



UNIVERSITE IBN ZOHR

CENTRE DES ETUDES DOCTORALES IBN ZOHR

Formation doctorale

Faculté des Sciences d'Agadir

THESE

Présenté par

ABDELFATTAH NARJIS

Pour l'obtention de grade de

DOCTEUR de l'Université Ibn Zohr

Spécialité : Physique du Solide

**Etudes de la magnéto-résistance et du transport électrique dans les alliages
amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ et dans le gaz d'électron n-AlAs à très basses
températures**

Soutenue publiquement le 30 Mars 2013

Composition du jury

A. Zatni, PES	Université Ibn Zohr, Agadir	Président
A. El hichou, PH	Université Cadi Ayyad, Marrakech	Rapporteur
M. Zazoui, PES	Université Hassan II, Mohammedia	Rapporteur
A. Taoufik, PES	Université Ibn Zohr, Agadir	Rapporteur
A. El kaouachi, PES	Université Ibn Zohr, Agadir	Directeur de thèse
H. El idrissi, PES	Université Hassan II, Mohammedia	Examineur
J. Hemine, PES	Université Hassan II, Mohammedia	Examineur

Remerciements

Ce travail a été mené sous la direction de Monsieur le Professeur **ABDELHAMID EL KAAOUACHI** de la Faculté des Sciences Ibn Zohr d'Agadir. Je lui suis infiniment reconnaissant pour son aide constante, ses critiques, et ses suggestions qui m'ont aidé à mener à terme ce travail. Je le remercie énormément pour son encadrement exemplaire, et pour m'avoir permis d'évoluer dans un environnement scientifique riche et pluridisciplinaire.

Je tiens à remercier **Mme AMINA ELIDRISSI**, professeur à l'Université Ibn Zohr et directrice du Centre d'Etudes Doctorales (CED). Sa bonne direction m'a permis non seulement de mener mes recherches scientifiques dans des conditions favorables, mais aussi de bénéficier de formations transversales très importantes

Professeur **ABDELKARIM ZATNI** m'a fait beaucoup l'honneur en acceptant de m'accueillir dans le Laboratoire des Matériaux systèmes et Technologie de l'Information de l'Ecole Supérieure de Technologie d'Agadir. Je lui adresse ma plus grande gratitude.

Je souhaite aussi remercier l'ensemble des professeurs membres du jury de thèse : **MIMOUN ZAZOUI**, **HASSAN EL IDRISSI** et **JAMAL HEMINE**, Professeurs à l'université Hassan II de Casablanca, **AHMED EL HICHOU**, Professeur à l'université Cadi Ayyad de Marrakech et **AHMED TAOUFIK**, Professeur à l'université Ibn Zohr d'Agadir, pour avoir accepté de juger ce travail.

Mes vifs remerciements vont aussi au Professeur **C. J. ADKINS** et **L'EDITEUR de « Institute Of Physics »** de nous avoir permis d'utiliser les mesures publiées dans l'article « K.M. Abkemeier, C.J. Adkins, R. Asal, E.A. Davis, J. Phys. Condens. Matter 4, 91134 (1992) ».

Je ne peu pas oublié l'aide du Professeur **M. SHAYEGAN** et **L'EDITEUR de « American Physical Society of Physics »** qui nous ont permis d'utiliser leurs mesures publiées dans l'article « S.J. Papadakis, M. Shayegan, Phys. Rev. B. **57** (1998) R15068 ».

Toute ma reconnaissance et ma sympathie vont également aux collègues de l'Equipe des Semiconducteurs, de Nanotechnologie et de Programmation Scientifique (ESNPS), **ABDELGHANI SYBOUS**, **SAID DLIMI**, **LHOUSSINE LIMOUNY** et **MOHAMED ERRAI** de leur aide et d'avoir l'esprit du groupe.

Mes vifs remerciements vont également au Docteur **RACHID ABDIA** pour son soutien et son aide qui m'ont facilité la tâche pour avancer dans mes travaux de recherche.

Finalement, je voudrais remercier **MES PARENTS** et **MES FRERES** qui ont toujours été à mes côtés et qui m'ont soutenu tout au long de la durée de mes études. C'est en grande partie grâce à eux que j'ai pu tenir pendant les périodes les plus difficiles, et que ce travail de thèse de doctorat a pu aboutir.

Sommaire

Remerciements	1
Sommaire	2
Introduction générale	6
Chapitre I : Généralités sur les phénomènes de transport électrique dans les systèmes désordonnés en dimensions trois et deux	12
I- Matériaux étudiés	14
I- 1- Silicium amorphe hydrogéné a-Si :H	14
I- 2- Arséniure de gallium GaAs	15
I- 3- Arséniure d'aluminium AlAs	16
II- Conduction électrique dans les solides désordonnés	16
II- 1- Mouvement de l'électron dans un réseau cristallin	16
II- 2- Transition métal isolant	17
II- 2- a- Aperçu sur la théorie des bandes	17
II- 2- b- Dopage	19
II- 2- c- Conductivité classique du Drude	20
III- Transition métal isolant (TMI)	20
III- 1- Modèle d'Anderson	20
III- 2- Modèle de Mott	23
IV- Théorie d'échelle	24
IV- 1- Approche de Thouless : rapport conductivité-taille	24
IV- 2- Effet de la dimensionnalité sur la TMI	26
IV-3- Quelques lois d'échelle pour la conductivité	28
V- Conductivité électrique dans les systèmes fortement désordonnés	29
VI- Comportement métalliques inattendu en dimension deux	30
VI- 1- Observations expérimentales	30
VI- 2- Hypothèses théoriques	34
VI- 2- a- Interactions et mobilité	34
VI- 2- b- Effet du couplage spin-orbite dans un potentiel non symétrique	34
VI- 2- c- Supraconductivité en dimension deux	35
VI- 2- d- Mécanismes de diffusion	35
VI- 3- Extrapolation des courbes expérimentales	36
VI- 4- Comportement universel	37
VI- 5- Effet du champ magnétique parallèle	37
VII- Phénomènes gouvernant l'évolution de la conductivité électrique	38
VII- 1- corrections quantiques au côté métallique de la TMI	38
VII- 1- a- Localisation faible	38
VII- 1- b- Interaction électron-électron	41

VII- 2- Saut à distance variable du côté isolant de la TMI	41
VIII- Conclusion	43
Chapitre II : Dispositif expérimental	51
I- Ensemble cryogénique	52
II- Mesure de la densité des porteurs	53
III- Mesure de la magnétorésistance	54
IV- Chaîne de mesures	54
V- Préparation et mesures sur n-AlAs	56
VI- Echantillon n-GaAs	57
Chapitre III : Conduction par saut à distance variable dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ en dimension trois	58
I- Transport électrique dans les systèmes isolants	60
I- 1- Conduction par effet tunnel à basse température	60
I- 2- Haute température	61
I- 3- Température intermédiaire	62
II- Conduction par saut à distance variable (VRH : Variable Range Hopping)	63
II- 1- Loi de Mott en $T^{-1/4}$	63
II- 2- Loi d'Efros et Shklovskii en $T^{1/2}$: Gap de Coulomb	67
IV- Résultats et discussion	73
IV- 1- Présentation des résultats	74
IV- 1- a- Méthode de Zabrodskii	75
IV- 1- b- méthode du pourcentage de déviation	76
IV- 2- Discussion	82
Chapitre IV : Effet de localisation faible et des interactions électron-électron du côté métallique de la TMI dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$	87
I- Transport électrique dans les métaux désordonnés	89
I- 1- Libre parcours moyenne élastique	89
I- 2- Longueur de diffusion inélastique	90
I- 3- Longueur de cohérence de phase	91
I- 4- Longueur du vecteur de Fermi	91
I- 5- Taille du système et critères de dimensionnalité	91
II- Effet de localisation faible	92
II- 1- Etude phénoménologique	92
II- 2- Probabilité de retour à l'origine	93
II- 2- a- Effet de la température	94
II- 2- b- Effet du champ magnétique	95
II- 2- c- Effet du couplage spin-orbite	95
II- 2- c- α - Fréquence des diffusions spin-orbite élevée	96
II- 2- c- β - Fréquence des diffusions spin-orbite modérée	97
III- Modèles théoriques la localisation faible	97
III- 1- Modèle de Kawabata : Magnétoconductivité positive	97
III- 1- a- Cas du champ magnétique faible	100
III- 1- b- Cas ou le champ est fort	100
III- 2- Modèle de Baxter	101

IV- Interaction électron-électron	102
IV- 1- Contribution orbitale	102
IV- 2- Contribution due à l'effet Zeeman	103
V- Résultats et discussion	104
V- 1- Présentation des résultats	104
V- 1- a- Conductivité en absence du champ magnétique	104
V- 1- b- Temps de diffusion élastique	106
V- 1- c- Magnétoconductivité négative	108
V- 1- c- α - interprétations qualitatives	108
IV- 1- c- β - Localisation faible	109
IV- 1- c- γ - Contribution des interactions électron-électron	110
V- 1- d- Temps de diffusion inélastique	113
V- 2- Discussion	117
Chapitre V : Conductivité électrique dans l'Arséniure d'Aluminium AlAs et dans l'Arséniure de Galium GaAs bidimensionnels	122
I- Le gaz d'électrons bidimensionnel	124
I- 1- Définition	124
I- 2- Réalisation d'un système bidimensionnel	125
I- 2- a- Transistor à effet de champ Si-MOSFET	125
I- 2- b- Hétérostructures GaAs/GaAlAs	126
II- Phénomène de percolation	128
II- 1- Exemples	128
II- 2- Transport électronique et percolation	129
III- Résultats et discussion	131
III-1- Présentation des résultats	131
III- 1- a- Transition métal isolant dans n-AlAs	131
III- 1- b- Transition métal isolant dans n-GaAs	138
III-2- Discussion	143
Conclusion générale	147
Annexe : Travaux de recherche	150

Introduction générale

Les composants électroniques sont des éléments fondamentaux dans le secteur de la technologie et ont une existence quasi confidentielle dans notre vie. En vivant dans une génération d'électricité, depuis notre réveil par l'horloge du téléphone portable jusqu'à l'extinction des lumières, nous sommes environnés d'objets dont les fonctionnalités n'existent que grâce aux composants électroniques fabriquées suite au développement technologique apporté à l'étude de la matière condensée.

Le terme semiconducteur qualifie un corps qui n'est ni un métal ni un isolant. C'est un élément à l'intérieur duquel le courant circule imparfaitement. Sa réponse au champ électrique n'est pas ohmique et sensible aux conditions énergétiques, à savoir, la température, le champ magnétique et les rayonnements solaires. C'est une propriété qui rend les semiconducteurs largement utilisés en électronique pour réaliser des composants tels que les diodes, les transistors ainsi que les circuits intégrés, etc...

L'histoire du sujet est longue et compliquée. Selon G. Bush [Bush89], ce terme fut utilisé par Alessandro Volta en 1782, mais il fallait attendre l'année 1833 pour vivre la première observation documentée d'un effet de semiconducteurs avec Michael Faraday [Faraday33], qui remarqua que la résistance de sulfure d'argent diminue avec la température, ce qui est différent de ce qui fut observé dans les métaux.

Le comportement non ohmique fut observé en 1874 sur des contacts des métaux avec quelques sulfures différents, notamment la galène et la pyrite [Braun74].

En 1879, E. H. Hall [Hall79] découvrit une différence de potentiel dans le cuivre dans la direction perpendiculaire au courant et au champ magnétique. Ce mécanisme de déviation de charges devient un outil de compréhension de processus de conduction, l'interprétation de cet effet permettrait de déterminer la densité des porteurs et leur mobilité.

Les principes scientifiques du transistor à semi-conducteurs ont été posés en 1947 par John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain qui découvrirent l'effet transistor. Cette découverte a conduit par la suite à la fabrication des premiers transistors à base de silicium en 1954, mais c'est la réalisation des premiers circuits intégrés à partir des années soixante (puis des circuits à grande intégration dix ans plus tard) qui a donné un essor décisif à cette industrie.

La distinction fondamentale entre les métaux et les isolants fut proposée par Bethe, Sommerfeld et Bloch 1928/1929. Ils distinguèrent entre les matériaux conducteurs et non conducteurs (isolants). Cependant, en 1937, de Boer et Verwey signalèrent que de nombreux oxydes de métaux de transition (comme l'oxyde d'azote), sont des mauvais conducteurs, souvent isolants. Depuis lors, ces matériaux ainsi que d'autres présentant une transition entre un métal et un isolant sont largement étudiés.

L'étude de la transition métal isolant (TMI) dans les systèmes désordonnés est donc un sujet ancien mais dont de nombreux aspects ne sont toujours pas élucidés. La première explication a été proposée à la moitié du siècle dernier par A. P. Anderson. Il montra que le désordre peut rendre le milieu isolant [Anderson58]. C'est une hypothèse très persistante pour laquelle ce physicien a reçu le prix Nobel en 1977. Pour sa part, N. F. Mott (prix Nobel partagé en 1977) tenta à relier la TMI à la compétition entre l'énergie cinétique des électrons qui tend à les délocaliser et l'énergie de corrélation électronique minimisée quand les électrons s'évitent au maximum [Mott72].

Le rapport entre les propriétés électroniques et la taille du système fut exposé au milieu des années soixante dix. D. J. Thouless [Thouless74 ; Thouless77] commença à formuler une théorie d'échelle qui s'attaque au problème suivant: peut-on prévoir les propriétés d'un échantillon à partir de celles d'un échantillon de taille légèrement différente? Cette théorie fut ensuite développée par E. Abrahams et al. [Abrahams79]. Les arguments y sont d'ordre interférentiel et les fonctions d'ondes électroniques sont localisées par le moindre désordre.

Le sujet fut largement déclenché suite à la première observation de la TMI dans les transistors à effet de champ à base de silicium (Si-MOSFETs) [Kravchenko94]. Cela fut une découverte surprenante car l'observation d'un comportement métallique dans les systèmes bidimensionnels est interdite par la théorie d'échelle [Abrahams79]. Très vite, plusieurs hypothèses théoriques étaient pointées comme susceptibles d'être responsable du comportement métallique. A ce jour cette question n'a toujours pas trouvé de réponse malgré les efforts menés sur les plans théoriques et expérimentaux [Sondhi 97 ; Meir99 ; Stauffer92 ; Tracy09 ; Das Sarma05].

Objectif de la thèse :

Le silicium amorphe et l'arséniure d'aluminium bidimensionnel sont deux composés semiconducteurs qui se prêtent convenablement à l'étude de la TMI dans le cadre du progrès vers leurs utilisations dans l'industrie technologique. Cependant, peu de travaux expérimentaux ont été menés pour décrire les phénomènes du transport électrique dans ces matériaux, notamment aux abords de la TMI.

L'objectif est donc de comprendre les phénomènes quantiques qui interviennent dans le transport électrique de ces matériaux, de manière à retirer les paramètres pertinents et à se situer en amont d'une électronique quantique à basse température.

Plan du manuscrit :

Dans un premier temps nous présentons les modèles théoriques les plus pertinents traitant du transport électrique dans les matériaux en dimensions deux et trois, et des mécanismes de conduction des deux côtés de la TMI sont présentés.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons le dispositif expérimental utilisé en cryogénie et nous décrivons les échantillons traités dans notre travail.

Dans le troisième chapitre, nous appliquons le formalisme mathématique décrivant l'évolution de la conductivité électrique dans les semiconducteurs du côté isolant de la TMI. Les régimes de conduction par saut à distance variable (Variable Range Hopping (VRH)) sont mis en évidence dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ ($y=0.07$; 0.08 ; 0.15 ; 0.17 et 0.23). Des explications physiques sont apportées afin d'expliquer ce régime de VRH, en s'appuyant sur les modèles théoriques cités auparavant.

Le quatrième chapitre est consacré à l'interprétation de l'évolution de la conductivité électrique dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ ($y=0.26$; 0.29 ; 0.50 et 0.52) se situant du côté métallique de la TMI. Une première investigation est menée en l'absence du champ magnétique dans le but de mettre en évidence la TMI gouvernée par le pourcentage du métal (nickel) dans la composition de l'alliage, mais aussi pour vérifier l'exactitude des théories de localisation faible et des interactions électron-électron décrites dans le chapitre I. Ensuite, nous interprétons la magnétoconductivité négative (MCN) dans les alliages amorphes $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{:H}$ et $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$ qui se situent juste au bord de la TMI. Au modèle simple de

Baxter, nous avons ajouté un terme issu des interactions électron-électron dans leur partie orbitale et un terme provenant de l'effet Zeeman. Ce modèle complet est confronté aux mesures expérimentales. Cette investigation contribue à démontrer que les théories des corrections quantiques à la conductivité donnent une description raisonnable dans l'alliage $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$. Grâce à cette opération, nous avons pu évaluer le temps de diffusion inélastique calculé selon différentes approches.

Enfin dans le cinquième chapitre, nous avons étudié le phénomène du transport électrique dans le gaz d'électron composé de l'arséniure d'aluminium AlAs. Le phénomène de percolation est exposé théoriquement comme étant un mécanisme pouvant expliquer l'observation de la TMI à deux dimensions. En effet ce phénomène a été mis en évidence dans ce matériau. Pour comparaison, nous avons réalisé une étude analogue sur l'arséniure de gallium GaAs.

Références de l'introduction générale

- [Abrahams79] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **43** 718, 1979.
- [Anderson58] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109** (1958) 1492.
- [Braun74] F. Braun, Annales der Physik und chemie, **153** (1874) 556-563,
- [Busch89] G. Busch, Eur. J. Phys. **10** (1989) 254-263.
- [Das Sarma05] S. Das Sarma, M.P. Lilly, E.H. Hwang, L.N. Pfeiffer, K.W. West, J.L. Reno, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 136401.
- [Faraday33] M. Faraday, experimental Researches in Electricity. **1** (1839) 122-124,
- [Hall79] E. H. Hall, American Journal of Mathematics. **2** (1879) 287-291.
- [Meir99] Y. Meir Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3506.
- [Mott72] N. F. Mott, Phil. Mag. **26** (1972) 1015.
- [Thouless74] D. J. Thouless, Phys. Rep. **13** (1974) 93.
- [Thouless77] D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1167.
- [Tracy09] L.A. Tracy, E.H. Hwang, K. Eng, G.A Ten Eyck, E.P. Nordberg, K. Childs, M.S. Carroll, M.P. Lilly, S. Das Sarma, Phys. Rev. B. **79** (2009) 235307.
- [Kravchenko94] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio, Phys. Rev. B Solid State. **50** (1994) 8039-8042.
- [Sondhi 97] S. L. Sondhi, S. M. Girvin, J. P. Carini, D. Shahar, Rev. Mod.Phys. **69** (1997) 315.
- [Stauffer92] D. Stauffer, A. Aharony, Introduction to Percolation Theory, (Taylor & Francis, London, 1992).

Chapitre I

Généralités sur les phénomènes de transport électrique dans les systèmes désordonnés en dimensions trois et deux

Résumé du chapitre I

Ce chapitre passe en revue les problèmes théoriques liés au transport électrique des deux côtés de la transition métal isolant (TMI) dans les semiconducteurs.

Les structures cristallographiques des matériaux étudiés dans cette thèse (silicium hydrogéné amorphe, l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium) sont présentées.

Un aperçu sur la théorie des bandes est présenté pour accéder à l'étude bibliographique de la TMI en dimensions trois et deux. Le phénomène est souvent étudié sous le modèle d'Anderson (transition sous l'effet du désordre cristallin critique) et celui de Mott (compétition entre l'énergie cinétique et l'énergie de corrélation).

Dans le pas suivant, nous exposons la théorie d'échelle, selon laquelle, la TMI n'est possible qu'en dimension trois. Cependant, les études récentes menées sur des systèmes d'électrons (ou de trous) bidimensionnels à très basse température rend le problème controversé. Plusieurs hypothèses théoriques tentent à expliquer le comportement métallique en dimension deux, à savoir, l'effet d'interactions électron-électron, le phénomène de supraconductivité et la transition de percolation.

Du côté métallique de la TMI, les corrections apportées à la conductivité électrique, en présence ou en absence du champ magnétique, sont souvent expliquées dans le contexte de deux phénomènes : la localisation faible, phénomène issu des interférences quantiques entre les ondes électroniques sur des chemins fermés de diffusion et les interactions électron-électron qui sont à intérêt important.

Du côté isolant de la TMI, l'évolution de la résistivité électrique avec la température donne une idée claire sur la densité électronique au voisinage du niveau de Fermi, et permet de mettre en évidence le mécanisme de saut à distance variable correspondant au matériau. L'hypothèse de Mott et celle d'Efros Shklovskii sont présentées à la fin du chapitre.

A partir de cette étude bibliographique, nous avons pu décrire les démarches pratiques que nous allons adopter dans nos investigations.

I- Matériaux étudiés

I- 1- Silicium amorphe hydrogéné a-Si:H

Le silicium amorphe hydrogéné Si:H est un semiconducteur très prometteur pour la production de cellules photovoltaïques en couches minces. Sa première introduction eut lieu au début des années soixante, mais il n'était pas utilisable à cause des défauts cristallins nombreux qu'il contenait. Les performances des montages où il était utilisé étaient limitées à cette cause. Après une dizaine d'années, il fut constaté que l'utilisation d'un plasma de silane (SiH_4) pour le dépôt du a-Si:H permettait d'obtenir un matériau où le 99,9% des défauts étaient saturés (passivés) par l'hydrogène. Ceci lui donnait de meilleures caractéristiques et le rendait enfin utilisable comme semiconducteur. Dans la figure I- 1 nous présentons sa structure amorphe.

La structure électronique du silicium fait que son atome soit au centre de quatre liaisons covalentes (atome tétravalent) sans doublets électroniques libres. De ce fait, la solidification est prévue de se faire de telle sorte que les atomes de silicium soient disposés les uns par rapport aux autres selon une géométrie tétraédrique, c'est-à-dire que chaque atome de silicium est entouré par quatre autres atomes de silicium. Cependant, le silicium amorphe est caractérisé par une solidification désordonnée des atomes : chaque atome est entouré par un nombre variable d'autres atomes, selon une disposition aléatoire qui ne respecte pas la géométrie tétraédrique du silicium. Il s'ensuit que certaines liaisons covalentes sont pendantes, c'est-à-dire qu'elles demeurent ouvertes dans le cristal, aucun autre atome de silicium ne venant les fermer. Ces liaisons pendantes sont autant de défauts cristallins susceptibles de modifier les propriétés électroniques du matériau. Il est possible de passiver ces liaisons en traitant le silicium amorphe à l'hydrogène pour former du silicium amorphe hydrogéné, généralement symbolisé a-Si:H, présentant suffisamment peu de défauts résiduels pour pouvoir être utilisés dans des composants électroniques.

L'ordre n'existe qu'à courte distance (atomes voisins proches). Par contre, sur une grande distance la structure amorphe devient très désordonnée. Les liaisons pendantes (Si-) schématisées dans la figure I- 1 constituent des centres de recombinaison pour les porteurs libres, la majorité étant néanmoins saturée par un atome d'hydrogène.

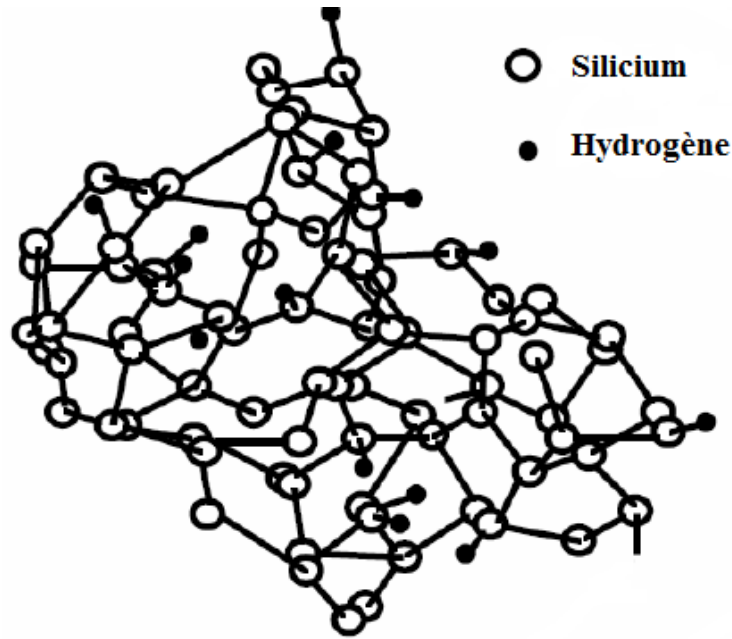


Figure I- 1: Structure du silicium hydrogéné amorphe, avec des liaisons Si-Si, Si-H, et les liaisons pendantes Si-.

I- 2- Arséniure de gallium GaAs

L'arséniure de gallium est un semiconducteur de la famille III-V. C'est le matériau semiconducteur le plus répandu et donc le plus étudié de cette famille. Il est en effet le concurrent le plus crédible du silicium, de part sa plus grande mobilité électronique. Cependant certaines limitations à son utilisation sont enregistrées, telle que la difficulté de préparer de bon isolants à sa surface.

D'autre part, principalement à cause de la largeur de sa bande interdite ($E_g=1.51 eV$ à $4.2 K$ [Chelikowski75]) et de son gap direct, le GaAs possède des propriétés optiques intéressantes, ce qui lui confère certains potentialités dans la course aux composantes électro-optiques.

Pour cette raison de nombreux chercheurs choisissent d'étudier le GaAs sous forme de films bidimensionnels ou dans les superréseaux GaAs/GaAlAs préparés en général par épitaxie à jet moléculaire.

Le cristal GaAs est de type zinc-blende, Chaque maille élémentaire comporte quatre atomes de l'arsenic et quatre atomes du gallium qui forment un réseau cubique à face centrées

de paramètre de maille $a = 5.653 \text{ \AA}$, les atomes d'arsenic occupent quant à eux quatre des huit sites tétraédriques de cette maille, et vice-versa (voir figure I- 2).

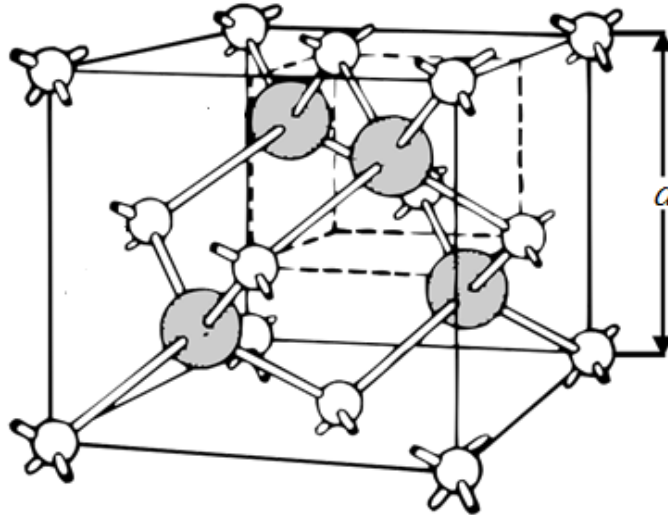


Figure I- 2: Structure de l'arséniure de gallium.

I- 3- Arséniure d'aluminium AlAs

L'arséniure d'aluminium AlAs est un semiconducteur de la famille III-V. Il possède la même structure cristallographique zinc-blende que celle de GaAs, et un paramètre de maille $a' = 5.661 \text{ \AA}$ très proche de celui de GaAs. Cette très faible différence de paramètre de maille le fait un candidat intéressant pour l'élaboration d'hétérostructures. Ce matériau présente un gap indirect, et est fréquemment utilisé comme confinant pour réaliser le gaz bidimensionnel dans un plan GaAs et comme semiconducteur en dimension deux. La largeur de sa bande interdite est $E_g = 2.16 \text{ eV}$ [Streetman00].

II- Conduction électrique dans les solides désordonnés

II- 1- Mouvement de l'électron dans un réseau cristallin

Dans tout ce travail, la conduction électrique est assurée par les électrons. Le potentiel cristallin est considéré dans l'approximation de la masse effective m^* , pour laquelle les solutions de l'équation de Schrödinger sont les fonctions de Bloch :

$$\Psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (\text{I- 1})$$

Où V est le volume, n est un indice qui caractérise la bande et le spin, \vec{k} est appelé vecteur d'onde de l'électron et $u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ est une fonction de même période que le réseau cristallin.

L'énergie associée à une particule libre étant

$$E_n(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (\text{II- 2})$$

Cette expression peut être valable pour un vecteur d'onde au voisinage de $\vec{k} = \vec{0}$.

II- 2- Transition métal isolant (TMI)

Suivant sa réponse à un champ électrique à température nulle, un système peut être classé comme métallique ou isolant. Cette réponse est par définition la conductivité σ (ou la résistivité ρ). Le métal se caractérise par une conductivité non nulle, sa résistivité est finie, tandis que l'isolant possède une résistivité infinie et il n'a pas de conductivité.

Des transitions métal isolant sont observées dans divers systèmes en fonction soit de paramètres physiques tels que la température, pression, le champ magnétique, etc. ou chimiques telle que la composition d'un métal dans un alliage donné.

II- 2- a- Aperçu sur la théorie des bandes

Le rapport quantitatif entre les états électroniques et la conductivité électrique dans un système est développé dans la théorie des bandes [Ashcroft76] dans les cas d'électrons sans interactions. Le concept de l'énergie de Fermi E_F qui présente le niveau maximal que peut avoir un électron à $T=0K$, fut introduit pour distinguer les métaux et les isolants.

Pour les électrons remplissant un nombre entier de bande (voir figure I- 3- (a)), les bandes d'énergie sont complètement vides. L'énergie de Fermi E_F tombe dans la bande interdite (gap). Le système est donc isolant.

Par contre, dans le cas où la dernière bande d'énergie permise est partiellement remplie (voir figure I- 3- (b)), L'énergie de Fermi se trouve dans la bande de conduction et les états libres existants juste au-dessus assurent la conduction. Le système est alors métallique.

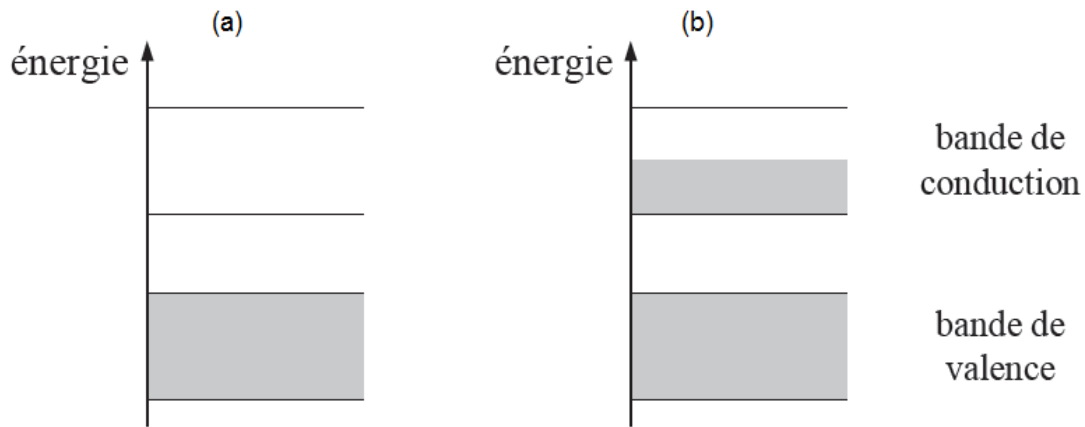


Figure I- 3 : Diagramme d'énergie dans le cas où (a): la dernière bande d'énergie est totalement remplie (isolant), et (b) : la bande de conduction est partiellement remplie (métal).

Cependant, le cas présenté dans la figure I- 3- (b) n'est pas une condition suffisante. En effet, l'électron possédant une fonction localisée ne peut pas transporter le courant électrique (voir figure I- 4- (a)). Pour avoir un métal, les fonctions d'ondes doivent être délocalisées sur au moins toute la taille du système comme le montre la figure I- 4- (b).

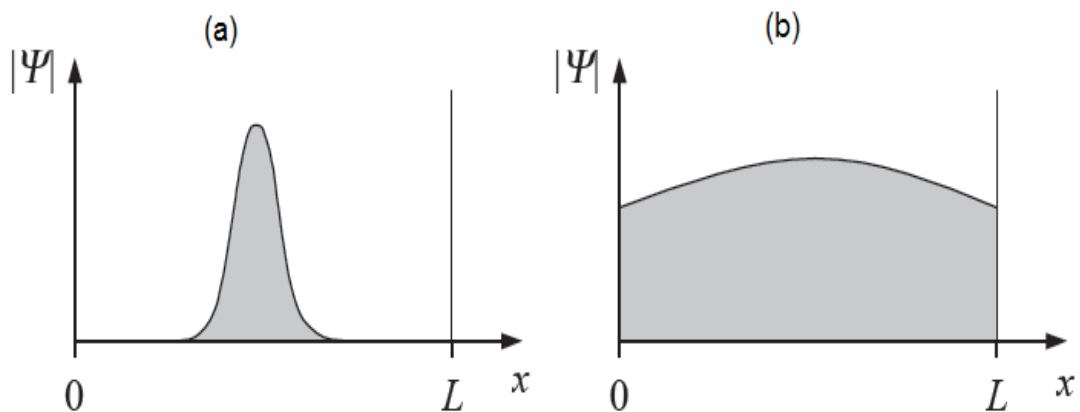


Figure I- 4 : Fonction d'onde (a) localisée, et (b) délocalisée sur la taille L du système.

Entre les deux cas, le système peut être classé comme semiconducteur. En effet, dans quelques matériaux, voir le silicium, le germanium, l'arséniure de gallium... la bande interdite est suffisamment petite si bien que la probabilité qu'un électron de valence puisse rejoindre la bande de conduction, et par conséquent, contribuer à l'apparition d'un courant électrique, est importante.

II- 2- b- Dopage

La conductivité électrique des semiconducteurs sous un champ quoique faible peut être contrôlée par le dopage en introduisant une petite quantité d'impuretés dans le matériau afin de produire un excès d'électrons ou un déficit. Des semiconducteurs dopés différemment peuvent être mis en contact afin de créer des jonctions permettant de contrôler la direction et la quantité de courant qui traverse l'ensemble. Cette propriété est à la base du fonctionnement des composants de l'électronique moderne : diodes, transistors, etc.

Ces impuretés doivent être correctement choisies selon la structure électronique du semiconducteur. La densité des porteurs augmente, et le système devient extrinsèque. On distingue deux types de dopage :

Dopage de type N

Si les atomes insérés sont riches en électrons, la densité d'électrons augmente dans le semiconducteur intrinsèque, c'est un dopage qualifié de type N. Par exemple, dans le cas du silicium, l'atome possède quatre électrons de valence. L'introduction d'un certain nombre d'atome de la colonne V du tableau périodique, voir le phosphore ou l'arsenic cède un électron libre par atome. Cet électron peut être facilement excité vers la bande de conduction car il n'est pas un électron de liaison. Comme cette excitation ne conduit pas à la formation de trous dans le matériau, les électrons deviennent beaucoup plus nombreux que les trous. L'atome inséré est dit donneur.

Dopage de type P

Cette technique consiste à augmenter la densité en trous dans un semiconducteur intrinsèque. Les trous dans ce cas deviennent des porteurs majoritaires. Pour créer cette situation dans le silicium, on peut introduire des atomes pauvres en électrons. Généralement, l'atome du bore est utilisé pour exciter les trous. Ce trou pourra ensuite être rempli par un

électron donné par l'atome du silicium voisin et se déplacer vers la bande de conduction. L'atome inséré dans ce cas est dit accepteur.

II- 2- c- Conductivité classique du Drude

Dans les cas où le cristal est ordonné, la conductivité est infinie. Mais ce cas n'est généralement jamais rencontré. En effet, tout cristal présente des défauts. La conductivité électrique est décrite par la théorie de Boltzmann qui considère les diffusions d'électrons par les défauts cristallins. Soit :

$$\sigma_B = \frac{ne^2\tau_0}{m^*} \quad (\text{I- 3})$$

Où $\tau_0 = l_0/V_F$ présente le temps de relaxation, l_0 étant le libre parcours moyen de l'électron et V_F la vitesse des électrons au niveau de Fermi.

III- Transition d'Anderson et transition de Mott

III- 1- Modèle d'Anderson

Le cas d'un arrangement cristallin parfait n'est jamais rencontré dans les systèmes réels. En général, tout cristal présente des impuretés qui viennent perturber la périodicité du réseau cristallin et par conséquent, le potentiel cristallin subit par un porteur de charge (électron ou trou) perd sa périodicité.

L'approximation dans laquelle l'étude du désordre doit être menée dépend de la longueur d'onde de de Broglie $\lambda_F = 1/K_F$, où K_F est le vecteur d'onde de Fermi.

Dans le cas où $K_F l_0 \gg 1$, l'étude doit être menée dans l'approximation semi classique dans laquelle les trajectoires électroniques sont décrites par des ondes qui diffusent sur le désordre.

Dans le cas où $K_F l_0 \approx 1$, le système se trouve proche de la TMI, du côté métallique ou isolant. Les effets de localisation subis par les électrons nécessitent de prendre en compte la nature ondulatoire des électrons.

Le produit $K_F l_0$ est donc une mesure de désordre effectif vu par les électrons. Pour un système électronique de densité n , en dimension d , $K_F \propto n^{1/d}$, et par conséquent la force de désordre augmente quand la densité électronique diminue.

Anderson [Anderson58] considère le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B où le potentiel cristallin est perturbé par l'introduction d'un potentiel périodique de profondeur V_0 . Cela élargit la densité électronique comme le montre la figure I- 5.

L'importance du désordre dépend de l'amplitude relative de la perturbation qui est définie par le rapport V_0/B . Par conséquent, ce rapport présente une mesure de désordre dans le matériau. A partir d'un certain seuil $(V_0/B)_C$, les fonctions d'onde électroniques deviennent localisées. Dans ce cas, les solutions de l'équation de Schrödinger ne sont plus des états étendus de Bloch.

Mott [Mott72] montra qu'il existe une énergie E_C correspondante au désordre critique qui sépare les états localisés. Cette énergie est dite front de mobilité (voir figure I- 6).

Le mécanisme se diffère selon que le niveau de Fermi E_F se trouve d'un côté ou de l'autre du front de mobilité :

- Si $E_F > E_C$: le système est métallique et la résistivité à température nulle tend vers une valeur finie.
- Si $E_F < E_C$: le système est isolant et la conductivité tend vers zéro à la température nulle.

Dans la figure I- 6, nous présentons quelques situations possibles :

Si le niveau de fermi se trouve en position :

- E_{F_1} : Le matériau est un isolant classique.
- E_{F_2} : Il n'y a pas de conduction métallique, le transport se fait par sauts thermiquement activés : Le système est donc un isolant à température nulle [$\sigma=0$ si $T=0$ K].
- E_{F_3} : La conduction est métallique et la résistivité tend vers une valeur finie même à $T=0$ K.

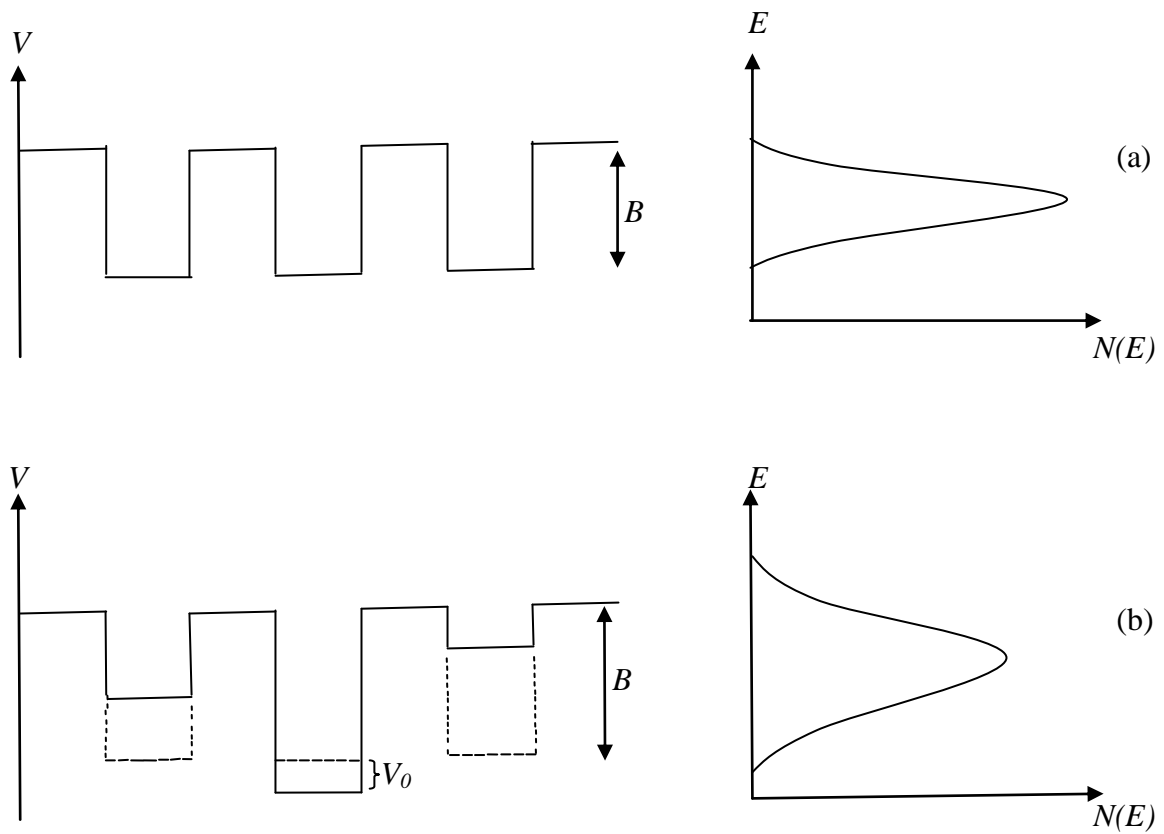


Figure I- 5 : Energie potentiel d'un électron dans le modèle d'Anderson. (a) : avant introduction du potentiel perturbateur, et (b) : après introduction du potentiel perturbateur.

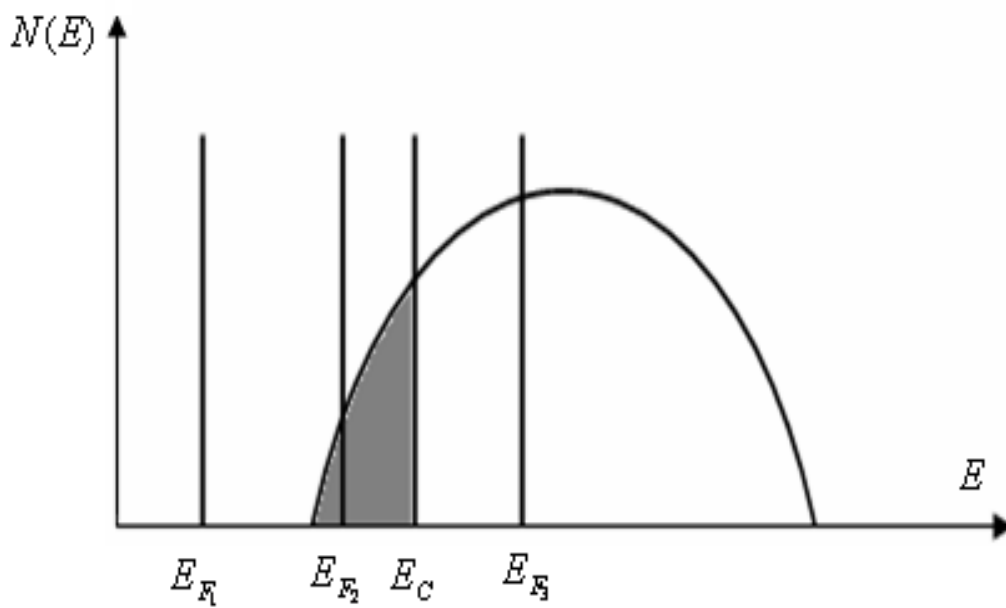


Figure I- 6 : Densité d'état schématique d'un matériau désordonné. La partie hachurée représente les états localisés (E_C : front de mobilité).

