

70328  
1986/00

**THESE**  
présentée par

Jacques-Ariel SIRAT

pour obtenir le grade

**DOCTEUR**  
de

**L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE  
TECHNOLOGIQUE ET MEDICALE  
DE GRENOBLE**

**SUJET**

Etude expérimentale de la localisation faible dans GaAs :  
dimensionnalité , régime haute température ,  
et effets de champ électrique .

---

Soutenue le 31 octobre 1986 devant la commission d'Examen

Président R. MAYNARD

Examineurs P. AVERBUCH  
J.P. MANNEVAL  
B. PANNETIER  
B. SOUILLARD  
J.B. THEETEN



à ma famille,  
à mes professeurs,  
à mes amis.



## REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué au C.R.T.B.T. dans une atmosphère dynamique et sympathique. Je tiens à remercier D. THOULOZE qui m'y a accueilli et J. FLOUQUET, actuel Directeur, qui m'a permis de terminer la thèse dans les meilleures conditions.

Le thème de recherche très fécond a été conçu par P. AVERBUCH, qui a encadré mon travail avec patience et bienveillance. Les rudiments de la Cryogénie m'ont été enseignés par P. HAEN que je remercie pour sa gentillesse. H. GODFRIN a effectué les premières mesures qui sont à la base de cette thèse et m'a donné le goût de l'expérience bien comprise lors du stage de D.E.A.

Je serai très honoré de présenter cette thèse devant P. AVERBUCH, J.P. MANNEVAL, R. MAYNARD, B. PANNETIER, B. SOUILLARD et J.B. THEETEN, qui ont accepté de participer au Jury.

Les expériences n'auraient pu être réalisées sans la complicité de M. LAVIRON et C. SENTUBERRY de la Thomson CSF (échantillons et porte-échantillon hyper), de MM. GENTIL et TERROT du CIME (porte-échantillons continu). Je tiens à remercier les ingénieurs et techniciens du C.R.T.B.T. pour leur efficacité et leur disponibilité, particulièrement J.L. BRET, J. BERTHET, J.P. FAURE et L. PERLI et H. RODENAS.

Les chercheurs du laboratoire m'ont souvent aidé par de précieux conseils pour l'informatique et l'instrumentation. Je citerai, en oubliant de nombreuses personnes, J.C. ANGLES d'AURIAC, B. COLLAUDIN, O. LABORDE, J.J. PREJEAN et J. RICHARD. Je remercie le laboratoire de Spectrométrie Physique (St Martin d'Hères) pour le prêt de générateurs hyperfréquence.

Toute ma reconnaissance va à Y. QUERE et J. LUKASIK, Professeur et Maître de Conférences à l'Ecole Polytechnique, qui m'ont initié à la Physique contemporaine et encouragé sur la voie de la recherche. J'ai fait mes premiers pas en Physique des Semiconducteurs au Laboratoire Central de Recherche (Thomson CSF) dans l'équipe de Physique dirigée par D. KAPLAN puis C. WEISSBUCH que je remercie également.

Au long de cette thèse, j'ai pu progresser dans la compréhension des phénomènes grâce à de nombreuses discussions amicales et fructueuses avec B. DOUCOT.

J'ai vécu dans des conditions matérielles confortables grâce à une bourse de l'Ecole Polytechnique (DRET) et les équipements scientifiques nouveaux ont été acquis dans le cadre d'un contrat avec le M.R.T. (devenu M.R.E.S.).

Enfin, le manuscrit serait resté illisible sans la patience et la perspicacité de F. MAHIEUX qui a dactylographié cette thèse.

## S. O. M M. A. I R. E

### REMERCIEMENTS

<u>CHAPITRE I - INTRODUCTION</u>	1
I.1 Concepts fondamentaux de la localisation	3
I.2 La localisation faible mode d'emploi	6
I.3 La localisation pour la caractérisation	10
I.4 Quelques (beaux) résultats expérimentaux	12
I.5 Autres effets du désordre	14
I.6 Présentation de la thèse	16
<u>CHAPITRE II - CONTEXTE EXPERIMENTAL</u>	19
II.1 Présentation de GaAs :	21
Propriétés physiques	21
Intérêt de GaAs pour la localisation faible	23
Importance technologique de GaAs	24
II.2 Conditions expérimentales :	27
Echantillons	27
Porte-échantillons	30
Cryogénie	32
Mesure de résistance	34
II.3 Caractérisation :	35
Première série d'échantillons (I)	39
Deuxième série d'échantillons (II)	42
Questions de reproductibilité	43
<u>CHAPITRE III - LOIS D'ECHELLE ET DIMENSIONNALITE</u>	45
III.1 Le point de vue théorique :	45
Différentes dimensionalités d'un conducteur électronique	
La dimensionalité en localisation vue par les lois d'échelle sur la conductance	49
III.2 Mesures et méthodes de dépouillement :	55
Régime 2D, 1D et cross-over 2D-1D	55
Cross-over 2D-3D et régime 3D	58
<u>CHAPITRE IV - REGIME HAUTE TEMPERATURE DE LA LOCALISATION :</u>	
<u>L'ECHELLE FINIE DU DESORDRE OBSERVEE PAR MAGNETORESISTANCE</u>	69
IV.1 Mesures de magnéto-résistance :	71
Mesures en champ magnétique perpendiculaire	71
Mesures en champ magnétique parallèle - comparaison à la formule de localisation à 3D	72
IV.2 Interprétation des résultats expérimentaux en termes d'échelle finie du désordre :	75
Une coupure trop brutale	75
Le calcul d'Isawa	76
Un modèle phénoménologique simple à deux paramètres ajustables	77
Méthode de dépouillement	78
Dépouillement des résultats	79

CHAPITRE V - REGIME HAUTE TEMPERATURE DE LA LOCALISATION : EFFET DE CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE PROVOQUE PAR LA TAILLE FINIE DU DESORDRE

V.1 Les mesures et les différentes interprétations :	83
Mesures - Interprétation par chauffage	83
La formule de Tsuzuki	88
V.2 Une âpre polémique : y a-t-il un effet intrinsèque du champ électrique en localisation faible ?	91
La théorie d'Altschuler	91
Le calcul de Tsuzuki	92
La polémique gagne les expérimentateurs	92
V.3 Un modèle à la Khmel'nitskii	93
Atténuation de la probabilité de retour à l'origine	93
Diffusion élastique sous champ électrique	93
Calcul de la correction à la conductivité sous champ électrique	98
Interprétation des résultats expérimentaux	99
Commentaire sur une expérience de Bergmann en champ électrique	100
V.4 Quel mécanisme inélastique à haute température ?	102
Mécanisme à très basse température : collisions électron-électron 3D	102
Différents mécanismes inélastiques en localisation faible (non exhaustif)	104
Collisions électron-phonon acoustique à haute température : une perte d'efficacité extraordinaire	104

CHAPITRE VI - EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE A BASSE TEMPERATURE : CHAUFFAGE

VI.1 Mesures en champ électrique statique :	110
Limite $I = 0$	111
Effet du courant - Interprétation par chauffage	111
VI.2 Mesures sous impulsions :	111
Principe	111
Montage expérimental	111
Résultats expérimentaux	120

CHAPITRE VII - EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE HYPERFREQUENCE A BASSE TEMPERATURE

VII.1 Résultats antérieurs :	129
Théorie	13
Expérience	13
VII.2 Principe et réalisation de l'expérience :	13
Principe	13
Dispositif expérimental	13
Etalonnage et vérifications	14
VII.3 Résultats expérimentaux :	14
Caractérisation	14
Mesures	14
Interprétation	14

CONCLUSION

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

APPENDICES

A.1 Caractéristiques $I_{DC}(V_{DC})$ non linéaire, mesurées avec un pont alternatif	15
A.2 Calcul numérique de la formule de magnétorésistance 2D	16
A.3 Calcul numérique de la formule de magnétorésistance 3D	16
A.4 Synopsis 1 : échantillons (caractéristiques)	17
A.5 Synopsis 2 : temps inélastiques	17
A.6 Index des notations	17

# C H A P I T R E I

---

## INTRODUCTION

Après un bref exposé des concepts fondamentaux de la localisation faible, nous développerons des points de repère utiles. Quelques expériences cruciales seront décrites puis nous donnerons un aperçu sur des thèmes voisins. Enfin nous présenterons le contenu de la thèse.



## I.1 CONCEPTS FONDAMENTAUX DE LA LOCALISATION

Longtemps, les physiciens ont considéré qu'un "bon" solide était un échantillon cristallin très pur et contenant peu de défauts, de façon à pouvoir le décrire comme un cristal parfait. Mais récemment ils ont abordé la physique des échantillons "sales", i.e. des milieux désordonnés.

C'est ainsi qu'en 1958, P.W. Anderson consacre un article théorique à la transition métal-isolant. Il prend un modèle de liaisons fortes (à un électron) où les énergies propres des sites sont distribuées aléatoirement ( $\langle \epsilon_i \rangle \equiv \epsilon, \langle (\epsilon_i - \epsilon)^2 \rangle = W^2$ ), le couplage  $V$  entre sites étant constant. Le désordre, mesuré par  $W$ , tend à localiser les fonctions d'onde, c'est-à-dire à limiter leur extension spatiale, alors qu'un fort couplage  $V$  les rend cohérentes sur une grande étendue. A la limite  $V/W \rightarrow \infty$  on retrouve les ondes de Bloch dont la masse effective est d'autant plus faible - meilleure propagation - que  $V$  est grand ; le système est ainsi conducteur à  $T = 0$ . Si  $V/W < 1$ , les fonctions d'onde sont localisées dans une région finie de l'espace, de taille  $\xi$ , la longueur de localisation, et la conductivité est nulle à  $T = 0$  (voir fig. I.1).  $V/W = 1$  marque la transition métal-isolant.

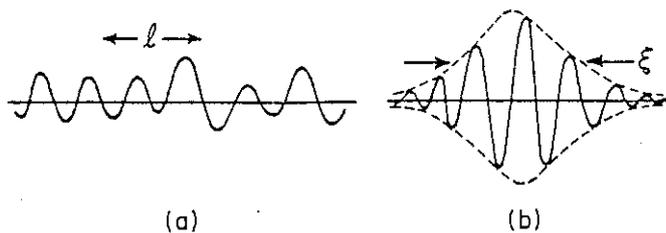


Fig. I.1 : Fonctions d'onde typiques.

- (a) état étendu avec un libre parcours moyen  $l_0$ .
- (b) état localisé avec  $\xi$  comme longueur de localisation.

Il faudra attendre les années 70 pour que la localisation progresse de manière significative avec Thouless (74) qui l'aborde à l'aide de lois d'échelle sur la conductance. En 1979, Abrahams, Anderson, Licciardello & Ramakrishnan (79) parachèvent cette étape par un calcul de renormalisation : la localisation est décrite par des lois d'échelle universelles, ne dépendant que de la dimension  $d$ , et d'un paramètre unique, la conductance d'un cube (carré, ou segment) de taille  $L$ , exprimée en unités  $\frac{e^2}{h}$ ,  $g(L)$ . Ils jettent ainsi un pont entre le régime de localisation forte ( $g \ll 1$ ) et le régime

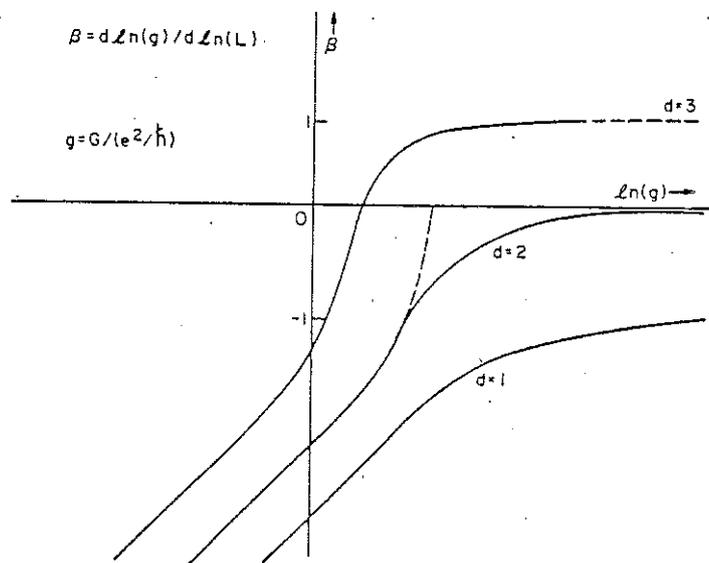


Fig. I.2 - Loi d'échelle  $\beta(g)$  en fonction de la conductance d'un échantillon de taille  $L$  exprimée en unités  $e^2/h$ .  $d$  est la dimensionalité du système.  $g = 1$  marque la transition de la localisation forte ( $g \ll 1$ ) vers la localisation faible ( $g \gg 1$ ).

ohmique ( $g \gg 1$ ) déjà connus (voir fig. I.2). Le rôle crucial de la dimension apparaît et se pose le problème des longueurs de coupure ( $g(L) \rightarrow 0$  si  $L \rightarrow \infty$  à  $d \leq 2$ ) : à quelles échelles de longueur le désordre est-il efficace ? La longueur inférieure est clairement le libre parcours moyen,  $\ell_0$ . L'échelle maximum, proposée par Thouless (77), est la longueur de diffusion inélastique,  $\ell_i$ , sur laquelle un électron peut diffuser avant de perdre sa cohérence de phase à cause des collisions inélastiques.

Il apparaît alors que le régime  $g \gg 1$  (i.e.  $V/W \gg 1$ ) - de localisation faible - est accessible aux calculs : utilisant la formule de Kubo dans une approximation du premier ordre en désordre, Gorkov, Larkin et Khmel'nitskii (79) ainsi que Anderson, Abrahams et Ramakrishnan (79) montrent que le terme divergent dans le calcul de la conductivité correspond à la rétrodiffusion (pôle de diffusion), c'est-à-dire qu'un électron a une forte tendance à revenir à l'origine (ou à repartir avec une impulsion opposée à celle de départ) après une succession de collisions sur des impuretés. Cela résulte d'une interférence constructive entre les amplitudes de probabilité de rétrodiffusion (ou retour à l'origine) pour une séquence et sa renversée dans le temps. Ainsi ils obtiennent la baisse de la conductivité due aux effets quantiques du désordre.

Ce calcul ne tient que si le système est invariant par renversement du temps. Un champ magnétique, qui brise cette symétrie, détruit la localisation. D'autre part, un couplage spin-orbite mélange les canaux de spin up et down, ce qui détruit l'interférence et provoque une augmentation de la conductance par rapport au cas classique (antilocalisation). Dans ce cas, un champ magnétique faible peut restaurer la localisation (Hikami et al. (80)) !

Après cette longue gestation où les modèles étaient dispersés et peu accessibles, on peut maintenant se représenter les phénomènes à l'aide de considérations simples.

## I.2 LA LOCALISATION FAIBLE MODE D'EMPLOI

### Perturbation :

C'est la première correction quantique au régime de Boltzmann (loi de Drude) liée au désordre. Le paramètre de perturbation est  $1/k_F \ell_0 \sim \frac{\lambda_F}{\ell_0} \sim \frac{\hbar}{m^* D}$  et l'amplitude de la correction à la conductance peut être évaluée par  $\Delta \bar{g}(\mathcal{L}) \sim \frac{e^2}{h}$ , où  $g(\mathcal{L})$  est la conductance d'un échantillon de taille caractéristique  $\mathcal{L}$ .

### Longueurs caractéristiques :

Le choix de  $\mathcal{L}$  est important car la correction à la conductivité peut en dépendre fortement (divergence). Il faut alors prendre des longueurs de coupure (l.c.) : le libre parcours moyen (l.c. inférieure) est l'échelle en dessous de laquelle l'électron ne "voit" pas le désordre, la longueur de diffusion inélastique  $\ell_i = \sqrt{D\tau_i}$  et la longueur quantique magnétique  $\ell_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$  (l.c. supérieure) déterminent l'échelle au-delà de laquelle l'électron qui diffuse perd sa cohérence de phase soit par un processus inélastique soit à cause du champ magnétique.

### Correction à la conductivité :

Pour calculer plus précisément la correction à la conductivité,  $\Delta\sigma$ , on utilise la théorie de la réponse linéaire (formule de Kubo) :  $\Delta\sigma$  est proportionnelle au "Cooperon"

$$C = \sum_{|q| < \frac{1}{\ell_0}} \frac{1}{Dq^2 + \frac{1}{\tau_i}}$$

somme des pôles de diffusion (composants de Fourier de la fonction de Green de l'équation de diffusion  $\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_i} - D \frac{\partial^2}{\partial x^2} = 0$ ). Les "états

de diffusion  $\vec{q}$  dépendent de la géométrie de l'échantillon. Le Cooperon correspond à la sommation des diagrammes croisés dans le calcul de perturbation au premier ordre.

Interprétation à la Khmel'nitskii (voir Bergmann (82a) ou Altschuler et al. (83)):

Il peut être commode de se représenter la localisation à l'aide d'une image simple :

(1) Son effet provient essentiellement de l'interférence constructive des amplitudes de probabilité de retour à l'origine suivant une boucle de diffusion (collisions sur des impuretés en  $x_1 x_2 \dots x_n x_1$ ) et sa renversée dans le temps (séquence  $x_n x_{n-1} \dots x_2 x_1$ ) (voir figure I.3).

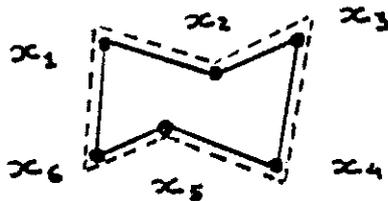


Fig. I.3 - Boucle de diffusion. L'électron diffuse sur les impuretés situées en  $x_1 x_2 \dots x_6$ , et revient en  $x_1$  (ligne continue). La ligne en pointillés représente la boucle renversée dans le temps.

(2) Si l'on calcule la probabilité totale,  $P_q$ , de retour à l'origine par ce chemin dans le cas quantique, il faut d'abord calculer l'amplitude comme somme  $A + A^*$  des amplitudes correspondant aux deux sens de parcours. Le système étant invariant par renversement du temps

$$A = A^* = |A|$$

et

$$P_q = |A + A^*|^2 = 4|A|^2$$

Dans le cas classique, on somme directement les probabilités :

$$P_c = |A|^2 + |A^*|^2 = 2|A|^2$$

la probabilité de retour à l'origine est deux fois plus forte dans un régime de diffusion quantique (avec cohérence de phase) que dans un régime de diffusion classique.

On peut ensuite calculer la correction à la conductivité

$$\Delta\sigma \sim \sum_{\text{boucles}} P_c \sim \int_{\tau}^{\tau_i} \frac{e^{-t^2/4Dt}}{Dt^{d/2}} dt \quad (1)$$

en sommant les contributions des boucles de taille  $L$ ,  $\ell_0 < L < \ell_i$ , i.e. de temps de vol  $t$ ,  $\tau < t < \tau_i$ . Lorsqu'un champ magnétique (par exemple) brise l'invariance par renversement du temps, les deux amplitudes sont déphasées (de  $4eBD\tau_i/\hbar = \Delta\varphi$  dans ce cas), et le même calcul fait en pondérant par  $\cos \frac{4eBDt}{\hbar}$  permet d'obtenir la magnéto-résistance.

#### Dimensionnalité :

La formule précédente calculée pour un échantillon infini montre l'importance de la dimensionnalité,  $d$ . Suivant  $d$ , l'intégrale diverge avec sa borne supérieure ou inférieure. Pour un échantillon réel (tridimensionnel et de taille finie), la dimensionnalité du régime de localisation compte le nombre de degrés de liberté de la diffusion cohérente : si, par exemple,

$$t < \ell_i < \ell < L$$

où  $t$  est l'épaisseur,  $\ell$  la largeur et  $L$  la longueur (voir figure I.4), le système sera bidimensionnel pour la localisation

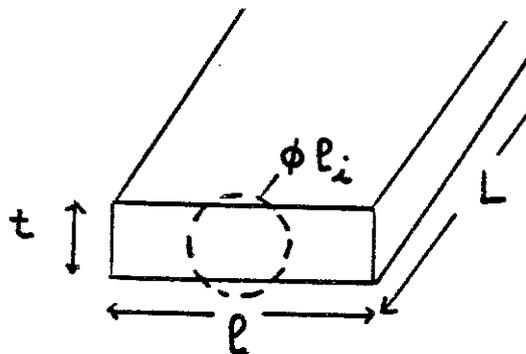


Fig. I.4 - Dimensionnalité du régime de localisation: quand  $t < \ell_i < \ell < L$ , le système est bidimensionnel.

et se comportera suivant la formule (1) avec  $d = 2$ . Les courbes de résistance en fonction de  $T$  et de magnéto-résistance permettent ainsi d'identifier le régime de localisation faible, de déterminer sa dimensionalité et les temps caractéristiques  $\tau_1$  (et  $\tau_0$ ).

Ces mesures donnent donc accès à des paramètres physiques du système, parfois plus aisément qu'avec d'autres méthodes.

### I.3 LA LOCALISATION POUR LA CARACTERISATION

#### Mesure des temps inélastiques ( $\tau_i$ ) :

Le champ magnétique fournit un étalon continu pour sonder les longueurs inélastiques  $\ell_i$  (ou  $\ell_{so}$ , associée au spin-orbite) : la longueur magnétique  $\ell_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$  ( $\ell_H \sim 0,25 \mu$  à 100 Oe) dépend exclusivement de l'intensité du champ appliqué. Une mesure de magnétorésistance permet de comparer  $\ell_i$  à  $\ell_H$  et détermine le temps inélastique  $\tau_i = \ell_i^2/D$ .

Sa dépendance en température, en général de la forme  $\tau_i \sim T^{-p}$  (typiquement  $\tau_i \lesssim 10^{-9}$  s à 1 K) renseigne sur le mécanisme inélastique dominant :  $p = d/2$  pour les collisions électron-électron (voir Schmidt (74)),  $2 < p < 4$  pour les collisions électron-phonon (voir Khampfir (85)). Notons que le temps associé au spin-orbite,  $\tau_{so} = \ell_{so}^2/D$  ne dépend pas de T ; pour connaître le mécanisme dominant à T et B donnés, on compare  $\tau_i$  et  $\tau_{so}$ .

#### Mesure de l'échelle du désordre :

Comme nous le verrons au chapitre IV, le champ magnétique permet aussi de sonder l'échelle du désordre. L'intérêt n'est pas tant de mesurer le libre parcours moyen que de vérifier qu'il fournit bien la longueur de coupure inférieure de la localisation faible. (voir chapitres IV et V).

#### Mesure de la température électronique ( $T_{el}$ ) :

Lorsque  $\tau_i$  ne dépend que de  $T_{el}$ , la résistatnce (ou la courbe de magnétorésistatnce) fournit un thermomètre pour les électrons qui est très sensible. On peut alors accéder au couplage thermique entre électrons et phonons (voir Anderson et al. (79)).

La théorie de la localisation qui prédisait des phénomènes nouveaux et calculait avec précision les différents effets pouvait ainsi être vérifiée dès le début des années 80. Parmi les myriades d'expériences, nous n'en mentionnerons que quelques-unes à titre d'exemple.

#### I.4 QUELQUES (BEAUX) RESULTATS EXPERIMENTAUX

La variation de résistance en fonction de la température étant d'autant plus forte que la dimensionalité est basse, on s'est attaché à fabriquer et mesurer des échantillons de dimensionalité 1 ou 2.

Giordano et al. (79) ont obtenu des fils de section triangulaire faible et ont pu observer la localisation faible à 1D par une mesure  $R(T)$ . Citons les très belles mesures de magnéto-résistance 1D sur des fils de Lithium de largeur comprise entre 300 Å et 25  $\mu\text{m}$  faites par Licini et al. (85).

Plus simples à réaliser, les nombreuses mesures de magnéto-résistance sur des films métalliques "sales" (obtenues par pulvérisation par exemple) s'accordent parfaitement avec les formules théoriques et permettent de mesurer les  $\tau_i$  et  $\tau_{so}$  (voir Bergmann (82b)).

Les expérimentateurs ne se sont pas restreints aux seuls échantillons métalliques : ils ont su tirer parti de différents dispositifs à semiconducteurs pour étudier la localisation faible (signalons une très belle expérience de localisation - et d'interactions - réalisée par Thornton et al. (86) sur une hétérojonction GaAs-GaAlAs montée d'un dispositif à effet de champ).

Les mesures de  $\tau_i$  ont permis de caractériser différents mécanismes inélastiques : Bishop et al. (82) observent un mécanisme électron-électron à 2d et Bergmann (82b) détermine  $\tau_{so}$  et  $\tau_s$  dus respectivement à l'interaction du spin avec le moment orbital et avec des impuretés magnétiques.

Citons pour finir trois expériences sur des concepts fondamentaux de la localisation faible.

Bishop et al. (84) ont utilisé l'anisotropie de la structure de bande du Silicium dopé pour vérifier que la loi d'échelle  $\beta(g)$  ne dépendait que d'un seul paramètre.

En mesurant les oscillations de magnéto-résistance d'un cylindre, Sharvin et Sharvin(81) ont montré que la localisation est bien liée à une boucle de diffusion (effet orbital). Ils ont ouvert la voie à de nombreuses expériences dans des topologies non convexes : réseaux périodiques, fractals ou quasipériodiques (voir par exemple Pannetier et al. (84), Douçot et Rammal (85)).

Et bien qu'il ne s'agisse plus d'électrons mais de photons, Akkermans et Maynard (85) ont calculé le renforcement du "backscattering" (correspondant au retour à l'origine décrit plus haut) de la lumière envoyée sur un milieu désordonné, ce qui a été confirmé expérimentalement par Wolf et Maret (85).

Après cet aperçu théorique et expérimental sur la localisation, mentionnons quelques domaines connexes qui traitent d'autres effets du désordre sur les conducteurs.

## I.5 AUTRES EFFETS DU DESORDRE

### Interactions :

Alors que la localisation faible est un problème à un corps plongé dans un potentiel aléatoire, le désordre peut modifier le régime d'interaction (coulombienne) des électrons : si l'écrantage statique n'est pas modifié par le désordre, l'écrantage dynamique est moins efficace (les électrons qui partent écranter une fluctuation de charge ne sont plus en régime balistique mais diffusif).

Altschuler et al. (79) ont calculé les variations de conductance en fonction de  $T$  et  $B$ . Elles peuvent se superposer aux effets de localisation faible, et pour distinguer les deux régimes on considère l'échelle caractéristique des interactions  $\ell_{int} = \sqrt{\frac{\hbar D}{kT}}$ , qui est la longueur de diffusion pendant le temps de thermalisation  $\hbar/kT$  : comme il est plus court que tous les temps inélastiques  $\tau_i$  - qui correspondent à des fluctuations d'énergie  $\hbar/\tau_i$  plus faibles que  $kT$  - le champ magnétique caractéristique des interactions  $H_{int} = \hbar/4e\ell_{int}^2$  est bien plus grand que celui de la localisation  $H_{loc} = \hbar/4e\ell_i^2$ .

### Effet(s) Hall quantique(s) :

Pour des systèmes bidimensionnels et sous très fort champ magnétique ( $\sqrt{\hbar/eB} \ll \ell_0 \ll \ell_i$ ), on entre dans le domaine de l'effet Hall quantique (E.H.Q.). Si l'échantillon est "propre" ( $\mu \gg 500\ 000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$  typiquement), les niveaux à un électron sont quantifiés et les paliers de Hall sont des multiples entiers de  $e^2/\hbar$  (voir par exemple Ando (82)). S'il est "sale" (typiquement  $\mu \sim 10\ 000\ \text{cm}^2/\text{Vs}$ ), on observe l'E.H.Q. fractionnaire décrit par un formalisme à  $N$  corps (voir Stormer (85)).

Conduction de Mott :

Lorsque le désordre ne peut plus être considéré comme une faible perturbation ( $V/W \ll 1$ , i.e.  $g \ll 1$ ), le régime est dit de localisation forte. Les fonctions d'onde ont une extension spatiale très réduite (quelques distances entre sites) et le transport électronique est assuré par hopping (effet tunnel assisté par phonons). La conductivité dépend alors fortement de la température ainsi que de la dimension ( $d$ ) :

$$\Delta G \propto \exp = (T_0/T)^{1/(d+1)}$$

(voir Mott et Davis (71)).

Pour conclure cette introduction à la localisation faible, voici deux articles de référence pour aborder le sujet : Bergmann (84) propose un article de revue regroupant des mesures sur des échantillons 2d et une interprétation accessible de la théorie. Plus récemment Lee et Ramakrishnan (85) ont fait une excellente revue des résultats théoriques et expérimentaux sur les systèmes désordonnés.

Comme nous l'avons vu, la localisation faible est maintenant bien établie avec une théorie cohérente et de très nombreuses expériences en excellent accord quantitatif avec les calculs. C'est dans ce contexte que nous avons tenté d'approfondir certains aspects encore inexplorés ou inexploités de la localisation faible.

## I.6 PRESENTATION DE LA THESE

Nous décrivons des mesures de résistance continue sous champ magnétique statique ( $B < 1$  T) ou électrique (statique,  $E < 100$  V/m ; en impulsion ; taux de répétition  $\nu < 10$  MHz ; ou en hyperfréquences,  $f < 16$  GHz). Elles permettent d'observer différents effets (quantique : localisation classique : diffusion élastique sous champ électrique, thermodynamique : chauffage et relaxation thermique des électrons) et de mesurer les paramètres physiques correspondants.

Afin de comprendre ces expériences, nous avons analysé (et parfois adapté) des calculs existant dans la théorie de la localisation en cherchant leurs conditions de validité, et nous avons porté une attention particulière à la caractérisation des échantillons.

Pour exposer nos résultats, la succession linéaire sera a priori imparfaite, à cause des connexions multiples entre expériences (voir figure I.5).

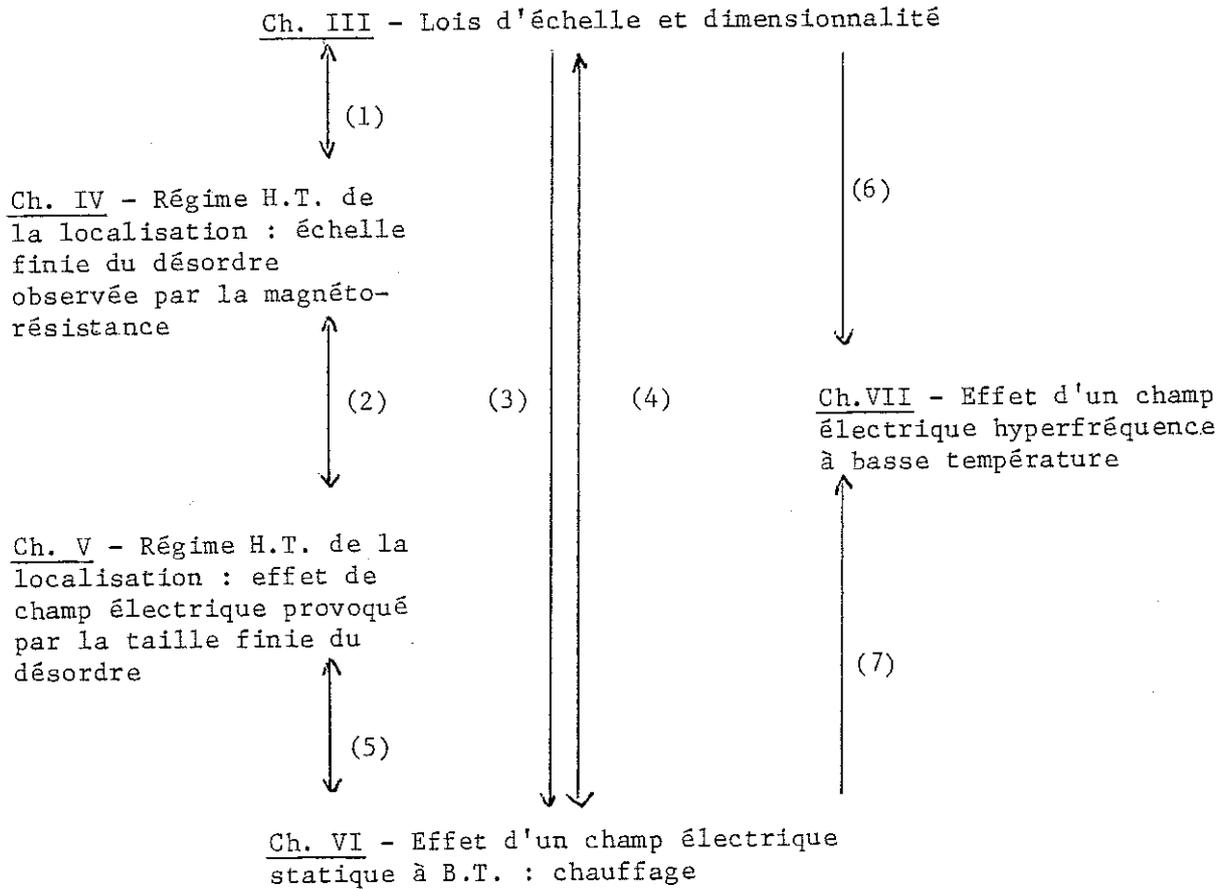
Au chapitre II, une présentation physique et technologique de GaAs est suivie de la description des échantillons et des conditions expérimentales.

Le chapitre III est consacré aux lois d'échelle et aux différents régimes dimensionnels (calculs et expériences).

Nous abordons le régime haute température de la localisation où la taille finie du désordre provoque de nouveaux phénomènes dans les chapitres IV (magnétorésistance) et V (effet d'un champ électrique statique).

Les deux chapitres suivants traitent de mesures de chauffage à basse température sous champ électrique, statique et en impulsions pour observer le chauffage des électrons (chapitre VI), hyperfréquence pour l'effet quantique-mélangé à l'effet thermodynamique- prédit par les théoriciens.

Dans les annexes, nous regrouperons différents développements calculatoires, un index des notations et des synopsis des résultats expérimentaux.



- (1) Magnéto-résistance 3d coupure en  $\lambda_0$
- (2) Confrontation des déterminations de  $\tau_i$
- (3) Localisation 1d, 2d -  
Détermination de  $\tau_{e-e}$  ( $< \tau_{e-ph}$ )
- (4) Difficulté à baisser  $T_{el}$  (chauffage)
- (5) Analyse des différents effets de  $E_{DC}$
- (6) Localisation 2d,  
Détermination de  $\tau_i$
- (7) Identification du chauffage

Fig. I.6 - Les connexions entre chapitres ne forment pas une chaîne linéaire.



## C H A P I T R E I I

### CONTEXTE EXPERIMENTAL

Après avoir rappelé quelques propriétés de GaAs, nous soulignerons son intérêt pour les expériences de localisation faible et son importance technologique. Nous décrirons ensuite les échantillons et les appareils utilisés pour des mesures "standard" - pour les dispositifs plus spécifiques, se reporter aux chapitres correspondants. Pour finir, la caractérisation des échantillons, indispensable à l'interprétation des résultats expérimentaux.



## II.1 PRESENTATION DE GaAs

### Propriétés physiques :

GaAs cristallise avec la structure Zinc-blende analogue à la structure Diamant mais sans centre d'inversion. C'est un semiconducteur de la famille des III-V (InP, InAs, Gap...) caractérisé par une faible masse effective,  $m^* = 0,07 m_e$ , au bas de la bande de conduction (voir fig. II.1 et II.2, le réseau réciproque et le diagramme de bandes de GaAs).

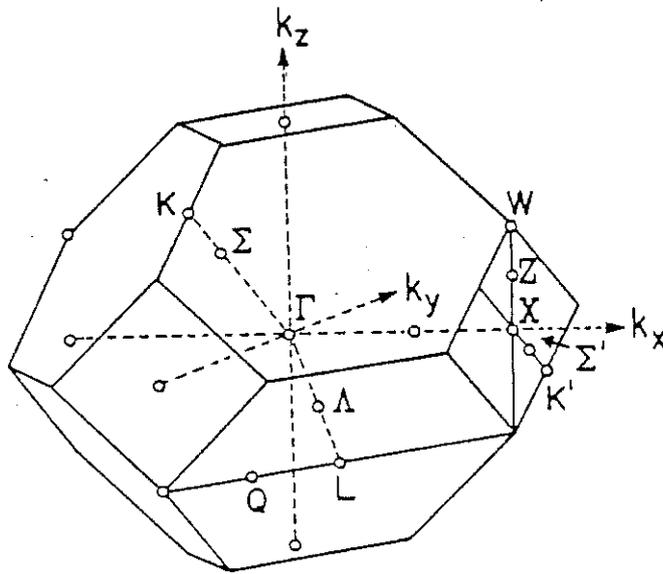


Fig.II.1 - 1ère zone de Brillouin de la structure diamant.

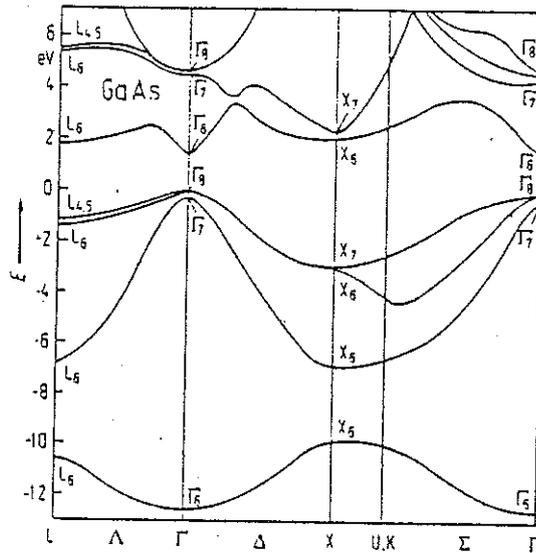


Fig. II.2 - Schéma de bandes de GaAs.  $E = 0$  indique le haut de la bande de valence (d'après Chelikovski et Cohen (76)).

Lorsqu'on le "dope" avec une faible concentration d'impuretés - ici de type n, par exemple Si - un atome de Si prend la place d'un atome de Ga. Parmi les quatre électrons de la couche externe de Si, trois assurent la liaison cristalline, le dernier étant lié à l'ion  $\text{Si}^+$  avec une énergie  $R^* = R_0 \times \frac{m^*}{\epsilon_r} \sim 6 \text{ mV}$  ( $R_0 = e^4 m_e / 2\hbar^2 = 13,6 \text{ eV}$  est le Rydberg ;  $\epsilon_r = 12$  est la permittivité électrique relative dans GaAs). Il faudra donc fournir à chaque électron  $R^* \sim 70 \text{ K}$  pour qu'il passe au bas de la bande de conduction.

Cette énergie peut provenir de l'agitation thermique, et la concentration en électrons suit une loi d'activation thermique. En fait si la concentration en impuretés est suffisamment grande, le recouvrement entre états voisins élargit la "bande d'impuretés" et pour une concentration critique  $N_D \sim 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , elle atteint le bas de la bande de conduction (voir fig. II.3). Alors des électrons venant des impuretés vont occuper des états de la bande de conduction et le système conduit même à température nulle. On dit qu'il est "métallique". On consultera par exemple Emel'Yanenko et al. (65) ou Mott et Davis (71) pour plus de détail.

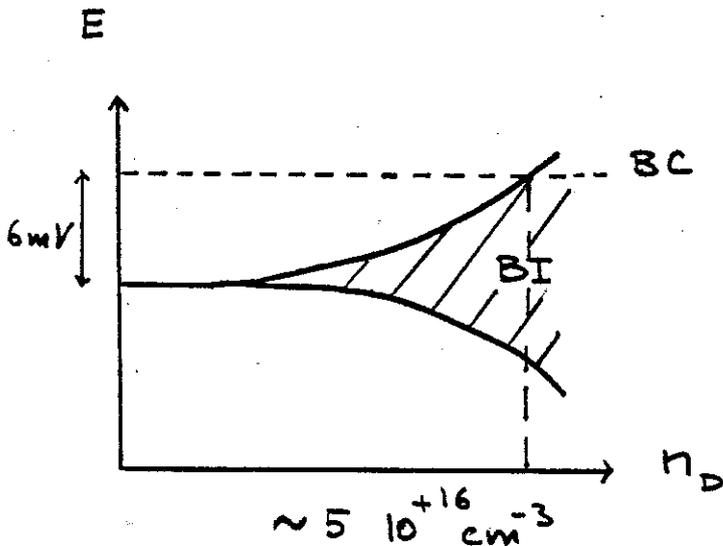


Fig. II.3 - Bande d'impuretés en fonction de la concentration de donneurs.

A  $T = 0$  GaAs fortement dopé se présente donc comme un métal contenant des impuretés ionisées qui diffusent les électrons par interaction coulombienne.

Intérêt de GaAs en localisation faible :

Les expériences de localisation faible sur des semiconducteurs présentent des avantages par rapport aux échantillons métalliques dont la résistance dépend de la concentration en défauts et le recuit ou le vieillissement modifient sa valeur. Dans un semiconducteur la concentration arbitraire d'impuretés permet en outre de déterminer la résistance a priori et de se placer où l'on veut par rapport à la transition métal-isolant.

Les avantages de GaAs comparé aux autres semiconducteurs sont :

- 1°) l'approximation de masse effective (bande parabolique) est excellente au bas de la bande de conduction ;  $m^*$  est isotrope et le bas de la bande de conduction n'est pas dégénéré (comme pour Si). En clair, on peut considérer les électrons comme des électrons libres de masse  $m^*$ .

2°) les états du bas de bande sont essentiellement de symétrie "s" (voir par exemple Fishman (85)). Le moment orbital étant nul, l'interaction spin-orbite est très faible et il n'y a plus qu'un temps inélastique dû aux interactions électron-électron ou électron-phonon (on n'a plus à considérer  $\tau_{so}$ ).

3°) La masse effective étant très faible, la constante de diffusion D est plus grande pour un même paramètre de perturbation :

$$k_F \ell_0 = \frac{m^* v_F}{\hbar} \cdot v_F \tau = \frac{m^*}{\hbar} D \cdot d$$

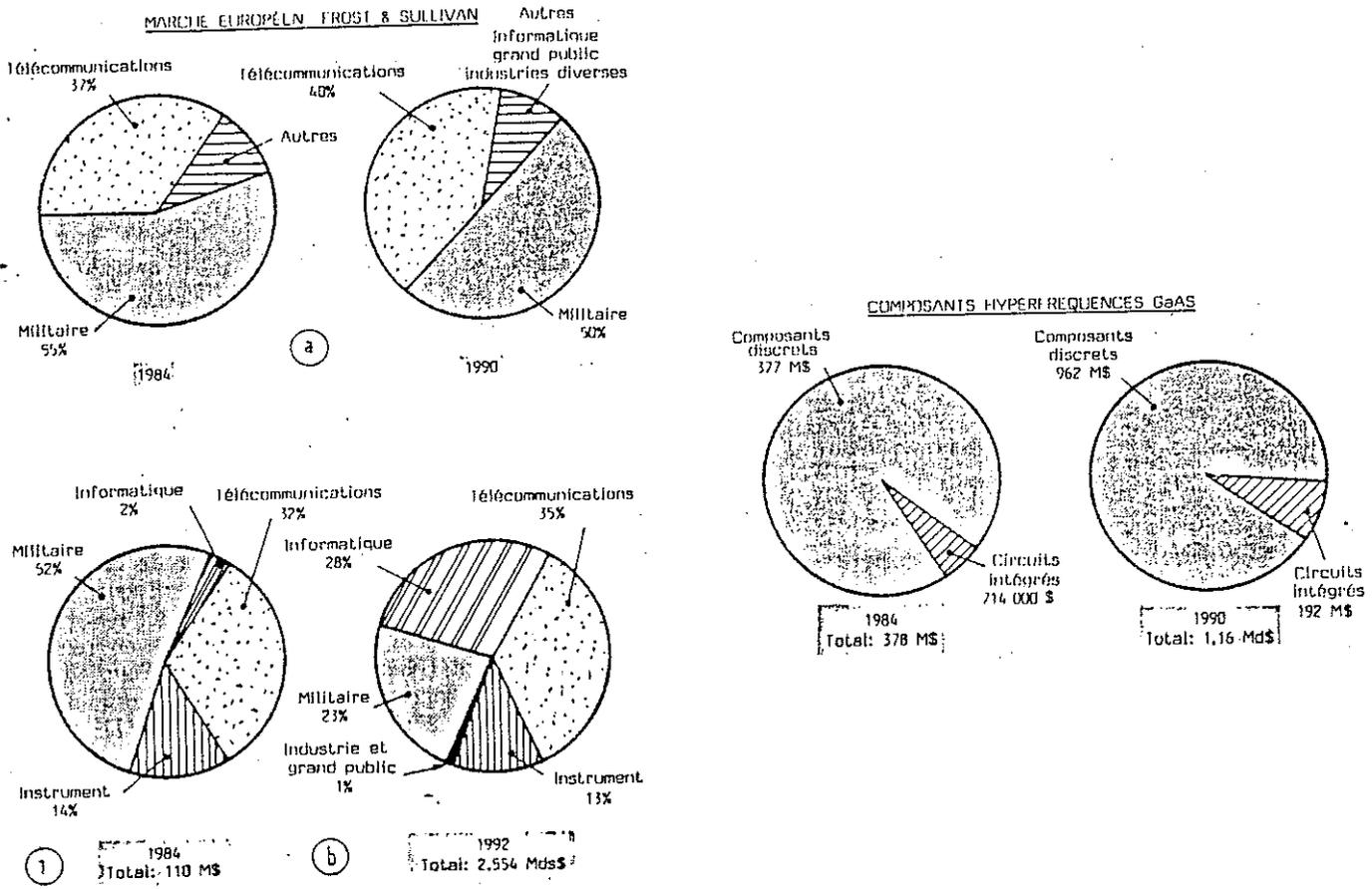
L'ordre de grandeur des  $\tau_i$  variant peu d'un matériau à l'autre ( $\tau_i \approx 10^{-9}$  s à 1 K), les tailles d'échantillons pourront être plus grandes lorsqu'on veut observer des dimensionnalités réduites

- i.e. avoir  $\ell_i = \sqrt{D\tau_i} > t$  ou  $\ell$ .

Cependant la variation du nombre de porteurs avec la température et les effets de bande d'impuretés vont affecter les courbes  $R(T)$  ( $\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{\Delta n_e}{n_e} \sim \frac{\Delta T}{100K} \sim 1\%$  à 10 K) et on ne pourra s'y fier à haute température pour les effets de localisation.

#### Importance technologique de GaAs :

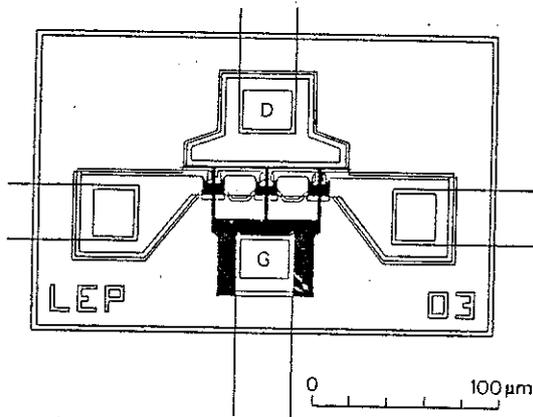
Outre cet aspect spécifique, GaAs connaît actuellement un grand développement technologique. La figure II.4 montre le volume et la répartition du marché de GaAs en 1984, et les prévisions pour les années 90. Il concerne surtout les composants discrets en hyperfréquences et les circuits intégrés fonctionnant à fréquence élevée (1 GHz). En effet, la grande mobilité des électrons dans GaAs ( $m_{GaAs}^* = 0,07 m_e$  contre  $m_{Si}^* = 0,2 m_e$ ) lui donne une place quasi imprenable dans les télécommunications, l'électronique militaire (radar...) et l'informatique rapide, malgré un prix de revient plus élevé. Parmi les produits, signalons le transistor à effet de champ et les futurs TEGFET fabriqués à partir d'hétérostructures GaAlAs sur GaAs. Notons aussi l'espoir en optoélectronique d'intégrer sur une même "puce" diodes laser et dispositifs électroniques.



