

Université de Montréal

Domage radiatif dans l'arséniure de gallium implanté à haute énergie

par

Yves B. Trudeau

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Thèse présentée à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en Physique

janvier, 1996

© Yves B. Trudeau, 1995



QC

3

U54

1999

v.002



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Cette thèse intitulée :

Domage radiatif dans l'arséniure de gallium implanté à haute énergie

présentée par :
Yves B. Trudeau

a été évaluée par un jury composé de :

Sjoerd Koorda
John L. Breckner
Richard Honelli
Emil Kuyper
Hermann Jurga

Thèse acceptée le : 16. 11. 1998

Sommaire

Voici une étude des propriétés structurales et optiques de cristaux de GaAs semi-isolant implantés à haute énergie. Un éventail de doses de 10^{12} à 10^{15} ions-cm⁻² de Be à 2,3 MeV, de Si à 7 MeV et de Se à 10,9 MeV ont servi à produire des couches dopées enfouies à plus de 3 μ m sous la surface. Les échantillons non recuits ont été analysés pour en tirer le profil des centres diffuseurs par canalisation ionique, le changement du paramètre de maille par diffraction de rayons x et un profil de dommage par la diffusion Raman. Le dommage résiduel a été mesuré après le recuit par canalisation, de même que, pour certains implants de Be et de Se, la distribution en profondeur de la photoluminescence et la densité des porteurs libres par diffusion Raman. À l'exception de la déformation tétragonale qui sature à forte dose, les mesures indiquent toujours un maximum de dommage près de 3 μ m et les échantillons les plus endommagés présentent au moins deux sortes de dommage cristallin, en plus des défauts précurseurs présents pendant l'irradiation. Une fois recuit la qualité de la structure cristalline est retrouvée, sauf dans une région étroite (~ 1 μ m) près de la fin du parcours des ions qui contient des défauts résiduels qui entravent les processus luminescents. Le rôle du recuit dynamique est très grand à haute énergie et uniquement les cascades les plus importantes, celles de Se, peuvent prétendre produire des défauts par un processus hétérogène. La déformation en surface peut être corrélée au nombre de défauts calculés par simulation numérique des cascades, mais pour d'autres profondeurs ni le nombre de centres diffuseurs ni la déformation ne dépendent que de la valeur calculée pour cet endroit. La forme des profils mesurés ne s'explique qu'en supposant que l'efficacité du recuit dynamique varie fortement en fonction de la profondeur ou que les défauts créés diffusent à contre-courant pendant l'implantation; une combinaison de ces deux mécanismes semblant plus probable. Contrairement à ce qui était admis, une mesure de diffraction de rayons x peut indiquer la présence d'une couche entièrement amorphisée alors que d'autres méthodes donnent des résultats contraires. Le rôle déjà accordé à l'énergie déposée par des processus élastiques dans l'accumulation de la déformation tétragonale doit aussi être révisé.

Table des matières

Sommaire	i
Table des matières	ii
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	ix
Liste des principaux acronymes, symboles et abréviations	x
Remerciements	xii
Introduction	xiii
1 Implantation Ionique	1
1.1 Considérations générales	1
1.1.1 Types de défauts	1
1.1.2 Freinage des ions	2
1.1.2.1 Pouvoir d'arrêt nucléaire	3
1.1.2.2 Pouvoir d'arrêt électronique	3
1.1.2.2.1 Pour les ions légers	3
1.1.2.2.2 Pour les ions lourds	4
1.1.3 Création des paires de Frenkel et théorie linéaire des cascades	5
1.1.4 TRIM et MARLOWE	6
1.1.5 Cascade à haute densité ou effets de crête	6
1.1.6 Nucléation du dommage et amorphisation	8
1.1.7 Modèles de type Morehead-Crowder	11
1.2 Considérations particulières	11
1.2.1 Guérison spontanée des défauts	12
1.2.2 Canalisation lors de l'implantation	13
1.2.3 Courant et température d'implantation	14
2 Techniques Expérimentales	16
2.1 Appareillages	16
2.1.1 Montage d'implantation	16
2.1.2 Montage de canalisation	16
2.1.3 Diffractomètre XRD	17

2.1.4 Photoluminescence	18
2.1.5 Raman	18
2.1.6 Attaques plasma (RIE)	18
2.1.7 Four	18
2.2 Préparation des échantillons	19
2.2.1 Implantation	19
2.2.2 Nettoyage	20
2.2.3 Attaques chimiques	20
2.2.4 Encapsulants	21
2.3 Simulations	22
2.4 Source HINIS	22
2.4.1 Choix de source	23
2.4.2 Principe de fonctionnement et particularités	23
2.4.3 Choix de cible	25
2.4.4 Bilan	26
2.4.5 Ioniseur	27
3 Canalisation ionique	29
3.1 Procédure d'analyse des données	29
3.2 Considérations diverses	34
3.2.1 Contamination de surface	34
3.2.2 Perte d'énergie en mode canalisé	35
3.2.3 Sélection des paramètres de canalisation	36
3.2.4 Impact du faisceau d'analyse	36
3.2.5 Critique et autres méthodes d'analyse	37
3.3 Résultats	39
3.3.1 Diverses doses de Be	40
3.3.2 Diverses doses de Si	42
3.3.3 Diverses doses de Se	42
3.3.4 Endommagement local	46

3.3.5 Endommagement total	47
3.4 Recuits	52
3.4.1 Résultats	53
3.4.1.1 Recuits d'échantillons implantés au Be	53
3.4.1.2 Recuits d'échantillons implantés au Si	55
3.4.1.3 Recuits d'échantillons implantés au Se	56
3.5 Couche déformée	58
3.5.1 Profils angulaires	58
3.5.2 Spectre en région implantée	60
3.5.3 Mesure de la déformation	62
3.6 Discussion	63
4 Diffraction de Rayons X	66
4.1 Introduction	66
4.2 Simulation	68
4.2.1 Modèle	68
4.2.2 Dommage	69
4.2.3 Déformation	69
4.3 Exemples	70
4.4 Résultats	71
4.4.1 Différentes doses et différents ions	71
4.4.2 Échantillons très endommagés	81
4.4.3 Effet de la densité de courant	84
4.4.4 Déformation et endommagement calculé	86
4.4.4.1 Endommagement total	87
4.4.4.2 Endommagement local	89
4.5 Discussion et Conclusion	90
4.5.1 Dépendance de la déformation sur l'endommagement	90
4.5.2 Pertes d'énergie inélastiques	94
4.5.3 Endommagement élevé	95

4.5.4 Densité de courant	96
4.5.5 Causes possibles de la contrainte	96
5 Mesures optiques et Discussion.....	98
5.1 Raman	98
5.1.1 Structure cristalline	98
5.1.1.1 Confinement spatial	98
5.1.1.2 Modèle de Burns	102
5.1.2 Dopage	103
5.1.2.1 Amortissement de Landau	104
5.1.2.2 GaAs:Be	104
5.1.2.3 GaAs:Se	105
5.2 Photoluminescence	108
5.2.1 GaAs:Be	109
5.2.2 GaAs:Se	111
5.3 XPS	113
5.4 Résumé	114
5.5 Discussion	114
Conclusions	123
Références	124
Annexe I, Distribution de Pearson IV	xviii
Annexe II, Caractéristiques des substrats vierges	xx

Liste des figures

figure 1-1	10
Dépendance des processus d'amorphisation sur la masse de l'ion. La résistivité et l'indice de réfraction mettent en évidence l'apparition de zones amorphes alors que l'absorption infra-rouge évalue le nombre de bilacunes. <i>Tirée de [Mü80].</i>	
figure 1-2	10
Maximum de la concentration de dommage (RBS/C He 2 MeV $\langle 100 \rangle$) en fonction de la dose (Si 100keV dans le GaAs) pour différentes densités de courant. φ_G est l'affluence critique qui sépare les deux modes d'accumulation de dommage. <i>Tirée de [Ha91b].</i>	
figure 2-1	24
Diagramme à l'échelle d'une source HINIS à géométrie inversée de Chapman, munie d'un ioniseur sphérique et d'une cible solide. (Dessin aimablement fourni par le Dr S. Elliott.)	
figure 2-2	28
Température de la surface de l'ioniseur en fonction de la puissance appliquée. Mesure <i>in situ</i> en absence de cible.	
figure 3-1	30
Spectres obtenus par canalisation de particules α de 5 MeV dans l'axe $\langle 111 \rangle$ d'un échantillon de GaAs implanté avec 10^{15} cm^{-2} de Si à 7 MeV, avant (2), et après (3) un recuit de 20 sec à 850°C . Les spectres pour l'échantillon non-implanté (4) et celui non-aligné correspondant (1) servent de référence.	
figure 3-2	37
Densités de centres diffuseurs obtenues avec un faisceau aligné sur le canal $\langle 111 \rangle$ ou sur le $\langle 110 \rangle$ pour un échantillon implanté avec du Si de 7 MeV à une dose de 10^{15} cm^{-2} , avant et après un recuit de 20 secondes à 850°C .	
figure 3-3	41
a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Be à 2,3 MeV. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a) accompagnée de la densité de paires de Frenkel (TRIM) correspondant à $5 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$.	
figure 3-4	43
a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Si à 7 MeV. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a) accompagnée de la densité de paires de Frenkel (TRIM) correspondant à $2 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$.	
figure 3-5	45
a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Se à 10,9 MeV. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a) accompagnée de la densité de paires de Frenkel (TRIM) correspondant à $1 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$.	
figure 3-6	48
Densité locale de défauts mesurée par canalisation ionique dans les échantillons tels qu'implantés avec diverses doses de Be à 2,3 MeV, de Si à 7 MeV et de Se à 10,9 MeV, en fonction de la densité locale de paires de Frenkel correspondante, calculée avec TRIM.	
figure 3-7	50
Le maximum et la valeur en surface de la densité de centres diffuseurs en fonction de l'endommagement total calculé, φN_F .	
figure 3-8	51
Le nombre total de centres diffuseurs par unité de surface en fonction de l'endommagement total calculé, φN_F .	

figure 3-9	54
a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour l'axe $\langle 111 \rangle$ d'un échantillon implanté avec 10^{15} cm^{-2} de Si à 7 MeV, avant et après un recuit de 20 sec à 850°C. Les spectres correspondants ont été présentés à la figure 3-1. b) Densité des centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a).	
figure 3-10	56
Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec $10^{15} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Be à 2,3 MeV avant et après un recuit.	
figure 3-11	57
Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec $5 \times 10^{15} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Si à 7 MeV avant et après un recuit.	
figure 3-12	58
Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec $10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Se à 10,9 MeV avant et après un recuit.	
figure 3-13	59
Illustration d'une couche déformée tétraгонаlement qui surmonte un substrat de réseau cubique.	
figure 3-14	61
Balayage angulaire du canal $\langle 110 \rangle$ d'un échantillon tel qu'implanté avec 10^{14} cm^{-2} de Se à 10,9 MeV a) et d'un échantillon non-implanté b); les fenêtres de spectres utilisés sont illustrées en c)	
figure 3-15	62
Comparaison des puits du canal $\langle 110 \rangle$ pris à la surface dans un échantillon partiellement implanté pour mesurer la déformation dans la région implantée.	
figure 4-1	67
a) Illustration de la loi de Bragg. b) Schéma d'une couche déformée tétraгонаlement sur un substrat cubique.	
figure 4-2	72
Résultats de simulations $\{004\}$ pour cinq cas simples à valeur pédagogique, définis par les profils de déformation et de déplacement.	
figure 4-3	75
Profils angulaires de l'intensité réfléchie (axe logarithmique) des rayons-x pour le GaAs implanté à différentes doses a) au Be de 2,3 MeV, b) au Si de 7 MeV, c) au Se de 10,9 MeV. De d) à f), les profils de déformation et de déplacement correspondants.	
figure 4-4	83
Pour un échantillon implanté avec $5 \times 10^{16} \text{ Si}^{2+} \cdot \text{cm}^{-2}$ et une densité de courant de $220 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$, a) l'intensité diffusée et simulée et b) les profils de déformation et de déplacement incluant une couche amorphe enfouie. En d), le même profil angulaire qu'en a), mais cette fois l'échelle d'intensité est linéaire.	
figure 4-5	85
Profils angulaires expérimentaux de la réflectivité pour deux échantillons implantés avec une même dose mais une densité de courant différente.	
figure 4-6	88
La déformation maximale ou en surface, en fonction de l'endommagement total calculé.	
figure 4-7	91
Déformation perpendiculaire en fonction de l'endommagement local calculé pour différentes profondeurs et diverses doses implantées a) de Be, b) de Si et c) de Se.	

figure 5-1	100
Spectres Raman pris à différentes profondeurs dans un échantillon implanté avec 2×10^{15} Be·cm ⁻² non recuit.	
figure 5-2	101
Spectres Raman pris à différentes profondeurs dans un échantillon implanté avec 1×10^{13} Se·cm ⁻² non recuit.	
figure 5-3	104
Couplage du phonon LO et du plasmon dans le GaAs dopé n.	
figure 5-4	106
Spectres Raman pris à différentes profondeurs dans un échantillon implanté à 2×10^{15} Be·cm ⁻² et recuit à 850°C pendant 20 s.	
figure 5-5	107
Spectres Raman de diffusion de la lumière de 5145 Å du GaAs:Se implanté à une dose de $3,16 \times 10^{14}$ ions·cm ⁻² et recuit à 850°C pendant 20 sec pris à différentes profondeurs.	
figure 5-6	109
Spectres de photoluminescence des substrats vierges.	
figure 5-7	110
Spectres PL du GaAs:Be comparé à celui d'un échantillon vierge.	
figure 5-8	111
Spectres PL du GaAs:Be implanté à une dose de 10^{13} cm ⁻² et recuit à 850°C pendant 20 s.	
figure 5-9	112
Spectres PL du GaAs:Be implanté à une dose de 2×10^{16} cm ⁻² et recuit à 850°C pendant 20 s.	
figure 5-10	113
Spectres PL du substrat et de la région dopée par une implantation de 2×10^{15} Se·cm ⁻² suivie d'un recuit à 850°C pendant 20 s.	
figure 5-11	116
Résumé des résultats présentés sous la forme de profils en profondeur; Les mesures et les analyses XPS ont été effectuées par Mme Suzie Poulin [Lu89].	

Liste des tableaux

tableau 1.i	xv
Propriétés cristallines, électriques et thermiques du GaAs et du Si.	
tableau 2.i	19
Température de l'échantillon au cours d'une implantation.	
tableau 2.ii	25
Description des ions produits et des cibles utilisées.	
tableau 3.i	49
Valeurs des pentes, α , obtenues pour différents groupes de points dans le graphique de la figure 3-8.	
tableau 3.ii	55
Liste des échantillons mesurés pour l'optimisation des recuits.	
tableau 4.i	89
Valeurs des pentes, α , obtenues pour différents groupes de points dans le graphique de la figure 4-6.	
tableau 5.i	103
Déplacement maximum du pic LO, pourcentage de lacunes et pourcentage d'antisites correspondants, selon le modèle de Burns <i>et al.</i>	
tableau 5.ii	115
Dose implantée et paramètres de recuit pour les échantillons qui ont servi aux mesures rapportées à la figure 5-11.	
tableau 5.iii	120
Conditions de saturation de la déformation.	

Liste des principaux acronymes, symboles et abréviations

AES	Auger electron spectroscopy
ANIS	Aarhus negative ion source
BMD	beam monitoring device
BPM	beam profile monitor (National Electrostatic Corporation)
c	phase cristalline du matériau
CSA	changement de site approprié
CSI	changement de site inapproprié
DLTS	deep level transient spectroscopy
dpa	déplacement(s) par atome
E_b	énergie de liaison d'un atome dans le réseau
E_d	énergie minimale de déplacement
E_q	énergie maximale d'un atome abandonné par MARLOWE
E_0	énergie incidente du faisceau
$\mathcal{E}_{\text{élas.}}$, $\mathcal{E}_{\text{inélas.}}$	densités d'énergie absorbée par des processus élastiques et inélastiques, respectivement
EOR	région d'arrêt des ions
ERD	elastic recoil detection
ESCA	electron spectroscopy chemical analysis
f	facteur de diffusion
FA	furnace annealing
HINIS	high intensity negative ion source
IBIEC	ion beam induced epitaxial crystallization
j	densité de courant du faisceau sur la cible
j_i	densité de courant instantanée du faisceau sur la cible
k	facteur cinématique
L	longueur de corrélation
LEC	liquid encapsulated Czochralski
LHe	liquid Helium
LN ₂	liquid Nitrogen
LPN	Laboratoire de physique nucléaire
MBE	molecular beam epitaxy
MOCVD	metalorganic chemical vapor deposition
N	nombre d'évènements détectés
n	densité atomique par unité de volume
n_D	densité de défauts
n_{pd}	densité de défauts ponctuels
n_F	densité de lacunes calculées
N_F	nombre moyen de lacunes calculées par ion
n_F^α	densité critique de lacunes, calculées par TRIM, menant à l'amorphisation
PL	photo-luminescence
pnA	particulenanoampère (le courant divisé par q)
q	charge de l'ion
r_{cap}	rayon de capture de la recombinaison instantanée des paires de Frenkel
R_c	rayon de courbure du canal à l'interface entre une couche déformée et le substrat
R_{cm}	valeur maximale de R_c qui permet aux ions de conserver leur direction canalisée jusqu'à dans le substrat
RBS	Rutherford backscattering spectroscopy
RBS/C	RBS en mode canalisé
RIE	reactive ion etching
RTA	rapid thermal annealing
RTP	rapid thermal processing
RUMP	RBS Universal Master Package
SBD	surface barrier detector
SIMS	secondary ion mass spectroscopy
SPE	solid phase epitaxy
T_a	température de recuit
T_i	température de l'échantillon durant l'implantation
T_m	température de l'échantillon durant la mesure
T_∞	valeur critique de T_i à partir de laquelle l'efficacité d'endommagement tombe drastiquement
TCE	tri-chloro-éthylène
TEM	transmission electron microscopy
TRIM	transport of ions in matter [Bi80b,Zi85a]
U	énergie de liaison d'un atome dans un solide
u_j	déplacement dans la tranche j , pour les simulations XRD

UNIS	universal negative ion source
v	volume de confinement des phonons
V_{As}	lacune sur un site d'arsenic
V_{Ga}	lacune sur un site de gallium
VPE	vapor phase epitaxy
XPS	x-ray photoelectron spectroscopy
XRC	x-ray rocking curve
XRD	x-ray diffraction
XTEM	cross-sectional transmission electron spectroscopy
z	profondeur dans l'échantillon
α	phase amorphe du matériau
α	puissance d'une dépendance (<i>v.g.</i> d'une quantité mesurée sur une quantité calculée)
γ_D	facteur de désordre
ϵ	déformation
ϵ	efficacité d'endommagement
ϕ	angle azimutal de l'échantillon par rapport à l'horizontale (projection stéréographique polaire)
φ	dose totale reçue
ψ_c	angle critique de canalisation axiale
ψ_1	angle caractéristique de canalisation axiale
$\psi_{1/2}$	demie largeur angulaire du puits de canalisation axiale
σ_D	section efficace effective pour un défaut donné
ρ	densité
θ	angle soutenu par la surface de l'échantillon et la direction du faisceau
X_{min}	comptage normalisé (aligné/non-aligné)
X_D	comptage normalisé d'un spécimen défectueux
X_R	fraction du comptage normalisé attribuable à la décanalisation
X_V	comptage normalisé d'un spécimen vierge

Remerciements

J'aimerais remercier le professeur John Brebner d'avoir bien voulu diriger cette thèse, ainsi que l'ensemble de l'équipe qui m'a accueilli, conseillé et aidé.

L'attitude et la compétence du personnel technique et de soutien (Messieurs Pierre Bérichon, Réal Gosselin, Jacques Chagnon, Gætan Richard, Jacques Bérichon, Alain Lévesque ainsi que Madame Hélène Lamothe) sont tout à fait remarquables. Leur appui et leur contribution aux projets de développement et aux opérations ont été essentiels; leurs points de vue et commentaires ont été des plus instructifs et appréciés.

Surtout je tiens à remercier mes collaborateurs immédiats les plus assidus, Richard Arès, George Kajrys, Gilles Gagnon, Sandy Bultena et Kamel Touhouche, pour leur contributions à tous les niveaux, de la stratégie à l'exécution. Ensemble nous faisons un véritable travail d'équipe qui nous a permis, entre autres, de vérifier l'effet de nombreux paramètres et conditions sur les résultats de nos mesures.

Subhash Gujrathi, Louis Lemay et Christian Janicki m'ont aidé à faire mes premiers pas, ça ne s'oublie pas. Tout le groupe de physique appliquée/faisceaux d'ions a ensuite contribué d'une façon ou d'une autre, et il me peine de ne pouvoir tous les nommer; ces écritures, me dit-on, surtaxent déjà amplement la patience du lecteur. Je dois donc me contenter de finir en citant nos principaux contributeurs externes : Michel Jouannes (Université Pierre et Marie Curie), John Currie, Arthur Yelon et Suzie Poulin (École Polytechnique de Montréal).

Je remercie donc tous ces gens de m'avoir aidé, chacun à sa façon, à développer un bon sens de l'humour et un meilleur sens physique.

1

Implantation Ionique

L'implantation ionique consiste à injecter des ions énergétiques (à partir de quelques dizaines de keV) dans un solide. Puisque l'énergie de liaison des atomes qui constituent le solide est de l'ordre de 5 eV il faut s'attendre à ce que l'interaction de l'implant avec le milieu ait des conséquences remarquables, pour ne point dire dévastatrices... Ce chapitre est consacré en première partie, à l'introduction des concepts et des modèles qui décrivent ces conséquences; par exemple la formation de cascades et l'introduction de défauts primaires. L'approche y est assez générale mais sous-entend occasionnellement une structure cristalline dans le matériau. La seconde partie poursuit la description de manière plus particulière en soulignant l'effet de certains paramètres pertinents et en introduisant certains défauts et comportements particuliers aux conditions de cette étude.

1.1 Considérations générales

1.1.1 Types de défauts [Bo77,Ki76 chap.17et18,As76 chap.30,Fe82]

Commençons par rappeler quelques faits généraux sur les défauts. On les classe d'après la dimensionnalité de l'espace qui les circonscrit : ponctuels (lacunes, interstitiels, antisites, impuretés, complexes), linéaires (dislocations, microfissures), planaires (joints de grains, macles, défauts d'empilement, frontières de phases, surface du cristal), et volumiques (inclusion d'une phase étrangère, cavités microscopiques, précipités). Les défauts ponctuels ont une origine thermique, radiative, stœchiométrique ou de contamination (dopage). Les dislocations proviennent de déformations plastiques ou de la migration et de l'agglomération de lacunes ou d'interstitiels dans les cristaux irradiés. Les défauts bi- et tridimensionnels apparaissent lors de la croissance du cristal ou de la décomposition d'un état sursaturé.

Il faut savoir qu'il existe des défauts thermiquement stables et d'autres qu'on peut en principe éliminer parce qu'ils ne correspondent pas à un équilibre thermodynamique, d'où l'utilité des recuits. Le défaut ponctuel le plus simple est la lacune ou défaut de Schottky qu'on peut illustrer en transférant un atome de l'intérieur d'un cristal parfait à un site en surface. Le second type le plus courant est la paire de Frenkel, faite d'une lacune et d'un atome interstitiel. Le premier effet du passage d'un ion énergétique dans la structure cristalline est d'augmenter le nombre de paires de Frenkel au dessus de sa valeur d'équilibre. À température non nulle les atomes d'un cristal possèdent une énergie cinétique

distribuée selon la statistique de Maxwell-Boltzman, ce qui assure qu'il existe toujours un certain nombre d'atomes qui possèdent assez d'énergie pour s'évaporer dans le solide en traversant la barrière de potentiel qui délimite les positions substitutionnelles. En conséquence, à chaque température correspond un certain nombre de défauts ponctuels déterminé par le minimum de l'énergie de Gibbs $G = U - TS - PV$. Chaque nombre de défaut correspond à plusieurs états équivalents du système du point de vue de la configuration et de la répartition de l'énergie cinétique, ce qui introduit une augmentation de l'entropie du cristal qui peut compenser l'augmentation de l'énergie interne due à la formation de ces défauts. La densité des défauts de Frenkel varie avec la température comme suit

$$n_F = n_{0,F} \exp - \left(\frac{\Delta u_F}{2kT} \right) \quad (1.1)$$

où Δu_F est l'énergie de création de la paire. Les défauts d'ordre supérieur ne sont pas stables thermiquement parce que leur énergie de formation est au moins proportionnelle à la racine cubique de N , ce qui ne peut être compensé par l'augmentation de l'entropie qui va en $\ln N$.

1.1.2 Freinage des ions [Fe82b,Gö84,Ge74,Zi85a,Zi84']

Bien qu'un sujet amplement éculé, la question de la perte d'énergie des ions dans un solide doit être abordée brièvement pour pouvoir souligner les différences entre les divers modèles et expliquer pourquoi il a été nécessaire de modifier cette section du programme de simulation MARLOWE avant de l'appliquer aux situations qui nous concernent ici.

Lorsqu'un ion énergétique pénètre un solide il y interagit avec les atomes. À cause des vitesses impliquées dans les cas traités ici (${}^9\text{Be}_{2,3\text{MeV}}^+$, ${}^{28}\text{Si}_{7\text{MeV}}^{2+}$, ${}^{80}\text{Se}_{10,9\text{MeV}}^{4+}$), les excitations et les réactions nucléaires peuvent être écartées d'emblée et l'interaction ion-atome peut se décrire à l'aide de la force de Coulomb seulement. Sous l'effet de cette force l'ion entre en collision avec les électrons et les atomes de la cible, ce qui donne lieu à un transfert d'énergie de l'ion incident aux électrons et aux atomes. Ces deux processus sont responsables du freinage de l'ion par l'intermédiaire des pertes d'énergie électronique ($\frac{dE}{dx}|_{el} = NS_e$, N étant la densité de la cible) et nucléaire ($\frac{dE}{dx}|_{nuc} = NS_n$), dont la somme donne le pouvoir d'arrêt de la cible.¹ Suite à un abus de langage maintenant bien établi, les pertes d'énergie électroniques sont dites **inélastiques** et les pertes nucléaires **élastiques**, comme s'il s'agissait de collisions binaires entre deux corps libres sans structure. Seules les collisions élastiques dévient sensiblement la trajectoire de la particule; les électrons de la cible agissent comme un éther visqueux, source de friction.

¹ Ces processus sont considérés indépendants, les faibles corrélations éventuelles devraient se moyennner au cours des nombreuses collisions que subit l'ion.[Zi85a]

1.1.2.1 Pouvoir d'arrêt nucléaire

La diffusion de l'ion sur les atomes de la cible se décrit par une collision élastique entre deux atomes écrantés de Thomas-Fermi. La quantité d'énergie que perd l'ion lors de chaque collision est donc déterminée par l'énergie qu'il transfère à l'atome cible, ce qui dépend du paramètre d'impact et se calcule à partir du potentiel d'interaction. Dans les deux programmes utilisés (TRIM et MARLOWE) ce potentiel est décrit par une somme d'exponentielles.[Zi85b]

1.1.2.2 Pouvoir d'arrêt électronique [Zi85a]

Le traitement du pouvoir d'arrêt électronique est beaucoup plus compliqué parce que ce dernier a plusieurs origines: collisions électrons-électrons, excitation et ionisation des électrons liés aux atomes, excitation des électrons des bandes de conduction et de valence, excitation, ionisation et capture d'électrons impliquant l'ion. Les théories actuelles considèrent d'abord les pertes d'énergie pour les ions légers (H et He), dont l'état de charge dans les solides est mieux connu (mais encore débattu), et invoquent une règle d'échelle pour les ions plus lourds: $\frac{S_H(v_1, Z_2)}{S_H(v_2, Z_2)} = \frac{S_{il}(v_1, Z_2)}{S_{il}(v_2, Z_2)}$, où v est la vitesse de l'ion, Z_2 le numéro atomique de l'atome-cible, alors que H et il indiquent *hydrogène* et *ion lourd*. Le pouvoir d'arrêt est ainsi évalué avec une précision d'environ 10% seulement.[He96,Ku96]

1.1.2.2.1 Pour les ions légers ($Z_1 = 1, 2$)

À l'énergie où les ions pénètrent l'échantillon, ce dernier peut être représenté par un plasma d'électrons qui permet de traiter les phénomènes collectifs comme la polarisation du milieu et les plasmons de façon naturelle. Lindhard en a fait une méthode générale qui, lorsqu'utilisée avec l'approximation de la densité locale,² s'applique à n'importe quelle cible. Le modèle utilise les hypothèses suivantes:

- 1) le système est décrit comme un gaz d'électrons libres sur un arrière-plan de charges positives uniformes,
- 2) la densité initiale du gaz est uniforme,
- 3) la charge externe produit un effet perturbatif sur le gaz,
- 4) les vitesses ne sont pas relativistes.

En écrivant la partie d'énergie électronique sous la forme $S_e = \int I(v, \rho) Z_1^{*2} \rho dV$ où v est la vitesse de l'ion, Z_1^* sa charge effective, ρ la densité électronique de la cible, et dV un élément de volume, on définit I , la fonction d'interaction de freinage. Un graphique de I en fonction de v montre que

² Cette approximation peut se résumer en disant que chaque élément de la cible est considéré comme un plasma indépendant; pour les détails et les implications de cette approximation on peut consulter [Zi85].

l'interaction est presque constante tant que la vitesse de l'ion dépasse celle de Fermi.³ Par contre lorsque des électrons ont déjà une vitesse supérieure à celle de l'ion, une collision avec ce dernier n'y changera pas grand chose et on pourra affirmer que de tels électrons réagissent adiabatiquement au passage de l'ion, et qu'en conséquence, ils participent peu à son ralentissement. Dans le domaine $v < v_F$, l'interaction de freinage diminue quand v diminue.

1.1.2.2.2 Pour les ions lourds

On divise la théorie en trois domaines, selon que la vitesse de l'ion est inférieure à la vitesse de Fermi des électrons dans le milieu, supérieure à trois fois cette vitesse, ou intermédiaire entre ces bornes.

À faible vitesse ($v < v_F$), les électrons se déplacent généralement plus rapidement que l'ion et les collisions sont surtout adiabatiques (sans transfert d'énergie). La théorie de Lindhard, Scharff et Schiøtt (LSS), la plus populaire, fait appel au concept d'un ion se déplaçant lentement dans un gaz électronique de densité uniforme et donne une perte d'énergie linéaire avec la vitesse de l'ion, en conformité avec la plupart des résultats expérimentaux. Mais pour certains cas qui ne s'accordent pas avec une telle description, par exemple certains semiconducteurs et éléments légers pour lesquels $S_e \propto v^{0,75}$, cette dépendance doit être imposée dans le calcul sans justification théorique appropriée.

À grande vitesse ($v > 3v_F$) on utilise la règle d'échelle et le facteur de proportionnalité est donné par le carré de la charge effective. Pour déterminer la charge effective, on suppose que l'ion est épluché de tous ses électrons dont la vitesse orbitale classique est inférieure à v . Sur l'intervalle de 3 à 100 fois la vitesse de Bohr cette théorie est en accord avec les valeurs mesurées; à plus grande vitesse les effets relativistes deviennent importants et à plus faible vitesse c'est la description de Thomas-Fermi de l'ion qui défaille.

À vitesse intermédiaire ($v_F < v < 3v_F$, théorie de Brandt-Kitagawa), contrairement aux collisions de plus grande énergie, la vitesse des électrons de l'ion doit être comparée à la vitesse *relative* de l'ion et des électrons du milieu (v_F) pour en déterminer la charge fractionnelle. L'écrantage du noyau par les électrons est moins efficace qu'à faible vitesse et il est nécessaire, pour les collisions à faible paramètre d'impact, de faire un calcul perturbatif au premier ordre pour la charge effective et la perte d'énergie. La charge effective est alors une fonction de la fraction d'ionisation, de la distance d'écrantage et de la vitesse de Fermi.

³ La vitesse de Fermi est ici définie par $v_F = \left(\frac{\hbar}{m}\right)(3\pi^2\rho)^{\frac{1}{3}}$, ce qui donne 84 keV.uma⁻¹ pour le GaAs.

1.1.3 Création des paires de Frenkel et théorie linéaire des cascades [Ki55,Si69]

Si au cours d'une collision un atome cible reçoit plus d'énergie que ce qui lui est nécessaire pour qu'il quitte son site ($T > E_d$) il en partira avec une énergie $T - \varepsilon$, ε étant la différence de potentiel entre la position interstitielle et celle du site substitutionnel.⁴ Avec l'énergie qu'il possède cet atome peut aller déloger un ou plusieurs autres atomes qui iront faire de même avec d'autres atomes produisant ainsi une cascade de collisions. Pour chaque atome déplacé il y aura un site laissé vacant, donc une paire de Frenkel, à moins qu'il n'y ait recombinaison subséquente. Considérant que la section efficace de Rutherford croît avec l'inverse du carré de l'énergie de la particule incidente et que le nombre de particules impliquées croît géométriquement à chaque fin de parcours libre, la densité de paires créées augmente à mesure que l'ion s'enfonce pour atteindre un maximum un peu avant la profondeur moyenne d'implantation. Les pertes d'énergie, quant à elles, causent une élévation de la température du substrat et favorisent ainsi la diffusion et la recombinaison d'interstitiels et de lacunes et la transformation des défauts primaires en défauts plus complexes. Avec la correction que Sigmund [Si69] a apportée à la théorie de Kinchin et Pease,[Ki55] le nombre total de paires $N(E)$ créées dans la cascade produite par une particule primaire d'énergie E est déterminé par

$$N(E) = \begin{cases} 0 & E < E_d \\ 1 & E_d \leq E \leq 2,5E_d \\ \frac{0,8\theta_\nu}{2E_d} & E > 2,5E_d \end{cases} \quad (1.2)$$

où θ_ν est la partie de l'énergie perdue par collisions nucléaires, $\theta_t = \theta_\nu + \theta_\xi$, θ_t étant l'énergie totale déposée et θ_ξ l'énergie perdue dans les collisions inélastiques.

La section efficace de Kinchin et Pease constitue une borne supérieure, [Ja87,Av78,Wi90,Ro91] qui est valable à basse température ($T_i \leq LN_2$) pour des cascades de faible densité, mais qui surestime l'endommagement par un facteur d'au moins trois ou quatre [Av78,Ja87] pour les implantations faites à la température de la pièce. La différence entre le nombre de défauts calculé et celui mesuré est due principalement aux recombinaisons et à la formation de complexes qui invalident la règle de proportionnalité entre N et θ_ν . [Gl82] Pour une température d'implantation plus élevée, la diffusion et l'agglomération des défauts primaires sont encore plus importantes et des défauts étendus risquent de se former lors de l'implantation. [Gr91] Les calculs numériques (TRIM et MARLOWE) qui simulent les cascades par une série de collision binaires donnent eux aussi une surévaluation du nombre de défauts primaires pour les implantations à la température de la pièce.

⁴ $\varepsilon < \Delta u_F$ car Δu_F doit tenir compte de la contrainte engendrée dans le réseau.

1.1.4 TRIM et MARLOWE

Il s'agit de deux programmes de simulation du passage des ions énergétiques dans une cible, basés sur l'approximation des collisions binaires. Une description générale des ces deux modèles, de leur différences et de leurs alternatives est disponible ailleurs.[Ro93]

La simulation TRIM [Zi84,Zi85a] est de type Monte-Carlo, elle suppose une cible amorphe. La source de ce logiciel n'est pas disponible et la dimension des cascades est limitée à 2000 atomes, rendant impossible le calcul complet pour bon nombre de cascades de Se à 10,9 MeV avec $E_d \leq 20$ eV par exemple.

MARLOWE [Ro92b,Ro92,Ro90,Ro89,Oe76,Ro74,Ja93] est un logiciel de simulation de cascades dans un solide cristallin, il ne s'agit pas d'un Monte-Carlo. Il se différencie aussi du modèle précédent par le calcul et l'identification des phénomènes typiquement cristallins comme les sténons et les focussons⁵, l'effet des vibrations thermiques, le respect de l'ordre dans lequel se font les collisions, la possibilité de déplacer un atome plusieurs fois, l'évolution de la cible avec la dose, le traitement approximatif des collisions simultanées et finalement, la possibilité de simuler l'effet du recuit dynamique en recombinaison des paires lacune-interstitiel dont la séparation est inférieure à une valeur choisie. L'analyse des résultats y est beaucoup plus élaborée et comme la source est disponible, les possibilités et la variabilité y sont beaucoup supérieures.

1.1.5 Cascade à haute densité ou effets de crête [Th81,Th78,Da83,Da84]

Il a été remarqué qu'en fin de parcours les collisions sont beaucoup plus nombreuses et plus fréquentes. Lorsque les particules ont une distance de vol libre qui approche de la distance interatomique, l'approximation des collisions binaires ne peut plus décrire leur histoire, *i.e.* des effets collectifs deviennent possibles, l'équation de transport de Boltzmann n'est plus applicable et des phénomènes drastiques, comme l'amorphisation directe, entrent en jeu.⁶ C'est ce qu'on appelle un effet de crête.⁷ Dans le domaine d'énergie et de masse qui correspond à une cascade à haute densité la théorie linéaire des cascades sous-estime systématiquement la quantité observée de défauts, même à la température de la pièce où les recombinaisons sont nombreuses.[Wa78] Par exemple, un bombardement à température

⁵ Un sténon est une partie de trajectoire canalisée. Un focusson est une série de collisions qui transporte l'énergie sur une distance qui peut être importante sans pour autant qu'il y ait transport de masse.[Ro92b]

⁶ Ceci n'est guère surprenant quand on constate que la densité d'énergie déposée à l'intérieur du volume occupé par la cascade surpasse de beaucoup celle des recuits par laser pulsé et qu'en plus la cascade se produit dans un laps de temps beaucoup plus court.

⁷ Traduction libre de *spike effects*, on trouve aussi l'expression «effet de pointe» dans la littérature [Bo70].

ambiante par un faisceau moléculaire diatomique crée plus que deux fois le dommage d'un bombardement monoatomique de même vitesse [Th81 (Si), Mo75 (GaAs)]. Par contre, un faisceau d'un autre élément qui dépose le même θ_ν produira un dommage comparable dans la cible. C'est donc ce paramètre qui caractérise aussi les cascades à haute densité, même si le nombre de défauts créés n'est plus proportionnel à l'énergie déposée élastiquement.

À l'intérieur du volume de la cascade le désordre n'est pas distribué uniformément. Avec des ions plus ou moins légers, [Be91b] il arrive que la cascade se subdivise en sous-cascades, isolées les unes des autres, dans lesquelles se confinent les régions très endommagées. La formation de sous-cascades est favorisée par une faible masse de l'ion parce que ce dernier profite d'une section efficace plus faible, ce qui lui donne un parcours libre plus long qui permet de disperser plus efficacement son énergie. Le rapport θ_ν/θ_ξ est plus faible, la pénétration est plus profonde et les déviations plus prononcées. Tout ceci augmente l'efficacité du recuit dynamique⁸ et permet de mieux isoler les traces des principaux atomes de recul. Pour les ions légers, il existe une différence notable entre le volume qui recueille l'énergie déposée élastiquement par la moyenne de plusieurs cascades et la moyenne des dimensions de ces volumes pour des cascades individuelles. La méthode de transport d'énergie ne peut donc pas être utilisée pour comparer directement avec les cascades à haute densité.

L'évolution d'une cascade à haute densité se passe comme suit. D'abord pendant $\sim 10^{-13}$ s, la cascade de collisions se forme avec la mise en mouvement simultané d'un grand nombre d'atomes.⁹ À l'intérieur d'un délai de quelques 10^{-12} s [Sa95] s'établit un équilibre thermique de quelques dizaines de milliers de degrés, descriptible par la statistique de Maxwell-Boltzmann¹⁰ si le nombre d'atomes le permet. C'est ce qu'on appelle une crête thermique. Même pour les températures les plus élevées l'échelle des picosecondes est nettement insuffisante pour permettre le transport de masse; la cascade garde donc sa configuration spatiale pendant un certain temps. À partir du moment où l'énergie des atomes de recul descend au dessous de E_d , ils ne peuvent plus interagir avec les atomes individuels du réseau et doivent se thermaliser en interagissant avec les phonons. L'équilibre entre les températures électroniques et atomiques s'établira après $\sim 10^{-11}$ s; pour l'instant le volume de la cascade est une région très désordonnée d'atomes déplacés et de liens brisés.

Des calculs [par exemple Pr84] de dynamique moléculaire suggèrent qu'au cours d'une étape intermédiaire ($\sim 10^{-12}$ s) où les reculs possèdent une énergie inférieure à E_d mais sont plus rapides que la vitesse du son, des phénomènes collectifs seraient responsables de la création d'un très grand nombre de paires de Frenkel et de recombinaisons; et lors de la période de thermalisation, la diffusion préférentielle des lacunes vers le centre de la cascade et celle des interstitiels vers sa périphérie

⁸ Concomitant avec l'implantation.

⁹ Déjà la cascade linéaire n'est plus appropriée parce qu'un atome du centre de la cascade n'est plus ralenti par ses voisins qui vont à peu près à la même vitesse que lui.

¹⁰ Il s'agit d'une approximation, voir à ce sujet [Pr84] par exemple.

résultent en un centre riche en lacunes et une coquille riche en interstitiels. De tels résultats mettent en lumière certaines limites des modèles basés sur un calcul séquentiel de collisions binaires.

Mais un traitement quantitatif des crêtes thermiques suppose :

- $\theta_\nu > U_m$, la chaleur de fusion, de l'ordre de 1eV/atome (0,68 pour GaAs [Be91]).
- que soient impliqués au moins 10.000 à 100.000 atomes pour que l'on puisse parler de distribution de Boltzmann.
- un gradient thermique pas trop grand ($\frac{\Delta\theta}{\text{atome}} \ll \theta$).
- le temps de refroidissement doit être assez court pour éviter le transport de masse mais assez long pour permettre le couplage électron-phonon.¹¹ Sinon on ne sait trop quelle signification ou valeur accorder à la constante de diffusion thermique parce qu'on se trouve en présence d'atomes chauds dans un bain froid d'électrons...

Dans un grand nombre de cas ces conditions ne peuvent être remplies et l'on ne peut fournir à l'heure actuelle d'explication quantitative fiable de ce phénomène.

1.1.6 Nucléation du dommage et amorphisation [Mü80,Ch71]

- On dispose de deux modèles non exclusifs pour expliquer la création de dommage par l'agglomération de défauts ponctuels. Dans les situations qui nous intéressent la prépondérance d'un mode de nucléation sur l'autre dépend de la densité d'énergie déposée élastiquement.[Mü80,To91] Généralement, on associe la nucléation homogène au passage d'ions légers [Ho91] et aux cascades linéaires, et la nucléation hétérogène aux ions lourds et aux effets de crête. Ces modèles s'appliquent autant à la formation d'îlots ou de traces amorphes qu'à la production de défauts secondaires.

Nucléation homogène : Les défauts précurseurs, comme les paires de Frenkel, qui survivent au refroidissement d'une cascade, diffusent et éventuellement réagissent avec des défauts créés par d'autres cascades, pour former des complexes plus stables comme les boucles de dislocation et les agrégats[Bo70]. Si la dose le permet, l'accumulation progressive de défauts précurseurs atteindra une densité critique à partir de laquelle chaque nouvelle cascade ou sous-cascade provoquera, dans la région qu'elle couvre, un effondrement du réseau hautement defectueux en un domaine amorphe thermodynamiquement plus stable.

¹¹ C'est surtout ici que le bât blesse.

Nucléation hétérogène : Quand la densité d'énergie déposée à l'intérieur du volume d'une cascade dépasse une valeur critique, il y a formation d'une grande quantité de défauts stables et fixes — les noyaux — lors du *refroidissement* de celle-ci. Ce processus intervient dans les effets de crête qui provoquent l'amorphisation directe sous l'impact d'un seul ion lourd, même en l'absence de prédommage.

On estime que la zone *fondue* par la crête thermique se resolidifie à une vitesse de 1 à 10 km/s¹² mais les calculs théoriques et les mesures de croissance de Si lors de recuits au laser pulsé ont démontré que la croissance épitaxiale n'est possible que si l'interface cristal-liquide se déplace moins vite que 15 m/s, autrement la resolidification est amorphe.[Gy89] Ainsi un ion qui dépose sur sa trajectoire une assez grande quantité d'énergie, par collisions élastiques ou inélastiques, laisse une trace amorphe visible au microscope électronique à transmission [Be91] ou au microscope optique après une attaque chimique.

Les figures 1-1 (pour le Si) et 1-2 (pour le GaAs) nous indiquent clairement l'existence de trois étapes dans l'accumulation de dommage : prédommage, amorphisation progressive et saturation. L'indice de réfraction et la résistivité montrent que l'accumulation de prédommage par le passage successif de plusieurs ions au même endroit est un prérequis à l'amorphisation par un ion léger (ce qui ne semble pas être le cas pour l'InP [S]85) alors que les ions lourds (à partir de $N \approx 40$) sont capables d'amorphisation directe. Ceci est confirmé par les mesures d'absorption optique; (figure 1-1) il y a d'abord accumulation de défauts ponctuels puis décroissance à mesure que les régions endommagées s'amorphisent en *consommant* les défauts ponctuels¹³ [Co81 (Si), We82 (GaAs)]. Les graphiques de résistivité et d'absorption indiquent la présence de défauts ponctuels pour les ions lourds, ce qui ne contredit pas l'hypothèse d'une nucléation hétérogène. Puisque la densité d'énergie déposée par processus élastiques décroît nécessairement en périphérie d'une cascade, il est probable que l'énergie déposée crée des paires de Frenkel, précurseurs des défauts observés, sans pour autant y provoquer l'amorphisation. D'ailleurs, il est parfois possible d'observer un début de cristallisation en périphérie des zones amorphes [He86 (Si)], ce qui laisse aussi supposer une certaine densité de défauts puisque la reconstruction s'effectue trop rapidement pour être adiabatique.

Certains faits suggèrent que le passage de l'état préendommagé à l'état amorphe se fait de façon discontinue. D'abord, il existe une densité maximale de défauts déterminée par le volume de recombinaison instantanée¹⁴ et ce maximum correspond à un état plus énergétique que

¹² $\sim 10^{-12}$ s pour la thermalisation des atomes à l'intérieur d'un cylindre d'environ 100Å.

¹³ Il peut aussi y avoir une diminution de la densité de défauts ponctuels dans le Si (bi-lacunes, tétra-lacunes, bi-interstitiels) pour une dose croissante avant que n'apparaissent des régions amorphes.[Gl82] Dans le GaAs, la nature du défaut ponctuel responsable de l'absorption optique n'a pas été identifiée, mais il devrait regrouper plusieurs antisites et lacunes dans un complexe.[We89b]

¹⁴ Un choix malheureux de terminologie; on devrait dire recombinaisons *automatiques* ou *naturelles* puisqu'elles n'ont pas besoin d'être assistées thermiquement.

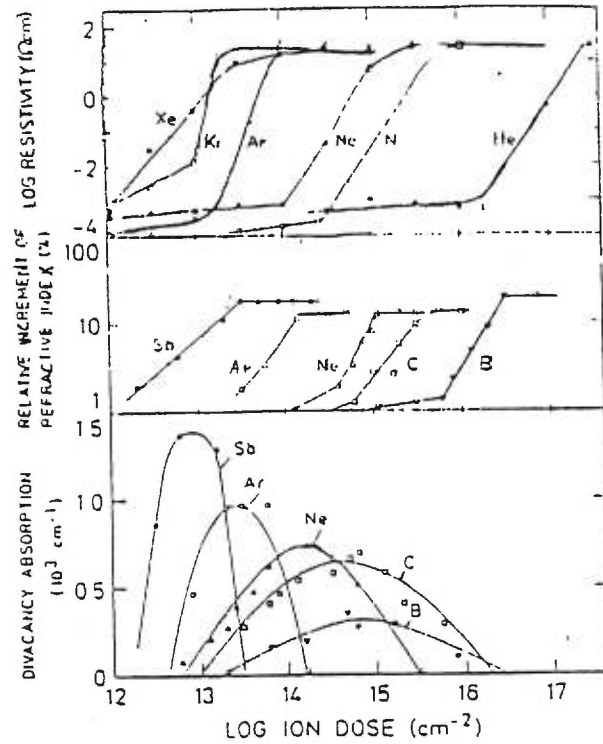


figure 1-1 Dépendance des processus d'amorphisation sur la masse de l'ion. La résistivité et l'indice de réfraction mettent en évidence l'apparition de zones amorphes alors que l'absorption infra-rouge évalue le nombre de bilacunes. Tirée de [Mü80].

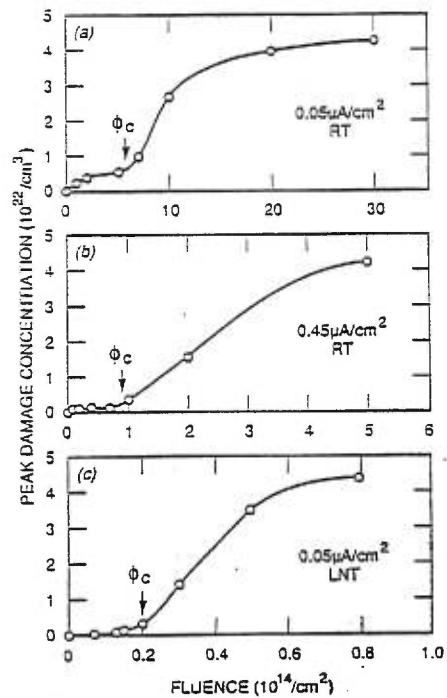


figure 1-2 Maximum de la concentration de dommage (RBS/C He 2 MeV $\langle 100 \rangle$) en fonction de la dose (Si 100keV dans le GaAs) pour différentes densités de courant. ϕ_c est l'affluence critique qui sépare les deux modes d'accumulation de dommage. Tirée de [Ha91b].

l'amorphe.[Mü81] De plus, dans le cas du GaAs (100) irradié à la température de la pièce, la dilatation de la maille du réseau, suite à la contrainte exercée par la présence de défauts ponctuels, augmente en fonction de la dose implantée puis sature à environ 0,4%, bien avant que ne débute l'amorphisation. [Wi85a,Wi85b,Wi86a,Wi86b,Wi86d] Le taux d'amorphisation est supralinéaire avec la dose,[Co81,Mü81,We92c] ce qui porte à croire que le passage d'un seul ion suffirait à provoquer l'effondrement. Le modèle de la nucléation homogène interprété dans sa forme la plus simple — de petits noyaux amorphes se forment par agglomération accidentelle de défauts mobiles et servent de semence à la croissance de régions amorphes — est par conséquent insuffisant.

1.1.7 Modèles de type Morehead-Crowder [Mo70]

À partir des concepts de nucléation homogène et inhomogène une variété de modèles ont été élaborés pour prolonger la description du volume de la cascade après la dissipation de la crête thermique ($\sim 10^{-12}$ s) et inclure l'établissement d'une phase (α ou c) relativement stable. À part le nombre de paramètres empiriques qu'ils contiennent, ces modèles diffèrent principalement sur trois points : 1) certains seulement tiennent compte du recuit (thermique) dynamique, 2) les régions endommagées mais cristallines sont divisées en une ou plusieurs sous-régions où soit la densité, soit le type de défauts ponctuels diffèrent et 3) le nombre de fois qu'une région endommagée (non amorphe) doit être impliquée dans une cascade avant d'atteindre l'état amorphe.[We79] Ces modèles ont été proposés dans le but d'expliquer la dépendance fonctionnelle de l'amorphisation sur la dose, ou plus précisément sur la densité d'énergie déposée élastiquement.

À titre d'exemple, le modèle de Morehead-Crowder est ici détaillé. Pendant un temps τ de l'ordre de 10^{-9} s ou plus, nécessaire pour former les nouveaux liens atomiques, les *lacunes* s'échappent du volume par diffusion thermique, laissant une région interne en phase amorphe et une coquille cristalline défectueuse; la phase est déterminée par la densité locale. La formation d'une couche amorphe continue se fait par recouvrement des régions internes individuelles dont la taille dépend du volume initial (déterminée par $\frac{dE}{dx}|_{nuc}$) et de la température qui, elle, détermine l'épaisseur de la coquille de diffusion. Il a été possible de cette façon de rendre compte des doses critiques pour plusieurs ions implantés à différentes températures dans le Si, avec seulement deux paramètres arbitraires. Bien sûr le modèle est rudimentaire, mais il permet de faire certains calculs et il représente assez bien plusieurs des situations observées.[Ha91c]

1.2 Considérations particulières

1.2.1 Guérison spontanée des défauts

Il s'agit d'un processus athermique dont la force motrice est exercée par la contrainte qu'entraîne la présence de défauts dans le réseau environnant. Certaines dislocations se repoussent, d'autres s'attirent, lacunes et interstitiels se rejoignent, se recombinent, s'agglomèrent ou se complexifient, alors que les boucles de dislocation se forment ou s'additionnent, parce que ces nouvelles configurations relâchent une partie la contrainte. On parle de glissement de dislocations (athermiques) ou de leur ascension (assistée thermiquement), et aux paires de Frenkel on associe un volume de recombinaison instantanée à l'intérieur duquel une paire ne peut subsister.

Parmi les autres processus athermiques qui suivent, celui de Watkins [Wa75,Bo88], sans doute le plus célèbre, implique la capture d'un auto-interstitiel par un atome dopant substitutionnel et l'expulsion de ce dernier en région interstitielle. La force motrice serait fournie par l'attraction coulombienne, le phénomène étant relié au niveau de Fermi. À titre d'exemples, le B_{Si} ne reste pas en place dans un cristal de Si qui contient des Si_i [Ja87] car ces derniers sont inexorablement mobiles; dans le GaAs, il y aurait au moins le Si [Bo88] et le B [Ne84] qui seraient soumis au mécanisme de Watkins. Dans la migration de Bourgouin les traverses de potentiel sont telles que les positions d'équilibre d'un état de charge de l'interstitiel correspondent aux points de selle d'un autre état de charge et vice versa. L'interstitiel qui se donne une charge *alternative* pourra migrer sans avoir à sauter de barrière de potentiel [Da91]. C'est probablement le mécanisme utilisé par le B_i dans le Si. Le *délestage d'énergie* qui intervient souvent dans les III-V [La74] ainsi que pour le Al_i dans le Si, fait intervenir la recombinaison d'un porteur avec la bande [ref6 de Da91] ou un état de la bande interdite.[Bo88] L'énergie alors libérée peut se dissiper sous forme de chaleur (excitation des modes phononiques locaux) tout près de l'interstitiel dont la diffusion en est facilitée.

Tous ces processus, le cas échéant, interviennent au moment même de l'implantation et réduisent le dommage créé, même si le substrat est refroidi. Si on laisse monter la température les guérisons sont encore plus nombreuses à cause de la mobilité accrue des interstitiels et des lacunes qui ont des énergies de migration faibles et sont facilement attirées par les *drains* que sont les surfaces, interfaces, dislocations et autres défauts. À la diffusion thermique standard s'ajoutent des mécanismes catalyseurs comme 1) l'ionisation [Th70] qui permet par exemple à l'interstitiel d'acquérir la charge électrique qui réduit la barrière de potentiel et permet une diffusion plus rapide¹⁵ et 2) l'intervention des lacunes qui peuvent former des complexes plus mobiles.[De88]

De véritables *recuits* se produisent donc à une température comparable ou inférieure à celle de la pièce et l'échantillon qui sort de la chambre d'implantation a déjà subi d'importants

¹⁵ Dans ce cas la charge ne fluctue pas parce que les traverses de potentiel ont la même forme pour chaque charge, seulement la hauteur change.

changements,[Br91,Ha71] ce que la présence d'une bande de défauts ponctuels et linéaires entre les couches cristallines et amorphes nous confirme. La quantité du dommage dans un échantillon dépend de la température [Wa81] et de l'illumination [Th70], en plus de la masse, de l'énergie et de l'orientation incidente de l'ion.

1.2.2 Canalisation lors de l'implantation

Les ions qui entrent dans une cible monocristalline subissent un ralentissement qui dépend de l'orientation du faisceau par rapport à celle du réseau de la cible. Afin de pouvoir prédire la distribution des implants, il est nécessaire d'éviter une canalisation (ou quasi-canalisation) accidentelle du faisceau ou des atomes de recul qui aurait pour effet d'augmenter (de diminuer) la profondeur accessible pour certaines trajectoires.[Ma89] Il faut alors choisir une orientation «quelconque»¹⁶ pour laquelle le réseau simulera une structure amorphe *i.e.* une orientation loin des canaux axiaux et planaires,[Az88,Zi85b] dans ce cas ci $\theta=7^\circ$ $\phi=10^\circ$. Évidemment il est toujours possible qu'un ion prenne une direction canalisée à la suite d'une collision avec un ou des atomes de la cible [Ap67], de telle sorte que la canalisation lors de l'implantation ne peut être complètement éliminée, surtout lorsque le faisceau diverge légèrement. [Ma87] De tels événements, qu'on pourrait croire très rares, sont au contraire la norme à très basse énergie et leur probabilité devrait théoriquement être liée au type de faisceau (par exemple l'énergie [Yu91,Ma89]), par l'intermédiaire de l'angle d'acceptance ψ_1 , mais l'influence de ces paramètres s'avère plus complexe [Th89,Th90b,Ra90b] et par conséquent, on ne saurait présentement prédire facilement et avec précision les profils d'implantation. ¹⁷ De plus, avec quelques implantateurs commerciaux il s'avère que l'importance de la canalisation peut varier considérablement d'un point à l'autre sur l'échantillon.[Ra90a,Ra91a]

D'un autre côté, les trajectoires canalisées donnent lieu à des cascades moins ramifiées et le confinement latéral des ions dans le canal implique une perte inélastique d'énergie par unité de volume sensiblement plus élevée au niveau microscopique,[Ma89] ce qui favorise le recuit dynamique. Simultanément, on note qu'une plus faible partie de l'énergie des ions sera transmise par collisions nucléaires. Le nombre total de défauts secondaires qui s'en suivent sera beaucoup plus faible, ce qui dans certains cas peut constituer un avantage important,[Sc89,Ra91a,Ra91b] même au prix d'un étalement (parfois) excessif des implants et de la région endommagée. Dans le cas de l'implantation d'ions de quelques centaines de keV en direction $\langle 110 \rangle$, les profils d'impuretés s'étalent fréquemment jusqu'à quelques

¹⁶ *Random direction*. Correspond à l'appellation «direction non-alignée» utilisée dans les discussions de canalisation.

¹⁷ Certains groupes [Na96,Ma89,Po92,Po93,Kl90] sont actifs dans le domaine de la simulation numérique qui tient compte des effets cristallographiques sur la perte d'énergie. L'application à quelques cas particuliers permet une meilleure compréhension du phénomène sans toutefois atteindre au niveau d'universalité et d'accessibilité de TRIM. Quoi qu'il en soit, le pouvoir d'arrêt n'est pas connu de façon satisfaisante en fonction du paramètre d'impact de la collision, sauf peut-être pour quelques cas particuliers.[Po93,Kl90]

dizaines de fois la profondeur moyenne atteinte par une implantation non-alignée, l'effet est moins important pour le canal $\langle 100 \rangle$. [Wi80c, Wi82]

1.2.3 Courant et température d'implantation

La densité de courant (j) du faisceau et la température (T_i) d'implantation peuvent affecter dramatiquement le niveau de dommage observé [Ha91a, We90a, Ha71] et sa distribution (avant recuit) [We90a] de même que le type de défauts introduits, [We90a] l'activation électrique [Ja95, Ja96, De92, Mo90] et la distribution des implants après recuit. [Ha91a, Mo91] De plus la dépendance de la densité de défauts ($n_d(j)$) varie avec le type de cible, la masse de l'ion, T_i et la dose (φ) [Ha91a, Ha91b, Ca84]. La figure 1-2 montre que ce paramètre affecte aussi l'affluence critique φ_c qui marque la fin du préendommagement.

