

Chapitre II :

Généralité sur les

alliages

semiconducteurs

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

II.1. Introduction

Les alliages semiconducteurs, avec la richesse de leurs structures électroniques et autres propriétés, ont trouvé une large application dans les dispositifs optiques et électroniques. La littérature sur les propriétés fondamentales de ces matériaux a rapidement augmenté. Ces dernières décennies, beaucoup de progrès et de découvertes majeures ont été réalisés. Cependant, étant devant une difficulté majeure pour traiter le désordre dans ces matériaux, la théorie des alliages semiconducteurs prendra probablement une autre décennie pour être au même niveau de maturité que la théorie actuelle des cristaux semiconducteurs. Il est donc impératif de donner quelques notions de base sur les jeunes théories traitant ce sujet, en reliant les propriétés des alliages semiconducteurs à leurs constituants.

Dans ce chapitre, nous allons définir et exposer quelques propriétés des alliages semiconducteurs, leurs structures cristallines, les différents types d'alliages. Aussi nous abordons rapidement les concepts d'élasticité et de transport dans les alliages semiconducteurs. Ceci afin de mieux comprendre les chapitres suivants.

II.2. Structures Cristallines des semiconducteurs

Nous introduisons dans cette partie les trois structures cristallines les plus élémentaires dans lesquelles la plupart des semi-conducteurs se forment. Ensuite, les structures des alliages massifs presque désordonnés révélées par une méthode spectroscopique à rayons X (EXAFS) sont discutées. Les caractéristiques des alliages ordonnés de longue portée sont aussi décrites en définissant un paramètre essentiel pour quantifier cet ordre.

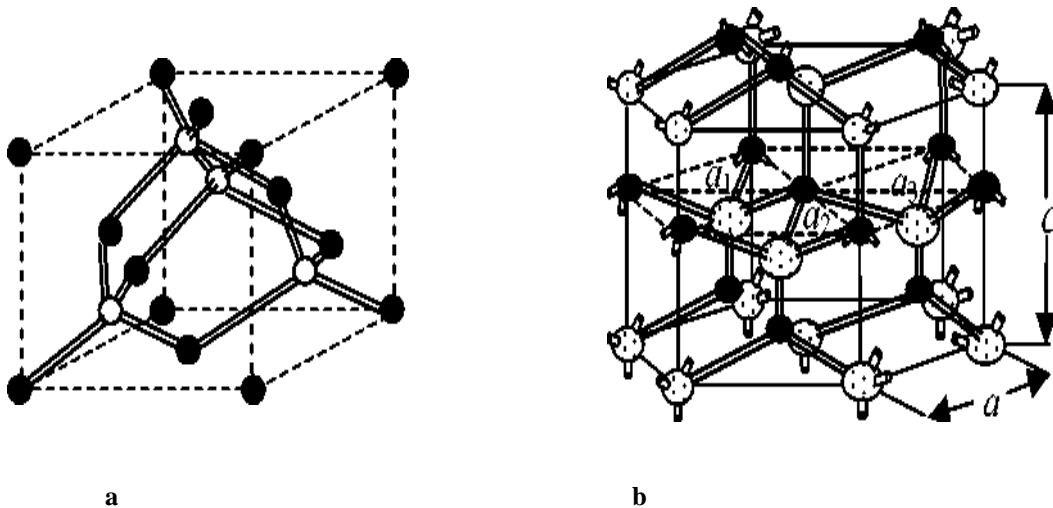


Figure II-1 : Positions atomiques dans un cristal (a) zinc blende et (b) wurtzite (Sze, 1981) [2].

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

Les structures diamant, zinc blende, et wurtzite sont les trois structures cristallines les plus communes dans la croissance des semiconducteurs pour des applications pratiques. La structure diamant consiste en deux sous-réseaux cubique à face centrée (cfc) interpénétrés déplacé l'un de l'autre par $(1/4, 1/4, 1/4) a$, où a est la longueur du côté du cube, souvent appelée constante du réseau. Hormis le diamant (C), les deux semiconducteurs élémentaires Si et Ge, et le semi-métal étain gris (Sn) adoptent cette structure. La structure zinc blende a aussi les mêmes sous-réseaux, excepté le fait que des anions (éléments non-métalliques) occupent l'un des sous-réseaux, tandis que les cations (atomes métalliques) occupent l'autre sous-réseau. Les deux structures ont un réseau (cfc) avec deux atomes par unité de cellule. La figure II-1 (a) montre l'arrangement des atomes dans un cube de structure zinc blende. Beaucoup de composés semiconducteurs III-V, tel que GaAs et InP, et les composés II-VI, comme CdTe, ont cette structure cristalline.

