

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE « Dr. TAHAR MOULAY » DE SAIDA

FACULTE DES SCIENCES



MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MASTER

Spécialité : PHYSIQUE

Option : Spectroscopie moléculaire

Par

Mr. Bekki Yahiaoui

Sur le thème

**Etude ab initio des propriétés structurales, électroniques
et magnétiques des chalcogénures de béryllium
BeS, BeSe et BeTe dopés par Cr**

Soutenu le 12/06/2014 devant le jury composé de

Mr. ELKEURTI	Mohammed	Maître de conférences A (Université de Saïda)	Président
Mr. DOUMI	Bendouma	Maître assistant B (Université de Saida)	Rapporteur
Mr. DJEDID	Ahmed	Maître de conférences B (Université de Saïda)	Examineur
Mr. ZEMOULI	Mostefa	Maître assistant A (Université de Saida)	Examineur

Année Universitaire 2013 - 2014

Dédicaces

A Mes Chères Parents

A Mes Frères

A Ma femme et mes enfants

A toute Ma famille

Je dédis ce modeste travail.

Remerciment

Ce mémoire de master a été réalisé à l'universitaire " Docteur Moulay Tahar " de SAIDA (ALGERIE).

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur DOUMI Bendouma rapporteur de ce mémoire, maître assistant B à l'université de saïda, pour ces conseils, et les encouragements. Je ne saurai le remercier pour son esprit scientifique, sa compréhension, sa disponibilité, et la patience qu'il m'a témoignée pendant toute la période de ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de mon profond respect et ma grande estime.

Mes plus sincères remerciements aux membres de jury pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de juger ce travail. Ma profonde gratitude à monsieur ELEKEURTI Mohammed, maître de conférences A à l'université de saïda, pour l'honneur qu'il me fait en acceptant la présidence de ce jury. Je tiens à remercier monsieur DJEDID Ahmed maître de conférences B à l'université de saïda, et monsieur ZEMOULI Mostefa maître assistant A à l'université de saïda, qui mon fait l'honneur en acceptant de faire partie de ce jury pour l'examen de ce mémoire.

Je tiens à remercier mes amis de ma promotion, B. Khalifa O. Mohamed, A. Mokhtar, M. Abdekarim, et L. Abdelmalik pour leurs aides et encouragements durant toute la période de la post-graduation.

Je voudrais également témoigner du plaisir que j'ai eu au contact de B. Morsli, A. Azzedine, et M. Soufian.

En fin je témoigne toute ma connaissance à tous ceux que je n'ai pas cités, et dont le soutien m'a donné beaucoup de volonté pour la réalisation de ce mémoire.

SOMMAIRE

Table des matières

<i>Introduction générale</i>	01
Bibliographie	07
<i>CHAPITRE I (Semiconducteurs Magnetiques Dilués DMS)</i>	09
I-1. Définition d'un semiconducteur magnétique dilué.....	10
I-2. L'électronique de spin (spintronique)	11
I-3. Interactions magnétiques dans les semiconducteurs magnétiques dilués (DMS)	13
I-3.1. Interaction d'échange $sp - d$	13
I-3.2. Le double échange	14
I-3.3. Le super-échange	15
I-3.4. Le mécanisme RKKY	18
I-4. Définition d'un matériau demi-métallique	19
I-5. Les différents types des DMS	20
I-5.1. Les DMS à base de semiconducteurs IV-VI	20
I-5.2. Les DMS à base de semiconducteurs III-V	20
I-5.3. Les DMS à base de semiconducteurs II-VI	21
I-5.4. Les DMS à base de semiconducteurs IV	21
Bibliographie	22

CHAPITRE II

{ <i>La théorie de la fonctionnelle de la densité (Density Functional Theory) "DFT"</i> }	... 24
II-1. Les approximations de base	25
II-1.1. Hamiltonien exact du cristal	25
II-1.2. Approximation de Born–Oppenheimer	26
II-1.3. Approximation de Hartree	27
II-1.4. Approximation de Hartree–Fock	29
II-2. Présentation de la DFT	30
II-2.1. Introduction	30
II-2.2. Théorèmes de Hohenberg et Kohn	31
II-2.3. L'idée de Kohn et Sham	33
II-2.4. Equations de Kohn et Sham	34
II-2.5. Approximation de la densité locale (LDA)	36
II-2.6. Approximation du gradient généralisé (GGA)	38
II-3. Procédure d'autocoherence du calcul de potentiel	39
Bibliographie	41

CHAPITRE III

Methodes des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW)

III. Présentation de la méthode (FP-LAPW)	44
III-1. La méthode des ondes planes augmentées (APW)	44
III-2. Principe de la méthode FP-LAPW	47
III-3. Les rôles des énergies de linéarisation	50
III-4. Construction des fonctions radiales	51
Bibliographie	52

<i>CHAPITRE IV (Résultats et interprétations)</i>	53
IV-1. Description du code wien2k	54
IV-2. Les détails des calculs	58
IV-3. Propriétés structurales des composés BeS, BeSe, BeTe, Be _{0.75} Cr _{0.25} S, Be _{0.75} Cr _{0.25} Se, et Be _{0.75} Cr _{0.25} Te)	60
IV-3.1. Description des structures	60
IV-3.1. Paramètres d'équilibre	62
IV-4. Propriétés électroniques des composés Be _{0.75} Cr _{0.25} S, Be _{0.75} Cr _{0.25} Se, et Be _{0.75} Cr _{0.25} Te	67
IV-4.1. Densité d'états électroniques (D.O.S)	67
IV-4.2. Structure de bande	73
IV-5. Propriétés magnétiques des composés Be _{0.75} Cr _{0.25} S, Be _{0.75} Cr _{0.25} Se, et Be _{0.75} Cr _{0.25} Te	77
IV-5.1. Moments magnétiques.	77
IV-5.1. Constantes d'échanges.	78
Bibliographie	81
<i>Conclusion</i>	83



Introduction générale

Introduction générale :

L'électronique de spin (ou spintronique) [1] est une nouvelle discipline à la frontière entre le magnétisme et l'électronique qui cherche à tirer parti du spin des électrons comme d'un nouveau degré de liberté. Les applications sont attendues dans le domaine des mémoires magnétiques (MRAM) [2], le stockage des données à ultra haute densité, et à plus long terme dans la conception de nouveaux composants électronique. Cette nouvelle branche de l'électronique, ouvre des portes à des applications nouvelles, sans pour autant modifier totalement la technologie bien maîtrisée. L'avantage prévu des dispositifs de spintronique sur l'électronique conventionnelle serait non-volatilité, l'augmentation de vitesse de traitement des données, l'augmentation de la densité des transistors et diminution de la consommation d'énergie [3].

Les origines de l'électronique de spin remontent à la découverte du couplage d'échange entre deux couches ferromagnétiques séparées par une couche non magnétique (Grünberg, Schreiber et al. 1986), et à la découverte de la magnétorésistance géante dans des multicouches Fe/Cr en 1988 par deux équipes indépendantes, celle d'Albert Fert de l'Université de Paris Sud - Orsay [4], et celle de Peter Grünberg du Centre de recherche de Jülich en Allemagne (Baibich, Broto et al. 1988; Binash, Grünberg et al. 1989).

La deuxième étape de cette révolution de l'électronique est l'intégration de ces propriétés dans les semiconducteurs. La possibilité de combiner, la fonction de stockage et de reconfiguration (à travers l'élément magnétique), à la fonction de manipulation et d'amplification (à travers l'élément semiconducteur) [1, 5, 6], devrait ouvrir la voie à une génération de composants électroniques ou optoélectroniques « intelligents » combinant des fonctions de mémoire, de traitement logique et de communication sur une même puce.

Mais les progrès ont été assez lents dans ce domaine, en raison de la difficulté d'injecter efficacement des spins d'un métal vers un semiconducteur, à cause de la grande différence de densité de porteurs dans les deux matériaux. Cette difficulté a conduit de nombreuses équipes à contourner l'obstacle en essayant d'élaborer des semiconducteurs magnétiques dilués ou « Diluted Magnetic Semiconductors (DMS) ». Les semiconducteurs magnétiques dilués sont souvent des semiconducteurs légèrement dopés par des ions magnétiques, par exemple du GaAs dopé avec Mn. Pour envisager sérieusement des applications, il est maintenant indispensable de trouver des semiconducteurs ferromagnétiques pouvant fonctionner à la température ambiante.

Les chalcogénures de béryllium BeS, BeSe et BeTe dopés par le chrome, qui sont étudiés dans ce travail appartiennent à la famille des semiconducteurs II-VI qui cristallisent dans la structure zinc blende. Ces semiconducteurs se caractérisent par une bande interdite de nature indirecte, associée à la transition Γ -X. Sur le plan mécanique BeS se distingue par sa rigidité élevée tandis que sur le plan électronique BeTe possède une petite bande interdite. La variation des propriétés d'un composé à l'autre est à l'origine de l'intérêt porté à ces matériaux. Ils sont en effet des bons candidats dans le contexte des efforts dépensés pour élaborer de nouveaux dispositifs optoélectroniques, capables d'émettre dans la région du spectre verte et bleue [7].

Le dopage des composés II-VI par les métaux de transition, tels que Cr représentent des résultats théoriques remarquable (par exemple ZnTe) [8, 9], en donnant naissance à des nouveaux semiconducteurs demi-métalliques ferromagnétiques. Des efforts intensives ont été réalisés afin de trouver les propriétés ferromagnétiques et de découvrir le mécanisme demi-métallique ferromagnétique dans les composés ternaires tels que $\text{Be}_{1-x}\text{TM}_x\text{S}$, $\text{Be}_{1-x}\text{TM}_x\text{Se}$, et $\text{Be}_{1-x}\text{TM}_x\text{Te}$ (TM = V, Cr, Mn), et la possibilité de leurs utilisation dans le domaine de la spintronique.

Nous citons les résultats expérimentaux de croissance épitaxiale par faisceau moléculaire qui montrent l'existence du ferromagnétisme dans BeTe dopé au Cr [10, 11], et les travaux théoriques récentes de premier-principe qui sont réalisés sur l'étude des propriétés structurales, électroniques et ferromagnétiques des semiconducteurs (BeS, BeSe, BeTe) dopés par Mn et V [12, 13], (BeSe, BeTe) dopés par Mn [14], et (BeSe, BeTe) dopés par Cr [15].

Le but de cette étude consiste à faire des investigations et des analyses sur les propriétés structurales (paramètres d'équilibre: paramètre du réseau, module de compressibilité et sa première dérivée), électroniques (densité d'états, structure de bande), et demi-métalliques ferromagnétiques des semiconducteurs chalcogénures de béryllium BeS, BeSe, et BeTe dopés par l'atome de chrome (Cr) dans la structure zinc blende B3.

Cependant, cette étude permet de faire une prédiction sur la nature demi-métallique de ces composés et la possibilité de leurs utilisations dans le domaine de la spintronique. Nous avons utilisé dans notre simulation le code WIEN2K, basé sur la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) [16], dont l'énergie d'échange et corrélation est traitée par l'approximation du gradient généralisé (GGA-WC) (proposé en 2006 par Z. Wu, R.E. Cohen) [17]. Les résultats obtenus sont comparés à d'autres résultats théoriques et expérimentaux.

Notre travail comporte quatre chapitres. Le premier chapitre consiste en une discussion sur les différents semiconducteurs magnétiques dilués (DMS) et l'origine du magnétisme dans ces matériaux. Puis on distingue les interactions entre porteurs localisés et délocalisés dans ces composés.

Le deuxième chapitre est consacré à la théorie de la fonctionnelle de la densité (density functional theory) DFT. Premièrement on discute les différents niveaux d'approximation nécessaires à la résolution de l'équation de Schrödinger pour un système complexe. L'approximation adiabatique (Born–Oppenheimer) consiste en la séparation des mouvements nucléaires et électroniques [18]. L'équivalence entre un système de particules en interaction et un système de particules indépendantes amène à faire l'approximation "orbitale", qui en Hartree–Fock se révèle à travers la décomposition de la fonction d'onde multiélectronique en un produit de fonctions spinorbitales monoélectroniques. Ensuite on passe à la présentation de la DFT, qui a été élaborée dans les années soixante par Hohenberg et Kohn [19], dont l'idée est de montrer que l'énergie totale d'un système de N électrons en interaction, soumis à un potentiel extérieur, peut s'écrire comme une fonctionnelle $E[\rho]$ de la densité, cette fonctionnelle est universelle, à condition de connaître $E[\rho]$, ou du moins une bonne approximation de celle-ci. Nous pouvons donc obtenir l'énergie de l'état fondamental en minimisant l'énergie pour un potentiel extérieur quelconque, et par conséquent, les propriétés de l'état fondamental peuvent être obtenues.

Le troisième chapitre consiste à faire une discussion sur la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (Linearized Augmented Plane Wave) (LAPW), cette méthode est fondamentalement une amélioration de la méthode des ondes planes augmentées (Augmented Plane Wave) (APW) exposé par Slater qui consiste à diviser la maille élémentaire en deux types de régions: (i) Les sphères (sans recouvrement) dites sphères de Muffin–Tin centrées sur les différents sites atomiques, dans ces sphères le potentiel est remplacé par sa moyenne sphérique. (ii) La région interstitielle entre les sphères dont le potentiel est supposé constant, alors que la méthode FP–LAPW assure la continuité du potentiel à la surface de la sphère « Muffin – Tin », qui est à l'origine du nom de la méthode (Full – Potential LAPW) (FP – LAPW).

Le quatrième chapitre décrit les détails des calculs des propriétés de l'état fondamental par la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) en utilisant le code WIEN2k [20], complétés par des résultats des paramètres d'équilibre, les propriétés électroniques (densité d'états et structure de bande), et les propriétés magnétiques des composés $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{S}$, $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$, et $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$ à la concentration $x = 25\%$. Enfin une interprétation et une étude comparative de nos résultats avec d'autres travaux, suivies d'une conclusion générale.

Bibliographie (introduction générale)

- [1] S.A. Wolf, et al., Science **294**, 1488 (2001).
- [2] J. D. Boeck, W. Van Roy, J. Das, V. Motsnyi, Z. Liu, L. Lagae, H. Boeve, K. Dessein, and G. Borghs, *Semicond. Sci. Technol.*, **17**, 342, (2002).
- [3] M. Kaminska, A. Twardowski, D. Wasik, *J. Mater Sci: Mater Electron.* **19**, 828 (2008).
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2472 (1988).
- [5] H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998).
- [6] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [7] A. Waag, F. Fischer, H. J. Lugauer, Th. Litz, J. Laubender, U. Lunz, U. Zehnder, W. Ossau, T. Gerhardt, M. Möller, and G. Landwehr, *J. Appl. Phys.* **80**, 792, (1996)
- [8] W.-H. Xie, B.-G. Liu, *J. Appl. Phys.* **96** (2004) 3559.
- [9] Y. Liu, B.-G. Liu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** (2007) 6791.
- [10] Viloane, K., Sreenivasan, M.G., Teo, K.L., Liew, T., Chong, T.C.: *J. Appl. Phys.* **99**, 08D514 (2006)
- [11] Ko, V., Teo, K.L., Liew, T., Chong, T.C.: *Thin Solid Films* **505**, 118 (2006)
- [12] Li, J., Xu, X., Zhou, Y., Zhang, M., Luo, X.: *J. Alloys Compd.* **575**, 190 (2013)
- [13] Doumi, B., Tadjer, A., Dahmane, F., Djedid, A., Yakoubi, A., Barkat, Y., Ould Kada, M., Sayede, A., Hamada, L.: *J. Supercond. Nov. Magn.* **27**, 293 (2014)
- [14] Noor, N.A., Alay-e-Abbas, S.M., Saeed, Y., Ghulam Abbas, S.M., Shaukat, A.: *J. Magn. Mater.* **339**, 11 (2013)
- [15] Alay-e-Abbas, S.M., Wong, K.M., Noor, N.A., Shaukat, A., Lei, Y.: *Solid State Sci.* **14**, 1525 (2012)
- [16] Shiwu Gao, *Computer Physics Communications* **153**, 190 (2003)

[17] Z. Wu, R.E. Cohen, Phys. Rev. B 73, 235116 (2006)

[18] M. Born, J.R. Oppenheimer, Ann. Phys. 87, 457 (1927).

[19] P. Hohenberg and W. Kohn, Phys. Rev. B 864, 136 (1964).

[20] P. Blaha, K. Schwarz, G.K.H. Madsen, D. Kvasnicka, J. Luitz, An augmented plane wave plus local orbitals program for calculating crystal properties, Vienna University of Technology, Austria, ISBN 3-9501031-1-2, (2001)

Chapitre I

Semiconducteurs Magnétiques Dilués DMS

I-1. Définition d'un semiconducteur magnétique dilué :

Les semi-conducteurs magnétiques dilués (DMS) sont des matériaux alliant à la fois les propriétés magnétiques et semi-conductrices. L'idée de ces matériaux vient de la volonté de maîtriser les propriétés magnétiques du matériau, et donc les propriétés liées aux spins, au travers des propriétés semiconductrices. La dénomination « dilué » provient du fait que les composants de la partie magnétique du matériau sont dilués dans la partie semi-conductrice. Les DMS ont commencé à voir le jour dans les 70 avec l'introduction d'impuretés magnétiques (Mn, Fe, Co) dans une matrice de semi-conducteur à base de II-VI. Non dopés, ces DMS sont paramagnétiques à faible concentration en impuretés magnétiques, et présentent des phases antiferromagnétiques à forte concentration en raison des interactions de super-échange d-d. Ce n'est qu'en 1997 que, par modulation de dopage de type p de puits quantiques CdMnTe, le ferromagnétisme induit par les porteurs a pu être obtenu [1]. Entre temps le premier DMS à base de semi-conducteur III-V a pu être fabriqué en incorporant du Mn dans une matrice InAs [2]. InMnAs a montré des propriétés ferromagnétiques car le Mn est un accepteur dans un semiconducteur II-V ce qui induit le ferromagnétisme à travers les trous. L'archétype de ces DMS est le GaMnAs qui a certainement été le plus étudié et qui détient le record de la plus grande température de Curie avec $T_C = 173 \text{ K}$ [3].

On peut distinguer deux grandes familles de semiconducteurs magnétiques, la première est constituée de matériaux semiconducteurs dans lesquels on introduit en grande quantité des éléments magnétiques (métaux de transitions ou terres rares) de sorte que les atomes magnétiques s'ordonnent sur un réseau périodique formant avec les atomes de la matrice un réseau cristallin défini et donc une phase parfaitement définie.

Ces matériaux sont parfois appelés CMS (Concentrated Magnetic Semiconductors). Bien que certains de ces matériaux présentent des comportements ferromagnétiques et des températures de mise en ordre parfois supérieures à la température ambiante, la difficulté à les intégrer dans les filières existantes de la microélectronique rend leur intérêt limité.

C'est pour cette raison que l'approche consistant à utiliser des autres types des semiconducteurs magnétiques dilués (Diluted Magnetic Semiconductors DMS) semble plus prometteuse. L'approche DMS est sensiblement différente de la précédente. Ici, on va encore introduire des ions magnétiques (principalement les métaux de transition) dans une matrice semiconductrice, mais dans des quantités suffisamment faibles pour ne pas modifier la structure cristalline de la matrice. Pour cela, on va travailler avec des concentrations de quelques dixièmes à quelques pourcents en général.

Des recherches continuent dans ce sens pour avoir un DMS dont la température de Curie soit plus grande que la température ambiante. Nous intéressons dans notre travail aux semiconducteurs magnétiques dilués $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{S}$, $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Se}$, et $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$.

I-2. L'électronique de spin (spintronique) :

L'électronique de spin est une discipline récente née de la rencontre de l'électronique et du magnétisme [4]. Elle permet d'améliorer les performances des dispositifs électroniques actuels mais surtout d'ouvrir de nouvelles possibilités. Pour l'instant, les recherches dans ce domaine ont surtout permis d'améliorer les dispositifs de stockage informatique [5]. Les applications de l'électronique de spin nécessitent des matériaux combinant des propriétés magnétiques et des propriétés de transport électronique.

Cette combinaison demande la plupart du temps d'associer plusieurs matériaux dans une seule structure ayant les propriétés désirées. C'est ainsi que la plupart des dispositifs fonctionnels en électronique de spin, capteurs et mémoires pour l'essentiel reposent sur des hétéro-structures comportant des couches minces de métaux ferromagnétiques [6].

Ce domaine de l'électronique a émergé dans les années 1988–1989 (Baibich88–Binash89) avec la découverte d'un effet résistif dépendant de l'aimantation dans un système multicouche : la magnétorésistance géante (GMR) (giant magnéto Resistance). L'intérêt pour ce phénomène physique a pris une ampleur considérable une dizaine d'années plus tard avec son exploitation progressive pour la réalisation de capteurs magnétiques dans les dispositifs commerciaux très courants comme les têtes de lecture des disques durs. D'autres voies sont possibles pour créer des matériaux aux propriétés utiles en électronique de spin. Par exemple, on pourrait développer des dispositifs fondés sur des semi-conducteurs magnétiques dilués (DMS).

Les premières études ont porté sur les semi-conducteurs II–VI comme le CdTe ou le HgTe dopés par du Mn. L'effort de recherche s'est ensuite orienté sur les III–V suite à l'observation du ferromagnétisme dans le $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($x \approx 0,18$) et dans le $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ ($0,015 \leq x \leq 0,07$) [7]. Depuis 1996, le $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ est le semiconducteur ferromagnétique le plus étudié, son ferromagnétisme ainsi que celui des autres DMS III–V et II–VI est en grande partie compris. Beaucoup d'expériences d'injection d'un courant polarisé en spin à partir de $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ dans GaAs ont été réalisées avec succès, démontrant l'intérêt des DMS pour l'électronique de spin.

