

50376
1992
200

63377

ordre : 937

50376
1992
200

THESIS

présentée à

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

pour obtenir le grade de

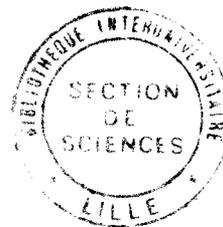
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité "Sciences des Matériaux"

par



Abdelhamid EL KAAOUACHI



**MECANISMES DE CONDUCTION A BASSE TEMPERATURE AU
VOISINAGE DE LA TRANSITION METAL - ISOLANT DANS
LE PHOSPHURE D'INDIUM**

soutenue le 19 juin 1992 devant la commission d'Examen :

H. DUBOIS	Professeur, Université de Montpellier II	Président
J.L. ROBERT	Professeur, Université de Montpellier II	Rapporteur
C. SCHLENKER	Professeur, Institut National Polytechnique de Grenoble	Rapporteur
J.L. FARVACQUE	Professeur, Université de Lille I	Examineur
G. BISKUPSKI	Professeur, Université de Lille I	Directeur de thèse

A ma Mère ,

A mon Père ,

A ma Famille

Ce travail a été effectué à l'Unité de Formation et de Recherche de Physique de l'Université des Sciences et Technologies de LILLE, dans l'équipe de Propriétés électroniques des matériaux désordonnés (semiconducteurs) dirigé par Monsieur le Professeur G. BISKUPSKI, au sein du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (L.S.H), unité associée au C.N.R.S (U.A.249) dirigé par Monsieur le Professeur P.GLORIEUX.

Ce travail a été mené sous la Direction de Monsieur le Professeur G.BISKUPSKI. Je lui suis infiniment reconnaissant pour son aide constante, ses critiques, suggestions qui m'ont aidé à mener à terme ce travail.

Monsieur le Professeur H.DUBOIS, me fait beaucoup d'honneur en acceptant de présider le jury de cette thèse. Je le prie de bien vouloir trouver ici l'expression de ma plus grande gratitude.

Je remercie également Monsieur le Professeur J.L.ROBERT de l'université de Montpellier II, qui m'a fait l'honneur d'avoir accepté de juger ce travail. Qu'il soit assuré de ma respectueuse considération.

Je suis également très honoré de compter Madame le Professeur C. SCHLENKER, de l'Institut polytechnique de Grenoble, comme rapporteur et membre du jury. Qu'il me soit permis de lui exprimer toute ma reconnaissance.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Monsieur le Professeur J.L.FARVACQUE de l'université de Lille I, de participer au jury et de l'intérêt qu'il porte à ce travail.

J'adresse mes remerciements à Monsieur A.BRIGGS, Chargé de Recherche au C.R.T.B.T. à Grenoble, pour avoir permis la réalisation des mesures à très basses températures.

Je remercie Monsieur B. CAPOEN pour son aide et conseils permanents.

Mes remerciements vont également à Madame B. DUPOND qui a eu la charge de la frappe de ce mémoire et s'en est acquitté avec plaisir et gentillesse, ainsi qu'à Monsieur S. FAUQUEMBERGUE qui s'est chargé du tirage et de la confection.

Je tiens à remercier l'ensemble du personnel technique du laboratoire de L' U.F.R ainsi que l'équipe du secrétariat pour leur aide et leur disponibilité.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : RAPPELS SUR LA TRANSITION METAL - ISOLANT DANS LES SEMICONDUCTEURS DOPES	4
I-1. Dopage et bande d'impuretés.....	5
I-2. Transition de Anderson - Front de mobilité - conductivité métallique minimale.....	6
I-3. Régimes de conduction. Expression de la conductivité.....	10
I-3.1. Cas où $E_F < E_C$: L'échantillon est isolant.....	10
a) température ambiante.....	10
b) Température intermédiaire ($E_F < E_C$).....	12
c) Basse température ($E_F < E_C$).....	12
I-3.2. Cas où $E_F > E_C$	15
a) Haute température	15
b) Basse température	15
I-4. Analyse de A.A.L.R.	15
CHAPITRE II : CORRECTIONS APORTEES A LA CONDUCTIVITE DANS LE REGIME METALLIQUE	17
II-1. Observations expérimentales.	18
a) Caractérisation des échantillons	18
b) Techniques expérimentales	19
II-2. Correction de la conductivité métallique en $T^{1/2}$	21
II-2.1. Corrections dues aux interactions électron - électron	21
a) Analyse de Kaveh et Mott	21
b) Modèle de Isawa - Hoshino et Fukuyama (I.H.F.)	27

II-3. Correction de la conductivité en $T^{1/3}$	31
II-4. Vérifications expérimentales	34
II-4.1. Position du problème	34
II-4.2. Mise en évidence de la correction de la conductivité métallique σ	34
a) Conductivité σ en $T^{1/2}$	35
* Echantillon InP 401	35
* Echantillon InP 504	35
b) Conductivité σ en $T^{1/3}$	35
c) Variation de la conductivité à $T = 0$ " $\sigma(T=0)$ " avec le champ magnétique	36
d) Variation de σ ($T = 0$) en fonction des rayons de Bohr effectifs $a_{//}$ et a_{\perp}	38
II-4.3. Interprétation du passage de la conductivité du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$	42

**CHAPITRE III : COMPORTEMENT DU COEFFICIENT DE LA VARIATION
THERMIQUE m EN FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE** 64

III-1. Expressions théoriques de m	65
III-1.1. A champ magnétique nul.....	65
a) Modèle de Altshuler et Aronov	65
b) Modèle de Isawa et Fukuyama	67
c) Autres points de vue	68
III-1.2. En présence du champ magnétique B	72
a) Point de vue de Lee et Ramakrishnan (dégénérescence des niveaux d'énergie associés aux spins opposés).	72
b) Effet des interactions électron-électron	73
c) Effet de la localisation	75

III-2. Etude du changement de signe du coefficient m .	77
III-2.1. Calcul de la constante de Hartree F .	77
III-2.2. Calcul théorique du coefficient m .	78
III-2.3. Vérifications expérimentales et interprétations physiques.	81
III-3. Contribution de L_I et L_T à la correction de la conductivité en $T^{1/2}$.	84
a) Calcul de L_I et L_T .	84
b) Critère de distinction.	86
CHAPITRE IV : ETUDE DE LA CONDUCTIVITE DANS LE REGIME ISOLANT.	97
IV-1. Régime de conduction par saut à distance variable.	98
IV-1.1. Modèle de Mott et Davis.	98
IV-1.2. Modèle d'Allen et Adkins.	102
IV-2. Point de vue de Zvyagin.	103
IV-3. Résultats expérimentaux et discussion.	106
IV-3.1. Expression de la conductivité en fonction de la température.	106
a) Régime en $T^{1/3}$.	106
b) Régime en $T^{-1/4}$.	107
IV-3.2. Théorie d'échelle appliquée à la longueur de localisation ζ_{loc} .	108
a) Détermination de ζ_{loc} et de $N(E_F)$.	108
b) Détermination de la température T_0 et de la distance moyenne de saut R_{hop} .	110
c) Variation de ζ_{loc} et de T_0 en fonction du champ magnétique.	111
IV-3.3. Interprétation du passage de la conductivité du régime en $T^{1/3}$ au régime en $T^{-1/4}$.	112
CONCLUSION	122
REFERENCES	125

INTRODUCTION

INTRODUCTION

La transition métal-isolant fait l'objet de nombreux travaux théorique et expérimentaux. Deux modèles théoriques s'opposent plus particulièrement sur la nature continue ou discontinue de la transition. Le premier d'entre eux propose une transition discontinue avec l'existence d'une conductivité métallique minimale (σ_{\min}). Cette dernière a été introduite par Mott en 1972. Elle marque la frontière entre un comportement métallique et un comportement isolant. L'autre modèle nie l'existence de σ_{\min} et soutient la continuité de la transition. Dans ce cadre les états localisés et délocalisés coexistent et un métal peut avoir une conductivité inférieure à σ_{\min} .

Dans ce travail, nous allons étudier la conductivité d'échantillons de phosphure d'indium dopés du côté métallique de la transition métal-isolant, dans un domaine de température 66 mK- 4,2°K, en présence de champs magnétiques allant jusque 11 Teslas.

Ces conditions expérimentales nous ont permis d'atteindre la transition métal-isolant, d'observer différents mécanismes de conduction de part et d'autre de celle-ci, et d'étudier quelques paramètres liés à la variation de la conductivité avec la température et le champ magnétique.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre, les différents mécanismes de conduction des deux côtés de la transition, nous consacrons le second à l'étude des corrections de la conductivité métallique due aux interactions électron-électron et à la diffusion inélastique.

Une interprétation physique basée sur la compétition entre les deux longueurs de corrélation et d'interaction, sera donnée pour expliquer le passage de la conductivité du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$. Nous montrons également dans ce chapitre, que la conductivité à température nulle tend vers zéro lorsque le champ magnétique s'approche de sa valeur critique. En effet, elle suit des lois d'échelles en fonction du champ magnétique, et des rayons de Bohr effectifs parallèle et perpendiculaire.

Le troisième chapitre est consacré à l'analyse du comportement du coefficient m , dans l'expression de la conductivité métallique " $\sigma = \sigma(T=0^\circ\text{K}) + mT^S$ ", en fonction du champ magnétique.

Pour cela nous étudions l'influence des interactions d'échange et de celle de Hartree sur le changement de signe de m . En présence du champ magnétique plusieurs effets contribuent à l'évaluation de m , dont l'effet Zeeman, l'effet des interactions électron-électron, et l'effet de la localisation.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous présentons un critère de distinction de la contribution des effets d'interaction électron-électron et de la diffusion inélastique à la correction de la conductivité métallique en $T^{1/2}$.

La dernière partie de ce travail porte sur l'étude de la conductivité du côté isolant de la transition. Pour des champs magnétiques supérieurs au champ critique, nous observons dans un premier temps un régime de conduction par saut à distance non optimale en $T^{1/3}$. Par la suite nous obtenons un régime de conduction par saut à distance variable en $T^{-1/4}$. Nous apportons pour finir une explication physique au passage de la conductivité du régime en $T^{1/3}$ au régime en $T^{-1/4}$.

CHAPITRE I

*Rappels sur la transition
métal - isolant dans les
semiconducteurs dopés*

I-1. Dopage et bande d'impuretés

Les semiconducteurs dopés constituent des systèmes très adaptés à l'étude de la transition métal isolant, et à l'analyse du comportement des électrons au voisinage de cette transition. En effet, les charges associées aux impuretés peuvent être décrites dans le modèle hydrogénoïde, et ont des niveaux d'énergies situés dans la bande interdite. Ces niveaux forment une bande d'impuretés étroite sous la bande de conduction.

Le phosphore d'indium InP est un semiconducteur III-V monovallée dont la masse effective est isotrope. Les deux éléments In et P possèdent respectivement trois et cinq électrons de valence. Le dopage consiste à substituer des atomes d'un des composants par des atomes d'un groupe différent. Pour obtenir un semi-conducteur dopé de type n nous pouvons introduire des atomes d'étain (groupe IV) en substitution d'atomes d'indium. Un atome de phosphore va engager quatre de ces électrons de valence avec ceux d'un atome d'étain pour former quatre liaisons covalentes. Il va donc rester un électron en interaction faible avec l'atome de phosphore.

Si nous considérons le mouvement de cet électron dans la théorie élémentaire de Bohr, il se déplacera sur une orbite de grand rayon et son interaction avec le réseau sera décrite de manière correcte par la constante diélectrique du phosphore d'indium.

L'atome du phosphore ionisé P^+ crée à grande distance un potentiel attractif :

$$V(r) = \frac{e^2}{Kr} \quad (\text{I-1.1})$$

K étant la constante diélectrique de l' InP .

La résolution de l'équation de Schrödinger dans le cadre de l'approximation hydrogénoïde où la masse de l'électron a été remplacée par la masse effective m^* , soit

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{e^2}{Kr} \right) \psi = E\psi \quad (\text{I-1.2})$$

donnent les états accessibles à l'électron :

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \left(\frac{e^4}{2\hbar^2} m_0 \right) \left(\frac{m^*}{m_0 K^2} \right) \quad (\text{I-1.3})$$

m_0 étant la masse de l'électron libre.

Ces niveaux sont situés sous la bande de conduction, dans la bande interdite, et le niveau fondamental est un niveau donneur d'énergie :

$$E_1 = - \left(\frac{e^4}{2\hbar} m_0 \right) \left(\frac{m^*}{m_0 K^2} \right) \quad (\text{I-1.4})$$

Etant donné le grand nombre d'impuretés ($n \cong 10^{22} \text{ m}^{-3}$), l'ensemble de ces niveaux donneurs discrets peut être considéré comme continu. Ils forment une bande appelée : Bande d'impuretés .

I-2. TRANSITION DE ANDERSON-FRONT DE MOBILITE - CONDUCTIVITE METALLIQUE MINIMALE.

En 1958, ANDERSON [1] étudie le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B calculée par la méthode des liaisons fortes , où la distribution de puits de potentiel est perturbée par l'introduction d'un potentiel aléatoire d'amplitude V_0 (Figure I-1).

Lorsque $V_0 \ll B$, c'est-à-dire quand la perturbation est faible devant la largeur de bande, le désordre est faible et les états électroniques sont délocalisés dans toute la bande.

Lorsque $\frac{V_0}{B}$ est plus grand qu'une valeur critique $\left(\frac{V_0}{B}\right)_c$, les fonctions d'onde sont localisées dans l'espace et ne sont plus des états étendus de Bloch. Un électron ne peut alors se déplacer qu' en échangeant de l'énergie avec les phonons.

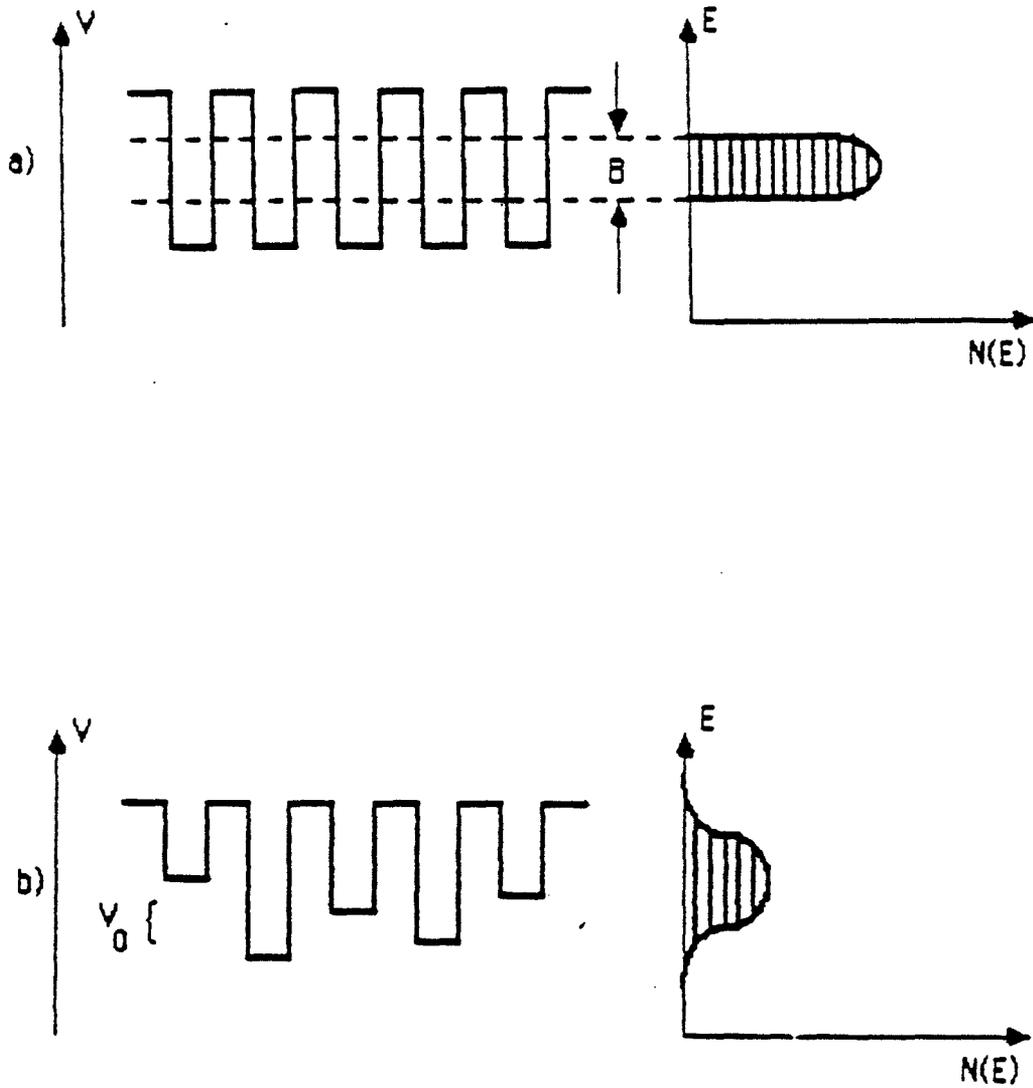


Figure I-1 : Energie potentielle d'un électron dans le modèle de Anderson.

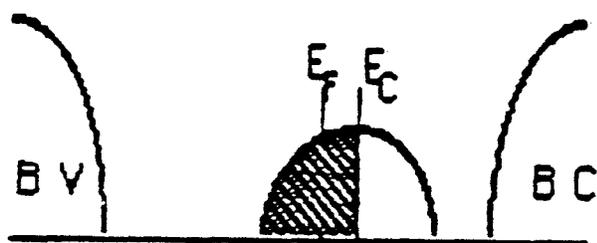
- a) avant l'introduction du potentiel perturbateur
- b) après l'introduction du potentiel perturbateur

Mott a proposé [2] l'existence d'une énergie E_c correspondant à la valeur critique $\left(\frac{V_0}{B}\right)_c$ séparant les états liés des états libres. E_c est appelé front de mobilité (Figure I-2).

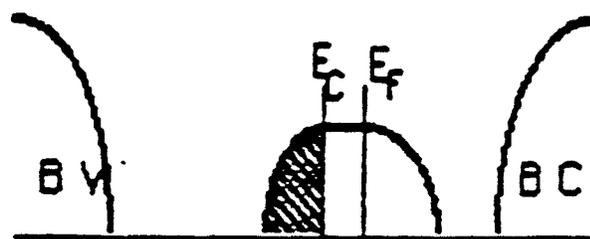
Deux cas sont à envisager selon les positions respectives du niveau de Fermi E_F et du front de mobilité E_c .

a) $E_F < E_c$, le système est isolant et la conductivité tend vers zéro quand la température tend vers zéro.

b) $E_F > E_c$, le système a un comportement métallique et la conductivité tend vers une valeur finie non nulle quand la température tend vers zéro.



a)



b)

Figure I-2 : Représentation de la bande d'impuretés entre la bande de conduction et la bande de valence. Les états localisés sont hachurés.

Lorsque $E_F - E_c$ change de signe, une transition métal - isolant se produit. Ce type de transition est appelé transition de ANDERSON. On peut faire varier le signe de la grandeur $E_F - E_c$ par plusieurs méthodes.

- 1) *En modifiant la concentration en impuretés,*
- 2) *en appliquant des contraintes axiales,*
- 3) *en appliquant un champ magnétique.*

Si la concentration en impuretés varie, la transition de Anderson se produit pour une valeur critique n_c donnée par le critère de MOTT :

$$n_c^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad (I-2.1)$$

où a_H est le rayon de Bohr.

Lorsque la transition est induite par un champ magnétique, il existe une valeur critique B_c . En effet l'application d'un champ magnétique réduit l'extension spatiale des fonctions d'ondes électroniques. Par conséquent, la conductivité est réduite induisant ainsi une transition métal-isolant.

En 1972 MOTT [2] introduit le concept de conductivité métallique minimale σ_{min} qui représente la valeur de la conductivité à température nulle lorsque le niveau de Fermi est confondu avec le front de mobilité. Celui-ci se déduit de la formule de KUBO-GREENWOOD en tenant compte du critère de Ioffe Regel selon lequel le libre parcours moyen ne peut être inférieur à la distance interatomique. Pour un réseau cubique simple l'expression de la conductivité s'écrit:

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{\hbar a} z a^6 I^2 [N(E_F)]^2 \quad (I-2.2)$$

où a est la distance interatomique, z le nombre de coordination, I l'intégrale de recouvrement et $N(E_F)$ la densité d'états.

Au voisinage de la transition de ANDERSON, V_0 est plus grand que la largeur de bande B sans désordre et dans ces conditions une approximation de la densité d'états peut être donnée :

$$N(E) = \frac{1}{a^3 V_0} \quad (I-2.3)$$

nous en déduisons l'expression de la conductivité :

$$\sigma = \frac{\pi}{4Z} \frac{e^2}{\hbar a} \left(\frac{B}{V_0} \right)^2 \quad (\text{I-2.4})$$

dans laquelle on a posé $B = 2 Z I$.

En admettant comme critère de ANDERSON $\left(\frac{V_0}{B} \right)_c = 2$, à la transition, cela nous donne :

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{I-2.5})$$

I-3. REGIMES DE CONDUCTION. EXPRESSION DE LA CONDUCTIVITE

I-3.1. Cas où $E_F < E_C$: L'échantillon est isolant.

a) température ambiante:

Les électrons sont excités dans la bande de conduction. Dans ces conditions, les électrons sont libres et la conductivité est :

$$\sigma = n e \mu \quad (\text{I-3.1})$$

n et μ étant respectivement la densité en porteurs libres et la mobilité électronique.

La densité électronique peut s'écrire :

$$n(E) dE = N(E) f(E) dE \quad (\text{I-3.2})$$

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

$$N(E) = C(E - E_A)^{1/2} \quad (\text{I-3.3})$$

C est une constante (indépendante de l'énergie) et E_A l'énergie du bas de la bande de conduction.

La distribution de Fermi-Dirac s'écrit :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} \quad (\text{I-3.4})$$

donc

$$n = c \int_{E_A}^{\infty} \frac{(E - E_A)^{1/2}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)} dE \quad (\text{I-3.5})$$

E est supérieure ou égale à E_A alors $E \gg E_F$, par conséquent il est possible de faire l'approximation suivante:

$$1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{I-3.6})$$

Ainsi, nous passons d'une statistique de Fermi-Dirac à une statistique de type Maxwell - Boltzmann.

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

$$n = c \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right) \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{k_B T}\right)} d\varepsilon \quad (\text{I-3.7})$$

et après intégration :

$$n = d \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{I-3.8})$$

d est une constante indépendante de l'énergie.

En reportant cette valeur dans l'expression de la conductivité, nous obtenons :

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{E_A - E_F}{k_B T}\right) = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{k_B T}\right) \quad (\text{I-3.9})$$

où σ_1 est un facteur préexponentiel indépendant de l'énergie. ε_1 représente la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de Fermi (Figure I-3).

b) Température intermédiaire ($E_F < E_c$)

Dans cette région, les électrons sont excités au front de mobilité E_c . Dans ce cas celui-ci se comporte comme le bas de la bande de conduction (Figure I-4) et l'expression de la conductivité s'écrit :

$$\sigma = \sigma_2 \exp - \left(\frac{E_c - E_F}{k_B T} \right) = \sigma_2 \exp - \frac{\epsilon_2}{k_B T} \quad (\text{I-3.10})$$

MOTT [3] a mis en évidence un bon accord entre la valeur expérimentale σ_2 mesurée sur un échantillon InSb [4] et la valeur théorique de la conductivité métallique σ_{\min} . Cela nous amène à écrire la conductivité sous la forme :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp \left(- \frac{\epsilon_2}{k_B T} \right) \quad (\text{I-3.11})$$

avec

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{I-3.12})$$

c) Basse température ($E_F < E_c$)

1) Dans le cas où les états sont fortement localisés et la température est relativement élevée, la conductivité s'écrit :

$$\sigma = \sigma_3 \exp - \frac{\epsilon_3}{k_B T} \quad (\text{I-3.13})$$

avec ϵ_3 , la distance énergétique entre deux sites voisins. L'expression (I-3.13) ci-dessus est connue sous le nom de conductivité par saut au plus proche voisin (Figure I-6).

2) Si les états sont fortement localisés et la température est basse, ou si les états sont faiblement localisés et la température est relativement élevée, la conduction se fait par saut à distance variable (Figure I-7). L'électron cherche le site énergétiquement le plus favorable. L'expression de la conductivité prend la forme :

$$\sigma = \sigma'_3 \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (\text{I-3.14})$$

où T_0 dépend de la densité d'états au niveau de Fermi et de la longueur de localisation.

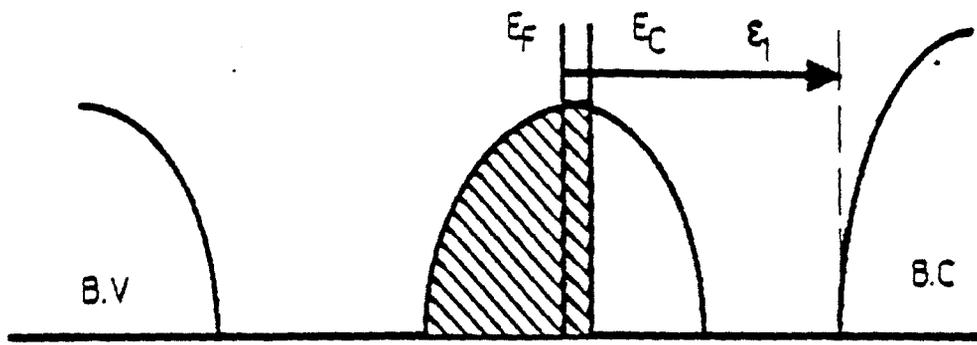


Figure I-3 : Mode de conduction par ϵ_1 (cas où $E_F < E_C$)

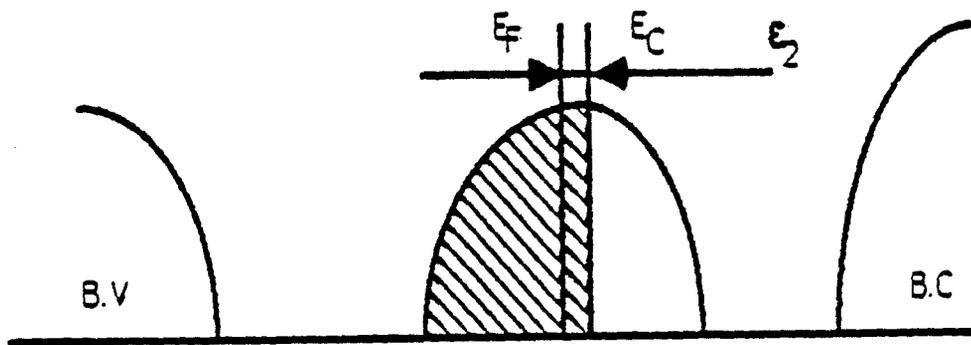


Figure I-4 : Mode de conduction par ϵ_2

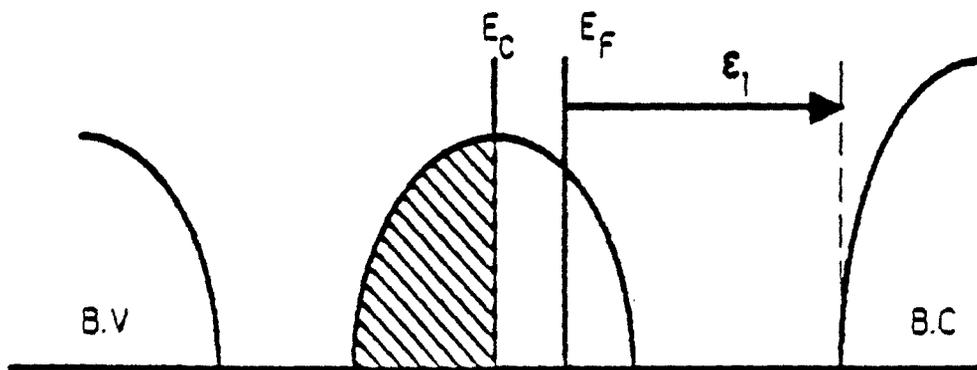


Figure I-5 : Mode de conduction par ϵ_1 (cas où $E_F > E_C$)

$$E_F < E_c$$

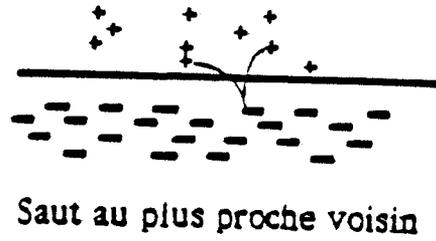


Figure I-6 : Mode de conduction par saut au plus proche voisin

$$\sigma = \sigma_3 \exp\left(-\frac{E_3}{k_B T}\right)$$

$$E_F < E_c$$

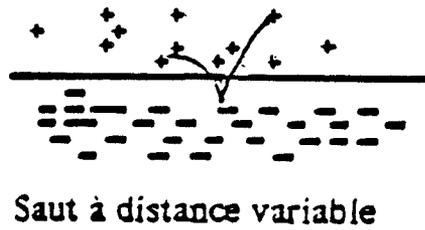


Figure I-7 : Mode de conduction par saut à distance variable

$$\sigma = \sigma_3 \exp\left(-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right)$$

I-3.2. Cas ou $E_F > E_c$:

a) Hautes températures:

De même que dans le cas du paragraphe I-3.1.a), à haute température, les électrons ont suffisamment d'énergie pour être excités dans la bande de conduction avec une énergie d'activation $\varepsilon_1 = E_A - E_F$ (figure I-5). La conductivité est :

$$\sigma = \sigma_1 \exp - \frac{\varepsilon_1}{k_B T} \quad (\text{I-3.15})$$

b) Basses températures::

La bande d'impuretés est le siège d'une conduction métallique : les électrons se déplacent librement dans les états délocalisés. L'échantillon se comporte comme un métal et la conductivité peut s'exprimer dans l'approximation de Boltzmann. Le libre parcours moyen élastique " l_0 " est grand devant la distance entre les sites d'impuretés " a ", et la conductivité s'écrit :

$$\sigma_0 = \frac{n e^2 \tau_0}{m^*} \quad (\text{I-3.16})$$

où n , e , τ_0 et m^* sont respectivement la densité électronique, la charge de l'électron, son temps de relaxation et sa masse effective.

I - 4 MODELE D'ECHELLE PROPOSE PAR ABRAHAMS, ANDERSON, LICCIARDELLO ET RAMAKRISHNAN :

Abrahams, Anderson, Licciardello et Ramakrishnan (A.A.L.R.) [5] ont proposé un modèle basé sur la théorie d'échelle qui nie l'existence de la conductivité minimale σ_{\min} lorsque le niveau de Fermi E_F est confondu avec le front de mobilité E_c , et qui confirme la continuité de la transition de Anderson. Dans ce cas, les états localisés et délocalisés coexistent et un métal peut avoir une conductivité inférieure à σ_{\min} . Des résultats à basses températures concernant le Silicium dopé au phosphore vont dans ce sens [6].

Dans ce modèle, la conductance d'un cube de côté L est donnée par :

$$G(L,E) = \frac{\hbar}{e^2} L \sigma(L,E) \quad (I-4.1)$$

Nous pouvons définir une fonction $\beta(G)$ ne dépendant que de G et qui s'écrit :

$$\beta(G) = \frac{d \text{Log}(G)}{d \text{Log}(L)} \quad (I-4.2)$$

A trois dimensions, la fonction $\beta(G)$ tend vers une valeur constante égale à 1 pour les grandes valeurs de G . Elle tend vers $-\infty$ pour les petites valeurs de G et s'annule pour une valeur G_c (Figure 1-8).

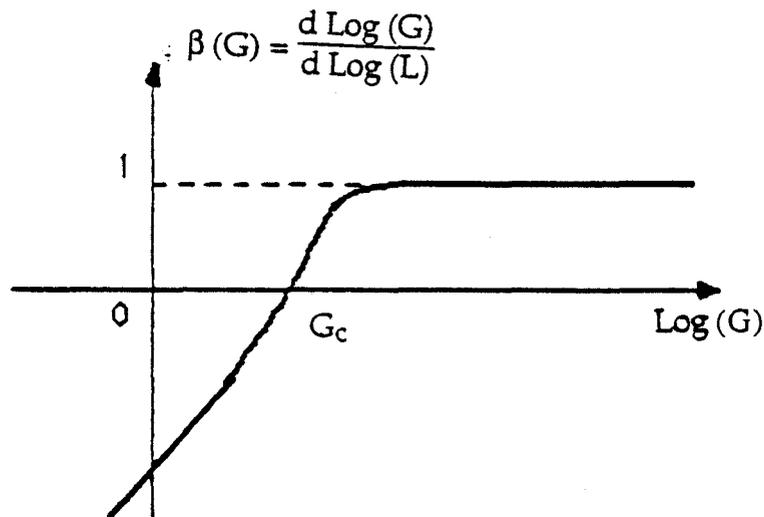


Figure 1-8 : Représentation schématique de la fonction $\beta(G)$

Les grandes valeurs de G correspondent aux états délocalisés et les petites valeurs de g aux états localisés.

Lorsque L tend vers l'infini, $G(L,E)$ s'écrit :

$$|G(L,E) - G_c| = G_c f(L) \left| \frac{E - E_c}{E_c} \right| \quad (I-4.3.)$$

$f(L)$ étant une fonction de la longueur d'échelle caractéristique L .

Cette expression montre que $G(L,E) = G_c$ quand $E = E_c$ pour toutes valeurs de L , et donc que la conductivité σ , qui est proportionnelle à G/L , tend d'une façon continue vers zéro quand L tend vers l'infini.

CHAPITRE II

*Corrections apportées
à la conductivité
dans le régime métallique*

II - 1. OBSERVATIONS EXPERIMENTALES

a) Caractérisation des échantillons

Les travaux précédents du laboratoire [7], [8], [9] ont porté sur une étude approfondie de la transition métal - isolant et des différents mécanismes de conduction cités dans le chapitre précédent, dans plusieurs échantillons de phosphure d'indium dopés et compensés. Ces échantillons ont des concentrations en impuretés situées de part et d'autre de la concentration critique donnée par Mott ($n_c^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05$), cette concentration n_c a été évaluée à 5.10^{22} m^{-3} dans le phosphure d'indium.

Dans les échantillons dits isolants ($E_F < E_C$), ces travaux ont permis de mettre en évidence des variations des énergies d'activation ($\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$) avec le champ magnétique. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés au comportement des échantillons ayant des concentrations en impuretés supérieures à n_c et plus précisément à deux échantillons dont les concentrations en impuretés sont de $8,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ pour le premier (échantillon référence : InP 401), et de $1,24 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ pour le deuxième (échantillon référencé : InP 504).

La compensation K ($K = \frac{N_A}{N_D}$ où N_D est le nombre de donneurs et N_A le nombre d'accepteurs) a été déterminée par la méthode de BROOKS-HERRING [10] à partir de la variation de la mobilité avec la température, dans un domaine de température où la mobilité des porteurs est limitée par les impuretés ionisées.

Dans ce processus de diffusion par les impuretés ionisées et pour un matériau non dégénéré, BROOKS et HERRING ont donné pour la mobilité μ' une expression de la forme:

$$\mu' = \frac{2^{7/2}}{\pi^{3/2}} \frac{K^2 (k_B T)^{3/2}}{m^{*1/2} e^3 N_i} \frac{1}{f(x)} \quad (\text{II-1.1})$$

où

$$f(x) = \text{Log}(1+x) - \frac{1}{1+x} \quad (\text{II-1.2})$$

et

$$x = \frac{6K m^* k_B^2 T^2}{\pi n \hbar^2 e^2} \quad (\text{II-1.3})$$

N_i est la densité d'impuretés ionisées et $n = N_D - N_A$.

Spriet [11] a déterminé les compensations pour les échantillons InP 401 et InP 504 . Elles sont de l'ordre de 0.5.

b) Techniques expérimentales

Plusieurs méthodes permettent d'introduire une transition métal - isolant. Celle qui paraît la plus commode d'un point de vue expérimental est l'application d'un champ magnétique. Les mesures de conductivité à très basses températures et à champs magnétiques intenses ont été réalisées au CRTBT et au SNCI de Grenoble. Elles ont été effectuées dans la gamme de température [4,2 °K - 66 mK] dans un réfrigérateur à dilution. Des bobines supraconductrices sont utilisées pour produire des champs magnétiques de 0 à 11 Teslas. Les tensions ont été mesurées en utilisant une détection synchrone à basse fréquence. Cette méthode a l'avantage de dissiper des puissances négligeables dans l'échantillon, ce qui est important aux très basses températures.

Les mesures de conductivité à champ faible et aux températures comprises entre la température ambiante et celle de l'hélium liquide (4,2°K), sont réalisées à LILLE. Les échantillons étudiés ont la forme d'un parallélépipède, ils sont polis mécaniquement et nettoyés chimiquement dans le but d'obtenir une bonne reproductibilité des résultats. Des contacts électriques à l'étain sont ensuite déposés sous atmosphère neutre. Sur ces contacts des fils de cuivre sont soudés à l'étain. L'échantillon est monté sur une canne reliée aux différents appareils de mesure. La canne est mise à l'intérieur d'un cryostat à réserve d'hélium, suspendu entre deux bobines d'un électro-aimant. Le courant polarisant l'échantillon suivant l'axe des X (figure II-1.1) doit avoir une intensité suffisamment faible pour éviter les phénomènes d'échauffement, conserver l'ohmicité de l'échantillon et assurer un bon équilibre thermique entre le fluide cryogénique et l'échantillon.