La structure wurtzite est similaire à celle de zinc blende, les deux ont des coordonnées quadruples, excepté que l'organisation a un réseau de Bravais hexagonal compact-fermé (hcp) plutôt qu'un cfc. La différence entre wurtzite et zinc blende peut être décrite plus facilement en examinant la séquence d'empilement des plans de sphères compactes fermées de même rayon le long de la direction (111).

Le réseau cfc répète chaque trois couches une séquence caractéristique d'empilement, tandis que le hcp la répète chaque deux couches. Après avoir spécifié l'un des sous-réseaux, à savoir le sous-réseau des anions, entre deux plans d'anions un plan de cations peut être inséré tel que chaque cation est entouré de quatre anions dans un arrangement tétraédrique, et vice versa. Donc, aussi loin que la liaison tétraédrique locale est concernée, il n'y a pas de différence entre les structures zinc blende et wurtzite [1,2]. La différence vient à partir du second atome voisin. Une autre différence est qu'il y a quatre atomes par unité de cellule dans un semiconducteur wurtzite, parce que chaque unité de cellule hcp contient deux sites atomiques non-équivalents. Il doit être noté qu'un hcp idéal est un hexagone de hauteur c et de longueur de cotés a d'un rapport (c/a) de $(8/3)^{0.5} = 1.633$, tandis que la plupart des semiconducteurs wurtzite ont une légère différence du rapport (c/a) .

Contrairement à la structure zinc blende, qui requiert seulement un seul paramètre (la constante du réseau a) pour spécifier le cristal, la structure wurtzite requiert trois : la constante de réseau a , le rapport c/a , et le rapport γ entre la longueur de liaison dans la direction c et les trois autres longueurs (égales) de liaisons [3]. Le tableau II-1 est une collection des paramètres de réseau et de structures cristallines pour un nombre de semiconducteurs cristallins appartenant aux trois structures mentionnées.

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

Tableau II-1: Structures cristallines, paramètres du réseau a , c/a , le rapport de liaison γ et les longueurs de liaisons d définies dans le texte pour les semi-conducteurs tétraédrique communs (toutes longueurs en Å) [4].

Zinc blende ou diamant			Wurtzite			
	a	d	a	c/a	γ	d
C	3.567	1.543	2.52	1.635	—	1.54
Si	5.431	2.352	3.80	1.653	—	2.34
Ge	5.657	2.450	—	—	—	—
Sn	6.489	2.810	—	—	—	—
SiC	4.357	1.887	3.079	1.641	1.008	1.889
BN	3.615	1.565	2.55	1.647	—	1.57
AlN	—	—	3.111	1.601	1.007	1.893
GaN	—	—	3.190	1.627	1.004	1.951
InN	—	—	3.533	1.611	—	2.154
Bp	4.538	1.965	3.562	1.656	—	2.192
AlP	5.467	2.367	—	—	—	—
GaP	5.447	2.359	—	—	—	—
InP	5.869	2.541	—	—	—	—
BAs	4.777	2.069	—	—	—	—
AlAs	5.639	2.442	—	—	—	—
GaAs	5.654	2.448	—	—	—	—
InAs	6.058	2.623	4.274	1.638	—	2.620
AlSb	6.136	2.657	—	—	—	—
GaSb	6.094	2.638	—	—	—	—
InSb	6.479	2.805	—	—	—	—
ZnO	—	—	3.253	1.603	1.008	1.980
ZnS	5.406	2.341	3.811	1.636	—	2.335
CdS	5.835	2.527	4.137	1.623	1.005	2.528
HgS	5.872	2.543	—	—	—	—
ZnSe	5.669	2.455	4.003	1.637	—	2.453
CdSe	6.05	2.62	4.30	1.631	1.006	2.63
HgSe	6.085	2.635	—	—	—	2.646
ZnTe	6.103	2.643	4.310	1.645	—	2.802
CdTe	6.478	2.805	4.572	1.637	—	—
HgTe	6.460	2.797	—	—	—	2.40
CuCl	5.416	2.345	3.91	1.642	—	2.49
CuBr	5.691	2.464	4.06	1.640	—	2.65
CuI	6.055	2.822	4.31	1.645	—	2.813
AgI	6.486	2.089	4.592	1.635	1.001	—

