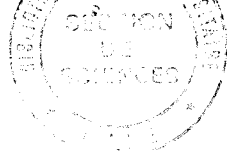


N° d'ordre : 308

50376  
1989  
55



50376  
1989  
55

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour l'obtention d'un

**DOCTORAT**

**Spécialité : Sciences des Matériaux**

par

**Eric DEPRAETERE**

**PROPRIETES OPTIQUES DE DISLOCATIONS  
DANS GaAs.  
CONSEQUENCES SUR LA PHOTOPLASTICITE ET LES  
PHENOMENES DE DEGRADATION.**

**Soutenu le 26 janvier 1989 devant la Commission d'Examen**

Président :	M.	E.	CONSTANT	Professeur, USTL Flandres Artois
Rapporteurs :	M.	J.	PHILIBERT	Professeur, Université de Paris XI
	M.	M.	BROUSSEAU	Professeur, INSA Toulouse
Directeur de thèse :	M.	J.L.	FARVACQUE	Professeur, USTL Flandres Artois
Examineurs :	M.	J.W.	STEEDS	Professeur, Université de Bristol
	M.	M.	BENSOUSSAN	Ingénieur, CNET Bagneux
	M.	D.	VIGNAUD	Chargé de recherches, USTL Flandres Artois

A MES PARENTS,

## REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée au laboratoire de Structure et Propriétés de l'Etat solide (UA 234) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille.

Je tiens à préciser que j'ai bénéficié d'un encadrement remarquable apporté par Dominique Vignaud et Jean-Louis Farvacque. Je remercie tout particulièrement Dominique pour son soutien constant et l'amitié qu'il m'a témoigné tout au long de ce travail. Je suis très reconnaissant envers Jean-Louis Farvacque pour la sympathie et la confiance qu'il m'a toujours portée et pour sa compétence et son enthousiasme qui ont permis l'aboutissement de ce travail.

J'exprime toute ma gratitude envers Monsieur le Professeur E. Constant qui a accepté la présidence du jury de cette thèse.

Je suis très sensible à l'intérêt que Monsieur le Professeur M. Brousseau et Monsieur le Professeur J. Philibert ont porté à ce travail en acceptant d'être rapporteur de ce mémoire. Qu'ils trouvent ici l'expression de mes plus vifs remerciements.

Je remercie Monsieur le Professeur J. W. Steeds et Monsieur M. Bensoussan pour leur participation à ce jury.

Je tiens particulièrement à souligner l'aide que m'a apporté Mademoiselle B. Sieber pendant ce travail. Je lui en suis très reconnaissant.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide décisive et amicale de nombreuses personnes du laboratoire et de l'université ainsi que celle de mes amis: J. F. Dhénin, J. Di Persio, J. C. Doukhan, Y. Druelle, P. François, A. Lefebvre, J. L. Lorriaux, Y. Odou, C. Ringeval et P. Carton, C. et P. Cordier, C. De Meerschman. Je les en remercie sincèrement.

## SOMMAIRE

Introduction

Première Partie: Etude en photoluminescence d'échantillons d'arséniure de gallium plastiquement déformés.

A: Propriétés plastiques et électroniques de l'arséniure de gallium.

1: Propriétés plastiques.

a: Structure cristallographique

b: Dislocations dans les composés III-V

2: Propriétés électroniques de GaAs (bandes d'énergie)

B: Niveaux profonds associés aux dislocations.

1: Modèle théorique

a: Structure électronique

b: Statistique d'occupation des niveaux

2: Revue bibliographique

C: Techniques expérimentales: photoluminescence et déformation plastique.

1: Photoluminescence

a: Recombinaisons dans les semiconducteurs

b: Luminescence dans GaAs

c: Dispositif expérimental

2: Monocristaux utilisés: préparation et déformation

D: Bandes de photoluminescence associées à la déformation plastique.

1: Bande associée aux dislocations

2: Bande E = 1,42 eV

Références (1<sup>ère</sup> partie)

Deuxième Partie: Photoplasticité dans GaAs et phénomènes de dégradation dans les hétérostructures GaAlAs-GaAs

A: Etude bibliographique: photoplasticité et dégradation.

B: Processus expérimental

1: Préparation des échantillons

2: Montage (photoplasticité et dégradation)

3: la cathodoluminescence

C: Résultats et discussion

1: Résultats expérimentaux

a: Hétérostructure GaAlAs-GaAs

b: Photoplasticité

2: Discussion

Références (2<sup>ème</sup> partie)

Conclusion

Annexe A: Calcul du rayon de collection des paires électron-trou.

Annexe B: Résolution de l'équation de la chaleur

## INTRODUCTION

Les composés III-V tels l'Arséniure de gallium sont appelés à devenir les matériaux de base de l'optoélectronique. Leurs propriétés optiques (gap direct) et électroniques permettent de réaliser des détecteurs et des émetteurs optoélectroniques très performants.

La qualité (performances, durée de vie) des composants fabriqués à partir des composés III-V est fortement liée à la concentration de défauts introduits lors de la croissance (essentiellement des impuretés) mais également au cours du fonctionnement (défauts intrinsèques: dislocations, défauts ponctuels). Ainsi l'intensité de luminescence émise par les dispositifs optoélectroniques tend à diminuer au cours du fonctionnement.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés à la génération pendant le fonctionnement de défauts responsables de la dégradation des propriétés optiques de dispositifs optoélectroniques (diodes, laser...). L'apparition et le développement de zones non luminescentes ( nommées lignes noires ou Dark Line Defect) sont responsables de la diminution de l'intensité de luminescence. Ces lignes noires sont orientées suivant deux directions cristallographiques :  $\langle 100 \rangle$  et  $\langle 110 \rangle$ . P. Petroff et al. [1] ont étudié la structure de ces lignes en microscopie en transmission. Elles sont composées de vastes réseaux de dislocations organisées en boucles et dipôles géants. Ces réseaux se développent uniquement sous flux lumineux. Il est possible de créer ce type de défauts dans de simples hétérocouches GaAlAs-GaAs en irradiant avec un faisceau laser [2]. Ceci montre que le développement de ces réseaux de dislocations est une conséquence des propriétés de photoplasticité de l'arséniure de gallium.

Dans GaAs, une excitation optique ou électronique accroît la mobilité des dislocations. Deux modèles ont été proposés pour interpréter cet effet: P. Haasen [3] et P. B. Hirsch [4] supposent que la lumière modifie l'état de charge des décrochements présents sur la dislocation et facilite ainsi leur propagation. K. Maeda [5] développe un modèle fondé sur un apport d'énergie à la dislocation par les recombinaisons de paires électron-trou excitées par la lumière. La compréhension des phénomènes photoplastiques nécessite de connaître les propriétés optiques et électroniques des dislocations et en particulier de déterminer si les dislocations introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Les nombreuses études entreprises à ce sujet montrent que les dislocations introduisent des niveaux d'énergie mais aucune ne détermine précisément la position de ces niveaux dans la bande interdite. En particulier, les études de photoluminescence n'ont pas permis de mettre en évidence un niveau d'énergie associé aux dislocations à cause du caractère non radiatif des recombinaisons induites par celles-ci. Seuls K. Sumino et al. [6] ont montré qu'un niveau d'énergie induisant des transitions radiatives apparaît après déformation plastique. Avant d'aborder les études de photoplasticité dans GaAs et de dégradation dans les hétérostructures, nous avons tenté de déterminer la position dans la bande interdite des niveaux d'énergie associé aux dislocations. Dans le prolongement de l'étude de K. Sumino, nous avons utilisé la photoluminescence pour caractériser le niveau d'énergie apparaissant après déformation plastique. Cette technique présente l'avantage d'être sensible à une faible concentration de centres mais nécessite que le défaut étudié induise des transitions radiatives.

Dans la première partie de ce mémoire, nous présentons l'étude de photoluminescence d'échantillons plastiquement déformés.

Dans le premier chapitre, nous rappelons les principales propriétés plastiques et électroniques de l'arséniure de gallium



massif.

Au deuxième chapitre, nous présentons une revue bibliographique des études (modèles et mesures) consacrées aux niveaux profonds associés aux dislocations. Nous développons un modèle simple qui montre que les dislocations sont susceptibles d'introduire des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Nous exposons également les résultats de calculs plus complexes qui concluent à la présence de niveaux d'énergie donneurs et accepteurs dans la bande interdite associés aux dislocations. Nous rappelons la statistique d'occupation des niveaux d'énergie associés aux dislocations. Ensuite, nous présentons une revue bibliographique des mesures expérimentales obtenues à partir de différentes techniques (mesures galvanomagnétiques, DLTS, absorption, photoluminescence, RPE...). Cette revue bibliographique met en évidence la multiplicité et le manque de cohérence des résultats. Le troisième chapitre est consacré aux techniques expérimentales: la photoluminescence et la déformation plastique.

Dans le dernier chapitre de cette première partie, nous exposons et discutons les résultats obtenus sur les échantillons plastiquement déformés:

- Mise en évidence d'une bande de photoluminescence polarisée reliée aux dislocations et proposition d'un diagramme de configuration pour le niveau d'énergie associé, calculé à partir des résultats de photoluminescence et des mesures galvanomagnétiques de D. Ferré [7].

- Mise en évidence d'une nouvelle bande de photoluminescence non polarisée associée aux défauts ponctuels créés par déformation plastique.

La première partie de ce travail nous a permis de mieux comprendre les propriétés optiques et électroniques des dislocations dans l'arséniure de gallium massif. Dans la deuxième partie, nous tentons de définir le rôle des dislocations dans les

mécanismes de dégradation des hétérostructures lasers. Le développement des défauts responsables de la dégradation étant une conséquence des propriétés de photoplasticité de l'arséniure de gallium, nous avons mené en parallèle une étude sur l'interaction photon-dislocation dans le matériau massif.

Le premier chapitre est une revue bibliographique des principaux modèles de photoplasticité développés et des différentes études expérimentales consacrées à la dégradation des hétérostructures lasers.

Le deuxième chapitre est consacré à la préparation des échantillons et à la présentation des techniques expérimentales utilisées pour créer les défauts (banc de dégradation) et les caractériser (cathodoluminescence).

Dans le troisième chapitre, nous énonçons puis discutons les faits expérimentaux observés. L'étude de la dégradation des hétérostructures nous permet de définir les conditions nécessaires et la chronologie du développement des deux types de défauts responsables de la chute de l'intensité de luminescence. L'étude de photoplasticité montre une différence de mobilité des dislocations sous irradiation lumineuse suivant le dopage de l'échantillon. L'ensemble des propriétés observées est interprété par le modèle schématique de niveaux d'énergie associés aux dislocations déjà proposé par K. Maeda [5] que nous complétons en précisant le caractère radiatif ou non radiatif des transitions associées aux dislocations. Nous suggérons alors que le niveau d'énergie associé aux dislocations mis en évidence dans la première partie de ce travail est identique au niveau accepteur décrit dans le modèle de K. Maeda [5].

- Références :
- [1] P.Petroff, R.L.Hartman  
Appl.Phys.Lett. 23 (1973) p.1969
  - [2] P.Petroff, W.D.Johnston, R.L.Hartman  
Appl.Phys.Lett. 25 (1974) p.226
  - [3] P.Haasen  
J.de Physique 40 (1979) p.c6-111
  - [4] P.B.Hirsch  
J.de Physique 42 (1981) p.c3-149
  - [5] K.Maeda  
Dislocations in solids, Yamada science  
foundation (1985) University of Tokyo press  
p.45
  - [6] K.Sumino, M.Suezawa  
Japan J. of Appl Phys. 25 (1984) p.533
  - [7] D.Ferré  
Thèse Lille

PREMIERE PARTIE :

PROPRIETES ELECTRONIQUES  
ET OPTIQUES  
DES DISLOCATIONS.

A: Propriétés plastiques et électroniques de l'Arséniure de Gallium

1: Propriétés plastiques

a: Structure cristallographique

Les composés III-V tels que l'arséniure de gallium cristallisent dans la structure sphalérite qui est similaire à la structure diamant. Le réseau est cubique faces centrées. L'atome de gallium occupe la position  $(0,0,0)$  et l'atome d'arsenic la position  $(a/4, a/4, a/4)$  (fig. A1).

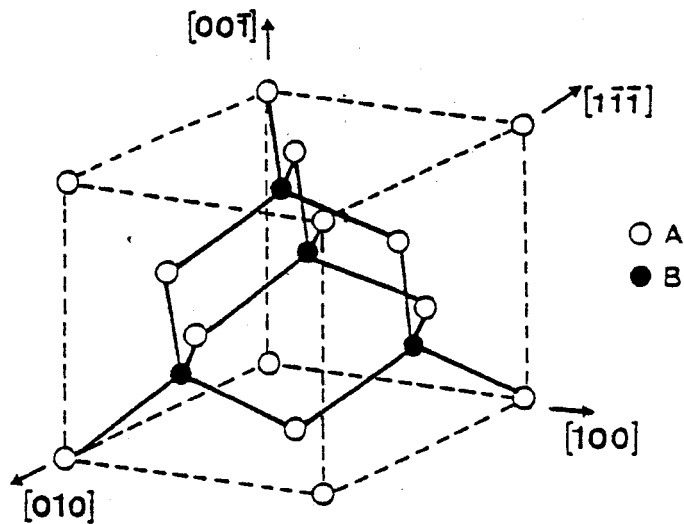


Figure A1: Maille élémentaire de la structure sphalérite

Chaque atome est entouré de quatre premiers voisins de nature différente. Ceci conduit à utiliser des orbitales hybridées de type  $sp^3$  pour décrire la liaison électronique covalente.

La liaison possède également un caractère ionique du fait de la différence d'ionocité entre le gallium et l'arsenic. Le taux d'ionocité vaut approximativement 33% [1].

b: Dislocations dans les composés III-V.

Dans la structure diamant, les vecteurs de burgers des dislocations parfaites sont de type  $1/2\langle 110 \rangle$ . Les plans de glissement (plans les plus denses) sont de type (111).

On distingue deux types de dislocations parfaites:

- dislocation vis quand la ligne et le vecteur de burgers sont parallèles
- dislocation  $60^\circ$  quand la ligne et le vecteur de burgers font un angle de  $60^\circ$  entre eux (fig.A2).

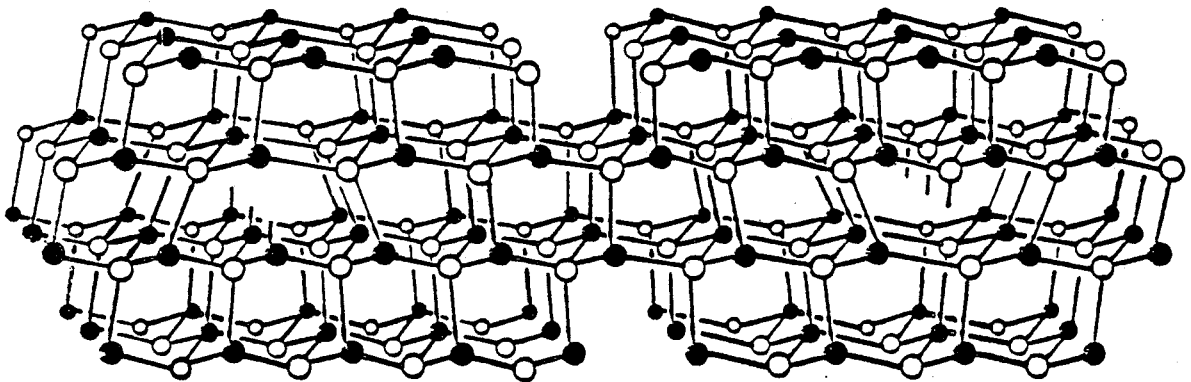
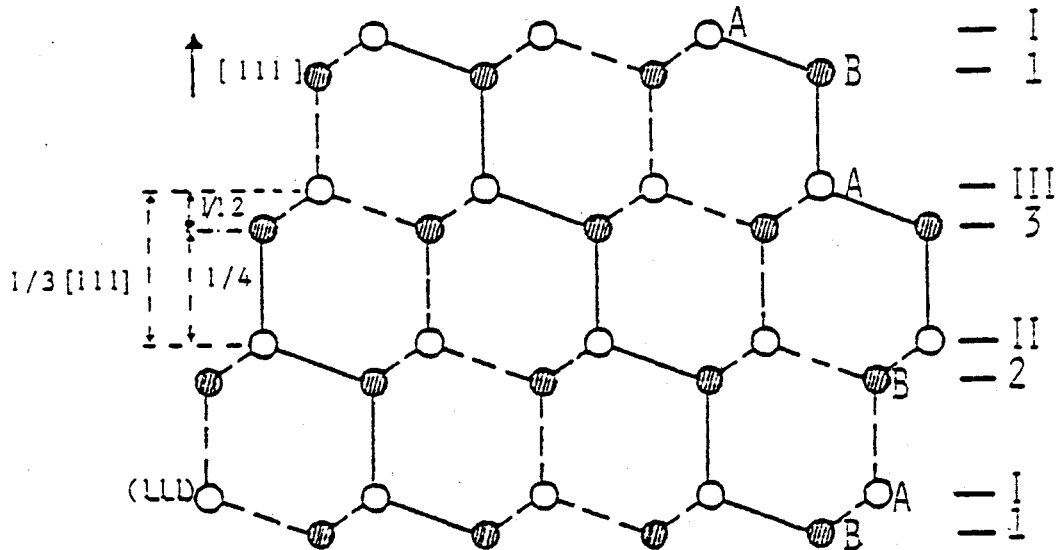


Figure A2: Dislocations  $60^\circ$  dans la structure sphalérite

Du fait de l'empilement particulier des couches d'atomes de type III et V dans la direction  $\langle 111 \rangle$ , on distingue deux structures de coeur différentes suivant la position où s'effectue le cisaillement. On appelle la structure "shuffle" lorsque le cisaillement a lieu entre deux rangées successives I et 2 et "glide" lorsqu'il a lieu entre deux rangées de type 2 et II (fig.A3).



**Figure A3:** Empilement des plans {111} alternés (projection sur le plan (110))

En l'absence de reconstruction, la structure shuffle possède une orbitale pendante par atome de coeur alors que la structure glide possède une ligne d'atomes ayant chacun une orbitale pendante et une ligne avec deux orbitales pendantes par atome. Les études en microscopie électronique ont montré que les dislocations sont dissociées en partielles [2]. La dislocation glide se dissocie en deux partielles glissiles alors que la dislocation shuffle se dissocie en une partielle glissile et une partielle sessile qui limite les possibilités de glissement. L'observation du glissement des dislocations dissociées laisse supposer que les dislocations sont de type glide [3]. La détermination du type glide ou shuffle est difficile car il est impossible de connaître sans ambiguïté la structure de coeur.

La dissociation des dislocations vis aboutit à la création de deux partielles  $30^\circ$  alors que les dislocations  $60^\circ$  se dissocient en une partielle coin et une partielle  $30^\circ$ .

Le caractère composé (Ga-As) de la liaison chimique amène des différences de comportement mécanique par rapport à la maille diamant. Les dislocations de vecteurs de burgers opposés ont des configurations de cœur différentes. Le demi plan supplémentaire se termine soit par une rangée d'atomes de gallium, soit par une rangée d'atomes d'arsenic.

On utilise la classification suivante (convention de Hünfeld):

demi plan	Ga	As
type		

shuffle	A(s)	B(s)
---------	------	------

glide	B(g)	A(g)
-------	------	------

La précédente dénomination  $\alpha, \beta$  correspond respectivement aux dislocations de type A(s) (ou B(g)) et B(s) (ou A(g)).

La différence des atomes de cœur agit sur la mobilité des dislocations. S.K. Choi et al. [4] ont mis en évidence, dans du GaAs de type n, une différence de mobilité suivant le type des dislocations (les dislocations de type A(s) (ou B(g)) étant plus rapides que les dislocations de type A(g) (ou B(s)). La mobilité des dislocations A(g) (ou B(s)) varie également avec la position du niveau de Fermi [6].



2: Propriétés électroniques de GaAs (bandes d'énergie)

Les propriétés électroniques d'un semiconducteur sont déterminées par la structure des bandes d'énergie. Pour l'arséniure de gallium, le calcul des bandes d'énergie est semblable aux calculs effectués dans les covalents avec toutefois une difficulté supplémentaire introduite par le caractère partiellement ionique de la liaison.

Chaque atome étant entouré de quatre premiers voisins, on utilise des orbitales hybrides de type  $sp_3$  pour décrire la liaison électronique covalente. J.R. Chelikowsky et al. [7] ont décrit cette structure que nous reportons figure (A4).

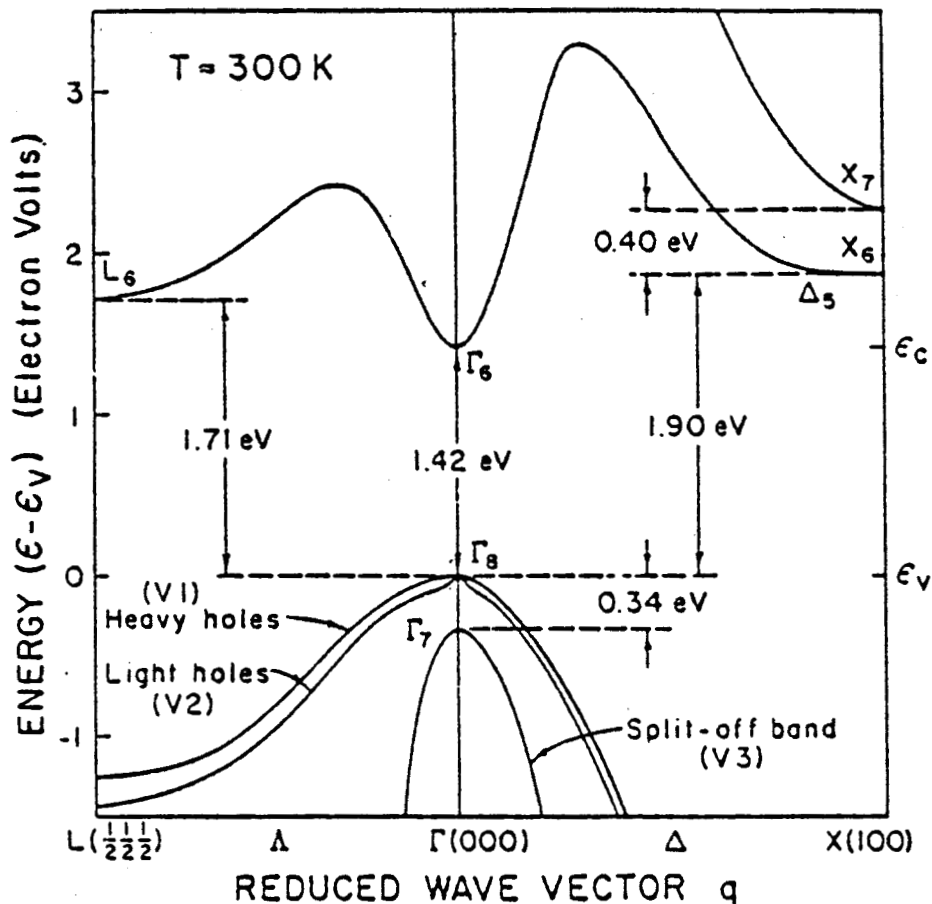


Figure A4: Structure des bandes d'énergie dans GaAs d'après J.R. Chelikowsky et al.[7]

Ce schéma montre que GaAs possède une bande interdite directe et donc des propriétés optiques intéressantes. La valeur de la bande interdite ( $E_G=1,42\text{eV}$  à  $T=300^\circ\text{K}$ ) présente un grand intérêt pour le domaine des télécommunications (transmission par fibres optiques dans le proche infrarouge  $\lambda=8700\text{\AA}$ ).

La largeur de la bande interdite ( $\Gamma_6-\Gamma_8$ ) en fonction de la température est donnée par la formule établie de manière empirique:

$$E_0(T) = 1,519 - \frac{(5,405 \cdot 10^{-4}) T^2}{T+204} \text{ eV} \quad [8]$$

Les calculs de masse effective conduisent à séparer la bande de valence en trois bandes:

- \_ une bande de trous légers ( $m_{v2}=0.082m_0$ )
- \_ une bande de trous lourds ( $m_{v1}=0.51m_0$ )
- \_ une bande, séparée des deux autres du fait du couplage spin orbite, dont la masse effective vaut  $m_{v3}=0.156m_0$

B: NIVEAUX PROFONDS ASSOCIES AUX DISLOCATIONS

1: Modèle théorique

a: Structure électronique

En l'absence de reconstruction, les atomes de cœur d'une dislocation shuffle ne sont entourés que de trois premiers voisins et non quatre comme dans le cristal parfait. Ils possèdent une orbitale pendante qui n'entre en résonance avec aucune autre. Les dislocations de type glide possèdent trois orbitales pendantes par atome de cœur. S'il y a reconstruction d'orbitales pendantes, les liaisons reconstruites sont fortement distordues. (fig B1).

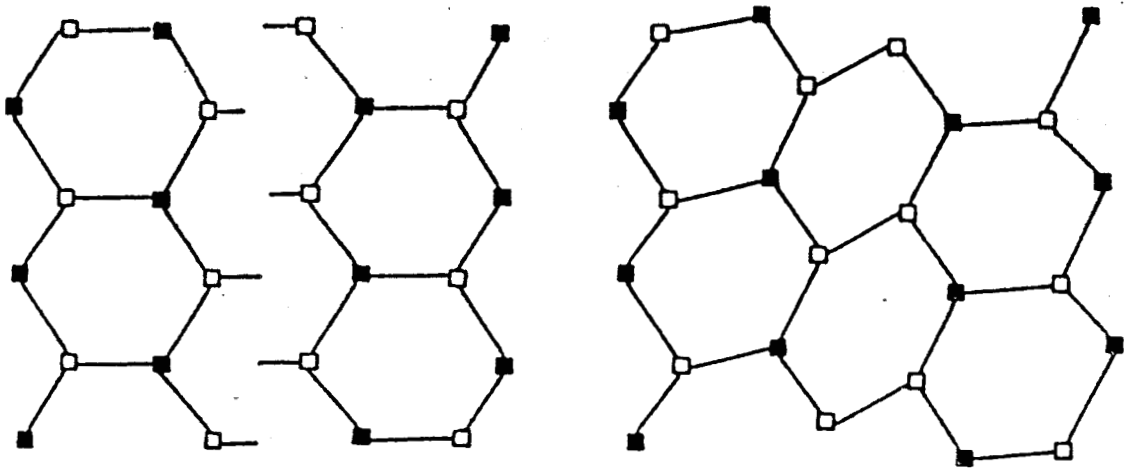


Figure B1: Liaisons pendantes (a) et distordues (b) au cœur d'une dislocation de type coin

Dans un modèle simple, pour décrire la structure électronique du cristal, nous utilisons la théorie des liaisons fortes dans le cas du modèle moléculaire. Une orbitale  $sp^3$  engagée dans une liaison covalente a deux niveaux d'énergie, liant et antiliant:

$$E_{L,AL} = \frac{\alpha_A + \alpha_B}{2} \pm \left( \left( \frac{\alpha_A - \alpha_B}{2} \right)^2 + \beta^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

$\alpha_A$  et  $\alpha_B$  étant les énergies propres des orbitales centrées sur l'atome.  $\beta$  est l'intégrale de résonance entre deux orbitales hybridées pointant l'une vers l'autre.

Pour une liaison pendante, l'énergie vaut l'énergie propre de l'orbitale considérée  $\alpha_A$  ou  $\alpha_B$ . Pour un semiconducteur III-V, on obtient un niveau d'énergie situé dans la bande interdite [9-10]. Dans le cas d'une liaison distordue, l'intégrale de résonance  $\beta$  est modifiée. On a alors des états d'énergie proches des bandes de valence et de conduction. Ce modèle simple montre qu'il est probable que les dislocations introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite mais il ne permet pas d'aller plus loin dans la compréhension du problème. Des calculs plus complexes ont été développés.

S.Oberg [11], par un calcul reposant sur la méthode des liaisons fortes, montre que la position du niveau d'énergie associé aux dislocations  $60^\circ$  dépend du type Ga ou As de celles-ci. Les niveaux d'énergie associés aux dislocations de type gallium sont situés dans la partie supérieure de la bande interdite. Les dislocations de type arsenic introduisent deux bandes: une bande très proche de la bande de valence et une autre située dans la partie supérieure de la bande interdite.