Parce que la probabilité de superposition¹⁸ de deux cascades successives est infinitésimale pour une densité de courant réalisable, un processus qui ne tiendrait compte que de la nucléation hétérogène ne pourrait résulter en un taux d'endommagement qui varie avec la densité de courant. Par contre, si on suppose un temps de vie entre 3 et 3×10^{-4} s [Ha91b] pour les défauts précurseurs, la nucléation homogène convient parfaitement à une telle dépendance. Et pour corroborer cette interprétation, il semblerait que la composante du dommage total qui varie avec la densité de courant consiste en des défauts cristallins et non des régions amorphes. [De92]

En conséquence, l'ion plus lourd qui perd une plus grande partie de son énergie par collisions nucléaires provoque une cascade plus dense — où la nucléation hétérogène joue un rôle plus important — est responsable d'un taux d'endommagement moins sensible au courant du faisceau. [Ho85, Ha91b, Si85] En augmentant T_i on améliore l'efficacité des recuits dynamiques et on accélère l'évolution des défauts précurseurs, ce qui a aussi pour effet de réduire la sensibilité de n_d à la densité de courant. Il y a donc une interaction entre T_i et j , deux paramètres qu'il n'est pas facile de découpler dans une situation expérimentale. Leur effet sur n_d devrait être vu comme un équilibre dynamique entre le processus de création et de recuit des défauts.

Mais pour illustrer que cette question n'est pas encore bien comprise, on doit aussi souligner que d'autres mesures donnent des résultats apparemment contradictoires, dont celles de Wendler et coll. [We90a] où l'augmentation de la densité de courant change d'abord le type des défauts ponctuels mesurés puis provoque l'amorphisation complète d'une couche, en contradiction directe avec les résultats rapportés par Desnica et coll. [De92]. De même, lorsque le faisceau d'implantation est balayé, il n'est pas clair s'il faut considérer la densité instantanée [We90a, Ha91b] ou moyennée

¹⁸ On utilise ici le temps de refroidissement dans la définition de superposition. On peut parfois aussi définir la superposition à partir de la durée de vie des traces laissées par les cascades à $T=T_i$; [Be88].

[Ti74,Mo90] de courant. Et certains auteurs [We90a (GaAs), Pr86 (Si)] interprètent leurs résultats en invoquant une certaine inhibition du processus d'endommagement autour du maximum de \mathcal{E}_{elas} pour les implantations à haut courant à la température de la pièce. Une diffusion préférentielle des défauts vers la surface serait une autre interprétation possible, mais dans un cas comme dans l'autre on semble encore loin d'une véritable explication. Le problème n'est donc pas simple et il convient de vérifier empiriquement l'effet de ce paramètre pour chaque situation particulière.

2

Techniques Expérimentales

Ce chapitre présente les appareillages et les procédures utilisés dans les mesures expérimentales. Beaucoup de détails sont présentés à titre consultatif; une lecture exhaustive n'est pas essentielle à la compréhension de la suite du texte.

2.1 Appareillages

2.1.1 Montage d'implantation

La ligne de faisceau dédiée à l'implantation est constituée d'un quadrupole magnétique suivi d'une paire de défecteurs magnétiques et d'une chambre d'implantation quelques dizaines de mètres en aval. La chambre et la section de ligne de faisceau (environ 2 m) qui y est attachée sont isolées électriquement pour servir de cage de Faraday; la charge qui y est déposée peut être intégrée pour calculer la dose implantée. Avec cette configuration, les électrons secondaires sont facilement récoltés et il n'est pas nécessaire d'installer des aimants ou de polariser la cible. Le balayage du faisceau sur la cible est effectué par les défecteurs qui sont alimentés par des ondes triangulaires de ~ 30 Hz horizontalement et ~ 1 Hz verticalement et dont l'amplitude assurait que tout le faisceau quittait complètement l'échantillon avant d'y revenir, de façon à assurer l'uniformité de la dose. Les échantillons étaient montés à sec sur un gros bloc d'aluminium à l'aide de pinces qui les positionnaient à environ 10^0 d'angle azimutal, le faisceau sous-tendant un angle de 7^0 avec la normale de la surface.

2.1.2 Montage de canalisation

La ligne de faisceau et la chambre de diffusion vouées à la canalisation ionique ont déjà été décrites en détails [Ja87]. Depuis, le système mécanique¹ a subi les modifications suivantes :

- retrait du bras ERD
- installation des détecteurs SBD non refroidis (A) à la porte 22,5⁰ et (B) à la porte 292,5⁰
- installation de collimateurs devant les détecteurs et la cible
- remplacement du BPM par un BMD

¹ Les acronymes sont définis dans la liste intégrée

- changement des choix d'ouvertures aux collimateurs ORTEC, S_1 : libre, 2,9 mm, 1 mm et S_2 : libre, 1 mm, 0,58 mm
- une vanne à plateau d'ouverture libre de 2 po isole maintenant la chambre de la ligne de faisceau

ainsi que quelques autres adaptations triviales qui simplifient la maintenance et l'utilisation sans affecter le processus de mesure. Il en va de même pour les nombreuses altérations faites au logiciel d'exploitation.

La cible est placée à environ $\theta \approx 144^\circ$ pour obtenir le canal $\langle 111 \rangle$, ce qui donne un angle de sortie $\theta_2 = 77,25^\circ$, pour le détecteur B, utilisé pour les vues en profondeur et $\theta_2 = 12,75^\circ$ pour le détecteur A, qui offre une vision superficielle. Lors des mesures S_1 et S_2 étaient fixées à 1 mm, à moins qu'une meilleure résolution spatiale ne soit nécessaire, dans lequel cas $S_2 = 0,58$ mm était choisie.

Le BMD a été fabriqué à partir d'un BPM dont le collecteur d'électrons secondaires a été remplacé par un SBD et l'hélice originale en W par une tige d'Al recouverte d'une mince couche d'Au. Cette tige intercepte le faisceau 16 fois par seconde et la mesure de la dose reçue par la cible se fait en calibrant le taux de comptage des particules rétrodiffusées par la tige dans l'angle solide sous-tendu par le détecteur, avec la charge déposée dans la cage de Faraday. Cette modification était nécessaire à cause du nombre insuffisant d'électrons secondaires que peut produire un faisceau de particules α . Les collimateurs devant les détecteurs A et B et devant la cible éliminent la contamination des spectres (très évidente pour les cibles de Si) provoquée par le halo du faisceau. Nous sommes redevables à messieurs P.F. Hinrichsen et J. Bérichon pour la conception du BMD et des collimateurs situés dans la chambre.

2.1.3 Diffractomètre XRD

Un diffractomètre Philips de haute résolution de type MPD 1880/HR a été utilisé. Il est muni d'un monochromateur à quatre cristaux qui donne un faisceau monoénergétique parallèle à partir de la ligne $K_{\alpha 1}$ du Cu ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$). Les mesures qui seront présentées ont été obtenues par des balayages $\omega/2\theta$ pour lesquels l'angle d'incidence par rapport au plan de diffraction est toujours égal à l'angle de diffusion; ces balayages angulaires sont faits d'accumulations stationnaires à intervalles $\Delta\theta$ de $0,005^\circ$. Les échantillons avaient subi une période de mûrissement de 10 jours entre l'implantation et la mesure de diffraction. Deux fentes de 0,5 mm ont été installées à la sortie du monochromateur pour réduire (horizontalement et verticalement) la surface illuminée et ainsi minimiser l'élargissement des pics dû à la courbure de l'échantillon. L'acceptance du détecteur n'a pas été limitée.

2.1.4 Photoluminescence

Les mesures de photoluminescence ont été effectuées sur un montage standard. L'échantillon était refroidi à 8K et il était illuminé par la ligne à 514,5 nm d'un laser Ar avec une puissance de 7 mW ($100 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$). Les spectres, corrigés pour tenir compte de la réponse du détecteur à photocathode de GaAs, étaient tirés d'un spectromètre à double réseaux de 1 m et la résolution était de 0,08 nm.

2.1.5 Raman

Les mesures Raman ont été prises avec les mêmes appareils que celles de photoluminescence, exception faite du détecteur qui, cette fois, était un photomultiplicateur S20. La lumière incidente était polarisée et d'une puissance de 200 mW ($1000 \text{ mW}\cdot\text{cm}^{-2}$), les échantillons étaient dans l'air à la température de la pièce et dans une configuration de quasi-rétrodiffusion. Les lignes plasma du laser ont été filtrées et soustraites des spectres et la résolution obtenue était meilleure que 6 cm^{-1} .

2.1.6 Attaques plasma (RIE) [Lu88]

Les gravures plasma ont été effectuées dans un réacteur Material Research Corporation SEM-8620 muni d'une source RF de 13,56 MHz Plasma-Term Inc HFS 500E, dans une atmosphère d'Ar et de CCl_4 (20%), contrôlés par des débitmètres Vacuum General UC2-11S01 0-10 sccm, auxquels s'ajoute l'oxygène ($\sim 7\%$) pulvérisé de la cathode de quartz sur laquelle reposent les échantillons. Une attaque de 12 minutes enlève environ $0,2 \mu\text{m}$ de matériau.

2.1.7 Four

Le four qui a été utilisé porte la marque Heat-Pulse 410 (AG Associates). Il est chauffé par un système de lampes halogènes; l'atmosphère y était constituée de 10% de H_2 dans du N_2 et la surface des échantillons était recouverte d'un autre morceau de GaAs (la technique *face-à-face* [Mo80]) afin de réduire les pertes d'As. La vidange de l'atmosphère du four se faisait pendant 3 minutes avant le recuit et la porte demeurait fermée jusqu'à ce que la température de l'échantillon baisse sous 100°C . Les profils de température sont standards; ils se trouvent en référence.[Az88]

2.2 Préparation des échantillons

Cette section donne les détails de procédure pour les différentes techniques qui ont servi dans cette étude, même si plusieurs d'entre elles sont des classiques de la fabrication microélectronique. À l'exception du Br, tous les produits utilisés sont de grade MOS et l'eau a été distillée avant d'être déionisée (typiquement $0,5 \text{ M}\Omega\cdot\text{cm}^{-1}$).

2.2.1 Implantation

La température de surface d'un échantillon lors de l'implantation, T_i , a été mesurée sur un échantillon test à la surface duquel un thermocouple avait été monté à l'aide de peinture argentée.² Les mesures ont été faites avec les trois faisceaux principaux à différents courants. La température mesurée était la même quand le balayage couvrait le point d'attache du thermocouple ou quand il le frôlait seulement. La densité du courant d'implantation, j , est donnée en unités de particules-nanoampères par centimètres carrés, obtenues en divisant le courant du faisceau par la charge des ions, q , et par la surface implantée. Le tableau fournit quelques valeurs de T_i obtenues après la stabilisation qui survient après un maximum de 30 secondes d'irradiation. Les valeurs typiques de j étaient de $10 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour le Be, de $25 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour le Se, et de $100 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$ pour le Si.

↓
60 °C

↪ ≈ 80 °C

↘
31 °C

ion	E (MeV)	j ($\text{pA}\cdot\text{cm}^{-2}$)	T_i ($^{\circ}\text{C}$)
Si	7	1600	>600
Si	7	125	90
Be	2,3	40	29
Se	10,9	20	50
Se	10,9	10	31

tableau 2-I Température de l'échantillon au cours d'une implantation.

Suite à l'implantation, les échantillons ont été entreposés à la température de la pièce jusqu'au moment de leur analyse, ce qui correspond à un délai d'un minimum de trois mois pour la canalisation ionique et de dix jours pour la diffraction de rayons x.

² Marque de commerce Silverdag.

2.2.2 Nettoyage

En plus d'assurer un maximum de reproductibilité des mesures de photoluminescence et de canalisation, un nettoyage de surface réussi est souvent nécessaire pour éviter qu'une couche d'impuretés agisse comme masque (voir la section 3.2.1) dans les attaques chimiques en milieu aqueux ou que les contaminants de surface diffusent en profondeur lors des recuits.

Le dégraissage est la première étape qui permet de libérer les composés organiques provenant des emballages, résines, paraffine et autres. Il comprend une série de trempages dans des solvants de plus en plus solubles dans l'eau afin de réduire les traces d'hydrocarbures résiduelles. En deuxième lieu, il est souvent requis d'éliminer les impuretés métalliques par un trempage dans un acide qui souvent lui aussi peut laisser des traces, en plus d'augmenter la rugosité de la surface en faisant apparaître des *puits d'attaque*³ autour des défauts cristallins qui interceptent la surface. Ce problème est particulièrement marqué sur les échantillons implantés mais non recuits et s'explique par la qualité révélatrice des solutions d'attaques diluées utilisées pour les nettoyages, alors que les solutions utilisées pour la gravure ont tendance à aplanir les surfaces.

2.2.3 Attaques chimiques

Les solutions décapantes pour les attaques en milieu aqueux étaient soit du $\text{H}_3\text{PO}_4\cdot\text{H}_2\text{O}_2$ (8:1:1) ou du $\text{H}_2\text{SO}_4\cdot\text{H}_2\text{O}_2$ (8:1:1), préparées en ajoutant lentement, (*i.e.* $T < 40^\circ\text{C}$), l'acide au mélange de peroxyde (aussi frais que possible...) et d'eau, évitant ainsi une consommation précoce du peroxyde tout en contrôlant les effets néfastes de l'exothermicité! La température était ensuite stabilisée à 22°C pour une utilisation immédiate. Puisqu'il s'agit de solutions de polissage (*sic*), *i.e.* dont le taux d'attaque est limité par la diffusion des réactifs, il est crucial d'éviter tout mouvement lors de l'attaque.

Les attaques en biseau [Hu83,Hu87] ont été faites dans une solution de $\text{Br}:\text{CH}_3\text{OH}$ (5%) [Fu62] qui donne un taux d'attaque de $3,5 \pm 0,5 \mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$. Les échantillons étaient masqués avec du Parafilm que l'on chauffe pour en améliorer l'adhérence, dans le but de protéger une surface en «L» qui sert de référence dans l'évaluation de la profondeur et pour le positionnement du faisceau laser sur l'échantillon.

Les échantillons biseautés ont été mesurés à l'aide d'un Dektak 3030 dont les profils numériques ont été traités pour tenir compte des effets de la courbure de l'échantillon et de la diffusion superficielle de la solution d'attaque.[Ar93] La forme biseautée de l'échantillon est obtenue par l'immersion sélective de ce dernier dans la solution d'attaque. L'appareil ayant servi à cette opération et le protocole

³ traduction libre de *etch pits*.

expérimental ont déjà été décrits en détails.[Ar93] Le plan incliné ainsi obtenu a une pente de 1 à $1,5 \mu\text{m}\cdot\text{mm}^{-1}$, qui avec un faisceau d'un diamètre de $150 \mu\text{m}$ donne une précision en profondeur estimée à $0,2 \mu\text{m}$.

2.2.4 Encapsulants

La décomposition de la surface du GaAs lors des recuits introduit de fortes concentrations de lacunes qui peuvent augmenter la redistribution des impuretés et affecter l'activation des dopants. Même avec une surpression d'As — ce qui n'est d'ailleurs pas une option avec l'appareil utilisé — il n'est pas suggéré de recuire à 900°C ou plus sans utiliser un encapsulant, parce que l'évaporation de Ga devient elle aussi importante.[Ba84] Parmi les problèmes reliés à l'usage d'un encapsulant, il y a d'abord la préservation de son intégrité (fissuration et décollement) lors des cycles thermiques de dépôt et de recuit. Ensuite, il y a la diffusion des impuretés de l'encapsulant vers le GaAs ou des dopants et des défauts dans l'autre sens. Ces problèmes ne sont pas nécessairement dissociés: pour le cas de l'oxynitride de silicium et du bioxide de silicium, l'introduction d'une contrainte⁴ peut provoquer le décollement de l'encapsulant et influencer la diffusion et l'activation des impuretés [Ca83,Ei77] soit directement, soit par l'introduction de V_{Ga} et/ou de défauts EL2, [Bo88,Fa88] qu'on peut relier à la fois à l'évaporation d'As et à la présence de contrainte.⁵ On note aussi que l'adhérence est moins souvent réussie sur la partie implantée des échantillons,[Ei73b] là où la contrainte est plus sévère et le taux d'évaporation diffère, [Ku96] ce qui suggère aussi une dépendance sur la dose implantée.

La performance de ces films lors des recuits à température élevée ($T_a \geq 900^{\circ}\text{C}$) est souvent imprévisible.[Va90] L'utilisation du AlN qui possède un coefficient d'expansion thermique similaire à celui du GaAs, une condition nécessaire à la préservation de l'intégrité de l'encapsulant au cours des cycles thermiques, est plutôt prometteur. Mais la forte réactivité chimique de l'Al avec le GaAs exige alors de doubler l'encapsulant par une couche interfaciale de Si_3N_4 , ce qui complique davantage la procédure[Ta88] et n'offre pas une reproductibilité acceptable pour des températures de recuit de l'ordre de 1000°C .[Gw85] L'encapsulation du GaAs n'est donc pas chose facile, mais du côté de la simplicité il y a encore «l'encapsulation» par proximité,⁶ dont l'apologie n'est plus à faire.[Ka90] Il faut pourtant en souligner un avantage particulier qui nous concerne plus directement : il ne nécessite pas de chauffer l'échantillon pour y déposer l'encapsulant. Il est bien connu qu'un recuit incomplet à basse température provoque une recristallisation partielle et imparfaite dont les conséquences sont nocives à la qualité finale de l'échantillon qui subit par la suite un véritable recuit.

⁴ En compression ou en tension, la situation n'est pas claire et pourrait dépendre des conditions du dépôt.[Ka90,Ka88]

⁵ Voir la discussion du chapitre 4.

⁶ Une façon plus poétique de parler de recuits face-à-face

Au débat sur les encapsulants on peut ajouter le commentaire suivant. Les résultats des recuits RTA face-à-face d'échantillons implantés ne sont pas aussi reproductibles qu'on le voudrait. La procédure utilisée prévoit une courte période de séchage des échantillons à 200°C juste avant de lancer le programme de recuit; il est donc peu probable que la présence de molécules d'eau à la surface de l'échantillon puisse expliquer la dégradation occasionnelle de la surface. Il semble par contre y avoir une corrélation entre la qualité de la surface recuite et la compatibilité des courbures de l'échantillon et de l'*encapsulant*. Cette situation aurait sans doute été plus facile à contrôler si l'échantillon avait été contenu dans une petite enceinte de graphite ou de Si.[Gr89]

2.3 Simulations

Les pouvoirs d'arrêt utilisés sont les mêmes [Zi85a] (MARLOWE a été modifié) pour les deux programmes dont les versions étaient 91.06 (dite TRIM92) et MARLOWE13. L'énergie de liaison a été fixée à 2 eV et E_d à 20 eV, la surface d'entrée pour MARLOWE à un quart de micron carré. Pour le calcul du dépôt d'énergie et celui de la création de défauts, le nombre de cascades était de 2000 pour le Be, 650 pour le Si et 100 pour le Se; alors que la distribution des implants a été obtenue en calculant la trajectoire de 10 000 ions de chaque espèce.

2.4 Source HINIS

Au moment où ce projet de recherche débuta, le LPN possédait déjà quelques sources d'ions négatifs à installer en amont du Tandem : une Duoplasmatron pour la production de faisceaux de protons, O, Cl, Br, etc, une source à échange pour l'He et le Li ainsi qu'une source UNIS [An75,Ty78], prototype (1974) des sources ANIS, construite au Laboratoire en 1977. Cet ensemble permettait alors de subvenir aux besoins courants, maint effort ayant permis d'apprivoiser la source UNIS pour les faisceaux de Si nécessaires aux premiers travaux locaux en implantation à haute énergie.[Az88] L'universalité que le nom de cette source promettait s'est avérée plus que déficiente et là, le bât blessait. De plus, la stabilité, l'intensité et la durée maximale des faisceaux qu'on pouvait en tirer ne permettait pas un contrôle suffisant des conditions d'implantation. Et pour comble, le temps de vie normal de la cathode utilisée pour le Si⁻ était largement dépassé et, son origine étant inconnue, les multiples tentatives pour produire un remplacement avaient toutes lamentablement échoué. Il était essentiel de trouver une solution très peu onéreuse⁷ à ces problèmes avant de pouvoir procéder à la majorité

⁷ Les déboursés en pièces et matériel se sont élevés à moins de 3000\$US.

des implantations.⁸ Une nouvelle source de type HINIS [Mi83,Mi84a,El89,Mi89], présentée en figure 2-1, fut donc usinée, assemblée et testée au laboratoire, à partir des plans et conseils généreusement prodigués par le Dr. S. Elliott de la Texas Agricultural and Medical University.

2.4.1 Choix de source

Les trois façons les plus courantes de produire des ions négatifs⁹ sont 1) l'échange de charge, à partir d'un faisceau positif qui passe dans une vapeur d'un élément très électropositif (typiquement Li, Na ou Mg) 2) l'ionisation ou la dissociation de molécules dans un plasma et 3) la pulvérisation d'une cible par un faisceau de Cs⁺. Les sources qui utilisent cette dernière méthode se divisent en deux types selon que les ions Cs⁺ proviennent d'un plasma (type UNIS ou ANIS) ou qu'ils arrivent sous forme de faisceau focalisé (type HINIS).[Al90] Les principaux facteurs qui ont influencé le choix en faveur de ce dernier modèle étaient la possibilité d'introduire l'élément désiré sous la forme d'un composé solide non volatile, un passage rapide d'un faisceau à un autre, la simplicité de l'appareil et de son utilisation, son immunité à la contamination et la disponibilité des plans et devis.

2.4.2 Principe de fonctionnement et particularités

Le fonctionnement d'une source HINIS peut s'expliquer facilement en suivant sur la figure 2-1 le parcours des ions. D'abord, le Cs⁰ sous forme de vapeur est dispersé sur la surface chaude (typiquement 1000 à 1200°C) de l'ioniseur, au contact de laquelle il s'ionise et est accéléré vers la cible qui est placée dans la cathode de façon à obtenir une lentille d'immersion. Toutes les trajectoires d'ions Cs⁺ émanant de cette surface sphérique¹⁰ sont focalisées au centre de la cible refroidie qui se voit pulvérisée par ce bombardement. Les particules ainsi libérées peuvent prendre diverses charges électriques mais seuls les ions négatifs sont accélérés vers l'orifice d'extraction, cette direction étant favorisée par la forme conique de la cathode. Le faisceau produit a, avant même d'atteindre l'orifice d'extraction, une énergie (typiquement 10 keV) correspondant au voltage de cathode, ce qui explique la faible émittance de ce type de source.

Quelques caractéristiques à souligner sont la présence d'une vanne qui permet de changer rapidement de cible, donc de faisceau, et l'absence d'enceinte pour retenir la vapeur de Cs, ce qui permet

⁸ Avant janvier 1991, c'est à dire en attendant le déblocage des fonds et l'arrivée des autorisations nécessaires et pendant la courte période de fabrication et de tests, les implantations (toutes avec un faisceau de Si) étaient effectuées avec la source UNIS. Il n'y avait donc pas de contrôle de la densité de courant pour les échantillons produits avant cette date.

⁹ Pour une couverture plus complète du sujet, voir entre autres [Al93].

¹⁰ Cette géométrie a été choisie pour l'ioniseur parce qu'elle permet une focalisation sans halo sur la cible, donc une meilleure émissivité.

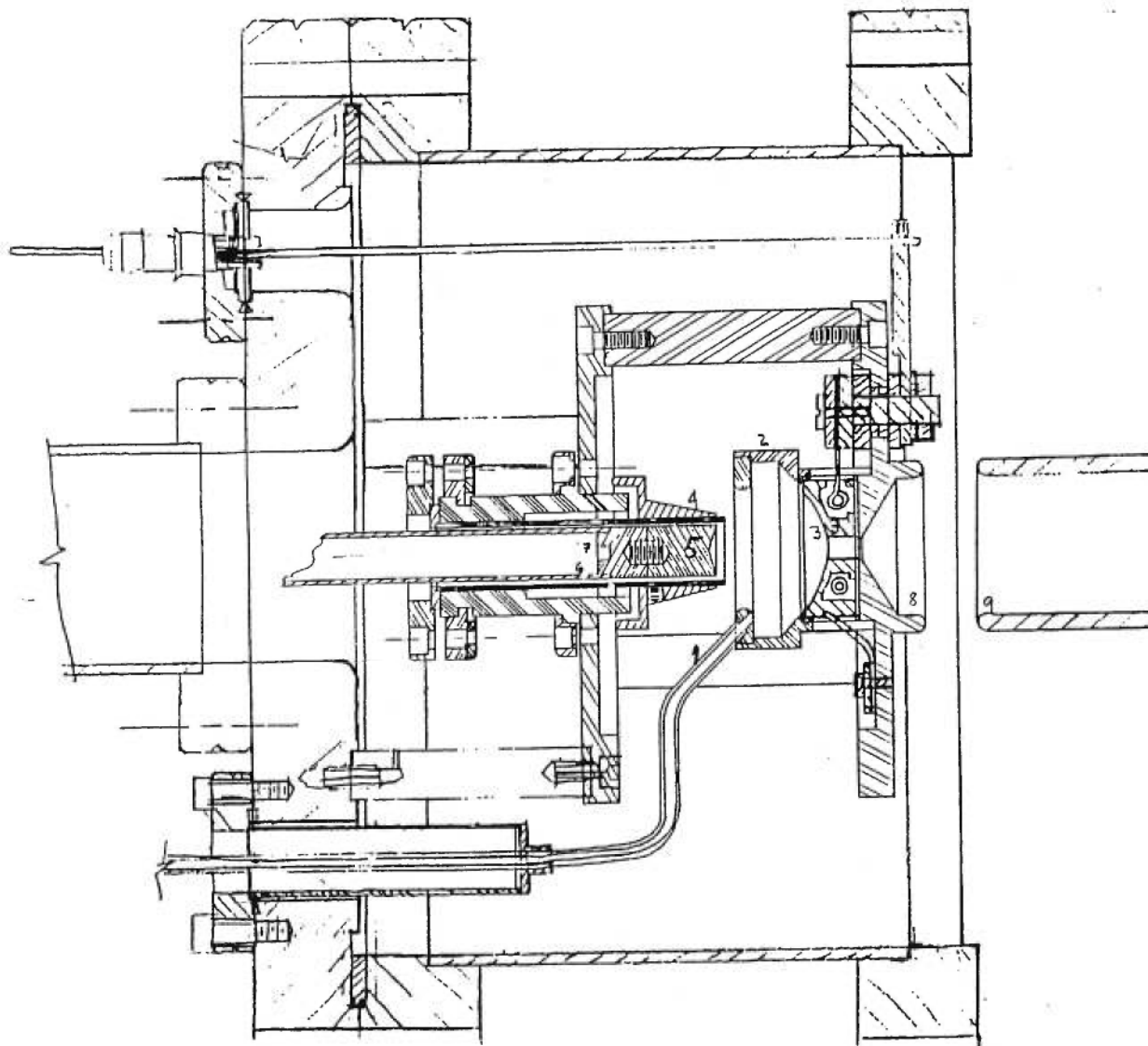


figure 2-1 Diagramme à l'échelle d'une source HINIS à géométrie inversée de Chapman, munie d'un ioniseur sphérique et d'une cible solide. Les pièces suivantes sont identifiées : 1) conduit d'arrivée du Cs^0 , 2) anode, 3) ioniseur, 4) cathode, 5) cible, 6) circuit d'eau de refroidissement, 7) capillaire d'arrivée de gaz, 8) plaque d'extraction, 9) électrode d'extraction.
(Dessin aimablement fourni par le Dr S. Elliott.)

de fonctionner avec un meilleur vide dans la région de la cible. On réduit ainsi les problèmes de contamination tout en permettant l'adsorption d'environ une demie couche atomique de Cs^0 à la surface de la cible¹¹ [Al89,Al93]. La source elle-même ne comporte qu'un joint de caoutchouc qui facilite les changements de cible, toutes les pièces ayant été conçues pour fonctionner en UHV (canaux de pompage dans les orifices filetés, etc), elle pourrait donc aussi servir à des applications qui demandent un environnement très propre.

La cible peut être machinée directement d'une pièce solide, se présenter sous la forme de poudre pressée dans un moule de Cu, ou d'un gaz aspergé au centre d'une cible de Ti, ou encore une combinaison d'une cible solide et d'un gaz (habituellement dans le but de former un hydride ou un oxyde anionique). Le système d'alimentation en gaz est constitué d'un capillaire, d'une valve à aiguille et d'une bombonne, mais il pourrait accepter une ampoule chauffable qui servirait de vaporisateur pour les produits solides volatils ou les gaz contenus dans un absorbant, le débit s'ajustant alors par le contrôle de température.[Mi89]

2.4.3 Choix de cible

Le tableau qui suit donne la liste des faisceaux produits dans le cadre du présent travail ainsi que la cible utilisée. Pour une description des autres espèces déjà produites le lecteur devra se référer à [Tr89].

ion	cible	préparation
BeO^-	BeO (+Ag)	poudre pressée
Si^-	Si	poudre pressée
S^-	ZnS	poudre pressée
As^-	GaAs	cristaux broyés pressés
ZnO^-	Zn+O_2	Zn solide et gaz
Se^-	CdSe	poudre pressée

tableau 2-II Description des ions produits et des cibles utilisées.

Remarques :

BeO^- : Le Be a une affinité électronique¹² légèrement positive, mais le Be^- est un état métastable très peu prolifique et il est plus rentable de choisir la forme moléculaire BeO^- , même si

¹¹ L'adsorption d'une couche fractionnelle d'un élément très électropositif augmente la proportion d'ions négatifs pulvérisés en abaissant la fonction de travail de la surface.

¹² L'affinité électronique (E_A), l'énergie de liaison de l'électron, est la différence entre l'énergie de l'état fondamental neutre (E_0) et l'énergie de l'état ionisé(E_i) : $E_A = E_0 - E_i$.

l'épluchage en est nettement moins efficace.¹³ L'utilisation d'environ 33% de poudre d'Ag permet d'obtenir une plus grande stabilité du faisceau en prévenant l'accumulation de charges au point d'impact sur la cible et les distorsions du champ électrique qui s'ensuivent.

ZnO⁻ : L'affinité électronique du Zn étant négative il est nécessaire d'utiliser une forme moléculaire. Pour la produire il suffit d'asperger le point de focalisation du faisceau de Cs⁺ avec de l'oxygène gazeux.

Se⁻ : Le choix du CdSe est motivé par sa plus faible pression de vapeur qui dans le cas du Se serait à tout le moins nuisible [Mi77b, Go88, Mi88], sinon catastrophique [Tr89].

Le choix des cibles est basé sur les informations contenues dans la série d'articles originaux décrivant la source HINIS et son fonctionnement, celles communiquées au cours de l'atelier de travail sur les sources d'ions négatifs qui précédait la "10th Accelerator Conference" à Denton, Texas, en 1989 et des discussions avec les professeurs Elliott et Middleton ainsi que quelques expérimentations locales, bien entendu. La plupart de ces informations sont colligées dans "A Negative Ion Cookbook" [Mi89], disponible depuis l'automne 1991.

2.4.4 Bilan

Il faudrait finalement préciser que l'optimisation de l'optique de la source et de son adaptation au système d'injection n'a pas été effectuée, les performances actuelles ayant été jugées plus que suffisantes; la source fonctionne habituellement à très basse polarisation de cathode de façon à réduire le courant produit et à défocaliser le faisceau de Cs⁺ pour prolonger marginalement le temps de vie des cibles. L'électrode d'extraction présentement en usage est illustrée sur la figure 2-1; elle est séparée de la plaque d'extraction par une distance de $\frac{3}{8}$ po. Une réduction du diamètre du trou de la cible a permis de produire un courant de protons de forte intensité ($\sim 10 \mu\text{A}$), reproductible et durable, ce changement devrait aussi diminuer les instabilités dues à l'accumulation de charges dans les cibles isolantes. Plusieurs autres modifications ont été apportées aux plans originaux pour faciliter l'utilisation de la source, mais elles sont omises de la présente description parce qu'elle n'en affectent pas le fonctionnement.

L'arrivée de cette source, en plus d'apporter une solution aux problèmes déjà mentionnés, a permis de réduire drastiquement le temps consacré à l'entretien, au nettoyage¹⁴ et à l'installation des sources; ce qui s'est traduit par des coûts d'exploitation plus faibles et une meilleure disponibilité de l'accélérateur. Parce que cette source est à toute fin pratique immunisée contre l'empoisonnement et la contamination d'espèces comme le Cl et le Br, la source Duoplasmatron peut désormais être

¹³ Spécialement dans le cas des éplucheurs à gaz comme celui de l'accélérateur utilisé.

¹⁴ D'hebdomadaire il est passé à bisannuel.

réservée pour des espèces plus «propres» et donne une performance plus régulière avec les protons, par exemple. Mais maintenant qu'il est facile de produire un fort courant de protons ou des deutons à partir de la source HINIS cet avantage n'est plus très pertinent!

2.4.5 Ioniseur

L'ioniseur est le seul élément relativement fragile de la source et c'est aussi le plus dispendieux. Par mesure de précaution il est étai nécessaire d'en connaître la réponse. Cette pièce a été conçue pour donner une température de surface qui ne dépasse pas 1200°C sous un vide d'au moins 10^{-6} torr, mais comme l'architecture de la source affecte grandement le flux de chaleur qui émane de l'ioniseur, il faut recalibrer la température de surface en fonction de la puissance électrique selon le modèle de source utilisé. En temps normal, la surface de l'ioniseur n'est pas visuellement accessible de l'extérieur de la source. Les points de la figure 2-2 ont été mesurés à l'aide d'un pyromètre optique en ayant au préalable retiré la cathode. À en juger par le changement de la température du côté de l'ioniseur, la présence de la cathode refroidie en face de l'ioniseur en abaisse la température d'environ 25°C à 140 W et de 50°C à 200 W. On peut donc estimer qu'un courant de 20 A implique une température d'au moins 1500°C . Il est évident que cette valeur réduit inutilement le temps de vie de l'ioniseur et que les usagers auraient avantage à optimiser l'optique au lieu d'augmenter la puissance. Ils obtiendraient du même coup une meilleure transmission au Tandem et une plus grande stabilité du faisceau.

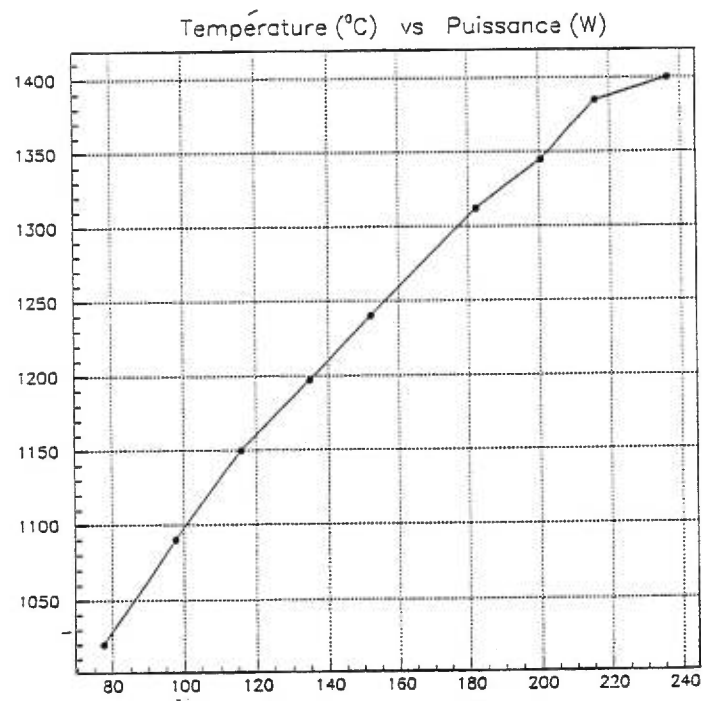


figure 2-2 Température de la surface de l'ioniseur en fonction de la puissance appliquée. Mesure *in situ* en absence de cible.

3

Canalisation ionique

La figure 3-1 donne les spectres RBS typiques d'un échantillon de GaAs implanté à forte dose ultérieurement recuit (3) ou non (2). Ils sont accompagnés des spectres de référence non-aligné (1) et non-implanté aligné (4).

L'implantation cause une augmentation progressive du taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour toute la région implantée, jusqu'à environ $3,8 \mu\text{m}$, y indiquant la présence de défauts cristallins tout en excluant l'existence d'une couche complètement amorphe, puisque le taux de comptage n'atteint jamais celui du spectre non-aligné. Le recuit ramène la courbe au niveau de celle de l'échantillon vierge pour la partie située entre la surface et environ $2,5 \mu\text{m}$, témoignant ainsi du rétablissement de la qualité cristalline dans cette zone. Dans la région qui précède de peu la fin du parcours moyen des ions, le spectre de l'échantillon recuit témoigne de la présence de défauts résiduels en se détachant de celui du vierge, tout en demeurant bien en deçà du niveau de l'échantillon implanté non recuit. Pour les deux spectres d'échantillon implanté le taux de comptage ne redescend pas jusqu'au niveau de celui de l'échantillon vierge au delà de la zone d'implantation : une partie du faisceau est irrémédiablement décanalisée et ces ions se comportent comme si leur direction n'avait pas été alignée.

3.1 Procédure d'analyse des données

Le calcul du profil de la densité de centres diffuseurs [Fe82a, Ei73, We70] a été effectué par une procédure itérative [chap. 4 Fe82a], résumée ici, qui considère la décanalisation due aux vibrations thermiques indépendamment de celle causée par la présence d'imperfections dans le cristal.[Bø73]¹ Toute l'analyse se résume aux équations (3.1) et (3.2) mais d'abord un peu de vocabulaire est introduit pour alléger les explications qui suivent :

- χ : taux de comptage normalisé (nombre d'événements aligné/non-aligné)
- χ_D : χ pour un échantillon endommagé (valeur mesurée)
- χ_V : χ pour un échantillon vierge (valeur mesurée)
- χ_R : fraction non-canalitée du faisceau (valeur calculée)
- n_D^i : densité de défauts de type i

¹ Ce qui implique que la partie du faisceau décanalisée par la présence de défauts n'est constituée que d'ions qui ont subi une seule diffusion. En plus, on suppose que les probabilités de décanalisation dues à différents types de défauts sont indépendantes.

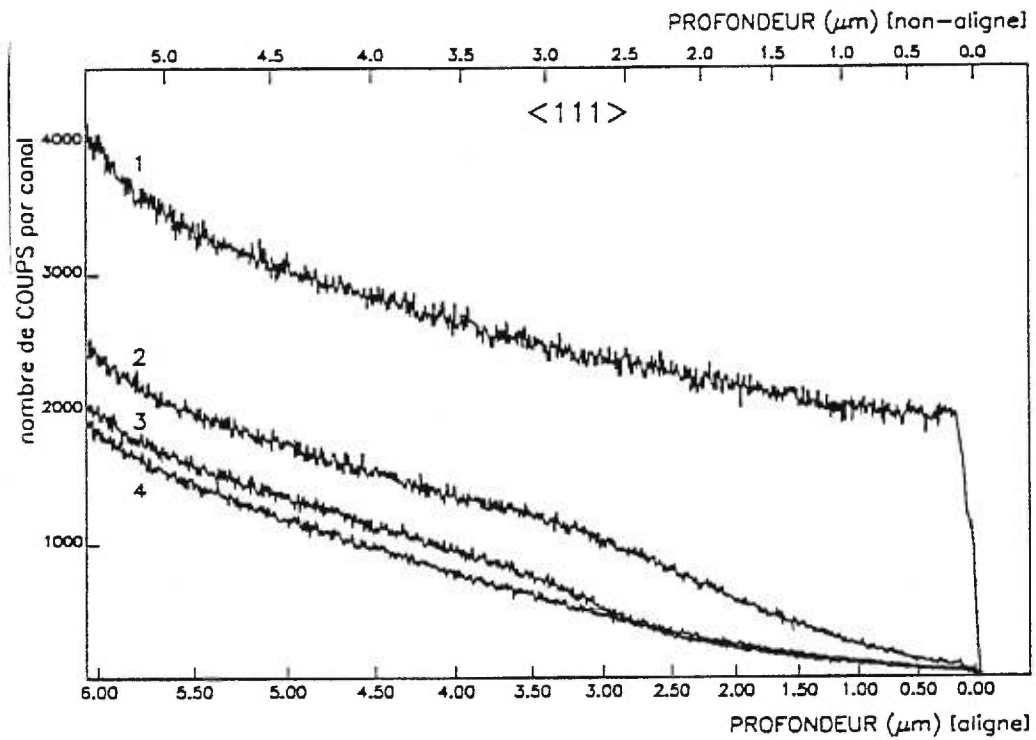


figure 3-1 Spectres obtenus par canalisation de particules α de 5 MeV dans l'axe $\langle 111 \rangle$ d'un échantillon de GaAs implanté avec 10^{15} cm^{-2} de Si à 7 MeV, avant (2), et après (3) un recuit de 20 sec à 850°C . Les spectres pour l'échantillon non-implanté (4) et celui non-aligné correspondant (1) servent de référence. Deux échelles de profondeur sont données, celle du haut est obtenue en prenant les valeurs du pouvoir d'arrêt prévues pour un matériaux amorphe, celle du bas comprend une correction (un facteur d'atténuation de 0,8) du pouvoir d'arrêt pour la partie canalisée du parcours de l'ion. Les deux ont été calculées en supposant des collisions sur les noyaux d'As.

n_{pd} : densité de défauts ponctuels

n : densité atomique totale

σ_D^i : facteur de décanalisation pour un défaut de type i

f^i : facteur de diffusion pour un défaut de type i

ψ_c : angle maximum entre la direction de l'ion et celle du canal pour que sa trajectoire demeure canalisé

Dans le formalisme de l'approximation dite à deux faisceaux, le comptage normalisé à une profondeur donnée dans un cristal défectueux, $\chi_D(z)$, consiste, comme on peut le voir à l'équation (3.1), en la contribution de la partie du faisceau incident qui est déjà décanalisée, $\chi_R(z)$, ainsi que celle due à la rétrodiffusion directe des ions encore canalisés par la présence de défauts à cette même profondeur. L'efficacité d'un défaut à diffuser les ions incidents dépend de sa géométrie et de son orientation, c'est pourquoi il est nécessaire d'inclure un facteur de diffusion f qui tient compte de la différence entre la densité de défauts et la densité effective de centres diffuseurs, d'où l'expression

$$\chi_D(z) = \chi_R(z) + [1 - \chi_R(z)] \sum_i f^i \frac{n_D^i(z)}{n} \quad (3.1)$$

où la somme sur l'indice i indique que les contributions des différents types de défauts sont considérées indépendantes et additives.

La décanalisation d'une partie du faisceau se produit par la rencontre d'un ion avec un atome substitutionnel que les vibrations thermiques ont amené hors de son site, tel que représenté par le premier terme² de l'équation (3.2), ou par la présence de défauts qui ont pu dévier le faisceau (avec une probabilité $\sigma_D n_D$) à n'importe quelle profondeur depuis la surface—d'où la présence de l'intégrale dans l'équation suivante :

$$\chi_R(z) = \chi_V(z) + [1 - \chi_V(z)] \left[1 - \exp\left(-\int_0^z \sum_i \sigma_D^i(z') n_D^i(z') dz'\right) \right] \quad (3.2)$$

Les défauts, ou centres diffuseurs dont il est question sont des défauts ponctuels simples ou complexes qui obstruent le canal, de même que les déformations et distorsions que ces derniers produisent dans le réseau avoisinant³, les premiers étant responsables d'une rétrodiffusion immédiate ($f^i \approx 1$) alors que les derniers sont plus efficaces dans la décanalisation ($f^i \approx 0$).

² Ce terme comprend aussi la contribution de la diffusion multiple sur les électrons.

³ À titre d'exemple, pour le canal $\langle 110 \rangle$ du Si, la relaxation de la structure locale autour d'une bilacune contribue au $\Delta\chi$ dans une proportion d'environ 15% de celle d'un interstitiel [Ei73].

À cause des complications que cela entraîne, il est très rare qu'une analyse soit effectuée en fonction de plus d'un type de défauts. À condition que la dépendance de la décanalisation sur l'énergie du faisceau incident soit différente pour chaque type de défaut, il est possible, en variant ce dernier paramètre, d'obtenir les densités totales de défauts. Le profilage est par contre à toute fin pratique impossible [Gr83,Gr91] et la limite pratique est de $i = 2$. Dans les pages qui suivent, l'indice i sera délesté parce que seul un type de défaut sera considéré à la fois.

La procédure itérative consiste à découper l'échelle de profondeur en intervalles et à supposer que $\chi_R = \chi_V$ pour la première tranche ($z = 0$) afin d'obtenir $n_D(0)$ par l'équation (3.1), valeur que l'on utilise ensuite pour la tranche $z = z_1$ dans les équations (3.2) et (3.1) qui donnent respectivement $\chi_R(z_1)$ et $n_D(z_1)$. Le processus est alors répété pour toutes les tranches qui suivent.

Il y a bien sûr toute une série d'hypothèses implicites dans le traitement qui vient d'être décrit, deux d'entre elle sont maintenant soulignées pour éviter qu'elles ne passent inaperçues. Dans le calcul de σ_D (voir l'équation (3.7)) on considère que toutes les particules diffusées à un angle supérieur à ψ_c sont décanalisées dans une direction non-alignée et ce de façon irrémédiable.⁴ Et en l'absence de correction *ad hoc*, comme il est d'usage,[A196] la dépendance en z , en fait, en est une sur l'énergie, *i.e.* l'évaluation des χ_V et χ_D est légèrement faussée par le fait que la perte d'énergie est plus faible dans une direction canalisée.⁵ D'un autre côté, la dépendance en énergie de σ_D est explicite dans les analyses qui suivent, ce qui est rarement le cas dans la littérature où, souvent, la distribution du désordre est moins étalée.

Dans l'approximation d'une faible densité de défauts, la probabilité de décanalisation à une profondeur donnée se ramène à la forme bien connue

$$\sum_i \sigma_D^i(z) n_D^i(z) = \frac{-d}{dz} \left[\ln \left(\frac{1 - \chi_D(z)}{1 - \chi_V(z)} \right) \right] \quad (3.3)$$

de laquelle découle la définition du *facteur de désordre*⁶ $\gamma_D(z)$ souvent utilisé dans la littérature

$$\gamma_D(z) = \ln \left(\frac{1 - \chi_D(z)}{1 - \chi_V(z)} \right) = - \int_0^z \sum_i \sigma_D^i(z') n_D^i(z') dz' \quad (3.4)$$

⁴ Dans le cas où ψ est légèrement plus grand que ψ_c il arrive fréquemment que l'ion reprenne une direction alignée dans un canal adjacent, mais cela n'a pas de conséquences importantes.[Ap67]

⁵ Le problème est inhérent; si on choisit de corriger pour le $\frac{dE}{dx}|_{can}$, c'est la section efficace d'un même atome qui sera différente pour un spectre non-aligné et un canalisé, car l'énergie de l'ion sera plus élevée dans le second cas.

⁶ Aussi appelé *paramètre de décanalisation* ou *probabilité de décanalisation*. [Gö88]

qui permet de réécrire l'équation comme suit

$$\chi_R(z) = \chi_V(z) + [1 - \chi_V(z)] [1 - e^{\gamma(z)}] \quad (3.5)$$

Pour un cristal hautement endommagé, la proportionnalité entre γ_D et $\int_0^z \sigma n dz'$ ne tient plus à cause de la diffusion multiple [Pr86] et les résultats de l'analyse ne sont plus consistants. Une analyse *consistante* en est une qui évalue correctement la décanalisation, *i.e.* qui donne une densité de défauts qui redescend à zéro derrière la zone de désordre. Une façon d'aborder le problème consiste à traiter les données dans les formalismes de diffusion simple ou multiple et de choisir celui qui est le plus *consistant*, [We90, Fe82a, We70] selon le genre et le niveau de désordre dans l'échantillon, le type de faisceau d'analyse, etc. Dans le cas de la diffusion multiple, la probabilité de décanalisation — le second crochet de l'équation (3.2) ou (3.5) — est donnée par la probabilité $\tilde{P}(\tilde{\psi}_c, \tau)$ qu'un ion soit défléchi à un angle supérieur à ψ_c après avoir traversé une couche amorphe d'une épaisseur équivalente au nombre d'atomes déplacés entre la surface et la profondeur z . \tilde{P} est tabulée dans Götz et coll. [Gö84] d'après les valeurs de Meyer et coll. [Me71], en fonction de l'angle critique réduit $\tilde{\psi}_c = \frac{E a_{TF}}{2Z_1 Z_2} \psi_c$ et de l'épaisseur réduite $\tau = \pi a_{TF}^2 \int_0^z dz' n_{pd}(z')$; ce sont là les valeurs utilisées pour tirer les densités de défauts présentées dans les pages qui suivent.

Le dernier point à aborder est le facteur de décanalisation, σ_D , qui se calcule, pour un type donné de défaut, à partir de considérations théoriques. [Fe82a] Dans le cas le plus simple de la diffusion unique, d'un flux et d'une distribution de défauts ponctuels uniformes au travers du canal, le facteur de décanalisation peut être évalué comme suit :

Pour qu'un atome interstitiel fasse dévier un ion d'un angle plus grand que ψ_c , le paramètre d'impact de la collision doit être assez faible et il est alors convenable d'utiliser un potentiel non-écranté pour décrire l'interaction. La section efficace de Rutherford pour $M_1 \ll M_2$ est donnée par

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E \sin^2(\theta_{cm}/2)} \right]^2 \quad (3.6)$$

qui intégrée de l'angle critique (ψ_c) à π donne

$$\sigma_D \approx \frac{\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4}{E^2 \psi_c^2} \approx \frac{\pi Z_1 Z_2 e^2 d}{2E} \quad (3.7)$$

où $\psi_1 = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{Ed}}$ est utilisé comme valeur approximative de ψ_c .

Lorsque la configuration du désordre est plus complexe ou qu'elle n'est pas connue, il est d'usage de tracer $\sigma_D n_D$ au lieu de la densité de défauts. L'évolution de cette quantité en fonction de l'énergie du faisceau peut, dans certains cas, permettre d'identifier le type de dommage. Dans la présente étude il n'a pas été possible de déterminer une dépendance précise dans le cas d'un échantillon implanté au Se de 10,9 MeV à une dose de $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm⁻² et non recuit, ce qui semble confirmer l'interprétation (fournie un peu plus loin) selon laquelle il y aurait au moins deux types de défauts présents. Par contre, avec le même échantillon recuit à 850°C pendant 20 sec, la valeur de σ_D est clairement indépendante de l'énergie (4, 5, 6, ou 7 MeV) du faisceau d'analyse, comme on doit s'y attendre en présence de petites boucles de dislocations [Fe82a,Ku78] comme celles qui ont été observées par XTEM dans des échantillons implantés avec 10^{14} ions-cm⁻² de Si à 7 MeV et recuits de la même façon.[Az88] Ailleurs dans la littérature [par exemple He96b] on ne trouve pas non plus de défauts étendus dans les clichés XTEM d'échantillons implantés dans des conditions similaires et non recuits.

L'approche dite à deux faisceaux tire son nom du fait qu'elle ne considère que deux catégories exclusives et complémentaires de trajectoires, selon que ψ (ou E_T) est plus petit ou plus grand qu'une valeur critique, ψ_c (ou E_{Tc}); le premier cas définit la famille des ions canalisés, le second celle des ions décanalisés. Le transfert de la population canalisée à la population décanalisée est irrévocable et régi par la valeur de la probabilité de décanalisation \tilde{P} ou le second crochet de l'équation (3.2), selon le modèle choisi. Cette approche peut se généraliser en divisant l'espace d'énergie transverse en un plus grand nombre d'intervalles et en établissant les règles qui régissent les transferts de population entre chaque catégorie. Les analyses poussées utilisent cette dernière façon qu'on nomme habituellement le modèle discontinu,[Gö88,A196] ou alors elles font appel à un calcul explicite des trajectoires de chaque ion par une méthode numérique.[Ba71,Ba90b,A196]

3.2 Considérations diverses

Dans les paragraphes qui suivent les diverses circonstances et les choix effectués, pour la prise de mesure comme pour l'analyse, sont discutés en fonction de leurs conséquences sur les résultats rapportés par la suite.

3.2.1 Contamination de surface

Lors d'une implantation dans un environnement où le vide est insuffisant, par exemple $\geq 6 \times 10^{-6}$ Torr, une couche de carbone atomique se dépose à la surface de l'échantillon. Les spectres canalisés pris à angle rasant montrent la présence de C en surface, mais comme le faisceau d'analyse, fait de particules α de 5 MeV, risque de provoquer des excitations nucléaires et une accumulation supplémentaire de

C, il est difficile d'en tirer une mesure quantitative. Pour des doses d'environ 10^{15} ions-cm⁻² et plus, cette couche chimiquement inerte peut à toute fin pratique blinder les échantillons contre la gravure chimique en milieu aqueux. Citons à titre d'exemple l'insuccès des tentatives d'attaque sur l'arséniure de gallium implanté au Si dont la surface demeure intacte même après de longs trempages dans des solutions de HF (10%), de H₃PO₄:H₂O₂ (8:1:1 et 5:1:3), de H₂SO₄:H₂O₂ (8:1:1), de HNO₃:HF (5:1:5) ou de Br:CH₃OH (5%).

Par contre, il est possible d'exposer une surface plus propre en procédant à une gravure d'environ 0,2 μm à l'aide d'un plasma d'ions réactifs (RIE) dans lequel l'oxygène se combine au carbone pour former des composés volatils dont la désorption est facilitée par le bombardement d'argon. Bien sûr un tel traitement détériore la structure cristalline de la surface et un léger décapage en milieu aqueux est ensuite nécessaire pour enlever les quelques couches atomiques dérangées. Ce problème peut être évité si la source RF peut être remplacée par un système plasma HF qui transfère moins d'énergie à la cible.

3.2.2 Perte d'énergie en mode canalisé

La perte d'énergie des ions bien canalisés est moins grande et fluctue plus que celle des ions non-alignés. Pour pouvoir rendre compte de ce phénomène en l'absence de mesures systématiques dans le GaAs, il a été supposé que la proportion entre les maxima des distributions d'ions et de défauts sont approximativement les mêmes pour le calcul théorique (TRIM ou MARLOWE) et pour les mesures expérimentales (SIMS et RBS/C). Un facteur d'atténuation de 0,8 pour la perte d'énergie en mode canalisé semble approprié, alors que les valeurs de 0,5 et 1,0 produisent des profils de défauts beaucoup trop profond et trop peu profond, respectivement. C'est aussi le seul choix pour lequel les profils de dommage obtenus après diverses attaques chimiques sur un même échantillon sont consistants. Cette valeur de 0,8 est d'ailleurs le résultat habituellement obtenu par les études effectuées avec d'autres combinaisons de faisceau et de semiconducteur,[He96, K696,...] et il est clair qu'un facteur de 1,0 est aussi inapproprié pour le canal <100> du GaAs.[He96b]

L'effet de ce facteur d'atténuation sur les échelles de profondeur des spectres peut être observé à la figure 3-1; en général la *forme* des profils de défauts dépend peu de ce facteur, mais il n'en est pas de même pour leur hauteur et leur étalement.

3.2.3 Sélection des paramètres de canalisation

Le choix du canal $\langle 111 \rangle$ comme direction d'alignement a été motivé par une bonne accessibilité, une bonne visibilité en profondeur des structures étudiées et un étalement moins important de celles-ci.[Ei72]

La figure 3-2 illustre, pour un échantillon tel qu'implanté et pour un échantillon recuit, les différences entre les profils des centres diffuseurs obtenus avec un alignement $\langle 111 \rangle$ et un alignement $\langle 110 \rangle$. Pour l'échantillon tel qu'implanté le niveau plus bas [We96b] et le plus grand étalement de la courbe $\langle 110 \rangle$ ne sont pas surprenants [Ei72] mais pour l'échantillon recuit il faut conclure que les défauts mesurés sont en moyenne plus exposés dans la direction $\langle 111 \rangle$ que dans la direction $\langle 110 \rangle$. Il est probable qu'une partie des dislocations qui font partie des amalgames complexes de défauts habituellement observés par XTEM dans de tels échantillons soient préférentiellement orientés de la sorte. Ces différences entre les profils $\langle 111 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ ont été observées à mainte reprise sur divers échantillons implantés au Se ou au Si. De telles comparaisons sont rarement rapportées; on notera toutefois qu'une asymétrie pouvant aller jusqu'à 100% de la densité de défauts mesurés a été observée après l'implantation à basse température de Kr à 300 keV, mais non à la suite de l'implantation de He à 30 keV, de N à 40 keV ou de Zn à 20 keV. [Th76,Bø73b] Après un réchauffement jusqu'à la température de la pièce, cette asymétrie était presque entièrement disparue [Bø73b]. Au contraire, ici c'est le dommage résiduel qui est asymétrique; il s'agit sans doute de phénomènes différents.

Il est aussi possible que le même genre d'asymétrie existe entre les directions $\langle 111 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$, et comme la majorité des communications traitant du dommage mesuré par canalisation ionique dans le GaAs utilise ce dernier canal, il faut se rappeler qu'une comparaison directe des résultats présentés ci-après avec la littérature n'est pas nécessairement appropriée et les contradictions, s'il y en a, pourraient n'être qu'apparentes.

3.2.4 Impact du faisceau d'analyse

Le faisceau d'analyse peut avoir un impact sur la quantité de dommage mesuré. Si l'échantillon est refroidi, on s'attend à ce que le nombre de défauts détectés augmente avec la dose utilisée,[St83] et lorsque la mesure est effectuée à la température de la pièce l'effet en est un de recuit [Ca70,We70], sans doute parce que la presque totalité de l'énergie déposée dans la couche implantée l'est sous la forme de processus inélastiques. Il s'est avéré que les conditions dans lesquelles les mesures qui suivent ont été effectuées ne sont pas propices à mettre en évidence une quelconque évolution de la cible sous l'influence du faisceau d'analyse. Les précautions évidentes pour ménager la cible ont toutefois été respectées — les balayages angulaires et les mesures non-alignées ont été faits après la prise des

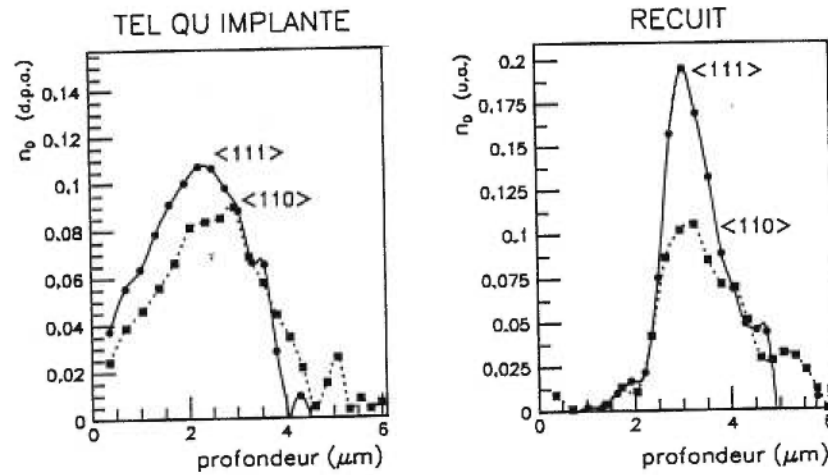


figure 3-2 Densités de centres diffuseurs obtenues avec un faisceau aligné sur le canal $\langle 111 \rangle$ ou sur le $\langle 110 \rangle$ pour un échantillon implanté avec du Si de 7 MeV à une dose de 10^{15} cm^{-2} , avant et après un recuit de 20 secondes à 850°C .

spectres alignés — même si toute l'accumulation de chaque spectre s'est faite à partir d'un même endroit sur l'échantillon.

3.2.5 Critique et autres méthodes d'analyse

Le formalisme qui mène aux équations (3.1) et (3.2) présuppose une distribution uniforme des centres diffuseurs à l'intérieur des canaux, ce qui n'est pas nécessairement le cas pour le GaAs implanté à faible dose. L'erreur alors commise provient du fait que la distribution du flux du faisceau incident dans le canal n'est pas uniforme;⁷ pour s'en convaincre on n'a qu'à considérer que seuls les ions dont l'énergie transverse est très élevée suivent des trajectoires qui de temps à autres pourlèchent une paroi du canal, alors que tous les ions canalisés passent nécessairement par le centre, où la densité d'ions est par conséquent plus élevée.