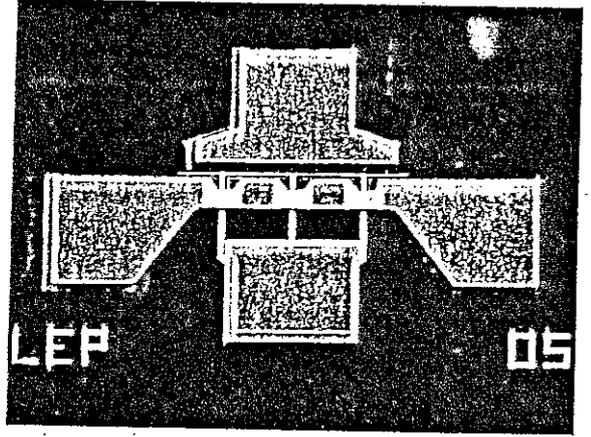
1. - Evolution des marchés européens et américains de l'arséniure de gallium. En Europe, selon Frost & Sullivan, le marché total devrait être de 1,16 Md \$ d'ici 1990 avec 50 % dans les applications militaires (a). Aux Etats-Unis, selon Gnostic Concepts Inc., le secteur militaire ne représenterait plus que 23 % d'un marché global de plus de 2,5 Mds \$ d'ici 1992 (b).

**Fig. II.4 - Evolution du marché de GaAs (tiré de L'électronique Industrielle n° 100, 15/1/86).**

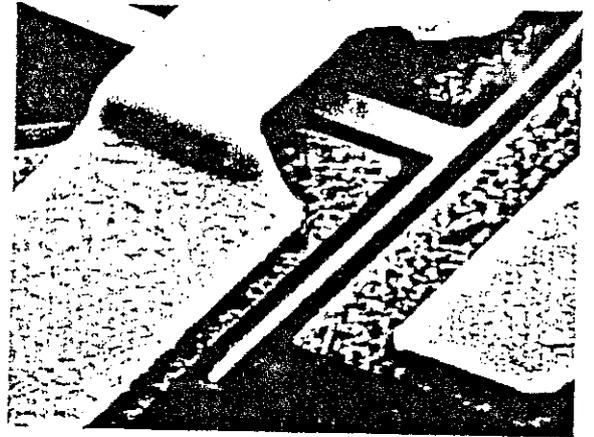
Afin de concurrencer le Silicium de plus en plus performant (définition meilleure que le micron), les laboratoires de recherche fondamentale ou appliquée tentent de réduire la taille des composants (voir figure II.5), le bruit, la puissance consommée, et d'augmenter fiabilité et fréquences de fonctionnement.



Structure du transistor à développement total de grille de  $75\ \mu\text{m}$  comportant quatre beam-lead afin de faciliter le montage.



Vue générale du transistor faible bruit en arséniure de gallium pour applications en bandes K et Ka.



Pont à air réalisant l'interconnexion des sources au-dessus de la ligne de grille.

Fig. II.5 - Dispositif en GaAs (LEP (84)).

En repoussant les limites des dispositifs, on entre dans un nouveau domaine de la physique et le "feed-back" de la recherche fondamentale devient très constructif : électrons à basse dimensionnalité (TEGFET), effets du désordre (?), autres effets quantiques dans les microdispositifs... (voir par exemple Les Houches 85,86, et le rapport annuel du LEP, 84, 85).

C'est ainsi que nous avons pu bénéficier de la collaboration du Laboratoire Central de Recherches de la Thomson CSF (D. Kaplan et M. Laviron) pour la conception et la réalisation de nos échantillons.

## II.2. CONDITIONS EXPERIMENTALES

### Echantillons :

Une première série (I) permettait de mesurer en 2 fils les résistances de motifs de différentes largeurs et longueurs, l'objectif initial étant d'observer des effets de taille sur ces systèmes. La figure II.6 montre le schéma de l'échantillon.

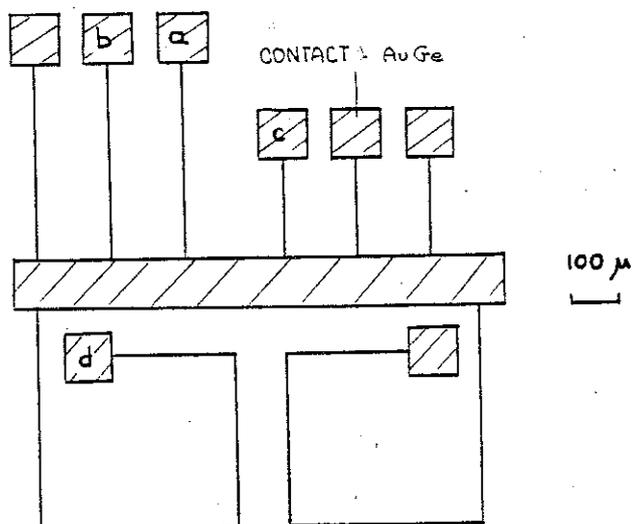


Fig. II.6 - Schéma de la première série d'échantillons (I). Pour réduire le nombre de connexions, un contact commun à tous les fils.

Afin de mieux caractériser le régime de transport, nous avons prévu, dans la seconde série (II), un motif de Hall (les proportions sont tirées de l'American National Standard F76-73, voir figure II.7) et 4 contacts par motif pour mesurer la résistance en 4 fils.

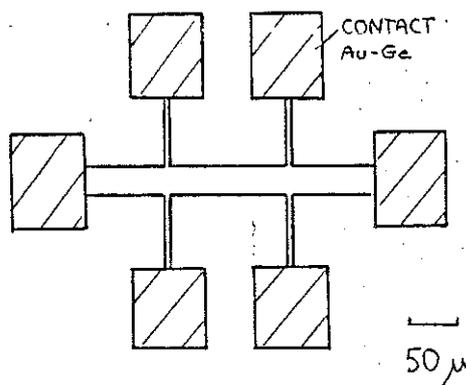


Fig. II.7 - Motif de Hall pour la 2<sup>ème</sup> série d'échantillons (II).

Les motifs étant définis, la réalisation comporte plusieurs étapes pour arriver à une "puce" de  $\sim 1 \text{ mm}^2$  à partir d'une plaquette de GaAs :

On part d'une plaquette de GaAs constituée de plusieurs couches superposées :

- un substrat GaAs,
- une couche semi-isolante GaAs dopé Cr,
- une couche tampon pour éviter la diffusion de Cr,
- une couche GaAs dopé n (Si ou S) d'épaisseur  $t \sim 0,5 \mu\text{m}$  (couche active).

Les plaquettes utilisées provenaient de la fabrique japonaise Sumitomo (voir figure II.8).

Couche active	: GaAs n $\sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Couche tampon	: GaAs non int. dopé
Couche semi-isolante	: GaAs dopé Cr
Substrat	: GaAs

Fig. II.8 - Plaquette utilisée pour fabriquer les échantillons.

1°) A l'aide d'un masqueur électronique, on prépare différents masques pour la gravure de la plaquette et la pose des contacts. Le faisceau d'électrons donne une bonne définition ( $< 0,2 \mu\text{m}$  dans notre cas).

2°) Pour chaque étape, on dépose une résine sur la plaquette, et après avoir aligné le masque avec la précision voulue on éclaire avec une lumière visible ou ultra-violet. La partie isolée se polymérise et on la sépare du reste de la résine : le motif a été photolithographié. Ensuite on procède à l'attaque de la plaquette par faisceau d'ions (Ar) ou par voie chimique (voir fig. II.9), et les contacts sont réalisés par dépôt d'Au-Ge qui diffusera dans la plaquette lors du recuit (voir fig. II.10).

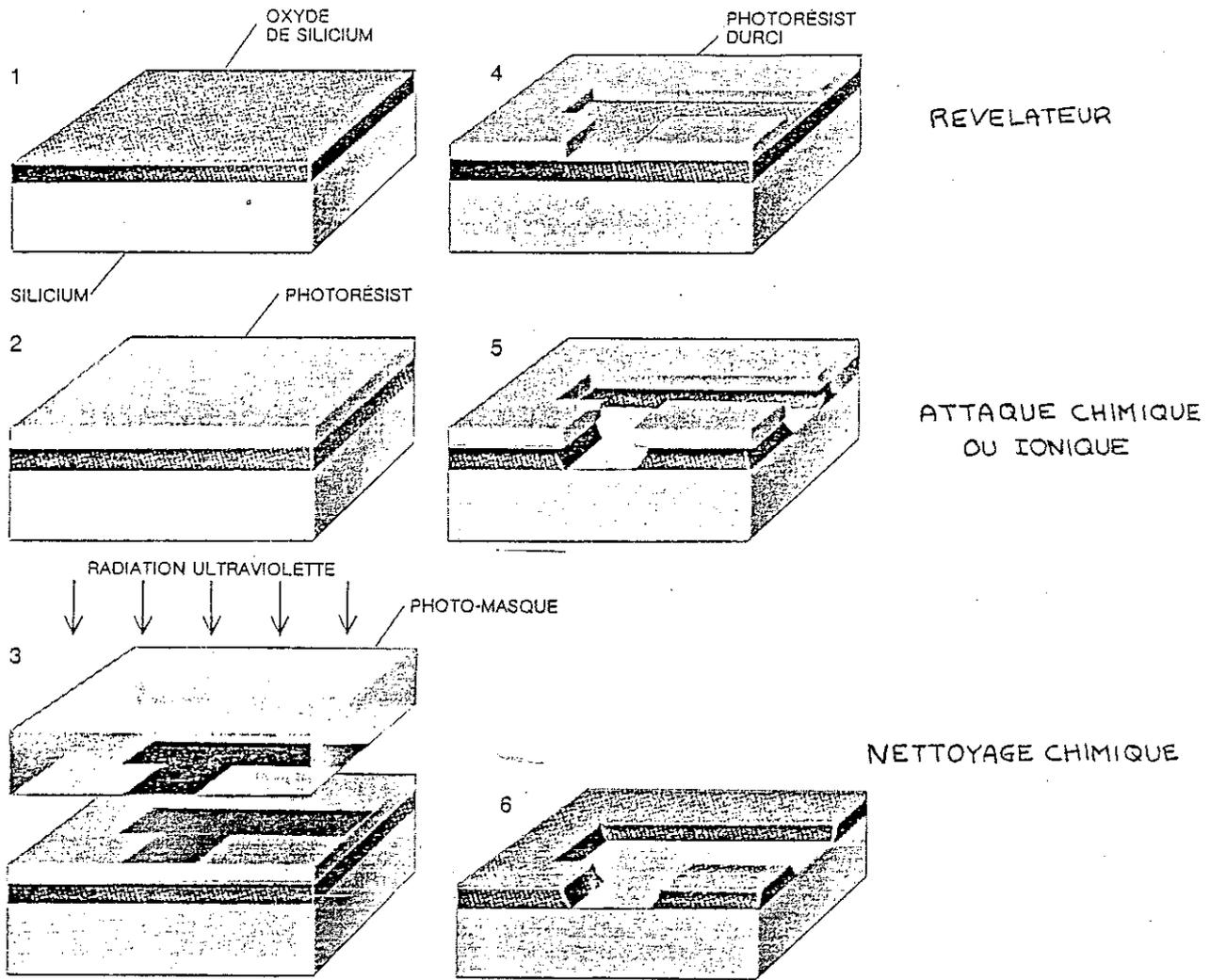


Fig. II.9 - Etapes successives de la photolithographie.

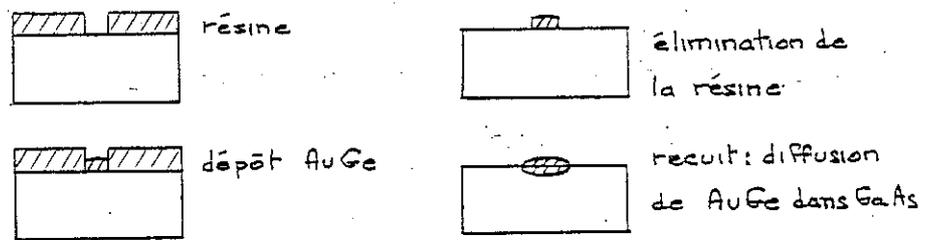


Fig. II.10 - Préparation des contacts ohmiques.

3°) Une fois que les motifs et les contacts ont été réalisés, on découpe les "puces" à l'aide d'une scie à diamant et on les trie au microscope optique. Elles sont collées à la laque d'argent sur des porte-échantillons et les connexions électriques sont établies avec des fils d'or de  $10 \mu$  de diamètre (thermocompression).

La figure II.11 montre des photos au microscope électronique d'un "peigne" de la série II. La définition des bords est délicate à maîtriser. Une gravure chimique (I), isotrope, ne donne pas des bords droits et une gravure par plasma (II), directive, peut endommager l'échantillon. Pour une meilleure définition ( $0,1 \mu$ ), il faudrait graver la résine directement au masqueur et procéder avec un plasma bien contrôlé (voir par exemple Les Houches 86).

#### Porte-échantillons :

Il doit satisfaire plusieurs critères :

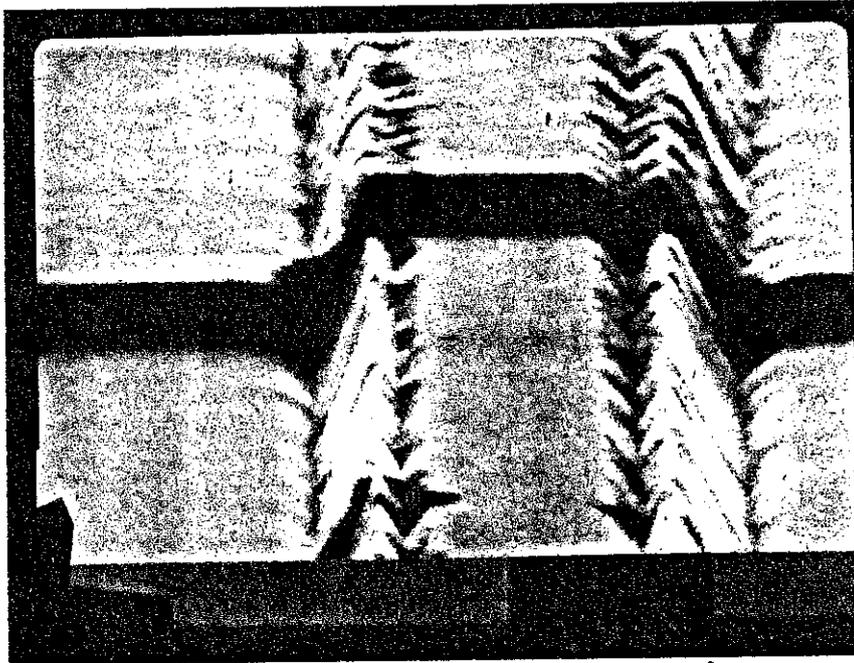
- contenir plusieurs motifs ( $\sim 10$  fils de connexion) (a) ;
- protéger mécaniquement l'échantillon et se monter facilement dans le cryostat (b) ;
- assurer un bon contact thermique avec la puce si l'ensemble est placé à l'extérieur de la boîte à mélanges (c) ;
- ne pas être magnétique (d).

La première série (I) était montée sur un boîtier de transistor qui satisfaisait (a) et (b) uniquement. Nous avons fait faire de nouveaux porte-échantillons\* satisfaisant (a) (c) et (d).

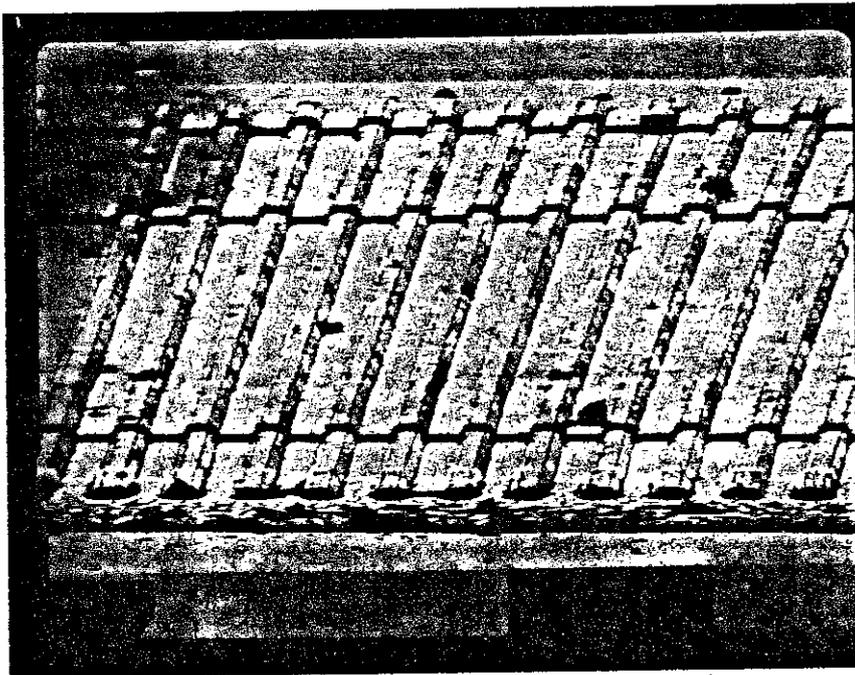
Il s'agit de plaquettes de saphir ( $10 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$ ) sur lesquelles des contacts en or ont été sérigraphiés (le saphir a une excellente

---

\* Nous tenons à remercier M. TERROT du Centre Interuniversitaire de Micro-Electronique de Grenoble.



1  $\mu$



10  $\mu$

Photographie au microscope électronique d'un "peigne" (série II) obtenu par attaque ionique : les bords des fils ont été endommagés. L'ombre correspond au contact ohmique déposé sur les fils.

conductivité thermique à basse température). La figure II.12 montre un échantillon monté sur son porte-échantillon et une thermocompression.

### Cryogénie :

Pour refroidir l'échantillon dans différentes gammes de température, nous avons utilisé trois cryostats :

- un cryostat à hélium gazeux muni d'une bobine supraconductrice (2T) entre 4,2 K et 300 K. L'échantillon est dans le gaz ;
- un cryostat à hélium liquide muni d'un électroaimant orientable (1 T) entre 1 K et 4,2 K<sup>x</sup>. L'échantillon est dans le liquide ;
- un cryostat à dilution (<sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He) muni d'une bobine supraconductrice (1T) entre 25 mK et 1 K (l'échantillon est placé dans la boîte à mélange), les fils d'amenée de courant sont en Cu (H.T.) puis en alliage supraconducteur (B.T.).

La température est mesurée à champ magnétique nul par une résistance de Ge ou de Pt préalablement étalonnée, que l'on place près de l'échantillon. On règle la température avec un pont 3 (ou 4) fils qui tient compte de l'écart entre les températures mesurée et désirée par la valeur instantanée (gain), la variation instantanée (dérivée) et l'évolution antérieure (intégrale). Le chauffage de la régulation est ainsi adapté à la puissance frigorifique (flux d'He pompé), à la fuite thermique (pertes) et à la capacité calorifique du cryostat. Après réglage, on peut stabiliser la température avec précision ( $\Delta T/T = 10^{-3}$  en  $\sim 10$  mn). Si l'on applique un champ magnétique, la température est mesurée à  $B = 0$  avec le thermomètre (Ge ou Pt) et régulée à l'aide d'un pont de capacité. La capacité, choisie pour sa

---

<sup>x</sup> Nous tenons à remercier P. MONCEAU du C.R.T.B.T. pour le prêt de son appareil.

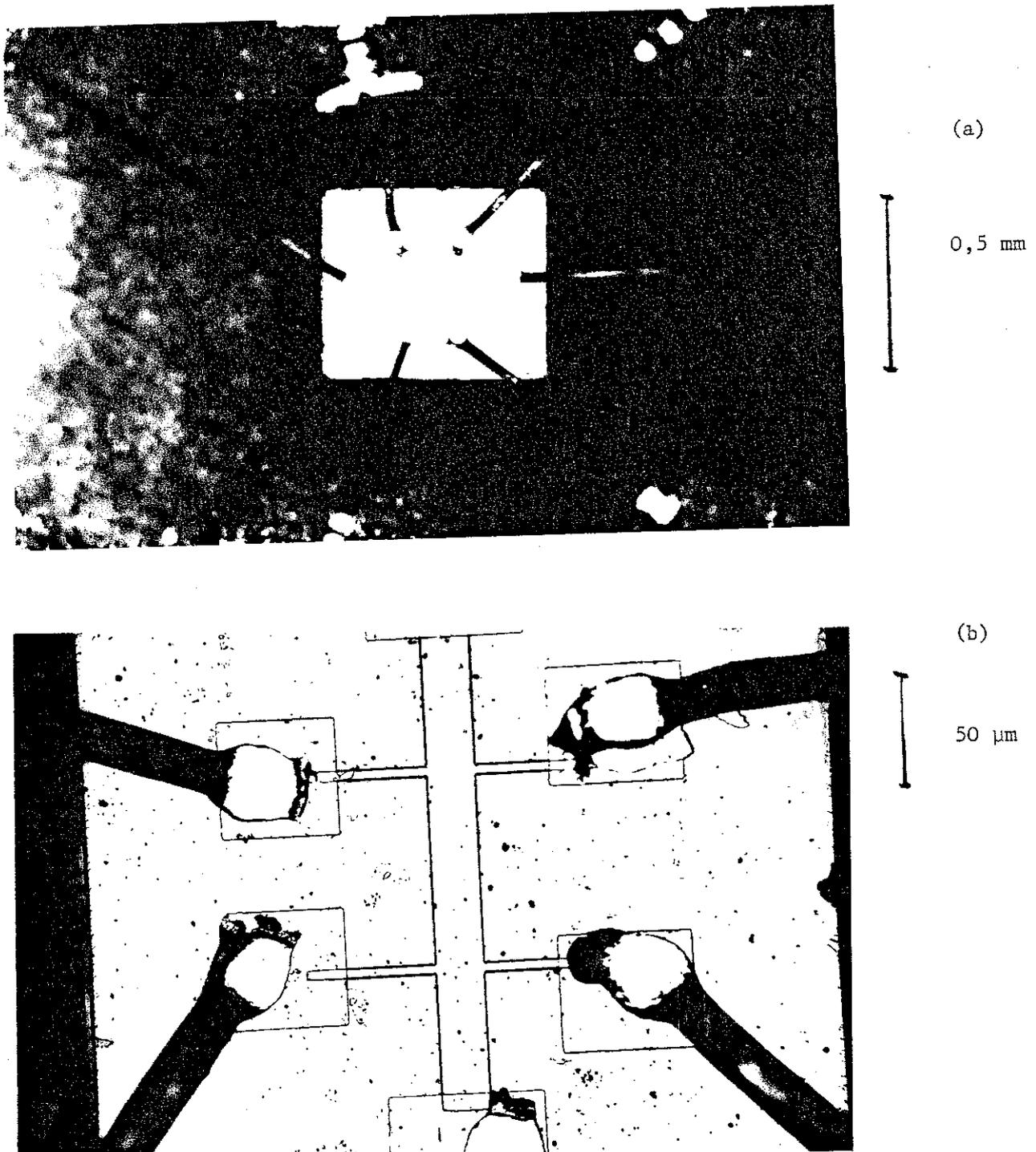


Fig.II.12 - Motif Hall (série II) monté sur un porte-échantillon :  
puce et fils de connexion (a), thermocompressions (b)  
(photos au microscope optique aimablement réalisées par  
J. GENESTE, C.R.T.B.T.).

sensibilité dans le domaine de température considéré (fort  $dC/dT$ ) est peu sensible au champ.

L'échantillon placé au "centre" de la bobine supraconductrice ou de l'entrefer de l'électroaimant, on détermine le champ respectivement par le courant dans la bobine supraconductrice ou à l'aide d'une sonde de Hall. Il reste alors à orienter le champ par rapport à l'échantillon (erreur d'orientation :  $\theta$ ). Le problème est critique si les effets dus à la composante perpendiculaire (à la direction désirée), pondérés par  $\sin\theta$  ( $\sim \theta$ ) sont plus importants que les effets de champ parallèle (pondérés par  $\cos\theta \sim 1 - \theta^2/2$ ). Lorsqu'il était possible d'orienter le champ (électroaimant), nous l'avons fait "empiriquement" en maximisant l'amplitude de magnétorésistance ( $\theta \sim 1^\circ \sim 2 \cdot 10^{-2}$  rad). Avec la bobine supraconductrice, nous nous sommes contentés d'une orientation à l'oeil ( $\theta \sim 5^\circ \sim 10^{-1}$  rad).

#### Mesures de résistance :

Grâce aux ponts haute impédance conçus au C.R.T.B.T. et fabriqués par Barras Provence, il est possible de mesurer en 4 fils de fortes résistances (de  $10 \Omega$  à  $1 M\Omega$ ) sous de faibles tensions ( $\sim 1$  mV), avec une précision meilleure que  $10^{-5}$ . Ils comportent une détection synchrone ( $\sim 30$  Hz) avec un équilibrage automatique de la quadrature. La mesure en 4 fils permet d'éliminer l'erreur due à la résistance des contacts ou des fils du cryostat. Ces ponts ont une sortie "déphasage", proportionnelle à la variation de résistance, qui permet de tracer aisément les courbes  $R(B)$  ou  $R(T)$ . La commande d'injection permet de limiter le courant de mesure imposé pour éviter de chauffer l'échantillon ou pour effectuer des mesures en fonction du champ électrique appliqué<sup>x</sup>. Enfin on peut mesurer avec une précision de l'ordre de  $10^{-4}$  la résistance de Hall, pourvu que la gamme d'impédance corresponde à la résistance entre plots de courant (si  $R_{\text{hall}} \ll R$ ). La figure II.13 montre le schéma de principe de la mesure au pont.

<sup>x</sup> Dans l'appendice nous montrons comment il faut déduire des mesures basse fréquence la caractéristique  $I(r)$  continue.

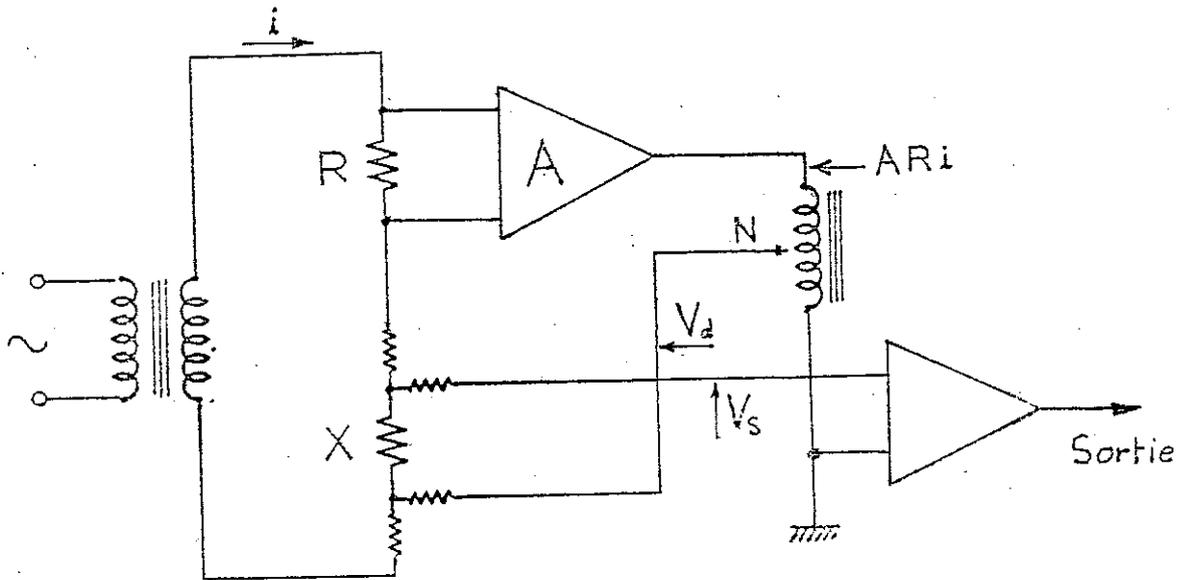


Fig. II.13 - Principe de la mesure au pont haute impédance.

R = résistance étalon  
 X = échantillon  
 N = boîte à décades  
 i = courant de mesure

### II.3. CARACTERISATION

Pour les mesures de localisation, il faut connaître au mieux différents paramètres ( $\tau$ ,  $l_0$ , D), afin de convertir les temps en longueurs dans le régime de diffusion ( $l = \sqrt{Dt}$ ), ou d'estimer l'échelle du désordre ( $l_0$ ,  $\tau$ ) et le paramètre de perturbation  $k_f l_0 \sim \frac{m^* D}{\hbar}$ .

Première série d'échantillons (I) (en collaboration avec H. Godfrin, C.R.T.B.T.)

Caractéristiques nominales :

- dopage  $= N_D \sim 10^{17} \text{ Si/cm}^3$
- dimensions :

Echantillon	a	b	c	d
épaisseur $t$ ( $\mu\text{m}$ )	0,32	0,32	0,32	0,32
largeur ( $\mu\text{m}$ )	0,9	2,4	5,5	5,3
longueur $L$ ( $\mu\text{m}$ )	400	400	200	1450

Comportement à basse température :

Les mesures  $R(T)$  montrent 3 régimes entre 1 K et 300 K (voir figure II.14).

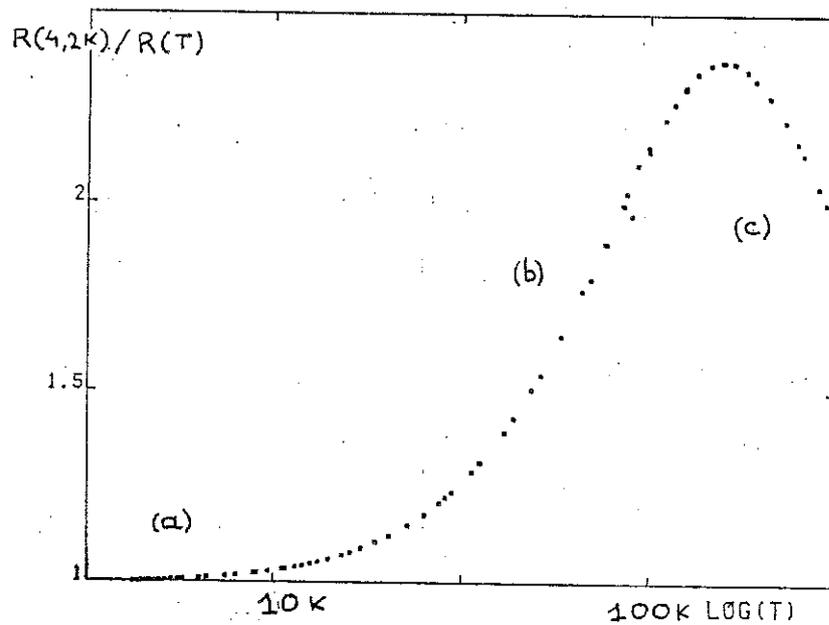


Fig. II.14 - Conductance des fils de la série I en fonction de la température. On observe 3 régimes :  
 (a) localisation, (b) activation thermique des porteurs,  
 (c) chute de mobilité due aux phonons.

De 1 K à  $\sim 10$  K, la résistance  $R$  décroît avec la température  $T$  ; ceci est attribué à la localisation faible (voir chapitre III). De  $\sim 10$  K à  $\sim 100$  K, la résistance continue de décroître avec  $T$ , à cause de l'activation des électrons de la bande d'impureté vers la bande de conduction (voir plus loin). De 150 K à 300 K, la résistance croît avec la température car la mobilité est limitée par les phonons.

Afin de tirer plus de renseignements sur le nombre de porteurs libres à basse température, on exploite le second régime à l'aide du modèle suivant (pour plus de détail sur la conductivité de GaAs fortement dopé, voir Oliver (62), Emel'Yanenko et al. (65), Sernelius et Berggren (81)) : les électrons peuvent se répartir sur deux niveaux, la bande d'impuretés (BI) et le bas de la bande de conduction (BC), séparés par  $\Delta E$ . L'échantillon étant "métallique", la bande de conduction est peuplée même à  $T = 0$  (densité  $n_{BC}^0$ ). La température active les électrons de la bande d'impuretés (densité à  $T = 0$  :  $n_{BI}^0$ ) vers la bande de conduction (voir fig. II.15). On a donc à ajuster les mesures de conductivité ( $\sigma$ ) avec la formule

$$\sigma(T) = \sigma_0 \left( 1 + \frac{n_{BI}^0}{n_{BC}^0} e^{-\Delta E/k_B} \right)$$

sachant que  $n_{BC}^0 + n_{BI}^0 = N_D$  (semiconducteur non compensé).

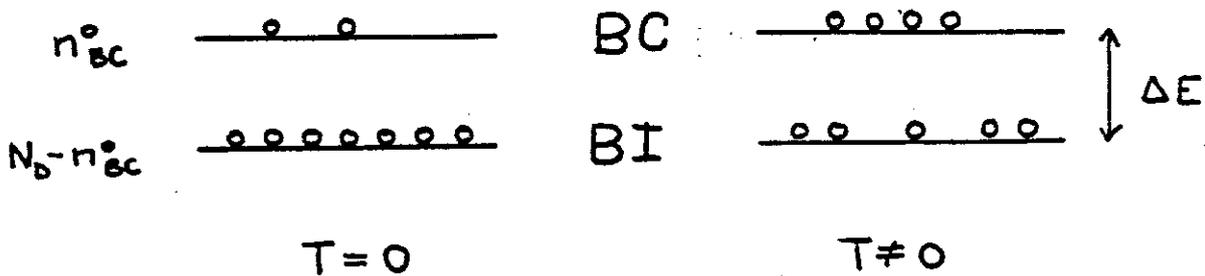


Fig. II.15 - Modèle à deux bandes.

L'accord modèle-expérience est satisfaisant si l'on prend pour paramètres ajustables

$$\Delta E = 9 \text{ mV} \sim \frac{3}{2} R^{\frac{2}{3}}$$

(voir fig. II.16)

$$n_{BC}^{\circ} = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3} \sim \frac{1}{3} N_D$$

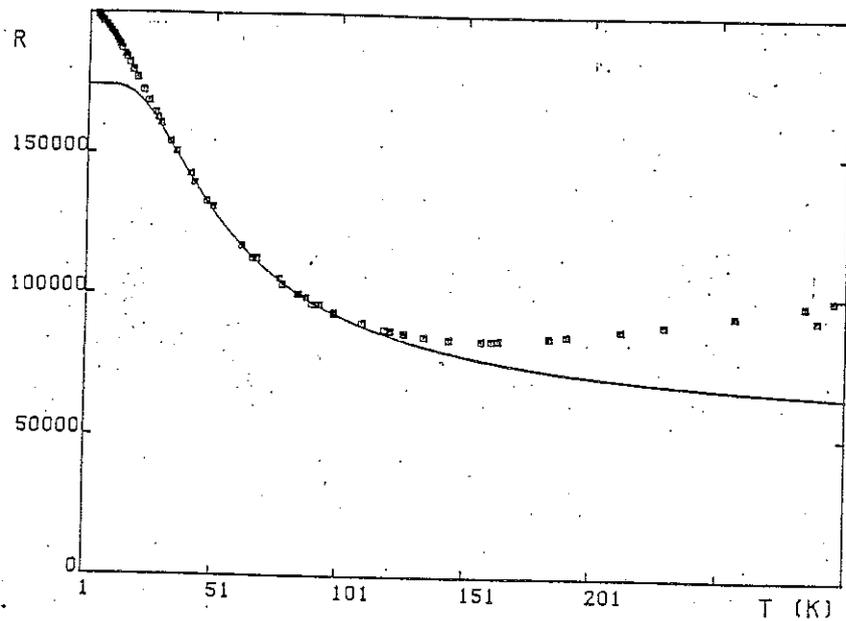


Fig. II.16 - Résistance des fils de la série I (a) et "fit" avec le modèle à deux bandes (trait continu). Il décrit bien l'activation thermique des porteurs !

Le nombre de porteurs libres à basse température,  $n_{BI}^{\circ}$ , fournit :

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 n_{BC}^{\circ})^{2/3} \sim 60 \text{ K}$$

$$v_F = \left(\frac{2E_F}{m^*}\right)^{1/2} \sim 1,6 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$$

d'où à basse température :

$$\tau = \mu \frac{m^*}{e} = 2,1 \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

$$\ell_0 = v_F \tau = 330 \text{ \AA}$$

$$D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

$$k_F \ell_0 = \frac{3Dm^*}{\hbar} = 3,2$$

Notons que la mobilité a été supposée constante et que l'erreur relative commise en prenant une densité électronique constante  $n_{BC}^{\circ}$  vaut :

$$\frac{n_{BI}^{\circ}}{n_{BC}^{\circ}} = \frac{e^{-\Delta E/k_B T}}{e^{-\Delta E/k_B T}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ à } 10 \text{ K}$$

Deuxième série d'échantillons (II) :

Elle a été obtenue à partir d'une plaquette de GaAs dopé au soufre  $n_D = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (épaisseur nominale de la couche active :  $t = 0,48 \mu$ ). Comme elle comporte un motif de Hall, nous avons obtenu le nombre de porteurs plus directement. La figure II.17 montre les

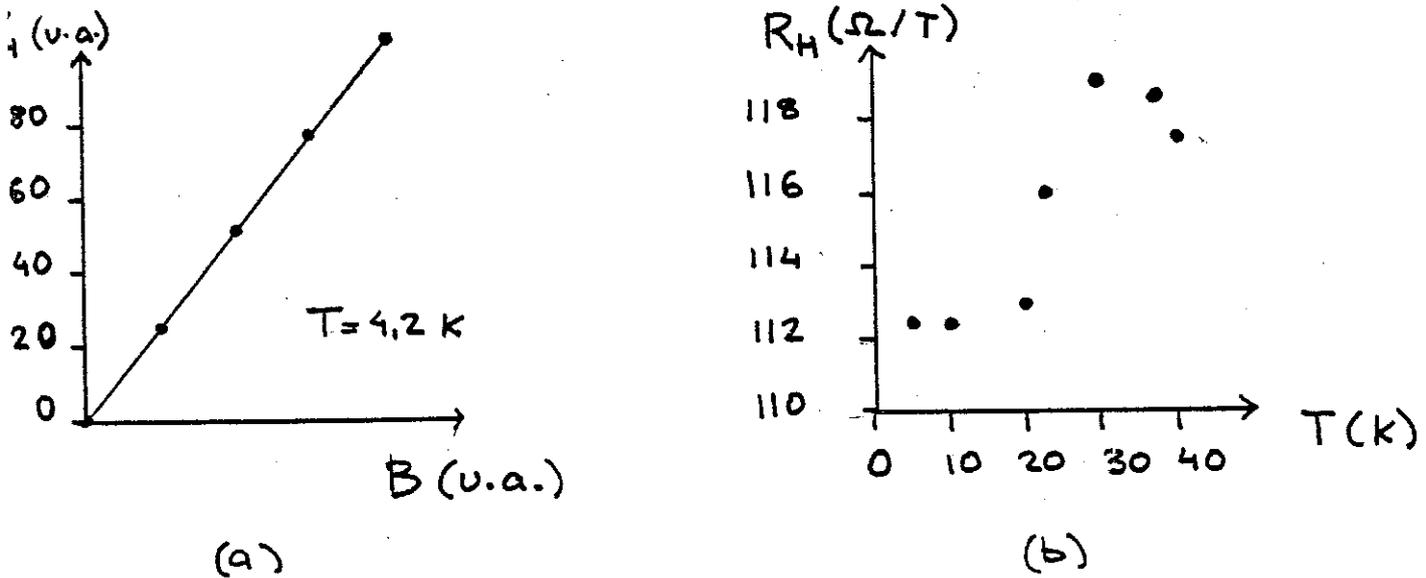


Fig. II.17 = Tension de Hall en fonction du champ magnétique(a) et résistance de Hall en fonction de la température (b), mesurées sur le motif de Hall de la série II.

mesures de Hall effectuées au pont haute impédance. La variation en température de la résistance de Hall  $R^H$  s'interprète là aussi par un modèle à deux porteurs, chaque bande ayant une résistance de Hall

$R_i^H$  ( $i = 1, 2$ ) et une contribution à la conductance  $\sigma_i$  (voir Ziman (69) et Emel'Yanenko et al. (65)).

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$$

$$R^H = \frac{\sigma_1^2 R_1^H + \sigma_2^2 R_2^H}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}$$

La variation expérimentale de  $R_H$  étant faible on suppose que la bande d'impuretés a une contribution négligeable - ce qui est concevable puisque le dopage est plus important que pour la série I.

En prenant  $R_H = 110 \Omega/T$ , on obtient la densité d'électrons libres  $n_{BC}^\circ = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . On vérifie que la population de la bande d'impuretés  $n_{BI}^\circ = N_D - n_{BC}^\circ \sim 0,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  a une contribution négligeable en estimant l'erreur commise sur  $n_{BC}$  à 100 K avec la loi d'activation du paragraphe précédent :

$$\frac{\Delta n_{BC}}{n_{BC}} \sim \frac{n_{BI}^\circ}{n_{BC}^\circ} e^{-100K/100K} \sim 20 \%$$

Nous prendrons donc pour densité d'électrons libres :

$$n = n_{BC}^\circ = 1,1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

on en déduit

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m^*} (3\pi^2 n)^{2/3} \sim 130 \text{ K}$$

$$v_F = \left(2 \frac{E_F}{m^*}\right)^{1/2} \sim 0,25 \cdot 10^6 \text{ ms}^{-1}$$

et avec la conductivité mesurée à  $T = 4,2 \text{ K}$

$$\sigma = 1300 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$$

On obtient

$$\tau = \sigma m^* / e^2 n = 3 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

$$\ell_0 = v_F \tau \sim 70 \text{ \AA}$$

$$D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau \sim 6 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

$$k_F \ell_0 = \frac{3m^* D}{\hbar} \sim 1,1$$

Remarquons que cet échantillon se situe très près de la transition métal-isolant ; on s'attend donc à de forts effets de localisation.

Signalons pour finir que conformément au modèle à deux bandes (voir Ziman (69)), ces échantillons présentent de la magnéto-résistance positive anisotrope à haute température (pour  $B \perp E$  uniquement), lorsque la magnéto-résistance négative due à la localisation a disparu (voir fig. II.18).

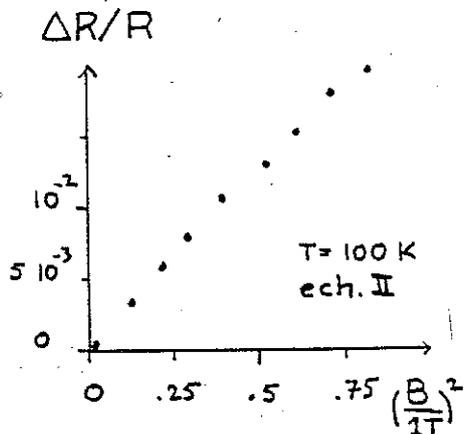


Fig. II.18 - Magnéto-résistance positive observée à  $T = 100 \text{ K}$  sur le motif de Hall (II) lorsque  $B \perp E$ . Elle est due à la présence de deux types de porteurs.

La même série de motifs a été réalisée sur d'autres couches ( $0,18 \mu < t < 0,5 \mu$  ;  $10^{17} \text{ cm}^{-3} < N_D < 2,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) et le cas échéant, (CH VIII) une caractérisation sommaire est présentée avec l'expérience.

Questions de reproductibilité :

C'est une difficulté essentielle à laquelle nous avons été confrontés : la résistance des échantillons peut varier d'un facteur 2 d'une expérience à l'autre, sans pour autant changer radicalement la correction de localisation (variation de conductance). On peut provoquer de telles variations avec un cyclage thermique (remontée à l'ambiante) ou en soumettant l'échantillon à de forts courants (mesure de résistance au "metrix" par exemple) à basse température.

L'effet peut provenir des contacts (lors d'une mesure de résistance en deux fils) : ils sont obtenus par thermocompression d'un fil d'or sur un dépôt diffusé d'Au-Ge. Une contrainte mécanique due à une forte variation de température peut provoquer une soudure sèche. D'autre part le nombre de porteurs est sensible aux états de surface (adsorption d'O<sub>2</sub> par exemple), qui peuvent être modifiés par un fort courant.

Cependant ces variations affectent R et non pas  $\frac{\Delta R}{R^2} \propto -\Delta\sigma$  (en fonction de T ou B). Le comportement en localisation faible est donc reproductible.

### C H A P I T R E   I I I

#### LOIS D'ECHELLE ET DIMENSIONNALITE

Depuis ses développements récents, la localisation est décrite simplement par des lois d'échelle où la dimensionnalité joue un rôle important. Bien que cet aspect ait été largement traité, tant en théorie qu'en expérience, il nous a semblé utile de reprendre des considérations simples sur les lois d'échelle, les différents régimes dimensionnels et les "cross-over" dimensionnels. Nous présentons aussi des mesures de résistance et de magnétorésistance sur une même série d'échantillons, qui font successivement apparaître la localisation à 1D, 2D et 3D. Différentes méthodes permettant de déterminer les temps inélastiques sont utilisées et évaluées, en particulier l'observation du cross-over 2D-1D sur des motifs de largeur différente.



### III-1 LE POINT DE VUE THEORIQUE

Les physiciens aiment parfois se placer dans des systèmes de dimension différente de 3 pour des raisons variées :

- les modèles peuvent y être exactement solubles (par exemple le modèle d'Ising à 2D) ;
- la dimension peut décrire la géométrie des systèmes invariants par homothétie interne (fractals) ;
- elle peut être un paramètre critique du problème (pour  $d \leq 2$  une marche au hasard est récurrente).

Dans le cas de la localisation, par exemple, on observera les basses dimensionnalités par une comparaison quantitative des lois d'échelle ou par d'éventuelles anisotropies. On pourra aussi observer l'un des aspects les plus exotiques de la localisation, le cross-over dimensionnel (proposé par Imry et Ovadiahu (82)) : en faisant varier la température, un échantillon peut changer de dimensionnalité. On parle de cross-over par opposition à une transition plus brutale (phénomènes critiques). La largeur du cross-over le rend d'ailleurs plus délicat à observer : il faut une large fenêtre expérimentale.

D'autre part, un échantillon peut avoir des dimensionnalités différentes suivant l'aspect du transport électronique auquel on s'intéresse.

#### Différentes dimensionnalités d'un conducteur électronique.

##### a. Dimensionnalité quantique $d_Q$ :

Si l'on s'intéresse aux états à 1 électron du système non perturbé par le désordre (pas de diffusion sur les impuretés), la

longueur caractéristique est la longueur d'onde au niveau de Fermi,  $\lambda_F$ ;  $d_Q$  compte le nombre de degrés de liberté dynamiques du système (voir fig. III.1).

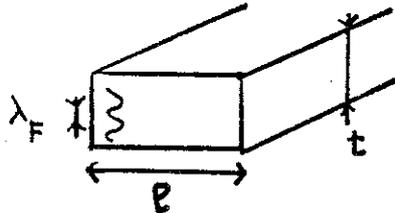
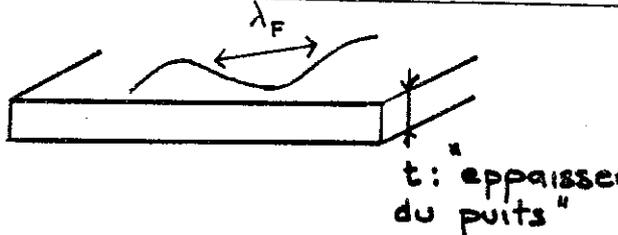
Cas	$\lambda_F < t < \ell$	$t < \lambda_F < \ell$
$d_Q$	3	2
Exemple	Cette thèse	v.p.ex. ANDO
		
Conséquence : densité d'état	$\frac{dM_{3D}}{dE} \sim E^{1/2}$	$\frac{dn_{2D}}{dE} \sim E^0$

Fig. III.1 - Dimensionnalité quantique.

b. Dimensionnalité du régime de diffusion,  $d_D$  :

Dans le cadre de la localisation faible, la diffusion classique constitue la première correction au transport liée au désordre. La longueur caractéristique est le libre parcours moyen :  $\ell_0 = v_F \tau$  (voir figure III.2).