Le champ magnétique B est appliqué suivant l'axe des Z et la tension de Hall V_H est mesurée suivant l'axe des Y. La mesure de l'effet Hall à la température ambiante où toutes les impuretés sont ionisées, permet de déterminer la concentration en impuretés [7]. En effet la constante de Hall est

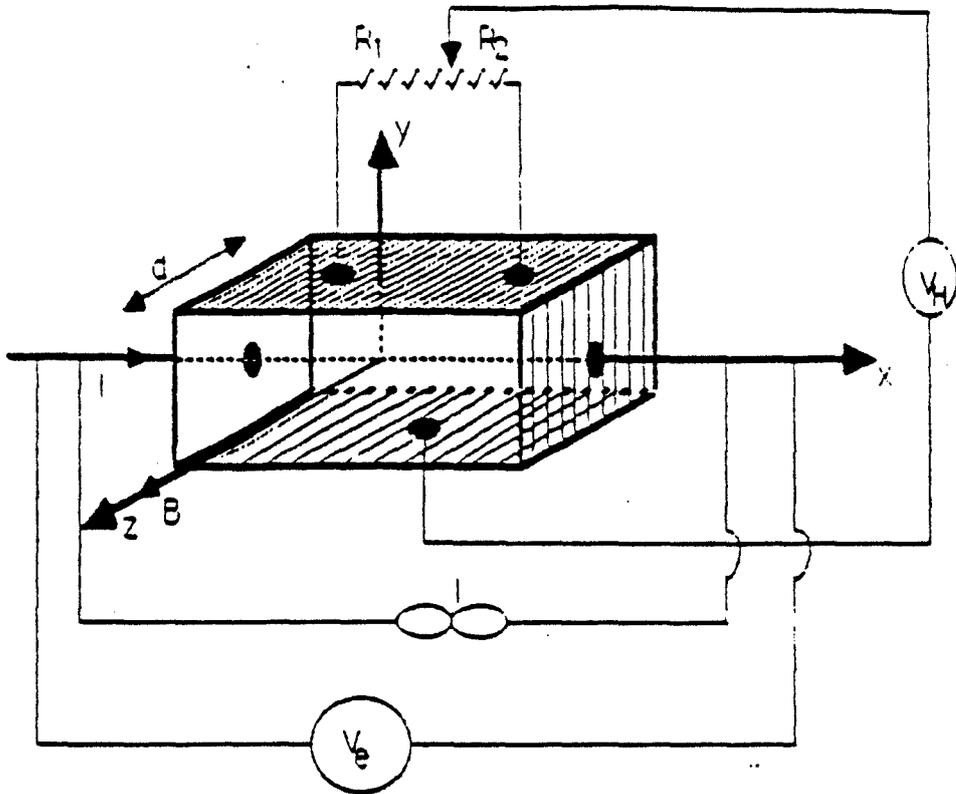


Figure II-1 : Dispositif pour la mesure de la tension de Hall

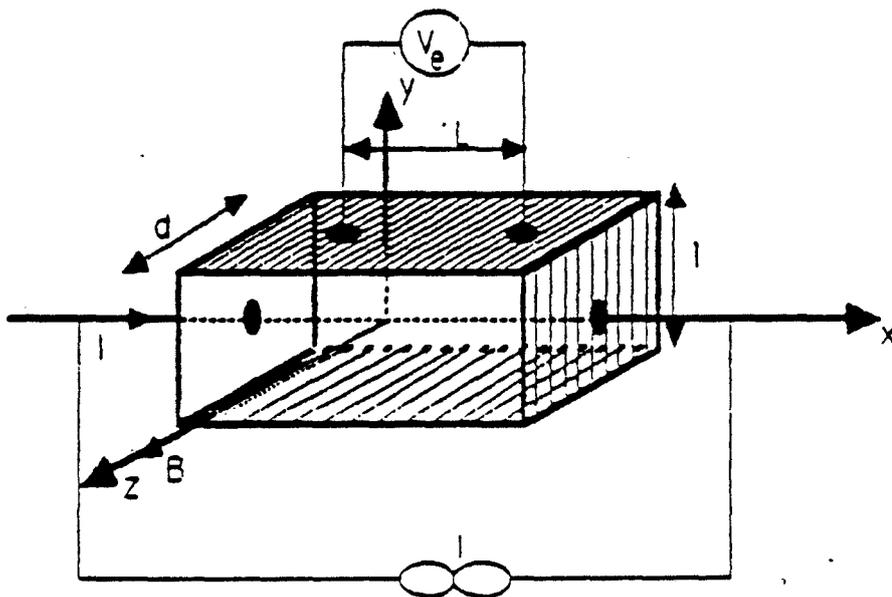


Figure II-2 : Dispositif pour la mesure de résistance de l'échantillon

obtenue à partir de la tension de Hall dans la région où celle-ci varie linéairement avec le champ magnétique B.

$$V_H = R_H \left(\frac{I}{d} \right) B \quad (\text{II-1.4})$$

(I et d sont respectivement le courant qui polarise l'échantillon, et l'épaisseur de celui-ci).

La concentration est donnée par

$$n = \frac{1}{R_H e} \quad (\text{II-1.5})$$

La concentration est en fait déterminée à partir de quatre mesures en inversant successivement le courant électrique et le champ magnétique afin d'éliminer les effets thermoélectriques et thermomagnétique. Les résistances R_1 et R_2 sur la figure II-1 permettent d'éliminer le désalignement des contacts de Hall qui peut induire des erreurs sur la mesure de la tension de Hall.

Le dispositif représenté sur la figure II-2 permet de mesurer la résistance R de l'échantillon.

II - 2. CORRECTION DE LA CONDUCTIVITE METALLIQUE EN $T^{1/2}$

II-2.1. Correction dues aux interactions électron - électron.

Les interactions électron - électron peuvent jouer un rôle important dans les mécanismes de transport des métaux désordonnés et des semi-conducteurs dopés, surtout à basse température. Comme nous allons le voir, elles induisent une variation de la densité d'états qui conduit à un comportement particulier de la conductivité.

a) Analyse de KAVEH et MOTT

KAVEH et MOTT [12] ont considéré les interactions électron - électron comme une perturbation du premier ordre dans le régime métallique.

Le calcul sera effectué pour un système à deux dimensions puis généralisé au cas tridimensionnel.

L'énergie de corrélation entre les états électroniques k et $k + q$ est donnée par l'élément de matrice

$$V_{ex}(q) = - \langle k | \frac{e^2}{r} e^{-\mu \cdot r} | k + q \rangle = - \frac{1}{L^2} \frac{2\pi e^2}{|q| + \mu} \quad (\text{II-2.1})$$

où $\mu = 2\pi e^2 N(E_F)$ est l'inverse de la longueur d'écran pour un gaz d'électrons à deux dimensions et $N(E_F)$ la densité d'états au niveau de Fermi pour des électrons libres à deux dimensions, L est la longueur de l'échantillon.

Nous supposons que les électrons peuvent être représentés par des ondes planes, ce qui signifie que le calcul est valable pour des matériaux dans lesquels $k_F l_0 \gg 1$ avec k_F le vecteur d'onde de Fermi et l_0 le libre parcours moyen. D'autre part, l'équation II-2.1 est valable pour $q \ll \mu$. Nous pouvons l'écrire sous la forme :

$$V_{ex} = - \frac{1}{L^2 N(E_F)} \quad (\text{II-2.2})$$

L'équation II-2.2. est une perturbation du premier ordre qui modifie l'énergie des électrons. L'effet de $V_{ex}(q)$ est de corréler l'énergie de Fermi E_F avec des états $E_F \pm V_{ex}(q)$. Cela signifie un élargissement de la bande énergétique des états k . Cet élargissement sera noté Δ . Si $\hbar q$ est une incertitude dans le moment électronique k_F due à la corrélation électron - électron, l'élargissement Δ signifie que la fonction d'onde de l'électron peut être décrite par un paquet d'ondes incluant tous les états $|k_F + q\rangle$. Donc soit un électron avec une fonction d'onde $|k_F\rangle$ au temps $t = 0$. Il sera diffusé après un temps t en une fonction d'onde incluant tous les états $|k_F + q\rangle$.

La longueur de diffusion l_d de l'électron est donnée par le principe d'incertitude :

$$\begin{aligned} (\hbar q) l_d &= \hbar \\ \text{donc} \quad & \\ l_d &= \frac{1}{q} \end{aligned} \quad (\text{II-2.3})$$

La fonction d'onde d'un électron qui a diffusé à une distance $\frac{1}{q}$ passe donc de $|k_F\rangle$ à $|k_F + q\rangle$. L'élargissement énergétique correspondant est donné par $\frac{\hbar}{t_d}$, où t_d le temps que met l'électron pour parcourir une distance l_d :

$$t_d = \frac{l_d^2}{D} \quad (\text{II-2.4})$$

avec D la constante de diffusion due aux impuretés ou aux fluctuations de potentiel. La largeur de la bande associée à l'état k est donnée par :

$$\Delta = \hbar D q^2 \quad (\text{II-2.5})$$

A température nulle, l'électron est capable de diffuser dans l'échantillon tout entier sans subir une diffusion inélastique. Pour un échantillon de dimension L , il est raisonnable de prendre π/L comme la plus petite valeur du vecteur d'onde q : $q_{\min} = \pi/L$. Par analogie avec q_{\min} , $q_{\max} = \pi/l_0$.

Par conséquent:

$$l_0 < l_d < L \quad (\text{II-2.6})$$

$$\text{d'où} \quad \frac{\hbar D}{L^2} < \Delta < \frac{\hbar}{\tau_0} \quad (\text{II-2.7})$$

τ_0 est le temps de diffusion élastique. L'équation II-2.7 représente les limites de l'élargissement Δ pour une température $T = 0$. Pour des températures non nulles, il est clair que l'expression Δ de l'équation II-2.5 doit être supérieure à $k_B T$. Donc $\Delta > k_B T$ remplace $\Delta > \frac{\hbar D}{L^2}$ dans II-2.7.

$$\text{Nous obtenons :} \quad L^{-1} < q < \frac{1}{\sqrt{D \tau_0}} \quad (T = 0^\circ\text{K}) \quad (\text{II-2.8})$$

$$\left(\frac{k_B T}{\hbar D}\right)^{1/2} < q < \frac{1}{\sqrt{D \tau_0}} \quad (k_B T > \frac{\hbar D}{L^2})$$

D'autre part, pour que l'effet soit non négligeable, il faut que $\Delta > V_{ex}$. En outre si $\Delta \gg V_{ex}$, nous pouvons calculer la variation au premier ordre en V_{ex}/Δ de la densité d'états.

Si nous prenons la valeur minimale de Δ dans l'équation II-2.7 nous obtenons :

$$\frac{V_{ex}}{\Delta_{min}} = \frac{\pi \hbar}{E_F \tau_0} \quad (\text{II-2.9})$$

Nous calculons maintenant la variation de $N(E_F)$ due à Δ et V_{ex} . La densité d'état non perturbée $N_0(E_F)$ ($\Delta = 0$; $V_{ex} = 0$) est donnée par :

$$N_0(E_F) = \sum_k \delta(E_F - E_k) \quad (\text{II-2.10})$$

Si nous introduisons l'effet de $\Delta(q)$ donné par II-2.8 et l'effet du changement d'énergie dû à II-2.1, nous pouvons écrire la densité d'états perturbée en fonction de la valeur non perturbée :

$$N(E_F) = \int_0^{E_F} N_0(E') \rho(E, E') dE' \quad (\text{II-2.11})$$

où $\rho(E, E')$ est la probabilité qu'un électron se trouvant dans un état d'énergie E passe à un état d'énergie E' .

Nous avons deux effets :

a) L'énergie E se transforme en $E + V_{ex}$ due aux corrélations électron - électron.

b) La modification de la fonction $\delta(E-E')$ en lorentzienne, ce qui est dû aux corrélations entre $|k\rangle$ et $|k+q\rangle$. Elle est donnée par :

$$\rho_q(E, E') = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta q}{\Delta q^2 + (E - E')^2} \quad (\text{II-2.12})$$

Le formalisme qui permet de calculer II-2.12 peut être emprunté à la diffusion des neutrons.

A $t = 0$ et $r = 0$, un électron diffusé par des impuretés distribuées au hasard est décrit par une probabilité $G(r, t)$, [13] telle que

$$G(r, t = 0) = \delta(r) \quad (\text{II-2.13})$$

Pour $t > 0$, $G(r,t)$ satisfait à l'équation de diffusion :

$$D \cdot \Delta G(r,t) = \frac{\delta G(r,t)}{\delta t} \quad (\text{II-2.14})$$

La solution de l'équation II-2.14 avec la condition initiale II-2.13 pour un système de dimension d est :

$$G(r,t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{d/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right) \quad (\text{II-2.15})$$

La probabilité de trouver un électron dans un état séparé de q et de k avec une énergie $E_F + \hbar\omega$ est donnée par la transformée de Fourier de l'équation II-2.15. Nous obtenons :

$$S(q,\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar D q^2}{(\hbar D q^2)^2 + (\hbar\omega)^2} \quad (\text{II-2.16})$$

Nous retrouvons le résultat II-2.12 en faisant $\Delta q = \hbar D q^2$ et $\hbar\omega = E - E'$. Cette lorentzienne correspond, dans l'espace réciproque, à la diffusion d'un état $|k\rangle$ vers un état $|k+q\rangle$. La variation de la densité d'états sera l'intégrale de $S(q,\omega)$ sur toutes les valeurs de q données par l'équation II-2.8. En utilisant II-2.16 et en remplaçant E par $E_F + V_{ex}$, l'équation II-2.11 devient :

$$N(E_F) = \frac{2}{\pi} \int_0^{E_F} N_0(E') \frac{\Delta q}{\Delta q^2 + \varepsilon^2} dE' \quad (\text{II-2.17})$$

où $\varepsilon = E_F + V_{ex} - E'$; $\Delta q = \hbar D q^2$, et $V_{ex}(q)$ est donné par II-2.1.

Le facteur 2 vient du fait que nous intégrons seulement sur les valeurs positives de l'énergie. Si nous prenons la limite supérieure infinie, nous obtenons :

$$N(E_F) = N_0 \left(1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left[\frac{V_{ex}(q)}{\Delta q} \right] \right) \quad (\text{II-2.18})$$

Nous avons utilisé le fait que N_0 dépend peu de ε (à deux dimensions N_0 est constant).

Nous avons vu que $V_{ex}(q)/q$ est petit, donc l'équation II-2.18 donne :

$$\frac{\delta N_0}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{V_{ex}(q)}{\Delta q} \quad (\text{II-2.19})$$

Le changement total de la densité est donc :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \sum_q \frac{V_{ex}(q)}{\Delta q} \quad (\text{II-2.20})$$

où la sommation sur q est limitée par l'équation II-2.8. La signification physique de II-2.20 est plus explicite si nous l'écrivons de la façon suivante :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{V_{ex}}{h/\langle t_d \rangle} \quad (\text{II-2.21})$$

où $\langle t_d \rangle = \left(\frac{2}{\pi}\right) \sum_d l_d^2/D$ est le temps de diffusion effectif. $\frac{\delta N}{N}$ représente le rapport entre le changement d'énergie et l'élargissement des états.

En changeant la somme de l'équation II-2.20 en une intégrale, nous pouvons calculer la variation de la densité d'état pour un système à deux dimensions.

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\pi} \frac{L^2}{(2\pi)^2} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{V_{ex}}{\hbar D q^2} (2\pi q) dq \quad (\text{II-2.22})$$

où q_{\min} et q_{\max} sont donnés par l'équation II-2.8.

Nous obtenons :

$$\frac{\delta N}{N} = -\frac{1}{\pi^2} \times \frac{\hbar}{N(E_F)} \text{Log}(L / \sqrt{D \tau_0}) \quad (\text{II-2.23})$$

où nous avons utilisé $V_{ex} = -1/L^2 N(E_F)$.

La variation de la conductivité pour un système à deux dimensions s'écrit :

$$\delta\sigma = e^2 D \delta N \quad (\text{II-2.24})$$

soit :

$$\delta\sigma = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{2\pi^2} \text{Log} \left(\frac{k_B T \tau_0}{\hbar} \right) \quad (\text{II-2.25})$$

Nous pouvons généraliser ce résultat pour le cas d'un système à 3 dimensions :

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma} = \frac{2}{\pi} \frac{L^3}{(2\pi)^3} \int_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{4\pi q^2 V_{\text{ex}}(q)}{\hbar D q^2} dq \quad (\text{II-2.26})$$

avec

$$V_{\text{ex}}(q) = - \frac{4\pi q^2}{L^3 (q^2 + \mu^2)} = - \frac{4\pi e^2}{L^3 \mu^2} \quad (\text{II-2.27})$$

donc

$$\delta\sigma = \frac{1}{\pi^3} \frac{e^2}{\hbar} \sqrt{\frac{k_B T}{\hbar D}} \quad (\text{II-2.28})$$

Ce résultat a été obtenu également par Altshuler et Aronov [14].

b) Modèle de Isawa - Hoshino et Fukuyama (I.H.F).

Isawa, Hoshino et Fukuyama [15] ont développé une théorie plus détaillée qui prend en compte à la fois les effets de localisation faible et les effets des interactions électron - électron pour interpréter les résultats obtenus sur InSb de type n par Morita [16].

Ils considèrent un gaz d'électrons en interaction mutuelle et en interaction avec des centres diffuseurs répartis au hasard et dont le potentiel est supposé à courte portée.

L'hamiltonien s'écrit :

$$H = H_0 + V \quad (\text{II-2.29})$$

$$\text{où} \quad H_0 = \sum_i \frac{P_i^2}{2m^*} + \mu \sum_{i \neq j} \delta(r_i - R_1) \quad (\text{II-2.30})$$

$$\text{et} \quad V = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(r_i - r_j)$$

représente les interactions mutuelles effectives. μ étant l'amplitude du potentiel d'impureté, et R_1 est la position du site de celle-ci.

Le calcul de la correction de la conductivité due aux interactions électron-électron a été effectué dans le formalisme de la seconde quantification, à l'aide des fonctions de Green.

Dans les semi-conducteurs situés du côté métallique de la transition ($k_F l_0 \gg 1$) et dans lesquels le facteur de Hartree $F < 1$, la correction de la conductivité due aux interactions électron-électron au premier ordre, s'écrit :

$$\Delta\sigma_1(B,T) = 0,45 \frac{e^2}{\hbar \pi^2} \left[f - 1,37 (f_2 - 2 f_4) \sqrt{\frac{\hbar}{2 k_B \pi T \tau_e}} - 1,37 f \sqrt{\frac{\hbar}{2 \pi k_B T \tau_0}} \right] \quad (\text{II-2.31})$$

où $f = f_1 + f_2 - 2(f_3 + f_4)$, et τ_e est le temps de diffusion inélastique. Les paramètres f_i ($i = 1, 2, 3, 4$) caractérisent les types d'interaction. La contribution à f pour une diffusion particule trou est donnée par $f_1 - 2 f_3$, alors que pour une diffusion particule - trou, elle est donnée par $f_2 - 2 f_4$.

Les paramètres (f_1, f_2) et (f_3, f_4) , viennent respectivement des interactions d'échange et de celles de Hartree, et ont pour valeurs :

$$\begin{aligned} f_1 &= 2/3 \\ f_2 &= f_3 - f_4 = \frac{F}{2} \\ f &= \frac{2}{3} - \frac{3}{2} F \end{aligned} \quad (\text{II-2.32})$$

L'équation II-2.31 est valable dans la région de température T telle que :

$$\frac{2 \pi k_B T \tau_0}{\hbar} \ll 1, \quad \frac{\hbar}{2 \pi k_B T \tau_e} \ll 1 \quad (\text{II-2.33})$$

Enfin, la variation totale de la conductivité due à la localisation et à l'interaction mutuelle est donnée par :

$$\Delta\sigma(T) = \Delta\sigma_L(T) + \Delta\sigma_I(T)$$

$$\begin{aligned} \Delta\sigma(T) = 0,45 \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \times \sqrt{\frac{k_B T}{D\hbar}} \left[f - 1,37 (f_2 - 2f_4) \sqrt{\frac{\hbar}{2 k_B T \pi \tau_e}} \right. \\ \left. - 1,37 f \sqrt{\frac{\hbar}{2 \pi k_B T \tau_o}} \right] + \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \sqrt{\frac{1}{D \tau_e}} - \frac{\sqrt{3} e^2}{\pi^3 \hbar l_o} \end{aligned} \quad (\text{II-2.34})$$

Si les effets des interactions électron-électron dominant, l'expression II-2.34 se met sous la forme :

$$\Delta\sigma(T) = 0,45 \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} f \sqrt{\frac{k_B T}{D\hbar}} \left(1 - 1,37 \sqrt{\frac{\hbar}{2 k_B \pi T \tau_o}} \right) \quad (\text{II-2.35})$$

II-2.2. Autre correction :

Dans l'analyse de Kaveh et Mott [12] , seules les interactions d'échange sont prises en compte . Divers auteurs ont traité le problème des interactions électron-électron en tenant compte à la fois des interactions d'échange et de celles de Hartree [17] . Dans ces conditions, la correction de la conductivité s'écrit :

$$\delta\sigma = mT^{1/2} \quad (\text{II-2.36})$$

où le signe de m dépend de l'importance relative entre les interactions d'échange et les interactions de Hartree. Nous étudierons le coefficient m avec plus de détail dans le chapitre III.

Pour un semi-conducteur monovallée, nous obtenons

$$m = 0,23 \frac{e^2}{\pi^2 \hbar} \left(\frac{4}{3} - 2F \right) \sqrt{\frac{k_B}{\hbar D}} \quad (\text{II-2.37})$$

où le terme $\frac{4}{3}$, identique à celui obtenu par Kaveh et Mott, vient des interactions d'échange et le terme $2F$ vient des interactions de Hartree.

Une autre contribution à considérer est celle des diffusions particule - particule :

$$A_{pp} = -F \quad (\text{II-2.38})$$

Le paramètre F , appelé facteur de Hartree, caractérise l'amplitude des interactions dans un système. Il est donné par :

$$F = 2N(E_F) \langle V(q,0) \rangle \quad (\text{II-2.39})$$

avec $\langle V(q,0) \rangle$ une moyenne du potentiel d'écran prise sur la surface de Fermi.

Le paramètre F peut être déterminé selon plusieurs approximations dont l'une des plus courante est celle de Thomas - Fermi dans laquelle F est donnée par l'expression suivante :

$$F = \frac{\text{Log}(1+X)}{X} \quad (\text{II.2.40})$$

ou

$$X = \left(\frac{2k_F}{K_{T,F}} \right)^2$$

avec

$$K_{T-F} = \left(\frac{12 \pi n m^* e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar k_F^2} \right)^{1/2} \quad (\text{II-2.41})$$

K_{T-F} est le vecteur d'onde d'écrantage de Thomas-Fermi.

II - 3. CORRECTION DE LA CONDUCTIVITE EN $T^{1/3}$

Plusieurs travaux ont montré que la correction de la conductivité en $T^{1/2}$ était remplacée par la correction en $T^{1/3}$ lorsqu'on s'approche de la transition. Un tel comportement a été prédit par Altshuler et Aronov [18] qui considèrent la transition métal-isolant en intégrant au premier ordre l'équation d'échelle à trois dimensions :

$$\frac{\delta \text{Log } G}{\delta \text{Log } L} = 1 - \frac{G_c}{G} \quad (\text{II-3.1})$$

G_c : conductance critique

La relation entre la conductivité σ et la conductance G est donnée par :

$$\frac{G}{L} \frac{e^2}{\hbar} = \sigma \quad (\text{II-3.2})$$

avec L : longueur caractéristique.

En intégrant l'équation II-3.1. nous obtenons

$$G = G_c + \frac{L}{\zeta} \quad (\text{II-3.3})$$

avec ζ une constante d'intégration

D'après l'équation II-3.2, nous arrivons à l'expression :

$$\sigma = \frac{G_c e^2}{\hbar L} + \frac{e^2}{\hbar \zeta} \quad (\text{II-3.4})$$

Altshuler et Aronov montrent qu'au voisinage de la transition métal - isolant, la seule longueur d'échelle pertinente est la longueur d'interaction. Nous posons donc $L = L_{\text{int}}$ avec

$$L_{\text{int}} = \left(\frac{D \hbar}{k_B T} \right)^{1/2} \quad (\text{II-3.5})$$

L_{int} étant la longueur d'interaction qui représente la distance à laquelle la quasi majorité des particules diffusent.

Nous utiliserons également la relation d'Einstein

$$\sigma = \left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) e^2 D \quad (\text{II-3.6})$$

avec $\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right)$ la densité d'états au niveau de Fermi.

Lorsque nous nous approchons de la transition métal - isolant du côté métallique de celle-ci, la grandeur ζ appelée longueur de corrélation devient très grande devant la longueur d'interaction L_{int} ($\zeta \gg L_{int}$). nous négligeons le deuxième terme dans l'équation II-3.4

$$\sigma = \frac{G_c e^2}{\hbar L_{int}} \quad (\text{II-3.7})$$

En utilisant les égalités II-3.5 et II-3.6 nous obtenons :

$$L_{int}^2 = \frac{D \hbar}{k_B T} \quad (\text{II-3.8})$$

$$D = \frac{\sigma}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) e^2}$$

alors
$$L_{int}^2 = \left| \frac{\sigma}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) e^2} \right| \frac{\hbar}{k_B T} \quad (\text{II-3.9})$$

$$L_{int}^2 = \left| \frac{\sigma \hbar e^2}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) e^4 k_B T} \right| \quad (\text{II-3.10})$$

Comme à la transition métal - isolant $L = L_{int}$ l'équation II-3.2. devient :

$$\sigma = \left(\frac{e^2}{\hbar} \right) \frac{G_c}{L_{int}} \quad (\text{II-3.11})$$

Nous en tirons que $\sigma e^2 \hbar = \frac{G_c e^4}{L_{int}}$ (II-3.12)

En combinant les équations II-3.10 et II-3.12 nous arrivons à :

$$L_{int}^2 = \frac{G_c}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu}\right)} \times \frac{1}{k_B T L_{int}} \quad (II-3.13)$$

$$L_{int}^3 = \frac{G_c}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu}\right) k_B T} \quad (II-3.14)$$

$$L_{int} = \left| \frac{G_c}{\left(\frac{\delta n}{\delta \mu}\right) k_B T} \right|^{1/3} \quad (II-3.15)$$

En remplaçant L_{int} par sa valeur dans l'équation II-3.11 nous avons :

$$\delta \sigma = \left(\frac{e^2}{\hbar} \right) \left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) k_B T G_c^2 \right]^{1/3} \quad (II-3.16)$$

En utilisant les équations du groupe de renormalisation, dans le cas d'une transition induite par application d'un champ magnétique, Finkel'shtein [19, 20] a obtenu un résultat comparable à celui de Altshuler et Aronov. Au voisinage de la transition métal - isolant, la correction apportée à la conductivité est proportionnelle à $T^{1/3}$.

$$\delta \sigma \propto T^{1/3}$$

II - 4. ETUDE EXPERIMENTALE:

II-4.1. Position du problème

La dépendance de la conductivité métallique σ en température, ainsi que la nature continue ou discontinue de la transition métal - isolant ont fait l'objet de plusieurs travaux dans différents matériaux (semi conducteurs). De nombreux auteurs ont observé une variation de la correction apportée à la conductivité proportionnelle à $T^{1/2}$ ($\delta\sigma \propto T^{1/2}$) [21, 22, 23]. Cependant quelques travaux [18, 24, 25] semblent indiquer l'apparition d'une variation en $T^{1/3}$.

Dans ce travail nous avons pu amener de manière continue un échantillon métallique vers la transition ce qui nous a permis de balayer les différents régimes. Pour cela nous avons exploité des mesures de conductivité σ de deux échantillons de phosphure d'indium situés du côté métallique de la transition [InP 401 et InP 504]. Les mesures ont été faites dans une gamme de température variant de 66 mK à 4,2°K en présence de champs magnétiques allant de 0 à 11 Teslas .

II-4.2. Mise en évidence de la correction de la conductivité métallique σ

Pour l'échantillon InP 401, nous avons représenté d'une part σ en fonction de $T^{1/2}$ [Figure II-3] et d'autre part σ en fonction de $T^{1/3}$ [Figure II-4] pour des champs magnétiques compris entre 6,5 et 8,7 Teslas.

Nous remarquons qu'il est impossible de trancher pour l'une ou l'autre des deux lois (en $T^{1/2}$ ou en $T^{1/3}$) en se basant uniquement sur ces représentations graphiques .

Afin d'apporter une réponse à ce problème, nous allons utiliser une méthode des moindres carrés. Dans un premier temps , nous posons $\sigma = \sigma(T=0) + m T^S$ en faisant varier l'exposant S de 0,01 à 1 avec un pas de 0,01. Pour chaque valeur de S la conductivité à $T = 0$, " $\sigma(T = 0)$ ", et le coefficient m sont déterminés par régression linéaire. Par la suite nous calculons à chaque fois le pourcentage de déviation (DEV%) entre l'expression $\sigma = \sigma(T = 0) + m T^S$ et les valeurs expérimentales de la conductivité. L'expression du pourcentage de déviation est donnée par :

$$\text{DEV}(\%) = \left\langle \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{100}{\sigma_i} \left\{ (\sigma(T=0) + m T^S) - \sigma_i \right\} \right)^2 \right\rangle^{1/2} \quad (\text{II-4.1})$$

où σ_i représente les valeurs mesurées de la conductivité.

Le meilleur résultat de l'ajustement est obtenu en choisissant le pourcentage de déviation minimal correspondant au plus faible écart entre les résultats de mesures et l'expression $\sigma = \sigma(T=0) + m T^S$.

a) Conductivité σ en $T^{1/2}$

* Echantillon InP 401.

Pour l'échantillon InP 401, nous trouvons des exposants S voisins de 0,5 pour des champs magnétiques variant de 0 à 8 Teslas [Figure II-5]. La conductivité varie en $T^{1/2}$ [Figure II-6]. La pente m croît avec le champ B .

* Echantillon InP 504.

Dans l'échantillon InP 504, nous obtenons des exposants S voisins de 0,5 pour des valeurs du champ magnétique situées entre 0 et 12 Teslas [Figure II-7]. La conductivité σ suit la loi $\sigma = \sigma(T=0) + m T^{1/2}$. Les courbes représentant la conductivité $\sigma = f(T^{1/2})$ [Figure II-8] pour différents champs magnétiques B , montrent également que le coefficient m croît avec le champ B .

b) Conductivité σ en $T^{1/3}$

Le comportement de la conductivité σ en $T^{1/3}$ est observé uniquement pour l'échantillon InP 401 dans une gamme de champ magnétique B allant de 8,1 à 8,8 Teslas [Figure II-6].

Dans cette même gamme de champs magnétiques, les courbes σ en fonction de $T^{1/3}$ [Figure II-9] montrent que le coefficient m augmente avec le champ B .

La figure II-10 représente pour l'échantillon InP 401 , le pourcentage de déviation en fonction de l'exposant S , [dans l'équation $\sigma = \sigma(T = 0) + m T^S$], pour des champs magnétiques situés de part et d'autre de la valeur B égale à 8,1 Teslas. Il est clair qu'aux champs B égaux à 8,4 et 8,7 Teslas, le minimum du pourcentage de déviation est obtenu pour des valeurs de S très proches de $1/3$ [$S = 0,32$ pour $B = 8,4$ Teslas et $S = 0,33$ pour $B = 8,7$ Teslas]. Alors qu'aux champs 7,5 et 7,7 Teslas, le minimum du pourcentage de déviation est obtenu pour S très voisins de $\frac{1}{2}$ [$S = 0,44$ pour $B = 7,5$ Teslas et $S = 0,48$ pour $B = 7,7$ Teslas].

Le graphe $DEV[\%] = f(S)$ pour l'échantillon InP 504 [Figure II-11] correspondant aux champs magnétiques 10 et 11 Teslas montre bien que le minimum du pourcentage de déviation correspond à des valeurs de S proches de $\frac{1}{2}$ [$S = 0,55$ pour $B = 11$ Teslas et $S = 0,56$ pour $B = 10$ Teslas].

c) Variation de la conductivité à $T = 0$ $\sigma(T = 0)$ avec le champ magnétique

Plusieurs auteurs ont émis différentes théories basées sur les équations de renormalisation et leurs dérivées, pour établir des lois d'échelles que pourrait satisfaire la conductivité à la température nulle $\sigma(T = 0)$.

Abrahams et coll [5] ont nié l'existence de la conductivité minimale σ_{min} dans les systèmes où les interactions électron - électron n'existent pas. Cela fut confirmé expérimentalement dans des semi conducteurs dopés [Si : P] par Rosenbaum et col. [26]. Ils ont montré que lorsque la transition métal - isolant est induite par variation de la concentration en impuretés n , la conductivité à température nulle $\sigma(T = 0)$ suit la loi d'échelle :

$$\sigma(T = 0) = \sigma_c \left(\frac{n}{n_c} - 1 \right)^v \quad (\text{II-4.1})$$

avec v l'exposant critique égal à 1 ou $1/2$. Pour les systèmes désordonnés en présence d'un champ magnétique assez intense, Castellani et Col [27] prévoient un exposant $v = 1$. Imry [28] a montré que $\sigma(T = 0)$ suit la loi d'échelle :

$$\sigma(T = 0) \propto [E_F(0) - E_c]^v \quad (\text{II-4.2})$$

avec $E_F(0)$ l'énergie de Fermi à température nulle et E_c le front de mobilité.

Nous avons induit la transition métal - isolant en appliquant un champ magnétique. Soit B_c le champ magnétique critique . La conductivité à température nulle peut se mettre sous la forme :

$$\sigma(T = 0) = \sigma_c \left(1 - \frac{B}{B_c}\right)^{\nu} \quad (\text{II-4.3})$$

ou σ_c est une constante qui a la dimension de la conductivité, et ν l'exposant critique. D'après l'équation II-4.3. , la conductivité à température nulle $\sigma(T = 0)$ tend vers zéro lorsque B tend vers B_c .

La représentation de $\sigma(T=0) = f(B)$ pour l'échantillon InP 401 [Figure II-12] montre que $\sigma(T=0)$ décroît linéairement avec le champ magnétique et finit par s'annuler pour une valeur de champ B très voisine de 8,6 Teslas. Nous en déduisons que le champ critique dans l'échantillon InP 401 est B_c égal à 8,6 Teslas.

De la même façon que pour l'échantillon InP 401, le tracé $\sigma(T = 0) = f(B)$ pour l'échantillon InP 504 [Figure II-13] montre que $\sigma(T=0)$ diminue avec le champ magnétique et s'annule pour une valeur critique du champ magnétique proche de 15,2 Teslas ($B_c = 15,2$ Teslas pour InP 504).

Les figures [II-14 et II-15] représentent respectivement pour les échantillons InP 401 et InP 504, la variation de LOG ($\sigma(T=0)$) en fonction de LOG ($B_c - B$). Nous constatons que pour nos deux échantillons, la conductivité à température nulle $\sigma(T=0)$ suit la loi d'échelle donnée par l'équation II-4.3. Pour InP 401 , $\sigma_c = 11,93 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et $\nu = 1,075$. D'autre part, pour InP 504 $\sigma_c = 15,5 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et $\nu = 1,058$.

Les valeurs de $\sigma(T = 0)$ sont obtenues par extrapolation des courbes $\sigma = f(T^S)$ avec $S = \frac{1}{2}$ où $\frac{1}{3}$.

d) Variation de $\sigma(T = 0)$ en fonction des rayons de Bohr effectifs $a_{//}$ et a_{\perp}

Une autre approche de la variation de la conductivité à température nulle avec le champ magnétique est d'utiliser une loi d'échelle dans laquelle est introduit un critère de Mott dépendant du champ par l'intermédiaire des rayons effectifs de Bohr perpendiculaire et parallèle [29, 30]. $\sigma(T = 0)$ peut se mettre sous la forme :

$$\sigma(T = 0) = \sigma'_c \left(\frac{\frac{a_{\perp}^2 a_{//}}{2} - 1}{\frac{a_{\perp c}^2 a_{//c}}{2}} \right)^{\nu'} \quad (\text{II-4.4})$$

avec $a_{//}$ et a_{\perp} les rayons de Bohr effectifs parallèle et perpendiculaire. $a_{//c}$ et $a_{\perp c}$ sont leurs valeurs à la transition. Pour vérifier la loi d'échelle donnée par l'équation II-4.4, nous allons commencer par déterminer a_{\perp} ; $a_{//}$, $a_{\perp c}$ et $a_{//c}$. Pour cela nous utilisons l'expression de la fonction d'onde normalisée donnée par Yafet [31] en fonction de a_{\perp} et $a_{//}$.

$$\psi = (2^{3/2} a_{\perp}^2 a_{//} \pi^{3/2})^{-1/2} \exp \left[-\frac{(x^2+y^2)}{4 a_{\perp}^2} - \frac{z^2}{4 a_{//}^2} \right] \quad (\text{II-4.5})$$

x, y, z étant les coordonnées selon les axes X, Y et Z.

Yafet pose :
$$E = \langle \psi | H | \psi \rangle \quad (\text{II-4.6})$$

avec H l'hamiltonien de l'atome d'hydrogène en mouvement et cela en présence d'un champ magnétique uniforme.

D'après l'équation II-4.6., nous obtenons l'expression suivante de l'énergie d'ionisation E.

$$E = \frac{1}{2 a_{\perp}^2} \left(1 + \frac{\epsilon^2}{2} \right) + \frac{\gamma^2 a_{\perp}^2}{2} - \frac{\epsilon \sqrt{2}}{a_{\perp} \sqrt{\pi} \sqrt{1-\epsilon^2}} \text{LOG} \left[\frac{1 + \sqrt{1-\epsilon^2}}{1 - \sqrt{1-\epsilon^2}} \right] \quad (\text{II-4.7})$$

où $\epsilon = a_{\perp}/a_{//}$ $0 < \epsilon < 1$

et γ une grandeur sans dimension

$$\gamma = \frac{\hbar \omega_c}{2 R_Y} \quad (\text{II-4.8})$$

$\omega_c = \frac{e B}{m^*}$ est la fréquence cyclotron,
 R_Y est la constante de Rydberg.

En minimisant l'énergie E , nous posons :

$$\frac{\delta E}{\delta \epsilon} = 0 \quad (\text{II-4.9})$$

et

$$\frac{\delta E}{\delta a_{\perp}} = 0 \quad (\text{II-4.10})$$

Nous obtenons :

$$\frac{\delta E}{\delta a_{\perp}} = -\frac{1}{a_{\perp}^3} \left(1 + \frac{\epsilon^2}{2}\right) + \gamma^2 a_{\perp} + \frac{\epsilon \sqrt{2}}{a_{\perp} \sqrt{\pi} \sqrt{1-\epsilon^2}} \text{LOG} \left[\frac{1 + \sqrt{1-\epsilon^2}}{1 - \sqrt{1-\epsilon^2}} \right] = 0$$

et (II-4.11)

$$\begin{aligned} \frac{\delta E}{\delta \epsilon} = & \frac{\epsilon}{2 a_{\perp}^2} + \frac{1}{a_{\perp}} \sqrt{\frac{2}{\pi} \left[\frac{2}{(1-\epsilon^2)} \right]} \\ & + \left\{ -\frac{1}{\sqrt{(1-\epsilon^2)}} - \frac{\epsilon^2}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \right\} \text{LOG} \left[\frac{1 + \sqrt{1-\epsilon^2}}{1 - \sqrt{1-\epsilon^2}} \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{II-4.12})$$

D'après l'équation II-4.12 nous avons :

$$a_{\perp} = -\frac{\epsilon}{2 h(\epsilon)} \quad (\text{II-4.13})$$

avec

$$h(\epsilon) = \sqrt{\frac{2}{\pi} \left[\frac{2}{(1-\epsilon^2)} + \left\{ -\frac{1}{\sqrt{(1-\epsilon^2)}} - \frac{\epsilon^2}{(1-\epsilon^2)^{3/2}} \right\} \text{LOG} \left[\frac{1 + \sqrt{1-\epsilon^2}}{1 - \sqrt{1-\epsilon^2}} \right] \right]}$$

En utilisant l'équation II-4.11

$$\left(\frac{2h(\epsilon)}{\epsilon}\right)^3 \left(1 + \frac{\epsilon^2}{2}\right) + \gamma^2 \left(-\frac{\epsilon}{2h(\epsilon)}\right) + \left(\frac{2h(\epsilon)}{\epsilon}\right)^2 + \left[\frac{\epsilon\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}\sqrt{1-\epsilon^2}}\right]$$

$$\text{LOG} \left[\frac{1 + \sqrt{1-\epsilon^2}}{1 - \sqrt{1-\epsilon^2}} \right] = 0$$

(II-4.14).

Ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$F(\epsilon, \gamma) = 0 \tag{II-4.15}$$

En calculant γ pour chaque valeur du champ magnétique selon l'équation II-4.8, nous obtenons une fonction à une seule variable $F(\epsilon)$. Pour une valeur de B fixée nous cherchons la racine de la fonction $F(\epsilon)$. Nous avons mis au point un programme qui trace la fonction $F(\epsilon)$, et permet la détermination graphique de cette racine. La figure II-16 donne un aperçu de la variation de $F(\epsilon)$ pour un champ B donné. Une fois ϵ obtenu, nous calculons $h(\epsilon)$ et déduisons a_{\perp} [Equation II-4.13]. $a_{//}$ est obtenu aisément en utilisant la relation $\epsilon = \frac{a_{\perp}}{a_{//}}$.

