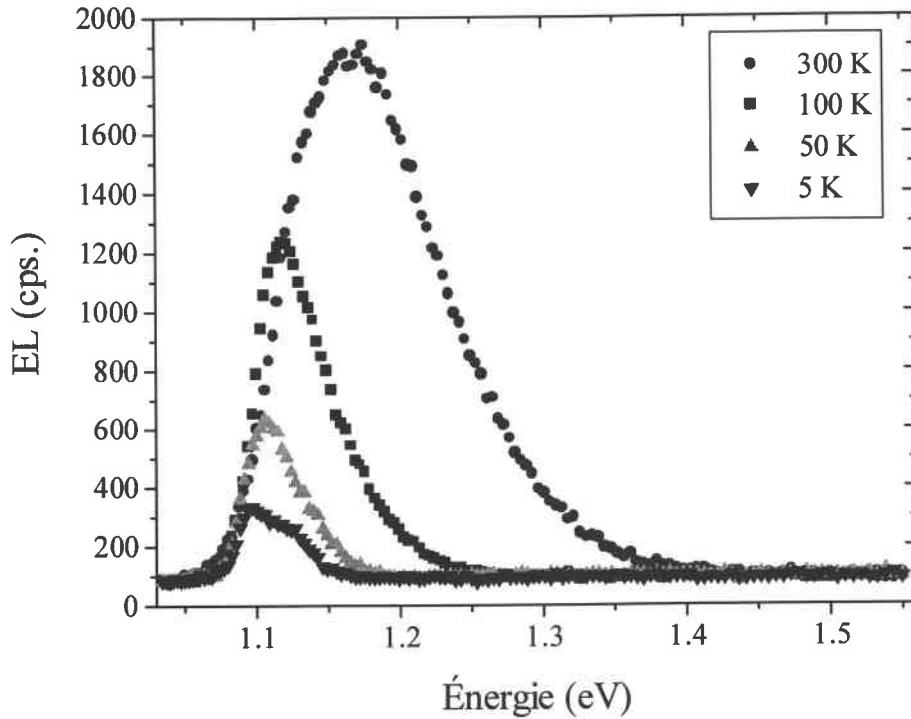


Fig. IV- 21 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions PNP E-B polarisées dans le mode direct. L'effet de la température est inclus.

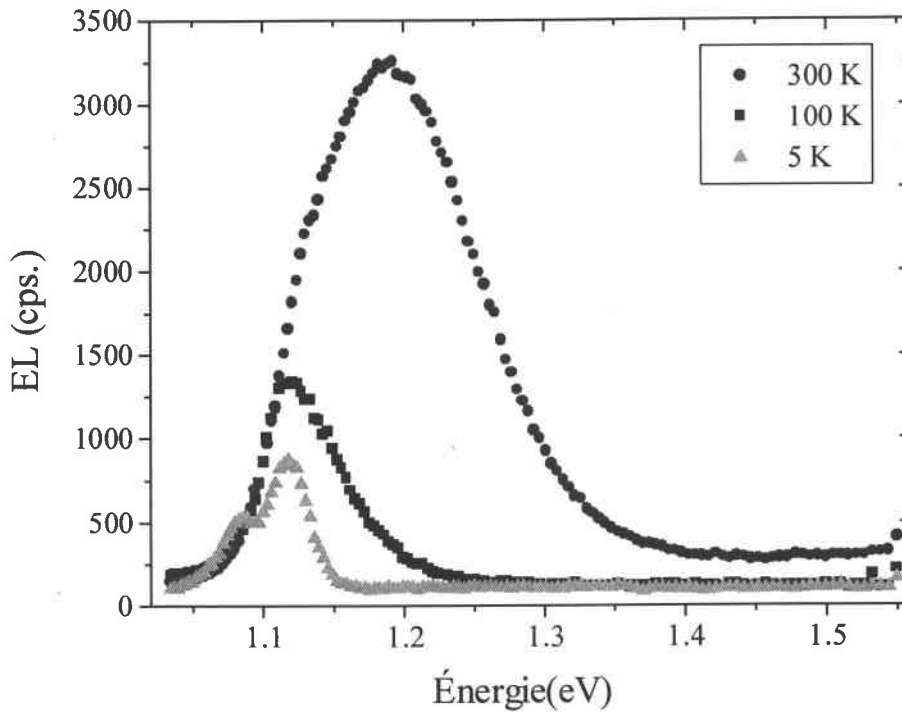


Fig. IV- 22 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions NPN E-B polarisées dans le mode direct, incluant l'effet de la température.

en avalanche dans nos échantillons. Si nous varions la concentration du dopage, le spectre d'EL changera probablement, car les impuretés participent aux transitions intrabandes de conduction assistées par des impuretés (classiquement appelé *bremsstrahlung*). Kramer [37] a réalisé des mesures d'EL en avalanche pour des jonctions ayant des concentrations de dopage différentes, et a trouvé des maxima situés entre 610 nm et 710 nm. Il a attribué la disparité des différents spectres publiés au traitement et à la fabrication des structures microélectroniques. Des études détaillées du dopage restent à faire.

Toutes ces mesures en fonction de l'irradiation, de la température et du dopage confirment que la luminescence en direct et en inverse n'a pas la même origine. Par conséquent, l'EL dans le régime d'avalanche ne peut pas trouver son origine dans la recombinaison interbande à travers le gap direct ou indirect de Si.

7. Vérification de la validité du modèle intrabande C-C

Plusieurs auteurs ont attribué l'EL en avalanche des dispositifs à base de Si, à des transitions des électrons chauds dans la même bande de conduction [8] [43] ou entre deux sous bandes de conduction [12][44]. Dans le premier cas, les transitions sont indirectes et dans le deuxième cas les transitions peuvent être directes ou indirectes. Avant d'aborder cette étude nous allons rappeler la notion de porteurs chauds.

Dans le cas d'un champ électrique faible, les électrons occupent le bas de la bande de conduction au centre Γ dans le cas de GaAs (Fig. IV- 27). Quand on augmente le champ électrique, les électrons gagnent de l'énergie en étant accélérés de la vallée Γ aux vallées satellites L et X [45] ou à d'autres vallées excitées. La vitesse des électrons est réduite après leur transfert aux bandes supérieures L et X, la mobilité est également réduite à cause de la masse effective lourde de l'électron dans la vallée L et X par rapport à la vallée Γ . Nous savons maintenant qu'un électron chaud peut occuper des vallées excitées (sous-bandes de conduction) de la structure de bande d'énergie.

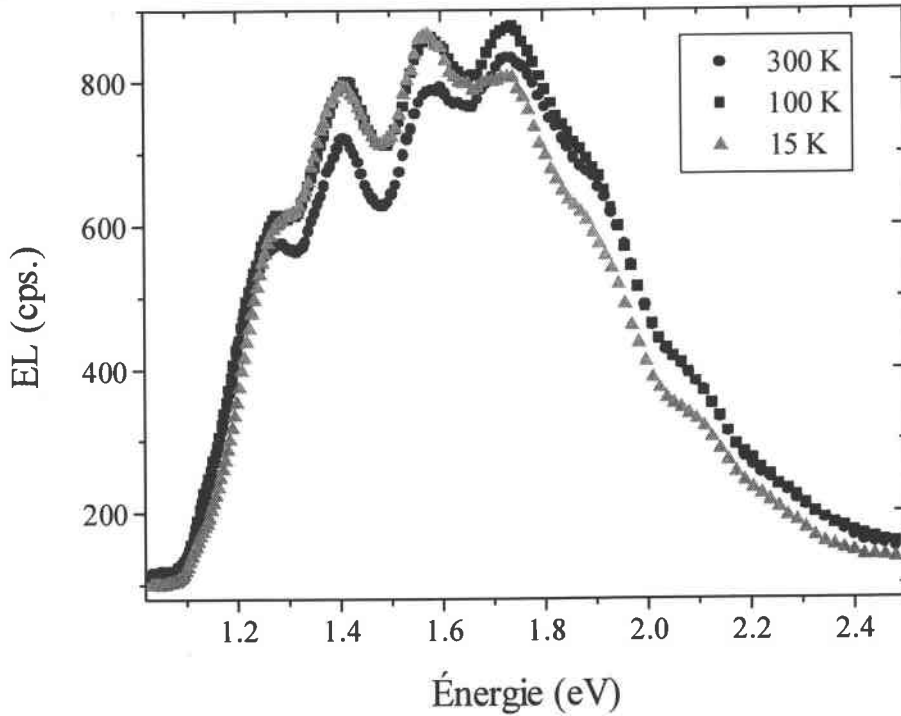


Fig. IV- 23 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour des jonctions émetteur-base NPN polarisées dans le mode inverse, incluant l'effet de la température.

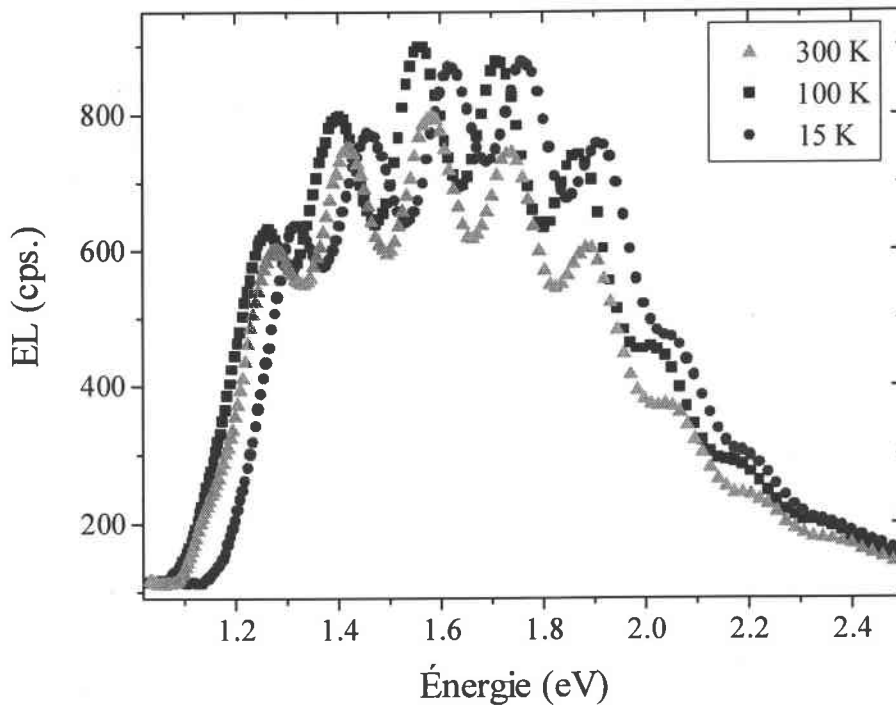


Fig. IV- 24 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie de photon pour les jonctions NPN E-B polarisées dans le mode inverse. L'effet de la température est inclus.

7.1. Modèle de bremsstrahlung ou C-C AI

Selon la mécanique classique, un électron accéléré vers un centre chargé de signe opposé, se met en mouvement sur une orbite hyperbolique et émet une radiation [8]. L'électron perd alors de l'énergie au rythme de:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} \epsilon^{1/2} a^2 \quad (\text{IV. 14})$$

où c est la vitesse de la lumière, a l'accélération, et ϵ la constante diélectrique. La Fig. IV- 28 schématise ce phénomène dans le cas de nos jonctions.

Cohen-Tannoudji [50] expliqua ce phénomène en considérant un atome ionisé dont l'électron arrivé de l'infini vers un ion avec une énergie cinétique initiale E_B en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega$ (Fig. IV- 29). Cette émission freine l'électron, d'où le nom de processus de bremsstrahlung (rayonnement de freinage). Après cette radiation, l'électron a une énergie $E_A = E_B - \hbar\omega$.

Comme le phénomène de bremsstrahlung est une théorie classique, Fiegielski et Torum [8] l'ont traduit en terminologie des semi-conducteurs, par une transition indirecte intrabande dont l'énergie de l'électron est transférée au photon et la quantité de mouvement à l'ion. Ils ont adapté le modèle de Kramers, présenté en 1923 expliquant les spectres des rayons-X [8][42]. En se basant sur le principe de correspondance, Kramers donne la probabilité $Q_\nu d\nu$ d'émission d'un photon avec une énergie dans l'intervalle $[h\nu, h(\nu + d\nu)]$

$$Q_\nu d\nu = A \frac{e^6 \epsilon^{1/2}}{c^3 (\epsilon^*)^2 E h \nu} d\nu, \quad (\text{IV. 15})$$

où E est l'énergie cinétique initiale de l'électron et A une constante.

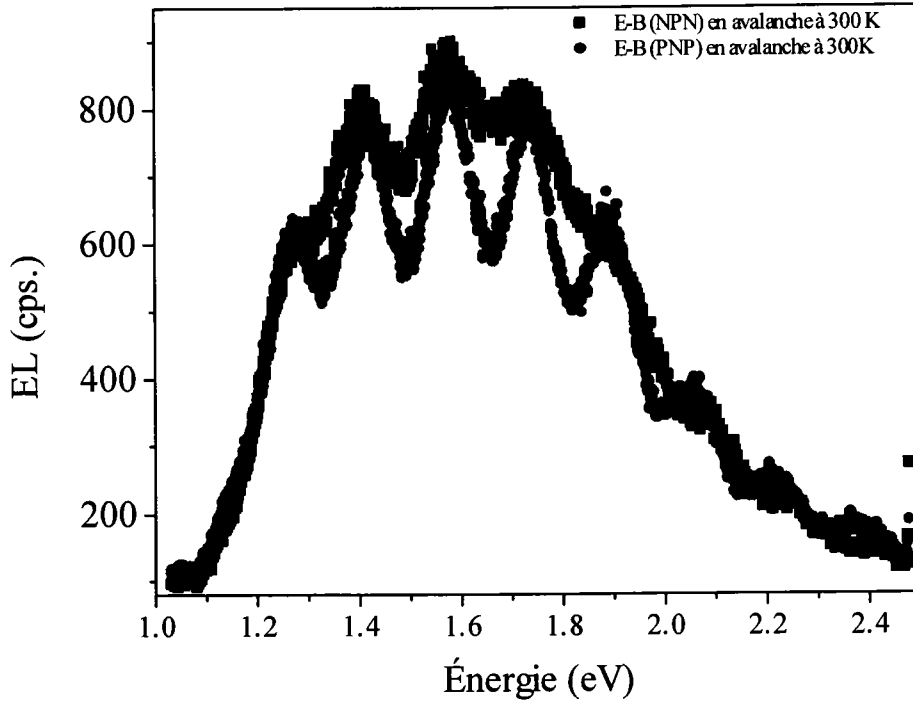


Fig. IV- 25 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions E- B (NPN et PNP) polarisées en avalanche, à la température ambiante.

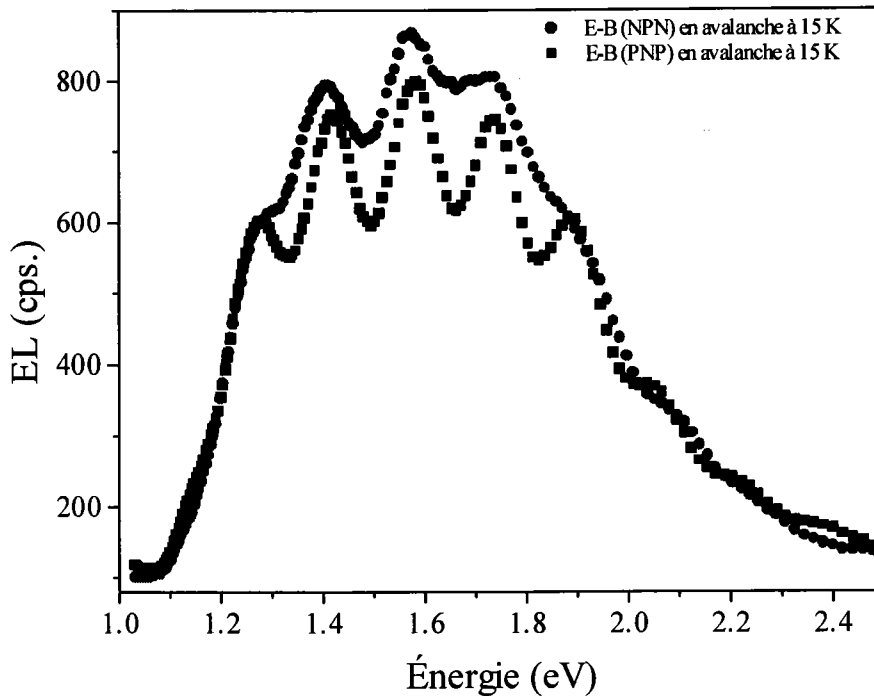


Fig. IV- 26 : Intensité d'EL en fonction de l'énergie du photon pour les jonctions E-B (NPN et PNP) polarisées en avalanche, à la température de 15 K.

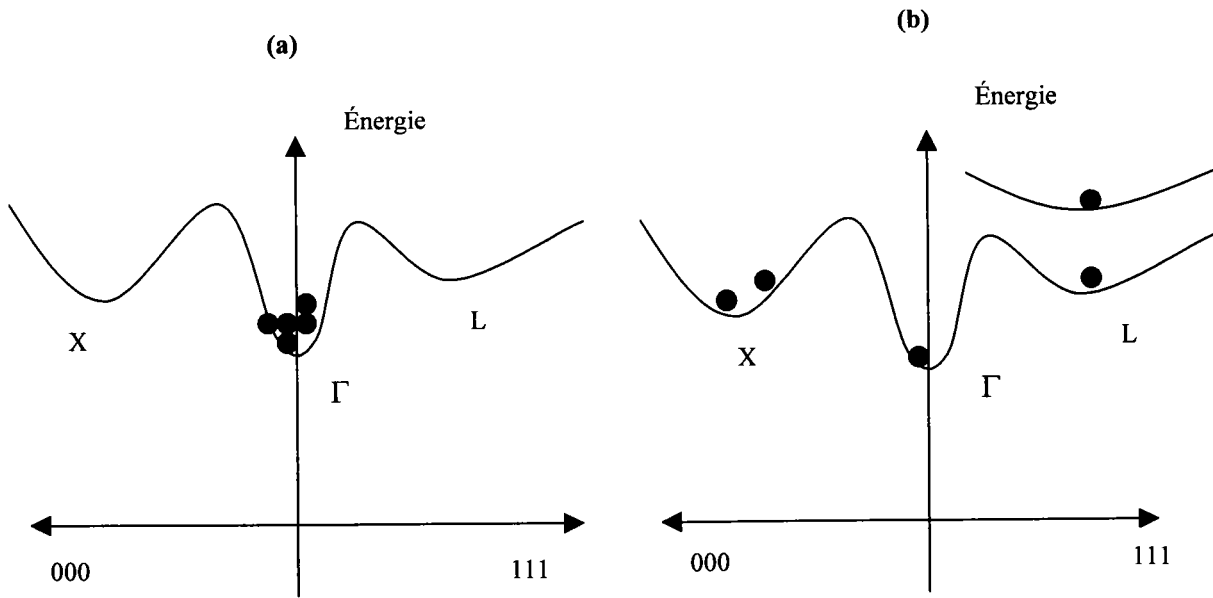


Fig. IV- 27 : Illustration des transitions intervalles dans le cas de GaAs, la même chose arrive dans le cas de Si en tenant compte de sa structure de bande différente. (a) distribution d'électrons à faible champ électrique. (b) distribution d'électrons à fort champ électrique.

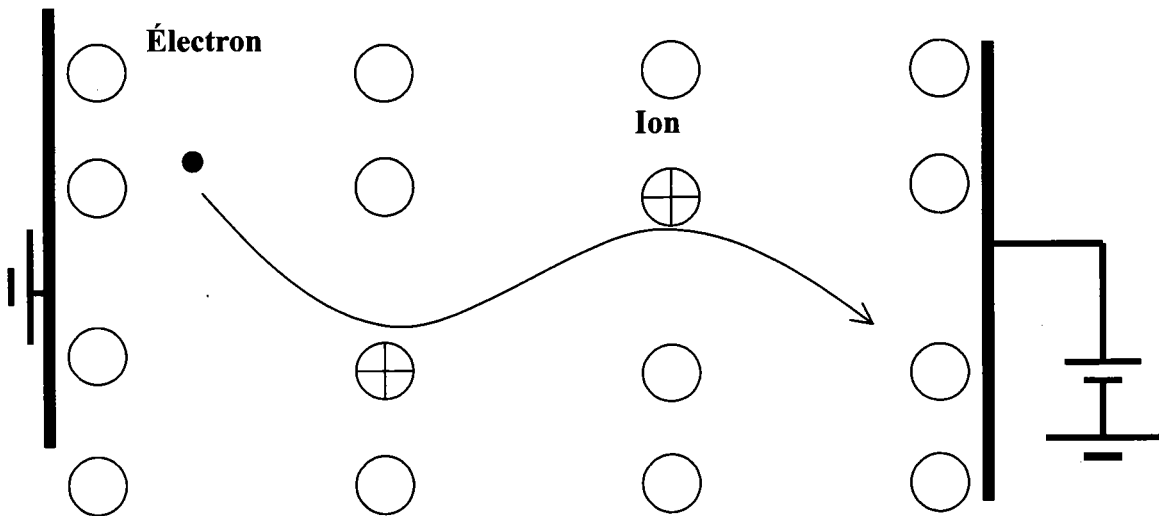


Fig. IV- 28 : Mouvement de l'électron libre sous l'influence du champ externe et des impuretés.