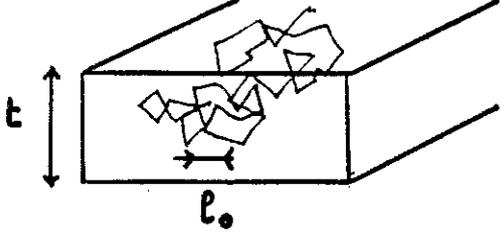
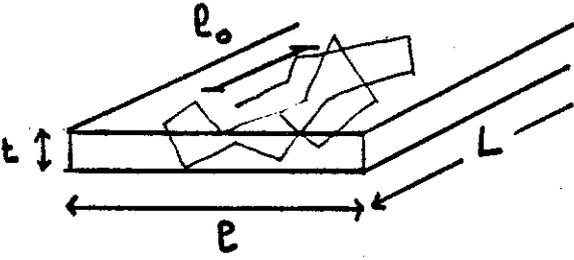
<p>cas <math>l_0 &lt; t &lt; L</math></p> <p><math>d_D</math> 3</p> <p>exemple cette thèse</p>	<p><math>t &lt; l_0 &lt; l &lt; L</math></p> <p>2</p> <p>voir par exemple Raffy et al. (85)</p>
	
<p>Conséquences :</p> <p>1° coefficient de diffusion <math>D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau</math></p> <p>2° Cooperon <math>C = \sum_{q_x q_y q_z} \frac{1}{D(q_x^2 + q_y^2 + q_z^2) + \frac{1}{\tau_i}}</math></p>	<p><math>D = \frac{1}{2} v_F^2 \tau</math></p> <p><math>C = \sum_{q_x q_y} \frac{1}{D(q_x^2 + q_y^2) + \frac{1}{\tau_i}}</math></p>

Fig. III.2 - Dimensionnalité du régime de diffusion

c. Dimensionnalité du régime de localisation :

Au-delà de la diffusion classique, la première correction - quantique - liée au désordre est la localisation. La longueur caractéristique est la longueur de diffusion inélastique :

$$l_i = \sqrt{D\tau_i}$$

(voir par exemple Imry et Ovadia'u (82)). C'est la distance sur laquelle un électron diffuse entre deux collisions inélastiques (en général le temps inélastique  $\tau_i$  varie avec la température suivant une loi de puissance  $\tau_i \sim T^{-p}$  où  $p$  dépend du mécanisme inélastique) (voir figure III.3).

Les différentes dimensions doivent vérifier :

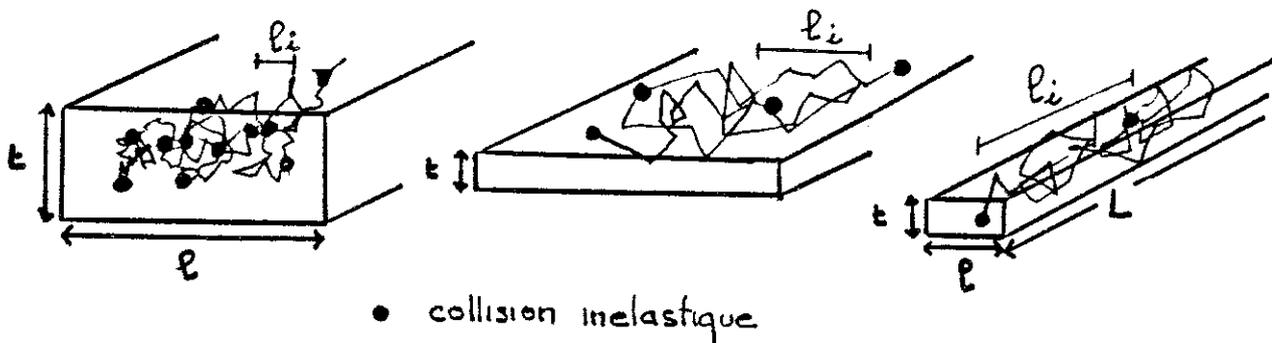
$$0 \leq d_L \leq d_D \leq d_Q \leq 3$$

et pour les expériences présentées dans cette thèse

$$d_Q = 3 \quad d_D = 3$$

$$(\lambda_F \lesssim 500 \text{ \AA} ; \ell_0 \lesssim 300 \text{ \AA}, t \gtrsim 2000 \text{ \AA}).$$

Cas	$\ell_i < t < \ell < L$	$t < \ell_i < \ell < L$	$t < \ell < \ell_i < L$
$d_L$	3	2	1
ex	Morita et al. (14)	Bergmann (82b)	Liccini et al. (85)



Conséquences : excès de résistance :	$\Delta R \sim \frac{-l}{\sqrt{\ell_i}}$	$\Delta R \sim \text{Ln} \frac{\ell_i}{\ell_0}$	$\Delta R \sim \ell_i$
Magnétorésistance à grand champ	$\Delta R(H) \sim -\sqrt{H}$	$\Delta R(H) \sim \ell_n H$	

Fig. III.3 - Dimensionnalité du régime de localisation.

La dimensionnalité en localisation vue par les lois d'échelle sur la conductance.

Le rôle de la dimensionnalité a été clairement établi dans l'article "de la bande des quatre" (Abrahams et al. (79)) où tout le problème de la localisation - faible ou forte, à  $T = 0$  - est ramené à l'étude des lois d'échelle pour la conductance d'un hypercube de côté  $L$ , exprimée en unités  $e^2/h$ ,  $g(L)$  :  $\beta = \frac{\partial \text{Log } g}{\partial \text{Log } L}$  ne doit dépendre que de  $g(L)$ , seul paramètre relevant. Pour de faibles conductances,

$$g(L) \sim e^{-L/\xi}$$

où  $\xi$  est la longueur de localisation. D'où

$$\beta = \ln \frac{g}{g_c}$$

A la limite d'un désordre faible ( $g \rightarrow \infty$ ) on retrouve la loi d'Ohm

$$g(L) = L^{d-2}$$

d'où

$$\beta = d - 2.$$

Entre les régimes asymptotiques on interpole par une fonction continue et monotone (voir figure III.4).

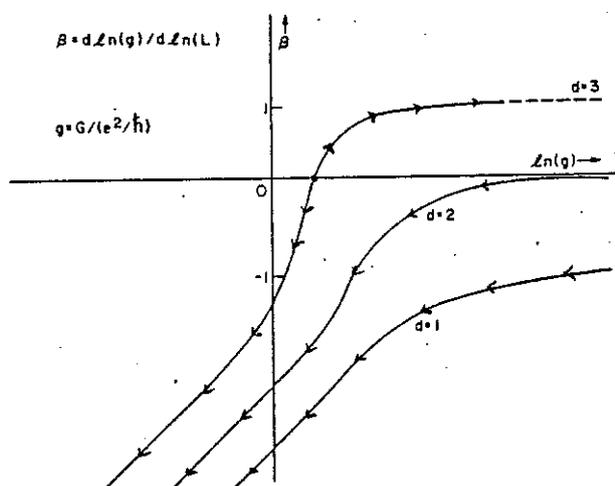


Fig. III.4 - Loi d'échelle  $\beta(g) = \frac{\partial \text{Ln}g(L)}{\partial \text{Ln}L}$  pour  $d = 1, 2, 3$ . Les flèches indiquent l'évolution quand la taille du système tend vers l'infini : transition métal ( $g \gg 1$ ) - isolant ( $g \ll 1$ ) à 3D, systèmes isolants à 2D (marginale) et 1D.

Pour  $g \gg 1$ , on peut développer  $\beta$  au premier ordre en  $1/g$  :

$$\beta = d - 1 - \frac{g_d}{g}$$

où  $g_d$  est une constante dépendant de la dimension  $d$ . Les différentes valeurs de  $g_d$  ont été calculées dans le cadre de la réponse linéaire (voir chapitre I) :

$$g_3 = \frac{1}{\pi^3}$$

$$g_2 = \frac{1}{\pi^2}$$

$$g_1 = \frac{1}{\pi}$$

Il est alors a priori possible de calculer  $g(L)$  à partir de  $g(\ell_0)$ , à  $T = 0$ , et tant que  $g \gg 1$  ( $\ell_0$  : libre parcours moyen).

Expérimentalement on peut obtenir des basses dimensionnalités mais pas le zéro absolu ! Pour tenir compte des effets thermiques, Thouless (77) a introduit  $\ell_i$ , la longueur de diffusion inélastique. En effet, la localisation faible est liée à la cohérence de phase de l'électron, que détruit une collision inélastique. Tout se passe comme si l'électron ne pouvait "voir" le désordre plus longtemps qu'un temps inélastique  $\tau_i$ . D'autre part, il est insensible au désordre sur des distances plus courtes que  $\ell_0$ , longueur parcourue entre deux collisions. Les échelles de longueur  $L$  qui contribuent à la localisation vérifient donc :

$$\ell_0 < L < \ell_i$$

On peut alors calculer explicitement la conductance d'un échantillon parallélépipédique faiblement localisé par la procédure suivante :

- 1°) on part d'un cube (carré ou segment, suivant  $d_D$ ) de taille  $\ell_0$ , de conductance  $g(\ell_0)$  ;
- 2°) on applique les lois d'échelle aux dimensionnalités adéquates jusqu'à la taille  $\ell_i$  (dimension  $d_L$ ) en intégrant le(s) équation(s-

différentielle(s)

$$\beta = \frac{\partial \text{Log } g}{\partial \text{Log } L} = d - 2 - \frac{g_d}{g}$$

où  $d$  est le nombre de degrés de libertés concernés par l'homothétie.  
Remarquons que dès que  $L$  est égale à un côté de l'échantillon,  
 $d$  diminue de 1.

3°) au-delà de  $\lambda_1$ , il n'y a plus de phénomènes quantiques, on applique  
la loi d'Ohm ( $\beta = d_L - 2$ ).

La figure III.5 montre les différentes étapes du calcul de  
la conductance d'un "fil" avec  $d_D = 3$ ,  $d_L = 1$ . On généralisera facile-  
ment.

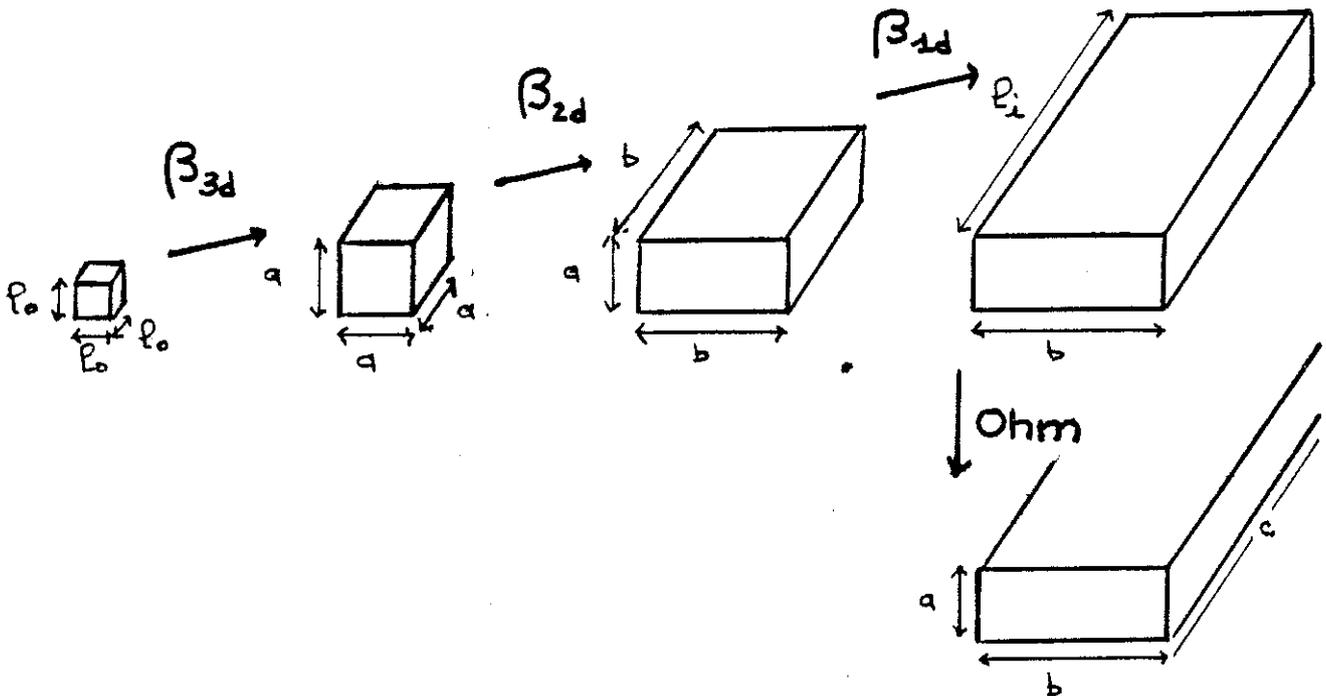


Fig. III.5 - Calcul de la conductance d'un parallélépipède ( $a, b, c$ ) en localisation 1D et diffusion 3D ( $\lambda_0 < a < b < \lambda_1 < c$ ). Sur les flèches sont indiquées les équations différentielles à intégrer :

$$\beta = \frac{d \text{ Log } g}{d \text{ Log } L} .$$

Pour être complets, voici la solution générale des équations différentielles partant de  $L_1$ , arrivant à  $L_2$  (régime de localisation faible) :

	$\beta = \frac{\partial \ln g}{\partial \ln L}$	équation différentielle	solution
$d_L = 3$	$1 - \frac{g_3}{g}$	$\frac{\partial g}{g} = \frac{g - g_3}{g} \partial \ln L$	$g(L_2) = g_3 + (g(L_1) - g_3) \frac{L_2}{L_1}$
$d_L = 2$	$-\frac{g_2}{g}$	$\frac{\partial g}{g} = -\frac{g_2}{g} \partial \ln L$	$g(L_2) = g(L_1) - g_2 \ln \frac{L_2}{L_1}$
$d_L = 1$	$-1 - \frac{g_1}{g}$	$\frac{\partial g}{g} = -\frac{g + g_1}{g} \partial \ln L$	$g(L_2) = -g_1 + (g(L_1) + g_1) \frac{L_1}{L_2}$

Rappelons la loi d'Ohm par un parallépipède rectangle (a,b,c) :

$$g(a,b,c) \propto \frac{ab}{c}$$

On obtient la solution générale de la conductance d'un échantillon parallépipédique (a,b,c) en régime de localisation faible dans le cas  $\lambda_e < a < b < c$  ( $d_D = 3$ ) (voir figure III.6).

régime	condition	conductance (unités $e^2/h$ ) $g(a,b,c)$
$d_L = 3$	$\lambda_i < a < b < c$	$\frac{g(\lambda_o) - g_3}{\lambda_o} + \frac{g_3}{i} \frac{ab}{c}$
$d_L = 2$	$a < \lambda_i < b < c$	$\{ g_3 + (g(\lambda_o) - g_3) \frac{a}{\lambda_o} - g_2 \ln \frac{\lambda_i}{a} \} \frac{b}{c}$
$d_L = 1$	$a < b < \lambda_i < c$	$-g_1 \frac{i}{c} + \{ g_3 + [g(\lambda_o) - g_3] \frac{a}{\lambda_o} - g_2 \ln \frac{b}{a} + g_1 \} \frac{b}{c}$

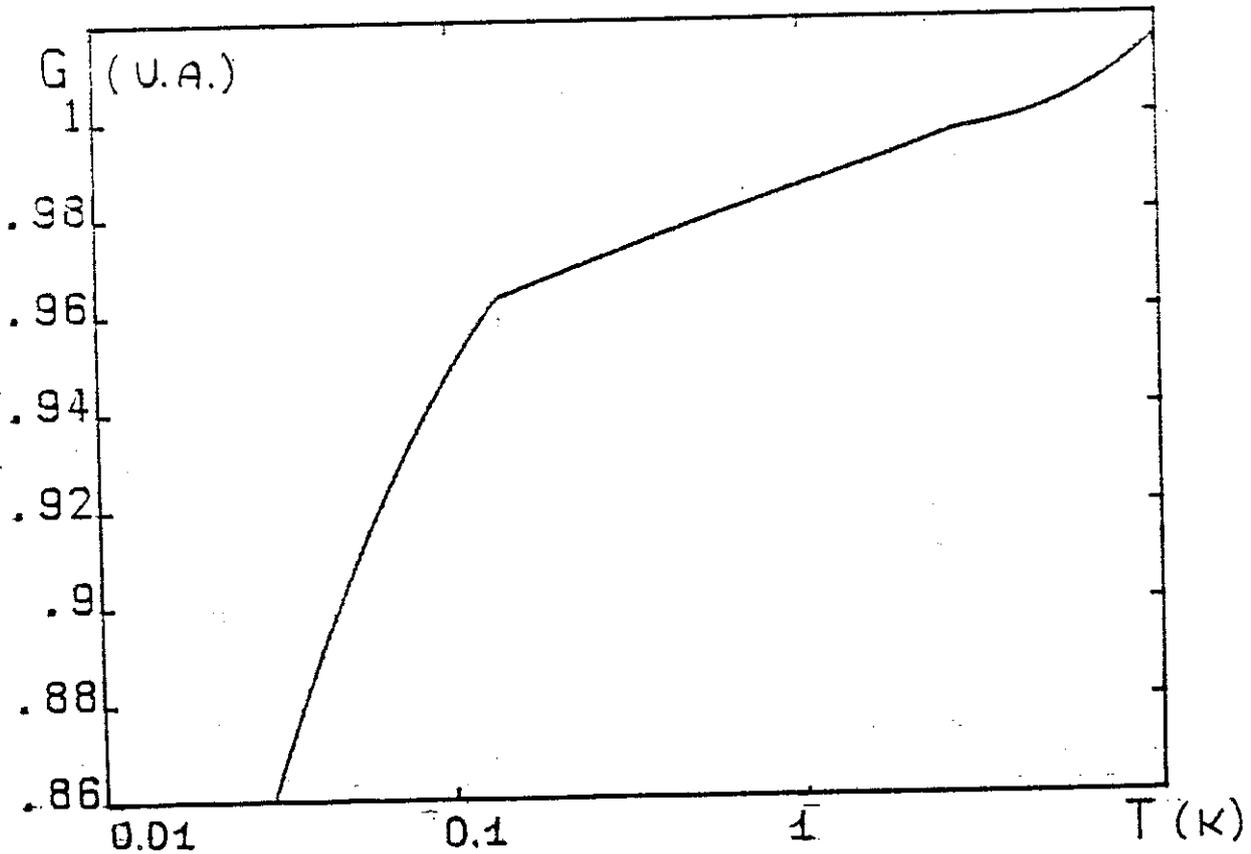


Fig. III.6 - Conductance du fil I.a en fonction de la température calculée dans le cadre de la localisation faible (lois d'échelle) en prenant  $\lambda_i = 0,33\mu / \sqrt{T}$  ( $a = 0,3 \mu$ ;  $b = 0,9 \mu$ ;  $c = 400 \mu$ ). Les flèches indiquent les cross-over dimensionnels.

Ce calcul appelle plusieurs remarques :

- pour ne pas s'égarer, il faut procéder à  $\lambda_i$  (i.e. T) constant et faire varier a, b, c ;
- l'effet de dimensionnalité provient essentiellement de la loi d'Ohm qui détermine le signe de  $\beta$ . Le régime de localisation forte fait approcher l'asymptote  $\beta = d - 2$  par valeurs inférieures, ce qui fixe le signe de la correction à la conductance ( $< 0$ ). On retrouve d'autre part la loi d'Ohm en annulant la perturbation :
 
$$g_1 = g_2 = g_3 = 0 ;$$
- les conditions de cross-over sont introduites dans le modèle de manière brutale, ce qui provoque des ruptures de pente non physiques ! En outre, on suppose que le cross-over a lieu à  $\lambda_i = a$  (ou b) alors

que ce pourrait être  $\ell_i = a/\pi$ . La température de cross-over  $T_{co}$  est ainsi déterminé à un facteur  $\sim 10$  près (pour  $\ell_i \sim 1/\sqrt{T}$ ), mais indépendant de  $\ell_i$ . On pourra donc utiliser  $T_{co}$  pour déterminer  $\ell_i(T)$  à un facteur près !

### III.2. MESURES ET METHODES DE DEPOUILLEMENT

#### Régimes 2D, 1D et crossover 2D-1D.

La première série d'échantillons (I) avait été conçue pour observer des effets de taille finie (longueur et largeur) dans des fils gravés sur une plaquette unique (même épaisseur). Compte tenu de la longueur inélastique évaluée a posteriori ( $\ell_i \lesssim 1\mu$ ), il n'y a pas eu d'effet de longueur ( $L \sim 100\mu$ ). En revanche les mesures de résistance en fonction de la température effectuées au CRTBT (voir Laviron et al. (83)) ont mis en évidence un régime de localisation à 2D avec une correction logarithmique  $\Delta\sigma \sim \text{Ln}T$  (voir fig. III.7), et un régime 1D avec une correction  $\Delta\sigma \sim 1/\sqrt{T}$  (voir fig. III.8). Pour exploiter ces résultats quantitativement, deux méthodes ont été utilisées :

1°) le régime 1D du fil fin donne  $\tau_i \sim T^{-1}$  ( $\ell_i \sim T^{-1/2}$ ) si l'on applique la formule de localisation 1D :

$$\Delta G \sim \frac{e^2}{\pi h} \ell_i$$

2°) les trois courbes  $\Delta G/G$  peuvent se superposer moyennant un changement d'échelle en température et un décalage en ordonnées ainsi que le suggèrent les calculs du paragraphe précédent. On obtient ainsi les températures de cross-over  $T_{co}$  (Godfrin et al. (84)), et en reportant les largeurs des fils en fonction de  $T_{co}$  (en fait  $\ell_i^2/D(T_{co})$ ), on détermine la dépendance en température  $\tau_i \sim T^{-p}$  avec  $p \sim 3/2$ .

La figure III.9 montre les temps inélastiques déterminés par les deux méthodes et le calcul de  $\tau_i$  pour des collisions électron-électron à 3D ( $(\frac{\hbar D}{kT}) < t$ , voir Schmidt (74)), qui décrit bien le comportement observé par cross-over.

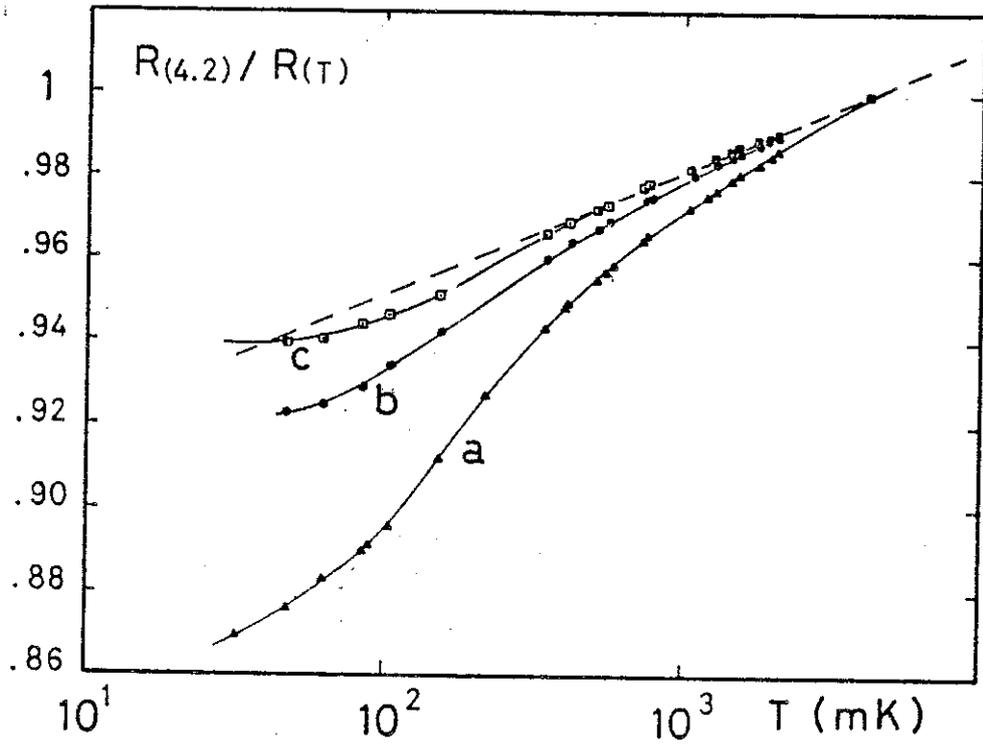


Fig. III.7 - Conductance des fils Ia, b, c en fonction de  $\text{Log } T$ . Les pointillés indiquent le régime 2d extrapolé à très basse température (in Laviron et al. (83)). Pour  $T < 100$  mK les électrons sont "chauffés" au-dessus de la température des phonons (voir chapitre VI).

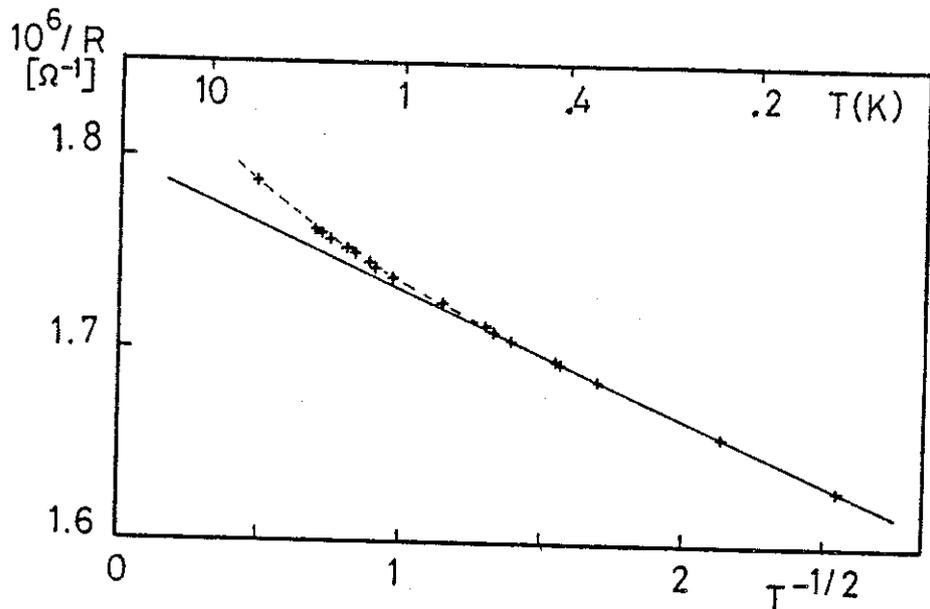


Fig. III.8 - Conductance du fil Ia en fonction de  $1/\sqrt{T}$  : localisation 1d (in Laviron et al. (83)).

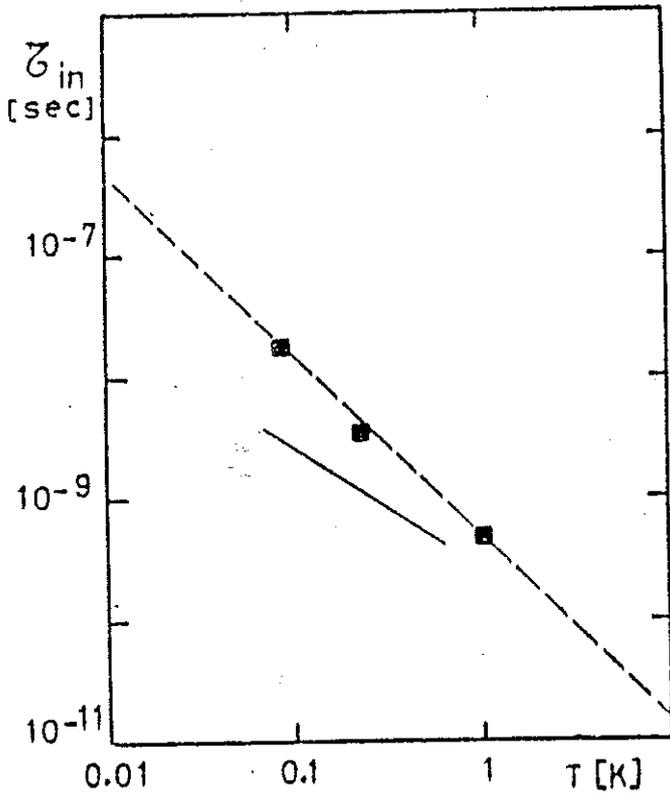


Fig. III.9 - Temps inélastiques en fonction de la température (in GODFRIN et al. (84)):

- : régime 1D de la localisation (exp.)
- : mesures de cross-over 1D-2D
- - - : calcul théorique pour des collisions électron-électron à 3D (Schmidt (74)).

Afin de comprendre le désaccord entre ces deux déterminations, nous nous sommes penchés sur la mesure de cross-over, qui semble la plus transparente : les régimes 2D et 1D de localisation peuvent avoir été mélangés à un régime d'interactions qui montre un comportement en température analogue (voir Ch.I et Laviron et al. (83)). Les interactions doivent cependant épargner le cross-over, puisque la longueur caractéristique  $\sqrt{\hbar D/kT}$  est toujours bien plus petite que la longueur inélastique  $\ell_i = D\tau_i$  ; en effet  $\tau_i$  est plus long que le temps nécessaire à définir la température des électrons,  $\hbar/kT$ . Il s'agissait de savoir si le cross-over est doux ou brutal et s'il a lieu autour de  $\ell_i$  ou  $\ell_i/\pi$  (par exemple).

En nous inspirant du calcul d'Altschuler et al. (80), nous avons calculé le Cooperon en tenant compte de la taille finie des échantillons. A cause des conditions de bord, les vecteurs de diffusion  $\vec{q}$  sont de la forme  $q = n \frac{2\pi}{\ell}$ , la coupure supérieure valant  $q_0 = \frac{1}{\ell_0}$  ; l'expression du Cooperon vaut alors, pour un échantillon à 2 dimensions de largeur  $\ell$  :

$$C = \frac{1}{\ell} \sum_{\substack{q_x = \frac{n\pi}{\ell} \\ |q_x| < \frac{1}{\ell_0}}} \int_{q_y = -q_0}^{q_0} \frac{dq_y}{\pi} \frac{1}{q_x^2 + q_y^2 + \frac{1}{D\tau_i}} ;$$

le facteur  $1/\ell$  permet de normaliser pour comparer les corrections relatives à la conductivité des échantillons de différentes largeurs. Après intégration on calcule numériquement  $C$  pour différentes largeurs en fonction de  $\ell_i = \sqrt{D\tau_i}$ . On le représente figure III.10 en diagramme  $C [\text{Log } \ell_i]$  et  $C [\ell_i]$  correspondant aux régimes 2D ( $\Delta\sigma \sim \text{Log } \ell_i$ ) ou 1D ( $\Delta G \sim \ell_i$ ) de la localisation.

Les courbes montrent un cross-over doux contrairement à la coupure brutale du calcul de scaling présenté au début du chapitre, où il est donc difficile de séparer les différents régimes à moins d'avoir une grande dynamique en température. En revanche il est systématiquement centré en  $\ell_i = \ell$ . Ce calcul justifie la détermination de  $\ell_i$  par la méthode de cross-over !

#### Cross-over 2D-3D et régime 3D.

La magnétorésistance négative constitue une signature de la localisation faible et les formules analytiques qui permettent de déterminer les  $\tau_i$  coïncident souvent parfaitement avec les mesures (voir par exemple Bergmann (84)). En outre à 2D il n'y a que deux paramètres ajustables :  $\tau_i$  et le nombre de carrés de l'échantillon (i.e. le rapport longueur sur largeur qui se détermine sans difficulté au microscope - contrairement à l'épaisseur qui peut fluctuer à cause de la charge d'espace par exemple).

Nous avons ainsi mesuré la magnétorésistance transverse et parallèle sur le motif I-c à basse température ( $1 \text{ K} < T < 4,2 \text{ K}$ ) (voir figure III.11). Pour orienter l'échantillon, il suffisait de tourner l'électroaimant et on évitait les problèmes de cyclage thermique. Vers  $1 \text{ K}$  la magnétorésistance est fortement isotrope, tandis qu'aux plus hautes températures, les deux courbes se rapprochent. Nous

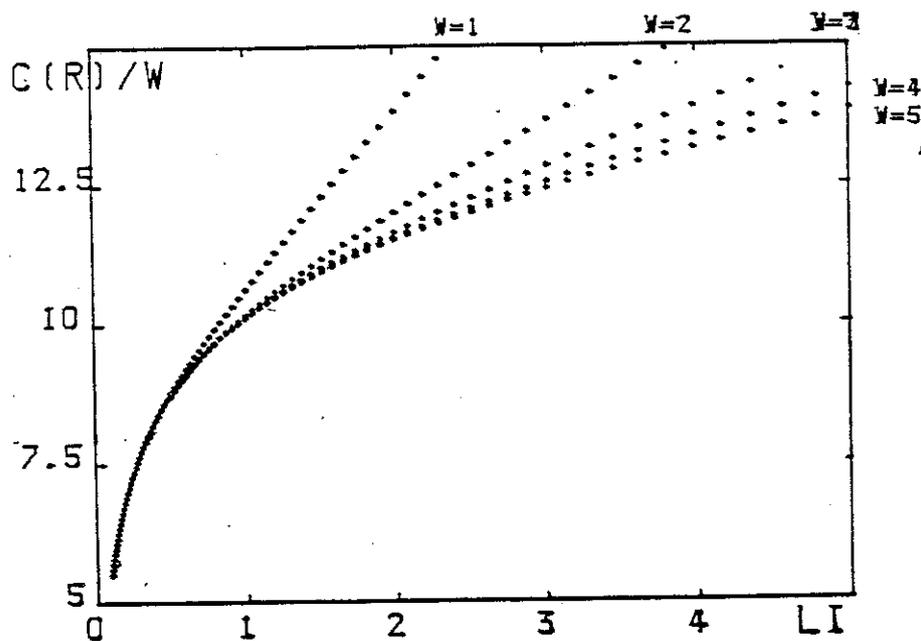
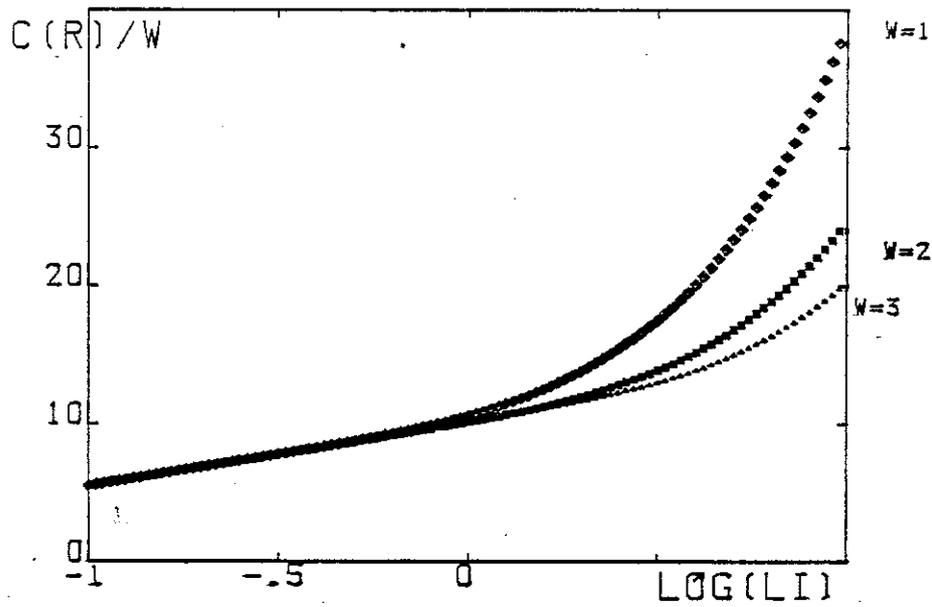


Fig. III.10 - Cooperon  $C(R)$  rapporté à la largeur du film,  $w_1$  (i.e. correction relative à la conductance) calculé pour différentes largeurs et représenté en fonction de la longueur inélastique ( $LI$  et  $\text{Log } Li$ ).

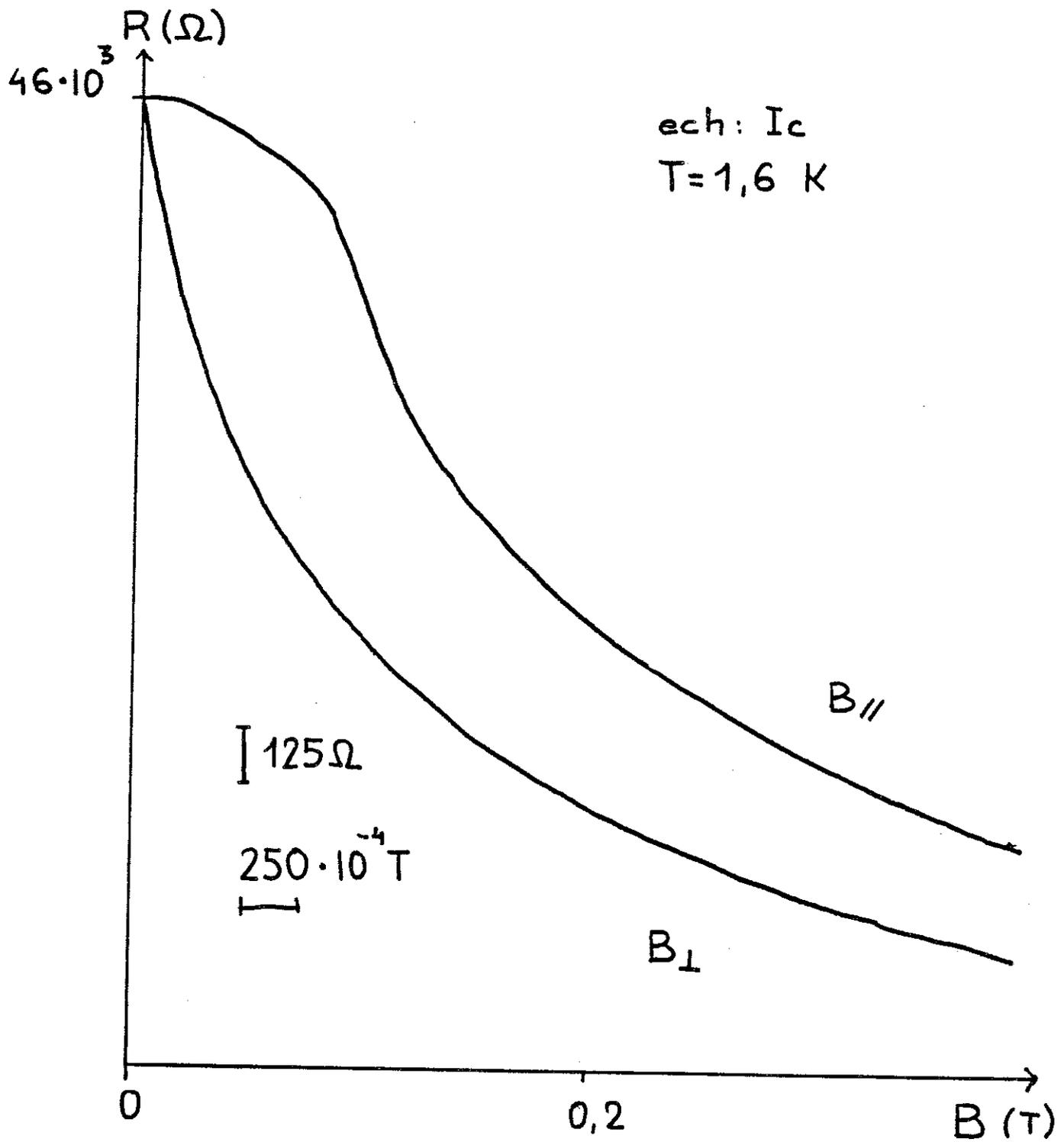


Fig. III.11 : L'anisotropie de la magnétorésistance montre que l'on s'approche du régime 2D.

retrouvons ainsi les résultats expérimentaux de Poole et al. (82), qui étudient le cross-over 2D-3D en faisant varier l'épaisseur du canal d'un transistor à effet de champ, ainsi que les résultats théoriques de Altschuler et Aronov (79b), et Kawabata (80), qui prévoient respectivement une magnéto-résistance anisotrope à 2D et isotrope à 3D.

Pour obtenir les temps inélastiques sur une grande gamme de températures, nous avons mesuré la magnéto-résistance transverse à très basse température ( $T < 1$  K).

La figure III.12 montre les courbes de magnéto-résistance transverse ( $T < 4$  K) ajustées par moindres carrés à la formule théorique à 2D (voir Bergmann (84)) (le calcul numérique est détaillé à l'appendice 2).

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2\left(\frac{B}{B_i}\right)$$

$$f_2(x) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \log x$$

$$B_i = \frac{\hbar}{4eD\tau_i}$$

Les paramètres libres  $B_i$  et  $n_{\square} = \frac{I}{\ell}$  sont représentés figure III.13. Le premier suit une loi de puissance et donne une autre détermination de  $\tau_i$  et  $\ell_i$ .

$$\tau_i \sim 7 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T}{1K}\right)^{-1,2} \text{ (s)} \quad \ell_i \sim 0,3 \left(\frac{T}{1K}\right)^{-0,6} \text{ (\mu)}$$

$n$  ne varie pas excessivement ( $\sim 10$  %) et il correspond à la valeur nominale. A priori ( $n_{\square}$ ), le "fit" semble correct mais il faut aller au-delà pour comprendre la différence entre les déterminations de  $\tau_i$  par magnéto-résistance 2D et par cross-over.

La formule à 2D est applicable en toute rigueur lorsque la diffusion est bidimensionnelle ou dans la limite  $\ell_i/t \rightarrow \infty$  ( $t =$  épaisseur). L'échantillon étant proche du cross-over 2D-3D il nous a semblé utile de calculer l'erreur méthodologique commise en supposant l'échantillon strictement bidimensionnel.

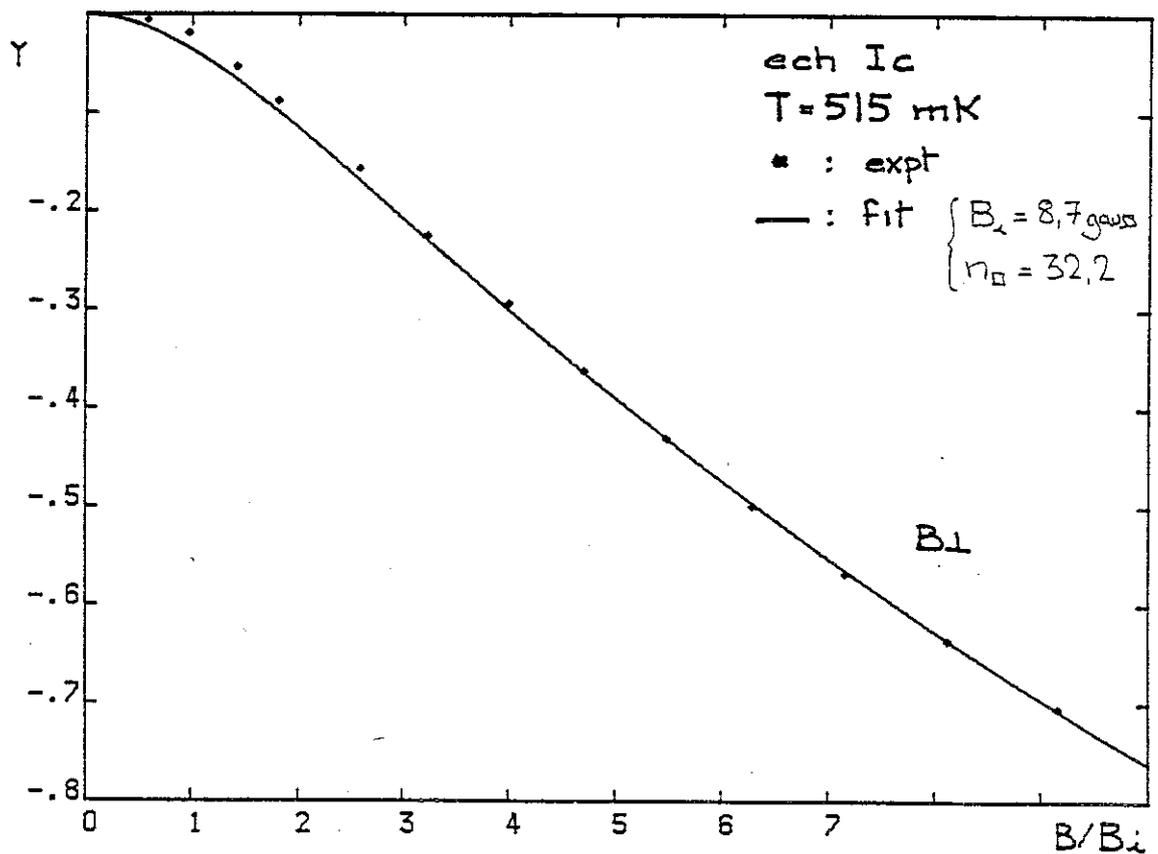
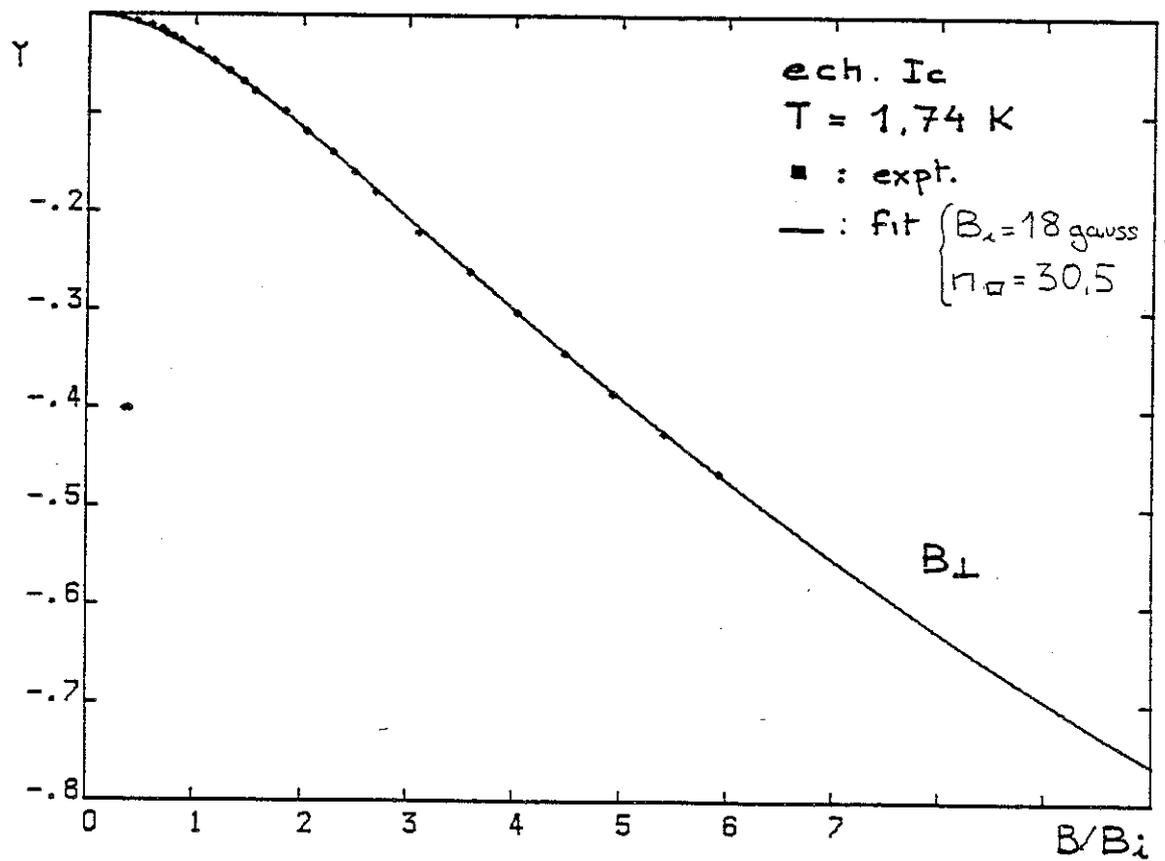


Fig. III.12 - Conductance par carré exprimée en unités  $e^2/2\pi^2\hbar$

$$\left( \gamma = \frac{(\Delta R/R^2)(L/\ell)}{e^2/2\pi^2\hbar} \right) \text{ en fonction du champ magnétique réduit :}$$

points expérimentaux et fit par moindres carrés avec la formule à 2D (paramètres  $B_{\perp}$  et  $n_{\perp}$ ).