La figure II-17 montre la variation des rayons de Bohr effectifs $a_{//}$ et a_{\perp} en fonction de la grandeur γ .

Les figures [II-18 et II-19] représentent, respectivement pour les échantillons InP 401 et InP 504, $\text{LOG}(\sigma(T=0))$ en fonction de $\text{LOG}\left(\frac{a_{\perp}^2 a_{//}}{a_{\perp c} a_{//c}} - 1\right)$.

La conductivité à température nulle $\sigma(T=0)$ vérifie, pour nos deux échantillons, la loi d'échelle donnée par l'équation II-4.4. Pour InP 401, nous obtenons $\sigma'_c = 12,416 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et $v' = 0,92$. Alors que pour InP 504, $\sigma'_c = 16,49 (\Omega \text{ cm})^{-1}$ et $v' = 0,87$. Tous ces résultats sont rassemblés dans le tableau I.

Echantillons	Concentration en impuretés $n \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	Champ critique BC (Tesla)	$\sigma(T=0) = \sigma_c \left(1 - \frac{B}{B_c}\right)^v$		$\sigma(T=0) = \sigma'_c \left(\frac{a_{\perp}^2 a_{//}}{2 a_{\perp c} a_{//c}} - 1\right)^{v'}$	
			$\sigma_c \text{ (}\Omega \text{ cm)}^{-1}$	v	$\sigma'_c \text{ (}\Omega \text{ cm)}^{-1}$	v'
InP 401	$8,2 \cdot 10^{16}$	8,6	11,93	1,075	12,416	0,93
InP 504	$1,24 \cdot 10^{17}$	15,2	15,5	1,058	16,49	0,87

TABLEAU I

II-4.3. Interprétation du passage de la conductivité du régime en $T^{1/2}$ au régime en $T^{1/3}$.

Nous avons montré dans le paragraphe II-4.2. que la correction apportée à la conductivité σ varie dans InP 401 en $T^{1/2}$ pour des champs B inférieurs à 8,1 Teslas, et en $T^{1/3}$ pour des champs magnétiques compris entre 8,1 et 8,8 Teslas.

Dans l'échantillon InP 504, nous avons trouvé une dépendance de la conductivité σ en $T^{1/2}$ quelle que soit la valeur du champ magnétique.

En ce qui concerne l'échantillon InP 401, lorsque nous nous approchons du champ critique B_c [$B_c = 8,6$ Teslas] la dépendance de la conductivité en température passe du régime $T^{1/2}$ au régime $T^{1/3}$ [Figures II-5, II-10].

Pour l'échantillon InP 504, nous avons une dépendance de la conductivité uniquement en $T^{1/2}$ [Figures II-7, II-11]. Cela s'explique par le fait que nos champs magnétiques n'atteignent pas le champ critique qui est estimé à $B_c = 15,2$ T. Nous n'approchons pas assez la transition métal - isolant pour pouvoir observer un régime en $T^{1/3}$ dans l' InP 504.

Newson et Pepper [25] ainsi que Maliepaard et Pepper [24] ont également observé près de la transition un comportement de la conductivité métallique en $T^{1/3}$ dans du GaAs.

A présent nous allons donner une explication physique à ce changement de régime de la conductivité σ de $T^{1/2}$ à $T^{1/3}$. Pour cela nous utilisons l'analyse de Altshuler et Aronov [18] qui donnent l'expression suivante de la conductivité [Equation II-3.4] :

$$\sigma = \frac{G_c e^2}{hL} + \frac{e^2}{h\zeta}$$

Le terme $\frac{G_c e^2}{hL}$ constitue la correction apportée à la conductivité. Le terme $\frac{e^2}{h\zeta}$ représente la conductivité à température nulle $\sigma(T = 0)$. ζ est la longueur de corrélation.

Pour un champ magnétique donné nous avons :

$$\frac{e^2}{\hbar\zeta} = \sigma(T=0) \quad (\text{II-4.16})$$

D'après Altshuler et Aronov [18], la correction apportée à la conductivité s'écrit :

$$\sigma - \sigma(T=0) = \frac{e^2}{\hbar} \left(C^2 k_B \frac{\delta n}{\delta \mu} T \right)^{1/3} \quad (\text{II-4.17})$$

avec μ le potentiel chimique.

La longueur d'interaction est donnée par :

$$L_{\text{int}} = \left(\frac{C}{T k_B} \frac{\delta \mu}{\delta n} \right)^{1/3} \quad (\text{II-4.18})$$

avec C une constante très voisine de l'unité ($C \cong 1$)

En utilisant l'équation (II-4.17) nous avons :

$$\frac{\delta \mu}{\delta n} = T k_B \left(\frac{e^2}{\hbar(\sigma - \sigma(T=0))} \right)^3 \quad (\text{II-4.19})$$

Nous remplaçons la grandeur $\frac{\delta \mu}{\delta n}$ par sa valeur dans l'équation II-4.18 et nous obtenons :

$$L_{\text{int}} = \frac{e^2}{\hbar(\sigma - \sigma(T=0))} \quad (\text{II-4.20})$$

Pour une température donnée, la longueur d'interaction L_{int} varie avec le champ magnétique B par l'intermédiaire de la conductivité σ .

Le passage du régime en $T^{1/2}$ à un régime en $T^{1/3}$ est dû à la compétition entre les deux longueurs d'échelles L_{int} (longueur d'interaction) et ζ (longueur de corrélation). Nous avons donc calculé L_{int} et ζ pour chaque valeur du champ magnétique B [Equation II-4.16 et II-4.20]. Nous les avons comparé ensuite sur les Figures II-20 et II-21. Nous constatons qu'en dessous d'une valeur du champ magnétique B voisine de 8,1 Teslas, la longueur d'interaction

L_{int} est supérieure à la longueur de corrélation ζ . Plus le champ magnétique est petit, plus L_{int} devient grand devant ζ ($L_{int} \gg \zeta$). Au dessus de la valeur du champ B égale à 8,1 Teslas, la longueur de corrélation ζ devient supérieure à la longueur d'interaction L_{int} . Lorsque le champ magnétique B tend vers B_c , ζ diverge vers l'infini ($L_{int} \ll \zeta$).

Il en résulte l'annulation du deuxième terme dans l'équation II-3.4. $\left[\frac{e^2}{\hbar \zeta} \rightarrow 0 \right]$. Le comportement de σ en $T^{1/3}$ provient du premier terme de l'équation II-3.4. $\left[\frac{G_c e^2}{\hbar L} \right]$.

En résumé, lorsque $\zeta > L_{int}$ nous obtenons un régime en $T^{1/3}$, alors que pour $\zeta < L_{int}$ la conductivité varie en $T^{1/2}$. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication récente [32].

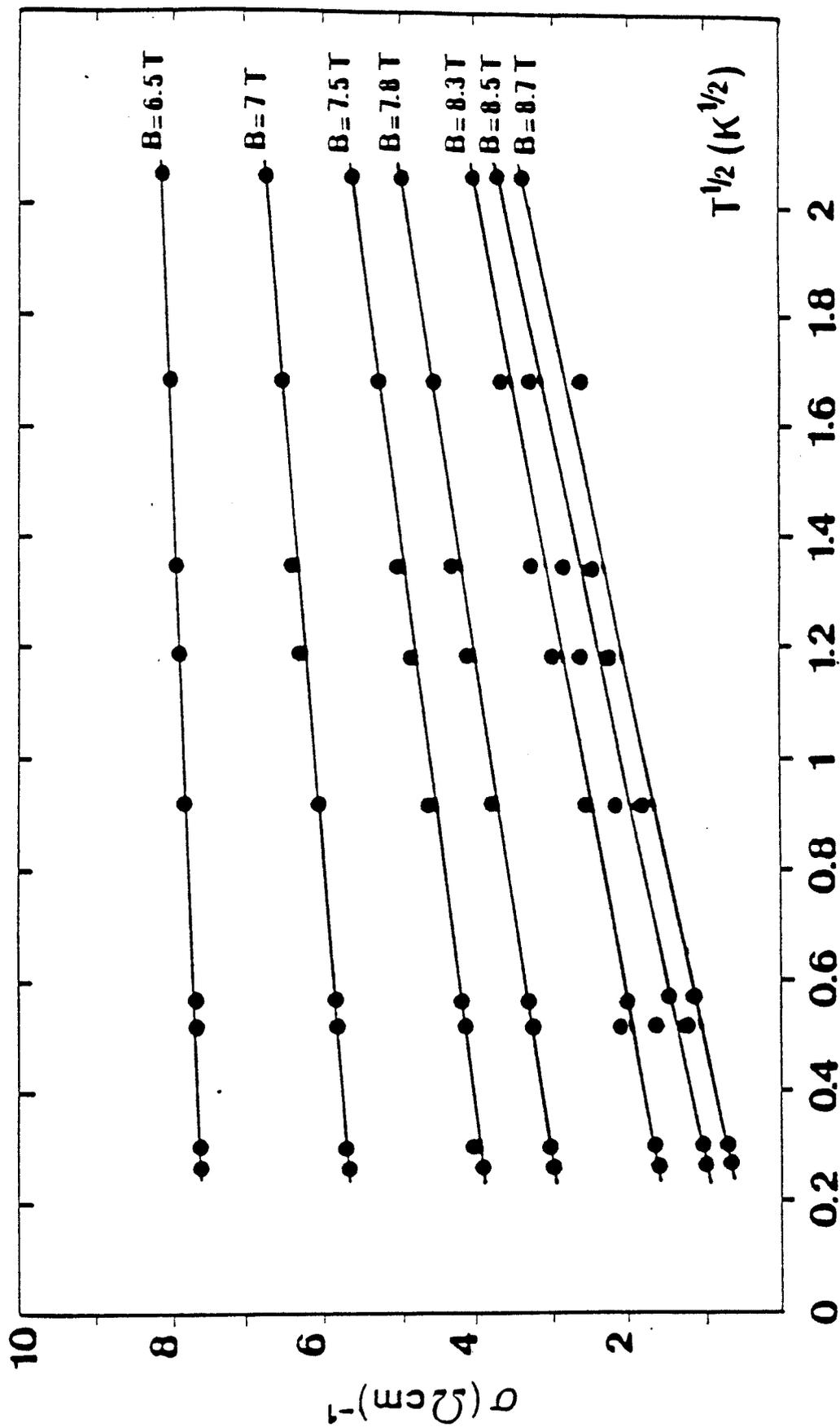


FIGURE II-3 : Variation de la conductivité σ en fonction de $T^{1/2}$ dans InP 401.

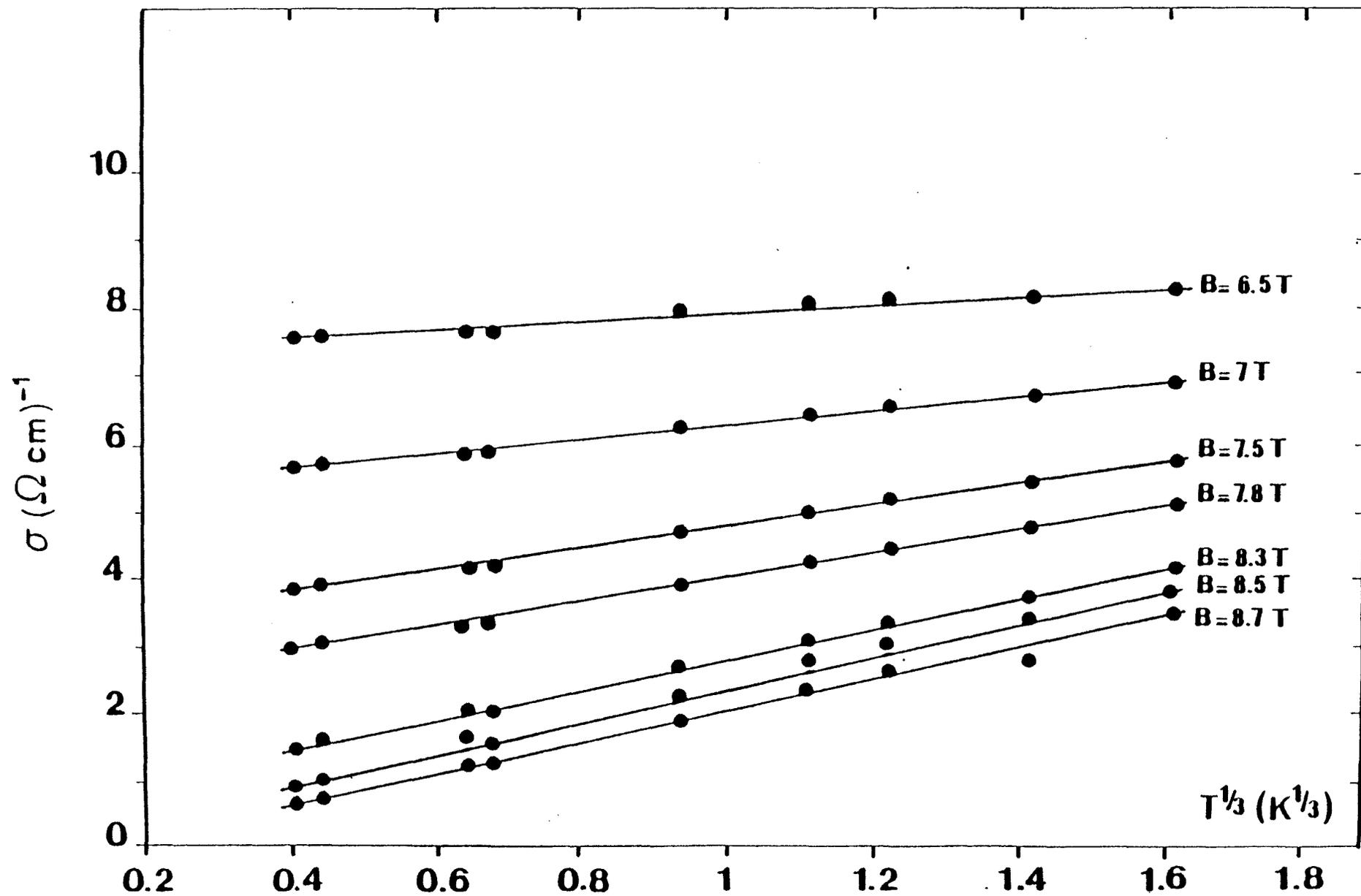


FIGURE II-4 : Variation de la conductivité σ en fonction de $T^{1/3}$ dans InP 401

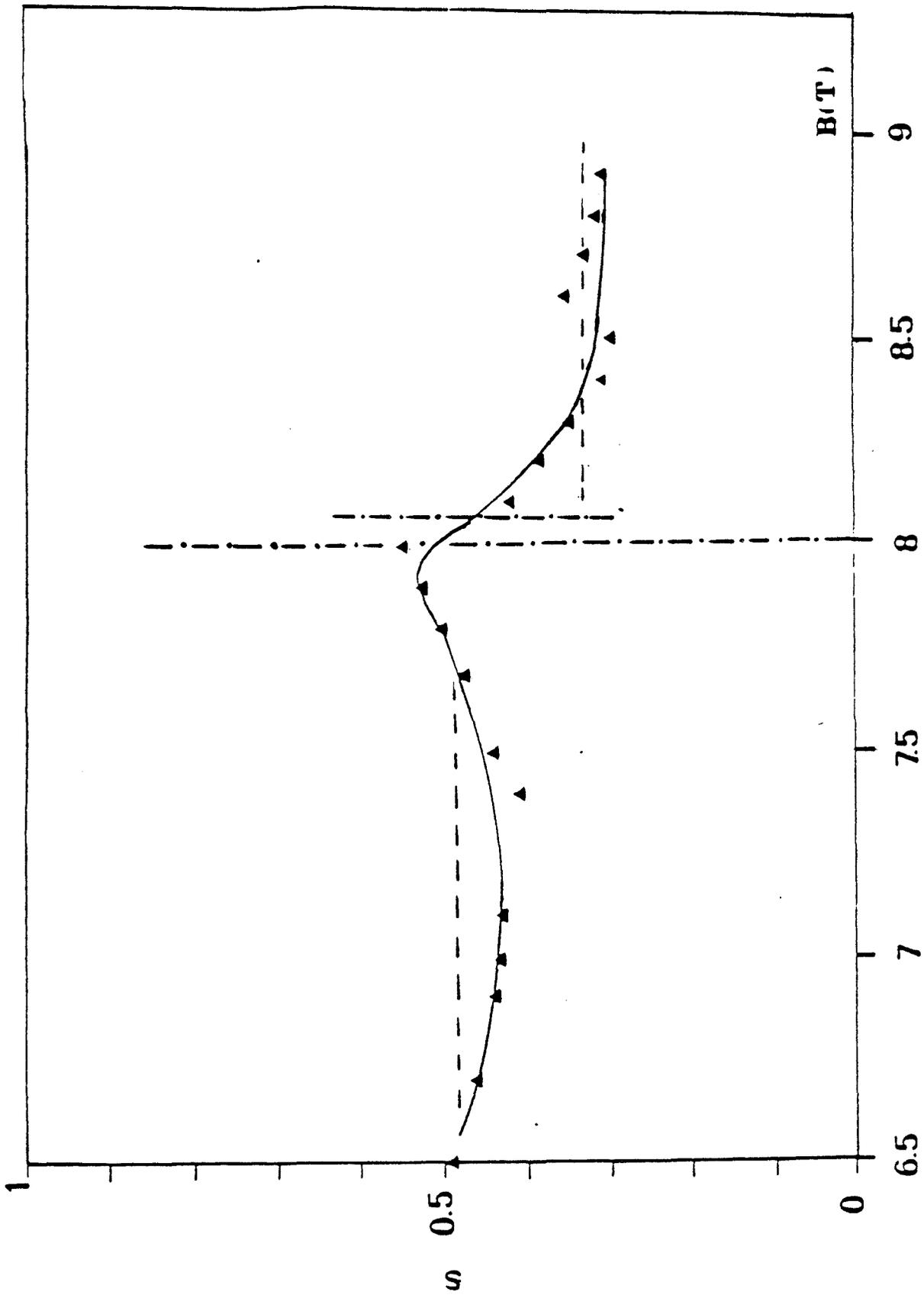


FIGURE II-5 : Variation de l'exposant s , dans l'expression $\sigma = \sigma(T=0) + m T^s$, en fonction du champ magnétique pour InP 401

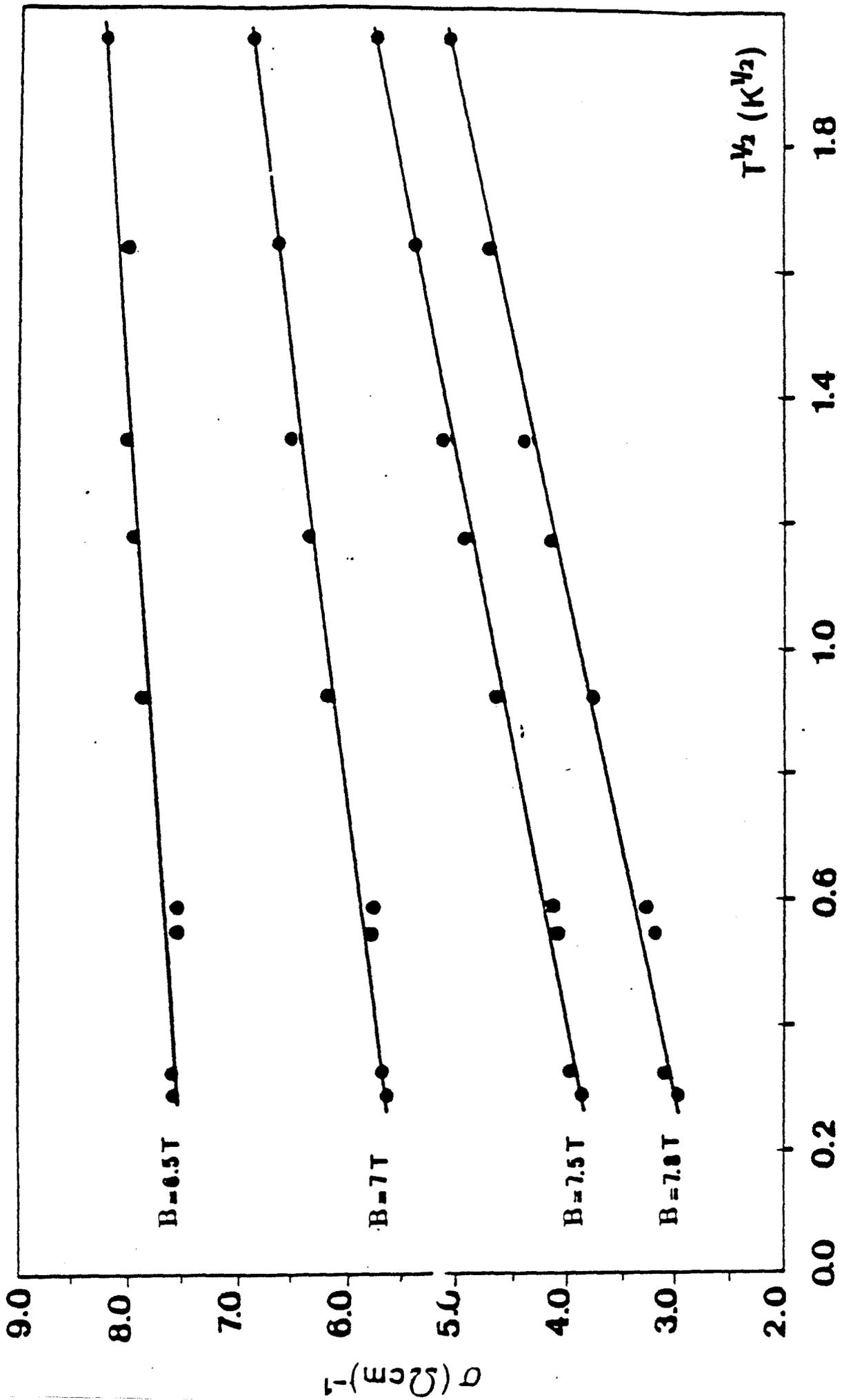


FIGURE JI-6 : Variation de la conductivité σ en fonction de $T^{1/2}$ dans InP 401 pour $B < 8,1\text{ T}$.

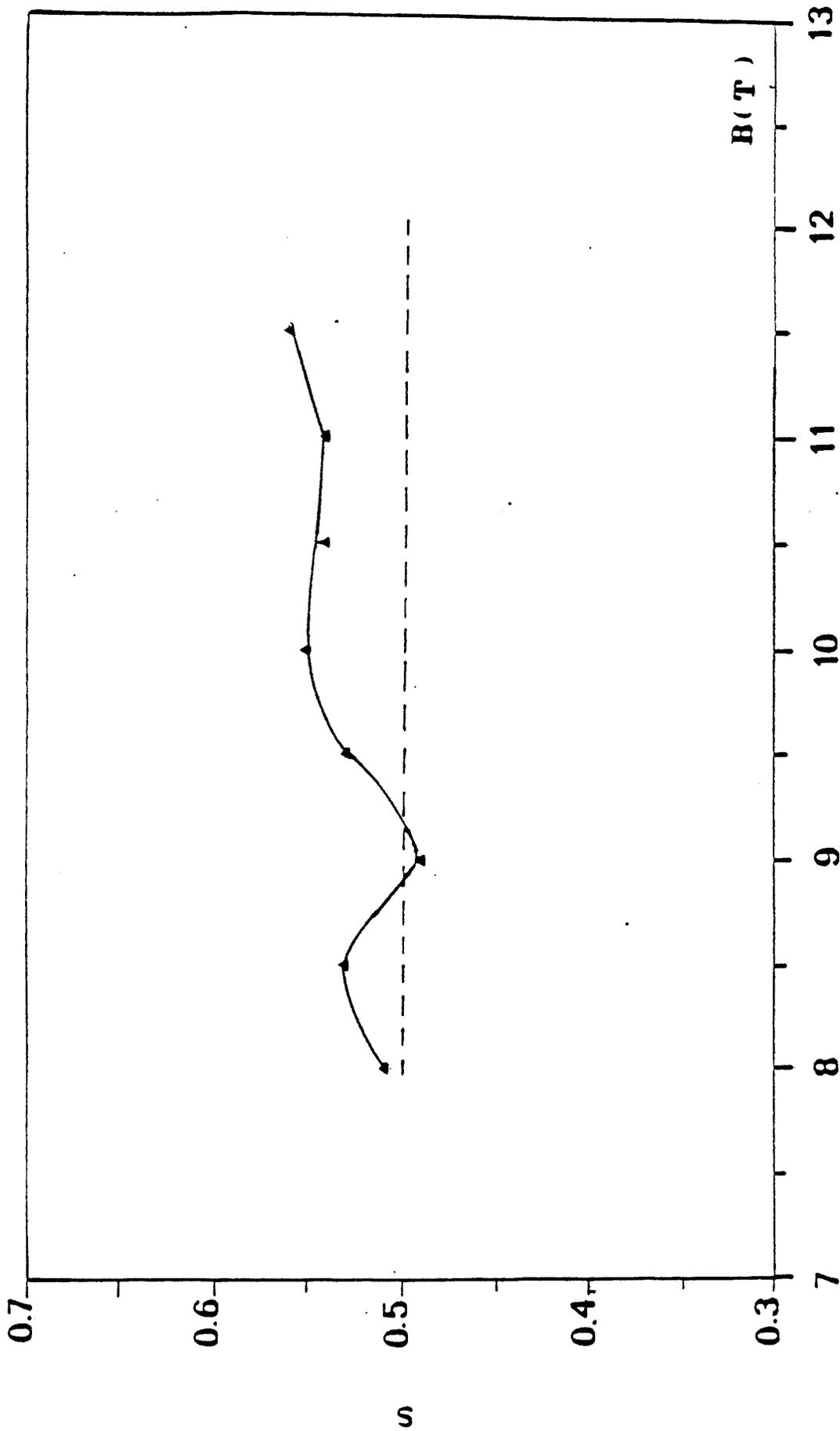


FIGURE II-7: Variation de l'exposant s , dans l'expression $\sigma = \sigma(T=0) + m T^s$, en fonction du champ magnétique pour InP 504.

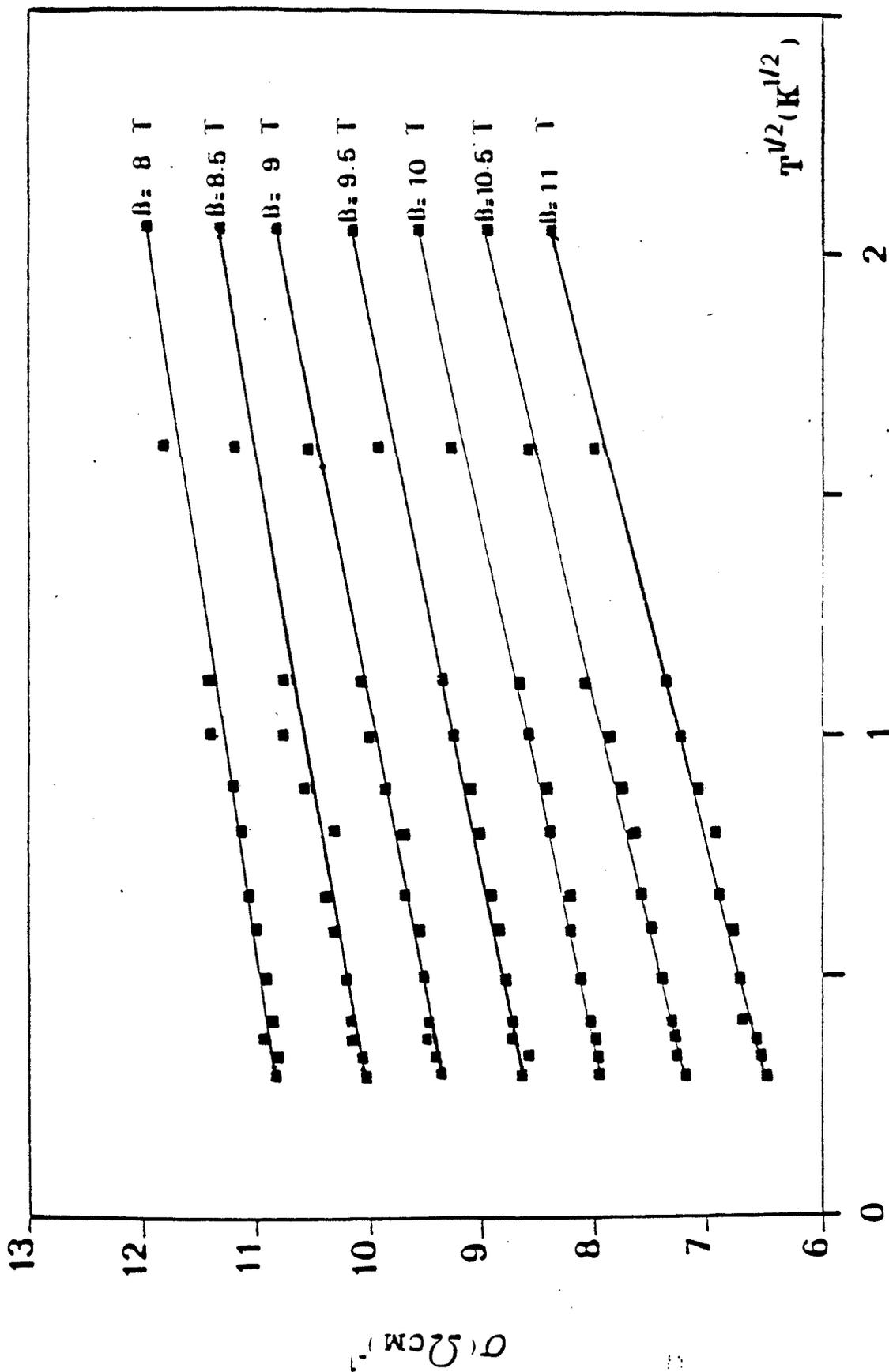


FIGURE II-8 : Variation de la conductivité σ en fonction de $T^{1/2}$ dans InP 504

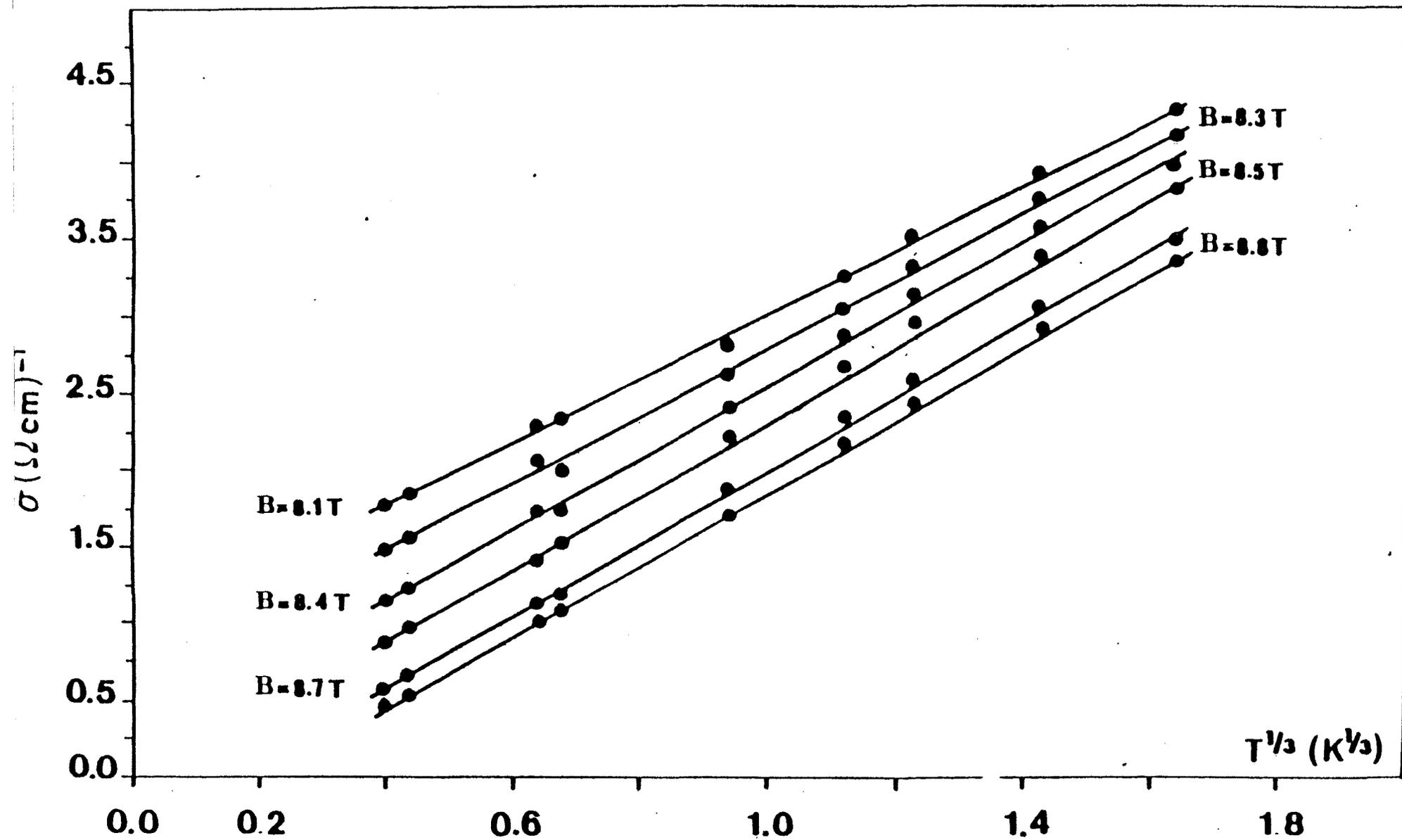


FIGURE II-9: Variation de la conductivité σ en fonction de $T^{1/3}$ dans InP 401 pour $8,1 < B < 8,8 \text{ T}$.

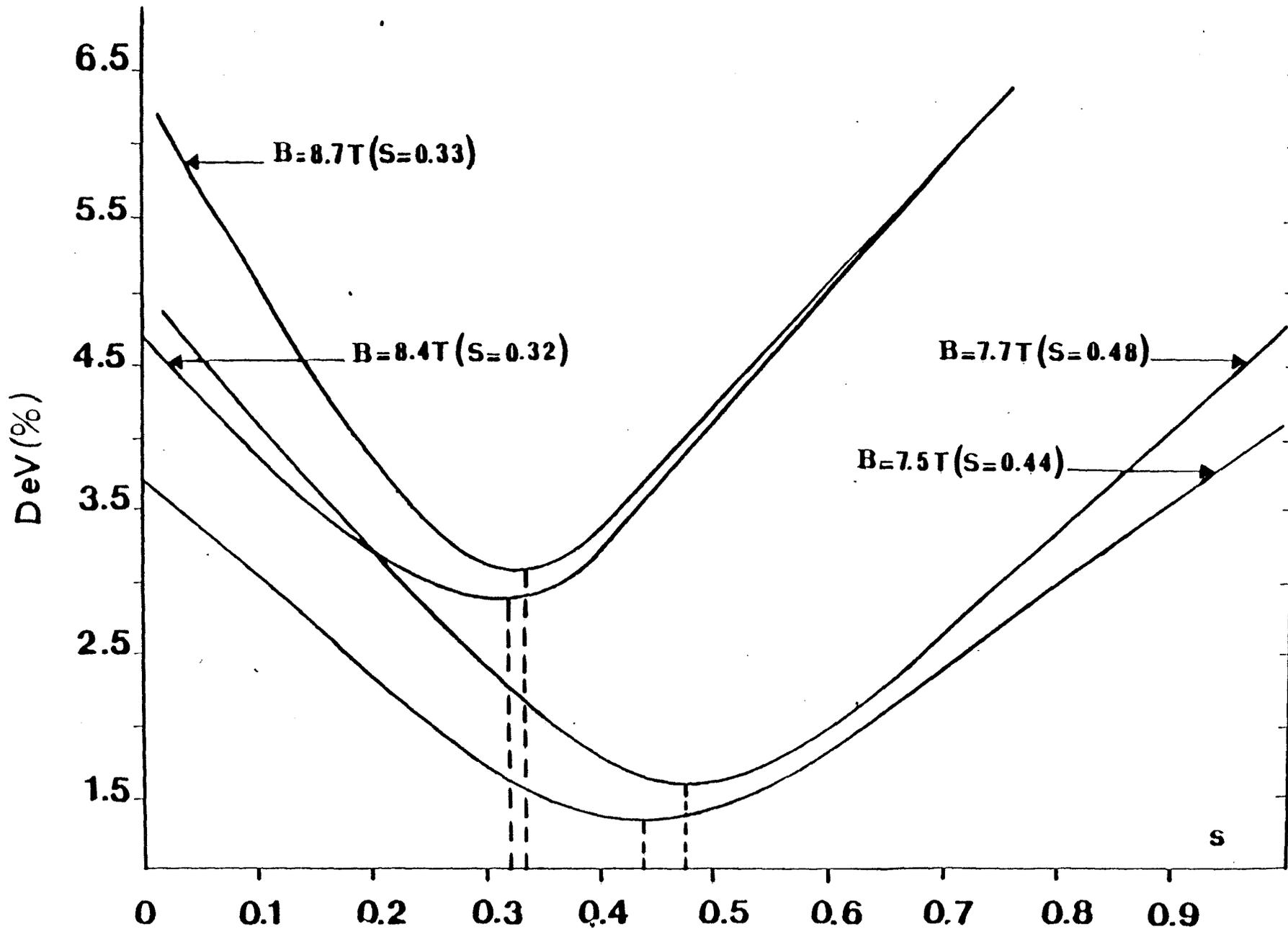


FIGURE II-10: Variation du pourcentage de déviation en fonction de l'exposant s dans l'expression $\sigma = \sigma(T=0) + m T^S$ pour InP 401.