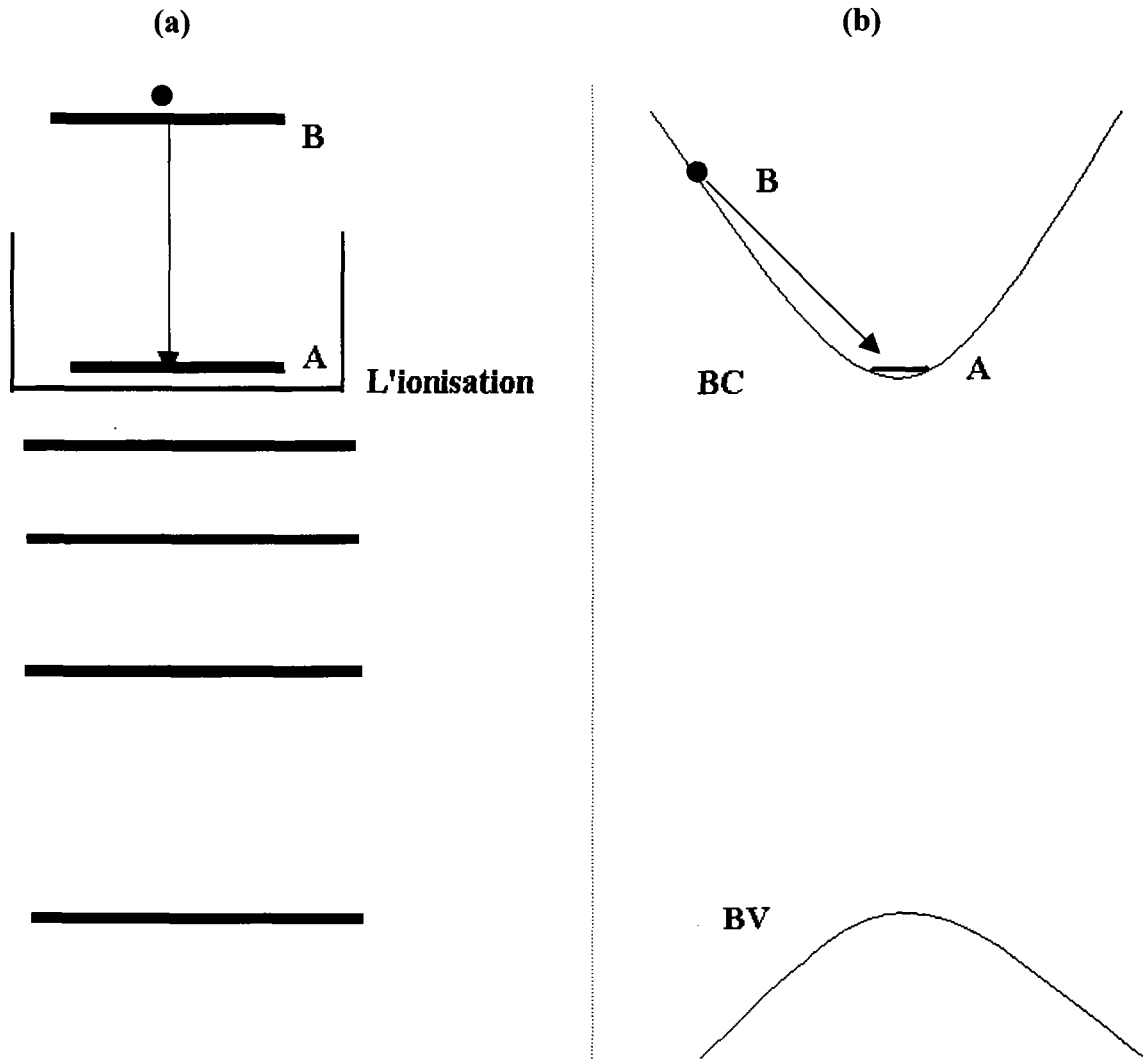


Fig. IV- 29 : (a) Émission entre deux états du continuum d'ionisation dans un système atomique : A et B sont des états dans le continuum d'ionisation de l'atome. (b) Traduction du phénomène bremsstrahlung dans la terminologie des semiconducteurs par des transitions intrabandes assistées par impuretés: A et B sont des états dans la bande de conduction. BC est la bande de conduction et BV est la bande de valence.

Figielski et Torum considèrent un gaz d'électrons et tiennent compte du nombre de collisions par unité de temps dues aux électrons ayant des énergies comprises dans l'intervalle $[E, E+dE]$. Si $f(E)$ est la fonction de distribution des électrons, alors le nombre de collisions est

$$f(E)v(E)D(E)dE, \quad (\text{IV. 16})$$

où $v(E)$ désigne la vitesse de l'électron et $D(E)$ la densité d'états dans la bande de conduction. Le nombre de photons ayant des énergies dans l'intervalle $[h\nu, h(\nu + d\nu)]$ produits par ces impacts est donné par l'expression suivante

$$P_\nu d\nu dE = Q(E)f(E)v(E)D(E)d\nu dE. \quad (\text{IV. 17})$$

L'énergie émise dans la gamme de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$ par unité de temps, venant de tous les électrons, $U_\nu d\nu$, est donnée par l'intégrale de $P_\nu d\nu dE$

$$U_\nu d\nu = h\nu d\nu \int_{h\nu}^{\infty} P_\nu dE. \quad (\text{IV. 18})$$

La borne inférieure de l'intégrale est $h\nu$ car l'énergie du photon émis ne peut pas être supérieure à celle de l'électron émis. En utilisant l'approche semi-classique de Kramers [42][46] et en considérant une simple bande d'énergie parabolique, Figielski et Torum ont obtenu une distribution spectrale de la forme

$$U_\nu = \frac{4^4 \pi^3 e^6}{3^{3/2} \nu^3 h^3} \int_{h\nu}^{\infty} f(E) d(E), \quad (\text{IV. 19})$$

où $f(E)$ est la fonction de distribution en énergie. En supposant une distribution Maxwellienne pour le gaz d'électrons, Figielski et Torun trouvent que l'équation précédente prédit un spectre du type

$$U_\nu \propto \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right). \quad (\text{IV. 20})$$

où T_e est la température effective du gaz d'électron. Le modèle de bremsstrahlung (C-C AI) prévoit une courbe monotone décroissante ayant une forte intensité à faible énergie.

D'après les travaux de Shewchun [46], le gaz d'électrons chauds dans les microplasmas ne peut pas être décrit par une simple distribution maxwellienne. Yamashita *et al* [47], ont étudié le problème des porteurs chauds, en tenant compte des diffusions causées par les interactions avec les modes de vibration acoustique et optique. Ils ont trouvé, pour le cas d'un très fort champ électrique, une fonction de distribution de la forme:

$$f(E) = N \exp\left[-\frac{E^2}{2p(kT_e)^2}\right], \quad \text{avec} \quad p = \frac{3\pi}{16} \frac{\mu_0 F^2}{s^2}, \quad (\text{IV. 21})$$

N est une constante de normalisation, μ_0 la mobilité, F le champ électrique, s la vitesse de son. En injectant l'équation (IV. 21) dans l'équation (IV. 19), ils trouvent la distribution spectrale suivante

$$U_\nu(\hbar\omega) \propto \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\hbar\omega}{\sqrt{(2p)kT_e}}\right)\right], \quad (\text{IV. 22})$$

Cette expression correspond au taux de radiation émis par la jonction de Si. Malgré ces changements, la signature du modèle bremsstrahlung (C-C AI) est toujours une intensité forte aux faibles énergies.

Toriumi [43] a mesuré des spectres d'EL en avalanche monotones décroissants avec un détecteur R 928. Il attribua l'origine de cette émission au mécanisme de bremsstrahlung, et donna un graphique montrant le comportement linéaire de la température des électrons chauds

en fonction du champ électrique (de 10^5V/cm à $6 \times 10^5 \text{V/cm}$). Ce modèle a été proposé par Fiegelski et Torun [8] pour expliquer le spectre expérimental de Chynoweth et McKay (Fig. IV- 6) qui a un comportement monotone décroissant.

Pour appliquer ce modèle aux spectres de nos jonctions (NPN et PNP), il faut tenir compte de l'oxyde de silicium SiO_2 , la quantité transmise par SiO_2 est donnée par l'expression

$$U_b(\hbar\omega) = T \times U_v(\hbar\omega). \quad (\text{IV. 23})$$

Nous devons aussi tenir compte de la réponse R du photomultiplicateur Hamamatsu PM1, ce qui nous donne l'expression du taux d'émission enregistré expérimentalement $U_{\text{bremsstrahlung}}$:

$$U_{\text{bremsstrahlung}}(\hbar\omega) = R \times T \times U_b(\hbar\omega). \quad (\text{VI. 24})$$

Le modèle de bremsstrahlung ne semble pas modéliser correctement la partie du spectre correspondant aux énergies allant de 1.4 à 1.8 eV, comme le montre la Fig. IV- 30. Nous remarquons que le mécanisme des transitions intrabandes C-C assistées par impuretés (bremsstrahlung) reproduit le spectre expérimental seulement pour une partie de la courbe correspondant aux énergies allant approximativement de 1.8 à 3 eV. Notre spectre montre un maximum d'intensité à 1.8 eV, ce qui ne peut pas être expliqué par le bremsstrahlung seulement. Le lissage donne une épaisseur de l'oxyde de $1.7 \mu\text{m} \pm 0.2 \mu\text{m}$ et une température de l'électron chaud variant entre 2000 et 5000K suivant le champ électrique appliqué. Dans cette modélisation nous choisissons la valeur du champ électrique entre 10^5V/cm et 10^6V/cm en ajustant le paramètre p dans l'expression (IV. 22).

7.2. Transition C-C directe et assistée par phonon

Dans ce paragraphe nous suggérons que l'émission implique d'autres niveaux excités (sous bandes) dans la bande de conduction comme déjà fait par d'autres auteurs [12][44]. Pour cela nous montrerons dans la Fig. IV- 31 les différents types de transitions dans les sous bandes de conduction. K. Hulbitz [12] a mesuré le spectre d'émission d'un transistor MOSFET ayant un canal de dimension $1\mu\text{m}$ par $100\mu\text{m}$ (Fig. IV- 9). Le spectre a été obtenu pour une tension de grille de 5 V, une tension de drain de 7 V, et un courant de drain de 15 mA. Ce spectre mesuré par K. Hulbitz s'étale entre 1.3 eV et 2.6 eV avec un maximum à 1.8 eV et contient des franges dues à l'existence d'une couche d'oxyde sur la jonction. K. Hulbitz a attribué l'émission à des transitions entre sous-bandes de conduction, il les a identifiées

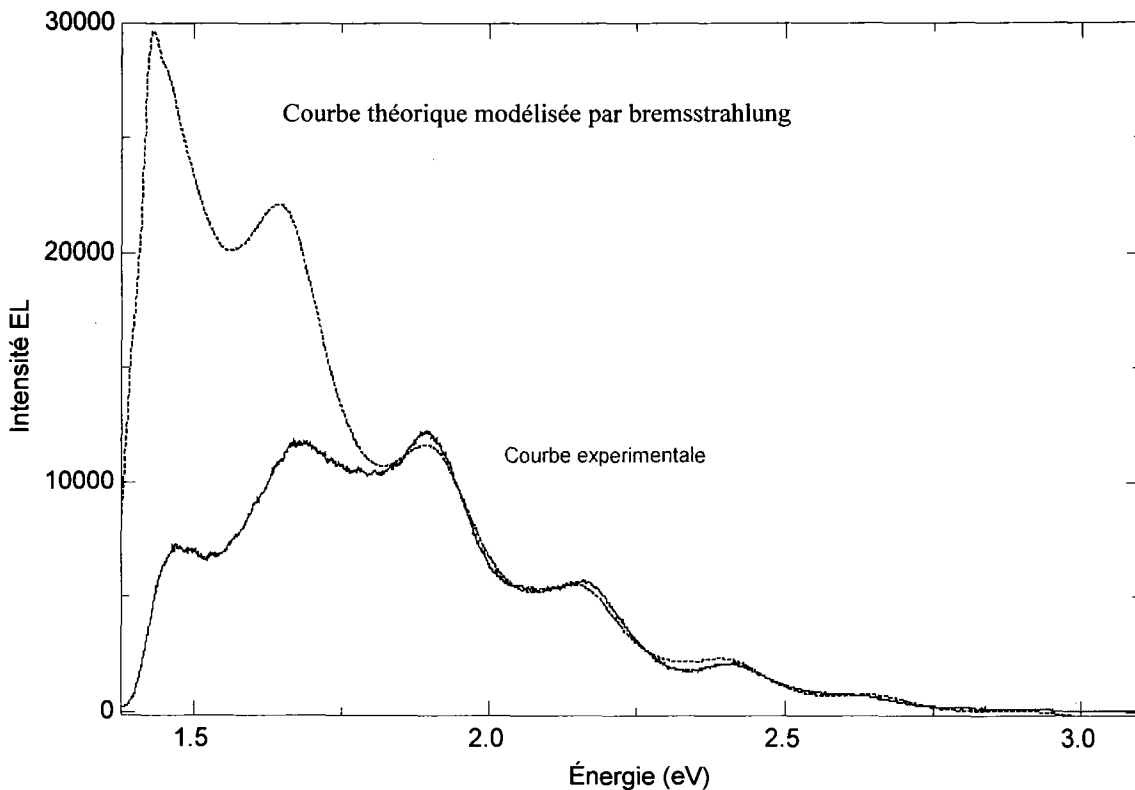


Fig. IV- 30 : Lissage de la courbe expérimentale avec le modèle théorique de bremsstrahlung de l'émission des jonctions p-n (NPN) à base silicium, polarisées en avalanche. Nous tenons compte de l'oxyde de Silicium et de la correction du photomultiplicateur. Ce lissage donne une épaisseur $d=1.7\mu\text{m}$ et une température effective des électrons de 3170 K.

comme étant des transitions entre les deux plus basses sous-bandes au point L, les transitions directes entre ces bandes sont interdites et elles deviennent permises au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la limite de la zone de Brillouin. L'écart d'énergie entre ces sous-bandes au point L est de 1.85 eV. Bude [44] a expliqué cette émission par une combinaison des transitions directes et indirectes assistées par phonons entre les sous-bandes de conduction. Turvey et al. [48] ont interprété l'EL en avalanche des jonctions à base de ZnSe comme étant due aux transitions des électrons transférés aux vallées plus excitées vers la vallée centrale. Ce type de transitions donne un spectre large avec un maximum correspondant à l'écart entre les deux sous bandes $X_3 - \Gamma_1$. Rigby et al.[49] ont attribué la luminescence dans les jonctions à base de ZnS à des transitions indirectes entre les sous-bandes excitées et la bande centrale Γ . Ces transitions sont assistées par des phonons ou des impuretés.

Dans le cas de nos spectres, le maximum en énergie est de 3.1 eV; pour que cette énergie soit originaire des sous-bandes de conduction, il faut que l'électron soit transféré à 3.1 eV à partir du bas de la bande de conduction. Le maximum d'émission 1.8 eV indique qu'il y a des transitions entre deux niveaux séparés par 1.8 eV. En examinant les différentes transitions dans les sous bandes de conduction, nous trouvons les possibilités suivantes (Certains symboles $\Delta, \Gamma_1 \dots$ sont donnés dans la Fig. I- 1):

- Le maximum d'énergie donné par les transitions indirectes dans la sous bande Δ_1 est égal à la différence d'énergie entre le gap direct et indirect soit 2.1 eV. Cette transition notée **a** est illustrée à la Fig. IV- 31.
- La différence d'énergie entre les points Γ_1 et Γ_2 est de 3.1 eV. Cette transition notée **b** est illustrée à la Fig. IV- 31.
- La différence d'énergie entre les points L_3 et L_1 est de 1.85 eV. Cette transition notée **c** est illustrée à la Fig. IV- 31.
- Une grande gamme de transitions indirectes est possible dans la sous bande Δ_5 . Ces transitions notées **d** sont illustrées à la Fig. IV- 31.
- Il y a aussi la transition **e** (~2.5 eV) entre les extrema des sous bandes de conduction.

Ces transitions intrabandes de conduction directes ou indirectes sont insensibles à l'effet de l'irradiation, aux changements de température et au doping. L'émission en avalanche peut donc être attribuée à des transitions intrabandes de conduction directes et indirectes assistées par phonons ou par impuretés. Cette émission en avalanche dépend de la structure de bandes du semi-conducteur utilisé. Donc, les spectres d'émission des transistors NPN et PNP (Fig. IV- 25) sont les mêmes car la structure de bandes est toujours celle du Si.

8. Modèle des transitions intrabandes des trous

En 1974 Heaker [7] a mesuré des spectres de la lumière émise par les jonctions p-n à base de silicium polarisées en avalanche à partir des énergies inférieures à celle du gap E_g ($0.5 E_g < hv \leq E_g$). Le spectre présente un maximum à 0.85 eV. Heaker a proposé un mécanisme mettant en jeu des transitions intrabandes (directes ou indirectes) des trous entre la bande de

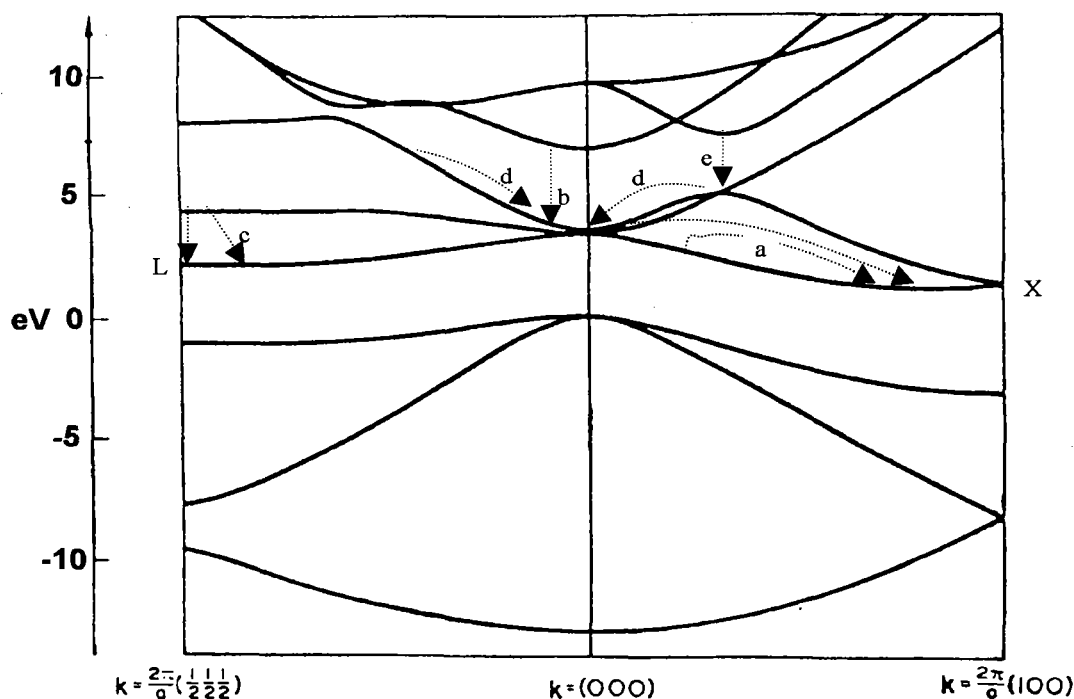


Fig. IV- 31 : Structure de bande du Si avec les différentes transitions (a, b, c, d et e) possibles entre sous-bandes de conduction.

trous légers et la bande de trous lourds. Il a utilisé une fonction de distribution $f(E)$ développée par Baraff [7], qui suppose que les porteurs perdent leur énergie par collision avec les phonons optiques. Heaker a considéré des transitions directes entre la bande de trous légers et la bande de trous lourds qui sont séparées de ΔE à cause du clivage. Le spectre d'émission résultant de la transition directe des trous est donné par l'expression

$$U(\nu) \propto D_k f(E_1) [1 - f(E_2)] A. \quad (\text{IV. 25})$$

Les indices 1 et 2 correspondent aux états initiaux et finaux des trous respectivement. $[1 - f(E_2)] \approx 1$ à cause du champ électrique élevé. Heaker suppose que les bandes sont paraboliques (Fig. IV- 32), donc l'énergie de la lumière émise est

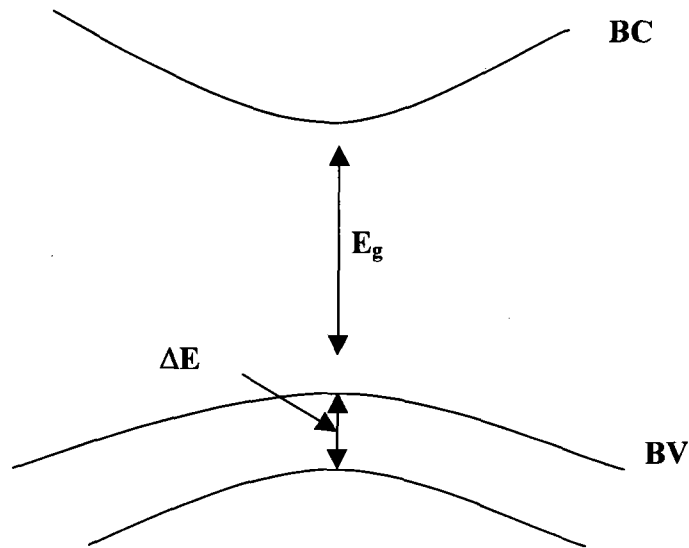


Fig. IV- 32 : Bandes d'énergies supposées paraboliques par Heaker [7].

$$h\nu = E_1 - E_2 = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \Delta E. \quad (\text{IV. 26})$$

La densité d'états combinée est donnée par l'expression suivante:

$$D = \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \sqrt{h\nu - \Delta E}. \quad (\text{IV. 27})$$

Donc en injectant l'expression de D (IV. 27) dans celle de U(ν) (IV. 25), nous obtenons l'intensité de la lumière émise par les transitions intrabandes directes.

$$U(\nu) \propto (h\nu)^2 (h\nu - \Delta E)^{3/2} f(E_1), \quad (\text{IV. 28})$$

avec

$$E_1 = \frac{h\nu - \Delta E}{1 - \left(\frac{m_1}{m_2}\right)} + \Delta E. \quad (\text{IV. 29})$$

Heaker [7] a comparé l'expression (IV. 28) avec le spectre expérimental des jonctions de silicium aux énergies inférieures à l'énergie de gap. Dans cette comparaison les masses effectives ont une valeur de $m_1/m_2 = 0.29$ et l'énergie ΔE a été négligée. La Fig. IV- 33 montre une bonne concordance entre la courbe expérimentale et la courbe théorique.

Heaker affirme, à partir de cette modélisation, que le spectre d'émission pour les énergies inférieures à l'énergie du gap trouve son origine dans les transitions entre la bande des trous légers et la bande des trous lourds (intravalences bandes). Il affirme également que le spectre d'émission théorique des transitions intrabandes indirectes entre la bande des trous légers et la bande des trous lourds ne correspond pas à la courbe expérimentale [7].

Nos jonctions p-n à base de silicium polarisées en avalanche émettent dans le visible pour des énergies supérieures ou égales à l'énergie du gap E_g (entre 1 et 3.1 eV). Le modèle de Heaker attribue les basses énergies ($E < E_g$) de l'émission de la lumière à des transitions

directes entre la bande des trous légers et la bande des trous lourds (V-V). Donc l'origine de l'émission dans le cas de nos spectres expérimentaux ne peut pas être expliquée par le mécanisme des transitions intrabandes (V-V), car ce mécanisme prévoit des petites énergies (autour de 0.8 eV).

