

50376
1985
131

N° d'ordre : 20

50376
1985
131

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : PHYSIQUE DES MATERIAUX

par

Jean-Pierre SPRIET

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES ELECTRONIQUES DES SEMICONDUCTEURS AU VOISINAGE DE TRANSITIONS CARACTERISTIQUES : EXEMPLE DE InP



Soutenu le 29 Octobre 1985 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

M. J. FRIEDEL

M. P. AVERBUCH

M. G. BISKUPSKI

M. R. FOURET

M. A. BRIGGS

M. H. DUBOIS

Président

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne (LA 249) de l'Université des Sciences et Techniques de Lille dirigé par Monsieur le Professeur B. MACKE.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur J. FRIEDEL pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur P. AVERBUCH pour l'intérêt qu'il a montré pour ce travail et sa présence dans le jury.

Je remercie Monsieur G. BISKUPSKI pour son aide constante, ses conseils et ses nombreux encouragements.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur H. DUBOIS qui a suivi ce travail avec un intérêt constant. Ses suggestions et ses critiques ont été précieuses dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur R. FOURET pour sa présence dans le jury.

Je tiens à exprimer mes remerciements les plus sincères à Monsieur A. BRIGGS, chargés de recherche au CRTBT pour sa collaboration.

Ma reconnaissance est acquise à Monsieur D. THOULOZE, Directeur du Centre de Recherche sur les Très Basses Températures, ainsi qu'à Monsieur G. AUBERT, Directeur du Service National des Champs Intenses, pour l'accueil qui m'a été réservé dans leurs laboratoires.

Je tiens à remercier Monsieur J.M. LAPAUW, ingénieur CNRS, pour son aide inappréciable et sa constante disponibilité.

Je remercie Monsieur J.L. WOJKIEWICZ pour son amicale collaboration durant la première partie de ce travail.

Que Madame BOERERZ et Monsieur RAFFAUD trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir bien voulu assurer la dactylographie et la reproduction des figures.

Je remercie également l'équipe de la photocopie qui a assuré l'impression de ce travail.

S O M M A I R E

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : RAPPELS SUR LES SEMI-CONDUCTEURS DOPES	5
I-1 : Niveaux donneurs - Bandes d'impuretés	6
I-2 : Front de mobilité - Transition de ANDERSON - Conductivité métallique minimale	7
I-3 : Modes de conduction possibles - Expressions de la conduc- tivité	9
I-3-1 : Modes de conduction	
I-3-2 : Expressions de la conductivité	
a) Haute température	
b) Température intermédiaire ($E_F < E_C$)	
c) Basse température ($E_F < E_C$)	
CHAPITRE II : GAP DE HUBBARD - GAP DE COULOMB.....	16
II-1 : Densité d'états d'une particule	17
II-2 : Gap de Hubbard	18
II-3 : Gap de Coulomb pour des échantillons situés du côté isolant de la transition métal - non métal	20
II-4 : Influence du gap de Coulomb sur la conductivité. Analogie loi $T^{-1/4}$, loi $T^{-1/2}$	22
II-5 : Gap de Coulomb pour les échantillons situés du côté métal- lique de la transition métal - non métal	23
II-6 : Sauts corrélés d'électrons	24
CHAPITRE III : POSITION DU PROBLEME - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....	29
III-1 : Position du problème	30
III-2 : Dispositifs expérimentaux	31
III-2-1 : Champ faible - Haute température	
III-2-2 : Champ intense - Basse température	

CHAPITRE IV : "CLASSIFICATION" DES ECHANTILLONS A PARTIE DE DIFFE- RENTES REPRESENTATIONS DE LA RESISTIVITE	39
IV-1 : La concentration critique de MOTT, n_c	40
IV-2 : Comportement en fonction du champ magnétique : une autre concentration critique n'_c	41
IV-2-1 : Ordre zéro	
IV-2-2 : Ordre un : oscillations SHUBNIKOV - DE HAAS	
IV-2-3 : Représentation de KAWABATA	
IV-2-4 : Première classification	
IV-3 : Comportement en fonction de la température : mise en évi- dence de champs remarquables	48
IV-3-1 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$	
IV-3-2 : $\sigma = f(T^{1/2})$	
IV-3-3 : Deuxième classification	
IV-4 : Comportement de la résistivité en fonction de la concen- tration	53
CHAPITRE V : MISE EN EVIDENCE DE CHAMPS REMARQUABLES	55
V-1 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$	56
V-1-1 : $n > n_c$	
V-1-2 : $n'_c < n < n_c$	
V-1-3 : $n < n'_c$	
V-2 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial T} = f(B)$	60
V-3 : Ebauche d'un premier diagramme champ magnétique - Concentration en impuretés	62
CHAPITRE VI : MODES DE CONDUCTION DANS LES DIFFERENTS ECHANTILLONS ...	64
VI-1 : Echantillon 401	65
VI-1-1 : Vue générale	
VI-1-2 : La transition discontinue métal-isolant à $B=7,35T$	67
VI-1-3 : Le régime $\sigma = f(T^{1/2})$	
VI-2 : Echantillon 304 : les transitions isolant-métal et métal- isolant	70
VI-2-1 : Résultats expérimentaux	
a) Le comportement isolant à $B = 0T$.	
b) Comportement métallique à $B = 0,1T$.	
c) Comportement métallique entre $0,1$ et $1,5T$.	

d) Comportement isolant pour $B > 1,5T$	
e) L'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS	
f) Champ magnétique élevé : régimes $T^{-1/4}$, $T^{-1/2}$	
VI-2-2 : Interprétation	
a) La transition isolant-métal	
b) Saut de résistivité	
c) La transition métal-isolant	
d) Régimes $\varepsilon_2 \varepsilon_3$: oscillations SHUBNIKOV - DE HAAS	
e) Régime $T^{-1/4}$	
f) Régime $T^{-1/2}$	
VI-3 : Echantillon 1000	78
VI-3-1 : Vue générale	
VI-3-2 : $0 < B < 1T$: régime $T^{-1/4}$	
VI-3-3 : Régimes $\varepsilon_2 \varepsilon_3$: oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS	
VI-3-4 : $3 < B < 4T$: régime $T^{-1/4}$	
VI-3-5 : $B > 4T$: régime $T^{-1/2}$	
VI-4 : Echantillons 811 et 204	80
VI-5 : Influence des corrélations dans InP	81
<u>CHAPITRE VII</u> : DIAGRAMME CHAMP MAGNETIQUE - CONCENTRATION EN IMPURE-	
TES	84
CONCLUSION	88
COURBES	91
REFERENCES	151
ANNEXE	154

INTRODUCTION

Le phosphore d'indium est un semi-conducteur III-V monovallée. La masse effective de ce composé est isotrope et les surfaces isoénergétiques sont sphériques contrairement au silicium ou au germanium. La simplicité de la structure de bande de ce semi-conducteur a amené le laboratoire à l'étudier plus particulièrement.

Des travaux antérieurs à ce mémoire (1,2) portant sur le comportement de la résistivité et de la constante de Hall en champ magnétique intense et à basse température, ont révélé de nombreux problèmes tels que :

- la constante de Hall, R_H , ne semble pas être donnée par la relation générale $R_H = \frac{1}{ne}$, pour des échantillons isolants.
- l'énergie d'activation ϵ_3 , correspondant à une conduction par saut au plus proche voisin, varie en fonction du champ magnétique
- présence d'une oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS dans la magnétorésistance d'échantillons isolants
- nature de la transition de ANDERSON.

Depuis quelques années des théoriciens introduisent, dans les modèles existants, des effets supplémentaires, dus aux interactions coulombiennes, afin d'interpréter certains phénomènes jusque là incompréhensibles. Nous verrons qu'effectivement ces interactions électron-électron permettent une meilleure justification des résultats expérimentaux. Pour cette raison, après avoir rappelé les modes de conduction classiques, nous consacrerons un chapitre théorique aux interactions coulombiennes et à leurs effets.

Pour tenter de résoudre une partie des problèmes évoqués précédemment, nous avons à notre disposition neuf échantillons de phosphore d'indium situés de part et d'autre de la transition métal-non métal. Les concentrations de ces échantillons varient de $4,3 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ pour le plus pur à $4,2 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ pour le plus dopé ; elles ont été mesurées au laboratoire à l'aide d'un banc de mesure semi-automatisé.

Des études de résistivité et de mobilité ont été réalisées au SNCI et au CRTBT de Grenoble. Ces mesures ont été faites en champ magnétique intense (jusque 11 T) et à basse température (jusque 60 mK). Ces expériences seront décrites dans le troisième chapitre.

Dans le quatrième chapitre, nous montrerons que différentes représentations de la résistivité en fonction du champ magnétique, de la température et de la concentration nous amènent à introduire de nouvelles concentrations critiques différentes de celle de MOTT.

Le chapitre V sera consacré à la mise en évidence de champs remarquables obtenus à partir des courbes $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial x} = f(B)$, où x peut être le champ magnétique ou la température. Ces champs remarquables correspondent à la transition de ANDERSON, au début et à la fin de l'oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS, ainsi qu'à l'ouverture du gap de Coulomb.

L'étude des modes de conduction des différents échantillons fera l'objet du chapitre VI.

L'échantillon 401, situé du côté métallique de la transition métal - non métal, subit par application d'un champ magnétique, une transition de ANDERSON. Deux modèles théoriques s'affrontent quant à la nature de cette transition. D'une part le modèle de ABRAHAMS et coll. tranche en faveur d'une transition continue, d'autre part le modèle de MOTT soutient l'existence d'une transition discontinue. Des mesures de mobilité en champ magnétique intense nous ont permis de confirmer le modèle de MOTT.

Nous montrerons que l'échantillon 304, classé isolant à $B = 0$, subit une transition isolant - métal à faible champ. Nous interpréterons cette transition à l'aide de la théorie des interactions coulombiennes creusant un gap dans la bande d'impuretés.

L'échantillon 1000, plus isolant que le 304, ne subit pas de transition isolant - métal. Néanmoins l'application d'un champ magnétique faible laisse apparaître un changement de mode de conduction non prévu par la théorie classique. En effet, nous verrons qu'une conduction au front de mobilité (régime ε_2) succède à une conduction par saut à distance variable (régime $T^{-1/4}$).

Les échantillons 811 et 204 sont situés du côté isolant de la transition métal - non métal. Leurs concentrations sont très inférieures à celle de MOTT. Les états électroniques étant fortement localisés nous

devons observer un régime de conduction par saut au plus proche voisin. L'énergie d'activation correspondante varie avec le champ magnétique. Afin d'interpréter ce phénomène nous ferons appel aux effets de corrélation.

Le chapitre VII résumera toutes les observations et interprétations faites jusqu'alors. Nous pourrons ainsi tracer un diagramme champ magnétique - concentration en impuretés, dans lequel on reportera les différentes valeurs de champ et de concentration remarquables ainsi que les modes de conduction mis en évidence dans le chapitre VI.

CHAPITRE 1

Rappels sur les semi-conducteurs dopés

I - 1 : NIVEAUX DONNEURS - BANDES D'IMPURETES

Le phosphore d'indium est un composé III-V. 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 élément 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. Dans la théorie élémentaire de Bohr, cet électron 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.

Le potentiel créé à grande distance par l'ion P^+ est :

$$V(r) = \frac{e^2}{Kr} \quad (I-1)$$

K étant la constante diélectrique de l'InP.

Le mouvement de l'électron dans ce potentiel est décrit par l'équation :

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

C'est le problème de l'atome d'hydrogène dans lequel la masse de l'électron a été remplacée par la masse effective.

Les états accessibles à l'électron sont donnés par :

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

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

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

Etant donné le grand nombre d'impuretés ($n \sim 10^{22} \text{ m}^{-3}$) le spectre des niveaux donneurs peut être considéré comme continu.

En conséquence on parlera de bande d'impuretés et non de spectre discret.

I - 2 : FRONT DE MOBILITE - TRANSITION DE ANDERSON - CONDUCTIVITE

METALLIQUE MINIMALE

En 1958, ANDERSON (3) étudie le mouvement d'un électron dans une bande de largeur B où la distribution de puits de potentiel est perturbée par l'introduction d'un potentiel aléatoire d'amplitude V_0 (figure I-1)

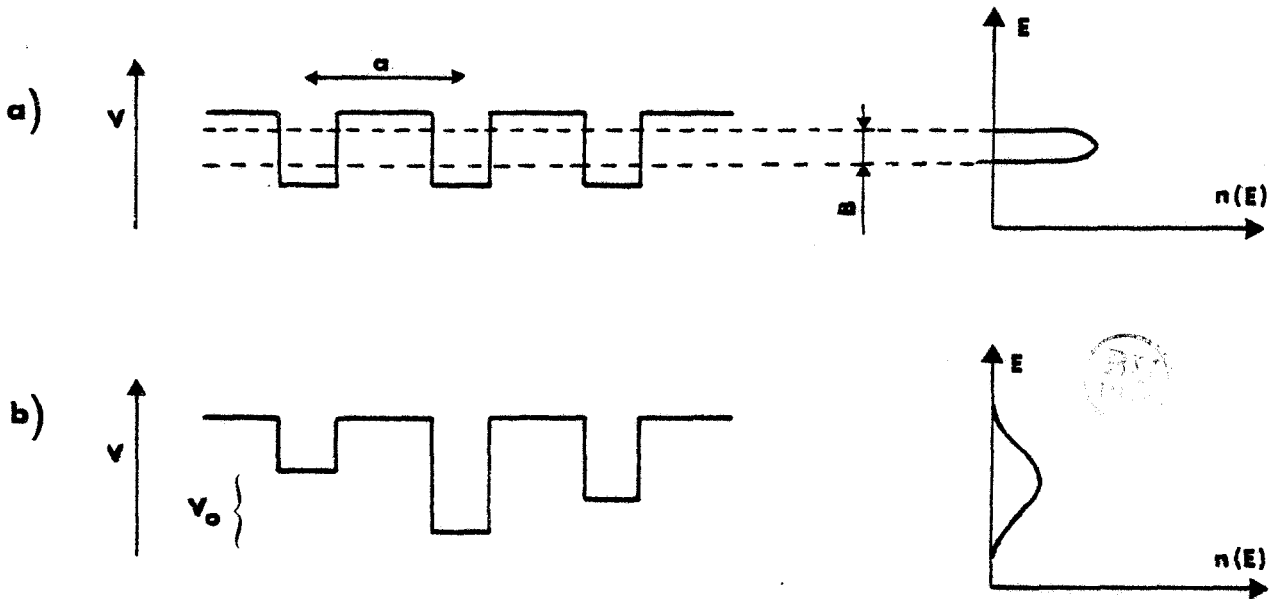


FIGURE I-1 : Energie potentielle d'un électron dans le modèle de ANDERSON

- a) avant l'introduction d'un potentiel perturbateur
- b) après l'introduction d'un potentiel perturbateur

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

MOTT a proposé (4) l'existence d'une énergie E_C correspondant à la valeur critique $(\frac{V}{B})_C$, séparant les états liés des états libres. E_C est appelé front de mobilité.

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

- 1) $E_F > E_C$: le système est métallique et la conductivité tend vers une valeur finie non nulle quand la température tend vers 0.
- 2) $E_F < E_C$: le système est isolant et la conductivité tend vers 0 quand la température tend vers 0.

On peut faire varier le signe de la grandeur $E_F - E_C$ par plusieurs méthodes :

- a) en modifiant la concentration en impuretés
- b) en appliquant des contraintes axiales
- c) en appliquant un champ magnétique
- d) dans certains liquides, en modifiant la température.

Lorsque $E_F - E_C$ change de signe, il se produit une transition métal - isolant. Ce type de transition est appelé transition de ANDERSON.

En 1972, MOTT introduit le concept de conductivité métallique minimale (4). 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.

En effet :

$$\sigma = \frac{\pi e^2}{\hbar a} z a^6 I^2 [N(E_F)]^2 \quad (I-5)$$

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 :

$$N(E) \cong \frac{1}{a^3 V_0} \quad (I-6)$$

On en déduit l'expression de la conductivité :

$$\sigma = \frac{\pi}{4z} \frac{e^2}{\hbar a} \left(\frac{B}{V_0}\right)^2 \quad (I-7)$$

dans laquelle on a supposé $B = 2z I$

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

$$\sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (I-8)$$

On a vu que l'on pouvait inverser le signe de $E_F - E_C$ en faisant varier la concentration. Quand E_F atteint E_C par addition d'impuretés alors la concentration vérifie le critère de MOTT selon lequel :

$$n_C^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05 \quad (I-9)$$

où a_H est le rayon de Bohr.

De même, en présence d'un champ magnétique il existe une valeur critique B_C pour laquelle la transition de ANDERSON a lieu.

I - 3 : MODES DE CONDUCTION POSSIBLES - EXPRESSIONS DE LA CONDUCTIVITE

I-3-1 : Modes de conduction

a) si $E_F > E_C$: l'échantillon est métallique

* à haute température : les électrons sont excités dans la bande de conduction

* à basse température : les électrons se déplacent librement dans des états délocalisés.

b) si $E_F < E_C$: l'échantillon est isolant

BISKUPSKI (1) a mis en évidence, dans InP, des régimes de conduction différents suivant la température :

* à haute température (entre 10 et 100K) : excitation des électrons dans la bande conduction.

* pour des températures comprises entre 2 et 10K (suivant la concentration en impuretés) : excitation des électrons au front de mobilité.

* à basse température : conduction par sauts :

1 - au plus proche voisin

2 - à distance variable.

Il est possible de déterminer la forme de la conductivité dans chacun de ces cas.

I-3-2 : Expressions de la conductivité

a) Haute température

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

$$\sigma = n e \mu \quad (\text{I-10})$$

n et μ étant respectivement la densité et la mobilité électronique.

La densité électronique peut s'écrire :

$$n(E)dE = N(E) f(E) dE \quad (\text{I-11})$$

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

$N(E)$ est donnée par :

$$N(E) = C(E-E_A)^{1/2} \quad (\text{I-12})$$

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 :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} \quad (\text{I-13})$$

donc

$$n = C \int_{E_A}^{\infty} \frac{(E-E_A)^{1/2}}{1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)} dE \quad (I-14)$$

E est supérieur ou égal à E_A , donc grand devant E_F . Par conséquent il est possible de faire l'approximation :

$$1 + \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right) \approx \exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right) \quad (I-15)$$

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

$$n = C \exp\left(-\frac{E_A-E_F}{kT}\right) \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2}}{\exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)} d\varepsilon \quad (I-16)$$

et après intégration :

$$n = d \exp\left(-\frac{E_A-E_F}{kT}\right) \quad (I-17)$$

d est une constante indépendante de l'énergie.

En reportant cette valeur dans l'expression de la conductivité, on trouve :

$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{E_A-E_F}{kT}\right) = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\varepsilon_1}{kT}\right) \quad (I-18)$$

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.

Il est à noter que l'approximation (I-15) revient à passer d'une statistique de Fermi-Dirac à une statistique de type Maxwell-Boltzmann.

b) Température intermédiaire ($E_F < E_C$)

Les électrons sont excités au front de mobilité. Dans ce cas celui-ci joue le rôle du bas de la bande de conduction.

La démarche est rigoureusement identique. L'approximation (I-15) reste valable mais pas pour les mêmes raisons. En effet $E_C - E_F$ n'est plus très grand mais ce mode de conduction s'observant à beaucoup plus basse température, le rapport $\frac{E_C - E_F}{kT}$ reste important.

On arrive donc à l'expression de la conductivité suivante :

$$\sigma = \sigma_2 \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = \sigma_2 \exp\left(-\frac{\epsilon_2}{kT}\right) \quad (\text{I-19})$$

avec σ_2 facteur préexponentiel indépendant de l'énergie.

ϵ_2 représente la différence d'énergie entre le front de mobilité et le niveau de Fermi.

MOTT (5) a remarqué la très bonne adéquation entre la valeur expérimentale de σ_2 mesurée sur un cristal d'InSb (6) et la valeur théorique de la conductivité métallique minimale.

Cela nous amène à écrire la conductivité sous la forme :

$$\sigma = \sigma_{\min} \exp\left(-\frac{\epsilon_2}{kT}\right) \quad (\text{I-20})$$

$$\text{avec } \sigma_{\min} = 0,026 \frac{e^2}{\hbar a}$$

c) Basse température ($E_F < E_C$)

Dans ce cas la contribution à la conductivité, dans l'hypothèse de champs faibles ($eER \ll kT$) est donnée par (5)

$$\sigma = 2 e^2 R^2 v_{\text{ph}} N(E_F) \exp\left(-2\alpha R - \frac{W}{kT}\right) \quad (\text{I-21})$$

Dans cette expression :

$\alpha = \frac{1}{a}$; a est la longueur de localisation

v_{ph} est un facteur dépendant du spectre des phonons

R est la distance entre deux sites

W est la différence d'énergie entre ces deux sites.

Le terme déterminant est $f(R) = 2\alpha R + \frac{W}{kT}$ (I-22)

Deux cas sont à envisager :

c-1) Les deux termes de $f(R)$ ne sont pas comparables

Les états sont fortement localisés $\alpha R \gg 1$ et la température est relativement élevée $\frac{W}{kT} \sim 1$.

Alors la conductivité s'écrit :

$$\sigma = 2 e^2 R^2 v_{ph} N(E_F) \exp\left(-\frac{W}{kT}\right) \quad (I-23)$$

Pour la cohérence d'écriture on notera :

$$\sigma = \sigma_3 \exp\left(-\frac{\epsilon_3}{kT}\right) \quad (I-24)$$

avec ϵ_3 distance énergétique entre deux sites voisins.

(I-24) est l'expression de la conductivité par saut au plus proche voisin.

c-2) Les deux termes de $f(R)$ sont comparables

* Les états sont fortement localisés $\alpha R \gg 1$ et la température est basse $\frac{W}{kT} \gg 1$.

* Les états sont faiblement localisés $\alpha R \sim 1$ (E_F proche de E_C) et la température est relativement élevée $\frac{W}{kT} \sim 1$.

Dans ces deux cas la conduction se fait par saut à distance variable. L'électron cherche le site énergétiquement le plus favorable ; ce qui correspond à :

$$W = \frac{3}{4\pi R^3 N(E_F)} \quad (I-25)$$

La distance de saut moyenne est :

$$\bar{R} = \frac{\int_0^R r^3 dr}{\int_0^R r^2 dr} = \frac{3R}{4} \quad (I-26)$$

Nous supposons que v_{ph} varie très peu avec R et T.

La distance de saut donnant une valeur maximale à la probabilité de saut est donnée par la relation $\frac{\partial f(R)}{\partial R} = 0$, ce qui conduit à une distance de saut maximale (en supposant une densité d'états constante)

$$R = \frac{3^{1/4}}{[2\pi\alpha N(E_F)kT]^{1/4}} \quad (I-27)$$

La probabilité de saut devient en tenant compte de la distance moyenne $\bar{R} = \frac{3R}{4}$

$$p = v_{ph} \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right) \quad (I-28)$$

$$\text{avec } B = B_0 \left\{ \frac{\alpha^3}{kN(E_F)} \right\}^{1/4} \quad \text{et } B_0 = 2 \cdot \left(\frac{3}{2\pi}\right)^{1/4} = 1,66$$

En reportant cette valeur dans l'expression de la conductivité (I-21) on obtient :

$$\sigma = 2e^2 R^2 N(E_F) v_{ph} \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right) \quad (I-29)$$

que l'on peut écrire sous la forme :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right) \quad (I-30)$$

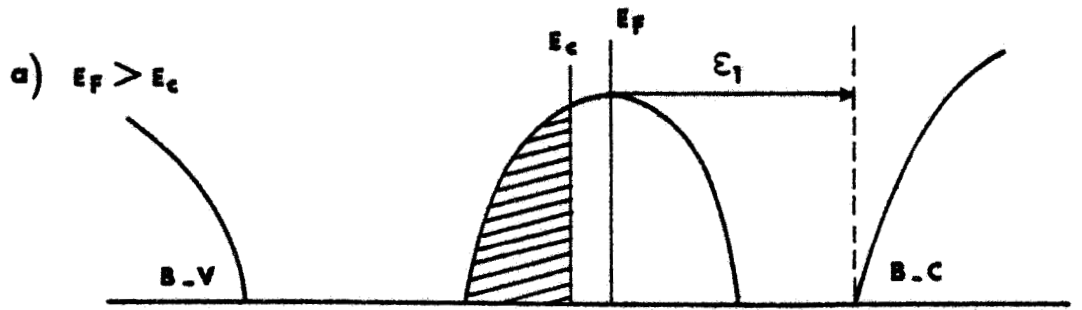
plus connue sous le nom de loi de MOTT

Dans ce modèle la différence d'énergie entre les sites est :

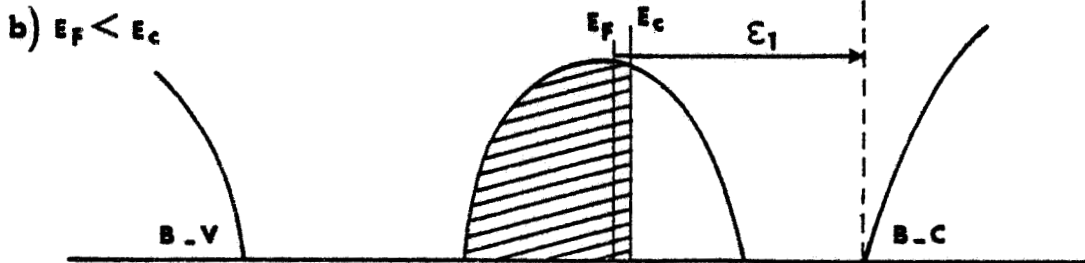
$$W = C \frac{T^{3/4}}{a^{3/4} [N(E_F)]^{1/4}} \quad (I-31)$$

$$\text{avec } C = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{2\pi k}{3}\right)^{3/4}$$

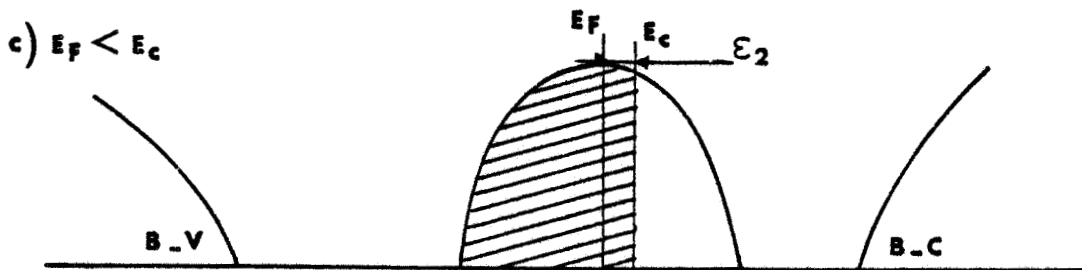
Nous avons vu que différents mécanismes de conduction pouvaient se produire suivant la température et la position du niveau de Fermi par rapport au front de mobilité. Ces mécanismes sont résumés dans la figure I-2.



$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{kT}\right)$$

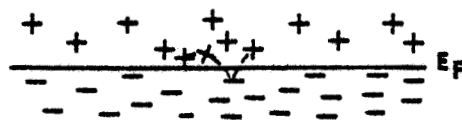


$$\sigma = \sigma_1 \exp\left(-\frac{\epsilon_1}{kT}\right)$$



$$\sigma = \sigma_{\min} \exp\left(-\frac{\epsilon_2}{kT}\right)$$

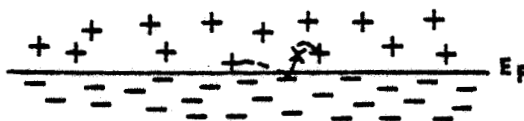
d) $E_F < E_c$



saut au plus proche voisin

$$\sigma = \sigma_3 \exp\left(-\frac{\epsilon_3}{kT}\right)$$

e) $E_F < E_c$



saut à distance variable

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right)$$

FIGURE I-2 : Modes de conduction "classiques". Les états localisés sont hachurés. B-C représente la bande de conduction et B-V la bande de valence.

CHAPITRE 2

Gap de Hubbard - Gap de Coulomb

Dans les différents régimes de conduction que nous venons de rappeler, les interactions électron - électron ne sont pas prises en compte ; or il apparaît que celles-ci jouent un rôle fondamental.

Les interactions coulombiennes ont pour conséquence l'apparition de nouveaux régimes de conduction ainsi qu'un comportement anormal de l'énergie d'activation ϵ_3 en fonction du champ magnétique, du côté isolant de la transition métal - non métal.

Il existe deux sortes d'interactions coulombiennes :

- 1) les interactions à courte portée : par exemple deux électrons sur un même site,
- 2) les interactions à longue portée : par exemple deux électrons sur des sites différents.

L'interaction intrasite est responsable de la formation du gap de Hubbard tandis que l'interaction intersite engendre la formation du gap de Coulomb.

II - 1 : DENSITE D'ETATS D'UNE PARTICULE

L'état fondamental est l'état de plus basse énergie. Les modifications les plus simples que l'on peut apporter à cet état sont des excitations d'une particule : c'est-à-dire l'addition d'une particule ou d'un trou dans le système. L'apport d'un électron correspond à une augmentation de l'énergie (mesurée à partir du niveau de Fermi), tandis que l'ajout d'un trou réduit celle-ci.

La distribution de ces énergies définit la densité d'états d'une particule $n_1(E)$. On peut également considérer $n_1(E)$ comme une densité d'excitations. J. DAVIES a proposé de diviser cette densité en quatre parties correspondant aux différents processus élémentaires pouvant se produire sur le site i (7)

a) $n_h^2(E)$: addition d'un trou à un site doublement occupé, demandant l'énergie : $-[(E_1^0 + U) - E_F]$ où E_1^0 est l'énergie du site sans interaction, U le potentiel d'interaction intrasite et E_F l'énergie au niveau de Fermi.

- b) $n_h^1(E)$: addition d'un trou à un site simplement occupé, demandant l'énergie : $-(E_i^0 - E_F)$
- c) $n_e^1(E)$: addition d'un électron à un site simplement occupé, demandant l'énergie : $+[(E_i^0+U) - E_F]$
- d) $n_e^0(E)$: addition d'un électron à un site inoccupé, demandant l'énergie : $+(E_i^0 - E_F)$

II - 2 : GAP DE HUBBARD

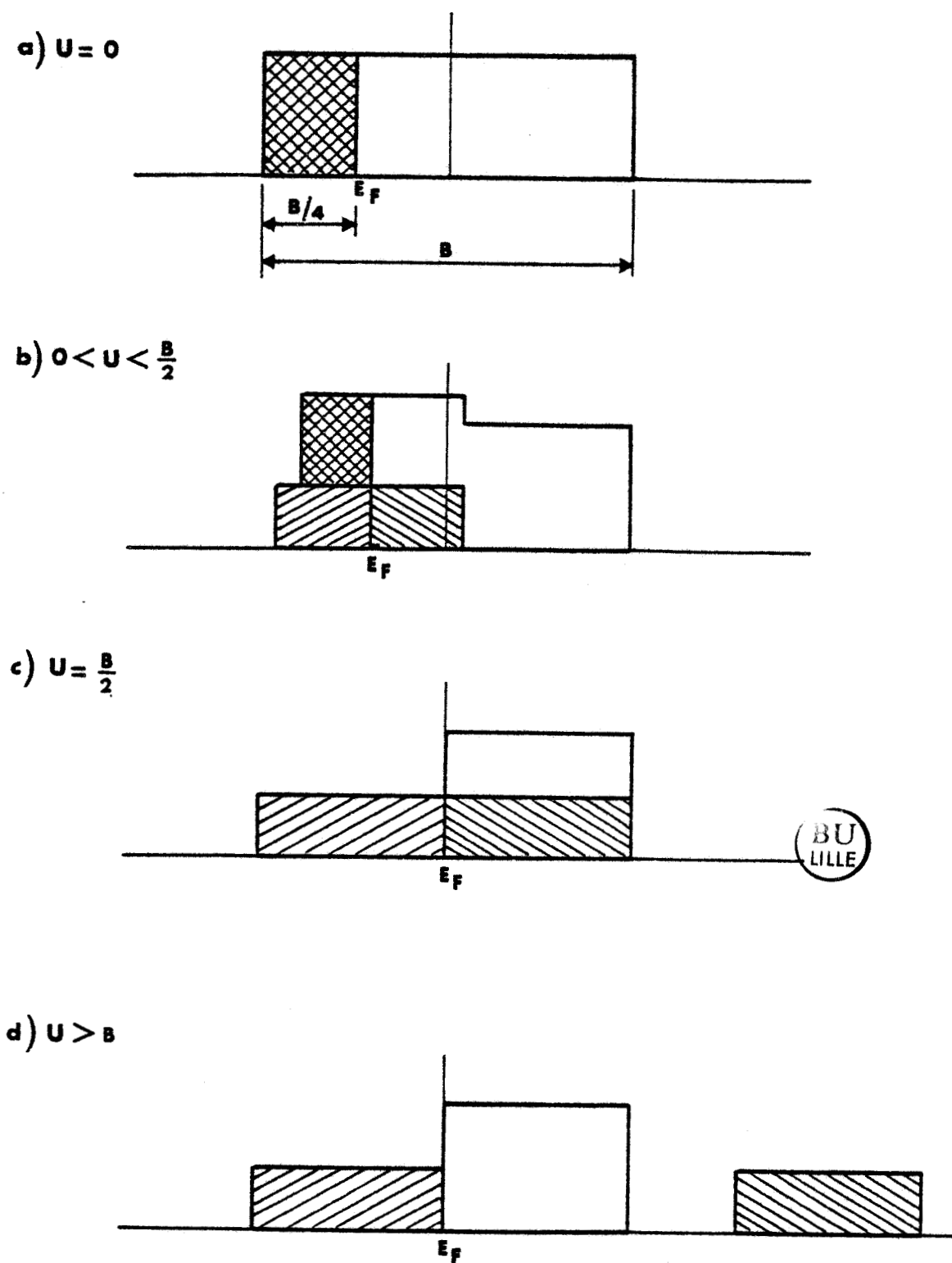
On supposera que la densité d'états est une distribution carrée de largeur B et que l'interaction intrasite est la même sur chaque site. Nous allons procéder en plusieurs étapes en donnant différentes valeurs à U (figure II-1).

1) $U = 0$: dans ce cas le quart des sites est doublement occupé et le niveau de Fermi E_F se trouve à $-\frac{1}{4}B$. Seules les bandes n_e^0 et n_h^2 existent.

2) $0 < U < \frac{1}{2}B$: des électrons se trouvant sur des sites doublement occupés vont être excités et sauter sur des sites non occupés ; ce qui correspond à l'addition d'un trou pour les sites ayant perdu un électron et à l'addition d'un électron pour les sites inoccupés. C'est-à-dire que l'on va créer les bandes n_e^1 et n_h^1 de part et d'autre du niveau de Fermi. Simultanément le niveau de Fermi se déplace vers des énergies plus grandes.

3) $U = \frac{1}{2}B$: tous les électrons sur des sites doublement occupés sont excités. La bande n_h^2 n'existe plus. Il reste les bandes n_e^0 , n_h^1 , n_e^1 . Cette dernière se trouve à des énergies supérieures de U à n_h^1 . Le niveau de Fermi se trouve à 0. Ceci suppose implicitement une compensation nulle. La moitié des sites est maintenant occupée par un électron, donc augmenter U n'aura plus d'effet sur le niveau de Fermi.

4) $U > B$: la bande n_h^1 est composée de sites ayant pour énergie : $-(E_i^0 - E_F)$. La bande n_e^1 est formée de sites ayant pour énergie : $+[(E_i^0+U) - E_F]$. Donc accroître U n'a aucun effet sur la bande n_h^1 , par contre la bande n_e^1 est rejetée loin en énergie. Ce phénomène provoque



BU
LILLE

FIGURE II-1 : Importance des bandes n_h^2 , n_h^1 , n_e^1 , n_e^0 pour différentes valeurs de U et position du niveau de Fermi.

un "gap", dans lequel il n'y a pas possibilité d'exciter une particule ; ce gap se développe entre les bandes n_h^1 et n_e^1 et se nomme gap de Hubbard. n_e^1 est la bande de Hubbard supérieure.

II - 3 : GAP DE COULOMB POUR DES ECHANTILLONS SITUES DU COTE ISOLANT DE LA TRANSITION METAL - NON METAL

Considérons un système désordonné d'états électroniques localisés proches du niveau de Fermi. Nous supposons que la longueur de localisation est beaucoup plus faible que la distance entre centres et que le recouvrement des fonctions d'onde est négligeable.

L'énergie d'un tel système s'écrit (8) :

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

où E_i^0 est l'énergie du site sans interactions

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

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

K est la constante diélectrique

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

En écrivant l'énergie d'excitation d'une particule sous la forme

$$E_i = E_i^0 + \sum_j e_{ij} n_j \quad (\text{II-2})$$

le transfert d'un électron du site i au site j (respectivement occupé et vide dans l'état fondamental) accroît l'énergie du système de :

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

e_{ij} est le terme décrivant l'interaction de Coulomb de la paire électron - trou.

Dans la suite nous appellerons ϵ la différence $E_j - E_i$.
Faisons l'hypothèse d'une densité d'états constante N_0 . Dans le faible intervalle d'énergie ϵ , centré sur le niveau de Fermi, la distance moyenne entre les états est donnée par :

$$N_0 \epsilon \approx n \approx \frac{1}{R^3} \quad \text{c'est-à-dire}$$

$$R \approx (N_0 \epsilon)^{-1/3} \quad (\text{II-4})$$

La valeur de ϵ qui annule (II-3) est :

$$\Delta = \epsilon_m = e_{ij} = \frac{e^2}{K r_{ij}}$$

soit

$$\Delta = \frac{e^3 N_0^{1/2}}{K^{3/2}} \quad (\text{II-5})$$

si $\epsilon \ll \Delta$ alors l'énergie d'interaction $\frac{e^2}{KR} = \frac{e^2}{K} (N_0 \epsilon)^{1/3}$ est supérieure à ϵ , ce qui est incompatible avec l'inégalité (II-3).

En effet, supposons la conclusion vraie :

$\frac{e^2}{KR} > \epsilon \rightarrow \Delta \left(\frac{\epsilon}{\Delta}\right)^{1/3} > \epsilon$ ou $\Delta > \epsilon^{2/3} \Delta^{1/3}$ ce qui compte tenu de l'hypothèse $\epsilon \ll \Delta$ est réalisé.

Nous ne pouvons donc pas utiliser une densité d'états constante, ceci nous amenant à une contradiction avec l'inégalité (II-3).

Nous devons toujours avoir : $\epsilon > \Delta$. Pour cela il suffit que Δ diminue avec ϵ et tende vers 0 quand E tend vers E_F .

Plus précisément, Δ étant égal à $\frac{e^3 N_0^{1/2}}{K^{3/2}}$ il faut que Δ décroisse comme ϵ^2 (8).

Nous avons donc vu que l'ouverture du gap de Coulomb, centré au niveau de Fermi (contrairement au gap de Hubbard) est une conséquence de l'inégalité (II-3) qui veut que $\epsilon - \frac{e^2}{K r_{ij}}$ soit positif c'est-à-dire qu'il y ait effectivement transfert d'un électron du site i au site j . La décroissance de la densité d'états près du niveau de Fermi est en ϵ^2 .

Il est à remarquer que le niveau de Fermi est au centre du gap quel que soit la compensation. En effet nous n'avons émis aucune hypothèse à ce sujet.

Nous allons maintenant envisager les conséquences de l'ouverture d'un gap de Coulomb.

II - 4 : INFLUENCE DU GAP DE COULOMB SUR LA CONDUCTIVITE - ANALOGIE

$$\underline{\text{LOI } T^{-1/4}, \text{ LOI } T^{-1/2}}$$

Nous avons vu dans le chapitre I que dans le cas d'une conduction par saut à distance variable, la conductivité pouvait se mettre sous la forme :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right)$$

et que la différence d'énergie entre les sites est :

$$W = C \frac{T^{3/4}}{a^{3/4} [N(E_F)]^{1/4}}$$

Cette formulation a été envisagée en ne tenant pas compte des interactions électron - électron.

Nous venons de montrer que, dans certaines conditions, la densité d'états $N(E_F)$ au niveau de Fermi pouvait s'annuler.

Deux cas sont à examiner suivant la valeur de kT .

a) La température est assez élevée pour pouvoir négliger l'influence du gap c'est-à-dire $W \gg \Delta$, ce qui correspond à

$$T \gg T_C = \frac{e^4 N(E_F) a}{K^2} \quad (\text{II-6})$$

Dans ces conditions la loi de MOTT est valable et la conductivité est donnée par :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{B}{T^{1/4}}\right)$$

b) Si $T \ll T_C$, alors on ne peut plus négliger le gap de Coulomb et la loi de MOTT n'est plus applicable. SHKLOVSKII et coll. (8) ont montré que la conductivité pouvait alors de mettre sous la forme :

$$\sigma = \sigma'_0 \exp -\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \quad (\text{II-7})$$

II - 5 : GAP DE COULOMB POUR LES ECHANTILLONS SITUES DU COTE METALLIQUE
DE LA TRANSITION METAL - NON METAL

La théorie du liquide de Fermi prévoit une densité d'états électronique variant peu avec l'énergie près du niveau de Fermi, même en tenant compte des interactions entre électrons.

La situation est différente si le libre parcours moyen électronique dû à la diffusion par les impuretés est fini. Dans ce cas, l'interaction électron - électron entraîne une décroissance de la densité d'états au niveau de Fermi (9) (10).

Le terme de correction est donné par :

$$\delta N(E_F) = \frac{\lambda}{2\sqrt{2} \pi^2} \frac{|\epsilon|^{1/2}}{(\hbar D)^{3/2}} \quad (\text{II-8})$$

où λ est la constante d'interaction et D la constante de diffusion.

$$|\epsilon| = |(\epsilon_j - \epsilon_i) - E_F| \text{ et } \epsilon_j : \text{énergie du site } j.$$

Ce phénomène conduit à une dépendance des paramètres physiques en $T^{1/2}$ (11). Par exemple la correction à la conductivité est donnée par :

$$\delta\sigma = A T^{1/2} + BT \quad (\text{II-9})$$

Le second terme, dans $\delta\sigma$, provient d'un effet de délocalisation dû à la diffusion inélastique électron - électron.

ALTSHULER et ARONOV (12) ont montré qu'en présence d'un champ magnétique la correction à la densité d'états pouvait s'écrire :

$$\left. \begin{aligned}
 \text{a) si } \varepsilon \gg kT \quad \delta N(E_F) &= N_B(E_F) - N_{B=0}(E_F) \cong -\lambda^C \frac{B^2}{\varepsilon^{3/2}} \\
 \text{b) si } \varepsilon \ll kT \quad \delta N(E_F) &\cong -\lambda^C \frac{B^2}{T^{3/2}} \\
 \text{c) si } \omega_B \gg \varepsilon, kT \quad \delta N(E_F) &\cong -\lambda^C \sqrt{B}
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II-10})$$

où λ^C est la constante de couplage électron - électron renormalisée

$$\lambda^C = \frac{1}{\lambda^{-1} - \text{Log} \frac{\max(\varepsilon, T, \omega_H)}{\varepsilon_0}}$$

$\omega_B = \frac{4DeB}{C}$ et $\varepsilon_0 = E_F$ dans le cas de la répulsion coulombienne.

Donc dans tous les cas, l'augmentation du champ magnétique entraîne un creusement de la densité d'états au niveau de Fermi.

Nous avons vu que :

1) pour des échantillons isolants, les interactions électron - électron creusent un gap de Coulomb. La densité d'états est proportionnelle à ε^2 et nulle au niveau de Fermi. Dans ce cas,

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} \quad \text{par analogie avec la loi de MOTT.}$$

2) pour des échantillons métalliques, les interactions électron - électron entraînent une correction à la densité d'états en $\varepsilon^{1/2}$.

L'augmentation du champ magnétique creuse le gap. Dans ces conditions la conductivité est corrigée par un terme $\delta\sigma = AT^{1/2}$. Cette correction sera d'autant plus prononcée que l'on se placera à basse température.

II - 6 : SAUTS CORRELES D'ELECTRONS

Dans le modèle de SHKLOVSKII, nous avons supposé le transfert d'une charge du site i au site j. Nous pouvons imaginer que ce saut n'est pas unique mais que dans le voisinage immédiat du site i, d'autres

électrons sautent également. C'est l'étude d'un tel mécanisme que nous allons aborder.

Dans le modèle de percolation, AMBEGAOKAR et coll. ont construit un réseau aléatoire de la manière suivante (13) : on commence par placer dans le réseau les résistances les plus petites puis on ajoute des mailles ayant des résistances de plus en plus grandes. De petits amas conducteurs apparaissent qui grossissent au fur et à mesure de l'introduction dans le réseau des résistances, jusqu'à ce qu'un seul amas s'étende à tout le réseau.

Il apparaît dans ce système une valeur critique Z_C des impédances élémentaires pour laquelle il y a percolation. Cette valeur Z_C doit être une limite inférieure de la résistance de l'échantillon.

Pour une conduction par saut au plus proche voisin, les impédances élémentaires ne dépendent que de la distance intersite. Donc à Z_C correspond une distance intersite critique r_C .

La figure (II-2) représente le trajet des électrons contribuant à la conductivité, d'après BRENIG (14).

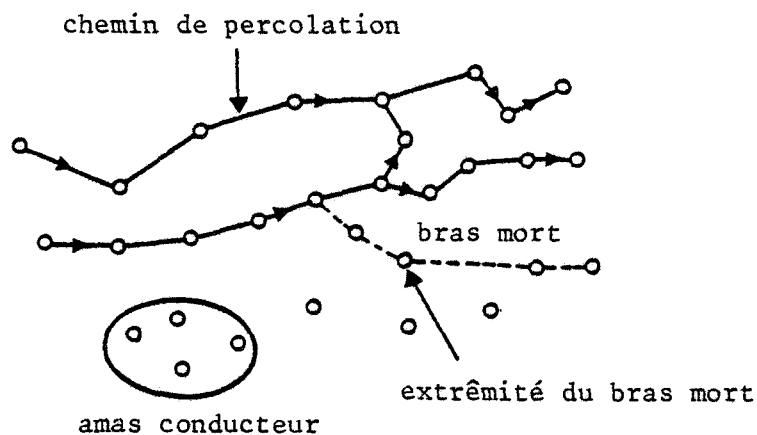


FIGURE II-2 : Trajet des électrons contribuant à la conduction

Les sauts d'électrons sur les chemins de percolation conduisent le courant contrairement aux sauts d'électrons sur les bras morts.

Prenons le cas de quatre sites et deux électrons : deux de ces sites (a et b) étant situés sur un chemin de percolation, les deux autres (c et d) sur un bras mort. Supposons qu'un électron se situe en a tandis que l'autre se trouve sur le site c (figure II-3)

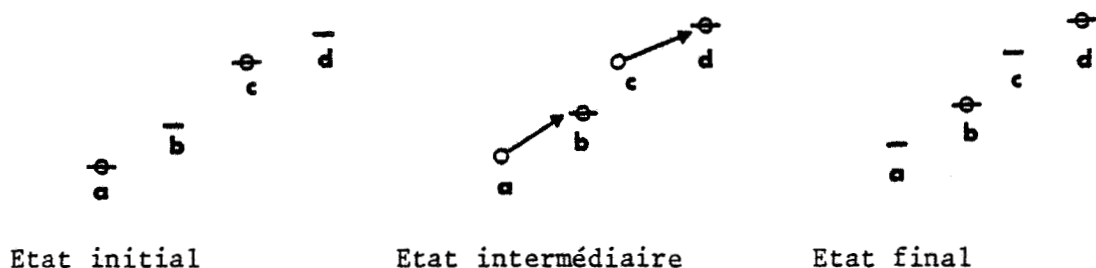


FIGURE II-3 : Mouvement de deux électrons se situant en a et c dans l'état initial. Les sites a et b sont sur un chemin de percolation les sites c et d sur un bras mort.

Considérons le mouvement de la charge a vers le site b en conjonction avec le saut de c vers d. Le mouvement de c vers d modifie la différence d'énergie entre les sites a et b. Sous certaines conditions ces sauts corrélés se feront plus facilement que le mouvement d'un seul électron de a vers b. Ces effets de corrélation sont d'autant plus importants que la température est basse ou que la densité d'états localisés est importante. Les sauts des électrons situés en a et c peuvent être consécutifs ou simultanés. Dans les deux cas il faut considérer le saut de a vers b comme principal et transportant le courant, tandis que le saut de c vers d n'est qu'une transition auxiliaire ne véhiculant aucun courant. Celle-ci ne fait qu'augmenter la probabilité de saut de a vers b.

Si $\epsilon_A = \frac{e^2}{Kr}$ représente l'énergie d'interaction de Coulomb alors MILLER et ABRAHAMS ont donné à ϵ_3 la forme :

$$\epsilon_3 = \epsilon_A (1 - 1,35 K'^{1/3}) \quad (\text{II-11})$$

Plus récemment EFROS et coll. (15) ont pris pour ϵ_3 l'expression :

$$\epsilon_3 = \epsilon_A \theta (1 - 0,29 K'^{1/4}) \quad (\text{II-12})$$

où θ est une constante numérique égale à 0,61 et K' la compensation.

En fait cette expression de ϵ_3 n'est valable que pour des compensations faibles. Des formes différentes ont été données par EFROS et SHKLOVSKII pour des échantillons fortement compensés. Dans notre cas, bien que nos échantillons soient moyennement compensés, nous appliquerons l'expression (II-12) de ϵ_3 , celle-ci semblant se rapprocher plus de la réalité.

POLLAK et coll. (16) ont montré que les sauts corrélés d'électrons réduisaient l'énergie de répulsion de Coulomb. Ce phénomène va donc entraîner une décroissance de ϵ_3 .

Nous avons vu précédemment que la valeur critique de Z_C était fonction de r_C uniquement dans le cas d'une conduction par sauts thermiquement activés. La concentration critique séparant les sauts corrélés des sauts non corrélés a été donnée par KNOTEK (17) ainsi que par MANSFIELD et coll. (18)

$$N_C = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{2KkT}{\theta a_H e^2} \right)^{3/2} \quad (\text{II-13})$$

où a_H est le rayon de Bohr.

Pour le phosphore d'indium $N_C = 1,2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Nous avons représenté sur la courbe (II-1) les résultats obtenus sur Si de type p et compilés par CHROBOCZEK et coll. (19).

Dans la région appelée LCR I, les valeurs de ϵ_3 sont approximativement celles prévues par la théorie sans tenir compte des corrélations.

Dans les régions LCR II et ICR, les valeurs de ϵ_3 s'écartent de plus en plus de la théorie pour atteindre pratiquement zéro à la transition métal - isolant.

Sur des échantillons où la conduction se fait par sauts thermiquement activés, MANSFIELD et coll.(18) ont obtenu des valeurs de ϵ_3 variant avec le champ magnétique. Ce phénomène s'explique également par la corrélation. En effet l'application d'un champ magnétique réduit les orbitales, ce qui revient à augmenter la distance entre donneurs et donc, par rapport à la courbe (II-1) à se déplacer vers les r croissants.

CHAPITRE 3

Position du probleme

Dispositifs experimentaux

III - 1 : POSITION DU PROBLEME

A la suite de travaux effectués au laboratoire (1), (2), un certain nombre de problèmes étaient restés en suspens.

Les expériences avaient été réalisées soit sur un nombre restreint d'échantillons (2), soit à des températures relativement élevées (1).