R Jones et al. [12] se sont intéressés aux niveaux d'énergie des dislocations partielles. Les résultats sont très proches de ceux d'Oberg [11]. Les dislocations de type As introduisent une bande située près de la bande de valence et les dislocations de type Ga présentent une bande située dans la partie supérieure de la bande interdite. Cette étude montre également que la position des bandes est très sensible au degré de reconstruction et au déplacement des atomes de cœur.

b: Statistique d'occupation des niveaux

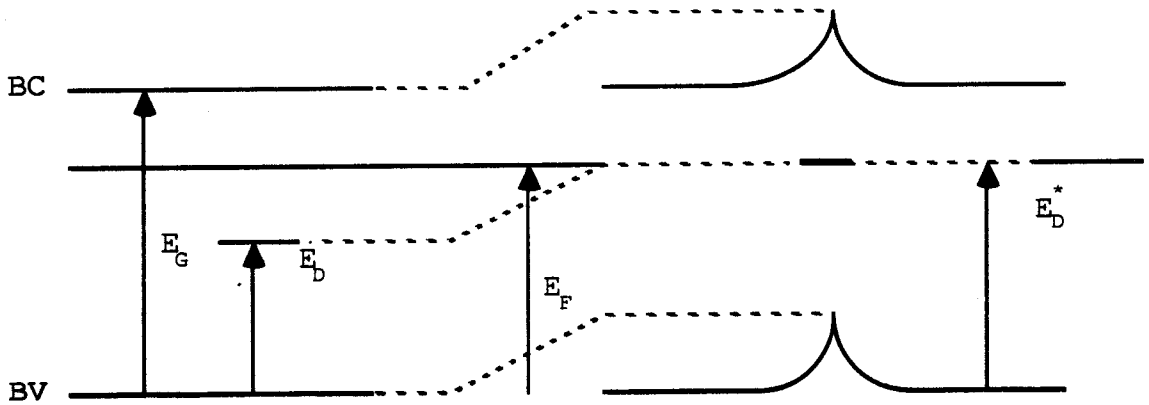
Le calcul du taux d'occupation reprend comme base les deux hypothèses formulées par Read [13]:

- Les charges piégées par les niveaux profonds associés aux dislocations entraînent l'apparition d'un potentiel électrostatique qui perturbe les états électroniques du cristal. Au premier ordre, on suppose que cette perturbation modifie tous les états cristallins de la même façon. On observe alors un décalage rigide des bandes au voisinage de la dislocation. La portée de ce potentiel est limitée par la réponse diélectrique du cristal à un cylindre de rayon  $\lambda_G$  (longueur d'écrantage généralisée comprenant l'écrantage par les porteurs libres et les impuretés ionisées [14]).

- Les charges sur chaque site périodique de la dislocation interagissent électrostatiquement entre elles. Cette interaction augmente l'énergie libre de la configuration d'un terme  $W(n_t)$  fonction de la charge piégée  $n_t$ . Ceci implique que le taux d'occupation du niveau d'énergie de la dislocation, défini par la statistique de Fermi, ne dépend plus simplement du niveau d'énergie  $E_D^0$  de la dislocation neutre mais d'un niveau effectif  $E_D^*$ .

Ce niveau est défini par:

$$E_D^*(n_t) = E_D^0 + \frac{dW(n_t)}{dn_t}$$



**Figure B2:** Décalage des bandes d'énergie au voisinage d'une dislocation.

Masut et al. [14] ont calculé le terme d'énergie engendré par l'interaction électrostatique entre porteurs piégés sur une ligne de dislocations en utilisant le formalisme de la fonction diélectrique et l'approximation de Debye-Hückel (potentiel petit devant  $kT$  et lentement variable dans l'espace):

$$W = \frac{n_t^2 e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon_1 D} \left( \text{Log} \frac{\lambda_G}{b} - \frac{1}{2} \right)$$

avec  $\epsilon_1$ : permittivité,  $D$ : densité de dislocations,  $b$ : vecteur de burgers

Le décalage rigide des bandes d'énergie vaut donc:

$$\frac{dW(n_t)}{dn_t} = \frac{n_t e^2}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_1 D} \left( \text{Log} \frac{\lambda_G}{b} - \frac{1}{2} \right)$$

La charge piégée à l'équilibre s'obtient en minimisant la variation d'énergie libre du cristal donnée par:

$$\Delta F = n_t \cdot (E_D - E_F) + W(n_t) - T \Delta S(n_t)$$

on obtient :

$$n_t = \frac{2D}{b} \left( \frac{1}{1 + \exp \frac{E_D^* - E_F}{KT}} - \xi \right)$$

$\xi$  est le taux d'occupation de la dislocation neutre. Il est proche de 1/2 par valeur inférieure ou supérieure suivant la nature des orbitales pendantes. Ce terme n'a que peu d'influence sur la valeur de  $n_t$  [15]. On remarque que lorsque le nombre de porteurs piégés augmente, la différence  $E_D^* - E_D^0$  s'accroît. Ceci a pour effet de limiter le nombre d'électrons piégés sur les dislocations.

Lorsque la dislocation piège des charges, la charge des atomes de cœur est modifiée. Comme les états d'énergie d'orbitales pendantes dépendent de la charge portée par l'atome, il s'ensuit un décalage non rigide du niveau d'énergie associé à la dislocation [16].

Il est de l'ordre de:

$$\Delta E_D = \frac{\alpha n_t b}{\epsilon_L D}$$

$n_t \cdot b / D$  est la charge excédentaire par site atomique dans le cœur de la dislocation.

$\alpha$  est un terme d'énergie d'interaction intraatomique.

Ce déplacement non rigide a pour conséquence un piégeage plus

difficile des charges par la dislocation qui conduit à une autolimitation supplémentaire du nombre de porteurs libres piégés.

Le niveau d'énergie associé à la dislocation s'écrit donc comme

$$E_D^* = E_D^* + \frac{dW(n_t)}{dn_t} + \frac{\alpha n_t b}{\epsilon_L D}$$

## 2: Revue bibliographique expérimentale

La mise en évidence de niveaux d'énergie associés aux dislocations dans GaAs a entraîné un grand nombre d'études utilisant les techniques de caractérisation classiques telles que les mesures galvanomagnétiques, les mesures optiques (absorption, photoluminescence, photoconductivité...) et les études par microscopie (cathodoluminescence..). Aucune de ces études n'a pu apporter de résultats définitifs.

Pourtant, il est admis que les dislocations ont une influence primordiale sur les propriétés électroniques des matériaux. Ainsi des mesures de résistance résolue spatialement [17] montrent que dans un rayon de 100  $\mu\text{m}$  autour d'une dislocation de croissance, la résistance est notablement plus grande que celle du matériau massif. Bien que ce rayon d'influence semble surestimé (expérimentalement on observe que les champs de contrainte et électrique de la dislocation s'étendent sur une distance de l'ordre du micron.), il montre bien le rôle joué par les dislocations.

Le manque d'unité des résultats obtenus nous conduit à présenter séparément les informations qu'apportent les différentes techniques expérimentales. Le recoupement entre les divers résultats est compliqué par la variation du mode et de la température de déformation d'un auteur à l'autre.



De façon générale , les mesures d'effet Hall et de conductivité sur des échantillons déformés plastiquement montrent une réduction du nombre des porteurs libres et de la mobilité plus importante dans les matériaux de type n que dans ceux de type p [15,18,19,20,21].

Gerthsen [18] interprète ses mesures galvanomagnétiques en attribuant aux dislocations électriquement actives une bande partiellement remplie située à 0.38 eV au dessus de la bande de valence.

D.Ferré [15], également par des mesures d'effet Hall et de conductivité, conclue à la présence d'un niveau d'énergie associé aux dislocations proche de la bande de valence (et sensiblement plus près que dans le modèle de Gerthsen). On pourrait également interpréter les mesures d'effet Hall en invoquant uniquement le rôle des défauts ionisés car la déformation plastique introduit également une certaine densité de défauts intrinsèques. Mais la concentration de défauts introduits ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) ne permet pas de justifier l'ordre de grandeur et l'évolution avec la température de la mobilité mesurée sur les échantillons déformés. D.Ferré fait remarquer qu'il est impossible de situer plus précisément le niveau d'énergie car ceci implique de connaître exactement la densité de dislocations. Aucune méthode suffisamment précise et rapide ne permet d'estimer cette densité. Pour interpréter ces mesures d'effet Hall , il faut aussi supposer que la déformation plastique introduit une certaine quantité de défauts ponctuels donneurs et accepteurs. Ces défauts pourraient être créés lors des interactions entre les dislocations glissiles et les dislocations de la forêt.

T Ishida et al. [22] ont effectué des mesures de DLTS sur du GaAs de type n plastiquement déformé en compression à  $T=440^\circ\text{C}$ . Le spectre de l'échantillon déformé fait apparaître deux nouvelles

bandes associées à des pièges à trous. Le premier piège est situé à  $E_V+0.46\text{eV}$  et pourrait être associé aux dislocations s'il n'avait une section de capture plus faible que ce qui est admis en général pour une dislocation [22]. La deuxième bande est très large et pourrait être associée aux différents types de dislocations  $\alpha, \beta$  et vis qui introduiraient des niveaux d'énergie différents. Ceci expliquerait la largeur importante de cette bande. Ils observent également après déformation une modification de la densité de certains pièges. Ainsi, la densité du défaut communément noté  $EL_2$  augmente de  $2.10^{14}$  à  $9.10^{14}\text{cm}^{-3}$ .

Après déformation en compression à  $T = 400^\circ\text{C}$ , Wosinski [23] observe l'apparition d'un pic en DLTS centré sur  $E_C-0,68\text{eV}$  impossible à saturer lors du remplissage des centres. La densité de ce défaut est assez faible, de l'ordre de  $10^{15}\text{cm}^{-3}$ . Il est réparti de façon inhomogène dans le cristal et plutôt le long des dislocations.

Les différentes études en absorption [24,25,26,27] ne mettent pas en évidence une bande d'absorption liée aux dislocations. Mais on note un décalage du front d'absorption interbandes sur les échantillons plastiquement déformés. Ce décalage est plus marqué pour les échantillons de type n que dans les échantillons semi-isolant [26]. A.V. Bazkenov et al. [24,25] et D. Vignaud et al. [26] l'interprètent comme un effet tunnel dû au champ intense créé par la dislocation (Effet Franz-Keldysh). P. Omling et al. [27] associe ce décalage à une bande d'absorption liée à l'antisite  $As_{Ga}$  isolé créé par déformation plastique.

En cathodoluminescence, K. Maeda et al. [28] mettent en évidence deux niveaux d'énergie qu'ils associent aux dislocations  $\alpha$  et  $\beta$ . Ils observent une mobilité plus grande des dislocations sous le faisceau électronique d'un microscope à balayage. Cet incrément de mobilité pourrait provenir de recombinaisons non

radiatives sur les niveaux d'énergie associés aux dislocations. En mesurant les énergies d'activation de ce phénomène pour les deux types de dislocations (0.7 eV pour les dislocations  $\alpha$  et 1.1 eV pour les dislocations  $\beta$ ), les auteurs proposent le diagramme de configuration de la figure B3.

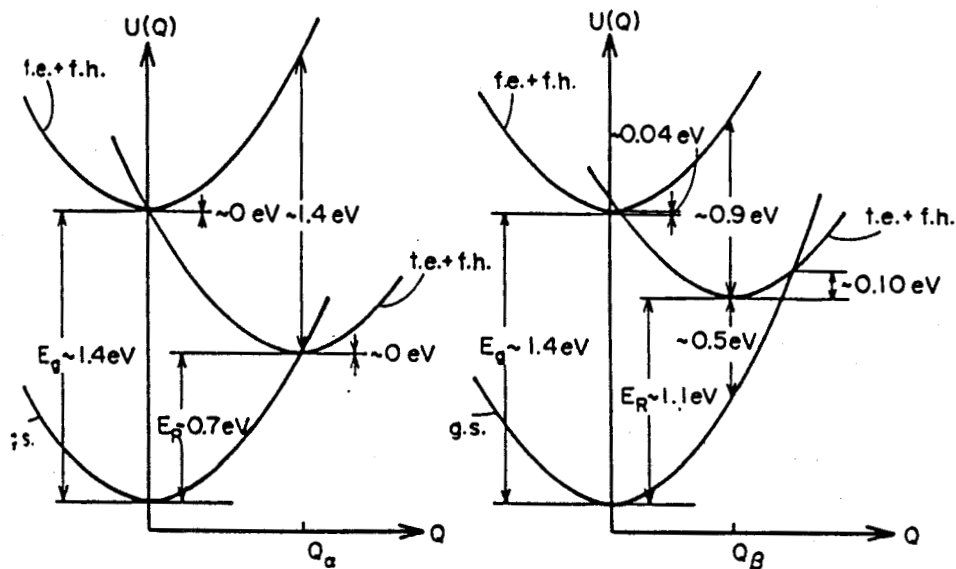


Figure B3: Diagramme de configuration des dislocations  $\alpha$  et  $\beta$  proposé par Maeda et al. [26]

Ce diagramme semblerait prouver qu'il est impossible d'observer des recombinaisons radiatives associées aux dislocations puisque l'énergie d'activation thermique pour capturer un trou est très faible ( $E_\alpha = 0 \text{ eV}$  et  $E_\beta = 0,1 \text{ eV}$ ) [28].

K. Böhm et D. Gwinner [29] émettent également cette hypothèse après des mesures de photoluminescence. Sur les échantillons plastiquement déformés à  $600^\circ\text{C}$  en flexion et en compression, l'intensité de luminescence de l'ensemble du spectre est réduite à 5% de sa valeur initiale dans l'échantillon non déformé. Aucune nouvelle bande associée aux dislocations ou aux défauts intrinsèques n'apparaît.

Ils observent également un décalage en énergie (2-3meV) et une largeur accrue (de 50 à 80 meV) du spectre de bords de bande (transitions entre bandes et niveaux légers). Cet effet pourrait être expliqué par les champs de contrainte induits par les dislocations.

K.Böhm et B.Fisher [30] montrent que dans GaAs pur (sans impuretés), les dislocations influencent faiblement la luminescence. La chute de l'intensité dans les matériaux contenant des impuretés dopantes ou non s'explique par la capture de ces impuretés par les dislocations.

W.Heinke et H.J.Queisser [31] ont entrepris une étude similaire en utilisant la photoluminescence résolue spatialement. Ils ont analysé la luminescence autour d'une dislocation dans du GaAs de type n plastiquement déformé. Aucune luminescence n'est détectée dans un rayon de 5  $\mu\text{m}$ . Plus loin, le spectre n'est pas modifié. Ces résultats laisseraient supposer que la dislocation agit comme un centre non radiatif très efficace ou que les champs élastiques et électriques créés séparent toutes les paires electron-trou avant leur recombinaison. W.Heinke et H.J. Queisser concluent également que la déformation plastique ne produit que très peu de défauts ponctuels puisque le spectre de luminescence n'est pas modifié au delà de 5 $\mu\text{m}$ .

M.Suezawa et K.Sumino [32] ont observés l'apparition d'une bande de photoluminescence centrée sur  $E_0=1.13$  eV dans des échantillons semi isolant déformés plastiquement. Cette bande apparaît également dans le GaAs:n mais avec une intensité beaucoup plus faible. Elle n'est pas observée sur des échantillons irradiés par un faisceau électronique. Ils en concluent qu'elle n'est pas due à des défauts ponctuels intrinsèques mais plutôt aux dislocations. En s'aidant des travaux de K.Maeda et al. [28], les auteurs attribuent cette bande aux dislocations  $\beta$ .

Les résultats obtenus dépendent beaucoup de la température de déformation plastique. En effet O.K. Gorodnichenko et al. [33] après déformation à 1073 K, observent l'accroissement de bandes de luminescence liées aux défauts complexes telles que la bilacune  $V_{Ga}-V_{As}$ .

D. Vignaud et al. [34] notent l'apparition d'une bande centrée sur  $E=0,93\text{eV}$  dans du GaAs de type  $n^+$  déformé en compression à  $500^\circ\text{C}$ . Cette bande a déjà été reliée à la bilacune  $V_{Ga}-V_{As}$  [35].

Suite à des mesures en RPE, Weber et al. [36] proposent un mécanisme de création de l'antisite  $As_{Ga}$  par montée de dislocations lors de la déformation plastique.

S. Benakki et al. [37] observent, en plus de l'augmentation du signal RPE lié à l'antisite  $As_{Ga}$ , un accroissement de l'intensité d'un nouveau pic avec la déformation. Ils attribuent ce pic au défaut  $(V_{Ga})^2$ .

R. Bray [38] propose une interprétation différente des mesures de RPE [36]. L'augmentation du signal du spectre associé à l'antisite dans l'état de charge  $As_{Ga}^{4+}$  (seul état de charge de  $As_{Ga}$  détectable en RPE) n'est pas dû à une création de défauts mais à une modification de l'état de charge des défauts déjà présents. Cette modification est provoquée par le changement de position du niveau de Fermi suite à l'introduction de centres donneurs ou accepteurs au cours de la déformation. Cet effet a été mis en évidence dans le cas du GaAs dopé chrome où ces impuretés profondes passent de l'état  $Cr^{2+}$  à l'état  $Cr^{3+}$  après déformation [39].

C: TECHNIQUES EXPERIMENTALES: PHOTOLUMINESCENCE ET  
DEFORMATION PLASTIQUE

1: Photoluminescence

a: Recombinaisons dans les semiconducteurs

- Recombinaisons radiatives et non radiatives

La recombinaison de porteurs (électrons ou trous) excités est dite radiative lorsqu'il y a émission d'un photon lors de la transition. L'énergie du photon émis est égale à la différence d'énergie entre le niveau excité et le niveau fondamental. Le taux de transition radiative est déterminé par le triple produit de la densité de porteurs dans l'état excité  $\eta_e$ , de la densité d'états vides d'énergie plus faible  $\eta_f$  et de la probabilité de transition radiative entre les deux états  $P_{ef}$ :

$$R = \eta_e \eta_f P_{ef}$$

Dans la suite de ce chapitre, afin de ne pas alourdir le texte, nous raisonnerons dans le cas d'un électron excité tout en sachant que les processus envisagés sont également valables pour les trous excités.

Pour envoyer l'électron sur un niveau d'énergie excité, on utilise un faisceau de photons (photoluminescence), un faisceau d'électrons (cathodoluminescence) ou un courant électrique (électroluminescence). Dans le cas de la photoluminescence et de la cathodoluminescence, l'électron est envoyé très haut dans la bande de conduction. A ce stade, l'électron se désexcite sans émission de photons car le temps de vie radiatif est suffisamment long pour que les transitions intrabandes non radiatives soient dominantes. Aussi l'électron se thermalise en émettant des phonons jusqu'à ce qu'il ait atteint le bas de la bande de conduction (fig.C1).

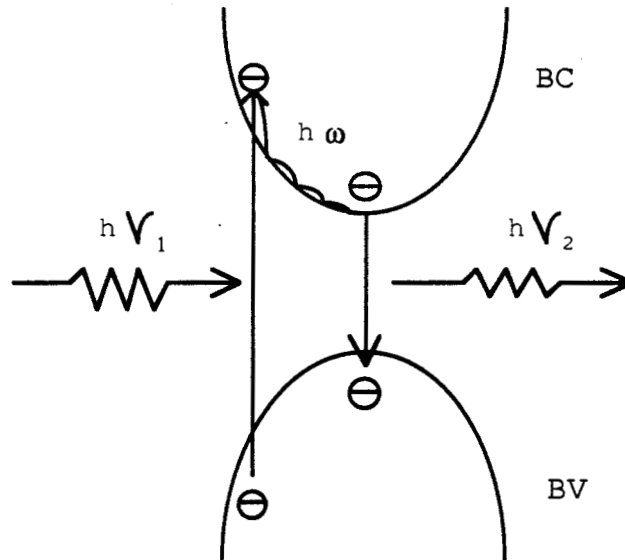


Figure C-1: Excitation et recombinaison radiative d'un électron pour un semiconducteur à gap direct.

Cette thermalisation entraine un échauffement de la zone excitée qui peut s'avérer gênant dans le cas de mesures à basse température.

Lorsque l'électron est en bas de bande de conduction , il peut se recombiner suivant plusieurs processus radiatifs ou non.

Si le temps de vie radiatif est grand devant le temps de vie non radiatif, les recombinaisons non radiatives dominant.

Plusieurs processus de recombinaisons non radiatives sont possibles. Les principaux sont : l'effet Auger, les recombinaisons de surface et l'émission multiple de phonons.

Lors de l'effet Auger, l'énergie perdue par l'électron qui se recombine est absorbée par un autre électron qui dissipe cette énergie en émettant des phonons.

A la surface du semiconducteur, il existe de nombreuses orbitales pendantes et impuretés. On a alors une distribution continue d'états qui permet aux électrons situés à moins d'une longueur de diffusion de la surface de se recombiner de façon non radiative. Ce type de recombinaisons est très gênant en photoluminescence, car les paires electron-trou créées par

l'excitation optique, sont très proches de la surface (dans GaAs entre 3000Å et 5000Å pour  $h\nu > 1,42\text{eV}$  à 300 K). Aussi, un bon état de surface est primordial pour limiter les recombinaisons non radiatives. Ce type de recombinaisons peut également se produire en profondeur au niveau de défauts macroscopiques tels que les agrégats ou les inclusions qui donnent également des distributions d'états continues.

Les recombinaisons non radiatives peuvent également se produire par émission multiple de phonons. La probabilité de ce processus dépend du nombre de phonons engagés dans la transition. Elle sera très faible pour des énergies de transitions grandes devant l'énergie d'un phonon. (Dans GaAs:  $E_{\text{ph.}} \approx 30\text{meV}$  et  $E_G = 1,42\text{eV}$  (à 300°K) ).

Dans le semiconducteur idéal (sans impuretés et défauts), la recombinaison radiative la plus probable est la recombinaison bande à bande. Un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou de la bande de valence (fig. C2 n°1). Cette émission donne une bande de luminescence pour  $E = E_G$ . Dans un semiconducteur à gap indirect, il y aura simultanément émissions de phonons de façon à satisfaire la conservation de la quantité de mouvement. Le processus radiatif est alors beaucoup moins probable. A basse température on peut également observer des recombinaisons de paires électron trou liées par l'interaction électrostatique (excitons, polaritons ...) . L'exciton est une paire électron-trou liée par l'interaction électrostatique. L'énergie de la transition vaut l'énergie de la bande interdite diminuée de l'énergie de liaison. Ces transitions s'effectuent pour des énergies de transition proches de  $E_G$  puisque l'énergie de liaison ne vaut que quelques meV. Le polariton est un exciton couplé avec un photon. Dans les semiconducteurs réels, il existe toujours une certaine concentration d'impuretés et de défauts. Ceux-ci peuvent introduire des niveaux d'énergie dans la bande interdite et agir comme pièges à électrons ou à trous. Des recombinaisons



radiatives par l'intermédiaire de ces pièges sont alors possibles. Un électron excité (ou un trou) est capté par le piège puis se recombine avec un trou de la bande de valence (électron de la bande de conduction). Cette recombinaison est appelée bande-impureté (fig.C2 n°2 et 3). L'électron piégé peut également se recombiner avec un trou piégé sur un centre accepteur. On a alors une recombinaison donneur-accepteur (fig.C2 n°4). L'énergie de la transition est diminuée par l'énergie d'interaction électrostatique entre l'électron et le trou:

$$h\nu = E_G - E_A - E_D + q^2/\epsilon r$$

où  $r$  est la distance entre les deux centres.

L'électron peut également se recombiner en effectuant des transitions radiatives en cascade entre des niveaux d'énergie proches les uns des autres. Les différents photons émis ont une longueur d'onde très grande (très faible énergie) et ne sont donc pas détectables par les détecteurs habituellement utilisés.

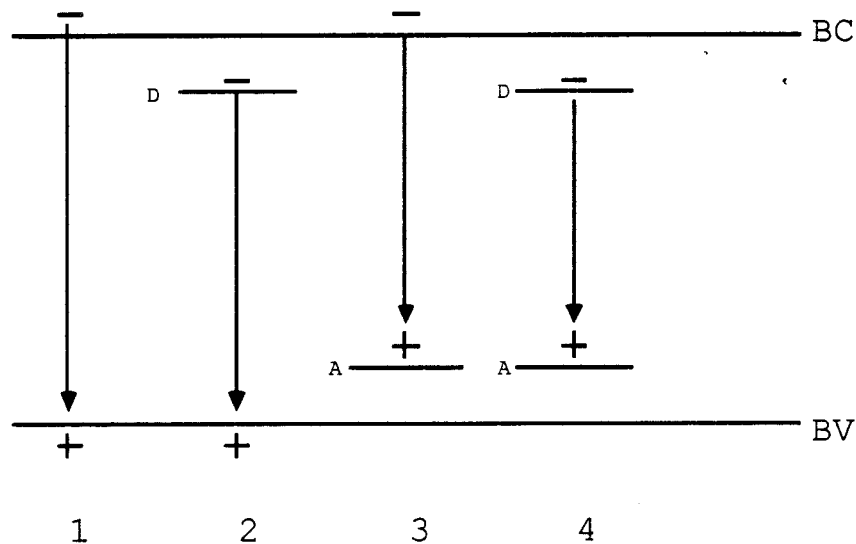


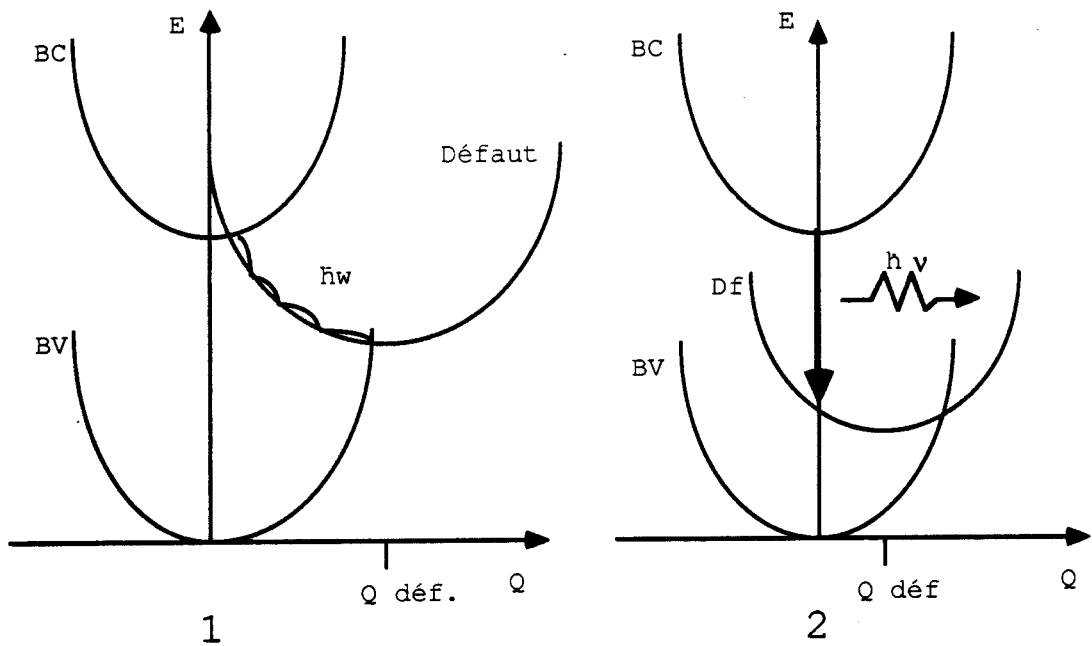
Figure C-2: Différentes recombinaisons radiatives possibles pour une paire électron trou.

- Diagramme de configuration

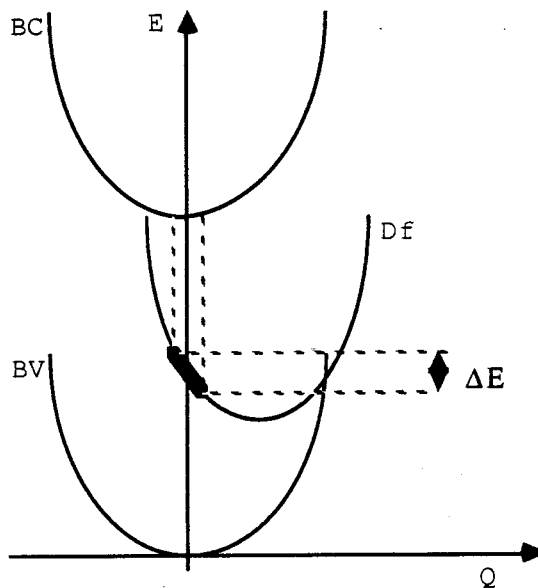
Pour discuter des propriétés physiques associées au couplage électron réseau , on utilise le diagramme de configuration  $E=f(Q)$  pour représenter les niveaux d'énergie associés aux défauts. La coordonnée de configuration  $Q$  traduit la distorsion du défaut par rapport à sa position dans l'état fondamental. Ce diagramme permet de justifier la présence ou l'absence de transitions radiatives . L'électron se désexcite de façon non radiative si il existe un continuum d'énergie entre le niveau de départ et celui d'arrivée. Dans le diagramme de configuration, cela se traduira par un point de croisement , entre les courbes caractéristiques de la bande de conduction et du défaut, situé à proximité du bas de la bande de conduction (fig C3:1). La transition est radiative s'il n'existe pas de continuum entre les niveaux mis en jeu dans la transition. (fig C3:2). Lors des transitions radiatives, le spectre d'émission n'est pas limité à un pic d'énergie  $E_{ex}-E_f$  mais à une bande centrée autour de cette énergie, correspondant à toutes les transitions possibles entre les états vibratoires du système (fig. C4).