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

Pauling (1960) a suggéré un ensemble de rayons (radii) empiriques pour les atomes, ainsi nommé rayons covalents (covalent radii), pour prédire la longueur de liaison dans les cristaux tétraédriques à partir de l'expression :

$$d=r_A + r_C \quad (\text{II-1})$$

Où r_A et r_C sont les rayons covalents des anions et cations, respectivement. Les valeurs de ces rayons covalents sont listées sur le tableau II-2 [5].

Tableau II-2 : Rayons Covalents de Pauling (en Å) [5]

L'élément	Rayons (Å)	L'élément	Rayons (Å)	L'élément	Rayons (Å)
Cu	1.35	In	1.44	Sb	1.36
Ag	1.52	Tl	1.47	Bi	1.45
Be	1.06	C	0.77	O	0.56
Mg	1.40	Si	1.17	S	1.04
Zn	1.31	Ge	1.22	Se	1.14
Cd	1.48	Sn	1.40	Te	1.32
Hg	1.48	Pb	1.46	F	0.64
B	0.88	N	0.70	Cl	0.99
Al	1.26	P	1.10	Br	1.11
Ga	1.26	As	1.18	I	1.28

II.3. Alliages massifs

Les alliages semiconducteurs les plus communs sont les mélanges IV-IV binaires $A_{1-x}B_x$ (e.g., $Si_{1-x}Ge_x$) et les alliages pseudo-binaires de la forme $A_{1-x}B_xC$ (e.g., $Ga_{1-x}In_xAs$) et $CA_{1-x}B_x$ (e.g., $GaP_{1-x}As_x$), où x est le pourcentage de concentration. La forme $CA_{1-x}B_x$ indique un alliage substitué d'un anion, qui peut être pensé comme le résultat de remplacer une fraction x de l'anion A dans le composé CA par des atomes B de la même colonne dans la table périodique : les exemples sont $GaP_{1-x}As_x$, $ZnS_{1-x}Se_x$ et $CuCl_{1-x}Br_x$. De la même façon $A_{1-x}B_xC$, est un alliage substitué d'un cation avec les atomes A et B distribués dans le sous-réseau des cations, comme $Ga_{1-x}In_xAs$ et $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Bien qu'il y ait une tentative pour établir une notation qui prend en compte le fait que les atomes A sont plus légers que les atomes B, cette règle ne sera pas suivie dans ce chapitre à cause de la multitude de contre-exemples, tel que $Hg_{1-x}Cd_xTe$, qui a souvent été utilisé dans le passé et que son changement sera source de confusion.

Si nous regardons seulement aux caractéristiques de la grande structure, ces alliages sont similaires aux cristaux qui les constituent. Par exemple le motif de diffraction des rayons X d'un alliage pseudo-binaire homogène est similaire à celui de ses composés purs, excepté le fait que le

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

profil d'intensité de l'alliage peut avoir une largeur plus grande, comme montré dans la figure II-2 pour GaAs, InAs, et les alliages des deux composés [5].