La transition métal-isolant devrait apparaître lorsque E_F ou E_c évolue de façon que La position relative de E_F et E_c change, c'est-à-dire que la différence $E_F - E_c$ change de signe. Cette évolution peut avoir lieu soit par variation de la concentration en impuretés, ou par application d'un champ magnétique.

III- 2- Modèle de Mott

Mott considéra la compétition entre l'énergie cinétique des électrons qui facilite leur déplacement (délocalisation) et l'énergie de corrélation électronique, minimisée quand les électrons s'évitent au maximum. La localisation coûte une énergie cinétique E_{cin} , tandis que le déplacement d'un électron d'un site (qui deviendrait vide) à un autre site (qui deviendrait doublement occupé) coûte une énergie de corrélation U .

Suivant la comparaison entre E_{cin} et U , trois cas sont possibles :

- Si $E_{cin} \gg U$, les déplacements sont favorisés et le système est donc métallique.
- Si $E_{cin} \ll U$, la corrélation conduit à un état isolant.
- Si E_{cin} et U sont de même ordre de grandeur, on prévoit une TMI dû au potentiel à longue portée.

Cette comparaison dépend de la distance moyenne entre les sites d'impuretés, donc du dopage et de la valeur du rayon de Bohr effectif a_H . Mott [Mott61] établit un critère qui permet de classer les échantillons en fonction de la concentration des porteurs. Ce critère s'écrit :

$$n_c^{1/3} a_H \approx 0.26 \pm 0.05 \quad (\text{I- 4})$$

Où n_c est la concentration critique, elle sépare les échantillons métalliques des échantillons isolants.

Le critère de Mott (équation (I- 4)) est largement utilisé pour s'assurer que le matériau se situe au voisinage de la TMI.

Les considérations de Mott [Mott72] conduisent à prévoir l'existence d'une conductivité métallique minimale (Figure I- 7).

$$\sigma_{\min} = 0.03(e^2 / \hbar a) (\Omega cm)^{-1} \quad (\text{I- 5})$$

Avec a la distance interatomique.

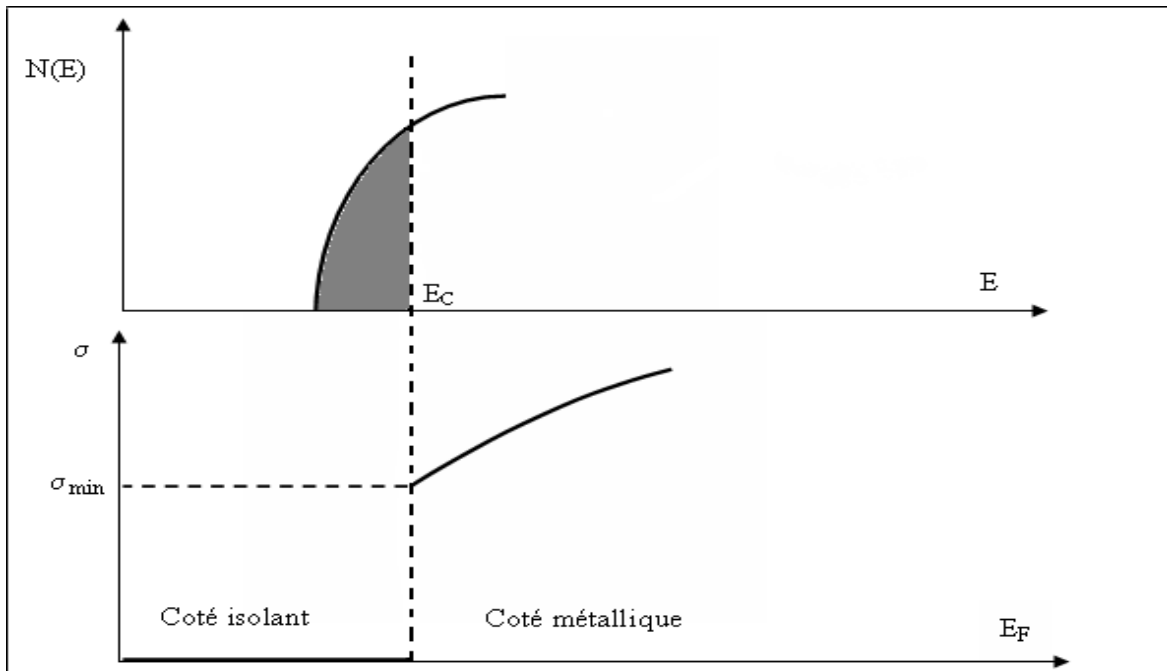


Figure I- 7 : Densité d'états et minimum de conductivité métallique dans un Matériau désordonné.

IV- Théorie d'échelle

IV- 1- Approche de Thouless : rapport conductivité-taille

Thouless [Thouless74 ; Thouless77] put relier le modèle d'Anderson et la conductivité d'un système électronique. Il développa des arguments qui vont nous conduire à comprendre la théorie d'échelle que nous allons détailler dans ce paragraphe.

Considérons un système de taille L en dimension d . les niveaux d'énergie sont espacés d'une longueur Δ . Cet espacement est inversement proportionnel à la densité d'état $N(E)$. Le temps de diffusion d'un électron est le temps typique pendant lequel il reste dans le système :

$$\tau_T = \frac{L^2}{D} \quad (\text{I- 6})$$

Où D est la constante de diffusion d'unité $m^2 s^{-1}$.

Ainsi, le système explora tout les niveaux d'énergie contenus dans une bande de largeur :

$$E_T = \frac{h}{\tau_T} = \frac{hD}{L^2} \quad (\text{I- 7})$$

E_T est appelée énergie de Thouless.

Le nombre d'espacements Δ contenus dans une bande de largeur E_T est dit nombre de Thouless et est noté g , soit :

$$g = \frac{E_T}{\Delta} = \frac{hDN(E)}{L^2} \quad (\text{I- 8})$$

D'autre part, la constante de diffusion est reliée à la conductivité via la relation d'Einstein :

$$D = \frac{\sigma}{e^2 \nu(E)} \quad (\text{I- 9})$$

Où $\nu(E) = N(E)/L^d$ est la densité d'état par unité de volume.

En utilisant la notion de conductance $G = \sigma L^{d-2}$, on obtient :

$$g = \frac{E_T}{\Delta} = \frac{h}{e^2} G \quad (\text{I- 10})$$

Le nombre de Thouless g est encore appelé conductance généralisée sans dimension.

Or, dans le modèle d'Anderson, si on suppose que les niveaux d'énergie des impuretés sont régulièrement répartis entre $-W/2$ et $+W/2$, l'espacement entre les niveaux serait $\Delta = W/N$, où N est le nombre d'impuretés. L'énergie de Thouless est donnée par V/W où V est l'intégrale de recouvrement entre états. Par conséquent, la conductance généralisée peut s'écrire :

$$g = \frac{V}{W} = \frac{L}{e^2} G \quad (\text{I- 11})$$

Selon Anderson, la transition d'un système d'un état métallique à un état isolant a lieu lorsque le nombre de Thouless devient inférieur à une valeur critique $g_C = (V/W)_C$ à l'ordre de l'unité. Autrement dit, c'est la conductance qui possède une valeur critique dans le problème d'Anderson.

IV- 2- Effet de la dimensionnalité sur la TMI

Dans le modèle d'Anderson, la présence de la transition a lieu quelque soit la dimension de l'espace. Ce point de vue fut nié en dimension un, pour laquelle un désordre, aussi faible soit-il, conduit à une localisation des états électroniques [Lee83]. En effet, dans les considérations de Thouless, E_T est proportionnelle à L^{-2} , alors que l'espacement Δ est proportionnel à L^{-d} . Pour $d=1$, lorsque la taille augmente, le nombre de niveaux dans le paquet d'onde va diminuer jusqu'à ce qu'il ne reste plus qu'un état propre conduisant à la localisation. Pour la dimension deux ($d=2$), l'élargissement est l'espacement entre les niveaux varient tous les deux comme L^{-2} , et aucune conclusion sur la localisation ne peut être tirée.

L'idée de la théorie d'échelle est de considérer la conductance $g(L)$ d'un système de taille L , et de se demander ce que devient cette conductance lorsqu'on multiplie la taille du système par un entier b . Cette étape consiste donc à regarder la conductance d'un système contenant b^d cubes de taille L . Thouless montra que $g(bL)$ s'exprime uniquement en fonction de $g(L)$ et de b .

Abrahams et al. [Abrahams79a] montrèrent qu'un système formé d'une combinaison de blocs de taille L se caractérise par une conductance variant de manière à ce que :

$$\frac{d \ln(g(L))}{d \ln(L)} = \beta(g(L)) \quad (\text{I- 12})$$

La fonction β est limitée asymptotiquement comme suit :

- Pour g grand, la théorie macroscopique dans le régime ohmique donne :

$$G(L) = \sigma L^{d-2} \quad \text{et} \quad \lim_{g \rightarrow \infty} \beta(g) = d - 2 \quad (\text{I- 14})$$

Dans cette même limite, la théorie de la localisation faible (détaillée dans le chapitre IV) peut être utilisée pour donner un développement de $W/V=1/g$:

$$\beta(g) = d - 2 - \frac{\xi}{g} + o\left(\frac{1}{g}\right) \quad (\text{I- 15})$$

Où ξ est la longueur de localisation.

- Pour g petit, on tombe dans le régime localisé, et on a :

$$g = g_{\xi} e^{-L/\xi} \quad \text{et} \quad \lim_{g \rightarrow 0} (g) = \ln\left(\frac{g}{g_a(d)}\right) \quad (\text{I- 16})$$

Où $g_a(d)$ est un rapport sans dimension de l'ordre de 1 et a est la longueur de localisation. Dans ce cas la fonction est développée comme suit [Anderson58] :

$$\beta(g) = \ln\left(\frac{g}{g_{\xi}}\right)[1 + \alpha g + o(g^2)] \quad (\text{I- 17})$$

Enfin, nous pouvons tracer les allures de la fonction $\beta(g)$ en faisant l'hypothèse de continuité entre les deux limites montrées ci-dessus, et en remarquant que $\beta(g)$ est monotone étant donné qu'une diminution de V/W signifie plus de localisation.

Dans la figure I- 8, la fonction $\beta(g)$ est tracée pour les dimensions 1, 2 et 3. Le comportement du nombre g avec l'augmentation de la taille est indiqué sur la même figure par les flèches.

- Si $\beta > 0$: g augmente lorsque la taille augmente. Les électrons sont délocalisés et le système est métallique.
- Si $\beta < 0$: g diminue avec l'augmentation de la taille.

Nous notons la particularité de la dimension 3 dans cette théorie. La courbe croise l'axe d'équation $\beta=0$ en un point critique g_C indiqué par le symbole étoile dans la figure I- 8. Au niveau de ce point, le système subit une transition d'un état isolant ($g < g_C$) à un état métallique ($g > g_C$), transition induite par le désordre. Cette transition ne peut pas avoir lieu dans les dimensions un et deux, pour lesquelles la fonction $\beta(g)$ est toujours négative.

Par conséquent, la théorie d'échelle prévoit qu'un système d'électrons indépendants en dimension un ou deux soit toujours isolant même si le désordre est infiniment petit. Autrement dit, un désordre infinitésimal suffit à localiser les états électroniques sur une longueur de localisation finie. Nous soulignons qu'il s'agit d'une hypothèse théorique à température nulle.

La dimension deux est une dimension critique dans cette théorie d'échelle. Il n'y existe pas d'état métallique, mais dès que la dimension dépasse 2 ($d=2+\varepsilon$ même si $\varepsilon \ll 1$), la TMI devient possible.

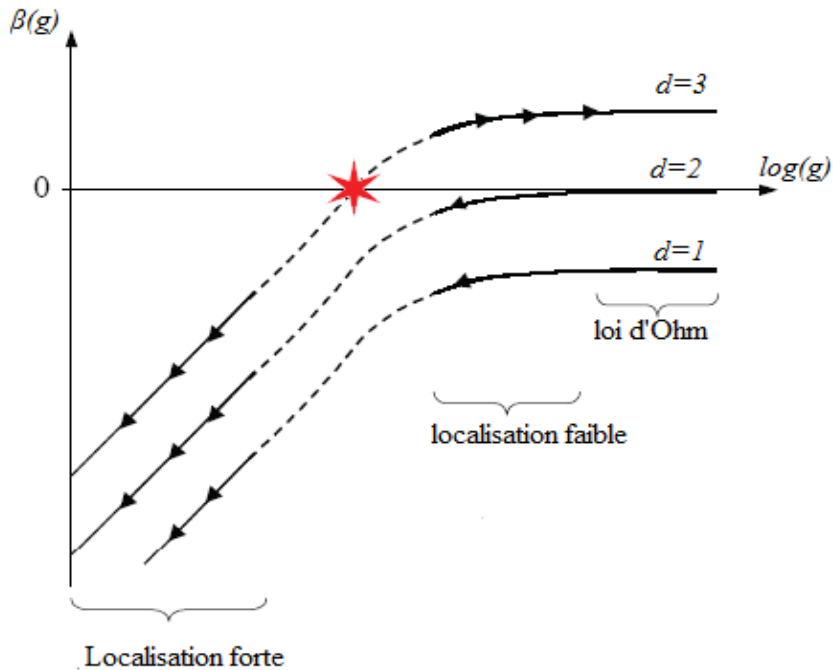


Figure I- 8 : Variation de la fonction $\beta(g)=d\text{Ln}(g)/d\text{Ln}(L)$ en fonction de $\log(g)$ en dimension $d=1, 2$ et 3 . Figure prise de la référence [Letrucq02].

IV-3- Quelques lois d'échelle pour la conductivité

Parmi les méthodes adoptées, La TMI peut être menée par introduction du champ magnétique ou élévation de la concentration en impuretés. Par analogie avec l'étude des points critiques dans les transitions de phase, des lois d'échelle ont pu être vérifiées. Notamment à la suite des travaux de Wegner [Wegner79], plusieurs comportements critiques ont été prédits tels que :

Du côté métallique de la TMI :

$$\sigma(0) = \sigma_c \left(\frac{n}{n_c} - 1 \right)^s \quad (\text{I- 18})$$

Où $\sigma(0)$ et la conductivité métallique à $T=0 K$, n_c est la concentration critique en impuretés qui marque la frontière entre les échantillons métalliques et isolants.

Si la transition est créée par introduction du champ magnétique, la relation (I- 18) deviendrait :

$$\sigma(0) = \sigma'_c \left(1 - \frac{B}{B_c}\right)^\nu \quad (\text{I-19})$$

Et pour un champ magnétique B donné

$$\sigma(B,0) = \sigma''_c \left[\frac{a_\perp^2 a_{//}}{a_{\perp c}^2 a_{//c}} - 1 \right]^\nu \quad (\text{I-20})$$

Où a_\perp et $a_{//}$ sont respectivement les rayons effectifs de Bohr perpendiculaire et parallèle au champ magnétique, définis par Yafet et al. [Yafet56]. $a_{\perp c}$ et $a_{//c}$ sont leur valeurs critique à la TMI.

Ces lois d'échelle ont été confrontées à l'expérience sur de nombreux matériaux. Dans les composés III-V, en général, toutes ces relations sont vérifiées et on trouve ν de l'ordre de 1 (dans l'InSb [Mansfiel91], le GaAs [Long85 ; Maliepaard88], Le silicium amorphe [Rosenbaum97; Ionov83] et dans le GeSb [Thomas81]).

Cependant, le sujet reste toujours d'actualité. La théorie d'échelle que nous venons de décrire a été niée suite à la découverte d'une transition métal-isolant dans des échantillons bidimensionnels à champ magnétique nul [Kravchenko94 ; Kravchenko96 ; Dobrosavljevic97]. Il n'existe donc pas pour l'instant de description universelle et complète de la transition métal-isolant, notamment pour les dimensions un et deux.

V- Conductivité électrique dans les systèmes fortement désordonnés

Il est connu que le coefficient de résistivité ($d\rho/dT$) soit négatif dans certains alliages fortement désordonnés. Par ailleurs, le développement des mesures à basses températures avec l'utilisation de l'hélium liquide a permis de constater que ces systèmes sont caractérisés par une résistivité qui est néanmoins finie à température zéro.

Dans les systèmes présentant une faible localisation, la longueur moyenne élastique l_0 reste plus grande que la distance entre impuretés a , et la conductivité suit l'équation de Kawabata [Kawabata81] :

$$\sigma = \sigma_B \left[1 - \frac{C}{(k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{l'} \right) \right] \quad (\text{I- 20})$$

Où C est une constante qui varie entre 1 et 3 [Mott85], σ_B la conductivité de Boltzmann (équation (I- 3)), et l' présente le libre parcours moyenne inélastique.

Mott et Kaveh [Mott85] prirent en compte l'influence du désordre sur la densité d'état au niveau de Fermi lorsque $V_0 > B$ dans le modèle d'Anderson (figure I- 5). Cette étude a conduit à la modification de l'équation (I- 20) qui devient :

$$\sigma = \sigma_B g'^2 \left[1 - \frac{C}{g'^2 (k_F l_0)^2} \left(1 - \frac{l_0}{l'} \right) \right] \quad (\text{I- 21})$$

Où

$$g' = \frac{N(E)}{N_0(E)} \quad (\text{I- 22})$$

Avec $N(E)$ et $N_0(E)$ sont respectivement les densités d'état en présence et en absence de désordre [Mott79].

VI- Comportement métalliques inattendu en dimension deux

VI- 1- Observations expérimentales

Les semiconducteurs bidimensionnels présentant des puits quantiques formé par les hétérostructures peuvent être considérés de bande partiellement remplies car il n'y a pas de bande interdite par l'excitation des porteurs (le mécanisme de formation des gaz bidimensionnels est détaillé dans le chapitre V). Par conséquent, on peut les classer comme métalliques. Ceci est en contradiction avec les prédictions d'Abrahams et al. [Abrahams79b] qui assument qu'en présence d'un désordre faible soit-il, les électrons qui n'interagissent par entre eux à température nulle sont toujours localisés et le système est isolant. Bien évidemment, chaque système présente un désordre. Plusieurs travaux expérimentaux ont été menés pour

appuyer ces prédictions, et l'idée était crue pour plusieurs années. Cependant, les résultats expérimentaux réalisés de 1994 à 1996 par Kravchenko et al. [Kravchenko94 ; Kravchenko96] révélèrent un comportement métalliques dans les systèmes bidimensionnels de haute mobilité. Ils ont observé que la résistivité diminue avec la diminution de la température comme le montre la figure I- 9, ce qui est considéré comme comportement métallique.

Nous notons qu'il n'est pas possible de réaliser la température nulle. Pour cette raison, le comportement à $T=0 K$ doit être déduit de l'extrapolation des données expérimentales à température finie. Pratiquement la température allant jusqu'à $20 mK$ est considérée comme fine, mais on ne peut pas extrapoler la conductivité à $T=0 K$. Pour apporter un soutien supplémentaire qui renforce l'existence de l'état métallique, Kravchenko et al. ont consacré leur travaux au comportement de la résistivité dans l'intervalle de température allant de $1 K$ à $20 mK$. Ils ont remarqué que si la résistivité suit l'évolution d'échelle proposée par Sondhi et al. [Sondhi97] :

$$\rho(T, n) = \rho\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{I- 23})$$

Où T_0 est une constante qui dépend de la densité et s'annule lorsque nous nous approchons de la densité critique, alors toute les courbes $\rho=\rho(n, T_0)$ du même côté peuvent être regroupées en une seule. La figure I- 10 montre un exemple produit par Hamilton et al. [Hamilton01].

Plusieurs travaux analogues ont renforcé la découverte de la TMI en dimension deux dans différents systèmes, notamment dans le n-AlAs [Papadakis98], le n-GaAs [Hanein98a], les hétérostructures p-GaAs/AlGaAs [Henini94 ; Hanein98a ; Hanein98b ; Das Sarma05], les Si MOSFETs [Tracy09], les rubans de graphene [Abdalla11] et le p-SiGe [Caleridge97 ; Lam97]. Dans tous ces travaux et dans l'intervalle de température allant de $20 mK$ à $1 K$, le comportement de la résistivité électrique est presque le même et ce pour différentes valeurs de la densité:

- Pour les faibles densités, la résistivité électrique diminue de façon uniforme. c'est le comportement isolant.

- Pour les densités intermédiaires, la résistivité augmente puis diminue avec l'augmentation de la température. Ces densités sont proches de la densité critique marquant la TMI.
- Pour les densités suffisamment élevées, la résistivité croît de façon uniforme avec l'augmentation de la température, c'est le comportement métallique.

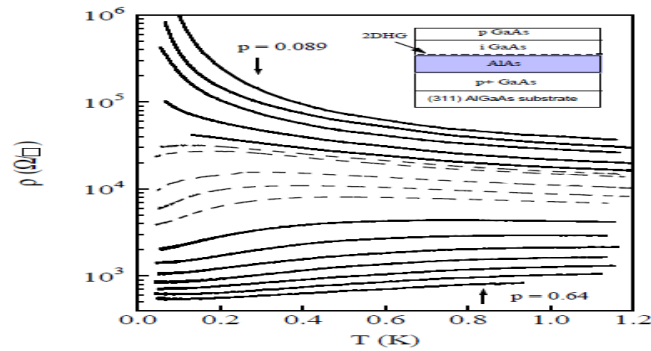


Figure I- 9 : Résistivité électrique en fonction de la température en absence du champ magnétique dans un système p -GaAs pour les densités allant de 0.089 à $0.64 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, les courbe décroissantes représentent des comportement isolant, alors que les courbes croissantes représentent des comportement métallique. Figure prise de la référence [Hanein98].

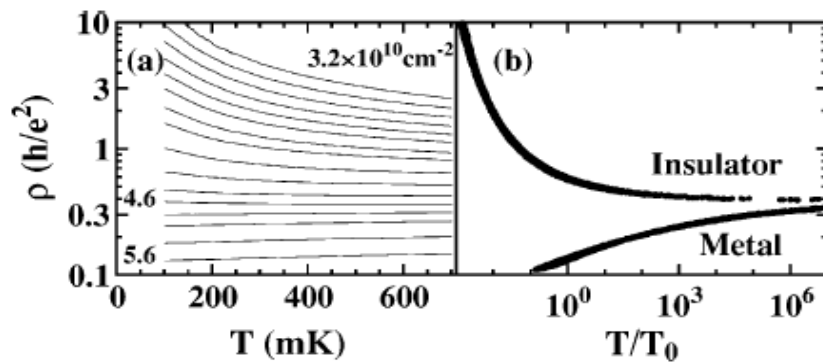


Figure I- 10 : (a) Résistivité électrique en fonction de la température en absence du champ magnétique dans p -GaAs bidimensionnel pour les densités allant de 3.2 à $5.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, découverte analogue aux travaux de Kravchenko et al. (b) chaque courbe contient plusieurs courbes (plusieurs densités) représentant des systèmes du même coté, isolants au dessous et métalliques au dessus. Figure prise de la référence [Hamilton01].

Deux exemples de ces constatations sont présentés dans les figures I- 9 et I- 10 respectivement prises des références [Hanein98] et [Hamilton01], et concernent l'arséniure de galium GaAs où la conduction est assurée par les trous.

La similarité remarquée entre tous les travaux menés dans divers systèmes montre que le comportement métallique est fortement lié aux propriétés du système bidimensionnel étudié. Les données du tableau I- 1 renforce cette suggestion.

Matériau	Références	μ ($m^2/V.s$)	n_C ($\times 10^{11} cm^{-2}$)	ρ_C ($k\Omega$)	m^*/m_0	E_F (K)	r_S
Si-MOSFETs	[Kravchenko 94] [Popovic97]	7.1-1.0	0.85-1.7	13-100	0.19	4.3-15	9.6-5.7
n-GaAs	[Hanein98a]	220	0.12	10	0.07	5-17.5	4.8-2.5
p-GaAs	[Hanein98b] [Simmons98]	15	0.10-0.12	10 40	0.38 0.38	0.5-3.7	24-6
SiGe	[Caleridge97]	1.9	1.7	20	0.2-0.3	6-28	9-5

Tableau I- 1 : Paramètres importants de la TMI dans quelques matériaux : μ : pic de mobilité ; n_C : densité critique d'électron ou de trous ; ρ_C : résistivité critique quand la température T tend vers $0K$ et m_0 est la masse du porteur libre.

** valeur de r_S approximative dans SiGe. Le quotient $r_S = E_{in}/E_F$ où E_{in} est l'énergie d'interaction et E_F l'énergie de Fermi*

D'après les données du tableau I- 1, nous remarquons que la densité critique de la TMI varie d'un système à l'autre. Or, la mobilité dépend de la densité pour les températures proches de zéro. Donc, nous pouvons avoir deux systèmes sièges de deux comportements différents (métallique et isolant) mais avec la même mobilité des porteurs. Cela revient à dire que le phénomène du transport électrique dans les systèmes en dimension deux n'est pas lié à la mobilité. Cela peut être compris si nous arrivons à décrire correctement le terme « comportement métallique ».

Les systèmes GaAs de type n présentent une anomalie largement observée. En effet, la résistivité varie lentement avec la température du côté métallique de la TMI. Ce semi-conducteur est le plus étudié car il possède des propriétés très avantageuses tels qu'un gap direct, ou encore une haute mobilité.

VI- 2- Hypothèses théoriques

VI- 2- a- Interactions et mobilité

La différence entre les expériences antérieures qui ont soutenu pendant longtemps que seul le comportement isolant pouvait être observé dans des échantillons semi-conducteurs en dimension deux, et les expériences récentes où le comportement métallique devient facilement réalisable est que les nouveaux échantillons sont généralement plus dilués et se caractérisent par une haute mobilité de porteurs. Cela conduit à avoir des interactions électron-électron (ou trou-trou) fortement significatives. Nous nous attendons à ce que l'observation des comportements métalliques soit due à ces interactions. Cette possibilité a été proposée dans les travaux de Castellani et al. [Castellani98] où les auteurs ont montré que les considérations d'échelle appliquées aux porteurs sans interactions n'empêchent pas de prévoir l'apparition de l'état métallique. Ce phénomène d'interactions est ignoré dans les études d'Abrahams et al. [Abrahams79b]. Cependant cette approche ne prédit pas que ces interactions conduisent à l'extension des fonctions d'onde. Si cette extension a lieu à cause de ces interactions, nous pouvons prévoir qu'en augmentant la densité des porteurs (pour aller à une valeur faible du quotient $r_S = E_{in}/E_F$ où E_{in} est l'énergie d'interaction), nous pouvons détruire l'état métallique car les interactions deviennent faibles. Dans une série d'expériences [Hamilton99] Hamilton et al. ont testé directement cette hypothèse. Le comportement isolant réapparaît pour des valeurs de r_S inférieur à 6. Nous pouvons donc supposer que l'état métallique est stabilisé par les interactions entre porteurs. La haute mobilité fait que cet état persiste dans les systèmes bidimensionnels à haute densité où les interactions sont faibles.

VI- 2- b- Effet du couplage spin-orbite dans un potentiel non symétrique

Dans une autre hypothèse, Pudalov [Pudalov97a] montra qu'avec une haute mobilité, nous pouvons créer un état métallique en détruisant la symétrie des puits de potentiel. Il suppose que cela est dû aux effets du couplage spin-orbite. En l'absence du champ magnétique,

l'énergie du gap entre deux sous bandes au niveau de Fermi de spins conduit à ce comportement.

VI- 2- c- Supraconductivité en dimension deux

La supraconductivité fut proposé comme origine de l'état métallique d'un système [Phillips98 ; Belitz98]. Cette hypothèse était raisonnable suite au fait qu'elle était le seul scénario prouvé en dimension deux et confirmé par des extrapolations expérimentales à $T=0 K$ dont la validité est controversée.

VI- 2- d- Mécanismes de diffusion

Il y'a d'autre théories qui supposent que l'évolution observée de la résistivité avec la température (finie) n'est pas persistante à $0 K$, et que le comportement métallique ($d\rho/dT > 0$) peut être expliqué en décrivant le mécanisme de diffusion approprié à la TMI observée.

- **Proposition de Meir [Meir99] :**

Il a testé le modèle de percolation appliqué à la TMI en dimension deux. Ce modèle se repose sur la considération des effets du potentiel créés par les impuretés chargées. La transition d'un état isolant à un état métallique a lieu lorsque les chemins de conduction « tracés » par les porteurs passent d'un état continu (écranage complet des impuretés) à un état discontinu. Ce modèle est largement utilisé ces derniers temps pour expliquer le phénomène de la TMI dans les systèmes bidimensionnels. C'est ce que nous allons détailler dans le chapitre V.

- **Proposition de Das Sarma et Hwang [Das Sarma99] :**

Ils ont calculé la résistivité en utilisant la formule de Boltzmann (équation (I- 3)). Leur approche considère le désordre coulombien créé à longue portée par les impuretés aléatoirement distribuées dans le système bidimensionnel.

- **Proposition d'Altshuler et Maslov [Altshuler99] :**

Cette hypothèse concerne les transistors d'oxyde de métal à effet de champ (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor) à base de silicium Si-MOSFETs où les auteurs ont

étudié le comportement des pièges à oxydes chargés qui sont affectés par l' introduction d'une différence de potentiel. Ce cas n'est pas présent dans les hétérostructures GaAs/GaAlAs.

L'accord le plus acceptable entre la théorie et les résultats expérimentaux est généralement obtenu en combinant les trois modèles cités ci-dessus. Mais l'ajustement des mesures avec trois modèles théoriques à la fois rend le travail hasardeux et dévalorisé.

Malgré le nombre important d'expériences et d'efforts théoriques apportés à ce sujet, il n'existe pas vraiment un de modèle théorique totalement tranchant pour expliquer le comportement métallique dans les systèmes bidimensionnels.

VI- 3- Extrapolation des courbes expérimentales

Comme les mesures de résistivité sont réalisées à température finie. Les diffusions phonons électrons rendent l'extrapolation des courbes à $T=0 K$ invalide. Dans les références [Simmons98 ; Caleridge97 ; Lam97], toutes les tentations sont semblables à celles de Kravchenko et al. [Kravchenko94 ; Kravchenko96].

Du côté isolant de la TMI, les lois déduites de l'hypothèse «conduction par saut à distance variable» semblent largement valides. Ce mécanisme est décrit en dimension deux par l'équation :

$$\rho = \rho_0 \exp[(T_0/T)^m] \quad (\text{I- 24})$$

Où $m=1/2$ ou $1/3$ [Simmons98 ; Hamilton99]. Dans un travail très récent [Limouny12], nous avons observé un passage de cet exposant de $1/2$ à $1/3$ lorsqu'on s'approche de la densité critique de la transition dans les Si-MOSFETs.

Cependant, dans un système métallique, le succès semble moins satisfaisant. L'évolution de la résistivité est souvent adaptée à l'équation :

$$\rho = \rho_1 + \rho_2 \exp(-A/T) \quad (\text{I- 25})$$

Où ρ_1, ρ_2 et A sont des constantes qui dépendent du système étudié (la densité de porteur y est un paramètre important).

En fait, les courbes présentent une saturation proche de $0 K$, notamment pour les densités se situant très proche de la valeur critique de la TMI (voir figures I- 9 et I- 10 (a)). Dans cet intervalle de température, nous ne pouvons pas ajuster les mesures expérimentales avec les modèles théoriques. Autrement dit, l'accord entre l'expérience et la théorie dépend de l'intervalle de densité et de l'intervalle de température étudiés. Dans quelques expériences la température en-dessous de laquelle la saturation est observée vaut $200 mK$.

Pour les densités très proches de la densité critique de la TMI n_C , la résistivité croît dans un premier temps puis diminue (voir les courbes discontinues dans la figure I- 9) en atteignant un maximum locale à une température très basse.

Le maximum est atteint à très basse température pour les densités proches de la valeur critique, et se déplace vers des températures plus élevées avec l'augmentation de la densité. L'ajustement ne peut se faire que dans l'intervalle où la température est plus inférieure que celle où le maximum est atteint. Lorsque nous augmentons la densité, l'intervalle d'ajustement devient plus large (voir les courbes solides dans la figure I- 9).

VI- 4- Comportement universel

Alors que le comportement métallique est qualitativement similaire dans les différents systèmes, il n'est pas un phénomène universel. La variation de la résistivité avec l'augmentation de la température de $20 mK$ à $1 K$ varie significativement d'un système à l'autre. Dans le silicium, cette variation vaut approximativement une amplitude de dix (la résistivité se multiplie par 10) [Kravchenko96], tandis que dans SiGe, GaAs et AlAs, elle est de deux [Papdakis98 ; Hanein98b ; Simmons98 ; Caleridge97]. La valeur de la résistivité est généralement située autour de h/e^2 .

VI- 5- Effet du champ magnétique parallèle

Afin de déterminer l'effet du spin sur le comportement métallique, plusieurs investigations expérimentales sont réalisées en présence d'un champ magnétique parallèle au plan de conduction. Les premières tentations ont été faites dans les Si-MOSFETs [Simonian97 ; Pudalov97b ; Kravchenko98], et ont montré que même avec une intensité faible ($B=2 T$), nous pouvons augmenter la résistivité avec un facteur de deux. La résistivité reste constante si nous augmentons encore le champ magnétique. Les auteurs ont trouvé que le comportement métallique disparaît lorsqu'un champ magnétique faible est introduit, et concluent qu'à

température finie (T tend vers zéro), le champ magnétique faible peut détruire l'état métallique. Dans des études théoriques plus récentes, le comportement de la résistivité a été lié à l'épaisseur de l'échantillon [Das Sarma05].

Les études de Mertes et al. [Mertes99] révélèrent que le champ magnétique parallèle au plan de conduction a le même effet sur la résistivité électrique des deux côtés de la TMI (le régime isolant et le régime métallique).

Les mesures en présence d'un champ magnétique parallèle ont été également réalisées dans le GaAs de type p [Hamilton01 ; Dlimi12]. Les résultats obtenus sont différents de ceux observés dans les MOSFETs. L'application du champ magnétique parallèle conduit à une transition de l'état métallique vers l'état isolant. La valeur de l'intensité critique de cette transition dépend de la température, et diminue avec la réduction de la densité jusqu'à ce qu'elle soit égale à zéro à la densité critique en absence du champ magnétique. Dans les Si-MOSFETs, lorsque nous appliquons un champ magnétique, la résistivité croît puis se sature en augmentant lentement à hautes températures. Cette observation est absente dans le GaAs de type p.

Ces résultats sont en accord avec l'hypothèse de la supraconductivité [Phillips98 ; Belitz98], mais Das Sarma et Hwang [Das Sarma99] réclament que la théorie incluant le mouvement des orbites et les diffusions est nécessaire pour expliquer les résultats expérimentaux, et supposent une expérience dans laquelle la résistivité est mesurée avec un courant parallèle et perpendiculaire au champ magnétique appliqué.

VII- Phénomènes gouvernant l'évolution de la conductivité électriques

Dans ce paragraphe, nous présentons les profils du mouvement électronique dans les matériaux des deux côtés de TMI, sachant que nous allons détailler les modèles mathématiques qui vont être les plus utilisés dans les autres chapitres.

VII- 1- Corrections quantiques du côté métallique de la TMI

VII- 1- a- Localisation faible

Durant les dernières décennies, un nouveau secteur en physique du solide a été théoriquement et expérimentalement exploré. Il traite des propriétés de transport des électrons

dans les systèmes désordonnés en dimensions un, deux et trois. Le phénomène est généralement appelé localisation faible et il est causé par des interférences quantiques entre les chemins rétrodiffusés des électrons de conduction sur les défauts des systèmes (voir figure I- 11). Pour cette raison il est aussi noté "QUIAD" (Interférences quantiques aux défauts : Quantum Interferences At Defects) [Bergman84a]. Ce phénomène se manifeste comme une correction apportée à la conductivité de Drude.

Le phénomène de localisation faible fut d'abord examiné par Abrahams et al. [Abrahams79a] quand ils développèrent la théorie d'échelle pour les conducteurs à deux dimensions. Dans leur travail la localisation faible était seulement un cas asymptotique d'une théorie plus générale. Mais tout de suite après, il est devenu un axe avec une importance croissante dans plusieurs travaux théoriques approfondies [Anderson79 ; Wegner79 ; Altshuler79 ; Hikami80 ; Haydock81 ; Bergman82; Bergman84a ; Bergman84b ; Bergman84c ; Kawabata80a ; Kawabata80b ; Hickey87 ; Fukuyama81 ; Baxter89] ainsi que dans des études expérimentales sur les couches métalliques [Van den dries81; Ovadyahu81 ; Rosenbaum97 ; Edwards89 ; Rogachev87] et sur d'autres semi-conducteurs [El kaaouachi01 ; Majumdar03 ; Monsterleet97 ; Sybous11]. En particulier, les phénomènes des diffusions électron-électron et phonon-électron ont été intensivement étudiés.

La localisation faible existe dans les échantillons semi-conducteurs en dimensions un, deux et trois, mais l'expérimentation dans le cas des systèmes 2D est la plus favorable à l'étude de ce phénomène physique. La résistance y est de l'ordre de 10^{-2} à $10^{-3} \Omega$ et peut être facilement mesurée avec une précision de 1%. On peut notamment étudier ce phénomène en dimension deux en présence d'un champ magnétique perpendiculaire au film mince [Hikami80] (ce qui n'est pas possible dans les systèmes à 1D). Cependant, cela ne peut se faire que pour des valeurs très faibles du champ magnétique car dans ce cas la correction à la conductivité due aux interactions électron-électron est négligeable. Au delà d'une valeur critique du champ magnétique (cela dépend du matériau), les effets de la localisation faible disparaissent totalement et les effets interactions électron-électron deviennent dominants dans le phénomène de magnétorésistance.

Avec l'arrivée des films minces et des alliages métalliques, les théories de la localisation faible permettent d'étudier les alliages de nombreux matériaux tels que les métaux simples, les métaux de transition et les supraconducteurs, etc. Ces propriétés sont essentiellement déduites

suite à l'extraction du temps de diffusion inélastique τ_{in} et celui correspondant au couplage spin orbite τ_{so} .

Il est possible de calculer la contribution de la localisation faible comme étant une correction à la conductivité $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$. Pour un système de taille L , les travaux de H. Bouchiat [Bouchiat94] (par exemple) ont conduit aux formules suivantes :

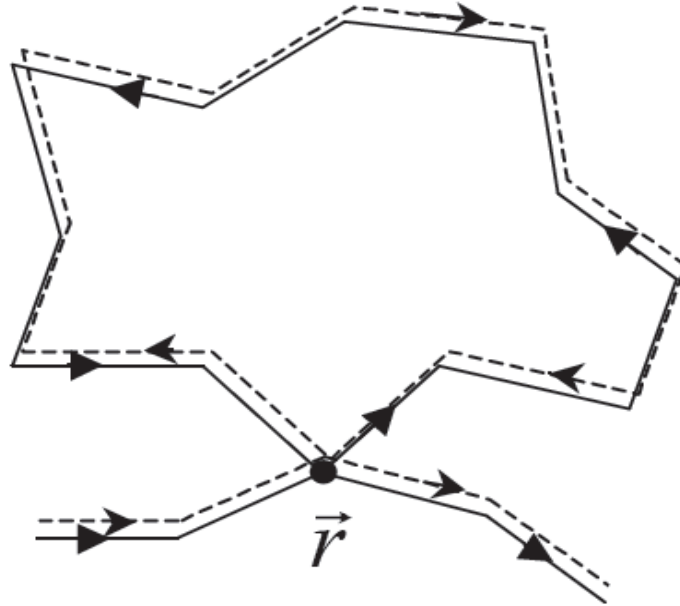


Figure I- 11 : Deux chemins rétrodiffusés (formant une boucle) partant et arrivant au point \vec{r} .

$$\Delta\sigma_{LF} = \frac{-e^2}{\hbar\pi^3} \left(\frac{1}{l_0} - \frac{1}{L} \right) \quad \text{en dimension trois} \quad (\text{I- 26})$$

$$\Delta\sigma_{LF} = \frac{-e^2}{\hbar\pi^2} \text{Ln}\left(\frac{L}{l_0}\right) \quad \text{en dimension deux} \quad (\text{I- 27})$$

$$\Delta\sigma_{LF} = \frac{-e^2}{\hbar\pi} \text{Ln}(L - l_0) \quad \text{en dimension un} \quad (\text{I- 28})$$

Où l_0 est le libre parcours moyen.

VII- 1- b- Interaction électron-électron

Les électrons sont des particules chargées, il s'en suit qu'ils s'interagissent entre eux par l'intermédiaire des forces d'attraction coulombiennes. Chaque électron peut être soit « particule indépendante » ou « particule dépendante » suivant l'énergie d'interaction E_{in} avec son environnement. Si cette énergie est négligeable devant l'énergie cinétique E_{cin} , l'électron serait considéré comme une particule libre. Par contre lorsque l'énergie d'interaction devient supérieure ou au moins comparable à l'énergie cinétique, les corrélations donne lieu à des comportements collectifs des électrons. La résolution de ce problème d'électrons fortement corrélés nécessite de tenir compte des électrons dans leur ensemble. Il s'agit de résoudre un problème à N corps.

Il est possible de définir un critère de corrélation entre les électrons à l'aide du quotient:

$$r_s = \frac{E_{in}}{E_F} \quad (I- 29)$$

Alors que l'énergie de Fermi E_F d'un système d'électrons libres est proportionnelle à $n^{2/d}$, où n désigne la densité électronique et d est la dimensionnalité du problème, l'énergie d'interaction est inversement proportionnelle à $n^{1/d}$. Donc r_s est proportionnel à $n^{-1/d}$. Nous nous attendons donc à une augmentation des effets de corrélations lorsque la densité diminue.

Pour des valeurs très faibles du quotient r_s ($r_s \ll 1$), plusieurs théories décrivant les systèmes électroniques sont valables car elles prennent en compte l'aspect perturbative des interactions. Ce cas correspond aux systèmes de forte densité électronique, ce qui est rarement rencontré dans les systèmes étudiés expérimentalement où r_s est de l'ordre de 1 à 10. Cependant, il a été remarqué que ces théories semblent applicables au-delà de leur domaine de validité. La justification d'une telle constatation a été donnée par la théorie du liquide de Fermi.

VII- 2- Saut à distance variable du côté isolant de la TMI

Lorsque le niveau de Fermi est légèrement inférieur au front de mobilité, l'électron cherche le site le plus favorable énergétiquement. Celui n'est pas obligatoirement le plus proche voisin. Un électron saute d'un site localisé à un autre en parcourant une distance différente à

celle parcourue par l'autre électron. La conduction se fait donc par saut à distance variable (Variable Range Hopping : VRH).

Le régime de conduction par saut à distance variable est une théorie largement adopté pour décrire le mécanisme du transport électrique que l'on observe dans les systèmes non cristallins appelés selon les situations systèmes désordonnés ou systèmes amorphes. Selon N. F. Mott [Mott61], l'auteur de la théorie « Variable Range Hopping », ce mécanisme domine la conduction électrique à basse température dans les matériaux désordonnés, pour lesquels les états d'énergie sont généralement localisés au sens d'Anderson près du Niveau de Fermi. Lorsque le VRH est le mode de conduction dominant dans un système, alors la conductivité électrique de celui-ci suit la loi de Mott :

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0 / T)^{1/d+1}] \quad (\text{I- 30})$$

Où d étant la dimensionnalité du système considéré, et T_0 est appelée la température de Mott et dépend principalement de la longueur de localisation des porteurs de charges (électrons ou trous) ainsi que de leur densité au niveau de Fermi.