- Caractéristiques expérimentales

D'un point de vue expérimental, une bande de luminescence est définie par trois paramètres: la position, l'intensité et la largeur. La position en énergie est fonction de la différence entre l'énergie du niveau de départ et celle du niveau d'arrivée:  $\Delta E = E_2 - E_1$ . L'intensité dépend du taux de transition radiatif précédemment défini. La largeur varie avec la température dont dépend la population d'électrons et de trous excités dans les bandes. A haute température, les électrons peuvent se recombiner sans être tout à fait en bas de bande de conduction. La largeur dépend également du couplage électron-réseau (fig.C4)



**Figure C3:** Transition non radiative (1) et radiative (2) dans le diagramme de configuration.



**Figure C4:** Représentation de la largeur en énergie d'une transition radiative dans le diagramme de configuration

b: Luminescence dans GaAs

L'arséniure de gallium possède des propriétés de luminescence permettant l'étude des niveaux d'énergie du semiconducteur.

Le spectre de photoluminescence dépend du type du matériau n,p ou semi-isolant, mais aussi des impuretés et des défauts introduits lors de la croissance et des différents traitements subis par l'échantillon. Ce spectre peut être divisé en trois intervalles d'énergie de transition:

$$* E_G - \text{qqs meV} \leq h\nu \leq E_G$$

Dans cet intervalle, on retrouve presque toujours une bande située à  $E_G = 1,507 \text{ eV}$  (pour  $T = 77^\circ \text{K}$ ) qui est caractéristique de la recombinaison bande à bande. On observe également des pics (faible largeur à mi-hauteur) à  $T = 4^\circ \text{K}$  correspondant à des excitons libres ou liés, à des polaritons... [40]

$$* 1,48 \text{ eV} (4^\circ \text{K}) \leq h\nu \leq E_G$$

on observe les bandes caractéristiques des impuretés dopantes donneurs ou accepteurs légers (Silicium, Carbone, Zinc...) [41].

$$* h\nu < 1,48 \text{ eV}$$

Les bandes d'énergie inférieures à  $1,48 \text{ eV}$  ( $4^\circ \text{K} - 77^\circ \text{K}$ ) sont associées aux niveaux profonds. Ces niveaux profonds peuvent être des impuretés comme le Fer ( $E_T = 0,037 \text{ eV}$ ), des défauts ponctuels simples et complexes comme la bilacune  $V_{\text{Ga}} - V_{\text{As}}$  ( $E_T = 0,96 \text{ eV}$ ) et des complexes formés d'un dopant et d'un défaut

ponctuel comme le couple  $\text{Te}_{\text{As}}-\text{V}_{\text{Ga}}$  ( $E_{\text{T}}=1,29\text{eV}$ ).

Le tableau (C1) rappelle les caractéristiques des bandes les plus couramment rencontrées ainsi que les défauts supposés mis en jeu dans la transition.

Position (eV)	Largeur (meV)	Echantillon	Origine
0,37		S.l.	Fe <sup>2+</sup> Ga [42]
0,57		Dopé Cr n,p	Cr [42]
0,62		Dopé Cr n	Cr [42]
0,635	140	S.l. non dopé	EL <sub>2</sub> [42]
0,68	125	S.l. non dopé	EL <sub>2</sub> [42]
0,76	75	S.l. et p (Cr)	Cr [42]
0,82	55	Dopé Cr	Cr [42]
0,82	300	S.l. non dopé	AsGa [42]
0,83	60	n dopé Si,Te	CuGa [43]
0,839		Dopé Cr	Cr [42]
0,94	180	n dopé Te	VGa-VAs [44]
0,96	120	n dopé Si,Te	VGa-VAs [43]
1	120	n dopé Te	[44]
1,02	120	n dopé Si,Te	CuGa-VAs [43]
1,16	150	n dopé Si	VGa-SiGa [43]
1,18	150	n dopé Te	VGa-TeAs [43]
1,21		n dopé Se	[45]
1,22		n dopé Se	VGa-SeAs [30]
1,22	120	n dopé Si	CuGaVAsSiGa [43]
1,23		LPE	Si [46]
1,26		LPE:Si	Si [46]
1,283		LPE:Si	[47]
1,29	120	n dopé Te	TeAsCuGa [44]
1,295	130	n dopé Te	TeAsCuGaVAs [43]
1,31	120	n dopé Si	CuGa-SiGa [43]
1,316		n dopé Si	Accept. [47]
1,32		n dopé Se	CuGaDonAs [30]
1,33		n	[45]
1,34		recuit 950°C	VGa-GaAs [48]
1,342		recuit 650-1000°C	MnGa+compl. [49]
1,347		recuit 650-1000°C	CuGa-VAs [49]
1,35	55	n dopé Si	VAsCuGaVAs [43]
1,35		n	[45]
1,354		Recuit	Cu,VGa [50]
1,37		LPE:Si	Si [46]
1,38		LPE:Si	Si [46]
1,40		n	[45]
1,43		n:Si	VAs-SiAs [46]
1,44		LPE:Si	Si accept. [46]
1,44		p	don-accept. [47]
1,441		non dopé	GaAs [51]
1,448		recuit 650-1000°C	VAs [49]
1,45		recuit 950°C	VGa-GaAs [48]
1,467		recuit 650-1000°C	CuGa+compl. [49]
1,47		n dopé Si	SiAs [45]
1,476		LPE:Si	Si [46]

**Tableau C1:** Caractéristiques des bandes de luminescence observées dans GaAs.

c: Dispositif expérimental

Le banc de mesure peut être divisé en deux parties distinctes.

\* Excitation Optique de l'échantillon.

La source excitatrice est un laser krypton Spectraphysics série 1000 qui possède des raies d'émission dans une gamme de longueur d'onde comprises entre 4131 Å et 7993 Å. Cette large gamme permet d'ajuster de façon discrète la longueur d'onde d'excitation au matériau étudié. La puissance optique en sortie est de l'ordre d'une centaine de milliwatts.

Un prisme, intercalé sur le trajet optique, permet de supprimer la fluorescence du laser qui autrement perturberait la détection. Un chopper module le faisceau incident à une fréquence dépendant du détecteur utilisé. Il permet d'optimiser le rapport signal sur bruit.

Une lentille ( $f=1m$ ) focalise le faisceau sur l'échantillon. Le diamètre du spot laser est de l'ordre du millimètre.

L'échantillon est placé dans un cryostat à azote liquide ( $T = 77K$ ) ou à hélium liquide ( $T = 4K$ ). La position de l'échantillon est optimisée de façon à éviter que le faisceau laser réfléchi perturbe la détection. Par suite des pertes au cours du trajet optique, l'échantillon ne reçoit que 25% de la puissance initiale du laser.

\* Détection et analyse

La luminescence émise est collectée par une lentille en fluorure de calcium ( $CaF_2$ ) qui focalise la lumière sur la fente d'entrée du monochromateur.

Un jeu de filtres permet d'éviter la superposition des différents ordres du réseau ( $n\lambda = 2d\sin\theta$ ) et de supprimer la lumière laser parasite. Un polariseur peut être intercalé sur le trajet optique. Le réseau du monochromateur introduisant une polarisation verticale, il est nécessaire d'effectuer une correction des mesures. Cette correction est calculée par étalonnage du banc de mesure avec une bande de luminescence non polarisée.

L'analyse spectrale est réalisée grâce à un monochromateur de focale un mètre équipé d'un réseau gravé à 600 traits par millimètre. A la sortie du monochromateur s'adapte un photomultiplicateur et un détecteur germanium. Un miroir de renvoi permet de passer de l'un à l'autre.

Le photomultiplicateur est utilisable pour des longueurs d'onde comprises entre 1600 Å et 9000 Å alors que le détecteur germanium est sensible à des longueurs d'onde supérieures comprise entre 7000 Å et 18000 Å. Une détection synchrone permet d'extraire le signal du bruit.

La partie analyse est composée d'un ordinateur Apricot qui pilote le monochromateur et la détection synchrone. Il enregistre les mesures et les corrige de la courbe de réponse de la chaîne de mesure. Cette courbe de réponse a été préalablement déterminée à l'aide d'une lampe Tungstène dont le spectre d'émission est proche de celui du corps noir:

$$E_L = \frac{1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT} - 1\right)}$$

Différents sous programmes permettent le traitement mathématique de la courbe (lissage, ajustement ...).



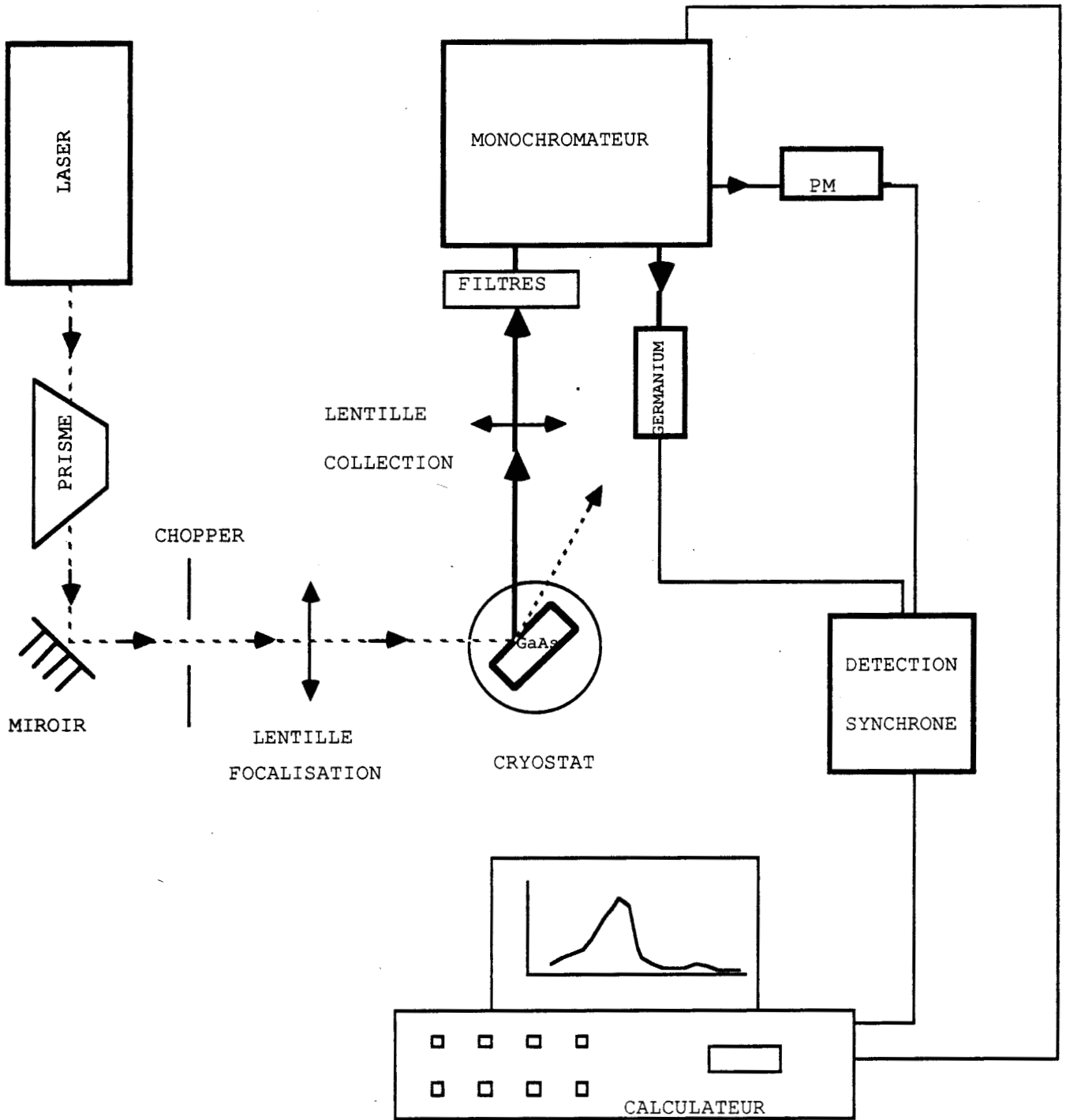


Figure C5: Banc de photoluminescence

## 2: MONOCRISTAUX UTILISES: PREPARATION ET DEFORMATION

Les échantillons proviennent de quatre lingots différents:

- GaAs semi-isolant dopé chrome (compensation du silicium résiduel par le chrome)
- GaAs semi-isolant non dopé (compensation des accepteurs résiduels par EL2)
- GaAs n non dopé (dopage assuré par le silicium résiduel,  $2.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )
- GaAs p dopé zinc ( $3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )

La préparation des échantillons de déformation consiste en une découpe mécanique à la scie à fil diamanté suivi d'un polissage mécanique puis d'un polissage chimique avec une solution d'acide fluorhydrique (N=20,1part), d'acide chlorhydrique (N=10,1part) et d'oxyde de chrome ( $\text{CrO}_3$ , dilué à 500g/l,1 part). La même séquence d'opération est exécutée pour les échantillons qui ne sont pas destinés à être déformés. En effet pour la photoluminescence, un bon état de surface est nécessaire pour minimiser les recombinaisons non radiatives en surface, très efficaces à cause d'une vitesse de recombinaison de surface très élevée dans GaAs [52].

Les échantillons sont déformés en compression uniaxiale à l'aide d'une machine Instron (le détail du mode opératoire est décrit par Kesteloot [53]). La géométrie des éprouvettes est indiquée figure C6. Cette géométrie a été choisie de façon à ne solliciter principalement qu'un système de glissement (Tableau C2).

Avant déformation les éprouvettes sont abrasées sur une face latérale pour créer des sources de dislocations [15].

Nous avons utilisé deux températures de déformation différentes. Une série des échantillons est déformée à  $400^\circ\text{C}$  avec une vitesse de déformation maintenue constante ( $\dot{\epsilon} = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ ).

L'autre série est prédéformée à 400°C puis déformée en fluage à 200°C en maintenant cette fois la contrainte constante de façon à éviter la rupture de l'éprouvette. Ces deux modes de déformation conduisent à des structures de dislocations différentes. A 200°C, les dislocations créées sont principalement de type vis alors qu'à 400°C, on développe des structures plus complexes (dipôles, boucles) avec des dislocations à caractère coin.

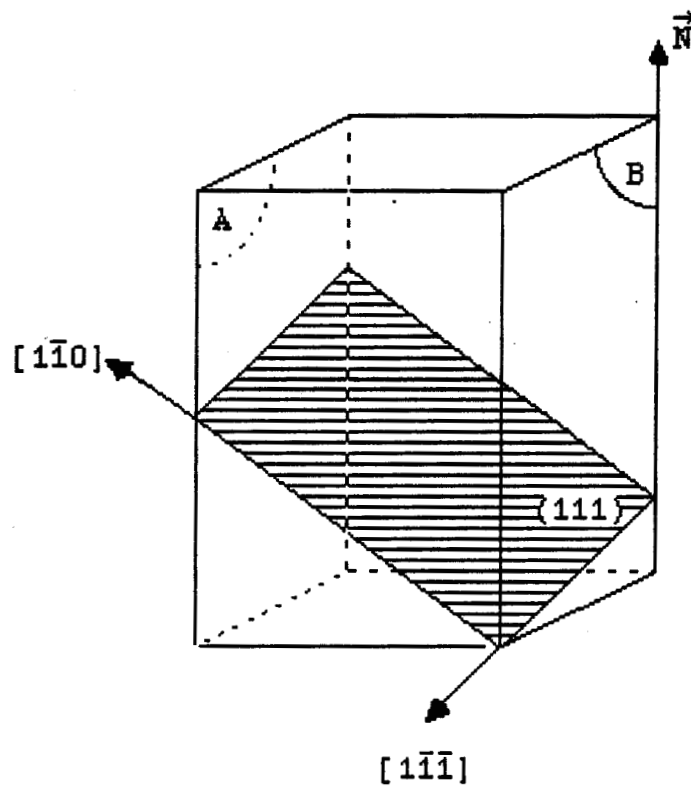


Figure C6: Géométrie des éprouvettes de déformation.

(111)			$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$			$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$		
$\frac{1}{2}[\bar{1}10]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{1}{2}[01\bar{1}]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}\bar{1}0]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}0\bar{1}]$	$\frac{1}{2}[0\bar{1}1]$	$\frac{1}{2}[011]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{1}{2}[110]$
0,47	0,36	0,11	0,36	0,21	0,15	0,26	0,16	0,11

Tableau C2: Facteur de Schmid des différents système de glissement.

D: BANDES DE PHOTOLUMINESCENCE ASSOCIEES A LA  
DEFORMATION PLASTIQUE

1: BANDE ASSOCIEE AUX DISLOCATIONS

L'étude du spectre de photoluminescence des échantillons déformés par compression uniaxiale à vitesse constante et à  $T=400^{\circ}\text{C}$  montre qu'après déformation, il apparaît une bande centrée sur  $E_0=1.13\text{eV}$ , de largeur à mi-hauteur 140 meV (fig.D1). Son intensité est croissante avec le taux de déformation. La présence ou l'absence de cette bande est liée au dopage de l'échantillon. En effet, elle apparaît pour un taux de déformation faible (3.5%) dans GaAs de type p (fig.D2). Dans GaAs semi-isolant dopé chrome et non dopé, elle n'est décelable que pour un taux de déformation supérieure à 5 ou 6% (fig.D1) et dans GaAs type n, nous ne l'avons pas observée (fig.D3).

Cette bande a été mentionnée par Sumino et al.[32] dans du GaAs semi-isolant et de façon moins nette dans GaAs type n (fig.D4). Elle n'a jamais été observée dans des échantillons non déformés.

L'étude de la polarisation de la bande 1.13eV montre que la lumière est polarisée perpendiculairement au plan de glissement principal (fig.D5). Si on suppose qu'il n'y a pas ou peu de reconstructions, il existe des orbitales pendantes au cœur de la dislocation, orientées suivant cette direction. Ceci suggère que la bande est associée aux dislocations et non aux défauts ponctuels qui sont soit à symétrie sphérique (défauts simples), soit orientés aléatoirement dans le cristal (défauts complexes comme la bilacune).

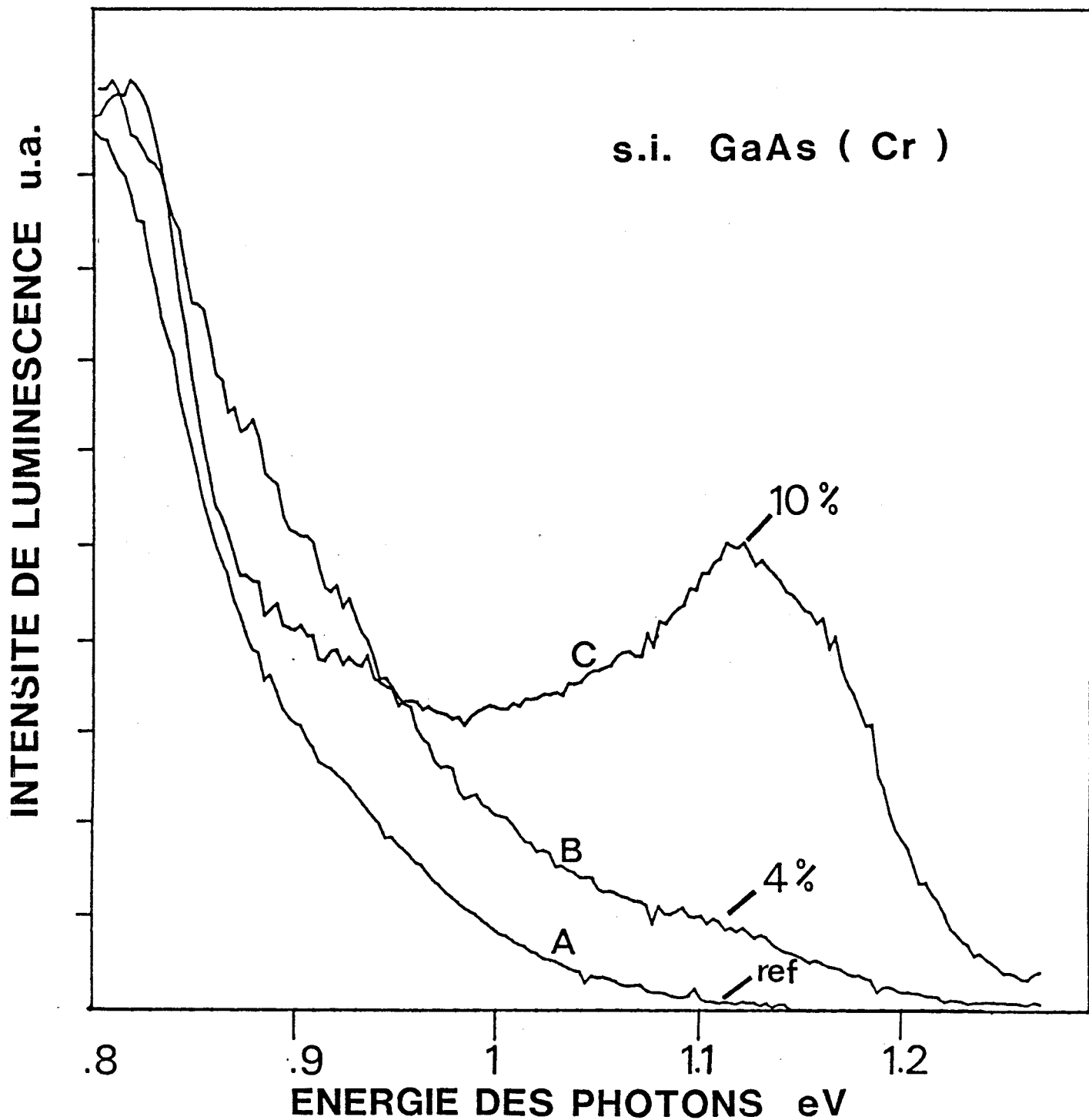


Figure D1: Spectres de photoluminescence de GaAs semi-insolant dopé chrome non déformé, déformé en compression uniaxiale (à  $T=400^{\circ}\text{C}$ ) à des taux de déformation de  $\epsilon=\Delta L/L=4\%$  (B) et  $\epsilon=10\%$  (C).

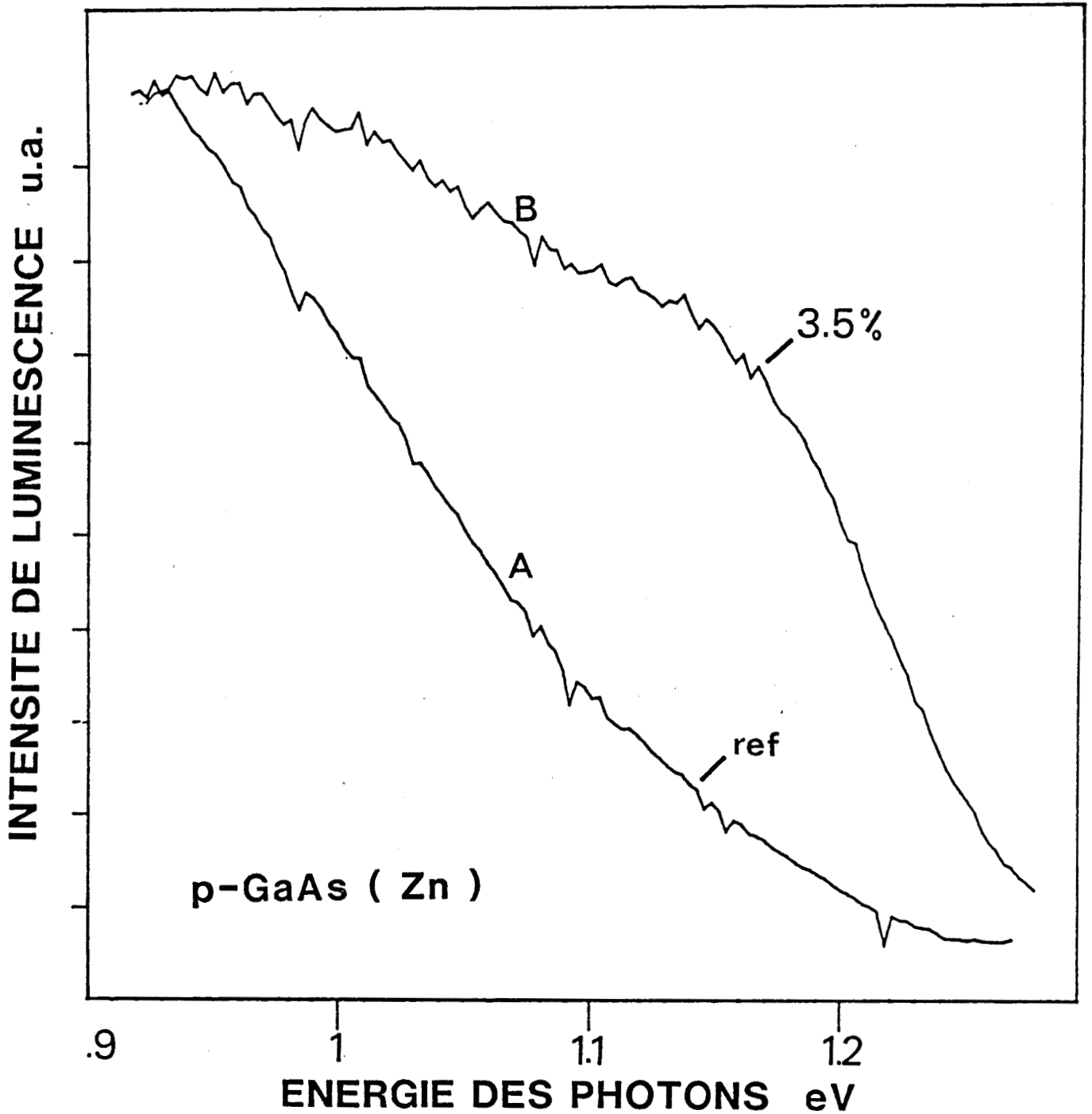


Figure D2: Spectres de photoluminescence de GaAs type p dopé zinc non déformé (A) et déformé en compression uniaxiale (à contrainte constante et à  $T=400^{\circ}\text{C}$ ) à un taux de déformation ( $\Delta L/L$ ) de  $\epsilon=3.5\%$  (B).