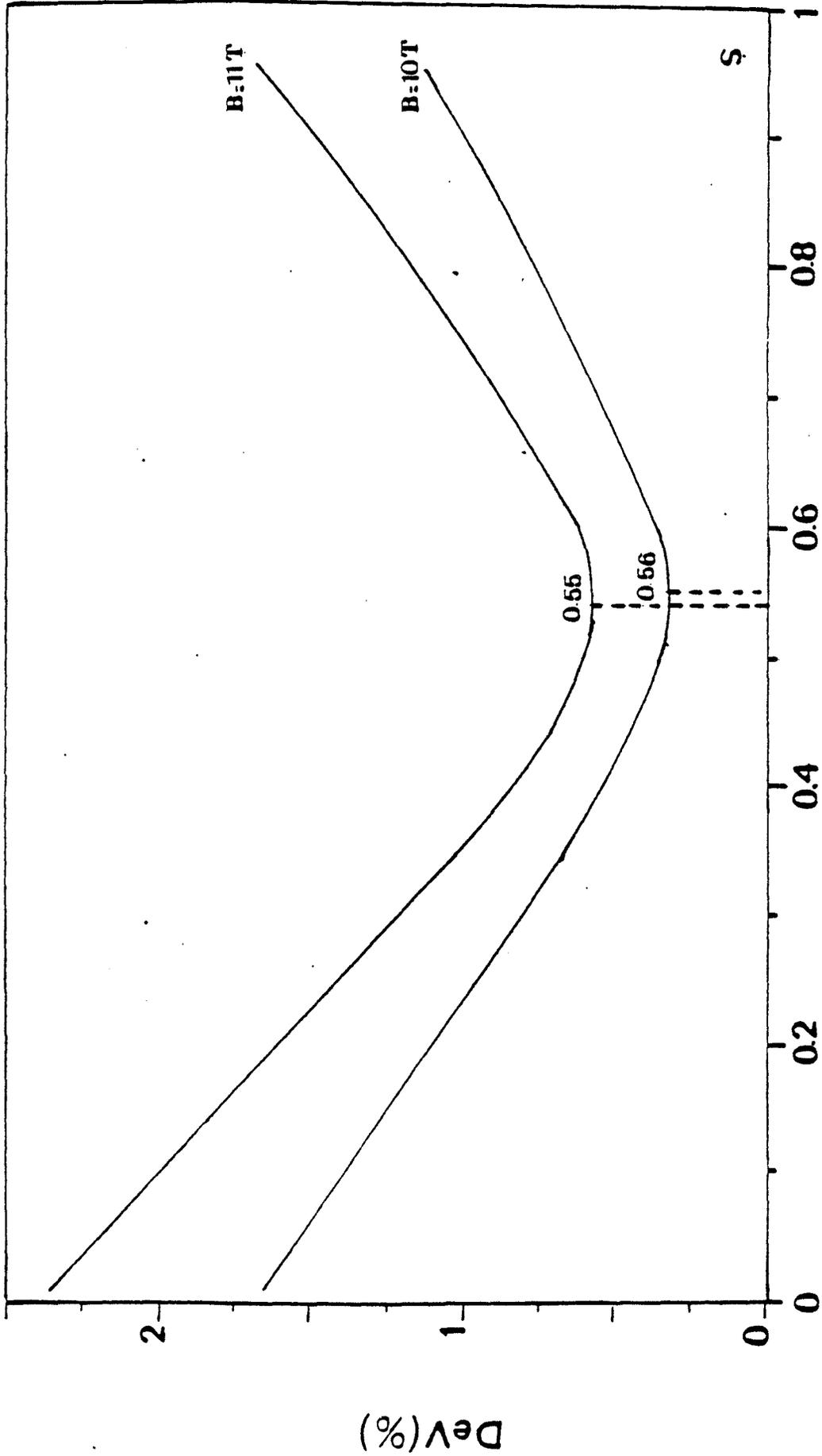


FIGURE II-11 : Variation du pourcentage de déviation en fonction de l'exposant s dans l'expression $\sigma = \alpha(T-0) + m T^s$ pour InP 504.

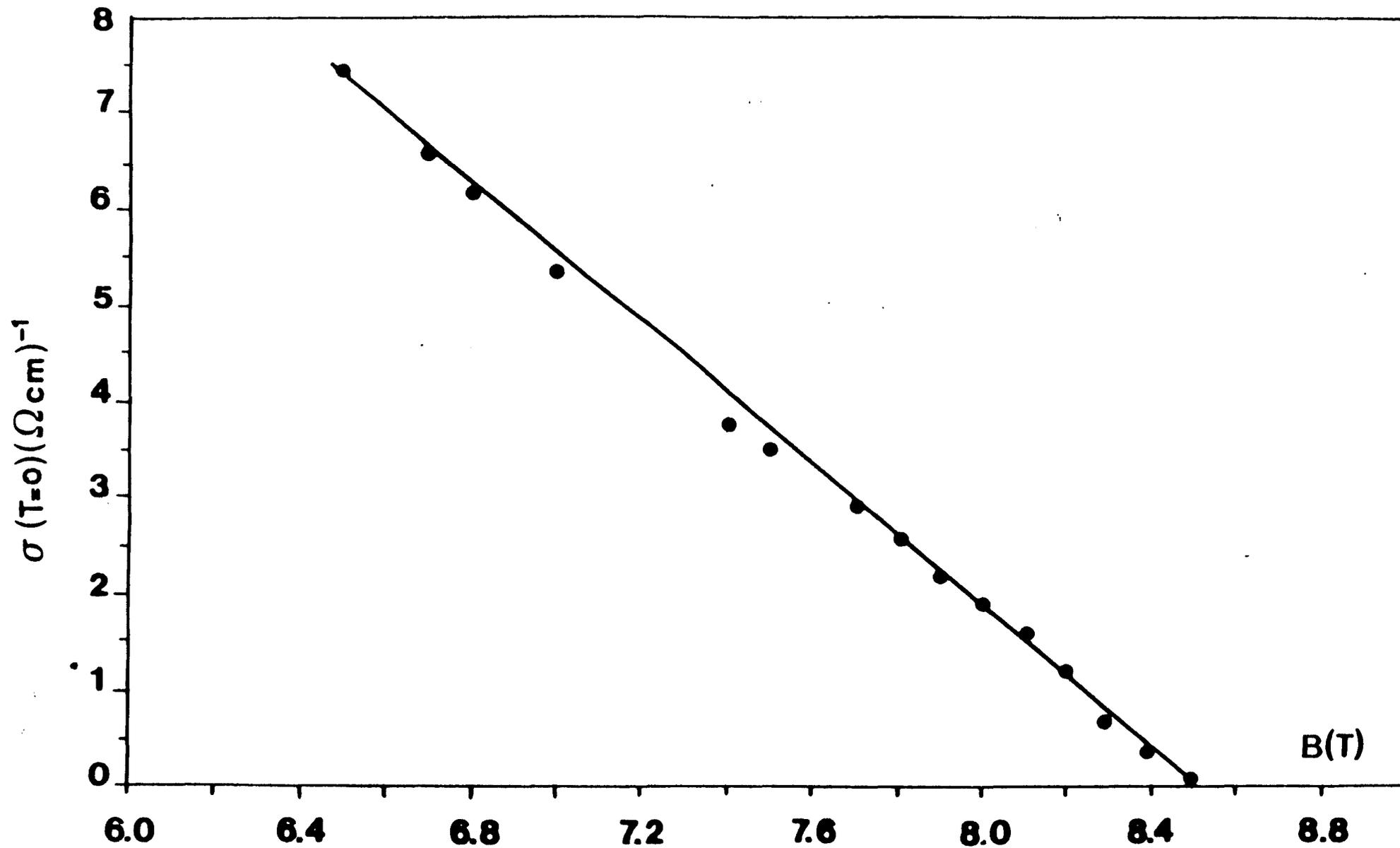


FIGURE II-12 : Variation de la conductivité à température nulle en fonction du champ magnétique pour InP 401.

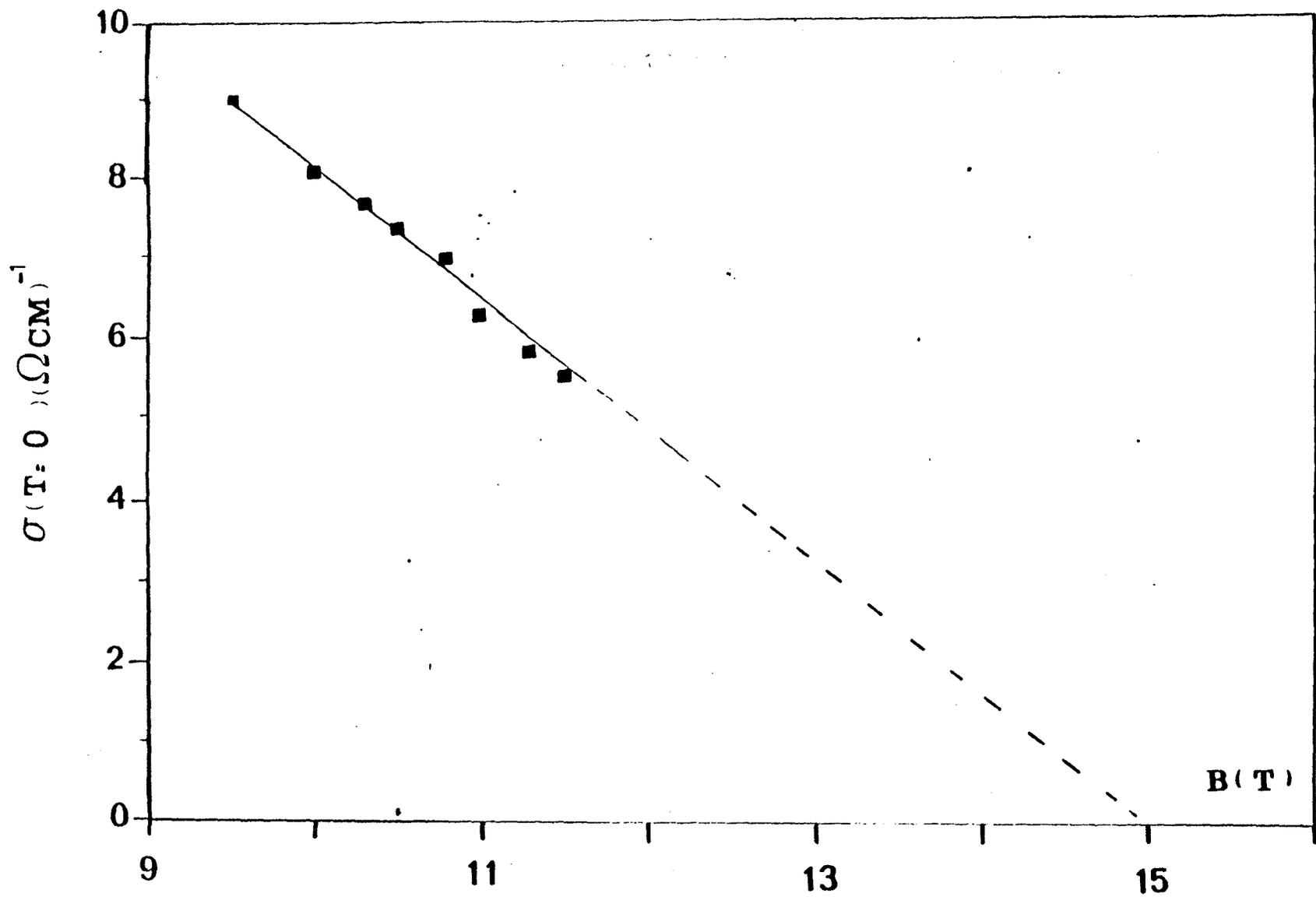


FIGURE II-13: Variation de la conductivité à température nulle en fonction du champ magnétique pour InP 504.

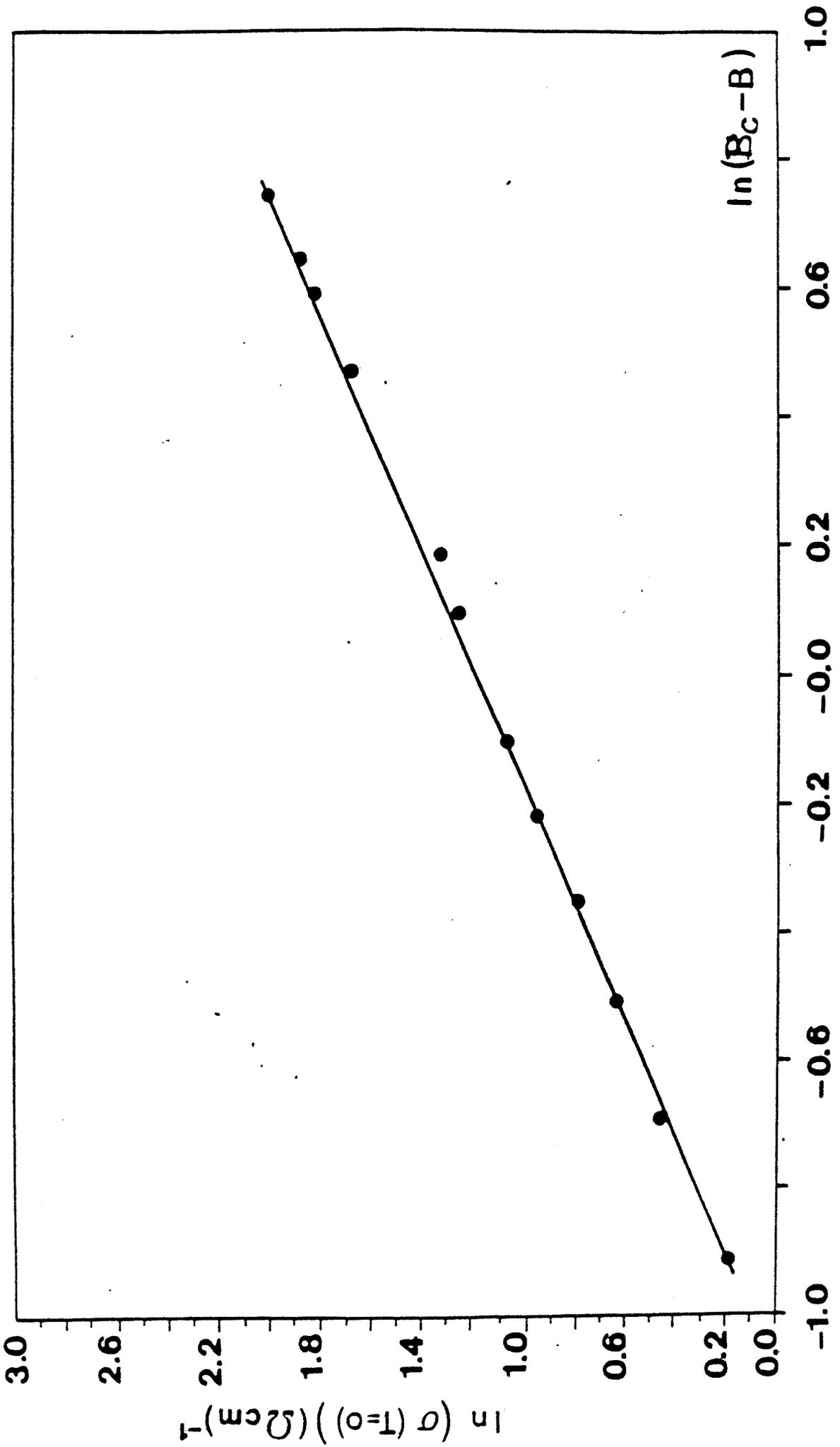


FIGURE II-14: Variation de $\text{Log}(\sigma(T=0))$ en fonction de $\text{Log}(B_c - B)$ pour InP 401.

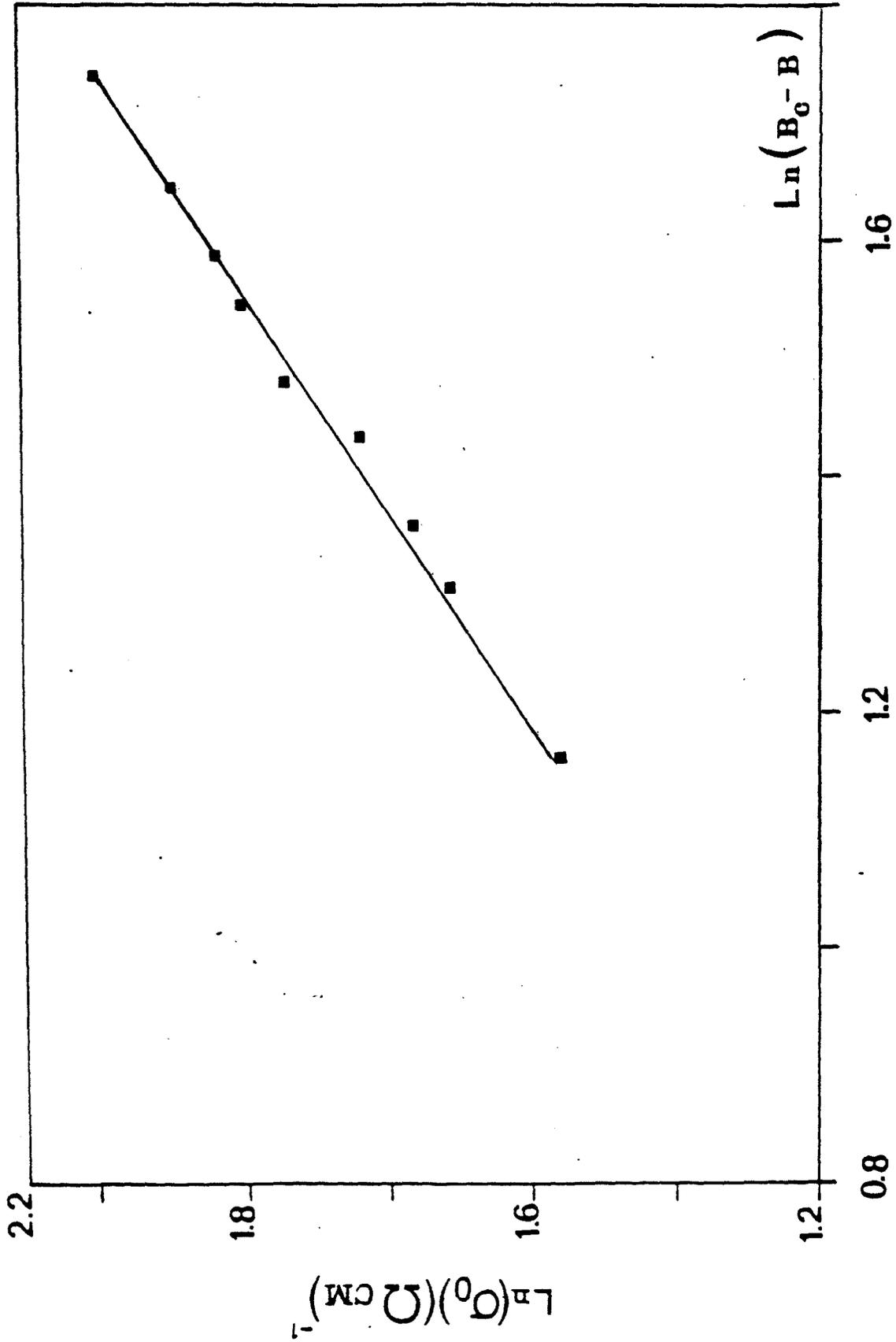


FIGURE II-15 : Variation de $\text{Log}(\alpha(T=0))$ en fonction de $\text{Log}(B_c - B)$ pour InP 504.

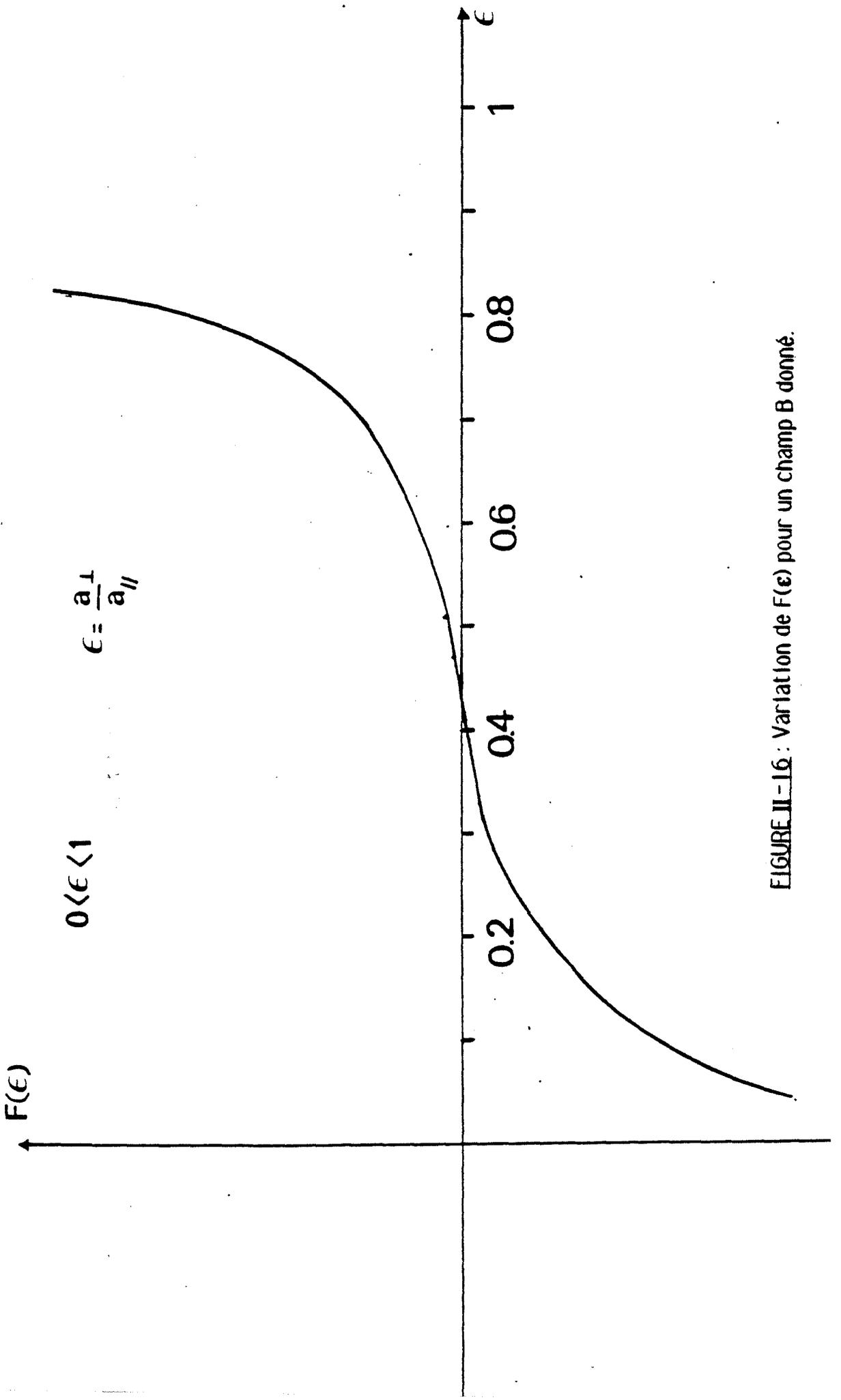


FIGURE II-16 : Variation de $F(\epsilon)$ pour un champ B donné.

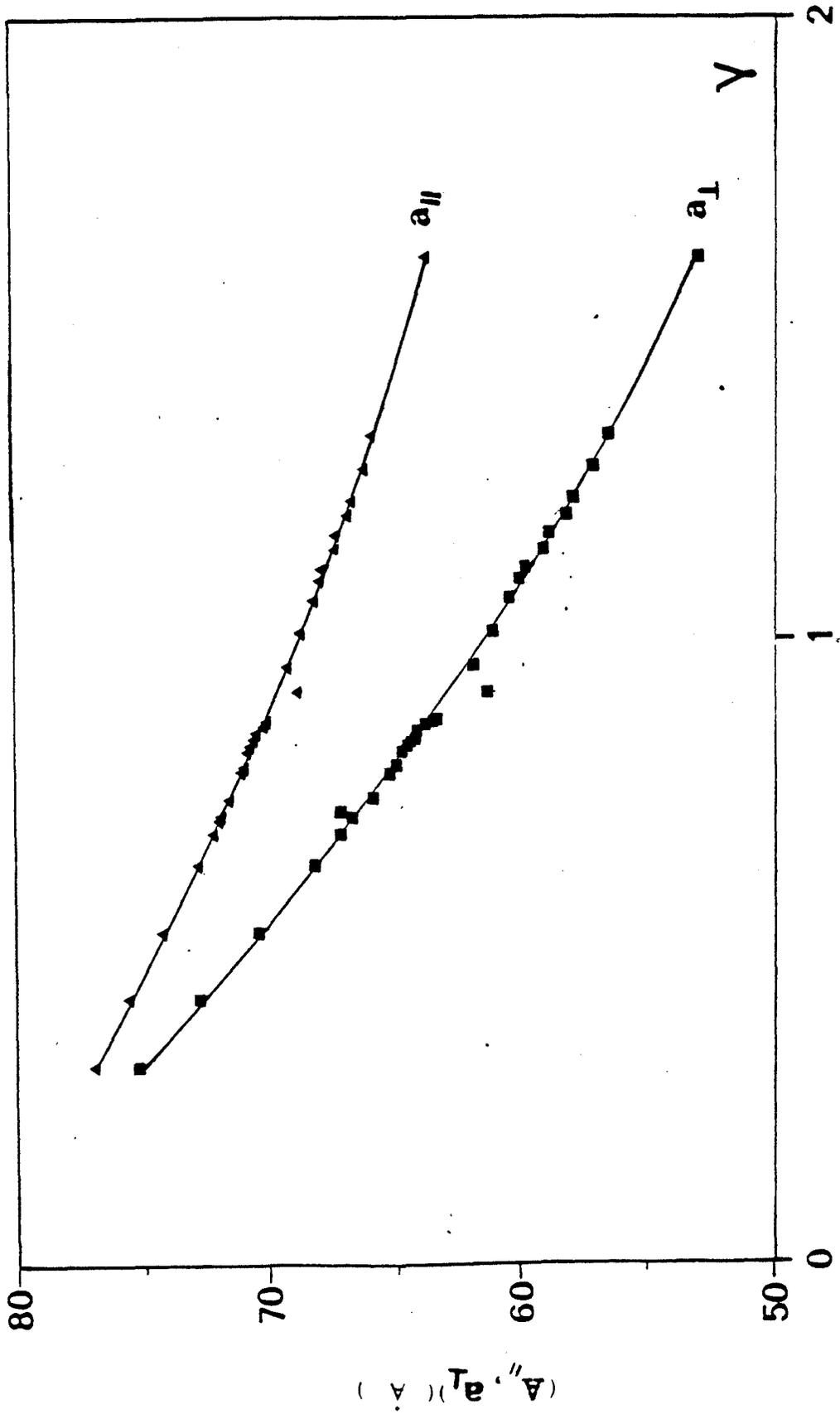


FIGURE II-17: Variation des rayons de Bohr effectifs a_I et a_{II} en fonction de la grandeur γ .

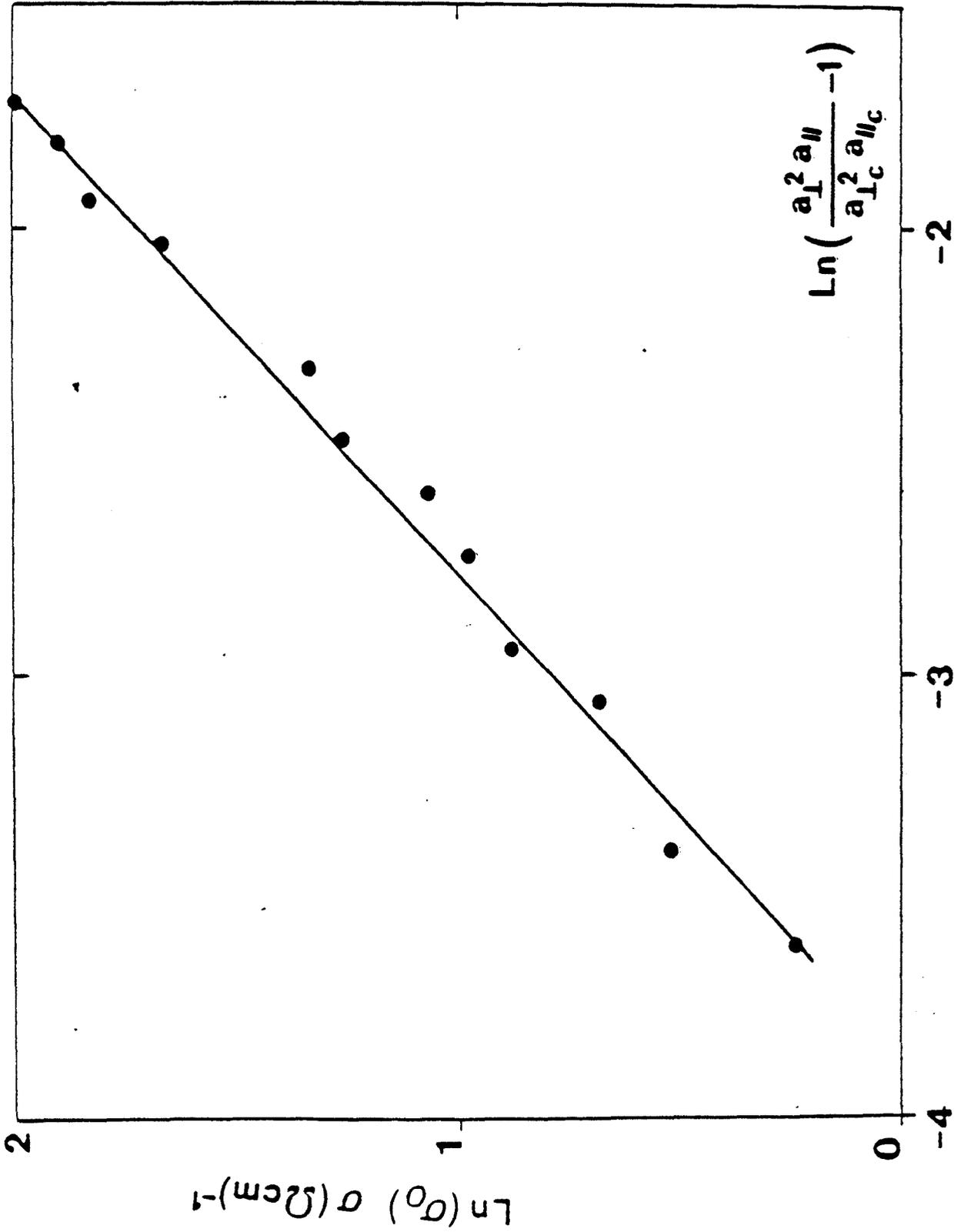


FIGURE II-18 : Variation de $\text{Log}(\sigma(T=0))$ en fonction de $\text{Log}\left(\frac{a_1^2 a_{11}}{a_{1c}^2 a_{11c}} - 1\right)$ pour InP 401.

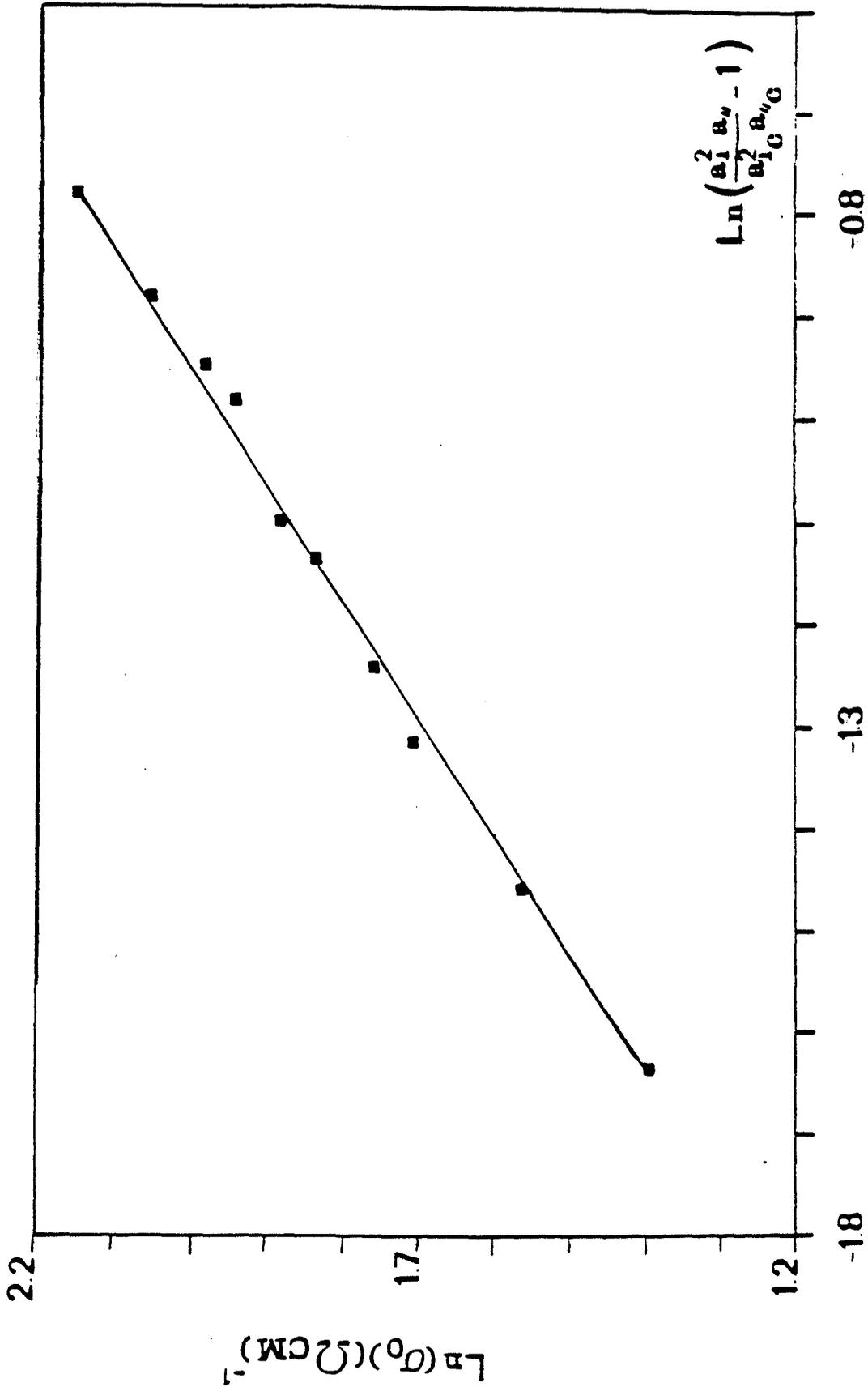


FIGURE II-19 : Variation de $\text{Ln}(\sigma_0)$ en fonction de $\text{Ln}\left(\frac{a_1^2 a_2}{a_1'^2 a_2' C} - 1\right)$ pour InP 504.

T=0.066K

LN(S,LT)(H)

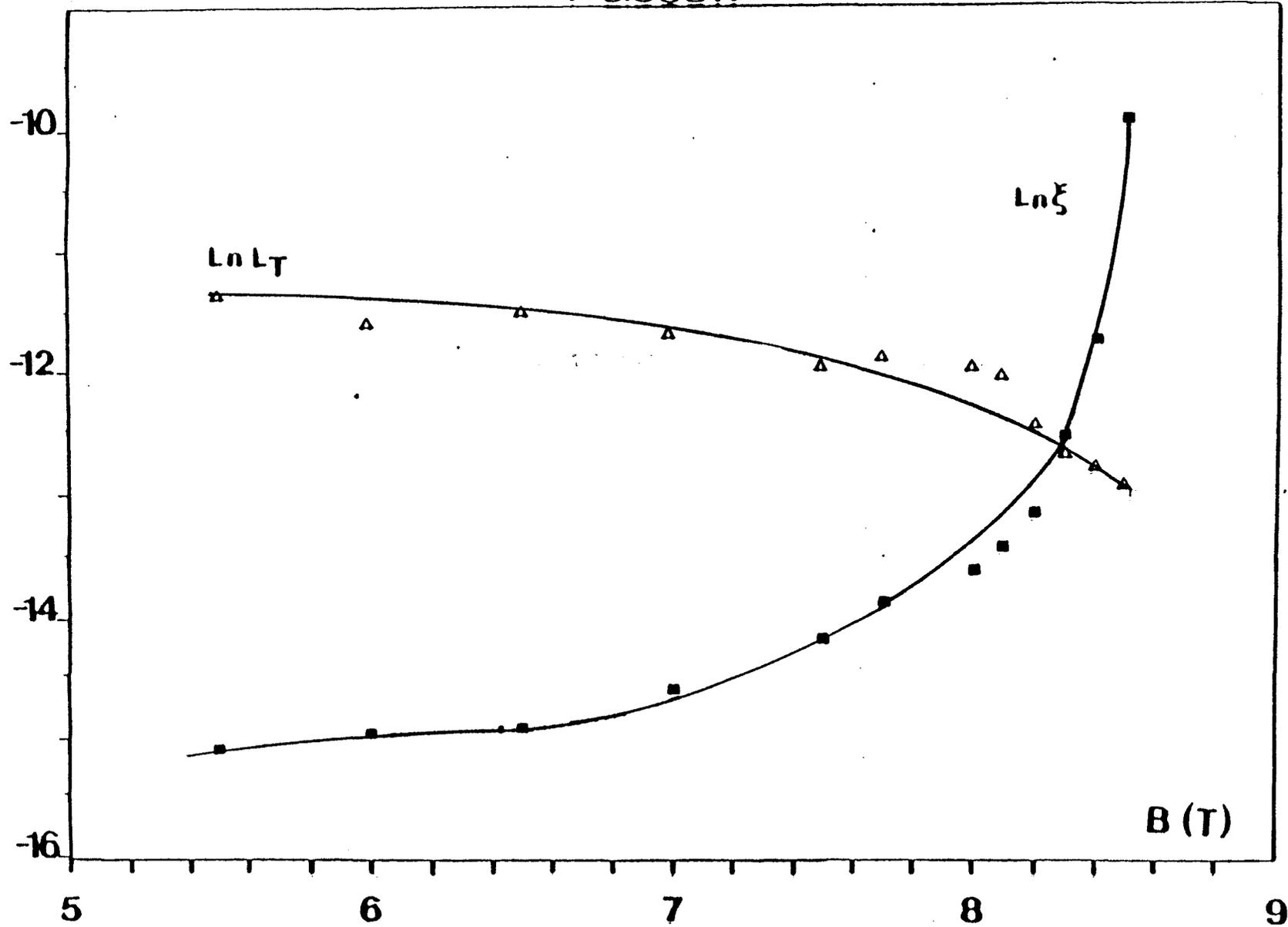


FIGURE II-20: Variation de la longueur de corrélation ξ et de la longueur d'interaction L_{int} en fonction du champ magnétique à $T = 66$ mK.

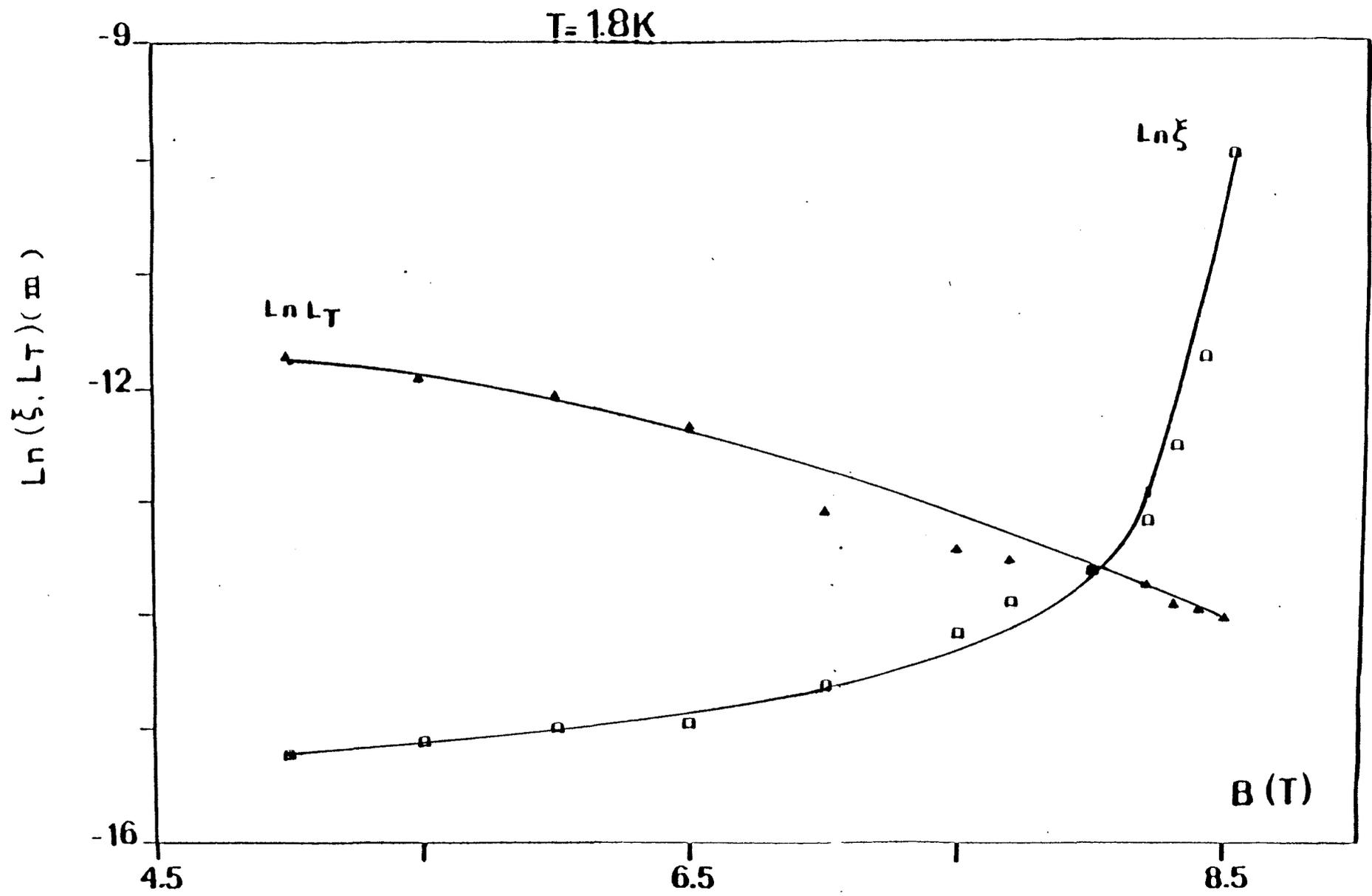


FIGURE II-21: Variation de la longueur de corrélation ξ et de la longueur d'interaction L_{int} en fonction du champ magnétique à $T = 1,8\text{ K}$.