9. Conclusion

Dans le régime de polarisation directe, la lumière est émise pour des tensions supérieures à 0.8 V. Les spectres comportent les énergies allant de 1.0 à 1.4 eV. Suite à l'irradiation, nous observons une dégradation de l'intensité de la lumière émise. Ceci est attribué à l'introduction de défauts dans la bande interdite, et l'augmentation de la densité des centres de recombinaison non radiatifs. Le maximum d'émission dans ce régime de polarisation se

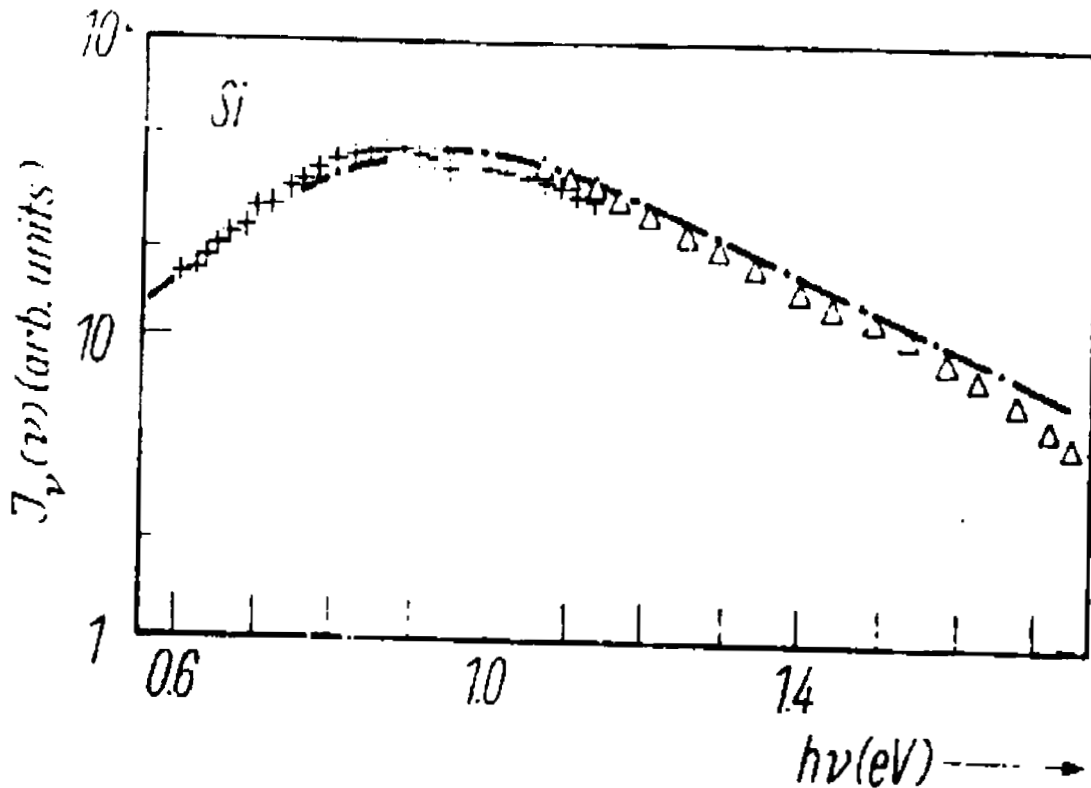


Fig. IV- 33 : Comparaison de la radiation expérimentale donnée par le Si (+) pour des énergies inférieures à l'énergie du gap; ((Δ) Chynoweth, McKay, (-.-.-) est le spectre théorique des transitions directes.

déplace vers les grandes énergies à basse température, ceci est lié au changement du gap avec la température. L'intensité du signal d'émission diminue quand on baisse la température; ceci est dû à la diminution des populations de phonons.

Dans le régime d'avalanche, la lumière émise est située dans le visible. Un patron d'interférence est observé et attribué à l'absorption dans la couche de l'oxyde de silicium. La lumière émise est insensible à l'irradiation aux protons et aux gammas, pour les doses et fluences étudiées ici. Elle est également insensible au changement de température.

Les expériences d'irradiation et de température montrent que l'intensité de la lumière émise est indépendante des états créés dans le gap. Donc cette émission ne peut pas être originaire des recombinaisons interbandes directes ou indirectes comme dans le cas de l'émission dans le régime de polarisation directe.

Nous imaginons que l'électron fait des transitions intrabandes indirectes assistées par impuretés durant son libre parcours moyen avant d'atteindre l'énergie suffisante à la création des paires électron-trou par ionisation par impact. En considérant une sous bande de conduction, l'électron chaud peut faire des transitions entre les niveaux élevés et le minimum de la bande de conduction. Ces transitions peuvent être entre deux sous-bandes de conduction comme,

- (1) la différence d'énergie entre les points Γ_1 et Γ_2 est de 3.1 eV. Cette transition notée **b** est illustrée à la Fig. IV- 31
- (2) la différence d'énergie entre les points L_3 et L_1 est de 1.85 eV. Cette transition notée **c** est illustrée à la Fig. IV- 31
- (3) la transition **e** (~2.5 eV) entre les extrema des sous bandes 3 et 5, ou bien dans la même sous bande de conduction comme
 - (1) les transitions indirectes notées **a** dans la sous-bande Δ_1 et illustrées à la Fig. IV- 31
 - (2) les transitions indirectes sont possibles dans la sous-bande Δ_5 . Ces transitions notées **d** sont illustrées à la Fig. IV- 31.

Dans ces cas le processus de bremsstrahlung est coupé pour être remplacé par des sauts quantiques entre les différentes sous-bandes de conduction. Les mesures de durées de vie au

chapitre VI vont définir quelles transitions intrabande directes ou indirectes sont responsables de l'émission en avalanche.

Quand l'électron arrive au minimum de la bande de conduction, il effectue des transitions bande à bande pour se recombiner avec un trou de la bande de valence. Mais l'émission de la lumière liée à cette transition interbande est absente dans les spectres d'émission des jonctions à base de Si polarisées en avalanche, ceci est peut être dû à la nature du gap indirect de ce matériau. Pour cette raison nous allons étudier dans le chapitre V un matériau avec un coefficient d'absorption différent, dans le but d'obtenir des renseignements supplémentaires qui permettent de valider le modèle proposé ci-haut. Ce matériau est l'arséniure de gallium (GaAs) qui est un semi-conducteur à gap direct.

Chapitre V.

Électroluminescence des jonctions

à base de GaAs

1. Introduction

L'étude de l'électroluminescence en mode inverse des composants à base de GaAs est intéressante car ce dernier est un semi-conducteur à gap direct et possède un coefficient d'absorption différent de celui du Si. Cette étude permettra d'obtenir des informations supplémentaires, différentes de celles obtenues pour le Si, et ainsi de mieux comprendre le phénomène de l'émission lumineuse en avalanche. Dans ce travail, nous étudions l'effet de la température (5 – 300 K) et celui de l'irradiation sur l'EL des jonctions à base de GaAs en régime de polarisation inverse. La température permet de changer la population des porteurs et le gap. L'irradiation permet d'introduire des défauts dans la structure. Dans le cas du GaAs nous avons utilisé les neutrons (1 MeV) comme particules irradiantes aux fluences 1×10^{12} , 3×10^{12} , 1×10^{13} , 3×10^{13} , 1×10^{14} , 3×10^{14} et 1×10^{15} n/cm². Les effets de l'irradiation et de la température sur l'EL en avalanche des jonctions à base de GaAs n'ont jamais été étudiés auparavant.

Michel et Nathan [30] furent les premiers à observer l'émission infrarouge (1.35 - 1.5 eV) à partir des jonctions p-n à base de GaAs polarisées en avalanche. Ils remarquèrent que la lumière est émise à partir des spots localisés, de façon similaire à l'émission dans les jonctions de Si. Ils observèrent que l'intensité de la lumière intégrée est proportionnelle au courant dans la jonction, tandis que la distribution spectrale est insensible à la variation du courant. Ils ont

aussi rapporté que le maximum d'énergie de la lumière émise est voisin de celui obtenu en polarisation directe. Ceci est différent de l'EL des jonctions de silicium, où le maximum d'émission a lieu à 1.8 eV en régime d'avalanche, et à 1.1 eV en régime de polarisation directe. Le mécanisme d'émission lumineuse à partir des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche est encore controversé. Les modèles proposés pour expliquer cette émission sont similaires à ceux proposés dans le cas du Si. Parmi ceux-ci, on trouve le modèle semi-classique de bremsstrahlung [8], qui dans la terminologie des semiconducteurs se traduit par des transitions intrabandes indirectes assistées par impuretés (C-C AI). Il y a également des modèles quantiques tels que : (1) la recombinaison radiative des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence (modèle interbande), (2) transitions entre sous-bandes de conduction directes ou indirectes assistées par phonons (C-C AP). Contrairement aux jonctions de Si, les transitions indirectes interbandes ne sont pas considérées pour les jonctions de GaAs polarisées en avalanche, car ce dernier a un gap direct.

En 1989, J. Chen [51] a mesuré le spectre d'émission en avalanche de la jonction base-collecteur des transistors bipolaires GaAs /AlGaAs. Le spectre mesuré couvre la région entre 500 nm et 1000 nm; il comporte deux maxima à 610 nm (2.03 eV) et à 868nm (1.43 eV). Le premier n'avait pas été observé dans les travaux précédents. Chen a attribué le pic à 1.43 eV à l'énergie du gap et celui à 2.03 eV à l'énergie de seuil d'ionisation nécessaire à la production d'une paire électron-trou par ionisation par impact. En 1990, H. P. Zappe [52][53] a mesuré l'EL sous fort champ électrique des transistors GaAs à effet de champ. Il a attribué la partie du spectre allant de 1.5 à 2.25 eV aux collisions élastiques radiatives des électrons et des centres chargés (bremsstrahlung). R. Ostermeir [54] a mesuré un spectre pour des énergies allant de 0.7 eV à 1.5 eV avec un maximum à 1.4 eV. Il a attribué son spectre à des transitions intrabandes et bremsstrahlung. En 1994, L. A. Kosyachenko [55] a mesuré des spectres d'EL en avalanche ayant une allure monotone décroissante. Il a expliqué l'émission avec le modèle des transitions radiatives intrabandes des porteurs chauds. En 1998, P. Cova [56] a attribué les énergies supérieures à 1.8 eV aux recombinaisons bande à bande entre électrons chauds et trous générés par l'ionisation par impact, et les énergies inférieures au gap aux radiations bremsstrahlung. Cet historique a été donné pour montrer que l'interprétation de l'EL en avalanche de GaAs est toujours controversée et qu'il n'y pas d'accord définitif sur le

mécanisme responsable de cette émission. Dans tous ces travaux, les auteurs n'ont changé aucun paramètre physique expérimental pour tenter d'expliquer l'origine de l'émission. Nous sommes les premiers à exploiter l'irradiation et le changement de température pour expliquer l'émission en avalanche des DELs de GaAs.

2. Expérience

Dans cette étude nous avons utilisé des DELs à base de GaAs fabriquées par OPTEK de type OP 133. Les montages expérimentaux employés sont les mêmes que ceux utilisés dans le cas des jonctions E-B des transistors bipolaires NPN et PNP à base de Si.

3. Résultats

3.1. Caractéristiques électriques

3.1.1. Polarisation en direct

Les courbes I-V des jonctions à base de GaAs non irradiées étaient assez reproductibles. La Fig. V- 1 montre l'influence de l'irradiation aux neutrons ayant une énergie de 1 MeV aux fluences 0 , 1×10^{12} , 3×10^{12} , 1×10^{13} , 3×10^{13} , 1×10^{14} , 3×10^{14} et 1×10^{15} n/cm². Nous remarquons sur cette figure que la caractéristique électrique I-V de la jonction non irradiée est confondue avec celle correspondant à la fluence 1×10^{12} n/cm², laissant croire qu'il n'y a pas d'effet à cette fluence. Nous remarquons aussi que la variation des caractéristiques I-V pour les autres fluences de neutrons n'est pas monotone, ce qui peut être attribué à la légère non-uniformité des jonctions. Pour cette raison nous ne nous livrons pas à une étude détaillée de l'influence de l'irradiation aux neutrons sur les caractéristiques électriques des jonctions à base de GaAs, en étudiant tous les paramètres de transport et de structure de la jonction.

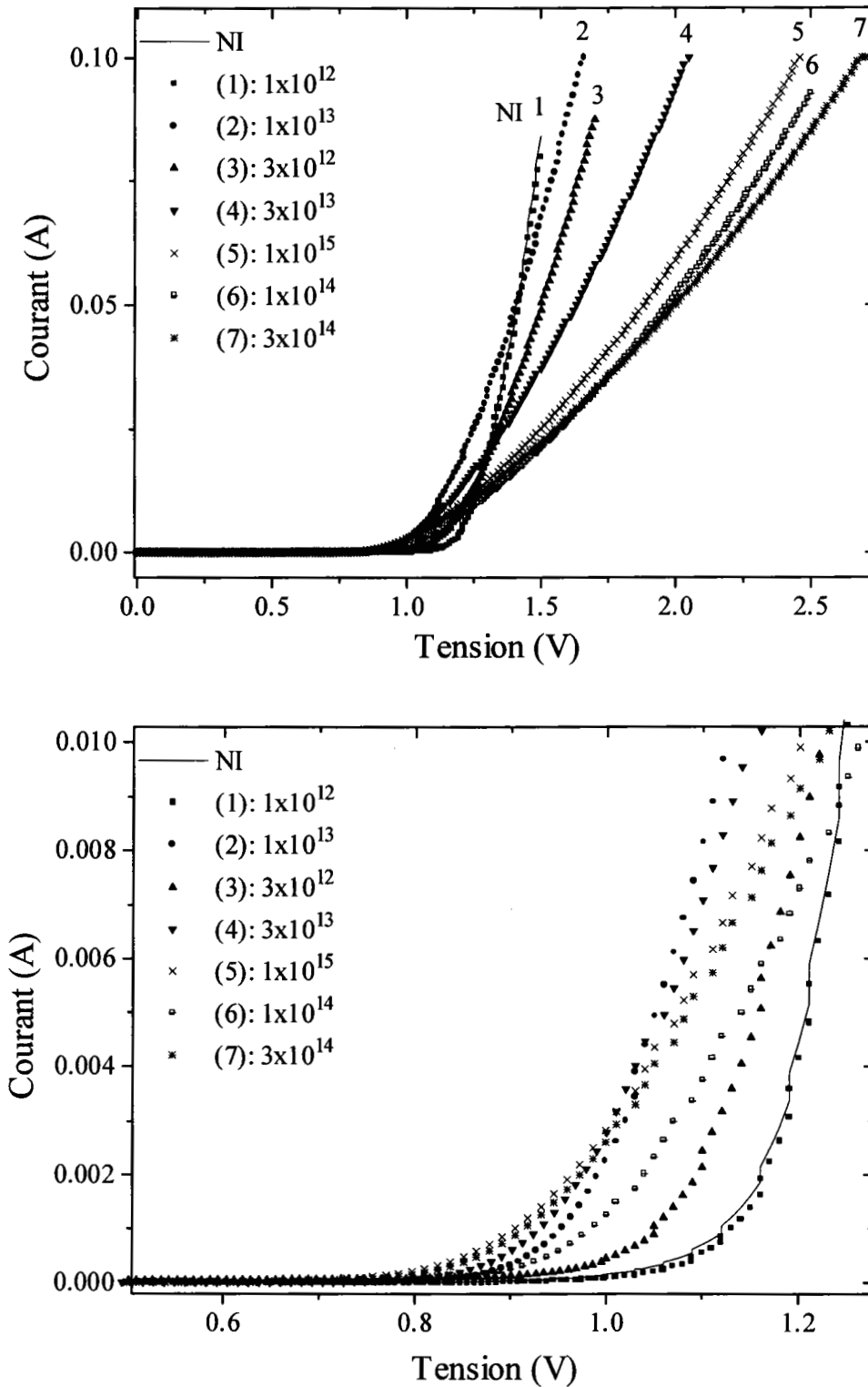


Fig. V-1 : Caractéristiques électriques I-V des jonctions à base de GaAs polarisées en direct, plusieurs fluences de neutrons ($1e12$, $3e12$, $1e13$, $3e13$, $1e14$, $3e14$ et $1e15$) sont étudiées. (a) pour des courants de 0 à 0.1 A. (b) pour des courants de 0 à 0.01 A.

3.1.2. Polarisation en inverse

La Fig. V- 2 montre les caractéristiques électriques des jonctions à base de GaAs de même type (OP 133) polarisées en inverse. Nous avons remarqué une variation de la tension d'avalanche approximativement entre 5 et 40 V. Nous présentons les courbes I-V pour quelques échantillons (Fig. V- 2). Cette variation est due à la non-uniformité des diodes. Il sera donc difficile d'étudier la dégradation des diodes consécutive à l'irradiation aux neutrons en utilisant les courbes électriques I-V. Nous ne montrerons donc pas les courbes I-V en fonction de la dose.

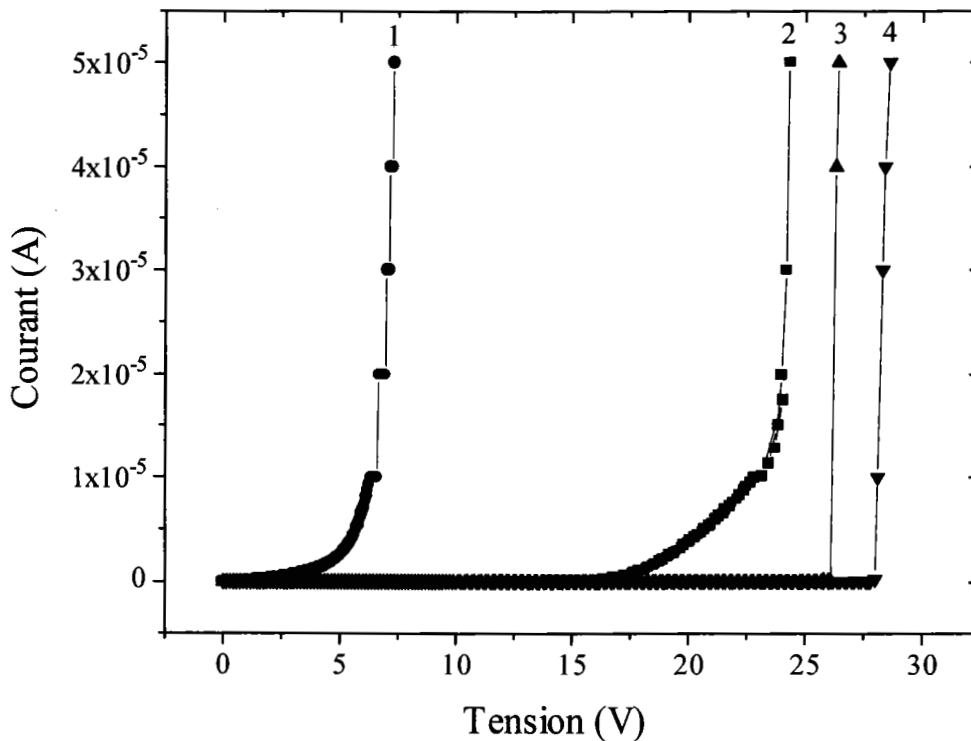


Fig. V-2 : Courbes I-V, en polarisation inverse, 1, 2, 3 et 4 sont quatre diodes électroluminescentes non irradiées à base de GaAs du même type (OP 133).

3.2. Caractéristiques optiques EL(V)

3.2.1. Polarisation en direct

La Fig. V- 3 montre la caractéristique optique EL(V) pour quatre fluences d'irradiation différentes (NI , 1×10^{12} , 3×10^{12} , 1×10^{13} n/cm²) aux neutrons (1MeV). Pour le cas de la jonction NI, il n'y a pas de lumière émise en dessous de la tension ~ 1.0 V qui correspond à la tension du coude électrique. Nous observons un comportement exponentiel du signal d'EL pour les tensions entre le coude de l'émission 1.0 V et la tension 1.2 V. Dans cette gamme de tensions, la variation de l'intensité du signal d'EL est similaire à celle du courant dans la jonction (Fig. V- 1). Pour les tensions entre 1.35 V et 1.64 V il y a une saturation due à l'effet de chauffage. À partir de 1.64 V l'intensité lumineuse baisse. Sur cette même figure (Fig.V- 3) nous observons l'effet de l'irradiation aux neutrons. L'intensité du signal d'EL diminue avec la fluence de neutrons jusqu'à disparaître aux fortes fluences. Ceci est dû à l'augmentation de la densité des centres non radiatifs qui captent les porteurs et par conséquent diminuent l'intensité. Ce comportement est similaire à celui des jonctions de Si polarisées en direct.

3.2.2. Polarisation en inverse

Selon la littérature, la lumière en avalanche est émise à partir de spots appelés microplasmas [30]. Le nombre de spots est lié à la valeur du champ électrique appliqué, comme dans le cas des jonctions à base de Si. En augmentant la densité de courant dans la jonction on accroît le nombre de spots, jusqu'à atteindre la saturation qui correspond à un facteur de multiplication M infini. Après la saturation il y a claquage de la jonction.

La Fig. V- 4 montre l'EL en fonction de la tension d'une jonction non irradiée à base de GaAs polarisée dans le régime inverse, sa tension de coude en inverse (tension avalanche) est de 10 V [57]. Il n'y a pas d'émission pour les tensions inférieures à 10 V; entre 10 V et 25 V l'émission varie de façon linéaire, en accord avec les observations déjà rapportées [30].

On observe que l'EL en inverse est très faible par rapport à l'EL en directe. Nous n'avons pas présenté l'effet de l'irradiation sur $EL(V)$ car les jonctions non irradiées ne sont pas uniformes, et elles ont des tensions de coude différentes.

Pour comprendre l'origine de cette lumière en avalanche, nous allons faire des mesures spectrales afin de connaître la distribution de cette émission en énergie.