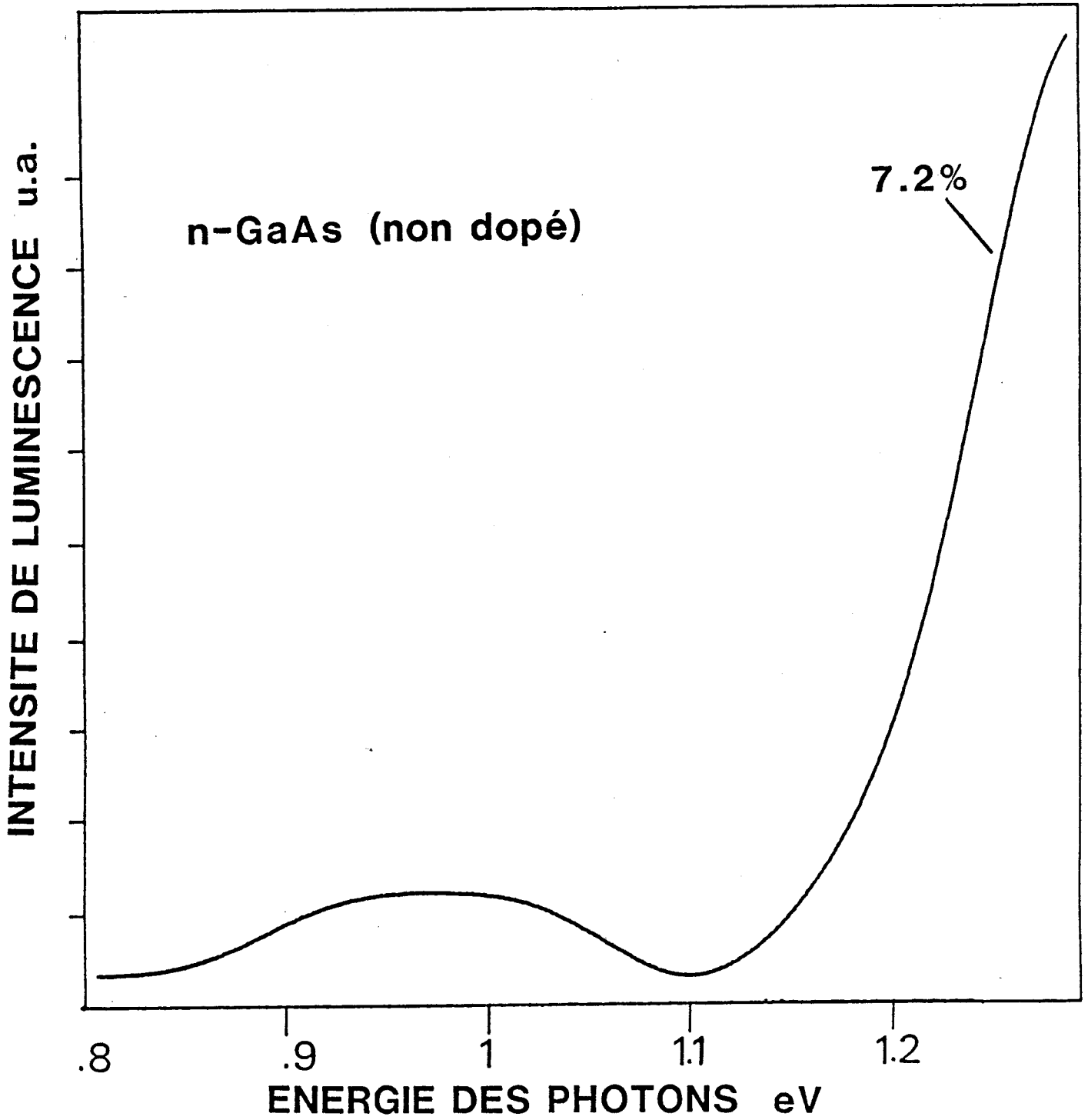
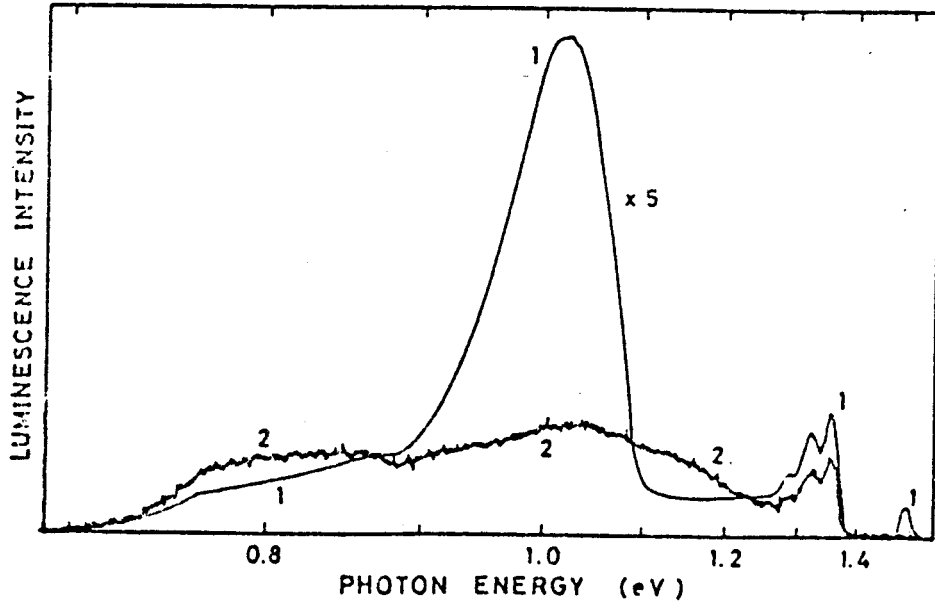


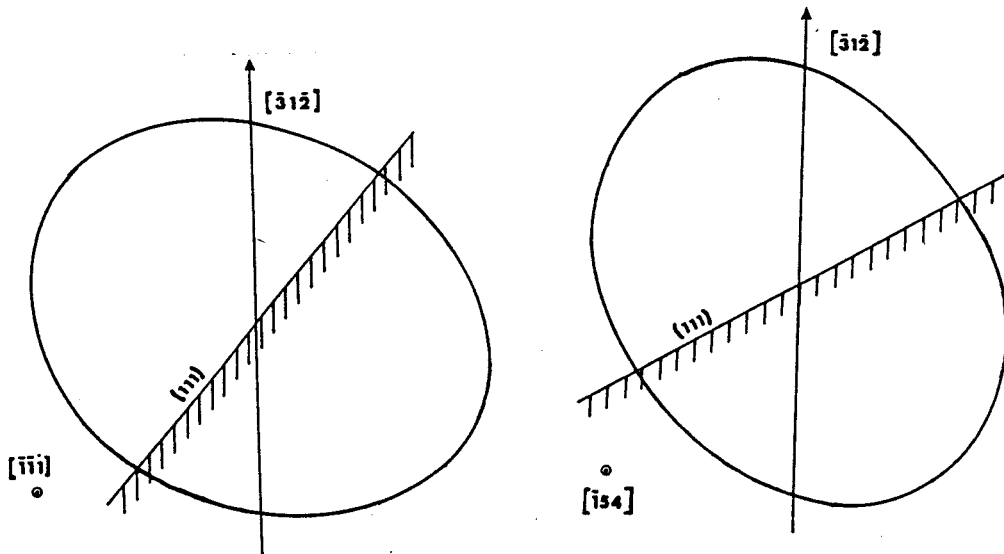
Figure D3: Spectre de photoluminescence de GaAs type n non dopé déformé en compression uniaxiale (à contrainte constante à  $T=400^{\circ}\text{C}$ ) à  $\epsilon = 7,2\%$ .





Photoluminescence spectra of *n*-type boat-grown specimen before (curve 1) and after deformation by shear strain 15% (curve 2). The mark  $\times 5$  on curve 1 signifies that the intensity is to be multiplied by a factor of 5 when compared with curve 2.

**Figure D4:** Spectre de photoluminescence sur du GaAs de type *n* déformé obtenu par Sumino et al. [32]



**Figure D5:** Variation angulaire de la polarisation de la bande 1,13eV mesurée sur les faces  $[111]$  et  $[154]$ . Le plan de glissement principal est également représenté.

La largeur à mi-hauteur importante traduit un fort couplage avec le réseau. Nous pouvons estimer le shift de Frank-Condon  $d_{FC}$  par la relation:

$$\Delta W = \Delta W_0 \left( \coth \frac{\hbar\omega}{2kT} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \Delta W_0 = (8S \ln 2)^{\frac{1}{2}} \hbar\omega \quad d_{fc} = S\hbar\omega \quad E_T = E_0 + d_{fc}$$

S: constante de Huang-Rhys ou nombre moyen de phonons émis

$E_T$ : Energie d'ionisation thermique

$E_0$ : Energie du maximum d'émission

Pour vérifier la validité de ce modèle dans notre cas et pour accéder au shift de Frank-Condon  $d_{FC}$  et à l'énergie des phonons  $\hbar\omega$  (ou à la constante S), il est nécessaire de mesurer la largeur à mi-hauteur de la bande de luminescence pour différentes températures comprises entre 77K et 300K. Mais l'intensité du signal de luminescence chute de façon importante avec l'augmentation de la température. Il ne nous a pas été possible d'effectuer des mesures au dessus de 120K, le signal n'étant plus détectable. Nous pouvons quand même obtenir une estimation de  $d_{FC}$  en fixant un intervalle de valeurs "raisonnables" pour  $\hbar\omega$  ( $15 < \hbar\omega < 45 \text{ meV}$ ), par analogie avec les valeurs déjà déterminées pour les défauts intrinsèques dans GaAs [40]. On obtient donc:

$$d_{FC} = 160 \pm 80 \text{ meV (avec } \Delta W_0 = 140 \text{ meV)}$$

En se référant uniquement à l'énergie de la transition en photoluminescence, nous ne pouvons pas situer le niveau d'énergie dans la bande. En effet, en photoluminescence il est impossible de déterminer si la transition est de type bande de conduction vers le niveau profond ou niveau profond vers la bande de valence. Les mesures d'effet Hall [15] montrent que les dislocations introduisent un niveau d'énergie proche de la bande de valence. En supposant que ce niveau est celui mis en jeu dans la transition radiative, nous pouvons proposer le diagramme de configuration de

la figure D6 avec les valeurs de  $d_{FC}$  et de l'énergie de la transition mesurée en luminescence.

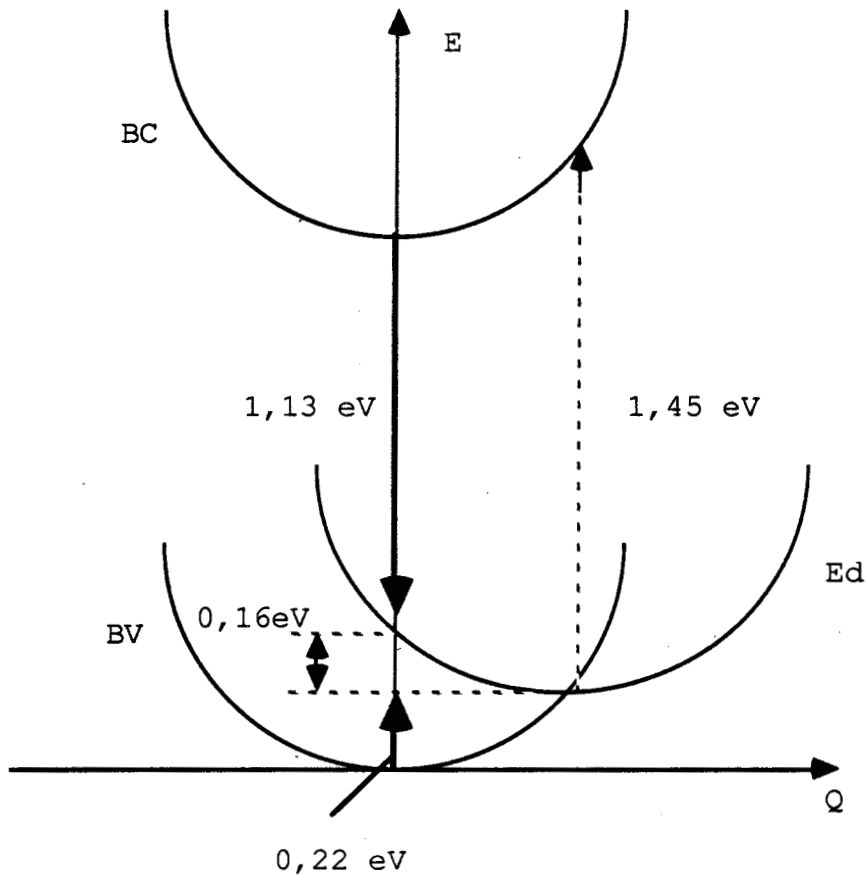


Figure D6: Diagramme de configuration proposé pour le niveau d'énergie associé à la dislocation.

$$E_{lum}=1,13eV , E_{abs}=1,45eV , E_{ther}=0,22eV , d_{FC}=0,16eV$$

Nous pouvons donc situer le niveau d'énergie associé aux dislocations:

$$E_D - E_V = 0,22 \pm ,08 eV$$

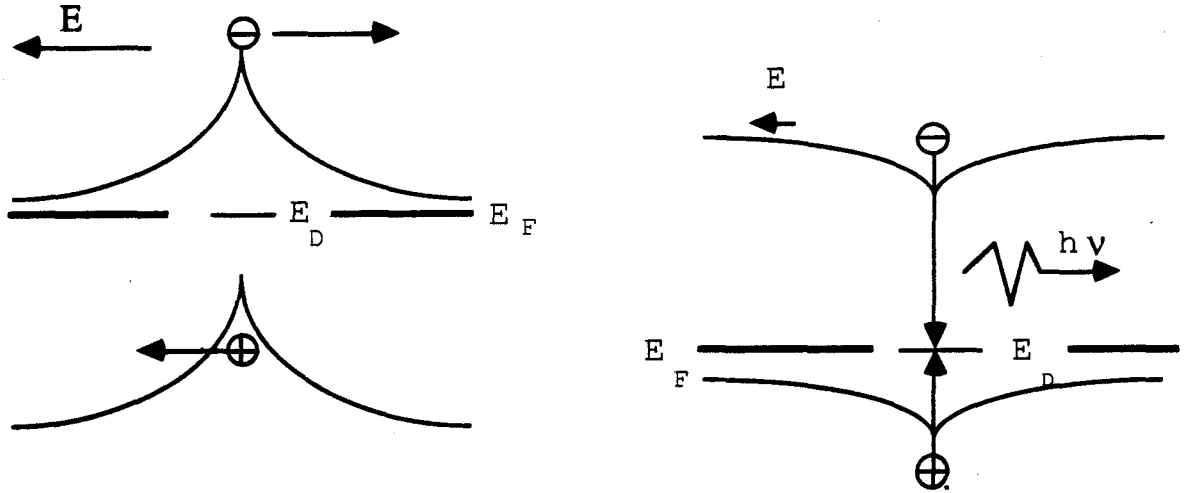
Cette valeur est différente de celle obtenue par Gerthsen et al.[20] en effet Hall ( $E_D=0.38eV$ ). Elle pourrait être compatible avec l'énergie de la transition en photoluminescence ( $E_D=1.13eV$ )

si le défaut n'était pas aussi fortement couplé avec le réseau. Il est probable que Gerthsen et al. ont surestimé la position du niveau. De plus cette valeur a été déduite de mesures effectuées sur du GaAs de type p, pour lesquels les résultats publiés dépendent du matériau initial. Par contre, D. Ferré [15] positionne le niveau d'énergie associé aux dislocations beaucoup plus près de la bande de valence que Gerthsen et al. [20].

Ce diagramme permet de comprendre pourquoi aucune transition associée aux dislocations n'a été observée en absorption optique. En effet les transitions entre la bande de conduction et le niveau d'énergie de la dislocation se font pour des énergies supérieures à 1.45 eV et sont donc masquées par les transitions interbandes.

Les dislocations introduisant un niveau d'énergie proche de la bande de valence il est possible d'interpréter l'absence de bandes de photoluminescence dans les matériaux de type n. Le niveau d'énergie est très loin du niveau de Fermi qui est proche de la bande de conduction. Les dislocations agissent alors comme pièges à électrons et sont chargées négativement. Comme nous l'avons décrit au chapitre B/1, ceci entraîne l'apparition d'un potentiel électrostatique et en conséquence d'un champ électrique qui sépare toutes les paires électrons trous créées par l'excitation optique. Il n'y a pas ou peu de transitions radiatives au niveau de la dislocation (fig. D7). Dans les matériaux de type p, il y a peu de porteurs piégés car le niveau de la dislocation et le niveau de Fermi sont proches. Les champs sont peu intenses et les recombinaisons radiatives sont possibles pour l'énergie  $E_D = 1.13 \text{ eV}$ .

Le cas des matériaux semi-isolant est intermédiaire entre le type n et le type p puisque le niveau de Fermi est situé au milieu de la bande interdite.



**Figure D7:** Recombinaison radiative au niveau de la dislocation. Dans le type n, le champ induit est intense. la paire électron trou est séparée avant recombinaison. Dans le type p, le champ est faible. La recombinaison radiative est possible pour  $h\nu=1,13\text{eV}$

Dans les échantillons déformés à  $200^{\circ}\text{C}$ , nous n'observons pas la bande de luminescence  $E_D=1,13\text{eV}$ . Or, comme nous l'avons précisé dans le chapitre C/2, ces échantillons contiennent une majorité de dislocations vis et très peu de dislocations coin. Ces dislocations sont dissociées en deux partielles de type  $30^{\circ}\text{A}$  et  $30^{\circ}\text{B}$ . Nous supposons donc que ces deux types de dislocations ne peuvent être associées au niveau d'énergie proposé précédemment. Dans les échantillons déformés à  $400^{\circ}\text{C}$ , les dislocations de type coin sont majoritaires. Elles sont dissociées en partielles de type  $30^{\circ}\text{A}$ ,  $30^{\circ}\text{B}$ ,  $90^{\circ}\text{A}$ ,  $90^{\circ}\text{B}$ . Par ailleurs, les travaux de Jones et al. [12] concluent que seules les dislocations de type B introduisent un niveau d'énergie proche de la bande de valence. La seule hypothèse compatible avec ces remarques est d'associer le niveau d'énergie situé à  $E_D - E_V = 0,22 \pm 0,08 \text{ eV}$  aux dislocation de type  $90^{\circ}\text{B}$ .

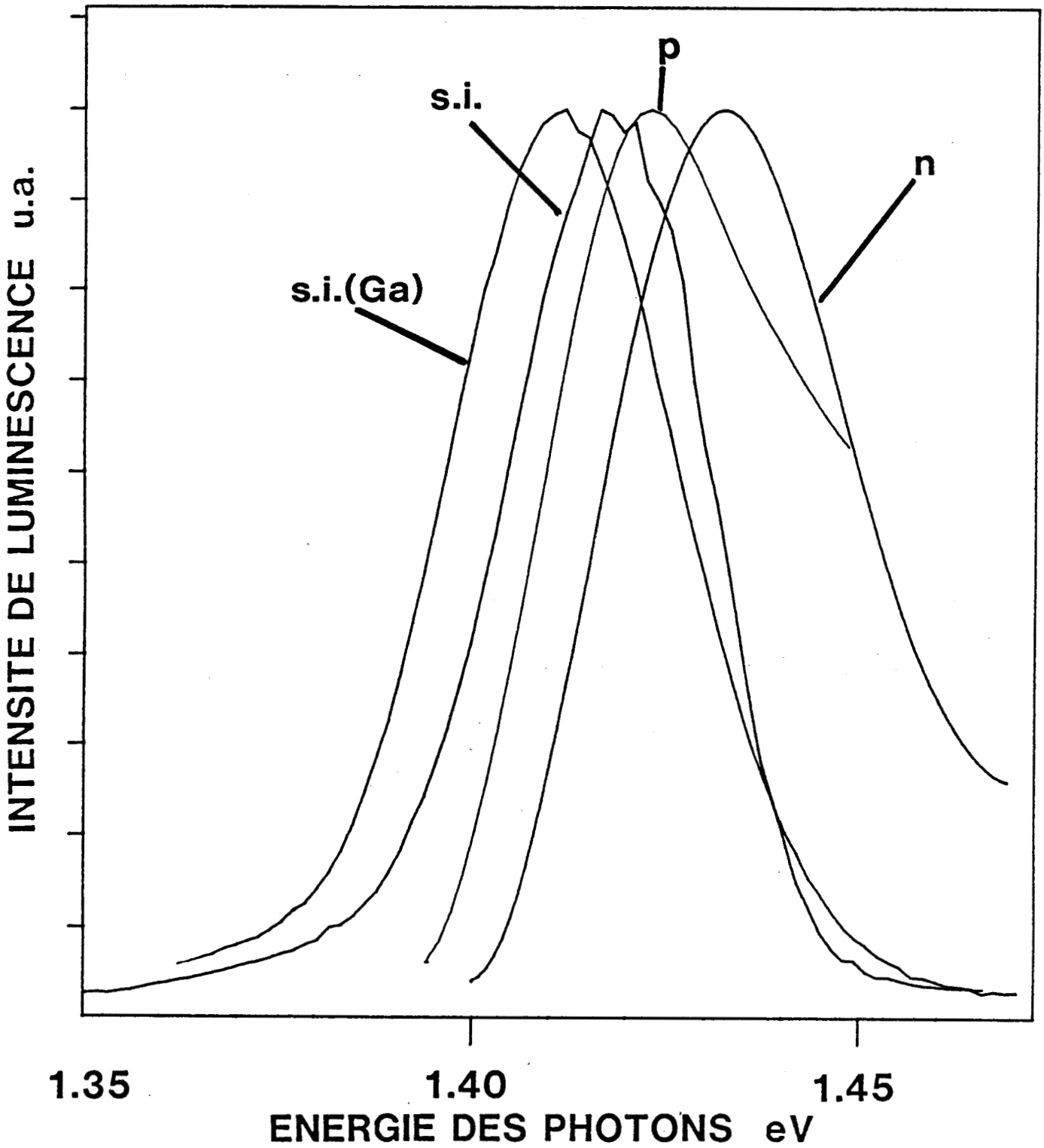
2: Bande E = 1,42eV

Le spectre des échantillons dopés Cr déformés à T=200°C en compression uniaxiale à contrainte constante montre une nouvelle bande de luminescence centrée sur  $E_1 = 1,42 \text{ eV} \pm 0,01 \text{ eV}$  de largeur à mi-hauteur  $\Delta W = 40 \pm 10 \text{ meV}$ . Cette bande apparaît également sur les échantillons déformés de type n<sup>+</sup>, semi-insolant non dopé, semi-insolant riche en gallium, et p (fig.D8) mais avec des caractéristiques (position, largeur) légèrement différentes (tableau D1). Cette bande est également présente sur un échantillon dopé chrome déformé à 200°C en compression uniaxiale à vitesse constante (fig.D9). La présence de cette bande dépend donc de la température de déformation et non du mode de déformation (vitesse ou contrainte constante).

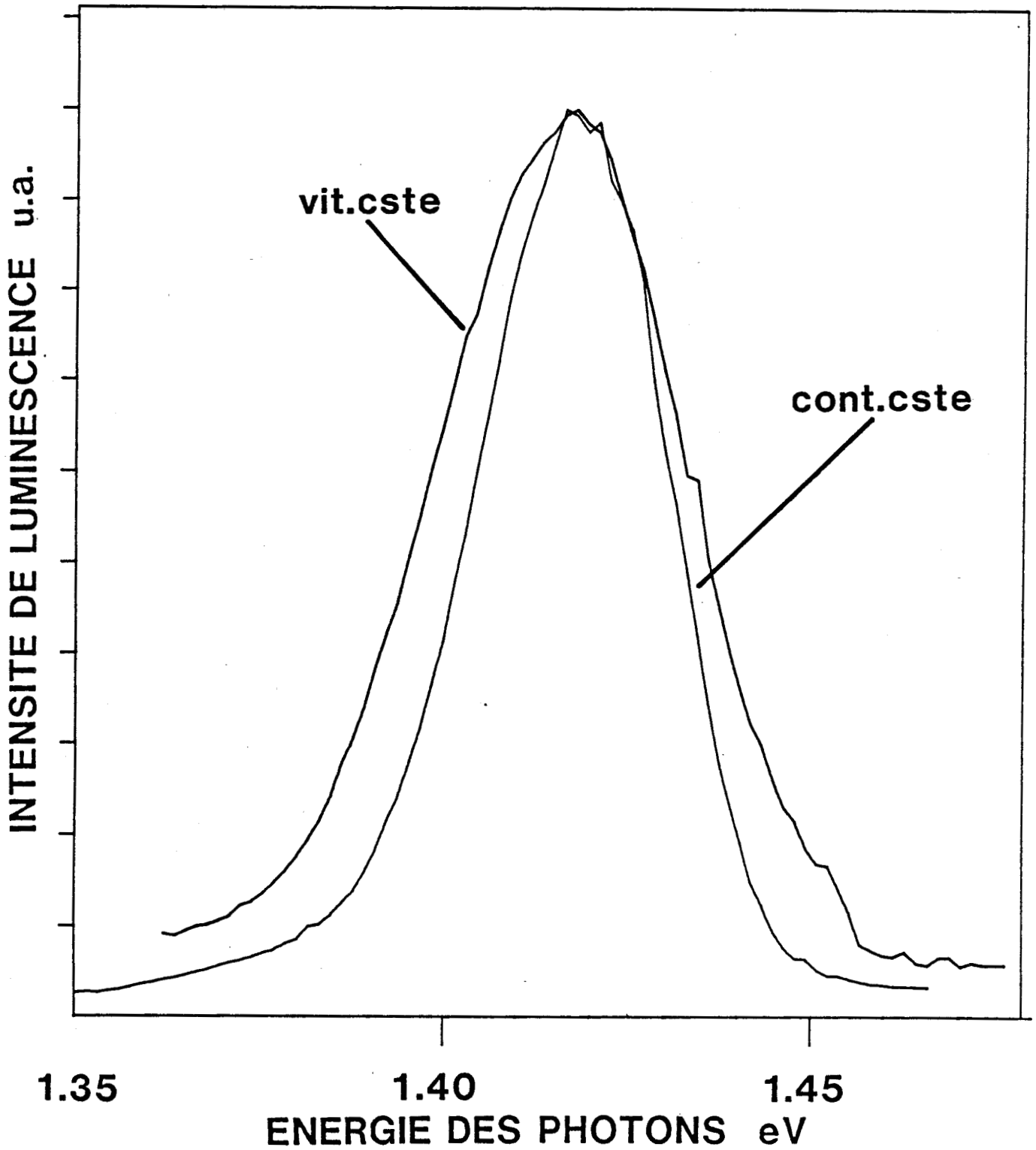
Echantillon	Position (eV)	Largeur (mev)
Si dopé Cr	1,42	30
Si non dopé	1,42	30
Si riche en Ga	1,41	35
p dopé Zn	1,424	30
n dopé Se	1,432	40
Si:Cr (vit. cste)	1,415	40

Tableau D1: Position et largeur de la bande suivant le type d'échantillon et le mode de déformation .

Afin de vérifier que cette bande est bien due à la déformation, nous avons recuit à 200°C un échantillon non déformé et vérifié qu'elle n'apparaît pas suite à ce recuit. Des mesures de polarisation montrent que cette bande n'est pas polarisée.



**Figure D8:** Spectres de photoluminescence d'échantillons semi-insolants dopé Cr ( $\epsilon=7,4\%$ ) et non dopé ( $\epsilon=5\%$ ), semi-insolant riche en gallium ( $\epsilon=4,5\%$ ), n dopé sélénium ( $\epsilon=5,9\%$ ), p dopé zinc ( $\epsilon=4,9\%$ ), déformés en compression uniaxiale (contrainte constante) à  $T = 200^\circ\text{C}$ .



**Figure D9:** Spectres de photoluminescence d'échantillons semi-isolants dopé chrome déformés en compression uniaxiale ( $T = 200^{\circ}\text{C}$ ) à vitesse constante ( $\epsilon = 5,1\%$ ) et à contrainte constante ( $\epsilon = 7,4\%$ ).



Les caractéristiques de cette bande (position, largeur) ne permettent pas de la comparer à une bande déjà référencée (cf. tableau C1). Afin d'étudier la nature de ce défaut, nous avons recuit les échantillons à 300°C, 350°C et 400°C. Quel que soit le type de l'échantillon, la bande disparaît après un recuit à T=400°C. Ces deux résultats (polarisation, recuit) montrent que cette bande est plutôt associée à un défaut ponctuel qu'à un type de dislocation.

Comme nous l'avons mentionné dans la partie bibliographique, il est possible que l'apparition d'une transition ne soit pas le résultat de la création de défauts mais d'une variation du niveau de Fermi après déformation et donc d'une modification de l'état de charge du défaut. Mais nous observons cette bande quel que soit le type du matériau (n,p, semi-isolant) et donc quelle que soit la position du niveau de Fermi. Ceci montre qu'il y a bien création de défauts lors de la déformation plastique.

Nous discutons de la nature de ce défaut à partir des trois faits expérimentaux suivant:

1) Le défaut est introduit par la déformation plastique.

2) On l'observe quel que soit le dopage et le type du matériau (Bridgman et Czochralski).

3) Il se recuit à une température de  $T = 400^{\circ}\text{C}$

Les points 1) et 2) suggèrent que ce défaut est plutôt un défaut de type intrinsèque qu'une impureté, bien qu'il existe certaines impuretés (ex: le cuivre) qui sont présentes dans tous les types de matériaux. Ce défaut intrinsèque peut être un défaut simple (lacune, interstitiel, antisite) ou un complexe formé de plusieurs défauts simples.

Le point 3) suggère d'éliminer l'hypothèse d'un défaut de type interstitiel isolé. En effet, par irradiation, on crée les paires

$V_{Ga} - I_{Ga}$  et  $V_{As} - I_{As}$ . Ces paires se recuisent à température inférieure à l'ambiante pour la première et à  $T=250^{\circ}C$  pour la seconde [54]. Elles se recuisent par migration et recombinaison (à la surface ou avec un autre défaut) des intersticiels  $I_{Ga}$  et  $I_{As}$ . Le point 3) nous conduit donc à éliminer les défauts  $V_{Ga} - I_{Ga}$ ,  $V_{As} - I_{As}$ ,  $I_{Ga}$  et  $I_{As}$ .

