

THESE

présentée par

Jun CHEN

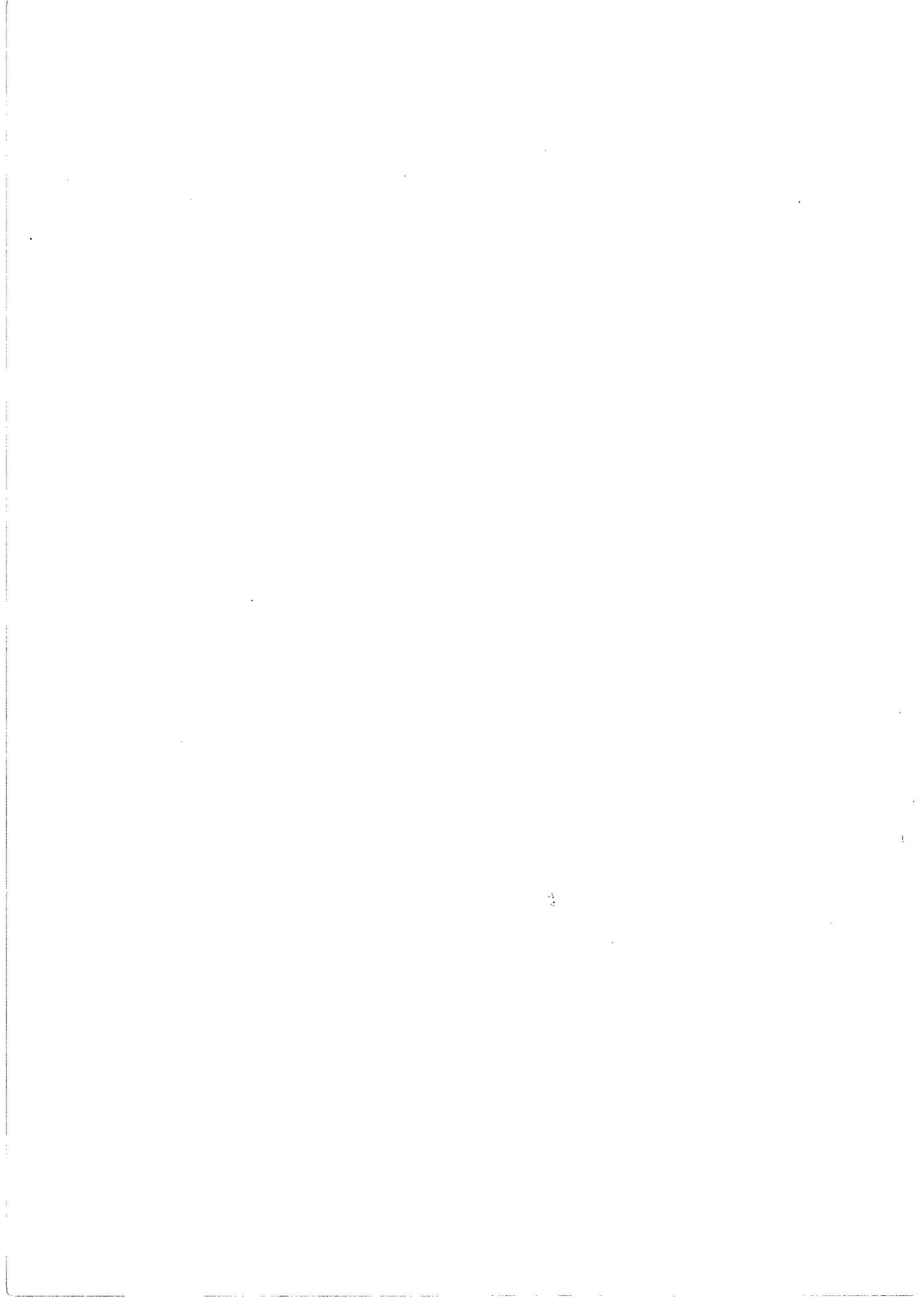
POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I
SPECIALITE PHYSIQUE

*Effets de la Température et du Champ Magnétique
sur la Viscosité et sur le Nombre Effectif de
Porteurs Condensés des Ondes de Densité
de Charge dans NbSe₃*

DATE DE SOUTENANCE : le 30 septembre 1991

COMPOSITION DU JURY :
M. M.HERITIER (Président)
M. A. BJELIS
M. M. RENARD
M. J. RICHARD
Mm. C.SCHLENKER

THESE PREPAREE AU SEIN DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES
- CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE -
— Grenoble—



A ma famille

献给我的父母

献给宇宁

REMERCIEMENTS

谢 辞

值此论文成册之际,感谢所有曾经帮助过、鼓励过我的人们。

首先,非常荣幸地能有 M. HERITIER, 巴黎十一大教授及固体物理实验室主任, 作为本论文评委主席。

应该特别感谢的是法国国家科研中心助理研究员 J. RICHARD 先生, 感谢他在实验上给我的指导帮助以及对此论文的修改所付心血。

衷心感谢 M. RENARD, GRENOBLE 一大教授, 在理论方面所给予的指导, 并对其能作为论文评委感到十分荣幸。

非常感谢 C. SCHLENKER, GRENOBLE 国家技术学院教授, 能于百忙之中参加本论文的评审及对本论文所给予的指正。

五年来, P. MONCEAU, 法国国家科研中心研究员及极低温中心 (CRTBT) 主任, 在各方面给了我巨大的帮助和关怀, 谨此表示我最诚挚的谢意。

在此还应感谢 M. C. SAINT-LAGER 在论文初期给予的帮助及 P. XAVIER 在论文校正方面给予的帮助。

最后感谢 CRTBT 所有工作人员在实验中给予的大力协助。

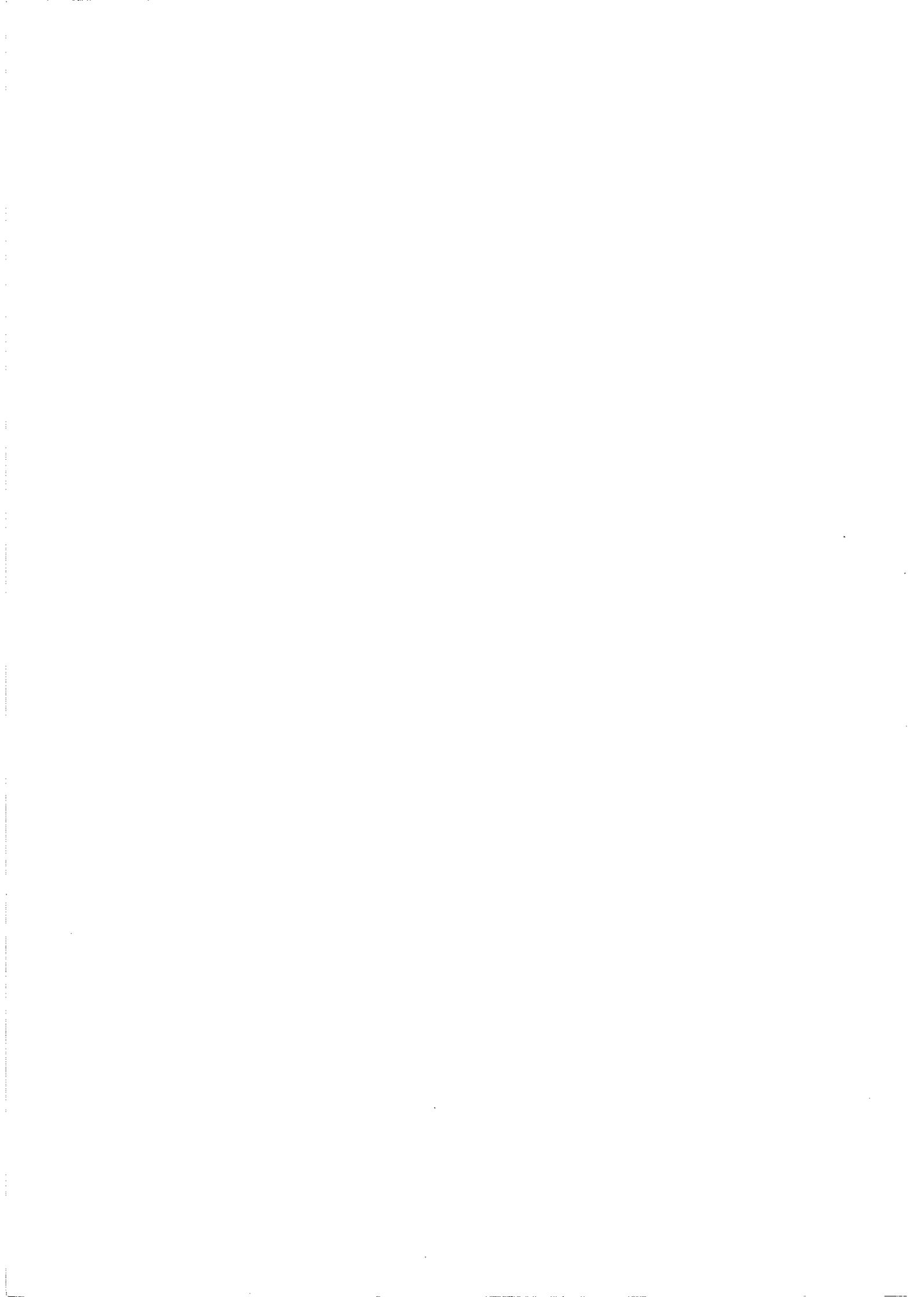


Table des Matières

Introduction	7
Chapitre I. Rappels pour Néophytes des ODC	13
I. Transition de Peierls, ODC et Supraconductivité de Fröhlich	15
II. NbSe ₃ : Structure et Propriétés Statiques	18
III. NbSe ₃ : Propriétés Dynamiques Non Linéaires	21
IV. Modèle de Déplacement de L'ODC Rigide	24
V. Position du Problème	28
Chapitre II. Introduction aux Mesures de "Bruit Périodique"	29
I. Dix Ans après: Pourquoi ?	32
II. Problèmes Liés à la Mesure de la Pente $\frac{J_{ODC}}{v_0}$	38
III. Mesure de la Pente $\left(\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}\right)$	42
1. Première transition: $T < T_{C1} = 145K$	45
2. Deuxième transition: $T < T_{C2} = 59K$	47
IV. Conclusion	47

Chapitre III. Techniques Expérimentales	49
I. Diminution du Chauffage	51
1. Utilisation des Liquides.....	51
2. Mesure de R en Courant Pulsé.....	52
II. Mesure de v_0 en Courant Pulsé	54
1. Analyse Spectrale d'un Pulse DC et d'une Oscillation Sinusoïdale Pulsée.....	54
2. Analyse de la Fréquence v_0 Superposée au Pulse DC.....	57
III. Montage et Choix des Echantillons.....	63
1. Montage.....	63
2. Choix du Type d'Echantillon	68
IV. Mesure Sous Champ Magnétique.....	70
Chapitre IV. Correction des Effets dus au Chauffage	71
I. Introduction.....	73
II. Réduction du Chauffage.....	75
III. Mesure de $\Delta T = f(\dot{Q})$	79
1. Températures au-dessus des Deux Transitions	79
2. Calcul Théorique	81
IV. Mesure Expérimentale du Chauffage pour la Première Transition.....	89
V. Mesure Expérimentale du Chauffage pour la Deuxième Transition	100
VI. Conclusion	105
Chapitre V. Résultats et Interprétation des Mesures de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$	107
Partie A. Analyse des Résultats.....	109
I. Etude de la courbure de $J_{ODC}(v_0)$	109
II. Pente Saturée: NbSe ₃ Première Transition	115
III. Pente Saturée: NbSe ₃ Deuxième Transition [H = 0T]	119
IV. Pente Saturée: NbSe ₃ Deuxième Transition [H ≠ 0T]	122
V. Mesures Sous Champ Magnétique à T = 1.8K.....	129
VI. (TaSe ₄) ₂ I.....	134

Partie B. Interprétation.....	137
I. Validité du Modèle à Deux Fluides Indépendants	138
1. Boriack–Overhauser.....	138
2. Lee et Rice.....	139
II. Modèle du Contre Courant d'Electrons Normaux (S.N. Artemenko): Cas Semiconducteur:	144
III. Modèle du Contre Courant d'Electrons Normaux (S.N. Artemenko): Cas Semi-Métal (NbSe ₃).....	146
1. Cas Général.....	147
2. Deuxième Transition (Cas des basses températures $T < d$).....	151
3. Première Transition	153
4. Effet du Champ Magnétique.....	154
5. Conclusion.....	154
IV. Modèle de Maki.....	155
V. Modèle du Contre-Courant d'Electrons Normaux (M. Renard).....	158
VI. Conclusion	163

**Chapitre VI. Conductivité et Viscosité dans la Limite des
Champs Electriques Elevés**

I. Conductivité en Champ Electrique Elevé	167
I-1. Modèle de Zhang et Ong.....	167
I-2. Nos Résultats Expérimentaux.....	169
II. Equations de " Base "	172
III. Viscosité Limite E Infini	177
III-1. Composés Semiconducteurs.....	177
III-2. Cas de NbSe ₃	186
1. Première Transition	186
A. Comportement de $\beta J_{ODC}/E_T$	186
B. Viscosité	187
2. Deuxième Transition	190
A. Comportement de $\beta J_{ODC}/E_T$	190
B. Viscosité	192
III-3. Viscosité (Valeur Absolue).....	196
IV. Conclusion	199

Conclusion	203
Annexe Modèles du Contre-Courant d'Electrons Normaux	211
I. Calculs de S. A. Artemenko.....	213
1. Cas Semiconducteur	213
2. Cas NbSe ₃	216
II. Calculs de M. Renard	220
Références.....	227

INTRODUCTION



L'Onde de Densité de Charge (ODC) exista théoriquement avant d'être mise en évidence expérimentalement. En effet, dès 1950, Peierls prédisait leur existence dans des composés unidimensionnels. Leur dynamique était ensuite étudiée par Fröhlich qui, en 1954, donc avant BCS, proposait un modèle pour expliquer la supraconductivité, basé sur le mouvement des ODC. C'est en fait grâce aux chimistes qui réalisèrent des composés électriquement unidimensionnels que, dans les années 1970, l'ODC put être indirectement mise en évidence. Au départ, les recherches furent essentiellement axées sur les composés organiques, en particulier ceux de la famille de TTF-TCNQ, avec l'espoir de trouver un jour un composé organique supraconducteur de haute température critique. Les supraconducteurs organiques apparurent ; leur T_C mesurée à l'aune des T_C des nouveaux oxydes supraconducteurs peut paraître petite, mais la physique de ces composés est toujours passionnante. Parallèlement aux composés organiques se développa l'étude de la famille des di-chalcogénures des métaux de transition (TaS_2 , $NbSe_2$). Dans ces composés, fut en particulier étudié le problème de la coexistence ODC-Supraconductivité. Toutes les études précédentes sur les ODC ne concernaient que les propriétés statiques et ce n'est qu'en 1975 que fut mis en évidence dans $NbSe_3$, matériau appartenant aux tri-chalcogénures des métaux de transition, le mouvement des ODC et un nouveau mécanisme de conduction collectif. L'étude des ODC, et

particulièrement de leur dynamique, est fascinante ; il n'est besoin pour s'en convaincre que de regarder les propriétés de la conductivité alternative, entre quelques hertz et 10^{10} hertz : il y a toujours un effet à étudier ! En particulier il fut vérifié que J_{ODC} , courant porté par l'ODC, était linéairement relié à la fréquence des oscillations de tension mesurée lors d'analyses spectrales. L'étude de ce qu'on appelle toujours improprement " le bruit périodique " a alors commencé. Dix ans plus tard, la situation a largement évolué, l'époque n'est plus à la recherche d'effets nouveaux mais à leur approfondissement, les progrès réalisés sur les échantillons permettent des mesures dans des conditions hier inaccessibles.

Le point de départ de cette étude fut motivé par la mesure du " bruit périodique " sous champ magnétique. Le désaccord total entre les résultats obtenus au CRTRT, d'une part, et à Berkeley, d'autre part, entraînèrent au CRTBT des mesures complémentaires qui révélèrent que contrairement aux prédictions théoriques, la pente J_{ODC}/v_0 diminuait avec la température. Ainsi, dix ans après sa découverte, une nouvelle étude du bruit périodique s'engageait, mais cette fois dans une gamme de température et de fréquence considérablement plus vaste. Ce sont les résultats de cette étude que nous développons dans cette thèse.

Dans le Chapitre I, nous avons sciemment évité de mettre des rappels pour spécialistes, mais simplement essayé de faire une présentation des ODC pour un physicien du solide non spécialiste de ce sujet. Le Chapitre II introduit véritablement le sujet et en montre les difficultés

expérimentales. Dans le Chapitre III, nous explicitons les techniques expérimentales utilisées. Le Chapitre IV est, lui, totalement consacré au problème de la réduction du chauffage et à sa mesure. Ces quatre premiers chapitres peuvent être évités par un lecteur impatient, ne s'intéressant qu'aux résultats et à leurs interprétations qui, eux, sont développés dans les Chapitres V et VI.

CHAPITRE I
RAPPELS POUR NEOPHYTES
DES ODC



Depuis 1981, nous comptons à Grenoble au moins huit thèses soutenues, sur le thème des Ondes de Densité de Charge, dans les Laboratoires du LEPES et du CRTBT[1]. De plus, de nombreux articles de synthèse ont été publiés par différents auteurs sur ce sujet [2]. Résumer les propriétés, même seulement dynamiques, des ondes de densité de charge (ODC), conduirait à écrire un article de synthèse, ce qui n'est pas l'objet de ce mémoire. Le lecteur d'une thèse est, soit un spécialiste, pour qui les rappels ne sont pas nécessaires, soit un non spécialiste pour qui une introduction plus générale avec position claire du problème est, elle, nécessaire. Nous ne ferons donc pas de rappels pour les spécialistes, les renvoyant aux articles de revues précités, mais ferons une introduction à " but didactique " pour physicien néophyte des ODC.

I. Transition de Peierls, ODC et Supraconductivité de Fröhlich

Durant ces vingt dernières années, un grand effort de recherche a été entrepris pour la compréhension des systèmes physiques à dimensionalité réduite. De nombreux matériaux formés de chaînes linéaires ont pu être synthétisés. Leur conductivité électrique est beaucoup plus grande le long de l'axe des chaînes que dans la direction perpendiculaire. Pour un grand nombre de ces composés, l'interaction entre les ions du réseau et les électrons provoque une instabilité structurale à basse température. L'un des buts de ces recherches est d'étudier l'état de base d'un conducteur électronique unidimensionnel, à température nulle, selon la force relative des différents types de couplage électron-électron. Plusieurs possibilités sont prédites par les modèles théoriques : soit un état isolant modulé spatialement, soit un état supraconducteur. Si la modulation intéresse la densité de charge électronique, le système présente une onde de

densité de charge (ODC) ; si l'orientation des spins est modulée, le système présente alors une onde de densité de spin (ODS).

Peierls a montré en 1930 [3] qu'une chaîne linéaire d'atomes subissait à basse température une distorsion périodique du réseau, accompagnée d'une modulation de la charge électrique, qui s'écrit :

$$\rho(x) = \rho_0 [1 + \alpha \cos(Qx + \varphi)], \quad (1)$$

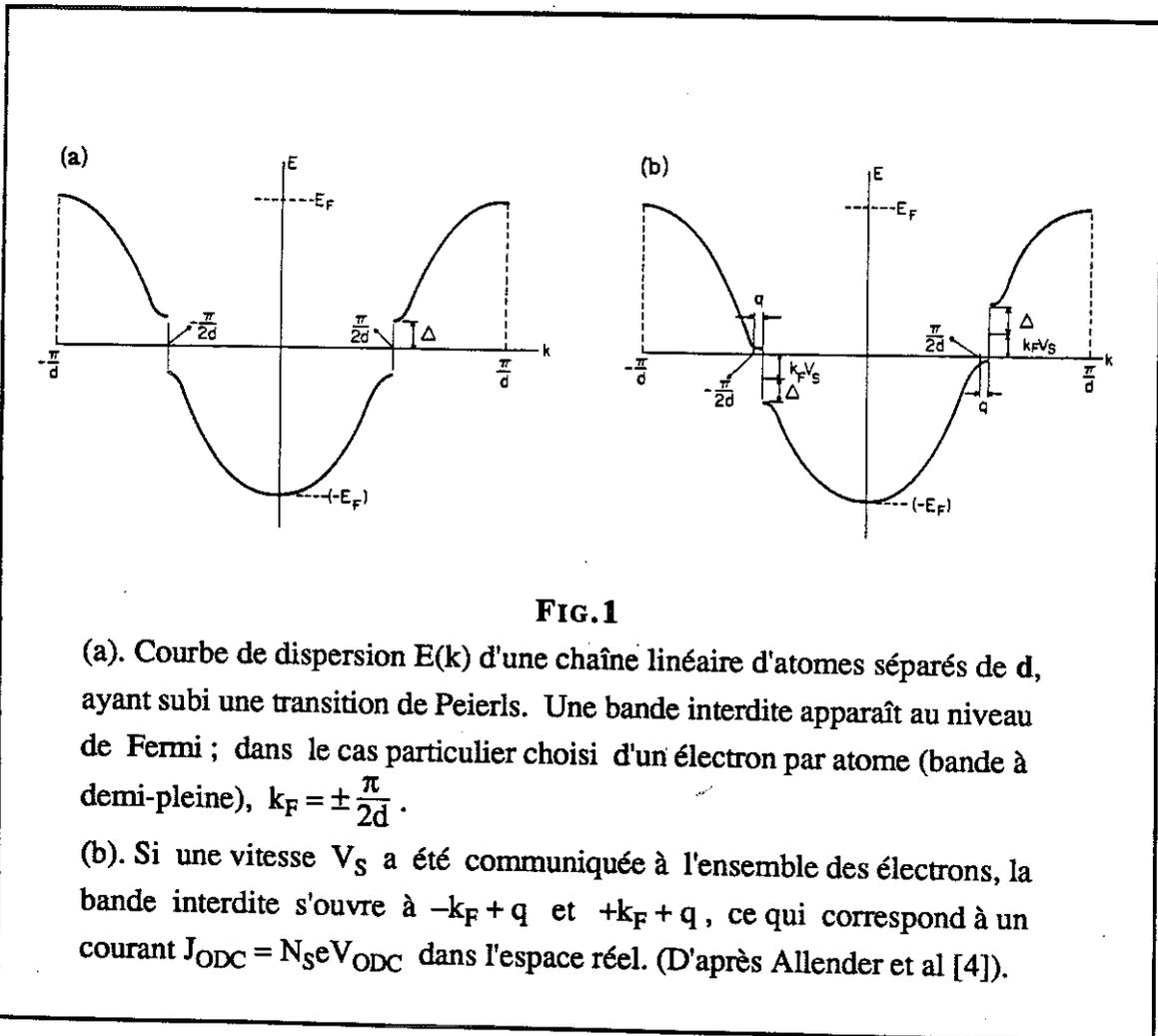
où ρ_0 est la densité électronique uniforme, $\alpha\rho_0$ l'amplitude de la modulation de charge, $Q = 2K_F$ le vecteur d'onde de la modulation et K_F le vecteur d'onde de Fermi de la chaîne. La phase φ précise la position de l'onde de densité de charge par rapport aux ions du réseau. Dans le champ électrique associé à $\rho(x)$, chaque ion va se déplacer vers une nouvelle position d'équilibre, la position du n ème ion s'écrivant :

$$u_n = u_0 \sin(nQd + \varphi). \quad (2)$$

L'amplitude du déplacement u_0 étant petite devant le pas du réseau d , la modulation de la position des ions peut être détectée par diffusion des rayons-X, des neutrons, ou des électrons. Cette nouvelle périodicité conduit à recalculer la structure de bandes. Dans le cas où il y a un électron par atome (bande demi-remplie), la surface de Fermi est formée de deux plans à $K = \pm \frac{\pi}{2d}$. Il apparaît une bande interdite, 2Δ , au niveau de Fermi qui abaisse l'énergie cinétique des états situés à ce niveau (FIG.1(a)). Tous les états situés en dessous de la bande interdite sont remplis et le système devient isolant. L'instabilité structurale (ou transition de Peierls) se produit lorsqu'il est énergétiquement favorable de déformer le cristal pour bénéficier du gain d'énergie électronique provoqué par la formation de la bande interdite.

Supposons maintenant que l'on communique à l'ensemble des électrons une vitesse uniforme V_{ODC} (FIG.1(b)).

La théorie de la conductivité dans les métaux indique que les deux plans de la surface de Fermi sont maintenant situés à $-\frac{\pi}{2d} + q$ et $\frac{\pi}{2d} + q$ où q est défini par $m^*V_{ODC} = \hbar q$. Le système est toujours instable vis-à-vis d'une distorsion ouvrant une bande interdite à la nouvelle surface de Fermi. Les électrons restent prisonniers sous la bande interdite à condition que la variation d'énergie cinétique de translation des électrons $\frac{\hbar k_F q}{m^*}$ reste faible devant le gap Δ . Il n'est plus possible d'exciter un électron sans franchir la bande interdite et, en l'absence d'excitation d'énergie supérieure à Δ , le courant $J_{ODC} = N_S e V_{ODC}$ se propage sans dissipation et le système serait supraconducteur. Ce modèle de supraconductivité a été développé par Fröhlich en 1954 [5], quelques années avant la théorie BCS. Il faut bien voir que, contrairement aux semiconducteurs où le gap est fixé par le réseau, ici, le gap se déplace avec la distorsion.

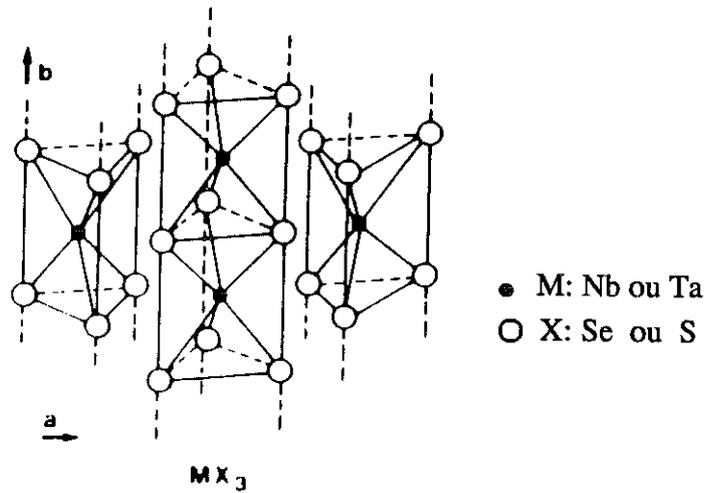


La supraconductivité de Fröhlich est une conséquence directe de l'invariance par translation de l'énergie de l'onde de densité de charge, laquelle est indépendante de sa phase φ par rapport au réseau. En réalité, cette invariance est brisée car la phase est piégée par le réseau, soit parce que la distorsion structurale est commensurable avec le réseau, soit dans le cas incommensurable par les impuretés et le système n'est pas supraconducteur. Cependant, l'application d'un champ électrique peut fournir à l'onde une énergie supérieure à celle de piégeage et, au delà d'un champ seuil, l'onde peut se déplacer et porter un courant. Les mécanismes de piégeage entraînent une friction de l'onde avec le réseau, ce qui conduit à une conductivité finie. C'est ce mécanisme qui a été mis en évidence, d'abord dans NbSe_3 , puis dans les autres tri- et tétrachalcogénures des métaux de transition comme TaS_3 , NbS_3 , $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, $(\text{NbSe}_4)_{10}\text{I}_3$, ainsi que dans la famille des Bronzes comme $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$, et même plus récemment dans des composés organiques tels que TTF-TCNQ, dont la découverte des ODC était antérieure à celle de NbSe_3 , mais dont la mise en évidence du mouvement des ODC a mis de nombreuses années avant d'être réalisée.

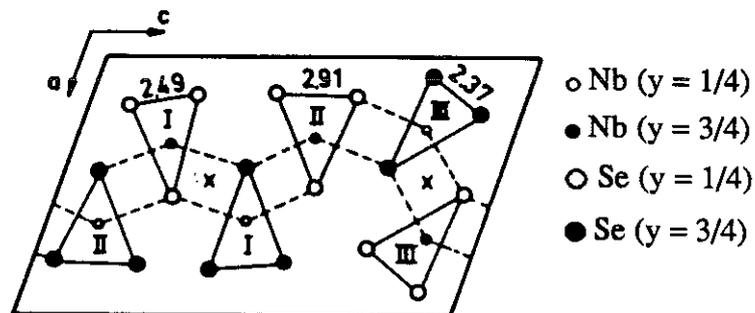
II. NbSe_3 : Structure et Propriétés Statiques

NbSe_3 fait partie de la famille des trichalcogénures des métaux de transition. Macroscopiquement, les échantillons se présentent sous forme de cheveux avec des dimensions standards [1.5, 5, 3000 μm^3]. Les échantillons sont souples et peuvent avoir plusieurs centimètres de long.

La structure de la cellule unité est compliquée. Elle contient six chaînes de niobium (FIG.2); ceci donne une structure de bande complexe mais, pour l'essentiel, assez fortement unidimensionnelle par recouvrement d'orbitales du niobium le long des chaînes.



(a)



(b)

FIG.2

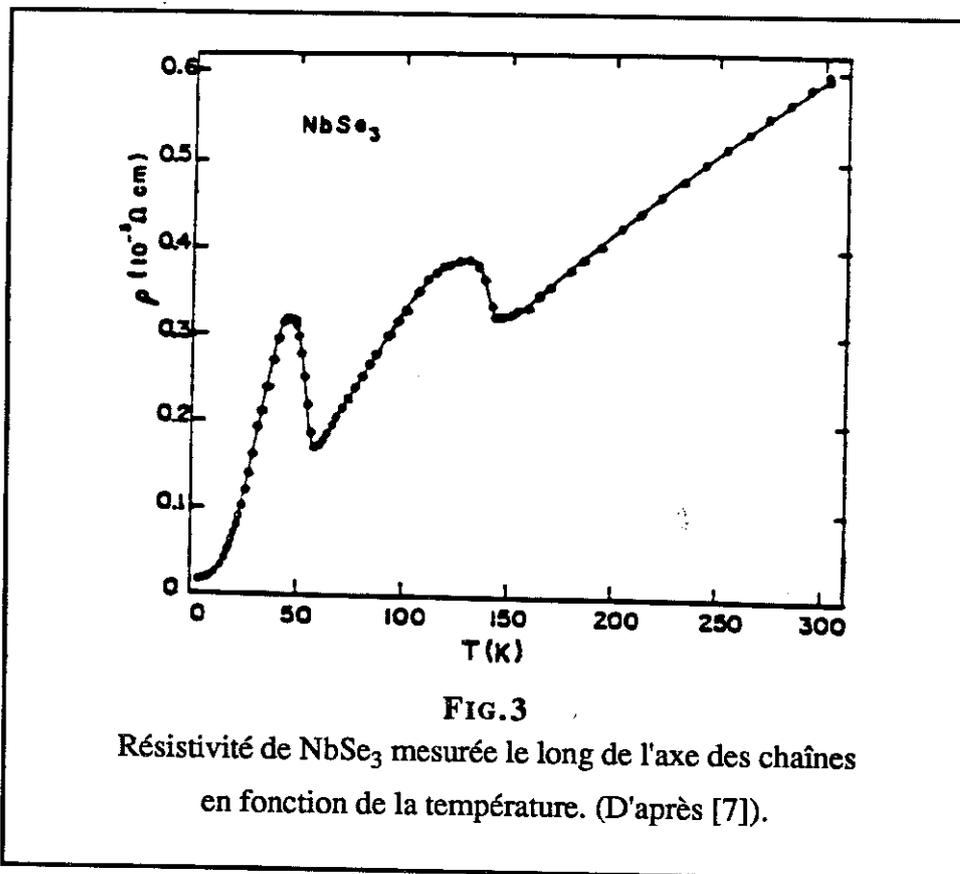
Structure des trichalcogénures MX_3 .

(a): Empilement des prismes MX_6 le long de l'axe b : tous les trichalcogénures des métaux de transition sont formés de prismes trigonaux MX_6 (M : métal de transition; X : chalcogène) empilés les uns au-dessus des autres, le long de l'axe b , pour former des chaînes MX .

(b): Cellule unité de $NbSe_3$ montrant les 3 types de chaînes définies selon la distance Se-Se. (D'après [6]).

Dans ces conditions, il n'est pas surprenant de voir apparaître deux transitions de Peierls à $T_{C1} = 145$ K et $T_{C2} = 59$ K, marquées par l'apparition de taches de surstructure en diffusion électronique par exemple, qui sont la signature, dans l'espace réciproque, de nouvelles périodicités apparaissant dans le cristal à T_{C1} , puis à T_{C2} et correspondant aux déplacements u_n périodiques des ions du réseau.

Dans l'espace réel, les longueurs d'onde des deux ondes de densité de charge projetées le long de l'axe des chaînes sont, soit légèrement inférieures (λ_1), soit légèrement supérieures (λ_2), à 4 distances interatomiques Nb-Nb. Les deux ondes sont donc incommensurables avec la période du réseau atomique.



A température décroissante, l'ouverture de bandes interdites à T_{C1} , puis T_{C2} , dans les bandes de conduction se traduit par une perte rapide du nombre d'électrons participant à la conduction et par deux anomalies de résistivité (FIG. 3). La surface de Fermi n'étant pas totalement affectée, probablement par suite d'effets bi- ou tridimensionnels, le comportement à très basse température reste de type métallique. La variété monoclinique de TaS_3 , isotype de $NbSe_3$, présente elle aussi deux transitions structurales à $T_{C1} = 240$ K et $T_{C2} = 160$ K, mais elles conduisent cette fois à un semiconducteur. TaS_3 est un composé plus unidimensionnel que $NbSe_3$.

L'existence des deux ODC indépendantes dans $NbSe_3$ affecte également les propriétés thermodynamiques comme la chaleur spécifique, ou les autres propriétés de transport comme la conductivité thermique et le pouvoir thermoélectrique. Le composé $(TaSe_4)_2I$ de la famille des MX_4 comporte une transition de Peierls à 263 K et devient isolant à basse température. $NbSe_3$ est, jusqu'à ce jour, le seul composé dans lequel les ODC ont été mise en mouvement qui soit métallique à basse température.

III. $NbSe_3$: Propriétés Dynamiques Non Linéaires

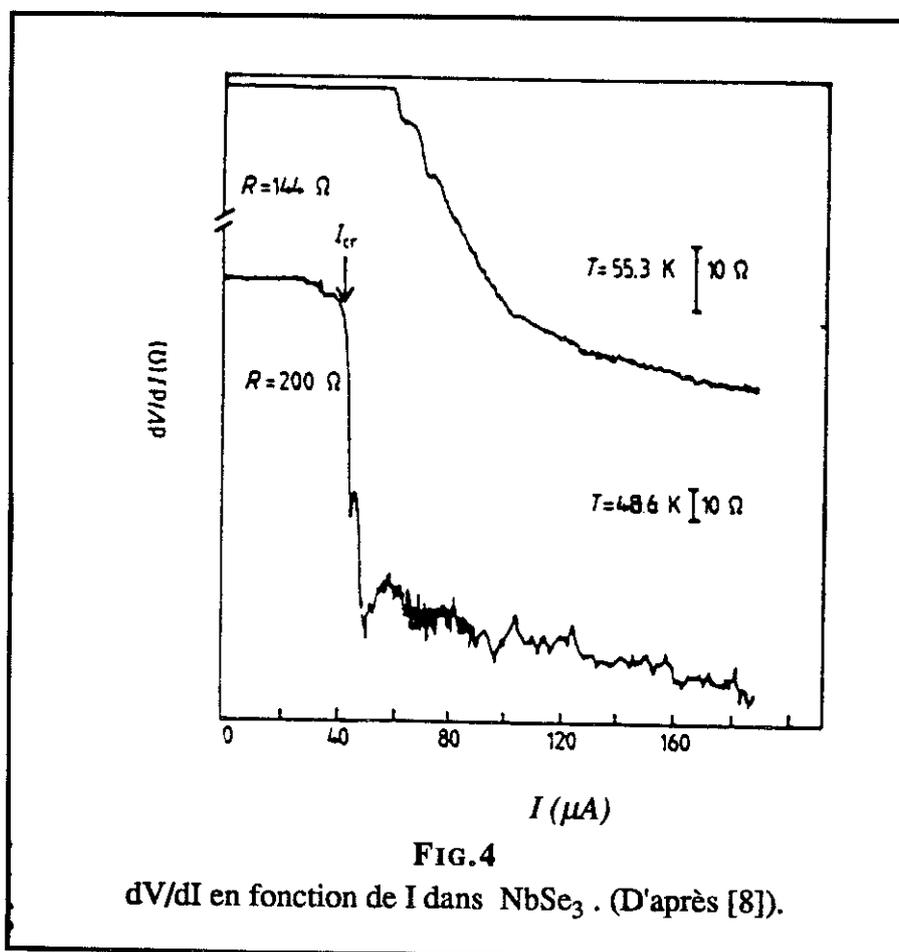
Au-dessous des températures T_{C1} et T_{C2} où s'établissent les ondes de densité de charge, lorsque l'on augmente la densité de courant dans une fibre de $NbSe_3$, la caractéristique tension-courant $V(I)$ devient non linéaire au-delà d'un courant seuil I_T ou d'un champ électrique seuil E_T , défini par :

$$E_T = \frac{R \times I_T}{\ell} .$$

La longueur typique ℓ est de l'ordre du mm et la section de l'ordre de $10 \mu m^2$. Pour plus de précision, on mesure la résistance différentielle $\frac{dV}{dI}$ en fonction du courant

continu I qu'on fait passer dans l'échantillon : on applique un petit courant alternatif (33 Hz) à l'échantillon, on détecte la tension en phase avec ce courant et on mesure le rapport dV/dI . Dans le régime linéaire, $\frac{dV}{dI}$ est la résistance purement ohmique de l'échantillon. L'écart à cette valeur ohmique définit le régime non linéaire. La mise en évidence du champ seuil est très nette sur la FIG.4. Pour NbSe_3 , en dessous de $T_{C2} = 59 \text{ K}$, il peut être inférieur à 10 mV/cm . De plus, lorsque le courant dépasse le courant critique, une tension dépendante du temps est générée aux bornes de l'échantillon. Cette tension se décompose en :

- un bruit large bande qui varie en $1/f$ (FIG.5),
- un signal périodique qui est révélé par l'analyse de Fourier de la tension. Ce signal est formé d'une fréquence fondamentale et de nombreux harmoniques (FIG.6). La fréquence fondamentale croît lorsque le courant est augmenté au-delà du courant seuil.



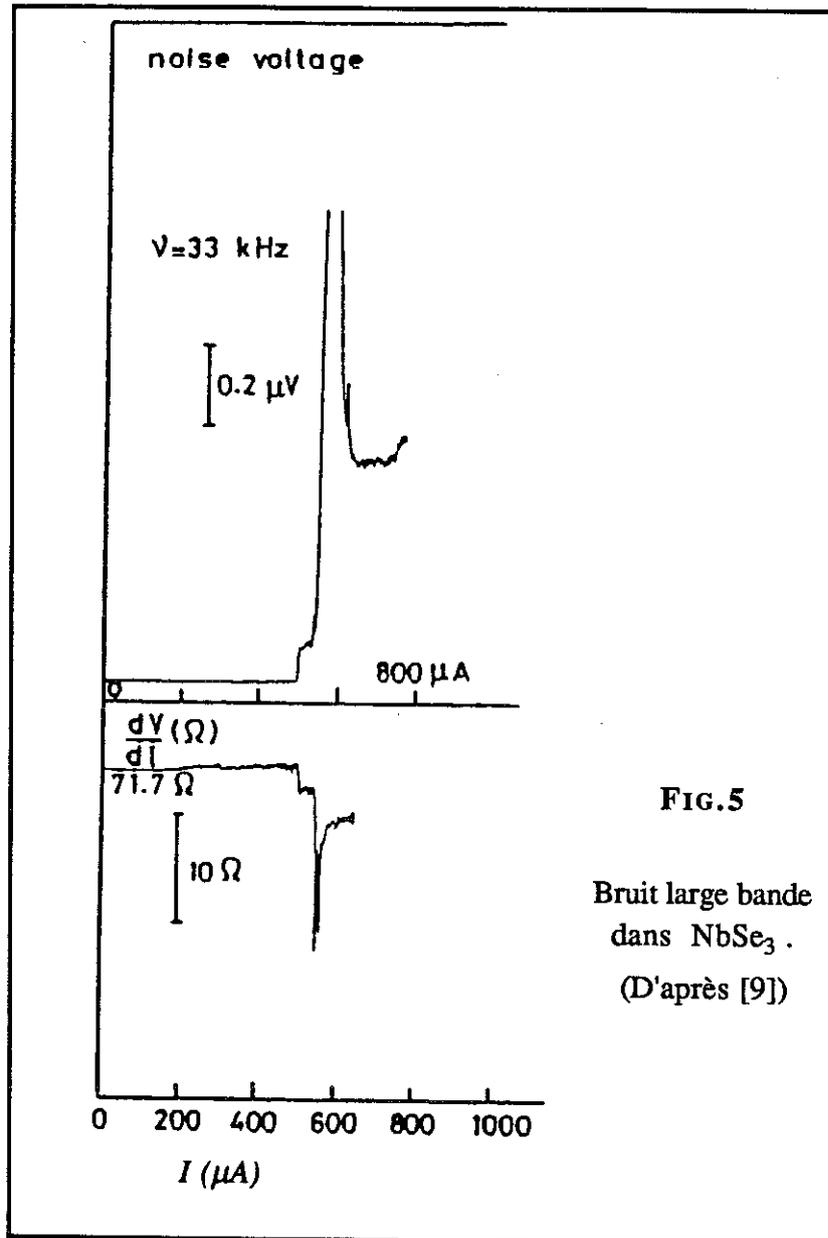
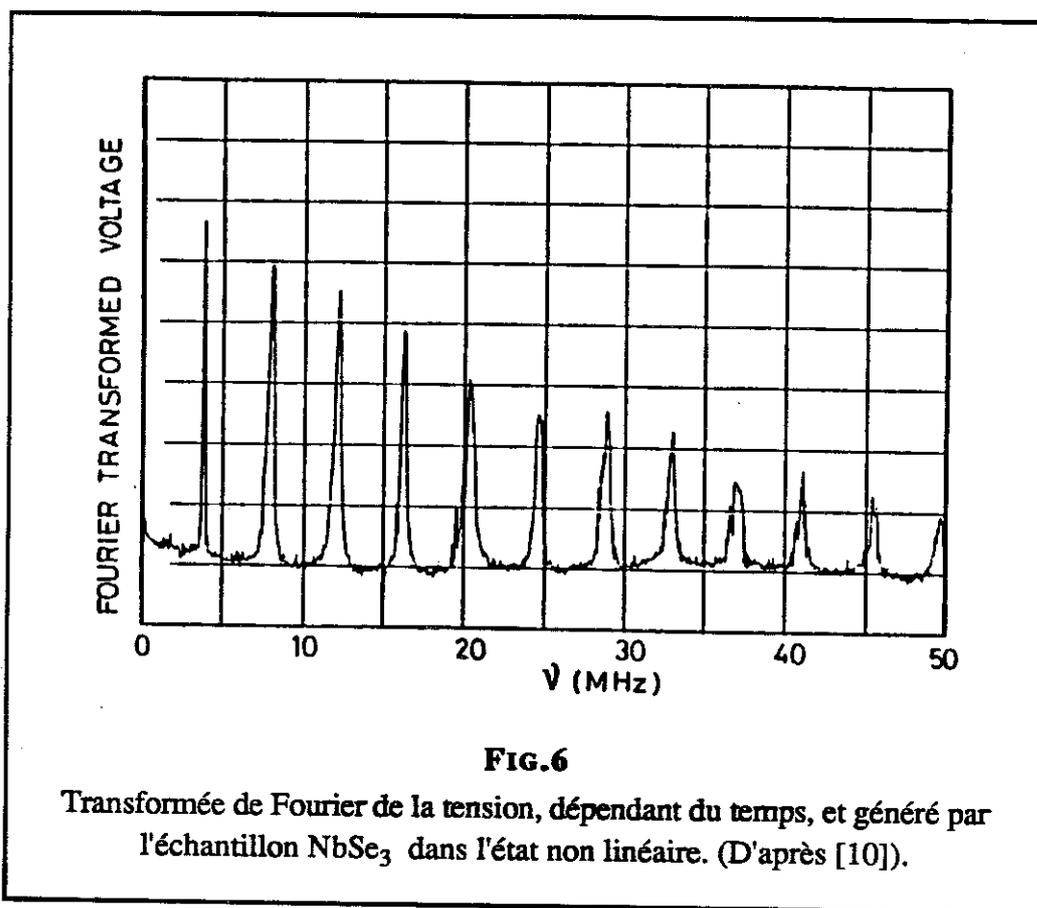


FIG.5

Bruit large bande
dans NbSe_3 .
(D'après [9])

Par abus de langage, le signal de tension périodique a d'abord été appelé " Narrow Band Noise " et traduit par " Bruit Périodique ". Ce signal n'ayant rien d'un bruit , l'appellation est fort mauvaise. Néanmoins, par commodité, nous utiliserons l'appellation incorrecte de " Bruit Périodique ".



IV. Modèle de Déplacement de l'ODC Rigide

De nombreux modèles ont été proposés pour expliquer ces effets non linéaires. L'un, particulièrement simple, suppose que l'onde de densité de charge est indéformable et se déplace dans un potentiel périodique. La phase ϕ de l'équation (1) n'est alors fonction que du temps, l'onde gardant partout le même vecteur Q . L'onde n'a alors qu'un seul degré de liberté dynamique $\phi(t)$. Comme il est peu probable que ϕ soit totalement indépendant de la position, ce modèle postule l'existence de domaines où ϕ est homogène, séparés par des parois où ϕ varie très vite, parois qui seraient un peu analogues à des parois de Bloch dans un ferromagnétique. On admet que, dans chaque domaine, la

sommation des forces de piégeage donne une résultante non nulle et que l'onde est soumise à un potentiel périodique qui a sa propre périodicité.

La force de piégeage s'écrit alors : $f \sin \varphi$. Les autres forces auxquelles l'onde est soumise sont :

- la force d'amortissement proportionnelle à la vitesse via une viscosité η ,
- la force électrique $N_S e E$ où N_S est le nombre d'électrons dans la bande affectée par la formation de l'onde de densité de charge.

L'équation du mouvement de l'onde de densité de charge s'écrit alors :

$$\eta \frac{d\varphi}{dt} - f \sin \varphi = N_S e E \quad (3)$$

C'est l'équation d'un oscillateur suramorti dans un potentiel périodique $f \sin \varphi$.

L'équation des courants est :

$$J = N_S e V_{ODC} + J_{\Omega} \quad (4)$$

où $N_S e V_{ODC}$ est le courant porté par l'onde de densité de charge et J_{Ω} la densité du courant ohmique.

Dans ce modèle, le champ électrique est le champ par lequel la force électrique dépasse la force de piégeage. Au-delà du seuil, la vitesse de l'onde n'est pas uniforme mais modulée par le potentiel en $\sin \varphi$. Le courant total J se compose alors d'un courant continu et d'un courant alternatif.

Le courant porté par l'onde s'écrit $J_{ODC} = N_S e V_{ODC}$. La vitesse de déplacement de l'onde peut s'écrire comme étant le produit d'une fréquence v par la périodicité du potentiel, c'est-à-dire celle de l'onde, la fréquence v étant celle détectée par l'analyse de Fourier de la tension dépendante du temps (comme v est la fréquence fondamentale, on la note v_0). Donc :

$$J_{ODC} = N_S e \lambda v_0 \quad (5)$$

Le courant J_{ODC} est mesuré, à partir de la caractéristique $V(I)$ non linéaire, par la relation

$$J_{ODC} = J \left(1 - \frac{R}{R_\Omega} \right), \quad (6)$$

où J est la densité de courant appliquée, R la résistance de l'échantillon non ohmique correspondant à ce J et R_Ω la résistance ohmique de l'échantillon.