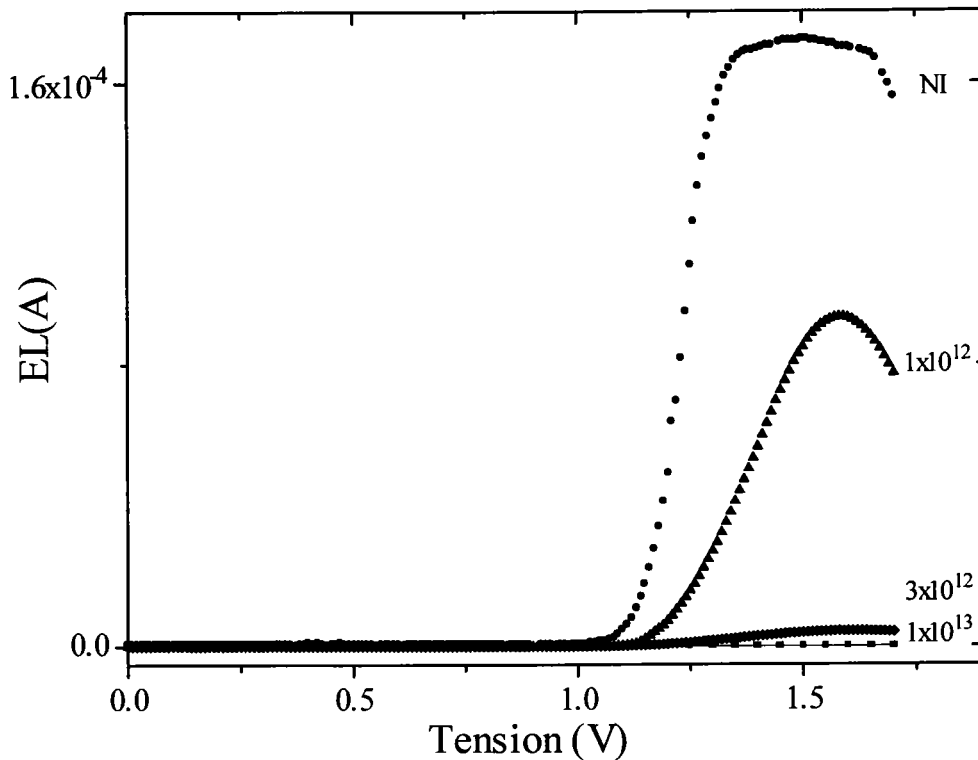


Fig. V- 3: Influence de l'irradiation aux neutrons (1 MeV) sur EL (V) des DELs à base de GaAs polarisées en direct. La fluence est donnée en p/cm^2 . L'EL est détectée grâce à PM3 et la lecture de l'intensité se fait avec un pico-ampèremètre relié à la sortie du détecteur, d'où l'unité de l'EL en ampère (A).

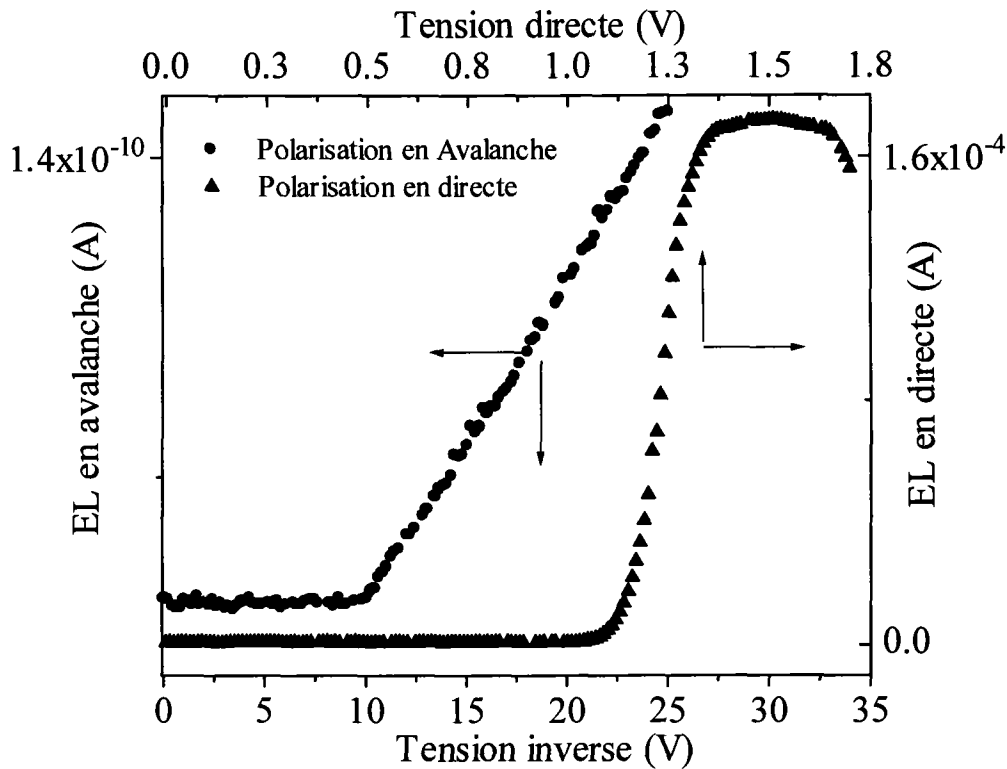


Fig. V- 4 : EL (V) de la même DEL de GaAs (OP 133) non irradiée, polarisée en direct et en inverse.

3.3. Distribution spectrale

Pour les mesures spectrales l'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct et en avalanche, la lumière est dispersée par un spectromètre Jarrel Ash 1-m et détectée avec un photomultiplicateur R 636 (PM4). Sa réponse spectrale s'étend de 185 nm à 930 nm et elle est constante de 300 nm à 700 nm. Ce détecteur est équivalent à PM1 (RCA C3 1034) utilisé pour les jonctions de Si.

3.3.1. Polarisation en direct

À un faible courant de 10 mA, nous observons un spectre d'émission dans le régime direct formé de deux pics dénotés **a** et **b** (la courbe du bas de la Fig. V- 5). Puisque l'émission en

avalanche est attribuée aux porteurs énergétiques (ou chauds), nous avons pensé à augmenter le courant dans la jonction polarisée en direct afin de créer des porteurs chauds dans ce régime de polarisation et par la suite comparer cette émission avec celle en avalanche. Selon les spécifications du fabriquant, ces diodes peuvent être polarisées jusqu'à 1.75 V ou 100 mA. Nous avons remarqué qu'un courant de 1 A ne les détériore pas.

La Fig. V- 5 montre le spectre d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct pour différentes valeurs du courant. L'intensité de l'EL augmente quand le courant augmente, mais le pic **a** décroît relativement au pic **b**. À 600 mA, le spectre d'EL est constitué seulement du pic **b**. Le spectre s'élargit et se déplace vers les grandes énergies lorsque l'on augmente le courant [57]. L'intensité du signal d'EL atteint un maximum entre 330 mA et 600 mA. Le déplacement du pic **b** vers les grandes énergies (Fig. V-5) est attribué à un accroissement de la probabilité d'occupation des électrons et des trous dans les bandes. L'énergie du gap de GaAs non dopé à la température ambiante est de 1.435 eV. Nous identifions le pic **b** de la Fig. V- 5, qui possède un maximum à 1.40 eV pour un courant de 10 mA, comme une transition bande à bande. Le pic **a** se produit à 1.37 eV. La différence d'énergie entre le pic **b** et **a** suggère une transition de la bande de conduction à l'accepteur. L'énergie de l'accepteur Si est de 35 meV [16] et celle de l'accepteur zinc est de 31 meV [58], ce qui laisse croire que le dopant est le zinc, ou même le silicium. Le pic **a** est toujours présent dans nos spectres, mais il est absent dans d'autres types de jonctions à base de GaAs [30]. L'interprétation donnée du pic **a** est donc difficile à accepter. M. Gershezon [59] a identifié le pic **a** comme un pic fantôme dû à l'auto-absorption attribué au mécanisme de la réabsorption de la lumière dans la diode. À cause de l'indice de réfraction de GaAs important (3.6 à 103 K et à l'énergie de 1.48eV) et de la faiblesse de l'angle critique pour une réflexion totale à l'interface GaAs-air ($\approx 1.6^0$), le rayon émis (pic **b**) traverse le cristal plusieurs fois avant d'émerger. Donc, ce phénomène dépend de la géométrie de la diode et il est plus important à la température ambiante [59]. Pour vérifier qu'il y a bien réabsorption, Both Carr et al. [60] ont posé un film diélectrique sur la face arrière de la diode pour éliminer la réflexion sur cette face et ils ont pu observer la lumière émise à travers la face arrière. Ils ont mis un miroir externe pour réfléchir la lumière qui émerge par la face arrière à travers la diode, le spectre récolté est affecté. Une grande

partie de lumière émise à l'intérieur de la diode est absorbée à cause de la forte réflexion des surfaces et de l'importance du coefficient d'absorption. L'efficacité de la lumière émise peut être améliorée en utilisant des revêtements antireflets et une géométrie qui minimise les réflexions internes. Si le spectre $U_0(\nu)$ correspond à la lumière émise à partir des points situés à une distance d de la surface de la diode avec une réflectance R et un coefficient d'absorption, Pankove [42] a donné son expression:

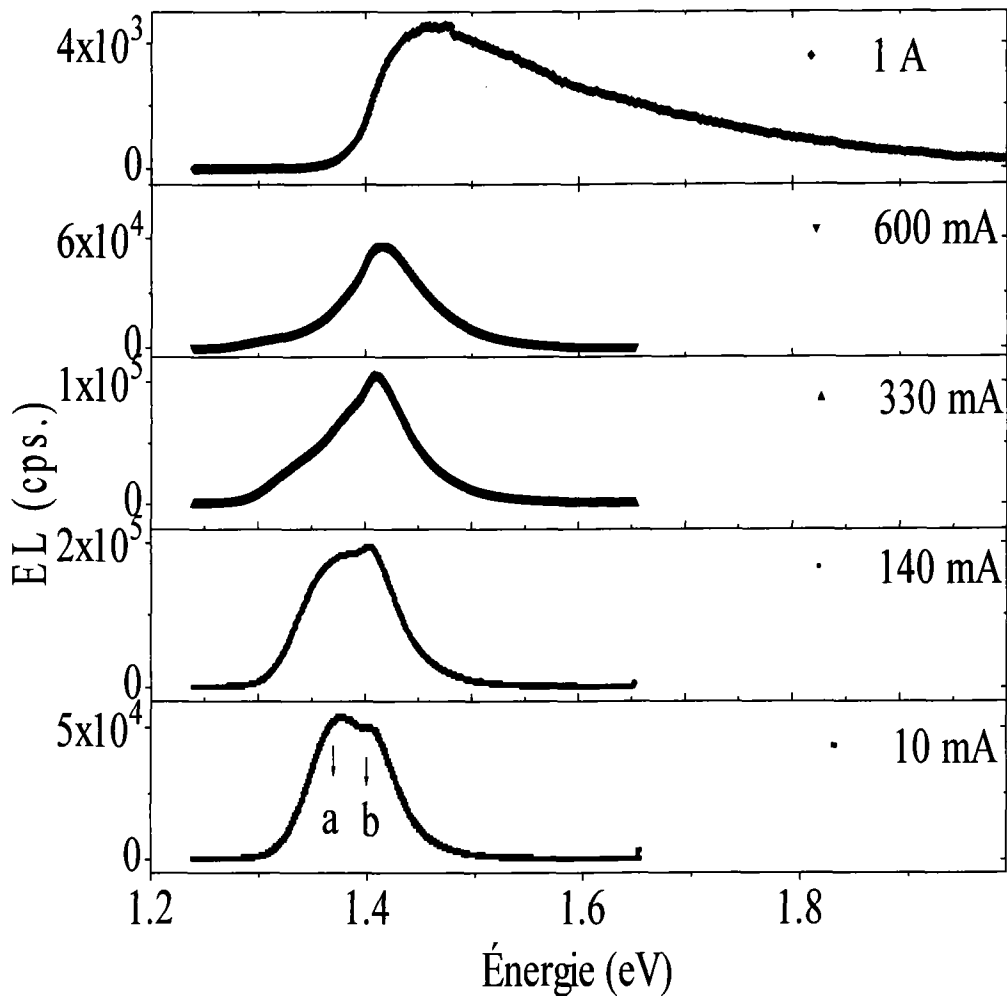


Fig. V-5: Les spectres d'EL des DELs GaAs polarisées en mode direct à la température ambiante pour différentes valeurs du courant.

$$U(\nu) = (1 - R)U_0(\nu) \exp(-\alpha(\nu)d) \quad (\text{V. 1})$$

Il a également donné le spectre d'émission dans une seule direction en considérant que la recombinaison radiative a lieu uniformément à l'intérieur de la structure d'épaisseur t :

$$U(\nu) = (1 - R) \frac{U_0(\nu) t}{t} \int_0^t \exp(-\alpha x) dx$$

$$U(\nu) = (1 - R)U_0(\nu) \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha t} \quad (\text{V. 2})$$

Nous avons simulé l'effet de l'auto-absorption grâce à l'expression (V. 2). La Fig. V-5a illustre cet effet sur le spectre d'une DEL à base de GaAs qui ne contient pas de pic **a** [62]. Cette simulation confirme que le pic **a** est fantôme et qu'il ne représente pas une transition optique. La seule transition réelle est **b**.

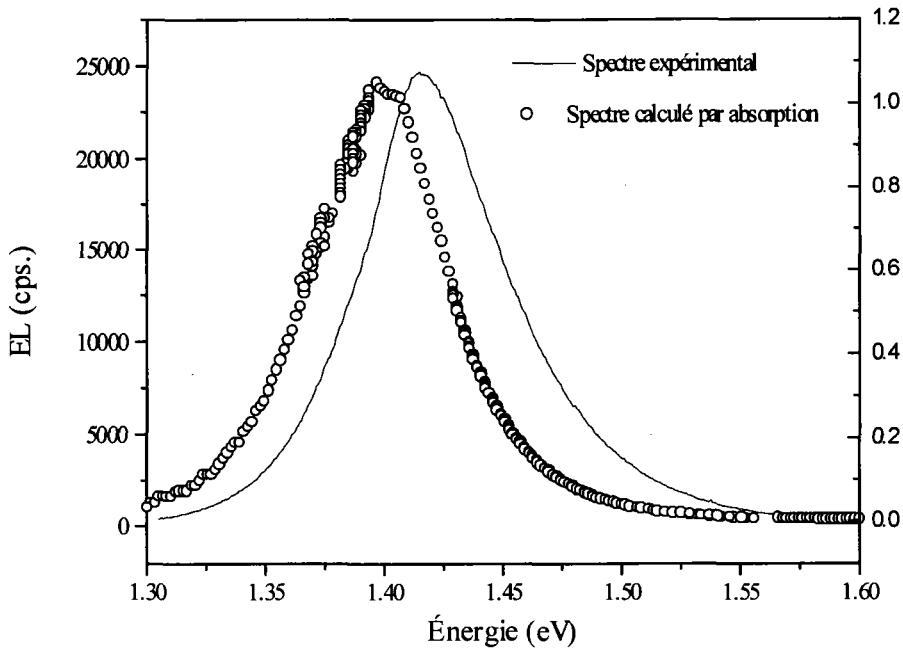


Fig. V- 5a : Simulation de l'effet de l'auto-absorption sur le spectre d'une DEL à base de GaAs [62] qui ne contient pas de pic fantôme. (—) représente le spectre expérimental et (o) représente le spectre simulé.

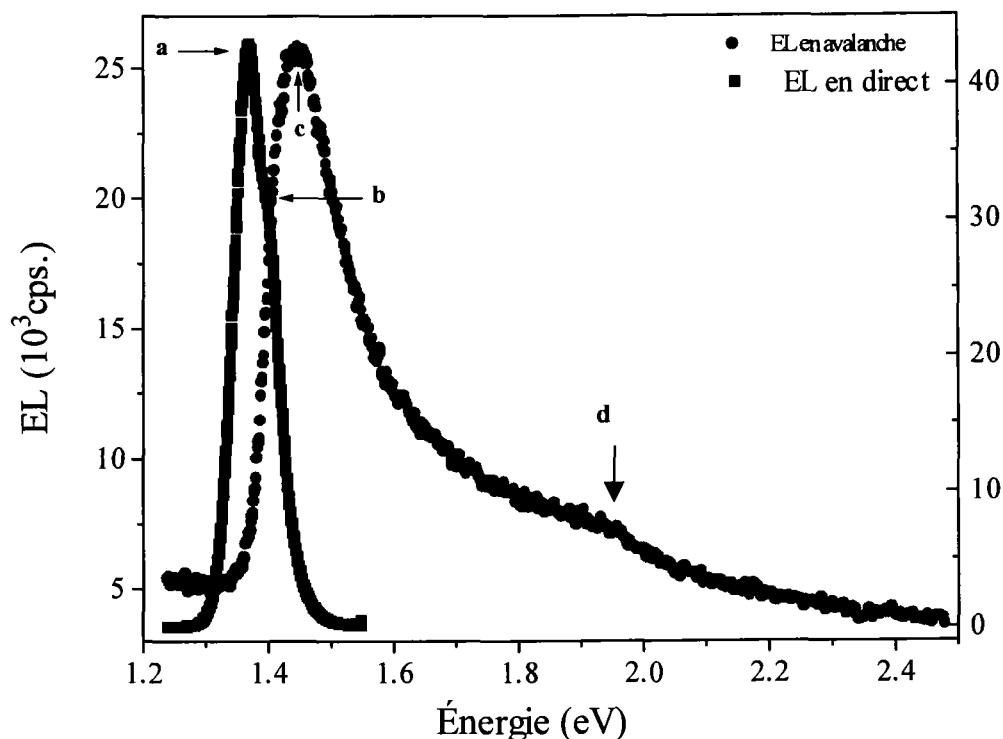


Fig. V- 6: Les spectres d'EL en fonction de l'énergie du photon émis des DELs de GaAs polarisées en inverse à 10 mA (courbe de droite) et en direct 10 mA (courbe de gauche) à température ambiante.

3.3.2. Polarisation en inverse

Le spectre de l'émission en avalanche est montré à la Fig. V- 6, il comporte deux pics, un à 1.44 eV appelé **c** et le deuxième à 1.95 eV appelé **d**. En superposant les spectres d'émission en direct et en avalanche à 10 mA, nous remarquons que la différence entre les transitions **b** et **c** est autour de 40 meV (Fig. V- 6). Sur la Fig. V- 7, la transition **b** du spectre d'émission des jonctions polarisées dans le régime direct à un courant de 1A (courbe supérieure) coïncide avec la transition **c** à 1.44 eV (courbe inférieure). Dans le régime direct, à fort courant le bas de la bande de conduction est peuplé; par conséquent l'énergie cinétique des électrons

augmente. On parle dans ce cas de porteurs chauds, comme dans le cas de l'EL en avalanche. Nous soupçonnons que ces deux transitions **b** et **c** ont la même origine.

Le pic **d** (1.95 eV) du spectre d'émission des jonctions de GaAs polarisées dans le régime d'avalanche a une énergie supérieure au gap comme pour les jonctions de Si. Cette transition **d** a jamais été rapportée auparavant pour les DELs, sauf une fois pour les transistors bipolaires GaAs /AlGaAs [51]. Plusieurs mécanismes physiques ont été proposés afin d'expliquer l'origine des transitions **c** et **d** présentes dans les spectres en avalanche [51][52][53][54]. Afin de connaître le mécanisme responsable de l'EL en avalanche, nous allons faire des études en température et en irradiation pour vérifier l'effet du changement du gap, de la population et celui de l'introduction de défauts.

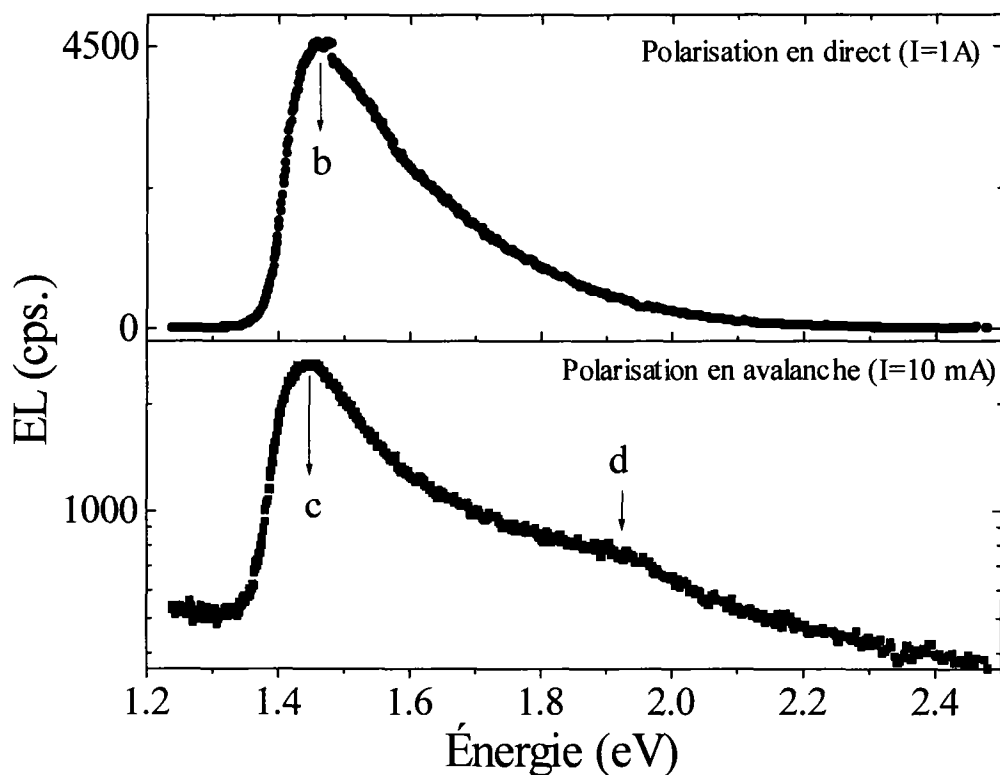


Fig. V- 7: Les spectres d'EL en fonction de l'énergie du photon émis des jonctions à base de GaAs polarisées en inverse (10 mA) et en direct (1A) à température ambiante.

3.4. Effet de la température

3.4.1. Polarisation en direct

La Fig. V- 8 montre l'effet de la température sur l'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct. La transition **a** disparaît à basse température, car la réabsorption y est moins importante [59]. Pour un courant donné, le pic **b** gagne en intensité lorsque l'on baisse la température de 300 K à 50 K. Cette augmentation en intensité est attribuée à la réduction des transitions non-radiatives. Nous remarquons aussi que le pic **b** se déplace légèrement vers les grandes énergies, à 200 K il est à 1.39 eV et à 100 K il est à 1.4 eV. À 300 K, nous ne connaissons pas exactement l'emplacement du pic **b** car il y a superposition de deux gaussiennes de maxima **a** et **b** respectivement.