I-3. Interactions magnétiques dans les semiconducteurs magnétiques dilués (DMS)

I-3.1. L'interaction d'échange sp-d :

Les propriétés intéressantes des DMS viennent de la présence de deux systèmes de spin différents. D'une part un système de spin 1/2 lié aux porteurs de charge du semiconducteur. D'autre part un système de spin 5/2 lié aux ions Mn. Ces 2 systèmes de spin se couplent par l'interaction d'échange sp-d. Dans l'Hamiltonien qui décrit le comportement des électrons dans le semi-conducteur il faut donc ajouter un terme qui décrit cette interaction. On écrit, après Bastard et Kossut [8], ce terme sous la forme d'un hamiltonien d'Heisenberg :

$$H_{ech} = \sum_{R_j} J(R_i - r) S_i s \dots \dots \dots (I.1)$$

Où S_i est le spin des ions des métaux de transition (MT) (en position R_i), s est le spin des porteurs délocalisés (en position r) et J est l'interaction d'échange entre les porteurs délocalisés et les électrons du MT . En utilisant l'approximation du champ moléculaire on peut remplacer l'opérateur de spin S_i par sa moyenne thermodynamique $\langle S \rangle$.

Les ions des (MT) étant répartis aléatoirement, l'ordre cristallographique de la structure zinc-blende est brisé. En utilisant l'approximation du cristal virtuel qui consiste à remplacer la somme sur les sites des MT par une moyenne sur tous les sites cations multipliée par la concentration de MT (x), l'hamiltonien peut s'écrire sous la forme:

$$H_{ech} = \sum_R J(R - r) S s \dots \dots \dots (I.2)$$

L'interaction entre les porteurs de la bande de conduction ou (les porteurs de la bande de valence) et les électrons d'orbitales (d) localisés s'écrit par l'hamiltonien d'échange :

$$H_{ech} = -xN_0\alpha\langle S \rangle s \dots\dots\dots (I.3)$$

$$H_{ech} = -xN_0\beta\langle S \rangle s \dots\dots\dots (I.4)$$

Où (xN_0) est la concentration d'ion magnétique, $\langle S \rangle$ et s sont les composantes parallèles au champ magnétique des spins des porteurs localisés et délocalisés. Les constantes d'échange $s-d$ et $p-d$, notées α et β sont respectivement positives (interaction ferromagnétique) et négatives (interaction antiferromagnétique). β est généralement plus élevée (en valeur absolue) que α .

I-3.2. Double échange :

Jonker et van Santen [9, 10] ont observé, dans les manganites substitués, $\text{La}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$, où D est un cation alcalino-terreux divalent, une forte corrélation entre le caractère métallique et ferromagnétique de certains de ces composés. Pour expliquer ceci, Zener [11], a proposé un mécanisme, appelé de le double échange, dans lequel il fait intervenir les ions oxygène pour assurer le transport des électrons entre les cations manganèse de charges +3 et +4, qui sont séparés par une distance trop grande et, pour lesquels, l'échange direct (cation-cation) est nul. La configuration du système (Figure I-1), avant et après le transfert électronique, peut être décrite par les fonctions d'onde dégénérées ψ_1 : $\text{Mn}^{+3} \text{O}^{-2} \text{Mn}^{+4}$ et ψ_2 : $\text{Mn}^{+4} \text{O}^{-2} \text{Mn}^{+3}$. En raison de leur dégénérescence, ces fonctions peuvent être combinées pour obtenir deux autres fonctions d'onde, plus exactes: $\psi_+ = \psi_1 + \psi_2$ et $\psi_- = \psi_1 - \psi_2$.

L'énergie du système sera minimale lorsque l'orientation des spins des cations de manganèse voisins sera parallèle, conduisant ainsi à des interactions ferromagnétiques et, en même temps, à une délocalisation des électrons

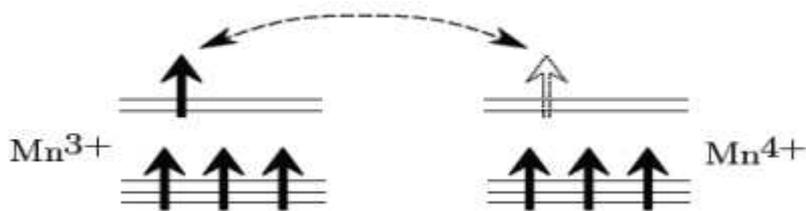


Figure I-1 : Double échange. Cas de deux ions Mn⁴⁺ et Mn³⁺.

I-3.3. Super échange :

L'antiferromagnétisme par interaction de super-échange a été mis en évidence pour des cristaux de LaMnO₃ [12]. Goodenough et al. [13] ont formalisé l'interaction de super échange, ce qui a donné lieu aux règles de Goodenough-Kanamori. Un ion de la série des métaux de transition se trouvant dans un champ cristallin de symétrie quadratique subit une levée de dégénérescence des niveaux électronique 3d en deux groupes séparés par l'énergie du champ cristallin Δ . Dans le cas d'une symétrie octaédrique, le triplet de plus basse énergie est appelé t_{2g} et le doublet de plus haute énergie e_g. Dans le tableau I.1, montre un schéma qui donne les différentes configurations cation-anion-cation à 180°. Dans le cas où les deux cations ont une orbitale e_g à moitié pleine pointant dans la direction de l'anion, le couplage est direct par les règles de Hund et donne de l'antiferromagnétisme fort (cas 1 dans le tableau I.1).

Le cas où les deux orbitales e_g sont vides (cas 2 dans le tableau II.2) donne également de l'antiferromagnétisme, mais faible. On peut imaginer que les électrons du cation ont une probabilité non nulle de se trouver sur l'orbitale vide e_g , et que cette probabilité est identique pour les deux cations, ainsi, nous retrouvons le cas 1, mais uniquement pendant un temps très bref, ce qui explique pourquoi l'interaction est faible. Par contre, dans le cas 3 du tableau I.1, un des cations a une orbitale e_g à moitié pleine et l'autre vide. Dans ce cas, l'électron en question peut virtuellement passer d'un cation à l'autre à condition que les deux cations aient leurs spins parallèles. Ce passage virtuel donne naissance à l'interaction ferromagnétique faible. Nous avons considéré ci-dessus un champ cristallin de symétrie octaédrique. Dans des semiconducteurs zinc blende II-VI dopé avec les métaux de transitions (TM), les ions TM se substituant aux sites des atomes de type (II), voient un champ cristallin de symétrie tétraédrique, et la position en énergie des orbitales e_g et t_{2g} est inversée par rapport à ce premier cas. Nous pouvons cependant appliquer le même raisonnement sur l'ordre magnétique. Il est évident que la nature du couplage dépend également de l'angle entre les cations magnétiques, ainsi que de leur concentration. Le super échange ne nécessite pas la présence d'électrons délocalisés, et nous pouvons alors imaginer qu'il existe des cas où la concentration d'ions TM ainsi que l'angle entre eux donne une interaction ferromagnétique.

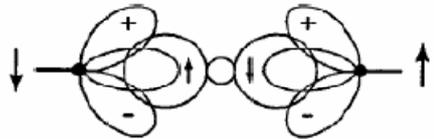
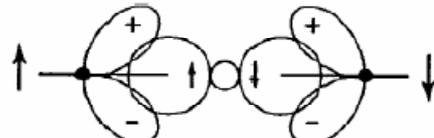
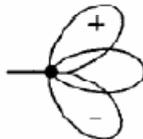
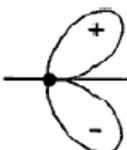
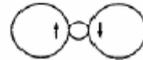
Cas	Configuration orbitale	Couplage échange	par super-
1		Couplage fort	antiferromagnétique
2		Couplage faible	antiferromagnétique
3		Couplage faible	ferromagnétique
Cation	Description		
	Orbitales t_2 à demi-remplies et une orbitale e à demi-remplie pointant dans la direction de l'anion.		
	Orbitales t_2 à demi-remplies et une orbitale e vide pointant dans la direction de l'anion.		
Anion	Description		
	Orbitale $p\sigma$		

Tableau I.1 : Ordre magnétique en fonction du type d'orbitale des cations avoisinants. L'angle entre deux cations est fixé à 180° et description des orbitales 3d du cation et 2p de l'anion.

I-3.4. Le couplage RKKY (Ruderman– Kittel–Kasuya–Yoshida) :

Le mécanisme RKKY a été introduit pour expliquer le ferromagnétisme dans les terres rares, et l'étude détaillée de Yoshida sur les différentes interactions [14]. En effet, dans ces matériaux, l'orbitale atomique non complètement pleine qui porte le moment magnétique est une orbitale profonde, et ainsi le modèle de ferromagnétisme pour les métaux de transition ne peut s'appliquer. L'interaction RKKY est une interaction d'échange indirecte très forte entre les moments localisés portés par les orbitales 4f des terres rares, réalisée par l'intermédiaire des électrons de conduction. Dans ce modèle, le signe du couplage J dépend de la distance entre deux ions magnétiques, alternativement ferromagnétique et antiferromagnétique (figure I.2).

Ce modèle a ensuite été appliqué pour expliquer le couplage ferromagnétique/ antiferromagnétique entre deux couches minces d'un métal ferromagnétique séparées par une couche mince d'un métal non-magnétique donnant lieu à un couplage ferromagnétique ou antiferromagnétique entre les deux couches selon l'épaisseur de la couche non-magnétique [15]

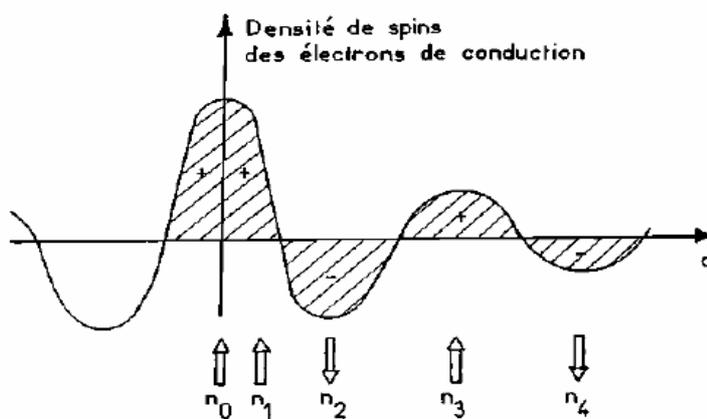


Figure I.2 : Représentation schématique de l'interaction d'échange indirect RKKY isotrope. (+) et (-) représentent la polarisation des électrons de conduction en fonction de l'éloignement d de l'ion magnétique situé en site n_0 . \uparrow et \downarrow représentent l'orientation des moments magnétiques

I-4. Définition d'un matériau demi-métallique :

Dans les années 1980 de Groot et al [16] sont les premiers qui ont postulé l'existence de ce nouveau type de matériau, un demi-métal. Par définition, de tels matériaux ont le niveau de Fermi à l'intérieur de l'intervalle d'énergie de la densité d'états pour une orientation de spin mais possèdent un caractère métallique pour l'autre orientation de spin, cela signifie que une polarisation entre les spins se produit au niveau de Fermi. Cette polarisation (P) peut être définie comme suit:

$$P = \frac{N^\downarrow(E_F) - N^\uparrow(E_F)}{N^\downarrow(E_F) + N^\uparrow(E_F)} \dots\dots\dots (I.5)$$

Depuis son introduction par de Groot et ses collègues, la notion de demi-métallique ferromagnétisme a suscité un grand intérêt. Le demi-métallique ferromagnétisme idéal n'a qu'une seule direction de spin pour la conduction: la structure de bande à spin polarisé présente un comportement métallique pour un canal de spin, tandis que l'autre présente un gap au niveau de Fermi. En raison du gap pour un sens de spin, théoriquement la densité d'états à une polarisation en spin égale à 100 % au niveau de Fermi. Ce gap est observé pour la densité d'états dans une direction des spins au niveau de Fermi, par exemple les spins majoritaires, de sorte que $N^\downarrow(E_F) = 0$, mais dans l'autre direction des spins minoritaires $N^\uparrow(E_F) = 1$ (figure I.3). Cela provoque également une polarisation en spin égale à 100%.

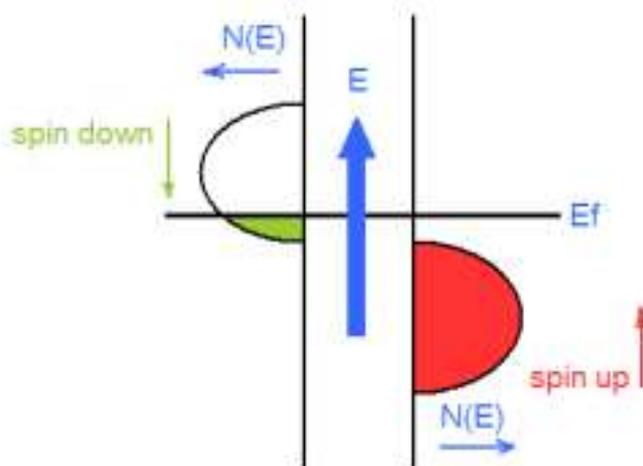


Figure I.3 : schéma d'un matériau demi-métallique ferromagnétique.

I-5. Les différents types des DMS :

On peut classer les DMS en fonction de leurs matrices semi-conductrices hôte en plusieurs types : Les III-V, les IV, les IV-IV et les II-VI ;

I-5.1. Les DMS à base des semi-conducteurs IV-VI :

Ces matériaux ont une très grande densité de porteurs, suffisante pour que les interactions ferromagnétiques qu'ils véhiculent soient plus fortes que l'antiferromagnétisme. La possibilité de contrôler l'apparition d'une phase ferromagnétique par la densité de porteurs est connue dans $Pb_{1-x-y}Sn_xMn_yTe$ depuis 1986 [17]. Toutefois ces matériaux ne sont pas compatibles avec ceux constituant l'électronique moderne, car leur structure cristallographique est différente.

I-5.2. Les DMS à base des semi-conducteurs III-V :

Les DMS III-V (essentiellement dopés au manganèse) font aujourd'hui l'objet de nombreuses publications. Le premier composé étudié en couches minces fut l'arséniure d'indium dopé au Mn. Le groupe d'H. Ohno a reporté en 1989 l'existence d'une phase homogène dans le $(In_{1-x}Mn_xAs)$ ferromagnétique [18], puis ils ont montré en 1992 que le ferromagnétisme était induit par les trous [19]. Ces deux publications ont encouragé de nombreux groupes à étudier les semi-conducteurs III-V dopés Mn et notamment le composé $(Ga_{1-x}Mn_xAS)$ qui fait l'objet, depuis 1996 [20], de nombreuses publications expérimentales et théoriques. Dans les DMS III-V composés de manganèse, les ions magnétiques divalents Mn^{+2} sont accepteurs. Le couplage ferromagnétique véhiculé par les porteurs, domine. Le caractère magnétique et le dopage sont totalement liés, ce qui est un inconvénient de taille pour l'étude et la compréhension de ces systèmes.

I-5.3. Les DMS à base des semiconducteurs II-VI :

Les DMS II-VI, essentiellement tellurure et sélénure, dopés au manganèse, au fer ou au cobalt ont été intensivement étudiés au cours des années 70-80. Les propriétés magnétiques de ces DMS II-VI sont dominées par les interactions de super-échange antiferromagnétiques entre les spins localisés. Ceci induit un caractère paramagnétique, antiferromagnétique ou verre de spin selon la concentration d'ions magnétiques incorporés. Les progrès des techniques de croissance et notamment le meilleur contrôle du dopage de ces semiconducteurs ont permis de mettre en évidence une phase ferromagnétique induite par les porteurs (trous) itinérants [21]. Actuellement les études se concentrent préférentiellement sur les propriétés magnétiques, électriques et optiques d'hétéro-structures (par exemple puits quantiques) et sur les semi-conducteurs ferromagnétiques à température ambiante ($Zn_{1-x}Co_xO$, $Zn_{1-x}Cr_xTe$)

I-5.4. Les DMS à base des semiconducteurs IV :

Les semiconducteurs IV (Si,Ge) ont été les derniers à investir le champ d'étude des semi-conducteurs magnétiques dilués. La compatibilité avec la technologie à base silicium on en fait des candidats privilégiés pour leur abondance et coûts d'exploitation bas. Leur sous-représentation dans le monde des DMS tient probablement aux difficultés à y étudier la polarisation en spin des porteurs par des moyens optiques à cause des gaps indirects du silicium et du germanium. De plus, l'utilisation des semiconducteurs IV a généralement pour conséquence la formation de composés métalliques (siliciures, germaniures).

Depuis quelques années, plusieurs groupes ont reporté la présence de phases ferromagnétiques dans ces matériaux. On peut noter les résultats obtenus sur le Ge dopé Mn [22] ou Cr [23], ou sur le SiC dopé Fe, Ni ou Mn [24].

Bibliographie (Chapitre I)

- [1] T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigné, Phys. Rev. B, 55(6) : R3347–R3350, (1997)
- [2] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, Armin Segmüller, L.L. Chang, and L. Esaki, Phys. Rev. Lett., 63 (17), 1849 (1989)
- [3] K.Y. Wang, R.P. Campion, K.W. Edmonds, M. Sawicki, T. Dietl, C.T. Foxon, and B.L. Gallagher. in 27th International Conference on the Physics of semiconductors, Flagstaff, July 2004, ed. by J. Mendez, C. Van de Walle, p.333, (2005)
- [4] Prinz G A, Science, 282 (5394), 1660–1663 (1998)
- [5] Parkin S, Jiang X, Kaiser C, Panchula A, Proceedings of the IEEE, 91(5), 661– 680 (2003)
- [6] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Phys. Rev. Lett. , 61(21), 2472–2475 (1988)
- [7] Berkowitz A E, Mitchell J R, Phys. Rev. Lett., 68 (25), 3745–3748 (1992)
- [8] G Bastard, C Rigaux, Y Guldner, J Mycielski, and A Mycielski. J. Phys. , 39 (1), 87 (1978)
- [9] G. H. Jonker et J. H. van Santen, Physica, 16, 337 (1950)
- [10] J. H. van Santen et G. H. Jonker, Physica, 16, 599 (1950)
- [11] C. Zener, Phys. Rev. 83, 299 (1951)
- [12] G. H. Jonker et J. H. van Santen. Physica, 16:337, (1950)
- [13] J. B. Goodenough, A. Wold, R. J. Arnot et N. Menyuk. Phys.Rev, 124 :373, (1961)
- [14] M. A. Rudermann and C. Kittel, Phys. Rev. 96 (1954); T. Kasuya, Prog. Theor. Phys. 16 (1956); K. Yoshida, Phys. Rev. 106 (1958)
- [15] K. Sato, H. Katayama – Yoshida, Physica E 10 , 251(2001)
- [16] R. A. de Groot and F. M. Mueller, Phys. Rev. Lett., 50, 2024 (1983)

- [17] T.Story, R.R.Galazk, R.B.Frankel, et al. Phys.Rev.Lett, 56 :777,(1986)
- [18] H. MuneKata, H. Ohno, S. Von Molnar, A. Segmuller, L. L. Chang, and L.Esaki, Phys. Rev. Lett., 63, p. 1849, (1989)
- [19] H. Ohno, H. MuneKata, T. Penny, S. Von Molnar, and L. L. Chang, Phys. Rev. Lett., 68, p. 2664, (1992)
- [20] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye, Appl. Phys. Lett., 69, p. 363, (1996)
- [21] A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult, J. Cibert, T. Dietl, Y. M. D'aubigne and S. Tatarenko, Phys. Rev.Lett., 79, p. 511, (1997)
- [22] Y.J. Zhao, T. Shishidou, and A. J. Freeman, Phys. Rev. Lett., 90, 047204, (2003)
- [23] G. Kioseoglou, A. Hanbicki, C. Li, S. Erwin, R. Goswami, and B. Jonker, Appl. Phys. Lett., (2003)
- [24] N. Theodoropoulou, A. F. Hebard, S. N. G. Chu, M. E.Overberg, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, R. G. Wilson, J. M. Zavada, and Y. D. Park, J. Vac. Sci. Technol. A, 20, p. 579, (2002)

Chapitre II

La théorie de la fonctionnelle de la densité
(Density Functional Theory) " DFT "

II-1. Les approximations de base :

II-1.1. Hamiltonien exact du cristal: [4, 5]

On considère un système en mécanique quantique possédant plusieurs particules en interaction (N noyaux + M électrons), l'hamiltonien total (\hat{H}_T) associé à ce système, est la somme de l'opérateur énergie cinétique total, \hat{T}_T , et de l'opérateur décrivant l'ensemble des interactions coulombiennes, \hat{V}_T :

$$\hat{H}_T = \hat{T}_T + \hat{V}_T \dots\dots\dots(\text{II.1})$$

L'opérateur hamiltonien non relativiste total, peut s'exprimer plus précisément selon l'expression :

$$\hat{H}_T = \hat{T}_n + \hat{T}_e + \hat{V}_{n-e} + \hat{V}_{e-e} + \hat{V}_{n-n} \dots\dots\dots(\text{II.2})$$

Dans laquelle les termes $\hat{T}_n, \hat{T}_e, \hat{V}_{n-e}, \hat{V}_{e-e}, \hat{V}_{n-n}$ correspondent respectivement aux termes suivants, exprimés en unités S.I :

$$\hat{T}_n = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{\nabla_{\vec{R}_i}^2}{M_n} : \text{énergie cinétique des } N \text{ noyaux de masse } M_n$$

$$\hat{T}_e = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{\nabla_{\vec{r}_i}^2}{m_e} : \text{énergie cinétique des } M \text{ électrons de masse } m_e$$

$$\hat{V}_{n-e} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i,j} \frac{e^2 Z_i}{|\vec{R}_i - \vec{r}_j|} : \text{interaction coulombienne attractive noyau-électron}$$

$$\hat{V}_{e-e} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} : \text{interaction coulombienne répulsive électron-électron}$$

$$\hat{V}_{n-n} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{e^2 Z_i Z_j}{|\vec{R}_i - \vec{R}_j|} : \text{interaction coulombienne répulsive noyau-noyau.}$$