Connaissant J_{ODC} et v_0 expérimentalement, il est possible de vérifier la relation (5). Ceci a été fait pour tous les composés dont le mouvement des ODC a été mis en évidence [FIG.7].

La relation (5) est donc en général bien vérifiée, bien que, pour de nombreux composés (TaS_3 , $NbSe_3$, $(NbSe_4)_{10}I_3$), la variation de J_{ODC} avec v_0 présente dans une large gamme de température, une courbure qui n'est pas explicitée par la relation (4).

Le modèle dit " rigide " malgré sa simplicité explique bien :

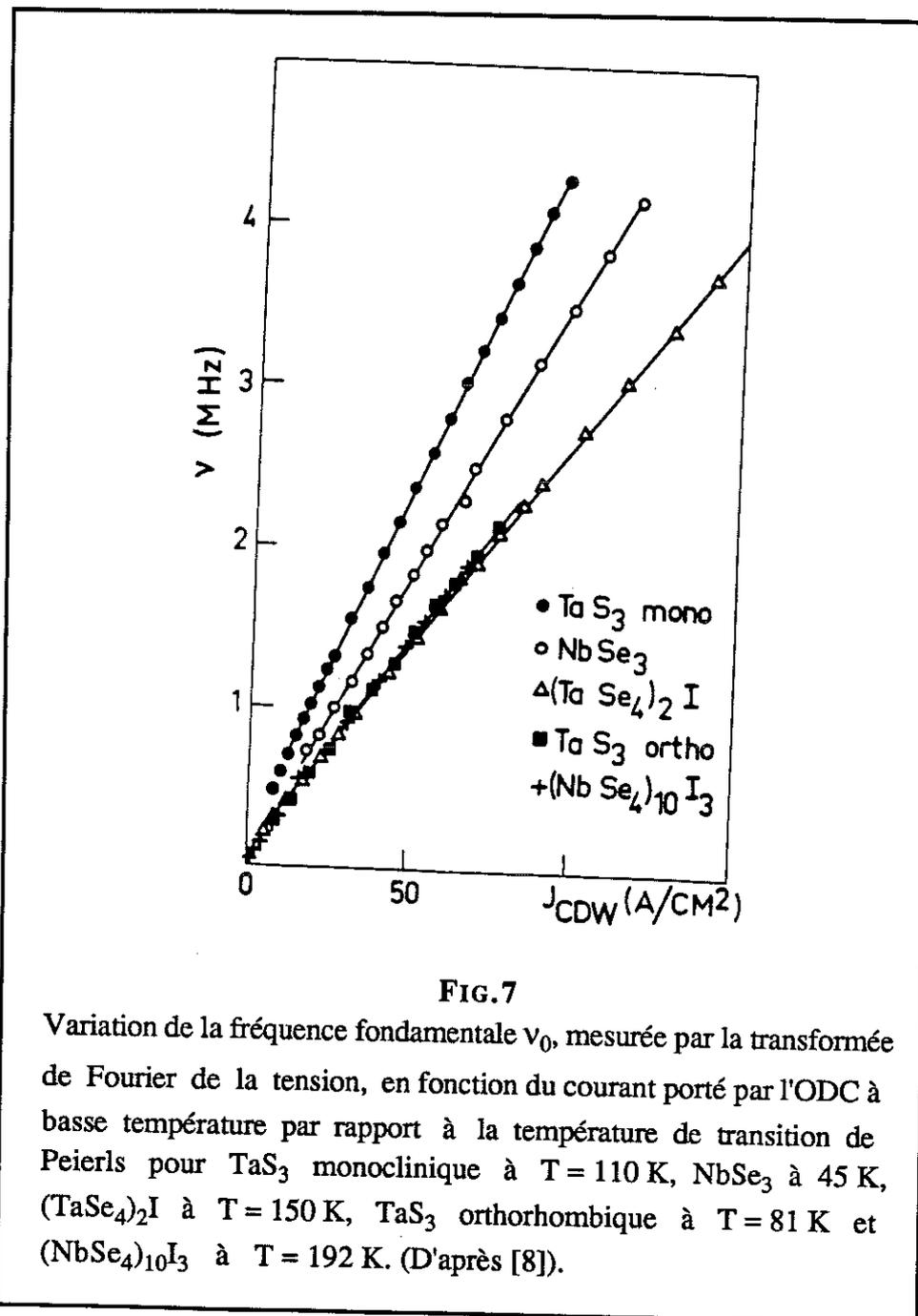
- l'existence d'un champ critique E_T ,
- l'existence d'un " bruit périodique " ,
- la relation linéaire entre J_{ODC} et v_0 qui permet de calculer N_S , la densité d'électrons condensés,
- certaines propriétés non linéaires de la conductivité alternative.

De nombreuses propriétés restent néanmoins inexplicables dans ce cadre.

Sans vouloir énumérer ni expliciter les nombreuses théories élaborées depuis 1981, disons simplement que le modèle qui a entraîné le plus d'étude est celui de Fukuyama, Lee et Rice [11,12]. Dans leur description, l'ODC incommensurable est décrite comme un milieu continu et élastique en interaction avec les impuretés. Les fluctuations d'amplitude sont négligées. Son état fondamental dépend de la compétition entre l'énergie élastique

qui favorise une phase uniforme et celle du couplage avec le potentiel aléatoire qui tend à la distordre.

Aucun des modèles actuels ne rend compte de la totalité des expériences, aucun traitement microscopique de l'ODC n'a été vraiment réalisé.



V. Position du Problème

A partir de 1981, les deux relations

$$J_{ODC} = N_s e V_{ODC}$$

et $J = J_{ODC} + \sigma_{\Omega} E$

paraissent parfaitement établies. La première stipule dès E_T un courant J_{ODC} linéaire en v_0 , la seconde est établie sur l'hypothèse d'un modèle à deux fluides indépendants. Pour chaque nouveau composé, les deux relations sont vérifiées.

En 1987, suite aux travaux de Coleman et al [13], nous voulons vérifier si N_s est affecté par l'application d'un champ magnétique dans $NbSe_3$ pour la deuxième transition, et particulièrement aux basses températures ($T \leq 25K$). Nos mesures préliminaires montrent qu'aux basses températures il semble que la pente $\frac{J_{ODC}}{v_0}$ diminue avec la température. C'est l'influence du champ magnétique sur cette effet nouveau que nous décidons d'étudier. Nous développons dans le chapitre suivant notre point de départ et les difficultés expérimentales rencontrées.

CHAPITRE II
INTRODUCTION AUX MESURES de
" BRUIT PERIODIQUE "

I. Dix ans après : pourquoi ?

Comme il a été rappelé dans le chapitre précédent, il est parfaitement admis actuellement que le courant porté par l'ODC, J_{ODC} , soit relié à la vitesse de déplacement V_{ODC} par la relation :

$$J_{\text{ODC}} = N_S e V_{\text{ODC}} \quad , \quad (1)$$

où N_S est le nombre total d'électrons condensés sous le gap. On admet également la validité d'un modèle à deux fluides en écrivant

$$J = J_{\text{ODC}} + J_{\Omega} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} J : \text{courant total} \\ J_{\Omega} : \text{courant porté par les électrons normaux} \end{cases}$$

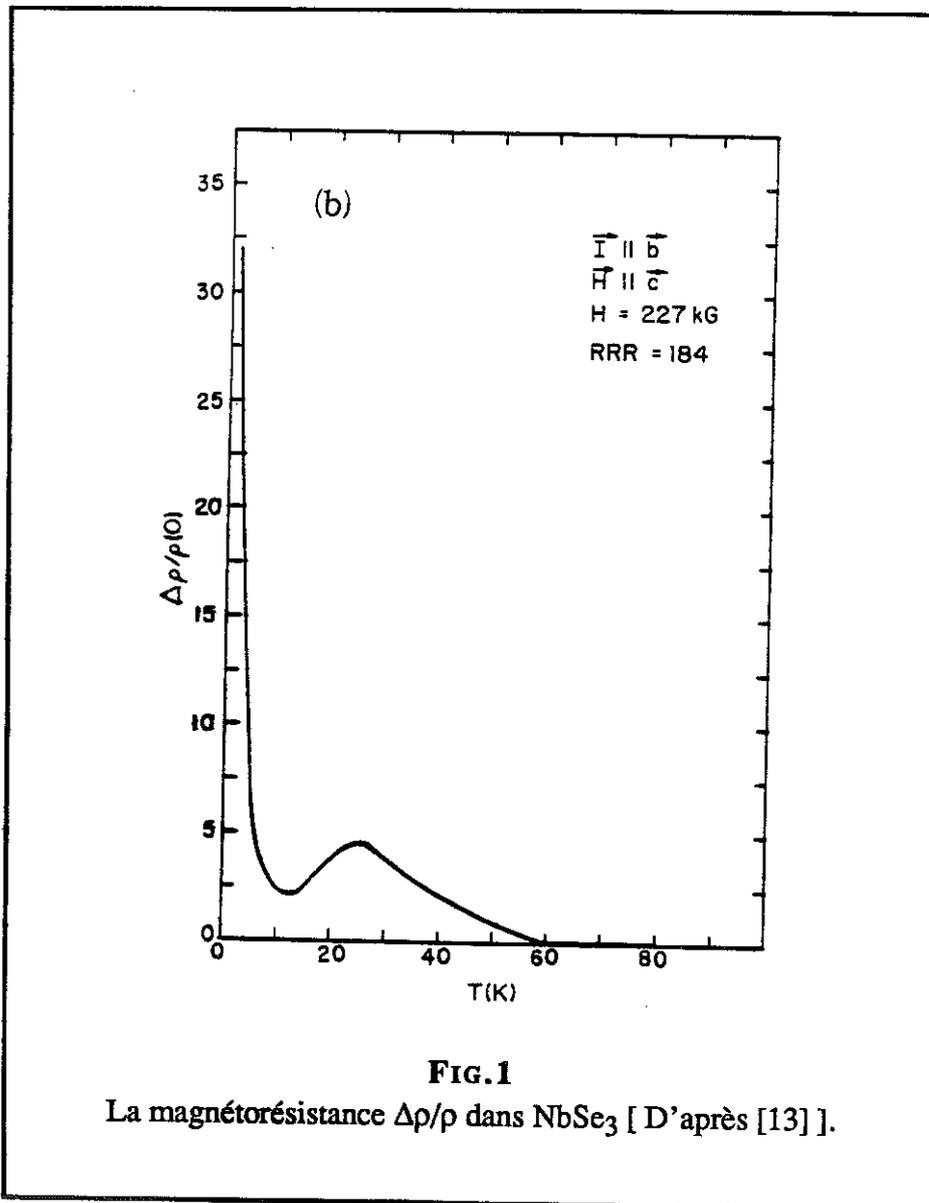
Expérimentalement, on mesure la fréquence du " bruit périodique " ν_0 ($V_{\text{ODC}} = \lambda_{\text{ODC}} \nu_0$) par analyse spectrale et on détermine J_{ODC} en utilisant la relation :

$$J_{\text{ODC}} = J \left(1 - \frac{R}{R_{\Omega}} \right) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R : \text{résistance non linéaire} \\ R_{\Omega} : \text{résistance ohmique} \end{cases} \quad (2)$$

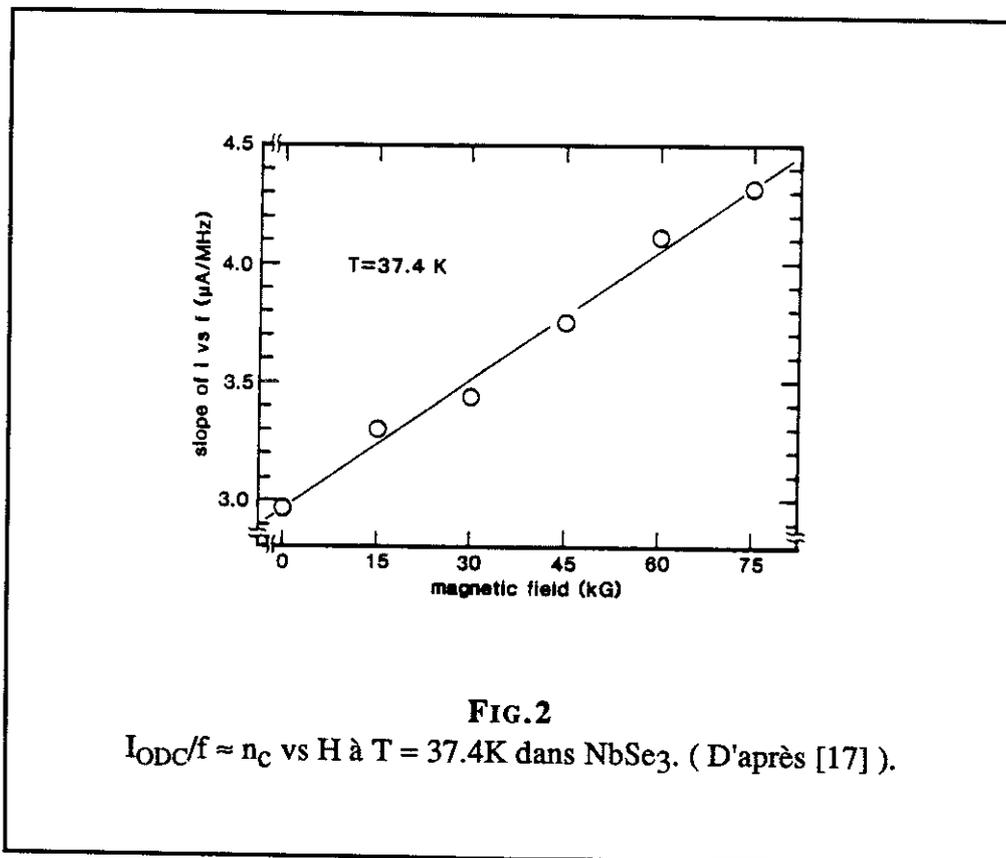
Les premières mesures de " bruit périodique " effectuées par R. Fleming et C. C. Grimes [14] remontent à 1979 et la vérification expérimentale de l'équation (1) a été réalisée par P. Monceau, J. Richard et M. Renard [15] en 1982, d'abord sur des échantillons de NbSe_3 , puis sur d'autres types d'échantillons [TaS_3 , $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, $(\text{NbSe}_4)_{10}\text{I}_3$] et d'autres familles comme $\text{K}_{0,3}\text{MoO}_3$, par différents groupes en Europe et aux Etats Unis.

Ainsi, refaire dix ans après une étude sur le " bruit périodique " dans NbSe_3 peut paraître aussi intéressant qu'une étude de la résistivité électrique du cuivre entre 4 K et 300 K ! Il me paraît donc nécessaire d'expliquer l'origine et le but de cette étude.

En 1985, des mesures de magnétorésistance effectuées sur NbSe_3 par Coleman et al [13] montraient un comportement anormal de la magnétorésistance en fonction de la température [FIG.1]. La très forte magnétorésistance observée en-dessous de T_{C2} ($T_{C2} = 59 \text{ K}$) était interprétée par ces auteurs en termes de diminution du nombre de porteurs normaux et, corrélativement, en terme d'augmentation du nombre des porteurs condensés. Coleman et al suggéraient également la possibilité d'une coexistence Onde de Densité de Charge – Onde de Densité de Spin, sans par ailleurs la justifier.



Pour déterminer le nombre de porteurs condensés, la mesure qui s'impose est celle du " Bruit périodique ". Des expériences apparemment similaires furent donc réalisées par un groupe en France [16] et un autre aux Etats Unis [17]. Les résultats sont totalement contradictoires. Pour le premier groupe, à 5 % près, il n'y a pas de variation de la pente $P = \frac{J_{ODC}}{v_0}$ entre 0 et 7 teslas, et ceci dans la gamme de température 17 – 40 K. Le deuxième groupe mettait en évidence une augmentation linéaire de la pente en fonction du champ magnétique. A 37.4 K et 7.5 T ils obtenaient une augmentation de 43 % de P par rapport à sa valeur en champ nul [FIG.2]. Des mesures effectuées en fonction de la température montraient une augmentation de l'effet du champ lorsque la température diminuait [FIG.3]. L'interprétation était évidemment celle proposée par Coleman et al [13], à savoir une augmentation du nombre de porteurs condensés sous l'effet du champ magnétique. On peut faire a priori deux remarques sur ces résultats :



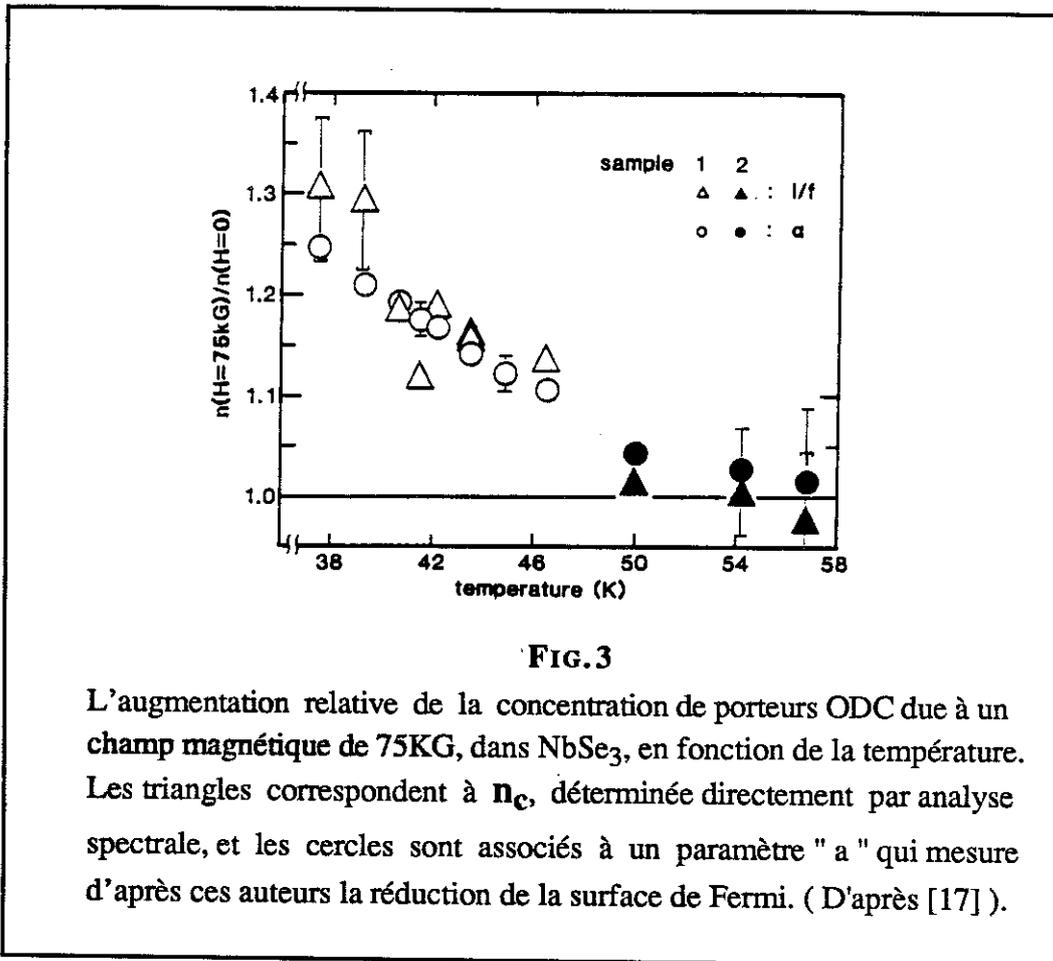


FIG.3

L'augmentation relative de la concentration de porteurs ODC due à un champ magnétique de 75KG, dans NbSe₃, en fonction de la température. Les triangles correspondent à n_c , déterminée directement par analyse spectrale, et les cercles sont associés à un paramètre " a " qui mesure d'après ces auteurs la réduction de la surface de Fermi. (D'après [17]).

- 1) La valeur $\frac{I_{ODC}}{v_0}$ mesurée n'est pas normalisée par rapport à la section de l'échantillon et donc aucune comparaison n'est possible avec les valeurs précédemment publiées.
- 2) Le nombre des électrons condensés ne peut être supérieur au nombre des électrons normaux des bandes concernées, lequel est lié à K_F ; une augmentation de 50 % dans le nombre des porteurs condensés ferait passer le vecteur d'onde $q = 2K_F$ d'une valeur proche de la commensurabilité 0.25 à une valeur supérieure à la commensurabilité 1/3, changement énorme qui nous apparaît peu probable.

En 1988, T. M. Tritt et al [18] publiaient une étude sur le même sujet; ils avaient obtenu de Parilla une information capitale sur la méthode de mesure du groupe américain. Les mesures de résistance, linéaire et non linéaire, étaient faites en " 2 fils ", c'est à dire incluant les résistances de contact. Sous champ magnétique, la résistance de contact varie fort peu, son influence sur J_{ODC} est relativement moins importante et, comme le montre l'équation (2), J_{ODC} peut augmenter sous champ magnétique. T. M. Tritt confirma ce point et montra qu'il existait une très faible augmentation (inférieure à 5 %) de la pente sous champ magnétique, et ceci pour des températures comprises entre 30 K et 52 K [FIG.4]. D'après ces auteurs, cette augmentation n'était pas considérée comme significative et ils concluaient à une absence d'effet du champ magnétique sur le " bruit périodique ".

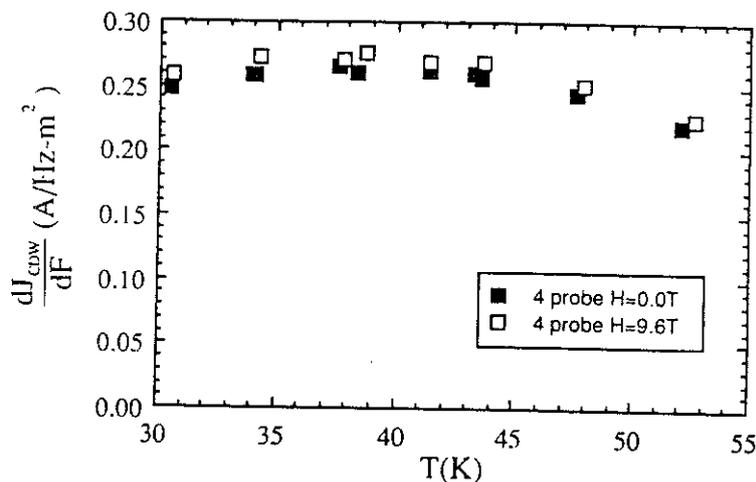


FIG.4
La dépendance en température de $\frac{dJ_{ODC}}{dF} \sim n_{ODC}$ avec et sans champ magnétique . (D'après [8]).

En 1988, les études continuaient sur le même sujet au CRTBT [G. Tessema et J. Richard]. Elles mettaient en évidence deux points :

- 1) En dehors de toute action du champ magnétique, la pente $P = \frac{J_{ODC}}{v_0}$ semblait décroître lorsque T diminuait (pour la deuxième transition) ;
- 2) Sous champ magnétique H et à basse température ($T < 30 \text{ K}$), diverses situations se présentaient :
 - pas de changement de pente P ,
 - légère augmentation de P ,
 - très forte augmentation de P.

La situation expérimentale était donc confuse, les expériences faites par Tritt et al ne semblaient aucunement définitives; ils observaient également le début de la décroissance de P avec la température mais ne la mentionnaient ni ne l'expliquaient.

Aussi le but de ce travail était-il au départ de clarifier la situation expérimentale en ce qui concerne l'effet de température T et de champ magnétique H sur la pente P. Cet effet pose un problème intéressant: ou la pente que l'on mesure est effectivement proportionnelle au nombre de porteurs condensés et il faut expliquer pourquoi contrairement à toutes les théories ce nombre diminue, ou la pente n'est pas la mesure exacte de ce nombre de porteurs et il faut déterminer de quoi elle est le reflet. A cela s'ajoute l'effet réel ou non du champ magnétique.

II. Problèmes liés à la mesure de la pente $\frac{J_{ODC}}{v_0}$

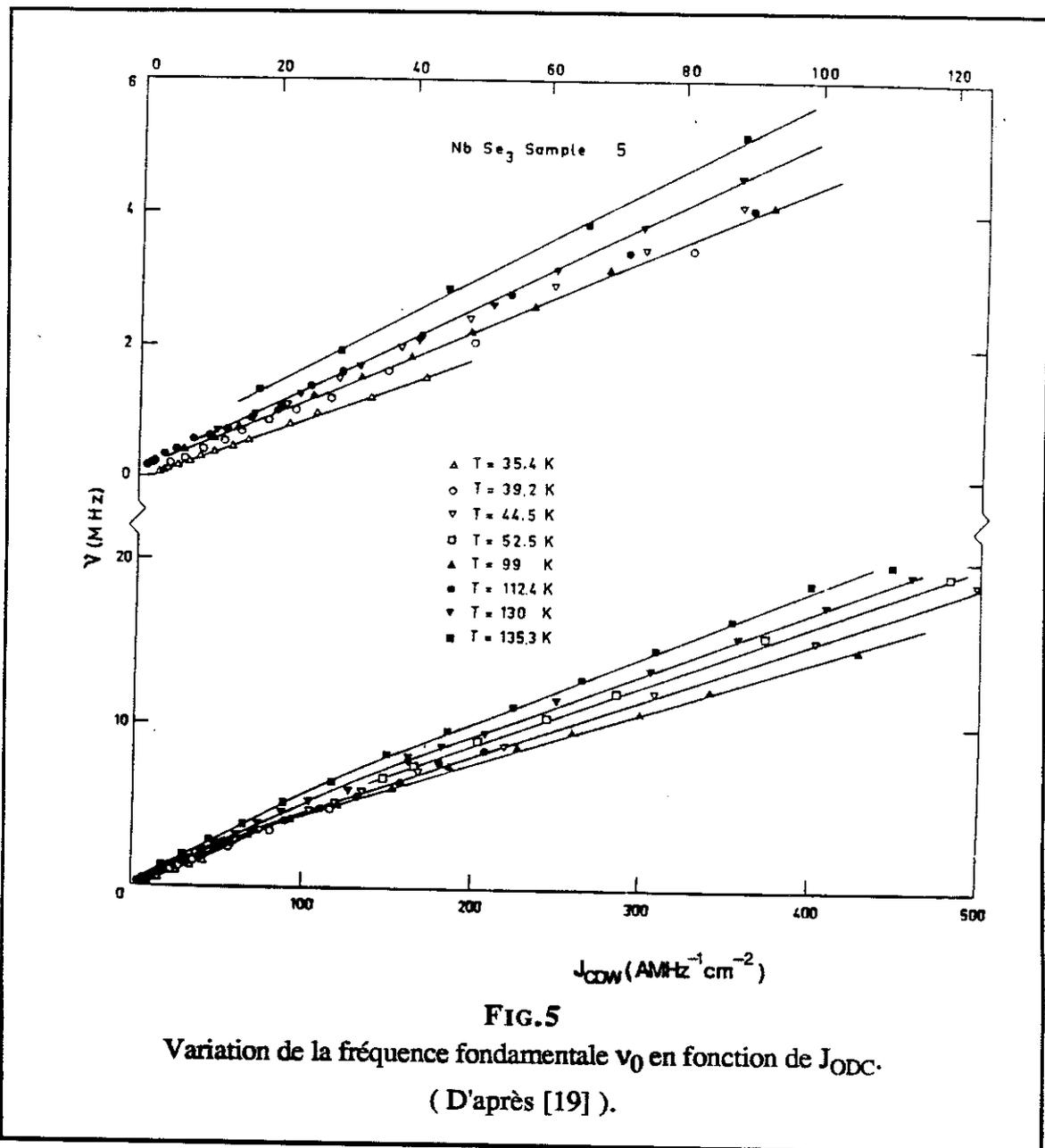
Apparemment, le problème est simple : il faut mesurer par analyse spectrale la fréquence v_0 (associée à la vitesse V_{ODC} de l'ODC), ceci pour chaque courant continu I donné, supérieur au courant seuil et, pour ce même courant, mesurer la résistance non linéaire R; la mesure de R ohmique permet de calculer J_{ODC} suivant la formule (2). Ces mesures sont habituellement faites en courant continu, la mesure de la fréquence fondamentale v_0 étant obtenue à l'aide d'un analyseur de spectre.

En principe, la courbe J_{ODC} versus v_0 donne une droite, quel que soit le champ électrique E appliqué (E supérieur au champ critique E_T), donc des mesures sur quelques mégahertz devraient suffire. Que révèlent les premières mesures effectuées sur NbSe₃ en 1980 au CRTBT [19] ? Il existe différentes pentes $\frac{J_{ODC}}{v_0}$ suivant la gamme de fréquence envisagée [FIG.5] ; la variation dépend beaucoup des échantillons et de la température.

Les articles traitant du " bruit périodique " dans NbSe₃, parus entre 1980 et 1991, sont au nombre de 10. De l'analyse de ces résultats, nous tirons ces renseignements :

- Première transition gamme de température étudiée $T \geq 90$ K.
- Deuxième transition gamme de température étudiée $T \geq 25$ K.
- Pour les deux transitions la gamme de fréquence utilisée est de 0 à 30 MHz.
- Dans de rares cas, à 48 K ou à 110 K, des mesures sont faites jusqu'à 50MHz et montrent une bonne linéarité.

Le problème de la courbure de $J_{ODC}(v_0)$ existe de façon beaucoup plus prononcé dans TaS₃. Par exemple, Z. Z. Wang a montré dans sa thèse [20] une très bonne linéarité de $J_{ODC}(v_0)$ pour un échantillon de TaS₃ orthorhombique à $T = 127$ K et



jusqu'à 500 MHz. Par contre, à 187 K et 50 MHz $J_{ODC}(\nu_0)$ courbe toujours. Dans $(TaSe_4)_2I$ [21], les courbes $J_{ODC}(\nu_0)$ sont très linéaires. Par contre dans $(NbSe_4)_{3.33}I$ [22], même à basse fréquence ($\nu_0 < 2MHz$), $J_{ODC}(\nu_0)$ montre une courbure à bas champ. En ce qui concerne le bronze bleu $K_{0.3}MoO_3$, les premières mesures [23] donnaient un nombre de porteurs condensés considérablement plus faible que les considérations de calcul de bande ne le laissaient supposer ; il a été montré par la suite [24] que ce n'était dû qu'à un manque de cohérence volumique. Mais la gamme de fréquence étudiée est

toujours faible (inférieure à 100 KHz) et le nombre de points insuffisants pour étudier le problème de la courbure de $J_{ODC}(v_0)$.

En ce qui concerne $NbSe_3$, il apparaît donc que la quasi-totalité des mesures ont été réalisées en présence d'une faible ou forte courbure de $J_{ODC}(v_0)$, c'est-à-dire que la valeur mesurée de $\frac{J_{ODC}}{v_0}$ dépendait de la gamme de champ électrique (ou de fréquence) utilisée. Les FIG.6a et 6b mettent bien en évidence l'importance de la gamme de fréquence (ou de champ électrique) utilisée. Des mesures effectuées dans la gamme de fréquence " habituelle " semblent montrer [FIG.6a] une bonne linéarité pour $J_{ODC}(v_0)$. Néanmoins, leur extension au-delà de 100 MHz montre clairement [FIG.6b] la forte courbure de $J_{ODC}(v_0)$. Sans entrer dans le détail des causes de cette courbure (synchronisation partielle de l'échantillon, inhomogénéité de champ électrique, ou plus fondamentalement modification du modèle à deux fluides à bas champ électrique), celle-ci altère la valeur de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$; dépendant fortement de l'échantillon, elle ne permet aucune comparaison entre différents échantillons. Seule nous paraît possible la comparaison de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ à champ très élevé où la courbure se sature et où la pente devient constante. Ainsi, deux problèmes se posent :

- 1) **Mesure de la pente,**
- 2) **Mesure en champ électrique élevé.**

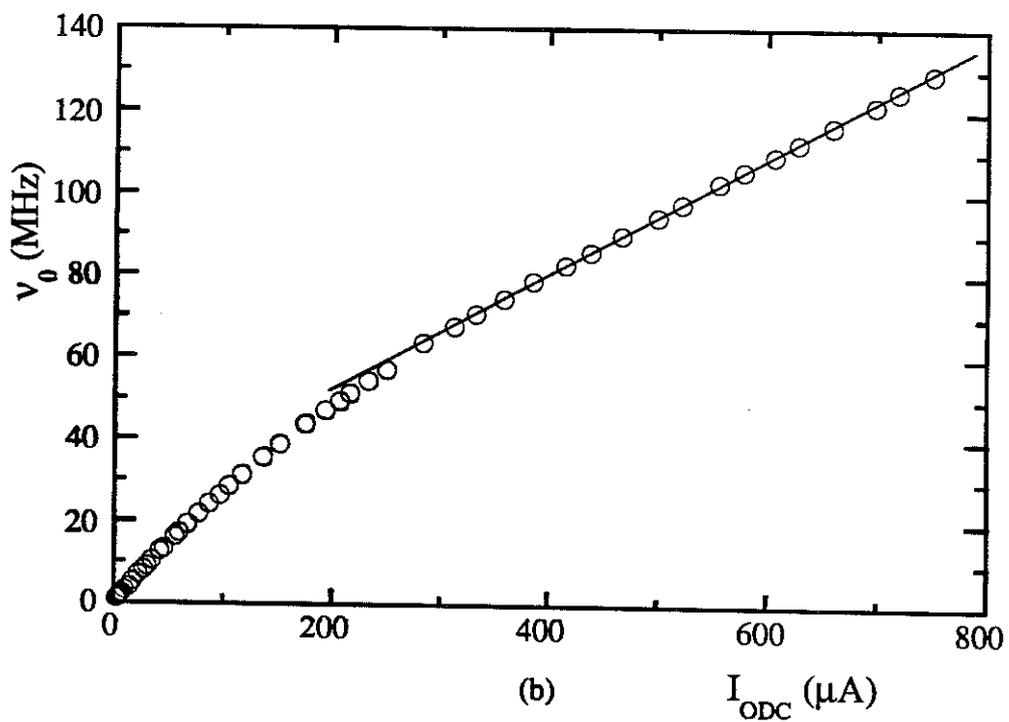
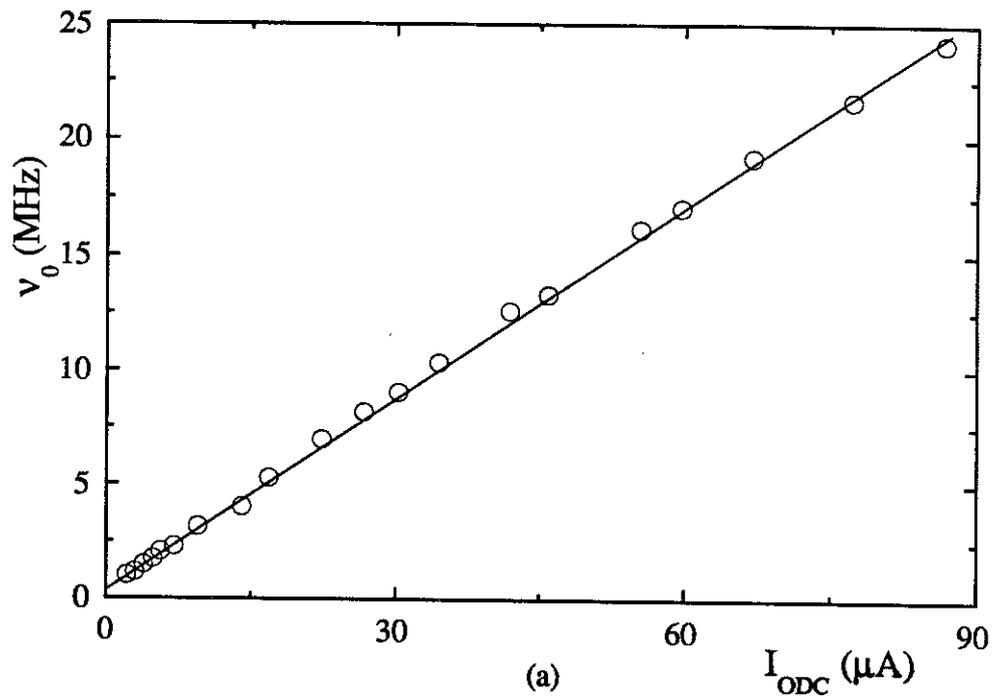


FIG. 6
La fréquence ν_0 en fonction de I_{ODC} pour l'échantillon
NbSe₃-CR4 à T = 36.5 K.

III. Mesure de la pente $\left(\frac{dJ_{ODC}}{dv_0} \right)$

Jusqu'à présent, et ceci quel que soit le groupe d'expérimentateurs, la pente était calculée à partir d'une simple régression linéaire dans la gamme de fréquence où $J_{ODC}(v_0)$ " semblait " linéaire ; plus $J_{ODC}(v_0)$ courbait, plus le coefficient de détermination r de la droite s'éloignait de 1. Il nous a paru préférable de calculer à partir des points expérimentaux $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ et de le porter en fonction, soit de la fréquence v_0 , soit du champ électrique E (ou $\frac{E}{E_T}$). La FIG.7a montre une possible linéarisation sur la gamme 10 MHz – 90 MHz. La mesure de la dérivée $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ [FIG.7b] ne semble pas saturer avant 60 MHz.

Tableau I

Paramètres des échantillons mesurés. $RRR = \frac{R_{300K}}{R_{4.2K}}$; R_C est la résistance de contact. La longueur d'échantillon est mesurée par un microscope optique et la section d'échantillon est calculée avec cette longueur mesurée, en supposant la résistivité $\rho = 200 \mu\Omega \text{ cm}$ à 300 K.

Nom Echantillon	"Bain"	RRR	Longueur (mm)	Section (μm^2)	R_{300} (Ω)	R_C (Ω)
CR4	N	112	1.52	28.9	105.3	1.3
CR6	D	—	1.13	1.8	1228	10
CR8	N	102	1.25	147.9	16.90	—
CR12	D	115	1.38	7.0	394.0	4
CR15	D	—	1.50	2.5	1215	2
CR21	T	170	1.12	16.4	136.6	0.69

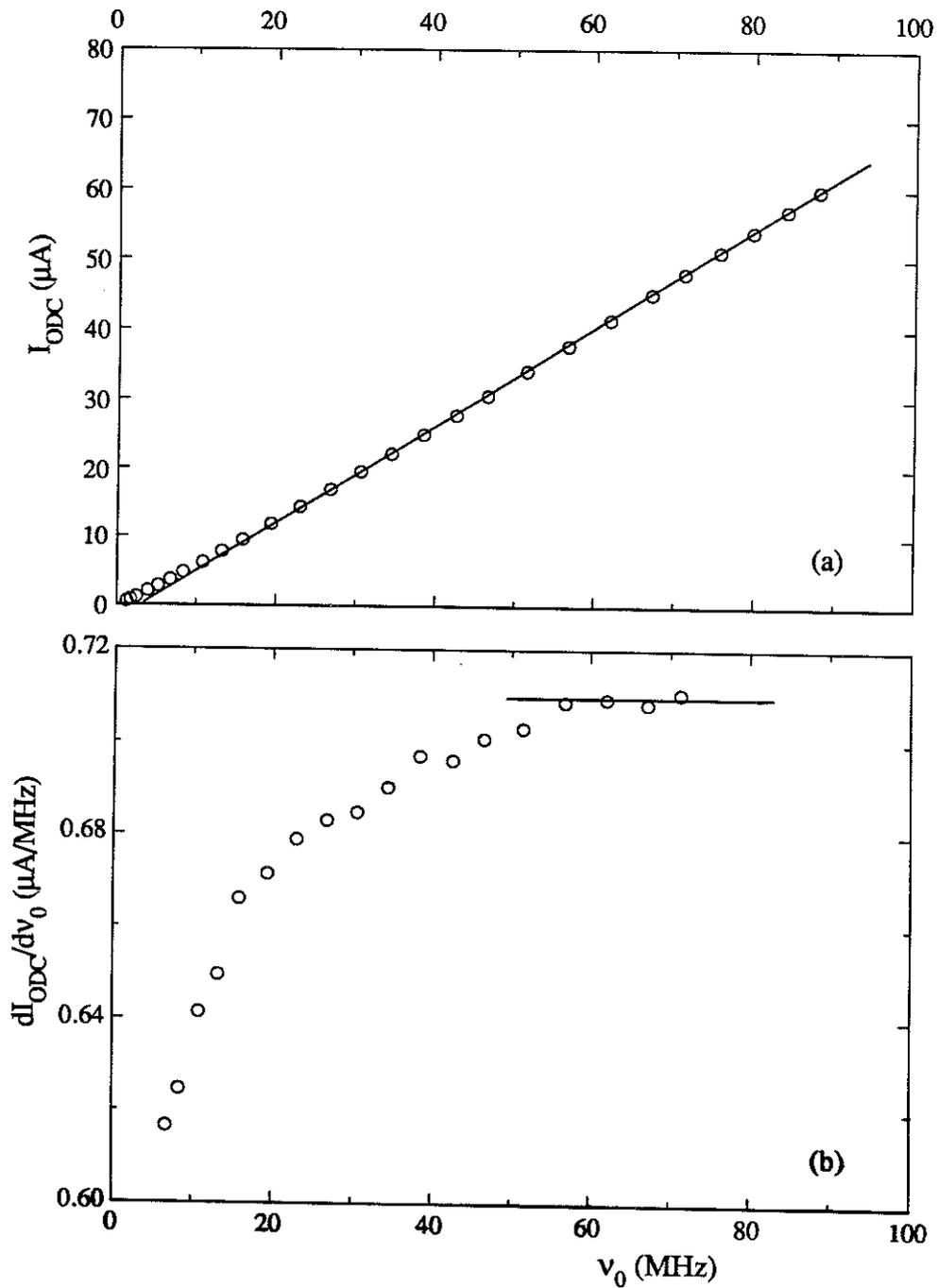


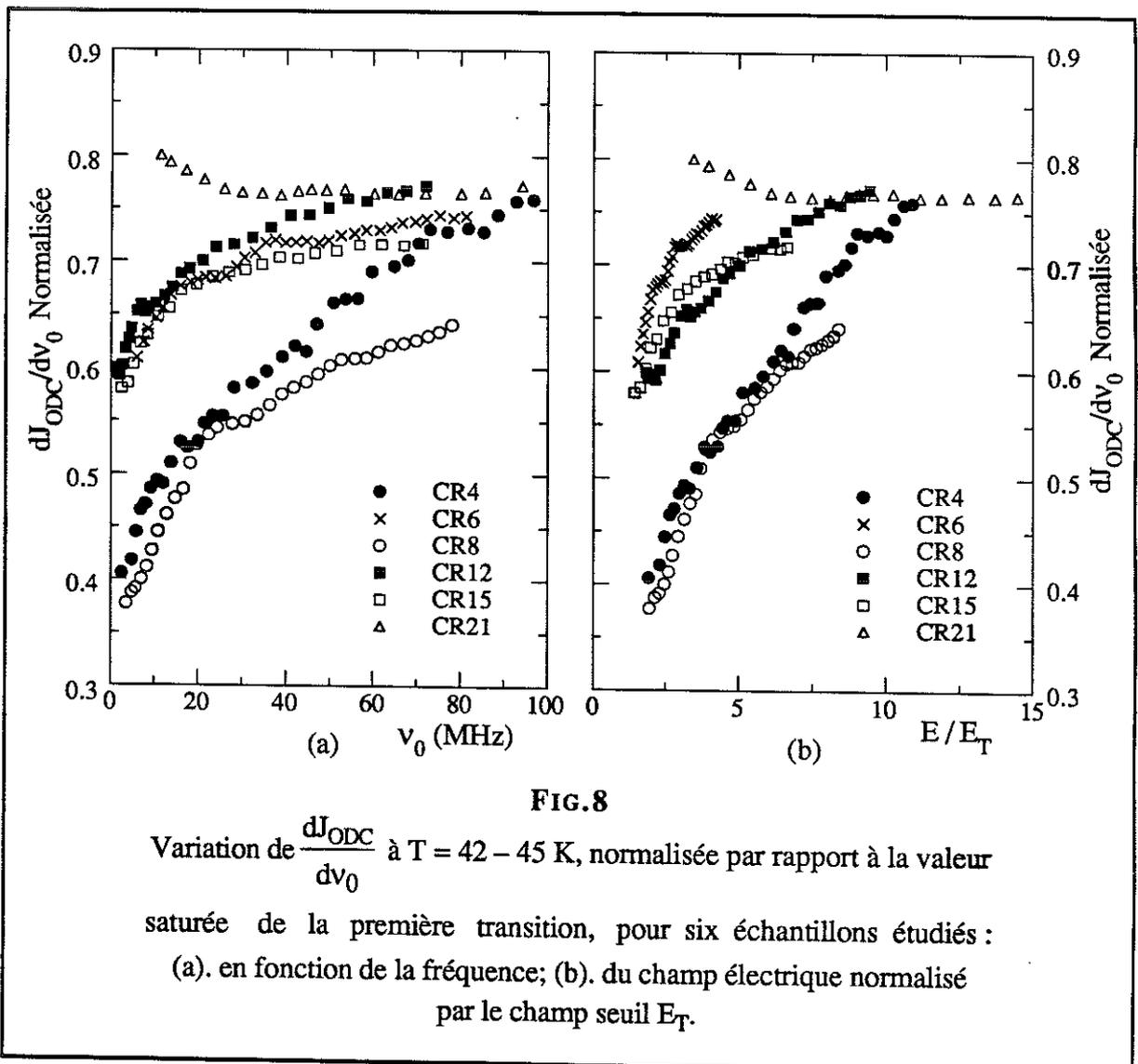
FIG.7

L'échantillon CR15 à $T = 45$ K sans champ magnétique.

Le courant I_{ODC} (a) et la dérivé $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ (b) sont tracés

en fonction de la fréquence fondamentale v_0 .