Pour établir l'équation (I- 30), Mott supposa que la densité d'état électronique est constante au voisinage du niveau de Fermi. Cependant, Efros et Shklovskii [Efros75 ; Schklovskii84] ont montré que les interactions coulombiennes entre électrons dans les systèmes désordonnés réduisent la densité d'états près du niveau de Fermi E_F , créant ainsi un pseudo gap parabolique appelé `` Gap de Coulomb ``. Dans ce cas, la densité électronique aux voisinages du niveau de Fermi varie dans selon l'équation :

$$N(E) \propto (E - E_F)^2 \quad \text{en dimension trois} \quad (\text{I- 31})$$

$$N(E) \propto (E - E_F) \quad \text{en dimension deux} \quad (\text{I- 32})$$

La conductivité s'écrit dans ce modèle ainsi :

$$\sigma = \sigma'_0 \exp[-(T'_0 / T)^{1/2}] \quad (\text{I- 33})$$

Cependant, les deux situations coexistent souvent dans le même matériau en dimension trois [Capoen93 ; Capoen99 ; El Kaaouachi03 ; Abdia06 ; El Kaaouachi06 ; Abdia09]. Le régime d'Efros Shklovskii est en générale vérifié à très basse température, tandis que nous

observons un passage vers le régime de Mott à une température critique T_C au-delà de laquelle la densité d'état est par conséquent supposée invariante au voisinage du niveau de Fermi.

Dans le chapitre III, nous allons détailler le formalisme mathématique, et travailler sous la lumière de ces deux hypothèses dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$.

VIII- Conclusion

Plusieurs phénomènes interviennent dans les mécanismes du transport électrique en générale, et de la TMI en particulier dans les systèmes en dimensions deux et trois.

Pour apporter des éléments nouveaux à ce sujet, l'objet de ce travail n'est pas seulement d'étudier la TMI en soi, mais également de tester et/ou appliquer les théories susceptibles de décrire le profil électronique dans les systèmes désordonnés.

- **En dimension trois**

- **Du côté isolant de la TMI**

L'accès au sujet nécessite de mettre le doigt sur l'évolution de la densité d'état électronique au voisinage du niveau de Fermi tout en étudiant l'évolution de la résistivité électrique avec la température en absence ou en présence d'un champ magnétique. L'hypothèse de Mott (Densité électronique constante au voisinage du niveau de Fermi) et celle d'Efros-Shklovskii (existence du pseudo-gap dû aux interactions coulombiennes) s'avèrent deux approches aisément testables et applicables.

- **Du côté métallique de la TMI**

Le mouvement électronique est très sensible aux effets des phénomènes de la localisation faible et des interactions électron électron. L'étude de ces deux phénomènes permettra de donner une image assez claire sur le mécanisme de diffusion dans le matériau en présence ou en absence du champ magnétique.

- **En dimension deux**

Le sujet est assez récent, et très controversée. Cependant plusieurs études expérimentales ont été réalisées, notamment dans les Si-MOSFETs et dans l'arséniure de gallium GaAs de

type p ou n. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier des systèmes d'électrons bidimensionnels réalisés dans l'arséniure d'aluminium AIAs de type n de haute mobilité à très basse température.

Références du chapitre I

[Abdalla11] S. Abdalla, Canadian Journal on Science and Engineering Mathematics. **2** (2011) 1.

[Abdia06] R. Abdia, A. El kaaouachi, A. Nafidi, J. Himine, Physica B: Condensed Matter. **373** (2006) 96.

[Abdia09] R. Abdia, A. El kaaouachi, A. Nafidi, G. Biskupski, J. Hemine, Journal of Solid State Electronics. **53** (2009) 469.

[Abrahams79a] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **43** 718, 1979.

[Abramas79b] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, T. V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 623.

[Altshuler79] B.L. Altshuler and A.G. Aronov, JETP Lett. **30** (1979) 482.

[Altshuler99] B. L. Altshuler, D. Maslov, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 145.

[Anderson58] P. W. Anderson, Phys. Rev. **109** (1958) 1492.

[Anderson79] P.W. Anderson, E. Abrahams and T.V. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **43** (1979) 718.

[Ashcroft76] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, Solid State Physics (Holt, Rinehart and winston, New York, 1976).

[Baxter89] D. V. Baxter, R. Richter, M. L. Trudeau, R. W. Cochrane, J. O. Strom-Olsen, J. Phys. France. **50** (1989) 1673.

[Belitz98] D. Belitz. D. R. Kirkpatrick, Phys. Rev. B. **58** (1998) 8214.

[Bergman82] G. Bergmann, Physical Review B **25** (1982) 2937.

[Bergman84a] G. Bergmann, Physical Review Letters **49** (1982) 162.

- [Bergman84b] G. Bergmann, Physical Review B **28** (1983) 2914.
- [Bergman84c] G. Bergmann, Physics Reports **107** (1984) 1.
- [Bouchiat94] H. Bouchat, Mesoscopic Quantum Physics, Les Houches, Session LXI, (Springer, Verlag, 1994).
- [Caleridge97] P. T. Caleridge, R. L. Wiliam, Y. Freng, P. Zawadski, Phys. Rev. B **56** (1997) R12764.
- [Castellani98] C. Castellani, C. D. Castro, P. A. Lee, Phys. Rev. B. **57** (1998) R9381.
- [Capoen93] B. Capoen, Thèse, université de Lille, 1993.
- [Capoen99] B. Capoen, G. biskupski, A. Briggs. Sol. Stat. Comm. **113** (1999) 135-139.
- [Das Sarma99] S. Das Sarma, E.H. Hwang, J. L. Reno, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 164.
- [Das Sarma05] S. Das Sarma, M.P. Lilly, E.H. Hwang, L.N. Pfeiffer, K.W. West, J.L. Reno, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 136401.
- [Dlimi12] S. Dlimi, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, A. Sybous, AIP Conf. Proc. **1435** (2012) 385.
- [Dobrosavljevic97] V. Dobrosavljevic, E. Abrahams, E. Miranda, S. Chakravarty, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 455.
- [Edwards89] A. Edwards, M. Fairbanks, A. Singh, R. Newport, S. Gurman, Physica B: Condensed Matter. **158** (1989) 600.
- [Efros75] A. L. Efros, B. I. Shklovskii, J. Phys. C **8** (1975) L49,.
- [El kaaouachi01] A. El kaaouachi, A. Moudden, A. Nafidi, G. Biskupski, Physica B. **304** (2001) 377–381.
- [El kaaouachi03] A. El kaaouachi, Nafidi, G. Biskupski, Semiconductors Sciences and Technology. **18** (2003) 69.
- [El kaaouachi06] A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Nafidi, Physica E. **32** (2006) 419.

- [Fukuyama81] H. Fukuyama, K. J. Hoshino. Phys. Soc. Japan. **50** (1981) 2131.
- [Hanein98a] Y. Hanein, D. Shahar, J. Yoon, C. C. Li, D. C. Tsui, H. Shtrikman, Phys. Rev. B. **58** (1998) R13338.
- [Hanein98b] Y. Hanein et al., Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1288.
- [Hamilton99] A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, M. Pepper, E. H. Linfield, P. D. Rose, D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **82 296** (1999) 1542.
- [Hamilton01] A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, M. Pepper, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, Physica B **296** (2001) 21-31.
- [Hanein98] Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C.C. Li, D.C. Tsui, H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett 80 (1998) 1288–1291.
- [Haydock81] R.V. Haydock, Phil. Mag. **843** (1981) 203.
- [Henini94] M. Henini, P. J. Redgers, P. A. Grump, B. L. Galagher, G. Hill. APPL. Phys. Lett. **65** (1994) 2054.
- [Hikami80] S. Hikami, Al. Larkin and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63** (1980) 707.
- [Hickey87] B. J. Hickey, D. Greig, M. A. Howson, Phys. Rev. B. **36** (1987) 3074.
- [Kawabata80a] A. Kawabata, Solid State Commun. **34** (1980) 431.
- [Kawabata80b] A. Kawabata, J. Phys. Soc. Japan. **49** (1980) 628.
- [Kawabata 81] A. Kawabata, Solid State Com. **38** (1981) 823.
- [Kravchenko94] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio, Phys. Rev. B Solid State. **50** (1994) 8039-8042.
- [Kravchenko96] S.V. Kravchenko, W.E. Masson, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D'Iorio, Phys. Rev. B. **51** (1996) 7038-7045.
- [Kravchenko98] S. V. Kravchenko, D. Simonian, M. P. Sarachik, D. Kent, V. M. Pudalov, Phys. Rev B. **58** (1998) 932.

- [Lam97] J. Lam, M. D'Iorio, D. Brown. H. Lafontaine, Phys. Rev. B. **56** (1997) R12741.
- [Lee83] Y. C. Lee, c. S. Chu, E. Castano, Phys. Rev. B. **27** (1983) 6136.
- [Letrucq02] R. Letrucq PHD thesis, university Paris XI, 2002.
- [Limouny12] L. Limouny, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, A. Sybous, S. Dlimi, AIP Conf. Proc. **1435**, 401 (2012) .
- [Ionov83] A. N. Ionov, I. S. Shlimak, N. M. Matreev, Sol. State comm. **46** (1983) 763.
- [Long85] A. P. Long, M. Pepper, Sol. State Electr. **28** (1985) 61.
- [Majumdar03]: A.K. Majumdar, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **263** (2003) 26–31.
- [Maliepaard88] M. C. Maliepaard, M. Pepper, R. Newbury, G. Hill, Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 369.
- [Mansfield91] R. Mansfield, M. Abdul-Gader, P. Fozooni, (Commun Privée, 1991).
- [Markiewicz81] R.S. Markiewicz and L.A. Harris, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1149.
- [Meir99] Y. Meir Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3506.
- [Mertes99] K. M. Mertes, D. Simonian, M. P. Sarachik, S. V. Kravchenko, Phys. Rev. B. **60** (1999) R5093.
- [Monsterleet97] J. M. Monsterleet, B. Capoen, G. Biskupski, J. Phys.: Condens. Matter. **9** (1997) 8657.
- [Mott61] N. F. Mott, Phil. Mag. **6** (1961) 287.
- [Mott72] N. F. Mott, Phil. Mag. **26** (1972) 1015.
- [Mott79] N. F. Mott, E. A. David, (Clarendon Press, Oxford, 18, 1979).
- [Mott85] N. F. Mott, M. Kaveh, Adv. Phys, **34** (1985) 329.

- [Ovadyahu81] Z. Ovadyahu, Phys. Rev. B. **24** (1981) 7439.
- [Papadakis98] S. J. Papadakis, M. Shayegan, Phys. Rev. B. **57** (1998) R15068.
- [Phillips98] P. Phillips, Y. Wan, I. Martin, S. Knysh, D. Dalidovich, Nature **395** (1998) 293.
- [Popovic97] D. Popovic, A.B. Fowler, S. Washburn, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1543.
- [Pudalov97a] V.M. Pudalov, JETP Lett. **66** (1997) 175.
- [Pudalov97b] V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, Pis'ma Zh.Eksp. Teor. Fiz. **65** (1997) 168.
- [Rogachev87] N. Rogachev, V. Smid, J. Mares, and J. Kristofik, Journal of Non-Crystalline Solids. **955** (1987) 97-98.
- [Rosenbaum97] R Rosenbaum, A Heines, A Palevski, J. Phys.: Condens. Matter. **9** (1997) 5395–5411.
- [23] B. I. Shklovskii, A. L. Efros, “Electronic Properties of Doped Semiconductors” (Springer-Verlag, Berlin, 1984).
- [Simmons98] M. Y. Simmons, A. R. Hamilton, T. G. Griffiths, A. K. Savchenko, M. Pepper, D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1292.
- [Simonian97] D. Simonian, S. V. Kravchenko, M. P. Sarachik, V. M. Pudalov, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 2304.
- [Sondhi97] S. L. Sondhi, S. M. Girvin, D. Shahar, Rev. Mod. Phys. **69** (1997) 315.
- [Streetman00] Ben G. Streetman, S. Banerjee, Solid State electronic Devices (5th ed, New Jersey, 2000).
- [Sybous11] A. Sybous, A.Elkaaouachi, N.AitBenAmeur, B.Capoen, J.Hemine, R.Abdia, A. Narjis, H. Sahah, G.Biskupski, Physica B. **406** (2011) 3489–3492.
- [Thomas81] G. A. Thomas, M. Capizza, F. De Rosa, R. N. Bhatt, T. M. Rice, Phys. Rev. B. **23** (1981) 5472.

[Thouless74] D. J. Thouless, Phys. Rep. **13** (1974) 93.

[Thouless77] D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 1167.

[Tracy09] L.A. Tracy, E.H. Hwang, K. Eng, G.A Ten Eyck, E.P. Nordberg, K. Childs, M.S. Carroll, M.P. Lilly, S. Das Sarma, Phys. Rev. B. **79** (2009) 235307.

[Van den dries81] L. Van den dries, C. Van Haesendonck, Y. Bruynseraede and G. Deutscher, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 565.

[Wegner79] F.J. Wegner, Z. Physik. **35** (1979) 207.

[Yafet56] Y. Yafet, R. W. Keyes, E. N. Adams, J. Phys. Chem. Solids **1** (1956) 137.

Chapitre II

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, éclairons les conditions d'expérimentation à très basse température. Plus précisément, nous présentons le dispositif expérimental utilisé en cryogénie et nous décrivons les échantillons traités dans notre travail. Nous soulignons que les mesures expérimentales sont prises des références (voir remerciements) :

- K.M. Abkemeier, C.J. Adkins, R. Asal, E.A. Davis, J. Phys. Condens. Matter 4, 91134 (1992).
- S. J. Papadakis, M. Shayegan, Phys. Rev. B. 57 (1998) R15068.

I- Ensemble cryogénique

La mise en œuvre des basses températures est se révèle critique pour pouvoir étudier les effets quantiques des phénomènes physiques. En effet lorsqu'on s'approche du zéro absolu, le caractère ondulatoire de l'électron se détruit et empêche d'observer les effets interférentiels. Les expérimentateurs de transports se sont équipés de plusieurs systèmes permettant de créer des conditions physiques à basses températures.

L'ensemble cryogénique est constitué d'une bobine du champ magnétique plongée dans l'azote liquide en acier inoxydable et portée à température 77 K .

Un cryostat à hélium est menu d'une queue plongeant au cœur de la bobine et d'un four qui permet de disposer une température descendante jusqu'à 4.2 K , est entouré par une garde d'azote. On peut encore faire baisser la température jusqu'à 0.06 K , et ce en diminuant la pression du gaz dans le cryostat par pompage. L'isolation thermique est réalisée par des enceintes sous vide et la garde d'azote liquide complète l'isolation en éliminant les radiations d'énergie supérieure à cette température.

L'échantillon n'est pas placé en contact direct avec le bain secondaire mais dans une cane sous atmosphère d'hélium. Cela permet d'amortir les fluctuations de température dans le bain secondaire et stabiliser la température de l'échantillon. La figure II- 1 présente un cryostat à température variable (VTI).

Les échantillons des alliages amorphes hydrogénés silicium-nickel sont des barreaux parallélépipèdes d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$. L'opération a été faite sous atmosphère d'argon hydrogéné (90% d'Ar, 10% d'H₂). Les mesures de résistivité sont faites par différentes méthodes selon le pourcentage du nickel :

- Alimentation alternative pour les pourcentages 17, 23, 26, 29, 50 et 52%.
- Alimentation continue pour les pourcentages 7, 8 et 15%.

Pour les températures très basses ($T < 6 K$), le cryostat utilisé est celui à hélium. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement aux films.

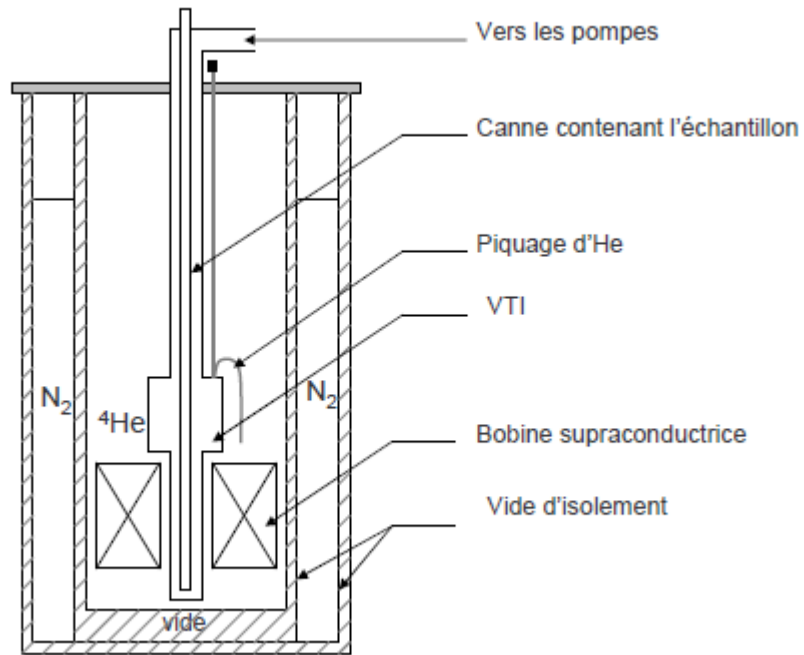


Figure II- 1 : Schéma du cryostat à température variable (Variable Temperature Inset (VTI))

II- Mesure de la densité des porteurs

La mesure de l'effet Hall où toutes les impuretés sont ionisées permet de déterminer la concentration en impuretés. Cette opération se fait dans le domaine où la tension de Hall V_H varie linéairement avec l'intensité du champ magnétique. En effet :

$$R_H = \frac{V_H e'}{IB} \quad (\text{II- 1})$$

I et e' sont respectivement le courant polarisant l'échantillon et l'épaisseur de celui-ci.

La concentration est donnée par :

$$n = \frac{I}{R_H e} \quad (\text{II- 2})$$

Où $e = 1.6 \times 10^{-19} C$.

III- Mesure de la magnétorésistance

Le schéma de mesure de la magnétorésistance est présenté dans la figure II- 2. Le principe est simple et direct puisqu'il se résume à l'application de la loi d'Ohm. En effet, l'échantillon est placé au centre du champ magnétique et alimenté par un courant I . le champ $V(B)$ qui apparait est proportionnel au champ magnétique.

La mesure de la température est effectuée à l'aide d'une sonde de carbone située aussi proche de l'échantillon. Elle doit être fixée au départ et pendant la séquence de mesure de la résistivité et de l'effet Hall en utilisant une régulatrice de température et en jouant sur la pression du bain d'hélium pour $T < 4.2 K$.

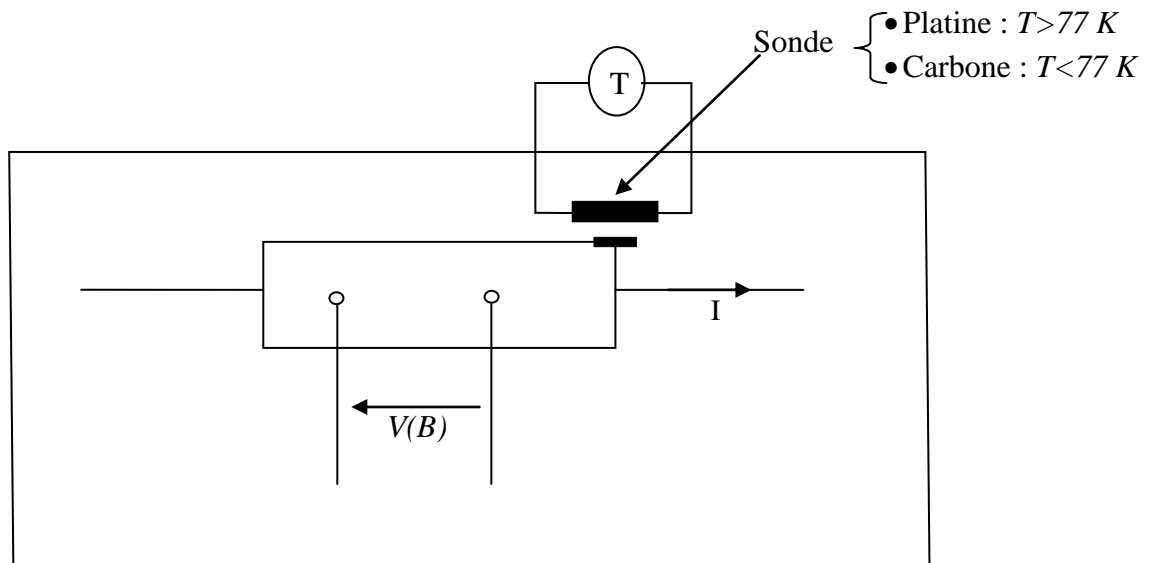


Figure II- 2 : Montage pour la mesure de la résistance

IV- Chaîne de mesures

Les mesures sont réalisées à basses températures. On utilise des bobines supraconductrices fournissant des champs magnétiques très intenses. La supraconductivité permet de faire passer dans les bobines de l'électricité sans dissipation d'énergie. La détection des signaux de si faible amplitude dans un environnement bruité n'est pas une chose aisée et peut être accomplie grâce à l'utilisation conjointe de la détection synchrone.

La figure II- 3 présente le schéma de mesure de la magnétorésistance. La chaîne de mesure est constituée de :

- Générateur de courant

Permet d'alimenter l'échantillon par le courant avec une intensité constante.

- Amplificateur sélectif

Son rôle est d'accroître l'amplitude du signal présenté à son entrée, sans en modifier la fréquence.

- Systèmes d'acquisition et de traitement des données

Cet ensemble est constitué de :

- Un oscilloscope à mémoire permettant de visualiser directement la magnétorésistance en fonction du champ magnétique.
- Un système d'acquisition numérique est piloté par un ordinateur permettant de traiter les données.

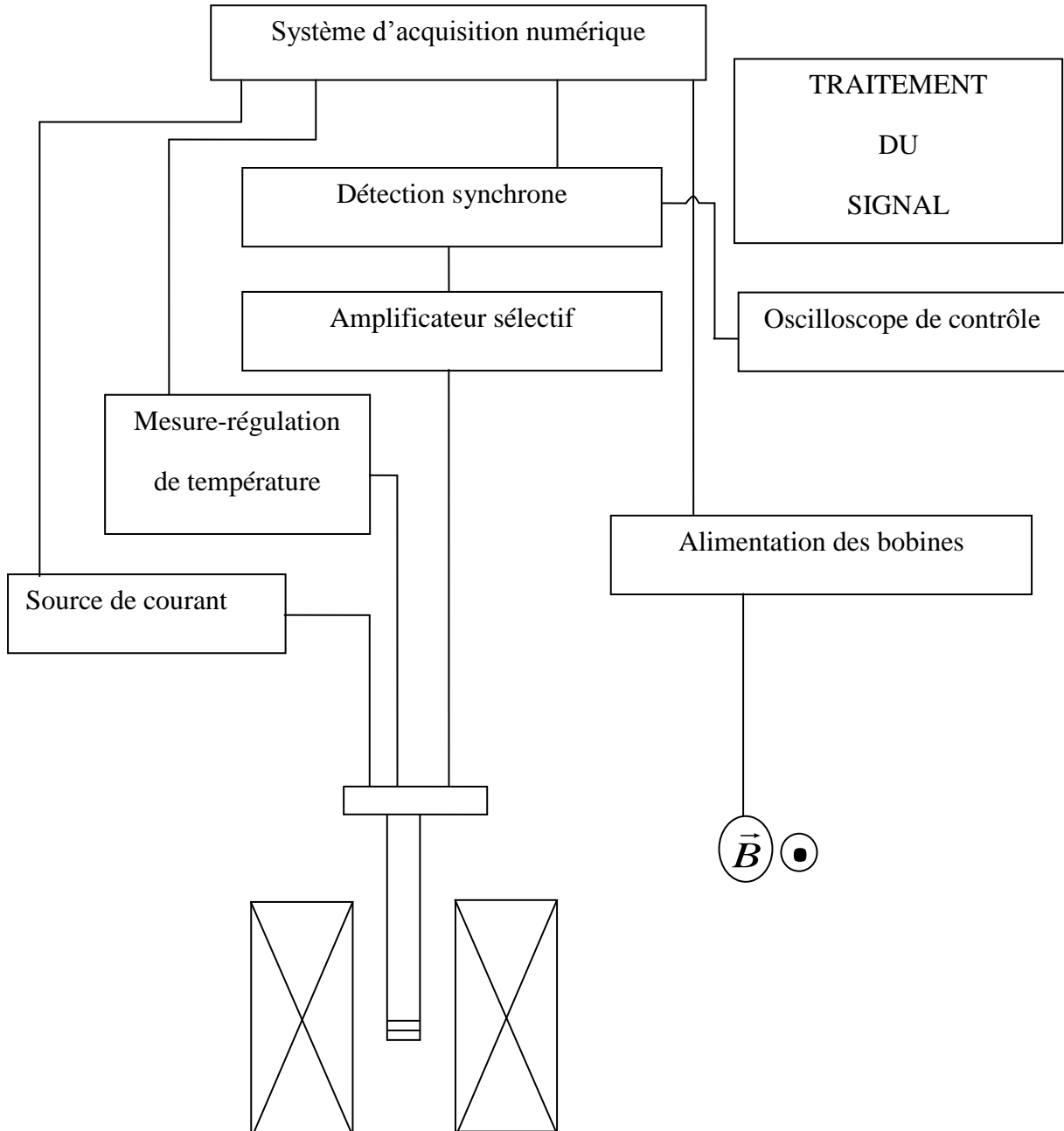


Figure II- 3 : Chaîne de mesures de la magnétorésistance

V- Préparation et mesures sur n-AIAs

L'échantillon AIAs (dopé N) est préparé par Epitaxie par Jets Moléculaires sur le substrat de GaAs (100) non dopé. Le gaz bidimensionnel est confiné dans une couche de AIAs

d'épaisseur 150 Å. Cette couche est séparée à GaAlAs dopé par le silicium selon la structure M282 (vois figure II- 4).

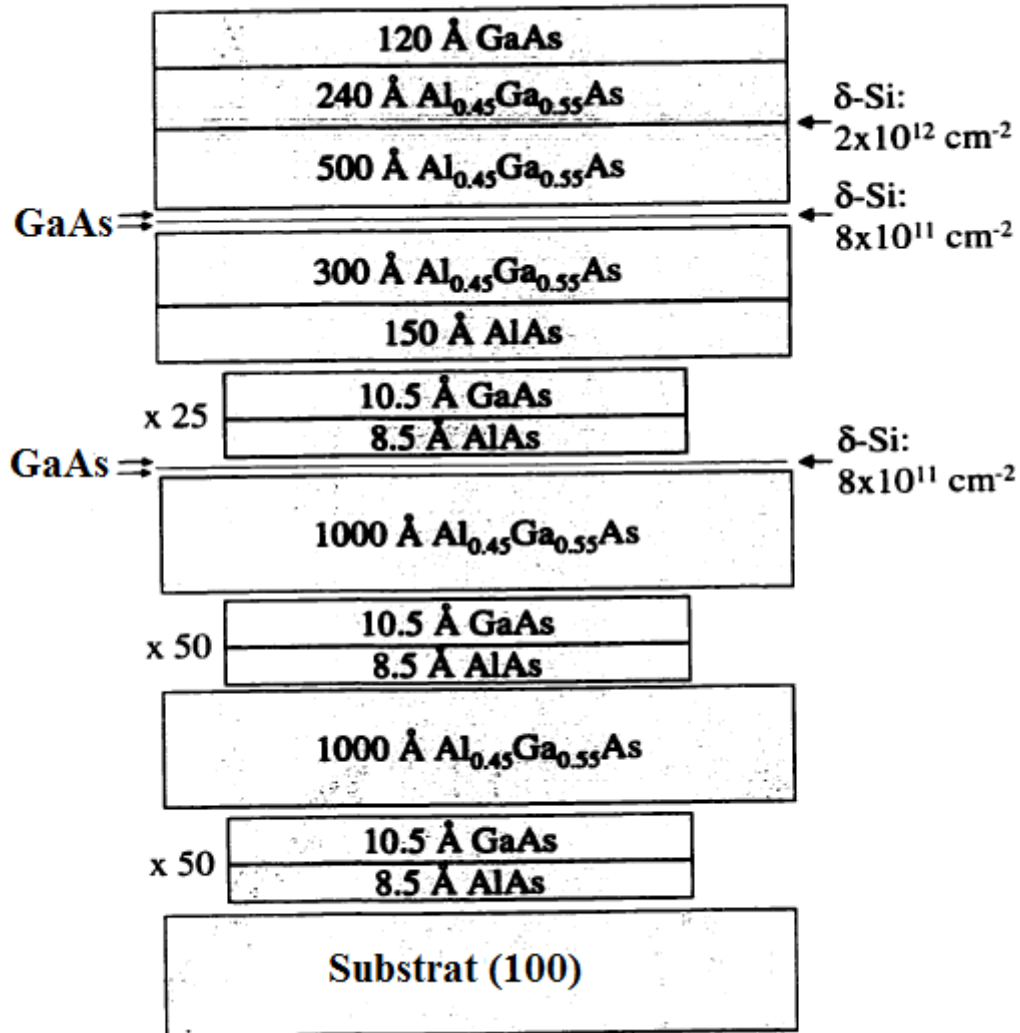


Figure II- 4 : Schéma de la structure M282.

La figure II- 5 présente un schéma simplifié de la forme de la couche de AlAs. Il s'agit d'une barre de Hall de forme L. Cela demande une photolithographie suivie par une gravure humide des entourages de la barre. Ce schéma a été proposé par H. C. Manoharan en 1998 et permet de :

- Prendre les mesures simultanées dans deux directions différentes.
- Choisir la mobilité (haute ou faible).

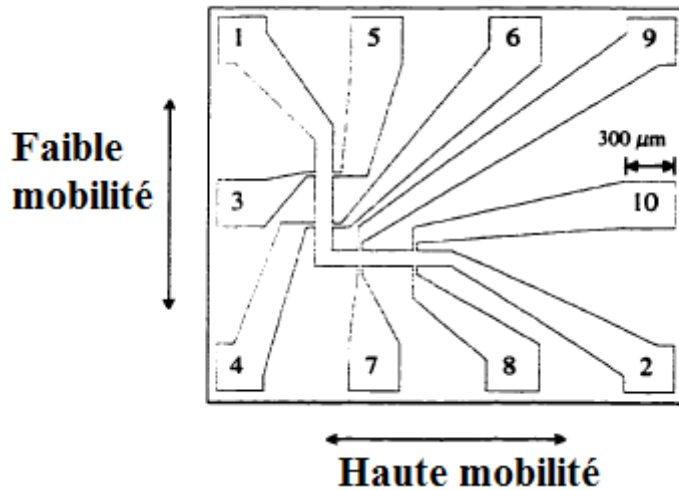


Figure II- 5 : Forme de l'échantillon ALAs.

VI- Echantillon n-GaAs

L'échantillon de GaAs utilisé dans cette étude présente un 2DEG à haute mobilité et de surface $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Le gaz bidimensionnel est confiné à l'interface d'une hétérojonction GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Cette interface sépare le GaAs d'une couche de GaAlAs non dopé. L'augmentation de la densité est obtenue en changeant le voltage de la grille. Enfin, la distance grille–gaz vaut 600 nm (figure II- 6).

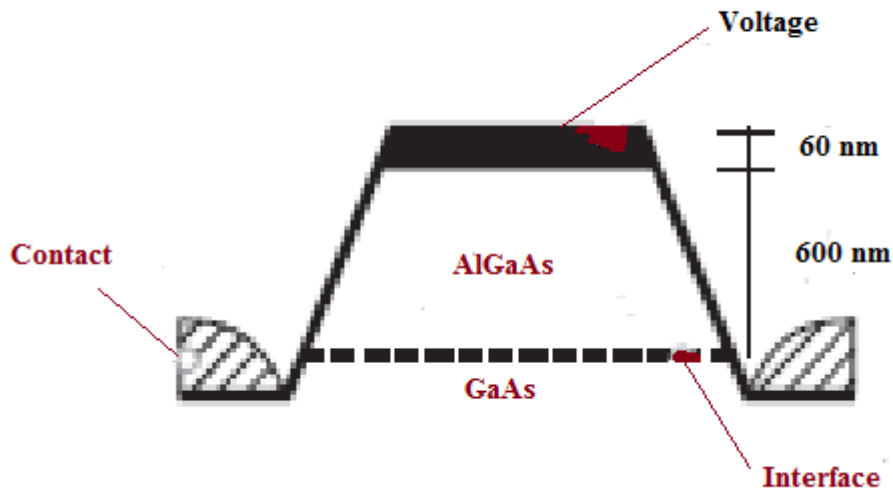


Figure II- 6 : Schéma le l'échantillon GaAs.

Chapitre III

**Conduction par saut à distance variable dans
les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ en dimension trois**

Résumé du chapitre III

Dans ce chapitre, nous détaillons l'étude du comportement de la conductivité électrique σ en fonction de la température en absence du champ magnétique pour cinq alliages amorphes isolants $Si_{1-y}Ni_y:H$ ($y=0.07; 0.08; 0.15; 0.17$ et 0.23).

Nous avons observé que la conductance se fait par saut à distance variable (Variable Range Hopping : VRH). C'est un régime qui est largement observé et étudié théoriquement et expérimentalement et est décrit par la formule universelle $\sigma=\sigma_0\exp(-T_0/T)^p$.

En étudiant la probabilité du saut d'un site occupé à un autre site vide, Mott a montré que l'exposant p est égal à 0.25. Cette estimation se repose sur l'hypothèse d'une densité d'états électronique (DOS : Density Of State) constante au voisinage du niveau de Fermi E_F .

Au contraire, Efros et Shklovskii (ES) ont pu démontrer que les interactions entre électrons réduisent la DOS créant ainsi un gap dit de Coulomb. Sous cette hypothèse l'exposant p devient égal à 0.5, et la densité des états varie paraboliquement ($DOS \propto (E-E_F)^2$) en dimension trois.

Pour identifier et caractériser les différents régimes de conduction dans nos échantillons, nous avons utilisé plusieurs méthodes, en particulier la méthode de Zabrodskii et la méthode de pourcentage de déviation.

D'autre part, et comme il a été observé dans plusieurs études, le système peut être le siège d'un passage du régime VRH de ES au régime VRH de Mott au dessus d'une température T_C . Ce phénomène est bien observé dans nos alliages $Si_{0.85}Ni_{0.15}:H$ et $Si_{0.83}Ni_{0.17}:H$ et est absent dans les alliages $Si_{0.93}Ni_{0.07}:H$ et $Si_{0.92}Ni_{0.08}:H$ où seul le régime VRH de ES est observé. Tandis que dans l'échantillon $Si_{0.77}Ni_{0.23}:H$, aucun régime n'est observé. La DOS dépend donc de la température mais aussi du pourcentage du nickel dans l'alliage.

Pour chacun des alliages où nous avons observé la transition ES-Mott, notre étude révèle que la température de transition T_C diminue avec le pourcentage du nickel dans l'alliage. Nous avons extrait les paramètres de conductivité (T_C , $T_{ES} := T_0$ dans la formule universelle lorsque $p=0.5$ et $T_{Mott} := T_0$ lorsque $p=0.25$). Les relations qui lient ces paramètres sont comparées aux propositions de Rosebaum ($T_C=T_{ES}/5.06$ et $T_{Mott}=81.T_{ES}$) qui reviennent à dire que la transition Mott VRH- ES VRH s'effectue lorsque les énergies de saut suivant chaque régime deviennent comparables ($\Delta_{Mott}=\Delta_{ES}$). L'accord est observé dans l'alliage $Si_{0.85}Ni_{0.15}:H$ et est absent dans l'alliage $Si_{0.83}Ni_{0.17}:H$.

En fin, nous avons comparé nos résultats à des études expérimentales similaires récentes et d'autres anciennement publiées sur les systèmes désordonnés en dimension trois.

I- Transport électrique dans les systèmes isolants

I- 1- Conduction par effet tunnel à basse température

L'effet tunnel désigne la propriété que possède l'électron (en tant qu'objet quantique) de franchir une barrière de potentiel bien que son énergie soit inférieure à l'énergie potentielle qu'elle doit acquérir, passage impossible selon la mécanique classique.

Du côté isolant de la transition métal isolant (TMI), et à température non nulle, l'électron localisé saute d'un site localisé occupé vers un site localisé vide par effet tunnel, c'est pourquoi nous observons une conductivité non nulle. Le niveau de Fermi étant très inférieur au bord de mobilité et les sauts ne peuvent avoir lieu qu'entre plus proches voisins.

Miller et Abrahams [Miller60] proposèrent un modèle qui permet d'exprimer la conductivité électrique. Ils déterminèrent la probabilité de transition du site i vers un site j en considérant la différence d'énergie $\Delta = E_j - E_i$. Cette transition se fait par absorption ou émission de phonon.

- Dans le cas où $\Delta < 0$ (absorption d'un phonon) :

$$U_{ij} = An_q \quad \text{(III- 1)}$$

- Dans le cas où $\Delta > 0$ (émission d'un phonon):

$$U_{ij} = A(n_q + 1) \quad \text{(III- 2)}$$

Allen et Adkins [Allen72] exprimèrent cette probabilité comme suit :

$$U_{ij} = \begin{cases} \nu_0 \exp(-2r_{ij} / \xi) n_q & \text{pour } \Delta < 0 \\ \nu_0 \exp(-2r_{ij} / \xi) (n_q + 1) & \text{Pour } \Delta > 0 \end{cases} \quad \text{(III- 3)}$$

Où $n_q = \frac{1}{\exp(\Delta / k_B T) - 1}$ et ξ est la longueur de localisation.

A basse température, $\Delta \gg k_B T$ et la probabilité de transition s'écrit alors :

$$U_{ij} = \begin{cases} \nu_0 \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\xi} - \frac{\Delta}{k_B T}\right) & \text{si } \Delta > 0 \\ \nu_0 \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\xi}\right) & \text{si } \Delta < 0 \end{cases} \quad (\text{III- 4})$$

Sous l'effet d'un champ électrique, l'écart énergétique devient $\Delta = E_i - E_j + eER_{ij}$. La détermination de la probabilité U_{ij} permet de calculer l'intensité moyenne du courant entre les sites i et j . En décomposant le réseau en résistances élémentaires parallèles et identiques Miller et Adkins ont donné l'expression suivante :

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\varepsilon / k_B T) \quad (\text{III- 5})$$

Où l'énergie d'activation ε dépend de la concentration en impuretés.

I- 2- Haute température

Pour des températures suffisamment élevées, la conduction se fait par ionisation des donneurs et activation des électrons dans la bande de conduction, où ils sont considérés comme libres et la conductivité est donnée par:

$$\sigma = ne\mu \quad (\text{III- 6})$$

où n est la densité en porteurs libres et μ la mobilité électronique.

La densité électronique est donnée par:

$$n(E) = \int_{E_A}^{\infty} N(E) f(E) dE \quad (\text{III- 7})$$

Avec $f(E)$ la fonction de distribution de Fermi-Dirac ($f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/k_B T}}$).

$N(E)$ est la densité d'états électroniques donnée par :

$$N(E) = C(E - E_C)^{1/2} \quad (\text{III- 8})$$

E_c étant l'énergie du bas de la bande de conduction (voir figure III- 1).

C : Constante indépendante de l'énergie.

On obtient alors :

$$n(E) = C \int_{E_A}^{\infty} \frac{(E - E_A)^{1/2}}{1 + \exp((E - E_F) / k_B T)} dE \quad (\text{III- 9})$$

Comme $E_c \gg E_F$, ceci implique que E est toujours plus grande que E_F , on peut faire l'approximation :

$$1 + \exp((E - E_F) / k_B T) \approx \exp((E - E_F) / k_B T) \quad (\text{III- 10})$$

Ainsi, nous passons d'une statistique de Fermi-Dirac à une statistique de Maxwell-Boltzmann. En posant $\varepsilon = E - E_A$, nous obtenons :

$$n = C \exp(-(E_A - E_F) / k_B T) \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{\exp(\varepsilon / k_B T)} d\varepsilon \quad (\text{III- 11})$$

Soit après intégration :

$$n = A \exp(-(E_A - E_F) / k_B T) \quad (\text{III- 12})$$

Où A est une constante indépendante de l'énergie.

En reportant cette valeur dans l'expression (III-6), nous obtenons pour la conductivité :

$$\sigma = \sigma_1 \exp(-\varepsilon_1 / k_B T) \quad (\text{III- 13})$$

Où $\varepsilon_1 = E_A - E_F$ représente la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi (voir figure III- 1).

I- 3- Température intermédiaire

Pour des températures intermédiaires, les électrons du niveau de Fermi sont excités au front de mobilité et celui-ci se comporte comme le bas de la bande de conduction. Une

analyse identique à celle du paragraphe précédent (I- 2) nous mène à exprimer la conductivité électrique comme suivant:

$$\sigma = \sigma_2 \exp(-\varepsilon_2 / k_B T) \quad (\text{III- 14})$$

Où $\varepsilon_2 = E_c - E_F$ (figure III- 1)

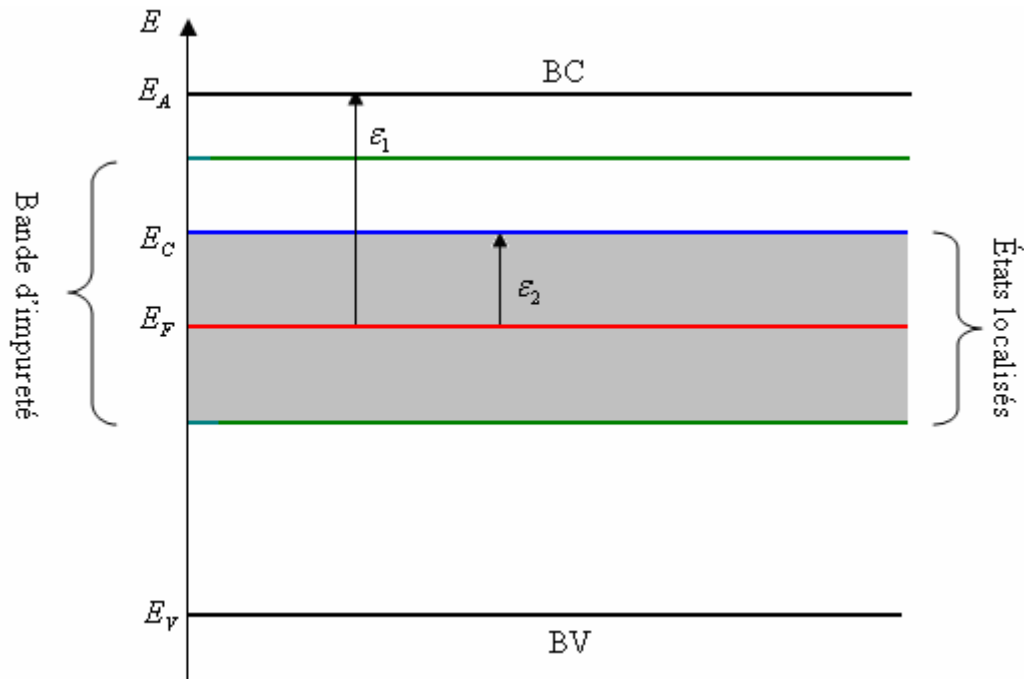


Figure III- 1 : Excitation des électrons dans la bande de conduction et au front de mobilité

II- Conduction par saut à distance variable (VRH : Variable Range Hopping)

II- 1- Loi de Mott en $T^{-1/4}$

Mott [Mott68] nota qu'à température suffisamment basse, la conduction par saut se fait à partir des états dont les énergies sont concentrées dans une bande étroite au voisinage du niveau de Fermi.

Lorsque le niveau de Fermi E_F est légèrement inférieur au front de mobilité E_C , l'électron cherche le site le plus favorable énergétiquement et le saut n'est pas obligatoirement entre plus proche voisins. La conduction se fait alors par saut à distance variable (figure III- 2).