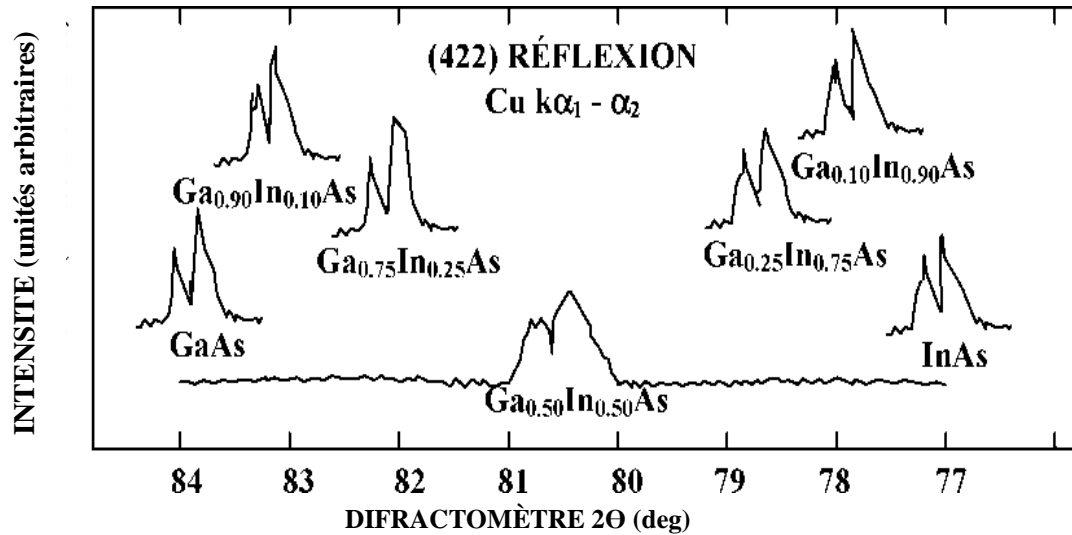


Figure II-2 : Spectre de diffraction X des alliages $Ga_{1-x}In_xAs$ (Mikkelsen et Boyce, 1983) [6].

Les paramètres du réseau a de ces alliages déterminés à partir des diffractions X se sont révélés être bien rapprochés des concentrations moyennes pondérées de leurs constituants, ceci est généralement référé à la loi de Végard (1921) [8].

$$a = (1 - x) a_{AC} + x a_{BC} \quad (II-2)$$

Parce que plusieurs propriétés des alliages pseudobinaires sont aussi approximativement égales aux valeurs moyennes des composés constituants, l'approximation du cristal virtuel (VCA) a été utilisée fréquemment pour décrire ces alliages. VCA suppose implicitement que dans les alliages pseudobinaires zinc blende, les atomes substitués A et B partagent l'un des sous-réseaux cfc réguliers, et la troisième espèce d'atomes C s'installe dans l'autre sous-réseau cfc. Ceci implique, si on le prend littéralement, que les liaisons AC et BC ont la même longueur de liaison. Cependant, si les rayons covalents de Pauling sont corrects, les longueurs de liaisons locales pour les liaisons AC et BC dans l'alliage doivent être différents et doivent préserver leurs valeurs cristallines AC et BC respectives. Les mesures spectroscopiques de structure fine à absorption de rayons X large (EXAFS, Mikkelsen et Boyce, 1982 [7], 1983 [6]) ont montré que les longueurs de liaisons locales dans les pseudobinaires sont en effet plus proche des valeurs du cristal pur que celles des valeurs VCA.

II.4. Classification des alliages semiconducteurs

Les alliages semi-conducteurs sont classés en plusieurs groupes suivant le nombre de constituant [9]:

- **Alliage binaire de la forme $A^N B^{8-N}$:**

$A^I B^{VII}$: AgCl, CuBr, KBr, LiF ...

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

$A^{II} B^{VI}$: CdS, CdSe, CdTe, ZnS, ZnO, ZnSe, HgTe, HgSe, ..

$A^{III} B^V$: les antimoniures, les arséniures, les phosphures, et les nitrides des éléments : Aluminium, Gallium, Indium et Bore (GaAs, InSb, BN, AlAs, InP,.....).

$A^{IV} B^{IV}$: SiC, SiGe...

- **Alliage binaire de la forme $A^N B^{10-N}$:**

$A^{IV} B^{VI}$: PbS, PbSe, PbTe....

- **Alliage binaire de la forme $A^N B^{7-N}$:**

$A^I B^{VI}$: CuS, CuO, Cu₂O ...

Lorsque les éléments binaires $A^N B^{8-N}$ et $A^N C^{8-N}$ sont associés, l'alliage formé peut être soit :

- Alliage ternaire anionique : $A^N B_x^{8-N} C_{1-x}^{8-N}$.

- Alliage ternaire cationique: $A_x^N B_{1-x}^N C^{8-N}$.

Ces alliages sont caractérisés par la présence du coefficient stœchiométrique x. Cependant, il existe également un autre type d'alliages semi-conducteurs : il s'agit des matériaux "quaternaires". Ce type d'alliages semi-conducteurs fait intervenir quatre composés binaires et est caractérisé par la présence de deux coefficients stœchiométriques x et y.