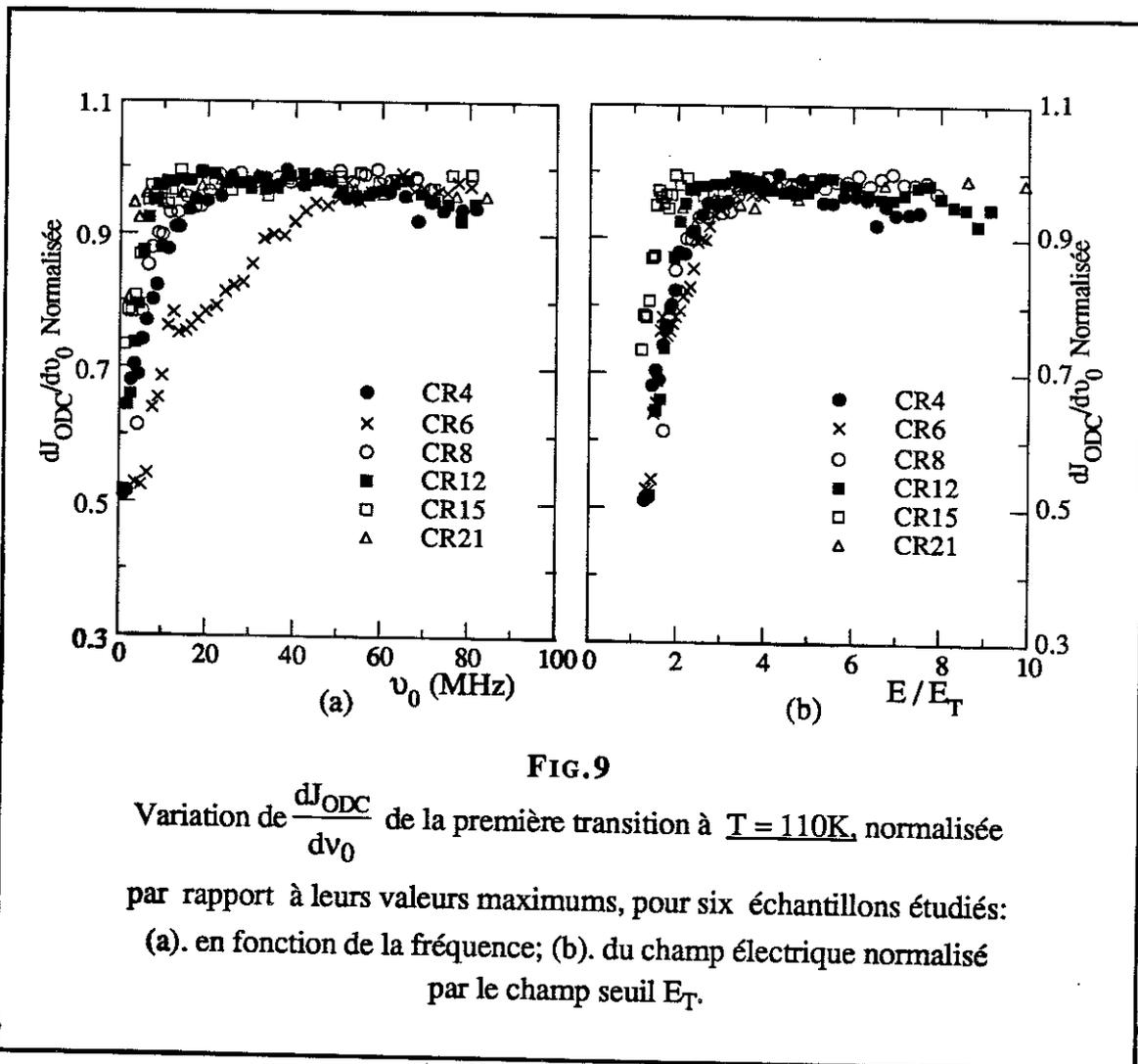
Cet exemple est caractéristique d'un échantillon " normal ", de rapport de résistivité RRR de l'ordre de 100, d'un champ seuil à 45 K de 40 mV/cm et de faible section ($2.5 \mu\text{m}^2$). Sur la FIG.8, la pente $\frac{dJ_{\text{ODC}}}{dv_0}$ (normalisée par rapport à la valeur maximum mesurée pour la première transition) est portée en fonction de la fréquence ou de $\frac{E}{E_T}$, ceci pour différents échantillons dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau I. Il est manifeste qu'aux fréquences habituelles de mesure (inférieures à 25MHz) aucune saturation n'est observée, à l'exception de CR21. Pour obtenir la valeur à saturation, il faut donc augmenter la gamme de fréquence jusqu'à 200 — 300 MHz, voire plus, donc appliquer des champs électriques très élevés.



La notion de champ électrique élevé est tout à fait relative. Dans le cas de NbSe_3 , nous avons 2 transitions indépendantes. Résumons la situation expérimentale :

1. Première transition : $T < T_{C1} = 145 \text{ K}$

Ce qu'il importe, c'est en général de faire des mesures à $\frac{E}{E_T}$ élevé (E_T : champ seuil). Bien que, pour la 1^e transition, le champ seuil soit plus élevé que pour la 2^e, $\frac{dJ_{\text{ODC}}}{dv_0}$ sature pratiquement toujours au voisinage de 110 K [FIG.9]. Lorsqu'on s'éloigne de T_{C1} vers les basses températures, deux phénomènes viennent compliquer la mesure:



- 1). E_T augmente.

- 2). La chute résistive non linéaire ΔR , aussi bien que la valeur relative $\frac{\Delta R}{R_0}$, diminuent fortement quand T diminue, rendant l'effet du chauffage plus important à basse température [cf. Tableau II]. Dans le Tableau II, " \dot{Q} " représente la puissance joule résultant du champ E appliqué à l'échantillon pour donner la fréquence indiquée, ΔT étant le chauffage calculé [cf. Chapitre IV], et $\frac{dP}{P}$ représente la variation relative de la pente $P = \frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ due à ce chauffage :

$$\frac{dP}{P} = \frac{P_{(corrigée)} - P_{(avec\ chauffage)}}{P_{(corrigée)}} ;$$

Nous expliciterons dans les chapitres suivants comment est obtenue $P_{(corrigée)}$.

L'analyse du tableau II fait ainsi clairement ressortir que, lorsqu'on s'éloigne de T_C vers les basses températures, il faut pour saturer $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ aller à des fréquences élevées, donc des champs élevés: un chauffage en résulte, entraînant une erreur sur P considérable. Par exemple, à 65 K, 2 K d'échauffement peut amener une erreur de 42 % sur la pente.

Tableau II

NbSe₃-CR21. $T_{C1}=139K$ et $T_{C2}=57.3K$.

T(K) (T/T _C)	dR/dT (Ω/K)	E _T (mV/cm)	v ₀ (MHz)	ΔR(Ω)	$\frac{\Delta R}{R_0}$	E/E _T	\dot{Q} (mWatt)	ΔT(K)	dP/P
110 (0.67)	0.62	90	185	21.6	0.25	46	2.4	0.5	0.14
			30	18.1	0.21	9.6	0.12	0.025	
65 (0.45)	1.00	205	185	6.07	0.14	12	3.6	2.0	0.42
			30	2.49	0.056	4.9	0.53	0.29	Non Saturée
45 (0.76)	0.77	10	185	53.6	0.64	29	0.1	—	—
			30	44.6	0.54	7.3	0.005	—	—
14.7 (0.25)	0.80	200	185	0.63	0.13	1.84	0.4	0.4	0.46
			30	0.16	0.033	1.35	0.2	0.2	Non Saturée

2. Deuxième transition : $T < T_{C2} = 59 \text{ K}$

La saturation de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ est plus difficile à obtenir que pour la première transition et ceci à même T/T_C [voir FIG.8]. Les mesures sont possibles à T/T_C plus bas que pour la première transition. Les deux effets, augmentation de E_T et diminution de ΔR , sont dans ce cas amplifiés, et l'on constate à 14.7K que, même près de E_T ($E/E_T = 1.84$), les fréquences sont très élevées. En général, à ces températures, même à 200MHz, la saturation n'est pas possible; seul un certain type d'échantillon comme celui étudié dans le tableau II permet d'obtenir la saturation de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ à très basses températures (ce point sera explicité plus en détails ultérieurement).

L'effet du chauffage est encore plus drastique pour la 2^e transition que pour la 1^e. On constate qu'à 14.7 K, 0.2 K de chauffage entraîne environ 46 % d'erreur sur la pente P.

IV. Conclusion

Ainsi, en commençant cette étude, nous nous sommes aperçus que, pour mesurer avec précision la pente $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$, il nous fallait utiliser des champs électriques très élevés, et ceci d'autant plus que les mesures se faisaient aux basses températures. Nous estimons qu'une très grande partie des résultats obtenus pour $NbSe_3$ sous-évalue $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ et qu'en dessous de 100 K pour la première transition et 30K pour la deuxième transition, du fait des effets de chauffage, les erreurs sont très importantes. Notre premier problème est donc de diminuer au maximum les effets de chauffage, puis de les calculer pour pouvoir s'en affranchir totalement ; ceci est l'objet des deux chapitres suivants.

I. Diminution du Chauffage

La mesure de la pente $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ demande la connaissance de 3 éléments :

- 1) La résistance ohmique R_{Ω} à la température T : $R_{\Omega}(T)$,
- 2) La résistance non ohmique R à la même température, pour un courant total I supérieur au courant de dépiégeage : $R(T,I)$,
- 3) La fréquence v_0 associée à la vitesse de l'ODC, ceci pour la même température T et le même courant I : $v_0(T,I)$.

Pour dépiéger l'ODC aux basses températures et pour atteindre les hautes fréquences, nous avons vu que nous devons appliquer des champs électriques élevés, d'où un chauffage par effet joule important.

Nous avons essayé de supprimer ce chauffage en apportant les améliorations suivantes aux mesures habituelles :

1. Utilisation des Liquides

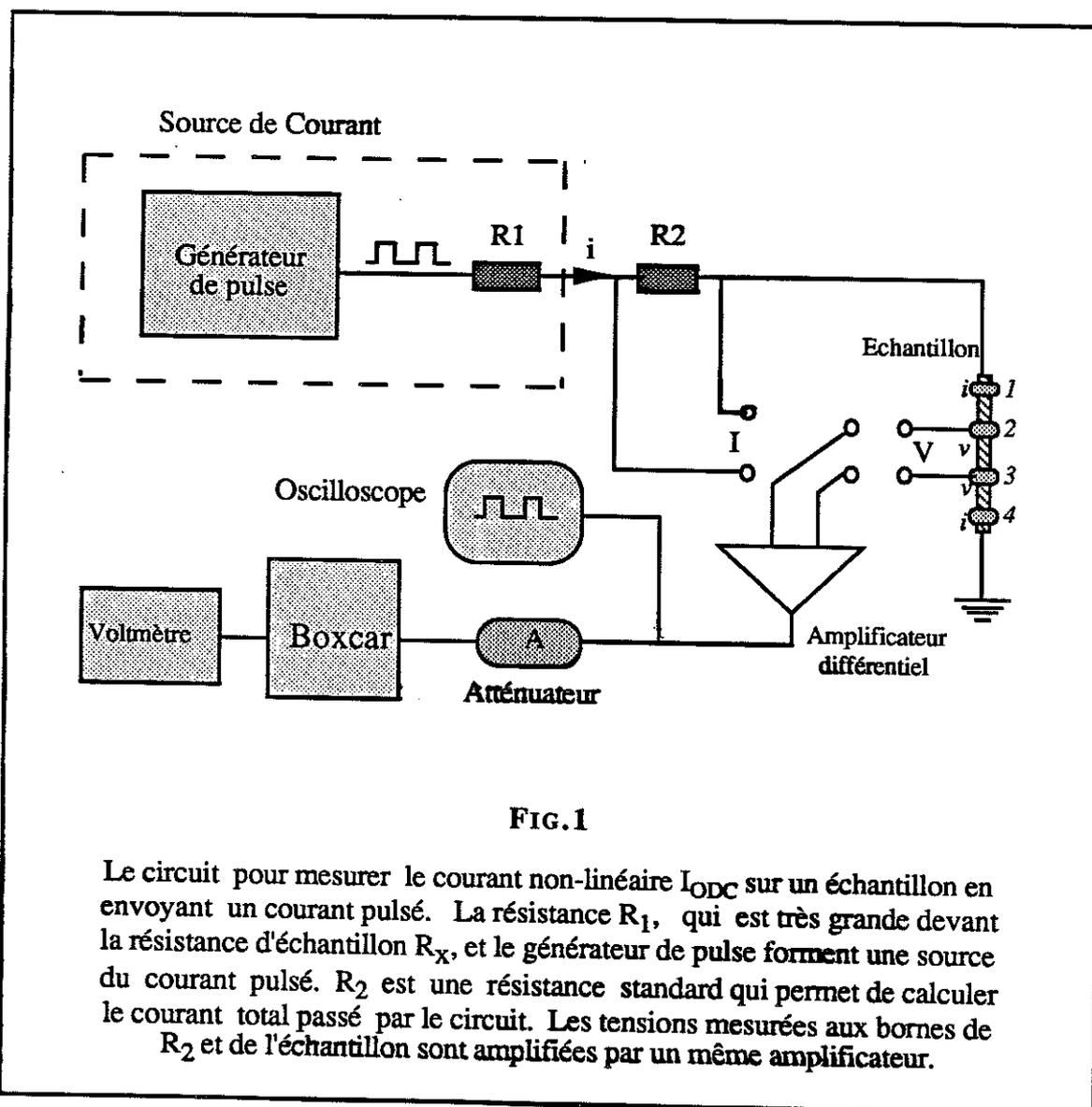
Au lieu de placer l'échantillon dans un gaz d'échange, nous le plaçons dans un liquide :

- **Argon, Azote** pour la 1^e transition;
- **Néon, Hydrogène** pour la 2^e transition.

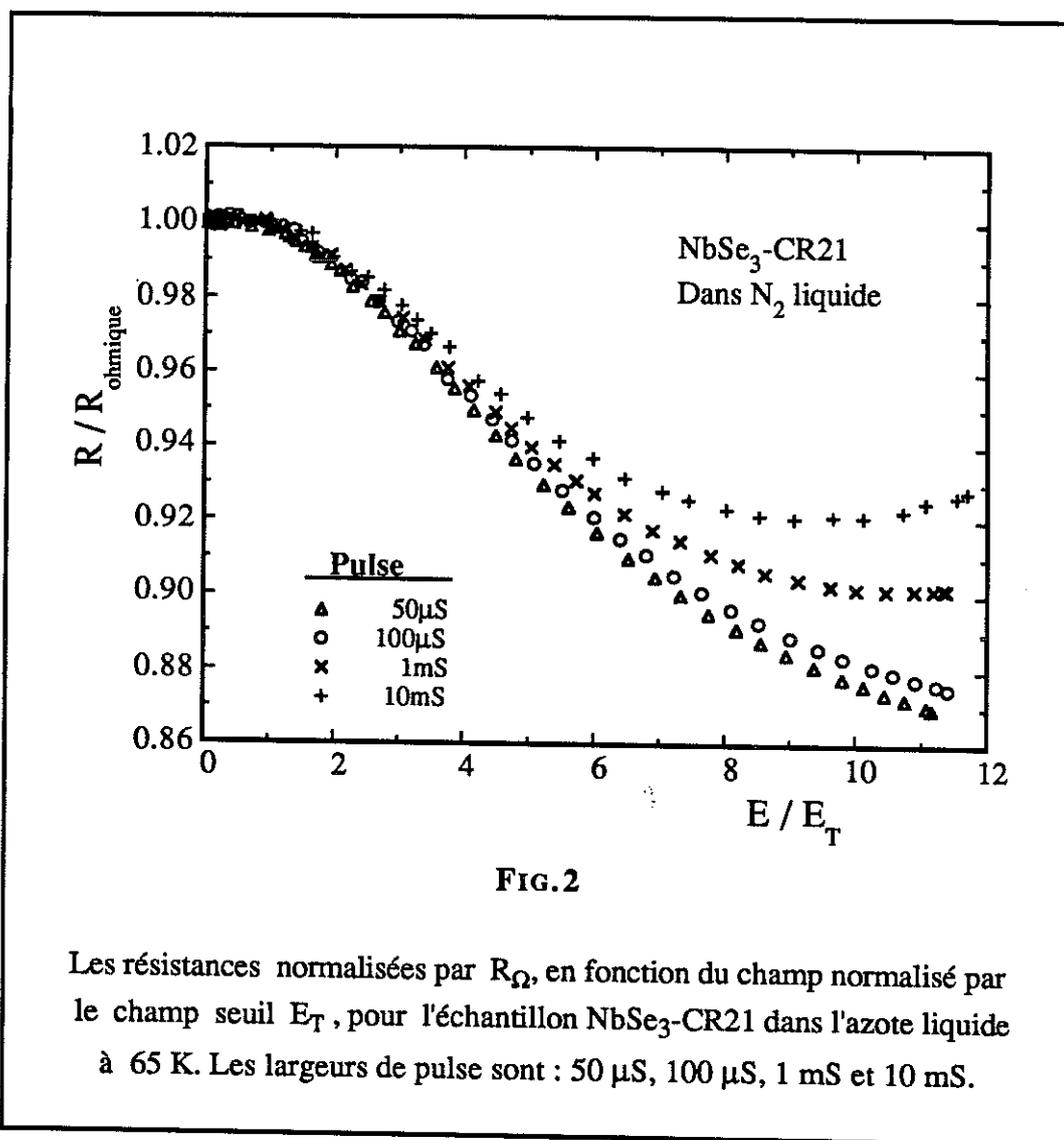
Ceci améliore considérablement les échanges thermiques et diminue l'effet du chauffage, mais ne le supprime pas. Les mesures de R sont toujours effectuées par une méthode " 4 contacts " en courant continu. La mesure de v_0 est également effectuée en dépiégeant l'ODC par un courant continu.

2. Mesure de R en Courant Pulsé

Nous avons également effectué les mesures de R par une technique de pulse, " en quatre fils " ; le schéma est indiqué FIG.1. La précision en absolu, testée par rapport à une mesure en continu, est de l'ordre de 1 %. La largeur du pulse minimum utilisée est de l'ordre de 2 μ S. La sensibilité des mesures avec R dans la gamme 1 Ω — 500 Ω est de l'ordre de 0.1 % ; la reproductibilité du système dépend en fait de la reproductibilité en



température. Lors d'une mesure, la dérive en température maximale admise était de 0.1 K sur 2 heures, mais pour les températures extrêmes, 14.7 K et 65 K, nous l'avons maintenue inférieure, respectivement 0.01 K et 0.05 K. Dans la FIG.2, l'on remarquera que, même dans l'azote liquide à 65 K, il existe un effet de chauffage en courant pulsé.



II. Mesure de v_0 en Courant Pulsé

Si la mesure de R était souvent effectuée en courant pulsé, la mesure de v_0 était et avait toujours été faite en courant continu (on notera une exception cependant sur TTF-TCNQ, mais pour des fréquences inférieures à 2 MHz [25]).

En fait, si l'on dispose d'échantillons présentant une forte amplitude de " bruit ", il est possible de faire l'analyse directe du pulse de tension à travers un analyseur de spectre, mais il faut choisir la largeur du pulse (τ) et le taux de répétition (T) de façon à ce que la décomposition spectrale du pulse et de la raie à mesurer ne perturbe pas la mesure. Pour étudier cela, nous avons fait des essais sur des pulses DC seuls, et sur des oscillations sinusoïdales pulsées.

1. Analyse Spectrale d'un pulse DC et d'une oscillation sinusoïdale pulsée

Prenons par exemple la décomposition spectrale d'un pulse de tension, de largeur $5\mu\text{S}$, avec un taux de répétition de 20. La FIG.3 montre bien la décomposition de ce pulse. La FIG.4 montre, pour le même niveau de tension, l'analyse d'un pulse de largeur 0.5 mS avec un taux de répétition de 4 seulement. Plus l'amplitude augmente, plus les pics dans la FIG.3 augmenteront, en gênant ainsi la mesure d'une fréquence v_0 déterminée. Mais, plus le pulse est large, plus les fréquences de son analyse spectrale seront rejetées aux basses fréquences et la mesure de v_0 sera alors possible (elle n'est pas gênée par les composantes du pulse).

Considérons maintenant le cas d'oscillations sinusoïdales pulsées, cas se rapprochant de nos conditions expérimentales. Prenons une oscillation d'un MHz avec

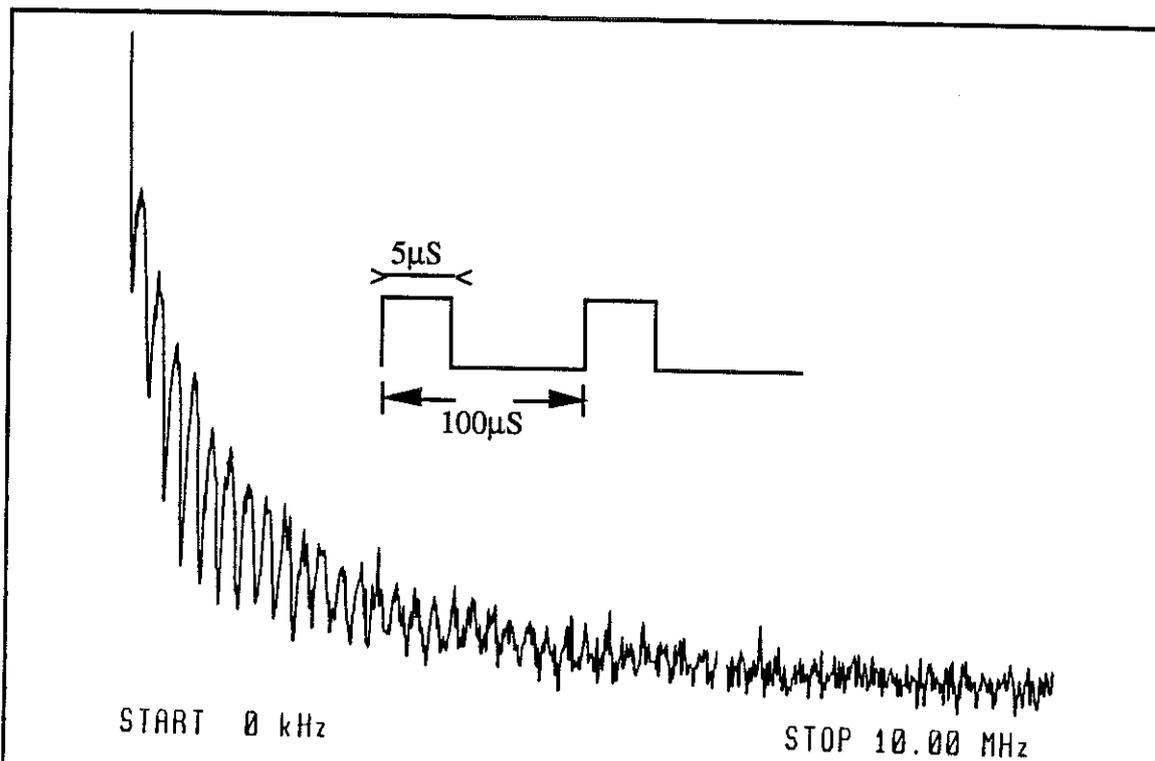


FIG.3

La décomposition spectrale d'un pulse de tension: $\tau / T = 20$.

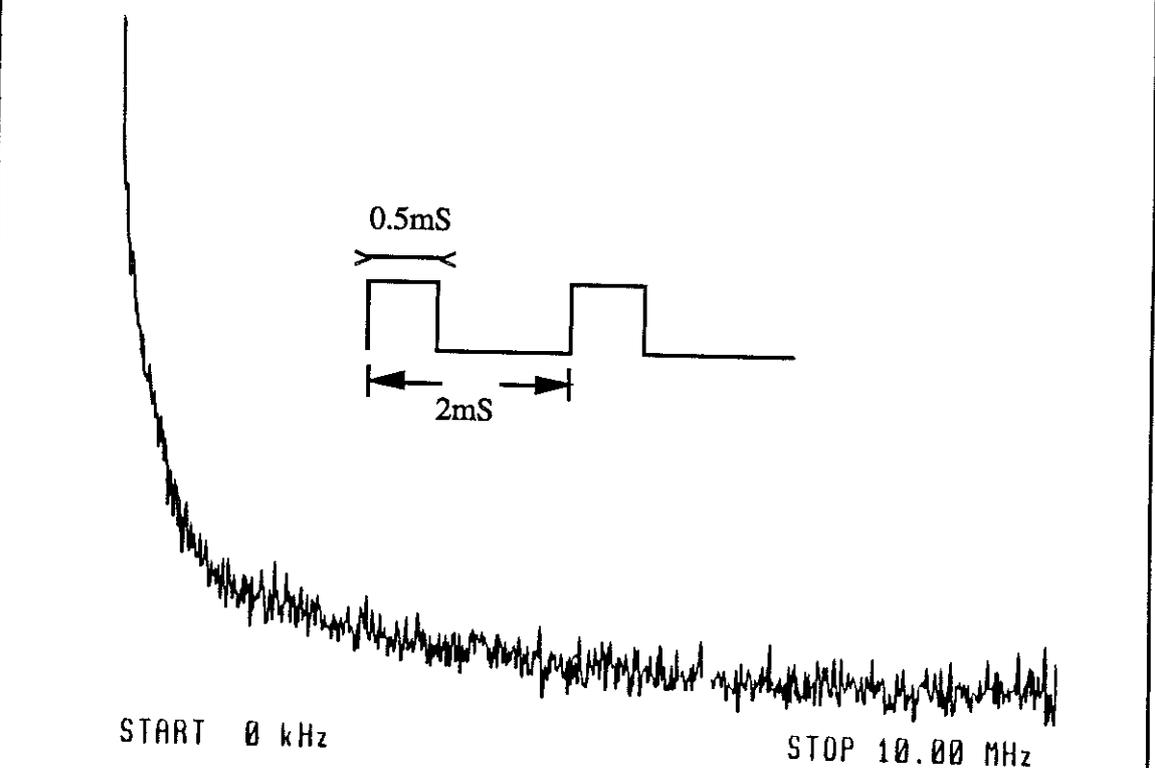


FIG.4

La décomposition spectrale d'un pulse de tension: $\tau / T = 4$.

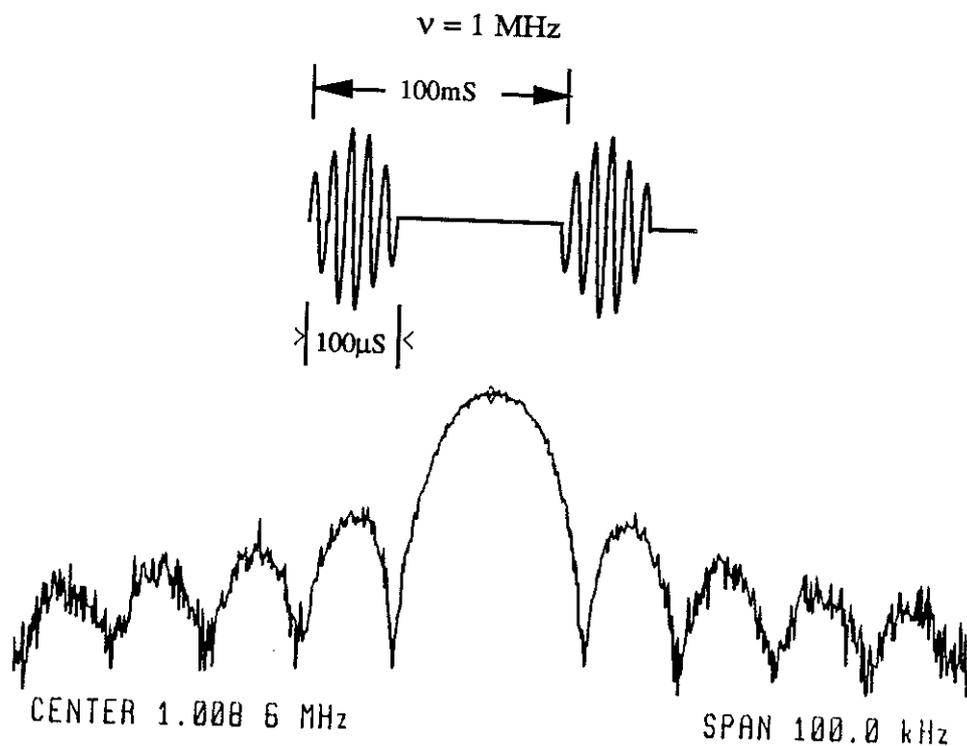


FIG.5

La décomposition des oscillations sinusoïdales pulsées: avec la fréquence $\nu = 1 \text{ MHz}$.

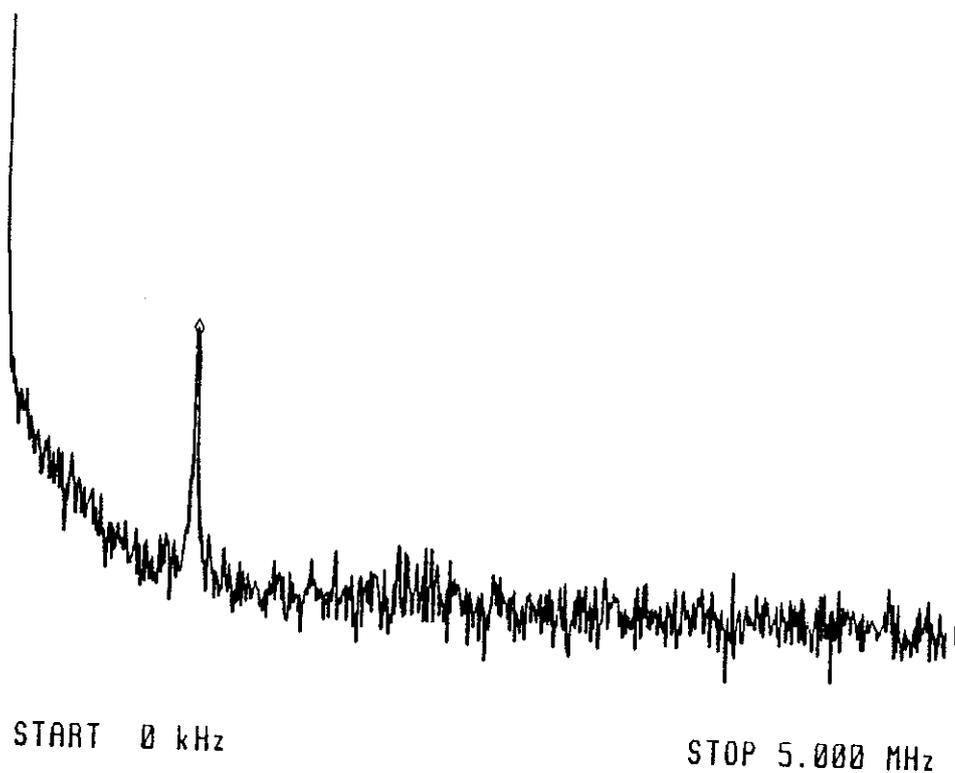


FIG.6

Idem FIG.5 mais avec une échelle plus large.

une largeur de pulse τ de 100 μ S sur une période de 10 mS. L'analyse spectrale de la FIG.5 montre bien, sur une largeur de 100 KHz, la décomposition spectrale de v_0 , mais, sur une plus large échelle, la détermination de la fréquence ν_0 est parfaitement claire [FIG.6].

2. Analyse de la Fréquence ν_0 Superposée au Pulse DC

Pour la mesure de la résistance R [FIG.1], nous disposons de 2 fils d'aménées de courant et les prises de tension sont reliées à des câbles coaxiaux descendant jusqu'en bas du cryostat. La mise à la masse d'un point I s'effectuant à l'extérieur du cryostat, on peut réaliser ainsi une caractéristique R(I) pour différents I et en déduire J_{ODC} .

Dans le cas de la mesure de ν_0 [FIG.7], on impose un pulse de courant I, mesuré comme précédemment par le câble coaxial arrivant à la prise de tension (2) , la

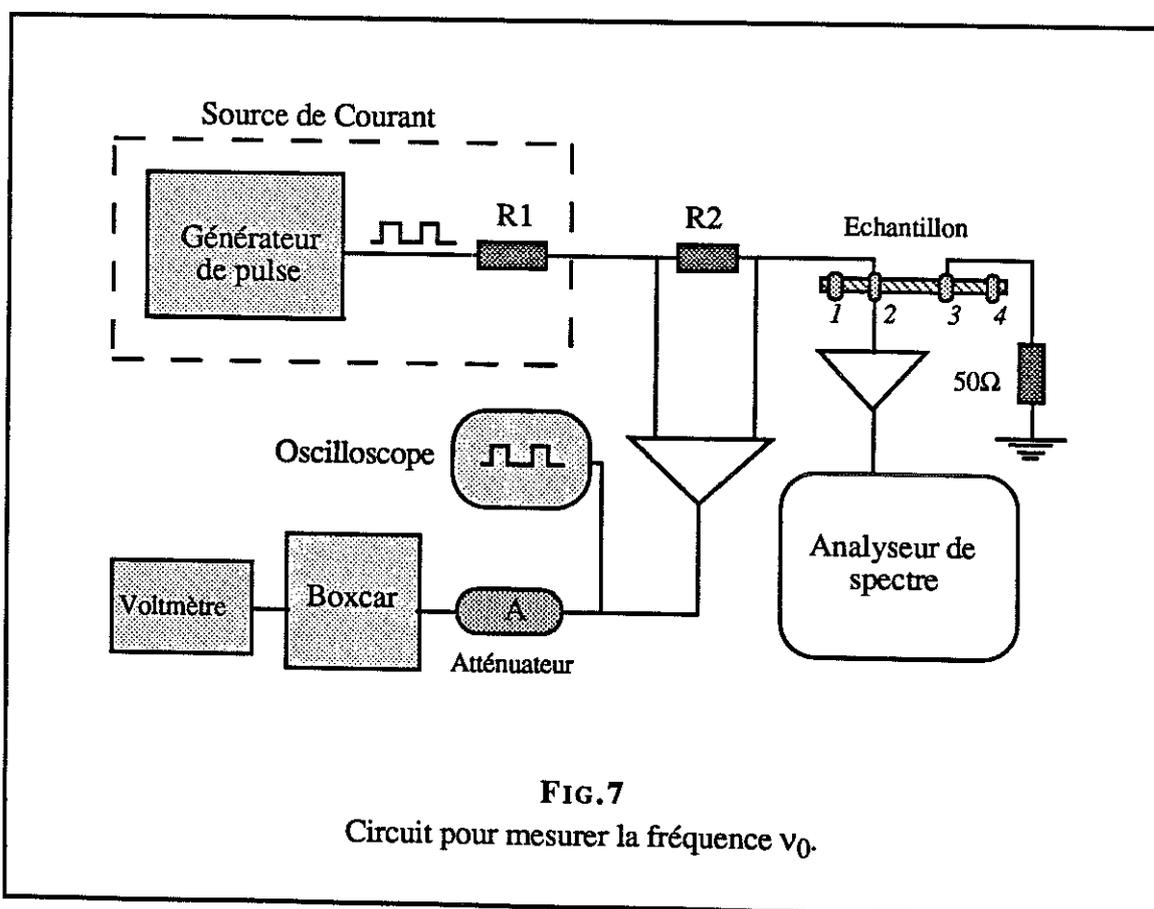


FIG.7
Circuit pour mesurer la fréquence ν_0 .

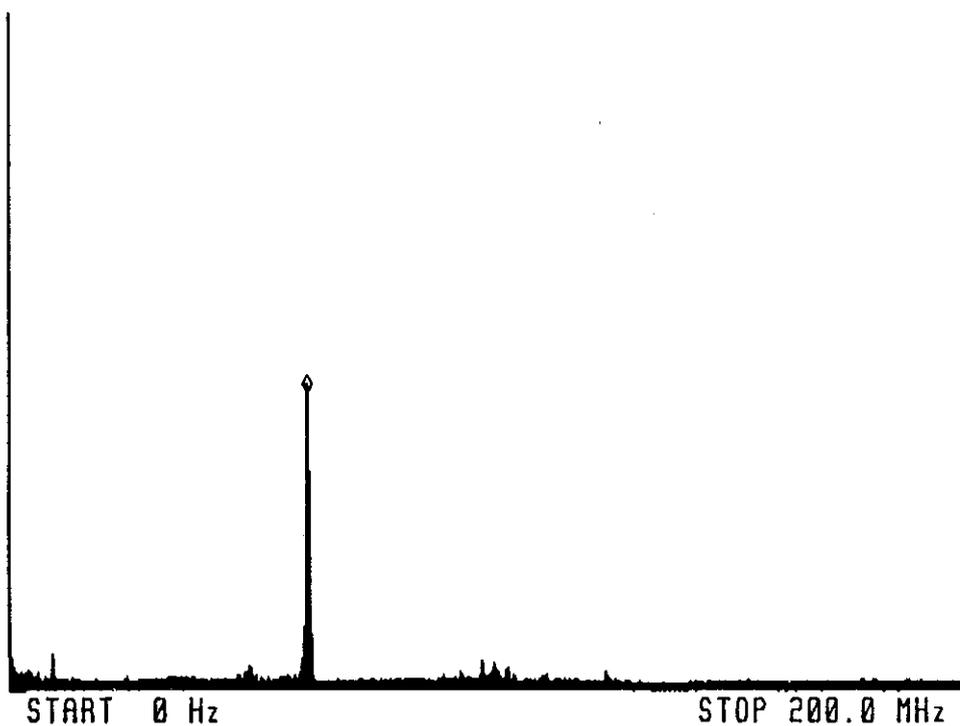


FIG.8

Le spectre de l'échantillon NbSe₃-CR21 à 45K avec un pulse $\tau/T = 100\mu\text{S}/50\text{mS}$.

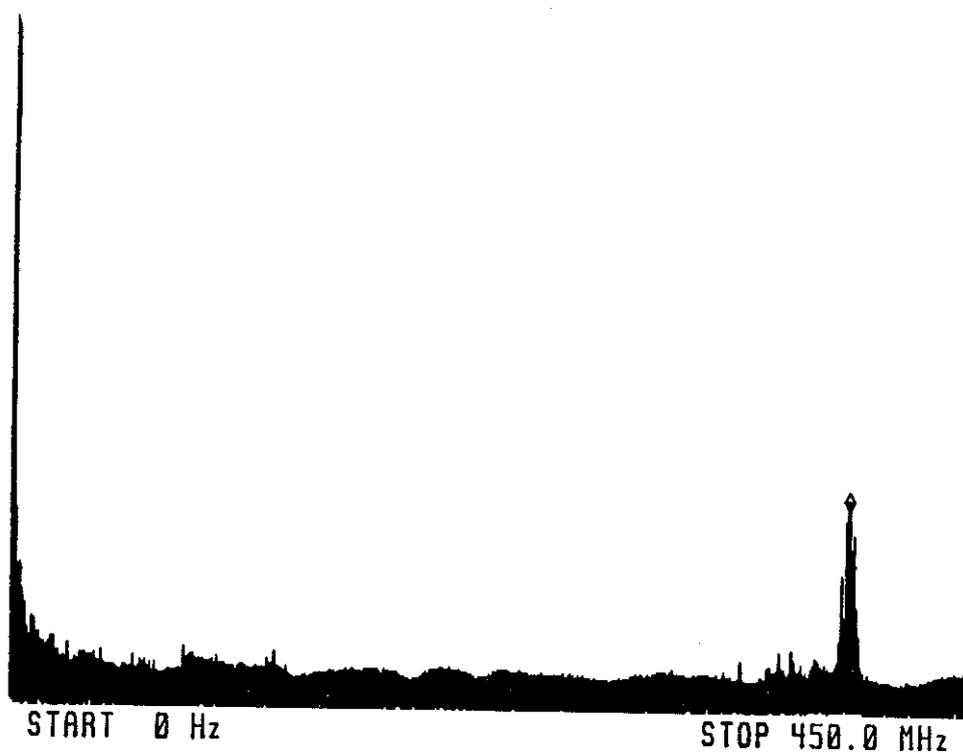


FIG.9

Le spectre de l'échantillon NbSe₃-CR21 à 30K avec un pulse $\tau/T = 100\mu\text{S}/50\text{mS}$.

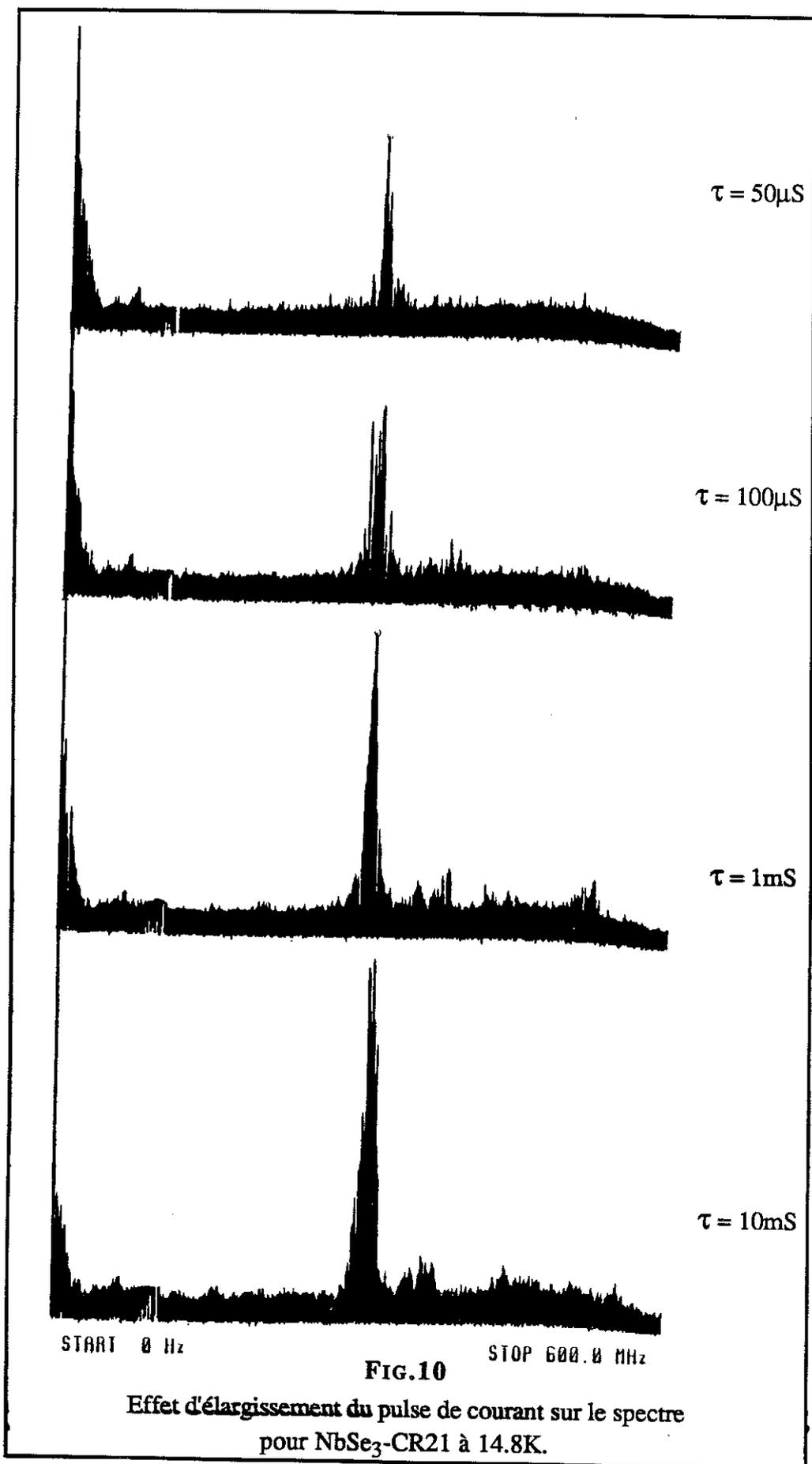
prise de tension (3) étant reliée à la masse par une résistance de 50Ω à l'extérieur. Ceci nous permet d'effectuer toute la mesure en fréquence avec un seul câble coaxial et ainsi de pouvoir aller jusqu'à des fréquences de 600 MHz, avec un bruit de base minimum. Les figures 8 et 9 montrent des spectres obtenus pour l'échantillon NbSe₃-CR21 à 45 K et 30K, pour des pulses de largeur 100 μ S espacés de 50 mS.

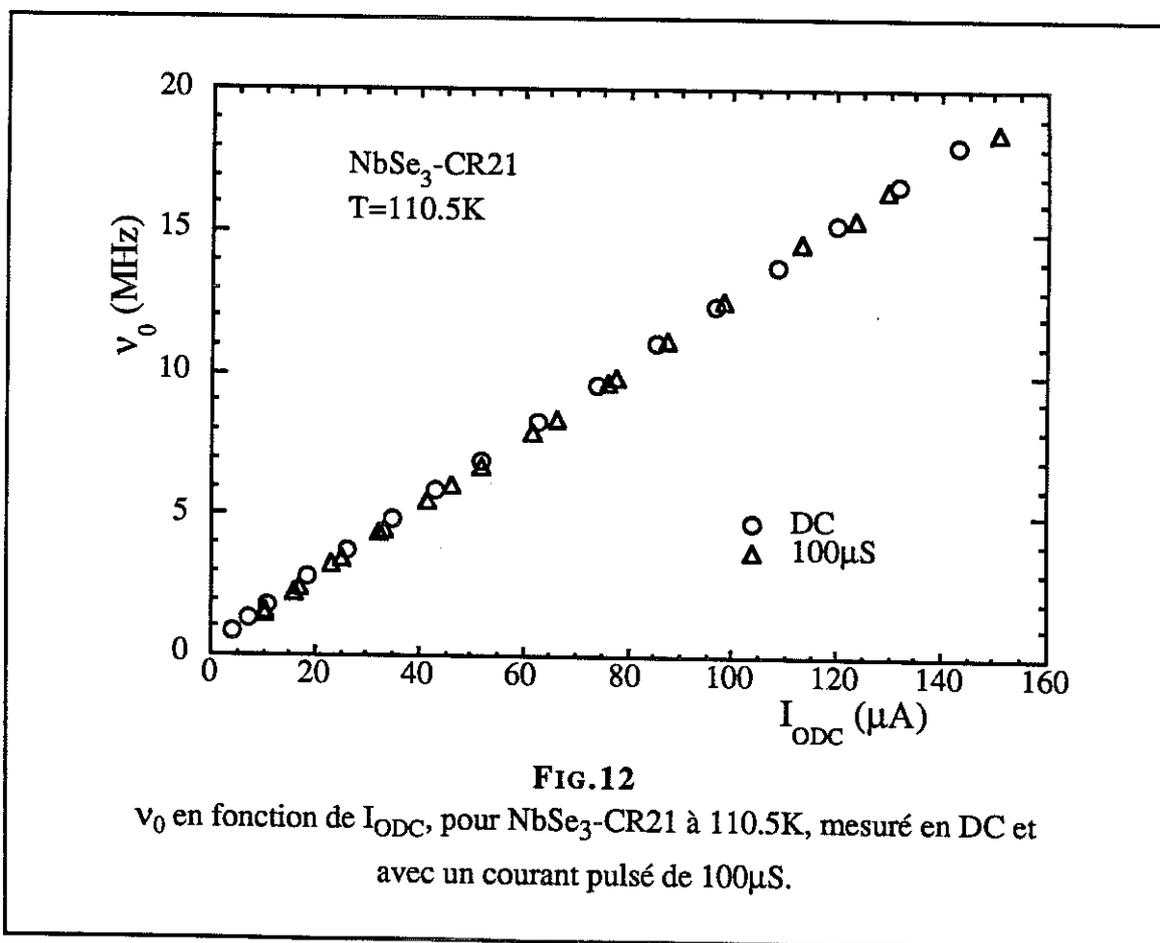
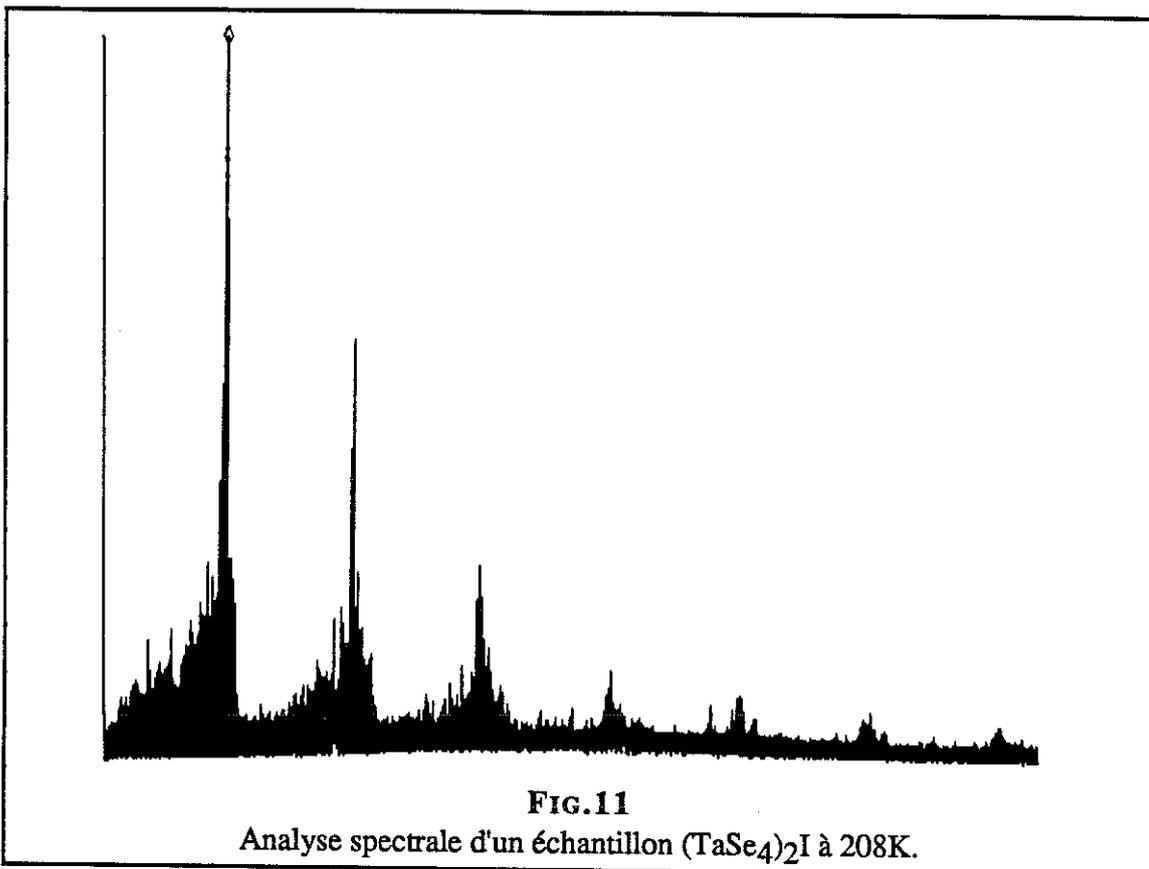
Cette technique est parfaitement adaptée aux échantillons de type NbSe₃ ayant un fort signal (son amplitude avant amplification est comprise entre 1 μ V et 80 μ V). En effet, à taux de répétition constant, plus la largeur du pulse sera petite, plus l'amplitude mesurée sera également petite, la puissance moyenne étant plus faible. Nous avons constaté expérimentalement qu'il n'était pas possible de faire des mesures pour des largeurs de pulse inférieures à 30 μ S, la valeur moyenne étant en général de 50 μ S. La FIG.10 montre bien l'effet d'élargissement du pulse de courant. En général, l'espacement entre chaque pulse sera de l'ordre de 50 à 100 mS [voir Chapitre IV].

