

N° d'ordre : 1023

50376
1993
89

50376
1993
89

UNIVERSITE

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET
TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité "Sciences des Matériaux"



par

Bruno CAPOEN



**INTERFERENCES QUANTIQUES ET INTERACTIONS
ELECTRON-ELECTRON DANS GaAs DOPE
AU VOISINAGE DE LA TRANSITION METAL-ISOLANT**

soutenue le 14 Janvier 1993 devant la commission d'examen :

M. P. GLORIEUX	Professeur, Université de Lille I	Président
M. P. AVERBUCH	Directeur de Recherche, CRTBT Grenoble	
M. L. DUMOULIN	Directeur de Recherche, CSNSM Orsay	Rapporteurs
M. G. BISKUPSKI	Professeur, Université de Lille I	
M. H. DUBOIS	Professeur, Université de Lille I	
M. D. LIPPENS	Directeur de Recherche, Université de Lille I	Examineurs

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, laboratoire associé au CNRS (URA 249) et dirigé par Monsieur le Professeur P. GLORIEUX. Je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour l'accueil qui m'a été réservé au sein du LSH et l'honneur qu'il me fait de présider le jury de cette thèse.

Monsieur le Professeur G. BISKUPSKI, responsable de l'équipe *Propriétés électroniques des matériaux désordonnés*, a dirigé ce travail avec une attention constante. Je le remercie infiniment pour m'avoir fait bénéficier de ses conseils avisés et pour l'oeil critique qu'il a porté sur les différents développements expérimentaux et théoriques présentés dans cet ouvrage.

J'exprime également toute ma gratitude à Monsieur le Professeur H. DUBOIS qui a manifesté un intérêt permanent aux différentes phases de ce travail et qui m'honore de sa présence dans le jury.

Je remercie vivement Monsieur P. AVERBUCH, Directeur de Recherche au CNRS (C.R.T.B.T. Grenoble) et Monsieur L. DUMOULIN, Directeur de Recherche au CNRS (C.S.N.S.M. Orsay), qui ont accepté de rapporter sur ce travail. Qu'ils soient assurés de ma respectueuse considération.

Je suis aussi très sensible à l'honneur que me fait Monsieur D. LIPPENS, Directeur de Recherche à l'USTL, en participant à ce jury. Je lui suis très reconnaissant de l'intérêt qu'il porte à ce travail.

Mes remerciements vont à A. BRIGGS, Chargé de Recherche au C.R.T.B.T. à Grenoble, qui a largement contribué à la partie expérimentale et sans qui les mesures à basse température et en champ magnétique intense n'auraient pas été effectuées.

A la présentation de cette thèse, j'associe les membres de notre équipe, en particulier Messieurs A. OUBRAHAM et A. EL KAAOUACHI pour leur aide amicale au début de ce travail.

J'adresse enfin ma reconnaissance à Monsieur S. FAUQUEMBERGUE qui a assuré le tirage de la thèse ainsi qu'à l'ensemble du personnel technique et administratif de l'UFR de Physique, qui n'est pas étranger à la réalisation matérielle de ce mémoire.

S O M M A I R E

INTRODUCTION p. 1

**CHAPITRE I : MECANISMES DE CONDUCTION DANS UN SEMI-CONDUCTEUR
DOPE** p. 3

I-1. L'Arséniure de Gallium : composé III-V	p. 3
I-2. La Transition Métal-Isolant	p. 5
I-2.1. Modèle de Anderson. Front de mobilité	p. 5
I-2.2. Point de vue de Mott. Conductivité métallique minimale	p. 7
I-2.3. Théorie d'échelle pour la localisation	p. 8
I-3. Conduction de part et d'autre de la transition	p. 11
I-3.1. Régimes classiques (loin de la TMI)	p. 12
a) Régimes isolants ($E_F \ll E_C$)	p. 12
α) Haute température	p. 12
β) Température intermédiaire	p. 13
γ) Basse température	p. 14
b) Régimes métalliques ($E_F \gg E_C$)	p. 16
α) Haute température	p. 16
β) Basse température	p. 16
I-3.2. Régimes de basse température au voisinage de la TMI.	
Influence des interactions électron-électron	p. 17
a) Conduction par saut à distance variable	p. 17
α) Loi de Mott	p. 17
β) Gap de Coulomb-Régime de Efros et Shklovskii	p. 20
b) Régimes métalliques critiques	p. 25
α) Conductivité à température nulle	p. 25
β) Régime de conductivité en $T^{1/2}$	p. 27
γ) Régime de conductivité en $T^{1/3}$	p. 30

**CHAPITRE II : METHODES EXPERIMENTALES ET CLASSIFICATION DES
ECHANTILLONS** p. 33

II-1. Montages et échantillons	p. 33
II-1.1. Méthodes expérimentales	p. 33
a) Haute température et champ faible	p. 33
b) Basse température et champ élevé	p. 35
II-1.2. Effet Hall - Comparaison des concentrations	p. 36
II-2. Calcul de la compensation	p. 38
II-2.1. Méthode de Hutson	p. 38
II-2.2. Méthode de Brooks-Herring	p. 40
II-2.3. Analyse de Stillman et Wolfe	p. 42

II-3. Régimes de conduction à haute température	p. 43
II-3.1. Régime ε_1	p. 43
II-3.2. Régime ε_2	p. 44
II-4. Régimes de conduction à basse température	p. 45
II-4.1. Procédés de mise en évidence	p. 46
a) Méthode de Zabrodskii	p. 46
b) Méthode du pourcentage de déviation	p. 47
II-4.2. Régimes isolants	p. 48
a) Etude à champ magnétique nul	p. 48
b) Etude sous champ magnétique	p. 50
c) Analyse de Aharony et coll.	p. 53
II-4.3. Régime métallique	p. 56
a) Etude à champ magnétique nul	p. 56
b) Etude sous champ magnétique	p. 59
II-4.4. Classification	p. 61
Figures du chapitre II	p. 64

CHAPITRE III : MAGNETORESISTANCE DANS GaAs p. 91

III-1. Magnétorésistance dans le régime métallique	p. 92
III-1.1. Magnétorésistance à champ élevé	p. 92
a) Magnétorésistance positive	p. 92
b) Oscillation de Shubnikov-de Hass	p. 93
III-1.2. La localisation faible	p. 96
a) Etude phénoménologique	p. 96
b) Détermination du temps de diffusion élastique	p. 98
c) Modèle de Kawabata pour la magnétorésistance négative	p. 100
α) présentation du modèle	p. 100
β) Résultats et discussion	p. 102
III-1.3. Corrections dues aux interactions électron-électron	p. 105
a) Modèles théoriques	p. 105
α) Partie orbitale	p. 105
β) Effet Zeeman	p. 106
γ) Modèle complet	p. 107
b) Méthode d'investigation	p. 109
α) Fonctions approchées	p. 109
β) Ajustement numérique	p. 110
c) Résultats et discussion	p. 112
III-2. Magnétorésistance dans les isolants	p. 114
III-2.1. Longueur de localisation	p. 114
a) Méthode de détermination	p. 115
b) Variation avec le champ magnétique	p. 117

III-2.2. Magnétorésistance positive dans le régime de VRH	p. 118
a) Expression en champ faible	p. 119
b) Expression en champ fort	p. 119
c) Résultats expérimentaux et discussion	p. 120
III-2.3. Magnétorésistance négative	p. 123
a) Allure des courbes	p. 123
b) Modèle des moments magnétiques	p. 123
c) Déplacement du front de mobilité	p. 126
d) Effet Zeeman et décalage du front de mobilité	p. 129
e) Effet orbital - Interférences quantiques	p. 133
α) Analyse de Nguyen, Spivak et Shklovskii (NSS)	p. 133
β) Analyse de Sivan, Entin-Wohlman et Imry (SEI)	p. 134
γ) Modèle de Schirmacher	p. 139
δ) Résultats expérimentaux et discussion	p. 141
Figures du chapitre III	p. 147
CONCLUSION	p. 177
REFERENCES	p. 180

I N T R O D U C T I O N

L'Arséniure de Gallium, composé semi-conducteur de la famille III-V, se prête particulièrement bien à l'étude des phénomènes relatifs à la Transition Métal-Isolant (TMI). Aux abords de cette transition, cependant, peu de travaux expérimentaux ont pu décrire correctement la MagnétoRésistance Négative (MRN).

L'objet de cette étude est donc de comprendre le comportement de la conductivité en fonction du champ magnétique et de la température. Pour cela, nous avons effectué des mesures sur quatre échantillons de GaAs dopés situés dans le régime critique. Nous les avons caractérisés grâce à l'étude de l'effet Hall et des mesures de résistivité prises dans le domaine de température 0,3 - 300 K et jusqu'à des champs atteignant 5,8 T.

La détermination systématique de la concentration en porteurs et du taux de compensation par plusieurs méthodes, ainsi que la confrontation de notre conductivité avec les différentes lois existantes nous amènent à classer un de nos échantillons du côté métallique de la transition et les trois autres dans le régime isolant. L'étude du régime de conduction est réalisée pour chaque champ magnétique, mettant en évidence les températures et champs critiques. Les résultats montrent que les concentrations de tous nos échantillons sont situées très près de la concentration critique n_c estimée à $2,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$.

La partie essentielle de ce travail réside dans le troisième chapitre. Elle consiste en l'interprétation de la MRN de part et d'autre de la TMI.

Du côté métallique, une première investigation est menée à champ faible dans le contexte de la localisation faible, phénomène issu des interférences quantiques entre les ondes électroniques sur des chemins fermés de diffusion. Au simple modèle de Kawabata, nous ajoutons ensuite un terme issu des interactions électron-électron dans leur partie orbitale et un terme provenant de l'effet Zeeman. Ce modèle plus complet a été ajusté numériquement sur nos valeurs expérimentales.

Le temps de diffusion inélastique τ_e , souvent assimilé au temps de cohérence de phase, est un paramètre clé de la théorie de la localisation faible. Dans les matériaux métalliques, on ne peut y avoir accès que par l'étude de la MRN. Grâce à notre modèle complet, ce temps a pu être examiné dans son comportement avec la température et comparé aux modèles courants.

Dans les systèmes localisés, une grandeur intéressante à étudier est la longueur de localisation ξ . Il nous a semblé bon de mettre en évidence sa variation avec le champ magnétique, celle-ci

étant directement liée au phénomène de magnétorésistance négative. Cette évolution est ensuite confrontée aux récents calculs de Pichard, qui utilise le formalisme des matrices de transfert et prévoit un doublement de ξ dans le cas de GaAs.

Du côté isolant, la magnétorésistance positive ayant une influence considérable à champ intermédiaire, il a été nécessaire de la soustraire aux mesures expérimentales afin d'obtenir la MRN seule.

Cette dernière a ensuite pu être comparée à divers modèles, tels que celui de Toyozawa (moments magnétiques), Altshuler et coll. (déplacement du front de mobilité avec le champ), Yosida et Fukuyama (effet Zeeman), et enfin aux différents modèles utilisant les interférences quantiques des électrons sur des chemins de percolation. Nous montrons notamment que les prédictions de Altshuler et coll., Sivan et coll. et Schirmacher, toutes soulignant le caractère orbital de la magnétorésistance, sont les plus adéquates près de la TMI.

C H A P I T R E I

MECANISMES DE CONDUCTION DANS UN SEMI-CONDUCTEUR DOPE

I-1. L'Arséniure de Gallium : composé III-V

L'Arséniure de Gallium (GaAs) est le semi-conducteur le plus répandu et donc le plus étudié de la famille des composés III-V. Il est en effet le concurrent le plus crédible du Silicium, de par sa plus grande mobilité électronique, susceptible d'augmenter la vitesse de commutation des transistors.

Cependant, certaines limitations à l'utilisation des III-V ont pu être enregistrées, telle que la difficulté de préparer de bons isolants à leur surface, ce qui interdit leur emploi pour la fabrication des technologies Metal-Oxyde-Semiconductor (MOS). D'autre part, dans les dispositifs submicroniques, les électrons atteignent très rapidement leur vitesse de saturation et un composant en Arséniure de Gallium sera seulement deux fois plus rapide que le même composant en Silicium dans des conditions de fonctionnement similaires.

Néanmoins, le GaAs tient de sa famille un atout précieux qui suscite l'intérêt des chercheurs en microélectronique depuis plusieurs années : marié à l'un de ses cousins, le GaAlAs, il constitue le matériau de prédilection des dispositifs à puits quantiques où peut avoir lieu l'effet tunnel résonnant, point de départ de la future électronique submicronique.

L'enjeu est donc de comprendre les effets quantiques qui interviennent dans le transport des électrons d'un tel matériau, de manière à en retirer les paramètres pertinents et à se situer en amont d'une électronique quantique à basse température.

Le laboratoire possède déjà une bonne expérience dans l'étude des mécanismes de transport sur le Phosphore d'Indium (InP) (Voir thèses précédentes). De par sa constante diélectrique, sa masse effective, sa densité volumique et plusieurs autres de ses caractéristiques physiques et électriques, GaAs présente beaucoup de similarités avec InP. C'est pourquoi on s'attend à observer sur ces matériaux des phénomènes apparentés qui pourront être étudiés dans le même contexte.

D'autre part, principalement à cause de la largeur de sa bande interdite, le GaAs possède des propriétés optiques intéressantes, ce qui lui confère certaines potentialités dans la course aux composants électro-optiques.

Pour cette raison, de nombreux auteurs choisissent d'étudier le GaAs sous forme de films bidimensionnels qu'ils dopent en général par épitaxie de jet moléculaire. Or, il est intéressant de constater que des

effets d'amplitude non négligeable, tels que les interférences quantiques ou les interactions électroniques ont lieu également dans des échantillons massifs.

Le dopage des semi-conducteurs III-V tridimensionnels se fait habituellement par substitution chimique lors de la cristallisation du matériau, en tenant compte de la structure électronique des composants. Par exemple, le GaAs est constitué d'atomes Ga (colonne III de la classification périodique) en proportion égale avec des atomes As (colonne V de cette classification). Ces éléments cristallisent dans la structure zinc-blende, c'est à dire que chaque atome d'une sorte donnée se trouve au milieu d'un tétraèdre dont les sommets sont occupés par des atomes de l'autre sorte. Pour obtenir un échantillon dopé de type n, il est possible d'introduire des atomes de la colonne IV en remplacement d'atomes de Gallium. L'électron de valence de l'atome d'Arsenic qui ne pourra pas être engagé dans une liaison covalente avec l'impureté dopante entrera en interaction faible avec l'ion As^+ . Son mouvement dans le réseau pourra alors être décrit par la théorie élémentaire de Bohr avec un potentiel

$$V(r) = \frac{e^2}{\kappa r} \quad \text{avec} \quad e^2 = \frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0} \quad (I-1-1)$$

L'équation de Schrödinger pour cet électron s'écrit donc

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \Delta - \frac{e^2}{\kappa r} \right) \Psi = E \Psi \quad (I-1-2)$$

On retrouve là le modèle hydrogènoïde avec m^* la masse effective de l'électron et κ sa constante diélectrique dans le matériau. La résolution de l'équation (I-1-2) permet de déterminer les états d'énergie accessibles

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \left(\frac{e^4}{2\hbar} m_0 \right) \left(\frac{m^*}{m_0 \kappa} \right) \quad (I-1-3)$$

Ces niveaux d'énergie sont situés dans la bande interdite, sous la bande de conduction. Etant donné le grand nombre d'impuretés, les niveaux E_n forment un continuum qui constitue la bande d'impuretés.

Notons par ailleurs que l'Arséniure de Gallium est un matériau isotrope et monovallée, c'est-à-dire que sa bande de conduction ne présente qu'un minimum face au maximum de la bande d'impuretés. Dans le tableau I-1, nous avons regroupé certaines grandeurs physiques relatives à GaAs.

Grandeurs physiques	Valeurs numériques	Unités
Largeur de la bande interdite E_g	1,51	eV
Masse effective m^*/m_0	0,0655	-
Masse volumique ρ	5,36	g.cm^{-3}
Constante diélectrique statique κ	12,9	-
Vitesse sonore longitudinale s	5,24	km.s^{-1}
Potentiel de déformation acoustique E_1	7,0	eV

Tableau I-1

I-2. La Transition Métal-Isolant

I-2.1. Modèle de Anderson - Front de mobilité

Un deuxième effet du dopage est l'introduction de désordre dans le matériau. Anderson (1958) considère le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B calculée par la méthode des liaisons fortes, le potentiel périodique étant perturbé par un potentiel aléatoire V_0 . Cette fonction perturbatrice peut se présenter sous deux formes :

- Une répartition aléatoire de puits de potentiel de mêmes profondeurs.
- Une répartition régulière de puits de potentiel de profondeurs aléatoires (Voir Schéma 1)

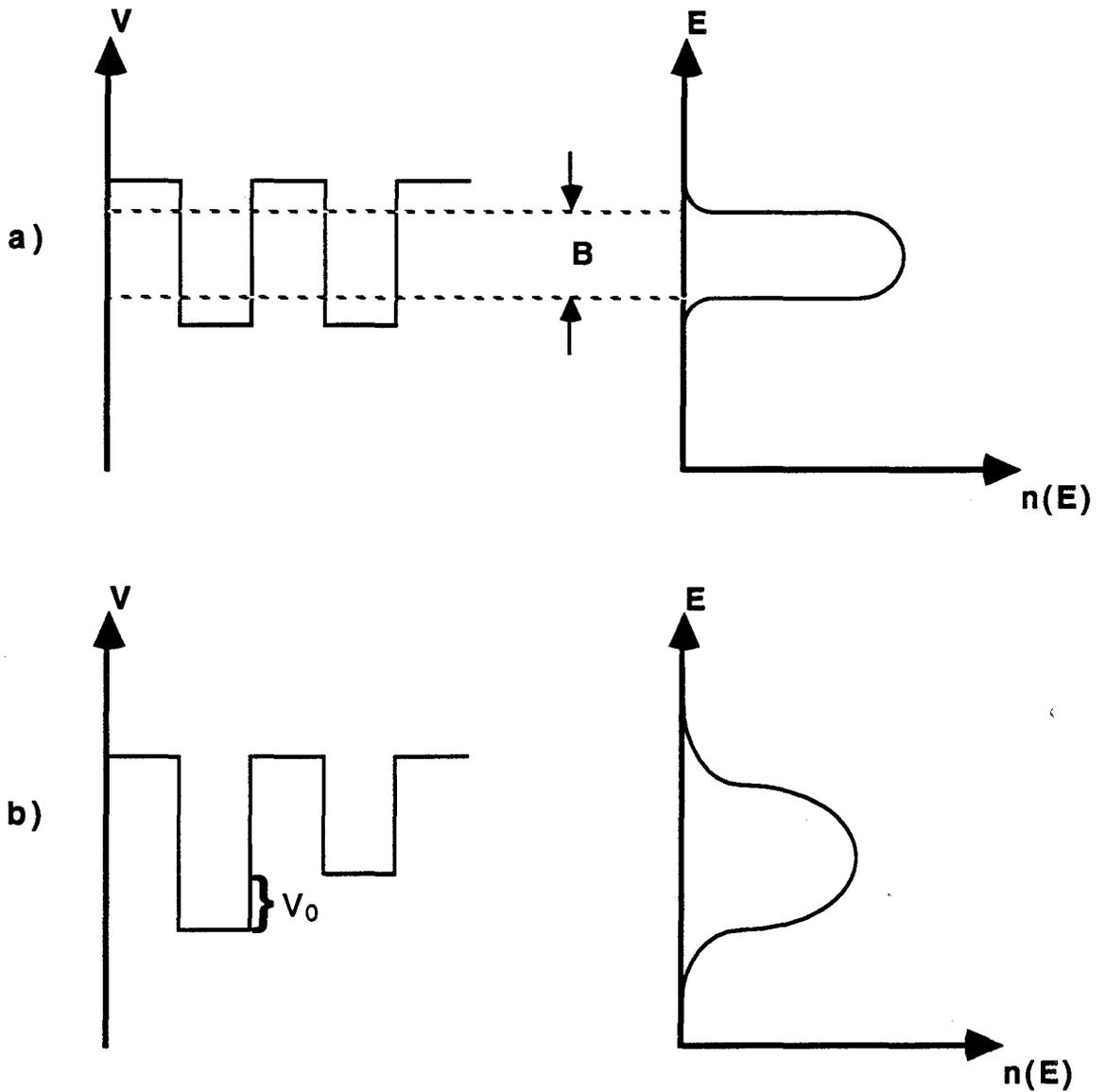


Schéma 1 : Energie potentielle d'un électron dans le modèle de Anderson

a) avant introduction du potentiel perturbateur

b) après introduction du potentiel perturbateur

L'importance du désordre dépend de l'amplitude relative de la perturbation qui est définie par le rapport V_0/B . Lorsque ce rapport devient supérieur à une valeur critique $(V_0/B)_c$, les fonctions d'ondes ne sont plus les états étendus de Bloch et les électrons se déplacent en échangeant de l'énergie avec les phonons. L'enveloppe des fonctions d'onde électroniques décroît alors exponentiellement en $e^{-\alpha r}$ où α est l'inverse de la longueur de localisation ξ .

Selon Mott (1972), il existe une énergie E_c correspondant à $(V_o/B)_c$ qui sépare les états localisés des états délocalisés : E_c est appelé front de mobilité.

Les mécanismes de conduction sont fondamentalement différents selon que le niveau de Fermi E_F se trouve d'un côté ou de l'autre de E_c .

. Si $E_F > E_c$: Le système est métallique et la conductivité à température nulle tend vers une valeur finie.

. Si $E_F < E_c$: Le système est isolant et la conductivité tend vers zéro avec la température.

Par conséquent, lorsque E_F passe par E_c , il se produit une Transition Métal-Isolant, appelée transition de Anderson. Elle est généralement amenée par variation de la concentration en impuretés, mais on peut également modifier $E_F - E_c$ en appliquant des contraintes axiales ou, comme dans notre cas, en appliquant un champ magnétique.

I-2.2. Point de vue de Mott - Conductivité métallique minimale

Lorsque la concentration n en impuretés dopantes augmente et passe par une valeur critique n_c , l'échantillon devient métallique. De même, pour un échantillon initialement métallique, l'effet du champ magnétique sera de comprimer les orbites de Bohr et il existera un champ B_c au delà duquel les états sont localisés.

Mott (1961) a établi un critère pour la transition de Anderson lorsque celle-ci dépend de la concentration en porteurs.

$$n_c^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad (I-2-1)$$

où a_H est le rayon de Bohr effectif de l'électron dans le matériau.

Quelques années plus tard, Mott (1972) introduisit le concept de conductivité métallique minimale, basé sur le critère de Ioffe-Regel selon lequel le libre parcours moyen doit être au moins égal à la distance interatomique. Cette conductivité σ_{min} est celle qui subsiste à $T = 0$ K, lorsque E_F tend vers E_c du côté métallique de la transition. Cela suppose donc un passage discontinu du régime métallique au régime isolant.

A partir de la formule de Kubo-Greenwood, Mott écrit la conductivité d'un réseau cubique simple sous la forme :

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{\hbar a} z a^6 I^2 [N(E_F)]^2 \quad (\text{I-2-2})$$

où a est la distance interatomique, z le nombre de coordination, I l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde, e désigne ici la charge électronique et $N(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi.

Au voisinage de la transition de Anderson, V_0 étant plus grande que la largeur de bande B , on estime la densité d'états par la relation

$$N(E) = \frac{1}{a^3 V_0} \quad (\text{I-2-3})$$

En posant $B = 2 z I$, on obtient la conductivité

$$\sigma = \frac{\pi}{4} \frac{e^2}{\hbar a} \left(\frac{B}{V_0} \right)^2 \quad (\text{I-2-4})$$

En admettant comme critère de Anderson $(V_0/B)_c = 2$ à la transition, la conductivité métallique minimale nous est donnée par

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{I-2-5})$$

I-2.3. Théorie d'échelle pour la localisation

L'existence de σ_{\min} a cependant été remise en question par Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan (1979) (AALR) qui, grâce à la théorie d'échelle de la localisation, présentent des arguments en faveur d'une Transition Métal-Isolant (TMI) continue dans les systèmes sans interaction.

Pour un hypercube de côté L et de dimension d , AALR définissent une conductance sans dimension $g(L)$ appelée "nombre de Thouless"

$$g(L) = \frac{\hbar}{e^2} L^{d-2} \sigma(L) \quad (\text{I-2-6})$$

Dire que $g(L)$ obéit à une loi d'échelle revient à considérer la fonction de Gell-Mann $\beta(g)$ qui ne dépend plus que de g :

$$\beta(g) = \frac{d \operatorname{Ln}[g(L)]}{d \operatorname{Ln} L} \quad (\text{I-2-7})$$

L'utilisation des expressions asymptotiques à faibles et fortes valeurs de g permet la construction d'une courbe universelle pour chaque dimension d . Sur le schéma 2, nous avons représenté la fonction $\beta(g)$ pour $d = 3$.

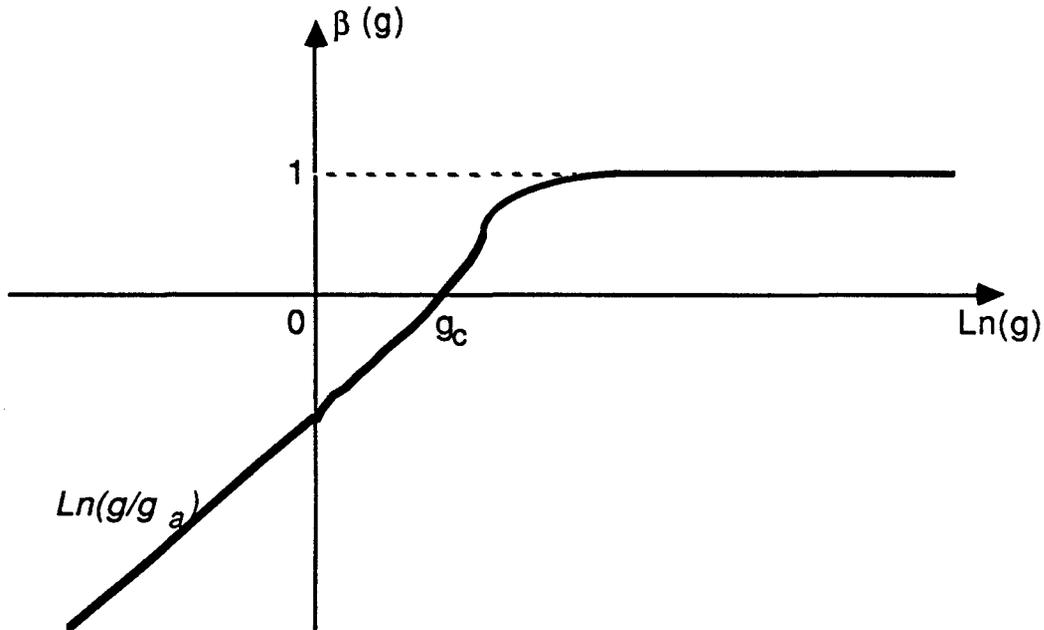


Schéma 2 : Comportement de la fonction $\beta(g)$

Nous pouvons constater que dans un système 3D, β s'annule pour une valeur critique g_c de l'ordre de l'unité. Cette valeur correspond en énergie au front de mobilité E_c et la distance à $E - E_c$ se mesure à partir de

$$\frac{|g(L) - g_c|}{g_c} = f(L) \frac{|E - E_c|}{E_c} \quad (\text{I-2-8})$$

Cette expression montre que lorsque E tend vers E_c , la conductivité σ proportionnelle à g/L , tend continûment vers 0 quand L tend vers l'infini.

D'autre part, Altshuler et Aronov (1983) considèrent l'équation d'échelle à un paramètre et montrent qu'à proximité de la TMI en trois dimensions :

$$\beta = \frac{d \ln g}{d \ln L} = 1 - \frac{g_c}{g} \quad (\text{I-2-9})$$

En intégrant cette équation, on aboutit à

$$g = g_c + \frac{L}{\zeta} \quad (\text{I-2-10})$$

où L est la longueur d'échelle et ζ une constante d'intégration appelée longueur de corrélation.

Dans le cas d'un matériau métallique à basse température, la longueur caractéristique L doit être remplacée par une longueur de diffusion élastique ou inélastique. Par contre, dans les états localisés, il s'agit de la longueur de localisation ξ .

Enfin, 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 (1979), plusieurs comportements critiques ont été prédits tels que

$$\sigma(0) = \sigma_c \left(\frac{n}{n_c} - 1 \right)^s \quad (\text{I-2-11})$$

du côté métallique de la TMI, ou

$$\xi(n) = a_H \left(1 - \frac{n}{n_c} \right)^{-\nu} \quad (\text{I-2-12})$$

du côté isolant de la TMI.

L'exposant ν est égal à 1 pour un système sans interaction et s peut être déduit de la relation $s = (d-2)\nu = 1$. Dans le cas d'une transition induite par champ magnétique, la relation (I-2-11) deviendra

$$\sigma(B) = \sigma(0) \left(1 - \frac{B}{B_c} \right)^\nu \quad (\text{I-2-13})$$

avec $\nu = 1$ ou encore

$$\sigma(B) = \sigma_c \left(\frac{2}{\frac{a_{\perp} a_{\parallel}}{a_{\perp c} a_{\parallel c}}} - 1 \right)^{\nu} \quad (\text{I-2-14})$$

où a_{\perp} et a_{\parallel} sont les rayons effectifs de Bohr perpendiculaire et parallèle au champ magnétique, définis par Yafet et coll. (1956).

Ces différents résultats ont été confrontés à l'expérience sur de nombreux matériaux. Dans les composés III-V, en général, toutes ces relations sont bien vérifiées et on trouve $\nu = 1$ (InSb : Mansfield et coll. 1991; GaAs : Long et Pepper 1985, Maliepaard et coll. 1988). Pourtant et ce jusqu'à une date récente, InP semblait faire exception à la règle. En effet, Biskupski et coll. (1984) ainsi que Long et Pepper (1985) ont longtemps observé dans ce matériau une transition discontinue de σ_{\min} à 0.

Plus récemment, Biskupski et coll. (1991) ont montré que l'inexistence de σ_{\min} dans InP était accompagnée du passage avec le champ du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$.

Le silicium amorphe (Rosenbaum et coll. 1980; Ionov et coll. 1983) et le GeSb (Thomas et coll. 1981) constituent d'autres exceptions où la relation (I-2-12) est vérifiée mais avec un exposant critique $\nu = 1/2$. Selon Kaveh (1985), une telle valeur peut être prédite si les interactions électron-électron sont dominées par le terme de Hartree. Une autre explication a été donnée par Anderson (1985) qui fait intervenir l'effet des fluctuations de spin.

Cependant, Kaveh et Mott (1987) suggèrent que l'observation d'un facteur $\nu = 1/2$ ne peut se faire que dans des matériaux multivallée et non compensés.

I-3. Conduction de part et d'autre de la transition

Nous allons à présent nous efforcer de décrire les phénomènes de conduction qui ont lieu dans les systèmes métalliques et isolants en donnant pour chaque cas l'expression de la conductivité en fonction de la température.

I-3.1. Régimes classiques (loin de la TMI)

a) Régimes isolants ($E_F \ll E_C$)
(Voir Schéma 3)

α) 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, donc

$$\sigma = n e \mu \quad (\text{I-3-1})$$

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

La densité électronique s'écrit :

$$n(E) dE = N(E) f(E) dE \quad (\text{I-3-2})$$

avec $f(E)$ la fonction de distribution de Fermi-Dirac et $N(E)$ la densité d'états, donnée par :

$$N(E) = C (E - E_A)^{1/2} \quad (\text{I-3-3})$$

où E_A représente le bas de la bande de conduction.

On obtient alors

$$n = C \int_{E_A}^{\infty} \frac{(E - E_A)^{1/2}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} dE \quad (\text{I-3-4})$$

Comme E est toujours grand devant E_F , on peut faire l'approximation

$$1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \approx \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) \quad (\text{I-3-5})$$

En posant $\varepsilon = E - E_A$, nous obtenons :

$$n = C \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{kT}\right) \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} d\varepsilon \quad (\text{I-3-6})$$

soit, après intégration,

$$n = A \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{kT}\right) \quad (\text{I-3-7})$$

où A est une constante indépendante de l'énergie.

En reportant cette valeur dans l'expression (I-3-1), on obtient pour la conductivité :

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) \quad (\text{I-3-8})$$

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 (Schéma 3).

β) Température intermédiaire ($E_F \ll E_C$)

Lorsque la température diminue un peu, il arrive souvent que les électrons du niveau de Fermi soient excités au front de mobilité. Celui-ci se comporte alors comme le bas de la bande de conduction.

Par une analyse identique à celle du paragraphe précédent, on aboutit à l'expression suivante :

$$\sigma = \sigma_2 \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{kT}\right) \quad (\text{I-3-9})$$

où $\varepsilon_2 = E_C - E_F$.

Mott et Davis (1979) ont montré qu'il y avait adéquation entre le facteur préexponentiel σ_2 et la conductivité métallique minimale σ_{\min} . Dans nos échantillons, nous verrons que cela permet d'obtenir une évaluation de l'énergie ε_2 .

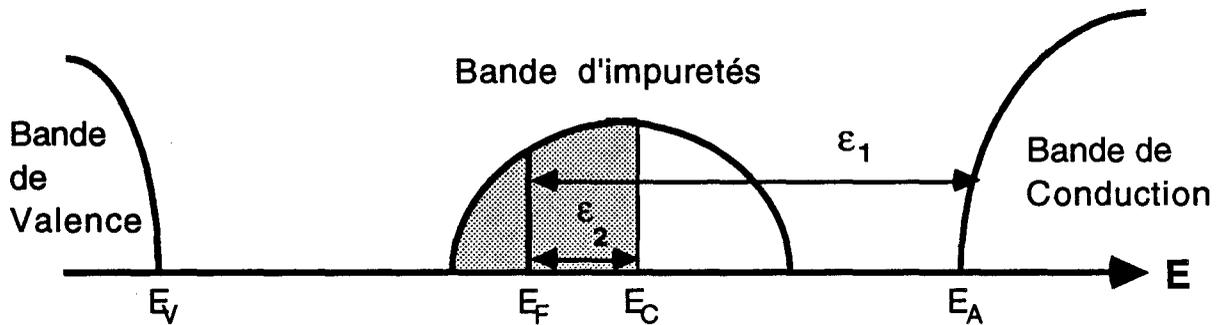


Schéma 3 : Excitation des électrons dans la bande de conduction et au front de mobilité.

γ) Basse température ($E_F \ll E_C$)

Lorsque la température est si faible que les électrons restent dans les états localisés de la bande d'impuretés, la conduction ne peut se faire que par sauts activés thermiquement d'un site à l'autre. Si $E_F \ll E_C$, la distance entre impuretés est très supérieure au rayon de Bohr et les sauts ne peuvent avoir lieu qu'entre plus proches voisins.

Le premier modèle théorique permettant d'exprimer la conductivité a été proposé par Miller et Abrahams (1960). Ceux-ci commencent par déterminer la probabilité de transition d'un électron du site i au site j en considérant la différence d'énergie $\Delta = E_i - E_j$. Le faible recouvrement des fonctions d'onde impliquant une énergie de résonance négligeable devant Δ , la transition du site i au site j se produira avec absorption ou émission d'un phonon.

Dans l'approximation du potentiel de déformation, Miller et Abrahams montrent que la probabilité de transition par unité de temps s'écrit :

- Dans le cas où un phonon de moment q est absorbé ($\Delta < 0$) :

$$U_{ij} = A n_q \quad (\text{I-3-10})$$

- Dans le cas où un phonon de moment q est émis ($\Delta > 0$) :

$$U_{ij} = A (n_q + 1) \quad (\text{I-3-11})$$

En considérant des fonctions hydrogénéoïdes, Allen et Adkins (1972) ont pu exprimer cette probabilité comme :

$$U_{ij} = \begin{cases} v_0 \exp\left(-\frac{2}{\xi} r_{ij}\right) n_q \\ v_0 \exp\left(-\frac{2}{\xi} r_{ij}\right) (n_q + 1) \end{cases} \quad (\text{I-3-12})$$

où
$$n_q = \frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right) - 1} \quad (\text{I-3-13})$$

A basse température, $\Delta \gg kT$ et la probabilité de transition s'écrit alors

$$U_{ij} = \begin{cases} v_0 \exp\left(-\frac{2}{\xi} r_{ij} - \frac{\Delta}{kT}\right) & \text{si } \Delta > 0 \\ v_0 \exp\left(-\frac{2}{\xi} r_{ij}\right) & \text{si } \Delta < 0 \end{cases} \quad (\text{I-3-14})$$

Cette expression est le point de départ de la plupart des méthodes de calcul dans les régimes de "Hopping".

Lorsqu'un champ électrique est appliqué, l'écart énergétique Δ devient $\Delta = E_i - E_j + eE R_{ij}$ et il est possible, connaissant U_{ij} , de calculer une intensité de courant moyen entre les sites i et j grâce à l'équation de Boltzmann linéarisée.

Cela a permis à Miller et Abrahams (1960) de décomposer le réseau en résistances élémentaires et de traiter les résistances les plus petites reliées entre elles comme des chaînes parallèles d'impédances identiques.

La conductivité peut finalement se mettre sous la forme simple :

$$\sigma(T) = \sigma_0(N_D) \exp\left(-\frac{\epsilon_3}{kT}\right) \quad (\text{I-3-15})$$

L'énergie d'activation ε_3 , distance énergétique moyenne entre sites voisins, est donnée dans le cas des faibles compensations $K = N_A/N_D$ par

$$\varepsilon_3 = 1,6 \frac{e^2 N_D^{1/3}}{\kappa} (1 - 1,35 K^{1/3}) \quad (\text{I-3-16})$$

où N_D et N_A sont respectivement la concentration en donneurs et en accepteurs.

b) Régimes métalliques ($E_F \gg E_c$)

α) Haute température (Voir Schéma 4)

De la même façon qu'au paragraphe I-3-1 a) α), à haute température, les électrons reçoivent suffisamment d'énergie de la part des phonons pour être excités dans la bande de conduction avec l'énergie $\varepsilon_1 = E_A - E_F$. On écrit par conséquent la conductivité

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) \quad (\text{I-3-17})$$

β) Basse température ($E_F \gg E_c$)

Si l'énergie thermique est faible, la bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique : les électrons se déplacent librement dans les états délocalisés. La conductivité est alors donnée par la formule de Drüde si le libre parcours moyen l_0 est très supérieur à la distance d entre les impuretés.

$$\sigma_B = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} \quad (\text{I-3-18})$$

où n et τ_0 sont la densité électronique et le temps de diffusion élastique (temps de relaxation).

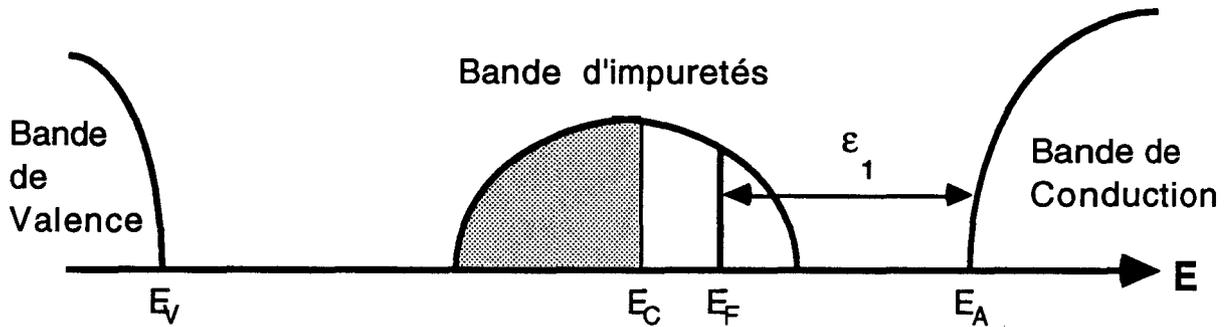


Schéma 4 : Excitation des électrons dans la bande de conduction (Système métallique)

I-3.2. Régimes de basse température au voisinage de la TMI. Influence des interactions électron-électron

Lorsque le niveau de Fermi approche le front de mobilité, l'étude des phénomènes de transport n'est plus aussi simple. En effet, à la conductivité classique liée aux échanges d'énergie thermique, viennent se superposer des effets nouveaux. Par exemple, la longueur de localisation qui n'intervenait pas dans les systèmes fortement isolants, peut devenir beaucoup plus grande que la distance entre impuretés.

Du côté métallique comme du côté isolant, les interférences quantiques et les interactions coulombiennes entre électrons vont jouer un rôle important dans les variations de la conductivité avec la température et le champ magnétique.

a) Conduction par saut à distance variable

α) Loi de Mott

Lorsque le niveau de Fermi est légèrement inférieur au front de mobilité, l'électron cherche le site le plus favorable énergétiquement mais celui-ci n'est pas obligatoirement le plus proche voisin. La conduction se fait alors par saut à distance variable (VRH : Variable Range Hopping).

Mott (1968) fut le premier auteur qui exprima la conductivité dans ce régime. Il reprit la probabilité de saut telle qu'elle a été définie par Miller et Abrahams (1960) (Expression I-3-14) en y ajoutant un terme dû au champ électrique. La densité de courant j est obtenue en multipliant cette probabilité de saut par la charge électrique e et la distance de saut R et en additionnant les probabilités dans les deux directions :

$$j = 2 e R kT N(E_F) v_0 \exp\left(-\frac{2 R}{\xi} - \frac{\Delta}{kT}\right) \sinh\left(\frac{e R E}{kT}\right) \quad (\text{I-3-19})$$

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

Comme nous travaillons à champ faible, $e.R.E \ll kT$, nous pouvons faire l'approximation $\sinh\left(\frac{e R E}{kT}\right) \approx \frac{e R E}{kT}$. La conductivité est ainsi obtenue en divisant j par E :

$$\sigma = 2 e^2 R^2 v_0 N(E_F) \exp\left(-\frac{2 R}{\xi} - \frac{\Delta}{kT}\right) \quad (\text{I-3-20})$$

Au vu de cette expression, 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. Dans ces conditions, nous retrouvons l'équation (I-3-15) avec $\varepsilon_3 = \Delta$.

Lorsque R/ξ est de l'ordre de l'unité et lorsque la température est très basse ($\Delta/kT \approx 1$), les deux termes exponentiels de la relation (I-3-20) deviennent du même ordre de grandeur et le régime attendu sera le VRH. On explique ce comportement par le fait que lorsque les plus petites valeurs de Δ participent à la conduction, il s'agit d'électrons situés dans une bande étroite de largeur ε_0 autour de E_F (Voir schéma 5). Ces états électroniques ayant une faible probabilité d'existence, les sites correspondants peuvent être éloignés les uns des autres et leur distribution spatiale décorrélée.

La concentration de ces états est donnée par

$$n(\varepsilon_0) = 2 N(E_F) \varepsilon_0 \quad (\text{I-3-21})$$

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

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{1}{[N(E_F) \varepsilon_0]^{1/3} \xi} - \frac{\varepsilon_0}{kT}\right) \quad (\text{I-3-22})$$

Il s'agit à présent de minimiser cette fonction par rapport à ϵ_0 ; le résultat est le suivant :

$$\epsilon_0(T) = \frac{(kT)^{3/4}}{[27 N(E_F) \xi^3]^{1/4}} \quad (I-3-23)$$

En reportant cette expression dans (I-3-22), nous obtenons une loi du type

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right] \quad (I-3-24)$$

$$\text{avec } T_0 = \frac{\beta}{k N(E_F) \xi^3} \quad (I-3-25)$$

Il est également possible de déterminer une distance optimale de saut

$$R_{\text{hop}} = [N(\epsilon_0)]^{-1/3} = 0,49 \xi \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (I-3-26)$$

A partir de cette analyse phénoménologique, il est difficile de déterminer la valeur précise du paramètre β . Cependant, quelques années après Mott, Ambegaokar et coll. (1971), utilisant la théorie des percolations, ont pu calculer ce coefficient numérique comme étant égal à $4n_c$ où n_c est une concentration critique de sites. Une estimation de n_c a été calculée par Skal et Shklovskii (1971) puis Shklovskii et Efros (1984) au moyen d'une simulation de Monte-Carlo. Ils ont ainsi pu évaluer $\beta = 21,2 \pm 1,2$.

Notons encore que la loi de Mott (I-3-24) suppose une densité d'états localisés indépendante de l'énergie $N(E) = N(E_F)$. Si on limite cette densité d'états à une largeur ΔE autour de E_F , on obtient la même expression de conductivité valable uniquement en dessous d'une température T_c , plus restrictive que la précédente.

Pendant les années qui suivirent l'analyse de Mott, de nombreuses confirmations expérimentales d'une loi en $T^{-1/4}$ ont été observées dans plusieurs matériaux désordonnés (Shlimak et Nikulin 1972, Allen et Adkins 1972).

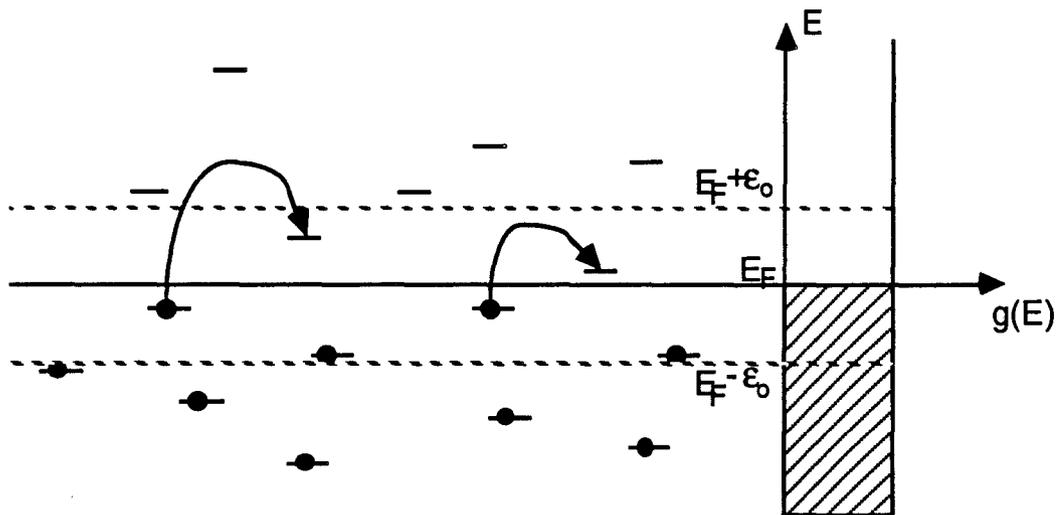


Schéma 5 : Sauts à distances variable à l'intérieur d'une bande de largeur ϵ_0 autour de E_F .

D'autre part, la forme (I-3-20) fut le point de départ de diverses investigations théoriques (Mott et Davis 1971, Allen et Adkins 1972, Pollak 1972) qui menèrent à l'expression générale

$$\sigma = A \exp(-B T^{-1/4}) \quad (\text{I-3-27})$$

où A peut être un terme dépendant de la température.

Nous verrons dans le chapitre III comment une telle relation permet d'accéder à la longueur de localisation ξ .

β) Gap de Coulomb - Régime de Efros et Shklovskii

Nous venons de montrer que la loi de Mott est valable uniquement si la densité d'états est constante autour du niveau de Fermi. Or il a été mis en évidence par Efros et Shklovskii (1975) que l'interaction coulombienne entre électrons réduit la densité d'états près de E_F , créant ainsi un gap, appelé "Gap de Coulomb".

Considérons un système d'électrons suffisamment localisés pour que le recouvrement des fonctions d'onde soit négligeable. Le Hamiltonien du système peut alors s'écrire :

$$H = \sum E_i^0 n_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} e_{ij} n_i n_j \quad (\text{I-3-28})$$

où E_i^0 est l'énergie du site i sans interaction

n_i est le nombre d'occupation (= 0 ou 1)

$e_{ij} = \frac{e^2}{\kappa r_{ij}}$ est l'énergie d'interaction électron-électron

$r_{ij} = |r_i - r_j|$ est la distance entre les sites i et j

Les énergies d'excitation pour une particule s'écrivent alors

$$E_i = E_i^0 + \sum_j e_{ij} n_j \quad (\text{I-3-29})$$

Dans l'état fondamental ($T=0$), le transfert d'un électron du site i au site j s'accompagne d'un accroissement de l'énergie du système qui doit satisfaire la relation suivante :

$$\Delta E = E_j - E_i - e_{ij} > 0 \quad (\text{I-3-30})$$

e_{ij} représente à présent l'interaction coulombienne de la paire électron-trou ainsi créée.

Pour mettre en évidence l'existence du gap, Efros et Shklovskii supposent 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, ils déterminent alors une distance moyenne R définie par $N_0(E_F) R^3 \varepsilon \approx 1$. Il est facile de montrer que l'inégalité (I-3-30) n'est plus satisfaite dès lors que ε est inférieure à une valeur Δ_{CG} calculée comme suit :

$$\Delta_{CG} = \frac{e^3 N_0(E_F)^{1/2}}{\kappa^{3/2}} \quad (\text{I-3-31})$$

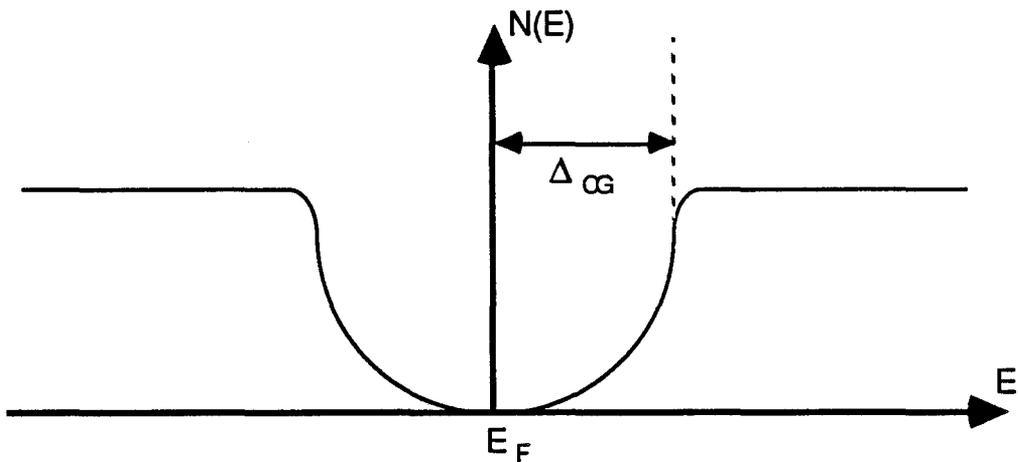
L'hypothèse d'une densité d'états constante est donc incompatible avec l'inéquation (I-3-30). Efros et Shklovskii suggèrent que $N(E)$ décroît avec $|E - E_F|$ et s'annule en E_F . Deuxièmement, si on admet que la distance énergétique entre les états compris dans l'intervalle ε est de l'ordre de grandeur de l'interaction coulombienne, on trouve une densité d'états variant comme

$$N(E) = \frac{\alpha \kappa^3}{e^6} (E - E_F)^2 \quad (\text{I-3-32})$$

où α est un coefficient numérique évalué à $3/\pi$ (Baranovskii et coll. 1978).

Le paramètre Δ_{CG} peut être considéré comme la largeur du gap de Coulomb (Voir Schéma 6).

Le gap de Coulomb est propre aux états électroniques localisés. Nous verrons dans le paragraphe suivant que la densité d'états des métaux désordonnés présentent également un minimum au niveau de Fermi dû aux interactions électron-électron et dont la profondeur augmente avec le désordre. A la TMI, ce minimum se transforme en gap.



*Schéma 6 : 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 par (I-3-32) et en adoptant une démarche similaire à celle du paragraphe I-3-2 a) α), Efros et Shklovskii (1975) ont obtenu une expression de la conductivité dans le VRH comparable à (I-3-24) :

$$\sigma(T) = \sigma_1 \exp\left[-\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1/2}\right] \quad (\text{I-3-33})$$

$$\text{avec } T_1 = \frac{\beta_1 e^2}{k \kappa \xi} \quad (\text{I-3-34})$$

où β_1 est une constante qui a été estimée à 2,8 par Shklovskii et Efros (1984) pour un degré de compensation $K = 0,5$.

Selon Pollak (1972) et Hamilton (1972), la densité d'état peut prendre la forme plus générale

$$N(E) = N_0(E_F) \left(\frac{|E-E_F|}{E'} \right)^n \quad (\text{I-3-35})$$

où $n > 0$.

L'expression (I-3-21) devient alors

$$n(\epsilon_0) = N_0(E_F) \int_{E_F-\epsilon_0}^{E_F+\epsilon_0} \left(\frac{|E''-E_F|}{E'} \right)^n dE'' = \frac{2}{n+1} \frac{N_0(E_F) \epsilon_0^{n+1}}{(E')^n} \quad (\text{I-3-36})$$

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

$$\sigma(T) = \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \right] \quad (\text{I-3-37})$$

dans laquelle $p = \frac{n+1}{n+4}$. Il est bien entendu que si $n=0$, alors $N(E) = c^{\text{ste}}$ et on retrouve une valeur $p = 0,25$.

Puisque, selon Shklovskii, le gap de Coulomb est présent dans tout système d'électrons désordonnés et localisés, la mise en évidence expérimentale du régime en $T^{-1/4}$ par de nombreux auteurs, alors que le régime en $T^{-1/2}$ a également été observé par ailleurs, peut paraître surprenante.

Shklovskii et Efros (1984) avaient prévu l'existence d'une température critique T_c en dessous de laquelle la loi de Mott ne peut plus être valable. Ce n'est que très récemment que des investigations expérimentales ont clairement montré le passage d'un régime à l'autre (Agrinskaya et Aleshin 1989, Zhang et coll. 1990, Rosenbaum 1991). Ce phénomène a définitivement été interprété par Castner (1991) comme étant le résultat d'un "remplissage du gap de Coulomb".

Castner considère l'énergie de saut des électrons exprimée en fonction des températures caractéristiques T_0 dans les deux régimes

limites de Mott et de Efros-Shklovskii. Cette énergie prend deux formes différentes dans ces deux régimes :

$$\overline{\Delta_M} \approx \frac{1}{4} kT^{3/4} T_{Mott}^{1/4}$$

et (I-3-38)

$$\overline{\Delta_{ES}} \approx \frac{1}{2} kT^{1/2} T_{ES}^{1/2}$$

Si l'énergie de saut $\overline{\Delta} \gg 2 \Delta_{CG}$ la largeur du gap, les électrons vont "voir" une densité d'états relativement constante, malgré l'existence du gap de Coulomb et on s'attend alors à observer une loi de Mott ($p = 0,25$). Si au contraire $\overline{\Delta} \ll 2 \Delta_{CG}$, l'exposant p sera plutôt égal à 0,5.

Dans le régime critique, Castner prévoit une divergence de la constante diélectrique κ , quand $\xi > 2d$ où d est la distance intersite, suivant la loi :

$$\kappa = 4\pi e^2 N(E_F) \xi^2 \quad (I-3-39)$$

et nous avons vu dans le paragraphe I-2.3 que la longueur de localisation ξ tend vers l'infini lorsque n tend vers n_c .

Lorsqu'on se rapproche de la TMI, en tenant compte de (I-3-31), le gap de Coulomb devient si étroit qu'il est impossible d'atteindre la température T_c . On reste alors dans le régime de VRH en $T^{-1/4}$.

Grâce aux équations (I-3-25), (I-3-34) et (I-3-31) donnant les expressions de T_{Mott} , T_{ES} et $T_{CG} = \Delta_{CG}/k$, on montre facilement que

$$\frac{T_{Mott}}{T_{ES}} \approx 81 \quad \frac{T_{Mott}}{T_{CG}} \approx 802 \quad \text{et} \quad \frac{T_{ES}}{T_{CG}} \approx 10 \quad (I-3-40)$$

La condition d'observation du régime de Mott s'écrit $\overline{\Delta_M} > 2 \Delta_{CG}$, ce qui implique, étant donné (I-3-38), une température minimale $T > \frac{T_{Mott}}{464}$.

De même, pour observer le régime de Efros-Shklovskii, il faut $\overline{\Delta_{ES}} < \Delta_{CG}$, d'où résulte $T < \frac{T_{Mott}}{1985}$.

On peut ainsi donner un encadrement de la température de transition T_c :

$$\frac{T_{\text{Mott}}}{1985} < T_c < \frac{T_{\text{Mott}}}{464} \quad (\text{I-3-41})$$

Pour Rosenbaum (1991), le passage du régime de Mott à un régime de Efros-Shklovskii s'effectue lorsque $\Delta_M = \Delta_{ES}$, ce qui conduit à

$$T_c = 16 \frac{T_{ES}^2}{T_{\text{Mott}}} = \frac{T_{\text{Mott}}}{410} \quad (\text{I-3-42})$$

Notons encore que pour $\beta_1 = 2,8$ cette relation correspond à $T_c = 1,96 T_{CG}$ et donc la transition se produit pour $kT \approx 2\Delta_{CG} =$ largeur du gap.

b) Régimes métalliques critiques

Nous abordons à présent l'étude des mécanismes de conduction du côté métallique et au voisinage de la TMI. Il s'agit d'une région où les états électroniques ne sont pas encore localisés au sens de Anderson, mais où des phénomènes de prélocalisation ont lieu, suite aux interférences quantiques expliquées au chapitre III. Cet effet est connu sous le nom de "localisation faible" et là encore, les interactions électron-électron jouent un rôle non négligeable dans l'expression de la conductivité.

α) Conductivité à température nulle

Selon Kaveh et Mott (1981), lorsque n tend vers n_c , l'amplitude des fonctions d'ondes est identique à celle des électrons libres sur une distance de l'ordre de l_0 (libre parcours moyen) et décroît lentement à grande distance.

Ces auteurs ont calculé l'expression de $\sigma(0)$ dans le formalisme de Kubo-Greenwood en tenant compte de cette décroissance des fonctions d'onde. La conductivité s'en trouve réduite et on obtient

$$\sigma(0) = a_0^4 \sigma_B \quad (\text{I-3-43})$$

où σ_B est la conductivité de Boltzmann et a_0 l'amplitude de l'onde non diffusée dans le paquet d'onde :

$$\Psi_E = e^{ikr} + \sum_q a(q) e^{i(k+q).r} \quad (\text{I-3-44})$$

On définit $R = \sum |a(q)|^2$ comme la probabilité pour une onde de diffuser dans tous les états q , excepté son état d'origine. On montre que $a_0^2 = 1 - R$, d'où l'approximation

$$\sigma \approx \sigma_B (1 - 2R) \quad (\text{I-3-45})$$

Utilisant le résultat de Kaveh et Mott (1982), soit $R = 3/[(2(k_F l_0))^2]$, où k_F est le vecteur d'onde de Fermi et l_0 la longueur de diffusion élastique, on obtient

$$\sigma(0) = \sigma_B \left[1 - \frac{3}{(k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{I-3-46})$$

Un résultat équivalent à (I-3-46) avait été trouvé par Kawabata (1980) grâce à une méthode de perturbation. Plus tard, Kaveh et Mott (1983), considérant le potentiel diffuseur comme une perturbation du premier ordre, sont arrivés à une forme comparable :

$$\sigma(0) = \sigma_B \left[1 - \frac{6}{\pi (k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{I-3-47})$$

Ces différents modèles permettent donc d'écrire la conductivité à $T=0$ sous la forme

$$\sigma(0) = \sigma_B \left[1 - \frac{C}{(k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{I-3-48})$$

avec C un coefficient compris entre 1 et 3.

Enfin, une telle expression, obtenue par la théorie des perturbations faibles, pourrait être valable jusqu'au voisinage immédiat de la TMI (Kaveh et Mott 1987), à condition de pondérer la conductivité par g^2 , où g est la réduction de la densité d'états due au désordre :

$$\sigma(0) = \sigma_B g^2 \left[1 - \frac{C}{g^2 (k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{I-3-49})$$

D'après l'analyse de A.A.L.R. (1979), la transition a donc lieu quand $\sigma(0) = 0$, ce qui correspond à $k_F l_0 = \frac{\sqrt{C}}{g}$.

β) Régime de conductivité en $T^{1/2}$

Alors que dans le régime métallique profond ($k_F l_0 \gg 1$), la conductivité ne varie pas avec la température, des corrections quantiques dépendantes de la température sont à apporter quand on approche la TMI.

Dans de nombreux semi-conducteurs, une variation de la conductivité en

$$\sigma = \sigma_0 + mT^{1/2} \quad (I-3-50)$$

a pu être observée (Voir par exemple Long et Pepper 1985).

Altshuler et Aronov (1979) puis Kaveh et Mott (1981a) ont proposé une explication théorique basée sur la décroissance de la densité d'états au niveau de Fermi due aux interactions électron-électron. Le calcul a été effectué par Kaveh et Mott pour un système à deux ou à trois dimensions dans l'approximation des ondes planes.

On écrit l'énergie de corrélation entre les états k et $k+q$ (énergie d'échange)

$$V_{ex}(q) = - \left\langle k \left| \frac{e^2}{r} e^{-\mu r} \right| k+q \right\rangle \quad (I-3-51)$$

où $\mu = 4\pi e^2 N(E_F)$ est l'inverse de la longueur d'écrantage.

Ce potentiel a pour effet de corréler l'énergie de Fermi avec des états d'énergie $E_F \pm V_{ex}(q)$, ce qui provoque un élargissement $\Delta = \hbar D q$ des états k . Il en résulte une variation de la densité d'états

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \sum_q \frac{V_{ex}(q)}{\Delta q} \quad (I-3-52)$$

que l'on remplace par une intégrale

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{V_{\text{ex}}(q)}{\hbar D q^2} 4\pi q^2 dq \quad (\text{I-3-53})$$

où D est la constante de diffusion du milieu; q_{\min} et q_{\max} proviennent des limites physiques allouées à la longueur de diffusion.

$$\sqrt{\frac{k T}{\hbar D}} < q < \frac{1}{\sqrt{D \tau_0}} \quad (\text{I-3-54})$$

où τ_0 est le temps de diffusion élastique de l'électron.

Dans l'approximation des petites valeurs de q , on trouve

$$V_{\text{ex}} = -\frac{1}{L^3} \frac{4\pi e^2}{\mu^2} \quad (\text{I-3-55})$$

En injectant l'expression (I-3-55) dans l'intégrale (I-3-53), et en utilisant la relation d'Einstein $\delta\sigma = e^2 D \delta N$, on obtient la correction de conductivité.

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{\pi^3 N(E_F)} \sqrt{\frac{k T}{(\hbar D)^3}} \quad (\text{I-3-56})$$

Ce résultat est en accord avec celui obtenu par Altshuler et Aronov (1979).