3.4.2. Polarisation en inverse

L'effet de la température sur l'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en inverse est illustré à la Fig. V- 9. Nous remarquons que la transition **c** se déplace vers les grandes énergies quand la température diminue. Dans le cas du silicium, la variation de température entre 5 et 300 °K n'a pas d'influence sur l'EL en avalanche. Il est connu que l'énergie du gap diminue en augmentant la température. En reportant sur un graphe (Fig. V- 10) l'énergie du pic d'émission **c** en fonction de la température, nous trouvons qu'à 5K la transition **c** est à 1.52 eV, et à 300 K est à 1.44 eV ce qui est en accord avec la variation acceptée de l'énergie du gap de GaAs en fonction de la température [16]. Donc, cette transition **c** est une transition bande à bande à travers le gap de GaAs.

La transition **d** est à 1.95 eV. La Fig. V- 11 montre l'EL en avalanche des DELs à base de GaAs en fonction de la température en échelle logarithmique. Sa structure est mieux définie à faible température. Nous remarquons que la transition **d** diminue en intensité quand on baisse la température, tandis que la transition **c** augmente. Ce résultat montre que les deux transitions ne sont pas de même nature. Nous soupçonnons que la transition **d** est indirecte car il y a moins de phonons à basse température ce qui ne permet pas d'avoir de transitions indirectes.

Nous ne savons pas si cette transition est de type bande à bande ou intrabande en se basant uniquement sur ce résultat en température. Nous discuterons la nature de cette transition plus tard dans ce chapitre. La transition d ne se comporte pas comme l'émission jaune dans le Si avec la température.

3.5. Effet de l'irradiation aux neutrons sur l'EL

3.5.1. Polarisation en direct

La Fig. V-12 montre l'effet de l'irradiation aux neutrons sur l'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct. En dehors de la chute de l'intensité du signal d'EL lorsque l'on augmente la dose d'irradiation, la distribution spectrale n'est pas affectée et il n'y a pas de création de nouvelles structures. Cette chute d'intensité est attribuée à la création de défauts dans la bande interdite consécutive à l'irradiation aux neutrons (1 MeV) ce qui augmente le nombre des centres non radiatifs et aussi les transitions radiatives dans une autre partie du spectre. Ce résultat est similaire à celui des jonctions à base de Si polarisées en avalanche.

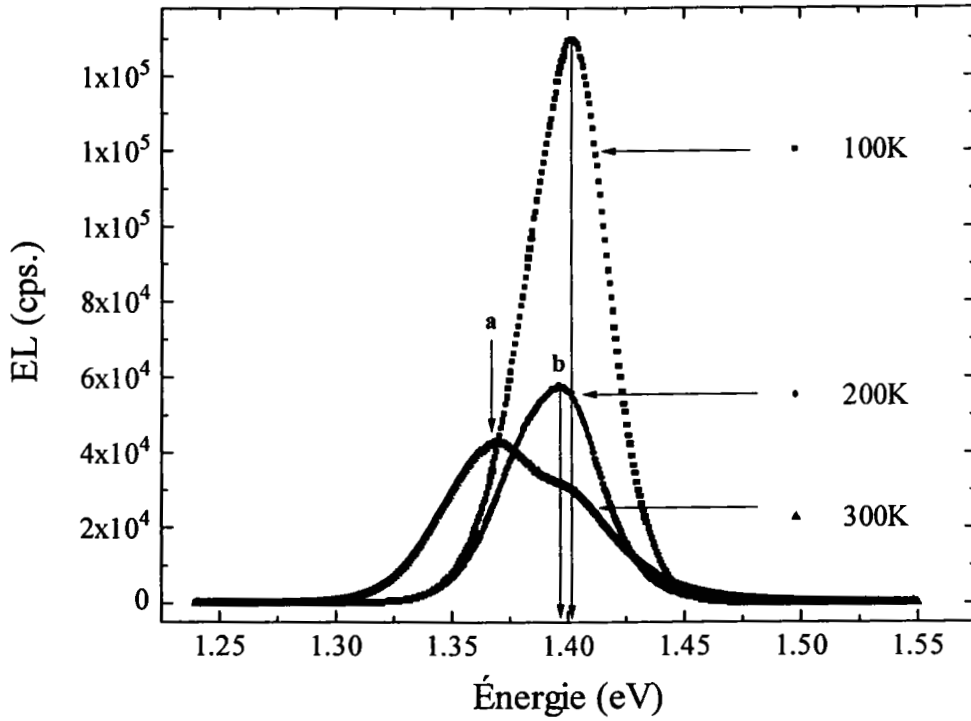


Fig. V- 8: Les spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct (10 mA), à différentes températures.

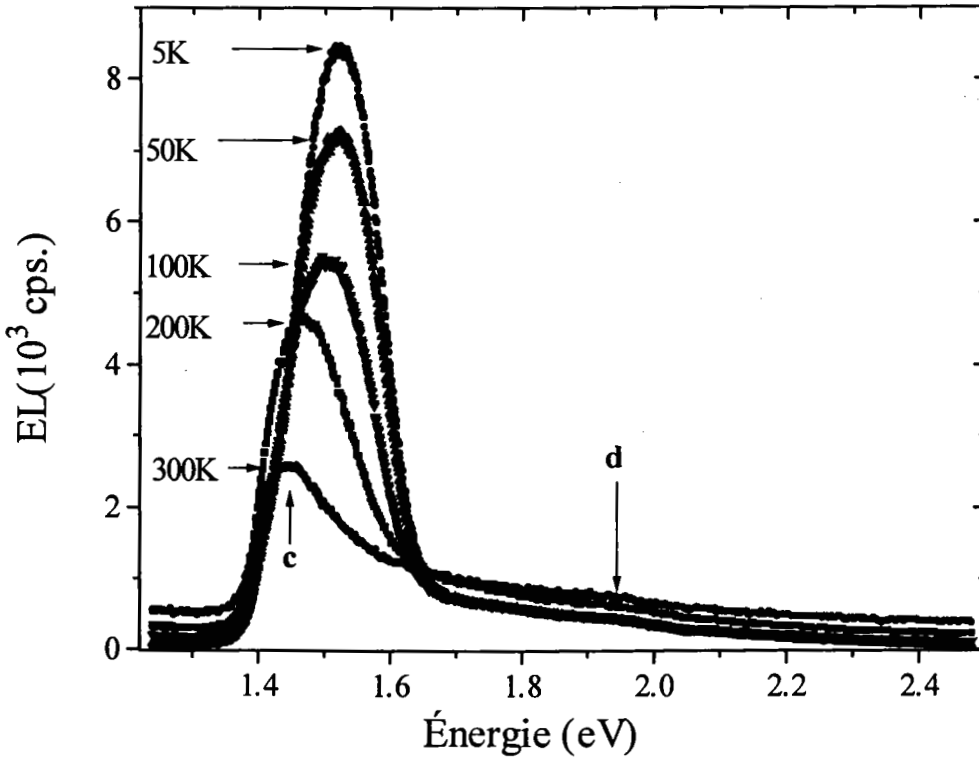


Fig. V- 9: EL en fonction de l'énergie du photon pour une jonction à base de GaAs non irradiée polarisée en avalanche à 10 mA, plusieurs températures sont présentées.

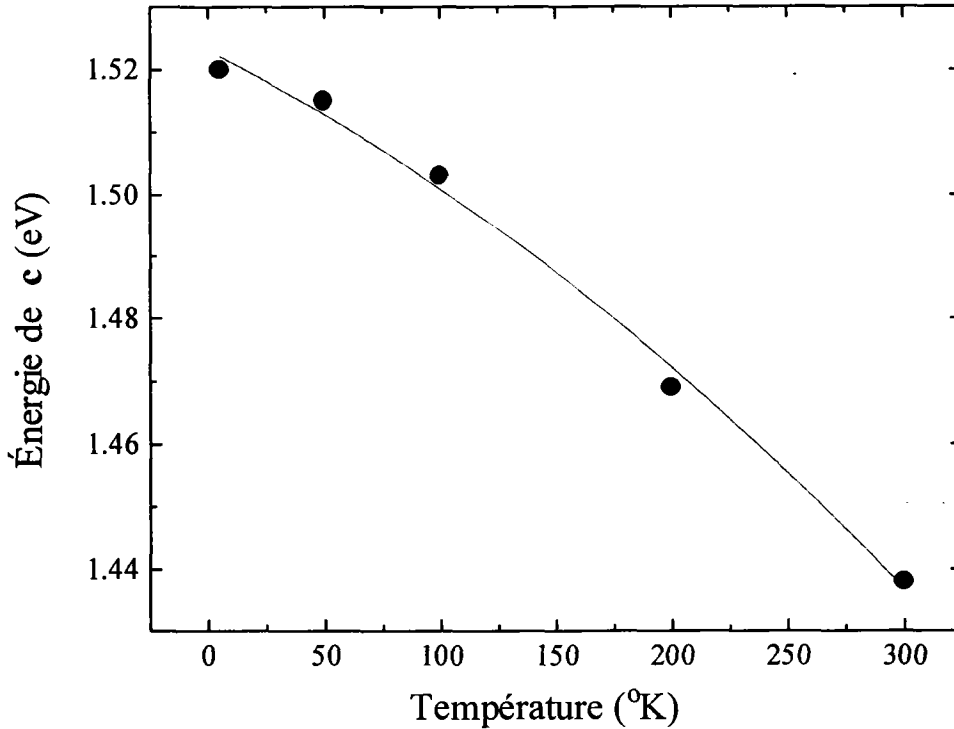


Fig. V-10: Variation avec la température de la transition c du spectre d'émission d'une jonction à base de GaAs polarisée en avalanche. La ligne continue est le lissage fait par ordinateur.

3.5.2. Polarisation en inverse

L'effet de l'irradiation aux neutrons sur l'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en inverse est illustré Fig. V- 13. Ces mesures ont été prises à une température de 5K dans le but d'avoir plus de détails de structures. Le spectre de la lumière émise par les jonctions à base de GaAs non irradiées (NI) polarisées en avalanche comporte une transition c à 1.52 eV, qui correspond à la transition bande à bande ($e \rightarrow h$) de GaAs à la température de 5 K. Comme résultat de l'irradiation, l'intensité de cette transition décroît, confirmant ainsi la création des défauts. Son intensité baisse de 40% pour une fluence de neutrons (1 MeV) de 10^{13} n/cm². Pour une fluence de 10^{15} n/cm², cette transition n'est plus observée. Cette observation est complètement différente de ce qui a été obtenu pour les jonctions de silicium polarisées en avalanche, qui sont indépendantes de l'irradiation aux protons et aux gammas. L'effet de

l'irradiation n'est pas seulement de réduire l'intensité, mais aussi de créer des niveaux dans le gap, comme le confirme le pic à 1.41 eV à la dose de neutrons de 10^{13} n/cm² (Fig. V-12). Ce signal à 1.41 eV devient fort à la dose d'irradiation 10^{15} n/cm², et peut trouver son origine dans la formation de complexes par les défauts et les dopants. Ces transitions dont l'énergie est plus faible que le gap sont aussi observées par photoluminescence (PL) dans le GaAs [49]. La similitude entre les spectres d'EL et de PL confirme que les processus de recombinaison ont lieu dans les deux processus d'excitation.

Sur la Fig. V-13, la transition **d** est très faible, pour mieux l'étudier nous représentons le spectre d'EL en avalanche pour deux fluences NI et 1×10^{15} n/cm² en échelle logarithmique comme illustré à la Fig. V-14. Nous remarquons que la transition **d** (1.95 eV) baisse en intensité en fonction de la fluence de neutrons mais elle ne se déplace pas en énergie. La transition **d** ne se comporte pas exactement comme la transition **c** qui disparaît pour donner

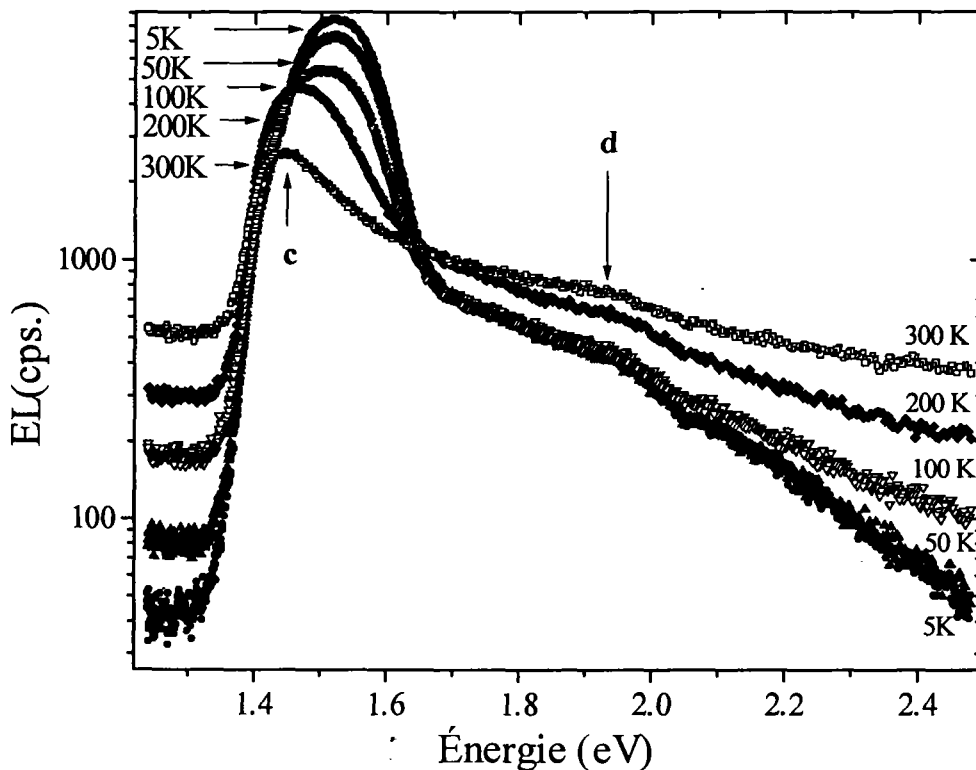


Fig. V- 11: EL en fonction de l'énergie pour une jonction GaAs non irradiée polarisée en avalanche à 10 mA, plusieurs températures sont présentées en échelle logarithmique.

naissance à une transition inférieure en énergie, qui peut correspondre à une transition entre la bande et le défaut introduit par irradiation. L'état final de la transition d est sans doute affecté par les défauts, contrairement au Si qui semble être insensible à l'irradiation.

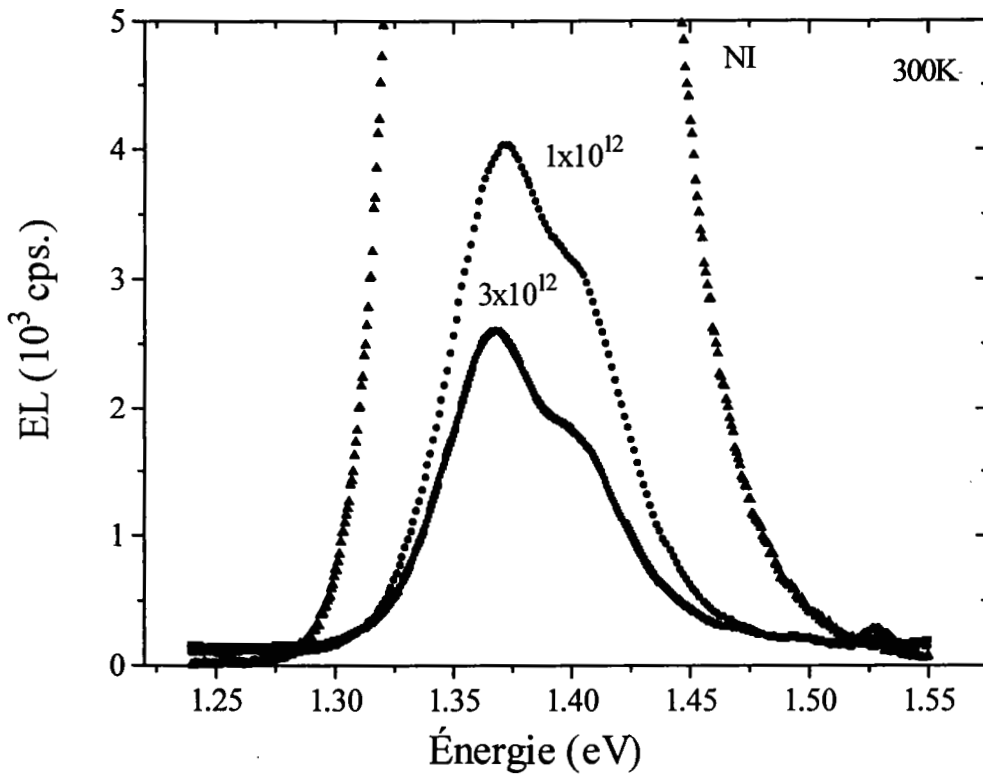


Fig. V- 12: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en direct, à différentes fluences de neutrons (1 MeV) : NI, 1 e12 et 3 e12 n/cm².

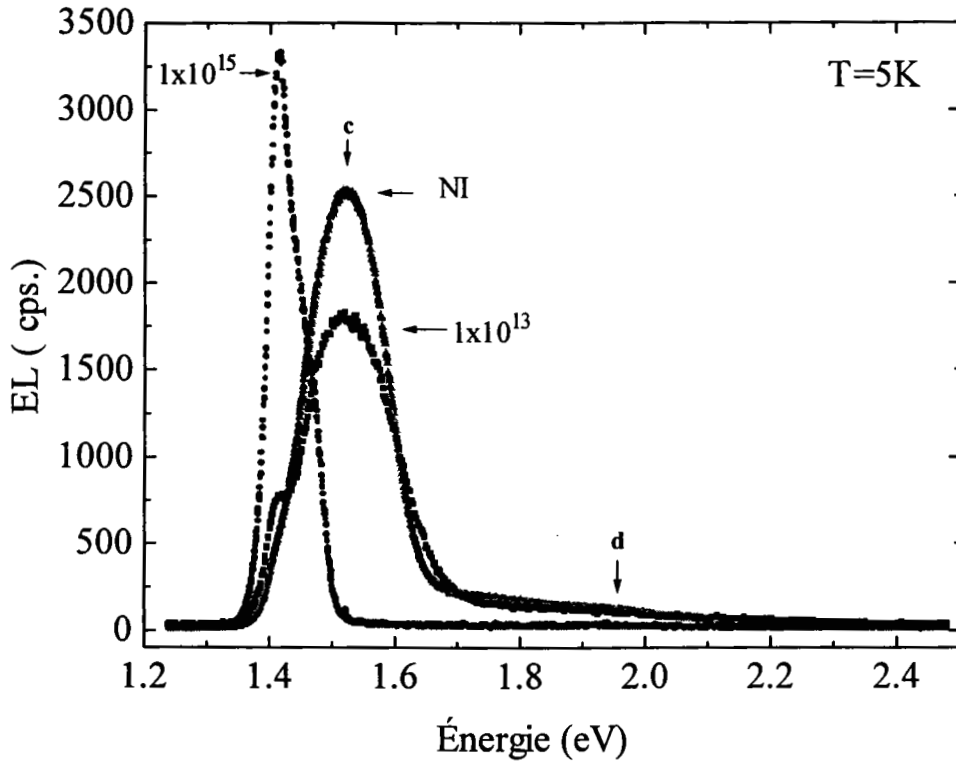


Fig. V-13: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), aux fluences de neutrons : NI et 1×10^{13} et 1×10^{15} n/cm².

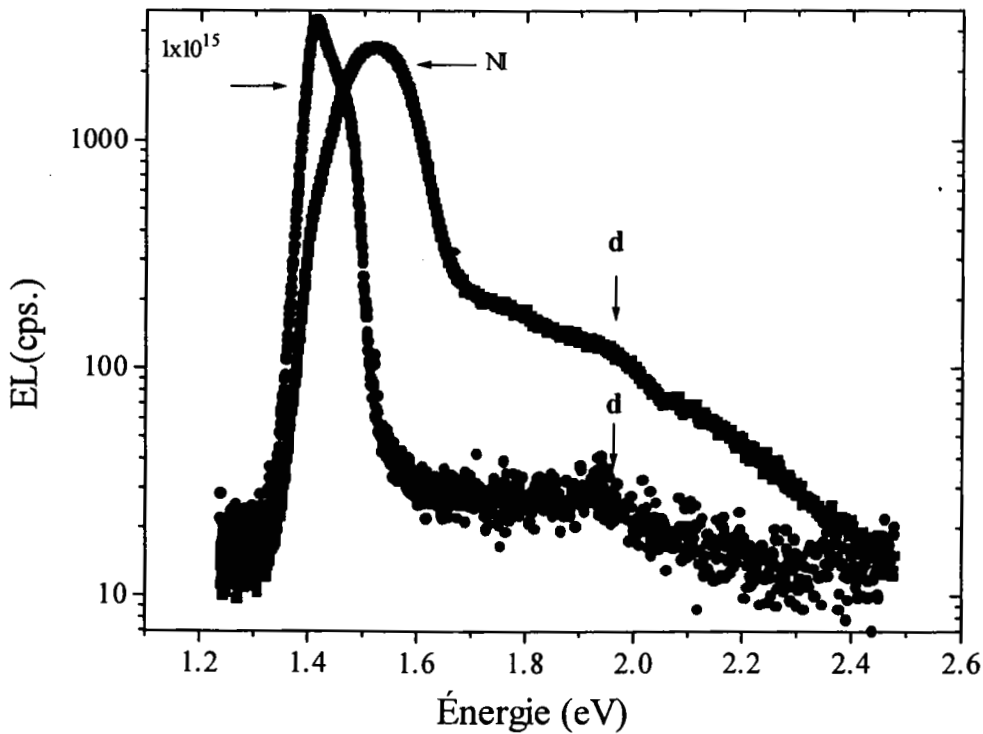


Fig. V-14: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), aux fluences de neutrons : NI et 1×10^{15} n/cm². Représentation en échelle logarithmique.

4. Discussion

L'émission de lumière à partir des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche est réversible sans provoquer de dégradation des performances des jonctions utilisées.