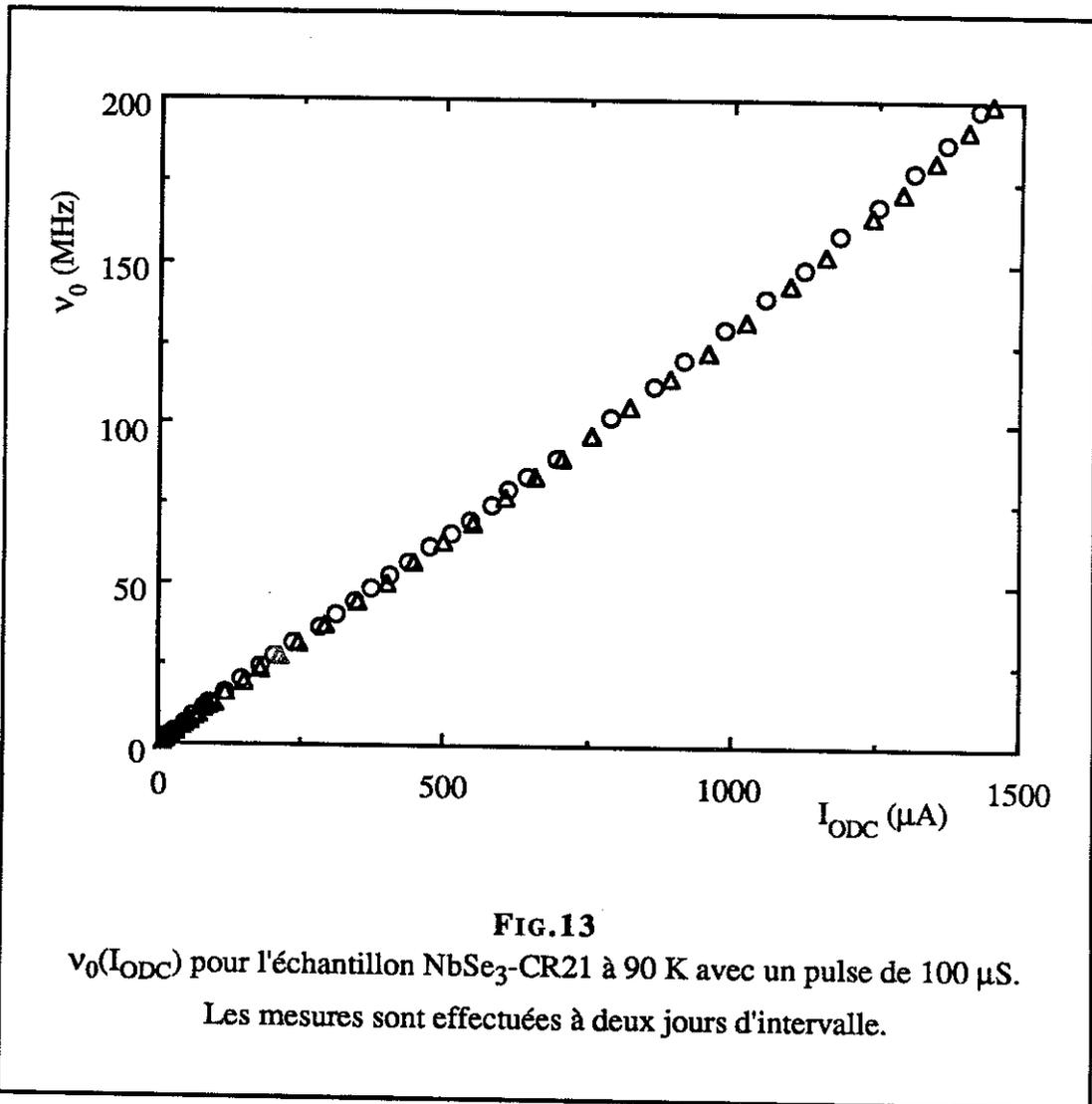
Nous avons également fait des mesures sur (TaSe₄)₂I et, là encore, la détermination des fréquences est parfaitement claire [FIG.11]. Nous avons vérifié l'identité des résultats provenant de mesures effectuées avec un courant pulsé et avec un courant continu [FIG.12]. La reproductibilité des mesures à une même température est de l'ordre de 1 % en ce qui concerne la valeur absolue de la pente P [FIG.13].

Deux points importants sont à préciser :

- 1) Nous cherchons uniquement à déterminer la position de la fréquence fondamentale, la mesure de son amplitude ne nous importe pas.
- 2) Si la mesure de la résistance R est bien effectuée par une méthode " 4 contacts ", lors de la mesure de la fréquence, le courant n'est plus injecté par les prises de courant mais au niveau des prises de tension. Dans quelques cas (voir chapitre V), nous avons effectué







des mesures de la fréquence en injectant le courant par les prises de courant et en faisant une analyse spectrale du signal de tension obtenue différenciellement entre les prises de tension. Cette méthode ne nous permet pas de monter à très haute fréquence (jusqu'à 90MHz), car le niveau de bruit est nettement plus élevé. De plus, l'échantillon étant séparé en 3 parties, nous voyons en général 3 fréquences fondamentales assez proches. Nous verrons néanmoins son avantage dans la discussion des résultats.

III. Montage et choix des échantillons

1. Montage

Des échantillons NbSe_3 de sources différentes, donc de RRR variés, et de dimensions diverses [cf. Tableau I] sont montés, soit sur un substrat en quartz avec des contacts d'or évaporés, soit sur des fils argentés de $30 \mu\text{m}$ de diamètre collés sur un bloc de cuivre [FIG.14]. La deuxième méthode fut peu utilisée car, dans certain cas, les contraintes différentielles ont généré des tensions uniaxiales très importantes au niveau de l'échantillon.

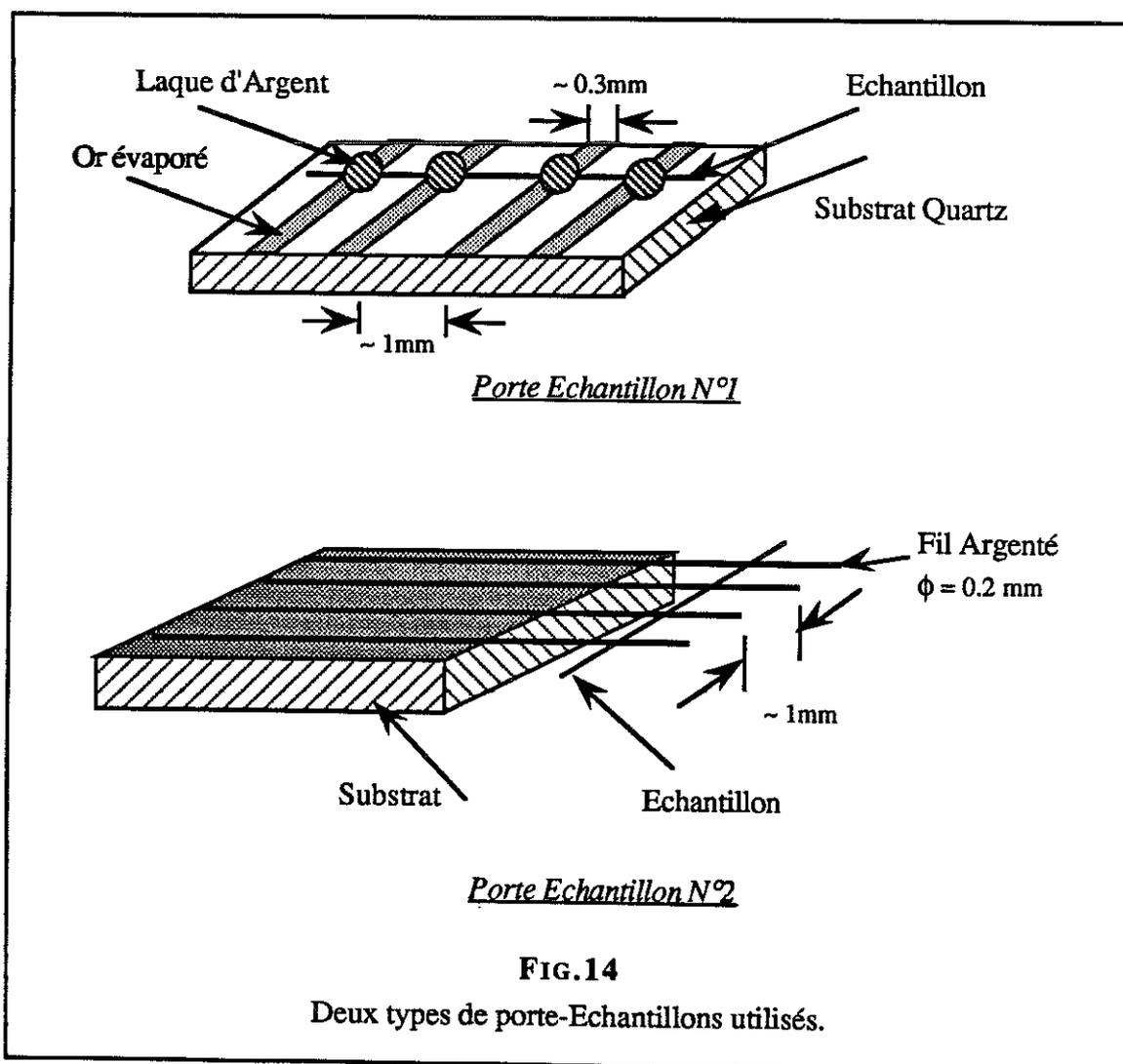


Tableau I
Paramètres des échantillons mesurés.

$RRR = \frac{R_{300K}}{R_{4.2K}}$, R_C est la résistance de contact. La longueur de l'échantillon est mesurée par un microscope optique et la section d'échantillon est calculée avec cette longueur mesurée en supposant la résistivité $\rho = 200 \mu\Omega \text{ cm}$ à 300K. [L] et [C] signifient que ce sont deux échantillons du même morceau de cristal : [L] est la partie longue et [C] la partie courte.

Nom Echantillon	Batch	RRR	Longueur (mm)	Section (μm^2)	R_{300} (Ω)	R_C (Ω)
CN1	N	—	0.575	14.8	77.50	0.60
CN1Bis	N	48.35	0.625	19.9	62.86	0.12
CN2	N	—	0.525	20.5	51.11	—
CN3	N	47.3	0.763	20.6	74.20	0
CN4	N	—	0.850	24.1	70.44	0.2
CN5	N	—	0.463	13.9	66.47	0.4
CR1	N	—	1.000	2.9	700.0	—
CR2	N	—	1.000	7.4	271.4	3.6
CR3	N	—	1.000	3.9	508.1	0.1
CR4	N	112.3	1.520	28.9	105.3	1.3
CR5	N	92.44	1.000	2.8	718.0	8.0
CR6	D	—	1.125	1.8	1228	10
CR7	M	90.32	1.250	2.1	1171	0
CR8	N	102.1	1.250	147.9	16.90	—
CR9	M	—	1.375	31.9	86.20	1.5
CR9bis	M	—	1.250	29.8	84.00	3.0
CR10	N	—	1.250	2.8	907.8	4.2
CR11	D	—	1.375	2.1	1321	38.7
CR12	D	115.3	1.375	7.0	394.0	4
CR13	K	17.34	1.375	5.3	521.3	11.7
CR14	K	~ 16	1.350	2.6	1024	0
CR15	D	—	1.500	2.5	1215	2
CR16[L]	D	—	2.125	32.8	129.6	8
CR16[C]	D	—	0.530	32.4	32.7	9.2
CR17[L]	N	—	2.000	52.0	76.90	3.2
CR17[C]	N	—	0.260	32.4	16.03	2.3
CR18	N	—	1.160	5.8	399.2	1.1
CR19	N	—	1.120	4.9	453.0	0
CR20	N	—	1.120	3.8	586.3	0.8
CR21	T	170	1.120	16.4	136.6	0.69
CR22(1)	T	122	0.960	6.6	290.4	0
CR22(2)	T	160	1.000	7.8	256.3	0
CR22(3)	T	137	2.680	11.2	478.0	22
CR23	T	93	0.920	2.6	710.2	0
CR24	T	117	0.960	6.0	319.7	8
CR25	T	—	0.610	3.2	386.5	0.2
CR29	T	95	0.640	16.5	80.56	2.5
CR30	T	187	0.660	15.0	92.10	2

* D, K, M, N, T représentent différents "batch" de différentes sources.

Sauf exception, les longueurs des échantillons mesurés sont assez proches les unes des autres ($L \sim 1\text{mm}$). Par contre, la diversité des sections est importante.

Les contacts sont faits à la laque d'argent, parfois à la laque d'or pour les échantillons $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. Les résistances de contacts sont assez faibles (cf. Tableau I) compte tenu des mesures en " 4 contacts "; elles n'interviennent que dans le problème du chauffage. Pour obtenir des résistances de contact faibles, nous avons utilisé des contacts larges et l'imprécision sur la mesure des longueurs est importante, de l'ordre de 20 %. La section est déterminée en supposant que la résistivité à 300 K est de $200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Cette valeur a été obtenue suite à une étude expérimentale sur une dizaine d'échantillons dont les sections ont été mesurées au microscope optique ou (et) au microscope électronique ; la précision, là encore, est de l'ordre de 20 %. Signalons que R. Thorne a obtenu à Cornell un résultat semblable.

Le choix des échantillons est excessivement difficile et arbitraire, car rien a priori ne permet de savoir si tel ou tel échantillon aura un champ critique faible et ne présentera qu'une seule fréquence sur toute la gamme de température et de champ.

Les critères a posteriori d'un " bon échantillon " sont :

- 1) champ critique faible aux deux transitions,
- 2) mise en évidence d'une seule fréquence aux deux transitions pour $T \sim 110 \text{ K}$ et 45 K (avec $\nu_0 < 50 \text{ MHz}$),
- 3) amplitude " élevée " [$\sim 40 \mu\text{V}$ à 45 K] et donc un facteur $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu}$ élevé. $Q \geq 50$ pour $\nu_0 \sim 50 \text{ MHz}$.

Pour les basses températures et les hautes fréquences, tous les échantillons mesurés présentent un dédoublement ou triplement des fréquences, avec en général apparition d'autres triplets à des fréquences nettement inférieures. Nous avons constaté que, dans le premier groupe de fréquences, en champ élevé, $\frac{dJ_{\text{ODC}}}{d\nu_0}$ saturait à la même valeur quel que soit la fréquence. La décomposition d'une fréquence en groupe de fréquence est

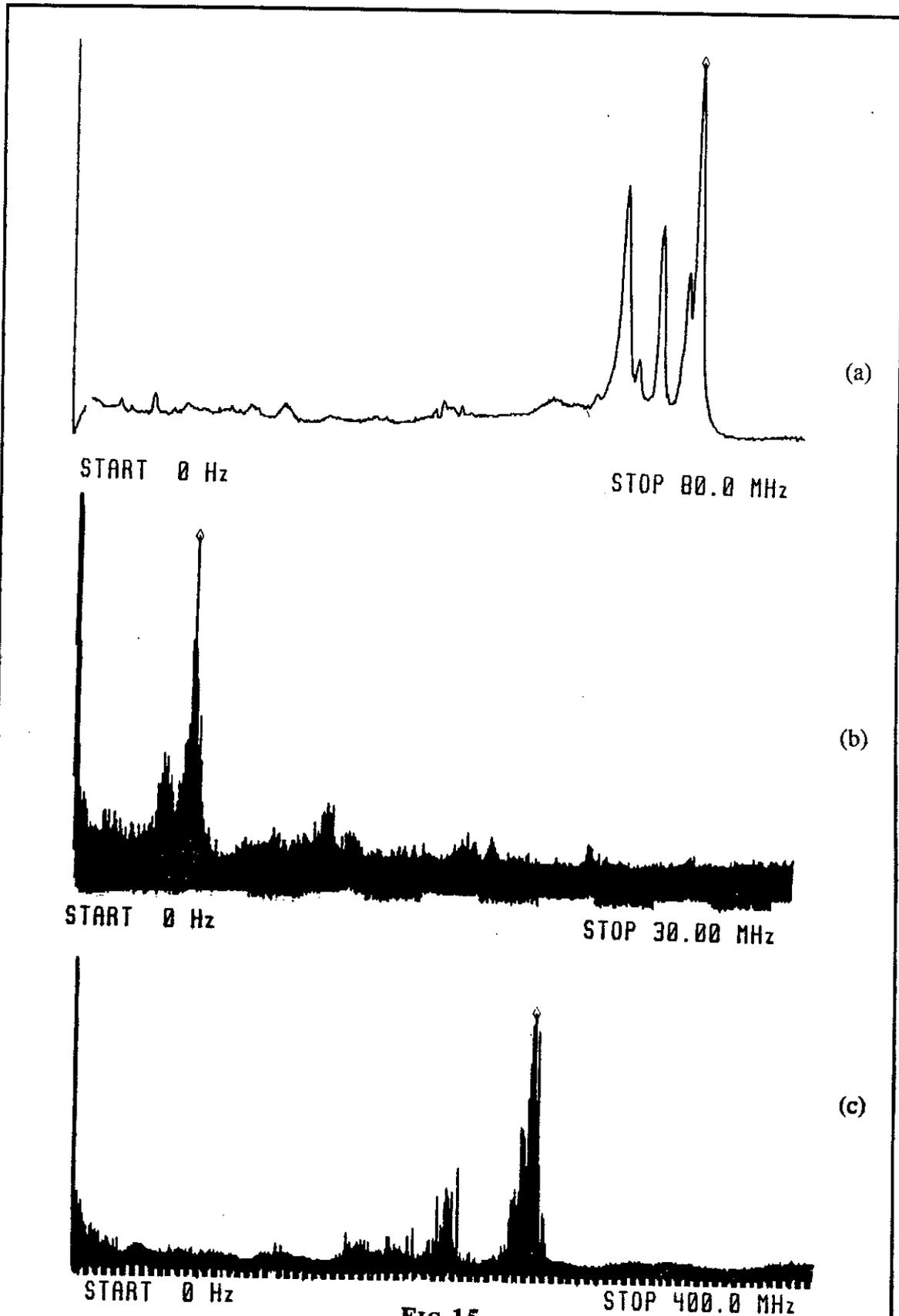
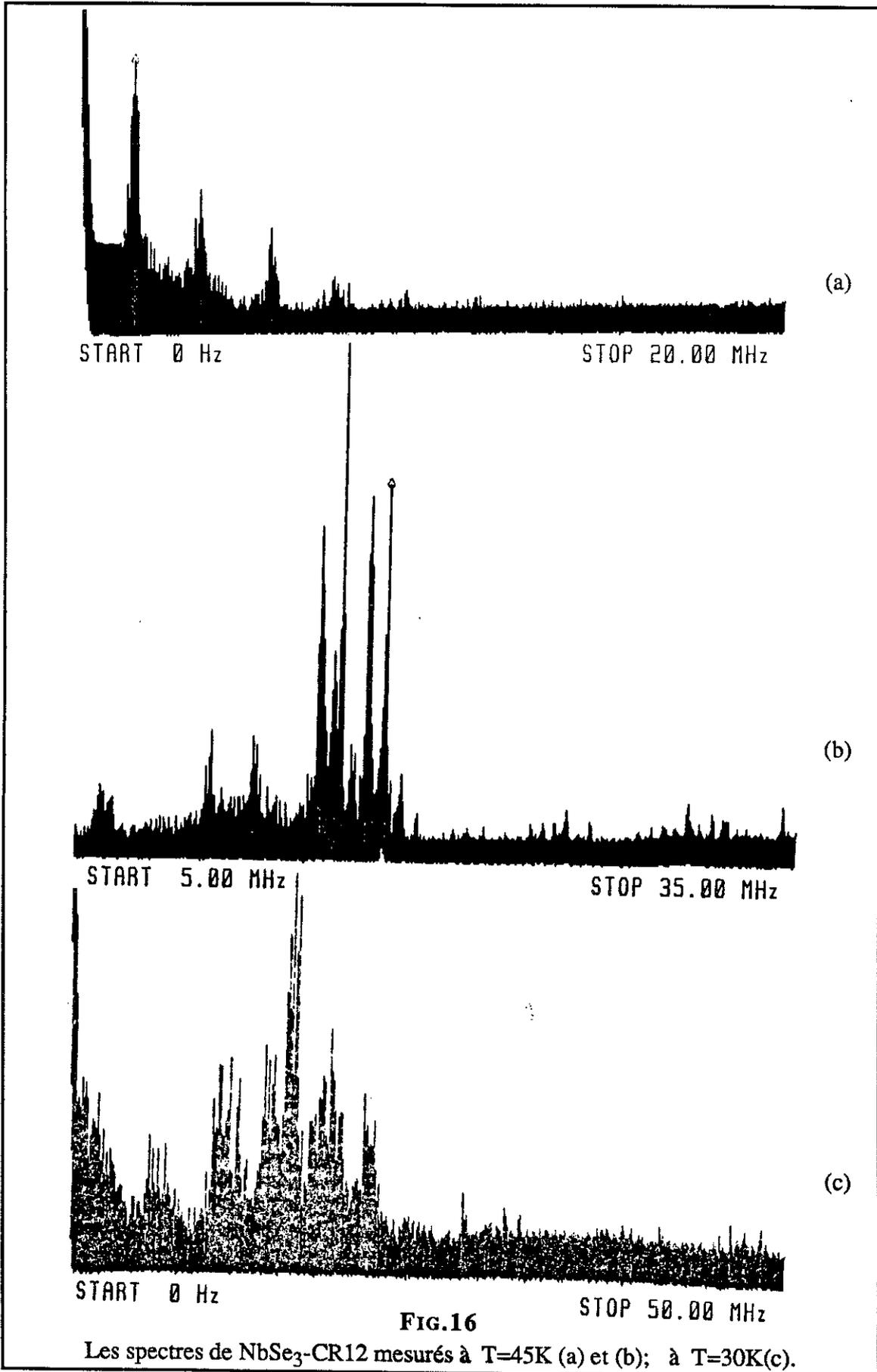


FIG.15

Les spectres de NbSe₃-CR21 mesurés: (a). à 64.8K avec courant continu; (b). à 70.4K avec un pulse de $\tau/T=1\text{mS}/100\text{mS}$ et (c). à 14.7K avec un pulse $100\mu\text{S}/100\text{mS}$.



nettement visible [FIG.15a] lors de mesure en courant continu. En courant pulsé la décomposition est souvent remplacée par un fort élargissement, surtout pour T éloignée de T_C [FIG.15b et 15c], mais, dans tous les cas, la fréquence fondamentale est clairement définie. Les enregistrements montrés précédemment concernent l'échantillon NbSe₃-CR21 considéré comme l'un des " meilleurs " échantillons. Il est intéressant de montrer ce que peut donner un " mauvais " échantillon. Sur la FIG.16(a) apparaît un spectre tout à fait " correct " à $T = 45$ K mais à basse fréquence, la FIG.16(b) montre la dégradation de ce spectre à 20 MHz et la FIG.16(c) confirme cette dégradation à plus basse température (30 K). Il est inutile de dire que les " mauvais " échantillons sont plus fréquents que les " bons " !

2. Choix du Type d'échantillon

A priori, tous les échantillons relevant des critères précédents devraient être utilisables; or, il est préférable de choisir des échantillons ayant un certain type de comportement en $\frac{dV}{dI}$.

Nous avons déjà montré qu'aux basses températures $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ ne saturait qu'à très haut champ électrique et donc en général à E/E_T élevé. Ceci n'est pas vrai pour des échantillons appelés " switching ". Ce type d'échantillons, qui ont d'autres propriétés ne nous intéressant pas dans le cadre de cette étude, présentent une variation brutale de $\frac{dV}{dI}$ près de E_T avec une tendance beaucoup plus rapide que les autres échantillons à la saturation en champ élevé. Ceci est bien mis en évidence sur la FIG.17 ; l'échantillon CR21 de type " switching " sature beaucoup plus vite que l'échantillon CR22 de type non " switching ". Nous avons également montré expérimentalement [cf. Chapitre IV] qu'une saturation rapide de $\frac{dI}{dV}$ était associée à une saturation rapide de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$. Ainsi, pour étudier à basses températures des échantillons ayant un $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ saturé, il est pratiquement indispensable de mesurer un échantillon " switching " ; c'est ce que nous avons fait en choisissant l'échantillon CR21. Les autres caractéristiques spécifiques des

échantillons " switching ", hystérésis, saturation du champ seuil à basse température, ne modifient en rien les propriétés fondamentales de ces échantillons, qui peuvent donc être utilisés si ils vérifient les critères déjà énoncés caractérisant un " bon " échantillon.

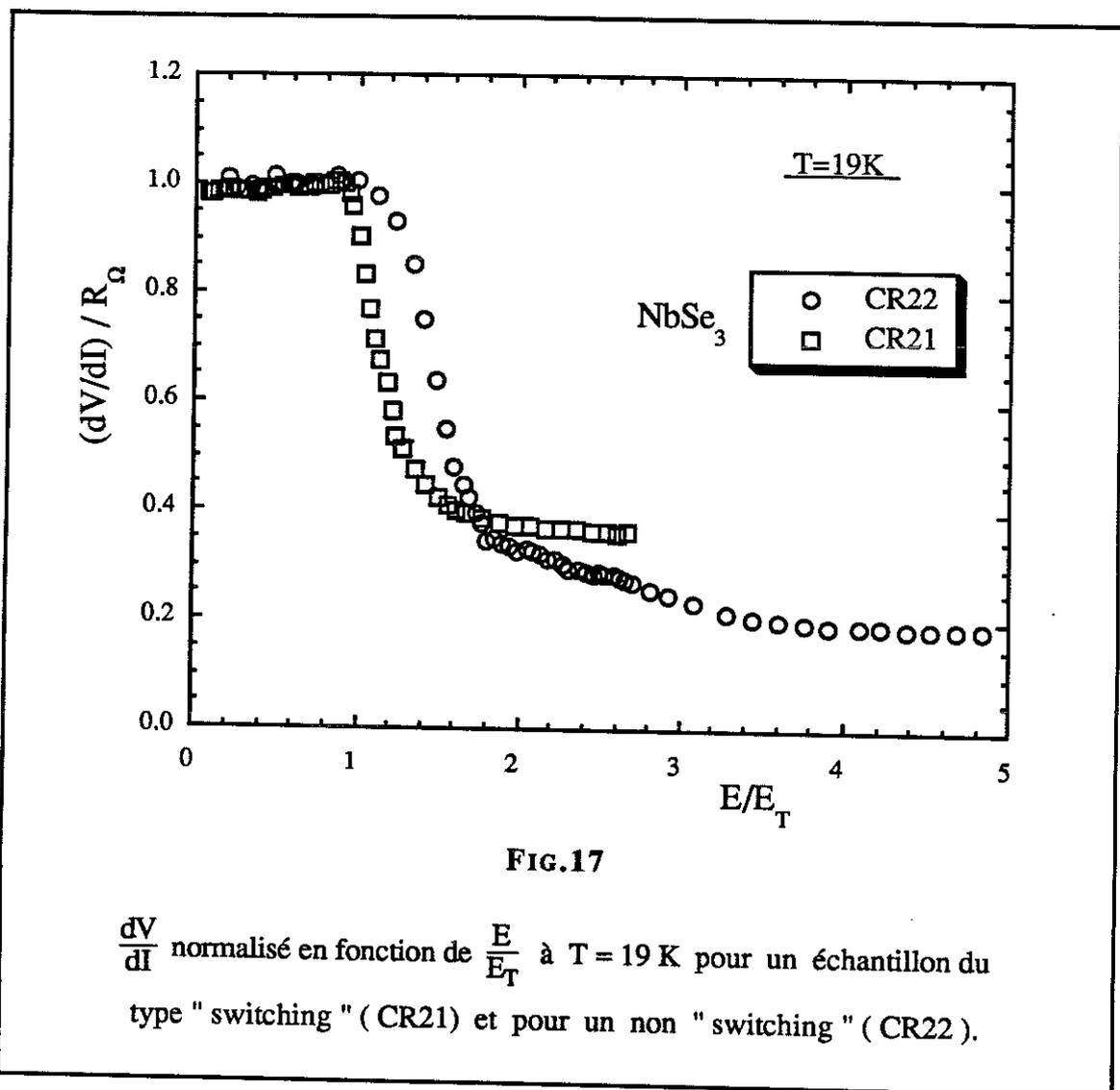


FIG.17

$\frac{dV}{dI}$ normalisé en fonction de $\frac{E}{E_T}$ à $T = 19\text{ K}$ pour un échantillon du type " switching " (CR21) et pour un non " switching " (CR22).

IV. Mesure sous champ magnétique

En dessous de 7 T, les mesures furent effectuées au CRTBT avec une bobine supraconductrice. Pour les champs magnétiques plus élevés, les mesures furent réalisées dans les bobines résistives de 20 T du SSCI. Dans ce dernier cas, il faut s'affranchir du " bruit électrique ambiant " particulièrement élevé lors des mesures sous champ magnétique.

CHAPITRE IV
CORRECTION des EFFETS dus
au CHAUFFAGE

I. Introduction

Le problème du chauffage dans NbSe_3 est inhérent aux mesures d'effets non linéaires dans ce composé. La mise en évidence de ces effets, d'abord observés en courant continu, ne fut vraiment prise en considération qu'une fois que Monceau et Ong [26] eurent obtenu les mêmes effets en courant pulsé.

Si aucun résultat sur le " bruit périodique " n'a été publié pour des températures inférieures à 90 K pour la première transition et à 25 K pour la deuxième transition, c'est uniquement à cause des problèmes de chauffage.

Dans le cas présent, nous avons vu que, pour obtenir la saturation de $\frac{dJ_{\text{ODC}}}{dv_0}$, nous avons besoin d'atteindre des fréquences supérieures à 200 MHz et donc des champs électriques très élevés pour lesquels l'effet du chauffage peut se manifester.

Habituellement, pour s'affranchir du chauffage, les mesures de la résistance R sont effectuées en courant pulsé avec des largeurs de pulse de quelques micro-secondes. Le chauffage est calculé à une température supérieure à T_{C1} (145K) et certains, comme Thorne, font des extrapolations aux plus basses températures en supposant C_p , la chaleur spécifique de l'échantillon, linéaire en température T . Les mesures sont en général effectuées dans l'hélium gazeux.

En ce qui concerne la détermination de R , nous pouvons faire le même type de mesure, mais, pour la mesure du " bruit périodique ", les largeurs de pulses doivent être supérieures à 50 μs . Déjà se pose un premier problème : quelle est la dépendance du

chauffage avec la largeur du pulse ? De plus, en utilisant des gaz et des liquides, le chauffage va être différent. Enfin, l'approximation de $C_p \propto T$ n'est pas valable pour toute la gamme de température étudiée. Nous sommes donc amenés à faire une étude sur les échanges thermiques en régime transitoire dans différents fluides, et ceci dans une gamme de température allant de 15 K à 110 K.

Que devons nous mesurer ?

$$* v_0(I, T_0)$$

$$* I_{ODC}(I, T_0) = I \left[1 - \frac{R(I, T_0)}{R_\Omega(T_0)} \right]$$

I : courant total envoyé dans l'échantillon,

$R_\Omega(T_0)$: résistance ohmique à la température T_0 ,

$R(I, T_0)$: résistance dans l'état non linéaire à la température T_0 et au courant I .

Ainsi la pente $P(T_0)$.

Que mesurons-nous ?

En fait, dès qu'il y a du chauffage, nous mesurons :

$$\left. \begin{array}{l} v_0(I, T) \\ \text{et } R(I, T) \end{array} \right\} \text{ avec } T > T_0$$

I_{ODC} calculé n'est ni $I_{ODC}(I, T_0)$, ni $I_{ODC}(I, T)$: c'est un "hybride" du type

$$I_{ODC}(h) = I \left[1 - \frac{R(I, T)}{R_{\Omega}(T_0)} \right].$$

Ceci donne une pente que l'on calcule habituellement en incluant l'effet de chauffage

$$P(h) = \frac{dI_{ODC}(h)}{dv_0(T)}.$$

Nos buts sont donc :

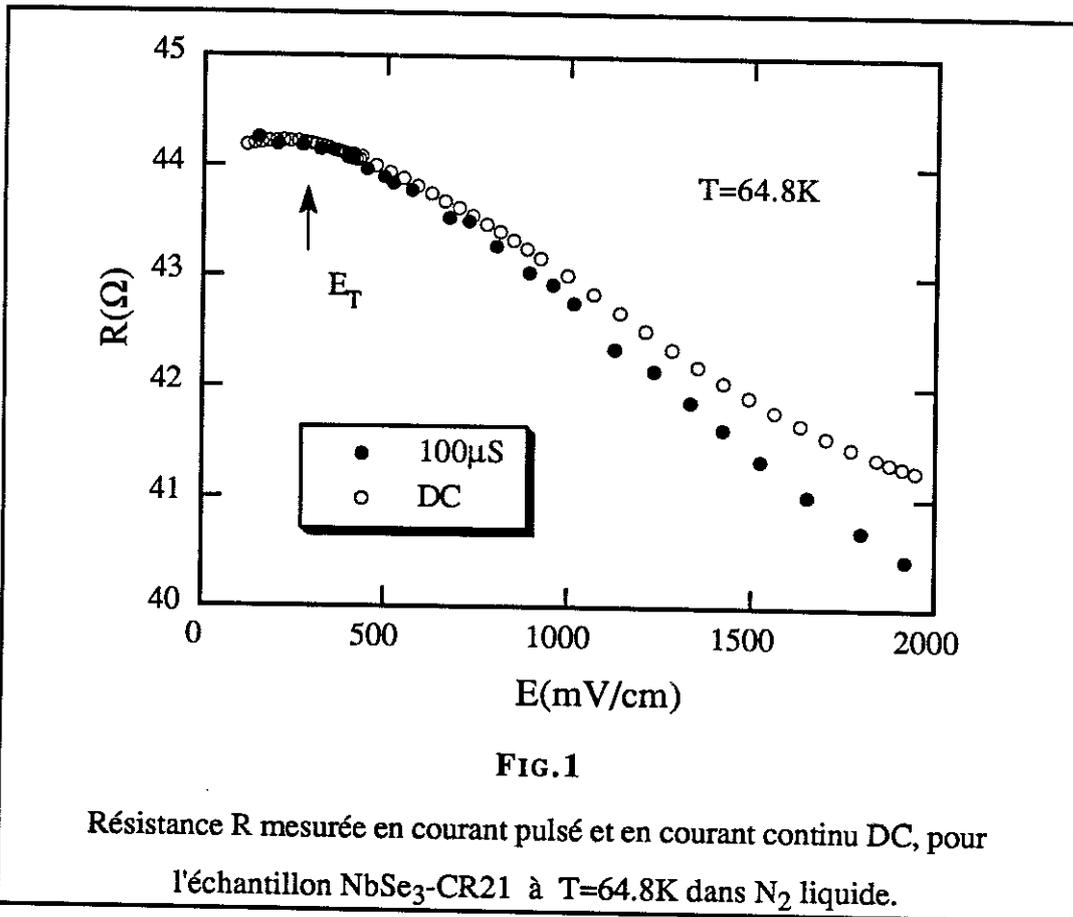
— réduire au maximum le gradient de température $\Delta T = T - T_0$ par l'utilisation de liquide et du courant pulsé,

— déterminer, soit $R(I, T_0)$ en connaissant $R(I, T)$ pour calculer $I_{ODC}(I, T_0)$, soit $R_{\Omega}(T)$ pour calculer $I_{ODC}(I, T)$, éventuellement de déterminer les deux et, si possible, de calculer $v_0(I, T_0)$ à partir de $v_0(I, T)$. Dans les deux cas, nous sommes amenés à calculer $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ dans le régime non linéaire, où \dot{Q} est la puissance Joule envoyée dans l'échantillon.

II. Réduction du Chauffage

Pour la première transition, l'effet du chauffage est plus faible que pour la deuxième transition.

Sur la FIG.1, nous montrons $R(E)$ à 65 K dans l'azote liquide, en DC et en courant pulsé, le chauffage est quasi inexistant près de E_T .



Pour la deuxième transition, on remarque, sur la FIG.2, que l'effet du chauffage se manifeste en dessous de E_T , très rapidement quand T est inférieure à 35 K. L'efficacité du courant pulsé, quant à la diminution du chauffage, est bien mise en évidence à 19 K sur la FIG.3, où l'on compare $R(I)$ en DC et en courant pulsé.

L'effet du liquide cryogénique pour réduire le chauffage est visible sur les FIG.4a et 4b où, pour les deux transitions, on compare $R(E)$ avec un courant pulsé de largeur $100 \mu\text{S}$ mesuré soit dans l'hélium gazeux, soit dans des liquides (N_2 pour la première transition, H_2 pour la deuxième transition).

Ayant fait la preuve expérimentale de l'efficacité des mesures en courant pulsé dans les liquides cryogéniques, nous allons maintenant essayer de déterminer quantitativement l'importance du chauffage.

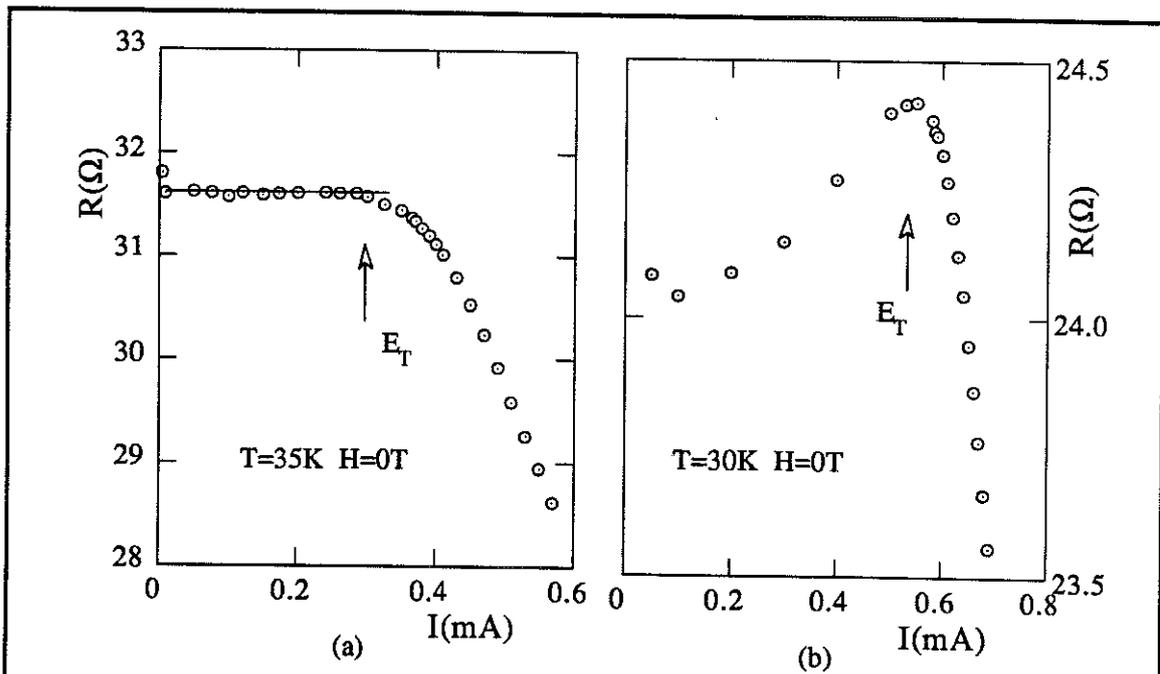


FIG.2

Résistance R mesurée en DC à $T=35\text{K}$ (a) et $T=30\text{K}$ (b), pour l'échantillon NbSe₃-CN2 dans l'hélium gazeux. L'effet du chauffage est nettement plus grand à 30K qu'à 35K.

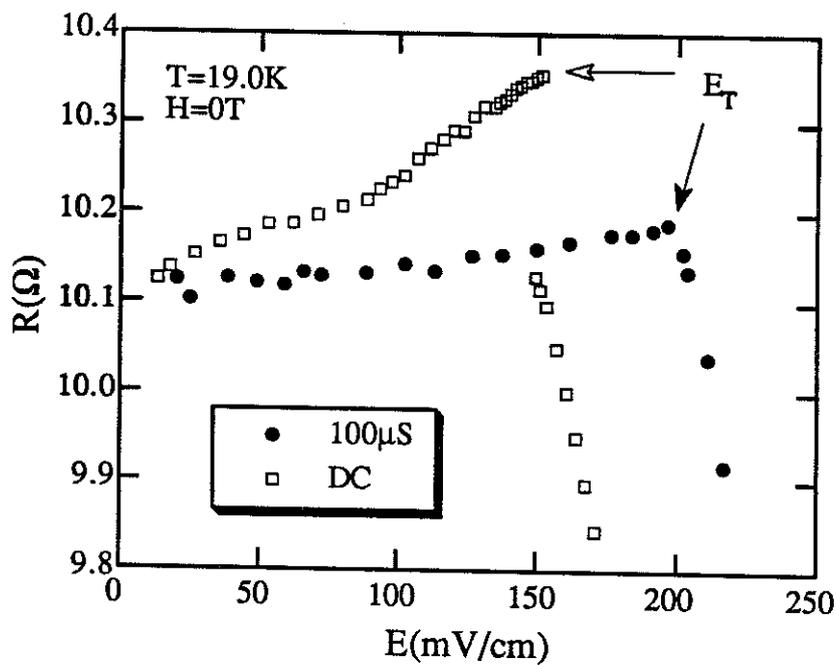


FIG.3

Résistance R mesurée en courant pulsé et en courant continu DC, pour l'échantillon NbSe₃-CR21, à $T = 19.0\text{K}$.

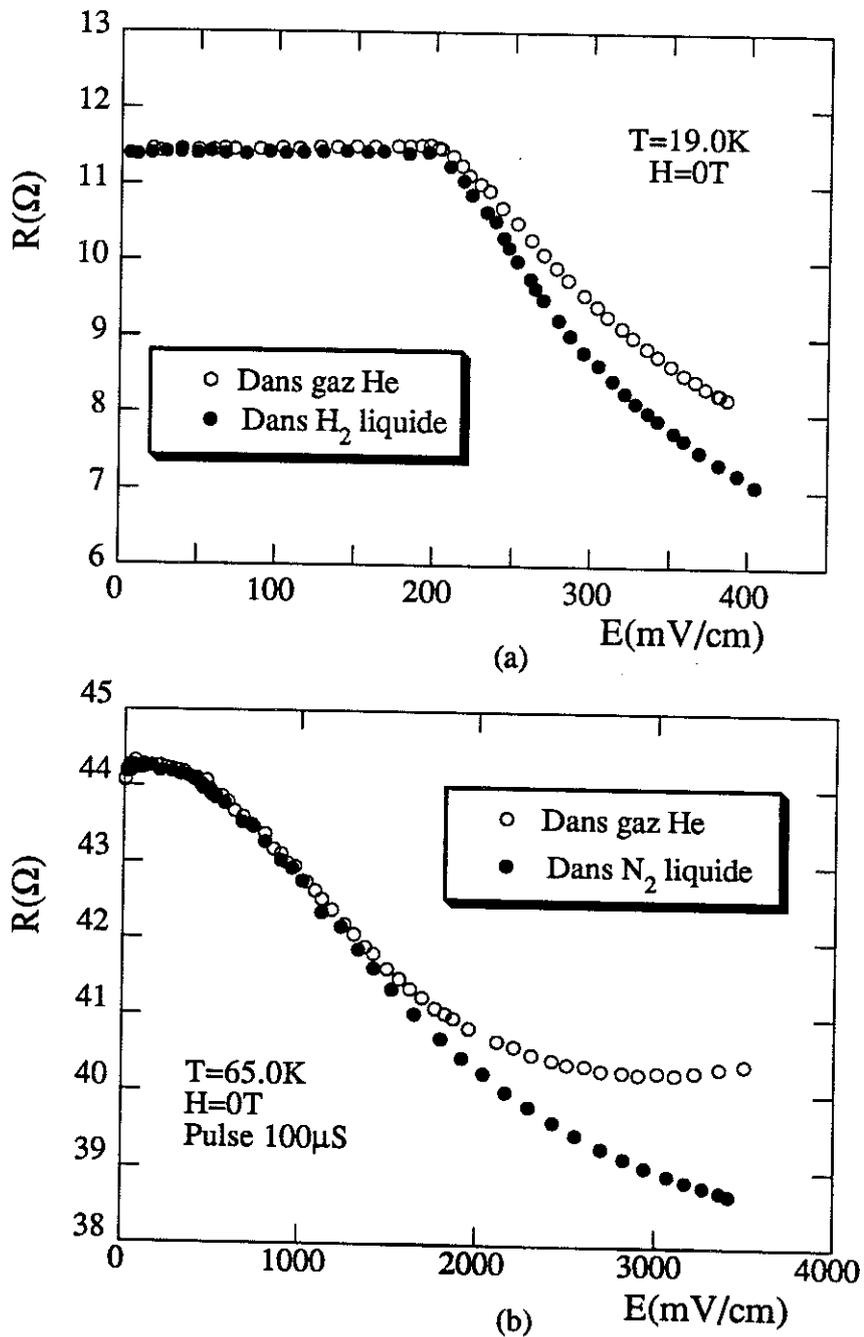


FIG. 4

Comparaison des mesures dans les gaz et dans les liquides pour une largeur de pulse fixée ($100\ \mu\text{s}$) pour l'échantillon NbSe₃-CR21.

- (a) Un exemple à $T=19\ \text{K}$ sans champ magnétique dans l'hélium gazeux et dans H₂ liquide.
- (b) Un exemple à $T=65\ \text{K}$ dans l'hélium gazeux et dans N₂ liquide.