BISKUPSKI (1) a soulevé des problèmes tels que :

- pourquoi observe-t-on un régime ϵ_2 dans un échantillon qui est considéré comme métallique d'après le critère de MOTT ($n_C^{1/3} a_H = 0,26 \pm 0,05$) ?
- dans les échantillons isolants, l'énergie d'activation ϵ_3 , correspondant au régime de conduction par saut au plus proche voisin, semble varier avec le champ magnétique
- dans les échantillons isolants, il apparaît que la constante de Hall n'est plus donnée par la relation générale $R_H = \frac{1}{ne}$.

WOJKIEWICZ (2) a résolu une partie des questions posées. En effet les échantillons sur lesquels avaient été observés un régime ϵ_2 sont en fait isolants à champ magnétique nul.

D'autre part il a mis en évidence d'autres problèmes :

1) * dans la représentation $\text{Log}\rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$, permettant le calcul des énergies d'activation, un champ remarquable B_C a été observé en ce qui concerne les échantillons métalliques. Ce champ sépare un régime métallique d'un comportement isolant. C'est ce que l'on a appelé précédemment la transition de ANDERSON. Pour des champs $B < B_C$ la conductivité tend vers une valeur finie non nulle quand $\frac{1}{T}$ tend vers zéro et pour $B > B_C$ la conductivité tend vers zéro quand $\frac{1}{T}$ tend vers zéro.

* dans la représentation $\sigma = f(T^{1/2})$, pour le même échantillon, on n'observe pas de différence de comportement jusqu'à une valeur de champ magnétique nettement supérieur à B_C . L'extrapolation des courbes à $T = 0$ K engendre, en conséquence, des valeurs de conductivité inférieures à la conductivité métallique minimale.

Il semble y avoir une contradiction nette entre ces deux résultats.

2) Pourquoi observe-t-on des oscillations SHUBNIKOV - DE HAAS dans la magnétorésistance d'échantillons isolants, alors que ces oscillations sont traitées par un modèle faisant appel à la théorie des électrons quasi-libres ?

Dans ce travail nous avons essayé de résoudre une partie des problèmes posés. Pour ce faire nous avons été amenés à tracer un diagramme champ magnétique - concentration en impuretés. Nous avons tracé ce diagramme en tenant compte des résultats obtenus sur une dizaine d'échantillons placés dans un champ magnétique variant de 0 à 12 T et à des températures aussi basses que 60 mK.

III - 2 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

Avant de commencer l'étude de la résistivité et de l'effet Hall en champ magnétique intense et à basse température, il nous faut connaître la concentration en impuretés et la compensation des échantillons.

Nous avons donc deux types d'expériences à réaliser :

1) La caractérisation des échantillons

a) La connaissance de la concentration en impuretés nécessite des mesures d'effet Hall à température ambiante (pour InP). La constante de Hall, à partir de laquelle on calcule la concentration ($n = \frac{1}{R_H e}$) est déterminée par : $R_H = \frac{V_H d}{IB}$ dans le cas où la tension de Hall V_H varie linéairement avec le champ magnétique. I est le courant qui polarise l'échantillon et d l'épaisseur de celui-ci. Cette linéarité est observée dans InP. Il n'est donc pas nécessaire de faire des expériences en champ magnétique intense pour déterminer la concentration en impuretés des échantillons.

b) La méthode de BROOKS-HERRING permet de donner une estimation correcte de la compensation K ($K = \frac{N_A}{N_D}$ où N_D est le nombre de donneurs et N_A le nombre d'accepteurs). Cette méthode consiste en une étude de la

mobilité en fonction de la température.

Dans le processus de diffusion par les impuretés ionisées et pour un matériau non dégénéré, BROOKS et HERRING ont donné la forme suivante à la mobilité μ :

$$\mu = \frac{2^{7/2}}{\pi^{3/2}} \frac{K^2 (kT)^{3/2}}{m^{*1/2} e^3 N_i} \frac{1}{f(x)} \quad (\text{III-1})$$

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

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

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

Dans InP la variation de la mobilité en $T^{3/2}$ s'observe pour des températures comprises entre 20 et 60 K (1). Il n'est donc pas utile de poursuivre les expériences jusqu'aux très basses températures pour déterminer une valeur approximative de la compensation.

2) Mesures de résistivité et d'effet Hall en champ magnétique intense et à basse température

a) Plusieurs méthodes permettent d'induire une transition métal-isolant. Celle qui paraît la plus naturelle consiste à faire varier le nombre d'impuretés. Mais cette expérience n'est pas facilement réalisable et un certain nombre de paramètres évolueraient. Par contre l'application d'un champ magnétique n'introduit qu'une variation du rayon de Bohr, les autres paramètres restants constants. Les résultats des deux méthodes sont comparables. En effet diminuer la concentration en impuretés revient à augmenter la distance entre celles-ci, c'est-à-dire favoriser la localisation électronique ; d'un autre côté l'application d'un champ magnétique contracte les orbitales ce qui tend à favoriser également cette même localisation. La deuxième méthode est, d'un point de vue expérimental, beaucoup plus facile à mettre en oeuvre. Parmi nos échantillons, aucun n'est suffisamment proche de la concentration critique de MOTT pour qu'une transition métal - isolant se produise à faible

champ. Le plus proche de cette concentration critique est l'échantillon noté 401. Comme nous le verrons plus tard, lui faire subir une transition nécessite un champ magnétique de plus de 7T. Par ailleurs, grâce à l'application d'un champ magnétique intense, nous pourrions mettre en évidence des changements de régime de conduction.

b) Nous avons déjà signalé dans l'introduction que les interactions électron - électron jouent un rôle très important dans la compréhension de nombreux phénomènes. Or les effets dus aux interactions (que ce soit du côté isolant ou métallique de la transition) sont de plus en plus prononcés quand on baisse la température. Sur InP il faut atteindre des températures inférieures au degré Kelvin pour pouvoir observer ces effets. Dans le premier chapitre nous avons montré qu'une conduction par saut à distance variable pouvait se produire dans deux cas différents. L'un d'entre eux nécessite également des températures très basses.

Nous avons donc deux schémas d'expériences différentes :

- 1) expériences à haute température et à champ faible : caractérisation d'échantillons et quelques "préexpériences" tel que $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$
- 2) expériences à basse température et en champ intense : mise en évidence des transitions et visualisation des différents modes de conduction.

Les premières sont réalisées à Lille, les secondes à Grenoble.

III-2-1 : Champ faible - Haute température

Les échantillons se présentent sous la forme de parallélépipèdes rectangles de 7,8 x 1,8 x 1 millimètres cubes. Ils sont polis mécaniquement et nettoyés chimiquement pour obtenir une bonne reproductibilité des résultats. Des contacts en étain sont déposés sous atmosphère neutre puis des fils de cuivre sont soudés, également à l'étain, sur ces contacts.

La mesure de la concentration et de la compensation des échantillons est systématique. Pour cela nous avons automatisé en partie l'expérience. Le microordinateur pilotant celle-ci est un apple IIe. Il commande l'alimentation du champ magnétique et recueille les valeurs

des différents appareils utilisés comme le montre la figure III-1.

La réalisation de l'automatisation a nécessité quatre interfaces :

- une interface IEEE pour la mesure de la tension Hall V_H
- une interface BCD série parallèle pour la mesure de la température
- une interface BCD parallèle pour la mesure de la tension aux bornes de l'échantillon V_e
- un convertisseur numérique - analogique pour la commande de l'alimentation du champ magnétique (A.C.M.).

Les deux interfaces BCD et le convertisseur numérique - analogique ont été réalisés à l'atelier d'électronique. Des détails supplémentaires sont donnés dans l'annexe 1.

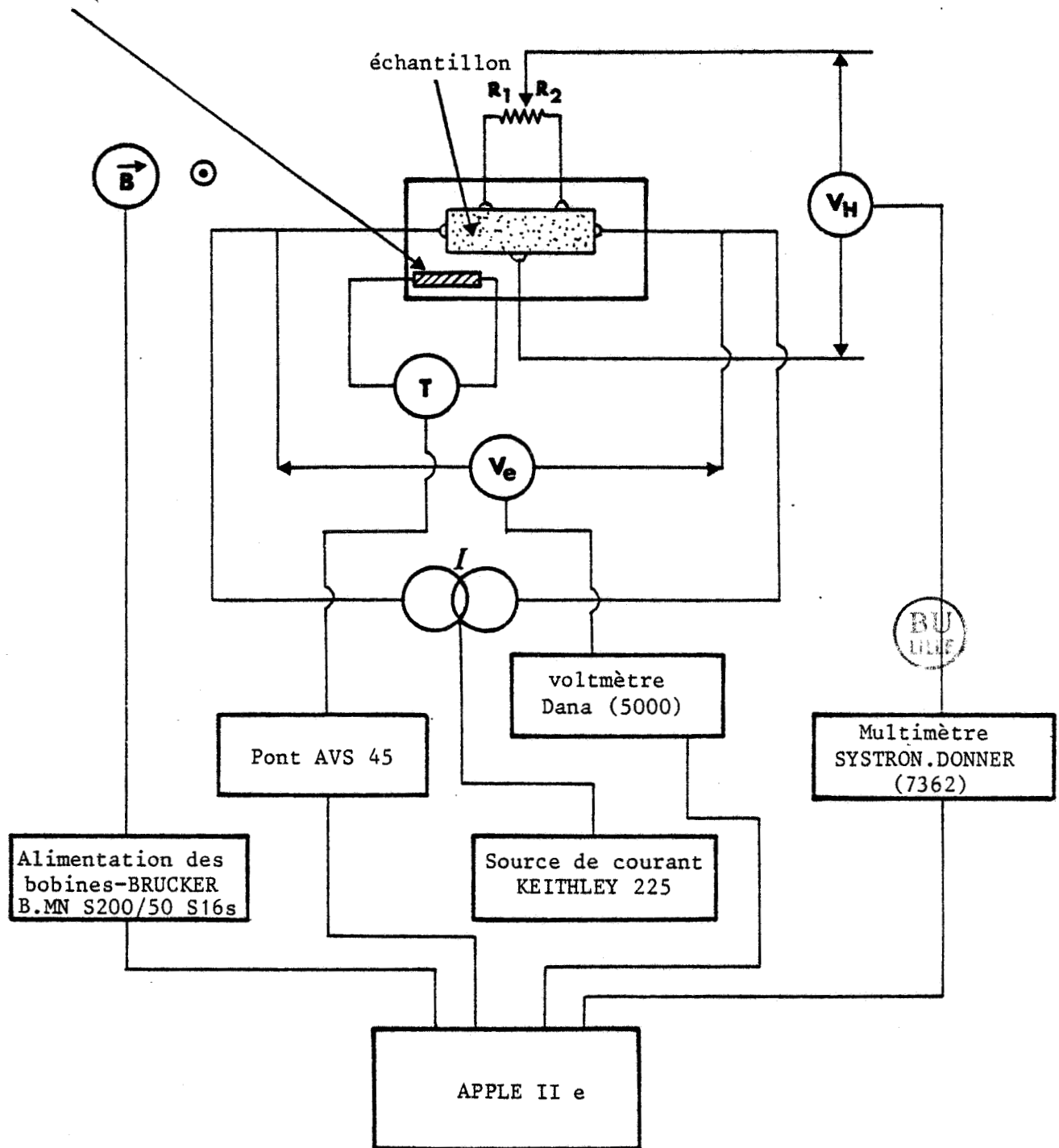
La tension de commande de l'A.C.M. varie entre 0 et 3,3 V (3,3 V correspondant à un champ de 0,96 T pour un entrefer de 9 cm). Nous faisons 26 mesures pour une montée de champ. La caractéristique $B = f(V)$ de l'aimant n'étant pas linéaire il nous a fallu étalonner le champ magnétique pour avoir une répartition correcte des mesures. Le programme d'acquisition de données comporte donc une matrice de conversion tension de commande champ magnétique.

La mesure de la température s'effectue par l'intermédiaire d'un pont de résistance. Là encore il faut une matrice de conversion résistance - température. En fait, deux matrices sont nécessaires puisque nous utilisons pour les basses températures une sonde au carbone et pour les hautes températures une sonde au platine.

Les caractéristiques des sondes $T = f(R)$ n'ont pas d'équation valable sur toute la gamme de résistance. Nous avons donc découpé ces caractéristiques en plusieurs parties pour lesquelles nous avons trouvé une équation tout à fait correcte. L'écart entre les valeurs données par le constructeur et celles déduites des différentes équations est toujours inférieur à 1 pour 1000.

Le programme d'acquisition a été écrit en Basic (mis à part les sous-programmes correspondant à la lecture des interfaces), l'expérience

sonde } - platine : $T > 77K$
 - carbone : $T < 77K$



- commande l'alimentation des bobines
- reçoit des informations : 1) température à proximité de l'échantillon
- 2) tension aux bornes de l'échantillon : V_e
- 3) tension Hall : V_H

FIGURE III-1 : Banc de mesure

ne demandant aucune rapidité d'exécution. En effet nous sommes amenés à introduire des temporisations pour la stabilisation du champ magnétique et des différentes valeurs de tension.

Déroulement d'une séquence de mesures

- 1) on fixe une température :
 - $T < 4,2 \text{ K}$: en jouant sur la pression s'exerçant sur le bain d'hélium
 - $T > 4,2 \text{ K}$: à l'aide du régulateur de température (BT 300-301-MC2).
- 2) on fixe le courant polarisant l'échantillon
Trois contraintes sont à respecter :
 - il faut être dans une région ohmique
 - le courant doit être assez faible pour éviter les échauffements
 - une intensité qui permet la détection d'une tension de Hall.
- 3) on place les bobines de telle sorte que le courant et le champ magnétique soient orthogonaux et que la tension de Hall soit maximale.
- 4) réglage de R_1 et R_2 (figure III-1) pour annuler les tensions de désalignement.
- 5) délai d'attente pour la stabilisation de la température
- 6) on se fixe un sens de courant et un sens de champ magnétique (par exemple $I_+ B_+$)
- 7) on monte le champ par palier. A chaque palier on enregistre la tension aux bornes de l'échantillon V_e et la tension de Hall V_H (après stabilisation du champ magnétique)
- 8) on inverse le sens du courant ($I_- B_+$)
- 9) descente de champ toujours par palier (enregistrement de V_e et V_H)
- 10) mesure de la température
- 11) on inverse le sens du champ magnétique ($I_- B_-$)
- 12) montée du champ (enregistrement de V_e et V_H)
- 13) on inverse le sens du courant ($I_+ B_-$)
- 14) descente du champ (enregistrement de V_e et V_H)
- 15) mesure de la température
- 16) on tourne les bobines de $\frac{\pi}{2}$
- 17) montée du champ (enregistrement de V_e ; $V_H = 0$)
- 18) on inverse le sens du courant
- 19) descente du champ (enregistrement de V_e)
- 20) mesure de la température.

Une fois la séquence terminée, les mesures enregistrées dans la mémoire vive du microordinateur sont transférées sur une disquette pour permettre une exploitation ultérieure.

Exploitation des résultats

L'exploitation se fait également par le microordinateur.

Le programme écrit en conséquence effectue les opérations suivantes :

- moyenne des tensions de Hall, des tensions transverses et longitudinales aux bornes de l'échantillon.
- calcul et tracé des courbes des magnétorésistances transverses et longitudinales
- courbe tension de Hall - champ magnétique
- calcul de la constante de Hall par régression
- calcul de la concentration effective et de la mobilité

Une fois ce travail terminé, les résultats sont enregistrés sur disquette pour permettre une exploitation en fonction de la température.

Ce dernier programme permet de tracer les courbes :

- résistivité en fonction de la température pour différentes valeurs de champ magnétique
- constante de Hall en fonction de la température
- mobilité en fonction de la température.

Ce programme permet également un réarrangement des résultats, donnés non plus en fonction du champ magnétique mais en fonction de la température.

III-2-2 : Champ intense - Basse température

Le dispositif expérimental pour les mesures à basse température et en champ magnétique intense a été réalisé par A. BRIGGS au CRTBT et au SNCI de Grenoble.

Les mesures de résistivité ont été faites entre 4,2 K et 60 mK dans un cryostat à dilution. Nous avons utilisé des bobines supraconductrices produisant 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.

CHAPITRE 4

«Classification» des échantillons
à partir de différentes
representations de la resistivite

IV - 1 : LA CONCENTRATION CRITIQUE DE MOTT, n_C

Nous avons à notre disposition neuf échantillons différents dont les concentrations, déduites de mesures d'effet Hall, sont les suivantes.

Les concentrations sont données en m^{-3} .

InP 601	: n = 4,20 10^{23}
InP 504	: n = 1,24 10^{23}
InP 401	: n = 8,20 10^{22}
InP 304	: n = 4,80 10^{22}
InP 1000	: n = 4,00 10^{22}
InP 811	: n = 2,60 10^{22}
InP 204	: n = 1,50 10^{22}
InP 107	: n = 1,10 10^{22}
InP 1104	: n = 4,30 10^{21}

La compensation de chaque échantillon a été déterminée par BISKUPSKI (1) d'après la méthode de BROOKS-HERRING. Elle se situe toujours aux environs de 0,5.

Le critère de MOTT ($N_C^{1/3} a_0 = 0,26 \pm 0,05$), appliqué au phosphore d'indium, situe la concentration critique n_C entre 1,58 et 5,08 $10^{22} m^{-3}$. a_0 est le rayon de BOHR. WOJKIEWICZ (2) a pu déterminer cette valeur plus précisément, grâce aux résultats expérimentaux. En effet d'après la courbe (IV-1), représentant la résistivité en fonction de l'inverse de la température à champ magnétique nul pour différents échantillons, le 304 présente un caractère isolant. La concentration en impuretés de celui-ci étant de 4,80 $10^{22} m^{-3}$, n_C est donc compris entre 4,8 et 5,08 $10^{22} m^{-3}$. Dans la suite nous utiliserons une concentration critique égale à 5 $10^{22} m^{-3}$. Cette valeur situe la constante du critère de MOTT à 0,309.

La variation de résistivité de l'InP 601 n'excède pas 13% pour un champ magnétique pouvant atteindre 11 Tesla et une température comprise entre 4,2 K et 60 mK. La concentration de cet échantillon est à peu près dix fois supérieure à n_C . De plus le niveau de Fermi est dans la

bande de conduction et nous avons donc affaire à un système d'électrons libres dans une bande large. En conséquence, cet échantillon sera le plus souvent écarté de notre travail.

D'après cette première étude nous avons, en omettant l'InP 601, deux catégories d'échantillons. D'une part le 504 et le 401 situés du côté métallique de la transition métal - non métal, d'autre part le 304, le 1000, le 811, le 204, le 107 et le 1104 situés du côté isolant de cette transition.

Cette classification est représentée sur la figure IV-1.

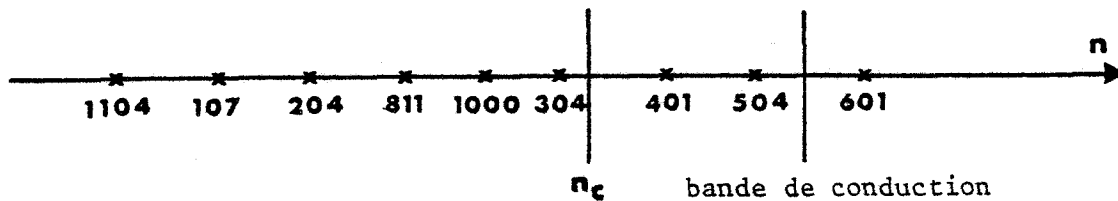


FIGURE IV-1 : "Position" des échantillons par rapport à la bande de conduction et à la concentration critique de MOTT.

Nous allons voir comment cette première ébauche de classification peut être transformée. L'argumentation se base sur diverses représentations de la résistivité.

IV - 2 : COMPORTEMENT EN FONCTION DU CHAMP MAGNETIQUE : UNE AUTRE

CONCENTRATION CRITIQUE n'_c

IV-2-1 : Ordre zéro

Pour que l'on puisse observer l'évolution globale de la résistivité en fonction du champ magnétique à différentes températures, nous sommes amenés à utiliser une échelle assez importante, ce qui évidemment masque tous les "petits" effets (ou effets du premier ordre). Néanmoins

bien que ceux-ci puissent être considérés comme quantitativement faibles, ils sont très importants d'un point de vue qualitatif.

C'est pourquoi il feront l'objet d'une étude particulière. Nous entendons par effets du premier ordre : magnéto-résistance négative et éventuellement oscillations SHUBNIKOV - DE HAAS.

La courbe (IV-2) représente la résistivité en fonction du champ magnétique à différentes températures pour quelques échantillons. Nous n'avons pas reporté la totalité des résultats par souci de clarté.

Pour l'InP 401, nous remarquons l'indépendance de la résistivité par rapport aux deux variables que sont le champ magnétique et la température, au moins jusqu'à un champ de 8 T. Au-delà de cette valeur, plus la température diminue, plus l'évolution de la résistivité est marquée et plus cette évolution commence tôt en champ, mais sans jamais débiter avant 8 T. Il est à noter que ce champ de 8 Teslas n'est pas déterminé de façon précise. Nous verrons plus loin une méthode permettant d'arriver à une valeur plus juste.

Les comportements des échantillons 304 et 1000 sont identiques à celui du 401, mis à part la valeur du champ pour lequel commence l'accroissement de la résistivité.

En ce qui concerne les échantillons 811, 204, 107 et 1104, le comportement est totalement différent. Même à champ magnétique nul nous observons une variation de la résistivité en fonction de la température. Cette variation est d'autant plus forte que la concentration est faible. Par exemple, à champ magnétique nul, la résistivité de l'InP 204 passe de $66 \Omega \cdot \text{cm}$ à 1 K à $296 \Omega \cdot \text{cm}$ à 0,622 K, soit une augmentation de 350 % pour une variation de 0,378 K.

Nous avons donc deux comportements rigoureusement opposés. D'une part le 401, le 304 et le 1000 : indépendance de la résistivité par rapport au champ magnétique, quelle que soit la température, jusque B_C (B_C étant relié à la concentration). D'autre part le 811, le 204, le 107 et le 1104 : dépendance très prononcée

de la résistivité en fonction de la température, même à champ magnétique nul.

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- le 401 est métallique à $B = 0$. Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, l'application d'un champ magnétique dans un échantillon métallique peut provoquer une transition de ANDERSON. Nous verrons un peu plus tard que ce champ de transition est égal à 7,35 T pour le 401. Il est donc normal d'observer une indépendance de la résistivité par rapport à B et T en dessous de cette transition et une dépendance de plus en plus marquée par rapport au champ magnétique une fois le changement de régime atteint.
- les échantillons 811, 204, 107 et 1104 sont classés isolants à $B = 0T$. Il n'est donc pas anormal d'observer, même à champ magnétique nul, une dépendance de la résistivité en fonction de la température.
- les résultats sur le 304 et le 1000 sont plus étonnants. En effet, ces échantillons étant classés isolants à $B = 0T$, on ne voit pas à priori comment ils pourraient subir une transition de ANDERSON.

IV-2-2 : Ordre un : oscillations SHUBNIKOV - DE HAAS

Sur les courbes (IV-3) à (IV-8) représentant les variations de la magnétorésistance $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0}\right)$ en fonction du champ magnétique à différentes températures, nous pouvons observer deux phénomènes.

- 1) Il existe une magnétorésistance négative quel que soit l'échantillon et quelle que soit la température. Cet élément ne peut donc être, à priori, un critère de classification.
- 2) Une oscillation de la magnétorésistance est visible uniquement sur les échantillons 504, 401, 304 et 1000.

Nous avons déjà étudié l'oscillation de magnétorésistance pour l'échantillon 401 (20). Elle a été interprétée par la théorie de SHUBNIKOV - DE HAAS, dans l'hypothèse d'électrons quasi-libres.

Nous pouvons déterminer théoriquement la valeur du champ pour lequel se produit l'oscillation. Cette valeur est donnée par :

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

n étant la concentration en impuretés en m^{-3} et ℓ un entier positif ou nul.

Nous pouvons calculer ce champ pour chaque échantillon concerné et le comparer à la valeur expérimentale. Les résultats sont résumés dans le tableau (IV-1).

Echantillon	Concentration (m^{-3})	Champ théorique (T)	Champ expérimental (T)
InP 504	$1,24 \cdot 10^{23}$	5,22	5,26
InP 401	$8,20 \cdot 10^{22}$	3,96	3,94
InP 304	$4,80 \cdot 10^{22}$	2,77	2,74
InP 1000	$4,00 \cdot 10^{22}$	2,46	2,64

TABLEAU IV-1 : Valeurs théoriques et expérimentales des champs magnétiques où se produisent les oscillations.

Il est à noter que les valeurs théoriques sont en accord pratiquement parfait avec les résultats expérimentaux.

Que cet accord soit très bon pour le 504 et le 401 n'a rien de surprenant. En effet ces deux échantillons sont suffisamment loin de la transition métal - non métal pour que l'application d'une théorie d'électrons quasi-libres soit justifiée.

Cependant cette théorie s'applique avec le même succès pour des échantillons situés du côté isolant de la transition.

En ce qui concerne les échantillons plus purs, c'est-à-dire le 204, le 107 et le 1104, on s'attendait à l'absence d'oscillation. Il reste néanmoins un problème quant au 811. Si nous n'observons pas réellement d'oscillation, on peut constater une déformation dans la magnétorésistance. Cette déformation se traduit par un plat se situant à l'endroit où devrait se produire une oscillation. La valeur du champ théorique est égale à 1,84 T et le centre du plat se situe à 1,78 T.

Les courbes expérimentales font apparaître une autre particularité : sur les quatre échantillons 504, 401, 304 et 1000, seul ce dernier présente une oscillation très marquée. Si nous n'essayons pas d'interpréter ce phénomène on peut quand même faire la remarque suivante : le 1000 est le seul échantillon pour lequel on a représenté la magnétorésistance transverse et non longitudinale. Il est donc évident que ces deux considérations sont liées.

Nous avons mis en évidence deux catégories d'échantillons. La première, présentant une oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS traitée par la théorie des électrons quasi-libres, regroupant le 504, le 401, le 304 et le 1000. La deuxième où l'on n'observe pas d'oscillation incluant le 204, le 107 et le 1104. Nous ne savons comment classer le 811, celui-ci ne présentant pas réellement d'oscillation mais une déformation de la magnétorésistance centrée à la valeur du champ théorique de l'oscillation.

IV-2-3 : Représentation de KAWABATA

Pour interpréter le phénomène de magnétorésistance négative TOYOZAWA (21) présuppose l'existence d'un système de moments magnétiques localisés. Ceux-ci n'ont pas été mis en évidence directement dans le cas du phosphore d'indium.

KAWABATA (22) a développé un autre modèle basé sur la théorie des électrons quasi-libres dans lequel sont pris en compte les effets dus à la diffusion inélastique électron - électron ou électron - phonon.

Dans ce modèle, la contribution à la conductivité est donnée par :

$$\sigma(B,T) = \sigma(O,T) + \Delta\sigma(B,T) \quad (IV-2)$$

où $\sigma(O,T) = \sigma_0 = \frac{ne^2\tau}{m^*}$; τ temps de relaxation électronique et $\Delta\sigma(B,T)$ est la contribution anormale à la conductivité.

KAWABATA a montré que $\Delta\sigma(B,T)$ pouvait se mettre sous la forme :

$$\Delta\sigma(B,T) = A\sqrt{B} \quad (IV-3)$$

où A est une constante (A = 0,29 pour KAWABATA (22) et A = 0,68 pour LONG et PEPPER (23)).

Nous avons donc :

$$\Delta\sigma(B,T) = \sigma(B,T) - \sigma_0 = A\sqrt{B} \quad (IV-4)$$

Nous avons représenté sur les courbes (IV-9) à (IV-15) la variation de la magnétoconductivité en fonction de la racine carrée du champ magnétique pour les différents échantillons.

En champ très faible, la magnétoconductivité devrait être linéaire par rapport au carré du champ magnétique (22) (au moins pour les échantillons situés du côté métallique de la transition). Cette dépendance n'est pas étudiée ici, compte tenu de la petitesse des champs où cela se produit et de la rémanence de la bobine.

Nous pouvons encore séparer l'ensemble des courbes en deux groupes. Le premier englobant le 401, le 304 et le 1000, le deuxième étant formé par le 811, le 204, le 107 et le 1104. Dans ce premier groupe on observe une augmentation des pentes quand la température diminue. Cette évolution est très nette sur les premiers segments de droites. Dans le deuxième groupe on a exactement le cas inverse ; c'est-à-dire une diminution de la pente quand la température diminue. Notons que la dépendance des pentes par rapport à la température n'est pas prévue par la théorie.

Nous avons donc deux cas de figures possibles pour ce deuxième ensemble si l'on baisse la température :

a) la magnétoconductivité reste positive mais la pente tend vers zéro quand la température tend vers zéro.

b) à une température T_C , la magnétoconductivité s'annule pour devenir négative à des températures inférieures à T_C .

Dans l'un ou l'autre cas, c'est un comportement diamétralement opposé à celui du premier groupe.

Nous avons donc deux catégories d'échantillons : d'une part le 504, le 401, le 304 et le 1000 et d'autre part le 811, le 204, le 107 et le 1104.

IV-2-4 : Première classification

L'étude des courbes $\rho = f(B)$, $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = f(B)$ et $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ nous amène à séparer le domaine de concentration en deux parties. La concentration que l'on peut appeler critique et que l'on notera n'_C se situe près de l'échantillon 811.

Notons que dans ces représentations n'apparaît à aucun moment la concentration critique de MOTT.

La courbe $\rho = f(B)$ du 811 nous fait apparaître une dépendance de la résistivité en fonction de la température même à champ magnétique nul. Cependant celle-ci est moins importante (variation de 100% pour un écart de 0,378 K) comparée à celle du 204 (variation de 350 % pour le même écart de température) dont la concentration est peu différente.

Nous avons également vu, sur la courbe $\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = f(B)$ du 811, que s'il n'y a pas d'oscillation nette, il existe tout de même une déformation de la magnétoconductivité.

La courbe $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ nous fait apparaître le 811 comme ayant passé la "transition" que nous venons de mettre en évidence.

Mais la variation des pentes des droites n'est pas importante. De plus les résultats obtenus au laboratoire (courbe IV-16) ne nous ont

pas permis de déceler une variation de pente. Il est à noter que ces expériences ont été faites dans un domaine très restreint de température : entre 4,2 K et 2 K.

Les différences ou similitudes de comportement des différents échantillons sont résumées dans le tableau (IV-2).

Nous avons donc mis en évidence une nouvelle concentration critique n'_C inférieure à la concentration n_C de MOTT qui n'apparaît pas dans ces représentations. La concentration n'_C est proche de celle du 811 comme nous l'avons montré un peu plus haut.

IV - 3 : COMPORTEMENT EN FONCTION DE LA TEMPERATURE : MISE EN EVIDENCE

DE CHAMPS REMARQUABLES

$$IV-3-1 : \underline{\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)}$$

Cette représentation permet :

1) le calcul, s'il y a lieu, des énergies d'activation ϵ_i

$$\left(\sigma = \sigma_i \exp - \frac{\epsilon_i}{kT} \right)$$

2-a) la mise en évidence d'une transition de ANDERSON (dans les échantillons métalliques)

2-b) la visualisation de la conductivité métallique minimale à la transition

3) une vue globale du comportement de la résistivité en fonction de la température.

En contre partie cette représentation risque, comme dans le cas $\rho = f(B)$, de masquer d'autres phénomènes.

Les valeurs de la résistivité en champ faible n'ont pas été reportées, les variations étant trop minimes d'un champ à l'autre.

Nous ne nous intéresserons pas aux différents régimes de conduction dans ce paragraphe, celui-ci étant consacré à la classification des échantillons.

Sur l'InP 401 (courbe IV-17), nous constatons l'indépendance de la résistivité par rapport à la température quel que soit le champ magnétique compris entre 0 et 7 T, ce qui caractérise un régime métallique.

Dès que ce champ de 7 T est atteint, la résistivité croît quand la température diminue, et ce phénomène est d'autant plus marqué que le champ magnétique est plus intense. La conductivité, pour cette valeur de champ est, en outre proche de la conductivité métallique minimale.

Le 504 n'est pas représenté mais le comportement de la résistivité est identique à celui du 401, à la différence que le champ critique, au delà duquel la résistivité croît quand la température diminue, est plus élevée (~ 12 T).

Sur les échantillons 304, 1000, 811 et 204 (courbes IV-18 à IV-21) nous ne remarquons aucun comportement métallique, quel que soit le champ magnétique représenté. En outre on ne peut discerner de régime fondamentalement différent entre ces quatre échantillons.

D'après cette représentation nous avons deux groupes distincts. D'une part le 304, le 1000, le 811 et le 204 dans lesquels nous n'avons pu mettre en évidence de champs critiques, d'autre part, le 401 et le 504 possédant chacun un champ critique (respectivement 7 et environ 12 T) caractérisant la transition de ANDERSON.

$$\text{IV-3-2 : } \underline{\sigma = f(T^{1/2})}$$

Deux raisons nous ont amené à tracer ce genre de courbes :

a) nous verrons dans un prochain chapitre que dans le modèle de ABRAHAMS et coll. (24), la conductivité métallique minimale n'existe pas. Les conclusions de ROSENBAUM et coll. (25) tirées d'expériences réalisées sur SiP à très basses températures ($T \gg 1$ mK) vont dans ce sens.

b) nous avons vu dans le deuxième chapitre que pour des échantillons métalliques, les interactions électron - électron entraînent une correction à la conductivité proportionnelle à $T^{1/2}$.

Nous avons tracé sur les courbes (IV-22) à (IV-26) la conductivité en fonction de la racine carrée de la température pour les échantillons 401, 304, 1000, 811 et 204.

Il est à noter que les variations de la conductivité en $T^{1/2}$ sont faibles et donc sont masquées dans une représentation logarithmique.

$$1) \underline{n} > \underline{n}_C$$

Nous pouvons distinguer deux comportements différents de la conductivité sur le 401 (courbe IV-22).

a) pour $B < 9 T$: on observe une dépendance linéaire de la conductivité par rapport à la racine carrée de la température dans le domaine des basses températures ($T < 1 K$). L'extrapolation de ces droites à $T = 0$ nous donne des valeurs de conductivité inférieures à σ_{\min} comme dans le cas de SiP. Cependant l'extrapolation des courbes à $T = 0$ est un problème délicat.

b) pour $B > 9 T$: la conductivité tend vers 0 avec une concavité de la courbe tournée vers le haut.

c) pour $B = 9 T$: la conductivité tend linéairement vers zéro quand la température tend vers zéro.

L'échantillon 504 n'a pas été représenté mais son comportement est rigoureusement identique à celui du 401.

$$2) \underline{n}'_C < n < \underline{n}_C$$

Pour les échantillons 304 et 1000, nous pouvons séparer l'ensemble des courbes de la même manière que précédemment (courbes IV-23 et IV-24).

a) $B < B_1$ ($B_1 = 5 T$ pour le 304 et $B_1 = 4 T$ pour le 1000) : la conductivité tend vers zéro quand la température tend vers zéro avec une concavité des courbes tournée vers le bas.

b) $B > B_1$: on retrouve le comportement du 401 pour $B_1 = 9 T$.

c) $B = B_1$: la conductivité tend linéairement vers zéro quand la température tend vers zéro (identique au 401 pour $B_1 = 9$ T).

3) $n < n'_C$

Les échantillons 811 et 204 (courbes IV-25 et IV-26) ne présentent plus qu'un seul domaine dans cette représentation. Quel que soit le champ magnétique, la conductivité tend vers zéro de la même façon que le 401 pour $B > 9$ T ou que le 304 et le 1000 pour $B > B_1$.

Nous avons donc séparé notre ensemble d'échantillons en trois groupes : le premier comprenant le 401 et le 504, le deuxième étant formé par le 304 et le 1000 et le troisième comportant le 811 et le 204. Pour les deux premiers groupes nous avons pu mettre en évidence un champ critique qui n'apparaît pas dans les autres représentations.

IV-3-3 : Deuxième classification

En ce qui concerne les concentrations critiques, l'étude de la résistivité en fonction de la température ne fait que confirmer les résultats obtenus précédemment. En effet :

- les courbes $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ font apparaître la concentration critique n_C comme séparant les échantillons métalliques des échantillons isolants ; ce qui avait déjà été étudié dans le paragraphe IV-1. Cette classification est en fait celle que nous avons habituellement.

- les courbes $\sigma = f(T^{1/2})$ nous amènent à séparer notre domaine de concentration en trois parties : $n > n_C$, $n'_C < n < n_C$, $n < n'_C$; ces concentrations critiques étant déjà mises en évidence auparavant.

Par contre cette étude nous a permis de trouver des champs de transition :

- pour le 504 : ~ 12 T
- pour le 401 : 7 et 9 T
- pour le 304 : 5 T
- pour le 1000 : 4 T

Il faut remarquer que 4 T pour le 1000, 5 T pour le 304 et 9 T pour le 401 relèvent du même phénomène.

Nous pouvons donc compléter notre diagramme (figure IV-2)

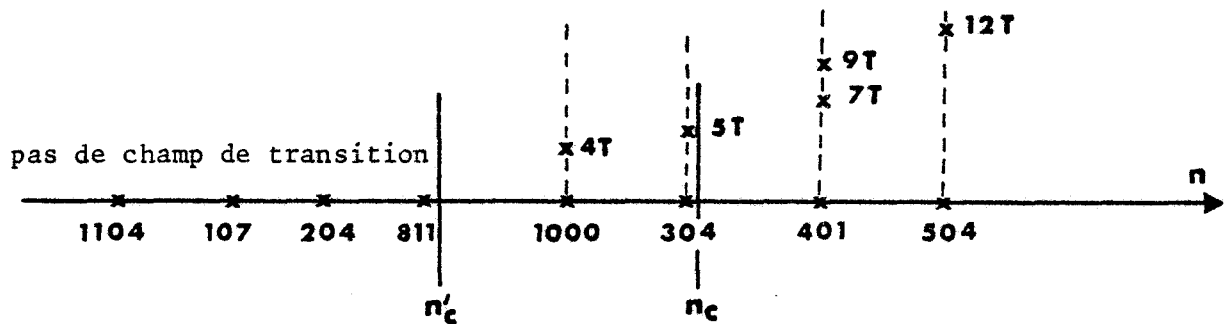


FIGURE IV-2 : Concentrations critiques et champs remarquables.

IV - 4 : COMPORTEMENT DE LA RESISTIVITE EN FONCTION DE LA CONCENTRATION

Les courbes (IV-3) à (IV-8) représentent la magnétorésistance en fonction du champ magnétique. Ces courbes laissent apparaître un minima.

Sur la courbe (IV-27) nous avons reporté les valeurs de ces minimas en fonction de la concentration pour différentes températures.

Une partie des résultats provient d'expériences réalisées au laboratoire, c'est-à-dire que la gamme de température utilisée est faible (entre 4,2 K et 2 K) et le champ magnétique n'excède pas 1 tesla. De plus les échantillons sur lesquels nous avons travaillé au laboratoire sont les plus purs. Les résistivités deviennent très élevées dès que l'on baisse la température ou que l'on augmente le champ magnétique. Par exemple pour le 1104, les valeurs de résistivité sont à la limite des possibilités du mesurable avec le dispositif électronique utilisé, même à température relativement élevée et à champ magnétique faible.

L'étude de la courbe (IV-27) met en évidence un phénomène important. Il semble que le minima de magnéto-résistance disparaisse pour une valeur de concentration de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Pour des échantillons dont la concentration serait inférieure à $2,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ nous n'observerions donc plus de magnéto-résistance négative.

Nous noterons cette nouvelle concentration critique n''_C .

Le diagramme se présente maintenant sous la forme (figure IV-3)

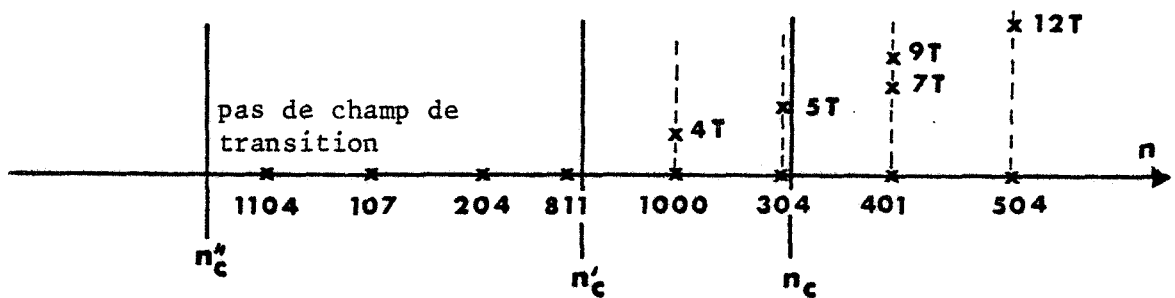


FIGURE IV-3 : Concentration critique n_C , n'_C , n''_C et champs remarquables

Dans le schéma habituel, le domaine de concentration était divisé en deux parties par un point critique noté n_C

$n > n_C$: comportement métallique

$n < n_C$: comportement isolant

Dans le schéma que nous présentons, si le point critique n_C reste, deux nouvelles concentrations critiques interviennent : n'_C et n''_C

A priori nous avons donc :

$n > n_C$: comportement métallique

$n'_C < n < n_C$: comportement isolant 1

$n''_C < n < n'_C$: comportement isolant 2

$n < n''_C$: comportement isolant 3.

CHAPITRE 5

Mise en évidence de champs

remarquables

Dans le chapitre précédent nous avons pu observer, sur quelques échantillons, des valeurs particulières du champ magnétique :

- pour le 504 : $B \sim 12$ T
- pour le 401 : $B = 7$ T ; $B_1 = 9$ T
- pour le 304 : $B_1 = 5$ T
- pour le 1000 : $B_1 = 4$ T.

Les champs notés B séparent un comportement métallique d'un comportement isolant (ils correspondent à la transition de ANDERSON).

Les champs notés B_1 séparent deux comportements isolants différents. Ces valeurs de champ ne sont pas très précises. Seuls les ordres de grandeurs sont indiqués.

Nous avons donc recherché d'autres représentations qui nous permettraient de mieux analyser le comportement des échantillons au voisinage des champs de transition, et peut-être d'obtenir des valeurs plus précises de ces champs. Dans cette optique nous avons été amené à tracer dans un diagramme semi-logarithmique :

- la dérivée partielle de la résistivité par rapport au champ magnétique en fonction du champ magnétique (courbes V-1 à V-5),
- la dérivée partielle de la résistivité par rapport à la température en fonction du champ magnétique (courbes V-6 à V-9).

$$V - 1 : \text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$$

$$V-1-1 : \underline{n > n_C}$$

Pour le 401 (courbe V-1), les courbes sont formées de deux ou trois portions de droites suivant la température. Ces droites convergent en des points dont les coordonnées sont indiquées dans le tableau (V-1).

	$(\frac{\partial \rho}{\partial B})_C$	$B_C (T)$	Signification de B_C
1er point de convergence	$9 \cdot 10^{-3}$	4,81	fin de l'oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS
2ème point de convergence	$4,4 \cdot 10^{-2}$	7,35	transition métal-isolant
3ème point de convergence	0,28	9,14	σ tend linéairement vers 0 quand T tend vers 0 dans la représentation $\sigma = f(T^{1/2})$

TABLEAU V-1 : Coordonnées des points de convergence du 401 dans la représentation $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$.

1) 9,14 T est le champ pour lequel la conductivité tend linéairement vers zéro quand la température tend vers zéro dans le diagramme $\sigma = f(T^{1/2})$. Nous avons déjà mis ce champ en évidence dans la chapitre précédent.

2) L'abscisse du deuxième point de convergence correspond au passage du régime métallique du comportement isolant déjà mentionné précédemment.

3) L'abscisse du premier point de convergence correspond au champ pour lequel prend fin l'oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS.

En effet l'oscillation apparaît quand la distance entre donneurs $(a = (\frac{3}{4\pi n})^{1/3})$ est égale à la longueur magnétique $(\lambda = (\frac{\hbar}{eB})^{1/2})$. En connaissant la valeur du champ sur laquelle se centre l'oscillation $(B = \frac{\hbar(3\pi^2 n)^{2/3}}{2e(\ell + \frac{1}{2})})$, on peut en déduire la période et donc le champ où se termine cette oscillation ; champ que l'on notera B_F .

$$B_F = \frac{\hbar}{e} n^{2/3} \left[\left(\frac{2^{3/2} \pi^2}{3^{1/2}} \right)^{2/3} - \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{2/3} \right] \quad (V-1)$$

où n est exprimé en m^{-3} et B_F en tesla .

Appliquant cette équation au 401, on trouve $B_F = 4,70$ T. Or le champ critique que nous obtenons expérimentalement est de $4,81$ T, soit un écart d'environ 2% entre ces deux valeurs.

Nous avons donc, avec cette représentation, mis en évidence trois champs remarquables.

Nous allons voir qu'il en va de même pour les autres échantillons.

$$V-1-2 : \underline{n'_C < n < n_C}$$

Les échantillons 304 et 1000 présentent également des portions de droites convergentes dans cette représentation (courbes V-2 et V-3). Les coordonnées de ces points sont indiquées dans le tableau (V-2).

	InP 304		InP 1000		Signification de B_C
	$(\frac{\partial \rho}{\partial B})_C$	B_C (T)	$(\frac{\partial \rho}{\partial B})_C$	B_C (T)	
1er point de convergence	3.10^{-2}	3,29	3.10^{-2}	2,66	fin de l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
2ème point de convergence	0,17	4,68	0,26	4,06	σ tend linéairement vers 0 quand T tend vers 0 dans la représentation $\sigma = f(T^{1/2})$

TABLEAU V-2 : Coordonnées des points de convergence du 304 et du 1000 dans la représentation $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$.

N'apparaissent dans ce diagramme que deux valeurs caractéristiques du champ magnétique. La valeur caractéristique correspondant à la transition de ANDERSON n'apparaît plus.

- Les abscisses du deuxième point de convergence séparent deux régimes isolants différents. Nous retrouvons là le troisième point de convergence du 401.

- Les abscisses du premier point de convergence correspondent à la fin de l'oscillation. En effet appliquons l'équation (V-1) à ces deux échantillons ; on trouve pour le 304 : $B_F = 3,29 T$
pour le 1000 : $B_F = 2,91 T$.

Les valeurs théorique et expérimentale du 304 sont identiques et l'écart entre ces deux valeurs est de l'ordre de 10% pour le 1000.

$$V-1-3 : n < n'_C$$

Les courbes du 811 et 204 (courbes V-4 et V-5) présentent encore les mêmes phénomènes. Les coordonnées des points de convergence sont indiquées dans le tableau (V-3).

	InP 811		InP 204		Signification de B_C
	$(\frac{\partial \rho}{\partial B})_C$	$B_C (T)$	$(\frac{\partial \rho}{\partial B})_C$	$B_C (T)$	
1er point de convergence	0,65	1,80	X	X	Fin de l'oscillation ?
2ème point de convergence	1.10^{-2}	-0,05	$8,5.10^{-3}$ ----- $2,9.10^{-2}$	-2,54 ----- -2,42	σ tend linéairement vers 0 quand T tend vers 0 dans la représentation $\sigma = f(T^{1/2})$

TABLEAU V-3 : Coordonnées des points de convergence du 811 et du 204 dans la représentation $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$.

L'abscisse du deuxième point de convergence du 811 est légèrement négative. Cela signifie que cet échantillon a juste passé la transition à $B = 0 T$ (transition identique à celle observée sur le 401 à 9,14 T).

Cette remarque confirme notre hypothèse selon laquelle cet échantillon a une concentration légèrement inférieure à n'_C .

Pour le 204 nous avons reporté les coordonnées des deux points de convergence dans la même case. En effet, il semble que les abscisses de ces deux points soient identiques. Ils correspondent au champ qu'il faudrait appliquer pour observer une transition du même type que celle subie par le 401 à $B = 9,14$ T.

Pour cet échantillon, nous n'observons pas de champ critique pouvant correspondre à la fin de l'oscillation. Cela n'a rien d'étonnant, cet échantillon est relativement peu dopé, et comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la résistivité ne présente pas d'oscillation.

L'abscisse du premier point de convergence du 811 pourrait être reliée à la valeur du champ où prend fin l'oscillation. Théoriquement cette valeur est donnée par l'équation V-1 et vaut 2,18 T. L'écart entre les deux valeurs est relativement important (de l'ordre de 20%).

Grâce à cette méthode nous avons donc mis en évidence un, deux, ou même trois champs remarquables pour chaque échantillon. De plus il y a coïncidence entre ces valeurs et celles que nous avons déterminées dans le chapitre précédent.

$$V - 2 : \text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial T} = f(B)$$

Comme dans les représentations précédentes, les courbes sont formées de plusieurs portions de droites convergentes (courbes V-6 à V-9). Les abscisses de ces points de convergence sont rassemblées dans le tableau (V-4).

Nous n'avons pas tracé les courbes du 401, les variations de résistivité avec à la température étant trop faibles.

Pour les échantillons 304, 1000 et 811 les abscisses des deuxièmes points de convergence correspondent aux valeurs de champs déjà

	InP 304		InP 1000		InP 811		InP 204		Signification de B_C
	$-\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_C$	$B_C(T)$	$-\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_C$	$B_C(T)$	$-\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_C$	$B_C(T)$	$-\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_C$	$B_C(T)$	
1er point de convergence	$2 \cdot 10^{-3}$	2,40	$5,5 \cdot 10^{-3}$	2,22	$9,25 \cdot 10^{-2}$	1,60	X	X	Début de l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
2ème point de convergence	0,25	4,72	0,18	3,68	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$	-2,46	σ tend linéairement vers 0 quand T tend vers 0 dans la représentation $\sigma = f(T^{1/2})$

TABLEAU V-4 : Coordonnées des points de convergence des échantillons 304, 1000, 811 et 204 dans la représentation $\text{Log} \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) = f(B)$.



trouvées précédemment. En effet pour le 304 nous avons 4,72 T au lieu de 4,68 T, pour le 1000 3,68 T au lieu de 4,06 T et pour le 811 0 T au lieu de -0,05 T, donc un très bon accord, mis à part le 1000, entre les deux représentations. L'abscisse du "deuxième" point de convergence du 204, à la même valeur que celles déduites des courbes précédentes.

Pour les trois premiers échantillons, l'abscisse du premier point de convergence correspond au champ où débute l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS. Nous avons vu que ce phénomène se produit quand la distance entre donneurs (a) est égale à la longueur magnétique (λ). Ce champ calculé théoriquement est donné par :

$$B_d = \frac{\hbar}{e} n^{2/3} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{2/3} \quad (V-2)$$

où n est donnée en m^{-3} .

Appliquons cette équation à nos trois échantillons :

- 304 : $B_d = 2,26$ T
- 1000 : $B_d = 2,00$ T
- 811 : $B_d = 1,50$ T

Ces valeurs sont à comparer à respectivement 2,40 T ; 2,22 T ; 1,60 T. Nous obtenons un accord satisfaisant entre ces différents résultats, l'écart le plus important étant d'environ 10% pour l'échantillon 1000.

V - 3 : EBAUCHE D'UN PREMIER DIAGRAMME CHAMP MAGNETIQUE-CONCENTRATION

EN IMPURETES

De ces deux représentations nous en avons déduit pour les échantillons 304, 1000 et 811, trois champs remarquables :

- le champ où débute l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
- le champ où prend fin cette oscillation
- le champ pour lequel la conductivité tend linéairement vers zéro quand la température tend vers 0 dans le diagramme $\sigma = f(T^{1/2})$.

Dans l'échantillon 204 nous n'avons mis en évidence qu'un champ remarquable. Celui-ci est négatif et correspondrait à la valeur de 0 T du 811.

Sur l'échantillon 401, nous n'avons pu mettre en évidence le champ où débutait l'oscillation. Néanmoins nous avons trouvé trois autres champs critiques :

- champ où prend fin l'oscillation
- transition métal - isolant
- champ pour lequel la conductivité tend linéairement vers zéro quand la température tend vers zéro dans le diagramme $\sigma = f(T^{1/2})$.