Un intérêt particulier a été porté récemment aux alliages quaternaires principalement à cause de l'avantage qu'ils offrent de concevoir des dispositifs avec les propriétés physiques souhaitées.

Ces alliages peuvent être divisés en deux classes [10,11] :

- Les solutions quadratiques : ces alliages ont la forme $A_{1-x}^N B_x^N C_y^{8-N} D_{1-y}^{8-N}$.

- Les solutions triangulaires dans cette classe, deux cas se présentent, les solutions purement anioniques $A^N B_x^{8-N} C_y^{8-N} D_{1-x-y}^{8-N}$ et les solutions purement cationiques $A_x^N B_y^N C_{1-x-y}^{8-N} D^{8-N}$.

Les alliages quaternaires quadratiques ont été les premiers et les plus recherchés et étudiés, particulièrement $Ga_x In_{1-x} As_y P_{1-y}$, $Ga_{1-x} In_x As_y Sb_{1-y}$. Néanmoins, les alliages triangulaires semblent devenir tous aussi importants.

Les critères concernant l'accord des paramètres de maille ainsi que l'identité des structures cristallines des éléments binaires parents restent toujours valables dans le cas des alliages quaternaires.

II.5. Détermination de la structure des alliages par EXAFS

EXAFS (Extended X-ray Absorption Fine-structure Spectroscopy measurements) est l'une des rares techniques capables de mesurer localement chaque distance atomique dans le matériau. La méthode normale de diffraction X est seulement sensitive aux valeurs moyennes. L'information de la longueur de liaison arrive en analysant la structure fine de la dépendance de la fréquence de transmission des rayons X au-dessus du seuil d'absorption. Les résultats discutés dans cette section sont basés sur les travaux de Mikkelsen et Boyce (1983) [6]. La figure II-3a montre le spectre d'absorption du seuil-K à 10.37-keV de l'atome Ga dans GaAs en fonction de l'énergie du photon. Figure II-3b affiche la partie oscillatoire au-dessus du seuil après le renvoi de la structure d'absorption principale. Le spectre est tracé en fonction du vecteur d'onde effectif de l'électron :

$$k = \sqrt{2m(\hbar\omega - E_0)/\hbar} \quad (\text{II-3})$$

Où $\hbar\omega$ est l'énergie du photon et E_0 est le seuil d'absorption. L'oscillation du spectre vient de l'interférence entre l'onde sortante des électrons du cœur photo-excité avec la petite fraction de l'onde de l'électron diffusé en arrière par les atomes proches (Hayes et Boyes, 1982) [12].