Les atomes très peu déplacés sont donc aussi très peu visibles, et des dispositions particulières doivent être prises pour mieux exposer les parois du canal au faisceau, comme 1) refroidir la cible

⁷ Il est par contre fort probable que cette non-uniformité de la densité de faisceau au travers du canal s'amenuise à mesure que le faisceau traverse une région endommagée [Ei73].

pendant l'analyse, ce qui a pour effet de réduire le cône d'ombre, ou 2) augmenter l'angle d'incidence du faisceau (ψ_{in}) qui, en élevant l'énergie transverse des ions d'une quantité $E\psi_{in}^2$ augmente aussi l'aire du canal qui leur est accessible.

La première méthode consiste à comparer les valeurs mesurées de $\Delta\chi(z) = \chi_D(z) - \chi_V(z)$ à celles tirées des simulations numériques correspondantes et de déterminer une distribution d'atomes déplacés qui permet un accord convenable et *simultané* pour deux températures de mesure qui diffèrent d'au moins 100K.⁸ Cette technique a permis de conclure que le genre de défauts créés par l'implantation à basse énergie dans le GaAs dépend de la dose; à faible dose il existe une position préférentielle située à 0,18 Å de la chaîne d'atomes $\langle 100 \rangle$ et à forte dose il y en a une à 0,65 Å. Pour les situations intermédiaires, on suppose d'emblée que le dommage consiste en un mélange de ces deux positions. Dans le Si et le Ge il ne semble pas y avoir de position préférentielle; une distribution uniforme d'atomes déplacés réussit à reproduire les valeurs mesurées, sauf pour les doses très faibles. Une étude récente du même groupe a montré que dans le GaAs implanté à haute énergie mais pas trop fortement endommagé il n'y a pas de site préférentiel pour les atomes déplacés.[He96b] Pour cette technique aussi il a fallu accepter un certain nombre d'*a priori* plus ou moins savoureux, comme une distribution en profondeur identique pour les deux types de défauts;⁹ ce qui est loin d'être évident puisqu'on dit observer une dépendance du genre de défauts sur le niveau d'endommagement! Comme les résultats le mettront en évidence un peu plus loin, la structure du dommage observé semble changer à forte dose et ce uniquement à la profondeur où l'endommagement est le plus intense. Un tel comportement ne semble pas compatible avec le modèle proposé pour le GaAs implanté à faible énergie, du moins pas dans son état actuel. Il est aussi maintenant apparent qu'il serait nécessaire de tenir compte de la vibration thermique des interstitiels pour ne pas surestimer (par exemple tripler [Dy92]) la concentration d'atomes peu déplacés. De plus, ces conclusions sont difficilement réconciliables avec les résultats de Walker et Thompson [Wa78b] qui indiquent plutôt une *distribution continue* de la distance qui sépare l'atome déplacé de la rangée d'atomes (r_a).

La deuxième méthode qui permet de détecter les positions préférentielles des atomes déplacés dans le canal consiste à désaxer le faisceau pour augmenter l'aire de la section du canal qui est illuminée. [Th76, Wa78b, Fo76,...] Elle a été utilisée pour analyser les substrats de Si, de GaAs et de GaP implantés à très faible énergie par de l'hélium, de l'azote et du zinc.[Th76] En général, la densité de défauts obtenue par l'analyse avec un faisceau légèrement désaxé est significativement plus grande que celle obtenue avec un faisceau parfaitement canalisé. L'effet est moins important pour les ions qui génèrent

⁸ Plusieurs références peuvent être fournies pour la description de cette méthode, la plus complète se trouvant dans [Gö88], sinon la même information peut se trouver dans l'ensemble des publications de Götz et Gärtner dans *NIM*. Des applications de cette technique sont rapportées dans la presque totalité des articles de Wesh et Wendler fournis dans la liste des références, et parmi lesquels on peut souligner [We89a, We86a].

⁹ Des travaux seraient en cours pour permettre de lever cette restriction dans le programme d'analyse; [We92a] il restera ensuite à vérifier l'unicité des solutions qui en sont obtenues.

des cascades plus denses; il est aussi plus faible pour le Si. Dans le GaAs, l'effet du faisceau désaxé est notable pour une densité d'atomes déplacés inférieure à 80%. [Th76]

Ces défauts qui sont mis en évidence par l'une ou l'autre de ces méthodes ont la particularité de présenter des atomes près des parois du canal; ils peuvent tout aussi bien faire partie de la structure même d'un défaut bien défini [We89b] ou être le résultat d'une déformation locale dans le réseau provoquée par la présence d'un défaut qui est peu ou pas visible par canalisation. [Th76]

Il appert donc que plusieurs contradictions subsistent quant à la nature du dommage dans le GaAs implanté et à la méthode qui devrait être utilisée pour l'analyse des résultats de canalisation. Le choix de l'approximation à deux faisceaux avec une distribution uniforme de défauts, d'une complexité limitée, ne semble pas plus mauvais qu'un autre et possède l'avantage non négligeable d'être aisément compatible avec les installations physiques du laboratoire...

3.3 Résultats

Les résultats sont d'abord présentés sous la forme de $\chi(z)$ et de $n_D(z)$; la première forme est proche des données originales, fournit une échelle de profondeur linéaire et permet d'utiliser un spectre non-aligné différent pour chaque échantillon, alors que la seconde permet une interprétation plus immédiate mais pour cela fait appel à un modèle dont les hypothèses ont été discutées à la section précédente. La diffusion multiple y est incluse et la perte d'énergie de l'ion en mode canalisé est atténuée par un facteur 0,8 en comparaison à celle [Zi85] qui correspond à une direction non-alignée.

Dans les deux types de graphiques, chaque point correspond à un intervalle utilisé dans la procédure itérative.¹⁰ Après avoir essayé plusieurs façons plus complexes de prétraiter les données, la manière la plus simple a été choisie; les intervalles définissent des fenêtres adjacentes (habituellement de 30 canaux) sur lesquelles les spectres canalisé et non-aligné sont intégrés directement, sans aucune forme de lissage. Les barres d'erreur sur les graphiques de $\chi(z)$ correspondent seulement à l'erreur statistique qui provient du nombre d'événements dans l'intervalle approprié des spectres alignés, non-alignés et de normalisation.¹¹

¹⁰ voir la section 3.1

¹¹ Il s'agit du BMD, voir le chapitre 2 pour les explications.

3.3.1 Diverses doses de Be

La figure 3-5 donne, pour différentes doses de Be 2,3 MeV, les taux de comptage normalisés en fonction de la profondeur. Le seuil de détection est d'environ 10^{13} ions·cm⁻² et pour les doses plus grandes, la première remarque à faire est que χ ne redescend pas derrière la zone implantée et ceci demeure vrai pour tous les échantillons analysés dans cette étude. De tels échantillons sont souvent dits *faiblement endommagés*, même dans les cas où χ atteint des valeurs très importantes, sans doute parce qu'on les compare aux situations plus classiques où une mince couche de Si est amorphisée près de la surface et χ redescend drastiquement derrière cette couche.

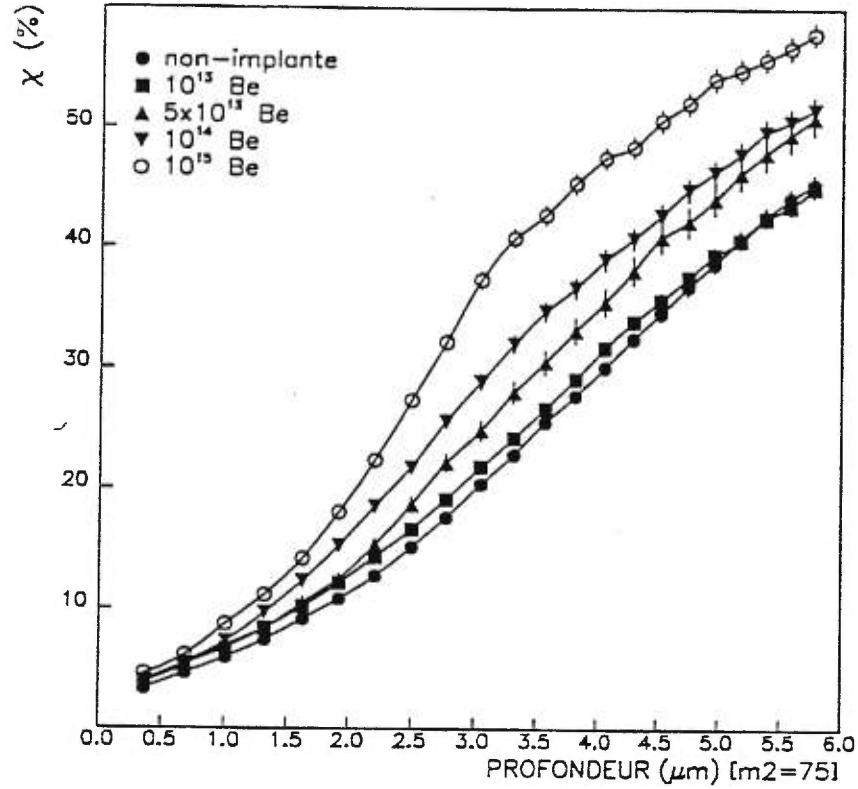
À partir de la surface et jusqu'à $\sim 3 \mu\text{m}$, chaque courbe se détache progressivement de celle de l'échantillon non-implanté avec d'autant plus de rapidité que la dose est grande, mais pour les profondeurs supérieures à $\sim 3,5 \mu\text{m}$ toutes les courbes sont approximativement parallèles.

Les densités de défauts obtenues avec ces valeurs de χ sont accompagnées, en b), du profil de la densité de lacunes, n_F , calculées par TRIM¹² pour une dose de 5×10^{14} ions·cm⁻². Par rapport à n_D le maximum de n_F semble décalé en profondeur, mais en vue des discussions sur la précision des mesures, des analyses, des calculs, des hypothèses et des paramètres qui interviennent, une telle différence est acceptable. Il demeure tout de même réjouissant de constater que quand la comparaison est faite avec la densité obtenue par une simulation MARLOWE les maxima correspondent précisément.

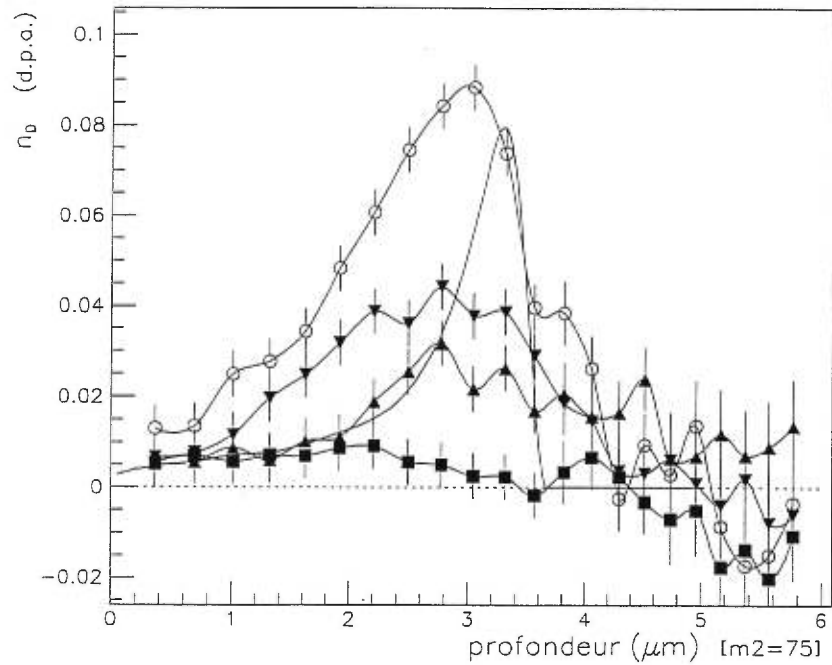
Les grandes profondeurs correspondent aux faibles énergies des spectres, par conséquent les quantités qui en sont dérivées sont affectées par la présence de bruit dans le signal et d'une importante diffusion multiple. Et comme la description des ions incidents dépend, à une profondeur donnée, de ce qui s'est produit depuis la surface, la correspondance entre la description du faisceau dans les calculs et la situation réelle se détériore progressivement à mesure que z augmente. Pour ces deux raisons, la densité de défauts obtenus pour $z \gtrsim 4 \mu\text{m}$ n'est pas significative et même si du côté le plus profond la descente du profil n_F est beaucoup plus abrupte que celle des n_D la situation n'est peut-être pas alarmante, elle ne constitue pas une preuve de la diffusion des défauts à une profondeur plus grande que leur lieu d'origine. D'un autre côté la forme des profils n_D et n_F n'est pas compatible parce que les profils mesurés sont beaucoup plus étalés vers la surface.¹³ L'amplitude des distributions n_F et n_D varie beaucoup plus que leur forme ou leur profondeur quand la valeur de certains paramètres (calculatoires ou expérimentaux), la technique de calcul, ou les hypothèses de travail sont changées et par

¹² La version rapide de TRIM a été utilisée, les paramètres sont donnés dans le chapitre 2. Le profil de n_F tiré d'une simulation MARLOWE a la même forme que celui qui provient de TRIM, mais les échelles horizontales et verticales doivent être renormalisées pour qu'ils se superposent. L'indice F est utilisé pour signaler qu'il s'agit d'une densité de paires de Frenkel.

¹³ On s'intéresse aux deux doses les plus fortes, pour $\varphi \leq 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ n_D est considéré trop faible pour en étudier la distribution en profondeur.



a)



b)

figure 3-3 a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Be à 2,3 MeV. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a) et exprimée en nombre de déplacements par site du réseau (connu sous l'appellation abusive de *déplacements par atome*). La courbe qui ne relie pas de points est la densité de paires de Frenkel (*TRIM*) correspondant à 5×10^{14} ions- cm^{-2} . Les barres d'erreurs représentent les incertitudes globales.

conséquent le rapport entre le nombre calculé de paires et celui mesuré servirait plus la numérogie que l'étude du dommage causé par l'implantation.

3.3.2 Diverses doses de Si

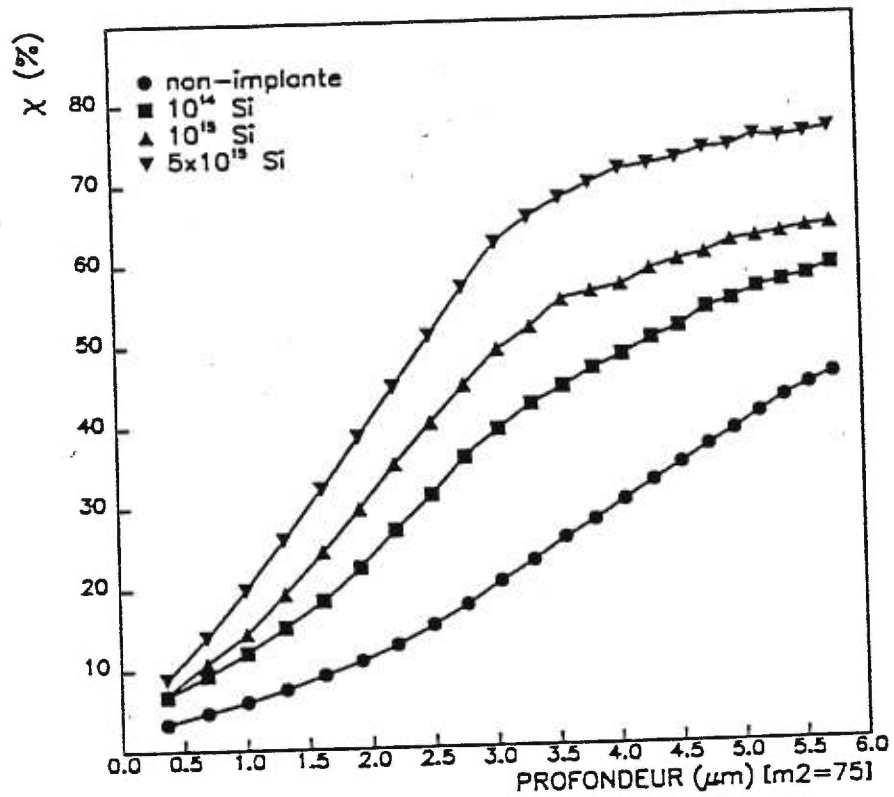
Il faut d'abord noter que les mesures (RBS) des échantillons implantés au Si ont une reproductibilité un peu moins bonne que les autres parce qu'elles ont généralement été effectuées au début de cette étude et qu'elles peuvent précéder plusieurs des changements qui ont été introduits pour mieux contrôler les paramètres d'implantation et d'analyse. On a aussi noté au chapitre 2 qu'il y a un plus grand risque d'une élévation de T_i avec le faisceau de Si. Pour se faire une idée de l'importance de cet effet, des implantations de 10^{15} ions-cm $^{-2}$ ont été effectuées à 30, 60 et 100 pnA-cm $^{-2}$; elles ont donné une densité de défauts semblable pour les deux premiers cas mais inférieure d'environ $1/3$ pour la densité de courant la plus élevée; c'est donc l'amplitude qui est d'abord affectée par T_i .

À la figure 3-4 on note que pour toutes les profondeurs χ et n_D augmentent quand φ en fait de même, mais l'erreur sur ces mesures est jugée assez grande pour ne pas exclure la possibilité d'un plafonnement de n_D pour certaines valeurs de φ . On note aussi, pour la dose la plus élevée, à une profondeur de 3 μm , un petit pic qui surmonte une distribution qui est plus étalée et similaire à celles que donnent les doses plus faibles. En lui-même ce pic ne semble pas très significatif, mais le fait qu'il ressemble à ceux qui sont observés pour les doses élevées de Se suggère qu'il ne s'agit pas d'un simple accident statistique.

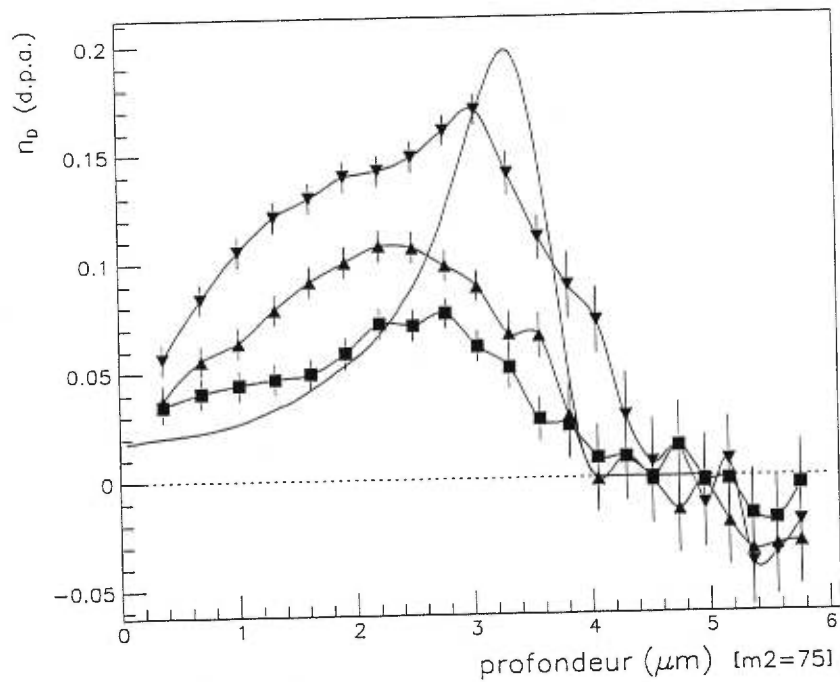
Comme avec le Be la distribution de n_F calculée par TRIM est plus profonde que n_D mais quand MARLOWE est utilisé les maxima de n_F et de n_D coïncident parfaitement pour $\varphi = 10^{16}$ Si-cm $^{-2}$. La forme des profils calculés et mesurés ne correspond pas pour la même raison que précédemment *i.e.* les derniers sont beaucoup plus important du côté de la surface.

3.3.3 Diverses doses de Se

L'accumulation du dommage est généralement progressive à mesure que la dose implantée de Se augmente. La figure 3-5 qui donne les taux de comptage normalisés (χ) pour différentes doses indique que 10^{12} cm $^{-2}$ de Se à 10,9 MeV correspond approximativement au seuil de détection avec un faisceau particules α de 5MeV incident selon la direction $\langle 111 \rangle$. Pour les doses légèrement supérieures (5×10^{12} et 10^{13} ions-cm $^{-2}$), si $z < 3 \mu\text{m}$, $\frac{d\chi}{dz}$ augmente avec la dose, mais il est à peu près constant pour $z > 4 \mu\text{m}$. À 5×10^{13} ions-cm $^{-2}$ la pente de χ continue d'augmenter pour $z < 3 \mu\text{m}$ mais à une profondeur plus grande, elle diminue par rapport aux doses plus faibles. Le nombre de centres diffuseurs détectés,



a)



b)

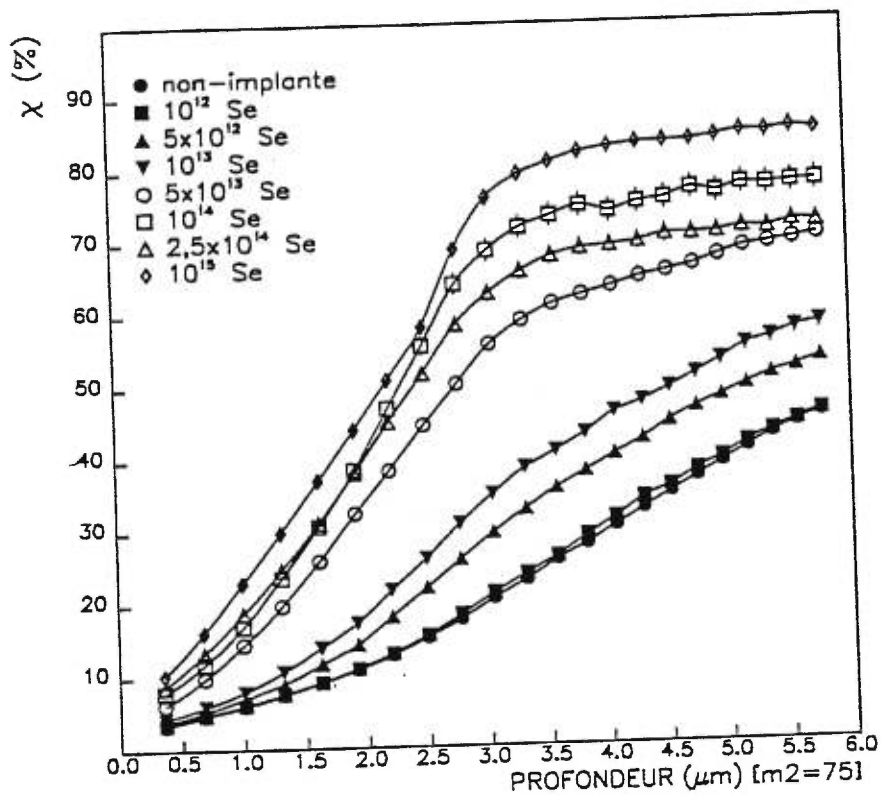
figure 3-4 a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Si à 7 MeV. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a). La courbe qui ne relie pas de points est la densité de paires de Frenkel (TRIM) correspondant à 2×10^{14} ions- cm^{-2} . Les barres d'erreurs représentent les incertitudes globales.

en b), est alors plus important et sa distribution est plus étalée vers la surface. En passant à 10^{14} ions-cm $^{-2}$ la tendance se poursuit; cette fois la pente de χ en profondeur est presque nulle et elle ne changera plus pour les doses plus grandes. Pour $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$ un changement remarquable se produit et la pente de χ entre 0 et 3 μm *diminue*, produisant une saturation de χ et un maximum de n_d qui sont *inférieurs* à ceux obtenus pour 10^{14} ions-cm $^{-2}$.

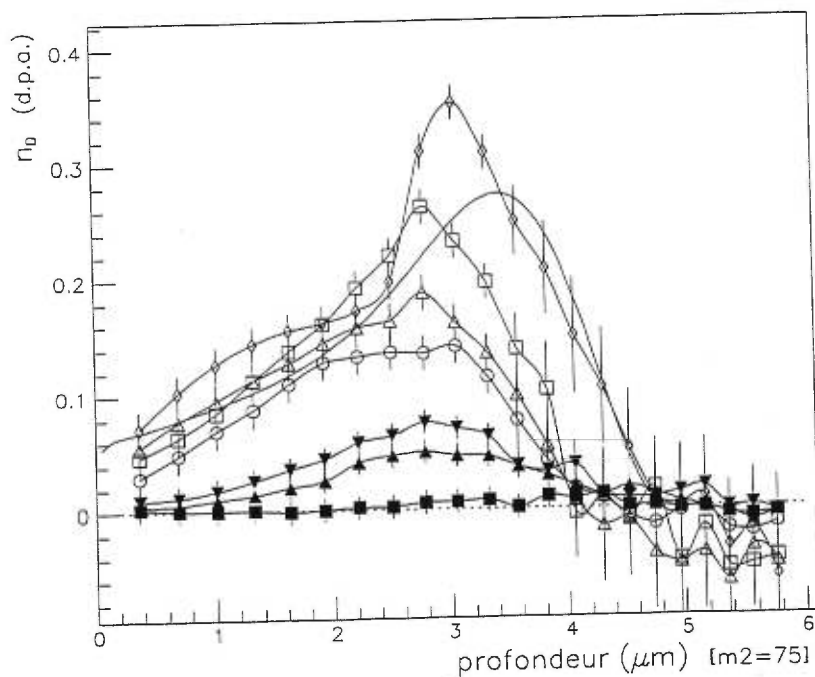
À 10^{15} ions-cm $^{-2}$ χ est plus élevé à toutes les profondeurs. Pour $z < 2,5 \mu\text{m}$ et $z > 3,3 \mu\text{m}$, $\frac{d\chi}{dz}$ prend la même valeur qu'à $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$, ce qui se traduit par une double structure dans la distribution des centres diffuseurs, composée d'un pic très important centré à 3 μm et d'une concentration moins grande s'étalant jusqu'à la surface. C'est aussi à 3 μm que l'on trouve le maximum de n_F calculé par MARLOWE. À l'exception de la dose la plus forte, la forme des profils calculés correspond mieux à ceux qui sont mesurés que pour les implantations de Be ou de Si.

Le niveau surprenant de dommage observé à $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$ et la forme remarquable de la distribution des centres diffuseurs pour 1×10^{15} ions-cm $^{-2}$ pourraient susciter un certain scepticisme que les vérifications suivantes ont pour but de dissiper. La possibilité d'une faute lors de la préparation d'un échantillon ou de la prise de données ne peut jamais être exclue d'emblée, mais le niveau du dommage mesuré dans l'échantillon implanté à $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$ devrait être augmenté d'au moins 50% pour qu'il paraisse «normal», et il est improbable qu'une telle erreur se soit produite dans la normalisation des spectres, vu l'absence d'anomalie dans les spectres de BMD. De plus, les facteurs habituels qui peuvent influencer la forme des spectres RBS, comme l'empilement, la qualité de la surface de l'échantillon et la contamination du spectre par la rétrodiffusion d'une partie du faisceau ou de son halo sur le porte-échantillon n'interviennent pas dans ces mesures. Il faut aussi souligner que la distribution observée à 10^{15} ions-cm $^{-2}$ conserve une structure double indépendamment du facteur de diffusion utilisé dans l'analyse, et que la distribution des centres diffuseurs produits par l'implantation d'une forte dose d'As à 10,9 MeV ou de 5×10^{14} cm $^{-2}$ de Se à 7,7 MeV présente le même genre de forme, même si dans le dernier cas elle est moins bien définie à cause de la distance plus faible entre le pic de n_D et la surface. Puisqu'une critique des procédures et des résultats expérimentaux ne réussit pas à expliquer le caractère surprenant des distributions de n_D pour $\varphi = 2,5 \times 10^{14}$ et 10^{15} ions-cm $^{-2}$ il faut alors se tourner vers leur interprétation.

Le mystère s'éclaircit quand on note que la diminution du nombre de centres diffuseurs observés à $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$ est accompagnée d'un changement dans le taux de décanalisation. En effet, la courbe qui correspond à une dose de 10^{14} ions-cm $^{-2}$ assure une continuité dans l'évolution du taux de décanalisation : c'est la dose la plus élevée pour laquelle $\frac{d\chi}{dz}$ augmente avec la dose si $z < 3 \mu\text{m}$ et c'est la plus faible pour laquelle $\frac{d\chi}{dz}$ est pratiquement nul pour $z > 3,5 \mu\text{m}$. Si on admet qu'à cette dose la nature des défauts observés change, on peut alors expliquer que χ diminue quand la dose atteint $2,5 \times 10^{14}$ ions-cm $^{-2}$ par le fait qu'une partie des défauts observés précédemment se transforme pour



a)



b)

figure 3-5 a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour différentes doses (en cm^{-2}) de Se à 10,9 MeV. Les barres d'erreurs représentent les incertitudes statistiques. b) Densité de centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a). La courbe qui ne relie pas de points est la densité de paires de Frenkel (*TRIM*) correspondant à 1×10^{14} ions- cm^{-2} . Les barres d'erreurs représentent les incertitudes globales.

engendrer un autre type de défaut dont le pouvoir de décanalisation est plus faible. L'ensemble des résultats est ainsi plus cohérent, le changement du taux de décanalisation du faisceau est expliqué et il n'est plus nécessaire de conclure qu'augmenter la dose induit moins de dommage.

Dans certaines conditions, une progression non monotone de χ en fonction de la dose implantée a aussi été remarquée par d'autres groupes de chercheurs [Jo87,Be90,Ha91c,He96b] qui ont conclu à une implication importante des recuits dynamiques. Dans le premier cas [Jo87] le GaAs a été implanté à 75°C avec de l'Ar⁺ de 100 keV; la disparition des signes de rétrodiffusion directe et l'abaissement général de χ y ont été corrélés avec l'apparition de zone amorphes aux côtés des agglomérats et des jumeaux qui eux étaient déjà présents dans les clichés de microscopie électronique pris avec des doses plus faibles. Le second groupe a aussi observé des valeurs négatives de $\frac{d\chi}{d\varphi}$ après des implantations à haute énergie (N⁺, 16 MeV) dans le Si. Il ne s'agit donc pas d'un comportement particulièrement inusité.

3.3.4 Endommagement local

La distribution de n_F donne en principe le nombre et la densité des défauts primaires desquels découlent les défauts mesurés. On peut donc étudier le processus de formation des défauts en traçant le graphique des défauts mesurés en fonction du nombre de paires calculées et possiblement mettre en évidence l'implication éventuelle des processus de recombinaison des paires, de diffusion des défauts et de transformation en défauts plus complexes.

Chacune des lignes interrompues de la figure 3-8 ^{3-6 ?} représente n_D en fonction de n_F pour un échantillon donné, de la surface au maximum de n_F ; il n'est pas utile de tracer plus loin parce que la redescende de n_F est si abrupte que la moindre imprécision sur la profondeur se traduit par un changement extravagant de la courbe obtenue et que de toute manière l'évaluation de n_D est beaucoup moins précise à grande profondeur. La dispersion de ces courbes est d'une telle ampleur que l'hypothèse d'une corrélation entre les densités locales de défauts mesurées et calculées doit être rejetée d'emblée. Cette hypothèse était pourtant bien vérifiée pour l'implantation à basse énergie et demeurerait valide pour la nucléation homogène comme pour la nucléation inhomogène, indépendamment de la température d'implantation (au moins dans l'intervalle de 40 à 300K).[We89b]

Pour tenter d'expliquer le manque de corrélation entre n_D et n_F , on s'est attardé à l'effet que pourraient avoir certaines modifications simples comme une recalibration linéaire de l'échelle en profondeur,¹⁴ une variation de la normalisation des spectres et le remplacement de l'échelle horizontale par $(1 - k\mathcal{E}_{in\acute{e}las})\mathcal{E}_{\acute{e}las}$ pour simuler un recuit dynamique local proportionnel à la densité d'énergie

¹⁴ L'impact du choix entre TRIM et MARLOWE est donc considéré.

transmise en excitations électroniques, mais aucun de ces artifices ne réussit à donner une apparence de corrélation, même en prenant les différents ions séparément. Il pourrait être argumenté que les défauts ponctuels où les atomes sont légèrement déplacés de leurs sites n'influencent pas la canalisation de la même manière que les zones amorphes et que la corrélation cherchée est utopique tant que la distinction de ces types de défauts n'est pas incluse dans l'analyse des données. Mais alors il faudrait que la corrélation existe dans le domaine où les signes d'amorphisation sont absents ($n_F \lesssim 3 \times 10^{21}$ dpa pour le Se et $n_F \lesssim 1 \times 10^{23}$ dpa pour le Si) ce qui n'est pas le cas.

D'un autre côté, on remarque que si on s'affranchit des «pics» des distributions de n_D que l'on considère reliés à des zones amorphes (ou très fortement désordonnées) et que l'on oublie l'échantillon implanté au Se à 5×10^{13} ions·cm⁻² — il donne un résultat irrémédiablement singulier — on s'aperçoit que les maxima des distributions s'alignent le long des deux courbes en traits pleins sur la figure 3-6, une pour le Se et l'autre pour le Be et le Si. Il a déjà été signalé que 10^{-2} d.p.a. correspond approximativement au seuil de détection et pour cette raison, il aurait pu être jugé plus judicieux de ne pas inclure le premier point dans le tracé de chacune des courbes, (10^{13} cm⁻² de Be et 10^{12} cm⁻² de Se) mais il s'avère que cela ne change en rien la courbe qu'on obtient. On remarque aussi une tendance des courbes en trait plein de la figure 3-6 à saturer quand la densité de centres diffuseurs approche $\approx 10\%$; l'interprétation des pics des distributions qui dépassent cette valeur comme provenant de régions très fortement endommagées (possiblement amorphes) est conforme à l'affirmation qu'une densité maximale de $\sim 10\%$ de défauts ponctuels précède l'amorphisation du GaAs.[Ba87b]

Même si n_D et n_F ne sont pas corrélés localement il existe un lien entre ces deux quantités, ce qui laisse supposer la possibilité d'une migration des défauts ou celle d'un recuit dynamique qui serait beaucoup plus efficace vers la fin du parcours des ions. Un dernier coup d'oeil à la figure 3-6 montre que la pente des courbes discontinues est toujours supérieure à 1 près de la surface, même pour les doses les plus faibles, or un taux d'endommagement supérieur à 1 est associée à l'effondrement d'une structure cristalline déjà significativement endommagée, ce qui n'est certes pas le cas des doses les plus faibles et conduit à la conclusion que les défauts une fois créés diffusent vers la surface.

3.3.5 Endommagement total

Peut-être que la nature locale des comparaisons qui ont été faites jusqu'à maintenant compliquait les choses et qu'il serait plus approprié d'utiliser l'endommagement total comme paramètre, soit $\int_0^\infty n_F(z) dz = \varphi N_F$ (en lacunes·cm⁻²).

La figure 3-7 donne les valeurs de n_D au maximum de la distribution et à la surface, en fonction de l'endommagement total; les lignes sont tracées en pointillés lorsqu'elles vont sous le seuil de détection

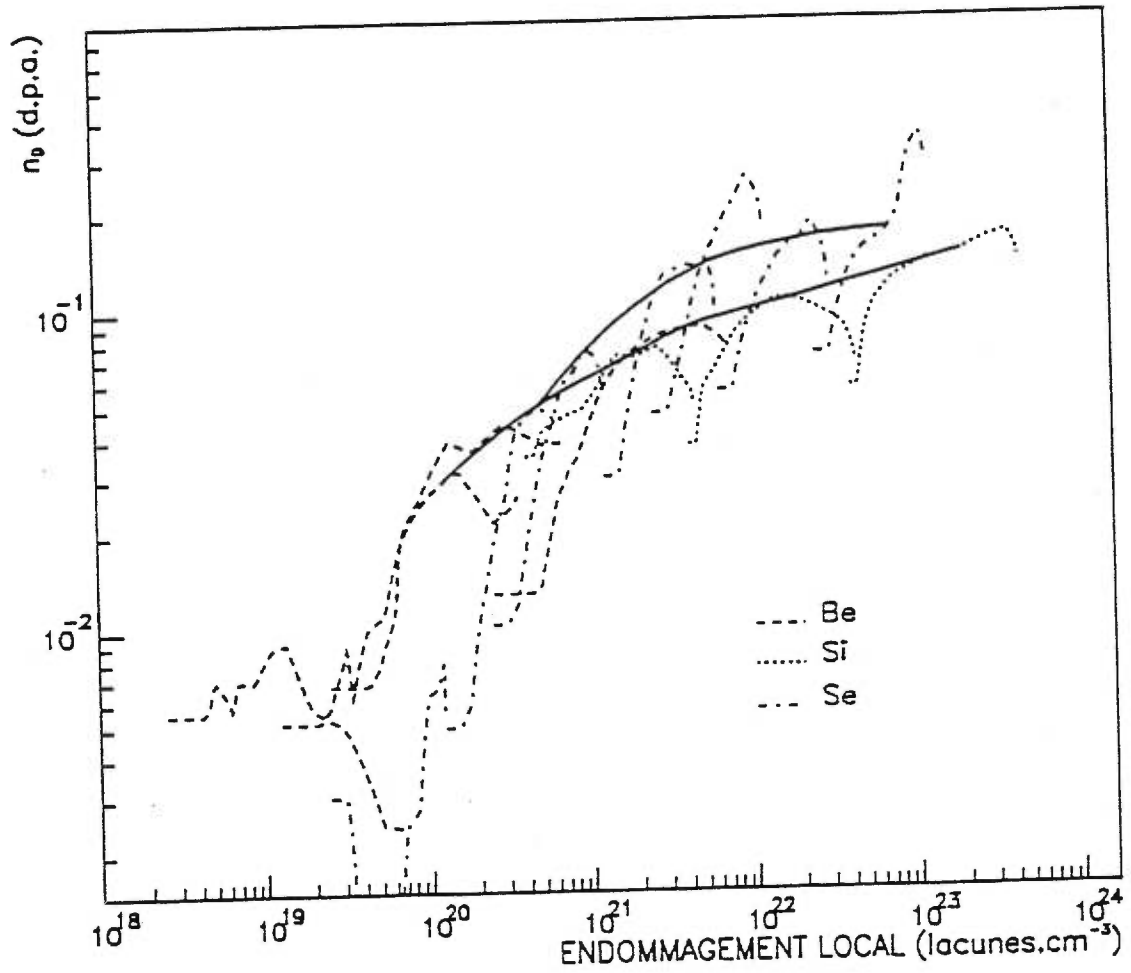


figure 3-6 Les lignes interrompues donnent la densité locale de défauts mesurée par canalisation ionique dans les échantillons tels qu'implantés avec diverses doses de Be à 2,3 MeV, de Si à 7 MeV et de Se à 10,9 MeV, en fonction de la densité locale de paires de Frenkel correspondante, calculée avec TRIM. Les lignes continues rejoignent les maxima des distributions obtenues en soustrayant les pics (voir le corps du texte pour les explications) soit pour le Be et le Si, soit pour le Se.

($\approx 10^{-2}$ d.p.a.). La pente, α , donne la puissance de la dépendance de n_D sur la dose implantée ($n_D \propto \varphi^\alpha$); elle a été calculée dans le domaine de faible dose où n_D est significatif, c'est à dire à partir des points qui sont tracés en plus gros, et les valeurs obtenues sont rapportées au tableau 3-I. Il est remarquable que cette dépendance est toujours infra-linéaire, ce qui en plus d'infirmier, comme on s'y attendait, l'hypothèse de la nucléation hétérogène exclusive, souligne l'importance des recuits dynamiques lors des implantations à haute énergie.¹⁵

densité de défauts en surface		densité de défauts maximale			
groupe de points	α	groupe de points	α		
Se	$0,67 \pm$	0,16	Be	$0,34 \pm$	0,04
			Si	$0,16 \pm$	0,02
			Se	$0,42 \pm$	0,08

tableau 3-I Valeurs des pentes, α , obtenues pour différents groupes de points dans le graphique de la figure 3-7.

Pour le maximum des distributions, on peut conclure à une distinction entre le Se et les autres ions. Dans le cas du Be et du Si, les doses étudiées ne permettent pas de se prononcer parce qu'elles couvrent des domaines différents, mais comme les courbes se rejoignent les résultats disponibles sont compatibles avec une description unifiée du dommage mesuré en fonction de l'endommagement total pour ces deux ions.

L'étude du dommage en surface est un peu plus délicate parce que les valeurs de n_D sont beaucoup plus faibles. Une tendance à la saturation de $n_{D \text{ surf}}$ est visible à partir de $\sim 3 \times 10^{18}$ lacunes-cm⁻². La dose la plus faible de Si ne donne pas un dommage superficiel significativement différent de la courbe du Se car comme il a déjà été signalé, la reproductibilité est moins bonne pour le Si et cet échantillon en particulier avait subi un traitement RIE qui altère la qualité de la surface.

8
Finalement, la figure 3-~~IX~~ donne le nombre total de centres diffuseurs détectés par unité de surface ($\int_0^\infty n_D(z) dz$) en fonction du nombre total de paires de Frenkel calculées ($\int_0^\infty n_F(z) dz$); il s'agit d'une façon un peu plus courante de présenter ce genre de résultats. Les courbes sont très semblables à celles obtenues avec les maxima de n_D , il n'y a donc pas grand chose de nouveau à en dire si ce n'est que la valeur des pentes est ici de 0,28 pour le Be et le Si, et de 0,45 pour le Se.

¹⁵ Les processus de nucléation sont décrits en détails dans le premier chapitre.

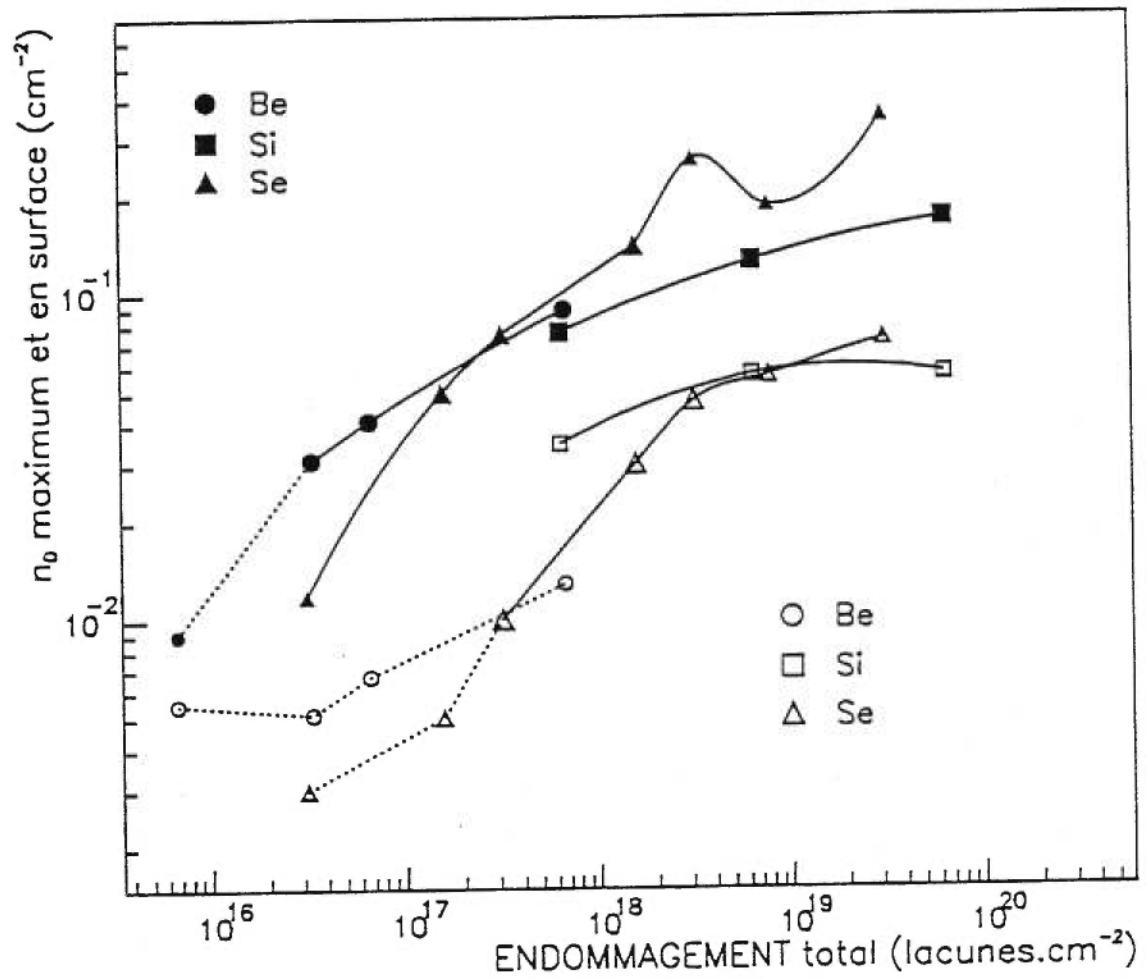


figure 3-7 Le maximum (points pleins) et la valeur en surface (points vides) de la densité de centres diffuseurs en fonction de l'endommagement total calculé, φN_F . Les lignes qui joignent des points sous le seuil de détection sont tracées en pointillés et les points qui servent au calcul des pentes sont un peu plus gros.

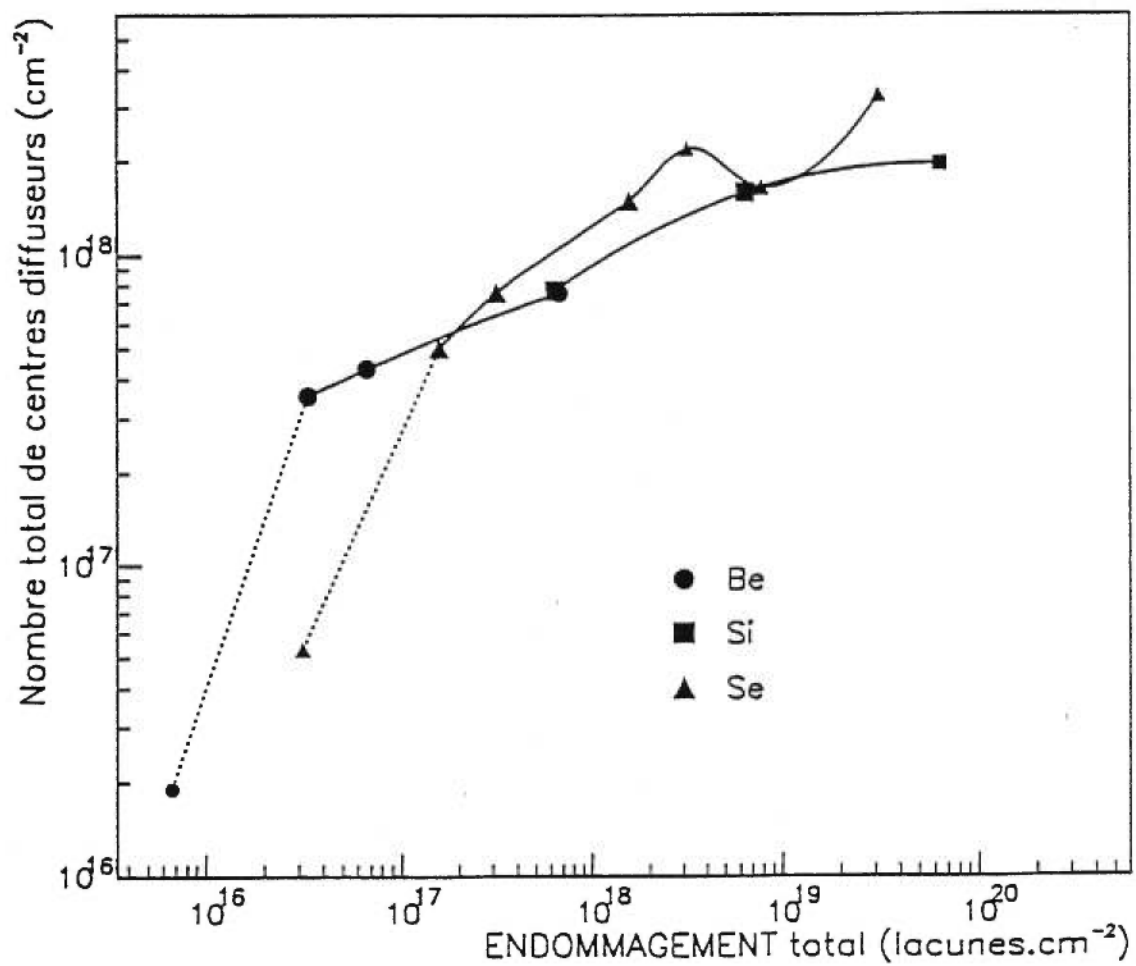


figure 3-8 Le nombre total de centres diffuseurs par unité de surface en fonction de l'endommagement total calculé, φN_F . Les lignes qui joignent des points sous le seuil de détection sont tracées en pointillés et les points qui servent au calcul des pentes sont un peu plus gros.

3.4 Recuits

Le terme recuit est utilisé pour désigner le traitement thermique qu'on fait subir à des échantillons implantés pour leur redonner une structure cristalline de qualité et positionner les dopants sur des sites substitutionnels afin de les rendre électriquement actifs. Ce même traitement peut aussi avoir d'autres fonctions, comme celle de promouvoir l'adhérence et/ou la diffusion des interfaces métalliques pour établir les contacts électriques.

Avec des substrats de Si ou de Ge, la recristallisation en phase solide à partir de la phase amorphe se fait en une seule étape à une température relativement faible et le résultat obtenu est de très grande qualité; mais avec des composés la situation diffère et il est préférable de choisir des paramètres d'implantation qui permettent d'éviter l'amorphisation. Il est beaucoup plus difficile d'obtenir un recuit de qualité avec un composé qu'avec les semiconducteurs élémentaires, principalement pour deux raisons qui sont reliées, bien entendu, à des problèmes de conservation de la stœchiométrie. Tout d'abord, la différence entre les pressions de vapeur des deux éléments constituant fait en sorte qu'aux fortes températures nécessaires pour obtenir une bonne recristallisation l'élément le plus volatil du composé, dans ce cas-ci l'As, a tendance à s'esquiver un peu trop facilement et laisse une surface dégradée riche en Ga métallique. La seconde raison est que le passage d'une cascade de collisions chamberde nécessairement la stœchiométrie locale et les conséquences en sont amplifiées par toute asymétrie dans les caractéristiques des deux types de lacunes ou d'auto-interstitiels, comme par exemple leur mobilité.

La présence de défauts résiduels après le recuit a des conséquences sur la mobilité des porteurs et l'activation des impuretés parce qu'ils servent de centres d'attraction pour les impuretés et de centres de recombinaison ou de piégeage pour les porteurs. La caractérisation du cristal tel qu'implanté n'est pas suffisante, il importe aussi d'étudier l'efficacité des recuits par l'observation du dommage résiduel.

Les défauts secondaires observés par d'autres groupes de chercheurs travaillant en microscopie électronique dans le GaAs implanté et insuffisamment recuit sont des micro-jumeaux, des défauts d'empilement, des boucles de dislocations entières ou incomplètes et des dislocations entremêlées.[Op86,Ch89b] Ce sont tous là des défauts qui provoquent surtout la décanalisation et très peu de diffusion directe, c'est pourquoi dans l'analyse des échantillons recuits un facteur de diffusion nul a été choisi. Ce choix est d'ailleurs le seul qui permet de tirer des valeurs réalistes de profondeur quand un même échantillon est analysé à quelques reprises suite à des attaques chimiques répétées.

3.4.1 Résultats

L'analyse du spectre de l'échantillon recuit de la figure 3-1 donne une distribution (figure 3-9 b)) sans défaut de la surface jusqu'à $2,0 \mu\text{m}$, suivie d'un pic d'environ $1 \mu\text{m}$ de largeur, mais de ce micron on peut estimer grossièrement¹⁶ que la variation de l'énergie de l'ion contribue $0,35 \mu\text{m}$ d'élargissement. Il n'est pas surprenant que la distribution de dommage (figure 3-9 b)) commence avant que le χ recuit ne se détache du *non-implanté* (figure 3-9 a)) puisqu'on suppose que les événements proviennent de collisions entre un ion décanalisé et un atome quelconque (pas nécessairement déplacé) de la cible, ce qui sous-entend que l'ion a d'abord dû être décanalisé par un défaut situé quelque part entre la profondeur associée à ces événements et la surface. D'un autre côté quand la rétrodiffusion directe prédomine, comme cela semble être le cas avec les échantillons tels-qu'implantés, la profondeur à laquelle un événement est détecté correspond à la position du défaut sur lequel l'ion a diffusé. Il est donc évident que les distributions calculées avec $f = 0$ sont plus rapprochées de la surface que celles où f prend une valeur plus élevée. Dans la figure 3-9 et les trois autres qui suivent, les courbes présentées pour les échantillons recuits sont celles de $\sigma_D n_D$, mais comme il a été expliqué un peu plus haut σ_D n'a pas de dépendance implicite sur l'énergie, de telle sorte que les profils devraient être proportionnels aux densités de défauts. La courbe pour l'échantillon tel-qu'implanté a été renormalisée afin d'apparaître clairement dans le graphique.

Le but des prochaines mesures était de vérifier les paramètres optimaux de recuit qui permettent de reconstruire le mieux possible le cristal avec un budget thermique minimum. Il avait déjà été montré que, du point de vu électrique, l'optimisation est obtenue avec un recuit de 20 sec à 850°C pour 10^{13} à 10^{15} ions- cm^{-2} de Si à 7 MeV [Az88], ce recuit a donc servi de référence pour le choix des paramètres qui sont regroupés dans le tableau 3-II.

3.4.1.1 Recuits d'échantillons implantés au Be

Il est pratiquement impossible de faire la différence entre les spectres d'échantillons implantés avec 10^{14} ions- cm^{-2} de Be et recuits, et le spectre de l'échantillon non-implanté. Le dommage cristallin qui peut s'y trouver est trop faible pour être détecté.

Quand la dose est de 10^{15} ions- cm^{-2} par contre, une mince bande ($\sim 1\mu\text{m}$) de centres diffuseurs est obtenue à $3\mu\text{m}$ de profondeur, laissant une couche de grande qualité cristalline entre la surface et $2 \mu\text{m}$. Comme l'analyse avec $f = 0$ fait intervenir des quantités dérivées qui sont numériquement moins stables et que la reproductibilité des mesures peut dépendre de l'efficacité de l'encapsulant, on

¹⁶ Voir la section 3.2.3

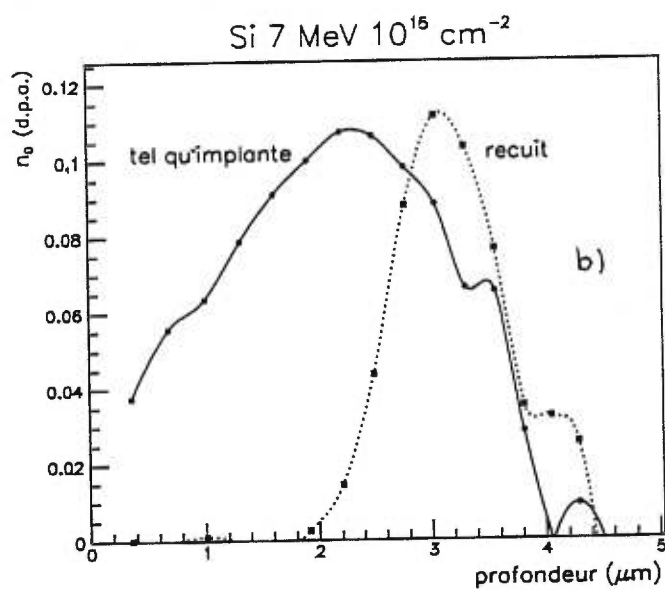
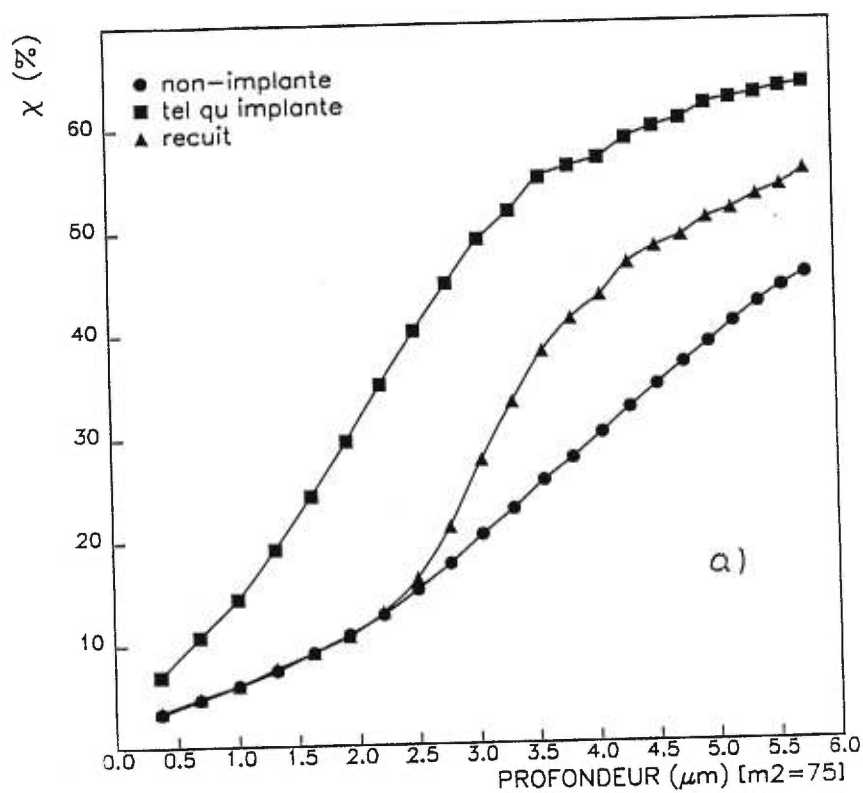


figure 3-9 a) Taux de comptage normalisé en fonction de la profondeur pour l'axe $\langle 111 \rangle$ d'un échantillon implanté avec 10^{15} cm^{-2} de Si à 7 MeV, avant et après un recuit de 20 sec à 850°C . Les spectres correspondants ont été présentés à la figure 3-1. b) Densité des centres diffuseurs tirée des valeurs présentées en a). Le facteur de diffusion choisi est 1 avant le recuit et 0 après; l'échelle verticale ne s'applique qu'au profil de l'échantillon non-recuit.

ion	énergie	dose	recuit
Be	2,3	10^{14}	700 ⁰ C 20 sec
Be	2,3	10^{14}	750 ⁰ C 20 sec
Be	2,3	10^{14}	850 ⁰ C 20 sec
Be	2,3	10^{14}	950 ⁰ C 20 sec
.....
Be	2,3	10^{15}	750 ⁰ C 20 sec
Be	2,3	10^{15}	750 ⁰ C 10 sec
Be	2,3	10^{15}	800 ⁰ C 20 sec
Be	2,3	10^{15}	800 ⁰ C 10 sec
Be	2,3	10^{15}	845 ⁰ C 20 sec
Si	7	10^{15}	850 ⁰ C 20 sec
Si	7	10^{15}	850 ⁰ C 60 sec
Si	7	10^{15}	900 ⁰ C 20 sec
Si	7	10^{15}	950 ⁰ C 20 sec
.....
Si	7	5×10^{15}	850 ⁰ C 20 sec
Si	7	5×10^{15}	2×(850 ⁰ C 20sec)
Si	7	5×10^{15}	900 ⁰ C 20 sec
Si	7	5×10^{15}	2×(850 ⁰ C 20sec) + 900 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{13}	850 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{13}	950 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{13}	1050 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{13}	1150 ⁰ C 20 sec
.....
Se	10,9	10^{14}	850 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{14}	945 ⁰ C 20 sec
Se	10,9	10^{14}	1035 ⁰ C 35 sec
.....
Se	7,7	5×10^{14}	850 ⁰ C 20 sec
Se	7,7	5×10^{14}	850 ⁰ C 60 sec
Se	7,7	5×10^{14}	900 ⁰ C 20 sec
Se	7,7	5×10^{14}	975 ⁰ C 20 sec
.....
Se	8	4×10^{14}	850 ⁰ C 20 sec
Se	8	4×10^{14}	850 ⁰ C 20 sec + 850 ⁰ C 20 sec
Se	8	4×10^{14}	850 ⁰ C 20 sec + 950 ⁰ C 20 sec

tableau 3-II Liste des échantillons mesurés pour l'optimisation des recuits.

considère que les différences entre les courbes en trait plein de la figure 3-10 ne sont pas significatives et que tous les recuits y ont été d'une efficacité comparable.