III. Mesure de $\Delta T = f(\dot{Q})$

1. Températures au-dessus de Deux Transitions

Nous avons réalisé des mesures de $R(E)$ à 163 K, en courant pulsé avec des largeurs de pulse variant de 10 μS à 10 mS. Dans ce cas, la connaissance expérimentale de $\frac{dR}{dT}$ permet de tracer directement $\Delta T = f(\dot{Q})$ avec $\dot{Q} = RI^2$ la puissance Joule. On constate sur la FIG.5 que ΔT varie linéairement avec la puissance Joule, les pentes $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ sont portées dans le Tableau I. Les valeurs calculées portées dans ce tableau proviennent de l'estimation adiabatique simpliste :

$$\frac{\dot{Q}}{\Delta T} = \frac{mC_p}{\tau} \quad (1)$$

m : masse de l'échantillon NbSe_3

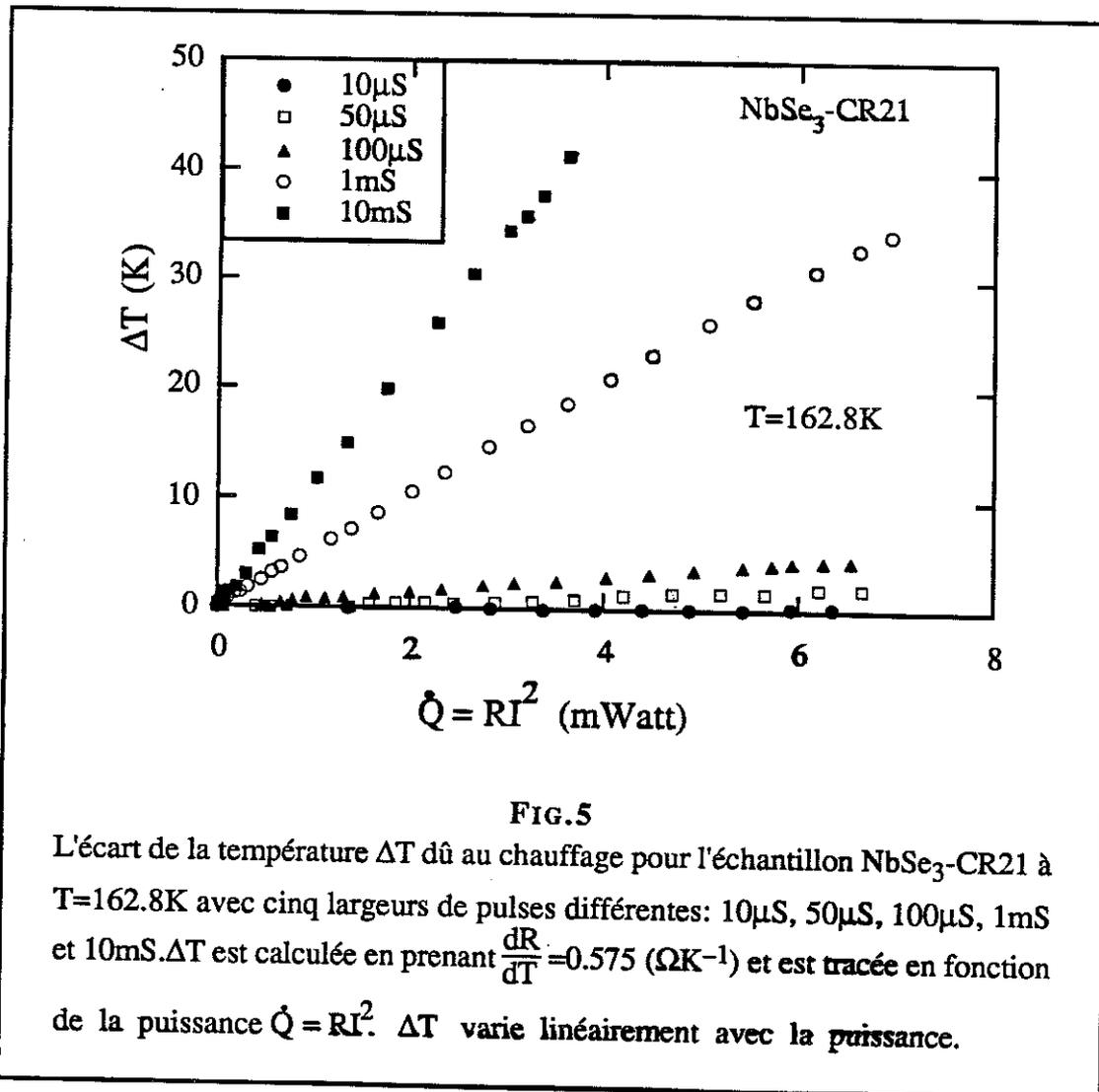
C_p : chaleur spécifique de NbSe_3

On constate qu'étonnamment les ordres de grandeur tirés de cette approximation sont assez cohérents, à un facteur 2 ou 3 près. De plus, entre 10 μS et 100 μS , l'hypothèse adiabatique semble également à peu près vérifiée. Mais, si l'on calcule $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ pour le même τ , à 65 K dans le gaz, on trouve 830 KWatt^{-1} au lieu des 2044 KWatt^{-1} attendus si l'on suppose (1) vérifiée. Donc, la connaissance de $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ à 163 K est insuffisante pour calculer avec précision les valeurs dans l'hélium gazeux aux températures plus basses et, a fortiori, dans des liquides. Signalons que l'espacement entre les pulses est de 50 mS ou de 100 mS. Nous avons vérifié qu'à ces valeurs, il n'intervient pas dans le problème puisqu'entre 2 pulses, l'échantillon a largement le temps de se refroidir totalement (le temps maximal de refroidissement sur toute la gamme de température est de l'ordre de 1 mS).

Tableau I

τ	$\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ Mesuré (K mW ⁻¹)	$\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ Calculé (K mW ⁻¹)
10 μ S	0.063	0.172
50 μ S	0.357	0.862
100 μ S	0.730	1.724
1 mS	4.926	17.24
10 mS	11.36	172.4

NbSe₃-CR21 à T=162.8 K dans He gazeux S= 16.4 μ m²
 $\ell= 0.112$ cm $dT/dR = 1.74$ K/ Ω $C_p= 3.2$ Jcm⁻³K⁻¹
 $m = 11.52 \cdot 10^{-8}$ g $\rho = 6.4$ gcm⁻³



2. Calcul Théorique

Dans nos expériences, nous disposons d'un échantillon très fin qui échange de la chaleur avec un fluide. Ce fluide est régulé par une résistance de chauffage placée quelques centimètres plus bas. L'échantillon est fixé en position horizontale sur un substrat en quartz, par 4 " gouttes " de peinture d'argent pour tenir les fils d'or. Les résistances de contacts sont de l'ordre de quelques pourcent de la résistance de l'échantillon [voir le Tableau I du chapitre III].

En première approximation, nous considérons l'échantillon comme un fil fin cylindrique, de rayon r , formé d'un conducteur parfait (on néglige les gradients de température à l'intérieur de l'échantillon). Ce fil est entouré par un milieu infini avec une résistance thermique par unité de longueur R entre le fluide et le fil. Le fil est chauffé au taux \dot{Q} par unité de longueur ; pour le temps $t > 0$, l'échauffement ΔT est donné par la relation [27]:

$$\frac{\Delta T}{\dot{Q}} = \frac{2\alpha^2}{0.112K\pi^3} A \quad (2)$$

avec
$$A = \int_0^{\infty} \frac{(1 - e^{-\tau u^2}) du}{u^3 \left\{ [uJ_0(u) - (\alpha - h_0 u^2)J_1(u)]^2 + [uY_0(u) - (\alpha - h_0 u^2)Y_1(u)]^2 \right\}};$$

où J_0, J_1, Y_0, Y_1 sont des fonctions de Bessel et

— $h_0 = 2\pi RK$ avec K la conductivité thermique du fluide,

$$\alpha = \frac{2V\rho_{\text{fluide}}C_{(\text{fluide})}}{V\rho_{\text{NbSe}_3}C_{(\text{NbSe}_3)}} \quad \text{où } \rho \text{ est la masse volumique et } C \text{ la chaleur}$$

spécifique,

$$\tau = \frac{Dt}{r^2} \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} D : \text{diffusivité du fluide } D = \frac{K}{\rho C_{(\text{fluide})}} \\ r : \text{rayon du cylindre} \end{array} \right.$$

En fait, $R = \frac{1}{h 2\pi r \ell}$, où h est relié au nombre de Nusselt par $N_u = \frac{h 2r}{K}$,
d'où $h_0 = \frac{2}{N_u}$.

Ces calculs sont en fait l'adaptation de ceux effectués par Carslaw et Jaeger (27) pour un fil chauffé, enterré dans le sol. Des approximations pour les temps courts ou les temps longs existent mais, comme nous l'avons vérifié, nous sommes souvent dans des cas intermédiaires. Nous avons donc résolu l'intégrale A dans le cas général.

Les différents paramètres qui entrent dans les calculs ci-dessus sont connus expérimentalement. Seul N_u reste à déterminer.

Rappelons que, dans le cas de la convection libre, la quantité de chaleur échangée avec le milieu par convection est donnée par :

$$\dot{Q} = h \Delta T dS$$

où h est relié au nombre de Nusselt par $N_u = \frac{h d}{K}$; " d " étant une dimension caractéristique qui, dans le cas d'un cylindre horizontal, est bien le diamètre.

Le nombre de Nusselt peut être calculé si l'on connaît deux autres nombres, le " Prandtl " Pr et le " Grashof " Gr , car $N_u = a (PrGr)^n$ et

$$Pr = \eta \frac{C}{K} \quad (\eta : \text{la viscosité}),$$

$$Gr = \frac{a_0 g \Omega T \rho^2 d^3}{\eta^2}$$

avec $a_0 = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$ et g : constante gravitationnelle

d est la dimension caractéristique précédente.

Si $GrPr < 10^{-3}$, $a = 0.5$ et $n = 0$, alors $Nu = 0.5$. Nous avons porté, dans le Tableau II, $PrGr$ et les différents paramètres permettant de le calculer pour divers fluides à plusieurs températures. Nous constatons que $PrGr$ est effectivement inférieur à 10^{-3} sur toute la gamme de température et que l'on peut prendre $Nu = 0.5$. D'où nous prendrons dans les calculs $h_0 = 4$.

Dans le Tableau III, nous portons les paramètres nécessaires au calcul de l'intégrale A.

Sur la FIG.6, nous avons porté les points expérimentaux, et la courbe est tirée de l'équation (2). On constate que l'accord est très bon, avec de légères modifications sur les deux paramètres α et K , τ et h_0 étant exactement les valeurs du tableau III.

Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, des mesures directes de $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ peuvent être réalisées en dessous de la température de la deuxième transition; les valeurs expérimentales obtenues sont un ordre de grandeur plus petites que celles calculées par l'équation (2) en utilisant les valeurs du Tableau III. D'autres calculs effectués à des températures plus élevées, 65 K par exemple, vont dans le même sens.

Nous pensons que, même dans le régime non linéaire, l'équation (2) peut être utilisée pour calculer ΔT avec peut-être des modifications légères sur K_{NbSe_3} . Pour expliquer le désaccord, nous proposons d'augmenter la valeur de la conductivité du fluide K , car l'échantillon se trouve à une distance faible du fond du cryostat sur lequel est soudé un bloc de cuivre avec une résistance de régulation et un chauffage. Nous estimons que le fluide au niveau de l'échantillon est fortement perturbé par la convection, et la conductivité thermique apparente à prendre en compte est supérieure à la valeur normale du Tableau III.

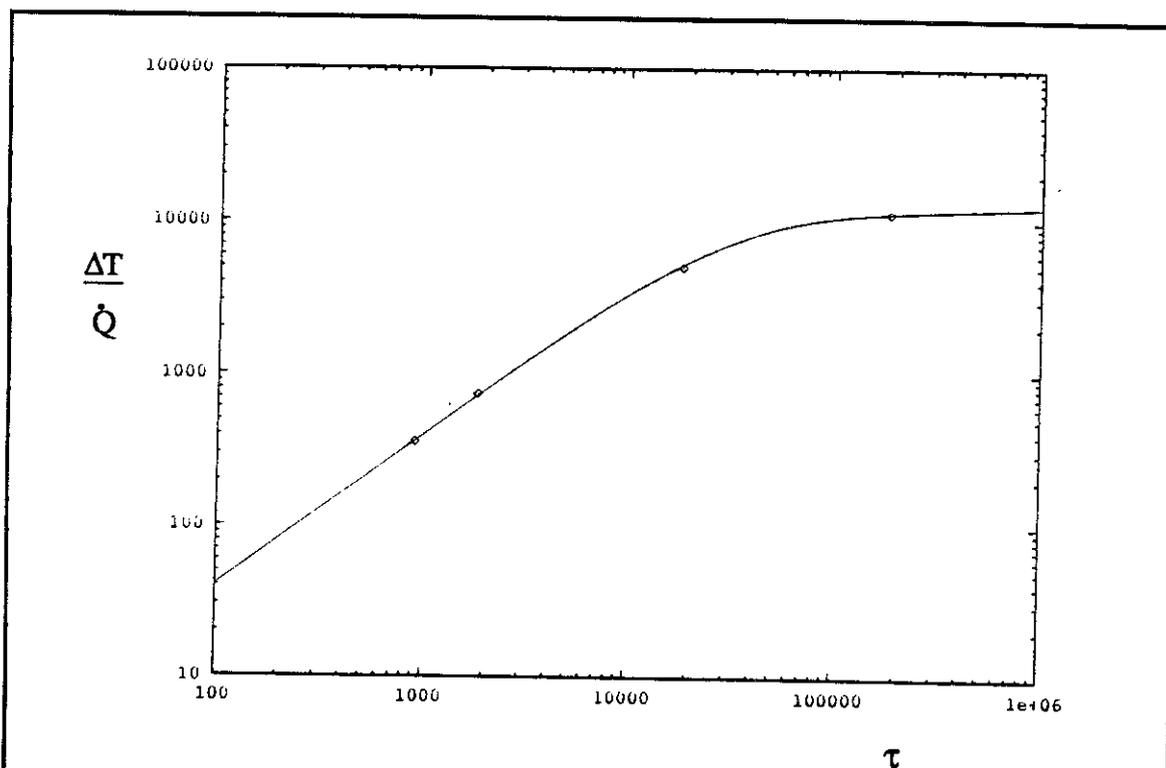


FIG.6

$\Delta T/\dot{Q}$ mesuré (\diamond) et calculé (—) pour l'échantillon NbSe₃-CR21 à T=164 K dans He gazeux avec les paramètres calculés : $\alpha = 3.65 \cdot 10^{-4}$, $h_0 = 4$, $K = 1.28 \cdot 10^{-3}$.

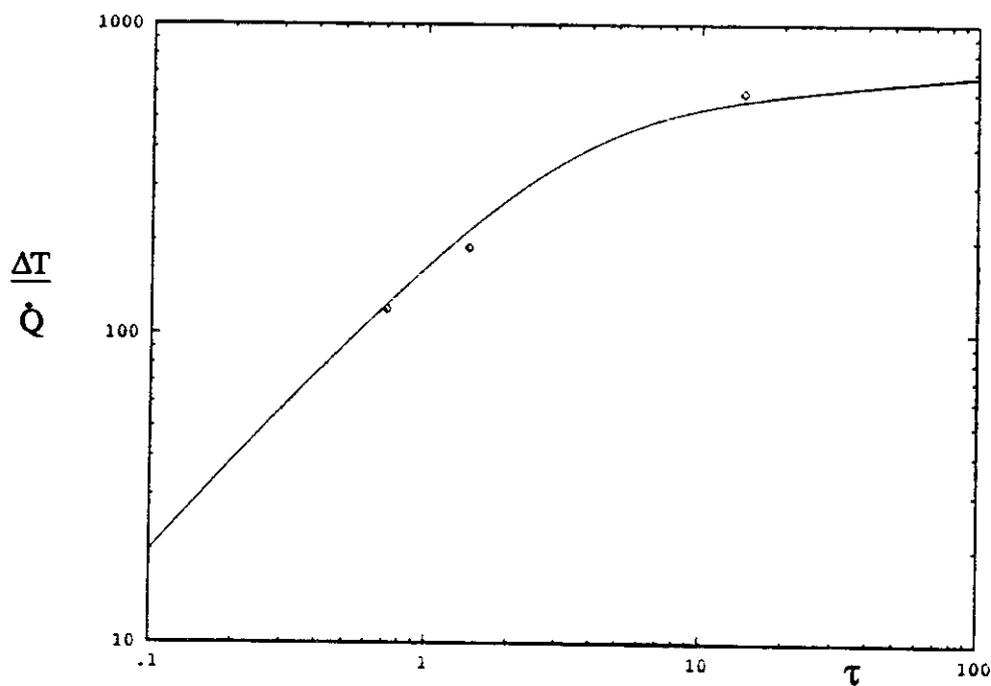


FIG.7

Idem FIG.6 mais à T=65K dans N₂ liquide avec les paramètres calculés : $\alpha = 2$, $h_0 = 4$, $K = 1.4 \cdot 10^{-3}$.

Tableau II

PrGr et les différents paramètres permettant de le calculer pour divers fluides et températures.

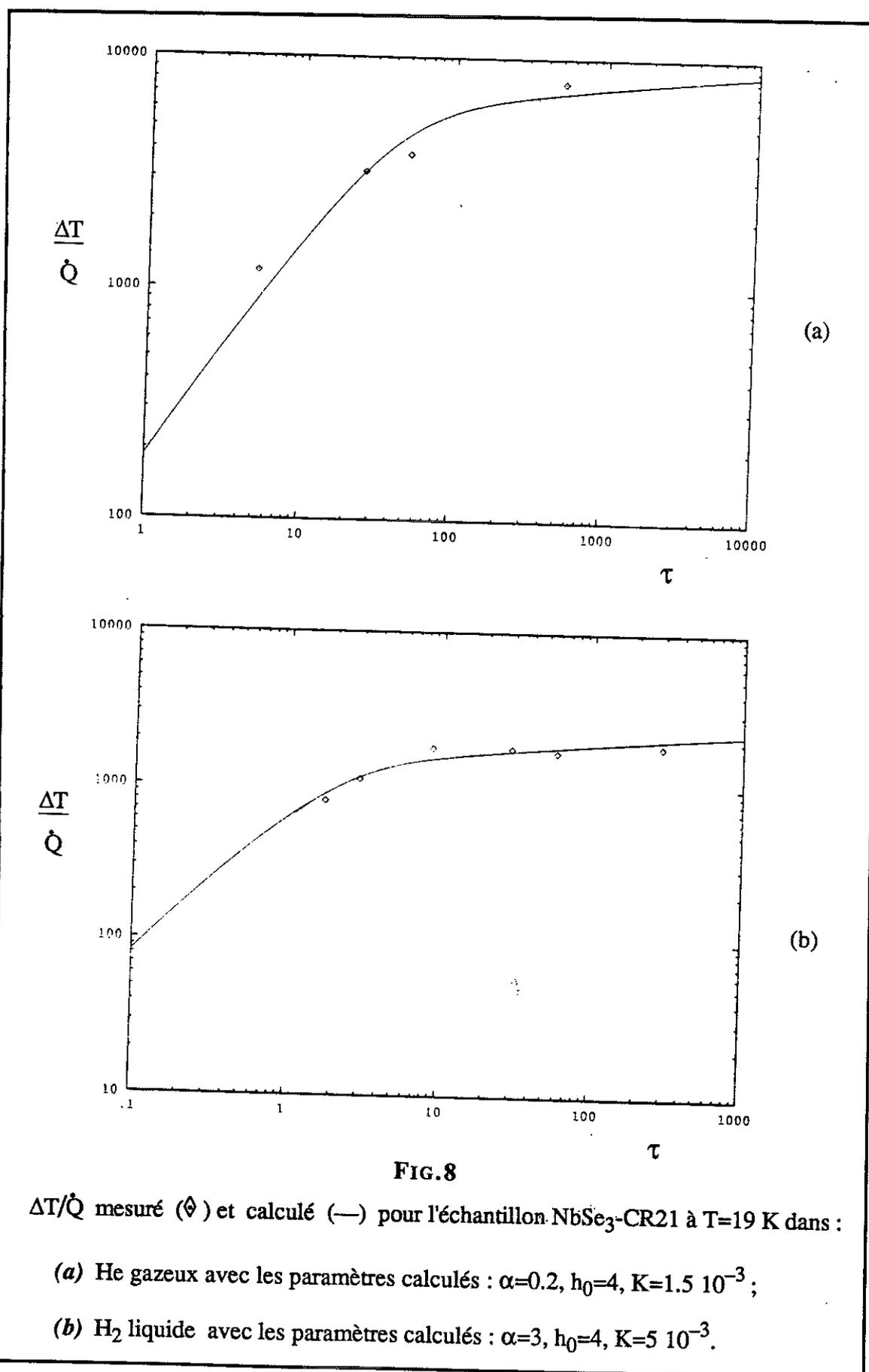
	T (K)	K_{fluide} Watt $\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (10^{-4})	ρ_L gcm^{-3} (10^{-3})	η Poises (10^{-4})	C $\text{J g}^{-1}\text{K}^{-1}$	a_0 (10^{-2})	Pr	Gr Si $\Delta T=1\text{K}$ $D=5 \cdot 10^{-6}\text{cm}$ (10^{-6})	PrGr (10^{-6})
N ₂ gazeux	90	9.03	3.85	0.64	1.06	1.1	0.075	4.9	3.7
N ₂ liquide	64	15.5	868	29.2	2.0	0.4	3.77	43	160
N ₂ liquide	80	13.2	795	14.0	2.1	0.6	2.23	240	450
H ₂ gazeux	90	6.03	0.27	0.41	11.07	1.0	0.75	0.0531	0.04
H ₂ liquide	15	10.65	76.5	2.21	7.3	2.3	1.5	150	510
H ₂ liquide	19	11.55	71.6	1.47	8.96	1.42	1.14	413	471
He gazeux (10 bars)	90	7.00	5.34	0.93	3.1	1.0	0.41	0.065	1.66
He gazeux (1 bar)	15	2.25	3.28	0.297	3.12	7.0	0.41	105	43
He gazeux (1 bar)	19	2.59	2.573	0.347	3.12	5.6	0.42	37.8	15.86
He gazeux (1 bar)	64	5.53	0.75	0.75	3.12	1.4	0.42	172	0.072
He gazeux (1 bar)	90	6.85	0.541	0.915	3.12	1.0	0.42	0.0429	0.018
He gazeux (1 bar)	163	10.3	0.29	1/31	3.12	6.2	0.40	0.0373	0.01492

Nous avons ainsi cherché à avoir le meilleur accord entre l'équation (2) et les valeurs expérimentales (voir paragraphe suivant pour leur mesure) en modifiant K_{fluide} . Les résultats sont portés sur la FIG.7 pour $T = 64.8$ K, et les FIG.8a et 8b pour $T = 19$ K dans le cas où le fluide est un gaz ou un liquide. Les valeurs prises pour α sont différentes des valeurs du Tableau III , mais, si l'on regarde l'approximation des temps longs [27] que l'on peut appliquer à 19 K (dans un liquide), les termes en α sont des termes correctifs, représentant environ 0.5 % de la valeur totale ; donc, la modification sur α n'est pas fondamentale.

Tableau III

		T(K)	fluide				NbSe ₃	
			τ $\times 10^5$ t	α	K $\text{watcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ ($\times 10^{-3}$)	D cm^2s^{-1} ($\times 10^{-3}$)	K $\text{watcm}^{-1}\text{K}^{-3}$	C $\text{J cm}^{-3} \text{K}^{-1}$
H ₂	liquides	15	0.306	17.2	1.065	1.19	0.25	0.065
	liquides	19	0.288	10.3	1.160	1.80	0.28	0.125
	gazeux	90	32.3	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.600	202	0.22	1.850
He	gazeux	15	3.52	0.32	0.225	22	0.25	0.065
	gazeux	19	5.16	0.115	0.259	32.3	0.28	0.125
	gazeux	64	37.8	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0.553	236	0.20	1.300
	* gazeux	90	6.77	$1.8 \cdot 10^{-2}$	0.700	42.3	0.22	1.850
	gazeux	163	182	$5.2 \cdot 10^{-4}$	1.030	1140	0.48	3.600
N ₂	liquides	64	0.143	2.66	1.550	0.893	0.20	1.300
	gazeux	90	354	$4.4 \cdot 10^{-3}$	0.903	221	0.22	1.850

* 10 Bars .



En conclusion de ce calcul, dont nous avons montré la fiabilité à haute température, nous pensons que, compte tenu de la complexité de la convection dans nos expériences, il est incapable de rendre compte avec précision des résultats expérimentaux uniquement à partir des données du tableau III. Néanmoins, en modifiant la conductivité du fluide, on peut obtenir un bon accord entre l'expérience et la théorie. L'intérêt de ce calcul réside, d'une part, dans la compréhension de l'évolution de $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ pour différentes largeurs de pulse dans des conditions expérimentales variées (gaz, liquide), d'autre part, il permet de prévoir l'amplitude de $\frac{\Delta T}{\dot{Q}}$ pour de faibles largeurs de pulse.

Ainsi à 65 K dans l'azote liquide, nous prévoyons pour un pulse de 10 μ S et un \dot{Q} de $3 \cdot 10^{-3}$ Watt un échauffement de $6 \cdot 10^{-2}$ K. Ceci justifie a posteriori l'hypothèse, faite au paragraphe suivant, d'un échauffement très faible pour des largeurs de pulse de 10 μ S.

IV. Mesure Expérimentale du Chauffage pour la 1^e Transition

Dans le cas de la première transition, nous pouvons donc considérer que, pour une largeur de pulse τ de 10 μ S, l'effet du chauffage est négligeable jusqu'à 65 K dans la gamme des puissances utilisées ($P \leq 4 \cdot 10^{-3}$ Watt). D'autre part, cet effet (pour $\tau > 10 \mu$ S) n'est pas visible avant E_T [cf. FIG.4].

Nous avons vérifié que l'allure des courbes $R(E)$ ne dépendait pas de la largeur des pulses. Dans la gamme des champs électriques utilisés, la conductivité $\sigma(E)$ peut être parfaitement décrite par l'équation de Bardeen :

$$\sigma = \sigma_{\Omega} + \sigma_b \left(1 - \frac{E_T}{E} \right) e^{-KE_T/E} ,$$

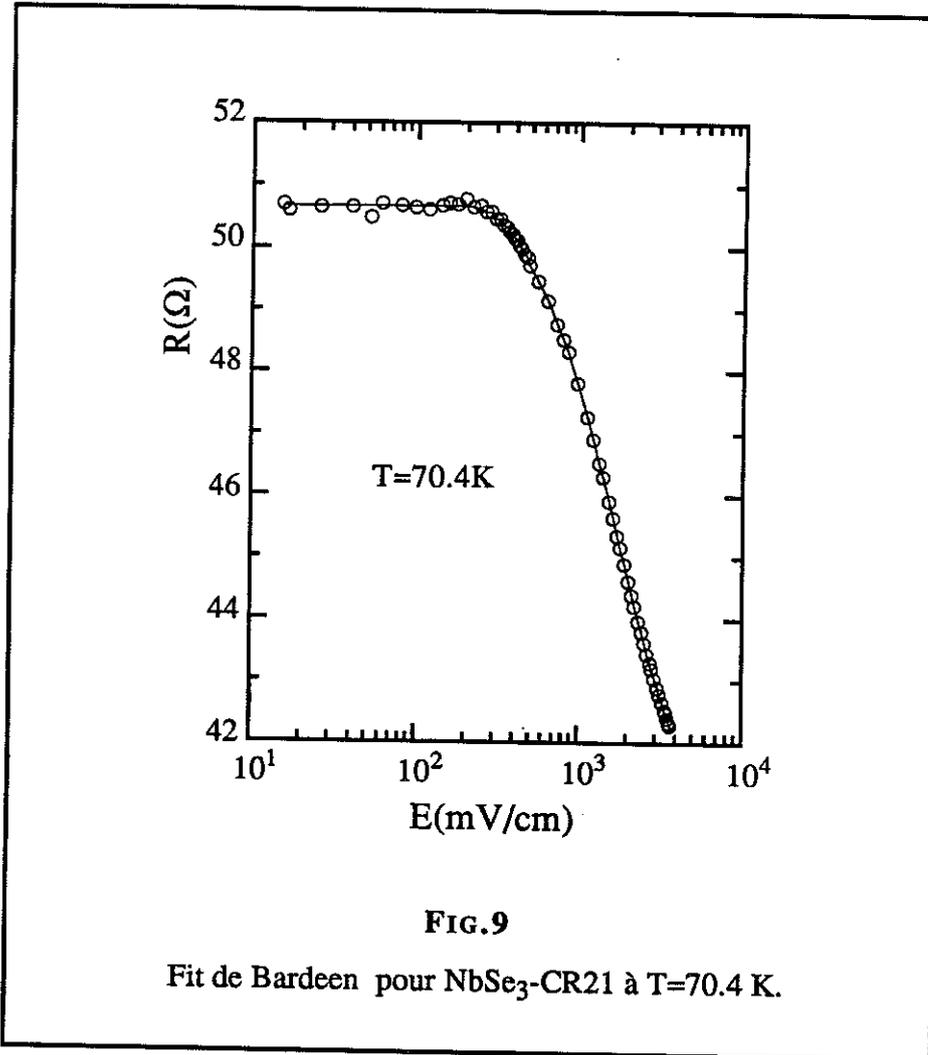
qui peut s'écrire en terme de résistance

$$\frac{1}{R(I,T)} = \frac{1}{R_{\Omega}(T)} + \frac{1}{R'(T)} \left(1 - \frac{E_T(T)}{E} \right) e^{-K(T)E_T(T)/E} , \quad (4)$$

avec $E = \frac{R(T_0)I}{\ell}$ et ℓ la longueur de l'échantillon.

Dans le cas qui nous intéresse, nous utilisons l'équation (4) avec trois paramètres ajustables dépendant de la température : $E_T(T)$, $K(T)$ et $R'(T)$.

Nous effectuons une série d'expériences à différentes températures, pour des largeurs de pulse de 10 μ S, afin de déterminer l'évolution en température de E_T , R' et K . Sur la FIG.9, nous montrons l'accord entre l'équation (4) et les points expérimentaux. Sur la FIG.10, nous donnons l'évolution en température des différents paramètres ajustables ainsi que de R_{Ω} . La dérivation de l'équation (4) donne :



$$A \frac{dR(T)}{dT} = B \frac{dR_{\Omega}(T)}{dT} + C \frac{dR'(T)}{dT} + D \frac{dE_T(T)}{dT} + F \frac{dK(T)}{dT} \quad (5)$$

Avec
$$A = \left[\frac{R_{\Omega}}{R_{\Omega} - R} + \frac{E_T}{E - E_T} + \frac{KE_T}{E} \right] \frac{1}{R};$$

$$B = \frac{R}{R_{\Omega}(R_{\Omega} - R)};$$

$$C = \frac{1}{R'};$$

$$D = \frac{K}{E} + \frac{1}{E - E_T};$$

$$F = -\frac{E_T}{E};$$

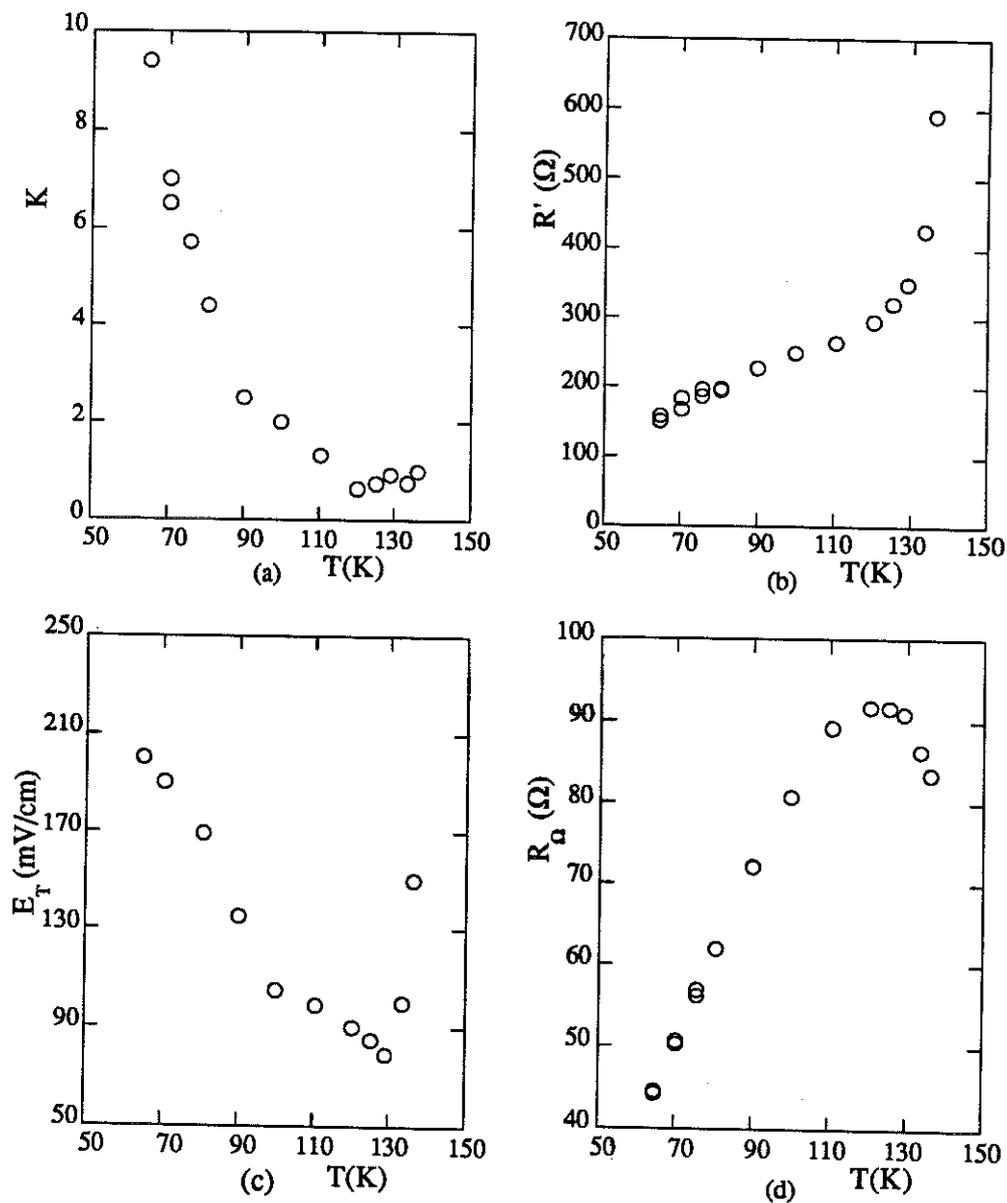


FIG.10

Mesures des quatre paramètres K , R' , E_T et R_Ω de l'échantillon $NbSe_3$ -CR21 avec un pulse de $10 \mu s$, en fonction de la température, pour la première transition. Pour $T < 77K$, les mesures sont faites dans N_2 liquide.

(a) K ; (b) R' ; (c) E_T ; (d) R_Ω .

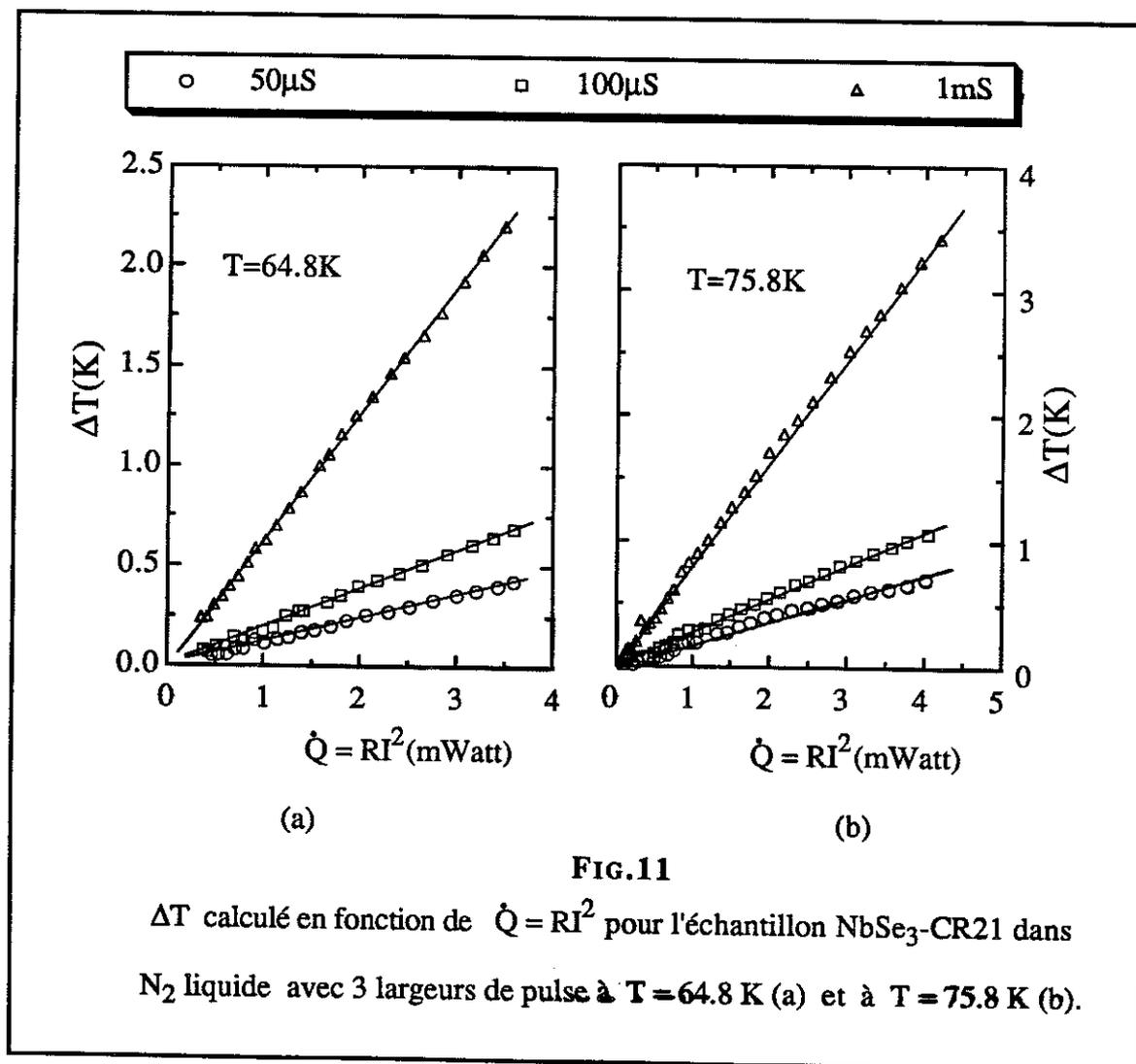
Pour de faibles écarts de températures, les valeurs de $\frac{dR_{\Omega}(T)}{dT}$, $\frac{dR'(T)}{dT}$, $\frac{dE_T(T)}{dT}$ et $\frac{dK(T)}{dT}$ sont calculées au point $T = T_0$, de même dans les facteurs correctifs les valeurs de R_{Ω} , R' , E_T et K sont prises à $T = T_0$.

Connaissant $\frac{dR(T)}{dT}$, nous en déduisons :

$$\Delta T = T - T_0 = [R(T) - R(T_0)] \frac{dT}{dR(T)} \quad \text{avec } T > T_0$$

et finalement nous pouvons tracer $\Delta T = f(\dot{Q})$ où $\dot{Q} = R(T)I^2$.

Sur les FIG.11a et 11b, nous avons ainsi porté $\Delta T = f(\dot{Q})$ pour $T = 64.8 \text{ K}$ et $T = 75.8 \text{ K}$ avec différentes largeurs de pulse. Les mesures étaient effectuées dans l'azote liquide.



Connaissant $R(T)$, $\frac{dR(T)}{dT}$ et ΔT , nous pouvons calculer $R(T_0)$ et $R_{\Omega}(T)$, ce qui nous permet d'obtenir les deux courants I_{ODC} suivants :

$$I_{ODC}(I,T) = I \left(1 - \frac{R(I,T)}{R_{\Omega}(T)} \right)$$

et $I_{ODC}(I,T_0) = I \left(1 - \frac{R(I,T_0)}{R_{\Omega}(T_0)} \right)$

En ce qui concerne la mesure de la fréquence du " bruit périodique " , on mesure $v_0(T)$. Peut-on avoir une estimation de $v_0(T_0)$?

Pour de faibles ΔT , nous pouvons écrire :

$$v_0(T) = v_0(T_0) + \left(\frac{\partial v_0(T)}{\partial T} \right)_{T_0} \cdot \Delta T + \dots$$

or, $\frac{\partial v_0(T)}{\partial T} = \frac{\partial v_0(T)}{\partial I_{ODC}(T)} \cdot \frac{\partial I_{ODC}(T)}{\partial T}$

On peut prendre en première approximation $\frac{\partial I_{ODC}(T)}{\partial v_0(T)} = \frac{\Delta I_{ODC}(T)}{\Delta v_0(T)}$ mesuré expérimentalement.

Et $\frac{\partial I_{ODC}(T)}{\partial T} = \frac{I_{ODC}(T) - I_{ODC}(T_0)}{\Delta T}$

Ainsi, à partir de $v_0(T)$, on peut calculer $v_0(T_0)$.

Nous calculons au départ un I_{ODC} hybride :

$$I_{ODC}(h) = I \left(1 - \frac{R(I,T)}{R_0(T_0)} \right) \quad (6)$$

Grâce aux corrections ci-dessus, nous pouvons tracer :

soit $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ (7)

soit $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$ (8)

et calculons trois pentes suivant :

$$P(h) = \frac{dI_{ODC}(h)}{dv_0(T)};$$

$$P(T_0) = \frac{dI_{ODC}(T_0)}{dv_0(T_0)}$$

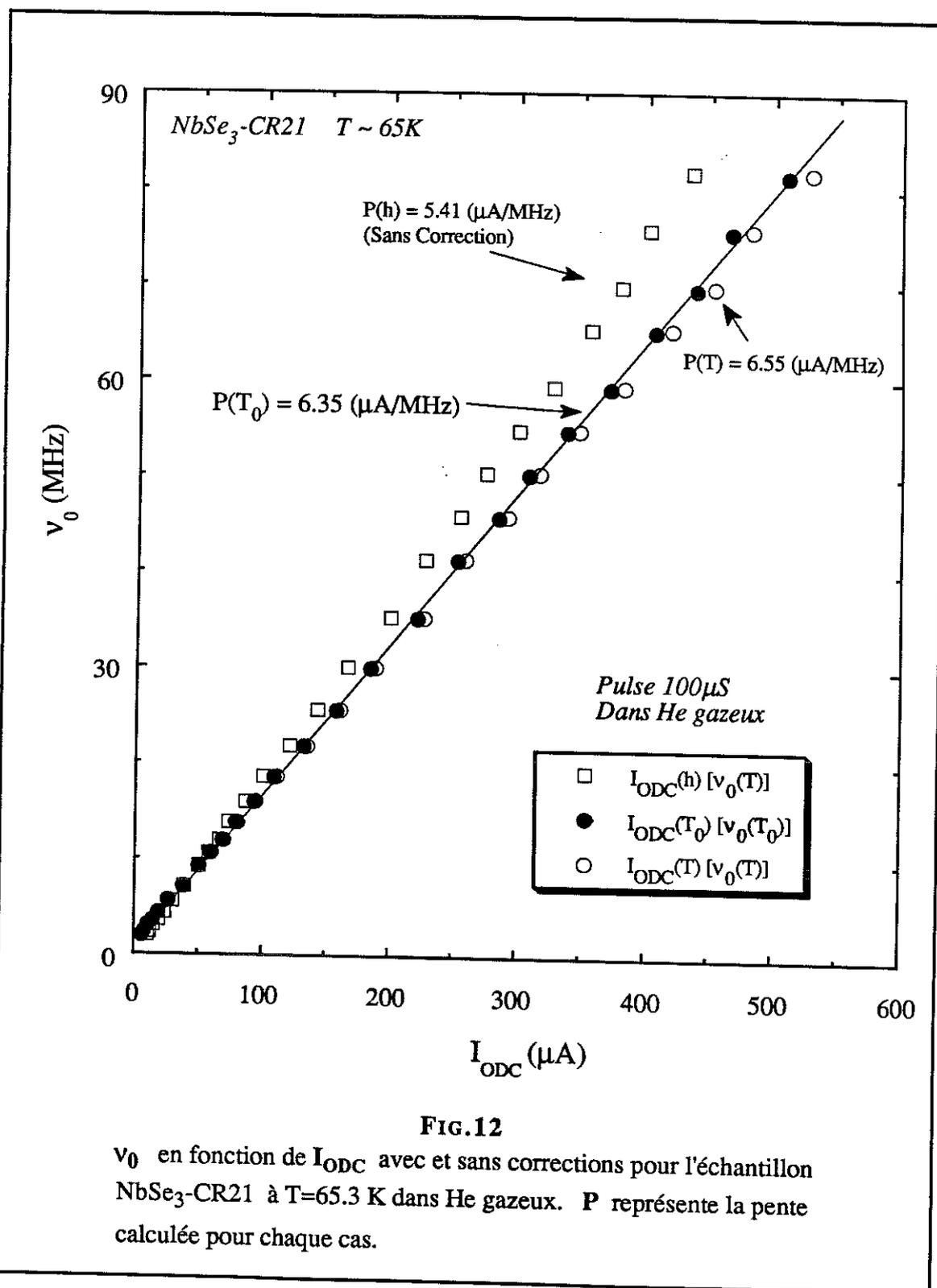
$$P(T) = \frac{dI_{ODC}(T)}{dv_0(T)}$$

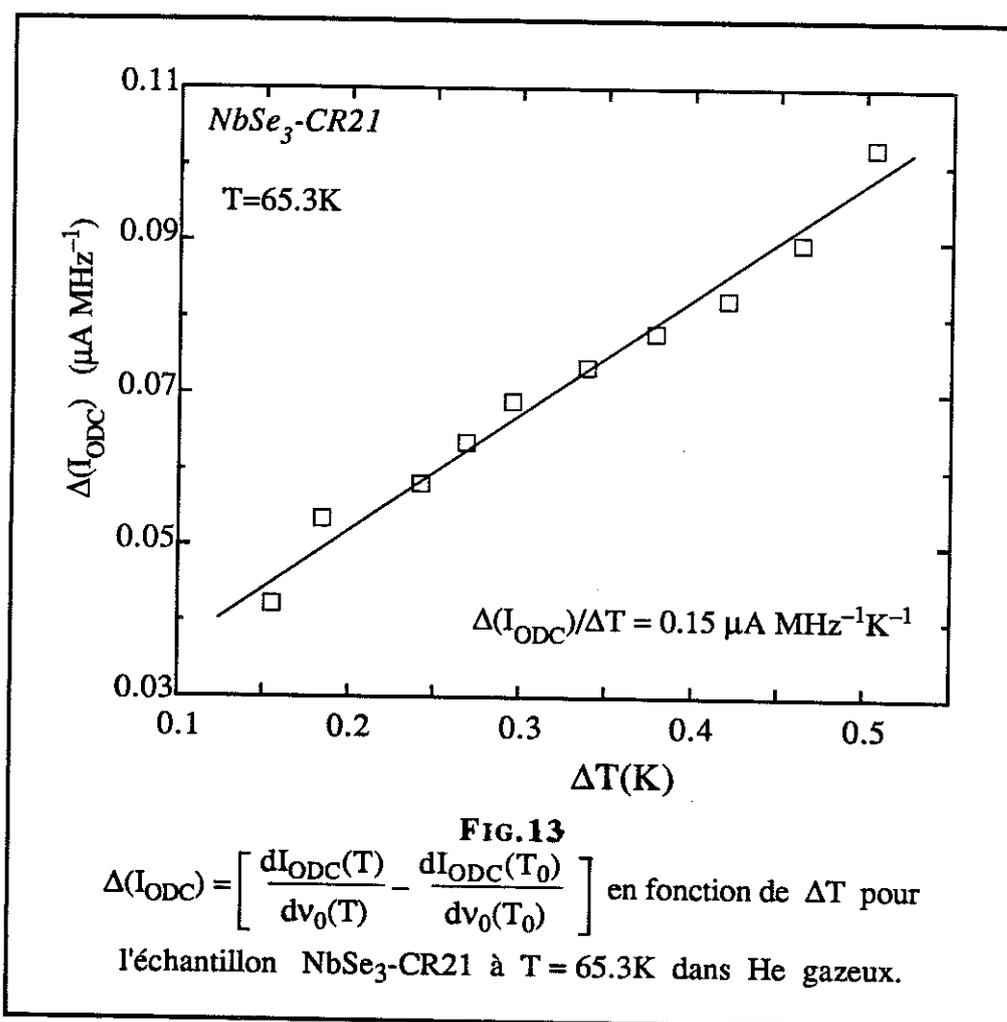
Aux basses températures, ces trois pentes vérifient la relation :

$$P(h) < P(T_0) < P(T)$$

Nous portons pour comparaison sur la FIG.12, les trois valeurs de I_{ODC} précédentes, en fonction de $v_0(T_0)$ ou de $v_0(T)$. Les mesures sont réalisées à 65.3 K dans l'hélium gazeux pour une largeur de pulse de 100 μ S. Etant dans l'hélium gazeux, même avec 100 μ S, le chauffage est très important. On s'aperçoit sur la FIG.12 que l'on peut tout juste séparer $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ de $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$, l'écart entre les deux courbes allant bien dans le sens d'une augmentation de P avec la température. Dans ce cas précis, nous avons néanmoins porté $\left[\frac{dI_{ODC}(T)}{dv_0(T)} - \frac{dI_{ODC}(T_0)}{dv_0(T_0)} \right] = \Delta(I_{ODC})$ en fonction de ΔT (cf. FIG.13) et nous constatons bien un effet du chauffage pour $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$. La valeur de la pente, qui représente la variation thermique de P , est de l'ordre $0.15 \mu A MHz^{-1} K^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec l'effet de la température sur P entre 65 K et 100 K. Signalons que l'exemple montré ici est presque " extrême " en ce qui concerne le chauffage : la température est la plus faible que l'on puisse étudier; l'échantillon est dans l'hélium gazeux, ce qui entraîne un chauffage très grand. Donc, pour les autres mesures, les deux courbes, $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ et $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$ sont très proches. Théoriquement, la première courbe devrait être inclinée vers le bas si la pente $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ diminue avec T . Expérimentalement nous mettons en évidence, entre 95 K et 65 K une variation de 20 % de $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$, ce qui entraîne pour un chauffage de 1K, une diminution de $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ de $0.05 \mu A MHz^{-1}$, d'où une variation à I_{ODC}

maximum de 2% pour la pente. Cette faible variation n'est pas visible compte tenu de la dispersion des mesures dans cette gamme de champ électrique à 65 K.