Un modèle plus détaillé, prenant également en compte les effets de localisation faible, fut proposé par Isawa et coll. (1982). Le résultat est identique à (I-3-56) pondéré par des termes en $1/\sqrt{T}$.

Lee et Ramakrishnan (1982) ont calculé le coefficient m dans l'expression $\delta\sigma = mT^{1/2}$ en considérant les interactions d'échange et de Hartree. Ils obtiennent

$$m = 0,23 \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left(\frac{4}{3} - F\right) \sqrt{\frac{k}{\hbar D}} \quad (\text{I-3-57})$$

Le terme $4/3$ vient des interactions d'échange, comme dans le calcul de Kaveh et Mott alors que le terme F est celui de Hartree. La constante F est obtenue par la moyenne du potentiel d'interaction

écrané $V(q)$ sur tous les vecteurs q de la surface de Fermi selon un angle solide Ω .

$$F = \frac{\int d\Omega V[2k_F \sin(\theta/2)]}{\int d\Omega V(0)} \quad (\text{I-3-58})$$

Le signe de m est donc déterminé par celui de $\frac{4}{3} - F$ qui dépend de l'importance relative des interactions d'échange et de Hartree et peut donc évoluer avec le champ magnétique.

Enfin, il est possible d'aborder le problème en utilisant l'équation d'échelle à un paramètre

$$g = g_c + \frac{L}{\zeta} \quad (\text{I-3-59})$$

où L est la longueur caractéristique, ζ la longueur de corrélation.

La relation qui lie la conductivité sans dimension g et la conductivité σ s'écrit

$$\sigma = \frac{e^2}{h} \frac{g}{L} \quad (\text{I-3-60})$$

On peut donc réécrire (I-3-59) sous la forme

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{hL} + \frac{e^2}{h\zeta} \quad (\text{I-3-61})$$

soit encore

$$\sigma = \sigma_0 + C \frac{e^2}{hL} \quad (\text{I-3-62})$$

où σ_0 et C sont des constantes indépendantes de la température.

La correction de conductivité peut alors résulter de la compétition entre différentes longueurs caractéristiques telles que la longueur de diffusion inélastique L_i ou la longueur d'interaction L_T . D'après Kaveh et coll. (1987), lorsque nous sommes suffisamment loin de la TMI, les

effets de diffusion inélastique et d'interaction s'additionnent et la conductivité s'écrit

$$\sigma = \sigma_0 + C_i \frac{e^2}{\hbar L_i} + C_T \frac{e^2}{\hbar L_T} \quad (\text{I-3-63})$$

La longueur de diffusion inélastique peut être exprimée grâce au temps de diffusion inélastique τ_ε :

$$L_i = \sqrt{D \tau_\varepsilon} \quad (\text{I-3-64})$$

Quant à la longueur d'interaction, elle est donnée par

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{kT}} \quad (\text{I-3-65})$$

Dans le domaine de température où le temps de diffusion inélastique τ_ε varie en T^{-1} (Isawa 1984), les deux longueurs dans (I-3-63) contribuent à une correction de la conductivité en $T^{1/2}$.

γ) Régime de conductivité en $T^{1/3}$

Altshuler et Aronov (1983) se sont intéressés au voisinage immédiat de la TMI en reprenant l'équation d'échelle

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{\hbar L} + \frac{e^2}{\hbar \zeta} \quad (\text{I-3-66})$$

Selon eux, dans cette région critique, la seule longueur d'échelle dépendante de la température est la longueur d'interaction L_T . D'autre part, la longueur de corrélation ζ est supposée largement supérieure à L_T , de sorte que le terme σ_0 est nul :

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{\hbar L_T} = \frac{g_c e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{kT}{\hbar D}} \quad (\text{I-3-67})$$

Nous pouvons également utiliser la relation d'Einstein

$$\sigma = e^2 D N(E_F) \quad (\text{I-3-68})$$

Cela implique que, près de la transition, la constante de diffusion D varie avec la température. En éliminant D entre les équations (I-3-67) et (I-3-68), on obtient :

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar} \left(N(E_F) g_c^2 k T \right)^{1/3} \quad (\text{I-3-69})$$

De la même manière, en éliminant σ , on détermine la dépendance en température de la constante de diffusion :

$$D = \left(\frac{g_c}{N(E_F)} \right)^{2/3} \frac{(kT)^{1/3}}{\hbar} \quad (\text{I-3-70})$$

Un résultat semblable à (I-3-69) fut trouvé par Finkel'shtein (1983, 1983a) qui utilise les équations de renormalisation dans le cas d'une transition induite par champ magnétique.

Puisque la longueur de corrélation ζ diverge à la transition, le calcul précédent, valable à l'ordre 0 en $1/\zeta$, décrit bien la conductivité lorsque le niveau de Fermi est quasiment confondu avec le front de mobilité. Par contre, lorsqu'on s'éloigne un peu de la TMI, il est nécessaire de poursuivre le développement à l'ordre 1 en $1/\zeta$. Reprenons l'expression (I-3-66) où nous avons introduit la longueur d'interaction L_T et la constante de diffusion définie par Einstein $D = \sigma/[N(E_F) e^2]$; nous obtenons

$$\sigma = \frac{g_c e^2}{\hbar} \left[\frac{kT N(E_F) e^2}{\hbar \sigma} \right]^{1/2} + \frac{e^2}{\hbar \zeta} \quad (\text{I-3-71})$$

En multipliant cette dernière équation par $\sqrt{\sigma}$, il vient

$$\sigma^{3/2} = \frac{g_c e^2}{\hbar} \left[\frac{kT N(E_F) e^2}{\hbar} \right]^{1/2} + \frac{e^2 \sigma^{1/2}}{\hbar \zeta} \quad (\text{I-3-72})$$

soit encore

$$\sigma = \left(\frac{g_c e^2}{\hbar} \right)^{2/3} \left[\frac{kT N(E_F) e^2}{\hbar} \right]^{1/3} \left[1 + \frac{\sigma^{1/2} \hbar^{1/2}}{\zeta g_c e \sqrt{kT N(E_F)}} \right]^{2/3} \quad (\text{I-3-73})$$

La conductivité à l'ordre 0, notée $\sigma^{(0)}$, est donnée par l'expression (I-3-69), et le développement limité à l'ordre 1 conduit à

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar} g_c^{2/3} (kT N(E_F))^{1/3} \left[1 + \frac{2}{3} \frac{\sigma^{(0)1/2} \hbar^{1/2}}{\zeta g_c e \sqrt{kT N(E_F)}} \right] \quad (\text{I-3-74})$$

Enfin, en remplaçant $\sigma^{(0)}$ par son expression, nous obtenons

$$\sigma = \frac{e^2}{\hbar} g_c^{2/3} (kT N(E_F))^{1/3} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{\hbar \zeta} \quad (\text{I-3-74 bis})$$

Une telle relation a également été obtenue par Maliepaard et coll. (1988) et permet d'accéder à la longueur de corrélation à travers la valeur de σ_0 dans l'expression $\sigma = \sigma_0 + mT^{1/3}$.

De même, il est possible de d'établir la dépendance en température de la constante de diffusion par un développement limité au premier ordre en $1/\zeta$ en considérant que l'ordre 0 est défini par (I-3-70).

La relation de départ est la suivante

$$D N(E_F) = \frac{g_c}{\hbar} \left(\frac{kT}{\hbar D} \right)^{1/2} + \frac{1}{\hbar \zeta} \quad (\text{I-3-75})$$

et le développement limité donne

$$D = D^{(0)} \left[1 + \frac{2}{3} \frac{D^{(0)1/2} \hbar^{1/2}}{g_c \zeta \sqrt{kT}} \right] \quad (\text{I-3-76})$$

Réinjectant $D^{(0)}$ dans cette expression, on obtient

$$D = \left(\frac{g_c}{N(E_F)} \right)^{2/3} \frac{(kT)^{1/3}}{\hbar} + \frac{2}{3} \frac{1}{N(E_F) \hbar \zeta} \quad (\text{I-3-77})$$

La connaissance des valeurs de ζ et $N(E_F)$ permet de calculer facilement cette dépendance.

C H A P I T R E I I

METHODES EXPERIMENTALES ET CLASSIFICATION DES ECHANTILLONS

II-1. Montages et échantillons

II-1.1. Méthodes expérimentales

Les échantillons étudiés sont des barreaux parallélépipédiques d'Arséniure de Gallium dont le dopage, de type n, provient d'impuretés résiduelles qui s'y sont introduites lors de la cristallisation. Les dimensions de ces barreaux sont d'environ $8 \times 1,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$.

Après découpe, ils sont polis mécaniquement grâce à une poudre abrasive, puis chimiquement par l'intermédiaire d'une solution d'acide chlorhydrique portée à ébullition. Ainsi nettoyés, ils sont ensuite placés dans des creusets en graphite où seront réalisées des eutectiques. Il s'agit de cinq contacts ohmiques constitués d'indium très pur adhérant par fusion sur le matériau. Cette opération doit se faire sous atmosphère neutre d'Argon hydrogéné (95% d'Ar; 5% d'H).

Les échantillons sont ensuite nettoyés une seconde fois à l'acide et peuvent être dimensionnés. On vient alors souder à l'étain de fins fils de cuivre sur les contacts. Les échantillons ainsi élaborés (Schéma 7) sont prêts pour être fixés sur les supports correspondant aux différents dispositifs utilisés.

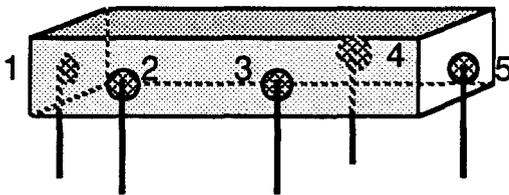


Schéma 7 : Position des contacts sur l'échantillon

Le courant sera appliqué entre les points 1 et 5 (direction x) et la tension mesurée entre les points 2 et 3. Cette disposition permet d'éliminer la résistance résiduelle des contacts et des fils.

On pourra également mesurer la tension de Hall entre les bornes 3 et 4, le champ magnétique étant appliqué perpendiculairement au plan des eutectiques.

a) Haute température et champ faible

Une première caractérisation a pu être effectuée au laboratoire par une mesure de la résistivité et de l'effet Hall dans un domaine de températures 1,8 - 300 K et une gamme de champs magnétiques allant jusqu'à 1,5 T. Ce champ est fourni par l'entrefer d'un électro-aimant. Pour descendre en température, l'échantillon est placé dans l'enceinte

d'un cryostat à Hélium liquide. Afin d'obtenir les températures comprises entre l'ambiante et 4,2 K (température d'ébullition de l'Hélium), on utilise un système de régulation PID (Actions Proportionnelle, Intégrale et Dérivée) qui alimente une chaufferette en fonction de l'écart entre la température réelle et la consigne.

Si on veut atteindre la température 1,8 K, il est nécessaire de pomper sur le liquide cryogénique. On régule alors la tension de vapeur saturante de l'Hélium au moyen d'un pressostat et la valeur de T est déterminée grâce à une abaque $P = f(T)$.

Lorsqu'on mesure la tension de Hall, il est nécessaire d'éliminer une résistance parasite due au désalignement des contacts 3 et 4 (cf Schéma 7). Pour cela, on crée entre les bornes 2 et 3 un pont de résistance dont la valeur $R_1 + R_2$ devra être très supérieure à la résistance de l'échantillon (Schéma 8). Le principe de la correction apportée consiste à compenser la résistance parasite par la résistance R_1 de manière à prendre la mesure entre le contact de Hall et le potentiel 0.

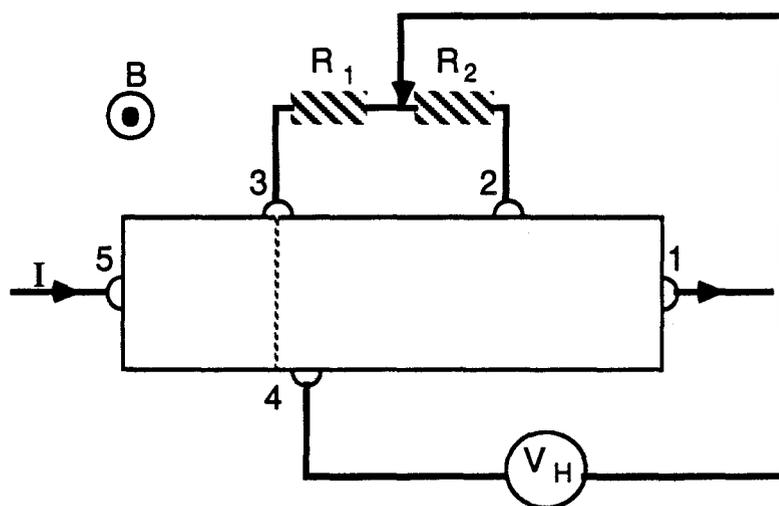


Schéma 8 : Montage de mesure de la tension de hall

De plus, afin d'annuler toutes les tensions parasites résiduelles, y compris les effets thermoélectriques et thermomagnétiques, on effectue 4 mesures en inversant à chaque fois le sens du courant polarisant ou du champ magnétique et on calcule la moyenne algébrique des 4 valeurs de V_H ainsi obtenues.

Puisque la résistance $R_1 + R_2$ est très grande, un minimum de courant passe dans le pont diviseur et on mesure directement la tension V_x entre les points 2 et 3.

Le pilotage du régulateur de champ ainsi que l'acquisition des tensions sur les voltmètres numériques et le traitement des données sont assurés par un micro-ordinateur. Les programmes en Basic ont été conçus par Spriet (1985) et modifiés dans le but d'obtenir plus de points en champ magnétique faible.

Notons encore que l'effet Hall n'a pas pu être détecté en dessous de 4,2 K car l'élimination des tensions de désalignement devient alors délicate à cause des valeurs élevées de résistances.

b) Basse température et champ élevé

Le dispositif expérimental qui nous a permis de mesurer les résistivités pour les températures comprises entre 4,2 K et 0,3 K et dans le domaine de champ magnétique 0 - 6 T a été réalisé par A. Briggs au CRTBT de Grenoble.

Il s'agit d'un ensemble comprenant un réfrigérateur à Hélium-3, une bobine supra-conductrice et un pont de mesure alternatif de la marque Barras-Provence.

Le principe de réfrigération est identique à celui d'un cryostat à Hélium-4, mais la rareté du gaz ^3He à l'état naturel ne permet pas sa liquéfaction en large quantité par les procédés habituels. La liquéfaction du gaz se fait à partir d'un bain d' ^4He bouillant sous pression réduite. Comme dans le cas de l' ^4He , après condensation d'une masse d' ^3He donnée, on peut pomper au dessus du bain, le gaz récupéré étant ensuite recondensé en circuit fermé (Schéma 9).

Lors des mesures, une attention particulière a du être consacrée aux courants injectés dans l'échantillon en raison de l'effet Joule et du "chauffage" des électrons (non ohmicité de l'échantillon). En effet, les valeurs de résistances lues nous ont parfois contraints à utiliser des intensités de l'ordre de 10 nA.

D'autre part, pour les échantillons les plus résistifs, les mesures en champ intense et à basse température n'ont pas abouti, les valeurs de résistance étant hors des limites du pont utilisé.

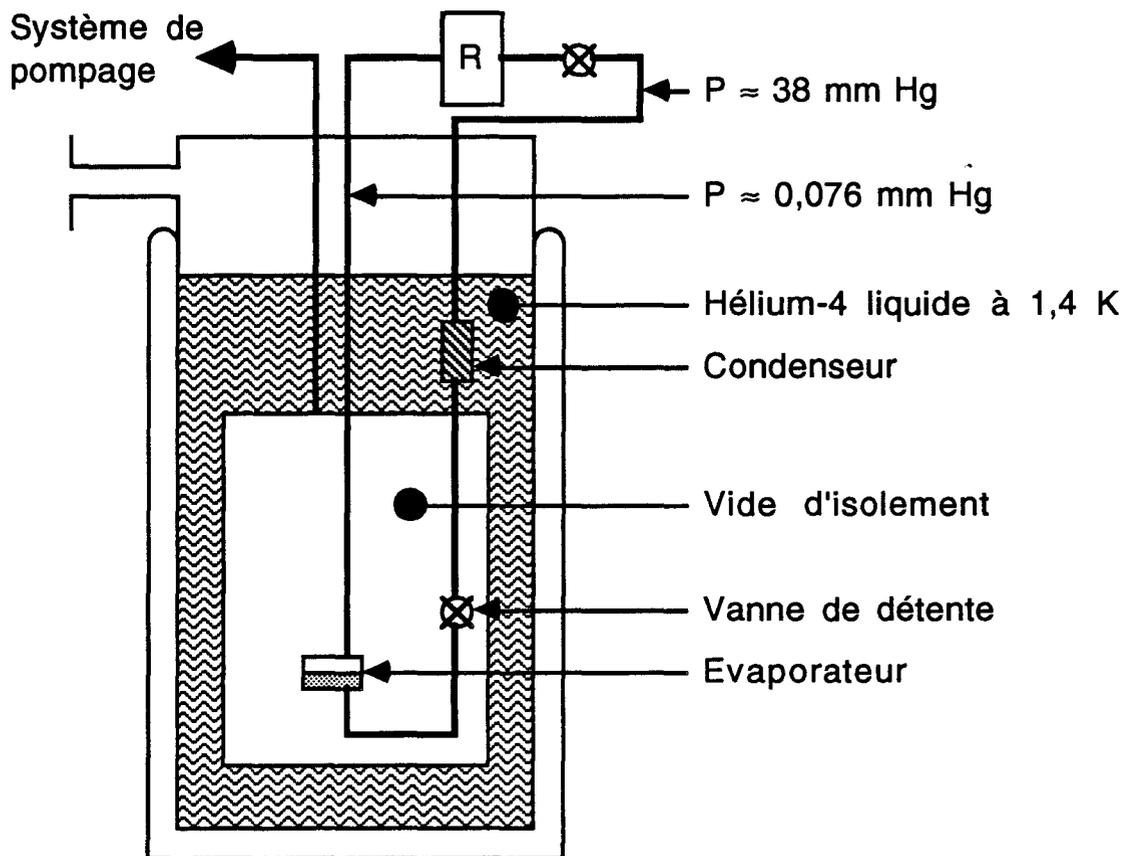


Schéma 9 : Principe de fonctionnement d'un réfrigérateur à Hélium-3

II-1.2. Effet Hall - Comparaison des concentrations

La mesure de l'effet Hall nous a permis de déterminer la concentration en impuretés des 4 échantillons pour les températures comprises entre 4,2 K et 300 K. La concentration à température ambiante pourra être comparée à la valeur critique n_c pour la TMI.

Dans le domaine de champ où la tension de Hall V_H varie linéairement avec B , la constante de Hall R_H s'exprime en fonction de V_H par :

$$R_H = \frac{V_H d}{I B} \quad (\text{II-1-1})$$

où d et I sont respectivement l'épaisseur de l'échantillon et l'intensité du courant qui le polarise.

Nous avons reporté sur la figure II-1 les valeurs de R_H en fonction de l'inverse de la température pour les 4 échantillons.

On en déduit la concentration en impuretés :

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (\text{II-1-2})$$

où e est la charge de l'électron.

La concentration n et la mobilité $\mu_H = R_H \sigma$ sont représentées en fonction de la température sur les figures II-2 et II-3. Les mobilités à haute température sont du même ordre de grandeur dans les différents échantillons et pour plus de clarté, seules les valeurs relatives à GaAs 101 ont été représentées sur la figure II-3.

Dans les matériaux compensés, n est la concentration en électrons de conduction égale à la différence des densités de donneurs et d'accepteurs ($n = N_D - N_A$).

Nous avons référencé les quatre échantillons GaAs 101, GaAs 203, GaAs 301 et GaAs 402.

Les valeurs de concentrations à température ambiante sont regroupées dans le tableau II-1.

Echantillons	Concentration (cm^{-3})
GaAs 101	$8,4 \cdot 10^{15}$
GaAs 203	$1,43 \cdot 10^{16}$
GaAs 301	$1,38 \cdot 10^{16}$
GaAs 402	$2,9 \cdot 10^{16}$

Tableau II-1

On remarque que les échantillons 203 et 301 possèdent des concentrations tout à fait semblables et nous verrons dans le paragraphe suivant que leurs compensations respectives sont également comparables. Aussi dans la plupart des études qui vont suivre, un de ces deux échantillons sera écarté.

Le critère de Mott permet de situer approximativement la concentration critique

$$n_c^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad (\text{II-1-3})$$

où a_H , le rayon de Bohr effectif s'écrit

$$a_H = a_0 \frac{\kappa}{(m^*/m_0)} \quad (\text{II-1-4})$$

κ est la constante diélectrique relative du milieu et m^* la masse effective de l'électron dans le cristal. Dans le cas de GaAs, en utilisant les valeurs du tableau I-1, on trouve $a_H \approx 104 \text{ \AA}$ et pour la concentration critique

$$8,19 \cdot 10^{15} < n_c < 2,63 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{II-1-5})$$

Au vu de cette inégalité, on ne peut tirer qu'une conclusion : l'échantillon GaAs 402 se situe du côté métallique de la TMI. Une analyse approfondie des régimes de conduction en basse température permettra de classer tous les échantillons.

II-2. Calcul de la compensation

Dans le but de préciser la position de la TMI et d'analyser plus finement certains phénomènes à basse température, il est nécessaire de connaître les concentrations en donneurs et en accepteurs et donc de déterminer le taux de compensation $K = N_A/N_D$.

Le calcul de K est une affaire délicate : tout au plus peut-on avancer des valeurs approximatives. En général, les auteurs utilisent la méthode de Brooks-Herring limitée à une seule température. Nous verrons plus loin que cette façon de procéder, quelque peu arbitraire, peut conduire à des erreurs considérables.

Nous présentons ici trois manières différentes d'évaluer la compensation à partir des mesures d'effet Hall.

II-2.1. Méthode de Hutson

Hutson (1957) considère la concentration en porteurs d'un semi-conducteur dont la seule dégénérescence est due au spin de l'électron. Dans la région extrinsèque, si tous les centres accepteurs sont remplis, alors l'équation reliant la concentration à la température est

$$\frac{n(n+N_A)}{(N_D-N_A-n)N_c} = \left[\frac{m^*}{m} \right]^{3/2} D^{-1} \exp\left(\frac{-E_D}{kT}\right) \quad (\text{II-2-1})$$

où E_D est l'énergie d'ionisation des donneurs, D la dégénérescence des niveaux donneurs qui correspond ici à la dégénérescence de spin ($D = 2$), N_c la densité d'états dans la bande de conduction.

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II-2-2})$$

On sait déjà qu'à la température ambiante, $n = N_D - N_A$. Notons cette valeur n_{amb} . Les seules inconnues restantes sont N_A et E_D . E_D est en fait l'énergie ε_1 dans le régime de conduction haute température (Expression I-3-8). On peut donc en donner une estimation grâce à la pente de la courbe $\text{Ln}(\rho) = f(1/T)$ (Confere paragraphe II-3).

En résolvant l'équation II-2-1, on obtient la variation de la concentration avec la température :

$$n = -\frac{A}{2} - \frac{B}{2} T^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left(A + B T^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)\right)^2 + 4BC T^{3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)} \quad (\text{II-2-3})$$

où $A = N_A$

$$B = \left(\frac{2\pi m^* k}{h^2} \right)^{3/2} = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3} \text{ K}^{-3/2}$$

$$C = n_{amb}$$

$$E = E_D$$

Les paramètres ajustables sont A et E .

Le modèle a été essayé sur l'échantillon GaAs 402 dans la région de température où la conduction se fait par excitation des électrons au bas de la bande de conduction, c'est-à-dire environ de 57 à 300 K. On utilise pour cela une méthode de moindres carrés qui minimise le pourcentage de déviation donné par

$$\text{Dev}\% = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{100}{n_i} (n(T_i) - n_i) \right]^2} \quad (\text{II-2-4})$$

où $n(T_i)$ et n_i sont respectivement les concentrations calculées à l'aide de (II-2-3) et celles mesurées expérimentalement.

On fait alors varier le paramètre E par pas de 0,1 meV autour de sa valeur estimée. Pour chaque valeur de E, on cherche celle de A qui minimise Dev%. On obtient ainsi un ensemble de minima dans lequel on choisit un Dev% minimum.

Ces opérations sont réalisées au moyen d'un programme informatique qui optimise les valeurs de N_A et E_D .

Cependant, des valeurs négatives de N_A ont été trouvées par cette méthode, ce qui n'a pas de sens physique. D'autre part, aucun véritable Dev% minimum ne ressort de cette analyse et E_D peut fluctuer de plusieurs meV sans qu'on observe de réel changement dans ce minimum. Enfin, l'ajustement des courbes $n(T)$ s'avère de très mauvaise qualité.

Des résultats semblables ont été obtenus en ce qui concerne les autres échantillons.

Nous concluons donc de cela qu'il est impossible de donner une estimation de la compensation K par cette méthode. Le même problème s'est posé à Oubraham (1991) lorsqu'il a tenté d'utiliser la forme (II-2-1) pour déterminer le taux de compensation dans $CdAs_2$: les échantillons les moins résistifs ne permettent pas cette détermination. Ce procédé a été utilisé avec succès par Stillman et Wolfe (1976) pour analyser des échantillons de GaAs dont les concentrations en porteurs n'excédaient pas $3,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Par conséquent, il est probable que nos concentrations en impuretés soient trop élevées et que leur variation avec la température soit insuffisante pour utiliser cette méthode.

II-2.2. Méthode de Brooks-Herring

Une autre manière de déterminer K consiste à étudier les variations de la mobilité avec la température. Brooks (1955) étudie le processus de diffusion par les impuretés ionisées dans un matériau non dégénéré. La mobilité est alors donnée par

$$\mu = \frac{2^{7/2}}{300 \pi^{3/2}} \frac{\kappa^2 \epsilon_0^2 (kT)^{3/2}}{m^* 1/2 e^3 N_i} \frac{1}{f(x)} \quad (\text{II-2-5})$$

$$f(x) = \text{Ln}(1+x) - \frac{x}{1+x}$$

et
$$x = \frac{6 \kappa m^* k^2 T^2}{\pi n \hbar^2 e^2}$$

Dans l'expression (II-2-5), N_i est la densité d'impuretés ionisées, n la concentration en porteurs à la température T et κ est la constante diélectrique du matériau, ici égale à 12,9. On estime que, pour une température suffisamment élevée ($T \gg 4,2$ K), la majorité des impuretés est ionisée, ce qui permet d'écrire $N_i = N_D + N_A$. Connaissant $n_{amb} = N_D - N_A$, la détermination de K passe par celle de N_i à partir de la formule (II-2-5).

Le calcul de Brooks est basé sur l'approximation de Born et ne sera correct que pour des valeurs du paramètre x assez grandes. La condition $x > 3$ sera prise en compte dans le choix du domaine de température.

Biskupski (1982) préconise la méthodologie suivante : la compensation K est déterminée par l'expression (II-2-5) pour toutes les températures appartenant à la région où la mobilité varie en $T^{3/2}$ (Figure II-3). On calcule ensuite une moyenne sur les valeurs obtenues. Cela revient à négliger les variations en températures de la fonction $f(x)$ et de la concentration n . Cette approximation n'est pas forcément vérifiée dans notre cas et nous avons préféré ajuster numériquement les points en tenant compte de toutes les variations.

De même que dans le paragraphe précédent, un programme informatique doit nous permettre de déterminer le minimum du pourcentage de déviation entre les valeurs de mobilité calculées et mesurées.

Dans le système d'unités gaussiennes et pour GaAs, l'expression (II-2-5) s'écrit

$$\mu = \frac{A T^{3/2}}{300 N_i} \frac{1}{f(x)} \quad (\text{II-2-6})$$

avec $A = 6,339 \cdot 10^{20}$ et $x = 1,1046 \cdot 10^{14} \frac{T^2}{n}$.

A chaque fois, l'ajustement est réalisé à partir de trois vecteurs colonnes T , μ et n dans le domaine où μ varie en $T^{3/2}$. On a également tenu compte du critère $x > 3$.

Des valeurs cohérentes du taux de compensation ont été déterminées grâce à cette méthode. Cependant, aucun ajustement valable n'a été trouvé et quelle que soit la valeur de K , la courbe théorique "coupe" la courbe expérimentale. Ceci montre que la

compensation n'est pas une grandeur indépendante de la température car il est difficile de trouver un large domaine de température où toutes les impuretés sont ionisées.

Dans la dernière méthode que nous allons présenter, nous attacherons un intérêt particulier à la détermination d'un domaine de température optimal où la majorité des impuretés est ionisée.

II-2.3. Analyse de Stillman et Wolfe

Wolfe et coll. (1970) reprennent l'expression (II-2-5) pour déterminer les concentrations en donneurs et en accepteurs dans un large domaine de température. Ils constatent alors que les courbes $N_D(T)$ et $N_A(T)$ présentent des minima qui coïncident avec les valeurs trouvées par la méthode de Hutson. Selon ces auteurs, de tels minima sont prévisibles et correspondent à la seule diffusion par les impuretés ionisées. En effet, à plus haute température, les vibrations du réseau réduisent la mobilité et à plus basse température, la conduction se fait dans la bande d'impuretés.

D'autre part, plus la concentration n est élevée, plus le minimum est situé à haute température.

Nous avons calculé à l'aide de l'équation (II-2-6) les valeurs effectives de N_D et N_A pour les quatre échantillons et dans le domaine de température où la diffusion par les impuretés joue un rôle important (c'est-à-dire environ de 20 à 300 K). Le résultat de cette analyse est représenté sur les figures II-4, II-5, II-6 et II-7 où l'on observe bien les minima attendus. Considérant qu'aux températures correspondantes, la diffusion n'a lieu que par les impuretés ionisées, on en tire les vraies valeurs du taux de compensation K , regroupées dans le tableau II-2.

	n_{amb} (cm ⁻³)	K	Diffusion par les impuretés
GaAs 101	$8,4 \cdot 10^{15}$	0,80	38 - 50 K
GaAs 203	$1,43 \cdot 10^{16}$	0,78	50 - 82 K
GaAs 301	$1,38 \cdot 10^{16}$	0,74	39 - 65 K
GaAs 402	$2,9 \cdot 10^{16}$	0,65	50 - 115 K

Tableau II-2

Au vu de ces résultats, il semblerait que nos échantillons soient globalement assez fortement compensés. Cela a une influence manifeste sur les phénomènes de conduction à basse température et des points de divergences pourront être observés avec certains résultats

préexistants sur des échantillons de GaAs non compensés ou faiblement compensés.

II-3. Régimes de conduction à haute température

Nous avons vu dans le paragraphe I-3 que du côté métallique comme du côté isolant de la TMI, la conduction à haute température se fait par activation des électrons dans la bande de conduction (ϵ_1). Lorsque la température baisse, dans les échantillons isolants, un régime d'excitation au front de mobilité (ϵ_2) suivi d'un régime de conduction par saut est généralement observé. Dans les échantillons métalliques, par contre, l'excitation au front de mobilité est impossible et le régime ϵ_1 est suivi d'une conductivité métallique en $T^{1/2}$ ou $T^{1/3}$.

A champ magnétique nul, lorsqu'on varie la température, ces différents régimes se succèdent de manière continue et il est souvent difficile de déterminer les domaines où un seul d'entre eux est valable. Pour nous y aider, nous avons pris en considération les variations de la constante de Hall R_H . Dans tous les cas, celle-ci passe par un maximum pour une température comprise entre 30 et 60 K (Figure II-1). Ce maximum correspond à l'apparition de phénomènes de conduction internes à la bande d'impuretés.

II-3.1. Régime ϵ_1

Le domaine de température où R_H croît est aussi celui où la conductivité est dominée par la loi en ϵ_1 . Sur les figures II-8, II-9, II-10 et II-11 représentant $\ln(\rho)$ en fonction de $1/T$ pour les quatre échantillons, nous remarquons que ces régions peuvent en effet être assimilés à des segments de droite de pentes ϵ_1/k .

Les valeurs déduites de cette analyse graphique situent l'énergie d'ionisation ϵ_1 autour de 6 meV (Tableau II-3).

Echantillons	ϵ_1 (meV)	Domaine de validité
GaAs 101	6,11	38 - 122 K
GaAs 203	6,49	50 - 165 K
GaAs 301	6	39 - 127 K
GaAs 402	5,65	71 - 192 K

Tableau II-3

Notons que cette valeur moyenne est en très bon accord avec le modèle hydrogénoïde de Bohr où l'énergie d'ionisation du premier niveau donneur s'écrit

$$E_1 = \frac{m^*}{m_0 \kappa^2} \times 13,6 \text{ eV} = 5,3 \text{ meV} \quad (\text{II-3-1})$$

Nous remarquons aussi que lorsque la concentration en impuretés augmente, le domaine où la conduction par ε_1 a lieu se décale vers les hautes températures.

II-3.2. Régime ε_2

Du côté isolant de la TMI, on devrait observer à température intermédiaire une conduction activée au front de mobilité. Or sur les figures II-8, II-9, II-10 et II-11, on n'observe pas un passage marqué du régime ε_1 au régime ε_2 mais plutôt une transition progressive d'une pente à l'autre et un enchaînement sur les régimes de basse température.

Le régime ε_2 correspond normalement à la partie descendante de la courbe représentant la variation de R_H . Sur les courbes $\text{Ln}(\rho) = f(1/T)$, l'amplitude des variations est trop faible et ce dans un domaine trop étroit pour nous permettre de distinguer clairement le changement de pente. Cela aurait sans doute été possible si nous avions disposé de mesures à champs élevés dans cette région de température, comme dans le cas d'InP (Biskupski 1982).

De même que nous l'avons mentionné dans le paragraphe I-3, le facteur préexponentiel σ_2 peut être remplacé par la conductivité minimale définie par Mott :

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{II-3-2})$$

avec $a = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3}$ la distance intersite.

En supposant que le régime de conduction par excitation au front de mobilité existe, l'énergie d'activation correspondante peut être estimée de la manière suivante : on porte sur l'axe des ordonnées ($1/T = 0$) la valeur de $\text{Ln}(1/\sigma_{\min})$ et on trace la tangente à la courbe expérimentale passant par ce point. Pour GaAs 101, GaAs 203 et GaAs 301, la droite ainsi tracée touche la courbe dans le domaine de température où R_H

diminue (Figures II-8, II-9 et II-10). Par conséquent, ces échantillons paraissent présenter un caractère isolant et une valeur de ϵ_2 peut être proposée à partir de la pente de la tangente (Tableau II-4). L'ordre de grandeur de ce paramètre semble convenir physiquement.

En ce qui concerne GaAs 402, par contre, on constate qu'il est impossible de tracer une droite tangente à la courbe expérimentale dans le domaine de décroissance de R_H (Figure II-11). En fait, la conductivité reste supérieure à σ_{\min} au-dessus de 4,2 K, température à laquelle la conduction ne peut plus se faire par excitation au front de mobilité. Ceci constitue un argument supplémentaire pour le comportement métallique de cet échantillon.

Echantillon	a (Å)	$\sigma_{\min} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$	ϵ_2 (meV)
GaAs 101	305,17	2,08	2,3
GaAs 203	255,58	2,47	0,91
GaAs 301	258,63	2,45	1,08
GaAs 402	201,92	3,14	0

Tableau II-4

Nous remarquons que, comme prévu, les valeurs de ϵ_2 sont inférieures à celles de ϵ_1 . D'autre part, lorsque la concentration en impuretés augmente le niveau de Fermi se rapproche du front de mobilité et l'énergie ϵ_2 diminue. Cela est effectivement observé dans le tableau II-4. Les énergies déduites de ce procédé sont donc en cohérence qualitative et quantitative avec la théorie.

II-4. Régimes de conduction à basse température

Dans le domaine des températures très inférieures à 10 K, les phénomènes d'excitation dans la bande de conduction ou au front de mobilité disparaissent pour laisser place aux mécanismes internes à la bande d'impuretés. Ces mécanismes à basse température vont nous permettre d'établir définitivement le caractère métallique ou isolant des échantillons. Comme nous travaillons dans la région critique proche de la TMI, nous nous attendons à trouver soit un régime de VRH en $T^{-1/4}$ ou $T^{-1/2}$, soit un régime métallique en $T^{1/2}$ ou $T^{1/3}$.

II-4.1. Procédés de mise en évidence

Sur les Figures II-12, II-13, II-14 et II-15 se trouvent représentées les variations respectives de σ en fonction de $T^{1/2}$, $T^{1/3}$ et de $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ et $T^{-1/2}$ pour les quatre échantillons à champ magnétique nul. On peut constater qu'il est difficile de trancher pour l'un ou l'autre de ces régimes au seul vu des courbes expérimentales. Tout au plus peut on écarter certaines éventualités pour certains échantillons. Par exemple, l'examen de la figure II-14 nous indique qu'une loi de VRH en $T^{-1/4}$ ne peut pas décrire à elle seule le comportement de GaAs 101.

Afin de distinguer clairement les différents régimes qui interviennent, nous avons mis en oeuvre une méthode graphique et plusieurs ajustements numériques.

a) Méthode de Zabrodskii

Alors qu'il cherchaient à mettre en évidence le passage d'un régime VRH de Mott à un régime de Efros-Shklovskii, Zabrodskii et Zinoveva (1984) ont mis au point une procédure graphique faisant apparaître les exposants caractéristiques sous forme de pentes de droite. Nous allons voir que cette méthode est aussi applicable dans le régime métallique près de la transition ($\sigma_0 \approx 0$).

1^{er} cas : la conductivité suit une loi $\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^p\right]$, équivalente à la forme dérivée

$$\text{Ln}\left[\frac{d\text{Ln}(\sigma)}{d\text{Ln}(T)}\right] = \text{Ln}(p) + p \text{Ln}(T_0) - p \text{Ln}(T) \quad (\text{II-4-1})$$

Dans ce cas, une représentation de $w(T) = \text{Ln}[d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ devrait donner une droite de pente $-p$ et un changement de pente doit être observé si l'exposant p passe de $1/4$ à $1/2$.

Puisque l'on travaille sur des dérivées, les valeurs moyennes expérimentales de $w(T)$ et $\text{Ln}(T)$ seront estimées de la manière suivante: pour un point expérimental d'indice i , on aura

$$\overline{w(T_i)} = \text{Ln} \left[\frac{\text{Ln}(\sigma_{i+1}) - \text{Ln}(\sigma_{i-1})}{\text{Ln}(T_{i+1}) - \text{Ln}(T_{i-1})} \right] \quad (\text{II-4-2})$$

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

2^{eme} cas : la conductivité suit une loi

$$\sigma = \sigma_0 + m T^s \approx m T^s \quad (\text{II-4-3})$$

la même opération donne alors

$$w(T) = \text{Ln} \left[\frac{d\text{Ln}(\sigma)}{d\text{Ln}(T)} \right] = \text{Ln}(s) = \text{constante} \quad (\text{II-4-4})$$

Il est donc également possible de détecter un régime métallique si la courbe $w(T)$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ est plate. La hauteur de la courbe déterminera le coefficient s .

b) Méthode du pourcentage de déviation

Pour compléter et éventuellement corroborer cette analyse graphique, un ajustement numérique des données sera également réalisé. Celui-ci fait intervenir le pourcentage de déviation tel qu'il a été défini par l'équation (II-2-4).

1^{er} cas : la conductivité suit une loi $\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \right]$ qu'il est nécessaire de linéariser

$$\text{Ln}(\sigma) = \text{Ln}(\sigma_0) - \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \quad (\text{II-4-5})$$

Nous posons $Y = \text{Ln}(\sigma)$ et, faisant varier p de 0,01 à 1 par pas de 0,01, nous prenons à chaque fois $X = T^{-p}$. Pour chaque valeur de p , on effectue la régression linéaire $Y = A + BX$ où $A = \text{Ln}(\sigma_0)$ et $B = -(T_0)^p$, puis le pourcentage de déviation est calculé :

$$\text{Dev}\% = \sqrt{\frac{1}{(i_{\max} - i_{\min} + 1)} \sum_{i=i_{\min}}^{i_{\max}} \left[\frac{100}{\sigma_i} (\sigma(T_i) - \sigma_i) \right]^2} \quad (\text{II-4-6})$$

On répétera ces opérations avec différentes valeurs de i_{\min} et i_{\max} , c'est-à-dire dans divers domaines de températures.

2^{ème} cas : la conductivité suit une loi $\sigma = \sigma_0 + m T^s$, la procédure est alors simplifiée puisque l'équation est déjà linéaire.

Il suffit de poser $Y = \sigma$ et $X = T^s$, puis de faire pour chaque valeur de s l'ajustement par $Y = A + BX$ où $A = \sigma_0$ et $B = m$. On cherchera également à minimiser le Dev% défini par (II-4-6).

Notons enfin que, hormis les programmes informatiques liés à cette méthode du pourcentage de déviation, d'autres logiciels d'analyse numérique ont pu être utilisés pour la détermination des paramètres.

II-4.2. Régimes isolants

a) Etude à champ magnétique nul

La procédure de Zabrodskii développée dans le paragraphe II-4.1. a) a été mise en application sur les 4 échantillons. Les courbes $\text{Ln}[d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)]$ ont été reportées sur la figure II-16. Seules les courbes relatives à GaAs 101, GaAs 203 et GaAs 301 semblent présenter une pente significative.

Pour ces échantillons, cependant, il est difficile d'ajuster les points expérimentaux par une seule droite. Il apparaît en fait une température de transition T_c au delà de laquelle la pente est plutôt $p = -1/4$ et en dessous de laquelle p devient $-1/2$. Nous avons déjà évoqué au paragraphe I-3.2 a)β) l'éventualité d'un tel comportement.

Cela se confirme également lorsque nous analysons les données à l'aide de la méthode du pourcentage de déviation. En effet, si nous considérons dans un premier temps l'ensemble des points expérimentaux sur un large domaine comprenant les hautes et les basses températures, l'exposant p qui donne le minimum de Dev% sera compris entre 0,25 et 0,5. Répétant l'analyse en supprimant des points expérimentaux à haute température, on constate que le paramètre p tend vers 0,5, ce qui met en évidence un régime $T^{-1/2}$ à basse température. Une telle évolution est illustrée pour GaAs 101 sur la figure II-17 où la valeur minimale de

est illustrée pour GaAs 101 sur la figure II-17 où la valeur minimale de Dev% varie de 0,45 à 0,5 lorsque la température maximale passe de 7,8 à 2,1 K.

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 (Figure II-16). D'autre part, cette température dépend de la concentration en impuretés. Cela est prévisible puisque lorsqu'on se rapproche de la TMI, la largeur du gap de Coulomb diminue et la température en dessous de laquelle le régime de Efros-Shklovskii a lieu devient de plus en plus petite. Nous pouvons vérifier par exemple que $T_c(\text{GaAs 203}) < T_c(\text{GaAs 101})$.

Enfin, il peut paraître surprenant d'observer les effets du gap de Coulomb aussi près de la TMI. D'une part, cela constitue un argument en faveur d'une concentration critique n_c supérieure à la valeur de $1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ avancée habituellement (Maliepaard et coll. 1988, Tremblay et coll. 1989). D'autre part, le comportement en $T^{-1/2}$ est apparent à plus haute température que dans un matériau non compensé parce que la largeur du gap de Coulomb est fonction de la compensation K . En effet, selon Pollak et Ortuno (1985), Δ_{CG} varie comme $K^{1/3}(1-K)^{1/3}$ et passe par un maximum pour $K = 0,5$.

Pour chacun de nos échantillons, les valeurs de T_{Mott} et T_{ES} ont été extraites de la conductivité expérimentale dans les régimes asymptotiques de haute et basse température. La température T_c est déduite de l'intersection des deux droites correspondantes. On a comparé ces grandeurs à celles proposées par Rosenbaum (1991)

$$T_c = \frac{T_{ES}}{5,06} \quad \text{et} \quad \frac{T_{Mott}}{T_{ES}} = 81 \quad (\text{II-4-7})$$

Ces résultats sont regroupés dans le tableau II-5 ci dessous.

Echantillon	T_{Mott} (K)	T_{ES} (K)	T_c (K)	T_c théo. (K)	T_{Mott}/T_{ES}
GaAs 101	223	6,06	2,7	1,2	36,8
GaAs 301	85,47	2,96	1,7	0,6	28,9
GaAs 203	134,3	3,28	1,2	0,65	40,95

Tableau II-5

Il existe un facteur 2 à 3 entre les valeurs théoriques et expérimentales de T_c et de T_{Mott}/T_{ES} . Ce désaccord est probablement dû à la non-validité de l'expression (II-4-7) dans un semi-conducteur fortement compensé et si proche de la TMI. Le résultat dépend en effet des coefficients β et β_1 dans les équations (I-3-25) et (I-3-34).

b) Etude sous champ magnétique

Nous avons analysé la conductivité de nos échantillons sous champ magnétique en utilisant les mêmes procédures que précédemment. Les courbes de Zabrodskii relatives aux échantillons GaAs 101 et GaAs 203 pour différentes valeurs de champs ont été représentées respectivement sur les figures II-18 et II-19. L'analyse de ces courbes nous amène deux réflexions.

D'une part, à champ magnétique élevé, la température de transition T_c devient très supérieure à sa valeur en champ nul, de sorte qu'il devient progressivement impossible d'observer le régime en $T^{-1/4}$. En ce qui nous concerne, le champ à partir duquel on ne voit plus que le régime en $T^{-1/2}$ est $B = 4$ T dans GaAs 101 et $B = 2$ T dans GaAs 203. Le fait que ce dernier champ soit inférieur au premier n'est dû qu'à une carence de données expérimentales entre 1,2 et 4,2 K dans GaAs 203. L'ensemble des résultats obtenus sur GaAs 101 et GaAs 203 ainsi que les valeurs de T_c obtenues à l'aide de l'équation (II-4-7) apparaissent dans le tableau II-6.

L'augmentation de T_c avec le champ est compatible avec un élargissement du gap de Coulomb. Cela a été prévu par Tokumoto et coll. (1982) mais est en contradiction avec les derniers résultats de Shlimak et coll. (1992). Ces derniers mettent en évidence une décroissance de T_c avec B sur deux échantillons de Germanium dopés à l'Arsenic et faiblement compensés. Selon eux, l'effet du champ magnétique est de réduire la distance de saut

$$R_{hop}(T) \approx \xi \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \quad (II-4-8)$$

et T_c est la température pour laquelle

$$R_{hop}(T_c) = R_c = \frac{e^2}{\kappa \Delta_{CG}} \quad (II-4-9)$$

Si on considère que Δ_{CG} est une propriété intrinsèque du gap de Coulomb indépendante du champ magnétique, alors T_c varie comme $\xi(B)[T_0(B)]^p$ et diminue lorsque B augmente. Dans un matériau tel que le germanium, les orbites de Bohr sont naturellement petites et un champ magnétique intense s'avère nécessaire pour les réduire davantage. On comprend alors que Δ_{CG} soit insensible aux champs moyens.

Dans notre cas, au contraire, il semblerait que lorsque la magnétorésistance positive n'est plus négligeable, le champ magnétique élargisse le gap de Coulomb, réduisant ainsi la valeur de R_c et augmentant par conséquent la température T_c .

	Champ (T)	T_{Mott} (K)	T_{ES} (K)	T_c théo (K)	T_c exp (K)
GaAs 101	0	223	6,06	1,2	2,7
	0,6	150	4,98	1	2,6
	1	131	4,85	1	2,9
	1,5	121	4,93	1	3
	2	131	5,35	1,1	3,4
	2,5	193	6,67	1,3	3,6
	3	355	9,32	1,8	3,8
	4	-	18,6	3,7	-
	5	-	30	5,9	-
	5,8	-	43,8	8,7	-
GaAs 203	0	134,3	3,28	0,6	1,2
	0,6	86,73	2,66	0,5	1,3
	1	75,88	2,54	0,5	1,3
	1,5	68,71	2,58	0,5	1,5
	2	-	2,75	0,5	-
	2,5	-	2,96	0,6	-
	3	-	3,73	0,7	-
	4	-	6,38	1,3	-
	5	-	12,18	2,4	-
	5,8	-	17,64	3,5	-

Tableau II-6

Le deuxième point à soulever est le suivant : en champ magnétique élevé, l'exposant p peut devenir plus grand que 1/2 à très basse température. Cela apparaît sur les courbes de Zabrodskii relatives à GaAs 101 (Figure II-18), mais on en obtient surtout confirmation lorsqu'on analyse le Dev% en ne tenant compte que des basses

variations de $\text{Dev}\%$ en fonction de p pour différents champs magnétiques (Figure II-20). Nous remarquons que lorsque B atteint 4 T, le paramètre p passe de 0,5 à 0,64.

Cela peut être attribué à des erreurs de mesures (phénomène de "chauffage" des électrons à basse température). Cependant, on peut également attribuer ce phénomène à l'élargissement et la déformation du gap de Coulomb avec le champ magnétique. En effet, nous avons vu dans le paragraphe I-3.2.a)β) que l'exposant p était donné par $p = \frac{n+1}{n+4}$ où n provient du comportement de la densité d'états au niveau de Fermi (Expression I-3-35). Un coefficient $p = 0,64$ correspondrait à $n = 4,3$. Autrement dit, on passe d'un gap en forme de parabole à un puits dont le fond est carré (Schéma 10). En champ magnétique élevé, le gap de Coulomb aurait donc une forme plus complexe que celle prévue par Efros et Shklovskii.

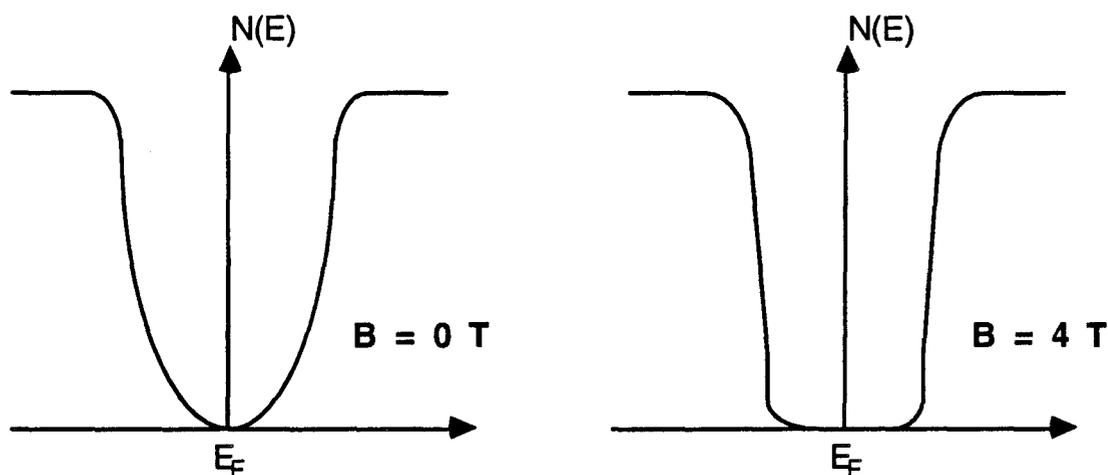


Schéma 10 : Déformation du gap de Coulomb avec le champ magnétique.

Notons que Möbius et Richter (1987a,b), alors qu'ils réalisaient une simulation numérique sur un système d'électrons localisés et interagissant par le biais du potentiel coulombien, trouvèrent une densité d'états qui décroît près du niveau de Fermi plus vite que ne le prévoient les études analytiques. Leurs résultats conduisent à un exposant $p \approx 0,55$.

c) Analyse de Aharony et coll.

Une façon plus universelle d'aborder cette transition entre les deux régimes a été récemment proposée par Aharony et coll. (1992). Selon eux, dans la totalité du domaine de température où le VRH domine, la résistivité est décrite par une loi d'échelle

$$\text{Ln}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = A f\left(\frac{T}{T_x}\right) \quad (\text{II-4-10})$$

où ρ_0 , A et T_x sont des paramètres dépendant de l'échantillon.

La fonction $f(x)$ est unique, ce qui permet de prendre en compte le passage progressif du VRH de Mott au VRH de Efros-Shklovskii.

Partant de la probabilité de saut entre deux sites i et j (Miller et Abrahams 1960) :

$$U_{ij} = v_0 \exp\left(-\frac{2r_{ij}}{\xi} - \frac{\varepsilon_{ij}}{kT}\right) \quad (\text{II-4-11})$$

et supposant que ε_{ij} est une combinaison des expressions données par Mott et Efros-Shklovskii pour l'énergie de saut :

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\alpha_1}{N_0(E_F) \frac{r_{ij}^3}{r}} + \frac{\alpha_2 e^2}{\kappa \frac{r_{ij}}{r}} \quad (\text{II-4-12})$$

où $N_0(E)$ est la densité d'états non-perturbée, Aharony et coll. trouvent que la distance optimale de saut R_{hop} est déterminée par :

$$\left(\frac{R_{\text{hop}}}{\xi}\right)^{-2} = \left(\frac{8}{3A}\right)^2 \left\{ \left(1 + \frac{T}{T_x}\right)^{1/2} - 1 \right\} \quad (\text{II-4-13})$$

et que la résistivité suit la loi (II-4-10) où $f(x)$ est définie par :

$$f(x) = \frac{1 + \frac{\sqrt{1+x} - 1}{x}}{(\sqrt{1+x} - 1)^{1/2}} \quad (\text{II-4-14})$$

Les constantes A et T_x ont également pu être exprimées :

$$A = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{6 \kappa \alpha_1}{\alpha_2 e^2 N_0(E_F) \xi^2}} \quad (\text{II-4-15})$$

et

$$T_x = \frac{\alpha_2^2 e^4 N_0(E_F) \xi}{24 k \alpha_1 \kappa^2} \quad (\text{II-4-16})$$

De plus, on vérifie facilement que la fonction $f(x)$ admet des expressions asymptotiques lorsque $x \gg 1$ et $x \ll 1$. On obtient pour la résistivité :

$$\text{Ln}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = A \left(\frac{T_x}{T}\right)^{1/4} \quad \text{si } T \gg T_x$$

(II-4-17)

et

$$\text{Ln}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = 2,12 A \left(\frac{T_x}{T}\right)^{1/2} \quad \text{si } T \ll T_x$$

Cela correspond bien aux deux régimes de Mott et de Efros-Shklovskii et nous amène à calculer les températures :

$$T_{\text{Mott}} = A^4 T_x$$

(II-4-18)

$$T_{\text{ES}} = 4,5 A^2 T_x$$

L'intérêt des relations (II-4-18) réside dans la possibilité, désormais, de déterminer de façon unique T_{Mott} et T_{ES} à partir de A et T_x , indépendamment des coefficients α_1 et α_2 qui varient d'une théorie à l'autre. En outre, l'ajustement de la relation (II-4-10) peut se faire sur l'ensemble du domaine de température qui est le siège d'une conduction par VRH. Contrairement à la méthode précédente, celle-ci nous a donc permis de déterminer T_{Mott} et T_{ES} jusqu'à $B = 5,8$ T dans les échantillons GaAs 101 et GaAs 203. De surcroît, ces valeurs sont plus fiables que celles du tableau II-6 puisque l'ajustement ne dépend plus du choix des limites.

Dans le tableau II-7, nous avons reporté les paramètres A, T_x , T_{Mott} et T_{ES} déduits de l'ajustement aux moindres carrés non-linéaires par la

relation (II-4-10) des données relatives à nos deux échantillons dans la gamme de température 0,3 - 4,2 K (Figures II-21 et II-22).

	Champ (T)	A	T_x (K)	T_{Mott} (K)	T_{ES} (K)
GaAs 101	0	5,0437	$2,91 \cdot 10^{-2}$	38,22	6,76
	0,6	4,2441	$6,83 \cdot 10^{-2}$	22,18	5,54
	1	3,6222	$9,16 \cdot 10^{-2}$	15,76	5,41
	1,5	2,4944	4,93	7,518	5,44
	2	1,7828	5,35	4,07	5,76
	2,5	1,8428	6,67	5,42	7,19
	3	1,9304	9,32	8,29	10,01
	4	2,7912	18,6	35,23	20,35
	5	3,2513	30	77	32,78
	5,8	4,5529	43,8	222,1	48,22
GaAs 203	0	9,038	$8,75 \cdot 10^{-3}$	58,38	3,22
	0,6	7,0403	$1,2 \cdot 10^{-2}$	29,41	2,67
	1	6,1432	$1,56 \cdot 10^{-2}$	22,21	2,65
	1,5	5,0947	$2,39 \cdot 10^{-2}$	16,09	2,79
	2	3,6174	$5,19 \cdot 10^{-2}$	8,89	3,06
	2,5	3,4369	$6,24 \cdot 10^{-2}$	8,7	3,31
	3	2,531	0,1402	5,75	4,04
	4	4,1781	$9,1 \cdot 10^{-2}$	27,74	7,15
	5	5,8997	$8,49 \cdot 10^{-2}$	102,91	13,3
	5,8	10,9825	$3,46 \cdot 10^{-2}$	503,58	18,79

Tableau II-7

En comparant les tableaux II-6 et II-7, nous remarquons que les valeurs de T_{ES} calculées par les deux méthodes sont du même ordre de grandeur. Ce n'est pas le cas de T_{Mott} , certainement à cause de l'influence du régime $T^{-1/2}$ sur le régime $T^{-1/4}$ dans un large domaine de T/T_x . La même remarque a été faite par Aharony et coll. (1992) concernant des échantillons de Sélénure de Cadmium dopés n.

Nous notons également que, contrairement à ce qui pourrait émerger de la relation (II-4-17), le paramètre T_x est bien inférieur à la température de transition T_c . En fait, Aharony et coll. ont mis en évidence que T_c doit être compris entre $4 T_x$ et $200 T_x$ et reste souvent proche de $200 T_x$. Par exemple, si nous calculons le rapport T_c/T_x à

$B = 0$ T, nous trouvons 46 Pour GaAs 101 et 69 pour GaAs 202, ce qui appartient bien à l'intervalle [4 ; 200].

Etant donné que ce modèle paraît plus rigoureux et plus pratique que celui utilisé dans les premiers paragraphes, les valeurs du tableau II-7 seront prises comme références et utilisées ultérieurement.

La largeur du gap de Coulomb Δ_{CG} peut être estimée par la relation (Zhang et coll. 1990) :

$$\Delta_{CG} \approx \left(\frac{T_{ES}^3}{T_{Mott}} \right)^{1/2} \quad (\text{II-4-19})$$

Sur la figure II-23, nous avons représenté les variations de Δ_{CG} avec le champ magnétique d'après les 2 méthodes sur GaAs 101 et GaAs 203. Les valeurs extraites de l'analyse de Aharony et coll. montrent que Δ_{CG} augmente avec le champ, comme l'avait laissé supposer l'étude de la température critique expérimentale $T_{c \text{ exp}}$.

Nous pouvons enfin vérifier que le gap de Coulomb est plus étroit dans GaAs 203 que dans GaAs 101, en accord avec la théorie.

II-4.3. Régime métallique

a) Etude à champ magnétique nul

L'analyse de Zabrodskii en champ nul (Figure II-16) révèle que l'échantillon GaAs 402 présente un comportement différent des trois autres. En effet, la courbe $\text{Ln}[d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)] = f(\text{Ln}(T))$ semble être une droite de pente nulle, ce qui correspond à une loi du type $\sigma = \sigma_0 + mT^s$ où on trouve $s \approx 0,24$.

Afin de confirmer ce résultat, nous avons mené une analyse du pourcentage de déviation en fonction de l'exposant s . Pour l'intervalle de température 0,3 - 4 K, la figure II-24 montre que $s = 0,21$ est le paramètre donnant le minimum de Dev%. Une telle valeur porte à croire que nous sommes plus près d'un régime métallique en $T^{1/3}$ que d'un régime en $T^{1/2}$.

Pour le même intervalle de température, nous avons reporté sur la même courbe le pourcentage de déviation correspondant à une loi du type VRH

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^s\right] \quad (\text{II-4-20})$$

Nous obtenons un exposant $s = 0,03$, trop petit pour être assimilé à la valeur $1/4$. D'autre part, nous avons déjà présenté plusieurs arguments en faveur d'un échantillon GaAs 402 métallique. Nous rejetons donc l'hypothèse d'un comportement de VRH dans celui-ci.

Dans le but d'affiner notre étude, nous allons à présent tester plusieurs lois pouvant être suivies par la conductivité du côté métallique de la TMI. La première de ces lois vient de l'idée d'une compétition entre longueurs d'échelle. En effet, Biskupski et coll. (1991) ont mis en évidence que le passage du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$ résulte du dépassement de la longueur d'interaction L_T par la longueur de corrélation ζ . Or, si ces deux longueurs restent du même ordre de grandeur dans tout un domaine de concentration ou de champ magnétique, les deux régimes peuvent coexister.

A l'aide d'un logiciel d'analyse numérique, la relation suivante a donc été comparée aux données expérimentales :

$$\sigma = \sigma_0 + m_1 T^{1/2} + m_2 T^{1/3} \quad (\text{II-4-21})$$

L'ajustement est possible mais le coefficient m_1 est négatif, ce qui est anormal lorsqu'on se rapproche de la TMI, où les interactions d'échange sont prépondérantes par rapport à celles de Hartree. De plus, si on ne considère que les températures inférieures à 1 K, on obtient $\sigma_0 < 0$ et cela n'a pas de sens physique. L'expression (II-4-21) ne s'applique donc pas à notre échantillon.

Une autre expression de la conductivité fut proposée par Kaveh et Mott (1981) dans le cadre d'un désordre faible, c'est-à-dire dans le régime franchement métallique ($k_F l_0 \gg 1$). Dans ce cas, les corrections dues à la localisation faible et aux interactions électron-électron sont indépendantes et additives et la conductivité prend la forme

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2} + bT^{p/2} \quad (\text{II-4-22})$$

où le terme $mT^{1/2}$ vient des interactions et le terme $bT^{p/2}$ est une correction de localisation faible provenant de la variation du temps de diffusion inélastique avec la température

$$\tau_e = AT^{-p} \quad (\text{II-4-23})$$

L'exposant p peut prendre les valeurs 2, 3/2 ou 1 selon proximité relative de la TMI. Dans l'expression (II-4-22), le coefficient m peut être positif ou négatif mais b doit être positif en l'absence de diffusion spin-orbite.

La conductivité mesurée de 0,3 à 1 K a été ajustée par (II-4-22) en conservant les paramètres m et b positifs. Pour toutes les valeurs de p possibles, on obtient alors $b = 0$ et

$$\sigma(T) = 1,061 + 1,296 T^{1/2} (\Omega.cm)^{-1} \quad (\text{II-4-24})$$

Par acquis de conscience, nous avons également essayé une loi analogue à (II-4-22) correspondant au régime en $T^{1/3}$:

$$\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/3} + bT^{p/2} \quad (\text{II-4-25})$$

Le résultat est identique, à savoir un coefficient $b = 0$, ce qui est normal puisque dans ce régime, les interactions électron-électron sont prépondérantes.