Ces différents résultats permettent une ébauche de diagramme champ magnétique - concentration en impuretés (figure V-1).

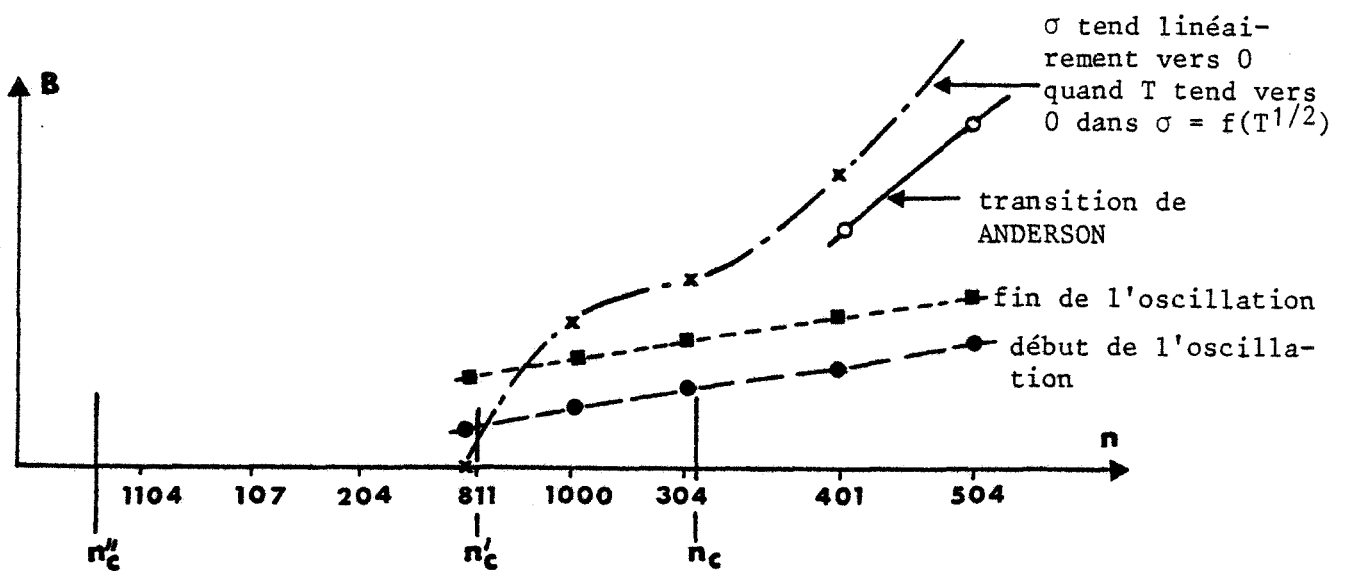


FIGURE V-1 : Ebauche du diagramme champ magnétique - concentration en impuretés.

CHAPITRE 6

*Modes de conduction dans les
différents échantillons*

VI - 1 : ECHANTILLON 401

VI-1-1 : Vue générale

Une étude approfondie de la résistivité en fonction de la température et du champ magnétique a déjà été faite sur cet échantillon (1), (2).

Comme nous l'avons vu précédemment cinq régions délimitées par quatre champs remarquables sont à distinguer :

- B = 3,96 T : début de l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
- B = 4,81 T : fin de l'oscillation (courbe IV-4)
- B = 7,35 T : ce champ sépare un comportement métallique d'un comportement isolant. Cette transition a déjà été reconnue comme étant la transition de ANDERSON.

- B = 9,14 T : cette valeur de champ correspond à l'apparition du gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII (2).

Le modèle de MOTT prévoyant un passage discontinu d'un état métallique à un état isolant rend très bien compte de ce que nous observons sur le 401 (courbe IV-17). D'après cette théorie, à la transition, le front de mobilité traverse le niveau de Fermi et la conductivité est égale à la conductivité métallique minimale donnée par :

$$\sigma_{\min} = 0,03 \frac{e^2}{\hbar a} \quad (\text{VI-1})$$

Expérimentalement à 7 T nous obtenons $\sigma = 5,26 (\Omega.\text{cm})^{-1}$. Appliquant la relation (VI-1) à notre échantillon, nous trouvons $\sigma_{\min} = 5,11 (\Omega.\text{cm})^{-1}$. En fait, la transition se situe à 7,35 T et la valeur de la conductivité est encore plus proche de celle prévue par MOTT.

Quand $B > 7,35$ T le front de mobilité est passé à droite du niveau de Fermi et celui-ci se trouve maintenant dans les états localisés, comme le montre la figure (VI-1).

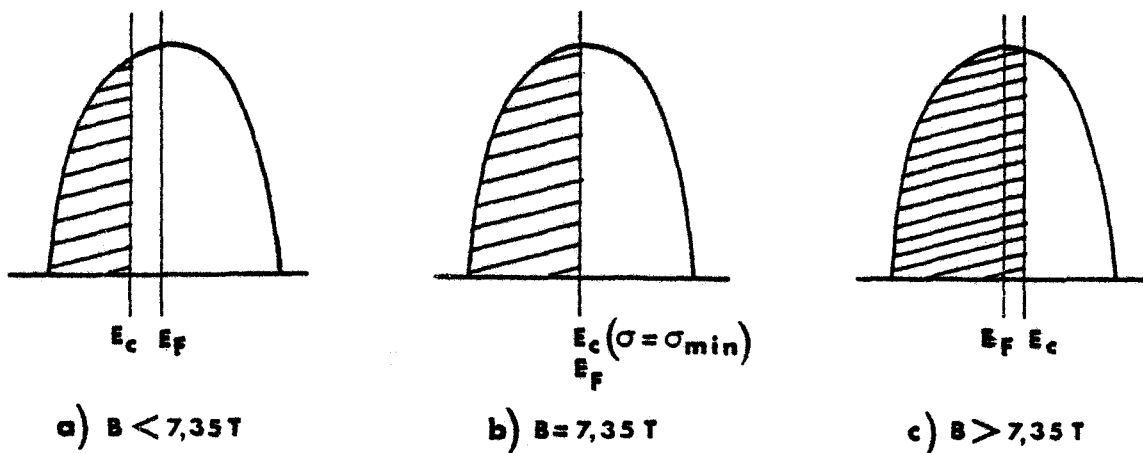


FIGURE VI-1 : Position relative du front de mobilité par rapport au niveau de Fermi pour différents champs magnétiques. Les états localisés sont hachurés. On n'a pas tenu compte des interactions électron - électron dans le schéma de bandes.

Pour des champs légèrement supérieurs à 7,35 T le niveau de Fermi E_F est proche du front de mobilité E_C . Cela revient à dire que les états sont peu localisés et, comme nous l'avons vu dans le chapitre II, la conductivité à basse température doit pouvoir s'écrire sous la forme :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/4} \quad (\text{VI-2})$$

En effet nous sommes dans les conditions d'applicabilité de la loi de MOTT ; à savoir $\alpha R \approx 1$ et $\frac{W}{kT} \approx 1$.

La courbe (VI-1) représentant le logarithme de la résistivité en fonction de $T^{-1/4}$ reflète bien ce modèle, au moins jusque 9 T.

Si $B > 9 T$ cette loi n'est plus applicable. En effet les états sont maintenant fortement localisés et nous ne sommes plus dans les conditions requises.

La courbe (VI-2) représente le logarithme de la résistivité en fonction de $T^{-1/2}$. A partir de 9,5 T la résistivité vérifie bien une loi du type :

$$\sigma = \sigma_0 \exp \left(- \frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (\text{VI-3})$$

Nous avons vu dans le chapitre II que cette dépendance peut s'interpréter avec l'hypothèse d'un gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII.

VI-1-2 : La transition discontinue métal - isolant à $B = 7,35$ T

En 1979, ABRAHAMS et coll.(24) ont proposé un autre modèle, diamétralement opposé à celui exposé par MOTT. Ce autre modèle, basé sur la théorie d'échelle, propose une transition métal - isolant continue et aboutit à l'inexistence de la conductivité métallique minimale. Des mesures de résistivité sur SiP effectuées par ROSENBAUM et coll.(25) vont dans ce sens. Ces expériences ont été réalisées à des températures pouvant atteindre 1 mK. Pour plusieurs échantillons métalliques, l'extrapolation des courbes $\text{Log } \rho = f(T)$, à température nulle donne des conductivités inférieures à σ_{min} , ce qui les amène à abandonner l'idée d'une conductivité métallique minimale.

Si nous nous reportons à notre échantillon, la courbe (IV-22) représentant la conductivité en fonction de la racine carrée de la température va également dans ce sens. En effet l'extrapolation des courbes à $T = 0$, pour des champs magnétiques compris entre 7 et 9 T nous donne des conductivités inférieures à σ_{min} . Nous avons donc apparemment deux représentations de mêmes résultats expérimentaux, allant dans deux sens complètement différents. L'un confirmant le modèle de MOTT, l'autre le modèle de ABRAHAMS et coll.

Une remarque s'impose. D'après la théorie de ABRAHAMS et coll. la transition étant continue, il n'y a pas lieu d'observer de champs remarquables ; or nous en avons mis en évidence dans les chapitres précédents.

D'un autre côté, les déductions faites par ROSENBAUM et coll. se basent sur des extrapolations de courbes. Nous allons voir que cette méthode est très dangereuse quelle que soit la température atteinte.

a) Etude de la mobilité

Des mesures d'effet Hall ont été faites sur l'échantillon 401 pour des températures comprises entre 1,35 K et 60 mK et jusqu'à un champ magnétique de 10 T. Sur la courbe (VI-3) nous avons représenté la constante de Hall (R_H) en fonction du champ magnétique. Nous n'avons reporté les valeurs qu'à partir de 6 T, R_H étant rigoureusement constant auparavant.

Nous remarquons que R_H croît d'autant plus rapidement avec le champ magnétique que la température diminue.

Sur la courbe (VI-4) représentant la constante de Hall en fonction de la température, nous pouvons observer une légère remontée de cette constante à basse température pour des champs compris entre 0 et 7 T. Pour des champs supérieurs, cette remontée s'effectue d'autant plus tôt en température que le champ est intense.

Sur la courbe (VI-5) nous avons représenté le produit $R_H \sigma$ en fonction de la température. Dans ce diagramme nous pouvons distinguer deux séries de courbes :

- pour des champs compris entre 0 et 7 T, $R_H \sigma$ diminue légèrement, puis croît rapidement quand la température diminue.

- pour des champs supérieurs à 7 T, le produit $R_H \sigma$ reste constant ou décroît légèrement, mais de façon linéaire.

b) Confrontation avec le modèle de ABRAHAMS et coll.

Trois remarques viennent infirmer le modèle de ABRAHAMS et coll.

1) Un champ compris entre 7 et 8 T sépare deux comportements différents de $R_H \sigma$.

2) Si nous appliquons la même méthode que ROSENBAUM et coll. à savoir l'extrapolation à température nulle, nous aboutissons à une contradiction.

En effet, l'extrapolation des courbes pour des champs magnétiques supérieurs à 7 T nous donne des valeurs de $R_H \sigma$ finies et non nulles. Or d'après la courbe (VI-3), quand la température tend vers 0 et quand le champ est supérieur à 7 T, la constante de Hall tend vers l'infini. Donc nous devons avoir $R_H \sigma = C$ finie et non nulle avec R_H infinie. La seule solution possible est que la conductivité soit nulle à $T = 0$.

D'un autre côté, l'extrapolation des courbes $\sigma = f(T^{1/2})$ pour des champs compris entre 7 et 9 T à température nulle, nous donne des conductivités finies et non nulles.

Par conséquent l'extrapolation des courbes conduit à une contradiction nette.

3) Notons qu'il est tout aussi dangereux, à priori d'extrapoler les courbes $R_H \sigma = f(T)$ à température nulle que $\sigma = f(T^{1/2})$ à $T = 0$.

Cependant la seule évolution de $R_H \sigma$ qui pourrait, à $T = 0$ donner une valeur de la conductivité finie et non nulle et inférieure à σ_{\min} , serait $R_H \sigma$ tendant vers plus ou moins l'infini. Une telle évolution semble fort improbable étant donné nos résultats.

Il apparaît donc que le modèle de ABRAHAMS et coll., ainsi que les conclusions tirées des résultats de ROSENBAUM et coll., ne peuvent être appliqués dans notre cas. Pourtant cet échantillon se situe bien du côté métallique de la transition métal - non métal et son comportement devrait pouvoir être expliqué par ce modèle.

Il résulte de tout ceci que la seule théorie compatible avec nos résultats expérimentaux est celle de MOTT, prévoyant une transition métal - isolant discontinue et l'existence d'une conductivité métallique minimale à cette transition, du moins dans le cas d'une transition métal - isolant induite par un champ magnétique.

VI-1-3 : Le régime $\sigma = f(T^{1/2})$: courbe (IV-22)

Nous venons de prouver que l'extrapolation des courbes $\sigma = f(T^{1/2})$ à $T = 0$ pour $7,35 < B < 9,14$ T est délicate. D'autre part, nous avons vu, sur la courbe $\text{Log } \rho = f(T^{-1/4})$ (courbe VI-1), qu'entre ces deux valeurs de champ la conduction se fait par saut à distance variable.

Par conséquent, la dépendance de la conductivité en $T^{1/2}$ pour $7,35 < B < 9,14$ T ne doit pas être prise en compte.

Il n'en va pas de même pour des champs magnétiques inférieurs à 7,35 T. En effet dans ces conditions ALTSHULER et coll. (9), (10), (12) ont prévu une correction à la conductivité proportionnelle à $T^{1/2}$ (ce phénomène est dû au creusement du gap de Coulomb entraînant une correction à la densité d'états au niveau de Fermi en $\varepsilon^{1/2}$).

Le "gap" de Coulomb se creuse quand le champ magnétique augmente en intensité. Néanmoins celui-ci n'est totalement formé qu'à 9,14 T. En effet nous avons vu qu'à partir de ce champ la conductivité pouvait se mettre sous la forme $\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}$ (gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII).

Nous sommes donc amenés à penser que le gap continue de se creuser entre 7,35 et 9,14 T. Seulement l'échantillon n'est plus métallique.

Nous verrons, avec les échantillons 304 et 1000, qu'un comportement juste isolant entraîne tout de même une dépendance de la conductivité en $T^{1/2}$.

VI - 2 : ECHANTILLON 304 : LES TRANSITIONS ISOLANT - METAL ET

METAL - ISOLANT

Comme pour le 401, nous avons mis en évidence des champs caractéristiques :

- B = 2,40 T : début de l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
- B = 3,29 T : fin de l'oscillation (courbe IV-5)
- B = 4,70 T : apparition du gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII

Remarquons que les représentations $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ ne nous permettent pas d'observer des champs caractéristiques de valeurs faibles.

La présence d'une oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS dans cet échantillon classé isolant, d'après son comportement à $B = 0$ et le critère de MOTT, est singulière ; celle-ci s'expliquant théoriquement par le modèle des électrons quasi-libres.

Un examen attentif de la courbe $\rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (courbe VI-6) laisse cependant apparaître d'autres phénomènes. En effet nous observons sur cette courbe un comportement métallique de l'échantillon 304 en champ magnétique faible. Notons que ce comportement est tout de même différent de celui du 401 pour $B < 7,35$ T.

VI-2-1 : Résultats expérimentaux

a) Le comportement isolant à $B = 0$ T

La courbe (VI-7) montre que les résultats expérimentaux sont correctement représentés par une loi du type :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}$$

La concentration en impuretés de cet échantillon étant, comme nous l'avons montrée, juste inférieure à la concentration critique de MOTT, le niveau de Fermi est proche du front de mobilité. Dans ce cas les états sont peu localisés et les conditions sont requises pour observer une conduction par saut à distance variable sur une large gamme de température ($\alpha R \cong 1$ et $\frac{W}{kT} \cong 1$).

b) Comportement métallique à $B = 0,1$ T

La courbe (VI-6) représente la résistivité en fonction de l'inverse de la température pour différentes valeurs de champ magnétique.

Pour une valeur de $0,1$ T il apparaît que :

- la résistivité est constante à haute température et prend la valeur $\rho = 0,273 \Omega.cm$, soit une conductivité $\sigma = 3,66 (\Omega.cm)^{-1}$. La conductivité métallique minimale théorique correspondant à cet échantillon est de $4,27 (\Omega.cm)^{-1}$. L'écart entre ces deux valeurs est d'environ 15%.

- la résistivité est constante à basse température et prend une valeur ρ' légèrement supérieure à ρ .

C'est un comportement que nous pouvons considérer comme métallique avec un saut de résistivité autour d'une température T de l'ordre de 180 mK.

L'échantillon a donc subi une transition isolant - métal entre 0 et $0,1$ T ; la détermination précise du champ de transition n'a pu être faite pour les raisons indiquées par ailleurs.

c) Comportement métallique entre $0,1$ et $1,5$ T

Pour les champs $0,2$ et $0,3$ T le comportement est rigoureusement identique à celui observé à $0,1$ T. De $0,5$ à $1,5$ T l'intervalle de température concerné par le saut de résistivité augmente au fur et à mesure que le champ magnétique augmente. A basse température nous n'avons plus de comportement rigoureusement métallique mais vient s'ajouter une correction à la conductivité en $T^{1/2}$ (courbe VI-8) comme dans le cas du 401.

d) Comportement isolant pour $B > 1,5$ T

Sur la courbe (VI-9) sont représentés les résultats correspondant aux valeurs de B comprises entre $1,5$ et $3,5$ T.

A haute température, le mécanisme de conduction s'apparente à un régime de type ϵ_2 caractérisé par la convergence des droites en $\frac{1}{\sigma_{\min}}$.

Les valeurs de ϵ_2 , déduites de telles représentations, sont cependant très faibles ; (ϵ_2 varie de $3 \cdot 10^{-6}$ à $9,8 \cdot 10^{-6}$ ev quand B varie de 1,5 à 3,5 T). Elles sont de quelques ordres de grandeurs plus faibles que celles observées par BISKUPSKI (1). Cela signifie que le front de mobilité reste très proche du niveau de Fermi même à champ magnétique relativement élevé.

A basse température apparaît un régime de conduction par saut au plus proche voisin. L'énergie d'activation correspondante ϵ_3 semble indépendante du champ magnétique et reste très faible ($\epsilon_3 = 1,45 \cdot 10^{-6}$ ev).

e) L'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS

Comme nous l'avons vu dans le chapitre IV, cet échantillon présente également une oscillation dans la magnétorésistance (courbe IV-5). Elle se situe entre 2,4 et 3,29 T quelle que soit la température $T < 4,2$ K. Cette oscillation est théoriquement une manifestation d'un comportement métallique ; or nous l'observons dans un régime ϵ_2 ou même ϵ_3 .

f) Champ magnétique élevé : régimes $T^{-1/4}$ $T^{-1/2}$

Entre 3,29 et 4,70 T la résistivité suit de nouveau une loi du type $\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}$ comme le montre la courbe (VI-7). Au delà de 4,7 T la meilleure représentation n'est plus une loi en $T^{-1/4}$ mais une loi en $T^{-1/2}$ du type $\rho = \rho'_0 \exp\left(\frac{T'_0}{T}\right)^{1/2}$ (courbe VI-10).

VI-2-2 : Interprétation

a) La transition isolant - métal

Nous avons vu dans le chapitre II que les interactions électron - électron entraînaient une correction à la densité d'états au niveau de Fermi proportionnelle à $\epsilon^{1/2}$. Ceci pour le cas d'échantillons situés du côté métallique de la transition métal - non métal. Cette correction $\delta N(E_F)$ se retrouve dans certains paramètres physiques sous la forme d'une dépendance en $T^{1/2}$ à basse température, c'est-à-dire $p = p_0 + AT^{1/2}$ où p est un paramètre (par exemple la conductivité), p_0 la valeur de ce paramètre si l'on ne tient pas compte des interactions, $AT^{1/2}$ la correction due aux interactions.

Entre 0,1 et 1,5 T, la conductivité de l'échantillon 304 présente une telle dépendance à basse température (courbe VI-8).

Nous pouvons donc envisager l'interprétation de la transition isolant métal dans le cadre de l'ouverture d'un gap de Coulomb au sens de ALTSHULER.

Trois phénomènes sont à prendre en compte :

- l'ouverture d'un gap de Coulomb au niveau de Fermi
- le très faible écart énergétique entre le niveau de Fermi et le front de mobilité (ΔE)
- le creusement du gap par application d'un champ magnétique.

La combinaison de ces trois effets peut nous fournir l'explication de la transition isolant métal subie par le 304.

L'application d'un champ magnétique, si faible soit-il, creuse le gap et de ce fait déplace le niveau de Fermi. Si le déplacement de E_F est plus important que l'écart énergétique $\Delta E = E_C - E_F$, alors le niveau de Fermi se retrouve dans les états délocalisés et l'échantillon devient métallique.

C'est une interprétation possible pour le 304.

Si cette hypothèse est exacte, nous devons avoir $\sigma = \sigma_{\min}$ au passage du niveau de Fermi par le front de mobilité. Or nous avons vu qu'il existait un écart d'environ 15% entre ces deux valeurs. Ce résultat n'a rien d'étonnant. En effet la conductivité métallique minimale de MOTT est calculée à l'aide d'une densité d'états constante ; or nous avons montré qu'un gap de Coulomb s'ouvrait au niveau de Fermi et par conséquent la densité d'états n'est pas constante. Ceci pourrait expliquer l'écart de conductivité.

b) Saut de résistivité

Entre 0,1 et 1,5 T, deux comportements métalliques sont séparés par un saut de résistivité.

1) fixons le champ magnétique

- A haute température, l'énergie kT est élevée. Les états concernés par la conduction sont donc dans une bande énergétique large centrée sur le niveau de Fermi. Dans ces conditions le gap de Coulomb peut être négligé et la densité d'états N_0 est proche de celle obtenue si l'on ne tient pas compte du gap

- Si l'on baisse la température la bande énergétique kT se réduit

Les états concernés par la conduction sont proches du niveau de Fermi ; par conséquent le gap ne peut plus être négligé. La densité d'états correspondante décroît de N_0 à N_1 . D'un autre côté nous savons que la conductivité est proportionnelle au carré de la densité d'états. Donc si celle-ci passe de N_0 à N_1 , la conductivité passera de σ_0 à σ_1 avec $\sigma_1 < \sigma_0$.

Nous avons vu que le saut de résistivité était une conséquence de la décroissance de la densité d'états à l'approche du niveau de Fermi. Ce saut sera d'autant plus brutal que la largeur en énergie du gap sera faible. Expérimentalement à 0,1 T le saut de résistivité s'effectue entre les températures $T_1 \approx 185$ mK et $T_2 \approx 135$ mK soit un $\Delta T \approx 50$ mK, ce qui correspond à une énergie de $4,31 \cdot 10^{-6}$ ev.

2) On constate sur la courbe (VI-6) que si l'on augmente le champ magnétique alors l'intervalle de température concerné par le saut de résistivité augmente et la différence de résistivité entre les deux paliers s'accroît.

L'augmentation du champ magnétique creuse le gap donc entraîne une décroissance de la densité d'états et par conséquent une augmentation de la résistivité.

Par ailleurs, le saut de résistivité se produit pour une température d'autant plus élevée que le champ magnétique est plus intense. Cela revient à dire que l'influence du gap est plus nette à haute température. Il faut donc supposer que la largeur du gap s'accroît quand le champ magnétique augmente.

Nous avons vu quand le chapitre II que, pour des échantillons métalliques, la densité d'états est proportionnelle à $\varepsilon^{1/2}$ et que pour des échantillons isolants la densité d'états est proportionnelle à ε^2 . Si nous supposons une évolution continue de la densité d'état d'une forme vers l'autre, alors le "gap" tend à s'élargir.

c) La transition métal - isolant

A 1,5 T nous observons encore une déformation dans la résistivité. A 2T ce n'est plus le cas. Il est donc probable que E_C repasse devant E_F entre ces deux valeurs de champs. Si E_C croise E_F nous devons avoir à un champ donné $E_C = E_F$ et par conséquent $\sigma = \sigma_{\min}$. Cette valeur de conductivité ne peut être la même qu'à la première transition. En effet à 1,5 T nous ne pouvons calculer que la conductivité métallique minimale haute température.

Or pour des valeurs de champ comprises entre 0,1 et 1,5 T et à haute température, la magnétorésistance est négative, par conséquent la conductivité augmente quand le champ magnétique augmente.

A 1,5 T l'extrapolation nous donne une conductivité de $4,25 (\Omega.cm)^{-1}$. Lors du passage de E_F par E_C la conductivité métallique est minimum étant donné qu'auparavant l'échantillon est isolant. Lors du passage de E_C par E_F , la conductivité métallique est maximum puisque tous les états métalliques ont été observés avant le passage de E_C par E_F .

Quand les niveaux se croisent pour la deuxième fois, nous sommes dans le cas habituel de la transition métal - isolant et phénomène remarquable, la conductivité métallique minimale correspond à notre conductivité métallique maximale ($4,27$ et $4,25 (\Omega.cm)^{-1}$).

d) Régimes $\varepsilon_2, \varepsilon_3$; oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS

Comme E_C est repassé devant E_F il serait tout à fait justifié d'observer un régime d'activation ε_2 à haute température suivi d'un

régime ϵ_3 ; c'est-à-dire une conduction par activation au front de mobilité puis à plus basse température une conduction par saut au plus proche voisin.

Le régime ϵ_2 est caractérisé par la convergence à σ_{\min} dans le modèle de MOTT. La courbe (VI-9) confirme toutes ces hypothèses.

De 1,5 à 3,5 T nous avons les deux régimes d'activation ϵ_2, ϵ_3 . Les droites, dont les pentes nous donnent la valeur de ρ , convergent au point ($\rho = \frac{1}{\sigma_{\min}}, \frac{1}{T} = 0$).

Les oscillations sont observées entre 2,26 T et 3,39 T quelle que soit la température dans le domaine étudié.

Dans le régime ϵ_2 , les électrons sont activés au front de mobilité. Nous pouvons donc considérer ces derniers comme quasi-libres. De ce fait l'application de la théorie SHUBNIKOV - DE HAAS est justifiée.

L'existence d'une oscillation est liée au rapport entre :

- la distance à parcourir entre un site et son plus proche voisin λ_1
- le rayon de l'orbite cyclotron λ_2 .

Pour cet échantillon $\lambda_1 = 170 \text{ \AA}$ et $\lambda_2 = \left(\frac{\hbar}{eB}\right)^{1/2} = 170 \text{ \AA}$ à 2,26 T.

Ces deux longueurs étant égales il n'y a pas incompatibilité entre l'observation d'une oscillation et un régime ϵ_3 .

e) Régime $T^{-1/4}$

Quand la valeur du champ magnétique correspond à la fin de l'oscillation, alors nous entrons dans un régime $T^{-1/4}$. En quelque sorte nous sommes revenus dans la situation à $B = 0$; à savoir les états sont peu localisés et nous observons un tel régime sur une large gamme de température comme le montre la courbe (VI-7). Cette région de champ correspond pour le 401 à $7,35 < B < 9,14$ T.

6) Régime $T^{-1/2}$

Quand les états deviennent fortement localisés alors la loi $T^{-1/4}$ fait place à la loi $T^{-1/2}$ de SHKLOVSKII ; c'est-à-dire que le gap de Coulomb est entièrement creusé (courbe VI-10). Cela correspond à $B > 9,14$ T pour l'échantillon 401.

VI - 3 : ECHANTILLON 1000

VI-3-1 : Vue générale

Dans cet échantillon les champs remarquables sont :

- $B = 2,22$ T : début de l'oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS
- $B = 2,91$ T : fin de l'oscillation (courbe IV-6)
- $B \approx 4,00$ T : apparition du gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII.

Pour les mêmes raisons que précédemment nous n'avons pas de valeurs critiques en champ magnétique faible. Or il est nécessaire d'avoir au moins un champ de transition dans ce domaine puisqu'à $B = 0$ T le régime est du type $T^{-1/4}$ et à plus haut champ il existe une oscillation.

Par rapport aux courbes (VI-11) à (VI-14) le découpage des régions se fait comme suit :

- $0 \leq B < 1$ T : régime $T^{-1/4}$
- $1 \leq B < 3$ T : régimes ϵ_2, ϵ_3 ; oscillation
- $3 \leq B < 4$ T : régime " ϵ_i ", régime $T^{-1/4}$
- $B \geq 4$ T : régime $T^{-1/2}$

VI-3-2 : $0 \leq B < 1$ T : régime $T^{-1/4}$

D'après sa concentration, cet échantillon est voisin du 304. Nous sommes encore dans les conditions requises par la loi de MOTT, c'est-à-dire $\alpha R \approx 1$ et $\frac{W}{kT} \approx 1$, ce qui conduit comme nous l'avons vu à :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}$$

Sur la courbe (VI-11) nous n'avons pas reporté les valeurs à $B = 0,5$ T et à $B = 1$ T car dans une représentation logarithmique les points correspondant à ces deux valeurs de champ sont beaucoup trop proches de ceux trouvés à $B = 0$ T. Néanmoins à $B = 0,5$ T le régime est encore en $T^{-1/4}$ tandis qu'à $B = 1$ T il y a eu transition comme nous allons le voir.

VI-3-3 : Régimes ϵ_2, ϵ_3 ; oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS

L'interprétation des phénomènes observés peut être faite dans le cadre de la théorie précédente. En effet le 1000 est plus isolant que le 304 donc le niveau de Fermi se situe davantage dans les états localisés. L'application du champ magnétique intensifie les interactions électron - électron et par conséquent creuse le gap (courbe IV-24). Contrairement au 304, la déformation de la bande n'entraîne pas une transition isolant - métal car l'écart en énergie entre E_F et E_C est trop important. Néanmoins E_F va se rapprocher du front de mobilité et nous allons pouvoir observer un régime ϵ_2 suivi d'un régime ϵ_3 à plus basse température (courbes VI-12 et VI-13). Nous avons divisé la gamme de température en deux pour plus de clarté.

Comme nous l'avons déjà remarqué, la caractéristique d'un régime ϵ_2 est la convergence à σ_{\min} . Dans notre cas le point de convergence correspond à une conductivité $\sigma = 4,24 (\Omega.cm)^{-1}$. La valeur de σ_{\min} , déduite de la relation de MOTT, pour cet échantillon est : $4,03 (\Omega.cm)^{-1}$, soit un écart d'environ 5%. C'est donc bien un régime d'excitation au front de mobilité au sens habituel.

Les valeurs des énergies ϵ_2, ϵ_3 sont encore très faibles. ϵ_2 varie de $17,8.10^{-6}$ ev à 1 T à $19,6.10^{-6}$ ev à 2,5 T. ϵ_3 est apparemment constant et est égale à $7,5.10^{-6}$ ev.

Comme pour le 304 nous montrerons que cette faible valeur de ϵ_3 n'est pas anormale si l'on tient compte des corrélations.

L'existence de l'oscillation dans un régime ϵ_2 ou ϵ_3 a déjà été expliquée précédemment.

VI-3-4 : $3 \leq B < 4 T$: régime $T^{-1/4}$

Sur la courbe (VI-12) on peut remarquer à 3 et 3,5 T, un régime " ϵ_i " à haute température. La valeur de ϵ_i est de l'ordre de grandeur de ϵ_2 . A 3 T deux interprétations sont possibles :

- a) le régime ϵ_i serait suivi des régimes ϵ_2 et ϵ_3
- b) le régime ϵ_i serait suivi d'un régime $T^{-1/4}$.

Le coefficient de corrélation est un peu meilleur pour la deuxième solution. Nous choisirons cette interprétation d'autant que dans la première hypothèse on ne voit pas à quoi pourrait correspondre cet ϵ_i .

Nous avons donc, dans ce domaine de champ, un régime ϵ_i voisin de ϵ_2 (mis à part la convergence à σ_{\min}) précédant une conduction par saut à distance variable.

VI-3-5 : Régime $T^{-1/2}$: $B \geq 4 T$

Les états étant fortement localisés on voit apparaître un régime $T^{-1/2}$ caractéristique du modèle de SHKLOVSKII (courbe VI-14). On retrouve exactement les mêmes résultats que pour le 304 à $B \geq 5 T$.

VI - 4 : ECHANTILLONS 811 et 204

Ces échantillons se situent assez loin de la transition métal isolant. Le niveau de Fermi est plus profondément ancré dans les états localisés. Comme le montrent les courbes (IV-20 et IV-21) le régime ϵ_3 est observé à champ magnétique nul.

Dans la relation $f(R) = 2\alpha R + \frac{W}{kT}$, les deux termes ne sont plus comparables, $2\alpha R$ devient trop grand. Dans cette situation la conduction se fait par saut au plus proche voisin (5).

Quand on augmente le champ magnétique on s'aperçoit que ϵ_3 croît, ce qui n'est pas prévu par la théorie. Comme nous l'avons vu dans

le chapitre II ce phénomène est lié aux corrélations. Nous reviendrons sur ce point un peu plus tard.

Nous n'avons pu mettre en évidence de champs critiques élevés par les représentations $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ ou $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial T} = f(B)$ car les expériences ont été réalisées pour des champs magnétiques $B < 7,75$ T.

Cependant on peut remarquer sur les courbes (IV-20 et IV-21) qu'il existe une transition pour les deux échantillons entre 3,87 et 5,03 T.

Cette transition sépare un régime ϵ_3 d'un régime $T^{-1/2}$ comme le prouvent les courbes (VI - 15 et VI-16).

Pour les deux échantillons et pour $B > 3,87$ T on peut écrire :

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}$$

VI - 5 : INFLUENCE DES CORRELATIONS DANS InP

La courbe (VI-17) représente les énergies d'activation ϵ_2 , ϵ_3 en fonction du champ magnétique pour les échantillons 304 et 1000. La courbe (VI-18) représente $\epsilon_3 = f(B)$ pour les échantillons 811 et 204. Les valeurs de ϵ_3 théoriques et expérimentales sont résumées dans le tableau (VI-1).

Nous avons reporté sur la courbe (VI-19) les valeurs de ϵ_3 en fonction de la distance entre donneurs pour les échantillons 304, 1000, 811 et 204, ainsi que les résultats obtenus sur les échantillons 107 et 1104 provenant d'expériences faites au laboratoire (ce qui ne nous a pas permis d'étudier la variation de ϵ_3 avec le champ magnétique). Nous obtenons une courbe similaire à celle décrite par CHROBOCZEK et coll. (courbe II-1), au moins en ce qui concerne les régimes notés ICR et LCR II par ces auteurs.

Nous ne pouvons aller plus loin, ne possédant pas d'échantillons assez purs pour passer la transition sauts corrélés, sauts non corrélés.

La concentration correspondant à cette transition est, comme nous l'avons vu dans le chapitre II, $1,2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ pour InP. Cette valeur serait à rapprocher de la concentration critique n_C'' que nous avons mis en évidence dans le chapitre IV et qui est égale à $2,5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Bien que cette étude soit principalement qualitative, nous retrouvons toutes les tendances prévues par la théorie à savoir :

- ϵ_3 tend vers zéro à la transition métal - non métal
- $\epsilon_3 = f(B)$ dans la région notée ICR par CHROBOCZEK
- ϵ_3 tend vers sa valeur non corrigée quand la concentration tend vers la concentration critique n_C'' correspondant au passage : sauts corrélés - sauts non corrélés.

Le fait de trouver une énergie d'activation approximativement constante quand on augmente le champ magnétique pour le 304 ou le 1000 est justifié. En effet, augmenter B revient à augmenter la distance entre donneurs mais dans cette partie de courbe les variations de ϵ_3 sont très minimes.

Echantillon	Concentration $\times 10^{22} \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$a = \left(\frac{3}{4\pi n}\right)^{1/3}$ (Å)	Compensation K	$\epsilon_A = \frac{e^2}{K\alpha}$ (meV)	$\epsilon_3 = \epsilon_A \theta(1 - 0,29K^{1/4})$ (meV)	ϵ_3 expérimental (meV)
InP 304	4,8	170,7	0,58	6,75	3,08	0,0015 (B=1,5T)
InP 1000	4	181,4	0,54	6,35	2,91	0,0075 (B=1T)
InP 811	2,6	209,4	0,49	5,50	2,54	0,110 (B=0T)
InP 204	1,5	251,5	0,48	4,58	2,12	0,200 (B=0T)
InP 107	1,1	278,9	0,37	4,13	1,95	0,364 (B=0T)
InP 1104	0,43	381,5	$\approx 0,50$	3,02	1,39	0,625 (B=0T)

TABLEAU VI-1 : Valeurs théoriques et expérimentales de ϵ_3 pour les échantillons concernés.



CHAPITRE 7


*Diagramme champ magnétique
concentration en impuretes*


Nous avons reporté sur la figure (VII-1) les différentes concentrations et champs critiques que nous avons mis en évidence dans les chapitres IV et V. Ces points reliés entre eux forment des lignes de transition. Celles-ci sont de deux types :


- lignes de transition de type 1 (notées sur le diagramme (1) et (2)). Ces lignes séparent des régions très différentes : passage d'un comportement métallique à un comportement isolant (ligne (1)) et transition isolant - métal (ligne (2)).


- lignes de transition de type 2 (notées sur le diagramme (3) à (8)). Il n'y a pas de changement fondamental de comportement. Un échantillon subissant les transitions (3) et (4) reste soit métallique s'il était métallique au départ soit isolant s'il était isolant (avec la réserve qu'il n'intercepte pas la ligne de transition métal - isolant). Il en va de même pour les transitions (5) et (8) : l'échantillon reste isolant. En ce qui concerne les transitions (6) et (7), une variation de la concentration n'entraîne pas un changement de comportement fondamental.


Toutes ces lignes de transition découpent le diagramme en sept régions.

1ère région () : délimitée par (1) et (2) et $B = 0$ pour $n \geq n_C$.
Comportement métallique observé sur le 401 et le 304.


2ème région () : délimitée par (2), (5) et $B = 0$ pour $n'_C < n < n_C$.
Régime $T^{-1/4}$ observé sur le 304 à champ nul et sur le 1000 pour des champs compris entre 0 et environ 1 T.

3ème région () : délimitée par (1), (4), (5) et (6). Régimes ϵ_2, ϵ_3 observés sur le 304 et le 1000. Les valeurs faibles de ϵ_3 sont interprétées par la théorie des sauts corrélés.

4ème région () : délimitée par (1), (4), (6) et (8). Retour à un régime $T^{-1/4}$ observé sur le 401, 304 et 1000.

5ème région () : délimitée par (6), (7), (8) et $B = 0$ pour $n''_C < n < n'_C$
Régime ϵ_3 observé sur le 811, le 204, le 107 et le 1104 (ces deux derniers à champ faible et à haute température). De nouveau nous trouvons des valeurs de ϵ_3 inférieures à celles prévues par la théorie ne tenant pas compte des corrélations.

6ème région : délimitée par les lignes (7) et (9). Dans ce domaine de concentration nous n'avons pas d'échantillons mais si nous nous reportons aux résultats de CHROBOCZEK et coll. (19), on devrait retrouver un régime ϵ_3 non corrigé par les corrélations.

7ème région () : délimitée par (8) et peut être (9). Régime $T^{-1/2}$ observé sur les échantillons 401, 304, 1000, 811 et 204, caractéristique de l'existence d'un gap de Coulomb au sens de SHKLOVSKII.

Nous pouvons comparer ce diagramme à celui avancé par SHAPIRO en 1984 (26) et représenté sur la figure (VII-1).

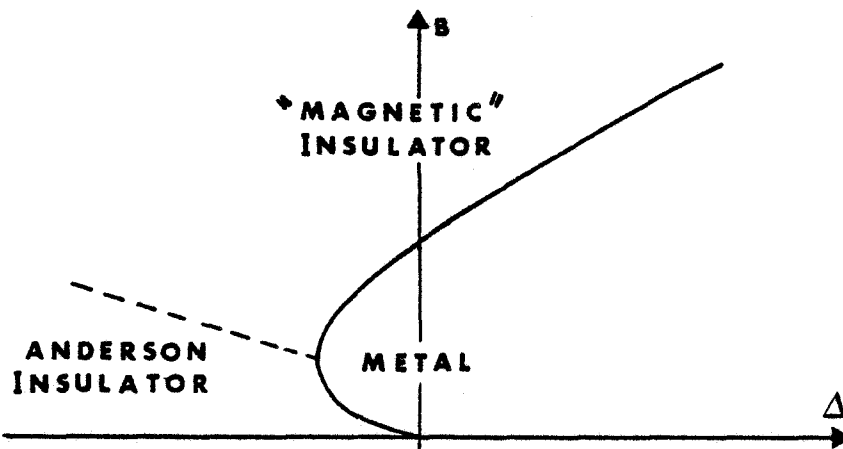


FIGURE VII-1 : Diagramme de "phase" d'après SHAPIRO.

B : champ magnétique

$\Delta \sim \frac{E_F - E_C}{E_C}$: mesure de la proximité du front de mobilité.

Ce diagramme est la base de celui que nous avons trouvé. En effet les lignes que nous avons appelées (1) et (2) correspondent à la transition métal-isolant de ANDERSON et métal - isolant "magnétique" dans le schéma de SHAPIRO. Cependant nous ne retrouvons pas la transition isolant de ANDERSON - isolant "magnétique". Ce serait le cas si nous ne tenions pas compte des interactions électron - électron. Dans cette hypothèse le gap de Coulomb ne se creuse pas et le niveau de Fermi n'a aucune raison de se rapprocher du front de mobilité ; on pourrait donc passer d'un régime $T^{-1/4}$ à un régime $T^{-1/2}$ directement sans passer par les régimes ϵ_2, ϵ_3 c'est-à-dire passer directement d'un isolant de ANDERSON à un isolant "magnétique".

Par rapport au diagramme de SHAPIRO, nous avons introduit d'autres concentrations et champs critiques (formant les lignes du 2ème type) provenant des interactions électron - électron et des corrélations.

CONCLUSION

Dans ce travail nous avons voulu étudier une série d'échantillons de phosphure d'indium très proches de la transition métal - isolant. Pour ces échantillons situés de part et d'autre de la transition la concentration en impuretés et la compensation ont été déterminées de manière systématique. Pour ce faire une semi-automatisation des mesures a été mise au point. Le traitement des données ainsi acquises se fait également par microordinateur.

Des mesures de résistivité et de mobilité en champ magnétique intense ($B \leq 11$ T) et à basse température ($4,2$ K $\leq T \leq 60$ mK) sur un grand nombre d'échantillons nous ont permis de résoudre quelques problèmes soulevés lors de travaux antérieurs (1), (2).

Dans un premier temps nous avons pu, grâce à de multiples représentations de la résistivité en fonction du champ magnétique, de la température ou de la concentration, mettre en évidence deux nouvelles concentrations critiques différentes de celle de MOTT.

D'autres représentations ont révélé l'existence de champs magnétiques remarquables pour chaque échantillon.

L'étude du comportement de la mobilité de l'InP 401 en fonction du champ magnétique et de la température nous a permis de conclure en faveur du modèle de MOTT supposant une transition de ANDERSON discontinue et l'existence de la conductivité métallique minimale.

Sur l'échantillon InP 304, situé du côté isolant de la transition métal - non métal à $B = 0$, nous avons pu mettre en évidence une transition isolant - métal induite par un champ magnétique faible. L'interprétation de ce phénomène nouveau, d'un point de vue expérimental dans InP, se base sur l'ouverture d'un gap de Coulomb se creusant avec l'augmentation du champ magnétique.

L'étude de l'InP 1000 ne fait que conforter le modèle élaboré pour l'interprétation des phénomènes observés dans l'échantillon 304.

La théorie des corrélations nous a permis d'expliquer les variations de l'énergie d'activation ϵ_3 en fonction du champ magnétique observées sur les échantillons 811 et 204, ainsi que les valeurs faibles de ϵ_3 rencontrées dans les échantillons 304 et 1000.

Il faut noter qu'une partie de ce travail est la première évidence expérimentale pour un diagramme champ magnétique, concentration en impuretés dont les éléments de base ont été prévus théoriquement par SHAPIRO en 1984. Les transitions du deuxième type ne figurant pas sur celui-ci proviennent essentiellement de la prise en considération des interactions électron - électron et des corrélations.

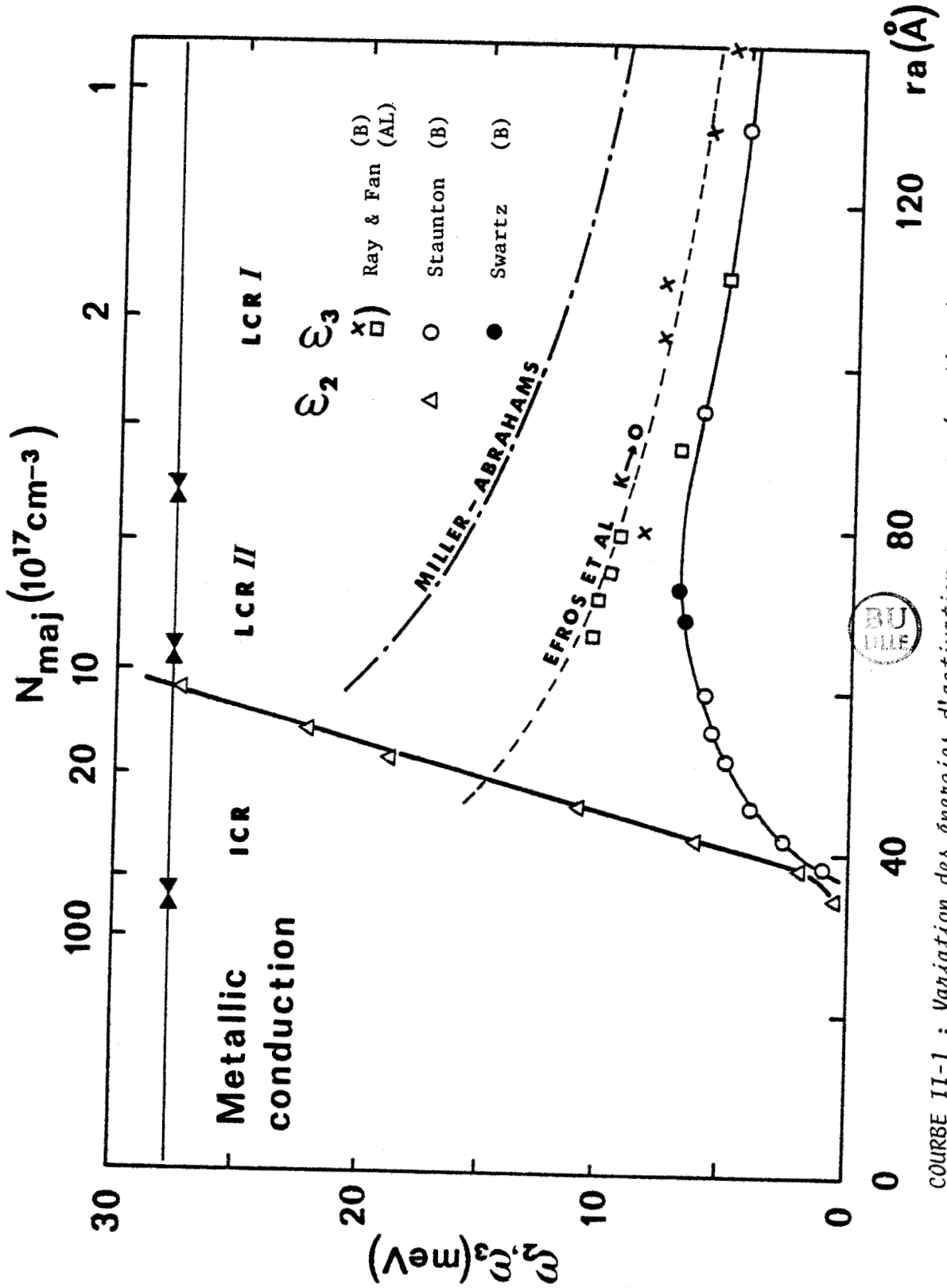
Des expériences de pouvoir thermoélectrique pourraient peut être confirmer l'hypothèse de l'ouverture d'un gap de Coulomb se creusant avec le champ magnétique. Ces expériences pourraient nous fournir une topographie de la densité d'états.

Des mesures de constante diélectrique sur des échantillons situés du côté isolant de la transition métal - non métal pourraient également confirmer ou infirmer ce modèle.

COURBES

- II-1 : $\epsilon_2, \epsilon_3 = f(r_a)$ d'après CHROBOCZEK
- IV-1 : $\rho = f(T)$ à $B = 0$ T pour quelques échantillons
- IV-2 : $\rho = f(B)$ ordre 0
- IV-3 : Magnétorésistance négative ($MR < 0$) et oscillation SHUBNIKOV -
DE HAAS (OSDH) dans InP 504.
- IV-4 : $MR < 0$ et OSDH dans InP 401.
- IV-5 : $MR < 0$ et OSDH dans InP 304.
- IV-6 : $MR < 0$ et OSDH dans InP 1000.
- IV-7 : $MR < 0$ dans InP 811.
- IV-8 : $MR < 0$ dans InP 204.
- IV-9 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 401.
- IV-10 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 304.
- IV-11 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 1000.
- IV-12 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 811.
- IV-13 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 204.
- IV-14 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 107.
- IV-15 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 1104.
- IV-16 : $\Delta\sigma = f(B^{1/2})$ dans InP 811.
- IV-17 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dans InP 401.
- IV-18 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dans InP 304.
- IV-19 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dans InP 1000.
- IV-20 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dans InP 811.
- IV-21 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dans InP 204.
- IV-22 : $\sigma = f(T^{1/2})$ dans InP 401.
- IV-23 : $\sigma = f(T^{1/2})$ dans InP 304.
- IV-24 : $\sigma = f(T^{1/2})$ dans InP 1000.
- IV-25 : $\sigma = f(T^{1/2})$ dans InP 811.
- IV-26 : $\sigma = f(T^{1/2})$ dans InP 204.
- IV-27 : $\left(\frac{\Delta\rho}{\rho_0 \text{ min}}\right) = f(n)$

- V-1 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ pour InP 401.
V-2 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ pour InP 304.
V-3 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ pour InP 1000.
V-4 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ pour InP 811.
V-5 : $\text{Log } \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ pour InP 204.
V-6 : $\text{Log } \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T}\right) = f(B)$ pour InP 304.
V-7 : $\text{Log } \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T}\right) = f(B)$ pour InP 1000.
V-8 : $\text{Log } \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T}\right) = f(B)$ pour InP 811.
V-9 : $\text{Log } \left(-\frac{\partial \rho}{\partial T}\right) = f(B)$ pour InP 204.
- VI-1 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/4})$ pour InP 401.
VI-2 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/2})$ pour InP 401.
VI-3 : $R_H = f(B)$ pour InP 401.
VI-4 : $R_H = f(T)$ pour InP 401.
VI-5 : $R_H \sigma = f(T)$ pour InP 401.
VI-6 : $\rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour InP 304.
VI-7 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/4})$ pour InP 304.
VI-8 : $\sigma = f(T^{1/2})$ pour InP 304.
VI-9 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour InP 304.
VI-10 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/2})$ pour InP 304.
VI-11 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/4})$ pour InP 1000.
VI-12 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour InP 1000.
VI-13 : $\text{Log } \rho = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour InP 1000.
VI-14 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/2})$ pour InP 1000.
VI-15 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/2})$ pour InP 811.
VI-16 : $\text{Log } \rho = f(T^{-1/2})$ pour InP 204.
VI-17 : $\epsilon = f(B)$ pour InP 304 et InP 1000.
VI-18 : $\epsilon_3 = f(B)$ pour InP 811 et InP 204.
VI-19 : $\epsilon_3 = f(n)$ pour tous les échantillons concernés.
- VII-1 : Diagramme $B = f(n)$.