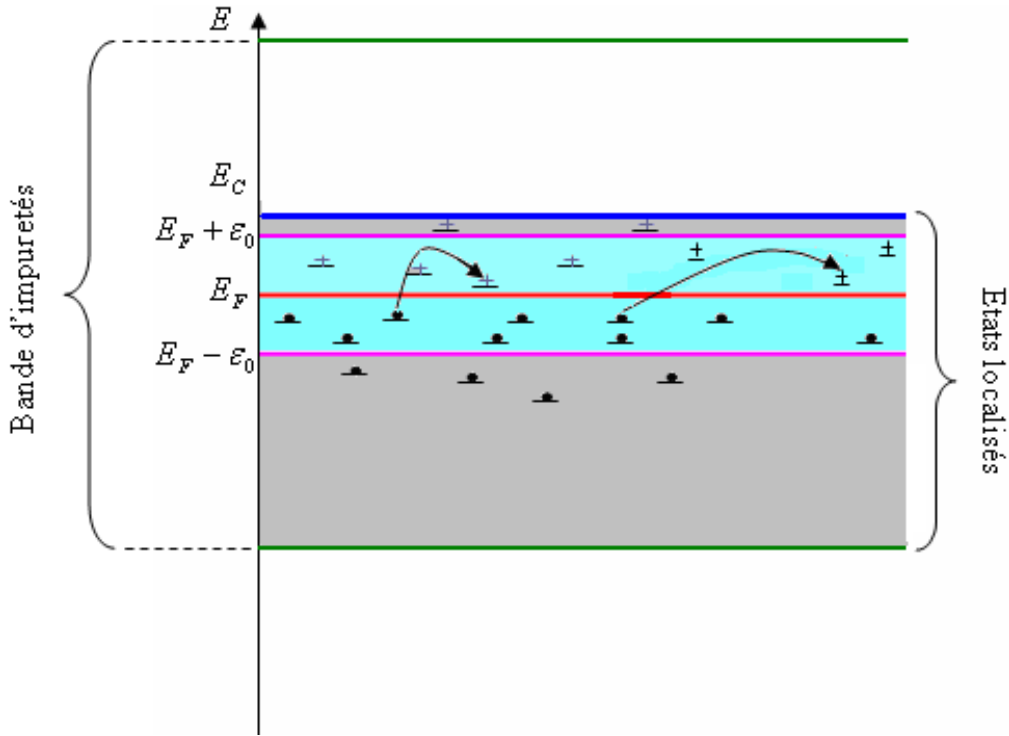


Figure III- 2 : Conduction par saut à distance variable entre sites localisés.

Mott [Mott68] donna l'expression de la conductivité dans ce régime, il reprit la probabilité de saut telle qu'elle eut été définie par Miller et Abrahams [Miller60] en ajoutant un terme dû au champ électrique. La densité de courant j est obtenue en multipliant la probabilité de saut par la charge électrique e et la distance de saut R et en additionnant les probabilités dans les deux directions :

$$j = 2eRTN(E_F)v_0 \exp\left(-\frac{2R}{\xi} - \frac{\Delta}{k_B T}\right) \sinh\left(\frac{eRE}{k_B T}\right) \quad (\text{III- 15})$$

Où $N(E_F)$ est la densité d'états au niveau de Fermi, v_0 le terme dépendant du spectre des phonons.

A champ électrique faible, $eRE \ll k_B T$ nous pouvons faire l'approximation suivante : $\sinh(eRE/k_B T) \approx eRE/k_B T$. La conductivité est ainsi obtenue en divisant j par E :

$$\sigma = 2e^2 R^2 v_0 N(E_F) \exp\left(-\frac{2R}{\xi} - \frac{\Delta}{k_B T}\right) \quad (\text{III- 16})$$

D'après l'expression (III- 16), on constate que le régime de saut au plus proche voisin correspond au cas des électrons fortement localisés ($R/\xi \gg 1$) ou à température suffisamment élevée.

Lorsque les deux termes exponentiels dans la relation (III- 16) deviennent du même ordre de grandeur, le régime attendu sera un régime de saut à distance variable. Ce comportement peut être expliqué par le fait que lorsque les plus petites valeurs de Δ participent à la conduction, les électrons qui assurent la conduction sont ceux qui se situent dans une bande étroite de largeur ε_0 autour de E_F (voir figure I- 2). Ces états électroniques ayant une faible probabilité d'existence et leur concentration est donnée par :

$$n(\varepsilon_0) = 2N(E_F)\varepsilon_0 \quad (\text{III- 17})$$

Si nous remplaçons la distance de saut R par la séparation moyenne entre sites $[n(\varepsilon_0)]^{-1/3}$ et Δ par la largeur de la bande ε_0 , nous obtenons l'expression de la conductivité suivante :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{1}{[N(E_F)\varepsilon_0]^{1/3} \xi} - \frac{\varepsilon_0}{k_B T}\right) \quad (\text{III- 18})$$

Mott montra qu'à suffisamment basse température, les électrons effectuent des sauts entre sites de plus en plus éloignés dans l'espace mais proches en énergie. Ce comportement minimise l'énergie associée à chaque saut.

Il s'agit à présent de minimiser la fonction (III- 18) par rapport à ε_0 en stipulant une densité d'états non nulle au niveau de Fermi, le résultat est le suivant :

$$\varepsilon_0(T) = (k_B T)^{3/4} / (27(N(E_F)\xi^3)^{1/4} \quad (\text{III- 19})$$

En reportant cette expression dans l'égalité (III- 18), nous obtenons une loi de type :

$$\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/4}] \quad (\text{III- 20})$$

Avec :

$$T_0 = \beta_1 / k_B N(E_F) \xi^3 \quad (\text{III- 21})$$

Il est possible de déterminer une distance optimale de saut :

$$R_{hop} = [N(\varepsilon_0)]^{-1/3} = 0.49 \xi (T_0 / T)^{1/4} \quad (\text{III- 22})$$

β_1 est une constante de valeur calculée numériquement par la méthode de percolation. A trois dimensions $\beta_1 = 20 \pm 1,2$ [Shklovskii84].

La figure III- 3 représente un exemple d'une variation de la résistivité en fonction de la température suivant la loi de Mott en $T^{-1/4}$.

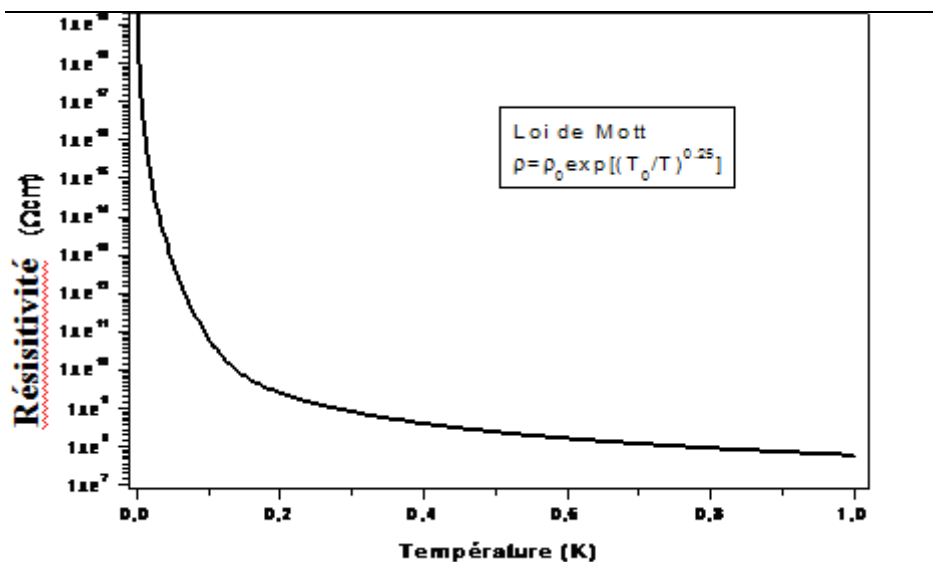


Figure III- 3 : Variation de la résistivité en fonction de la température dans le régime de Mott (courbe théorique, $\rho_0 = 100 \Omega\text{cm}$, $T_0 = 100 \text{K}$)

La loi de Mott (équation (III- 20)) qui est basée sur le fait que la densité d'états est indépendante de l'énergie $N(E) = N(E_F)$, a été confirmée par l'expérience dans plusieurs matériaux désordonnés (voir discussion).

D'autre part, la forme (III- 16) fut le point de départ de diverses études théoriques [Allen72 ; Pollak72] qui menèrent à l'expression générale.

$$\sigma = A \exp(-BT^{-1/4}) \quad (\text{III- 23})$$

Où A peut être un terme dépendant de la température.

II- 2- Loi d'Efros et Shklovskii en $T^{1/2}$: Gap de Coulomb

Notons encore que la loi de Mott en $T^{-1/4}$ est valable uniquement si la densité d'état est constante autour du niveau de Fermi E_F . D'autre part, Efros et Shklovskii [Efros75] montrèrent que les interactions coulombiennes entre électrons dans les systèmes désordonnés réduisent la densité d'états près du niveau de Fermi E_F , créant ainsi un pseudogap, appelé ``Gap de Coulomb``.

On considère un système d'électrons suffisamment localisés pour lequel le recouvrement des fonctions d'onde soit négligeable. L'Hamiltonien donné par Efros et Shklovskii pour ce système s'écrit :

$$H = \sum_i E_i^0 n_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_{ij} n_i n_j \quad (\text{III- 24})$$

Avec E_i^0 : L'énergie du site i sans interaction.

n_i : Le nombre d'occupation (= 0 ou 1).

$e_{ij} = e^2 / kr_{ij}$: L'énergie d'interaction électron-électron.

$r_{ij} = |r_i - r_j|$: La distance entre les sites i et j .

L'énergie d'un électron occupant le site i est donnée par :

$$E_i = E_i^0 + \sum_{i \neq j} n_i e_{ij} \quad (\text{III- 25})$$

A température nulle, l'occupation du site i est:

$$n_i = \begin{cases} 0 & E_i > E_F \\ 1 & E_i < E_F \end{cases} \quad (\text{III- 26})$$

Si le système se trouve dans son état fondamental ($T = 0K$), le transfert d'un électron du site i au site j s'accompagne d'un accroissement de l'énergie du système qui doit satisfaire à la relation suivante : $\Delta E = E_j - E_i - e_{ij} > 0$ ce qui donne :

$$r_{ij} > \frac{e^2}{k(E_j - E_i)} \quad (\text{III- 27})$$

Un électron parti d'un site occupé i vers un site vide j doit effectuer un saut d'une longueur r_{ij} d'autant plus grand que la différence en énergie $E_j - E_i$ est petite. Par conséquent, les états proches en énergie autour du niveau de Fermi sont très éloignés dans l'espace.

Pour mettre en évidence l'existence du gap de Coulomb, Efros et Shklovskii supposèrent tout d'abord une densité d'état constante $N(E) = N_0(E_F)$. Considérant un intervalle $\varepsilon = E_j - E_i$ centré sur le niveau de Fermi E_F , ils déterminent alors une distance moyenne R définie par :

$$N_0(E_F)R^3\varepsilon = 1 \quad (\text{III- 28})$$

Il est facile de montrer que l'inégalité (III- 27) n'est plus satisfaite dès lors que ε est plus petite qu'une valeur Δ_{CG} calculée comme suit :

$$\Delta_{CG} = e^3 N_0(E_F)^{1/2} / k^{3/2} \quad (\text{III- 29})$$

L'hypothèse d'une densité d'états constante est donc incompatible avec l'inéquation (III- 27). Efros et Shklovskii suggèrent que $N(E)$ décroît avec $|E - E_F|$ lorsque nous nous approchons de E_F et s'annule pour $E = E_F$. Deuxièmement, si nous admettons que la distance énergétique entre les états compris dans l'intervalle ε est de l'ordre de grandeur de l'interaction coulombienne, nous trouvons une densité d'états variant en dimension trois comme suit :

$$N(E) = \frac{\alpha k^3}{e^6} (E - E_F)^2 \quad (\text{III- 30})$$

Où α est un coefficient numérique évalué à $3/\pi$ [Baranovskii78]. Notons qu'en dimension deux $N(E)$ varie linéairement avec $(E-E_F)$.

Le paramètre Δ_{CG} peut être considéré comme la largeur du gap de Coulomb (Figure III-4).

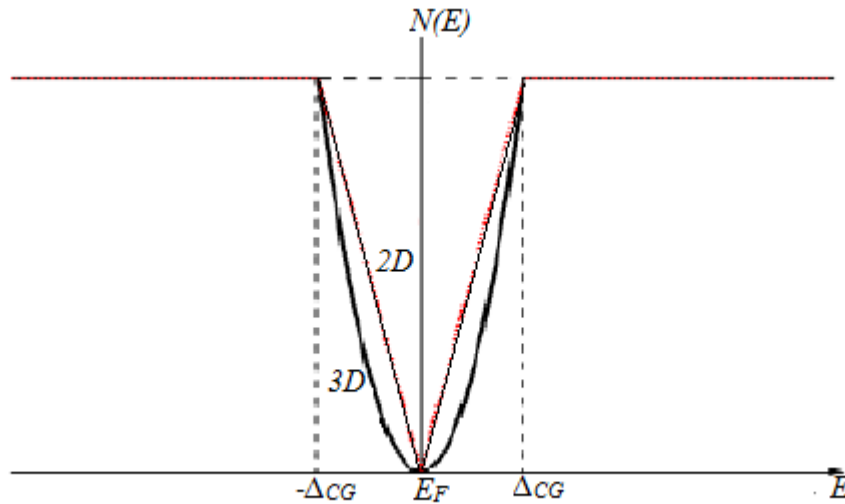


Figure III- 4 : Densité d'états autour du niveau de Fermi. Creusement du gap de Coulomb

L'existence du gap de Coulomb a une importance considérable dans l'expression de la conductivité à basse température, en partant de la densité d'états donnée (III- 30) et en adoptant une démarche similaire à celle du paragraphe I- 1. Efros et Shklovskii [Efros75] ont obtenu une expression de la conductivité dans le régime de saut à distance variable comparable à (III- 20).

$$\sigma(T) = \sigma_1 \exp[-(T_1/T)^{1/2}] \quad \text{(III- 31)}$$

Avec :

$$T_1 = \beta_2 e^2 / k_B k \xi \quad \text{(III- 32)}$$

Où β_2 est une constante qui a été estimée à 2.8 par Shklovskii et Efros [Shklovskii84]. $k_B T_1$ est l'énergie caractérisant la force des interactions de Coulomb.

Cette loi est vérifiée expérimentalement dans plusieurs isolants désordonnés. Cependant, le gap de Coulomb étant très étroit, nous ne pouvons l'observer qu'à très basse température.

Selon Pollak [Pollak72] et Hamilton [Hamilton72], la densité d'état peut prendre la forme plus générale :

$$N(E) = N_0(E_F) \left(\frac{|E - E_F|}{E'} \right)^n \quad (\text{III- 33})$$

Où $n > 0$.

L'expression (III- 17) devint alors:

$$n(\varepsilon_0) = N_0(E_F) \int_{E_f - \varepsilon_0}^{E_f + \varepsilon_0} \left(\frac{|E - E_F|}{E'} \right)^n dE = \frac{2}{n+1} \frac{N_0(E_F) \varepsilon_0^{n+1}}{(E')^n} \quad (\text{III- 34})$$

et considérant l'analyse de Mott, on trouve une loi du type :

$$\sigma(T) = \sigma_3 \exp[-(T_0/T)^p] \quad (\text{III- 35}),$$

dans laquelle $p = (n+1)/(n+4)$. Il est bien entendu que si $n=0$, alors $N(E) = cste$ et nous retrouvons une valeur $p = 0.25$.

Puisque le régime en $T^{-1/2}$ a également été observé dans de nombreux matériaux, Shklovskii et Efros [Shklovskii84] prévirent l'existence d'une température critique T_C en dessous de laquelle la loi de Mott ne peut être valable. Des investigations expérimentales ont montré le passage d'un régime de VRH de Mott à un régime de VRH de Shklovski et Efros [Agrinskaya89 ; Zhang90 ; Rosenbaum91]. Ce phénomène a été interprété comme étant le résultat d'un remplissage du gap de Coulomb'' [Castner91].

Castner considère l'énergie de saut des électrons exprimée en fonction des températures caractéristiques T_0 dans les deux régimes limites de Mott et d'Efros-Shklovskii. Cette énergie prend deux formes différentes dans ces deux régimes [Castner91]:

$$\bar{\Delta}_{Mott} \approx \frac{1}{4} k_B T^{3/4} T_{Mott}^{1/4} \quad (\text{III- 36})$$

et

$$\bar{\Delta}_{ES} \approx \frac{1}{2} k_B T^{1/2} T_{ES}^{1/2} \quad (\text{III- 37})$$

Si l'énergie du saut $\bar{\Delta} \gg 2\Delta_{CG}$, la largeur du gap, les électrons vont décrire une densité d'états relativement constante malgré l'existence du gap de Coulomb et nous nous attendons alors à observer une loi de Mott. Par contre si $\bar{\Delta} \ll 2\Delta_{CG}$, l'exposant p sera plutôt égal à 0.5 et le régime attendu sera un régime d'Efros-Shklovskii en $T^{-1/2}$.

Le passage du régime de Mott à un régime d'Efros et Shklovskii s'effectue lorsque $\Delta_{Mott} = \Delta_{ES}$ [Rosenbaum91], cela conduit à la température critique T_C qui sépare les deux régimes de VRH :

$$T_C = \beta \frac{T_{ES}^2}{T_{Mott}} \quad (\text{III- 38})$$

Où $\beta=16$

Selon la même proposition

$$T_C = \frac{T_{ES}}{5.06} \quad (\text{III- 39})$$

et

$$\frac{T_{Mott}}{T_{ES}} = 81 \quad (\text{III- 40})$$

Au contraire, Shlimak et al. [Shlimak92] proposèrent que le passage a lieu lorsque l'énergie de saut devient comparable à la largeur du gap de Gap de Coulomb ($\Delta_{Mott}=2 \Delta_{CG}$). Ils ont trouvé que $\beta=2.7$ dans l'expression (III- 38).

Dans le régime de conduction par saut à distance variable (VRH), nous arrivons au bilan suivant : Pour un échantillon donné et lorsque ce passage est possible, la résistivité varie suivant la loi de Mott à haute température. Cependant, à suffisamment basse température la

conductivité du système devient sensible au gap de Coulomb et nous observons un comportement décrit par la théorie d'Efros et Shklovskii comme le montre la figure III- 5.

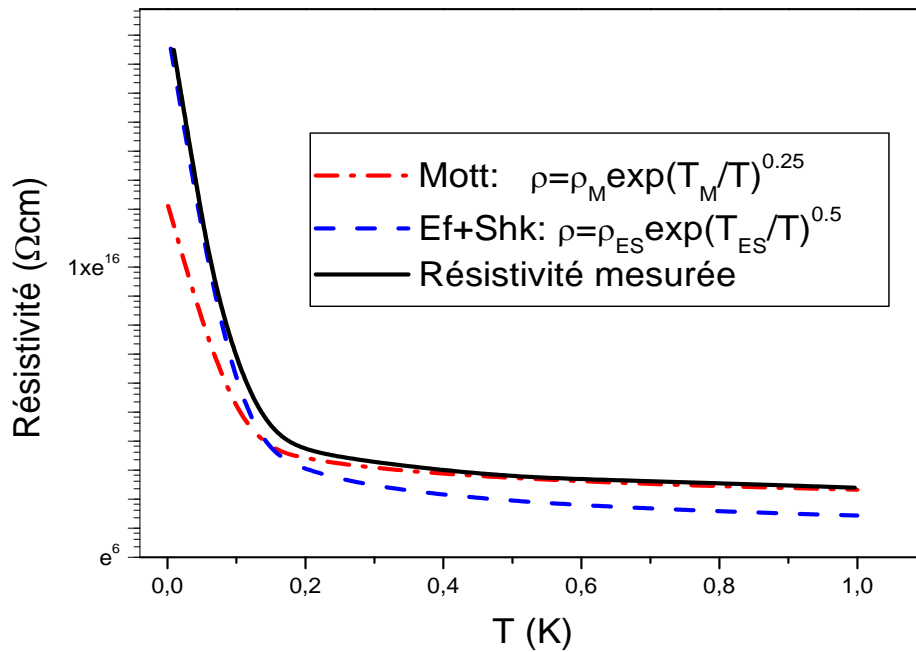


Figure III- 5 : Changement de régime entre la loi de Mott à haute température et la loi d'Efros Shklovskii à basse température.

La résistivité est par conséquent donnée comme suivant :

$$\begin{aligned}
 & \bullet \quad T > T_C \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho(T) = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_{Mott}}{T} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \\ k_B T_{Mott} = \frac{\beta}{N(E_F) \xi^3} \end{array} \right. \quad \text{Loi de Mott à 3 dimensions} \\
 & \bullet \quad T < T_C \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho(T) = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \\ k_B T_{ES} = \frac{\beta_1 e^2}{k \xi} \end{array} \right. \quad \text{Loi de Efros et Shklovskii}
 \end{aligned}$$

Nous pouvons déterminer la valeur de la largeur du gap de Coulomb à partir des équations (III- 21), (III- 29) et (III- 32). Soient:

$$\left. \begin{aligned} k_B T_{Mott} &= \frac{20}{N(E_F) \xi^3} \\ k_B T_{ES} &= \frac{2.8e^2}{k \xi} \\ \Delta_{CG} &= \frac{e^3 N(E_F)^{1/2}}{k^{3/2}} \end{aligned} \right\} \Delta_{CG} \approx k_B \sqrt{\frac{T_{ES}^3}{T_{Mott}}} \quad (\text{III- 41})$$

IV- Résultats et discussion

Nous avons analysé l'évolution de la résistivité électrique dans les alliages amorphes silicium-nickel ($\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y:\text{H}$) à basse température du côté isolant de la TMI. Les mesures ont concerné cinq alliages où les pourcentages de nickel sont respectivement 7%, 8%, 15%, 17% et 23% en absence du champ magnétique et dans l'intervalle de température 5-140 K.

Dans le régime de saut à distance variable de Mott que nous avons expliqué dans ce chapitre, la conductivité électrique se comporte comme :

$$\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/4} \quad (\text{III- 42})$$

Où α désigne la proportionnalité.

Cette dépendance repose sur l'hypothèse d'une densité d'états électroniques constante au voisinage du niveau de Fermi E_F .

Au contraire, Efros et Shklovskii (ES) [Shklovskii84 ; Efros75] prédisent que les interactions entre électrons réduisent la densité d'états au voisinage de E_F et créent un gap dit gap de Colomb, dans ce cas $N(E) \propto (E - E_F)^2$, et la conductivité se comporte comme suivant :

$$\ln(\sigma) \propto (1/T)^{1/2} \quad (\text{III- 43})$$

Dans les deux cas, la conductivité peut être décrite par une formule universelle,

$$\ln(\sigma) \propto (1/T)^p \quad (\text{III-44})$$

et
$$N(E) \propto (E - E_F)^\nu \quad (\text{III- 45})$$

Où
$$\nu = \frac{p+1}{p+4} .$$

Dans le cas du régime de Mott $\nu = 0$ et $p=0.25$ et dans le régime d'Efros-Shklovskii $\nu = 2$ et $p=0.5$. Tout le problème se situe dans l'exposant p . sa connaissance permet directement d'identifier les états électroniques.

D'autre part, les deux régimes ont été constatés dans plusieurs études. Le passage du régime d'Efros-Shklovskii vers le régime de Mott fut largement observé dans les systèmes désordonnés (voir discussion).

IV- 1- Présentation des résultats

Sur les figures III- 6 et III- 7, nous représentons les variations respectives de la conductivité électrique $\ln(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/2}$ et $T^{-1/4}$ pour les cinq échantillons à champ magnétique nul. Nous pouvons constater qu'il est difficile de trancher pour l'un ou l'autre de ces régimes au seul vu des courbes expérimentales. Par exemple, l'examen des courbes concernant les échantillons $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$ et $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$ nous indique que la loi du VRH de Mott ne peut pas décrire à elle seule le comportement de la conductivité.

Afin de distinguer clairement les différents régimes qui interviennent. Nous avons mis en œuvre une méthode graphique et plusieurs ajustements.

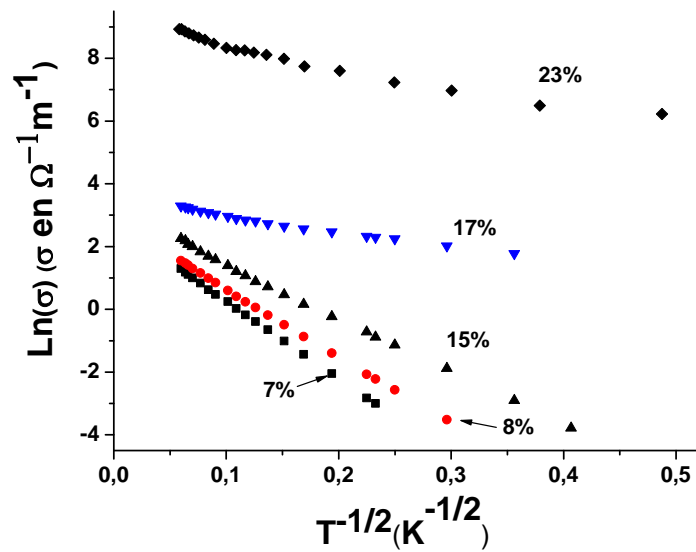


Figure III- 6 : $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/2}$ pour différentes compositions du nickel.

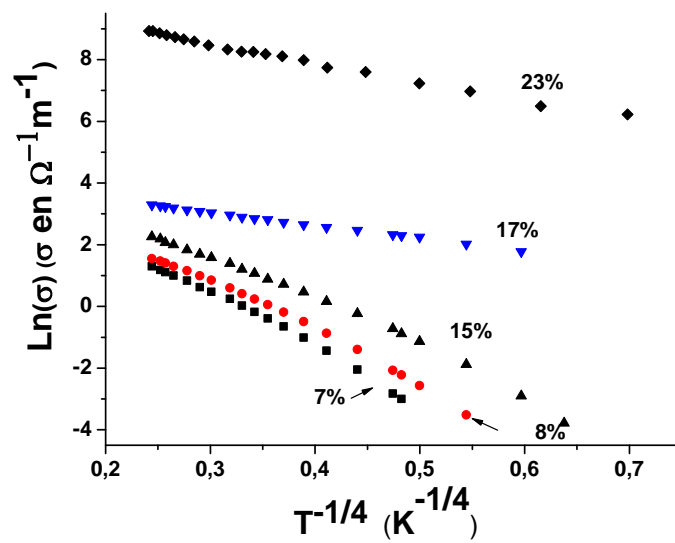


Figure III- 7 : $\text{ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ pour différentes compositions du nickel.

IV- 1- a- Méthode de Zabrodskii

Alors qu'ils cherchaient à mettre en évidence le passage d'un régime VRH de Mott à un régime de VRH d'Efros-Shklovskii, Zabrodskii et Zinoveva [Zabrodski84] ont mis au point une procédure graphique faisant apparaître les exposants caractéristiques sous forme de pentes de droite.

La variation de la conductivité sous la forme $\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^p]$ est équivalente à la forme dérivée

$$\text{Ln} \left[\frac{d\text{Ln}(\sigma)}{d\text{Ln}(T)} \right] = \text{Ln}(p) + \text{Ln}(T_0) - p\text{Ln}(T) \quad (\text{III- 46})$$

Dans ce cas, une représentation de la fonction $w(T) = \text{Ln} [d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ devrait donner une droite de pente $-p$ et un changement de pente devrait être observé si la température induit un passage d'un régime à l'autre. Plus précisément la pente passe de -0.5 à -0.25 .

Puisque nous travaillons sur les dérivées, les valeurs moyennes expérimentales de $w(T)$ et $\text{Ln}(T)$ seront estimées de la manière suivante : pour un point expérimental i , nous aurons

$$\overline{w(T_i)} = \text{Ln} \left[\frac{\text{Ln}(\sigma_{i+1}) - \text{Ln}(\sigma_{i-1}))}{\text{Ln}(T_{i+1}) - \text{Ln}(T_{i-1}))} \right] \quad (\text{III- 47})$$

$$\overline{\text{Ln}(T_i)} = \frac{\text{Ln}(T_{i+1}) + \text{Ln}(T_{i-1}))}{2} \quad (\text{III- 48})$$

La pente de la courbe $w(T) = f(\text{Ln}(T))$ permet donc d'identifier le régime VRH qui caractérise la conductivité électrique.

IV- 1- b- Méthode du pourcentage de déviation

Pour compléter et éventuellement corroborer notre analyse graphique, un ajustement numérique des données sera également réalisé. Celui-ci fait intervenir le pourcentage de déviation défini comme suivant:

$$\text{Dev}(\%) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \left[\frac{100}{\sigma_i} \left(\sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^p - \sigma_i \right) \right]^2} \quad (\text{III- 49})$$

Où n présente le nombre de points expérimentaux.

Pour chaque échantillon nous posons $Y = \text{Ln}(\sigma)$ et, faisant varier p de 0.1 à 0.65 par pas de 0.05 et de 0.01 au voisinage du minimum de déviation. Nous prenons à chaque fois $X = T^p$. Pour chaque valeur de p , nous effectuons la régression linéaire $Y = A + BX$ où $A = \text{Ln}(\sigma_0)$ et $B = -(T_0)^p$, puis le pourcentage de déviation $\text{Dev}(\%)$ est calculé.

Nous répéterons ces opérations pour chaque échantillon et bien évidemment dans divers gammes de température lorsque nous remarquons un changement dans la courbe ($w=f(\text{Ln}(T))$ où $\sigma=f(T)$).

La procédure de Zabrodskii développée dans ce paragraphe a été mise en application sur les cinq échantillons. Les courbes $\text{Ln}(d(\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)))$ ont été reportées sur la figure III- 8 .

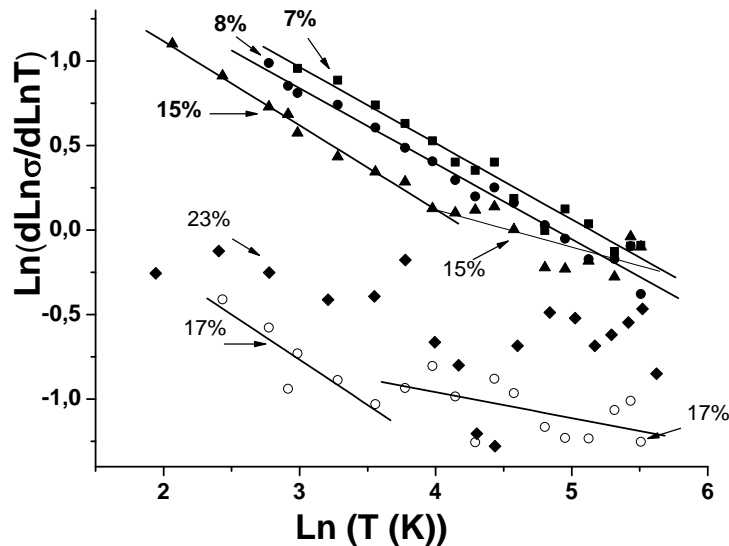


Figure III- 8 : Fonction $w(T) = f(\text{Ln}(T))$ pour les cinq échantillons contenant différents pourcentages de nickel.

Les courbes relatives aux alliages $\text{Si}_{0.93}\text{Ni}_{0.07}:\text{H}$, $\text{Si}_{0.92}\text{Ni}_{0.08}:\text{H}$, $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$ et $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$ semblent toutes présenter des résultats significatifs.

Pour les échantillons $\text{Si}_{0.93}\text{Ni}_{0.07}:\text{H}$ et $\text{Si}_{0.92}\text{Ni}_{0.08}:\text{H}$, nous avons pu ajuster les points expérimentaux par une seule droite dont la pente vaut 0.45 pour les deux courbes. Cette valeur est très proche de 0.50. Cela indique que la conduction se fait par VRH d'Efros-Shklovskii. La densité d'états électronique est donc parabolique au voisinage du niveau de Fermi.

Pour les échantillons $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$ et $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$, cependant, il est difficile d'ajuster les points expérimentaux par une seule droite. Il apparaît en fait une température de transition T_C au dessus de laquelle la pente devient plus petite que celle observée dans l'intervalle $T < T_C$. En effet, cette pente est très proche de 0.5 pour $T < T_C$ ($p=0.49$ pour l'échantillon $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}$ et $p=0.56$ pour l'échantillon $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$). Pour $T > T_C$, nous obtenons une pente qui devient très

proche de 0.25 ($p=0.20$ pour l'échantillon $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}$ et $p=0.22$ pour l'échantillon $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$).

Concernant l'échantillon $\text{Si}_{0.77}\text{Ni}_{0.23}:\text{H}$, nous observons un nuage de points. Cela indique que cet alliage est proche de la TMI. Aucun régime n'est observé dans l'intervalle de température 5-140K.

Pour chacun des échantillons où nous avons observé le passage d'un régime de VRH de ES vers VRH de Mott, les valeurs de T_{Mott} et T_{ES} ont été extraites de la conductivité expérimentale dans les régimes asymptotiques de haute et de basse température, respectivement ($T_{Mott}=T_0$ dans le régime de Mott et $T_{ES}=T_0$ dans le régime d'ES). Les températures de transition T_C sont clairement indiquées sur les figures III- 9 et III- 10.

Nous avons comparé ces grandeurs à celles proposées par Rosenbaum ($T_C=T_{ES}/5.06$ et $T_{Mott}/T_{ES}=81$).

Les résultats sont rassemblés dans le tableau III- 1 :

Echantillon	T_{Mott} (K)	T_{ES} (K)	T_C (K)	T_C théo (K)	T_{Mott}/T_{ES}
$\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$	21864.2	273.24	54	54	80
$\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$	385.1	17.09	38	3.4	22.5

Tableau II- 1 : résultats des calculs expérimentaux et théoriques de T_C et du rapport T_{Mott}/T_{ES}

Les résultats obtenus ne sont pas les mêmes pour les deux alliages. Dans l'alliage $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$, nos résultats sont en bon accord avec les suggestions de Rosenbaum. Par conséquent, La transition Mott VRH- ES VRH s'y effectue lorsque les énergies de saut suivant chaque régime deviennent comparables ($\Delta_{Mott}=\Delta_{ES}$). Par contre pour l'alliage $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$ nous remarquons qu'elle se produit avec un rapport qui vaut quasiment 4 entre les deux énergies de saut.

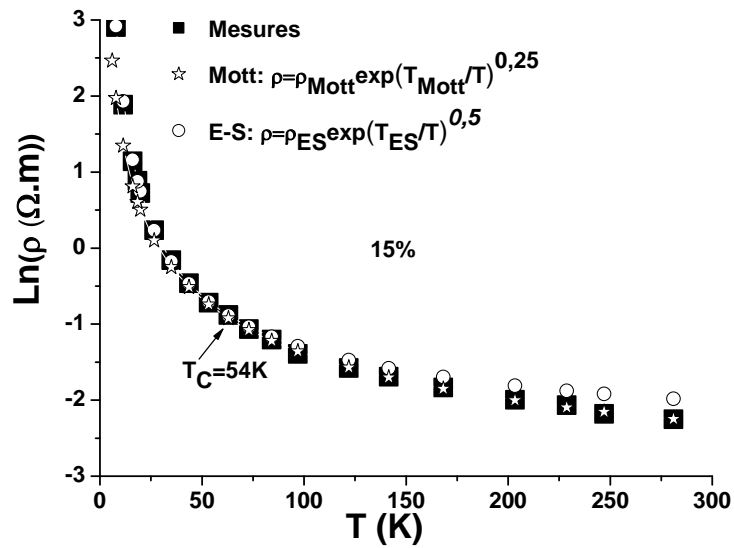


Figure III- 9 : Changement du régime VRH dans l'alliage $Si_{0.85}Ni_{0.15}:H$.

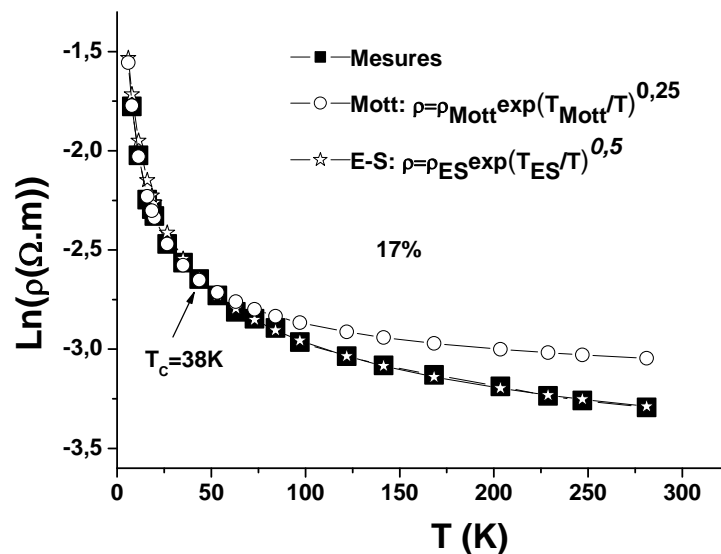


Figure III- 10 : Changement du régime VRH dans l'alliage $Si_{0.83}Ni_{0.17}:H$.

L'hypothèse de Shlimak et al. [Shlimak92] (qui ont supposé que le passage a lieu lorsque la basse température cause une énergie de saut égal à la largeur du pseudogap de Colomb ($\Delta_{Mott}=2\Delta_{CG}$)), n'est pas applicable dans les deux échantillons car le coefficient β est trouvé très loin de 2.7 ($\beta=15.7$ dans $Si_{0.85}Ni_{0.15}:H$ et $\beta=50$ dans $Si_{0.83}Ni_{0.17}:H$).

Aux environs de la température T_C , nous remarquons que la conductivité résulte d'une combinaison des deux régimes : la transition ne se fait pas brutalement. D'autre part, cette température dépend du pourcentage du nickel dans l'alliage. Cela est prévisible puisque lorsque nous nous approchons de la TMI, la largeur du gap de Colomb diminue et la température en dessous de laquelle le régime VRH d'Efros-Shklovskii a lieu, devient de plus en plus petite. Nous pouvons remarquer dans le tableau précédent que T_C ($\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$) est plus élevée que T_C ($\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$).

Nous avons confirmé nos constatations en analysant les données à l'aide de la méthode de pourcentage de déviation. Les résultats obtenus par cette méthode sont présentés sur les figures III- 11 ; III- 12 ; III- 13 et III- 14.

Le minimum est obtenu pour un exposant $p=0.48$ pour l'alliage $\text{Si}_{0.93}\text{Ni}_{0.07}:\text{H}$, et $p=0.45$ pour l'échantillon $\text{Si}_{0.92}\text{Ni}_{0.08}:\text{H}$. cela confirme l'existence du régime VRH d'Efros-Shklovskii dans tout l'intervalle de température 5-140 K.

Pour les alliages $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}:\text{H}$, lorsque $T < T_C$ ($T_C=54$ K) le minimum de déviation est obtenu pour $p=0.54$, Cette valeur est très proche de 0.5. Ceci suggère l'existence de la conduction par VRH d'ES dans cette intervalle de température, et indique que la longue portée de l'interaction électron-électron réduit la densité d'états au voisinage du niveau de Fermi et crée un gap de Coulomb (Coulomb Gap : CG). Quand T devient supérieure à T_C , le minimum de déviation est obtenue pour $p=0.22$. Cette valeur est très proche de 0.25, ce qui indique l'existence du régime de conduction par VRH de Mott et suggère que la densité d'états devient constante au voisinage du niveau de Fermi.

Nous avons remarqué les mêmes comportements dans l'échantillon $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}:\text{H}$ selon que $T > T_C$ ou $T < T_C$ où $T_C=38$ K. Lorsque $T < T_C$ le minimum de déviation est obtenu pour $p=0.55$. Cela nous indique l'existence du régime de conduction par VRH d'ES. Lorsque $T > T_C$, ce minimum est obtenu pour $p = 0.23$, ce qui nous confirme l'existence du régime VRH de Mott.

La température critique T_C diminue avec l'augmentation du pourcentage du nickel dans l'alliage (c'est-à-dire, lorsque le système s'approche de la TMI). Si nous supposons que le passage du régime de conduction d'Efros-Shklovskii au régime de Mott soit dû à la restriction

du gap de Coulomb, nous pouvons conclure que ce gap est plus large dans l'échantillon le plus éloigné de la TMI.

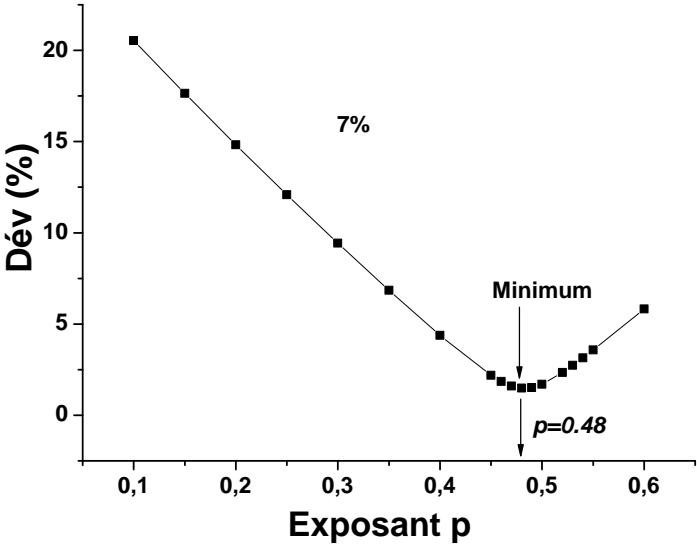


Figure III- 11 : Pourcentage de déviation Dev(%) en fonction de l'exposant p dans l'intervalle de température 5- 140 K pour l'échantillon $Si_{0.93}Ni_{0.07}:H$.

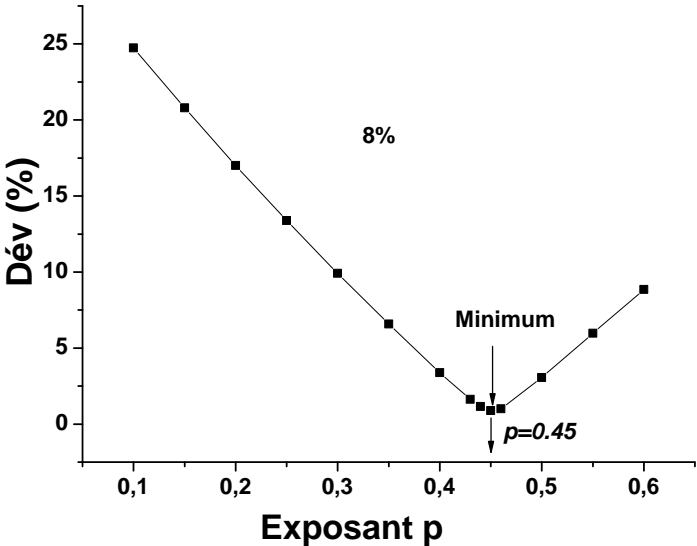


Figure III- 12 : Pourcentage de déviation Dev(%) en fonction de l'exposant p dans l'intervalle de température 5- 140 K pour l'échantillon $Si_{0.92}Ni_{0.08}:H$.