CHAPITRE III

*Comportement du coefficient de la
variation thermique m en
fonction du champ magnétique*

Dans ce chapitre nous allons étudier le coefficient m dans l'expression de la conductivité $\sigma = \sigma(T=0) + m T^{1/2}$. Nous avons constaté dans le chapitre II que m croît avec le champ magnétique B . Plusieurs auteurs ont établi des expressions théoriques du coefficient m en utilisant des hypothèses différentes. Nous allons en présenter quelques unes.

III - 1. EXPRESSIONS THEORIQUES DE m .

III-1.1. A champ magnétique nul

a) Modèle de Altshuler et Aronov :

Altshuler et Aronov [33] prennent en considération l'influence des interactions électron-électron sur les propriétés de transport dans les systèmes désordonnés. Ils montrent que la contribution des interactions à l'expression de m dépend uniquement du facteur de Hartree F :

$$\text{avec} \quad F = 2 N(E_F) \langle V(q, 0) \rangle \quad (\text{III-1.1})$$

où $\langle V(q, 0) \rangle$ est la moyenne du potentiel d'écran, prise sur la surface de Fermi.

La correction apportée à la conductivité est donnée par :

$$\delta \sigma(T) = -\frac{2\sigma}{\pi \cdot d} \int d\omega \frac{\delta}{\delta\omega} \left(\omega \operatorname{cth} \frac{\omega}{2T} \right) \int (dq) \frac{U(q, \omega) D q^2}{(-i\omega + Dq^2)} \quad (\text{III-1.2})$$

avec :
 d = la dimensionalité de l'échantillon
 ω = la fréquence
 $U(q, \omega)$ = potentiel effectif d'interaction
 D = constante d'interaction
 q = vecteur d'onde.

Dans le cas où le total des spins j de l'électron et du trou est égal à 1 ($j = 1$), Altshuler donne les expressions suivantes des potentiels effectifs d'interaction pour $\omega = 0$ " $U(q,0)$ " et $\omega \neq 0$ " $U(q,\omega)$ " :

$$U(q,\omega = 0) = -\frac{F}{2\nu} \text{ pour } \omega = 0 \tag{III-1.3}$$

et

$$U(q,\omega) = -\frac{F}{2\nu} \frac{i\omega + q^2 D}{-i\omega(1 - \frac{F}{2}) + Dq^2} \tag{III-1.4}$$

ν est une constante qui dépend de la dimension de l'échantillon. L'équation III-1.4. est indépendante de la nature de l'interaction.

En considérant la relation d'Einstein :

$$\sigma = e^2 D \frac{\delta n}{\delta \mu} \tag{III-1.5}$$

où μ est le potentiel chimique , et n la densité d'états, en substituant l'équation (III-1.4) dans l'expression III-1.2, Altshuler et Aronov obtiennent :

$$\delta\sigma(T) = \frac{e^2}{8\pi^2 \hbar} \left(\frac{k_B T}{\hbar D} \right)^{\frac{d-2}{2}} \left[\frac{8}{d} + 3 \lambda(F) \right] \times \mu \tag{III-1.6}$$

avec

$$\lambda(F) = \begin{cases} \frac{-32}{d(d-2)} \frac{1 + \frac{d}{4} F - (1 + \frac{F}{2})^{d/2}}{F} & \text{pour } (d = 3) \\ -4 \left[1 + \frac{2-F}{F} \text{Log} \left(1 - \frac{F}{2} \right) \right] & \text{pour } (d = 2) \end{cases}$$

et

$$\mu = \begin{cases} \text{Log} \left(k_B T \frac{\tau}{\hbar} \right) & (d=2) \\ 0,915 & (d=3) \end{cases}$$

avec τ le temps de diffusion élastique.

b) Modèle de Isawa et Fukuyama

Isawa et Fukuyama [34] ont évalué les corrections de la conductivité dans le régime de la localisation faible ($k_F l_0 > 1$) en tenant compte de la constante d'interaction F , et en insistant sur la longue portée des interactions de Coulomb.

Pour les matériaux dans lesquels $F \leq 1$ et $k_F l_0 > 1$, la correction de la conductivité à champ magnétique nul s'écrit :

$$\Delta \sigma_I(T) = 0,457 \frac{e^2}{\hbar \pi^2} \sqrt{\frac{k_B T}{\hbar D}} \left[f_1(F) - 2f_3(F) - f_4(F,T) \right] - \frac{e^2 \sqrt{3}}{4\pi^2 \hbar l_0} \left[f_1(F) - 2f_3(F) - f_4(F,T) \right] \quad (\text{III-1.7})$$

où les paramètres $f_1(F)$, $f_3(F)$ et $f_4(F,T)$ viennent des interactions d'échange et de celle de Hartree. Ils s'écrivent :

$$\begin{aligned} f_1(F) &= \frac{8}{3F} \left[\left(1 - \frac{F}{2}\right)^{-1/2} - 1 \right] & \text{a)} \\ f_3(F) &= \frac{8}{3F} \left[2 \left(1 - \frac{F}{2}\right)^{-1/2} - 2 - \frac{F}{2} \right] & \text{b)} \\ f_4(F,T) &= \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \left(\frac{1,13 E_F}{k_B T} \right) \right]^{-1} & \text{c)} \end{aligned} \quad (\text{III-1.8})$$

Les valeurs de f_1 et f_3 ont tendance à augmenter. En effet dans le processus de la diffusion particule-trou, un électron et un trou s'approchent à cause de la force attractive exercée entre eux et subissent de fortes interactions. Selon Altshuler et ses collaborateurs [35] les corrections qui résultent du processus de f_1 et f_3 dépendent essentiellement du champ magnétique dans la région des champs classiquement forts ($\frac{e B \tau}{m^*} \approx 1$).

Dans l'équation III-1.7 le paramètre $f_4(F,T)$ représente l'amplitude des interactions électron-électron effectives d'ordre supérieur et qui est donnée dans le cas des champs très faibles par l'équation III-1.8 - c.

c) Autres points de vue

Les interactions électron-électron entraînent une modification de la densité d'états $N(E)$. D'après Imry [36], en utilisant la théorie de Hartree-Fock et en considérant un électron qui a pour énergie E , et pour fonction d'onde $\psi_E(r)$.

$$E \text{ s'écrit : } \quad E = \epsilon + \sum_E \quad (\text{III-1.9})$$

ϵ étant l'énergie non perturbée de l'électron sans interaction, et \sum_E l'énergie due à la perturbation en présence des interactions. \sum_E est donnée dans l'approximation de Hartree Fock par :

$$\sum_E = \sum_m \text{Hart.} + \sum_m \text{exch} \quad (\text{III-1.10})$$

$\sum_m \text{Hart}$: est le terme de Hartree
 $\sum_m \text{exch}$: est le terme d'échange

Mott et Kaveh [37], en prenant le potentiel d'interaction entre une paire d'électrons $V(|r_1 - r_2|)$, et en ne considérant que le terme d'échange, donnent l'énergie propre S_E d'un électron avec une énergie E :

$$S_E = - \sum_E \iint d^3r_1 d^3r_2 V(|r_1 - r_2|) \psi_E^*(r_1) \psi_E^*(r_2) \psi_E(r_1) \psi_E(r_2) \quad (\text{III-1.11})$$

$$\text{avec } V(|r_1 - r_2|) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3q V(q) \exp\{iq(r_1 - r_2)\} \quad (\text{III-1.12})$$

Ils obtiennent :

$$S_E = - \frac{1}{(2\pi)^3} \int dE' N(E') \int d^3q V(q) |\langle \psi_E^* | \exp(iq r) | \psi_E \rangle|^2 \quad (\text{III-1.13})$$

En utilisant la relation qui lie le coefficient de diffusion D et les états propres:

$$|\langle \psi_E^* | \exp(iq r) | \psi_E \rangle|^2 = \frac{1}{\pi \hbar N(E_F)} \cdot \frac{D q^2}{(D q^2)^2 + (E-E')^2/\hbar} \quad (\text{III-1.14})$$

Ils arrivent à :

$$S_E = \frac{1}{\pi \hbar N(E_F)(2\pi)^3} \int dE' N(E') \int d^3q V(q) \frac{D q^2}{(D q^2)^2 + (E-E')^2/\hbar^2} \quad (\text{III-1.15})$$

En considérant le modèle d'écrantage de Thomas- Fermi , $V(q)$ s'écrit :

$$V(q) = \frac{1}{N(E_F)q^3} \quad (\text{III-1.16})$$

La variation δN de la densité d'état $N(E)$ due aux interactions électron-électron s'écrit :

$$\delta N(E) = \frac{\delta S_E}{\delta E} \quad (\text{III-1.17})$$

ce qui nous donne :

$$\delta N(E) = \frac{-1}{\pi \hbar (2\pi)^3} \int d^3q \frac{D q^2}{(D q^2)^2 + (E-E')^2/\hbar^2} \quad (\text{III-1.18})$$

$$\delta N(E) = (2 \pi^3 \hbar D l_0)^{-1} [-1 + l_0 \{ |E-E_F| / \hbar D \}^{1/2}] \quad (\text{III-1.19})$$

où l_0 est le libre parcours moyen. En intégrant l'équation III-1.19, nous obtenons :

$$N(E_F) = N_0(E_F) \{ 1 - 1/(2 \pi^3 \hbar D N_0(E_F) l_0) \} \quad (\text{III-1.20})$$

avec

$$D = \frac{V_F l_0}{3} \quad (V_F \text{ étant la vitesse de Fermi})$$

$$N(E_F) = N_0(E_F) \{ 1 - C_1/(k_F l_0)^2 \} \quad (\text{III-1.21})$$

avec $C_1 \approx 1$.

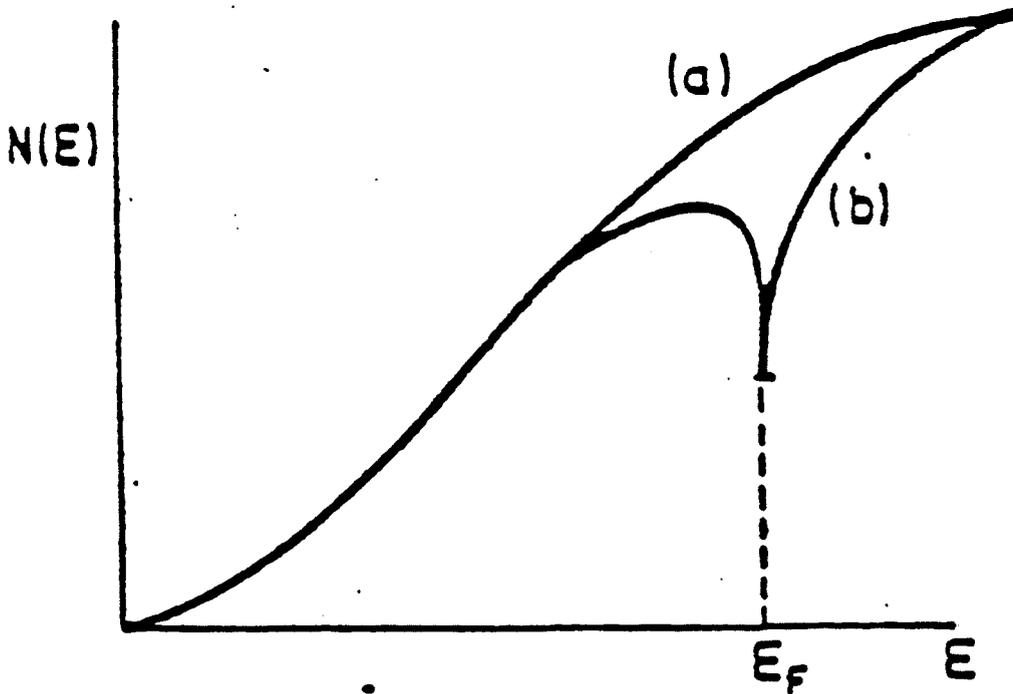


Figure III-1. Représentation de la densité d'état d'un gaz dégénéré en fonction de l'énergie
 a) Sans interaction électron - électron
 b) avec interaction électron - électron

Lee et ses collaborateurs [17] ont calculé à la variation de la conductivité due aux interactions électron - électron en utilisant la relation d'Einstein qui lie la conductivité à la densité d'état.

$$\sigma = e^2 D \frac{\delta n}{\delta \mu} \quad (\text{III-1.22})$$

avec μ le potentiel chimique.

Le fait que $N(E_F)$ est réduit affecte la constante de diffusion D . D'après Kaveh [38] le calcul direct de la variation de la conductivité due aux interactions électron - électron donne :

$$\frac{\delta \sigma}{\sigma(0)} = 8 \delta N (\epsilon = k_B T) / 3N \quad (\text{III-1.23})$$

où $k_B T$ remplace $\epsilon = |E_F - E|$.

Remarquons que nous avons considéré seulement le terme d'échange dans le calcul de la variation de la densité d'état due aux interactions électron-électron. Donc toutes les considérations prises sont valables uniquement lorsque le terme d'échange domine.

Fukuyama et Lee [39] ont pris en compte à la fois le terme d'échange et celui de Hartree. Ce dernier a un signe opposé au terme d'échange et a tendance à réduire l'interaction effective.

Le potentiel de Hartree [39] s'écrit :

$$V_{\text{Hartree}} = \left\{ \frac{1}{N(E_F) a^3} \right\} \times F \quad (\text{III-1.24})$$

où le paramètre F caractérise l'amplitude des interactions. Il est donné dans l'approximation de Thomas-Fermi par :

$$F = \frac{\text{Log}(1+X)}{X} \quad (\text{III-1.25})$$
$$X = \left(\frac{2k_F}{K_{T-F}} \right)^2$$

k_F = vecteur d'onde de Fermi

K_{T-F} = vecteur d'onde d'écrantage de Thomas-Fermi

Le terme de Hartree est compté deux fois à cause de la dégénérescence des spins. Donc l'équation III-1.19 doit être multipliée par $(1 - 2F)$.

Lee et Fukuyama [39] donnent la variation de la conductivité métallique due aux interactions électron-électron en tenant compte à la fois du terme d'échange et de celui de Hartree.

$$\frac{\delta\sigma}{\sigma(0)} \approx 0,03 \left(\frac{\hbar}{m^*D} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{T_F} \right)^{3/2} \left(\frac{4}{3} - 2F \right) \quad (\text{III-1.26})$$

T_F est la température de Fermi ($T_F = \frac{E_F}{k_B}$).

III-1.2. En présence du champ magnétique B

a) Point de vue de Lee et Ramakrishnan (dégénérescence des niveaux d'énergie associés aux spins opposés)

En présence d'un champ magnétique les niveaux d'énergie associés à des spins opposés se séparent (effet Zeeman). Lee et Ramakrishnan [40] modifient le calcul de la correction à la conductivité métallique due aux effets des interactions, en tenant compte de la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie et obtiennent l'expression suivante :

$$\delta\sigma_I(B,T) = \delta\sigma'_I(T) + \delta\sigma''_I(B,T) \quad (\text{III-1.27})$$

où $\delta\sigma'_I(T)$ est un terme indépendant du champ magnétique et qui correspond au moment magnétique de spin $S_z = 0$.

$$\delta\sigma'_I(T) = \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{4\pi^2} \frac{1,3}{\sqrt{2}} \left(\frac{4}{3} - \frac{\tilde{F}_\sigma}{2} \right) \sqrt{\frac{k_B T}{\hbar D}} \quad (\text{III-1.28})$$

où
$$\tilde{F}_\sigma = - \left[\frac{32}{d(d-2)} \right] \left[1 + \frac{dF}{4} - \left(1 + \frac{F}{2}\right)^{d/2} \right] / F \quad (\text{III-1.29})$$

avec d = la dimensionalité de l'échantillon.

Le terme $\delta\sigma''_I(B,T)$ dépend du champ magnétique et correspond au moment magnétique de spin $|S_z| = 1$. $\delta\sigma''_I(B,T)$ est donné par :

$$\delta\sigma''_I(B,T) = - \frac{e^2}{\hbar} \frac{\tilde{F}_\sigma}{4\pi^2} \sqrt{\frac{k_B T}{2 \hbar D}} g_3(h) + \delta\sigma''_I(0,T) \quad (\text{III-1.30})$$

où $\delta\sigma''_I(0,T)$ est la contribution à la correction de la conductivité due aux interactions à champ nul. $\delta\sigma''_I(0,T)$ est donnée par :

$$\delta\sigma''_I(0,T) = - \frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{4\pi^2} \frac{1,3}{\sqrt{2}} \tilde{F}_\sigma \sqrt{\frac{k_B T}{\hbar D}} \quad (\text{III-1.31})$$

la fonction $g_3(h)$ s'écrit :

$$g_3(h) = \int_0^{\infty} d\Omega \frac{d^2}{d\Omega} [\Omega N(\Omega)] \left(\sqrt{\Omega+h} + \sqrt{|\Omega-h|} - 2\sqrt{\Omega} \right) \quad (\text{III-1.32})$$

avec

$$N(\Omega) = [\exp(\Omega) - 1]^{-1} \quad (\text{III-1.33})$$

$$h = \frac{g \mu_B B}{k_B T}$$

g est le facteur de Landé, et μ_B le magnéton de Bohr.

La fonction $g_3(h)$ a pour limites respectivement :

$$g_3(h) = \begin{cases} \sqrt{h} - 1,3 & h \gg 1 \\ 0,053 h^2 & h \ll 1 \end{cases} \quad (\text{III-1.34})$$

En présence d'un champ magnétique, l'expression totale de la correction à la conductivité métallique due à l'effet Zeeman est égale à :

$$\delta\sigma_I(B,T) = \left[\frac{e^2}{\hbar} \frac{1}{4\pi^2} \frac{1,3}{\sqrt{2}} \left(\frac{4}{3} - \frac{3}{2} \tilde{F}\sigma \right) \sqrt{\frac{k_B}{\hbar D}} - \frac{e^2}{\hbar} \frac{\tilde{F}\sigma}{4\pi^2} \sqrt{\frac{k_B}{2\hbar D}} g_3(h) \right] T^{1/2} \quad (\text{III-1.35})$$

Nous obtenons une dépendance de $\delta\sigma_I(B,T)$ en $T^{1/2}$.

b) Effet des interactions électron-électron

En présence du champ magnétique, les interactions électron-électron ont un effet considérable sur le signe du coefficient m . Altshuler et ses collaborateurs [35] ont calculé la correction à la conductivité métallique due à ces interactions électron-électron. Ils ont obtenu l'expression suivante :

$$\delta\sigma_{\text{inter(électr-électr)}} = - \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} g(B) \left(\frac{e B}{\hbar} \right)^{1/2} \phi_3 \left(\frac{2 e B D}{\pi k_B T} \right) \quad (\text{III-1.36})$$

où D est la constante de diffusion. $g(B)$ s'exprime en fonction du facteur de Hartree Fock et du champ magnétique B . Selon Lee et Ramakrishnan [40], à champ magnétique non nul.

$$g(B) = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \frac{E_F}{E_0} \right]^{-1} \quad (\text{III-1.37})$$

où $E_0 = \text{Max} (k_B T, 2 D e B)$

Dans notre cas la quantité $2 D e B$ est toujours supérieure à $k_B T$, $k_B T$ étant maximum pour $T = 4,2^\circ\text{K}$.

d'où
$$g(B) = \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \frac{E_F}{2 D e B} \right]^{-1} \quad (\text{III-1.38})$$

E_F étant l'énergie de Fermi.

La fonction $\phi_3 \left(\frac{2 e B D}{\pi k_B T} \right)$ est donnée par :

$$\phi_3(x) = \left(\frac{\pi}{2x} \right)^{1/2} \int_0^\infty \frac{t^{1/2} dt}{\text{Sh}^2 t} \left[1 - \frac{x t}{\text{sh} x t} \right] \quad (\text{III-1.39})$$

avec $x = \frac{2 e B D}{\pi k_B T}$.

Ousset et ces collaborateurs [41] donnent une approximation de la fonction $\phi_3(x)$ en fonction de x . Pour $x \geq 2,4$:

$$\phi_3(x) = 1,9 - 2,3 x^{-1/2} + 1,2266 x^{-2} - 0,826 x^{-3/5} \quad (\text{III-1.40})$$

La variable x dépend à la fois du champ magnétique B et de la température T $\left[x = c \cdot \frac{B}{T} \right]$. c est une constante égale à $\frac{2 e D}{\pi k_B}$ (c vaut 8.64 pour l'échantillon InP 401 et 8.26 pour l'échantillon InP 504). Dans l'équation III-1.40 le seul terme qui nous permet d'avoir une dépendance de la correction à la conductivité en $T^{1/2}$, est le deuxième terme. En effet, $- 2,3 / \sqrt{x} = - 2,3 \cdot \frac{T^{1/2}}{B^{1/2} c^{1/2}}$. Les deux derniers termes sont négligeables devant le terme en $T^{1/2}$, leurs valeurs maximales sont obtenues pour la température $T = 4.2^\circ\text{K}$ et le champ

magnétique $B = 0.5$ Tesla. Dans ces conditions extrêmes, la somme de ces deux termes est environ six fois plus petite que le terme en $T^{1/2}$. La fonction $\phi_3(x)$ se réduit à :

$$\phi_3(x) = 1,9 - 2,3/\sqrt{x} \quad (\text{III-1.41})$$

En remplaçant les fonctions $g(B)$ et $\phi_3(x)$ par leur valeur dans l'équation (III-1.36), nous obtenons :

$$\delta\sigma_{\text{inter(électr-électr)}} = ((-2,3/\sqrt{x}) \cdot g(B)) + (1,9 \cdot g(B)) \left[-\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \right] \times \left[\frac{eB}{\hbar} \right]^{1/2} \quad (\text{III-1.42})$$

Dans cette expression le deuxième terme dépend uniquement du champ magnétique B , il contribue à la valeur de σ ($T=0^\circ\text{K}$) pour un champ donné. La conductivité métallique se mettant sous la forme $\sigma = \sigma(T=0^\circ\text{K}) + m T^{1/2}$, nous arrivons à :

$$\delta\sigma_{\text{inter(électr-électr)}} = \left[\frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \times \frac{F}{2} \left[1 + \frac{F}{2} \text{Log} \frac{E_F}{2 D e B} \right]^{-1} \cdot \frac{2,3}{\sqrt{c}} \right] \left[\frac{e}{\hbar} \right]^{1/2} T^{1/2} \quad (\text{III-1.43})$$

c) Effet de la localisation faible:

La correction à la conductivité due aux effets de la localisation en présence d'un champ magnétique B est donnée par Kawabata [42].

$$\delta\sigma_L(T,B) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} \sum_{N=0}^{\infty} \left[2 (\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) - \frac{1}{\sqrt{N+1/2+\delta}} \right] \quad (\text{III-1.44})$$

$$\text{où } \delta = \left(\frac{4 e D B}{\hbar} \cdot \tau_e \right)^{-1} \quad (\text{III-1.45})$$

τ_e étant le temps de diffusion inélastique.

Lorsque $\delta \ll 1$, et en utilisant l'égalité ci-dessous :

$$\Sigma (\sqrt{N+1+\delta} - \sqrt{N+\delta}) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dt t^{3/2} e^{-(N+\delta)t} (e^{-t} - 1) \quad (\text{III-1.46})$$

Isawa et ces collaborateurs [43] donnent une approximation de la correction $\delta\sigma_L(T,B)$ qui est la suivante :

$$\delta\sigma_L(T,B) = - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} (\sqrt{2}-1) \zeta\left(\frac{1}{2}\right) - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{1}{D\tau_e}} \quad (\text{III-1.47})$$

$\zeta\left(\frac{1}{2}\right)$ la fonction Zéta est donnée par :

$$\zeta\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} dt \frac{1}{\sqrt{t}} \left(\frac{1}{e^t - 1} - t^{-1} \right) \quad (\text{III-1.48})$$

$$\left[\zeta\left(\frac{1}{2}\right) = -1,46 \right].$$

Dans l'équation III-1-47 le premier terme ne dépend pas de la température, il dépend uniquement du champ magnétique et contribue à la valeur de σ ($T=0^\circ\text{K}$) pour un champ fixé. Par contre le deuxième terme dépend de la température à travers le temps de diffusion inélastique. En effet d'après Isawa[44] lorsque nous avons des températures T telle que $T < T_0$ avec :

$$T_0 = 0,17 \frac{\hbar}{\tau k_B} \quad (\text{III-1.49})$$

où τ est le temps de diffusion élastique.

alors :
$$\frac{\hbar}{\tau_e} = \left(\frac{33/2}{4} \right) k_B T / (E_F \tau / \hbar)^2 \quad (\text{III-1.50})$$

soit :

$$\tau_e = A T^{-1} \quad (\text{III-1.51})$$

A étant une constante.

Donc en prenant en considération toutes ces particularités l'équation III-1.47 peut s'écrire :

$$\delta\sigma_L(T,B) = - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{1}{DA}} T^{1/2} \quad (\text{III-1.52})$$

Ces trois effets (effet de la localisation faible , effet des interactions électron-

électron, effet Zeeman) donnent une variation de la conductivité en $T^{1/2}$. En présence d'un champ magnétique, leur somme conduit également à une correction à la conductivité en $T^{1/2}$.

III - 2. ETUDE DU CHANGEMENT DE SIGNE DU COEFFICIENT m

Afin d'expliquer physiquement le changement de signe du coefficient m, nous allons calculer pour chaque champ magnétique, la valeur théorique du coefficient m en tenant compte des trois effets évoqués dans le paragraphe précédent.

III-2.1. Calcul de la constante de Hartree F.

Pour calculer la constante de Hartree F, nous allons utiliser deux méthodes. La première donne l'expression de F dans l'approximation de Thomas - Fermi (Chapitre II, équations II-2.40 et II-2.41). La deuxième méthode consiste à utiliser l'approximation de Kleinman et Langreth [45,46]. Cette dernière approximation diffère de celle de Thomas - Fermi par le choix du potentiel d'écrantage, et par le fait que Kleinman et Langreth prennent en considération, dans leur calcul, des effets de corrélation. Ils donnent l'expression suivante de F que l'on notera $F_{K.L.}$.

$$F_{K.L} = \frac{\text{Log}(1 + \alpha)}{\alpha} \quad (\text{III-2.1})$$

avec

$$\alpha = \left(\frac{K_s}{2k_F} \right)^2 \quad (\text{III-2.2})$$

où k_F est le vecteur de Fermi, et K_s est un paramètre d'écrantage qui est déterminé par la relation :

$$k_F^2 / (K_s^2 + k_F^2) = \frac{1}{2} \left[1 + 0,158 (k_{T-F} / 2k_F)^2 \right] \quad (\text{III-2.3})$$

où k_{T-F} est le vecteur d'écran de Thomas - Fermi.

$$k_{T-F} = \left(\frac{12\pi n m^* e^2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon \hbar k_F} \right)^{1/2} \quad (\text{III-2.4})$$

n est la concentration en impuretés.

Les calculs ont été effectués pour les deux échantillons, et les valeurs de F trouvées sont respectivement ($F_{KL} = 0,88$, $F_{TF} = 0,427$) pour l'échantillon InP 401, et ($F_{KL} = 0,899$, $F_{TF} = 0,408$) pour l'échantillon InP 504.

III-2.2. Calcul théorique du coefficient m :

Nous allons à présent calculer pour chaque champ magnétique B inférieur au champ critique B_C , la valeur théorique du coefficient m qui lui correspond et que nous noterons $m_{\text{théor.}}(B)$. Pour cela nous additionnons tous les effets dus au champ magnétique et qui contribuent à la correction en $T^{1/2}$ [Effet des interactions électron-électron + effet de la localisation faible + effet de la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie associés aux spins opposés]. Rappelons au passage que cette correction proportionnelle à $T^{1/2}$ a été démontrée dans le chapitre II pour des systèmes situés du côté métallique de la transition metal-isolant mais suffisamment éloignés de cette transition. Les paramètres intervenant dans le calcul des différents termes de m sont regroupés dans le tableau II pour les deux échantillons

Tableau II

Paramètre		InP 401	InP 504
Masse effective	$\frac{m^*}{m_0}$	0,079	0,079
Constante diélectrique	ϵ	12,5	12,5
Concentration en impuretés	n	$8,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$	$1,24 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
Vecteur de Fermi	k_F	$1,344 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$	$1,5427 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$
Vitesse de Fermi	v_F	$1,9696 \cdot 10^5 \text{ m/s}$	$2,2596 \cdot 10^5 \text{ m/s}$
Energie de Fermi	E_F	$1,395 \cdot 10^{-21} \text{ J}$	$1,838 \cdot 10^{-21} \text{ J}$
Libre parcours moyen	l_0	178,1 Å	148,44 Å
Temps de diffusion élastique	τ_0	$9,045 \cdot 10^{-14} \text{ S}$	$6,57 \cdot 10^{-14} \text{ S}$
Constante de diffusion	D	$11,696 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{S}$	$11,182 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{S}$
Vecteur d'écran de Thomas-Fermi	K_{T-F}	$1,43 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$	$1,5638 \text{ m}^{-1}$
Paramètre $k_F l_0$	$k_F l_0$	2,393	2,29
Constante F_{K-L}	F_{K-L}	0,88	0,899
Concentration critique	n_c	$5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$	$5 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$
Champ critique de transition	B_c	8,6 T	15,2 T

En présence du champ magnétique B , la correction à la conductivité métallique σ s'écrit :

$$\delta\sigma = \delta\sigma_{\text{localisation}} + \delta\sigma_{\text{interactions élect-électr}} + \delta\sigma_{\text{levée de dégénérescence}} \quad (\text{III-2.5})$$

Le calcul de chacune de ces contributions se fera compte tenu des remarques qui suivent .

*En ce qui concerne l'effet de la levée de la dégénérescence des niveaux d'énergie associés aux spins opposés , nous utilisons l'équation III-1.35. Dans le cas où F est calculée dans l'approximation de Kleinman et Langreth ($F=F_{\text{KL}}$), nous obtenons un $\tilde{F}_\sigma = 0,8242$ pour InP 401, et $\tilde{F}_\sigma = 0,841$ pour InP 504. Par contre lorsque la constante de Hartree F est calculée dans l'approximation de Thomas-Fermi (F_{TF}), nous avons $\tilde{F}_\sigma = 0,4129$ pour l'échantillon InP 401 et $\tilde{F}_\sigma = 0,395$ pour l'échantillon InP 504. \tilde{F}_σ étant calculé grace à l'équation III-1.29.

La fonction $g_3(h)$ a été calculée numériquement, et $g_3(h)$ a été représentée sur la figure III-4 . Nous constatons que les limites de $g_3(h)$ données par III-1.34 sont vérifiées (pour les grandes valeurs de h qui correspondent à des champs magnétiques élevés la fonction $g_3(h)$ tend vers $[h^{1/2}-1,3]$, alors que pour les petites valeurs de h , $g_3(h)$ tend vers $0,053 h^2$.

* Dans le cas de l'effet des interactions électron-électron nous utilisons l'équation III-1.43 dans laquelle la constante c est égale à 8,64 pour l'échantillon InP 401 et 8,26 pour l'échantillon InP 504. Rappelons que dans l'expression III-1.37, E_0 est égale à 2 DeB car 2 DeB est toujours supérieur à $k_B T$ pour des températures inférieures ou égales à 4,2°K.

* En ce qui concerne la correction de la conductivité due à l'effet de la localisation faible, deux critères sont à vérifier avant de pouvoir utiliser l'équation III-1.52. Tout d'abord , il faut vérifier que la température reste inférieure à la température critique T_0 donnée par Isawa [44] par l'équation III-1.49. Après calcul , nous obtenons $T_0 = 14,456^\circ\text{K}$ pour l'échantillon InP 401, et $T_0 = 19,764^\circ\text{K}$ pour l'échantillon InP 504. Nous pouvons donc écrire que le temps de diffusion inélastique τ_e est proportionnel à l'inverse de la température. ($\tau_e = A T^{-1}$ équation III-1.51). La constante A est égale à $8,4246 \cdot 10^{-12} \text{ s.K}$ pour l'échantillon InP 401, et à $7,7132 \cdot 10^{-12} \text{ s.K}$ pour l'échantillon InP 504.

Le deuxième critère à vérifier est $\delta \ll 1$ avec $\delta = \left(\frac{4 De B}{\hbar} \tau_e \right)^{-1}$, afin que l'approximation faite par Isawa et al [15] (équation III-1.47), soit justifiée. Pour l'échantillon InP 401 $\delta = \frac{T}{59,879 B}$, et pour l'échantillon InP 504 $\delta = \frac{T}{54,822 B}$. δ est maximum lorsque $T = 4,2^\circ\text{K}$ et $B = 0,5$ Tesla. Dans ces conditions $\delta_{\text{max}} = 0,14$ pour InP 401 et $\delta_{\text{max}} = 0,15$ pour InP 504. Nous pouvons donc conclure que $\delta \ll 1$ et que l'approximation donnée par III-1.47 est justifiée. Dans les calculs nous ne tiendrons compte que du deuxième terme de III-1.47 puisque c'est le seul qui varie en $T^{1/2}$, l'autre terme qui est uniquement fonction du champ contribue à la valeur de σ_0 ($T=0^\circ\text{K}$) pour un champ magnétique donné.

III-2.3 Vérifications expérimentales et interprétation physique :

Dans le chapitre II nous avons représenté la variation de la conductivité σ en fonction de T^s ($s = 0,5$ où $s = 0,33$) pour les deux échantillons [InP 401 et InP 504] [Figures II-6, II-8 et II-9]. Ces tracés correspondent à des valeurs du champ magnétique pour lesquelles le coefficient $m(B)$ est positif.

Les figures [III-2 et III-3] représentent respectivement, pour InP 401 et InP 504, la conductivité σ en fonction de $T^{1/2}$ pour les valeurs de champ $B = 0\text{T}$ et $B = 0,5$ T. Pour ces valeurs de champ, le coefficient $m(B)$ est négatif.

Nous avons représenté la variation du coefficient $m_{\text{exp}}(B)$ déduit des mesures en fonction du champ magnétique B pour les deux échantillons [Figures III-5.a) et III-6.a)]. Lorsque le champ B tend vers zéro, c'est-à-dire quand nous sommes très loin de la transition, $m_{\text{exp}}(B)$ décroît rapidement et devient négatif. Par contre quand le champ magnétique B augmente et tend vers le champ critique B_c , $m_{\text{exp}}(B)$ croît change de signe et devient positif.

Thomas et Paalanen [47] ont étudié la variation de m dans Si: P lorsque la transition métal - isolant est atteinte en faisant varier la concentration d'impuretés. Ils montrent que $m(n)$ croît lorsque n tend vers la concentration critique n_c . Par contre $m(n)$ décroît et devient négatif lorsque n s'éloigne de n_c .

$m_{\text{exp}}(B)$ s'annule pour une valeur du champ magnétique $B \cong 2,3$ Tesla dans l'échantillon InP 401 et $B \cong 2,9$ Tesla dans l'échantillon InP 504. Par la suite,

nous noterons , B_0 , la valeur du champ magnétique pour laquelle $m_{\text{exp}}(B)$ s'annule.

Pour expliquer physiquement ce comportement du coefficient $m(B)$. Nous avons calculé pour tous les champs magnétiques les valeurs théoriques de $m(B)$ notées $m_{\text{théo}}(B)$ dans l'approximation de Kleinman et Langreth .Ces calculs ont été effectués à partir des résultats du paragraphe III-2-2.

Nous avons par la suite représenté sur les figures III-5.b et III-6.b , respectivement pour les échantillons InP 401 et InP 504 , les valeurs de $m_{\text{théo}}(B)$ calculées en fonction du champ magnétique B . Nous noterons B'_0 la valeur du champ pour laquelle $m_{\text{théo}}(B)$ s'annule .

Dans le cas de l'échantillon InP 401, nous obtenons une valeur de B'_0 égale à 2 Teslas , par contre en ce qui concerne l'échantillon InP 504 B'_0 vaut 3,9 Teslas. Dans les deux cas il est remarquable que B'_0 et B_0 sont sensiblement proches. L'effet de la levée de dégénérescence de spin est contenu dans les interactions de Hartree et n'a aucune influence sur le terme d'échange . La contribution de l'effet de localisation faible à $m_{\text{théo}}$ est constante et négative . Celle de l'effet des interactions électron-électron est positive et augmente avec le champ magnétique . Enfin la contribution de l'effet de dégénérescence de spin à $m_{\text{théo}}$ est négative et son amplitude croît lorsque le champ magnétique augmente.

Nous constatons également , pour les deux échantillons, que lorsque B est supérieur à B'_0 $m_{\text{théo}}$ est positif. Cela est dû au fait que dans ce domaine de champ magnétique les deux termes positifs , d'échange et celui des interactions électron-électron , dominant les deux termes négatifs de Hartree et de la localisation faible . En effet , au fur et à mesure que le champ B tend vers la valeur critique B_c l'effet des interactions électron-électron devient grand et le coefficient m croît sensiblement. Par contre pour des valeurs de champ magnétique inférieures à B'_0 $m_{\text{théo}}$ change de signe, devient négatif ,et décroît rapidement lorsque B tend vers zero . Dans ces conditions les deux termes négatifs de Hartree et celui de la localisation deviennent grand devant le terme dû aux interactions électron-électron qui décroît énormément à champ faible .

D'après Bhatt et Lee [48] le terme de Hartree est très grand à champ nul dans le phosphore d'indium car ce dernier est un semiconducteur monovallée dans lequel les interactions intervallées sont absentes. Ces interactions pourraient en effet être à l'origine d'une réduction importante des interactions de Hartree.