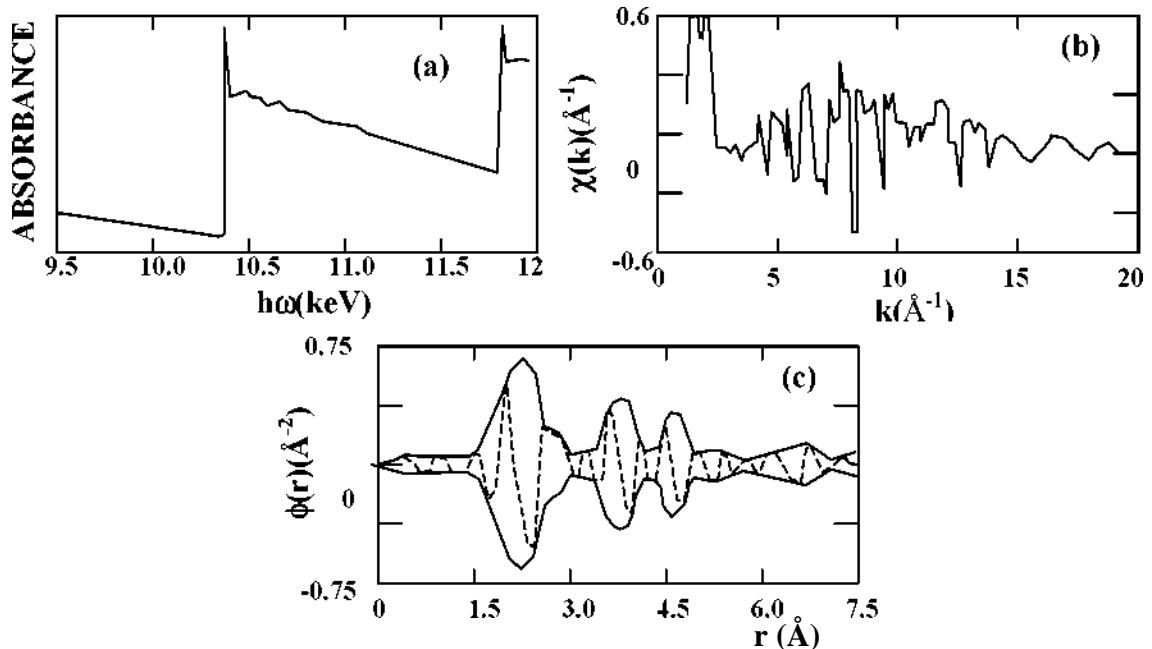


Figure II-3 : (a) Absorption en fonction de l'énergie du photon du seuil K de Ga à $h\omega = 10.37$ keV dans le GaAs à 77K. (b) Oscillations EXAFS du seuil K de Ge, $X(k)$, en fonction de k après renvoi de l'absorption arrière. (c) Transformation de Fourier de (b) dans l'espace réel. La fenêtre de transformation est $3.76-18 \text{ \AA}^{-1}$, élargi par une Gaussienne d'une épaisseur de 0.7 \AA^{-1} (Mikkelsen et Boyce, 1983) [6].

La transformation de Fourier du spectre dans la figure II-3b dans l'espace réel est montrée dans la figure II-3c. Elle montre des pics bien définis localisés dans le voisinage des distances de quelques premiers proches voisins d'un atome Ga. La même analyse peut être aussi donnée sur les

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

alliages. Une comparaison a été effectuée par ces chercheurs [6] pour les spectres EXAFS K-seuil de Ga en espace réel dans le GaAs et deux alliages de GaInAs, à partir de laquelle un changement de la longueur de liaison dans l'alliage peut être déduit. Après avoir détaillé les analyses de tous les seuils-K de Ga, In, et As dans leurs composés GaAs et InAs, et dans leurs alliages, Mikkelsen et Boyce sont arrivés aux conclusions suivantes [6] :

(1) Les longueurs de liaisons d des proches voisins (PV) individuels Ga-As et In-As dans l'alliage sont proches des valeurs du cristal pur pondérées par la valeur moyenne de leurs concentrations,

$$d(x) = (1 - x)d_{AC}^0 + xd_{BC}^0 \quad (\text{II-4})$$

Où d_{AC}^0 et d_{BC}^0 sont, respectivement, les longueurs de liaisons des composés constituants AC et BC. Cependant, la constante de réseau moyenne s'accorde avec la loi de Végard. Si on définit les paramètres de relaxation $\Gamma_{AC}(x)$ et $\Gamma_{BC}(x)$ comme :

$$\Gamma_{AC}(x) = \frac{[d_{AC}(x) - \bar{d}(x)]}{[d_{AC}^0(x) - \bar{d}(x)]} \quad (\text{II-5})$$

Et similairement pour $\Gamma_{BC}(x)$, alors r est environ 75% et les valeurs sont presque les mêmes pour tous x . Dans Eq. (2-5), $d_{AC}(x)$ et $d_{BC}(x)$ sont des longueurs de liaisons PV dans l'alliage et :

$$\bar{d} = (1 - x)d_{AC}(x) + xd_{BC}(x) \quad (\text{II-6})$$

(2) Les distances des seconds voisins (SV) As-As se sont aussi révélées bimodales : la distance As-As de l'alliage dans la liaison As-In-As est plus longue que celle dans la liaison As-Ga-As. La distance de la liaison As-As est presque 100% relaxé, ce qui préserve les valeurs du cristal pur.

(3) Les distances des SV de Ga-In, Ga-Ga, et In-Ga sont plus proches des valeurs de VCA que des valeurs du cristal pur.

Les expériences EXAFS ont aussi été réalisées sur plusieurs alliages semiconducteurs pseudobinaires, et cette méthode s'est révélée indispensable dans leur l'étude [13].