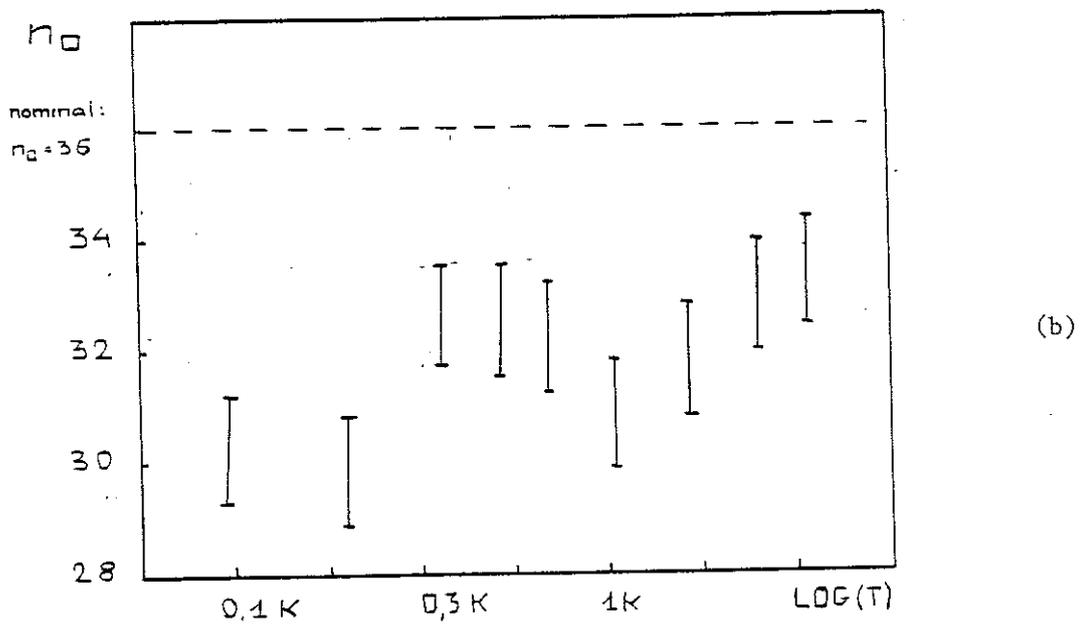
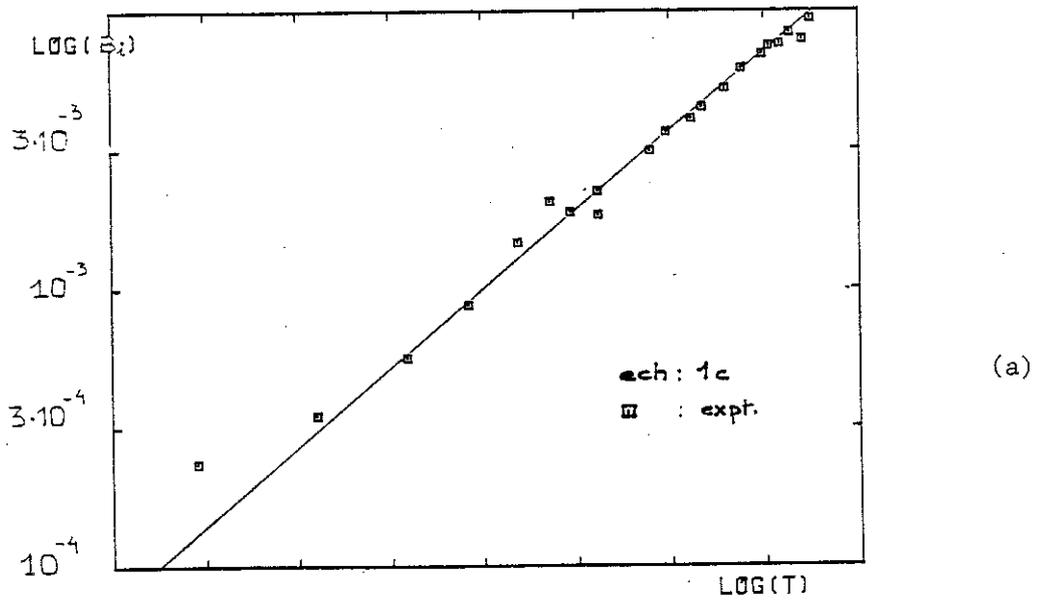


Fig. III.13 - Paramètres ajustables  $B_1 = \frac{\hbar}{4eD\tau_1}$  (a) et  $n_{\square} = L/\lambda$  en fonction de la température.  $n_{\square} = 36$  est la valeur obtenue sur une microphotographie.

L'expression du Cooperon à 3D en champ magnétique est :

$$C = \sum_N \sum_{q_z} \left[ \frac{1}{(N + \frac{1}{2}) \frac{2}{\ell_H} + q_z^2 + \frac{1}{\ell_i}} \right] ; \quad \ell_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$$

Pour tenir compte de l'épaisseur  $t$  finie, on prend

$$q_z = \frac{n\pi}{t}$$

et comme l'épaisseur vaut quelques libres parcours moyens ( $\ell_0$ ), il faut prendre comme coupure  $|q_z| < \frac{1}{\ell_0}$ . Pour ne pas recalculer complètement le Cooperon, on se ramène à la formule 2D :

$$C = \sum_{\substack{q_z = \frac{n\pi}{t} \\ |q_z| < q_0}} \sum_{N_0} \frac{1}{(N + \frac{1}{2}) \frac{2}{\ell_H} + \frac{1}{[\ell_i(q_z)]^2}}$$

$$\text{avec} \quad \frac{1}{\ell_i(q_z)^2} = \frac{1}{\ell_i^2} + q_z^2$$

La magnétorésistance s'exprime comme la somme de magnétorésistance 2D avec les longueurs de diffusion inélastique intégrant les différents modes de diffusion transverses, donc plus courtes. On s'attend ainsi à ce que la formule 2D sur-estime le temps inélastique. Pour être plus précis, nous avons calculé la magnétorésistance pour  $t = 10 \ell_0$  avec  $\ell_i/t = 4, 0.5, 0.25$ . Les courbes ont été traitées comme les données expérimentales et on a obtenu les paramètres ajustables  $n$  et  $B_i$  (voir figure III.14). On peut alors estimer l'erreur commise sur les  $\tau_i$  déduits de la magnétorésistance (voir fig. III.15). Elle explique la différence entre les exposants  $p$  ( $\tau_i = \tau^{-p}$ ) obtenus par les deux méthodes mais pas l'écart de magnitude.

Par ces simulations nous avons donc écarté la magnétorésistance 2D comme détermination du  $\tau_i$  dans la région du cross-over 2D-3D. La seule mesure que nous retiendrons est celle de cross-over, qui est aussi

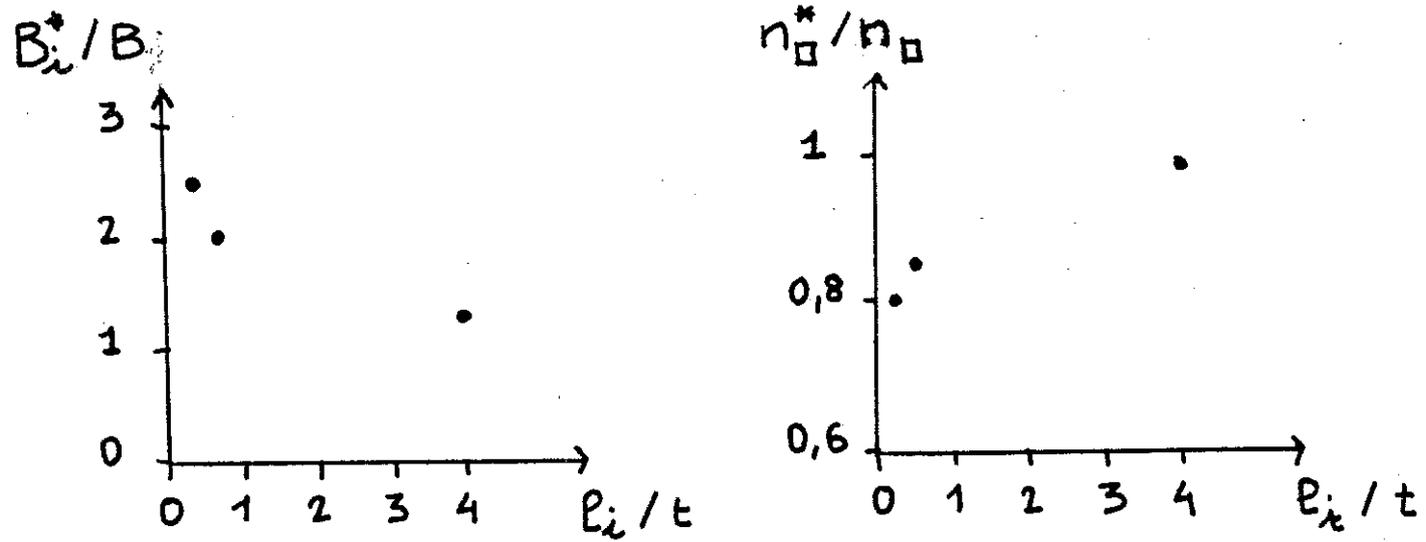


Fig. III.14 - Paramètres ajustables  $B_i^*$  et  $n_i^*$  obtenus en fittant les courbes de magnétorésistance calculées avec une épaisseur finie  $t$ , et comparés aux "vrais" paramètres  $B_i$  et  $n_i$  : dès qu'on quitte la limite 2D,  $l_i \ll t$ , le "fit" est biaisé.

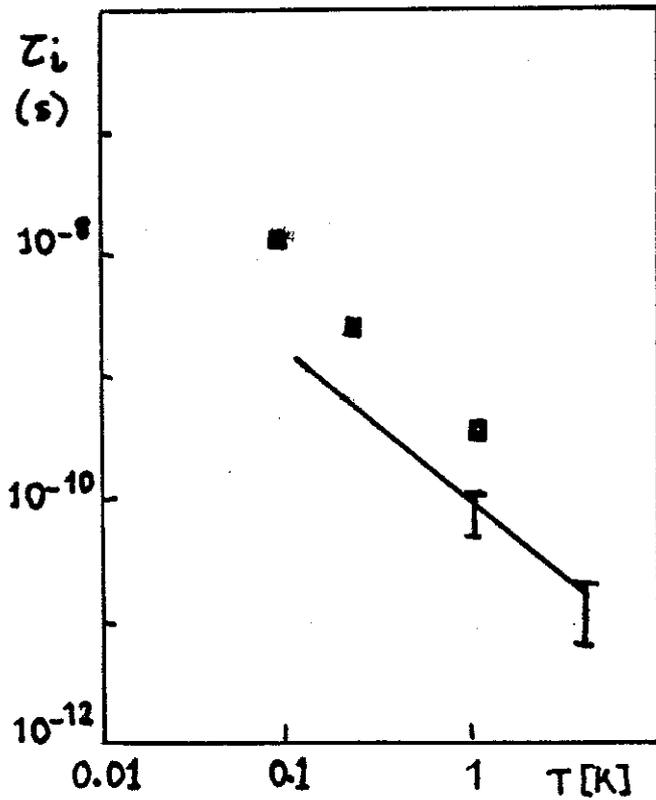


Fig. III.15 - Temps inélastiques déterminés par cross-over 1d-2d (■) et magnétorésistance 2d (—). L'erreur "méthodologique" lorsque  $l_i \lesssim t$  permet de comprendre l'écart d'exposant en température des  $\tau_i$  obtenus avec les deux types de mesures.

la plus simple à interpréter. Notons qu'elle est compatible à un facteur 4 près avec les mesures de magnéto-résistance compte tenu des différences barres d'erreur (voir fig. III.15).

Pour observer le régime 3D nous nous sommes placés à plus haute température (10 K) et nous avons mesuré la magnéto-résistance transverse de l'échantillon large (I-c). En ajustant avec la formule de magnéto-résistance 3D (localisation due à Kawabata (80) (le calcul numérique est détaillé à l'appendice III) :

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} f_3\left(\frac{B}{B_i}\right)$$

$$f_3(x) = \sum_{N=0}^{\infty} \left\{ 2 \left[ \sqrt{N+1+x} - \sqrt{N+x} \right] - \frac{1}{\sqrt{N+\frac{1}{2}+x}} \right\}$$

$$B_i = \frac{\hbar}{4eD\tau_i}$$

On trouve un bon accord (voir fig. III.16). D'autres aspects du régime 3D seront développés au chapitre suivant.

$$\text{LDG} \frac{\Delta\sigma \cdot \sqrt{\kappa/eB}}{e^2/2\pi^2\kappa}$$

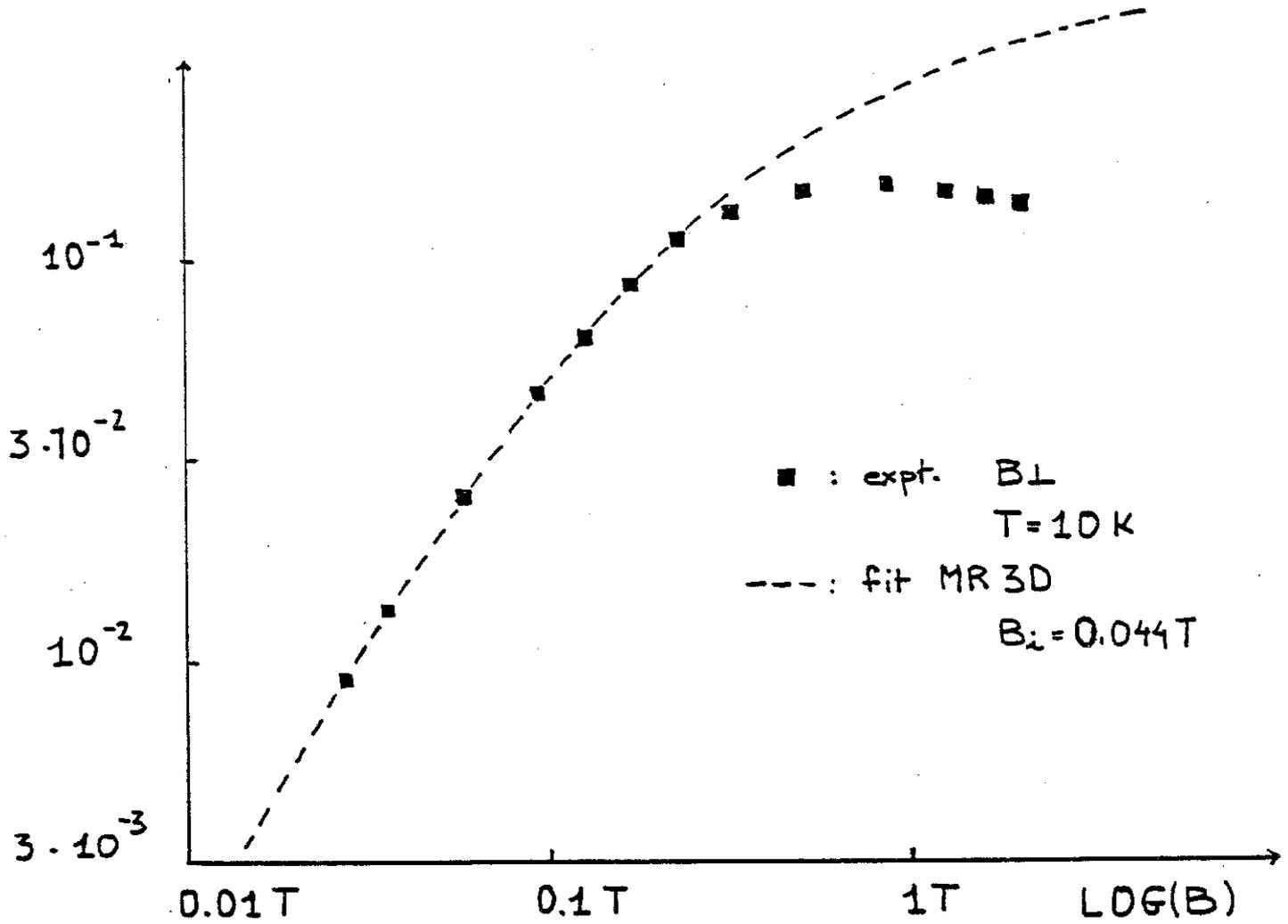


Fig. III.16 - Magnéto-résistance négative due à la localisation 3d (coordonnées canoniques). Les points expérimentaux quittent la courbe "théorique" vers  $B = 1 T$  à cause de l'échelle finie du désordre (voir ch. IV).



## C H A P I T R E   I V

### REGIME HAUTE TEMPERATURE DE LA LOCALISATION : L'ÉCHELLE FINIE DU DESORDRE OBSERVEE PAR MAGNETORESISTANCE

Théoriciens et expérimentateurs se sont surtout intéressés au régime basse température de la localisation où la correction est plus importante (basses dimensionnalités, grandes longueurs inélastiques) et où l'on peut faire tendre le libre parcours moyen vers zéro pour obtenir des formules analytiques. Dans ce chapitre, nous présentons le premier volet d'une étude expérimentale du régime haute température de la localisation ( $5 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$ ) : la magnéto-résistance négative, observée jusqu'à 100 K, présente une anomalie par rapport à la théorie. Nous adaptons le calcul standard et obtenons des résultats quantitatifs cohérents qui permettent de déduire les temps inélastiques.



#### IV.1 MESURES DE MAGNETORESISTANCE

Elles ont été effectuées sur l'échantillon de Hall de la série II caractérisé au chapitre II (mesure en 4 fils).

##### Mesures en champ magnétique perpendiculaire :

Les premières expériences réalisées en champ électrique et magnétique croisés ( $E \perp B$ ) montrent de la magnéto-résistance négative - signature de la localisation faible - jusqu'à  $T < 40$  K (voir fig. IV.1). Mais ils ne peuvent être interprétés quantitativement à cause de la magnéto-résistance.

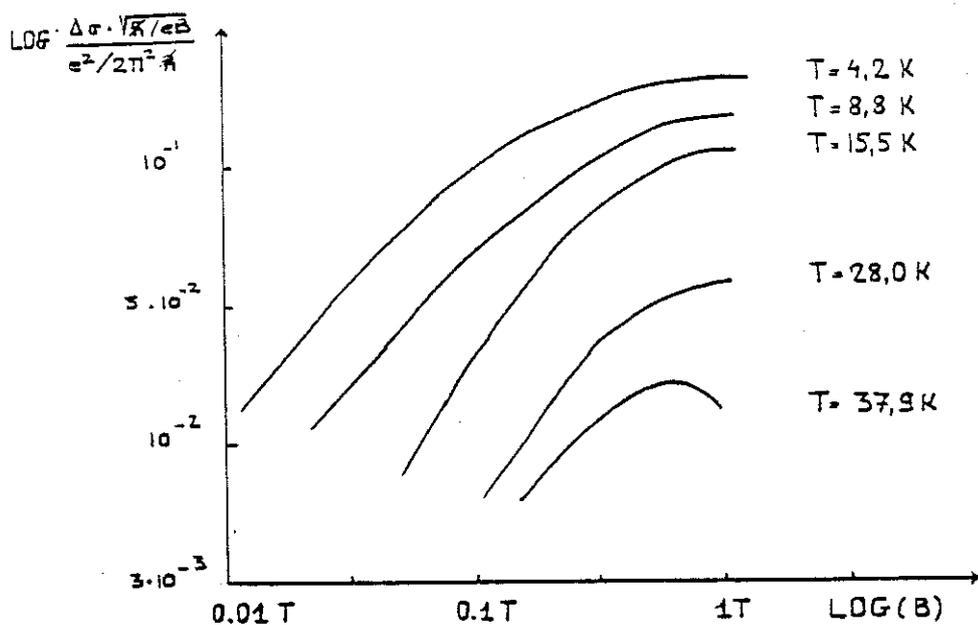


Fig. IV.1 - Magnéto-résistance négative représentée en coordonnées naturelles, mesurées sur le motif de Hall de la série II avec un champ transverse. Au-delà de 40 K elle devient positive à cause de l'effet "classique" à deux types de porteurs (voir fig. II.18).

positive transverse, attribuée à la présence de deux types de porteurs (voir chapitre II), qui masque la localisation si B ou T sont suffisamment élevés. Pour l'éliminer, nous avons adopté la géométrie parallèle (E // B) ; en effet la magnéto-résistance négative due à la localisation faible est théoriquement isotrope (Kawabata(80)), ce que nous avons vérifié expérimentalement, et la magnéto-résistance positive disparaît pour un champ parallèle (voir Ziman (69), p. 217).

Mesures en champ magnétique parallèle - comparaison à la formule de localisation à 3D :

On observe alors la magnéto-résistance négative jusqu'à T = 100 K (record dans un semiconducteur) ! Les mesures sont représentées (fig. IV.2) avec des coordonnées adaptées à la formule donnée par Kawabata (80) (voir chapitre III) par la localisation 3D sous champ magnétique ( $x = \text{Log } B$  ;  $y = \text{Log } \frac{\Delta\sigma \sqrt{\hbar}/eB}{e^2/2\pi^2\hbar}$ ).

Cette dernière est calculée dans les conditions suivantes :

$$a) \ell_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} > \ell_0$$

dont la signification physique est simple : les "trajectoires" des électrons ne doivent pas trop se "courber" entre deux collisions élastiques sur les impuretés pour être assimilables à des droites.

$$b) \ell_i \gg \ell_0$$

est une condition mathématique qui permet, en négligeant  $\ell_0$ , longueur de coupure inférieure à la localisation, d'obtenir une formule analytique et des courbes ne dépendant que de  $\tau_i$  par un facteur d'échelle sur B.

Par rapport à la formule standard, l'expérience montre une atténuation de la magnéto-résistance à haute température et à haut champ, même lorsque a) est réalisée ! On pourrait l'attribuer à une contribution positive due aux interactions (voir chapitre I) mais les

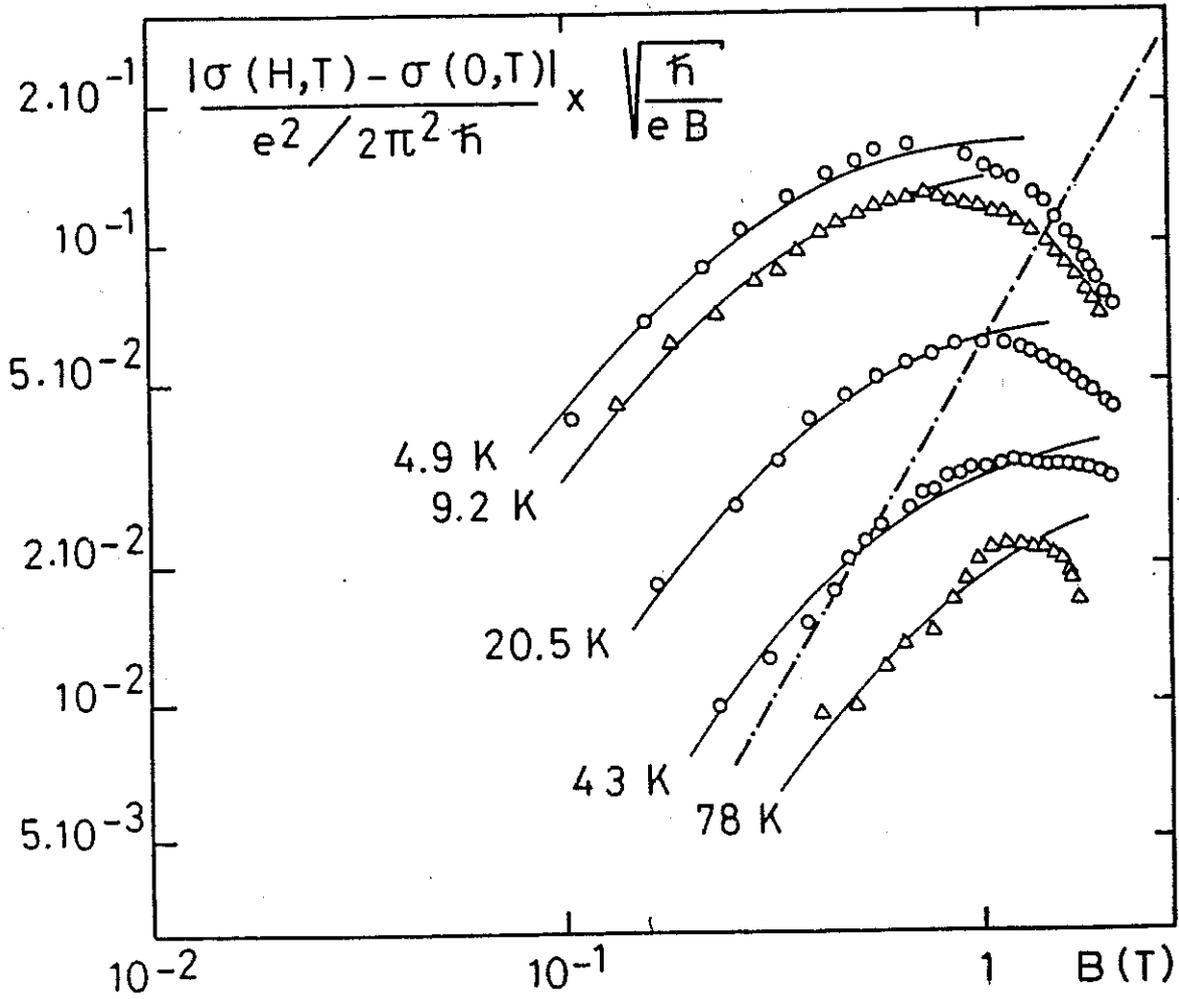


Fig. IV.2 - Magnétorésistance négative représentée en coordonnées canoniques pour la localisation à 3d. O et  $\Delta$  points expérimentaux avec  $B \parallel E$ ; — fit avec la fonction  $F_3$  qui tient compte de l'échelle finie du désordre ; --- : magnétorésistance positive observée à 100 K si  $B \perp E$ .

champs caractéristiques extrapolés à partir des mesures à basse température ( $T < 4$  K) et sous fort champ magnétique ( $B < T$ ) qu'ont réalisées Morita et al. (84) sur GaAs sont trop grands (calculés avec  $|g^*| = 0,5$   $D = 10^{-3}$  S.I.) :

$$B_{\text{spin Zeeman}} = \frac{\pi k_B}{\mu_B |g^*|} \sim 10 \left( \frac{T}{K} \right) \quad (\text{Tesla})$$

$$B_{\text{orbital}} = \frac{\pi k_B}{eD} \sim 0,3 \left( \frac{T}{K} \right) \quad (\text{Tesla})$$

D'autre part le mauvais alignement de E et B ( $\theta \sim 10^\circ \sim 10^{-1}$  rad) peut apporter une contribution de la magnéto-résistance positive (voir chapitre II) mais elle ne devient importante qu'à haut champ et haute température ( $50$  K  $<$  T).

Ces hypothèses écartées, nous considérons cette anomalie comme un effet intrinsèque de localisation, et comme le domaine de mesures haute température sort de la condition de validité b) de la formule standard (à la limite haute température de la localisation,  $\ell_1/\ell_0 \rightarrow 1$ ), nous allons tenter de l'interpréter avec l'échelle finie du désordre  $\ell_0$ .

IV.2 INTERPRETATIONS DES RESULTATS EXPERIMENTAUX EN TERMES D'ECHELLE FINIE DU DESORDRE

Une coupure trop brutale.

La première méthode que nous avons envisagée consistait à prendre un libre parcours moyen fini dans le calcul de Kawabata (80). La correction à la conduction vaut alors :

$$\Delta\sigma(H,T) \propto \int_{|q_z| < \frac{1}{\ell_0}} dq_z \sum_{N=0}^{N_0} \frac{1}{4(N + \frac{1}{2})\ell_H^{-2} + q_z^2 + \frac{1}{D\tau_i}}$$

avec  $N_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} / \ell_0$        $\ell_H = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$

En intégrant par rapport à  $q_z$ , on obtient

$$\Delta\sigma(H,T) \propto \frac{1}{\ell_H} \sum_{N=0}^{N_0} \left[ \frac{1}{\sqrt{N + \frac{1}{2} + \delta}} \operatorname{Arctg} \frac{\ell_H/\ell_0}{\sqrt{N + \frac{1}{2} + \delta}} \right] ; \delta = \frac{\ell_H^2}{4\ell_i^2}$$

Un calcul numérique\* de cette expression pour  $10^{-4} T < B < 1T$ ,  $\ell_e \# 500 \text{ \AA}$  et  $\ell_i \sim 1000 \text{ \AA}$  montre des oscillations qui n'ont manifestement pas de signification physique (voir fig. IV.3).

Elles proviennent d'une coupure brutale de la série fonctionnelle à un indice (N) qui dépend de la variable continue B. D'autre part, cette coupure est déterminée par  $\ell_0$  qui provient d'une moyenne statistique. Il conviendrait de prendre une distribution de  $\ell_0$  mais le temps de calcul serait trop long et le résultat incertain.

---

\* Nous tenons à remercier J.C. ANGLÉS D'AURIAC (C.R.T.B.T.) pour sa collaboration amicale et efficace.

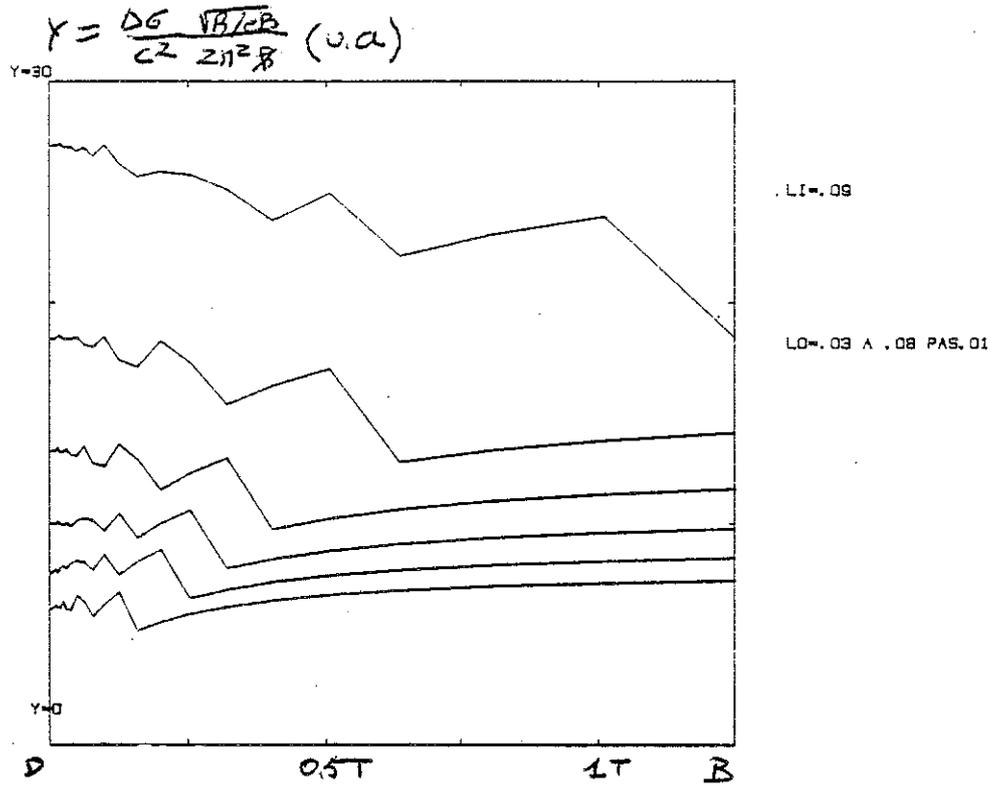


Fig. IV.3 - Correction à la conductivité (u.a.) sous champ magnétique en fonction du champ, calculée en coupant brutalement le Cooperon au niveau de Landau  $N$  de "rayon  $\ell$ " (calcul réalisé en collaboration avec J.C. ANGLES d'AURIAC du C.R.T.B.T.).

Le calcul d'Isawa :

Isawa (84) a choisi de sommer la série sur  $N$  avant d'intégrer, ce qui "lisse" la dépendance  $N_0(B)$  en une fonction continue (exprimée avec des fonctions spéciales).

Il obtient numériquement les courbes pour  $\ell_1/\ell_0 = 8$  et 25 et prévoit l'atténuation de la magnétorésistance par rapport à la formule standard lorsque

$$\frac{\hbar}{4eD\tau_i} < B < \frac{\hbar}{4e\ell_0^2}$$

Ces résultats sont en accord qualitatif avec les mesures de Morita (84) et celles de cette thèse. Ils montrent que l'on ne peut plus déterminer  $\tau_i$  par la formule standard à haute température ( $\tau > 4$  K) mais ne permettraient de fit quantitatif qu'au prix d'un calcul numérique lourd et systématique.

Un modèle phénoménologique simple à deux paramètres ajustables :

Afin d'interpréter quantitativement les résultats expérimentaux nous avons adapté le calcul de Kawabata en conservant le bénéfice de la formule analytique : pour l'établir, il suppose que l'échelle du désordre est infiniment petite, i.e.  $\ell_0 = 0$ . Il tient compte aussi des interférences sur des boucles de diffusion de taille  $0 < \ell < \ell_0$  qui n'ont pas de réalité physique. D'autre part la formule standard prend en compte toutes les boucles de taille  $0 < \ell < \ell_i$ . Pour éliminer les boucles "artificielles", il suffit de corriger la formule comme suit :

$$\sigma(H) - \sigma(0) = F_3\left(\frac{B}{B_i}, \frac{B_i}{B_0}\right) = \left[ \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} f_3\left(\frac{B}{B_i}\right) \right] - \left[ \frac{e^2}{e\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{\hbar}{eB}} f_3\left(\frac{B}{B_0}\right) \right]$$

contribution des boucles de taille

$$0 < \ell < \ell_i$$

$$0 < \ell < \ell_0$$

$$\left( B_i = \frac{\hbar}{4e\ell_i^2} \right)$$

$$\left( B_e = \frac{\hbar}{4e\ell_0^2} \right)$$

En conservant les coordonnées "canoniques"

$$x = \text{Log} \frac{B}{B_i} \quad y = \frac{\Delta\sigma}{e^2/2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$$

On obtient une famille de courbes "théoriques" paramétrées par  $\ell_i/\ell_0$  (voir fig. IV.4). On retrouve à la limite  $\ell_i/\ell_0 \rightarrow \infty$  la courbe standard et à la limite  $\ell_i/\ell_0 \rightarrow 1$  la magnétorésistance s'annule.

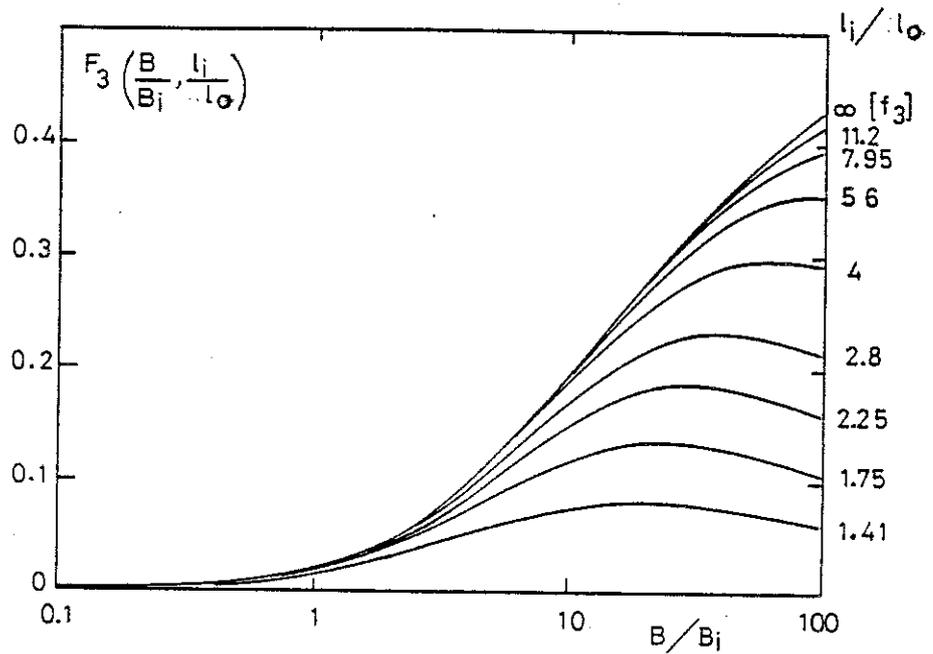


Fig. IV.4 - Fonction  $F_3$  donnant la magnétoconductance d'un système localisé à 3D. Elle remplace  $f_3$  dans la formule standard si  $l_i/l_0$  est fini pour tenir compte des boucles de taille  $< l_0$  non physiques. A la limite  $l_i/l_0 \rightarrow \infty$ , on retrouve  $f_3$  et si  $l_i/l_0 \rightarrow 1$ ,  $F_3 \rightarrow 0$ .

Méthode de dépouillement :

Pour dépouiller les résultats expérimentaux on ajuste d'abord la forme de la courbe - hauteur du maximum et inflexion - pour obtenir  $l_i/l_0 = \sqrt{B_0/B_i}$ ; le facteur d'échelle sur l'axe des abscisses ( $x = \text{Log } B/B_i$ ) est  $B_i$ . On justifie a posteriori la procédure en vérifiant que  $B_i(T)$  et  $B_i(T)/B_0$  sont bien proportionnels\*,  $B_0$  ne dépendant pas de T.

\* Le calcul numérique de  $f_3$  est exposé à l'appendice III.

DEPOUILLEMENT DES RESULTATS

Comme on le voit figure IV.2, les courbes expérimentales et théoriques s'ajustent bien jusqu'à des champs assez élevés ( $B < 1$  T). Au-delà, l'alignement imparfait de B et E et la courbure des trajectoires électroniques entre 2 collisions due au champ magnétique ( $B \sim B_0$ ) ne laissent que peu d'espoir...

On peut comparer les deux paramètres ajustables représentés figure IV.5 :

$$B_1 = 0,01 \left(\frac{T}{K}\right)^{0,75} \quad \text{pour } 5 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$$

$$B_1/B_0 = \left(\frac{T}{50K}\right)^{0,7} \quad \text{pour } 5 \text{ K} < T < 50 \text{ K}$$

les dépendances en température sont cohérentes pour  $5 \text{ K} < T < 50 \text{ K}$  et le rapport des deux fournit

$$\lambda_0 \# 300 \text{ \AA}$$

ce qui est raisonnable si l'on compare à la valeur mesurée lors de la caractérisation

$$\lambda_0 \# 100 \text{ \AA}$$

Au-delà de  $T = 50 \text{ K}$  le mauvais alignement de E et B masque la localisation pour une composante non négligeable de magnétorésistance positive (voir chapitre II). En outre on sort des conditions de validité physique du calcul de Kawabata ( $\lambda_H \sim \lambda_0$ ,  $\lambda_1 \sim \lambda_0^*$ ), indépendamment de la condition mathématique  $\lambda_0/\lambda_1 \rightarrow 0$  pour obtenir une formule analytique.

---

\* indépendamment de la condition mathématique  $\lambda_1/\lambda_0 \rightarrow \infty$  qui assure une formule analytique.

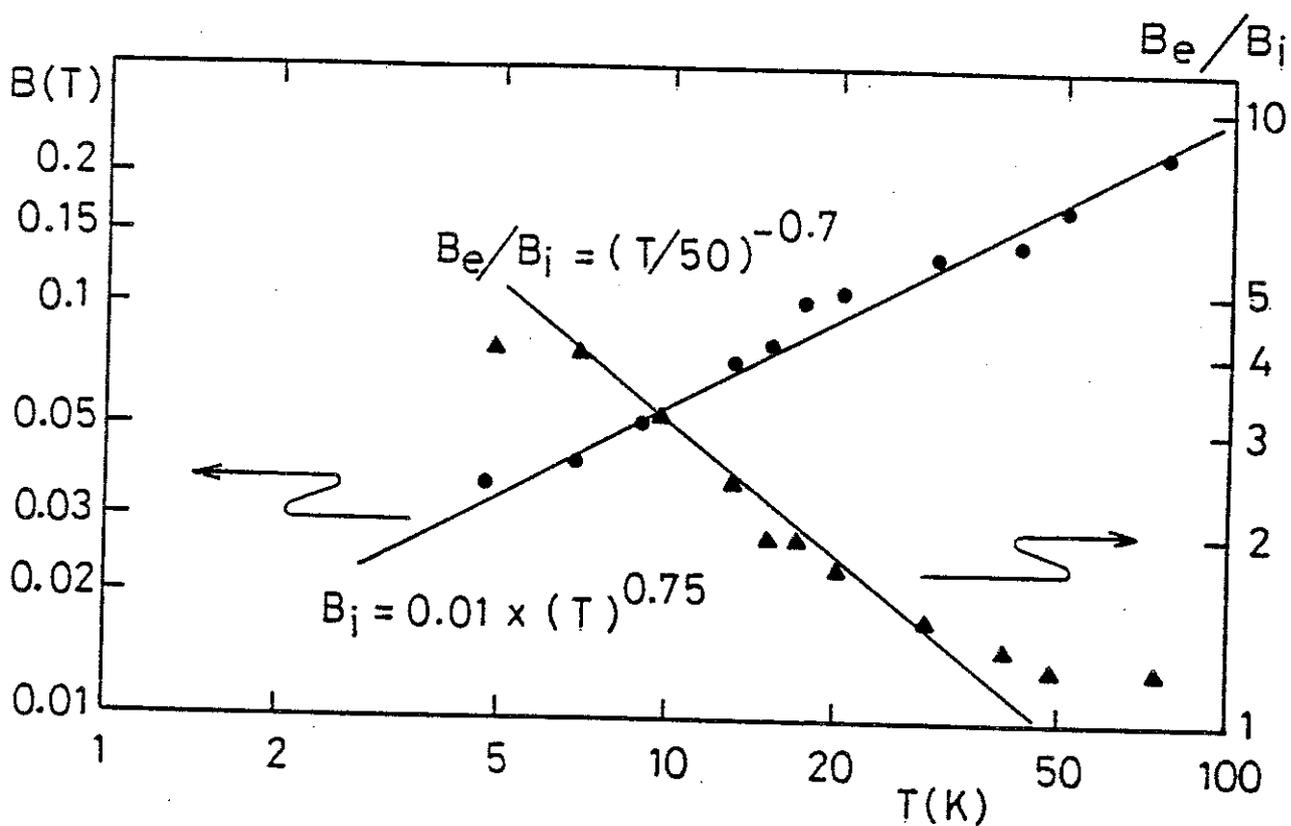


Fig. IV.5 - Paramètres ajustables  $B_i = \frac{\hbar}{4eD\tau_i}$  et  $B_e/B_i = (\lambda_i/\lambda_o)^2$  en fonction de  $T$ .

Ces mesures mettent clairement en évidence le rôle de la taille finie du désordre dans le régime haute température de la localisation et on peut les interpréter quantitativement en effectuant un décompte correct des "boucles d'interférence". On obtient par une méthode transparente simple et cohérente la variation du temps inélastique

$$\tau_i = 3 \cdot 10^{-11} T^{-0,75} \quad (5 \text{ K} < T < 50 \text{ K})$$

qui sera discutée en fin du chapitre V.



## C H A P I T R E V

### REGIME HAUTE TEMPERATURE DE LA LOCALISATION : EFFET DE CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE PROVOQUE PAR LA TAILLE FINIE DU DESORDRE

Le deuxième volet de cette étude du régime haute température de localisation est consacré à l'influence d'un champ électrique statique. Alors que la théorie "orthodoxe" prévoit qu'il n'y en a pas, nous observons un effet, et après avoir écarté plusieurs hypothèses, nous analysons les résultats avec une théorie controversée et déterminons  $\tau_1$  en accord avec la loi tirée de la magnéto-résistance (chapitre IV). Pour interpréter ce calcul nous utilisons un modèle à la Bergmann qui conduit à une conclusion physique radicalement opposée aux hypothèses de départ : le champ électrique ne détruit pas l'interférence entre une boucle et sa renversée dans le temps (l'invariance par renversement du temps est conservée) mais il peut atténuer la probabilité d'une boucle simplement par l'accélération que subit l'électron. Nous discutons les différents cas pour montrer que ce mécanisme ne fonctionne qu'à haute température. Pour finir nous tenterons d'interpréter la loi  $\tau_1 \sim T^{-0,75}$  donnée par les deux expériences (chapitres IV, V).



## V.1 LES MESURES ET LES DIFFERENTES INTERPRETATIONS.

### Mesures - Interprétation par chauffage :

Nous avons appliqué au même échantillon (voir chapitre IV) des champs électriques faibles ( $E < 100$  V/m) en variant le courant d'injection du pont de résistance. Contre toute attente, celui-ci abaisse la résistance jusqu'à des températures relativement élevées ( $T < 30$  K) et atténue la magnétorésistance (voir fig. V.1). En outre l'effet du champ baisse avec la température (voir fig. V.2) :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = 1,6 \cdot 10^{-3} \frac{E^2}{T^2} \text{ (S.I.) } (10 \text{ K} < T < 30 \text{ K})$$

### Hypothèse de chauffage :

En première approche on est tenté d'expliquer ces mesures par du chauffage\* selon l'argument d'Abrahams (81) : le gaz d'électrons libres à la température  $T_{ep}$  a pour capacité thermique volumique (Kittel (72), p. 251) :

$$C_{el} = \frac{1}{2} \pi^2 n k_B \frac{T}{T_F}$$

avec  $n$  = densité électronique ;  $T_F$  = température de Fermi.

Il est couplé au thermostat constitué par les phonons à la température  $T_{ph}$  avec un temps de relaxation de l'énergie Joule  $\tau_{e-ph}$ .

Il reçoit une puissance Joule  $\sigma E^2$  par unité de volume et le bilan thermique pour de faibles champs s'écrit :

$$C_{el}(T_{el} - T_{ph}) = \sigma E^2 \times \tau_{e-ph}$$

variation de l'énergie interne du gaz d'électrons      énergie stockée par les électrons

---

\* des mesures de chauffage sont discutées au chapitre V.

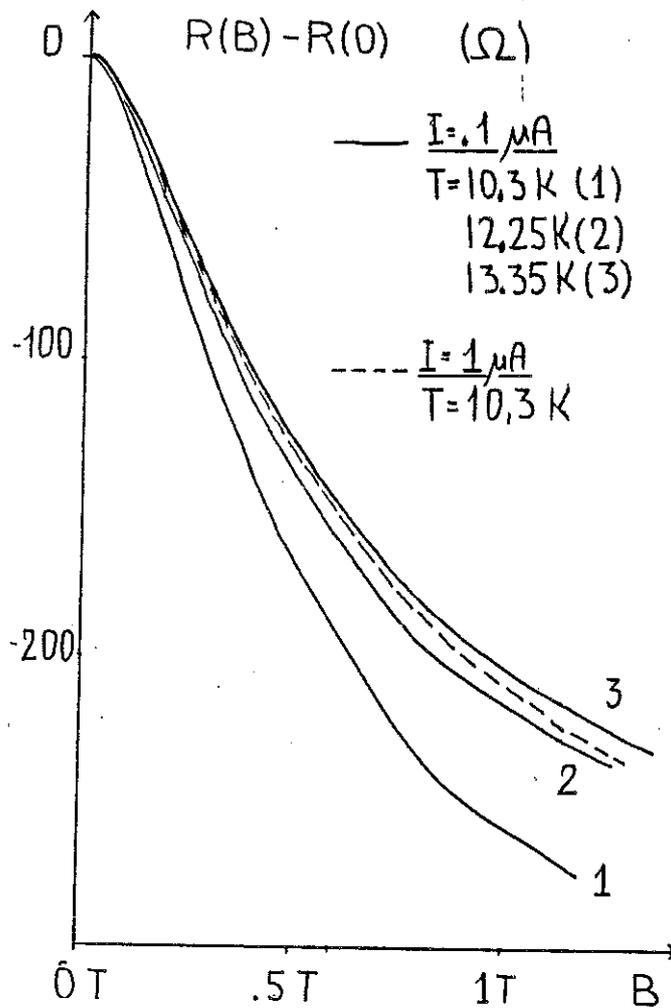
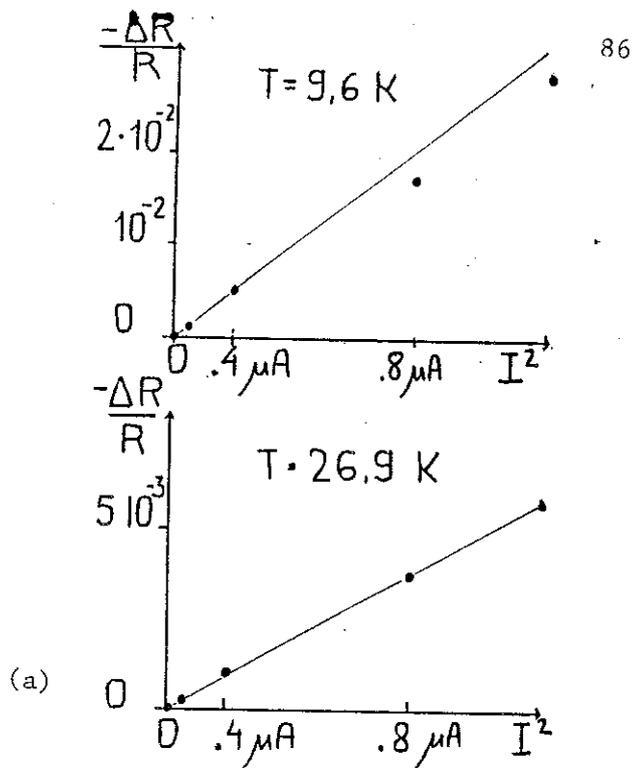


Fig.V.1 - Atténuation de la résistance (a) et de la magnétorésistance (b) par un champ électrique ( $I = \text{courant}$ ).