Soit :

$$\hat{H}_T = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{\nabla_{\vec{R}_i}^2}{M_n} - \frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{\nabla_{\vec{r}_i}^2}{m_e} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i,j} \frac{e^2 Z_i}{|\vec{R}_i - \vec{r}_j|} + \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} + \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{e^2 Z_i Z_j}{|\vec{R}_i - \vec{R}_j|} \dots\dots(\text{II.3})$$

II-1.2. Approximation de Born-Oppenheimer :

Les diverses méthodes de calcul de la structure de bandes électroniques des matériaux à l'état solide mises au point au cours des dernières décennies reposent sur un certain nombre d'approximations. Suivant Born et Oppenheimer [1], on commence par négliger le mouvement des noyaux par rapport à celui des électrons, ceci est dû au rapport $M_n/m_n \approx 1800$, cette observation offre la possibilité de découpler les mouvements nucléaires et électroniques. Dans ce cas, la fonction d'onde totale du système $\psi_R(\vec{R}, \vec{r})$ peut, être écrite comme le produit d'une fonction d'onde décrivant les noyaux, $\Phi(\vec{R})$, et d'une autre fonction d'onde décrivant les électrons $\psi_R(\vec{r})$ [6].

$$\psi_R(\vec{R}, \vec{r}) = \Phi(\vec{R}) \psi_R(\vec{r}) \dots\dots\dots(\text{II.4})$$

Dans le cadre de cette approximation nous pouvons alors considérer les électrons qui seront traités de façon adiabatique [1]. Le traitement adiabatique consiste à négliger les termes couplés ($i \neq j$) qui proviennent de l'opérateur cinétique des noyaux agissant sur la fonction d'onde électronique $\psi_R(\vec{r})$, et l'énergie potentielle noyaux-noyaux devient alors une constante qu'on peut choisir comme une nouvelle référence des énergies. Les conséquences de cette double simplification peuvent mesurer l'évolution des termes contenus dans l'hamiltonien total du système (équation II.2 et II.3) et le nouvel hamiltonien issu de l'approximation de Born-Oppenheimer (équation I.5 et I.6) [5,7,8].

$$\hat{H}_T = \hat{T}_e + \hat{V}_{n-e} + \hat{V}_{e-e} \dots\dots\dots(\text{II.5})$$

$$\hat{H}_T = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_i \frac{\nabla_{\vec{r}_i}^2}{m_e} - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i,j} \frac{e^2 Z_i}{|\vec{R}_i - \vec{r}_j|} + \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \sum_{i \neq j} \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \dots\dots\dots(\text{II.6})$$

II-1.3. Approximation de Hartree :

Cette approximation est due à DOUGLAS HARTREE en 1928 [9,10], qui consiste à supposer que chaque électron du système polyélectronique peut être décrit par sa propre fonction d'onde. Il en ressort que chaque électron est soumis à un potentiel global, issu du potentiel de confinement, d'une part et des autres électrons, d'autre part. La fonction d'onde globale $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N)$ est ainsi décomposée en un produit de fonctions d'onde élémentaires décrivant l'état d'un électron particulier [11] :

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_N) = \psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) \dots \psi_N(\vec{r}_N) \dots \dots \dots (II.7)$$

Dans cette approximation, les électrons sont considérés comme étant indépendants, chacun d'eux se meut dans le champ moyen créé par les autres électrons et par les noyaux.

L'équation de Schrödinger relative à une particule, appelée équation de Hartree [12], s'écrit sous la forme :

$$\hat{H}_i \psi_i = E_i \psi_i \dots \dots \dots (II.8)$$

où :

$$\hat{H}_i = -\frac{1}{2} \Delta_i + V_{ext}(\vec{r}) + V_i(\vec{r}) \dots \dots \dots (II.9)$$

$V_{ext}(\vec{r})$ représente à la fois le potentiel dû aux interactions noyaux-noyaux et celles des autres électrons-noyaux dans le système, $V_i(\vec{r})$ est le potentiel de Hartree pour le $i^{ème}$ électron qui remplace l'interaction électrostatique électrons-électrons avec tous les autres électrons [13]. Ce potentiel est calculé en supposant qu'il existe une densité des électrons $\tilde{\rho}_j$ associée à chaque électron. Cette densité n'est autre que la probabilité de présence de l'électron.

$$V_i(\vec{r}) = \int d^3\vec{r}' \frac{\tilde{\rho}_i(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \dots \dots \dots (II.10)$$

La densité d'électrons $\tilde{\rho}_i(\vec{r})$ dans l'équation (II.10) est donnée par

$$\tilde{\rho}_i(\vec{r}) = \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N_e} |\psi_j(\vec{r})|^2 \dots\dots\dots(\text{II.11})$$

Somme étendue aux N_e états monoélectroniques occupés.

En substituant les équations (II.9), (II.10) et (II.11) dans (II.08), s'obtient l'équation de Hartree pour un système monoélectronique:

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta_i + V_{ext}(\vec{r})\right)\psi_i(\vec{r}) + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_e} \int d^3\vec{r}' \frac{|\psi_j(\vec{r}')|^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \psi_i(\vec{r}) = E_i \psi_i(\vec{r}) \dots\dots\dots(\text{II.12})$$

Le potentiel de Hartree $V_i(\vec{r})$, donné par la relation (II.10), qui en détermine les fonctions d'onde monoélectroniques $\psi_i(\vec{r})$ est exprimé en terme de ces mêmes fonctions d'onde selon l'équation de (II.11). C'est la raison pour laquelle cette approche est *appelée approximation du champ autocohérent* [11].

Pour trouver une solution autocohérente avec la formulation de Hartree, et si le nombre d'états monoélectroniques occupés N_e mis en jeu est très grand, la densité monoélectronique $\tilde{\rho}_i(\vec{r})$ est supposée égale à la densité électronique totale $\tilde{\rho}(\vec{r})$.

$$\tilde{\rho}_i(\vec{r}) = \tilde{\rho}(\vec{r}) = \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N_e} |\psi_j(\vec{r})|^2 \dots\dots\dots(\text{II.13})$$

II-1.4. Approximation de Hartree-Fock

En 1930 Fock [14] a montré que les solutions de l'hamiltonien de l'expression (I.09) sont contradictoires avec le principe d'exclusion de PAULI, car les fonctions correspondantes ne sont pas antisymétriques par l'échange de deux électrons quelconques. L'antisymétrisation de la fonction d'onde électronique s'écrit, en permutant deux électrons par exemple :

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_{Ne}) = - \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_j, \dots, \vec{r}_i, \dots, \vec{r}_{Ne}) \dots\dots\dots(\text{II.14})$$

Une telle description obéit donc au principe d'exclusion de Pauli qui impose à deux électrons de mêmes nombres quantiques de ne pouvoir occuper simultanément le même état quantique. Or, dans la formulation de Hartree de la fonction d'onde, cela n'est pas le cas, car l'électron i occupe précisément l'état i .

Hartree et Fock [15] ont généralisé ce concept en montrant que le Principe de Pauli est respecté si l'on écrit la fonction d'onde sous la forme d'un déterminant, appelée « *déterminant de Slater* » [16].

$$\Psi(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1, \vec{r}_2\vec{\sigma}_2, \dots, \vec{r}_{Ne}\vec{\sigma}_{Ne}) = \frac{1}{\sqrt{N_e!}} \begin{vmatrix} \psi_1(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1) & \psi_1(\vec{r}_2\vec{\sigma}_2) & \dots & \psi_1(\vec{r}_{Ne}\vec{\sigma}_{Ne}) \\ \psi_2(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1) & \psi_2(\vec{r}_2\vec{\sigma}_2) & \dots & \psi_2(\vec{r}_{Ne}\vec{\sigma}_{Ne}) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \psi_{Ne}(\vec{r}_1\vec{\sigma}_1) & \psi_{Ne}(\vec{r}_2\vec{\sigma}_2) & \dots & \psi_{Ne}(\vec{r}_{Ne}\vec{\sigma}_{Ne}) \end{vmatrix} \dots(\text{II.15})$$

où $\vec{\sigma}$ représente le spin.

La fonction Ψ donnée par l'équation (II.15) conduit aux équations de Hartree-Fock pour un système à une particule [2] :

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta_i + V_{ext}(\vec{r}) + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_e} \int d^3\vec{r}' \frac{|\psi_j(\vec{r}')|^2}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \psi_i(\vec{r}) - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{N_e} \delta_{\sigma_i\sigma_j} \int d^3\vec{r}' \frac{\psi_j^*(\vec{r}')\psi_i(\vec{r})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \psi_j(\vec{r}) = E_i\psi_i(\vec{r}) \dots(\text{II.16})$$

Ces équations de Hartree-Fock sont difficiles à résoudre quand le système étudié comporte un grand nombre d'électrons. Les interactions électrons-électrons produisent des termes d'énergie supplémentaires en plus de ceux de l'approximation de Hartree-Fock (AHF), qui sont appelés termes d'énergie de corrélation selon Wigner [17].

II-2. Présentations de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT):

II-2.1. Introduction :

Une autre manière de formuler et de résoudre le problème de la structure électronique du solide est d'utiliser la théorie de fonctionnelle de la densité DFT (Density Functional Theory) de Hohenberg et Kohn [3] qui consiste à écrire l'énergie totale du système des électrons en interactions comme une fonctionnelle de la densité électronique. La DFT est défini comme une théorie exacte permettant de déterminer l'état fondamental d'un système à N électrons [18].

La détermination des propriétés électroniques d'un système à N électrons revient en principe à la détermination de la fonction d'onde $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)$, où r_i représente la position de chaque électron i . La fonction d'onde $\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N)$ est solution de l'équation de Schrödinger électronique :

$$H\Psi = E\Psi \dots\dots\dots(II.17)$$

Où l'hamiltonien H du système système d'électrons (de masse m_e et charge e) en interaction dans un potentiel externe $V_{ext}(r)$, les noyaux étant considérés comme fixes, est la somme de trois termes :

$$H = \underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_i^N \nabla_i^2}_T + \underbrace{\sum_i^N V(r_i)}_{V_{ext}(r)} + \underbrace{\frac{1}{2} \sum_i^N \sum_{j \neq i}^N \frac{e^2}{|r_i - r_j|}}_{V_{ee}} \dots\dots\dots(II.18)$$

Dans l'équation (II.18), T désigne l'énergie cinétique du système et V_{ee} , le potentiel d'interaction entre les électrons. Le potentiel externe, $V_{ext}(r)$ est dans le cas présent le potentiel d'interaction coulombienne entre les électrons et les noyaux (repérés par un indice α) :

$$V(r_i) = -\sum_{\alpha} \frac{Z_{\alpha} e^2}{r_{i\alpha}}$$

La résolution de l'équation (II.17) devient très vite complexe en raison du terme d'interaction entre les électrons, V_{ee} . La DFT constitue donc, en quelque sorte, une alternative à ce problème.

II-2.2. Théorèmes de Hohenberg et Kohn

La DFT repose sur le double théorème de Hohenberg et Kohn (1964) [3], qui s'applique à tout système de N électrons interagissant dans un potentiel externe $V_{ext}(r)$ et dont l'état fondamental (appelé GS pour *ground-state*) est non dégénéré.

Théorème 1:

La densité électronique $\rho(r)$ du système dans son état fondamental non dégénéré,

$$\rho(r) = N \int \Psi_{GS}^*(r_1, r_2, r_3, \dots, r_N) \Psi_{GS}(r_1, r_2, r_3, \dots, r_N) dr_1 dr_2 dr_3 \dots dr_N \dots (II.19)$$

détermine de manière unique le potentiel externe $V_{ext}(r)$.

Dans le terme « unique » nous devons comprendre « unique à une constante additive près ». En effet, la fonction d'onde GS du système (*La fonction d'onde GS du système doit être normalisée dans II.19*), et par conséquent la densité de charge, n'est pas modifiée si une constante est ajoutée au potentiel externe [19].

D'après ce théorème, la variable de base du problème n'est plus nécessairement la fonction d'onde, elle est désormais la densité électronique. Ceci conduit à la formulation du second théorème de Hohenberg et Kohn.

Théorème 2 :

Le second théorème de Hohenberg et Kohn [20, 21] découle du premier théorème est reconsidère le principe variationnel d'énergie en fonction de la densité électronique. Il suppose l'existence d'une fonctionnelle universelle de la densité, $F[\rho]$, indépendante du potentiel externe $V_{ext}(r)$, qui s'écrit :

$$F[\rho] = \langle \Psi_{GS}^{[\rho]} | T + V_{ee} | \Psi_{GS}^{[\rho]} \rangle = T[\rho] + V_{ee}[\rho] \dots \dots \dots (II.20)$$

Où $T[\rho]$ et $V_{ee}[\rho]$ sont respectivement les fonctionnelles de la densité relatives à l'énergie cinétique et à l'interaction électron-électron.

L'énergie totale du système est donc une fonctionnelle de la densité, qui s'écrit :

$$E = E[\rho] = F[\rho] + \int dr V_{ext}(r) \rho(r) \dots\dots\dots(\text{II.21})$$

et dont les propriétés sont :

- a) La valeur minimale de $E[\rho]$, où $\rho(r)$ est normalisée par $\int dr \rho(r) = N$, est obtenue pour la densité électronique de l'état fondamental (Eq II.19). En d'autres termes, la vraie densité électronique de l'état fondamental est celle qui minimise $F[\rho]$ [3, 22].
- b) La valeur minimale de la fonctionnelle ainsi obtenue est l'énergie totale de l'état fondamental du système.

Par ces théorèmes, Hohenberg et Kohn déplacent le problème de la résolution de l'équation de Schrödinger multiélectronique (eq II.17). La DFT suppose que, si l'on connaît la forme de la fonctionnelle, il est relativement facile de déterminer l'énergie de l'état fondamental dans un potentiel externe donné. Tout le problème réside donc maintenant dans la formulation de cette fonctionnelle $F[\rho]$.

II-2.3. L'idée de Kohn et Sham :

En s'appuyant sur le fait que les théorèmes de Hohenberg et Kohn sont valides quel que soit le système, Kohn et Sham ont eu l'idée, en 1965 [23], de considérer un système fictif de N électrons indépendants ($V_{ee} = 0$), dont l'état fondamental est le déterminant de Slater formé par les N orbitales ψ_i des électrons, et dont la densité électronique est la même que celle du vrai système d'électrons en interaction.

La densité électronique s'exprime alors en fonction des orbitales ψ_i :

$$\rho(r) = \sum_{i=1}^N |\psi_i(r)|^2 \dots\dots\dots(\text{II.22})$$

L'intérêt de l'introduction de ce système fictif est que l'on peut désormais exprimer la fonctionnelle de l'énergie cinétique en fonction des orbitales ψ_i :

$$T_s(r) = -\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^N \int \psi_i^*(r) \Delta \psi_i(r) dr \dots\dots\dots(\text{II.23})$$

(L'indice s fait référence à single particule)

A partir de la densité (II.22), on peut définir la fonctionnelle relative à l'énergie coulombienne (ou énergie de Hartree):

$$E_H[\rho] = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r)\rho(r')}{|r-r'|} dr dr' \dots\dots\dots(\text{II.24})$$

Le lien avec le système en interaction se fait en définissant une énergie d'échange et de corrélation par

$$E_{xc}[\rho] = T[\rho] - T_s[\rho] + V_{ee}[\rho] - E_H[\rho] \dots\dots\dots(\text{II.25})$$

On notera que cette énergie d'échange et corrélation (eq II.25) contient la partie de l'énergie cinétique du système d'électrons en interaction, que l'on avait négligé en considérant le système fictif d'électrons indépendants. Avec cette définition de l'énergie d'échange et corrélation, le théorème de Hohenberg et Kohn exprime que l'énergie de l'état fondamental est obtenue en minimisant la fonctionnelle :

$$E[\rho] = T_S[\rho] + E_H[\rho] + E_{xc}[\rho] + \int \rho(r) V^{ext}(r) dr \quad \dots\dots\dots (II.26)$$

Où la densité électronique est définie par l'expression (II.22).

II-2.4. Equations de Kohn et Sham :

Pour mener à bien le calcul de la minimisation de l'énergie totale, telle qu'elle est définie dans la relation (II.26), Kohn et Sham ont appliqué le principe variationnel, non pas par rapport à $\rho(r)$, mais par rapport aux orbitales [24]. Pourtant, les orbitales ne peuvent pas varier arbitrairement car elles doivent être orthonormales (car sinon la densité et l'énergie cinétique n'auraient pas la même forme). Il faut donc contraindre

$$\int \psi_i^*(r) \Delta \psi_j(r) dr = \delta_{ij} \quad \dots\dots\dots (II.27)$$

On définit alors la fonctionnelle

$$\Omega = E[\rho] - \sum_{ij} \epsilon_{ij} \int \psi_i^*(r) \Delta \psi_j(r) dr ,$$

Où les coefficients ϵ_{ij} sont des multiplicateurs de Lagrange. Le minimum de $E(\rho)$ avec les contraintes (Eq. II.27) est ensuite donné par la solution :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V^{eff} \right) \psi_i = \sum_j \epsilon_{ij} \psi_j \quad \dots\dots\dots (II.28)$$

Avec :

$$V^{eff}(r) = V^{ext}(r) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dr' + \frac{\delta E_{xc}[\rho]}{\delta \rho(r)} \quad \dots\dots\dots (II.29)$$

Comme le potentiel $V^{eff}(r)$, appelé aussi potentiel de Kohn–Sham, est réel (c'est la dérivée fonctionnelle d'une énergie par une densité, qui sont tous deux réels), le hamiltonien effectif de l'équation (II.28) est hermitique. Donc la matrice ϵ_{ij} est hermitique et on peut la diagonaliser. C'est ainsi que l'on obtient les fameuses équations de Kohn–Sham [25]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V^{eff} \right) \psi_i = \epsilon_{ij} \psi_i \dots\dots\dots(II.30)$$

Dans les codes de calcul de structures électroniques reposant sur la DFT, la minimisation de l'énergie totale du système se fait donc en résolvant de façon autocohérente les équations de Kohn–Sham (Eq. II.30). Ce sont des équations de type Schrödinger, dont les solutions sont des orbitales monoélectroniques. Après résolution des équations (II.30), l'énergie totale du système dans son état fondamental est donnée par [30]:

$$E_{GS} = \sum_i^N \epsilon_i - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint \frac{\rho(r)\rho(r')}{|r-r'|} drdr' + E_{xc}[\rho] - \int \rho(r) \frac{\delta E_{xc}[\rho]}{\delta \rho(r)} dr$$

Le potentiel exprimé dans l'équation (II.29) qui apparaît sous la forme :

$$V_{xc}(r) = \frac{\delta E_{xc}[\rho]}{\delta \rho(r)} \dots\dots\dots(II.31)$$

$V_{xc}(r)$: est le potentiel d'échange et de corrélation

II-2.5. Approximation de la densité locale (LDA) :

L'approximation de la densité locale (connue sous le nom de LDA) permet de transformer la DFT, théorie à N corps exacte et inutile, en une théorie approchée mais très utile (et très utilisée). La LDA est l'approximation la plus simple pour exprimer l'énergie d'échange et de corrélation $E_{xc}[\rho]$ [37, 11] (Eq. II.25 et II.29) :

$$E_{xc}^{LDA}[\rho] = \int \rho(r) \varepsilon_{xc}(\rho) dr, \dots\dots\dots(\text{II.32})$$

Où $\varepsilon_{xc}(\rho)$, désigne l'énergie d'échange et de corrélation pour une particule d'un gaz homogène d'électrons, de densité ρ . Le potentiel d'échange et de corrélation correspondant (Eq. II.31) devient :

$$V_{xc}^{LDA}(r) = \frac{\delta E_{xc}^{LDA}[\rho]}{\delta \rho(r)} = \varepsilon_{xc}(\rho) + \rho(r) \frac{\partial \varepsilon_{xc}(\rho)}{\partial \rho}$$

Les équations de Kohn-Sham s'écrivent alors :

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V^{ext}(r) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dr' + V_{xc}^{LDA}(r) \right) \psi_i = \varepsilon_i \psi_i \dots\dots\dots(\text{II.33})$$

La résolution autocohérente des équations (II.33) est souvent connue dans la littérature sous le nom de méthode LDA.

La fonction $\varepsilon_{xc}(\rho)$ peut être séparée en un terme d'échange et un terme de corrélation :

$$\varepsilon_{xc}(\rho) = \varepsilon_x(\rho) + \varepsilon_c(\rho)$$

La contribution d'échange est connue, elle est donnée par la fonctionnelle d'énergie d'échange de Dirac [22]:

$$\varepsilon_x(\rho) = -\frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi} \rho(r) \right)^{1/3} \dots\dots\dots(\text{II.34})$$

Des valeurs précises de $\epsilon_c(\rho)$ sont disponibles par les calculs de Monte-Carlo quantique de Ceperley et Alder (1980) [27]. Ces valeurs ont été interpolées pour avoir une forme analytique, de $\epsilon_c(\rho)$ [22]. Il existe ainsi différentes paramétrisations, numériques ou analytiques, de $\epsilon_c(\rho)$. L'une d'elles est plus connue des utilisateurs de programmes de diffusion multiple, il s'agit de la fonctionnelle d'échange et de corrélation de Hedin et Lundqvist (1971) [26].