II.6. Alliages semiconducteurs ordonnés de longue portée

Les alliages semiconducteurs discutés ont été supposés des systèmes de grandes proportions. Ils sont supposés être des solutions solides désordonnées. Pour quelques alliages c'est un état métastable gelé à une température où les atomes cessent de diffuser puisque l'échantillon est refroidi par sa température de croissance. Cependant, des techniques épitaxiales récentes, particulièrement l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) et le dépôt en phase vapeur chimique métalo-organique (MOCVD), ont produit des films d'alliages qui apparaissent avoir un ordre de longue portée. L'ordre de ces échantillons est sensible aux conditions de croissances. Comme signalé par Kuan et al (1985) [14], l'ordre se produit dans une bande de température très étroite. Tandis qu'une température minimale est exigée aux atomes de surface pour diffuser et atteindre leur énergie libre

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

minimale, les hautes températures amènent le système dans la phase désordonnée. Le degré d'ordre peut être défini comme la probabilité que certains atomes occupent des sites spécifiques préférés dans un alliage ordonné. Pour prendre un exemple, nous considérons l'alliage $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Posons r_{Si} la fraction des sites Si préférés qui sont occupés par les atomes Si, et similairement posons r_{Ge} la fraction des sites Ge préférés qui sont occupés par les atomes Ge. Alors un paramètre d'ordre S peut être défini comme :

$$S = r_{\text{Si}} + r_{\text{Ge}} - 1 \quad (\text{II-7})$$

La plus grande valeur, $S = 1$, correspond à un cristal parfaitement ordonné, et la plus petite valeur $S = 0$, signifie que l'alliage est complètement désordonné. La mesure de ce paramètre pour les alliages ordonnés de longues portées s'est révélé au plus égal à 0.5 sinon moins, ce qui nous confirme que l'ordre dans ces types d'alliages semi-conducteurs est loin d'être parfait.

II.7. Elasticité dans les alliages

Bien que les alliages semiconducteurs ont été largement utilisés et étudiés, l'information détaillée de leurs constantes élastiques est rare, à la fois expérimentalement que théoriquement. Une des raisons qui empêche le calcul rigoureux de ces systèmes est lié à la brisure de la symétrie de translation dans les alliages désordonnés et la complexité des alliages ordonnés laisse les théories existantes moins exactes. Une autre raison doit être attribuée au fait que la plupart des propriétés de ces alliages, incluant leur élasticité, sont longues bien qu'elles soient raisonnablement bien estimées par les propriétés de leurs constituants, pondérées par leurs concentrations moyennes. Dans le domaine où ceci est vrai, nous avons encore besoin de connaître leur déviation de la ligne droite moyenne. Les études faites dans ce sens [15, 16, 17] ont été focalisée sur une constante élastique simple, le module volumique B, ou encore la différence entre le module volumique B de l'alliage et la valeur des concentrations moyennes pondérées \bar{B} , i.e., $\Delta B = B - \bar{B}$.

II.8. Transport

Le transport des charges dans les semiconducteurs et les alliages est un mécanisme, à la fois très important et très complexe. Pour les semiconducteurs, les résultats furent tant bien que mal satisfaisants et leur étude sera hors du cadre de ce chapitre. Tandis que pour les alliages, il y a toujours un problème, ce qui rend la tâche encore plus difficile. En effet, les alliages ne produisent pas uniquement des potentiels aperiodiques qui causent la diffusion externe, ils introduisent également des caractéristiques spéciales dans les structures de bandes qui ne sont pas souvent présentes dans leurs semiconducteurs constituants, tel que le croisement des bandes directes et indirectes dans quelques alliages [17].

Nous laissons de côté les équations de base du transport, telles que l'équation maîtresse et l'équation de Boltzman. Par contre nous donnons un aperçu sur la généralisation de la formule de Brook's (non publiée), et l'appliquons dans les alliages $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$ pour trouver un paramètre très important dans l'étude du transport, à savoir la mobilité [3].