(b)

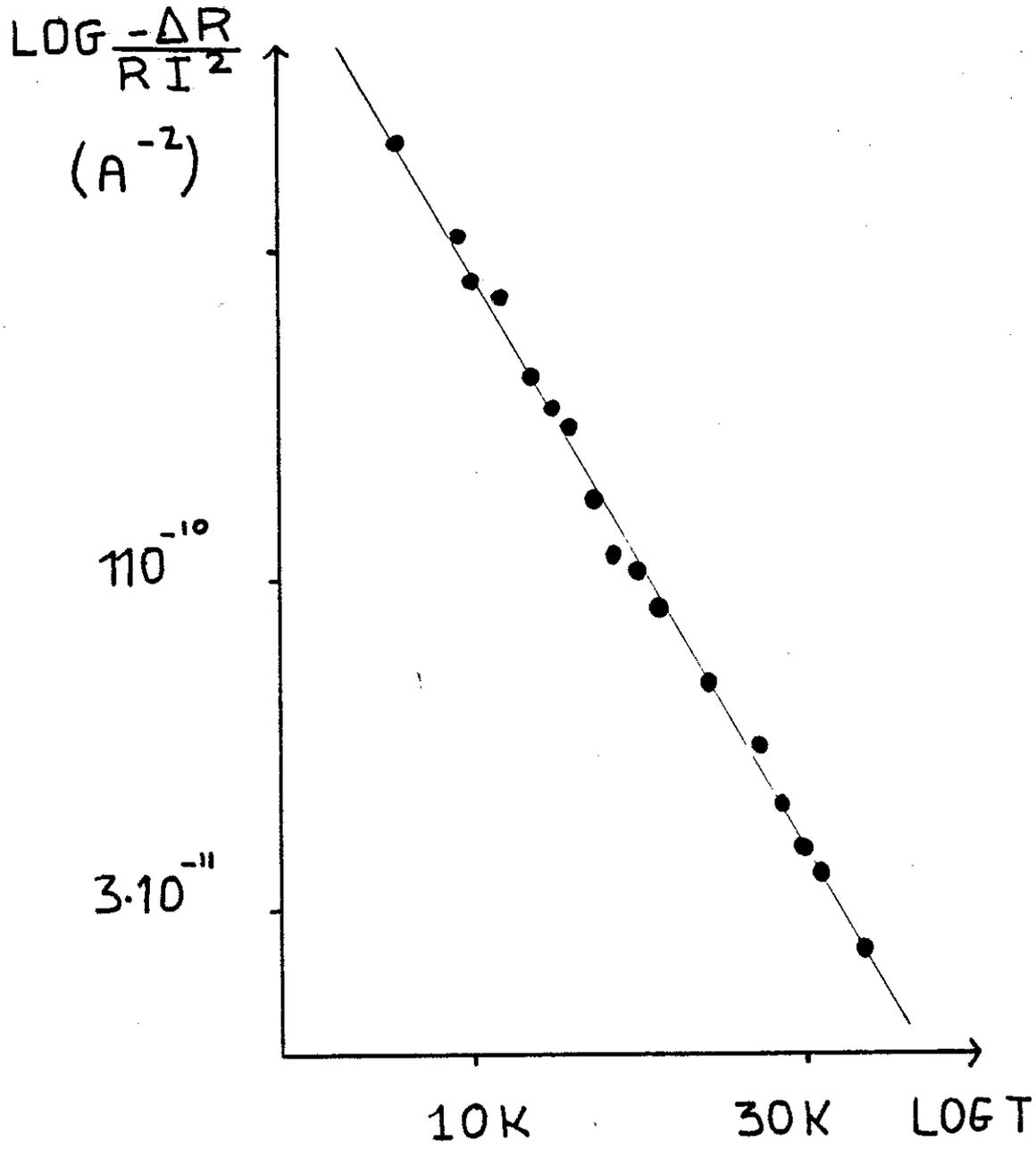


Fig. V.2 - Coefficient ( $\Delta R/RI^2$ ) en fonction de la température.

On suppose que la résistance et la magnétorésistance observées ne dépendent que de  $T_{e1}$  par l'intermédiaire de  $\tau_1$ , elles fournissent alors deux "thermomètres à électrons". Il ne reste alors qu'un paramètre ajustable  $\tau_{e-ph}$  que l'on peut ainsi mesurer.

On vérifie que les deux  $T_{e1}$  sont identiques pour un même champ électrique, ce qui assure qu'il s'agit d'un effet de localisation faible (voir fig. V.3). La pente à l'origine des courbes  $\Delta R/R$  en fonction de  $E^2$  donne alors

$$\tau_{e-ph} = 0,6 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T}{K}\right)^{-0,5} (s) \quad (5 K < T < 30 K)$$

Cette estimation se situe bien en dessus de l'extrapolation des  $\tau_{e-ph}$  mesurés à très basse température par H. Godfrin (voir le chapitre VI) :  $\tau_{e-ph} \sim 10^{-8} \left(\frac{T}{K}\right)^{-2,5}$   $T < 1 K$  (voir fig. V.4). D'autre part, l'ordre de grandeur est déraisonnablement long ( $\tau_{e-ph} \sim 10^{-7} s$  à 10 K!) et à ces températures la densité de puissance est trop faible pour provoquer un échauffement de l'échantillon thermalisé par l'hélium gazeux (1 atm) et le substrat (GaAs collé sur la masse thermique).

Le chauffage ne peut donc pas expliquer les mesures et comme il s'agit d'un effet de localisation il faut envisager un mécanisme intrinsèque.

La formule de Tsuzuki :

Dans un article théorique daté de 1981, Tsuzuki prévoyait une atténuation de la localisation faible sous champ électrique statique indépendamment du chauffage des électrons par effet Joule.

Il obtient la pente à l'origine des caractéristiques  $R(E^2)$  à deux dimensions :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE^2} \propto \frac{\epsilon^2}{\eta}$$

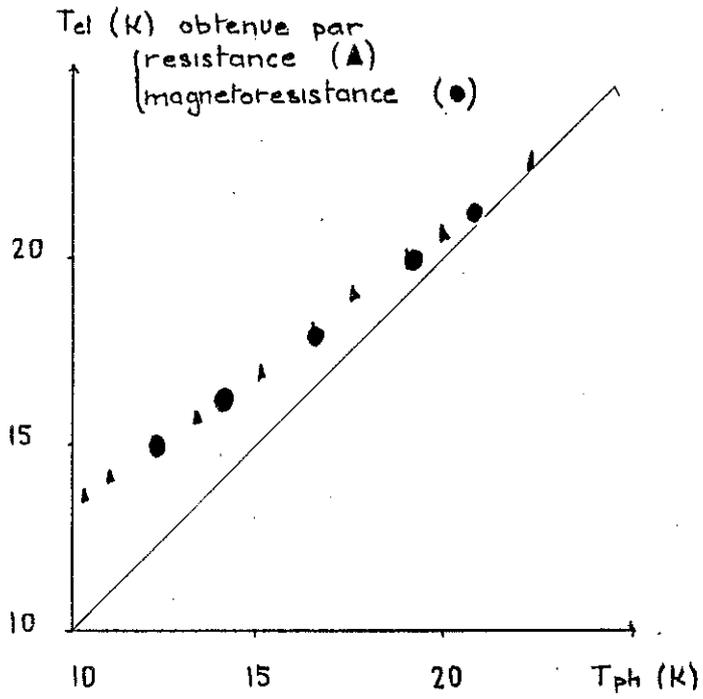


Fig. V.3 - Température  
 électronique  $T_e$  en fonction  
 de la température de phonons  
 $T_{ph}$  pour un courant appliqué  
 de  $1 \mu A$ .

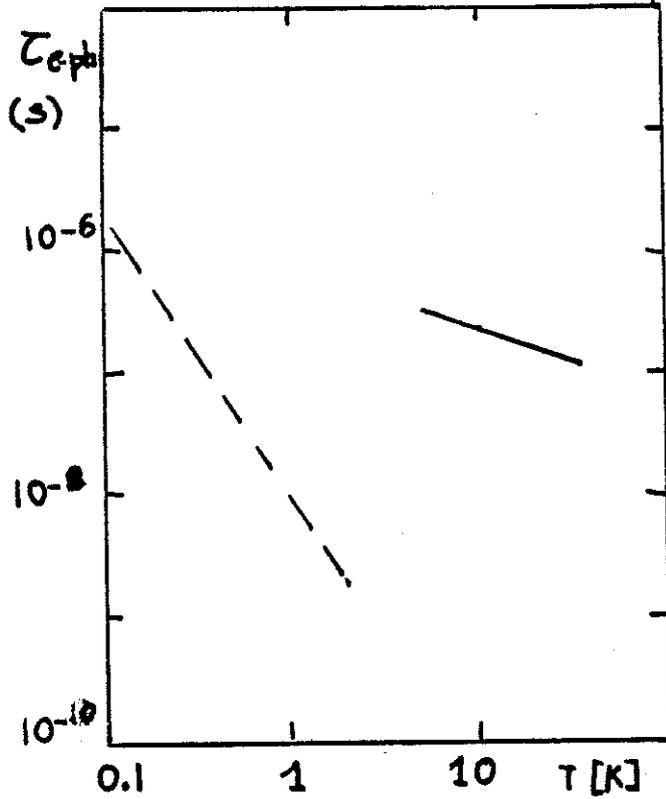


Fig. V.4 - Temps électron-  
 phonon obtenu à haute  
 température (—)  
 comparés aux mesures à  
 basse température -v.  
 Godfrin et al. (84)-(---).

avec :

$$\eta = \frac{\tau}{\tau_i}, \quad \epsilon = \frac{E}{E_0} \quad \text{où} \quad E_0 = \frac{\sqrt{6} \hbar}{e \ell_0 \tau}.$$

Le calcul 2D se généralise facilement à 3D :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dE^2} \propto \frac{\epsilon^2}{\eta^{5/2}} \quad \text{à 3D}$$

Interprétant ainsi les résultats expérimentaux nous en tirons :

$$\tau_i \propto T^{-0,8}$$

en excellent accord avec la loi tirée de la magnétorésistance à haute température (voir chapitre IV)

$$\tau_i \propto T^{-0,75}$$

Cet accord aurait suggéré qu'il s'agissait d'un effet intrinsèque du champ électrique décrit par la théorie de Tsuzuki s'il n'avait été réputé faux (voir Lee et Ramakrishnan (85), pp. 297-299). Il existe en fait un calcul réputé correct dû à Altschuler et al. (81) qui ne prévoit d'effet qu'à haute fréquence ( $f \sim \frac{1}{\tau_i}$  ; voir ch. VII).

V.2 UNE APRE POLEMIQUE : Y A-T-IL UN EFFET INTRINSEQUE DU CHAMP ELECTRIQUE EN LOCALISATION FAIBLE ?

La théorie d'Altschuler (Altschuler et al. (81)) :

Il calcule le Cooperon dans un formalisme à deux temps.

C est solution de l'équation :

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial \tau} + D \left[ -i \frac{\partial}{\partial \vec{r}} - \frac{e}{\hbar} \vec{A}(\vec{r}, t + \frac{\tau}{2}) - \frac{e}{\hbar} \vec{A}(\vec{r}, t - \frac{\tau}{2}) \right]^2 + \frac{1}{\tau_i} \right\} C_{\tau, \tau'}^{t, t'}(\vec{r}, \vec{r}') =$$

$$= \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(\tau - \tau') \delta(t - t')$$

Pour un champ électrique statique  $\vec{A}(t) = -\vec{E}t$ , et on voit que l'effet de E est de translater le "vecteur de diffusion"  $\vec{q}$  (coordonnée réciproque de r par une transformée de Fourier) de  $\frac{2eE}{\hbar} t$ . Comme on intègre q entre  $-q_0$  et  $q_0$  ( $q_0 = 1/\lambda_0$ ), et que l'on prend la limite  $q_0 \rightarrow \infty$ , E n'a pas d'effet car le décalage d'origine n'affecte pas l'intégrale. Remarquons que le champ caractéristique du système est donné par

$$\frac{eE_0 \tau}{\hbar} = q_0 = \frac{1}{\lambda_0}$$

on retrouve le champ caractéristique de Tsuzuki (voir plus haut) :

$$E_0 = \frac{\sqrt{6} \hbar}{e \lambda_0 \tau}$$

On en conclut que le champ électrique statique qui ne brise pas l'invariance par renversement du temps comme le ferait un champ magnétique, n'a pas d'effet sur la localisation. Il faut atteindre des fréquences élevées ( $f \sim 1/\tau_i$ ) pour voir un effet (voir chapitre VII).

Le calcul de Tsuzuki :

Contrairement à Altschuler, Tsuzuki (81) calcule le Cooperon dans un formalisme à une particule en tenant compte de l'échelle du désordre. La correction à la conductivité 2D

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{1}{2\pi E_F \tau} \int_1^{\infty} \frac{\exp(-\eta x - \varepsilon^2 x^3)}{x} dx$$

$x$  : coordonnée de temps réduite ;

$\eta = \tau/\tau_i$  : temps inélastique réduit ;

$\varepsilon = E/E_0$  : champ électrique réduit ;  $E_0 = \frac{\sqrt{6} \hbar}{e l_0 \tau}$  ,

prévoit une atténuation d'autant plus grande que le temps inélastique est long ( $\Delta\sigma \sim E^2 \tau_i^3$  à bas champ) et dépendant exclusivement de  $E$  pour les champs forts ( $\varepsilon^2/\eta^3 = (E/E_0)^2 (\tau_i/\tau_0)^3 > 1$ ). Ce dernier résultat correspond à l'introduction de la "longueur électrique" :

$$L_E = \left(\frac{\hbar D}{eE}\right)^{1/3}$$

proposée par Kaveh et al. (81).

La polémique gagne les expérimentateurs :

Pour l'expérimentateur, il s'agit de distinguer un effet intrinsèque du chauffage sachant que leurs signatures dans le régime de localisation peuvent se ressembler étonnamment : le chauffage atténue l'excès de résistance et la magnéto-résistance en diminuant  $\tau_i$  et les prévisions de Tsuzuki (81,82) présentent une similitude qualitative, parfois quantitative. Il faut aussi, dans le second cas, connaître avec précision les paramètres de transport ( $D, l_0, \tau$ ) pour déterminer les échelles de temps et de champ électrique.

Un certain nombre d'expérimentateurs prétendent avoir observé du chauffage sans effet intrinsèque (Bergman (82c)) et inversement (Hoffmann et al. (82)). Pour séparer les deux effets, S. Khampfir (85) propose dans sa thèse une méthode d'analyse des caractéristiques R(E) et il observe ainsi les différents cas.

Ayant nous-même observé les différents régimes (voir chapitre V, le chauffage à très basse température), il fallait comprendre ce phénomène "farceur" avec une image plus simple qu'une équation de Cooperon assortie de commentaires sibyllins.

### V-3 UN MODELE A LA KHMELNITSKII

#### Atténuation de la probabilité à l'origine :

Pour comprendre la formule "magique" de Tsuzuki, nous avons fait un raisonnement "avec les mains"<sup>\*</sup> : la correction à la conductivité est proportionnelle à la probabilité classique de retour à l'origine d'un électron en diffusion élastique ; pour un temps de vol  $t$  on a une contribution proportionnelle à

$$\frac{e^{-x^2/4Dt}}{(Dt)^{d/2}} e^{-t/\tau_i}$$

avec  $x = 0$  ;  $e^{-t/\tau_i}$  écarte les boucles "tuées" par des collisions inélastiques qui brisent la cohérence de phase.

Un champ électrique entraîne l'électron dans une direction et la probabilité classique de retour à l'origine diminue. On peut en tenir compte en se plaçant dans le repère accéléré de l'électron libre (la position de l'origine exprimée dans le repère fixe est :

$$x = - \frac{eE}{2m\hbar} t^2$$

<sup>\*</sup> Nous tenons à remercier B. DOUCOT du C.R.T.B.T. pour de fructueuses discussions.

La probabilité de retour à l'origine correspond alors à un "recul" de  $x = \frac{1}{2} \frac{eE}{m^*} t^2$  dans le repère accéléré. Elle est proportionnelle à

$$\frac{\frac{(\frac{1}{2} \frac{eEt^2}{m^*})^2}{4Dt} e^{-t/\tau_i}}{(Dt)^{d/2}} = \frac{\frac{1}{4D} (\frac{eE}{2m^*})^2 t^3 - \frac{t}{\tau_i}}{(Dt)^{d/2}}$$

En sommant sur toutes les boucles de temps de vol supérieur à  $\tau$  et en normalisant à l'aide de la correction à champ nul, on obtient une formule analogue à celle de Tsuzuki (voir plus haut). Seule l'échelle de champ électrique est modifiée. Dans notre cas

$$E_o^{\text{classique}} = \frac{4m^* \sqrt{D}}{e\tau^{3/2}}$$

alors que dans le calcul de Tsuzuki

$$E_o^{\text{quantique}} = \frac{\sqrt{6}\hbar}{e\ell_o \tau}$$

Les formules seront identiques si

$$E_o^{\text{classique}} = E_o^{\text{quantique}}$$

En se rappelant que

$$\frac{Dm^*}{\hbar} = \frac{1}{u} k_F \ell_o$$

on obtient

$$\left(\frac{E_o^{\text{classique}}}{E_o^{\text{quantique}}}\right)^2 = \frac{16m^*{}^2 D}{e^2 \tau^3} \times \frac{e^2 v_F^2 \tau^4}{6\hbar^2} = 8(k_F \ell_o)^2$$

Le calcul classique conduit à la formule de Tsuzuki pour des  $k_F \ell_o \sim 1$  ; pour des systèmes plus éloignés de la "transition métal-isolant" - i.e. si  $k_F \ell_o \gg 1$  - l'effet du champ électrique est très atténué par rapport au calcul de Tsuzuki.

Diffusion sous champ électrique :

Pour justifier ce modèle, nous nous sommes intéressés à la diffusion classique sous champ électrique.

Tout d'abord, elle est peu perturbée par un champ électrique faible ; i.e. on n'a pas d'électrons chauds au sens des semiconducteurs : avec  $E = 100$  V/m la puissance reçue par un électron vaut typiquement  $P = \mu E \times eE \approx 10^{-1} \times 10^2 \times 10^{-19} \times 10^2 = 10^{-16}$  W et il faudrait un temps  $t \approx \frac{E_F}{P} \frac{10^{-23} \times 10^2}{10^{-16}} = 10^{-5}$  s pour modifier sensiblement  $v_F$  et donc  $D$ . Or au-dessus de  $T = 4$  K les temps caractéristiques ( $\tau_i, \tau_{e-ph}$ ) sont bien plus courts que  $10^{-10}$  s et l'effet de la localisation est de l'ordre de  $\Delta\sigma/\sigma = \Delta D/D \sim 10^{-2}$ .

L'effet du champ électrique sur le mouvement des électrons ne peut être traité par une équation de diffusion "normale" qui suppose que l'impulsion et l'énergie sont relaxées au bout de  $\tau$ . En localisation faible, l'impulsion est relaxée au bout de  $\tau$ , l'énergie au bout de  $\tau_i$  ! Deux cas se présentent :

a) Si le champ est suffisamment faible, l'équation du mouvement de l'électron dans le repère fixe (lié aux impuretés) :

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \frac{eE}{m^*} = f(x(t))$$

-f est la force aléatoire de diffusion due aux impuretés ionisées -  
s'écrit dans le repère accéléré de l'électron libre ( $\tilde{x} = x + \frac{eEt^2}{2m^*}$ ) :

$$\frac{d^2 \tilde{x}}{dt^2} = f(\tilde{x} - \frac{eEt^2}{2m^*})$$

Lorsque la condition

$$\frac{eEt^2}{2m^*} \ll \ell_0$$

est vérifiée,  $f(\tilde{x} - \frac{eEt^2}{2m^*}) \sim f(\tilde{x})$ , car  $f$  varie typiquement sur une distance  $\lambda_0$ , et l'équation du mouvement dans le repère accéléré est identique à l'équation de diffusion dans le repère fixe :

$$\frac{d^2 \tilde{x}(t)}{dt^2} = f(\tilde{x}(t))$$

Le calcul "avec les mains" est alors justifié.

b) Pour un champ plus fort, temps et longueurs seront plus grands que l'échelle de désordre ( $\lambda_0, \tau$ ) et l'on traite le problème comme de la diffusion élastique sous champ électrique (le système est homogène) :

\* à cause de la conservation de l'énergie (diffusion élastique), l'énergie cinétique de l'électron varie linéairement avec  $x$  :

$$E_c = E_F - eEx$$

il en résulte un gradient de coefficient de diffusion :

$$\frac{\nabla D}{D} = \frac{\nabla v_F^2}{v_F^2} = \frac{\nabla E_c}{E_c} = - \frac{eE}{E_F}$$

On en déduit l'équation de diffusion élastique sous champ électrique :

$$\frac{\partial}{\partial t} = D \left( 1 - \frac{eE}{E_F} x \right) \frac{\partial^2}{\partial x^2}$$

Après le changement de variables

$$x = \frac{E_F}{eE} \xi$$

$$t = \left[ \left( \frac{E_F}{eE} \right)^2 / D \right] \theta$$

on a l'équation en variables réduites :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = (1 - \xi) \frac{\partial^2}{\partial \xi^2}$$

\* Calcul de perturbations :

Comme nous l'avons vu plus haut, le champ électrique peut être traité comme une perturbation au régime de diffusion.

On part de la solution avec champ

$$f_0(\xi, \theta) = \frac{1}{\sqrt{\theta}} e^{-\xi^2/4\theta}$$

et on la transforme en solution "naturelle" ("drift" induit par le champ) :

$$f_1(\xi, \theta) = f_0(\xi - a\theta, \theta)$$

alors en négligeant  $a\theta$  devant  $\xi$  dans le gradient de coefficient de diffusion (2ème ordre) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_1}{\partial \theta} = -a \frac{\partial f_0}{\partial \theta} + \frac{\partial f_0}{\partial \theta} \\ \frac{\partial^2 f_1}{\partial \xi^2} = \frac{\partial^2 f_0}{\partial \xi^2} \end{array} \right.$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial \theta} - (1 - \xi) \frac{\partial^2 f_1}{\partial \xi^2} &= -a \frac{\partial f_0}{\partial \xi} + \xi \frac{\partial^2 f_0}{\partial \xi^2} \\ &= \left[ a \frac{\xi}{2\theta\sqrt{\theta}} + \xi \left( \frac{\xi^2}{4\theta\sqrt{\theta}} - \frac{1}{2\theta\sqrt{\theta}} \right) \right] e^{-\xi^2/4\theta} \end{aligned}$$

En prenant  $a = 1$ , il ne reste qu'un terme de second ordre, pourvu que

$$\frac{\xi^2}{4\theta\sqrt{\theta}} \ll \frac{1}{2\theta\sqrt{\theta}}$$

c'est-à-dire

$$\xi^2 < 2\theta$$

\* Interprétation :

Tant que l'on reste dans la tâche de diffusion,  $x^2 < 4Dt$ , tout se passe comme si l'électron était en translation uniforme avec la vitesse de "drift"  $v_D$  :

$$a = 1 \text{ donne } v_D = \frac{(E_f/eE)}{(E_f/eE)^2/D} = \frac{2}{3} \mu E$$

où  $\mu = \frac{e\tau}{m^*}$  est la mobilité de l'électron. Sinon le facteur  $e^{-x^2/4Dt}$  atténue au-delà du 2ème ordre !

En résumé : dans le régime de diffusion élastique sous faible champ électrique tout se passe comme si l'électron diffusait dans un repère accéléré (accélération  $-eE/m^*$ ) pour les temps courts  $eE/2m^* t^2 < \ell_0$ , et en mouvement uniforme ("drift" :  $2/3 \mu E$ ) pour les temps longs.

Calcul de la correction à la conductivité sous champ électrique :

a) Champs forts ( $\frac{1}{2} \frac{eE}{m^*} \tau_i^2 > \ell_0$ ) :

$$\Delta\sigma \propto \int_{\tau}^{\infty} e^{-\frac{(\frac{2}{3} \mu E t)^2}{4Dt}} e^{-t/\tau_i} \frac{dt}{t^{d/2}}$$

le champ modifie le  $\tau_i$  apparent ( $\tau_i^*$ ):

$$\frac{1}{\tau_i^*} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{(\frac{2}{3} \mu E)^2}{D}$$

en prenant  $D = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$   $\mu = 10^{-1} \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$   $E = 100 \text{ Vm}^{-1}$

$$\frac{D}{(\frac{2}{3} \mu E)^2} \sim 10^{-5} \text{ s}$$

L'effet du champ électrique est négligeable dans toute la gamme de mesures (à  $T = 100$  mK,  $\tau_i \sim 10^{-8}$  s) et l'on s'attend à ce qu'il n'y ait pas d'effet à basse température pour des champs raisonnables.

b) Champs faibles ( $\frac{1}{2} \frac{eE}{m^*} \tau_i^2 < \ell_0$ ) :

$$\frac{\Delta\sigma(E) - \Delta\sigma(E=0)}{\Delta\sigma(E=0)} = \frac{\int_{\tau}^{\infty} [e^{-\frac{1}{2} \frac{eE}{m^*} t^2} / 4Dt - 1] e^{-t/\tau_i} \frac{dt}{t^{d/2}}}{\int_{\tau}^{\infty} e^{-t/\tau_i} \frac{dt}{t^{d/2}}}$$

$$\sim \frac{\int_{\tau}^{\tau_i} \frac{(\frac{1}{2} \frac{eE}{m^*})^2 t^{3-d/2}}{4D} dt}{\int_{\tau}^{\tau_i} t^{-d/2} dt}$$

$$\text{à 3D } \frac{\Delta\sigma(E) - \Delta\sigma(0)}{\Delta\sigma(0)} \sim \frac{e^2 E^2}{16Dm^{*2}} \frac{1(\tau_i^{5/2} - \tau^{5/2})}{5(\tau^{-1/2} - \tau_i^{-1/2})}$$

A la limite  $\tau_i \gg \tau$ , comme d'autre part

$$\Delta\sigma(0) \approx \frac{e^2}{\pi^3 \hbar} \left( \frac{1}{\ell_0} - \frac{1}{\ell_i} \right) \quad (\text{voir chapitre III})$$

on a

$$\Delta\sigma(E) - \Delta\sigma(0) = \frac{e^2}{\pi^3 \hbar} \frac{1}{\ell_0} \frac{e^2 \tau^3}{80 D m^{*2}} \left( \frac{\tau_i}{\tau} \right)^{5/2} E^2$$

Interprétation des résultats expérimentaux :

La condition de champ faible donne (avec les temps inélastiques déterminés au chapitre IV) :

$$\frac{eE\tau_i^2}{2m^* \ell_0} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} (2,5 \cdot 10^{-11})^2 T^{-1,5}}{2 \cdot 0,06 \cdot 10^{-30} 70 \cdot 10^{-10}} E < 1$$

c'est-à-dire

$$E < 10 \left(\frac{T}{K}\right)^{1,5} \quad (\text{V/m})$$

Nous sommes bien dans les hypothèses de champ faible ( $E < 40 \text{ V/m}$  ;  $T > 10 \text{ K}$ ).

Il ne reste qu'à déterminer  $\tau_i$  ! Expérimentalement :  
 $\Delta\sigma(E) - \Delta\sigma(0) = 2,4 \frac{E^2}{T^2}$  (SI), et notre calcul prévoit

$$\Delta\sigma(E) - \Delta\sigma(0) = \frac{1}{120\,000} \frac{1}{70 \cdot 10^{-10}} \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2 (3 \cdot 10^{-14})^3}{80 \cdot (6 \cdot 10^{-4}) \cdot [0,063 \cdot 10^{-30}]^2} \left(\frac{\tau_i}{T}\right)^{5/2} E^2$$

d'où

$$\tau_i^{(E)} = 3 \cdot 10^{-14} \left(\frac{2,4}{T^2} \frac{1}{4,3 \cdot 10^{-12}}\right)^{2/5} = 8 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T}{K}\right)^{-0,8} \text{ (s)}$$

L'accord avec les temps inélastiques déterminés par magnétorésistance  
 $\tau_i^{(B)} = 2,5 \cdot 10^{-11} T^{-0,75}$  est très satisfaisant !

Commentaire sur une expérience de Bergmann en champ électrique :

En comparant l'effet du champ électrique mesuré sur un film d'or, Bergmann conclut qu'il n'y a pas d'effet intrinsèque du champ électrique tel qu'il a été prédit par Tsuzuki (Bergmann (82c)) et il détermine le  $\tau_{e-ph}$  en appliquant un modèle de chauffage (Bergmann (83)).

Si l'on calcule le paramètre de perturbation dans son expérience:

$$k_f \ell_0 = \frac{dmD}{\hbar} \sim 20$$

(avec  $d = 2$ ,  $m = 1$  dans Au,  $D = \frac{\hbar}{4et'_i \tau_i}$  et  $H_i = 10,5 \text{ mT}$ ,  $\tau_i = 1,5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ , tiré de Bergmann (83)), on voit qu'un effet intrinsèque d'amplitude

$$\left(\frac{E_0^Q}{E_0^c}\right)^2 \sim \frac{1}{8} \left(\frac{1}{k_f \ell_0}\right)^2 \sim 10^{-3}$$

plus faible (sur  $\Delta\sigma$ ) que pour l'effet Tsuzuki attendu, a pu être confondu avec du chauffage.

Cette expérience permettait donc de contredire la théorie de Tsuzuki, mais elle ne montre pas que le chauffage est prépondérant. Un autre effet intrinsèque n'est pas à écarter et les temps électron-phonon mesurés restent des paramètres ajustables dont l'interprétation physique n'est pas justifiée.

Comme prévu dans notre modèle, l'effet intrinsèque du champ électrique ne s'observe qu'à haute température ( $\tau_i$  petit) et dans des échantillons très sales ( $k_f \ell_0$  ou  $D^-$  petit).

Nous avons donc montré que la localisation faible est atténuée par un champ électrique statique dans le régime haute température (exclusivement), car l'échelle finie du désordre y diminue la probabilité classique d'une boucle de diffusion, l'interférence entre une boucle et sa renversée dans le temps n'étant pas altérée. Les temps inélastiques ainsi déterminés sont en excellent accord avec les résultats de magnétorésistance, elle aussi modifiée par l'échelle finie du désordre. Il reste maintenant à comprendre le mécanisme inélastique à haute température.

#### V.4 QUEL MECANISME INELASTIQUE A HAUTE TEMPERATURE ?

##### Mécanisme à très basse température : collisions électron-électron 3D.

Avant d'aborder le régime haute température, nous présentons des mesures "standard" de  $\tau_i$  effectuées sur le même échantillon à  $T < 1$  K (réfrigérateur à dilution) : la magnéto-résistance négative est interprétée à l'aide de la formule de localisation à 2D (voir chapitre III).

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} f_2\left(\frac{B}{B_i}\right)$$

$$B_i = \frac{\hbar}{4eD\tau_i}$$

$$f_2(x) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \log x$$

La figure V.5a montre le bon accord entre la mesure et la théorie ; le paramètre ajustable  $B_i$  est représenté en fonction de  $T$  (figure V.5b). On en tire le temps inélastique

$$\tau_i = 6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T}{K}\right)^{-1,5} (s) \quad (0,4 \text{ K} < T < 1 \text{ K})$$

caractéristique de collisions inélastiques électron-électron à 3D (voir chapitre III). La dimensionnalité du régime de localisation (2D) semble justifiée, mais la proximité du cross-over risque de biaiser la détermination :

$$l_i = 0,2 T^{-0,75} (\mu) \text{ pour } 0,4 \text{ K} < T < 1 \text{ K} \quad \text{et } t = 0,48 \mu$$

où  $t$  est l'épaisseur de l'échantillon.

A des températures plus basses  $\tau_i$  atteint une limite finie car la température des électrons est déterminée non par celle de la boîte à

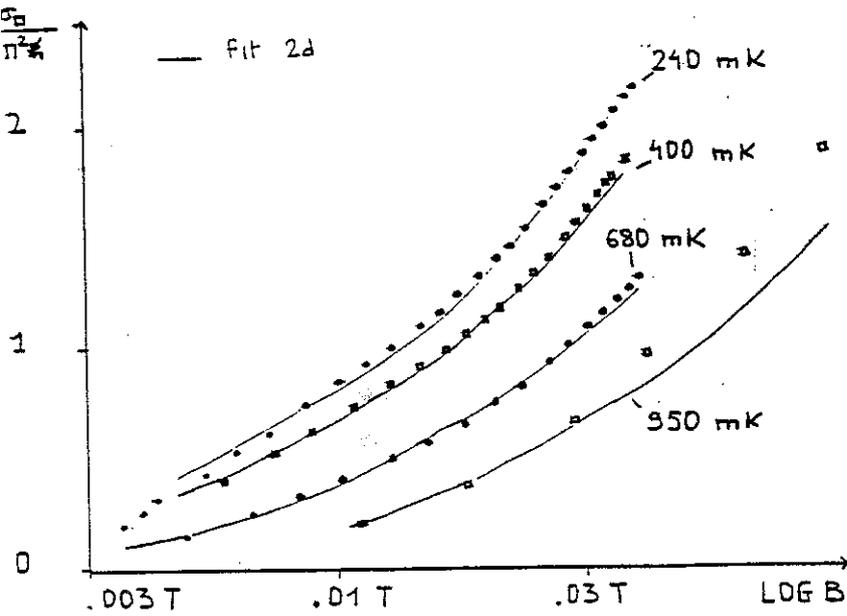


Fig.V.5.a- Magnétoconductance positive mesurée ( $\square, \circ$ ) à basse température et "fit" avec la formule de localisation 2d ( $\text{---}$ ).

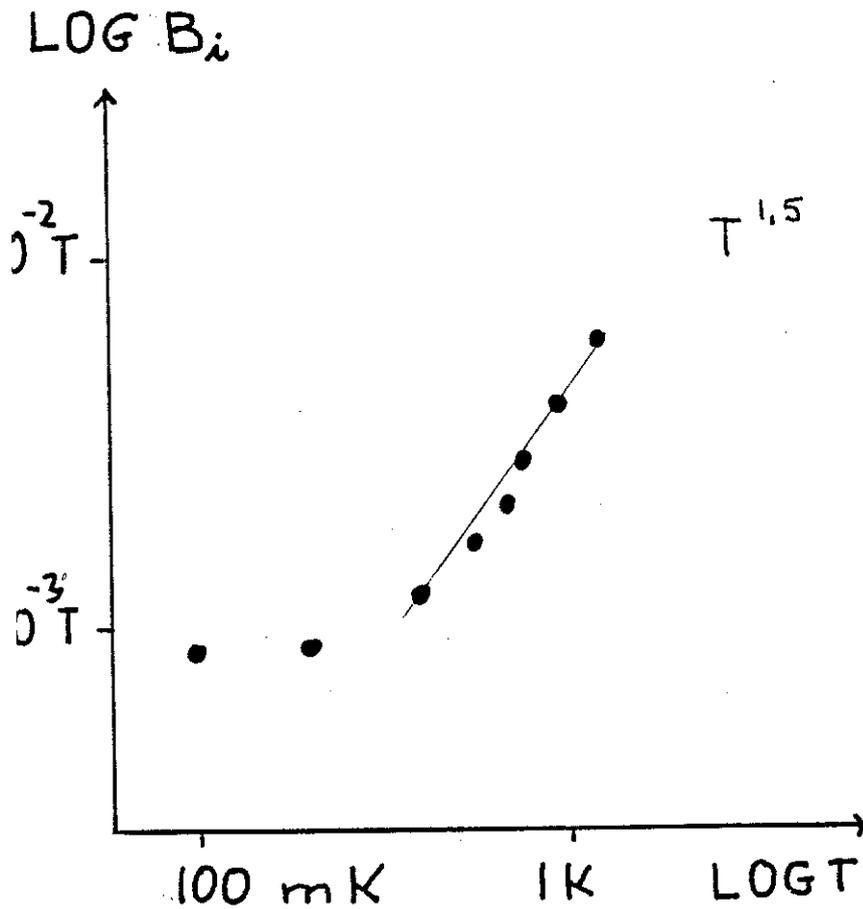


Fig.V.5.b- Paramètre ajustable

$$B_i = \frac{\hbar}{4eD\tau_i}$$

en fonction de la température. Le régime  $B_i \sim T^{1,5}$  indique un mécanisme électron-électron à 3d. A plus basse température, le pick-up chauffe les électrons au-dessus de la température des phonons (voir ch. VI).

mélange (température des phonons) mais par la puissance parasite reçue par l'échantillon comme nous le verrons au chapitre suivant.

Entre 1 K et 4,2 K l'échantillon passe progressivement de 2D à 3D et aucune des formules ne permet une détermination précise de  $\tau_i$ .

Différents mécanismes inélastiques en localisation faible (non exhaustif) :

Comme nous l'avons vu,  $\tau_i \sim T^{-0,75}$  a une dépendance en température très faible par rapport aux mécanismes connus à plus basse température ( $T < 4$  K) :

- électron-électron à 3D  $\tau_i \sim T^{-3/2}$  (Khampfir (85))
- électron-phonon  $\tau_i \sim T^{-p}$   $2 < p < 5$  (Khampfir (85))

mais les dépendances du temps de cohérence de phase de l'électron ne peuvent s'extrapoler à haute température ; en effet  $\tau_i$  est minoré par le temps de thermalisation de l'électron  $\hbar/kT$  (l'incertitude en énergie déphasant l'électron  $\Delta E_i = \hbar/\tau_i$  est plus faible que  $kT$  (voir fig. V.6).

D'autre part, Altschuler et al. (C2) prévoient qu'à haute température, la dépendance en température du temps de cohérence de phase électron-phonon est bien plus faible que celle du temps entre deux collisions avec des phonons. Faute de mieux, nous avons utilisé ce calcul pour interpréter nos résultats.

Collisions électron - phonon acoustique à haute température : une perte d'efficacité extraordinaire .

Ils considèrent une collision entre un électron et un phonon acoustique. A cause de la conservation de l'impulsion, celle de l'électron ne peut varier de plus de  $2p_f$  ( $= 2 m^* v_F$  impulsions au niveau de Fermi). L'échange d'énergie est donné par la relation de dispersion de la branche acoustique.

$$\Delta E < 2P_f v_s$$

où  $v_s \sim 5000 \text{ ms}^{-1}$  est la vitesse du son dans GaAs. On en tire

$$\Delta E \sim 10 \text{ K}$$

A partir de  $T \sim 10 \text{ K}$ , une collision ne suffit plus à thermaliser les électrons et donc à détruire la cohérence de phase. On considère alors  $N = t/\tau_{\text{eph}}$  collisions distantes de  $\tau_{\text{e-ph}}$ , pendant le temps  $t$ . Chacune fait varier l'énergie de l'électron de

$$\delta E \sim P_f v_s \sim E_F \frac{v_s}{v_F}$$

mais avec un signe aléatoire (émission ou absorption). Au bout du temps  $t$  la variation totale d'énergie vaudra :

$$\Delta E = \sqrt{N} \delta E$$

et le déphasage :

$$\frac{\Delta E \cdot t}{\hbar} = \frac{E_F}{\hbar} \frac{v_s}{v_F} \sqrt{\frac{t}{\tau_{\text{eph}}}} t$$

Le temps de cohérence de phase  $\tau_i$  est défini par un déphasage unité :

$$\tau_i = \left( \left[ \frac{\hbar v_F}{E_F v_s} \right]^2 \tau_{\text{eph}} \right)^{1/3}$$

La loi expérimentale  $\tau_i = 2,5 \cdot 10^{-11} \left( \frac{T}{\text{K}} \right)^{-0,75}$  ( $5 \text{ K} < T < 50 \text{ K}$ ) donne le temps entre deux collisions quasi élastiques électron-phonon acoustique :

$$\tau_{\text{e-ph}} = \left[ \frac{\hbar v_F}{E_F v_s} \right]^{-2} \tau_i^3 = 2 \cdot 10^{-9} \left( \frac{T}{\text{K}} \right)^{-2,15 \pm 0,15}$$

Comme on le voit figure V.7, cette détermination quantitative du temps électron-phonon à haute température ( $5 \text{ K} < T < 50 \text{ K}$ ) coïncide

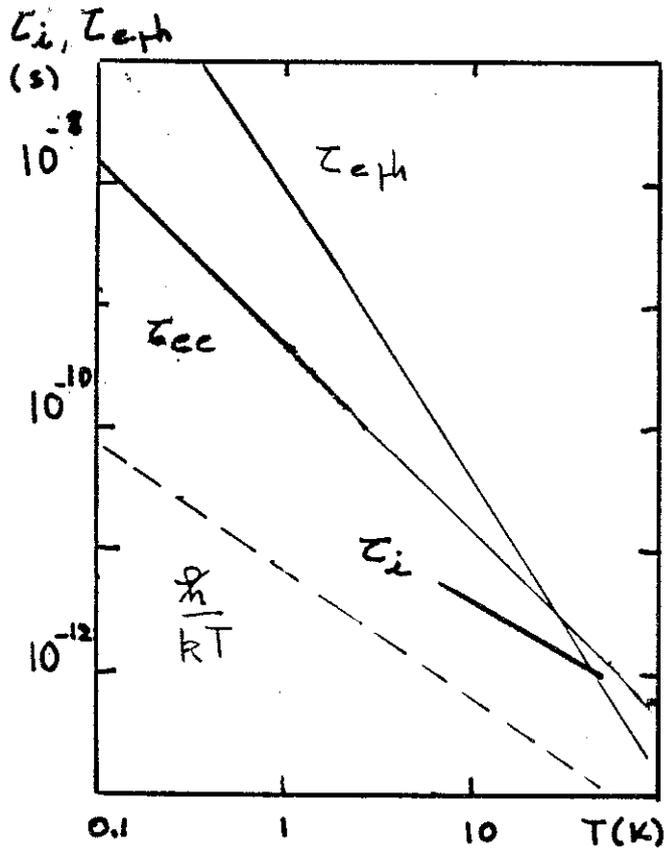


Fig. V.6 - Temps inélastiques  $\tau_{e-e}$ ,  $\tau_{e-ph}$  (Godfrin et al. (84)) extrapolés à plus haute température et  $\tau_i$  (ce chapitre) comparés à  $\hbar/k_B T$ .

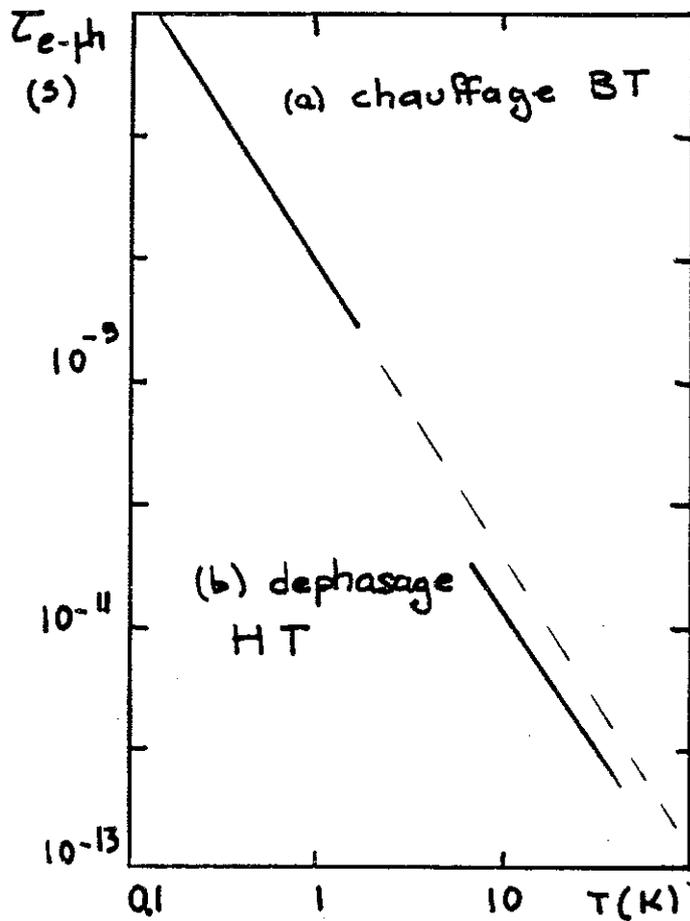


Fig. V.7 - Temps électron-phonon mesurés à basse température ( $T < 1$  K) par H. Godfrin et al. (84) (a) comparés à la détermination par collisions quasi-élastiques électron-phonon (ce chapitre) (b).

à un facteur 5 près avec les mesures thermodynamiques extrapolées depuis les très basses températures ( $T < 1$  K, voir chapitre VI) :

$$\tau_{\text{eph}}^{\text{chauff}} \sim 10^{-8} \left(\frac{T}{\text{K}}\right)^{-2,5} \quad (\text{s}) \quad (100 \text{ mK} < T < 1 \text{ K})$$

Loin d'être une preuve, ce calcul incite à attribuer les temps inélastiques à un mécanisme électron-phonon atténué par la différence des vitesses (resp.  $v_F$  et  $v_S$ ), et il appelle d'autres mesures ainsi que des calculs de temps de cohérence de phase dans le régime haute température.



## CHAPITRE VI

### EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE A BASSE TEMPERATURE : CHAUFFAGE

Parmi les différents effets du champ électrique en localisation faible, on s'attend à trouver du chauffage à basse température ( $T < 1$  K), résultant d'un couplage électron-phonon évanescent. Il y a actuellement peu d'études systématiques des temps électron-phonon ( $\tau_{\text{eph}}$ ) dans le cadre de la localisation faible, et ce chapitre s'y consacre en écartant un effet intrinsèque dominant (voir chapitre V) par une mesure dynamique originale de  $\tau_{\text{eph}}$ . L'accord quantitatif avec la dépendance en champ statique interprétée par un simple modèle de chauffage (bilan thermique avec un temps de relaxation  $\tau_{\text{e-ph}}$ ) montre qu'à basse température le chauffage est prépondérant. On obtient ainsi la loi  $\tau_{\text{e-ph}}(T)$  et on explique la "saturation" de la localisation à  $T \lesssim 100$  mK par le pick-up (bruit radiofréquence).



## VI.1 MESURES EN CHAMP ELECTRIQUE STATIQUE

Nous présentons tout d'abord des mesures effectuées sur les échantillons de la série I par H. Godfrin et al. (84) et qui ont servi de base à cette étude :

La courbe VI.1 représente la résistance du fil mesurée à très basse température avec différents courants de mesures  $I$ , i.e. différents champs électriques. Le fil est en régime de localisation 1D et l'on s'attend à ce que sa résistance diverge à  $T = 0$  (pas d'interaction spin-orbite en magnétorésistance).