Kaveh et Mott [37 - 49] ont donné une interprétation qualitative du changement de signe du coefficient m en ne tenant compte que de l'effet de la levée de dégénérescence de spin. Selon eux la présence du champ magnétique à pour effet de séparer les niveaux associés à chaque spin d'une énergie $g_0 \mu_B B$. Cette séparation des niveaux d'énergie n'a aucune influence sur le terme d'échange. Par contre, le terme de Hartree est sensible à cette levée de la dégénérescence de spin. En effet, les interactions de Hartree contiennent le terme qui est dû à l'opposition des spins. Ce dernier change quand $g_0 \mu_B B > k_B T$. L'effet du champ magnétique est de remplacer dans l'expression (III-1.26) le facteur $(\frac{4}{3} - 2F)$ par $(\frac{4}{3} - F)$. Il s'en suit un changement de signe du coefficient m . En présence de champ magnétique fort, le terme $(\frac{4}{3} - F)$ est presque toujours positif puisque F est souvent inférieure à l'unité.

Rosenbaum et ses collaborateurs [50] ont montré dans SiAs que pour des champs magnétiques qui vérifient $g_0 \mu_B B > k_B T$, la contribution du terme de Hartree au coefficient $m(B)$ est réduite. Cela favorise la prédominance du terme d'échange, et $m(B)$ s'en trouve augmenté. Ceci concorde très bien avec nos résultats puisque $g_0 \mu_B B$ est supérieur à $k_B T$ lorsque le champ magnétique B est supérieur à 3,1 Teslas. $k_B T$ étant maximal pour $T = 4,2^\circ K$, $g_0 = 2$. Expérimentalement nous trouvons que $m(B)$ devient positif pour nos deux échantillons, InP 401 et InP 504, respectivement pour des champs magnétiques B tel que $B > 2,3 T$ [InP 401] et $B > 2,9 Tesla$ [InP 504].

Sur les figures III-7 et III-8 sont représentés, respectivement pour les échantillons InP 401 et InP 504, les valeurs expérimentales et théoriques du coefficient $m(B)$ en fonction du champ magnétique B . Ces dernières sont calculées dans l'approximation de Thomas-Fermi (notée $m_{théo}(B)$). Nous constatons que $m_{théo}(B)$ ne concorde pas avec les valeurs expérimentales de $m(B)$ comme c'était le cas dans l'approximation de Kleinman et Langreth.

III - 3. CONTRIBUTION DE L_i et L_{int} A LA CORRECTION DE LA CONDUCTIVITE EN $T^{1/2}$.

III-3.1 Calcul de L_i et L_{int}

D'après Kaveh et ses collaborateurs [51] , pour un échantillon suffisamment éloigné de la transition métal - isolant, la conductivité électrique dépend de plusieurs effets qui s'additionnent et qui sont les effets de diffusion inélastique, et les effets d'interaction. L'expression de la conductivité peut se mettre sous la forme :

$$\sigma = \sigma(T = 0) + C_L \left(\frac{e^2}{\hbar L_i} \right) + C_I \left(\frac{e^2}{\hbar L_{int}} \right) \quad (\text{III-3.1})$$

où $\sigma(T = 0)$ est la conductivité à température nulle, L_i est la longueur de diffusion inélastique, L_{int} est la longueur d'interaction. C_L et C_I sont deux constantes. Plusieurs auteurs [20-21] ont confirmé la validité de l'équation III-3.1 assez loin de la transition métal - isolant.

Pour un échantillon assez éloigné de la transition, les deux longueurs L_i et L_{int} contribuent à la correction de la conductivité en $T^{1/2}$. Il est intéressant de développer un critère de distinction de leur contribution. D'après Kaveh [20] ce critère est fourni par le comportement de m , et de la conductivité à température nulle $\sigma(T = 0)$.

La longueur de diffusion inélastique L_i est donnée par la relation

$$L_i = (D \tau_\epsilon)^{1/2} \quad (\text{III-3.2})$$

avec D la constante de diffusion, et τ_ϵ le temps de diffusion inélastique. D est égale à $\frac{v_F^2 \tau_0}{3}$. La longueur d'interaction L_{int} s'écrit :

$$L_{int} = \left(\frac{\hbar D}{k_B T} \right)^{1/2} \quad (\text{III-3.3})$$

Pour calculer L_i il faut déterminer τ_i , nous avons déjà vu que d'après Isawa [12] lorsque nous sommes à des températures $T < T_0$, τ_ϵ varie comme :

$$\tau_\epsilon = A T^{-1} \quad (\text{III-3.2})$$

Dans les tableaux III et IV nous avons rassemblé les valeurs de L_i et de L_{int} , respectivement pour InP 401 et InP 504, à plusieurs températures comprises entre 0,066°K et 4,2°K.

Tableau III (InP 401)

T°(K)	L _i (m)	L _{int} (m)
4,2	4,8436 10 ⁻⁸	4,612 10 ⁻⁸
2,81	5,9216 10 ⁻⁸	5,638 10 ⁻⁸
1,8	7,39 10 ⁻⁸	7,045 10 ⁻⁸
1,38	8,4499 10 ⁻⁸	8,045 10 ⁻⁸
0,82	1,096 10 ⁻⁷	1,0437 10 ⁻⁷
0,31	1,7828 10 ⁻⁷	1,697 10 ⁻⁷
0,265	1,928 10 ⁻⁷	1,836 10 ⁻⁷
0,22	2,116 10 ⁻⁷	2,015 10 ⁻⁷
0,085	3,404 10 ⁻⁷	3,2419 10 ⁻⁷
0,066	3,8638 10 ⁻⁷	3,68 10 ⁻⁷

Tableau IV (InP 504)

T°(K)	L _i (m)	L _{int} (m)
4,2	4,5315 10 ⁻⁸	4,509 10 ⁻⁸
2,55	5,8157 10 ⁻⁸	5,773 10 ⁻⁸
1,25	8,306 10 ⁻⁸	8,266 10 ⁻⁸
1	8,92869 10 ⁻⁸	9,2417 10 ⁻⁸
0,8	1,0383 10 ⁻⁷	1,03325 10 ⁻⁷
0,64	1,16087 10 ⁻⁷	1,1552 10 ⁻⁷
0,45	1,3844 10 ⁻⁷	1,3776 10 ⁻⁷
0,36	1,5478 10 ⁻⁷	1,5403 10 ⁻⁷
0,25	1,8574 10 ⁻⁷	1,848 10 ⁻⁷
0,168	2,738 10 ⁻⁷	3,0805 10 ⁻⁷
0,14	2,482 10 ⁻⁷	2,469 10 ⁻⁷
0,115	2,738 10 ⁻⁷	2,725 10 ⁻⁷
0,09	3,095 10 ⁻⁷	3,0805 10 ⁻⁷

III-3.2. Critère de distinction

D'après les tableaux III-3 et III-4, nous constatons que les deux longueurs L_i et L_T sont très voisines ($L_i \cong L_{int}$). Selon Kaveh et ses collaborateurs [51], lorsque la température est inférieure à T_0 et si $k_F l_0 < 2,3$, ce qui est notre cas, les inverses de la longueur de diffusion inélastique L_i et de la longueur d'interaction L_{int} sont donnés par les expressions .

$$L_i^{-1} \propto T^{1/2} / (\sigma(T=0))^{3/2} \quad (\text{III-3.5})$$

$$L_{int}^{-1} \propto T^{1/2} / (\sigma(T=0))^{1/2} \quad (\text{III.3.6})$$

En écrivant l'équation III-3.1. sous la forme $\sigma = \sigma(T=0) + m(B) T^{1/2}$ et en négligeant soit les effets de diffusion inélastique [$m_T(B)$], soit les effets d'interaction [$m_I(B)$], nous obtenons :

$$m_I(B) \propto (\sigma(T=0))^{-3/2} \quad (\text{III-3.7})$$

et

$$m_{int}(B) \propto (\sigma(T=0))^{-1/2} \quad (\text{III-3.8})$$

Pour chaque valeur du champ magnétique B , $m_I(B)$ est la pente de la droite $\sigma = f(T^{1/2})$ lorsque les effets de diffusion inélastique dominant. $m_T(B)$ est la pente de la droite $\sigma = f(T^{1/2})$ quand ce sont les effets d'interaction qui dominant.

Nous avons représenté les variations de $\text{Log}(m(B))$ en fonction de $\text{Log}(\sigma(T=0))$ sur les figures III-9 et III-10 respectivement pour les échantillons InP 401 et InP 504 .

Pour InP 401 , nous constatons qu'en dessous de la valeur de champ B égale à 7 T, nous obtenons une pente de - 1,325 assez proche de - 3/2. Ceci montre que dans ce domaine de champ magnétique le coefficient $m(B)$ est proportionnel à $(\sigma(T=0))^{-3/2}$. C'est donc la longueur de diffusion inélastique L_i qui contribue le plus à la correction de la conductivité en $T^{1/2}$. Cette contribution de L_i est d'autant plus importante que le champ est faible.

Pour des champs supérieurs à 7 T , la pente est égale à - 0,35 , valeur assez proche de - 1/2 . Le coefficient $m(B)$ est proportionnel à $(\sigma(T=0))^{-1/2}$, c'est

donc la longueur d'interaction L_{int} qui contribue le plus au terme de conductivité en $T^{1/2}$.

En ce qui concerne l'échantillon InP 504, pour des champs magnétiques supérieurs à 9 Teslas nous obtenons une pente de - 0,63 assez proche de $-1/2$ [$m(B) \propto (\sigma(T=0))^{-1/2}$]. Ceci implique une contribution plus importante de L_{int} à la correction de la conductivité en $T^{1/2}$. Au dessous de la valeur 9 Teslas, nous trouvons une pente égale à - 1,6 proche de $-3/2$ [$m(B) \propto (\sigma(T=0))^{-3/2}$]. La contribution de L_i à la correction de la conductivité est prédominante .

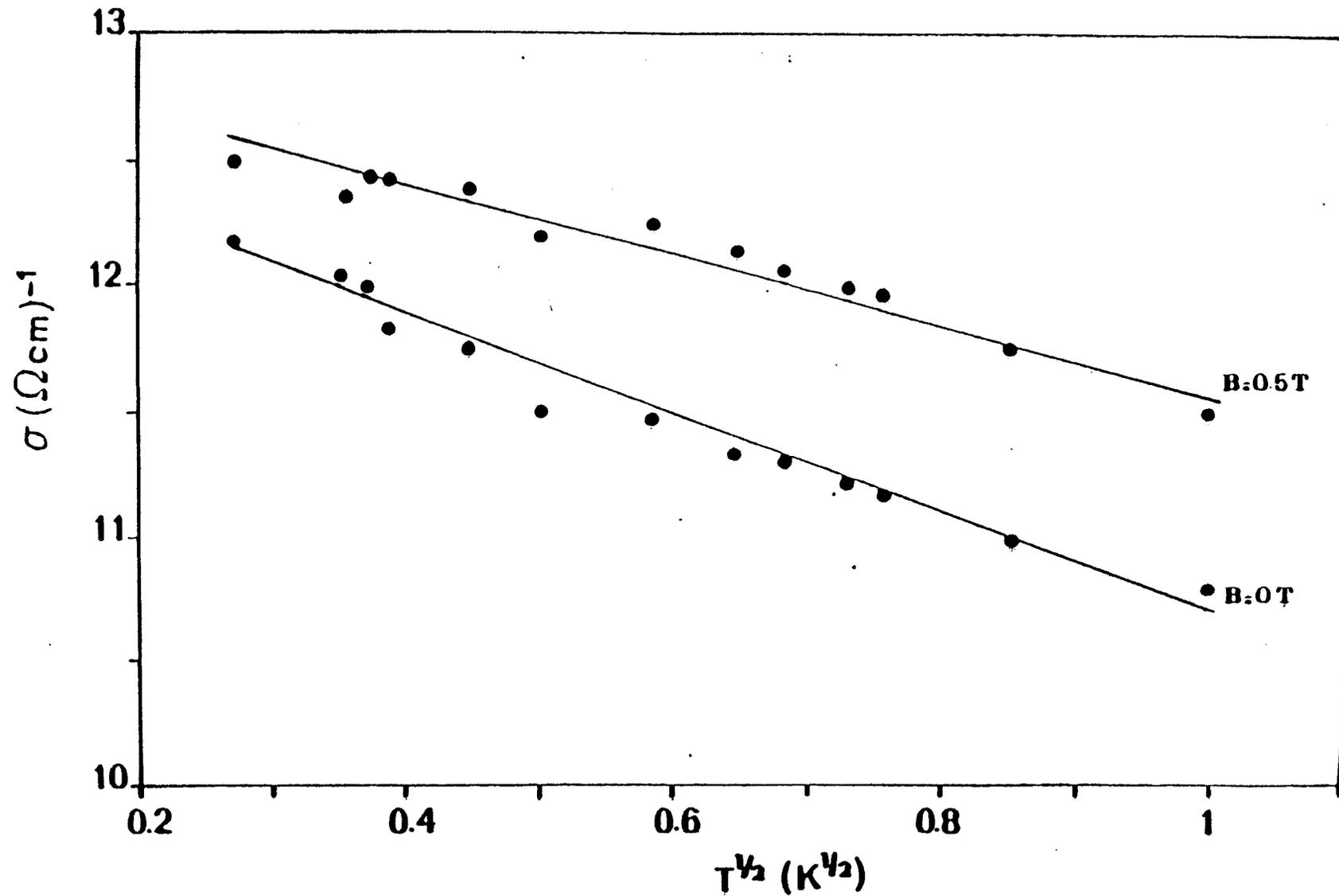


FIGURE III-2: variation de σ en fonction de $T^{1/2}$ pour InP 401 à $B=0$ et $B=0,5 \text{ T}$. Le coefficient m est négatif.

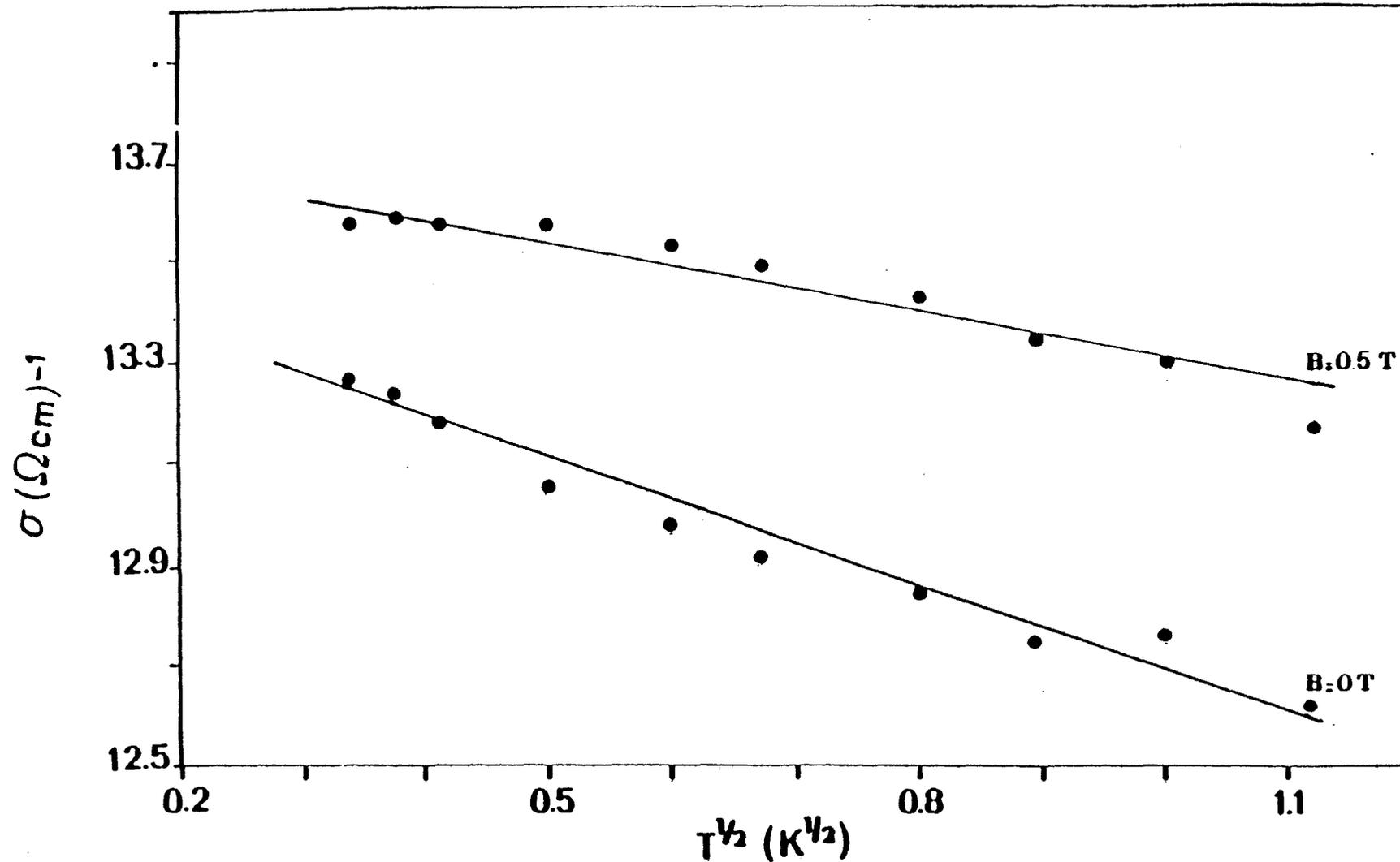


FIGURE III-3 : variation de σ en fonction de $T^{1/2}$ pour InP 504 à $B=0$ et $B=0,5$ T. Le coefficient m est négatif.

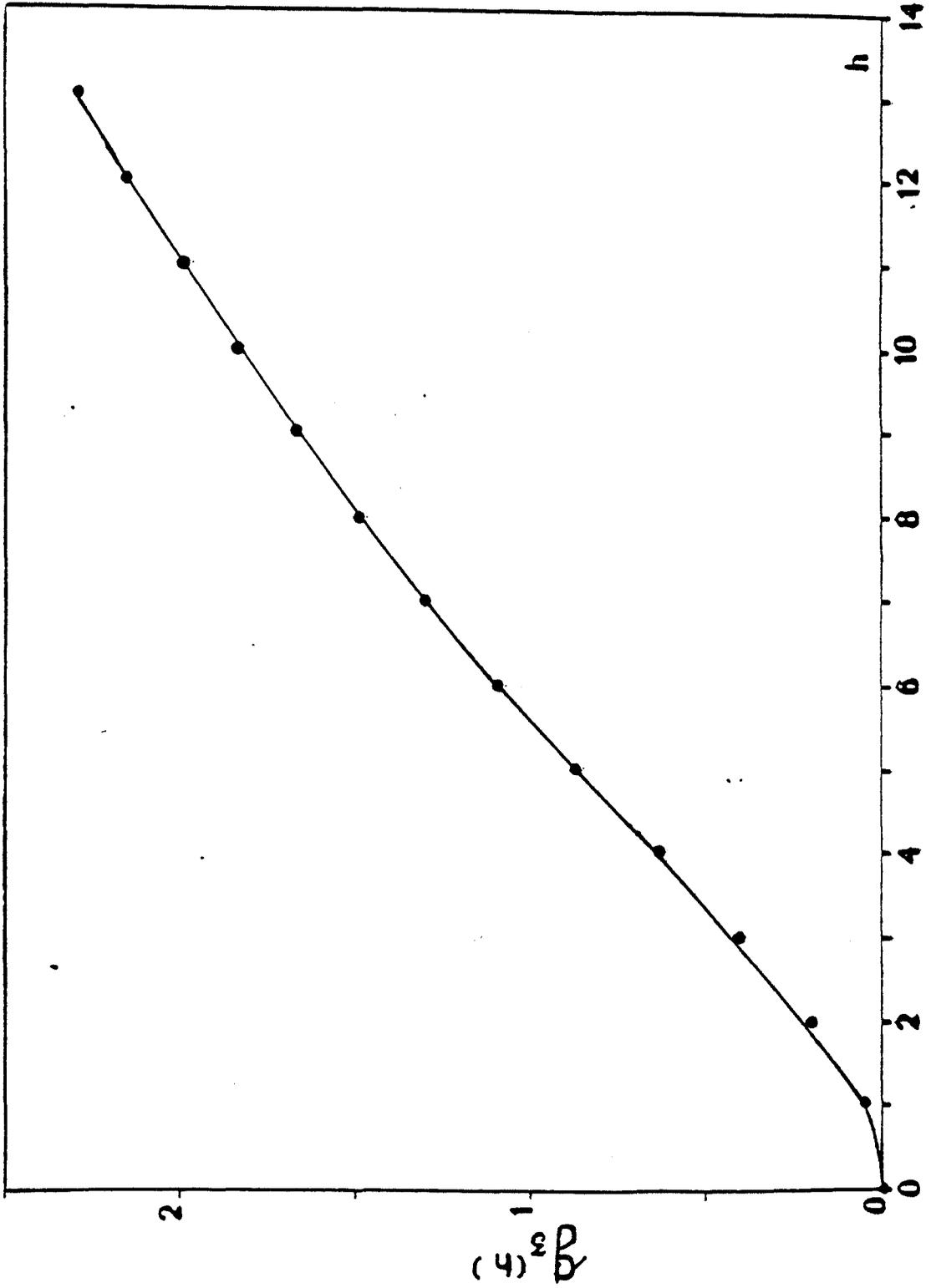


FIGURE III-4: Variación de la función $g_3(h)$ en función de h .

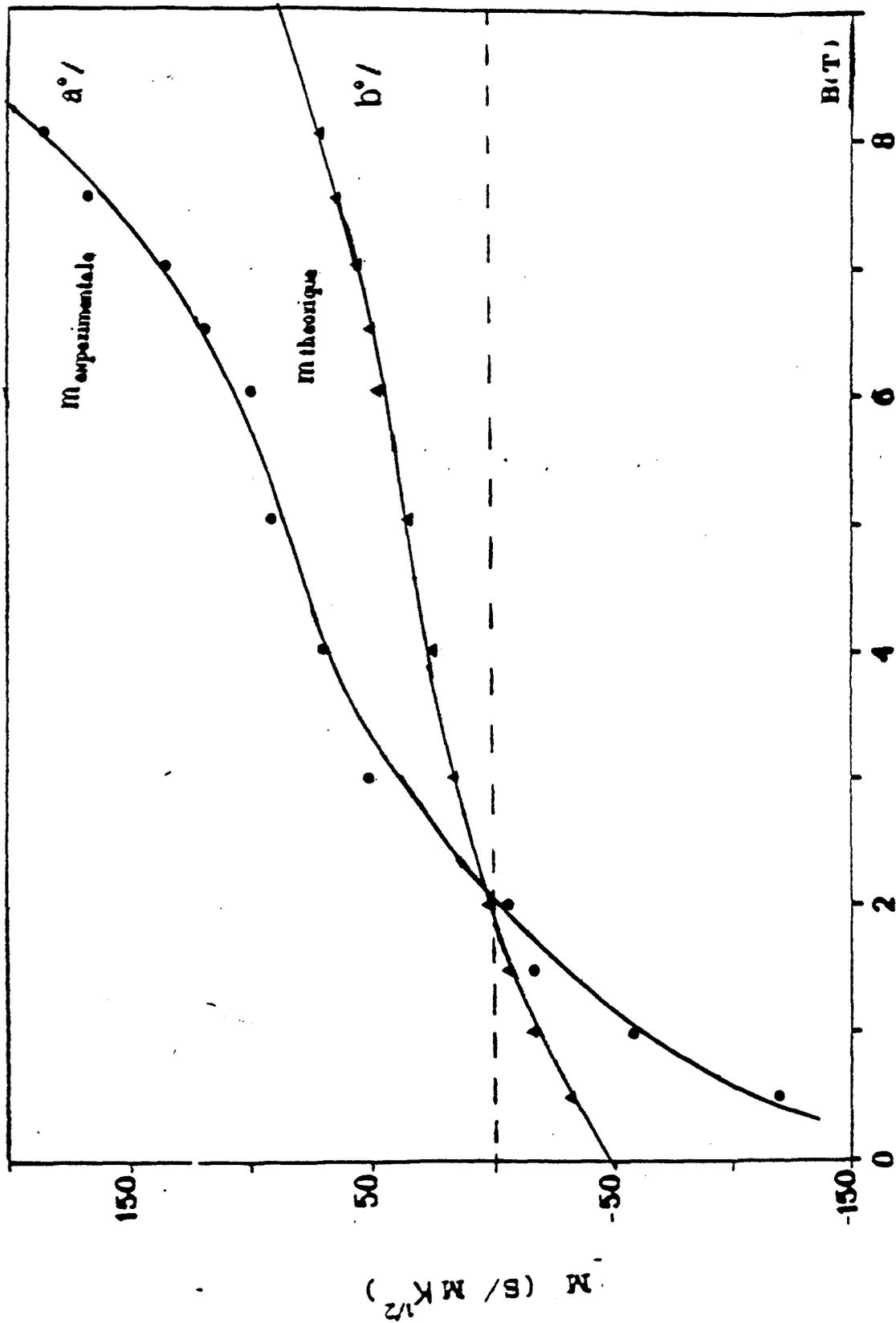


FIGURE-III 5: Variation du coefficient m en fonction du champ magnétique B pour InP 401 [avec $F = F_{KL}$].

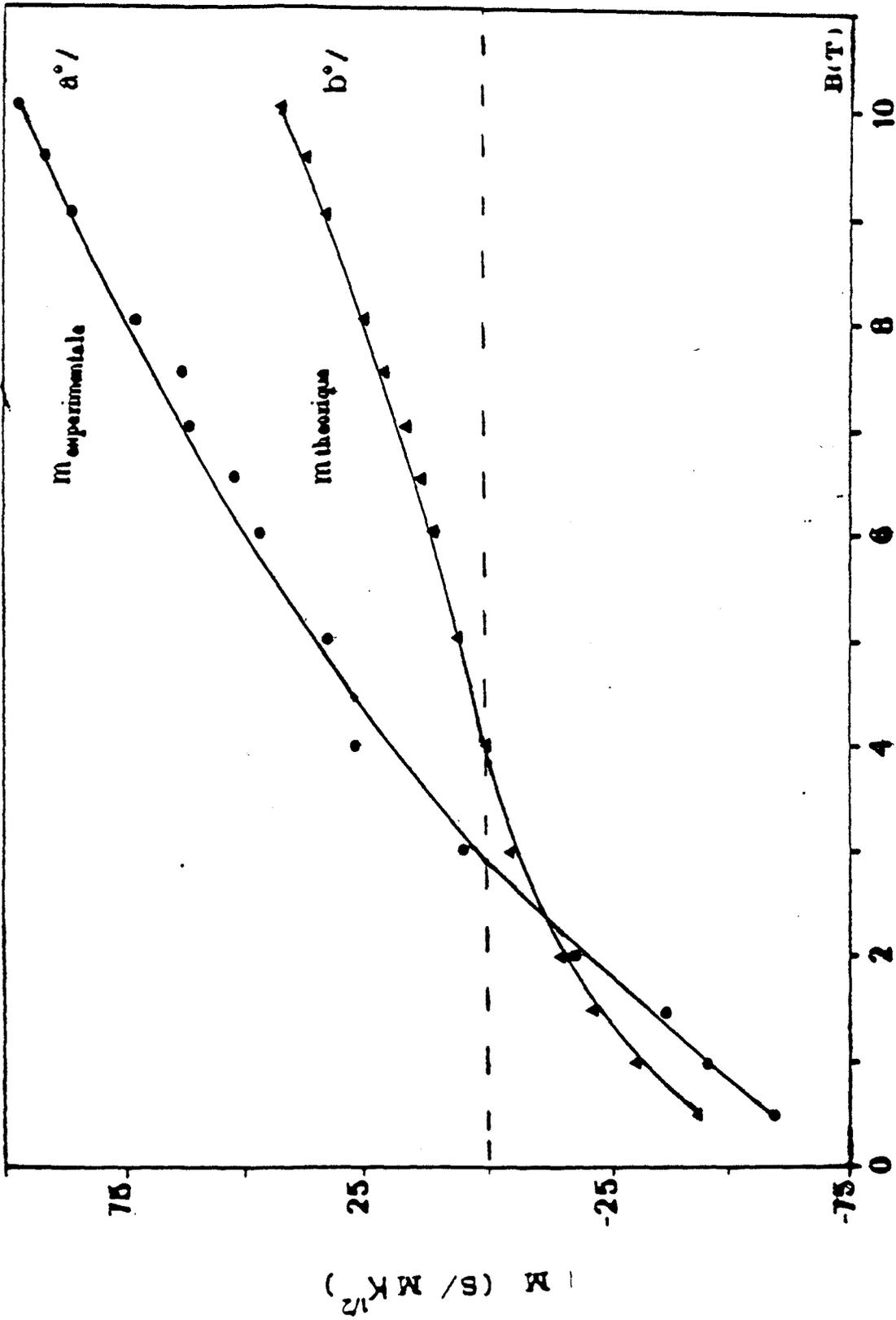


FIGURE-III 6: Variation du coefficient M en fonction du champ magnétique B pour InP 504 [avec $F = F_{KL}$].

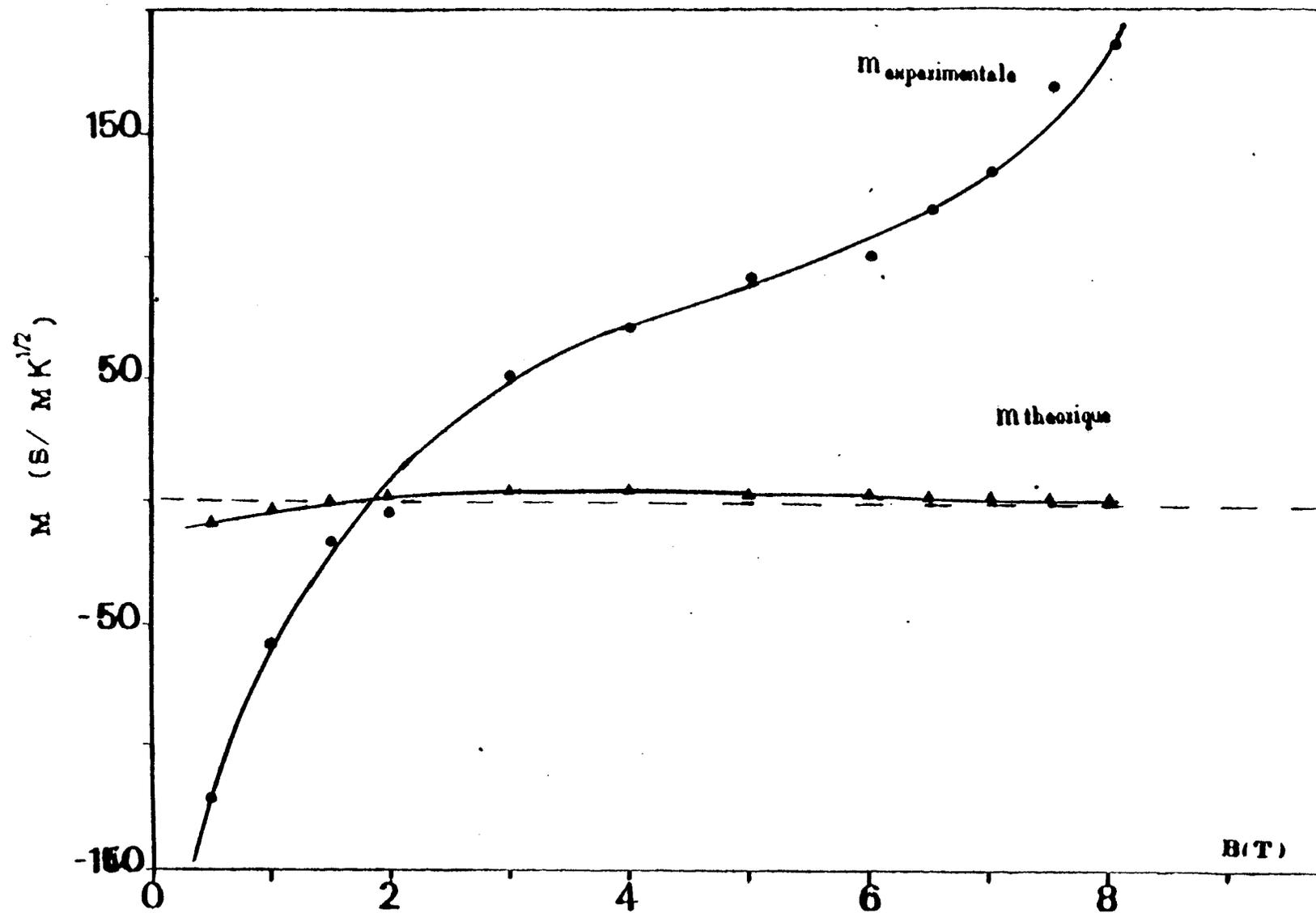


FIGURE- III 7; Variation du coefficient m en fonction du champ magnétique B pour InP 401 [avec $F = F_{TP}$].

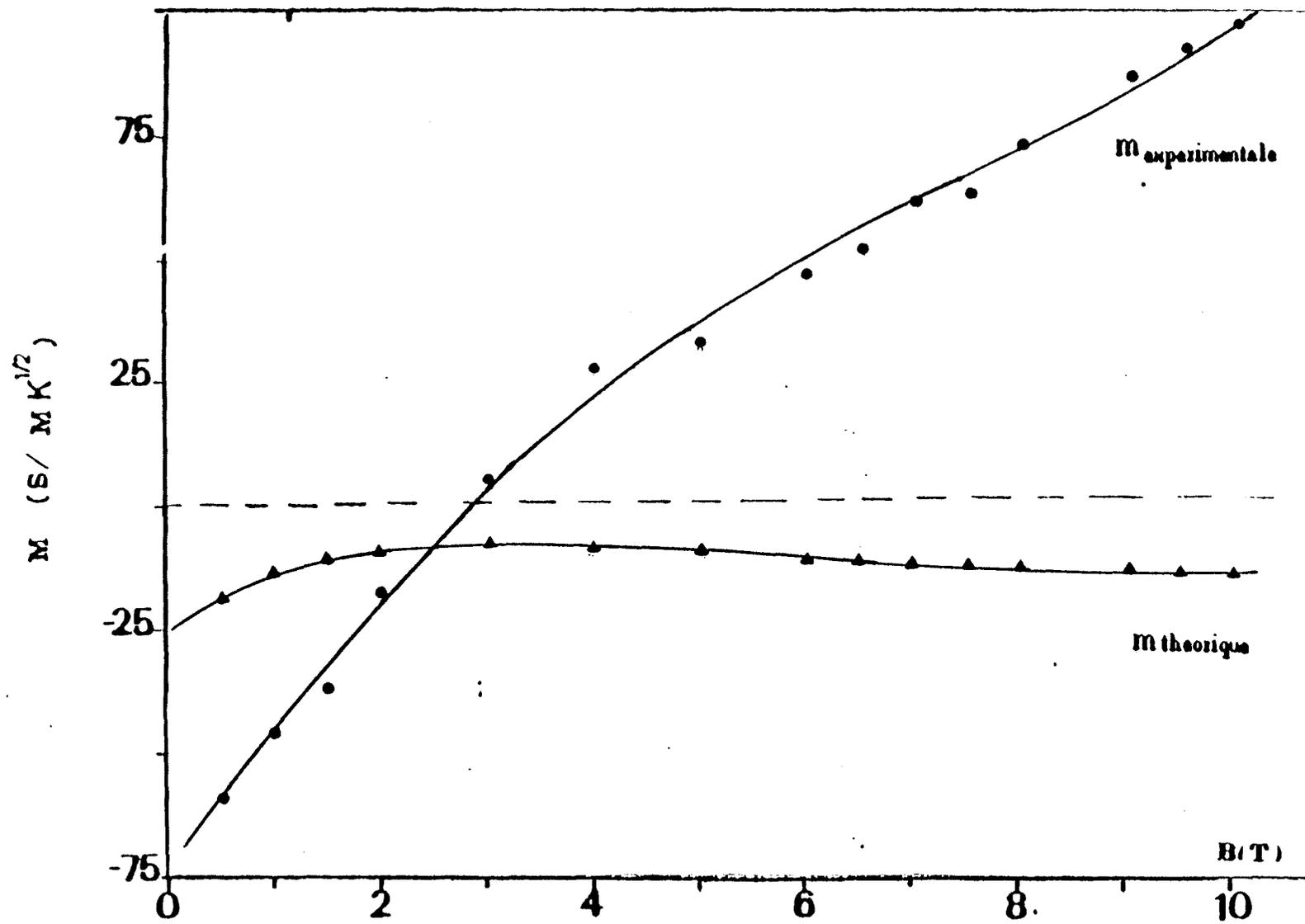


FIGURE-III 8: Variation du coefficient m en fonction du champ magnétique B pour InP 504 | avec $F = F_{Tf}$.

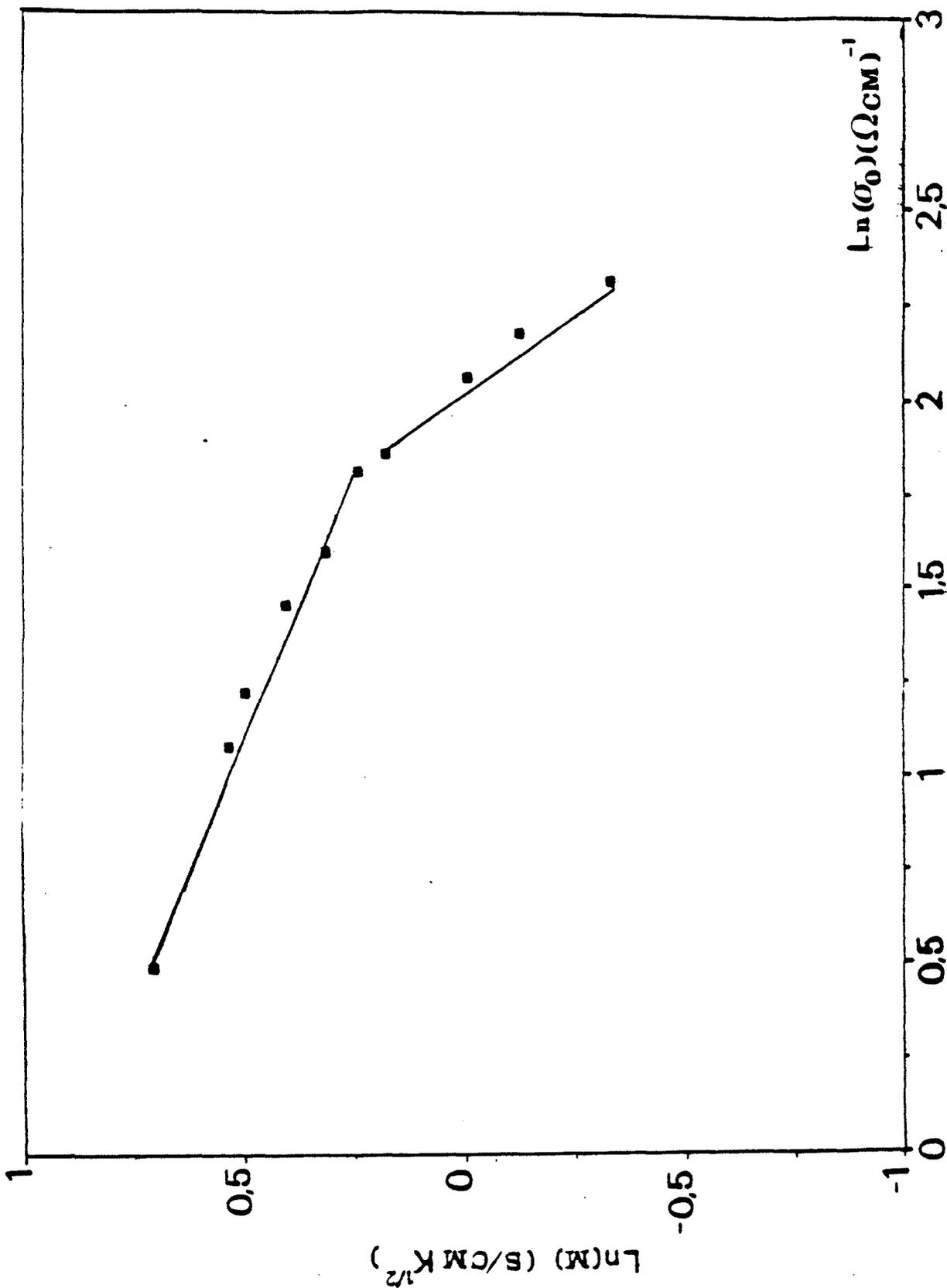


FIGURE III-9: variation de $\text{Log}(m(B))$ en fonction de $\text{Log}(\sigma(T=0))$ pour InP 401 pour différents champs magnétiques.