L'ionisation par impact a lieu quand un porteur acquiert l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Pour atteindre cette énergie d'ionisation, le porteur est accéléré par le champ électrique. Le phénomène de bremsstrahlung ou encore les transitions optiques intrabandes assistées par impuretés (C-C AI) peuvent avoir lieu avant que l'énergie des porteurs atteigne l'énergie d'ionisation. Nous avons appliqué le modèle de bremsstrahlung déjà exposé dans le chapitre IV à notre spectre d'EL en avalanche de la DEL de GaAs polarisée à 10 mA. À la Fig. V- 15 nous avons illustré le lissage du spectre d'EL en avalanche à 300 K. Nous remarquons que le modèle C-C AI ne lisse pas tout le spectre, mais seulement la partie correspondant aux énergies supérieures à 1.95 eV. Cette modélisation a donné une température de l'électron chaud de 2413 K. Les énergies entre 1.5 eV et 1.95 eV ne peuvent pas être expliquées par le modèle C-C AI (bremsstrahlung) car le lissage est médiocre dans cette partie du spectre. Zappe [52][53] a attribué les énergies supérieures à 1.5 eV au modèle de bremsstrahlung, car dans son spectre expérimental de l'EL en avalanche il n'y a pas de transition **d** ; cette absence permet d'avoir un bon lissage avec le modèle bremsstrahlung.

Lorsque l'on examine la structure de bandes de GaAs (Fig. V- 16), on remarque que plusieurs transitions sont possibles pour l'électron chaud occupant des niveaux d'énergie élevés dans la bande de conduction. Il y a tout d'abord la transition **1** qui correspond à la recombinaison bande à bande entre électrons de la bande de conduction et trous de la bande de valence. Le spectre d'EL en avalanche indique que cette transition **1** correspond bien à la transition **c** ayant une énergie de 1.52 eV (5 K) ou à 1.44 eV (300K). La variation du courant, de la température et de la fluence d'irradiation aux neutrons ont montré que **c** est bien une transition bande à bande à travers le gap de GaAs.

Si on suppose que tout le spectre d'EL en avalanche provient des transitions bande à bande des électrons chauds de la bande de conduction et des trous de la bande valence, alors toutes les transitions interbandes allant de E_g à 2.5 eV (fin du spectre mesuré) sont possibles. Sur la

structure de bandes nous avons illustré ces différentes transitions interbandes des électrons chauds en les dénotant:

- La transition **2** entre le maximum de la première sous bande de conduction et la bande de valence ne peut pas avoir lieu car son énergie est supérieure à 2.5 eV. Donc, les transitions interbandes possibles ont lieu entre le bas de la sous-bande de conduction et la bande de valence, de façon qu'elle ne dépasse pas 2.5 eV.
- La transition **2'** entre la deuxième sous bande de conduction et la bande de valence ne peut pas avoir lieu car sa valeur (4 eV) est supérieure aux énergies autorisées par le spectre mesuré (1.4 eV à 2.5 eV).
- Il y a aussi les transitions indirectes **5** ($X-\Gamma$) et **6** ($L-\Gamma$) entre la bande de conduction et la bande de valence. Si on se base seulement sur leurs gammes d'énergies et sur le comportement en température nous pourrions dire qu'elles sont responsables de l'émission en avalanche des DELs à base de GaAs. Mais les expériences d'irradiation montrent qu'il y a introduction d'un nouveau défaut qui déplace la transition **c** vers 1.41 eV, donc si les transitions **5** et **6** étaient possibles alors la transition **d** devrait se déplacer vers les basses énergies. Comme cet effet n'est pas observé, nous rejetons ces deux transitions **5** et **6**.

Sur la Fig. V- 7, nous avons superposé le spectre d'EL en avalanche à 10 mA et celui en polarisation directe à 1A. Les deux spectres ont des maxima d'intensité (**b** et **c**) à la même énergie, car la transition **b** s'est déplacée vers les grandes énergies suite au remplissage du bas de la première sous-bande de conduction en forte injection. Tout le spectre d'EL en direct à 1A est le résultat des transitions entre les porteurs chauds de la bande de conduction et les trous de la bande de valence (C-V). Mais ce spectre en direct ne contient pas de transition **d** à 1.95 eV contrairement au spectre d'EL en avalanche. Si tout le spectre d'EL en avalanche mesuré avait pour origine des transitions interbande (C-V) il aurait la même allure que le spectre d'EL en direct, qui est le résultat des recombinaisons entre les électrons du bas de la bande conduction et les trous de la bande de valence. Donc, nous pensons que le spectre d'EL en avalanche est la somme d'un spectre ayant un maximum à l'énergie de gap (même origine que le spectre en polarisation direct) et un autre spectre ayant un maximum à 1.95 eV. Par conséquent, les transitions **c** et **d** n'ont pas la même origine. Ce qui est confirmé par la température et l'effet d'irradiation :

- Quand on abaisse la température, le maximum **c** augmente en intensité et se déplace vers les grandes énergies, tandis que le maximum **d** baisse en intensité et reste constant en énergie. La baisse en intensité du maximum **d** est similaire à celle de l'EL des jonctions de Si polarisées en direct. **d** est probablement une transition inter-soubande de conduction indirecte dépendante de l'énergie du phonon. La transition **d** reste constante en énergie, car elle ne dépend peut être pas de la variation du gap en fonction de la température comme c'est le cas pour la transition **c**.
- En augmentant la dose d'irradiation aux neutrons, la transition **c** baisse en intensité pour disparaître à la fluence de 1×10^{15} n/cm² et donner naissance à une transition avec une énergie à 1.41 eV plus basse de 0.11 eV. La transition **d** baisse en intensité mais reste présente à la même énergie pour toutes les fluences de neutrons utilisées. Si la transition **d** avait la même origine que **c** elle dépendrait des niveaux introduits par l'irradiation et par conséquent elle se déplacerait vers les basses énergies comme la transition **c**.

Nous pensons que la transition **d** est une transition entre la deuxième sous-bande de conduction et le minimum de la première sous bande de conduction, cette transition est notée **3** (Fig. V- 16). La transition **3** a une valeur d'environ 2.5 eV qui correspond au maximum de notre spectre d'EL en avalanche mesuré. Cette transition peut avoir lieu à la suite d'une collision d'un électron chaud, placé par le fort champ électrique dans un niveau excité tel que la deuxième sous-bande de conduction, et un électron de la bande de valence; c'est une transition intrabande C-C assistée par phonon (C-C AP). Comme cette transition est indirecte et assistée par les phonons, elle baisse d'intensité lorsque la température diminue. La transition **3** baisse en intensité lorsque l'on augmente la fluence de neutrons car les électrons au minimum de la bande de conduction (l'état final de la transition **3**) sont capturés par les défauts introduits par l'irradiation près du minimum de la bande de conduction sans pour autant créer de nouvelles transitions comme c'est le cas pour les transitions bande à bande. Ce comportement de la transition **d** avec l'irradiation est différent de celui de l'EL en avalanche dans le cas du Si. Nous pensons que la dose de 1×10^{15} n/cm² est assez forte pour introduire des défauts près du minimum de la bande de conduction dans le GaAs contrairement à celle de 5×10^{13} p/cm² dans le cas du Si. Pour cette raison, nous avons examiné le comportement de la transition **d** avec la fluence de 1×10^{13} n/cm² (Fig. V- 17). Sur cette figure nous constatons que

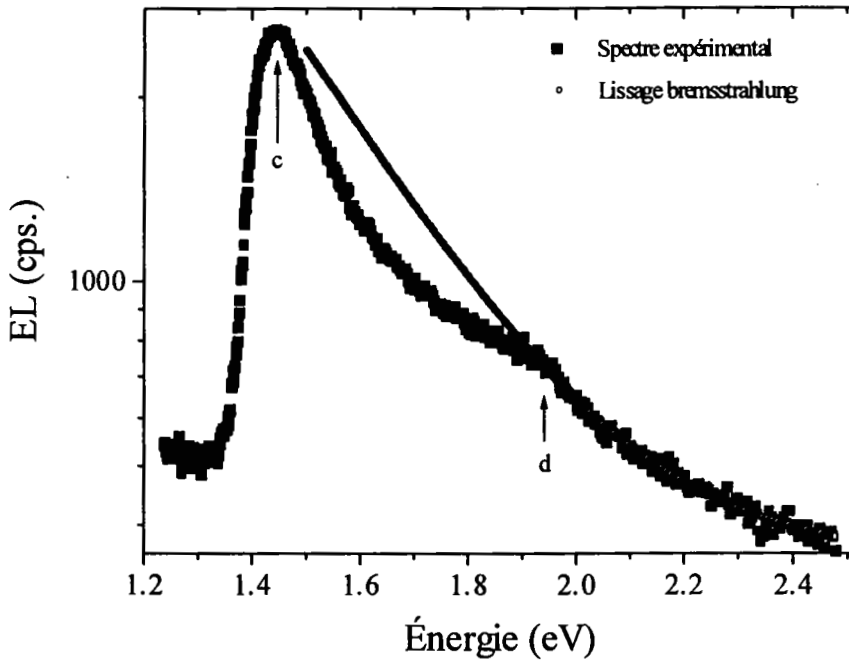


Fig. V- 15 : Lissage du spectre d'EL en avalanche par le modèle de bremsstrahlung.

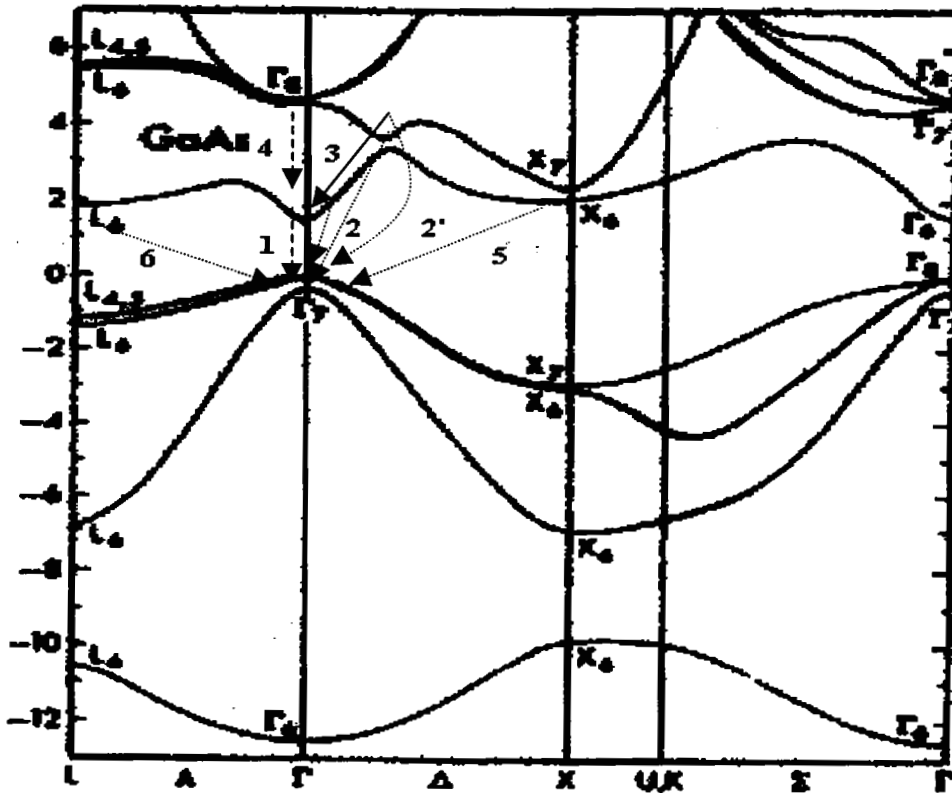


Fig. V- 16 : Structure de bande du GaAs [17] avec les différentes transitions pouvant donner naissance au spectre d'EL en avalanche du GaAs.

la transition **c** baisse en intensité avec l'apparition d'un nouveau pic à 1.41 eV tandis que la transition **d** n'a pratiquement pas changé d'intensité en comparaison avec la fluence de 1×10^{15} n/cm². En conclusion, durant le libre parcours moyen, l'électron peut faire des transitions intrabande C-C AI (bremsstrahlung) avant d'atteindre l'énergie d'ionisation nécessaire à la production de paire électron-trou. L'électron placé dans la sous-bande de conduction émet un photon en faisant des transitions intrabandes C-C AP avec le minimum de la bande de conduction. Nous croyons que l'émission correspondant aux énergies autour de la transition **d** est due principalement aux transitions intrabandes C-C AP, mais il peut y avoir en plus des transitions C-C AI. La seule transition C-C directe qui puisse exister est celle notée **4** sur la Fig. V- 16, mais elle est impossible car elle a une valeur (~ 4 eV) qui dépasse largement le maximum du spectre enregistré. Après les transitions intrabandes C-C AI et C-C AP, l'électron se trouve au minimum de la bande de conduction pour être accéléré de nouveau afin d'ioniser d'autres paires électron-trou ou bien pour faire des recombinaisons bande à bande, d'où la transition **c**.

5. Conclusion

L'émission en avalanche présente deux transitions optiques caractéristiques **c** et **d**. La transition **c** est du type bande à bande. L'énergie de la transition **d** est proche de celle émise par le Si en avalanche, elles ne possèdent pas le même comportement avec la température et l'irradiation. Dans les deux cas il semble que ce soit les transitions intrabandes C-C qui donnent naissance à l'émission de photons. L'état initial de la transition dans le Si et dans le GaAs se trouve dans les sous-bandes de conduction. L'état final dans le GaAs est affecté par la température et par l'irradiation contrairement au Si, mais dans les deux cas l'état final reste dans les bandes excitées.

L'EL dans le GaAs a permis de voir tout le chemin suivi par l'électron chaud de son état initial dans les sous-bandes de conduction jusqu'à la bande de valence. Il fait tout d'abord une transition **d** entre une bande excitée et le minimum de la bande de conduction, par la suite il fait une transition **c** entre le minimum de la bande de conduction et la bande de valence.

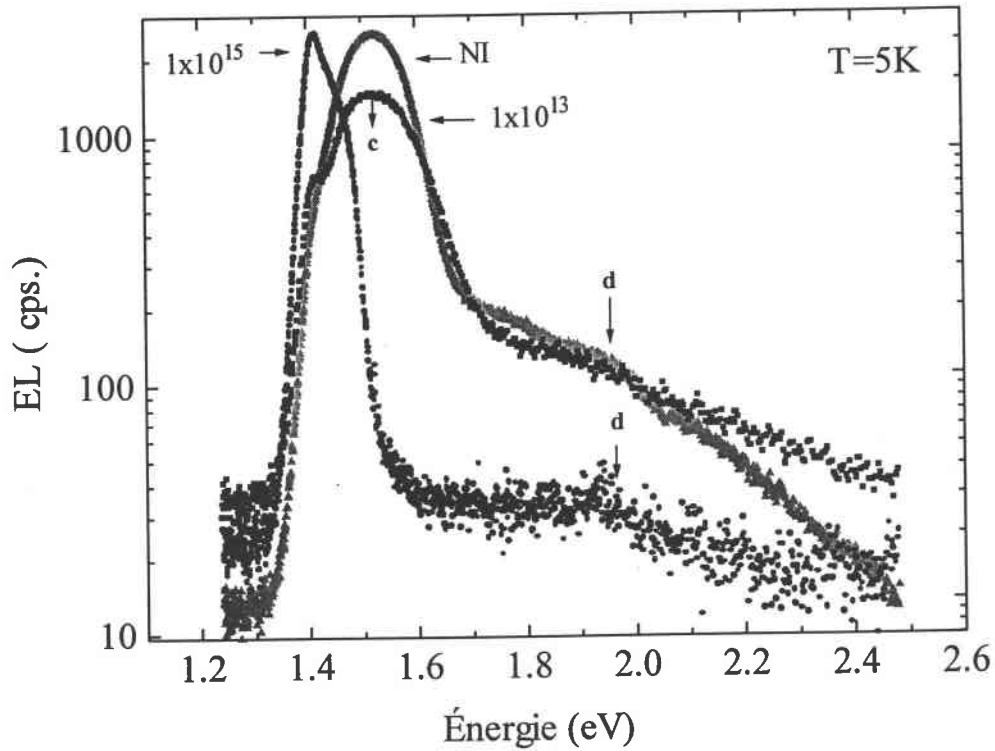


Fig. V- 17: Spectres d'EL des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche (10 mA), aux fluences de neutrons : NI, 1×10^{13} et 1×10^{15} n/cm². Représentation en échelle logarithmique.

Chapitre VI

Durée de vie de l'émission des jonctions à base de Si et de GaAs

1. Introduction

Après avoir étudié l'EL des jonctions à base de Si et de GaAs, nous avons remarqué que l'origine de l'émission en direct et en avalanche n'est pas la même. Pour cette raison, nous allons étudier la durée de vie des porteurs impliqués dans ces transitions, car nous nous attendons à une différence significative entre les deux régimes de polarisations.

2. Jonction E-B à base de Si

La température effective de l'électron chaud est l'un des paramètres les plus évalués dans le cas de l'émission en avalanche. Dans le cas des jonctions à base de Si, les valeurs de cette température effective varient entre 2000 et 7500 K suivant le champ électrique appliqué [10]; nous avons confirmé que la température est élevée. Ce paramètre montre qu'il s'agit bien de porteurs chauds, mais ne nous donne pas de renseignements sur la nature de la lumière émise. Nous avons alors pensé à mesurer la durée de l'émission. Ce paramètre de caractérisation donne plus d'informations, car il peut nous renseigner sur le temps nécessaire pour qu'un électron chaud relaxe et atteigne la température du réseau.

L'émission en avalanche des jonctions à base de Si est due, comme nous l'avons expliqué auparavant, aux transitions entre sous-bandes de conduction C-C. Afin d'estimer la durée de

vie, Toriumi *et al.* [43] ont considéré la variation d'énergie dans une région où le champ électrique est homogène; l'équation suivante est applicable à un système en équilibre:

$$\frac{d \langle E \rangle}{dt} = eFv - \frac{(\langle E \rangle - \langle E_0 \rangle)}{\tau} = 0 \quad (\text{VI. 1})$$

$\langle E \rangle$ est l'énergie moyenne de l'électron dans la région où le champ est fort,

$\langle E_0 \rangle$ est l'énergie moyenne de l'électron dans la région où le champ est faible,

F est le champ électrique appliqué,

v est la vitesse de l'électron,

e est la charge de l'électron,

τ est la durée de relaxation de l'énergie.

L'équation suivante est obtenue en supposant une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{3}{2} kT_e = \frac{3}{2} kT_0 + ev\tau F. \quad (\text{VI. 2})$$

La vitesse de l'électron étant saturée à 1×10^7 cm/s sous la condition du champ électrique considéré, on obtient :

$$T_e [K] = T_0 [K] + 0.77 \times 10^{11} \tau F. \quad (\text{VI. 3})$$

Nous avons déjà évoqué une relation de linéarité entre le champ électrique et la température de l'électron chaud dans le chapitre IV. Cette relation est vérifiée par l'équation VI. 3. Toriumi [43] a effectué des mesures de la température de l'électron chaud en fonction du champ électrique appliqué: il a trouvé une droite pour des champs électriques allant de 3×10^5 v/cm à 6×10^5 v/cm et des températures correspondantes de 1250 à 2000 K. De la pente de cette droite expérimentale, Toriumi a tiré de son modèle une durée de vie τ de 6×10^{-14} s. Malgré ce temps très court, la valeur expérimentale est limitée par les appareils et elle est inférieure à 3 ns

[37][61]. La durée de vie de l'électroluminescence étant très courte, Fairchild Semiconductor (1960) ont fabriqué des composants à base de Si à pulser la lumière pour les utiliser dans le calibrage des systèmes de détection d'événement nucléaires [61].

Nous avons mesuré la durée de vie de la lumière émise dans le mode de polarisation direct et dans le mode de polarisation inverse des jonctions E-B des transistors bipolaires à base de Si. Dans notre cas, nous mesurons la durée de vie de l'EL intégrée sans passer par un spectromètre pour sélectionner la longueur d'onde voulue.

2.1. Polarisation en direct

Les Figs. VI- 1 et VI- 2 montrent le signal d'EL des jonctions E-B polarisées en direct (10 mA et $V_{p-p} = 2$ V). Nous remarquons que la durée de vie enregistrée est de 2.8 μ s, ce qui est relativement long. Pourtant cette valeur est attendue car l'émission en polarisation directe est due aux recombinaisons des électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence à travers le gap indirect. Les transitions interbandes indirectes sont relativement longues, car la recombinaison à travers un gap indirect à besoin de l'énergie du phonon pour la conservation de la quantité de mouvement.

2.2. Polarisation en avalanche

Nous avons mesuré une valeur de la durée de vie en avalanche de 73 ns pour une polarisation de (5 mA et $V_{p-p} = 10$ V). Cette valeur est très inférieure à celle obtenue dans le régime direct, mais elle correspond au temps de réponse des appareils de mesure utilisés. Donc la durée de vie de l'émission en avalanche est inférieure à 73 ns ce qui la laisse toujours supérieure à 3 ns déjà mesurée [60] et à 6×10^{-14} calculée [43]. Il nous faut un appareillage très rapide pour faire de telles mesures. Toutefois, la durée de vie de l'émission en avalanche est très petite devant celle de l'émission en direct. Si les recombinaisons interbandes entre les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence étaient responsables de l'émission en avalanche, on aurait eu un temps de vie égal ou proche de celui de la polarisation en direct. S'il y avait plusieurs mécanismes impliqués tels que le modèle

interbande et intrabande, nous trouverions dans nos expériences des exponentielles rapides et d'autres lentes. Si les recombinaisons interbandes étaient responsables de l'émission dans une partie du spectre, on aurait eu au moins deux durées de vies dont une est longue correspondant aux recombinaisons interbandes. Donc, les mesures de durée de vie rejettent une fois de plus le modèle interbande proposé par Yamada, Obeidat et Akil.

Turvey et al.[48] et Rigby et al. [49] ont observé des spectres d'émission en avalanche dans les diodes ZnSe et ZnS respectivement. Ils ont interprété la lumière émise comme étant due aux transitions des électrons transférés aux vallées excitées de la bande de conduction vers la vallée centrale Γ (minimum de la bande de conduction). Ce type de transition conduit à un spectre d'émission large avec une limite supérieure correspondant à la séparation intervallée. Nous avons rappelé les travaux de ces auteurs car ils ont fait des mesures de durée de vie de leurs émissions. Leurs mesures de durée de vie étaient également limitées par le temps de réponse de l'appareillage utilisé. Rigby [49] a mesuré un temps inférieur à 35 ns. Ils ont trouvé ce temps court et l'ont attribué aux transitions non radiatives.