La cohérence de nos corrections peut être testée en calculant $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$ pour différentes largeurs de pulse.

Sur la FIG.14 , nous avons montré $I_{ODC}(h) = f[v_0(T)]$ pour trois largeurs de pulse différentes. Dans ce cas, les mesures sont effectuées à 64.8 K dans l'azote liquide.

Sur la FIG.15, nous portons $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$ pour les mêmes largeurs de pulse, à la même température. L'ensemble de tous ces points se regroupe parfaitement sur une même droite, montrant ainsi la cohérence de notre correction.

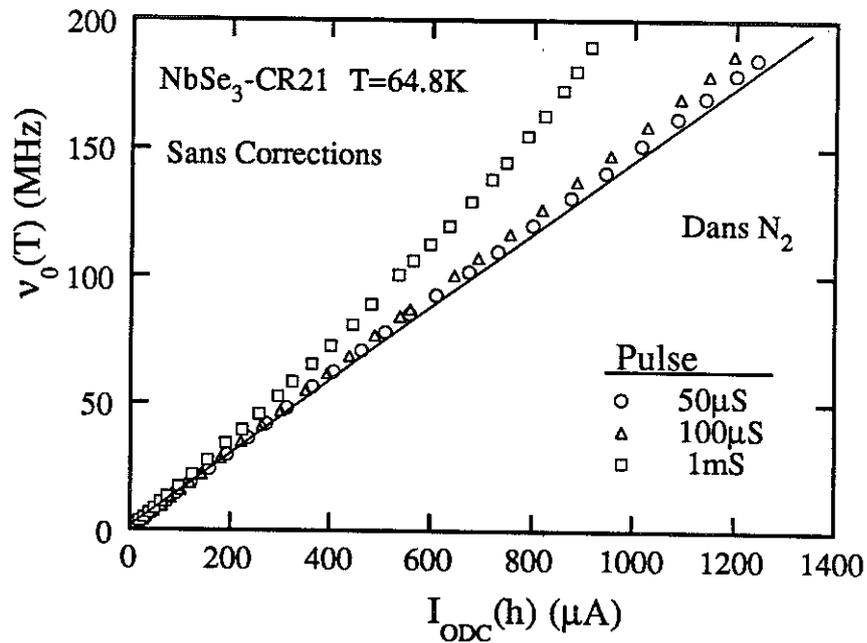


FIG.14

La variation de la relation I_{ODC}/ν_0 pour l'échantillon NbSe₃-CR21 dans N₂ liquide avec des largeurs de pulses différentes: 50 μS , 100 μS et 1mS .

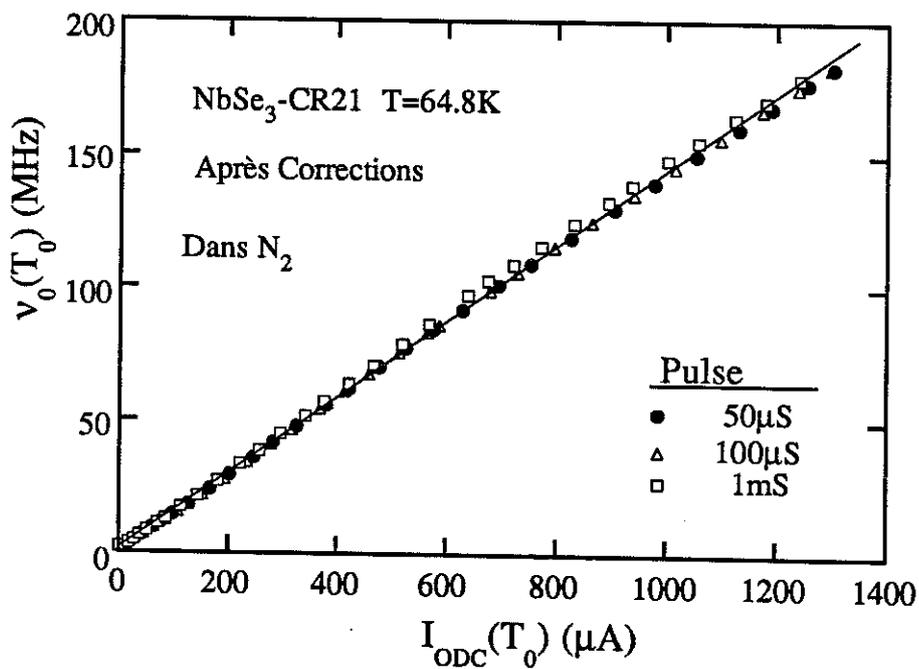


FIG.15

Variation de $\nu_0(T_0)$ en fonction de $I_{ODC}(T_0)$ après correction.

Nous avons pu obtenir une correction de l'effet du chauffage entre 65 K et 110 K [cf. FIG.16] ; au-dessus de 100 K, avec des pulses de 50 μ S de large, l'effet du chauffage est négligeable . Il est évident que, plus la température s'élève, plus l'effet est faible. Un des moyens de le mettre en évidence est la mesure de $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ en fonction de E. Sur la FIG.17, nous portons $v_0(I_{ODC})$ à $T = 80.7$ K mesuré dans l'azote liquide, avec un pulse de largeur 100 μ S. L'effet du chauffage ne commence à être faiblement apparent que vers $I_{ODC} = 1.5$ mA [$E \sim 3500$ mV/cm] (une déviation évidente vers la haute fréquence). Par contre, en portant $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ en fonction de E [FIG.18], nous voyons très nettement apparaître le chauffage pour $E = 2200$ mV/cm.

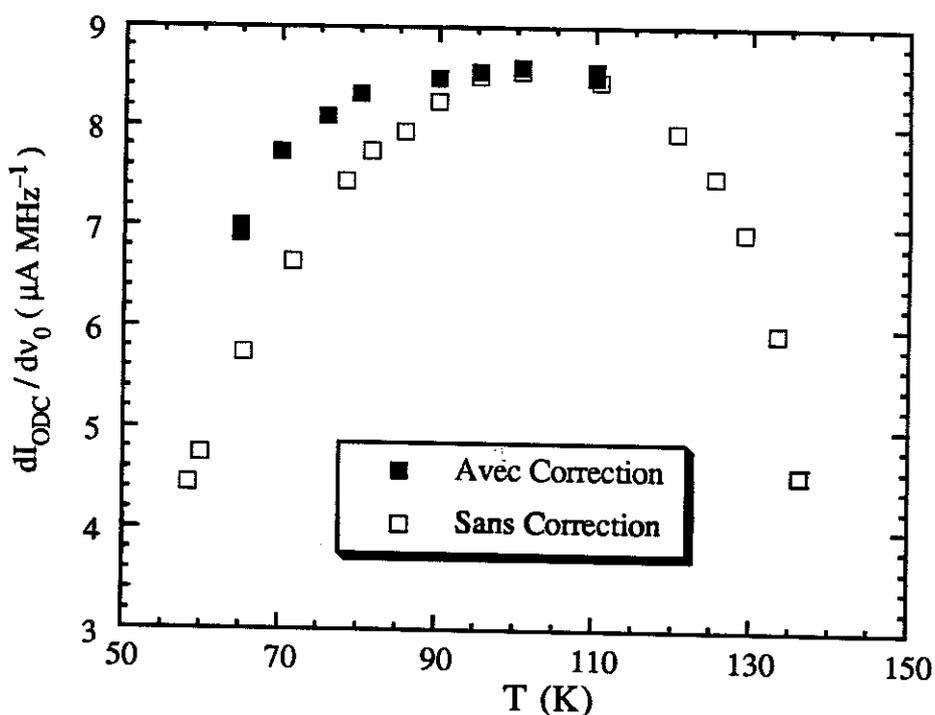


FIG.16

La pente $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ en fonction de la température avec et sans correction pour l'échantillon NbSe₃-CR21 (première transition).

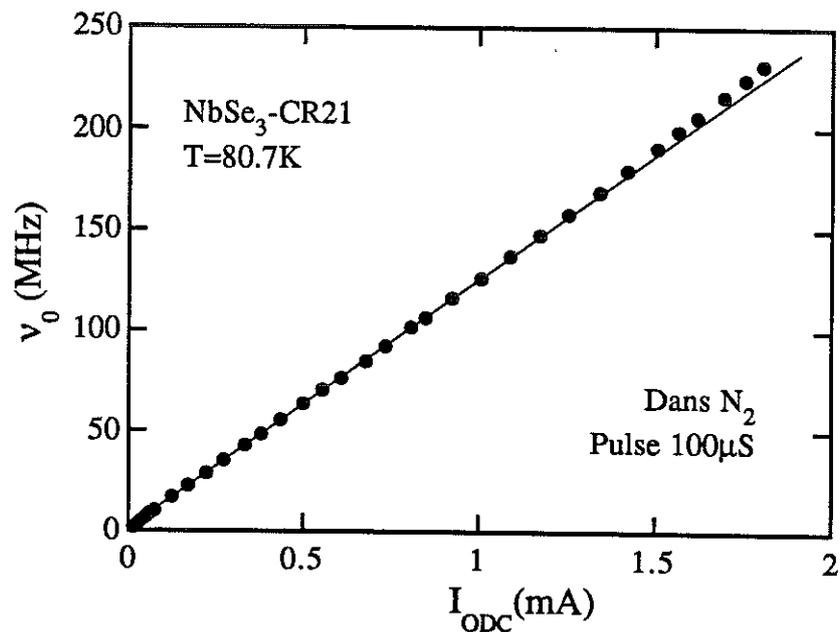


FIG.17

v_0 en fonction de I_{ODC} pour NbSe₃-CR21 à $T = 80.7$ K dans N₂ liquide avec un pulse de 100 µS.

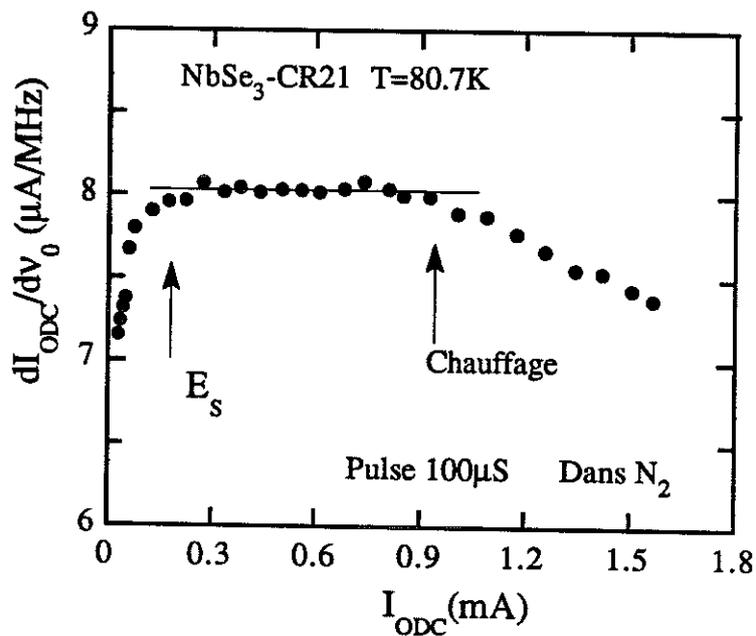


FIG.18

$\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ en fonction de I_{ODC} pour NbSe₃-CR21 à $T = 80.7$ K dans N₂ liquide avec un pulse de 100 µS.

V. Mesure Expérimentale du Chauffage pour la Deuxième Transition

La méthode précédente ne peut s'appliquer aux températures inférieures à T_{C2} (59 K) et surtout à $T < 35$ K. A cela, deux raisons décisives:

— 1) La mesure avec une largeur de pulse de $10 \mu\text{s}$ ne peut plus servir de référence car, même dans ce cas, l'effet du chauffage existe. Ceci est montré sur la FIG.19 ; en particulier, dans l'encart de cette figure, on constate que l'effet du chauffage commence avant le champ seuil E_T .

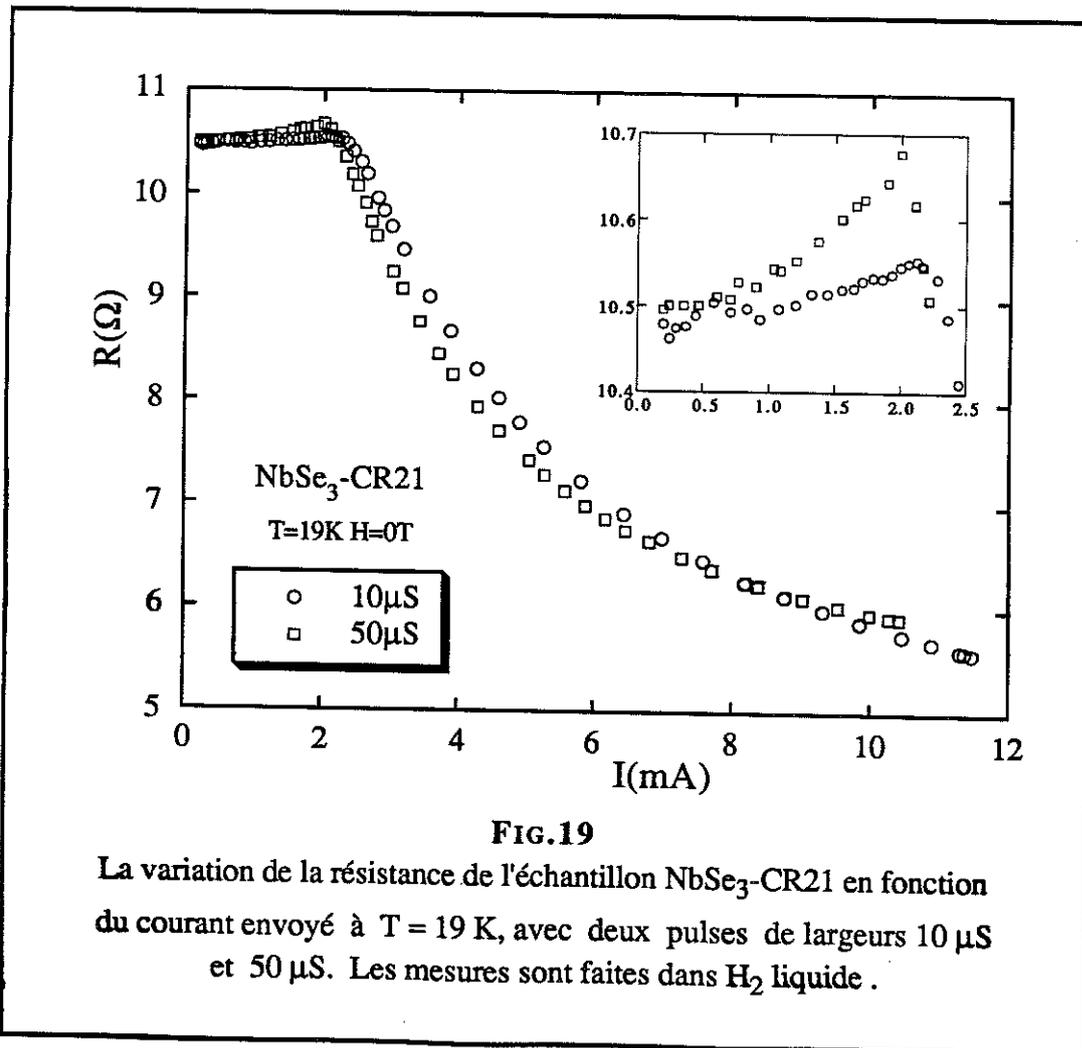
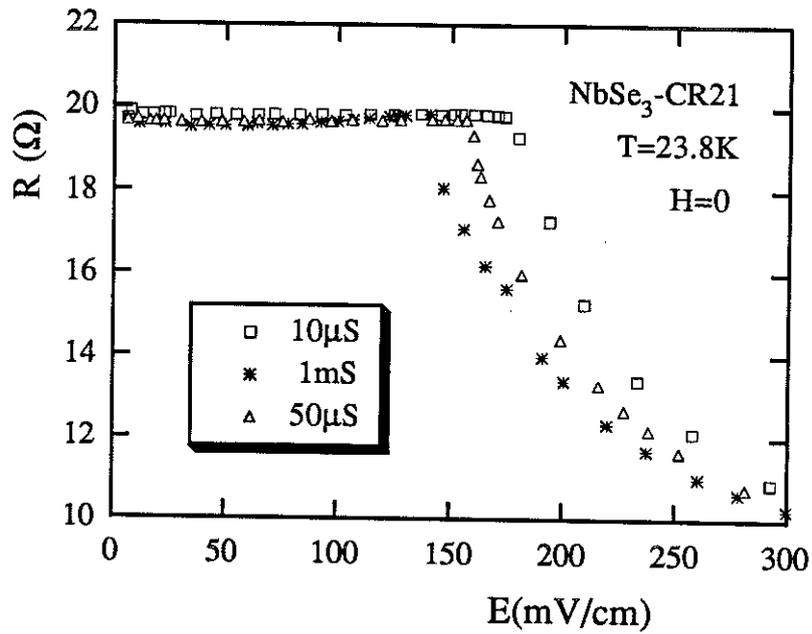
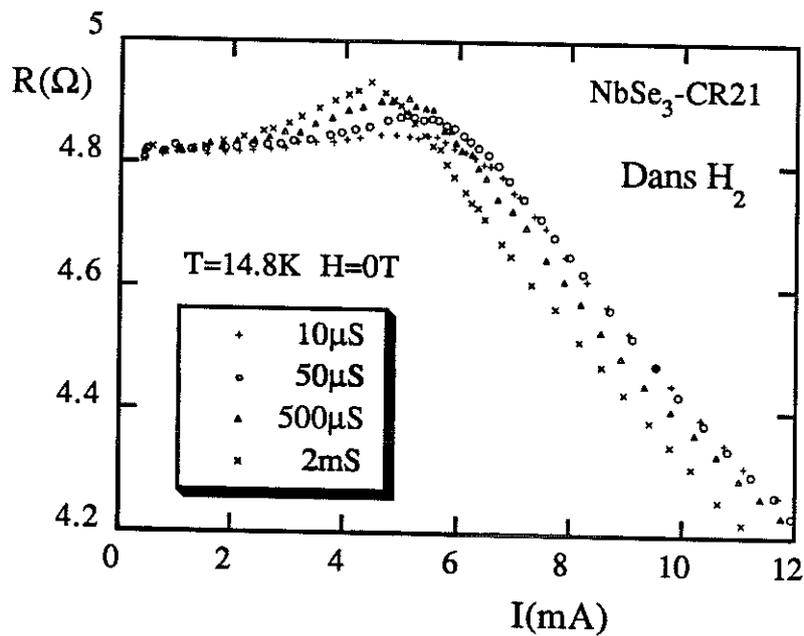


FIG.19

La variation de la résistance de l'échantillon NbSe₃-CR21 en fonction du courant envoyé à $T = 19$ K, avec deux pulses de largeurs $10 \mu\text{s}$ et $50 \mu\text{s}$. Les mesures sont faites dans H_2 liquide .



(a)



(b)

FIG.20

Effet de la largeur du pulse sur le champ seuil, sans champ magnétique, pour l'échantillon NbSe₃-CR21: (a) à 23.8 K, (b) à T=14.8 K.

— 2) L'allure des courbes $R(E)$ dépend de la largeur τ des pulses utilisés, avec, en particulier, une dépendance de E_T avec τ [FIG.20]. Ce phénomène avait déjà été observé par Brill et al [28]. Il est lié aux phénomènes de métastabilité de l'ODC. Bien qu'ayant sur ce problème un certain nombre d'éléments nouveaux n'ayant pas de rapport direct avec le sujet étudié, nous n'avons pas voulu les intégrer dans ce mémoire.

Comme il a été mis en évidence sur la FIG.19, l'effet du chauffage est visible avant E_T ; aussi pour le mesurer, avons-nous essayé d'effectuer des mesures assez précises de $R(E)$ avant E_T . Dans ce cas, ayant mesuré $\frac{dR_{\Omega}(T_0)}{dT}$, nous avons directement accès à la courbe $\dot{Q} = f(\Delta T)$ pour un τ donné. Dans la FIG.21, nous portons $\dot{Q} = f(\Delta T)$ pour différentes largeurs de pulse à 14.8 K dans l'hydrogène liquide. Nous supposons que le

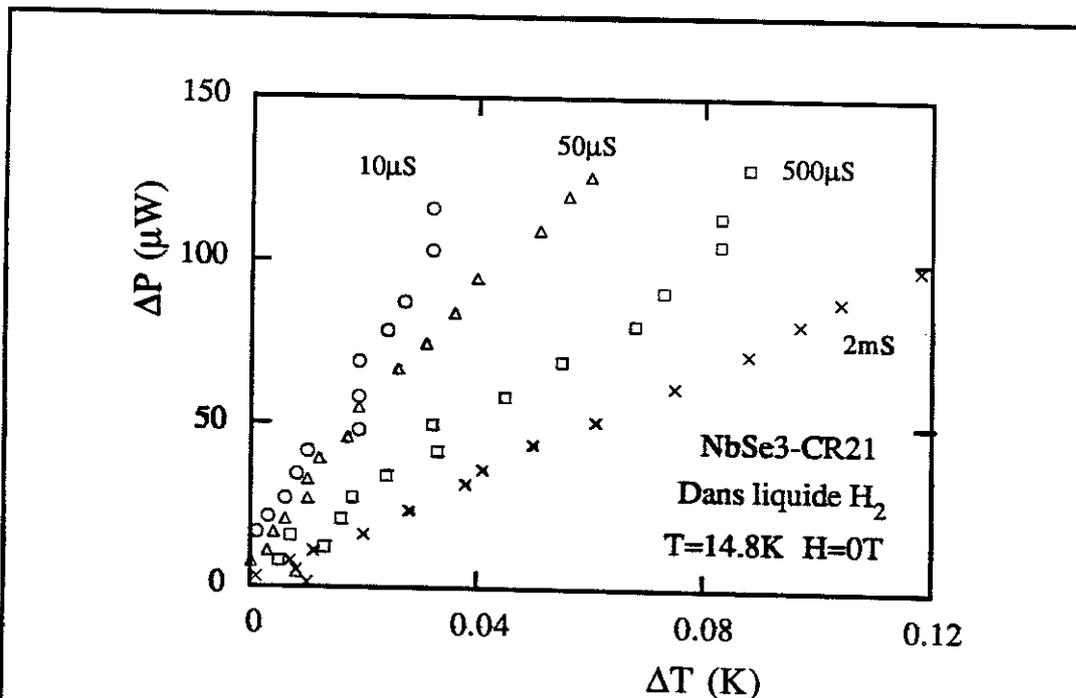


FIG.21

L'écart de la température ΔT calculé dans le régime linéaire est proportionnel à la puissance envoyée ΔP ($\Delta P = \dot{Q}$). La pente dépend de la largeur du pulse. C'est un exemple de l'échantillon NbSe₃-CR21 à T=14.8 K sans champ magnétique.

comportement linéaire de la courbe $\dot{Q} = f(\Delta T)$ se prolonge au-delà de E_T . Ainsi, pour un \dot{Q} donné, nous connaissons ΔT et en déduisons la valeur de $R_\Omega(T)$ à partir de $R_\Omega(T_0)$.

Dans ce cas, nous ne pouvons calculer que :

$$I_{ODC}(T) \text{ et } v_0(T) \Rightarrow P(T) = \frac{dI_{ODC}(T)}{dv_0(T)}$$

Là encore, il n'apparaît pas clairement de courbure dans $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ due au chauffage car, pour les mêmes raisons que précédemment, $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ est très proche de $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$. Sur la FIG.22, nous avons porté $v_0(T) = f[I_{ODC}(T)]$ pour une largeur de pulse de 1 mS [dans H_2 liquide] avant et après correction. Là, on ne connaît pas le véritable $I_{ODC}(T_0) = f[v_0(T_0)]$, mais l'on sait, pour les mêmes raisons que précédemment, qu'il est très proche de $I_{ODC}(T) = f[v_0(T)]$ et la pente $P(T_0)$ est un peu plus petite que $P(T)$.

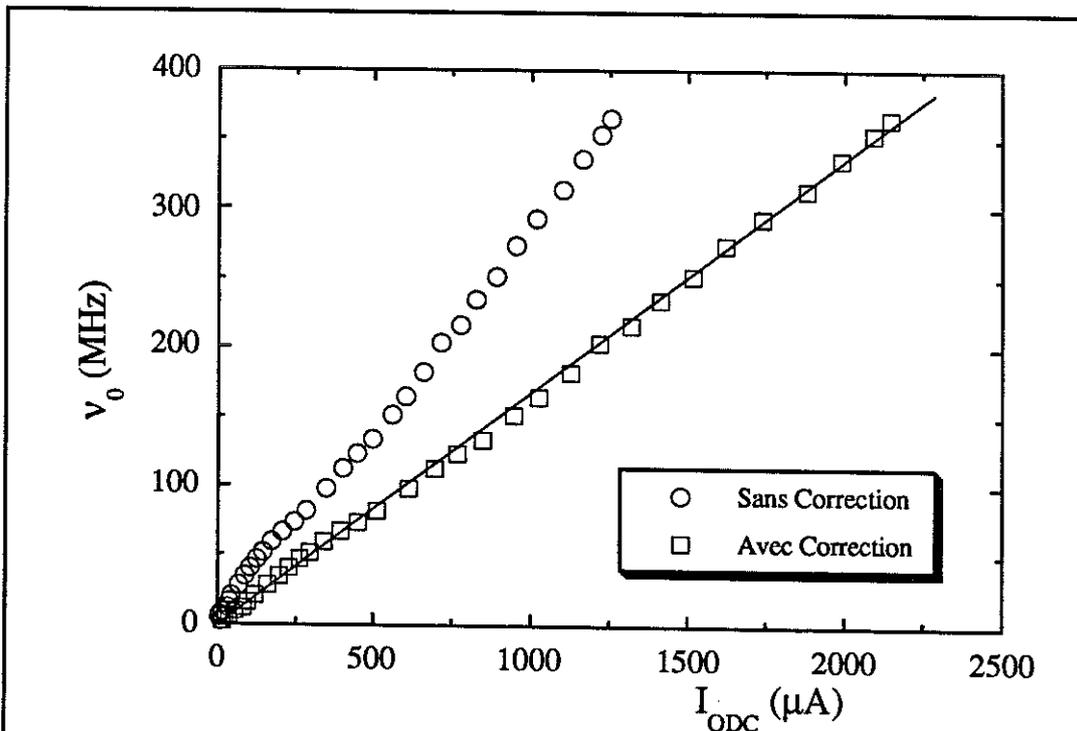


FIG.22

La fréquence $v_0(T)$ en fonction du courant $I_{ODC, Sans Correction}$ et $I_{ODC, Corrigé}(T)$, pour l'échantillon $NbSe_3-CR21$ à $T = 14.8$ K sans champ magnétique.

En ce qui concerne le chauffage, le champ magnétique n'a pas d'effet en soi. $R_{\Omega}(H, T_0)$ est très élevé et la chute non linéaire est très grande ; ainsi, l'effet d'une augmentation de $R(H, T)$ due à un échauffement a un effet beaucoup plus faible sur I_{ODC} . Ceci explique en partie pourquoi, aux basses températures, $\left. \frac{dI_{ODC}}{dv_0} \right|_{H \neq 0}$ est toujours supérieur à $\left. \frac{dI_{ODC}}{dv_0} \right|_{H=0}$. Nous pouvons appliquer sous champ magnétique le même type de correction que précédemment, à condition de mesurer $\frac{dR_{\Omega}}{dT}(H, T_0)$ pour le même champ H .

Dans le Tableau IV, nous avons porté pour $T = 14.7$ K les valeurs à saturation $\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ corrigées et non corrigées, pour différents τ , avec et sans champ magnétique. On remarquera, là encore, la cohérence des valeurs corrigées. Sous champ magnétique, la valeur est légèrement supérieure ; ce point sera discuté dans le chapitre suivant.

Tableau IV

T(K)	H(T)	Pulse	$\frac{\dot{Q}}{\Delta T}$ (mW K ⁻¹)	$\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ [μ AMHz ⁻¹]	
				Corrigée	Sans corr.
14.65	0	100 μ S	1.20	6.00 \pm 0.22	4.02 \pm 0.13
14.69	0	100 μ S	1.00	5.83 \pm 0.27	3.95 \pm 0.14
14.71	0	100 μ S	1.15	5.63 \pm 0.28	
14.40	0	80 μ S	1.33	5.42 \pm 0.23	3.70 \pm 0.19
14.72	0	1mS	0.67	5.38 \pm 0.22	
14.71	0	1mS	0.50	5.76 \pm 0.29	2.98 \pm 0.15
14.70	7	100 μ S	0.40	6.20 \pm 0.16	5.64 \pm 0.15
14.40	7	80 μ S	1.00	6.77 \pm 0.26	6.03 \pm 0.18

VI. Conclusion

En conclusion de ce chapitre, nous noterons que, pour chaque transition, une méthode de correction a été utilisée, permettant de calculer le véritable $\left. \frac{dJ_{ODC}}{dv_0} \right|_T$. Quelle que soit la largeur du pulse, les résultats sont concordants. L'évolution de $\Delta T = f(\dot{Q})$ suivant les valeurs de τ peut être prévue par une analyse théorique, en adaptant simplement la valeur de la conductivité thermique du fluide.

Partie A. Analyse des Résultats

Les effets de chauffage ayant été réduits au minimum, calculés puis corrigés, nous nous intéressons maintenant aux résultats après correction.

Nous avons également montré qu'en faible champ électrique la valeur $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ dépendait du champ électrique E. Après l'analyse de la courbure de $J_{ODC}(v_0)$, nous ne nous intéressons dans ce chapitre qu'à la valeur à saturation de la pente que nous appelons $P = \left. \frac{dJ_{ODC}}{dv_0} \right|_{E=\infty}$ (respectivement P_1 et P_2 pour les deux transitions).

I . Etude de la courbure de $J_{ODC}(v_0)$

Nous avons, dans le chapitre II, rappelé que la courbure de $J_{ODC}(v_0)$ a été observée NbSe₃ dès les premières mesures de bruit périodique dans [29] [FIG.5 Chapitre II], mais également mise en évidence dans TaS₃ et dans (NbSe₄)_{3.33}I. S. E. Brown et G. Grüner [30] montrèrent que, dans TaS₃, on obtenait une courbe $J_{ODC}(v_0)$ parfaitement linéaire en réalisant des mesures d'interférence AC-DC, alors que, pour le même échantillon à la même température, des mesures classiques de " Bruit Périodique "

donnaient une forte courbure dans $J_{ODC}(v_0)$ [cf. FIG.1]. Ceci était interprété comme une augmentation de la cohérence dans la fonction de corrélation de vitesse de l'échantillon.

En ce qui concerne $NbSe_3$, il était admis, jusqu'à maintenant que $J_{ODC}(v_0)$ était linéaire, les échantillons montrant une courbure étaient à rejeter comme de " mauvais " échantillons. Avec l'échantillon $NbSe_3$ -CR21, nous montrons que, même avec les " meilleurs échantillons ", $J_{ODC}(v_0)$ est plus au moins courbé. Ainsi, la courbure existe pour tous les échantillons, son amplitude varie en fonction de la température.

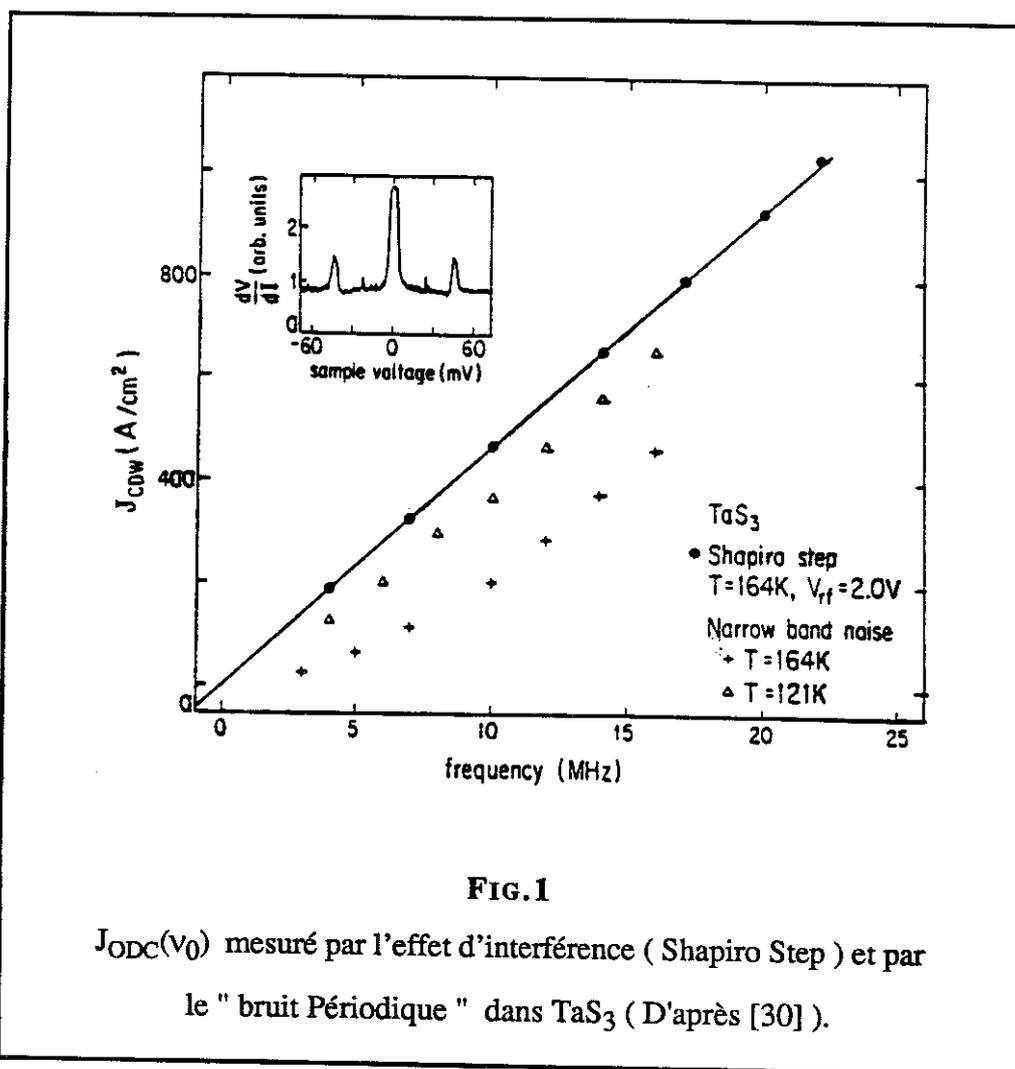


FIG.1

$J_{ODC}(v_0)$ mesuré par l'effet d'interférence (Shapiro Step) et par le " bruit Périodique " dans TaS_3 (D'après [30]).

Y a-t-il vraiment un rapport entre la "cohérence" de l'échantillon et la courbure ? Pour bien répondre à cette question, il faudrait définir les mots "échantillon cohérent". On peut quantifier cette notion dans les expériences de superposition de courant AC et DC. N'ayant pas réalisé de telles expériences, nous n'avons pas eu cette possibilité. Nous allons néanmoins essayer de donner quelques indications sur ce qu'est un "échantillon cohérent".

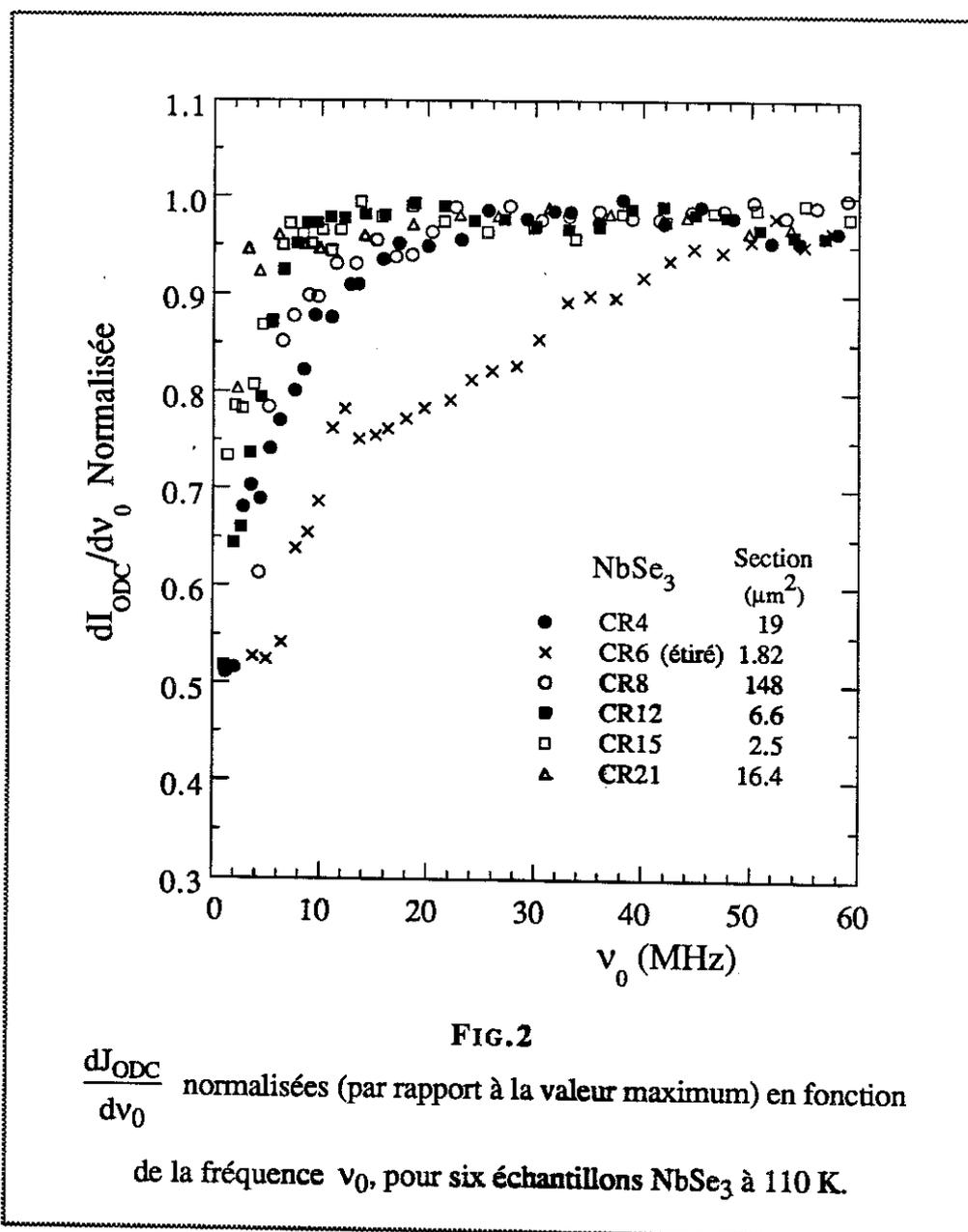
Pour les deux transitions, un tel échantillon présente une seule fréquence, avec un facteur de qualité $Q \left[= \frac{\nu}{\Delta\nu} \right]$ élevé et une forte amplitude. Ainsi, plus l'échantillon a un volume élevé, moins il est cohérent. Ceci a été bien vérifié par M. F. Hundley et A. Zettl [30] dans $K_{0,3}MoO_3$ pour lequel ils obtiennent bien $\lambda_{ODC} = \lambda_{\text{piégeage}}$ pour des échantillons de 10^{-8} cm^3 , alors que, pour des volumes classiques de 10^{-4} cm^3 , les valeurs étaient très diverses.

Nous portons, dans la FIG.2, les valeurs de $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ normalisées (par rapport à la valeur maximum) en fonction de la fréquence ν_0 , ceci pour sept échantillons différents, à 110 K. Nous avons choisi la première transition car c'est pour cette transition que les effets de courbure sont les plus faibles, et 110 K car c'est une température où il y a fort peu d'effets de chauffage.

Nous constatons que les trois échantillons les plus cohérents, CR12 et CR15 à cause de leur faible section, et CR21 de par la qualité de ses fréquences et de sa pureté, ont des courbures assez identiques CR8, de part sa grande section, a une courbure plus élevée. CR6 représente un cas particulier intéressant. Cet échantillon de très faible section devrait donc être proche de CR15. Or, c'est lui qui a la plus forte courbure. En fait, cet échantillon est mesuré sous contrainte uniaxiale. Nous avons effectivement certains porte-échantillons qui pouvaient conduire à l'existence de contrainte uniaxiale. Pour mesurer ces dernières, nous avons comparé la chute de T_{C2} et l'augmentation de l'anomalie résistive $\frac{\Delta R}{R_{300K}}$ aux valeurs mesurées par Lear et al [32] qui, eux, connaissaient les contraintes appliquées. Ainsi, pour CR6, avec un T_{C2} de 53.8 K

et un $\frac{\Delta R}{R_{300K}}$ de 54 %, nous avons une contrainte proche de 2.5 GPa . CR4 serait également légèrement sous contrainte uniaxiale, ce qui explique sa courbure assez élevée compte tenu de sa section.

Ainsi, il semble bien que la courbure dans $J_{ODC} = f(v_0)$ dépend du degré de cohérence de l'échantillon, lequel est également fonction de la section [voire de l'épaisseur



de l'échantillon]. L'application de contraintes uniaxiales modifie les constantes élastiques du réseau. La cohérence transverse peut en être augmentée et également la courbure.

En ce qui concerne l'origine de la courbure, nous avons également testé une autre hypothèse. Rappelons que, si nos mesures de résistance sont faites en technique dite " 4 fils ", le courant lors des mesures en fréquence est injecté par les fils de tension. Ainsi, dû à une forte anisotropie électrique des échantillons pour le même courant I dans la mesure de R et de v_0 , nous pourrions avoir un champ électrique mesuré différent ; cet effet serait d'autant plus important que la longueur des échantillons serait petite.

Nous avons donc réalisé des mesures de fréquence où le courant est toujours injecté par les fils d'amenée de courant. Nous constatons sur la FIG.3 que la courbure observée en 2 fils est identique à celle observée en 4 fils. Donc, si cet effet existe, il n'est pas la cause principale de cette courbure.

En conclusion, la courbure de $J_{ODC} = f(v_0)$ est un effet intrinsèque qui existe dans les échantillons les plus purs et les plus " cohérents ". La cause réelle de cette courbure n'est pas déterminée. Nos mesures montrent que, plus la " cohérence " est grande, plus la courbure est faible, mais la notion même de " cohérence " serait expérimentalement à définir plus clairement. En ce sens, nos mesures sur la courbure sont à considérer comme préliminaires.

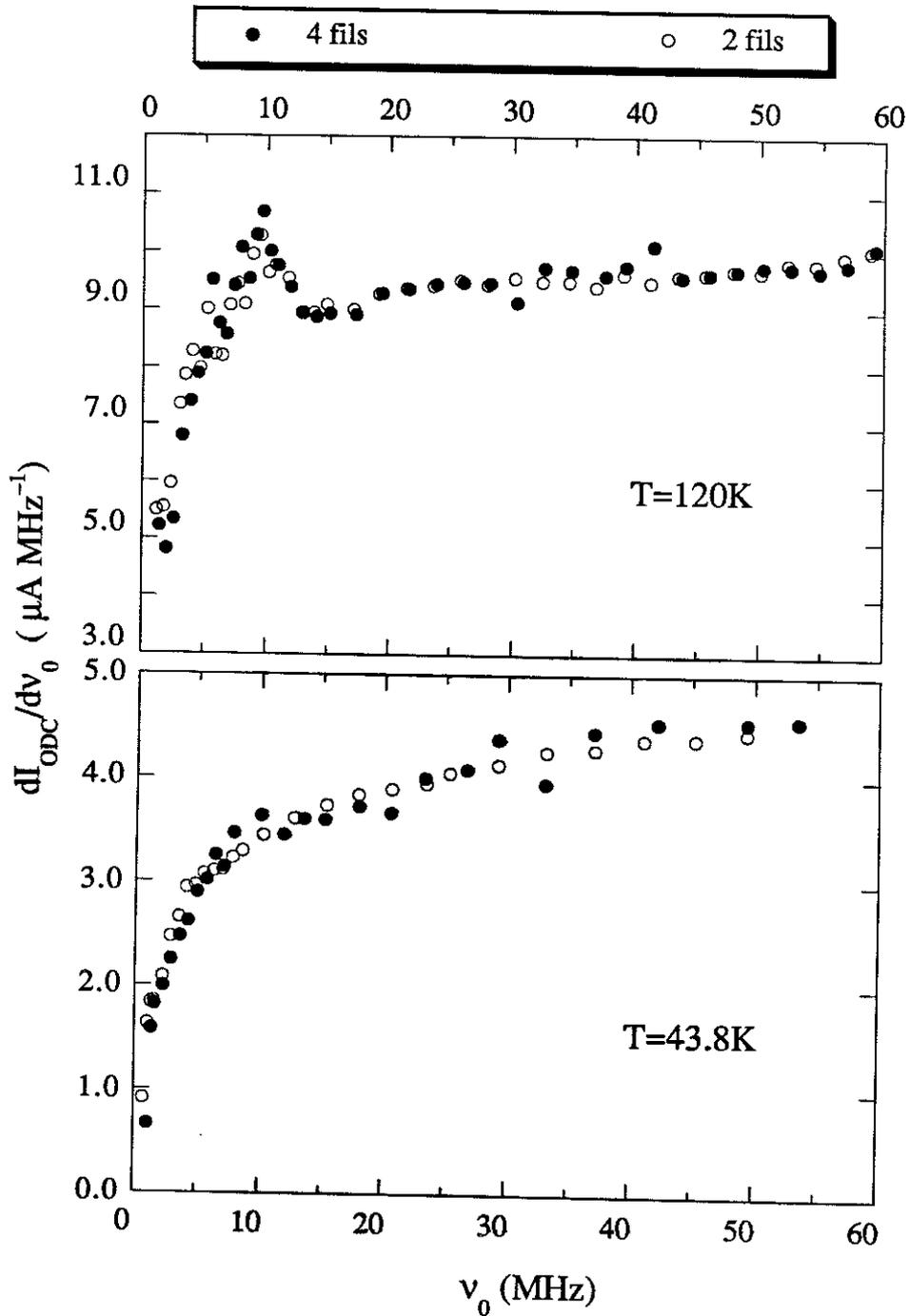


FIG.3

$\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ en fonction de la fréquence v_0 pour l'échantillon

NbSe₃-CR29 à 120 K et à 43.8 K mesuré en 2 fils et en 4 fils.