Etant donnés les résultats obtenus dans les différentes analyses, soit un exposant s plus proche de 1/3 que de 1/2 et un paramètre b trouvé nul dans les expressions (II-4-22) et (II-4-25), nous transigerons en faveur d'un régime simple en $T^{1/3}$ et la conductivité à champ nul sera donnée par

$$\sigma(T) = 0,554 + 1,7975 T^{1/3} (\Omega.cm)^{-1} \quad (\text{II-4-26})$$

La valeur expérimentale du coefficient m peut être comparée à celle avancée par Altshuler et Aronov (1983)

$$m = \frac{e^2}{h} \left[\frac{2}{g_c} N(E_F) k \right]^{1/3} \quad (\text{II-4-27})$$

Nous utilisons pour cela la conductance critique $g_c = 1/3\pi^2 \approx 0,03$ déterminée par Kaveh et Mott (1987) et utilisée par Newson et Pepper (1986) pour calculer la densité d'états au niveau de Fermi dans l'approximation des électrons libres.

$$N(E_F) = \frac{m^* k_F}{\pi^2 \hbar^2} \quad (\text{II-4-28})$$

avec $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$, soit $N(E_F) = 5,2 \cdot 10^{43} \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-3}$.

On obtient $m_{\text{théo}} = 228 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$, ce qui est comparable à la valeur expérimentale $m_{\text{exp}} = 179,75 (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ si on tient compte de l'approximation utilisée. En fait, la valeur un peu faible de m_{exp} peut être expliquée par la décroissance de la densité d'états au niveau de Fermi à cause des interactions électron-électron (cf Chapitre I). La véritable valeur de $N(E_F)$, calculée à partir de l'expression (II-4-27), est égale à $N(E_F) = 2,55 \cdot 10^{43} \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-3}$. Cette quantité, ainsi que l'équation (I-3-74) et la donnée de $\sigma(T=0)$ nous permet d'accéder à la longueur de corrélation à champ nul $\zeta = 2,93 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, laquelle peut être comparée à la longueur d'interaction proposée par Altshuler et Aronov (1983) :

$$L_T = (kT N(E_F))^{-1/3} = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ m} \quad \text{à } T = 0,32 \text{ K.}$$

Nous pouvons ainsi vérifier que, dans le domaine de température $T > 0,32 \text{ K}$, la longueur de corrélation est supérieure à la longueur d'interaction. La compétition entre ces deux longueurs d'échelle a pour conséquence le passage du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$ et l'inégalité $\zeta > L_T$ correspond bien au régime en $T^{1/3}$.

b) Etude sous champ magnétique

L'analyse de la conductivité à basse température pour $B \geq 0,6 \text{ T}$ à l'aide de la méthode de Zabrodskii (Figure II-25) montre que le régime paraît être de type métallique en $T^{1/3}$ jusqu'à $B \approx 1,5 \text{ T}$. Au-delà de cette valeur de champ, on observe un régime de VRH en $T^{-1/4}$ puis un passage progressif au régime de VRH en $T^{-1/2}$, mettant ainsi en évidence une transition métal-isolant au champ critique B_c compris entre 1,5 et 2 T. Une étude du pourcentage de déviation dans les deux régimes métallique et isolant confirme l'ensemble de ces observations quoique, dans la région des champs supérieurs à 1,5 T, la conductivité reste difficilement décrite par une seule et unique loi.

Cependant, une représentation de σ en fonction $T^{1/3}$ à champ élevé (Figure II-26) montre que l'existence de ce régime jusqu'au champ maximal n'est pas impossible. La variation du terme σ_0 dans l'expression $\sigma = \sigma_0 + mT^{1/3}$ en fonction du champ magnétique a été représentée sur la

figure II-27. Une croissance de ce paramètre jusqu'à 1,5 T, suivie d'une décroissance nous amène à émettre des doutes sur une valeur de B_c pour laquelle σ_0 serait maximum.

D'autre part, cette valeur de champ correspond à basse température à une région de magnétorésistance négative (Figure III-1). Or, la TMI est un phénomène lié à la compression des orbites de Bohr par le champ et ne peut donc avoir lieu que quand la magnétorésistance est positive.

Nous pouvons donc conclure que le champ critique est supérieur à 1,5 T. D'après la figure II-27, à une valeur approximative de champ $B_c \approx 4,3$ T correspond un σ_0 effectivement nul. Selon les théories d'échelle, cela nous donne le véritable champ critique pour la TMI. La conduction pour $B < B_c$ ne peut alors se faire que dans le régime métallique en $T^{1/3}$.

Enfin, à l'observation de la figure II-26, nous remarquons que le régime en $T^{1/3}$ semble persister du côté isolant de la TMI. Un tel comportement a été proposé par Zvyagin (1983) et observé par Newson et Pepper (1986) dans GaAs ainsi que par El Kaaouachi (1992) dans InP.

Zvyagin (1983) utilise l'équation d'échelle à un paramètre de Abrahams et coll. (1979) dans la région critique de la TMI :

$$\sigma \approx \frac{g_c e^2}{\hbar L} \quad (\text{II-4-29})$$

où L est la longueur caractéristique de l'échantillon.

Lorsque L est finie, on doit la remplacer par la longueur de diffusion inélastique L_e qui s'exprime en fonction du temps de diffusion inélastique :

$$L_e = \sqrt{D \tau_e} \quad (\text{II-4-30})$$

Dans la région critique où τ_e varie comme T^{-1} , on obtient, en éliminant la constante de diffusion D grâce à la relation d'Einstein (I-3-68), la dépendance de la conductivité.

$$\sigma \sim T^{1/3} \quad (\text{II-4-31})$$

Cette dépendance est valable des deux côtés de la TMI. Dans la phase isolante, ce comportement peut être expliqué en terme de saut à distance non-optimale.

Dans le régime conventionnel de saut à distance variable, la longueur optimale de saut est donnée par Mott (1974)

$$R_{\text{hop}} = \left[\frac{\xi}{N(E_F) kT} \right]^{1/4} \quad (\text{II-4-32})$$

A la TMI, cette distance diverge donc comme la longueur de localisation ξ et peut dépasser la longueur de diffusion inélastique L_e . Sous de telles conditions, les sauts se feront aux plus proches sites thermiquement accessibles séparés par la distance

$$L_{\text{site}} = [N(E_F) kT]^{-1/3} \quad (\text{II-4-33})$$

Reportant cette longueur dans l'équation (II-4-29), on retrouve une conductivité du type (II-4-31).

Dans GaAs 402, pour le champ magnétique immédiatement supérieur au champ critique, c'est-à-dire pour $B = 5$ T, l'analyse par le pourcentage de déviation constitue un argument pour un régime de VRH en $T^{-1/2}$. Cette hypothèse est cependant gênante car nous serions alors passé d'un régime métallique à un régime de VRH en $T^{-1/2}$ sans rencontrer de conduction par saut à distance non-optimale ni de conduction par VRH en $T^{-1/4}$. Nous préférons donc conserver l'éventualité d'une conductivité en $T^{1/3}$ en argumentant notre choix par le fait que beaucoup de lois mathématiques peuvent fonctionner dans cette région de la TMI, mais une seule est physiquement acceptable.

II-4.4. Classification

A l'aide des analyses précédentes, nous pouvons à présent classer les divers échantillons en fonction de leur comportement à basse température et proposer une valeur pour la concentration critique n_c .

L'échantillon GaAs 402, de concentration $n = 2,9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et déjà classé du côté métallique de la TMI (paragraphe II-1.2.), présente une conductivité en $T^{1/3}$ mettant en évidence la proximité de la transition. Les trois autres échantillons ont un caractère isolant et parmi ceux-ci, le plus proche de la TMI possède une concentration en porteurs

$n = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La concentration critique est donc encadrée par ces deux valeurs.

Plusieurs auteurs ayant travaillé sur GaAs ont proposé différentes valeurs de n_c . La valeur théorique principale déduite du critère de Mott (expression II-1-3) est estimée à $n_c = 1,55 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Elle a été trouvée expérimentalement par Tremblay et al. (1989) pour des échantillons faiblement compensés. Cependant, étant donné ce qui a été dit précédemment, nous préférierions une concentration critique plus proche de $2,9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Selon Mott et Davis (1979), un effet de la compensation consiste à abaisser le niveau de Fermi et à augmenter l'énergie E_c du front de mobilité. Dans ces conditions, la TMI a lieu pour une concentration supérieure à sa valeur initiale. Rentzsch et coll. (1986) puis Friedland et coll. (1990) ont travaillé sur des échantillons de GaAs de compensations comparables aux nôtres. Nous adopterons par conséquent la concentration critique qu'ils proposent, à savoir $n_c \approx 2,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

L'observation de la Figure II-27 montre que lorsque le champ magnétique augmente, l'échantillon GaAs 402 pénètre plus profondément dans le régime métallique, puis se rapproche de la TMI jusqu'à devenir isolant en $B_c \approx 4,3 \text{ T}$. Ce phénomène peut facilement être attribué à la magnétorésistance négative qui existe aussi bien dans les isolants que dans les métaux et n'est pas sans rappeler le diagramme de phase proposé par Shapiro (1984) et représenté sur le schéma 11. Dans ce diagramme, il est possible pour un échantillon isolant situé très près de la TMI de subir une transition Isolant-Métal suivie d'une transition Métal-Isolant. Nous ne possédons pas de tel échantillon, ce qui renforce l'idée d'une concentration critique bien supérieure à $1,6 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

La grandeur Δ mesure la proximité relative du front de mobilité et du niveau de Fermi :

$$\Delta \approx \frac{E_F - E_c}{E_c} \quad (\text{II-4-34})$$

et peut donc être traduite en terme de concentration en porteurs.

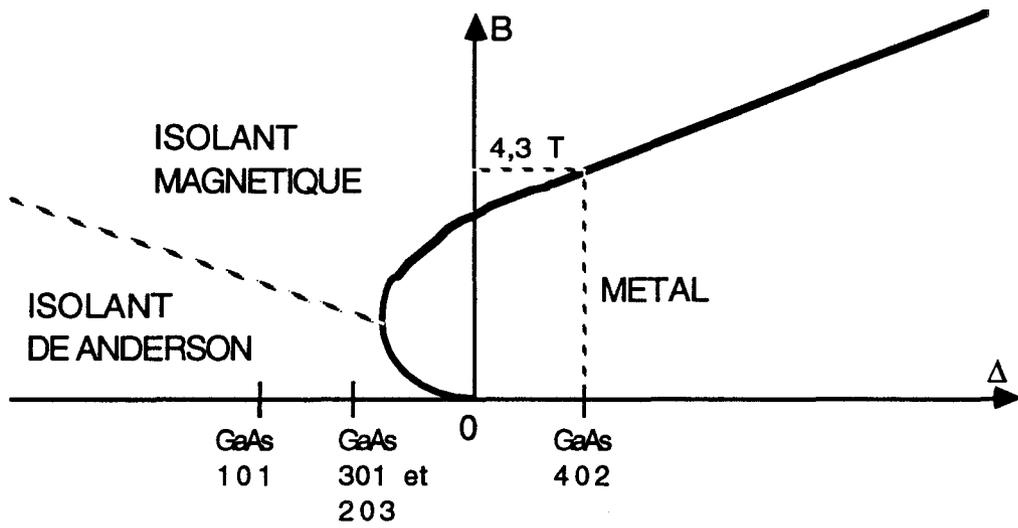


Schéma 11 : Diagramme de Shapiro pour la TMI

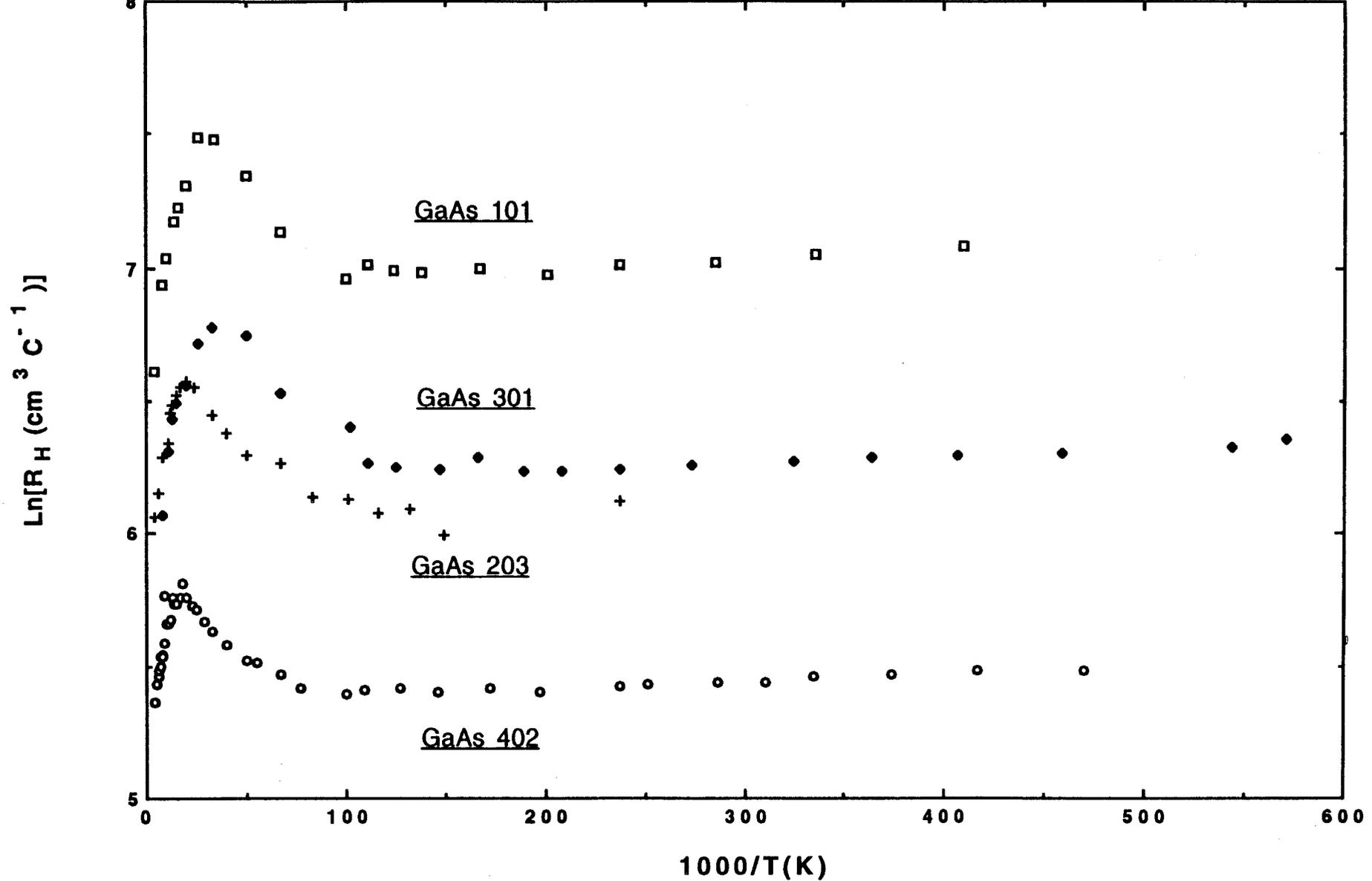


Figure II-1 : Variation de la constante de Hall en fonction de l'inverse de la température.

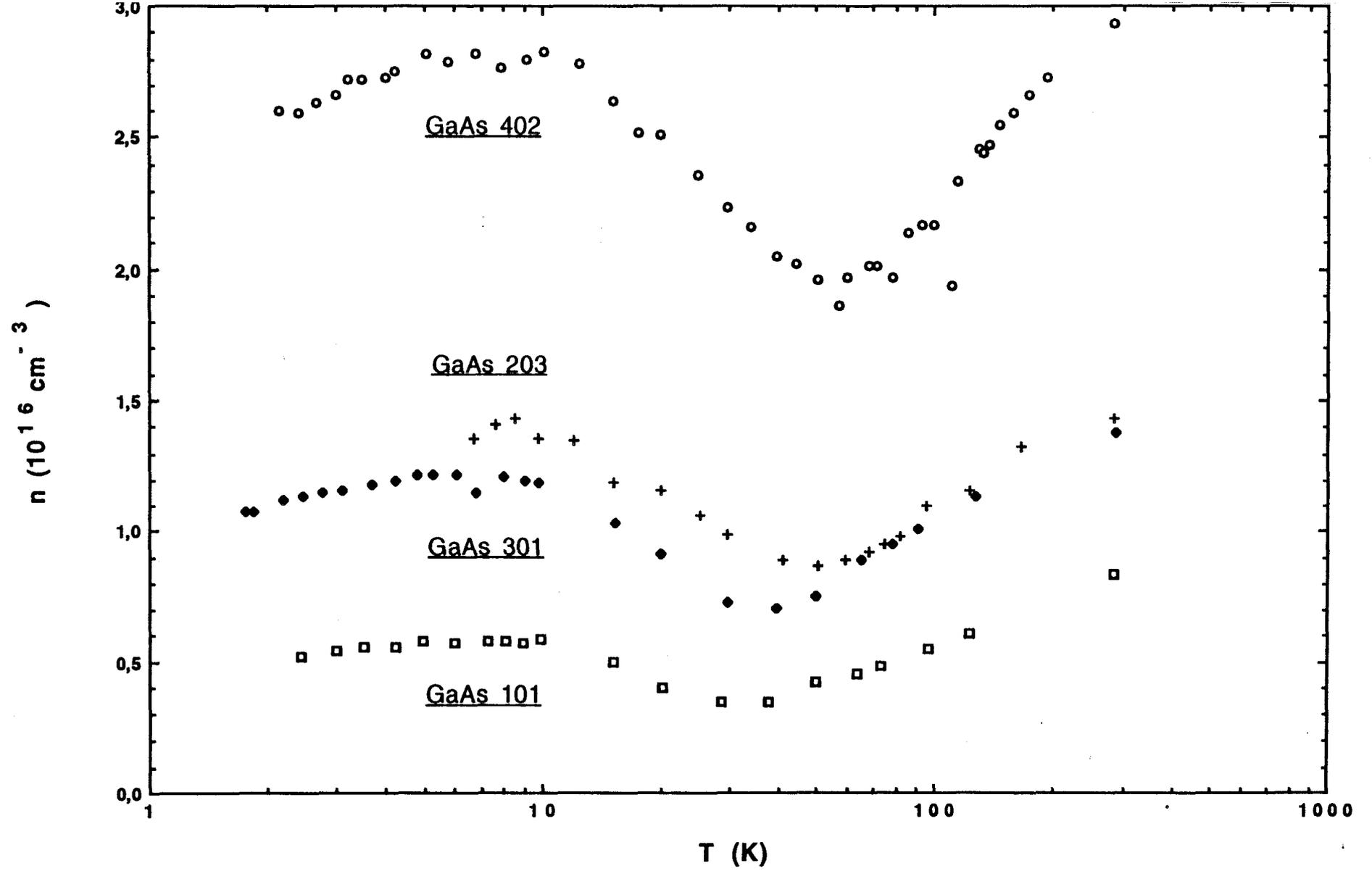


Figure II-2 : Variation de la concentration en impuretés avec la température.

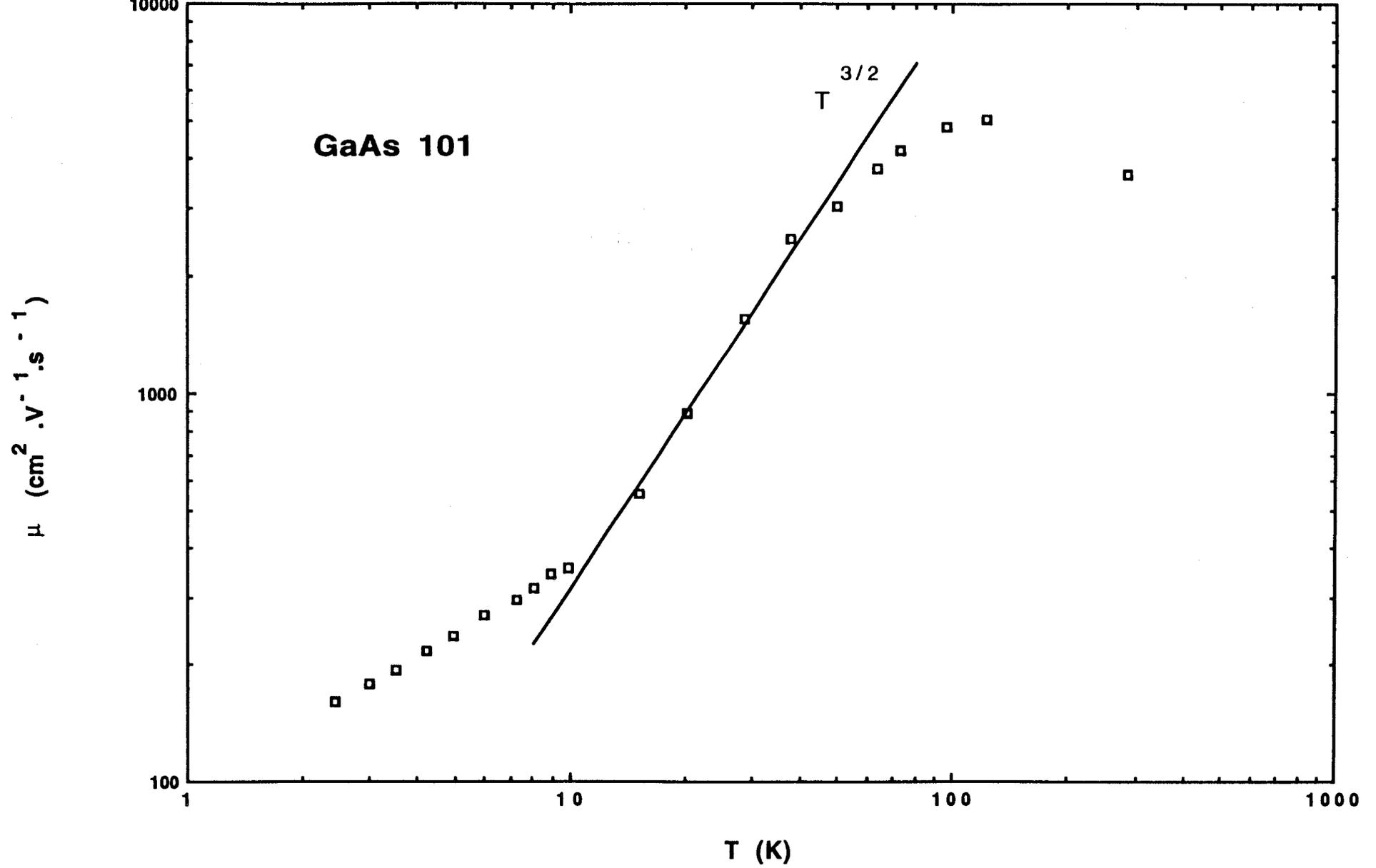


Figure II-3 : Variation de la mobilité avec la température dans GaAs 101.

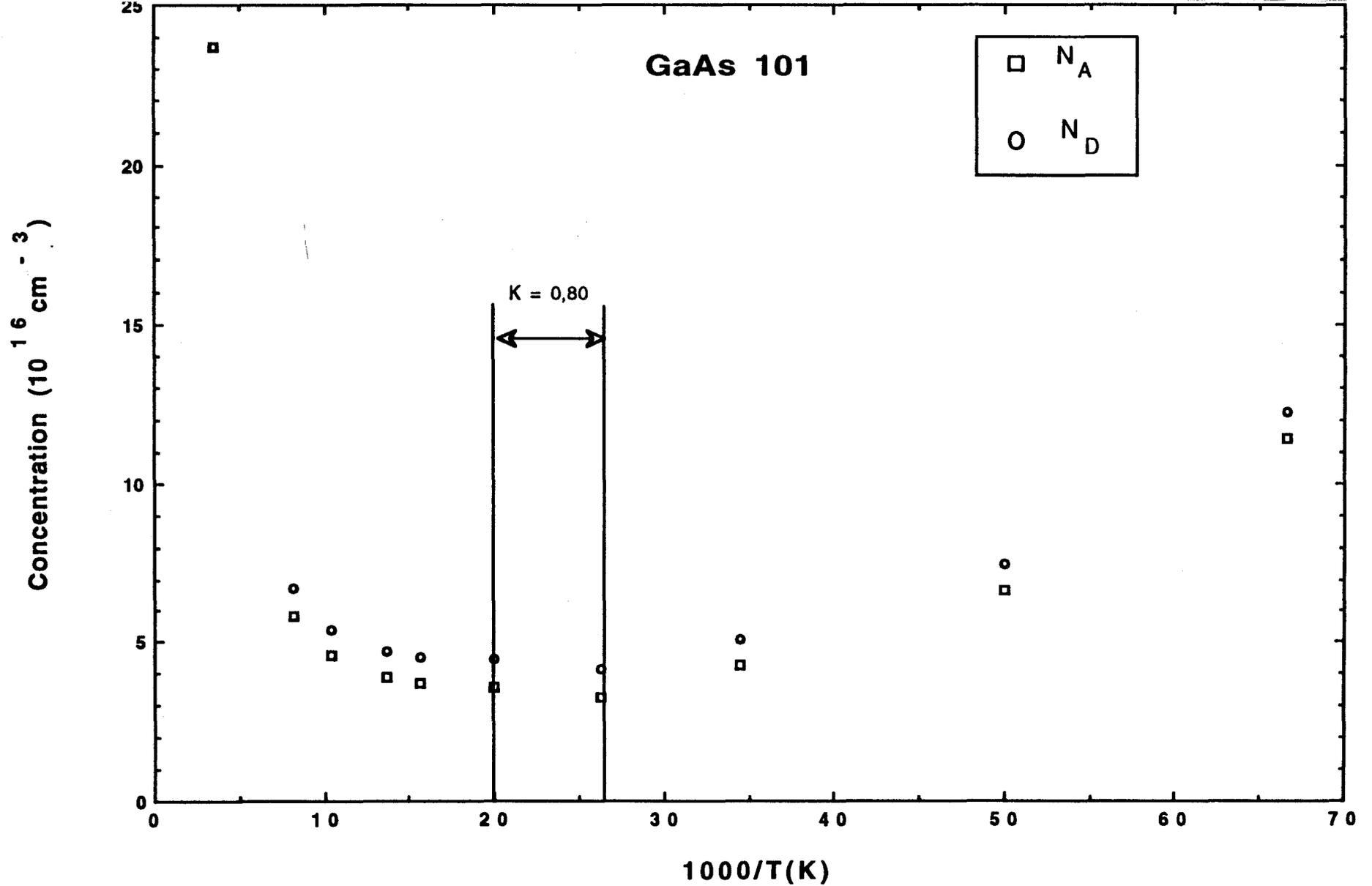


Figure II-4 : Variation avec l'inverse de la température des concentrations en accepteurs et en donneurs issues de l'analyse de Brooks-Herring dans GaAs 101.

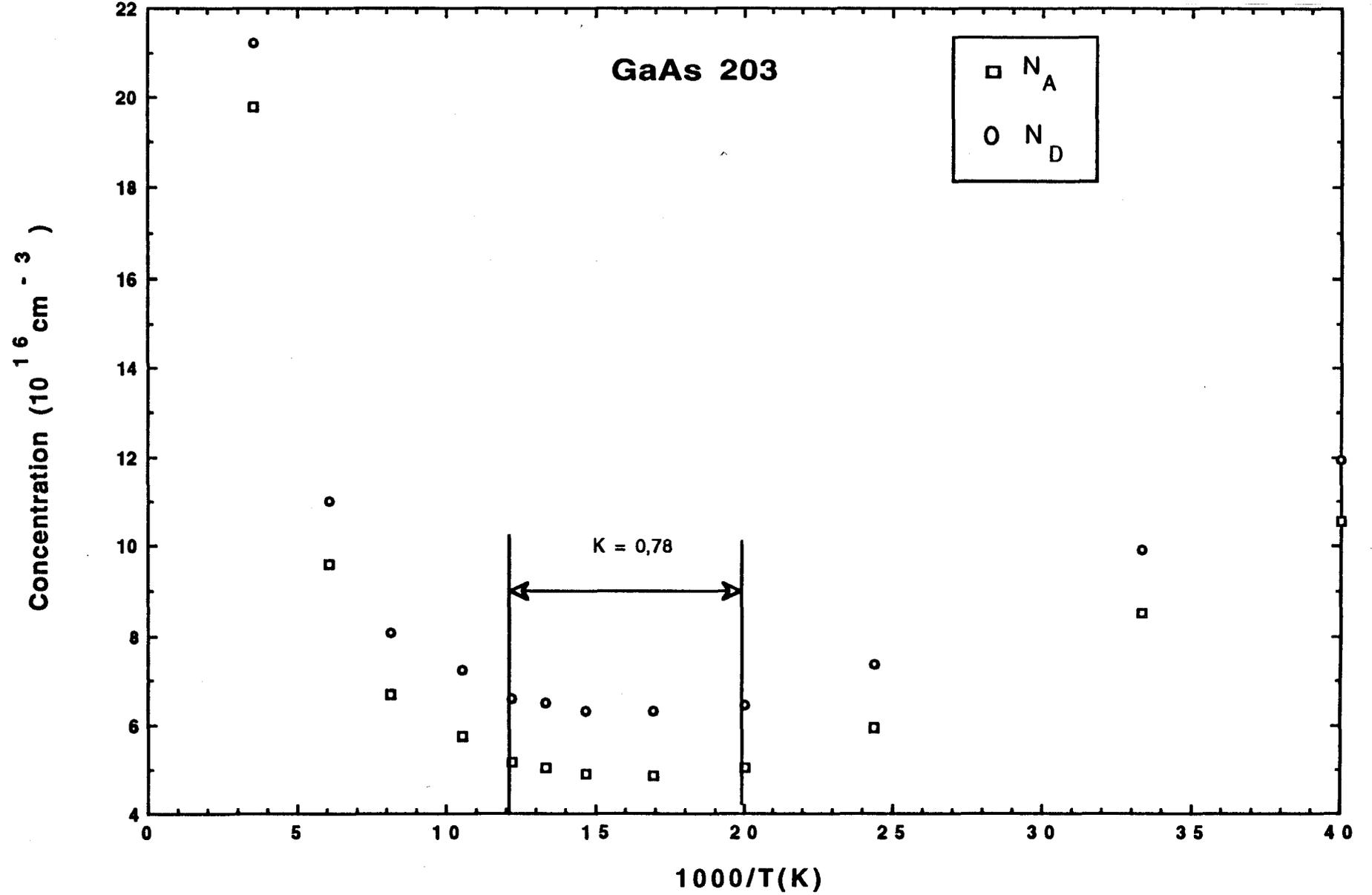


Figure II-5 : Variation avec l'inverse de la température des concentrations en accepteurs et en donneurs issues de l'analyse de Brooks-Herring dans GaAs 203.

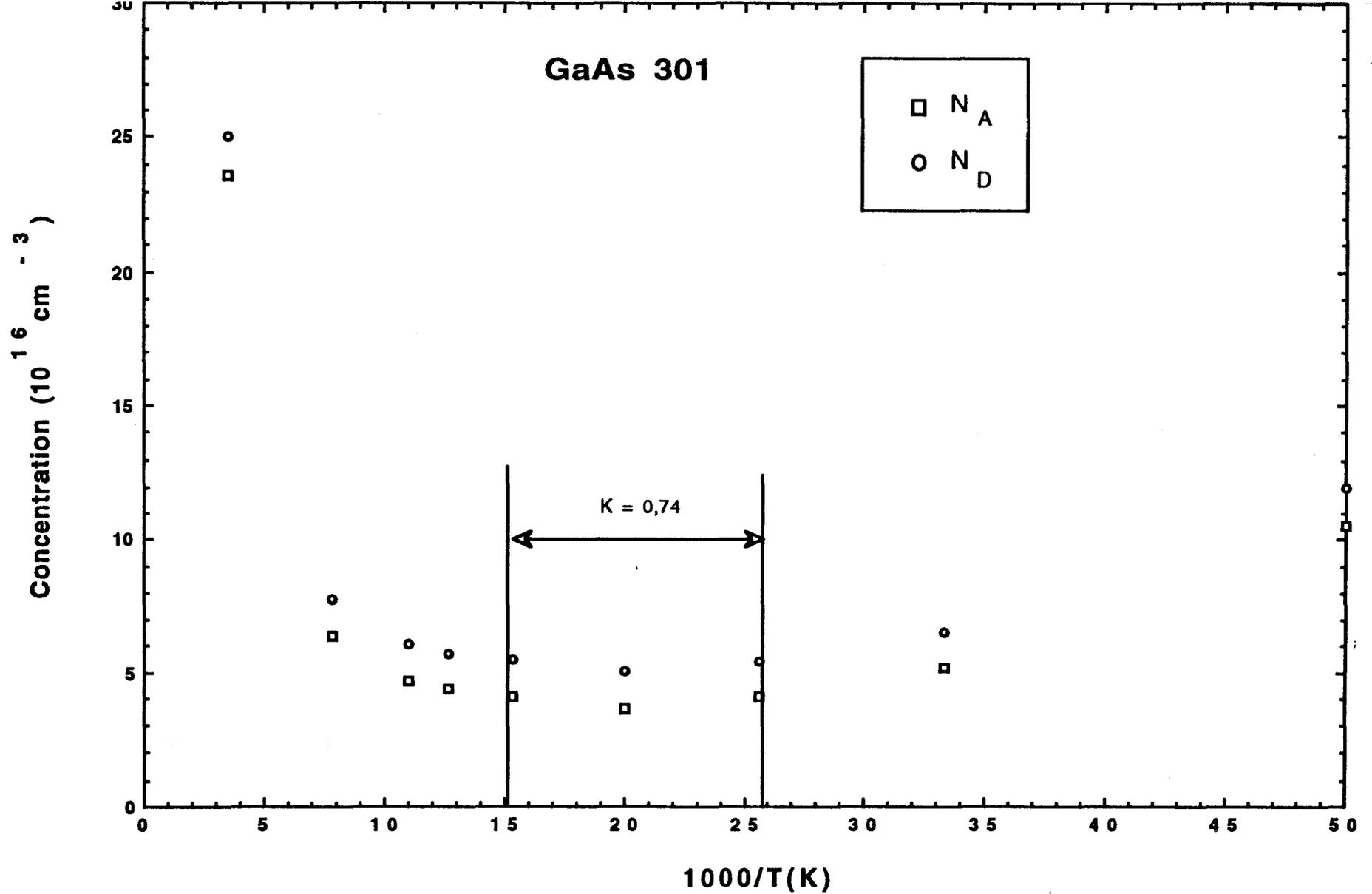


Figure II-6 : Variation avec l'inverse de la température des concentrations en accepteurs et en donneurs issues de l'analyse de Brooks-Herring dans GaAs 301.

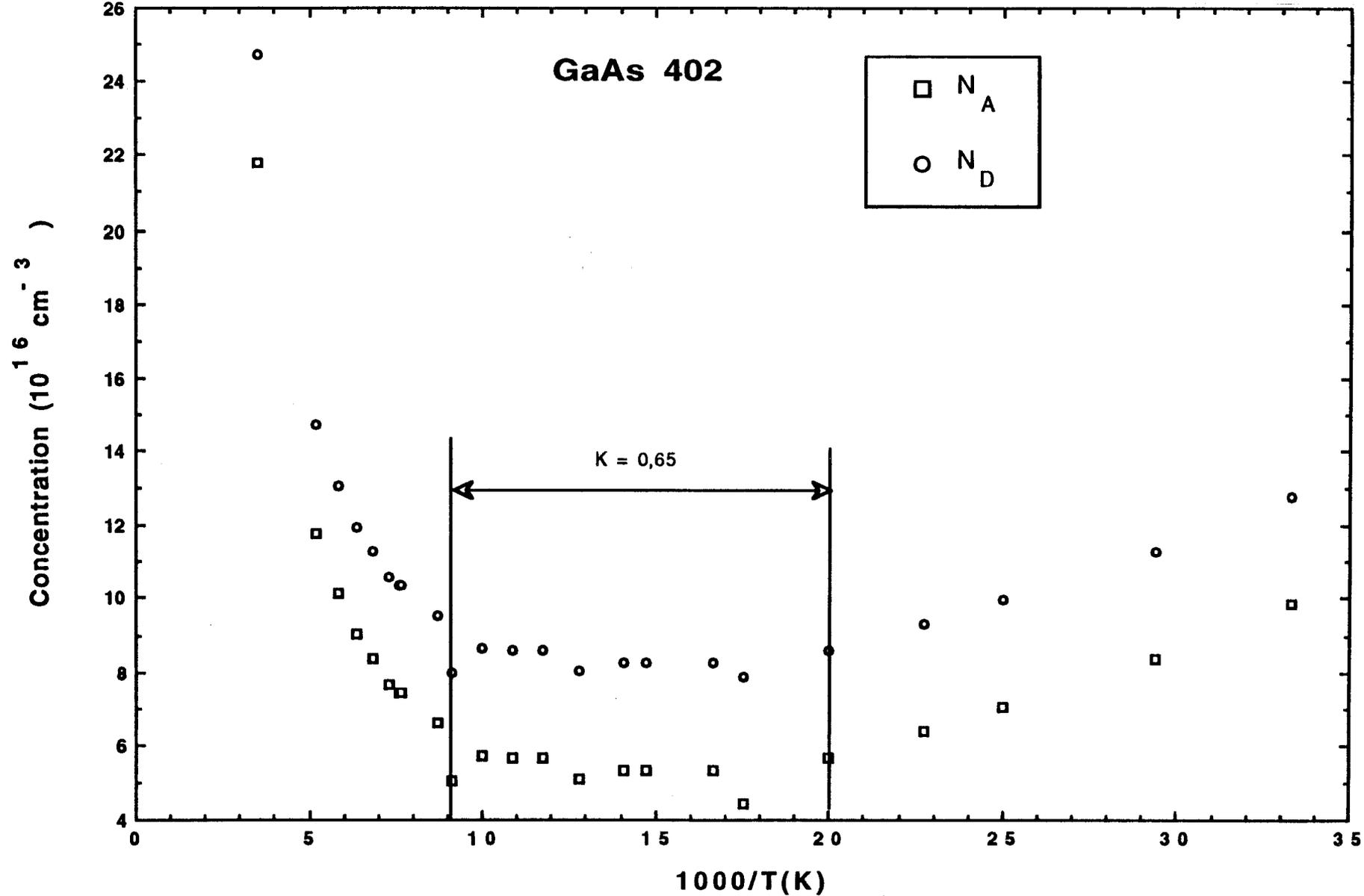


Figure II-7 : Variation avec l'inverse de la température des concentrations en accepteurs et en donneurs issues de l'analyse de Brooks-Herring dans GaAs 402.

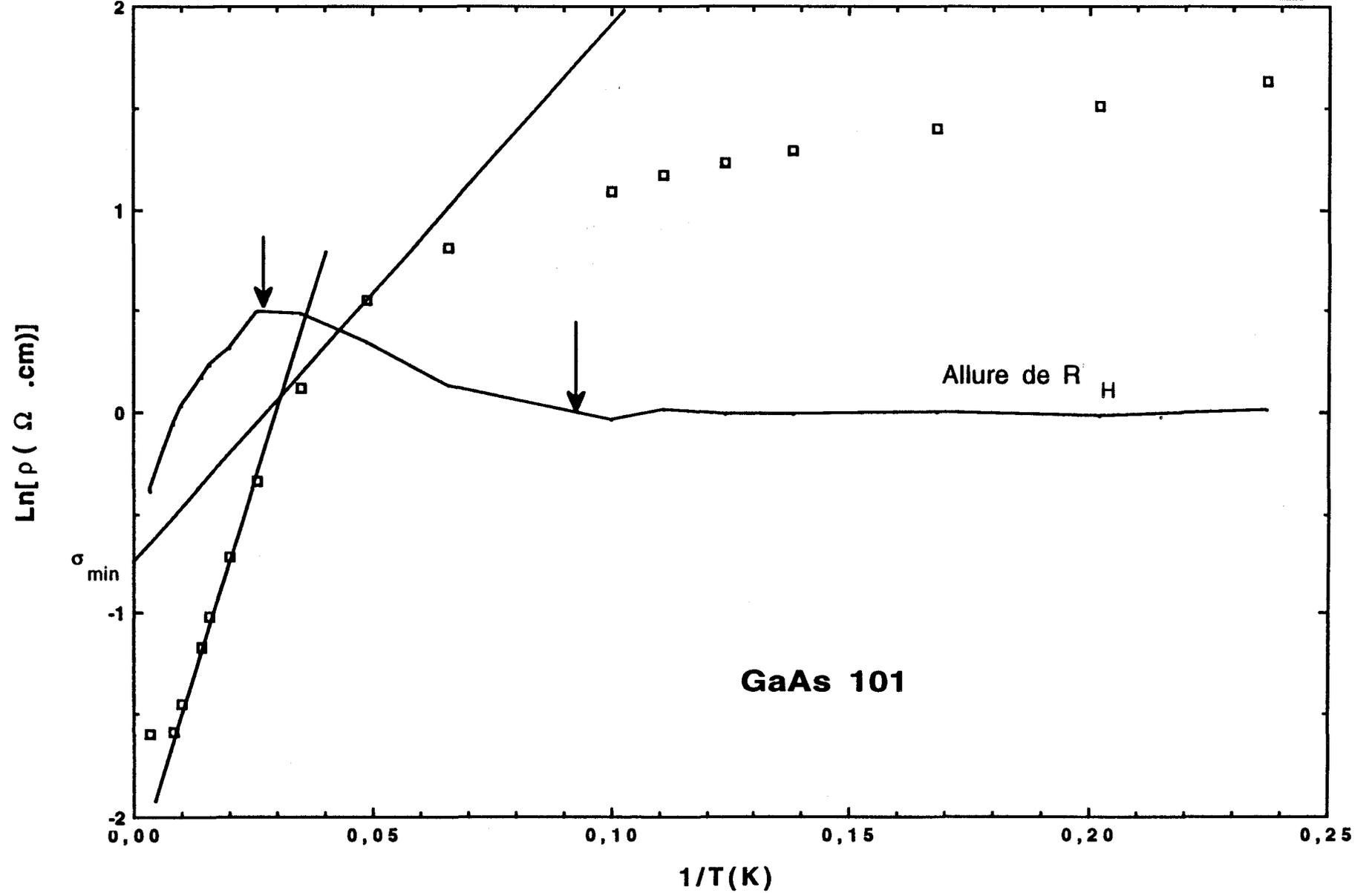


Figure II-8 : Variations de $\ln(\rho)$ et de R_H avec l'inverse de la température pour GaAs 101. Régimes ϵ_1 et ϵ_2 .

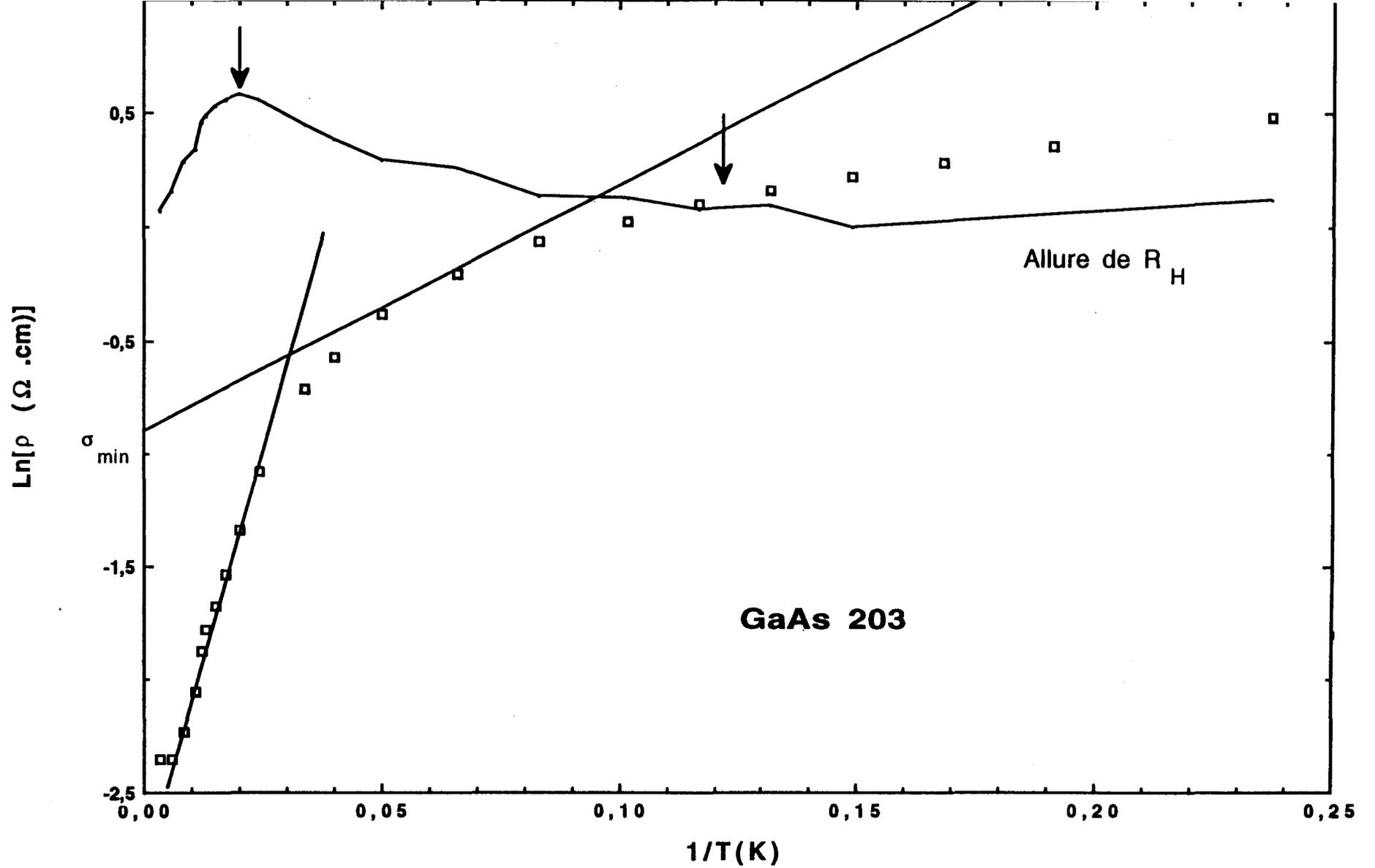


Figure II-9 : Variations de $\ln(\rho)$ et de R_H avec l'inverse de la température pour GaAs 203. Régimes ϵ_1 et ϵ_2 .

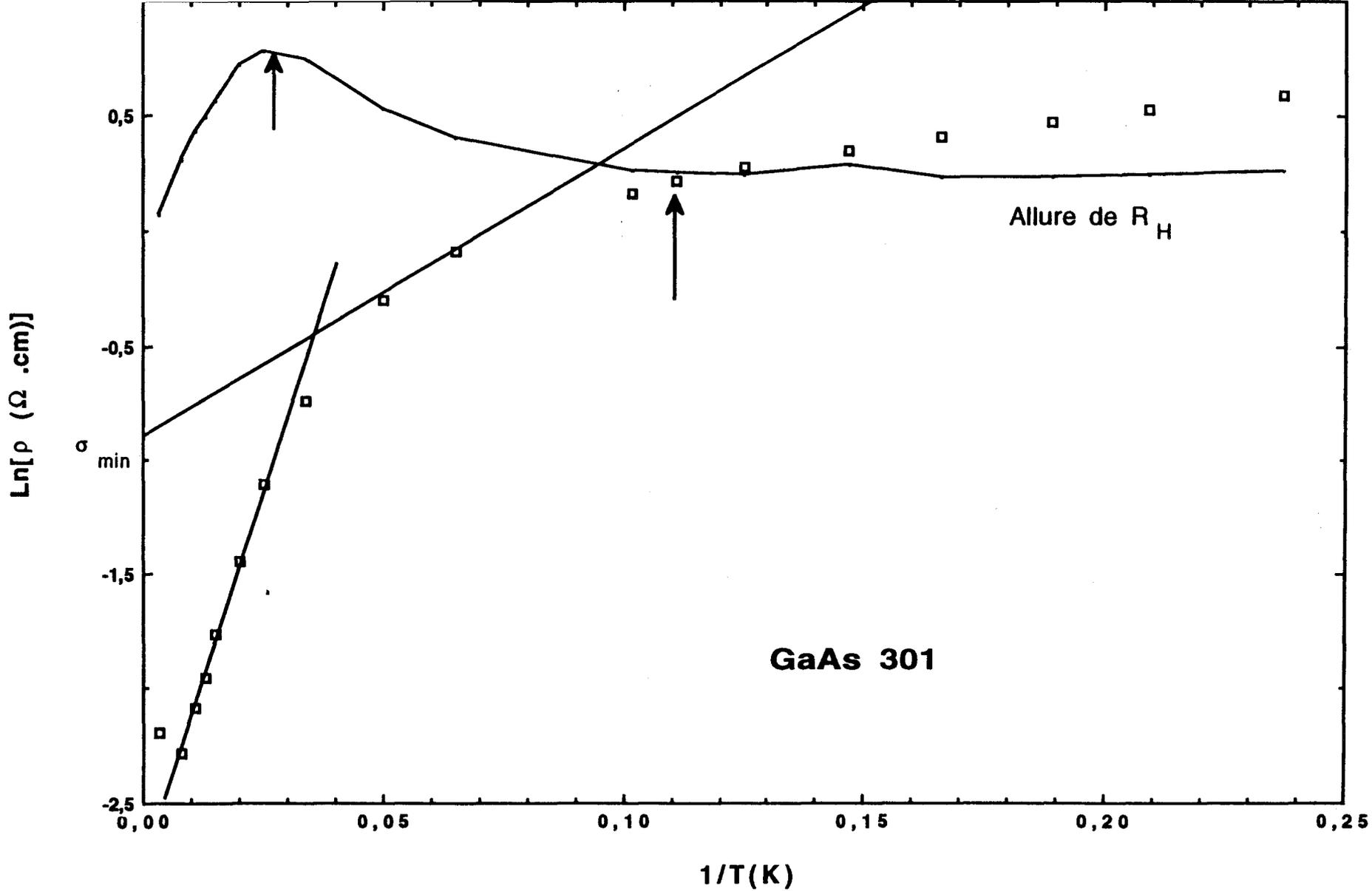


Figure II-10 : Variations de $\ln(\rho)$ et de R_H avec l'inverse de la température pour GaAs 301. Régimes ϵ_1 et ϵ_2 .

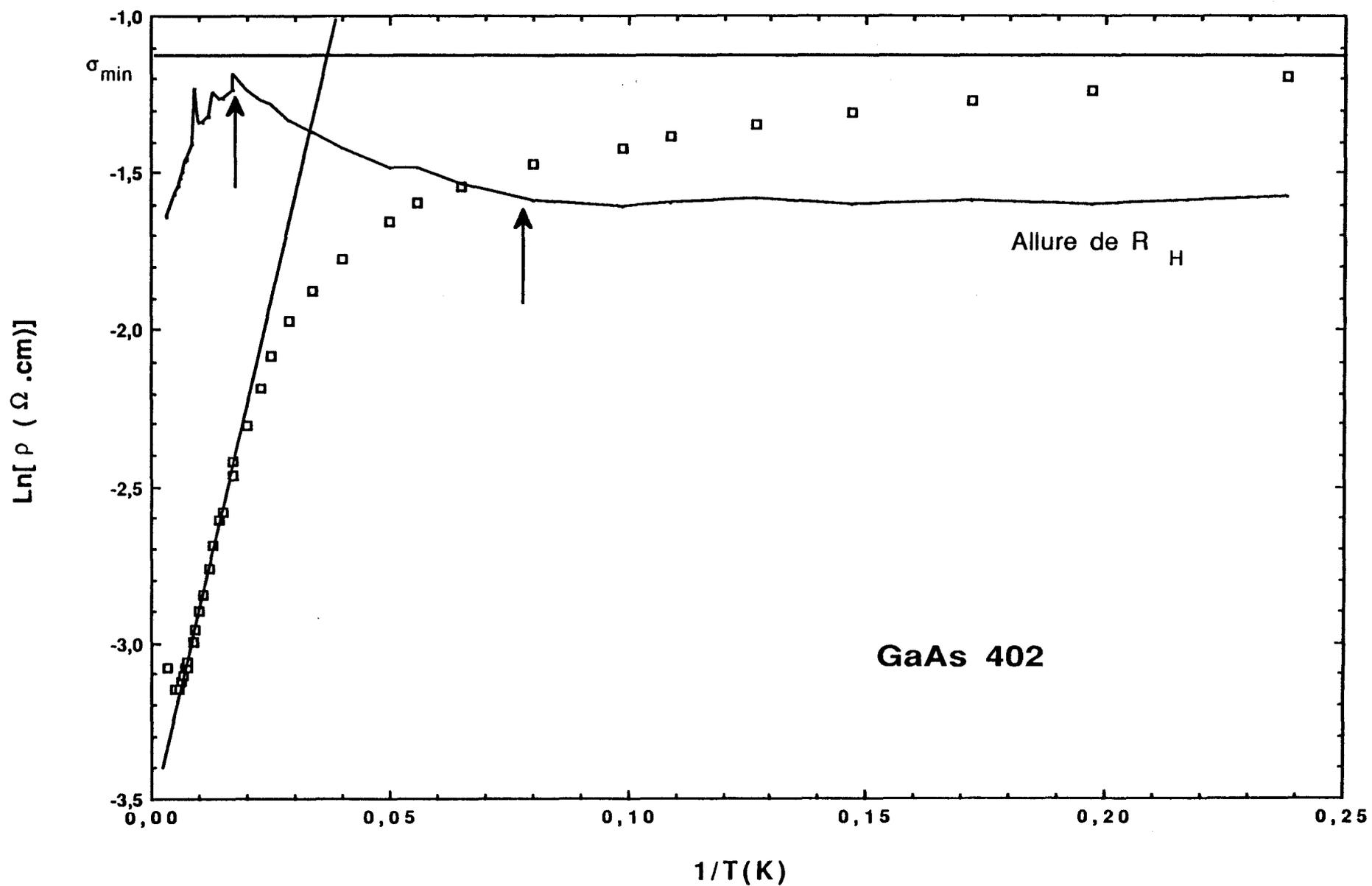


Figure II-11 : Variations de $\ln(\rho)$ et de R_H avec l'inverse de la température pour GaAs 402. Régime ϵ_1 et absence de régime ϵ_2 .

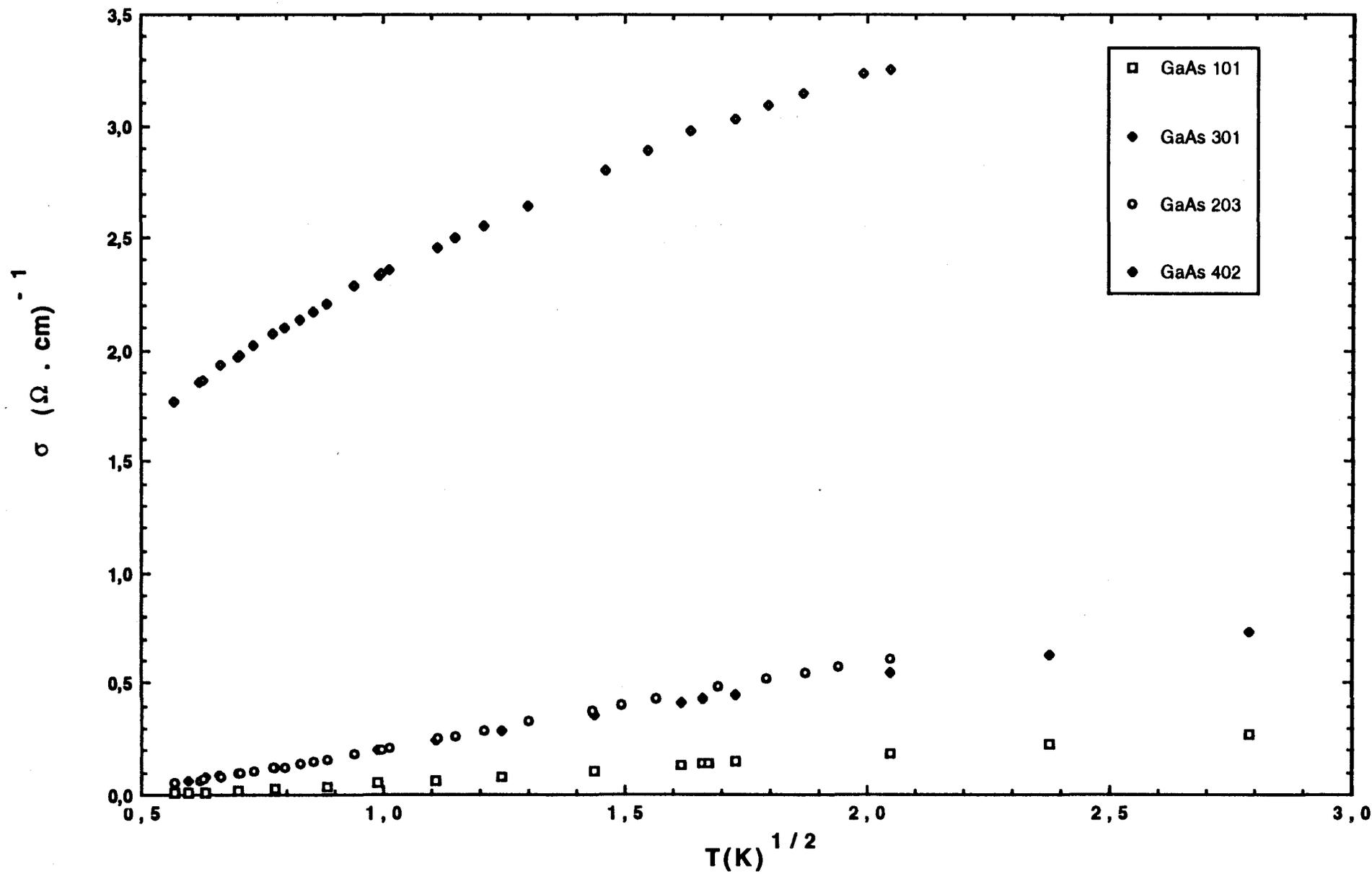


Figure II-12 : Variation de σ en fonction de $T^{1/2}$ à champ nul pour les quatre échantillons.

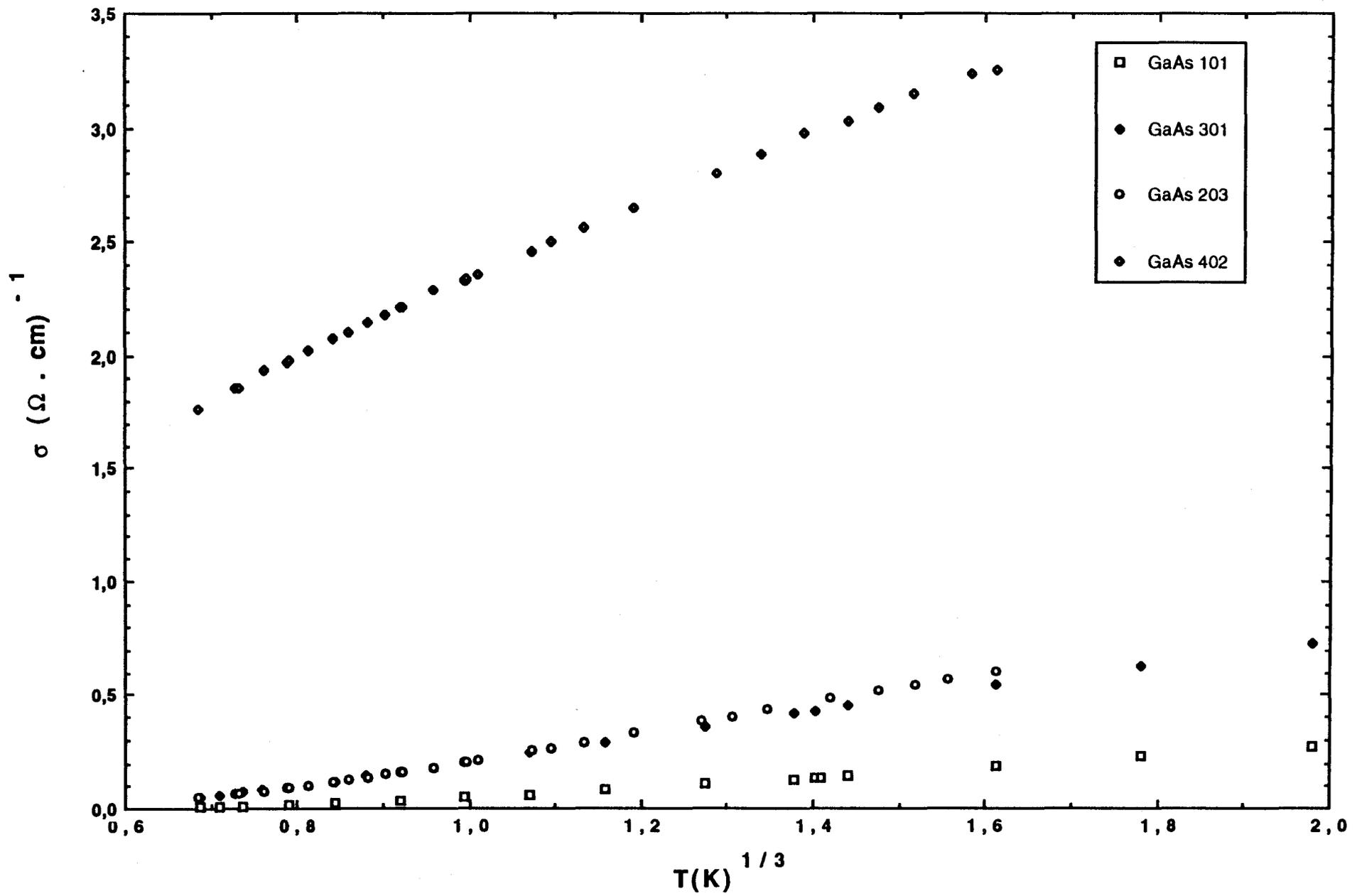


Figure II-13 : Variation de σ en fonction de $T^{1/3}$ à champ nul pour les quatre échantillons.