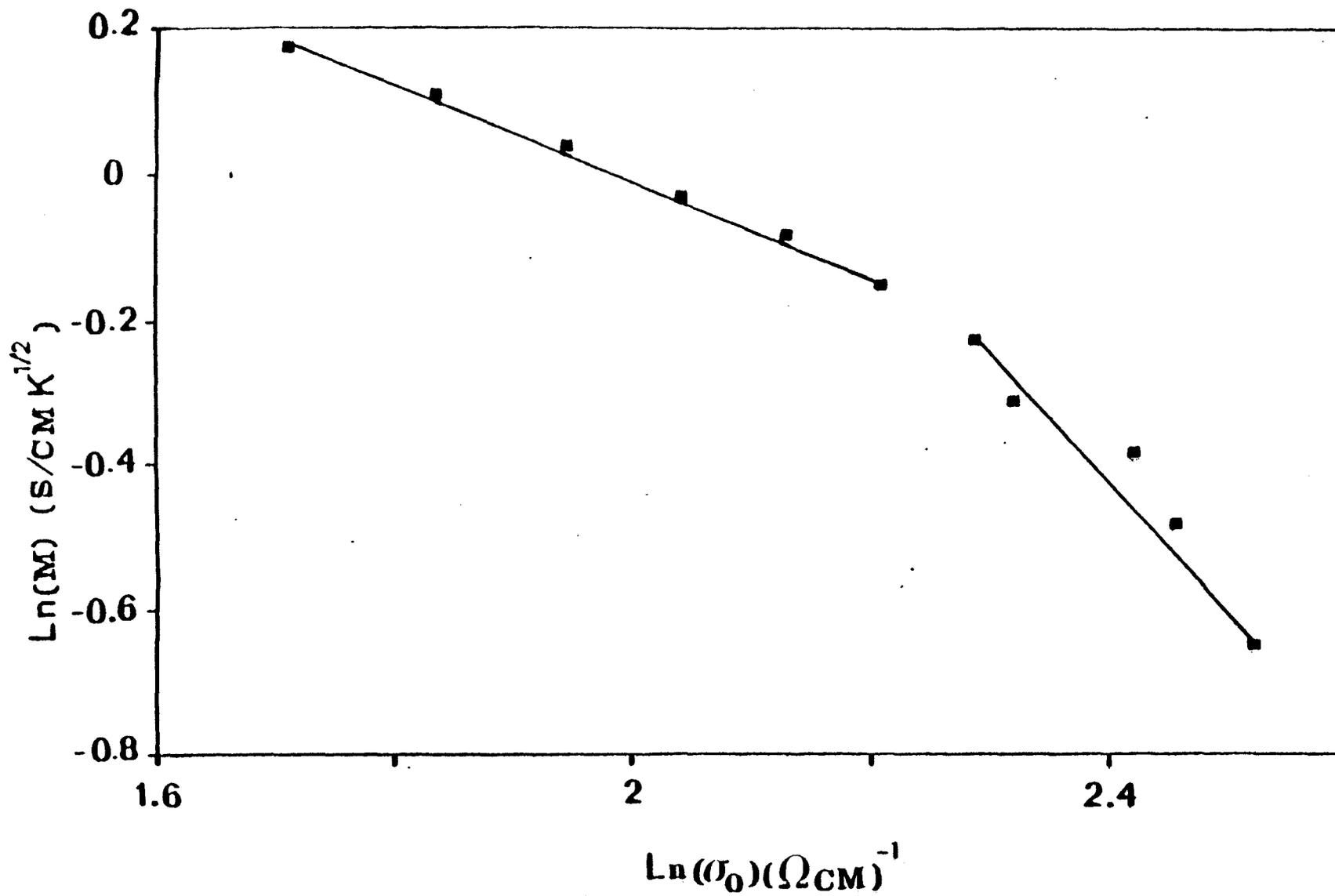


FIGURE III-10: variation de Log (m(B)) en fonction de Log($\sigma(T=0)$) pour InP 504 pour différents champs magnétiques.

CHAPITRE IV

*Etude de la conductivité
dans le régime isolant*

Nous allons à présent nous intéresser au mode de conduction du côté isolant de la transition. Pour cela , nous étudions le comportement de la conductivité avec la température pour des champs magnétiques supérieurs au champ critique B_c . Dans le cas de l'échantillon InP 504 , ce champ critique B_c est égal à 15,2 Teslas. Nos mesures se limitant à 11 Teslas, cet échantillon ne subit aucune transition. Par conséquent , cette étude ne pourra être réalisée que sur l'échantillon InP 401.

IV-1. REGIME DE CONDUCTION PAR SAUT A DISTANCE VARIABLE.

Dans le cas où le niveau de Fermi E_F est en dessous du front de mobilité E_c , si les états sont fortement localisés et la température est basse, ou si les états sont faiblement localisés et la température est intermédiaire , l'électron saute sur le site énergétiquement le plus favorable . La conduction se fait par saut à distance variable. L'expression de la conductivité prend la forme :

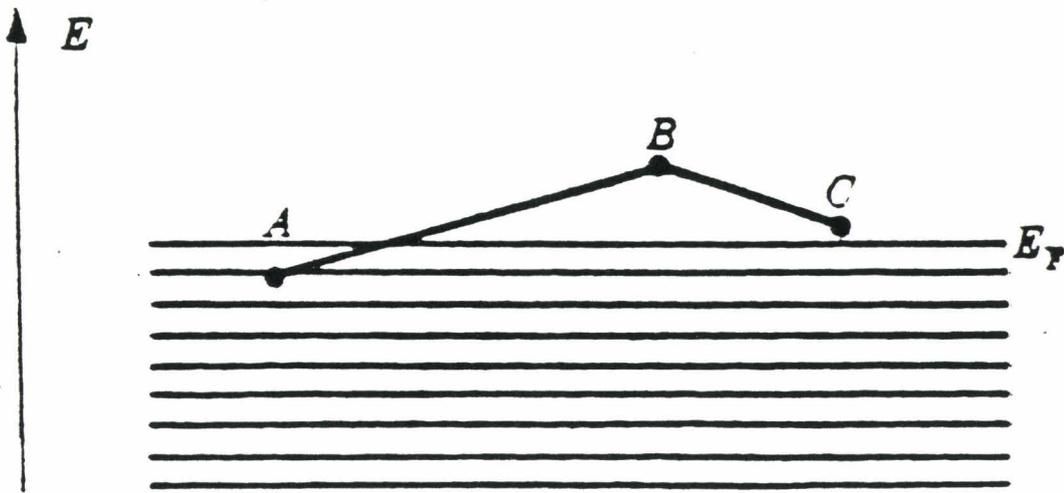
$$\sigma = \sigma'_3 \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \quad (\text{IV-1.1})$$

où T_0 a la dimension d'une température. T_0 dépend de la densité d'états au niveau de Fermi et de la longueur de localisation. Plusieurs auteurs [52,53] ont élaborés des modèles théoriques qui traitent le mécanisme de conduction par saut. Ces modèles sont basés sur une première étude faite par Miller et Abrahams [54].

IV-1.1. Modèle de Mott et Davis.

Mott et Davis [52] ont traité le mécanisme de conduction par saut activé thermiquement en faisant intervenir des électrons dans des états d'énergie très voisins du niveau de Fermi.

L'électron dans l'état A (au dessous du niveau de Fermi) effectue un saut pour se retrouver dans un état B au dessus du niveau de Fermi.



*Mécanisme de conduction par saut de
A (état inoccupé) à B et de B à C.*

La probabilité p par unité de temps pour que le saut ait lieu se déduit du produit de plusieurs termes :

1°/* Un terme de Boltzmann qui est égal à $\exp(-\frac{w}{kT})$, ou w est la différence entre les énergies des deux sites A et B.

2°/*Un terme qui dépend du spectre des phonons :

$$v_{Ph} = \left[\frac{E_1^2}{\pi \rho_0 S^5 \hbar^4} \right] \left[\frac{2 e^2 \alpha}{3K} \right]^2 (\alpha R)^2 \quad (IV-1.2)$$

où :

- E_1 : énergie de déformation,
- ρ_0 : masse spécifique du matériau,
- S : vitesse du son,
- R : distance de saut,
- α : inverse de la longueur de localisation

3°/* Un terme qui dépend du recouvrement des fonctions d'ondes électroniques. En présence d'un champ électrique, la probabilité de saut par unité de temps dans la direction du champ est la différence des probabilités de saut dans

chaque sens. Cette dernière est égale à $v_{ph} \exp \left\{ -2 \alpha R - \frac{w}{k_B T} \pm \frac{e \vec{R} \cdot \vec{E}}{k_B T} \right\}$, ou E est le champ électrique.

La densité du courant électrique j s'obtient en multipliant l'expression obtenue par la charge de l'électron e , la distance de saut R et la densité d'électrons situés dans une zone de largeur $k_B T$ autour du niveau de Fermi, c'est à dire $[2 N(E_F) k_B T]$.

$$j = 2 e R k_B T N(E_F) v_{ph} \exp \left[2 \alpha R - \frac{w}{k_B T} \right] \sinh \left[\frac{e \vec{R} \cdot \vec{E}}{k_B T} \right] \quad (IV-1.3)$$

L'expression de la conductivité σ est donnée par:

$$\sigma = \frac{j}{E} = \frac{2 e R k_B T}{E} v_{ph} N(E_F) \exp \left[-2 \alpha R - \frac{w}{k_B T} \right] \sinh \left[\frac{e \vec{R} \cdot \vec{E}}{k_B T} \right] \quad (IV-1.4)$$

Pour des champs électriques faibles $e R \cdot E \ll k_B T$, $\sinh \left[\frac{e \vec{R} \cdot \vec{E}}{k_B T} \right] = \frac{e R E}{k_B T}$.

Il en résulte que la conductivité σ ne dépend plus du champ électrique E , et la conductivité conserve un caractère ohmique.

Si la quantité $\alpha R_0 \leq 1$ avec R_0 la distance moyenne entre sites voisins, et si la température est suffisamment faible, nous obtenons un mécanisme de conduction par saut à distance variable. La distance de saut R croît lorsque la température décroît. Mott [55, 56] a mis en évidence ce mécanisme de conduction et a montré qu'à faibles températures la conductivité se comportait en $\exp \left(- \frac{B}{T^{1/4}} \right)$. A la température T l'électron doit sauter vers un site qui se trouve à une distance plus petite que la distance de saut R . Cela implique que l'électron a $(4 \pi (R/a)^3 / 3)$ sites disponibles. Celui-ci va choisir le site pour lequel l'énergie d'activation w est la plus petite possible :

$$w = \frac{3}{4 \pi R^3 N(E_F)} \quad (IV-1.5)$$

La distance moyenne de saut est donnée par :

$$\bar{R} = \frac{\int_0^R r^3 dr}{\int_0^R r^2 dr} = \frac{3R}{4} \quad (\text{IV-1.6})$$

d'où la probabilité de saut par unité de temps :

$$v_{ph} \exp(-f(R)) \quad (\text{IV-1.7})$$

avec $f(R) = 2 \alpha \bar{R} + \frac{w}{kT}$

v_{ph} varie très peu avec R et T . Par ailleurs la distance de saut aura une valeur qui rendra la probabilité de saut maximum.

$$\frac{\delta f(R)}{\delta R} = 0 \quad (\text{IV-1.8})$$

avec pour $f(R)$ l'expression $f(R) = 2 \alpha \bar{R} + \frac{w}{kT}$ qui devient en utilisant les équations IV-1.5 et IV-1.6 :

$$f(R) = \frac{3\alpha R}{2} + \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F) k_B T} \quad (\text{IV-1.9})$$

et d'après IV-1.8 nous obtenons l'équation :

$$\frac{3}{2} \alpha = \frac{9}{4\pi R^4 N(E_F) k_B T} \quad (\text{IV-1.10})$$

Cela conduit à une valeur optimale de la distance de saut :

$$R = \left[\frac{3}{2\pi \alpha N(E_F) k_B T} \right]^{1/4} \quad (\text{IV-1.11})$$

et à une valeur de l'énergie de saut :

$$w = \left(\frac{3}{4\pi} \right) \left(\frac{8\pi \alpha k_B T}{9} \right)^{3/4} N(E_F)^{1/4} \quad (\text{IV-1.12})$$

En tenant compte des expressions des paramètres qui interviennent dans la probabilité de transition, l'expression de la conductivité déduite de l'analyse de Mott s'écrit :

$$\sigma = \frac{e^2 E_1^2}{12 \pi \rho S^5 \hbar^4} \left(\frac{8\pi N k_B T}{9} \alpha \right)^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2K} \right) \exp -2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N k_B T} \right)^{1/4} \quad (\text{IV-1.13})$$

L'expression ainsi obtenue a été déterminée dans le cas où $qR \geq 1$, q étant le vecteur d'onde des phonons qui interviennent dans le mécanisme.

IV - 1.2. MODELE D'ALLEN ET ADKINS

ALLEN et ADKINS [53] ont donné les différentes expressions de la conductivité en régime de saut à distance variable, correspondant aux valeurs prises par le produit qR . Ces équations varient selon les hypothèses de départ.

MILLER et ABRAHAMMS [54] ont déterminé la probabilité de saut entre deux sites, dans l'approximation du potentiel de déformation. Cette probabilité s'écrit sous deux formes différentes selon les valeurs du produit qR .

$$U_{ij} = \left(\frac{E_1^2}{\pi \rho_0 S^5 \hbar^4} \right) w^2 |\Delta| n_q \quad \text{si } qR \geq 1 \quad (\text{IV-1.14})$$

avec n_q = nombre de phonons

Δ = écart énergétique entre les deux sites d'impuretés i et j .

w = énergie de résonance entre les deux sites i et j .

(énergie de saut entre les sites i et j).

$$U_{ij} = \left(\frac{9^2 R^2 E_1^2}{2\pi \rho_0 S^5 \hbar^4} \right) w^2 |\Delta| n_q \quad \text{si } qR \leq 1 \quad (\text{IV-1.15})$$

à partir de ces deux relations, nous arrivons à montrer que l'analyse faite par Mott ou par des modèles de percolation [57] conduisent à une expression générale de la conductivité en régime de saut à distance variable qui s'écrit :

$$\sigma = A \exp (- BT^{-1/4}) \quad (\text{IV-1.16})$$

Cette relation prend différentes formes, qui dépendent de l'expression choisie pour la constante de diffusion ou de la manière de prendre en compte l'interaction électron - phonon [58], ceci aboutit à des coefficients A et B différents. ALLEN et ADKINS ont obtenu les expressions suivantes pour la conductivité σ selon les valeurs du produit qR .

$$\sigma = \frac{1}{2304 \pi^6} \frac{e^6 E_1^2}{(K)^2 \rho_0 S^7 \hbar^6} \left(\left(\frac{2\pi \alpha^{11} k_B T}{N^3} \right)^{1/2} \exp - \left(2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N K T} \right)^{1/4} \right) \right)$$

pour $qR \ll 1$ (IV-1.17)

et

$$\sigma = \frac{1}{576 \pi^5} \frac{e^6 E_1^2}{(K)^2 \rho_0 S^5 \hbar^4} \left(\frac{2\pi \alpha^9}{N K T} \right)^{1/2} \exp - \left(2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N K T} \right)^{1/4} \right)$$

pour $qR \geq 1$ (IV-1.18)

IV-2. POINT DE VUE DE ZVYAGIN

Zvyagin [59] a étudié la dépendance de la conductivité σ en fonction de la température près de la transition. Pour cela il utilise un modèle de la théorie d'échelle de la localisation [5] basé sur la fonction $\beta(G)$ de Gell-Mann.

$$\frac{d \text{Log } G(L)}{d \text{Log } L} = \beta(G(L)) \quad (IV-2.1)$$

$G(L)$ étant la conductance du système qui est un cube de côté L .

$G(L)$ est liée à la conductivité σ par la relation :

$$G = \left(\frac{e^2}{\hbar} \right)^{-1} L^{d-2} \sigma \quad (IV-2.2)$$

où d est la dimensionalité du système. La forme asymptotique de la fonction $\beta(G)$ est connue [5]. Elle décroît en $\text{Log } G$ quand G est petit, et tend vers $d-2$ lorsque $G \rightarrow \infty$.

La conductivité peut s'exprimer en fonction de la grandeur L , et d'un paramètre γ qui dépend de la position du niveau d'énergie de l'état relativement au seuil de localisation.

Considérons un système à trois dimensions. La région critique est définie par la condition $\gamma L \ll 1$. Nous posons $G = G_c$, où G_c est la valeur de G qui annule la fonction $\beta(G)$ à la transition. La conductivité σ s'écrit :

$$\sigma \equiv \frac{G_c e^2}{\hbar L} \quad (\text{IV-2.3})$$

Lorsque L est très grand ($\gamma L \gg 1$), la dépendance de σ en fonction de L devient exponentielle.

$$\sigma(L) \equiv A \frac{e^2}{\hbar L} \exp(-\gamma L) \quad (\text{IV-2.4})$$

où A est une constante.

D'après Zvyagin [59], en dehors de la région critique du côté isolant de la transition la conductivité σ s'écrit :

$$\sigma = e^2 G_c (\hbar L_i(T))^{-1} \exp[-\gamma L_i(T)] \quad (\text{IV-2.5})$$

où L_i est la longueur de diffusion inélastique. La dépendance de σ en température est déterminée par L_i .

$$L_i = \sqrt{D \tau_\varepsilon} \quad (\text{IV-2.6})$$

avec D le coefficient de diffusion inélastique et τ_ε le temps de diffusion inélastique. Il s'en suit :

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{T_0}{T} \right)^s \right] \quad (\text{IV-2.7})$$

où σ_0 et T_0 sont des paramètres qui ont respectivement les dimensions de la conductivité et de la température. Lorsque la distance optimale de saut R_{opt} est supérieure à la longueur de diffusion inélastique L_i , nous obtenons un régime de conduction par saut à distance variable comme le prévoit Mott [60] ($s = \frac{1}{4}$). Si les effets du gap de Coulomb sont importants [61], alors $s = \frac{1}{2}$.

La relation qui lie la conductivité à la température est exprimée par l'expression $\sigma(L)$ [équation IV-2.3]. En effet, lorsque la longueur L est finie,

La relation qui lie la conductivité à la température est exprimée par l'expression $\sigma(L)$ [équation IV-2.3]. En effet, lorsque la longueur L est finie, elle peut être remplacée par la longueur L_i qui dépend de la température. L_i représente le déplacement d'un électron pendant un temps τ_e entre deux diffusions inélastiques. Dans la région critique définie par $\gamma L_i \ll 1$, la conductivité σ s'écrit :

$$\sigma \sim T^{1/3} \quad (\text{IV-2.8})$$

Ce résultat est obtenu en combinant d'une part la relation d'Einstein qui lie la conductivité σ au coefficient de diffusion D , [$\sigma = (\frac{\delta n}{\delta \mu} e^2 D)$], et l'équation IV-2.3. Par ailleurs, nous utilisons le fait que dans la région critique le temps de diffusion inélastique τ_e est proportionnel à T^{-1} [18]. Cette dépendance de la conductivité en $T^{1/3}$ est obtenue des deux côtés de la transition aussi bien du côté isolant que du côté métallique.

Du côté isolant de la transition, le comportement $\sigma \sim T^{1/3}$ peut être interprété dans les termes de conduction par saut à distance non optimale. Au voisinage de la transition, la longueur de saut est très petite devant la longueur de localisation. La plupart des sauts effectifs sont des sauts au plus proche voisin dont les énergies sont comprises dans une bande de l'ordre de $k_B T$ autour du niveau de Fermi. Alors L_{in} est de l'ordre de la distance de saut $(\rho k_B T)^{-1/3}$, où ρ est la densité des états localisés. En utilisant l'équation IV-2.3., nous obtenons la relation du type IV-2.8. qui lie la conductivité à la température.

IV - 3. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

IV-3.1. Expression de la conductivité en fonction de la température

a) Régime en $T^{1/3}$.

Dans le chapitre II, nous avons déterminé le champ critique B_c qui sépare les régions métallique et isolante : B_c est estimé à 8,6 Teslas pour l'échantillon InP 401. Nous avons également montré que pour les deux valeurs du champ magnétique $B = 8,7$ T et $B = 8,8$ T la conductivité σ varie en $T^{1/3}$ (Figures II-5 et II-9), or pour ces deux champs, nous nous trouvons du côté isolant de la transition. Nous expliquons ce comportement par le régime de saut à distance non optimale proposé par Zvyagin [59]. En effet d'après Mott [62] dans le régime de saut à distance variable la distance optimale du saut est donnée par :

$$R_{opt} = \left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) \alpha k_B T \right]^{-1/4} \quad (IV-3.1)$$

α étant l'inverse de la longueur de localisation (ζ_{loc}) des fonctions d'ondes électroniques. Lorsque nous sommes très proche de la transition et du côté isolant de celle-ci, la longueur de localisation ζ_{loc} devient très grande [les fonctions d'ondes électroniques décroissent sur une grande distance]. D'après Zvyagin [59] dans de telles conditions le saut se produira au plus proche site thermiquement accessible. Si le nombre de sites par unité de volume thermiquement accessibles avec une énergie E est $n(E)$, le nombre de ces sites les plus proches est seulement égal à $\left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) k_B T \right]$. La distance moyenne de séparation entre de tels sites donnée par:

$$L_{site} = \left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) k_B T \right]^{-1/3} \quad (IV-3.2)$$

La conductivité σ étant proportionnelle à L^{-1} , nous obtenons l'expression

$$\sigma \propto T^{1/3}$$

b) Régime en $T^{-1/4}$

Pour mettre en évidence le régime de conduction par saut à distance variable [$\sigma = \sigma'_c \exp - (\frac{T_0}{T})^{1/4}$], nous procédons de la même façon que dans le chapitre II. Nous linéarisons l'expression $\sigma = \sigma'_c \exp - (\frac{T_0}{T})^{S'}$ en prenant le logarithme népérien. Nous obtenons l'expression :

$$\text{LOG } \sigma = \text{LOG } \sigma'_c - (\frac{T_0}{T})^{S'} \quad (\text{IV-3.3})$$

Ensuite pour chaque valeur du champ magnétique B , nous faisons varier l'exposant S' dans l'équation IV-3.3 de 0,01 à 1 avec un pas de 0,01. Nous effectuons à chaque fois une régression linéaire pour déterminer σ'_c et T_0 , et nous calculons le pourcentage de déviation donné par l'équation suivante :

$$\text{DEV}(\%) = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{100}{\sigma_i} \left(\sigma'_c \exp - (\frac{T_0}{T})^{S'} - \sigma_i \right) \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV-3.4})$$

où σ_i représente les valeurs expérimentales de la conductivité. Le meilleur ajustement est obtenu en choisissant le pourcentage de déviation minimal correspondant au plus faible écart entre les résultats de mesure et l'expression $\sigma = \sigma'_c \exp - (\frac{T_0}{T})^{S'}$.

La figure IV-1 représente le pourcentage de déviation DEV(%) [équation IV-3.4] en fonction de l'exposant S' dans l'équation IV-3.3, pour différents champs magnétiques de part et d'autre de la transition métal - isolant. Nous constatons que pour $B = 7 \text{ T}$ et $B = 8,5 \text{ T}$ DEV(%) augmente avec s sans jamais atteindre un minimum. Pour ces valeurs du champ magnétique, il n'y a pas de régime de conduction par saut à distance variable [σ varie en $T^{1/2}$ pour $B = 7\text{T}$, et en $T^{1/3}$ pour $B = 8,5 \text{ T}$, Chapitre II]. Par contre pour $B = 9\text{T}$ nous obtenons des minima de pourcentage de déviation pour une valeur de l'exposant S' très proche de $\frac{1}{4}$ [$S' = 0,25$ pour $B = 9\text{T}$ et $S' = 0,28$ pour $B = 9,5 \text{ T}$]. A partir du champ magnétique $B = 9 \text{ Teslas}$ nous observons un régime de conduction par saut à distance variable.

La figure IV-II, représente les courbes LOG σ en fonction de $T^{-1/4}$ pour des champs magnétiques compris entre 9 et 9,9 Teslas.

IV-3.2. Théorie d'échelle appliquée à la longueur de localisation ζ_{loc} .

a) Détermination de ζ_{loc} et de $N(E_F)$

L'interprétation de la conductivité par saut a été faite à l'aide de deux modèles décrits dans la première partie du chapitre IV (1,2). Ces modèles donnent une expression de la conductivité contenant le facteur α inverse de la longueur de localisation ζ_{loc} et la densité d'état au niveau de Fermi $N(E_F)$.

D'une façon générale ces modèles conduisent à une expression de la conductivité ayant la forme :

$$\sigma = AT^{1/4} \exp(-BT^{-1/4}) \quad (IV-3.5)$$

Biskupski et ses collaborateurs [63] ont utilisé plusieurs expressions théoriques de la conductivité en régime de saut à distance variable (en $T^{-1/4}$) pour déterminer ζ_{loc} et $N(E_F)$. Ils ont montré que l'expression [IV-1.13] donnée par Mott est la plus adéquate. En effet elle permet d'obtenir des valeurs de la longueur de localisation ζ_{loc} comparables au rayon de Bohr, et des grandeurs acceptables pour la densité d'état au niveau de Fermi. L'équation [IV-1.13] en question s'écrit :

$$\sigma = \frac{e^2 E_1^2}{12\pi \rho S^5 \hbar^4} \left[\frac{8\pi N(E_F) k_B T \alpha}{9} \right]^{1/4} \left(\frac{e^2 \alpha}{2K} \right)^2 \exp - 2,063 \left(\frac{\alpha^3}{N(E_F) k_B T} \right)^{1/4}$$

Par analogie avec l'équation IV-3.5, nous obtenons les expressions des constantes A et B :

$$A = \frac{e^6 E_1^2}{12\pi \rho S^5 \hbar^4} \left[\frac{8\pi N(E_F) k_B \alpha}{9} \right]^{1/4} \left(\frac{\alpha}{2K} \right)^2 \quad (IV-3.6)$$

et

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

ce qui donne :

$$A = Q(N(E_F))^{1/4} \alpha^{9/4}$$

$$B = \frac{2,063}{(N(E_F))^{1/4} k_B^{1/4}} \alpha^{3/4} \quad (\text{IV-3.7})$$

avec
$$Q = \frac{e^6 E_1^2}{12\pi \rho S^5 \hbar^4} \left(\frac{1}{2K} \right)^2 \left[\frac{8\pi k_B}{9} \right]^{1/4}$$

En multipliant A et B nous obtenons :

$$A B = Q \frac{2,063}{k_B^{1/4}} \alpha^3 \quad (\text{IV-3.8})$$

expression de laquelle on peut déduire :

$$\zeta_{\text{loc}}^3 = \frac{1}{\alpha^3} = \frac{Q \times 2,063}{A \cdot B k_B^{1/4}} \quad (\text{IV-3.9})$$

Ce qui permet de calculer la longueur de localisation à partir des constantes A et B .

Pour le calcul de $N(E_F)$ il suffit de poser :

$$A = Q N(E_F)^{1/4} \alpha^{9/4} \quad (\text{IV-3.10})$$

$$B^3 = \frac{(2,063)^3 \alpha^{9/4}}{N(E_F)^{3/4} k_B^{3/4}}$$

d'où une expression de $N(E_F)$ en fonction de A et B :

$$N(E_F) = \frac{A(2,063)^3}{Q B^3 k_B^{3/4}} \quad (\text{IV-3.11})$$

Les constantes A et B sont obtenues en prenant le logarithme népérien de l'équation IV-3.5. Nous obtenons :

$$\text{LOG } \sigma T^{-1/4} = \text{Log } A - B T^{-1/4} \quad (\text{IV-3.12})$$

Nous traçons les courbes $\text{LOG } (\sigma T^{-1/4})$ en fonction de $T^{-1/4}$ [Figure IV-3] pour chaque valeur du champ magnétique B comprise entre 9 et 11 Teslas.

Ensuite, nous effectuons une régression linéaire pour déterminer les deux constantes A et B, et en déduire ζ_{loc} et $N(E_F)$. A un champ donné correspond une longueur de localisation ζ_{loc} et une densité d'état au niveau de Fermi $N(E_F)$.

Dans le modèle de Mott la densité d'états ne varie pas en fonction de l'énergie. D'après la figure IV-4 qui représente $\text{LOG}(N(E_F))$ en fonction du champ magnétique B, $N(E_F)$ décroît lorsque B augmente. Cela peut s'expliquer par l'existence d'un "pseudogap", c'est à dire que pour des champs magnétiques supérieurs à 11 teslas nous pourrions observer un régime de conduction par saut à distance variable en $T^{1/2}$ (Shklovski). Ce régime se manifeste par un creusement de la bande d'impuretés (gap de coulomb).

b) Détermination de la température T_0 et de la distance moyenne de saut R_{hop} .

La température T_0 qui figure dans l'expression de conduction par saut à distance variable " $\sigma = \sigma_c \exp - (\frac{T_0}{T})^{1/4}$ " peut être obtenue en ajustant les droites $\text{LOG } \sigma = f(T^{-1/4})$ [Figure IV-2] pour chaque valeur du champ magnétique B.

T_0 peut être également calculer en utilisant directement les résultats obtenus dans le paragraphe précédent [paragraphe IV-3.2 a)] pour le calcul de la longueur de location ζ_{loc} et de la densité d'état au niveau de Fermi $N(E_F)$. En effet MOTT [4] donne une expression liant T_0 à ζ_{loc} et $N(E_F)$, et que l'on peut déduire de l'équation IV-1.13.

$$T_0 = \frac{\beta}{k_B N(E_F) [\zeta_{loc}]^3} \tag{IV-3.13}$$

avec $\beta = 18$

Soit $R(T)$ la distance de saut, Mott [55] obtient pour chaque température T l'expression qui lie la distance moyenne du saut R_{hop} à T_0 et à ζ_{loc} .

$$R_{hop} = \langle R(T) \rangle = 0,4 \zeta_{loc} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \tag{IV-3.14}$$

Pour une température donnée R_{hop} varie avec le champ magnétique par l'intermédiaire de ζ_{loc} et $N(E_F)$

c) Variation de ζ_{loc} et de T_0 en fonction du champ magnétique

Shafarman [64, 65] a étudié le mécanisme de conduction par saut à distance variable en $T^{-1/4}$ dans du Silicium amorphe dopé à l'arsenic (Si:P). Il a montré que la longueur de localisation suit une loi d'échelle :

$$\zeta_{loc} \propto \left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)^{-\nu} \quad (IV-3.15)$$

avec un exposant $\nu = 1$.

La figure IV-5 représente la variation de $\text{LOG } \zeta_{loc}$ en fonction de $\text{LOG} \left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)$ pour plusieurs valeurs du champ magnétique B . Nous constatons que la longueur de localisation ζ_{loc} suit la loi d'échelle donnée par l'équation IV-3.15. Nous obtenons un exposant très proche de l'unité $\nu = 0,959$.

La température T_0 est liée à ζ_{loc} et à $N(E_F)$ par la relation donnée par l'équation IV-3.13. Nous allons montrer que T_0 suit une loi d'échelle du type :

$$T_0 \propto \left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)^{\mu} \quad (IV-3.16)$$

Comme la densité d'états $N(E_F)$ varie avec le champ magnétique B , nous allons vérifier dans un premier temps la loi d'échelle qui lie la densité d'état $N(E_F)$ au champ magnétique :

$$N(E_F) \propto \left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)^{-\nu'} \quad (IV-3.17)$$

La représentation logarithmique de $N(E_F)$ en fonction de $\left(\frac{B}{B_c} - 1 \right)$ (figure IV-6) montre que $N(E_F)$ suit la loi donnée par l'équation IV-3.17. Nous obtenons un exposant $\nu' = 1,584$.

D'après l'équation IV-3.13, nous avons :

$$T_0 \propto \frac{1}{N(E_F) \zeta_{loc}^3}$$

En combinant les équations IV-3.15, IV-3.17 et IV-3.13, nous obtenons :

$$T_0 \propto \frac{1}{\left(\frac{B}{B_c} - 1\right)^{-(v'+3v)}} \quad (IV-3.18)$$

Par analogie avec l'équation IV-3.16, l'exposant μ est égal à $v' + 3v$ ($\mu = 4,461$).

Le graphe représentant $\text{LOG } T_0$ en fonction de $\text{LOG} \left(\frac{B}{B_c} - 1\right)$ [figure IV-7] montre que T_0 vérifie la loi d'échelle donnée par l'expression IV-3.17. Nous obtenons un exposant $\mu = 4,6$. Cette valeur de μ obtenue en calculant la pente de $\text{LOG } T_0 = f \left[\text{LOG} \left(\frac{B}{B_c} - 1\right) \right]$ est très proche de sa valeur théorique $v' + 3v$ ($\mu = 4,461$).

IV-3.3. Interprétation du passage de la conductivité du régime en $T^{1/3}$ au régime en $T^{-1/4}$.

Nous avons déjà étudié dans le paragraphe IV-3.1.a°/ la variation de la conductivité en $T^{1/3}$ du côté isolant de la transition et très près de celle-ci. Nous avons expliqué ce comportement par le régime de saut à distance non optimale. A partir de $B = 9T$ nous avons obtenu un régime de conduction par saut à distance variable en $T^{-1/4}$. Dans le but d'interpréter physiquement ce changement de régime, nous avons calculé la distance moyenne de saut R_{hop} [équation IV-3.14], et nous l'avons comparé à la longueur de localisation ζ_{loc} . Nous remarquons que lorsque R_{hop} devient supérieur ou égal à ζ_{loc} , c'est à dire à partir de $B = 9T$, nous obtenons un régime de saut à distance variable [Figure IV-8].

Pour les champs $B = 8,7 T$ et $B = 8,8 T$ nous sommes dans le régime de saut à distance non optimale. Nous calculons alors la distance moyenne de séparation entre sites thermiquement accessibles, que nous noterons L_{site} . En combinant l'équation IV-3.2. et celle donnée par Altshuler[18]

$$\sigma = \left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) T \right]^{1/3} \left(\frac{e^2}{h} \right) \quad (IV-3.20)$$

$$L_{\text{site}} = \left[\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) k_B T \right]^{-1/3}$$

$$\left(\frac{\delta n}{\delta \mu} \right) = \frac{1}{T} \left(\frac{\sigma \hbar}{e^2} \right)^3$$

il vient

$$L_{\text{site}} = \left[\frac{\sigma \hbar}{e^2} k_B^{1/3} \right]^{-1} \quad (\text{IV-3.21})$$

L_{site} varie avec le champ magnétique par l'intermédiaire de σ . Nous constatons que L_{site} , calculée pour $B = 8,7 \text{ T}$ et $B = 8,8 \text{ T}$, reste est très inférieure à la longueur de localisation ζ_{loc} qui diverge à la transition [Figure IV-8].

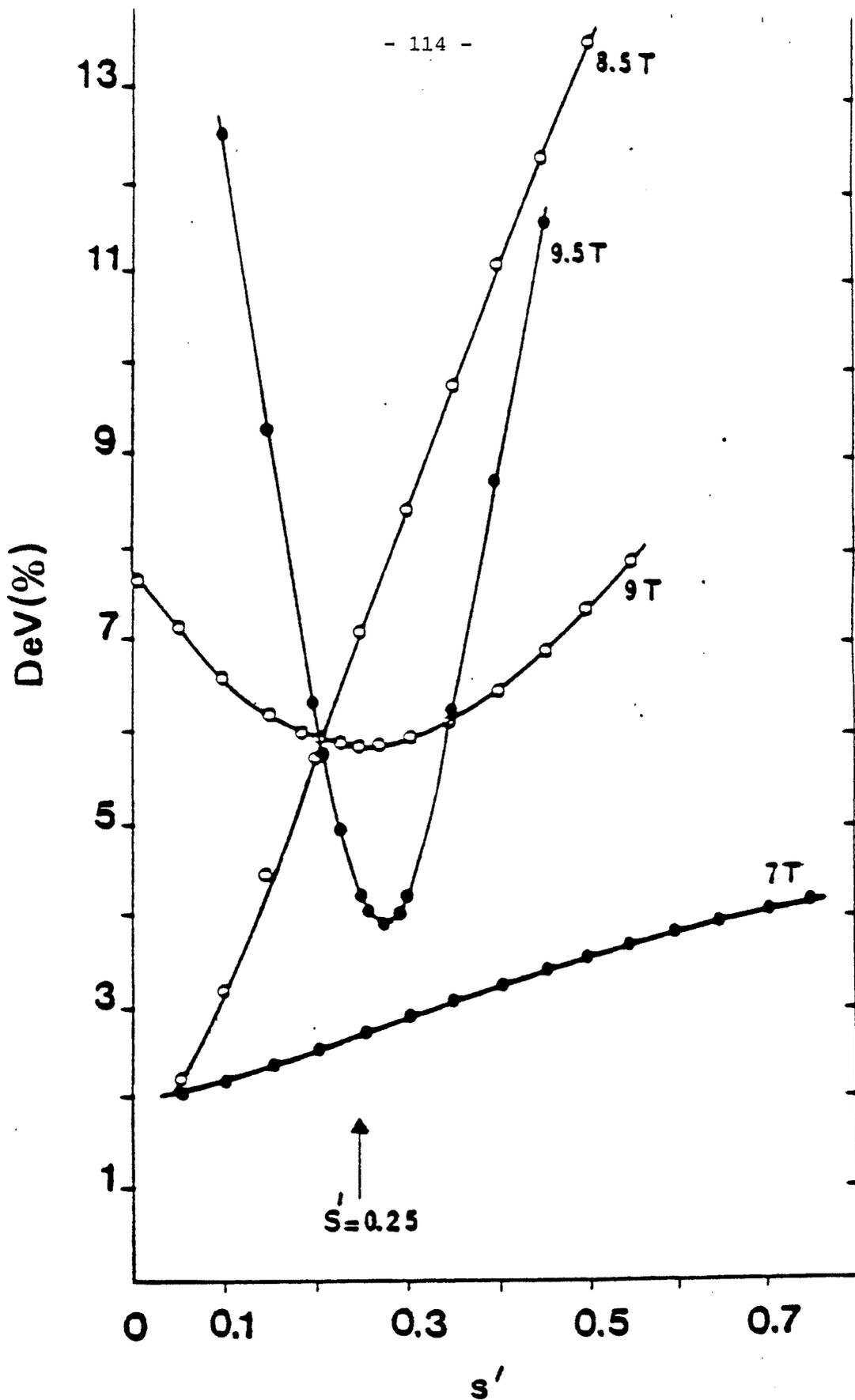


FIGURE IV-1: Variation du pourcentage de déviation en fonction de l'exposant s' dans l'expression IV-3-3 pour différents champs magnétiques B de part et d'autre de la transition.