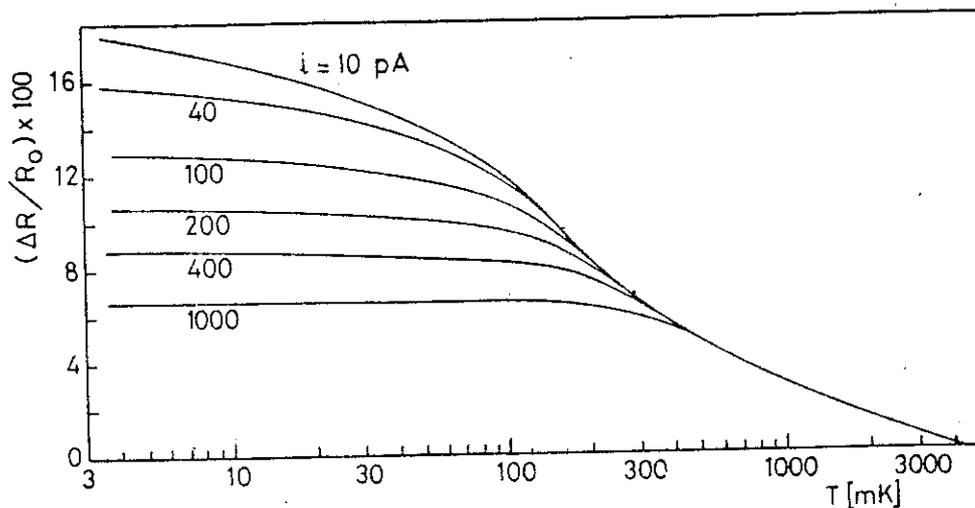


Fig. VI.1 - Résistance apparente du fil Ia en fonction de la température et du courant de mesure  $I$ .  $R_0$  est la résistance à 4,2 K (Laviron et al. (83)).

Limite  $I = 0$  :

Le comportement  $T < 100$  mK est modifié lorsqu'on place à l'entrée du cryostat des filtres passe-bas (coupure à  $\sim 1$  MHz) sur le circuit de mesure ou sur les autres circuits entrant dans le cryostat

(thermomètres,...) : l'effet des filtres est d'augmenter la valeur de la résistance. En dessous de 100 mK le comportement de l'échantillon est donc fortement influencé par le bruit HF (émission radio, Apple II, ...) capté par les circuits électriques. A plus haute température, il ne perturbe plus l'expérience : la résistance diminue "normalement" si T augmente.

Effet du courant - interprétation par chauffage :

Lorsqu'on applique un courant plus fort, la résistance du fil ( $R = V/I$ )<sup>\*</sup> diminue comme si l'on avait chauffé l'échantillon. On calcule alors l'élévation de température différentielle (voir fig. VI.2) et on en tire (voir chapitre V.1) :

$$\tau_{e-ph}(T_{el}^*, T_{ph}) = \frac{T_{el}^2 - T_{el}^1}{\sigma(E_2^2 - E_1^2)} \gamma T_{el}^*$$

(où  $T_{el}^* = \sqrt{T_{el}^1 T_{el}^2}$  permet de minimiser l'erreur dans le cas  $\tau_{e-ph} \sim T^{-J}$ ).

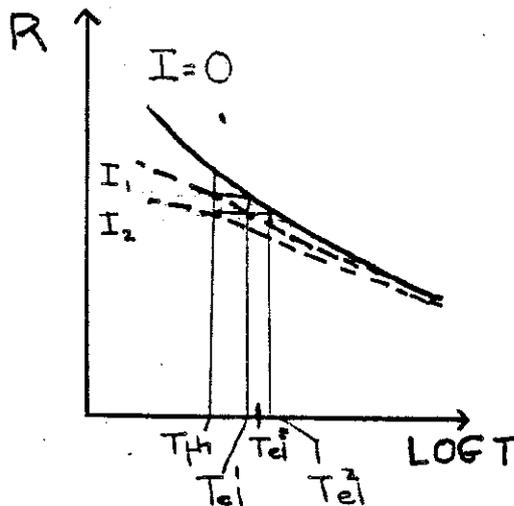


Fig. VI.2 - Mesure différentielle de  $\tau_{eph}(T_{el}^*)$  : une variation de puissance Joule  $R(I_2^2 - I_1^2)$  provoque une élévation de température des électrons  $T_{el}^2 - T_{el}^1$ . On prend la moyenne

$$T_{el}^* = \sqrt{T_{el}^2 T_{el}^1}$$

pour minimiser l'erreur.

\*  $R = V/I$  est en fait la valeur mesurée par la détection synchrone comme ici. Lorsque la caractéristique  $V(I)$  n'est pas linéaire, il faut corriger la courbe  $R(I^2)$  (voir annexe I).

Pour utiliser ce modèle, on a supposé implicitement que le réseau est parfaitement couplé au bain d'hélium qui sert de référence pour  $T_{ph}$ . L'échantillon se trouvant dans la boîte à mélange (i.e. dans l'hélium liquide) il faudrait une résistance de Kapitza anormalement élevée entre He et GaAs pour sortir des conditions de validité du calcul.

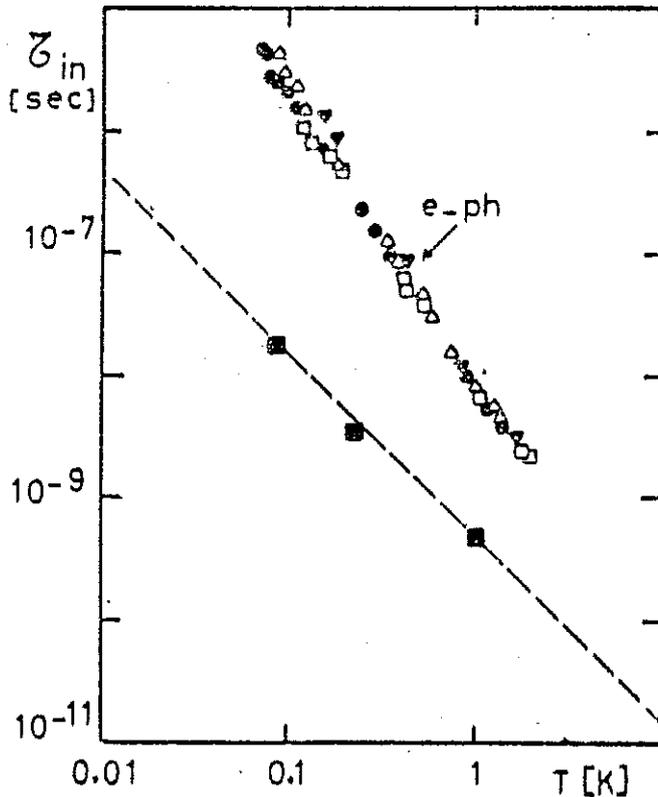


Fig. VI.3 - Temps électron-phonon déterminés par chauffage (Godfrin et al. (84)).

○ ech. Ia  
 △ ech. Ib  
 □ ech. Ic  
 ▽ ech. Id  
 et (■) temps inélastiques (électron-électron) déterminés par cross-over (voir chapitre III et Godfrin et al. (84)).

Sur la figure VI.3, on voit la courbe  $\tau_{eph}(T_{el}^{**}) \sim 8 \cdot 10^{-9} \left(\frac{T_{el}^{**}}{1K}\right)^{-2,5} (s)$  obtenue pour les fils la-d à  $100 \text{ mK} < T < 1 \text{ K}$ . La dispersion est très faible alors que le régime dimensionnel variant de 1 à 2 suivant la largeur du fil et la température (voir chapitre III), les lois  $R(T)/R(4,2 \text{ K})$  sont différentes. En outre  $\tau_{e-ph}$  semble peu influencé par  $T_{ph}$ . La dépendance en température n'est pas en accord avec les théories de l'interaction électron-phonon dans les systèmes désordonnés développés à l'heure actuelle (voir Schmidt (74)), mais l'exposant de T a une valeur raisonnable (en général il est compris entre 2 et 5, voir Khampfir (85)). La partie  $T < 100 \text{ mK}$  s'interprète quantitativement en disant que  $T_{el}$  est entièrement déterminée par la puissance Joule absorbée (mesure ou pick-up). Dans cette expérience, la puissance parasite a été évaluée à

$P \sim R \times I_{\min}^2 \sim 10^6 \times (10^{-11})^2 \sim 10^{-16} \text{ W}$  (pour  $I < I_{\min}$ , il n'y a pas d'effet du courant).

Les temps de cohérence de phase déterminés par cross-over (voir chapitre III) ont également été représentés figure VI.3 La cohérence de phase est brisée par les collisions inélastiques électron-électron ( $\tau_i = 10^{-10} \text{ T}^{-4,5}$ ) plus fréquents que les collisions électron-phonons.

Il est alors légitime de parler de  $T_{e1}$  pour des temps  $\tau_{eph}$  plus grands que  $\tau_i$  : le gaz d'électrons atteint l'équilibre thermodynamique interne (par des collisions électron-électron) avant de se thermaliser avec le réseau (par des collisions électron-phonon). Notons qu'il faudrait des temps  $\tau_{e-ph}$  infiniment longs pour que les champs électriques utilisés ( $E < 10 \text{ V/m}$ ) bouleversent le régime de diffusion, i.e. qu'ils modifient notablement l'énergie cinétique des électrons de conduction :

$$\tau_{eph} \approx \left[ \frac{\mu e E^2}{k T_F} \right]^{-1} \approx \frac{10^{-23} \cdot 10^2}{10^{-1} \cdot 10^{-19} \cdot 10^2} \approx 10^{-3} \text{ s} \quad (\rightarrow T_{e1} \sim 10 \text{ mK})$$

Bien que ces résultats soient cohérents et donnent des valeurs de  $\tau_{e-ph}$  raisonnables,  $\tau_{e-ph}$  n'est ici qu'un paramètre ajustable et le comportement en champ statique ( $dR/dE^2$ , pas de sensibilité au régime dimensionnel, limite  $T = 0$ ) pourrait être interprété par un effet intrinsèque (voir Tsuzuki (81)).

Afin d'en avoir une confirmation expérimentale, nous avons réalisé une mesure originale utilisant des impulsions pour déterminer le temps de relaxation associé à l'effet de champ électrique ( $\tau_i$  ou  $\tau_{e-ph}$  ?) par une méthode dynamique.

## VI.2 MESURES SOUS IMPULSIONS

Pour voir la relaxation de la température, la première méthode qui vient à l'esprit consiste à observer celle de la résistance instantanée  $R(t)$  en réponse à une impulsion de champ électrique. Simple dans son principe, elle est ici difficile à réaliser : les grandes valeurs de  $R$  ( $> 1000 \Omega$ ) diminuant la sensibilité (on voudrait observer un effet de l'ordre de  $10^{-2}$ ), la résolution en temps nécessite un circuit hyperfréquences très propre (T.O.S.  $\sim 1$ , pas d'atténuation), et pour atteindre des temps plus longs ( $\tau_{e-ph} \sim 10^{-6}$  s), il faut passer à très basse température ( $T \sim 100$  mK). L'instrumentation d'un cryostat à dilution est réalisable dans l'état de l'art actuel, mais demandait un investissement dépassant le cadre de cette thèse.

Nous avons ainsi été conduits à concevoir une méthode originale qui soit à la fois sensible et simple à mettre en oeuvre.

### Principe :

On mesure la résistance continue de l'échantillon (valeur moyenne de  $R(t)$ ) qui est soumis à des impulsions de champ électrique de taux de répétition variable,  $\nu$ . Si  $\tau_{e-ph}$  est le temps de relaxation de la température électronique (donc de la résistance instantanée:  $R(t) = R(T_{ef}(t))$ , puisque  $\tau_i \ll \tau_{e-ph}$ ), deux cas se présentent :

a)  $\nu \tau_{e-ph} \ll 1$  :

La résistance relaxe entre chaque impulsion et la réponse à chaque impulsion est indépendante de  $\nu$ , donc la correction à la résistance est proportionnelle à  $\nu$  (voir fig. VI.4).

$$\Delta R(\nu) = R(\nu) - R(\nu = 0) = \delta R \times \theta \times \nu \sim \nu$$

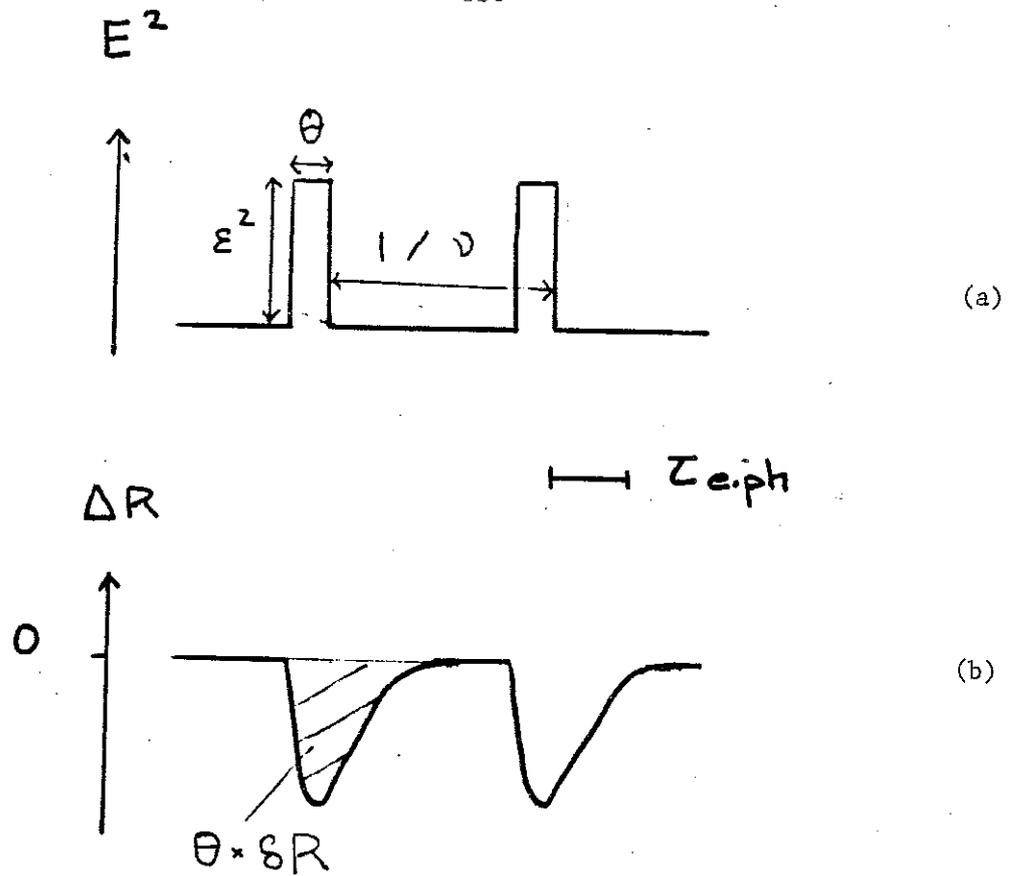


Fig. VI.4 - Résistance instantanée (a) de l'échantillon soumis à des impulsions de champ (b) : cas  $v\tau_{eph} \ll 1$  ; le système "suit" les impulsions.

avec :

- $\theta$  = largeur de l'impulsion ;
- $\epsilon^2$  = hauteur de l'impulsion (champ électrique au carré)
- $\theta \times \delta R$  = aire de la réponse en résistance à une impulsion.

b.  $v\tau_{eph} \gg 1$  :

La réponse n'a plus le temps de relaxer entre deux impulsions, on atteint un régime quasi permanent et le système se comporte comme un filtre passe-bas (voir fig. VI.5) :

$$\Delta R(\nu) = \Delta R_{DC} (\langle E^2(t) \rangle)$$

où  $\Delta R_{DC} (E^2)$  est la variation de résistance sous un champ électrique continu  $E$ .

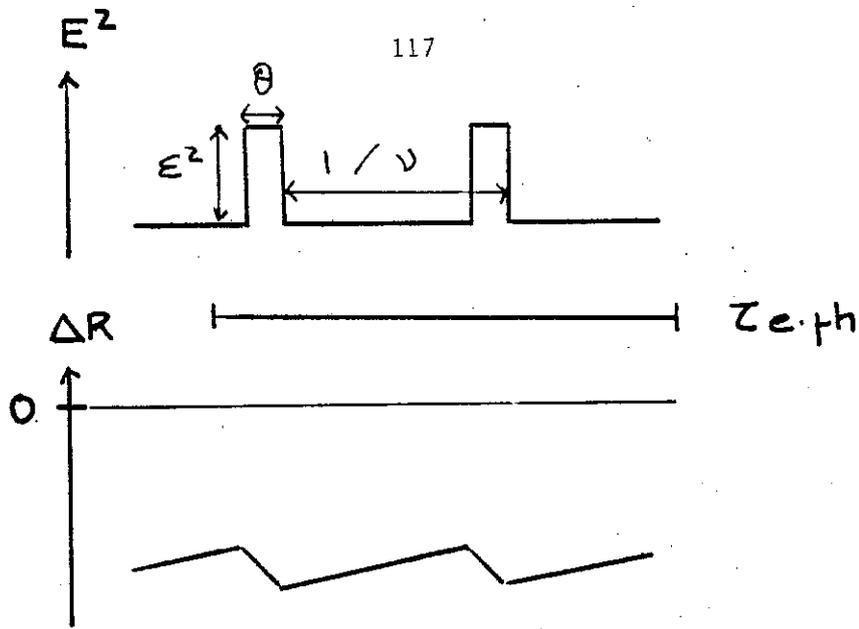


Fig. VI.5 - Résistance instantanée (a) de l'échantillon soumis à des impulsions de champ (b) : cas  $\nu\tau_{eph} \gg 1$ . Le système est un filtre passe-bas : il "moyenne".

Dans la plupart des cas  $\Delta R_{DC}(E^2)$  n'est plus linéaire au-delà d'un champ seuil  $E_0^2$  (par exemple  $\Delta R_{DC}(E^2) \propto \text{Log} (1 + (\frac{E}{E_0})^2)$  pour  $E > E_0$ ), alors la résistance continue en fonction du taux de répétition  $\nu$

$$\Delta R(\nu) = \Delta R_{DC}(\epsilon^2 \theta \nu)$$

n'est plus linéaire en  $\nu$  au-delà de

$$\nu_0 = \frac{E_0^2}{\epsilon^2 \theta} ;$$

c'est-à-dire qu'en prenant des impulsions d'aire suffisante (i.e.  $E_0^2/\epsilon^2\theta < 1/\tau_{eph}$ ),  $\Delta R(\nu)$  n'est plus linéaire en  $\nu$  dès que  $\nu > 1/\tau_{eph}$ .

Ainsi, avec une forme d'impulsion adéquate,  $1/\tau_{eph}$  se lit en principe directement dans un diagramme  $\Delta R(\nu)$ , comme la fréquence qui limite le régime linéaire.

La sensibilité en résistance correspond à celle du pont de mesure continue ( $< 10^{-5}$  !) et la résolution en temps au taux de répétition maximum du circuit H.F.

Montage expérimental :Points sensibles de la méthode :

Une fois que l'on maîtrise la source d'impulsions, il faut savoir comment l'excitation arrive effectivement sur l'échantillon. Cette expérience, peu sensible à la forme des impulsions, exige cependant

- que la forme ne varie pas lorsque le taux de répétition augmente : la largeur effective  $\tilde{\theta}$  donne une limite supérieure  $\nu < 1/\tilde{\theta}$  (voir fig. VI.6) ;

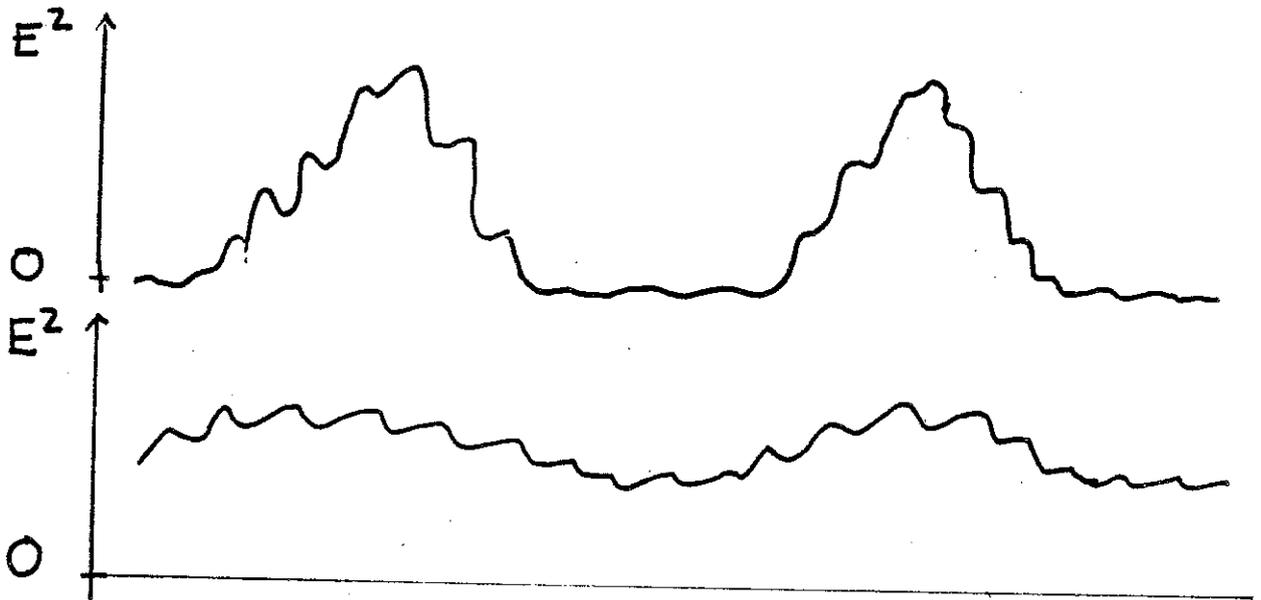


Fig. VI.6 - Distorsion des impulsions arrivant sur l'échantillon, mesurée par la largeur effective  $\tilde{\theta}$ . Si  $\nu\tilde{\theta} \ll 1$  (a) deux impulsions successives n'interfèrent pas. Si  $\nu\tilde{\theta} \gg 1$  (b), elles sont "moyennées" avant de parvenir à l'échantillon.

- que le fond entre deux impulsions successives arrivant sur l'échantillon soit rigoureusement nul. Comme le signal du générateur doit traverser des filtres passe-haut (qui séparent HF et mesure continue ; voir plus loin), sa composante continue doit être nulle. Les impulsions doivent donc être parfaitement symétriques (voir fig. VI.7).

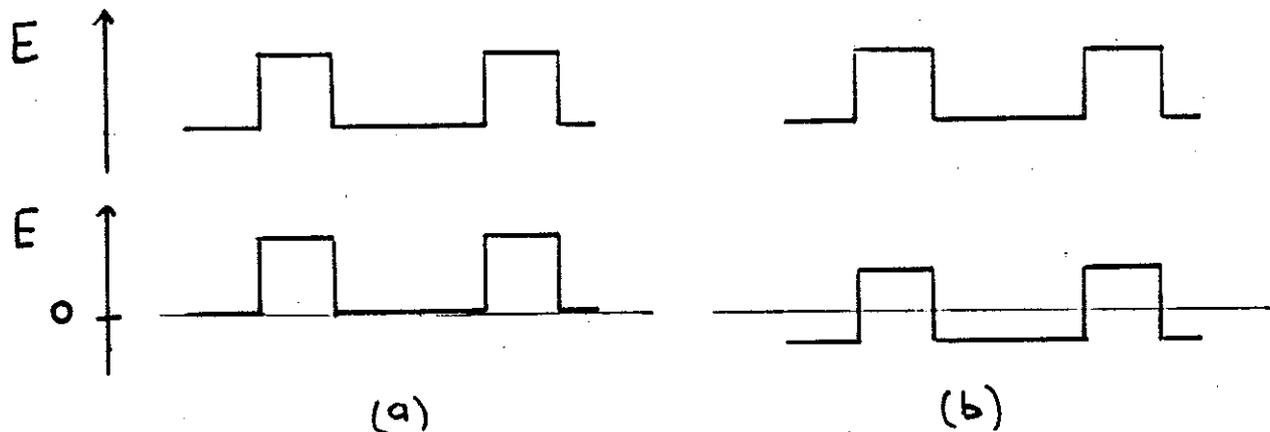


Fig. VI.7 - Effet d'un filtre passe-haut sur des impulsions : pas de modification si le champ électrique moyen est nul (a) sinon apparition d'un "fond" normal entre les impulsions (b).

Couplage des circuits de mesure de la résistance continue (BF) et d'impulsion (HF) :

Comme la résistance de l'échantillon est élevée, il faut réduire autant que possible la connexion au circuit HF pour garder un temps de réponse court ( $t = RC$  ;  $C =$  capacité des câbles proportionnelle à leur longueur). Nous avons donc placé le circuit de couplage à froid, à l'extérieur de la boîte à mélange où se trouve l'échantillon. Les caractéristiques des composants utilisés varient peu entre l'ambiante (300 K) et les basses températures.

Le circuit\* est composé de deux filtres passe-bas (et deux passe-haut) constitués par l self - shuntée par une résistance pour amortir d'éventuelles oscillations - (resp l capa. en série) qui connectent le pont de mesure de la résistance (BF : 32 Hz) (resp. le générateur d'impulsion HF :  $f > 100$  kHz) et l'isolant du circuit HF (resp. B.F.). La ligne coaxiale qui amène les impulsions se termine sur  $50 \Omega$  placés en amont des capacités pour ne pas shunter la mesure de résistance (voir fig. VI.8).

Le câble coaxial utilisé est constitué d'un tube inox ( $\emptyset 2$  mm) dans lequel passe un fil supraconducteur (à BT) puis normal à H.T. Sa bande passante n'est pas très large (  $50$  MHz si l'on n'est pas trop exigeant sur le T.O.S. et l'atténuation).

### Génération d'impulsions :

Ne disposant pas de générateur d'impulsions délivrant des impulsions symétriques rapides, nous avons utilisé un générateur de fonctions Wawetek (fonctionnant jusqu'à 50 MHz) en mode "gated". Il envoie une période sinusoïdale à chaque impulsion du "trigger", un générateur d'impulsions HP ( $\rightarrow$  25 MHz) qui détermine le taux de répétition.

La forme du signal et le taux de répétition sont contrôlés à l'aide d'un oscilloscope HP ( $\rightarrow$  275 MHz) placé en dérivation à la sortie du générateur avec une impédance interne de  $1\text{ M}\Omega$ . En utilisant le générateur de fonctions à  $\sim 20\text{ MHz}$ , on obtient des signaux (périodes de sinusoïde) symétriques et identiques - à l'oscilloscope - si  $\nu \ll 10\text{ MHz}$ .

Ce signal est atténué par un atténuateur HP (0 à 110 dB par pas de 10 dB de 0 à 18 GHz) placé en série.

### Mesure de résistance :

On mesure l'échantillon I-c par le pont haute impédance en 2 fils (que 2 contacts sur l'échantillon), avec un courant d'injection suffisamment faible pour que la résistance lue n'en dépende pas.

Schéma du montage (voir fig. VI.9)

### Résultats expérimentaux :

Nous avons effectué l'expérience pour différentes températures de l'échantillon mesurées dans la boîte à mélange où il est placé.

Les impulsions doivent être suffisamment hautes pour atteindre le régime non linéaire de  $R_{DC}(E^2)$  mais pas trop pour ne pas chauffer excessivement les électrons et réduire  $\tau_{eph}$ .

generateur H.F.

121 pont H.I.

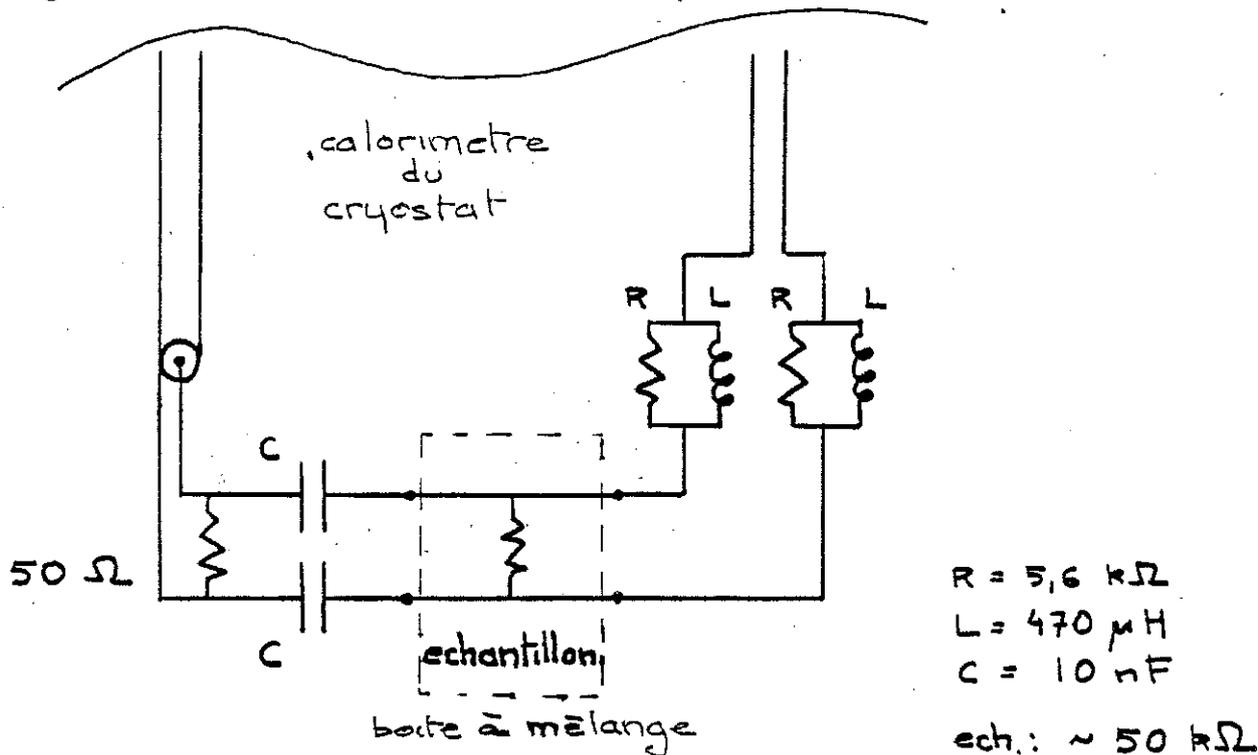


Fig. VI.8 - Circuit de couplage du continu (mesure de résistance) et des impulsions.

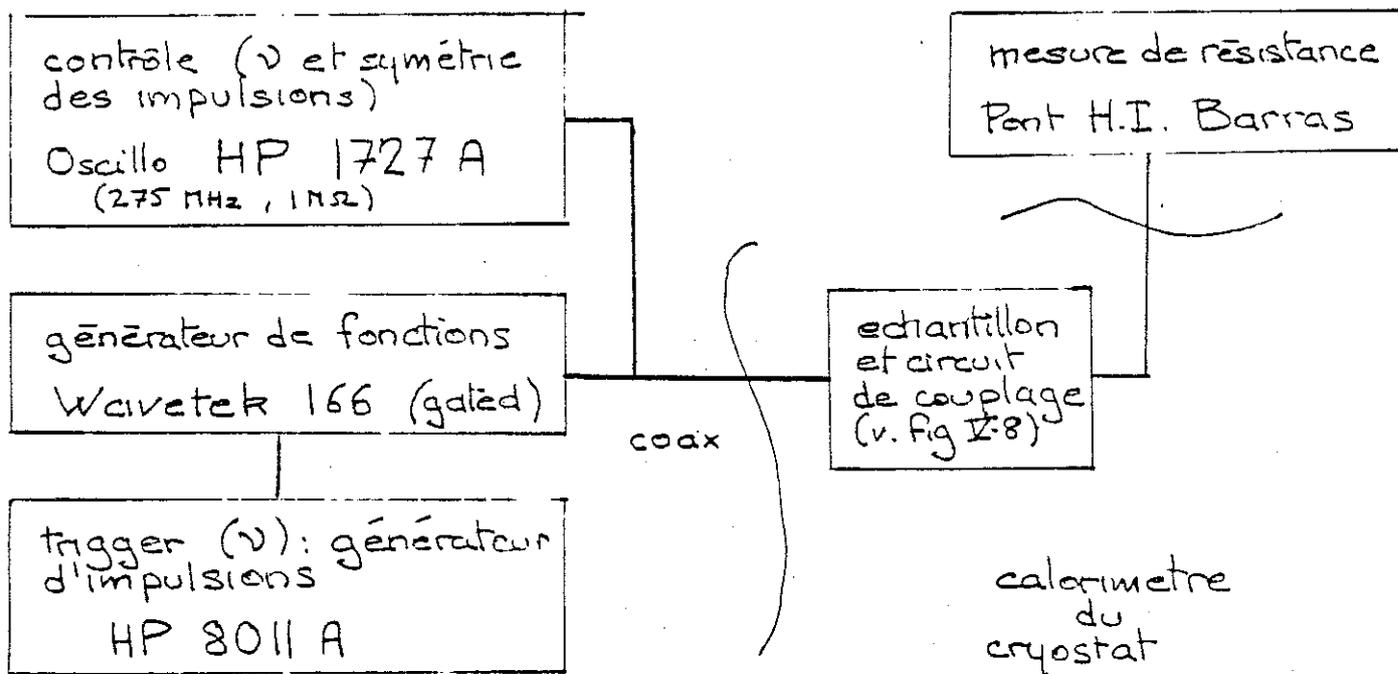


Fig. VI.9 - Schéma de l'expérience.

Comme on s'y attendait, les courbes  $R(\nu)$  présentent une rupture du régime linéaire à une fréquence qui croît avec la température (voir fig. VI.10). L'ordre de grandeur des  $\tau_{\text{eph}}$  obtenus correspond à ceux tirés des mesures de chauffage en continu (voir VI.1) mais pour faire une comparaison plus précise, il faut corriger la température : le circuit HF ne pouvant être filtré, il véhicule du bruit R.F. qui chauffe les électrons (voir plus haut).

En s'appuyant sur l'interprétation par chauffage des mesures en continu, la température des électrons  $T_{\text{el}}$  est donnée en fonction de celle des phonons  $T_{\text{ph}}$  et de la puissance parasite (R.F.)  $P$  par l'expression

$$\gamma T_{\text{el}}^4 dT_{\text{el}} = \tau_{\text{eph}} (1\text{K}) T_{\text{el}}^{-2,5} dP$$

$$dT_{\text{el}}^{4,5} = \frac{4,5 \tau_{\text{eph}} dP}{\gamma}$$

d'où

$$T_{\text{el}}^{4,5} = T_{\text{ph}}^{4,5} + \frac{4,5 \tau_{\text{eph}} (1\text{K}) P}{\gamma}$$

$P$  étant indépendant de  $T_{\text{el}}$  et  $T_{\text{ph}}$ , on vérifie cette relation en reportant  $T_{\text{el}}^{4,5}$  en fonction de  $T_{\text{ph}}^{4,5}$ .  $T_{\text{ph}}$  est donnée par le thermomètre de la boîte à mélange,  $T_{\text{el}}$  par  $dR/dE^2$  (thermomètre très sensible ( $dR/dE^2 \sim T_{\text{el}}^{-4,5}$ ) étalonné\* lors d'une mesure identique mais avec des filtres H.F. qui réduisaient sensiblement le bruit ( $P \sim 10^{-16}$  W) (voir fig. VI.11) ( $P \sim 10^{-13}$  W). Dans l'hypothèse du chauffage, on sait corriger  $T_{\text{el}}$  et il reste à comparer les  $\tau_{\text{eph}}$  obtenus par les deux méthodes (voir fig. VI.12).

L'accord est excellent pour la dépendance en température. La différence de magnitude peut être due à une évaluation peu précise de  $\gamma$ . Et à l'approche semi-qualitative des deux méthodes.

La validité expérimentale de la mesure est donnée par la courbe à 700 mK où la parfaite linéarité de  $R(\nu)$  jusqu'à  $\nu = 10$  MHz donne la sensibilité du montage. En outre la forme des courbes au-delà du régime linéaire comparée à celle des courbes  $R_{\text{DC}}(E^2)$  de résistance

\* GODFRIN et al. (84).

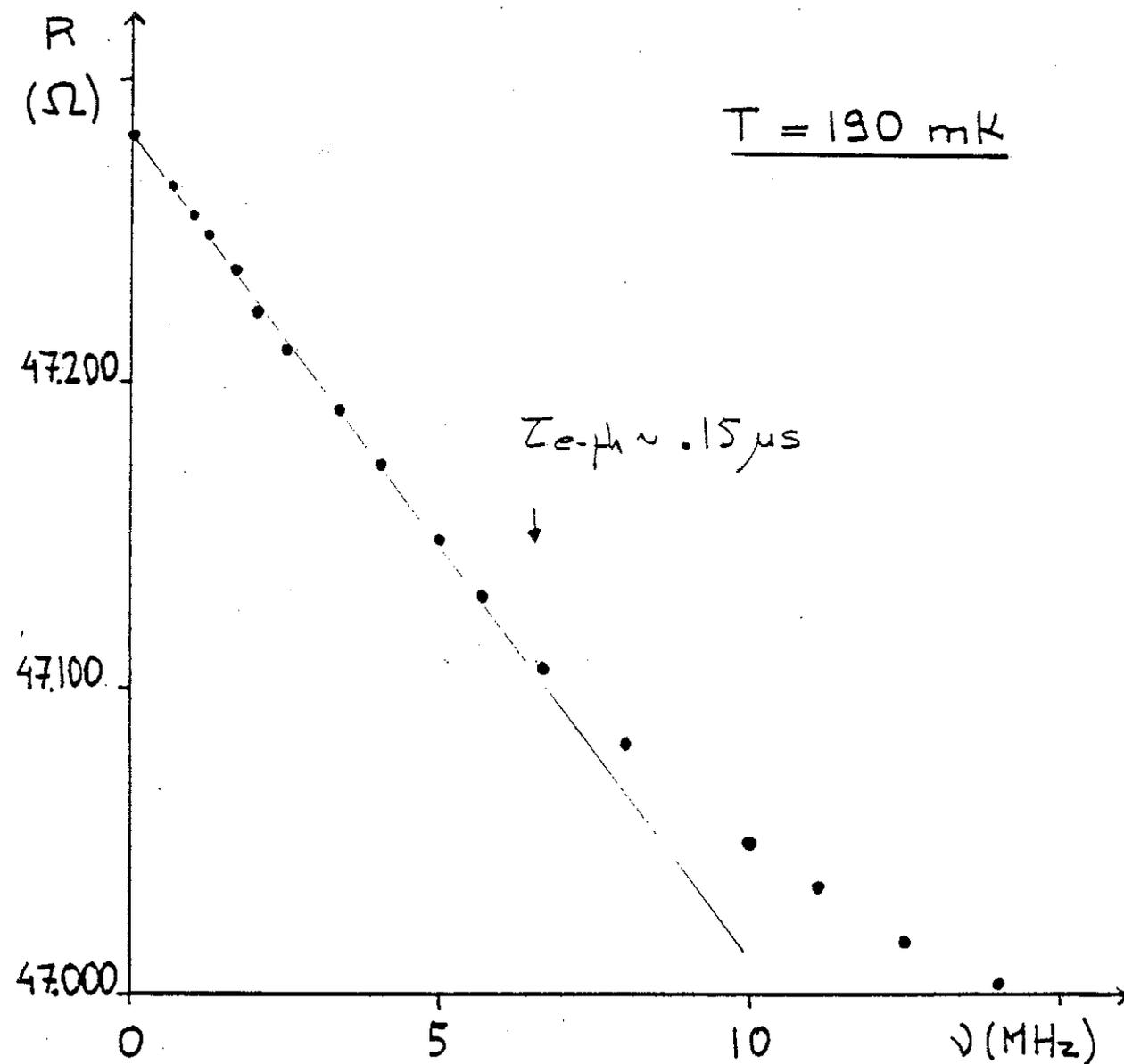


Fig. VI.10 - Variation de résistance en fonction du taux de répétition des impulsions à 20 mK (a), 190 mK (b) et 700 mK (c). (température de la boîte à mélanges, i.e. du réseau). A 700 mK la dépendance  $\Delta R(\nu)$  est parfaitement linéaire jusqu'à  $\sim 12$  MHz. On écarte ainsi tout artefact expérimental lors de la détermination expérimentale de  $\tau_{e,ph} > 0,08 \mu s$ .

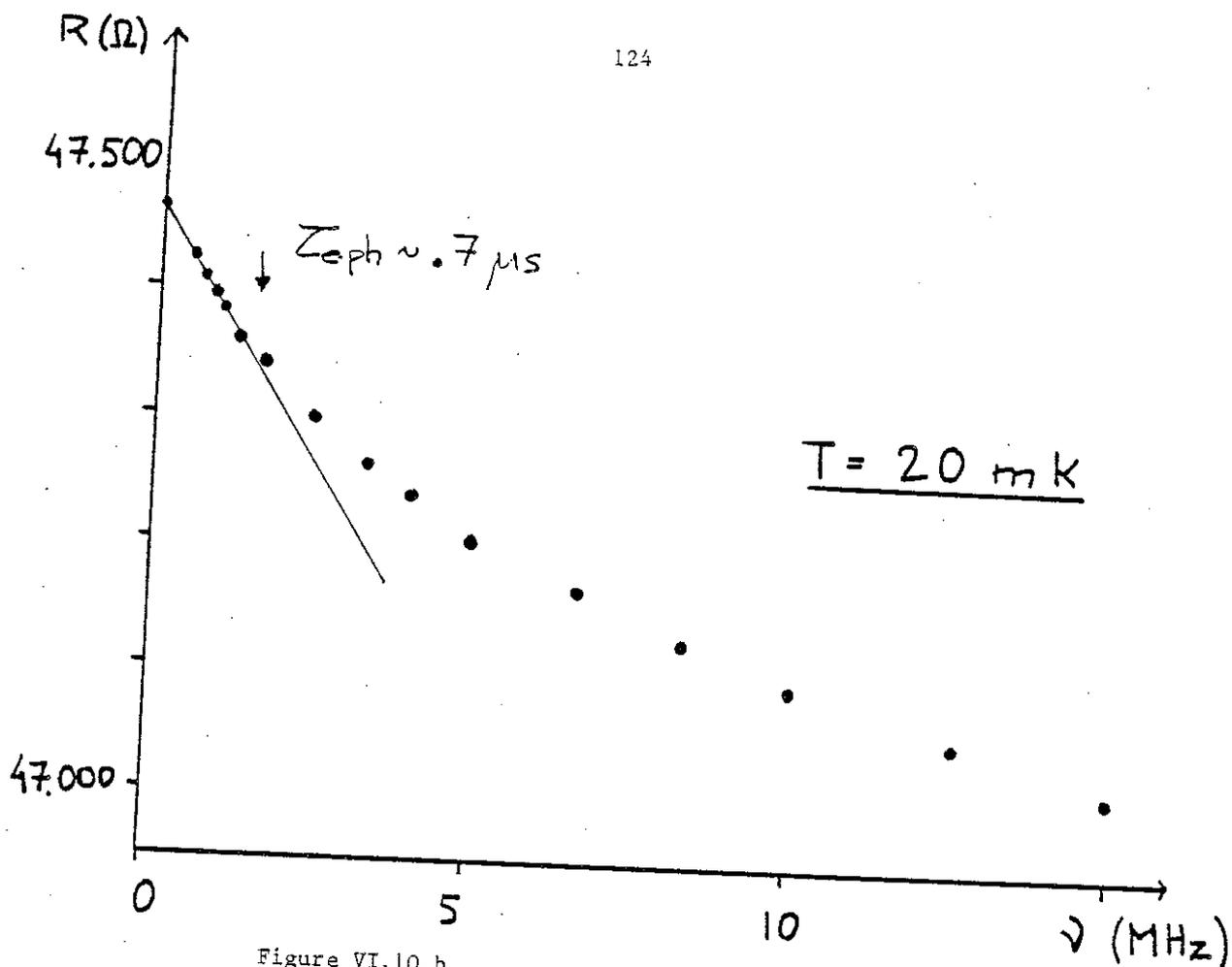


Figure VI.10.b

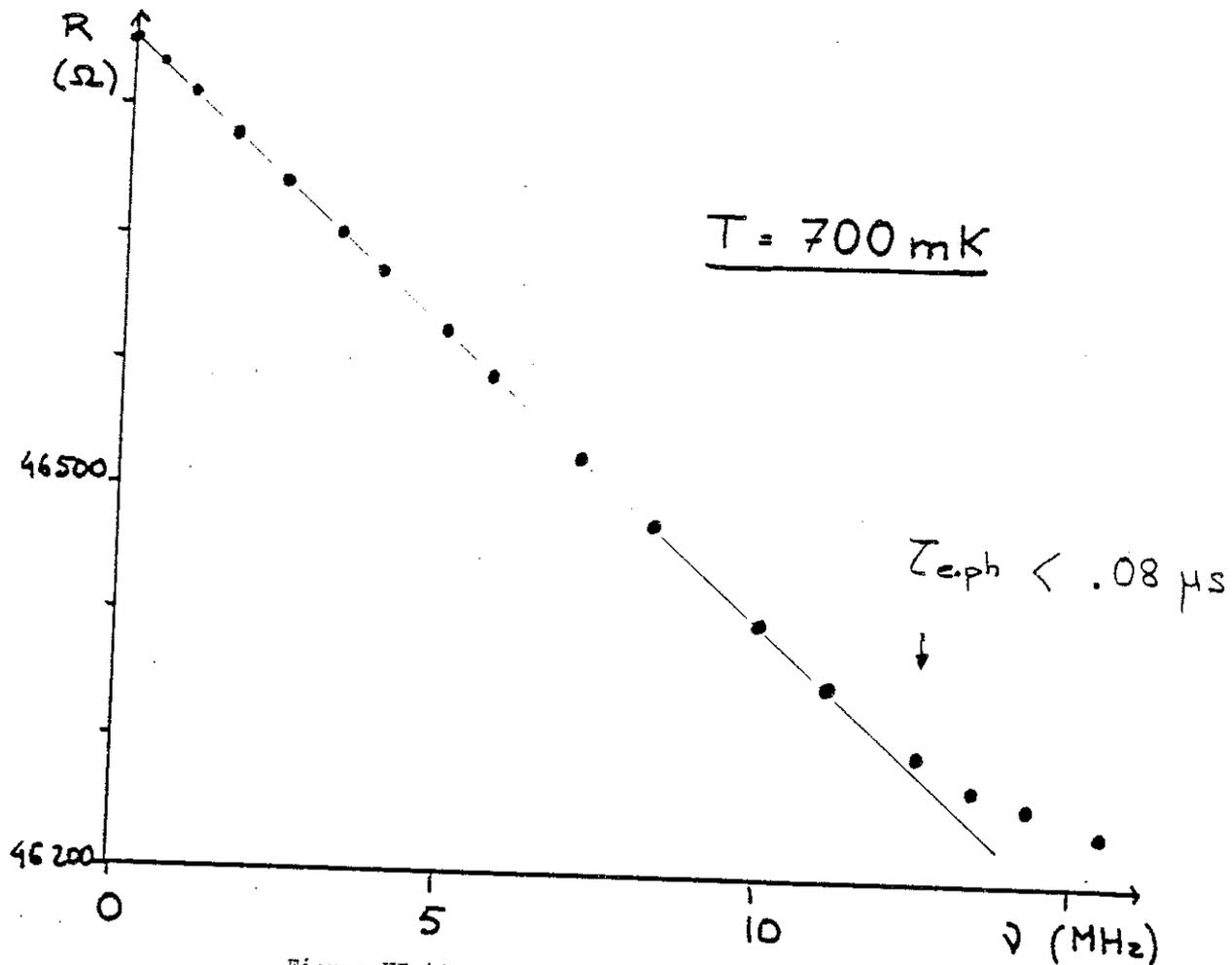


Figure VI.10.c

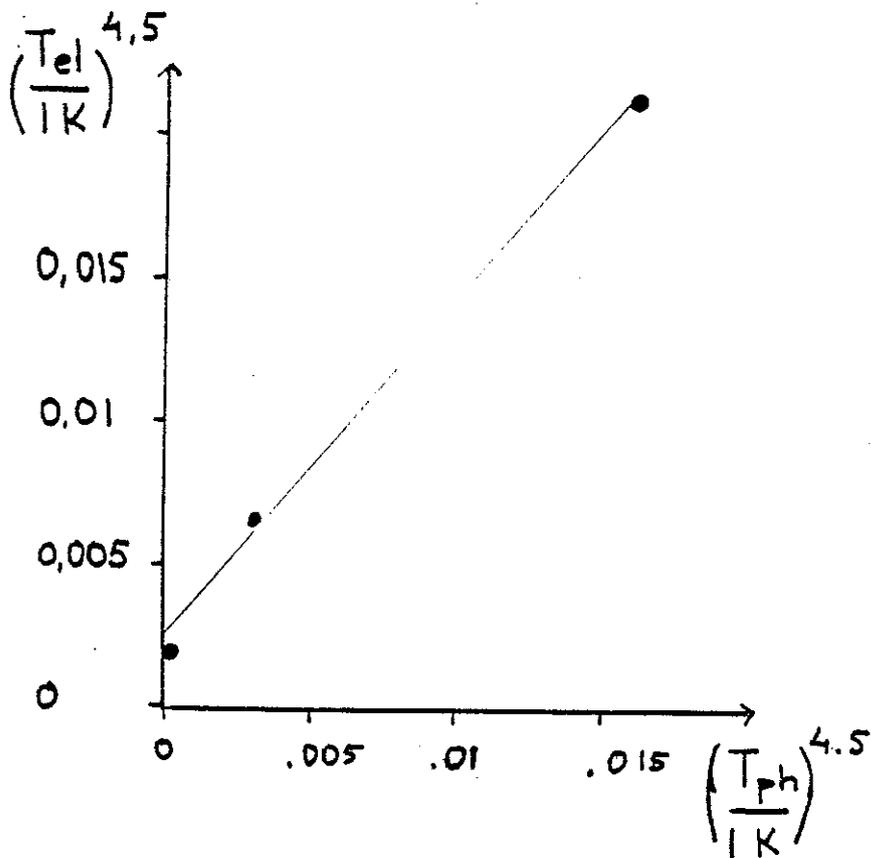
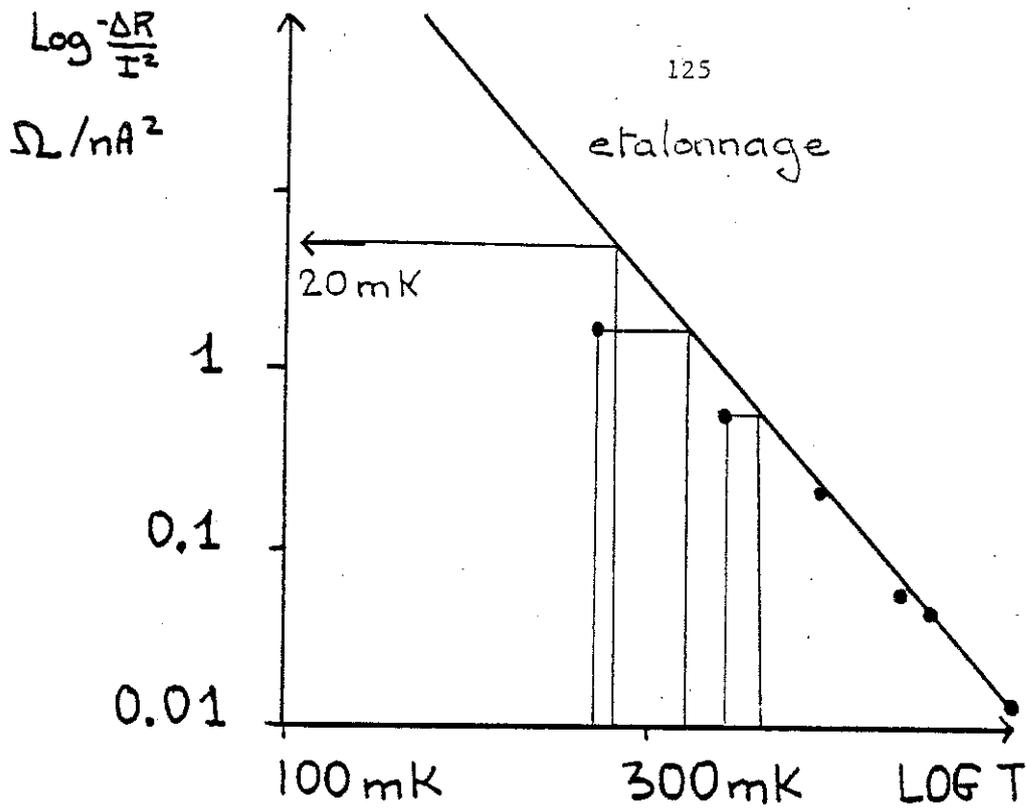