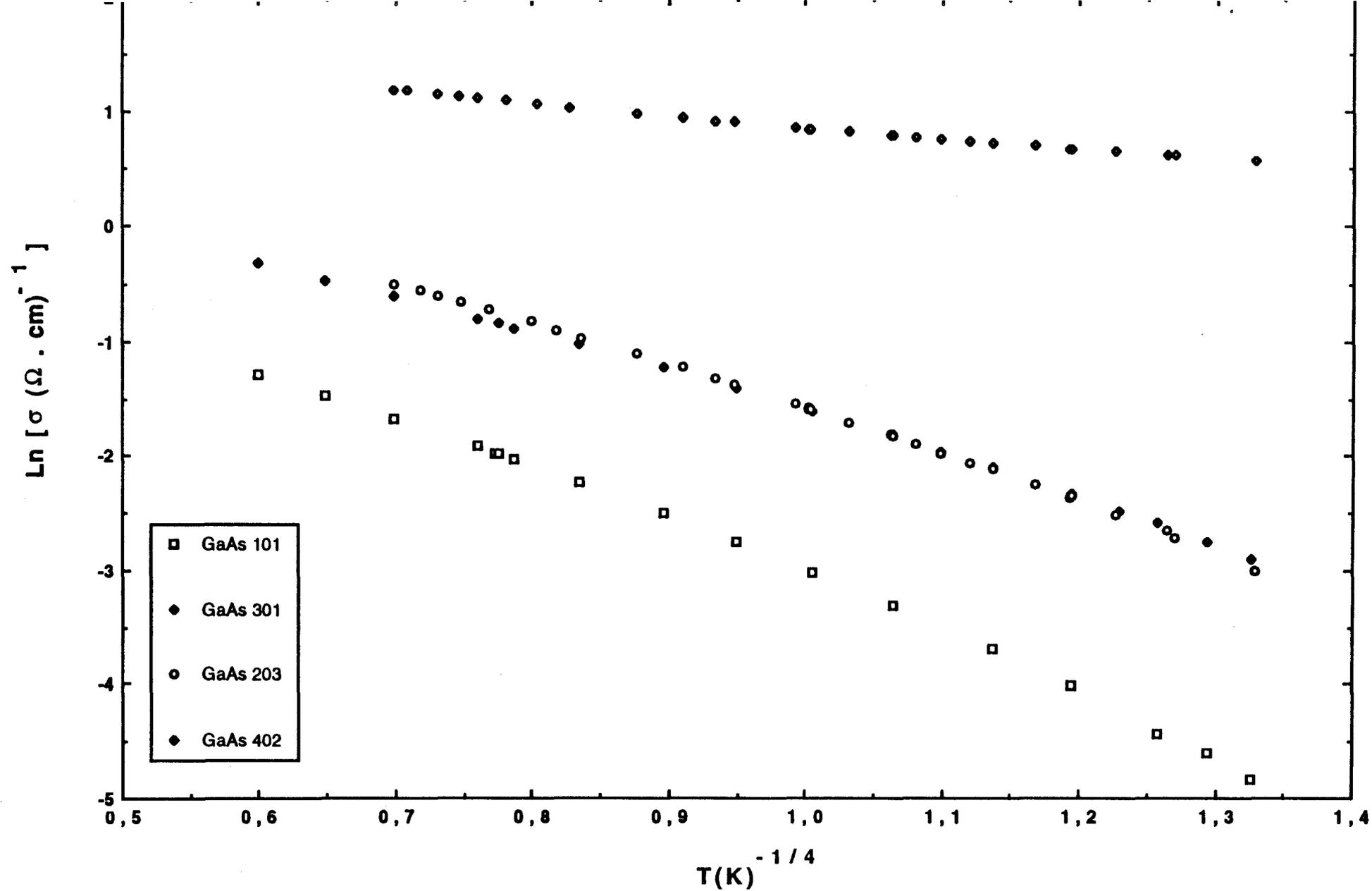


Figure II-14 : Variation de $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ à champ nul pour les quatre échantillons.

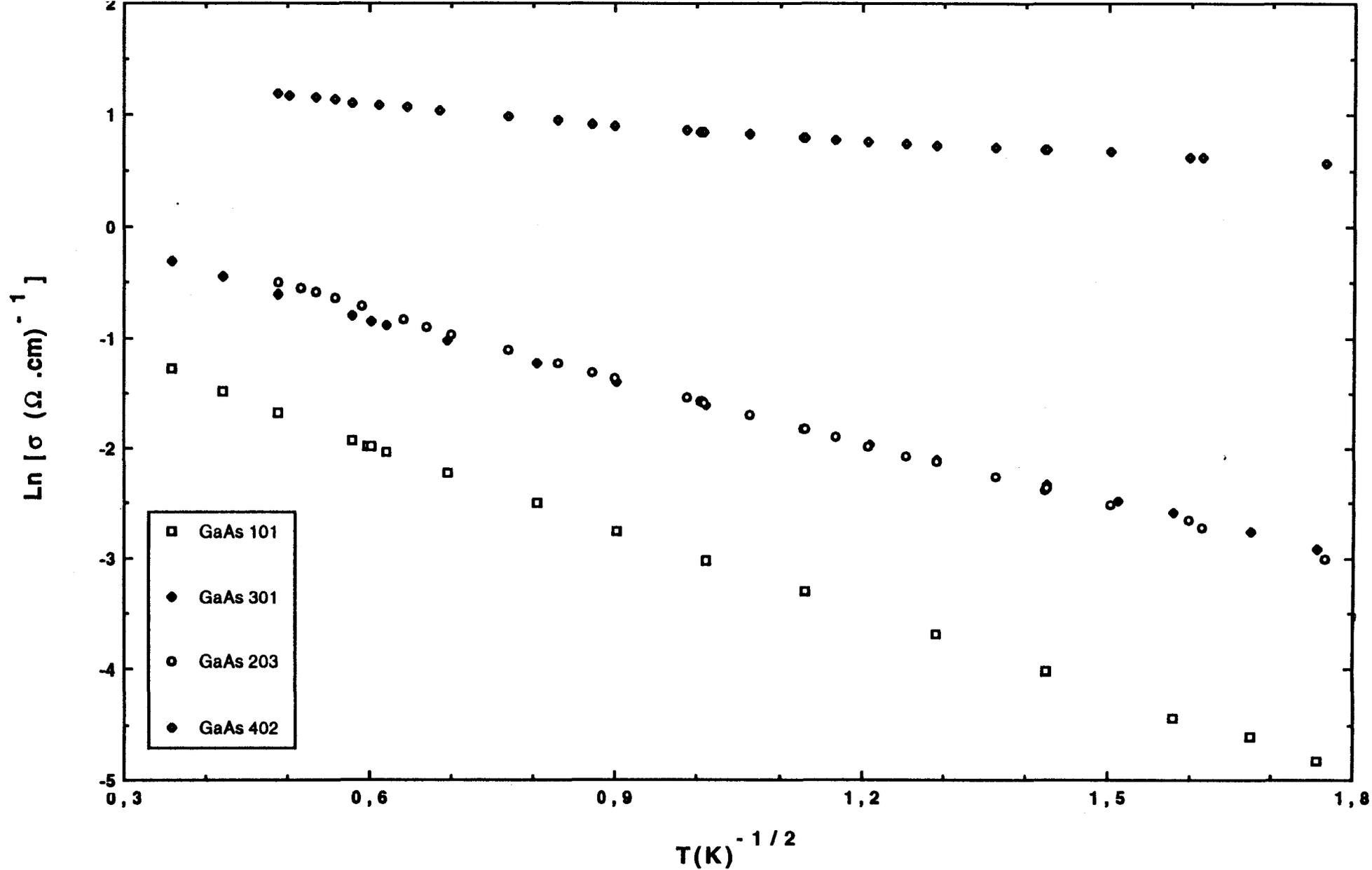


Figure II-15 : Variation de $\text{Ln}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/2}$ à champ nul pour les quatre échantillons.

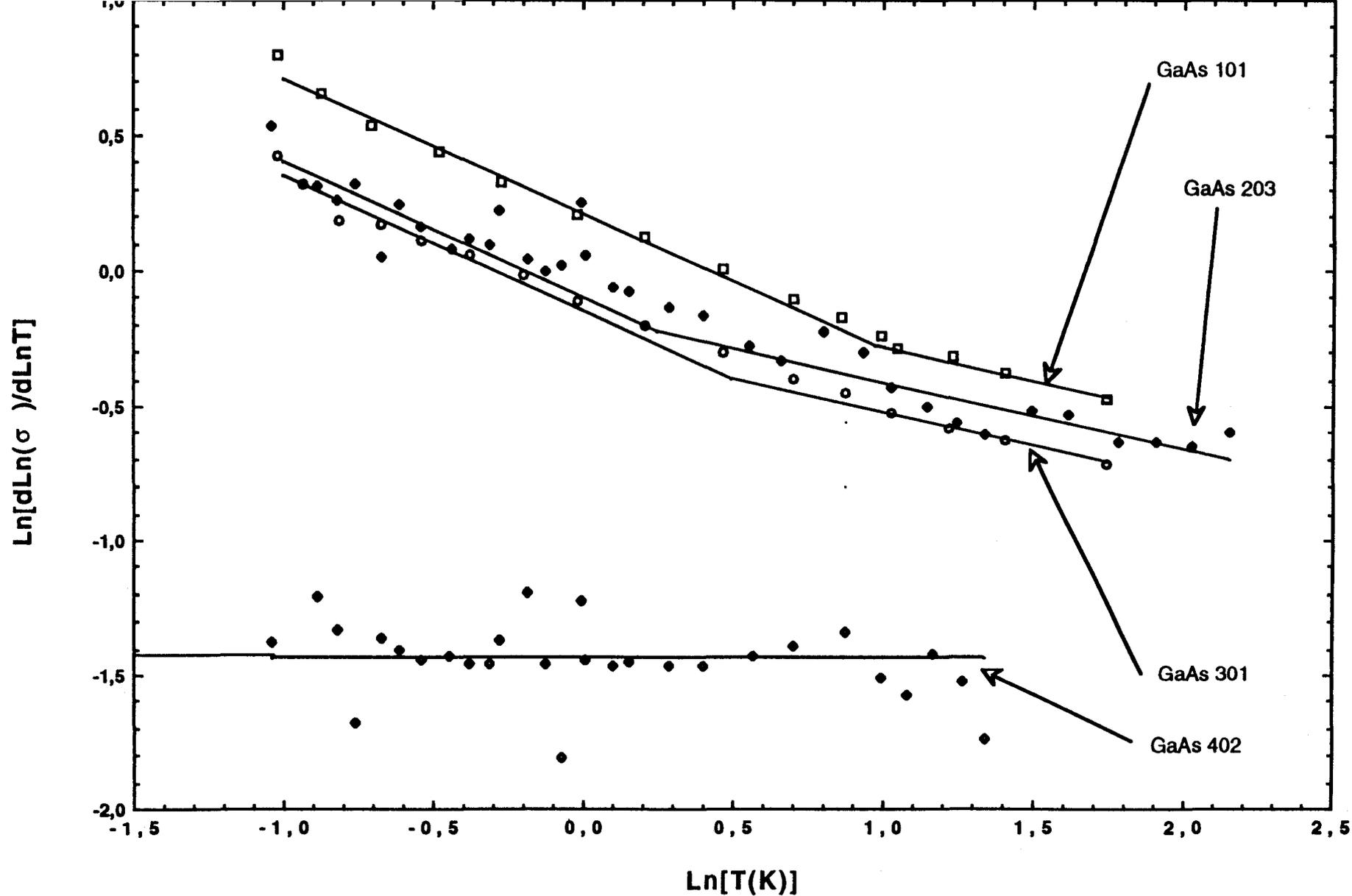


Figure II-16 : Variation de $\text{Ln}[d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ à champ nul pour les quatres échantillons. Mise en évidence des températures de transition.

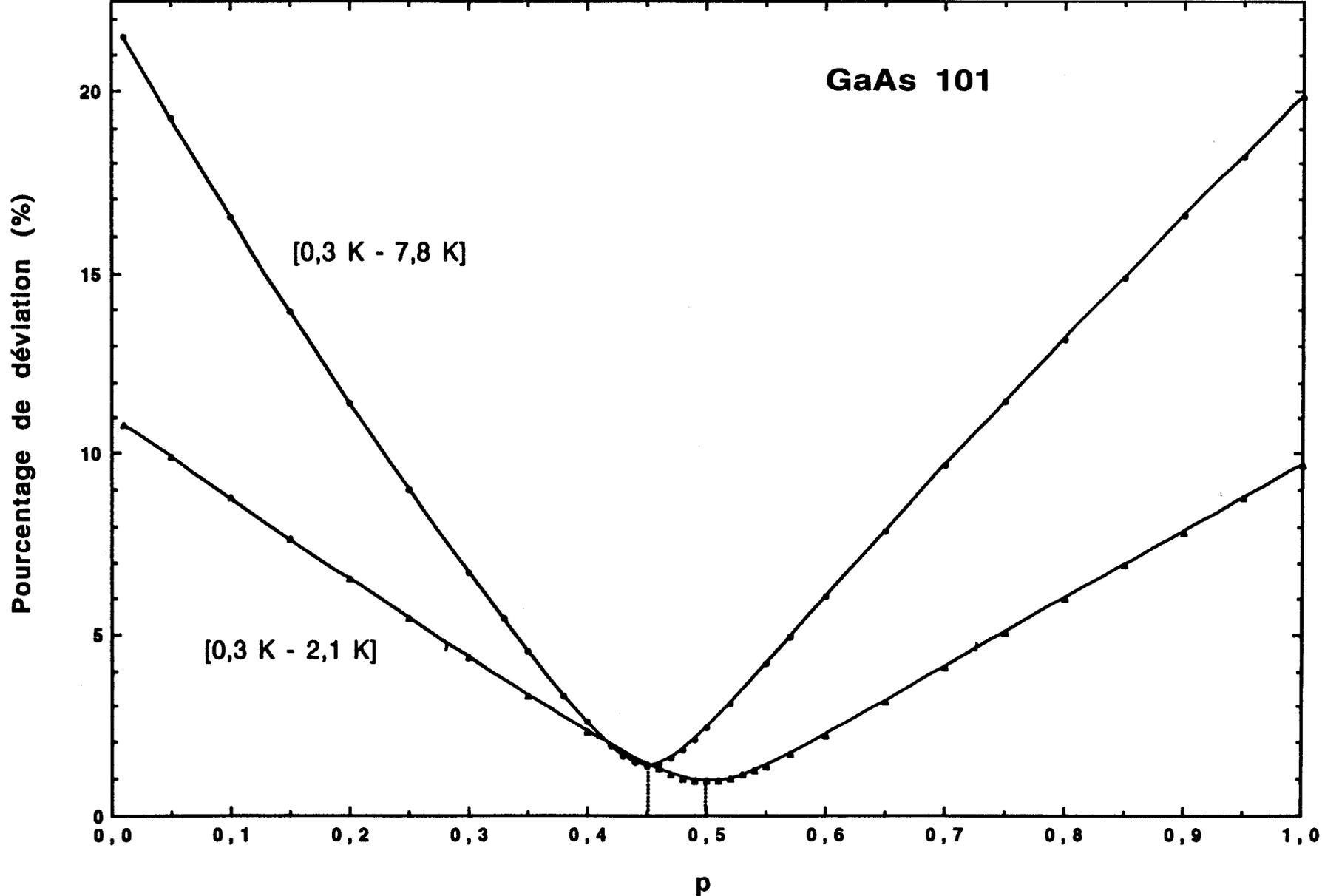


Figure II-17 : Variation du pourcentage de déviation entre la conductivité expérimentale et $\sigma = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^p]$ en fonction de l'exposant p pour 2 domaines de températures différents (Exemple de GaAs 101)

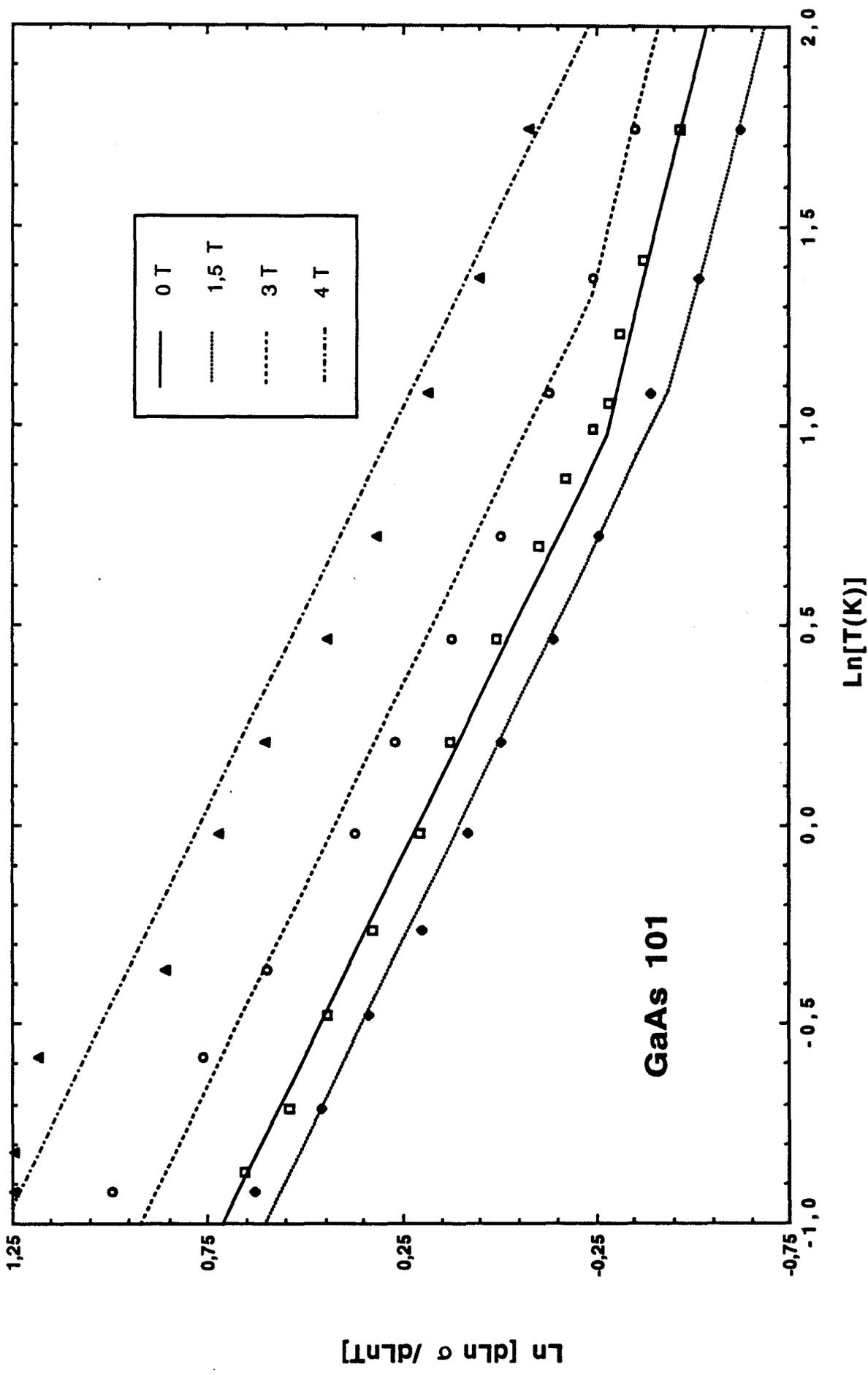


Figure II-18 : Variation de $\ln [d \ln(\sigma) / d \ln(T)]$ en fonction de $\ln(T)$ pour différents champs magnétiques dans GaAs 101.

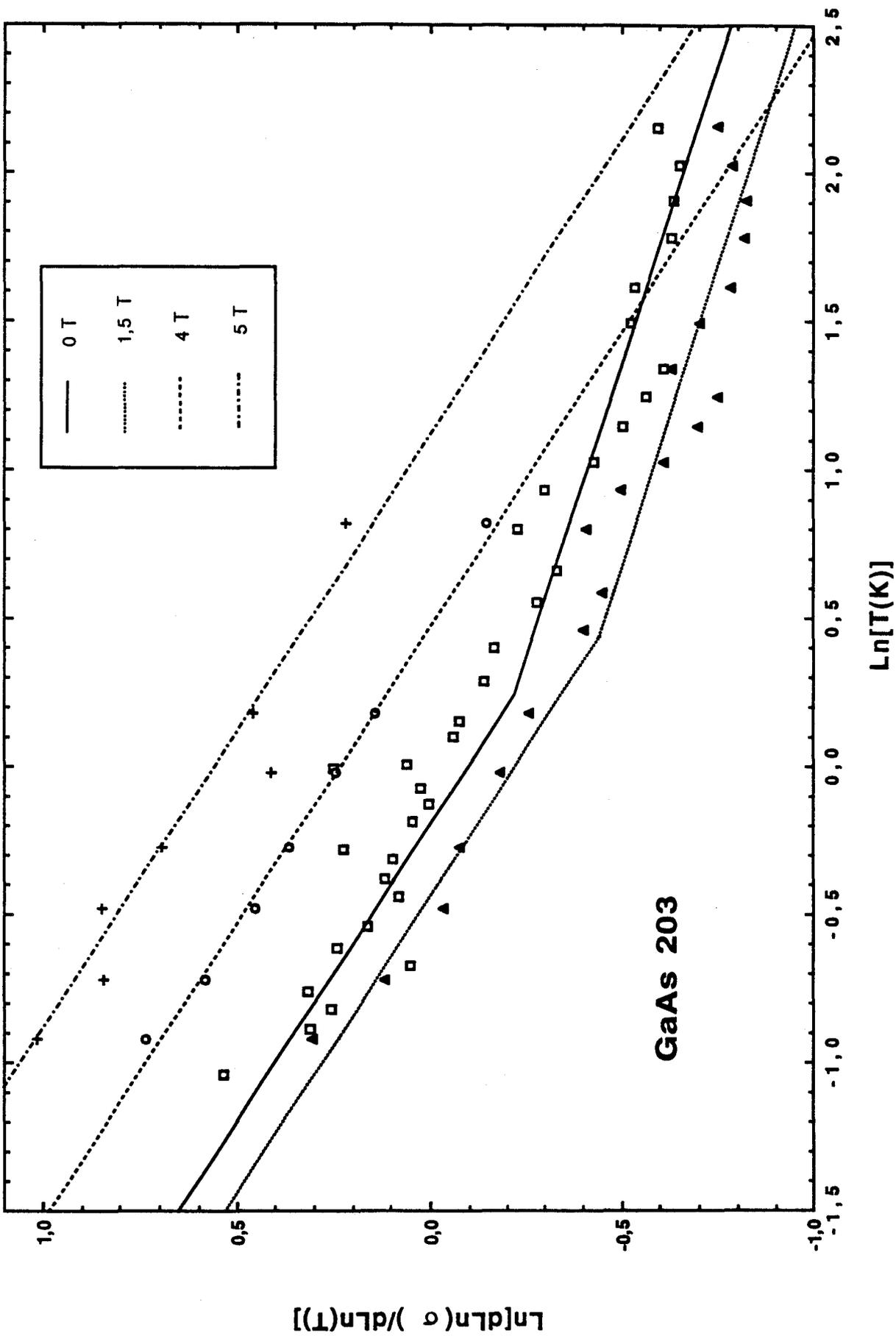


Figure II-19 : Variation de $\ln[d\ln(\sigma)/d\ln(T)]$ en fonction de $\ln(T)$ pour différents champs magnétiques dans GaAs 203.

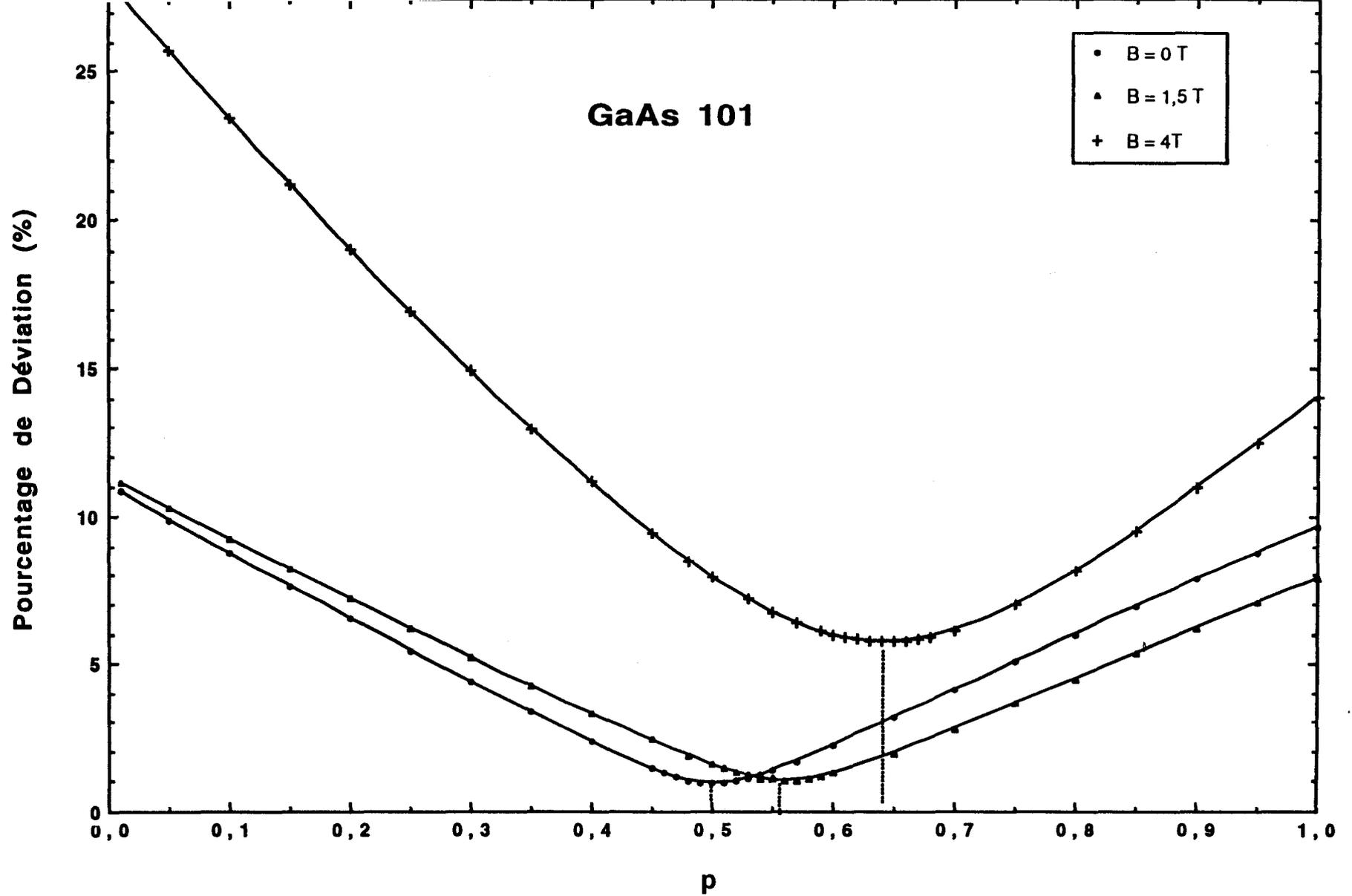


Figure II-20 : Variation du pourcentage de déviation en fonction de p pour différents champs magnétiques dans GaAs 101.

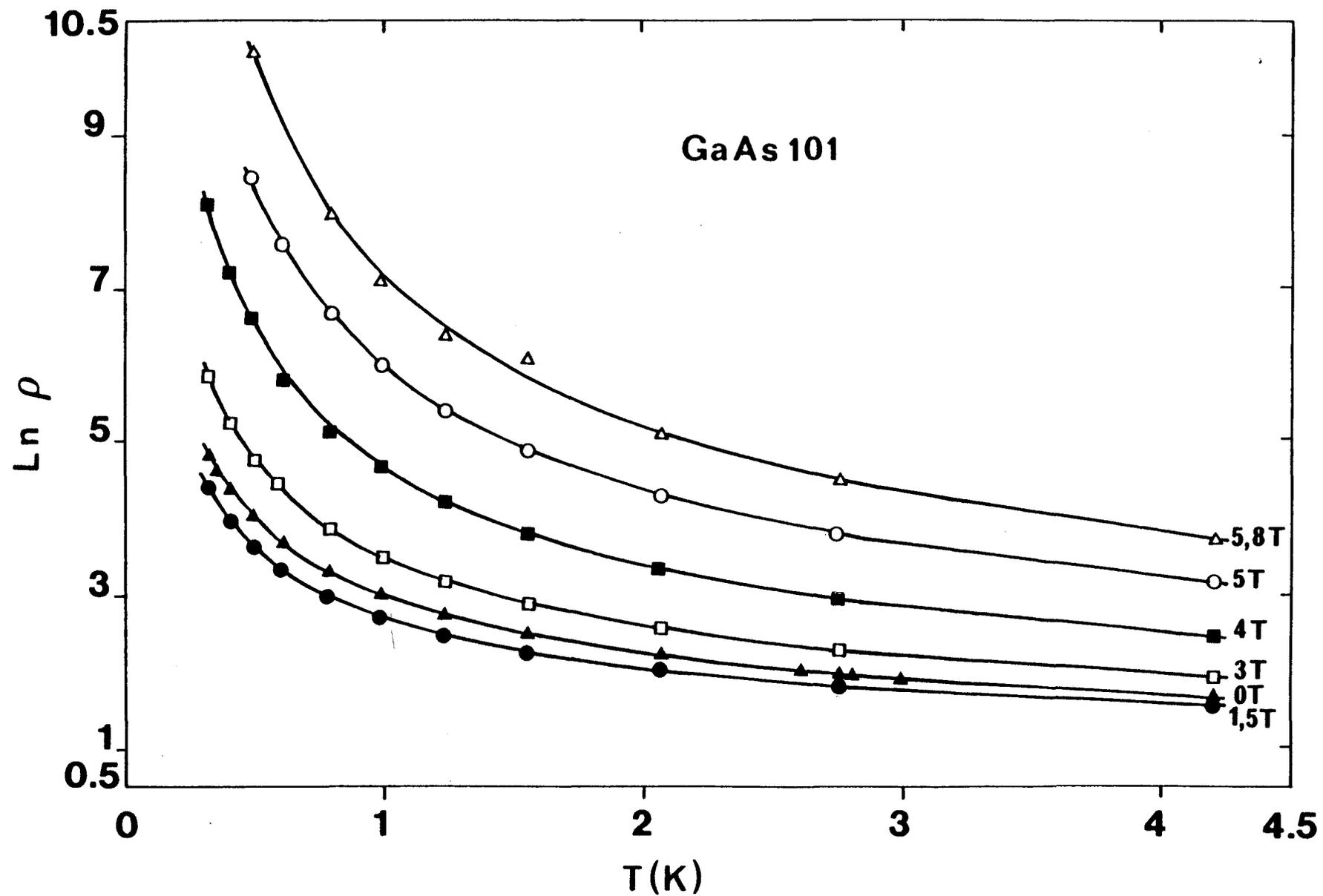


Figure II-21 : Variation de $\text{Ln}(\rho)$ en fonction de T pour plusieurs champs magnétiques dans GaAs 101. La courbe pleine correspond à l'expression de Aharony ajustée sur l'ensemble du domaine de température considéré.

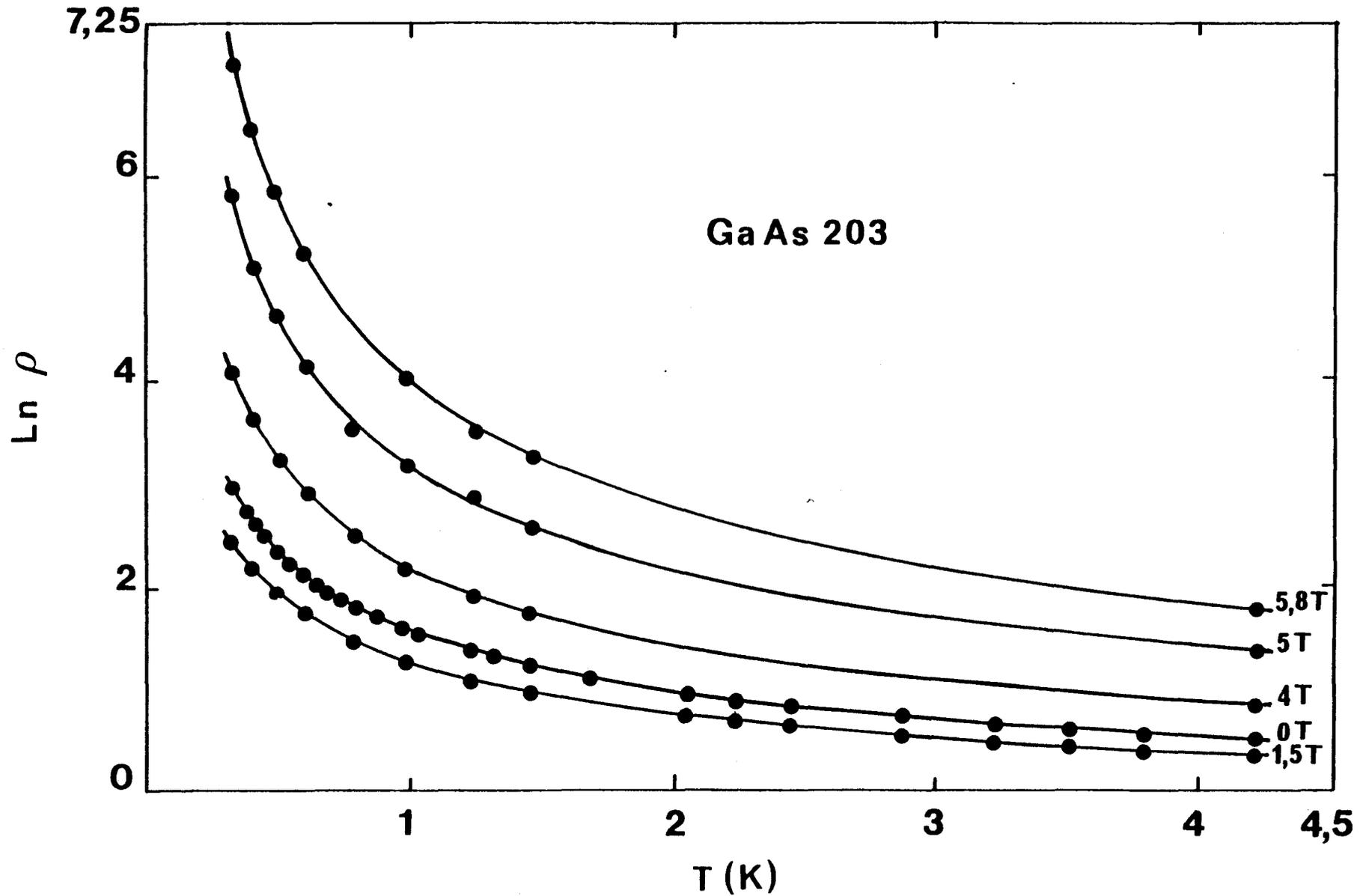


Figure II-22 : Variation de $\text{Ln}(\rho)$ en fonction de T pour plusieurs champs magnétiques dans GaAs 203. La courbe pleine correspond à l'expression de Aharony ajustée sur l'ensemble du domaine de température considéré.

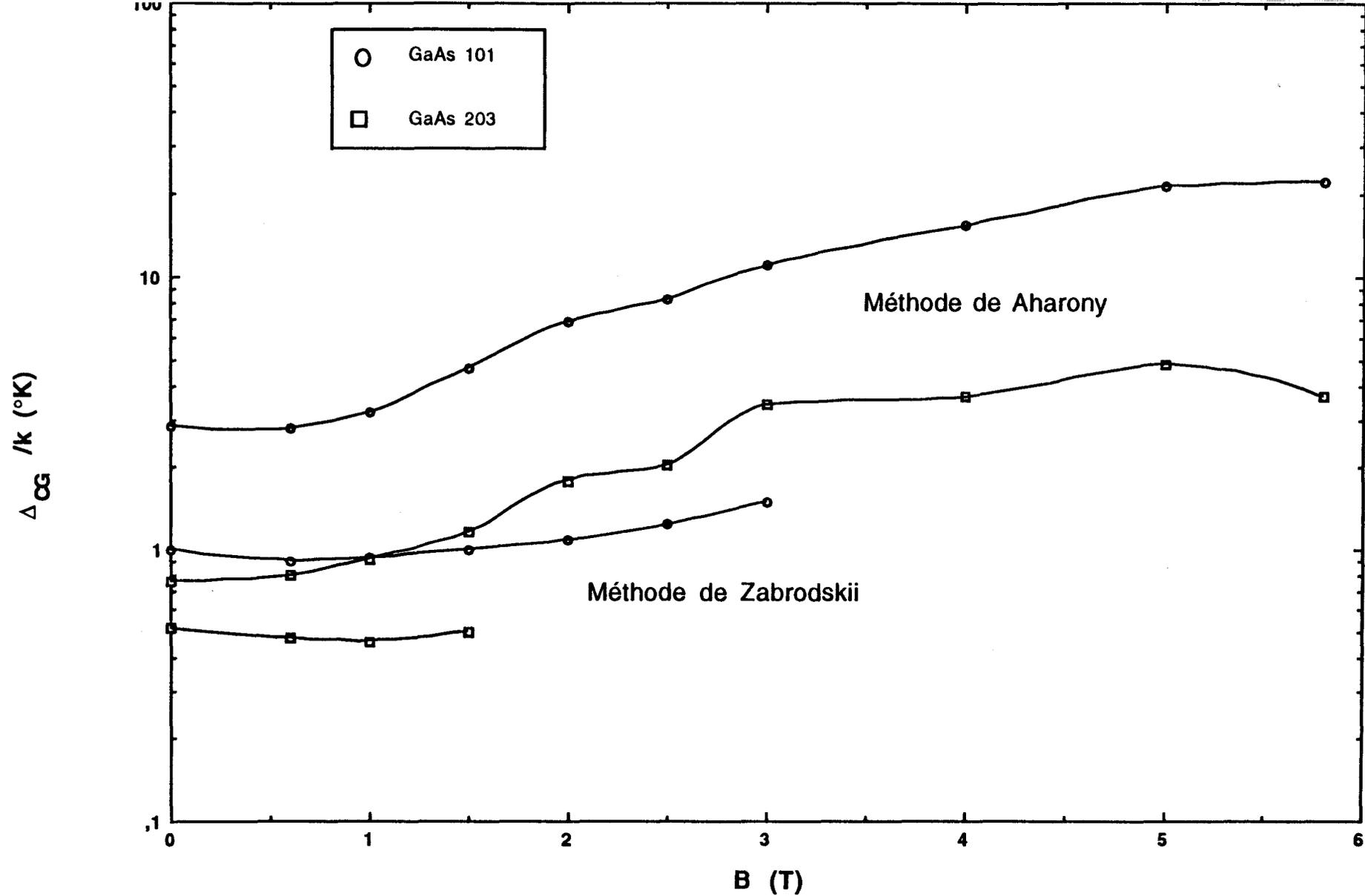


Figure II-23 : Variation de la largeur du gap de Coulomb en fonction du champ magnétique d'après la méthode de Zabrodskii et l'analyse de Aharony.

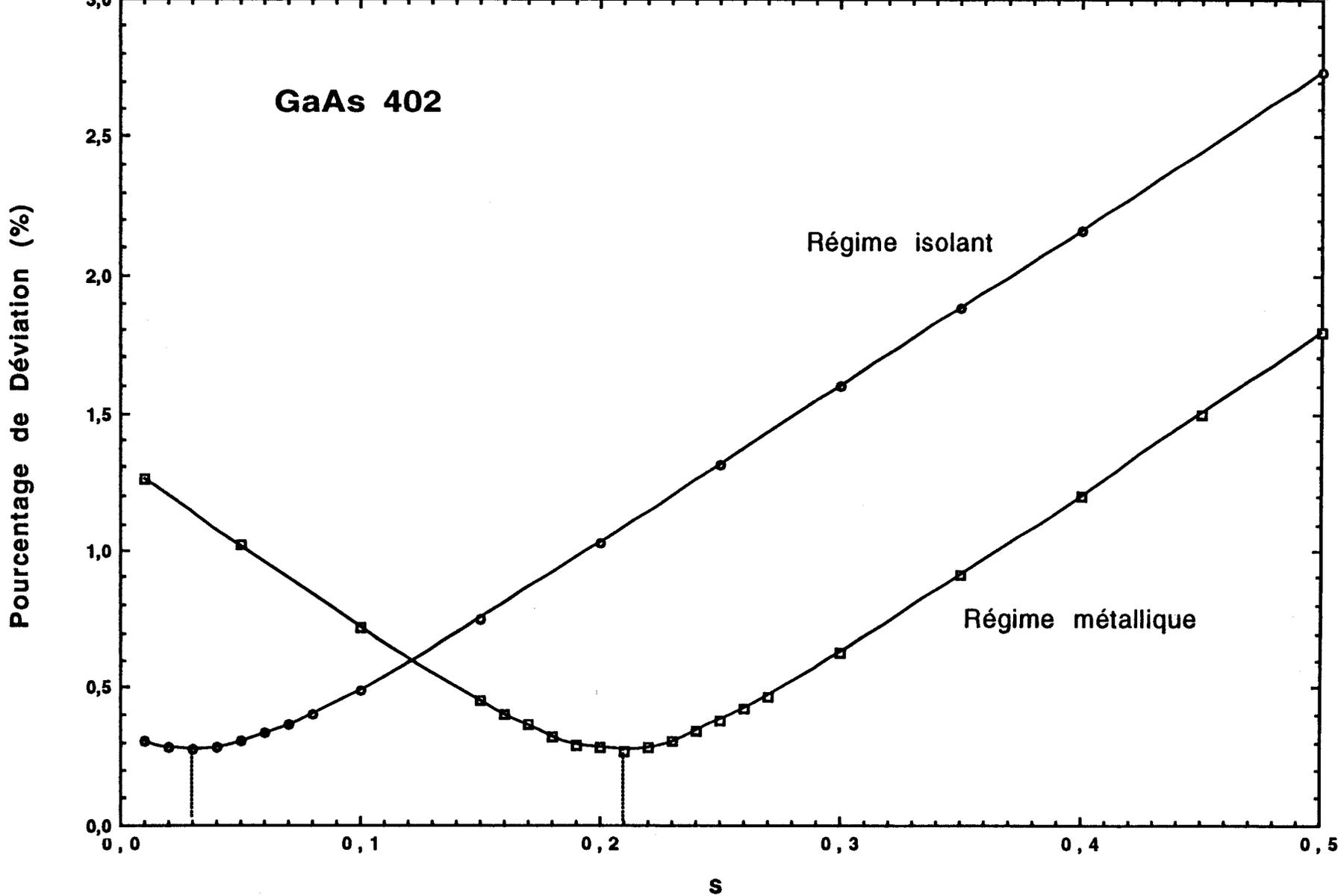


Figure II-24 : Variation du pourcentage de déviation en fonction de s à champ nul pour le régime métallique et le régime de VRH dans GaAs 402.

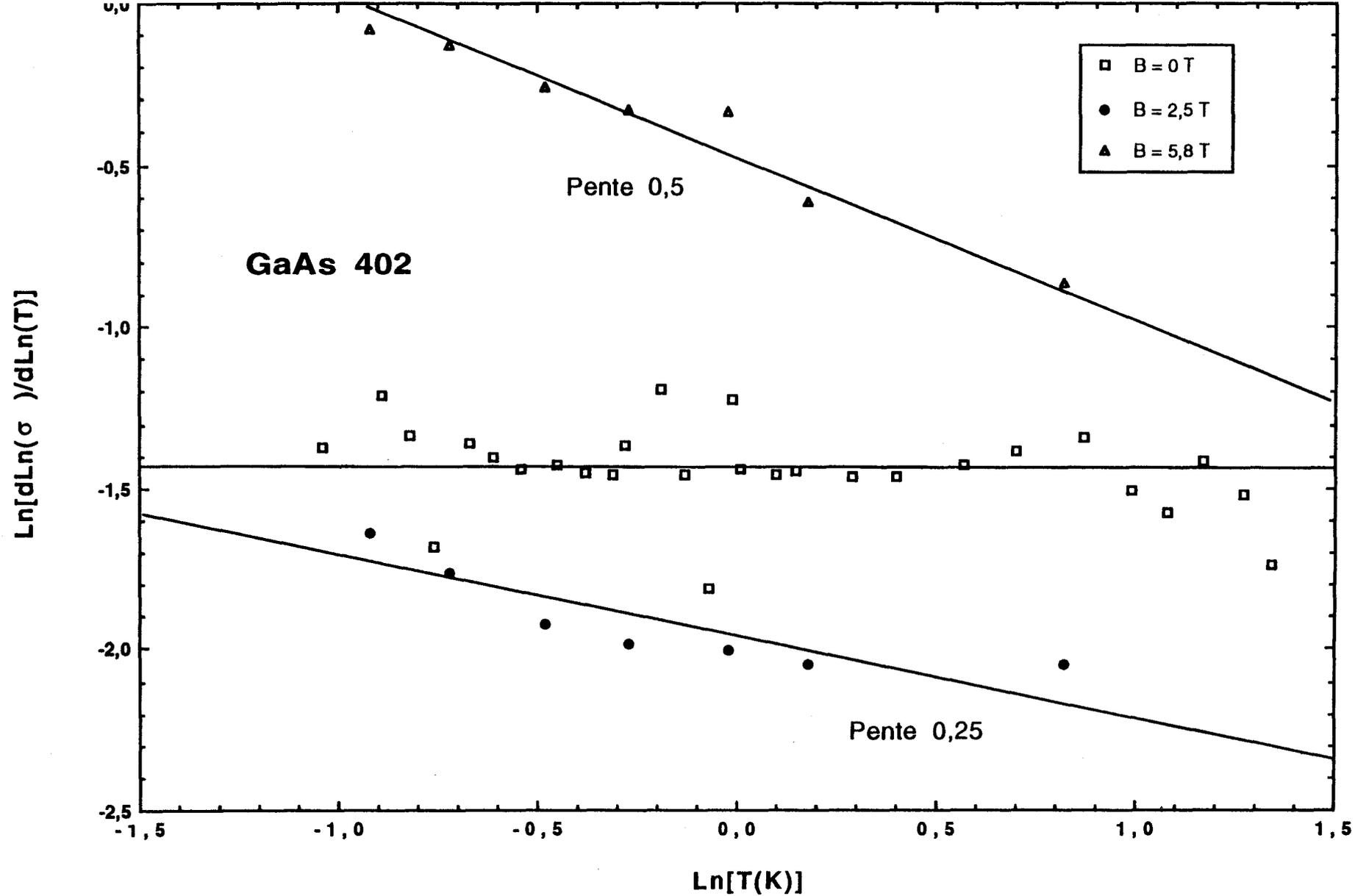


Figure II-25 : Variation de $\text{Ln}[d\text{Ln}(\sigma)/d\text{Ln}(T)]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ pour différents champs magnétiques dans GaAs 402.

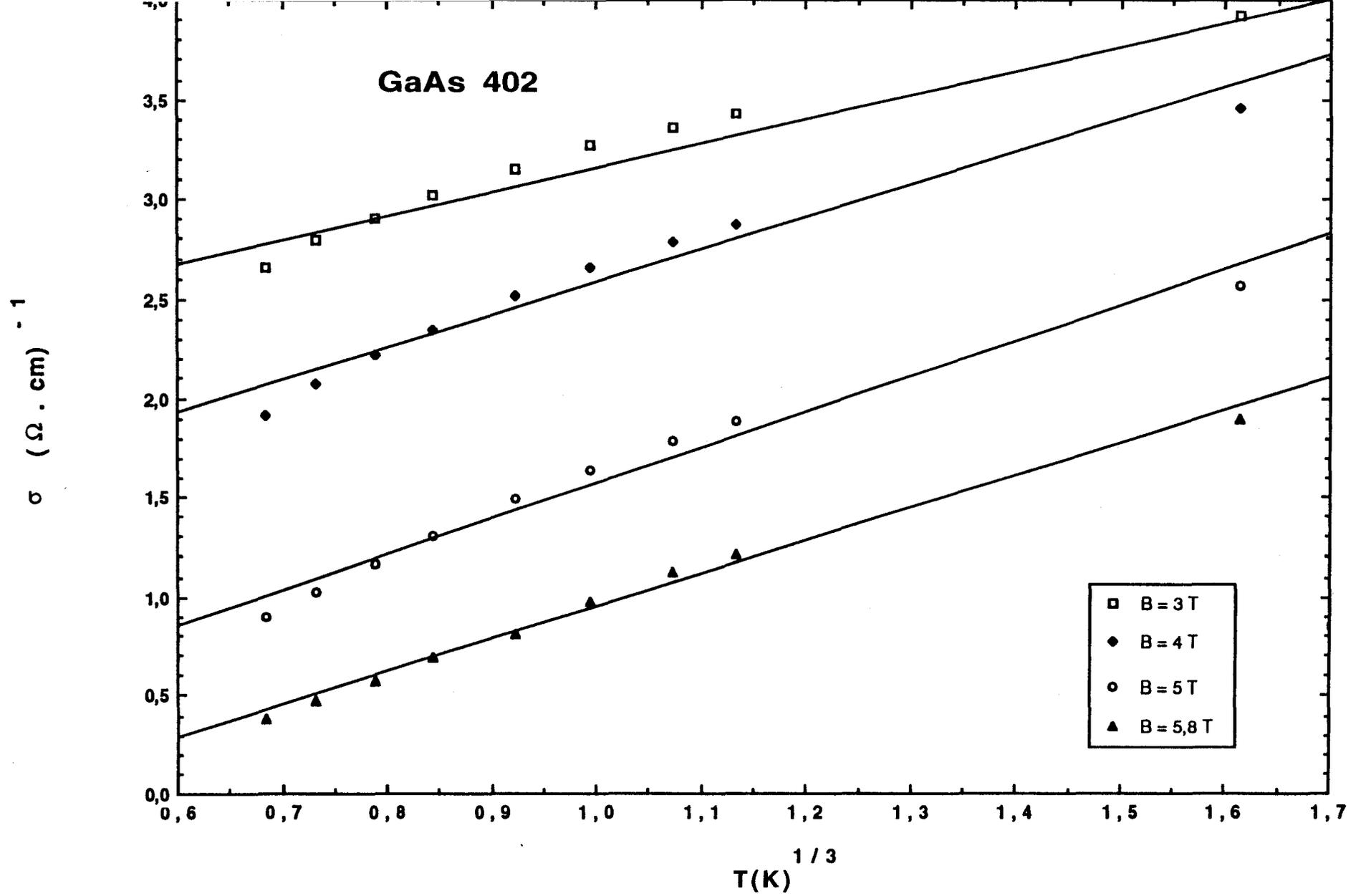


Figure II-26 : Variation de σ en fonction de $T^{1/3}$ à champ magnétique élevé dans GaAs 402.

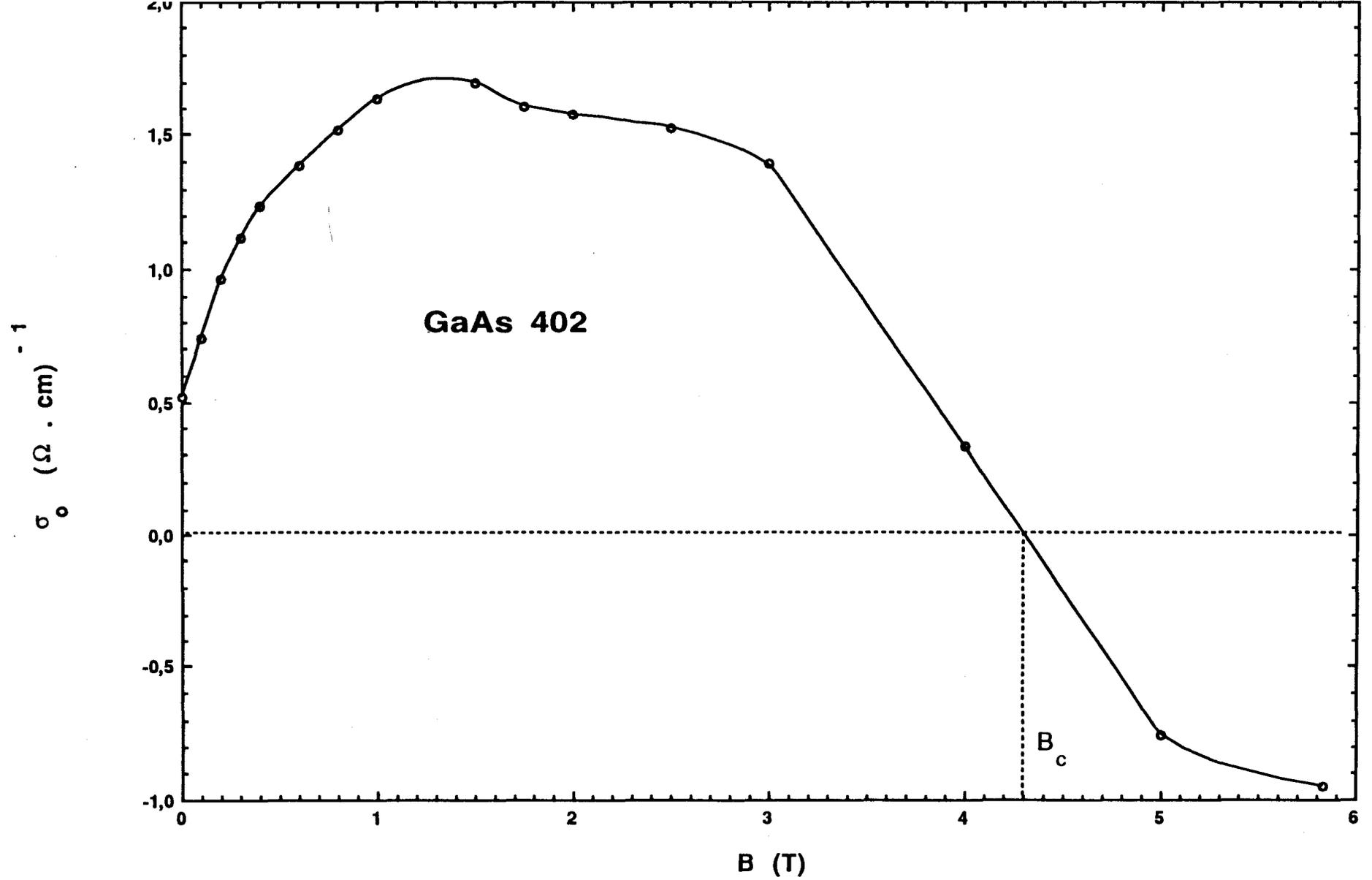


Figure II-27 : Evolution du paramètre σ_0 dans la loi métallique en $T^{1/3}$ en fonction du champ magnétique.

C H A P I T R E I I I

MAGNETORESISTANCE DANS GaAs

Les précédents travaux du laboratoire (Oubraham et coll. 1991, Biskupski et Bouattou 1991, Biskupski 1992) ont mis en évidence qu'une magnétorésistance négative à champ faible et positive à champ élevé peut être observée à basse température dans des semi-conducteurs aux abords de la TMI. Ce phénomène a été observé dans différents matériaux tant isolants que métalliques.

La magnétorésistance positive relative à la conduction dans la bande d'impuretés a été étudiée depuis longtemps (Mikoshiba 1962) et résulte de la compression des orbites de Bohr par le champ magnétique. Dans les systèmes métalliques proches de la transition, c'est cette réduction de a_H qui amène une Transition Métal-Isolant induite par champ magnétique.

Quant à la magnétorésistance négative, elle fait l'objet depuis quelques années d'un intérêt particulier car elle résulte d'effets plus complexes qui ont lieu dans un domaine étroit autour de la TMI. Dans le régime métallique, une explication à présent bien établie provient des interférences quantiques entre électrons diffusés par les impuretés.

Du côté isolant de la transition, beaucoup de modèles théoriques existent dans le régime de conduction par saut à distance variable mais peu d'entre eux rendent vraiment compte de l'expérience. Jusqu'à présent, les résultats les plus satisfaisants concernant GaAs ont été obtenus grâce au modèle empirique de Roth et coll. (1963), celui-ci ne donnant par ailleurs aucun renseignement d'ordre physique.

Ce chapitre comprend deux parties.

D'une part, du côté métallique, il s'agit d'appliquer le modèle de localisation faible en l'affinant pour pouvoir l'employer à champ magnétique suffisamment élevé.

D'autre part, dans le régime isolant, les différents modèles de magnétorésistance négative existants seront confrontés à l'expérience afin de déterminer le modèle le plus acceptable physiquement.

Le dispositif expérimental est tel que nous avons mesuré des magnétorésistances transversales ($B \perp j$). Cependant, GaAs étant un matériau isotrope, l'étude qui va suivre peut très bien servir à l'interprétation de la magnétorésistance longitudinale ($B \parallel j$).

III-1. Magnétorésistance dans le régime métallique

III-1.1. Magnétorésistance à champ élevé

a) Magnétorésistance positive

Sur la figure III-2, nous avons représenté la magnétorésistance de GaAs 402 dans la totalité du domaine de champ auquel nous avons pu accéder. Nous constatons que cette magnétorésistance a une forme fondamentalement différente de celle d'un système isolant que nous étudierons par la suite. La forme du minimum est ici plus plate et présente une légère oscillation à basse température. Cette partie est suivie d'une remontée brutale puis la magnétorésistance devient positive pour un champ de l'ordre de 4 T.

En ce qui concerne les systèmes très métalliques, le calcul classique de l'effet d'un champ sur la conductivité d'un gaz d'électrons non dégénéré, mené dans l'approximation des électrons libres, donne une magnétorésistance proportionnelle à B^2 . Cependant, notre système se situe près de la transition et il est désormais connu qu'au delà de 4,3 T, l'échantillon devient isolant. En conséquence, il serait préférable d'ajuster les données grâce à la magnétorésistance dans le régime isolant. Celle-ci, comme nous le verrons dans le paragraphe III-2-2, s'exprime en général sous la forme

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho(B)-\rho(0)}{\rho(0)} = \exp(\beta B^2) - 1 \quad (\text{III-1-1})$$

où β peut dépendre de la température.

Nous avons tenté d'ajuster cette équation avec la magnétorésistance à champ élevé, de même que l'expression associée au régime métallique :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = a B^2 \quad (\text{III-1-2})$$

En fait, il est impossible de décrire les données expérimentales avec l'une ou l'autre de ces relations. En effet, la TMI est trop proche pour qu'une des deux lois soit à elle seule valable. Cela provient également de l'amplitude considérable de la magnétorésistance négative (MRN) à basse température (15 à 35 %) qui influence fortement la MagnétoRésistance Positive (MRP). Nous

ne disposons pas de champ suffisamment intense pour que la MRN soit négligeable devant la MRP (Figure III-2).

b) Oscillation de Shubnikov-de Haas

A champ magnétique un peu plus faible, dans le domaine où la magnétorésistance présente un plateau, on peut remarquer à basse température une oscillation dont l'amplitude reste faible mais que l'on peut situer autour de 2 T. Ce phénomène, déjà observé dans plusieurs échantillons métalliques d'InP (Spriet 1985), peut s'interpréter comme l'oscillation de Shubnikov-de Haas (SdH). Cet effet est une caractéristique des systèmes métalliques et peut être traité dans l'approximation des électrons quasi libres.

En présence d'un champ magnétique, l'hamiltonien d'un électron s'écrit

$$H = \frac{1}{2m^*} (\mathbf{P} - e \mathbf{A})^2 \quad (\text{III-1-3})$$

où \mathbf{A} est le potentiel vecteur magnétique.

La résolution de l'équation de Schrödinger donne, en choisissant l'axe Oz suivant le vecteur \mathbf{B} , les niveaux d'énergie quantifiés :

$$E_n = \frac{P_z^2}{2m^*} + \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c \quad (\text{III-1-4})$$

avec $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ la pulsation cyclotron et n un entier naturel.

L'effet du champ électrique et des interactions de l'électron avec les impuretés est représenté par un terme potentiel $V(r)$ supposé constant.

Dans ces conditions, le mouvement cyclotron dans l'espace des $\pi = \mathbf{P} - e\mathbf{A}$ a lieu perpendiculairement au champ magnétique, sur des surfaces d'énergie constante $E(\pi_x, \pi_y, \pi_z) = \text{Cste}$ (Onsager 1952). Il s'agit là d'une famille de surfaces cylindriques d'axe P_z appelées *niveaux de Landau* et séparées de l'énergie $\hbar \omega_c$ (schéma 12).

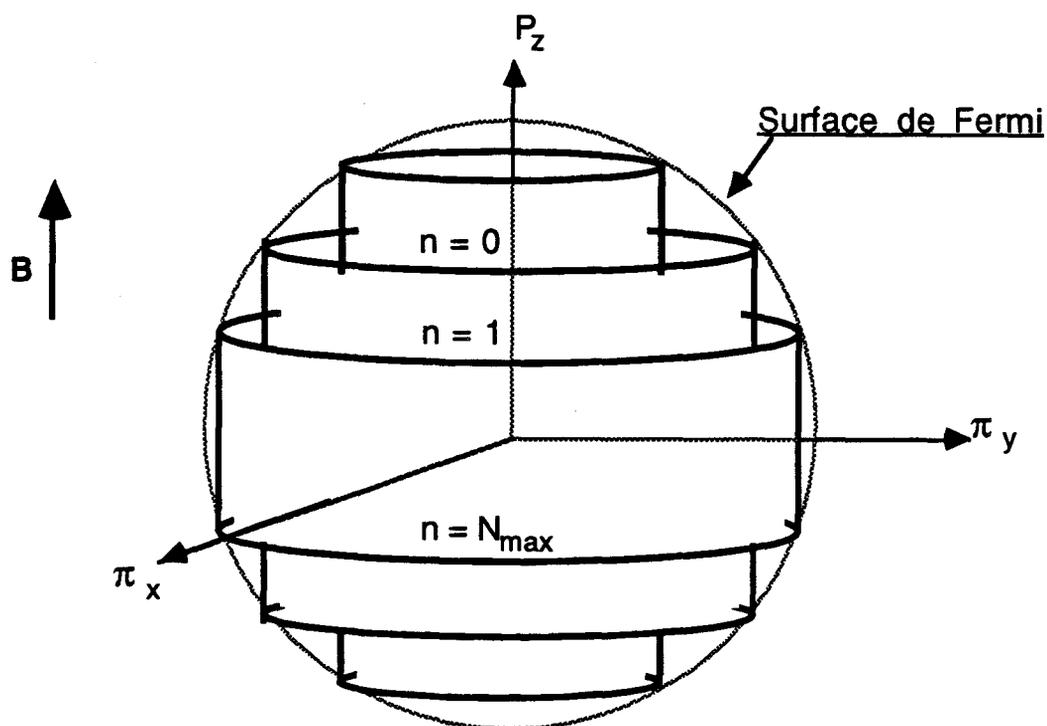


Schéma 12 : Niveaux de Landau dans l'espace des phases.