COURBE II-1 : Variation des énergies d'activation ϵ_2, ϵ_3 en fonction de la distance entre donneurs d'après CHROBOCZEK.



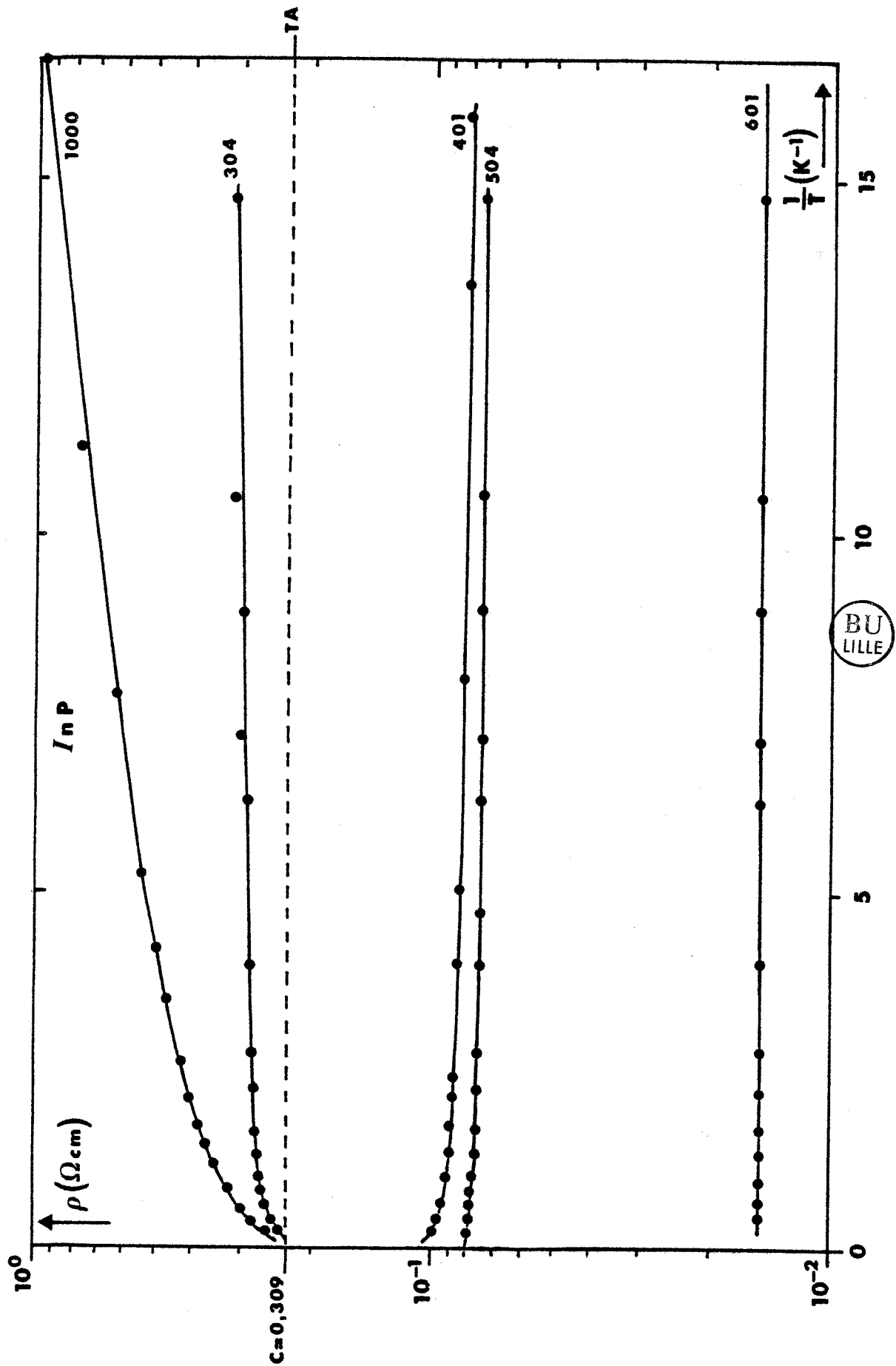


FIGURE IV-1 : Comportement de la résistivité en fonction de l'inverse de la température à champ magnétique nul pour quelques échantillons.

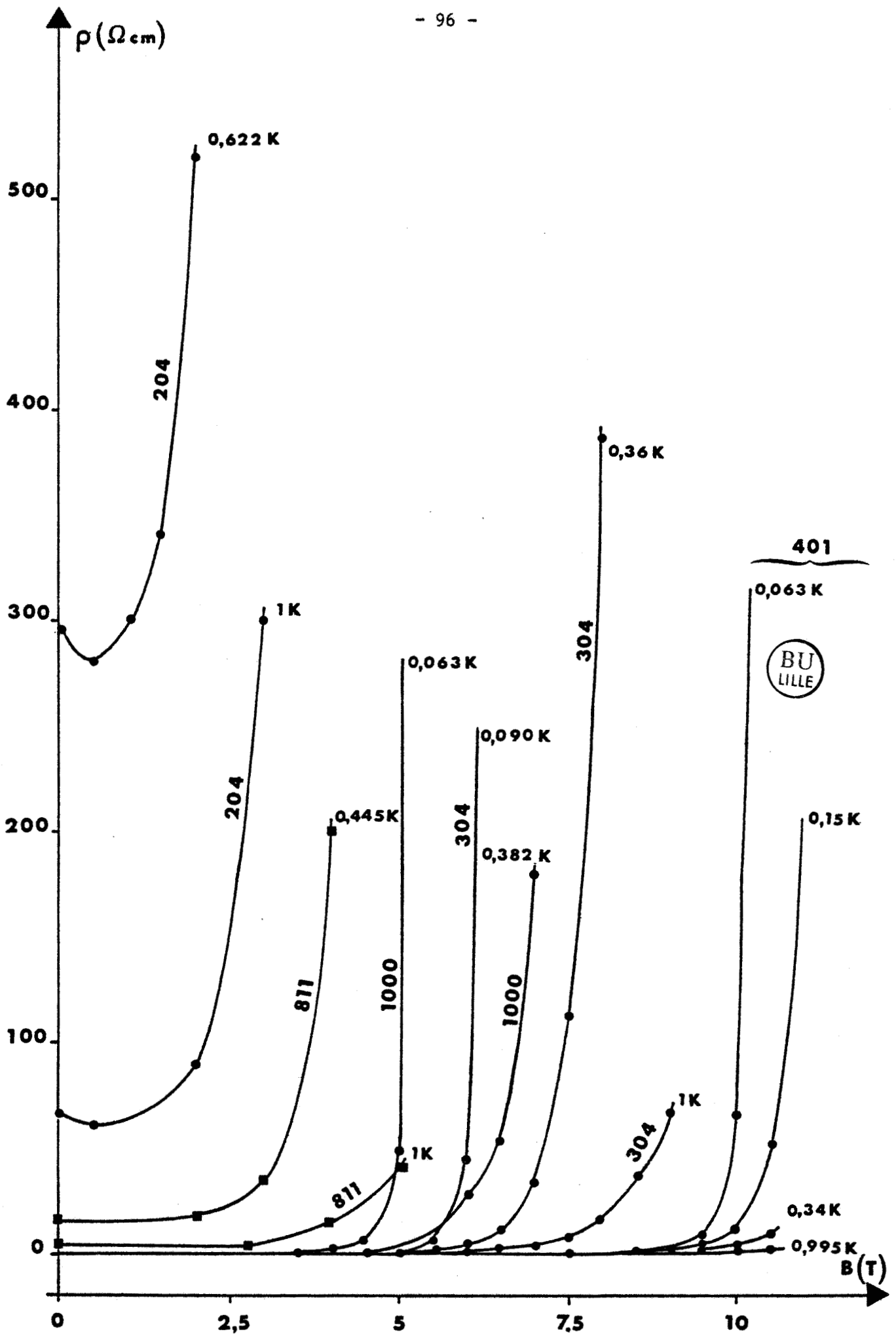
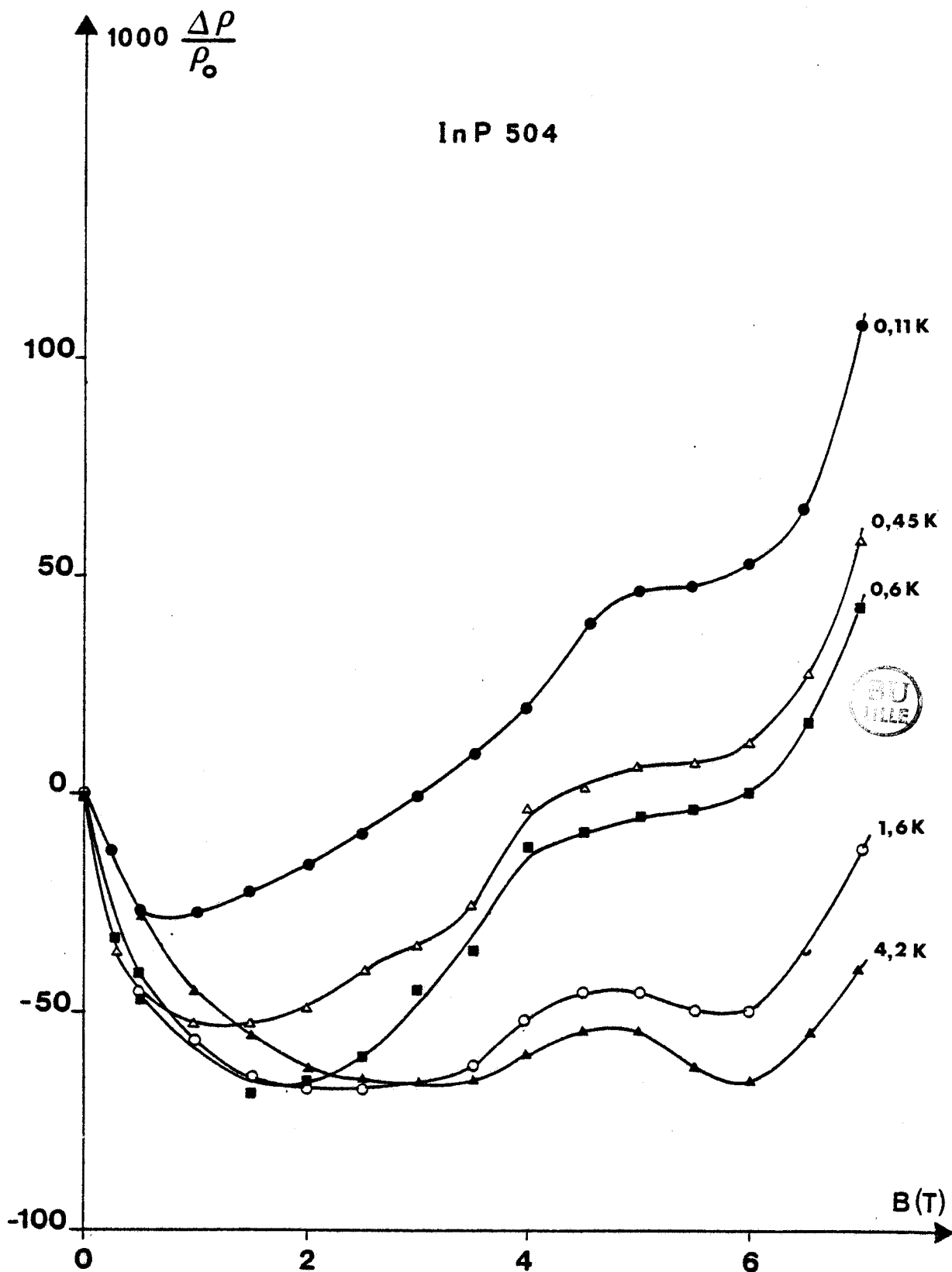
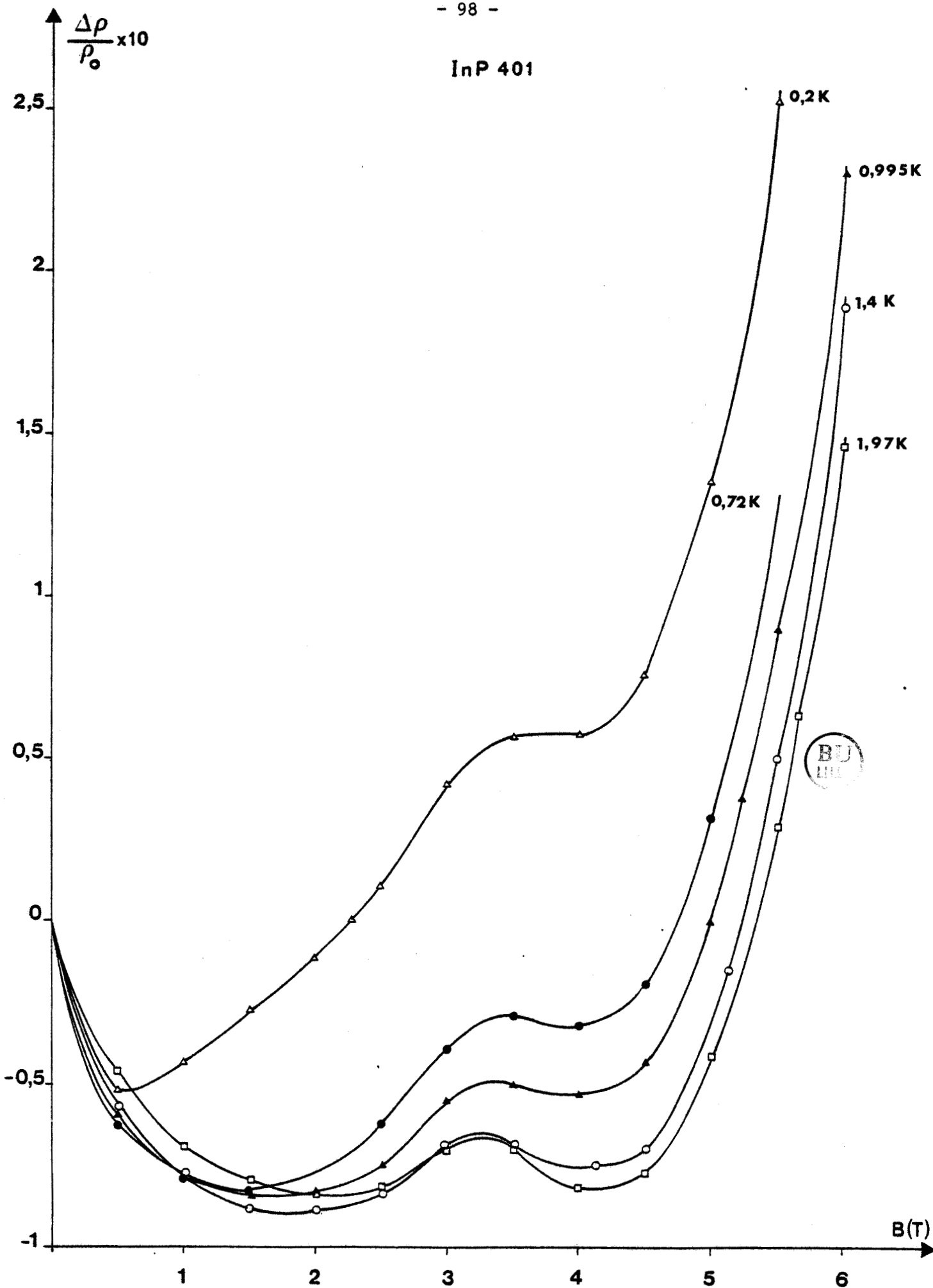


FIGURE IV-2 : Comportement de la résistivité en fonction du champ magnétique pour quelques échantillons à différentes températures.

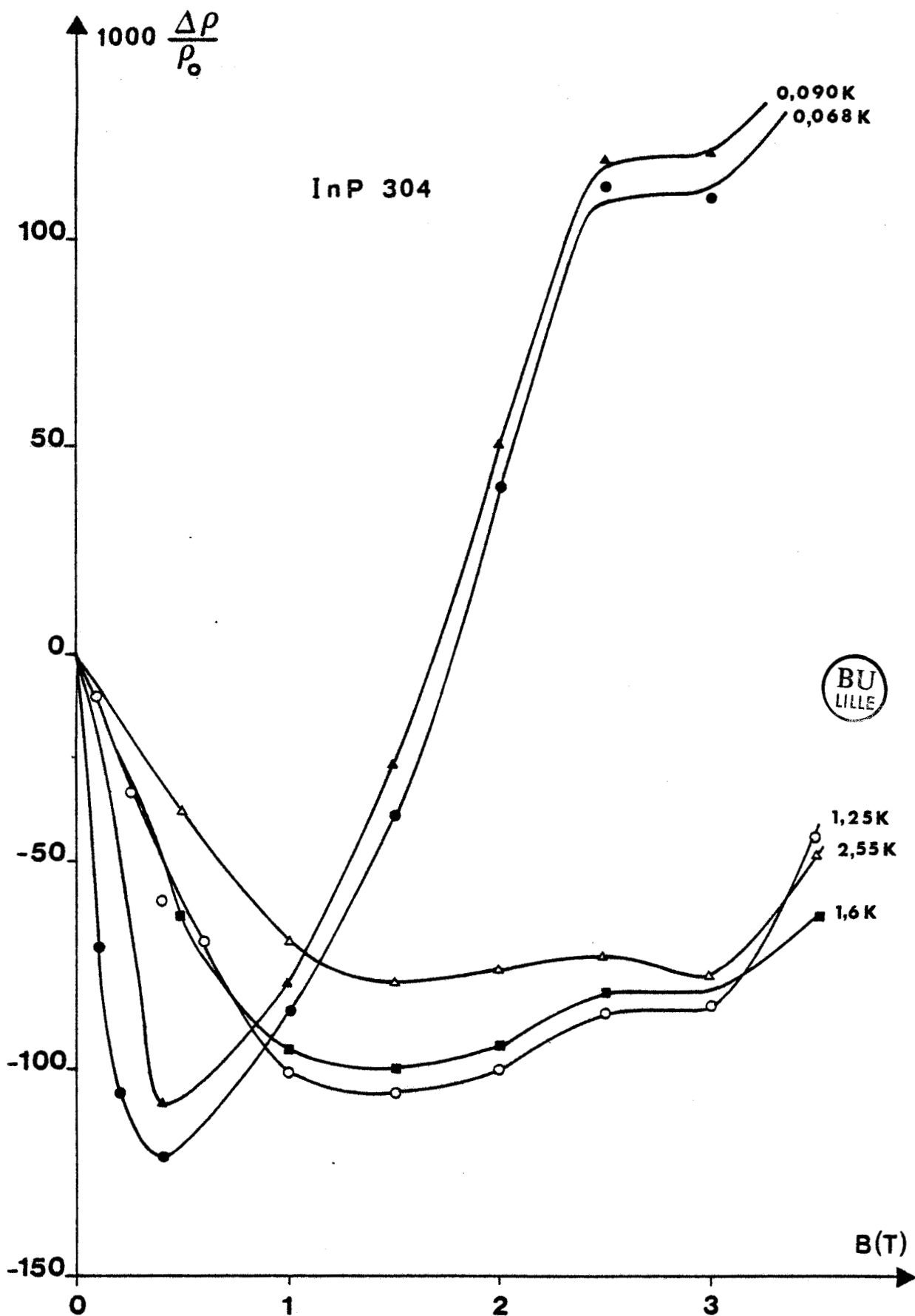


COURBE IV-3 : Magnéto-résistance négative et oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS dans InP 504.

InP 401



COURBE IV-4 : Magnétorésistance négative et oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS dans InP 401.



COURBE IV-5 : Magnéto-résistance négative et oscillation SHUBNIKOV - DE HAAS dans InP 304.

InP 1000

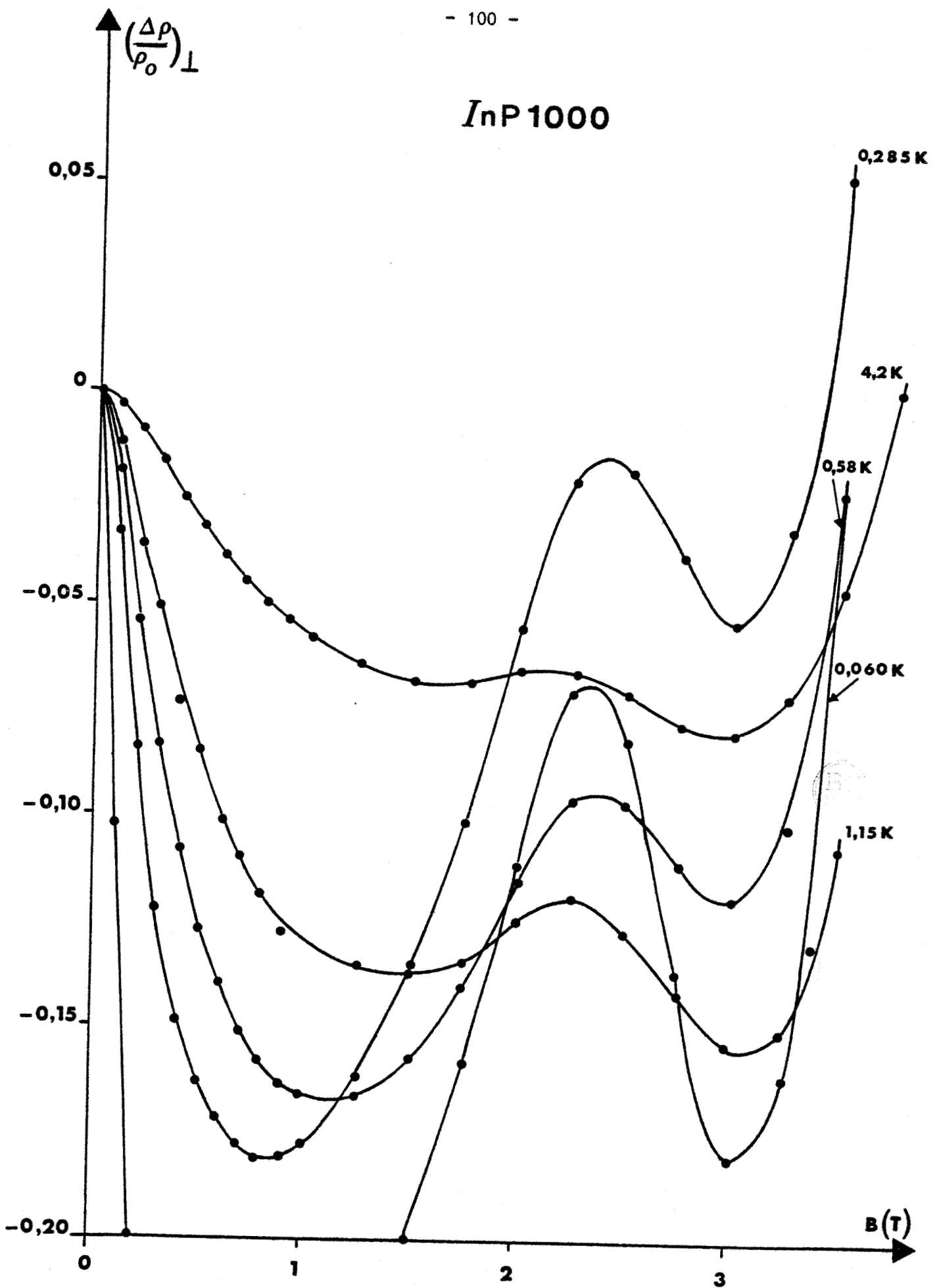


FIGURE IV-6 : Magnétorésistance négative et oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS dans InP 1000.

InP 811

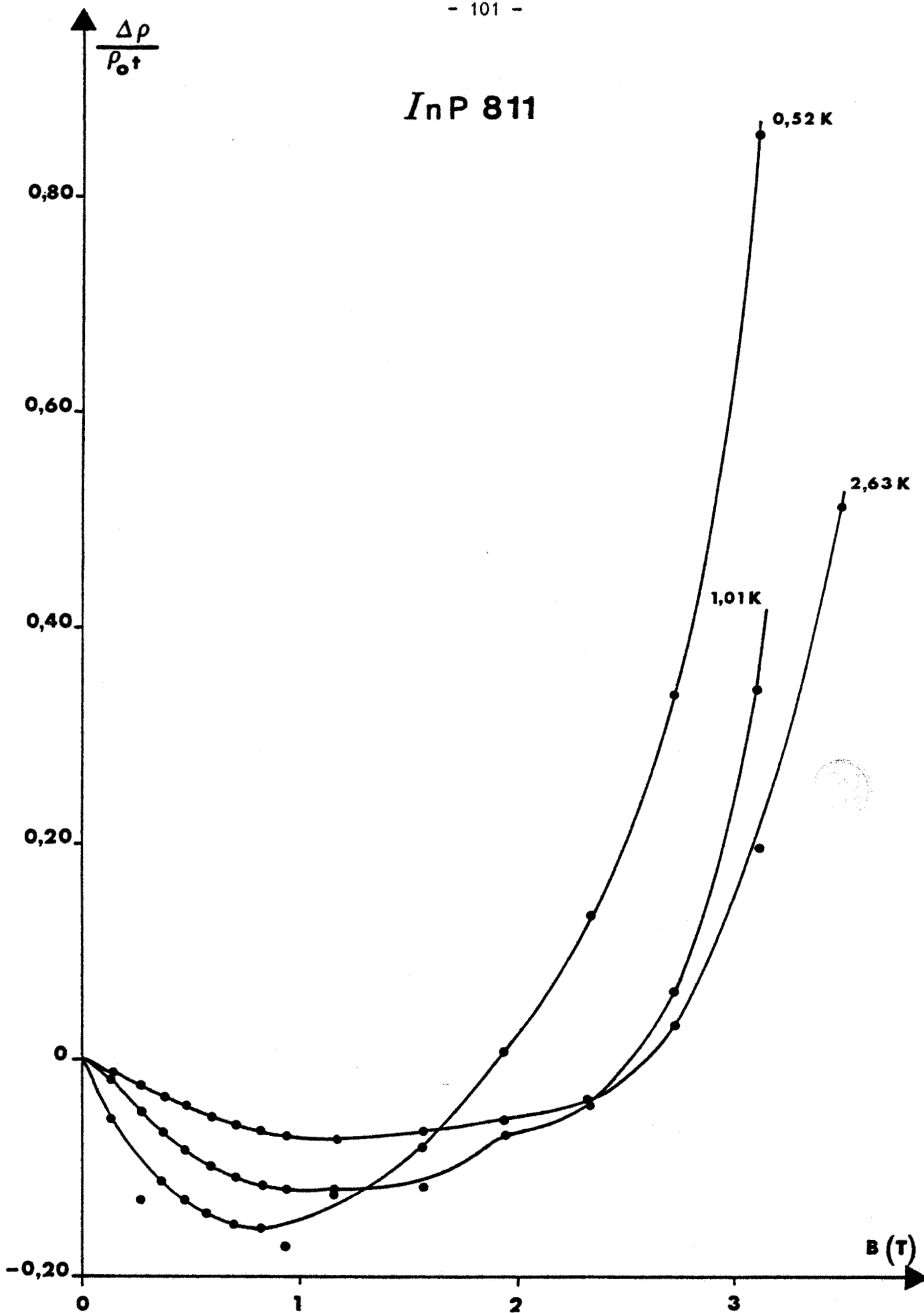


FIGURE IV-7 : Magnéto-résistance négative dans l'InP 811.

InP 204

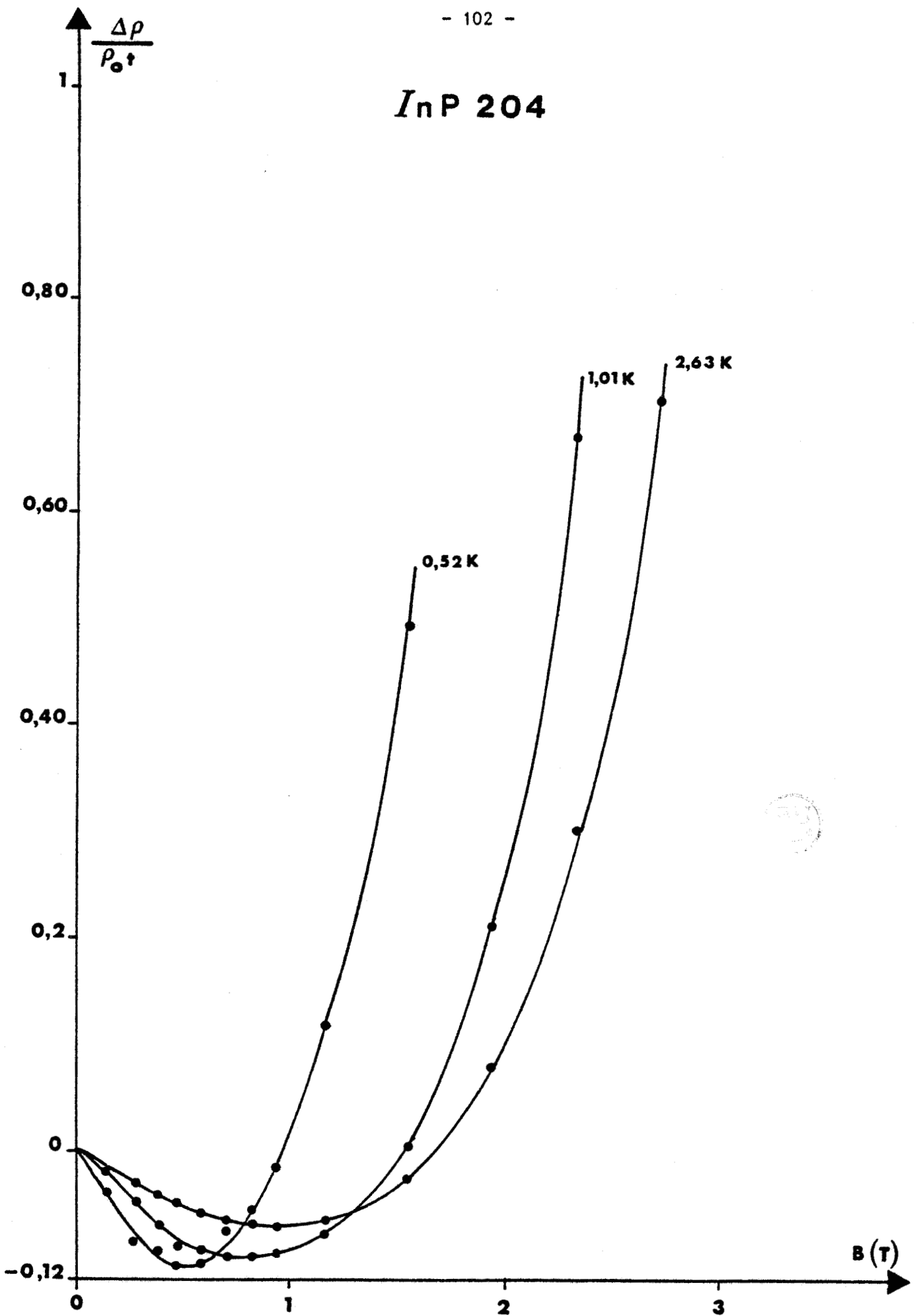


FIGURE IV-8 : Magnéto-résistance négative dans l'InP 204.

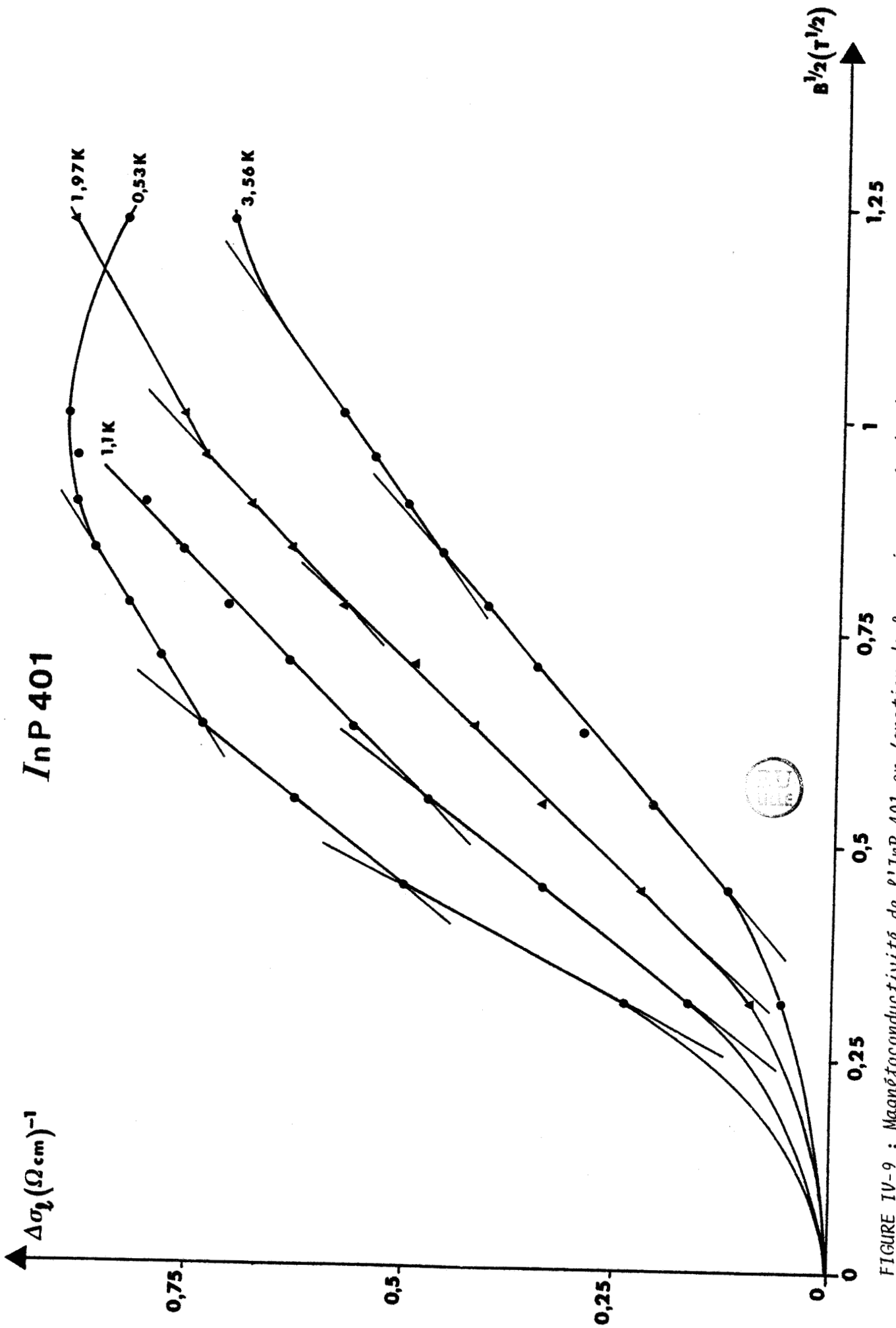


FIGURE IV-9 : Magnétoconductivité de l'InP 401 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

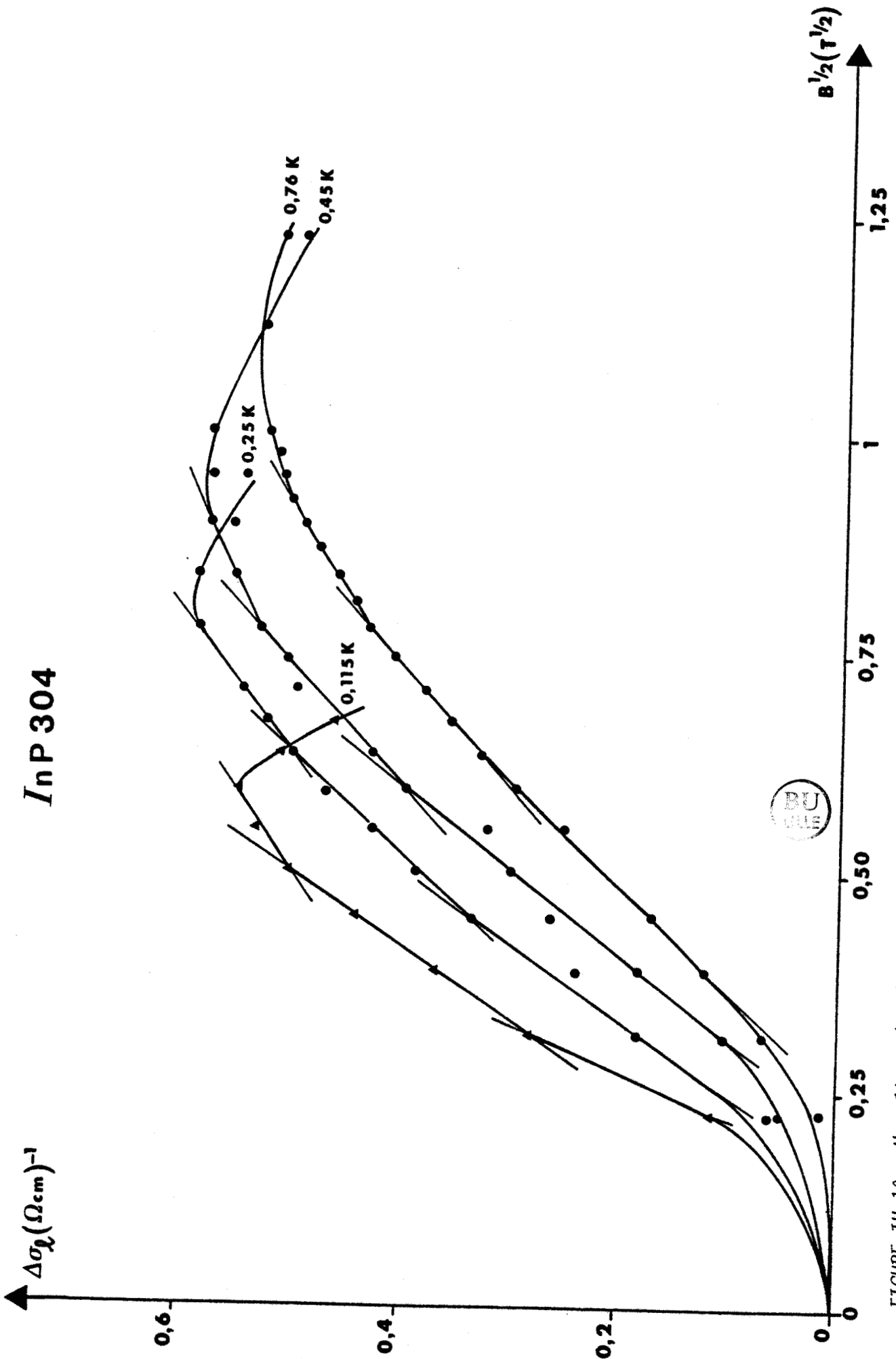


FIGURE IV-10 : Magnétoconductivité de l'InP 304 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

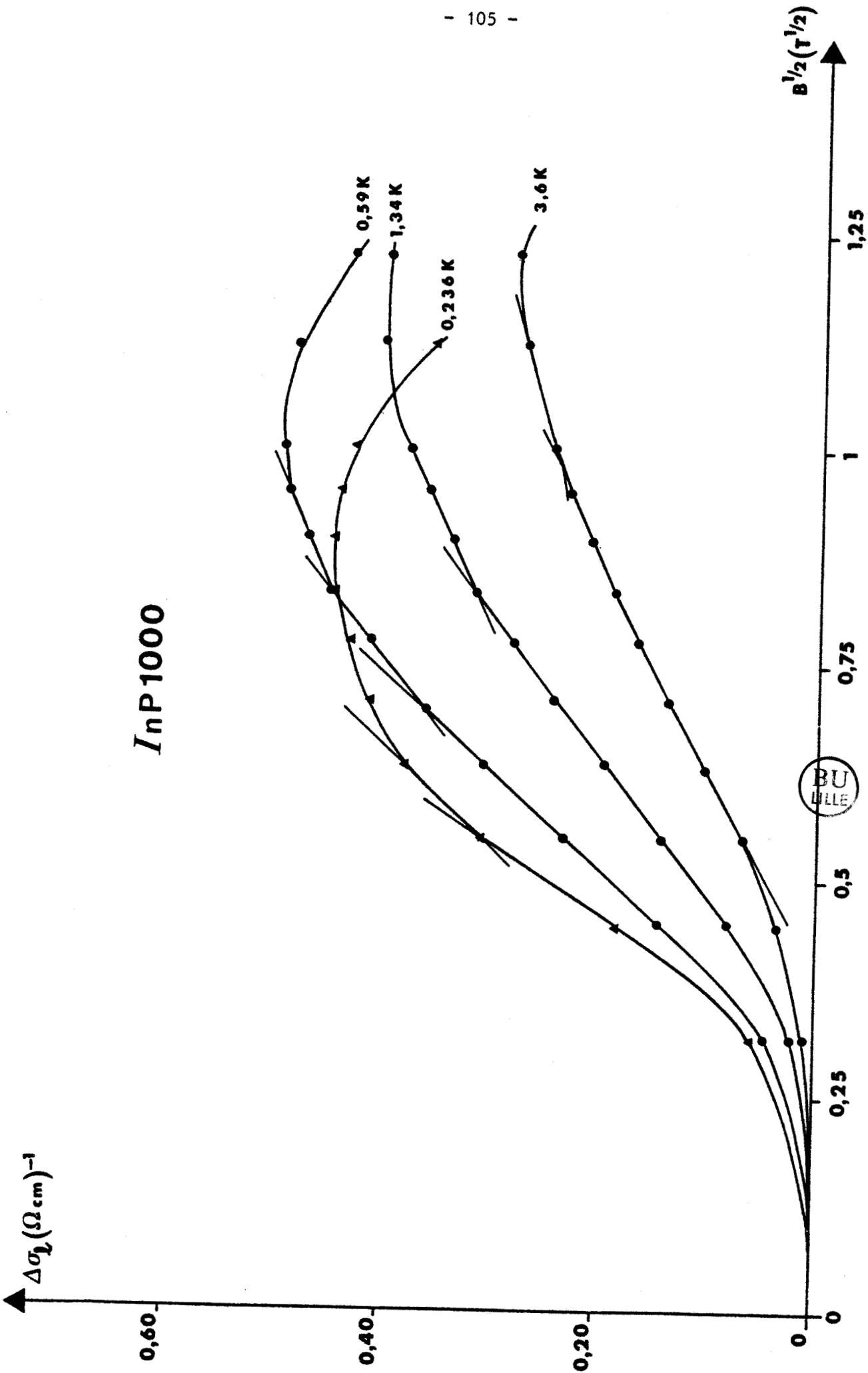


FIGURE IV-11 : Magnétoconductivité de l'InP 1000 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

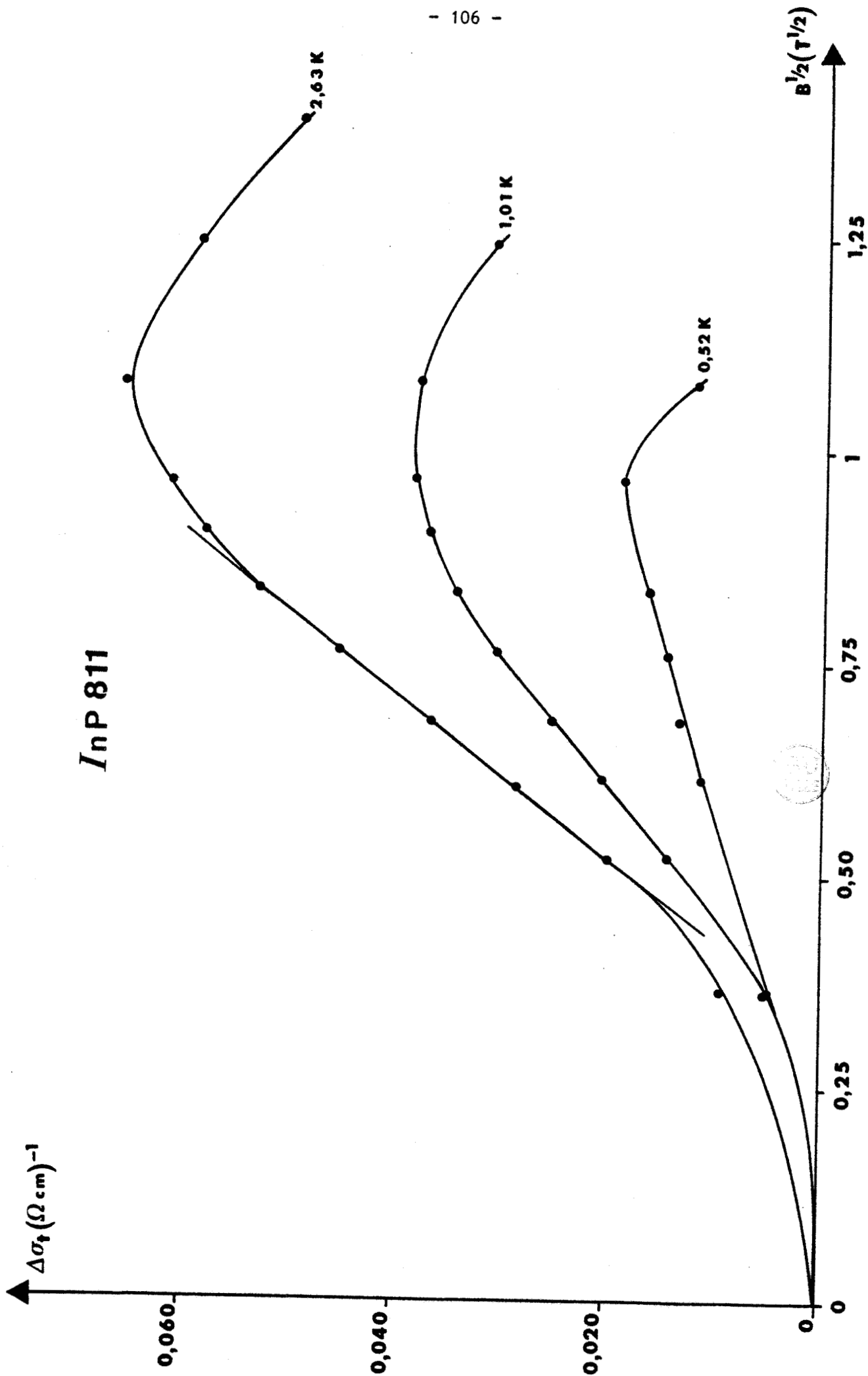


FIGURE IV-12 : Magnétoconductivité de l'InP 811 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

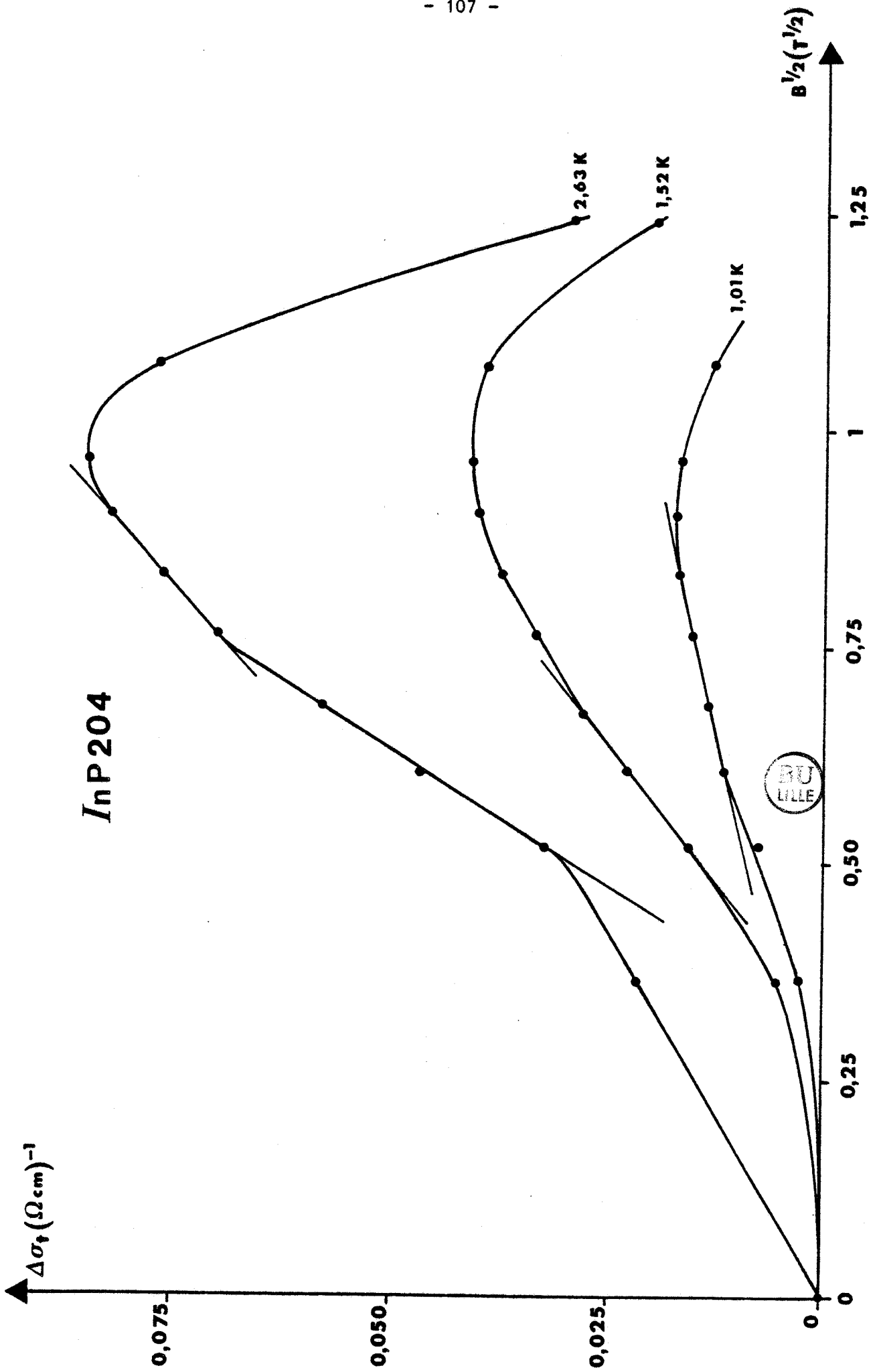


FIGURE IV-13 : Magnétoconductivité de l'InP 204 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

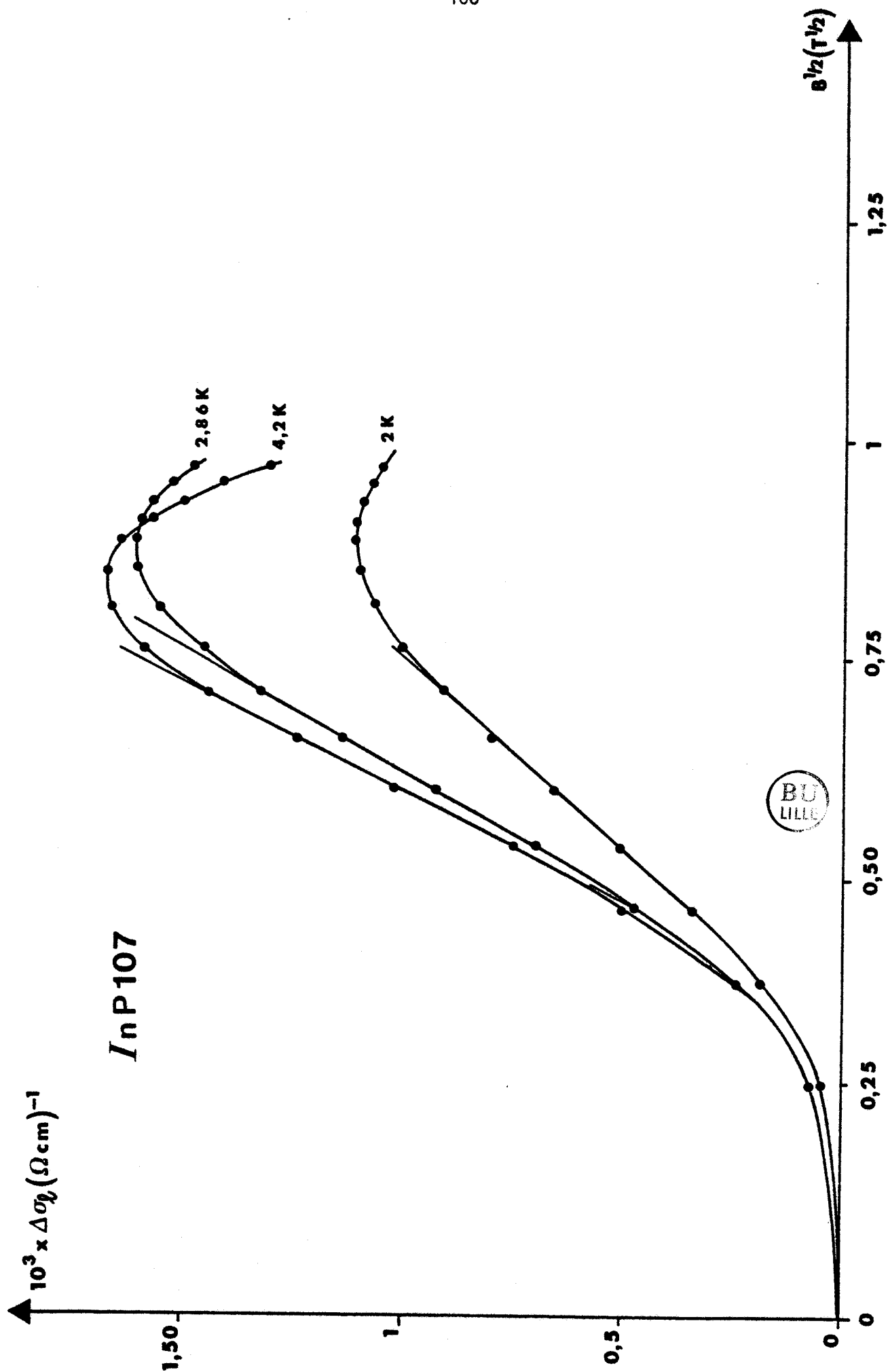


FIGURE IV-14 : Magnétoconductivité de l'InP 107 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

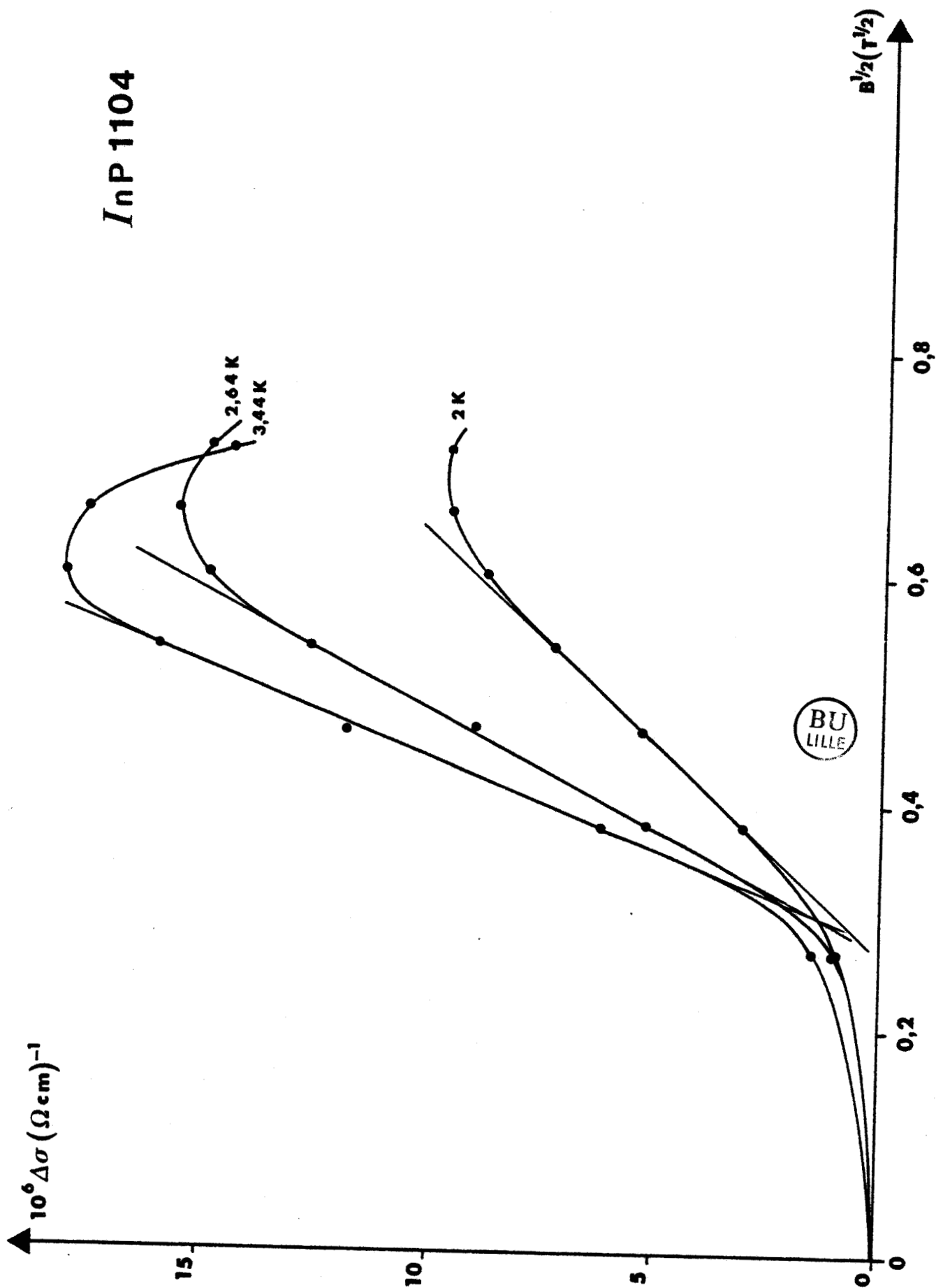


FIGURE IV-15 : Magnétoconductivité de l'InP 1104 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.