II . Pente Saturée : NbSe₃ Première Transition

La FIG.4 représente les valeurs de P_1 pour 4 échantillons, normalisées par la valeur maximale pour chaque échantillon. La décroissance près de T_C a été largement analysée en terme de diminution du nombre de porteurs condensés, due à la variation du gap ^[33], et nous n'avons rien de nouveau à apporter sur ce point. On constate que la valeur du maximum se situe vers 100 K quel que soit l'échantillon.

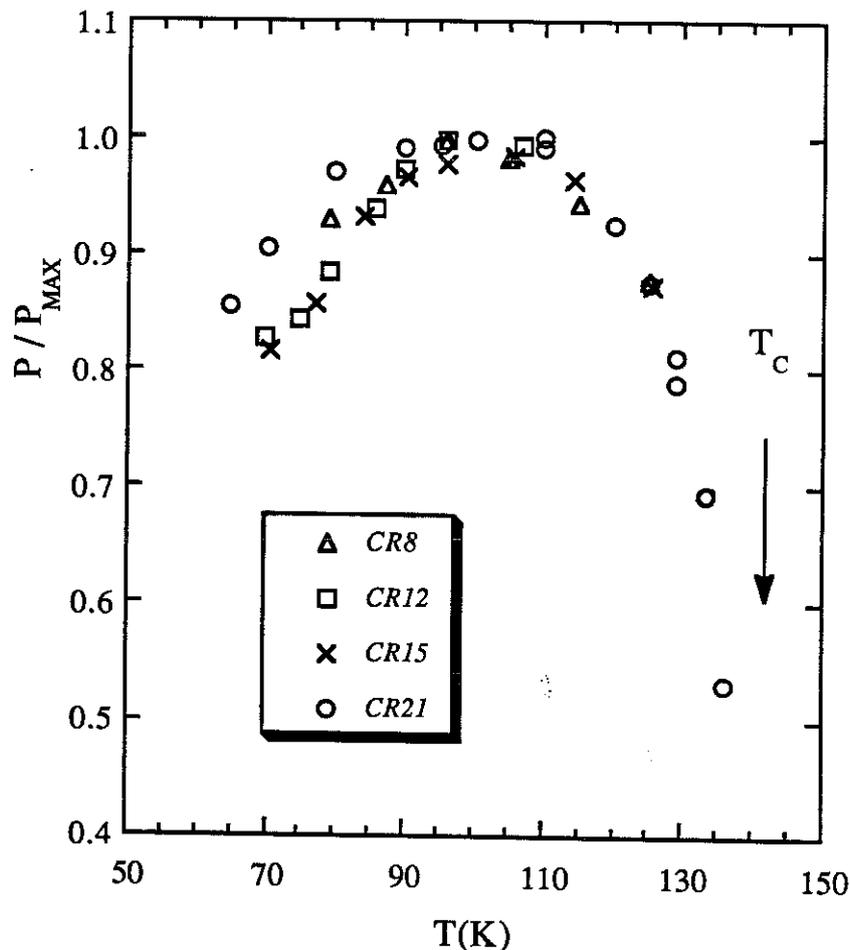


FIG.4

1^e transition dans NbSe₃ : la pente $P = dJ_{ODC}/dv_0$ normalisée, pour chaque échantillon, par la valeur maximale P_{Max} .

Deux points nouveaux sont à signaler:

—1) La valeur absolue du maximum vers 100 K a été calculé sur 14 échantillons (Tableau I). On obtient :

$$P_{\text{moyen}} = 40.2 \text{ A MHz}^{-1}\text{cm}^{-2} ,$$

Tableau I

Les pentes de deux transitions pour 15 échantillons NbSe_3 .

Nom Echantillon (NbSe_3)	Pente Maximale ($\text{A MHz}^{-1}\text{M}^{-2}$)		$\frac{P_{1,\text{max}}-P_{2,\text{max}}}{P_{1,\text{max}}}$ (%)	longueur (mm)	section (μm^2)	RRR	Batch
	T_{C1}	T_{C2}					
CR2	42.7	—	—	1.00	7.4	—	N
CR3	41.3	—	—	1.00	3.9	—	N
CR4	45.3	38.3	15.4	1.00	19.0	112.3	N
CR7	44.1	NS	—	1.25	2.13	90.32	M
CR8	35.8	NS	—	1.25	147.9	102.1	N
CR9	36.5	NS	—	1.38	29.0	—	M
CR9bis	41.3	NS	—	1.25	29.8	—	M
CR10	41.7	34.9	16.3	1.25	2.75	—	N
CR12	38.7	31.8	17.8	1.30	6.60	115.3	D
CR13	41.5	NS	—	1.38	5.28	17.34	K
CR15	40.1	32.4	19.2	1.50	2.47	—	D
CR17(L)	34.9	—	—	2.50	65.0	—	N
CR21	51.3	43.4	15.4	1.12	16.43	170	T
CR22	46.4	40.0	13.8	1.00	6.9	122	T
CR24	53.0	45.4	14.3	0.96	6.0	117	T

ce qui entraîne (avec la valeur théorique $43.4 \text{ AMHz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ [8]) :

$$\frac{\lambda_{\text{piégeage}}}{\lambda_{\text{ODC}}} = 0.93$$

Si la valeur moyenne est bien autour de $40 \text{ A MHz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, les valeurs extrêmes, 35 et surtout $50 \text{ A MHz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, en sont fortement éloignées. Nous estimons que cette forte dispersion est essentiellement due à la mauvaise définition de la longueur de l'échantillon ; néanmoins, cette valeur est nettement supérieure aux valeurs publiées antérieurement et va clairement dans le sens d'une longueur de piégeage égale à λ_{ODC} et non à $\frac{\lambda_{\text{ODC}}}{2}$ [8] .

—2) Vers 65 K, nous constatons environ 20 % de diminution de la pente $P_1 = \frac{dJ_{\text{ODC}}}{dv_0}$. Cette décroissance est en contradiction avec l'idée que P , le nombre d'électrons condensés, sature aux basses températures. Notre limitation à 65 K est purement expérimentale. Pour des températures inférieures nous ne savons pas actuellement corriger correctement les effets de chauffage. Pour un échantillon avec un faible RRR, l'allure de la courbe $P = f(T)$ (FIG.5) diffère par la chute plus rapide en dessous de 90 K. Dans ce cas, il est possible que la correction du chauffage ne soit pas correcte et une extrapolation aux plus basses températures nous parait abusive.

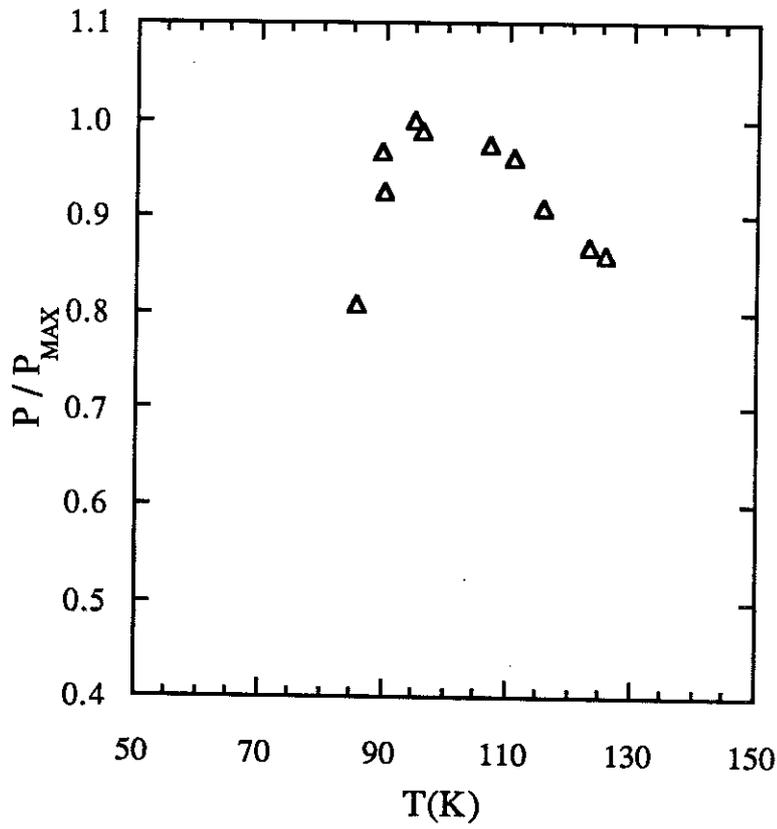
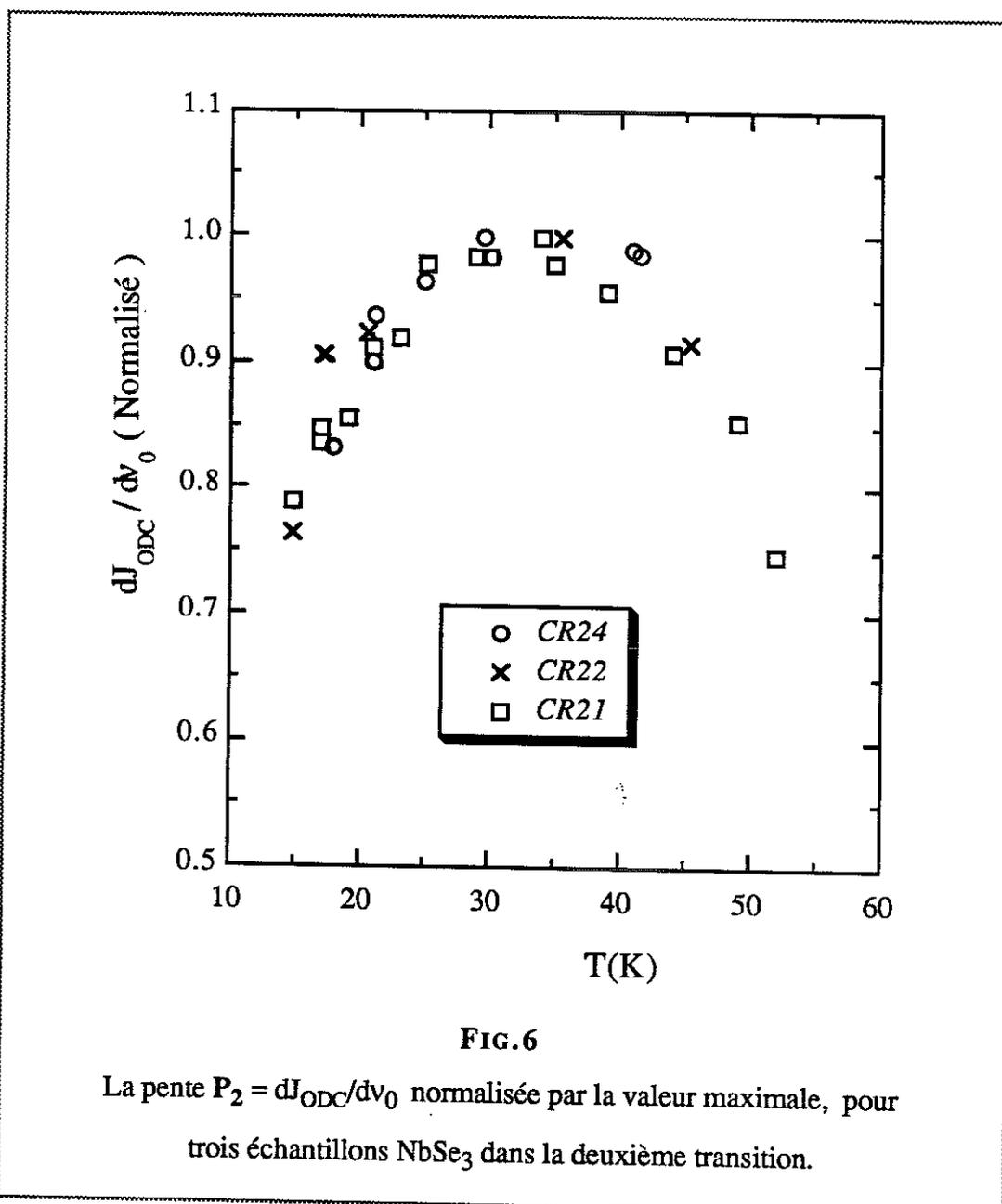


FIG.5

La pente $P = dJ_{ODC}/dv_0$ normalisée par la valeur maximale à $T \sim 95$ K
pour l'échantillon $NbSe_3$ -CR13 qui a un $RRR \approx 13$.

III. Pente Saturée : NbSe₃ 2^e Transition [H = 0 T]

Sur la FIG.6, nous avons porté la variation de P_2 pour 3 échantillons, normalisée par rapport à leur valeur maximale pour cette même transition. Le tableau I indique les



valeurs absolues des maximum pour les 2 transitions et l'écart en pourcentage entre ces maximum. La FIG.7 montre, pour les 2 transitions l'évolution de P avec la température.

L'analyse de ces courbes et du Tableau I entraînent deux conclusions :

1. Les maximums de P pour la deuxième transition saturent **toujours** à une valeur plus faible que pour la première transition. L'écart varie entre 14 et 20 %. Ceci est contradictoire avec nos premières observations [15,8], qui donnaient un nombre identique de porteurs condensés pour les deux transitions. Mais, comme nous l'avons déjà signalé, pour ces premières mesures, P_2 ne saturait pas. Nous n'avons pas suffisamment de mesures pour estimer si la dispersion, 14–20 % est la signature d'un effet physique.

On remarquera dans le tableau I que, pour beaucoup d'échantillons, P_2 ne sature pas (NS). La température où P_2 sature varie, suivant les échantillons, de 30 K à 40 K.

2. A 15 K, nous avons environ 20 % de chute pour P_2 . L'allure des courbes $P = f(T/T_C)$ est légèrement différente suivant que l'on s'intéresse à la 1^e ou la 2^e ODC; mais, pour les deux transitions, les courbes sont reproductibles pour différents échantillons.

La température de 15 K est la température minimum actuelle où les mesures sont fiables, c'est à dire où l'on peut limiter et calculer l'effet du chauffage et obtenir la saturation de P_2 . Nous avons également effectué des mesures sous champ magnétique à des températures inférieures à 15 K, en particulier dans l'hélium superfluide, mais n'avons pas pu atteindre la saturation de P_2 .

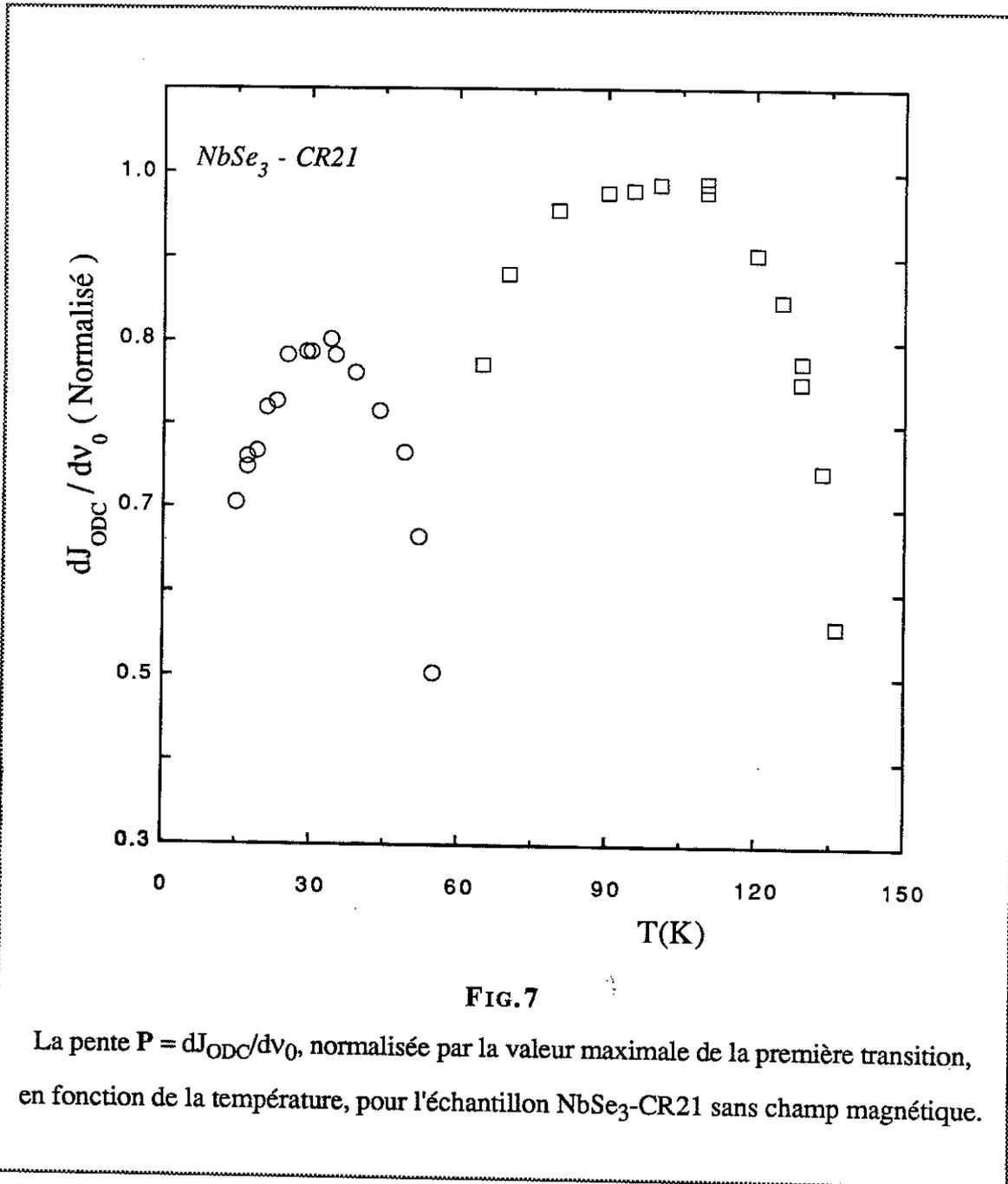


FIG.7

La pente $P = dJ_{ODC}/dv_0$, normalisée par la valeur maximale de la première transition, en fonction de la température, pour l'échantillon $NbSe_3$ -CR21 sans champ magnétique.

IV. Pente Saturée : NbSe₃ 2^e Transition [H ≠ 0 T]

Rappelons que les premières mesures sous champ magnétique (H) à des températures inférieures à 30 K donnaient des résultats fort contradictoires :

- soit pas d'effet du champ H,
- soit un faible effet de H,
- soit un très fort effet de H.

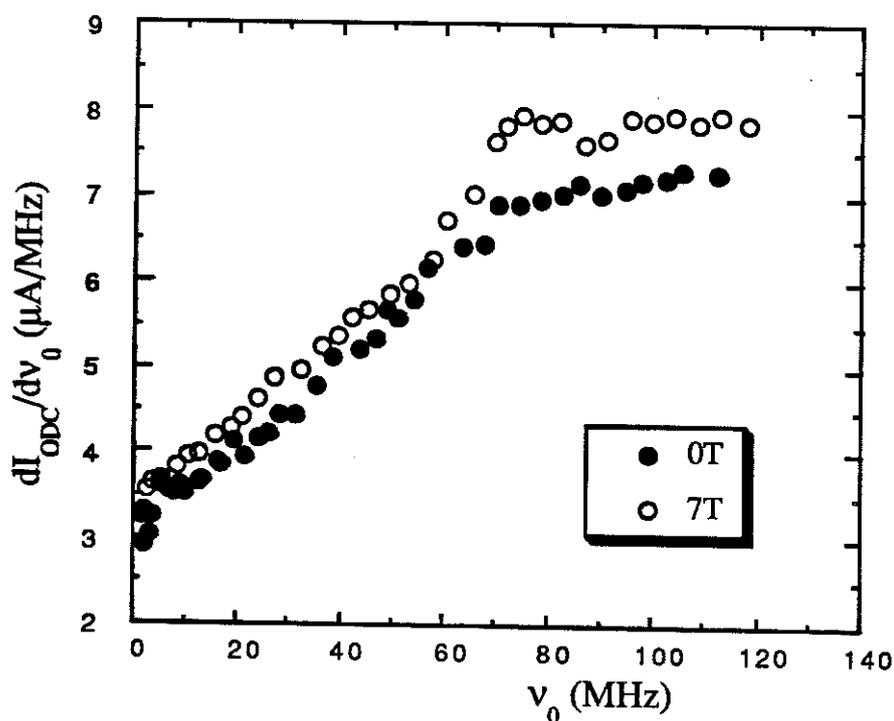
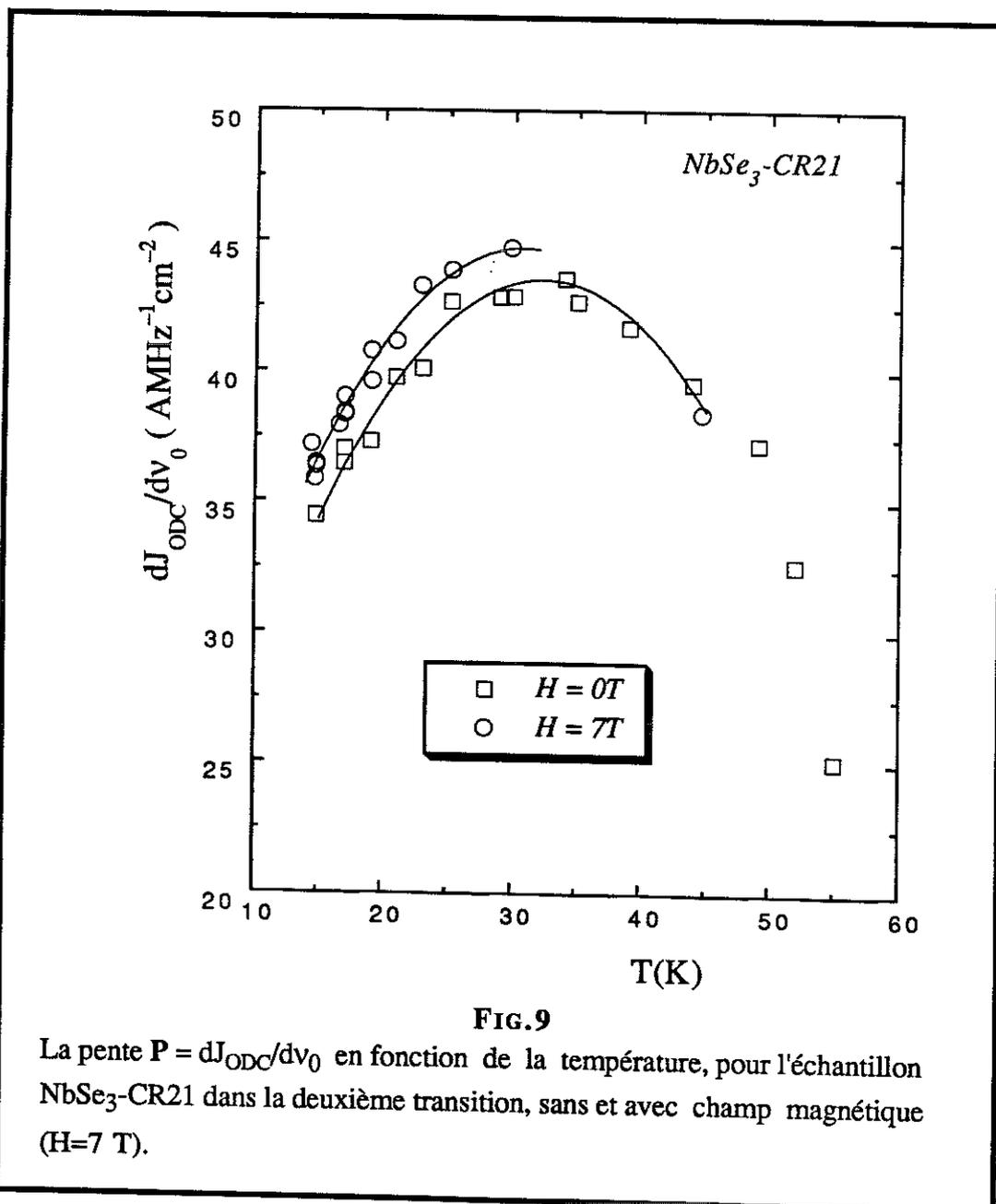


FIG.8

dI_{ODC}/dv_0 en fonction de la fréquence v_0 pour l'échantillon NbSe₃-CR4 à T=36 K, sans et avec champ magnétique (H=7 T).

Nous avons vu, dans le chapitre sur le chauffage, qu'une partie de l'effet du champ magnétique provenait simplement d'une absence ou d'une mauvaise correction de l'effet du chauffage. D'autre part, dans certain cas, la valeur à saturation n'était pas atteinte en champ magnétique nul. La mesure sous champ magnétique permettait, en allant à des fréquences plus élevées, d'obtenir la saturation. Là encore, l'augmentation de P sous champ magnétique n'est pas un effet réel du champ magnétique [cf. FIG.8].



Une fois que l'on a supprimé ces différents effets, il reste néanmoins un effet du champ magnétique sur l'amplitude de la pente P [FIG.9]. Cet effet n'a rien à voir avec ce qui a été vu par Parilla et al [17], en particulier il n'augmente pas dramatiquement quand la température diminue [cf. FIG.6, Chapitre II]. Typiquement, pour l'échantillon CR21, nous avons une augmentation de l'ordre de 3.4 % à 19 K et une diminution de l'ordre de 3.2 % à 44 K. Il faut remarquer que la valeur absolue de dJ_{ODC}/dv_0 n'est pas déterminée avec une précision de 3 %, compte tenu de l'incertitude sur la section et la résistivité. Par contre, la dispersion des mesures de dI_{ODC}/dv_0 est inférieure à 1 %. Les courbes de la FIG.10a et 10b montrent que la dispersion expérimentale est nettement inférieure à l'écart entre les valeurs avec et sans champ magnétique.

La faible augmentation de P avec le champ magnétique a été en fait constaté par T. M. Tritt dans la gamme de température allant de 30 K à 55 K, mais il ne semble pas être certain de la réalité de cet effet. Il faut noter que, leurs mesures ayant été faites à des fréquences inférieures à 30 MHz, il est vraisemblable qu'ils n'obtiennent pas la valeur à saturation pour les températures inférieures à 45 K. Cette constatation est renforcée par le fait que la valeur maximale de P qu'ils obtiennent, ($25 \sim 26 \text{ A MHz}^{-1}\text{cm}^{-2}$), est inférieure aux nôtres. Nous avons aussi constaté, dans la gamme des fréquences inférieures à 30 MHz, que la valeur de P mesurée sous champ magnétique pouvait être faiblement supérieure à celle mesurée sans champ (dans la FIG.8, on s'aperçoit que, pour la partie non saturée, les valeurs sous champ magnétique sont toujours légèrement supérieures à celles sans champ) , mais, avant saturation la valeur mesurée n'a pas grand sens.

Si l'effet du champ magnétique est réel, y a-t-il une dépendance linéaire entre l'augmentation de P et l'amplitude du champ? Actuellement, nous n'avons pas encore de réponse tout à fait claire. En effet, pour des champs inférieurs à 7 teslas, l'effet est faible

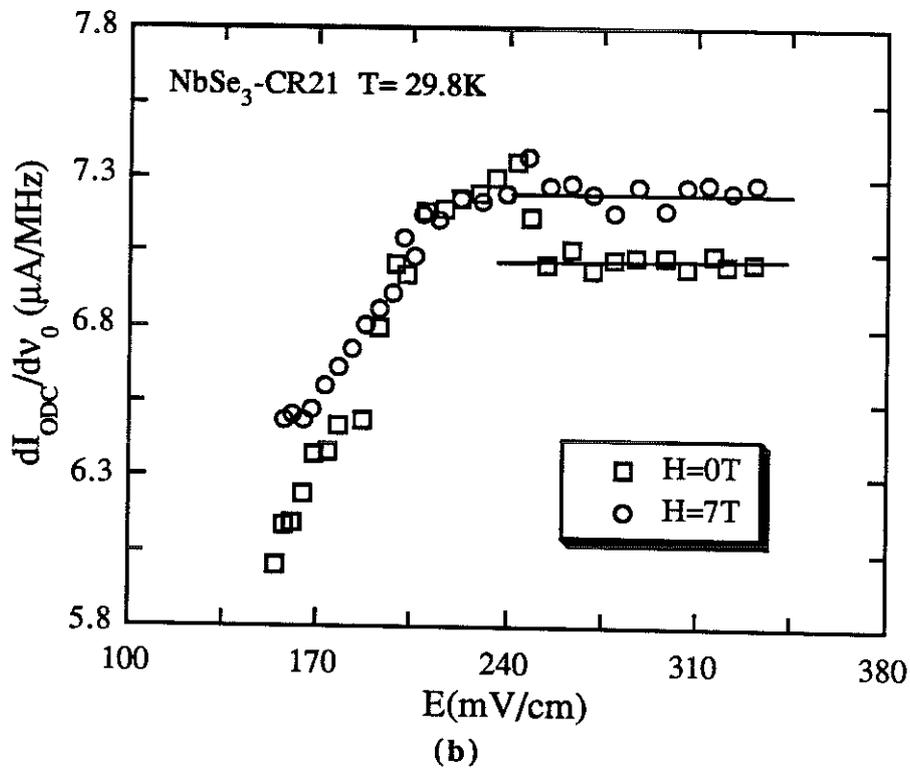
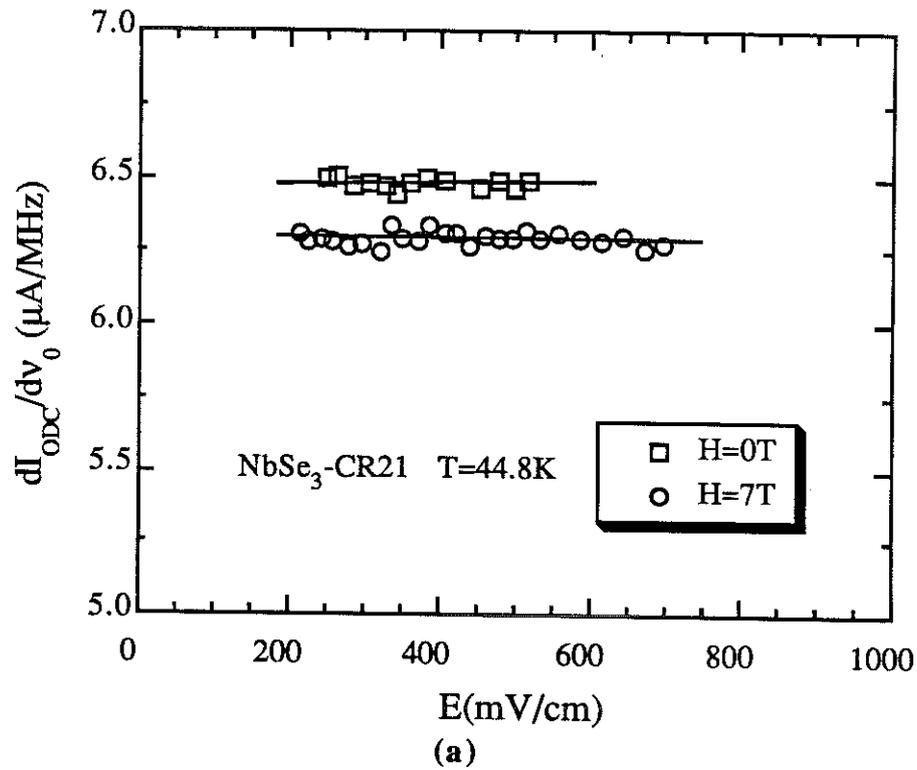


FIG.10

La dérivé dI_{ODC}/dv_0 avec et sans champ magnétique (H) en fonction du champ électrique E , pour l'échantillon $\text{NbSe}_3\text{-CR21}$ à (a) $T=44.8\text{ K}$ et (b) $T=29.8\text{ K}$

et la précision souvent insuffisante. Néanmoins, nous avons effectué des mesures sur un échantillon CR30 à $T = 39$ K. Nous avons calculé $P_2 = \frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ en faisant la moyenne des différents points sur la gamme de fréquence où P_2 sature. C'est cette valeur que nous portons dans la FIG.11 en fonction du champ magnétique H . La variation de P_2 sur 7 T est de l'ordre de 2 % plus faible que celle que nous observons dans CR21. Nous n'avons pas assez de précision pour déterminer si la variation est linéaire en H ou non. Pour des champs supérieurs à 7 teslas, nous avons disposé des bobines résistives de 20 T du SNCL. Signalons par ailleurs que c'était la première fois que des mesures de " bruit périodique " étaient réalisées dans des champs aussi élevés. Pour ce genre de mesure nous avons été fortement gêné par les problèmes de " bruit électrique ". De plus, l'échantillon mesuré présentait un spectre de bruit complexe, formé de plusieurs fréquences dont les amplitudes

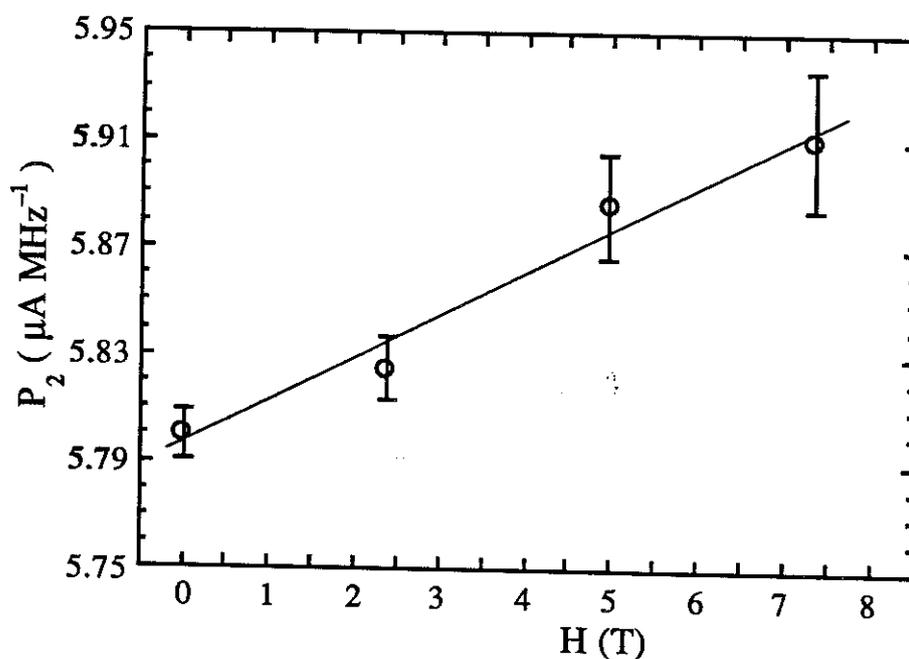
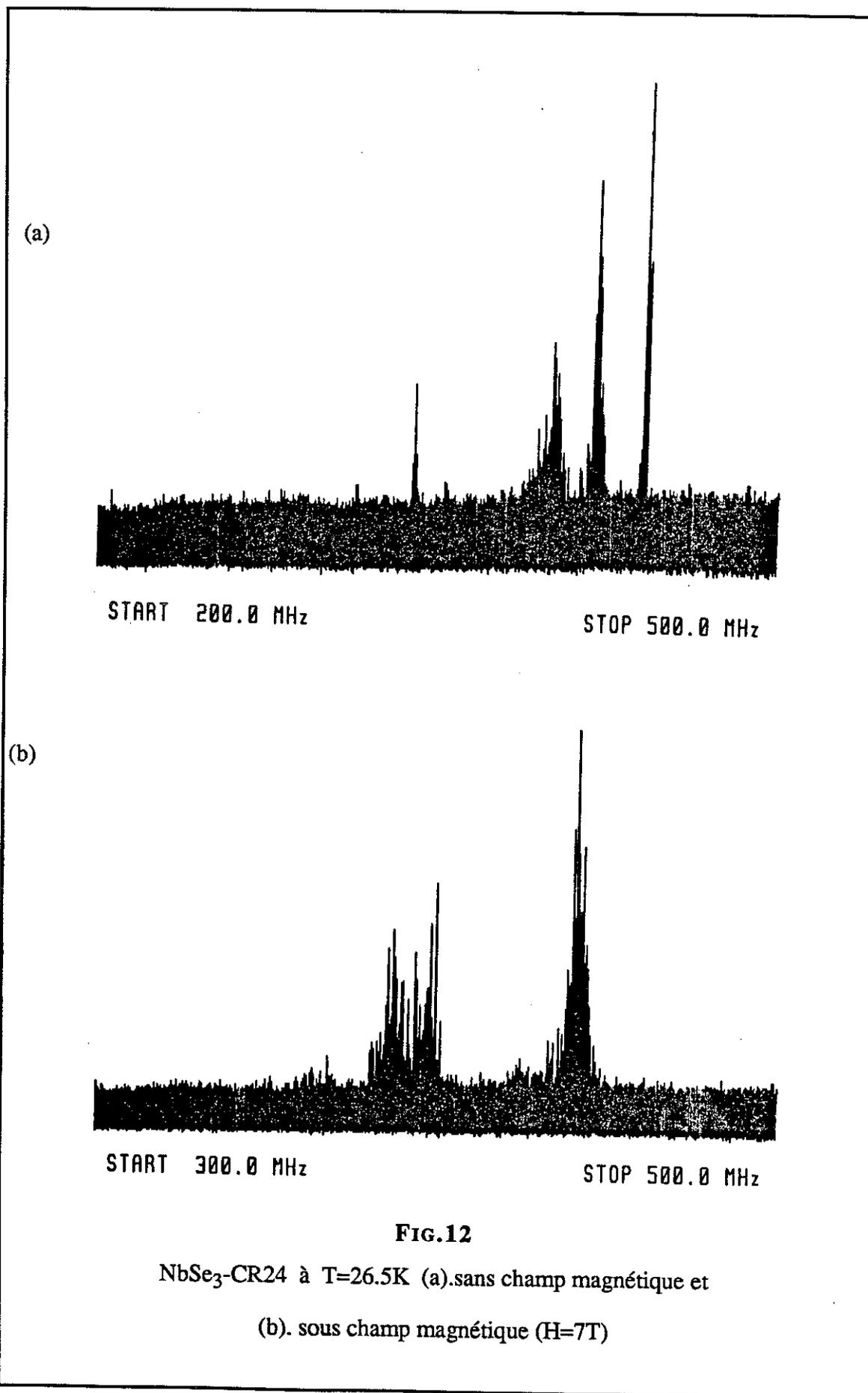


FIG.11

La pente P_2 en fonction du champ magnétique pour l'échantillon $NbSe_3$ -CR30 à 39 K.



relatives pouvaient varier sous l'influence du champ magnétique [cf. FIG.12a et 12b]. Nous avons néanmoins systématiquement étudié la première fréquence. Les résultats sont portés sur la FIG.13. Dans ce cas, les champs de 7 T et 19 T semblent avoir à peu près le même effet. Nous n'avons malheureusement pas eu le temps nécessaire pour réaliser des mesures en champ intermédiaire. Même à 19 T, la décroissance de la pente P avec la température subsiste.

Nous avons essayé de faire des mesures vers 12 K dans He gazeux sous un champ magnétique de 19 T mais la valeur à saturation n'était pas obtenue jusqu'à une fréquence supérieure à 500 MHz .

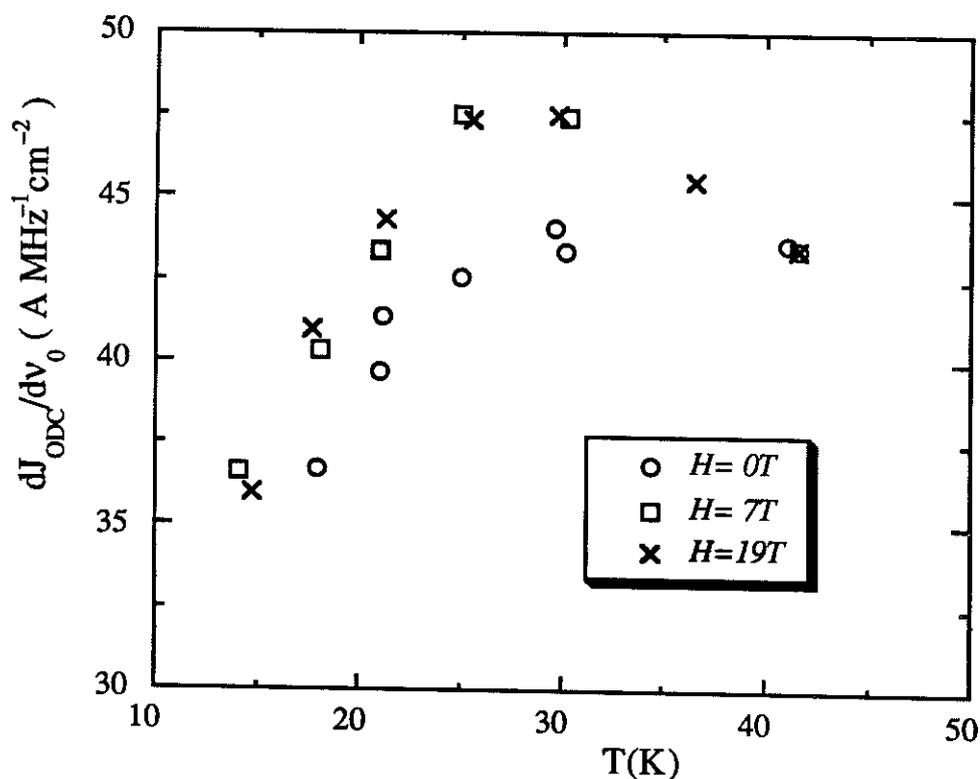


FIG.13

La pente $P = dJ_{ODC}/dv_0$ en fonction de la température, pour l'échantillon NbSe₃-CR24 dans la deuxième transition, sans et avec champ magnétique ($H=7\ T$ et $H=19\ T$).

V. Mesures sous champ magnétique à $T = 1.8$ K

Dans l'hélium superfluide et sous champ magnétique, on pourrait penser que les expériences sont plus simples, mais tel n'est pas le cas. A 19 T et 1.8 K, les échantillons de NbSe₃ montrent de très fortes oscillations de magnétorésistance interprétées en termes d'Oscillations de Schubnikov de Haas [34]. Plus récemment [34], il a été montré l'existence de fortes non linéarités dans la résistance pour des champ électriques inférieurs au champ seuil. Nous pensons actuellement qu'une partie de cet effet est simplement due à un problème de chauffage, lié essentiellement à l'existence de la résistance de Kapitza. En effet, les oscillations de Schubnikov de Haas diminuent très fortement dès que la température augmente. Nos échantillons sont très fins. Avec les puissances utilisées et une résistance de Kapitza de l'ordre de celle du Nb ($\frac{1}{R_k} = 0.2 \text{ K}^{-1} \text{ Watt cm}^{-2}$ à 1.8 K), nous obtenons une élévation de température d'environ 1.5 K, ce qui peut expliquer la diminution de la résistance observée. La conséquence directe de ce phénomène est une méconnaissance de la résistance normale intervenant dans le calcul de J_{ODC} . D'autres mesures effectuées à plus bas champs montrent une absence de la saturation de la pente P . Ainsi, il semble que, malgré l'effet amplificateur du champ magnétique sur la résistance normale, nous ne pouvons obtenir la pente à saturation en dessous de 15 K pour les fréquences inférieures à 500 MHz .