A. Goltzene et al. [55] détectent un défaut en RPE qui se recuit également à  $T = 400^{\circ}C$ . Ils l'associent à la lacune de gallium  $V_{Ga}$  [56]. Il est donc possible que le défaut créé par déformation plastique soit la lacune de gallium isolée ou un complexe contenant ce type de lacune. Des mesures de temps de vie des positrons (méthode sensible aux défauts lacunaires) et de RPE pourrait peut-être permettre d'apporter quelques renseignements complémentaires sur la nature de ce défaut.

## REFERENCES

- [1] J.C.Phillips dans "bonds and bands in semiconductors"  
Acad.Press. New York/London (1973)
  
- [2] H.Gottschalk,G.Patzer,H.Alexander  
Phys.Stat.Sol.45 (b) (1978),p.207
  
- [3] A.Gomez,P.B.Hirsch  
Phil.Mag.36 (1977) p.169
  
- [4] S.K.Choi,M.Mihara  
J.Phys.Soc. Japan,32 (1972)
  
- [5] H.Steinhardt,S.Schafer  
Acta met. 19 (1971) p.65
  
- [6] S.K.Choi,M.Mihara,T.Nimomya  
Japan J. of Appl.Phys. 16(1977) p.737
  
- [7] J.R.Chelikowsky,M.L.Cohen  
Phys.rev.B 14, (1976) p.556
  
- [8] A.R.Adam  
Emis datareview chap.7.1 (1985)
  
- [9] J.L.Farvacque,D.Ferre  
Rev.Phys.Appl. 15 (1980) p.33
  
- [10] J.L.Farvacque,D.Ferre,P.Lenglart  
Inst.of phys.conf. serie 59 (1980) p.389

- [11] S.Oberg  
Phys.stat.sol. (b) 89 (1978) p.K127
  
- [12] R.Jones, S.Oberg, S.Marklund  
Phil. mag. B43 (1981) p.839
  
- [13] W.T.Read  
Phil.Mag.45 (1954) p.775
  
- [14] R.Masut, J.L.Farvacque, C.M.Penchina  
J.of Appl.Phys. 53 (1982) p.4864
  
- [15] D.Ferre  
Thèse Lille 1987
  
- [16] H.Veth, M.Lanno  
Phil.Mag. B50 (1984) p.93
  
- [17] K.Watanabe, H.Nakanishi, K.Yamada et K.Hoshikawa  
Appl.Phys.Lett. 45 (1984) p.643
  
- [18] D.Gerthsen  
Phys.Stat.sol.(a) 97 (1986) p.527
  
- [19] D.Gwinner et al.  
J.de phys.Coll C6 40, (1979) p.75
  
- [20] D.Gerthsen, P.Haasen  
Act.Phys.Pol. A69, (1986) p.415
  
- [21] M.Skourowski  
J.of Appl.Phys. 62, (1987) p.3791

- [22] T.Ishida,K.Maeda,S.Takeuchi  
Appl.Phys.Lett.21, (1980) p.257
- [23] T.Wosinski  
8<sup>th</sup>School def.in crystals Szczysk (Pologne) 1988
- [24] A.V.Bazkenov,L.L.Krasil'nikova  
Sov.Phys.Sol.State 23 (1981) p.2068
- [25] A.V.Bazkenov,L.L.Krasil'nikova  
Sov.Phys.Sol.State 26 (1984) p.356
- [26] D.Vignaud,J.L.Farvacque  
J.of Appl.Phys.(1989), à paraître
- [27] P.Omling,E.R.Weber,L.Samuelson  
Physical Rewiew B 33 (1986) p.5880
- [28] K.Maeda  
J.of Appl.Phys. 54 (1983) p.161
- [29] K.Böhm,D.Gwinner  
Appl.phys.17 (1978) p.155
- [30] K.Böhm,B.Fischer  
J.of Appl.Phys. 50 (1979) p.5453
- [31] W.Heinke,H.J.Queisser  
Phys.Rev.Lett. 33 (1974) p.1082
- [32] M.Suezawa,K.Sumino  
Jap.J.of App.Phys. 25 (1984) p.533

- [33] O.K.Gorodnichenko, E.A.Glushkov, V.F.Kovalenko  
Sov.Phys.Solid State 25 (1983) p.1476
- [34] D.Vignaud, J.L.Farvacque  
à paraître
- [35] F.M.Vorobkalo, K.D.Glinchuk, A.V.Prokhorovich, G.John  
Phys.Stat.Sol. (a) 15 (1973) p.287
- [36] E.R.Weber, H.Ennen, U.Kaufmann, J.Windscheif, J.Schneider,  
T.Wosinski  
J.of Appl.Phys.53 (1982) p.6140
- [37] S.Benaki, A.Goltzene, C.Schwab, W.Guangyu, Z.Yuamai  
Phys.Stat.Sol. b138 (1986) p.143
- [38] R.Bray  
Solid state comm.60 (1986) p.867
- [39] T.Wosinski  
Phys.Stat.sol.(a) 60, (1980) p.K149
- [40] A.Mircéa-Roussel  
Acta Electronica 24 (1981/82) p.273
- [41] D.J.Ashen, D.J.Dean, D.T.J.Hurle, J.B.Mullin, A.M.White,  
P.D.Greene  
J.phys.Chem.solids 36 (1975) p.1041
- [42] P.Leyral  
Thèse Lyon (1984)
- [43] H.J.Guislain, L.De Wolf, P.Clauws  
J. of electronic materials 7 (1978) p.83

- [44] K.D.Glinchuk, L.F.Linnik, V.E.Rodionov  
Phys.stat.sol. (a) 18 (1973) p.K23
  
- [45] E.V.K.Rao, N.Duhamel, P.N.Favenec, H.L'Haridon  
J.of Appl.Phys. 49 (1978) p.3898
  
- [46] H.Kressel, J.U.Dunse, H.Nelson, F.Z.Hawrylo  
J.of Appl.Phys. 39 (1968) p.2006
  
- [47] S.G.Bishop, B.V.Shanabrook, W.J.Moore  
J.of Appl.Phys. 56 (1984) p.1785
  
- [48] P.W.Yu, D.C.Reynolds, W.Ford  
J.of Appl.Phys. 62 (1987) p.2960
  
- [49] J.Van de Ven, W.J.AM Hartmann, L.J.Giling  
Appl.Phys.Lett. 60 (1986) p.3735
  
- [50] S.Nojima  
J.of Appl.Phys. 53 (1982) p.7602
  
- [51] P.W.Yu, D.C.Reynolds  
J.of Appl.Phys. 53 (1982) p.1263
  
- [52] J.M.Woodall, H.J.Hovel  
Appl.Phys.Lett. (1972) p.379
  
- [53] R.Keestelot  
thèse Lille (1981)
  
- [54] D.Pons, A.Mircéa, J.Bourgoin  
J.of Appl.Phys. (8) (1980) p.4150

[55] A.Goltzene,B.Meyer,C.Schawb  
J.of Appl.Phys. 57 (1985) p.1332

[56] A.Goltzene,B.Meyer,C.Schawb  
3<sup>rd</sup> conference on semi-insulating III-V,Warms Springs  
Oregon (1984) p.291



DEUXIEME PARTIE :

PHOTOPLASTICITE  
ET  
DEGRADATION

A: Etude bibliographique : photoplasticité et dégradation

Une des causes principales de la dégradation ne semble pas être la structure complexe des composants (contacts, oxyde...) mais plutôt les propriétés intrinsèques du matériau. Ainsi, P. Petroff et al. [1] ont montré que les défauts créés dans les lasers au cours du fonctionnement et ceux créés par irradiation optique sur de simples hétérostructures GaAlAs-GaAs étaient identiques. La connaissance des phénomènes de dégradation dans les hétérostructures lasers passe par une meilleure compréhension des mécanismes de photoplasticité liés à l'interaction photon-dislocation. Une étude des propriétés des dislocations sous flux lumineux dans le matériau massif nous semble essentielle pour mener à bien cette étude.

Dans l'arséniure de gallium, une excitation électronique ou optique modifie la mobilité des dislocations [2-4]. Cette mobilité est systématiquement plus grande sous irradiation électronique [2-4]. Lors du glissement, les dislocations se déplacent essentiellement par formation et migration de décrochements (crans).

P. Haasen [5] calcule l'influence de la charge piégée par la dislocation sur l'énergie de formation d'un décrochement. La charge piégée tend à déstabiliser la ligne de dislocation et diminue ainsi l'énergie de formation d'un décrochement. La lumière facilite ce processus en modifiant l'état de charge de la dislocation. La lumière peut également modifier l'interaction électrostatique entre les ions du cristal et les dislocations (chargées), ce qui induit une variation de mobilité sous éclairage.

P. B. Hirsch [6] associe aux décrochements des états d'énergie dans la bande interdite. La concentration des décrochements chargés varie suivant la position du niveau de Fermi. Comme la mobilité

augmente avec un accroissement de la concentration de décrochements chargés, elle dépend aussi de la position du niveau de Fermi. Si le niveau d'énergie associé aux décrochements est au milieu de la bande interdite, les dislocations seront plus mobiles dans les semiconducteurs de type n et p que dans les semiconducteurs semi-isolants. Si ce niveau est proche de la bande de valence, la mobilité sera plus élevée dans les semiconducteurs de type n que dans ceux de type p.

K.Maeda [7] affirme que le modèle de P.B.Hirsch n'est pas applicable aux mécanismes de glissement sous irradiation. En effet, il montre que ce modèle prévoit, dans certaines conditions de dopage, une diminution de la mobilité suite à l'irradiation. Expérimentalement, on observe toujours un accroissement quel que soit le dopage [7]. Il propose un modèle basé sur un fort couplage électron-réseau pour le niveau d'énergie associé aux décrochements. La lumière injecte une grande densité de porteurs excités qui se recombinent sur le niveau d'énergie associé au décrochement. Cette recombinaison provoque une relaxation de réseau suite à la modification de l'état de charge de celui-ci. L'énergie est dissipée sous forme de vibrations de réseau et peut ainsi permettre la propagation du décrochement. La statistique d'occupation du niveau d'énergie associé au décrochement est dépendante de la charge piégée par la dislocation. Si la dislocation est chargée, le pseudo niveau de Fermi du décrochement est très proche du niveau de la dislocation quel que soit le dopage. Dans le cas où la dislocation n'est pas chargée, le pseudo niveau de Fermi se confond avec le niveau de Fermi du cristal. Sa position est donc fonction du dopage. K.Maeda propose un modèle de niveaux d'énergie associés aux dislocations  $\alpha$  et  $\beta$  à partir du modèle de Jones et al. [8]. La dislocation  $\alpha$  introduit un niveau d'énergie dans la bande interdite, proche de la bande de valence. Elle est pratiquement toujours chargée négativement, ce qui explique la faible variation de la mobilité mesurée en fonction du dopage. La dislocation  $\beta$  introduit un

niveau d'énergie dans la partie haute de la bande interdite. Dans le GaAs de type p, la dislocation est chargée positivement. La mobilité varie très peu avec le dopage. Par contre, dans le type n, la dislocation n'est pas chargée. La mobilité varie avec la position du niveau de Fermi, donc avec le dopage. Ce modèle est en accord avec les valeurs de mobilité mesurées en fonction du dopage.

B.E.Mdivanyan et al [9] étudient l'effet de la lumière sur la déformation plastique d'échantillons massifs de GaAs. Ils observent une diminution de la contrainte d'écoulement plastique avec l'éclairement. Cet effet s'atténue lorsque la température de déformation augmente (pour  $T > 300^{\circ}\text{C}$ , l'effet est négligeable). Il est maximum pour une longueur d'onde d'excitation correspondant à la largeur de la bande interdite de GaAs. Pour interpréter cet effet, ils utilisent comme point de départ le modèle de Celli et al [10] qui montre que la limitation au glissement des dislocations est due essentiellement aux défauts présents sur la ligne. Ils supposent alors que la lumière modifie l'état de charge de ces défauts et donc l'interaction électrostatique entre ceux-ci et les décrochements. Nous critiquons cette interprétation puisque de toute évidence la lumière d'excitation ne pénètre qu'entre 0,5 et 1  $\mu\text{m}$  de profondeur dans le matériau massif (épaisseur de l'échantillon = 2 mm). Il ne peut donc expliquer la variation du comportement plastique à l'échelle de l'échantillon. Dans ce cas précis, un modèle basé sur la nucléation (et non la migration) des décrochements assistée par la lumière semble plus adapté. La lumière augmenterait la concentration de décrochements nucléés en surface qui migreraient ensuite sous l'effet de la contrainte appliquée.

Il est probable que les processus de photoplasticité décrits ci dessus, jouent un rôle primordial dans la dégradation des composants optoélectroniques. De nombreuses études ont été entreprises pour caractériser les défauts créés au cours du

fonctionnement des lasers à semiconducteurs. Bien que ces défauts soient désormais bien connus, de nombreuses questions restent posées quant à leur mécanisme de formation et de croissance.

P. Petroff et R.L. Hartman [11,12] ont entrepris de caractériser les lignes noires en utilisant la microscopie en transmission. D'après leur étude, les lignes noires s'orientent suivant la direction  $\langle 100 \rangle$  et parfois suivant  $\langle 110 \rangle$ . Elles sont confinées dans la couche active du laser et ne se rencontrent jamais en dehors de celle-ci. Ces défauts sont composés de réseaux en trois dimensions de dislocations qui se développent à partir d'une dislocation traversant toutes les couches. La densité de dislocations dans le réseau est de l'ordre de  $10^8$ - $10^9$   $\text{cm}^{-2}$ . Ces dislocations sont de type hélicoïdal orientées suivant  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 210 \rangle$  et parfois suivant  $\langle 110 \rangle$ . Le vecteur de Burgers est de type  $a/2$   $[011]$ . Elles sont organisées en dipôles géants et en boucles. La structure de ces défauts indique qu'un mécanisme de montée intervient dans le processus de croissance.

W.D. Johnston et al. [13] dégradent des hétérostructures laser en irradiant optiquement avec un laser krypton. Ils constatent une dégradation accélérée au centre de la région irradiée. L'intensité de la dégradation varie notablement d'une région à une autre. En effectuant la même expérience sur une homocouche GaAs, ils n'observent aucune dégradation. Ils en concluent que la dégradation a son origine à l'interface GaAlAs-GaAs.

B. Wakefield [15] relie l'apparition des lignes noires avec les contraintes introduites par la couche d'oxyde en surface. Mais P. Petroff et al. [1] créent des défauts identiques aux lignes noires des lasers dans une hétérostructure GaAlAs-GaAs irradiée optiquement. Ceci démontre que la dégradation n'est pas nécessairement liée aux diverses contraintes introduites par les contacts. Elle semble liée aux défauts introduits lors de la croissance.

T.Kamejima et al. [15] appliquent une contrainte uniaxiale sur une hétérocouche laser. Ils observent l'apparition de lignes noires uniquement lorsqu'il y a injection de porteurs. La contrainte et l'injection de porteurs sont donc nécessaires à la croissance des lignes noires de type  $\langle 110 \rangle$ . Les lignes noires de type  $\langle 100 \rangle$  semblent croître à partir des lignes  $\langle 110 \rangle$ .

L'ensemble de ces études montre que les lignes noires sont des réseaux de dislocations qui se développent à partir de défauts ou de contraintes présents dans le matériau. Il s'agit alors de comprendre quel mécanisme permet la croissance des lignes noires. Suivant l'orientation de la ligne noire, on admet généralement deux mécanismes de croissance:

- la montée de dislocations pour les lignes orientées suivant  $\langle 100 \rangle$
- le glissement pour celles orientées suivant  $\langle 110 \rangle$

La montée des dislocations implique qu'il existe une certaine concentration de défauts ponctuels émis ou absorbés. L'étendue spatiale des lignes noires suppose qu'une grande concentration de défauts ponctuels s'agglomère autour des dislocations. Ceci pose le problème de l'origine de ces défauts et du rôle joué par l'irradiation. Deux processus sont possibles avec quelques nuances suivant les auteurs:

- La génération de défauts ponctuels assistée par les recombinaisons non radiatives.
- La migration des défauts ponctuels assistée par les recombinaisons non radiatives.

S.O'Hara et al. [16] proposent un modèle fondé sur la génération des défauts ponctuels par la dislocation. Il y a émission de lacunes de gallium et d'arsenic lorsqu'une recombinaison non radiative s'effectue au coeur d'une dislocation. L'énergie de la recombinaison de la paire électron-trou est ainsi utilisée pour créer ces défauts.

M.Ikeda et al.[17] calculent le champ de contraintes dû aux fautes d'empilement. Ils expliquent la dégradation par la migration d'intersticiels vers les zones de dilatation maximum. Ces intersticiels seraient créés par les recombinaisons non radiatives.

W.D.Johnston et al.[13] supposent que les défauts ponctuels sont préexistants mais que leur mobilité est augmentée par les recombinaisons non radiatives. Ces défauts s'agglomèrent sur les dislocations et permettent le processus de montée.

Ce modèle est confirmé par P.M.Petroff [18] qui montre que la mobilité des lacunes et des intersticiels augmente par irradiation électronique.

Dans le modèle de W.D.Johnston et al., les défauts ponctuels préexistants proviendraient de l'interface GaAlAs-GaAs, ce qui expliquerait l'impossibilité de dégrader une homocouche GaAs [13]. L'objection principale à ce modèle est formulée par S.O'Hara [16]. La concentration requise de défauts ponctuels ( $10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) pour expliquer la taille des dipôles observés semble irréaliste par rapport aux concentrations généralement admises dans GaAs ( $10^{17}-10^{18} \text{cm}^{-3}$ ).

J Matsui et al.[19-20] proposent un mécanisme de croissance des lignes noires par glissement dévié de segments vis. Ce glissement serait engendré par des contraintes thermiques dues à une élévation de température provoquée par les recombinaisons non radiatives se produisant sur les défauts environnants..

Afin d'interpréter des mesures de vitesse de croissance des lignes noires, B.D Schwartz [21] fait l'hypothèse qu'un mécanisme supplémentaire s'ajoute au mouvement des défauts ponctuels assisté par recombinaison. Il observe un allongement puis un épaissement des lignes noires. L'allongement se ferait par glissement, provoqué par des contraintes thermiques. Ces contraintes seraient induites par les recombinaisons non radiatives. La deuxième phase d'épaississement pourrait être due à un mécanisme de montée.

## B: Processus expérimental

### 1: Préparation des échantillons

L'étude de la photoplasticité nécessite d'introduire dans l'échantillon des sources de dislocations. Ces sources sont créées par indentation en utilisant une pointe diamant appliquée avec une force variable (fig.B2).

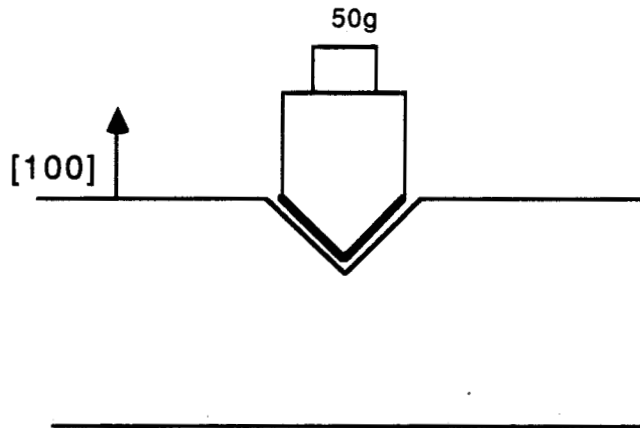
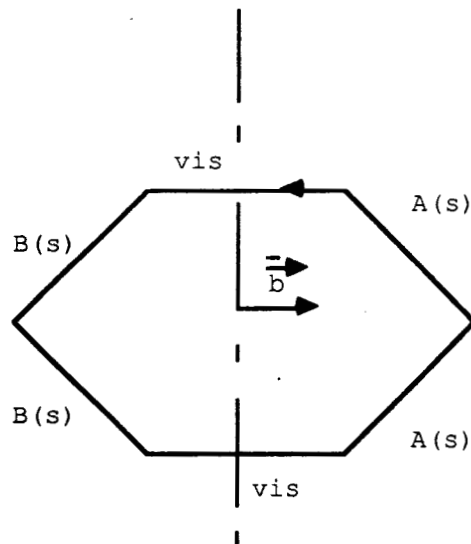


Figure B2: Schéma de principe d'une indentation

La contrainte ainsi créée est relâchée par nucléation et propagation de demi-boucles de dislocations. La demi-boucle est composée de dislocations de types différents (figB3). La mobilité dépend essentiellement du caractère des dislocations composant le front de la demi-boucle. L'énergie nécessaire au glissement des dislocations peut être d'origine thermique (recuit à 360°C) ou, dans notre cas, d'origine lumineuse.

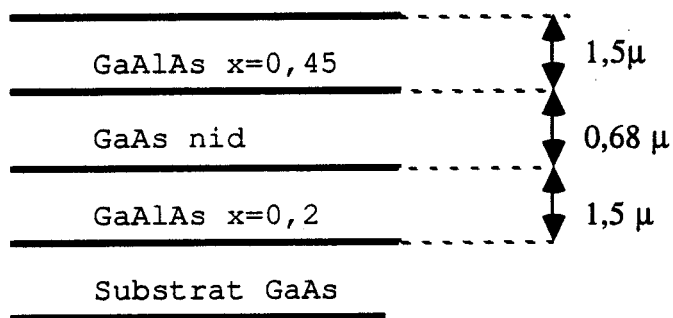




**Figure B3:** Répartition des caractères A,B,vis le long d'une boucle hexagonale

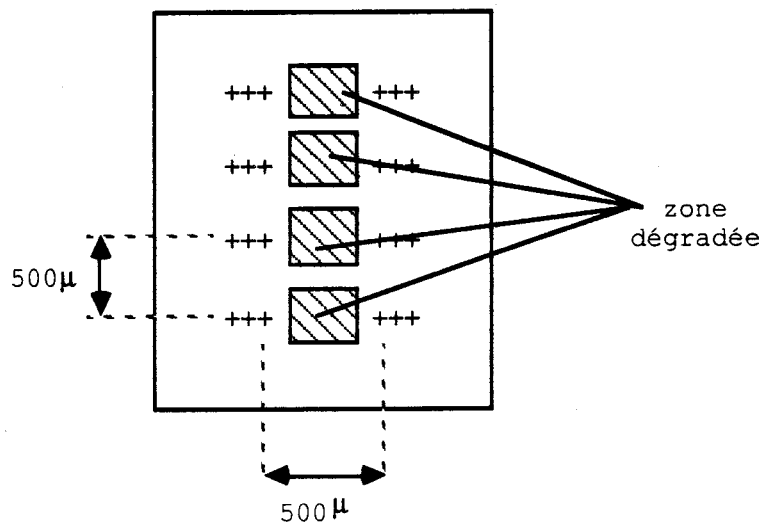
Les échantillons utilisés dans l'étude de photoplasticité proviennent de lingots Czochralski (semi-isolant et type p) et Bridgman (type n). les échantillons sont découpés avec une scie à fil diamanté. Ils sont polis mécaniquement puis chimiquement avec une solution composée de  $H_2SO_4$  (5 parts),  $H_2O_2$  (1 part) et d' $H_2O$  (1 part). Les indentations sont appliquées avec une force de 50g sur une face (100).

Les échantillons destinés à la dégradation ont été fabriqués par epitaxie par jets moléculaires .L'ensemble des échantillons provient d'une même plaquette. Leur structure est identique à celle de la partie active des composants lasers (fig B4). L'absence des couches nécessaires aux contacts électriques permet une étude optique. La couche supérieure de GaAlAs est transparente au rayonnement laser excitateur qui est uniquement (et totalement) absorbé par la couche "active" de GaAs.



**Figure B4:** Structure des échantillons de dégradation (laser)  
La couche active (GaAs) est légèrement dopée p (dopage par impuretés résiduelles)

Un motif d'indentation (fig B5) permet de repérer les zones dégradées lors des études en cathodoluminescence. Dans ce cas les indentations n'ont qu'un rôle de repérage.



**Figure B5:** Motif d'indentation pour le repérage des zones dégradées

## 2: Montage (photoplasticité et dégradation)

L'étude bibliographique [1,3] montre qu'il est nécessaire d'injecter une puissance lumineuse de l'ordre du kW/cm<sup>2</sup> pour créer les défauts caractéristiques de la dégradation. Un laser Krypton peut fournir cette puissance à condition de focaliser le faisceau. Au point de focalisation, le diamètre minimum de la tache est donné par:

$$D_{\min} = 2 \left[ \frac{4}{3} \frac{1,22 \lambda}{D} f \right]$$

f: focale de la lentille,  $\lambda$ : longueur d'onde, D: diamètre du spot laser.

Avant de focaliser le faisceau, il est donc nécessaire d'augmenter la taille initiale du spot laser avec un agrandisseur de faisceau.

Le banc de dégradation (utilisé également pour l'étude de photoplasticité) comprend un laser krypton de longueur d'onde  $\lambda = 6471 \text{ \AA}$  ( $h\nu = 1,916 \text{ eV}$ ) ayant une puissance de sortie de l'ordre de 500 mW. Le chopper intercalé sur le trajet optique permet de réduire l'échauffement de l'échantillon. Un agrandisseur de faisceau de rapport 4 amène le diamètre du spot à  $D=4 \text{ mm}$ . Une lentille de focale 50 mm focalise le faisceau sur l'échantillon. Le diamètre du spot mesuré est de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$  ( $D_{th} \approx 30 \mu\text{m}$ ). La puissance dissipée vaut au plus 1kW/cm<sup>2</sup>. L'ensemble agrandisseur lentille est monté sur table micrométrique. Le déplacement de l'échantillon en XY est assuré par deux tables micrométriques. Le signal de luminescence émis par l'échantillon est analysé par la chaîne de mesure précédemment décrite (chap. I-C-b). La température moyenne de l'échantillon sous excitation, obtenue en mesurant la position de la transition bande à bande, est de l'ordre de 35°C.

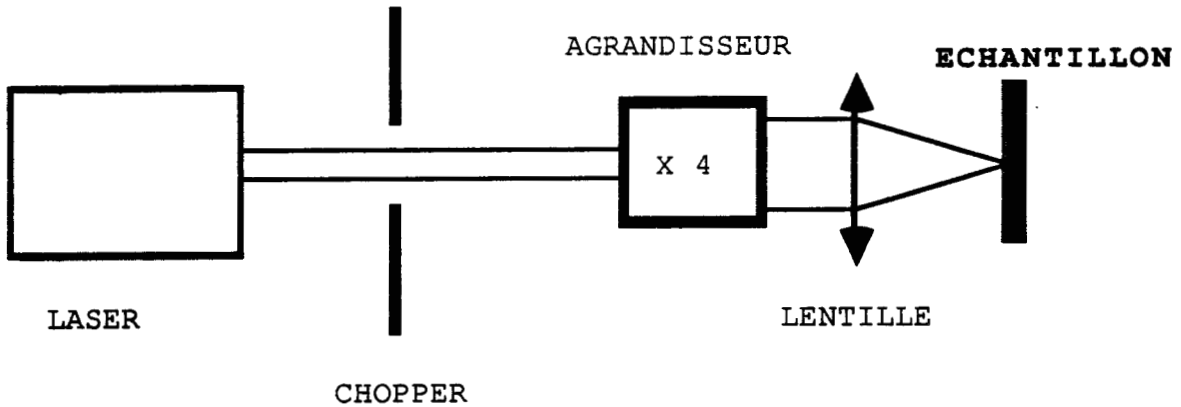


Figure B1: Schéma de principe du banc de dégradation

### 3: Cathodoluminescence

L'étude microscopique des défauts créés par irradiation lumineuse a été réalisée principalement en cathodoluminescence. Si les mécanismes d'émission de lumière sont identiques en cathodoluminescence et en photoluminescence, le mode d'excitation est différent. En cathodoluminescence, l'excitation est assurée par un faisceau d'électrons accélérés par une tension de l'ordre d'une dizaine de kV. Le faisceau balaie l'échantillon. La lumière émise est captée par un photomultiplicateur relié à un écran cathodique. L'électron excité est envoyé très haut dans la bande de conduction ( $\Delta E \approx 3 \cdot E_G$ ), ce qui provoque un échauffement plus intense qu'en photoluminescence. La profondeur de pénétration du faisceau d'électrons est fonction de la tension d'accélération (d'après Gruen [22]) :

$$R = \frac{4,5 \cdot E_0^{1,75} \text{ keV}}{\rho \cdot 100} (\mu) \quad \rho = 5,36 \text{ g/cm}^3$$

pour  $E_0 = 10\text{kV}$ ,  $R \approx 0,5\mu\text{m}$  ; pour  $E_0 = 20\text{kV}$ ,  $R \approx 1,6\mu\text{m}$

Sur l'écran cathodique, les centres non radiatifs apparaissent noirs. Les centres radiatifs apparaissent clairs à condition qu'ils émettent dans la gamme de détection du photomultiplicateur ( $h\nu > 1,3\text{eV}$ ). La résolution est de l'ordre du micron mais elle varie avec la tension d'accélération. Lorsque on augmente la tension d'accélération, la résolution diminue car le volume de génération des paires électron-trou augmente avec la tension.

c: Résultats et discussion

1: Résultats expérimentaux

a: Photoplasticité (échantillons indentés)

Les réseaux d'indentation des différents échantillons ont été irradiés pendant une dizaine d'heures. Le spectre de luminescence de l'échantillon ne subit aucun changement au cours de l'irradiation. L'étude en cathodoluminescence montre que pour l'échantillon non intentionnellement dopé (semi-isolant), les dislocations glissent dans les deux directions  $\langle 110 \rangle$  sous l'effet de l'irradiation (fig.C6). Aucune asymétrie n'est remarquée dans l'extension des bras de rosette. Les émergences des dislocations sont résolues mais les bras sont entourés d'un halo gris (fig.C7).