3.4.1.2 Recuits d'échantillons implantés au Si

Pour une dose de 10^{15} ions·cm⁻² de Si la situation est la même, tous les recuits ont donné des résultats similaires; le dommage résiduel, thermiquement stable, est un peu plus important cette fois, mais il est encore concentré dans un pic de 1 μ m de largeur centré à 3 μ m.

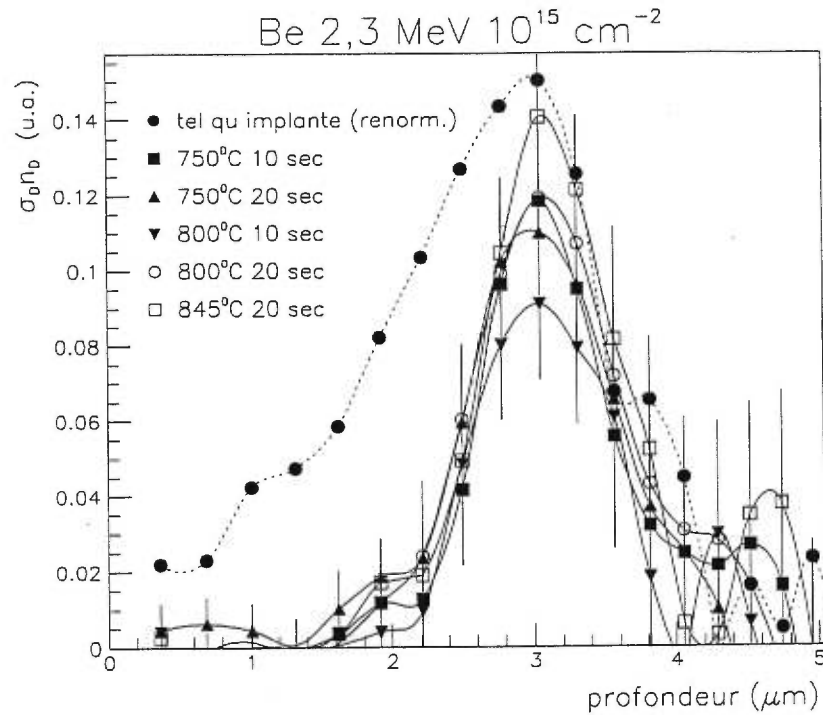


figure 3-10 Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec 10^{15} ions·cm $^{-2}$ de Be à 2,3 MeV avant et après un recuit. L'échelle verticale ne s'applique qu'aux profils d'échantillons recuits, la courbe pointillée est celle de n_{pd} .

Avec 5×10^{15} ions·cm $^{-2}$ un recuit minimum de 900°C et 20 sec est nécessaire et le profil résultant est formé d'un pic apparemment double, illustré à la figure 3-11, toujours à la même profondeur et de largeur comparable au cas précédent.¹⁷ La double structure du pic n'est pas un accident relié à un choix particulier de fenêtres d'intégration et elle n'est évidente qu'après les recuits les plus efficaces. Le premier maximum se situe à la même profondeur ($\sim 2,8 \mu\text{m}$) que le maximum de n_D dans l'échantillon non-recuit alors que le second est à la profondeur ($\sim 3,37 \mu\text{m}$) du maximum de la distribution des ions (SIMS). Bien sûr une correspondance exacte ne peut pas être établie à cause de la précision limitée de l'échelle de profondeur.

3.4.1.3 Recuits d'échantillons implantés au Se

Une dose de 10^{13} ions·cm $^{-2}$ de Se à 10,9 MeV produit un dommage facile à éliminer, comme en témoignent les spectres canalisés des échantillons recuits qui se confondent pratiquement à celui de l'échantillon non-implanté.

¹⁷ On notera que les barres d'erreur des figures 3-10, 3-11 et 3-12 sont fournies pour faciliter la comparaison des différentes courbes; elles ne représentent pas des variations possibles dans la forme des profils qui, elles, sont nettement plus petites.

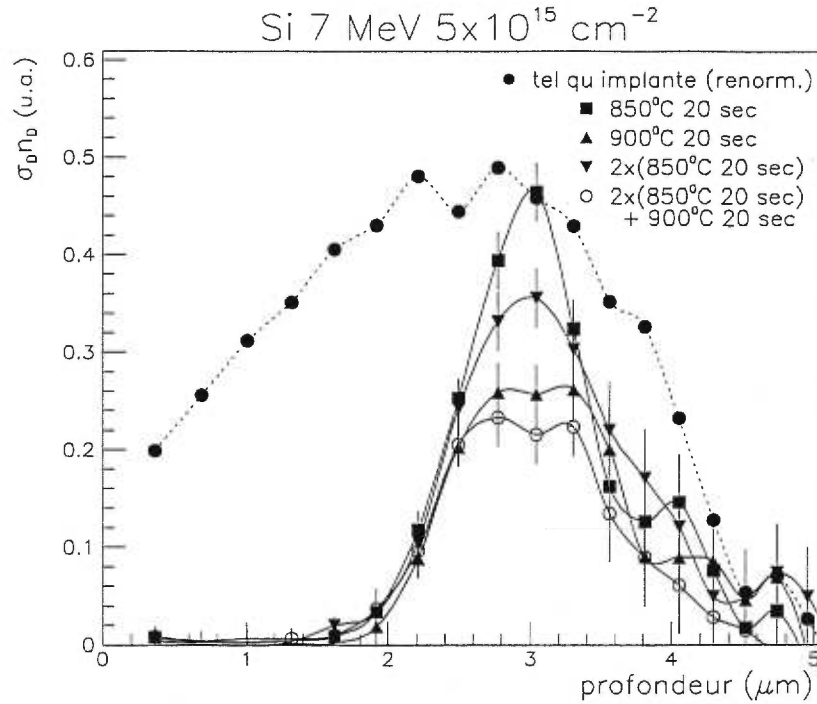


figure 3-11 Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec $5 \times 10^{15} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Si à 7 MeV avant et après un recuit. L'échelle verticale ne s'applique qu'aux profils d'échantillons recuits, la courbe en pointillés est celle de n_{pd} .

Les profils de centres diffuseurs pour une dose de $10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Se à 10,9 MeV sont montrés à la figure 3-14. Le recuit de 20 secondes à 850°C est bien insuffisant pour reconstruire convenablement le cristal, par contre il n'y a pas d'amélioration de la structure pour un recuit plus long et plus chaud que 20 secondes à 950°C . On note que la distribution du dommage résiduel est plus large et que, contrairement au Be et au Si, la qualité de la reconstruction des premiers microns dépend elle aussi des paramètres du recuit, même si la reconstruction s'y fait plus facilement que dans la région la plus endommagée. On remarque aussi que la double structure (correspondant aux positions $2,2 \mu\text{m}$ et $2,9 \mu\text{m}$ sur la figure 3-11) est d'autant plus plus évidente quand la reconstruction est mieux réussie, comme c'est aussi le cas du Si à $5 \times 10^{15} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$. Cette fois la première «bosse» se situe plus près de la surface et la deuxième est près du maximum de n_D mesuré avant le recuit, les associations faites avec les positions des deux parties du profil pour le Si ne sont pas confirmées par l'implantation de Se.

Ces résultats ont aussi été vérifiés avec $4 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Se à 8 MeV et $5 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ de Se à 7,7 MeV; seulement la double structure du pic est difficile à confirmer à plus faible énergie, parce que les profils sont plus comprimés.

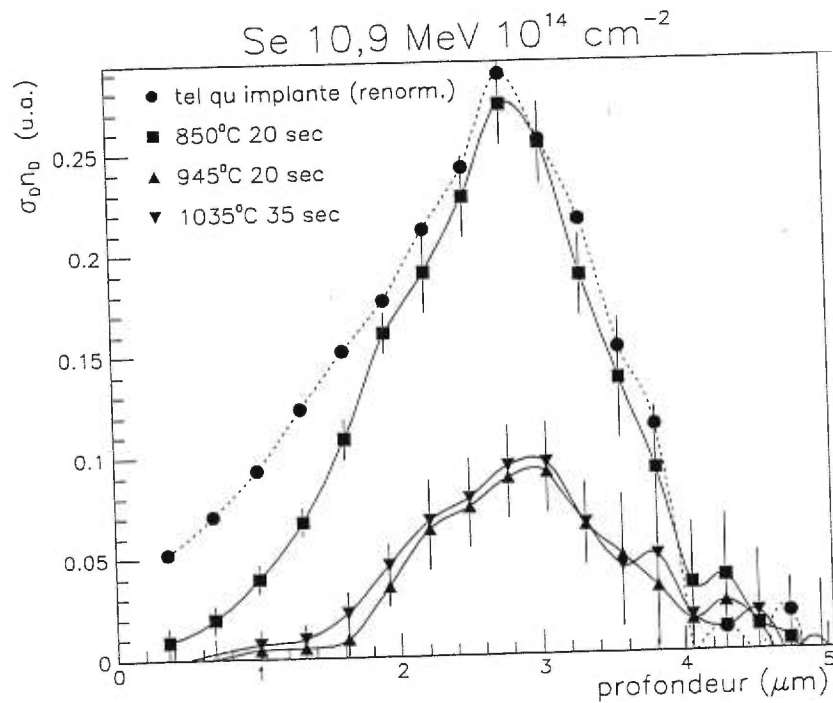


figure 3-12 Densité de centres diffuseurs pour un échantillon implanté avec 10^{14} ions·cm⁻² de Se à 10,9 MeV avant et après un recuit. L'échelle verticale ne s'applique qu'aux profils d'échantillons recuits, la courbe en pointillés est celle de n_{pd} .

3.5 Couche déformée

Le prochain chapitre sera consacré à la déformation du réseau dans les échantillons implantés et non-recuits. Il y a pourtant deux aspects qu'il convient de traiter maintenant, soient l'influence que peut avoir une telle déformation sur les mesures de canalisation et la possibilité d'utiliser cette dernière pour confirmer les mesures de diffraction de rayons x.

3.5.1 Profils angulaires

Pour un échantillon constitué d'une couche uniformément déformée tétragonalement sur un substrat non déformé, l'orientation des canaux non perpendiculaires à la surface sera différente pour le substrat et pour la couche déformée, tel qu'illustré par la figure 3-13. On peut s'attendre à ce que les profils angulaires obtenus en intégrant les parties des spectres qui correspondent à la couche superficielle (déformée) et au substrat (non-déformé) présentent des minima qui correspondent à l'orientation du canal dans chaque région, mais il n'en est généralement pas ainsi puisque la couche superficielle, à

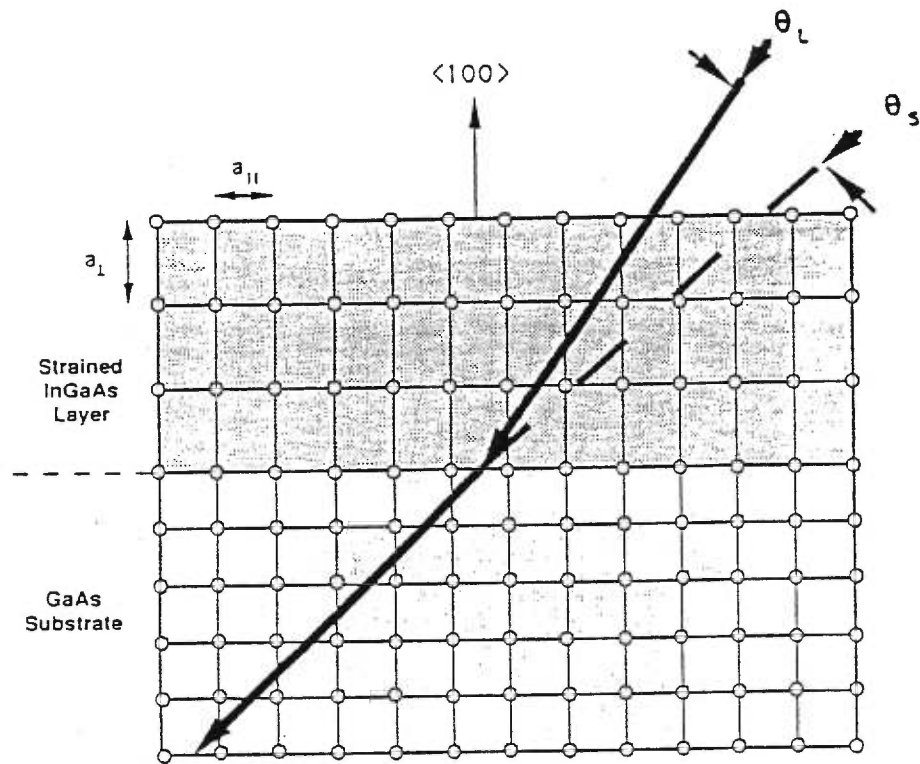


figure 3-13 Illustration d'une couche déformée tétraogonalement qui surmonte un substrat de réseau cubique. Les flèches indiquent les directions que prend un canal $\langle 111 \rangle$ dans le substrat (θ_s) et dans la couche déformée, (θ_L).

moins d'être très mince,¹⁸ guide le faisceau incident dans la direction de son propre canal et les ions pénètrent le substrat avec un angle bien différent de l'angle d'incidence à la surface.[Pi86] Dans les faits, il est parfois possible d'observer un déplacement du minimum en fonction de la profondeur, mais l'amplitude de ce déplacement n'est pas simplement reliée au changement de direction du canal à l'interface; seule une comparaison avec une simulation numérique pourrait possiblement permettre de mesurer ainsi ce changement.[Ba83,He94,He96]

La figure 3-14 présente les profils angulaires pour le canal $\langle 110 \rangle$, obtenus pour différentes profondeurs dans un échantillon non-recuit et implanté sur la moitié de sa surface avec 10^{14} ions-cm⁻² de Se à 10,9 MeV. Les fenêtres d'intégration utilisées sont dessinées sur les spectres à la figure 3-14 c). Les profils sont symétriques, aucune déviation du canal ne peut y être observée. En plus de l'élévation du minimum du puits quand la profondeur augmente, on note aussi un rétrécissement de la largeur du puits. En surface les puits des sections implantée et non-implantée ont sensiblement la même largeur, mais l'évolution avec la profondeur se fait plus rapidement dans la section implantée. Les balayages angulaires calculés quand l'amplitude de vibration thermique du réseau est plus grande indiquent aussi un rétrécissement du puits [figure 3.18 de Fe82a] mais ce dernier est accompagné d'une

¹⁸ Par exemple, dans le $Gd_3Ga_5O_{12}$ implanté, une couche d'à peine 1000 Å réoriente ainsi un faisceau de particules α à 2 MeV.[Pa81]

élévation du χ_{\min} beaucoup plus faible que celle illustrée à la figure 3-14 b). Il est donc peu probable que le dommage présent dans l'échantillon soit constitué principalement d'atomes peu déplacés de leur site¹⁹ puisque cette configuration est similaire à celle d'une cible chaude. La largeur du puits semble en effet reliée à sa profondeur, qu'il ait été mesuré dans la section implantée ou dans celle qui ne l'avait pas été. En conséquence, on ne prétendra pas essayer de mettre en évidence l'existence de sites préférentiels pour le positionnement des atomes déplacés à partir de la figure 3-14 a) et b) sans avoir procédé à des calculs exhaustifs pour comparer.²⁰

3.5.2 Spectre en région implantée

Il pourrait être possible, en principe, de déterminer la déformation dans une couche épitaxiale uniformément déformée avec une interface abrupte, en comparant les spectres RBS canalisés à ceux obtenus par simulations numériques. Si le changement de direction du canal est comparable à l'angle critique, ψ_c , une partie des ions sera décanalisée, et comme l'angle critique dépend de l'énergie, l'importance de la décanalisation augmentera avec l'énergie.

Dans le cas plus général où la couche uniformément déformée est séparée du substrat par une interface plus ou moins diffuse, la décanalisation dépend de l'importance de la déformation et aussi de l'épaisseur de la couche interfaciale. Si cette dernière est comparable à la «longueur d'interaction»²¹ un effet de guidage du faisceau canalisé sera observé à condition que le rayon R_c , défini par la courbure des rangées d'atomes dans la couche interfaciale, soit supérieur au rayon de courbure maximal R_{cm} prédit par le modèle de Quéré.

Comme il ne semble pas du tout évident de déterminer l'épaisseur de l'interface en comparant des simulations et des mesures prises à différentes énergies [Vo88b], on préfère comparer R_c à R_{cm} pour savoir si, dans le cas des mesures présentées dans ces pages, il faut s'attendre à un bon guidage du faisceau jusqu'au substrat, ou au contraire à une forte décanalisation à l'interface. Ces quantités s'expriment donc ainsi: $R_c = L/\phi$, où L est la longueur de la partie courbée de la rangée d'atomes, ϕ l'angle de déflexion, et $R_{cm} = 1,28a_{TF}/\psi_1^2$, avec les définitions habituelles. Si l'on utilise les valeurs de L et ϕ suggérées par les profils de ϵ_{\perp} qui sont fournis au chapitre 4, R_c est trois ordres de grandeur plus grand que R_{mc} . On ne s'attend donc pas à ce que la déformation cause une décanalisation remarquable et vienne ainsi compliquer indûment la mesure de la densité de défauts par canalisation dans les directions $\langle 110 \rangle$ ou $\langle 111 \rangle$.

¹⁹ Tel que l'a déjà proposé un autre groupe, voir la section 3.2.5.

²⁰ Voir la section 3.2.5.

²¹ Un concept nettement plus facile à définir dans le cas de la canalisation planaire où le mouvement transverse des ions a la même phase...

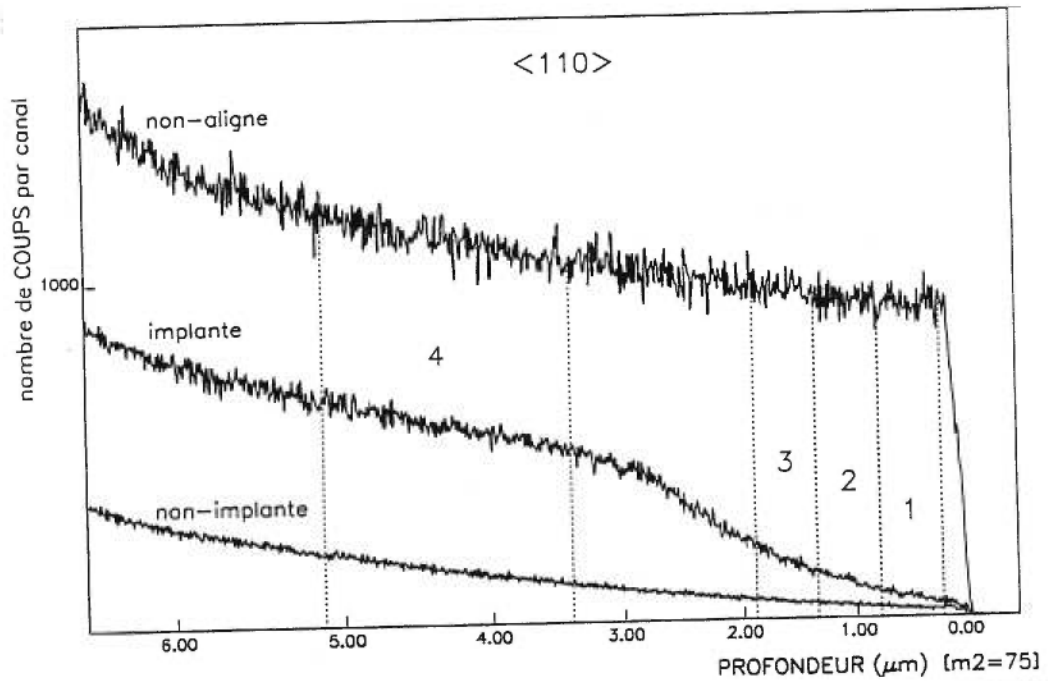
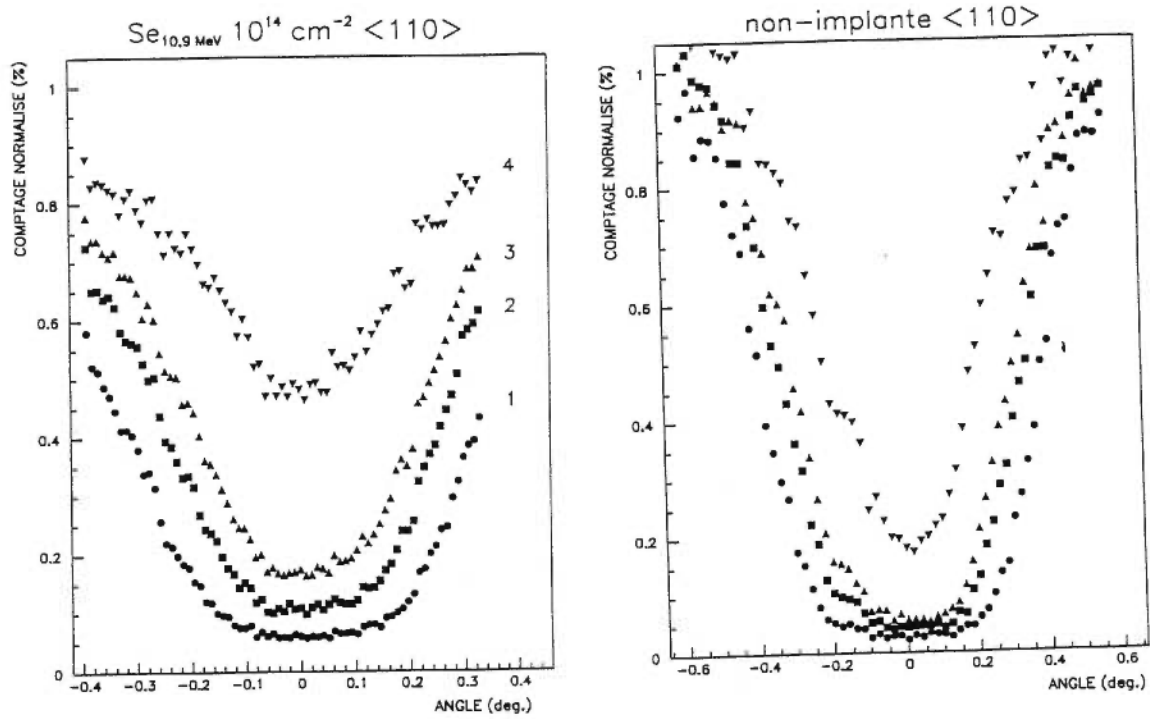


figure 3-14 Balayage angulaire du canal <110> d'un échantillon tel qu'implanté avec 10¹⁴ cm⁻² de Se à 10,9 MeV a) et d'un échantillon non-implanté b). Les différentes courbes sont obtenues en traçant les x qui proviennent des fenêtres illustrées avec les spectres correspondants en c); le puits le plus profond correspond à la fenêtre la plus près de la surface et ainsi de suite pour les autres.

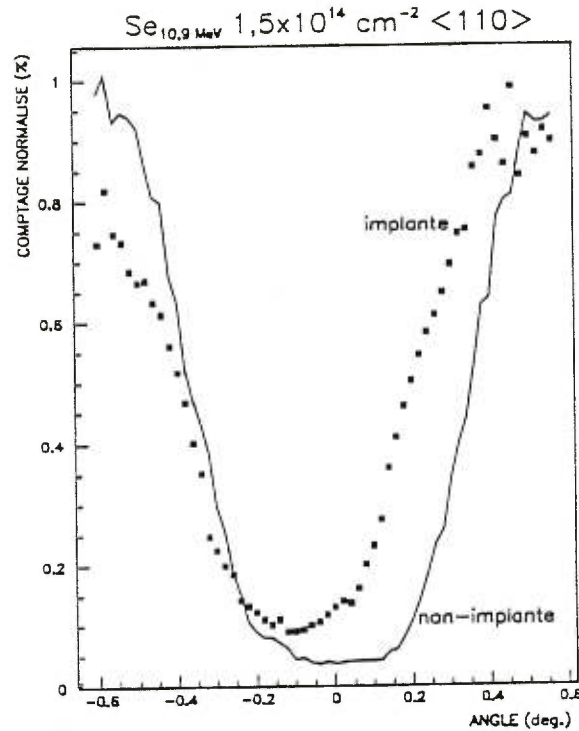


figure 3-15 Comparaison des puits du canal $\langle 110 \rangle$ pris à la surface dans un échantillon partiellement implanté pour mesurer la déformation dans la région implantée.

3.5.3 Mesure de la déformation

La technique généralement utilisée pour mesurer la déformation par canalisation ionique consiste à mesurer la différence angulaire entre les canaux $\langle 110 \rangle$ et $\langle 100 \rangle$, ou entre $\langle 110 \rangle$ et $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$, et nécessite une grande précision du goniomètre sur une large plage. [La78, Pa81] La solution adoptée ici fait la différence entre l'orientation du même canal dans une région implantée de l'échantillon et une autre, non implantée, qui lui est adjacente.

Le décalage $\theta_{\langle 110 \rangle}^{imp} - \theta_{\langle 110 \rangle}^{non-imp}$ obtenu à l'aide de la figure 3-15 est de $-0,11 \pm 0,02^\circ$, une valeur qui a été confirmée avec un faisceau de 7 MeV et aussi avec le canal $\langle 111 \rangle$. Géométriquement, ceci correspond à une déformation perpendiculaire uniforme de +0,4% dans le matériau implanté, ce qui représente assez bien le profil de ϵ_{\perp} obtenu au chapitre 5. Il doit être souligné que la courbure de l'échantillon ne devrait pas entacher les mesures de canalisation d'une erreur significative puisque l'échantillon est rectangulaire et le déplacement nécessaire pour passer de la section implantée à la section non implantée se fait — dans le cas de la mesure selon $\langle 111 \rangle$ — dans la direction parallèle au plus grand côté, alors que le balayage effectué lui est perpendiculaire. Puisque la courbure d'un échantillon implanté est cylindrique, il s'agit là de la géométrie qui, en principe, élimine les effets de courbure.

3.6 Discussion

On trouve ici en résumé l'ensemble des points mis en évidence par les mesures de canalisation ionique sur les échantillons de GaAs implantés au Be de 2,3 MeV, au Si de 7 MeV, ou au Se de 10,9 MeV. Les thèmes de l'étude des échantillons non-recuits sont l'évolution du dommage en fonction de la dose implantée et la recherche d'un lien entre les densités mesurées de défauts et le nombre calculé de paires.

Un changement de comportement de $n_D(\varphi)$ est observé pour le Si autour de 10^{16} ions·cm⁻² et pour le Se à 5×10^{13} ions·cm⁻². Cette différence se caractérise par un changement de la pente de $\chi(z)$, une régression du nombre effectif de centres diffuseurs quand la dose augmente et l'apparition d'un petit pic dont la profondeur correspond au maximum de n_F et qui surmonte une distribution plus étalée similaire à celle qu'on observe à faible dose. Un changement dans le caractère du dommage avait déjà été observé à faible énergie et il correspond au point d'inflexion, φ_c , de la courbe de forme sigmoïdale qui donne le dommage mesuré en fonction de la dose.²² Ce point d'inflexion marque la frontière entre les domaines infralinéaire et supralinéaire de l'accumulation du dommage en fonction de la dose. Près de φ_c un faible changement de la densité de courant ou de la température d'implantation a un effet dramatique sur le niveau du dommage observé. Les valeurs plus élevées de j et de T_i pour les implantations de Si pourraient probablement expliquer pourquoi le changement dans le type de dommage produit se fait à une densité de lacunes sensiblement plus élevée qu'avec le Se : Le profil de $n_D(z)$ pour 10^{16} Si·cm⁻² ressemble à celui obtenu avec $2,5 \times 10^{14}$ Se cm⁻² même si le nombre de paires créées par ion n'est que cinq fois plus élevé pour le Se que pour le Si. Ce nouveau type de dommage pourrait bien indiquer la formation de petites poches amorphes, [Ba87b] ou d'autres défauts ponctuels [Ba94] ou étendus; les résultats ne permettent pas d'en faire la distinction.

Pour les implantations à basse énergie, [We89b,We90] le décalage vers la surface des distributions n_D par rapport à n_F et le désaccord dans leur intensité a été observé avec les échantillons implantés à la température de la pièce, mais pas avec ceux qui l'étaient avec une faible densité de courant ou qui étaient refroidis à 80K,²³ alors que d'autres [Ta86] n'ont observé cet effet que pour les j faibles. À plus haute énergie (Si de 1 MeV [We92b]) le même genre de désaccord entre les distributions calculées et mesurées a été observé pour une implantation à la température de la pièce et cette fois le décalage de n_D vers la surface s'observe pour une densité de courant très faible ($j < 10$ pA·cm⁻²). D'après ces observations, le décalage serait relié à l'efficacité du recuit dynamique, mais les résultats présentés indiquent plutôt une dépendance sur la masse de l'ion. De plus, dans certains cas à faible énergie les distributions mesurées s'étendent plutôt vers l'intérieur de l'échantillon, de telle sorte qu'on peut

²² Se référer à la figure 1-2.

²³ Il s'agit de la température d'implantation, la température à laquelle la mesure a été effectuée (80K ou 300K) n'a pas d'influence.

conclure que parfois les profils de défauts mesurés dans le GaAs peuvent être prédits par le calcul de la densité de paires de Frenkel, mais sauf dans le cas des cibles refroidies, les conditions pour lesquelles ces prédictions sont correctes ne sont pas connues. Les mesures présentées ne permettent pas de prouver irrémédiablement qu'une diffusion préférentielle des défauts vers la surface est responsable du désaccord entre les formes des distributions n_D et n_F et qu'il ne s'agit pas d'une différence dans l'efficacité du recuit dynamique à diverses profondeurs, mais la dépendance supralinéaire de n_D sur n_F dans un profil le suggère.

Il existe une différence majeure entre l'implantation à basse énergie et celle à haute énergie en ce qui concerne le taux d'endommagement. À haute énergie le recuit est assez efficace pour que le taux d'endommagement demeure infralinéaire sur toute la gamme de doses pratiquement accessibles, et à cause de cela la forme sigmoïdale typique n'est pas toujours observable.

L'absence de dépendance locale entre $n_D(z)$ et $n_F(z)$ dans un groupe d'échantillons distingue aussi l'implantation à haute énergie de celle à basse énergie.²⁴ Aucune corrélation n'a pu être obtenue même en se limitant aux faibles doses et à un seul type d'ion, ou en introduisant un recuit dynamique proportionnel à $\mathcal{E}_{in\acute{e}las}$ comme l'ont suggéré récemment certains chercheurs.[He96b] Mais à condition d'exclure les structures que l'on attribue au second type de dommage, il est possible d'obtenir une courbe commune avec les valeurs maximales (ou de surface) du Be et du Si, et une autre avec le Se, ce qui suggère tout de même un lien entre le dommage observé et la dose implantée...

Pour les échantillons recuits, trois types de résultats sont obtenus. À faible endommagement la reconstruction de la structure cristalline est très réussie. Quand le dommage est un peu plus important les défauts résiduels forment une bande d'un micron d'épaisseur près de l'endroit où se situait le maximum des défauts avant le recuit et la réussite de ce dernier ne dépend pas des paramètres essayés. Lorsque le dommage est le plus important il faut choisir un minimum de 950°C et de 20 s pour obtenir le minimum de défauts résiduels. Dans tous les cas il est facile d'obtenir une très bonne qualité cristalline dans la couche superficielle. La double structure de la bande de défauts résiduels apparaît quand le dommage original est assez important, pour des doses de Si et de Se pour lesquelles un comportement différent a déjà été noté dans les profils des échantillons tels-qu'implantés. La profondeur de ces maxima suggère qu'il s'agit de deux bandes de défauts secondaires situées de part et d'autre d'une zone qui était occupée par une mince couche très endommagée avant le recuit et qui était alors responsable de ce petit pic qui chapeaute la distribution plus étalée de n_{pd} .

Quant à la déformation tétragonale dans la couche implantée non-recuite, elle ne peut pas être détectée par un balayage angulaire puisque le faisceau d'analyse est facilement guidé dans la direction

²⁴ On verra au prochain chapitre un exemple de distribution qui diffère de n_D mais pour laquelle une dépendance peut néanmoins être établie.

du canal à mesure que celle-ci change. Pour cette même raison, l'influence de ϵ_{\perp} sur les spectres canalisés devrait être minime. Et finalement, en comparant les balayages angulaires pris dans des zones implantée et non-implantée d'un même échantillon on a pu confirmer la mesure par XRD de ϵ_{\perp} sans toutefois atteindre le même niveau de précision ni produire de profil en profondeur.

4

Diffraction de Rayons X

4.1 Introduction

Les mesures de diffraction de rayons X consistent à illuminer un échantillon avec un faisceau monochromatique et à observer l'intensité réfléchiée en fonction de l'angle d'incidence (ω) et de l'angle de détection (2θ). Pour qu'il y ait interférence constructive il faut que la phase soit la même pour les ondes réfléchies par chacun des plans parallèles d'atomes, ce qui implique que la différence de parcours pour la diffusion par différents plans est égale à un nombre entier de longueur d'onde, tel qu'illustré à la figure 4-1. Cette condition s'exprime par la loi de Bragg : $n\lambda = 2d \sin \theta_B$ où λ est la longueur d'onde, n un nombre entier, d la distance interplanaire et θ_B l'angle de Bragg, mesuré entre la direction incidente de l'onde et les plans responsables de la diffraction.¹

Dans le cas simple illustré à la figure 4-1 b), où une couche épaisse déformée tétraگونalement et non-relaxée surmonte un substrat, la distance interplanaire peut prendre deux valeurs — une pour la couche et une autre pour le substrat — donc il y a deux valeurs de θ pour lesquelles une interférence constructive se produit (sauf si les plans sont verticaux, bien entendu...). Si la diffraction est produite par des plans parallèles à la surface, la déformation peut être obtenue par l'équation²

$$\epsilon_{\perp} \equiv \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\perp} = \frac{\sin \theta_s}{\sin \theta_t} - 1 \quad (4.1)$$

où θ_s et θ_t sont les angles de Bragg correspondant au substrat et à la couche déformée, respectivement. Si $\theta_t < \theta_s$, la déformation est positive et il s'agit d'une dilatation du réseau; pour obtenir la condition d'interférence constructive, c'est-à-dire la même valeur de $n\lambda$, un angle de Bragg plus petit implique une distance interplanaire plus grande. Un argument symétrique implique que $\theta_t > \theta_s$, correspond à une contraction de la maille.

Si les plans de diffraction font un angle ϕ_s (pour le substrat) ou ϕ_t (pour la couche) avec la surface de l'échantillon, un calcul géométrique simple donne les équations suivantes pour les déformations perpendiculaire (ϵ_{\perp}) et parallèle (ϵ_{\parallel}) à la surface :

¹ On remarquera qu'il ne s'agit pas de l'angle d'incidence défini habituellement dans les problèmes d'optique et qu'il appartient toujours au premier quadrant.

² $\left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\perp}$ est la notation habituelle pour indiquer $\frac{\Delta a_{\perp}}{a}$.

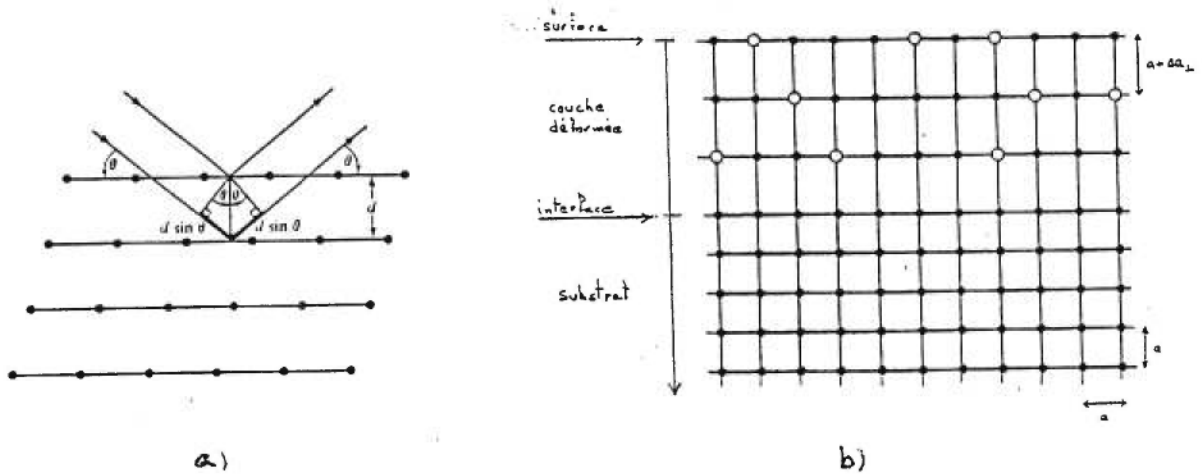


figure 4-1 a) Illustration de la loi de Bragg. b) Schéma d'une couche déformée tétraogonalement sur un substrat cubique (pour la simplicité). La contrainte y est entièrement accommodée puisqu'il n'y a pas de dislocations à l'interface. a est le coté de la maille initiale et $a + \Delta a_{\perp}$ celui de la maille déformée dans la direction perpendiculaire à la surface.

$$\epsilon_{\perp} \equiv \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\perp} = \frac{\cos \phi_s \times \sin \theta_s}{\cos \phi_l \times \sin \theta_l} - 1 \quad (4.2)$$

$$\epsilon_{\parallel} \equiv \left(\frac{\Delta a}{a} \right)_{\parallel} = \frac{\sin \phi_s \times \sin \theta_s}{\sin \phi_l \times \sin \theta_l} - 1 \quad (4.3)$$

l'angle d'incidence (ω) est alors donné par $\theta \pm \phi$ selon que la géométrie choisie est positive ou négative, et l'angle de détection demeure 2θ .

Pour les couches superficielles minces, une interférence se produit entre les amplitudes réfléchies par les deux surfaces de la couche et se traduit par une oscillation supplémentaire de l'intensité détectée, de telle sorte qu'il n'est plus possible d'obtenir une valeur précise de la déformation en mesurant simplement la distance entre deux maxima du balayage angulaire. Pour de telles couches minces et pour les couches dont la déformation varie avec la profondeur, l'analyse des courbes demande alors d'effectuer une simulation détaillée comme décrite ci-après.

4.2 Simulation

4.2.1 Modèle

Les calculs de diffusion se font généralement à partir du modèle cinématique (diffusion simple) ou du modèle dynamique; le premier, plus simple et plus rapide, est utilisé pour l'implantation à basse énergie où la couche déformée donne lieu à une réflectivité qui ne dépasse pas 6%,[Sp81] soit environ $1 \mu\text{m}$ pour la plupart des semiconducteurs, et le second, qui tient compte de l'interaction dynamique entre les ondes réfléchies à différentes profondeurs, est nécessaire lorsque, comme ici, la profondeur impliquée est plus importante. La structure mathématique du programme de simulation est basée sur une version partielle d'un programme (TR4-SL2.BAS) gracieusement fournie par le Dr. Wie et décrite dans [Wi86d,Wi85a]. Le Dr. Kajrys a traduit, modifié et complété cette version pour l'adapter à des cas plus généraux qui incluent les mesures présentées dans ces pages. Les facteurs de structure atomiques d'une multitude d'éléments (incluant les facteurs de dispersion) ont été intégrés sous la forme paramétrisée $f = \sum_{i=1}^4 a_i \exp(-b_i \lambda^{-2} \sin^2 \theta) + c$ tabulée dans Kynoch [Ky74]. Le calcul du paramètre s tel que donné dans l'appendice de Wie et coll. [Wi85a et Wi86d] a dû être corrigé pour convenir à toutes les réflexions, incluant (115). Et finalement, il est maintenant possible de traiter les composés ternaires et quaternaires et bien entendu les superréseaux.

La méthode utilisée considère que la couche implantée peut être divisée en un nombre fini de tranches parallèles à la surface, dans lesquelles la déformation et le déplacement moyen sont considérés uniformes. La solution des équations de Takagi-Taupin donne alors une prescription pour obtenir l'amplitude de l'onde réfléchie à l'interface supérieure d'une couche donnée, à partir de l'amplitude à son interface inférieure. Le point de départ est fourni par la solution pour un cristal infiniment épais qui correspond à la réflexion due au substrat non-déformé (la gauffre est beaucoup plus épaisse que la longueur d'atténuation de l'onde dans le GaAs). Après avoir calculé la solution du cristal infini, il est possible de passer successivement d'une tranche à l'autre par l'application répétée de la solution de Takagi-Taupin, en considérant pour chaque tranche les valeurs de la déformation et du déplacement correspondantes. La solution finale correspond à l'onde réfléchie à la surface de l'échantillon. La procédure consiste donc à soumettre des profils de déformation et de déplacement, à calculer la courbe de profil angulaire correspondante, à la comparer visuellement à celle mesurée et à répéter le tout jusqu'à ce que les deux coïncident.

Après avoir tenu compte de l'effet de la température, l'intensité obtenue est à nouveau convoluée avec une gaussienne (typiquement de 5 à 10 arcsec) pour tenir compte de la dispersion du faisceau, de la diffusion Compton et des imperfections innées du cristal, incluant l'inhomogénéité latérale.

4.2.2 Dommage

La présence de dommage cristallin peut être intégrée à la simulation en apportant un facteur additionnel de type Debye–Waller qui représente un déplacement statistique (non-corrélé) *statique* des atomes par rapport au noeud du réseau qui leur est associé. Le «dommage», u , est représenté par des profils de la déviation standard du déplacement des atomes, exprimé en Å. Un échantillon endommagé est décrit comme un échantillon plus chaud, *i.e.* à *chacun* des atomes du cristal est associé un déplacement, ce qui n'est probablement pas très réaliste puisque même après un recuit dynamique important et un entreposage prolongé le dommage dans l'échantillon n'est probablement pas distribué uniformément. Mais, comme il a déjà été indiqué, une inhomogénéité latérale peut elle aussi être représentée, en première approximation du moins, par un élargissement des structures, ce qui fait que cette modélisation simple du dommage contient implicitement une première correction. Concrètement, ces déplacements ne représentent pas directement la présence de défauts plus ou moins complexes mais bien les distorsions qu'ils engendrent dans le réseau avoisinant.

4.2.3 Déformation

Lorsqu'un cristal mince de semiconducteur est irradié par un faisceau ionique qui le traverse entièrement, il se dilate isotropiquement [As91], mais si le cristal est beaucoup plus épais que la portée des ions utilisés, la partie du substrat non irradiée contraint latéralement la partie pénétrée par le faisceau et la dilatation ne peut se faire que dans la direction normale à la surface bombardée, induisant ainsi une déformation perpendiculaire, ϵ_{\perp} environ trois fois plus importante que dans le cristal mince, mais aucune déformation parallèle, ϵ_{\parallel} . Dans le cas où la matrice originale est cubique et que l'orientation d'une des faces correspond à celle de la surface, la déformation est dite tétragonale.

L'absence de déformation parallèle est bien documentée (par exemple dans Wie et coll. [Wi85a]) et elle a été vérifiée pour les échantillons responsables des résultats qui suivent en mesurant la réflexion des plans asymétriques (115)[±].³ Les profils de ϵ_{\perp} obtenus à partir des balayages <004> conviennent aussi aux balayages des plans assymétriques et la valeur maximale de ϵ_{\parallel} pour une quelconque tranche ne saurait dépasser en grandeur 0,03%, même aux doses les plus élevées. Cette limite supérieure pourrait sans doute être réduite si l'ajustement original des balayages <004> mesuré et calculé était amélioré. Si, par contre, on utilise la position des maxima pour un échantillon implanté à très forte

³ Certaines réflexions (224)[±] ont aussi été observées, mais le quasi-parallélisme du faisceau irradiant provoque un élargissement excessif des pics dans cette géométrie. Néanmoins, les résultats obtenus avec ces plans, lorsqu'ils sont utilisables, confirment les observations faites à partir des réflexions (115)[±].

dose, l'équation 4.3 donne une valeur inférieure à 0,003%.⁴ On peut aussi souligner que la mesure de ϵ_{\parallel} est particulièrement sensible en profondeur car la présence d'une déformation parallèle dans une tranche affecte aussi l'intensité réfléchiée par toutes les autres tranches qui la sépare de la surface. Or c'est justement à la frontière entre la couche irradiée et le substrat où ϵ_{\parallel} devrait être le plus grand puisque, comme il sera vu un peu plus loin, c'est là que ϵ_{\perp} varie le plus en fonction de la profondeur. En conséquence, toutes les valeurs de déformation présentées dans ce qui suit font référence à ϵ_{\perp} et ϵ_{\parallel} est considéré nul parce qu'il est trop faible pour être détecté.

4.3 Exemples

La figure 4-2 illustre les concepts qui guident l'ajustement des courbes calculées à celles mesurées. Il s'agit de cinq situations simples, définies par les profils de **déformation** et de **déplacement** schématisés à droite. Le profil angulaire de l'intensité réfléchiée calculé à l'aide du modèle dynamique a été tracé, du côté gauche de la figure, avec une échelle logarithmique pour l'axe vertical.

En a) le résultat de la simulation d'un balayage angulaire pour un échantillon vierge est présenté. L'axe horizontal donne $\Delta\theta = \theta - \theta_B$, la différence entre l'angle d'incidence, défini à la figure 4-1 a), et l'angle de Bragg. La largeur du pic (10 arcsec) est la conséquence des vibrations thermiques, de la résolution de l'appareil et de la qualité cristalline originale de l'échantillon. Aucun dommage ni aucune déformation ne sont présent.

La partie b) montre la simulation pour un échantillon constitué d'une couche épaisse (4,5 μm) uniformément dilatée ($\epsilon_{\perp} > 0$). Il s'agit de deux pics bien distincts correspondant à la couche et au substrat, tel que discuté à la section 4-1. Aucun dommage n'est présent.

En c) il s'agit de la simulation pour une couche dont la dilatation diminue avec la profondeur. Le pic qui correspond au substrat demeure inchangé et la structure qui correspond à la couche s'élargit parce que la déformation varie au travers de la couche. Si l'onde (incidente et réfléchiée) n'était pas atténuée en profondeur, cette structure aurait l'apparence d'un haut-de-forme. La tranche qui correspond à la surface a la plus forte déformation (0,2%) et produit une interférence constructive pour $\theta \approx -0,07^\circ$ alors que la tranche la plus profonde et la moins déformée est responsable de l'intensité mesurée autour de $\sim -0,035^\circ$.⁵ À la tranche superficielle correspond la plus grande intensité puisque l'onde n'y est pas atténuée. Aucun dommage n'est présent.

⁴ On considère que les deux maxima correspondent à une même tranche pour le balayage $\langle 115 \rangle^+$ comme pour le $\langle 115 \rangle^-$ même si la sensibilité à la profondeur n'est pas tout à fait la même dans les deux géométries.

⁵ Les complications dues à l'interférence entre les tranches ne sont pas considérées dans cette description, mais elles sont bien entendu incorporées au modèle utilisé pour la simulation.

En d) la situation est similaire mais la déformation croît avec la profondeur. Cette fois la tranche superficielle, la moins déformée, correspond au signal le plus proche du pic du substrat, à environ $\theta \approx -0,035^\circ$.

Enfin en e), la situation est identique à d) sauf qu'une partie de la couche déformée est maintenant fortement endommagée, ce qui a pour effet de diminuer l'intensité du signal correspondant.

4.4 Résultats

4.4.1 Différentes doses et différents ions

Des courbes de balayages angulaires typiques, pour une réflexion (004), sont présentées à la figure 4-3 (a) à c)), accompagnées des résultats de simulations qui s'y ajustent le mieux.⁶ Les profils de déformation et de déplacement correspondant apparaissent à la figure 4-3 (d) à f)), chaque point correspondant à une tranche dont l'épaisseur a été fixée à $0,1 \mu\text{m}$. Pour les trois ions, on remarque qu'une structure à gauche du pic du substrat se développe progressivement à mesure que la dose augmente, alors qu'aucun changement n'est perceptible pour $\Delta\theta > 0$. À faible dose la déformation correspondante est située en profondeur, assez près de la portée moyenne des ions. Mais à partir d'une certaine dose ($\sim 3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ pour le Be, $\sim 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour le Si et $\sim 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour le Se) cette structure à $\Delta\theta < 0$ se détache de plus en plus du pic du substrat, ce qui correspond à un étalement de la déformation jusqu'à la surface de l'échantillon. D'autre part, pour chaque échantillon le maximum de déformation augmente progressivement avec la dose implantée, jusqu'au point de saturation ($\sim 0,35\%$ pour le Be, $\sim 0,4\%$ pour le Si et $\sim 0,45\%$ pour le Se).⁷ À partir du moment où la déformation maximale tend à saturer, toute augmentation de la dose provoque un rétrécissement de la structure à $\Delta\theta < 0$ *i.e.* la déformation prend une valeur de plus en plus uniforme au travers de la couche implantée, puisque sa valeur en surface continue d'augmenter alors que son maximum tend à saturer.

Les similitudes entre les profils angulaires sont parfois remarquables, comme pour le $10^{15} \text{ Be}\cdot\text{cm}^{-2}$, le $10^{14} \text{ Si}\cdot\text{cm}^{-2}$ et le $3 \times 10^{13} \text{ Se}\cdot\text{cm}^{-2}$. De façon générale, la courbe de réflectivité qui correspond à une certaine dose de $\text{Be}_{2,3\text{MeV}}$ ressemblera beaucoup à celle d'une dose dix fois moins grande de $\text{Si}_{7\text{MeV}}$ ou 30 fois moins grande de $\text{Se}_{10,9\text{MeV}}$. Cette même correspondance se retrouve dans les profils de déformation, mais elle est moins évidente dans ceux de déplacement qui sont beaucoup moins précis. Il est intéressant de noter à ce point qu'un ion de $\text{Si}_{7\text{MeV}}$ introduit, d'après les simulations, dix fois

⁶ Il est possible d'obtenir un meilleur ajustement que celui présenté à condition d'y investir beaucoup plus de temps, mais cela n'entraîne que des changements minimes dans les profils de déformation et de déplacement.

⁷ L'exception que fait la courbe pour $10^{15} \text{ Si}^{2+}\cdot\text{cm}^{-2}$ sera abordée plus loin.

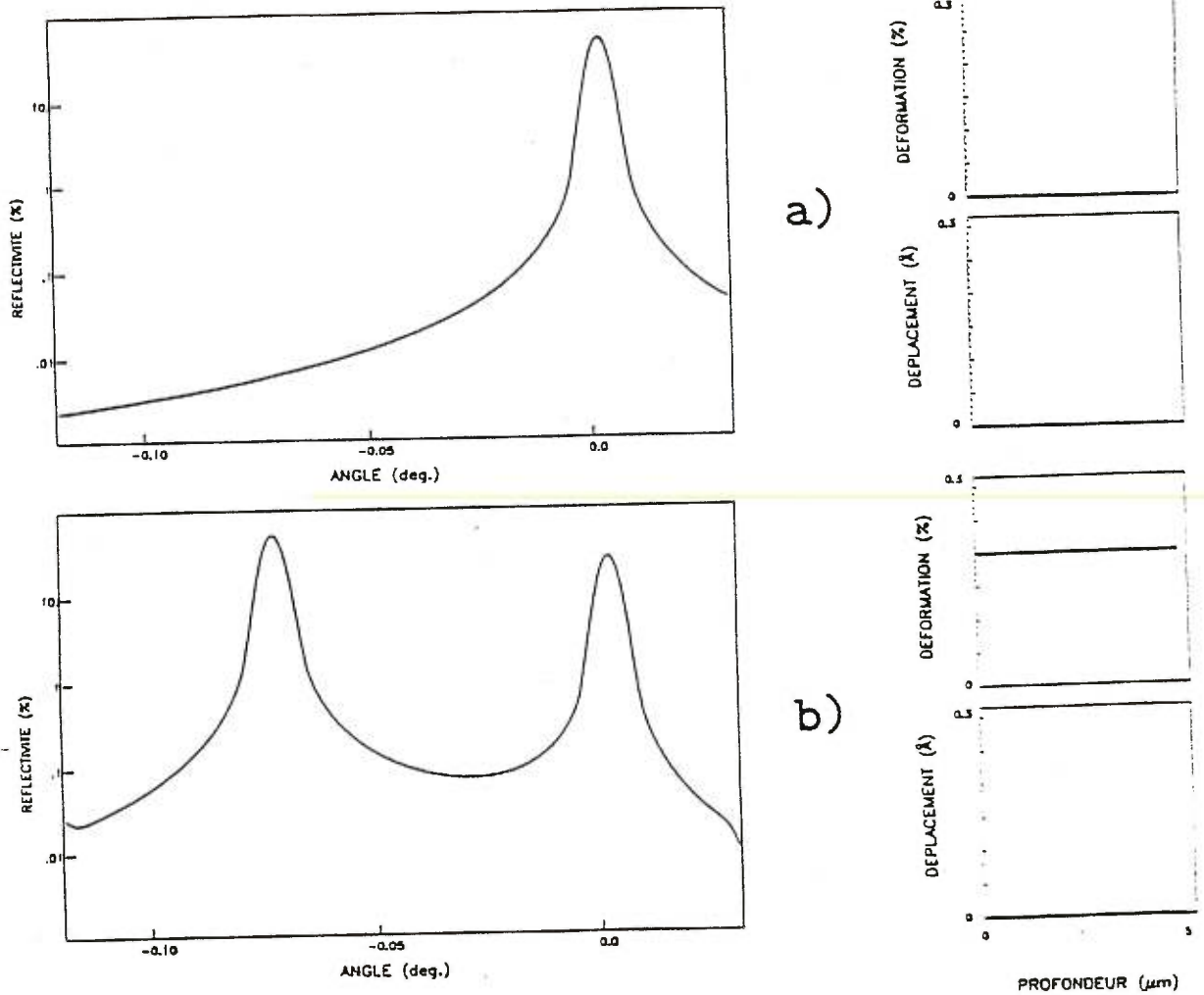
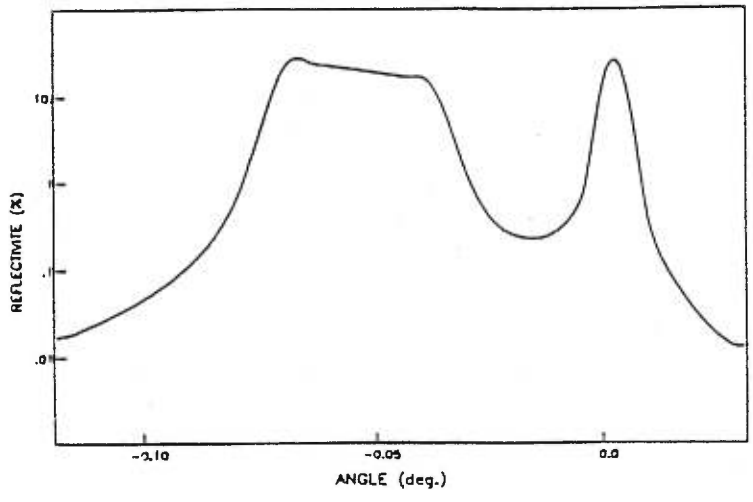
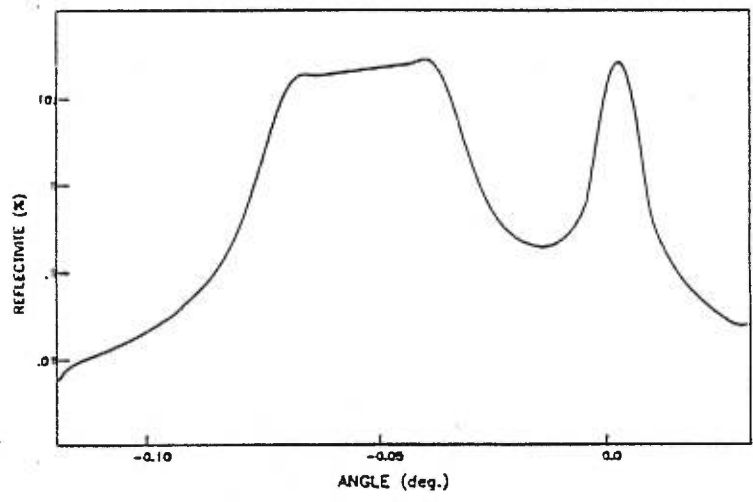
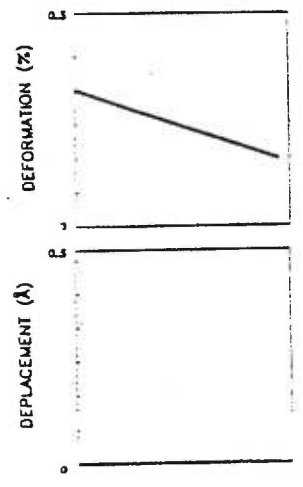


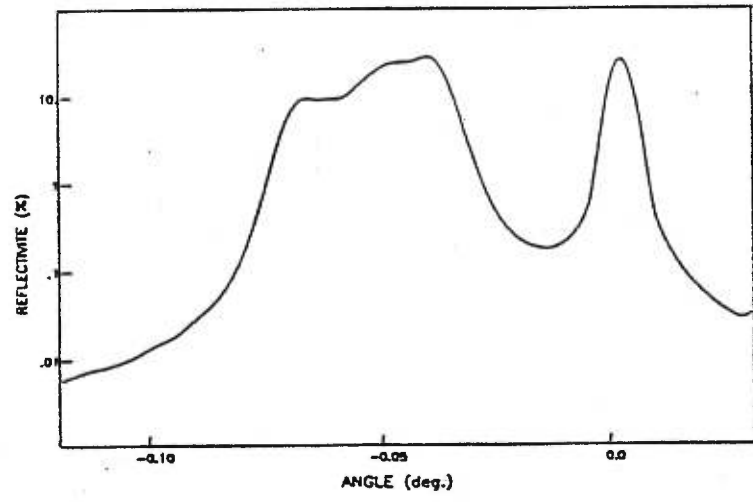
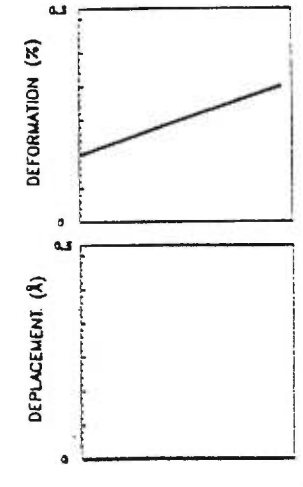
figure 4-2(première partie) Résultats de simulations (à gauche) pour cinq cas simples à valeur pédagogique, définis par les profils de déformation et de déplacement (à droite). Les paramètres qui ne sont pas spécifiés dans la partie principale du texte sont les mêmes que pour les mesures et les plans réfléchissants sont de la famille {004}.



c)



d)



e)

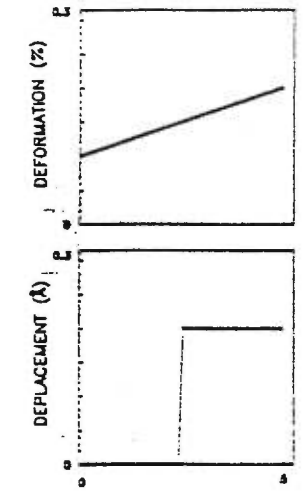


figure 4-2(seconde et dernière partie).

plus de paires de Frenkel qu'un ion de $\text{Be}_{2,3\text{MeV}}$ et que ce rapport est de 47 quand le $\text{Se}_{10,9\text{MeV}}$ est comparé au $\text{Be}_{2,3\text{MeV}}$. C'est dire que pour les trois ions des profils de réflectivité semblables sont obtenus pour des doses qui créent approximativement le même nombre de paires de Frenkel.