Utiliser l'approximation de la densité locale (Eq. II.32) pour une molécule ou un solide revient à supposer que l'on peut obtenir l'énergie d'échange et de corrélation pour un système inhomogène en appliquant les résultats d'un gaz homogène d'électrons à des portions infinitésimales de la distribution électronique inhomogène, ayant chacune $\epsilon_c(\rho) dr$ électrons, puis étendue sur tout l'espace les contributions individuelles $\epsilon_c(\rho) \rho(r) dr$. On peut appliquer la LDA à des systèmes dont la densité électronique ne varie pas trop mais, en réalité, il est difficile de justifier formellement son utilisation pour des systèmes très inhomogènes, telles que les molécules. L'impact de la LDA en physique des solides est resté limité jusqu'à la fin des années 1970, quand les travaux de Zunger et Freeman (1977) [28, 29] et ceux de Moruzzi et al. (1978) [30] ont montré la faisabilité de cette approche dans la détermination des propriétés des solides et ce avec une bonne précision.

N.B : Bien avant la méthode LDA, Slater (1951) [31] proposa la méthode X_α comme une simplification de la méthode Hartree-Fock, en invoquant le modèle du gaz homogène d'électrons. Cette simplification aboutit à l'équation suivante :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V^{ext}(r) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(r')}{|r-r'|} dr' + V_{x\alpha}(r) \right) \psi_i = \epsilon_i \psi_i \dots\dots (II.35)$$

avec le potentiel local X_α

$$V_{x\alpha}(r) = -\frac{3}{2} \alpha \left(\frac{3}{\pi} \rho(r) \right)^{1/3} \dots\dots\dots (II.36)$$

Dans l'expression (II.36), α désigne un paramètre initialement égal à 1, qui par la suite, a été évalué de façon autocohérente pour tous les atomes neutres (Schwarz, 1972 [32]). Kohn et Sham ont réalisé que l'équation X_α était équivalente à leur approximation de la densité locale, si la corrélation était ignorée et si $\alpha=2/3$. La méthode X_α peut donc être vue comme un formalisme de fonctionnelle de la densité, qui néglige la corrélation et qui utilise l'expression suivante pour l'énergie d'échange :

$$E_x^{LDA}[\rho] = -\frac{9}{8}\alpha\left(\frac{3}{4}\right)^{1/3} \int \rho(r)^{4/3} dr \dots\dots\dots(II.37)$$

La dérivée fonctionnelle de (II.37) donne le potentiel de l'équation (II.36).

II-2.6. Approximation du gradient généralisé (GGA) :

Pour aller au-delà de la LDA, on peut considérer un terme d'échange et de corrélation prenant en compte le gradient de la densité en \mathbf{r} . C'est ce qu'on appelle l'approximation du gradient généralisé (Generalized Gradient Approximation ou GGA) [12]. La fonctionnelle d'échange et de corrélation s'exprime alors à partir d'une fonction f_{xc} qui dépend de la densité en \mathbf{r} , et du gradient de la densité en \mathbf{r} :

$$E_{xc}^{GGA}[\rho] = \int \rho(r) f_{xc}(\rho(r), \nabla\rho(r)) \dots\dots\dots(II.38)$$

A nouveau, comme pour la LDA, il existe différentes paramétrisations de la GGA [21,11]. Il faut cependant noter que l'approximation GGA ne mène pas obligatoirement à de meilleurs résultats que la LDA, tout dépend de la propriété que l'on calcule et du système que l'on traite.

II-3. Procédure d'autocoherence du calcul du potentiel :

Le calcul d'un potentiel autocohérent, ou d'une densité électronique autocohérente, consiste en fait à résoudre les équations de Kohn et Sham de façon autocohérente (*Self consistent field* « SCF ») [23]. La procédure habituelle est décrite sur le schéma de la figure (II.1).

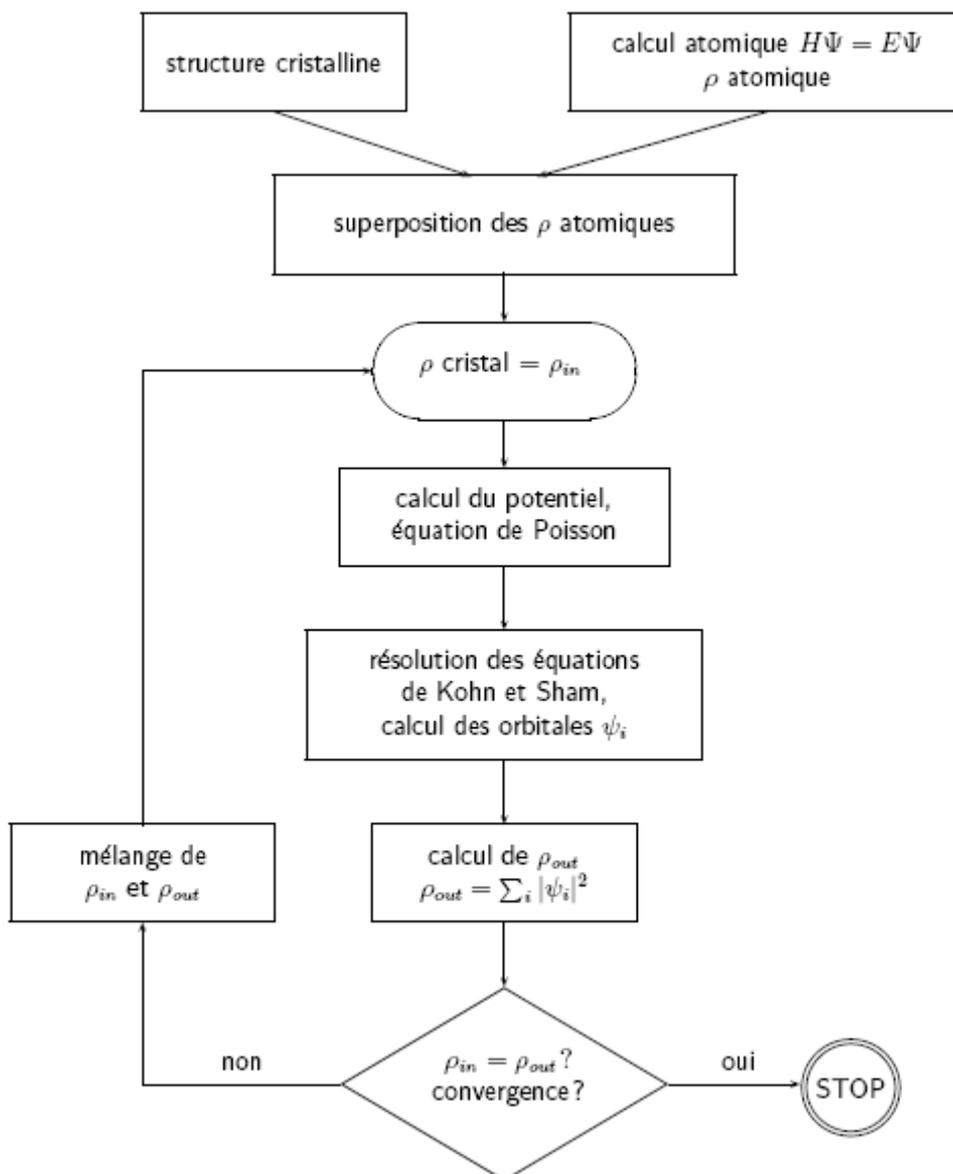


Figure II-01: *schéma général de la procédure d'autocoherence du calcul de la densité de charge de l'état fondamental du système.*

Le point de départ du calcul est une structure cristalline, ou plus généralement des positions atomiques dans une cellule donnée (on peut donc traiter une structure désordonnée si l'on a des positions atomiques). Pour chaque type d'atome du système étudié, on calcule une densité de charge par un calcul atomique. Ensuite, compte tenu de la position des atomes dans le système, on superpose les densités de charge atomiques, ce qui conduit à une densité du cristal qu'on appelle ρ_{in} , qui devient le point de départ du cycle d'autocohérence.

Le cycle d'autocohérence se déroule alors comme suit. A partir de ρ_{in} , on calcule un potentiel en résolvant numériquement l'équation de Poisson. Ce potentiel est ensuite utilisé dans les équations de Kohn-Sham (Eq.II.30), que l'on résout par une technique de diagonalisation de système d'équations aux valeurs propres. Les vecteurs propres ainsi obtenus sont les fameuses orbitales ψ_i de Kohn et Sham, à partir desquelles on détermine une nouvelle densité électronique ρ_{out} (Eq. II.22). On compare ensuite ρ_{out} à ρ_{in} . Si elles sont différentes (ce qui est a priori le cas à l'issue de la première itération), on détermine un nouveau ρ_{in} en mélangeant ρ_{in} et ρ_{out} et on recommence le cycle. Le moyen le plus simple d'effectuer ce mélange est de calculer

$$\rho_{in}^{n+1} = (1 - \alpha)\rho_{in}^n + \alpha\rho_{out}^n ,$$

Où l'exposant fait référence au numéro de l'itération et où α est un paramètre de mélange, qui doit être suffisamment petit pour atteindre la convergence. La procédure a de fait convergé quand ρ_{out} est égal à ρ_{in} . La densité de charge ainsi obtenue correspond au minimum de l'énergie totale du système.

NB: Lorsqu'on dit que le potentiel n'est pas autocohérent, cela signifie que l'on s'arrête à la première itération.

Bibliographie (Chapitre II)

- [1] M. Born, J.R. Oppenheimer, *Ann. Phys.* 87, 457 (1927).
- [2] J.C. Slater, *Phys. Rev.* 51, 846 (1937).
- [3] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* 136, B 864 (1964).
- [4] Jenő Sólyom, “Fundamentals of the Physics of Solids”, Volume 1 Structure and Dynamics, Translated by Attila Piróth, Springer–Verlag Berlin Heidelberg (2007).
- [5] Ulrich Rössler, *Solid State Theory “An Introduction”*, Springer (2004).
- [6] Yves Quéré, *physique des matériaux*, paris (1988).
- [7] Jens P Dahl, *Introduction to the Quantum World of Atoms and Molecules*, World Scientific (2001).
- [8] Michael Tinkham, “Group Theory and Quantum Mechanics”, Dover Publications (2003).
- [9] Hans A. BETHE. *Intermediate Quantum Mechanics*. W. A. Benjamin, (1964).
- [10] John C. SLATER. *Quantum Theory of Atomic Structure Volume 1*. Mc Graw Hill, (1960).
- [11] M. Lannoo, *J. Phys*, 44, 1355. (1983).
- [12] D.R. Hartree, *Proc. Cambridge. Philos. Soc.*, 24, 328 (1928).
- [13] J. L. Basdevant, *Mécanique Quantique*, edition ellipse, Paris (1986).
- [14] V.A. Fock, *Z. Phys.*, 15, 126 (1930).
- [15] V. Fock, *Z. Phys.* 61, 126 (1930); 62, 795 (1930).
- [16] J. C Slater, *Phys. Rev*, 34, 1293 (1929); 38, 38, (1931).
- [17] E.P. Wigner, *Trans. Faraday Soc*, 34, 678 (1938).
- [18] Levente Vitos, *Computational Quantum Mechanics for Materials Engineers*, “The EMTO Method and Applications”, Springer London (2007).
- [19] J. Callaway and N. H. March. *Density functional methods: theory and applications*. *Solid State Physics*, 38:135–221, (1984).

- [20] J. P. Perdew Y.Wang, in *Electronic Structure of Solid* 91 ed. P. Ziesche, H. Eschrig, Academia Verlag, Berlin, p11, (1991).
- [21] A. D. Bercke, *J. Chem. Phys.* 98, 5648, (1993).
- [22] R. G. Parr, W. Yang, *Density Functional Theory of Atoms and Molecules*, Oxford university press New-York, (1989).
- [23] W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev*, 140: A1133–A1138, (1965).
- [24] W. Kohn, L. J. Sham, *Phys. Rev*, 137, N°6, (1965).
- [25] D. J. Singh. *Plane waves, pseudopotentials and the LAPW method*, Kluwer Academie Publishers, Boston, (1994).
- [26] L. Hedin and B.I. Lundqvist, *J. Phys. C: Solid state Phys*, 4:2064–2083, (1971).
- [27] D. M. Ceperley and B. J. Alder. *Phys. Rev. Lett.*, 45:566–569, (1980).
- [28] A. Zunger and A. J. Freeman. Ground- and excited-state properties of Lif in the local-density formalism. *Phys. Rev. B*, 16:2901–2926, (1977).
- [29] A. Zunger and A. J. Freeman. Ground-state electronic properties of diamond in the local-density formalism. *Phys. Rev. B*, 15:5049–5065, (1977).
- [30] V. L. Moruzzi, J. F. Janak, and A. R. Williams. *Calculated Electronic Properties of Metals*. Pergamon, New York (1978).
- [31] J. C. Slater. A simplification of the Hartree-Fock method. *Phys. Rev.*, 81:385–390, (1951).
- [32] K. Schwarz. Optimization of the statistical exchange parameter α for the free atoms H to Nb. *Phys. Rev. B*, 5:2466–2468, (1972).

Chapitre III

La méthode des ondes planes augmentées linéarisées FP-LAPW

III-1 Présentation de la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) :

La méthode LAPW (linearized augmented plane wave), développée par Andersen [3], est fondamentalement une amélioration de la méthode dite des ondes planes augmentées (APW) élaborée par Slater [1, 4].

Une nouvelle technique pour résoudre l'équation de Poisson [5] à été ajoutée à la méthode LAPW pour que nous puissions traiter l'absorption moléculaire sur les surfaces. Ainsi la méthode LAPW, qui assure la continuité du potentiel à la surface de la sphère « *muffin-tin* » MT, développe le potentiel sous la forme suivante:

$$V(\vec{r}) = \begin{cases} \sum_{\ell m} V_{\ell m}(r) Y_{\ell m}(r) & \text{à l'intérieur de la sphère} \\ \sum_K V_K e^{iKr} & \text{à l'extérieur de la sphère} \end{cases} \dots\dots(\text{III.1})$$

Ce qui est à l'origine du nom de la méthode FP-LAPW « *Full-Potential LAPW* »

Ainsi, avant de décrire la méthode FP-LAPW, nous rappellerons les bases de la méthode APW.

III-2 La méthode des ondes planes augmentées (APW) :

Slater expose la méthode APW (Augmented Plane Wave) dans son article [1]. Au voisinage d'un noyau atomique, le potentiel et les fonctions d'onde sont de la forme « *Muffin-Tin* » (MT) présentant une symétrie sphérique à l'intérieur de la sphère MT de rayon R_α . Entre les atomes le potentiel et les fonctions d'onde peuvent être considérés comme étant lisses. En conséquence, les fonctions d'onde du cristal sont développées dans des bases différentes selon la région considérée: Solutions radiales de l'équation de Schrödinger à l'intérieur de la sphère MT et ondes planes dans la région interstitielle (Figure III.01).

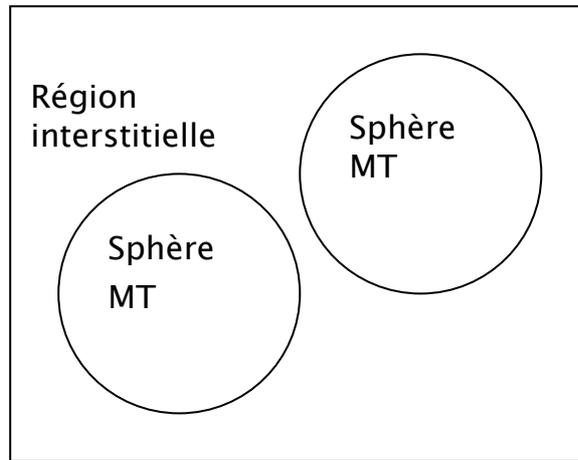


Figure III-1 : Potentiel « Muffin-Tin »

Alors la fonction d'onde $\phi(r)$ est de la forme :

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega^{1/2}} \sum_G C_G e^{i(G+K)r} & r > R_\alpha \\ \sum_{\ell m} A_{\ell m} U_\ell(r) Y_{\ell m}(r) & r < R_\alpha \end{cases} \dots\dots\dots(III.2)$$

Où R_α représente le rayon de la sphère MT , Ω le volume de la cellule, C_G et $A_{\ell m}$ les coefficients du développement en harmoniques sphériques $Y_{\ell m}$.

La fonction $U_\ell(r)$ est une solution régulière de l'équation de Schrödinger pour la partie radiale qui s'écrit sous la forme :

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) - E_\ell \right\} r U_\ell(r) = 0 \dots\dots\dots(III.3)$$

$V(r)$ représente le potentiel Muffin-Tin et E_ℓ l'énergie de linéarisation. Les fonctions radiales définies par (III.3) sont orthogonales à tout état propre du coeur. Cette orthogonalité disparaît en limite de sphère [3] comme le montre l'équation de Schrödinger suivante :

$$(E_2 - E_1)rU_1U_2 = U_2 \frac{d^2rU_1}{dr^2} + U_1 \frac{d^2rU_2}{dr^2} \dots\dots\dots(III.4)$$

Où U_1 et U_2 sont des solutions radiales pour les énergies E_1 et E_2 . Le recouvrement étant construit en utilisant l'équation (III.4) et en l'intégrant par parties.

Slater justifie le choix particulier de ces fonctions en notant que les ondes planes sont des solutions de l'équation de Schrödinger lorsque le potentiel est constant. Quant aux fonctions radiales, elles sont des solutions dans le cas d'un potentiel sphérique, lorsque E_ℓ est une valeur propre.

Cette approximation est très bonne pour les matériaux à structure cubique à faces centrées, et de moins en moins satisfaisante avec la diminution de symétrie du matériau.

Pour assurer la continuité de la fonction $\phi(r)$ à la surface de la sphère MT, les coefficients $A_{\ell m}$ doivent être développés en fonction des coefficients C_G des ondes planes existantes dans les régions interstitielles. Ainsi, après quelques calculs algébriques, nous trouvons que :

$$A_{\ell m} = \frac{4\pi i^\ell}{\Omega^{1/2}U_\ell(R_\alpha)} \sum_G C_G j_\ell(K + g|R_\alpha) Y_{\ell m}^*(K + G) \dots\dots\dots(III.5)$$

L'origine est prise au centre de la sphère, et les coefficients $A_{\ell m}$ sont déterminés à partir de ceux des ondes planes C_G . Les paramètres d'énergie E_ℓ sont appelés les coefficients variationnels de la méthode APW. Les fonctions individuelles, étiquetées par G deviennent ainsi compatibles avec les fonctions radiales dans les sphères, et on obtient alors des ondes planes augmentées (APWs).

Les fonctions APWs sont des solutions de l'équation de Schrödinger dans les sphères, mais seulement pour l'énergie E_ℓ . En conséquence, l'énergie E_ℓ doit être égale à celle de la bande d'indice G . Ceci signifie que les bandes d'énergie (pour un point k) ne peuvent pas être obtenues par une simple diagonalisation, et qu'il est nécessaire de traiter le déterminant séculaire comme une fonction de l'énergie.

La méthode APW, ainsi construite, présente quelques difficultés liées à la fonction $U_\ell(R_\alpha)$ qui apparaît au dénominateur de (III.5). En effet, suivant la valeur du paramètre E_ℓ , la valeur de $U_\ell(R_\alpha)$ peut devenir nulle à la surface de la sphère MT, entraînant une séparation des fonctions radiales par rapport aux fonctions d'onde plane. Afin de surmonter ce problème plusieurs modifications à la méthode APW ont été apportées, notamment celles proposées par Koelling [6] et par Andersen [3]. La modification consiste à représenter la fonction d'onde $\phi(r)$ à l'intérieur des sphères par une combinaison linéaire des fonctions radiales $U_\ell(r)$ et de leurs dérivées par rapport à l'énergie $\dot{U}_\ell(r)$, donnant ainsi naissance à la méthode FP-LAPW.

III-3 Principe de la méthode FP-LAPW : [2]

Dans la méthode FP-LAPW [7, 8, 9], les fonctions de base dans les sphères MT sont des combinaisons linéaires des fonctions radiales $U_\ell(r)Y_{\ell m}(r)$ et de leurs dérivées $\dot{U}_\ell(r)Y_{\ell m}(r)$ par rapport à l'énergie. Les fonctions U_ℓ sont définies comme dans la méthode APW (III.3) et la fonction $\dot{U}_\ell(r)Y_{\ell m}(r)$ doit satisfaire la condition suivante :

$$\left\{ -\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} + V(r) - E_\ell \right\} r\dot{U}_\ell(r) = rU_\ell(r) \dots\dots\dots(III.6)$$

Dans le cas non relativiste, ces fonctions radiales U_ℓ et \dot{U}_ℓ assurent, à la surface de la sphère MT, la continuité avec les ondes planes de l'extérieur. Alors, les fonctions d'onde ainsi augmentées deviennent les fonctions de base (LAPWs) de la méthode FP-LAPW :

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{1}{\Omega^{1/2}} \sum_G C_G e^{i(G+K)r} & r > R_\alpha \\ \sum_{\ell m} [A_{\ell m} U_\ell(r) + B_{\ell m} \dot{U}_\ell(r)] Y_{\ell m}(r) & r < R_\alpha \end{cases} \dots\dots\dots(\text{III.7})$$

où les coefficients $B_{\ell m}$ correspondent à la fonction \dot{U}_ℓ et sont de même nature que les coefficients $A_{\ell m}$. Les fonctions LAPWs sont des ondes planes uniquement dans les zones interstitielles comme dans la méthode APW. A l'intérieur des sphères, les fonctions LAPWs sont mieux adaptées que les fonctions APWs. En effet, si E_ℓ diffère peu de l'énergie de bande E , une combinaison linéaire reproduira la fonction radiale mieux que les fonctions APWs. Par conséquent, la fonction U_ℓ peut être développée en fonction de sa dérivée \dot{U}_ℓ et de l'énergie E_ℓ .

$$U_\ell(E, r) = U_\ell(E_\ell, r) + (E - E_\ell) \dot{U}_\ell(E, r) + 0((E - E_\ell)^2) \dots\dots\dots(\text{III.8})$$

Où $0((E - E_\ell)^2)$ représente l'erreur quadratique énergétique.