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

L'une des différences majeures dans les propriétés du transport entre les alliages et leurs cristaux constituants, est que les électrons dans les alliages désordonnés subissent la diffusion par des potentiels aperiodiques en plus de tous les autres mécanismes de diffusions, tels que les diffusions électron-phonon et électron-impureté rencontré dans les composés constituants. Il y a plusieurs années Nordheim (1931) [18] et Brooks(non publié) [19] ont obtenu une expression pour la diffusion dans les alliages limitée aux mobilités des électrons μ_A (en supposant que la diffusion dans l'alliage est le seul mécanisme de diffusion) dans les métaux et les semiconducteurs, respectivement. La formule bien connue de Brooks s'écrit:

$$\mu_A = \frac{(2\pi)^{1/2} e\hbar^4 N_0}{3x(1-x)m^{*5/2} (\Delta E)^2 (kT)^{1/2}} \quad (\text{II-8})$$

où N_0 est le nombre d'atomes par unité de volume, m^* est la masse effective du bord des bandes, x est la fraction de concentration de l'alliage, et ΔE est un paramètre d'énergie caractérisant les fluctuations du potentiel de l'alliage. Bien que cette formule a été largement utilisée, l'identification du paramètre du désordre de l'alliage ΔE reste incertain.

II.9. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par donner les trois structures cristallines dans lesquelles cristallise la plupart des semiconducteurs, et cela afin que nous puissions utiliser ces paramètres pour les alliages en suivant la loi de Végard qui donne la relation entre la composition des alliages semiconducteurs et les paramètres de mailles. Ensuite nous avons montré comment vérifier la loi de Végard dans les alliages massifs à partir des expériences de diffraction X. Puis nous avons vu que les expériences EXAF donnent une meilleure résolution de la longueur de liaison locale de l'alliage, et que cette dernière dévie sensiblement des valeurs du cristal virtuel lorsque la différence dans le paramètre de maille est grande. Nous avons aussi abordé les alliages semiconducteurs ordonnés de longue portée qui sont obtenus dans des conditions de croissances très précises. Nous avons ensuite entamé brièvement l'élasticité dans les alliages semiconducteurs. Enfin, nous avons approché le problème du transport dans les alliages semiconducteurs en donnant une formule empirique de la mobilité.

Chapitre II : Généralité sur les alliages semiconducteurs

Références bibliographiques du chapitre II

- [1] W.A. Harrison, *Electronic Structure Properties of solids* (W.H. Freeman, San Francisco), (1980).
- [2] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York), (1981).
- [3] A. Benyoucef « Contribution à l'Etude des Performances de Matériaux Photovoltaïques à base de Couches d'alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ et $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ », thèse de magister, 2004
- [4] R. Zallen, (1982), in *Handbook on semiconductors*, ed. T.S. Moss (North-Holland Amsterdam), Chap. 1, Vol.1.
- [5] Pauling, *The nature of Chemical Bond* (Cornell University Press, Ithaca, NY), (1960).
- [6] J.C., Jr. Mikkelsen, and J.B. Boyce, *Phys. Rev. B* 28, 7130, (1983).
- [7] J.C., Jr. Mikkelsen, and J.B. Boyce, *Phys. Rev. Lett.* 48, 1603, (1982).
- [8] L. Vegard, *Zeitschrift für Physik* Bd V, 17 (1921).
- [9] P. Kiréev, « La Physique des semiconducteurs », édition Mir, Moscou (1975).
- [10] F. Aymerich, *Phys. Rev. B* 26, 1968 (1982).
- [11] H. Abid, Thèse de doctorat d'état, Université de Sidi Bel-Abbes, (1997).
- [12] T.M. Hayes, and J.B. Boyce, *Solid State Phys.* 37, 173, (1982).
- [13] A.-B. Chen, *Semiconductor Alloys, Physics and Materials Engineering*. Plenum Press, New York, (1995).
- [14] T.S. Kuan, T.F. Keuch, W.I. Wang, and E L. Wilkie, *Phys. Rev. Lett.* 54, 201, (1985).
- [15] L.G. Ferreira, S.-H. Wie, and A. Zunger, *Phys. Rev. B* 40, 3197, (1989).
- [16] J.L. Martins and A. Zunger, *Phys. Rev. Lett.* 56, 1400, (1986).
- [17] A. Qteish, and R. Resta, *Phys. Rev. B* 37, 1308, (1988).
- [18] L. Nordheim (1931), *Ann Phys.* 9, 607; *ibid*, 641.
- [19] H. Brook (non publiée). Une discussion de cette formule peut être trouvée dans L. Makowski and M. Glicksman (1973), *J. Phys. Chem. Solids* 34, 487.