Dans le cas de nos jonctions à base de Si polarisées en avalanche, l'intensité de l'émission est indépendante de la température. Ce résultat suggère que les phonons ne soient pas impliqués dans les transitions responsables de cette émission. Par conséquent, nous proposons des transitions directes C-C telles que la transition **e** entre les sous-bandes 3 et 5 (2.5 eV) et la transition **b** entre Γ_1 et Γ_2 (3.1 eV). Il est probable que les transitions C-C AI et C-C AP puissent exister mais en quantité négligeable.

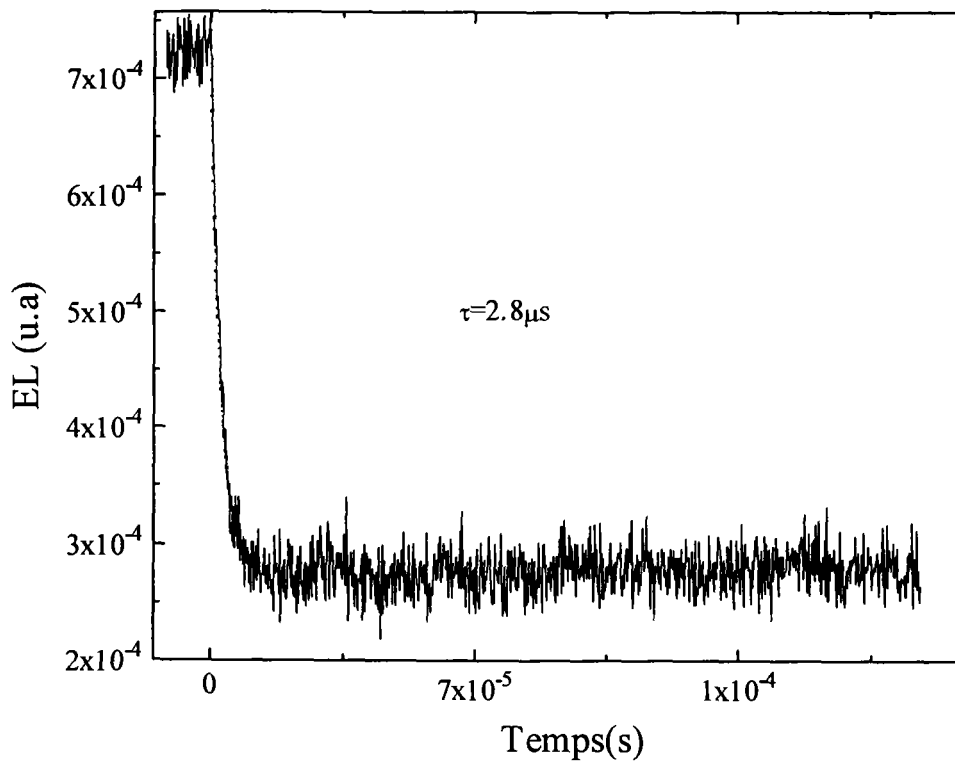


Fig. VI- 1: Signal d'EL résolue en temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en direct. Représentation en échelle linéaire.

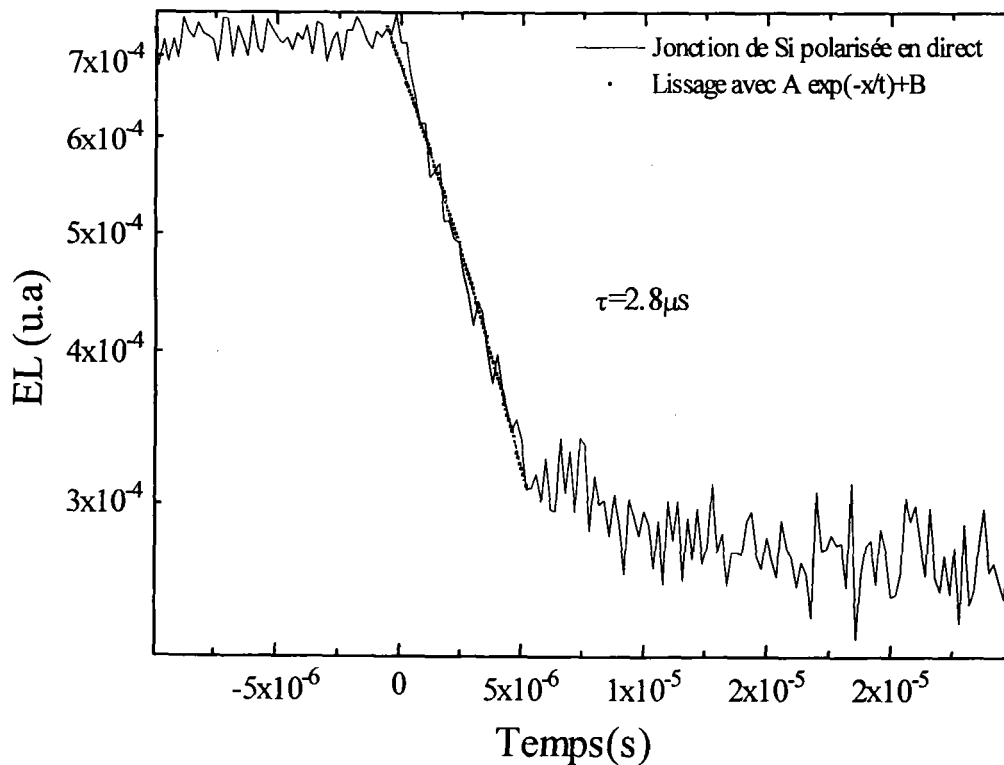


Fig. VI-2: Signal d'EL résolue en temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en direct. Représentation en échelle logarithmique.

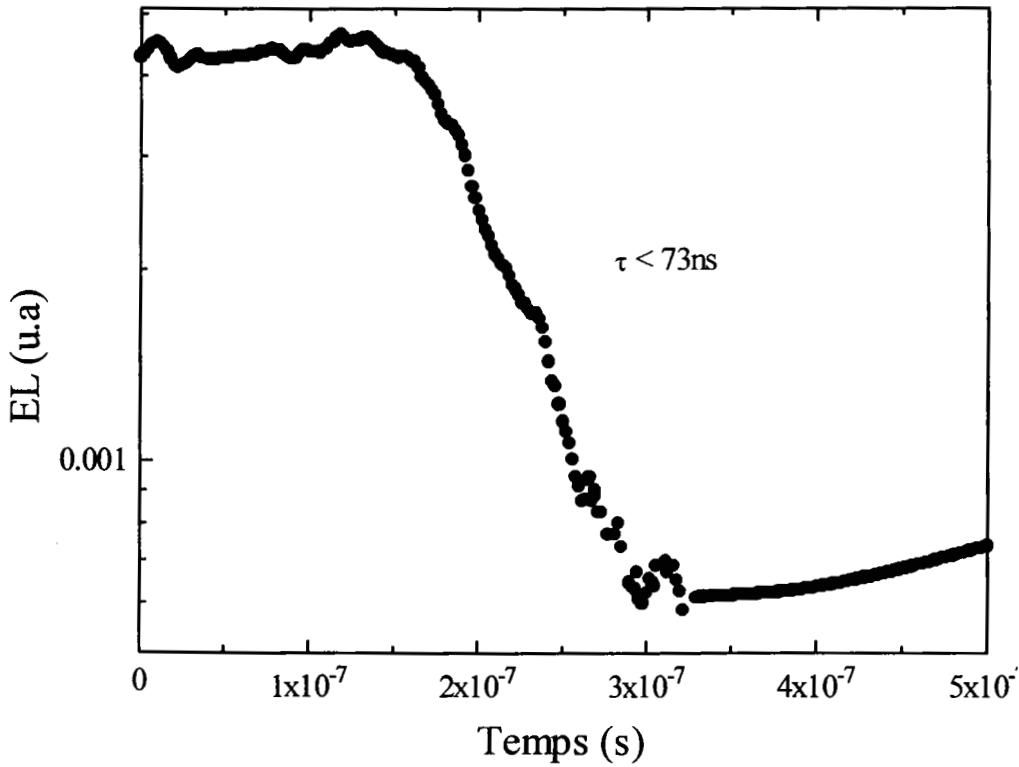
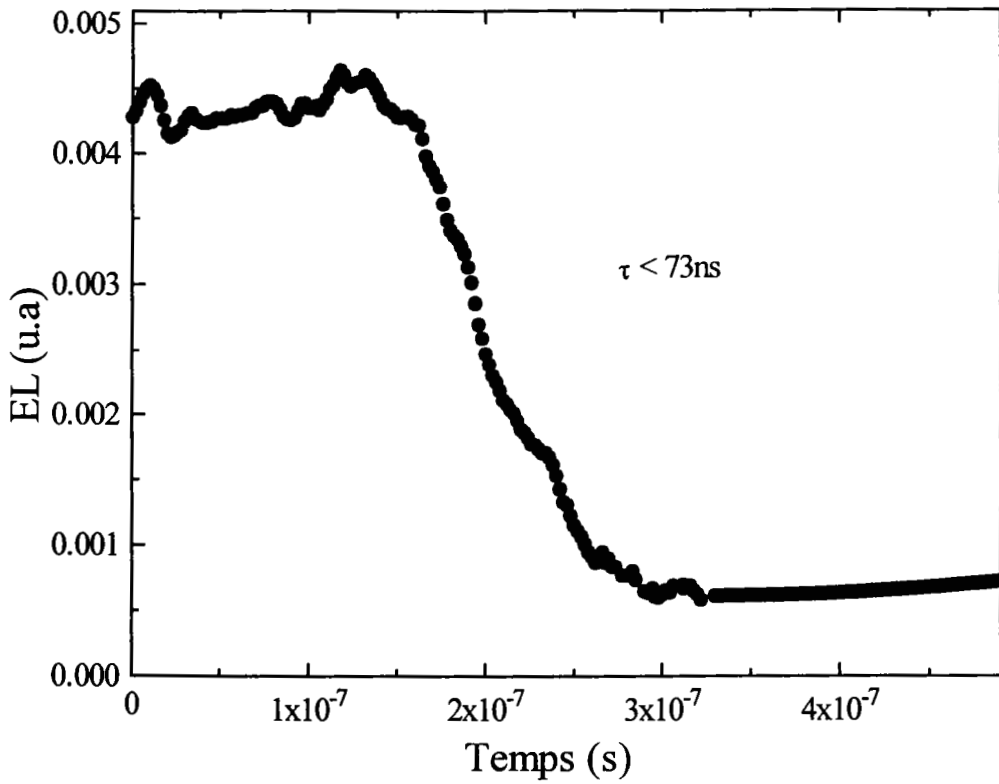


Fig. VI- 3: Signal d'EL résolue en le temps de la jonction E-B des transistors bipolaires (NPN) à base de Si polarisée en avalanche. La courbe inférieure est en échelle logarithmique.

3. Jonctions à base de GaAs

Le spectre d'émission des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche, contient deux transitions: **c** qui correspond à la transition bande à bande et **d** à 1.95 eV qui correspond à une transition entre sous-bandes de conduction (C-C). La transition **c** est très intense contrairement à la transition **d** qui est très faible. Lorsque l'on mesure la durée de vie de l'émission en avalanche des jonctions à base de GaAs avec notre détecteur PM3, le signal qui domine est donc celui qui vient des transitions bande à bande **c**.

Le spectre d'émission des jonctions de GaAs polarisées en direct ($I=1\text{ mA}$, $V_{p-p}=1\text{ V}$), contient les transitions bande à bande **b** et le signal fantôme **a** qui correspond à la réflexion du signal **b** dans la diode à cause des surfaces réfléchissantes. Ce signal dépend de l'angle d'émission et de la géométrie. Nous nous attendons à une durée de vie de la transition **b** comparable à celle de la transition **c** en avalanche car elles ont la même origine.

La Fig. VI- 4 montre l'intensité en fonction du temps d'une jonction à base de GaAs non irradiée polarisée en direct présentée en échelle logarithmique. Après avoir modélisé cette courbe de relaxation, nous trouvons deux valeurs de la durée de vie. Une durée brève correspondant à la transition **b** ($\tau_1=1.6\ \mu\text{s}$), une deuxième durée longue correspondant à la transition **a** ($\tau_2=18.3\ \mu\text{s}$). Cette dernière valeur dépend de la géométrie, de l'angle d'émission et de l'absorption dans le cristal, c'est à dire, la méthode de fabrication. Le pic **a** n'est pas présent dans tous les types de DELs de GaAs [59][30]. La Fig. VI- 5 montre un exemple de jonction à base de GaAs d'une autre série [62] dont le pic **a** est absent. La Fig. VI- 6 montre la mesure de la durée de vie lissée par une seule exponentielle. Cette exponentielle est courte ($0.95\ \mu\text{s}$) et correspond à la transition **b** du spectre de cette jonction.

La Fig. VI- 7 montre l'intensité en fonction du temps de notre jonction (GaAs OP 133) polarisée en avalanche ($I=10\ \text{mA}$, $V_{p-p}=10\text{V}$). La durée de vie est $2.54\ \mu\text{s}$, nous trouvons une valeur comparable à celle dans le cas de l'émission en direct. La durée de vie dépend du courant injecté dans la jonction, ce qui explique la différence entre les deux régimes de polarisation. Nous détectons la transition bande à bande dans les deux régimes de polarisation.

Donc une fois de plus nous montrons que la transition **c** du spectre d'émission des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche a la même origine que la transition **b** du spectre d'émission en direct. Ceci confirme que la transition **c** est une transition bande à bande (interbande). Nous sommes incapables de mesurer la durée de vie des transitions ayant des énergies supérieures à l'énergie du gap de GaAs telle que la transition **d**, car elles sont faibles en intensité. Même en isolant la transition **d** avec un filtre, nous sommes incapables de mesurer sa durée de vie en raison de sa très faible intensité.

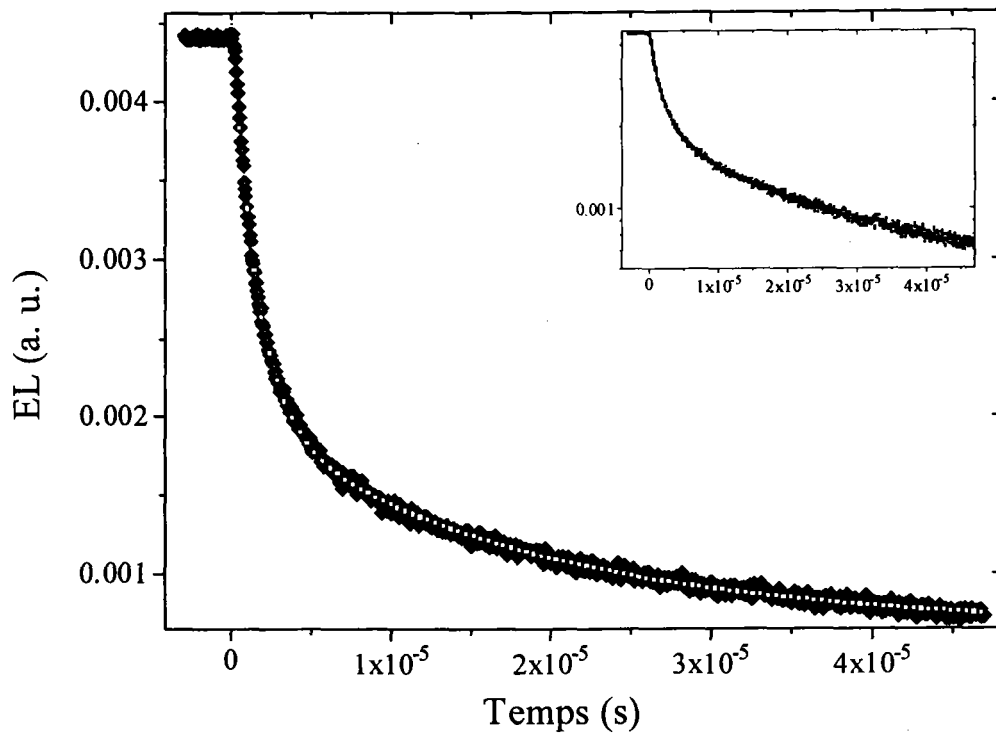


Fig. VI- 4: Signal d'EL résolue en temps de la jonction à base de GaAs polarisée en direct. Il y a deux durées de vie. La courbe insérée est en échelle semilogarithmique.

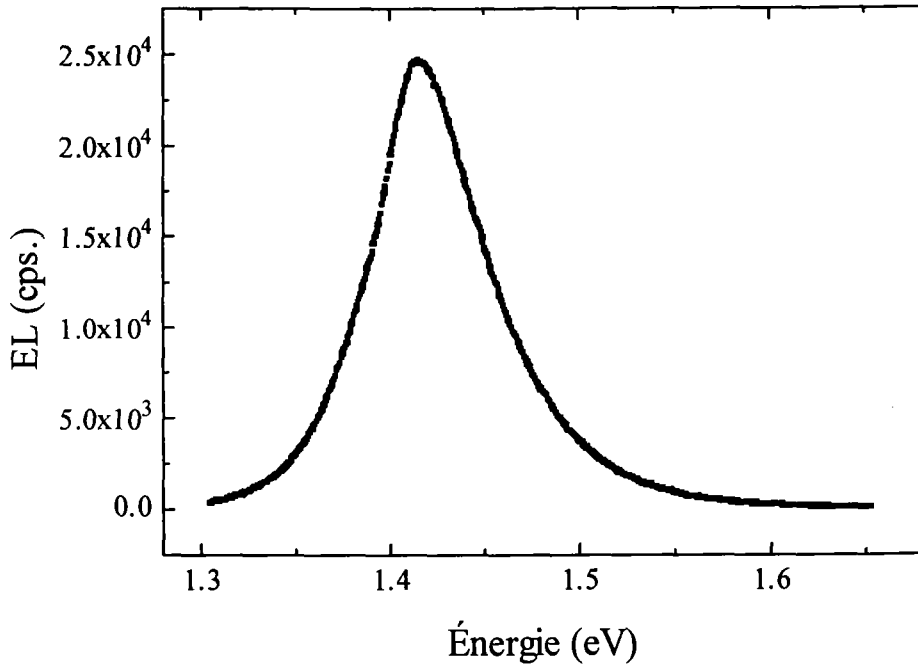


Fig. VI- 5: Spectre d'émission des jonctions à base de GaAs utilisé dans la référence [62] polarisée en direct. Il y a un seul pic qui correspond à la transition b.

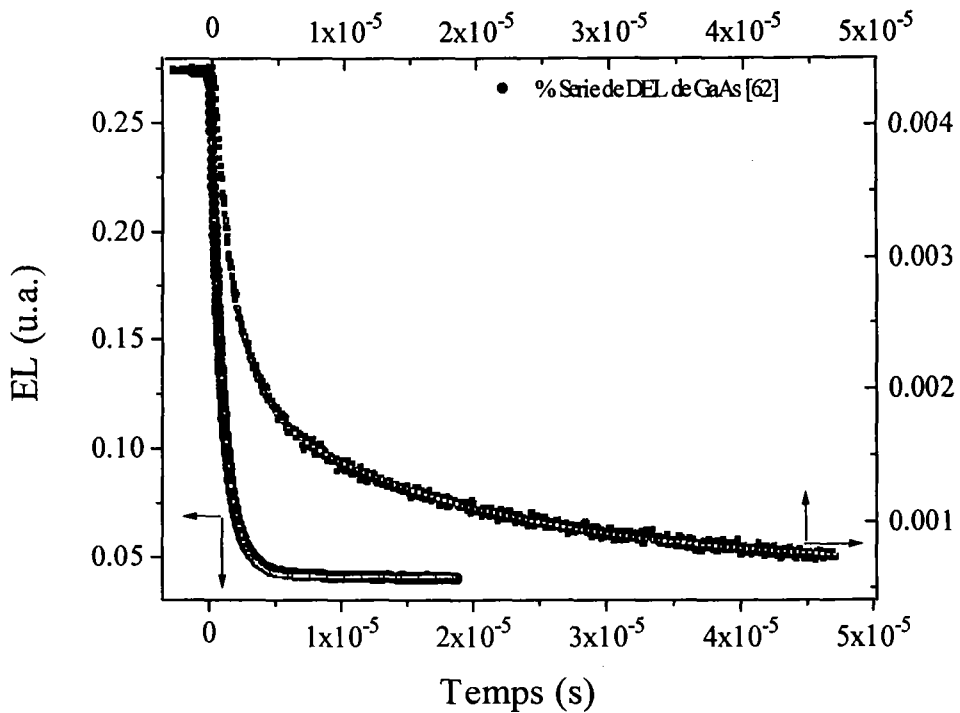


Fig. VI- 6: Signal d'EL résolue en temps de la jonction à base de GaAs [62] polarisée en direct, lissé avec une seule exponentielle donnant une durée de vie de $0.95\mu\text{s}$. Dans la même figure nous avons superposé la réponse temporelle de notre jonction OP 133 lissée avec deux exponentielles, sur chacune des courbes, le lissage est superposé en couleur blanche.