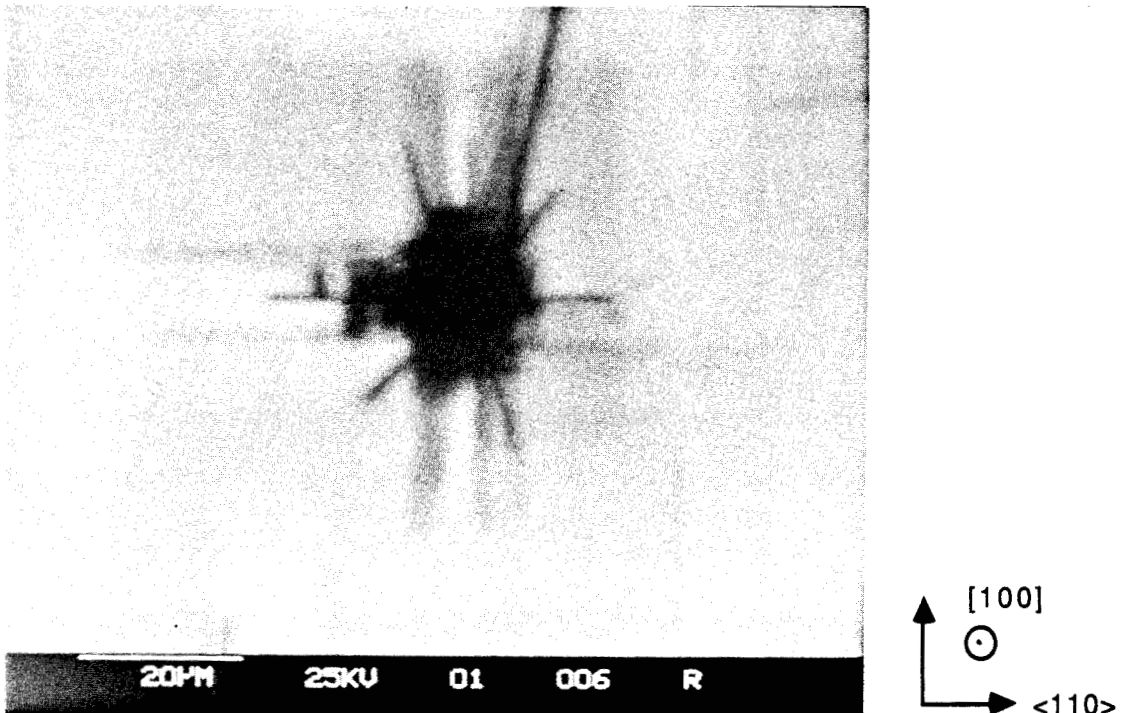
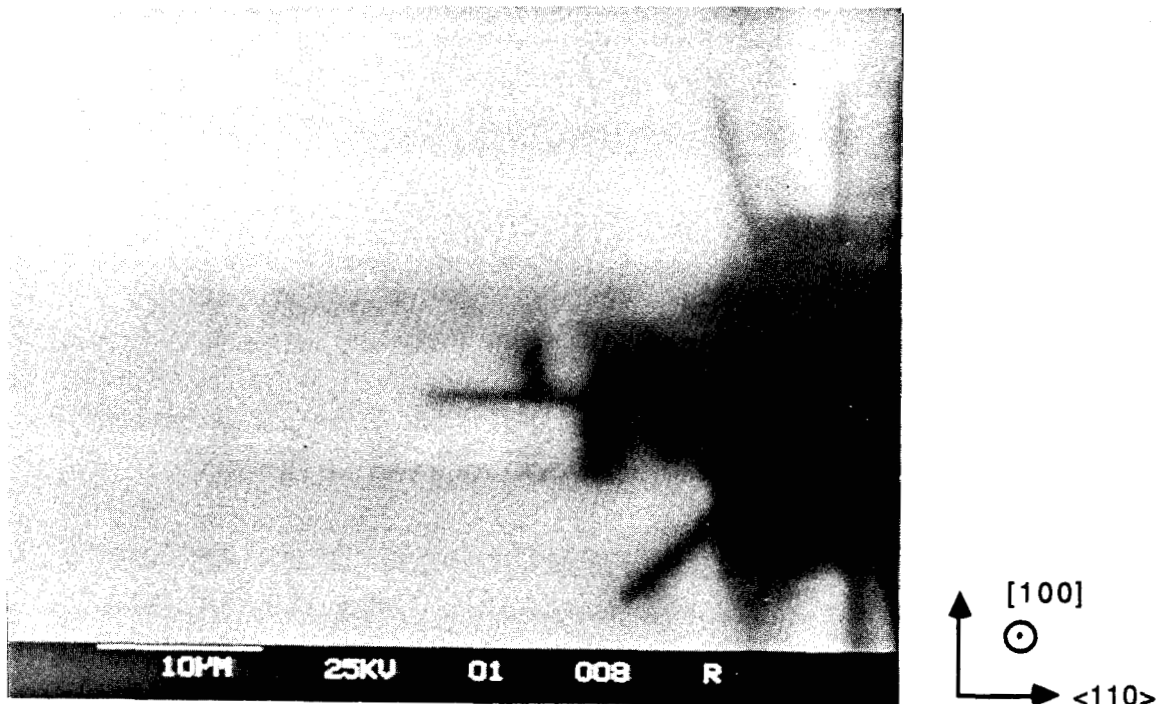
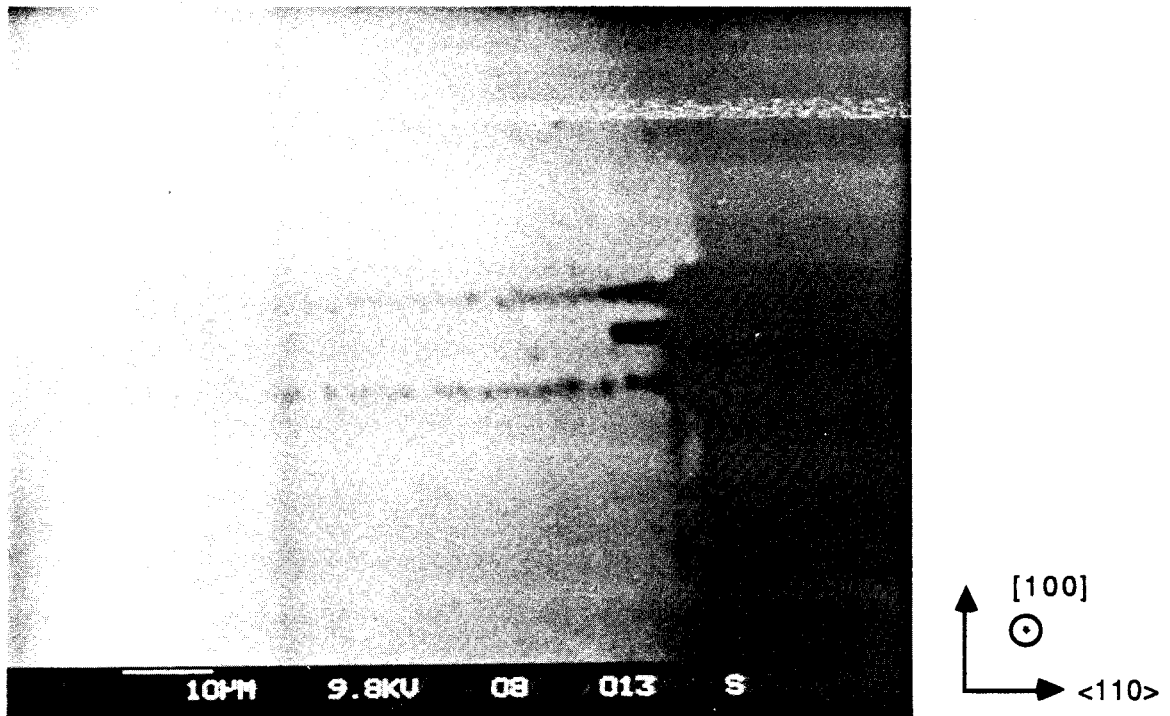


Figure C6: Echantillon semi-isolant indenté, irradié. Les dislocations glissent dans les deux directions.



**Figure C7:** échantillon semi-isolant indenté, irradié. On remarque un halo gris autour des émergences de dislocations.

Nous avons comparé l'effet de la lumière et de la température. Un échantillon indenté a été recuit à 360°C. Les bras de rosette sont plus étendus et les émergences des dislocations sont mieux résolues dans l'échantillon recuit (fig.C8). Aucun halo gris n'est visible.



**Figure C8:** échantillon semi-isolant indenté, recuit à 360°C. Les émergences sont nettes. Il n'y a pas de halo gris.

Dans l'échantillon de type n irradié, les dislocations glissent également dans les deux directions  $\langle 110 \rangle$  mais les émergences ne sont pas résolues (fig.C9).

Dans le cas de l'échantillon de type p irradié, les dislocations glissent uniquement dans une direction  $\langle 110 \rangle$  (fig.C10). Les émergences ne sont pas visibles.



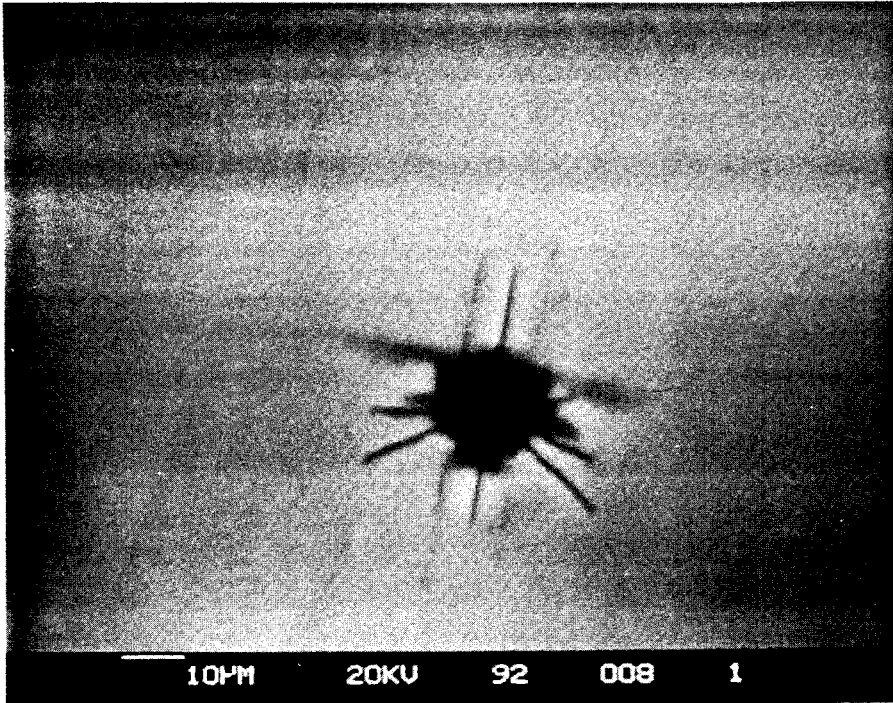


Figure C9: échantillon de type n irradié. Les dislocations glissent dans les deux directions  $\langle 110 \rangle$ . On ne résoud pas les émergences.

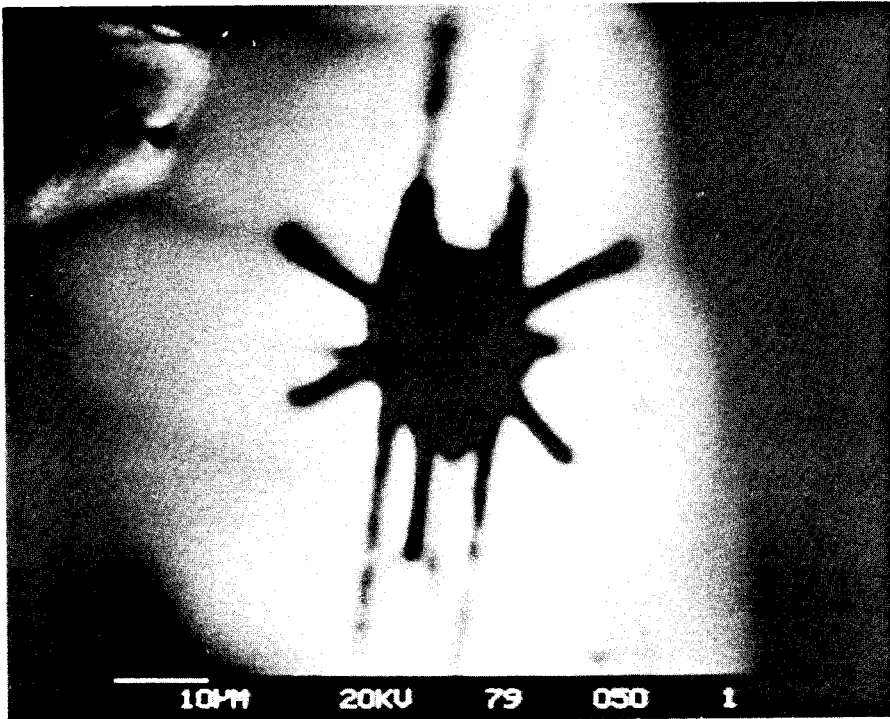
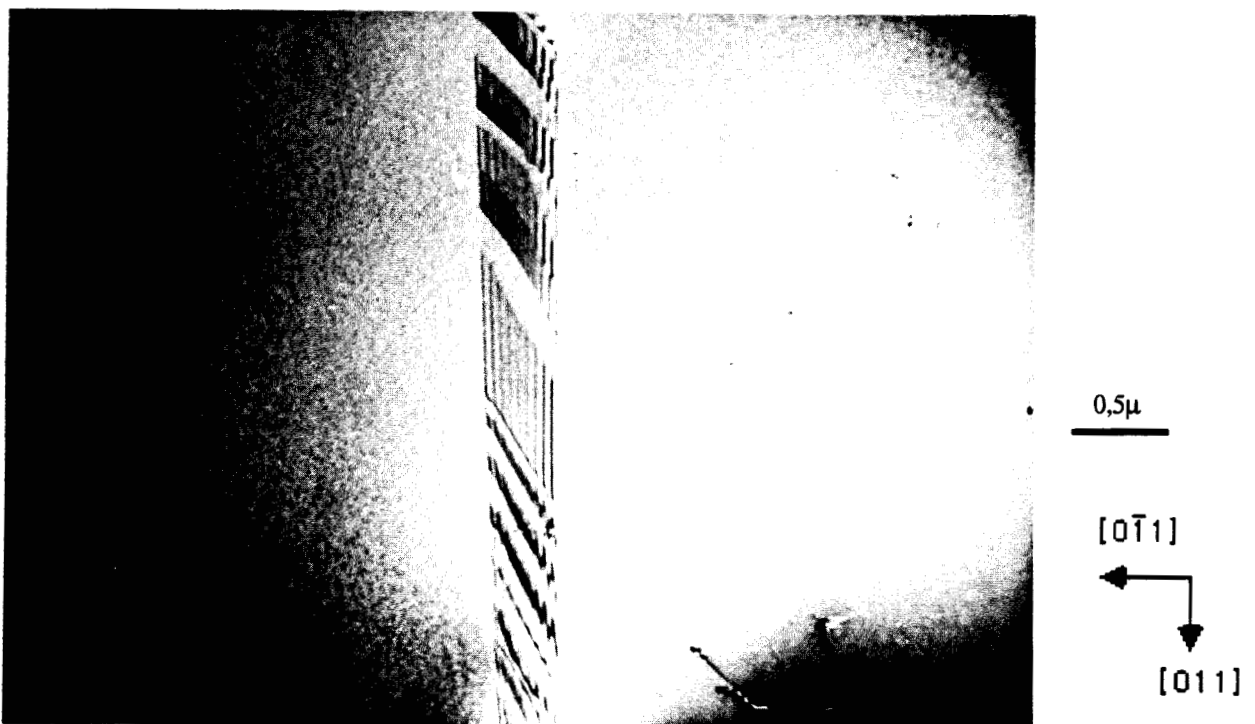


Figure C10: échantillon de type p irradié. Les dislocations ne glissent que dans une seule direction  $\langle 110 \rangle$ .

Nous avons caractérisé les dislocations développées lors de l'irradiation par microscopie en transmission. Un échantillon semi-isolant a été indenté ( $f = 5g$ ) puis irradié. Dans une direction  $\langle 110 \rangle$ , on observe des macles. Les dislocations sont dissociées en partielles de type  $30^\circ(\alpha)$  (fig.C11). Dans la direction perpendiculaire, on observe de longs segments vis rectilignes (dislocations parfaites) plus ou moins parallèles à la surface (fig.C12). Cette structure est pratiquement identique à celle observée dans un échantillon recuit à  $360^\circ\text{C}$  [23]. La principale différence vient du fait que l'on observe plutôt des débris de segment vis et non des segments rectilignes (fig.C13).



**Figure C11:** Etude en microscopie en transmission d'un échantillon semi-isolant irradié. Dans une direction  $\langle 110 \rangle$ , on observe des dislocations dissociées en partielles  $30^\circ(\alpha)$ .

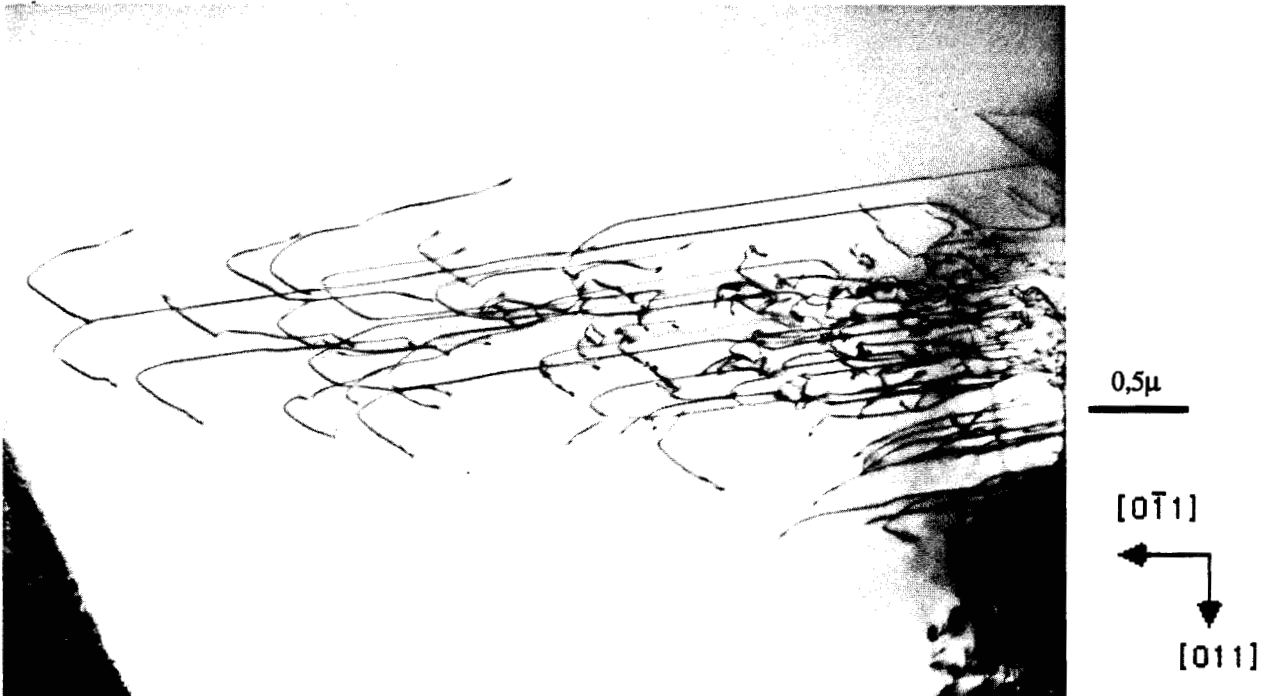


Figure C12: échantillon semi-isolant irradié. Dans cette direction  $\langle 110 \rangle$ , on observe de longs segments vis rectilignes.

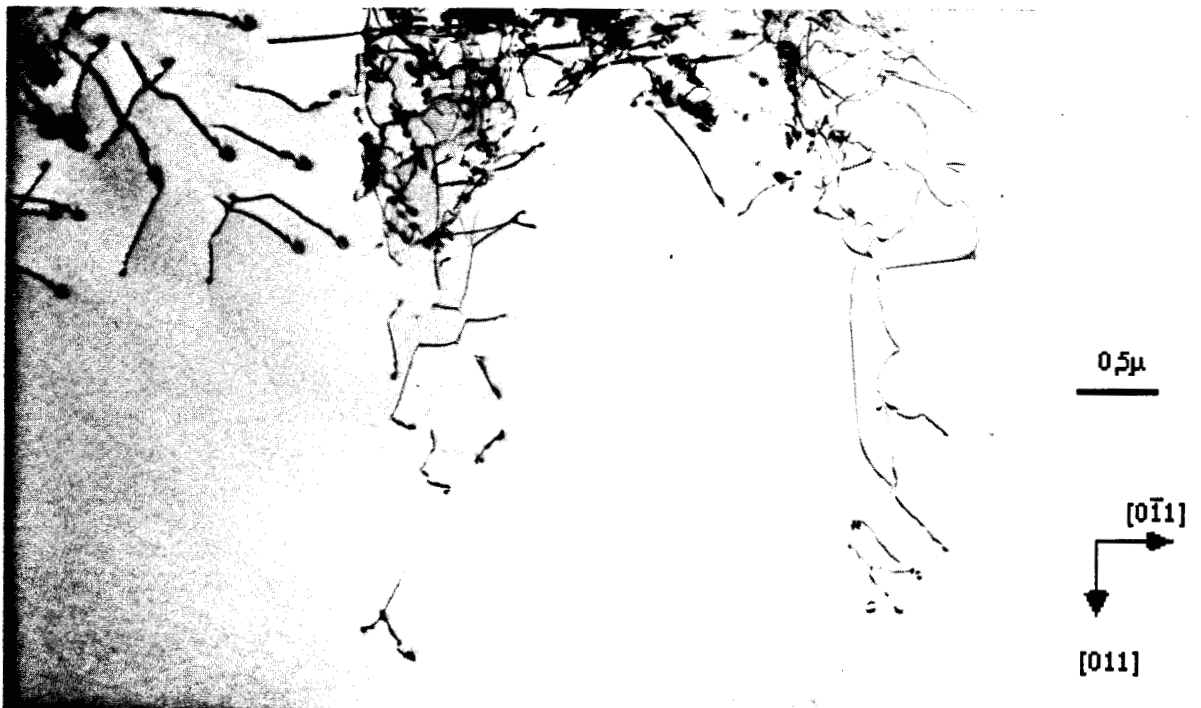
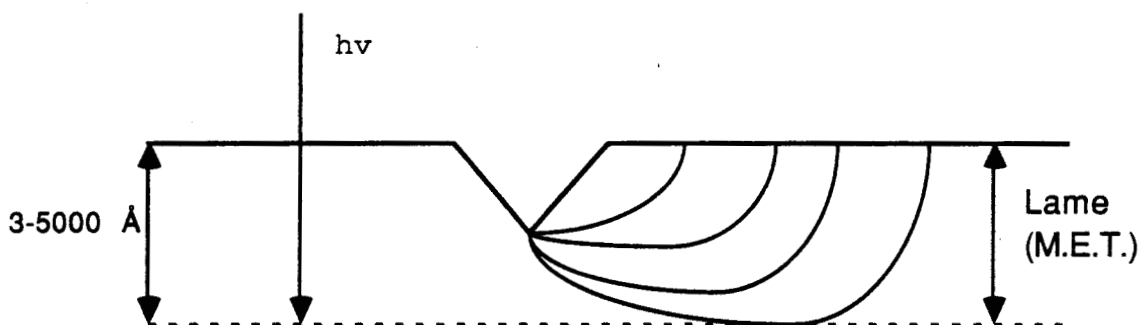
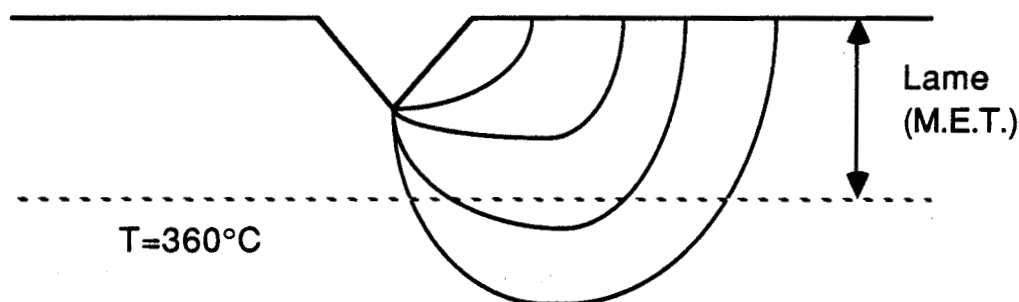


Figure C13: échantillon semi-isolant recuit à  $360^{\circ}\text{C}$ . Par rapport à l'échantillon irradié, on n'observe pas de longs segments vis mais plutôt des débris de segments.

Cette différence peut s'expliquer par le fait que la lumière ne pénètre que sur 3000 à 5000 Å dans le matériau. Les demi-boucles de dislocations ne peuvent se propager que dans la zone irradiée. Les demi-boucles sont donc confinées dans une zone de 3000 à 5000 Å. La lame de microscopie ayant une épaisseur de l'ordre de 5000 Å, on observe l'ensemble des segments vis rectilignes développés (fig.C14). En cathodoluminescence, l'ensemble de ces segments se traduit par le halo gris autour des émergences. Dans l'échantillon recuit à 360°C, les demi-boucles sont libres de se propager quelle que soit la profondeur. L'étude en microscopie ne met en évidence que les segments situés à moins de 5000 Å de la surface. On observe uniquement des débris de segments vis (fig.C14) et il n'y a pas de halo gris visible en cathodoluminescence. Cette étude de microscopie montre que l'irradiation agit non seulement sur la nucléation des crans mais aussi sur leur propagation.



(a)



(b)

**Figure C14** : Propagation des demi-boucles lors de l'irradiation (a) et d'un recuit à 360°C (b).

b: Hétérostructure GaAlAs-GaAs (dégradation)

Nous avons enregistré le spectre de luminescence de la couche active, au cours de la dégradation en fonction du temps. L'intensité globale de luminescence décroît fortement au début de l'irradiation puis se stabilise au bout d'une quinzaine d'heures (fig.C1). Aucune bande de luminescence n'apparaît ou ne disparaît au cours de la dégradation. Ceci montre que les défauts créés induisent uniquement des recombinaisons non radiatives ou que la zone dégradée est suffisamment perturbée (par les champs de contrainte et électriques) pour interdire toute recombinaison radiative.

Certaines zones de l'échantillon ne se dégradent pas ou très lentement.