La méthode FP-LAPW assure ainsi la continuité de la fonction d'onde à la surface de la sphère MT. Mais, avec cette procédure, les calculs perdent en précision, par rapport à la méthode APW qui reproduit, elle, très correctement les fonctions d'onde, tandis que la méthode FP-LAPW entraîne une erreur sur les fonctions d'onde de l'ordre de $(E - E_l)^2$ et une autre sur les énergies de bandes de l'ordre de $(E - E_l)^4$. Malgré cet ordre d'erreur, les fonctions LAPWs forment une bonne base qui permet, avec un seul E_l , d'obtenir toutes les bandes de valence dans une grande région d'énergie. Lorsque cela n'est pas possible, on peut généralement diviser en deux parties la fenêtre énergétique, ce qui est une grande simplification par rapport à la méthode APW. En général, si U_ℓ est nulle à la surface de la sphère, sa dérivée \dot{U}_ℓ sera différente de zéro. Par conséquent, le problème de la continuité à la surface de la sphère MT ne se posera pas dans la méthode FL-LAPW.

Takeda et Kubler [10] ont proposé une généralisation de la méthode LAPW dans laquelle N fonctions radiales et leurs (N-1) dérivées sont utilisées. Chaque fonction radiale possédant son propre paramètre E_{li} de sorte que l'erreur liée à la linéarisation soit évitée. On retrouve la méthode FP-LAPW standard pour N=2 et E_{l1} proche de E_{l2} , tandis que pour N>2 les erreurs peuvent être diminuées. Malheureusement, l'utilisation de dérivées d'ordre élevé pour assurer la convergence nécessite un temps de calcul beaucoup plus grand que dans la méthode FP-LAPW standard. Singh [11] a modifié cette approche en ajoutant des orbitales locales à la base sans augmenter l'énergie de cutoff des ondes planes.

III-1.3. Les rôles des énergies de linéarisation (E_l) : [2]

Les fonctions U_ℓ et \dot{U}_ℓ sont orthogonales à n'importe quel état de coeur strictement limité à la sphère MT. Mais cette condition n'est satisfaite que dans le cas où il n'y a pas d'états de coeur avec le même l , et, par conséquent, on prend le risque de confondre les états de semi-coeur avec les états de valence [9]. Ce problème n'est pas traité par la méthode APW, alors que la non orthogonalité de quelques états de coeur dans la méthode FP-LAPW exige un choix délicat de E_l . Dans ce cas, on ne peut effectuer le calcul sans modifier E_l .

La solution idéale dans de tels cas est d'utiliser un développement en orbitales locales. Cependant, cette option n'est pas disponible dans tous les programmes, et, dans ce cas, on doit choisir un rayon de la sphère le plus grand possible.

Finalement, il faut remarquer que les divers E_l devraient être définis indépendamment les uns des autres. Les bandes d'énergie ont des orbitales différentes. Pour un calcul précis de la structure électronique, E_l doit être choisi le plus proche possible de l'énergie de la bande si la bande a le même l .

III-3.4. Construction des fonctions radiales : [2]

Les fonctions de base de la méthode FP-LAPW sont des ondes planes dans la zone interstitielle. Elles sont développées sous la forme de fonctions radiales numériques à l'intérieur des sphères MT à condition que les fonctions de base et leurs dérivées soient continues à la surface de la sphère MT. Ainsi, la construction des fonctions de base de la méthode FP-LAPW consiste à déterminer :

- Les fonctions radiales $U_\ell(r)$ et leurs dérivées par rapport à l'énergie $\dot{U}_\ell(r)$.
- Les coefficients a_{lm} et b_{lm} qui satisfont aux conditions aux limites.

Les conditions aux limites fournissent un moyen simple pour la détermination du cutoff du moment angulaire l_{\max} et pour la représentation du cutoff G_{\max} des ondes planes dans la sphère de MT pour un rayon R_α . Un choix judicieux consiste à prendre ce cutoff, tels que $R_\alpha G_{\max} = l_{\max}$, ce qui est réalisé en pratique puisque la convergence des calculs de FP-LAPW est assurée pour $R_\alpha G_{\max}$ compris entre 7 et 9.

Bibliographie (Chapitre III)

- [1] J. L. Basdevant, Mécanique Quantique, édition ellipse, Paris (1986).
- [2] D. J. Singh. Plane waves, pseudo potentials and the LAPW method, Kluwer Academie Publishers, Boston, (1994).
- [3] O.K. Andersen, Phys. Rev. B **12**, 3060 (1975).
- [4] J.C. Slater, Advances in Quantum Chemistry **1**, 35 (1964).
- [5] E. Wimmer, H. Krakauer, M. Weinert and A.J. Freeman, Phys. Rev B **24**, 864 (1981).
- [6] D.D. Koelling and G.O. Arbman, J. Phys. F **5**, 2041 (1975).
- [7] M. Weinert, E.Wimmer, A.J. Freeman, Phys. Rev. B **26**, 4571 (1982).
- [8] H.J.F. Jansen, A.J. Freeman, Phys. Rev. B **30**, 561 (1984).
- [9] A. Canning , W. Mannstadt , A.J. Freeman, Computer Physics Communications **130**, 233-243 (2000).
- [10] T. Takeda and J. Kubler, J. Phys. F **5**, 661 (1979).
- [11] D. Singh, Phys. Rev. B **43**, 6388 (1991).

Chapitre IV

Résultats et interprétations

IV-1. Description du code WIEN2k :

Le code WIEN2k développé par Peter Blaha et Karlheinz Schwarz et leurs collaborateurs [1], représente une application réussie de la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) [2], il est un des codes les plus exacts disponible pour les calculs de propriétés électroniques des matériaux, et il est utilisé par plus de 900 groupes mondiaux [3]. Ce code est appliqué avec succès à de grands problèmes, tel que le gradient du champ électrique [4], les systèmes supraconducteurs à haute température [5], les surfaces des métaux de transition [6], les oxydes non ferromagnétiques [7], et les molécules [8].

Le code WIEN2k comprend différents programmes indépendants (figure IV.1) [9], qui sont liés par le C-SHELL SCRIPT. Le calcul avec WIEN2k consiste en deux parties essentielles [3]:

- 1)- une phase de l'initialisation selon différents paramètres auxquels on accède, où une densité de charge initiale sera calculée.
- 2)- L'exécution du cycle self consistant (SCF) où une dernière densité de charge électronique sera calculée itérativement.

La première partie de L'initialisation consiste à faire fonctionner des séries de petits programmes auxiliaires qui génèrent [9]:

NN : Un programme qui calcule les distances entre proches voisins, afin de déterminer le rayon atomique de la sphère.

LSTART : un programme produit les densités atomiques, et détermine comment les différents orbitales atomiques sont traitées dans le calcul de la structure de bande, comme les états du cœur avec ou sans orbitales locales.

SYMMETRY : génère les opérations de symétrie du groupe spatial, détermine le groupe ponctuel des sites atomiques individuels, produit l'expansion pour les harmoniques du réseau, et détermine les matrices de rotation locale.

KGEN : génère une maille k dans la zone de Brillouin.

DSTART: génère une densité de départ pour le cycle SCF, par la superposition des densités atomiques générées dans LSTART.

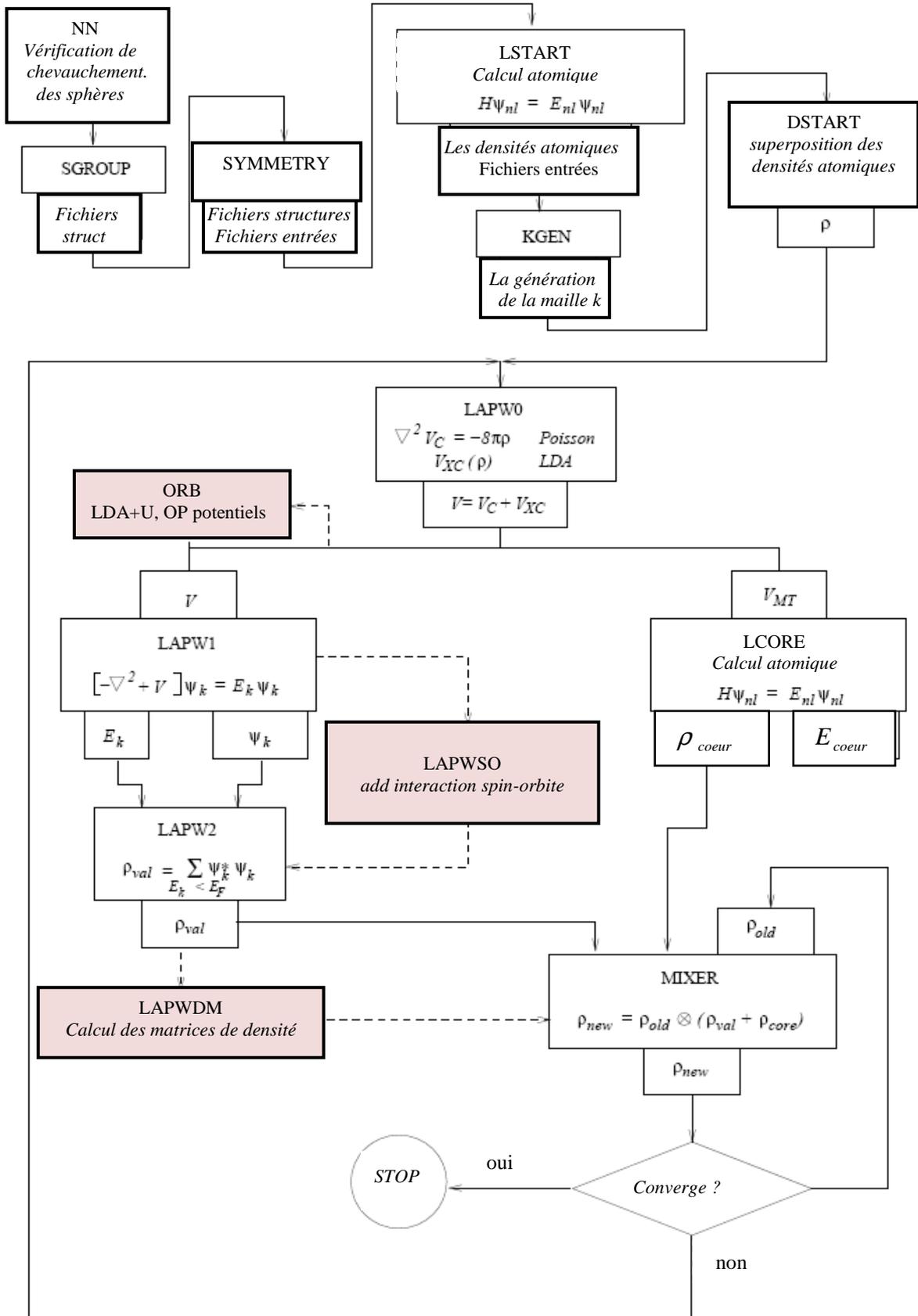


Figure IV.1 : Cycle utilise par l'organigramme du code WIEN2k [9].

La deuxième partie est consacrée au calcul du cycle (SCF) illustré par la figure (IV.2) [10], qui est composé de cinq programmes indépendants [11]:

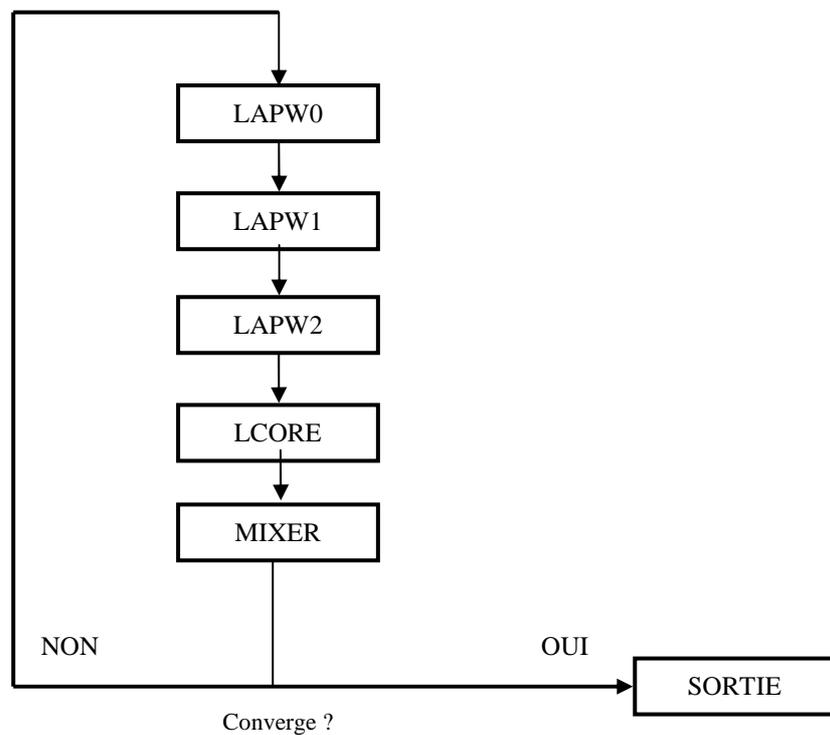


Figure IV.2 : Le schéma du cycle SCF de WIEN2K [10]

- (1) LAPW0 : Génère le potentiel d'une densité de charge donné.
- (2) LAPW1: Calcul les bandes de valence, les valeurs propres et vecteurs propres.
- (3) LAPW2: calcul les densités de valence pour les vecteurs propres.
- (4) CORE: calcul les états du cœur et les densités.
- (5) MIXER: mélange les densités générées par LAPW2 et CORE avec la densité l'itération antérieure pour produire une nouvelle densité de charge.

LPW0, LPW1, et LPW2 s'exécutent d'une manière itérative jusqu'à ce qu'ils atteignent un état cohérent. Ils commencent par une densité de départ, déduite de la superposition des densités électroniques de tous les atomes de la cellule unité (clmsum). La commande LAPW0 calcule «le potentiel externe» comme la somme du potentiel de coulomb et d'échange et corrélation en utilisant toute la densité comme entrée, et renvoie les composants sphériques (vsp) et non-sphériques (vns) comme entrée dans LAPW1 afin de résoudre les équations de Kohn-Sham pour le calcul des valeurs propres des énergies des orbitales et les vecteur propres, ces derniers sont utilisés pour calculer la densité électronique de valence (clmval) par LAPW2. Cette densité trouvée ainsi que la densité des états du cœur (clmcor) calculée par LCORE sont ajoutées et mélangées à la densité du cycle précédent par MIXER qui va produire une nouvelle densité de charge, cette dernière est utilisée comme entrée dans LAPW0 dans le cycle suivant. Ce cycle est répété jusqu'à ce que le critère de convergence soit atteint.

Grâce à d'autres programmes présents dans le code WIEN2k, d'autres propriétés peuvent être calculées telles que la densité de charge, structure de bande, densité d'états, ...etc.

IV-2. Les détails des calculs :

Les calculs des propriétés structurales, électroniques et magnétiques des composés BeS, BeS, et BeTe dopés par l'atome de chrome (Cr) sont faites dans le cadre de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) [12]. Dans notre travail, nous employons le code de WIEN2k basé sur la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) [1, 2]. Dans cette méthode, les équations de Kohn-Sham [13] sont résolues par une approche variationnelle, on utilisant l'idée de l'approximation dite Muffin-tin (MT) [14]. Cette approximation consiste à diviser la maille unitaire en deux types de régions, les sphères (sans recouvrement) dites sphères de muffin-tin, centrées sur les différents sites atomiques, et la région interstitielle [15]. Dans chaque sphère le potentiel est remplacé par sa moyenne sphérique. Dans la zone interstitielle entre les sphères, le potentiel est supposé constant, égal à sa valeur moyenne. C'est-à-dire que dans la sphère muffin-tin, la fonction d'onde est remplacée par une fonction atomique, alors que dans la région interstitielle, elle est décrite par des ondes planes [10]. Ceci veut dire d'un point de vue physique, que tous les électrons de cœur et de valence sont considérés dans le calcul. Il s'agit donc d'une méthode dite « tous électrons » (potentiel complet). C'est pour cette raison que cette approche est l'une des méthodes les plus précises à ce jour.

Dans ce travail nous effectuons des investigations sur les propriétés structurales, électroniques et magnétiques des composés $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{S}$, $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{S}$, et $\text{Be}_{1-x}\text{Cr}_x\text{Te}$ à la concentration $x = 0.25$ avec le code WIEN2k, par l'utilisation de l'approximation du gradient généralisé (GGA-WC) proposé en 2006 par Z. Wu, R.E. Cohen [16]. Les fonctions de base, et les potentiels sont étendus en combinaison d'harmoniques sphériques autour des sites atomiques, c'est-à-dire les sphères atomiques avec un cutoff $l_{\max} = 10$, et en série de Fourier dans la région interstitielle sont étendues en ondes planes avec un cutoff $R_{MT}k_{\max} = 8$ (où R_{MT} est le rayon moyen des sphères de muffin-tin) [17].

La configuration électronique de chaque élément appartenant à la constitution de nos composés est :

^{24}Cr (Chrome): $[\text{Ar}] 3d^5 4s^1$, ^4Be (Béryllium): $1s^2 2s^2$, ^{16}S (Soufre): $[\text{Ne}] 3s^2 3p^4$, ^{34}Se (Sélénium): $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^2 4p^4$ et ^{52}Te (Tellure): $[\text{Kr}] 4d^{10} 5s^2 5p^4$.

Les rayons de Muffin-Tin ont été choisis pour avoir une valeur de 2.2, 1.9, 2.0, 2.1 et 2.3 Bor pour les atomes Cr, Be, S, Se, et Te, respectivement. L'intégration a été effectuée sur les points k spéciaux de la zone de Brillouin, en utilisant de schéma de Monkhorst et Pack [18]. Pour générer le potentiel auto-cohérent et la densité de charge, la totalité de la cellule unitaire du réseau réciproque a été divisée en $4 \times 4 \times 4$ parallélépipèdes pour les composés binaires (BeS, BeS, et BeTe), et $5 \times 5 \times 5$ pour les supercellules de 8 atomes de ($\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}$), ce qui résulte à 12, et 10 points de k indépendants dans le domaine irréductible de la zone de Brillouin, après que le cycle auto-cohérent est obtenu. Dans nos calculs, l'optimisation structurale nécessite la convergence de chaque calcul self-consistant, donc le procédé d'itérations est répété jusqu'à ce que le calcul de l'énergie totale converge vers une valeur inférieure à 1 mRyd. En moyenne, entre dix et douze points spéciaux sont nécessaires pour atteindre cette convergence.

Les paramètres des réseaux d'équilibre sont calculés en ajustant l'énergie totale en fonction du volume en utilisant l'équation de Murnaghan [19] donnée par :

$$V = V_0 \left(1 + \frac{B'P}{B} \right) \dots\dots\dots(\text{IV.1})$$

La constante du réseau d'équilibre est donnée par le minimum de la courbe $E_{total}(a)$ et le module de compressibilité B est déterminé par :

$$B = V \frac{\partial^2 E}{\partial V^2} \dots\dots\dots(\text{IV.2})$$

La dérivée du module de compressibilité B' est déterminé par :

$$E(V) = E_0 + \frac{B}{B'(B'-1)} \left[V \left(\frac{V_0}{V} \right) - V_0 \right] + \frac{B}{B'} (V - V_0) \dots\dots\dots(\text{IV.3})$$

IV-3. Propriétés structurales :IV-3.1. Description des structures :

Les chalcogénures de béryllium (BeS, BeSe, et BeTe) appartiennent à la famille des semiconducteurs II-VI qui cristallisent dans la structure zinc blende, ils sont des composés polaires dont la maille élémentaire est constituée de deux éléments, un de la colonne II (Be) et l'autre de la colonne VI (S, Se, Te) du tableau périodique. La cellule primitive comporte deux atomes, un cation et un anion, et chacun des atomes est entouré de quatre atomes voisins, formant ainsi un tétraèdre. La maille conventionnelle de la structure zinc blende est représentée dans la figure IV.3 [20]. Le réseau réciproque de la structure zinc blende est un réseau cubique centré (cc).

La particularité qui distingue les composés à base de béryllium, réside dans le fait que la taille des cations (les ions Be) est extrêmement petite comparée à celle des anions excepté pour BeO [21]. Ceci implique un rapport inhabituel entre les rayons ioniques, de l'ordre de 4.5 pour les composés BeS, BeSe et BeTe de structure zinc blende.