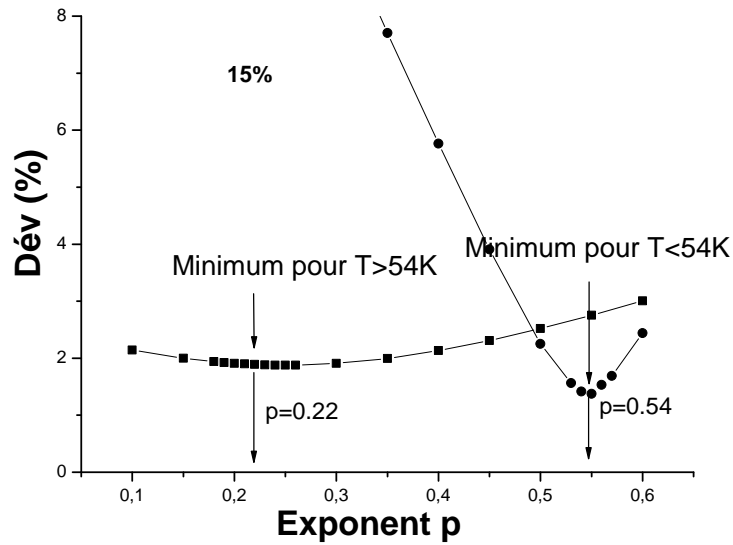


Figure III- 13 : Pourcentage de déviation $Dev(\%)$ en fonction de l'exposant p pour l'échantillon $Si_{0.85}Ni_{0.15}:H$.

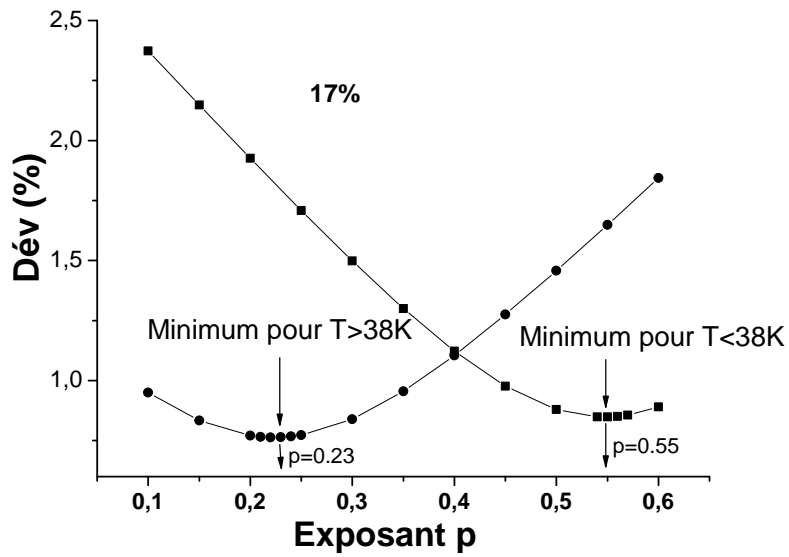


Figure III- 14 : Pourcentage de déviation $Dev(\%)$ en fonction de l'exposant p pour l'échantillon $Si_{0.83}Ni_{0.17}:H$.

IV- 2- Discussion

Le régime de VRH que nous avons mis en évidence dans nos échantillons est largement observé dans différents systèmes à basses températures en présence ou en absence du champ

magnétique. Nous citons dans ce contexte comme exemples les références [Capoen93 ; Capoen99 ; El kaaouachi06 ; Abdia09 ; Capoen00 ; Khan10 ; Yang10 ; Rahman10].

Dans les alliages à faible pourcentages du nickel (7% et 8%), la conduction électrique se fait par saut à distance variable suivant le régime VRH d'ES ($\sigma = \sigma_0 \exp(-T_0/T)^{0.5}$) sur un large intervalle de température, ce qui prouve que la densité d'états électronique dans ces systèmes est sensible aux interactions coulombiennes. Cette observation a été constaté dans d'autres systèmes similaires : Si:(P,B) [Iqbal98] a-Si_{1-y}Ni_y[Rogachev87] ; Si_{1-y}Au_y [Mcneil83] ; films ZnO [Yang10] et a-Ge_{1-y}Mo_y [Yoshizumi85].

Avec l'augmentation du pourcentage du nickel, ce comportement de la conductivité disparaît au dessous d'une température T_C , et se transforme en régime de VRH de Mott $\ln(\sigma) = \sigma_0 \exp(-T_0/T)^{0.25}$, ce qui nous permet de dire que la densité d'état est constante aux voisinages de E_F . Ce passage a été également observé dans les nanostructures poreuses de silicium [Nazrul Islam09] ; La_{1-x}Sr_xMn_{1-y}Fe_yO₃ [Zakhvalinskii11] ; InP [El kaaouachi08] ; Si_{1-y}Cr_y[Möbius83] ; a-Si_{1-y}Au_y[Nishida82] ; Ge_{1-y}Cr_y [Elefant91] ; Ge_{1-y}Fe_y [Albers93] ; n-CdSe [Zhang90] ; Ge_{1-y}Au_y [Dodson81] ; n-GaAs [Capoen93 ; Capoen99 ; Capoen00] et In_xO_y [Rosenbaum91]. Une autre transition du régime en $T^{-1/4}$ à un régime en $T^{0.73}$ a été également observée par Nguyen et all. [Nguyen98] dans les films silicium-nickel.

Les paramètres du passage d'un régime de VRH à l'autre (T_0 , T_C et Δ_{CG}) sont liés à la longueur de localisation (voir par exemple [Zhang90 ; Capoen00 ; Nguyen06]). Puisque notre étude révèle que ces paramètres dépendent de la contenance du nickel dans l'alliage, nous pouvons conclure que la longueur de localisation est aussi liée à cette contenance.

Les propositions de Rosebaum sont bien observées dans l'échantillon qui contient 15% de nickel. Cela veut dire que le passage s'effectue lorsque les énergies de saut suivant chaque régime deviennent comparables ($\Delta_{Mott} = \Delta_{ES}$). Juste au dessus ($y=0.17$) cet accord disparaît indiquant la non validité de ces propositions dans les alliages à fortes compositions de nickel. Rosebaum [Rosenbaum91] a confirmé ces prédictions dans les films d'oxyde d'indium In_xO_y, bien que Bruno Capoen [Capoen00] ait trouvé un facteur de 2 à 3 dans une série d'échantillons de n-GaAs.

Très proche de la TMI, la densité d'états est très sensible à la variation de la température, aucun régime n'est observé à $T > 5$ K.

Références du chapitre III

- [Abdia09] R. Abdia , A. El Kaaouachi , A. Nafidi , G. Biskupski , J. Hemine. Solid-State Electronics, **53** (2009) 469–472.
- [Agrinskaya96] N. V. Agrinskaya, A. N. Aleshin, Sov. Phys., Solid State, **31** (1989) 277.
- [Albers93] A. Albers, D. S. McLachlan, Resistivity, magnetoresistance of amorphous $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ alloys near the metal-insulator transition. J Phys Condens Matter, **5** (1993) 6067-6082.
- [Allen72] F. R. Allen, G. L. Adkins, Phil. Mag, **26** (1972) 1027.
- [Baranovskii78] S. D. Baranovskii, A. L. Efros, B. L. Gel'mont, B. I. Shklovskii, Solid State Comm, **27** (1978) 1.
- [Capoen93] B. Capoen, Thèse, université de Lille, 1993.
- [Capoen99] B. Capoen, G. biskupski, A. Briggs. Sol. Stat. Comm. **113** (1999) 135-139.
- [Capoen00] B. Capoen. G. Biskupski. A. Briggs. Solid State Communications, **113** (2000) 135-139.
- [Castner91] T. G. Castner, dans “Hopping Transport in Solids”, North-Holland, Amsterdam, 1991.
- [Dodson81] Dodson BW, McMillan WL, Mochel JM: Metal-insulator transition in disordered germanium-gold alloys. Phys Rev Lett, **46** (1981) 46-49.
- [Efros75] A. L. Efros, B. I. Shklovskii, J. Phys. C, **8** (1975) L49.
- [Elefant91] Elefant D, Gladun C, Heinrich A, Schumann J, Vinzelberg H, PhilbMag B, **64** (1991) 49-55.
- [El kaaouachi06] A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Nafidi, Physica E, **32** (2006) 419-421

- [El kaaouachi08] A. El kaaouachi, R.Abdia, A. Nafidi, G. Biskupski. Journal of Annales de Chimie Sciences des Matériaux France, **33/4** (2008) 357-364.
- [Hamilton72] E. M. Hamilton, Phil. Mag, **26** (1972) 1043.
- [Iqbal98] M. Iqbal, J. Galibert, J. Léotin, S. Askenazy, S. Waffenschmidt, J. Wosnitza, Physica B, **246-247** (1998) 282-285
- [Khan10] H. Khan et all. M Current Nanoscience, **6** (2010) 626-641.
- [Mcneil83] Mcneil J, Davis EA: Study of the metal-insulator transition in amorphous Si:Au:H alloys. J Non-Cryst Solids, **59&60** (1983) 145-148.
- [Miller60] A. Miller, E. Abrahams, Phys. Rev, **120** (1960) 745.
- [Mott68] N. F. Mott, J. Non-Cryst. Solids, **1** (1968) 1.
- [Möbius83] Möbius A, Elefant D, Heinrich A, M'uller R, Schumann J, Vinzelberg H, Zies G J.Phys C: Solid State, **16** (1983) 6491-6498.
- [Nazrul Islam09]: Md. Nazrul Islam, Sanjay K. Ram, S. Kumar, J. Physica E, **41** (2009) 1025-1028.
- [Nguyen98] N. Van Lien, R. Rosenbaum 1998 J. Phys.: Condens. Matter 10 083
- [Nguyen06] V. Duc Nguyen , V. Lien Nguyen , D. Toi Dang Physics Letters A, **349** (2006) 404-410.
- [Nishida82] Nishida N, Yamaguchi M, Furubayashi T, Morigaki K, Ishimoto H, Ono K: Solid State Commun, 44 (1982) 305-309.
- [Pollak72] M. Pollak, J. Non-Cryst. Solids, **8-10** (1972) 486.
- [Pollak72] M. Pollak, J. Non-Cryst. Solids, **11** (1972) 1.
- [Rahman10] Rahman A, Sanyal MK. J Phys Condens Matter. **175301** (2010) 5-22.
- [Rogachev87] N. A. Rogachev, V. Smid, J. J. Mares, J. Kristovik. J. Non-Cryst, Solids **97&98** (1987) 955.

[Rosebaum91] R. Rosenbaum Phys.Rev.B, **44** (1991) 3599-3603.

[Shlimak92] I.S. Shlimak, M. Kaveh, M. Yosefin, M. Lea, P. Fozooni, Phys. Rev. Lett, **68** (1992) 3076.

[Shklovskii84] B.I Shklovskii, A.L Efros “Electronic Properties of Doped semiconductors “Springer-Verlag”, Berlin, 1984.

[Yang10] Y. L. Huang, S. P. Chiu, Z. X. Zhu, Z. Q. Li, J. J. Lin, J. Appl. Phys, **107** (2010) 063715.

[Yoshizumi85] S. Yoshizumi, D. Mael, T. H. Geballe, R. L. Greene, Localization and Metal–Insulator Transitions H Fritzsche and D Adler (New York: Plenum) , 1985 p. 85.

[Zabrodski84] A.G. Zabrodskii, K.N. Zinoveva, Soviet Physics—JETP 59 (1984) 425.

[Zakhvalinskii11] V. S. Zakhvalinskii et al. J. Phys.: Condens. Matter **23** (2011) 015802.

[Zhang90] Y. Zhang, P. Dai, M. Levy, M. P. Sarachik, Phys. Rev. Lett, **64** (1990) 2687.

[Zhang11] X. Y. Zhang, J. S. Chawla, B. M. Howe, D. Gall Phys. Rev. B, **83** (2011) 165205.

Chapitre IV

Effet de localisation faible et des interactions électron-électron du côté métallique de la TMI dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$

Résumé du chapitre IV

Ce chapitre est consacré à l'étude de la conductivité électrique dans les alliages amorphes $Si_{1-y}Ni_y:H$ se situant du côté métallique de la transition métal isolant (TMI) à basses températures, en absence et en présence du champ magnétique allant jusqu'à 4.5 T.

En absence du champ magnétique, l'évolution de la conductivité avec la température est présentée d'une part, pour observer la TMI gouvernée par la composition du nickel dans l'alliage à basse températures, et d'autre part pour mettre en évidence le rôle primordial des interactions électron-électron et de la localisation faible dans la variation de la conductivité électrique avec la température.

En présence du champ magnétique, nous interprétons la magnétoconductivité négative dans le contexte de la localisation faible. Phénomène issu des interférences quantiques entre les ondes électroniques sur des boucles fermées de diffusion. Au modèle de Baxter, nous avons ajouté un terme issu des interactions électron-électron dans leur partie orbitale, et un terme provenant de l'effet Zeeman. Ce modèle complet a été ajusté numériquement sur nos résultats expérimentaux.

Le temps de diffusion inélastique, souvent assimilé au temps de cohérence de phase, est un paramètre clé de la théorie de la localisation faible. Ce paramètre a pu être examiné dans son comportement avec la température. Ce comportement est comparé aux modèles courants pour comprendre le phénomène de diffusion électroniques à basses températures.

Les données expérimentales, obtenues dans les échantillons $Si_{0.74}Ni_{0.26}:H$ et $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$ sont analysées dans le cadre des théories qui correspondent le mieux. En parallèle à la discussion des mécanismes du transport de charge électrique, un aperçu des approches théoriques développées pour la description de ces mécanismes est présenté. Nos résultats supposent que le mécanisme principal du déphasage des électrons est la diffusion électron-phonons.

Les résultats d'ajustement des courbes expérimentales par le modèle complet montrent que l'accord est acceptable dans les deux alliages $Si_{0.74}Ni_{0.26}:H$ et $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$, mais les théories illustrant l'évolution du temps de diffusion inélastique avec la température ne sont admises que dans l'échantillon qui n'est pas très proche de la TMI.

Enfin, des comparaisons de nos interprétations avec d'autres investigations réalisées par d'autres auteurs sont faites pour donner une crédibilité à notre travail.

I- Transport électrique dans les métaux désordonnés

Dans un système désordonné, l'électron se déplace en échangeant de l'énergie avec son environnement. Selon la nature des centres diffuseurs, nous pouvons distinguer deux longueurs caractéristiques du phénomène de diffusion électronique, le libre parcours moyen élastique l_0 et le libre parcours moyen inélastique l_{in} . Ces deux longueurs sont liées respectivement aux diffusions élastiques et aux diffusions inélastiques.

I- 1- Libre parcours moyen élastique

Le libre parcours moyen élastique permet d'estimer le désordre du système. Le terme désordre est lié au matériau. Il désigne les défauts du réseau cristallin et autres impuretés, ainsi que les parois de l'échantillon de taille finie. Ce désordre provoque des diffusions qui subsistent même à température très basse. De ce fait, il est classé comme statique. Au cours de ces diffusions, les électrons conservent leur énergie. Il s'agit des collisions élastiques. D'autre part, deux électrons se caractérisant par le même état sont plus probablement diffusés de la même manière à deux instants différents. Les diffusions élastiques sont caractérisées par la distance moyenne parcourue entre deux chocs successifs. La durée τ_0 entre ces deux chocs est dite temps de diffusion élastique, et est défini comme suivant

$$l_0 = V_F \tau_0 \quad (\text{IV- 1})$$

Où V_F est la vitesse de Fermi.

Le libre parcours moyen élastique est un paramètre de toute première importance lorsque nous nous intéressons aux propriétés de conduction électrique dans un solide. C'est en le comparant à quelques paramètres (la taille du système, la longueur d'onde de Fermi λ_F , et la distance entre deux sites d'impuretés voisins) que nous pouvons juger sur la validité des théories du transport électronique.

Par ailleurs, puisque le mécanisme de diffusion des électrons est un phénomène fondamental dans la théorie de Drude, c'est le libre parcours moyen élastique qui permet d'accéder à quelques grandeurs macroscopiques caractérisant le transport classique. Ainsi, la conductivité électrique de Drude est reliée au temps de diffusion élastique dans l'équation de Boltzmann comme suit :

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_0}{m^*} \quad (\text{IV- 2})$$

n_e , e , et m^* sont respectivement la densité électronique au niveau de Fermi, la charge de l'électron et sa masse effective dans le système.

Le rapport entre le mouvement diffusif des électrons dans un conducteur et sa dimension d est défini par un coefficient D dit constante de diffusion et donné par la relation :

$$D = \frac{V_F^2 \tau_0}{d} \quad (\text{IV- 3})$$

I- 2- Longueur de diffusion inélastique

Contrairement au cas de la diffusion élastique, certains électrons entrent en collisions inélastiques sur les défauts cristallographiques et les impuretés. Ils échangent de l'énergie au moment du choc. Ces diffusions inélastiques avec les diffuseurs sont irréversibles et reliées à l'environnement des électrons.

En général, nous distinguons trois types de diffusions : les diffusions électron-électron ; les diffusions électron-phonon ; et les diffusions électron-photon. Chacun de ces mécanismes est décrit par une longueur caractéristique. Le libre parcours moyen inélastique peut donc être défini comme étant le minimum des longueurs décrivant chaque type :

$$l_{in} = \min(l_{e-e}, l_{e-ph}, l_{e-photon}) \quad (\text{IV- 4})$$

Comme dans le cas du libre parcours moyen élastique, le libre parcours moyen inélastique est associé à un temps caractéristique dit temps de diffusion inélastique via l'expression :

$$l_{in} = \sqrt{D\tau_{in}} \quad (\text{IV- 5})$$

Ces processus de diffusion inélastique mettent en jeu des diffuseurs que l'on qualifie de dynamique car leur état présente des fluctuations dans le temps. Ils dépendent des diffuseurs, c'est-à-dire de l'environnement à l'instant de l'interaction.

Enfin, nous notons que ces diffusions inélastiques sont principalement responsables de la perte de cohérence de phase des fonctions électroniques, pour cela le temps de diffusion inélastique est souvent assimilé au temps de cohérence de phase.

I- 3- Longueur de cohérence de phase

Il s'agit cette fois d'une distance typique sur laquelle les paquets d'onde qui décrivent les états électroniques se propagent avec une phase bien définie. A cette longueur, nous associons un temps caractéristique dit temps de cohérence de phase τ_ϕ . Dans le cas du régime diffusif (caractérisé par l'inégalité $l_\phi > l_0$), τ_ϕ est défini par la relation :

$$l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (\text{IV- 6})$$

La phase des paquets d'onde reste naturellement définie sur une distance plus grande que le libre parcours moyen élastique, mais plus courte que le libre parcours moyen inélastique.

I- 4- Longueur d'onde de Fermi

A très basse température (proche de 0 K), les états électronique sont uniformément occupés jusqu'à l'énergie de Fermi E_F , c'est la définition de l'énergie de Fermi. Aucun état supplémentaire n'est disponible au dessus de E_F . Il est possible de calculer la densité électronique au niveau de Fermi. A 3D, sachant que chaque état occupe un volume élémentaire $(2\pi)^3$ et la sphère de Fermi est une sphère de rayon k_F , on peut donc exprimer la densité d'électrons de conduction par unité de volume comme suivant :

$$n_e = \frac{2}{(2\pi)^3} \frac{4\pi}{3} k_F^3 \quad (\text{IV- 7})$$

Le facteur 2 au numérateur provient de la dégénérescence en spin de l'état de vecteur d'onde.

I- 5- Taille du système et critères de dimensionnalité

La dimension d'un système dépend de la propriété étudiée. Lorsqu'il s'agit des propriétés de conduction électrique dans les semiconducteurs, la dimension est déterminée en comparant la taille de l'échantillon à la longueur d'onde de Fermi λ_F .

Considérons un échantillon de géométrie parallélépipédique de longueur L , de largeur w , et de hauteur t où $t < w < L$. Selon les relations entre ces caractéristiques, la dimension est définie comme suit :

- $\lambda_F \ll t < w < L$: dimension 3 (matériaux massif)

- $t \leq \lambda_F < w < L$: dimensions 2 (films ou superréseaux)
- $t < w \leq \lambda_F < L$: dimension 1 (fils quantiques)
- $t < w < L \leq \lambda_F$: dimensions 0 (boites quantiques)

II- Effet de localisation faible

II- 1- Etude phénoménologique

L'étude du transport électrique du côté métallique de la transition métal isolant (TMI) a fait l'objet de nombreux travaux théoriques et expérimentaux. Généralement, les modèles adoptés font essentiellement appel au phénomène de la localisation faible. Ce phénomène se manifeste comme des petites perturbations par rapport aux résultats de l'équation de Boltzmann.

L'effet de la localisation faible dans les systèmes désordonnés (métaux ou semi-conducteurs) est dû à l'interférence quantique constructive des ondes d'électrons de conduction qui sont dispersés par les mêmes centres diffuseurs (défauts ou impuretés) mais se propagent suivant des chemins en sens opposés et donc retournent à l'origine avec la même phase figure IV- 1- (b).

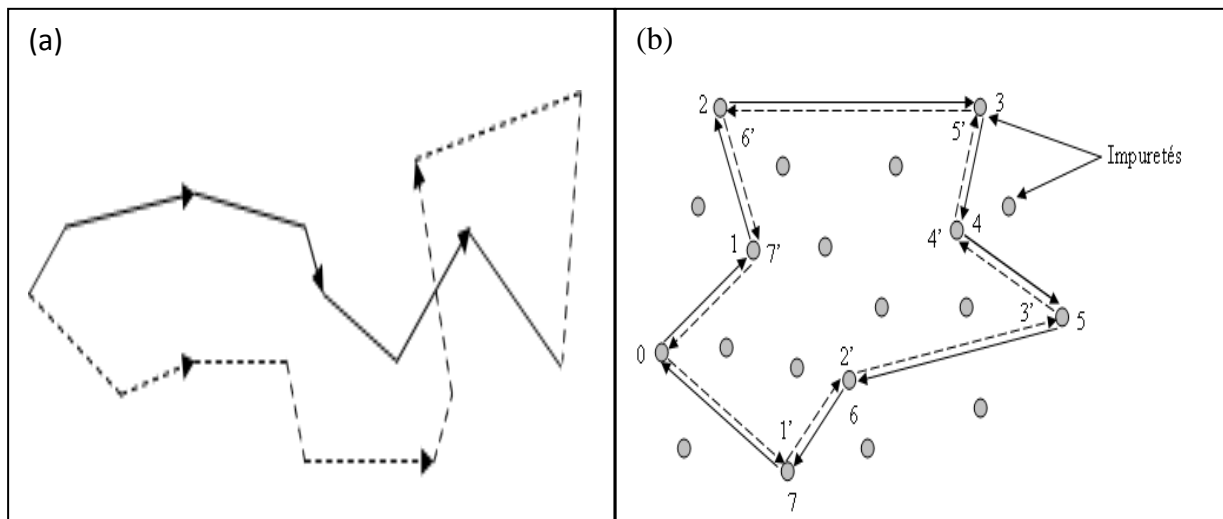


Figure IV- 1 : association de deux types de trajectoires quantiques. (a) Deux trajectoires différentes et non symétriques par renversement du temps, en moyenne cette contribution disparaît. (b) Deux trajectoires symétriques par renversement du temps. Elles interfèrent constructivement.

Le phénomène de la localisation faible favorise le retour de l'électron à son origine. De ce fait, le système devient plus résistif et la conductivité diminue. L'introduction d'un champ magnétique induit une différence de phase $\delta\varphi = e\phi/\hbar$ entre ces deux ondes opposées, où ϕ est le flux magnétique à travers la surface (boucle fermée) décrite par les trajectoires des électrons. Cela brise l'interférence constructive et restaure la conductivité comme si elle n'était pas affectée par la correction quantique. On peut donc observer une augmentation de la conductivité en fonction du champ magnétique. Ce phénomène est connu sous le nom de la magnétoconductance positive ou bien la magnétorésistance négative.

II- 2- Probabilité de retour à l'origine

Pour démontrer l'effet de la localisation faible, considérons maintenant la probabilité qu'un électron se situant en un point r se déplace vers un autre point r' . Cette probabilité décrit l'évolution d'un paquet d'onde entre les deux points (initial et final), et s'écrit comme le produit de deux amplitudes complexes A_p .

Parmi les chemins possibles, un certain nombre forme des boucles. La valeur moyenne de la probabilité sur le potentiel aléatoire vaut :

$$P(r, r') = \overline{\sum_{p,q} A_p^*(r, r') A_q(r, r')} \quad (\text{IV- 8})$$

Cette probabilité présente la somme des contributions de paires de trajectoires, chacune étant caractérisée par une amplitude et une phase. Cette somme peut être décomposée en deux termes. L'un est la somme des carrés des amplitudes suivant des chemins différents, c'est-à-dire pour les trajectoires i et j sont identiques (contribution classique). L'autre est la somme du produit des amplitudes de tous les chemins, pour laquelle $i \neq j$. Ce dernier terme représente l'effet de l'interférence quantique.

Pour mieux comprendre l'augmentation de cette probabilité par le phénomène de la localisation faible, Bergmann [Bergmann90] assimile le mouvement de l'électron à deux ondes électroniques qui partent d'une même origine O et parcourent deux chemins en sens opposés (figure IV- 1- (b)). Les fonctions d'onde électroniques sont $\psi_1 = A_1 e^{i\varphi_1}$ et $\psi_2 = A_2 e^{i\varphi_2}$ pour la propagation d'onde dans le sens des aiguilles d'une montre et pour la

propagation dans le sens inverse, respectivement. L'invariance par renversement du temps permet d'écrire : $(A_1)^2 = (A_2)^2 = A^2$.

La probabilité de retour à l'origine O est donc :

$$P(O) = |\psi_1(O) + \psi_2(O)|^2 = 2A^2(1 + \cos(\varphi_1 - \varphi_2)) \quad (\text{IV- 9})$$

Dans le cas d'une phase aléatoire entre deux chemins, le terme d'interférence sera moyenné à zéro. La probabilité classique est donc $2A^2$. Par contre, si les deux chemins ont la même phase, la probabilité (dite quantique) est donc $4A^2$, c'est-à-dire deux fois plus grande que celle classique. Par conséquent, la cohérence de phase augmente la probabilité de retour à l'origine. Cette correction apportée à la conductivité est très petite par rapport à la partie principale classique de Drude. C'est pour cette raison que nous avons un adjectif «faible » dans l'expression « localisation faible ».

L'effet de la localisation faible dépend de la température, du champ magnétique, et du couplage spin-orbite.

II- 2- a- Effet de la température

Nous rappelons que la correction à la conductance due à la localisation faible est petite par rapport à la conductivité de Drude. Nous nous posons donc la question comment pouvons nous faire expérimentalement pour augmenter cette correction? Et est ce que la température joue un rôle important dans cette correction?. En effet, les expériences montrent qu'à basse température, le signal de la correction de la localisation faible est nettement augmenté [Lee85]. Or, les interférences quantiques peuvent être brouillées par les hautes températures, c'est la raison pourquoi la cohérence de phase n'est possible que pour des températures proches de 0 K.

Un autre effet de la température est que les phonons sont activés. Ce processus fait varier de façon dynamique la phase entre deux chemins et détruisent les phénomènes interférentiels et par conséquent la résistivité diminue avec l'augmentation de la température (figure IV- 2).

Le temps caractéristique durant lequel la phase est conservée dépend de la température, il est appelé temps de cohérence de phase τ_φ . Ce temps permet à son tour de définir la longueur

de cohérence de phase $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ où D est la constante de diffusion du système. Dans les systèmes tridimensionnels, ce temps de cohérence de phase τ_ϕ est en bonne approximation égale au temps de diffusion inélastique τ_{in} à basses températures [Belitz87 ; Gerstenberg93].

II- 2- b- Effet du champ magnétique

Un champ magnétique brise l'invariance par renversement du temps, et introduit donc un déphasage entre les chemins parcourus dans les sens opposés. Ce déphasage vaut $\delta\phi = e\phi/\hbar$ où $\phi = BS$ est le flux du champ magnétique à travers les surfaces fermées décrites par les différentes trajectoires des électrons. Il défavorise les interférences constructives donnant la localisation. L'application d'un champ magnétique se traduit donc par une délocalisation des électrons et une diminution de la résistivité. La figure IV- 3 présente qualitativement ce phénomène de magnétorésistance négative.

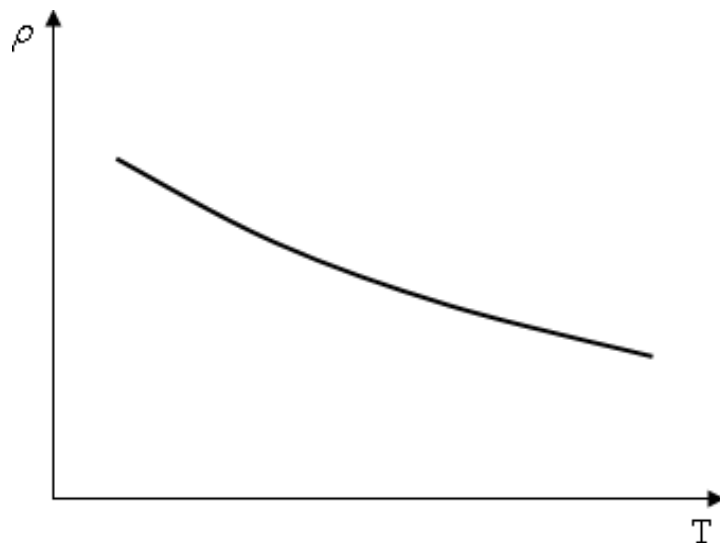


Figure IV- 2 : Comportement de la résistivité avec la température d'un système désordonné.

II- 2- c- Effet du couplage spin-orbite

Dans les atomes contenant les électrons dont l'énergie diminue fortement sous l'effet de leurs rotations sur les orbites. Ce couplage spin-orbite entraîne un déphasage entre les deux ondes partielles sur une boucle et conduit à des interférences destructives à l'origine du phénomène d'antilocalisation. Ce phénomène est également décrit par un libre parcours moyen relatif l_{so} , et un temps caractéristiques noté τ_{so} .

II- 2- c- α - Fréquence des diffusions spin-orbite élevée

Si les effets des diffusions spin-orbite sont prédominants. Lorsque nous augmentons la température, la longueur de cohérence de phase décroît et les processus inélastiques détruisent les interférences destructives (résultants du couplage spin orbite), d'où une localisation plus forte des électrons et une augmentation de la résistivité. L'application d'un champ magnétique produit le même effet (figure IV- 4).

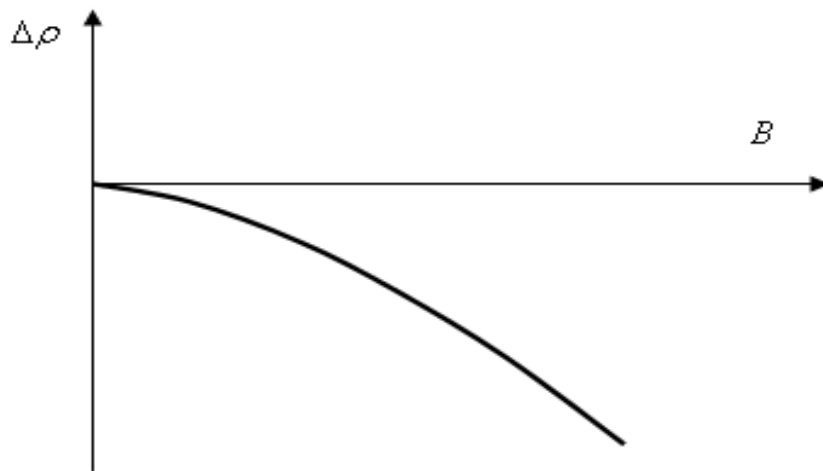


Figure IV- 3: Comportement de la résistivité avec le champ magnétique d'un système désordonné.

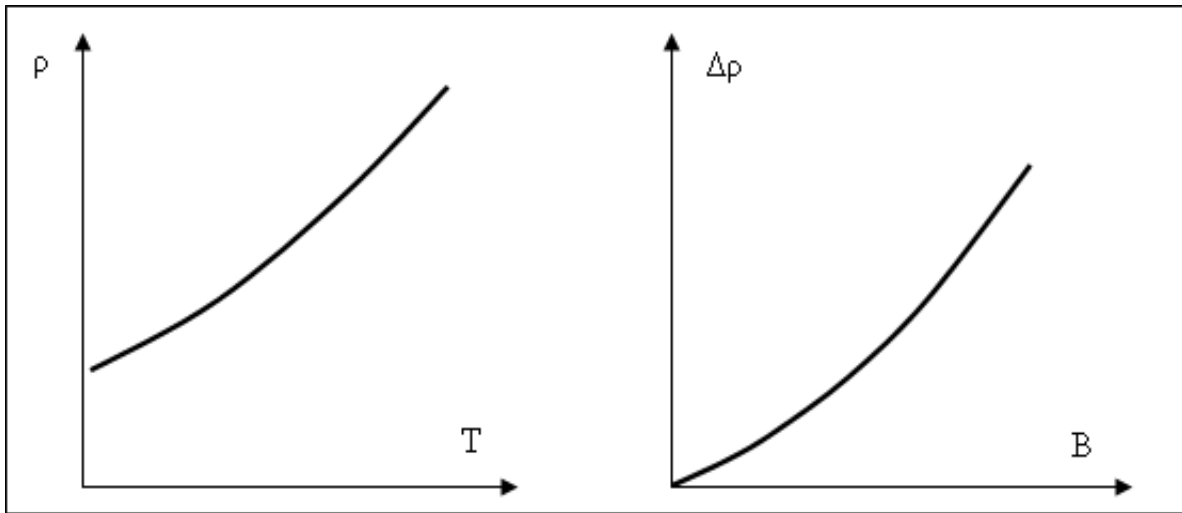


Figure IV- 4: Comportement de la résistivité et de la magnétorésistance en présence de fortes diffusions spin-orbite.

I- 2- c- β- Fréquence des diffusions spin-orbite modérée

En élevant la température, les diffusions inélastiques augmentent et détruisent tout d'abord les interférences destructives (sur les grandes boucles), la résistivité croît. Par la suite, L_φ décroît encore et ce sont les interférences constructives (sur les petites boucles) qui disparaissent, la résistivité décroît. Le champ magnétique produit le même effet, et nous observons une augmentation de la résistivité suivie d'une diminution car le déphasage qu'il induit est proportionnel à la surface de la boucle (figure IV- 5).

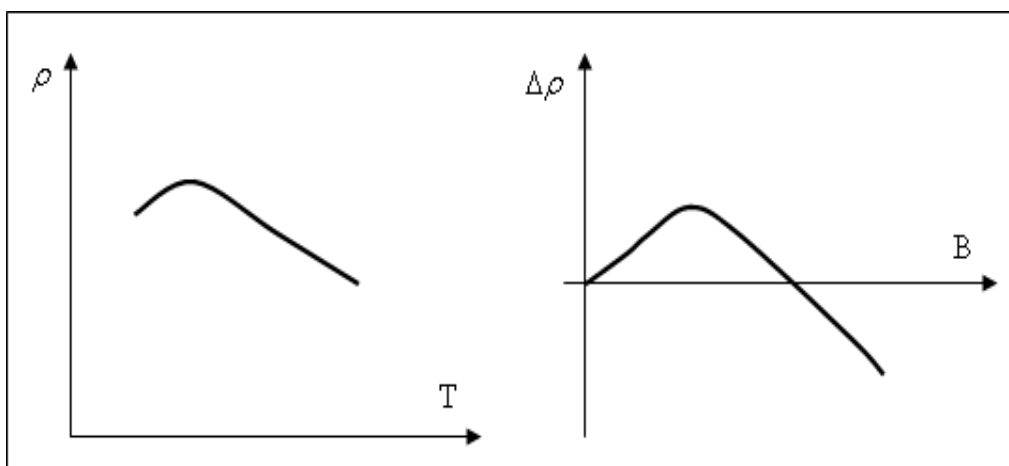


Figure IV- 5: Comportement de la résistivité et de la magnétorésistance pour une fréquence des diffusions spin-orbite modérée.

III- Modèles théoriques de la localisation faible

III- 1- Modèle de Kawabata : Magnétoconductivité positive

Thouless [Thouless77] a été le premier qui a étudié la localisation faible et a démontré qu'elle dépendait de la dimension du système. Cependant La magnétoconductance positive n'a été modélisée qu'en 1980 par Kawabata [Kawabata80a ; Kawabata80b] pour des températures finies et sur des systèmes d'électrons sans interaction. Le développement de son modèle est basé sur la théorie des électrons quasi-libres dans lequel sont pris en compte les effets dus à la diffusion inélastique. Kaveh et Mott [Kaveh82] ont aussi interprété ce phénomène en se basant sur la théorie de la localisation faible dans les métaux désordonnés.

Dans son modèle appliqué aussi aux semi-conducteurs dopés du côté métallique de la TMI, Kawabata considéra un gaz d'électrons en interaction avec des centres diffuseurs répartis d'une manière aléatoire et dont le potentiel est à courte portée tout en négligeant les interactions électron-électron et en supposant que le champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction du courant polarisant l'échantillon (figure IV- 6).

L'hamiltonien monoélectronique s'écrit :

$$H = \frac{1}{2m^*} (P + eA)^2 + V_0(r) \quad (\text{IV- 10})$$

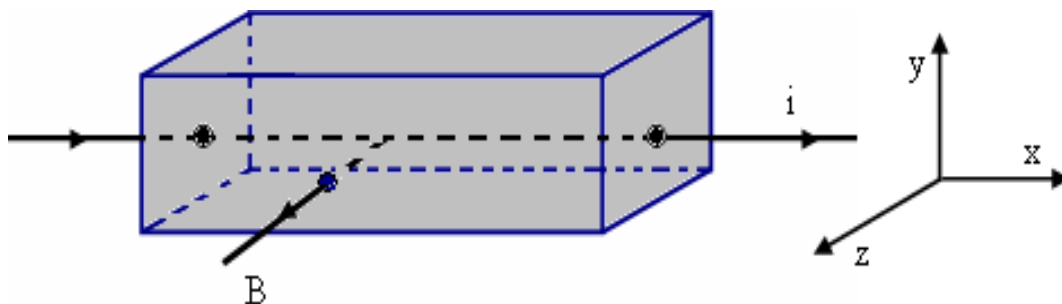


Figure IV- 6: Position de l'échantillon polarisé par un courant i par rapport au champ B .

Où $V_0(r) = \sum_j V(r - R_j)$ et $A = (0, B_x, 0)$ le potentiel vecteur de B . Les R_j sont les points représentant la répartition aléatoire des centres diffuseurs (impuretés).

Si nous supposons qu'il n'existe ni interaction spin-orbite ni spin localisé, la contribution anormale à la conductivité est donnée par $\sigma_1(B, T)$ telle que :

$$\sigma(B, T) = \sigma_B + \sigma_1(B, T) \quad (\text{IV- 11})$$

Où σ_B est la conductivité classique de Boltzmann et :

$$\sigma_1(B, T) = -\frac{e^2 D}{\pi^3 \hbar \lambda^2} \sum_{N=0}^{N_0} \int_{-q_0}^{+q_0} \frac{dq_z}{(4D/\lambda^2)(N+0.5) + Dq_z^2 + \tau_e^{-1}} \quad (\text{IV- 12})$$

Où $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ est la longueur magnétique, τ_{in} est le temps de diffusion inélastique et q intervient lorsque le potentiel V_0 diffuse l'électron d'un état k dans un autre état $k + q$. La valeur limite de q_0 est prise égale $1/l_0$ où l_0 est le libre parcours moyen et N_0 vaut $(\lambda/l_0)^2$. La diffusion inélastique des électrons représentée par τ_{in} est supposée due aux collisions électron-électron ou aux collisions électron-phonon.

L'équation (IV- 12) n'est valable que sous les trois conditions suivantes :

$$\frac{3\hbar}{m^* D} \ll 1 \quad ; \quad \frac{eB\tau_0}{m^*} \ll 1 \quad ; \quad \frac{l_0}{L_B} \ll 1 \quad (\text{IV- 13})$$

Après intégration sur les valeurs de q_z , l'équation (IV- 12) devient :

$$\sigma_1(B, T) = -\frac{e^2}{\pi^3 \hbar \lambda} \sum_{N=0}^{N_0} \frac{1}{\sqrt{N+0.5+\delta}} \tan\left(\frac{q_0 \lambda}{2\sqrt{N+0.5+\delta}}\right) \quad (\text{IV- 14})$$

$$\text{Avec } \delta = \frac{\hbar}{4DeB\tau_{in}}.$$

L'expression de la magnétoconductivité calculée par Kawabata se met sous la forme :

$$\Delta\sigma(B,T) = \sigma(B,T) - \sigma(0,T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar\lambda} f(\delta) \quad (\text{IV- 15})$$

Où la fonction $f(\delta)$ s'écrit :

$$f(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+0.5+\delta}} \right] \quad (\text{IV- 16})$$

En remplaçant les constantes par leurs valeurs, l'expression (IV- 15) s'écrit encore :

$$\Delta\sigma(B,T) = 4.8\sqrt{B}f(\delta) \text{ en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad (\text{IV- 17})$$

III- 1- a- Cas du champ magnétique faible

Dans le cas où le champ magnétique est faible, l'expression de δ devient très grande ($\delta \gg 1$), la fonction $f(\delta)$ peut s'écrire :

$$f(\delta) = \frac{1}{32} \sum_{N=0}^{\infty} \left(\frac{1}{N+1+\delta} \right)^{5/2} \approx \frac{1}{48} \delta^{-3/2} \quad (\text{IV- 20})$$

Par conséquent :

$$\Delta\sigma = (\sigma_0 / 12\sqrt{3})(\tau_{in} / \tau_0)^{3/2} (e\tau_0 / m^*)^2 B^2 \quad (\text{IV- 21})$$

Dans l'expression (IV- 21), seule la magnétoconductance positive en champ faible peut donner des informations sur le temps de diffusion inélastique τ_{in} . Cette expression fut également établie par Ootuka et al. [Ootuka85].

III- 1- b- Cas du champ fort

Lorsque nous augmentons le champ magnétique jusqu'à une valeur forte, δ devient trop faible devant 1. Kawabata montra qu'à température nulle, la diffusion inélastique des électrons par les impuretés disparaît, et la fonction $f(\delta)$ doit être remplacée par sa valeur lorsque $\delta = 0$:

$$f(0) = \text{const} = 0.605 \quad (\text{IV- 22})$$

La magnétoconductivité à $T = 0K$ ou lorsque δ est très faible devant 1, s'écrit donc :

$$\Delta\sigma(B,T) = 2.9\sqrt{B} \quad \text{en } (\Omega\text{cm})^{-1} \quad (\text{IV- 23})$$

Avec B en tesla.

III- 2- Modèle de Baxter

En raison de l'absence de tout formalisme, Kawabata fut donc le premier auteur qui a étudié la correction à la conductivité due à la localisation faible, en absence du champ magnétique, et proche de la TMI. Dans des études suivantes, Fukuyama et Hoshino [Fukuyama81] incluent le cas du couplage spin orbite et Hickey et al. [Hickey87] donnèrent l'expression suivante en incluant les diffusions des spins magnétiques :

$$\Delta\sigma_{LF}(T) = \frac{e^2}{2\hbar^2} \frac{1}{\sqrt{D}} \left[3 \left(\frac{1}{4\tau_{in}(T)} + \frac{1}{3\tau_{so}} + \frac{1}{\tau_s} \right)^{1/2} - \left(\frac{1}{4\tau_{in}(T)} + \frac{1}{4\tau_s} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{IV- 24})$$

Où τ_{so} et τ_s sont les temps caractéristiques de diffusion spin- orbite et de diffusion spin magnétique, respectivement. Ces deux paramètres sont indépendants de la température. Un nombre de conventions sont utilisées pour définir τ_{so} . Abrikosov [Abrikosov62] et Meservey [Meservey78] l'ont relié au temps de diffusion élastique et le nombre atomique Z du métal dans l'alliage. Ils ont établi l'expression $\tau_{so} = \tau_0(137/Z)^4$.