Fig. VI.11 - Mesure de la température électronique  $T_{el}$  par le "thermomètre"  $dR/dI^2$  étalonné par H. GODFRIN et al. (84) (—)

(a) On vérifie expérimentalement la relation

$$T_{el}^{4,5} = T_o^{4,5} + T_{ph}^{4,5} \quad (b).$$

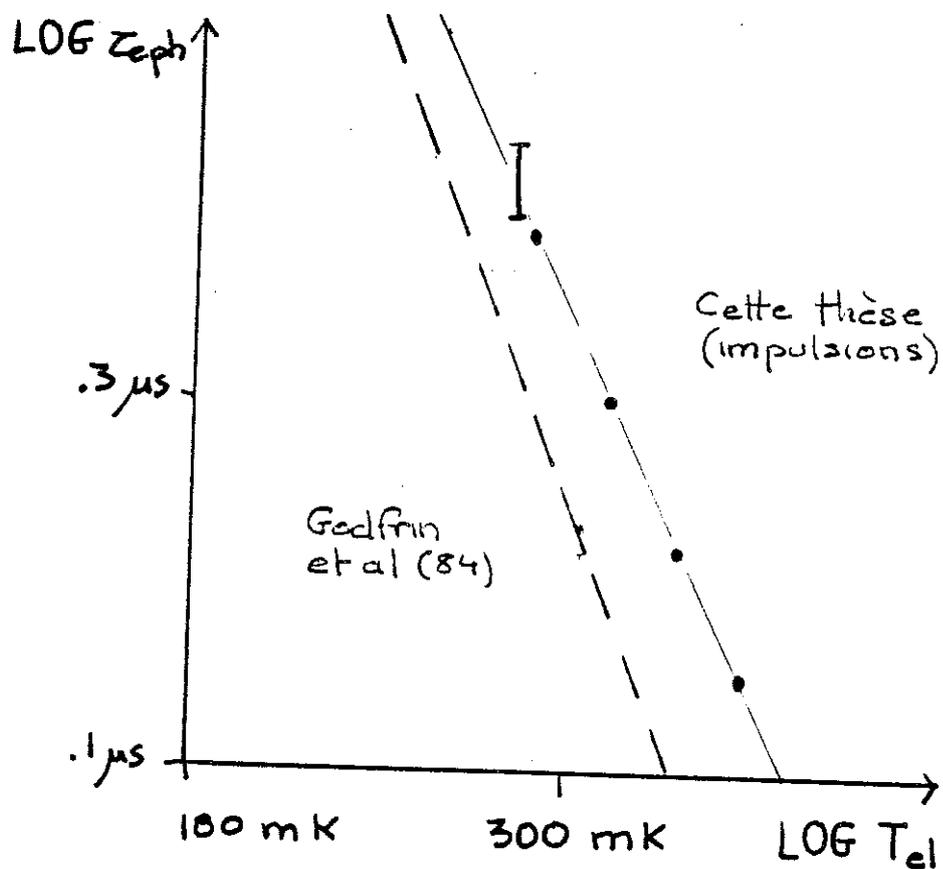


Fig. VI.12 - 2 déterminations expérimentales de  $\tau_{e-ph}$  : par des mesures sous champ électrique continu (Godfrin et al. (84)) et par une mesure de résistance sous impulsions (cette thèse).

en fonction de la puissance d'une onde HF à 20 MHz confirme bien les prévisions de la méthode (voir fig. VI.13).

Mentionnons, pour finir, les mesures que nous avons effectuées avec le même montage mais en 4 fils (4 filtres passe-bas, 2 passe-haut) sur un échantillon analogue (série II) : on obtient le même ordre de grandeur pour  $\tau_{eph}$ , ce qui écarte tout artefact venant des contacts.

Ces expériences montrent qu'à basse température ( $T < 1$  K), l'effet d'un champ électrique statique sur nos échantillons est dû principalement au chauffage. On peut donc tirer des mesures (en champ statique) le temps électron-phonon, mais un effet intrinsèque du second ordre (voir chapitre V) n'est pas exclu.

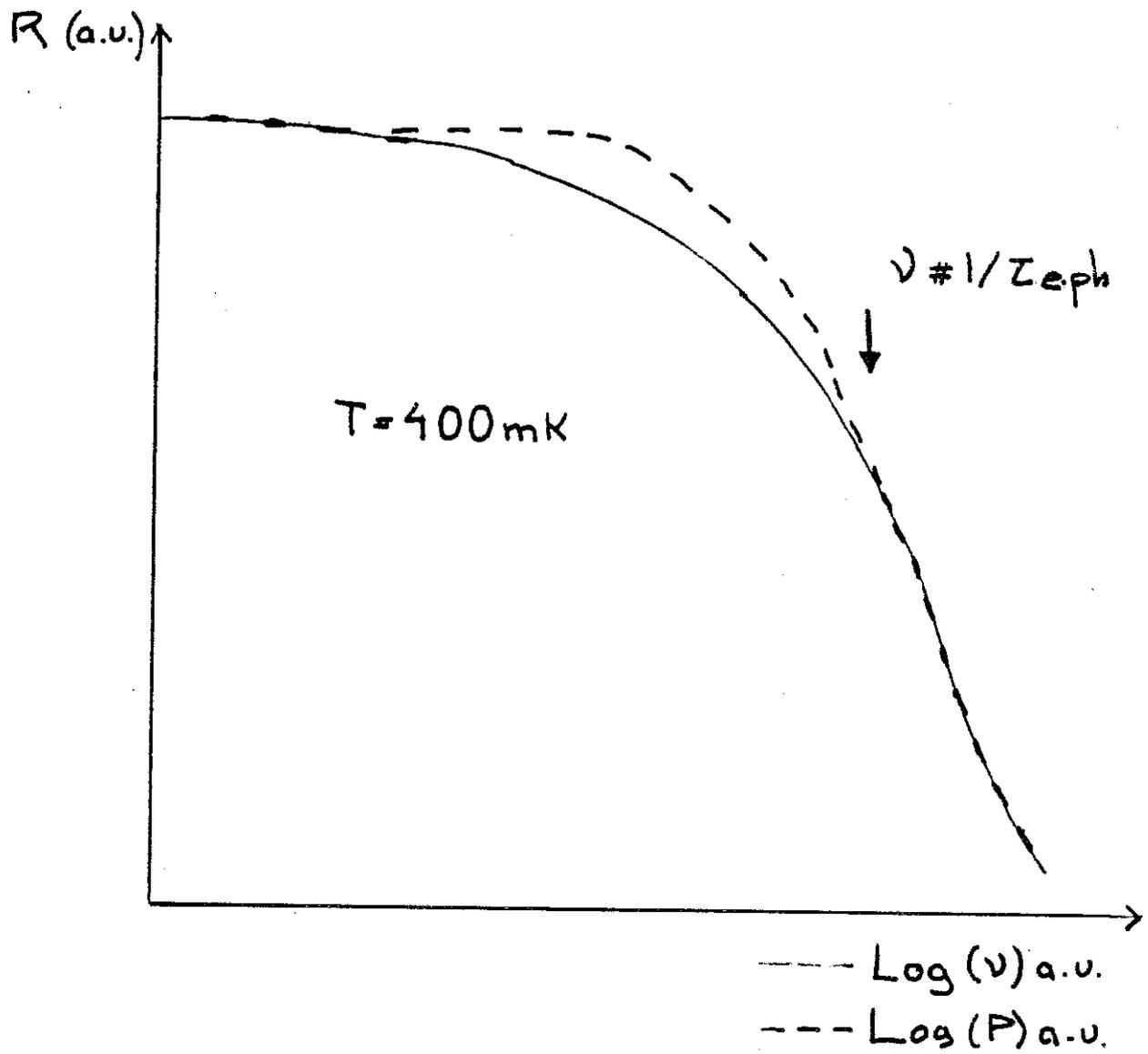


Fig. VI.13 - Résistance en fonction de la puissance d'une onde sinusoïdale (20 MHz) ou du taux de répétition d'une période de sinusoïde (Log) : si  $v\tau_{eph} > 1$ , le système est un filtre passe-bas et les deux courbes se superposent.

## C H A P I T R E VII

### EFFET D'UN CHAMP ELECTRIQUE HYPERFREQUENCE A BASSE TEMPERATURE

Pour détruire l'interférence constructive qui conduit à la localisation, il suffit de briser l'invariance par renversement du temps. On s'attendait donc à ce qu'un champ électrique alternatif ( $f \sim 1/\tau_i$ ) atténue le processus ainsi que la théorie le prédit. Nous avons mesuré la résistance continue à  $T = 1$  K d'un échantillon faiblement localisé soumis à un champ électrique hyperfréquence (300 MHz à 16 GHz). Pour séparer les effets de chauffage des effets d'interférences quantiques dans une mesure où la puissance hyperfréquence absorbée n'est connue qu'à un facteur près (dépendant de la fréquence), les formes des courbes ont été comparées. Il ressort que le chauffage est prépondérant, l'effet de fréquence pouvant être interprété par la théorie.



## VII.1 RESULTATS ANTERIEURS

### Théorie :

Altschuler et al. (81) ont calculé la correction à la conductivité sous champ électrique alternatif. Dans ces conditions, l'équation du Cooperon à quatre temps s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} + D \left[ -i \frac{\partial}{\partial r} - \frac{e}{\hbar} A(r_1, t + \frac{\tau}{2}) - \frac{e}{\hbar} A(r, t - \frac{\tau}{2}) \right]^2 + \frac{1}{\tau_i} C^{tt'}(r, r') = \frac{2}{\pi v \tau} \delta(r-r') \delta(\tau-\tau') \delta(t-t')$$

D = coefficient de diffusion

v = densité d'états au niveau de Fermi

$\tau_i$  = temps de relaxation de la phase

$\tau$  = temps de relaxation de l'impulsion.

Dans un champ électrique uniforme,  $E \cos \Omega t$ , la correction à la conductivité vaut

$$\Delta \sigma = \frac{4e^2 \Omega^{d/2-1}}{(4\pi)^{d/2} \hbar^d} \int_{\Omega \tau}^{\infty} \frac{dx}{c^{d/2}} [e^{-\alpha f(x)} I_0(\alpha f(x))] e^{-2x/\Omega \tau}$$

$$\text{avec } f(x) = x \left[ 1 + \frac{\sin 2x}{2x} - 2 \frac{\sin^2 x}{x^2} \right] = \begin{cases} 2x^5/45 & x \ll 1 \\ x & x \gg 1 \end{cases}$$

$$\alpha = \frac{2e^2 DE^2}{\hbar^2 \Omega^3} \text{ et } I_0 = \text{fonction de Bessel d'un argument imaginaire}$$

L'effet de E est contenu dans l'expression entre crochets, celui de  $\tau_i$  dans  $e^{-2x/\Omega \tau}$ . Pour déterminer celui qui domine, on compare  $\alpha f(\tau_i)$  à 1.

L'effet de E est alors décrit par un temps caractéristique

$$t_o = \frac{1}{\Omega} \begin{cases} \left(\frac{45}{2\alpha}\right)^{1/5} & \alpha \gg 1 \\ 1/\alpha \sim & \alpha \ll 1 \end{cases}$$

c'est-à-dire

$$t_o = \begin{cases} \left(\frac{45\hbar^2}{4e^2D}\right)^{1/5} (E\Omega)^{-2/5} & \frac{E^2}{\Omega^3} \gg \frac{\hbar^2}{2e^2D} \\ \frac{\hbar^2}{2e^2D} \left(\frac{\Omega}{E}\right)^2 & \frac{E^2}{\Omega^3} \ll \frac{\hbar^2}{2e^2D} \end{cases}$$

E détruira la localisation si  $t_o \ll \tau_i$ .

On remarque qu'à E donné  $t_o$  admet un minimum que l'on évalue en prenant l'intersection des régimes asymptotiques :

$$t_o \sim \frac{1}{\Omega} \quad \text{pour} \quad \alpha \sim 1$$

La position du minimum à  $\Omega$  donnée dépend de :

$$E_{\min} \sim \Omega^{3/2}$$

On peut interpréter le comportement à basse fréquence par un calcul "avec les mains" :

au bout d'un temps  $t$ , le champ électrique varie de  $E\Omega t$ , l'électron a diffusé de  $(Dt)^{1/2}$  son énergie a pour dispersion  $eE\Omega D^{1/2} t^{3/2}$ , l'incertitude sur la phase vaut alors

$$\frac{eE\Omega D^{1/2} t^{5/2}}{\hbar}$$

et le temps caractéristique

$$t_o = \left(\frac{eE\Omega\sqrt{D}}{\hbar}\right)^{-2/5}$$

Expérience :

Récemment, Vitkalov et al. (86) ont publié un article expérimental qui prétend avoir mis en évidence l'effet en question : ils irradient un transistor au Si (gaz d'électrons bidimensionnel, mobilité à 4,2 K  $\mu = 1,7 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) avec un rayonnement à 9 GHz et observent la croissance de la conductivité en fonction de la puissance envoyée (voir fig. VII.1) ; ils l'attribuent à un effet de fréquence, considérant que le chauffage est négligeable.

Les arguments présentés dans cet article sont peu convaincants : le chauffage est écarté sans trace de preuve bien qu'il apparaisse de façon dramatique sur la partie droite de la courbe. Ce n'est pas une simple élévation de la température des électrons qui modifie  $\tau_i$  ( $\Delta\sigma$  continuerait d'augmenter avec  $P_\Omega$ ) mais une diminution de la mobilité, appelée - dans le domaine des semiconducteurs - effet d'électrons chauds ! Bien que ces courbes contiennent probablement un effet de fréquence, le processus prépondérant est un découplage thermique des électrons et les arguments de l'article ne permettent pas de conclure.

Après cet aperçu sur les publications parues (à notre connaissance, en juillet 1986), nous décrirons la méthode et le dispositif expérimental que nous avons employés pour tenter de mettre en évidence cet effet.

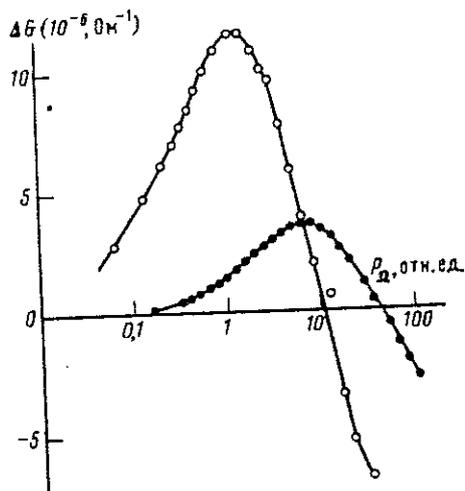


Рис. 1

Fig.VII.1 - Variation  $\Delta G$  de la conductance d'une couche d'inversion en fonction de la puissance hyper envoyée  $P_\Omega$ .  $\circ$  :  $T = 2 \text{ K}$  ;  $\bullet$  :  $T = 4,2 \text{ K}$  (Vitkalov et al. (36)).

## VII.2 PRINCIPE ET REALISATION DE L'EXPERIENCE

### Principe :

Pour interpréter les mesures de résistance continue  $R_{DC}$  en fonction de la puissance hyperfréquence  $P$  et de la fréquence  $f$ , il faut surmonter deux difficultés :

- les temps caractéristiques des différents processus physiques sont tous plus grands que le temps de vie de l'impulsion  $\tau \sim 10^{-13}$  s qui est aussi le temps de relaxation du régime de diffusion

$$\tau_i \gtrsim 10^{-10} \text{ s} \quad , \quad \tau_{eph} \sim 10^{-8} \text{ s}, \quad f < 2 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$$

Au bout de  $\tau$  le champ électrique - même hyperfréquence - chauffe les électrons par effet Joule. Il contribue à baisser la résistance de l'échantillon en réduisant  $\tau_i$  et détruit aussi l'effet de fréquence si  $\tau_i$  change de manière significative ;

- d'autre part, on ne peut déterminer la puissance absorbée par l'échantillon qu'à un facteur près, dépendant de la fréquence (dans le montage de Butkanov et al., l'absorption hyperfréquence de l'échantillon et l'atténuation des guides sont inconnues ; dans le nôtre, l'atténuation des coax. en inox, ne peut être évaluée avec précision et les taux d'ondes stationnaires (T.O.S.) au niveau des connexions ou à l'intérieur du porte-échantillon sont inaccessibles).

Nous avons donc adopté la démarche suivante :

Pour séparer chauffage et effet intrinsèque de localisation, on se place à puissance suffisamment faible pour ne pas modifier sensiblement  $\tau_i$  et l'on compare les courbes à différentes fréquences. Comme la puissance absorbée n'est connue que moyennant un facteur multiplicatif,  $\alpha(f)$ , on est réduit à comparer la forme des courbes  $R_{DC}$  (Log  $P$  env ), translatées sur l'axe des abscisses des courbes

réelles  $R_{DC}$  ( $\text{Log } P_{abs}$ ) ( $P_{env}$  = puissance de sortie du générateur,  $P_{abs}$  = puissance absorbée par l'échantillon). Pour observer une différence, l'une des courbes comparées doit quitter le régime linéaire rencontré, quelque soit le mécanisme, aux faibles puissances :

$$R_{DC} = R_{DC}^0 + AP$$

Si l'on veut situer les courbes les unes par rapport aux autres, on fera coïncider le régime (forte ou faible puissance) qui ne doit pas être sensible à la fréquence.

#### Dispositif expérimental :

Le but de l'expérience était d'effectuer sur l'échantillon une mesure électrique continue ( $\sim 30$  Hz) tout en lui appliquant un champ électrique hyperfréquence (de 300 MHz à 20 GHz) dont on veut contrôler au mieux la puissance.

Nous avons adopté un montage avec des câbles coaxiaux qui mélange les parties continues et hyperfréquence sans interférence et nous avons pris soin de vérifier ou d'étalonner les différents éléments du circuit H.F.

#### Montage :

La partie hyper est une ligne  $50 \Omega$  qui part d'un générateur et peut contenir différents atténuateurs en série, éventuellement un coupleur directionnel qui permette de prélever environ 1 % du signal pour mesurer la puissance transmise, et une ligne fendue pour mesurer le taux d'onde stationnaire et la longueur d'onde. L'échantillon est placé entre la ligne et la masse ; grâce à sa forte résistance ( $R > 1 \text{ k}\Omega$ ) il perturbe peu la ligne qui s'achève par une impédance de  $50 \Omega$  ou un détecteur à cristal ( $50 \Omega$ ) pour mesurer la puissance de sortie.

Deux polariseurs de réseau encadrent l'échantillon afin de coupler les circuits hyper et continu sur la partie utile -i.e. l'échantillon - exclusivement. Ainsi la mesure de la résistance ne sera pas "shuntée" par la terminaison  $50 \Omega$  où la résistance interne du générateur, et les hyper ne satureront pas l'amplificateur du pont de mesure continu.

La partie continue se réduit à un pont de résistance haute impédance d'un type particulier : c'est un pont différentiel dont le point milieu est à la masse (voir fig. VII.2). En effet, l'emploi de ponts classiques interdit qu'une borne de mesure soit à la masse, ce qui est le cas dans le montage hyper, et laisser flotter la masse du circuit hyper (générateur, oscilles,...) n'est conseillé ni pour les appareils ni pour l'expérimentateur.

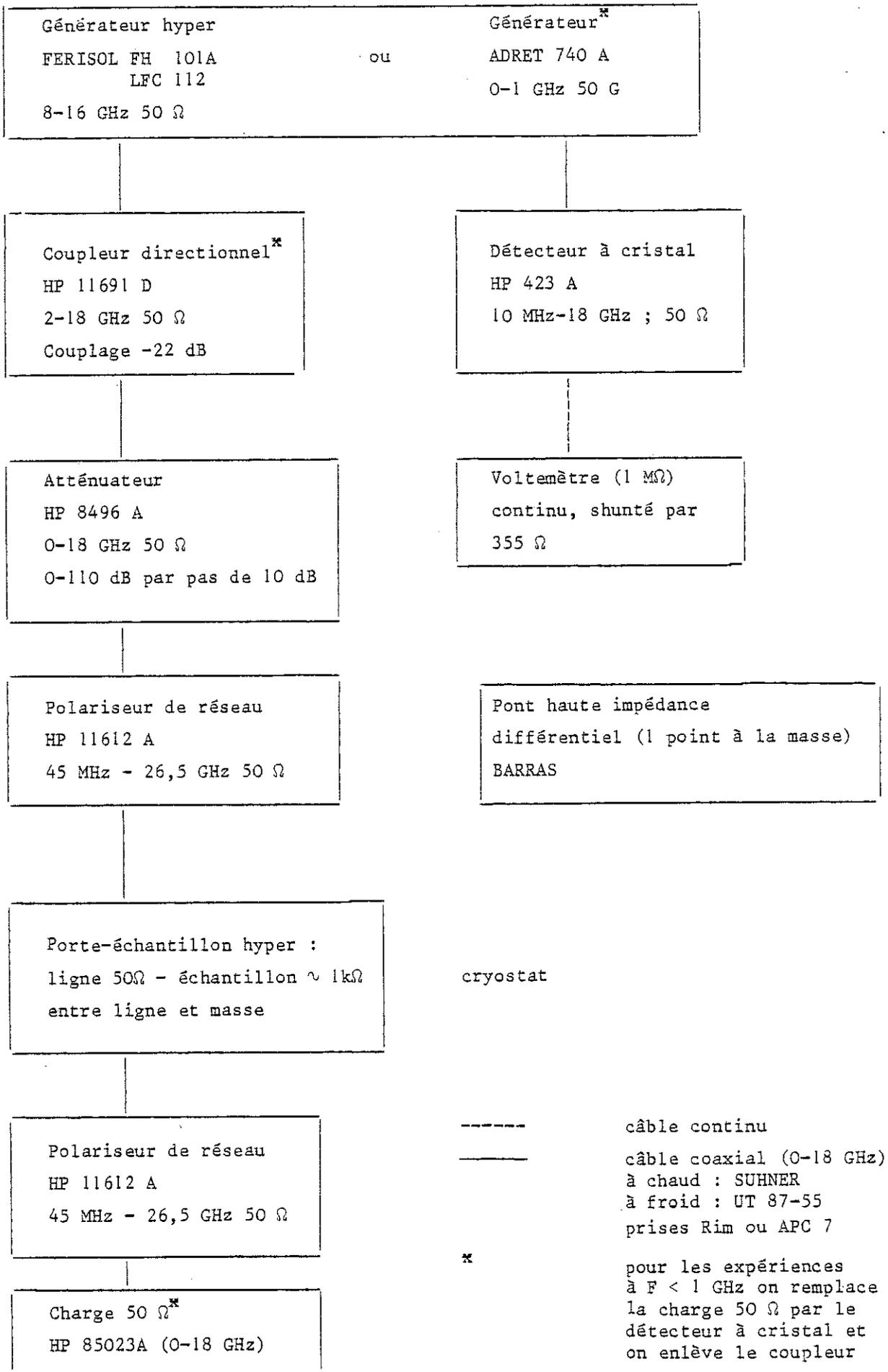
La figure VII.2 représente le schéma du montage avec les références des appareils et précise leurs caractéristiques nominales.

Porte-échantillon et canne hyperfréquence :

Le porte-échantillon à insérer à froid dans la ligne hyper doit satisfaire plusieurs exigences :

- ne pas perturber la ligne  $50 \Omega$  (T.O.S. d'insertion réduit) ;
- permettre de monter des échantillons (puces de 0,5 mm de côté), éventuellement de se réutiliser ;
- protéger l'échantillon contre toute agression extérieure (mécanique, bruit électromagnétique) ;
- assurer un bon contact thermique entre le boîtier du porte-échantillon et l'échantillon pour un montage ultérieur en dilution à l'extérieur de la boîte à mélange ;
- résister mécaniquement aux variations de température.

Fig. VII.2<sup>137</sup> - Schéma du montage.



Il a été conçu en collaboration avec M. Sentuberry de la Thomson CSF qui s'est chargé de la réalisation des micro-strips, de leur montage sur des boîtiers fabriqués au C.R.T.B.T., du montage des échantillons et de la caractérisation hyperfréquence.

La ligne  $50 \Omega$  est constituée d'un ruban d'or évaporé sur une plaquette de saphir (meilleur que l'alumine pour la conduction thermique). Le bord inférieur de la plaquette, nappé d'or, constitue la masse. Pour relier l'échantillon à la masse on perce aux ultra-sons un trou cylindrique et on y loge un petit plot d'or soudé à la masse qui débouche au-dessus du saphir (voir fig. VII.3). L'échantillon, collé sur le saphir, est connecté entre la ligne et le plot par de petits fils d'or ( $10 \mu$ ) thermocompressés.

Le boîtier en cuivre (voir fig. VII.3) porte le saphir, soudé au niveau de la masse, et reçoit deux prises RIM dont on soude les âmes aux extrémités de la ligne. Un couvercle de protection en cuivre ferme le porte-échantillon. Notons que sa réalisation nécessite le plus grand soin : une légère erreur d'ajustage (quelques centièmes) peut perturber les caractéristiques hyperfréquences du porte-échantillon.

Pour "descendre à froid", nous avons utilisé deux câbles coaxiaux en inox (faible conduction thermique à comparer au cuivre) terminés par des prises RIM. Ils étaient montés dans une canne obtenue à partir d'un tube inox, contenant 6 fils pour mesurer la température.

Comme joint entre le coax et la canne nous avons utilisé des bouchons en caoutchouc percés et graissés qui tenaient suffisamment bien le vide pour atteindre  $\sim 1,2$  K en pompant sur le bain d'hélium.

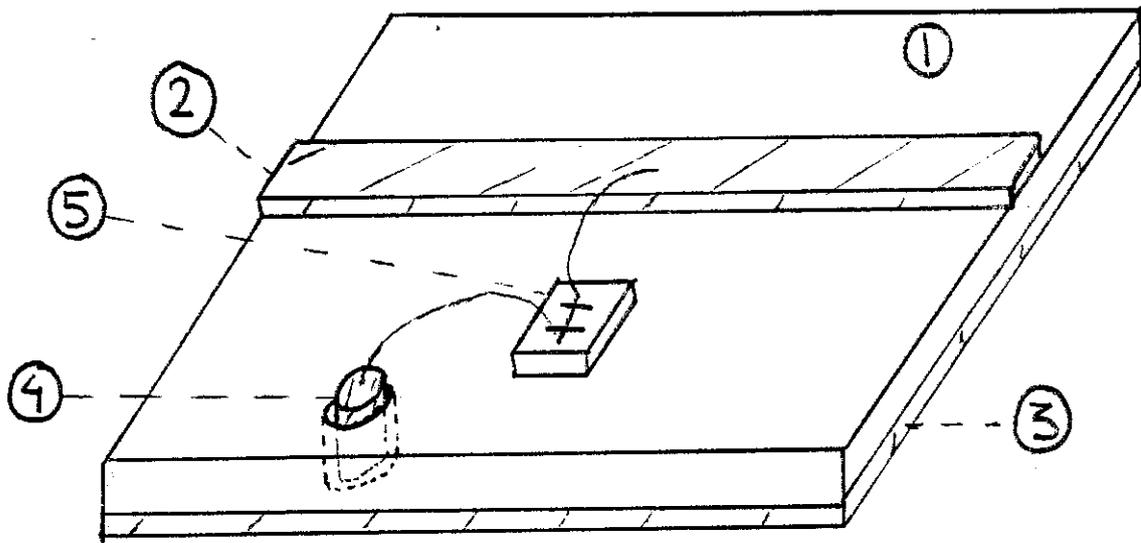


Fig.VII.3.a. - Plaquette de saphir (1) portant la ligne  $50 \Omega$  (2) en Or sérigraphié, et la masse (3) (or déposé). On loge un plot (or) dans un trou cylindrique obtenu par ultrasons et on le soude à la masse (4). L'échantillon (5) est collé sur le saphir et connecté par thermocompression de fils d'or ( $10 \mu$ ) entre la ligne et le plot de masse.

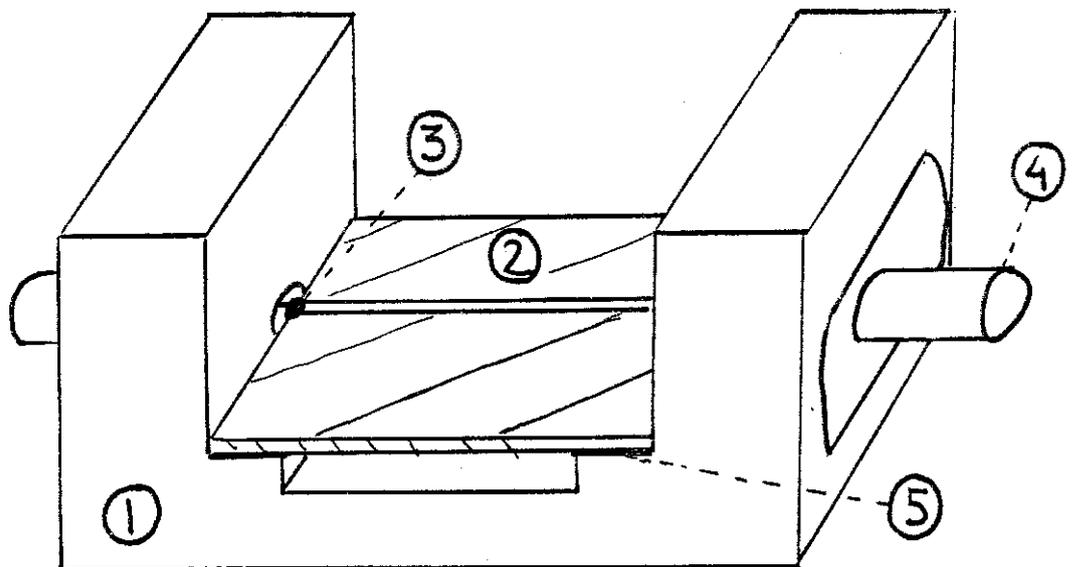


Fig.VII.3.b. - Boîtier en cuivre (1) portant la ligne  $50 \Omega$  sur saphir (2). La ligne est soudée (3) à l'âme de la prise RIM (4) et la masse au boîtier (5).

Étalonnage et vérifications :

La ligne fendue nous a tout d'abord permis de vérifier que la longueur d'onde des ondes stationnaires ( $\lambda/2$ ) correspondait bien à la fréquence affichée par le générateur de 8 à 16 GHz, puis que les taux d'onde stationnaire dus à l'insertion des différents éléments hyper correspondaient aux valeurs nominales (typiquement  $\approx 1,3$ ).

Nous avons porté une attention particulière à la pièce maîtresse de l'expérience : le détecteur à cristal. C'est lui qui détermine la puissance envoyée sur l'échantillon (à 1 facteur multiplicatif près) et la qualité des mesures dépend de sa linéarité. Il est constitué d'une diode (cristal) qui délivre un courant continu proportionnel - en première approximation - à la puissance hyper  $P$  reçue par le cristal. Pour que la tension  $V$  lue à la sortie continue du détecteur dépende bien linéairement de  $P$ , il faut la shunter par une résistance  $R$  ( $\approx 1 \text{ k}\Omega$ ) et lire  $V$  avec un voltmètre de haute impédance interne ( $1 \text{ M}\Omega$ ). La valeur optimale de  $R$  variant dans une même série, nous l'avons déterminée par une procédure empirique : pour différentes puissances  $P$  obtenues avec l'atténuateur continu du générateur on lit  $V(P)$  puis on insère l'atténuateur "étalon" HP8492A ( $10 \pm 0,1 \text{ dB}$  de 2 à 18 GHz) en vérifiant sur la ligne fendue qu'il ne perturbe pas la ligne  $50 \Omega$  (même T.O.S.). En variant  $R$ , on optimise la linéarité ( $V(10P) = 10V(P)$ ) pour plusieurs valeurs de  $P$  à différentes fréquences de 8 GHz à 16 GHz). Pour  $R = 355 \Omega$  nous avons obtenu mieux que 5 % d'écart à la linéarité pour  $0,5 \text{ mV} < V < 50 \text{ mV}$  (2 décades en puissance - voir fig. VII.4).

V avec atténuateur (mV)	4,966	2,731	0,930	0,4950
V sans atténuateur (mV)	48,00	28,82	9,588	4,980

Fig. VII.4 - Tension  $V$  de sortie (D.C.) du détecteur à cristal shunté par  $355 \Omega$  (sortie continue) pour différentes puissances hyper ( $f = 10 \text{ GHz}$ ) avec et sans atténuateur "étalon" HP. Le détecteur est alors linéaire à  $\approx 5 \%$  ( $0,5 \text{ dB}$ ) pour  $0,5 \text{ mV} < V < 50 \text{ mV}$ .

A l'aide du détecteur à cristal nous avons évalué (voir fig.VII.5) l'atténuation des câbles coaxiaux dans les conditions de l'expérience (partie froide à 1 K) : entre 10 dB et 20 dB de 8 GHz à 16 GHz, de l'ordre de quelques dB en dessous de 1 GHz. Il est clair qu'une mesure du T.O.S. due à l'insertion du porte-échantillon entre les câbles est impossible, ce qui interdit toute détermination a priori du champ électrique hyper vu par l'échantillon.

f(GHz)	0,05	1	10
Atténuation (dB)	$\ll 1$	2	12

Fig. VII.5 - Mesure de l'atténuation de la portion du circuit contenue dans le cryostat à 4,2 K (coax max aller+retour+porte-échantillon). L'atténuation trop forte interdit toute mesure de T.O.S. et il est difficile de déterminer la puissance absorbée par l'échantillon.

En prenant comme étalon l'atténuateur 10 dB de précision HP 8492 A ( $10 \pm 0,1$  dB sur la bande, 2 - 18 GHz) nous avons vérifié les tolérances de l'atténuateur HP 8496 B (110 dB par pas de 10 erreur  $\pm 0,5$  dB de 1 à 18 GHz) et celles du coupleur directionnel qui prélève une faible partie du signal transmis ( $- 22$  dB  $\pm 0,1$  dB de 2 à 18 GHz).

Les caractéristiques hyper du porte-échantillon monté avec une puce ont été mesurées par C. Sentuberry à l'aide d'un analyseur de réseau. Les mesures de TOS et d'atténuation faites avant et après une immersion dans l'azote liquide ( $T = 77$  K) sont satisfaisantes et montrent que le porte-échantillon résiste au cyclage thermique (des contraintes mécaniques apparaissent à froid à cause des différences de constantes de dilatation thermique du Cuivre, du Saphir et de l'Or)(voir vig. VII.6).

LIGNE 50 OHMS + Resistance en // + CAPOT

FREQUENCE (MHz)	ROS d'ENTREE	ROS de SORTIE
2000	1.14	1.13
2500	1.14	1.14
3000	1.15	1.15
3500	1.15	1.15
4000	1.14	1.14
4500	1.13	1.13
5000	1.12	1.13
5500	1.11	1.12
6000	1.10	1.10
6500	1.09	1.08
7000	1.09	1.09
7500	1.10	1.10
8000	1.11	1.11
8500	1.15	1.14
9000	1.18	1.17
9500	1.20	1.19
10000	1.25	1.22
10500	1.29	1.22
11000	1.29	1.23
11500	1.24	1.23
12000	1.17	1.19
12500	1.10	1.19
13000	1.16	1.20
13500	1.24	1.26
14000	1.29	1.29
14500	1.29	1.31
15000	1.27	1.29
15500	1.27	1.27
16000	1.25	1.23
16500	1.21	1.18
17000	1.16	1.12
17500	1.13	1.07
18000	1.15	1.15

Fig. VII.6 - Mesure du taux d'ondes stationnaires (R.O.S.) en fonction de la fréquence ( $\nu$  : MHz) sur un porte-échantillon monté d'une ligne et d'un échantillon après immersion brutale dans l'azote liquide : l'ensemble a bien résisté aux contraintes mécaniques.

### VII.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### Caractérisation :

L'échantillon utilisé est un motif de Hall gravé sur une couche de GaAs dopé  $N_D = 2,3 \cdot 10^{17}$  (III.1) d'épaisseur nominale ( $t = 0,18 \mu$ ). La conductivité mesurée à  $T = 4,2$  K vaut  $\sigma \approx 4000 \Omega^{-1} m^{-1}$ . Compte tenu des valeurs obtenues pour des échantillons similaires (série II, II, voir chapitre II), on en tire une estimation de la densité de porteurs :  $n = 1,5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ , d'où  $\tau = 6 \cdot 10^{-14} s$  ;  $\ell_0 = 170 \text{ \AA}$ ,  $D = 4,5 \cdot 10^{-3} m^2 s^{-1}$  et  $k_F \ell_0 = 2,6$ . A basse température le régime de localisation faible à 2D a été clairement identifié :

$$\Delta\sigma_{\square} = - \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} p \log T \quad p \approx 1,5$$

(voir fig. VII.7) et la magnéto-résistance donne (voir fig. VII.8) :

$$\tau_1 \sim 6 \cdot 10^{-10} \left(\frac{T}{1K}\right)^{-1,5} s$$

Le système est bidimensionnel :

$$\ell_1 = \sqrt{D\tau_1} \approx 0,5 \left(\frac{T}{K}\right)^{-0,75} \mu > t = 0,18 \mu$$

pour  $T < 4,2$  K (voir chapitre VI).

Le régime de chauffage permet d'estimer le temps électron-phonon :

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \approx 9 \cdot 10^{-6} T^{-4,5} \text{ (SI) pour } 1K < T < 2,5 K$$

(voir fig. VII.9). donne, combiné avec  $d \log R/dT = 160 \Omega/\text{Neper}$  et  $C_{el} = 6 \cdot 10^{-2} (T/K) JK^{-1} m^{-3}$  :

$$\tau_{e-ph} \approx 2 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T}{K}\right)^{-2,5} s \text{ pour } 1K < T < 2,5 K$$

ainsi qu'on l'a observé et mesuré sur d'autres échantillons à plus basse température - à un facteur 2 près - (voir chapitre VI).

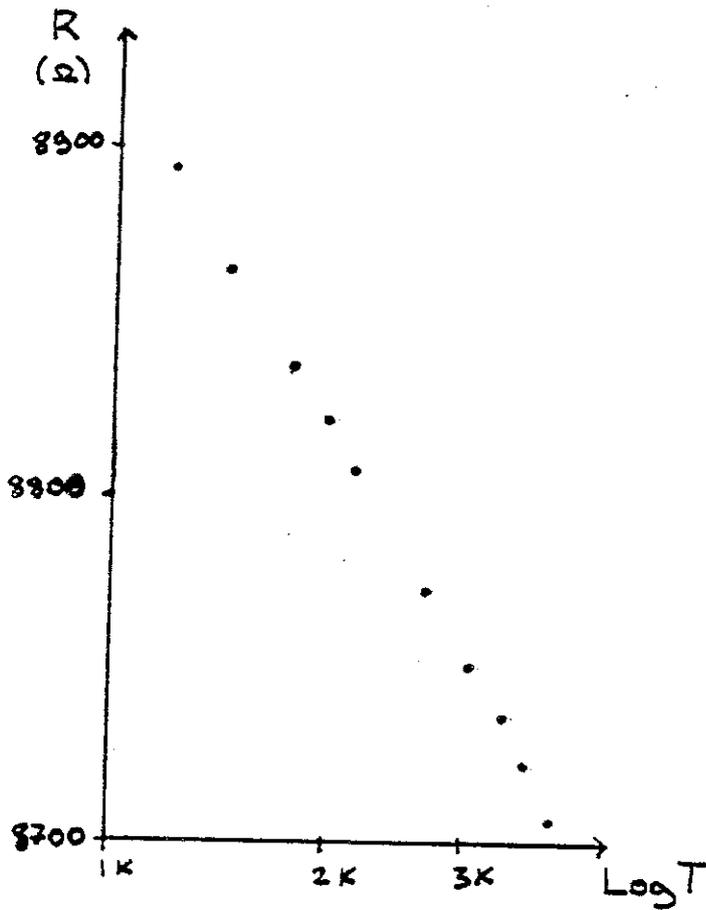


Fig. VII.7 - Résistance en fonction de température ; localisation avec  $\tau_i \sim T^{-1,5}$ .

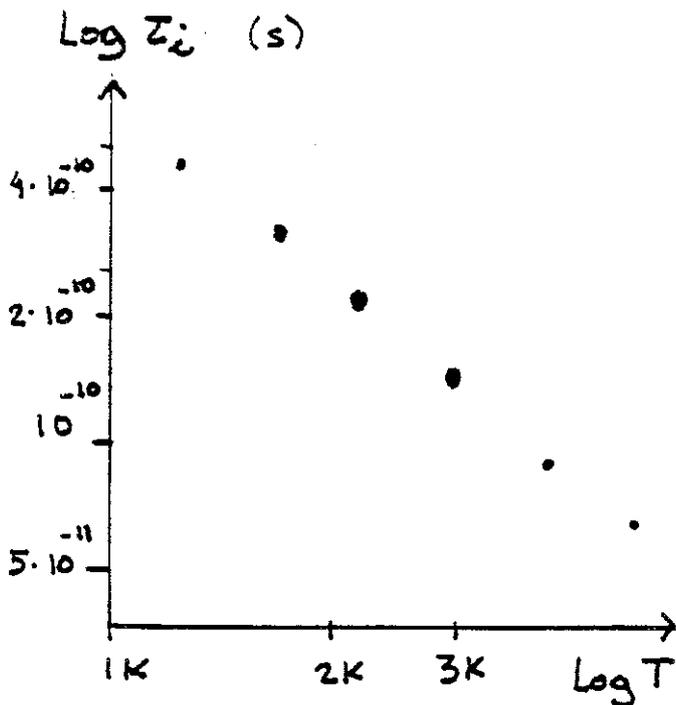


Fig. VII.8 - Temps inélastiques mesurés par magnétorésistance 2d :  $\tau_i \sim T^{-1,5}$ .

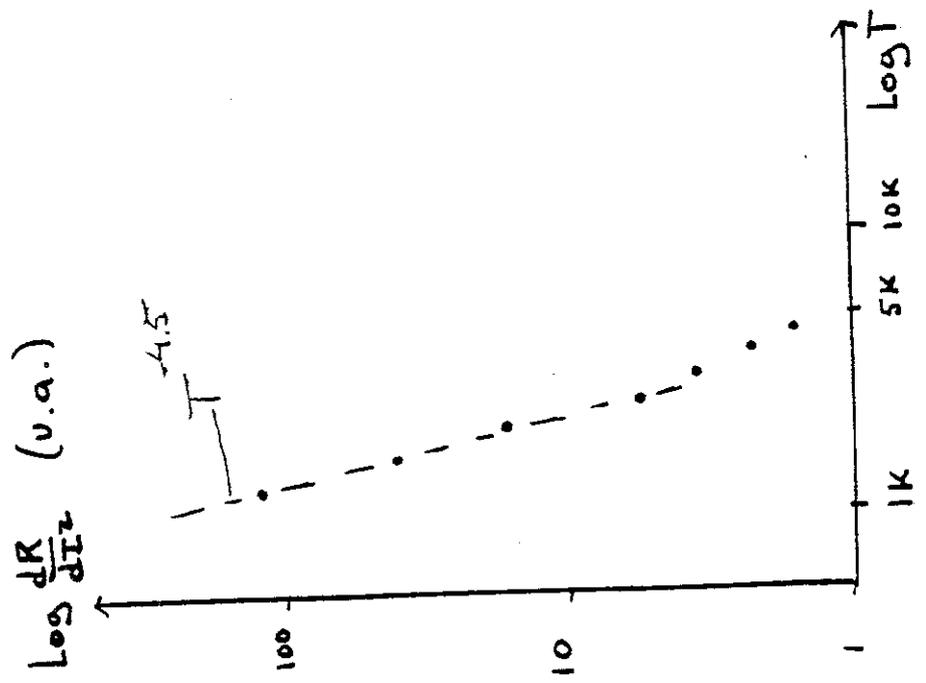


Fig. VII.9 - Coefficient  $dR/dI^2$  (variation de la résistance en fonction du courant appliqué) en fonction de la température.  
 ● : exp.