L'observation de la quantification des orbites ne peut se faire que lorsque la distance entre les niveaux de Landau est supérieure à kT .

$$\hbar \omega_c \gg kT \quad (\text{III-1-5})$$

Cette condition n'est donc rencontrée qu'à basse température et à champ magnétique élevé. D'autre part, à basse température, l'énergie E_F devenant très supérieure à kT , seuls les électrons situés au voisinage immédiat du niveau de Fermi interviennent dans la conduction (Kubo et coll. 1965). Ainsi, les orbites sont définies par l'intersection des surfaces cylindriques isoénergétiques et de la surface de Fermi (schéma 12).

La densité d'états $n(E)$ du système plongé dans un champ magnétique s'écrit par conséquent comme la somme sur les n niveaux peuplés des densités associées à chaque sous-bande de Landau. Les effets magnéto-oscillatoires proviennent des singularités de la densité d'états résultante. En effet, lorsque le champ B augmente, le cylindre d'ordre n s'élargit jusqu'à tangenter la surface de Fermi. Si B continue à croître, ce cylindre se retrouve à l'extérieur de la surface de Fermi, ce qui provoque une chute brutale de la densité d'états $n(E)$ et donc de la conductivité (Pippard 1961).

En fait, ce modèle est un cas d'école qui permet de comprendre le principe de l'effet Shubnikov-de Hass. Dans la réalité, la diffusion par les impuretés conduit à l'élargissement des niveaux de Landau et les singularités se transforment en oscillations. Cette atténuation dépend fortement du produit $\omega_c \tau_0$ où τ_0 est le temps de diffusion élastique. Les oscillations de SdH seront donc d'autant plus amorties que le champ magnétique sera faible, comme le montre le schéma 13. Il est également facile de vérifier que plus on s'enfonce dans le régime métallique, plus le temps τ_0 devient grand et plus les oscillations seront marquées. Cela explique pourquoi dans notre échantillon, situé près de la TMI, le phénomène reste relativement faible.

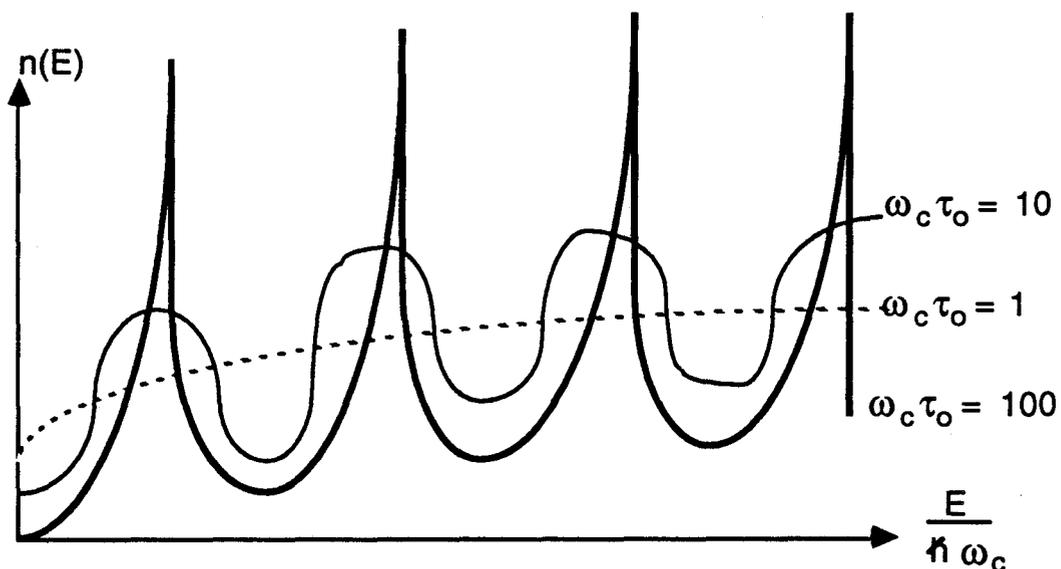


Schéma 13 : Atténuation des singularités par la diffusion élastique

A chaque fois que $E_F = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega_c$, l'augmentation de la densité d'états entraîne une augmentation de la conductivité, d'où une oscillation dans la magnétorésistance. Celle-ci a été exprimée par Roth et Argyre (1966) sous la forme

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \sqrt{2} \frac{\pi^2 kT}{R(\hbar \omega_c E_F)} \sum_{M=1}^{\infty} (-1)^M \sqrt{M} \frac{\exp\left(\frac{-2\pi^2 kT M}{\hbar \omega_c}\right)}{\text{sh}\left(\frac{-2\pi^2 kT M}{\hbar \omega_c}\right)} \cos\left(\frac{2\pi E_F M}{\hbar \omega_c} - \frac{\pi}{4}\right)$$

(III-1-6)

Cette expression correspond à une oscillation amortie et périodique en $1/B$.

Si le niveau de Fermi n'est pas altéré par le champ magnétique, la valeur de B pour l'oscillation d'ordre ℓ est

$$B_\ell = \frac{\hbar (3\pi^2 n)^{2/3}}{2e (\ell + \frac{1}{2})} \quad (\text{III-1-7})$$

Dans notre cas, la seule oscillation visible est celle d'ordre 1, qui doit apparaître au champ $B_1 = 1,98 \text{ T}$.

Cette valeur de champ correspond bien à une réalité expérimentale puisque $B_{\text{exp}} \approx 2 \text{ T}$. D'autre part, en considérant la valeur de τ_0 calculée dans le prochain paragraphe, nous obtenons au champ B_1 le produit $\omega_c \tau_0 = 1,13$, ce qui explique la faible amplitude de l'oscillation observée.

III-1.2. La localisation faible

a) Etude phénoménologique

L'étude de la MagnétoRésistance Négative (MRN) du côté métallique de la TMI a fait l'objet de nombreux travaux expérimentaux. Généralement, les modèles utilisés les plus adaptés, du moins à champ faible, font appel à la localisation faible.

Une explication qualitative de ce phénomène a été présentée par Bergmann (1983) qui considère le caractère ondulatoire du mouvement électronique dans son milieu. L'analyse de Bergmann incite à faire l'analogie entre le transport quantique et les effets interférentiels de la lumière ou du son.

Supposons qu'un électron soit injecté avec un moment k au temps $t = 0$ dans un système où le temps de diffusion élastique τ_0 est suffisamment court. Cet électron va alors subir plusieurs diffusions par les impuretés du réseau. Considérons à présent le retour à l'origine de cet électron dans l'état $-k$ par un chemin de diffusion quelconque (schéma 14).

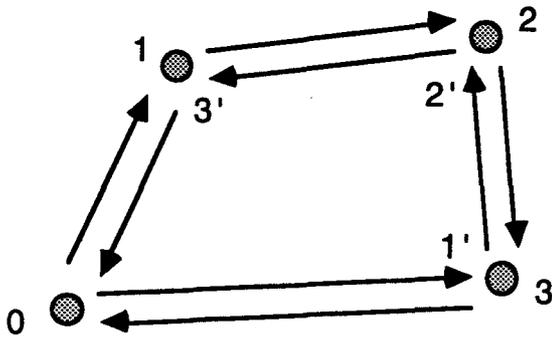


Schéma 14 : Diffusion d'un électron par les impuretés et retour à l'origine par deux chemins opposés.

La probabilité de retour à l'origine par le chemin $0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 0$ est finie. Dans la diffusion classique, il existe une probabilité identique pour que l'électron se propage sur le même chemin dans la direction opposée (Séquence $0 \rightarrow 1' \rightarrow 2' \rightarrow 3' \rightarrow 0$). Les deux probabilités s'additionnent simplement.

En fait, la fonction d'onde de cet électron doit être divisée en deux ondes partielles de fonctions respectives $A \exp(ik \cdot r)$ et $A'' \exp(ik'' \cdot r)$. Les chemins de diffusion précédents correspondent alors dans l'espace des phases aux séquences $k \rightarrow k'_1 \rightarrow k'_2 \rightarrow k'_3 \rightarrow -k$ et

$k \rightarrow k''_1 \rightarrow k''_2 \rightarrow k''_3 \rightarrow -k$ (schéma 15). De retour à l'origine, les amplitudes de ces deux ondes s'ajoutent au lieu des intensités.

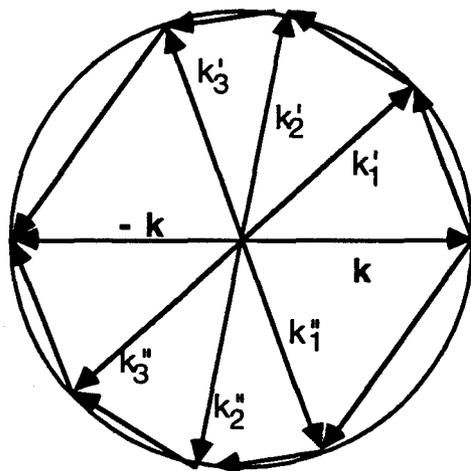


Schéma 15 : Diffusion de l'état k à l'état $-k$ par deux chemins opposés.

Si la symétrie par renversement du temps est respectée, les amplitudes A' et A'' sont égales et l'intensité résultante est

$$I = |A'+A''|^2 = |A'|^2 + |A''|^2 + A'^*A'' + A'A''^* = 4|A|^2 \quad (\text{III-1-8})$$

au lieu de $2|A|^2$ dans la diffusion classique. Le terme d'accroissement provient uniquement de la rétrodiffusion : pour les états d'arrivée suffisamment éloignés de l'état $-k$, l'intensité est décrite par la superposition incohérente des deux séquences qui ne peut donner lieu à une interférence.

Cette interférence constructive correspond donc à une probabilité accrue du retour d'un électron à son origine et rend bien compte d'un phénomène de localisation.

De ce point de vue, la magnétorésistance négative s'explique par le fait qu'un champ magnétique provoque un déphasage entre les deux ondes diffusées. L'intensité du terme d'interférence s'en trouve diminuée et la conductivité augmente.

La condition d'observation d'une MRN dépend non seulement de la position de l'échantillon par rapport à la TMI, mais aussi de la température. Il est en effet nécessaire que pendant une séquence de diffusions élastiques, les deux ondes complémentaires restent en cohérence de phase. Il est par exemple évident que cette cohérence n'est pas conservée lorsque la diffusion inélastique est importante, puisque l'énergie ε échangée avec le système au cours de chaque choc inélastique intervient dans le terme de phase de manière aléatoire. La MRN n'apparaît donc que lorsque le temps de diffusion élastique τ_0 est très petit devant le temps de cohérence de phase τ_ϕ qui, en l'absence d'effet spin-orbite, est généralement assimilé au temps de diffusion inélastique τ_ε . Si on admet que τ_ε varie comme T^{-1} , on comprend alors que cette condition n'est satisfaite qu'à basse température.

b) Détermination du temps de diffusion élastique

Dans le chapitre I, nous avons vu que la conductivité à température nulle près de la TMI pouvait se mettre sous la forme

$$\sigma(0) = \sigma_B g^2 \left[1 - \frac{C}{g^2(k_F l_0)^2} \right] \quad (\text{III-1-9})$$

où σ_B est la conductivité de Boltzmann et $g = \frac{N(E_F)}{N_0(E_F)}$ un facteur représentant la diminution de la densité d'états par le désordre. Ce

rapport a été évalué par Mott (1972) et est égal à 1/3 à la transition.



Le coefficient C est compris entre 1 et 3 mais la seule valeur qui satisfait le critère de Ioffe-Regel à la transition ($k_F l_0 = \pi$) est $C = 1$.

Compte tenu de l'expression de σ_B , l'équation (III-1-9) remaniée donne

$$g^2 \frac{ne^2}{\hbar k_F} l_0^2 - \sigma(0) l_0 - C \frac{ne^2}{\hbar k_F^3} = 0 \quad (\text{III-1-10})$$

qui admet la solution positive suivante

$$l_0 = \frac{\sigma(0) + \sqrt{\sigma^2(0) + C \left(\frac{2g ne^2}{\hbar k_F^2} \right)^2}}{2 g^2 \frac{ne^2}{\hbar k_F}} \quad (\text{III-1-11})$$

Pour $C = 1$, on obtient $l_0 = 351 \text{ \AA}$.

Le vecteur d'onde de Fermi est donné par $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3} = 9,505 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, et on exprime le paramètre de localisation $k_F l_0 = 3,34$. Selon la théorie d'échelle de AALR et d'après l'équation (III-1-9), le critère de transition correspondant à $\sigma(0) = 0$ situe la valeur minimale de ce paramètre à 3. Cela montre bien que l'échantillon est très proche de la TMI. Néanmoins, le libre parcours moyen l_0 reste supérieur à la distance entre impuretés estimée à 202 \AA , conformément au critère de Ioffe-Regel.

Connaissant k_F et l_0 , on a pu estimer d'autres quantités intéressantes telles que l'énergie de Fermi $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$, la

vitesse de Fermi $v_F = \hbar k_F / m^*$, le temps de diffusion élastique $\tau_0 = l_0 / v_F$, la longueur d'écrantage de Thomas-Fermi $k_{TF} = \left(12\pi n m^* e^2 / 4\pi \kappa \epsilon_0 \hbar^2 k_F^2 \right)^{1/2}$, la constante de diffusion

non corrigée $D_0 = (v_F^2 \tau_0) / 3$. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau III-1.

Nom	Symbole	Valeur	Unité
Conductivité à T=0	$\sigma(0)$	55,4	$(\Omega.m)^{-1}$
Vecteur d'onde de Fermi	k_F	$9,505.10^7$	m^{-1}
Energie de Fermi	E_F	$8,36.10^{-22}$	J
Vitesse de Fermi	v_F	$1,67.10^5$	$m.s^{-1}$
Libre parcours moyen	l_0	$3,51.10^{-8}$	m
Paramètre de localisation	$k_F l_0$	3,34	-
distance intersite	a	$2,02.10^{-8}$	m
Temps de diffusion inélastique	τ_0	$2,1.10^{-13}$	s
Vecteur d'écrantage	k_{TF}	$1,08.10^8$	m^{-1}
Constante de diffusion non perturbée	D_0	$1,9522.10^{-3}$	$m^2.s^{-1}$

Tableau III-1

c) Modèle de Kawabata pour la magnétorésistance négative

α) présentation du modèle

La suite de notre étude du côté métallique de la TMI porte sur la comparaison de la MRN expérimentale avec les modèles théoriques basés sur la localisation faible et l'extraction du temps de diffusion inélastique à partir de ces modèles. Une première analyse a été effectuée par Kawabata (1980) pour un système 3D sans interaction électron-électron.

Celui-ci considère un gaz d'électrons en interaction avec des centres diffuseurs répartis aléatoirement et dont le potentiel est à courte portée. En supposant qu'il n'existe ni spin localisé ni interaction spin-orbite, Kawabata montre que la conductivité de Boltzmann doit être corrigée d'un terme qui ne dépend pas de la direction relative du champ et du courant :

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

où $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ est la longueur magnétique, τ_e le temps de diffusion inélastique, la limite q_0 est prise égale à $1/l_0$ et N_0 vaut $(\lambda/l_0)^2$.

En fait, l'équation (III-1-12) n'est valide que sous trois conditions :

$$\frac{\hbar}{m^*v_F\tau_0} \ll 1 ; \quad \omega_c \tau_0 \ll 1 ; \quad \frac{l_0}{\lambda} \ll 1 \quad (\text{III-1-13})$$

Après intégration sur les valeurs de q_z , il vient

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

$$\text{avec } \delta = \frac{\hbar}{4 D e B \tau_e}$$

Dans la limite des $q_0\lambda$ et N_0 très grands, la magnétoconductivité se met sous la forme :

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar\lambda} f_3(\delta) \quad (\text{III-1-15})$$

où la fonction $f_3(\delta)$ s'écrit :

$$f_3(\delta) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2 \left(\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta} \right) - \frac{1}{\sqrt{N+1/2+\delta}} \right] \quad (\text{III-1-16})$$

En remplaçant les constantes par leurs valeurs, l'expression (III-1-15) s'écrit encore :

$$\Delta\sigma(B,T) = 4,8 \sqrt{B} f_3(\delta) \text{ en } (\Omega.cm)^{-1} \quad (\text{III-1-17})$$

Dans le cas où le champ magnétique est très faible, c'est-à-dire quand $\delta \gg 1$, on peut donner une expression asymptotique de la forme (III-1-15). En effet, sous cette condition, nous obtenons

$$\Delta\sigma(B,T) = \frac{e^2}{2^6 \pi^2 \hbar \lambda} \int_0^{\infty} \frac{dx}{(x + \delta)^{5/2}} = \frac{e^2}{2^6 \pi^2 \hbar \lambda} \frac{2}{3 \delta^{3/2}} \quad (\text{III-1-18})$$

soit

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(B,T) &= \frac{e^4 (D \tau_e)^{3/2}}{12 \pi^2 \hbar^3} B^2 \\ &= 4,78 \cdot 10^{22} (D \tau_e)^{3/2} B^2 \text{ en } (\Omega.cm)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{III-1-19})$$

C'est cette expression, où la magnétoconductivité varie linéairement en B^2 , qui est le plus souvent utilisée pour accéder à τ_e .

β) Résultats et discussion

Nous allons commencer par analyser notre magnétoconductivité expérimentale dans le domaine des champs faibles où l'on peut vérifier la relation (III-1-19). Pour cela, la constante de diffusion D a été remplacée par son expression (I-3-77) calculée dans le régime en $T^{1/3}$. En utilisant $g_c = 0,03$, cela donne

$$D = 2,549 \cdot 10^{-4} T^{1/3} + 8,5 \cdot 10^{-5} \text{ en } m^2.s^{-1} \quad (\text{III-1-20})$$

Cette relation génère des valeurs de D très différentes de la constante de diffusion non perturbée D_0 , surtout à basse température.

La théorie de Kawabata n'étant valable que sous les conditions (III-1-13), notre étude devra se limiter aux champs magnétiques inférieurs à 0,5 T.

La figure III-3 montre la variation linéaire de $\Delta\sigma$ en fonction de B^2 à champ faible. Ce comportement n'a pu être observé que dans un domaine de champ magnétique d'autant plus restreint que la température est basse. C'est pourquoi le temps de diffusion inélastique n'a pu être estimé par cette méthode que pour les températures supérieures ou égales à 1,8 K, le premier champ magnétique non nul (0,1 T) à basse température ne se trouvant plus dans le domaine de variation quadratique [0 - 0,05 T].

La pente des droites $\Delta\sigma = f(B^2)$ ainsi que les relations (III-1-19) et (III-1-20) nous ont permis d'accéder à τ_e dans le

domaine de température [1,77 - 17,7 K]. Les valeurs, reportées en fonction de T sur la figure III-6, ont été comparées au modèle proposé par Isawa (1984) :

$$\tau_e^{-1} = 1,7 \cdot 10^{11} \left(\frac{\hbar}{E_F \tau_0} \right)^2 T + 3,189 \frac{\sqrt{\hbar \tau_0}}{(E_F \tau_0)^2} (kT)^{3/2} \quad (\text{III-1-21})$$

Selon Isawa, en dessous d'une température limite

$$T_0 = 0,166 \frac{\hbar}{k \tau_0} \approx 6 \text{ K} \quad (\text{III-1-22})$$

le premier terme de l'équation (III-1-21) prédomine et τ_e varie alors comme T^{-1} . En fait, un tel comportement est observé expérimentalement sur toute la plage de température puisque l'analyse de nos valeurs donne

$$\tau_e = 1,244 \cdot 10^{-11} T^{-1,08} \quad (\text{III-1-22})$$

Ce résultat est assez conforme à celui obtenu par Morita et coll. (1984) sur un échantillon de GaAs de concentration beaucoup plus élevée ($n = 7,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). De plus, le facteur $1,224 \cdot 10^{-11}$ est en bon accord quantitatif avec la valeur $1,64 \cdot 10^{-11}$ calculée grâce à l'expression (III-1-21).

La température correspondant à l'égalité des temps de diffusion élastique et inélastique, d'après (III-1-22) est d'environ 44 K. C'est aussi la température en dessous de laquelle on commence à observer l'influence de la MRN sur la magnétorésistance totale. Ce n'est pas un hasard puisque pour $T > 44 \text{ K}$, τ_e devient inférieur à τ_0 et le phénomène d'interférence quantique disparaît.

Dans un deuxième temps, nous avons utilisé le modèle d'origine de Kawabata. La forme (III-1-17) a pu être ajustée aux valeurs expérimentales dans un domaine de champ d'autant plus petit que la température baisse (Figure III-4). Pour cela, il a évidemment été nécessaire d'exprimer la fonction $f_3(\delta)$ de manière pratique. Nous avons donné une expression simple de cette fonction en l'approximant grâce à la méthode des trapèzes de Romberg et en l'interpolant par des polynômes (Bouattou 1989, Capoen 1990).

Dans le cas de GaAs, cette méthode a été appliquée avec succès. Cependant, nous obtenons exactement les mêmes résultats en utilisant le polynôme d'approximation proposé par Baxter et coll. (1989)

$$f_3(\delta) = 2 \left[\sqrt{2 + \delta} - \sqrt{\delta} \right] - \left[(1/2 + \delta)^{-1/2} + (3/2 + \delta)^{-1/2} \right] + \frac{1}{48} (2,03 + \delta)^{-3/2} \quad (\text{III-1-23})$$

Cette forme plus compacte permet de simplifier l'écriture du programme d'ajustement numérique sans perdre de précision et d'éviter les décrochements dus à une mauvaise connexion entre les polynômes.

Sur la figure III-4, nous voyons que le modèle décrit bien la magnétoconductivité à champ faible mais il existe un champ B_0 à partir duquel la courbe théorique diverge vers un régime en \sqrt{B} alors que la courbe expérimentale s'incurve vers le bas ($B_0 \leq 0,4$ T). Dynes et coll. (1983) ont évité cet inconvénient en pondérant l'expression de Kawabata par un facteur α ajustable. Ce procédé leur a permis d'ajuster l'amplitude de la magnétorésistance dans un échantillon métallique d'InSb et ainsi de la décrire dans un domaine de champ plus vaste. Nous pouvons cependant émettre des doutes quant à la réalité physique des temps de diffusion obtenus par l'introduction d'un paramètre supplémentaire. Comme nous le verrons plus loin, il est vraisemblable que cette divergence entre théorie et expérience provient d'une magnétorésistance positive précoce qui ne peut être due qu'aux interactions électron-électron.

Sur la figure III-6 se trouvent représentées les valeurs de τ_ε déduites de notre analyse. Il est manifeste que celles-ci sont très proches des valeurs déduites de $\Delta\sigma = f(B^2)$ et on obtient une variation en température

$$\tau_\varepsilon = 1,1594 \cdot 10^{-11} T^{-1,04} \quad (\text{III-1-24})$$

ce qui nous rapproche encore de la variation en T^{-1} .

En fait, le modèle de Kawabata pris dans sa forme rigoureuse n'apporte que peu d'amélioration par rapport à l'expression asymptotique en B^2 et on s'aperçoit que notre étude reste limitée aux températures supérieures à 1,8 K. Pour descendre en température, il est nécessaire de considérer des champs magnétiques plus élevés et donc de corriger la forme (III-1-15) grâce à des termes de magnétorésistance issus des interactions électron-électron.

III-1.3. Corrections dues aux interactions électron-électron

a) Modèles théoriques

De nombreux auteurs se sont intéressés à l'effet des interactions sur la magnétorésistance. Récemment, il a été montré que le modèle représentant le mieux la MRN dans un large domaine de champ magnétique tient compte des interactions électron-électron dans leur partie orbitale (Bouattou 1989). Dans cette étude, nous utiliserons ce modèle correctif auquel nous ajoutons un terme provenant de l'effet Zeeman.

De même que la nature ondulatoire des électrons produit l'effet d'interférence quantique responsable de la localisation faible, le caractère diffusif du mouvement électronique augmente les interactions entre électrons. Ces accroissements sont classés dans deux catégories :

- Le canal de Cooper (ou canal particule-particule) décrivant l'interaction entre électrons de moments orientés de manière anti-parallèle. Cet effet produit une magnétorésistance positive par un processus de déphasage analogue à celui discuté précédemment.

- Le canal de Diffusion (ou canal particule-trou) décrivant l'interaction entre électrons orientés parallèlement. La magnétorésistance liée au déphasage orbital dans ce canal est nulle. Néanmoins, la levée de dégénérescence de spin par le champ magnétique conduit à une magnétorésistance positive.

α) Partie orbitale

Selon Altshuler et coll. (1981), les corrections dues aux interactions dans le canal de Cooper dépendent essentiellement du champ magnétique, même dans la région des champs classiquement faibles. Typiquement, cet effet n'est ressenti que lorsque le champ est supérieur à $kT/2De$, c'est à dire bien avant l'effet Zeeman qui nécessite $B > kT/g\mu_B$.

Altshuler et coll. donnent la correction à la conductivité induite par le champ dans un semi-conducteur monovallée sans interaction spin-orbite, ne présentant aucun caractère supra-conducteur et dont la diffusivité est suffisante.

$$\Delta\sigma_A(B,T) = -\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} g(B,T) \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \varphi_3\left(\frac{2 DeB}{\pi kT}\right) \quad (\text{III-1-25})$$

où $g(B,T)$ est la constante de couplage modifiée pour tenir compte de la sommation sur les différentes interactions entre électrons. D'après Lee et Ramakrishnan (1982), cette nouvelle constante peut s'écrire :

$$g(B,T) = \frac{\overline{\lambda}}{1 + \overline{\lambda} \text{Ln}\left(\frac{E_F}{E_0}\right)} \quad (\text{III-1-26})$$

où $\overline{\lambda}$ est la constante de couplage électron-phonon initiale. Si on s'en réfère à Altshuler et coll. (1981), E_0 peut être exprimé comme suit

$$E_0 = \text{Max} (\text{DeB} ; 1,764 \text{ kT}) \quad (\text{III-1-26})$$

La fonction $\varphi_3(x)$ est une intégrale infinie qui ne peut être calculée analytiquement :

$$\varphi_3(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2x}} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{t}}{\text{sh}^2 t} \left(1 - \frac{xt}{\text{sh}(xt)} \right) dt \quad (\text{II-1-27})$$

β) Effet Zeeman

Lee et Ramakrishnan (1982) considèrent la levée de dégénérescence des sous-bandes correspondant aux deux directions possibles du spin par le champ magnétique. 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 :

$$\sigma_{\uparrow\downarrow} = F \frac{4De^2}{\pi\hbar} \int_0^{\infty} d\Omega \left(\frac{d[\Omega N(\Omega/kT)]}{d\Omega} + \frac{1}{2} \right) f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) \quad (\text{III-1-28})$$

où F est la constante de Hartree exprimée par (I-3-58) et qui représente la moyenne du potentiel écranté de Coulomb $v(q)$ sur l'ensemble des moments q de la surface de Fermi.

$$f_{\uparrow\downarrow}(\Omega) = \frac{1}{d} \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^d} \frac{D q^2}{[-i(\Omega + g\mu_B B) + D q^2]^3} \quad (\text{III-1-29})$$

d est la dimensionnalité,

$$N(\omega) = \frac{1}{\exp(\omega) - 1} \quad (\text{III-1-30})$$

De la même façon que (III-1-28), on écrit $\sigma_{\downarrow\uparrow}$ en remplaçant $g\mu_B B$ par $-g\mu_B B$. La correction dépendante du champ est alors donnée par la somme de ces deux contributions, c'est-à-dire :

$$\Delta\sigma_{LR}(B;T) = -\frac{e^2}{h} \frac{F}{4\pi^2} \sqrt{\frac{kT}{2Dh}} g_3(h) \quad (\text{III-1-31})$$

avec $h = \frac{g\mu_B B}{kT}$ et

$$g_3(h) = \int_0^\infty d\Omega \frac{d^2[\Omega N(\Omega)]}{d^2\Omega} \left(\sqrt{\Omega+h} + \sqrt{|\Omega-h|} - 2\sqrt{\Omega} \right) \quad (\text{III-1-32})$$

γ) Modèle complet

La constante de Hartree F peut prendre différentes valeurs selon le modèle théorique utilisé pour la calculer. L'approximation d'écrantage la plus courante est celle de Thomas-Fermi où l'on a :

$$F_{TF} = \frac{\text{Ln}(1+x)}{x} \quad \text{avec } x = \left(\frac{2k_F}{k_{TF}} \right)^2 \quad (\text{III-1-33})$$

Les vecteurs d'onde k_F et k_{TF} sont ceux de Fermi et de Thomas-Fermi donnés dans le tableau III-1. Nous obtenons $F_{TF} = 0,4553$.

Lee et Ramakrishnan (1985) remplacent cette constante par

$$F_\sigma = \frac{-32}{3} \frac{F}{F} \left[1 + \frac{3F}{4} - \left(1 + \frac{F}{2} \right)^{3/2} \right] \quad (\text{III-1-34})$$

Cette expression donne $F_\sigma = 0,4394$, ce qui est peu différent de F .

Une autre méthode consiste à utiliser l'approximation de Kleinman-Langreth (Kleinman 1967, Langreth 1969). Celle-ci diffère de l'approximation de Thomas-Fermi par le choix du potentiel d'écrantage et par la prise en compte des interactions. On trouve l'expression suivante :

$$F_{KL} = \frac{\text{Ln}(1+\alpha)}{\alpha} \quad \text{avec } \alpha = \left(\frac{K_s}{2k_F} \right)^2 \quad (\text{III-1-35})$$

où K_s est le paramètre d'écrantage déterminé par

$$K_s = \sqrt{\frac{2 k_F^2}{1 + 0,158 \left(\frac{k_{TF}}{2k_F} \right)^2} - k_F^2} \quad (\text{III-1-36})$$

Nous obtenons $K_s = 9,032 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$, ce qui donne $F_{KL} = 0,9017$.

Par la même approximation, on peut encore calculer $F_\sigma = 0,8434$.

Le paramètre F peut donc prendre plusieurs valeurs très différentes et il sera considéré, de même que la constante de couplage qui dépend normalement de F , comme variable dans nos ajustements.

L'expression totale de la magnétoconductance tenant compte de la localisation faible et des interactions électron-électron s'écrit finalement:

$$\Delta\sigma(B,T) = 4,8 \sqrt{B} \left[f_3(\delta) - \frac{\bar{\lambda}}{1 + \bar{\lambda} \text{Ln}\left(\frac{E_F}{E_0}\right)} \varphi_3(x) - \frac{F}{2} \sqrt{\frac{kT}{2\text{DeB}}} g_3(h) \right] \quad (\text{III-1-37})$$

$$\text{avec } \delta = \frac{\hbar}{4\text{DeB } \tau_e} \quad x = \frac{2\text{DeB}}{\pi kT} \quad h = \frac{g\mu_B B}{kT}$$

$$\text{et } E_0 = \text{Max}(\text{DeB} ; 1,764 kT).$$

Les paramètres ajustables sont τ_e , $\bar{\lambda}$ et F .

b) Méthode d'investigation

Afin d'accéder au temps de diffusion inélastique, nous avons ajusté pour chaque température la magnétoconductivité expérimentale par l'expression (III-1-37) qui n'est vraisemblablement pas linéaire par rapport aux différents paramètres. Par conséquent, une méthode d'ajustement numérique pour les équations non-linéaires a du être mise en oeuvre. D'autre part, plusieurs fonctions qui interviennent dans (III-1-37) ont des expressions analytiques compliquées et il convient d'en donner des formes plus adaptées à l'analyse numérique.

α) Fonctions approchées

La fonction de Kawabata $f_3(\delta)$ avait déjà été approchée avec une erreur inférieure à 0,1 % par le polynôme (Baxter et coll. 1989) écrit en (III-1-23).

La fonction $\varphi_3(x)$ de Altshuler et coll. (1981) est une intégrale de borne supérieure infinie. On pourra la remplacer avec une précision de $2,5 \cdot 10^{-4}$ par une série de polynômes calculés par Ousset et coll. (1985) à partir d'un développement limité de Euler-MacLaurin et corrigés par Baxter et coll. (1989).

Si $x \leq 0,7$

$$\varphi_3(x) = 0,32925 x^{3/2} - 0,11894 x^{7/2} + 0,10753 x^{11/2} - 0,0636 x^{6,63}$$

Si $0,7 \leq x \leq 2,4$

$$\varphi_3(x) = -0,03043 + 0,22616x + 0,14104x^2 - 0,10293x^3 + 0,02759 x^4 - 0,0028 x^5$$

Si $x \geq 2,4$

$$\varphi_3(x) = 1,900344 - \frac{2,29392}{\sqrt{x}} + \frac{1,2266}{x^2} - \frac{0,826}{x^{7/2}}$$

La fonction $g_3(h)$ est également une intégrale infinie dont on ne peut donner une valeur exacte. Ousset et coll. (1985) en ont également proposé trois expressions polynomiales qui assurent une précision de $2,5 \cdot 10^{-4}$.

Si $h \leq 3$

$$g_3(h) = 5,6464 \cdot 10^{-2} h^2 - 1,4759 \cdot 10^{-3} h^4 + 4,2747 \cdot 10^{-5} h^6 - 1,5351 \cdot 10^{-6} h^8 + 6 \cdot 10^{-8} h^{10}$$

Si $3 \leq h \leq 8$

$$g_3(h) = 0,64548 + 0,235(h - 4) - 7,45 \cdot 10^{-4}(h - 4)^2 - 2,94 \cdot 10^{-3}(h - 4)^3 + 6,32 \cdot 10^{-4}(h - 4)^4 - 5,22 \cdot 10^{-5}(h - 4)^5$$

Si $h \geq 8$

$$g_3(h) = \sqrt{h} - 1,2942 - \frac{\pi^2}{12 h^{3/2}} - \frac{\pi^4}{16 h^{7/2}} - \frac{5 \pi^6}{32 h^{11/2}}$$

Toutes ces approximations seront utilisées dans le programme à chaque fois que l'on fera appel aux fonctions ou à leurs dérivées.

β) Ajustement numérique

La méthode numérique choisie pour la détermination du temps de diffusion inélastique est une variante de celle des moindres carrés pour les équations non-linéaires à trois paramètres. Il s'agit d'un algorithme original dont le fondement est dû à Marquardt (1963) et qui permet d'augmenter considérablement la rapidité et la précision de la méthode analytique traditionnelle.

Supposons un jeu de N données numériques (x_i, y_i) devant être représentées par la fonction non-linéaire $y = F(x)$. Le but de toute méthode d'ajustement aux moindres carrés est de minimiser la quantité d'erreur globale

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N w_i R_i^2 \quad \text{où} \quad R_i = y_i - F(x_i) \quad (\text{III-1-38})$$

et w_i est un poids statistique que nous prenons égal à 1.

Il s'agit donc en général de trouver les p paramètres a_j intervenant dans $F(x)$ tels que

$$\left(\frac{d\chi^2}{da_j} \right)_{a_j = a_i} = 0 \quad (\text{III-1-39})$$

La technique consiste à linéariser la fonction $F(x, a_j)$ par un développement en séries de Taylor afin de résoudre (III-1-39). Si les hypothèses de départ pour les a_j sont notées q_j , on peut proposer des corrections infiniment petites δa_j telles qu'on puisse écrire $a_j = q_j + \delta a_j$ et

$$F(x_i, a_1, a_2, \dots, a_p) = F(x_i, q_1, q_2, \dots, q_p) + \sum_{j=1}^p d_{ji} \delta a_j \quad (\text{III-1-40})$$

$$\text{où } d_{ji} = \left[\frac{dF(x_i)}{da_j} \right]_{a_k, k \neq j} \quad (\text{III-1-41})$$

La résolution de (III-1-39) passe par celle d'un système de p équations à p inconnues :

$$\begin{aligned} b_{11}\delta a_1 + b_{12}\delta a_2 + \dots + b_{1p}\delta a_p &= c_1 \\ b_{21}\delta a_1 + b_{22}\delta a_2 + \dots + b_{2p}\delta a_p &= c_2 \\ &\vdots \\ b_{p1}\delta a_1 + b_{p2}\delta a_2 + \dots + b_{pp}\delta a_p &= c_p \end{aligned} \quad (\text{III-1-42})$$

$$\text{où } b_{kl} = \sum_i d_{ki} d_{li} \text{ et } c_k = \sum_i dk_i R_i \quad (\text{III-1-43})$$

Ayant résolu ce système, on trouve δa_j et par conséquent les nouvelles valeurs de a_j . Le processus est ensuite répété jusqu'à la convergence.

La méthode de Marquardt consiste à remplacer les éléments diagonaux de la matrice des b_{ij} par $b_{ij}(1 + \lambda)$. Le paramètre λ variera selon la proximité relative de la solution. L'algorithme sera le suivant :

- On émet les hypothèses de départ q_j et on calcule le χ^2 correspondant, noté χ_L^2 .

- On pose $\lambda = 0,001$ et on calcule les b_{ij} et c_i en tenant compte du paramètre λ .

- On résout le système et on trouve les δa_j .

- On calcule les nouveaux a_j et on évalue un nouveau χ^2 noté χ_T^2 .

- Si $\chi_T^2 < \chi_L^2$ la solution est acceptable et on se rapproche des vraies valeurs de a_j : on divise λ par 10 de manière à s'orienter

vers la méthode analytique initiale, on remplace les q_j par les nouveaux a_j et χ_L^2 par χ_T^2 , puis on retourne au troisième pas.

- Si $\chi_T^2 > \chi_L^2$ la solution est mauvaise et on s'éloigne des vraies

valeurs de a_j : on multiplie λ par 10 de manière à s'orienter vers la méthode du gradient qui permet une convergence plus rapide et on retourne au troisième pas.

Il nous reste à appliquer cette méthode à la magnétoconductivité en utilisant la forme complète (III-1-37) où τ_e , λ et F sont les inconnues. Pour évaluer les coefficients d_{ji} , nous avons besoin des dérivées partielles de $\Delta\sigma(B,T)$ par rapport à ces trois inconnues, soit

$$d_{1i} = \frac{d\Delta\sigma}{d\tau_e} = -4,8 \sqrt{B_i} \left(\frac{\hbar}{4DeB_i \tau_e^2} \right) \frac{df_3}{d\delta}$$

$$d_{2i} = \frac{d\Delta\sigma}{d\lambda} = -4,8 \sqrt{B_i} \frac{\varphi_3 \left(\frac{2DeB_i}{\pi kT} \right)}{\left[1 + \lambda \operatorname{Ln} \left(\frac{E_F}{E_0} \right) \right]^2} \quad (\text{III-1-44})$$

$$d_{3i} = \frac{d\Delta\sigma}{dF} = -4,8 \sqrt{B_i} \sqrt{\frac{kT}{2DeB_i}} g_3 \left(\frac{g\mu_B B}{kT} \right)$$

où $\frac{df_3}{d\delta}$ est dérivée de l'équation (III-1-23).

Le programme qui utilise cette procédure pour déterminer le temps de diffusion inélastique a été écrit en Turbo-Pascal 4.0 pour compatible PC. Il nous permet de dépouiller les mesures de $\Delta\sigma$ en fonction de B .

c) Résultats et discussion

Par ce modèle, il est impossible de rendre compte de la totalité du domaine de champ magnétique car nous n'avons pris en considération ni l'oscillation de SdH qui survient à $B = 2$ T, ni la magnétorésistance positive normale qui devient importante au dessus de 3 T. Nous limiterons donc notre investigation à l'intervalle [0 - 1,5 T].

Le résultat de l'ajustement des courbes expérimentales par le modèle complet (Figure III-5) montre que l'accord est acceptable à haute et assez basse température ($T > 3$ K) et excellent à très basse température. Nous interprétons ce phénomène de la façon suivante : nous avons vu que le modèle de Kawabata pour la localisation faible n'est valable dans notre cas que pour $B < 0,5$ T. A haute température, la localisation faible est l'effet prépondérant et l'ajustement du modèle complet jusqu'à 1,5 T peut être difficile ou donner des résultats légèrement erronés. Par contre, à très basse température, la magnéto-résistance due aux interactions électron-électron devient déterminante, et cela même à champ magnétique faible. C'est pourquoi nous considérons que les résultats obtenus à très basse température sont les plus fiables. Comme nous allons le constater, cette hypothèse est confirmée par la comparaison des paramètres ajustés avec la théorie.

Le comportement du temps τ_e avec la température (Figure III-6) ne semble pas s'accorder avec le modèle de Isawa. Les valeurs calculées grâce à l'équation (III-1-21) et celles tirées de l'ajustement par le modèle complet sont du même ordre de grandeur. Cependant, le comportement à très basse température reste en T^{-1} et on obtient

$$\tau_e = 8,9461 \cdot 10^{-12} T^{-0,95} \quad (\text{III-1-45})$$

A haute température, les valeurs trouvées s'écartent légèrement de ce comportement mais on retrouve à peu près la même loi si, pour $T > 3$ K, on n'utilise que le modèle de Kawabata. Cet exposant $p = 1$ persistant, déjà observé expérimentalement près de la TMI (Morita et coll. 1984, Mui et coll. 1984), est expliqué comme un résultat de la théorie d'échelle de Wegner appliquée à la dynamique des courants critiques (Belitz et Wysokinski 1987). Cependant, ce que nous observons est en contradiction avec les prédictions de Hikami et coll. (1980). Selon eux, lorsque la concentration en impuretés est très proche de la concentration critique, des niveaux isolés apparaissent, porteurs de spins localisés sur lesquels les électrons libres seront diffusés. Dans ce cas, le temps de cohérence de phase est modifié par un terme additionnel τ_s , dû à la diffusion sur les spins localisés :

$$\tau_e^* = \frac{\tau_e \tau_s}{\tau_e + \tau_s} \quad (\text{III-1-46})$$

A basse température, le temps τ_e augmente jusqu'à devenir très supérieur à τ_s . Le temps de cohérence de phase effectif est alors complètement défini par τ_s , supposé indépendant de la température. On devrait donc obtenir une saturation du temps

mesuré τ_e à basse température. Ce résultat a été expérimentalement vérifié par Friedland et coll. (1990) sur un échantillon de GaAs dopé à la transition. Il est possible que notre échantillon soit encore trop éloigné de la TMI pour qu'un tel phénomène ait lieu. Des investigations à température plus basse (≈ 20 mK) devraient permettre de lever le doute.

L'ajustement numérique portait également sur la valeur de la constante de Hartree F . Celle-ci a été trouvée nulle à toute température. En fait, à haute température, la courbe théorique, de même que les valeurs de τ_e et λ sont insensibles au paramètre F . La constante de Hartree est une grandeur représentative de l'amplitude des interactions électron-électron et elle ne peut vraisemblablement pas être nulle près de la TMI, où les interactions sont présumées importantes. Nos résultats reflètent donc plutôt l'absence de l'effet Zeeman au sens de Lee et Ramakrishnan dans ce domaine de champ magnétique.

La constante de couplage λ varie avec T de façon particulière (Figure III-7). A haute température, elle semble stagner autour d'un palier à 2,1. Puis elle diminue avec T et tend vers une deuxième valeur 0,46. Nous ne connaissons pas l'origine de la première valeur et nous ne pouvons en donner de signification. Comme nous l'avons remarqué précédemment, le paramètre trouvé à basse température est certainement plus fiable. Nous pouvons interpréter la valeur $\lambda = 0,46$ comme étant égale à $F/2$ (Isawa et Fukuyama 1984) où la constante de Hartree F est calculée dans l'approximation de Kleinman-Langreth ($F \approx 0,9$). Il serait intéressant de vérifier si ce paramètre reste constant à basse température

III-2. Magnétorésistance dans les isolants

III-2.1. Longueur de localisation

Les théories les plus récentes concernant la magnétorésistance négative dans les isolants sont basées sur des phénomènes d'interférence. Les modèles les plus courants utilisent comme point de départ les travaux de Nguyen, Spivak et Shklovskii (NSS) (1986) et considèrent l'interférence de deux fonctions électroniques sur des chemins de propagation directs. D'autres auteurs pensent au contraire que les boucles de rétrodiffusion à l'intérieur du domaine limité par la longueur de localisation ξ ne sont pas négligeables (Bouchaud 1991) ou que la MRN provient de l'action du champ magnétique sur ξ . (Pichard et coll. 1990).

Le fait est que dans les semi-conducteurs isolants, la magnétoconductance positive ou négative est accompagnée d'une variation de la longueur de localisation. Il est donc utile, au moins pour l'aspect physique des phénomènes observés, d'étudier le comportement de ξ avec le champ.

a) Méthode de détermination

Dans le paragraphe I-3.2., nous avons vu que plusieurs expressions ont été proposées pour la variation de la conductivité en $T^{-1/4}$ dans le régime de VRH. De manière très générale, elles se mettent sous la forme

$$\sigma = A T^s \exp(-B T^{-1/4}) \quad (\text{III-2-1})$$

où A est un terme indépendant de la température et l'exposant s varie suivant les modèles.

Biskupski (1982) a montré que, dans InP, l'expression qui rend compte d'une réalité physique en ce qui concerne la longueur de localisation et la densité d'états a été proposée par Mott et Davis (1971) et s'écrit

$$\sigma = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi\rho_s^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi NkT \alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2\kappa} \right)^2 \exp \left[-2,063 \left(\frac{\alpha^3}{NkT} \right)^{1/4} \right] \quad (\text{III-2-2})$$

où N désigne la densité d'états au niveau de Fermi $N(E_F)$ et $\alpha = 1/\xi$. Les autres paramètres sont donnés dans le tableau I-1.

L'exposant est donc $s = 1/4$ et les constantes A et B s'écrivent

$$A = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi\rho_s^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi Nk \alpha}{9} \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2\kappa} \right)^2 \quad (\text{III-2-3})$$

$$B = 2,063 \left(\frac{\alpha^3}{Nk} \right)^{1/4}$$

A partir de l'ajustement des courbes de conductivité par l'expression (III-2-1) dans le régime en $T^{-1/4}$, nous obtenons A et B et pouvons ainsi déterminer α et N. Grâce aux valeurs du

tableau I-1, nous calculons dans le système d'unités MKS non rationalisé ($\epsilon_0 = \frac{1}{9 \cdot 10^9} \text{ F.m}^{-1}$) :

$$\xi = \frac{1}{\alpha} = \left(\frac{2,5976 \cdot 10^{-19}}{A B} \right)^{1/3} \quad (\text{III-2-4})$$

$$\text{et } N(E_F) = 5,052 \cdot 10^{42} \frac{A}{B^3} \quad (\text{III-2-5})$$

Dans GaAs 101, pour les températures supérieures T_c (température de transition entre le régime de Mott et le régime de ES), nous avons pu déterminer les valeurs de A et B. A champ nul, nous trouvons $A = 66,21 \text{ MKS}$ et $B = 2,32 \text{ MKS}$, ce qui correspond à $\xi = 1191,5 \text{ \AA}$ et $N(E_F) = 4,29 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$.

L'ordre de grandeur de ces deux constantes est correct et une telle longueur de localisation est compatible avec l'observation du VRH. Cependant, la valeur de ξ ainsi trouvée est en désaccord avec la théorie d'échelle. En effet, d'après ce qui a été dit au paragraphe I-2.3., la longueur de localisation à champ nul est donnée par

$$\xi(n) = a_H \left| 1 - \frac{n}{n_c} \right|^{-v} \quad (\text{III-2-6})$$

où $v = 1$ pour GaAs.

En prenant $a_H = 104 \text{ \AA}$ et $n_c = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, nous obtenons $\xi(0) = 168,5 \text{ \AA}$ pour GaAs 101 et $\xi(0) = 298 \text{ \AA}$ pour GaAs 203.

L'écart entre cette valeur et la précédente peut s'expliquer par l'incertitude sur les constantes utilisées dans l'expression (III-2-3). De plus, certains de ces paramètres, comme la constante diélectrique κ , divergent à la transition, ce qui a pu fausser le calcul. Nous retiendrons donc la dernière valeur $\xi(0) = 168,5 \text{ \AA}$, du même ordre de grandeur que la distance entre donneurs. Néanmoins, on peut considérer que ξ conserve bien sa forme initiale:

$$\xi = \left(\frac{C}{A B} \right)^{1/3} \quad (\text{III-2-7})$$

avec C un coefficient que l'on détermine à partir de la valeur de $\xi(0)$.

Nous trouvons $C = 7,3475 \cdot 10^{-22}$ MKS pour GaAs 101 et $C = 1,0026 \cdot 10^{-20}$ MKS pour GaAs 203.

b) Variation avec le champ magnétique

La méthode précédente nous a permis d'évaluer la longueur de localisation jusqu'au champ $B = 3$ T dans GaAs 101 et $B = 1,5$ T dans GaAs 203. L'évolution de ξ en fonction de B est montrée sur les figures respectives III-8 et III-9. Nous observons que la longueur de localisation augmente tout d'abord avec le champ, passe par un maximum puis diminue pour donner lieu à la magnétorésistance positive.

Nous nous intéressons à présent à l'échantillon GaAs 101 car c'est celui pour lequel nous disposons d'un large domaine de champ magnétique et dans lequel on observe effectivement un maximum de ξ au champ $B^* = 1,5$ T.

Pichard et coll. (1990) ont étudié la magnétorésistance dans les isolants de Anderson et développé une théorie qui tient compte, comme dans le cas de la localisation faible, de la symétrie par renversement du temps. Le calcul utilise la théorie des matrices de transfert aléatoires et aboutit à une relation universelle sur la longueur de localisation. Selon Pichard (1990), deux types de symétries entrent en compte dans les corrections quantiques de la conductivité : la symétrie par renversement du temps (SRT) et la symétrie par rotation du spin (SRS). Le système est modélisé par N canaux de diffusion élastique (sauts à la distance R_{hop}) et associé à une matrice de transfert M . Les propriétés de cette matrice conduisent à la détermination d'un facteur β ne dépendant que de l'état de symétrie du système. Trois cas sont possibles :

- . $\beta = 1$: Le système est orthogonal, c'est-à-dire qu'il possède les deux symétries SRT et SRS. Cela correspond à l'absence de couplage spin-orbite ($\tau_{so} \gg \tau_{\phi}$).
- . $\beta = 2$: Le système est unitaire, c'est-à-dire que la SRT est détruite. C'est le cas d'un système sous champ magnétique intense, lorsque le flux magnétique ϕ à travers une surface cohérente ξ^2 est supérieur au quantum de flux ϕ_0 .
- . $\beta = 4$: Le système est dit symplectique : il possède uniquement la symétrie SRT. La SRS est détruite par l'intermédiaire du couplage spin-orbite.

Lorsqu'un champ magnétique suffisant est appliqué, la SRT est détruite et on passe du cas ($\beta = 4$) au cas ($\beta = 2$) en présence de

spin-orbite et du cas ($\beta = 1$) au cas ($\beta = 2$) en l'absence de spin-orbite. Pichard et coll. (1990) prédisent que ce transfert s'accompagne d'une modification de la longueur de localisation : $\beta_i \xi$ devient $\beta_f \xi$. Dans notre cas, où le couplage spin-orbite est absent, la longueur de localisation doit donc être multipliée par 2 lorsque $\phi \geq \phi_0$. Le champ de crossover B^* doit par conséquent vérifier la relation

$$B^* \xi^2(0) \approx \frac{\hbar}{e} \quad (\text{III-2-8})$$

Cela correspond à $B^* = 2,3$ T, du même ordre de grandeur que notre valeur expérimentale 1,5 T. D'autre part, nous constatons que la longueur de localisation n'est pas multipliée par deux : on a $\xi(B^*) = 1,2 \xi(0)$.

Par une technique diagrammatique, Bouchaud (1991) retrouve le même facteur 2 que Pichard pour les échantillons unidimensionnels. Cependant, pour les échantillons tridimensionnels, le rapport $\xi(B^*)/\xi(0)$ est un nombre compris entre 1 et ∞ , dépendant de la proximité de la TMI. De ce point de vue, notre facteur 1,2 situerait l'échantillon GaAs 101 loin du front de mobilité.

D'autre part, selon Bouchaud, à champ magnétique faible ($B \ll B^*$), la longueur de localisation varie en B^2 . Ce comportement n'apparaît pas dans GaAs 101. Il est possible que le domaine de champ correspondant à cette variation soit trop étroit pour que nos mesures le mettent en évidence.

III-2.2. Magnétorésistance positive dans le régime de VRH

Les mesures effectuées au CRTBT à Grenoble nous ont permis, pour les basses températures, de représenter la magnétorésistance totale des deux échantillons isolants jusqu'au champ 5,8 T (Figures III-10, III-11). Nous observons qu'à partir d'un champ compris entre 2 et 3 Teslas, celle-ci devient positive à cause de la compression des orbitales électroniques. En fait, la magnétorésistance totale est toujours constituée d'une composante négative et d'une composante positive.

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^- + \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^+ \quad (\text{III-2-9})$$

Dans le but d'étudier la MRN dans les isolants, il est donc nécessaire d'évaluer préalablement la composante positive.

a) Expression en champ faible

Selon Shklovskii et Efros (1984), lorsque le champ magnétique est tel que

$$\frac{\lambda^2}{a_H} \ll d \quad (\text{III-2-10})$$

où $\lambda = \sqrt{\hbar/eB}$ est la longueur magnétique et d la distance intersite, l'énergie potentielle magnétique reste très inférieure à l'énergie d'ionisation et la correction apportée à l'exposant de la fonction d'onde est petit. Le champ B est alors considéré comme faible et la magnétorésistance dans le régime en T^{-p} doit être de la forme

$$\text{Ln} \left[\frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right] = t^{(n)} \frac{\xi^4}{\lambda^4} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{3p} \quad (\text{III-2-11})$$

que l'on peut écrire de manière simplifiée

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right)^+ = \exp(\beta B^2) - 1 \quad (\text{III-2-12})$$

Le coefficient $t^{(n)}$ ne dépend que de la forme de la densité d'états (Expression I-3-35). La forme (III-2-12) est caractéristique de la conduction par saut mais le paramètre β ne varie avec la température que dans le cas du VRH.

b) Expression en champ fort

Tokumoto et coll. (1982) étudient le processus de modification des fonctions d'onde par un champ magnétique ne satisfaisant pas le critère (III-2-10). Ils utilisent pour cela la fonction d'onde de Hasegawa-Howard décrivant l'électron dans un champ B parallèle à la direction z :

$$\Psi_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi \lambda^2 a_B}} \exp \left[- \frac{x_i^2 + y_i^2}{4 \lambda^2} - \frac{|z_i|}{a_B} \right] \quad (\text{III-2-13})$$

où la longueur a_B est caractéristique de la décroissance de la fonction d'onde dans la direction du champ.

$$a_B = \frac{a_H}{\text{Ln} \left[\left(a_H / \lambda \right)^2 \right]} \quad (\text{III-2-14})$$

Le traitement de Tokumoto et coll. mène à la forme suivante :

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho_0} \right)^+ = \exp \left[\frac{c^{(n)}}{\lambda^2 a_B} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{n+1} \right]^{\frac{1}{n+3}} - 1 \quad (\text{III-2-15})$$

où $c^{(n)}$ est un coefficient numérique ne dépendant que de la forme (I-3-35) de la densité d'états.

De manière simplifiée, nous obtenons donc

$$\text{Ln} \left(\frac{\rho(B)}{\rho(0)} \right) = A \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{n+1}{n+3}} \quad (\text{III-2-16})$$

Cette dernière expression a récemment été utilisée avec succès par Biskupski (1992) pour décrire la MRP à champ élevé dans un échantillon d'InP. Cela a notamment permis de déterminer pour chaque champ la valeur de l'exposant n .

c) Résultats expérimentaux et discussion

Une manière intéressante d'étudier le comportement de la MRP est d'analyser les données dans un domaine de champ où celles-ci ne sont plus influencées par la MRN. Cette situation est obtenue pour des champs supérieurs à 4 T.

Typiquement, d'après le critère (III-2-10), le régime de champ magnétique élevé a lieu lorsque $B \gg 2$ T dans GaAs 101 et $B \gg 2,5$ T dans GaAs 203. Nous allons donc dans un premier temps vérifier la validité du modèle de Tokumoto et coll.

Sur les figures III-12 et III-13, nous avons reporté les variations de $\text{Ln} \left[\text{Ln}(\rho(B)/\rho(0)) \right]$ en fonction de $\text{Ln}(T)$ pour les champs $B > 4$ T dans GaAs 101 et GaAs 203 respectivement. Dans le domaine des basses températures, nous observons des droites de pentes proches de -0,6, ce qui confirme la présence du gap de Coulomb ($n = 2$). A plus haute température, la pente diminue pour tendre vers -0,33, conformément à la transition du régime de ES vers le régime de Mott. Au vu de ces résultats, nous travaillons donc bien à champ élevé.

Cependant, l'ajustement numérique de la MRP par l'expression complète de Tokumoto et coll. (Expression III-2-15) ne donne aucun

résultat satisfaisant et la magnétorésistance à champ élevé semble plutôt suivre une loi en $\exp(\beta B^2) - 1$. En fait, ce phénomène paradoxal provient du caractère intermédiaire de notre domaine de champ : l'ordre de grandeur de B correspond à $\lambda^2 \approx d a_H$. De plus, la partie qu'il nous intéresse d'étudier par la suite, c'est à dire la région où la magnétorésistance est négative, correspondra plutôt à une région de champs faibles où la MRP est donnée par l'expression (III-2-12).

Nous avons donc ajusté la MRP par cette expression et déterminé le coefficient β dans le domaine de champ où elle est très supérieure à la MRN. D'après les équations (III-2-11) et (III-2-12), une représentation de $\ln(\beta)$ en fonction de $\ln(T)$ devrait faire apparaître une droite de pente $-3p$. Sur la figure III-14, ce n'est pas le cas et à haute température, la valeur $-3/4$ correspondant au régime de Mott est encore bien inférieure à la pente réelle, de l'ordre de $-0,44$.

Une explication de cette contradiction peut être fournie de la manière suivante : lorsqu'on examine l'expression (III-2-11), on se rend compte que le coefficient β dépend de ξ et de T_0 , deux grandeurs qui varient fortement en champ magnétique élevé. Si on inclue cette variation dans l'expression de la magnétorésistance, on obtiendra

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^+ = \exp[\beta' \xi^4(B) \{T_0(B)\}^{3p} B^2] - 1 \quad (\text{III-2-17})$$

où c'est le coefficient β' qui varie en T^{-3p} .

Cependant, ne connaissant pas les valeurs de ξ en champ élevé, nous ne pouvons actuellement pas vérifier cette hypothèse. Constatant que les valeurs obtenues sont correctement décrites par une relation empirique du type

$$\beta = a \exp\left(\frac{b}{T^c}\right) \quad (\text{III-2-18})$$

nous pouvons les extrapoler aux températures pour lesquelles les mesures à champ élevé sont absentes. Si le paramètre β est exprimé en $(\text{Tesla})^{-2}$ et la température en Kelvin, nous obtenons

- Pour GaAs 101 : $a = 8,2752 \cdot 10^{-3}$, $b = 2,657$ et $c = 0,19477$
- Pour GaAs 203 : $a = 1,50194 \cdot 10^{-4}$, $b = 6,15362$ et $c = 7,81333 \cdot 10^{-2}$

GaAs 101		GaAs 203	
T (K)	β (T ⁻²)	T (K)	β (T ⁻²)
15,18	0,0395	15,13	0,0218
9,96	0,0452	12,01	0,0238
8,98	0,0468	9,85	0,0258
8,05	0,0486	8,58	0,0273
7,77	0,048	7,58	0,0287
7,25	0,0504	6,71	0,0302
5,97	0,054	5,97	0,0317
5,64	0,0553	5,24	0,0335
4,96	0,0579	4,2	0,0365
4,2	0,061	3,77	0,0385
3,5	0,0664	3,5	0,0398
2,98	0,0709	3,21	0,0413
2,754	0,0741	2,86	0,0435
2,44	0,0772	2,44	0,0467
2,065	0,0837	2,23	0,0486
1,87	0,0869	2,05	0,0505
1,55	0,0953	1,83	0,0532
1,229	0,1066	1,456	0,0585
0,98	0,1201	1,235	0,0622
0,781	0,1354	0,982	0,0702
0,6	0,1526	0,783	0,087
0,492	0,1785	0,599	0,0909
0,401	0,1919	0,491	0,1025
0,324	0,2296	0,392	0,1113
		0,321	0,1208

Tableau III-2

Cela nous permet de dresser le tableau III-2 qui réunit les valeurs déduites de l'analyse de la MRP pour les mesures faites au CRTBT et les valeurs extrapolées pour les températures correspondant aux mesures effectuées à Lille.

Dans l'étude de la magnétorésistance négative, la composante positive donnée par (III-2-12) sera retranchée à la magnétorésistance totale, en tenant compte des valeurs du tableau III-2.

III-2.3. Magnétorésistance négative

a) Allure des courbes

Sur la figure III-15, nous avons représenté la magnétorésistance de GaAs 101 à laquelle nous avons retranché la composante positive.

A température intermédiaire, la MRN varie en B^2 à champ faible, puis sa variation semble devenir linéaire en B. A champ magnétique élevé, la magnétorésistance devient à nouveau positive, ce qui constitue une anomalie puisque la MRP avait préalablement été soustraite.

A basse température, la variation en B^2 a lieu pour des champs de plus en plus faibles et devient donc imperceptible. La MRN est quasiment linéaire en B et peut descendre nettement en dessous de sa valeur théorique de saturation -1. En fait, la magnétorésistance se comporte normalement jusqu'à un champ de l'ordre de 1 T, champ à partir duquel un phénomène parasite vient se superposer et donne notamment lieu à une remontée anormale de la résistance.

Ce phénomène est probablement dû à l'approximation qui a été faite en utilisant l'expression de la MRP à champ faible sur l'ensemble du domaine de champ magnétique. Lors des ajustements de la MRN, on ne pourra tenir compte que des valeurs de champs suffisamment faibles, de manière à étudier la MRN proprement dite.

b) Modèle des moments magnétiques

Ce modèle, un des plus anciens, fait appel à la notion de moments magnétiques localisés sur les centres d'impuretés. Les électrons de conduction sont diffusés par ces moments magnétiques. Dans ces conditions, un champ magnétique B a pour effet d'ordonner les moments, réduisant ainsi la diffusion. Il s'ensuit une décroissance de la résistivité (Toyozawa 1962).