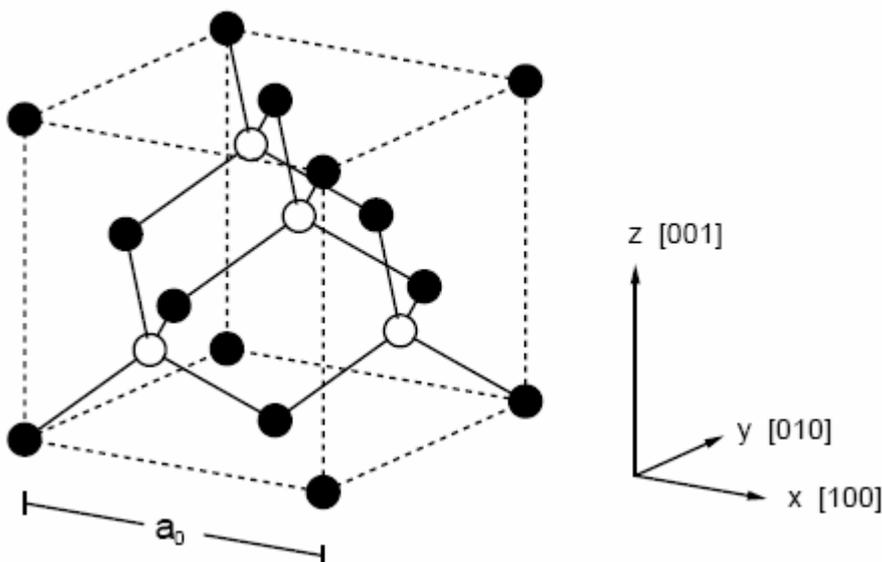


Figure IV.3 : Structure cristalline zinc blende de Be(S, Se, Te), les cercles pleins sont occupés par l'atome Be et les cercles vides par l'atome (S, Se, Te).

Notre étude est basé sur la structure zinc blende de BeS, BeSe, et BeTe, où l'atome Be est situé à la position (0, 0, 0) et L'atome (S, Se, Te) à (0.25, 0.25, 0.25) avec le groupe d'espace $F\bar{4}3m$. On construit les supercelles Be_3CrS_4 , Be_3CrSe_4 , et Be_3CrTe_4 de 8 atomes par substitution d'un cation Be par l'atome Cr à la position (0, 0, 0). On obtient les supercelles $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ (1x1x1) mailles élémentaires de 8 atomes avec la concentration $x = 0.25$, avec le groupe d'espace $P\bar{4}3m$ (voir figure IV.4)

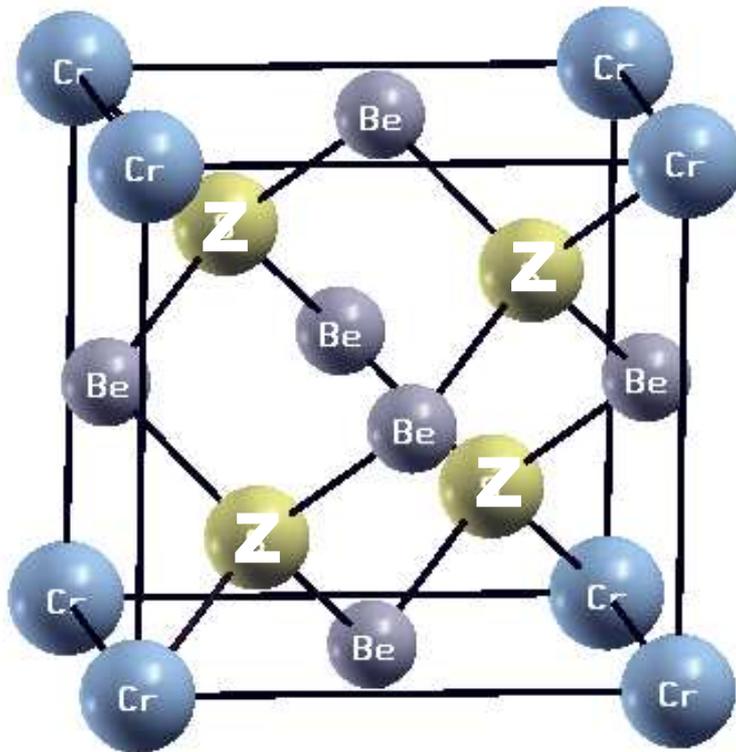


Figure IV.4: Structure cristallographique des supercelles de 8 atomes des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($\text{Z} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$).

IV-3.2. Paramètres d'équilibre :

Nous avons calculé les paramètres d'équilibre des réseaux des matériaux binaires BeS, BeSe, et BeTe, et des composés ternaires $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$, supercelles de 8 atomes pour la concentration $x = 0.25$ de Cr. Les diagrammes des figures IV-5, IV-6, IV-7, IV-8, IV-9 et IV-10 montrent la variation de l'énergie totale en fonction du volume des matériaux. Ces courbes sont ajustées par l'équation de Murnaghan [19], afin de calculer l'énergie totale pour chaque matériau, le paramètre de réseau (a_0), le module de compressibilité (B_0) et sa première dérivée (B'_0). Nos résultats sont représentés dans le tableau (IV-1) où figurent d'autres résultats théoriques [22, 23] et expérimentaux [24] à des fins de comparaison.

Concernant les paramètres d'équilibre (a_0, B_0) que nous avons calculé avec (GGA-WC) sont plus proches avec les calculs de S.M. Alay-e-Abbas et al. [22] avec la même approximation (GGA-WC), nous remarquons des écarts de (0.058 %, 0.188 %) (0.428 %, 0.016 %) (-0.505 %, 1.147 %), et (-0.846 %, -0.123 %) respectivement pour BeSe, BeTe, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$. Mais les paramètres (a_0, B_0, B'_0) pour les composés binaires qui sont calculés par GGA-WC s'écartent par rapport aux calculs par GGA-PBE [23] de (-0.614 %, 4.704 %, 1.066 %), (-0.136 %, 5.676 %, 10.22 %), et (-0.636 %, 5.475 %, 0.000 %) pour BeS, BeSe, et BeTe, respectivement. On remarque aussi que nos calculs de (a_0, B_0, B'_0) pour les composés binaires sont en accord avec les résultats expérimentaux [24] et en particulier les paramètres des réseaux, la différence est de (-0.205 %, -7.161 %, 8.285 %), (0.058 %, -13.58 %, -0.25 %), et (0.0712 %, -10.314 %, -5.000 %) respectivement pour BeS, BeSe, et BeTe, qui signifie que nos résultats sont très significatifs par rapport aux résultats expérimentaux. Toutefois, l'augmentation des paramètres a_0 des composés ternaires $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ est due au fait que le rayon ionique de l'atome Cr est supérieur à celui de l'atome Be.

Les modules de compressibilité (B_0) des composés BeS, BeSe, et BeTe sont supérieurs aux ceux des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$, cela signifie que ces derniers sont facilement compressibles par rapport aux composés binaires.

En conclusion, les calculs des paramètres d'équilibre $\{a_0, B_0, B'_0\}$ déterminés avec les méthodes précitées, montrent le bon accord avec les travaux théoriques [22] pour les composés ternaires, et également la bonne concordance avec les travaux expérimentaux [24] pour les paramètres des réseaux des composés binaires.

Table (IV -1) : Paramètres d'équilibre (a_0, B_0, B'_0) des matériaux BeS, BeSe, BeTe, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$

Composé	a_0 (Å)	B_0 (GPa)	B'_0
BeS	4.850	97.48	3.79
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$	4.965	92.32	4.32
BeSe	5.143	79.68	3.99
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$	5.313	74.94	4.29
BeTe	5.624	59.91	3.80
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$	5.741	56.46	4.43
Autres calculs			
BeS	4.88 [23] 4.86 [24]	93.1 [23] 105.0 [24]	3.75 [23] 3.50 [24]
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$	-	-	-
BeSe	5.14 [22] 5.15 [23] 5.14 [24]	79.53 [22] 75.40 [23] 92.20 [24]	- 3.62 [23] 4.00 [24]
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$	5.34 [22]	74.09 [22]	-
BeTe	5.60 [22] 5.66 [23] 5.62 [24]	59.90 [22] 56.80 [23] 66.80 [24]	- 3.80 [23] 4.00 [24]
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$	5.79 [22]	56.53 [22]	-

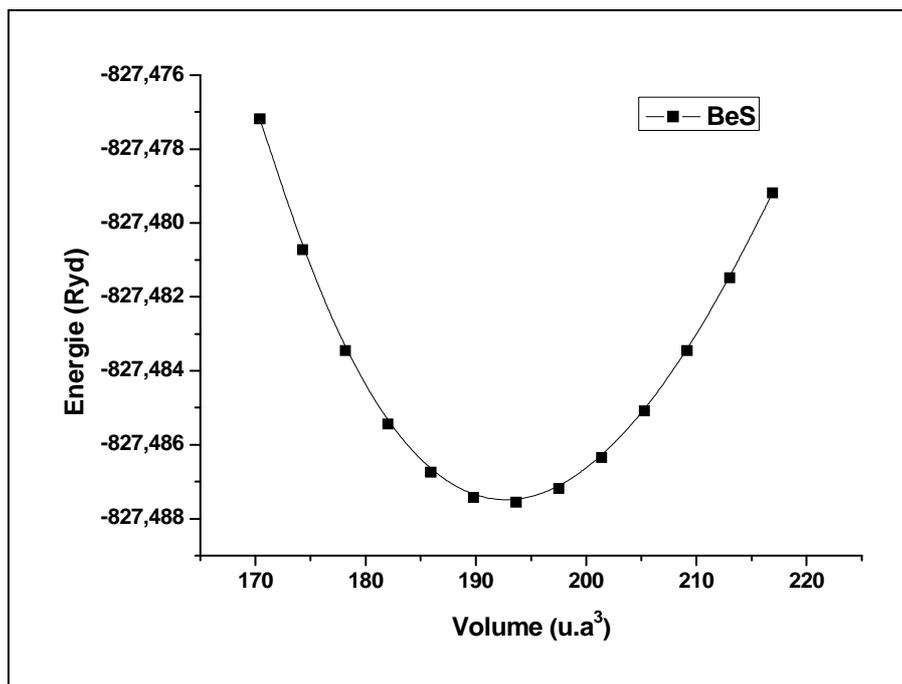


Figure IV.5 : Variation de l'énergie totale de BeS en fonction du volume.

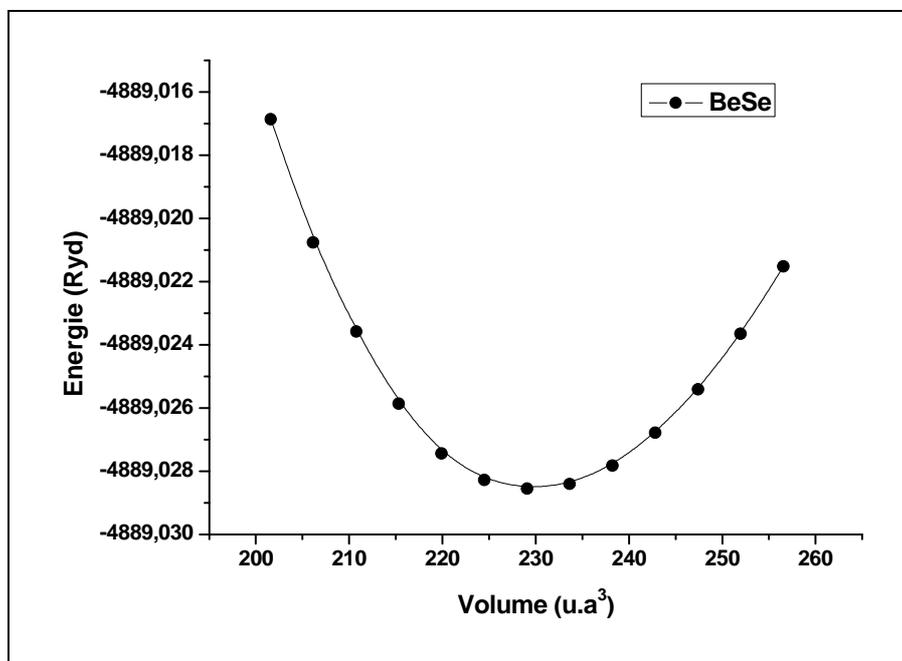


Figure IV.6 : Variation de l'énergie totale de BeSe en fonction du volume.

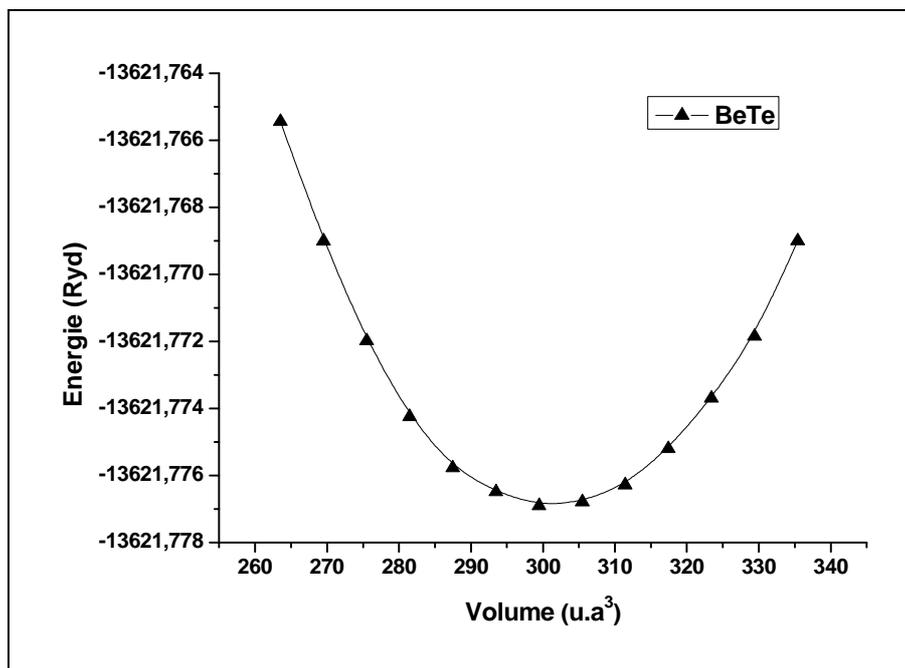


Figure IV.7 : Variation de l'énergie totale de BeTe en fonction du volume.

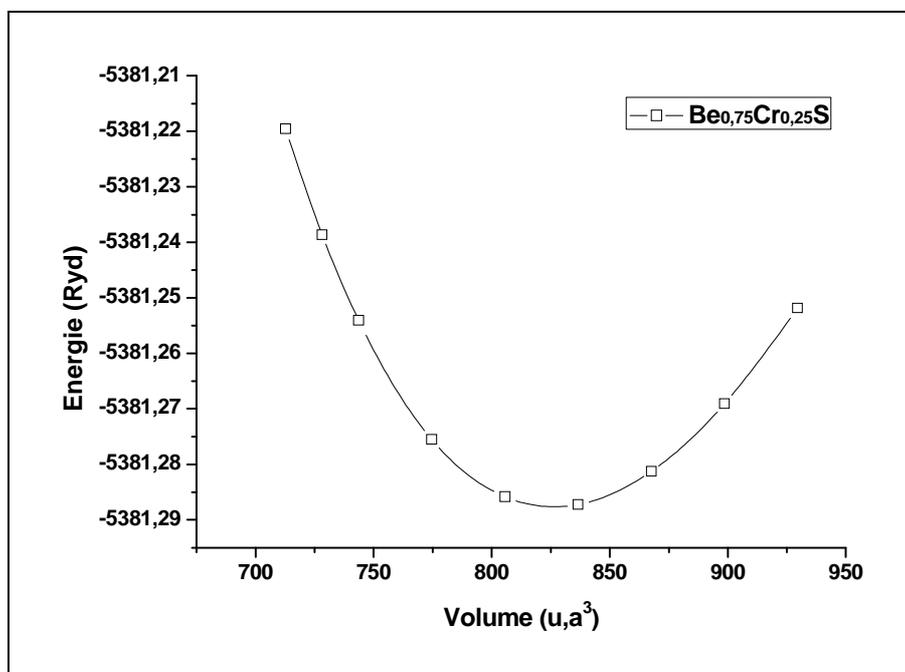


Figure IV.8 : Variation de l'énergie totale de Be_{0.75}Cr_{0.25}S en fonction du volume.

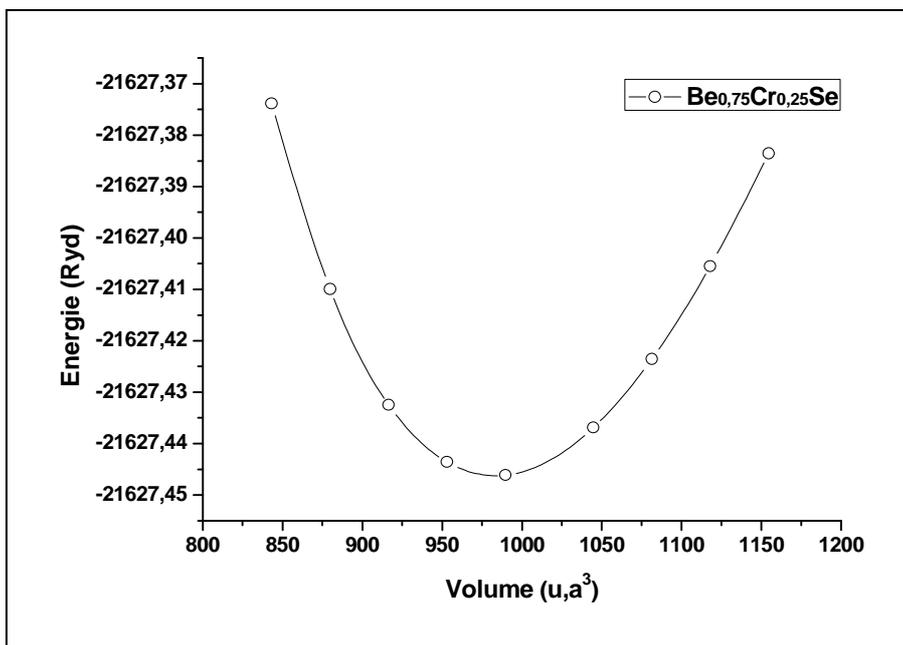


Figure IV.9 : Variation de l'énergie totale de Be_{0.75}Cr_{0.25}Se en fonction du volume.

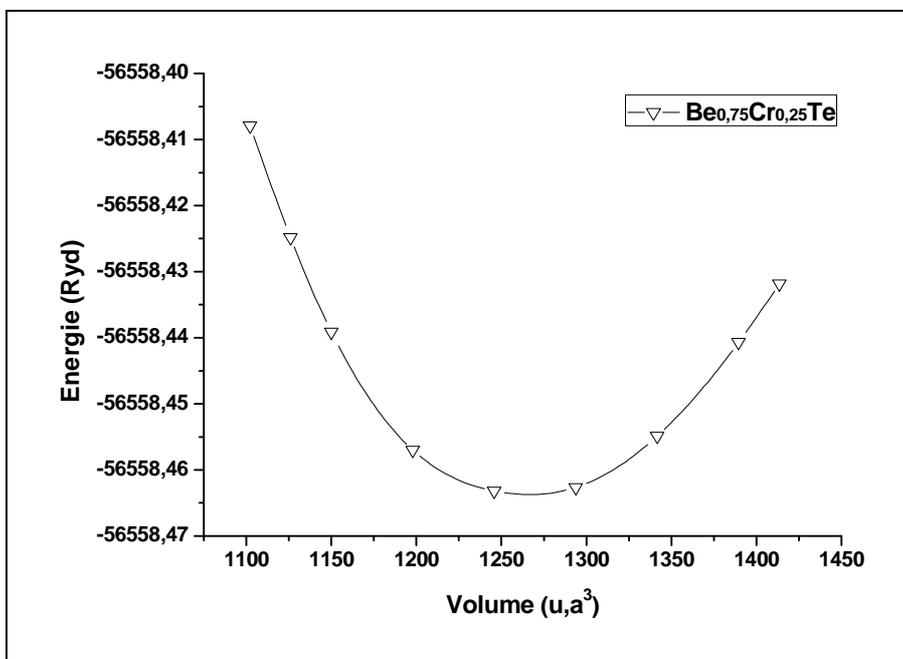


Figure IV.10 : Variation de l'énergie totale de Be_{0.75}Cr_{0.25}Te en fonction du volume.

IV-4. Propriétés électroniques des composés

$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$:

IV-4.1. La densité d'états électroniques (D.O.S) :

Les constantes des réseaux théoriques sont utilisées pour calculer les densités d'états électroniques (*DOS*) et les structures des bandes en spin polarisé des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($\text{Z} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$). Les densités d'états électroniques sont calculées par une simple technique d'histogramme qui nécessite beaucoup de points k [25]. Les courbes de la densité d'états en spin polarisé totale et partielle des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ sont illustrées par les figures (IV-11), (IV-12), et (IV-13).

Divers travaux ont été effectués sur le calcul des premiers principes [22, 26, 27, 28] concernant les matériaux BeS, BeSe, et BeTe dans la structure zinc blende (B3) dopés par les atomes de transition (V, Cr, Mn). Le point essentiel de la PDOS dans ces travaux, réside en particulier dans l'hybridation entre les états 3d (V, Cr, Mn) et les états p (S, Se, Te) pour les spins majoritaire. L'étude par l'approximation (GGA-WC) des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ [22], $\text{Be}_{0.875}\text{V}_{0.125}\text{S}$, $\text{Be}_{0.875}\text{V}_{0.125}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.875}\text{V}_{0.125}\text{Te}$ [28] a montré clairement la création d'une forte hybridation entre les orbitales p (S, Se, Te) avec l'orbitale 3d de l'atome de métal de transition (Cr, V) dans la région anti-liante des spins majoritaires, qui domine le niveau de Fermi E_F .

Dans $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($\text{Z} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$) l'atome Cr est substitué sur le site cationique de Be, sous l'effet du champ cristallin tétraédrique formé par l'ion ($\text{Z} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$), les orbitales 3d (Cr) subissent une levée de dégénérescence des niveaux électroniques, et se répartissent en deux groupes séparés par l'énergie du champ cristallin; un triplet des états de haute énergie t_{2g} (d_{xy}, d_{xz} et d_{yz}) et un doublet des états de basse énergie

e_g (d_{x^2} and $d_{x^2-y^2}$) symétriques [29]. les PDOS des figures (IV-11), (IV-12), et (IV-13) montrent que les états t_{2g} se situent au-dessus des états e_g , ce qui indique que l'atome (Cr) est située dans un environnement tétraédrique, où l'énergie des états e_g est inférieure à l'énergie des états t_{2g} à cause de la réduction d'interaction de Coulomb [30].