L'erreur absolue sur la déformation est habituellement estimée à 0,001%, tandis que celle sur le déplacement est beaucoup plus grande et difficile à évaluer, puisqu'il faudrait pour cela juger de la validité du modèle utilisé. Pour la déformation, l'erreur donnée indique la précision avec laquelle on peut déduire une déformation qui produit une structure particulière dans le balayage d'intensité et non pas la déformation associée à une tranche particulière. À un angle donné du balayage, l'intensité est bien entendu déterminée par les conditions d'interférence, mais elle dépend aussi de la quantité de matériau dont la déformation correspond à cet angle, par l'intermédiaire de l'équation (4.1), et du déplacement moyen dans les tranches concernées. Il est alors possible, dans certaines conditions, qu'une couche plus mince mais moins endommagée qu'une autre, produise un profil angulaire d'intensité similaire; de là provient la principale source d'incertitude dans la détermination de la distribution de la déformation. À titre d'exemple, il est possible dans certains cas, d'augmenter de 20% l'échelle de profondeur qui décrit la couche implantée et d'obtenir une reproduction acceptable de l'intensité mesurée, si le profil de déplacement est ajusté en conséquence. Quand le profil d'intensité présente des oscillations par contre, l'échelle de profondeur peut être déterminée précisément puisque la période des oscillations en dépend, ce qui a pour conséquence de rendre beaucoup plus ardue la reproduction de tels balayages. Même dans les cas les moins favorables, une incertitude de 20% sur l'épaisseur totale de la couche implantée est sans doute une limite supérieure car le profil de déplacement nécessaire est déjà d'une forme plutôt inattendue, pour ne pas dire irréaliste.

Pour les doses encore plus grandes, *e.g.* supérieures à $10^{14} \text{ Se}^{4+} \cdot \text{cm}^{-2}$ ou $3 \times 10^{15} \text{ Si}^{2+} \cdot \text{cm}^{-2}$, les profils d'intensité se ressemblent et rappellent celui du second exemple de la figure 4-1, indiquant qu'une couche uniformément déformée surmonte le substrat, mais avec deux particularités supplémentaires : un étalement important du côté $\Delta\theta$ très négatif, qui met en évidence la présence d'un réseau beaucoup plus déformé que l'ensemble de la couche, et un bruit de fond nettement plus important qu'à faible dose. Dans la figure 4-4 a) qui présente les balayages angulaires mesuré et calculé pour un échantillon implanté à forte dose, un bruit de fond uniforme a été soustrait de l'intensité. En d'autres termes, l'intensité illustrée à la droite du pic du substrat est de l'ordre de la variation du bruit de fond, alors que pour les valeurs d'angle les plus faibles l'intensité initiale était environ deux fois celle du bruit de fond. Il demeure donc nécessaire d'introduire une déformation de beaucoup supérieure à celle du plateau pour pouvoir reproduire la courbe expérimentale. Cette couche très déformée se situe en profondeur, près de la portée moyenne des ions ou du maximum de l'endommagement et elle doit être très mince pour produire l'intensité moyenne désirée, ce qui implique de fortes oscillations d'intensité qui ne sont pas présentes dans la courbe mesurée. Pour atténuer ces oscillations, la seule solution, compatible avec le modèle utilisé, semble être l'introduction d'une couche «amorphe» dans

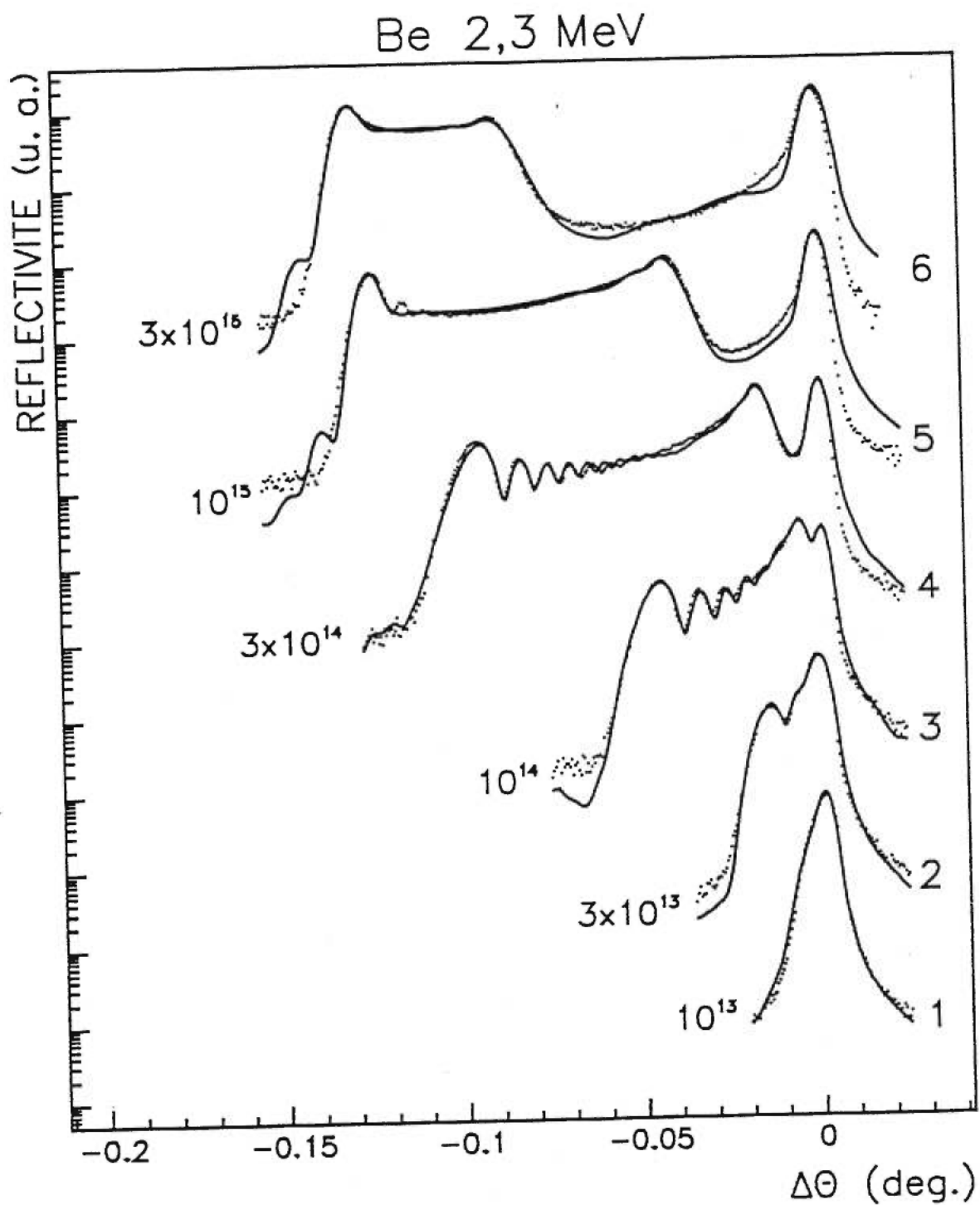


figure 4-3 a) Profils angulaires de l'intensité réfléchie (axe logarithmique) des rayons-x pour le GaAs implanté au Be de 2,3 MeV à différentes doses. La numérotation à droite des courbes facilite l'association avec les courbes de déformation et de déplacement correspondantes en d).

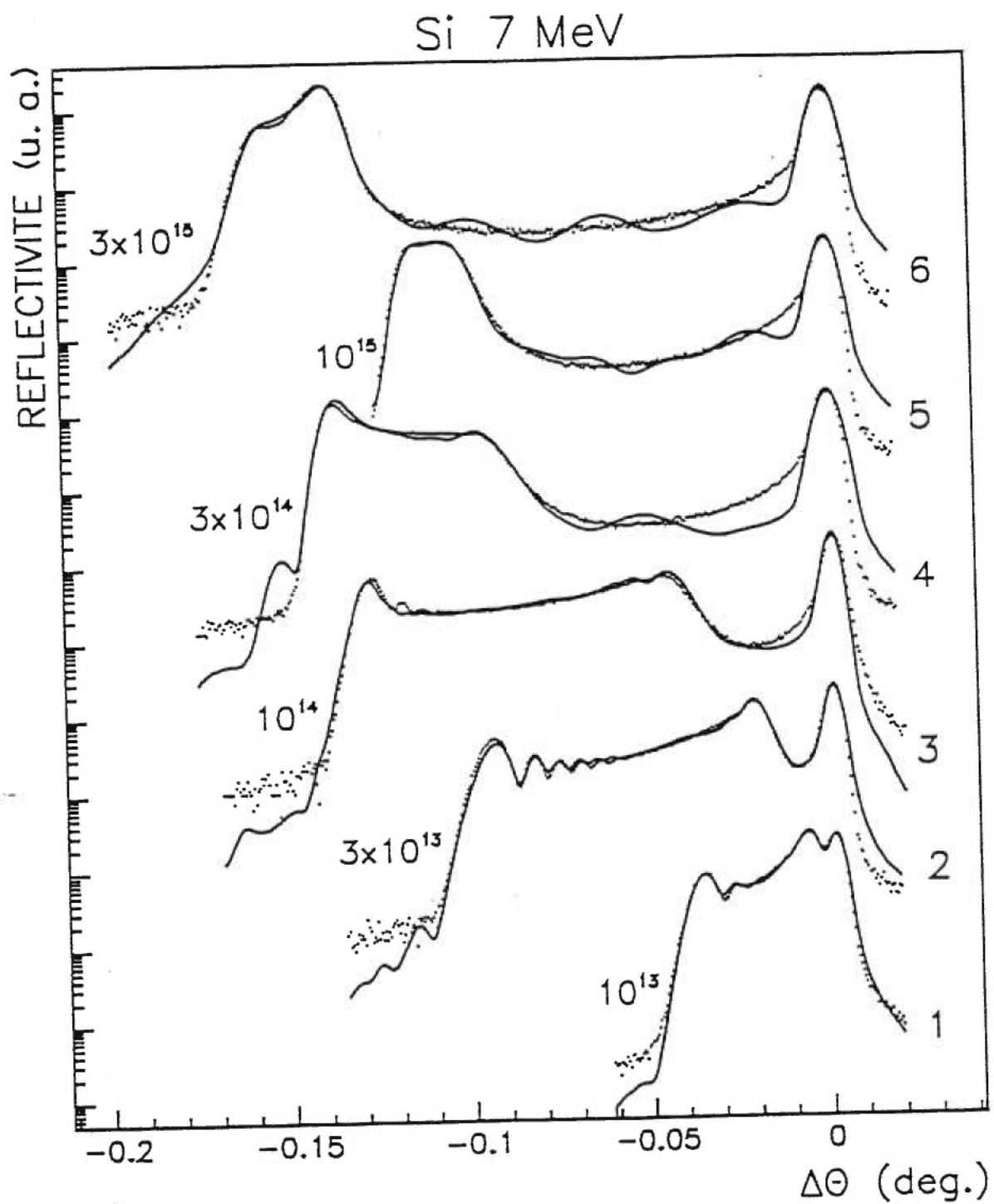


figure 4-3 b) Profils angulaires de l'intensité réfléchi (axe logarithmique) des rayons-x pour le GaAs implanté au Si de 7 MeV à différentes doses. La numérotation à droite des courbes facilite l'association avec les courbes de déformation et de déplacement correspondantes en e).

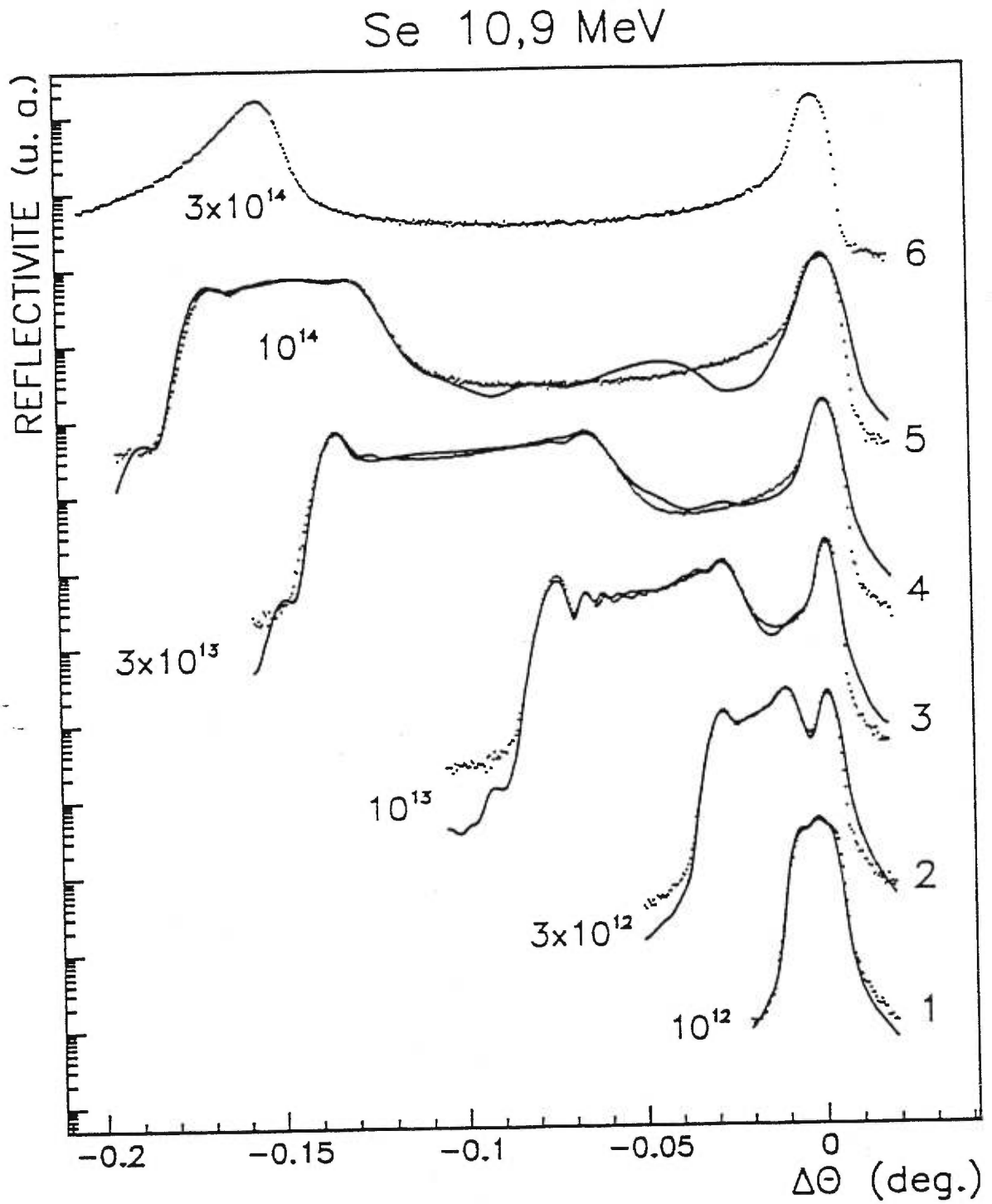


figure 4-3 c) Profils angulaires de l'intensité réfléchie (axe logarithmique) des rayons-x pour le GaAs implanté au Se de 10,9 MeV à différentes doses. La numérotation à droite des courbes facilite l'association avec les courbes de déformation et de déplacement correspondantes en f).

Be 2,3 MeV

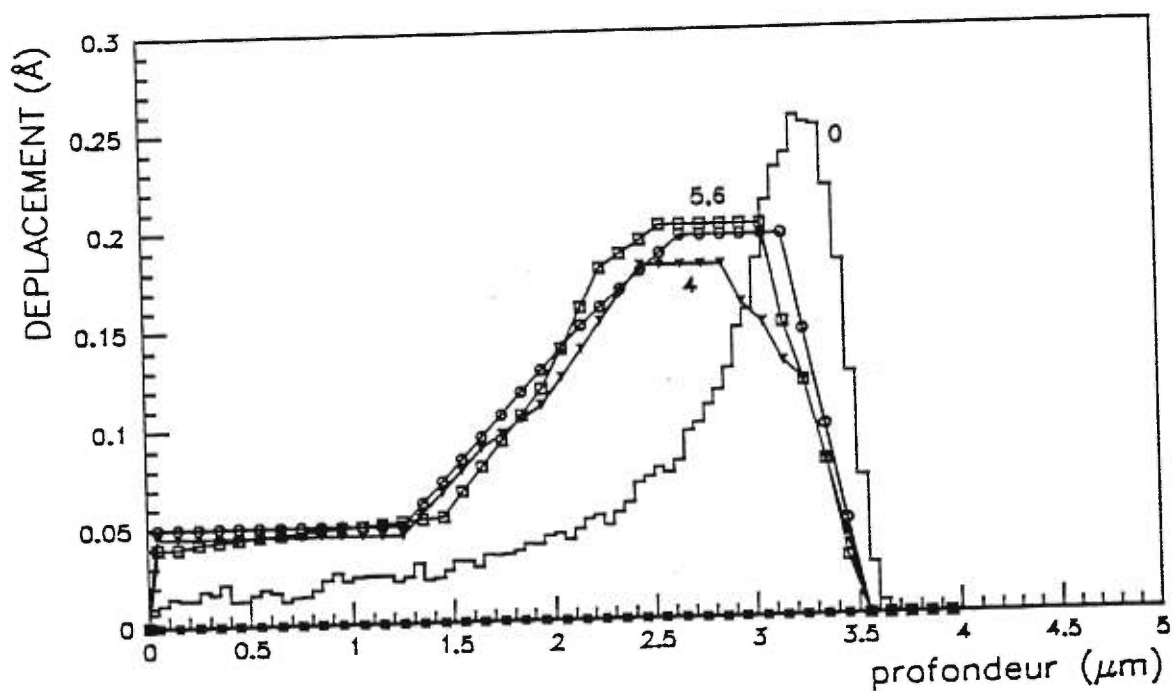
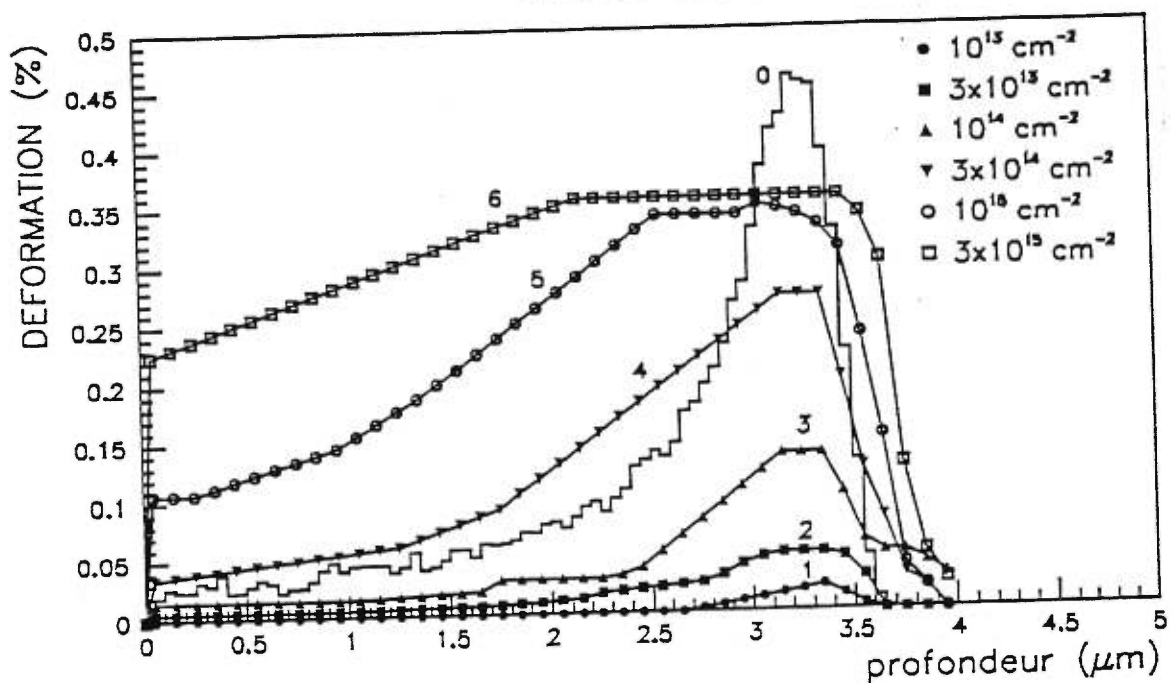


figure 4-3 d) Les courbes 1 à 6 sont les profils de déformation (partie supérieure) et de déplacement (partie inférieure) ayant servi aux simulations des balayages angulaires présentés en a). L'histogramme 0 donne la distribution des lacunes calculée par TRIM et son échelle verticale est linéaire.

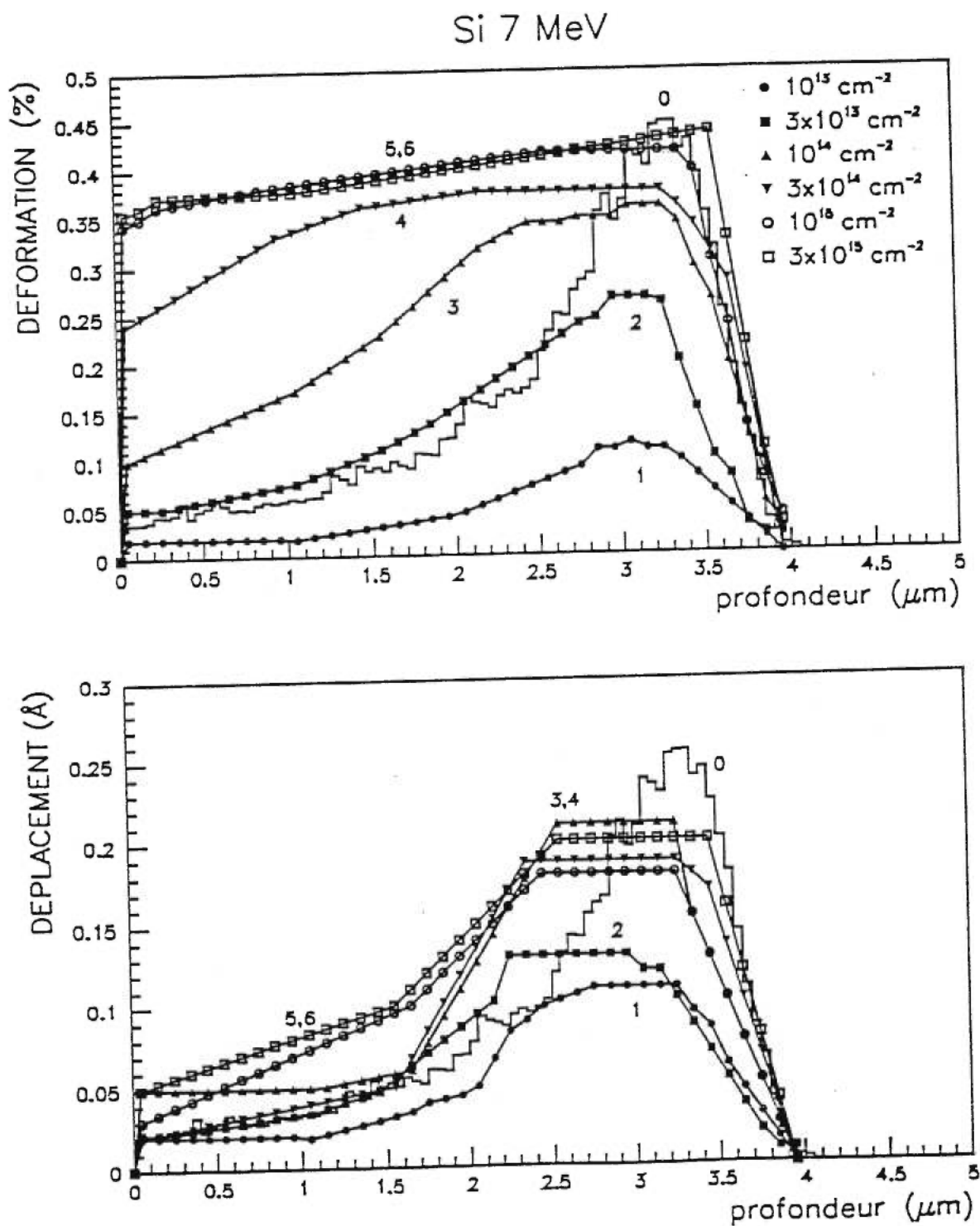


figure 4-3 e) Les courbes 1 à 6 sont les profils de déformation (partie supérieure) et de déplacement (partie inférieure) ayant servi aux simulations du balayages angulaires présentés en b). L'histogramme 0 donne la distribution des lacunes calculée par TRIM et son échelle verticale est linéaire.

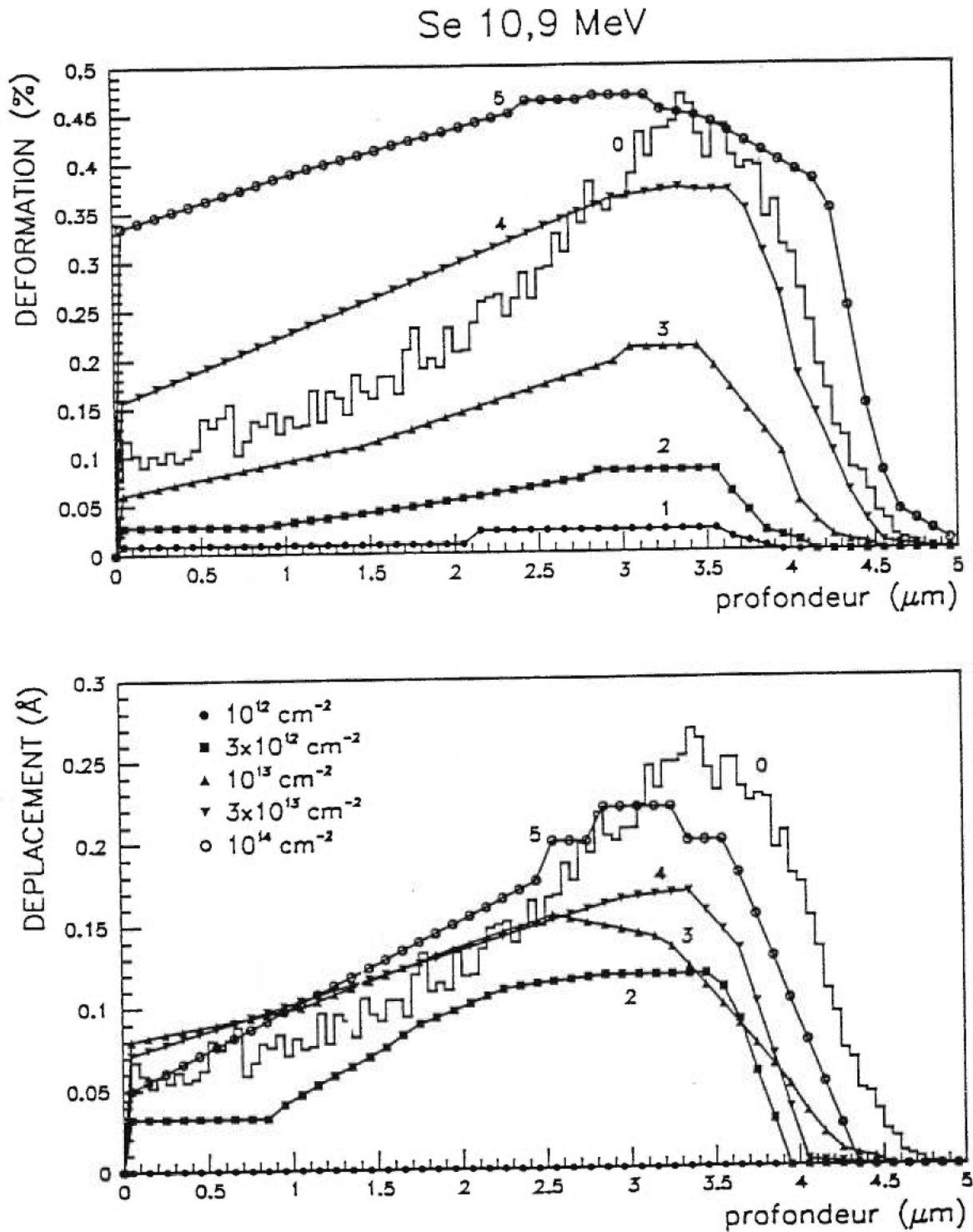


figure 4-3 f) Les courbes 1 à 5 sont les profils de déformation (partie supérieure) et de déplacement (partie inférieure) ayant servi aux simulations des balayages angulaires présentés en c). L'histogramme 0 donne la distribution des lacunes calculée par TRIM et son échelle verticale est linéaire.

l'environnement immédiat de la tranche la plus déformée. Dans la figure 4-3 b) et c) l'amorphicit   de la couche est représentée par un très fort déplacement et une absence de déformation. Au dessus d'une certaine valeur de déplacement, l'intensité associée à cette couche n'est plus identifiable. Pour simuler une couche «amorphe», la valeur du déplacement doit donc dépasser un minimum, alors que celle de la déformation est sans conséquence. L'épaisseur de la couche «amorphe» a été fixée à 0,7 μm , le minimum nécessaire pour amortir les oscillations.

Les distributions obtenues donnent une couche superficielle uniformément déformée à laquelle s'ajoute une couche amorphe entre 3,2 et 3,9 μm de profondeur, qui correspond approximativement au maximum de l'endommagement et à la portée moyenne des ions, et dont les frontières sont constituées d'un réseau cristallin très endommagé dont la déformation dépasse de beaucoup le niveau de saturation. Ce niveau de saturation, indiqué par la hauteur du plateau en c), est ici plus bas que pour les autres résultats (figure 4-2 e)) simplement parce que la densité de courant utilisée y était plus élevée.^a

4.4.2   chantillons très endommagés

L'insertion d'une couche amorphe dans les profils de déformation et de déplacement n'est pas une idée originale [Pa87a,Wi85a,Wi86d,...], mais généralement on oublie de signaler l'abus que doivent subir les hypothèses sous-jacentes au modèle lorsqu'il est appliqué à un cristal tellement endommagé qu'il en est presque, ou même partiellement, amorphisé, de même que les précautions qu'il convient de prendre dans l'interprétation des résultats qu'on en tire.

Selon toute vraisemblance, une amorphisation locale et partielle, sous la forme d'îlots situés près du maximum du profil d'endommagement, précède la formation d'une couche amorphe uniforme sur toute la surface illuminée par le faisceau. Dans de telles conditions, il n'est pas possible de déterminer une «déformation» très précise à l'aide du modèle utilisé, puisque celle-ci n'est pas uniforme au travers d'une tranche et que le désordre y est très important. De plus, la diffraction implique un ordre à longue portée, c'est à dire de l'ordre du dixième de micron, la dimension critique en de  a de laquelle les polycristaux présentent des pics élargis. Le caractère amorphe d'un matériau est associé à l'absence d'ordre à longue portée et par conséquent, la diffusion dont il est responsable est incohérente et contribue au bruit de fond. Plusieurs autres facteurs influencent l'intensité, par exemple le désordre important dans la partie cristalline et la courbure de l'échantillon, rendant ainsi beaucoup plus difficile la détermination de l'échelle de profondeur. L'épaisseur de la couche amorphe ou même son minimum ne peuvent être déterminés précisément puisqu'il se peut que d'autres paramètres interviennent dans l'atténuation des oscillations, comme par exemple la rugosité d'une interface entre le matériau amorphe et le matériau le plus déformé. Et finalement, on peut s'interroger sur la signification du concept de

^a Voir la section 4.4.3

facteur de structure quand le nombre d'atomes éjectés de leur site par les cascades devient important et que le réseau est très distordu. Même s'il peut être argumenté que les recombinaisons sont très nombreuses à cause d'un recuit dynamique efficace, il n'en demeure pas moins que la probabilité de former un antisite—une recombinaison inappropriée—est importante et que le facteur de structure décrit mal la situation d'un cristal implanté à très forte dose. Dans cette situation, les limites du modèle semblent avoir été franchies de plusieurs façons.

La légère descente de la déformation pour les quatre tranches de la surface n'est pas une particularité essentielle du profil. Si ces points sont déplacés en profondeur de l'autre côté de la couche amorphe de manière à ce que la courbe y demeure monotone, la couche amorphe et les couches très déformées qui l'encadrent se rapprochent ainsi légèrement de la surface et leur profondeur correspond plus exactement au maximum des profils de plus basse dose; le balayage calculé à partir de ce nouveau profil reproduit tout aussi bien le balayage mesuré. De même la valeur exacte de $\epsilon_{\perp \max}$ dépend de la façon dont le bruit de fond est enlevé, de l'étendue du balayage et de la combinaison choisie pour l'épaisseur de la tranche et le déplacement associé.

Plusieurs des quantités obtenues sont donc imprécises, mais les points qui suivent peuvent tout de même être défendus avec assurance :

- 1) Qu'importe la façon dont le bruit de fond est traité, la reproduction de la courbe expérimentale nécessite la présence d'une déformation bien supérieure à celle qui est associée à la saturation.
- 2) L'apparition de cette forte déformation est progressive à mesure que le dommage s'accumule et elle se fait à partir d'une région voisine du maximum du profil d'endommagement.
- 3) La présence d'une couche amorphe, de l'ordre de $0,7\mu\text{m}$ d'épaisseur et adjacente aux tranches très déformées est essentielle à la reproduction des courbes mesurées. La présence d'une couche amorphe (au sens usuel) ne peut pas être inférée à partir de ces mesures mais elle leur est compatible.
- 4) Le phénomène est systématique pour tous les échantillons implantés à forte dose de Si ou de Se.

Il peut être conclu que la déformation du réseau augmente avec la dose implantée jusqu'à un niveau de quasi-saturation, puis si l'implantation du Si et du Se est poursuivie jusqu'à la formation de régions amorphes en fin de parcours des ions, la déformation augmentera de nouveau. Les doses de Be utilisées sont insuffisantes pour explorer le domaine de l'amorphisation.

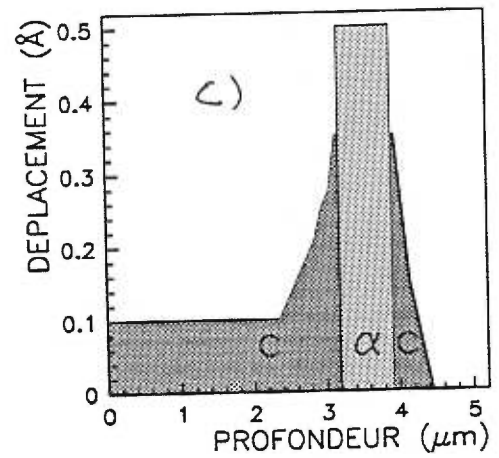
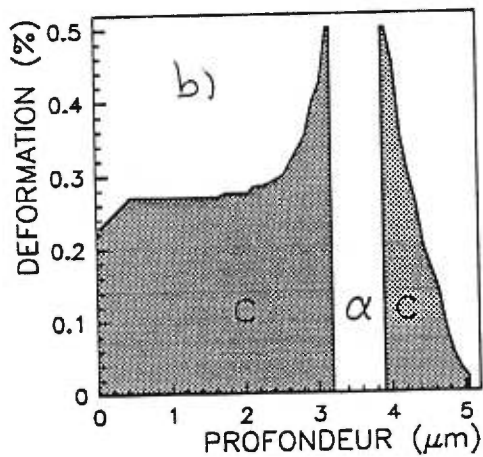
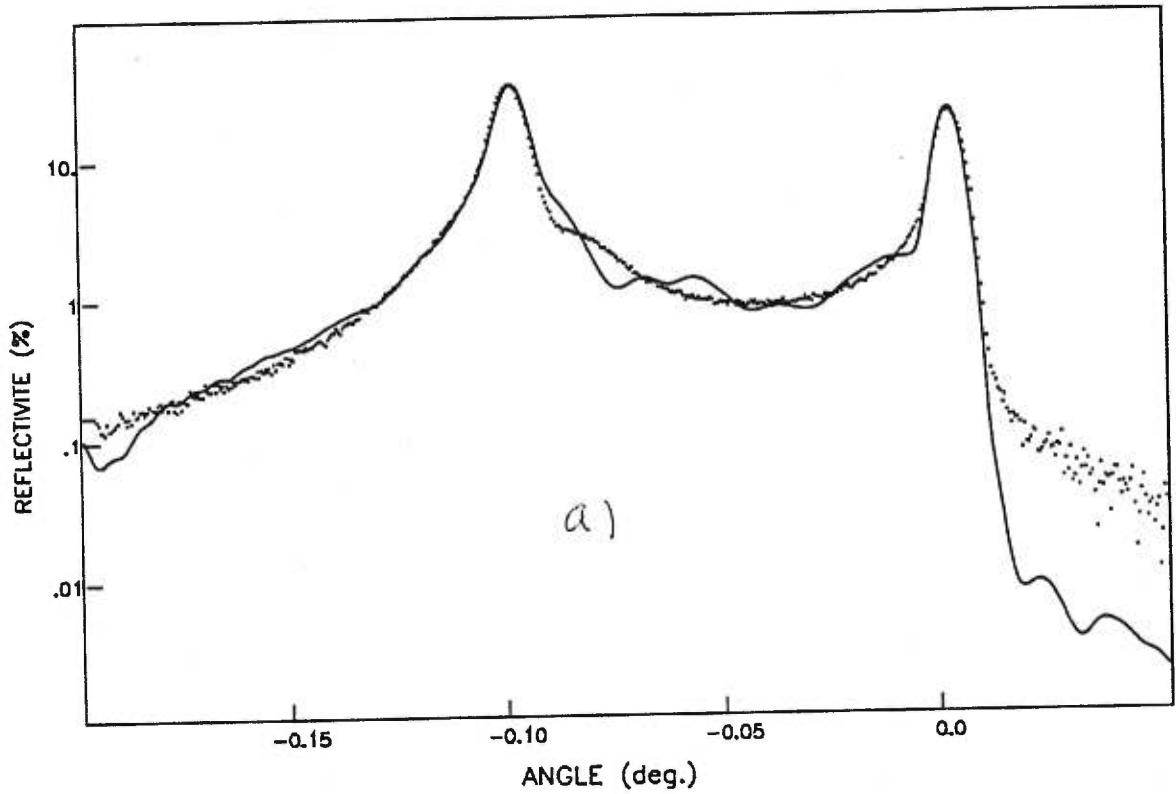


figure 4-4(début) En a), l'intensité diffusée par un échantillon implanté avec $5 \times 10^{16} \text{ Si}^{2+} \cdot \text{cm}^{-2}$ et une densité de courant de $220 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$, lors d'un balayage angulaire près de la direction $\langle 004 \rangle$. L'échelle d'intensité est logarithmique, les points représentent les valeurs mesurées et la ligne celles qui sont calculées. En b) et c) les distributions de déformation et de déplacement utilisées pour le calcul dont le résultat apparaît en a) et d). Une couche amorphe est représentée entre 3,2 et 3,9 μm ; voir le corps du texte pour les détails.

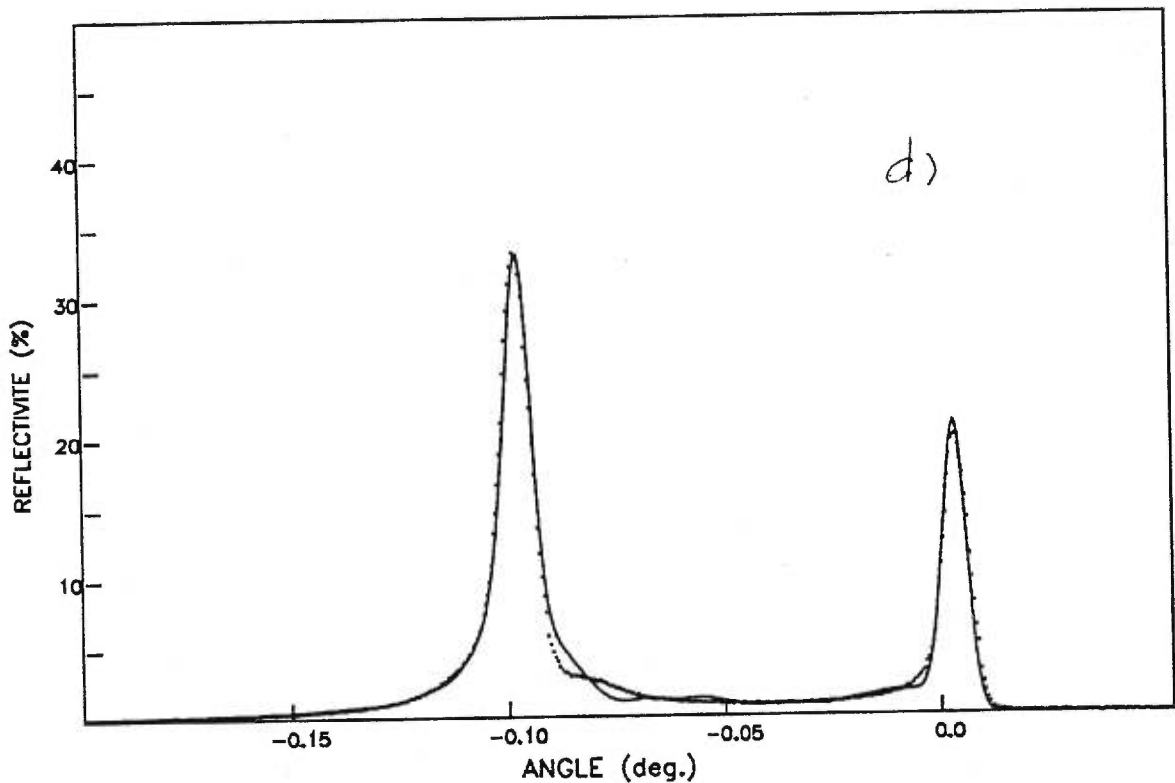


figure 4-4(suite et fin) En d), le même profil angulaire qu'en a), mais cette fois l'échelle d'intensité est linéaire.

4.4.3 Effet de la densité de courant

Le profil angulaire de $10^{15} \text{ Si}^{2+} \cdot \text{cm}^{-2}$ semble contracté (figure 4-3 b)) et ne se conforme pas à la description qui précède (section 4.4.1); ce résultat illustre clairement l'impact d'une densité de courant plus élevée lors de l'implantation. En effet, cet échantillon a été implanté à un taux de $275 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$ alors que les autres l'ont été à $\sim 50 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$. D'après les tests effectués, on peut estimer que la température de l'échantillon au cours de l'implantation se situait aux alentours de 100°C ⁹ et 33°C respectivement, pour ces deux densités de courant. Afin de vérifier cette interprétation, une comparaison est effectuée entre deux échantillons implantés avec $10^{14} \text{ Si}^{2+} \cdot \text{cm}^{-2}$ à des taux de 50 et $275 \text{ pA} \cdot \text{cm}^{-2}$; les balayages angulaires de diffraction correspondant apparaissent à la figure 4-5.

Mis à part l'étalement de la structure à $\Delta\theta < 0$ les courbes de la figure 4-5 présentent d'autres caractéristiques remarquables. D'abord les distances entre les maxima des oscillations sont très précisément identiques pour les deux balayages, ce qui implique que la largeur et la forme du maximum (plateau) de la déformation sont les mêmes pour les deux échantillons, même si la valeur atteinte diffère. Ensuite, la pente entre $\Delta\theta \approx -0,05^{\circ}$ et $-0,025^{\circ}$ est plus abrupte pour l'échantillon implanté à plus fort courant, indiquant comme il sera vu un peu plus loin, une très légère différence dans la

⁹ Le temps de montée de la température est environ la moitié du temps total d'implantation.

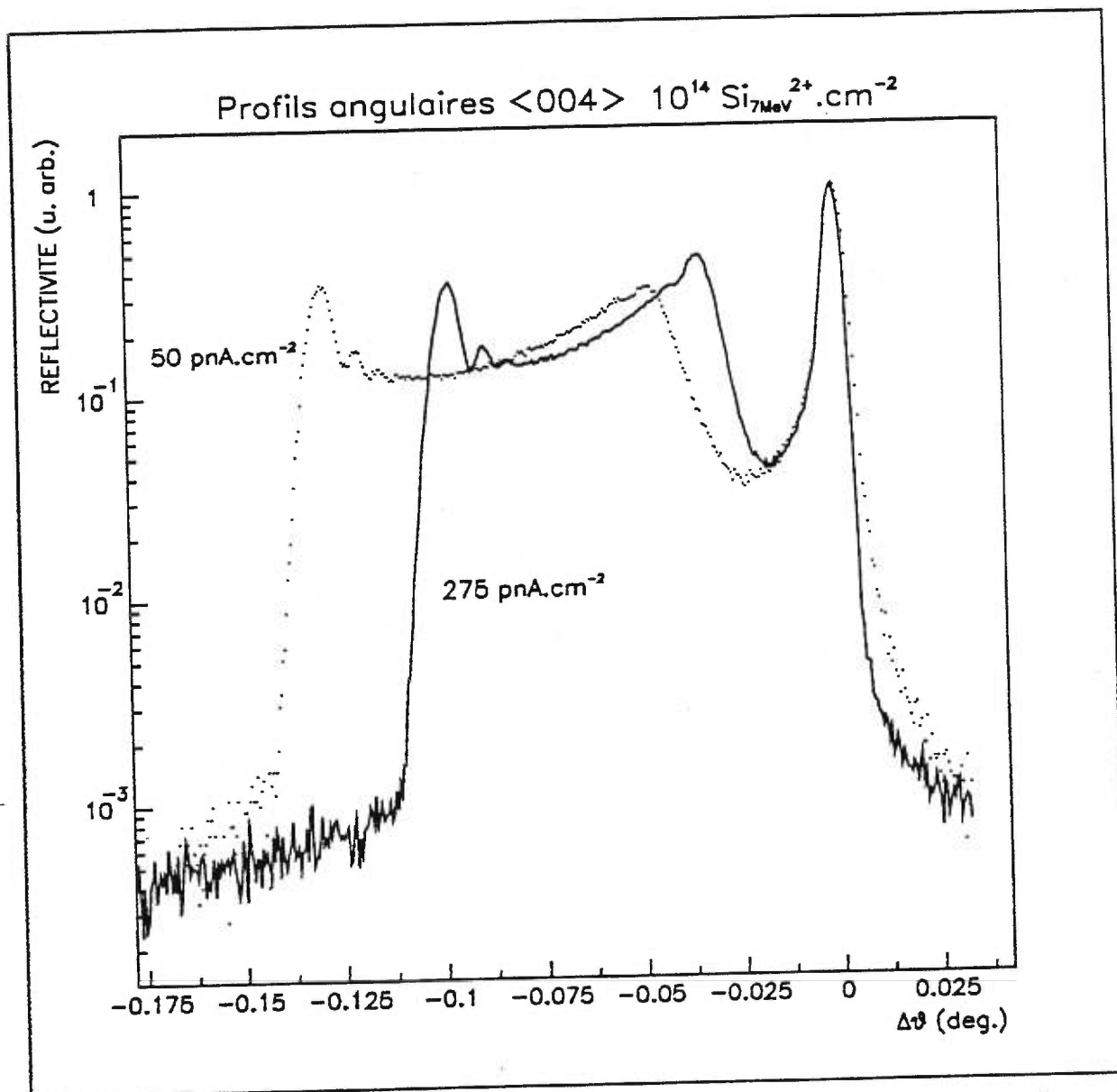


figure 4-5 Profils angulaires expérimentaux de la réflectivité pour deux échantillons implantés avec une même dose mais une densité de courant différente. Les deux courbes sont normalisées de façon à rendre leur comparaison plus facile.

déformation à la surface. Aussi, la largeur du pic de substrat, à en juger par la montée du côté $\Delta\theta > 0$, implique une distorsion plus faible du réseau du substrat de l'échantillon implanté à haut courant ainsi qu'une plus faible densité de défauts ponctuels ou de petites boucles de dislocation (diffusion de Huang[Eh73]); ce qui laisse entrevoir la possibilité d'une recroissance de meilleure qualité pendant un éventuel recuit.

Les similarités entre les deux courbes suggèrent qu'un simple rééchelonnement de ϵ_{\perp} permettrait un ajustement simultané des profils simulés aux profils mesurés. En effet, si l'on tient compte de la petite différence dans la largeur du pic qui correspond au substrat et que ϵ_{\perp}^{275} et u^{275} donnent l'ajustement optimal pour l'échantillon implanté à $275 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$, $1,32 \times \epsilon_{\perp}^{275}$ et u^{275} reproduiront convenablement le profil angulaire de l'échantillon implanté à $50 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$. Les différences entre ces distributions et celles qui permettent un ajustement idéal sont excessivement faibles (au plus 0,008% pour une valeur de 0,14%) et confinées entre la surface et $1 \mu\text{m}$ de profondeur.

Comme première approximation, il a été supposé que le même rééchelonnement de la déformation décrit aussi bien l'effet de la densité de courant pour une dose de $10^{15} \text{ Si}^{2+}\cdot\text{cm}^{-2}$. À moins d'avis contraire, les valeurs de déformation relatives à cette dose de Si ont donc été multipliées par 1,32 puisque l'échantillon utilisé avait exceptionnellement été implanté avec une densité de courant de $275 \text{ pA}\cdot\text{cm}^{-2}$.

4.4.4 Déformation et endommagement calculé

L'analyse de la figure 4-3 a indiqué qu'il existe une relation entre la déformation tétragonale du réseau cristallin et la dose implantée, et que cette relation s'exprime, malgré quelques variantes, d'une manière similaire pour les trois ions utilisés. D'autre part, l'implantation ionique d'un cristal a deux conséquences principales, soient l'introduction d'impuretés et un bouleversement de l'ordre cristallin dû aux cascades de collisions. Des études sur des couches épitaxiales dopées ont depuis longtemps démontré que les concentrations d'impuretés introduites par l'implantation, avec le dosage utilisé ici, sont nettement insuffisantes pour expliquer les déformations observées. Par contre, le nombre d'atomes déplacés par les cascades est toujours de plusieurs ordres de grandeur supérieur au nombre d'impuretés, sans compter que la capacité d'un faisceau à faire subir une déformation ne dépend aucunement du fait que les ions s'arrêtent ou non dans la cible.[As91]

4.4.4.1 Endommagement total

Pour étudier la déformation en fonction du désordre produit par l'implantation, une approche simple consiste à tracer la déformation maximale de chaque échantillon en fonction de l'endommagement total. Celui-ci peut être représenté, comme dans la figure 4-6, par la dose (φ) multipliée par le nombre moyen de paires de Frenkel créées par chaque ion (N_F), calculé par TRIM, ou encore par l'énergie déposée lors des collisions nucléaires, θ_ν .¹⁰ La déformation en surface est parfois utilisée au lieu de la déformation maximale, ces deux quantités étant, dans la majorité des cas, faciles à estimer avec une précision relativement satisfaisante, directement à partir des profils angulaires.¹¹

Puisque les simulations ont été effectuées pour un grand nombre d'échantillons, il a été possible de traiter de la sorte une plus large gamme de doses avec une meilleure évaluation de la déformation; le résultat est présenté à la figure 4-6. Une courbe est associée à chacune des trois familles de points, la première section de chacune, en trait plein, étant la droite qui décrit le mieux les points qui précèdent le plateau et la seconde, en tirets ou pointillés, relie les résultats des échantillons plus endommagés. Les derniers points ne sont pas tracés pour souligner que les valeurs associées sont beaucoup moins précises (voir la section 4.4.2).

déformation de surface : les points pour les trois ions sont bien regroupés sur une même droite pour un endommagement inférieur à 3×10^{18} lacunes-cm⁻². Pour le Si, lorsque l'endommagement dépasse cette valeur la déformation sature; pour les autres ions les doses étudiées sont insuffisantes pour mettre en évidence une éventuelle saturation.

déformation maximale : Le regroupement des points est ici bien moins réussi; ceux du Se faisant nettement bande à part, deux familles de points ont été définies pour décrire la déformation maximale. Pour le Be et le Si le comportement est sensiblement le même que pour la déformation en surface. Cette fois la saturation est bien évidente pour un endommagement supérieur à 6×10^{17} lacunes-cm⁻² produit par le Be ou le Si, mais pour le Se la saturation, autour de 9×10^{17} lacunes-cm⁻², apparaît incomplète, et la remontée de la déformation s'effectue à partir d'un endommagement beaucoup plus faible que pour le Si (vers 3×10^{18} au lieu de 5×10^{19} lacunes-cm⁻²). Pour le Be, rien ne suggère une remontée de $\epsilon_{\perp \max}$ pour la plus forte dose implantée.

La pente, α , de la droite qui constitue la première partie de chacune des courbes de la figure 4-6 donne la dépendance de la déformation sur l'endommagement calculé, selon $\epsilon_{\perp} \propto (\varphi N_F)^\alpha$. Le tableau

¹⁰ Dans le cas de TRIM, on obtient cette valeur en multipliant la première définition de l'endommagement (φN_F) par l'énergie de liaison. Si le domaine d'intérêt est restreint à la surface, la valeur du pouvoir d'arrêt peut aussi servir.[Wi85a,Wi85b,Wi86a,Wi86b,Wi86d]

¹¹ Les limites inférieure et supérieure de la structure à $\Delta\theta < 0$ correspondent à la valeur maximale et en surface de la déformation, respectivement, par l'intermédiaire de l'équation (4.1).

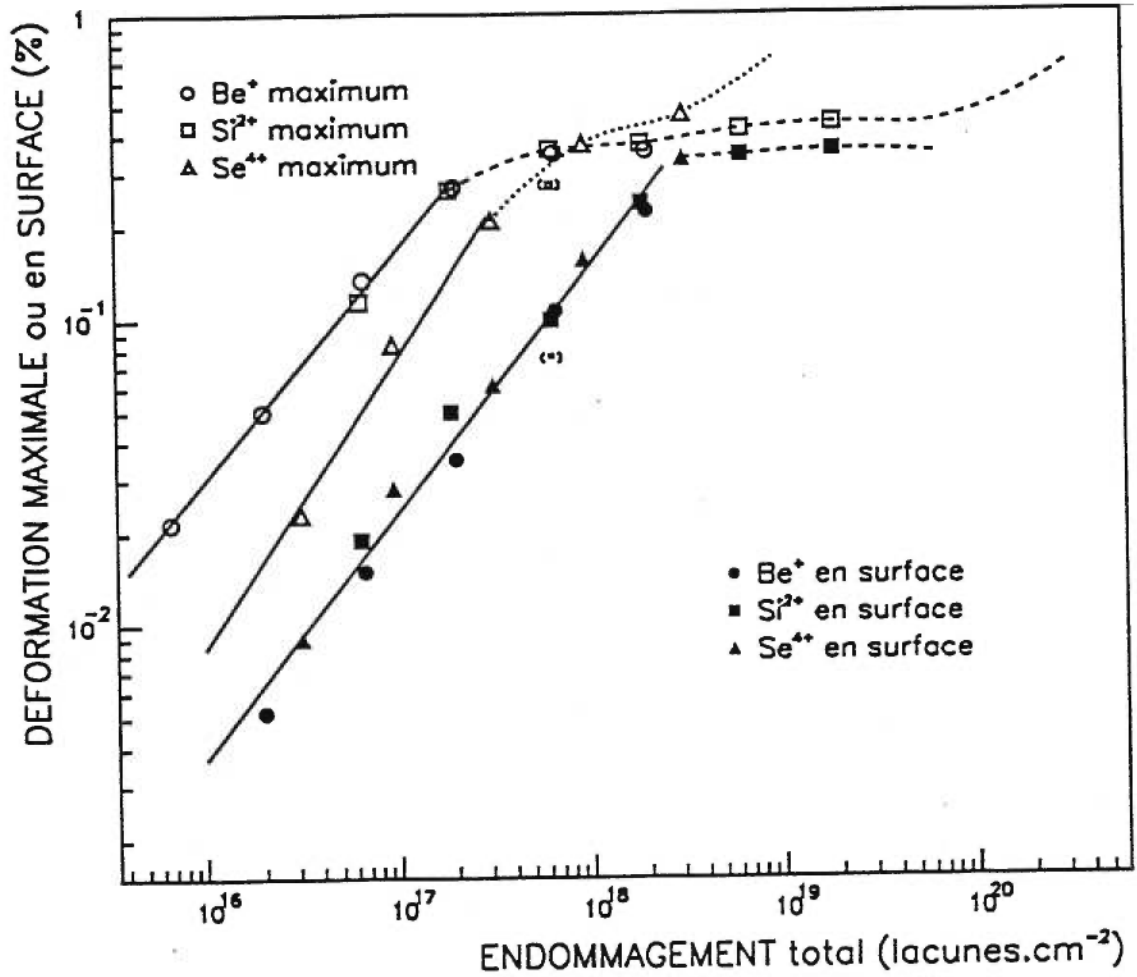


figure 4-6 La déformation maximale ou en surface, en fonction de l'endommagement total calculé, c'est à dire la dose multipliée par le nombre moyen de paires de Frenkel créées par un ion (d'après TRIM). Les petits points entre parenthèses sont les valeurs originales pour l'échantillon implanté à plus forte densité de courant (voir la section 4.4.3), les points correspondants, situés un peu plus haut, représentent les valeurs renormalisées.

déformation en surface		déformation maximale	
groupe de points	α	groupe de points	α
Be	$0.83 \pm 0,03$	Be+Si	$0,75 \pm 0,04$
Si	$0.73 \pm 0,05$	Se	$0,96 \pm 0,06$
Se	$0.82 \pm 0,04$		
Be+Si+Se	$0.81 \pm 0,02$		

tableau 4-I Valeurs des pentes, α , obtenues pour différents groupes de points dans le graphique de la figure 4-6.

4-I donne les valeurs de pentes obtenues par un ajustement linéaire à différents groupes de points. La déformation maximale pour les implants au Se est la seule qui présente une dépendance linéaire sur l'endommagement, tandis qu'avec le Be et le Si, ou à la surface des échantillons implantés avec le Se, la dépendance est plus faible. C'est dire que chaque nouvel ion de Se qui pénètre la cible produit en fin de parcours la même déformation que les précédents. Ce résultat sera discuté un peu plus loin.

Bien que la pente de la déformation maximale pour les implants au Se dépend surtout de la position d'un seul point (10^{12} Se-cm⁻²), il faut remarquer que pour permettre de tracer une ligne droite dont la pente correspondrait à celle des autres ions il faudrait que ce point se situe à 0,034%, une valeur définitivement irréconciliable avec le profil angulaire expérimental correspondant.

4.4.4.2 Endommagement local

Pour chaque tranche et chaque dose implantée, la déformation mesurée a été tracée en fonction du nombre de défauts primaires générés par l'implantation à la profondeur correspondante. L'endommagement cette fois-ci est local, il est donné par $\mathcal{E}_{elas} = \varphi n_F$, où n_F est la densité volumique locale moyenne de paires de Frenkel générées par le passage d'un ion, d'après une simulation TRIM dont le profil de lacunes a été lissé pour en réduire le bruit statistique. La figure 4-7 illustre le résultat pour toutes les tranches situées entre la surface de l'échantillon et le maximum de la distribution des défauts; les quelques points correspondant aux tranches plus profondes ne pouvant pas être utilisés puisque la dépendance en profondeur des deux types de distributions y est excessive et qu'une variation de l'ordre de l'exactitude de l'échelle de profondeur correspond à un changement draconien de la densité de paires et de la déformation.