La magnétoconductivité due au phénomène de localisation faible dans les systèmes sièges d'un transport électrique tridimensionnel fut exprimé par Baxter et al. [Baxter89] qui incluent les diffusions magnétiques faibles ($\tau_s \gg \tau_{so}$) :

$$\Delta\sigma_{LF}(B,T) = \left(\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \right) \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \left[\frac{3}{2} f \left(\frac{B}{B_{in}(T) + \frac{4}{3}B_{so} + \frac{2}{3}B_s} \right) - \frac{1}{2} f \left(\frac{B}{B_{in}(T) + 2B_s} \right) \right] \quad (\text{IV- 25})$$

Où $B_x = \hbar/8\pi D e \tau_x$ et la fonction $f(x)$ est la même définie au dessus.

Notons que cette expression peut être appliquée même en cas d'une MC négative, au contraire de celle établie par Kawabata qui n'est applicable que dans le cas où la MC est positive.

IV- Interaction électron-électron

Nous allons voir qu'il est possible d'avoir une bonne description de la magnétoconductivité négative dans un large domaine de champ magnétique, en faisant appel à un modèle qui tient compte des interactions coulombiennes entre électrons (couplées au phénomène de localisation faible). Ces interactions donnent deux types de contributions à la magnétoconductance provenant l'une du mouvement orbital des électrons et l'autre de l'effet Zeeman.

IV- 1- Contribution orbitale

Selon Altshuler et al. [Altshuler81], les effets des interactions entre électrons dépendent essentiellement du champ magnétique, même dans la région des champs faibles. Spécifiquement, cet effet n'est ressenti que lorsque $B > K_B T / 2De$, c'est-à-dire bien avant l'apparition de l'effet Zeeman qui exige $B > K_B T / g\mu_B$. La correction à la conductivité métallique induite par le champ dans un semiconducteur sans interaction spin-orbite, est donnée par :

$$\Delta\sigma_{co}(B,T) = -\frac{e^2}{2\pi^2\hbar} g(B,T) \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \varphi_3\left(\frac{2DeB}{\pi k_B T}\right) \quad (\text{IV- 26})$$

Où $g(B,T)$ est la constante de couplage modifiée afin de sommer sur les différentes interactions entre électrons. Selon Lee et Ramakrishnan [Lee85], cette constante peut être exprimée en fonction du facteur de Hartree Fock F et du champ magnétique B comme suit :

$$g(B,T) = \frac{F/2}{1 + (F/2)\ln(E_F/E_0)} \quad (\text{IV- 27})$$

Où l'énergie E_0 est donnée par l'expression suivante :

$$E_0 = \text{Max}(2DeB, k_B T) \quad (\text{IV- 28})$$

La fonction $\varphi_3(x)$ s'exprime sous la forme suivante :

$$\varphi_3(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{t}}{sh^2 t} \left(1 - \frac{xt}{sh(xt)}\right) dt \quad (\text{IV- 29})$$

Avec $x = (2eDB / \pi k_B T)$

IV- 2- Contribution due à l'effet Zeeman

Lorsqu'un spectre atomique émis par des atomes est soumis à un champ magnétique, certaines raies spectrales sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en fréquence. Dans un semiconducteur, en tenant compte du spin de l'électron, les états des électrons sont des spin-dégénérés s'il n'existe pas de mécanismes qui brisent les opérations de symétrie. Cette dégénérescence de spin signifie que l'énergie d'un état de « spin up » d'une sous-bande est égale à celle d'un état de « spin down » de la même sous bande : $E_{\uparrow}(K) = E_{\downarrow}(K)$. En présence d'un champ magnétique, les niveaux d'énergie associés à des spins opposés se séparent, ce qui implique une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie ($E_{\uparrow}(K) \neq E_{\downarrow}(K)$). Plus précisément, le champ magnétique transforme la bande continue d'états électroniques en une série de niveaux d'énergie divers.

En se basant sur cette levée de dégénérescence, Lee et Ramakrishnan [Lee85] modifièrent le calcul de la correction à la conductivité métallique. Selon ces auteurs, seule l'interaction de Hartree entre électrons de spins opposés est sensible au champ magnétique. L'interaction d'échange implique une corrélation entre électrons de même spin et n'est donc pas affectée par l'effet Zeeman.

La correction de Hartree sur l'électron de spin $+\frac{1}{2}$ due à l'électron de spin $-\frac{1}{2}$ s'écrit :

$$\sigma_{\uparrow\downarrow} = F \frac{4De^2}{\pi\hbar} \int_0^{\infty} d\Omega \left(\frac{d[\Omega N(\Omega/k_B T)]}{d\Omega} + \frac{1}{2} \right) f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) \quad (\text{IV- 30})$$

F est la constante de Hartree.

La fonction $f_{\uparrow\downarrow}$ est une intégrale qui s'exprime sous la forme suivante :

$$f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) = \frac{1}{d} \int \frac{dq}{(2\pi)^d} \frac{Dq^2}{[-i(\Omega + g\mu_B B) + Dq^2]^3} \quad (\text{IV- 31})$$

d est la dimensionnalité du système.

De la même façon, nous calculons la correction $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ en remplaçant $g\mu_B B$ par $-g\mu_B B$. La correction totale introduite par l'effet Zeeman est alors donnée par la somme de ces deux contributions par Lee et Ramakrishnan via la formule :

$$\Delta\sigma_{EZ}(B,T) = -\frac{e^2}{h} \frac{F}{4\pi^2} \sqrt{\frac{k_B T}{2D\hbar}} g_3(h) \quad (\text{IV- 32})$$

Avec

$$h = \frac{g\mu_B B}{k_B T} \quad (\text{IV- 33})$$

et

$$g_3(h) = \int_0^\infty d\Omega \frac{d^2[\Omega N(\Omega)]}{d^2\Omega} \left(\sqrt{\Omega+h} + \sqrt{|\Omega-h|} - 2\sqrt{\Omega} \right) \quad (\text{IV- 34})$$

Notons que les fonctions $f(\delta)$, $\varphi_3(x)$, et $g_3(h)$ sont décrites par des approximations simples que nous allons détailler ultérieurement.

V- Résultats et discussion

V- 1- Présentation des résultats

V- 1- a- Conductivité en absence du champ magnétique

Nous avons présenté sur la figure IV- 7 les variations de la conductivité électrique avec la température en absence du champ magnétique pour cinq alliages $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\cdot\text{H}$ où $y=0.23; 0.26; 0.29; 0.50$ et 0.52 . Les courbes peuvent être modélisées par l'équation:

$$\sigma = \sigma_0(y) + m(y)T^p \quad (\text{IV- 35})$$

Où $\sigma_0(y)$ est la conductivité à $T=0$. Cette équation est largement adoptée dans les cristaux dopés et les alliages amorphes [Hellman96 ; Leighton98 ; Tomas82]. Nous avons trouvé de bonnes régressions avec un exposant p proche de 0,5 dans les trois alliages qui se situent proche de la TMI ($p=0.42$ pour $y=0.23$, $p=0.45$ pour $y=0.26$ et $p=0.64$ pour $y=0.29$).

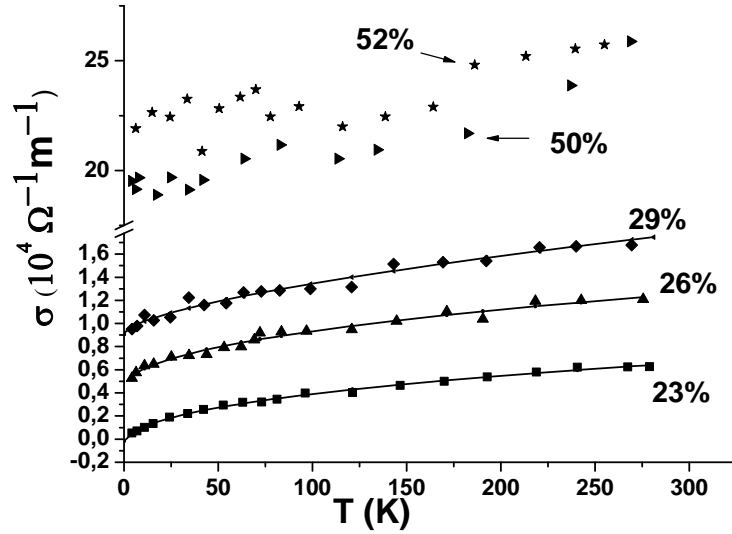


Figure IV- 7: Conductivité en absence du champ magnétique en fonction de la température pour chaque alliage

Nos résultats sont obtenus avec une bonne approximation en adoptant la méthode du pourcentage de déviation (figure IV- 8). La procédure est la même que celle expliquée dans le chapitre III. Nous avons ajusté les paramètres $\sigma_0(y)$ et $m(y)$ dans l'équation (IV- 35) pour chaque valeur de l'exposant p allant de 0 à 1 avec un pas 0.01, et calculer le pourcentage de déviation défini comme suivant:

$$Dev(\%) = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{100}{\sigma_i} \left([\sigma_0(y) + m(y)T^p] - \sigma_i \right) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (IV- 36)$$

Le minimum de déviation correspond à la meilleure valeur de l'exposant p . Dans la figure IV- 8, nous avons tracé les pourcentages de déviation en fonction de l'exposant p .

Les exposants trouvés proches de 0.5 avec un facteur $m(y)$ positif sont prédits par les théories de la localisation faible et des interactions électron-électron.

La valeur négative de σ_0 observée pour l'alliage contenant 23% de nickel n'a pas de signification physique, mais elle permet de penser que cet échantillon se situe du côté isolant de la TMI. Nous pouvons adopter une autre méthode pour retrouver cette constatation. Il s'agit de se baser sur la fonction $w(T) = dLn(\sigma)/dLn(T)$. Rosenbaum et al. [Rosenbaum97] et

Möbius et al. [Möbius99] ont observé qu'à $T=0$, cette fonction est strictement positive pour les échantillons isolants et s'annule pour les échantillons métalliques.

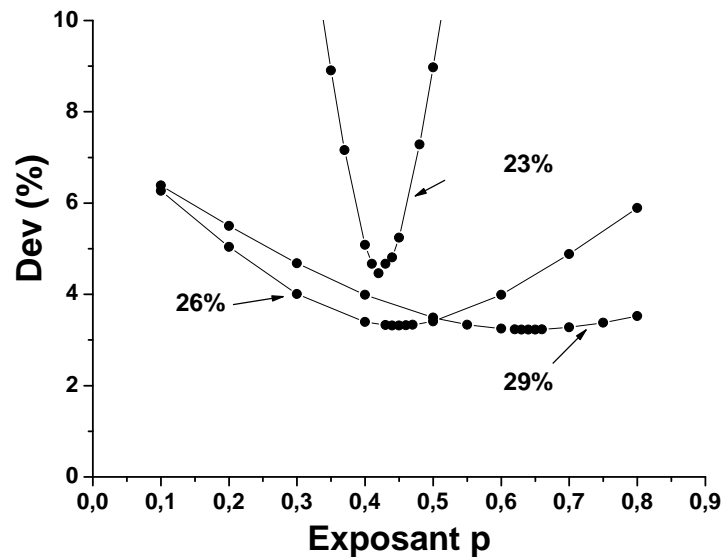


Figure IV- 8: Pourcentage de déviation ($Dev(\%)$) en fonction de l'exposant p pour les alliages où les compositions en nickel sont respectivement 23%, 26% et 29%.

La figure IV- 9 représente l'évolution de la fonction $w(T)$ pour les températures allant de 1,7 à 22 K. Cette fonction tend vers zéro lorsque la température s'annule pour les alliages dont les pourcentages en nickel sont respectivement de 26% et 29% (alliages métalliques), alors qu'elle est finie pour l'alliage dont le pourcentage en nickel est de 23% (alliage isolant). Cette observation renforce notre précédente constatation concernant $y_C=0.24$.

V- 1- b- Temps de diffusion élastique

Dans la suite de ce chapitre, nous nous consacrons à l'étude des alliages métalliques contenant respectivement 26% et 29% de nickel. Nous allons voir que l'étude de la variation de la magnétoconductance négative en fonction de la température par l'intermédiaire du temps de diffusion inélastique τ_{in} nécessite la détermination du temps de diffusion élastique τ_0 .

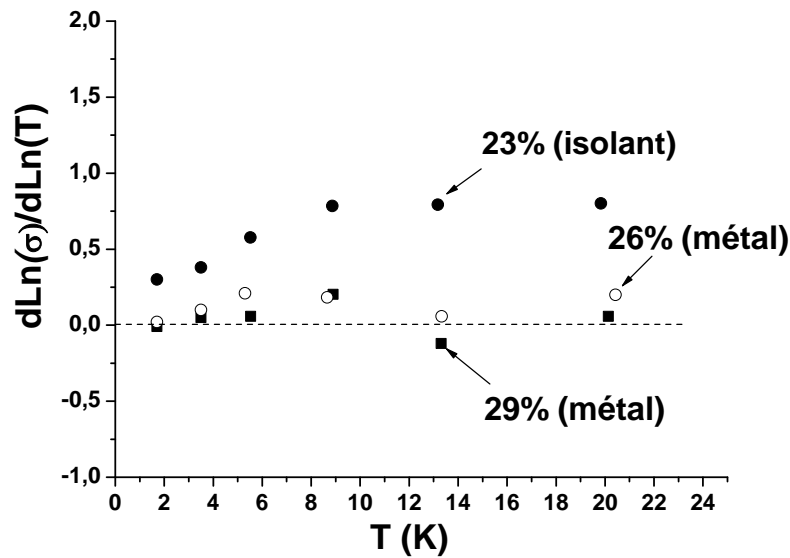


Figure IV- 9: Fonction $w(T)$ pour les alliages dont les compositions en nickel sont de 23%, 26% et 29%.

La méthode qui permet de déterminer la valeur numérique du libre parcours moyen élastique l_0 (temps de diffusion élastique), consiste à exploiter l'extrapolation de la courbe de la conductivité en fonction de la température à $T = 0K$ et en absence du champ magnétique [Biskupski91 ; Monsterleet97].

Si nous supposons que l'échantillon est métallique au sens de Boltzmann et par conséquent que la conductivité à $T = 0 K$ est celle donnée par la théorie des électrons libres $\sigma_B = (ne^2\tau_0)/m^*$, nous obtenons un libre parcours moyen l_0 inférieur à la distance entre les sites d'impuretés a . Ceci est contradictoire avec le critère de Ioffe-Regel qui limite la validité de la théorie des matériaux métalliques.

En effet, en utilisant l'expression

$$\sigma(0) = \sigma_B = ne^2\tau_0/m^* = ne^2l_0/m^*v_F \quad (\text{IV- 37})$$

nous trouvons des libre parcours moyens $l_0 = 0.13 \text{ \AA}$ et $l_0 = 0.24 \text{ \AA}$ pour les alliages $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{:H}$ et $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$, respectivement. Ces valeurs sont inférieures à la distance entre deux atomes voisin de nickel ($a \approx 3 \text{ \AA}$).

Cependant, puisque les alliages sont métalliques, l_0 doit être plus large que a . Pour lever cette contradiction, nous recourons à la théorie de perturbation [Kawabata80b]:

$$\sigma(0) = \sigma_B [1 - C / (k_F l_0)^2] \quad (\text{IV- 38})$$

Où C est entier entre 1 et 3, et k_F est le vecteur d'onde de Fermi.

Cette théorie n'est valide que si l'échantillon est loin de la TMI. Pour cela nous l'avons appliqué à l'échantillon $\text{Si}_{0.50}\text{Ni}_{0.50}\text{:H}$. La valeur de la constante de diffusion D_0 dans cette échantillon est employée pour calculer celle dans les échantillons $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{:H}$ et $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$ en appliquant les formule $D = D_0 (y - y_C)^{t-\beta}$ où $t=1.9$ en 3D [Derrida83] et $\beta=0.41$ [Alexander83].

Avec $C=1$, nous avons trouvés dans les alliages $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{:H}$ et $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$ respectivement $l_0 = 7.2 \text{ \AA}$ et $l_0 = 7.8 \text{ \AA}$. puis $K_F l_0 = 3.4$ et $K_F l_0 = 3.77$. Ces valeurs sont en accord avec le critère de Ioffe-Regel $K_F l_0 = \pi$.

V- 1- c- Magnétoconductivité négative

V- 1- c- α - interprétations qualitatives

Dans les figures IV- 10 et IV- 11, nous avons tracé les variations de la conductivité électrique en fonction du champ magnétique allant jusqu'à 5 T dans les alliages $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{:H}$ et $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{:H}$. les valeurs négatives de la MC sont dues au fort couplage spin orbite. La MC diminue avec l'augmentation de la température, plus probablement à cause du fractionnement des spins électroniques, et à l'énergie thermique $k_B T$. Lorsqu'on s'approche de la TMI, les interactions électron-électron deviennent très fortes, ce qui explique l'augmentation de la MC avec la teneur du nickel.

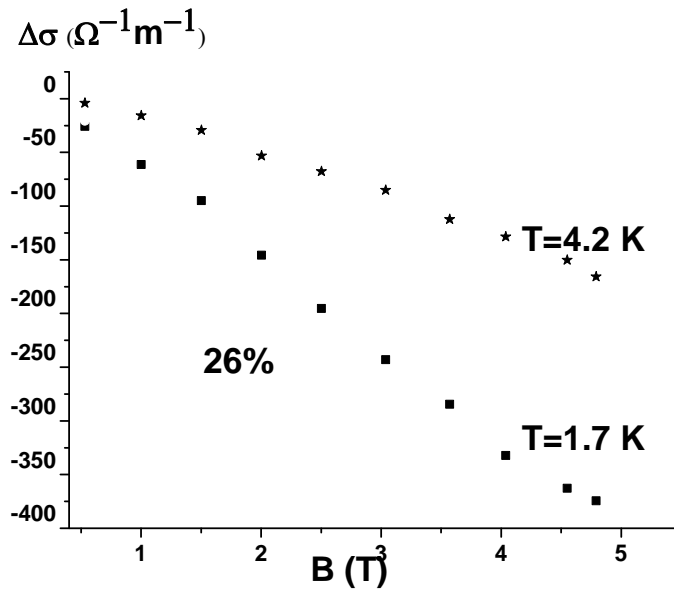


Figure IV- 10: Magnétoconductivité dans l'alliage $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}:\text{H}$.

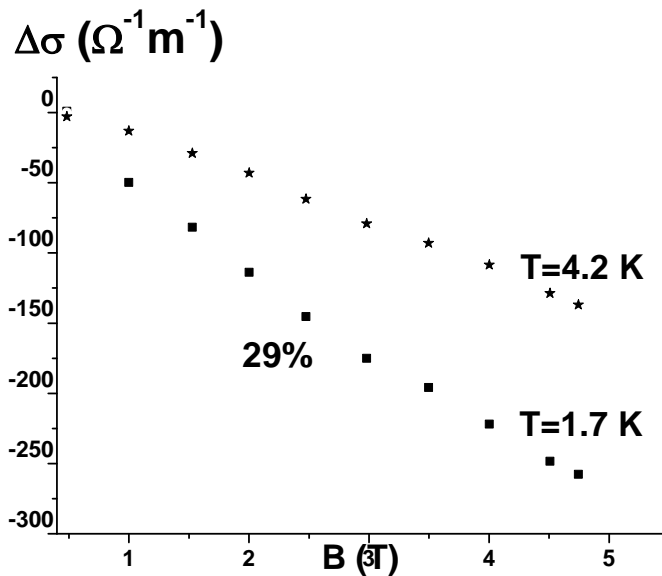


Figure IV- 11: Magnétoconductivité dans l'alliage $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}:\text{H}$.

IV- 1- c- β - Localisation faible

Afin d'extraire le temps de diffusion inélastique, nous avons ajusté nos résultats expérimentaux sur la MC avec la contribution totale :

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma(WL) + \Delta\sigma(EEI) \quad (IV- 39)$$

Comme la MC est négative, le premier terme doit obéir à l'équation (IV- 25), où $B_x = \frac{\hbar}{4De\tau_x}$ et $x=so$ pour la diffusion due au couplage spin-orbite calculé à partir du temps de diffusion élastique via l'expression $\tau_{so}=\tau_0(137/Z)^4$ comme il a été procédé par Resombaum et al. [Rosenbaum97] dans les alliages silicium-nickel ($Z=28$ est le nombre atomique du nickel). Dans la même référence, la diffusion magnétique est considéré négligeable de telle sorte que $B_s=0$. Les variations du temps de diffusion inélastique τ_{in} avec la température permet d'identifier le mécanisme de diffusion dominant dans le matériau.

La fonction $f(x)$ donnée par Kawabata et incluse dans l'équation (IV- 25) avait déjà été approchée avec une erreur à 0.1% par le polynôme suivant [Baxter89]:

$$f(x) = 2 \left[\sqrt{2 + \frac{1}{x}} - \sqrt{\frac{1}{x}} \right] - \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x} \right)^{-1/2} + \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{x} \right)^{-1/2} \right] + \frac{1}{48} \left(2.03 + \frac{1}{x} \right)^{-3/2} \quad (IV- 40)$$

IV- 1- c- γ - Contribution des interactions électron-électron

La contribution totale des interactions électron-électron peut être exprimée comme étant la somme de la contribution orbitale et de l'effet Zeeman, de sorte que la correction observée dans nos figures soit exprimée comme suivant :

$$\Delta\sigma_T(B,T) = \Delta\sigma_{LF}(B,T) + \Delta\sigma_{CO}(B,T) + \Delta\sigma_{EZ}(B,T) \quad (IV- 41)$$

Afin d'utiliser les équations (IV- 26) et (IV- 32) dans l'expression (IV- 41), plusieurs approximations sur le facteur de Hartree et les fonctions g_3 et φ_3 sont adoptées pour ajuster nos résultats aux théories décrits au dessus.

➤ Facteur de Hartree

Cette constante peut prendre différentes valeurs selon le modèle théorique utilisé pour la calculer. L'une des plus courantes approximations est celle de Thomas-Fermi.

Approximation de Thomas-Fermi

Le facteur de Hartree F caractérise l'amplitude des interactions dans un système. Dans l'approximation de Thomas-Fermi, la constante de Hartree est donnée par l'expression suivante :

$$F_{TF} = \frac{\ln(1+x)}{x} \quad (\text{IV- 42})$$

avec $x = \left(\frac{2K_F}{K_{TF}} \right)^2$

K_{TF} est le vecteur d'onde donné par Thomas-Fermi par la formule suivante :

$$K_{TF} = \left(\frac{12\pi n m^* e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar K_F^2} \right)^{1/2} \quad (\text{IV- 43})$$

En utilisant les caractéristiques de nos échantillons, nous obtenons après calcul $F_{TF}=0.071$.

Approximation de Kleinman et Langreth

Une deuxième méthode a été donnée par Kleinman et Langreth [Kleinman67 ; Langreth69] pour calculer la constante de Hartree. Cette approximation diffère de celle de Thomas-Fermi par le choix du potentiel d'écrantage, et par le fait que Kleinman et Langreth prennent en considération, dans leur calcul, des effets de corrélation. Ils donnent l'expression suivante de F que l'on notera F_{KL} .

$$F_{KL} = \frac{\ln(1+\alpha)}{\alpha} \quad (\text{IV- 44})$$

Avec $\alpha = \left(\frac{K_s}{2K_F} \right)^2$

K_s est un paramètre d'écrantage qui est déterminé par la relation suivante:

$$K_s = K_F \sqrt{\left(1 - 0.158 \left(\frac{K_{TF}}{2K_F} \right)^2 \right) \left(1 + 0.158 \left(\frac{K_{TF}}{2K_F} \right)^2 \right)^{-1}} \quad (\text{IV- 45})$$

Après calcul nous obtenons $F_{KL} = 0.892$.

Approximation de Lee et Ramakrishnan

Lee et Ramakrishnan [Lee85] remplacent la constante de Hartree par le paramètre:

$$F_{LR} = -\frac{1}{F} \left[\frac{32}{d(d-2)} \right] \left[1 + \frac{dF}{4} - \left(1 + \frac{F}{2} \right)^{d/2} \right] \quad (\text{IV- 46})$$

Avec d la dimensionnalité de l'échantillon, et pour un système tridimensionnel on trouve :

$$F_{LR} = -\frac{32}{3F} \left[1 + \frac{3F}{4} - \left(1 + \frac{F}{2} \right)^{3/2} \right] \quad (\text{IV- 47})$$

Dans le cas où F est donnée par F_{TF} nous obtenons $F_{LR} = 0.95$, alors que pour $F = F_{KL}$ on trouve $F_{LR} = 0.83$.

Remarque

Après ces calculs, nous constatons que le paramètre F peut donc prendre plusieurs valeurs très différentes, il sera considéré comme paramètre d'ajustement.

➤ Fonction $\varphi_3(x)$

La fonction $\varphi_3(x)$ intervient dans la partie orbitale des interactions électron-électron (équation (IV- 26)). Cette fonction a été approchée avec une précision meilleure que 2.5×10^{-4} par une série de polynômes [Baxter89 ; Ousset85], elle s'exprime comme suit :

- pour $x \leq 0.7$

$$\varphi_3(x) = 0.32925x^{3/2} - 0.11894x^{7/2} + 0.10753x^{11/2} - 0.0636x^{6.63}$$

- pour $0.7 \leq x \leq 2.4$

$$\varphi_3(x) = -0.03043 + 0.22616x + 0.14104x^2 - 0.10293x^3 + 0.02759x^4 - 0.0028x^5$$

- pour $x \geq 2.4$

$$\varphi_3(x) = 1.900344 - \frac{2.29392}{\sqrt{x}} + \frac{1.2266}{x^2} - \frac{0.826}{x^{7/2}}$$

➤ **Fonction $g_3(h)$**

La fonction $g_3(h)$ qui a été introduite par Lee et Ramakrishnan dans le calcul de la contribution due à l'effet Zeeman (équation (IV- 32)) est également une intégrale infinie, on ne peut la donner une valeur exacte en la remplaçant par les polynômes proposés par Ousset et al. [Ousset85] qui assurent une précision meilleure que 2.5×10^{-4} .

- pour $h \leq 3$

$$g_3(h) = 5.6464 \cdot 10^{-2} h^2 - 1.4759 \cdot 10^{-3} h^4 + 4.2747 \cdot 10^{-5} h^6 - 1.5351 \cdot 10^{-6} h^8 + 6 \cdot 10^{-8} h^{10}$$

- pour $3 \leq h \leq 8$

$$g_3(h) = 0.64548 + 0.235(h-4) - 7.45 \cdot 10^{-4}(h-4)^2 - 2.94 \cdot 10^{-3}(h-4)^3 + 6.32 \cdot 10^{-4}(h-4)^4 - 5.22 \cdot 10^{-5}(h-4)^5$$

- pour $h \geq 8$

$$g_3(h) = \sqrt{h} - 1.2942 - \frac{\pi^2}{12h^{3/2}} - \frac{\pi^4}{16h^{7/2}} - \frac{5\pi^6}{32h^{11/2}}$$

V- 1- d- Temps de diffusion inélastique

Les temps caractéristiques de diffusion sont reliés comme suivant :

$$\tau_{in}^{-1} = \tau_{e-ph}^{-1} + \tau_{e-e}^{-1} \quad (\text{IV- 48})$$

Thouless [Thouless73] a montré que le temps de diffusion relatif aux diffusions électron-électron suit aussi une évolution quadratique via la formule:

$$\tau_{e-e}^{-1} = 2\beta m^* (k_B T)^2 / \hbar^3 \cdot k_F^2 \quad (\text{IV- 49})$$

Où β est à l'ordre de 1.

Tokayama [Tokayama73] a étudié le phénomène de diffusion par phonons et donné l'expression suivante:

$$\tau_{e-ph}^{-1} = C^2 \frac{2\pi^2}{K_F l_0} \frac{k_B^2}{\hbar^2 \cdot \omega_D} T^2 \quad (\text{IV- 50})$$

Où $\omega_D = q_D v_s$ est la fréquence de Debye et $v_s = (Z' m^* V_F^2 / 3M)^{1/2}$, et M est la masse de l'ion. C de la valence Z' , et de la densité d'ions n_i suivant l'expression: $C = (2/Z')^{2/3} K_F^2 / 6\pi^2 Z' n_i$.

Isawa [Isawa84] a étudié le phénomène de diffusion inélastique dans les systèmes tridimensionnels. Il a donné deux termes dans l'expression du temps de diffusion inélastique :

$$\tau_{in}^{-1} = 1.7 \times 10^{11} (\hbar / E_F \tau_0)^2 T + 3.189 (\hbar \tau_0)^{1/2} (k_B T)^{3/2} / (E_F \tau_0)^2 \quad (\text{IV- 51})$$

Cependant, pour $T < 0.166\hbar / 2\pi k_B \tau_0$, seul le premier terme peut être considéré [Isawa84].

Dans les figures IV- 12, IV- 13, IV- 14, IV- 15 et leurs inserts, nous traçons nos mesures expérimentales confrontées aux différents modèles avec les deux constantes de Hartree (F_{KL} et F_{TF}).

En utilisant les équations (IV- 48), (IV- 49) et (IV-50) et avec $F = F_{KL}$, les valeurs de τ_{in} sont en bon accord avec les mesures dans l'alliage $\text{Si}_{0.71}\text{Ni}_{0.29}\text{H}$, mais ce n'est pas le cas dans l'alliage $\text{Si}_{0.74}\text{Ni}_{0.26}\text{H}$. la dépendance $\tau_{in} \propto T^2$ indique la dominance des diffusions electron-phonon. Par contre, l'approche d'Isawa et l'approximation de Tomas Fermi ne sont observées dans aucun échantillon. Ce désaccord est probablement dû au fait que les échantillons sont très proche de la TMI et que la température est très basse.

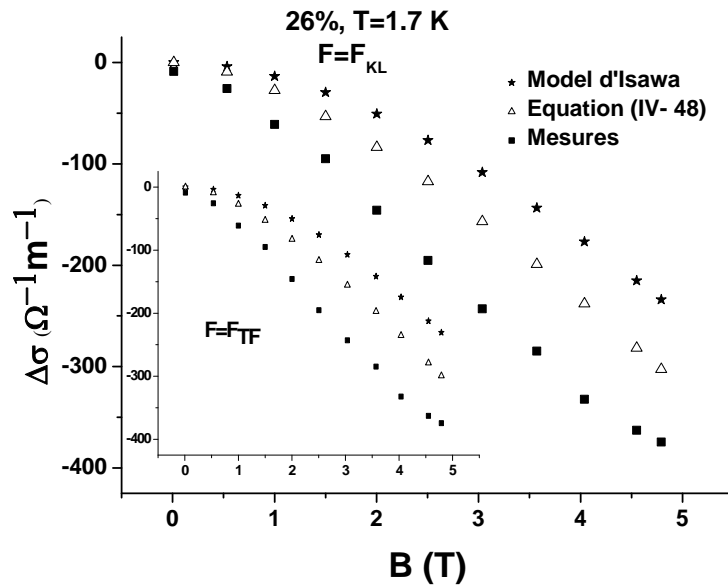


Figure IV- 12: Variation théorique (trait plein) et expérimentale (symbole) de la magnétoconductivité négative à $T=1.7 K$ dans l'alliage $Si_{0.74}Ni_{0.26}H$ en utilisant les différentes approches détaillées dans le texte.

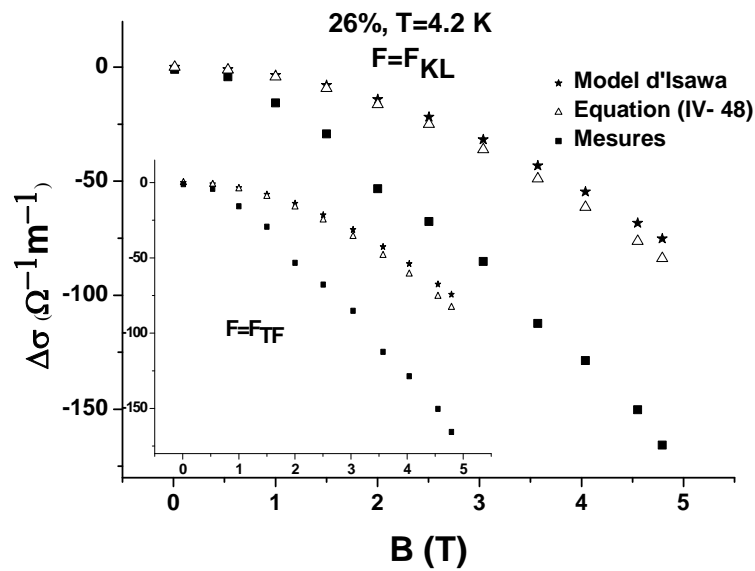


Figure IV- 13: Variation théorique (trait plein) et expérimentale (symbole) de la magnétoconductivité négative à $T=4.2 K$ dans l'alliage $Si_{0.74}Ni_{0.26}H$ en utilisant les différentes approches détaillées dans le texte.

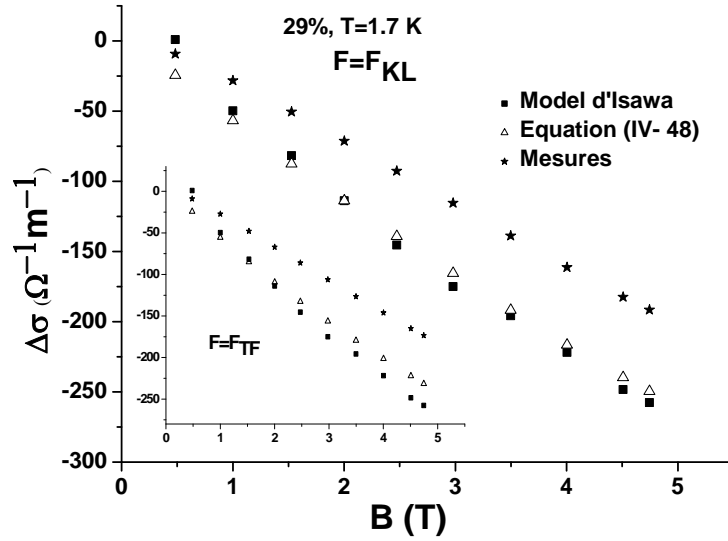


Figure IV- 14: Variation théorique (trait plein) et expérimentale (symbole) de la magnétoconductivité négative à $T=1.7$ K dans l'alliage $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$ en utilisant les différentes approches détaillées dans le texte.

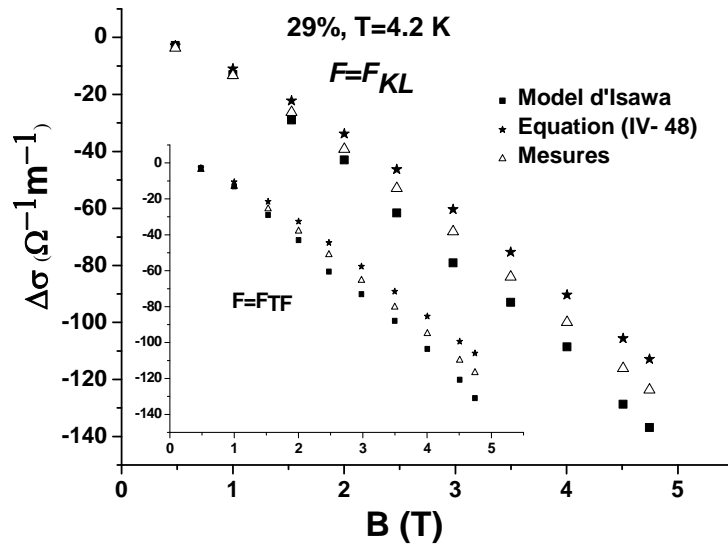


Figure IV- 15: Variation théorique (trait plein) et expérimentale (symbole) de la magnétoconductivité négative à $T=4.2$ K dans l'alliage $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$ en utilisant les différentes approches détaillées dans le texte.

Dans la figure IV- 16, nous présentons l'évolution de τ_{e-e} et τ_{e-ph} dans l'alliage $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$ calculés à partir deux termes des équations (IV- 49) et (IV- 50) en fonction de la

température. La comparaison est très claire, τ_{e-ph} est trouvé négligeable devant τ_{e-e} et par conséquent, nous pouvons déduire que les diffusions sont causées essentiellement par les phonons.

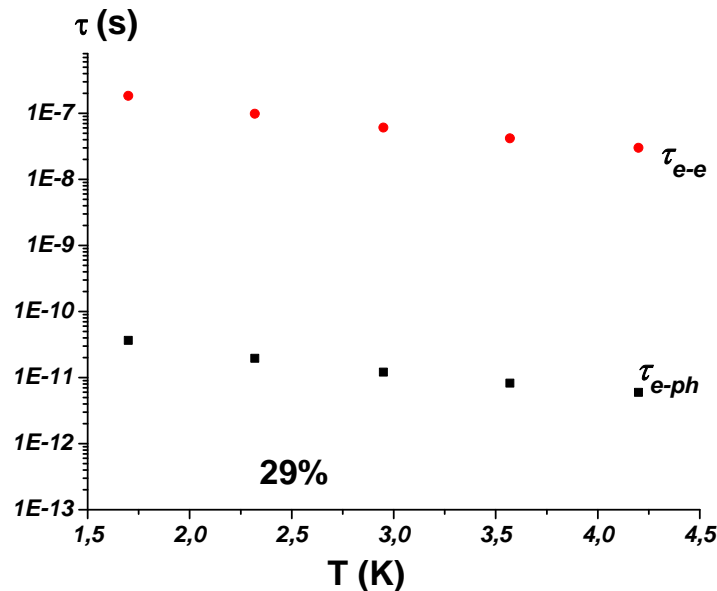


Figure IV- 16: Temps de diffusion associés aux diffusions électron-électron et à la diffusion électron-phonon calculés à partir des équations (IV- 49) et (IV- 50) dans l'alliage $Si_{0.71}Ni_{0.29}:H$.

V- 2- Discussion

La TMI est un sujet important dans les études du transport électrique dans les alliages métal-semiconducteur. Quant aux alliages amorphes silicium nickel, notre composition de transition est de 24%. Dammer et al. ont reporté que l'alliage $Si_{1-x}Ni_x$ se situe du coté métallique pour $x=25\%$ et du côté isolant pour $x=15\%$ [Dammer93]. Collver et al. ont trouvé $x_C=13\%$ dans les alliages métastable c- $Si_{1-x}Ni_x$ [Collver78]. Alors que Rosenbaum et al. ont présenté la fonction $w(T)=dLn(\sigma)/dLn(T)$ et trouvé $x_C=25\%$ comme fraction de transition [Rosenbaum97]. Dans notre cas la composition critique du métal (nickel) pour observer la TMI ($y_C=0,24$) est relativement grande, probablement à cause des liaisons saturées par l'hydrogène.

En absence du champ magnétique, la conductivité varie souvent selon la formule $\sigma(B=0,T)=\sigma_0+mT^p$ où l'exposant p est proche de 0.5. Cette valeur est bien prédite par les

théories de localisation faible et des interactions électron-électron en 3D, et est largement observée dans les semiconducteurs [Sybous11 ; Rosenbaum97 ; Elkaaouachi10]. Une transition de $p=0.5$ à $p=0.33$ a été également observée [Biskupski91]. La dominance des interactions électron-électron peut être déduite du fait que le facteur $m(y)$ ne varie pas dans un champ magnétique intense. Cela a été observé dans le n-GaAs [Sybous11], dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-x}\text{Ni}_x$ lorsqu'on s'approche de la TMI [Mobius99] et dans les polymères conducteurs [Ahlskog98].

La MC électrique dans les alliages métalliques diminue avec le champ magnétique et augmente avec la température, cette observation implique la dominance des effets de la localisation faible. Cette remarque fut constatée par Y. K. Kuo et al. [Kuo06] dans les alliages Cu-Zr-Ti.

La dépendance quadratique ($\tau_{in} \propto T^2$) indique le rôle primordial dans le phénomène de diffusions causées par les phonons à très basse température ($T < 4,2 \text{ K}$). C'est une propriété qui est largement observé dans les systèmes tridimensionnels [Rammer86 ; Bergmann90 ; Kuo06].

Enfin, la déférence que nous avons observée entre nos résultats et le modèle d'Isawa a été également observée par Rosenbaum et al. au dessous de 4 K [Rosenbaum97], et dans les alliages La_3Al et La_3Ga [Ousset85]. Mais A. El kaaouachi et al. ont observé un bon accord dans le n-InP [El kaaouachi01], un accord trouvé également par B. Capoen et al. [Capoen93].

Références du chapitre IV

- [Abrikosov62] A. Abrikosov, L. P. Gor'kov Zh. Eksp. Teor. Fiz, **42** (1962) 752.
- [Ahlskog98] M. Ahlskog, R. Menon, J. Phys.: Condens. Matter, **10** (1998) 7171.
- [Alexander83] S. Alexander, Phys. Rev. B **27** (1983) 1541.
- [Altshuler81] B. L. Altshuler, A. G. Aronov, A. I. Larkin, D. E. Khmel'mitskii, Sov.Phys-JETP, **54** (1981) 4111.
- [Baxter89] D. V. Baxter, R. Richter, M. L. Trudeau, R. W. Cochrane, J. O. Strom-Olsen, J. Phys. France, **50** (1989)/1673.
- [Belitz] D. Belitz, K. I. Wysokinski, Phys. Rev. B, **36** (1987) 9333.
- [Bergmann90] G. Bergmann, W. Wei, Y. Zou, R.M. Mueller, Phys. Rev. B, **41** (1990) 7386.
- [Biskupski91] G. Biskupski, A. El kaaouachi, A. Briggs J. Phys. Condens. Matter, **3** (1991), pp. 8417-8424.
- [Capoen93] B. Capoen, G.. Biskupski, A. Briggs, J. Phys.: Condens. Matter. **5** (1993) 2545.
- [Collver78] M. M. Collver, Appl. Phys. Lett. **32** (1978) 574.
- [Dammer93] U. Dammer, C. J. Adkins, R. Asal, E. A. Davis, J. Non-Cryst. Solids. **164–166** (1993) 501.
- [Derrida83] B. Derrida, D. Stauffer, H. J. Herrmann, J. J. Vannimendus, Physique Lett **44** (1983) L701.
- [El kaaouachi01] A. El kaaouachi, A. Moudden, A. nafidi. G. Biskupski, Physica B, **304** (2001) 377–381.
- [Fukuyama81] H. Fukuyama, K. J. Hoshino. Phys. Soc. Japan, **50** (1981) 2131.
- [Gerstenberg93] H. Gerstenberg, R. Denz, J. Phys.: Condens. Matter, **5** (1993) 4179.

- [Hellman96] F. Hellman, M. Q. Tran, A. E. Gebala, E. M. Wilcox, R. C. Dynes, Phys. Rev. Lett, 77 (1996) 4652 .
- [Hickey87] B. J. Hickey, D. Greig, M. A. Howson, Phys. Rev. B, 36 (1987) 3074
- [kaveh82] M. Kaveh, N. F. Mott, J. Phys. C: Sol. State Phys, 15 (1982) L707.
- [Kawabata80a] A. Kawabata, Solid State Commun, 34 (1980) 431.
- [Kawabata80b] A. Kawabata, J. Phys. Soc. Japan, 49 (1980) 628.
- [Kuo06] Y. K. Kuo et al., Physical Review B, 74 (2006) 014208.
- [Lee85] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys, 57 (1985) 287.
- [Leighton98] C. Leighton, I. Terry, P. Becla, Phys. Rev. B, 58, (1988) 9773.
- [Meservey78] R. Meservey, P. M. Tedrow, Phys. Rev. Lett, **41** (1978) 805.
- [Mobius99] A. Mobius, et al. Phys. Rev. B, **60** (1999) 14209–14223.
- [Monsterleet97] J. M. Monsterleet, B. Capoen, G. Biskupski, J. Phys.: Condens. Matter, **9** (1997) 8657.
- [Ootuka84] Y. Ootuka, A. Kawabata, Prog. theor. Phys. Suppl, **84** (1985) 249.
- [Ousset85] J. C. Ousset, S. Askenazy, H. Rakoto, J. M. Broto, J. Physique, **46** (1985) 2145.
- [Rammer86] J. Rammer, A. Schmid, Phys. Rev. B, **34** (1986) 1352.
- [Rosenbaum97] R Rosenbaum, A Heines, A Palevski, J. Phys.: Condens. Matter, **9** (1997) 5395–5411.
- [Sergeev00a] A. Sergeev, V. Mitin, Phys. Rev. B, 61 (2000) 6041.
- [Sergeev00b] A. Sergeev, V. Mitin, Superlattices Microstruct, 27 (2000) 499.
- [Sybous11] A. Sybous, A.Elkaaouachi, N.AitBenAmeur, B.Capoen, J.Hemine, R.Abdia, A. Narjis, H. Sahseh, G.Biskupski, Physica B, **406** (2011) 3489–3492.