Les PDOS des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($Z = \text{S, Se, Te}$), montrent qu'il existe une forte hybridation entre les états 3d (Cr) et p (S, Se, Te) qui forme la bande de valence des semiconducteurs hôtes. Cela crée les états liants (*bonding states*) (t^b) dans les bandes de valence et les états anti-liants (*anti-bonding states*) (t^a) dans la bande interdite (*band gap*). D'autre part, les états e_g s'étendent à la région interstitielle, d'où on remarque qu'une faible l'hybridation résulte entre ces états et la bande de valence, cela crée les états non-liants (*non-bonding states*) (e) dans la bande interdite [31].

Les DOS totales des trois matériaux montrent que la partie supérieure de la bande de valence des spins majoritaires et la partie inférieure de la bande de conduction des spins minoritaires est dominé par les états 3d de métal de transition (Cr). Aussi les figures les PDOS montrent que les spins majoritaires sont métalliques, car il existe une forte hybridation entre les orbitales (S, Se, Te) et l'orbitale 3d- t_{2g} (Cr) dans les états des anti-liants qui domine le gap. Cette hybridation domine la partie supérieure des états de la bande de valence, elle est située entre (-0.91 eV et 0.35 eV), (-8.5 eV et 0.39 eV), et (-0.78 eV et 0.46 eV) pour $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$, respectivement.

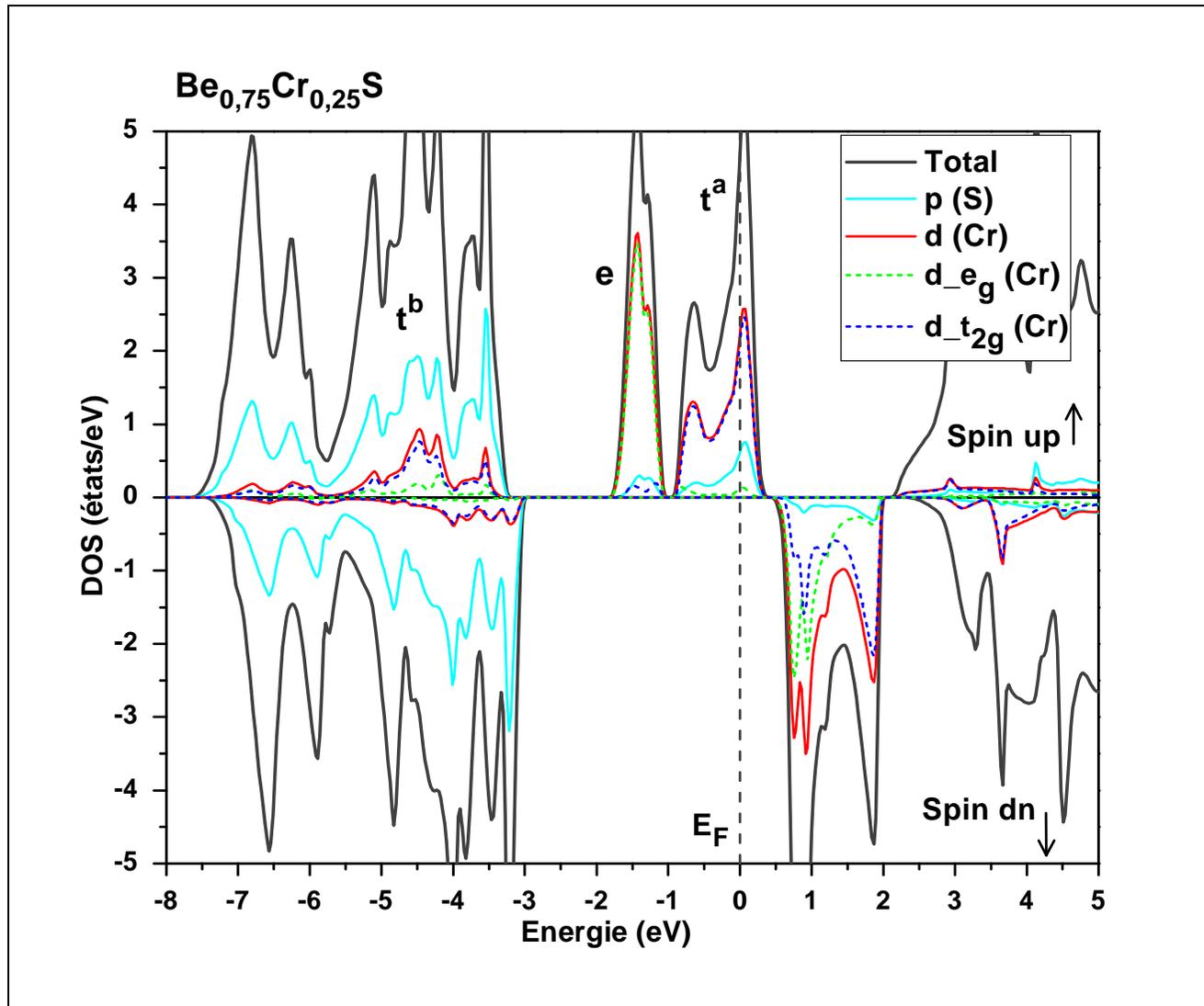


Figure (IV-11) : Les DOS totales et partielles des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$

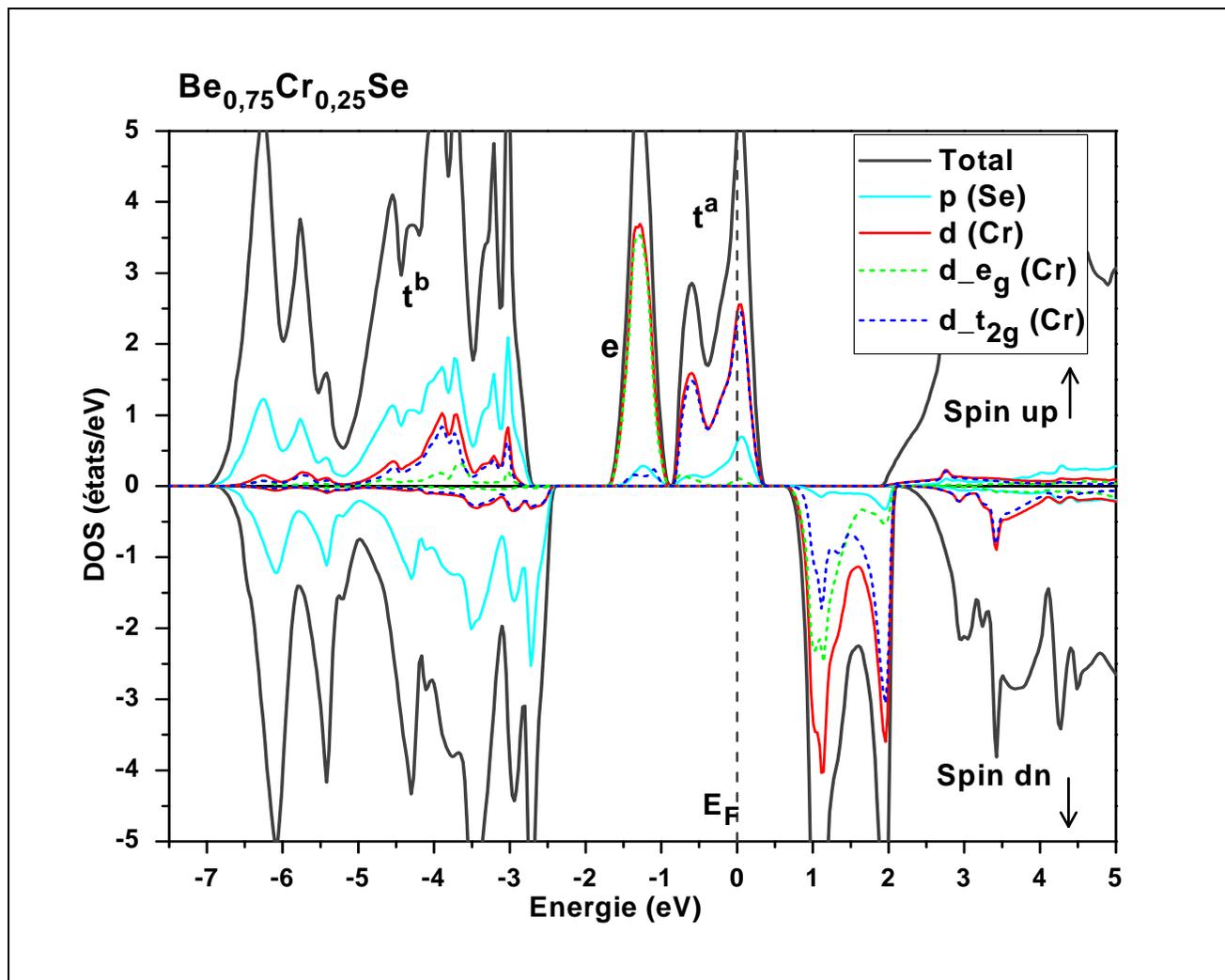


Figure (IV-12): Les DOS totales et partielles des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$

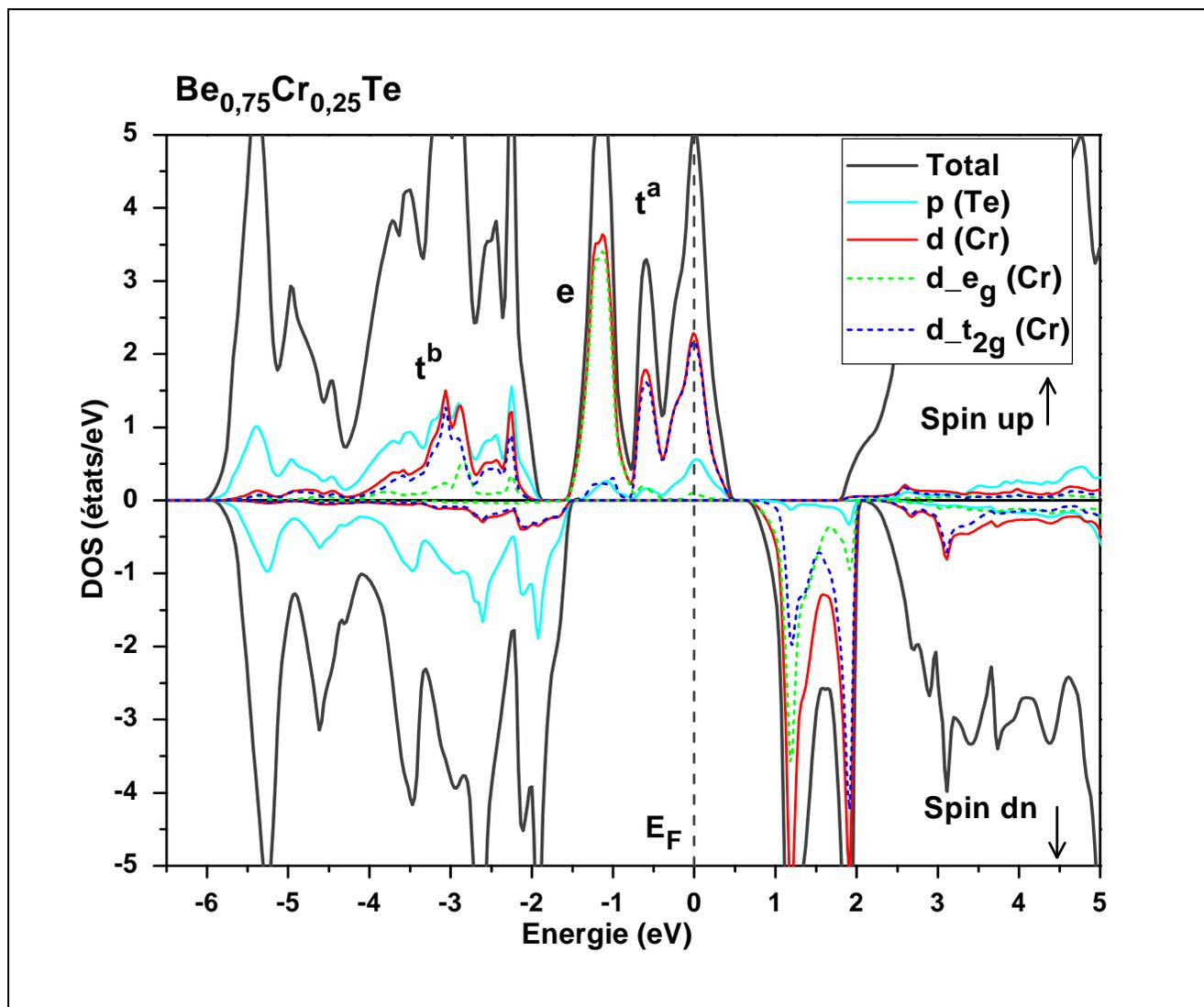


Figure (IV-13) : Les DOS totales et partielles des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$

K. Sato et al. [31], ont étudié les propriétés ferromagnétiques de *GaN* dopé avec les métaux de transition (*V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni*), et ils ont prédit qu'il existe quatre types de mécanismes magnétiques qui déterminent le magnétisme dans les DMS à base de *GaN*;

(i) L'interaction double d'échange ferromagnétique dans laquelle les états anti-liants (t^a) sont partiellement occupés par les électrons.

(ii) L'interaction super-échange antiferromagnétique dans laquelle les états anti-liants (t^a) sont complètement occupés,

(iii) ou l'interaction super-échange ferromagnétique dans laquelle les états non-liants (e) sont complètement occupés et les états anti-liants (t^a) sont inoccupés par les électrons.

(iv) L'interaction d'échange directe basé sur l'interaction de Alexander-Anderson-Moriya dans la quelle les états ($3d - MT$) sont à demi-remplis.

En outre et selon K. Sato et al [32], le magnétisme des DMS est expliqué la règle: l'état ferromagnétique est stable par le mécanisme de double échange lorsque les états anti-liants délocalisés (t^a) sont partiellement occupés. Dans notre étude lorsque l'atome Cr est substitué sur le site cationique de Be, elle contribue à la bande de valence trois électrons, par conséquent la configuration électronique de cette atome dans les composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($Z = \text{S, Se, Te}$) devient Cr^{+3} ($3d^4 - e_g^2 t_{2g}^2$). Il résulte que les états 3d sont partiellement remplis, car les états e_g sont totalement remplis par deux électrons, tandis que les états t_{2g} sont partiellement remplis par deux électrons, ces électrons non appariés conduit à la création d'un moment magnétique totale égal à $4u_B$ (u_B est le magnéton de Bohr). Aussi l'hybridation des états anti-liants de l'orbitale 3d avec les états p ($Z = \text{S, Se, Te}$) stabilise l'état fondamental ferromagnétique associé avec le mécanisme de double échange [33].

IV-4.2. Structure de bande :

Les structures de bande en spin polarisé pour les différents points de haute symétrie dans la zone de Brillouin des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$, et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ sont données respectivement par les figures (IV-14), (IV-15) et (IV-16). Le point commun entre eux est que les spins majoritaires révèlent un caractère métallique, et semiconducteur pour les spins minoritaires. En conséquence, ces composés sont des matériaux ferromagnétiques demi-métalliques avec une polarisation en spin magnétique de 100%, et semblent être de bons candidats pour les applications de spintronique.

En outre, à cause du forte l'hybridation p-d des spins majoritaires sont métallique et spins minoritaires sont semiconducteurs, ce qui conduit à création d'un gap demi-métallique G_h dans les états des spins minoritaires. Il est déterminé comme étant le minimum entre l'énergie la plus basse des spins majoritaires et (*spins minoritaires*) des bandes de conduction (BC) par rapport au niveau de Fermi, et les valeurs absolues de l'énergie la plus élevée des spins majoritaires et (*spins minoritaires*) des bandes de valence (BV) [34]. Le tableau IV-2 représente les calculs des énergies des gaps demi-métalliques ferromagnétiques $E_g(eV)$ et les gaps demi-métalliques $G_h(eV)$ des spins minoritaires des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$, qui sont consistants avec le travail théorique de S.M. Alay-e-Abbas et al. [22] pour les deux derniers matériaux pour les deux derniers matériaux. On remarque que pour les spins minoritaires, le minimum de la BC et le maximum de la BV est situé au point gamma Γ , qui signifie que ces spins montrent un gap demi-métallique ferromagnétique direct. Cependant, (E_g) diminue de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$ vers $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$, mais contrairement pour le gap demi-métallique G_h , qui augmente de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$ vers $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ comme le montre le tableau IV.2.

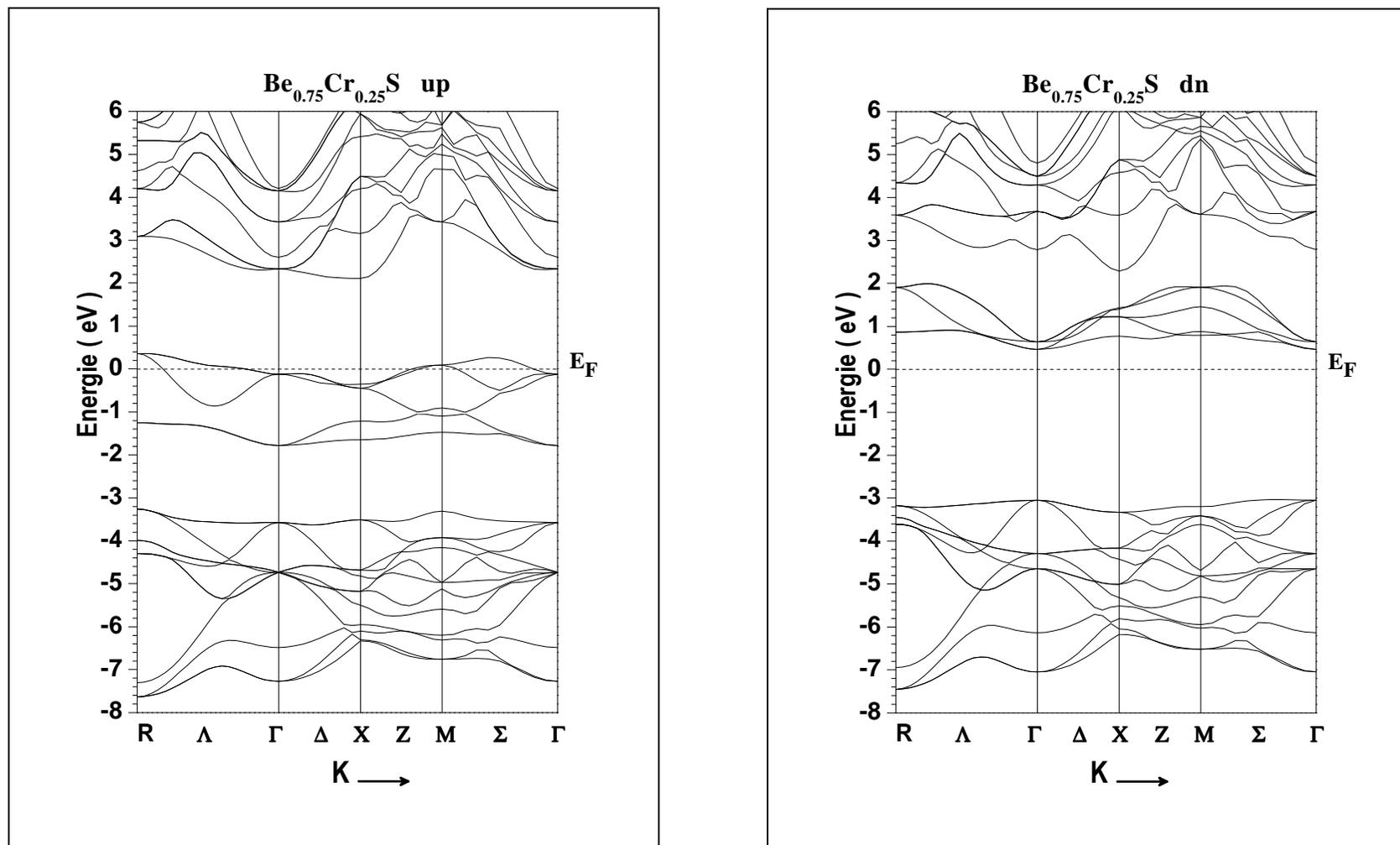


Figure (IV-14) : Les structures des bandes des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$