En a), pour le Be, le regroupement des points n'est pas très bon et on ne peut affirmer qu'à un endommagement donné corresponde une déformation bien définie. Non seulement les courbes pour différents échantillons présentent un décalage entre elles, mais leur forme ne permettrait pas à une renormalisation relative de les ramener sur une courbe commune. Pour voir si ce problème

pouvait avoir comme origine une distribution de paires de Frenkel erronée, les points ont été tracés en fonction non pas de l'endommagement mais de la déformation locale pour une dose de 3×10^{14} ions·cm⁻², une valeur confortablement sous le seuil de saturation et pour laquelle les oscillations de l'intensité permettent de fixer le profil de déformation très précisément. Le résultat a indiqué qu'il n'y a pas de dépendance simple de la déformation sur la dose implantée, c'est à dire que là non plus les courbes tracées par les différents échantillons ne se fondent pas en une courbe commune. En b), pour le Si, les points se regroupent mieux et leur dispersément pourrait peut-être s'expliquer par de légères variations de la température d'implantation d'un échantillon à l'autre.¹² En c), pour le Se, la déformation est une fonction bien définie de l'endommagement local, qu'importe la dose implantée. On note un changement progressif dans la forme que trace les points de chaque échantillon. Cette forme est de moins en moins courbée à mesure que la masse de l'ion augmente, permettant ainsi aux traces de différentes doses de Se de se fondre les unes aux autres. Les courbes de déformation pour le Be et le Si plafonnent à partir d'environ $2,5 \times 10^{21}$ lacunes·cm⁻³ (5×10^{18} keV·cm⁻³, ou encore 5% de lacunes), mais celle du Se n'indique qu'un début de saturation, vers 8×10^{21} lacunes·cm⁻³.

Pour l'implantation à basse énergie, une relation linéaire est obtenue entre la déformation et l'endommagement ($\epsilon_{\perp}(z) \propto n_F(z)$ et $\epsilon_{\perp \max} \propto \varphi$), si ce dernier est inférieur au seuil de la saturation de la déformation,[Pa87a] Nonobstant le fait que cette linéarité n'est pas bien respectée à haute énergie, il peut être intéressant de comparer les taux de déformation obtenus dans l'hypothèse d'une dépendance linéaire. À haute énergie, le Se est l'unique candidat puisque sa déformation est la seule à être bien définie par l'endommagement. Pour le Se_{10,9MeV} la constante de proportionnalité est $0,08 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}^{-1}$ et celle obtenue à basse énergie, $0,05 \pm 0,01 \text{ \AA}^3 \cdot \text{eV}^{-1}$, y est comparable dans la mesure où les paramètres de la simulation TRIM de basse énergie ne sont pas donnés.

4.5 Discussion et Conclusion

4.5.1 Dépendance de la déformation sur l'endommagement

Pour des valeur d'endommagement qui donnent une déformation inférieure au niveau de saturation, les mesures déjà rapportées [Pa87c,Ko93b,Pa81,Ni96] pour des échantillons implantés à basse énergie (R_p de 0,1 à 0,4 μm) ont mis en évidence une dépendance linéaire entre la déformation et l'endommagement calculé, que ce soit pour différentes doses, pour différents ions (4—128 uma) ou au travers d'un même échantillon. D'un autre côté, une étude [Wi85a,Wi85b,Wi86a] de la déformation due à l'implantation de

¹² Pour le Be comme pour le Se d'ailleurs, même les plus forts courants d'implantation ne permettent pas d'augmenter significativement T_i , il est donc très peu probable qu'une fluctuation accidentelle du courant ait pu influencer le dispersément des points de la figure 4-7 a).

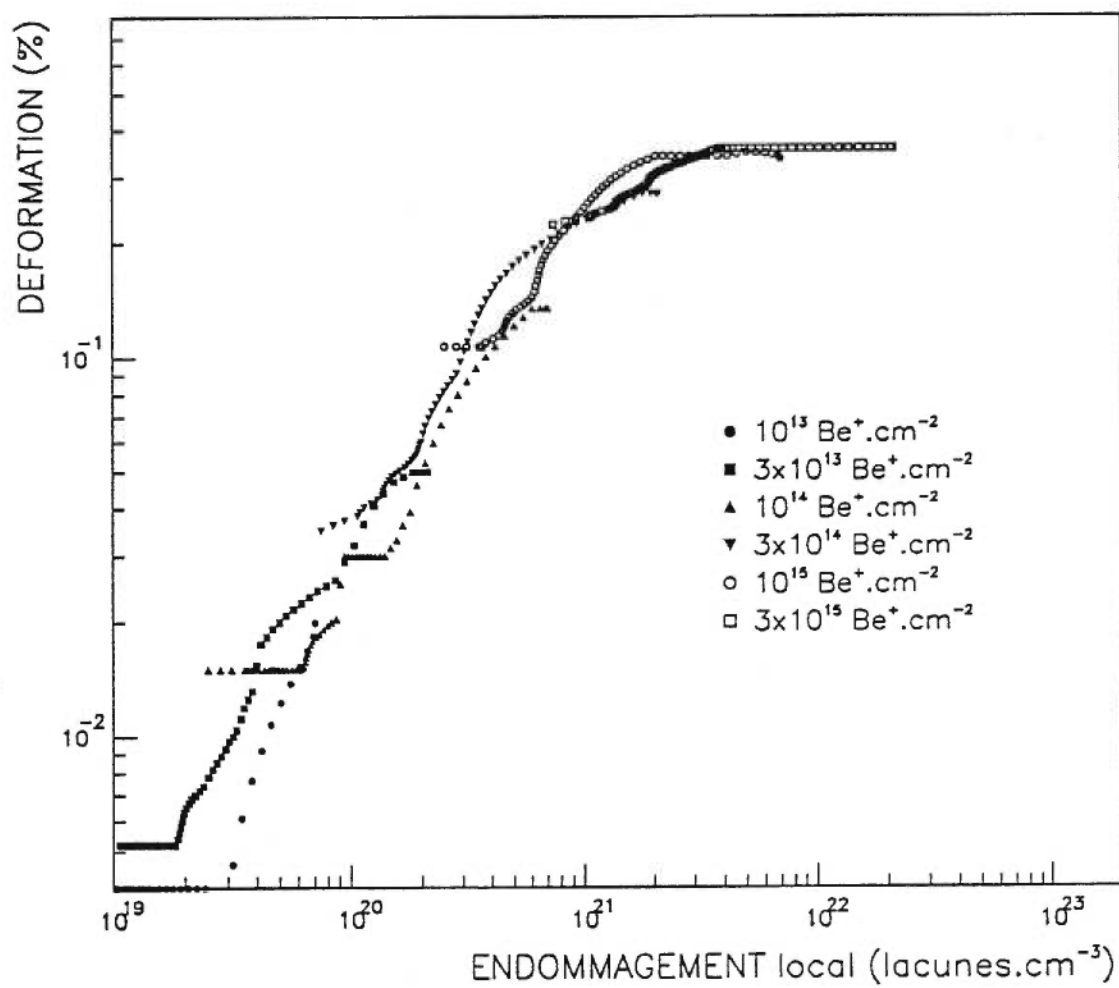


figure 4-7 a) Déformation perpendiculaire en fonction de l'endommagement local calculé pour différentes doses implantées de Be et différentes profondeurs.

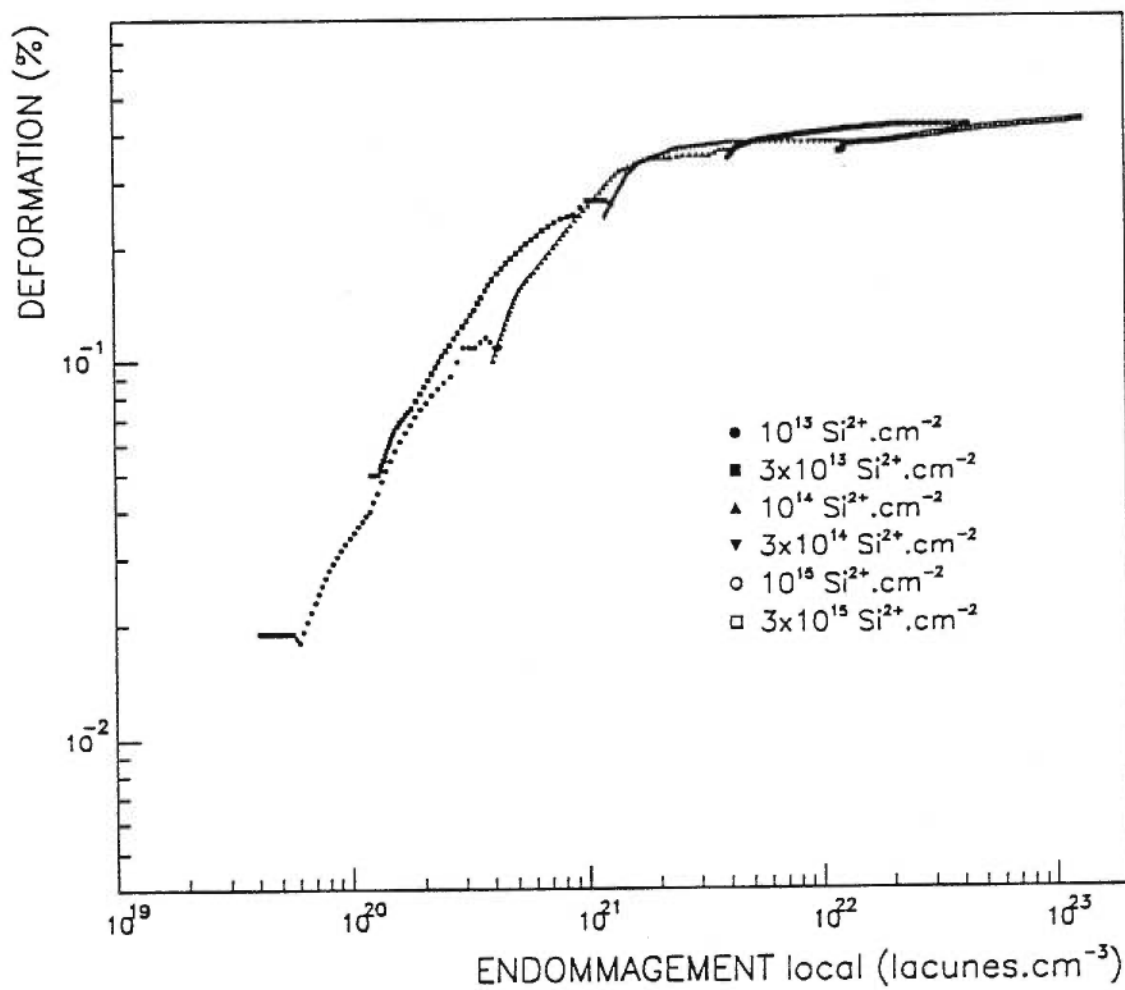


figure 4-7 b) Déformation perpendiculaire en fonction de l'endommagement local calculé pour différentes doses implantées de Si et différentes profondeurs.

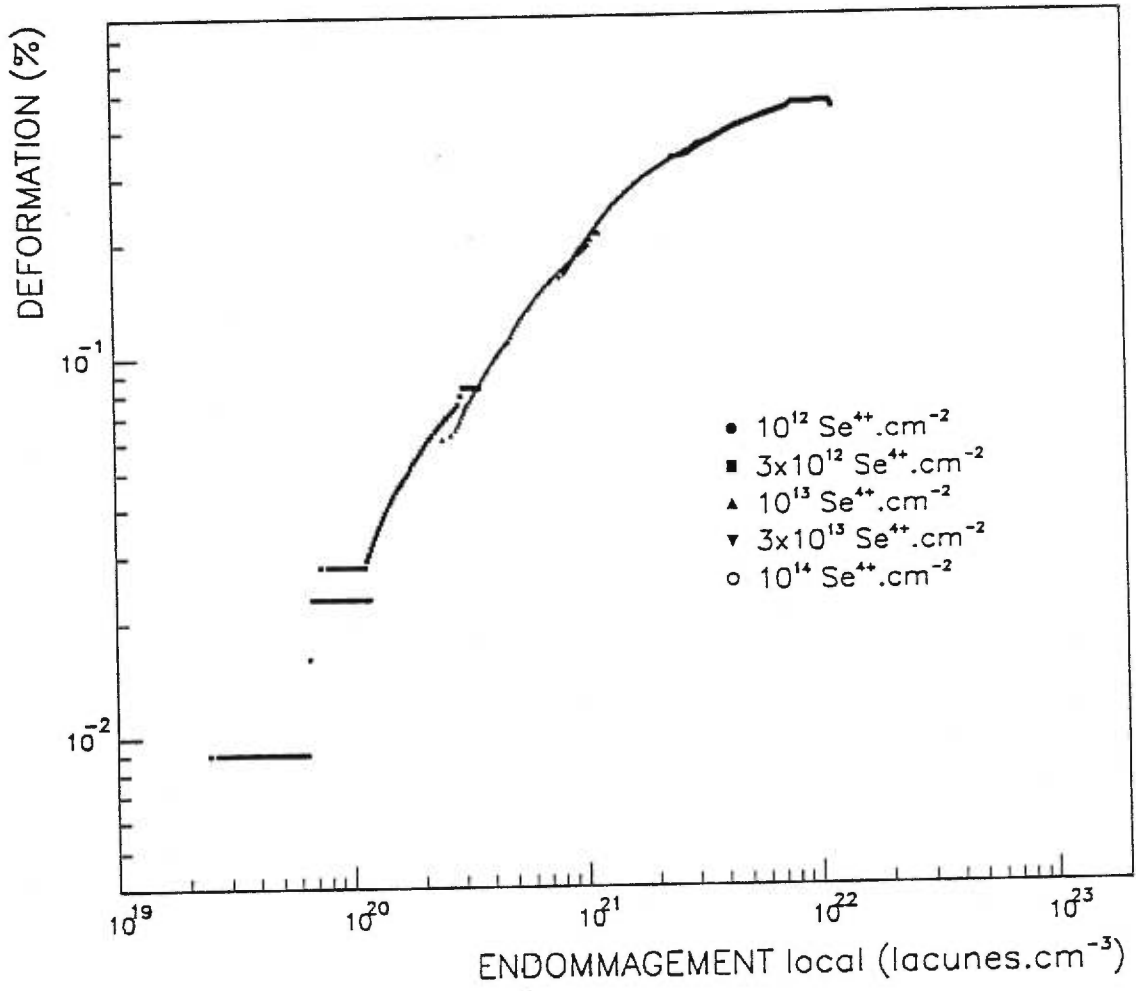


figure 4-7 c) Déformation perpendiculaire en fonction de l'endommagement local calculé pour différentes doses implantées de Se et différentes profondeurs.

O_{4MeV} , de $O_{8,3MeV}$, de Cl_{3MeV} , de $Cl_{6,2MeV}$, de Cl_{15MeV} et de C_{6MeV} donne ¹³ approximativement $\epsilon_{\perp surf} \propto (\varphi S_n)^{0,85}$, φS_n étant le paramètre utilisé pour décrire le niveau d'endommagement. Parmi les résultats présentés ici, seul $\epsilon_{\perp max}$ pour le $Se_{10,9MeV}$ dépend linéairement de l'endommagement; pour les autres ions et pour $\epsilon_{\perp surf}$, la dépendance est similaire à ce qui avait été observé pour l'implantation à haute énergie. L'accumulation du dommage dans le cas du Se de 10,9 MeV se ferait donc de façon différente dans la région de la fin du parcours des ions. C'est aussi avec cet ion et à cette profondeur que le maximum de \mathcal{E}_{elas} est atteint, ce qui permet de proposer l'explication suivante. Il peut être supposé que cette valeur \mathcal{E}_{elas} est suffisante pour permettre la création d'un type de défaut «complexe» directement à l'intérieur d'une cascade par nucléation inhomogène, mais que pour le Si_{7MeV} et le $Be_{2,3MeV}$, ou près de la surface pour le $Se_{10,9MeV}$, la valeur locale de \mathcal{E}_{elas} (dans une cascade) n'est pas assez élevée et que seuls des défauts précurseurs plus simples sont produits directement, les défauts plus complexes se formant ultérieurement par nucléation homogène. Dans le premier cas la densité de défauts «complexes» créés dépend linéairement de la dose implantée, alors que dans les autres la dépendance est sous linéaire puisqu'on se situe dans un domaine de faible endommagement. L'explication des résultats obtenus ne demande plus que l'hypothèse que la déformation du réseau implanté soit reliée non pas à la présence d'interstitiels ou de lacunes simples et isolées, mais à un défaut plus complexe formé d'au moins deux de ces défauts élémentaires.[Wi86a]

4.5.2 Pertes d'énergie inélastiques

Le maximum de la déformation se situe toujours près de la fin du parcours des ions. Or cette profondeur correspond au maximum de \mathcal{E}_{elas} et au minimum de \mathcal{E}_{inelas} , alors qu'à la surface la situation est inversée. Il a été vu au premier chapitre que \mathcal{E}_{elas} est relié à la production du dommage tandis que \mathcal{E}_{inelas} favorise le recuit dynamique; la déformation maximale se situe donc à une profondeur où l'interférence des recuits dynamiques dans le processus d'endommagement devrait être à son minimum. L'importance de $\mathcal{E}_{elas}/\mathcal{E}_{inelas}$ variant beaucoup d'une espèce d'ion à l'autre, si les pertes inélastiques jouaient un rôle primordial dans l'accumulation locale de dommage, on s'attendrait à ce que ce soit $\epsilon_{\perp surf}$ qui montre un comportement différent selon l'espèce implantée et non $\epsilon_{\perp max}$. Les différences dans l'accumulation du dommage produit par des espèces ioniques différentes semblent reliées à la densité des cascades produites plutôt qu'aux pertes d'énergie inélastiques.

La déformation causée par l'implantation à basse énergie est proportionnelle à la valeur locale de \mathcal{E}_{elas} , pour une espèce d'ion donnée, à condition que $\epsilon_{\perp} < 0,3\%$. [Pa87c, Sp82b] Pour le $Se_{10,9MeV}$, ϵ_{\perp} est

¹³ Cette valeur n'a pas été fournie par l'auteur mais peut être tirée directement de la figure où ses résultats sont présentés. Le qualificatif *linéaire* utilisé [Pa87a] pour décrire cette dépendance apparaît à tout le moins abusif.

aussi une fonction bien définie de $\mathcal{E}_{\text{élast}}$, c'est à dire que pour des doses différentes une même valeur locale de $\mathcal{E}_{\text{élast}}$ est atteinte à des profondeurs différentes et elle correspond à une même déformation, même si $\mathcal{E}_{\text{inélast}}$ y prend des valeurs très différentes. Dans ces deux cas, l'énergie d'ionisation ne semble donc pas intervenir, du moins au niveau local. D'un autre côté, une étude précédente [Wi85a,Wi86a,Wi86d] concernant l'implantation à haute énergie a attiré l'attention sur le rôle possible de $\mathcal{E}_{\text{inélast}}$. En effet, pour regrouper les valeurs de $\epsilon_{\perp \text{ surf}}$ obtenues à différentes énergies, l'endommagement a dû être exprimé par $S_n(1 - kS_e)$ où $k = 9 \times 10^{-4}$. Mais ici, le bon regroupement des points de la figure 4-6 pour $\epsilon_{\perp \text{ surf}}$ (avec tous les types d'ions) et pour $\epsilon_{\perp \text{ max}}$ avec le Be et le Si ne requiert pas une contribution de $\mathcal{E}_{\text{inélast}}$ à l'endommagement. L'usage $S_n(1 - kS_e)$ comme axe horizontal dans la figure 4-7 aurait pour conséquence de déplacer les points d'une quantité constante qui dépend de l'espèce d'ion implanté, ce qui n'aiderait aucunement à leur regroupement. Les valeurs de $\epsilon_{\perp \text{ surf}}$ mesurées ici ne supportent donc pas cette interprétation du rôle que joue le pouvoir d'arrêt électronique dans la déformation. Pour cette étude comme pour la présente, la température nominale d'implantation était celle de la pièce, mais dans un cas,[Wi85a,Wi86a,Wi86d] aucune indication n'est fournie quant à la densité de courant ou à son contrôle lors de l'implantation. Si dans le travail de Wie la température de la cible n'était pas bien contrôlée pendant l'implantation, il est probable qu'elle ait été plus élevée lorsque l'énergie l'était aussi, provoquant ainsi une diminution de la déformation à plus haute énergie dont S_e était tenu responsable; dans le cas contraire ses résultats devraient être considérés comme contradictoires à ceux présentés ici.

4.5.3 Endommagement élevé

La remontée de la déformation quand l'endommagement approche ou excède le seuil d'amorphisation¹⁴ a déjà été remarquée pour des implantations à faible énergie,[Sp82b,Pa87a] la plus haute valeur de ϵ_{\perp} citée étant 1,5%. Mais cette remontée n'est pas toujours indiquée dans les rapports d'études [Ko93b,Wi87,Wi85a] et il n'est pas toujours possible de découvrir si des valeurs élevées de déformation étaient présentes sans avoir été rapportées ou si au contraire elle n'étaient pas détectables. Par exemple,[fig.3c-Wi87,fig.32-Wi85a] il est possible d'observer pour la dose de $\text{Cl}_{15\text{MeV}}$ qui induit l'amorphisation ($5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$) qu'il aurait été nécessaire d'ajouter au profil suggéré une forte déformation, d'au moins 0,8%, pour rendre compte de l'intensité mesurée à $\Delta\theta$ très négatif.

Malgré les limitations de la technique et du modèle, pour les doses très élevées il ne semble pas possible d'expliquer les profils angulaires d'intensité des rayons-x réfléchis sans invoquer la présence d'une déformation du réseau de loin supérieure au niveau de quasi-saturation.

¹⁴ C'est du moins ainsi que plusieurs nomment la fin du (quasi-)plateau de ϵ_{\perp} , voir à ce sujet le chapitre 5.

4.5.4 Densité de courant

Une élévation de T_i est probablement la conséquence dominante d'une implantation à courant plus élevé, pour les valeurs de j utilisées ici. Il serait bon de rappeler qu'une température de $\sim 100^\circ\text{C}$ constitue un seuil pour la recristallisation sous irradiation du GaAs partiellement amorphisé et que l'efficacité des recuits dynamiques augmente drastiquement à l'approche de cette température,[Ha94] ce qui peut expliquer la différence entre les courbes présentées à la figure 4-5. Une élévation de la température d'implantation semble avoir le même effet qu'un recuit à faible température,[Wi85a,Wi86b] c'est-à-dire une réduction de l'étendue angulaire de l'intensité non-nulle dans les profils de diffusion.

4.5.5 Causes possibles de la contrainte

Voyons maintenant s'il est possible d'utiliser le comportement de la déformation dans les situations décrites plus haut afin d'établir un lien causal entre un ou des défauts particuliers et la déformation du cristal implanté. Les premiers suspects ont été les membres des paires de Frenkel, non seulement parce qu'il s'agit des plus simples défauts et qu'il est possible d'estimer à l'aide de programmes de simulation le nombre de paires créées dans chaque cascade, mais aussi parce que les paires $\text{As}_i\text{-V}_{\text{As}}$ existent en plusieurs configurations stables caractérisées par la distance qui en sépare les constituants [Po85] et dont le recuit s'effectue sûrement, comme pour la déformation, sur tout un intervalle de température. La comparaison des profils a démontré que la déformation ne dépend pas simplement d'une quelconque puissance du nombre de paires créées,¹⁵ mais plusieurs processus diffusionnels peuvent par contre modifier la distribution des défauts et le recuit dynamique en modifier la nature, de telle sorte qu'une dépendance directe entre le profil de déformation et la distribution d'un type de défaut résiduel demeure possible. Le rôle de l'énergie déposée par des processus inélastiques a été considéré en tant que stimulant des recuits dynamiques mais il appert qu'une telle contribution aurait la fâcheuse tendance de disperser les valeurs de $\epsilon_{\perp\text{ surf}}$ déjà bien regroupées dans un graphique en fonction de $\mathcal{E}_{\text{élas}}$. De plus, en supposant encore que l'efficacité du recuit dynamique dépende de la valeur locale de $\mathcal{E}_{\text{inélas}}$, on ne peut pas non plus s'attendre à un meilleur regroupement des courbes de déformation en fonction de l'endommagement local, en particulier pour le cas plus pathologique du Be. Le facteur $\mathcal{E}_{\text{inélas}}$ est en effet très important en surface mais pratiquement inexistant près de la portée moyenne des ions, là où justement la déformation mesurée ne semble pas progresser assez rapidement en fonction de la profondeur pour permettre un raccordement des différentes courbes, comme si le recuit dynamique

¹⁵ Il n'y a pas de description unifiée pour tous les types d'ions, même si pour le Se, et possiblement aussi pour le Si, il est possible de tirer une relation entre ϵ_{\perp} et n_F .

était *plus* efficace à cette profondeur!¹⁶ Il n'est pas impossible que des variations de l'efficacité du recuit dynamique en fonction de la profondeur puissent expliquer les profils obtenus, mais la dépendance de cette efficacité sur les valeurs locales d'énergie déposée serait très complexe et provoquerait de toute façon un dispersement des valeurs de $\epsilon_{L, surf}$.

La nature du dommage primaire et la diffusion thermique ne peuvent pas expliquer la forme des profils de déformation, mais la diffusion pendant l'irradiation joue probablement un rôle. De plus il y a sûrement un lien entre la nucléation homogène et la saturation car à haute comme à basse énergie [Pa87a] la saturation est plus évidente avec des ions de faible masse.

La signature d'un défaut est souvent donnée par son énergie d'activation ou par la température de recuit à laquelle les signes de sa présence s'estompent. La structure du GaAs implanté relaxe presque complètement par un recuit de 725K — consistant avec une guérison des défauts d'antisites — et seule une légère déformation près de la portée moyenne des ions persiste jusqu'à 975K.[Wi85a] Mais la déformation diminue graduellement avec la température du recuit, sans que des étapes de recuit puissent être identifiées clairement, ce qui suggère qu'elle est due à des *complexes* d'antisites.[Wi86a, Wi86b, Wi87] Cette suggestion est entièrement compatible avec les résultats présentés dans ces pages dans la mesure où l'accumulation des défauts responsables de la déformation ne suit pas celle des défauts les plus simples. Par contre, ces résultats n'amènent pas de nouveaux arguments quant à la nature même de ces défauts.

En résumé, la déformation pourrait être causée par la présence d'un ou de plusieurs complexes impliquant des antisites d'arsenic dont la formation peut se faire directement à l'intérieur d'une cascade, si la valeur locale de $\mathcal{E}_{élas}$ est assez élevée, ou par nucléation homogène, dans quel cas une saturation de la déformation peut être observée avant le début de l'amorphisation.

¹⁶ C'est là une idée peu courante — elle a déjà été parachutée pour «expliquer» pourquoi il arrive qu'une amorphisation par implantation à basse énergie soit retardée ou empêchée autours du maximum de $n_F(z)$ alors qu'elle se développe normalement de part et d'autre.[We89a] — mais qui pourrait trouver une justification dans le fait que ce maximum correspond aussi au maximum de l'énergie déposée lors de collisions en deçà du seuil de déplacement (*phonons*), énergie qui assurément favorise plus le recuit des défauts que leur création.

5

Mesures optiques et Discussion

Ce chapitre rassemble les résultats des deux chapitres qui précèdent (XRD et RBS/C) et les compare aux autres mesures (PL, Raman, SIMS, XPS) effectuées sur des échantillons semblables.

5.1 Raman

Les structures que l'on peut observer dans les spectres de diffusion Raman résultent de la diffusion inélastique de la lumière qui interagit avec les modes d'excitation du réseau ionique (phonons optiques) et du plasma de porteurs libres. Dans certaines conditions les spectres Raman peuvent donc renseigner sur l'état du réseau cristallin et sur la densité de porteurs libres des semiconducteurs dégénérés,[Ur96] deux domaines d'intérêt indéniable dans l'étude de l'implantation. Pour la compréhension de ce qui suit il n'est pas nécessaire de présenter un résumé de la théorie de la diffusion Raman, pour cela on réfère le lecteur à [Ar93], ou pour un exposé plus complet, à la collection éditée par Cardona *et al.* chez Springer Verlag.[Pi83,Ab84]

5.1.1 Structure cristalline

Le désordre que crée l'implantation ionique dans le réseau, même s'il est insuffisant pour provoquer l'amorphisation complète de ce dernier, y introduit toutefois des défauts qui modifient les modes d'excitations collectives. La structure LO y apparaît élargie, asymétrique et moins décalée que dans le substrat original.

Deux modèles ont été proposés pour expliquer ce changement mais aucun ne paraît entièrement satisfaisant. Les sections qui suivent présentent brièvement ces modèles et leur application.

5.1.1.1 Confinement spatial

Le groupe de Richter [Ri81] a proposé d'appliquer le modèle de cristallites introduit par Tiong *et al.* [Ti84] en supposant que la destruction partielle de la périodicité du cristal peut se traduire par

une longueur de cohérence au delà de laquelle la périodicité n'est plus respectée. Le confinement des phonons à l'intérieur de cet espace entraîne l'élargissement, l'asymétrisation et le décalage du pic LO.

Dans le modèle de Richter la longueur de corrélation prenait un sens physique simple, il s'agissait de la dimension moyenne des cristallites. Quand le modèle est appliqué à un cristal endommagé par irradiation l'interprétation n'est pas aussi simple; il ne s'agit pas de la distance moyenne entre les défauts ponctuels, estimée par la densité de centres diffuseurs par exemple, ni de la dimension caractéristique de micro-cristaux circonscrits par un réseau dense de dislocations car une diminution de L est manifeste bien avant que la dose soit suffisante pour qu'un tel réseau soit apparent. Pour définir L on doit donc se contenter de la description générale donnée au paragraphe précédent.

Le déplacement du pic qui correspond au mode LO interprété en termes de confinement spatial des phonons donne l'intensité I suivante

$$I(\omega) \propto \int_0^1 \exp\left(\frac{-q^2 L^2}{4}\right) \frac{d^3 q}{[\omega - \omega(q)]^2 + (\Gamma_0/2)^2} \quad (5.1)$$

où L est la longueur de corrélation et la fonction choisie pour la relation de dispersion du phonon LO est $\omega(q) = A + B \cos(\pi q)$, avec $A = 269,5 \text{ cm}^{-1}$ et $B = 22,5 \text{ cm}^{-1}$. En autant qu'elle soit parabolique près de l'origine, la forme exacte de la fonction de dispersion est sans conséquence. Pour l'intégrale la zone de Brillouin a été supposée sphérique. Les spectres n'ont pas été déconvolués de la fonction de réponse du spectromètre. Les résultats sont ensuite rapportés en termes de l'inverse du volume de corrélation relatif, défini par $v^{-1} = \left(\frac{L}{a}\right)^{-3}$, où a est le paramètre de maille.

Les spectres d'échantillons implantés et non recuits ($2 \times 10^{15} \text{ Be}\cdot\text{cm}^{-2}$, figure 5-1 et $10^{13} \text{ Se}\cdot\text{cm}^{-2}$ figure 5-2), confirment les attentes. En profondeur, la forme du pic LO est lorentzienne (donc symétrique); elle correspond à la réponse d'un substrat non-implanté. En remontant vers la surface, la présence de dommage est trahie par une forte asymétrisation, un élargissement et un déplacement du pic LO vers des décalages plus faibles.

À faible décalage ($< 280 \text{ cm}^{-1}$) il existe une bande de diffusion large et peu intense, présente pour les deux types d'ions dans les spectres mesurés, que les simulations ne peuvent reproduire. Il ne s'agit pas là de bruit de fond puisque ce dernier a déjà été soustrait; il est probable que cette bande soit elle aussi associée à la présence de dommage cristallin, probablement sous la forme de structures plus complexes que les défauts ponctuels, puisque le niveau de cette diffusion de faible décalage augmente à mesure que la longueur de cohérence diminue.

La distribution en profondeur du dommage tiré des spectres Raman (v^{-1} , à la figure 5-11) correspond assez bien à celle obtenue par une mesure RBS/C, leur étalement étant comparable. On note

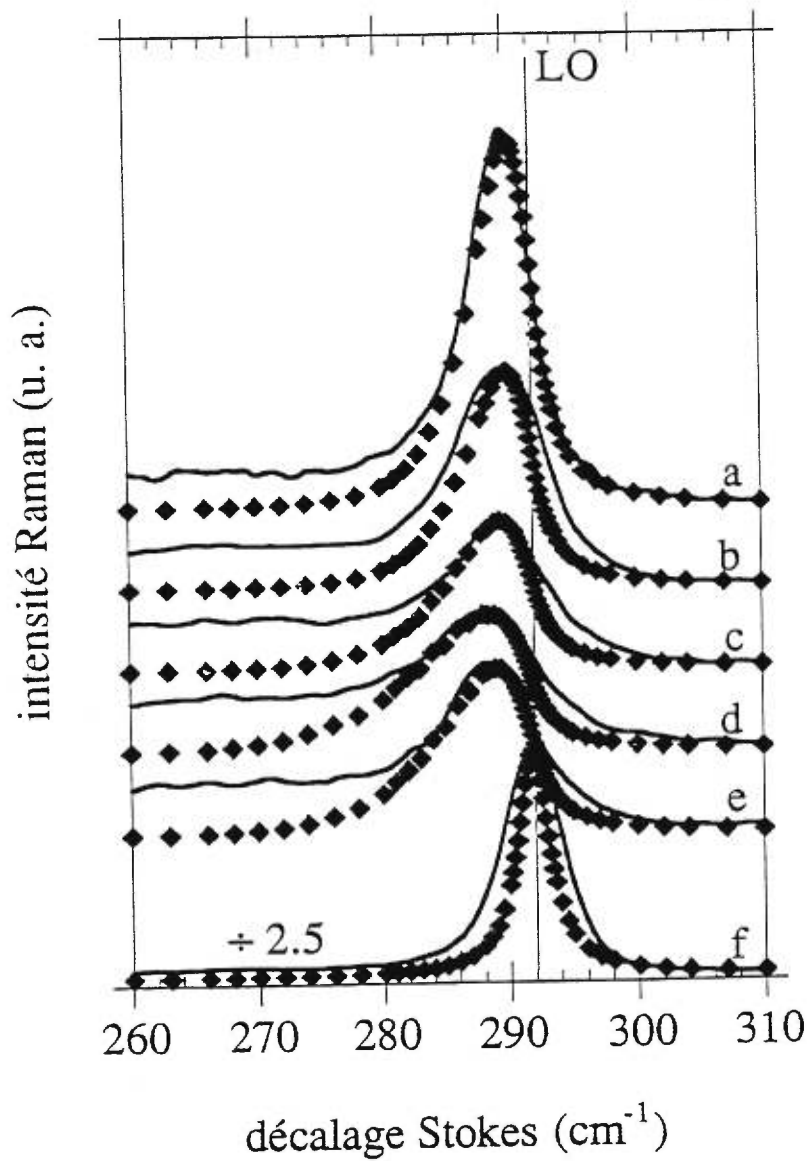


figure 5-1 Spectres Raman pour un échantillon implanté avec $2 \times 10^{15} \text{ Be}\cdot\text{cm}^{-2}$ non recuit. Les profondeurs sont: a) surface, b) $1,4 \mu\text{m}$, c) $2,5 \mu\text{m}$, d) $3,4 \mu\text{m}$, e) $3,9 \mu\text{m}$, f) $4,2 \mu\text{m}$. Les courbes pointillées représentent une modélisation selon l'équation (5.1). La ligne verticale donne la position du phonon LO pour le substrat original.

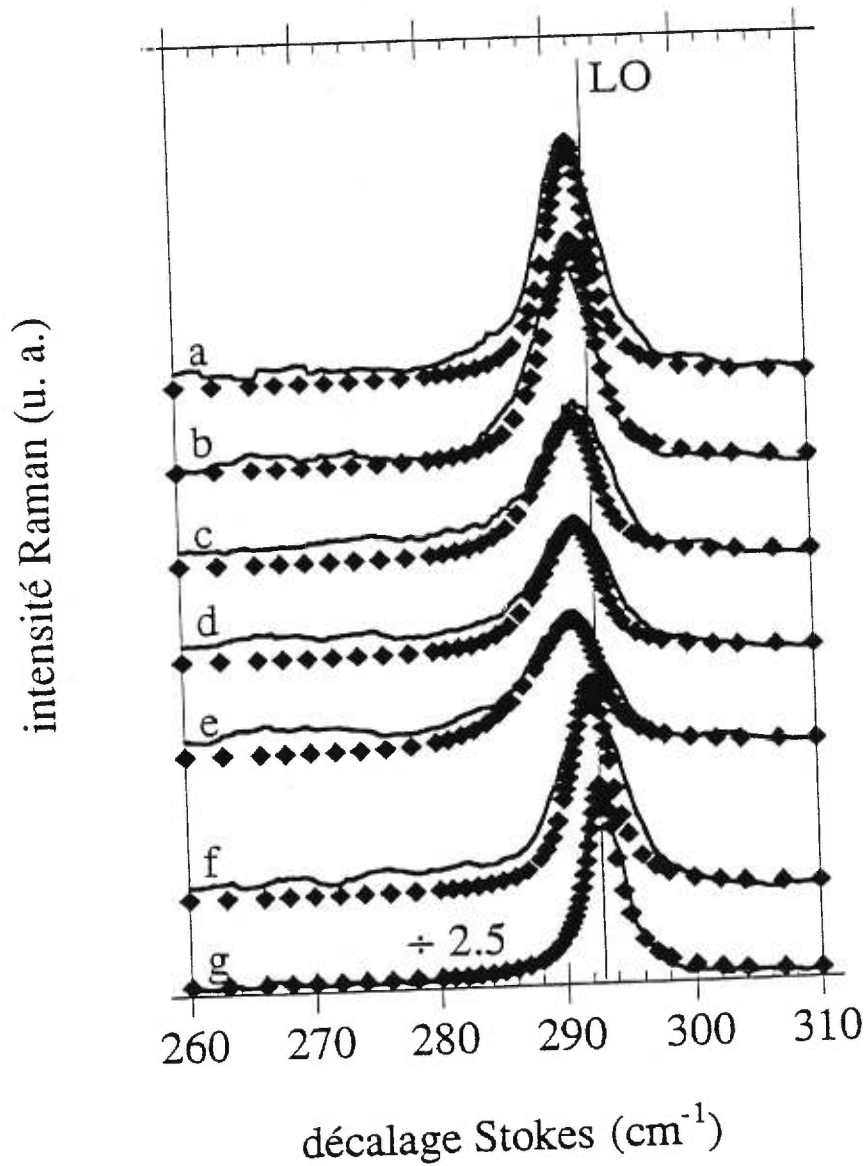


figure 5-2 Spectres Raman pour un échantillon implanté avec 1×10^{13} Se·cm⁻² non recuit. Les profondeurs sont: a) 0,5 μm , b) 1,1 μm , c) 1,8 μm , d) 2,4 μm , e) 3,3 μm , f) 3,8 μm , g) 7,8 μm . Les courbes pointillées représentent une modélisation selon l'équation (5.1). La ligne verticale donne la position du phonon LO pour le substrat original.

aussi que le maximum de la distribution de v^{-1} pour le Se forme un petit pic qui se situe à la même profondeur que le pic des distributions n_d qui est obtenu à plus forte dose et qu'on associe à une forme de dommage plus importante. Au maximum de v^{-1} , $L = 90a$ pour le Se (10^{13} cm^{-2}) et $L = 60a$ pour le Be ($2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$).

5.1.1.2 Modèle de Burns

Ce modèle [Bu87b, Bu87a] a été introduit sous le prétexte que la plus grande courbure de la bande TO implique, selon le modèle de Tiong, un plus grand décalage pour le pic TO ($\Delta\omega_{TO}$) que celui pour le pic LO ($\Delta\omega_{LO}$), ce qui est en désaccord évident avec les observations. L'hypothèse à la base de ce nouveau modèle est que les modifications aux spectres sont dues à un changement dans la charge effective des ions du réseau, le dommage radiatif introduisant une certaine densité de lacunes et d'antisites qui affecte le nombre moyen de liaisons polaires (Ga—As) par atome et donc la polarisabilité du milieu.

Une partie du décalage du pic LO est due à la déformation tétragonale de la cellule unitaire, le reste est attribuable à la présence d'antisites et/ou de lacunes. Mais dans le cas du pic TO la déformation tétragonale peut expliquer entièrement le décalage observé.[Wi86a]

On sait que lorsque la déformation a atteint son niveau de saturation le pic LO est déplacé de 5 cm^{-1} et que la contribution de la déformation à cette valeur est de 1 cm^{-1} . Pour tenir compte de l'effet de la déformation quand le modèle est appliqué à une structure moins endommagée, on a simplement conservé le rapport $\frac{(\Delta\omega_{LO})_{\epsilon_1}}{(\Delta\omega_{LO})_{\text{mesuré}}} = 20\%$.

En supposant que la densité de défauts est assez faible pour que leur interaction soit négligeable il est possible d'estimer grossièrement soit la quantité de lacunes, soit la quantité d'antisites qui est nécessaire pour provoquer les décalages observés. À la profondeur où le déplacement du pic LO est maximum on obtient les résultats présentés au tableau 5-1. Dans tous les cas qui y apparaissent, les densités de lacunes ou d'antisites déduites sont bien en deçà des estimations qu'on peut faire directement à partir d'un modèle de collisions binaires. Bien entendu, ces estimations théoriques sont très grossières, entre autres parce qu'elles supposent une linéarité avec la dose et qu'elles ne tiennent pas compte des recuits dynamiques qui, en provoquant les recombinaisons, réduisent la densité de lacunes et augmentent sûrement celle des antisites. Quoi qu'il en soit on peut affirmer que dans le cadre du modèle de Burns et coll. la quantité de ces défauts qui est requise pour expliquer le décalage du pic LO dans les échantillons implantés et non recuits qui ont été étudiés est tout à fait plausible et que les profils de profondeur respectifs sont assez semblables pour qu'une association soit envisageable.

ion	dose (cm ⁻²)	$\Delta\omega_{LO}$ (cm ⁻¹)	lacunes (%)	antisites (%)
Be	2,3 MeV 2×10^{15}	3,2	1,8	1,1
Se	10,9 MeV 10^{13}	1,9	1,1	0,7
Se	10,9 MeV 3×10^{14}	3,7	2,0	1,3

tableau 5-I Déplacement maximum du pic LO, pourcentage de lacunes et pourcentage d'antisites correspondants, selon le modèle de Burns *et al.*

Un certain nombre de questions subsistent toujours quant à cette interprétation qui n'explique que le décalage du pic, mais pas sa forme asymétrique ni son étalement. D'abord l'effet de la taille réduite des cristallites a bel et bien été observé dans le Si, un matériau par définition non-polaire. Si on refuse de décrire l'interruption de la périodicité du réseau causée par le dommage provoqué par l'implantation en l'assimilant à un confinement spatial il faudrait assurément en tenir compte d'une autre façon, ce qui n'a pas été prévu dans le modèle de Burns. De plus, la dilatation de la maille du GaAs implanté a été attribuée à la présence d'antisites incorporés sous la forme de petits complexes,¹ mais la déformation sature à forte dose et elle présente très peu de variations en fonction de la profondeur, ce qui n'est pas le cas des spectres Raman. On se demande alors comment ces deux phénomènes pourraient partager une même origine.

5.1.2 Dopage

Le profilage des porteurs libres dans le GaAs recuit (activé) requiert l'établissement de contacts ohmiques qu'il n'est pas facile de former et qui demandent d'effectuer un recuit supplémentaire autour de 450°C qui affecte probablement la diffusion et l'activation des impuretés qu'on tente de mesurer. Quand de plus les porteurs libres sont restreints à une bande enfouie dans un substrat qui ailleurs est semi-isolant, comme c'est ici le cas, les complications sont encore plus importantes. En ce sens la technique de spectroscopie Raman sur un échantillon biseauté présente des avantages évidents quand la situation est propice à son utilisation.

Dans un matériau dégénéré on peut considérer que les porteurs sont les particules libres d'un gaz dont les oscillations collectives, appelées plasmons (de fréquence ω_p), sont couplées avec les modes de vibration LO du réseau ionique pour donner les branches ω_- et ω_+ , tel qu'illustré à la figure 5-8. Quand la densité de porteurs (N) est très faible ces branches s'approchent de ω_p et de LO, et à forte densité elles tendent vers les positions TO et ω_p , respectivement.

¹ Voir le chapitre 4.

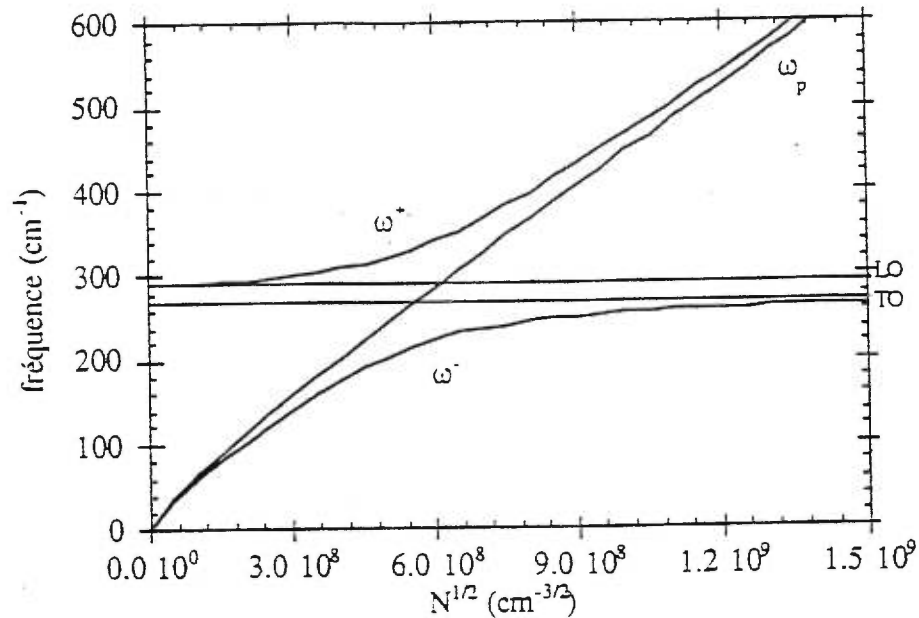


figure 5-3 Couplage du phonon LO et du plasmon dans le GaAs dopé n.

5.1.2.1 Amortissement de Landau

Si le vecteur d'onde et la fréquence du plasmon longitudinal approchent ceux d'une excitation à une particule de part et d'autre du niveau de Fermi, la probabilité que le plasmon se désintègre en excitant un électron est forte. Cet effet, dit de Landau, élargit la branche ω_- et rétrécit le ω_+ tout en les déplaçant vers de plus hautes fréquences, ce qui peut compliquer l'estimation du nombre de porteurs libres.

5.1.2.2 GaAs:Be

La figure 5-4 présente les spectres de diffusion Stokes de premier ordre pour un échantillon implanté à une dose de 2×10^{15} ions- cm^{-2} de Be et recuit à 850°C pendant 20 secondes. De la surface jusqu'à $1,5 \mu\text{m}$ le pic est symétrique et se situe à la position du LO (292 cm^{-1}), ce qui témoigne de la qualité du cristal recuit dans cette région. À une profondeur plus grande une bande (ω_+) assez large (amortissement de Landau) s'ajoute au phonon LO non-couplé, ce dernier demeurant visible à cause de la zone dépeuplée à la surface du biseau.[No81] Le phonon LO est plus étalé et sa position se déplace légèrement à cause de la présence de défauts résiduels. La présence de la bande plus large signale

un couplage plasmon-phonon qui implique une densité de porteurs libres d'au moins 10^{18} cm^{-3} . Les effets du dommage et des porteurs libres sont visibles simultanément, ils sont tous deux maximum à $3,1 \mu\text{m}$, ils s'estompent pour les profondeurs plus grandes et on retrouve à une profondeur de $3,9 \mu\text{m}$ un spectre caractéristique du matériau non-implanté. La densité maximale de porteurs calculée est de $1,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et l'activation obtenue est de 115%, ce qui n'est pas alarmant puisqu'on estime l'incertitude de la modélisation à approximativement 20%.

On peut voir sur la figure 5-11 que la distribution de porteurs libres ([h]) est plus étalée que ne le laissait prévoir la distribution calculée des ions. Les distributions de porteurs libres et de dommage résiduel (après recuit) semblent aussi légèrement plus près de la surface que celle de v^{-1} , en apparence contradiction avec les simulations numériques, mais cette différence est peu significative parce que les deux profils ont été pris sur des biseaux différents pour lesquels l'incertitude sur la profondeur est estimée à $0,2 \mu\text{m}$. Quoi qu'il en soit, il est probable qu'il se trouve du Be au delà de la distribution de porteurs, mais que ce dernier ne puisse y être activé à cause de la présence de dommage résiduel dans cette région.

5.1.2.3 GaAs:Se

L'amortissement de Landau est beaucoup plus important quand le dopage est de type n à cause de la masse effective beaucoup plus faible de l'électron; il affecte particulièrement la bande ω_- qui devient très étroite et se confond dans le «bruit de fond» relativement élevé, de telle sorte qu'on doit se rabattre exclusivement sur la bande ω_+ pour évaluer la concentration de porteurs.

Sur la figure 5-5 qui donne les spectres de diffusion Raman de la lumière de 5145 \AA sur un échantillon implanté au Se à $3 \times 10^{14} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$, on note qu'entre $1,3$ et $2 \mu\text{m}$ la bande ω_+ se détache du pic LO et se déplace progressivement vers de plus grands décalages, jusqu'à un maximum qui est atteint à $2,7 \mu\text{m}$ de profondeur. Après le maximum les spectres retrouvent rapidement (à $3,6 \mu\text{m}$) une forme caractéristique d'un échantillon non-implanté. Un petit pic TO est aussi observé puisque la configuration n'est pas exactement celle d'une rétrodiffusion et que l'indice de réfraction est un peu plus bas à cette fréquence. Les spectres qui témoignent de la présence de porteurs libres montrent aussi une diffusion à des décalages plus faibles que le pic TO; l'origine de cette structure n'est pas claire, elle est abondamment discutée ailleurs [Ar93] et il semble probable qu'elle soit reliée à un mauvais état de la surface de l'échantillon dans cette région suite à la présence de défauts résiduels qui entraînent la formation de puits d'attaque.

Ces mesures ont aussi été prises avec la raie bleue (4880 \AA). À cette fréquence les deux branches (ω_+ et ω_-) se joignent et il est plus facile d'ajuster les simulations aux résultats expérimentaux, mais

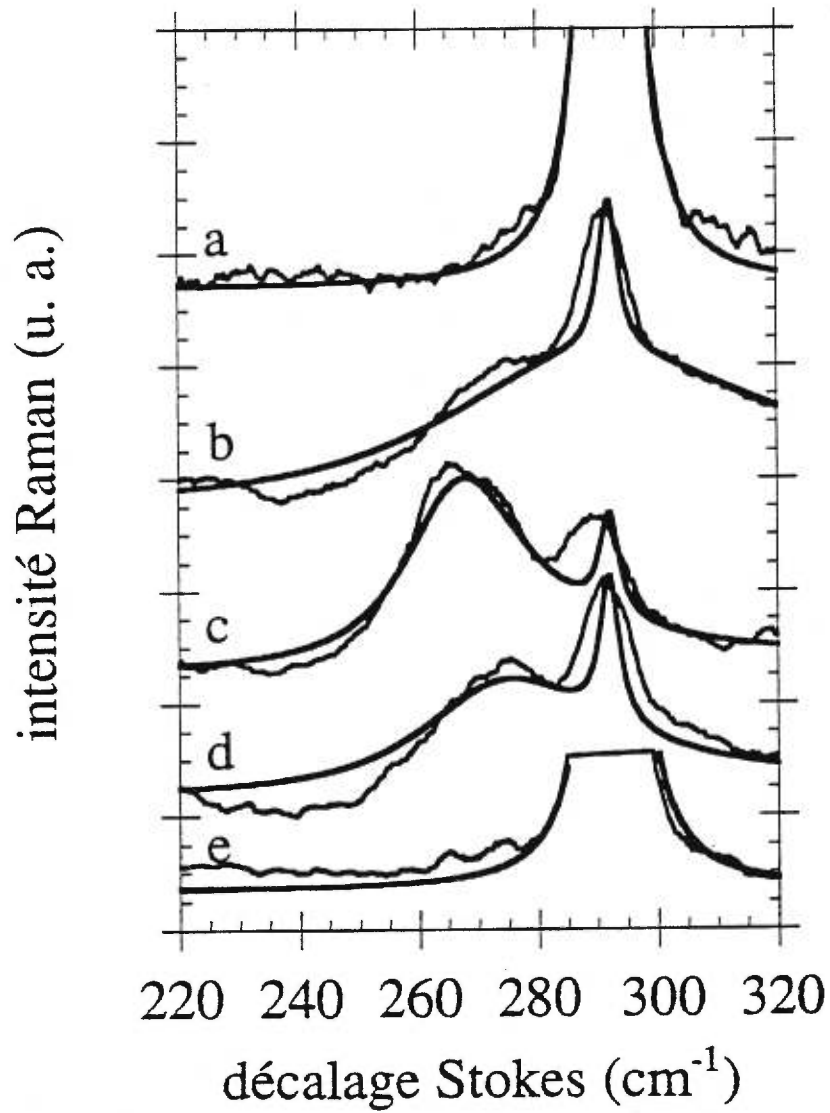


figure 5-4 Spectres Raman pris à différentes profondeurs dans un échantillon implanté à 2×10^{15} $\text{Be} \cdot \text{cm}^{-2}$ et recuit à 850°C pendant 20 s. Le résultat de la modélisation apparaît en trait plus large. a) $0,2 \mu\text{m}$, b) $2,1 \mu\text{m}$, c) $3,1 \mu\text{m}$, d) $3,3 \mu\text{m}$, e) $3,9 \mu\text{m}$.

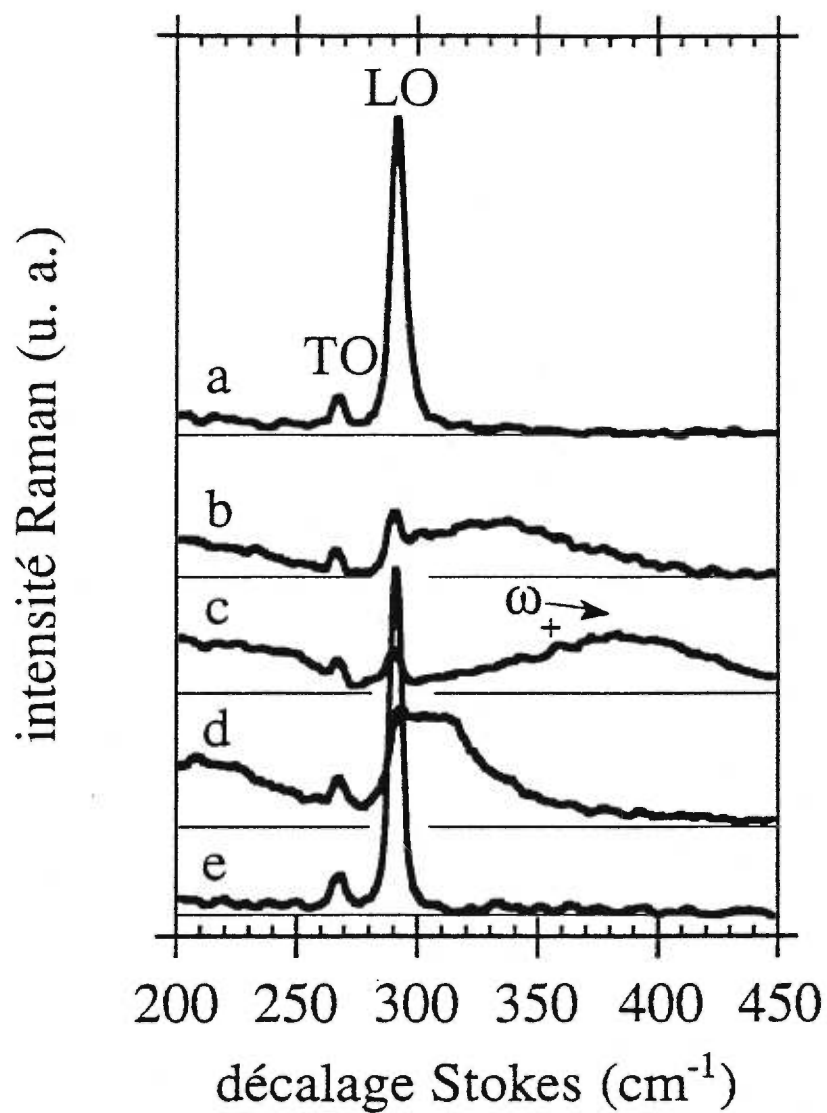


figure 5-5 Spectres Raman de diffusion de la lumière de 5145 Å du GaAs:Se implanté à une dose de $3,16 \times 10^{14}$ ions· cm^{-2} et recuit à 850°C pendant 20 sec pris à une profondeur de a) 1,3 μm , b) 2,0 μm , c) 2,7 μm , d) 3,1 μm , e) 3,6 μm .

le paramètre d'amortissement γ est de beaucoup supérieur. Le profil obtenu est comparable à celui de la figure 5-11 qui est tiré des mesures prises à 5145 Å et la concentration de porteurs est légèrement supérieure avec la raie bleue ($\approx 1,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

Un échantillon implanté au Se avec une dose de $2 \times 10^{15} \text{ ions}\cdot\text{cm}^{-2}$ a aussi été analysé, mais les difficultés rencontrées à plus faible dose n'y sont que plus prononcées. On ne peut pas ajuster les simulations aux spectres parce que la branche ω_+ est noyée dans le bruit, mais la branche ω_- située tout près de la position TO permet d'affirmer que $N \geq 3 \times 10^{18} \text{ é}\cdot\text{cm}^{-3}$ entre 2,2 μm et 3,5 μm , ce qui est proche de la limite de solubilité du Se; quand une concentration plus élevée est obtenue elle n'est pas stable thermiquement, la portion inactive de Se qui «précipite»² dépend de la température du dernier recuit.[Ta88]

5.2 Photoluminescence

La photoluminescence est tellement sensible à l'état et à la composition du substrat original qu'elle a été adoptée comme technique industrielle standard pour sa caractérisation et l'évaluation de son uniformité. Il va de soi qu'il est nécessaire d'obtenir d'abord une description de l'émission des différents gauffres vierges à titre de référence avant d'étudier l'effet de l'implantation. La figure 5-6 présente les spectres obtenus aux environs de la bande interdite avec les deux types de substrats utilisés et dont les caractéristiques sont fournies en annexe. Le caractère semi-isolant du matériau est obtenu par la compensation des impuretés par les pièges profonds d'origine intrinsèque (comme le défaut EL2).[Gr88, Ma80, Jo83] On note que le C est un contaminant universel et plusieurs des structures observées peuvent être reliées à des transitions qui le font intervenir. Les structures sont identifiées directement sur la figure; **FE** représente l'exciton libre, **D** un donneur, **A** un accepteur, **X** un exciton, **e** et **h** les bandes de conduction et de valence. La transition identifiée par (X, D^0) pourrait aussi faire intervenir la bande de valence au lieu de l'exciton, mais pour alléger la notation un seul identificateur a été utilisé. On notera aussi que le Be est un accepteur d'énergie de liaison de $27 \pm 3 \text{ meV}$ dans le GaAs[As75] et que le Se agit comme donneur avec une énergie d'activation de 6,1 meV.[Be72]

Les défauts cristallins réduisent le temps de vie des excitons et offrent des possibilités de recombinaisons $e-h$ non radiatives qui entrent en compétition avec les processus luminescents. Dans un échantillon implanté et recuit les défauts résiduels sont assez importants pour réduire sensiblement l'intensité lumineuse, et dans le cas d'échantillons non recuits il est pratiquement impossible de mesurer des spectres de photoluminescence. Tous les échantillons dont la photoluminescence a été mesurée ont donc été préalablement recuit à 850°C pendant 20 s.

² Au sens large, soit en formant des amas soit en s'agglutinant autour des défauts cristallins.