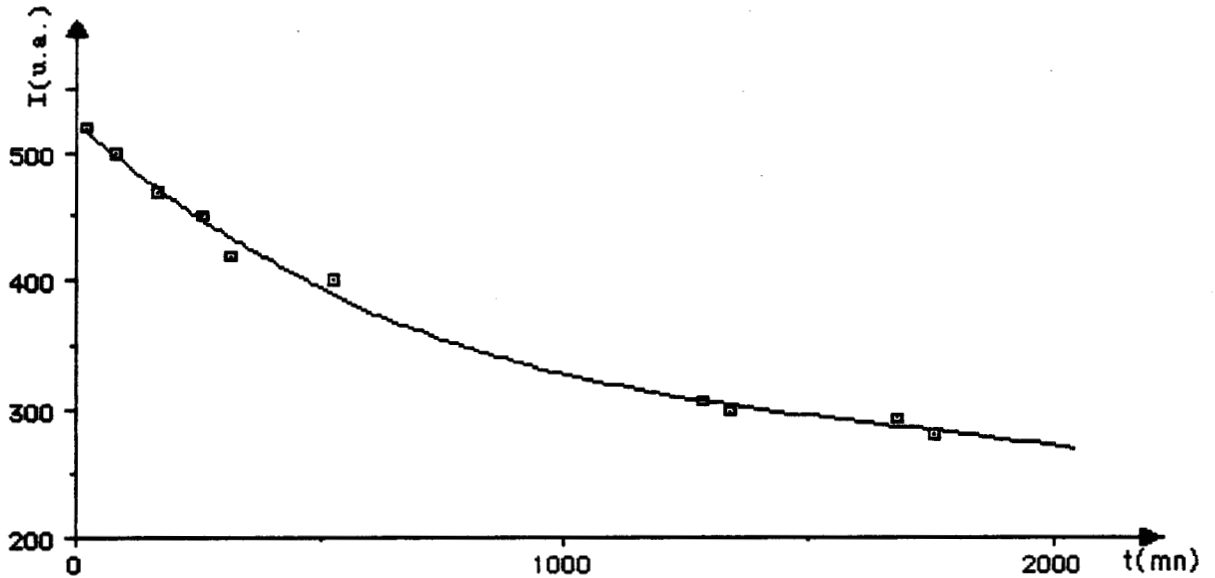


Figure C1: Variation de l'intensité de luminescence au cours de la dégradation.

Nous avons entrepris l'étude microscopique en cathodoluminescence des zones dégradées. Des photographies de ces zones ont été prises avant la dégradation de façon à discerner les défauts créés des défauts préexistants. Après dégradation, on observe l'apparition de deux types de défauts:

- Des alignements de points noirs suivant une direction  $\langle 110 \rangle$  (fig.C2) mais jamais dans la direction perpendiculaire.
- Des lignes noires orientées suivant les deux directions  $\langle 100 \rangle$  (fig.C3)

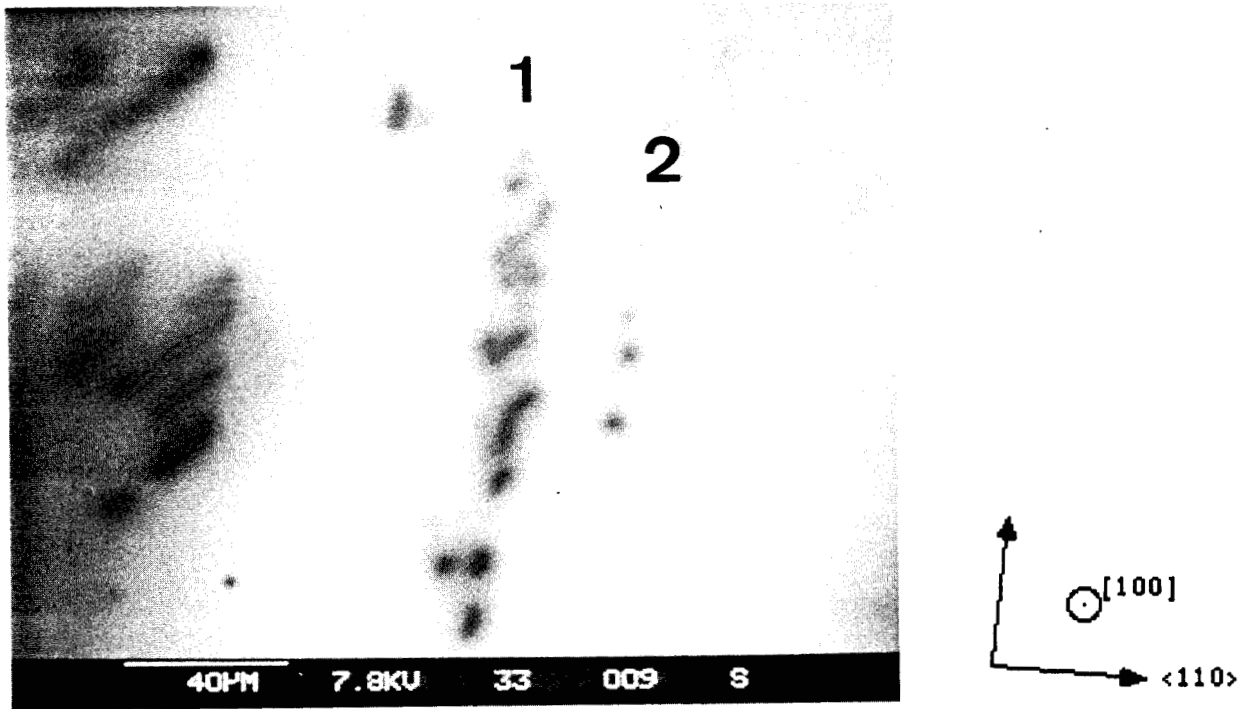


Figure C2: Alignements (1 et 2) de points noirs dans la direction  $\langle 110 \rangle$ . On remarque qu' à partir de l'alignement (1), des lignes noires  $\langle 100 \rangle$  commencent à se développer.

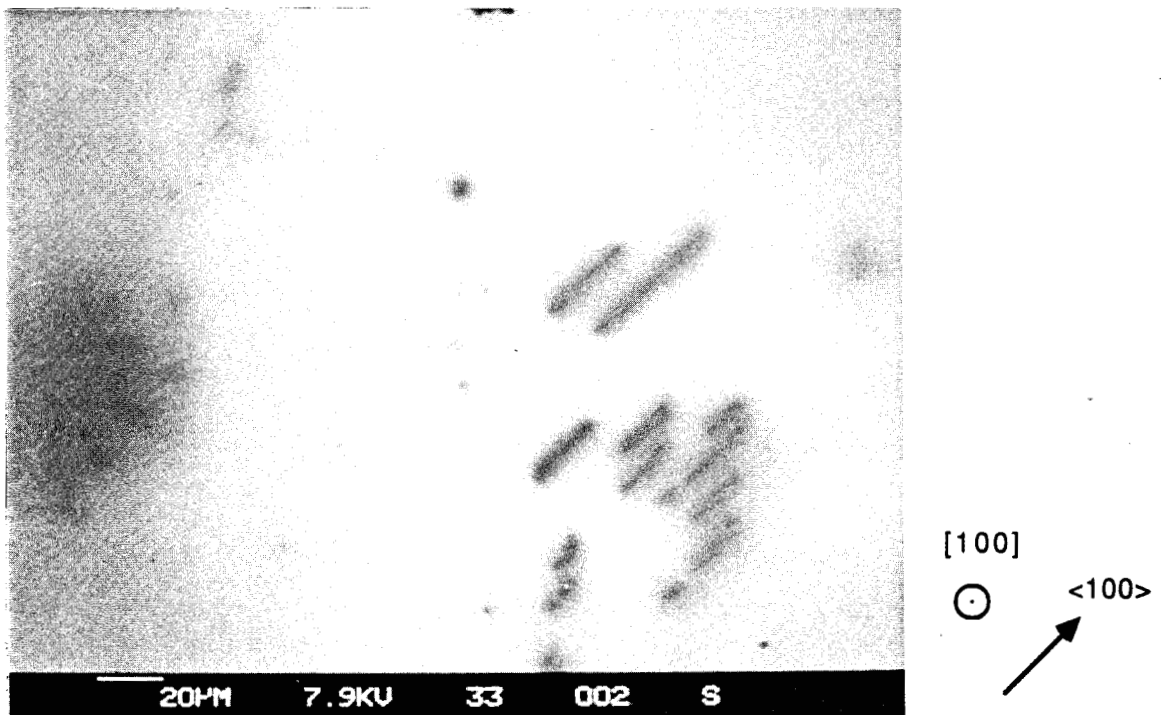
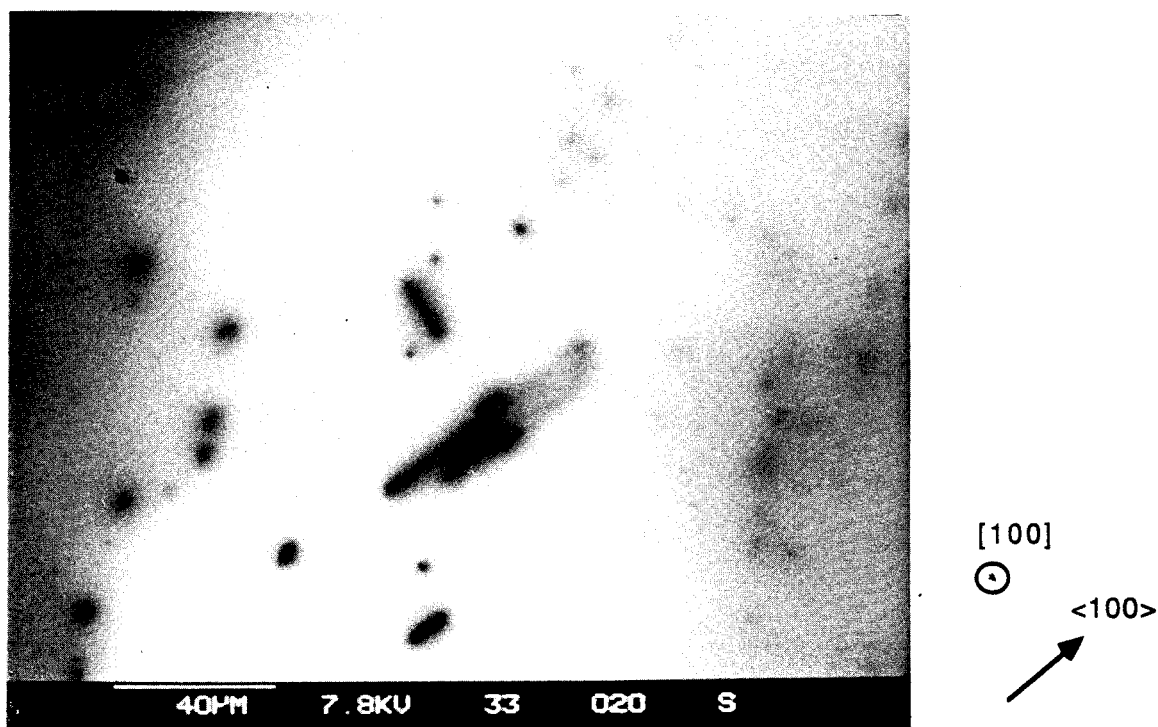


Figure C3: Lignes noires orientées suivant  $\langle 100 \rangle$

Des points noirs isolés apparaissent ou "disparaissent" au cours de la dégradation. On observe parfois des trainées grises diffuses qui semblent créées au cours du "déplacement" des points noirs (fig.C4). L'introduction sur le trajet optique du microscope à balayage d'un filtre qui ne transmet pas la luminescence émise par les couches de GaAlAs ne modifie pas l'image des défauts observés. Ces défauts sont donc situés dans la couche active de GaAs.



**Figure C4:** Trainée grise diffuse . Ces trainées semblent créées par le déplacement des points noirs.

Nous avons observé l'évolution des défauts en dégradant par étape (1-3 heures) l'échantillon. On remarque alors que la dégradation s'effectue en deux temps:

- au cours de la première phase (1-5h), les alignements  $\langle 110 \rangle$  se développent.
- lorsque les alignements  $\langle 110 \rangle$  sont



créés, les lignes noires  $\langle 100 \rangle$  sont nucléées à partir de ces alignements (fig.C2). Au delà d'une durée d'irradiation de l'ordre d'une quinzaine d'heures, les lignes noires  $\langle 100 \rangle$  ne se développent plus.

En comparant les photographies prises avant et après dégradation, on remarque que les défauts créés le sont dans des zones ne contenant aucun défaut préexistant visible en cathodoluminescence (fig.C5). Ceci suppose que ces défauts sont nucléés à partir de contraintes internes au matériau et de sources microscopiques (aggrégats, micro-boucles de dislocations...).

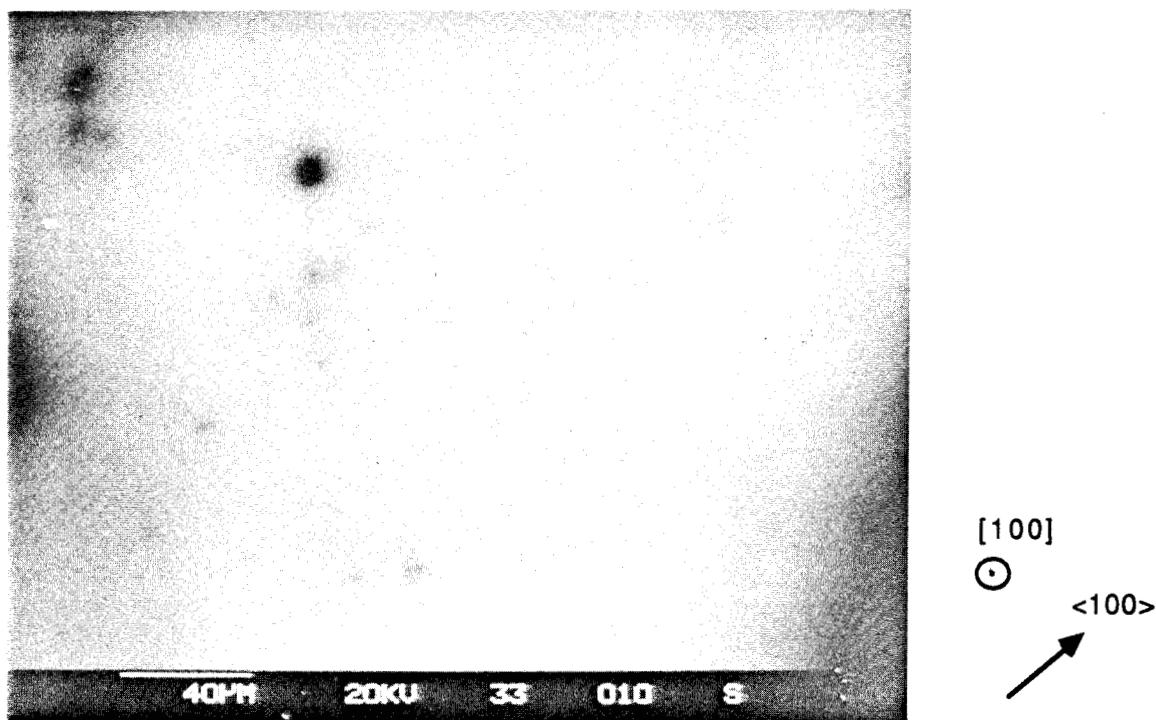
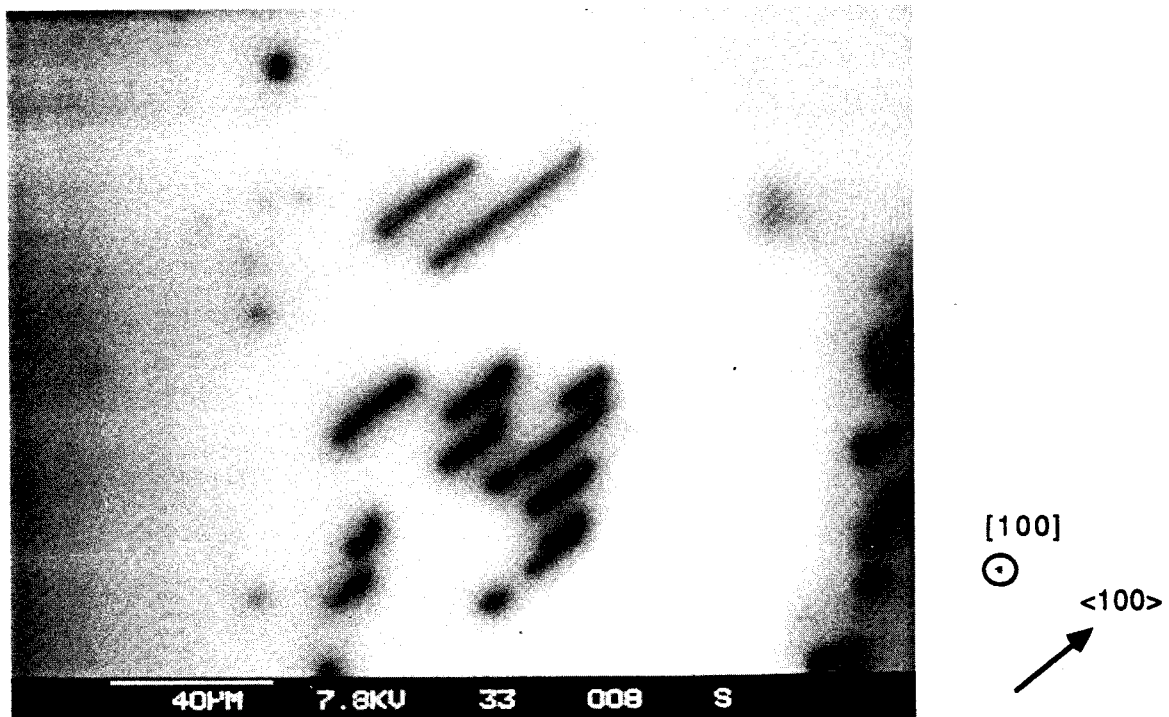


Figure C5<sub>1</sub>: Zone photographiée avant dégradation



**Figure C5<sub>2</sub>**: même zone photographiée après dégradation. Les lignes noires apparaissent dans une zone sans défauts préexistants visibles en cathodoluminescence

Nous avons vérifié qu'il n'y a aucun rapport entre la polarisation verticale du faisceau laser incident et le fait que les alignements ne se développent que dans une seule direction  $\langle 110 \rangle$  (direction également verticale dans notre cas), en tournant l'échantillon de  $90^\circ$ . Dans cette configuration, les alignements se développent toujours suivant la même direction  $\langle 110 \rangle$  que précédemment.

Afin de caractériser l'interaction photon - dislocation, nous avons tenté de dégrader un échantillon avec des photons d'énergie inférieure à la bande interdite. Nous avons remplacé la couche active de GaAs par une couche de  $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$  de façon à augmenter la largeur de la bande interdite ( $E_G = 1,55$  eV à 300K). Nous utilisons un faisceau de longueur d'onde plus grande que celle associée à la bande interdite:  $\lambda = 7993 \text{ \AA}$  ( $h\nu = 1,54$  eV). Dans cette configuration, il n'y a pas création de paires électron-trou dans

la couche active et donc pas de recombinaisons sur les niveaux d'énergie associés aux dislocations. Nous avons essayé de dégrader plusieurs zones de l'échantillon sans résultat. Nos mesures montrent donc qu'une excitation extrinsèque n'induit aucun mécanisme de dégradation.

La première phase de glissement assisté par irradiation peut être décrite par deux modèles exposés précédemment :

- le premier proposé par P. Haasen [5] suppose que la modification de l'état de charge des crans par la lumière permet à la dislocation de se propager .

- le second proposé par K. Maeda [7] suppose qu'il y a recombinaisons de porteurs excités sur les états d'énergie associé aux crans. L'énergie de la recombinaison est transmise au réseau sous forme vibrationnelle , ce qui permet à la dislocation de glisser .

Il semble que , conformément au modèle de K. Maeda [7], le glissement des dislocations est assisté par les recombinaisons non radiatives sur les niveaux d'énergie associés aux dislocations (ou aux crans). Le modèle de P. Haasen n'est pas compatible avec ces mesures. Il faut rappeler que dans certains cas de dopage, ce modèle prévoit une mobilité plus faible sous irradiation alors qu'expérimentalement on observe toujours une augmentation (K. Maeda [7]).

## 2: Discussion

### a: Photoplasticité

Les mesures de dégradation montrent que , conformément au modèle de K. Maeda, le glissement est assisté par les recombinaisons non radiatives sur le niveau d'énergie associé aux dislocations. Ce mécanisme est aussi mis en jeu dans le cas des indentations. L'extension des bras de rosette dépend du dopage

de l'échantillon. Un type de dislocation, que nous noterons (a), se développe sous irradiation quel que soit le dopage. Dans la direction perpendiculaire les dislocations (b) ne se développent que dans les échantillons semi-isolants et de type n. Les mesures de dégradation ont montré que le mouvement des dislocations est assisté par les recombinaisons non radiatives. Si un niveau d'énergie associé aux dislocations induit des transitions radiatives, l'efficacité de ce mécanisme est diminuée et les dislocations ne se propagent pas. Dans la première partie de ce mémoire, nous avons mis en évidence un niveau d'énergie associé aux dislocations qui induit efficacement des transitions radiatives dans le GaAs de type p. Nous supposons donc que ce niveau est associé aux dislocations (b). Les dislocations (a) se propagent quel que soit le dopage, le niveau associé n'induit donc aucune transition radiative. La position du niveau  $E_a$  dans la bande interdite est déduite de l'étude de K. Maeda [7] à partir de mesures de la mobilité des dislocations.

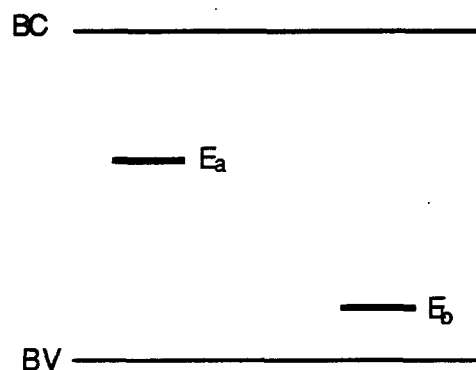


Figure C15 : Position des niveaux des dislocations (a) et (b)  
(Maeda [7])

La position des niveaux d'énergie dans ce modèle est compatible avec les remarques précédentes: le niveau d'énergie associé aux dislocations (b) est proche de la bande de valence. Ce niveau d'énergie induit des transitions radiatives pour  $h\nu = 1,13$  eV

dans le GaAs de type p. Au contraire le niveau d'énergie associé aux dislocations (a) induit toujours des transitions non radiatives .

b: Dégradation

Les mesures de dégradation montrent qu'il y a d'abord glissement suivant une seule direction  $\langle 110 \rangle$  puis montée des dislocations suivant  $\langle 100 \rangle$ .

Lors de la discussion des résultats de photoplasticité, nous avons remarqué qu'il existait dans les échantillons de type p, une seule direction  $\langle 110 \rangle$  de glissement optiquement activé. Dans les hétérostructures, la couche active de GaAs est légèrement dopée p (dopage par des impuretés résiduelles). Par analogie avec les mesures de photoplasticité, nous supposons que l'absence totale de glissement suivant une direction  $\langle 110 \rangle$  est due au caractère radiatif des transitions associées aux dislocations glissant dans cette direction (notées (b)).

Les contraintes locales étant plus ou moins homogènes, le glissement suivant une seule direction ne peut permettre le relachement complet des contraintes. La seule possibilité est alors l'intervention d'un processus plus lent mais possible de montée de dislocation. Les défauts ponctuels nécessaires sont créés par les dislocations lors de la phase de glissement. Ils s'accumulent autour des dislocation par suite des contraintes non relachées avant montée. La mobilité de ces défauts peut également être augmentée par l'irradiation optique (REDM: Recombination Enhanced Defect Motion).

c: Modèle de glissement assisté par les recombinaisons non radiatives.

L'accroissement de la mobilité des dislocations sous irradiation est dû à la variation d'un des trois paramètres

la définissant dans l'expression:

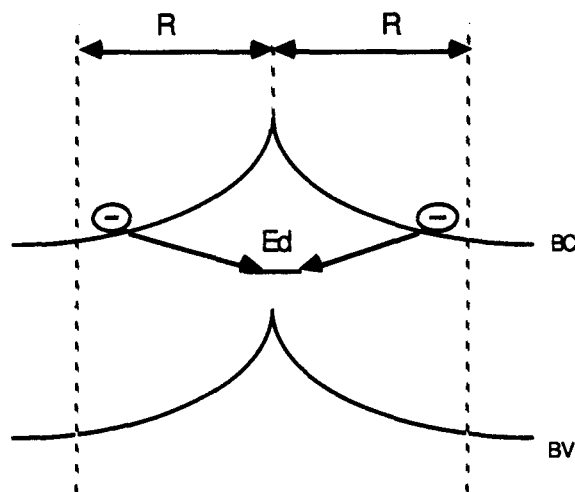
$$v_D \approx \alpha v_0 \exp - \frac{\Delta G}{kT}$$

$v_0$  la fréquence de saut,  $\Delta G$  est l'énergie de la barrière (énergie de formation d'un cran),  $kT$  est l'énergie thermique.

Si nous supposons que la lumière n'agit sur l'énergie de formation d'un cran que par modification de son état de charge (Haasen [5]), nous pouvons écarter l'hypothèse d'une variation de  $\Delta G$  induite par la lumière.

Les recombinaisons non radiatives peuvent donner lieu à une augmentation locale de température. Nous avons donc estimé l'augmentation de température due aux recombinaisons sur la dislocation.

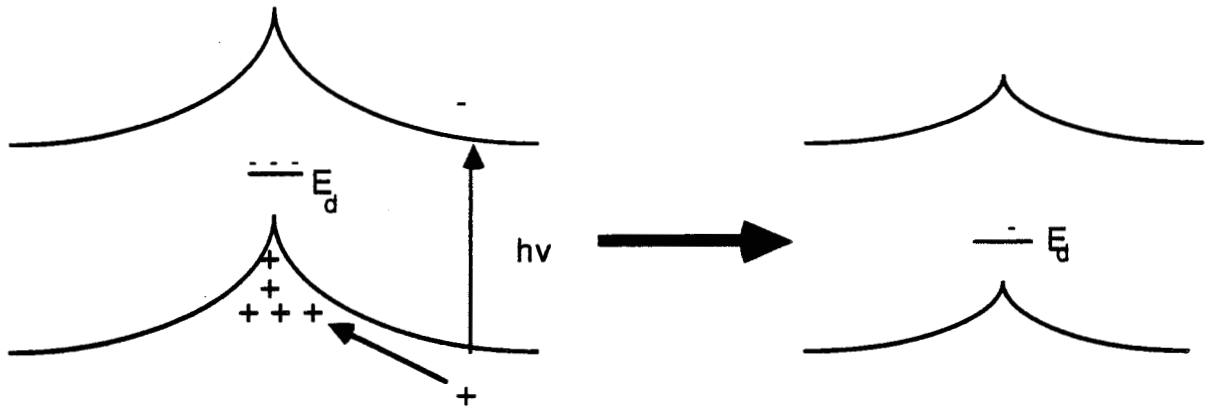
La dislocation chargée impose un champ électrique. L'étendue spatiale de ce champ définit une zone de l'espace (cylindre) où toutes les paires électron-trou créées se recombinent sur la dislocation (fig.C16).



**Figure C16** :Schéma de la zone de l'espace où toutes les paires électron-trou créées se recombinent sur la dislocation.

Lors de la génération de paires électron-trou, il y a accumulation de trous au voisinage de la dislocation (fig.C17). La charge piégée sur la dislocation diminue, ce qui entraîne une diminution du champ et donc de l'étendue de la zone où les paires

se recombinent sur la dislocation.



**Figure C17** : Modification de la charge de la dislocation par la génération des paires électron-trou.

Le rayon du cylindre dépend du dopage, du flux de photons incidents, de la position du niveau de la dislocation et de sa section de capture. Le calcul de ce rayon est décrit dans l'annexe A. Dans notre cas, il est compris entre 500 et 1500 Å. Ce large intervalle est dû au fait que certains paramètres ne sont pas connus précisément comme la section de capture.

Connaissant ce rayon, nous pouvons en déduire le nombre de paires électron-trou qui se recombinent sur la dislocation et donc la chaleur créée. Nous supposons une dislocation perpendiculaire à la surface. A la profondeur  $z$ , le flux de photon vaut :

$$W(z) = \frac{W_0}{h\nu} \exp(-\alpha z)$$

$\alpha$  est le coefficient d'absorption,  $W_0$  la puissance du flux lumineux incident en  $W/m^2$  et  $h\nu$  est l'énergie d'un photon.