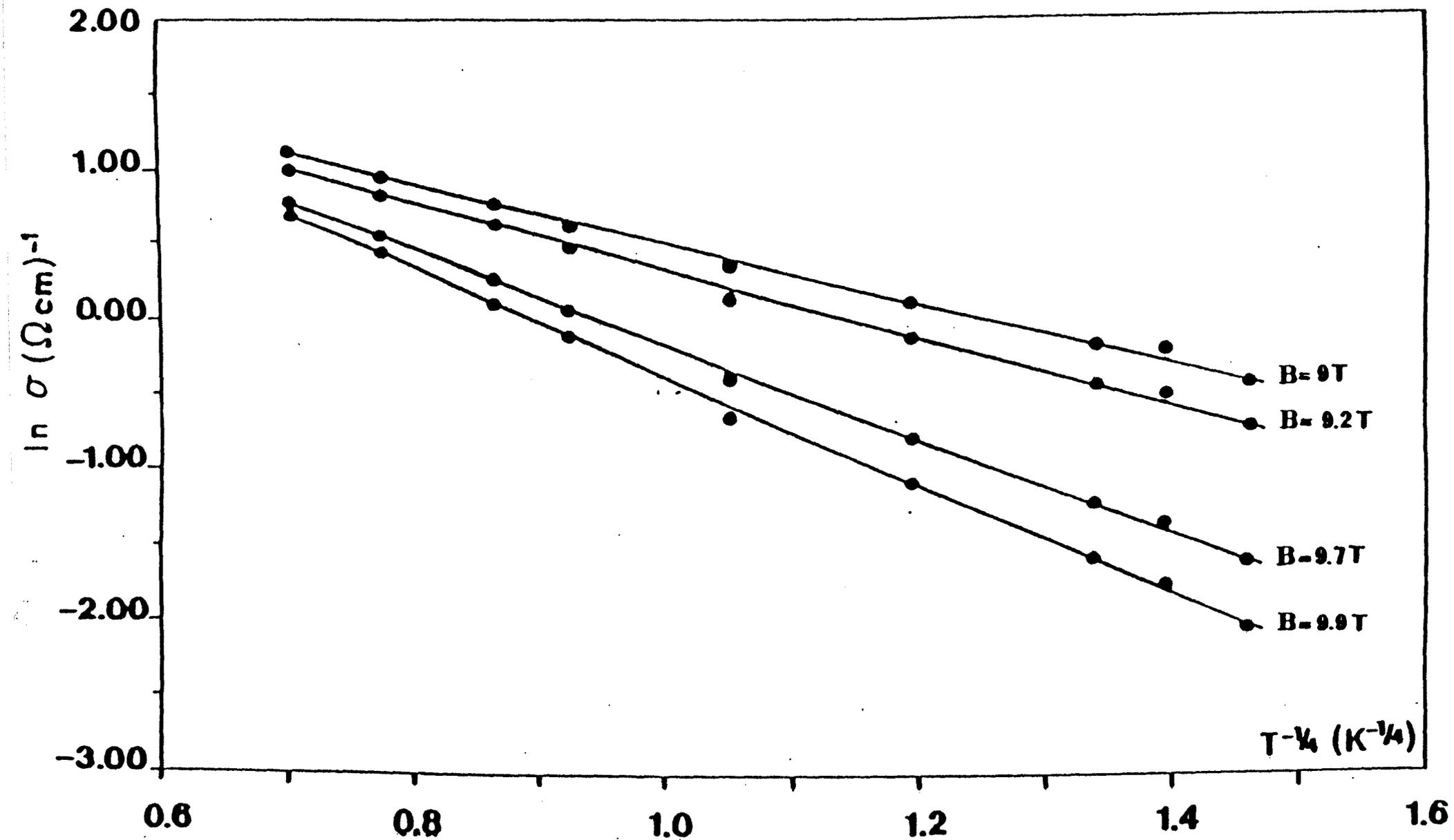


FIGURE IV-2: Variation de $\text{Log}(\sigma)$ en fonction de $T^{-1/4}$ pour des champs B compris entre 9 et 9,9 T.

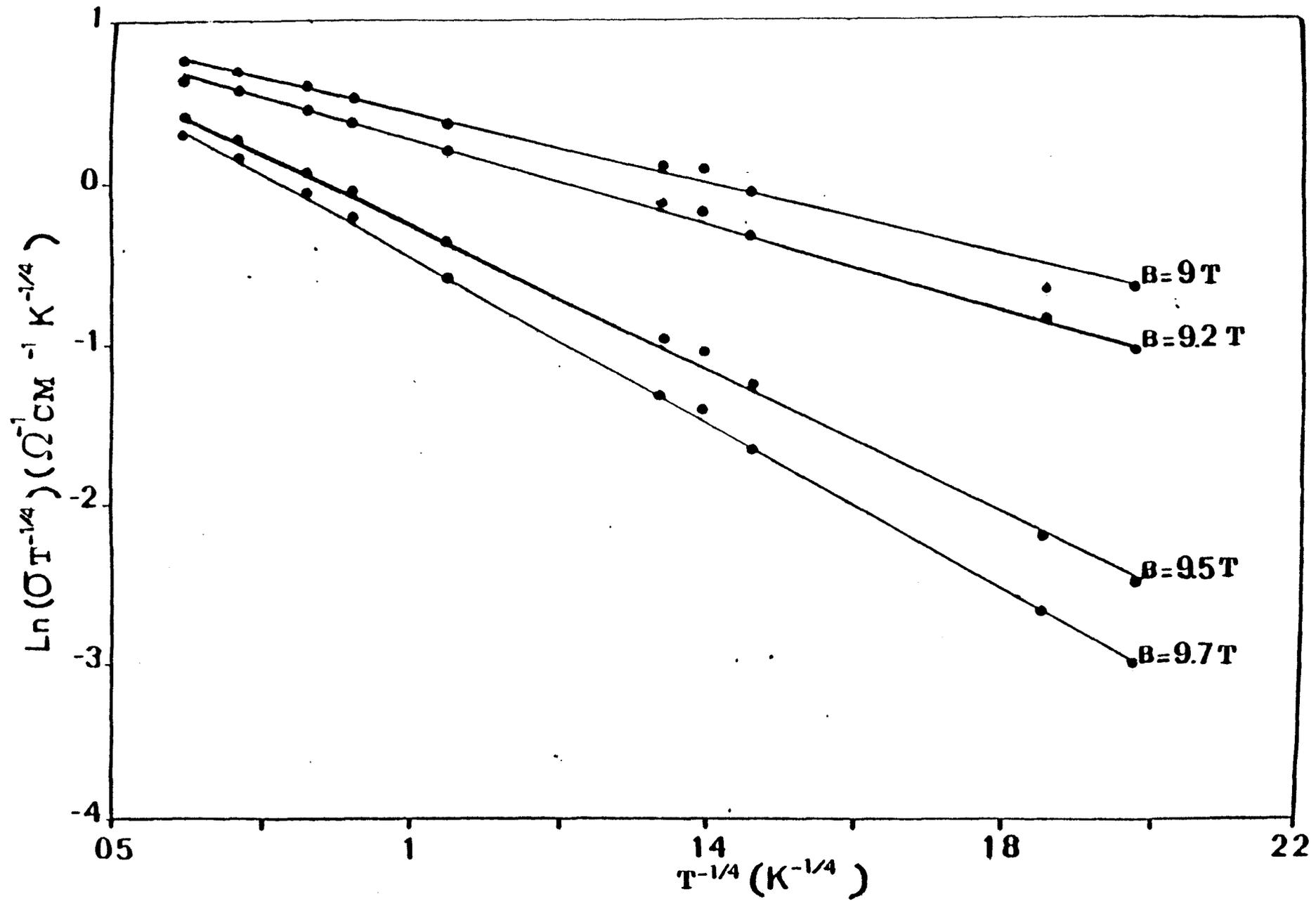


FIGURE IV-3: Variation de $\text{Log}(\sigma \cdot T^{-1/4})$ en fonction de $T^{-1/4}$ pour des champs B compris entre 9 et 9,9 T.

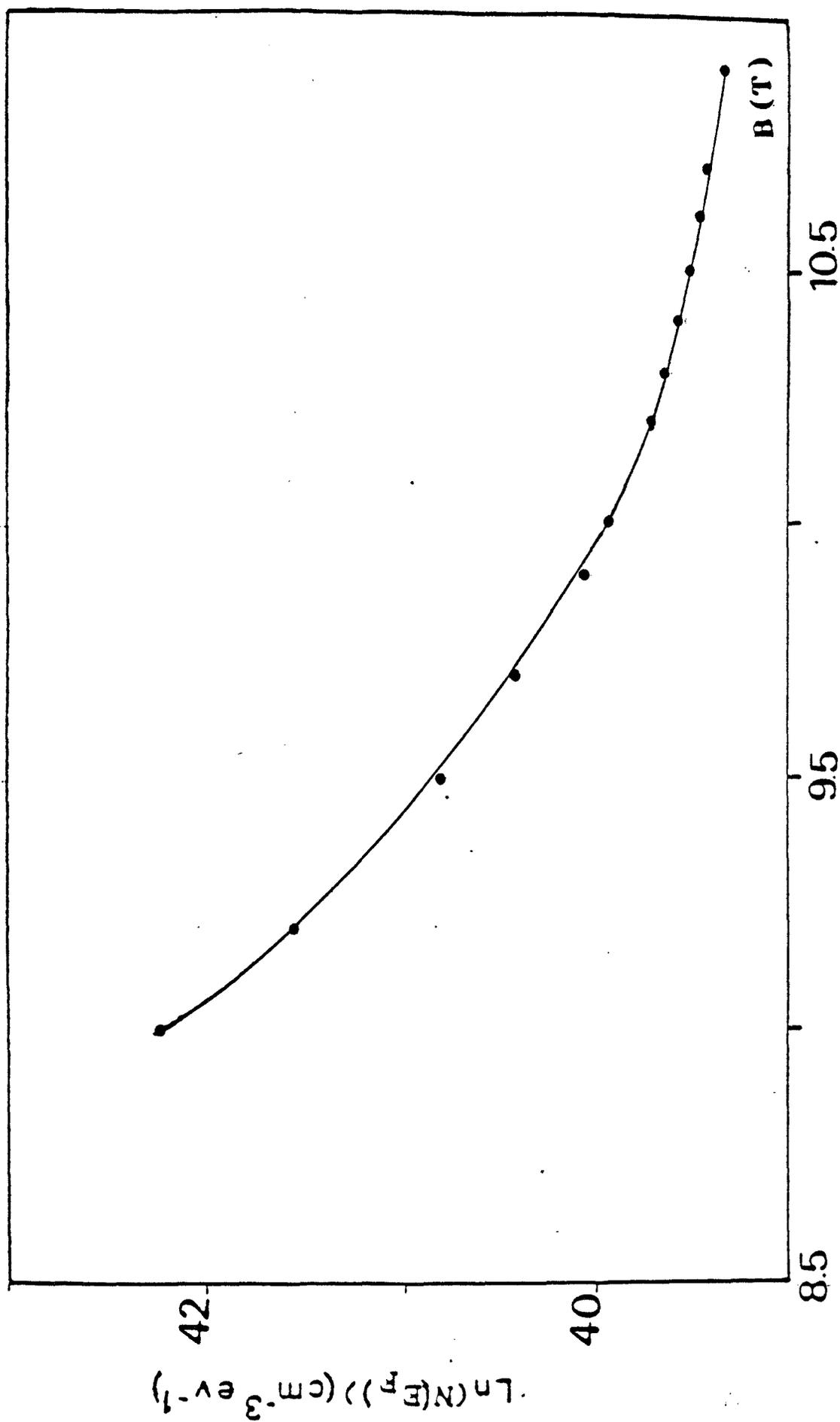


FIGURE IV-4: Variation de $\text{Log}(N(E_F))$ en fonction du champ magnétique B .

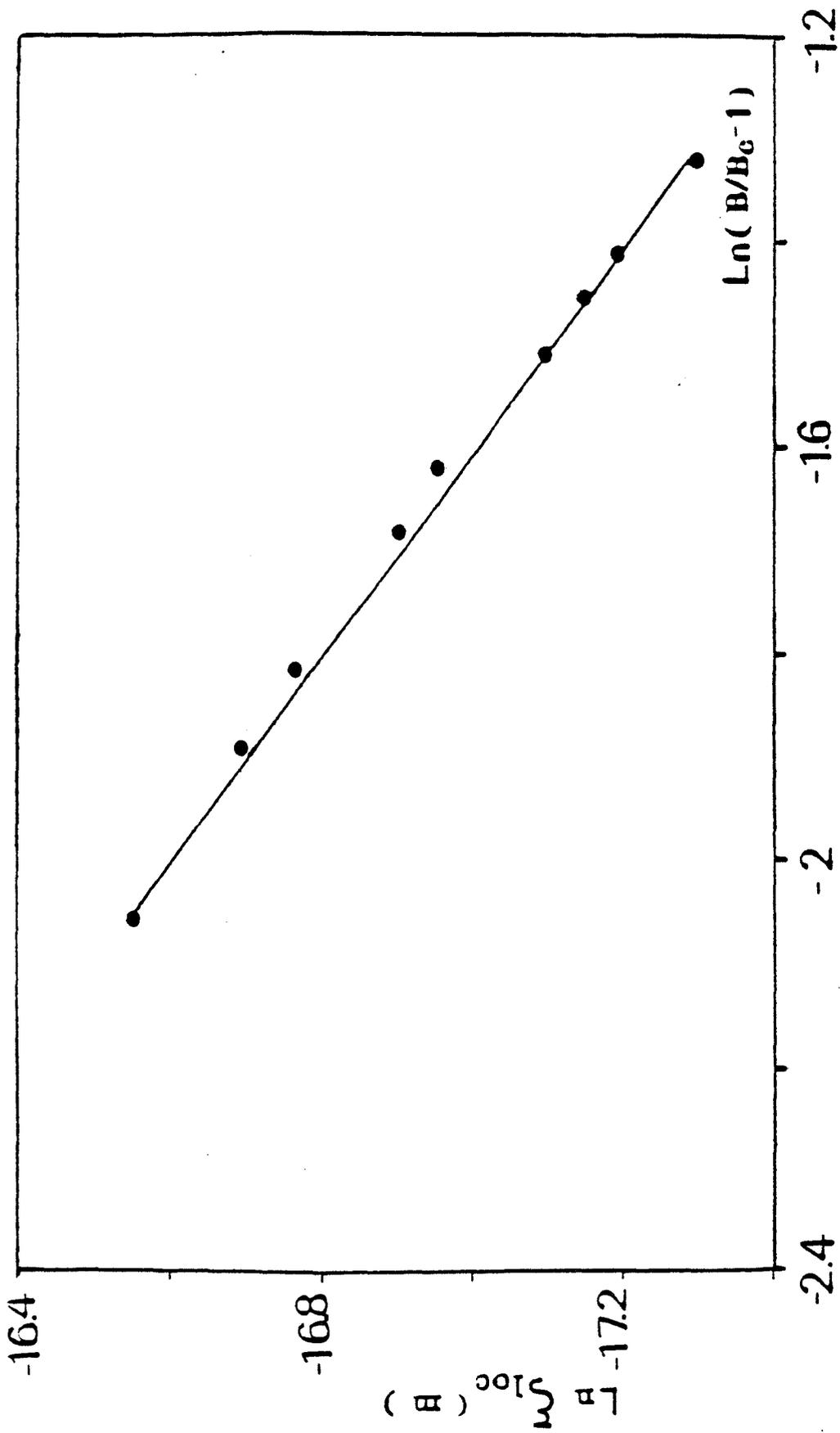


FIGURE IV-5: Variation de $\text{Log}(\xi_{10c})$ en fonction de $\text{Log}(B/B_c - 1)$ avec $9 < B < 11T$.

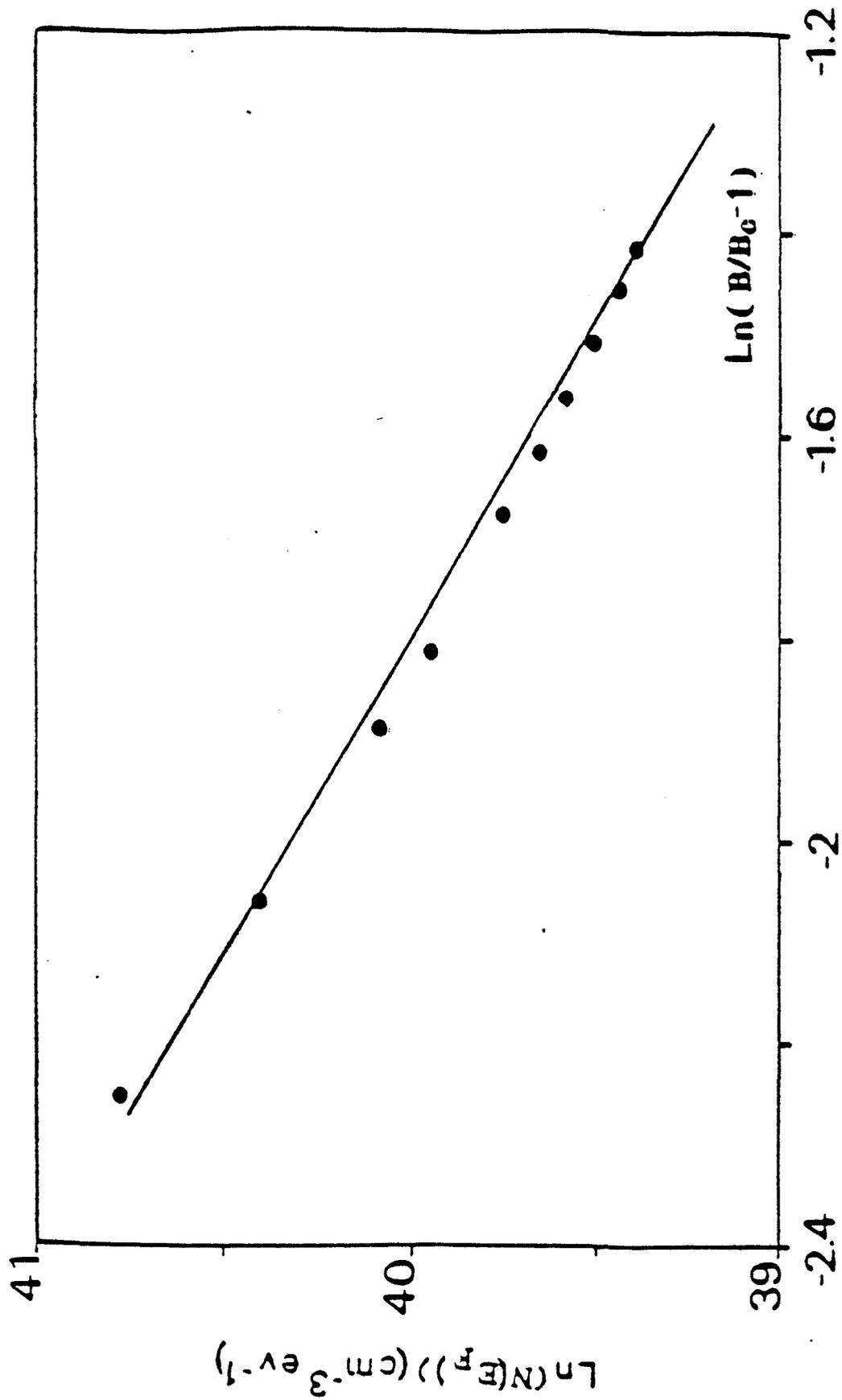


FIGURE IV-6: Variation de $\text{Log}(N(E_F))$ en fonction de $\text{Log}(B/B_C - 1)$ avec $9 < B < 11 \text{ T}$.

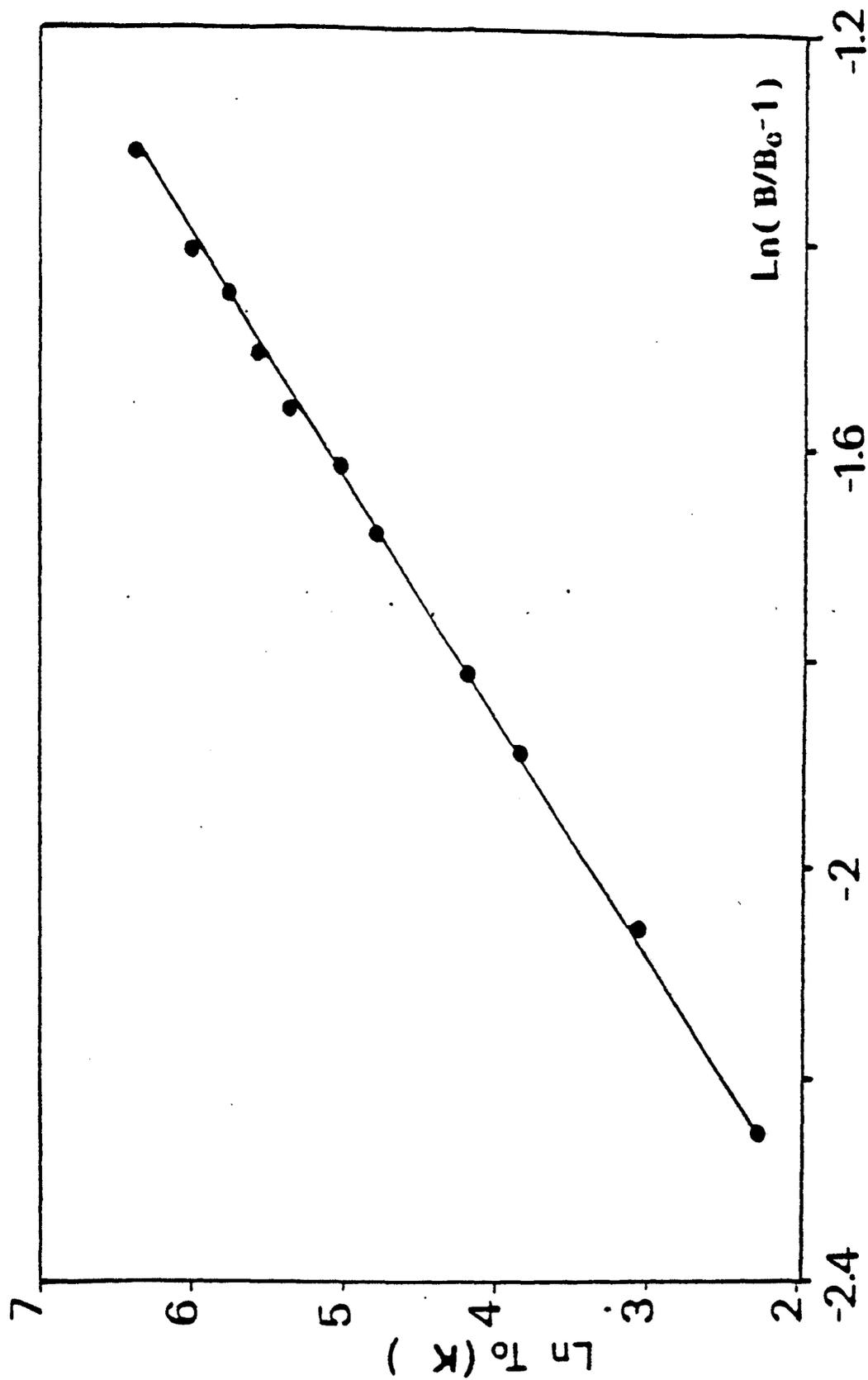


FIGURE IV-7: Variation de $\text{Log}(T_0)$ en fonction de $\text{Log}(B/B_c - 1)$ avec $9 < B < 11 T$.

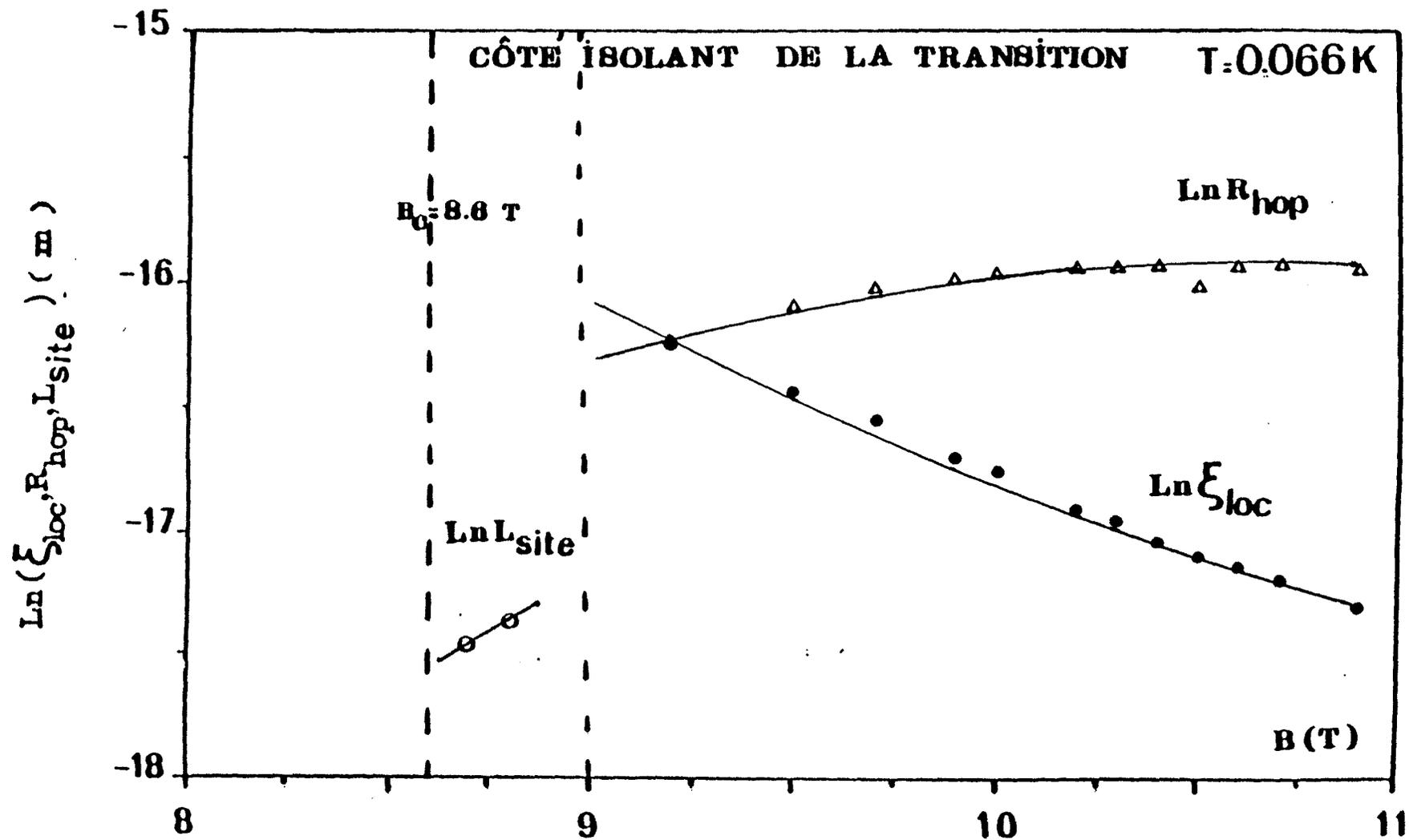


FIGURE IV-8: Variation de $\text{Log}(L_{\text{site}})$, $\text{Log}(\xi_{\text{loc}})$ et $\text{Log}(R_{\text{hop}})$ en fonction du champ magnétique B avec $8,7 < B < 11\text{ T}$.

CONCLUSION

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons présenté une étude des mécanismes de conduction à très basse température et à champ magnétique élevé, dans deux échantillons d'InP métalliques .

Pour déterminer précisément la dépendance de la conductivité métallique en température, nous avons réalisé un ajustement de la conductivité expérimentale par l'expression, $\sigma = \sigma(T=0) + m T^S$. Le calcul du pourcentage de déviation montre que l'exposant S est égal à 0,5 lorsque nous nous situons loin de la transition, par contre S est égal à 0,33 quand le champ magnétique tend vers le champ critique B_c . Cela s'explique par le fait que loin de la transition, la longueur de corrélation ζ est inférieure à la longueur d'interaction L_{int} , ce qui n'est pas le cas dans la région critique où ζ diverge et devient très grande devant L_{int} .

La conductivité à température nulle vérifie des lois d'échelles en fonction du champ magnétique et des rayons de Bohr effectifs parallèle et perpendiculaire avec un exposant critique très proche de l'unité. Elle tend d'une façon continue vers zéro lorsque le champ magnétique tend vers le champ critique B_c , d'où σ_{min} n'existe pas.

Dans la suite de ce travail nous avons étudié la variation du coefficient m en prenant en considération plusieurs effets dus à la présence du champ magnétique, tel l'effet des interactions électron-électron calculée par Altshuler, l'effet de la localisation obtenue par Isawa et Kawabata, et l'effet Zeemann développé par Lee et Ramakrishnan. En analysant l'influence de ces effets sur les interactions d'échange et de celle de Hartree, nous avons pu donner une explication physique au changement du signe du coefficient m lorsque le champ magnétique augmente . Nous montrons également que le critère de distinction de la contribution de la longueur d'interaction L_{int} , et de celle de diffusion inélastique L_i à la correction de la conductivité en $T^{1/2}$ proposé par Kaveh, est vérifié. En effet dans un domaine où L_i contribue le plus à la correction en $T^{1/2}$, la valeur de m est proportionnelle à $(\sigma(T=0))^{-3/2}$, alors que dans un domaine où L_{int} détermine la correction de la conductivité en $T^{1/2}$, m est proportionnelle à $(\sigma(T=0))^{-1/2}$.

Nous avons ensuite montré que du côté isolant de la transition, nous observons d'abord un régime de conduction par saut non optimal proposé par Zvyagin en $T^{1/3}$. Dans un deuxième temps et pour des champs magnétiques supérieurs à 9 Teslas, nous avons obtenu un régime de conduction par saut à distance variable [Mott] donné par l'expression $\sigma = \sigma_c \exp - \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}$. Ce second régime de conduction est obtenu lorsque la longueur du saut R_{hop} devient supérieure à la longueur de localisation ζ_{loc} qui diverge à la transition.

Nous avons également observé que la température T_0 et la longueur de localisation ζ_{loc} suivent des lois d'échelles en fonction du champ magnétique B .

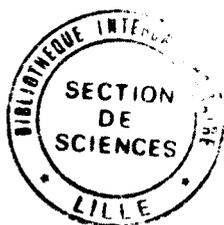
REFERENCES

- [1] - Anderson. P. W : Phys Rev 109 (1958) P 1492.
- [2]- Mott. N. F : Phil. Mag 26 (1972) P 1015.
- [3]- Mott. N. F, Davis. E. A:Electronic processes in non crystalline materials- clarendon Press - oxford 1979.
- [4]- Ferre. D, Dubois. H et Biskupski. G: Phys. state. sol (b), 1975 P 70,80.
- [5]- Abrahams. E ; Anderson. P. W. ; Lucciardello. D. C. et Ramakrishnan.T.V: Phys. Rev. Lett : 42 (1979) P 673.
- [6]- Rosebaum. T. F. ; Milligan. R. F. ; Paalanen. G. A et Bhatt. R. N : Phys. Rev. B, vol 27 N° 12 (1983).
- [7]- Biskupski. G : Thèse Lille (1982).
- [8]- Wojkiewicz. j. l : Thèse Lille (1983).
- [9]- Spriet. J. P : DEA Lille (1983).
- [10]- Brooks-H : Adv. Electronics and Electron phys, 7 (1955) P 158.
- [11]- Spriet. J. P : Thèse Lille (1985).
- [12]- Kaveh. M. Mott. N. F : J. phys. c : sol. state phys. 14 (1981) L 183 - L 190.
- [13]- Kaveh. M. Mott. N. F : J. phys. c : sol. state phys. 14 (1981) L 177 - L 182.
- [14]- Altshuler. B. L et Aronov. A. G : solid state communication, 30 (1979) P 155.
- [15]- Isawa, y. Hoshino. K, and Fukuyama. H : journ. Phys. soc. Japan vol 51 N° 10 (1982) P 3262.
- [16]- Morita s, Fukase. T, Isawa. y ,Ishida. s. Takenti. y and Mikoshida. N : phys. Rev. B 25 (1982) P 5570.
- [17]- Lee. P. A and Ramakrishnan. T. V : Phys Rev. B 26 N° 8 (1982) P 4009.
- [18]- B. L. Altshuler and A. G. Aronov , Pis ' ma Zh. Eskp. Teor. Fiz. 37. 349 (1983) [JETP Lett. 37, 410 (1983)].
- [19]- Finkel'shtein A M 1983 a Sov. Phys. Rev. Lett 55. 522.
- [20]- Finkel'shtein A M 1983 b Sov. Phys. JETP. Lett 37. 517.
- [21]- KF. Berggen, J. phys. c 15 , L 45 (1982).
- [22]- M. Kaveh and N. F. Mott , J. phys. c 15 , L 707 (1982).

- [23] - B. L. Altshuler and A. G. Aronov , in Electron - Electron Interactions in disordered systems, edited by A. L Efros and M. Pollak (North - Holland , Amsterdam , 1985).
- [24] - M.C Maliepaard, M. Pepper and R. Newbury. Phys. Rev Letters Vol 61. N° 3 page 369 (1988).
- [25] - D. J. Newson and M. Pepper, J. phys. c 19, 3983 (1986).
- [26] - T. F. Rosenbaum, K. Andres, G. A, Thomas, and R. N Bhatt. Phys. Rev. Lett. Vol 45, N° 21, P 1723 (1980).
- [27] - C. Castellani , G. Kothiar , and P. A. Lee, Phys. Rev. Lett. 59, 323 (1987).
- [28] - Y. Imry, Phys. Rev. Lett. 44, 469 (1980)
- [29] - S. Ishida and E. Otsuka, J Phys. Soc. Jpn. 43. 124 (1977).
- [30] - R. Mansfield, M. Abdul - Gader, and P. Fozooni. solid state Electron. 28 , 109 (1985).
- [31] - Y. Yafet , R. W. Keyes and E. N. Adams. J phys. chem. solids, pergamon Press 1956 vol 1. pp 137. 142.
- [32] - G. Biskupski , A. El kaaouachi and A. Briggs. J. Phys. : Condens. Matter 3 (1991) 8417-8424 (1991).
- [33] - B. L. Altshuler and A. G. Aronov , solide state communication ,vol 46 N° 6 pp 429 - 435 (1983).
- [34] - Isawa. Y. et Fukuyama. H. : journ phys. soc - Japan, vol 53 N°4 (1984) P 1415.
- [35] - B. L. Altshuler and A. G. Aronov, Larkin A., et Khmelintski. D.E : sov. Phys. J. E. T. P 54 (2) (1981) P 411.
- [36] - Imry. Y and Y. Gefen. Phil mag B ,1984, vol 50, N° 2, 203 - 220.
- [37] - N. F. Mott and. M. Kaveh Advances in physics, 1985 ,vol. 34 , N° 3. 329 - 401.
- [38] - M. Kaveh. Phil mag B , 1985 , vol 52 , N° 1, L1 -L8.
- [39] - Fukuyama H, et Lee. P.A. ,1982, Anderson localization (Berlin : spinger. verlag) P 89.
- [40] - Lee. P. A and Ramakrishnan. T. V. Reviews of modern physics, vol, 57, N° 2, April 1985 page 287.

- [41] - J. C. Ousset, S. Askenazy, H. Rakoto and J. M Broto. J. Physique 46 (1985) 2145 - 2149.
- [42] - A. Kawabata : solid state commun. 34 (1980).
- [43] - Y Isawa , K. Hoshino and H.Fukuyama. Journal of the phys society of Japan vol 51, N° 10, october, 1982, PP 3262 - 3273.
- [44] - Isawa. Y. 1984. J. Phys. Soc. Japan. 53 2865.
- [45] - David G. Langreth Phys. Review vol 181, N° 2 (1969) P. 753.
- [46] - Leonard. Kleinman Physical. Review vol 160 N° 3 Page 585 (1967).
- [47] - G.A. Thomas , M. Paalanen. and. T. F Rosenbaum. Phys. Rev B. vol 27 Page 3897 (1983).
- [48] - R. N. Bhatt and P. A. Lee , solid state commun. 48, 755 (1983).
- [49] - M. Kaveh and N. F. Mott. Philos mag B, 1987, vol 55 N° 1, 1- 8.
- [50] - Rosembaum. T. F. ; Milligan. R. F. ; Paalanen. M. A; Thomas G.A , et Bhatt. R. N : Phys. Rev. B, vol 27 7509 (1983).
- [51] - M. Kaveh ; D. J. Newson ; D. Ben - Zimra and M. Pepper. J phys. c. Solid state phys. 20 (1987) L 19 - L 24.
- [52] - Mott and Davis electronic processes in non crystalline materials [second-edition].
- [53] - Allen. F.R ; Adkins. G. L. ,1972, Phil mag, 26, 1027.
- [54] - Miller et Abrahams, E. , 1960, Phys. Rev. 120 , 745.
- [55] - Mott. N. F (1968). J. non cryst. Solids 1. 1.
- [56] - Mott. N. F (1969). Phil. Mag. 19. 835.
- [57] - De genes , P. G. , 1976, la recherche, 72, 919.
- [58] - Mott and Davis electronic processes in non crystalline materials [First - edition] ; (Calderon press Oxford, 1971).
- [59] - I. P. Zvyagin. Phys stat sol (b) 120 ,503 (1983).
- [60] - Mott. N. F ,Phil mag. 22. 7 (1970).
- [61] - B. I. Shklovski and A. L. Efros, Electronic properties of doped semiconductors, Izd. Nauka. Moscow 1979.

- [62]- Mott. N. F (1974) , Metal - insulator transition (London , Taylor and Francis)
- [63]- G, Biskupski ; H. Dubois , O. Laborde " variable range hopping in indium phosphide near the metal non metal transition in presence of magnetic field ". (Springer series : "lecture notes in physics". 1982.
- [64]- W. N shafarman and T. G castner, physical. Rev. B ,vol 33 , N°5 (1986).
- [65]- W. N shafarman, DW. Koon, and T.G castner. Physical Review B vol 33, N° 5 1986.



Résumé

La conductivité d'échantillons de phosphure d'indium à caractère métallique situés très près de la transition métal-isolant a été étudiée à très basse température (4,2 - 0,066°K), en présence de champs magnétiques variant de 0 à 11 Teslas.

Lorsque nous nous approchons de la transition, du côté métallique de celle-ci, la dépendance de la conductivité en température passe d'un régime en $T^{1/2}$ à un régime en $T^{1/3}$. Ce changement de régime est dû à la compétition entre la longueur de corrélation et la longueur d'interaction. La conductivité à température nulle tend d'une façon continue vers zéro quand le champ magnétique tend vers le champ critique B_c . La conductivité minimale de MOTT n'existe pas.

L'analyse du comportement du coefficient de la variation thermique m , en fonction du champ magnétique, a permis de mettre en évidence l'influence des interactions d'échange et de Hartree sur le changement de signe de m . En présence du champ magnétique, plusieurs phénomènes contribuent au terme correctif mT^s , dont l'effet Zeeman, les interactions électron-électron et la localisation faible.

L'étude de la conductivité du côté isolant de la transition, a permis d'observer dans un premier temps un régime de conduction par saut à distance non optimale en $T^{1/3}$. A champs plus élevés, nous obtenons un régime de conduction par saut à distance variable en $T^{-1/4}$.

Mots clés : Semiconducteur dopé - InP - Transition métal - isolant - Interaction électron - électron - Localisation faible - Localisation forte - Conduction par saut.