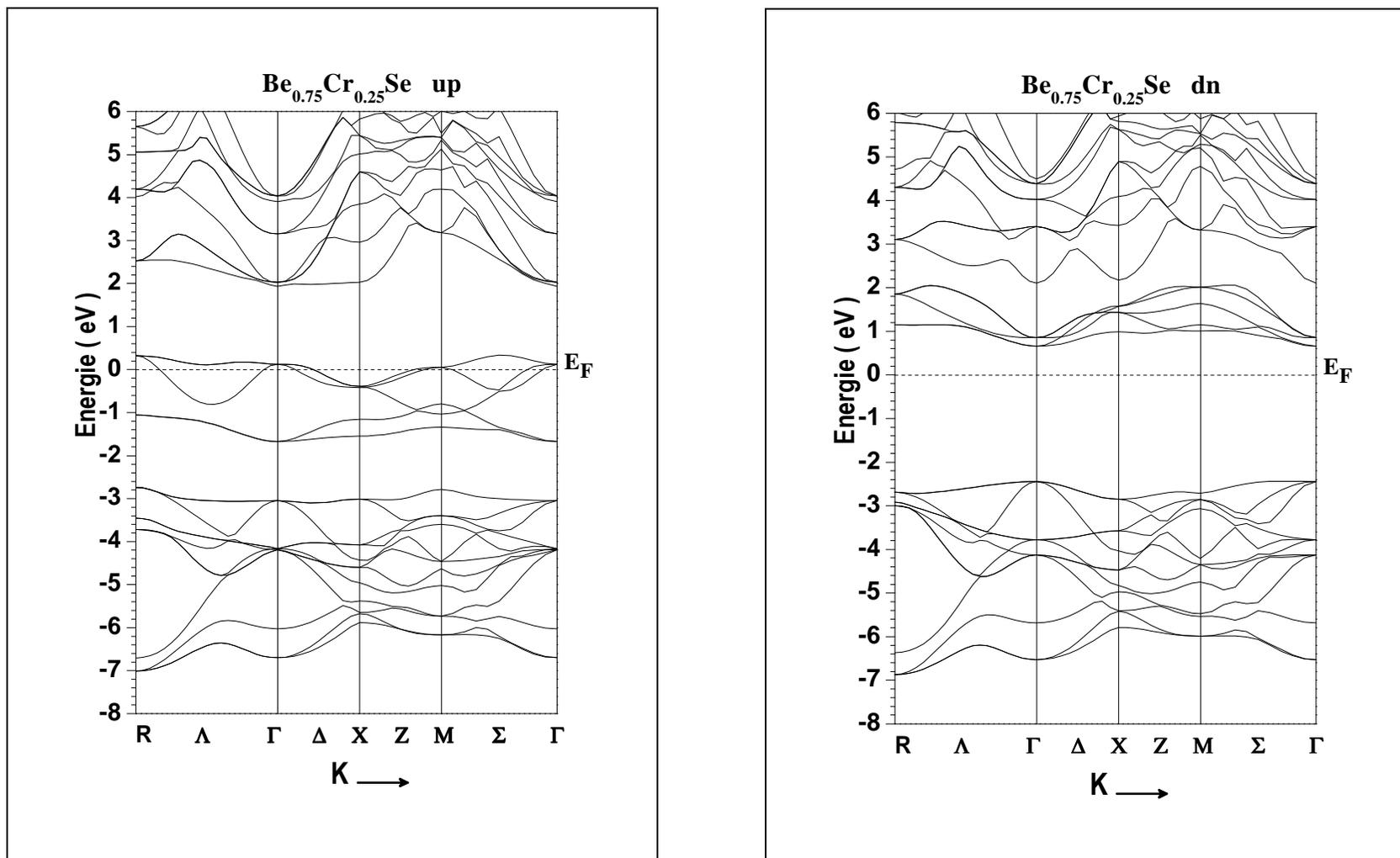


Figure (IV-15) : Les structures des bandes des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$

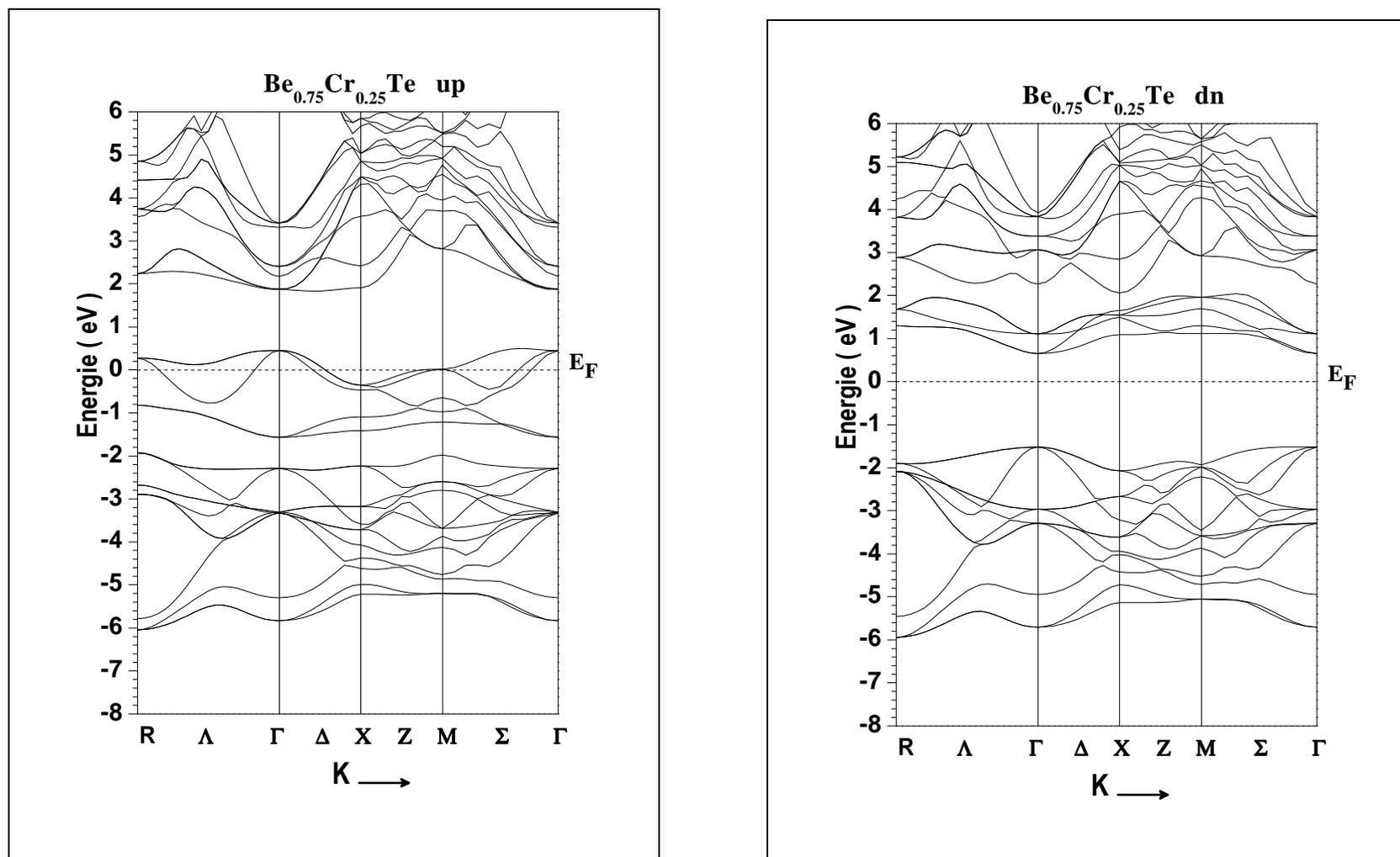


Figure (IV-16) : Les structures des bandes des spins majoritaires (up) et spins minoritaires (dn) de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$

Tableau IV.2 :

Les calculs des gaps demi-métalliques ferromagnétiques $E_g(eV)$ et les gaps demi-métalliques $G_{\hbar}(eV)$ des spins minoritaires des composés $Be_{0.75}Cr_{0.25}S$, $Be_{0.75}Cr_{0.25}Se$ et $Be_{0.75}Cr_{0.25}Te$.

Composé	$E_g(eV)$	$G_{\hbar}(eV)$
$Be_{0.75}Cr_{0.25}S$	3.514	0.466
$Be_{0.75}Cr_{0.25}Se$	3.113 3.110 [22]	0.656 0.780 [22]
$Be_{0.75}Cr_{0.25}Te$	2.172 2.140 [22]	0.652 0.640 [22]

IV-5. Propriétés magnétiques des composés

$Be_{0.75}Cr_{0.25}S$, $Be_{0.75}Cr_{0.25}Se$, et $Be_{0.75}Cr_{0.25}Te$:

IV-5.1. Moments magnétiques :

Le tableau IV.3 représente les calculs des moments magnétiques totaux et locaux (*MML*) dans les sphères de muffin tin et dans les sites interstitiels des atomes (Cr, Be, S, Se, Te) dans les composés $Be_{0.75}Cr_{0.25}S$, $Be_{0.75}Cr_{0.25}Se$ et $Be_{0.75}Cr_{0.25}Te$ avec d'autres résultats théoriques [22]. A cause de l'interaction d'échange p-d, nous observons que les spins minoritaires de l'orbitale 3d (Cr) sont vide, tandis que pour les spins majoritaires sont partiellement remplis par quatre électrons, cela crée un moment magnétique total égal à 4 μ_B . La contribution principale du moment magnétique total est due au moment magnétique de Cr, et à cause de l'hybridation p-d, des petites contributions des moments magnétiques sont induites sur les autre sites (Be, S, Se, Te) et interstitiels.

Les calculs des moments magnétiques totaux et locaux des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ montrent le bon accord avec les résultats théoriques de S.M. Alay-e-Abbas et al [22] pour les deux derniers matériaux. Aussi on remarque que les moments magnétiques locaux de (Se, Te) sont négatifs, qui indique que l'interaction est antiferromagnétique entre les moments des spins de Cr et les moments des spins des atomes (Se, Te). D'autre part l'interaction ferromagnétique est observée entre les moments des spins des atomes (Cr) et les moments des spins des atomes (S, Be).

Tableau IV.3 :

Moment magnétique total et local (*en magnéton de Bohr u_B*) à l'intérieur des sphères de muffin tin et dans les sites interstitiels des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$.

Composé	Totale (u_B)	Cr (u_B)	Be (u_B)	(S / Se / Te) (u_B)	Interstitiel (u_B)
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$	4.00	2.826	0.172	0.046	0.965
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$	4.00 4.00 [22]	3.123 3.220 [22]	0.158 0.060 [22]	- 0.044 - 0.010 [22]	0.764
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$	4.00 4.00 [22]	3.312 3.420 [22]	0.182 0.060 [22]	- 0.094 - 0.030 [22]	0.602

IV-5.2. Constantes d'échanges :

Les structures de bande demi-métalliques des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ dopés par une seule impureté Cr sont utilisées pour calculer deux paramètres importants, les constantes d'échange ($N_0\alpha$) qui présente l'interaction d'échange $s-d$ entre les électrons les états s (S, Se, Te) de conduction et les moments $3d$ de Cr, et les constantes d'échange ($N_0\beta$) qui présente l'interaction d'échange $p-d$ entre les états p de la bande de valence des atomes (S, Se, Te) et les moments de $3d$ de Cr.

Ces constantes d'échange sont déterminées à partir de la théorie du champ moyen par les expressions suivantes [35] :

$$N_0\alpha = \frac{\Delta E_c}{x\langle S \rangle}$$

$$N_0\beta = \frac{\Delta E_v}{x\langle S \rangle}$$

où $\Delta E_c = E_c^\downarrow - E_c^\uparrow$ est le splitting de spin des bandes de conduction et $\Delta E_v = E_v^\downarrow - E_v^\uparrow$ est le splitting de spin des bandes de valence au point de symétrie Γ des structures de bande de ces composés, (x) est la concentration de l'atome de chrome Cr, et $\langle S \rangle = 2$ est la moitié de la magnétisation totale calculée pour le dopage au Cr [35].

Nos calculs des constantes d'échange des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ sont présentés dans le tableau IV.4 avec d'autres résultats théoriques [22]. Ils sont consistants avec ces résultats pour les composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$. Le tableau IV.4 montre que $N_0\alpha$ diminue de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$ vers $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ par contre $N_0\beta$ augmente de $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$ vers $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$. Nous remarquons que la constante $N_0\beta$ est négative, qui indique que le couplage d'échange $p-d$ entre l'atome Cr et la bande de valence est antiferromagnétique dans les composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($Z = \text{S, Se, Te}$). Tandis que le couplage d'échange $s-d$ dans les composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Z}$ ($Z = \text{S, Se, Te}$) entre l'atome Cr et la bande de conduction est ferromagnétique car la constante $N_0\alpha$ est positive, cela confirme la nature ferromagnétique des composés que nous avons étudiés.

Tableau IV.4 :

Les calculs de splitting de spin des bandes de conduction et de valence ΔE_c et ΔE_v , et les constantes d'échange $N_0\alpha$ et $N_0\beta$ des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$.

Composé	ΔE_c (eV)	ΔE_v (eV)	$N_0\alpha$	$N_0\beta$
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$	1.861	- 2.929	3.722	- 5.858
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$	1.280	- 2.568	2.560 2.240 [22]	- 5.136 - 5.260 [22]
$\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$	1.226	- 1.970	2.452 2.220 [22]	- 3.940 - 3.800 [22]

Bibliographie (Chapitre IV)

- [1] K. Schwarz, P. Blaha, *Comput. Mater. Sci.* 28, 259 (2003).
- [2] K. Schwarz, P. Blaha, G.K.H. Madsen, *Comp. Phys. Commun.* 147, 71 (2002).
- [3] C. Hébert, *Micron* 38, 12–28 (2007).
- [4] P. Dufek, P. Blaha and K. Schwarz, *phys. Rev. Lett.* 75, 3545 (1995).
- [5] K. Schwarz, C. Ambrosch–Draxl, and P. Blaha, *Phys. Rev.* B42, 2051 (1990).
- [6] B. Kohler, P. Ruggerone, S. Wilke, and M. Scheffler, *Phys. Rev. Lett.* 74, 1387 (1995).
- [7] X. G. Wang, W. Weiss, S. K Shaikhutdinov, M. Ritter, M. Petersen, F. Wagner, R. Schlgl, and M. Scheffler *Phys. Rev. Lett.* 81, 1038 (1998).
- [8] B. Kohler, S. Wilke, M. Scheffler, C. Ambrosch–Draxl, *Comp. Phys. Commun.* 94, 31 (1996).
- [9] P. Blaha, K. Schwarz, G.K.H. Madsen, D. Kvasnicka, J. Luitz, *An augmented plane wave plus local orbitals program for calculating crystal properties*, Vienna University of Technology, Austria, ISBN 3–9501031–1–2, (2001)
- [10] Shiwu Gao, *Computer Physics Communications* 153, 190–198 (2003)
- [11] Max Petersen, Frank Wagner, Lars Hufnagel, Matthias Scheffler, Peter Blaha, Karlheinz Schwarz, *Computer Physics Communications* 126, 294–309 (2000).
- [12] P. Hohenberg and W. Kohn, *Phys. Rev.* 136, B 864 (1964).
- [13] W. Kohn and L. J. Sham, *Phys. Rev.* 140: A1133–A1138, (1965).
- [14] A. Canning , W. Mannstadt , A.J. Freeman, *Computer Physics Communications* 130, 233–243 (2000).
- [15] Karlheinz Schwarz, *Journal of Solid State Chemistry* 176, 319–328, (2003)
- [16] Z. Wu, R.E. Cohen, *Phys. Rev. B* 73, 235116 (2006)
- [17] D. J. Singh, *Plane waves, pseudopotentials and the LAPW method*, Kluwer Academie Publishers, Boston, (1994).
- [18] H. J Monkhorst and J.D pack, *Phys. Rev.* B13, 5188 (1976).
- [19] F. D Murnaghan, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* 30 ; 5390 (1944).

- [20] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin. Solid State Physics, Saunders College, Philadelphia, (1976).
- [21] H. Luo, K. Ghandehari, R.G. Greene, and A.L. Ruoff, Phys. Rev. B 52: 7058, 1995.
- [22] S.M. Alay-e-Abbas, Kin Mun Wong, N.A. Noor, A. Shaukat, Yong Lei, Solid State Sci. 14, 1525 (2012)
- [23] L. Guo, G. Hu, S. Zhang, W. Feng, Z. Zhang, J. Alloys Compd. 561, 16 (2013)
- [24] O. Madelung (Eds.), Semiconductors. Others than Group IV Elements and III-V Compounds, Data in Science and Technology Series vol. VIII, Springer-Verlag, Berlin, 1992.
- [25] P. E. Blochl, O. Jepsen, and O. K. Anderson, Phys. Rev B 49, 16223 (1994).
- [26] Jian Li, Xueli Xu, Yong Zhou, Ming Zhang, Xian Luo, J. Alloys Compd. 575, 190-197 (2013)
- [27] N.A. Noor, S.M. Alay-e-Abbas, Y. Saeed, S.M. Ghulam Abbas, A. Shaukat, J. Magn. Mater. 339, 11 (2013)
- [28] B. Doumi, A. Tadjer, F. Dahmane, A. Djedid, A. Yakoubi, Y. Barkat, M. Ould Kada, A. Sayede, L. Hamada, J. Supercond. Nov. Magn. **27**, 293 (2014)
- [29] X.Y. Cui, B. Delley, A.J. Freeman, C. Stampfl, Phys. Rev. Lett. 97 (2006)016402
- [30] R. Singh, J. Magn. Mater. 322 (2010) 290.
- [31] K. Sato, P. H. Dederichs, K. Araki, H. Katayama-Yoshida, Phys. Stat. Sol. (c) 0. 7 (2003) 2855.
- [32] K. Sato, H. Katayama-Yoshida, Jpn. J. Appl. Phys. 40 (2001) L485.
- [33] H. Akai, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 3002.
- [34] K.L. Yao, G.Y. Gao, Z.L. Liu, L. Zhu, Solid State Commun. 133 (2005) 301.
- [35] S. Sanvito, P. Ordejon, N.A. Hill, Phys. Rev. B 63 (2001) 165206.

Conclusion générale :

Les calculs de premier principe de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) utilisant la méthode des ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) introduite dans le code WIEN2k, nous a fourni des résultats intéressants sur les propriétés structurales, électroniques et magnétiques des composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$.

Par l'utilisation de l'approximation GGA-WC nous avons pu reproduire les paramètres de l'état fondamental tels que le paramètre du réseau, le module de compressibilité, la première dérivée du module de compressibilité de chaque matériau. Confrontés à d'autres travaux théoriques, nos résultats paraissent très significatifs qualitativement par rapport aux travaux théorique avec l'approximation GGA-WC.

Le calcul des structures électroniques nous a fourni des significations très intéressantes qui nous ont permis de constater en détails, le caractère demi-métallique ferromagnétique de ces matériaux. Cette constatation a montré que les spins majoritaires sont métalliques a cause de l'existence d'une forte hybridation entre les états p des atomes (S, Se, Te) et les états 3d de l'atome de chrome (Cr) qui dominant le niveau de Fermi. Tandis que les spins minoritaires sont semiconducteurs, qui sont caractérisés par un gap demi-métallique. Quant aux calculs des propriétés magnétiques, le moment magnétique total pour chaque composé est un nombre entier égal à $4 \mu_B$, ce qui confirme le caractère demi-métallique des matériaux étudiés.

En fin les composés $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{S}$, $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Se}$ et $\text{Be}_{0.75}\text{Cr}_{0.25}\text{Te}$ sont des matériaux demi-métalliques ferromagnétiques avec une polarisation en spin magnétique égale a 100 %, et ils peuvent être des candidats potentiels pour l'utilisation dans le domaine de la spintronique.

Résumé

Dans ce travail, nous étudions les propriétés structurales, électroniques et magnétiques des composés $Be_{1-x}Cr_xS$, $Be_{1-x}Cr_xSe$ et $Be_{1-x}Cr_xTe$ à la concentration $x = 0,25$ dans la structure zinc blende (B3) par utilisation des calculs du premier-principe de la théorie fonctionnelle de la densité (DFT). Dans nos calculs, nous utilisons le code WIEN2k basé sur la méthode des d'ondes planes augmentées linéarisées (FP-LAPW) avec l'approximation du gradient généralisé proposé en 2006 par Z. Wu, R.E. Cohen.

Les propriétés de l'état fondamental, tels que le paramètre de réseau, le module de compressibilité et sa première dérivée des composés sont calculées et comparées avec d'autres travaux théoriques et expérimentaux. En outre, les calculs des structures électroniques des composés $Be_{0.75}Cr_{0.25}Z$ ($Z = S, Se, Te$) tels que les densités d'états électroniques et les structures des bandes montrent que les états des spins minoritaires sont semiconducteurs, tandis que les états des spins majoritaires sont métalliques. D'autre part, l'aimantation totale égale à $4 \mu_B$, ce qui confirme la nature demi-métalliques des composés $Be_{0.75}Cr_{0.25}Z$ ($Z = S, Se, Te$). Par conséquent, ces composés sont demi-métalliques ferromagnétiques avec une polarisation en spin magnétique de 100%, et semblent être des candidats potentiels pour des applications de l'électronique de spin.

Mots clés: FP-LAPW, WIEN2k, propriétés ferromagnétiques, BeZ ($Z = S, Se, Te$) dopés par Cr.

Abstract

In this work we investigate the structural, electronic, and magnetic properties of $Be_{1-x}Cr_xS$, $Be_{1-x}Cr_xSe$, and $Be_{1-x}Cr_xTe$ at concentration $x = 0.25$ in the zinc blende structure (B3), using the first-principle calculations of the density functional theory (DFT). In our calculations, we employ the code WIEN2k based on the linearized augmented plane wave method (FP-LAPW) with the generalized gradient approximation proposed in 2006 by Z. Wu, R.E. Cohen.

The ground state properties such as the lattice parameter, bulk modulus and its pressure derivative of compounds are calculated and compared with others theoretical and experimental data. In addition, the calculated of electronic structures such as density of states and band structures shows that minority-spin states are semiconductors, while the majority-spin states are metallic. On the other hand the total magnetization is $4 \mu_B$, which confirms the half-metallic nature of $Be_{0.75}Cr_{0.25}Z$ ($Z = S, Se, Te$) compounds. Therefore, these compounds are half-metallic ferromagnets with a magnetic spin polarization of 100% and seem to be potential candidates for spintronic applications.

Keywords: FP-LAPW, WIEN2k, ferromagnetic properties, Cr-doped BeZ ($Z = S, Se, Te$).