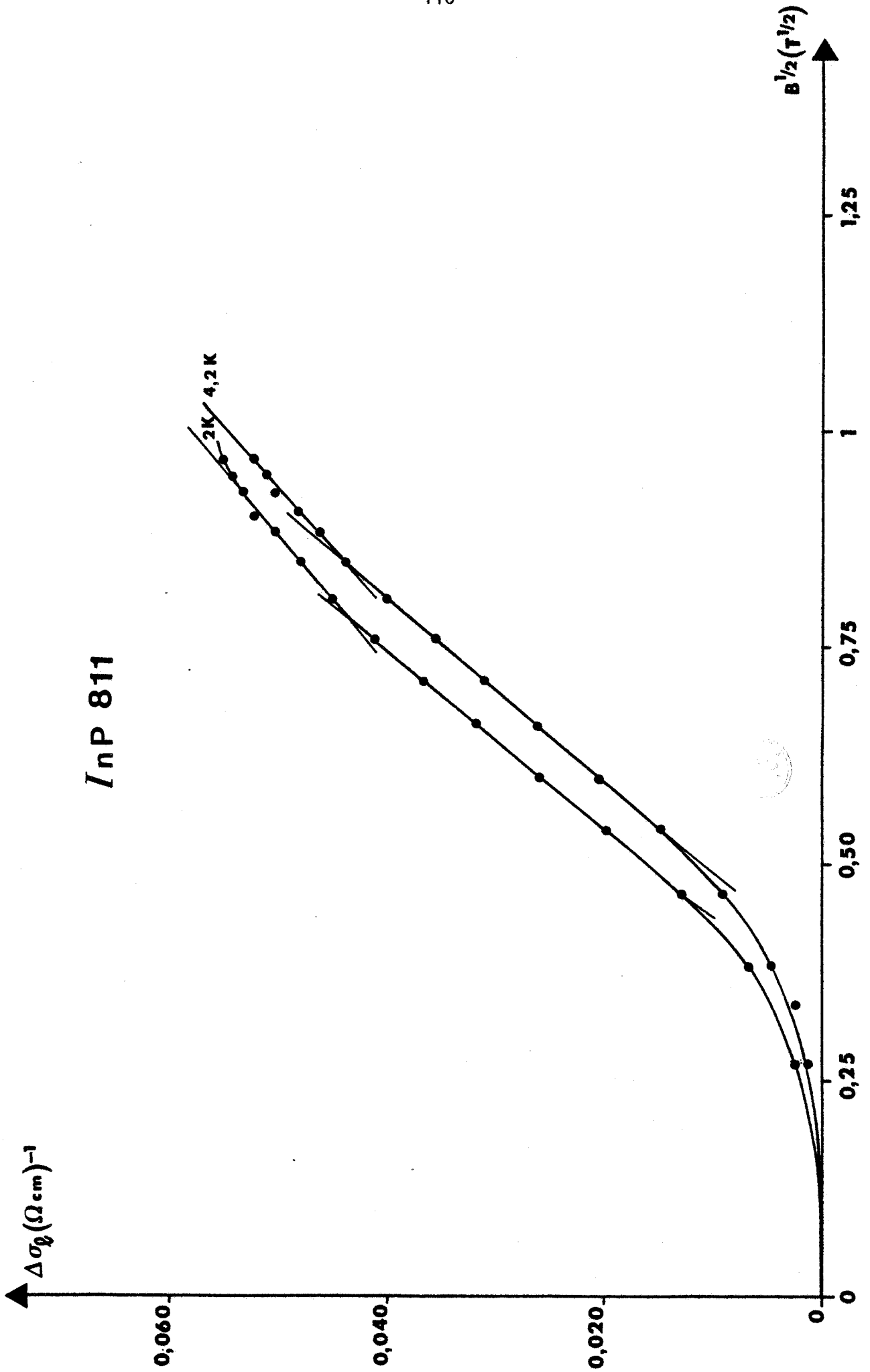
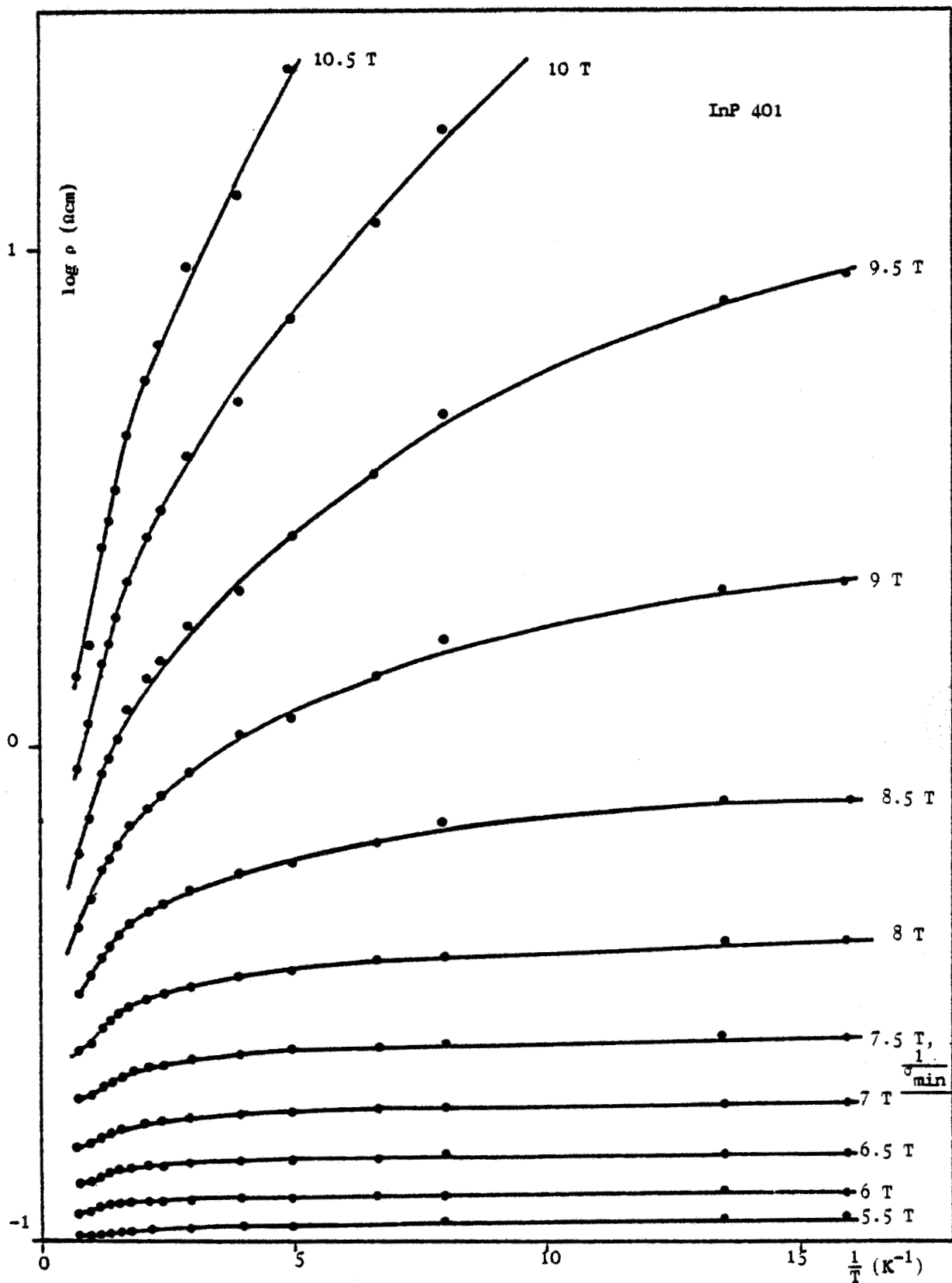


FIGURE IV-16 : Magnétoconductivité de l'InP 811 en fonction de la racine carrée du champ magnétique.
(Haute température).



COURBE IV-17 : Variation de la résistivité de InP 401 en fonction de l'inverse de la température pour quelques valeurs de B.

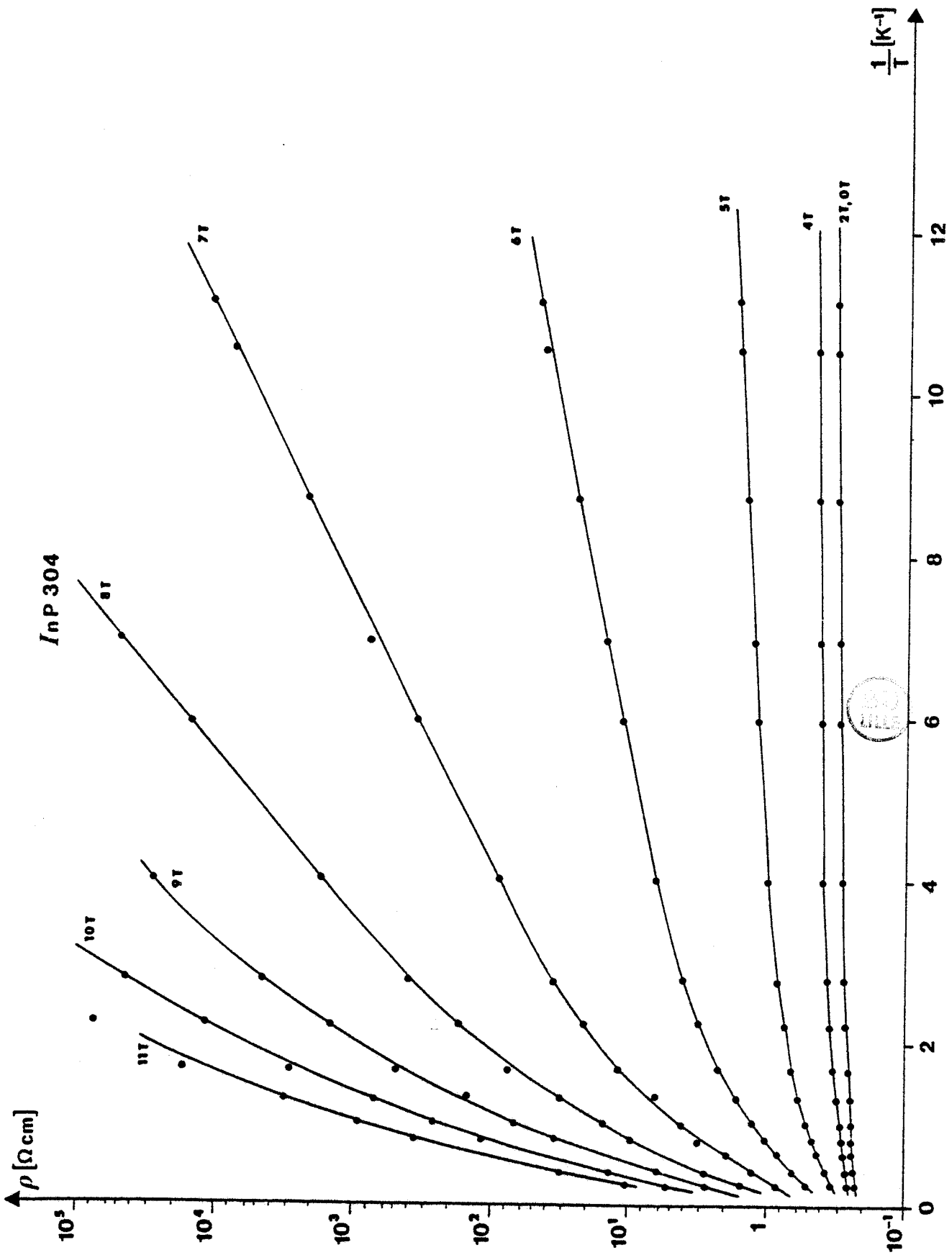


FIGURE IV-18 : Variation de la résistivité de l'InP 304 en fonction de l'inverse de la température pour quelques valeurs de B.

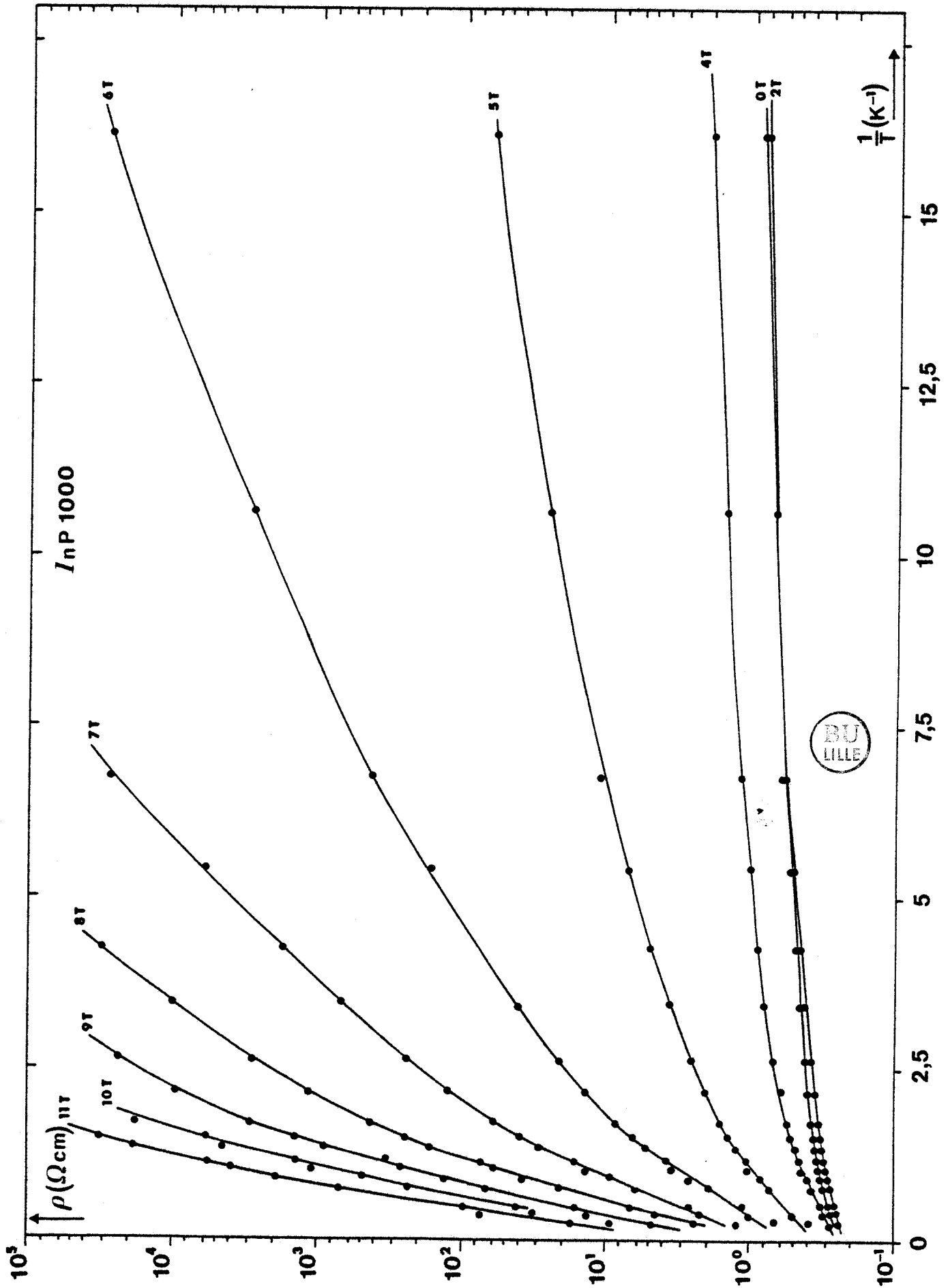


FIGURE IV-19 : Variation de la résistivité de l'InP 1000 en fonction de l'inverse de la température.

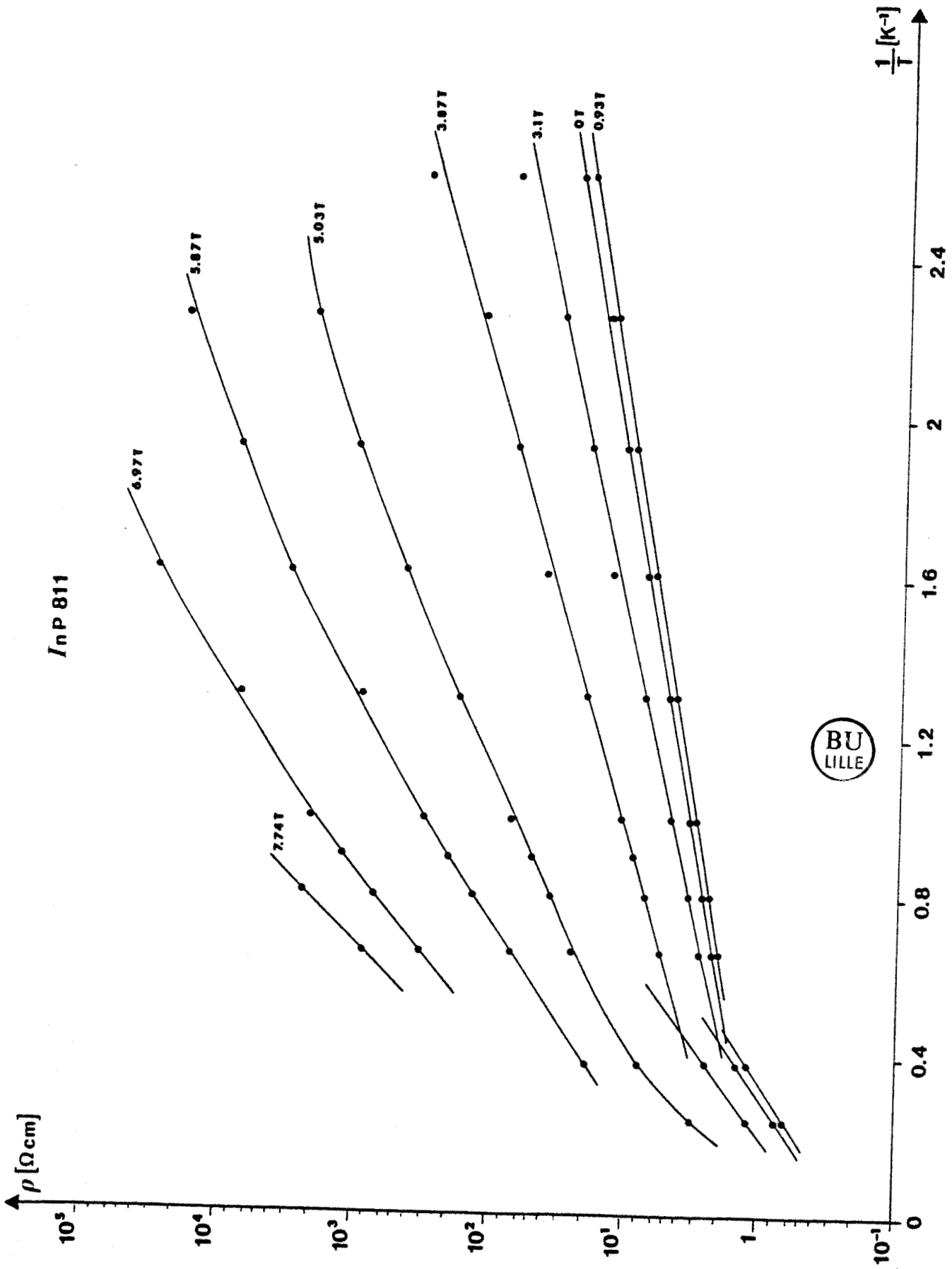


FIGURE IV-20 : Variation de la résistivité de l'InP 811 en fonction de l'inverse de la température.

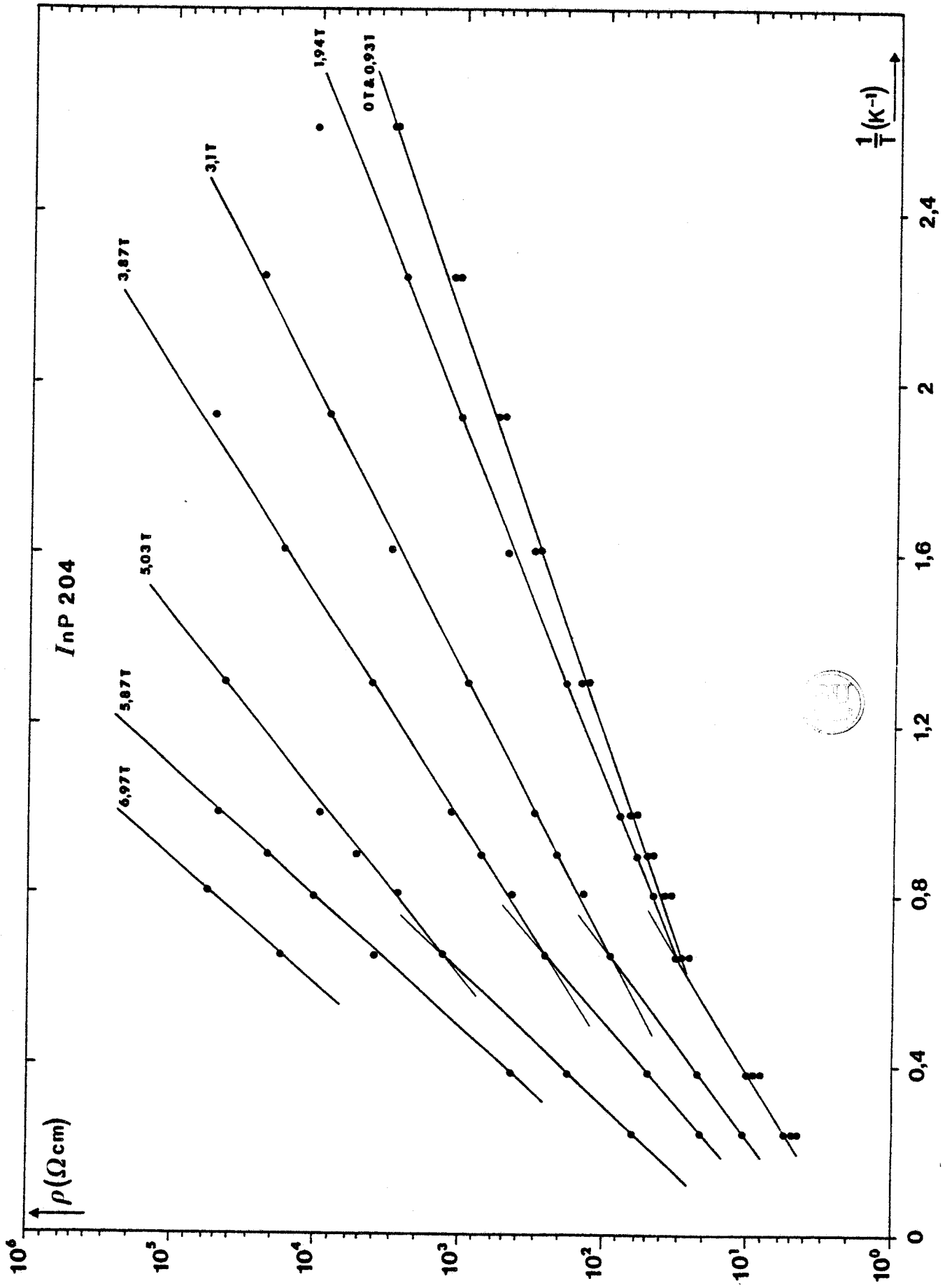


FIGURE IV-21 : Variation de la résistivité de l'InP 204 en fonction de l'inverse de la température.

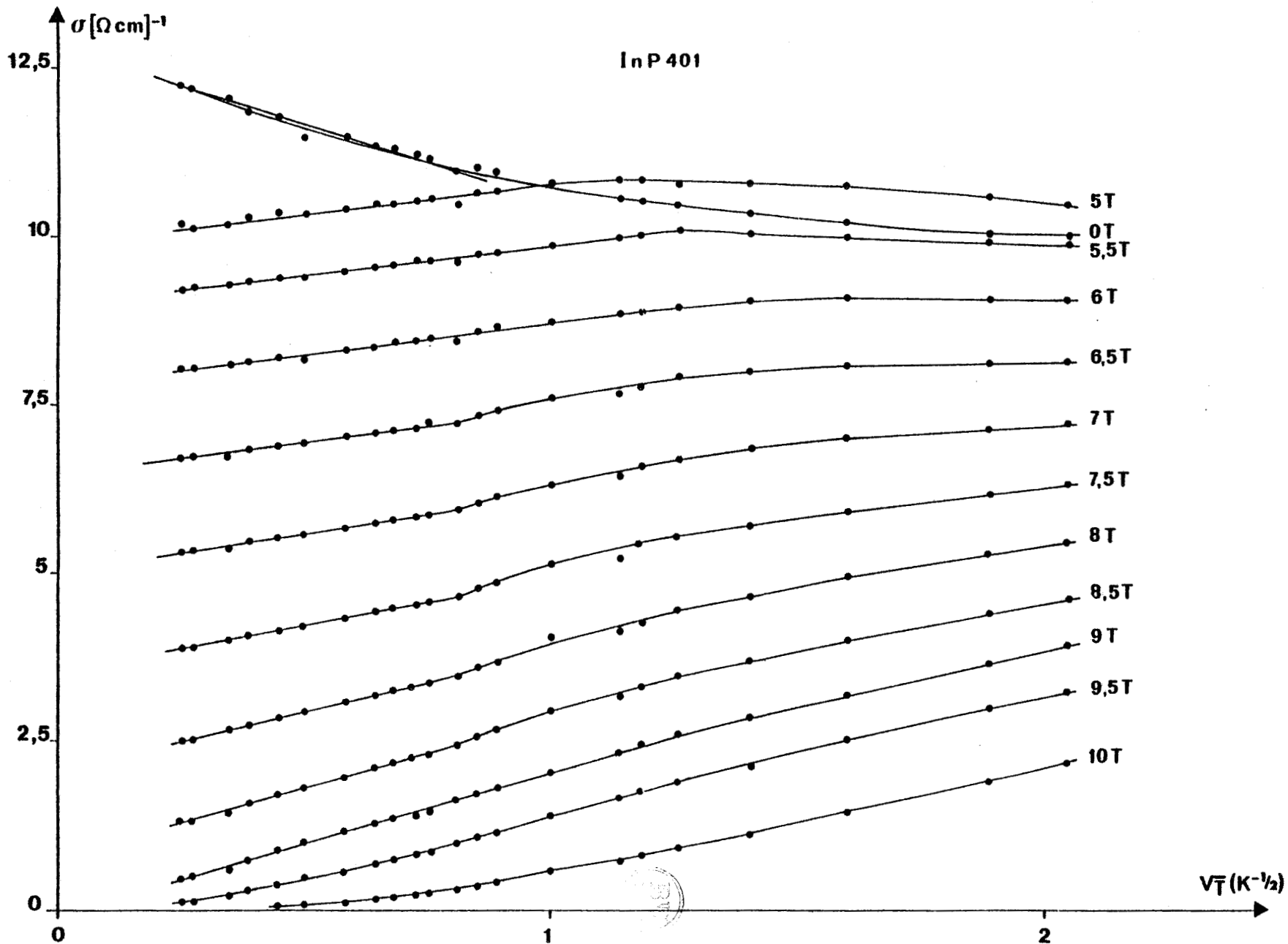


FIGURE IV-22 : Variation de la conductivité de l'InP 401 en fonction de la racine carrée de la température.

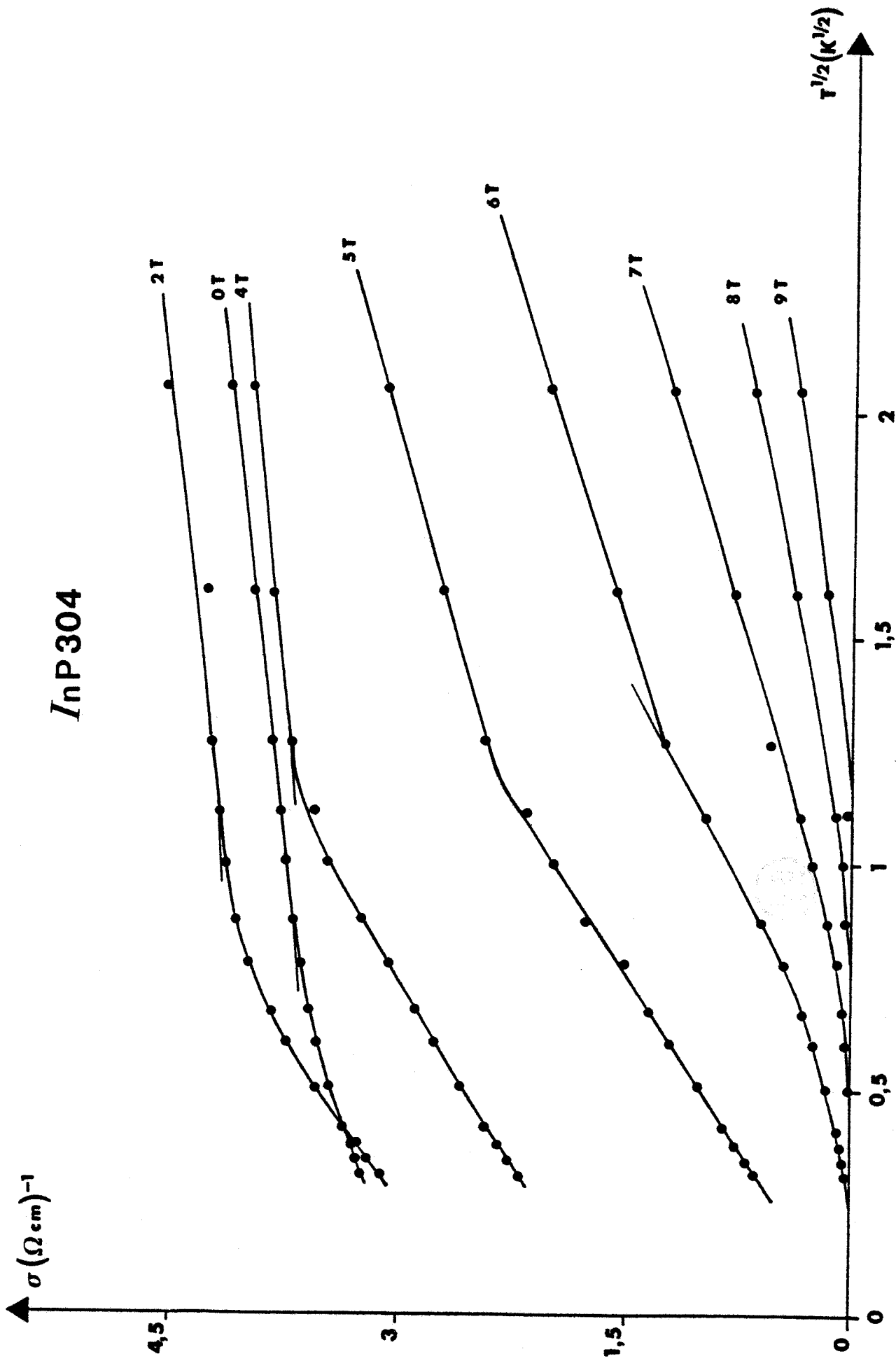


FIGURE IV-23 : Variation de la conductivité de l'InP 304 en fonction de la racine carrée de la température.

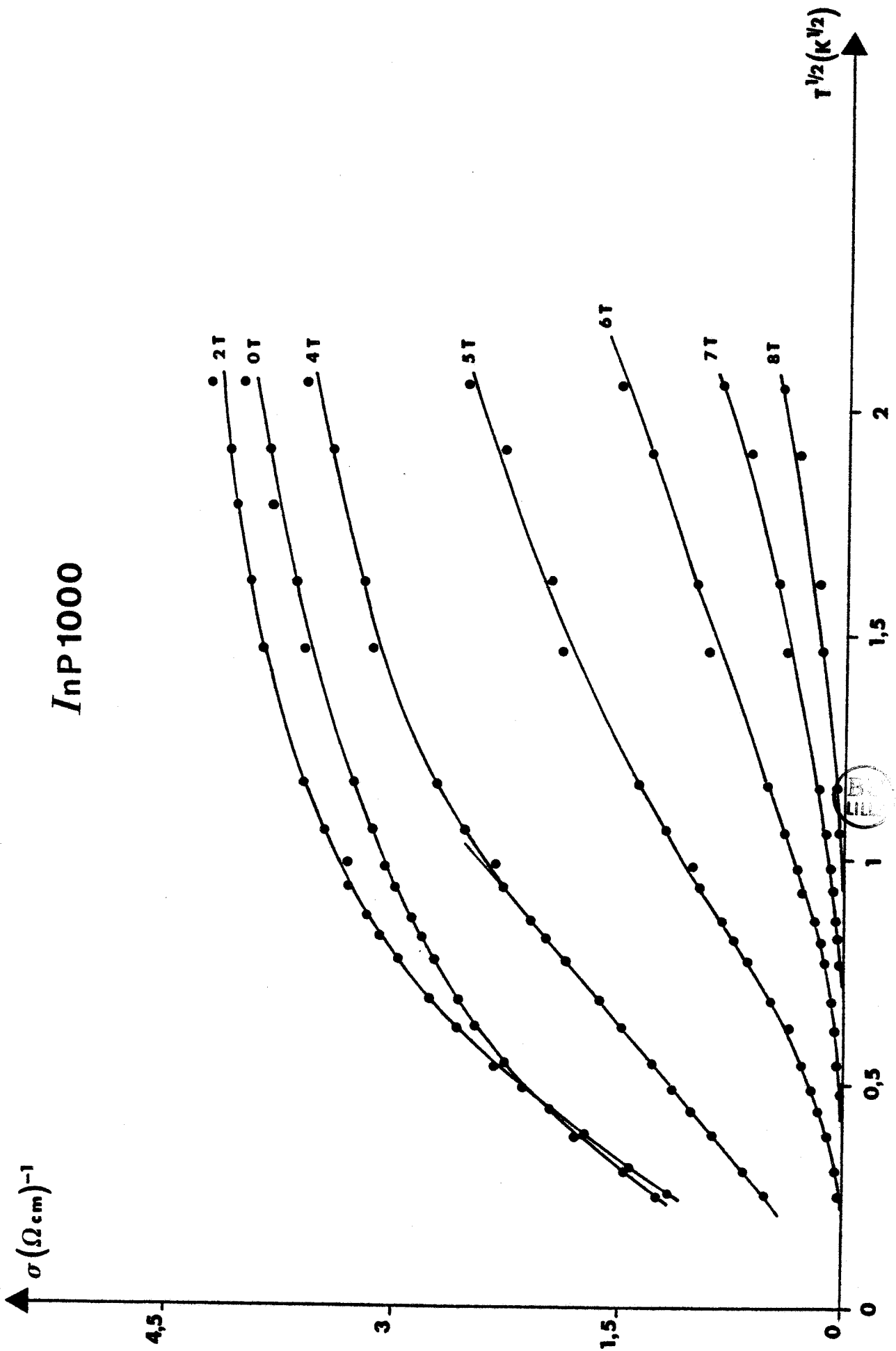


FIGURE IV-24 : Variation de la conductivité de l'InP 1000 en fonction de la racine carrée de la température.

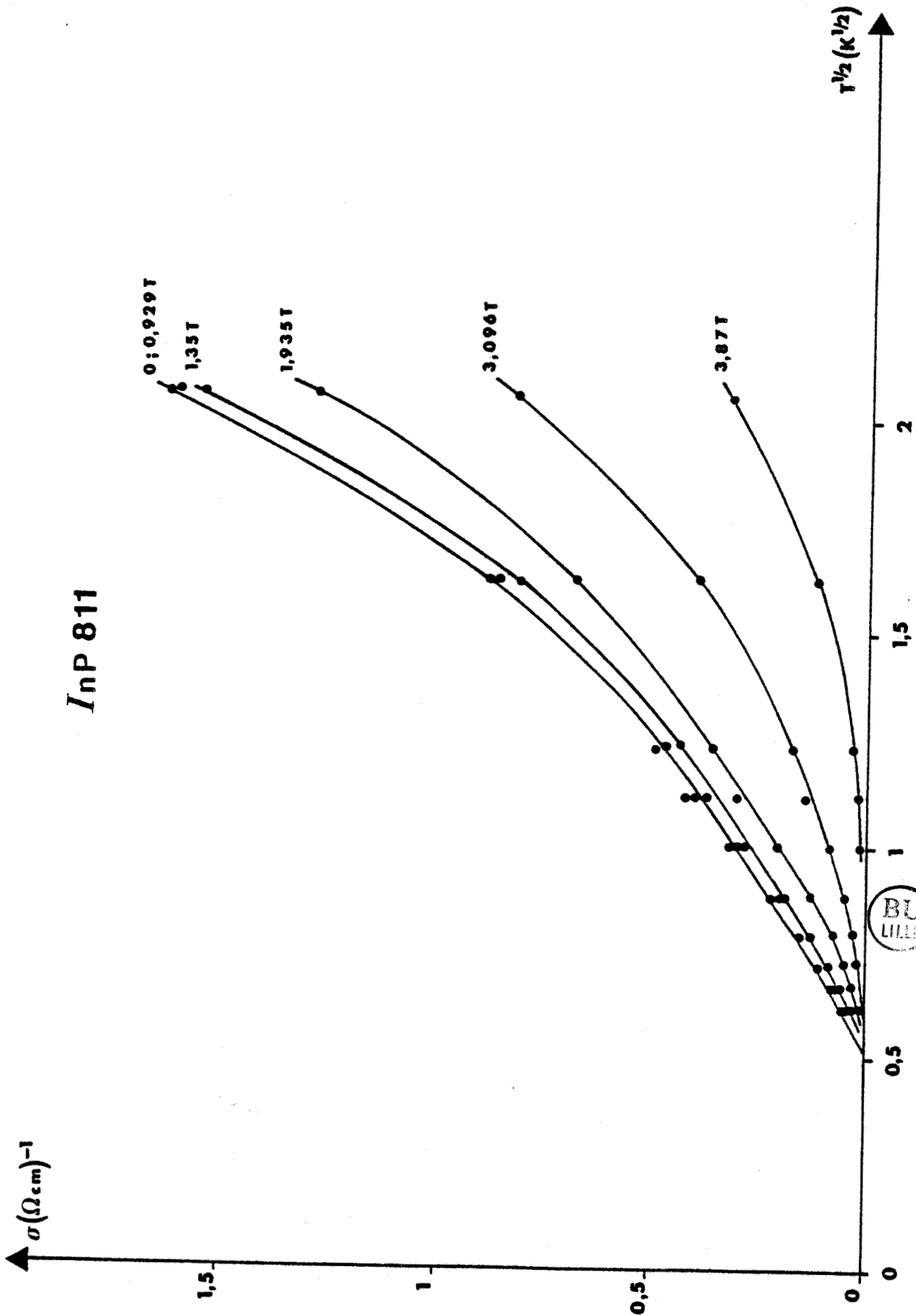


FIGURE IV-25 : Variation de la conductivité de l'InP 811 en fonction de la racine carrée de la température.

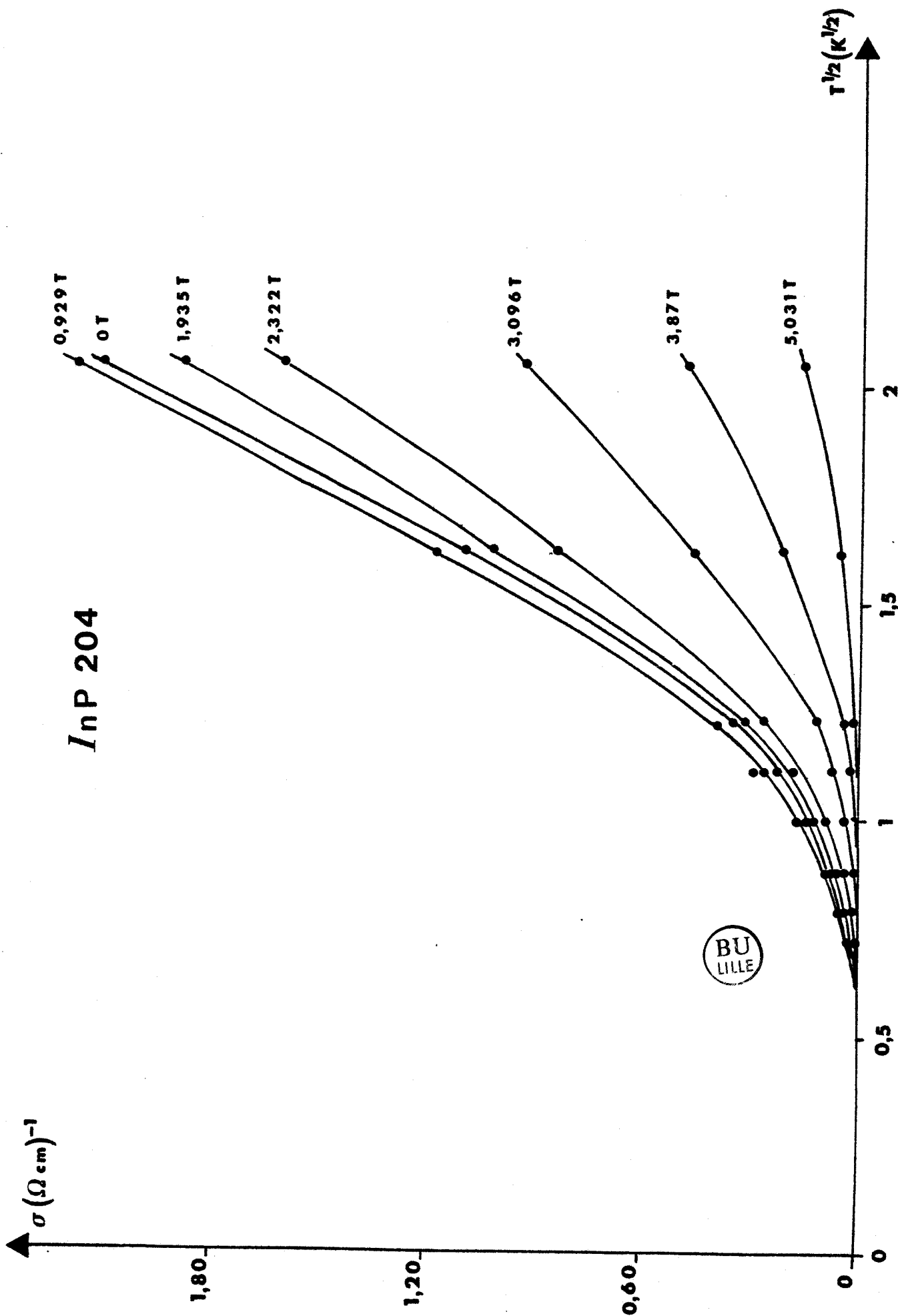
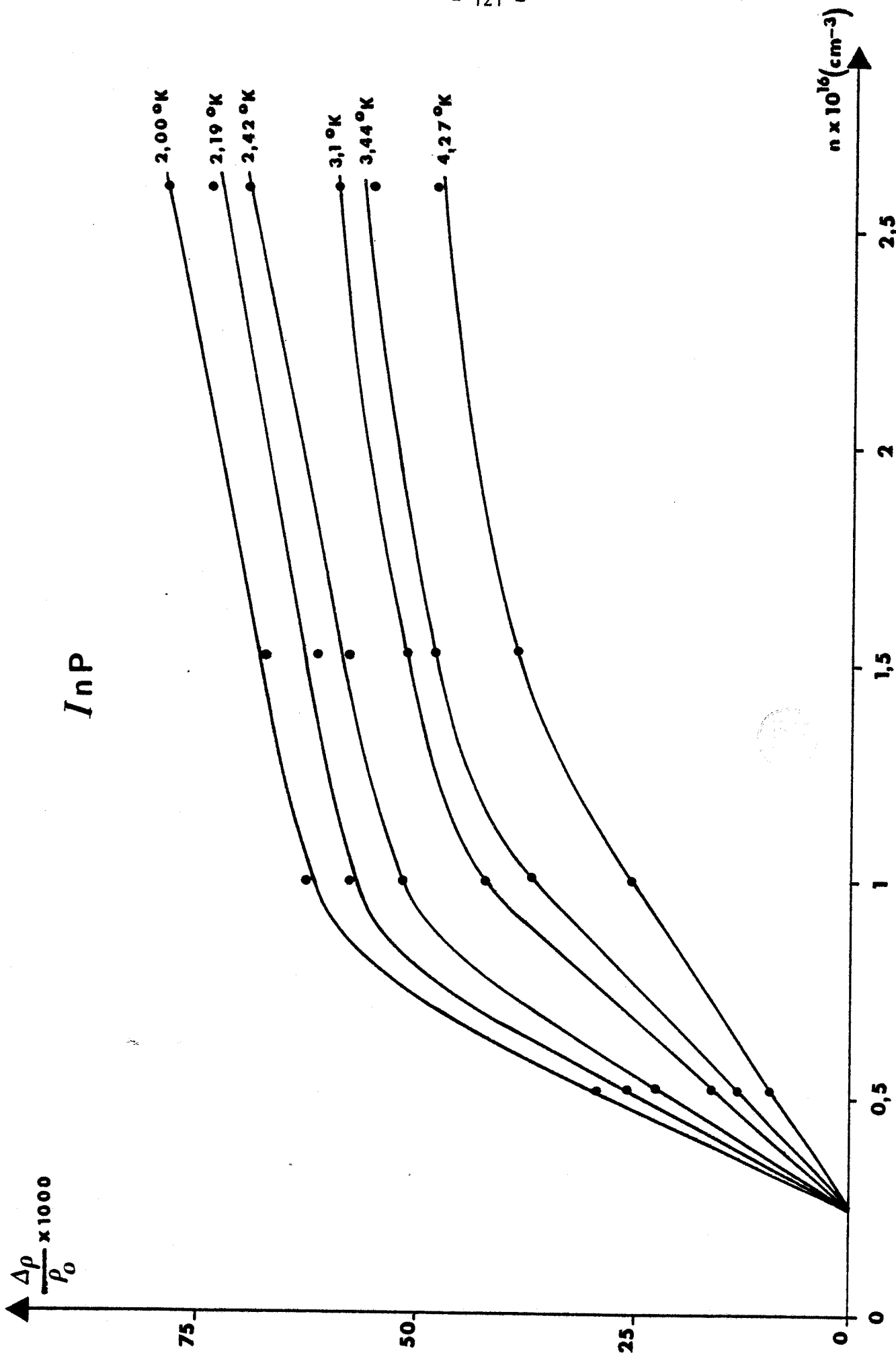


FIGURE IV-26 : Variation de la conductivité de l'InP 204 en fonction de la racine carrée de la température.