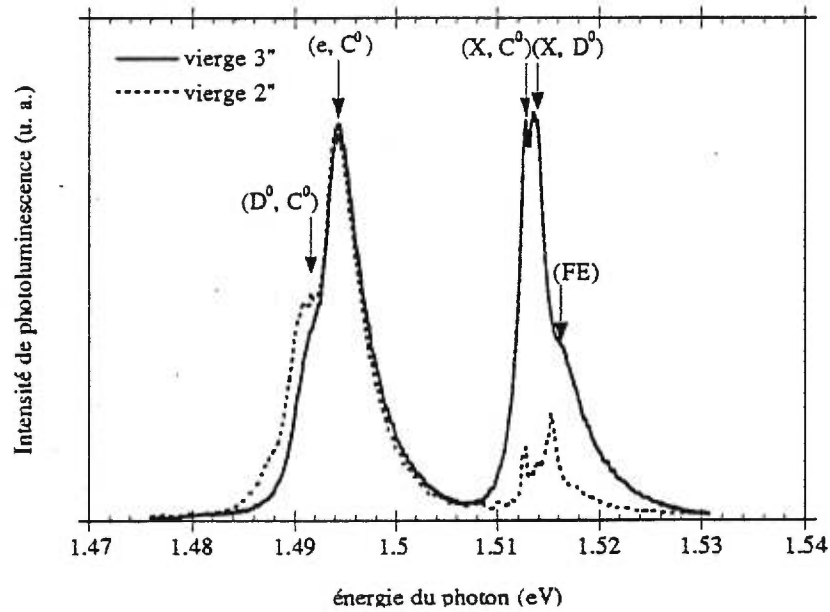


figure 5-6 Spectres de photoluminescence des substrats vierges.

5.2.1 GaAs:Be

Le spectre de photoluminescence de l'échantillon dopé au Be est comparé à la figure 5-7 avec celui de l'échantillon non-implanté. La transition (X, Be^0) domine maintenant la région de transitions excitoniques (région II, de 1,505 à 1,520 eV) et dans l'autre partie du spectre (région I, de 1,475 à 1,505 eV) l'intensité de la bande augmente à cause de la contribution de la transition (e, Be^0) .

Les spectres obtenus à différentes profondeurs dans un échantillon implanté à 10^{13} ions·cm⁻² de Be et recuit à 850°C pendant 20 secondes sont présentés à la figure 5-8 en deux parties pour permettre de normaliser indépendamment les deux régions. Dans la première région on constate que la transition (e, Be^0) , identifiée à la figure précédente, occupe les spectres à partir de la surface jusqu'à une profondeur de 3,25 μ m. Dans la seconde région la transition (X, Be^0) est visible de la surface jusqu'à 3,25 μ m alors que la transition (X, D^0) (ou (h, D^0)) y est absente.

L'importance des transitions (X, Be^0) et (e, Be^0) a été déterminée en fonction de la profondeur en ajustant des distributions gaussiennes à la différence des spectres GaAs et GaAs:Be. Dans le résultat qui apparaît à la figure 5-11 on note que la transition (X, Be^0) atteint un maximum bien plus près de

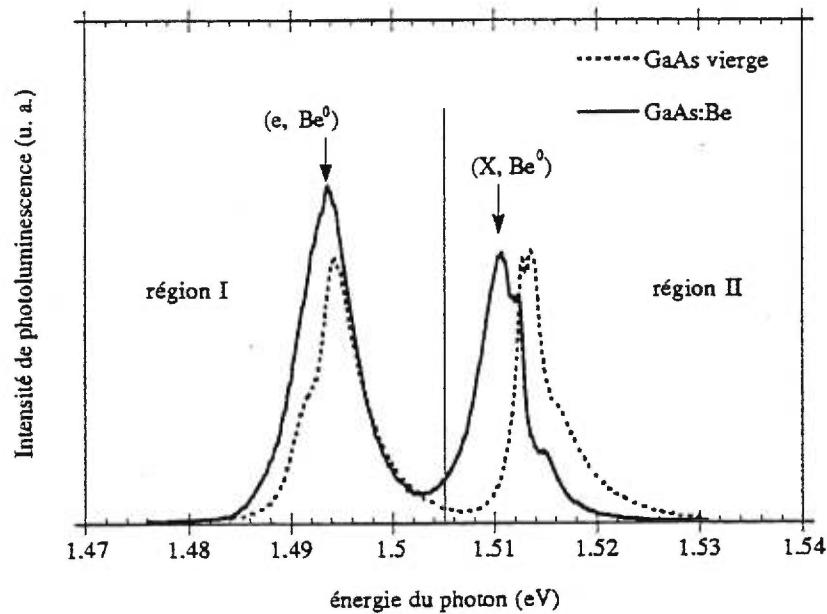


figure 5-7 Spectres PL du GaAs:Be comparé à celui d'un échantillon vierge.

la surface, ce qui n'est guère surprenant puisque la survie d'un exciton³ requiert une qualité cristalline exceptionnelle qui n'est sûrement pas présente en profondeur, même si la canalisation ionique n'a pas réussi à y mettre en évidence les défauts résiduels. Le maximum d'intensité de la transition (e,Be) se trouve à la même profondeur que celui du profil de [h] mesuré par spectroscopie Raman. Il se peut bien qu'ici aussi des imperfections cristallines masquent la présence de Be à une profondeur un peu plus grande que celle où on observe la transition (e,Be). À faible profondeur il y a du Be en quantité supérieure à ce que laissent supposer les concentrations de porteurs (Raman) et d'ions (MARLOWE),⁴ ce qui laisse supposer qu'il se produit une faible diffusion du Be en amont.

La luminescence d'un échantillon implanté au Be à une dose beaucoup plus forte (2×10^{15} ions-cm⁻²) est illustrée à la figure 5-9. À plus de 4 μm de profondeur on obtient un spectre typique d'un échantillon non-implanté. En remontant vers la surface à partir de cette position les transitions excitoniques s'estompent progressivement tandis que la bande de la région I développe une épaule du côté où l'énergie est plus faible (1,492 eV). Cette bande qui correspond à la transition (e,Be⁰) domine le spectre de 3,0 à 2,6 μm , profondeur à laquelle une nouvelle structure large apparaît et finalement domine le spectre vers 2,3 μm . Cette structure qui n'était pas observée à dose plus faible

³ Voir aussi l'évolution de la structure FE à la figure 5-8.

⁴ Bien sûr l'intensité de la photoluminescence n'est pas proportionnelle à la concentration de Be.

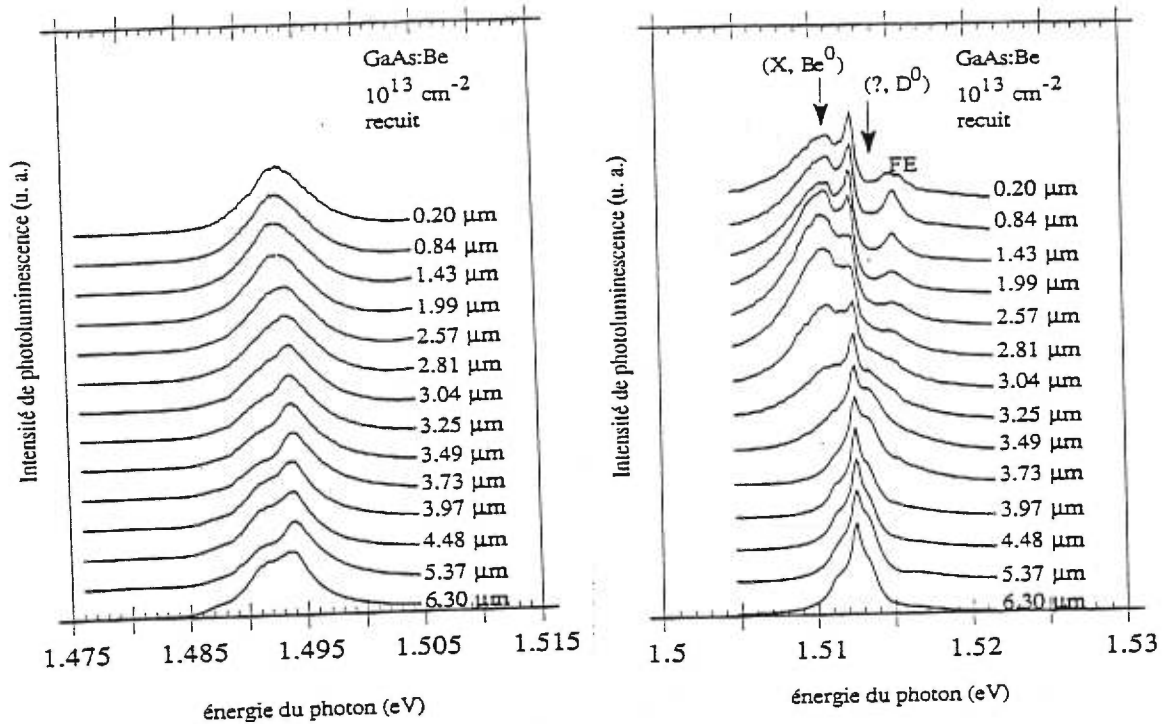


figure 5-8 Spectres PL du GaAs:Be implanté à une dose de 10^{13} cm^{-2} et recuit à 850°C pendant 20 s. Les courbes ont été prises à des profondeurs différentes, indiquées à leur droite, et elles sont normalisées indépendamment les unes des autres.

est centrée à 1,483 eV, une valeur assez proche de 1,489 eV qui a déjà été associée à une transition (D^0, Be^0) . [Sc81] Plus près de la surface le spectre récupère presque complètement les caractéristiques de la luminescence d'un échantillon non-implanté, mais la bande de la région I demeure centrée à une énergie plus faible.

5.2.2 GaAs:Se

Pour une même dose, le désordre créé par le Se est beaucoup plus important et on sait maintenant que le recuit effectué, 20 s à 850°C , était insuffisant pour minimiser les défauts résiduels et, même aux doses les plus faibles, la luminescence doit y être beaucoup moins forte à cause du nombre élevé de centres de recombinaison non-radiative que cela implique.

Quand un bon nombre de Se s'installe dans des sites substitutionnels une bande large apparaît à 1,41 eV. Parce que cette bande n'a été observée que dans des échantillons dopés implantés avec des donneurs elle a été baptisée $[D,LD]$ ⁵ [Ma86c, Ma88] Mais contrairement à ce qui est rapporté dans ces

⁵ Donor—Lattice-defect transition.

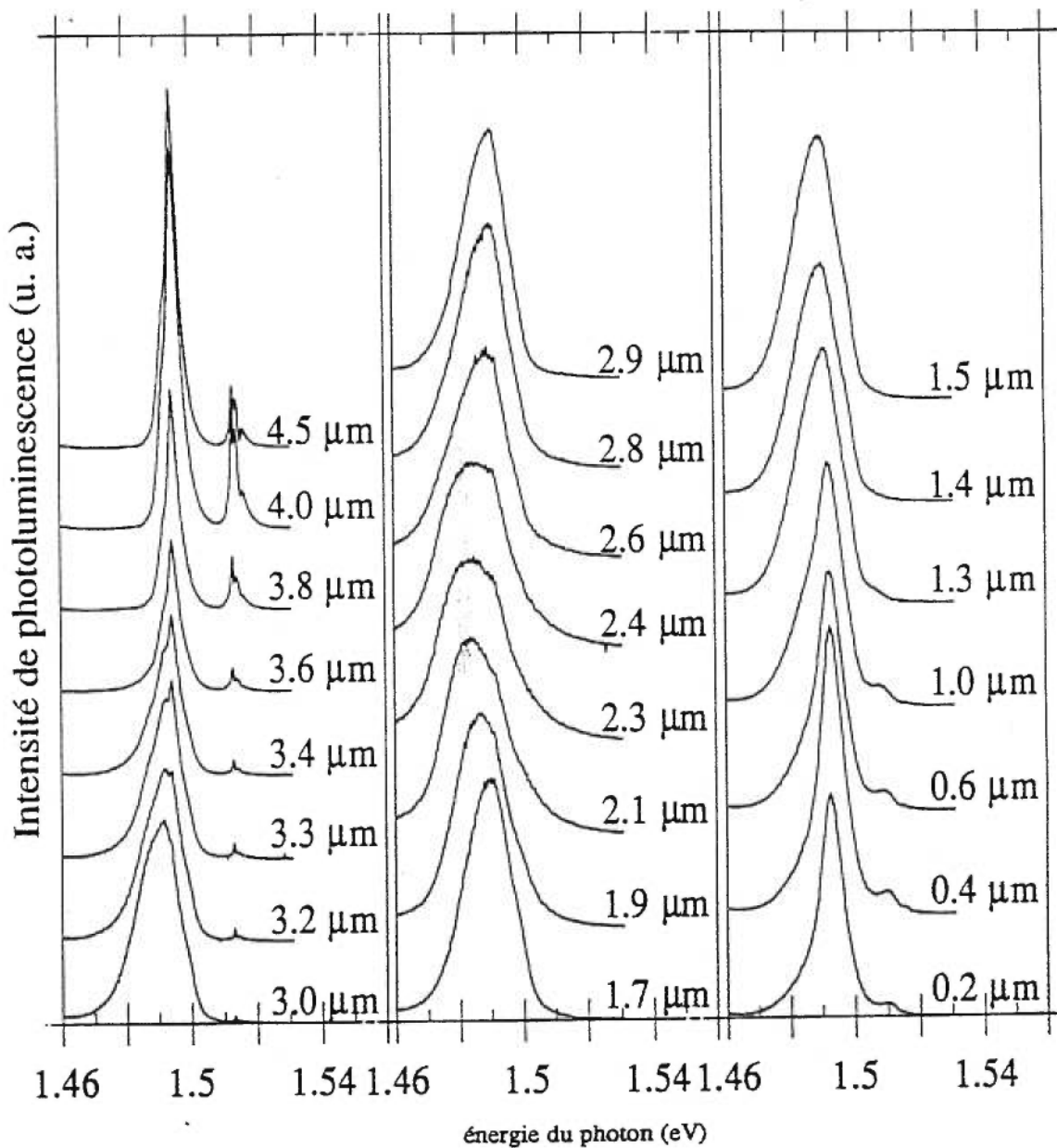


figure 5-9 Spectres PL du GaAs:Be implanté à une dose de $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ et recuit à 850°C pendant 20 s. Les courbes ont été prises à des profondeurs différentes, indiquées à leur droite, et elles sont normalisées indépendamment les unes des autres.

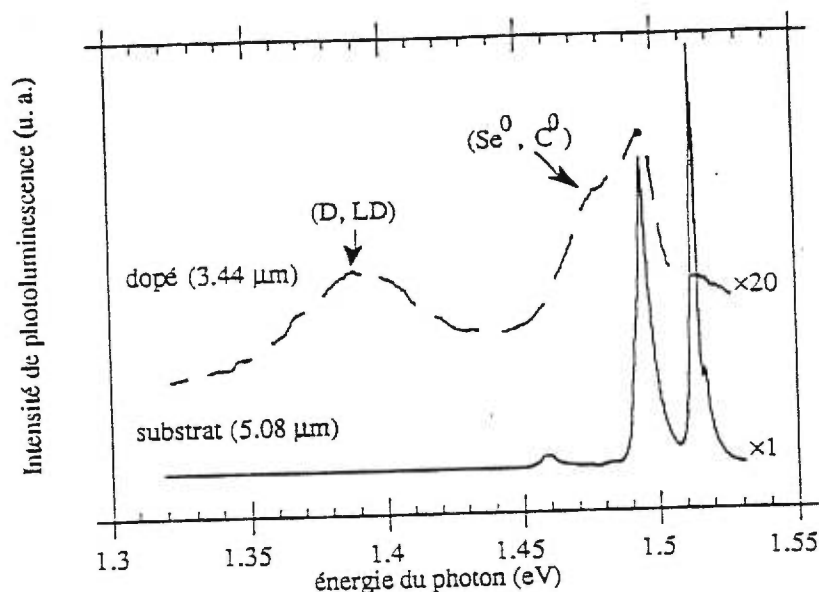


figure 5-10 Spectres PL du substrat et de la région dopée par une implantation de $2 \times 10^{15} \text{ Se} \cdot \text{cm}^{-2}$ suivie d'un recuit à 850°C pendant 20 s.

références,⁶ la position de cette bande change en fonction de la profondeur (voir la figure 5-11) et de la dose.[Ar93] La structure [D,LD] est visible dans une tranche mince de l'échantillon qui correspond à la couche dopée et au maximum du dommage.

5.3 XPS

La spectroscopie des électrons émis suite à une stimulation de rayons x donne l'énergie de liaison des électrons du coeur des atomes et comme cette dernière est influencée par la distribution de charge dans la couche de valence, la technique XPS renseigne sur la nature des atomes présents et sur les liaisons chimiques qui les unissent. Par exemple, il est possible de distinguer la contribution des atomes As liés au Ga de celle de l'As «libre», As^0 , présumément en position interstitielle [Lu89] ou d'antisite. Ainsi il a été possible de tracer $[\text{As}^0]$ dans un échantillon implanté avec $10^{14} \text{ Si} \cdot \text{cm}^{-2}$ et non recuit; ils'agit de la figure 5-11 où la concentration illustrée est définie par le rapport entre la quantité d'atomes As^0 et la somme du nombre de As et de Ga. Le XPS est une technique de surface et pour étudier le matériau à diverses profondeurs il faut l'exposer par une attaque chimique, tout en notant que

⁶ Il faut ajouter que les substrats y sont produit par épitaxie et que les recuits, à 800° , y durent 20 minutes, ce qui peut changer la qualité du cristal reconstruit, ou le type des défauts qui s'y trouvent.

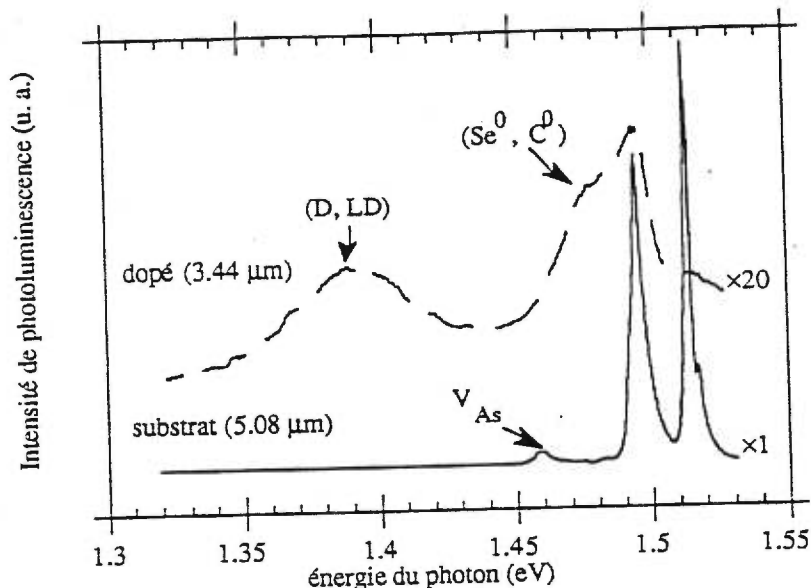


figure 5-10 Spectres PL du substrat et de la région dopée par une implantation de $2 \times 10^{15} \text{ Se}\cdot\text{cm}^{-2}$ suivie d'un recuit à 850°C pendant 20 s.

références,⁶ la position de cette bande change en fonction de la profondeur (voir la figure 5-11) et de la dose.[Ar93] La structure [D,LD] est visible dans une tranche mince de l'échantillon qui correspond à la couche dopée et au maximum du dommage.

5.3 XPS

La spectroscopie des électrons émis suite à une stimulation de rayons x donne l'énergie de liaison des électrons du coeur des atomes et comme cette dernière est influencée par la distribution de charge dans la couche de valence, la technique XPS renseigne sur la nature des atomes présents et sur les liaisons chimiques qui les unissent. Par exemple, il est possible de distinguer la contribution des atomes As liés au Ga de celle de l'As «libre», As^0 , présumément en position interstitielle [Lu89] ou d'antisite. Ainsi il a été possible de tracer $[\text{As}^0]$ dans un échantillon implanté avec $10^{14} \text{ Si}\cdot\text{cm}^{-2}$ et non recuit; ils'agit de la figure 5-11 où la concentration illustrée est définie par le rapport entre la quantité d'atomes As^0 et la somme du nombre de As et de Ga. Le XPS est une technique de surface et pour étudier le matériau à diverses profondeurs il faut l'exposer par une attaque chimique, tout en notant que

⁶ Il faut ajouter que les substrats y sont produit par épitaxie et que les recuits, à 800° , y durent 20 minutes, ce qui peut changer la qualité du cristal reconstruit, ou le type des défauts qui s'y trouvent.

cette procédure laisse la surface un peu riche en As^0 ($\approx 5\%$). Le profil présente un maximum dont la profondeur correspond à celui des profils des centres diffuseurs (RBS/C). Pour ce qui est de la forme, il est clair que n_{pd} s'étend préférentiellement vers la surface alors qu'au contraire $[\text{As}^0]$ est plus étalée du côté plus profond et de ce fait ne correspond pas plus à n_F . La valeur maximale de la concentration de As^0 est d'environ 6%. En émettant l'hypothèse qu'il s'agisse exclusivement d'atomes interstitiels et qu'il y ait autant de Ga_i que de As_i ceci donne environ 12% d'atomes déplacés alors que les mesures RBS/C signalent $\sim 7\%$ de centres diffuseurs. Cette situation est tout à fait acceptable étant donnée la précision de la mesure de n_{pd} et aussi parce qu'on s'attend à une contribution au spectre XPS de la part des As_{Ga} ; d'abord il y a l'antisite lui-même qui est constitué d'un atome As lié à quatre autres atomes As et ensuite il y a ses quatre voisins As qui sont chacun liés à trois Ga et un As (au lieu de quatre Ga). Finalement on doit souligner que l'important signal de base qu'il faut soustraire du profil $[\text{As}^0]$ et la faible distance entre le signal d'arsenic libre et celui de l'arsenic lié au gallium dans le spectre XPS ne fournissent pas les conditions propices à la meilleure précision.

5.4 Résumé

À la figure 5-11 est montré un ensemble sélectif et représentatif des résultats déjà présentés. Les courbes ont été sélectionnées pour illustrer les différents comportements rencontrés et ne favorisent pas nécessairement une comparaison directe entre les différentes méthodes d'analyse. Les différentes doses et les traitements thermiques qu'ont subis les échantillons qui correspondent aux courbes illustrées sont donnés au tableau 5-II. Pour les mesures de canalisation, les courbes en trait plein donnent les distributions des centres diffuseurs (n_{pd}) mesurés dans des échantillons non recuits et les pointillés représentent $\sigma_D n_D$ dans des échantillons recuits.

5.5 Discussion

Les mesures de déformation du réseau cristallin ont montré plusieurs particularités qu'on essaye maintenant de réconcilier avec une interprétation globale de l'accumulation et de la manifestation de la contrainte causée par l'implantation ionique.

D'abord quelques points dont l'interprétation cause peu de problème. Sauf pour $\epsilon_{\perp \max}$ avec le Se, ϵ_{\perp} vs φN_F est infra-linéaire, ce qui implique que la présence de prédommage est nécessaire à l'apparition d'une déformation. En d'autres mots, la déformation n'est pas créée directement par une cascade et elle ne peut être reliée directement et simplement aux défauts primaires (lacunes, interstitiels ou paires de Frenkel) qui y sont produits. On peut aussi ajouter, après une comparaison avec les profils XPS, que la déformation tétragonale n'a pas de lien direct avec la quantité locale

technique	quantité mesurée	Be·cm ⁻²	recuit	Si·cm ⁻²	recuit	Se·cm ⁻²	recuit
XRD	ϵ_{\perp}	1×10^{15}	—	1×10^{14}	—	1×10^{13}	—
		3×10^{15}	—	3×10^{14}	—	1×10^{14}	—
RBS/C	n_{pd}	1×10^{15}	—	5×10^{15}	—	1×10^{14}	—
	$\sigma_D n_D$	1×10^{15}	850°C 20s	1×10^{14} 5×10^{15}	— 850°C 20s	1×10^{14} 1×10^{14}	850°C 20s 945°C 20s
MARLOWE	v_0	1×10^{15}	—	5×10^{15}	—	1×10^{14}	—
Raman	v^{-1}	$2,5 \times 10^{15}$	—			1×10^{13}	—
	N	2×10^{15}	850°C 20s			3×10^{14}	850°C 20s
XPS	[As ⁰]			1×10^{14}	—		
PL		1×10^{13}	850°C 20s			3×10^{14}	850°C 20s

tableau 5-II Dose implantée et paramètres de recuit pour les échantillons qui ont servi aux mesures rapportées à la figure 5-11.

d'interstitiels qui persistent après l'implantation. L'hypothèse d'un tel lien direct entre les défauts primaires et la déformation est aussi réfutée par l'absence d'une étape bien définie dans les recuits [Wi85a] (quand un défaut est simple, le signal qui lui est associé chute brusquement lorsqu'une certaine température est atteinte). Et dans le cas plus particulier des lacunes dont la présence pourrait selon plusieurs expliquer la dilatation du réseau, l'interdiction est renforcée par le fait que le sens et la grandeur de la relaxation de leurs voisins dépend de la charge électrique de celles-ci, [La92] alors qu'il est bien établi que la déformation du réseau, elle, est indépendante du niveau de Fermi. [Wi85a]

La dépendance de $\epsilon_{\perp \max}$ sur la dose de Se est la seule à être linéaire; c'est donc le seul ion, la seule quantité mesurée et la seule profondeur qu'on peut associer à un processus hétérogène. Dans tous les autres cas la dépendance est moindre et la contribution du processus homogène est beaucoup plus importante.⁷ Il est probable qu'à la fin des cascades de Se le processus hétérogène soit prédominant mais non exclusif; par exemple il est possible qu'une petite contribution homogène induise une augmentation de la dépendance sur la dose et que cette augmentation soit compensée par l'effet du recuit dynamique qui, étant plus marqué quand l'implantation est plus longue, a tendance à réduire la dépendance de $\epsilon_{\perp \text{ surf}}$ sur φ .

Les valeurs de ϵ_{\perp} mesurées sur des échantillons implantés au Se se regroupent bien en fonction de n_F (la densité locale de paires); entre ces deux quantités il y a un lien qui n'est évident que si la

⁷ Le fait que $\epsilon_{\perp \text{ surf}}$ n'est pas proportionnel à φ pour le Se contredit l'hypothèse selon laquelle la densité locale est la même dans une cascade, indépendamment de la profondeur. Il faut conclure soit que la proportionnalité entre $\epsilon_{\perp \max}$ et φ n'est pas parfaite et que le dommage préexistant influence légèrement le nombre de défauts contraignants dont chaque cascade est responsable, soit que la densité de lacunes représente mal le dommage infligé au réseau à cause d'un effet de crête de collisions. (Voir le chapitre 1)

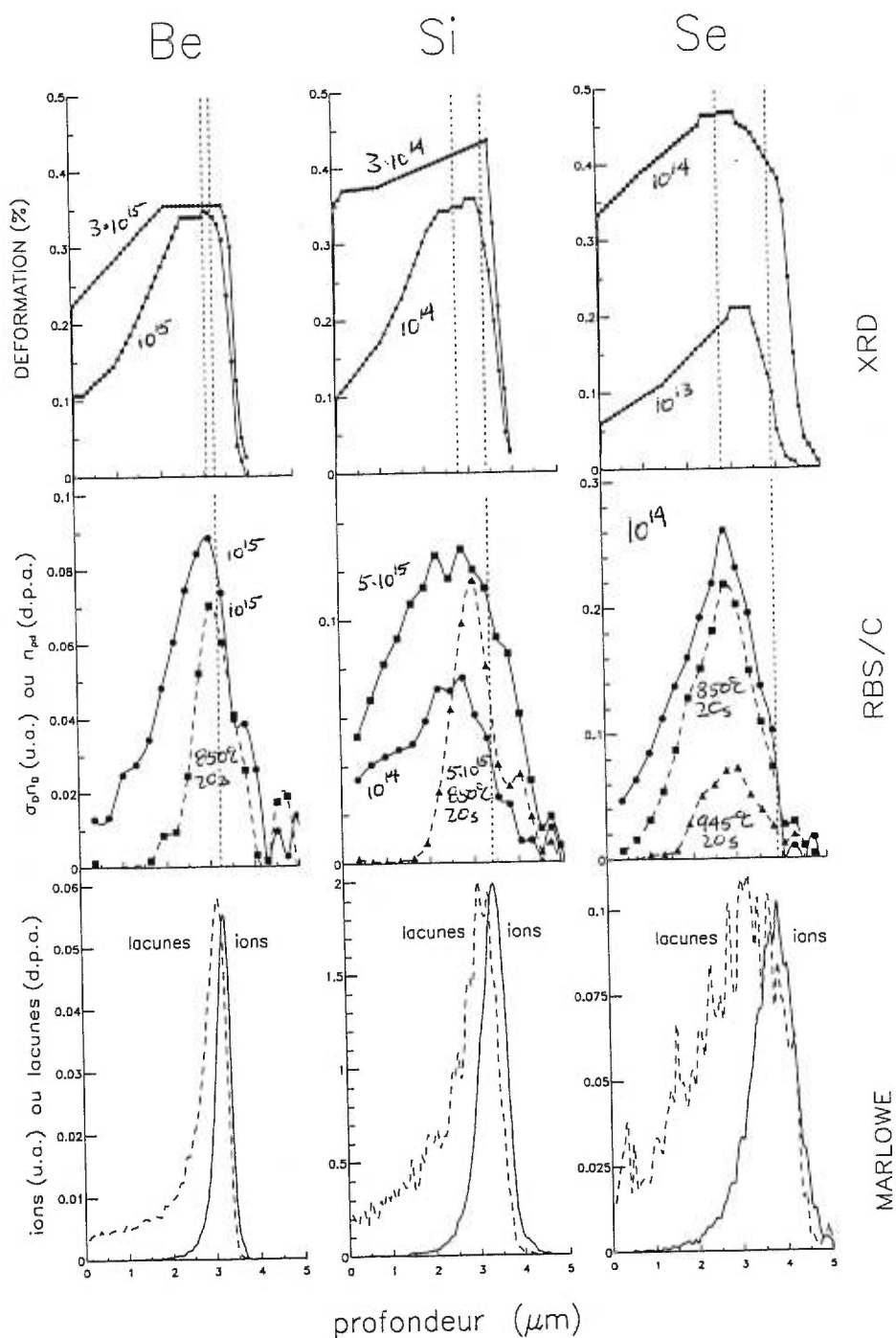


figure 5-11 (première partie) Résumé des résultats présentés sous la forme de profils en profondeur; chaque colonne est associée un type d'ion, identifié tout en haut, et chaque rangée correspond un type de mesure, identifié à sa droite : profils de ϵ_{\perp} obtenus par mesures XRD sur des échantillons implanté non-recuits, distributions des centres diffuseurs tirés des mesures RBS/C sur des échantillons implantés et recuits (tirets) ou non (traits pleins). Les points expérimentaux sont reliés entre eux uniquement pour guider l'oeil et les pointillés verticaux indiquent la position des maxima des profils de dommage (RBS) et d'ions (MARLOWE) pour permettre une comparaison rapide. Voir le corps du texte pour d'autres informations.

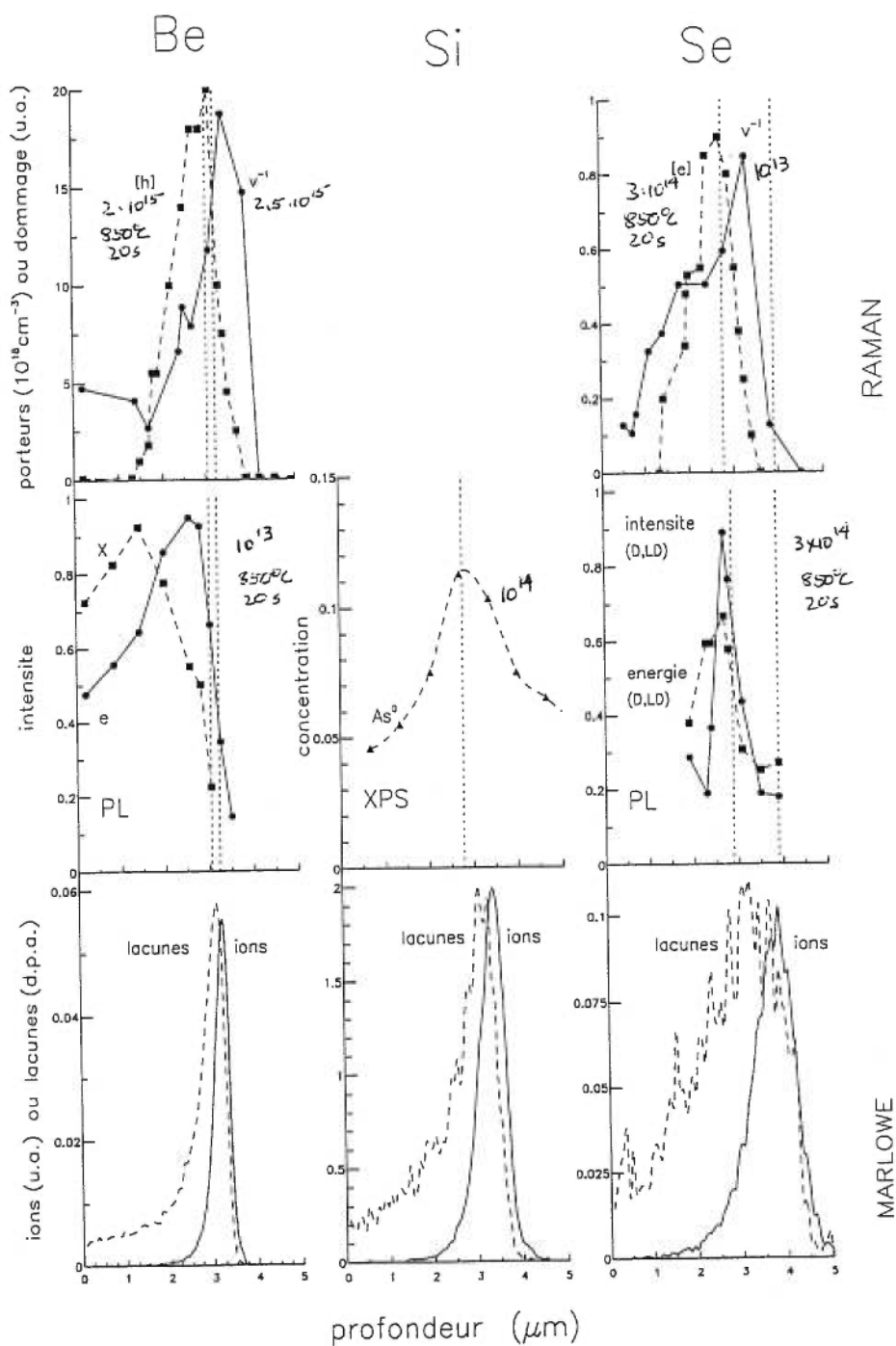


figure 5-11 (seconde et dernière partie) Les mesures Raman fournissent les profils de densité de porteurs (en tirets) et de l'inverse du volume relatif de corrélation. Les mesures XPS donnent la portion des atomes d'As qui ne sont pas liés au Ga. La photoluminescence donne les profils d'intensité des bandes de transitions (X, Be⁰) et (e, Be⁰) ou, pour Se, les profils d'intensité et d'énergie des transitions (D, LD). Les mesures et les analyses XPS ont été effectuées par Mme Suzie Poulin [Lu89].

densité de la cascade est assez élevée.⁸ D'un autre côté il est peu probable que des défauts relativement gros ou étendus puissent être créés directement par une cascade et il a aussi été remarqué que des échantillons déformés par une implantation à faible dose ne montrent pas de défauts visibles par XTEM. C'est pourquoi les défauts contraignants sont probablement de *petits* complexes formés d'un petit nombre de lacunes, d'interstitiels et/ou d'antisites, agencés de façon à ne pas trop déplacer les atomes avoisinants.⁹

Dans cet esprit on peut proposer deux interprétations extrêmes de la différence entre les profils en profondeur de n_F et de ϵ_{\perp} : ou la déformation dépend de la concentration locale de défauts contraignants, ou elle est une réponse (non-locale) du réseau à la présence de ces petits complexes. Que les défauts contraignants exercent une influence à longue portée peut paraître improbable, entre autre à cause du fait qu'il arrive qu'à basse énergie ϵ_{\perp} ait le même profil en profondeur que n_F . [Pa87a]¹⁰ mais il demeure intéressant de discuter de cette hypothèse parce que, comme il sera expliqué un peu plus loin, elle pourrait expliquer les résultats concernant $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$. Une saturation se produirait quand la déformation atteint une certaine limite; un équilibre dynamique de la densité de défauts contraignants serait alors maintenu par la transformation de ceux-ci (ou de leurs précurseurs) en un nouveau type de défauts qui permettent de maintenir la contrainte constante (comme de petites boucles de dislocation ou des agglomérats) ou par la diffusion des précurseurs vers la surface. Ces défauts précurseurs mobiles proviendraient directement de chaque nouvelle cascade ou de la décomposition par recuit dynamique de défauts contraignants déjà présents. D'une façon ou d'une autre la diffusion, si elle existe, doit être fortement stimulée par la radiation puisqu'elle se fait uniquement vers la surface, et dans l'intervalle étudié, cette diffusion «radiative» n'est pas affectée par un changement de la densité de courant, ni par le changement de T_i qui y est associé,¹¹ ni par un recuit post-implantatoire. [Wi85a]

Une légère élévation de T_i (et de j) ou un recuit à la température de la pièce causent une diminution *proportionnelle* de ϵ_{\perp} (qui ne change que l'intensité du profil et laisse sa forme intacte), ce qui implique que près de la température de la pièce les défauts contraignants ne diffusent pas, sur une échelle de 0,1 μm , sous l'effet de la température, d'un gradient de concentration ou d'un gradient de déformation. Une augmentation de la température d'implantation semble uniquement réduire uniformément le nombre de petits complexes après leur création, sans affecter leur taux de formation ou en faire apparaître de nouveaux en décomposant par recuit dynamique les défauts qui ont permis de limiter la contrainte. Pourtant les défauts qui deviennent mobiles près de la température de la pièce dans le GaAs sont considérés essentiels à l'établissement d'une couche superficielle uniformément déformée et assez bien ordonnée. [Wi86b]

⁸ Le regroupement des points est le moins bon pour le Be, l'ion qui produit les cascades les moins denses.

⁹ Pour expliquer la minceur du pic associé à une couche superficielle saturée.

¹⁰ Le brusque changement de la valeur de ϵ_{\perp} près de la fin du parcours des ions ne peut servir ici d'argument à cause de la possibilité de dislocations à cet endroit.

¹¹ La forme du profil de ϵ_{\perp} est strictement identique pour différentes valeurs de j .

Le recuit de ϵ_{\perp} se fait de façon progressive et uniforme, de la température de la pièce jusqu'à $\sim 500^{\circ}\text{C}$, où ϵ_{\perp} est ramené à une valeur presque nulle, excepté pour une bande mince près de la portée projetée des ions qui nécessite une température de $\sim 700^{\circ}\text{C}$. [Wi85c] Près de la température de la pièce les paires rapprochées se recombinaient [Po80], les Ga_i deviennent mobiles et des défauts dont le seuil de création est $2E_d$ se guérissent. [Th70] Vers 500°C ce sont les antisites qui sont recuits, [Wi85a, Wi86b]¹² c'est pourquoi on les soupçonne d'entrer dans la composition des petits complexes responsables de la déformation. La guérison de ces petits défauts immobiles peut se faire par un changement de leur structure interne ou avec l'intervention de défauts primaires nombreux (car l'efficacité du recuit ne dépend pas de la valeur de ϵ_{\perp}) et mobiles, un rôle qui pourrait être joué par les interstitiels qui libèrent en grand nombre les agglomérats et les petites boucles de dislocations lors des recuits.

On rappelle que trois types de défauts ont été introduits à des fins discursives : les *précurseurs*, des défauts simples comme les lacunes, les interstitiels et les antisites, les *défauts contraignants*, qui sont de petits complexes ponctuels formés à base de précurseurs, et finalement des défauts plus gros (petites boucles, agglomérats, ...) qui se forment en consommant d'autres défauts et dont la fonction est de limiter la contrainte.

Le fait que $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$ vs φN_F forme une courbe unique pour l'ensemble des résultats, sans égard au type d'ion implanté, est plutôt surprenant. Dans l'hypothèse d'une dépendance locale de ϵ_{\perp} sur la densité de défauts contraignants, cela implique que le nombre de défauts précurseurs qui sont créés près de la surface ou qui y diffusent ne dépend pas de leur lieu d'origine, car le profil des défauts primaires est différent pour les trois types d'ions. Ceci implique aussi que, même si en fin de cascade le mode et l'efficacité de production des défauts contraignants ne sont pas les mêmes, ou si une partie de la contrainte a été relaxée par la formation de défauts étendus, $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$ est toujours déterminée uniquement par le nombre total de paires créées le long de toute la cascade, sans égard à l'importance de $\mathcal{E}_{\text{inelas}}$ ou de l'énergie transférée au réseau qui pourtant devraient affecter le nombre de recombinaisons.

Il semble que la valeur de $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$ soit surtout déterminée par une réponse du réseau à la présence de défauts situés plus profondément et que la différence dans la forme des profils de ϵ_{\perp} associés aux trois types d'ions implique une certaine dépendance sur la densité locale des petits défauts complexes. L'explication la plus probable se situerait quelque part entre les deux hypothèses initialement proposées et l'importance de la dépendance locale devrait dépendre de la densité des cascades.¹³ Mais les propriétés observées de $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$ ne peuvent toujours pas s'expliquer simplement en ces termes; il serait intéressant de poursuivre l'étude avec l'implantation de d'autres espèces pour s'assurer que l'«universalité» de la courbe n'est pas restreinte et accidentelle.

¹² On trouve aussi une autre référence qui donne 600°C comme température de recuit des As_{Ga} . [Sa90b]

¹³ Avec le Se n_F est assez important en surface; il n'est pas évident qu'une réponse du réseau ou qu'une diffusion soient nécessaires pour expliquer $\epsilon_{\perp, \text{surf}}$ dans ce cas.

Les mesures XRD ont clairement démontré la saturation de la déformation. La densité de centres diffuseurs au contraire ne montre pas de signes de saturation en fonction de l'endommagement local; seul $n_{d\text{surf}}$ semble plafonner (Si) ou ralentir sa progression (Se) en fonction du nombre total de paires créées. Le groupe de Jena, [We89a,Gö90,We90b] qui a étudié par RBS/C l'évolution du dommage en fonction de la dose de N implantée à 280 keV, est arrivé à d'autres conclusions en utilisant la méthode décrite au chapitre 3. Ils ont obtenu un faible déplacement des atomes ($r_{a1} = 0,2 \text{ \AA}$) pour une dose faible et un déplacement important ($r_{a2} = 0,65 \text{ \AA}$) pour une dose élevée qui est sensée correspondre au début de la formation de zones amorphes. En supposant qu'aux doses intermédiaires les atomes déplacés se retrouvent dans l'une ou l'autre de ces positions, le nombre de centres diffuseurs de chaque sorte paraît constant sur la plus grande partie de cet intervalle.

ion	quantité	domaine	de	saturation
Be,Si	ϵ_{\perp}	$\varphi n_F \gtrsim 2 \times 10^{21}$		lacunes·cm ⁻³
Be,Si	$\epsilon_{\perp \text{ max}}$	$\varphi N_F \in [5 \times 10^{17}, 5 \times 10^{19}]$		lacunes·cm ⁻²
Be,Si,Se	$\epsilon_{\perp \text{ surf}}$	$\varphi N_F \gtrsim 2 \times 10^{18}$		lacunes·cm ⁻²

tableau 5-III Conditions de saturation de la déformation. Pour le Se $\epsilon_{\perp \text{ max}}$ ne sature pas, sa progression ne fait que ralentir autour de $\varphi N_F \approx 10^{18}$ lacunes·cm⁻².

Mais quand la dose dépasse $\sim 10^{16}$ Si·cm⁻² ou $\sim 10^{14}$ Se·cm⁻², les mesures XRD suggèrent qu'une couche amorphe se soit formée en profondeur et un changement qualitatif apparaît dans les spectres RBS, mettant en évidence l'existence d'un second type de dommage à cette profondeur. La concentration de centres diffuseurs y demeure par contre bien inférieure à un (*c.f.* 10^{15} Se·cm⁻²) et ainsi elle réfute l'interprétation selon laquelle une couche amorphe uniforme relativement épaisse se serait formée. Dans cette zone fortement altérée un ordre cristallin résiduel persiste même si le déplacement des atomes y est trop important ($\gtrsim 0,5 \text{ \AA}$) pour que la diffraction constructive des rayons-x puisse être observée. Les définitions usuelles d'amorphicité pour XRD et pour RBS/C ne sont donc pas compatibles, contrairement à ce qui a été rapporté pour d'autres circonstances.[Pa81,Wi87,Pa87a] Pour les échantillons non-recuits la dépendance de σ_D sur l'énergie du faisceau d'analyse n'est pas systématique comme elle aurait dû l'être si le dommage avait été d'un genre unique bien défini.[Fe82a] La nature du désordre dans cette couche n'a pas été déterminée mais elle pourrait bien consister en une collection de zones amorphes ou de micro-cristaux mésorientés, séparés par un matériau cristallin très endommagé où la maille du réseau est très dilatée.

Pour des implantations à basse énergie le début de la progression plus rapide du dommage se présente autour de 3×10^{20} keV·cm⁻³ selon [We88,We89b,We86c...] ou de $1,3 \times 10^{20}$ keV·cm⁻³ selon [Ko93b]. Pour le Si à 7 MeV on obtient d'après l'évolution de $\epsilon_{\perp \text{ max}}$, $\sim 9 \times 10^{20}$ keV·cm⁻³ et pour

le Se de 10,9 MeV, $\sim 0,25 \times 10^{20}$ keV·cm⁻³. En autant qu'on puisse les comparer aux précédentes¹⁴ ces valeurs sont raisonnables. On s'attendait à ce que l'amorphisation ne se produise plus facilement avec des implantations d'ions dont la masse est plus grande parce que les cascades qu'elles engendrent sont plus denses, mais la différence observée ici entre le Si et le Se est particulièrement importante.

La dépendance supralinéaire de n_{pd} sur n_F pour la partie des courbes qui correspond aux premiers microns, même pour les doses les plus faibles — pour lesquelles le prédommage est à toutes fins pratiques inexistant — ne s'explique facilement que par la diffusion vers la surface des défauts créés à une profondeur plus grande. Ces courbes sont d'ailleurs beaucoup plus dispersées que celles obtenues pour la déformation, même dans le pire des cas, avec le Be. Les centres diffuseurs sont donc plus indirectement reliés aux défauts primaires que ne l'est la déformation, ce qui suggère qu'en général les centres diffuseurs sont plus complexes que les défauts responsables de la déformation. On savait déjà que l'effet des centres diffuseurs dans le réseau n'était pas isotrope parce que n_{pd} dépend du canal qui a été choisi pour la mesure. Il est probable que l'implantation à la température de la pièce génère des centres diffuseurs plus complexes, anisotropes et répartis différemment des paires créées, à cause de la possibilité d'un recuit dynamique et d'une migration des défauts, car il est bien connu qu'à basse énergie les profils de n_{pd} et de n_F sont similaires quand les échantillons sont refroidis lors de l'implantation.

Pour une même valeur de φN_F (10^{15} Be·cm⁻² et 10^{14} Si·cm⁻²), le nombre total de centres diffuseurs obtenu est le même, que l'implantation ait été faite avec du Be ou du Si. Cette règle s'applique aussi pour la déformation (maximale ou en surface) et elle y a été observée sur une plage plus large (de 10^{13} à 3×10^{15} Si·cm⁻²). Quand la concentration de centres diffuseurs est inférieure à $\sim 5\%$, le Se est nettement moins efficace dans la production de centres diffuseurs (voir $n_{pd\max}$ et $n_{pd\text{surf}}$). Pour $\epsilon_{L\max}$ c'est la même chose: tant que la déformation est en dessous du niveau de saturation, l'efficacité du Se à produire une contrainte est bien inférieure à celle du Si ou du Be. L'efficacité du recuit dynamique est donc plus grande lors de l'implantation de Se, une situation plutôt surprenante.¹⁵ La fin des cascades de Se est sensée être plus dense que celle des autres ions, ce qui implique aussi que la température¹⁶ y est plus élevée. La nucléation partiellement hétérogène proposée dans ce cas est un modèle de type Morehead-Crowder pour lequel la température joue habituellement deux rôles: elle détermine la vitesse de recristallisation et elle détermine l'étendue de la diffusion des lacunes. Ici rien n'exige que le coeur de la sous-cascade soit amorphe, il est seulement nécessaire que les petits complexes qui causent la contrainte et les centres diffuseurs soient créés dans le centre de la cascade et y demeurent. On propose que la température plus élevée qui se trouve dans les cascades plus denses produise aussi un recuit dynamique plus important des défauts (d'origine récente ou non).

¹⁴ Les paramètres du calcul TRIM n'ont pas été spécifiés dans les références.

¹⁵ Il a été vu au premier chapitre qu'une plus grande efficacité d'endommagement est habituellement attribuable à une plus grande masse de l'implant.

¹⁶ Ici au sens large, la température décrit à la fois les vibrations du réseau et l'énergie des interstitiels.

Cette plus grande efficacité pourrait aussi s'expliquer en supposant que le recuit dynamique est plus efficace pour décomposer les petits complexes que pour recuire les défauts précurseurs; ainsi, le résultat des cascades de Se qui produisent directement tant des précurseurs que des petits complexes, serait plus affecté par le recuit dynamique que celui des cascades qui ne produisent que des précurseurs.

Pour les trois types d'ions implantés il est possible de retrouver, après un recuit, une structure cristalline de qualité dans la partie superficielle de l'échantillon (0—1,5 μm). Quand la dose est assez grande, il reste derrière la tranche bien reconstruite une bande de défauts résiduels d'environ 1 μm de largeur centrée là où le dommage initial était maximal. À toutes les profondeurs, le Se requiert une température plus élevée pour obtenir la qualité cristalline optimale, mais pour le Be et le Si, avec les conditions utilisées, l'optimisation ne concerne que la bande de défauts résiduels, le premier 1,5 μm étant toujours convenablement reconstruit. Et à toutes les fois que la distribution initiale de centres diffuseurs laisse supposer la présence de deux types de dommage, la distribution des défauts résiduels présente elle aussi une structure double. La nature différente du dommage produit par le Se est ainsi corroborée par le résultat des mesures effectuées sur des échantillons recuits. La valeur de σ_D des échantillons recuits étant indépendante de l'énergie du faisceau d'analyse, les défauts résiduels sont probablement de petites boucles de dislocation, des défauts d'empilement, etc. et non des interstitiels, des zones amorphes ou des dislocations importantes.

Conclusions

Contrairement à la situation pour l'implantation à basse énergie il n'y a pas de redistribution importante du Be vers la surface et son activation complète est possible avec une diffusion minimale. Les cascades les plus denses provoquent un dommage cristallin de nature différente qui est plus difficile à recuire. Il n'y a de lien direct entre la déformation du réseau et la densité locale de défauts primaires que lorsque la nucléation hétérogène est envisageable, dans lequel cas l'efficacité d'endommagement est plus faible. L'interprétation simple de ϵ_{\perp} dans le GaAs implanté proposée dans la littérature [Wi85a] est donc réfutée. Il est nécessaire de compléter ce modèle de petits complexes contraignants par des défauts précurseurs et un mécanisme de saturation. Si l'on compare au modèle d'accumulation de dommage proposé par le groupe de Jena [We89a, We90b, Gö88] les petits complexes contraignants (et non les précurseurs) devraient être associés aux défauts de faibles déplacements, les autres seraient associés à la seconde structure de $n_D(z)$, $\epsilon_{\perp}(z)$ et $v^{-1}(z)$ visible pour les fortes doses seulement. Pour ce qui est des autres techniques, il a été démontré que le XRD ne devrait pas servir à l'identification des couches amorphes, que la diffusion Raman peut servir à l'évaluation de la qualité cristalline des échantillons implantés (à un coût très avantageux) et qu'il est possible de juger de la qualité cristalline des échantillons recuits et d'obtenir un profil de la densité de porteurs par des mesures de photoluminescence.

Ce travail aura donc permis de caractériser de plusieurs façons le GaAs implanté à haute énergie et de montrer en quoi il diffère de celui implanté à basse énergie. Il aura aussi remis en évidence l'absence de réponse simple, singulière, monolithique et avouons-le mythique tellement prisée dans le milieu. Il n'y a pas pour l'instant de théorie globale qui puisse tout expliquer de l'accumulation du dommage, mais des interprétations et des modèles ont été contestés ou montrés contradictoires et de nouvelles restrictions auxquelles devront faire face leurs remplaçants ont été établies. L'étalement des profils en profondeur a mis en évidence le rôle important que jouent la diffusion à contre-courant des défauts et/ou la dépendance de l'efficacité du recuit dynamique sur la profondeur. Ces phénomènes devraient maintenant être investigués avec les programmes de simulation numériques de cascades car c'est en établissant un lien entre les profils calculés et ceux mesurés qu'il sera enfin possible de prédire, voire même de comprendre le désordre que crée l'implantation.

RÉFÉRENCES

- [Ab84] Abstreiter G., Cardona M., Pinczuk A.; "Light Scattering in Solids IV", Topics in Applied Physics, **54**, Ed. Cardona M., Güntherodt, Springer Verlag (1984) 5.
- [Ah80a] Ahmed N.A.G., Christodoulides C.E., Carter G.; *Rad. Eff.* **52** (1980) 211.
- [Ah80b] Ahmed N.A.G., Christodoulides C.E., Carter G., Nobes M.J., Titov A.I.; *Nucl. Inst. & Meth.* **168** (1980) 283.
- [Al89] Alton G.D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B40** (1989) 302.
- [Al90] Alton G.D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **A287** (1990) 139.
- [Al93] Alton G.D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B73** (1993) 221.
- [Al93b] Aleshchenko Y.A., Bobrova E.A., vavilov V.S., Vodopyanov L.K., Galkin G.N., Chukichev M.V., Resvanov R.R., Euthymiou P., Kourkoutas C., Bekris P., Sokolov S.Y., Kuzemchenko T.A., Khavroshin D.L., Kiv A.E.; *Rad. Eff. Def. Sol.* **25** (1993) 323.
- [Al96] Albertazzi E., Bianconi M., Lulli G., Nipoti R., Cantiano M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B118** (1996) 128.
- [An75] Andersen H.H., Tykesson P.; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-22** (1975) 1632.
- [An87] Antoncik E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B29** (1987) 490.
- [An88] Anholt R., Balasingam P., Chou S.Y., Sigmon T.W., Deal M.; *J. Appl. Phys.* **64** (1988) 3429.
- [Ap67] Appleton B.R., Erginsoy C., Gibson W.M.; *Phys. Rev.* **161** (1967) 330.
- [Ar71] Arnold G.W.; dans [Ru71] p.151.
- [Ar93] Arès R.; «*Caractérisation optique de l'implantation ionique à haute énergie*», Mémoire de M.Sc., Université de Montréal (1993).
- [Ar94] Arès R., Trudeau Y.B., Brebner J.L., Kajrys G.E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B90** (1994) 419.
- [As75] Ashen D.J., Dean P.J., Hurle D.T.J., Mullin J.B., White A.M., Greene P.D.; *J. Phys. Chem. Sol.* **36** (1975) 1041.
- [As76] Ashcroft N.W., Mermin N.D.; "Solid State Physics", Holt, Rinehart and Winston, (1976).
- [As85] Ascheron C., Schindler A., Otto G.; *Phys. Stat. Sol.* **a92** (1985) 169.
- [As86] Ascheron C., Neumann H., Dlubek G., Krause R.; *J. Mat. Sci. Lett.* **5** (1986) 891.
- [As87] Ascheron C., Neumann H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B18** (1987) 161.
- [As91] Ascheron C.; *Phys. Stat. Sol.* **a124** (1991) 11.
- [As92] Ascheron C., Biersack J.P., Goppelt P., Burgov V.N., Karamyan S.A., Flaggmeyer R., Zschau H.-E., Otto G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B64** (1992) 203.
- [Av78] Averbach R.S., Benedek R., Merkle K.L.; *Phys. Rev. B* **18** (1978) 4156.
- [Az88] Azelmad A.; «*Implantation ionique à haute énergie du silicium dans l'arséniure de gallium*», Thèse de Ph.D., École Polytechnique de Montréal (1988).
- [Ba76] Baeri P., Campasino S.U., Ciavola G., Foti G., Rimini E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **132** (1976) 237.
- [Ba71] Barrett J.H.; *Phys. Rev. B* **3** (1971) 1527.
- [Ba83] Barrett J.H.; *Phys. Rev. B* **28** (1983) 2328.
- [Ba84] Barrett N.J., Grange J.D., Sealy B.J., Stephens K.G.; *J. Appl. Phys.* **51** (1984) 3503.
- [Ba85] Baraff G.A., Schlüter M.; *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1327.
- [Ba87] Bardin T.T., Pronko J.G., Junga F.A., Opyd W.G., Mardinly A.J., Xiong F., Tombrello T.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B24/25** (1987) 548.
- [Ba87b] Bai G., Jamieson D.N., Nicolet M.-A., Vreeland T. Jr.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **93** (1987) 67.
- [Ba88] von Bardeleben H.J., Stievenard D.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **104** (1988) 351.
- [Ba89] Bachmann T., Gärtner K., Wendler E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B43** (1989) 193.
- [Ba90] Baratte H., Sadana D.K., DeSouza J.P., Hallali P.E., Jackson T.N., Scilla G.I., Norcott M., Cardone F., Schad R.G.; dans [Pe90], p. 156.
- [Ba90b] Barrett J.H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B44** (1990) 2328.
- [Ba91] Bausells J., Badenes G., Lora-Tamayo E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B55** (1991) 666.
- [Ba91b] Bachmann T., Wesch W., Gärtner K., Bartsch H.; *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 8072.
- [Ba92] Bachmann T., Wesch W., Gärtner K., Wendler E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B63** (1992) 64.
- [Ba94] Bachmann T., Schippel S., Wendler E., Wesch W., Richter U., Witthuhn W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B89** (1994) 168.
- [Ba96] Bachmann T., Glaser E., Schulz R., Kaiser U., Sáfrán G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B113** (1996) 214.
- [Be72] Bebb H.B., Williams E.W.; chapitre 4 dans [Wi72a], pp.181-320.
- [Be86] Bensalem R., Sealy B.J.; *Vacuum* **36** (1986) 921.
- [Be87] Bentini G.G., Bianconi M., Servidori M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B18** (1987) 145.
- [Be88] Bench M.W., Robertson I.M., Kirk M.A.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **100** (1988) 291.
- [Be90] Belykh T.A., Gorodishchensky A.L., Kazak L.A., Semyannikov V.E., Urmanov A.R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B51** (1990) 242.
- [Be91] Bench M.W., Robertson I.M., Kirk M.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 372.
- [Be91] van Berlo W.H., Pihl T.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B55** (1991) 785.
- [Bh83a] Bhattacharya R.S., Rai A.K., Yeo Y.K., Pronko P.P., Ling S.C., Wilson S.R., Park Y.S.; *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 2329.
- [Bh83b] Bhattacharya R.S., Pronko P.P., Ling S.C.; *Appl. Phys. Lett.* **42** (1983) 880.
- [Bh83c] Bhattacharya R.S., Rai A.K., Yeo Y.K., Pronko P.P., Park Y.S.; *Nucl. Inst. & Meth.* **209/210** (1983) 637.
- [Bi77] Bishop S.G., Comas J., Sundaram S., McCombe B.D.; *Appl. Phys. Lett.* **31** (1977) 845.
- [Bi80a] Birey, H. Sites J.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 619.