Le système est assimilé à un ensemble de spins paramagnétiques dont la température de Curie est notée θ . Dans ce cas, la magnétorésistance négative peut être approchée par la loi

$$\left| \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right|^{-1/2} = K_1 \left(\frac{T + \theta}{B} \right) + K_2 \quad (\text{III-2-19})$$

Le point de Curie se détermine donc en reportant les droites $\left| \Delta\rho/\rho_0 \right|^{-1/2}$ en fonction de T pour chaque valeur du champ B. C'est ce

qui a été fait pour GaAs 101 sur la Figure III-16. Les températures y sont comprises entre 2,4 et 15,2 K et les champs magnétiques considérés jusque 1,5 T. A basse température, on observe bien des droites qui se coupent en un point de coordonnées $T = -\theta$ et $|\Delta\rho/\rho_0|^{-1/2} = K_2$. On peut ainsi évaluer θ autour de 3 K.

D'après Yosida (1957), si des moments magnétiques existent, la magnétorésistance est proportionnelle au carré de l'aimantation moyenne M des impuretés. Dans la théorie classique des systèmes paramagnétiques, cette aimantation est décrite par une fonction de Brillouin B_j :

$$M = N_m g J B_j\left(\frac{\mu^*B}{kT}\right) \quad (\text{III-2-20})$$

où μ^* est le moment magnétique effectif des centres diffuseurs, N_m la concentration de ces centres et J représente le moment total des électrons localisés.

Lorsque N_m est très grand, B_j peut être remplacée par une fonction de Langevin

$$L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (\text{III-2-21})$$

La magnétorésistance négative issue de la diffusion par les spins localisés se met alors sous la forme

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^- = -\lambda L^2\left(\frac{\mu^*B}{k(T+\theta)}\right) \quad (\text{III-2-22})$$

soit encore

$$\left|\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^-\right|^{1/2} = \delta L\left(\frac{\mu^*B}{k(T+\theta)}\right) \quad (\text{III-2-23})$$

Il s'agit donc de vérifier que la représentation de $\left|\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)^-\right|^{1/2}$ en fonction de $\frac{B}{T+\theta}$ ne constitue qu'une seule et même courbe dont la forme est proportionnelle à une fonction de Langevin. Dans un premier temps, il a été nécessaire d'ajuster la valeur de θ pour que les points se superposent le mieux possible en un ensemble cohérent. Un programme informatique permet de représenter les

données pour chaque valeur de θ autour de 3 K et ainsi de choisir celle qui optimise cette courbe : nous trouvons $\theta = 3,4$ K.

On peut ensuite déterminer toutes les valeurs de $X = \frac{B}{T+\theta}$ et poser en ordonnée $Y = \left| \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right)^{-1} \right|^{1/2}$ pour ajuster ces valeurs par la fonction

$$Y = a \left[\coth(bX) - \frac{1}{bX} \right] \quad (\text{III-2-24})$$

où $b = \mu^*/k$ et $a = \delta$.

La courbe représentant Y en fonction de X et l'ajustement numérique par la fonction de Langevin est montrée sur la figure III-17. L'accord n'est pas parfait avec le modèle de Toyozawa car les points expérimentaux s'écartent un peu de la courbe de Langevin à haute et basse température. D'autre part, les coefficients obtenus sont $a = 0,642$ et $b = 22,674$, ce qui confère à chaque site un moment effectif $\mu^* \approx 34 \mu_B$. Cette valeur de moment magnétique est élevée pour un matériau a priori non magnétique. Selon Toyozawa (1962), le modèle proposé pour décrire la MRN nécessite une valeur de μ^* élevée, comprise entre 5 et $10 \mu_B$ car l'auteur ne supposait pas qu'il puisse exister des matériaux comportant des moments effectifs plus grands. En fait, la plupart des composés ferromagnétiques ont des moments effectifs ne dépassant pas $7 \mu_B$.

D'après Pödör (1969), Shmartsev et coll. (1971) et Mott (1974), l'existence de moments magnétiques n'apparaît dans les semi-conducteurs que si des impuretés sont suffisamment éloignées les unes des autres, de sorte que des électrons restent piégés sur leurs sites et donnent lieu à des dipôles magnétiques. On s'attend donc à ce que le modèle de Toyozawa s'applique plus particulièrement à des systèmes fortement localisés. Halbo et Sladek (1968) ont pu décrire la MRN d'un échantillon de GaAs dopé n grâce à ce modèle. L'analyse de leurs points expérimentaux montre que le moment effectif correspondant est $\mu^* = 0,32 \mu_B$. Cette valeur nous semble plus réaliste, bien qu'elle ne se situe pas dans l'intervalle préconisé par Toyozawa. Cependant, l'échantillon en question a une concentration en porteurs $n = 2,1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et se trouve donc dans le régime fortement isolant. Ces auteurs précisent d'ailleurs que pour une concentration supérieure à $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, la MRN prend un caractère différent et ne peut plus être décrite par l'équation III-2-23. De plus, les champs

magnétiques exploités par Halbo et Sladek ne dépassent pas 0,36 T. Il est probable que l'extension à des champs plus élevés aurait également conduit à un désaccord avec le modèle. Citons encore le travail de Friedland et coll. (1990) sur des échantillons de GaAs métalliques proches de la TMI. Ceux-ci concluent que la MRN due à la diffusion par des spins localisés, si elle existe, reste faible devant les effets d'interférence quantique responsables de la localisation faible.

c) Déplacement du front de mobilité

Le premier modèle faisant intervenir de manière indirecte les interférences quantiques à été proposé par Altshuler et coll. (1982). Le raisonnement qui va suivre est proche de celui de Pichard et coll. (1990) puisque la magnétorésistance négative provient de l'augmentation de la longueur de localisation ξ avec le champ B. Dans le régime critique, les fonctions d'onde électronique se recouvrent partiellement et la probabilité de saut est déterminée par ξ qui dépend de la proximité de la TMI.

Nous avons vu dans le chapitre I qu'aux abords du front de mobilité, la longueur de localisation suit une loi d'échelle

$$\xi(n) = a_H \left(\frac{n}{n_c} - 1 \right)^{-\nu} \quad (\text{III-2-25})$$

où ν est l'exposant critique, égal à 1 dans GaAs.

Dans ce contexte, le champ magnétique agit sur ξ par l'intermédiaire de la concentration critique n_c . En effet, d'après Khmelnitskii et Larkin (1981), le front de mobilité se déplace sous l'action d'un champ magnétique

$$E_c(B) - E_c(0) = A_2 E_c(0) \left(\frac{eB d^2}{\hbar} \right)^{1/2\nu} \quad (\text{III-2-26})$$

où d est la distance entre impuretés relative à la concentration n ($d \approx n^{-1/3}$). Ceci correspond à la région des champs faibles sur le diagramme de Shapiro (schéma 11) où le front de mobilité diminue avec le champ (Magnétorésistance négative). Dans ce cas, le coefficient A_2 est négatif.

L'équation (III-2-26) est équivalente à

$$n_c(B) = n_c(0) + A_1 n_c(0) \left(\frac{eB}{\hbar} n^{-2/3} \right)^{1/2\nu} \quad (\text{III-2-27})$$

De même, il est naturel de supposer le paramètre A_1 négatif.

Etant donné que, dans le régime de conduction par saut à distance variable, la résistivité prend la forme générale

$$\rho(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/p} \quad \text{avec } T_0 \equiv \xi^{1-p} \quad (\text{III-2-28})$$

En combinant (III-2-25), (III-2-27) et (III-2-28), puis effectuant un développement au premier ordre en $[n_c(0) - n_c(B)]/n_c(0)$, Altshuler et coll. (1982) obtiennent la magnétorésistance

$$\text{Ln}\left(\frac{\rho(T,B)}{\rho(T,0)}\right) = -A_1 \nu \frac{1-p}{p} \left(\frac{eB}{\hbar} n^{-2/3} \right)^{1/2\nu} \text{Ln}\left(\frac{\rho(T)}{\rho_0}\right) \quad (\text{III-2-29})$$

ce qui peut également s'écrire

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right) = \exp(-A B^{1/2\nu}) - 1 \quad (\text{III-2-30})$$

$$\text{avec } A = A_1 \nu \frac{1-p}{p} \left(\frac{e}{\hbar} n^{-2/3} \right)^{1/2\nu} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \quad (\text{III-2-31})$$

On peut facilement vérifier que A est un coefficient positif et que la magnétorésistance est effectivement négative. Notons encore que cette expression est valable dans l'ensemble du domaine de conduction par VRH, indépendamment de la valeur de p .

Nous avons essayé ce modèle sur la magnétorésistance expérimentale à laquelle le terme positif (III-2-12) a été enlevé. Les ajustements correspondant aux échantillons GaAs 101 et GaAs 203 sont représentés sur les figures III-18 et III-19. A basse température, le domaine de champ magnétique est réduit de manière à ne pas prendre en compte l'effet parasite qui donne lieu à la MRP anormale et à ne considérer que les points pour lesquels l'accord est suffisant.

Dans le tableau III-3 se trouvent regroupées pour GaAs 101, les valeurs de ν , A et A_1 déduites de ces ajustements. Le coefficient A_1 est calculé à partir de l'expression (III-2-31) de

deux manières différentes selon que $p = 4$ et $T_o = T_{\text{Mott}} = 38,22$ K ou que $p = 2$ et $T_o = T_{\text{ES}} = 6,76$ K.

T (K)	ν	A (MKS)	A_1 (Mott)	A_1 (ES)
15,18	0,3597	0,0718	$-2,5 \cdot 10^{-2}$	$-7,07 \cdot 10^{-2}$
8,05	0,3932	0,1182	$-5,17 \cdot 10^{-2}$	-0,1248
5,97	0,4085	0,145	$-6,02 \cdot 10^{-2}$	-0,1351
4,2	0,4349	0,19014	$-7,49 \cdot 10^{-2}$	-0,1537
2,44	0,426	0,25044	$-8,52 \cdot 10^{-2}$	-0,1527
1,229	0,4456	0,41914	-0,1228	-0,1855
0,6	0,488	0,61885	-0,1572	-0,1984
0,324	0,48	0,91354	-0,1978	-0,214

Tableau III-3

Nous remarquons que la constante A_1 est un peu différente lorsqu'on utilise l'un ou l'autre des deux régimes de VRH. D'autre part, la valeur de ν à basse température est d'environ 1/2 et diminue lorsque la température augmente. Cet exposant 1/2 est contraire à ce qui a été dit dans le chapitre I puisque le GaAs est un semi-conducteur monovallée et les échantillons sont fortement compensés. La valeur attendue $\nu = 1$ a par ailleurs été observée expérimentalement (Long et Pepper 1985).

La même étude a été faite sur l'échantillon GaAs 203 et les résultats correspondants sont montrés dans le tableau III-4.

T (K)	ν	A (MKS)	A_1 (Mott)	A_1 (ES)
15,13	0,2925	$9,5 \cdot 10^{-2}$	$-6,08 \cdot 10^{-2}$	-0,2774
8,58	0,3334	0,1341	$-7,99 \cdot 10^{-2}$	-0,3158
4,2	0,3466	0,2388	-0,1208	-0,3996
2,86	0,3603	0,318	-0,1481	-0,4449
1,235	0,406	0,4753	-0,1847	-0,4499
0,599	0,402	0,7656	-0,2479	-0,5038
0,321	0,415	1,0551	-0,2938	-0,5109

Tableau III-4

Pour cet échantillon, nous trouvons un exposant ν qui varie moins que précédemment et qui reste proche de 1/3. Cependant, un tel exposant n'est prévu par aucun modèle théorique.

D'autre part, d'après Khmel'nitskii et Larkin (1981), le coefficient A_1 est une constante universelle ne dépendant que de la

symétrie du système. Or, nous voyons que, quel que soit le régime de VRH considéré, A_1 varie avec la température. Cette variation est moins forte dans le cas de GaAs 203. Cela nous laisserait penser que le modèle fonctionne d'autant mieux qu'on se rapproche de la TMI. Mais dans ce cas, il devient difficile d'expliquer les bons résultats obtenus grâce à cette théorie sur des échantillons de CdAs_2 fortement localisés (Oubraham 1991). En fait, selon Yosida et Fukuyama (1980), l'effet du décalage de E_c avec le champ est plus important pour un échantillon situé loin de la TMI.

Rentzsch et coll. (1988), travaillant sur plusieurs échantillons de GaAs, montrent que le modèle de Altshuler et coll. ne fonctionne pas pour les champs les plus faibles où la magnétorésistance varie en B^2 , mais est adapté à un domaine de champ intermédiaire où $\ln[\rho(B)/\rho(0)]$ varie comme $(B/T)^{1/2}$. Nous pensons que ce résultat est incompatible avec le travail de Shapiro (1984) qui utilise le déplacement du front de mobilité exprimé par Khmel'nitskii et Larkin comme point de départ pour son diagramme de phase.

d) Effet Zeeman et décalage du front de mobilité

Fukuyama et Yosida (1979) ont interprété la MRN dans le régime de VRH comme un phénomène dû au seul effet Zeeman. Ce modèle serait particulièrement adapté dans la région critique de la TMI. Selon ces mêmes auteurs (Yosida et Fukuyama 1980), dans un domaine plus large autour de la transition, il est également important de tenir compte du décalage de E_c avec le champ.

Dans une bande d'états localisés, la fonction d'onde d'un électron d'énergie E est de la forme

$$\Psi_E(R) \equiv \exp[-(E_c - E)^\beta R] \quad (\text{III-2-32})$$

où R est la distance de l'électron à l'impureté et β est un coefficient proche de l'unité. Si la symétrie sphérique est respectée, la température caractéristique à champ nul $T_0(E_F^0)$ est proportionnelle à $(E_c - E_F^0)^{\beta d'}$ où d' est la dimension du système.

Pour un état propre donné, proche du niveau de Fermi, un champ magnétique lève la dégénérescence de spin en produisant deux états de spins opposés, ce qui conduit à une repopulation au sein des états localisés de Anderson. Un des deux états issus de cet effet Zeeman est plus haut en énergie que l'état initial. Il est donc également plus proche de E_c et la fonction d'onde qui lui correspond possède une plus grande extension spatiale. Selon Fukuyama et

Yosida (1979), en présence de champ magnétique, les porteurs majoritaires se trouvent sur les niveaux supérieurs, ce qui provoque la magnétorésistance négative.

L'enveloppe des fonctions d'onde et donc la conductivité dépend du spin de l'électron de la manière suivante

$$\sigma(B) = \frac{C}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp\left[-\left(\frac{T_\alpha}{T}\right)^{1/p}\right] \quad (\text{III-2-33})$$

$$\begin{aligned} \text{où } T_\alpha &= T_0 \left(E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B \alpha \right) \\ &\equiv \left[E_c(B) - \left(E_F + \frac{1}{2} g \mu_B B \alpha \right) \right]^{\beta d'} \end{aligned} \quad (\text{III-2-34})$$

où g est le facteur de Landé égal à 2 pour un électron, μ_B est le magnéton de Bohr.

Yosida et Fukuyama (1980) proposent une expression de la variation du front de mobilité avec le champ :

$$E_c(B) = E_c(0) + AB^2 \quad (\text{III-2-35})$$

avec A un coefficient positif. Cependant, cette relation n'est qu'un cas particulier de l'expression plus générale avancée par Khmel'nitskii et Larkin (1981) (Expression III-2-26). Il est donc préférable d'écrire

$$E_c(B) = E_c(0) + AB^z \quad (\text{III-2-35})$$

où $z = 1/2v$ devra rester proche de $1/2$ et A est négatif dans le cas de la MRN. On obtient ainsi :

$$T_\alpha \equiv \left[E_c(0) - E_F + AB^z - \left(E_F + \mu_B B \alpha \right) \right]^{\beta d'} \quad (\text{III-2-36})$$

qui peut encore s'écrire

$$T_\alpha = T_0 \left[1 + \frac{AB^z - \alpha \mu_B B}{E_c(0) - E_F} \right]^{\beta d'} \quad (\text{III-2-37})$$

L'expression (III-2-33) devient alors

$$\begin{aligned} \sigma(B) = & \frac{C}{2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \left(1 + \frac{AB^z - \alpha \mu_B B}{E_c(0) - E_F} \right)^{\beta d'/p} \right] \right\} \\ & + \frac{C}{2} \left\{ \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/p} \left(1 + \frac{AB^z + \alpha \mu_B B}{E_c(0) - E_F} \right)^{\beta d'/p} \right] \right\} \end{aligned} \quad (\text{III-2-38})$$

A ce stade du calcul, il convient de connaître la valeur de $\beta d'/p$ de manière à spécifier clairement la dépendance de σ avec le champ. Nous choisissons de ne considérer que les températures pour lesquelles $p = 2$. Selon Fukuyama et Yosida (1979), la magnétorésistance résultante est peu sensible à l'exposant $\beta d'/p$. Nous pouvons choisir $\beta d'/p = 1$, ce qui revient à prendre $\beta = 2/3$. Cela ne constitue pas une approximation déraisonnable. En regroupant les termes de l'équation (III-2-38), nous obtenons alors

$$\sigma(B) = C \exp \left[- \left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{AB^z}{E_c - E_F} \right) \right] \cosh \left[\left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \frac{\mu_B B}{E_c - E_F} \right] \quad (\text{III-2-39})$$

soit encore

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{\exp(\gamma AB^z)}{\cosh(\gamma \mu_B B)} - 1 \quad (\text{III-2-40})$$

$$\text{avec } \gamma = \left(\frac{T_{ES}}{T} \right)^{1/2} \frac{1}{E_c - E_F} \quad (\text{III-2-41})$$

Nous avons ajusté la MRN expérimentale des deux échantillons isolants par la relation (III-2-40) en faisant varier le domaine de champ magnétique de manière à obtenir le meilleur accord possible. Quelles que soient les valeurs de départ proposées, nous remarquons que l'argument du cosh tend irrémédiablement vers 0, réduisant le dénominateur à l'unité. Dans ce cas, nous retrouvons une expression du type (III-2-30) où le décalage du front de mobilité est prépondérant.

Supposons à présent que le décalage de E_c n'intervient plus dans la MRN et que seul subsiste l'effet Zeeman. L'expression (III-2-40) devient alors :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{1}{\cosh(\gamma \mu_B B)} - 1 \quad (\text{III-2-42})$$

Concernant cette dernière équation, deux types d'ajustements ont été effectués sur la MRN :

- Le premier ajustement est relatif à l'ensemble du domaine de champ magnétique [0 - 1,5 T]. Dans ce cas, le résultat est qualitativement très mauvais (Figures III-20 et III-21) et la forme des courbes est assez comparable à celle obtenue par Benzaquen et coll. (1988).

A partir des valeurs de $\gamma \mu_B$ ajustées, on calcule aisément la distance au front de mobilité $E_c - E_F$. Ces valeurs sont montrées dans le tableau III-5 pour GaAs 101 et pour GaAs 203 dans le tableau III-6. Nous constatons qu'elles sont en désaccord avec les valeurs de ε_2 estimées dans le chapitre II. En effet, nous trouvons pour GaAs 101, $E_c - E_F \approx 0,13$ meV alors que nous avons $\varepsilon_2 \approx 2$ meV et pour GaAs 203, $E_c - E_F \approx 0,12$ meV alors que $\varepsilon_2 \approx 0,94$ meV. Le désaccord est donc non seulement qualitatif mais aussi quantitatif.

- le deuxième ajustement concerne les champs magnétiques faibles ($B < 0,2$ T). Dans ce domaine, l'accord qualitatif est meilleur (Figures III-22 et III-23), mais on admet l'existence d'une magnétorésistance parasite qui se manifeste très tôt. Les valeurs de $E_c - E_F$ ont pu être calculées à basse température et sont regroupées dans le tableau III-5 pour GaAs 101

T (K)	B < 1,5 T		B < 0,2 T	
	$\gamma \mu_B$ (T ⁻¹)	$E_c - E_F$ (meV)	$\gamma \mu_B$ (T ⁻¹)	$E_c - E_F$ (meV)
2,44	0,72206	0,1265	1,3905	0,0657
1,87	0,80358	0,1298	1,6053	0,065
1,229	0,96866	0,13286	1,9347	0,0665
0,781	1,1572	0,13951	2,2932	0,0704
0,324	1,9391	0,12987	3,112	0,0809

Tableau III-5

et dans le tableau III-6 pour GaAs 203.

T (K)	B < 1,5 T		B < 0,2 T	
	$\gamma \mu_B$ (T ⁻¹)	$E_c - E_F$ (meV)	$\gamma \mu_B$ (T ⁻¹)	$E_c - E_F$ (meV)
0,982	0,97348	0,1088	2,0656	0,0513
0,599	1,1224	0,1208	2,4072	0,0563
0,491	1,208	0,124	2,494	0,0601
0,321	1,4455	0,1276	2,9519	0,0625

Tableau III-6

Lors de l'ajustement à champ faible, l'énergie d'excitation au front de mobilité est encore plus petite que celle trouvée précédemment. Malgré un bon accord qualitatif à champ faible, le désaccord quantitatif est donc accentué. En fait, pour rendre compte de la véritable valeur de ε_2 , il faudrait que le paramètre γ diminue. C'est donc que la magnétorésistance due à l'effet Zeeman a été surestimée. Par exemple dans le cas de GaAs 101, pour obtenir $E_c - E_F = 2$ meV, il aurait été nécessaire de trouver $\gamma \mu_B = 4,57 \cdot 10^{-2} \text{ T}^{-1}$ et la magnétorésistance négative correspondante aurait alors été négligeable devant la MRN réelle. Nous concluons de cela que dans GaAs, la MRN ne provient pas pour l'essentiel d'un effet Zeeman.

e) Effet orbital - Interférences quantiques

Depuis quelques années, plusieurs auteurs suggèrent que la MRN dans le régime de conduction par saut provient d'un processus d'interférence analogue à celui qui est responsable de la localisation faible dans les systèmes métalliques. Parallèlement, l'étude de la conductivité dans les systèmes bidimensionnels selon la direction du champ magnétique a mis en évidence le caractère orbital de la MRN. Dans le régime de localisation faible, on considère la destruction par le champ magnétique de la cohérence de phase d'un même électron sur deux chemins de rétrodiffusion. En régime de VRH, par contre, la MRN est attribuée à l'effet du champ magnétique sur l'interférence destructive entre plusieurs chemins de diffusion directs. Ces chemins peuvent faire intervenir un ou plusieurs sites intermédiaires selon les modèles et nous verrons que la façon de mener les calculs conduit à des expressions différentes.

α) Analyse de Nguyen, Spivak et Shklovskii (NSS)

Bien que ce modèle ne nous fournisse pas une expression facile à mettre en pratique, les travaux de Nguyen et coll. (1985) constituent le point de départ des investigations qui suivent.

Nguyen et coll. considèrent le saut d'un électron entre deux sites séparés de R_{hop} , où R_{hop} est la distance de saut optimale. La probabilité de saut entre ces deux sites est déterminée par l'interférence entre les multiples chemins de connexion possibles à l'intérieur d'un volume de cohérence. Ce volume, dans lequel les deux électrons diffusés garderont leur cohérence de phase, est une ellipsoïde (*cigar shaped domain*) de longueur R_{hop} et de largeur $\sqrt{R_{\text{hop}} \xi}$, où ξ désigne la longueur de localisation (Voir schéma 16). L'application d'un champ magnétique B change la probabilité de saut

en introduisant un facteur de phase différent pour chaque chemin de diffusion. Lorsque le flux magnétique ϕ à travers la surface $R_{\text{hop}}^{1/2} \xi^{3/2}$ est égal à un quantum de flux $\phi_0 = h/e$, l'amplitude de la magnétorésistance négative devient maximale.

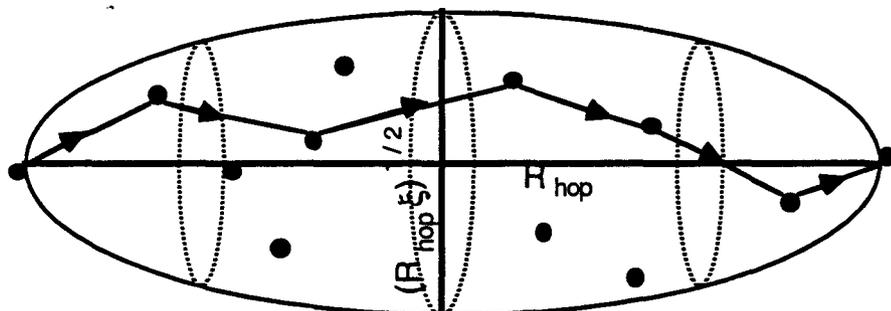


Schéma 16 : Diffusion par de multiples impuretés lors d'un saut entre deux sites à l'intérieur du volume de cohérence.

Nguyen et coll. réalisent la simulation numérique de ce phénomène sur un cube plongé dans un champ magnétique uniforme et comportant $25 \times 25 \times 25$ sites. L'électron saute d'un sommet du cube au sommet opposé. En prenant la moyenne du logarithme de la conductivité sur toutes les réalisations de percolation possibles, ils obtiennent une conductance qui croît linéairement avec B .

$$L(B, R_{\text{hop}}) \approx \text{Ln} \frac{\sigma(B)}{\sigma(0)} \approx N \mu^2 a \sqrt{|\mu| a R_{\text{hop}} B} \quad (\text{III-2-43})$$

où $a = \frac{\ell}{\sqrt{3}}$, ℓ étant la constante du réseau, N est la concentration en sites diffuseurs et μ l'amplitude de la diffusion. Cependant, la relation (III-2-43) ne permet pas une description rigoureuse de données expérimentales. C'est pourquoi nous utiliserons préférentiellement d'autres modèles basés sur le même principe.

β) Analyse de Sivan, Entin-Wohlman et Imry (SEI)

La théorie de Sivan et coll. (1988), ensuite complétée par Entin-Wohlman et coll. (1989) transforme le réseau de NSS en réseau de résistances élémentaires auquel on applique un calcul de percolation. A champ faible, la magnétoconductivité trouvée varie de façon quadratique avec B . Cette différence majeure avec le modèle de NSS proviendrait du fait que Nguyen et coll. (1985)

effectuent une moyenne logarithmique de la conductivité, alors que SEI utilisent la moyenne simple. D'autre part, la surface caractéristique à travers laquelle se calcule le flux magnétique est ici $R_{hop}^{3/2} a^{1/2}$ où a représente la distance intersite.

Dans un réseau de dimension d , l'électron saute entre deux sites i et f connectés par une conductance

$$\sigma_{if} \approx \sigma_0 |I_{if}|^2 \exp(-\beta \varepsilon_{if}) \quad (\text{III-2-44})$$

où σ_0 est une constante, I_{if} est l'intégrale de recouvrement entre les sites, proportionnelle à $\exp(-r_{if}/2\xi)$ et ε_{if} mesure la distance énergétique entre le site i et le site f . La conductivité d'un échantillon macroscopique est ensuite déterminée par la condition de percolation critique. Cette conductivité critique relie des sites dont l'extension spatiale R_{hop} est plus grande que la longueur de localisation ξ . Typiquement, cela correspond au régime de Mott où

$$\sigma_c = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/(d+1)} \right] \quad (\text{III-2-45})$$

L'effet des interférences au sein des différents chemins possibles étant contenu dans l'intégrale de recouvrement I_{if} , il devient possible de calculer la conductance critique avec ou en l'absence de champ magnétique. La magnétoconductance relative est ainsi donnée par

$$\frac{\sigma_c(B) - \sigma_c(0)}{\sigma_c(0)} = \frac{\int_1^\infty dz P(z) \int_z^\infty dy^2 [F(y^2) - F_0(y^2)]}{\frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0} \int_1^\infty dz P(z) z F_0 \left(z \frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0} \right)} = \frac{I_1}{I_2} \quad (\text{III-2-46})$$

où $P(z) = A z^{-1} (\ln z)^{2d+1}$ pour $z \geq 1$ et les fonctions F et F_0 sont définies comme suit

$$F_0(y^2) dy^2 = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) d|y| \quad (\text{III-2-47})$$

$$\text{et } F(y^2) = \frac{1}{2ab} \exp\left(-\frac{y^2}{4a^2b^2}\right) J_0\left[\frac{y^2(a^2-b^2)}{4a^2b^2}\right] \quad (\text{III-2-48})$$

où J_0 désigne la fonction de Bessel d'ordre zéro, $b = K \phi/\phi_0$ et le paramètre a est tel que $a^2 + b^2 = 1$.

Compte tenu des formes explicites de $P(z)$ et F_0 , le dénominateur I_2 dans l'expression (III-2-46) devient

$$I_2 = \frac{A}{2\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0}} \int_1^\infty dz \frac{(\text{Ln } z)^{2d+1}}{\sqrt{z}} \exp\left(-z \frac{\sigma_c(0)}{2\sigma_0}\right) \quad (\text{III-2-49})$$

Entin-Wohlman et coll. (1989) supposent que la fonction rapide dans cette intégrale est l'exponentielle qui sera approchée par

$$e^{-x} \approx \begin{cases} 1 & \text{si } x \leq 1/2 \\ 0 & \text{si } x \geq 1/2 \end{cases} \quad (\text{III-2-50})$$

Si l'on compare ce résultat avec ceux obtenus par intégration numérique de I_2 , on trouve un accord qui justifie cette approximation. Dans ces conditions, le dénominateur prend la forme

$$\int_{\sigma_c(0)/\sigma_0}^1 dz z^{-1/2} \left[\text{Ln}\left(z \frac{\sigma_0}{\sigma_c(0)}\right) \right]^{2d+1} \quad (\text{III-2-51})$$

Une intégration par partie permet ensuite d'aboutir au résultat simple

$$I_2 \approx \left[\text{Ln}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_c(0)}\right) \right]^{2d+1} \quad (\text{III-2-52})$$

Ce terme est indépendant du champ magnétique.

En ce qui concerne le numérateur I_1 de l'expression (III-2-46), celui-ci peut également s'écrire

$$I_1 \approx \int_1^\infty dz \frac{(\text{Ln } z)^{2d+1}}{z} G(z) \quad (\text{III-2-53})$$

$$\text{où } G(z) = \int_{z\sigma_c(0)/\sigma_0}^{\infty} dy^2 [F(y^2) - F_0(y^2)] \quad (\text{III-2-54})$$

L'équation (III-2-53) peut être intégrée par partie de la façon suivante

$$I_1 = \left[\frac{1}{2d+2} (\text{Ln } z)^{2d+2} G(z) \right]_1^{\infty} - \frac{1}{2d+2} \int_1^{\infty} dz (\text{Ln } z)^{2d+2} \frac{dG}{dz} \quad (\text{III-2-55})$$

Puisque d'après (III-2-54), on a $G(\infty) = 0$, le terme entre crochets s'annule. De plus, on peut facilement trouver

$$\frac{dG}{dz} = - \frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0} \left[F\left(z \frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0}\right) - F_0\left(\frac{\sigma_c(0)}{\sigma_0}\right) \right] \quad (\text{III-2-56})$$

Introduisant ce résultat dans (III-2-55) et en changeant la variable d'intégration $z\sigma_c(0)/\sigma_0 \rightarrow z$, cela conduit à la forme suivante

$$I_1 \approx \int_{\sigma_c(0)/\sigma_0}^{\infty} \left[\text{Ln}\left(z \frac{\sigma_0}{\sigma_c(0)}\right) \right]^{2d+2} [F(z) - F_0(z)] dz \quad (\text{III-2-57})$$

Par la suite, plusieurs cas doivent être envisagés selon l'importance du champ magnétique.

- Cas des champs faibles

Lorsque le champ B vérifie l'inégalité $b^2\sigma_0/\sigma_c(0) \ll 1$, l'argument de la fonction de Bessel qui apparaît dans $F(z)$ est très grand. Utilisant une forme asymptotique de J_0 , on obtient

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx \frac{b^2}{\left[\text{Ln}\left(\frac{\sigma_0}{\sigma_c(0)}\right) \right]^{2d+1}} \int_{\sigma_c(0)/\sigma_0}^{\infty} dz e^{-z/2} (z^{-3/2} - z^{-1/2}) \left[\text{Ln}\left(z \frac{\sigma_0}{\sigma_c(0)}\right) \right]^{2d+1}$$

$$(\text{III-2-58})$$

Ainsi, la magnétoconductivité à champ faible varie en B^2 . Son signe est déterminé par celui de $(z^{-3/2} - z^{-1/2})$ et donc par la

borne inférieure de l'intégrale. Pour les valeurs suffisamment hautes de $\sigma_c(0)/\sigma_o$ (par exemple $\sigma_c(0)/\sigma_o \approx 5.10^{-3}$), la magnétoconductivité est négative à champ faible (Voir schéma 17-a). Entin-Wohlman et coll. (1989) soulignent cependant que cette prédiction est discutable dans les systèmes réels.

Pour des valeurs plus faibles de $\sigma_c(0)/\sigma_o$ (Schémas 17-b et 17-c), on obtient une magnétoconductivité positive de la forme

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx b^2 \frac{\left(\frac{\sigma_o}{\sigma_c(0)}\right)}{\left[\text{Ln}\left(\frac{\sigma_o}{\sigma_c(0)}\right)\right]^{2d+1}} \quad (\text{III-2-59})$$

Ne connaissant pas le pré-facteur exact de cette expression, nous retiendrons seulement que la MRN est proportionnelle au carré du flux de B à travers une surface elliptique de longueur R_{hop} et de largeur $\sqrt{R_{hop}a}$.

- Cas des champs intermédiaires

Etudions à présent le domaine de champs où $1 \gg b^2 > \sigma_c(0)/\sigma_o$. Dans ce cas, la contribution principale à l'intégration de (III-2-57) vient de la région $z > b^2$. Utilisant la même forme asymptotique de la fonction de Bessel, SEI trouvent l'expression de la magnétoconductance pour $d = 2$, par analogie avec laquelle nous avons pu calculer la relation pour $d = 3$.

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \equiv & b \left[A^7 + 2 \times 7 A^6 + 2^2 \times 7 \times 6 A^5 + 2^3 \times 7 \times 6 \times 5 A^4 + \right. \\ & + 2^4 \times 7 \times 6 \times 5 \times 4 A^3 + 2^5 \times 7 \times 6 \times 5 \times 4 \times 3 A^2 + 2^6 \times 7 \times 6 \times 5 \times 4 \times 3 \times 2 A + \\ & \left. + 2^7 \times 7! \right] / \left[\text{Ln}\left(\frac{\sigma_o}{\sigma_c(0)}\right) \right]^7 \end{aligned} \quad (\text{III-2-60})$$

où $A = \text{Ln}(b^2\sigma_o/\sigma_c(0))$.

La magnétoconductivité est ici positive, linéaire en b avec des corrections logarithmiques. Cependant, une telle expression est difficile à mettre en oeuvre "informatiquement" et nous utiliserons de préférence un autre modèle dans ce domaine de champ magnétique.

- Cas des champs élevés

Finalement, lorsque le flux magnétique à travers le *cigar shaped domain* est supérieur au quantum de flux, c'est-à-dire

typiquement lorsque $b^2 \geq 1/2$, la magnétoconductance sature à une valeur de l'ordre de l'unité, indépendante du champ magnétique. Un tel comportement n'a pas pu être observé sur nos échantillons, la magnétorésistance parasite se manifestant bien avant la saturation.

Nous représentons sur le schéma 17 le comportement théorique de la magnétoconductivité proposé par Entin-Wohlman et coll. (1989) pour trois valeurs différentes de $\sigma_c(0)/\sigma_0$. Le champ magnétique peut y être indirectement déduit de l'expression du flux magnétique

$$\frac{\phi}{\phi_0} = \frac{R_{hop}^{3/2} a^{1/2} B}{\hbar/e} \quad (\text{III-2-61})$$

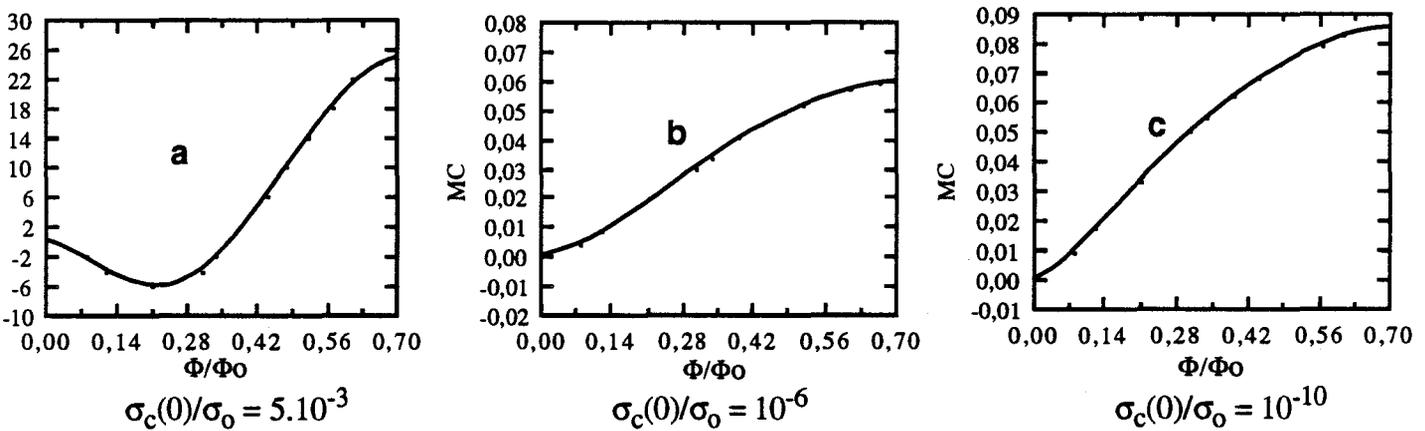


Schéma 17 : Comportement théorique de la magnétoconductance d'après SEI pour 3 valeurs de $\sigma_c(0)/\sigma_0$.

γ) Modèle de Schirmacher

La dernière étude théorique faisant intervenir les interférences quantiques est due à Schirmacher (1990). Partant du principe que, dans un régime de conduction par VRH, très peu de sites intermédiaires peuvent prendre place dans l'intervalle de saut défini par R_{hop} , Schirmacher calcule la probabilité de saut assisté thermiquement lors d'un processus impliquant un unique site intermédiaire situé sous le niveau de Fermi. Pour cela, il reprend le formalisme développé par Holstein (1961) où l'interaction électron-phonon est traitée dans l'approximation du potentiel de déformation et les états propres électroniques sont calculés par la théorie des perturbations renormalisées.

Puis la conductivité dépendante du champ magnétique est évaluée dans l'approximation du milieu effectif à deux sites

développée par Movaghar et coll. (1980a et b). L'expression de la magnétoconductivité due aux seuls effets d'interférence est

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\sigma(B) - \sigma(0)}{\sigma(0)} = -\Delta \langle \eta \rangle_B \quad (\text{III-2-62})$$

où $\Delta \langle \eta \rangle_B = \langle \eta \rangle(B) - \langle \eta \rangle(0)$, η_{ij} représentant l'exposant du terme d'interférence qui intervient dans la probabilité de saut et

$$\langle \eta \rangle = \left\langle \eta_{ij}^{(n)} \right\rangle_{r_{ij}=r} \equiv \sum_{i,j,n \neq i,j} \eta_{ij}(n) \quad (\text{III-2-63})$$

Il s'agit d'une moyenne sur les sauts d'un électron du site i au site j , lorsque celui-ci passe par le site intermédiaire n (Voir schéma 18).

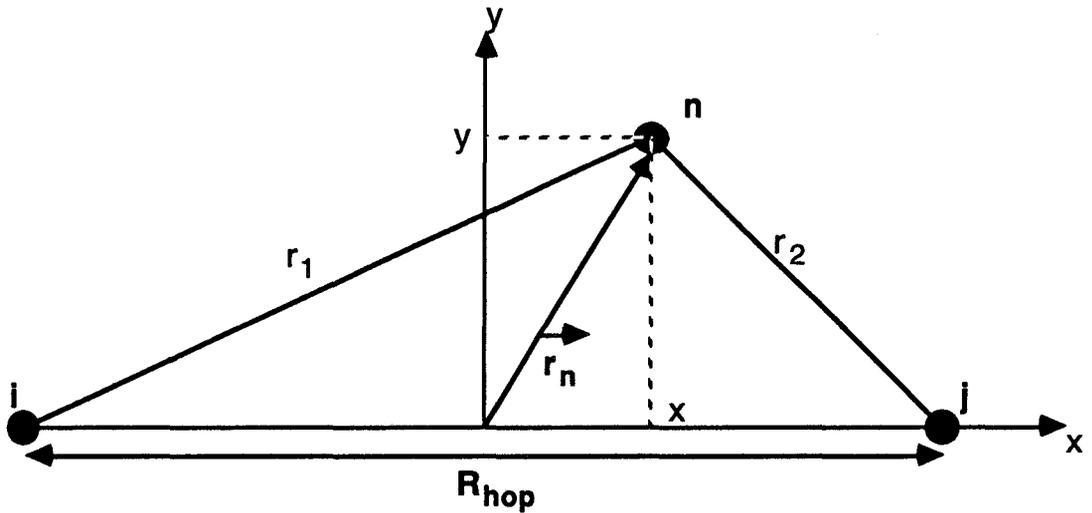


Schéma 18 : Triangle d'interférence et système de coordonnées utilisé dans le calcul de la moyenne $\langle \eta \rangle$

La procédure de calcul est telle que la somme discrète dans (III-2-63) est transformée en intégrale sur l'espace et le domaine énergétique.

$$\langle \eta \rangle = - \int_{|E| > E_0} dE N(E) \int_{\Omega} d^d \mathbf{r}_n L_n \left| 1 - \frac{W(R_{hop}, \mathbf{r}_n)}{E} \exp[i\phi(R_{hop}, \mathbf{r}_n)] \right|^2 \quad (\text{III-2-64})$$

où $E = E_n - E_F$ et $E_0 = 2kT R_{hop}/\xi$. $N(E)$ est la densité d'états, $W(R_{hop}, \mathbf{r}_n)$ un terme énergétique dû aux interférences et $\phi(R_{hop}, \mathbf{r}_n)$ le flux magnétique réduit à travers le triangle (i,j,n) .

$$\phi(R_{hop}, r_n) = \frac{e}{\hbar} B_z \frac{1}{2} R_{hop} y \quad (\text{III-2-65})$$

De la même manière que NSS, Schirmacher définit une région de l'espace où la fonction $W(R_{hop}, r_1, r_2)$ est très différente de zéro. Cette région est également une ellipsoïde de longueur R_{hop} et de largeur $y_0 = \sqrt{R_{hop}\xi}$.

Moyennant quelques approximations, on montre que $\langle \eta \rangle_B$ contient un terme proportionnel au module du champ appliqué. D'après (III-2-62) et en accord avec les résultats de NSS, on trouve une magnétoconductivité qui varie linéairement avec B et indépendante de la direction du champ, conséquence de la nature orbitale du processus d'interférence.

Finalement, la magnétoconductivité se met sous une forme simple

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \pi \frac{e}{\hbar} B S \Psi_3 n_s v_3 \quad (\text{III-2-66})$$

où n_s est le nombre de sites par unité de volume, v_3 une constante indépendante du champ et de la température, $S = 0,5 R_{hop} y_0$ représente la surface du triangle où l'interférence est maximale et $\Psi_3 \equiv y_0^2 R_{hop}$ est le volume du *cigar shaped domain*. Dans un régime de conduction par saut à distance variable, la dépendance en température de la MRN est déterminée par

$$S \Psi_d = \frac{1}{2} R_{hop}^2 (R_{hop}\xi)^{d/2} = \frac{1}{2} \left(\frac{T_0}{2T} \right)^{(2+d/2)/(1+d)} \xi^{d+2} \quad (\text{III-2-67})$$

A trois dimensions, on en déduit

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = a(T) B \quad \text{où } a(T) \equiv T^{-7/8} \quad (\text{III-2-68})$$

δ) Résultats expérimentaux et discussion

Malgré des approches différentes, les auteurs des modèles théoriques précités admettent que la magnétoconductance se comporte en B^2 à champ suffisamment faible et devient ensuite linéaire ou quasi linéaire en champ lorsque celui-ci atteint un

seuil B_m lié à la fraction de quantum de flux passée à travers une surface caractéristique. L'objet de ce dernier paragraphe est de vérifier expérimentalement dans quelle mesure ces prédictions sont valables pour GaAs et de mettre en évidence les lacunes des modèles existants.

La figure III-18, sur laquelle nous pouvons apprécier l'allure globale de la MRN à champ modéré dans GaAs 101, montre effectivement ce passage d'une dépendance quadratique à une dépendance linéaire en champ, du moins à température pas trop basse.

Afin de vérifier la validité du modèle de SEI, la démarche la plus naturelle fut de comparer notre MRN expérimentale aux graphes présentés sur le schéma 17. Pour cela, il a fallu rechercher les températures correspondant aux trois valeurs de $\sigma_c(0)/\sigma_0$ représentées. Cela est possible grâce à la relation

$$\sigma_c(0) = \sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/p}\right] \quad (\text{III-2-69})$$

Malheureusement, les températures ainsi trouvées sont toujours trop basses pour que nos mesures puissent être exploitées. En effet, dans le régime en $T^{-1/2}$ dans GaAs 101, la valeur $\sigma_c(0)/\sigma_0 = 5.10^{-3}$ correspondant au schéma 17-a, devrait donner $T = 0,24$ K, température dont nous ne disposons pas.

D'autre part, pour cette température et, a fortiori pour les températures supérieures, la magnétorésistance en champ très faible est positive. Or, cela n'est jamais observé expérimentalement.

Enfin, le coefficient K que nous supposons égal à 1 dans l'expression du paramètre b , est en fait inconnu et une comparaison directe des résultats expérimentaux avec le schéma 17 aurait été de toute façon plus ou moins hasardeuse.

Nous avons donc utilisé le modèle de SEI à champ faible en émettant l'hypothèse que dans ce modèle, la magnétorésistance reste négative et proportionnelle au carré du flux magnétique à travers le *cigar shaped domain* considéré. La magnétorésistance négative a été ajustée par la forme

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = - f(T) B^2 \quad (\text{III-2-70})$$

dans le domaine où celle-ci varie quadratiquement avec le champ. La fonction $f(T)$ est proportionnelle à $(a R_{\text{hop}}^3)$ et si on tient compte de la dépendance de R_{hop} en $T^{-1/p}$, on obtient

$$f(T) \equiv T^{-3/p} \text{ avec } p = 2 \text{ ou } 4 \quad (\text{III-2-71})$$

Sur les figures III-24 et III-25 se trouvent représentées les variations de la MRN en fonction de B^2 pour quelques températures comprises entre 15 K et 1,8 K sur GaAs 101 et GaAs 203 respectivement. L'espacement des champs magnétiques lors des mesures effectuées au CRTBT de Grenoble ne nous a pas permis de déterminer les pentes $f(T)$ à très basse température.

Nous avons reporté sur la figure III-26 les valeurs de $f(T)$ correspondant aux deux échantillons dans une échelle logarithmique. Conformément à la théorie, les courbes obtenues peuvent être ajustées par des droites. Cependant, plusieurs contradictions importantes doivent être signalées.

D'une part, la courbe correspondant à un échantillon ne semble être composée que d'une seule droite dont la pente est indépendante du domaine de température et ne peut être associée à un régime en $T^{-1/4}$ ou en $T^{-1/2}$. Pour l'échantillon GaAs 101, nous obtenons $f(T) = 3,1 T^{-1,12}$ et dans le cas de GaAs 203, nous trouvons $f(T) = 3,87 T^{-1,209}$. Il s'agit donc de deux variations identiques aux erreurs expérimentales près et nous voyons que les deux courbes de la figure III-26 se superposent presque.

Ces résultats sont très proches de ceux obtenus par Tremblay et coll. (1989) sur plusieurs échantillons de GaAs dopés près de la TMI ainsi que Zhang et Sarachik (1991) sur un composé II-VI : le CdSe. Ces auteurs trouvent en effet un coefficient $f(T)$ qui varie de manière unique, indépendamment de la concentration en impuretés et du régime de conduction observé.

Dans GaAs, l'exposant de l'expression (III-2-71) reste proche de la valeur 1,2 comprise entre 3/4 et 3/2, ce qui laisse présumer une longueur de déphasage effective dont la forme est

$$L_{\phi} \equiv T^{-0,4} \quad (\text{III-2-72})$$

En outre, la variation unique de $f(T)$ lorsque la concentration change est en contradiction avec le doublement de la longueur de localisation ξ d'un échantillon à l'autre. Tout porte donc à croire que la longueur de cohérence de phase L_{ϕ} n'est pas la longueur optimale de saut R_{hop} , dépendante de ξ . Selon Tremblay et coll.

(1989), la cohérence de phase serait perdue après quelques sauts successifs pouvant impliquer des phonons acoustiques de grande longueur d'onde. Une autre hypothèse tout aussi plausible est que, près de la TMI, L_ϕ se trouve entièrement gouvernée par les interactions électron-électron, ce qui expliquerait à la fois l'unicité du coefficient 1,2 et l'indépendance vis-à-vis du régime de conduction.

Dans un deuxième temps, considérant que le modèle de SEI reste inadéquat dans le domaine des champs moyennement faibles, nous nous intéressons à la théorie de Schirmacher faisant intervenir un site de diffusion unique lors du processus de saut. Celui-ci prévoit une magnétorésistance en :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = - a(T) B \quad (\text{III-2-73})$$

où $a(T)$ est un coefficient qui varie en $T^{-7/8}$.

Grâce aux figures III-27 et III-28 qui montrent les variations de la MRN à champ relativement faible respectivement pour GaAs 101 et GaAs 203, il est possible de déterminer les pentes $a(T)$ dans la partie linéaire des courbes. Le résultat apparaît sur la figure III-29 où $\ln(a)$ en fonction de $\ln(T)$ forme deux belles droites mais dont la pente est proche de 0,58 au lieu d'être égale à 0,875. Là encore, cette pente ne dépend pas du régime en $T^{-1/4}$ ou $T^{-1/2}$ et les deux droites se superposent presque. Schirmacher (1990) explique qu'un coefficient légèrement inférieur à 7/8 peut apparaître si l'intégrale d'énergie v_3 , qui intervient dans l'équation (III-2-66), augmente avec la température. Notons encore que ce coefficient n'a pas été calculé pour un régime de conductivité faisant intervenir le gap de Coulomb.

Ainsi, la MRN à champ magnétique très faible et moyennement faible ne dépend ni de la concentration ni du régime de conduction, probablement à cause de l'effet des interactions électron-électron.

Pour terminer, nous avons pu évaluer de manière théorique le champ de *cross-over* B_m , c'est-à-dire celui pour lequel on passe d'un régime quadratique à un régime linéaire. Ce champ correspond à une fraction de quantum de flux passé à travers la surface caractéristique (Zhang et coll. 1992).

$$\frac{\phi_m}{\phi_0} \approx \exp\left(-\frac{R_{hop}}{\xi}\right) \quad (\text{III-2-74})$$

Cette équation peut encore s'écrire

$$B_m = \left[\frac{\phi_0}{\left(\frac{R_{hop}}{\xi}\right)^{3/2} \xi^2} \right] \exp\left(-\frac{R_{hop}}{\xi}\right) \quad (\text{III-2-75})$$

où le rapport R_{hop}/ξ peut être calculé à partir de la résistivité à champ magnétique nul

$$\frac{R_{hop}}{\xi} = \text{Ln}\left(\frac{\rho(T)}{\rho_0}\right) \quad (\text{III-2-76})$$

Pour chaque température, la procédure est la suivante : ayant calculé R_{hop}/ξ à champ nul, on en déduit une première valeur de B_m , laquelle servira à déterminer une nouvelle valeur de ξ grâce à la figure III-8 ou III-9. Un nouveau champ B_m est ainsi trouvé et on renouvelle le processus jusqu'à la convergence.

Il s'avère que dans nos échantillons, les champs B_m calculés sont tels que la longueur de localisation reste quasi invariante. Par exemple pour GaAs 101 à 4,2 K, on trouve à champ nul $R_{hop}/\xi = 2,03$, ce qui correspond à

$$B_m = \frac{2,9711 \cdot 10^{-17}}{\xi^2} \quad (\text{III-2-77})$$

Pour $\xi = 168,5 \text{ \AA}$ on obtient $B_m = 0,105 \text{ T}$. La figure III-8 fait correspondre à ce B_m une valeur de $\xi = 171 \text{ \AA}$, d'où on tire $B_m = 0,102 \text{ T}$. On peut donc arrondir à $B_m \approx 0,1 \text{ T}$. En ce qui concerne les températures inférieures, les valeurs de B_m étant plus petites que $0,1 \text{ T}$, on pourra considérer que $\xi(B_m) \approx \xi(0)$. La figure III-30 montre la forme de $B_m(T)$ calculée pour GaAs 101. Cette courbe met surtout en évidence qu'en dessous de $1,8 \text{ K}$, l'espacement des champs magnétiques ne nous permet pas de détecter le régime en B^2 .

La même procédure a été appliquée à l'échantillon GaAs 203 mais le champ B_m trouvé pour $T = 4,2 \text{ K}$ est égal à $0,03 \text{ T}$, ce qui ne correspond pas à la réalité puisqu'à une telle température, le régime en B^2 est parfaitement observé. Bien que nous ne puissions donner de valeur exacte pour le champ de *cross-over* expérimental, il est néanmoins possible de constater un désaccord sur l'ordre de grandeur entre le calcul théorique et l'observation expérimentale dans GaAs 203. Le même désaccord peut être également remarqué dans GaAs 101 à basse température.

En fait, comme nous l'avions dit précédemment, la forme de la magnétorésistance est similaire dans les deux échantillons et les champs B_m correspondants doivent donc être approximativement identiques. Cela est en contradiction avec l'équation (III-2-75) qui prévoit une diminution de B_m lorsque ξ augmente, c'est-à-dire quand on approche de la TMI. On peut expliquer un tel paradoxe si on utilise la surface caractéristique proposée par SEI, à savoir une ellipsoïde de longueur R_{hop} et de largeur $\sqrt{a R_{hop}}$ au lieu de la surface conventionnelle. Dans ce cas, si on approche de la transition, la longueur de saut R_{hop} augmente mais la distance intersite "a" diminue : la surface totale varie peu. Ceci constitue un point de départ intéressant pour une étude du caractère universel de la MRN près de la TMI dans un matériau donné. Cela permet également de comprendre pourquoi la magnétorésistance en B^2 n'est pas observée dans certains matériaux. Par exemple dans $CdAs_2$ (Oubraham 1991), la longueur de localisation ainsi que la distance intersite étaient plus grandes et le champ de *cross-over* était par conséquent très rapidement atteint.

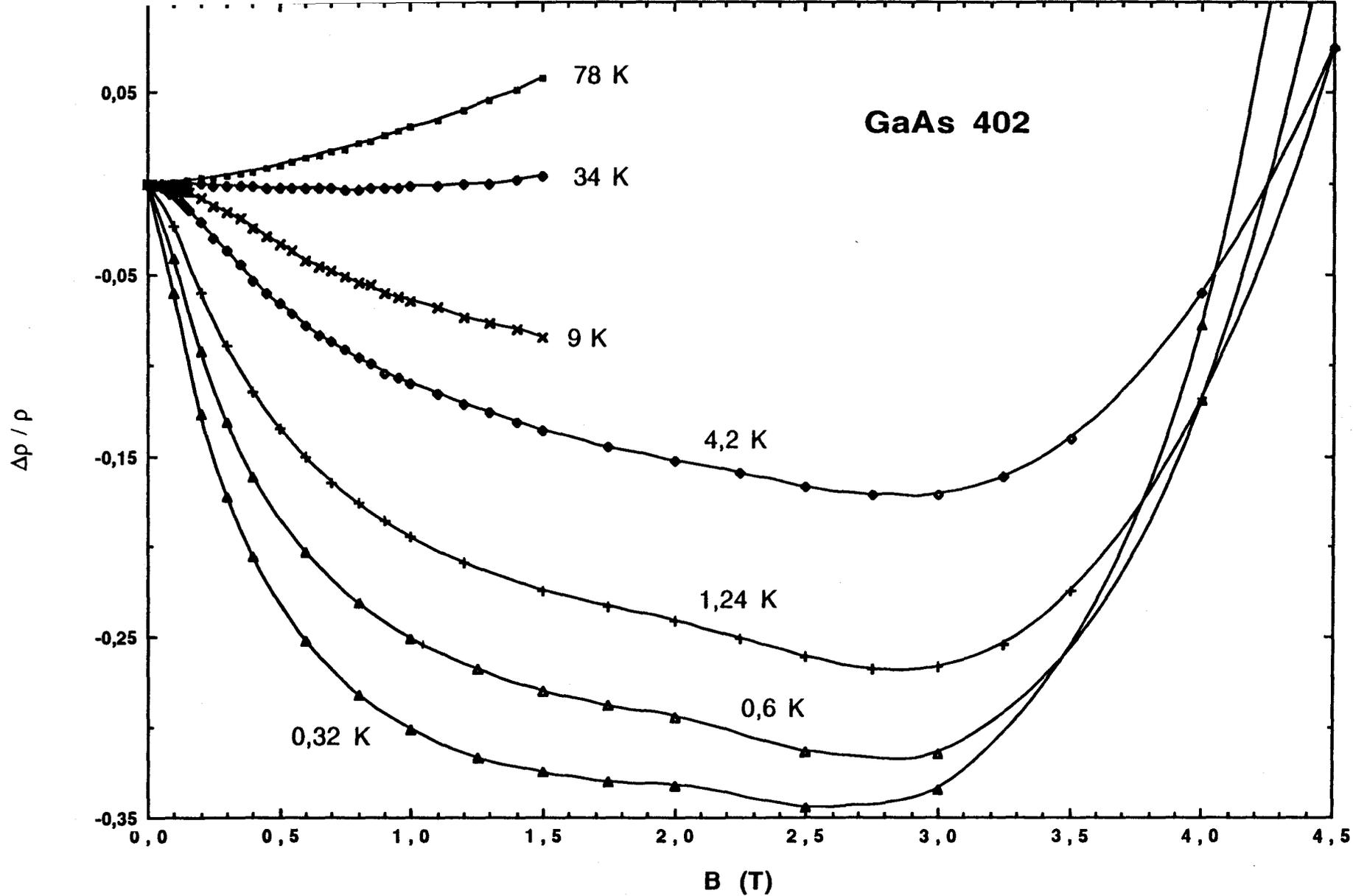


Figure III-1 : Allure de la magnétorésistance négative pour différentes températures dans GaAs 402.

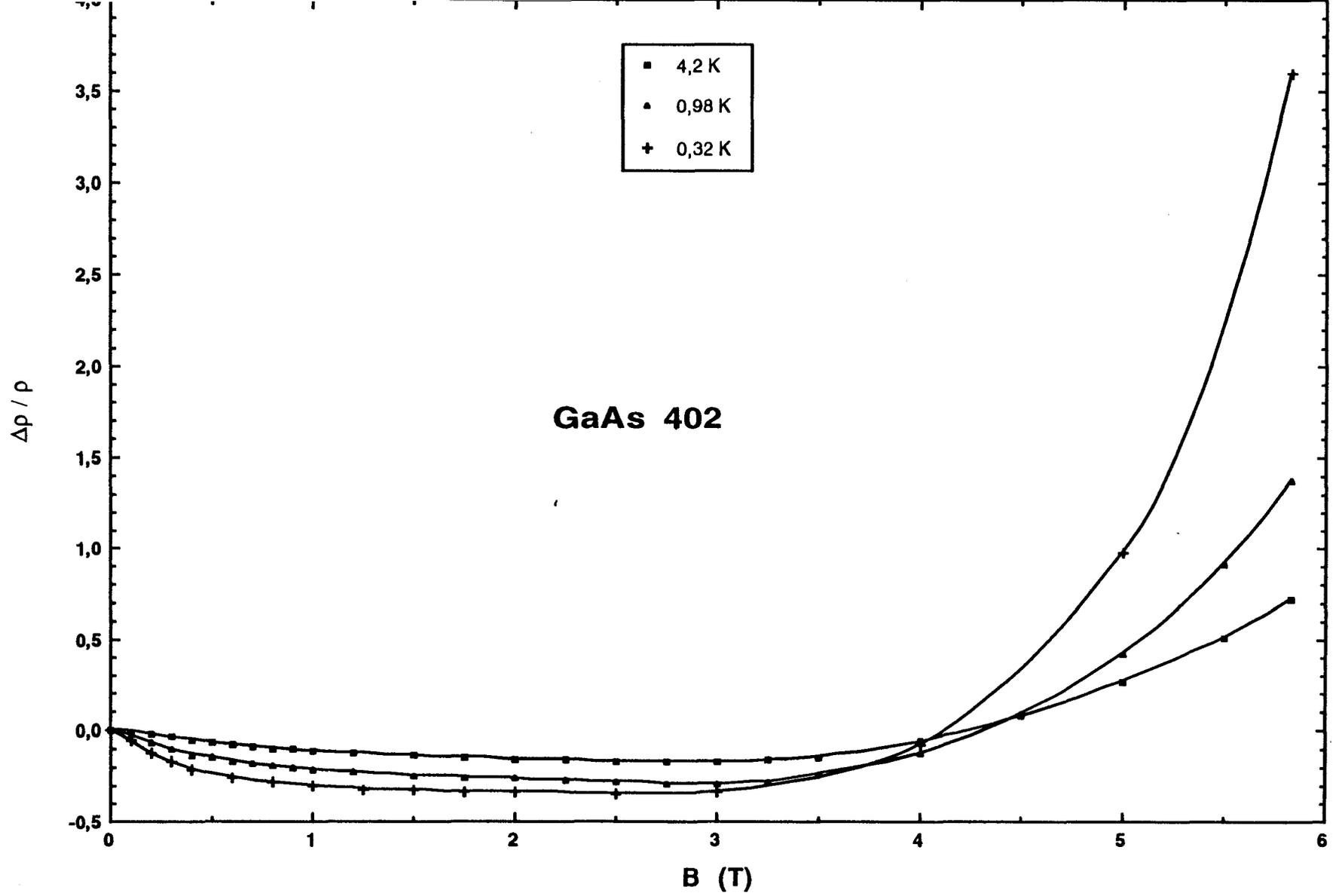


Figure III-2 : Magnétorésistance totale dans GaAs 402.