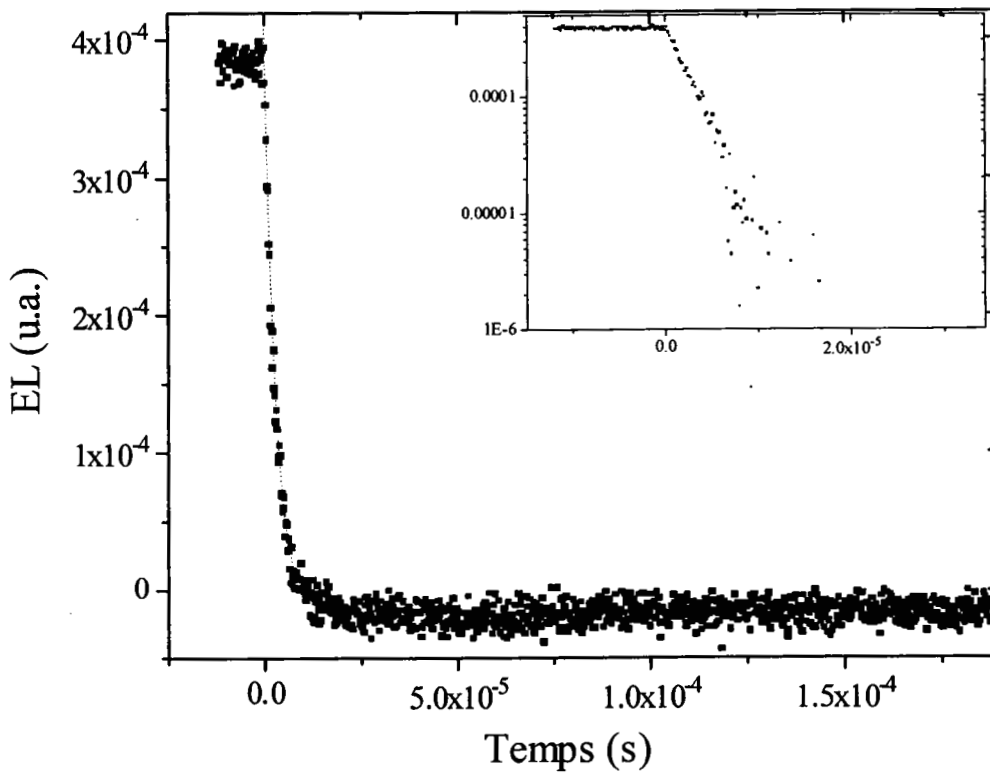


Fig. VI- 7: Signal d'EL résolu en temps d'une jonction à base de GaAs(OP 133) polarisée en avalanche. La courbe insérée est en échelle semilogarithmique.

Conclusion

Le but de ce travail de thèse était d'expliquer l'origine de la lumière émise en avalanche par les jonctions à base de Si et de GaAs. Dans le cas du Si, les mécanismes suivants ont été proposés pour expliquer l'émission en avalanche:

- (1) Recombinaison radiative des électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence (C-V) à travers le gap direct de Si ($E_g=3.2$), appelée transition interbande directe[6][11]. Ce mécanisme est rejeté car l'énergie de l'émission en avalanche est inférieure à celle du gap direct du Si [43][44].
- (2) Transition radiative entre la bande de valence des trous légers et la bande de valence des trous lourds (V-V), appelée transitions intrabandes (intra-valence bande). Ce mécanisme est aussi rejeté car il n'est valable que pour des énergies inférieures au gap indirect du Si [7].
- (3) Transition intrabande (C-C) assistée par impureté autrement dit: mécanisme de bremsstrahlung des porteurs chauds dans un champ de centres chargés de Coulomb [8]. Durant le parcours moyen, l'électron peut faire des transitions intrabandes assistées par impuretés. Ce modèle prédit une intensité qui augmente d'une façon monotone vers l'infrarouge ce qui n'est pas observé. Pour cette raison, le mécanisme de bremsstrahlung n'est pas le mécanisme dominant dans la partie du spectre étudiée.
- (4) Recombinaison radiative des électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence (C-V) à travers le gap indirect de Si ($E_g=1.1$), appelée transitions interbandes indirectes [6][10][11][38].
- (5) Transition des électrons entre sous-bandes de conduction ou dans la même sous-bande de conduction, appelée transitions intrabandes (intra-conduction bande) [44].

Nous avons commencé par vérifier si cette émission implique les transitions à travers le gap c'est à dire le modèle 4. Pour cela, nous avons introduit des défauts par irradiation, et

nous avons changé la population des porteurs en faisant varier la température. Nous avons étudié la dégradation des caractéristiques optiques suite à l'irradiation aux protons et aux gammas. Dans le régime de polarisation directe, nous avons remarqué une diminution de l'intensité d'émission en fonction de la dose d'irradiation, ceci est dû à l'introduction de défauts dans la structure micro-électronique. Par contre dans le régime de polarisation en avalanche, l'émission est insensible à la dose d'irradiation. Nous savons que l'émission en polarisation directe est gérée par la recombinaison interbande, donc l'émission en avalanche ne peut pas être expliquée par ce mécanisme. Nous avons également changé la population via la température. L'intensité du signal d'EL dans le régime direct diminue contrairement à l'EL en avalanche qui est insensible à l'effet de la température, ce qui confirme le résultat de l'irradiation à propos de la non-validité du modèle interbande. Nous rejetons donc le modèle 4.

Nos mesures sont plus consistantes avec le modèle 5. Après examen de la structure de bande, les transitions possibles sont:

- Soit entre les points Γ_1 et Γ_2 : cette énergie est de 3.1 eV.
- Transition **d** sur la Fig. IV- 10 que nous désignons par les extrema des sous bandes 3 et 5 : cette énergie est d'environ 2.5 eV.

La durée de vie de l'EL en avalanche des jonctions à base de Si mesurée dans le chapitre VI est brève ce qui correspond aux transitions directes (car la durée de vie des transitions intrabandes indirectes assistées par phonons est longue). Les transitions possibles sont donc : entre les points Γ_1 et Γ_2 , et aussi entre les extrema des sous bandes 3 et 5.

La modélisation de nos spectres expérimentaux, a permis de donner l'épaisseur de l'oxyde de passivation ($1.7 \mu\text{m} \pm 0.2\mu\text{m}$) et la température effective de l'électron chaud qui dépend du champ électrique appliqué (2000 à 7500 K).

Dans le but de vérifier la validité du modèle proposé, nous avons étudié l'EL des jonctions à base de GaAs. Le spectre d'EL en avalanche à la température ambiante contient la transition **c** à 1.44 eV qui est voisine de l'énergie du gap de GaAs (1.43 eV) et coïncide avec la transition **b** du spectre d'émission des jonctions polarisées dans le mode direct à un courant de 1A. Cette transition **c** est donc de nature bande à bande. Le spectre d'EL contient aussi le pic **d**

(1.95 eV) ayant une énergie plus grande que celle du gap (1.43 eV). Cette transition **d** (1.95 eV) correspond à une émission dans le jaune, exactement comme l'émission en avalanche des jonctions à base de Si.

Nous avons mené des études en température pour vérifier l'effet du changement du gap et de la population de porteurs sur les transitions **c** et **d**. Nous avons remarqué que la transition **c** se déplace vers les grandes énergies quand la température diminue ce qui correspond à la variation de l'énergie du gap avec la température. En ce qui concerne la transition **d**, elle chute en intensité quand la température diminue mais elle ne se déplace pas en énergie. Ceci montre que cette transition est de nature indirecte et par conséquent différente de **c**. Nous avons également vérifié l'effet de l'introduction de défauts par l'irradiation aux neutrons sur ces mêmes transitions **c** et **d**. L'effet de l'irradiation aux neutrons sur l'EL en avalanche des jonctions à base de GaAs a été étudié à la température de 5K. L'intensité de la transition **c** décroît, confirmant ainsi la création des états de recombinaisons non radiatifs introduits par l'irradiation. Nous avons observé que la fluence de neutrons de 10^{13} n/cm² ne baisse pas seulement l'intensité du signal mais qu'elle crée une nouvelle transition optique d'énergie 1.41 eV. Cette transition optique possède une énergie plus petite que celle du gap du GaAs. Ceci montre clairement que l'irradiation crée de nouveaux états dans le gap. La transition **d** chute en intensité quand on augmente la fluence d'irradiation mais elle ne se déplace pas vers les basses énergies avec création de nouvelle structure comme pour le cas de la transition **c**. Ceci montre que la transition **d** est affectée par l'existence des défauts qui captent les électrons près du minimum de la bande de conduction. Cette transition **d** n'implique pas le gap, sinon il y aurait apparition d'une nouvelle structure due aux transitions entre le niveau excité où se trouve l'électron chaud et le niveau du défaut introduit comme dans le cas de la transition **c**. Nous pensons que **d** est une transition entre la deuxième sous-bande de conduction et le minimum de la première sous bande de conduction. Ces expériences de température et d'irradiation ont montré que l'émission de la lumière à partir des jonctions à base de GaAs polarisées en avalanche dépend du changement de la température et des défauts contrairement aux jonctions de Si. Cette dépendance est due à l'état final de la transition **d** qui se trouve au minimum de la bande de conduction et qui est influencé par le changement de température et par l'introduction de défauts. Il est probable que l'état final du Si n'est pas au minimum de la

bande de conduction car il est insensible à ces paramètres. Donc l'émission dans le cas du Si est gérée par des transitions comme **e** entre les extremums des sous-bandes 3 et 5. Les transitions dans le cas d'émission en avalanche du Si et du GaAs sont similaires, c'est à dire qu'elle sont toutes les deux des transitions C-C.

Ces résultats sur le GaAs nous ont permis de vérifier les détails des transitions dans le modèle proposé : un fort champ électrique en inverse appliqué à la jonction de GaAs ou de Si, accélère un électron jusqu'à qu'il devienne énergétique (ou chauds) en occupant des niveaux excités de la bande de conduction. Ce dernier crée un autre électron par ionisation par impact en perdant de l'énergie qui se traduit par l'émission de photons d'où la transition **d** dans le cas du GaAs et la lumière jaune dans le cas du Si. Quand l'électron arrive au bas de la bande de conduction, il effectue une transition bande à bande. Cette dernière transition correspond à la transition **c** dans le cas du GaAs, mais elle est absente dans le cas du Si.

Après ces mesures spectrales nous avons réalisé des mesures temporelles. Tout d'abord dans le cas du Si, la durée de vie de l'EL en direct est plus longue que celle de l'EL en avalanche, ce qui montre que l'émission dans les deux régimes n'a pas la même origine. L'EL en avalanche est due aux transitions directes entre sous-bandes de conduction (C-C). Dans le cas du GaAs nous avons mesuré la durée de vie des transitions **c** et **b**. Nous avons trouvé qu'elles étaient comparables, ce qui confirme une fois de plus l'origine commune des deux transitions. Par contre nous n'avons pas pu mesurer la durée de vie correspondant à la transition **d**.

Il serait intéressant de mesurer exactement la durée de vie de l'EL dans les jonctions à base de Si, en utilisant un montage plus approprié et rapide. Il serait également intéressant de mesurer la durée de vie de la transition **d** dans le cas de GaAs. Cette mesure pourra, en effet confirmer l'origine de cette transition.

Références

- [1] M. H. Ludwig, "Optical Properties of Silicon-Based Materials: A Comparison of Porous and Spark-Processed Silicon", *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*, 21(4): 265-351 (1996).
- [2] D. Lockwood, "Light emission in silicon from physics to devices", Editor Volume D. Lockwood, *Semiconductors and semimetals*, Vol. 49, (1998).
- [3] R. Newman, "Visible Light from a Silicon p-n Junction", *Phys. Rev.* 100, 700-703 (1955).
- [4] W. Shockley, *Solid-State Electron*, Vol. 2, pp 35, 1962.
- [5] P. A. Wolff, "Theory of electron multiplication in silicon and germanium", *Phys. Rev.* 6, 1415-1418 (1954).
- [6] A. G. Chynoweth and K. G. McKay, "Photon Emission from Avalanche Breakdown in Silicon", *Phys. Rev.* 102, 369-376 (1956).
- [7] W. Haecker, "Infrared radiation from breakdown plasma in Si, GaSb, and Ge: Evidence for direct free hole radiation", *Phys. Stat. Sol.(a)* 25, 301-305 (1974).

- [8] T. Figielski and A. Torun, "On origin of light emitted from reverse biased p-n junctions", Proc. Int. Conf. Phys. Semic., Exeter, pp. 863-868 (Pergamon Press, London, 1962).
- [9] N. C. Das and B. M. Arora, "Luminescence spectra of an n-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistor at breakdown", Appl. Phys. Lett. 56 (12), pp. 1152-1153 (1990).
- [10] A. T. Obeidat, Z. Kalayjian, A. G. Andreou, and J. B. Khurgin, "A model for visible photon emission from reverse-biased silicon p-n junction", Appl. Phys. Lett. 70(4), 470-471 (1997).
- [11] N. Akil, S. E. Kerns, D. V. Kerns, A. Hoffmann, and J-P. Charles, "Photon generation by silicon diode in avalanche breakdown", Appl. Phys. Lett. 73 (7), pp. 871-872 (1998).
- [12] K. Hublitz and S A Lyon, "Light emission from hot carriers in Si MOSFETs", Semicond. Sci. Technol. 7, B567-B569 (1992).
- [13] S. Aboujja, C. Carlone, J. P. Charles, and A. Houdayer, "The effects of 3MeV proton and cobalt 60 gamma irradiations on light emission in silicon p-n junctions", Oral Presentation ,Conference IEEE Nuclear and space Radiation Effects Conference, Newport Beach, Cal., July 1998.
- [14] S. Aboujja, C. Carlone, J. P. Charles, and A. Houdayer, "The effects of 3MeV proton and cobalt 60 gamma irradiations on light emission in silicon emitter-base bipolar junctions", IEEE Transactions on Nuclear science, Vol. 45, NO. 6, pp 2813-2819 (December 1998).

- [15] F. Bassani and G. P. Parravicini, "Electronic states and optical transitions in solids", Volume 8, International series of monographs in the science of the solid state, General editor : B. R. Pamplin.
- [16] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons, New York. London. Sydney. Toronto. 1969.
- [17] James R. Chelikowsky and Marvin L. Cohen, "Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors", Phys. Rev., Vol. 14, No. 2, pp. 556-582, July 1976.
- [18] Joseph R. Srouf and James M. McGarrity "Radiation Effects on Microelectronics in Space", Proceedings of the IEEE, Vol 76, No 11, pp 1443-1468, November 1988.
- [19] C. T. Sah, "Effect of surface recombination and channel on p-n junction and transistors characteristics", IRE Transactions on Electron Devices, ED- 9, pp. 94-108). Jan. (1962).
- [20] R. J. Stirn, "Junction characteristics of silicon solar cells", Proc. 9th IEEE Photovoltaic Specialists conf., Silver Spring, Maryland, pp. 72-82, May 2-4, (1972).
- [21] F. Fabre, "MIS solar cells", Applied Phys. Letters 29/9, pp. 607-610, (1976).
- [22] S. Chou, "An investigation of lateral transistors-D. C. characteristics", Solid State Electronics, 14/9, pp. 811-826, (1971).
- [23] A. Nussbaum, "Generation-recombination characteristic behavior of silicon diodes", Phys. Stat. Sol. (a), pp. 441-450, (1973).

- [24] J. P. Charles, G. Bruguier, P. Mialhe et R. Ruas, "Effet de l'Irradiation par des Électrons sur la distribution des défauts dans des photopiles solaires destinées au spatial", *Annales de Physique*, Vol. 14, pp 329-34, Décembre 1989.
- [25] J. R. Hausser, "Threshold energy for avalanche multiplication in semiconductors", *Journal of Applied Physics*, V. 37, N^o 2, pp. 507-509, Février (1966).
- [26] T. P. Pearsall, "The band structure dependence of impact ionization by hot carriers in semiconductors : GaAs", *Solid-State Electronics*, V. 21, pp. 297-302, (1978).
- [27] R. A. Logan, A. G. Chynoweth, and B. G. Cohen, "Avalanche Breakdown in Gallium Arsenide p - n Junctions", *Phys. Rev.*, Vol. 128, pp-2518, 1962.
- [28] M. H. Pilikan, "Avalanche Breakdown in GaP", *J. Appl. Phys.*, Vol. 40, No. 8, pp. 3162-3170, July 1969.
- [29] J. I. Pankove, "Optical process in semiconductors", Dover Publications, Inc. New York.
- [30] A. E. Michel, M. I. Nathan, and J. C. Marinace, "Light Emission from Reverse Biased GaAs and InP p - n Junctions", *J. Appl. Phys.*, Vol. 35, No. 12, pp. 3543-3547, 1964.
- [31] H. Ohyama, J. Vanhellefont, E. Simoen, C. Claeys, Y. Takami, K. Yoshimoto, H. Sunaga, and K. Kobayashi, "Substrate effects on the degradation of irradiated Si diodes", *Radecs*, 72-79 (1995).
- [32] K. Misiakos, J. S. Park, A. Neugroschel, and F. A. Lindholm, "Characterisation of Bipolar Devices by Steady State and Modulated Electroluminescence", *Solid-State Electronics*, Vol. 33, No. 5, pp. 561-563 (1990).

- [33] A. Goetzberger and C. Stephens, "Voltage Dependence of Microplasma Density in p-n Junctions in Silicon", *J. Appl. Phys.* Vol. 32, No. 12, pp. 2646-2650 (Dec 1961).
- [34] T. C. Ong, K. W. Terrill, S. Tam, and C. Hu, "Photon Generation in Forward-Biased Silicon p-n Junctions", *IEEE Electron device letters*, EDL-4 (12), pp. 460-462 (1983).
- [35] J. R. Haynes and W. C. Westphal, "Radiation Resulting from Recombination of Holes and Electrons in Silicon", *Phys. Rev.*, Vol. 101, No. 6, pp. 1676-1678 (March, 1956).
- [36] N. Akil, S. E. Kerns, D. V. Kerns, A. Hoffmann and J. P. Charles, "A multimechanism model for photon generation by silicon junctions in avalanche breakdown", *IEEE Trans. Elec. Dev.*, v. 46, No. 5, pp. 1022-1027, (1999).
- [37] J. Kramer, P. Seitz, E. F. Steigmeier, H. Auderset and B. Delley, "Light-emitting devices in industrial CMOS technology", *Sens & Actuat. A*, 37-38, 527-533 (1993).
- [38] S. Yamada and M. Kitao, "Recombination radiation as possible mechanism of light emission from reverse-biased p-n junctions under breakdown condition", *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 4555-4559 (1993).
- [39] R. Swanepoel, "Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon", *J. Phys. E: Sci.Instrum.*, Vol. 16, pp. 1214-1222 (1983).
- [40] R. Swanepoel, "Determination of surface roughness and optical constants of inhomogeneous amorphous silicon films", *J. Phys. E: Sci.Instrum.*, Vol. 17, pp. 896-903 (1984).

- [41] A.E. Kenneth, D. K. Misemer, and G. D. Vernstrom, "Optical parameters of absorbing semiconductors from transmission and reflection", *Applied Optics*, Vol. 26, No. 2, pp. 294-299 (1987).
- [42] H. A. Kramers, "On the Theory of X-Ray Absorption and of the Continuous X-Ray Spectrum", *Phil. Mag.* 46, 836 (1923).
- [43] A. Toriumi, M. Yoshimi, M. Iwase, Y. Akiyama and K. Taniguchi, "A study of Photon Emission from n-Channel MOSFET'S", *IEEE Trans. On Elec. Dev.*, Vol. ED-34, No. 7, (1987).
- [44] J. Bude, N. Sano and A. Yoshii, "Hot-carrier luminescence in Si", *Phys. Rev B* **45**, 5848-5856 (1992).
- [45] M. Shur, "Physics of semiconductor devices", Prentice hall series in solid state physical electronics, Nick Holonyak, Jr., Series Editor.
- [46] J. Shewchun and L. Y. Wei, "Mechanism for reverse-biased breakdown radiation in p-n junctions", *Solid.-State Electron.* No. 8, pp. 485-493 (1965).
- [47] J. Yamashita and K. Inoue, "Hot Electron in N-Type Germanium", *Phys. Chem. Solids Pergamon Press*, Vol. 12, pp. 1-12 (1959).
- [48] K. Turvey and J. W. Allen, " Light emission from hot electrons in zinc selenide", *J. Phys. C: Solid State Phys.*, V. 6, pp. 2887- 2897, (1977).

- [49] N. E. Rigby and J. W. Allen, "Light emission from hot electrons in zinc sulphide", *J. Phys. C: Solid State Phys.*, V. 21, pp. 3483-3494, (1988).
- [50] C. Cohen-Tannodji, J. Dupond-Roc and G. Gynberg, "Processus d'interaction entre photons et atomes" Savoirs Actuels, InterEditions/ Editions du CNRS, (1988)
- [51] J. Chen, G. B. Gao, D. Huang, J. I. Chyi, M. S. Ünlü, and H. Morkoç "Photon emission from avalanche breakdown in the collector junction of GaAs/ AlGaAs heterojunction bipolar transistors" *Appl. Phys. Lett.*, V. 55 (4), pp. 374-376, (1989).
- [52] H. P. Zappe and D. J. As, "Mechanisms for the emission of visible light from GaAs field-effect transistors", *Appl. Phys. Lett.* 57, pp. 2919-2921 (1990).
- [53] H. P. Zappe, "Hot-electron electroluminescence in GaAs transistors", *Semicond. Sci. Technol.* 7, pp. 391-400, (1992).
- [54] R. Ostermeir, F. Koch, H. Brugger, P. Narozny, and H. Dämbkes, "Hot carrier light emission from GaAs HEMT devices", *Semicond. Sci. Technol.* 7, pp. B564-B566, (1992).
- [55] L. A. Kosyachenko, "Hot-carrier optical emission in semiconductor diodes" *Semicon. Sci. Technol.*, V. 9, pp. 662-665, (1994).
- [56] P. Cova, R. Menozzi, M. Pavesi, M. Manfredi and F. Fantini, "On the correlation between drain and gate currents and light emission in GaAs PHEMTs biased in the impact ionization regime", *J. Phys. D: Appl. Phys.*, V. 31, pp. 276-281, (1998).

- [57] S. Aboujja, C. Carlone, J. P. Charles, and S. Khanna, "Avalanche breakdown light emission in GaAs diodes and neutron radiation effects", Oral Conference Presentation : IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference, Norfolk, VA, July 1999.
- [58] A. Jorio, "Effets de l'Irradiation sur l'Arseniure de Gallium Dopé au Silicium de Type N : Observation Optique de la Lacune de Gallium", thèse de Doctorat, Département de physique, Université de Sherbrooke, (1995).
- [59] M. Gershenzon, "Radiative Recombination in the III-V Compounds", Semiconductors and Semimetals "Physics of III-V Compounds", Edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, Chap.13, Vol 2 (1966).
- [60] Both Carr et al., cité par M. Gershenzon dans la référence [59].
- [61] L. J. Kabell and C. J. Pecoraro, "Silicon avalanche light sources for photographic data recording", dans J. T. Tippett (ed.), Optical and electro-optical Information Processing, MIT Press, Boston, MA, 1968, pp. 707-714.
- [62] A. L. Barry, A. J. Houdayer, P. F. Hinrichsen, W. G. Letourneau, and J. Vincent, "Lifetime damage constants in GaAs for 1-500 MeV protons", IEEE Nucl. Space Rad. Effects Conference, NSREC, Madison Wis., July, 1995.