L'énergie absorbé pour une tranche  $dz$  vaut :

$$\frac{dW}{dz} = \alpha W_0 \exp(-\alpha z)$$

La chaleur dissipée vaut alors:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\alpha W_0}{h\nu} \pi R^2 \varepsilon \exp(-\alpha z)$$

$\varepsilon$  est l'énergie dissipée par l'électron (de l'ordre de 1 eV)

La source de chaleur est linéaire (dislocation) donc:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{\alpha W_0}{h\nu} \pi R^2 \varepsilon \exp(-\alpha z) \delta(x) \delta(y)$$

pour calculer la température, il faut résoudre l'équation:

$$\frac{dQ}{dt} = K \Delta T \quad : K \text{ est la conductivité thermique}$$

$$\text{donc } \Delta T = \frac{\alpha W_0}{h\nu} \frac{\pi R^2}{K} \varepsilon \exp(-\alpha z) \delta(x) \cdot \delta(y)$$

La résolution de cette équation est décrite en annexe B.

On obtient:

$$T(r, z) = T_A + \frac{\alpha W_0}{2Kh\nu} R^2 \varepsilon \int_0^\infty \frac{e^{-\alpha z} - e^{-kz}}{\alpha - k^2} J_0(kr) k dk$$

$J_0(kr)$  est la fonction de Bessel d'ordre 0.

en  $r=0$  (sur la dislocation):  $J_0(kr)=1$

$$T(r, z) = T_A + \frac{\alpha W_0}{2Kh\nu} R^2 \varepsilon \int_0^\infty \frac{e^{-\alpha z} - e^{-kz}}{\alpha - k^2} k dk$$

On calcule numériquement l'intégrale par la méthode de Simpson.

Avec les valeurs suivantes:  $W_0 = 10^6 \text{ W/m}^2$ ,  $\alpha = 35 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$ .

$K = 58 \text{ W/m.K}$ ,  $h\nu = 1,94 \text{ eV}$ ,  $z = 500 \text{ \AA}$ ,  $R = 1200 \text{ \AA}$ , on obtient une valeur très petite de  $\Delta T \approx 10^{-4} \text{ K}$ .

Cette très faible variation de température ne peut donc expliquer l'accroissement de mobilité des dislocations sous éclaircissement. Il faut alors supposer que l'interaction lumière dislocation agit sur le terme de vibration  $v_0$ .

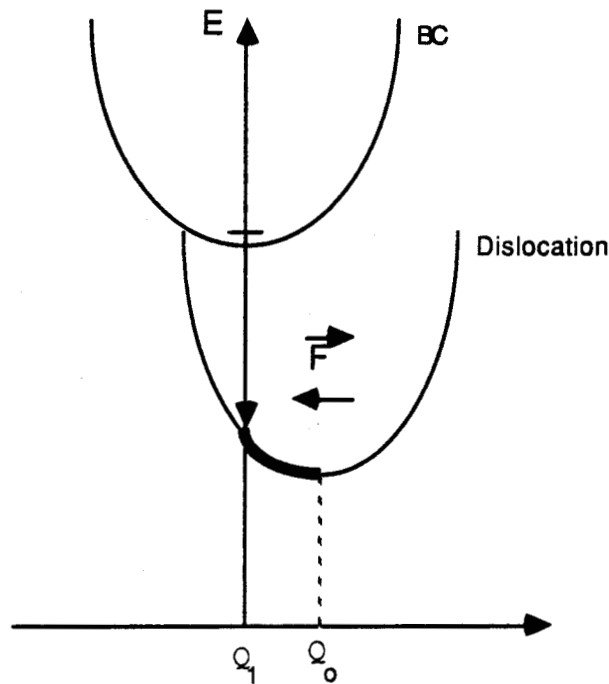


La fréquence atomique de vibration  $\nu_0$  est un terme qui s'exprime en fonction des matrices de constantes de force [24]:

$$\nu_0 = \frac{1}{m} \left[ \frac{\prod_{\lambda=1}^{3N} A(\lambda)}{\prod_{k=1}^{3N-1} B(k)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$A(\lambda)$  et  $B(k)$  sont les matrices de constantes de force. Le rapport des produits a la dimension d'une constante de force.

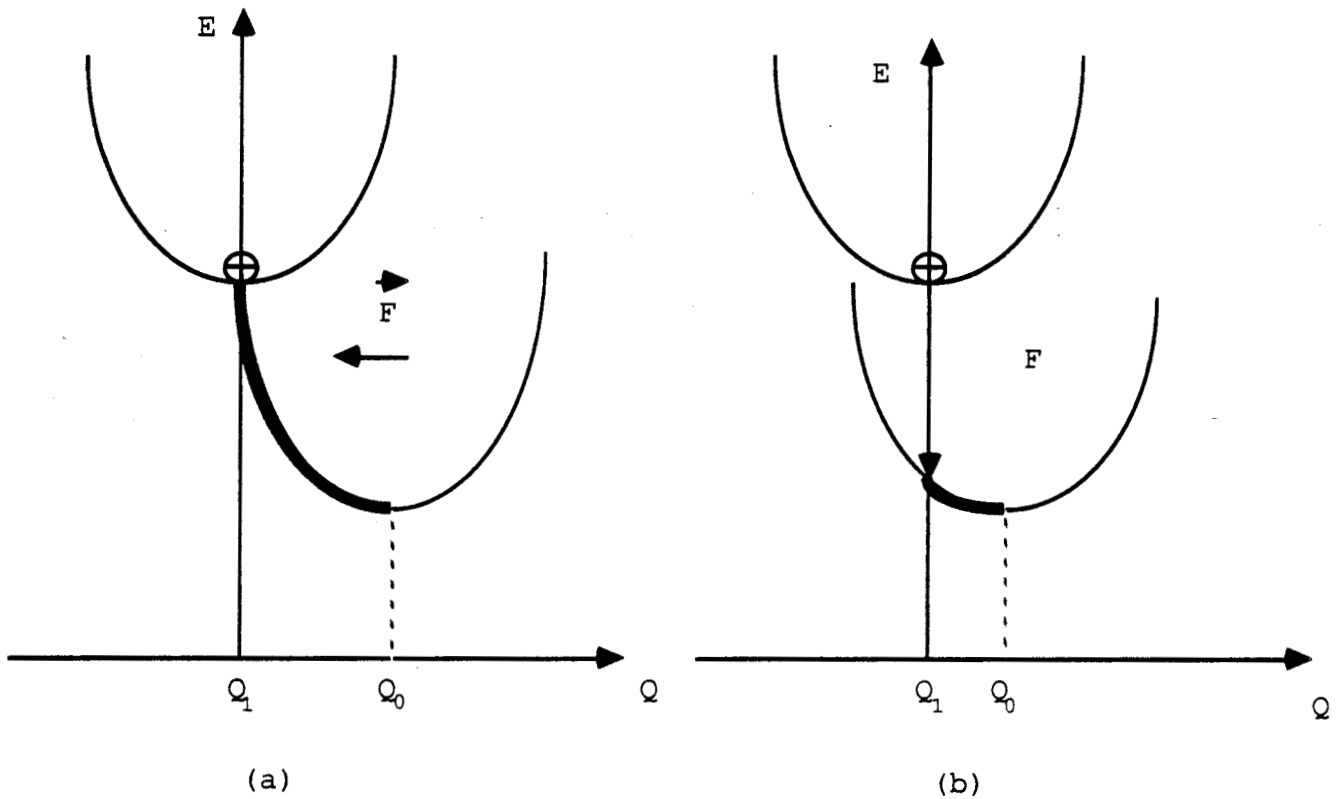
Considérons le diagramme de configuration d'un niveau d'énergie associé aux dislocations (fig.C18).



**Figure C18:** Lors de la transition, l'électron attire la dislocation vers la coordonnée de configuration  $Q_1$ .

La transition d'un électron de la bande de conduction vers ce niveau est possible du fait du fort couplage électron-réseau. Lors de la transition, il y a une forte variation de la coordonnée de configuration qui passe de  $Q_0$  à  $Q_1$  (fig.C18). On peut imaginer que cette variation est provoquée par une force exercée par l'électron sur la dislocation. Cette force induit une variation des modes locaux de vibration et permet le mouvement de l'atome

vers le site voisin. Il est possible que l'électron attire plusieurs atomes et permette, ainsi, la formation d'un cran qui se propage sous l'effet des contraintes. Ce mécanisme est d'autant plus efficace que le niveau d'énergie associé aux dislocations n'induit pas de recombinaisons radiatives (fig.C19) (cas des dislocations noté (a)). Si les recombinaisons radiatives sont possibles (cas des dislocations (b) dans le type p), la variation de la coordonnée de configuration sera insuffisante pour permettre le saut de l'atome vers le site voisin (fig.C19).



**Figure C19:** Variation de la coordonnée de configuration lors de transitions non radiative (a) et radiative (b).

Ce modèle montre comment les recombinaisons de paires électron-trou excitées assistent le déplacement des dislocations en induisant une variation de la coordonnée de configuration des atomes de cœur.

## REFERENCES

- [1] P.Petroff, W.D.Johnston, R.L.Hartman  
Appl.Phys.Lett. 25 (1974) p.226
  
- [2] K.Maeda, S.Takeuchi  
Jap.Journ.of Appl.Phys. 20(1981) p.L165
  
- [3] K.Maeda, M.Sato, A.Kubo, S.Takeuchi  
Journ.of Appl.Phys. 54 (1983) p.161
  
- [4] K.H.Küsters, H.Alexander  
Physica 116B (1983) p.594
  
- [5] P.Haasen  
J. de Physique 40 (1979), p.c6-111
  
- [6] P.B.Hirsch  
J. de Physique 42 (1981), p.c3-149
  
- [7] K.Maeda  
Dislocations in solids, Yamada science foundation  
(1985), University of Tokyo press.p.425
  
- [8] R.Jones, S.Oberg, S.Marklund  
Phil.Mag.B, 43 (1981) p.839
  
- [9] B.E.Mdivanyan, M.Sh.Skikhsaidov  
Phys.Stat.Sol. (a) 107 (1988) p.131
  
- [10] V.Celli, M.Kabler, T.Ninomya, R.Thomson  
Physic.Rewiew 131 (1963) p.58

- [11] P.Petroff,R.L.Hartman  
J.of Appl.Phys. 45 (1974) p.3899
  
- [12] P.Petroff,R.L.Hartman  
Appl.Phys.Lett. 23 (1973) p.1969
  
- [13] W.D.Johnston,Jr.Miller,B.I.Miller  
Appl.Phys.Lett. 23 (1973) p.192
  
- [14] B.Wakefield  
J.of Appl.Phys. 50 (1979) p.7914
  
- [15] T.Kamejima,K.Ishida,J.Matsui  
Jap.J.of Appl.Phys. 16 (1977) p.233
  
- [16] S.O'Hara,P.W.Hutchinson,P.S.Dobson  
Appl.Phys.Lett. 30 (1977) p.368
  
- [17] M.Ikeda,O.Ueda,S.Komiya,I.Umebu  
J.of Appl.Phys. 58 (1985) p.2448
  
- [18] P.M.Petroff,L.C.Kimerling,W.D.Johnston (Jr)  
Inst.Phys.Conf.Ser.131 (1977) p.427
  
- [19] J.Matsui,K.Ishida,Y.Nannichi  
Jap.J.of Appl.Phys. 14 (1975) p.1555
  
- [20] Y.Nannichi,J.Matsui,K.Ishida  
Jap.J.of Appl.Phys. 14 (1975) p.1561
  
- [21] B.D.Schwartz  
J.of Appl.Phys. 58 (1985) p.677

- [22] Gruen  
dans Quantitative Scanning Electron Microscopy . D.B.Holt et  
al., Academic Press , p.57
- [23] A.Lefebvre, Y.Androussi, G.Vanderschave  
Phys.Stat.Sol. (a) 99 (1987), p.405
- [24] M.Lannoo, J.Bourgoin  
Point defects in semiconductors, Springer-verlag 1981) p.223

## CONCLUSION

L'étude en photoluminescence d'échantillons d'arséniure de gallium montre, qu'après déformation en compression uniaxiale (à  $T = 400^{\circ}\text{C}$  et à vitesse de déformation constante), il apparaît une bande de luminescence polarisée centrée sur  $E_0 = 1,13$  eV. Elle apparaît pour des taux de déformation différents suivant le type semi-isolant ou p de l'échantillon (p:  $\epsilon = 3,5\%$  ; semi-isolant:  $\epsilon = 5-6\%$ ) et n'apparaît jamais dans le type n. L'étude de la polarisation de cette bande nous permet de l'attribuer aux dislocations. A partir de l'étude de photoluminescence et des mesures galvanomagnétiques de D.Ferré, nous proposons un diagramme de configuration pour ce niveau d'énergie associé aux dislocations. Il est situé dans la bande interdite à  $E_D - E_V = 0,22 \pm 0,08$  eV. La présence ou l'absence de cette bande suivant le dopage est discutée en termes de champ électrique créé par la charge piégée sur la ligne de dislocation.

Dans les échantillons déformés en compression uniaxiale à basse température ( $T = 200^{\circ}\text{C}$ ), nous mettons en évidence une nouvelle bande de photoluminescence ( $E_0 = 1,42 \pm 0,01$  eV ;  $\Delta W = 40 \pm 10$  meV) qui apparaît quel que soit le dopage. Elle disparaît après un recuit à  $400^{\circ}\text{C}$ . L'ensemble des faits expérimentaux (bande non polarisée qui apparaît quel que soit le dopage et se recuit à  $400^{\circ}\text{C}$ ) nous conduit à attribuer cette bande à un défaut ponctuel intrinsèque (de type lacunaire ?) créé par la déformation plastique. Des mesures de temps de vie des positons et de RPE pourrait apporter des renseignements complémentaires sur la nature de ce défaut.

L'étude de la dégradation des hétérostructures GaAlAs-GaAs nous permet de déterminer la chronologie du développement des défauts responsables de la dégradation des propriétés optiques:

apparition d'alignements ( par glissement de dislocations) orientés suivant une seule direction  $\langle 110 \rangle$  (dans les matériaux de type p) nucléés à partir de contraintes internes , puis croissance de lignes noires ( par montée de dislocations) , orientées suivant  $\langle 100 \rangle$ , à partir des alignements  $\langle 110 \rangle$ . Nous montrons qu'une excitation extrinsèque ( $E_{hv} < E_G$ ) n'induit aucun mécanisme de dégradation. Nous concluons que la croissance des défauts est assistée par les recombinaisons non radiatives de paires électron-trou excitées.

Les mesures de photoplasticité montrent que la lumière agit sur la propagation des dislocations (étude en microscopie en transmission) et mettent en évidence une différence de mobilité des dislocations sous irradiation suivant le dopage: un type de dislocation (noté (a)) glisse quel que soit le dopage, alors que l'autre type (b) ne se développe que dans les matériaux de type n et semi-isolants. Ces propriétés peuvent être interprétées par le modèle de niveaux d'énergie associés aux dislocations proposées par K.Maeda, que nous complétons en précisant les propriétés optiques induites par chaque type de dislocations. Les dislocations de type (a) n'induisent jamais de transitions radiatives quel que soit le dopage . Les dislocations (b) induisent des transitions radiatives uniquement dans les matériaux de type p. Nous supposons que le niveau d'énergie associé aux dislocations (b) est celui déterminé dans la première partie de ce travail.

Nous discutons alors de la variation induite par le flux lumineux des trois paramètres définissant la mobilité des dislocations. Après avoir écarté une possible variation de la température locale et de la barrière d'énergie  $\Delta G$ , nous proposons un modèle de variation de la fréquence de vibration atomique  $\nu_0$  induite par les recombinaisons des paires électron-trou excitées optiquement.



Une étude en cathodoluminescence résolue en longueurs d'ondes pourrait compléter cette étude dans la mesure où elle permettrait de confirmer les hypothèses avancées sur les propriétés optiques des différents types de dislocations. Cette étude pourrait aussi apporter des renseignements sur le rôle des défauts ponctuels dans la dégradation, en prolongeant ainsi les mesures de photoluminescence (bande 1,42 eV).

## Annexe A:

calcul du rayon R de collecte des paires électron-trou  
créées

Le nombre de paires électron-trou générées dans le cylindre de rayon R vaut  $G_0 \pi R^2$  avec :

$$G_0 = \frac{\alpha E}{h\nu} \exp -\alpha z$$

E est la puissance du faisceau incident par unité de surface et  $\alpha$  le coefficient d'absorption.

On écrit que la variation du taux d'occupation f de la dislocation à l'équilibre est nulle, en tenant compte de la génération:

$$N_C C_e \frac{1}{b} \left[ \underbrace{(1 - f)}_{\text{capture}} \exp \frac{E_F - E_C - e\phi}{kT} - \underbrace{f}_{\text{émission}} \exp \frac{E_D - E_C}{kT} \right] - \underbrace{G_0 \pi R^2}_{\text{génération}} = 0 \quad (2)$$

avec  $\phi = \frac{R^2 N_D e^2}{2\epsilon_0 \epsilon_1} \left[ \text{Log} \frac{R}{b} - 0,866 \right]$  (3) et  $2(f - \xi) = \pi R^2 N_D b$  (4)

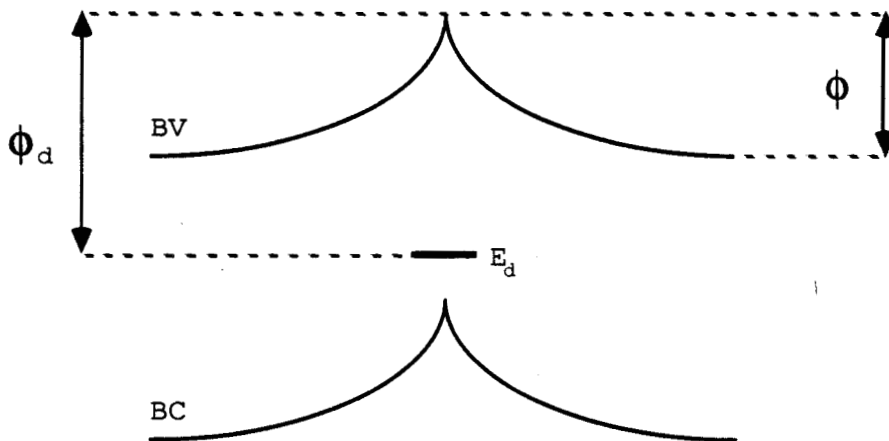
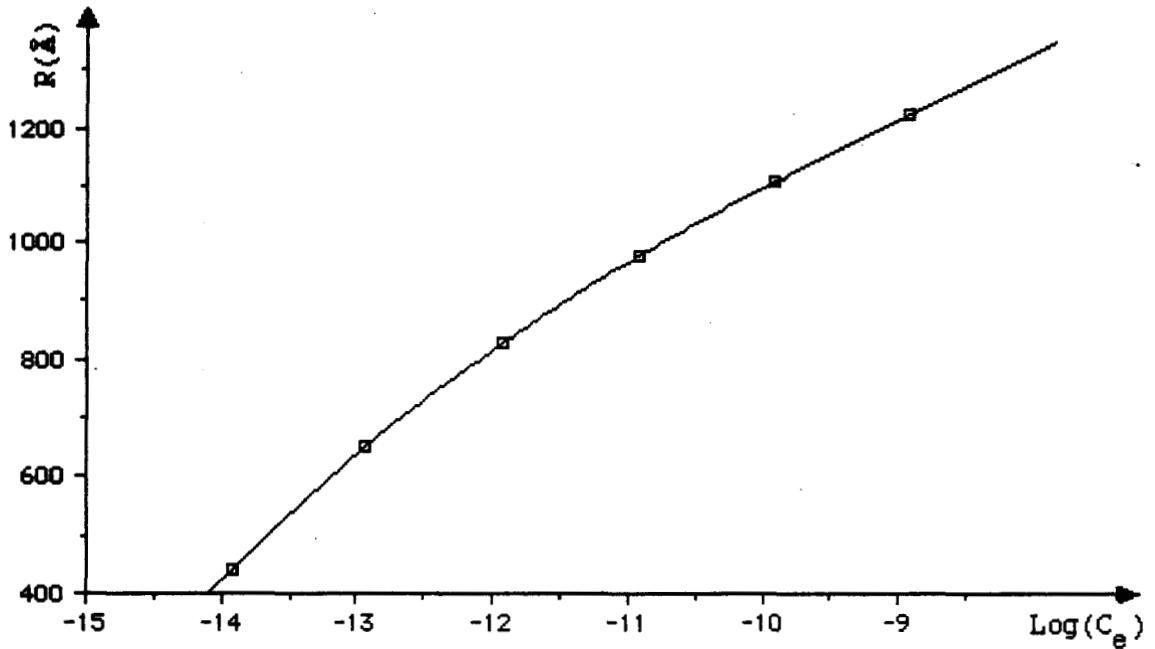


Figure AX1: Définition des potentiel  $\phi$  et  $\phi_d$ .

$\xi$  est le taux d'occupation de la dislocation neutre que nous posons égal à  $2/5$ .  $C_e$  est la section de capture (le taux d'émission  $\sigma_e$  et la section de capture  $C_e$  sont égaux).

On résoud numériquement le système d'équations (2), (3), (4). La valeur du niveau d'énergie associé à la dislocation est celle calculée dans la première partie:  $\phi_D = 1,29$  eV. la section de capture étant inconnu, nous avons calculé R pour plusieurs valeurs de  $C_e$ . L'ordre de grandeur de  $C_e$  a été déterminé par analogie avec les valeurs de la section de capture des niveaux profonds ( $C_e = 10^{-12}$  m<sup>3</sup>/s).

Les valeurs de R ainsi déterminées sont comprises entre 400 et 1200 Å (Fig.AX2).



**Figure AX2** : Variation du rayon R en fonction du logarithme de la section de capture  $C_e$  ( $C_e$  en m<sup>3</sup>/s) calculé avec les valeurs suivantes:  $N_D = 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>,  $z = 500$  Å,  $E = 10^6$  W/cm<sup>2</sup>.

## ANNEXE B

résolution de l'équation de propagation de la chaleur

Il faut résoudre l'équation:

$$K\Delta T = \frac{-\alpha W_0 \pi R^2 \varepsilon}{h\nu} \exp -\alpha z \delta(x) \delta(y)$$

on pose:  $\Delta T = -\frac{C}{K} \exp -\alpha z \delta(x) \delta(y) = -G(r, z)$

On calcule la transformée de Fourier de cette expression :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = k^2 T(k, z) - G(k, z) \quad (1)$$

On calcule la transformée de Laplace de l'équation (1) par rapport à z:  $L(T(k, z)) = T_L(k, s)$  et  $L(G(k, z)) = G_L(k, s)$

$$s^2 T_L(k, s) - s T(k, 0) - T'(k, 0) - k^2 T_L(k, s) + G_L(k, s) = 0$$

on impose comme conditions aux limites que la surface et l'infini sont à température ambiante donc  $T(k, 0) = 0$ , d'où:

$$T_L(k, s) = \frac{T'(k, 0)}{s^2 - k^2} - \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \quad (2)$$

On calcule la transformée de Laplace inverse de (2):

$$T(k, z) = T'(k, 0) L^{-1} \left( \frac{1}{s^2 - k^2} \right) - L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) \quad (3)$$

$$L^{-1} \left( \frac{1}{s^2 - k^2} \right) = \frac{\text{sh}(k, z)}{k}$$

On calcule la transformée de Laplace inverse du second terme:

$$L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \frac{1}{2\pi i} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} \frac{e^{sz} G_L(k, s)}{s^2 - k^2} ds$$

$$\text{or } G_L(k, s) = \int_0^{\infty} G(k, z') e^{-sz'} dz'$$

$$L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \frac{1}{2\pi i} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} \int_0^{\infty} G(k, z') \frac{e^{-s(z-z')}}{s^2 - k^2} ds dz'$$

on permute les intégrales:

$$L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} dz' G(k, z') \cdot L^{-1} \left( \frac{e^{-sz'}}{s^2 - k^2} \right)$$

$$L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} dz' G(k, z') \cdot L^{-1} \left( \left( \frac{e^{s(z-z')}}{s-k} - \frac{e^{s(z-z')}}{s+k} \right) \cdot \frac{1}{2k} \right)$$

$$L^{-1} \left( \frac{G(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} \frac{dz' G(k, z')}{2k} \left\{ \frac{1}{2\pi i} e^{k(z-z')} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} \frac{e^{(s-k)(z-z')}}{s-k} ds \right. \\ \left. - \frac{1}{2\pi i} e^{-k(z-z')} \int_{C-i\infty}^{C+i\infty} \frac{e^{(s+k)(z-z')}}{s+k} ds \right\}$$

on pose dans la première intégrale:  $s - k = s'$

et dans la deuxième :  $s + k = s'$

$$L^{-1} \left( \frac{G(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} \frac{dz' G(k, z')}{2k} \left\{ \frac{1}{2\pi i} e^{k(z-z')} \int_{C-k-i\infty}^{C-k+i\infty} \frac{e^{s'(z-z')}}{s'} ds' \right. \\ \left. - \frac{1}{2\pi i} e^{-k(z-z')} \int_{C+k-i\infty}^{C+k+i\infty} \frac{e^{s'(z-z')}}{s'} ds' \right\} \\ - \frac{1}{2\pi i} \int_{C+k-i\infty}^{C+k+i\infty} \frac{e^{s'(z-z')}}{s'} ds' = Y(z-z') \quad (\text{fonction échelon})$$

d'où:

$$L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} \frac{G(k, z')}{2k} \{ e^{k(z-z')} - e^{-k(z-z')} \} Y(z-z') dz' \\ L^{-1} \left( \frac{G_L(k, s)}{s^2 - k^2} \right) = \int_0^{\infty} \frac{G(k, z')}{k} \text{sh}(k(z-z')) Y(z-z') dz'$$

finalemt, on obtient:

$$T(k, z) = \frac{T'(k, 0)}{k} \text{sh}(kz) - \frac{1}{k} \int_0^{\infty} G(k, z') \text{sh}(k(z-z')) Y(z-z') dz'$$

quand z tend vers 0, on a:

$$0 = \frac{T'(k, 0)}{k} \frac{e^{kz}}{2} - \frac{1}{k} \int_0^{\infty} G(k, z') \frac{e^{k(z-z')}}{2} dz'$$

$$\text{donc } T'(k, 0) = \int_0^{\infty} G(k, z') e^{-kz'} dz'$$

on remplace  $T'(k, 0)$  dans l'équation:

$$T(k, z) = \frac{\text{sh}(k, z)}{k} \int_0^{\infty} G(k, z') e^{-kz'} dz' - \frac{1}{k} \int_0^z G(k, z') \text{sh}(k(z - z')) dz'$$

on a  $G(r, z) = \frac{C}{K} \exp -\alpha z \delta(x) \delta(y)$

d'où  $G(k, z) = \frac{C}{K} \exp -\alpha z$

on remplace  $G(k, z)$  par sa valeur:

$$T(k, z) = \frac{C \text{sh}(kz)}{K k} \int_0^{\infty} e^{-(\alpha+k)z'} dz' - \frac{C}{Kk} \int_0^z e^{-\alpha z'} \text{sh}(k(z - z')) dz'$$

Dans la deuxième intégrale on développe  $\text{sh}(k(z - z'))$  en exponentielle. Après intégration et simplification, on obtient:

$$T(k, z) = \frac{C}{K} \left( \frac{e^{-\alpha z} - e^{-kz}}{\alpha^2 - k^2} \right)$$

On calcule la transformée de Fourier inverse de  $T(k, z)$ :

$$T(r, z) = \frac{C}{K \cdot 2\pi} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\alpha z} - e^{-kz}}{\alpha^2 - k^2} J_0(kr) k dk$$

$J_0(kr)$  est la fonction de Bessel d'ordre 0.

## RESUME

Les dislocations influencent notablement les propriétés électroniques et optiques des semiconducteurs tels l'Arséniure de Gallium. L'objet de ce travail est de déterminer les niveaux d'énergie dans la bande interdite, associés aux dislocations et d'en déduire les conséquences sur la photoplasticité et les phénomènes de dégradation.

L'étude en photoluminescence d'échantillons plastiquement déformés met en évidence une bande de luminescence polarisée associées aux dislocations. Ces mesures complétées par les mesures d'effet Hall déjà effectuées permettent d'attribuer aux dislocations un niveau d'énergie situé près de la bande de valence ( $E_V + 0,22\text{eV}$ ).

L'étude de photoplasticité met en évidence un mécanisme de glissement des dislocations assisté par les recombinaisons de paires électron-trou excitées optiquement. L'efficacité de ce processus est discutée en fonction des propriétés optiques (transitions radiatives ou non radiatives) des niveaux d'énergie associés aux dislocations. Les mesures de dégradation permettent de définir la chronologie de ce phénomène et d'en expliquer les différentes étapes: le glissement et la montée des dislocations.