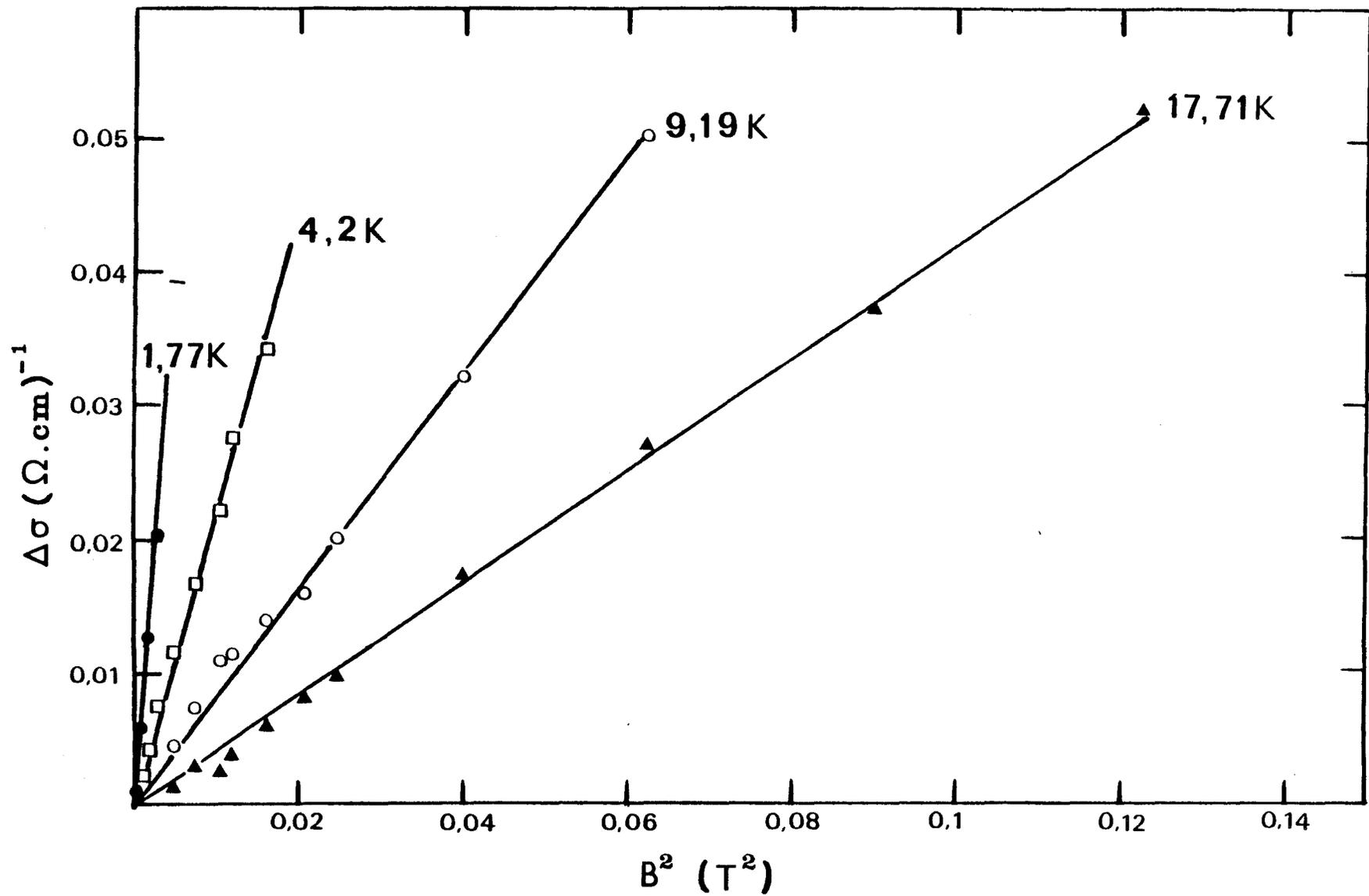


Figure III-3 : Variation linéaire de la magnétoconductivité en fonction de B^2 à champ faible dans GaAs 402.

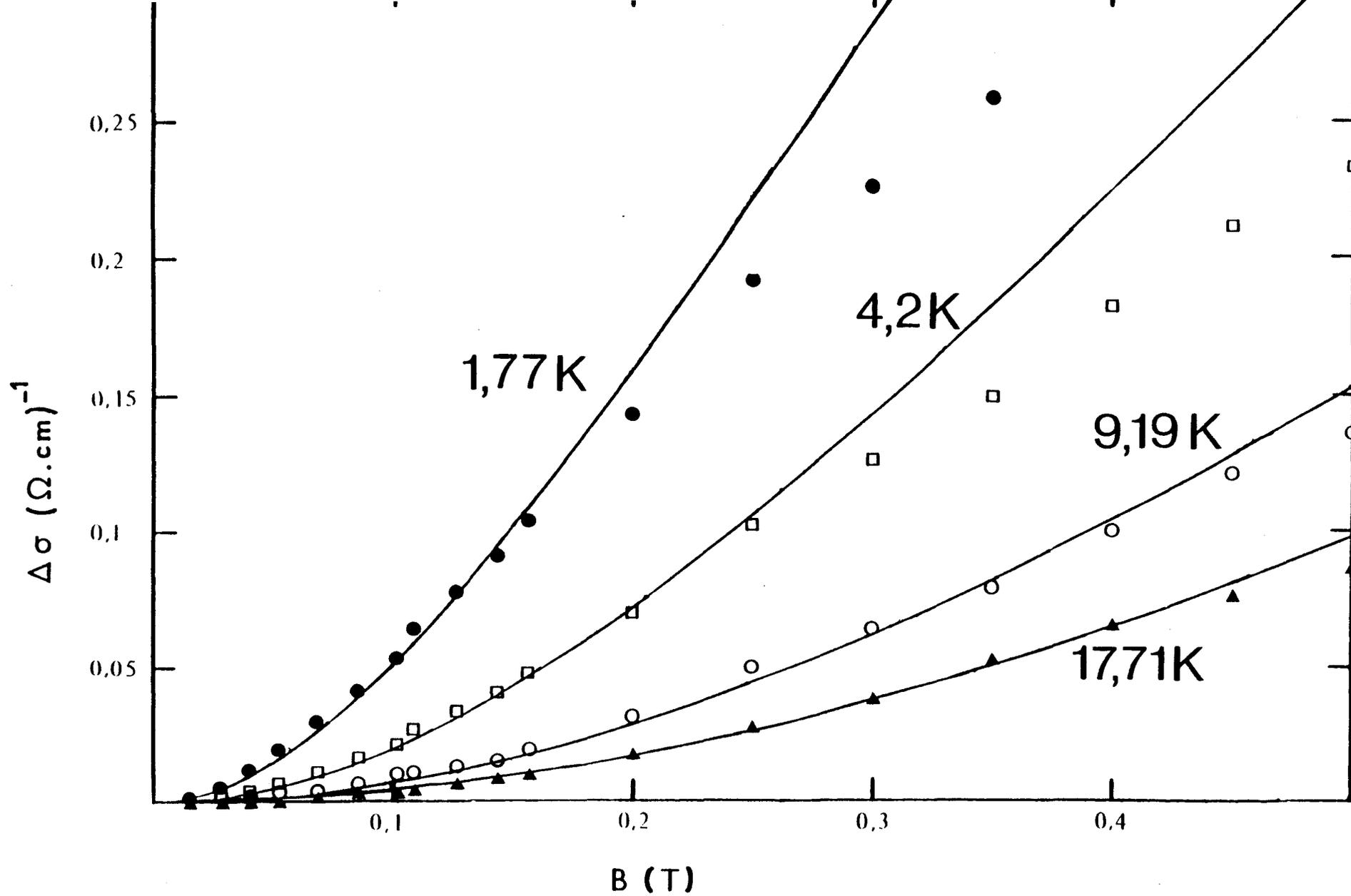


Figure III-4 : Variation de la magnétoconductivité et ajustement par le modèle de Kawabata dans GaAs 402.

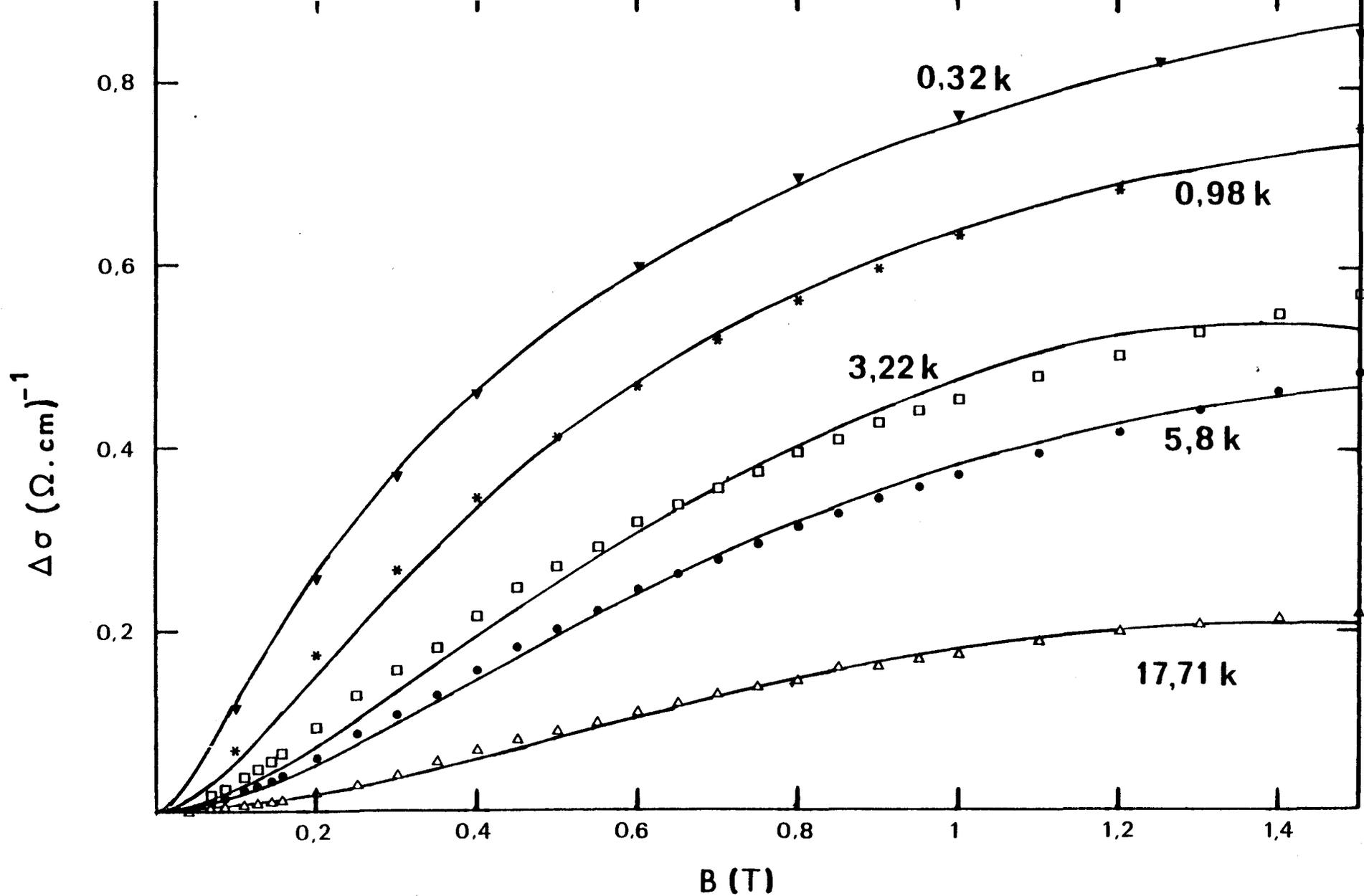


Figure III-5 : Variation de la magnétoconductivité et ajustement par le modèle complet tenant compte des interactions électron-électron dans GaAs 402.

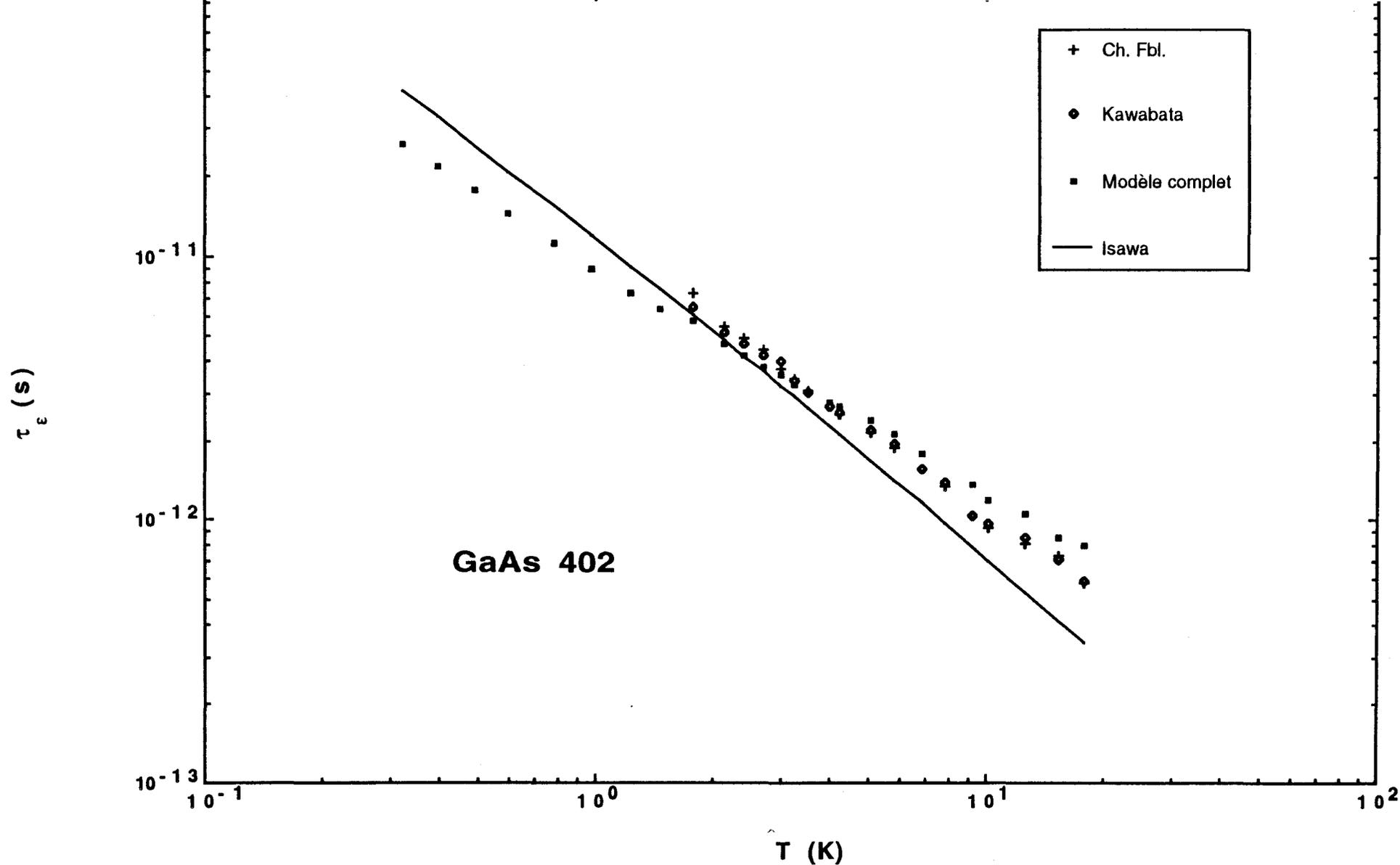


Figure III-6 : Variation du temps de diffusion inélastique issu de différents modèles avec la température dans GaAs 402. Comparaison avec le modèle de Isawa.

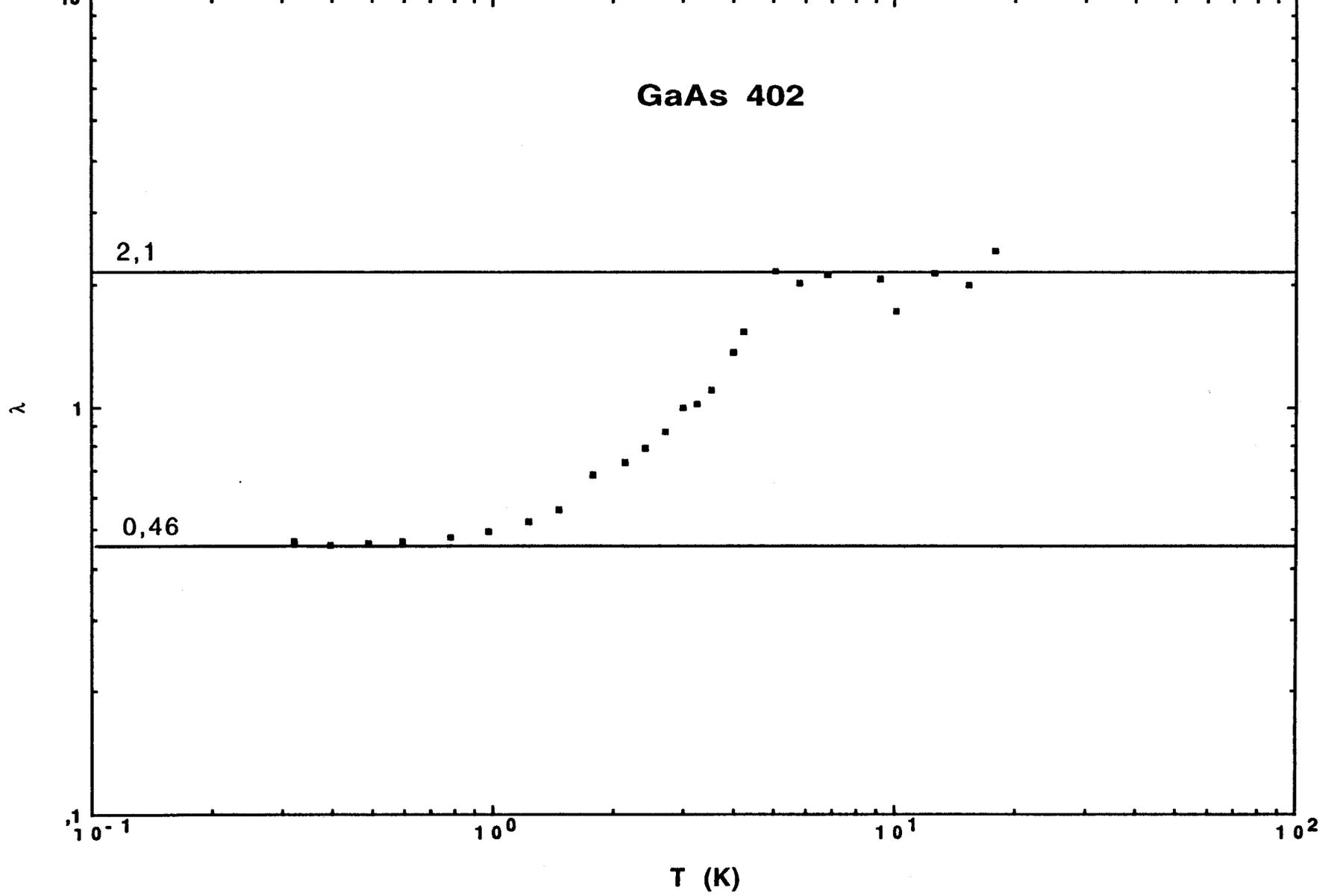


Figure III-7 : Variation de la constante de couplage électron-phonon avec la température dans GaAs 402.

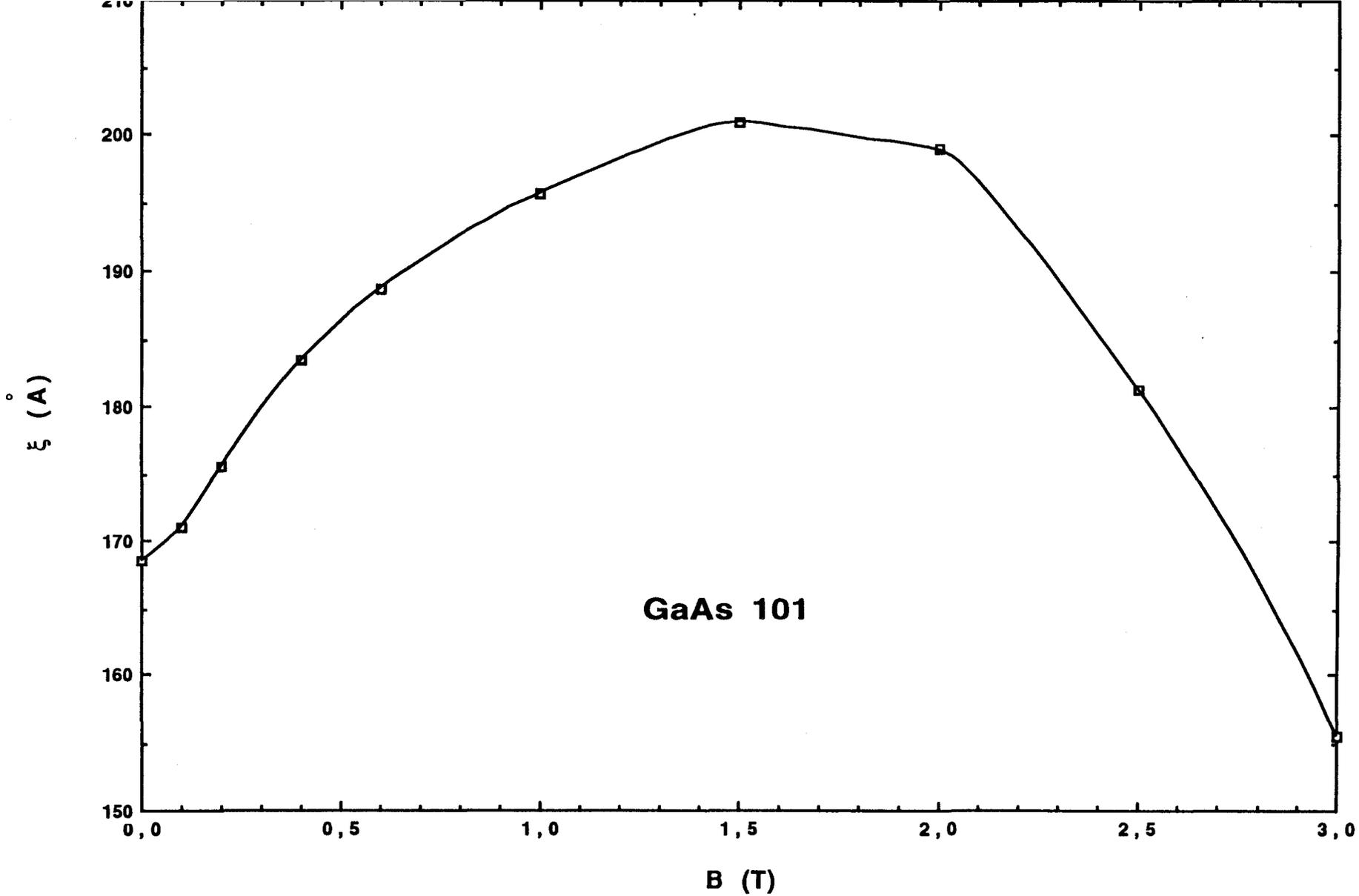


Figure III-8 : Variation de la longueur de localisation avec le champ magnétique dans GaAs 101.

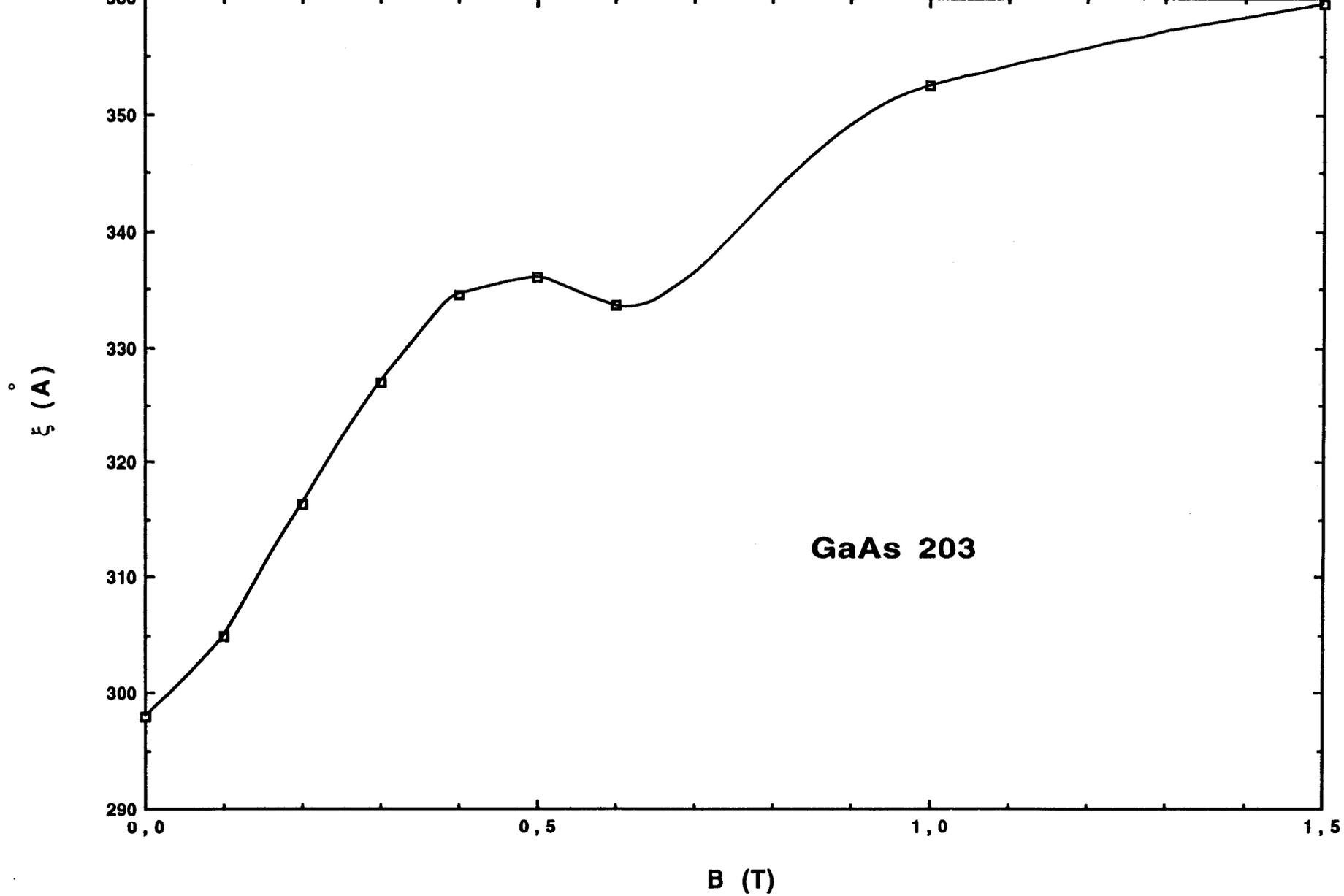


Figure III-9 : Variation de la longueur de localisation avec le champ magnétique dans GaAs 203.

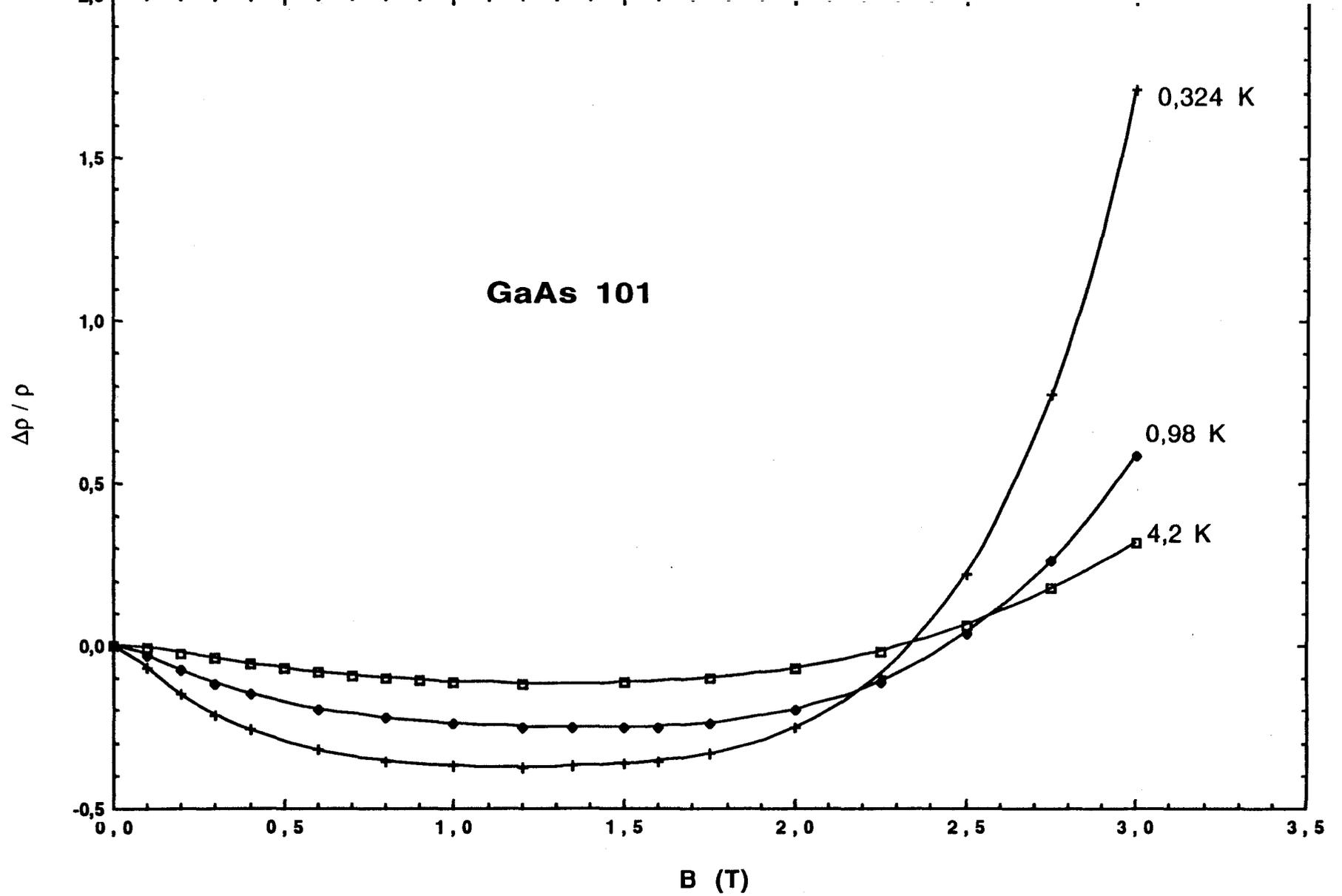


Figure III-10 : Magnétorésistance totale dans GaAs 101.

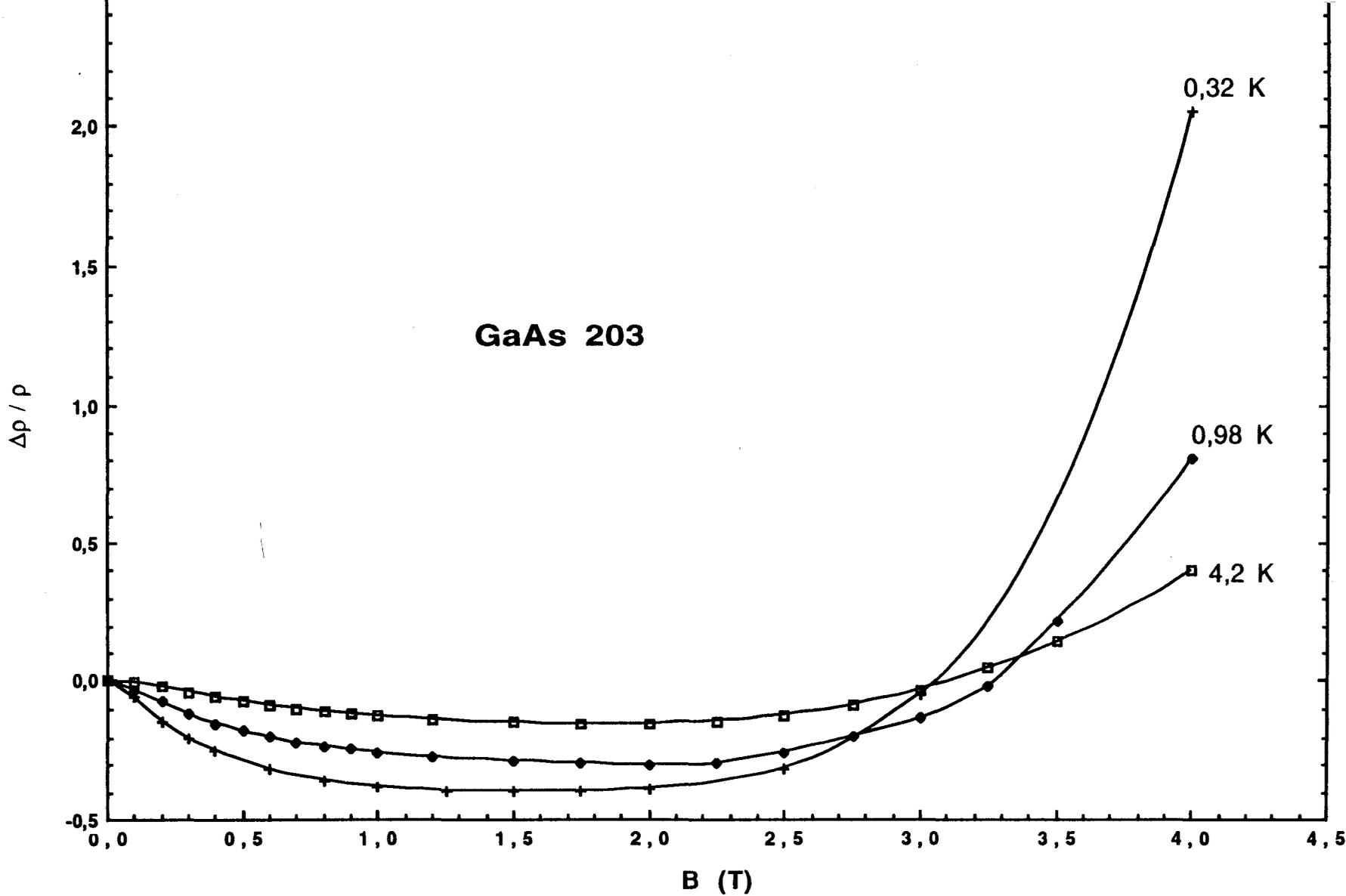


Figure III-11 : Magnétorésistance totale dans GaAs 203.

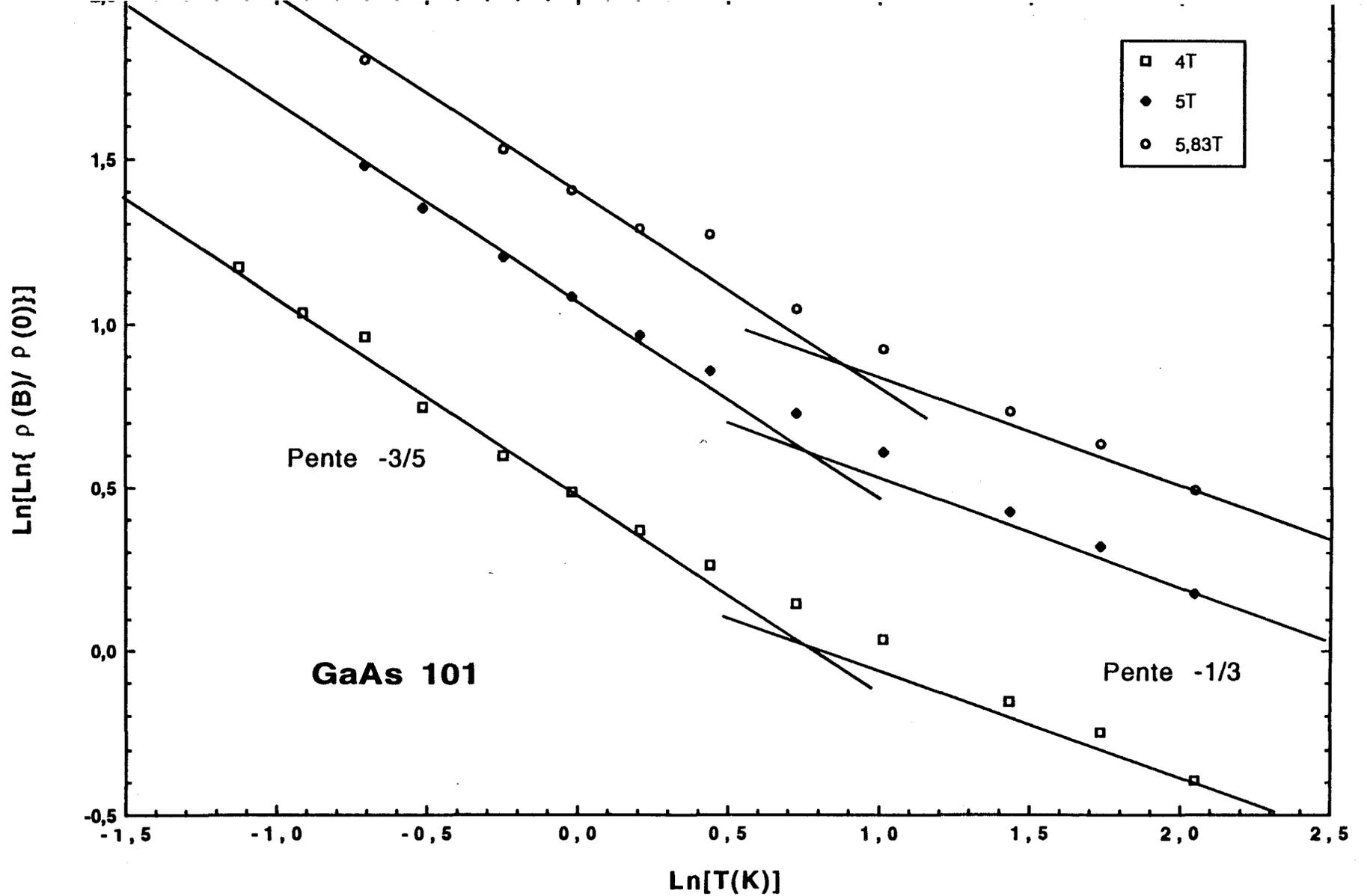


Figure III-12 : Magnétorésistance positive dans GaAs 101. Vérification du modèle de Tokumoto pour les champs magnétiques élevés.

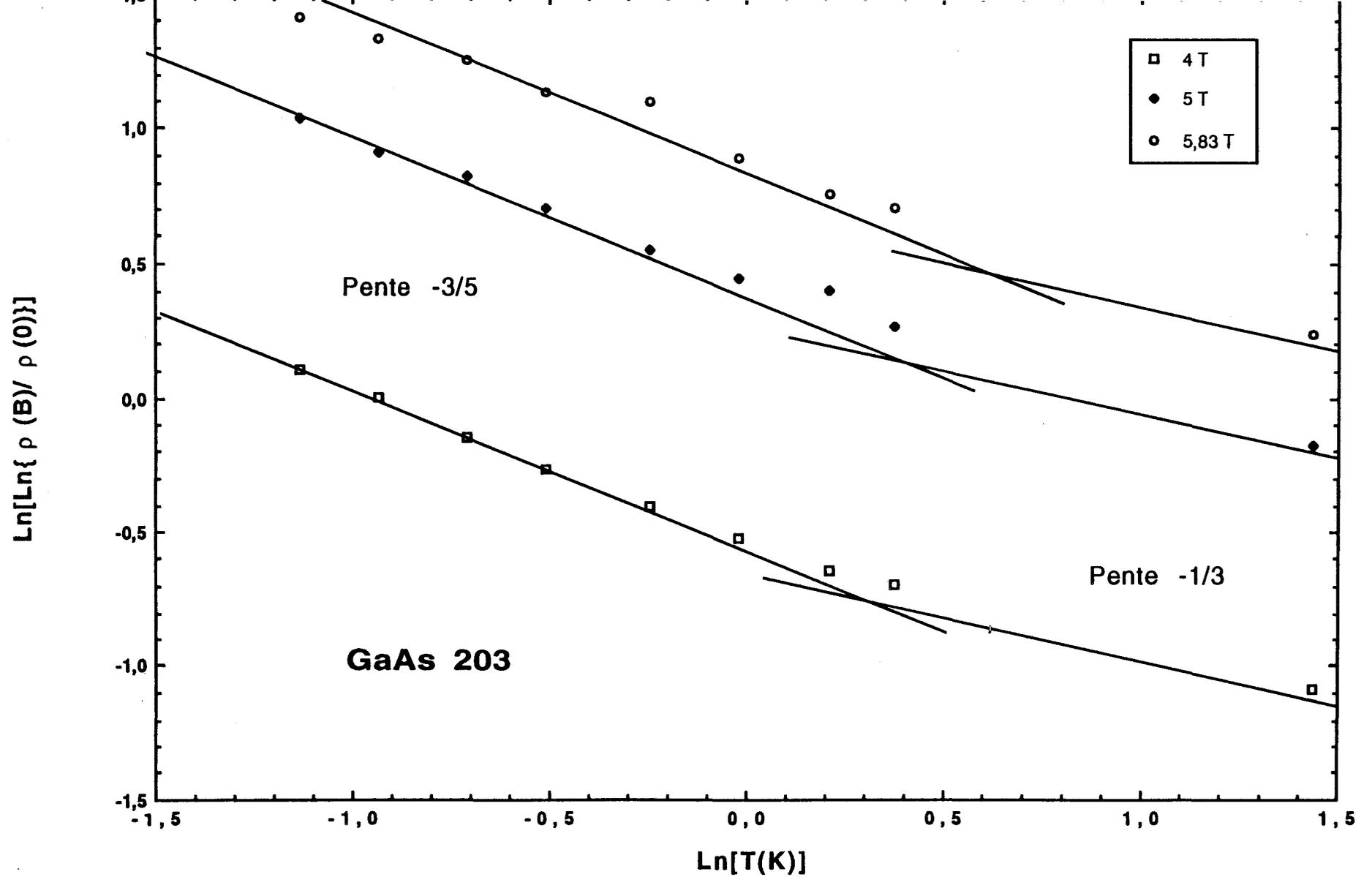


Figure III-13 : Magnétorésistance positive dans GaAs 203. Vérification du modèle de Tokumoto pour les champs magnétiques élevés.

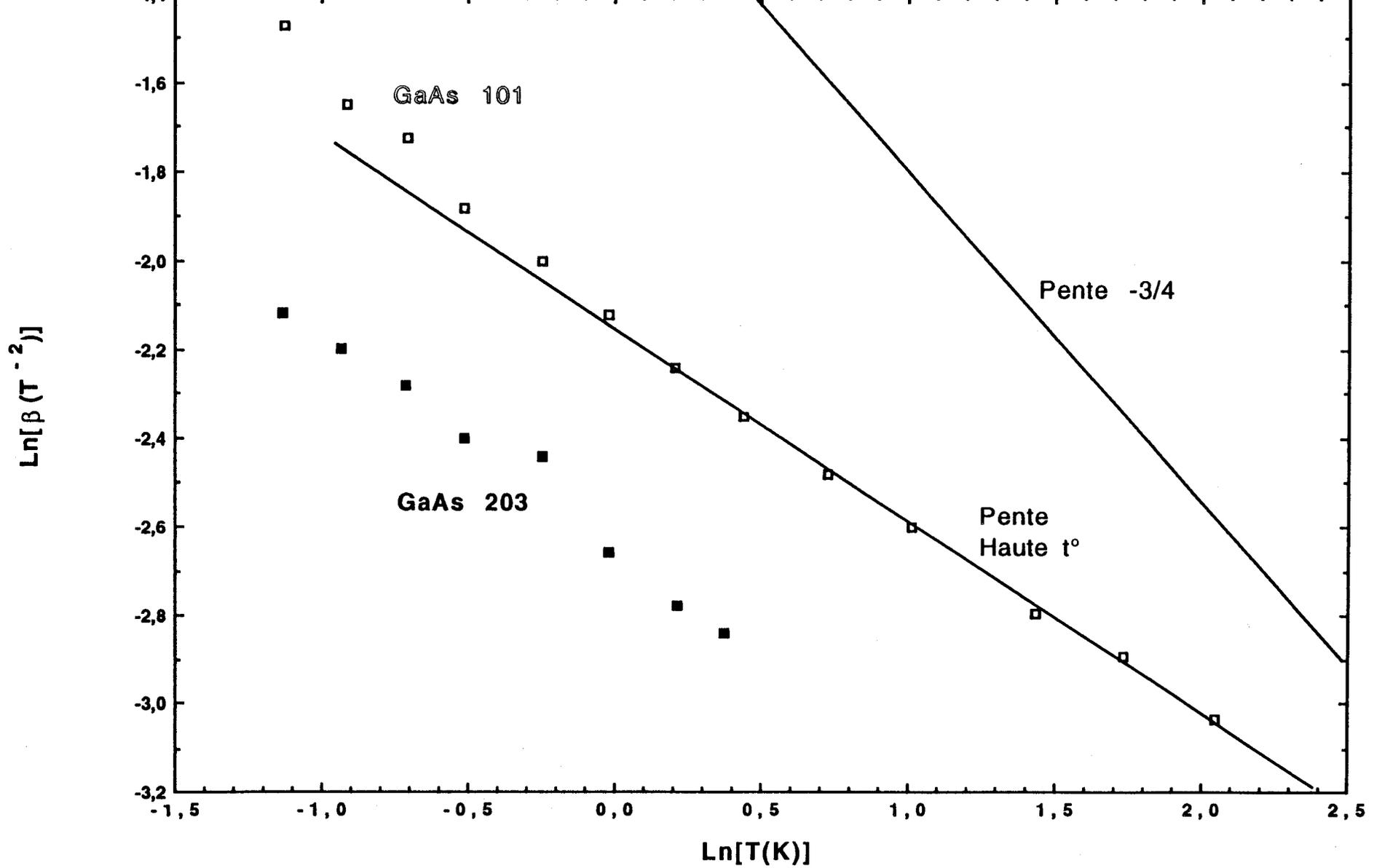


Figure III-14 : Variation du coefficient β avec la température.
Comparaison au modèle de Shklovskii et Efros.

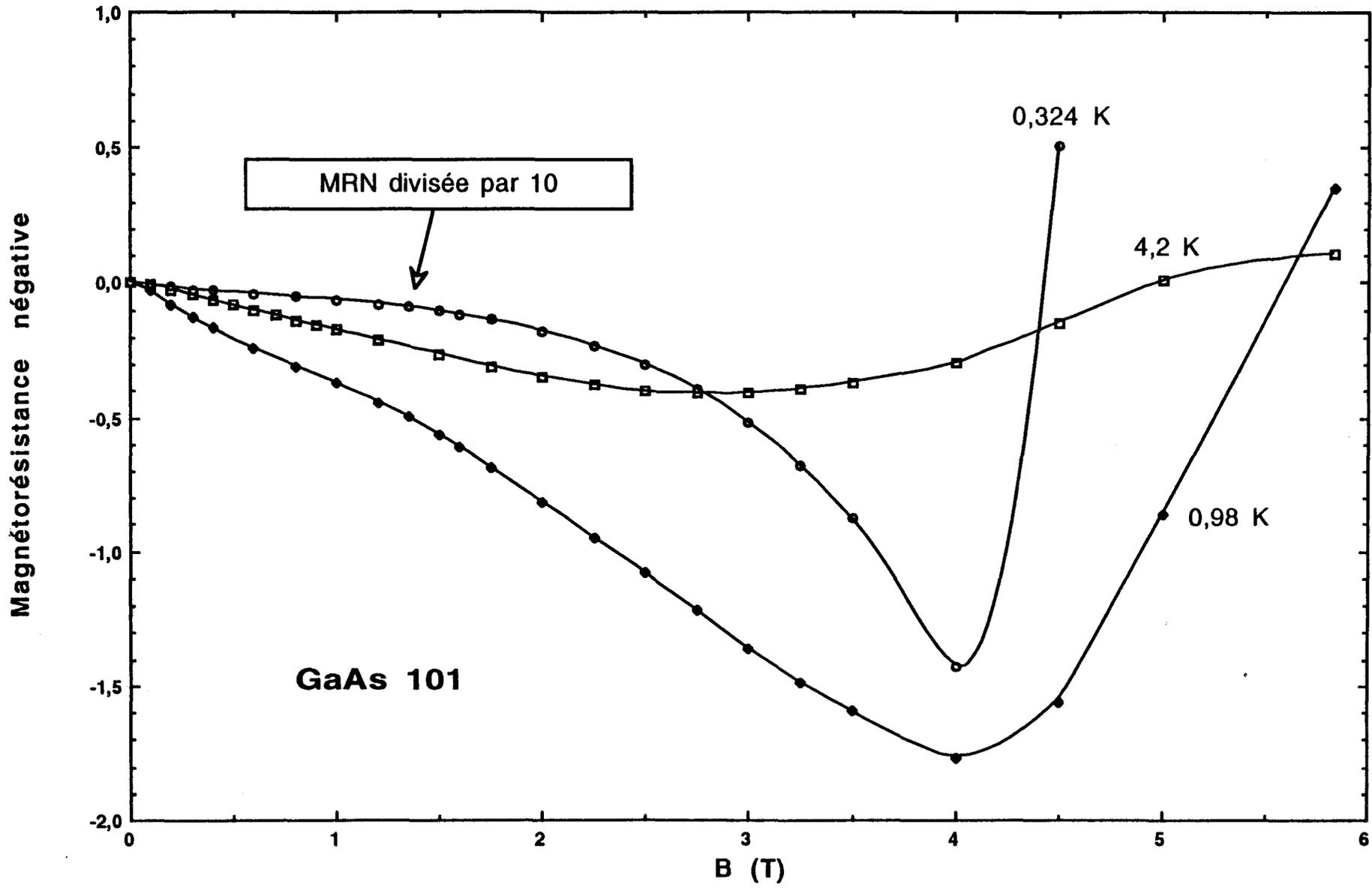


Figure III-15 : Magnétorésistance négative dans GaAs 101.

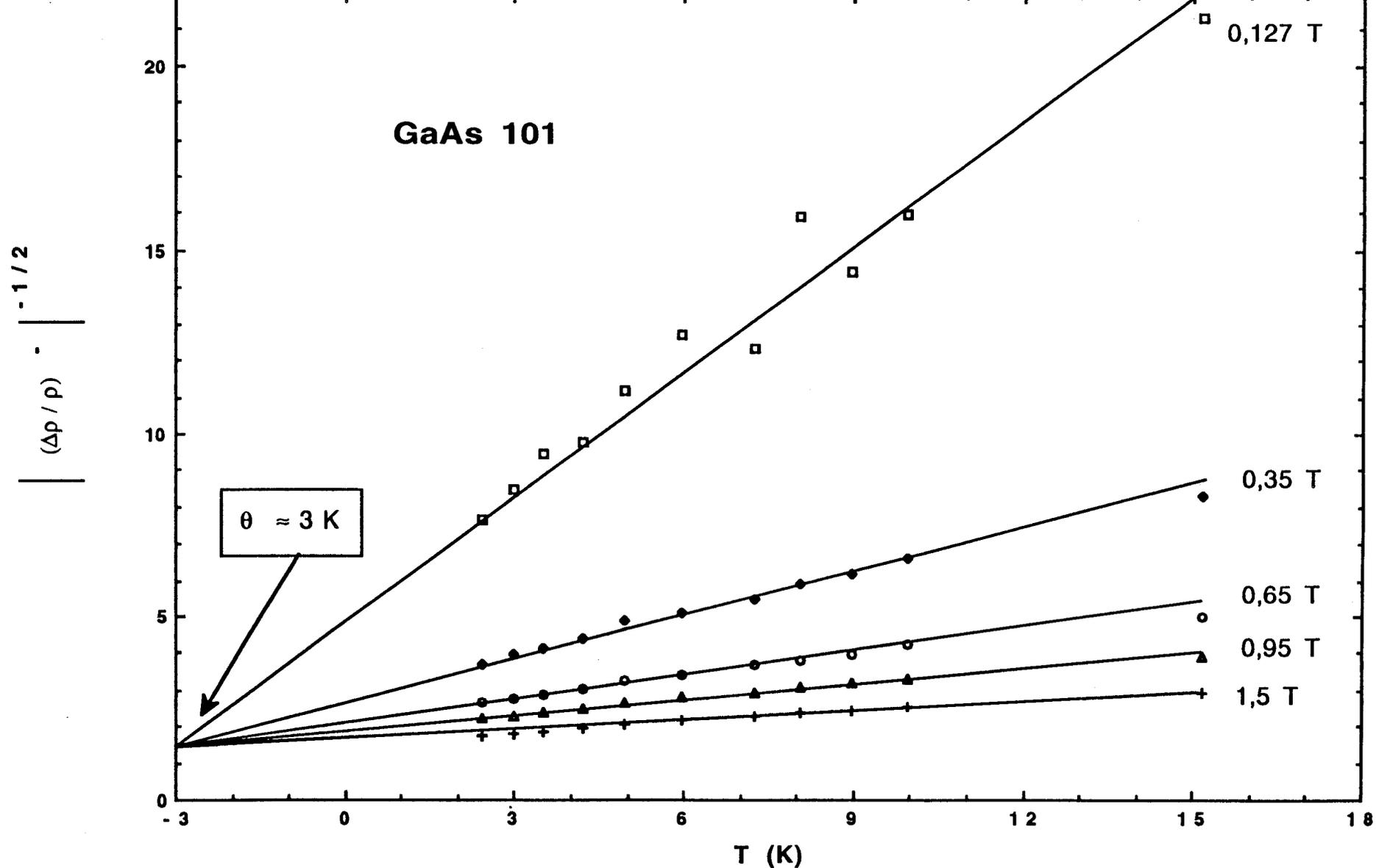


Figure III-16 : Variation linéaire de $\left| (\Delta\rho/\rho_0)^{-1/2} \right|$ avec la température pour plusieurs champs magnétiques dans GaAs 101.

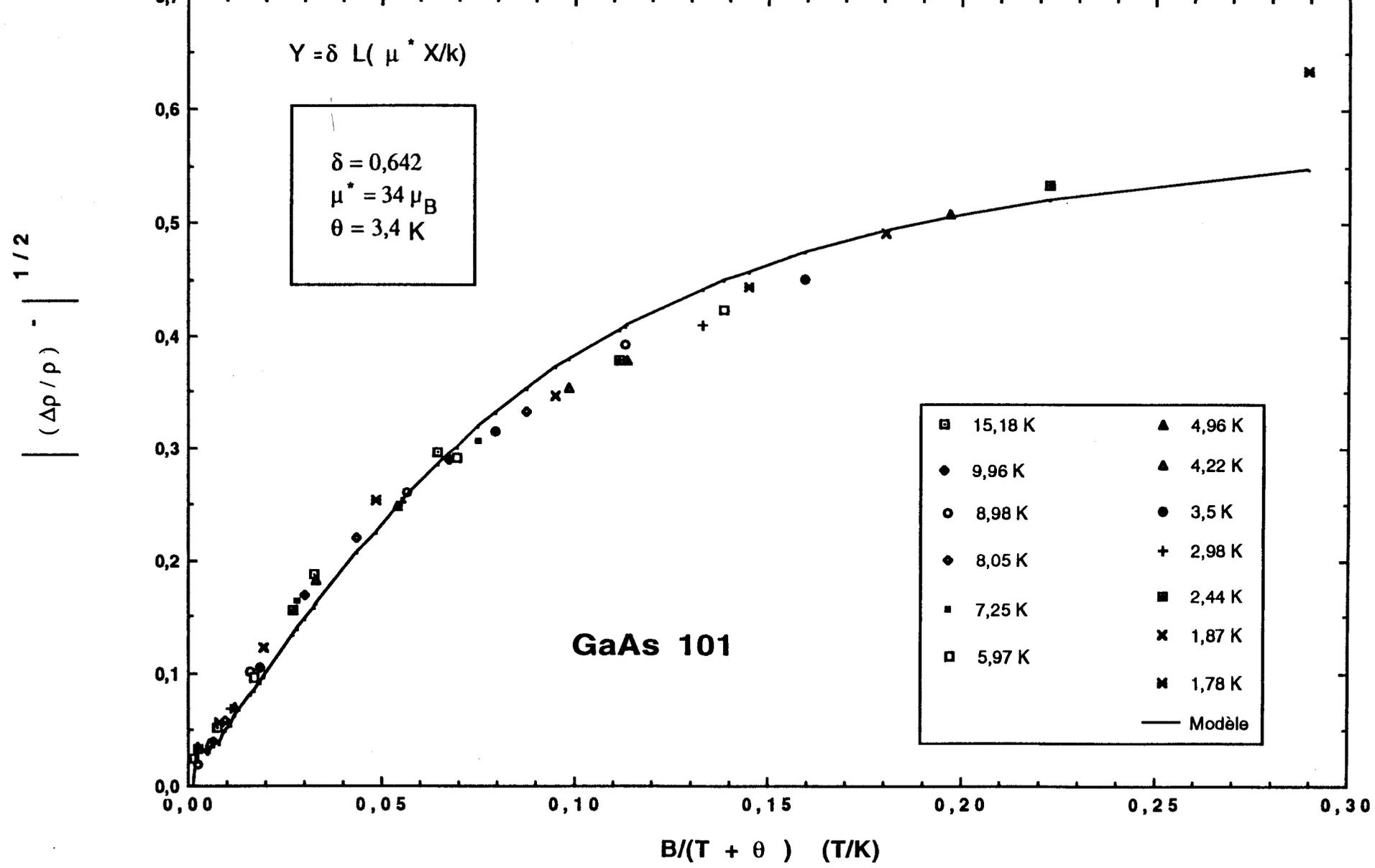


Figure III-17 : Variation de $|\Delta\rho/\rho_0|^{1/2}$ en fonction de $\frac{B}{T+\theta}$ et ajustement par une fonction de Langevin.

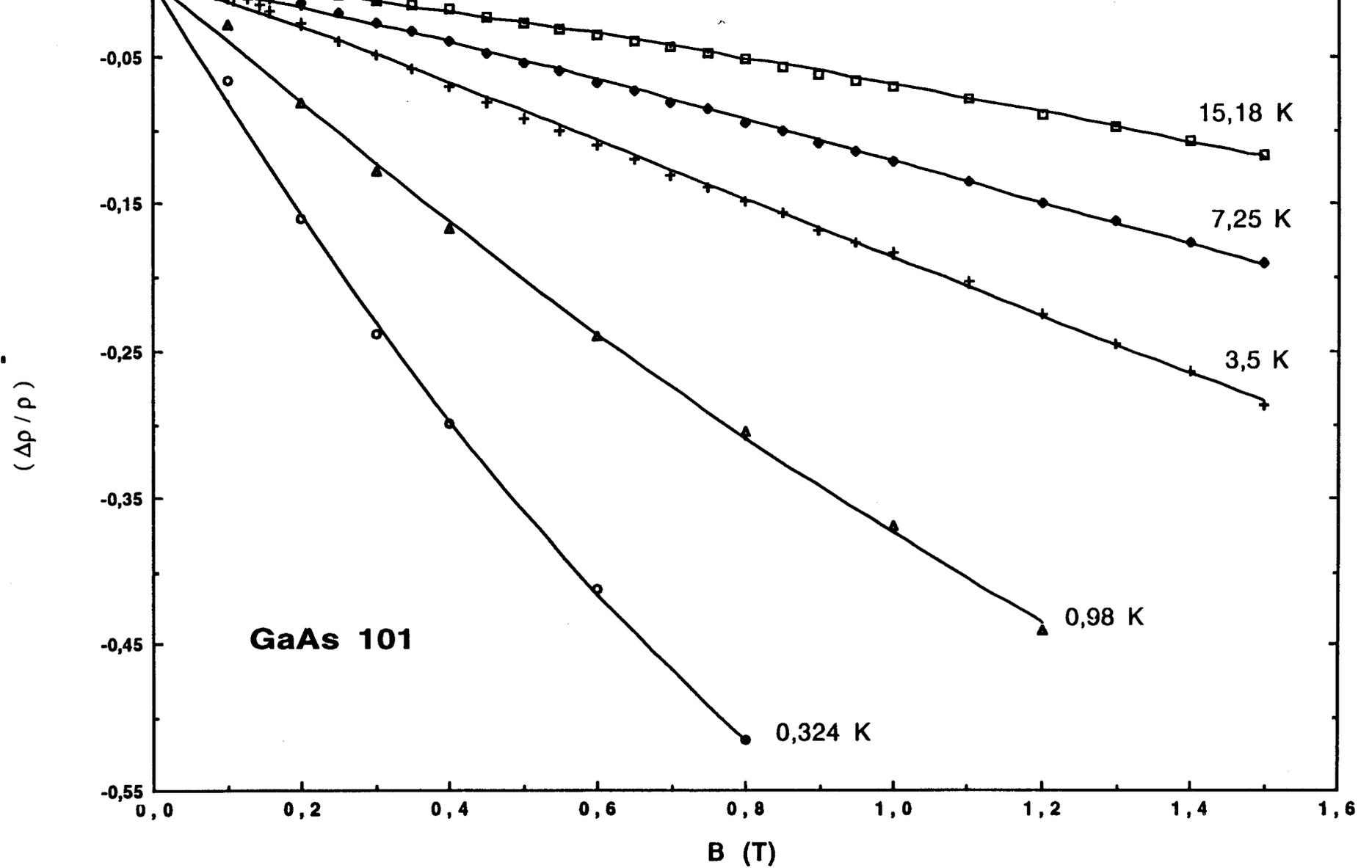


Figure III-18 : Ajustement de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte le décalage du front de mobilité avec le champ magnétique dans GaAs 101.