[Thomas82] G. A. Thomas, A. Kawabata, Y. Ootuka, S. Katsumoto, S. Kobayashi, W. Sasaki, Phys. Rev. B, **26** (1982) 2113.

[Thouless73] D. J. Thouless, J. Phys C 6 (1973) 149.

[Thouless77] D. J. Thouless, Phys. Rev. Lett, **39** (1977) 116.

[Tokayama73] H. Z Tokayama, Phys, **263** (1973) 329.

Chapitre V

Conductivité électrique dans l'Arséniure d'Aluminium AlAs et dans l'Arséniure de Galium GaAs bidimensionnels

Résumé du chapitre V

Dans le but de contribuer à l'explication physique de la transition métal isolant (TMI) dans les systèmes bidimensionnels, nous étudions dans ce chapitre les phénomènes de transport dans l'Arséniure d'Aluminium AlAs et dans l'Arséniure de Galium GaAs. Les deux échantillons sont dopé N.

Les échantillons de n-AlAs présentent quatorze densités différentes des porteurs. Les mesures ont été réalisées à très basses températures ($T < 1.2$ K) et en absence du champ magnétique. Concernant le n-GaAs, les mesures ont été réalisées sur des échantillons présentant dix densités des porteurs différentes et à des températures allant jusqu'à 5 K.

Dans un premier temps nous détaillons le principe de formation d'un gaz bidimensionnel confiné dans un puits de potentiel. Les transistors à effet de champ à base de silicium (Si-MOSFETs) et les hétérostructures GaAs/AlAs, qui sont les plus répandus, sont présentés comme prototypes du sujet.

Les résultats expérimentaux montrent l'apparition d'une TMI constatée à travers le changement de signe du coefficient thermique de la résistivité (CTR), phénomène réalisé en augmentant la densité surfacique des porteurs.

Cependant, la nature de la TMI dans les échantillons bidimensionnels devient dans les dernières années très controversée et le CTR peut donner une conception fautive sur la densité critique du passage d'un état métallique vers un état isolant (ou dans le sens inverse). L'autre origine probable de la TMI est le phénomène de percolation. Nous détaillons ce phénomène par analogie à quelques processus d'écoulement matériels.

L'évolution de la conductivité électrique en fonction de la densité des porteurs dans les deux échantillons révèle une transition de type percolation et donne des valeurs de densités de TMI différentes à celles estimées en utilisant le CTR. Chaque système peut donc être assimilé à un ensemble de transistors en série où la résistivité électrique totale obéit à la loi métallique : $\rho = \rho_0 + \rho_1 \exp(-A/T)$.

Enfin, la présentation de quelques études similaires donne une crédibilité à notre travail.

I- Le gaz d'électrons bidimensionnel

I- 1- Définition

Un conducteur est qualifié de bidimensionnel (2D) si l'une de ses dimensions est très inférieure aux deux autres. Ainsi dans un système conducteur de dimensions L_x , L_y et L_z , tout se passe comme si les électrons de conduction ne se déplaçaient que dans un plan (le plan (xy) dans le cas où $L_z \ll L_x, L_y$ par exemple).

En physique quantique nous pouvons donner la définition suivante : un système d'électrons est bidimensionnel si la fonction d'onde ψ qui caractérise son état a la forme de celle d'une particule libre dans le plan (xy) et d'une particule localisée selon l'axe z .

L'état d'un électron du système bidimensionnel est décrit par la fonction d'onde vérifiant l'équation de Schrödinger indépendante du temps :

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z) \quad (\text{V- 1})$$

Où m^* représente la masse effective de l'électron et $V(z)$ représente le potentiel de confinement qui « contrôle » le déplacement d'électrons suivant l'axe z . Sa forme peut varier suivant les puits quantiques créés dans le système considéré (triangulaire, rectangulaire, parabolique...). Les variables de l'équation (V- 1) étant séparables, les fonctions d'ondes prennent la forme :

$$\psi(\vec{r}, z) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} E \varphi_n(z) \quad (\text{V- 2})$$

$$E_{n,k} = E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (\text{V- 3})$$

Où $r=(x,y)$ est la position et $k=(k_x,k_y)$ désigne le vecteur d'onde de l'électron dans le plan de confinement. A est l'aire du système dans le plan (xy) .

L'énergie de confinement E_n et les fonctions $\varphi_n(y)$ vérifient l'équation:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z) \right] \varphi_n(z) = E_n \varphi_n(z) \quad (\text{V- 4})$$

Pour un puits de potentiel infini de largeur a ,

$$E_{n,k} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} (n+1) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{V- 5})$$

L'équation (V- 3) fait apparaître deux composantes du spectre énergétique: une composante continue dans le plan de confinement (caractéristique des particules libres) et une composante discrète selon l'axe z (caractéristique des particules localisées). C'est la définition quantique d'un système bidimensionnel. A chaque valeur de n correspond un ensemble d'énergies disponibles dans le plan de confinement. Cet ensemble constitue une sous-bande.

I- 2- Réalisation d'un système bidimensionnel

Dans cette partie, nous expliquons brièvement le principe de fonctionnement d'un système bidimensionnel d'électrons (ou de trous). Nous présentons les deux dispositifs les plus répandues : Le Si-MOSFET et les hétérostructures GaAs/GaAlAs.

I- 2- a- Transistor à effet de champ Si-MOSFET

Le Si-MOSFET (Metal Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor) est le transistor à effet de champ le plus connu. Il fait partie des composantes de base d'ordinateurs et téléphones portables.

La figure V- 1 représente un schéma simple des constituants d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans un Si-MOSFET. Il est constitué d'une bicouche semiconductrice Si/isolant SiO₂ sur laquelle est déposé un film métallique mince appelé grille qui est portée à un potentiel V_g . Si V_g est positive par rapport au potentiel du semiconducteur Si, les électrons du silicium sont attirés vers la grille (sous l'effet des forces électrostatiques), mais ils ne peuvent pas franchir l'interface Si/SiO₂ parce qu'ils sont confinés dans un puit de potentiel triangulaire. En effet, le champ électrique entre la grille et le semiconducteur, dû à l'apparition de la tension V_g , conduit à la déformation des bandes d'énergie selon la direction Z .

En pratique, le procédé est rendu plus efficace en dopant positivement le silicium. Par analogie, on peut former un gaz de trous en appliquant une tension $V_g < 0$ à la grille. La densité de porteurs n peut être ensuite mesurée en présence du champ magnétique perpendiculaire \vec{B} via la pente de la résistivité de Hall. En effet,

$$\rho_{xy} = \frac{B}{en} \quad (\text{V- 6})$$

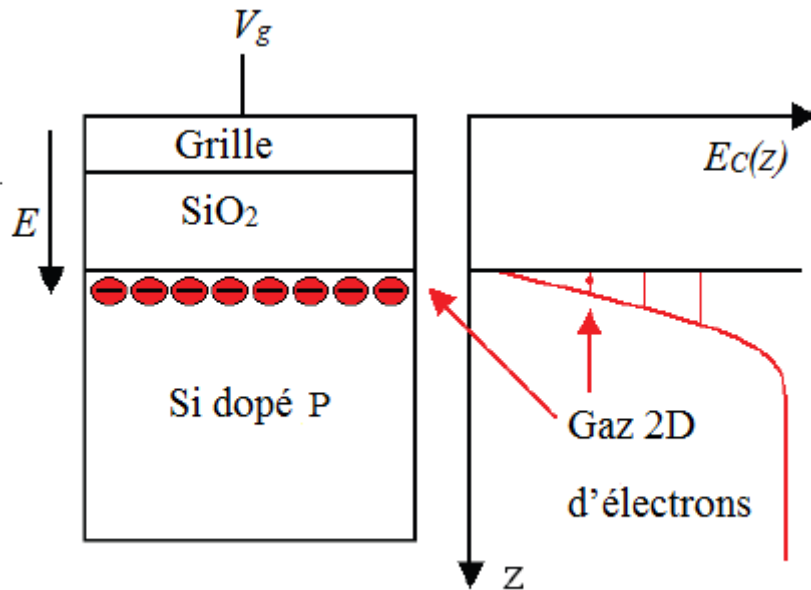


Figure V- 1 : Réalisation d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans un Si-MOSFET.

Nous notons que le gaz d'électron formé est bidimensionnel au sens où les électrons n'ont pas de degré de liberté selon la direction Z . Les fonctions d'ondes électroniques ont néanmoins une extension finie selon cette direction à cause de la largeur du puits de potentiel. L'effet de ce paramètre est souvent négligé.

I- 2- b- Hétérostructures GaAs/GaAlAs

Le GaAs et le GaAlAs sont deux semiconducteurs de gaps différents. A leur interface, il est possible de former un gaz bidimensionnel d'électrons ou de trous. Le principe est illustré dans la figure V- 2. Lorsque ces deux semiconducteurs sont mis en regard, les électrons contenus dans le GaAlAs possèdent une énergie potentielle plus forte que dans le GaAs. Ils se déplacent naturellement pour peupler GaAs. En contrepartie, ce déplacement de charges conduit à l'apparition des donneurs ionisés positives dans l'AlGaAs qui n'est plus neutre

électriquement. Ces donneurs ionisés tendent à rappeler les électrons par l'intermédiaire des forces électrostatiques. Néanmoins l'énergie électrostatique n'est pas suffisante pour permettre aux électrons de passer la barrière de potentiel à l'interface AlGaAs/GaAs, ceux-ci s'accumulent donc à cet endroit. La présence de cette accumulation de charge crée un champ électrique (entre GaAs et GaAlAs dopé) qui peut déformer les bandes de conduction dans les deux semiconducteurs et donne lieu, à l'équilibre, à la création d'un puit de potentiel triangulaire. Pour augmenter le nombre d'électrons, nous pouvons doper le GaAlAs. Comme le gaz d'électron se forme dans le GaAs, les dopants et les électrons ne se situent pas dans une même région de l'espace. Cela améliore grandement les qualités du gaz 2D [Dingle78], c'est l'intérêt de la séparation spatiale par l'intermédiaire de l'espacement par le GaAlAs non dopé « spacer ».

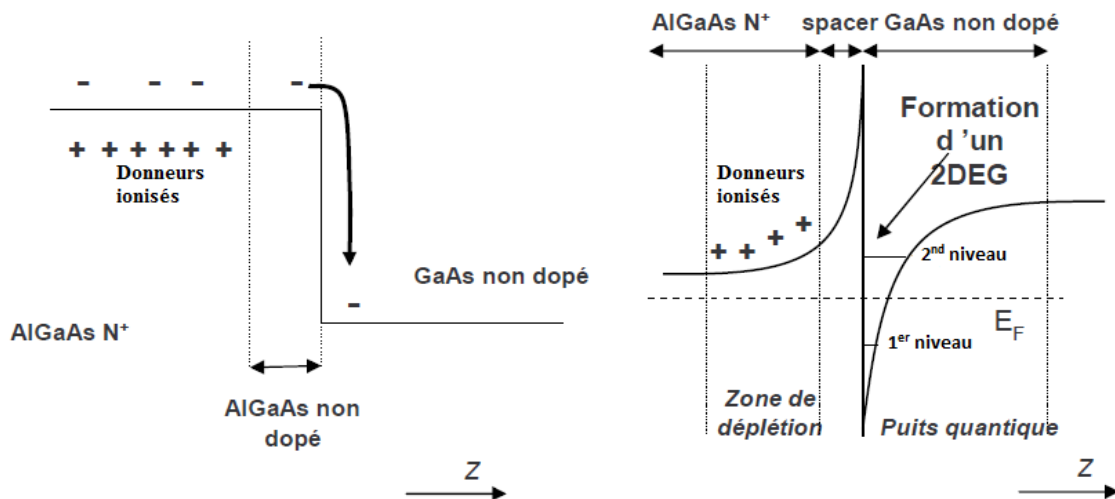


Figure V- 2 : Formation d'un gaz d'électrons bidimensionnel à l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Nous notons que nous pouvons de la même manière réaliser un gaz bidimensionnel de trous à l'interface AlGaAs/GaAs. L'opération se fait en dopant positivement le GaAlAs. Il s'agirait d'un système bidimensionnel p-GaAs ou les porteurs de charges (trous) ont une masse effective plus grande que celle des électrons dans le n-GaAs.

II- Phénomène de percolation

II- 1- Exemples

La percolation (du latin "percolare", couler à travers) est un mécanisme de transition multidisciplinaire et très étudié en physique. Il fut introduit par les mathématiciens Broadbent et Hammersley en 1957 [Broadbent57] qui étudiaient le problème de l'écoulement d'un fluide dans un filtre partiellement bouché. Ces auteurs ont donné un cadre mathématique rigoureux au phénomène de la percolation dont le concept avait déjà été abordé par les chimistes Flory et Stockmayer [Fleury41] qui s'intéressaient aux réactions de polymérisation réticulaire tridimensionnelle de chaînes polymères.

Pour une compréhension simple, nous présentons quelques exemples où la percolation peut provoquer une transition physique.

- **Exemple (1) : Le masque à gaz**

C'est l'un des premiers exemples historiques. Il fut évoqué par S. R. Hammersley [Hammersley83] pour fabriquer des masques à gaz constitués par des granules de carbone poreux. Dans ce matériau, les pores forment un réseau aléatoire de petits tunnels interconnectés. Dans le cas où ces pores sont assez larges et suffisamment connectés, le gaz passe à travers le carbone. Au contraire, si les pores sont trop petits ou s'ils sont imparfaitement connectés, les émanations ne peuvent plus traverser le filtre ainsi formé. Par conséquent, l'efficacité du dispositif dépend d'un point critique auquel le passage commence à avoir lieu ou cesser d'être dans le sens contraire.

Dans cet exemple, la filtration est inactive en dessous du seuil critique car le gaz peut traverser le masque et elle devient active au dessus de ce seuil puisque le gaz ne peut plus le traverser.

- **Exemple (2) : Le café**

Imaginons une machine à café fonctionnant comme percolateur, le fluide en mouvement est l'eau ascendante suite à son évaporation. La « force » du café désiré, se règle en serrant plus ou moins le filtre de l'appareil. Le temps nécessaire pour que l'eau traverse la poudre dépend de la densité des grains du café. L'expresso obtenu est alors plus ou moins « serré »

selon la pression appliquée au café par le filtre de la machine percolateur. Toutefois, il existe une densité au dessus de laquelle l'eau est bloquée par le filtre. Cette densité critique est appelée «seuil de percolation». Le problème consiste alors à décrire l'agglomération des grains du café en fonction de leur densité, puis de caractériser la propagation de l'eau au travers le poudre.

Nous pouvons imaginer une modélisation de ce phénomène comme un réseau de canaux entre les particules du café. La distribution de l'état de ces canaux (ouverts ou fermés) est aléatoire. Lorsque la densité augmente, le nombre de canaux fermés s'accroît et l'eau passe alors plus difficilement. Le seuil de percolation est atteint juste lorsque qu'il n'existe plus de chemins permettant l'écoulement de l'eau à travers les canaux.

- **Exemple (3) : Réseau de communication**

Prenons un réseau de communication formé de n stations, où chaque station est reliée avec ses voisines par des liens d'efficacité (p) aléatoire [Hammersley80]. Dans le cas d'un réseau téléphonique où toutes les stations sont connectées de proche en proche, nous pouvons imaginer que par mauvais entretien, une proportion $(1-p)$ des liens existants est détruite de manière aléatoire. Au fur et à mesure de la dégradation du réseau, il devient de plus en plus difficile de pouvoir correspondre via ce réseau. Au seuil de percolation (destruction critique du réseau jusqu'à ce qu'on atteigne une valeur p_c associée au pourcentage critique de liaisons actives nécessaires pour que deux points quelconques soient reliés), il devient impossible de communiquer. Interpréter ce problème de communication comme un phénomène de percolation consiste à évaluer la probabilité d'existence d'un ensemble de liens, autorisant la communication directe ou indirecte entre deux stations [Hammersley80].

II- 2- Transport électronique et percolation

Comme la conduction électrique est modélisée par la notion du courant traversant la matière qui contient le désordre, les propriétés du transport électrique peuvent également être décrites dans le cadre de la théorie de percolation. Les expériences modèles et les simulations numériques [Meir99 ; Das Sarma05 ; Tracy09] montrent que la conductivité peut s'écrire:

$$\sigma=0 \quad \text{pour } x < x_c \quad (\text{V- 7})$$

$$\sigma \propto (x - x_c)^\delta \quad \text{pour } x > x_c \quad (\text{V-8})$$

Où x est la probabilité qu'un lien du réseau soit conducteur ($(1-x)$ est la probabilité qu'il soit isolant) et x_c sa valeur au seuil de percolation (Figure V- 3).

L'exposant δ dans l'équation (V- 8) caractérise le mécanisme de «l'écoulement». Les calculs numériques s'accordent sur la valeur universelle de $\delta=4/3$ en 2D et $\delta=2$ en 3D [Stauffer92].

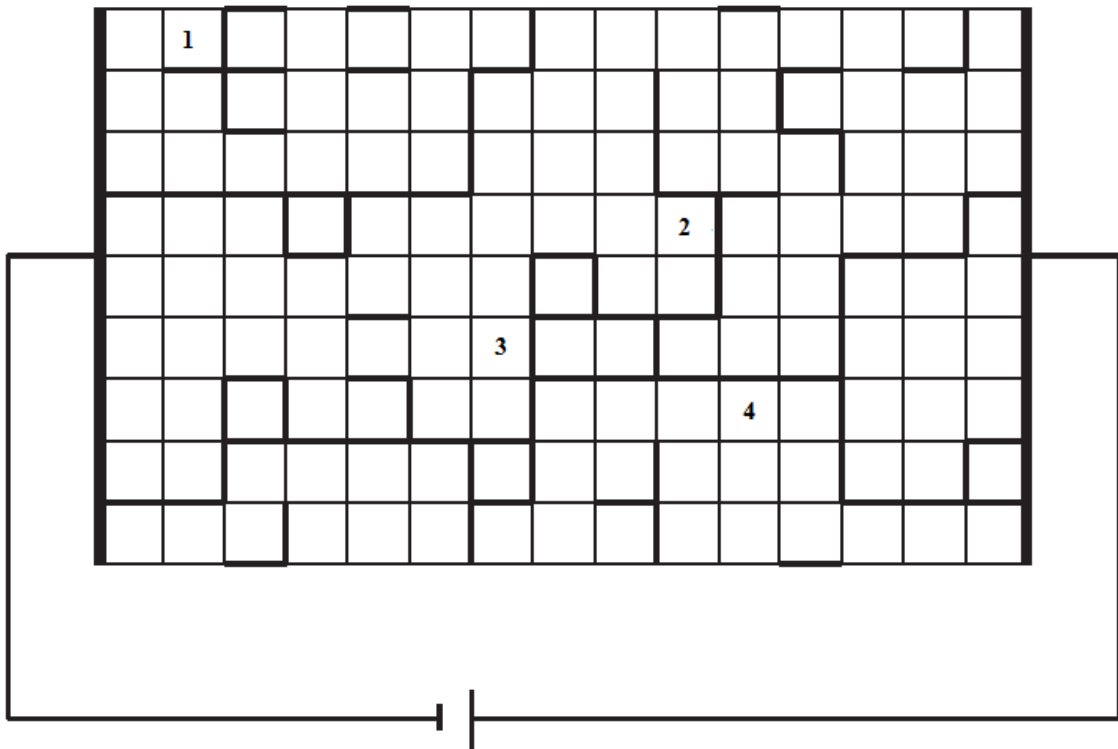


Figure V- 3: Percolation électrique sur un réseau carré régulier. Les traits en gras correspondent aux liens conducteurs et les traits fins aux liens isolants.

Le problème lié au désordre fait appel à la notion des « vallées » et « collines » de potentiel distribué d'une manière aléatoire dans la surface d'écoulement. Les porteurs de charges (électrons ou trous) se rassemblent sur les collines et s'accumulent dans les vallées formant ainsi le paysage représenté dans la figure V- 4 (distribution calculée pour le cas GaAs/AlGaAs [Shi02]). Lorsque nous augmentons la densité (en augmentant le potentiel de la grille dans la figure V- 1), l'accumulation se fait également sur les collines. Par conséquent, Le gaz de porteur peut s'écouler, c'est le phénomène de l'écrantage (écrantage

du potentiel à long distance par les porteurs). Donc, au lieu de parler d'une densité critique, nous pouvons introduire la notion d'écrantage critique.

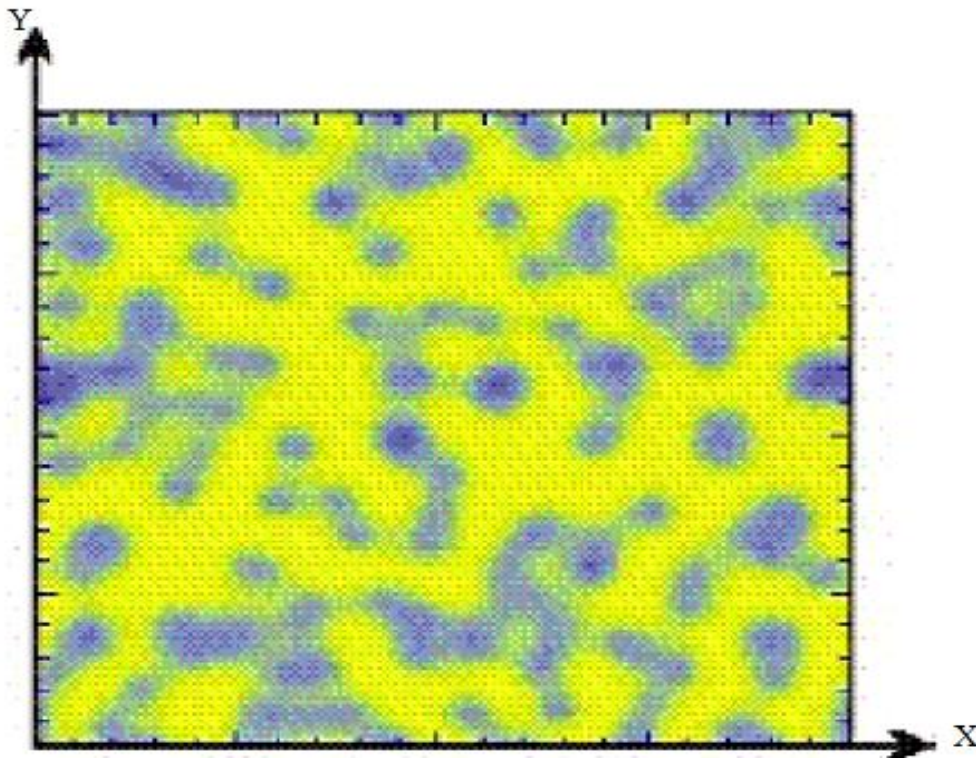


Figure V- 4 : Exemple de distribution spatiale de densité, calculée pour le cas GaAs/AlGaAs, près de la TMI [Shi02].

III- Résultats et discussion

III- 1- Présentation des résultats

III- 1- a- Transition métal isolant dans n-AIAs

L'évolution de la conductivité électrique dans le n-AIAs avec la densité est présentée dans les figures V- 4, V- 5, V- 6 et V- 7 pour des températures différentes (Les résultats sont les mêmes pour les autres températures). Comme première remarque, nous n'observons aucune dépendance linéaire dans l'échelle log-log. Cela indique que les résultats ne sont pas en accord avec la théorie de Boltzmann, dans laquelle nous supposons que les diffusions sont limitées par un écrantage linéaire se manifestant mathématiquement sous la forme :

$$\sigma \propto n^p \quad (V- 9)$$

En effet, l'exposant p croit rapidement avec la diminution de la densité et atteint une valeur de 8.5 lorsque la densité devient très faible.

La nature de la TMI observée en dimension deux [Kravchenko94 ; Kravchenko96 ; Popovic97 ; Pudalov97a ; Pudalov97b ; Simmons98 ; Hamilton99 ; Hamilton01] est un sujet de grande investigation. Plusieurs théories ont été proposées : Le traitement de désordre et des interactions électron-électron [Finkelstein83], l'approche de la diffusion spin-orbite [Pudalov97a], la transition de percolation [Song98] et la diffusion par des impuretés [Hanein98a ; Hanein98b]. À ce jour, il n'existe pas de théorie microscopique acceptable qui décrit quantitativement les résultats observés.

Nous proposons d'étudier des mesures expérimentales dans l'hypothèse de la transition de percolation à $n = n_C$. En dessous de n_C , il n'y a pas de pistes conductrices s'étendant à travers l'ensemble du système. Par conséquent, le mouvement électronique devient discontinu, ce qui conduit à l'état isolant.

Un tel comportement de percolation attendu autour de n_C est exprimé comme suit :

$$\sigma(n) = C(n - n_C)^\delta \quad (\text{V- 10})$$

C étant une constante qui dépend de la densité n et l'exposant δ est communément extrait pour caractériser la disparition de la conductivité avec l'abaissement de la densité des porteurs.

Nous ajustons les données expérimentales en utilisant l'équation (V- 10) pour plusieurs températures données et pour des densités variant entre 0.59 et $2,73 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Les résultats des ajustements sont présentés en traits pleins dans les figures V- 4, V- 5, V- 6 et V- 7.

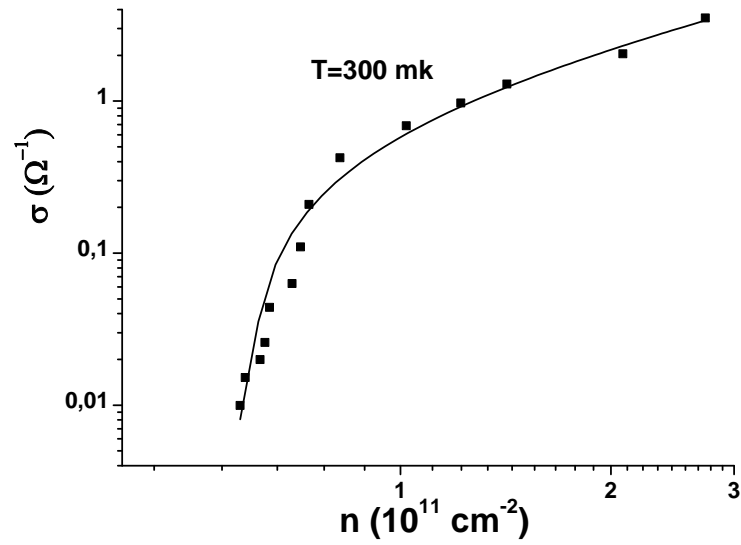


Figure V- 4 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-AlAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultat de l'ajustement (courbe en trait plein) à $T=300 \text{ mK}$.

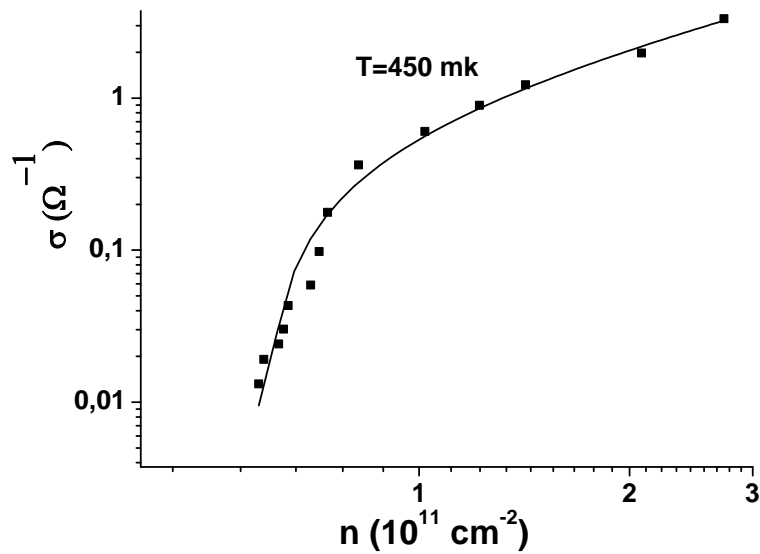


Figure V- 5 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-AlAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultat de l'ajustement (courbe en trait plein) à $T=450 \text{ mK}$.

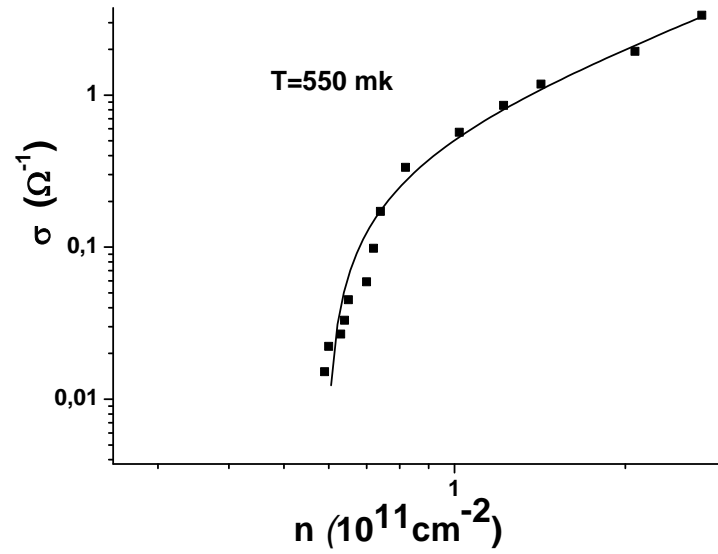


Figure V- 6 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-AlAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultat de l'ajustement (courbe en trait plein) à $T=550 \text{ mK}$.

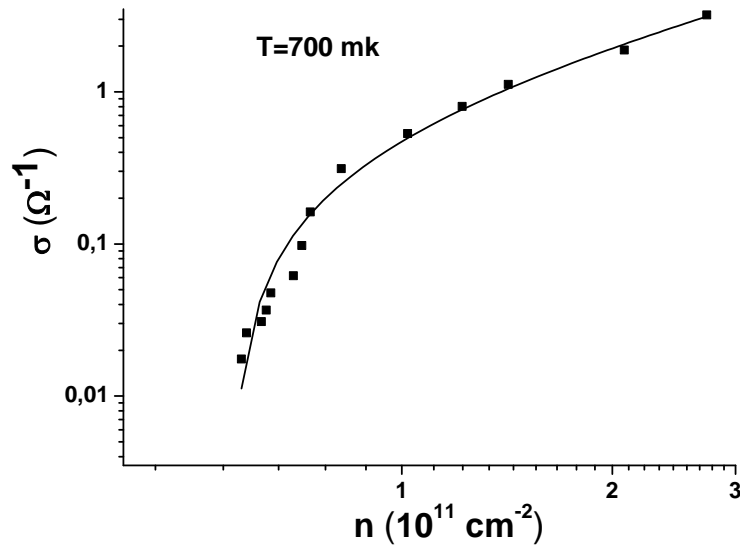


Figure V- 7 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-AlAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultats de l'ajustement (courbe en trait plein) à $T=700 \text{ mK}$.

Les résultats obtenus par ces ajustements sont représentés dans les figures V- 8 et V- 9.

Les valeurs de l'exposant δ qui correspondent à l'accord avec l'équation (V- 10) pour chaque température ne sont pas loin de l'exposant de percolation prévu par la théorie. La TMI est donc un phénomène quantique de passage, non pas une transition de phase quantique.

A cette gamme de température finie, la densité critique de la transition diminue et l'exposant δ augmente lorsque la température augmente. Une augmentation prévisible de la conductivité est donc attendue. Cependant, nous nous rendons compte que le système a tendance à avoir un comportement métallique. Pour enlever cette contradiction, Das Sarma et al. [Das Sarma05] proposent d'ajouter une fonction $f(T)$ ($f(T) = 0$ pour T proche de $0K$, et $f(T) \neq 0$ pour T finie $\neq 0$) au terme $C(n-n_c)^\delta$ dans l'équation (V- 10).

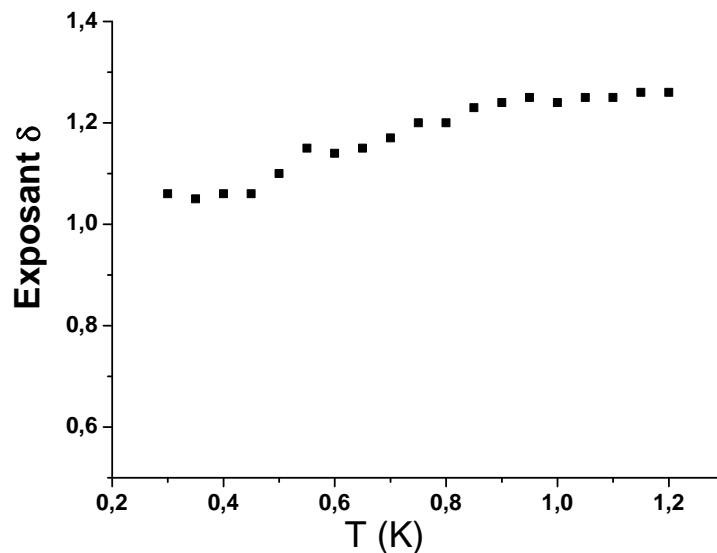


Figure V- 8 : L'exposant δ en fonction de la température obtenu par ajustement des résultats expérimentaux sur n-AIAs.

Les valeurs des densités critiques n_c (dans le sens de la transition de percolation) sont jugées inférieures aux valeurs correspondantes n'_c estimées en observant le signe du coefficient thermique de la résistivité ($CTR = d\rho/dT$) (voir figure V- 10). Ce dernier n'est donc pas un bon indicateur pour la détermination de la densité critique. D'autre part, la densité critique n_c diminue avec l'augmentation de la température, ce qui indique que certaines zones

(des points de contacts quantiques aléatoirement distribués) qui auparavant avaient une conductance nulle commencent à conduire sous l'effet d'échauffement de l'échantillon.

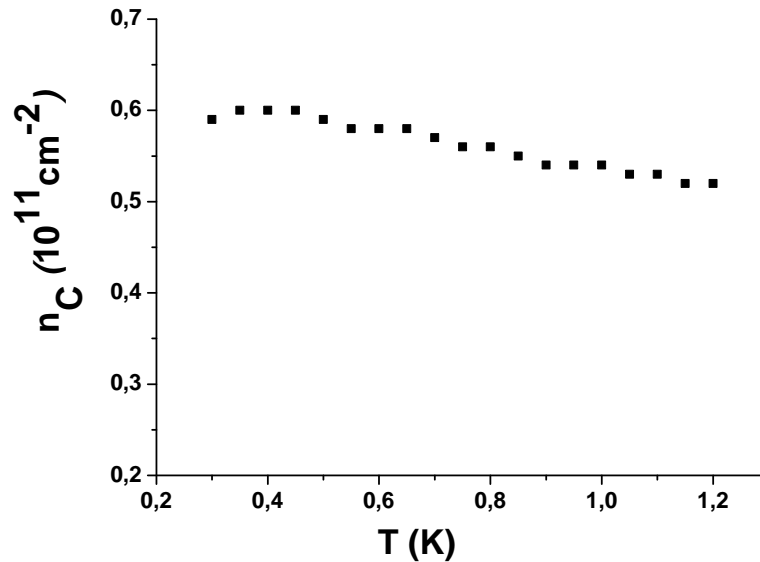


Figure V- 9 : Densité critique de transition n_C en fonction de la température, obtenue par ajustement des résultats expérimentaux sur n-ALAs.

Il est important de souligner la concurrence entre les interactions électron-électron et le désordre dû aux impuretés aléatoires. Les premiers effets ont tendance à homogénéiser la densité électronique sur l'ensemble du système, tandis que le deuxième phénomène crée des flaques d'électrons accumulés dans le potentiel de «vallées» et les zones dénudées interdisant la conduction en coupant les «pistes» conductrices. Autrement dit, n_C diminue avec l'augmentation des effets d'interactions.

En se basant sur nos résultats obtenus, nous suggérons maintenant l'explication suivante: Les fluctuations du potentiel causées par le désordre séparent le gaz d'électrons en une série de «flaques» de taille comparable ou plus grande que la longueur de déphasage. Par conséquent, la fonction d'onde électronique déphase totalement. Entre ces «flaques», le transport électrique se fait par le mouvement des électrons via les points aléatoires. Dès que le déphasage a lieu entre ces tunnels quantiques, le système peut être assimilé à une combinaison de chemins de conduction, chacun d'eux est caractérisé par une énergie critique ε_C apparaissant dans la formule de Landauer :

$$G(\mu, T) = \frac{2e^2}{h} \frac{1}{1 + \exp((\varepsilon_c - \mu)/T)} \quad (\text{V- 11})$$

μ étant le potentiel chimique.

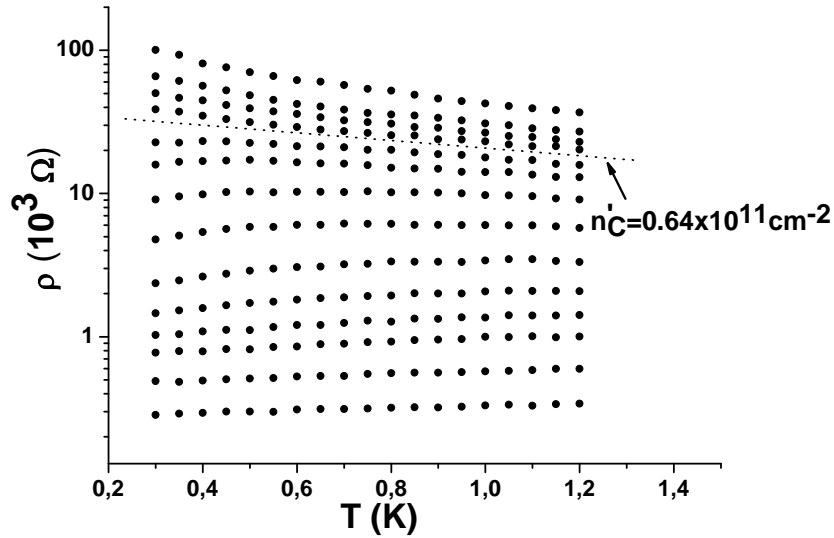


Figure V- 10 : Résistivité de n-AlAs en fonction de la température pour différentes densités d'électrons de haut vers le bas, $0.59; 0.60; 0.63; 0.64; 0.65; 0.70; 0.72; 0.74; 0.82; 1.02; 1.42; 2.08$ et $2.73 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. La ligne discontinue indique la valeur de la densité critique obtenue en étudiant le signe du CTR.

L'utilisation de l'équation (V- 11) est pratiquement difficile. Pour cela, nous avons choisi d'analyser la résistivité ($\rho = I/\sigma$ où σ est proportionnelle à G). L'équation (V- 11) peut s'écrire comme suit (résultats des travaux de Meir [Meir99]) :

$$\rho = \rho_0 + \rho_1 \exp(-A/T) \quad (\text{V- 12})$$

Où ρ_0, ρ_1 et A sont des paramètres ajustables. Comme le montre la figure V- 11, la tentative d'ajustement des mesures expérimentales en utilisant l'équation (V- 11) donne de bons résultats sur toute la gamme de températures ($0,3-1,2 \text{ K}$). Ainsi, nous confirmons notre hypothèse d'un mécanisme de percolation, et nous ne voyons aucune raison pour soutenir l'approche de transition de phase quantique.

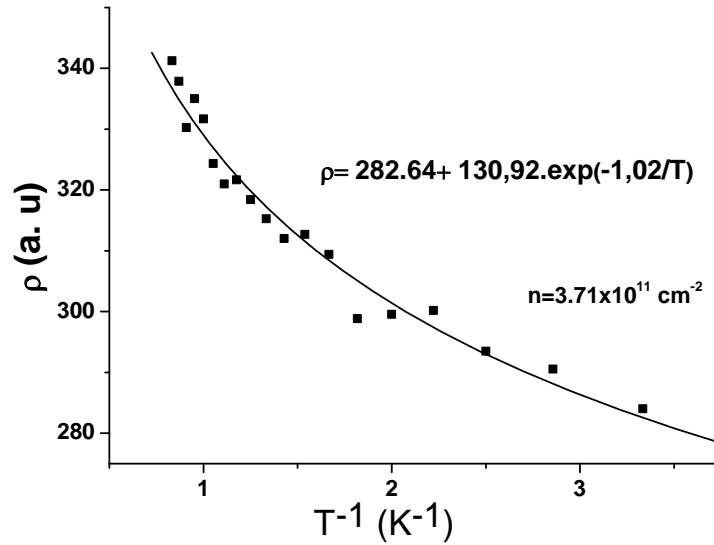


Figure V- 11: Résistivité électrique en fonction de T^{-1} pour l'échantillon le plus métallique de n -AlAs.

En conclusion, nous avons clairement observé la TMI induite par le phénomène de percolation dans les gaz d'électrons en dimension deux dans l'Arséniure d'Aluminium. Cette transition est activée par les effets dominants de longue portée dus aux impuretés aléatoires. En réduisant la densité de porteurs, le gaz devient incapable d'écranter le potentiel du désordre, ce qui conduit à la formation des zones isolantes. Il s'en suit que le contact électrique entre les pistes conductrices disparaît et enfin, l'état isolant a lieu.

III- 1- b- Transition métal isolant dans n-GaAs

Nous étudions dans cette partie la conductivité électrique dans le n-GaAs. Les figures V- 12, V- 13, V- 14 et V- 15 présentent l'évolution de la conductivité en fonction de la densité d'électrons pour différentes températures.

La loi de Boltzmann est également absente. Aucune linéarité n'est observée. L'exposant p (dans l'équation (V- 9)) croît rapidement avec la diminution de la densité et atteint une valeur de 5 lorsque la densité devient très faible.

L'ajustement des paramètres nous a permis d'avoir un bon accord avec l'équation (V- 10). Les valeurs de l'exposant δ et de la densité critique n_C sont présentées dans les figures V- 16 et V- 17. La transition de percolation est également mise en évidence car l'exposant δ est

proche de $4/3$. Ce qui est nouveau c'est que cet exposant diminue à partir d'une valeur donnée $0.6 K$, ce qui indique que l'effet des phonons n'influence pas beaucoup la TMI [Das Sarma05].

D'autre part, la valeur critique n_C dans ce sens diminue avec la température pour la même raison que nous avons supposé dans le n-AlAs. L'utilisation du CTR n'indique pas ces valeurs critiques comme le montre la figure V- 18.

Enfin, Nous pouvons ajuster les mesures expérimentales avec l'équation (V- 12). Un exemple d'ajustement est illustré dans la figure V- 19 pour l'échantillon le plus métallique.

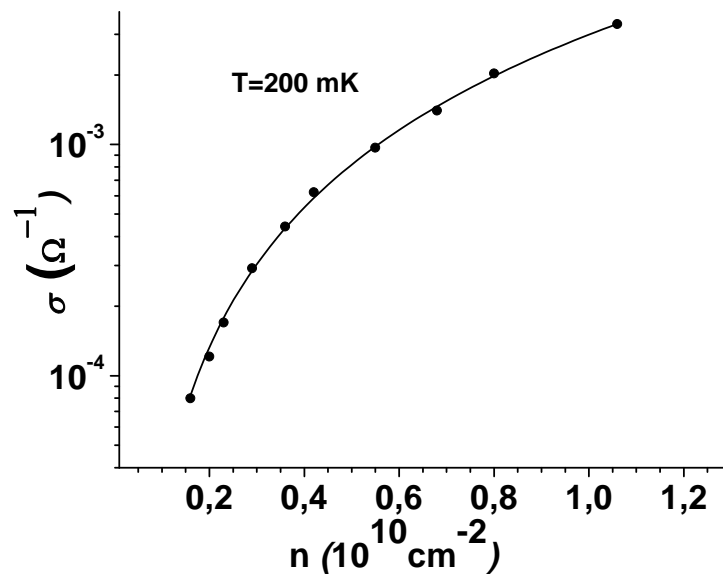


Figure V- 12 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-GaAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultats d'ajustement (courbe en trait plein) à $T=200 \text{ mK}$.