COURBE IV-27 : Variation des minimums de la magnéto-résistance en fonction de la concentration en impuretés pour quelques valeurs de T.

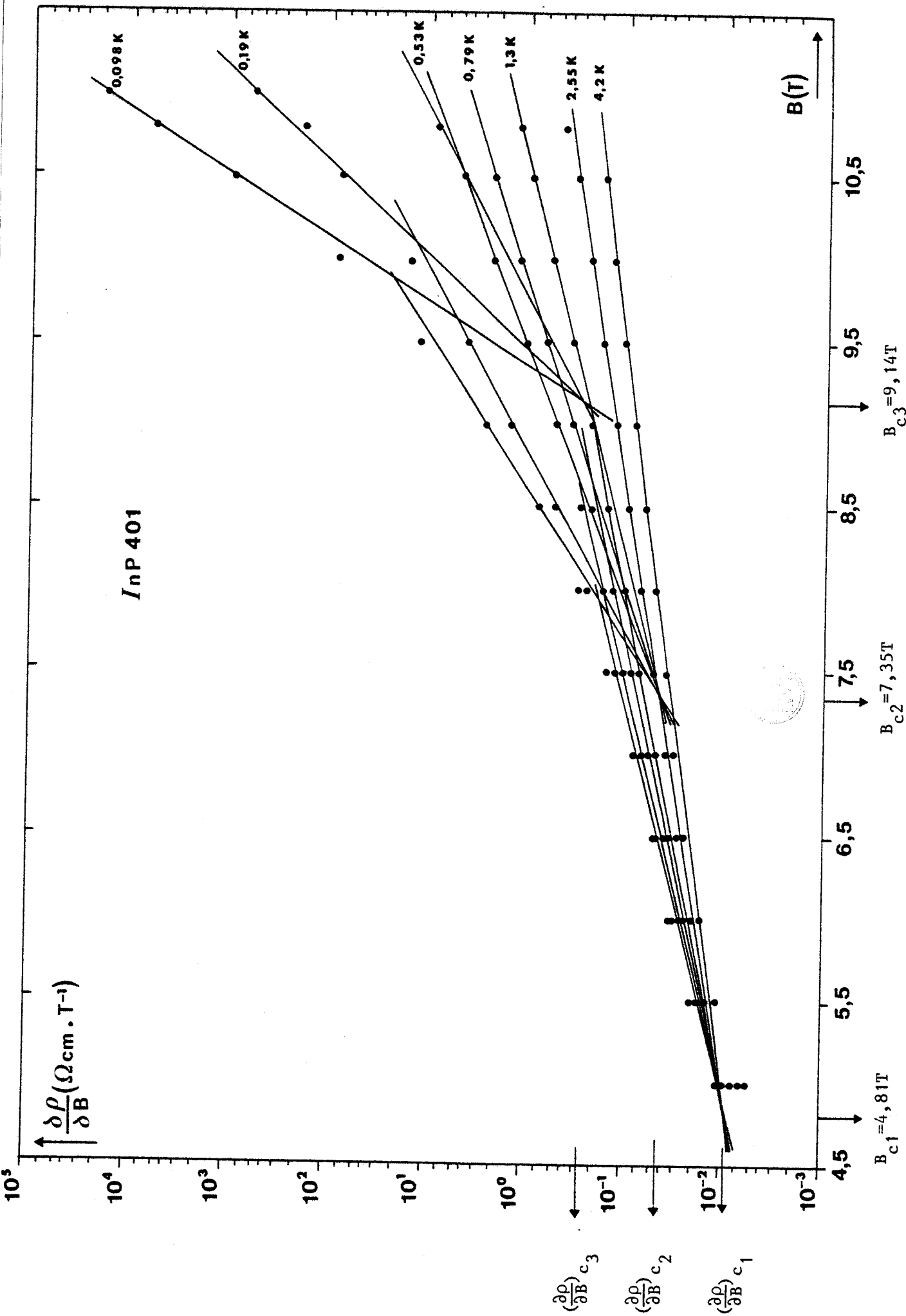


FIGURE V-1 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à B en fonction de B pour l'InP 401.

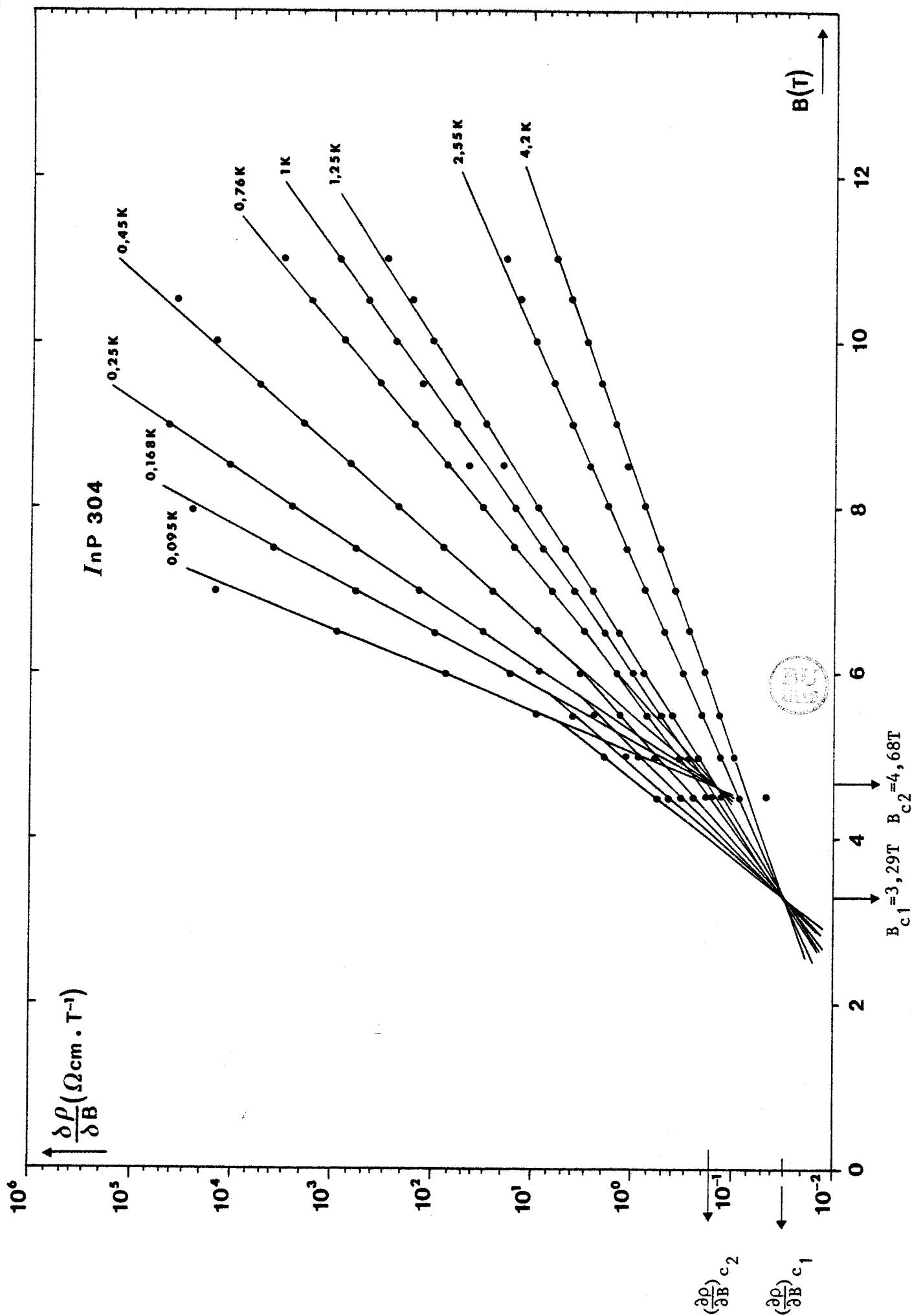


FIGURE V-2 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à B en fonction de B pour l'InP 304.

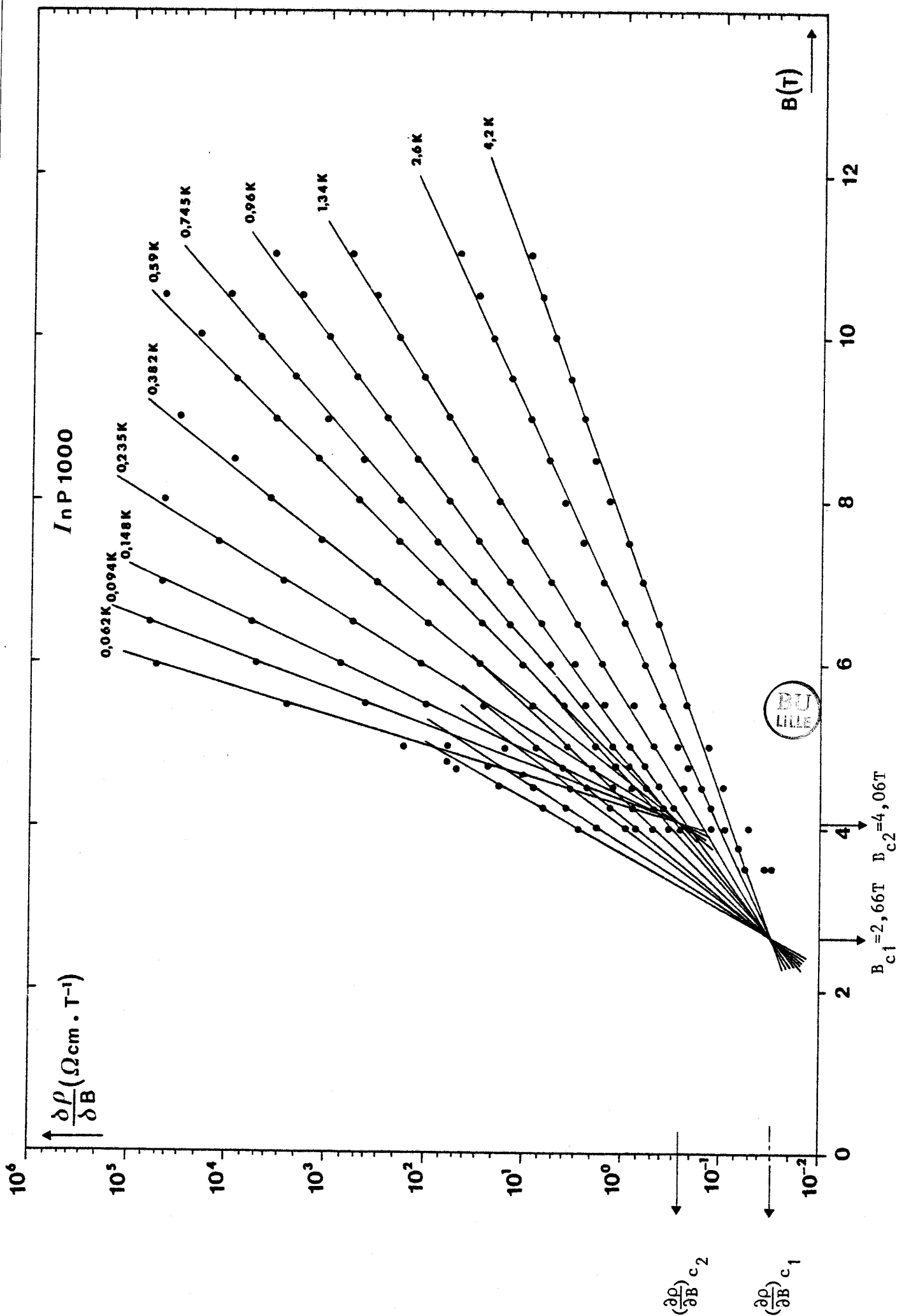


FIGURE V-3 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à B en fonction de B pour l'InP 1000.

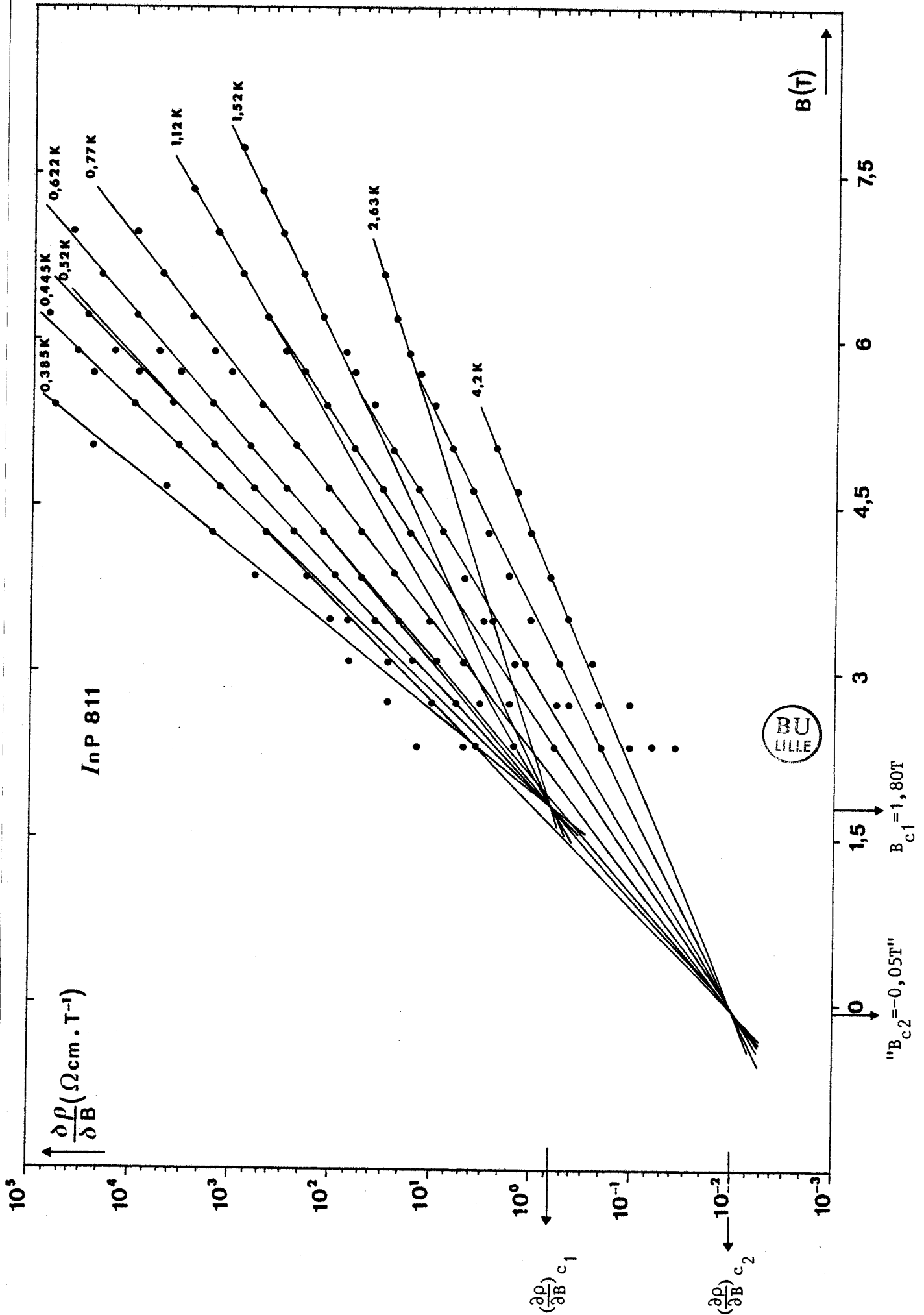


FIGURE V-4 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à B en fonction de B pour l'InP 811.

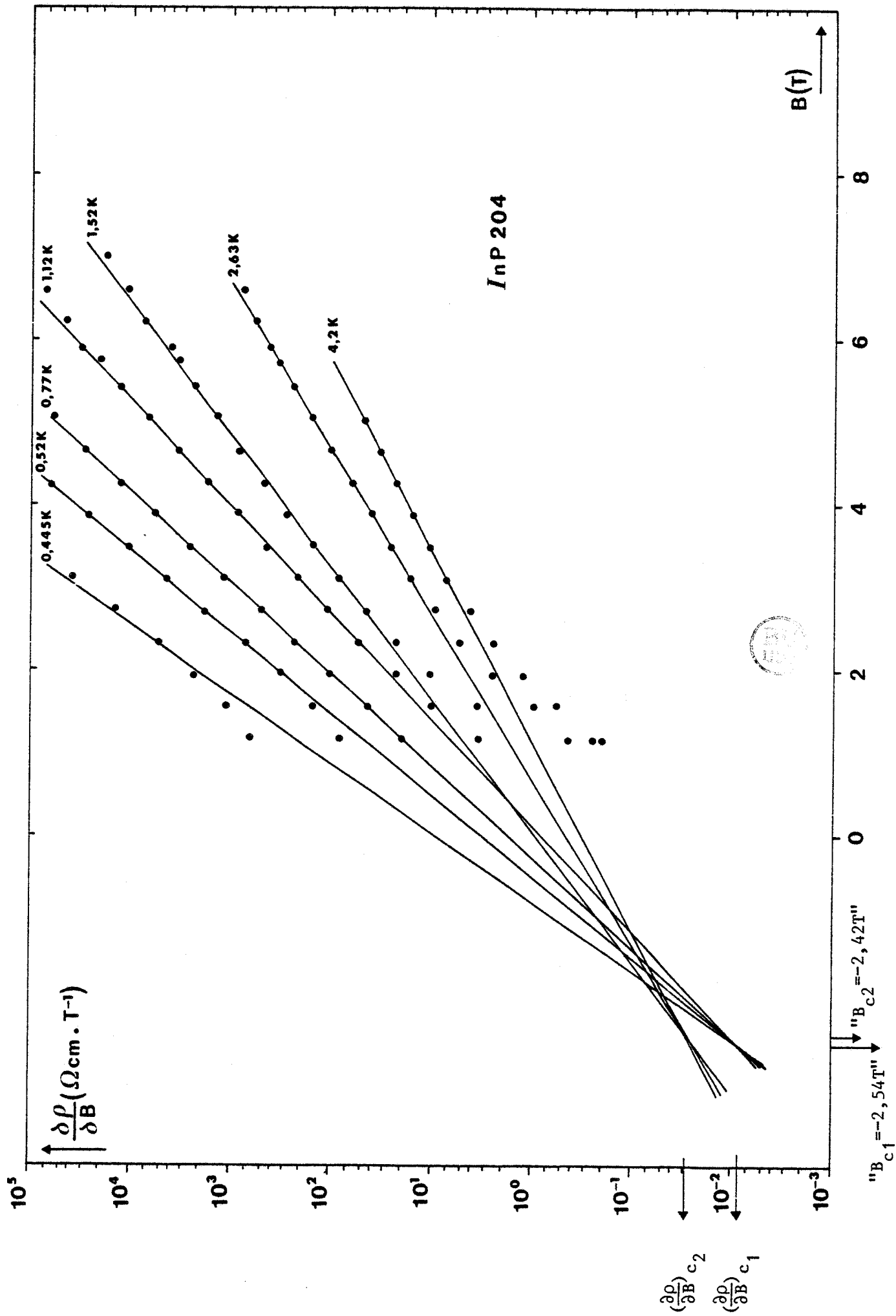


FIGURE V-5 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à B en fonction de B pour l'InP 204.

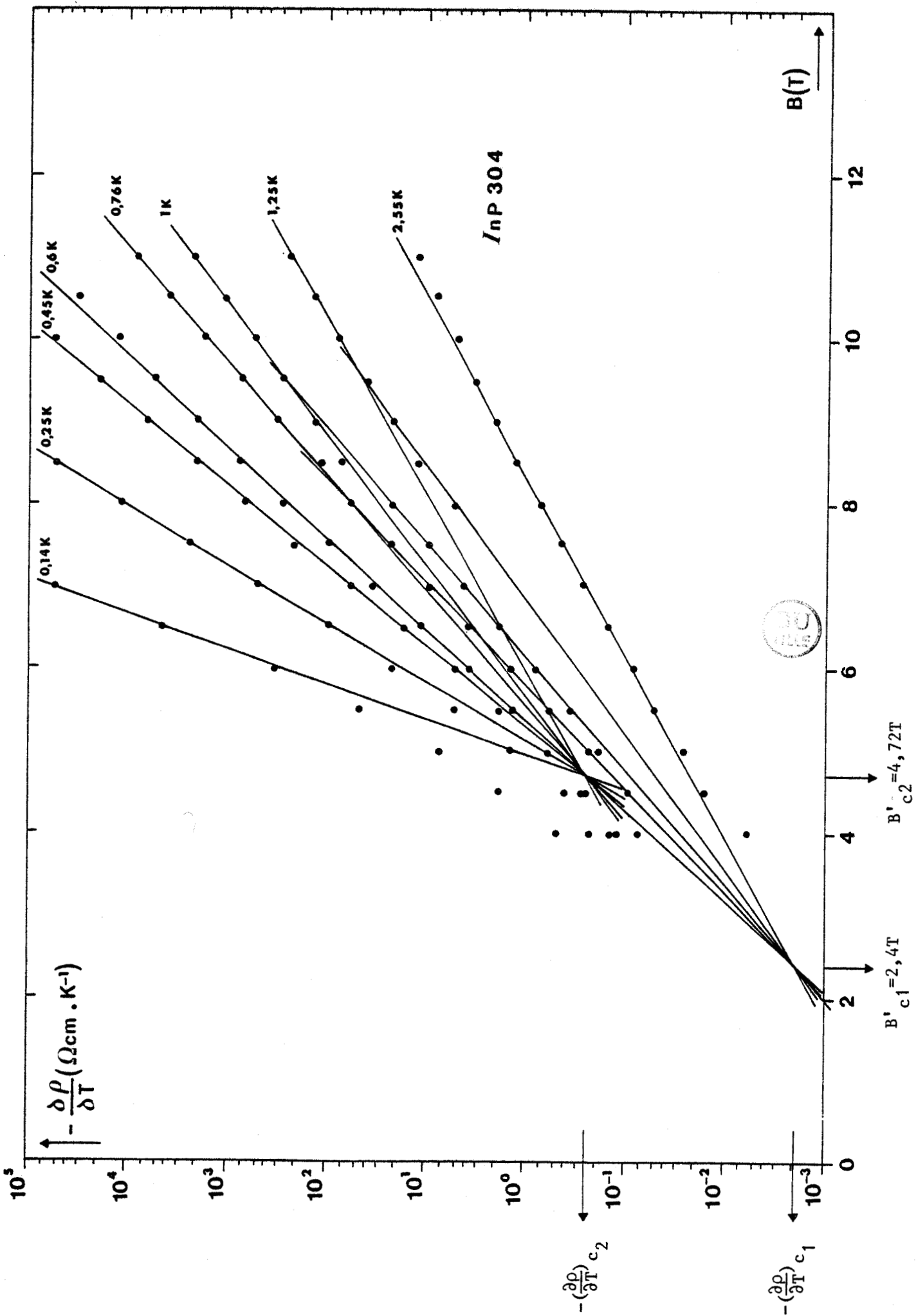


FIGURE V-6 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à T en fonction de B pour l'InP 304.

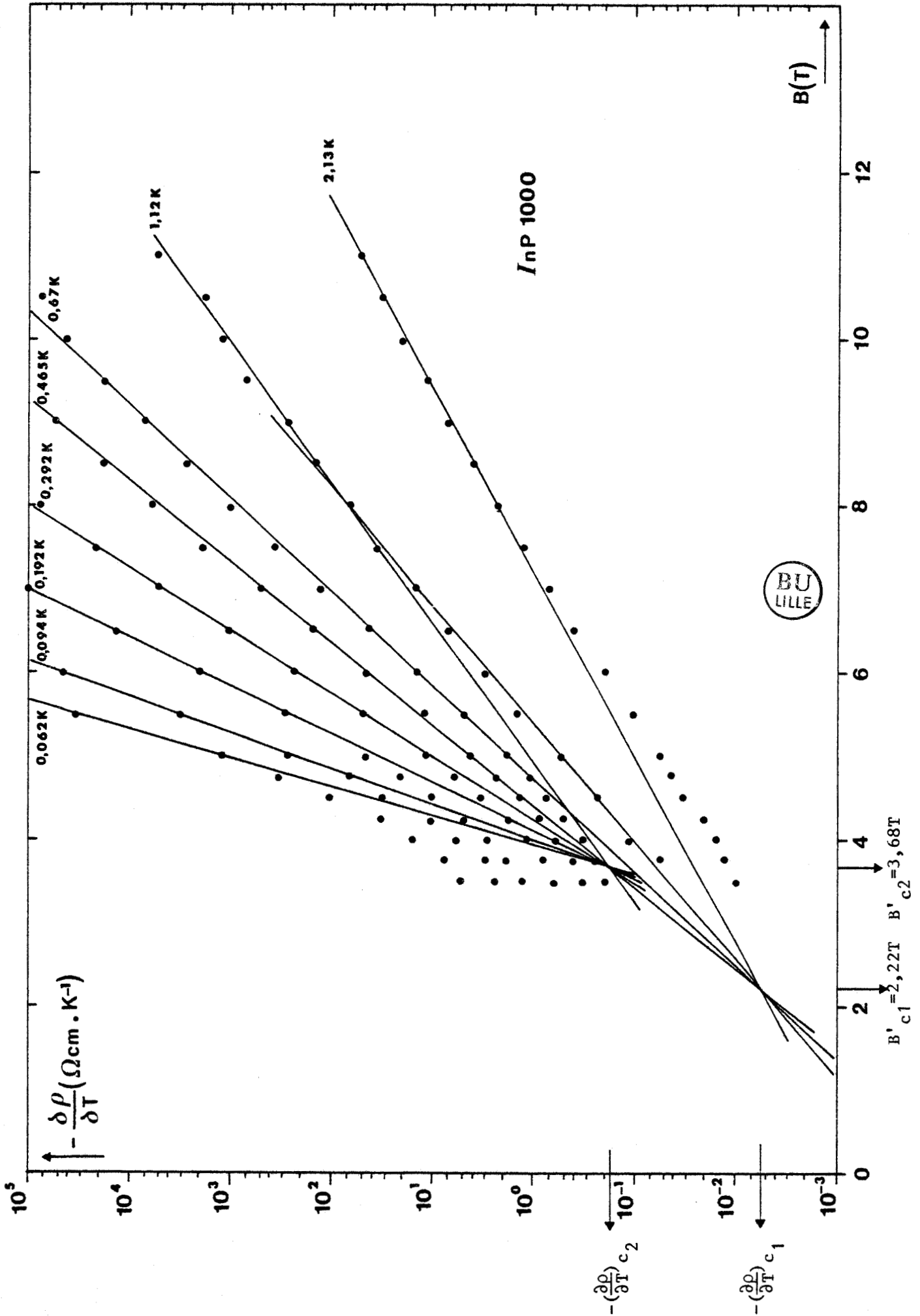


FIGURE V-7 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à T en fonction de B pour l'InP 1000.

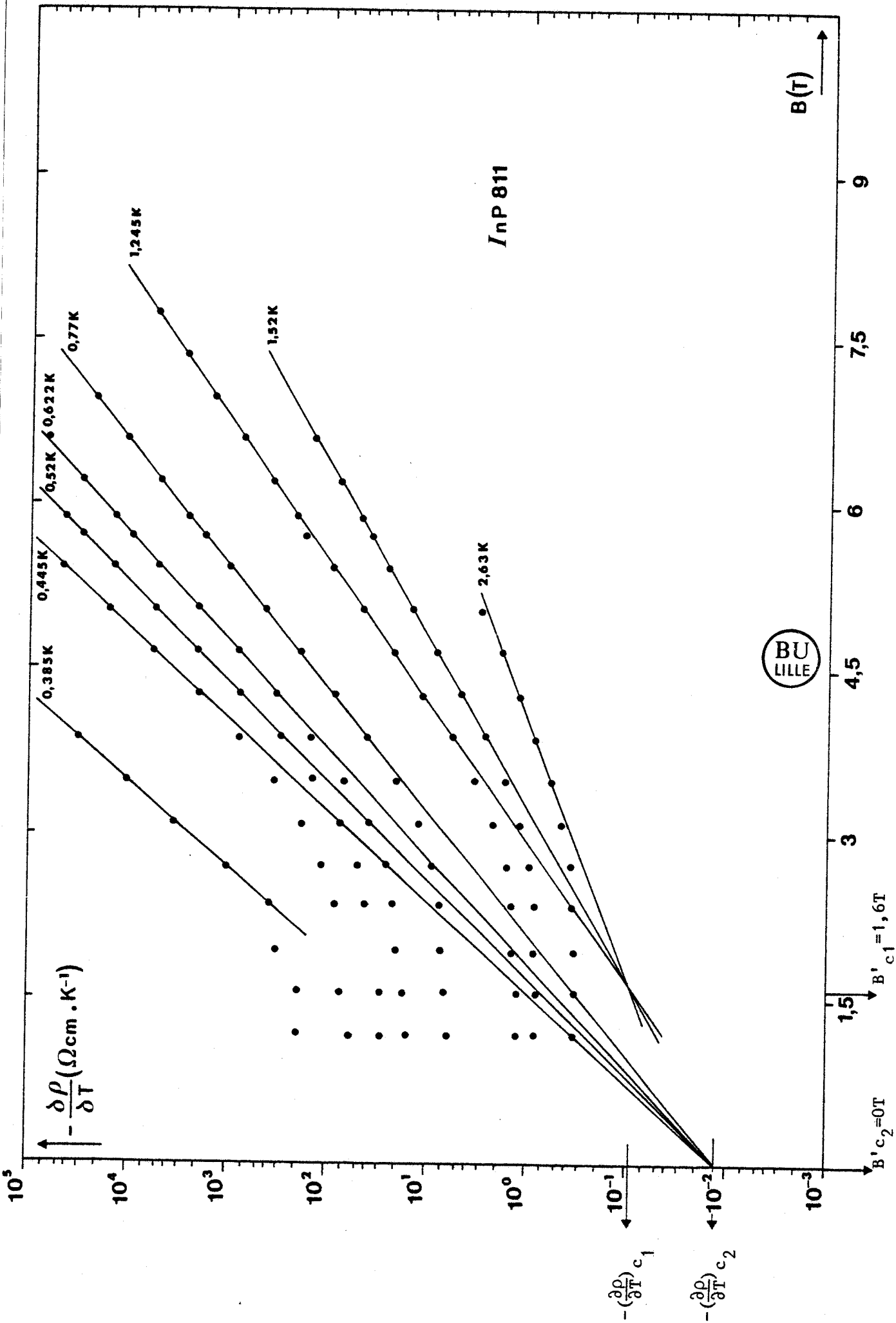


FIGURE V-8 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à T en fonction de B pour l'InP 811.

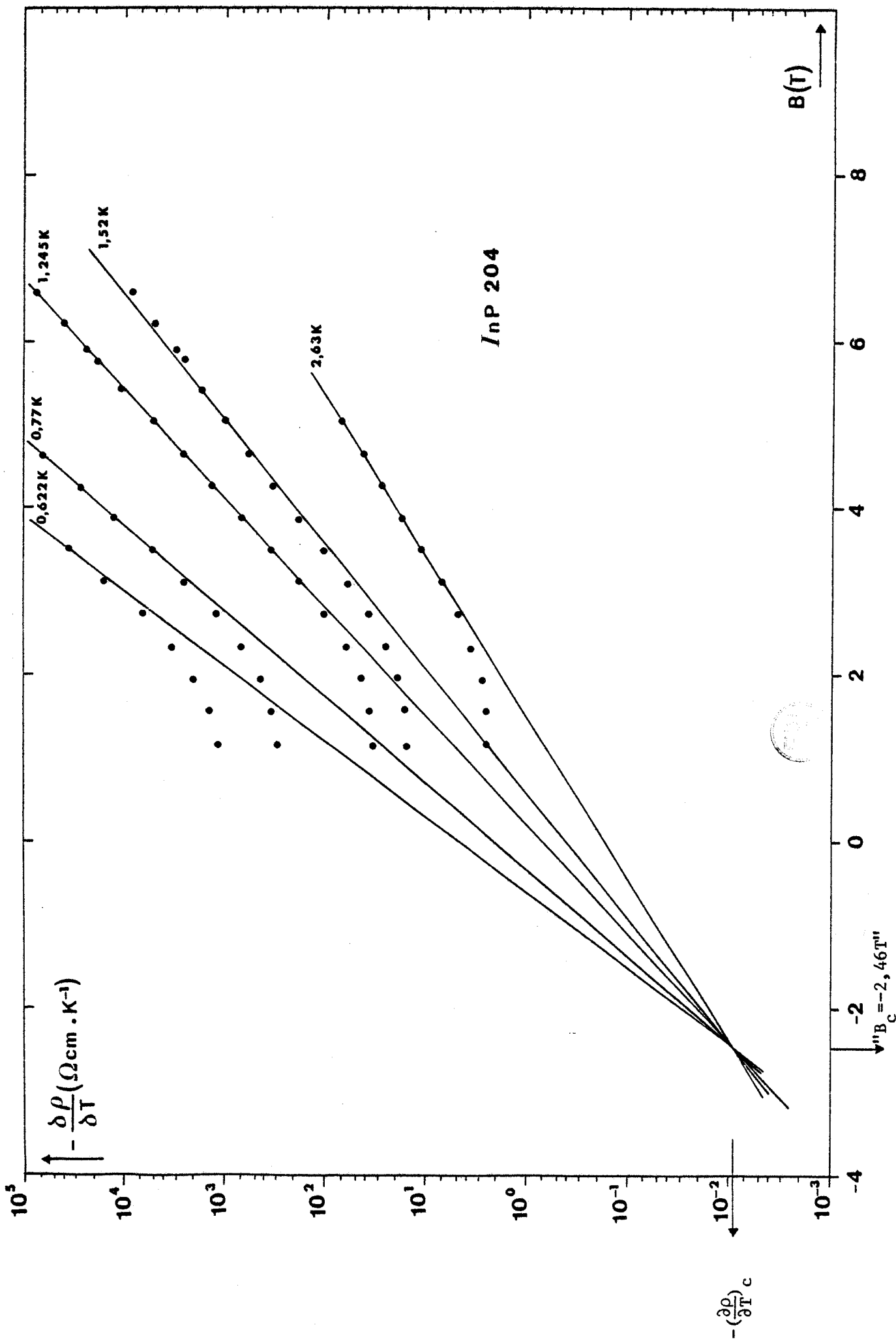
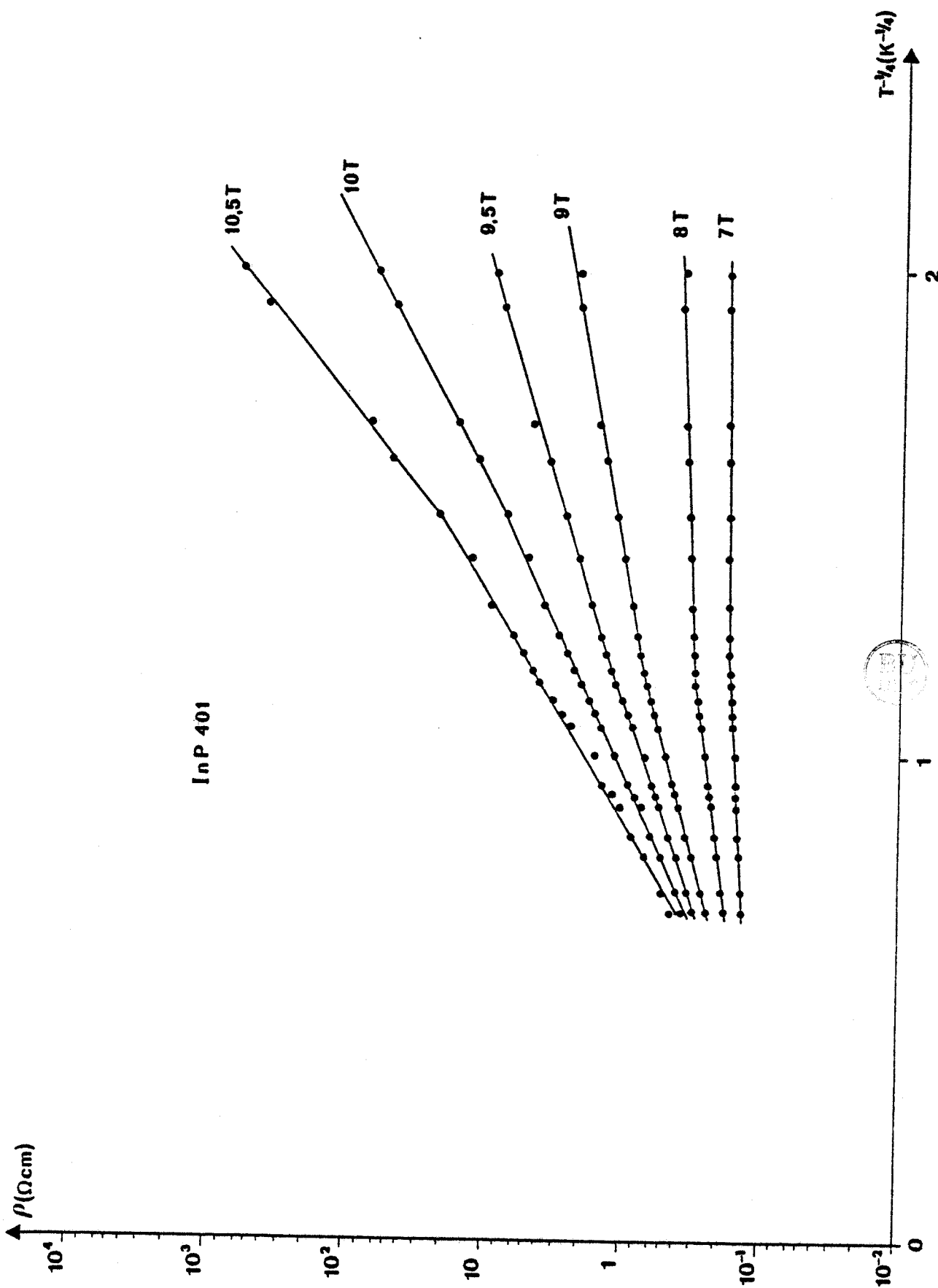
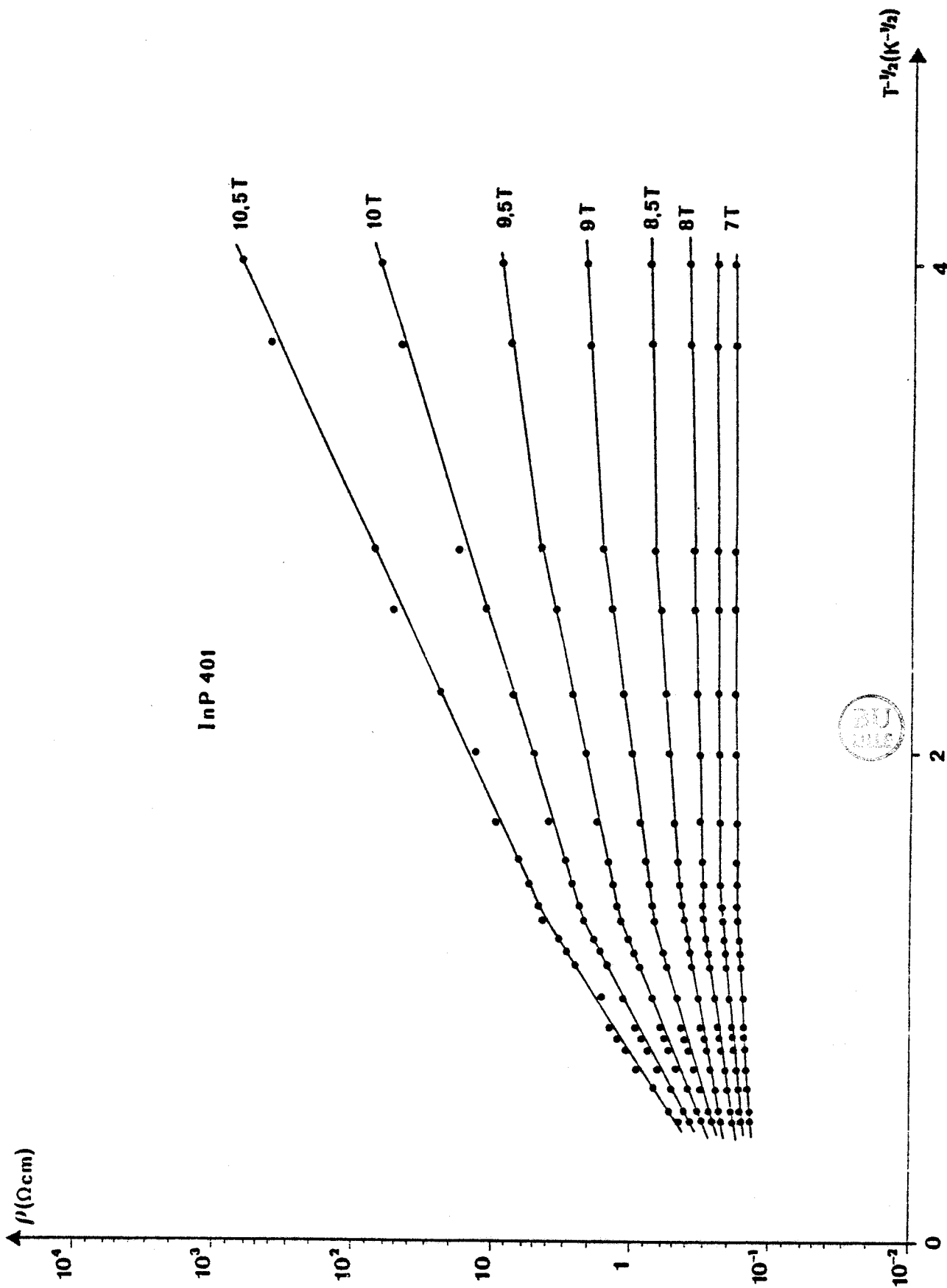


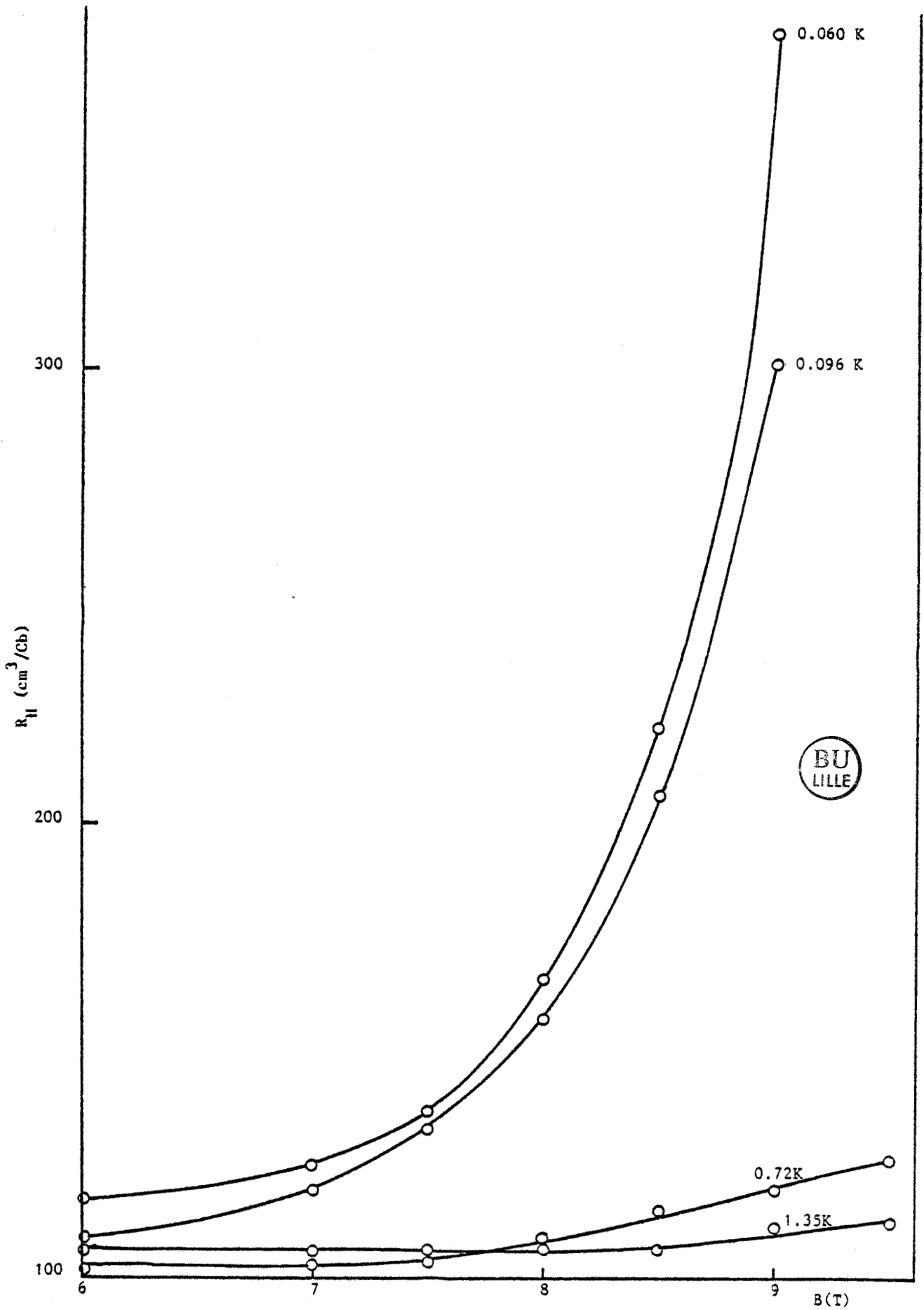
FIGURE V-9 : Variation de la dérivée partielle de la résistivité par rapport à T en fonction de B pour l'InP 204.



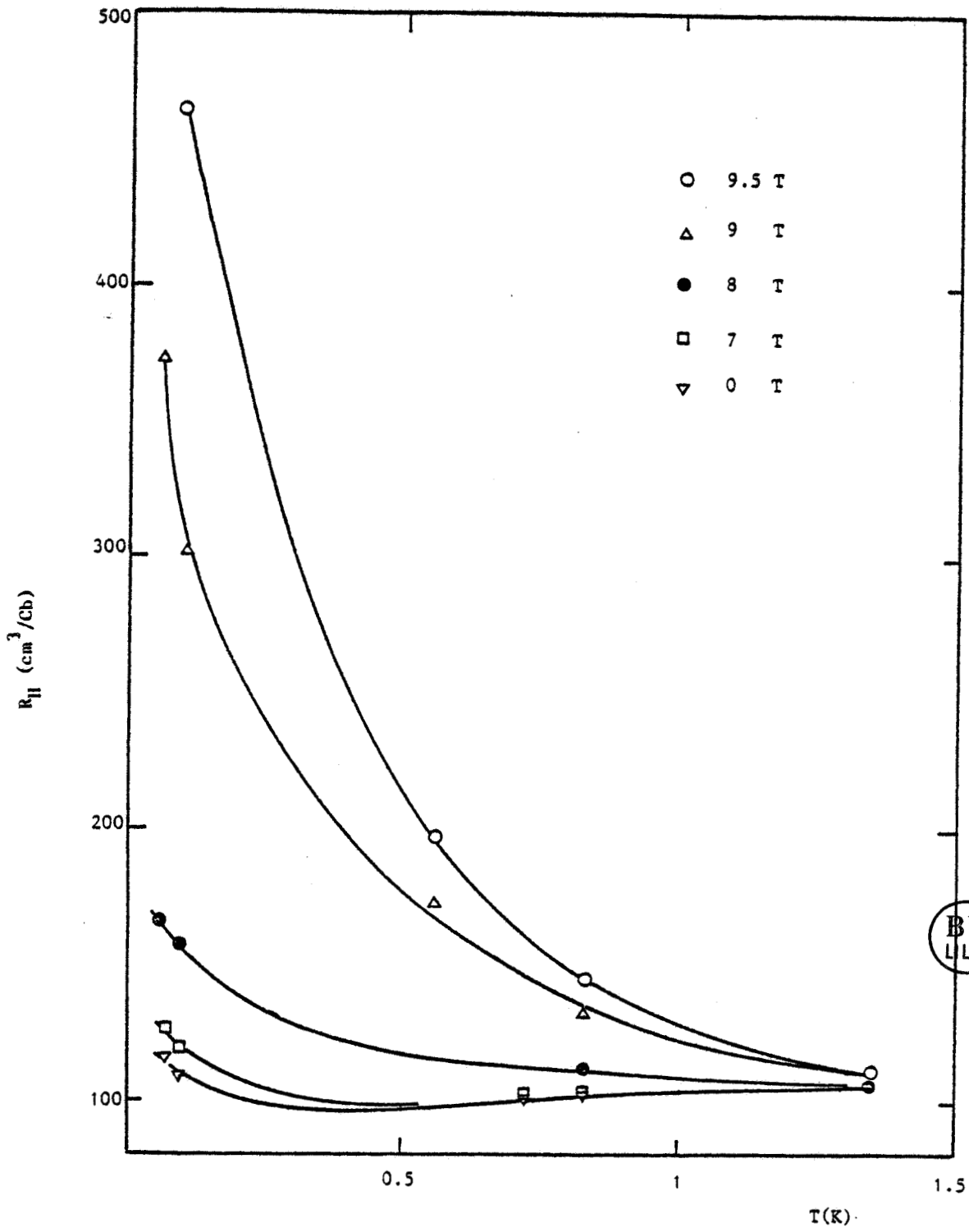
COURSE VI-1 : Variation de la résistivité de l'InP 401 en régime de conduction par saut à distance variable.



COURBE VI-2 : Variation de la résistivité de l'InP 401 en fonction de $T^{-1/2}$.