Mesures :

La figure VII.10 représente les courbes obtenues pour différentes fréquences ( $300 \text{ MHz} < f < 16 \text{ GHz}$ ) à 4,2 K et 1,2 K. La représentation  $R_{DC}$  ( $\log P$ ) permet de comparer la forme des courbes et de déceler deux changements de régime à  $T = 1,2 \text{ K}$  : entre 1 GHz et 8 GHz, ainsi qu'entre 8 GHz et 15 GHz. D'autre part, les courbes à 300 MHz, 1 GHz et 15 GHz se superposent. Ces changements n'apparaissent pas à 4,2 K (on a pris soin de "sortir" du régime linéaire  $\Delta R \sim P$  où toutes les courbes se ressemblent (voir fig. VII.10)).

Interprétation :

D'après Altschuler et al. (81) (voir le début du chapitre VII), les effets intrinsèques du champ alternatif s'évaluent en comparant le temps inélastique  $\tau_1$  à un temps caractéristique  $t_0(E, \Omega)$ . Nous l'avons représenté figure VII.11 avec  $D = 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Les autres temps caractéristiques du problème sont  $\tau = 6 \cdot 10^{-14} \text{ s}$ , à partir duquel le champ électrique chauffe le gaz d'électrons avec la puissance Joule  $\sigma E^2$ , et  $\tau_{\text{eph}} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  (à 1 K) à partir duquel le gaz d'électrons relaxe l'excès d'énergie vers le réseau. Vis-à-vis du chauffage, l'échantillon se comporte comme un filtre passe-bas avec une fréquence de coupure  $f_c = 50 \text{ MHz}$  (à 1 K). On s'attend à ce qu'il n'y ait pas d'effet de fréquence dû au chauffage pour  $f > 50 \text{ MHz}$  (à 1 K) : tout se passe comme si l'on chauffait les électrons avec la puissance moyenne du champ hyperfréquence.

Au chauffage se superpose un effet de fréquence dû à la localisation : en théorie,  $t_0$  devient comparable à  $\tau_1$  (1 K) pour un champ  $E(f)$  qui admet un minimum en  $f \sim 1 \text{ GHz}$  ( $E \neq 2 \text{ Vm}^{-1}$ ). Pour une même puissance hyper - donc avec un même chauffage -, l'atténuation de la localisation due à un effet intrinsèque sera maximum pour une fréquence donnée.

Cela suggère la reconstitution suivante : à 1 K, l'effet de chauffage est prépondérant et il détermine entièrement les courbes à 300 MHz, 1 GHz et 15 GHz. Au chauffage s'additionne l'effet intrinsèque (prédit dans la théorie) pour  $f = 3$  GHz. Les courbes sont alors situées (voir fig. VII.10) les unes par rapport aux autres et l'échelle de champ électrique peut être obtenue en comparant les courbes à 50 MHz et à 300 MHz pour les faibles champs (à 50 MHz l'atténuation et les taux d'onde stationnaire sont négligeables et le chauffage dépend peu de la fréquence à bas champ, voir annexe I).

A forte puissance ( $E \gtrsim 30$  V/m), il n'y aura pas d'effet de fréquence pour  $f = 1$  GHz ou 15 GHz - bien que  $t_0$  diminue - car le chauffage ( $\Delta T_{el}/T_{el} \sim 1$ ) réduit sensiblement le temps inélastique ( $\Delta \tau_i/\tau_i \sim 1$ ).

Cette expérience confirme donc les prédictions théoriques d'Altschuler et al., à un facteur 10 près sur la fréquence. Cependant une meilleure caractérisation et d'autres mesures devront consolider ce résultat.

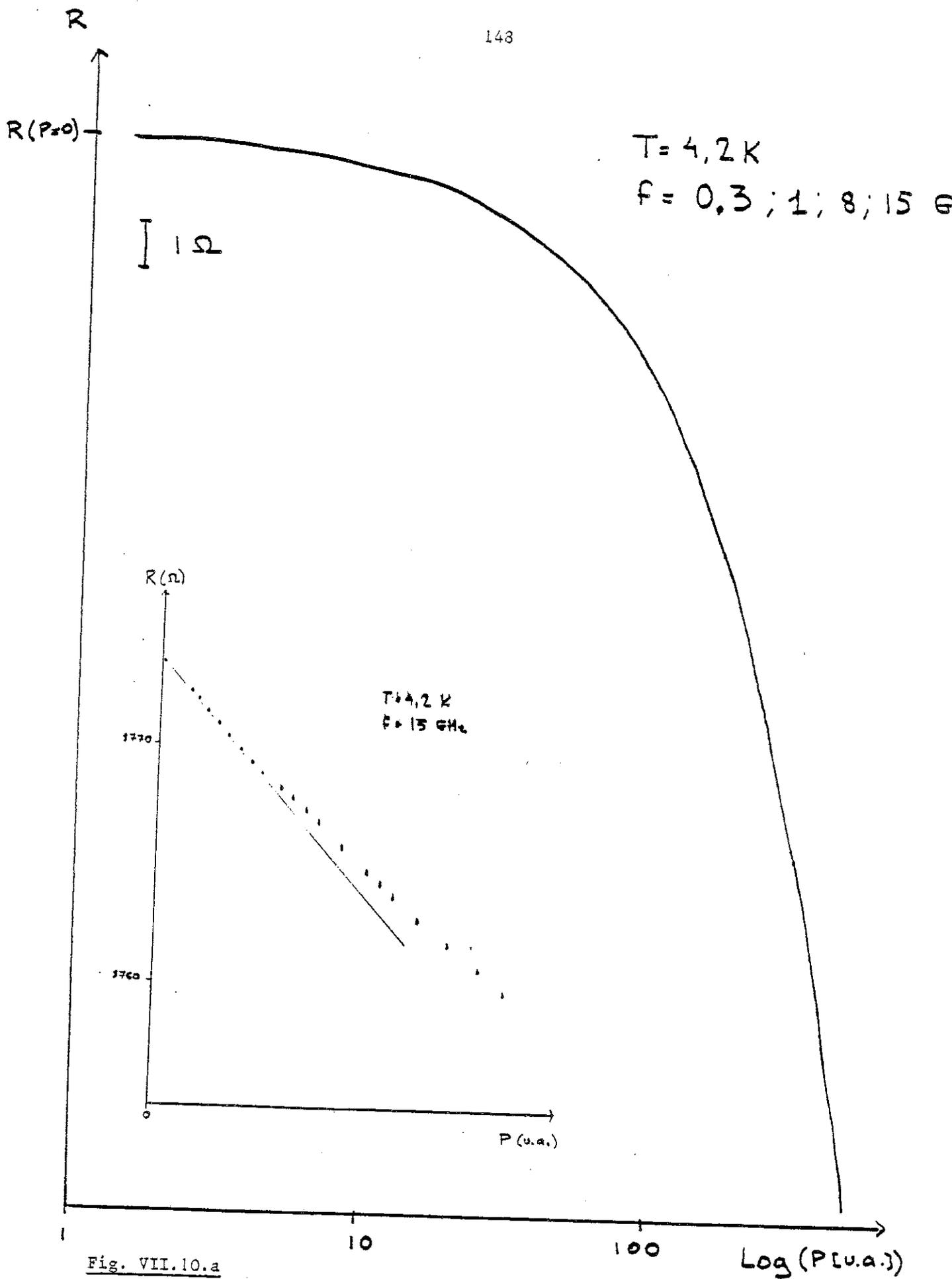


Fig. VII.10.a

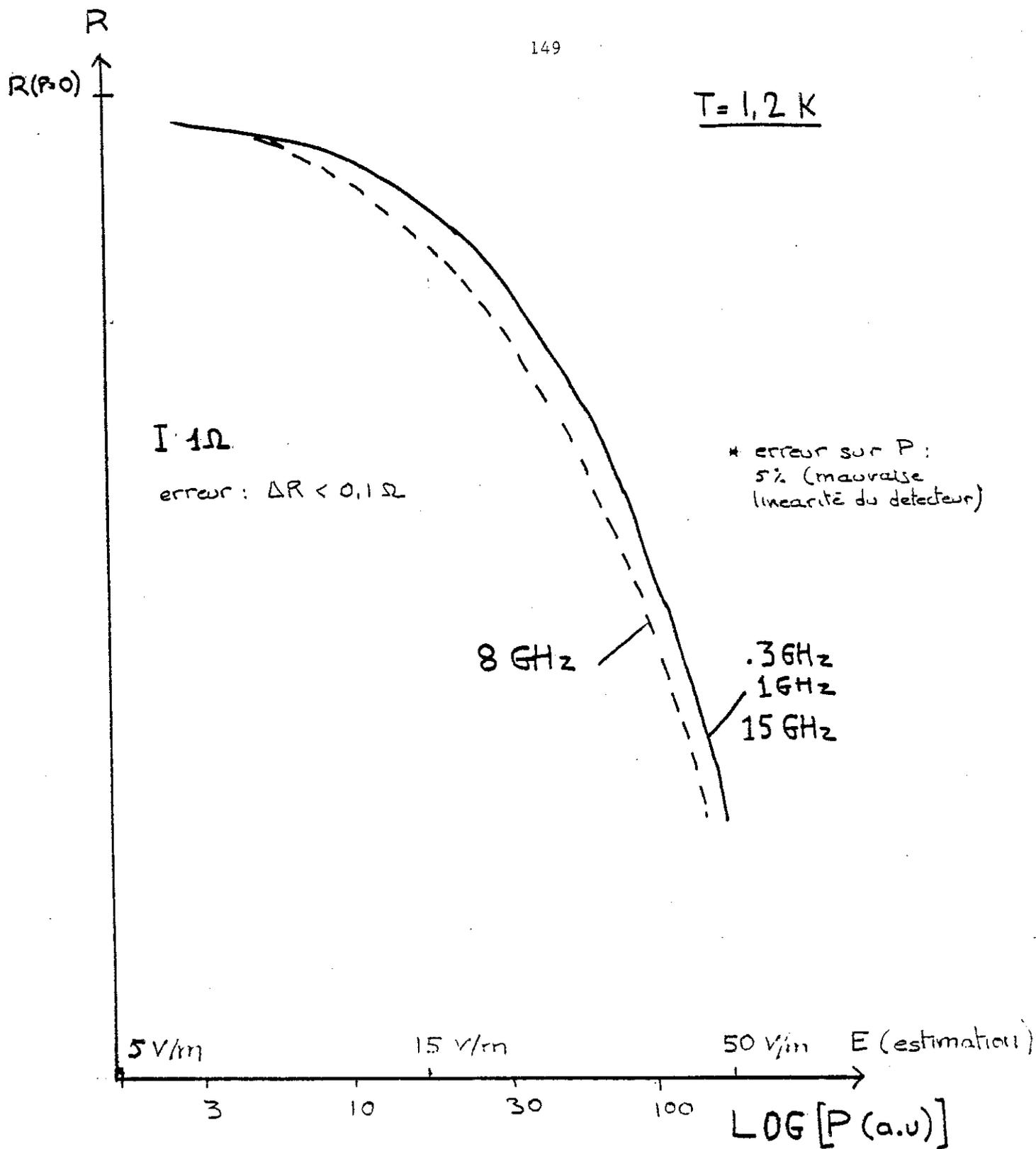
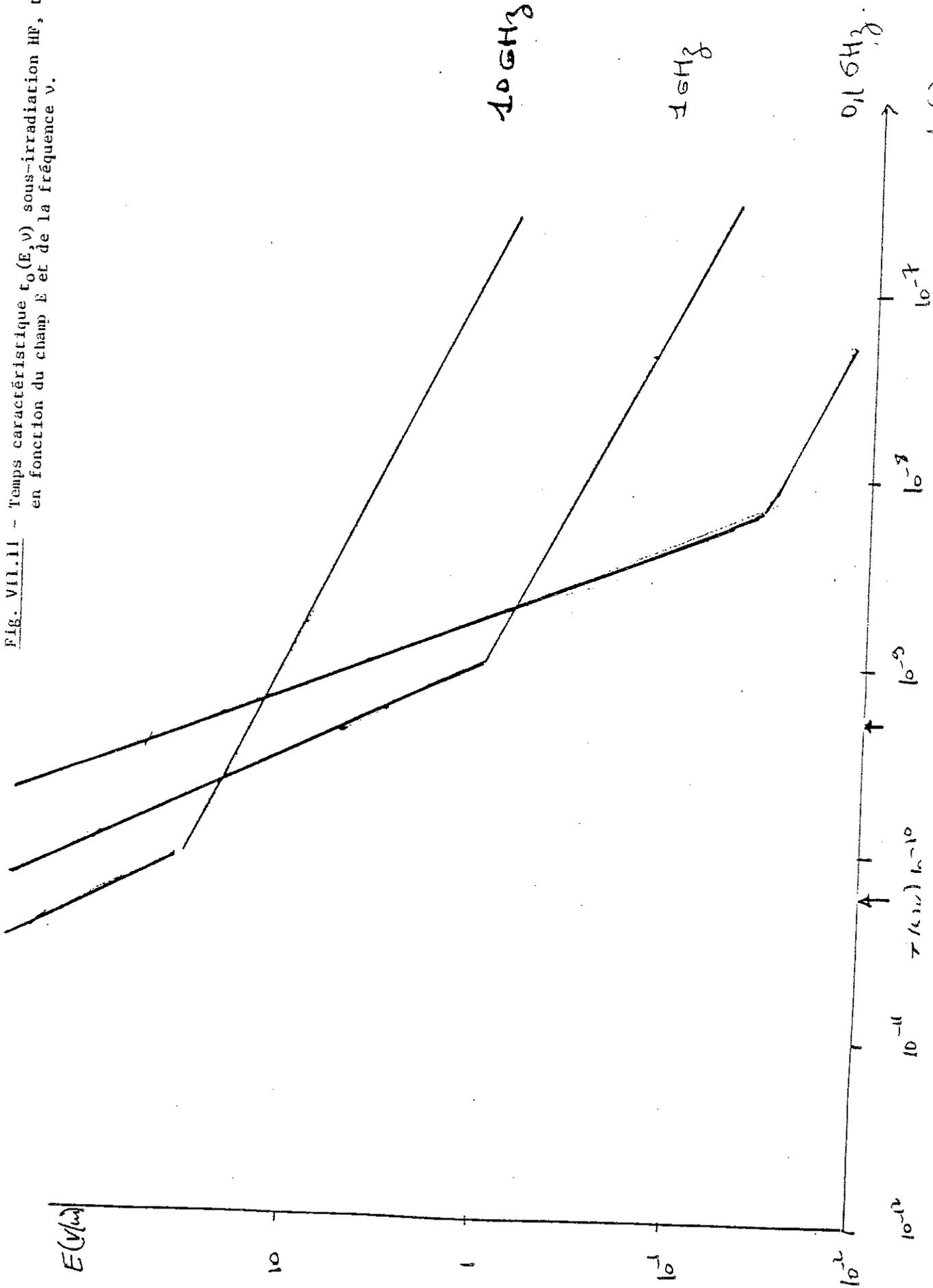


Fig.VII.8 - Variation de résistance continue en fonction du log de la puissance envoyée (u.a.) (unités arbitraires). Les courbes ont été "recollées" après interprétation et le champ électrique estimé d'après le régime à bas champ (chauffage).  
(a) :  $T = 4,2 \text{ K}$  ; (b) :  $T = 1,2 \text{ K}$ .  
L'encart de la fig. a montre la même courbe en coordonnées linéaires : on sort effectivement du régime  $\Delta R \sim P$ .

Fig. VII.11 - Temps caractéristique  $t_0(E, \nu)$  sous-irradiation HF,  $t_0$ , en fonction du champ  $E$  et de la fréquence  $\nu$ .



## C. O. N C. L U S. I. O N

Par ce travail nous avons pu observer et mieux comprendre différents aspects de la localisation :

- Les trois régimes dimensionnels ont été observés sur un même échantillon, et la température de cross-over 2D-1D permet de déterminer la longueur inélastique.

- Dans le régime haute température (jusqu'à 100 K !), la taille finie du désordre,  $\ell_0$ , provoque des anomalies en champ magnétique ou électrique statique non prévues par la théorie (développée pour  $\ell_0 \rightarrow 0$ ). Des modèles simples mettent en évidence les mécanismes (suppression des boucles de taille inférieure à  $\ell_0$ , accélération due au champ électrique sur une distance plus courte que  $\ell_0$ ) et donnent des déterminations cohérentes des temps inélastiques,  $\tau_i$ , ainsi que de l'échelle du désordre,  $\ell_0$ . La dépendance en température suggère des collisions électron-phonon quasi-élastiques.

- A basse température, l'effet d'un champ électrique est essentiellement thermodynamique : par une méthode d'impulsions originale, nous observons la relaxation de l'énergie Joule et justifions l'interprétation des mesures sous champ statique par un modèle de chauffage, qui donne les temps électron-phonon. Nous avons pu alors, pour la première fois, séparer le chauffage - prépondérant - des effets de fréquence dans une mesure de résistance continue sous champ électrique hyperfréquence ( $1 \text{ K} < T < 4,2 \text{ K}$ ;  $300 \text{ MHz} < f < 15 \text{ GHz}$ ). L'effet observé est en accord satisfaisant avec la théorie.

Il reste alors à mesurer systématiquement (automatisation) les temps inélastiques par les différentes méthodes étudiées (cross-over, magnétorésistance, champ électrique) ainsi que les temps électron-phonon par des mesures sous champ statique ou en impulsions. L'expérience proposée peut être étendue à des impulsions laser, bien plus performantes.

On sera alors en mesure de comparer les temps électron-phonon obtenus par des mesures thermodynamiques et quantiques.

Le régime haute température gagnera à être étudié théoriquement, et expérimentalement, tant pour les mécanismes inélastiques (que se passe-t-il si  $\tau_i \lesssim \hbar/kT$  ? quels mécanismes ?) que pour la description de la localisation "embryonnaire" : la localisation est-elle sensible à la structure du désordre ?

Quant à l'expérience d'hyperfréquences, elle devra être réalisée à plus basse température ou sur d'autres échantillons (meilleur couplage électron-phonon, systèmes 1d) pour observer l'effet plus clairement et atteindre le régime d'interactions ( $\hbar/kT \sim 10^{-11}/T \sim 10^{-10}$  s à 100 mK).

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

---

- ABRAHAMS, E., P.W. ANDERSON, D.C. LICCIARDELLO, et T.V. RAMAKRISHNAN, 1979, Phys. Rev. Lett. 42, 673.
- ABRAHAMS, E., P.W. ANDERSON, P.A. LEE, et T.V. RAMAKRISHNAN, 1981, Phys. Rev. B24, 6783.
- ABRAMOWITZ, M., et I.A. STEGUN, Handbook of Mathematical functions, Dover.
- AKKERMANS, E., et R. MAYNARD, 1985, J. Physique Lett. 46, L1045.
- ALTSCHULER, B.L., et A.G. ARONOV, 1979a, Sol. State Comm. 39, 115.
- ALTSCHULER, B.L., et A.G. ARONOV, 1979b, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red (JETP Lett. 30, 514 (1979)).
- ALTSCHULER, B.L., A.G. ARONOV, et D.E. KHDEL'NITSKII, 1981, Sol. State Comm. 39, 619.
- ALTSCHULER, B.L., A.G. ARONOV, et D.E. KHDEL'NITSKII, 1982, J. of Physics, C15, 7367.
- ALTSCHULER, B.L., A.G. ARONOV, D.E. KHMEL'NITSKII, et A.I. LARKIN, 1983, in Quantum Theory of Solids, édité par I.M. LIFSHITS (Editions MIR, Moscou).
- ALTSCHULER, B.L., D.E. KHMEL'NITSKII, A.I. LARKIN, et P.A. LEE, 1980, Phys. Rev. B22, 5142.
- ANDERSON, P.W., 1958, Phys. Rev. 109, 1492.
- ANDERSON, P.W., E. ABRAHAMS, et T.V. RAMAKRISHNAN, 1979, Phys. Rev. Lett. 43, 718.
- ANDO, T., in Recent Topics in Semiconductors Physics, World Scientific Publishing.
- BERGMANN, G., 1982a, Phys. Rev. B25, 2937.
- BERGMANN, G., 1982b, Phys. Rev. Lett. 48, 1046.
- BERGMANN, G., 1982c, Z. Phys. B, Condensed Matter 49, 133.
- BERGMANN, G., 1983, Sol. State Comm. 46, 347.
- BERGMANN, G., 1984, Phys. Rep. 101, 1.
- BISHOP, D.J., R.C. DYNES et D.C. TSUI, 1982, Phys. Rev. B26, 773.

- BISHOP, D.J., R.C. DYNES, B.J. LIN, et D.C. TSUI, 1984, Phys. Rev. B30, 3539.
- CHELIKOVSKI, J.R., et M.L. COHEN, 1981, Phys. Rev. B 14, 556.
- DOUCOT, B., et R. RAMMAL, 1985, Phys. Rev. Lett. 55, 1148.
- EMEL'YANENKO, O.V., T.S. LAGUNOVA, D.N. NASLEDOV, et G.N. TALALAKIN, Fizika Tvergodo Tela 7, 1315 (Sov. Phys. Sol. State 7, 1063).
- FISHMAN, G., 1985, in Energie et Fonction d'onde des semiconducteurs, cours au D.E.A. Matière et Rayonnement, Grenoble, France.
- GIORDANO, N., W. GIBSON, et D.E. PROBER, 1979, Phys. Rev. Lett. 43, 725.
- GODFRIN, H., P. AVERBUCH, et M. LAVIRON, 1984, poster au LITPIM, Braunschweig, publié.
- GORKOV, L.P., A.I. LARKIN, et D.E. KHMEL'NITSKII, 1979, Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 30, 248 (JETP Lett. 30, 248 (1979)).
- HIKAMI, S., A.I. LARKIN, et Y. NAGAOKA, 1980, Prog. Theor. Phys. 63, 707.
- HOFFMANN, H., F. HOFMANN, et W. SCHOEPE, 1982, Phys. Rev. B25, 5563.
- IMRY, J., et Z. OVADIAHU, 1982, J. Phys. C 15, L 327.
- ISAWA, J., 1984, J. Phys. Soc. Jap. 53, 37.
- KAVEH, M., M.J. UREN, R.A. DAVIES, et M. PEPPER, 1981, J. Phys. C14, L413.
- KAWABATA, A., 1980, Sol. State Comm. 34, 431.
- KHAMPFIR, S., 1985, Thèse de Doctorat de l'E.N.S. Télécom., Paris.
- KITTEL, C., 1972, in Introduction à la Physique du Solide, Dunod éditeur.
- LAVIRON, M., P. AVERBUCH, H. GODFRIN, et R.E. RAPP, 1983, J. de Physique Lett. 44, L1021.
- LEE, P.A., et T.V. RAMAKRISHNAN, 1985, Rev. of Mod. Phys. 57, 287.
- LEP, 1985, Rapport Annuel, LEP, 3 av. Descartes, 94 Limeil-Brevannes.
- LES HOUCHES (1985) : Hétérojonctions et superréseaux de semiconducteurs (Springer Verlag).
- LES HOUCHES (1986) : The Physics and fabrication of Microstructures (Springer Verlag).
- LICCINI, J.C., G.J. DOLAN, et D.J. BISHOP, 1985, Phys. Rev. Lett. 54, 1535.

- MORITA, S., N. MIKOSHIBA, Y. KOIKE, T. FUKASE, N. KITAGAWA, et S. ISHIDA, 1984, J. Phys. Soc. Jap. 53, 40 et 2185.
- MOTT, N.F. et E.A. DAVIS, 1971, in Electronic Processes in non Crystalline Materials, Clarendon Press, Oxford.
- OLIVER, D.J., 1962, Phys.Rev. 127, 1045.
- PANNETIER, B., J. CHAUSSY, R. RAMMAL, et P. GANDIT, 1984, Phys. Rev. Lett. 53, 718.
- POOLE, D.A., M. PEPPER, K.F. BERGGREN, G. HILL, et H.W. MIRON, 1982, J. Phys. C15, L21.
- RAFFY, H., P. NEDELLEC, L. DUMOULIN, D.S. MAC LACHLAN, et J.P. BURGER, 1985, J. Physique 46, 627.
- SCHMIDT, A., 1974, Z. Phys. 271, 251.
- SERNELIUS, B.E., et K.F. BERGGREN, 1981, Phil. Mag. B43, 115.
- SHARVIN, D.Yu., et Yu.V. SHARVIN, 1981, Zh. Exp. Teor. Fiz. Pis'ma Red. 34, 285 (JETP Lett. 34, 272 (1981)).
- STORMER, H.L., 1985, in Heterojonctions et Superréseaux de Semiconducteurs, Ecole des Houches, Springer Verlag.
- THORNTON, T.J., M. PEPPER, H. AHMED, D. ANDREWS, et G.T. DAVIES, 1986, Phys. Rev. Lett. 56, 1198.
- THOULESS, D.J., 1974, Phys. Rep. 13, 93.
- THOULESS, D.J., 1977, Phys. Rev. Lett. 39, 1167.
- TSUZUKI, T., 1981, Physica B 107, 679.
- TSUZUKI, T., 1982, Prog. of Theor. Phys. 67, 68.
- VITKALOV, S.A., G.M. GUSEV, Z.D. KVON et G.I. LEVIEV, 1986, Pis'ma Zh. Eksp. Toer. Fiz. 43, 145 (JETP Lett. 43, 185 (1986)).
- WOLF, P.E., et G. MARET, 1985, Phys. Rev. Lett. 55, 2696.
- ZIMAN, J.M., 1969, in Principles of the Theory of Solids, Cambridge, University Press (p. 215).



A P P E N D I C E S



## A P P E N D I C E 1

### CARACTERISTIQUE $I_{DC}(V_{DC})$ NON LINEAIRE MESUREE AVEC UN PONT ALTERNATIF

Le pont envoie un courant de mesure (injection  $I_0$ ) :

$$I(t) = I_0 \cos \omega t$$

la caractéristique (continue) de l'échantillon est non linéaire :

$$V(t) = R_0 I(t) (1 + a I^2(t) + \dots)$$

la détection synchrone du pont mesure la composante de fréquence  $\omega$  :

$$\begin{aligned} V_{\omega} &= \frac{2}{T} \int_0^T V(t) \cos \omega t \, dT \quad (T \rightarrow \infty) \\ &= \frac{2}{T} \int_0^T R_0 I_0 (\cos^2 \omega t + a I_0^2 \cos^4 \omega t + \dots) dt \\ &= R_0 I_0 (1 + \frac{3}{4} a I_0^2 + \dots) \end{aligned}$$

Au pont, on lit la caractéristique :

$$R = R_0 (1 + \frac{3}{4} a I^2 + \dots)$$

l'effet non linéaire est lu correctement - sousestimé de 25 % - pour la partie quadratique. Pour des injections plus grandes, elle risque d'être déformée sans qu'on puisse remonter à la caractéristique continue.

Dans les formules de magnéto-résistance, on utilise des fonctions spéciales facilement calculables dans les régimes asymptotiques (en 0 et  $\infty$ ). La fenêtre expérimentale se situe entre les deux...

## A P P E N D I C E 2

### CALCUL NUMERIQUE DE LA FORMULE DE MAGNETORESISTANCE 2D

$$\Delta\sigma(x) = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) + \text{Ln } x \quad x = \frac{B}{B_1}$$

où  $\psi(z) = \frac{d}{dz} \text{Log } \Gamma(z)$  ( $\Gamma$  = fonction factorielle)

En utilisant les formules suivantes tirées du Handbook of Mathematical Functions (Abramowicz) :

$$6.3.5. \quad \psi(z + M) = \frac{1}{(n-1)+z} + \dots + \frac{1}{1+z} + \psi(1+z)$$

$$6.3.15. \quad \psi(1+z) = \frac{1}{2} z - \frac{1}{2} \pi \cotg(\pi z) - \frac{1}{1-z^2} + 1 - \gamma - \sum_{n=1}^{\infty} [\xi(2n+1)-1] z^{2n}$$

( $\gamma$  = constante d'Euler Mascheroni ;  $\gamma = 0,577\dots$ )

On obtient pour  $x > 1$  :

$$\psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right) = \frac{1}{2z} - \frac{1}{2} \pi \cotg \pi z - \frac{1}{1-z^2} + 1 - \gamma - \sum_{n=1}^{\infty} (\xi(2n+1)-1) z^{2n}$$

où  $z = \frac{1}{x} - \frac{1}{z}$

l'erreur absolue est plus petite que  $10^{-6}$  (test sur machine).

Pour  $x < 1$ , on utilise la formule 6.3.5., pour se ramener à la précédente (récurrence). Le même ouvrage donne les valeurs numériques de  $\zeta$  :

n	$\xi(n) = \sum_{k=1}^{\infty} k^{-n}$			
1		$\infty$		
2	1.64493	40 668	48 226	43 647
3	1. 20205	69 031	59 594	28 540
4	1.08232	32 337	11 138	19 152
5	1.03692	77 551	43 369	92 633
6	1.01734	30 619	84 449	13 971
7	1.00834	92 773	81 922	82 684
8	1.00407	73 561	97 944	33 938
9	1.00200	83 928	26 082	21 442
10	1.00099	45 751	27 818	08 534
11	1.00049	41 886	04 119	46 456
12	1.00024	60 865	53 308	04 830

## A P P E N D I C E 3

### CALCUL NUMERIQUE DE LA FORMULE DE MAGNETORESISTANCE 3D

Pour la formule 3D, le calcul qui vient de suite à l'esprit (développement limité puis formule de récurrence) converge trop lentement. On calcule alors la série en sommant les premiers termes et on remplace le reste par une intégrale.

Les détails sont conservés pour mémoire :

#### I - CALCULS PRELIMINAIRES

##### I.1. Lemme.

Développement limité de :

$$\underline{G(u)} = g\left(\frac{1}{2} + u\right) - g\left(-\frac{1}{2} + u\right) - g'(u)$$

	$g\left(u + \frac{1}{2}\right)$	$g\left(u - \frac{1}{2}\right)$	$g'(u)$	$G(u)$
$g(0)$	1	1	0	0
$g'(0)$	$\left(u + \frac{1}{2}\right)$	$\left(u - \frac{1}{2}\right)$	1	0
$g''(0)$	$\frac{1}{2}\left(u + \frac{1}{2}\right)^2$	$\frac{1}{2}\left(u - \frac{1}{2}\right)^2$	u	0
$g'''(0)$	$\frac{1}{6}\left(u + \frac{1}{2}\right)^3$	$\frac{1}{6}\left(u - \frac{1}{2}\right)^3$	$\frac{1}{2}u^2$	$\frac{1}{24}$
$g''''(0)$	$\frac{1}{24}\left(u + \frac{1}{2}\right)^4$	$\frac{1}{24}\left(u - \frac{1}{2}\right)^4$	$\frac{1}{6}u^3$	$\frac{1}{24}u$

$$\begin{aligned}
 G(u) &= g\left(\frac{1}{2} + u\right) - g\left(-\frac{1}{2} + u\right) - g'(u) \\
 &= \frac{1}{24} g^{(3)}(0) + \frac{1}{24} g^{(4)}(0) u + \text{termes } g^{(5)} \dots
 \end{aligned}$$

### I.2. Monotonie de S.

$$S(x) = \sum_{n=0}^{\infty} s_n(x)$$

$$s_n(x) = 2 (\sqrt{n+1+x} - \sqrt{n+2}) - \frac{1}{\sqrt{n + \frac{1}{2} + x}}$$

$$\underline{x > 0}$$

$$s'_n(x) = \frac{1}{\sqrt{n+1+x}} - \frac{1}{\sqrt{n+x}} + \frac{1}{2} \frac{1}{(n + \frac{1}{2} + x)^{3/2}}$$

$$= f\left(x + \frac{1}{2}\right) - f\left(x - \frac{1}{2}\right) - f'(x)$$

$$s'_n(x) \text{ est du signe de } f'''(x) = \left(\frac{1}{\sqrt{n + \frac{1}{2} + x}}\right)'''$$

$$\text{donc } \underline{x > 0} \quad s'_n(x) < 0$$

$$\underline{S'(x) < 0}$$

S est décroissante

### I.3. Développement du terme général de la série.

$$S(x) = \sum_{n=0}^{\infty} s_n(x)$$

$$s_n(x) = 2 (\sqrt{n+1+x} - \sqrt{n+1}) - \frac{1}{\sqrt{n + \frac{1}{2} + x}}$$

$s_n(x)$  est de la forme

$$s_n(x) = g\left(0 + \frac{1}{2}\right) - g\left(0 - \frac{1}{2}\right) - g'(0)$$

$$g(u) = 2\sqrt{n + \frac{1}{2} + x + u}$$

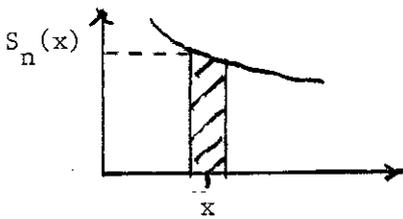
d'après le lemme :

$$s_n(x) = \frac{1}{24} \cdot 2 \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \frac{-1}{2} \cdot \frac{-3}{2}\right) \left(n + \frac{1}{2} + x\right)^{-5/2} + \text{termes en } \left(n + \frac{1}{2} + x\right)^{-9/2}$$

$$s_n(x) = \frac{1}{32} \left(n + \frac{1}{2} + x\right)^{-5/2} + \text{termes en } \left(n + \frac{1}{2} + x\right)^{-9/2}$$

#### I.4 Approximation du terme général par une intégrale.

Méthode :



On remplace  $s_n(x)$  par  $\int_{x-\frac{1}{2}}^{x+\frac{1}{2}} s_n(u) du$

comme indiqué sur la figure.

Calcul de l'erreur  $E_n(x)$  (erreur absolue) :

$$E_n(x) \stackrel{\text{def}}{=} \int_{x-\frac{1}{2}}^{x+\frac{1}{2}} s_n(u) du - s_n(x)$$

$$E_n = g\left(0 + \frac{1}{2}\right) - g\left(0 - \frac{1}{2}\right) - g'(0)$$

$$g'(0) = s_n'(u + x)$$

d'après le Lemme on a donc :

$$E_n = \frac{1}{24} s_n''(x) + \text{termes en } s_n''''(x)$$

d'où

$$E_n = \frac{1}{24} \cdot \frac{1}{32} \cdot \frac{-5}{2} \cdot \frac{-7}{2} (n + \frac{1}{2} + x)^{-9/2} + \text{termes en } (n + \frac{1}{2} + x)^{-13/2}$$

$$E_n(x) = \frac{-5}{1536} \cdot \frac{-7}{2} (n + \frac{1}{2} + x)^{-9/2}$$

L'erreur relative vaut :

$$E_n^{(r)}(x) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{E_n(x)}{s_n(x)}$$

$$E_n^{(r)}(x) = \frac{-5}{1536} \cdot \frac{-7}{2} (n + \frac{1}{2} + x)^{-9/2} \cdot \frac{32}{(n + \frac{1}{2} + x)^{-5/2}}$$

$$E_n^{(r)}(x) = \frac{1120}{3072} (n + \frac{1}{2} + x)^{-2} \sim 0,3 (n+x)^{-2}$$

Rem :  $E_n^{(r)}(x) \sim \frac{0,3}{(x+N)^2}$  si  $n \geq N$

I.5 Calcul du reste d'ordre N de la série.

$$\underline{R_N(x)} \stackrel{\text{def}}{=} \sum_N^{\infty} s_n(x)$$

on l'approche par

$$R_n \sim \int_{N-\frac{1}{2}}^{\infty} s_0(x+u) du = \sum_N \int_{n-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} s_0(x+u) du$$

l'erreur relative sur  $R_n$  est inférieure à l'erreur relative maximum commise sur  $s_n \sim \int_{n-1/2}^{n+1/2} s_0(x+u) du$  car ce sont des termes positifs

(dem :  $\frac{\Delta x}{x} < \alpha$  et  $\frac{\Delta y}{y} < \alpha$  entraîne  $\Delta x < \alpha x$  d'où  $\Delta x + \Delta y < \alpha(\Delta x + u)$  CQFD  
 $\Delta y < \alpha y$ )

l'erreur relative sur une somme de nombres de même signe est majorée par la plus grande erreur relative).

L'erreur relative sur  $R_n(x) = \sum_N^{\infty} s_n(x)$  approchée par  
 $\int_{N-\frac{1}{2}}^{\infty} s_0(x+u)du$  est majorée par  $\frac{0,3}{(N+x)^2}$

pour  $N + x > 10$ , l'erreur vaut moins que 0,3 %

Remarque :

a. On a directement le nombre de premiers termes de la série à calculer ( $N$ ) (le reste étant remplacé par une intégrale), pour obtenir la précision requise. Reste à calculer l'erreur machine !

b. Ce résultat est valable pour tout  $x \geq 0$ , en effet il ne porte que sur la précision de l'approximation

$$R_n(x) = \sum_N^{\infty} s_n(x) \sim \int_{N-\frac{1}{2}}^{\infty} s_0(x+u)du$$

## II - APPROXIMATION DE S(x)

L'approximation consiste à calculer effectivement les premiers termes de la série, en en prenant le moins possible à cause de l'imprécision de l'ordinateur, et de remplacer le reste (somme des autres termes de la série) par une intégrale.

### II.1. Formules d'approximation pour $x < 10$ .

En prenant :

$$\underline{N = E(x + 10) + 1} \quad \underline{E = \text{partie entière}}$$

On a la condition pour 0,3 % de précision relative sur le reste :

$$N + x > 10$$

d'où

$$\begin{aligned} S(x) &\sim \sum_0^{\infty} s_n(x) \\ &= \sum_0^{N-1} s_n(x) + \int_{N-\frac{1}{2}}^{\infty} s_0(x+u) du \end{aligned}$$

0 % d'erreur relative      0,3 % d'erreur relative

0,3 % d'erreur relative

Pour  $x < 10$ , on approxime S(x) à 0,3 % près par

$$\sum_0^{N-1} s_n(x) + \int_{N-\frac{1}{2}}^{\infty} s_0(x+u) du$$

Calcul de l'intégrale :

$$\int_a^b s_0(x+u) du = \int_a^b \left\{ 2(\sqrt{x+1+u} - \sqrt{x+u}) - \frac{1}{\sqrt{x+\frac{1}{2}+u}} \right\} du$$

$$= 2 \cdot \frac{2}{3} \left[ (x+1+u)^{3/2} - (x+u)^{3/2} \right]_a^b - 2 \left[ (x+u+\frac{1}{2})^{1/2} \right]_a^b$$

lorsque  $b$  tend vers l'infini, la contribution des termes en  $b$  :

$$\frac{4}{3}(x+1+b)^{3/2} - (x+b)^{3/2} = 2(x+b+\frac{1}{2})^{1/2} \sim (x+\frac{1}{2}+b)^{-3/2}$$

en vertu du lemme. L'intégrale converge bien si  $b \rightarrow \infty$ ,  $a = N - \frac{1}{2}$

$$\int_a^\infty s_0(x+u) du = 2(x+a+\frac{1}{2})^{1/2} - \frac{4}{3} \left( [x+1+a]^{3/2} - [x+a]^{3/2} \right)$$

D'où l'expression approchée de  $S(x)$  à 0,3 % près ;

pour  $x < 10$  :

$$S(x) = \sum_0^\infty \left\{ 2(\sqrt{n+1+x} - \sqrt{n+x}) - \frac{1}{\sqrt{n+\frac{1}{2}+x}} \right\}$$

$$S(x) \approx \sum_0^{N-1} \left\{ 2(\sqrt{n+1+x} - \sqrt{x+n}) - \frac{1}{\sqrt{n+\frac{1}{2}+x}} \right\}$$

$$+ 2(x+N)^{1/2} - \frac{4}{3} \left[ (x+\frac{1}{2}+N)^{3/2} - (x-\frac{1}{2}+N)^{3/2} \right]$$

$$\underline{N = E(10 - x) + 1} \quad E = \text{partie entière}$$

## II.2 Formule d'approximation pour $x > 10$ .

On approxime toute la série par une intégrale avec une erreur relative 0,3 % puisque

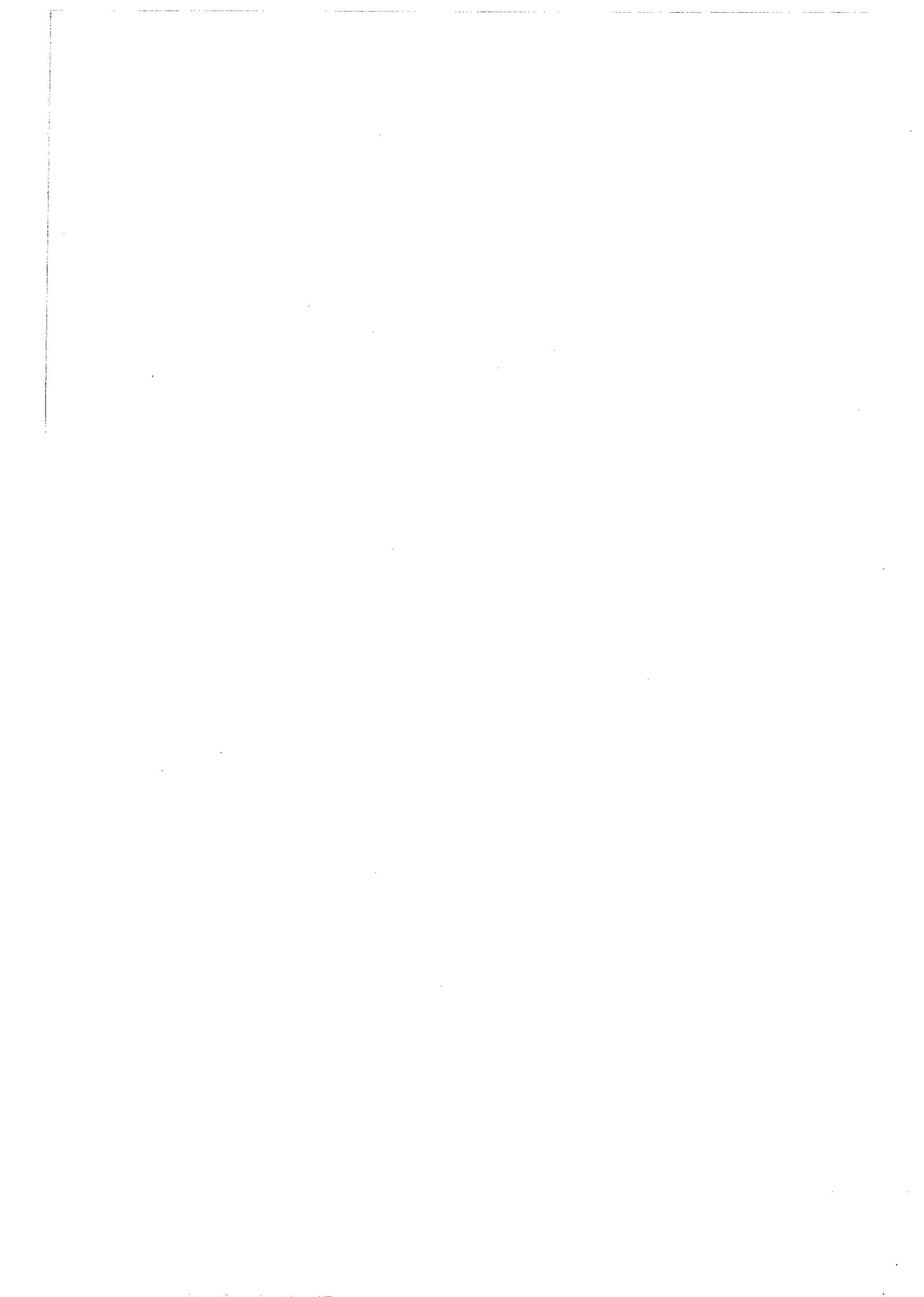
$$N + x = x > 10$$



A P P E N D I C E 5  
 RECAPITULATIF DES TEMPS INELASTIQUES MESURES

Echantillon	Gamme de température	Mesure	Formule utilisée	Loi	Référence	Courbe
Ia	0,1 K < T < 1 K	R(T)	loc. 1d	$2 \cdot 10^{-10} T^{-1/2}$	III.2	1
Iabc	0,1 K < T < 1 K	R(T)	loc.:cross-over 1d-2d	$4 \cdot 10^{-10} T^{-1,5}$	III.2	2
Ic	0,1 K < T < 4,2 K	R(B)	loc. 2d	$7 \cdot 10^{-11} T^{-1/2}$	III.2	3
II	5 K < T < 50 K	R(B)	loc. 3d + $\xi_0$ fini	$3 \cdot 10^{-11} T^{-0,75}$	IV.2	4
II	10 K < T < 30 K	R(E)	loc. 3d + $\xi_0$ fini	$8 \cdot 10^{-12} T^{-0,8}$	IV.3	5
II	1 K < T < 4,2 K	R(B)	loc. 2d	$6 \cdot 10^{-11} T^{-1,5}$	V.4	5
III	1 K < T < 4,2 K	R(B)	loc. 2d	$6 \cdot 10^{-10} T^{-1,5}$	VII.3	7

(a) sous forme de tableau.



## A B S T R A C T

We present DC-Resistance measurements made on doped GaAs ( $n \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $k_{F0} \lambda \gtrsim 1$ ), in a large temperature scale, under magnetic field ( $B < 1 \text{ T}$ ) and weak electric field (D.C. :  $E < 100 \text{ V/m}$  ; pulses : repetition rate  $< 10 \text{ MHz}$  ; microwaves  $f < 15 \text{ GHz}$ ).

Several effects related to length cut-off are observed and analyzed : low dimensionality, cross-over 1d-2d-3d, finite scale of disorder.

The last one appears in magnetoresistance measurements at the high temperature limit ( $T \lesssim 100 \text{ K}$ ) and it yields a non-linearity in electric field, which is related to elastic diffusion in an electric field (*classical*) but not to the broken time-reversal symmetry (*quantum effect*). Inelastic times temperature dependence can be interpreted with quasi-elastic electron-phonon collisions.

At low temperature, reduction of the resistance-excess under electric field is principally a *thermodynamic effect* : the electrons are heated above the phonon temperature. An original pulse-experiment shows the Joule power relaxation and confirms electron-phonon times obtained by DC-measurements (heating model). Under microwave radiation, the resistance is lowered essentially because of heating. However, we observe a frequency effect and analyse it in the frame of weak localization theory.



## R E S U M E

---

Nous présentons des mesures de résistance continue sur GaAs ( $n \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $k_F l_0 \gg 1$ ) effectuées dans une grande gamme de température avec différentes conditions expérimentales : champ magnétique ( $B < 1 \text{ T}$ ) ; champ électrique continu ( $E < 100 \text{ V/m}$ ), en impulsions (taux de répétition  $< 10 \text{ MHz}$ ) et en hyperfréquences ( $f < 15 \text{ GHz}$ ).

Quelques effets liés aux longueurs de coupure sont observés et analysés quantitativement : basses dimensionnalités, cross-over dimensionnels, taille finie du désordre.

Ce dernier apparaît dans la magnétorésistance à la limite "haute température" et il provoque une non-linéarité en champ électrique liée à la diffusion élastique sous champ électrique (*classique*) et non à la brisure d'invariance par renversement du temps (*quantique*). Les temps inélastiques sont interprétés en termes de collisions électron-phonon quasi-élastiques.

A basse température, l'atténuation de la localisation par le champ électrique est essentiellement un effet *thermodynamique* : les électrons sont chauffés au-dessus de la température des phonons. Une expérience d'impulsions originale montre la relaxation de l'énergie Joule et confirme les valeurs des temps électron-phonon tirées des mesures sous champ électrique continu (modèle de chauffage). Sous irradiation hyperfréquence, la baisse de résistance est principalement due au chauffage, mais l'effet de fréquence s'interprète dans le cadre de la théorie de la localisation.

MOTS-CLE : Localisation faible - GaAs - Effets non linéaires - Magnétorésistance - Hyperfréquences - Impulsions - Longueurs de coupure - Temps inélastiques.