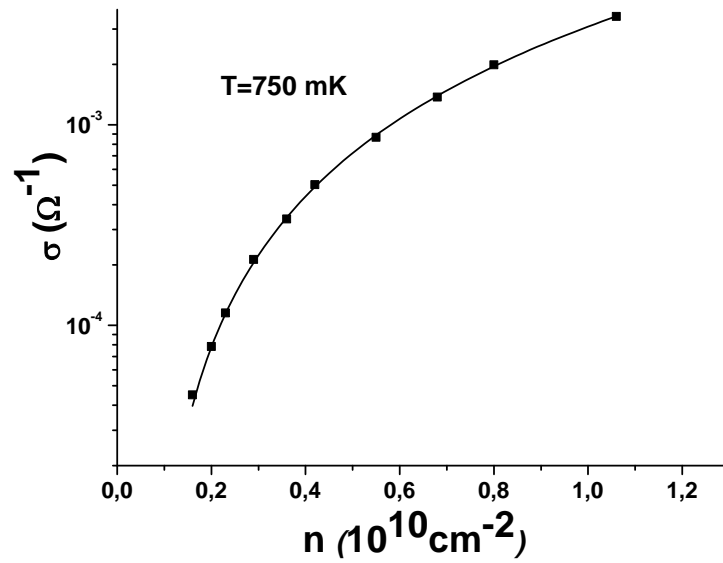


Figure V- 13 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-GaAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultats d'ajustement (courbe en trait plein) à $T=750 \text{ mK}$.

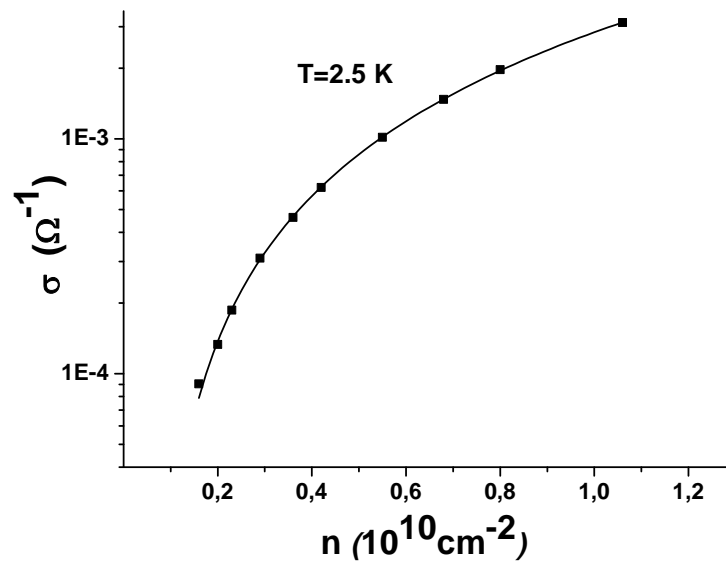


Figure V- 14 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-GaAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultats d'ajustement (courbe en trait plein) à $T=2.5 \text{ K}$.

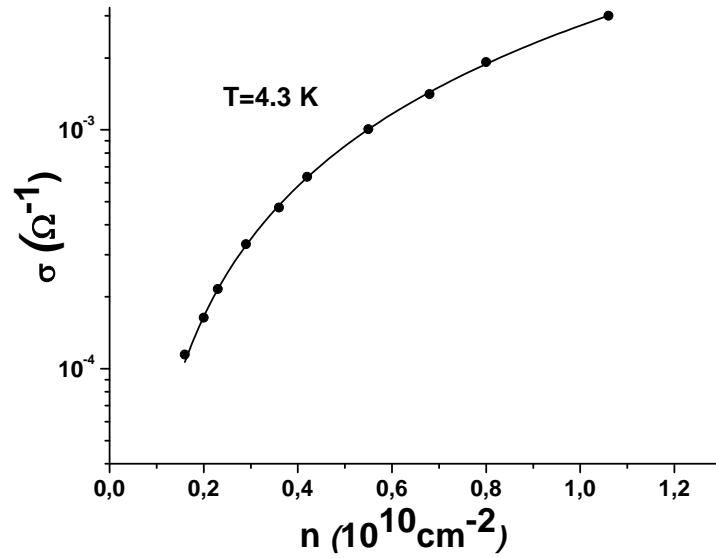


Figure V- 15 : Mesures expérimentales de la conductivité dans n-GaAs en fonction de la densité électronique (symboles) et résultats d'ajustement (courbe en trait plein) à $T=4.3 \text{ K}$.

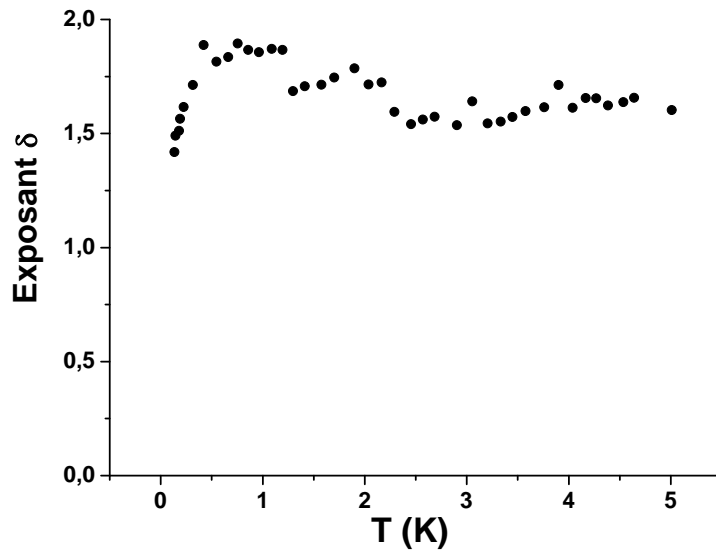


Figure V- 16 : L'exposant δ en fonction de la température obtenu par ajustement des résultats expérimentaux sur n-GaAs.

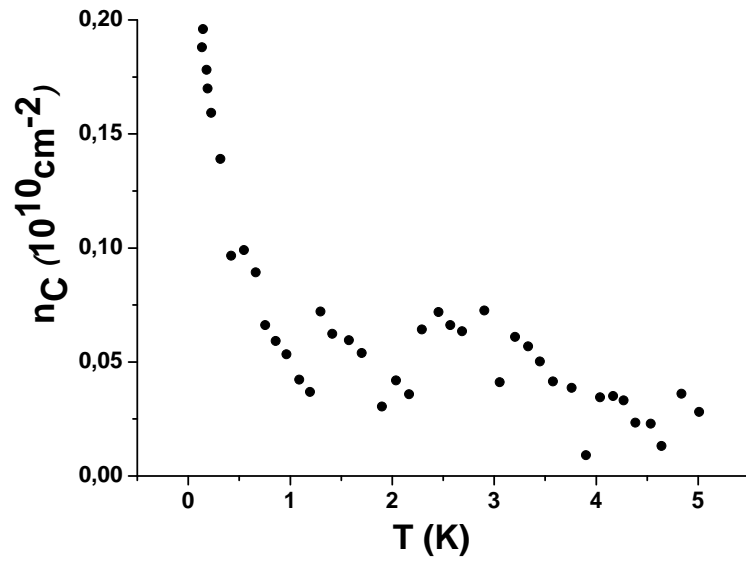


Figure V- 17 : Densité critique de transition n_C en fonction de la température, obtenue par ajustement des résultats expérimentaux sur n-GaAs.

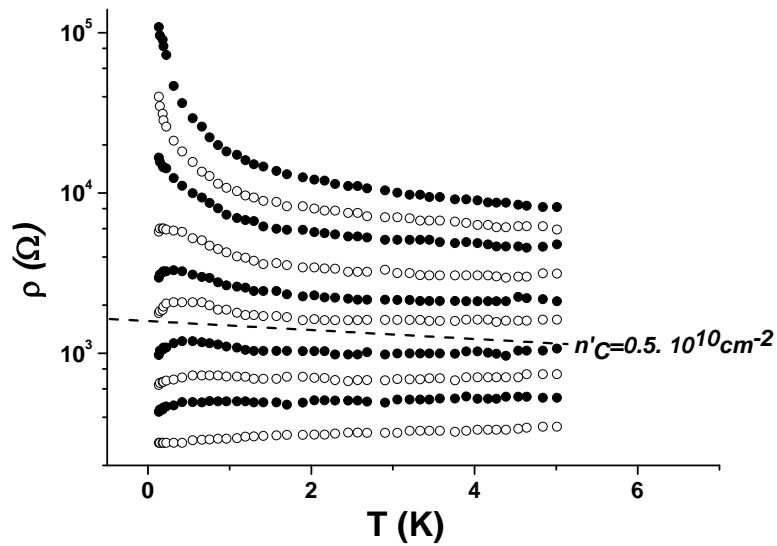


Figure V- 18 : Résistivité de n-GaAs en fonction de la température pour différentes densités d'électrons de haut vers le bas, 0.16; 0.20; 0.23; 0.29; 0.36; 0.42; 0.55; 0.68; 0.80 et $1.06 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. La ligne discontinue indique la valeur de la densité critique obtenue en étudiant le signe du CTR.

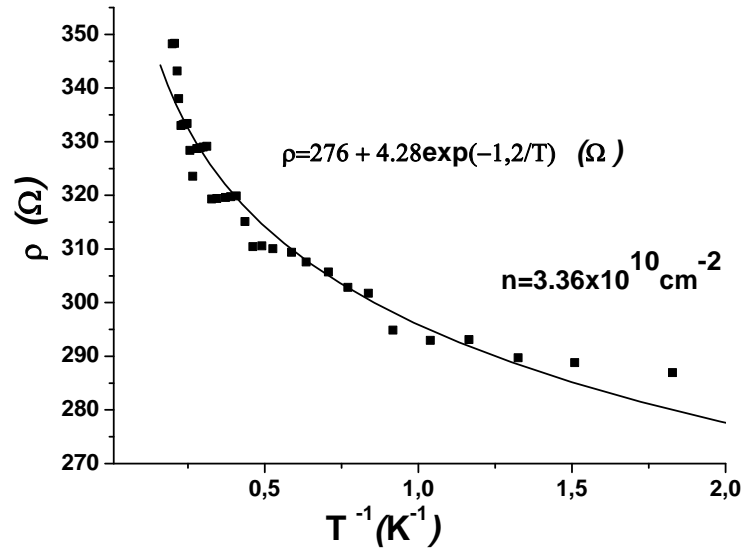


Figure V- 19: Résistivité électrique en fonction de T^{-1} pour l'échantillon le plus métallique du n-GaAs.

III- 2- Discussion

Le phénomène de percolation que nous venons d'observer dans le gaz d'électrons bidimensionnel dans le n-AlAs et le n-GaAs a été également observé dans d'autres semi-conducteurs en 2D. En particulier dans le GaAs, conduction par électrons [Das Sarma05] et par trous [Lai05]. Le même mécanisme a été observé dans les transistors à effet du champ (Si-MOSFETs) [Tracy09], et dans les rubans de graphène [Abdalla11]. La remarque commune à toutes ces investigations (y compris notre travail actuel) est que l'approche de la transition de phase quantique est fortement contestée par la nouvelle description de la TMI fondée sur l'approche de « percolation ». Néanmoins, la nouvelle phase quantique a été observée dans le silicium [Anissimova07] et reste également un phénomène très soutenu suite à plusieurs travaux théoriques [Kravchenko04 ; Abrahams01 ; Sondhi97].

Dans leur étude sur le n-GaAs, Das Sarma et al. [Das sarma05] ont remarqué que l'exposant δ augmente à très basse température. La justification qui a été proposée pour expliquer cette évolution se repose sur l'importance des diffusions causées par les phonons. Nous avons également observé cette propriété dans le gaz d'électrons dans le n-GaAs à $T < 0.6 K$ et dans le cas de l'Arséniure d'Aluminium pour $T < 1.2 K$.

Références du chapitre V

- [Abdalla11] S. Abdalla, Canadian Journal on Science and Engineering Mathematics **2** (2011) 1.
- [Abrahams01] E. Abrahams, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, Rev. Mod. Phys **73** (2001) 251.
- [Anissimova 07] S. Anissimova, S.V. Kravchenko, A. Punnoose, A.M. Finkel'stein, T.M. Klapwijk, Nat. Phys. **3** (2007) 707.
- [Altshuler01] B.L. Altshuler, D.L. Maslov, V.M. Pudalov, Physica E **9** (2001) 209.
- [Broadbent57] S. R. Broadbent, J. M. Hammersley : Percolation processes. I. Crystals and mazes, Proc.Cambridge. Phil. Soc. **53** (1957) 629.
- [Das Sarma05] S. Das Sarma, M.P. Lilly, E.H. Hwang, L.N. Pfeiffer, K.W. West, J.L. Reno, Phys. Rev. Lett **94** (2005) 136401.
- [Dingle78] R. Dingle, H. L. Stormer, A. .C Gossard, W. Weigmann, Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 665.
- [Finkelstein83] A. M. Finkelstein, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **84** (1983) 168.
- [Flery41] P. J. Flory, J. Am. Chem. Soc. **63** (1941), 3083, 3091, 3096
- [Hamilton99] A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, M. Pepper, E. H. Linfield, P. D. Rose, D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **82 296** (1999) 1542.
- [Hamilton01] A. R. Hamilton, M. Y. Simmons, M. Pepper, E. H. Linfield, D. A. Ritchie, Physica B **296** (2001) 21-31.
- [Hammersley80] J. M. Hammersley, D. J. A. Welsh, *Contemporary Physics* 21 (1980) 593-605.
- [Hammersley83] J. M. Hammersley, Annals of the Israel Physical Society, 5 (1983) 47-57.

- [Hanein98a] Y. Hanein, U. Meirav, D. Shahar, C.C. Li, D.C. Tsui, H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett 80 (1998) 1288–1291.
- [Hanein98b] Y. Hanein, D. Shahar, J. Yoon, C.C. Li, D.C. Tsui, H. Shtrikman, Phys. Rev. B Solid State 58 (1998) R13338–R13341.
- [Kravchenko94] S.V. Kravchenko, G.V. Kravchenko, J. E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D’Iorio, Phys. Rev. B Solid State 50 (1994) 8039-8042.
- [Kravchenko96] S.V. Kravchenko, W.E. Masson, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M. D’Iorio, Phys. Rev. B 51 (1996) 7038-7045.
- [Kravchenko04] S. V. Kravchenko and M. P. Sarachik, Rep. Prog. Phys. 67 (2004) 1.
- [Lai05] K. Lai, W. Pan, D.C. Tsui, S. Lyon, M. Muhlberger, F. Schaffler, Phys. Rev. B 72 (2005) 081313.
- [Meir99] Y. Meir, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 17.
- [Popovic97] D. Popovic, A.B. Fowler, S. Washburn, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 1543.
- [Pudalov97a] V.M. Pudalov, JETP Lett. **66** (1997) 175.
- [Pudalov97b] V. M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer, Pis’ma Zh.Eksp. Teor. Fiz. **65** (1997) 168.
- [Shi02] J. Shi, X. C. Xie, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 086401.
- [Simmons98] M. Y. Simmons, A. R. Hamilton, T. G. Griffiths, A. K. Savchenko, M. Pepper, D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 1292.
- [Stauffer92] D. Stauffer, A. Aharony, Introduction to Percolation Theory, Taylor & Francis, London, (1992).
- [Sondhi97] S.L. Sondhi, S. M. Girvin, J. P. Carini, D. Shahar, Rev. Mod.Phys. 69 (1997) 315.
- [Song98] H. Song, X. C. Xie, Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 3324.

[Tracy09] L.A. Tracy, E.H. Hwang, K. Eng, G.A Ten Eyck, E.P. Nordberg, K. Childs, M.S. Carroll, M.P. Lilly, S. Das Sarma, Phys. Rev. B **79** (2009) 235307.

Conclusion générale

Cette thèse porte sur l'étude du transport électrique dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ (systèmes tridimensionnels), et dans l'Arséniure d'Aluminium de type n (systèmes bidimensionnels) aux abords de la transition métal isolant (TMI). La caractérisation des différents régimes nécessite plusieurs méthodes graphiques et numériques.

- **Transport électrique dans les alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$**

- **Du côté isolant de la TMI**

Les alliages contenant respectivement 7, 8, 15 et 17% du nickel sont suffisamment loin de la TMI. L'étude de la conductivité électrique en l'absence du champ magnétique révèle un régime de saut à distance variable (Variable range Hopping (VRH)) dans les domaines de mesures étudiés.

Ainsi, dans les deux premiers échantillons qui se situent très loin de la TMI, le régime d'Efros-Shklovskii (ES) en $T^{-1/2}$ est identifié dans toute la gamme de température allant jusqu'à 140 K. Cette observation s'interprète par l'existence du pseudo gap de potentiel dû aux interactions entre électrons. La densité d'état est donc parabolique au voisinage du niveau de Fermi E_F ($N(E)=A(E-E_F)^2$).

Dans les alliages qui contiennent respectivement 15 et 17% du nickel, Nous avons observé un passage du régime de ES en $T^{-1/2}$ au régime de Mott en $T^{-1/4}$ à une température critique T_C au dessus de laquelle la densité d'état est donc supposée constante.

La température de passage du régime de VRH de ES au régime de VRH de Mott, T_C diminue avec le pourcentage du nickel dans l'alliage. Dans l'alliage $\text{Si}_{0.85}\text{Ni}_{0.15}\text{:H}$ nous avons observé un bon accord avec les propositions de Rosenbaum, ce qui montre que ce passage a lieu lorsque les énergies de saut suivant chaque régime deviennent comparables ($\Delta_{Mott}=\Delta_{ES}$). Par contre, dans l'alliage $\text{Si}_{0.83}\text{Ni}_{0.17}\text{:H}$ aucun critère de passage n'est observé. Dans l'alliage $\text{Si}_{0.77}\text{Ni}_{0.23}\text{:H}$, aucun régime n'est observé pour $5 K < T < 140 K$.

- **Du côté métallique de la TMI**

Nous contribuons à démontrer que la théorie des corrections quantiques à la conductivité électrique, issues de la localisation faible et des interactions entre les électrons, donne une description raisonnable des caractéristiques du transport de charge du côté métallique.

La dépendance de la conductivité en fonction de la température en l'absence du champ magnétique révèle une évolution de la forme $\sigma = \sigma_0 + mT^{1/2}$. Ce résultat prédit par les théories des corrections quantiques nous a permis d'estimer le pourcentage critique de transition en nickel dans l'alliage à température proche de 0 K, $y_C = 24\%$.

Les données expérimentales, obtenues dans l'alliage où le pourcentage du nickel est 29% à basse température ($T < 4.2$ K) et en présence d'un champ magnétique allant jusqu'à 4.5T sont ajustées par succès aux théories traitant les deux phénomènes quantiques à 3D. Par contre, dans l'alliage où le nickel présente 26%, nous n'avons pu ajuster aucune approche.

La validité d'autres théories est testée. Le modèle de Tokayama traitant le temps de diffusion inélastique relatif aux diffusions électron-phonon, et l'approximation Kleinman-Langreth fondu sur le rôle important des corrélations sont trouvées valides, alors que le modèle d'Isawa et l'approximation de Tomas-Fermi sont jugées non valides à cause de la situation très proche de la TMI où à cause de la température très basse.

- **Transport électrique dans l'arséniure d'aluminium et dans l'arséniure de gallium**

La dernière partie de notre travail présente l'étude de la conduction électrique dans l'arséniure d'aluminium AlAs et dans l'arséniure de gallium GaAs bidimensionnels.

En analysant soigneusement le comportement de la conductivité en fonction de la densité des porteurs dans l'Arséniure d'Aluminium AlAs, nous avons conclu que la transition métal isolant est assurée par le phénomène d'écrantage du potentiel aléatoire. En particulier, nos résultats révèlent un comportement de type $\sigma \propto (n - n_C)^\delta$ où l'exposant δ est proche de 4/3 qui est un exposant calculé par la théorie de percolation. La densité critique de transition estimée à partir du coefficient thermique de résistivité (CTR) est plus petite que celle issue de la théorie de percolation. Ce qui implique que le CTR n'est pas un bon indicateur de la TMI.

L'étude analogue que nous avons réalisé sur le GaAs en dimension deux nous a donné les mêmes résultats avec une légère diminution de l'exposant caractéristique δ à $T > 0.8$ K. Ceci est probablement dû à l'effet négatif de la température sur des diffusions par les phonons dans ce matériau bidimensionnel.

Le phénomène de percolation est un phénomène très utilisé en physique à cause de son caractère multidisciplinaire. Cependant, les études de la TMI se basant sur ce phénomène restent très limitées, d'où l'originalité de ce travail.

Annexe

Travaux de recherche

PUBLICATIONS

Publications en tant que premier auteur

- [1] A. Narjis, A. El kaaouachi, L. Limouny, S. Dlimi, M. Errai, A. Sybous, M. Kumaresavanji
Coulomb Blockade And Magnetoresistance In Granular $\text{La}_{1.32}\text{Sr}_{1.68}\text{Mn}_2\text{O}_7$ Under Hydrostatic Pressure
Journal of Magnetism and Magnetic Materials 332 (2013) 6-9. [Impact factor: 1.826].
- [2] A. Narjis, A. El kaaouachi, G. Biskupski, E. Daoudi, L. Limouny, S. Dlimi, M. Errai, A. Sybous
Low temperature electrical resistivity of polycrystalline $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ thin films
Materials Science in Semiconductor Processing, ELSEVIER, 16 (2013) 1257-1261. [Impact factor: 1.338].
- [3] A. Narjis, A. El kaaouachi, L. Limouny, S. Dlimi, A. Sybous, M. Errai and E. Daoudi
Spin polarization in a two-dimensional electron gas in GaAs
Physica Scripta, IOP, **87** (2013) 045703 (4pp). [Impact factor: 1.032].
- [4] A. Narjis, A. El kaaouachi, L. Limouny, S. Dlimi, A. Sybous, J. Hemine, R. Abdia, G. Biskupski
Study of insulating electrical conductivity in hydrogenated amorphous silicon–nickel alloys at very low temperature
Physica B: Condensed matter, ELSEVIER 406 (2011) 4155–4158 [Impact factor: 1.327].
- [5] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Abdessadek Aboudihab, Jamal Hemine, Rachid Abdia, Gerard Biskupski
Variable Range Hopping in Hydrogenated Amorphous Silicon-Nickel Alloys
Journal of Modern Physics 3 (2012) 517-520. [Impact factor: 0.28].
- [6] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El kaaouachi, Said Dlimi, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny and Gerard Biskupski
Metallic electrical conduction in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys
Chinese Journal of Physics, Vol. 51. No 3 (2013) 593-605. [Impact factor: 0.477].
- [7] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El kaaouachi, Said Dlimi, Mohamed Errai, Lhoussine Limouny, Abdelghani Sybous, El Fatmi Daoudi
The Observation of Percolation-Induced 2D Metal-Insulator Transition in AlAs
Accepted for publication in Chinese Journal of Physics. [Impact factor: 0.477].
- [8] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Gerard Biskupski
Variable range hopping in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys
Proc. SPIE 8459, Physical Chemistry of Interfaces and Nanomaterials XI, 84590V (September 27, 2012); doi:10.1117/12.924337.

Publications en tant que co-auteur

- [9] S. Dlimi, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny, A. Sybous, M. Errai
Hopping energy and percolation-type transport in p-GaAs low densities near the 2D metal–insulator transition at zero magnetic field
Journal of Physics and Chemistry of Solids 74 (2013) 1349–1354. [Impact factor: 1.527].
- [10] Said Dlimi, Abdelhamid El kaaouachi, Abdelfattah Narjis
Density inhomogeneity driven metal–insulator transition in 2D p-GaAs
Physica E 54 (2013) 181–184. [Impact factor: 1.522].
- [11] S. Dlimi, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, and S. Sybous
Low temperature electrical transport properties in dilute 2D GaAs hole systems with magnetic field
AIP Conf. Proc. 1435 (2012) 385.

- [12] A. Sybous, A. El kaaouachi, N. Ait Ben Ameer, B. Capoen, J. Hemine, R. Abdia, A. Narjis, H. Sahсах, G. Biskupski
Contribution of weak localization, electron–electron interaction, and Zeeman spin-splitting effects in corrective term “ $mT^{1/2}$,” of the metallic conductivity in n-type GaAs
 Physica B: Condensed Matter, ELSEVIER Volume 406 (2011) 3489-3492. [Impact factor: 1.327]
- [13] A. Sybous, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny, S. Dlimi, R. Abdia, G. Biskupski, and J. Hemine
Study of variable range hopping conduction in insulating n-type InSb semiconductor at very low temperature
 AIP Conf. Proc. 1435 (2012) 377.
- [14] Abdelghani Sybous, Abdelhamid El kaaouachi, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Bruno Capoen, Jamal Hemine, Rachid Abdia, and Gerard Biskupski
Contribution of weak localization and electron-electron interaction, in corrective term “ $mT^{1/2}$ ” of the metallic conductivity in n-type SiAs
 MOROCCAN JOURNAL OF CONDENSED MATTER, 13 (2011) 67-70.
- [15] Abdelghani Sybous, Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Gerard Biskupski
Negative magnetoresistance behaviour and variable range hopping conduction in insulating NbSi amorphous alloys at very low temperature with magnetic field
 Proc. SPIE 8459, Physical Chemistry of Interfaces and Nanomaterials XI, 84590X (September 1, 2012); Doi:10.1117/12.924342.
- [16] Abdelghani Sybous ; Abdelhamid El Kaaouachi ; Abdelfattah Narjis ; Lhoussine Limouny ; Said Dlimi ; Gerard Biskupski
Study of electrical conductivity and scale theory in metallic n-type GeSb
 Proc. SPIE 8459, Physical Chemistry of Interfaces and Nanomaterials XI, 84590W (September 1, 2012); doi:10.1117/12.924339
- [17] Abdelghani Sybous ; Abdelhamid El Kaaouachi ; Said Dlimi ; Abdelfattah Narjis ; Lhoussine Limouny ; Bruno Capoen ; Gerard Biskupski
Variable range hopping conduction in insulating n-type InSb semiconductor
 Proc. SPIE 8459, Physical Chemistry of Interfaces and Nanomaterials XI, 84590Z (September 1, 2012); doi:10.1117/12.929132.
- [18] A. Sybous, A. El Kaaouachi, J. Hemine, A. Narjis, L. Limouny, S. Dlimi, R. Abdia, G. Biskupski
Negative Magnetoresistance Behaviour and Variable Range Hopping Conduction in Insulating NbSi Amorphous Alloys at Very Low Temperature with Magnetic Field
 Journal of Modern Physics 3 (2012) 521-528. [Impact factor: 0.28].
- [19] A. El kaaouachi, N. Ait Ben Ameer, B. Capoen, A. Nafidi, J. Hemine, R. Abdia, H. Sahсах, A. Sybous, A. Narjis, and G. Biskupski
The scaling laws applied to the metal-insulator transition in n-type GaAs semiconductor
 Proc. SPIE 7758, 775805 (2010); doi:10.1117/12.861461.
- [20] L. LIMOUNY, A. EL KAAOUACHI, S. DLIMI, A. SYBOUS, A. NARJIS, M. ERRAI and E. DAOUDI
ANOMALOUS CROSSOVER FROM EFROS SHKLOVSKII TO MOTT VARIABLE RANGE HOPPING IN SILICON MOSFETS
 Modern Physics Letters B, Vol. 27, No. 21 (2013) 1350146 (9 pages). [Impact factor: 0.479].
- [21] L. Limouny, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, S. Sybous, and S. Dlimi
Study of electrical resistivity in 2D Si-MOSFETS at very low temperature
 AIP Conf. Proc. 1435 (2012) 401.
-

Conférence 1: International Conference on Advanced Materials for Photonics, Sensing and Energy Conversion Applications, El Jadida-Morocco December 5-7 2012

- [1] A. Narjis, A. El kaaouachi, L. Limouny, S. Dlimi, M. Errai, A. Sybous
Coulomb Blockade And Magnetoresistance In Granular $\text{La}_{1.32}\text{Sr}_{1.68}\text{Mn}_2\text{O}_7$ Under Hydrostatic Pressure
- [2] M. Errai, A. El kaaouachi, A. Narjis, J. Hemine, S. Dlimi, A. Sybous, L. Limouny, and G. Biskupski
Study Of Insulating Electrical Conductivity In Amorphous Silicon-Nickel Alloys $a\text{-Ni}_x\text{Si}_{1-x}$ at very low temperature
- [3] El Fatmi Daoudi, Abdelhamid El kaaouachi, Sahsah Hassan, Abdelfattah Narjis, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Mohamed Errai, G. Biskupski
Transport Phenomenon In Multiwall Carbon Nanotube-Conduction
- [4] L. Limouny, A. El kaaouachi, A. Narjis, A. Sybous, S. Dlimi, M. Errai, and G. Biskupski
Percolation Transition In A High Mobility Two Dimensional Electron System
- [5] S. Dlimi, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny, A. Sybous and M. Raii
Percolation-Type Metal Insulator Transition In 2D GaAs Hole System

Conférence 2: Gordon Research conferences « Electronic Spectroscopy & Dynamics » 22-27 July 2012, Bates College, Lewiston Maine USA.

- [6] A. El kaaouachi, A. Narjis, A. Sybous, R. Abdia, J. Hemine, and G. Biskupski
Transport phenomenon in dilute 2D GaAs hole systems at very low temperature with magnetic field

Conférence 3: Gordon Research conferences « Electrodeposition » 29 July- 3 August 2012, University of New England, Biddeford Maine USA.

- [7] A. El kaaouachi, A. Narjis, A. Sybous, R. Abdia, J. Hemine, and G. Biskupski
Observation of percolation induced metal-insulator transition in high mobility two dimensional n-AIAs

Conférence 4: Gordon Research conferences « Defects in semiconductors » 12- 17 August 2012, University of New England, Biddeford Maine USA.

- [8] A. El kaaouachi, A. Narjis, A. Sybous, R. Abdia, J. Hemine, and G. Biskupski
Linear temperature dependence of the conductivity in high mobility 2D Si-MOFSETs near the apparent metal-insulator transition
- [9] H. El idrissi, A. El kaaouachi, A. Narjis, A. Sybous, R. Abdia, J. Hemine, and G. Biskupski
Contribution of weak localization and electron-electron interactions, in corrective term “ $mT^{1/2}$ ” of the metallic conductivity in n-type GeSb at zero magnetic field

Conférence 5: International Symposium on Advanced Materials for Optics Micro Electronics and Nanoelectronics (AMOMEN'2011) Kénitra- Morocco October 27-29 2011

- [10] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El kaaouachi, Jamal Hemine, Abdeghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, and Gerard Biskupski
Coulomb gap and low temperature conductivity in hydrogenated amorphous alloys $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$
- [11] A. Sybous, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny, S. Dlimi, R. Abdia and G. Biskupski
Contribution of weak localization and electron-electron interaction, in corrective term “ $mT^{1/2}$ ” of the metallic conductivity in n-type SiAs
- [12] S. Dlimi, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, and A. Sybous
Electrical magnetotransport at low temperatures in two dimensions in metallic phase in p-GaAs heterostructures
- [13] L. Limouny, A. El kaaouachi, A. Sybous, A. Narjis, S. Dlimi, and G. Biskupski
Metal-insulator transition in 2D Si- MOSFETs at very low temperature

Conférence 6: 11th International Conference of Condensed Matter and Statistical Physics (ICMSP-2011), 19-21 October 2011, Agadir / Morocco

- [14] A. Narjis, A. El kaaouachi, A. Sybous, L. Limouny, S. Dlimi, R. Abdia, G. Biskupski, and J. Hemine
Weak localization and electron-electron interactions theories applied to the positive magnetoresistance in metallic $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ alloys
- [15] A. Sybous, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny¹, S. Dlimi, R. Abdia and G. Biskupski
Study of electrical conductivity and scale theory in metallic n-type GeSb

Conférence 7: 4th International Workshop on Smart Materials and Structures & International Meeting on Materials for Electronic Applications IMMEA-2011, Agadir-Morocco, September 14-16

- [16] A. Narjis, A. El kaaouachi, S. Dlimi, L. Limouny, A. Sybous, R. Abdia, G. Biskupski, and J. Hemine
Low temperature magnetotransport in GaAs/AlAs
- [17] A. Narjis, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Sybous, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, and S. Dlimi
Positive magnetoresistance in insulating amorphous $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ alloys near the metal insulator transition and at very low temperature
- [18] S. Dlimi, A. El kaaouachi, A. Narjis, L. Limouny, A. Sybous, R. Abdia, G. Biskupski, and J. Hemine
Study of the low temperature behavior of electrical resistivity and the effective energy band gap in 2D p-GaAs
- [19] L. Limouny, A. El kaaouachi, A. Narjis, S. Dlimi, A. Sybous, R. Abdia, G. Biskupski, and J. Hemine
Transport phenomenon in 2D Si-MOSFETs at very low temperature
- [20] L. Limouny, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, A. Sybous, and S. Dlimi
Low temperature behaviour of electrical resistivity in two dimensional silicon MOSFETs
- [21] A. Sybous, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, H. Sahah, L. Limouny, S. Dlimi, and G. Biskupski
Study of negative magnetoresistance in amorphous alloy NbSi at very low temperature with magnetic field

Conférence 8: 2011 Cryogenic Engineering Conference and the International Cryogenic Materials Conference (CEC-ICMC)

- [22] Abdelhamid El kaaouachi, Abdelfattah Narjis, Jamal Hemine, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Rachid Abdia, and Gerard Biskupski
Positive magnetoresistance in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys a- $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$ at very low temperature with magnetic field
- [23] Abdelhamid El kaaouachi, Abdelghani Sybous, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Rachid Abdia, Gerard Biskupski, and Jamal Hemine
Study of Variable Range Hopping conduction in insulating n-type InSb semiconductor at very low temperature
- [24] Abdelhamid El kaaouachi, Said Dlimi, Rachid Abdia, Abdelfattah Narjis, Gerard Biskupski, Jamal Hemine, Lhoussine Limouny, and Abdelghani Sybous
Low temperature electrical transport properties in dilute 2D GaAs hole systems
- [25] Abdelhamid El kaaouachi, Lhoussine Limouny, Rachid Abdia, Abdelfattah Narjis, Gerard Biskupski, Jamal Hemine, Abdelghani Sybous, and Said Dlimi
Study of electrical resistivity in 2D Si-MOSFETs at very low temperature

Conférence 9: Rencontre Internationale de Spectroscopie et d'Optique (RISO 2010) 15-16 octobre 2010. Errachidia, Maroc

- [26] A. Narjis, A. El kaaouachi, A. Sybous, R. Abdia, and G. Biskupski

- Variable range hopping conductivity in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys**
 [27] A. El kaaouachi , N. Ait Ben Ameer , B. Capoen , A. Narjis, A. Sybous , and J. Hemine
Study of the metallic electrical conductivity in n-type GaAs semiconductor

Conférence 10: La 1^{ère} édition de la journée du Génie des procédés: Défis et Perspectives, le 4 Mai 2011, Settat, Maroc

- [28] A. Narjis, A. El kaaouachi, R Abdia, A. Sybous, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, and S. Dlimi
Electrical transport properties of hydrogenated amorphous alloys $Si_{1-y}Ni_y$ in the metallic side of the Metal Insulator Transition
- [29] A. Sybous , A. El kaaouachi, R Abdia, A. Narjis, H.Sahsah, and G. Biskupski
Study of electrocal conductivity and scale theory in metallic n-type SiAs
- [30] L. Limouny, A. El kaaouachi, R Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, A. Sybous, and S. Dlimi
Electrical resistivity behaviour in two dimensional silicium MOSFETs
- [31] S. Dlimi, A. El kaaouachi, R Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, J. Hemine, L. Limouny, and A. Sybous
Study of electrical conductivity in dilute 2D GaAs hole systems

Conférence 11: Physical Chemistry of Interfaces and Nanomaterials XI, Conference 8459, Sunday-Wednesday 12-15 August 2012, San Diego, California, USA

- [32] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Gerard Biskupski, Said Dlimi
Positive magnetoresistance in hydrogenated amorphous alloys silicon nickel a- $Si_{1-y}Ni_y:H$ at very low temperature with magnetic field
- [33] Abdelfattah Narjis, Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Gerard Biskupski
Variable range hopping in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys
- [34] Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Gerard Biskupski
Study of electrical conductivity and scale theory in metallic n-type GeSb
- [35] Abdelhamid El Kaaouachi, Abdelghani Sybous, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Gerard Biskupski
Negative magnetoresistance behaviour and variable range-hopping conduction in insulating NbSi amorphous alloys at very low temperature with magnetic field
- [36] Abdelghani Sybous ; Abdelhamid El Kaaouachi ; Said Dlimi ; Abdelfattah Narjis ; Lhoussine Limouny ; Bruno Capoen ; Gerard Biskupski
Variable range hopping conduction in insulating n-type InSb semiconductor

Conférence 12: 2011 Cryogenic Engineering Conference and the International Cryogenic Materials Conference (CEC-ICMC), Washington, USA June 13 - 17, 2011

- [37] Abdelhamid El kaaouachi, Abdelfattah Narjis , Jamal Hemine, Abdelghani Sybous, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Rachid Abdia, and Gerard Biskupski
Positive magnetoresistance in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys a- $Si_{1-y}Ni_y:H$ at very low temperature with magnetic field
- [38] Abdelhamid El kaaouachi, Abdelghani Sybous, Abdelfattah Narjis, Lhoussine Limouny, Said Dlimi, Rachid Abdia, Gerard Biskupski, and Jamal Hemine
Study of Variable Range Hopping conduction in insulating n-type InSb semiconductor at very low temperature
- [39] Abdelhamid El kaaouachi, Said Dlimi, Rachid Abdia, Abdelfattah Narjis, Gerard Biskupski, Jamal Hemine, Lhoussine Limouny, and Abdelghani Sybous
Low temperature electrical transport properties in dilute 2D GaAs hole systems
- [40] Abdelhamid El kaaouachi, Lhoussine Limouny, Rachid Abdia, Abdelfattah Narjis, Gerard Biskupski, Jamal Hemine, Abdelghani Sybous, and Said Dlimi
Study of electrical resistivity in 2D Si-MOSFETs at very low temperature

Conférence 13: Gordon Research Conferences Defect in Semiconductors, August 8-13 2010 United States of America

- [41] A. Narjis, A. El kaaouachi, A. Sybous, R. Abdia, and G. Biskupski

Variable range hopping conductivity in hydrogenated amorphous silicon-nickel alloys

[42] A. Sybous, A. El kaaouachi, R. Abdia, A. Narjis, G. Biskupski, and J. Hemine

Study of Positive magnetoresistance in the variable range hopping conduction in insulating InSb semiconductor at low temperature with magnetic field

[43] A. El kaaouachi , N. Ait Ben Ameer, B. Capoen, A. Nafidi, J. Hemine, R. Abdia,H. Sahseh, A. Sybous, A. Narjis and G. Biskupski

The scaling laws applied to the metal-insulator transition in n-type GaAs semiconductor

Conférence 14: International Renewable and Sustainable Energy Conference, March 7-9 2013, Ouarzazate, Morocco

[44] S. Dlimi, A. El kaaouachi, L. Limouny, A. Narjis, M. Errai, E. Daoudi, A. Sybous, G.Biskupski

Screening phenomenon and hopping in two dimensional GaAs holes system

Résumé

La conductivité électrique dans les alliages amorphes silicium-nickel hydrogénés ($\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$) est analysée des deux côtés de la transition métal isolant (TMI), à très basse température et en présence du champ magnétique allant jusqu'à $4.5 T$.

Du côté isolant de la TMI, l'étude de l'effet des basses températures sur le transport électrique montre que la conductivité électrique suit, au début le régime de saut à distance variable d'Efros-Shklovskii (ES) en $T^{1/2}$. Ce comportement indique que les interactions réduisent la densité d'état électronique $N(E)$ aux voisinages du niveau de Fermi en créant le pseudo gap de coulomb (GC). Pour une température plus grande qu'une valeur critique T_C , nous observons le régime VRH de Mott en $T^{1/4}$. Ce qui indique que $N(E)$ devient constante aux voisinages du niveau de Fermi. La température T_C diminue avec le pourcentage du nickel dans l'alliage.

Du côté métallique de la TMI, Les résultats expérimentaux sont analysés sous la lumière des théories de la localisation faible et des interactions électron-électron. En absence du champ magnétique, la conductivité suit la loi $\sigma(B=0, T) = \sigma_0 + mT^{1/2}$. Des interprétations physiques sont données aux résultats de la magnétoconductivité pour expliquer le mécanisme de diffusion.

Le transport électrique dans un gaz bidimensionnel d'électron de haute mobilité dans l'Arséniure d'Aluminium AlAs est analysé dans la phase métallique. A différentes températures données, l'évolution de la conductivité avec la densité révèle que la TMI se fait par transition de percolation gouvernée par l'inhomogénéité de densité conduisant au phénomène d'écrantage du potentiel aléatoire. La densité critique, marquant la frontière entre les deux régimes métallique et isolant, obtenue est plus grande que celle déterminée à partir du coefficient thermique de résistivité (CTR).

Mots-clés : Alliages amorphes $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$, Transition métal isolant, Saut à distance variable, Densité d'états, Gap de Coulomb, Localisation faible, interactions électron-électron, Magnétoconductance négative, Arséniure d'Aluminium, Arséniure de gallium, Transition de type percolation, Inhomogénéité de densité, Ecrantage du potentiel, Basses Températures.

Abstract

Electrical conductivity of hydrogenated amorphous silicon nickel alloys ($\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$) is discussed on the metallic side of the metal insulator transition (MIT), at very low temperature and in the presence of magnetic field up to $4.5T$.

On the insulating side of the MIT, the study of the effect of low temperatures on the electrical transport exhibits that the electrical conductivity follows, at the beginning the Efros-Shklovskii Variable Range Hopping regime (ES VRH) with $T^{1/2}$. This behaviour shows that long range electron-electron interaction reduces the Density Of State of carriers (DOS) at the Fermi level and creates the Coulomb gap (CG). For T higher than a critical value of temperature T_C , we obtained the Mott Variable Range Hopping regime with $T^{1/4}$, indicating that the DOS becomes almost constant in the vicinity of the Fermi level. The critical temperature T_C decreases with the content of nickel in the alloys.

On the metallic side of MIT, The experimental results are analyzed in the light of weak localization and electron-electron interaction theories. The zero magnetic field conductivity is almost found to vary according to the formula $\sigma(B=0, T) = \sigma_0 + m.T^{1/2}$. Physical interpretations are given to the magnetoconductivity data to explain the scattering mechanism.

The low temperature electrical transport in high mobility two dimensional electrons system in AlAs was analyzed in the metallic phase. At various given temperatures, the density dependence of the electrical conductivity indicates an inhomogeneity driven percolation type transition to an insulating state due to the breakdown of screening in the random charged impurities disorder background. The critical density found under this observation is lower than that assumed by observing the sign of the temperature coefficient of resistivity.

Keywords: Amorphous alloys $\text{Si}_{1-y}\text{Ni}_y\text{:H}$, Metal insulating transition, Variable range hopping, Density of states, Coulomb gap, Weak localization, Electron-electron interaction, Negative magnetoconductance, 2D AlAs, 2D GaAs, Percolation type, Carrier density inhomogeneity, Disorder screening, Low temperature.