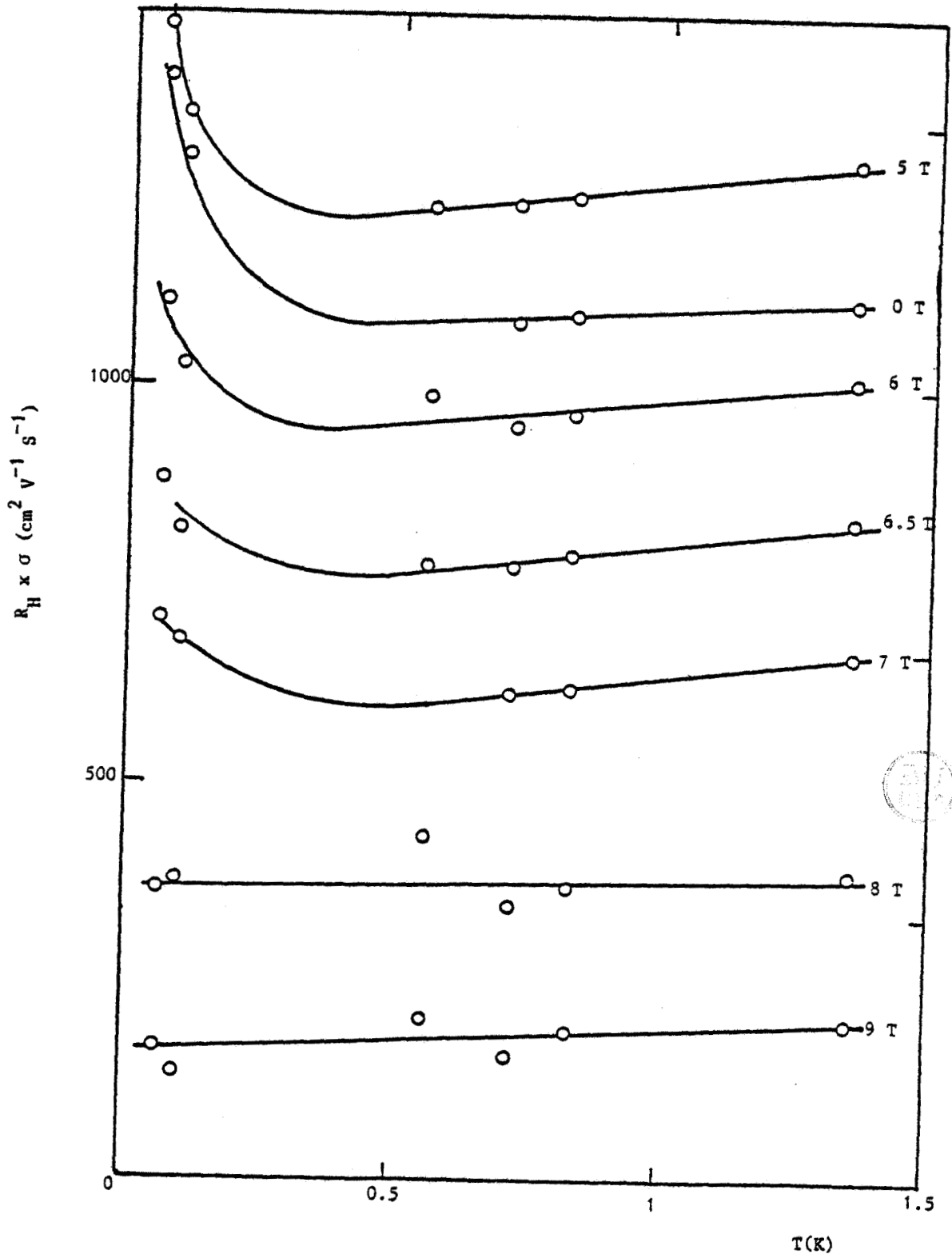


COURBE VI-3 : Variation de la constante de Hall en fonction de B pour quelques valeurs de T dans l'InP 401.

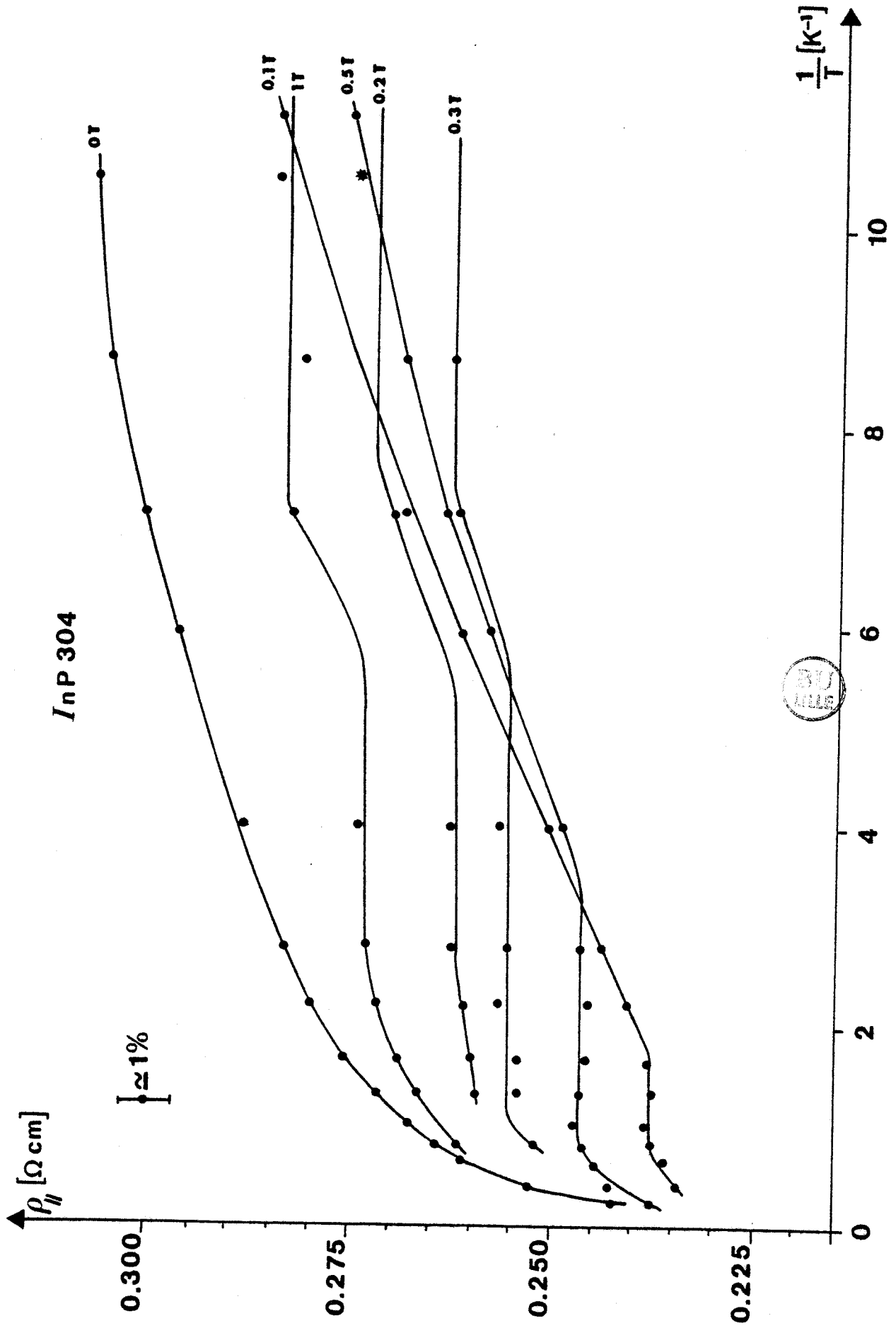


BU
LILLE

COURBE VI-4 : Variation de la constante de Hall en fonction de T pour quelques valeurs de B dans l'InP 401.



COURBE VI-5 : Variation de $R_H \sigma$ en fonction de la température dans l'InP 401.



COURBE VI-6 : Variation de la résistivité de l'InP 304 en fonction de l'inverse de la température pour quelques valeurs de B faibles.

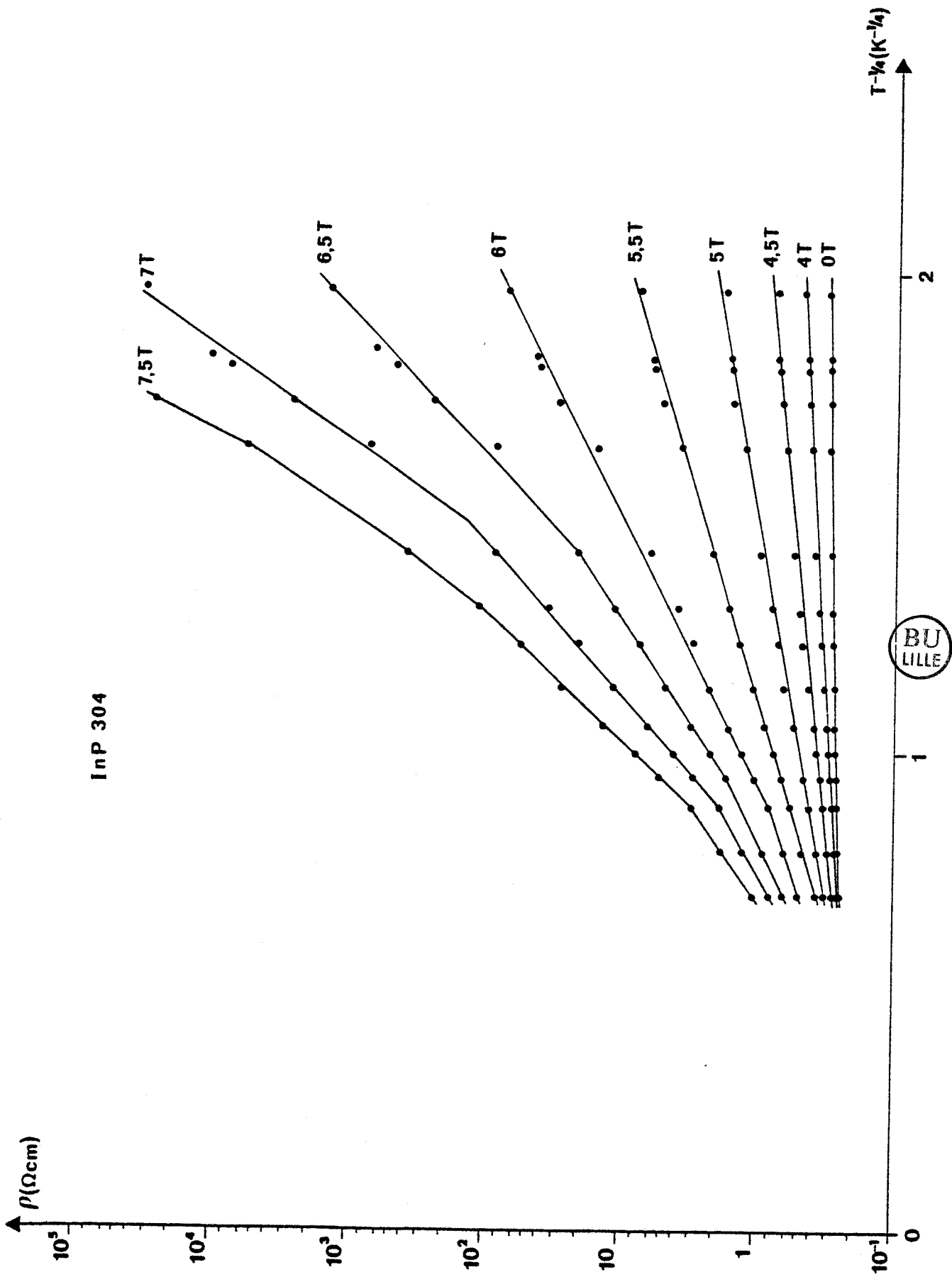


FIGURE VI-7 : Variation de la résistivité de l'InP 304 en régime de conduction par saut à distance variable.

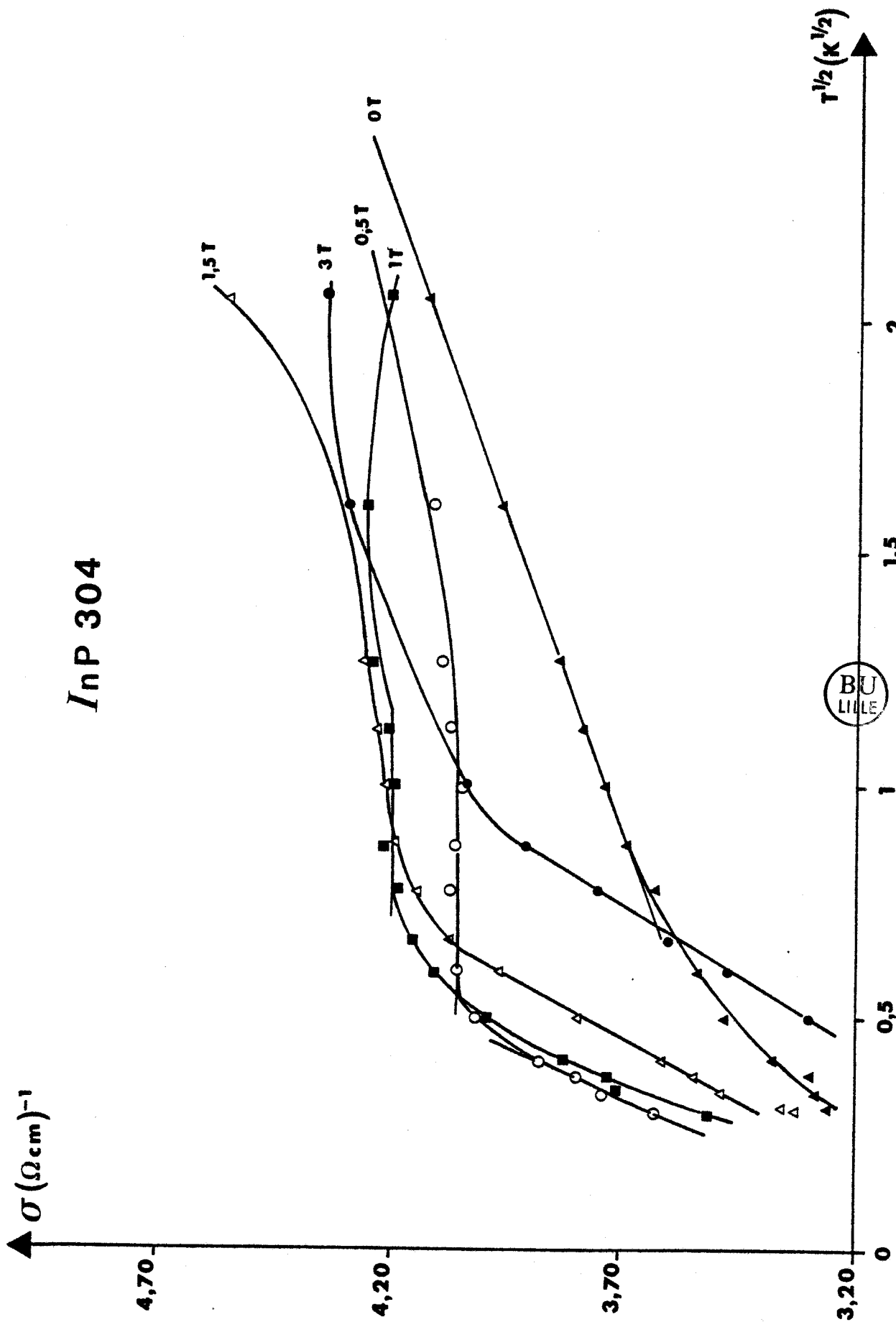


FIGURE VI-8 : Variation de la conductivité en fonction de $T^{1/2}$ pour InP 304 à B faible.

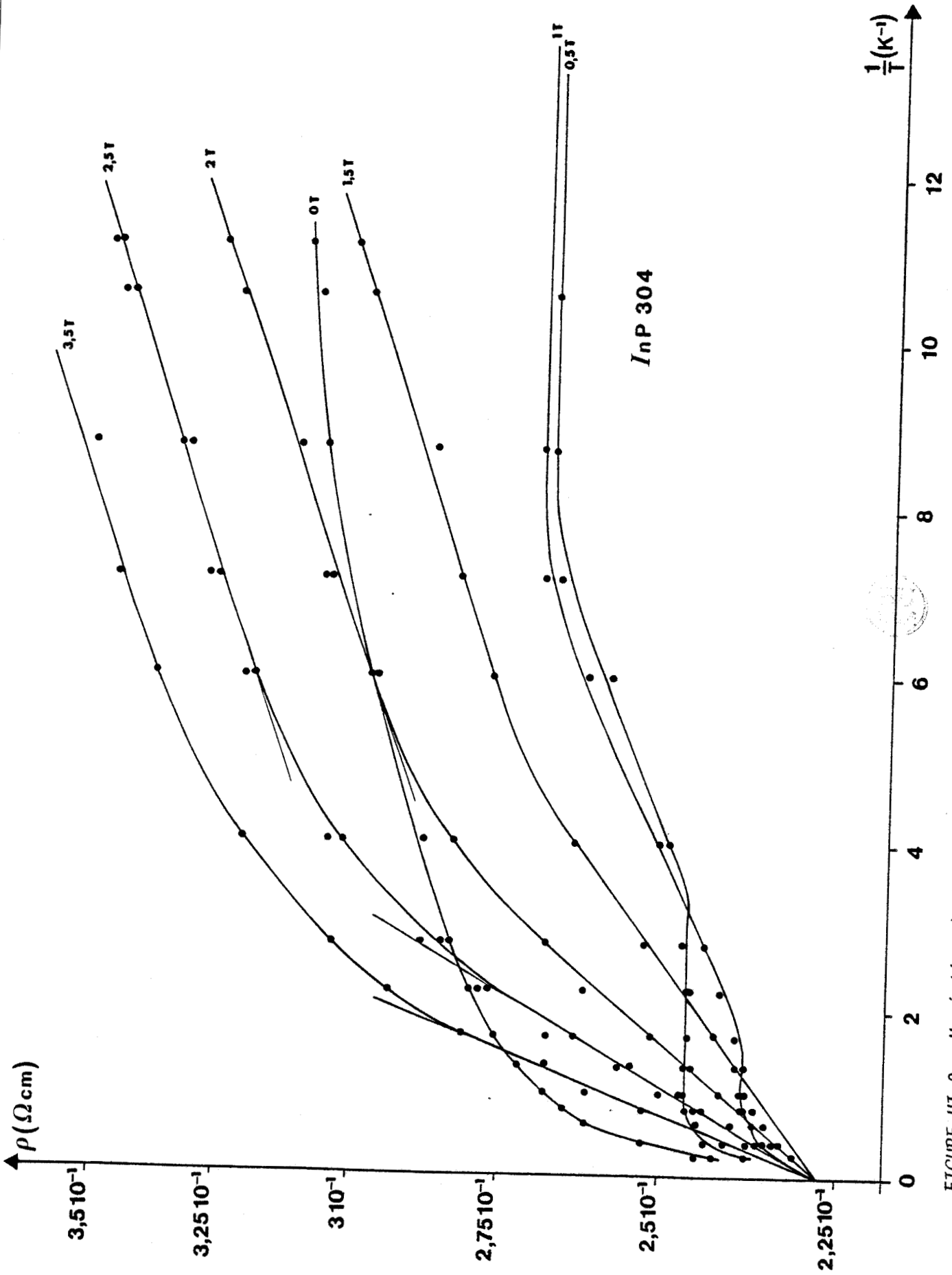


FIGURE VI-9 : Variation de la résistivité de l'InP 304 en fonction de $1/T$ à B faible.

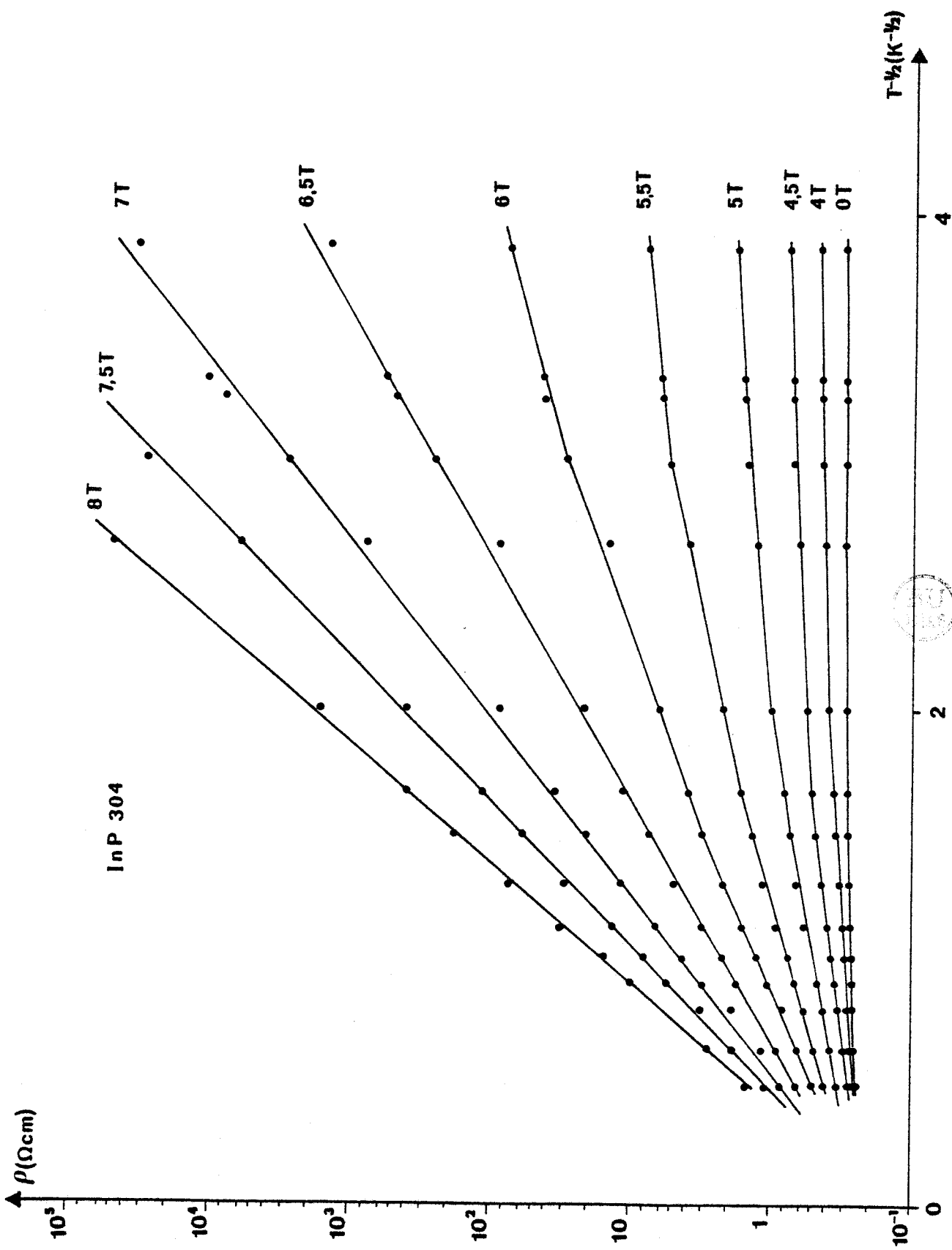


FIGURE VI-10 : Variation de la résistivité de l'InP 304 en jonction de $T^{-1/2}$ pour quelques valeurs de B.

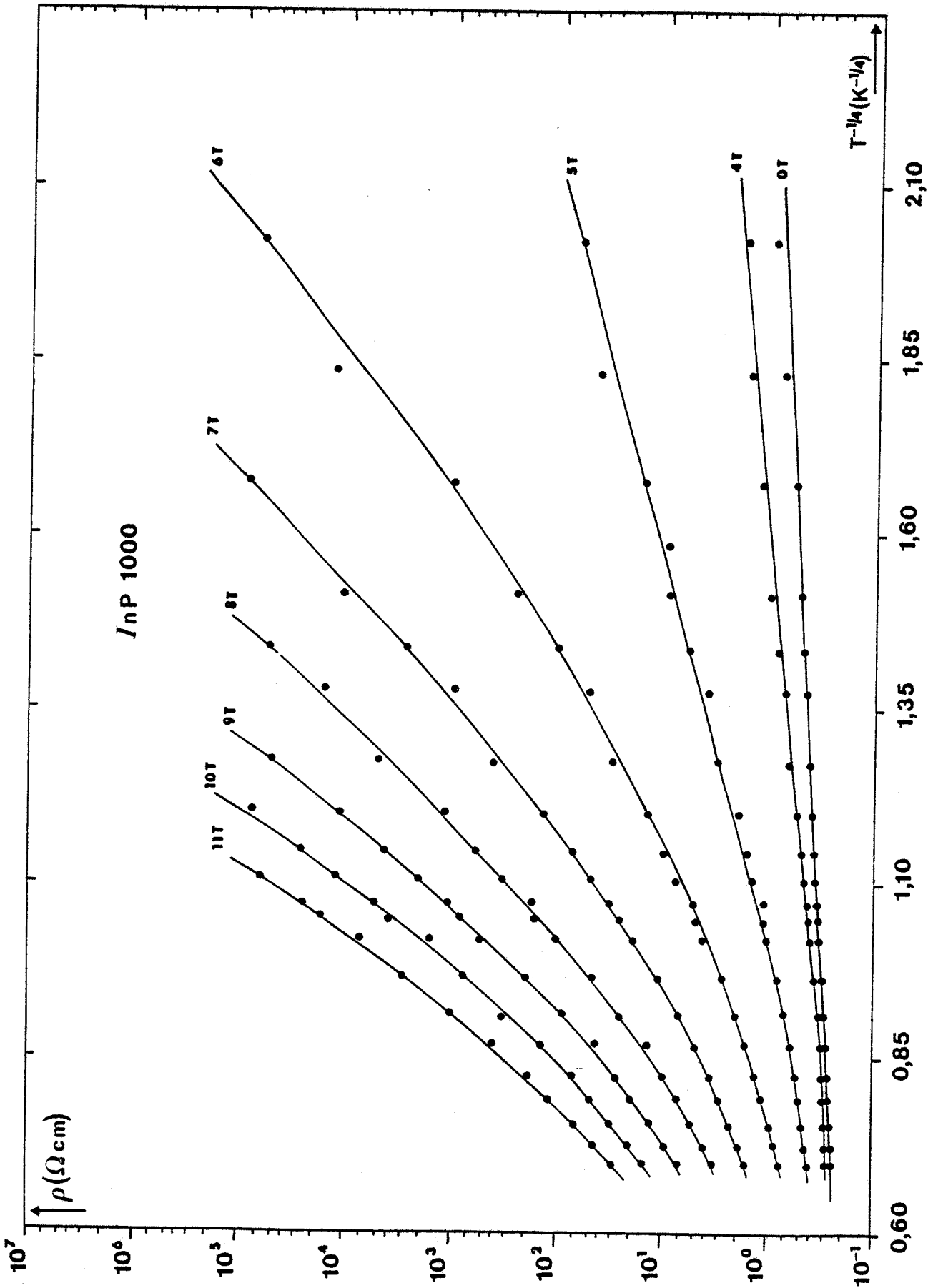


FIGURE VI-11 : Variation de la résistivité de l'InP 1000 en régime de conduction par saut à distance variable.

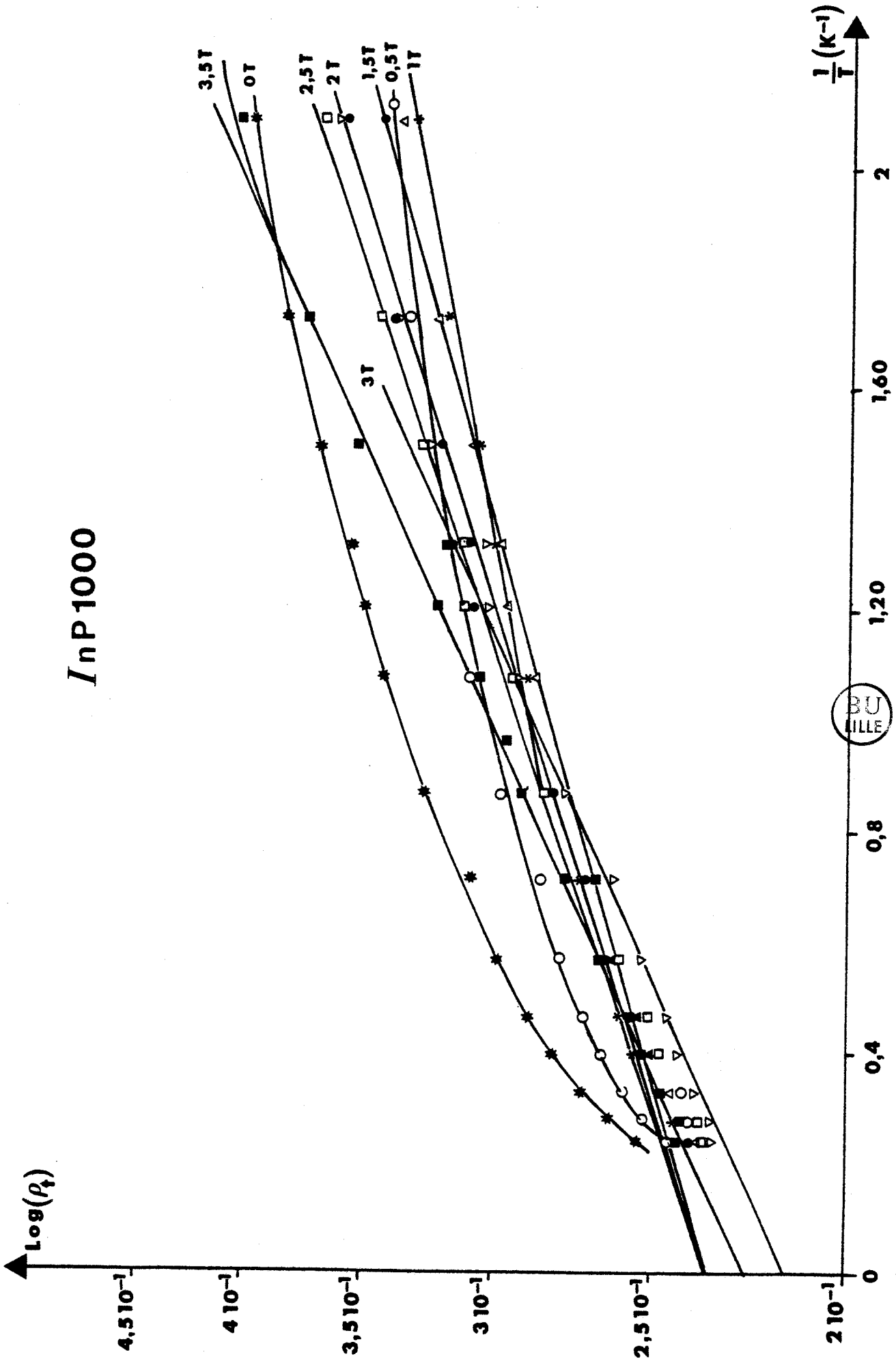
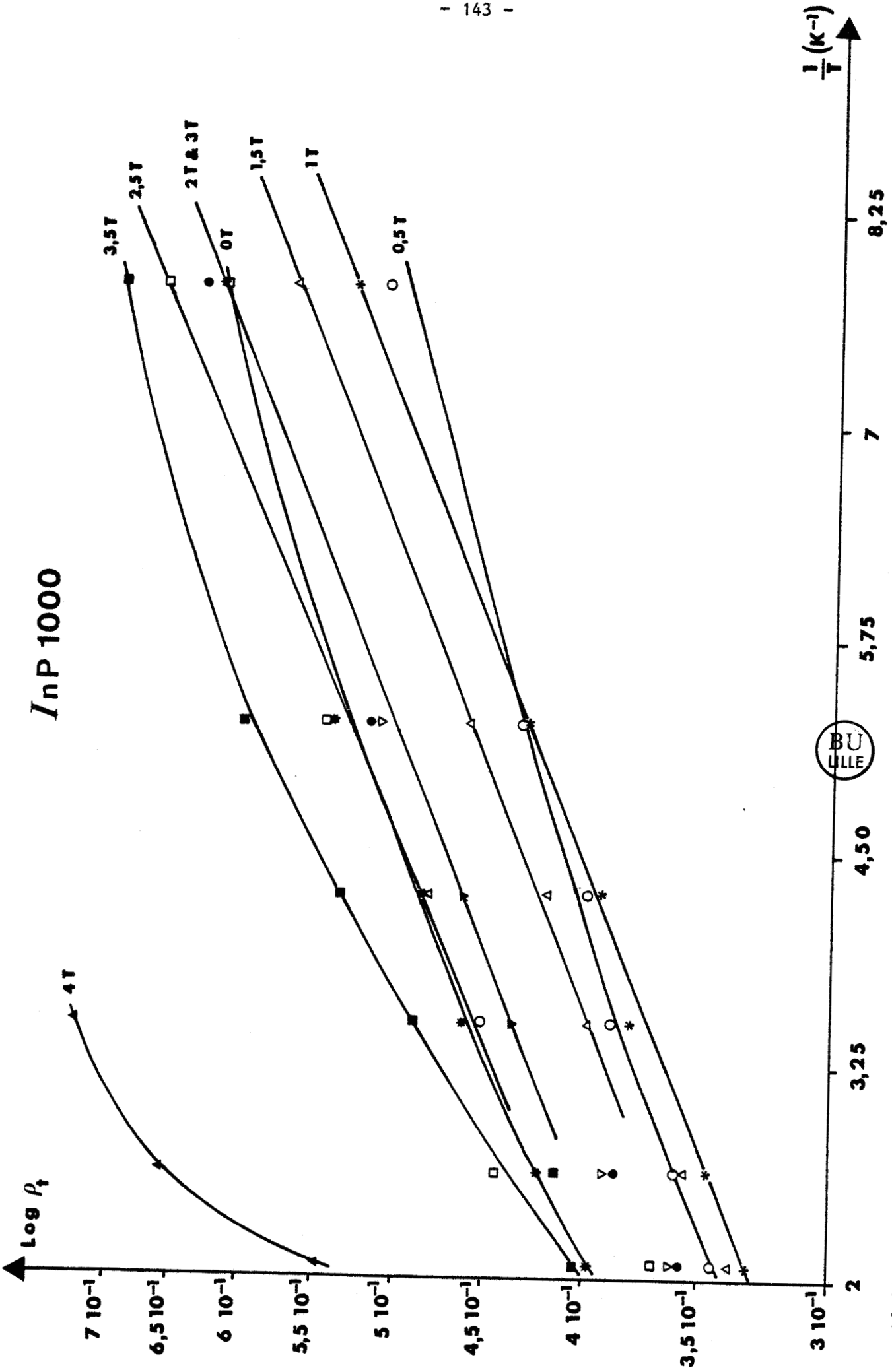


FIGURE VI-12 : Variation de la résistivité de l'InP 1000 à haute température pour quelques valeurs de B.



COURBE VI-13 : Variation de la résistivité de l'InP 1000 à basse température pour quelques valeurs de B.

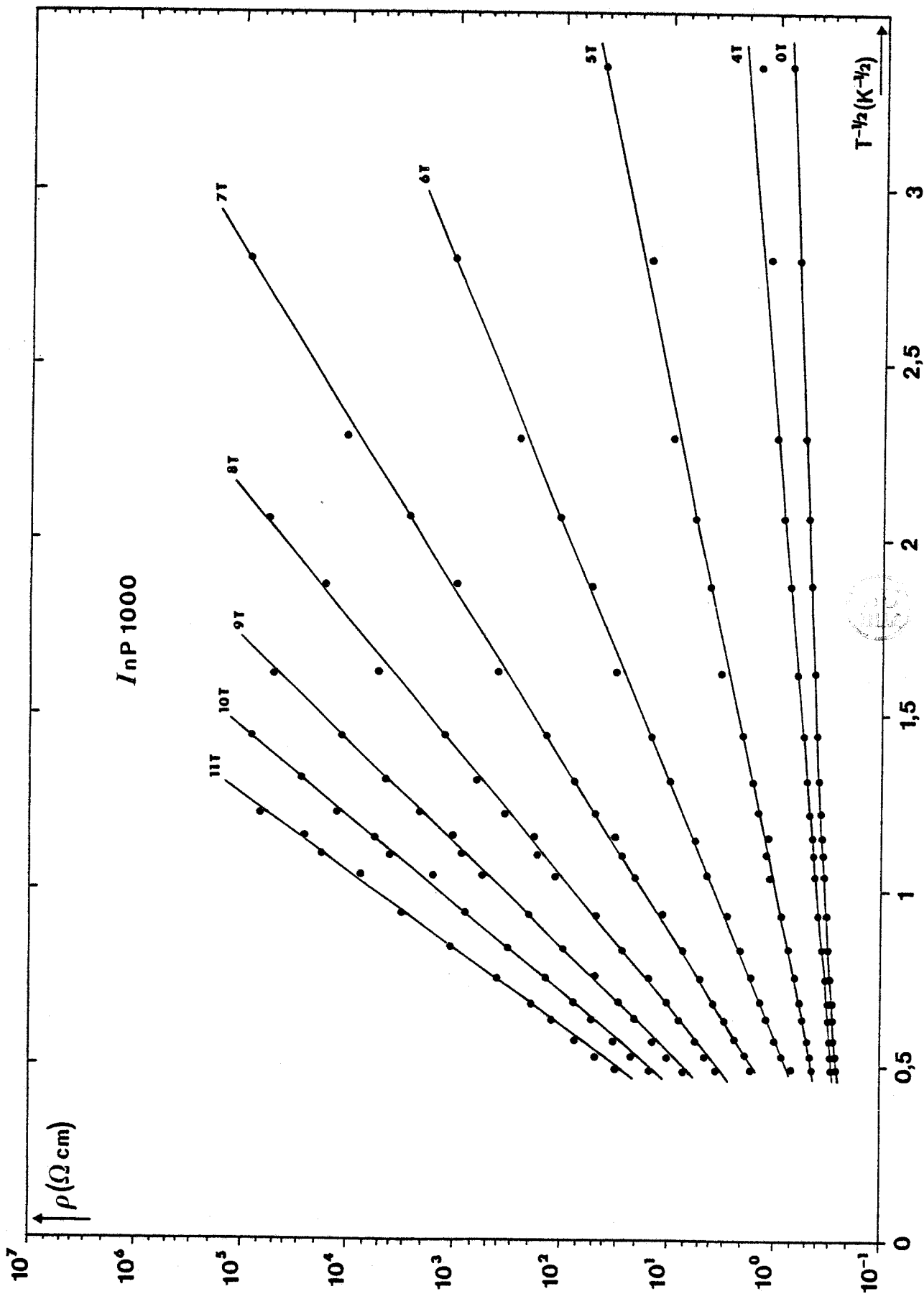


FIGURE VI-14 : Variation de la résistivité de l'InP 1000 en fonction de $T^{-1/2}$ pour quelques valeurs de B.

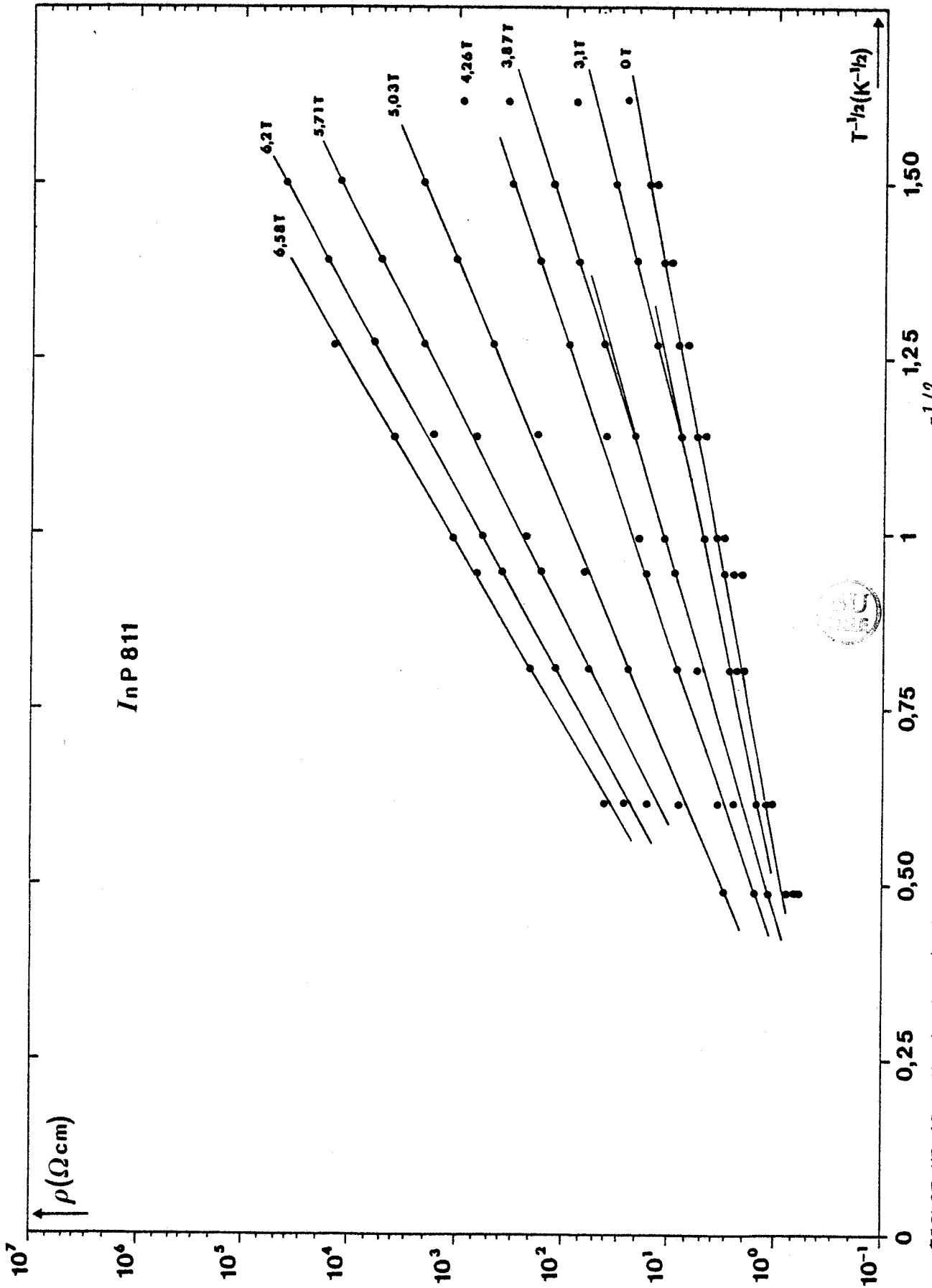


FIGURE VI-15 : Variation de la résistivité de l'InP 811 en fonction de $T^{-1/2}$ pour quelques valeurs de B.

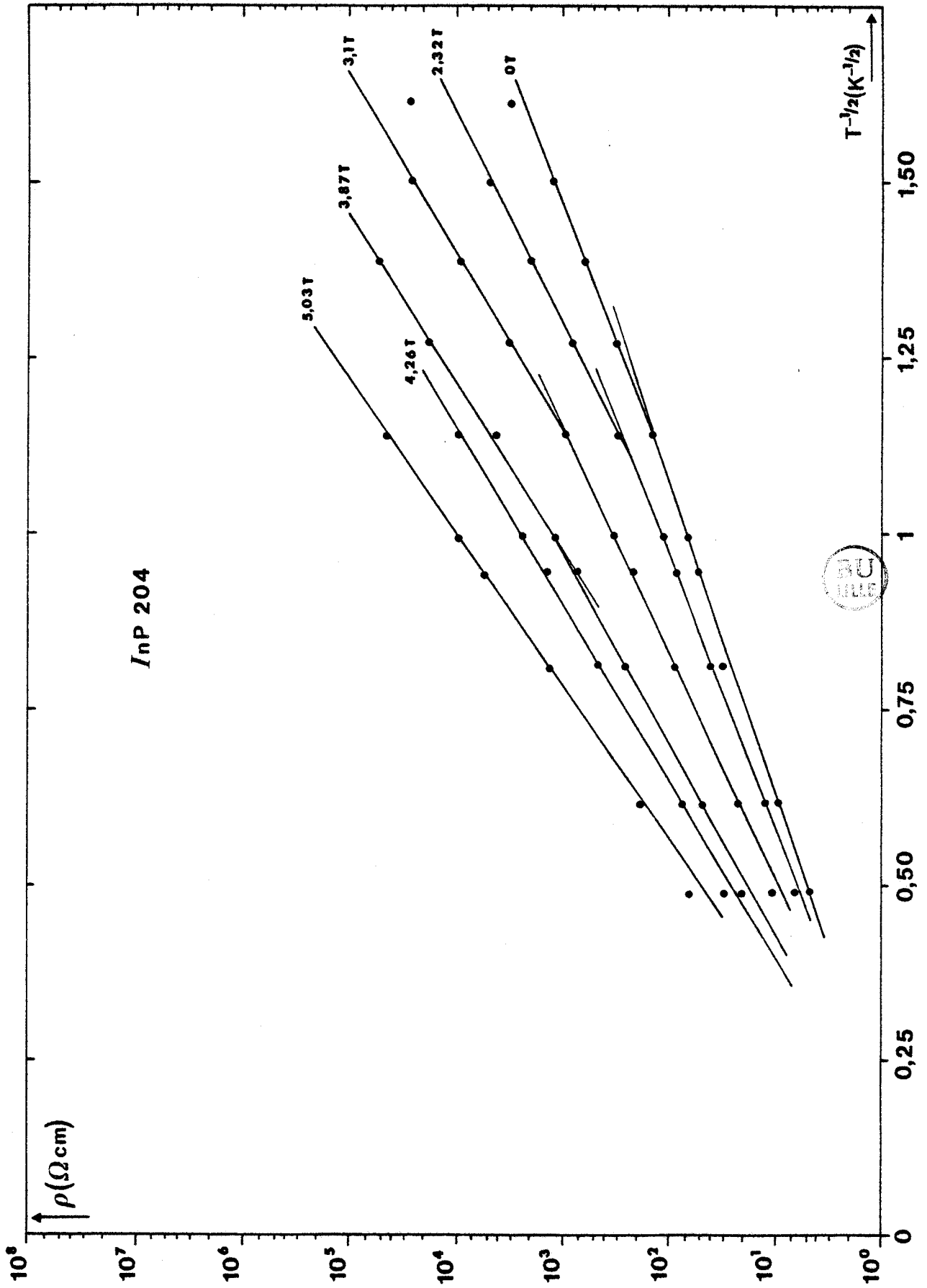


FIGURE VI-16 : Variation de la résistivité de l'InP 204 en fonction de $T^{-1/2}$ pour quelques valeurs de B.

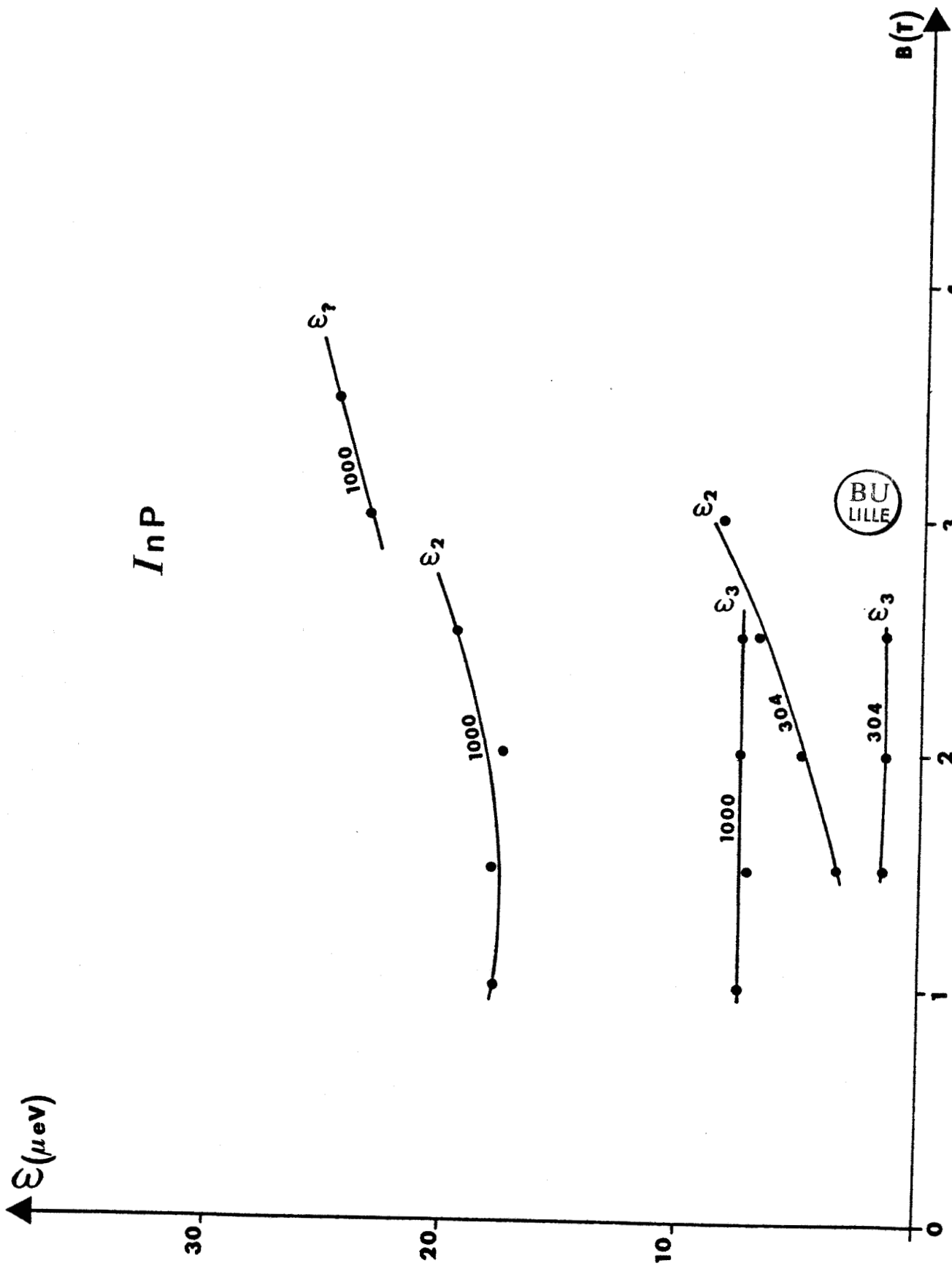
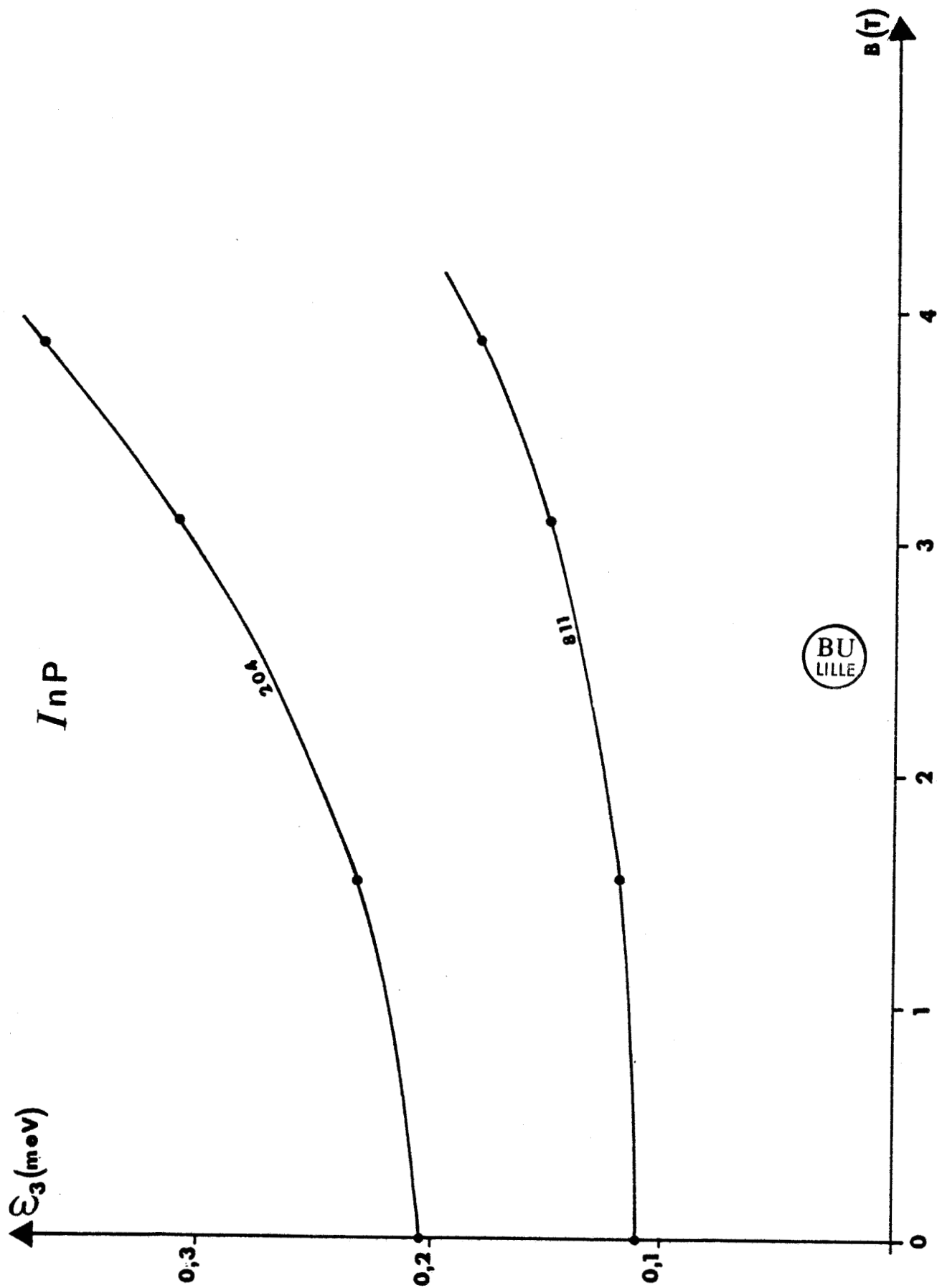


FIGURE VI-17 : Energies d'activation ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 en fonction de B pour InP 304 et InP 1000.