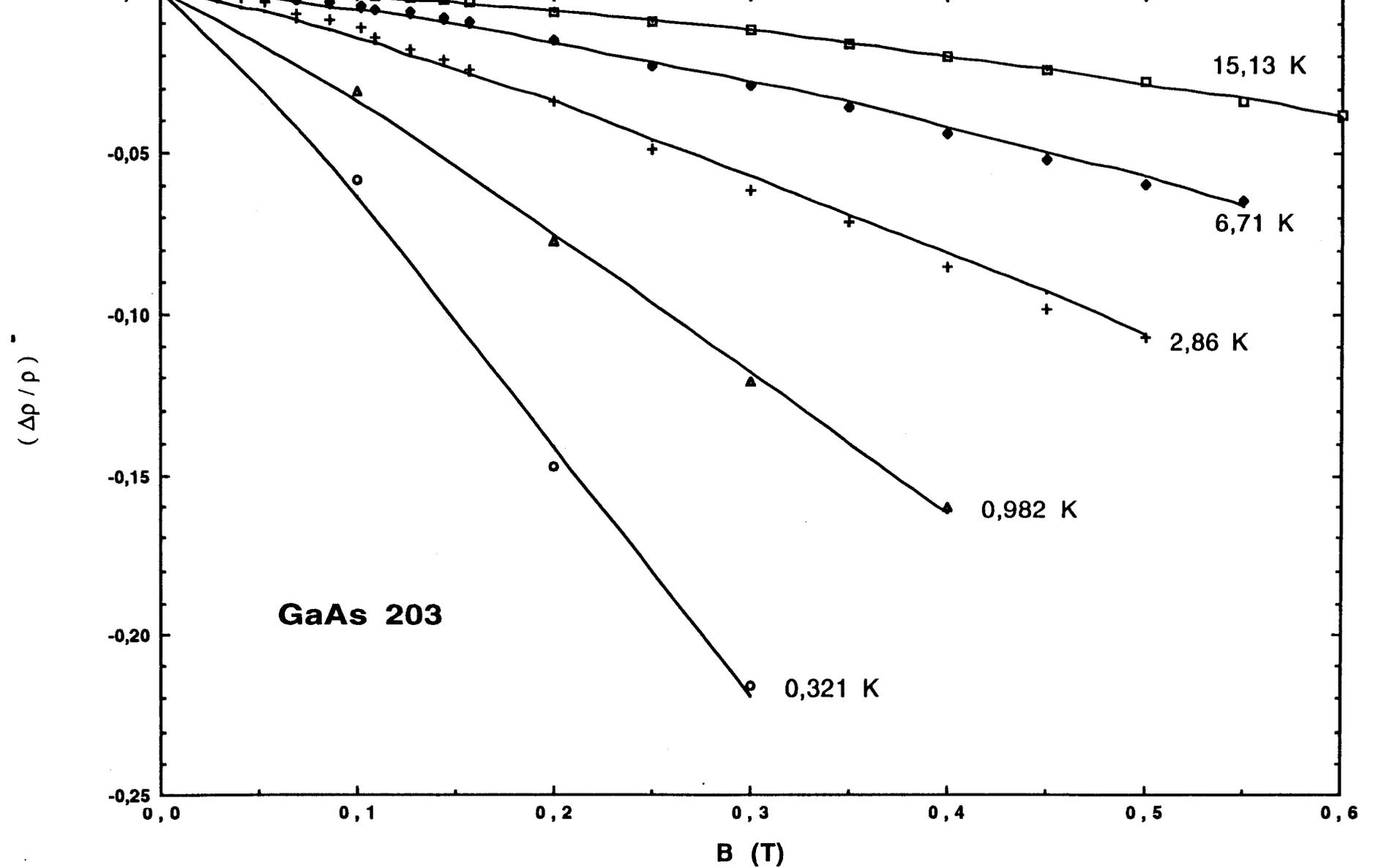


Figure III-19 : Ajustement de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte le décalage du front de mobilité avec le champ magnétique dans GaAs 203.

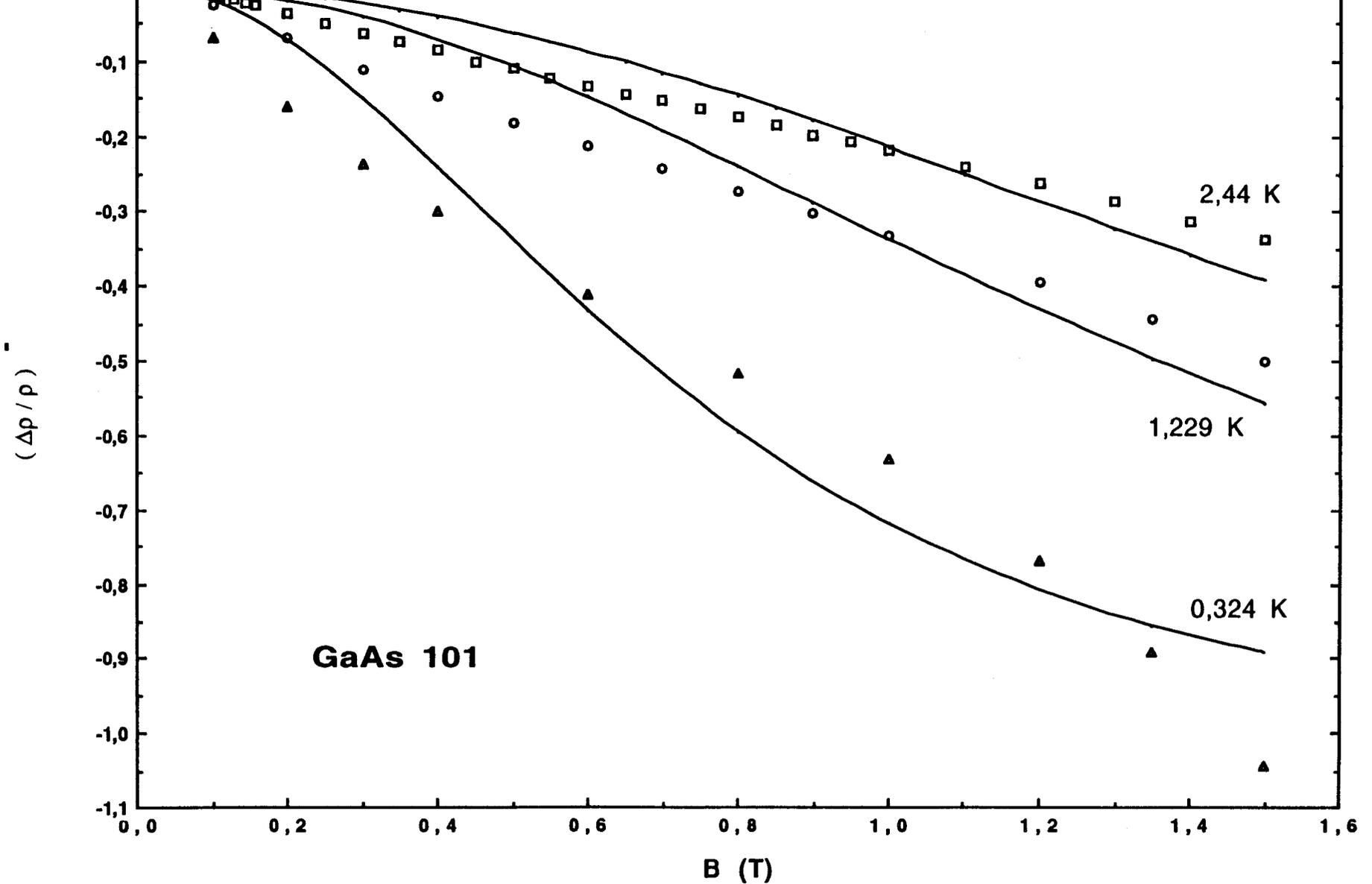


Figure III-20 : Ajustement sur tout le domaine de champ de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte l'effet Zeeman dans GaAs 101.

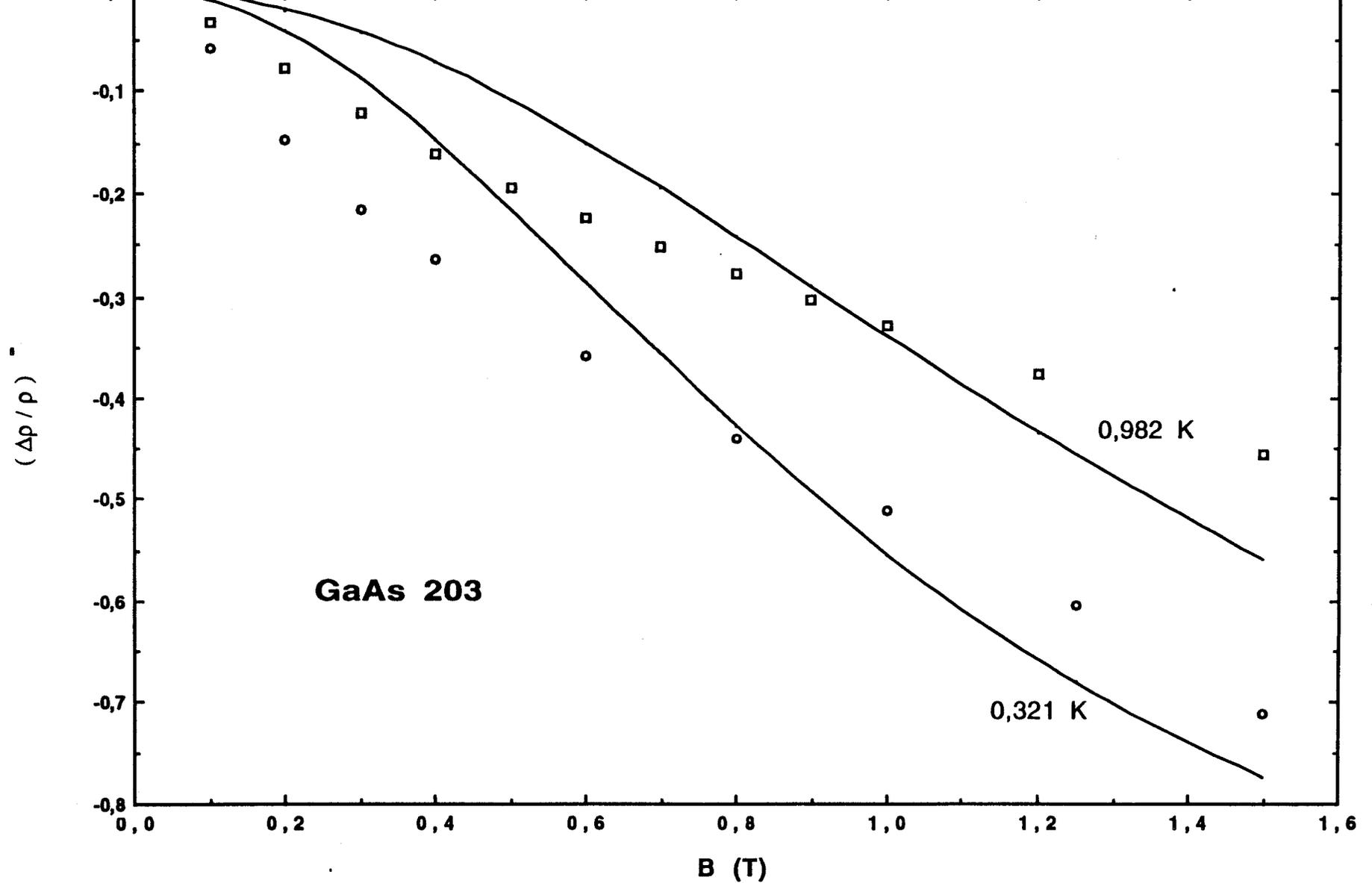


Figure III-21 : Ajustement sur tout le domaine de champ de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte l'effet Zeeman dans GaAs 203.

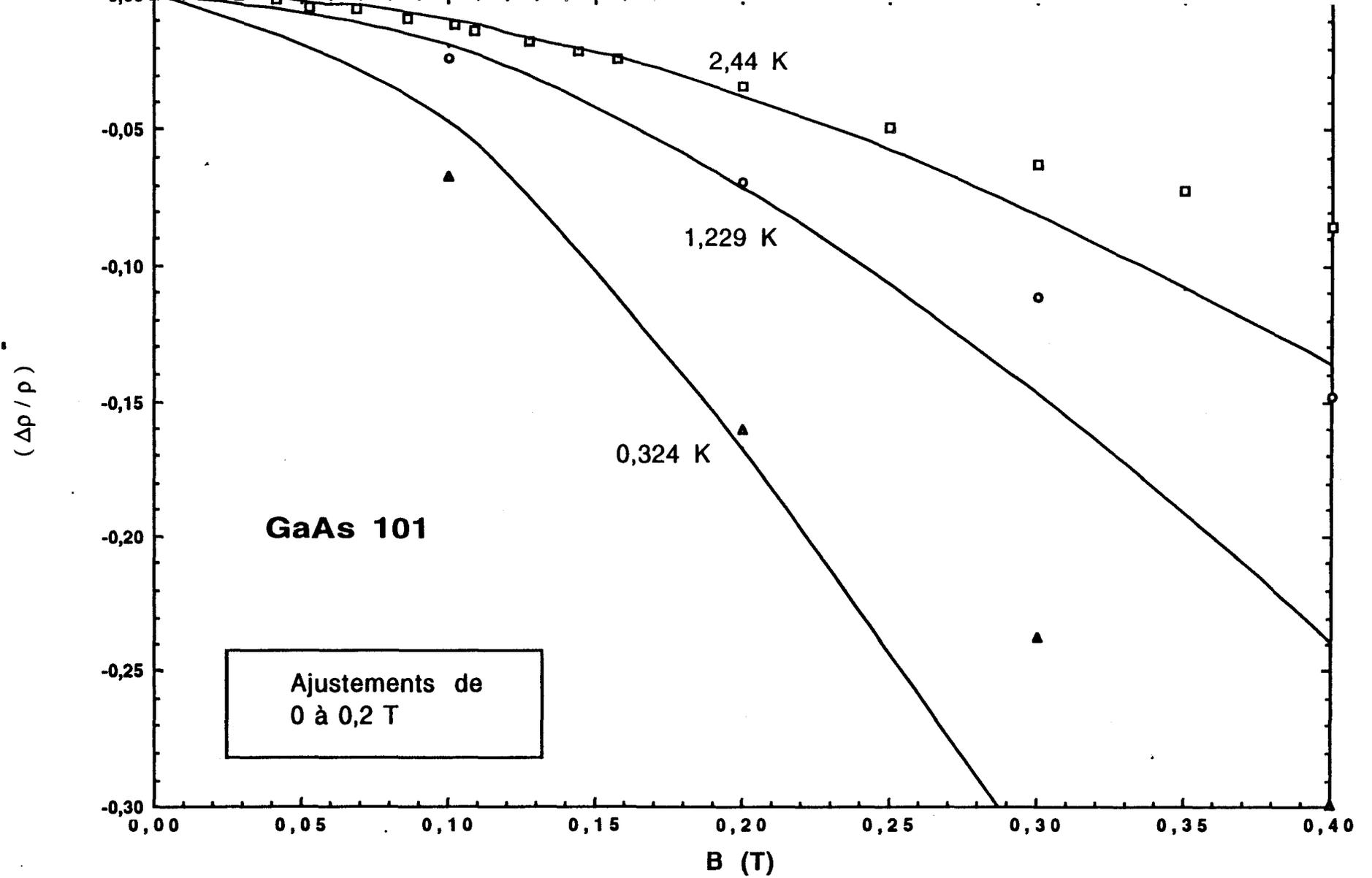


Figure III-22 : Ajustement à champ faible de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte l'effet Zeeman dans GaAs 101.

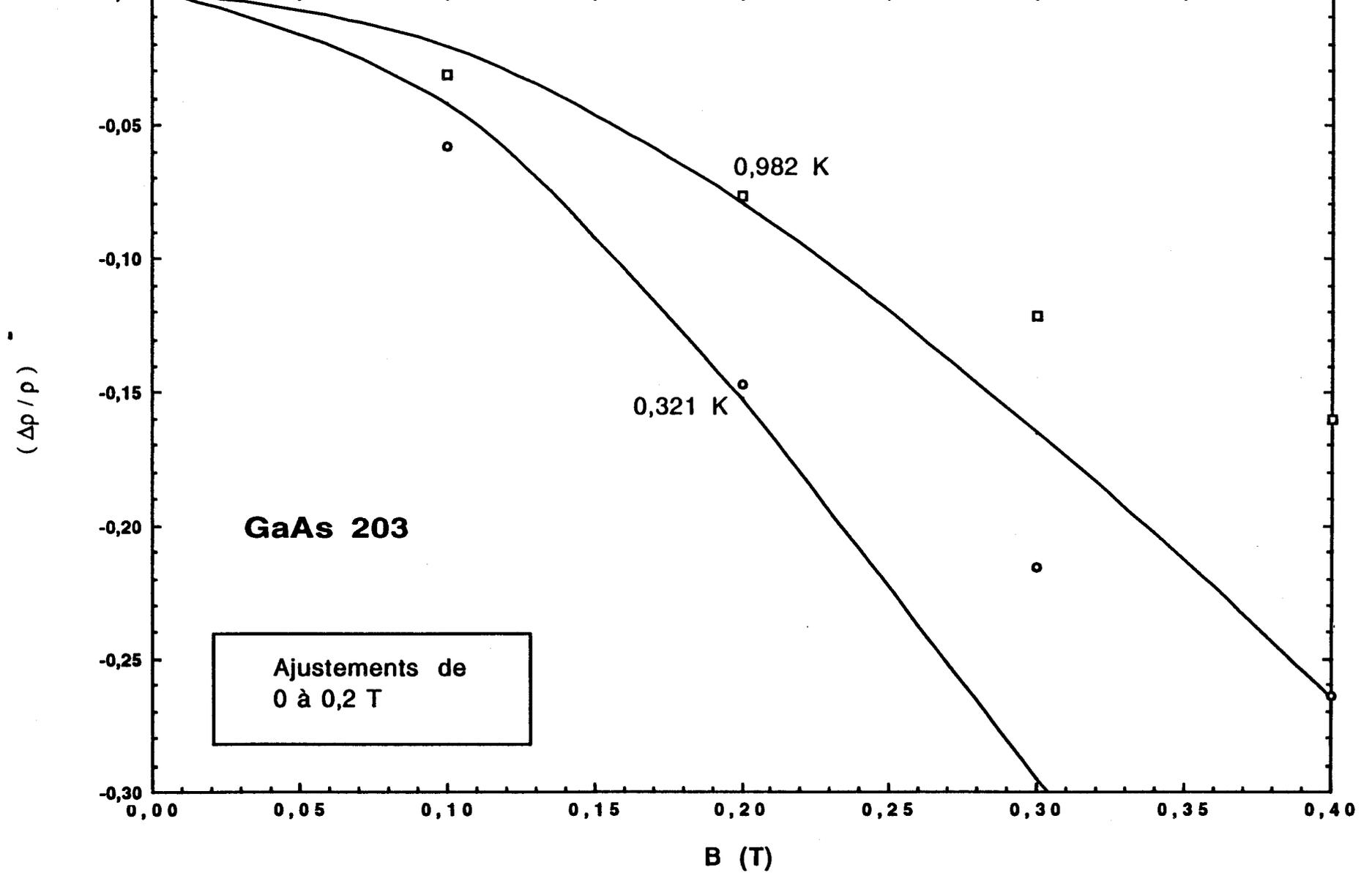


Figure III-23 : Ajustement à champ faible de la magnétorésistance négative par le modèle prenant en compte l'effet Zeeman dans GaAs 203.

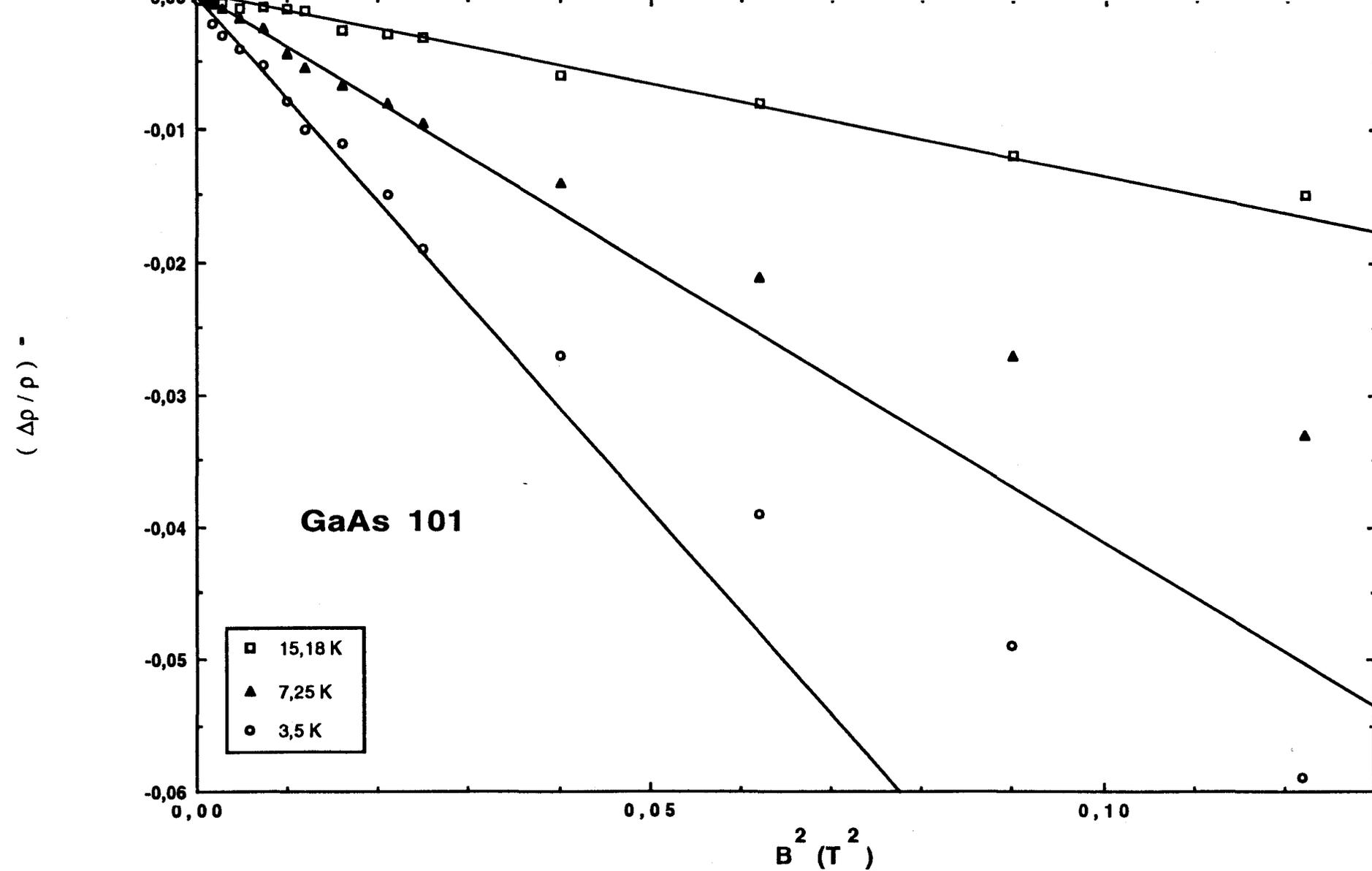


Figure III-24 : Variation linéaire de la magnétoconductivité en fonction de B^2 à champ faible dans GaAs 101.

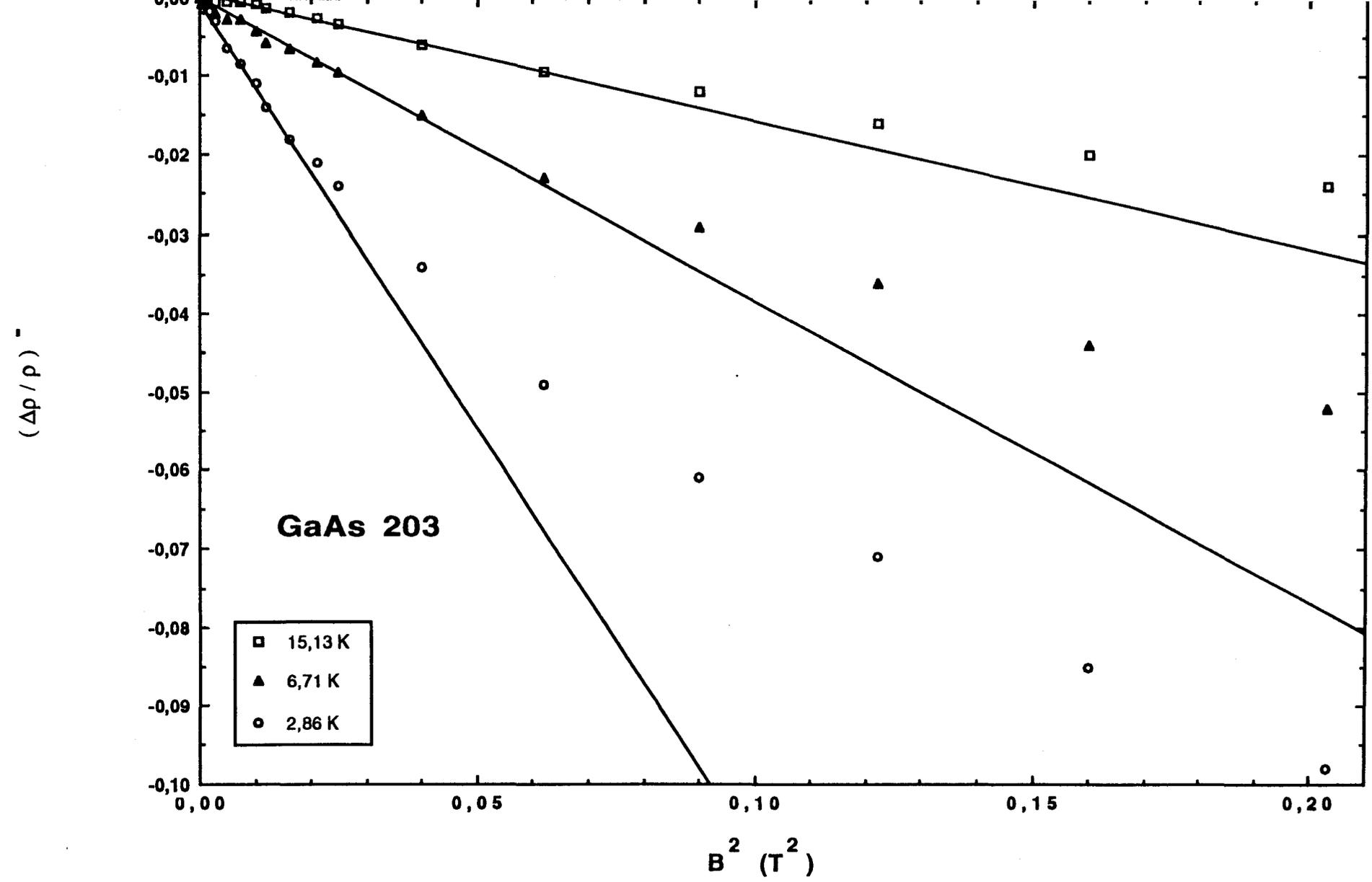


Figure III-25 : Variation linéaire de la magnétoconductivité en fonction de B^2 à champ faible dans GaAs 203.

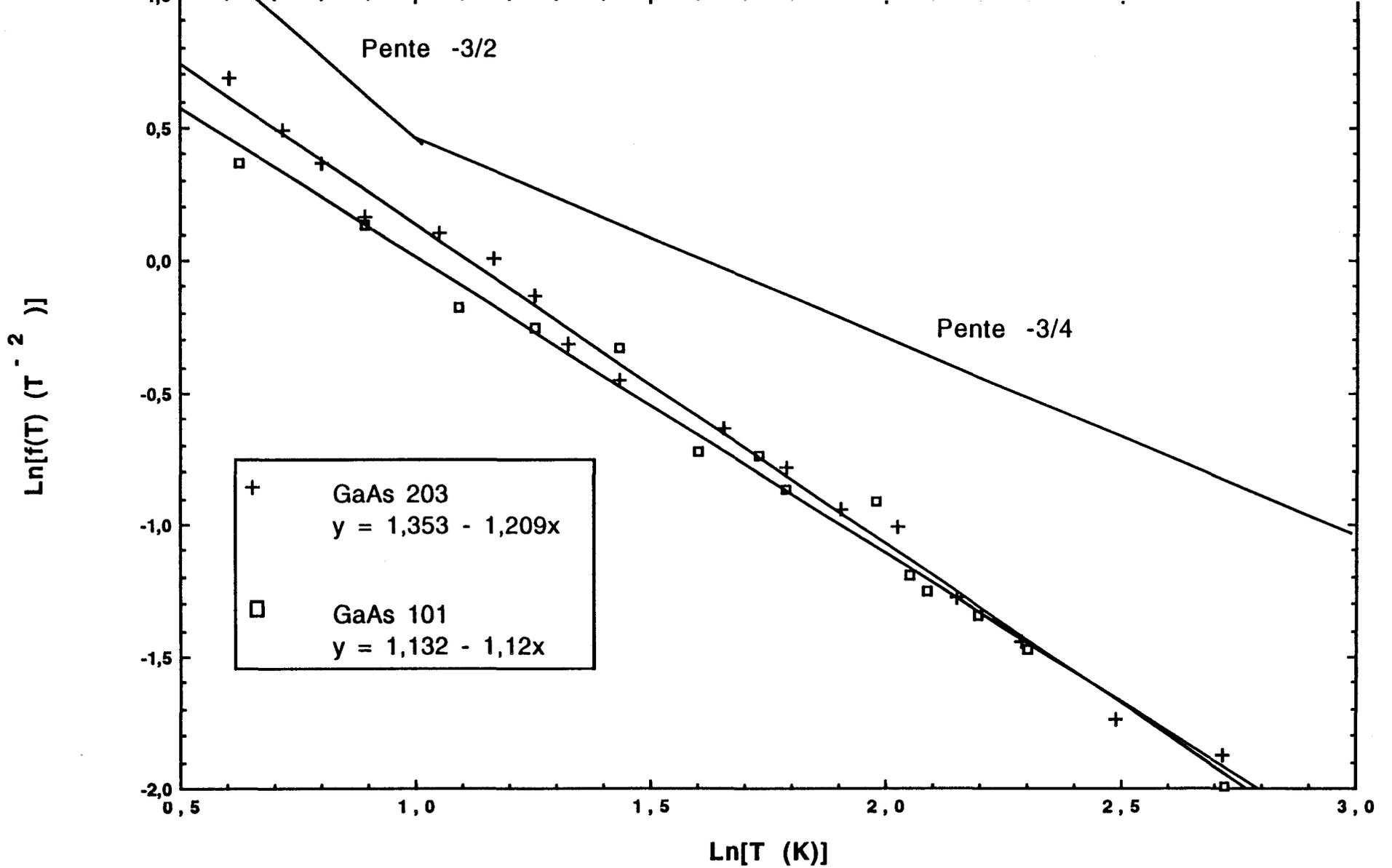


Figure III-26 : Variation de $\text{Ln}(f(T))$ en fonction de $\text{Ln}T$ dans GaAs 101 et GaAs 203. Comparaison avec le modèle de SEI en champ faible.

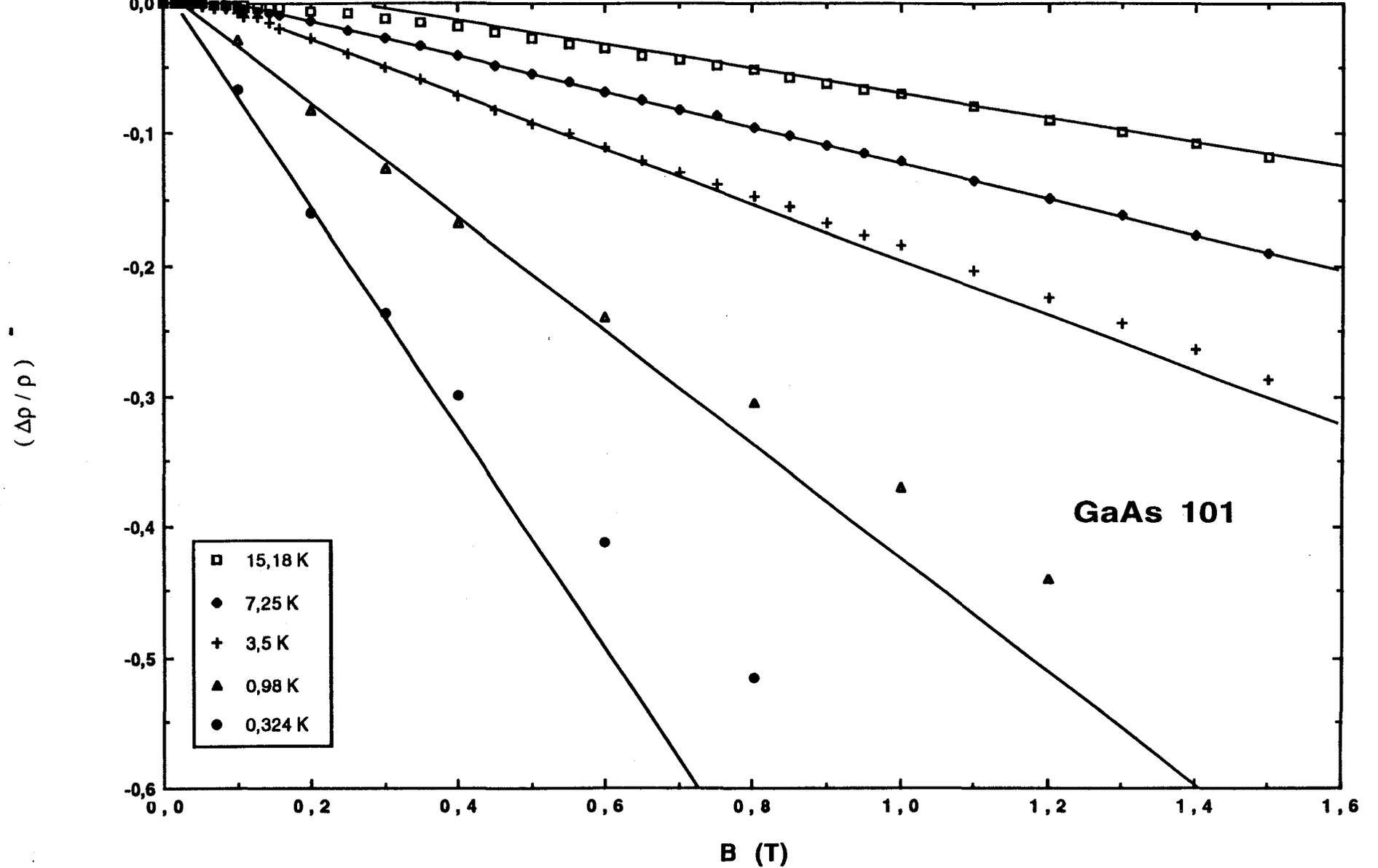


Figure III-27 : Magnétorésistance négative linéaire en champ magnétique moyennement faible dans GaAs 101.

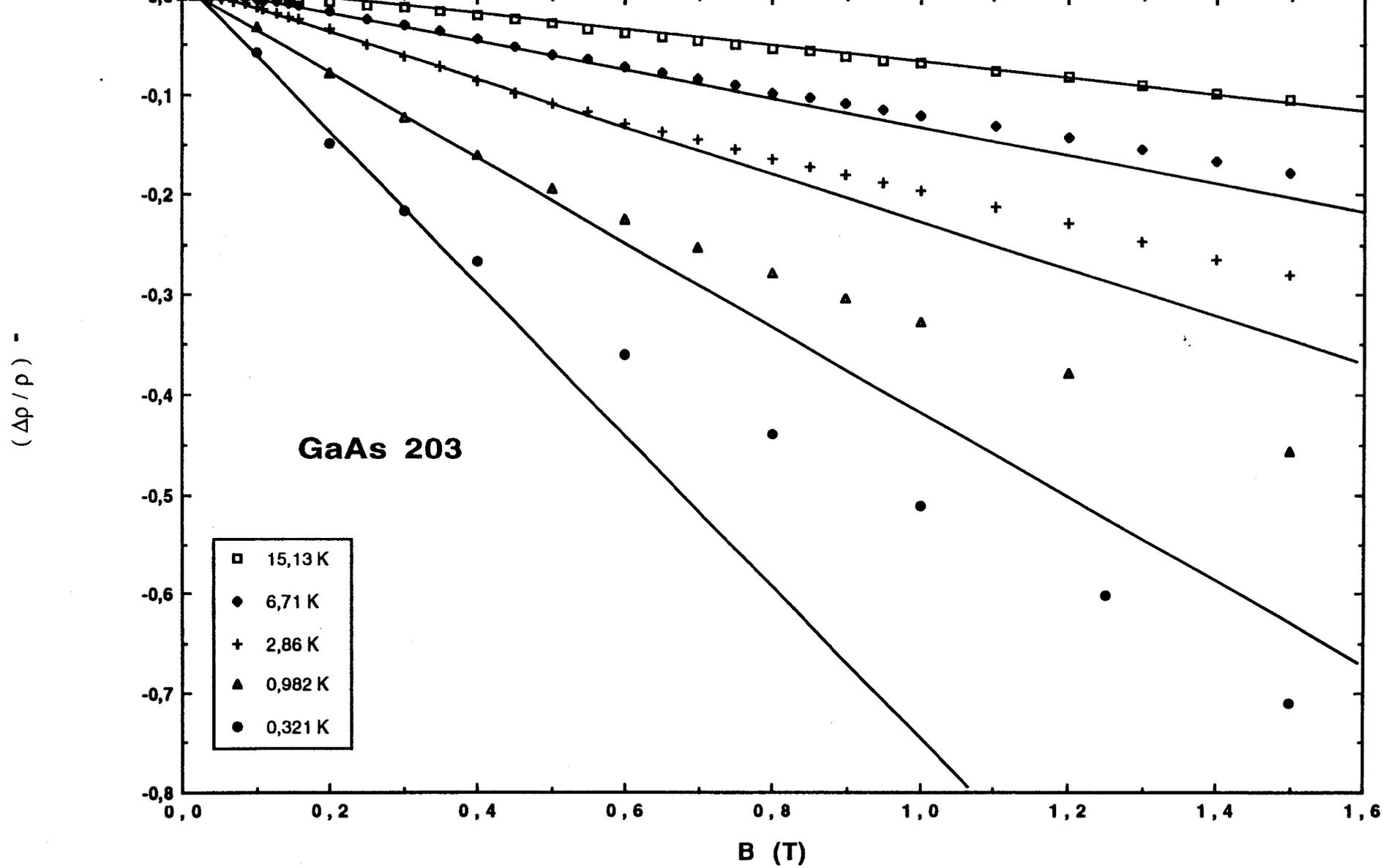


Figure III-28 : Magnétorésistance négative linéaire en champ magnétique moyennement faible dans GaAs 203.

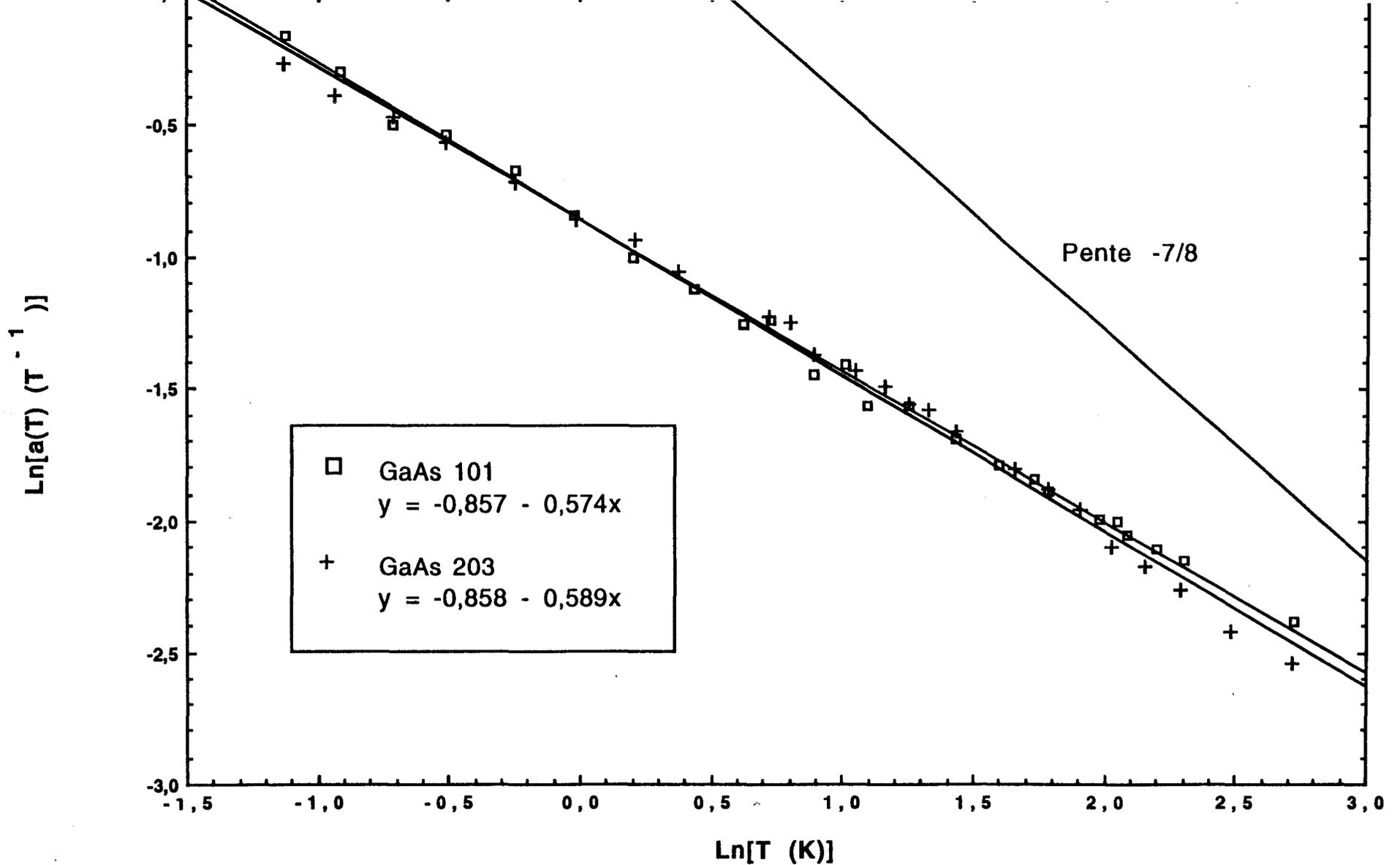


Figure III-29 : Variation de Ln(a(T)) en fonction de LnT dans GaAs 101 et GaAs 203. Comparaison avec le modèle de Schirmacher.

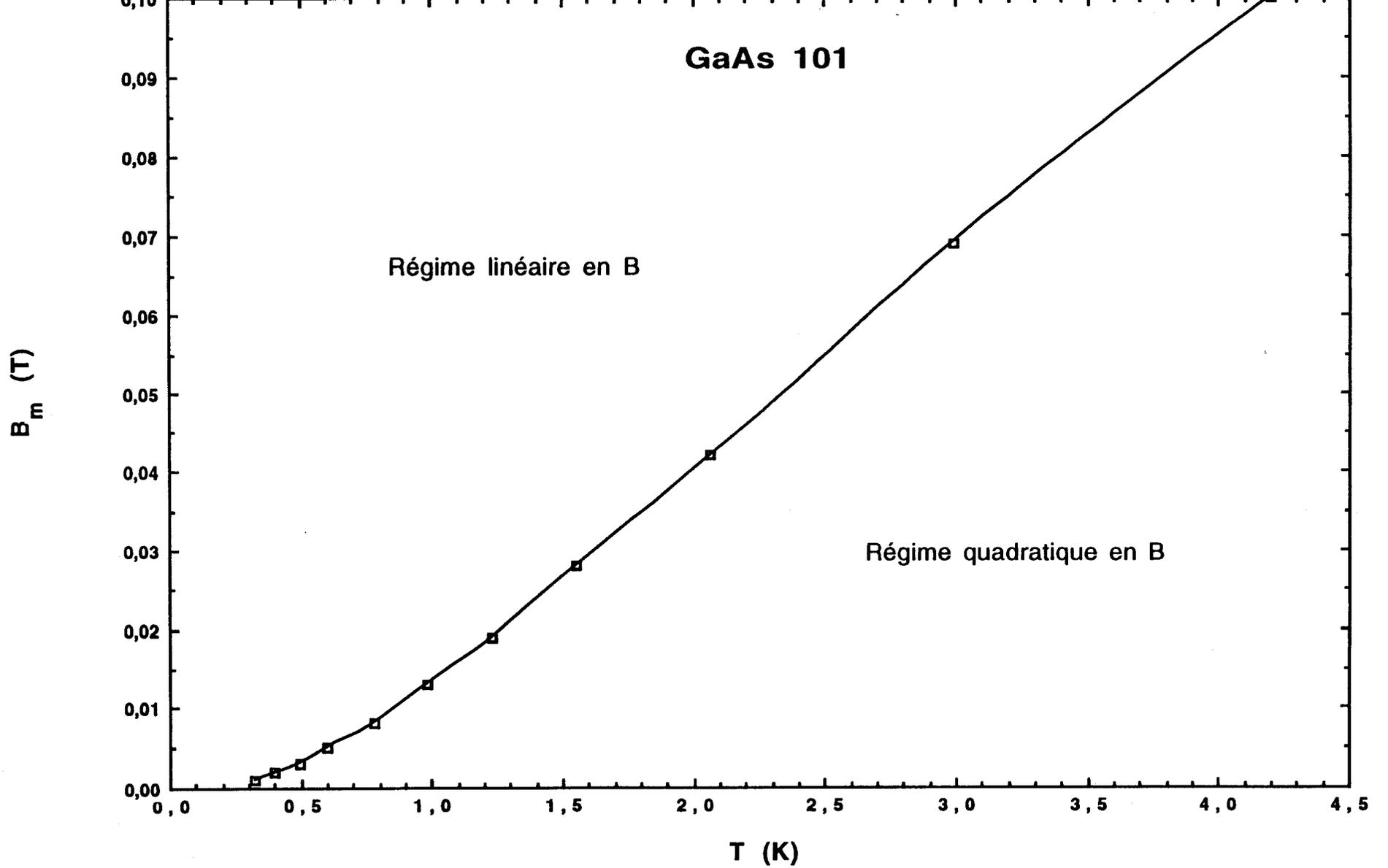


Figure III-30 : Variation du champ de cross-over B_m théorique avec la température pour GaAs 101.

C O N C L U S I O N

Ce travail présente l'étude du comportement de la conductivité σ en fonction de la température et du champ magnétique pour 4 échantillons de GaAs dopés et assez fortement compensés. Etant donnée la proximité de la Transition Métal-Isolant (TMI), les phénomènes intéressants ont été clairement observés mais il va de soi que l'interprétation en reste délicate et souvent qualitative.

La caractérisation des différents régimes de conduction a nécessité plusieurs méthodes graphiques ou numériques.

Dans les 3 échantillons isolants, nous trouvons un régime de saut à distance variable de Mott en $T^{-1/4}$ suivi d'un régime de Efros-Shklovskii en $T^{-1/2}$ en dessous de la température T_c , mettant en évidence la présence et le remplissage thermique d'un gap de Coulomb dû aux interactions électron-électron. Ce comportement, observé même très près de la TMI, pourrait être consécutif à une forte compensation. D'autre part, nous montrons que la conductivité σ est très bien décrite dans tout le domaine des températures inférieures à 4,2 K par le modèle de Aharony et coll. qui prévoit le passage continu d'un régime à l'autre. Quelle que soit la méthode utilisée, on fait apparaître une augmentation de la largeur du gap de Coulomb avec le champ magnétique.

L'échantillon GaAs 402 est le siège d'une conduction métallique en $T^{1/3}$, ce qui le situe dans le régime critique. Lorsque le champ magnétique augmente, la même loi de conductivité semble persister, bien que l'échantillon subisse une transition métal-isolant pour $B \approx 4,3$ T. Cela peut être expliqué grâce à la théorie de Zvyagin. En outre, les résultats sont en adéquation avec le diagramme proposé par Shapiro pour la transition.

Un intérêt particulier a été porté à l'étude de la MagnétoRésistance Négative (MRN) dans ces échantillons, celle-ci ayant finalement été attribuée aux interférences quantiques, que ce soit dans les systèmes métalliques ou isolants.

Dans GaAs 402, la magnétoconductance a été analysée aux champs inférieurs à 1,5 T afin de ne prendre en compte ni l'effet de Shubnikov-de Haas ni la MagnétoRésistance Positive (MRP). Le modèle de Kawabata utilise le cadre de la localisation faible, phénomène interférentiel où intervient la rétrodiffusion de l'électron sur une boucle fermée. Ce modèle donne une bonne description de la MRN à champ faible mais il ressort que, lorsque le champ augmente et la température baisse, il est nécessaire de prendre en compte les interactions électron-électron. Par un programme d'ajustement aux moindres carrés pour les équations non-linéaires, on découvre que seule la partie orbitale des

interactions est importante et que l'effet Zeeman reste négligeable pour $B < 1,5$ T. D'autre part, les grandeurs déduites de cette méthode sont en cohérence avec la théorie et on trouve une variation du temps de diffusion inélastique en T^{-1} sur l'ensemble du domaine de température.

Dans les isolants, la MRN a été déterminée grâce aux mesures expérimentales auxquelles on a retranché la MRP. Cependant, certaines ambiguïtés subsistent en ce qui concerne l'expression de cette MRP et, à champ élevé, les résultats sont entachés d'erreurs. C'est pourquoi nous nous sommes également limités au champ 1,5 T.

La première interprétation de la MRN dans ces systèmes isolants utilise le modèle Toyozawa qui fait intervenir la diffusion des électrons par des moments magnétiques localisés. Même si certains points de convergence sont trouvés avec cette description, le moment effectif $\mu^* = 34 \mu_B$ reste beaucoup trop élevé pour un matériau non magnétique. En fait, il semblerait que ce modèle un peu ancien soit particulièrement mal adapté à l'étude des systèmes proches de la TMI.

Dans un deuxième temps, un modèle proposé par Altshuler et coll. prenant en compte le déplacement du front de mobilité et l'augmentation de la longueur de localisation avec le champ a été essayé sur nos valeurs de magnétorésistance expérimentale. L'accord est relativement bon mais les valeurs numériques de l'exposant critique ν sont en contradiction avec celle déterminée par la théorie d'échelle ($\nu = 1$).

Nous montrons ensuite que la MRN due à l'effet Zeeman, dont le modèle a été développé par Yosida et Fukuyama, reste négligeable devant la magnétorésistance réelle.

Les modèles d'interférences quantiques sont basés sur les travaux de Nguyen et coll. qui décrivent le phénomène comme une interférence destructive sur deux chemins directs dans un domaine de cohérence suivant la longueur de saut R_{hop} . Sivan et coll. développent un calcul de percolation qui mène à une magnétoconductance en B^2 à champ faible. Schirmacher, par contre, prévoit une variation de la MRN linéaire en champ si on ne fait intervenir qu'un seul site intermédiaire. Nous montrons que ce dernier modèle fonctionne bien dans le domaine des champs intermédiaires alors que celui de Sivan et coll. est particulièrement bien adapté aux champs magnétiques très faibles. Les contradictions résiduelles peuvent être attribuées à l'importance des interactions électron-électron.

En fait, ces théories ont été développées loin de la TMI mais dans le régime de VRH en $T^{-1/4}$, et sont donc adaptées aux systèmes faiblement compensés. Elles ne prennent pas en compte les boucles fermées sur les chemins de percolation. A ce titre, nous attendons que les prédictions de Pichard et Bouchaud aboutissent à la mise au point d'un modèle décrivant plus complètement la magnétorésistance observée.

Sur ces échantillons, des mesures à températures plus basses et à champs plus élevés devraient permettre d'une part de vérifier certaines hypothèses importantes telles que le régime en $T^{1/3}$ dans GaAs 402. D'autre part, puisque les phénomènes sont les plus fiables dans le domaine des champs faibles, il serait intéressant de concevoir un système de mesures à faibles incréments de champs magnétiques.

REFERENCES

- Abrahams E., Anderson P.W., Licciardello D.C. et Ramakrishnan T.V., 1979, Phys. Rev. Lett. 42, 673
- Agrinskaya N.V. et Aleshin A.N., 1989, Sov. Phys. - Solid State 31, 1996
- Aharony A., Zhang Y. et Sarachik M.P., 1992, Phys. Rev. Lett. 68, 3900
- Allen F.R. et Adkins G.L., 1972, Phil. Mag. 26, 1027
- Altshuler B.L. et Aronov A.G., 1979, Solid State Comm. 30, 155
- Altshuler B.L. et Aronov A.G., 1983, JETP Lett. 37, 410
- Altshuler B.L., Aronov A.G., Larkin A.I. et Khmel'nitskii D.E., 1981, Sov. Phys. JETP 54, 411
- Altshuler B.L., Aronov A.G. et Khmel'nitskii D.E., 1982, JETP Lett. 36, 195
- Ambegaokar V., Halperin B.I. et Langer J.S., 1971, Phys. Rev. B 4, 2612
- Anderson P.W., 1958, Phys. Rev. 109, 1492
- Anderson P.W., 1985, Sol. State Electr. 28, 204
- Baranovskii S.D., Efros A.L., Gel'mont B.L. et Shklovskii B.I., 1978, Solid State Comm. 27, 1
- Baxter D.V., Richter R., Trudeau M.L., Cochrane R.W. et Strom-Olsen J.O., 1989, J. Phys. France 50, 1673
- Belitz D. et Wysokinski K.I., 1987, Phys. Rev. B 36, 9333
- Benzaquen M., Walsh D. et Mazuruk K., 1988, Phys. Rev. B 38, 10933
- Bergmann G., 1983, Phys. Rev. B 28, 2917
- Biskupski G., 1982, Thèse d'état, Lille
- Biskupski G., 1992, Phil. Mag. B 65, 723
- Biskupski G. et Bouattou M., 1991, J. Phys. Cond. Matter 3, 423
- Biskupski G., Dubois H., Wojkiewicz J.L., Briggs A. et Remenyi G., 1984, J. Phys. C 17, L411

- Biskupski G., El Kaaouachii A. et Briggs A., 1991,
J. Phys. Cond. Matter 3, 8417
- Bouattou M., 1989, Thèse de doctorat, Lille
- Bouchaud J.P., 1991, J. Phys. I (France) 1, 985
- Brooks H., 1955, Adv. Electronics and Electron Phys. 7, 158
- Capoen B., 1990, Rapport de DEA, Lille
- Castner T.G., 1991, dans "Hopping Transport in Solids" , North-Holland,
Amsterdam
- Dynes R.C., Geballe T.H., Hull G.W. et Garno J.P., 1983,
Phys. Rev. B 27, 5188
- Efros A.L. et Shklyvskii B.I., 1975, J. Phys. C 8, L49
- El Kaaouachi A., 1992, Thèse de doctorat, Lille
- Entin-Wohlman O., Imry Y. et Sivan U., 1989, Phys. Rev. B 40, 8342
- Finkel'shtein A.M., 1983, Sov. Phys. Rev. Lett. 55, 522
- Finkel'shtein A.M., 1983a, Sov. Phys. JETP Lett. 37, 517
- Friedland K.J., Ionov A.N., Rentzsch R., Gladun C. et Vinzelberg H., 1990,
J. Phys C 2, 3759
- Fukuyama H. et Yosida K., 1979, J. Phys. Soc. Jap. 46, 102
- Halbo L. et Sladek R.J., 1968, Phys. Rev. 173, 794
- Hamilton E.M., 1972, Phil. Mag. 26, 1043
- Hikami S., Larkin A.I. et Nagaoka Y., 1980,
Prog. Theor. Phys. Lett. 63, 707
- Holstein T., 1961, Phys. Rev. 124, 1329
- Hutson A.R., 1957, Phys. Rev. 108, 222
- Ionov A.N., Shlimak I.S. et Matreev M.N., 1983, Sol. State Comm. 46, 763

- Isawa Y., 1984, J. Phys. Soc. Jap. 53, 2865
- Isawa Y. et Fukuyama H., 1984, J. Phys. Soc. Jap. 53, 1415
- Isawa Y., Hoshino K. et Fukuyama H., 1982, J. Phys. Soc. Jap. 51, 3262
- Kaveh M., 1985, Phil. Mag. B 57, 453
- Kaveh M. et Mott N.F., 1981, J. Phys. C 14, L177
- Kaveh M. et Mott N.F., 1981a, J. Phys. C 14, L183
- Kaveh M. et Mott N.F., 1982, J. Phys. C 15, L697
- Kaveh M. et Mott N.F., 1983, J. Phys. C 16, L1067
- Kaveh M. et Mott N.F., 1987, Phil. Mag. B 55, 9
- Kaveh N., Newson D.J., Ben-Zimra D. et Pepper M., 1987,
J. Phys. C 20, L19
- Kawabata A., 1980, Solid State Comm. 34, 431
- Khmelnitskii D.E. et Larkin A.I., 1981, Sol. State Comm. 39, 1069
- Kleinman L., 1967, Phys. Rev. 160, 585
- Kubo, Mikaye et Hashitsume, 1965, State Phys. 17, 269
- Langreth D., 1969, Phys. Rev. 181, 753
- Lee P.A. et Ramakrishnan T.V., 1982, Phys. Rev. B 26, 4009
- Lee P.A. et Ramakrishnan T.V., 1985, Rev. Modern Phys. 57, 287
- Long A.P. et Pepper M., 1985, Sol. State Electr. 28, 61
- Maliepaard M.C., Pepper M., Newbury R. et Hill G., 1988,
Phys. Rev. Lett. 61, 369
- Mansfield R., Abdul-Gader M. et Fozooni P., 1991, Commun. privée
- Marquardt D.W., 1963, J. Soc. Ind. Appl. Math. 11, 431

- Mikoshiba N., 1962, Phys. Rev. 127, 1962
- Miller A. et Abrahams E., 1960, Phys. Rev. 120, 745
- Möbius A. et Richter M., 1987a, J. Non-Cryst. Solids 97 & 98, 483
- Möbius A. et Richter M., 1987b, J. Phys. C 20, 539
- Morita S., Mikoshiba N., Koike Y., Fukase T., Kitagawa M. et Ishida S.,
1984, J. Phys. Soc. Jap. 53, 2185
- Mott N.F., 1961, Phil. Mag. 6, 287
- Mott N.F., 1968, J. Non-Cryst. Solids 1, 1
- Mott N.F., 1972, Phil. Mag. 26, 1015
- Mott N.F., 1972, Phil. Mag. 26, 1018
- Mott N.F., 1974, dans "Metal-Insulator Transitions", Taylor and Francis,
Londres
- Mott N.F. et Davis E.A., 1971, "Electronic Processes In Non-Crystalline
Materials", Clarendon Press, Oxford
- Mott N.F. et Davis E.A., 1979, "Electronic Processes In Non-Crystalline
Materials", Clarendon Press, Oxford (Deuxième édition)
- Movaghar B., Pohlmann B. et Sauer G., 1980a, Phys. Stat. Sol. (b) 97, 553
- Movaghar B. et Schirmacher W., 1980b, J. Phys. C 14, 589
- Mui K.C., Lindenfeld P. et McLean W.L., 1984, Phys. Rev. B 30, 2951
- Newson D.J. et Pepper M., 1986, J. Phys. C 19, 3983
- Nguyen V.L., Spivak B.Z. et Shklovskii B.I., 1985,
Sov. Phys. JETP 62, 1021
- Nguyen V.L., Spivak B.Z. et Shklovskii B.I., 1986, JETP Lett. 43, 44
- Onsager L., 1952, Phil. Mag. 43, 1006
- Oubraham A., 1991, Thèse de doctorat, Lille

- Oubraham A.A., Biskupski G. et Zdanowicz E., 1991,
Sol. State Comm. 77, 351
- Ousset J.C., Askenazy S., Rakoto H. et Broto J.M., 1985,
J. Phys. France 46, 2145
- Pichard J.L., Sanquer M., Slevin K. et Debray P., 1990,
Phys. Rev. Lett. 65, 1812
- Pichard J.L., 1990, dans "Quantum coherence in mesoscopic systems",
Plenum Press, New-York
- Pippard, 1961, "Low Temperature Physics"
- Pollak M., 1972, J. Non-Cryst. Solids 8-10, 486
- Pollak M., 1972, J. Non-Cryst. Solids 11, 1
- Pollak M. et Ortuno M., 1985, dans "Electron-Electron Interactions in
disordered Systems", North-Holland, Amsterdam.
- Pödör B., 1969, Acta. Phys. Acad. Sci. Hung. 27, 449
- Rentzsch R., Friedland K.J. et Ionov A.N., 1988,
Phys. Stat. Sol. (b) 146, 199
- Rentzsch R., Friedland K.J., Ionov A.N., Matveev M.N., Shlimak I.S.,
Gladun C. et Vinzelberg H., 1986, Phys. Stat. Sol. (b) 137, 691
- Rosenbaum R., 1991, Phys. Rev. B 44, 3599
- Rosenbaum T.F., Andres K., Thomas G.A. et Bhatt R.N., 1980,
Phys. Rev. Lett. 44, 1723
- Roth H., Straub W.D., Bernard W. et Mulhern J.E., 1963,
Phys. Rev. Lett. 11, 328
- Roth L.M. et Argyre P.N., 1966, dans "Semiconductors and Semi-Metals"
Vol.1, Academic Press, New York
- Schirmacher W., 1990, Phys. Rev. B 41, 2461
- Shapiro B., 1984, Phil. Mag. B 50, n°2

- Shklovskii B.I. et Efros A.L., 1984, "Electronic Properties of Doped Semiconductors" Springer-Verlag, Berlin
- Shlimak I., Kaveh M., Yosefin M., Lea M. et Fozooni P., 1992, Phys. Rev. Lett. 68, 3076
- Shlimak I.S. et Nikulin E.I., 1972, Sov. Phys. JETP Lett. 15, 20
- Shmartsev Y., Shender E.F. et Polyanskaya T.A., 1971, Sov. Phys. Semicond. 4, 1990
- Sivan U., Entin-Wohlman O. et Imry Y., 1988, Phys. Rev. Lett. 60, 1566
- Skal A.S. et Shklovskii B.I., 1971, Sov. Phys. -Solid State 16, 1190
- Spriet J.P., 1985, Thèse de doctorat, Lille
- Stillman G.E. et Wolfe C.M., 1976, Thin Solid Films 31, 69
- Thomas G.A., Capizza M., De Rosa F., Bhatt R.N. et Rice T.M., 1981, Phys. Rev. B 23, 5472
- Tokumoto H., Mansfield R. et Lea M.J., 1982, Phil. Mag. B 46, 93
- Toyozawa Y., 1962, J. Phys. Soc. Jap. 17, 986
- Tremblay F., Pepper M., Ritchie D., Peacock D.C., Frost J.E.F. et Jones G.A.C., 1989, Phys. Rev. B 39, 8059
- Wegner F.J., 1979, Z. Phys. B 35, 207
- Wolfe C.M., Stillman G.E. et Dimmock J.O., 1970, J. Applied Phys. 41, 504
- Yafet Y., Keyes R.W. et Adams E.N., 1956, J. Phys. Chem. Solids 1, 137
- Yosida K., 1957, Phys. Rev. 107, 396
- Yosida K. et Fukuyama H., 1980, J. Phys. Soc. Jap. 48, 1879
- Zabrodskii A.G. et Zinoveva K.N., 1984, Sov. Phys. JETP 59, 425
- Zhang Y., Dai P. et Sarachik M.P., 1992, Phys. Rev. B 45, 9473
- Zhang Y., Dai P., Levy M. et Sarachik M.P., 1990, Phys. Rev. Lett. 64, 2687

Zhang Y. et Sarachik M.P., 1991, Phys. Rev. B 43, 7212

Zvyagin I.P., 1983, Phys. Stat. Sol. (b) 120, 503