- [Bi80b] Biersack J.P., Haggmark L.G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **174** (1980) 257.
- [Bl86] Blakemore J.S., *J. Appl. Phys.* **53** (1982) R123.
- [Bl90] Blakemore J.S., dans [Mi90], p.293.
- [Bo70] Bourret A.; *Rad. Eff.* **5** (1970) 27.
- [Bø73] Bøttiger J., Davies J.A., Morgan D.V., Whitton J.L., Winterbon K.B.; dans [Cr73], p.599.
- [Bø73b] Bøttiger J., Whitton J.L.; *Rad. Eff.* **19** (1973) 201.
- [Bo77] Boltaks B.; <<Diffusion des défauts ponctuels dans les Semi-conducteurs>>, MIR (1977).
- [Bo88] Bourgoin J.C., von Bardeleben H.J., Stiévenard D.; *J. Appl. Phys.* **64** (1988) R65.
- [Bo88b] Bourgoin J.C., von Bardeleben H.J., Stiévenard D.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **104** (1988) 411.
- [Bo89] Boddaert X., Letartre X., Stiévenard D., Bourgoin J.C.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **144** (1989) 3.
- [Bo90] Bowman R.C.Jr., Knudsen J.F., Adams P.M., Yao H.D., Compaan A.D.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **157** (1990) 727.
- [Br89] Braunstein G., Tuschnel D., Chen S., Lee S.-T.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 3515.
- [Br88] Brierley S.K., Anderson T.E., Grabinski A.K.; dans [Gr88], p.21.
- [Br89] Brown G.T., Barnett S.J., Courtney S.J., Gill S.S.; *Mat. Sci. Eng.* **B2** (1989) 91.
- [Br82] Bryant F.J.; *Rad. Eff.* **65** (1982) 81.
- [Br91] Braunstein G., Chen S., Lee S.-T., Zheng L.R., Ko K.Y., Peterson D.L., Lawrence D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 1032.
- [Bu87a] Burns G., Dacol F.H., Wie C.R., Burstein E., Cardona M.; *Sol. State Comm.* **62** (1987) 449.
- [Bu87b] Burns G., Dacol F.H., Baglin J.E.E., Wie C.R., Burstein E., Cardona M.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **82** (1987) 121.
- [Ca70] Carter G., Grant W.A., Haskell J.D., Stephens G.A.; *Rad. Eff.* **6** (1970) 277.
- [Ca76] Carter G., Grant W.A.; "Ion Implantation in Semiconductors", John Wiley & Sons (1976).
- [Ca76b] Carter G., Colligon J.S., Grant W.A.; "Applications of Ion Beams to Materials, 1975", Conference Series Number 28, The Institute of Physics (1976).
- [Ca78] Cardona M., Ley L.; "Photoemission in Solids I, General Principles", Topics in Applied Physics vol 26, Springer Verlag (1978).
- [Ca79] Carter G., Webb R.; *Rad. Eff. Lett.* **43** (1979) 19.
- [Ca83] Campbell P.M., Aina O., Baliga B.J., Ehle R.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **14** (1983) 283.
- [Ca84] Carter G., Nobez M.J., Tashlykov I.S.; *Rad. Eff. Lett.* **85** (1984) 37.
- [Ch71] Chadderton L.T.; *Rad. Eff.* **8** (1971) 77.
- [Ch78] Chu W.-K., Mayer J.W., Nicolet M.-A.; "Backscattering Spectrometry", Academic Press (1978).
- [Ch81] Christel L.A., Gibbons J.F.; *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 5050.
- [Ch89] Chen S., Lee S.-T., Braustein G., Tan T.Y.; *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 1194.
- [Ch89b] Chen S., Braustein G., Lee S.-T.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **138** (1989) 233.
- [Co81] Corbett J.W., Karins J.P., Tan T.Y.; *Nucl. Inst. & Meth.* **182/183** (1981) 457.
- [Co87] Cole J.M., Earwaker L.G., Cullis A.G., Chew N.G., Bass S.J., Taylor L.L.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B24/25** (1987) 594.
- [Cr73] Crowder B.L.; "Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials", Plenum (1976).
- [Cu56] Cillity B.D.; "Elements of X-Ray Diffraction", Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1956).
- [Cu89] Cullis A.G., Chew N.G., Whitehouse C.R., Jacobson D.C., Poate J.M., Pearton S.J.; *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 1211.
- [Da72] Dawton R.H.V.M.; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-19** (1972) 231.
- [Da83] Davies J.A.; chapitre 7 de [Po83], p.189.
- [Da84] Davies J.A.; chapitre 4 de [Wi84a], p.81.
- [Da84b] Davies D.E., McNally P.J.; *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 304.
- [Da88] Dabrowski J., Scheffler M.; dans [Gr88], p.37.
- [Da91] Danilin A.B., Erokhin Y.N., Mordkovich V.N.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 985.
- [De88] Deppe D.G., Holonyak N., Baker J.E.; *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 129.
- [De92] Desnica U.V., Wagner J., Haynes T.E., Holland O.W.; *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 2591.
- [Di85] Dietrich H.B.; *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **530** (1985) 30.
- [Di67] Dimmock J.O.; chapitre 7 de [Wi67], pp.259-319.
- [Do81] Donnelly J.P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **182/183** (1981) 553.
- [Do85] Doolittle L.R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B9** (1985) 344.
- [Dy92] Dygo A., Kaczanowski J., Turos A., Wesch W., Gärtner K., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B64** (1992) 721.
- [Eh93] Ehrhart P., Karsten K., Pillukat A.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **279** (1993) 75.
- [Ei71] Eisen F.H.; *Rad. Eff.* **9** (1971) 235.
- [Ei72] Eisen F.H., Clark G.J., Bøttiger J., Poate J.M.; *Rad. Eff.* **13** (1972) 93.
- [Ei73] Eisen F.H.; dans [Mo73] p.415.
- [Ei73b] Eisen F.H., Harris J.S., Welch B., Pashley R.D., Sigurd D., Mayer J.W.; dans [Mo73] p.631.
- [Ei76] Eisen F.H., Welch B., Gamo K., Inada T., Mueller H., M-A Nicolet, Mayer J.W.; *Inst. Phys. Conf. Ser.* **28** (1976) 44, dans [Ca76b].
- [Ei77] Eisen F.H., Welch B.M., Müller H., Gamo K., Inada T., Mayer J.W.; *Sol. State Elect.* **20** (1977) 219.
- [El89] Elliott S.M., Nassiri A., Pang Y.Q., Benton J.B., Elliott T.S., Webb P.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B40/41** (1989) 1046.
- [Fa71] Favennec P.N.; dans [Ru71], p.174.
- [Fa87] Farley C.W., Streetmann B.G.; *J. Electrochem. Soc.* **134** (1987) 453.

- [Fa88] Fatemi M., Thompson P.E., Chandhuri J., Shah S.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 93.
- [Fa91] Fan W.D., Wang W.Y.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B50/60** (1991) 1086.
- [Fe82a] Feldman L.C., Mayer J.W., Picraux S.T.; *Material Analysis by Ion Channeling; Submicron Crystallography*, Academic Press (1982).
- [Fe82b] Feldman L.C., Lowndes D.H.; *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 59.
- [Fe86] Feldman L.C., Mayer J.M.; *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis*, North-Holland (1986).
- [Fl81] Fletcher J., Narayan J., Lowndes D.H.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** (1981) 421.
- [Fo76] Foti G., Baeri P., Rimini E., Campasino S.U.; *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 5206.
- [Fu62] Fuller C.S., Allison H.W.; *J. Electrochem. Soc.* **109** (1962) 880.
- [Ga77] Gamo K., Inada T., Krekeler S., Mayer J.W., Eisen F.H., Welch B.M.; *Sol. State Elect.* **20** (1977) 213.
- [Ga77b] Gamo K., Inada T., Mayer J.W., Eisen F.H., Rhodes C.G.; *Rad. Eff.* **33** (1977) 85.
- [Ga78] Gamo K., Takai M., Yagita H., Takadana N., Masuda K., Namba S., Mizobuchi A.; *J. Vac. Sci. Technol.* **15** (1978) 1086.
- [Gä83] Gärtner K., Hehl K., Schlotzhauer G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **216** (1983) 275.
- [Gä84a] Gärtner K., Götz G., Hehl K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B2** (1984) 737.
- [Gä84b] Gärtner K., Hehl K., Schlotzhauer G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B4** (1984) 55.
- [Gä84c] Gärtner K., Hehl K., Schlotzhauer G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B4** (1984) 63.
- [Gä85] Gärtner K., Hehl K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B12** (1985) 205.
- [Gä90] Gärtner K., Wesch W., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B48** (1990) 192.
- [Ge74] Gemmell D.S.; *Rev. Mod. Phys.* **46** (1974) 129.
- [Ge81] Geist V., Ascheron C., Flaggmeyer R., Ullrich H.J., Stephan D.; *Rad. Eff.* **54** (1981) 105.
- [Ge90] Gelpey J.C., Michel A.E.; dans [Pe90], p.207.
- [Gh89] Ghadiri M.M., Bryan R.P., Miler L.M., Tang T., Givens M.E., DeTemple T.A., Coleman J.J.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 982.
- [Gi73] Gibbons J.F., Mylroie S.; *Appl. Phys. Lett.* **22** (1973) 568.
- [Gi83] Giber J., Beleznyay F., Szép I.C., László, J.; *Defect Complexes in Semiconductor Structures*, Proceedings of the International School Held in Mátrafüred, Hungary, September 13-17 (1982), Ed. Sprigner-Verlag (1983).
- [Gi84] Gibbons J.F., Christel L.A.; chapitre 3 de [Wi84a], p.59.
- [Gi86] Gill S.S., Sealy B.J.; *J. Electrochem. Soc.* **133** (1986) 2590.
- [Gl82] Glaser E., Götz G., Sobolev N., Wesch W.; *Phys. Stat. Sol.* **a69** (1982) 603.
- [Gö82] Götz G., Gruska B.; *Nucl. Inst. & Meth.* **194** (1982) 199.
- [Go88] Gosselin R., Bérichon P.; *Source UNIS: Cahier de bord*, document interne, Laboratoire de physique nucléaire, Université de Montréal (1977-).
- [Gö88] Götz G., Gärtner K.; *High Energy Ion Beam Analysis of Solids*, Physical Research, Vol. 6, Akademie-Verlag Berlin (1988).
- [Gö90] Götz G., Gärtner K., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B50** (1990) 131.
- [Gö92] Götz G., Gärtner K., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B63** (1992) 59.
- [Gr73] Grob J.J., Ghitescu A., Siffert P.; dans [Cr73], p.611.
- [Gr79] Grunthaler F.J., Grunthaler P.J., Vasquez R.P., Lewis B.F., Maserjian J., Madhukar A.; *J. Vac. Sci. Technol.* **16** (1979) 1443.
- [Gr81] Gruska B., Götz G.; *Phys. Stat. Sol.* **a67** (1981) 129.
- [Gr81b] Grimaldi M.G., Paine B.M., Nicolet M.-A., Sadana D.K.; *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 4038.
- [Gr81c] Grimaldi M.G., Paine B.M., Mäenpää M., Nicolet M.-A., Sadana D.K.; *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 70.
- [Gr88] Grossmann G., Ledebö L.; *Semi-insulating III-V Materials Malmö, 1988*, Proceedings of the 5th Conference on Semi-insulating III-V Materials held in Malmö, Sweden, 1988, Adam Hilger, (1988).
- [Gr89] Grno J.; *Cryst. Prop. & Prep.* **19/20** (1989) 203.
- [Gr91] Grobb A., Grobb J.J., Thévenin P., Siffert P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B58** (1991) 236.
- [Gw85] Gwilliams R., Bensalem R., Sealy B., Stephens K.; *Physica* **129B** (1985) 440.
- [Gw89] Gwilliams R.M., Ma M.X., Mynard J.E., Witehead N.J., Sealy B.J., Blunt R.T.; *Mat. Sci. Eng.* **B2** (1989) 249.
- [Gw90] Gwilliams R.M., Sealy B.J., Hazdra P., Seidl P., May J., Rothbauer M.; dans [Pe90], p.121.
- [Gw95] Gwilliams R., Apiwatwaja R., Wilson R., Sealy B.J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B106** 318.
- [Gy84] Gyulai J.; dans [Zi84], p.139.
- [Gy89] Gyulai J.; *Phys. Stat. Sol.* **a112** (1989) 237.
- [Ha71] Harris J.S.; dans [Ru71], p.157.
- [Ha84] Halliwell M.A.G., Lyons M.H., Hill M.J.; *J. of Cryst. Growth* **68** (1984) 523.
- [Ha86] Hautala M. *Nucl. Inst. & Meth.* **B15** (1986) 75.
- [Ha87] Hautojärvi; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **82** (1987) 3.
- [Ha91a] Haynes T.E., Holland O.W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 1028.
- [Ha91b] Haynes T.E., Holland O.W.; *Appl. Phys. Lett.* **58** (1991) 62.
- [Ha91c] Haynes T.E., Holland O.W.; *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 452.
- [Ha91c] Hallén A., Sundqvist B.U.R., Johnson R.E., Svensson B.G.; *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 3025.
- [Ha92] Haynes T.E., Holland O.W., Desnica U.V.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **240** (1992) 823.
- [Ha94] Haynes T.E., Morton R., Lau S.; *Appl. Phys. Lett.* **64** (1994) 991.
- [He76] Hemment P.L.F.; *Inst. Phys. Conf. Ser.* **28** (1976) 44, dans [Ca76b].
- [He84] Hemment P.L.F.; dans [Zi84], p.211.
- [He86] Hecking N., Heidemann K.F., Te Kaat E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B15** (1986) 760.

- [He94] Hetherington D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **90** (1994) 84.
- [He96] Hetherington D.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B115** (1996) 319.
- [He96b] Herre O., Wendler E., Achtziger N., Licht T., Reislöhner U., Rüb M., Bachmann T., Wesch W., Gaiduk P.I., Komarov F.F.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B120** (1996) 230.
- [Hi88] Hiramoto T., Ikoma T.; dans [Gr88], p.337.
- [Ho75] Hofker W.K., Oosthoek D.P., De Grefte H.A.M.; *Rad. Eff.* **24** (1975) 223.
- [Ho81] Howe L.M., Rainville M.H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **182/183** (1981) 143.
- [Ho85a] Howes M.J., Morgan D.V.; "Gallium Arsenide Materials, Devices and Circuits", John Wiley & Sons (1985).
- [Ho85b] Holland O.W., Fathy D., Narayan J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B10/11** (1985) 565.
- [Ho85c] Holland O.W., Fathy D., Narayan J., Oen O.S.; *Rad. Eff.* **90** (1985) 127.
- [Ho86] Holtz M., Zallen R., Geissberger A.E., Sadler R.A.; *J. Appl. Phys.* **59** (1986) 1946.
- [Ho88a] Holtz M., Zallen R., Brafman O., Matteson S.; *Phys. Rev. B* **37** (1988) 4609.
- [Ho90] Holland O.W., Budai J.D., White C.W.; *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 243.
- [Ho91] Holland O.W., White C.W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 353.
- [Ho93] Horvath Z.E., Peto G., Zsoldos E., Gyulai J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 552.
- [Hu83] Huber A.M., Laurencin G., Razeghi M.; *J. de Phys.* **44C4** (1983) 409.
- [Hu87] Huber A.M., di Persio J., di Forte-Poisson M.A., Brylinski C., Bisaro R., Grattapain C.; *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **796** "Growth and Compound Semiconductors" (1987) 182.
- [Hu88] Hurle D.T.J.; dans [Gr88], p.11.
- [Ib77] Ibach H.; "Electron Spectroscopy for Surface Analysis", Topics in Current Physics 4, Springer Verlag (1977).
- [Ii95] Iida T., Makita Y., Kimura S., Winter S., Yamada Y., Fons P., Uekusa S.; *J. Appl. Phys.* **77** (1995) 146.
- [In85] Inada T., Takahashi T., Sawada M., Kitahara M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B7/8** (1985) 438.
- [Ja87] Janicki C.; «Étude de canalisation ionique dans les cristaux et de la détection par recul élastique», Thèse de Ph.D., Université de Montréal (1987).
- [Ja88] Janicki C., Hinrichsen P.F., Gujrathi S.C., Brebner J., Martin J.-P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B34** (1988) 483.
- [Ja93] Jaraíz M., Arias J., Rubio J.E., Balió, Barbolla J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 172.
- [Ja95] Jasper C., Morton R., Lau S.S., Haynes T.E., Garcia R., Mayer J.W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B96** (1995) 294.
- [Ja96] Jasper C., Morton R., Lau S.S., Haynes T.E., Mayer J.W., Jones K.S.; *J. Elect. Mat.* **25** (1996) 107.
- [Ja96b] Jasinski J., Chen Y., Washburn J., Liliental-Weber Z., Tan H.H., Jagadish C., Kaminska M.; *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 1501.
- [Jo83] Johnson E.J., Kafalas J.A., Davies R.W.; *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 204.
- [Jo87] Johnson S.T., Williams J.S., Elliman R.G., Pogany A.P., Nygren E., Olson G.L.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **82** (1987) 127.
- [Jo88] Johnson S.T., Williams J.S., Nygren E., Elliman R.G.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **100** (1988) 423.
- [Jo90] Jones K.S.; dans [Pe90], p.230.
- [Ka80] Kanellis G., Morhange J.F., Balanski M.; *Phys. Rev. B* **21** (1980) 1543.
- [Ka82] Kasahara J., Sakurai H., Kato Y., Watanabe N.; *Jap. J. Appl. Phys.* **21** (1982) L103.
- [Ka87] Kanber H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B24/25** (1987) 575.
- [Ka89] Kanber H., Chen J.C., Barger M.J.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **147** (1989) 185.
- [Ka90] Kanber H.; dans [Pe90], p.10.
- [Ka91] Kahen K.B., Spence J.P., Rajeswaran; *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 2464.
- [Ka93] Kalitzova M., Karpuzov D., Pashov N., Vitali G., Rossi M., Scholz R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 647.
- [Ka93b] Kanayama T., Tanoue H.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **279** (1993) 159.
- [Ka95] Kawasumi Y., Kimura S., Iida T., Obara A., Shibata H., Kobayashi N., Tsukamoto T., Makita Y.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B106** (1995) 466.
- [Ki55] Kinchin G.H., Pease R.S.; *Rep. Prog. Phys.* **18** (1955) 1.
- [Ki76] Kittel C.; "Introduction to Solid State Physics", 5th Edition, John Wiley & Sons (1976).
- [Kl82] Klein J., Middleton R., Tang H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **193** (1982) 601.
- [Kl90] Klein K.M., Park C., Tasch A.F.; *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 2701.
- [Kl91] Klein K.M., Park C., Tasch A.F.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 60.
- [Ko91] Kowalski G., Leszczynski M.; *Appl. Phys. Lett.* **59** (1991) 2561.
- [Ko93] Kobayashi N., Hasegawa M., Hayashi N.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 790.
- [Ko93b] Kozanecki A., Sealy B.J., Gwilliams R., Kidd P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 798.
- [K696] Kótai E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B118** (1996) 43.
- [Ku71] Kulcinski G.L., Wittkower A.B., Ryding G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **94** (1971) 365.
- [Ku78] Kudo H.; *Phys. Rev.* **B18** (1978) 5995.
- [Ku80] Kular S.S., Sealy B.J., Stephens K.G., Sadana D., Booker G.R.; *Sol. State Elect.* **23** (1980) 831.
- [Ku87] Kuriyama K., Satoh M., Yahagi M., Iwamura K., Kim C., Kawakubo T., Yoneda K., Kimura I.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B22** (1987) 553.
- [Ku96] Kuri G., Sundaravel B., Rout B., Mahapatra D.P., Dev B.N.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B111** (1996) 234.
- [Ky74] Kynoch; "International Tables for X-ray Crystallography", Vol. 4, Birmingham (1974).
- [La74] Lang D.V., Kimerling L.C.; *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 489.

- [La77] Lang D.V., Logan R.A., Kimerling L.C.; *Phys. Rev.* **b15** (1977) 1871.
- [La78] Larson B.C., White C.W., Appleton B.R.; *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 801.
- [La88] Lagarde C.; «*Fabrication, Caractérisation et Optimisation de transistors MESFET sur l'arséniure de gallium*», Mémoire de M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal (1988).
- [La92] Laasonen K., Nieminen R.M., Puska M.J.; *Phys. Rev.* **B45** (1992) 4122.
- [Le83] Ledebro L.-Å.; dans [Gi83] p.189.
- [Le86] Leavitt J.A., Stoss P., Cooper D.B., Seerveld J.L., McIntyre L.C. Jr., Davis R.E., Gutierrez S., Reith T.M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B15** (1986) 296.
- [Le88] Lee S.-T., Braustein G., Chen S.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 183.
- [Le89] Lee S.-T., Chen S., Rajeswaran G., Braustein G., Fellingner P., Madathil J.; *Appl. Phys. Lett.* **54** (1989) 1145.
- [Le90] Lee J.-L., Uedono A., Tanigawa S., Lee J.Y.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6153.
- [Le91] Lee J.-L., Wei L., Tanigawa S., Kawabe M.; *J. Appl. Phys.* **70** (1991) 674.
- [Le91b] Leavitt J.A., McIntyre L.C. Jr.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B56/57** (1991) 734.
- [Li78] Lidow A., Gibbons J.F., Deline V.R., Evans C.A. Jr.; *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 15.
- [Li78b] Lidow A., Gibbons J.F., Deline V.R., Evans C.A. Jr.; *Appl. Phys. Lett.* **32** (1978) 572.
- [Li80] Lidow A., Gibbons J.F., Deline V.R., Evans C.A. Jr.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 4130.
- [Li87] Liszkay L., Bottyán L., Balogh A.G.; *Cryst. Prop. & Prep.* **12** (1987) 199.
- [Lo81] Lowndes D.H., Cleland J.W., Christie W.H., Eby R.E.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **1** (1981) 223.
- [Lo81b] Lowndes D.H., Wood R.F.; *Appl. Phys. Lett.* **38** (1981) 971.
- [Lo87] Loretto D., Brown G.T., Jones I.P.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **82** (1987) 133.
- [Lo88] Look D.C.; dans [Gr88], p.1.
- [Lu73] Lugujo E., Mayer J.W.; *Phys. Rev.* **b7** (1973) 1782.
- [Lu78] Lum W.Y., Wieder H.H.; *J. Appl. Phys.* **49** (1978) 6187.
- [Lu88] Lussier P.; «*Gravure de l'arséniure de gallium par ions réactifs dans un plasma à base de CF₄*», Mémoire de M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal (1988).
- [Lu89] Lu Z.H., Azelmad A., Trudeau Y., Yelon A.; *Appl. Phys. Lett.* **55** (1989) 846.
- [Ma77] Matsunami N., Goto T., Itoh N.; *Rad. Eff.* **33** (1977) 209.
- [Ma77b] Mayer J.W., Rimini E.; "Ion Beam Handbook for Material Analysis" Academic Press (1977).
- [Ma80] Martin G.M., Farges J.P., Facob G., Hallais J.P., Poiblaud G.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 2840.
- [Ma81] MacNeal B.E., Speriosu V.S.; *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 3935.
- [Ma84] Mader S.; dans [Zi84], p.109.
- [Ma86] Mazzone A.M.; *Phys. Stat. Sol.* **a95** (1986) 149.
- [Ma86b] Martin G.M., Makram-Ebeid S.; dans [Pa86], p.399.
- [Ma86c] Makita Y., Takeuchi Y., Nomura T., Tanaka H., Kanayama T., Tanoue H., Irie K., Ohnishi N.; *Appl. Phys. Lett.* **48** (1986) 329.
- [Ma87a] Mazzone A.M.; *Phil. Mag. Lett.* **55** (1987) 235.
- [Ma87b] Mazzone A.M.; *Rad. Eff. Exp.* **1** (1987) 15.
- [Ma88] Makita Y., Mori M., Lee H.C., Kanayama T., Ohnishi N., Tanaka H., Phelan P., Matsumori T.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 171.
- [Ma89] Mazzone A.M.; *Mat. Sci. Eng.* **B2** (1989) 33.
- [Ma96] Masuda K., Murakami K., Nan H.Y.; *J. Elect. Mat.* **25** (1996) 3.
- [Me71] Meyer L.; *Phys. Stat. Sol.* **b44** (1971) 253.
- [Mi76] Middleton R.; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-23** 1098.
- [Mi77a] Middleton R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **141** (1977) 373.
- [Mi77b] Middleton R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **144** (1977) 373.
- [Mi78] Middleton R., présentation à la "Fourth Tandem Conference" (1978).
- [Mi84a] Middleton R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **220** (1984) 105.
- [Mi84b] Middleton R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B5** (1984) 193.
- [Mi87] Middleton R., "Proceedings of The Workshop on Technology in Accelerator Mass Spectroscopy (1986)", ed. R.E.M. Hedges et T. Hall, Oxford (1987) p.82.
- [Mi88] Middleton R.; communication personnelle (1988).
- [Mi89] Middleton R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B43** (1989) 231.
- [Mi90] Milnes A., Miner C.J.; "Semi-insulating III-V Materials Toronto 1990", *Proceedings of the 6th Conference on Semi-insulating III-V Materials held in Toronto, Canada, 1990*, Adam Hilger, (1990).
- [Mi91] Middleton R.; *A Negative Ion Cookbook*, (October, 1989) (sic).
- [Mi96] Mikou M., Carin R., Bogdanski P., Madelon R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B107** (1996) 246.
- [Mo70] Morehead F.F. Jr., Crowder B.L.; *Rad. Eff.* **6** (1970) 27.
- [Mo73] Morgan D.V.; "Channeling; Theory, Observation and Applications", John Wiley & Sons (1973).
- [Mo75] Moore J.A., Carter G., Tinsley A.W.; *Rad. Eff.* **25** (1975) 49.
- [Mo80] Molnar B.; *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 927.
- [Mo88] Moore J.S., Srinivasan G.R.; *J. Electrochem. Soc.* **135** (1988) 2034.
- [Mo88b] Montelius L., Nilson S., Samuelson L.; dans [Gr88], p.361.
- [Mo88c] Morris N., Sealy B.J.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 189.
- [Mo89] Morris N., Sealy B.J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B39** (1989) 453.
- [Mo90] Moore F.G., Dietrich H.B., Dobisz E.A., Holland O.W.; *Appl. Phys. Lett.* **57** (1990) 911.
- [Mo91] Moore F.G., Dietrich H.B.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 978.

- [Mü80] Müller G., Kalbitzer S.; *Phil. Mag.* **B41** (1980) 307.
- [My80] Myers S.M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **168** (1980) 265.
- [Na96] Nakagawa, S.T., Thomé L., Saito H., Clerc C.; *Nucl. Inst. & Meth.* **115** (1996) 345.
- [Ne84] Newman R.C., Woodhead J.; *J. Phys. C* **17** (1984) 1405.
- [Ni93] Niki S., Makita Y., Yamada A., Iiada T., Obara A., Tanoue H., Kitahara T., Aoki K., Kutsuwada N.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 691.
- [Ni96] Nipoti R., Servidori M., Bianconi M., Milita S.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B120** (1996) 64.
- [No80] Norris C.B., Barnes C.E.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 5764.
- [No81] Nowak U., Richter W., Sachs G.; *Phys. Stat. Sol.* **108(b)** (1981) 131.
- [Op85] Opyd W.G., Gibbons J.F.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **45** (1985) 273.
- [Op86] Opyd W.G., Gibbons J.F., Bravman J.C., Parker M.A.; *Appl. Phys. Lett.* **49** (1986) 974.
- [Op88] Opyd W.G., Gibbons J.F., Mardinly A.J.; *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 1515.
- [Os89] Osvald J., Dobrocka E.; *Cryst. Prop. & Prep.* **19&20** (1989) 219.
- [Pa81] Paine B.M., Speriosu V.S., Wieluński L.S., Glass H.L., Nicolet M.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **191** (1981) 80.
- [Pa85] Patel K.K., Bensalem R., Shahid M.A., Sealy B.J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B7/8** (1985) 418.
- [Pa86] Pantelides I., Sokrates T.; "Deep centers in semiconductors", Gordon and Breach (1986).
- [Pa87a] Paine B.M., Speriosu V.S.; *J. Appl. Phys.* **62** (1987) 1704.
- [Pa87b] Paulson W.M., Legge R.N., Weitzel C.E.; *J. Elect. Mat.* **16** (1987) 187.
- [Pa87c] Paine B.M., Hurvitz N.N., Speriosu V.S.; *J. Appl. Phys.* **61** (1987) 1335.
- [Pa90] Parisini A., Bourret A., Armigliato A., Servidori M., Solmi S., Fabbri R., Regnard J.R., Allain J.L.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 2320.
- [Pa91] Palmetshofer L., Kastner J., Lübke K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 1081.
- [Pe85] Pearton S.J., Cummings K.D.; *J. Appl. Phys.* **58** (1985) 1500.
- [Pe85b] Pearton S.J., Cummings K.D., Vella-Coleiro G.P.; *J. Appl. Phys.* **58** (1985) 3252.
- [Pe87] Pearton S.J., Poate J.M., Sette F., Gibbons J.M., Jacobson D.C., Williams J.S.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B19/20** (1987) 369.
- [Pe87b] Pearton S.J., Williams J.S., Short K.T., Johnson S.T., Gibson J.M., Jacobson D.C., Poate J.M., Boerma D.O.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **93** (1987) 59.
- [Pe89] Pearton S.J., Williams J.S., Short K.T., Johnson S.T., Jacobsen D.C., Poate J.M., Gibson J.M., Boerma D.O.; *J. Appl. Phys.* **65** (1989) 1089.
- [Pe90] Pearton S.J., Jones K.S., Kapoor V.J.; "Ion Implantation and Dielectrics for Elemental and Compound Semiconductors", The Electrochemical Society, Proceedings Vol. 90-13 (1990).
- [Pe91] Pearton S.J.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 970.
- [Pe92] Pearton S.J., Jalali B., Abernathy C.R., Hobson W.S., Fox J.D., Kemper K.W., Roa D.E.; *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 2663.
- [Pe92] Pesek A., Kastler P., Lischka K., Palmetshofer L.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 569.
- [Pi73a] Picraux S.T.; *J. Appl. Phys.* **44** (1973) 587.
- [Pi73b] Picraux S.T.; *Rad. Eff.* **17** (1973) 261.
- [Pi73c] Picraux S.T.; dans [Cr73] p.641.
- [Pi86] Picraux S.T., Chu W.K., Allen W.R., Ellison J.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B15** (1986) 306.
- [Pi83] Pinczuk A., Burstein; "Light Scattering in Solids I", Topics in Applied Physics, 8, Ed. Cardona M., Springer Verlag (1983) 23.
- [Po66] Potts H.R., Pearson G.L.; *J. Appl. Phys.* **37** (1966) 2098.
- [Po80] Pons D., Mircea A., Bourgouin J.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 4150.
- [Po80b] Pons D., Mooney P.M., Bourgouin J.C.; *J. Appl. Phys.* **51** (1980) 2038.
- [Po82] Poate J.M., Mayer J.W.; "Laser Annealing of Semiconductors", Academic Press (1982).
- [Po83] Poate J.M., Foti G., Jacobson D.C.; "Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beam", Plenum Press (1983).
- [Po83'] Poate J.M., Foti G.; chapitre 1 de [Po83], p.1.
- [Po84] Poate J.M., Williams J.S.; chapitre 2 de [Wi84a], p.14.
- [Po85] Pons D., Bourgouin J.C.; *J. Phys. C* **18** (1985) 3839.
- [Po92] Posselt M., Biersack J.P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B64** (1992) 706.
- [Po93] Posselt M.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **279** (1993) 23.
- [Po94] Posselt M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B90** (1994) 373.
- [Pr82] Prilepskii M.V., Sukhodreva I.M., Cheryukanova L.D.; *Sov. Phys. Tech. Phys.* **27** (1982) 384.
- [Pr83] Pribat D., Dieumegard D., Croset M., Cohen C., Nipoti R., Siejka J., Bentini G.G., Correria L., Servidori M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **209/210** (1983) 737.
- [Pr84] Prostanov V.I., Chudinov V.G.; *Rad. Eff.* **83** (1984) 185.
- [Pr86] Prunier C., Ligeon E., Bourret A., Chami C., Oberlin J.C.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B17** (1986) 227.
- [Ra90a] Rao M.V., Thompson P.E., Dietrich H.B., Simons D.S.; dans [Pe90], p.150.
- [Ra90b] Rao M.V., Thompson P.E., Dietrich H.B., Simons D.S.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6165.
- [Ra91a] Raineri V., Galvagno G., Rimini E., La Ferla A., Capizzi S., Carnera A., Ferla G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **55** (1991) 661.
- [Ra91b] Raineri V., Schreutelkamp R.J., Saris F.W., Kaim R.E., Janssen K.T.F.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 1056.
- [Ra93] Rao M.V.; *IEEE Trans. Elec. Dev.* **40** (1993) 1053.

- [Re87] Repeta M.; <<Fabrication et Caractérisation de MESFET sur des couches épitaxiales d'arséniure de gallium>>, Mémoire de M.Ing., École Polytechnique de Montréal (1987).
- [Ri81] Richter H., Wang Z.P., Ley L.; *Sol. State Comm.* **39** (1981) 625.
- [Ro74] Robinson M.T., Torrens I.M.; *Phys. Rev.* **B9** (1974) 5008.
- [Ro89] Robinson M.T.; *Phys. Rev.* **B40** (1989) 10707.
- [Ro90] Robinson M.T.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B48** (1990) 408.
- [Ro91] Roorda S., Custer J.S., Sinke W.C., Poate J.M., Jacobson D.C., Polman A, Spaepen F.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 344.
- [Ro92] Robinson M.T.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B67** (1992) 396.
- [Ro92b] Robinson M.T.; "MARLOWE User's Guide", Version 13, Radiation Peripheral Shielding Routine Collection, Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory, PSR-137.
- [Ro93] Robinson M.T.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **279** (1993) 2.
- [Ro95] Robinson H.G., Lee C.C., Haynes T.E., Allen E.L., Deal M.D., Jones K.S.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **354** (1995) 337.
- [Ru71] Ruge I., Graul J.; "Ion Implantation in Semiconductors", Proceedings of the 11 International Conference on Ion Implantation in Semiconductors, Physics and Technology, Fundamentals and Applied Aspects; May 24-28, 1971, Garmish-Partenkirchen, Bavaria, Germany; Springer-Verlag (1971).
- [Sa79] Sadana D.K., Booker G.R.; *Rad. Eff.* **42** (1979) 35.
- [Sa80] Sadana D.K., Booker G.R., Sealy B.J., Stephens K.G., Badawi M.H.; *Rad. Eff.* **49** (1980) 183.
- [Sa81] Sadana D.K., Washburn J., Strathman M.D., Booker G.R., Badawi M.H.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** (1981) 515.
- [Sa83] Sadana D.K., Washburn J., Byrne P.F., Cheung N.W.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **14** (1983) 511.
- [Sa84] Sadana D.K., Choksi H., Washburn J., Byrne P.F., Cheung N.W.; *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 301.
- [Sa84b] Sands T., Sadana D.K., Gronsky R., Washburn J.; *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 874.
- [Sa85] Sadana D.K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B7/8** (1985) 375.
- [Sa90a] Saito J., Kondo K.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 6274.
- [Sa90b] Satoh M., Yokoyama K., Kuriyama K.; dans [Mi90], p.47.
- [Sa95] Sayed M., Jefferson J.H., Walker A.B., Cullis A.G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B102** (1995) 218.
- [Sc89] Schreutelkamp R.J., Saris F.W., Westendorp J.F.M., Kaim R.E., Odlum G.B., Janssen K.T.F.; *Mat. Sci. Eng.* **B2** (1989) 139.
- [Sc81] Scott G.B., Duggan G., Dawson P., Weinmann G.; *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 6888.
- [Sc96] Schulz R., Bachmann T., Glaser E., Gaiduk P.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B120** (1996) 203.
- [Se76] Sealy B.J., Bell E.C., Surridge R.K., Stephens K.G., Ambridge T., Heckingbottom R.; *Inst. Phys. Conf. Ser.* **28** (1976) 75.
- [Se85] Seo K.S., Dhar S., Bhattacharya P.K.; *Appl. Phys. Lett.* **47** (1985) 500.
- [Se85b] Sealy B.J., Bensalem R., Patel K.K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B6** (1985) 325.
- [Se86] Sealy B.J., Barrett N.J., Bensalem R.; *J. Phys. D* **19** (1986) 2147.
- [Se87a] Servidori M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B19/20** (1987) 443.
- [Se87b] Servidori M., Zaumseil P., Winter U., Cembali F., Mazzone A.M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B22** (1987) 497.
- [Se92] Sen S., Burton L.C.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B71** (1992) 392.
- [Sh85] Shahid M.A., Gwilliam R., Sealy B.J.; *Electron. Lett.* **21** (1985) 729.
- [Sh89] Sharma R.P., Bhadra R., Rehn L.E., Baldo P.M., Grimsditch M.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 152.
- [Si69] Sigmund P.; *Rad. Eff.* **1** (1969) 15.
- [Si88] Singh R.; *J. Appl. Phys.* **68** (1988) R59.
- [Sl85] Slater M., Kostic S., Nobes M.J., Carter G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B7/8** (1985) 429.
- [Sm78] Smith R.A.; "Semiconductors", Second Edition, Cambridge University Press (1978).
- [Sm90] Smulders P.J.M., Boerma D.O., Shaanan M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B45** (1990) 450.
- [Sp81] Speriosu V.S.; *J. Appl. Phys.* **52** (1981) 6094.
- [Sp82a] Spaepen F., Turnbull D.; chapitre 2 de [Po82], p.15.
- [Sp82b] Speriosu V.S., Paine B.M., Nicolet M.A., Glass H.L.; *Appl. Phys. Lett.* **40** (1982) 604.
- [Sp84] Speriosu V.S., Vreeland T. Jr.; *J. Appl. Phys.* **56** (1984) 1591.
- [St69] Stein H.J.; *J. Appl. Phys.* **40** (1969) 5300.
- [St80] Strocka B., Bartels G., Spohr R.; *Appl. Phys.* **21** (1980) 141.
- [St83] Stevanovic D.V., Tognetti N.P., Carter G., Christodoulides C.E., Ibrahim A.M., Thompson D.A.; *Rad. Eff.* **71** (1983) 95.
- [St83b] Stephen K.G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **209/210** (1983) 589.
- [St84] Stolte C.A.; chapitre 2 de [Wi84b], pp.89-158.
- [St88] Streetman B.G., Dodabalapur A.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 159.
- [Su90] Sugitani S., Hyuga F., Yamasaki K.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 552.
- [Ta62] Takagi S.; *Acta Cryst.* **15** (1962) 1311.
- [Ta69] Takagi S.; *J. Phys. Soc. Jap.* **26** (1969) 1239.
- [Ta75] Takai M., Gamo K., Masuda K., Namba S.; *Jap. J. Appl. Phys.* **14** (1975) 1935.
- [Ta78] Takai M., Gamo K., Yagita H., Masua K., Namba S., Mizobuchi A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **149** (1978) 457.
- [Ta82] Tashlykov, I.S.; *Nucl. Inst. & Meth.* **203** (1982) 523.
- [Ta83] Tabatabaie-Alavi K., Masum Choudhury A.N.M., Kanbe H., Fonstad C.G., Gelpey J.C.; *Appl. Phys. Lett.* **43** (1983) 647.
- [Ta83b] Tabatabaie-Alavi K., Masum Choudhury A.N.M., Fonstad C.G., Gelpey J.C.; *Appl. Phys. Lett.* **43** (1983) 505.

- [Ta86] Tashlykov, I.S., Carter G., Nobes M.J.; *Sov. Phys. Semicond.* **20** (1986) 497.
- [Ta88] Tang A.C.T.; "Activation and Thermal Stability of Ion Implanted Gallium Arsenide", Thèse de Ph.D., University of Surrey (1988).
- [Ta88b] Tan T.Y., Gösele U.; *Appl. Phys. Lett.* **52** (1988) 1240.
- [Ta89] Tatarkiewicz J.; *Phys. Stat. Sol. b* **153** (1989) 11.
- [Ta89b] Tang A.C.T., Sealy B.J., Rezazadeh A.A.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 2759.
- [Ta90] Tang A.C.T., Sealy B.J., Rezazadeh A.A.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 307.
- [Ta91] Tang A.C.T., Sealy B.J., Rezazadeh A.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B53** (1991) 289.
- [Ta95] Tamura M., Saitoh T.; *Materials Science Forum* **196-201** (1995) 1881.
- [Th70] Thommen K.; *Rad. Eff.* **2** (1970) 201.
- [Th76] Thompson D.A., Walker R.S.; *Rad. Eff.* **30** (1976) 37.
- [Th78] Thompson D.A., Walker R.S.; *Rad. Eff.* **36** (1978) 91.
- [Th80a] Thompson D.A., Golanski A., Haugen H.K., Howe L.M., Davies J.A.; *Rad. Eff.* **50** (1980) 125.
- [Th80b] Thompson D.A., Golanski A., Haugen H.K., Stevanovic D.V., Carter G., Christodoulides C.E.; *Rad. Eff.* **52** (1980) 69.
- [Th81] Thompson D.A.; *Rad. Eff.* **56** (1981) 105.
- [Th84] Thomas R.N., Hobgood H.M., Eldridge G.W., Barrett D.L., Braggins T.T., Ta L.B., Wang S.K.; chapitre 1 de [Wi84b]. pp. 1-87.
- [Th85a] Thompson P.E., Dietrich H.B., Ingram D.C.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B6** (1985) 287.
- [Th85b] Thompson P.E., Dietrich H.B., Spencer M., Ingram D.C.; *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **530** (1985) 35.
- [Th87] Thompson P.E., Wilson R.G., Ingram D.C., Pronko P.F.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **93** (1987) 73.
- [Th88] Thompson P.E., Dietrich H.B.; *J. Electrochem. Soc.* **135** (1988) 1240.
- [Th89] Thompson P.E., Wilson R.G., Ingram D.C., Pronko P.P.; *J. Appl. Phys.* **65** (1989) 2986.
- [Th90] Thompson P.E., Dietrich H.B., Eridon J.M.; *J. Appl. Phys.* **67** (1990) 1262.
- [Th91] Thompson P.E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 592.
- [Ti74] Tinsley AW, Stephens GA, Nobes MJ, Grant WA; *Rad. Eff.* **23** (1974) 165.
- [Ti84] Tiong K.K., Amirharaj P.M., Pollak F.H., Aspnes D.E.; *Appl. Phys. Lett.* **44** (1984) 122.
- [To82] Tognetti N.P., Carter G., Stevanovic D.V., Thompson D.A.; *Rad. Eff.* **66** (1982) 15.
- [To83] Tognetti N.P., Elliman R.G., Carter G.; *Vacuum* **33** (1983) 165.
- [To87] Townsend P.D.; *Rep. Pro. Phys.* **50** (1987) 501.
- [To88] Tokuda Y., Katayama M., Ando N., Kitagawa A., Usami A., Inoue Y., Takematsu H., Wada T.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **126** (1988) 215.
- [To92] Touhouche K.; «*Implantation ionique d'Oxygène à haute Énergie dans le Silicium*», Thèse de Ph.D., École Polytechnique de Montréal (1992).
- [Tr89] Trudeau Y., Gosselin R., Kajrys G., Bérichon P.; «*Source HINIS: Cahier de bord*», document interne, Laboratoire de physique nucléaire, Université de Montréal (1989-).
- [Tr91] Trudeau Y.B., Kajrys G.E., Gagnon G., Brebner J.L.; *Nucl. Inst. & Meth.* **59/60** (1991) 609.
- [Tr93] Trudeau Y.B., Arès R., Kajrys G.E., Gagnon G., Jouanne M., Brebner J.L.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 706.
- [Ty78] Tykesson P., Andersen H.H., Heinemeier J.; *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-23** (1978) 1104.
- [Ur96] Ursaki V.V., Ichizli V.M., Tiginyanu I.M., Terletskii A.I., Caluja Y.I., Radaustan S.I.; *IEEE Electron Devices Soc., Proc. of The 1995 International Semiconductor Conference CAS'95* (1996) 99.
- [Va90] Valco G.J.; dans [Pe90], p.286.
- [Ve89] Vetrano J.S., Bench M.W., Robertson I.M., Kirk M.A.; *Metall. Trans.* **A20** (1989) 2673.
- [Vo63] Vook F.L.; *J. Phys. Soc. Jap.* **18** sup. II (1963) 190.
- [Vo71] Vook F.L., Picraux S.T.; dans [Ru71] p.141.
- [Vo72] Vook F.L., contribution à "Radiation Damage and Defects in Semiconductors", The Institute of Physics, Londres (1972) p.60.
- [Vo86] Vos M., Boerma D.O., Smulders P.J.M., Oosterhoff S.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B17** (1986) 234.
- [Vo88] Vos M., Boerma D.O., Smulders P.J.M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B30** (1988) 28.
- [Vo88b] Vos M., Boerma D.O.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B30** (1988) 173.
- [Vo90] Volkert C.A.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **157** (1990) 635.
- [Wa75] Watkins G.D.; "Inst. Phys. Conf. Ser." **23** (1975), chapitre 1 de "Lattice Defects in Semiconductors, 1974" p.1.
- [Wa78] Walker R.S., Thompson D.A.; *Rad. Eff.* **37** (1978) 113.
- [Wa78b] Walker R.S., Thompson D.A.; *Rad. Eff.* **36** (1978) 205.
- [Wa79] Wagner C.D., Riggs W.M., Davies L.E., Moulder J.F., Mullenberg (Editor); "Handbook of X-Ray Photoelectron Spectroscopy, A reference book for standard data for use in x-ray photoelectron spectroscopy", Perkin-Elmer, Minnesota (1979).
- [Wa81] Washburn J.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **2** (1981) 209.
- [Wa88] Wagner J., Windscheif J.W.; dans [Gr88] p.507.
- [Wa89] Walls J.M.; "Methods of Surface Analysis", Cambridge University Press, (1989).
- [Wa90] Wan K., Young J.F.; *Phys. Rev.* **B41** (1990) 10772.
- [Wa91] Wager J.F.; *J. Appl. Phys.* **69** (1991) 3022.
- [We70] Westmoreland J.E., Mayer J.W., Eisen F.H., Welch B.; *Rad. Eff.* **6** (1970) 161.
- [We71] Weisenberger W.H., Picraux S.T., Vook F.L.; *Rad. Eff.* **9** (1971) 121.

- [We79] Webb R., Carter G.; *Rad. Eff.* **42** (1979) 159.
- [We81] Webb R., Carter G.; *Rad. Eff.* **59** (1981) 69.
- [We82] Wesch W., Wilk E., Hehl K.; *Phys. Stat. Sol.* **a70** (1982) 243.
- [We85] Wesch W., Wendler E., Götz K., Unger K., Röppischer H., Resagk C.; *Phys. Stat. Sol.* **b130** (1985) 539.
- [We86a] Wesch W., Gärtner K., Wendler E., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B15** (1986) 431.
- [We86b] Wesch W., Götz G.; *Phys. Stat. Sol.* **a94** (1986) 745.
- [We86c] Wendler E., Wesch W., Götz G.; *Phys. Stat. Sol.* **a93** (1986) 207.
- [We87] Wesch W., Wendler E., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B22** (1987) 532.
- [We87b] Wesch W., Wendler E., Götz G.; *Cryst. Prop. & Prep.* **12** (1987) 231.
- [We87c] Wesch W., Ressel P., Stock D., Wendler E., Götz G.; *Cryst. Prop. & Prep.* **12** (1987) 115.
- [We88] Wesch W., Wendler E., Kekelidse N.P., Tarba V.V.; *Phys. Stat. Sol.* **a108** (1988) K93.
- [We89a] Wesch W., Jordanov A., Gärtner K., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B39** (1989) 445.
- [We89b] Wesch W., Wendler E., G. Götz, Kekelidse N.P.; *J. Appl. Phys.* **65** (1989) 519.
- [We89c] Wendler E., Wesch W., Götz G.; *Phys. Stat. Sol.* **a112** (1989) 289.
- [We90a] Wendler E., Wesch W., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B52** (1990) 57.
- [We90b] Wesch W., Gärtner K., Jordanov A., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B45** (1990) 446.
- [We91] Wendler E., Wesch W., Götz G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B55** (1991) 789.
- [We92a] Wendler E.; communication privée (1992).
- [We92c] Wendler E., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B63** (1992) 47.
- [We92d] Wesch W., Wendler E.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B63** (1992) 52.
- [We93a] Wendler E., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B73** (1993) 489.
- [We93b] Wendler E., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 716.
- [We93c] Wendler E., Bachmann T., Wesch W.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **300** (1993) 331.
- [We95] Wesch W., Wendler E., Bachmann T., Herre O.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B96** (1995) 290.
- [We96] Weber B., Wendler E., Gärtner K., Stock D.M., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B118** (1996) 113.
- [We96b] Wendler E., Schrepel F., Müller P., Gärtner K., Wesch W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B118** (1996) 367.
- [Wh70] Whan R.E., Arnold G.W.; *Appl. Phys. Lett.* **17** (1970) 378.
- [Wi67] Willardson R.K., Beer A.C., "Semiconductors and Semimetals, Vol. 3, Optical Properties of III-V Compounds", Academic Press, New-York (1967).
- [Wi70] Westmoreland J.E., Marsh O.J., Hunsperger R.G.; *Rad. Eff.* **5** (1970) 245.
- [Wi72a] Willardson R.K., Beer A.C., "Semiconductors and Semimetals, Vol. 8, Transport and Optical Phenomena", Academic Press, New-York (1972).
- [Wi72b] Williams E.W., Bebb H.B.; chapitre 5 dans [Wi72a], pp.321-392.
- [Wi80a] Williams J.S., Austin M.W.; *Appl. Phys. Lett.* **36** (1980) 994.
- [Wi80b] Williams J.S., Austin M.W.; *Nucl. Inst. & Meth.* **168** (1980) 307.
- [Wi80c] Wilson R.G., Deline V.R.; *Appl. Phys. Lett.* **37** (1980) 793.
- [Wi81] Wilson R.G., Jamba D.M.; *Appl. Phys. Lett.* **39** (1981) 715.
- [Wi81b] Williams J.S., Harrison H.B.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **1** (1981) 209.
- [Wi83a] Williams J.S.; chapitre 5 de [Po83], p.133.
- [Wi83b] Wilk E., Wesch W., Hehl K.; *Phys. Stat. Sol.* **a76** (1983) K197.
- [Wi83c] Wilson R.G., Jamba D.M., Deline V.R., Evans Jr. C.A., Park Y.S.; *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 3849.
- [Wi84a] Williams J.S., Poate J.M.; "Ion Implantation and Beam Processing", Academic Press (1984).
- [Wi84b] Willardson R.K., Beer A.C., "Semiconductors and Semimetals, Vol. 20, Semi-Insulating GaAs", Academic Press, New-York (1984).
- [Wi85a] Wie C.R.; "Effects Produced in GaAs by MeV Ion Bombardment", Thèse de Ph.D., California Institute of Technology, Pasadena, California, USA (1985).
- [Wi85b] Wie C.R., Vreeland T. Jr., Tombrello T.A.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **Vol. 35** (1985) 305.
- [Wi85c] Wight D.R.; chapitre 1 dans [Ho85a] pp. 1-37.
- [Wi86a] Wie C.R., Tombrello T.A., Vreeland T.Jr.; *Phys. Rev. B* **33** (1986) 4083.
- [Wi86b] Wie C.R., Vreeland T. Jr, Tombrello T.A.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B16** (1986) 44.
- [Wi86c] Wielunski L.S.; Hashimoto S., Gibson W.M.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B13** (1986) 61.
- [Wi86d] Wie C.R., Tombrello T.A., Vreeland T.Jr.; *J. Appl. Phys.* **59** (1986) 3743.
- [Wi87] Wie C.R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B24/25** 562.
- [Wi88] Willardson R.K., Beer A.C., "Semiconductors and Semimetals, Vol. 26; III-V Compound Semiconductors and Semiconductor Properties of Superionic Materials", Academic Press, New-York (1988).
- [Wi88b] Wie C.R., Xie K., Burns G., Dacol F.H., Pettit D., Woodall J.M.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **104** (1988) 499.
- [Wi89] Williams J.S., Elliman R.G., Johnson S.T., Sengupta D.K., Zemanski J.M.; *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **144** (1989) 355.
- [Wi90] Wiedersich H.; *Rad. Eff. Def. Sol.* **113** (1990) 97.
- [Wi90b] Wilson R.G.; dans [Pe90], p.1.
- [Wi91] Wiedersich H.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 51.
- [Wi91b] Williams J.S., Ridgway M.C., Elliman R.G., Davies J.A., Johnson S.T., Palmer G.R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B55** (1991) 602.
- [Wi93] Williams J.S., Elliman R.G., Ridgway M.C., Jagadish C., Ellingboe S.L., Golberg R., Petravic M., Wong W.C., Dezhang Z., Nygren E., Svensson B.G.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B80/81** (1993) 507.
- [Xi91] Xie K., Wie C.R.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B53** (1991) 294.
- [Ye82] Yeo Y.K., Park Y.S., Pedrotti F.L., Choe B.D.; *J. Appl. Phys.* **53** (1982) 6148.

- [Ye82b] Yeo K.K., Park Y.S., Kwor R.; *J. Appl. Phys.* **53** (1982) 1815.
- [Yi83] Yin S.Y., Wittry D.B.; *J. Appl. Phys.* **54** (1983) 360.
- [Yu88] Yu Z., chapitre 1 de [Wi88], pp.1-97.
- [Yu89] Yu S., Gösele U.M., Tan T.Y.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 2952.
- [Yu91] Yu N., Chu W.K., Patnaik B., Parikh N., Corcoran S., Krischbaum C., Varahramyan K.; *Nucl. Inst. & Meth.* **B59/60** (1991) 1061.
- [Za88] Zangwill A.; *"Physics at Surfaces"*, Cambridge University Press (1988).
- [Zh89] Zhao J.H., Fang Z., Shan L., Schlesinger T.E., Milnes A.G.; *J. Appl. Phys.* **66** (1989) 5440.
- [Zi84] Ziegler J.F.; *"Ion Implantation Science and Technology"*, Academic Press (1984).
- [Zi84'] Ziegler J.F.; dans [Zi84], p.51.
- [Zi85a] Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.; *"The Stopping and Range of Ions in Solids"*, Vol.1 de *"The Stopping and Ranges of Ions in Matter"*, Pergamon Press (1985).
- [Zi85b] Ziegler J.F., Lever R.F.; *App. Phys. Lett.* **46** (1985) 358.

Annexe I

Distribution de Pearson IV (WISO)

Les distributions de Pearson sont basées sur l'équation différentielle

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{(x-a) \cdot f(x)}{b_0 + b_1x + b_2x^2} \quad AI.1$$

Avec la condition que $f(x)$ est normalisée à un sur l'intervalle $(-\infty, \infty)$ et les définitions habituelles de la moyenne, la déviation standard, le biais et la kurtose, soient :

$$\begin{aligned} \mu &= \langle x \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx \\ \sigma^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^2 f(x) dx \\ \gamma_1 &= \sigma^{-3} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^3 f(x) dx \\ \beta_2 &= \sigma^{-4} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \langle x \rangle)^4 f(x) dx \end{aligned}$$

et les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} a &= -\gamma_1 \cdot \sigma \frac{(\beta_2 + 3)}{A} \\ b_0 &= -\sigma^2 \frac{(4\beta_2 - 3\gamma_1^2)}{A} \\ b_1 &= a, \\ b_2 &= -\frac{(2\beta_2 - 3\gamma_1^2 - 6)}{A} \\ A &= 10\beta_2 - 12\gamma_1^2 - 18, \end{aligned}$$

les solutions s'écrivent :

si $b_1^2 - 4b_0b_2 < 0$

$$\ln f(x) = \frac{1}{2b_2} \ln |b_0 + b_1x + b_2x^2| - \frac{(b_1/b_2 + 2a)}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}} \arctan \frac{2b_2x + b_1}{\sqrt{4b_2b_0 - b_1^2}} \quad AI.2$$

si $b_1^2 - 4b_0b_2 > 0$

$$\ln f(x) = \frac{1}{2b_2} \ln |b_0 + b_1x + b_2x^2| - \frac{(b_1/b_2 + 2a)}{\sqrt{b_1^2 - 4b_2b_0}} \ln \left| \frac{2b_2x + b_1 - \sqrt{b_1^2 - 4b_2b_0}}{2b_2x + b_1 + \sqrt{b_1^2 - 4b_2b_0}} \right| \quad AI.3$$

si $b_1^2 - 4b_0b_2 = 0$

$$\ln f(x) = \frac{1}{2b_2} \ln |b_0 + b_1x + b_2x^2| + \frac{(b_1/b_2 + 2a)}{(2b_2x + b_1)} \quad AI.4$$

et la condition suivante doit être respectée (A.4.4)

$$\beta > \beta_0 = \frac{39\gamma^2 + 48 + 6(\gamma^2 + 4)^{3/2}}{32 - \gamma^2}$$

Quand $\gamma > 1$ la distribution a une queue approximativement exponentielle en profondeur; pour $\gamma < 0$ le profil s'étale vers la surface. La valeur de β donne l'importance des queues de la distribution, une valeur de 3,0 correspond à une gaussienne.

Pour éviter les débordements numériques il faut calculer $\exp(\ln f(x) - \ln f(R_{max}))$ avant de normaliser la distribution.

À partir des histogrammes fournis par les simulations, si on se donne un système de coordonnées orthonormées où x est perpendiculaire à la surface de l'échantillon et en utilisant l'indice i pour désigner un événement particulier de l'histogramme, les définitions des quatre premiers moments et de quelques autres quantités utiles s'expriment ainsi :

$$\begin{aligned}
 R_p &= \langle x \rangle &= \sum_i x_i / N & \text{(portée projetée moyenne)} \\
 R_y &= \langle |y| \rangle &= \sum_i |y_i| / N & \text{(portée latérale projetée)} \\
 R_r &= \langle (y_i^2 + z_i^2)^{0,5} \rangle &= \sum_i (y_i^2 + z_i^2)^{0,5} / N & \text{(portée radiale)} \\
 \Delta x_i &= x_i - \langle x \rangle \\
 \langle (\Delta x_i)^2 \rangle &= \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2 && \text{(variance)} \\
 \sigma &= \sqrt{\langle (\Delta x_i)^2 \rangle} && \text{(étalement, déviation standard)} \\
 \gamma &= \langle (\Delta x)^3 \rangle / \langle (\Delta x)^2 \rangle^{1,5} && \text{(biais)} \\
 \beta &= \langle (\Delta x)^4 \rangle / \langle (\Delta x)^2 \rangle^2 && \text{(kurtose)}
 \end{aligned}$$

La définition de β est celle de TRIM92 et de [wis0], mais pour certaines versions plus anciennes de TRIM et pour MARLOWE il faut y soustraire 3. À cause de l'angle d'entrée la portée radiale et la portée latérale doivent être utilisées avec discernement.

Annexe II

Caractéristiques des substrats vierges

☼ SUMITOMO ELECTRIC INDUSTRIES, LTD.

GaAs Wafer
(Round Shape·Single Crystal)

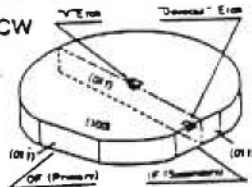
CERTIFICATE

Boule No. 161159
Lot No. 101528-024
Date. Aug.06,1991

Customer: U. MONTREAL

Item	Customer's Specifications		Guaranteed	
	LEC	Method	LEC	Method
Growth Method				
Conduction Type	Semi-Insulator	Type	Semi-Insulator	Type
Dopant	C-controlled		C-controlled	
Resistivity(atR.T.)	$\approx 1.0 \times 10^7$	ohm-cm	$\approx 1.0 \times 10^7$	ohm-cm
E.P.D.	$\approx 1.0 \times 10^5$	/cm ²	$\approx 1.0 \times 10^5$	/cm ²
Orientation	(100) $\pm 0.50^\circ$		(100) $\pm 0.50^\circ$	
Size(Diameter)	76.00 ± 0.30	mm	76.03 ~ 76.03	mm
OP(Primary)	22.00 ± 1.00	mm	22.02 ~ 22.02	mm
IF(Secondary)	12.00 ± 1.00	mm	12.04 ~ 12.04	mm
Edge Rounding	0.25	mmR	0.25	mmR
Thickness(Center)	625 ± 25	μ m	621 ~ 622	μ m
Surface Finish	Front	Polished (SC)	Polished (SC)	
	Back	Polished	Polished	
Package	Wafer tray		Wafer tray	
Weight			14.8 ~ 14.8	gr.
Total Wafer			5	pcs.
Wafer No.			No.1 ~ No.5	
Total Weight			74.0	gr.
Total Area			-	cm ²

CCW



Note: Option: PBN Crucible
Customer's P/ONo.U. MONTREAL 208 427-100120

Quality Control Inspector

90.12. (C)