COURBE VI-18 : Variation de l'énergie d'activation ϵ_3 en fonction de B pour les échantillons 811 et 204.

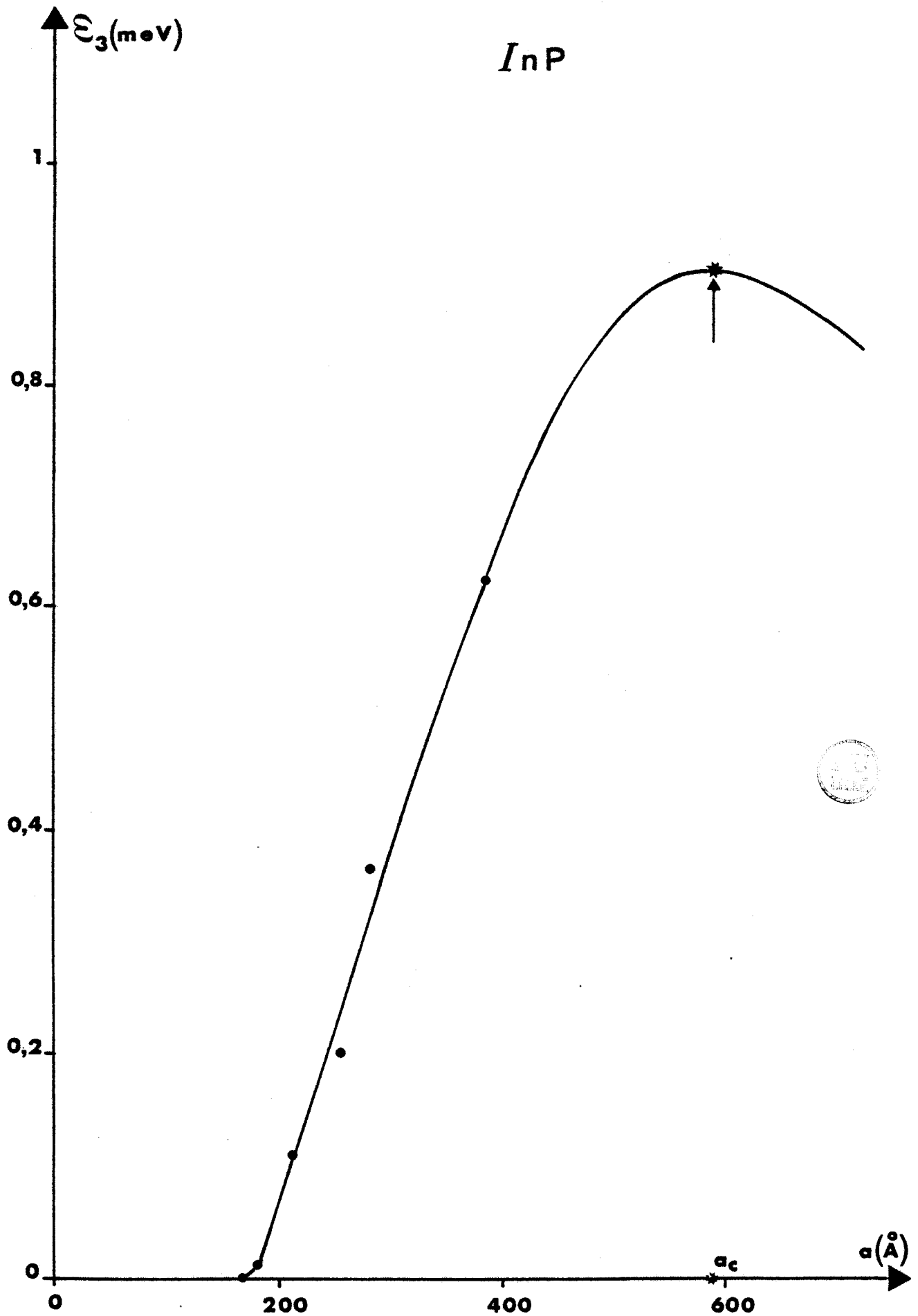


FIGURE VI-19 : Variation de l'énergie d'activation ϵ_3 en fonction de la concentration en impuretés pour les échantillons concernés.

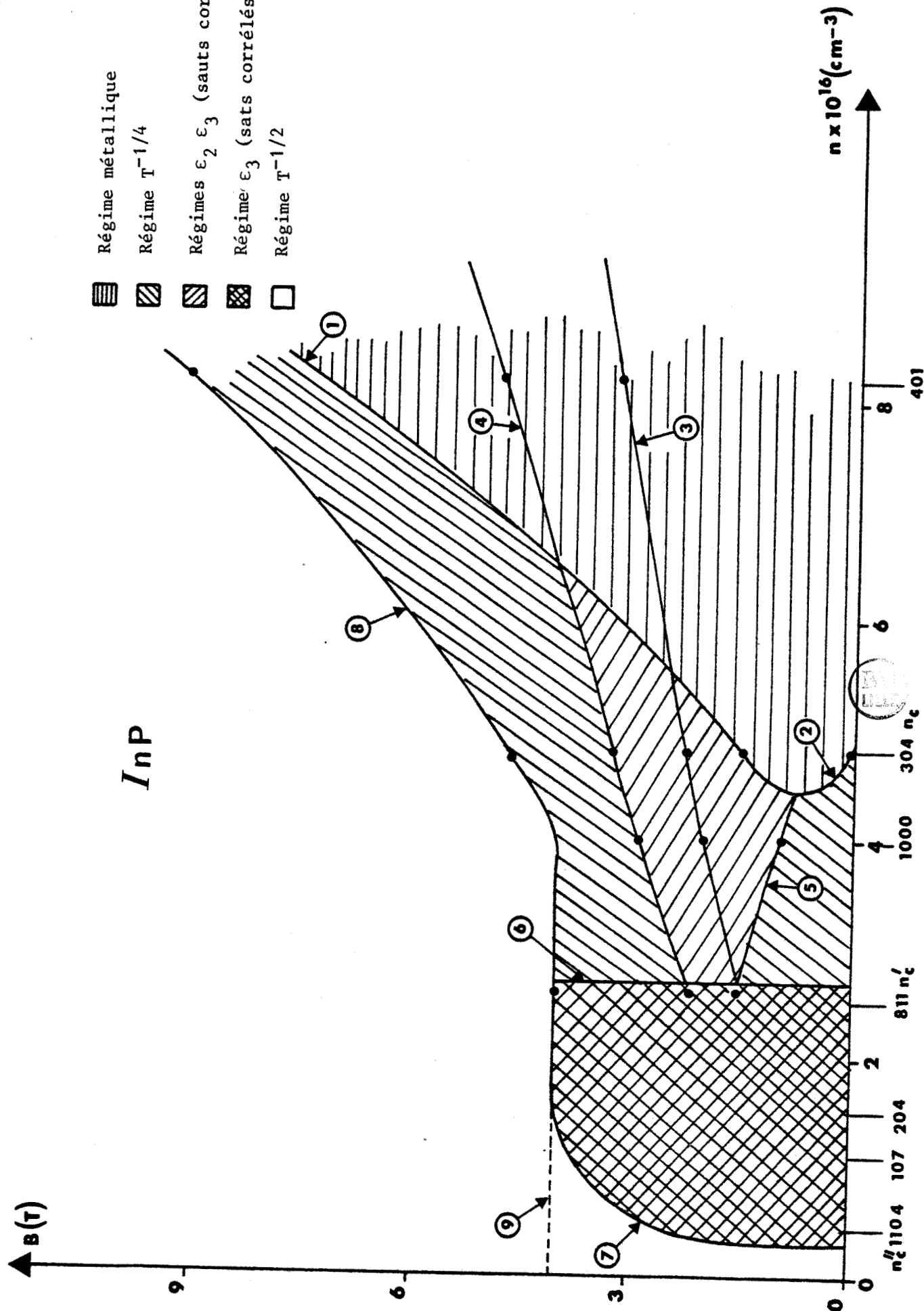


FIGURE VII-1 : Diagramme champ magnétique - Concentration en impuretés.

REFERENCES

- (1) BISKUPSKI G. : Mécanismes de conduction dans la bande d'impuretés et transition métal - isolant dans InP et InSb en présence d'un champ magnétique. Thèse Lille (1982).
- (2) WOJKIEWICZ J.L. : Effets de prélocalisation et de localisation dans InP de type n. Thèse Lille (1984).
- (3) ANDERSON P.W. : Phys.Rev. 1958, 109, 1492.
- (4) MOTT N.F. : Phil.Mag., 26, 1015, 1972.
- (5) MOTT N.F. et DAVIS E.A. : Electronic processes in non-crystalline materials - Clarendon Press - Oxford - 1979.
- (6) FERRE D., DUBOIS H., BISKUPSKI G. : Phys.State Sol. (b), 1975, 70, 81.
- (7) DAVIES J.H. : J. Phys.C.Solid.State Phys. 17, 1984, p.3031-3043.
- (8) EFROS A.L. et SHKLOVSKII B.I. : J.Phys.C.Solid.State Phys. 8, L49-L51, 1975.
- (9) ALTSHULER B.L. et ARONOV A.G. : Solid States Comm., Vol.30, p.115-117, 1979.
- (10) ALTSHULER B.L., ARONOV A.G. et LEE P.A. : Phys.Rev.Letters, Vol.44, 1980, n°19, p.1288-1291.
- (11) SASAKI W. : Seoul International Symposium and the Physics of Semiconductors (1982).
- (12) ALTSHULER B.L. et ARONOV A.G. : Solid State Comm., 1981, Vol.38, p.11-15
- (13) AMBEGAOKAR V., HALPERIN B.I. et LANGER J.S. : Phys.Rev.B., 1971,4, p.2612.

- (14) BRENIG W. : Z.Phys., 1973, 258, 381.
- (15) EFROS A.L., SHKLOVSKII B.I. et YANCHEV I.Y. : Phys.Stat.Solidi, B50, 1972, 45.
- (16) POLLAK M. et KNOTEK M.L. : Solid State Comm., vol.21, 1977, p.183-184.
- (17) KNOTEK M.L. : Phys.Rev.B. Vol.16, n°6, 1977, p.2629-2641.
- (18) MANSFIELD R. et KUSZTELAN L. : J.Phys.C.Solid.State Phys., Vol.11, 1978, p.4157-4168.
- (19) CHROBOCZEK J.A., POLLAK F.H. et STAUNTON H.F. : Phil.Mag.B., Vol.50, n°1, 1984, p.113-156.
- (20) SPRIET J.P. : Interprétation de la magnéto-résistance négative dans un semi-conducteur dopé du côté métallique de la transition métal - non métal. DEA Lille (1983).
- (21) TOYOZAWA Y. : J.Phys.Soc. Japan, 17, 986, 1962.
- (22) KAWABATA A. : - Solid State Comm. Vol.34, 1980, p.431-432
- J.Phys.Soc.Japan, Vol.49, n°2, 1980.
- (23) LONG A.P. et PEPPER M. : J.Phys.C.Solid.State Phys. 17, 1984, p.3391-3400
- (24) ABRAHAMS S.F., ANDERSON P.W., LICCIARDELLO D.C. et RAMAKRISHNAN T.V. : Phys.Rev.Letters 42, 1979, 693.
- (25) ROSENBAUM T.F., MILLIGAN R.F., PAALANEN M.A., THOMAS G.A., BHATT R.N. et LIN W. : Phys.Rev.B., Vol.27, n°12, 1983.
- (26) SHAPIRO B. : Phil.Mag.B., Vol.50, n°2, 1984.

ANNEXE

Schema des interfaces specialisees

RÉALISÉES AU LABORATOIRE AFIN D'INTERCONNECTER

LES DIFFÉRENTS APPAREILS DE MESURE ET LE

MICROORDINATEUR APPLE II_E

La carte mère de l'Apple II_E contient huit connecteurs, qui rendent possible l'ajout de cartes périphériques. C'est sur ces connecteurs que nous avons placés les interfaces spécifiques aux différents appareils de mesure, permettant l'automatisation de toute l'expérience. La figure I décrit tous les signaux disponibles sur ces connecteurs d'extension. En dehors d'une carte interface commerciale IEEE488, trois autres cartes, réalisées au laboratoire, ont permis d'interfacer quatre appareils de mesure.

I - INTERFACE APPLE II - AUTOMATIC RESISTANCE BRIDGE AVS 45

Le pont de mesure de résistance AVS 45 dispose d'une sortie BCD sur quatre fils (2^0 , 2^1 , 2^2 , 2^3) sur laquelle après chaque mesure, se trouvent successivement présents les cinq chiffres significatifs résultant de cette mesure. L'ordre de présentation dans le temps allant du chiffre le plus significatif au chiffre le moins significatif. Cinq signaux d'état (10^4 , 10^3 , 10^2 , 10^1 , 10^0) sont validés successivement en synchronisme avec la présentation du chiffre de rang correspondant sur la sortie BCD. Cinq impulsions négatives (STROBE) d'échantillonnage apparaissent au milieu des temps pendant lesquels sont présentes les données sur la sortie BCD. Ces cinq impulsions n'apparaissent qu'une seule fois pour chaque cycle de mesure de l'appareil. La figure 2 décrit les différents signaux que l'on trouve sur la fiche de sortie de l'"automatic résistance bridge AVS 45".

La figure 3 représente le schéma de l'interface. Elle comprend une mémoire tampon constituée de cinq groupes de quatre bascules D (HEF 40174 B). Cette mémoire est validée par le signal d'échantillonnage (STROBE) et les signaux d'état (10^4 , 10^3 ... 10^0). Elle permet la mémorisation parallèle de chaque résultat de mesure. Les sorties de ces bascules D sont reliées aux ports d'entrée d'un circuit d'interface parallèle programmable (8255) lui même relié aux bus de données de l'Apple.

II - INTERFACE DE SORTIE ANALOGIQUE

La figure 4 représente le synoptique de l'alimentation, stabilisée en courant (Bruker-B-MNS- 200 volts - 50 Ampères) qui permet la commande du champ magnétique

- soit par l'intermédiaire d'une référence de tension interne à l'alimentation

- soit par une tension de référence externe.

C'est pour fournir cette tension de référence, assurant une commande automatique du champ magnétique qu'a été réalisé l'interface dont le schéma est représenté figure 5. Un convertisseur numérique analogique, compatible microprocesseur, est directement connecté au bus de données de l'Apple II. Adressable comme une mémoire, il peut délivrer 256 pas de 10 mv chacun soit de 0 à 2,56 Volts.

III - INTERFACE NUMERIQUE PARALLELE

Une interface numérique parallèle d'entrée-sortie a été réalisée afin de fournir la valeur de consigne, sur quatre chiffres parallèles BCD d'un régulateur de température ... et pour lire le résultat des mesures effectuées par le "Dana Digital Voltmeter 5000" sur six chiffres parallèles BCD.

La figure 6 décrit les différentes entrées-sorties du régulateur de température, BT 300-301 MC2 et la figure 7 celles du "Dana Digital Voltmeter 5000". Le schéma de l'interface représenté figure 8 montre que l'on a utilisé deux circuits d'interface parallèle programmable (8255). Ils permettent de disposer de six ports de huit bits pour entrer ou sortir douze chiffres BCD en parallèle.

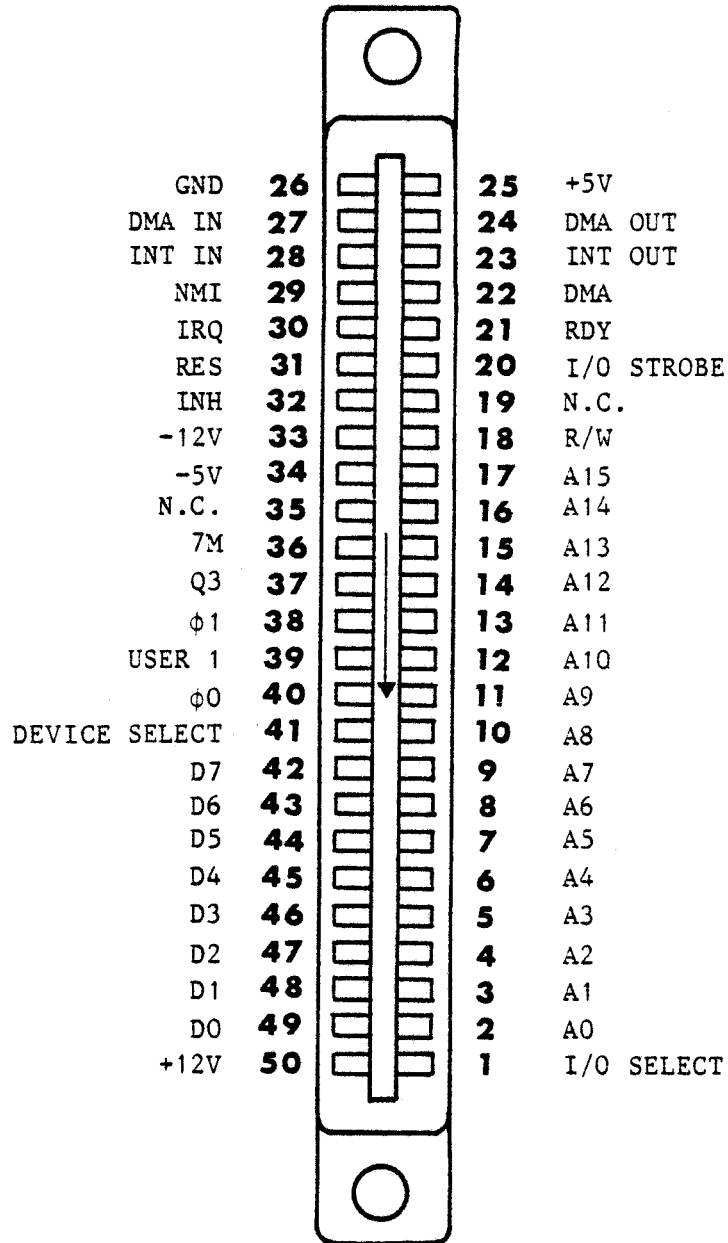


FIGURE 1 : Signaux disponibles sur les connecteurs d'extension de "l'Apple IIe".

Broche	Nom	Description
1	IO SELECT	Normalement haut ; passe en bas pendant $\phi \beta$ quand le 6502 adresse les positions $\$CnXX$, où n est le numéro de connecteur. Cette ligne peut supporter 10 charges LS TTL.*
2-17	A0-A15	Bus d'adresses à trois-états. L'adresse devient valide pendant $\phi 1$ et reste valide durant $\phi 0$. Chaque ligne d'adresse peut supporter 5 charges LS TTL.*
18	R5W'	Ligne de lecture/écriture à trois-états. Valide au même moment que le bus d'adresses ; au niveau haut pendant un cycle de lecture, bas durant un cycle d'écriture. Elle peut supporter 2 charges LS TTL.*
19	SYNC'	Sync composite horizontale et verticale sur le connecteur d'expansion 7, seulement. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
20	I/O STROBE'	Normalement haut ; passe au niveau bas pendant $\phi 0$ quand le 6502 adresse une position entre $\$C800$ et $\$CFFF$. Cette ligne peut supporter 4 charges LS TTL.
21	RDY	Entrée pour le 6502. En mettant cette ligne au niveau bas pendant $\phi 1$, on arrête le 6502 et le bus d'adresses contient l'adresse de la position recherchée à ce moment. Cette ligne a une résistance de rappel de 3300 ohms connectée à + 5V.
22	DMA'	Entrée pour les registres-tampons du bus d'adresse. En mettant cette ligne au niveau bas pendant $\phi 1$, cela déconnecte le 6502 du bus d'adresses. Cette ligne a une résistance de rappel de 3300 ohms au + 5V.
23	INT OUT	Sortie de la chaîne-marguerite prioritaire d'interruption. Habituellement connectée à la broche 28 (INT IN). (Note : sur le connecteur 7 seulement, cette broche peut être connectée au signal GR du mode graphique. (Voir les détails dans le texte.)
24	DMA OUT	Sortie de la chaîne-marguerite prioritaire de DMA. Normalement connectée à la broche 22 (DMA IN).
25	+ 5V	Alimentation + 5 volts. Un courant total de 500 mA est à la disposition des cartes périphériques.
26	GND	Terre commune du système.
27	DMA IN	Entrée de la chaîne-marguerite prioritaire de DMA. Habituellement connectée à la broche 24 (DMA OUT).
28	INT IN	Entrée de la chaîne-marguerite prioritaire d'interruption. Habituellement connectée à la broche 23 (INT OUT).
29	NMI'	Interruption non-masquable du 6502. En mettant cette ligne au niveau bas cela déclenche un cycle d'interruption avec un sous-programme de traitement de l'interruption débutant à l'adresse $\$03FB$. Cette ligne a une résistance de rappel de 3300 ohms connectée à + 5V.
30	IRQ'	Demande d'interruption au 6502. En mettant cette ligne au niveau bas cela déclenche un cycle d'interruption à condition que l'indicateur (I) d'inhibition d'interruption soit à zéro. Utilise le sous-programme de traitement de l'interruption à l'adresse $\$03FE$. Cette ligne a une résistance de rappel de 3300 ohms connectée à + 5V.

FIGURE I suite : Description des broches des connecteurs d'extension.

Broche	Nom	Description
31	RES*	En mettant cette ligne au niveau bas cela initialise une procédure de « reset », comme c'est décrit au chapitre 4.
32	INH*	En mettant cette ligne au niveau bas pendant 0 0, cela inhibe la mémoire principale sur la carte-mère. Cette ligne a une résistance de rappel de 3300 ohms au + 5V.
33	- 12V	Alimentation de - 12 volts. Un total de 200 mA est disponible pour toutes les cartes périphériques.
34	- 5V	Alimentation de - 5 volts. Un total de 200 mA est disponible pour toutes les cartes périphériques.
35	3.58M	Signal de référence couleur à 3.58 MHz sur le connecteur 7 seulement. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
36	7M	Horloge du système à 7 MHz. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
37	Q3	Horloge asymétrique du système à 2 MHz. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
38	ϕ 1	Phase 1 de l'horloge du 6502. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
39	μ PSYNC	Le 6502 signale une recherche d'opérande en mettant cette ligne au niveau haut pendant le premier cycle de lecture de chaque instruction.
40	ϕ 0	Phase ϕ 0 de l'horloge du 6502. Cette ligne peut supporter 2 charges LS TTL.*
41	DEVICE SELECT*	Normalement haut ; passe au niveau bas pendant ϕ 0 quand le 6502 adresse les positions \$CONX, où n est le numéro du connecteur plus 8. Cette ligne peut supporter 10 charges LS TTL.*
42-49	D0-D7	Bus de données bi-directionnel amplifié par registre-tampon. Les données deviennent valides pendant que ϕ 0 est au niveau haut et restent valides jusqu'à ce que ϕ 0 passe au niveau bas. Chaque ligne peut supporter une charge LS TTL.*
50	+ 12V	Alimentation de + 12V. Un total de 250 mA est disponible pour toutes les cartes périphériques.

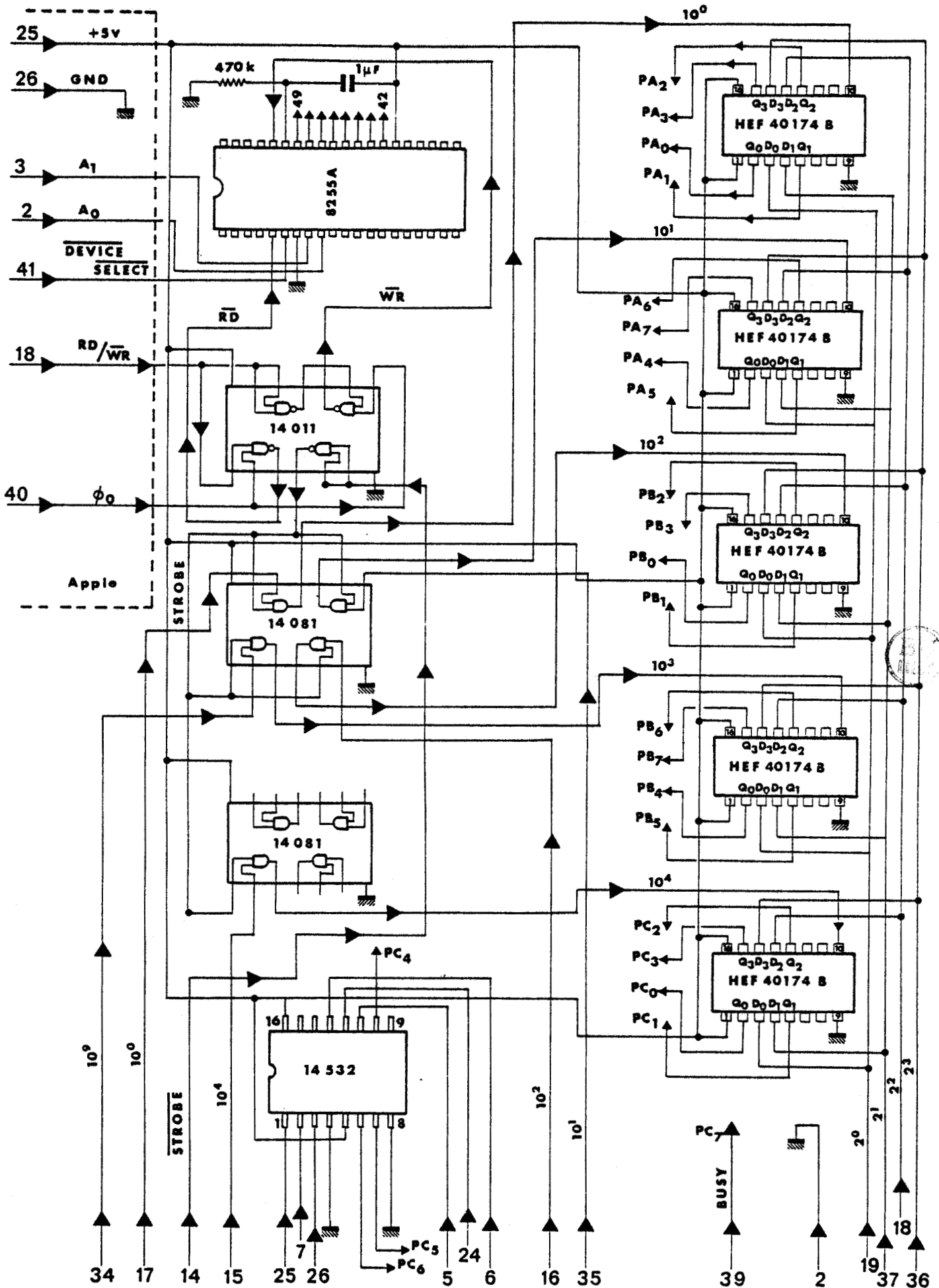
FIGURE I suite : Description des broches des connecteurs d'extension.

FIGURE II : Digital output and remote control input. Connector pin assignments. Automatic resistance bridge AVS-45.

Pin No	DESCRIPTION
1	+ 5V
2	GROUND
3	N.C. (input multiplexer : 2^1)
4	N.C.
5	20 ohm range
6	2 kohm range
7	200 kohm range
8	RANGE DOWN
9	EXC DOWN
10	300 uV excitation
11	30 uV excitation
12	10 uV excitation
13	+ 5V
14	<u>STROBE</u>
15	10^4 (MSD)
16	10^2
17	10^0 (LSD)
18	2^2
19	2^0 (LSB)
20	GROUND
21	N.C. (input multiplexer : 2^2)
22	N.C. (input multiplexer : 2^0)
23	N.C.
24	200 ohm range
25	20 kohm range
26	2 Megaohm range
27	RANGE UP
28	EXC UP
29	3000 uV excitation
30	100 uV excitation
31	1000 uV excitation
32	POLARITY
33	BUSY
34	10^3
35	10^1
36	2^3 (MSB)
37	2^1



FIGURE III : Interface "Apple" : "Automatic Resistance Bridge"



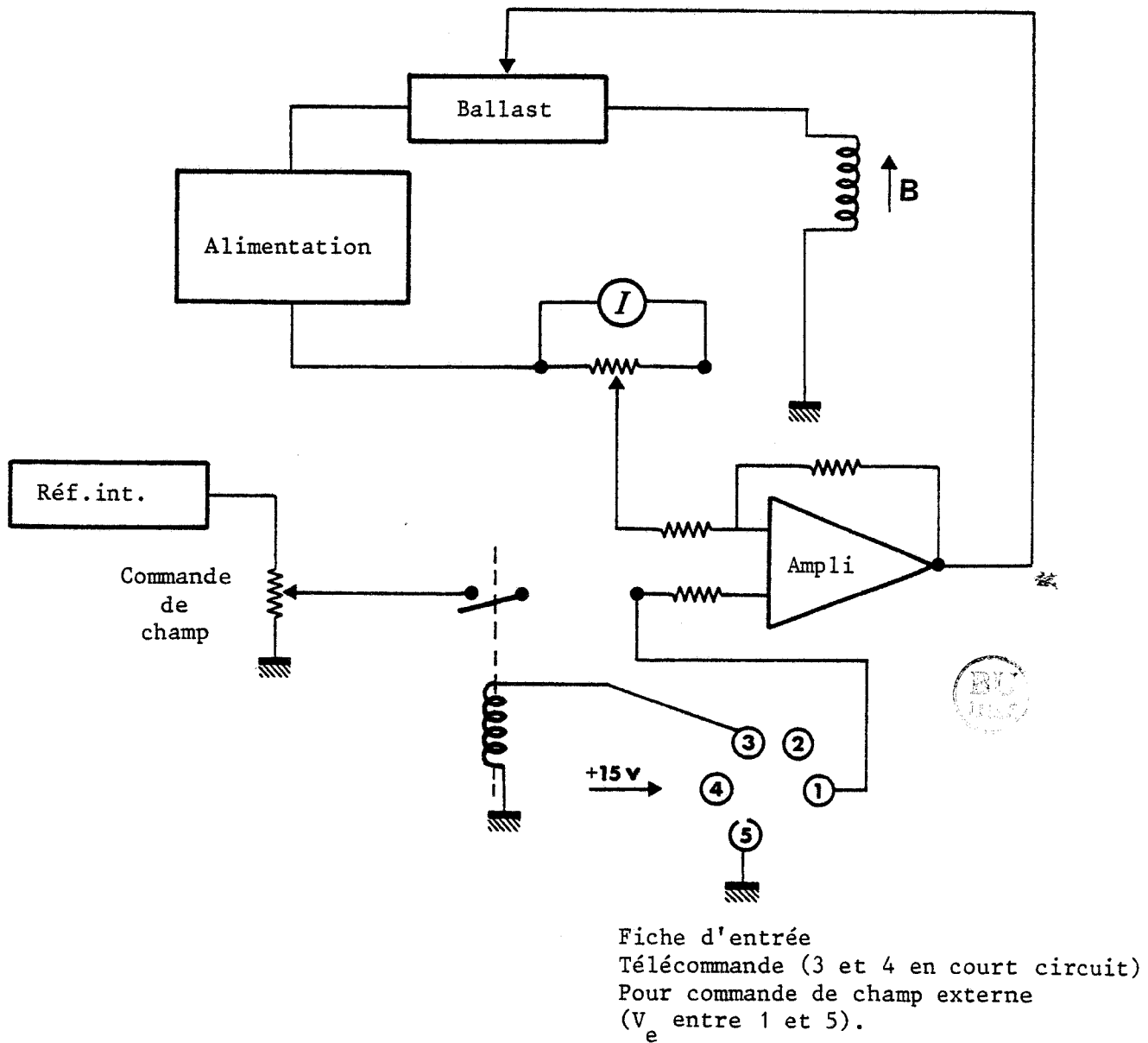


FIGURE IV : Régulation de courant. Alimentation électro-aimant BRUCKER
MNS 200-50.

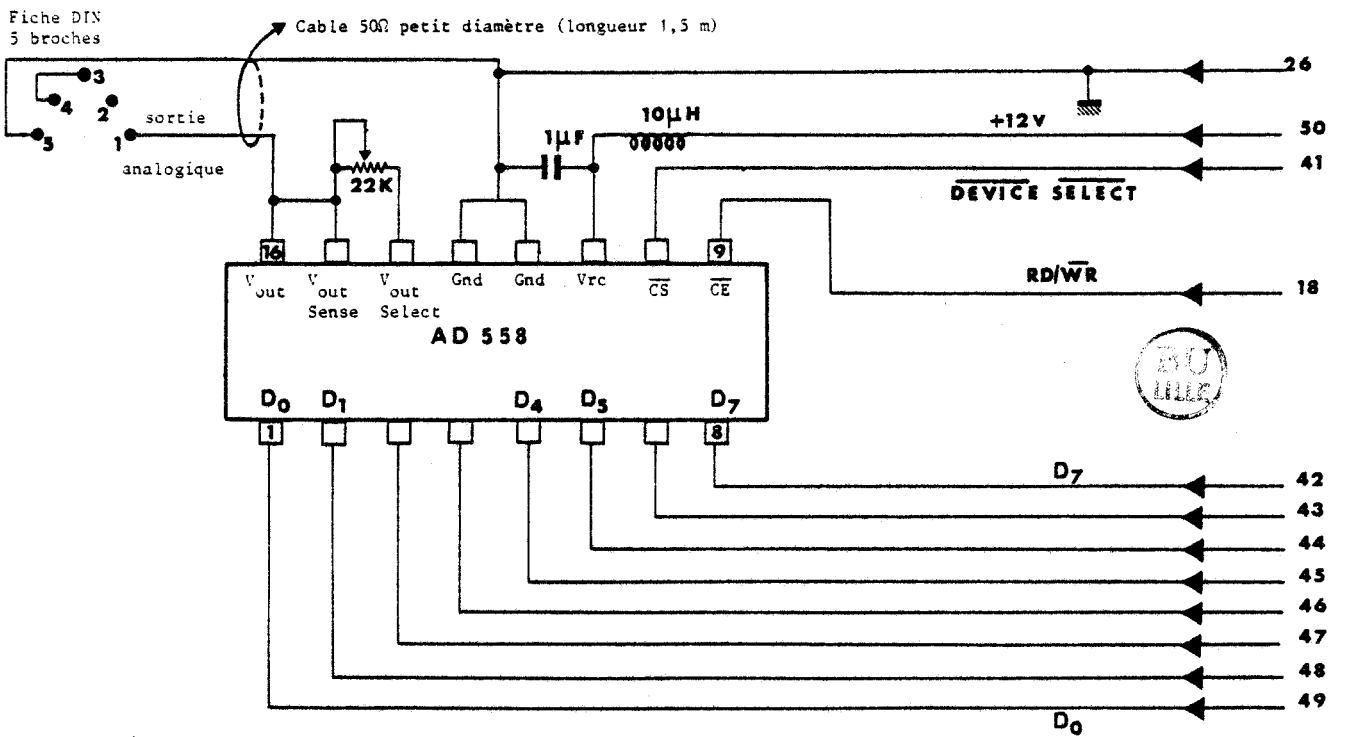
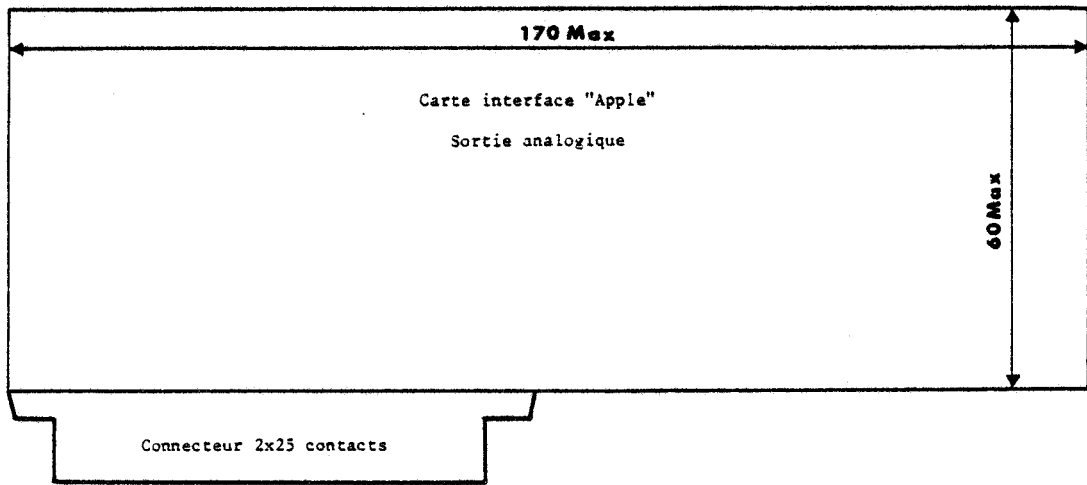
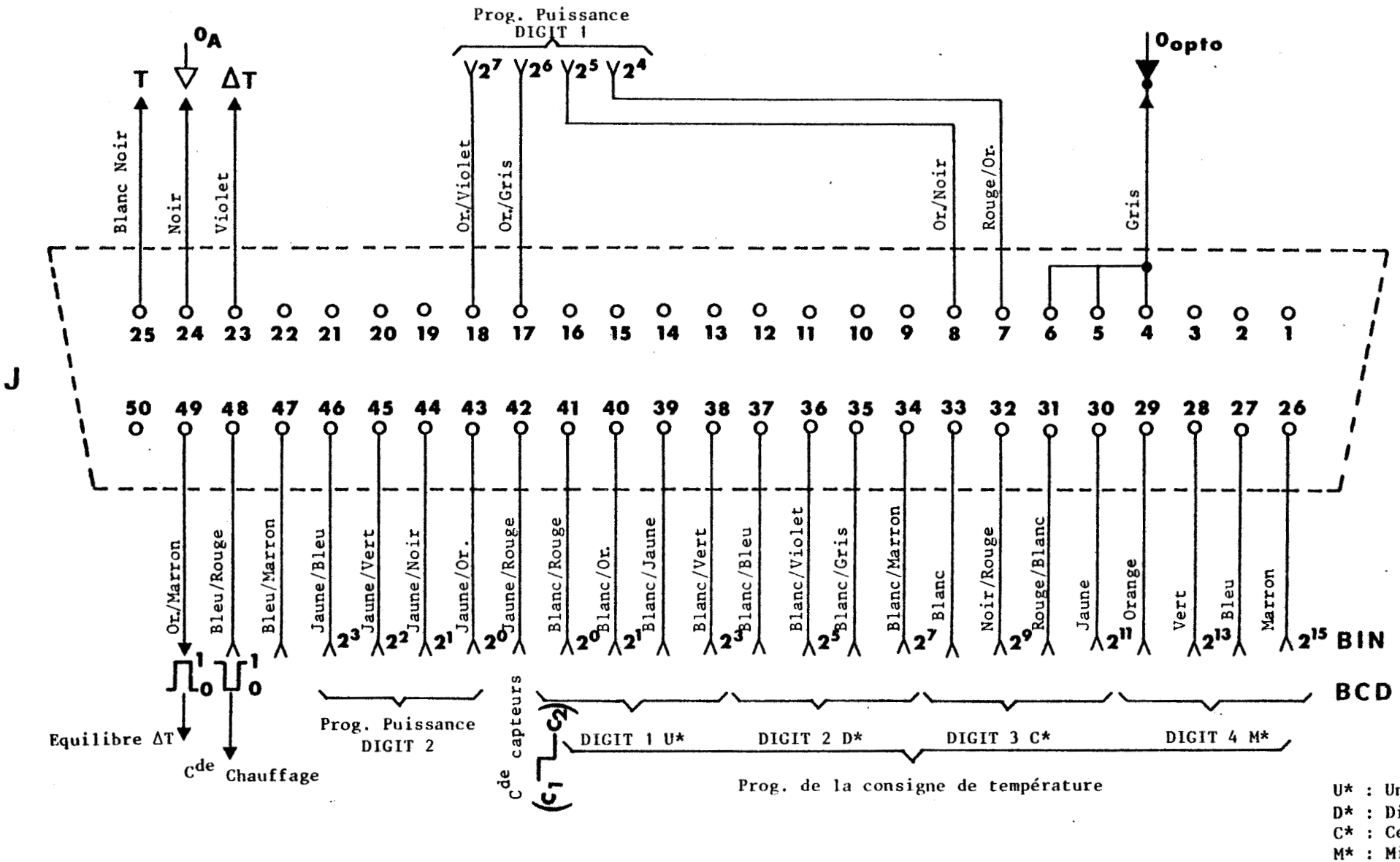


FIGURE V : Interface pour la commande automatique du champ magnétique.



U* : Unité
 D* : Dizaine
 C* : Centaine
 M* : Millier

FIGURE VI : Entrées-sorties du régulateur de température.



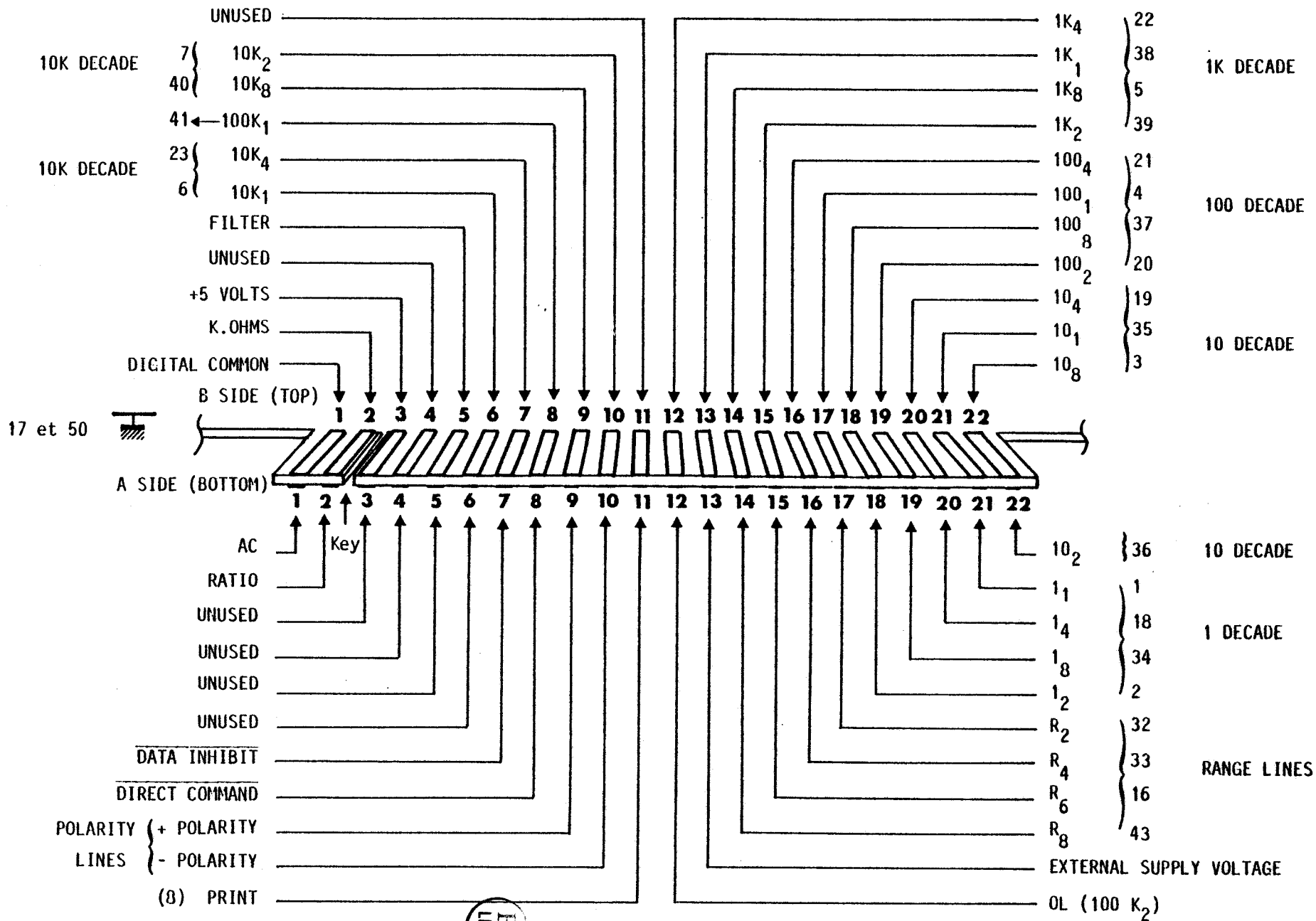


FIGURE VII : Entrées-sorties du "Dana Digital Voltmeter 5000".

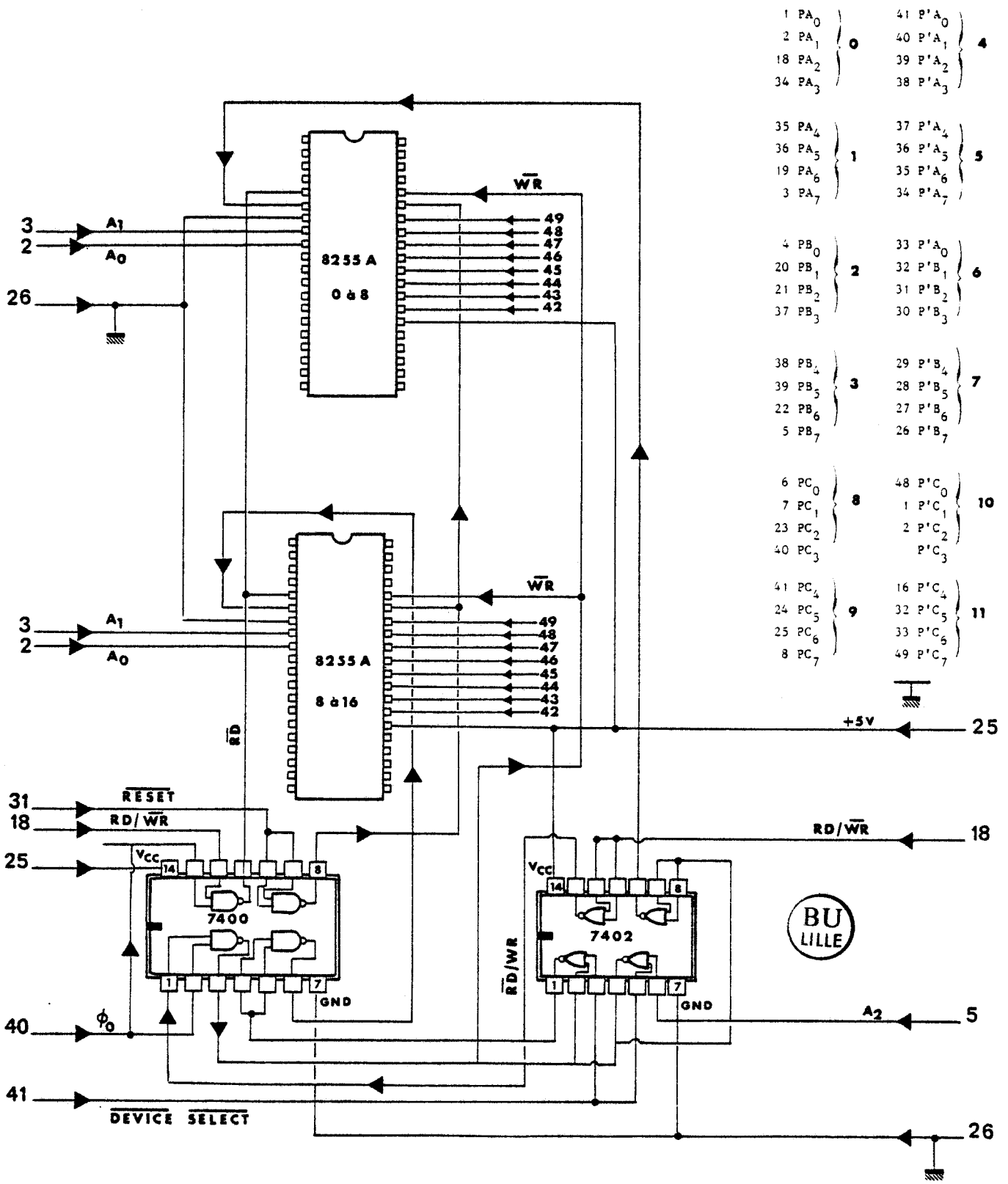


FIGURE VIII : Schéma de l'interface "Apple" - Entrée-sortie numérique.

Une étude systématique de la résistivité d'échantillons de phosphure d'indium en fonction du champ magnétique B , de la température T , et de la concentration n nous a permis d'introduire de nouvelles concentrations critiques différentes, en plus de celle définie par le critère de MOTT.

Les courbes $\log \frac{\partial \rho}{\partial B} = f(B)$ et $\log \frac{\partial \rho}{\partial T} = f(B)$ laissent apparaître des valeurs de champ magnétique remarquables délimitant pour chaque échantillon des régions de conduction différentes.

Des mesures d'effet Hall et de résistivité en champ magnétique intense ($B < 11$ T) et à basse température ($T > 60$ mK) réalisées sur un échantillon métallique à $B = 0$ ont permis de mettre en évidence une transition discontinue métal-isolant.

Pour un échantillon juste isolant à $B = 0$, une transition isolant-métal a été observée pour un champ magnétique faible, vérifiant ainsi un nouveau modèle de la transition métal-isolant proposé récemment. Ces résultats ont été interprétés en faisant l'hypothèse d'un "gap" de Coulomb qui se creuse quand le champ magnétique augmente.

Une synthèse de l'ensemble de ces résultats nous a permis de tracer un nouveau diagramme concentration en impuretés - champ magnétique ; les différentes régions de ce diagramme étant caractérisées par des processus de conduction bien définies.

MOTS CLES : Semiconducteur dopé - InP - Transition métal isolant - Front de mobilité Conductivité métallique minimale - Magnétorésistance négative - Oscillation SHUBNIKOV-DE HAAS - Conduction par saut - Interaction électron-électron - Gap de Coulomb.