T. M. Tritt et al [36] effectuèrent des mesures de " bruit périodique " à $T = 1.8$ K. Ils mirent en évidence des pics étroits et de basse fréquence [FIG.14] et une courbure de $J_{ODC}(v_0)$ tout à fait étonnante puisque la dérivée $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ semble infinie à fréquence

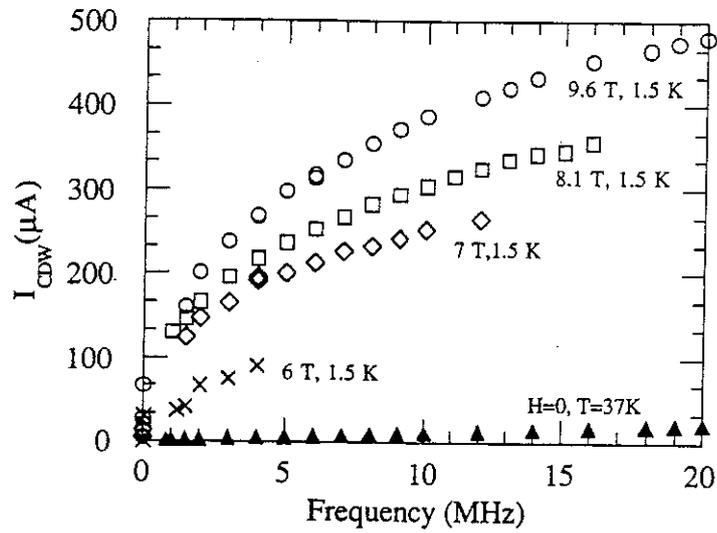


FIG.14

Le " bruit périodique " de NbSe₃ à T=1.5 K et H=9.6 T
 sous champ E=600 mV/cm. (D'après [36])

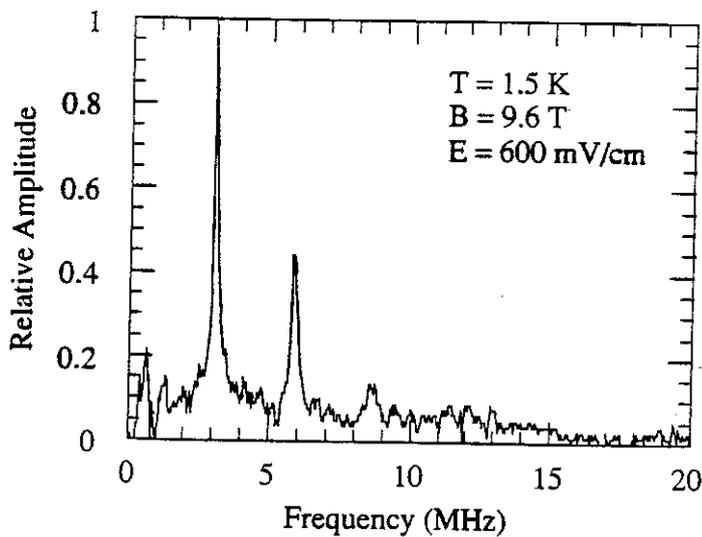
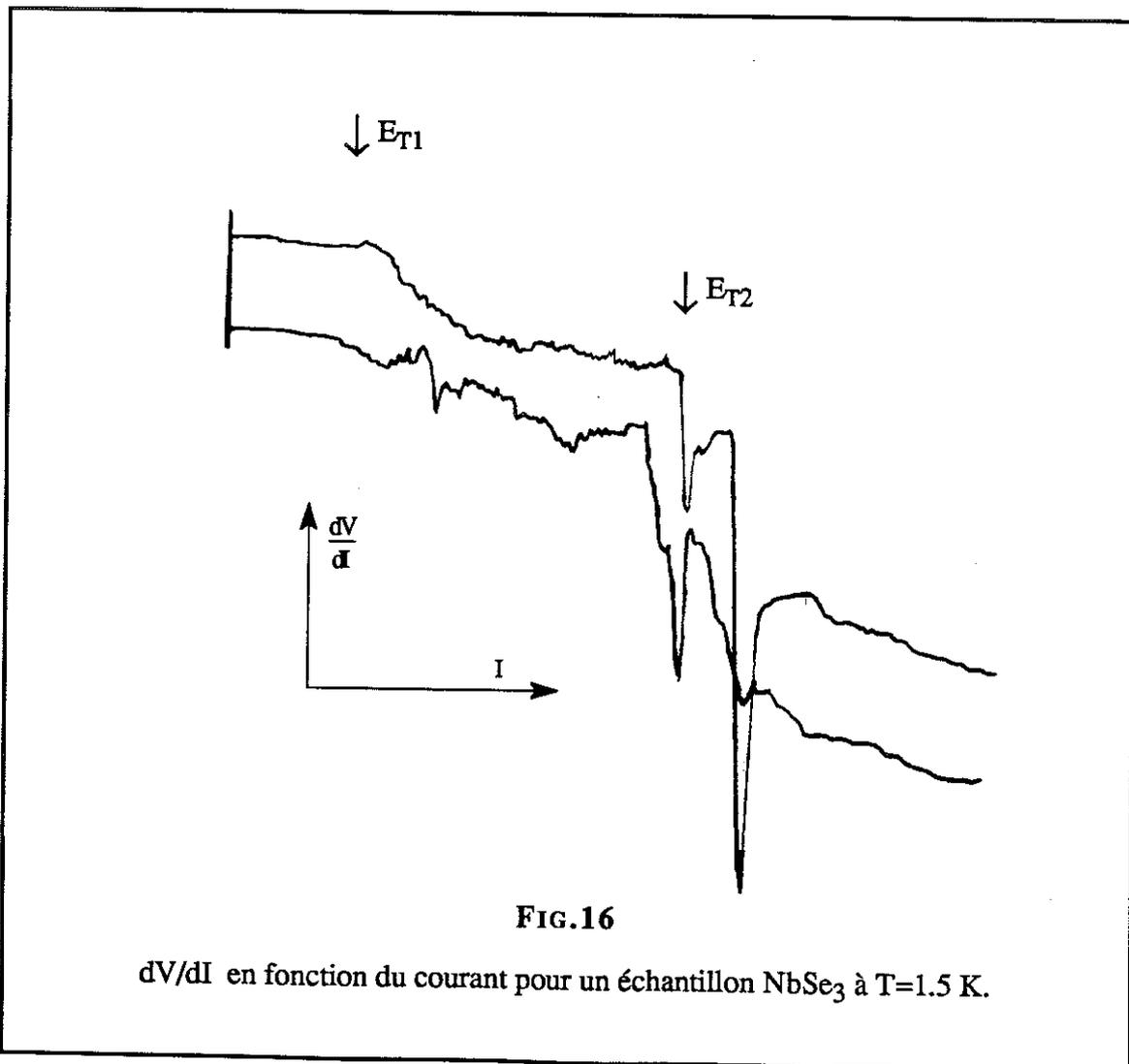


FIG.15

I_{ODC} vs v_0 pour NbSe₃ à T=1.5 K et quatre champs magnétiques.
 (D'après [36])

nulle [FIG.15]. Aucune explication n'était alors donnée à ces résultats. Nos résultats obtenus à 1.5 K nous permettent de proposer une interprétation. A basse température dans NbSe₃, on a démontré l'existence de 2 champs seuils E_{T1} et E_{T2} [cf. FIG.16]. La chute résistive entre E_{T1} et E_{T2} est très faible, voir nulle, et le champ magnétique amplifie cette chute. La reproductibilité de R dans le domaine de champ $E_{T1} - E_{T2}$ est assez mauvaise, due à une forte hystérésis de la résistance R [FIG.16]. Dans certain cas, nous avons même observé une augmentation de R, et néanmoins nous obtenons des fréquences pour E compris entre E_{T1} et E_{T2} [FIG.17]. On remarquera que l'allure des fréquences de



la FIG.17 comme leur position, quelques mégahertz, est tout à fait comparable à ce qui a été publié par Tritt et al [FIG.14]. Ces auteurs nous donnant suffisamment d'informations, nous avons calculé l'ordre de grandeur pour R et R_Ω . Nous trouvons à 1.5 K une résistance normale de 4.3Ω et, pour une fréquence de 3 MHz à 9.6 T, une R de 4.17Ω . Cette variation est très faible et nous permet de supposer que les mesures de Tritt furent réalisées pour des champs compris entre E_{T1} et E_{T2} . La FIG.17 est caractéristique du problème posé pour la mesure de J_{ODC} , puisque l'on obtient des fréquences avec des valeurs de R supérieures à R_Ω , donc un terme en $\left(1 - \frac{R}{R_\Omega}\right)$ négatif.

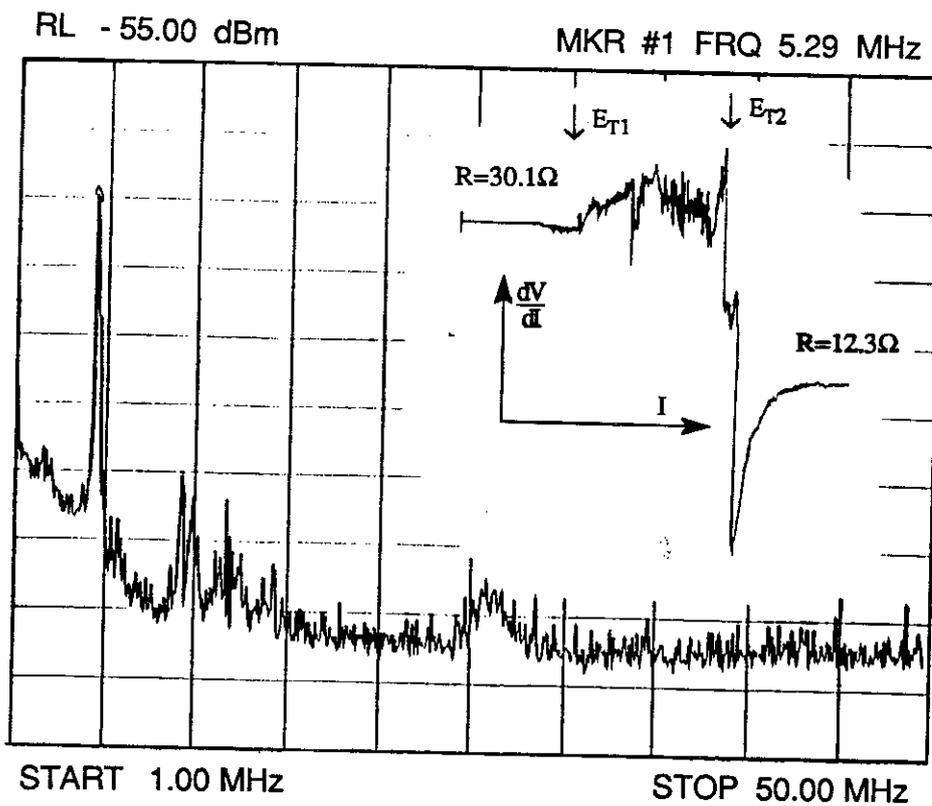


FIG.17

Analyse du spectre d'un échantillon $NbSe_3$ à $T=1.5$ K.

Nous pensons que les mesures de J_{ODC} pour des champ compris entre E_{T1} et E_{T2} sont, d'une part fortement entachées d'erreur en ce qui concerne R , d'autre part ne sont pas caractéristiques d'un piégeage en volume de l'échantillon. Signalons à ce propos qu'au-delà de E_{T2} , les fréquences observées, et ceci quels que soient les échantillons, ont des largeurs à mi-hauteur de plusieurs dizaines voir centaines de Mégahertz, mais, dans ce cas, tout l'échantillon participe au mouvement de l'ODC.

VI. $(TaSe_4)_2I$

Ayant démontré la difficulté d'obtention de la saturation pour $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ dans $NbSe_3$, il était intéressant de comparer nos résultats sur $NbSe_3$ à ceux obtenus sur un semi-conducteur de Peierls, dans le cas où la linéarité de $J_{ODC} = f(v_0)$ semblait facile à obtenir. Nous avons ainsi choisi le composé $(TaSe_4)_2I$.

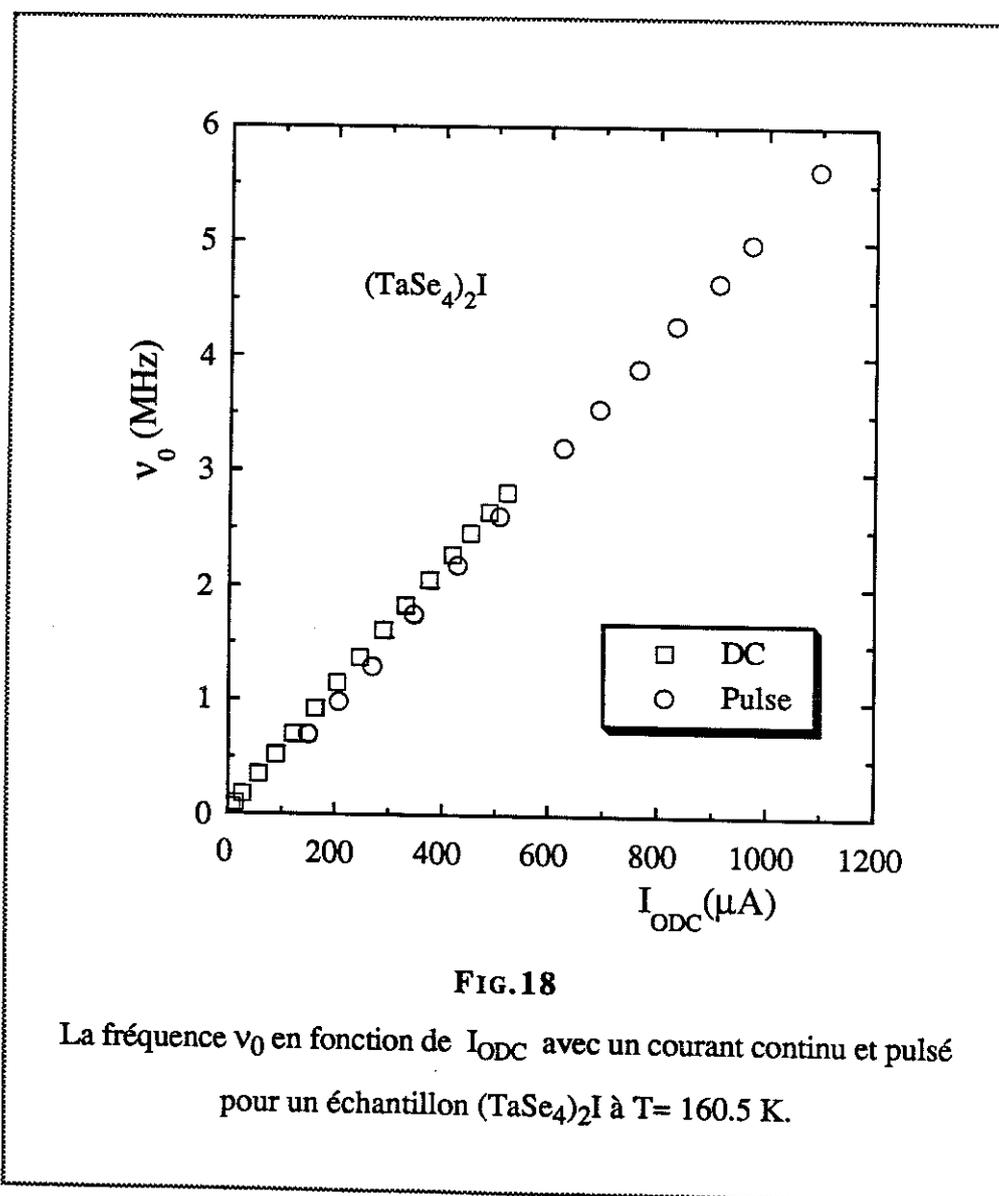
Plusieurs échantillons ont été mesurés dans les mêmes conditions que $NbSe_3$, c'est-à-dire en courant pulsé. Dans ce cas, la largeur des pulse est de l'ordre de 200 μS et les fréquences maximum sont d'environ 60 MHz, mais les champs seuils sont élevés (5 à 10 V/cm) et nous pouvons constater des effets de chauffage pour des puissances dissipées supérieures à 1.5 milliwatts, ce qui nous empêche de réaliser des mesures en dessous de 140 K.

Sur la FIG.18, nous comparons nos mesures en courant continu et pulsé, à 160 K, pour des fréquences inférieures à 6 MHz. A 6 MHz, nous avons déjà un rapport E/E_T d'environ 8.

La FIG.19 met bien en évidence l'existence d'une courbure dans $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0} = f(v_0)$, ce qui semble beaucoup moins clair à la seule vue de la FIG.18. Ayant obtenu les valeurs à saturation avant chauffage, nous les avons reportées sur la FIG.20. On constate une légère augmentation de la pente P quand T diminue. Ceci est sans doute une conséquence d'une mauvaise correction du chauffage car, contrairement à $NbSe_3$, pour les semi-conducteurs comme $(TaSe_4)_2I$, quand la température augmente, on obtient un J_{ODC} calculé avec un R_Ω trop grand qui donne un J_{ODC} trop élevé. Donc, dans ce cas, s'il y a une diminution de P quand T décroît, elle peut être masquée par un effet de chauffage et

par la forte variation de R_Ω en température. Dans le cas de $(TaSe_4)_2I$, nos corrections de chauffage sont moins précises que pour $NbSe_3$. Néanmoins, nous pensons que pour $\frac{T}{T_C} \approx 0.5$, nous n'avons pas mis en évidence de diminution de la pente P . La marge d'erreur à prendre en compte est d'environ 4 %.

Actuellement, il semble donc que seul $NbSe_3$ présente une forte diminution de P avec la température.



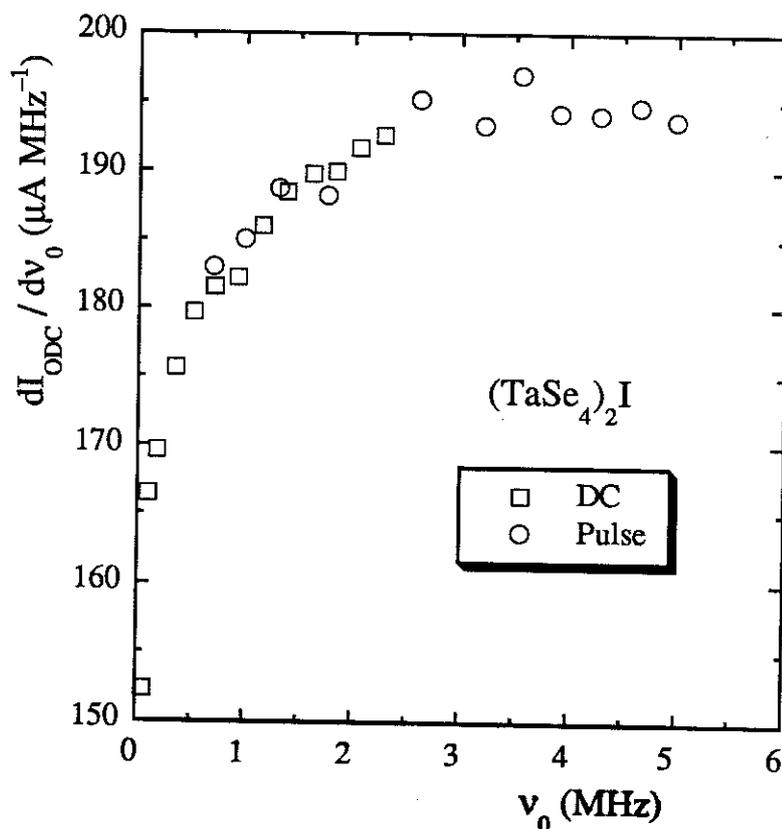


FIG.19

$\frac{dI_{ODC}}{dv_0}$ pour un échantillon $(TaSe_4)_2I$ à 160.5 K, mesuré en courant continu et pulsé.

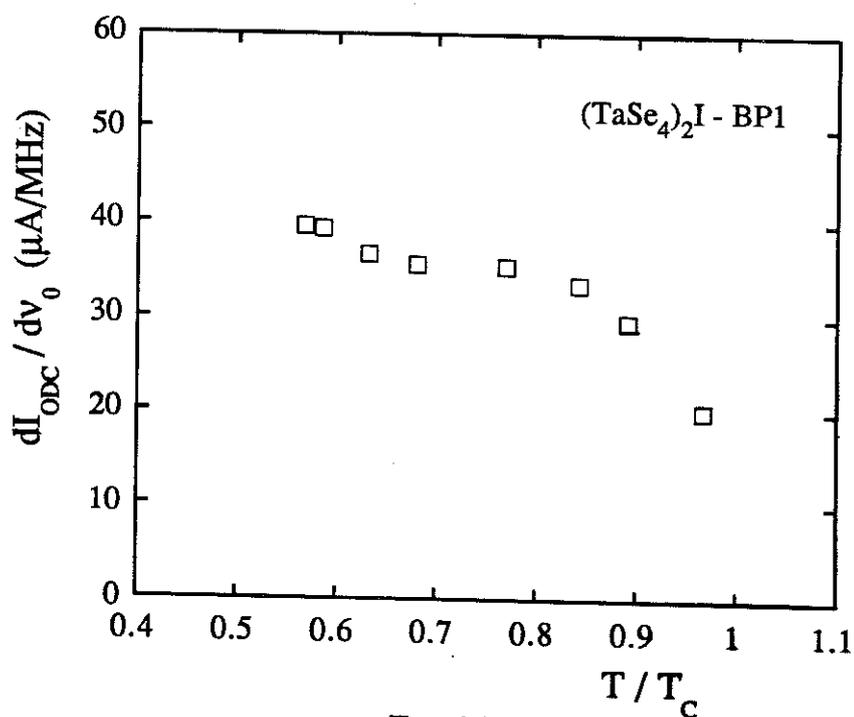


FIG.20

La pente dI_{ODC}/dv_0 en fonction de T/T_C pour l'échantillon $(TaSe_4)_2I-BP1$.

Partie B. Interprétation

Ayant obtenu les résultats expérimentaux précédents, le premier problème qui se pose à nous est donc l'interprétation de la décroissance de la pente **P** avec la température et son augmentation sous l'effet du champ magnétique dans NbSe₃.

Si l'on admet que les résultats expérimentaux nous donnent le courant J_{ODC} théorique ($J_{ODC} = N_S e V_{ODC}$), alors la diminution de J_{ODC} signifie que N_S décroît avec la température. Nous pensons que l'amplitude de cette variation est trop élevée pour que ce soit le cas. De petites variations pourraient être expliquées par des modifications du vecteur **Q** de la distorsion, avec la température, comme cela a été mis en évidence par les effets de très fort champ magnétique [37]; mais, dans ce cas, il s'agit de variations d'une dizaine de pourcents sur 10^{18} porteurs/cm³ et non d'une dizaine de pourcents sur 10^{21} porteurs/cm³ comme c'est le cas ici.

Par contre, il est possible que la valeur expérimentale de J_{ODC} ne soit pas la mesure directe du nombre de porteurs N_S . Ainsi l'équation :

$$\mathbf{J} = \sigma_{\Omega} \mathbf{E} + \mathbf{J}_{ODC} \quad \sigma_{\Omega} : \text{conductivité ohmique des quasi-particules}$$

participant à la conduction pour $T < T_C$

ne serait plus valable, et le modèle à deux fluides sans interaction ne serait plus applicable.

Il nous paraît nécessaire de discuter la validité de ce modèle.

I. Validité du Modèle à deux fluides indépendants

Les premiers à s'intéresser à ce problème furent sans doute M. L. Boriack et O. W. Overhauser [38]. Ces auteurs considéraient un modèle de jellium tri-dimensionnel et ils s'intéressaient aux effets de la diffusion par les impuretés sur les vitesses de déplacement de l'ODC et des électrons. Sans vouloir entrer dans les détails des calculs, qui ne nous paraissent pas forcément adaptés au cas que nous voulons traiter, nous donnons simplement les résultats principaux concernant le courant total J_x pris parallèlement au vecteur Q .

1. Boriack-Overhauser

$$J_x = \frac{Ne^2\tau_x}{m} \left[\frac{1 - \gamma + \beta\gamma}{1 - \alpha\beta} \right] E_x + \frac{Ne^2\tau_D}{m^*} \left[\frac{\alpha + \beta - \alpha\gamma}{1 - \beta\alpha} \right] E_x \quad (1)$$

- N : nombre total d'électrons par unité de volume;
- m et m^* sont respectivement la masse de l'électron et la masse effective associée avec l'accélération de l'ODC;
- τ_x et τ_D sont les temps de relaxation respectivement pour les électrons et l'ODC;
- α et β sont des coefficients [compris entre 0 et 1] qui décrivent la façon dont respectivement les électrons sont entraînés par l'ODC et l'ODC est entraînée par le courant électrique;
- γ est une constante comprise entre 0 et 1 qui relie les différentes vitesses du système;
- E_x est le champ électrique appliqué selon O_x parallèlement à Q .

Signalons que τ_x dépend de nombreux paramètres liés aux fonctions d'ondes des électrons condensés et que α , β et γ tendent vers 0 quand le gap tend vers 0 à T_C .

On peut écrire la conductivité ohmique en dessous de T_C :

$$\sigma_{\Omega} = \frac{ne^2\tau_x}{m} ,$$

n étant le nombre de quasi-particules restantes participant à la conduction.

On posera également à basse température ($n \ll N$) :

$$\sigma_{ODC} = \frac{Ne^2\tau_D}{m^*} \quad \text{et} \quad J_{ODC} = \sigma_{ODC}E_x .$$

Pour $\frac{\Delta}{E_F}$ petit, α et β sont petits d'après [38]. Ainsi $\alpha\beta \ll 1$, $\beta\gamma < \gamma$ et $\alpha\gamma < \alpha$, d'où l'équation (1) peut s'écrire :

$$J_x = \frac{N}{n} (1 - \gamma) \sigma_{\Omega} E + J_{ODC} (\alpha + \beta)$$

Expression assez étonnante, tout au moins loin de T_C car, $\frac{N}{n}$ étant très grand, le terme ohmique est multiplié par un facteur très élevé. Par contre, le terme en J_{ODC} est très faible.

2. Lee et Rice

En 1979, Lee et Rice [12] publièrent un article essentiellement consacré aux problèmes liés au piégeage par les impuretés. Ils s'intéressèrent aussi à l'interaction entre l'ODC et les porteurs normaux, et en particulier ils prirent en considération la diffusion " Umklapp " des particules par les phasons de l'ODC. Ils prenaient en compte trois processus de relaxation définis de façon tout à fait phénoménologique :

— τ_D : pour la relaxation de l'ODC au repère du laboratoire. Les sources d'atténuation étant, soit le mélange de phasons avec les phonons ordinaires, soit le rayonnement des phasons sur les sites d'impuretés.

— τ : représente le temps de relaxation dû à la diffusion " Umklapp " des particules par les phasons de l'ODC.

— τ_K : concerne la relaxation des quasi-particules, soit par les impuretés, soit par les phonons.

Deux équations couplées déterminent l'accélération des quasi-particules et de l'ODC. La résolution de ces équations permet de calculer le courant total, qui dépend fortement des différents temps de relaxation.

$$J_T = \begin{bmatrix} \tau^{*-1} + \tau_D^{-1} + \frac{m}{m^*} \tau^{-1} \\ \tau_D^{-1} \tau^{-1} \\ \tau^{*-1} + \tau_D^{-1} + \frac{\tau^{-1}}{\tau_k^{-1}} \end{bmatrix} \cdot A E \quad (2)$$

avec

$$A = \left[\frac{ne^2\tau_k}{m} + (N-n) \frac{e^2\tau_k}{m} \left(1 + \frac{\frac{\tau_k^{-1}}{m^*} - \frac{\tau_D^{-1}}{m}}{\frac{1}{m} (\tau^{*-1} + \tau_D^{-1}) + \frac{\tau^{-1}}{m^*}} \right) \right]$$

n, N, m, m^* ont le même sens que dans le calcul de Boriack et Overhauser.

$$\tau^{*-1} = \tau^{-1} \frac{n}{N-n} \frac{m}{m^*}.$$

Il est intéressant de voir ce que donne différentes approximations sur ces temps de relaxations :

1) Diffusions par les phasons faibles: $\tau_k^{-1} \gg \tau^{-1}$

La conductivité est dominée par les porteurs normaux

$$\tau_k^{-1} \ll \frac{m^*}{m} \tau_D^{-1}$$

avec, aux basses températures, $\frac{n}{N} \ll 1$ et, en définissant

$$J_{ODC} = \frac{Ne^2\tau_D}{m^*},$$

on trouve

$$J_T = \frac{ne^2\tau_k}{m} E + J_{ODC}$$

Le terme en E représente bien la conductivité ohmique, si $\tau^{-1} \sim < \tau_k^{-1}$, alors

$$J_T = \frac{ne^2\tau_k}{m(1+\tau^{-1}/\tau_k^{-1})} E + J_{ODC}$$

2) Diffusion par les phasons faibles : $\tau_k^{-1} \gg \tau^{-1}$, mais la conductivité est dominée par l'ODC

$$\tau_k^{-1} \gg \frac{m^*}{m} \tau_D^{-1}$$

$$J_T = \frac{ne^2\tau_k}{m} \left(\frac{1+a_1}{\frac{n}{N}+a_1} \right) E + J_{ODC} \frac{1+a_1}{1+a_1+\frac{n}{Na_1}}$$

$$\text{où } a_1 = \frac{m^*\tau_D^{-1}}{m\tau^{-1}}$$

Si $a_1 \gg 1$, on obtient

$$J_T = \frac{ne^2\tau_k}{m} E + J_{ODC}$$

Si $a_1 \ll 1$, on obtient

$$J_T \sim \frac{ne^2\tau_k}{m} \frac{E}{a_1 + \frac{n}{N}} + \frac{J_{ODC}}{1 + \frac{n}{Na_1}}$$

Là encore, le terme de la conductivité ohmique est élevé et le terme en J_{ODC} petit.

3). Diffusion dominée par les phasons: $\tau_k^{-1} \ll \tau^{-1}$ et $\tau_D^{-1} \ll \tau^{-1} \frac{n}{N-n} \frac{m}{m^*}$.

Prenons en plus $\frac{m^*}{m} \frac{\tau_D^{-1}}{\tau_k^{-1}}$ de l'ordre de 1, ce à quoi l'on s'attend si l'on suppose que la conductivité totale en champ électrique infini est de l'ordre de la conductivité normale en l'absence d'ODC. On trouve alors :

$$J_T = \frac{ne^2\tau_k}{m} E + J_{ODC}$$

Les calculs d'Overhauser ou de Lee et Rice sont très phénoménologiques. De plus, les paramètres physiques entrant dans ces calculs ne sont pas expérimentalement accessibles. Mais ces auteurs mettaient en évidence, et ceci dès 1979, l'existence d'une possible interaction entre l'ODC et les quasi-particules, et montraient ainsi que l'équation $J_T = \sigma_\Omega E + J_{ODC}$ n'est pas toujours vérifiée.

Du fait de porteurs libres, on ne peut pas considérer l'ODC comme un réseau de charges rigide. En effet, les porteurs libres peuvent écranter la charge d'espace due à des non uniformités de champ électrique et ainsi renormaliser la charge effective de l'ODC. C'est pourquoi différents auteurs [39,40] distinguent la limite statique de la limite dynamique. Dans la limite statique, les variations spatiales sont écrantées par les quasi-particules. Dans la limite dynamique, la réponse de l'ODC et des quasi-particules est découplée. D'après Lee et Rice, ceci est toujours valable si le processus de collision est caractérisé par un seul temps de relaxation. Pour des processus plus compliqués faisant appel à plusieurs temps de relaxation, la description par un modèle à deux fluides n'est plus valable. L'équation de Boltzmann gouvernant la distribution des quasi-particules doit être réévaluée. K. Maki distingue également ces deux limites [40] : pour lui, la limite dynamique est atteinte quand la fréquence du " bruit périodique " est supérieur à $\nu_C = V_F L^{-1}$, où V_F est la vitesse de Fermi et L la longueur de Lee et Rice. La valeur estimée

de V_F pour $NbSe_3$ est comprise entre $2 \cdot 10^7$ cm/s et $4.5 \cdot 10^7$ cm/s. La valeur maximale de L pour $NbSe_3$ est de $110 \mu\text{m}$ [en fait nous pensons qu'elle est beaucoup plus petite, inférieure à $10 \mu\text{m}$]. Ainsi, $\nu_C|_{\text{minimum}} \sim 2$ GHz, et nos mesures sont toujours effectuées pour $\nu < \nu_C$. Dans l'hypothèse de K. Maki, nous sommes donc dans la limite statique. Il semble pourtant que, même à ces fréquences, le modèle à 2 fluides puisse être défailant.

II. Modèle du Contre Courant d'Electrons Normaux

(S.N. Artemenko) : Cas SemiConducteur

En 1984, paraissait un article de S. N. Artemenko et al [41] qui rapportaient les premières mesures d'effet Hall non linéaire dans TaS₃, l'ODC étant dépiégée. L'interprétation était donnée par S. N. Artemenko. Dû au champ électrique, l'ODC se déplace avec la vitesse V_{ODC} , entraînant un déplacement du gap de $k = \frac{mV_{ODC}}{\hbar}$. A $-k_F$, l'énergie électronique diminue de $\frac{\hbar\omega}{2}$ ($\hbar\omega = \hbar QV_{ODC}$) et, à $+k_F$, l'énergie est augmentée d'autant. Il y a donc dissymétrie de l'énergie et des états excités de quasi-particules. L'énergie des électrons ayant des vitesses de groupe vers l'avant dans le sens de V_{ODC} est plus élevée ($\sim \hbar\omega$) que celle des électrons allant vers l'arrière. Une fonction de distribution de type Fermi va donc favoriser les états à contre vitesse et l'on aura **un contre-courant**. Les calculs d'Artemenko sont donnés en Annexe. Disons simplement qu'ils sont effectués dans le cas d'un conducteur quasi-unidimensionnel avec une dépendance en température identique à celle d'un semiconducteur (TaS₃, bronze bleu...). Le courant total parallèle aux chaînes est donné par l'équation (3) :

$$J_{//} = \sigma_{\Omega} E + J_{ODC} (1 - \alpha_0). \quad (3)$$

σ_{Ω} est la conductivité ohmique des quasi-particules thermiquement excitées au-dessus du gap.

Supposons que nous ayons seulement des électrons et que $T \ll \Delta$, alors :

$$\alpha_0 \approx \sqrt{2} \pi \frac{v_b}{v} \sqrt{\frac{T}{\Delta}} e^{-\Delta/T},$$

où v_b représente l'inverse du temps de diffusion " vers l'arrière " et $v = v_f + \frac{v_b}{2}$, où v_f est, dans ce cas, l'inverse du temps de diffusion " vers l'avant ".

A basse température pour les composés à caractère semi-conducteur, α_0 est très petit devant 1 et le contre-courant des électrons normaux proportionnel à J_{ODC} est très faible. On ne s'attend donc pas à voir une variation de J_{ODC} avec la température à basse température, et c'est bien ce que l'on observe [cf. FIG.20 de ce chapitre].

Par contre, dans les mêmes conditions, le courant Hall $J_H = \sigma_{tr} E_H$ est donné par l'expression :

$$J_H \sim H \sqrt{\frac{T}{\Delta}} e^{-\Delta/T} \left[E - \frac{16}{3} \frac{\alpha_0}{\sigma_1} J_{ODC} \right],$$

où

$$\frac{\alpha_0}{\sigma_1} \sim \frac{1}{\sigma_N} \left(\frac{\pi \Delta}{2T} \right)^{1/2};$$

σ_N est la conductivité des électrons avant l'ouverture du gap.

Dans ce cas, le terme en $\frac{J_{ODC}}{\sigma_N}$ n'est pas négligeable devant E. On peut écrire

$$V_H = R_H [I_N - \alpha I_{ODC}],$$

avec $\alpha = \frac{16}{3} \alpha_0$; Les facteurs correctifs α_0 et α ne sont pas identiques. Dans le cas plus général où il y a un nombre différent d'électrons et de trous, les facteurs α et α_0 diffèrent encore plus.

Aussi, nous estimons que la discussion des résultats sur l'effet Hall non linéaire dans $K_{0,3}MoO_3$ publiés par Forro et al [42] est faussée dès le départ, car ces auteurs ont abusivement pris $\alpha = \alpha_0$. La même erreur fut reprise plus tard par les mêmes auteurs dans le cas de $(TaSe_4)_2I$ [43].

III. Modèle du Contre Courant d'Electrons Normaux

(S.N. Artemenko) : Cas Semi-Métal (NbSe₃)

Tous les calculs ci-dessus s'appliquent aux composés à caractère semiconducteur à basse température et non pas à NbSe₃. Récemment, S. N. Artemenko a repris des calculs adaptés à NbSe₃. Les principes de base sont identiques. Du fait du mouvement de l'ODC, la distribution des quasi-particules est modifiée et il en résulte une contribution des quasi-particules à la partie non linéaire du courant. Le mouvement des quasi-particules est affecté par la diffusion (impuretés, phonons...), d'où, pour calculer le courant, Artemenko utilise une équation cinétique de type Boltzmann. Il considère, pour NbSe₃, un modèle avec des poches de porteurs (trous, électrons) qui décrit la conduite semi-métallique dans un état de Peierls. Il prend un spectre électronique avec dispersion dans la direction (ou les directions) perpendiculaire :

$$\varepsilon_N = (P - P_F) V + \varepsilon_1 \cos(aP_{\perp}) + \varepsilon_0 \cos(2aP_{\perp}) ,$$

Le spectre d'énergie en dessous de T_C étant

$$\varepsilon' = \sigma \pm \sqrt{(\delta + \varphi)^2 + \Delta^2} ,$$

$$\begin{cases} \sigma \\ \delta \end{cases} = \frac{\varepsilon_N (P + \frac{Q_0}{2}) \pm \varepsilon_N (P - \frac{Q_0}{2})}{2}$$

ε_N : Energie de bande non perturbée

Avec un doublement de la période dans la direction transverse, on a $\sigma = \varepsilon_0 \cos(2aP_{\perp})$. Ainsi, ε_0 détermine l'écart au " nesting ". Il est pris de l'ordre du gap Δ . Dans ce cas, il est possible d'avoir un spectre avec des poches [cf. FIG.21].

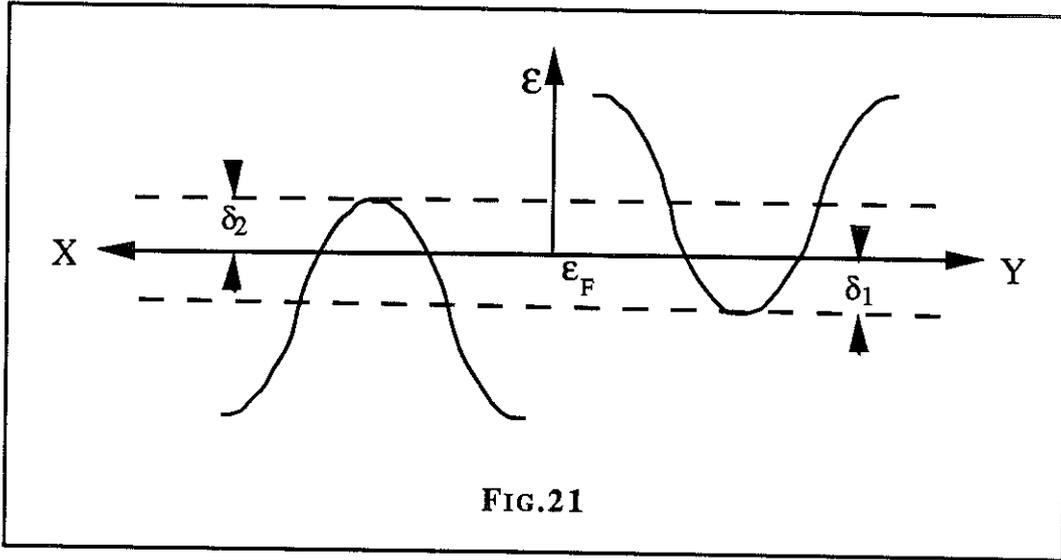


FIG.21

1. Cas Général

Les calculs sont effectués dans l'approximation basse température $T < \Delta$, mais sont théoriquement valables pour les deux transitions, ce qui permet des approximations sur l'énergie et également sur l'intégrale de collision. Les poches de quasi-particules sont approximées à 2D. Le détail des calculs est développé en Annexe. Finalement, avec une dernière simplification sur les différentes poches $m_1 = m_2$ et $\delta_1 = \delta_2$, le courant total est donné par l'expression ci-dessous :

$$J_T = J_{ODC} [1 - Af(d)] + \sigma_1 E,$$

où

$$A = \frac{\delta v_b}{\Delta 2v} \sqrt{\frac{\Delta}{\epsilon_0}},$$

$$f(d) = \frac{\ln(1 + e^d)}{d} + \frac{v_f}{v_f + v_b} \operatorname{th} \frac{d}{2} \quad \text{avec } d = \frac{\delta}{2T} \text{ et } \delta = \delta_1 + \delta_2,$$

$$\sigma_1 = \sigma_N \frac{\delta v_b}{\Delta v} \left[\frac{\ln(1 + e^d)}{d} - \operatorname{th} \frac{d}{2} \frac{v_b/2}{v_f + v_b} \right],$$

v_f et v_b étant respectivement les fréquences de diffusion " vers l'avant " et " vers l'arrière ", v_b étant estimée de l'ordre, ou plus petit, que v_f .

La FIG.22 montre la variation de la fonction $f(d)$ en fonction de d , ceci pour différentes valeurs du rapport $\alpha = \frac{v_b}{v_f}$. Le minimum de $f(d)$ était calculé pour la température $T = 32K$, valeur du maximum expérimental de la courbe $P(T)$.

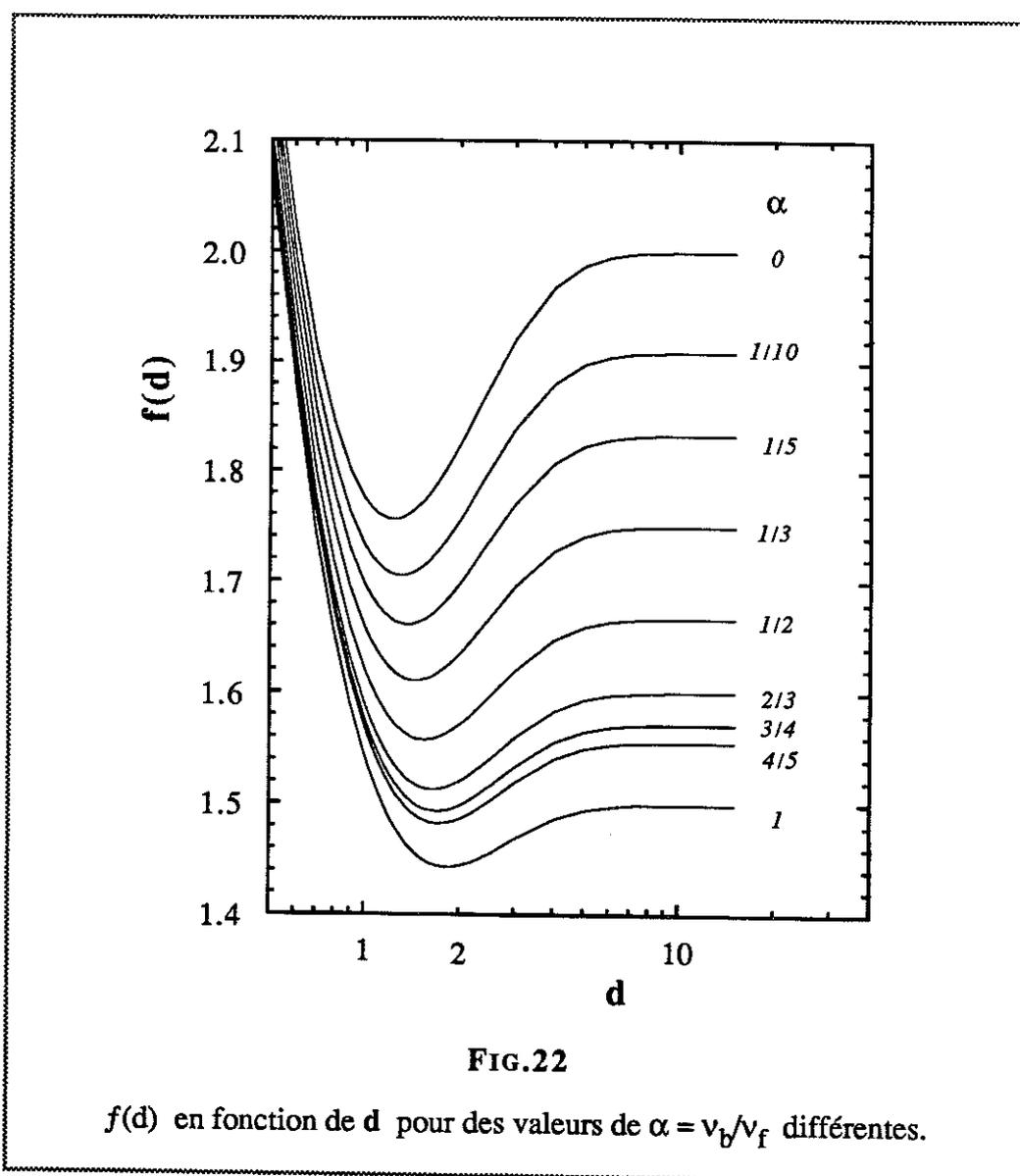


FIG.22

$f(d)$ en fonction de d pour des valeurs de $\alpha = v_b/v_f$ différentes.

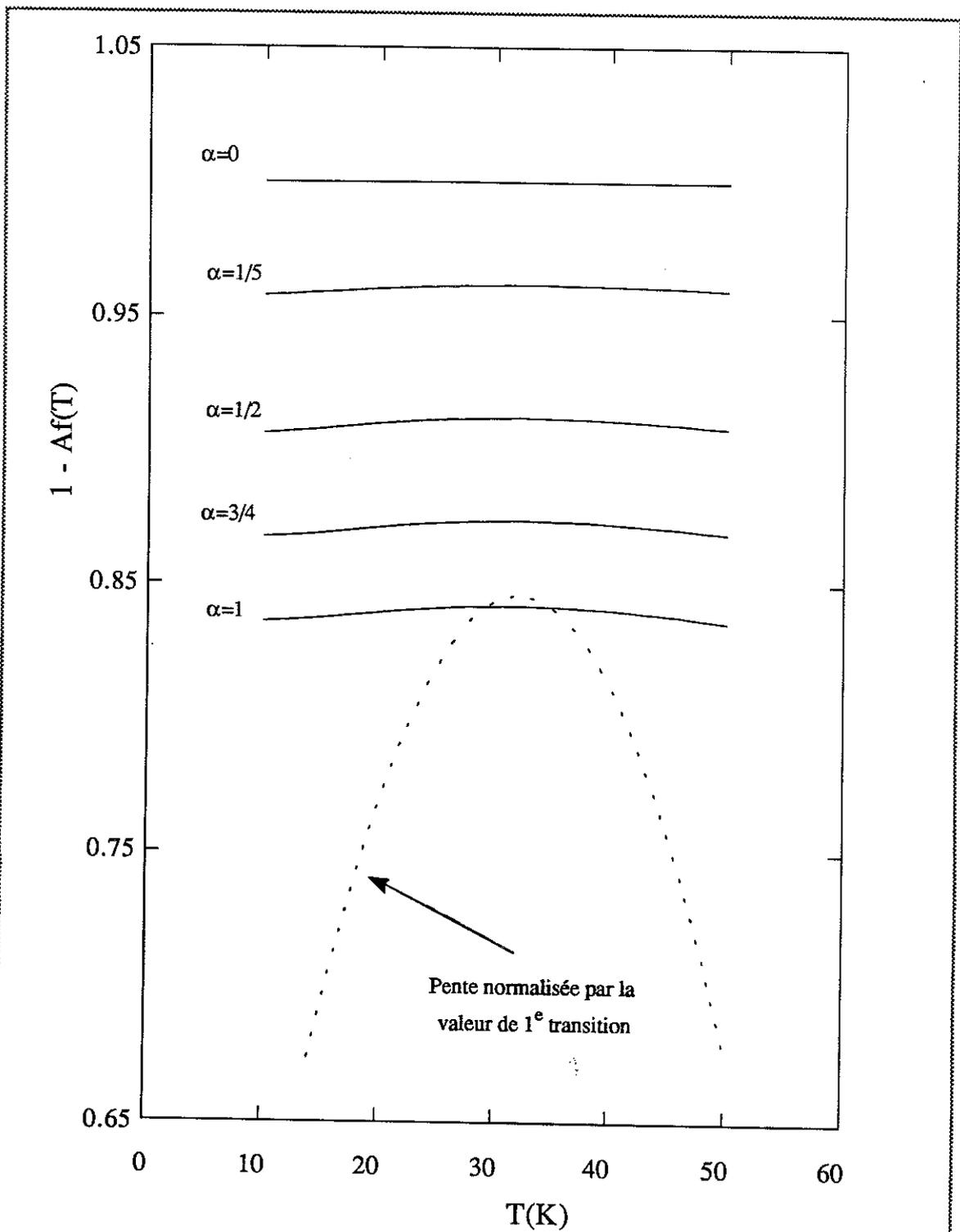


FIG.23

$1 - Af(T)$ calculé, et la pente dI_{ODC}/dv_0 expérimentale normalisée par la valeur maximale de la première transition ($\alpha = \frac{v_b}{v_f}$).

On remarque que l'ampleur de la décroissance de $f(d)$ pour les basses températures (d grand) augmente lorsque $\frac{v_b}{v_f}$ diminue; elle varie entre 14 % et 4 %. Par contre, la variation de $1 - Af(T)$ entre 10 K et 32 K est très faible [FIG.23]. Si la valeur du maximum de $1 - Af(T)$ dépend des valeurs de δ , ϵ_0 et Δ , l'ampleur de la variation en température est essentiellement liée à la valeur de $\frac{v_b}{v}$. Sur la FIG.23, nous avons porté les valeurs théoriques de $1 - Af(T)$ en fonction de la température et pour différentes valeurs de $\alpha = \frac{v_b}{v_f}$, ainsi que $\left. \frac{dJ_{ODC}}{dv_0} \right|_{exp}$ normalisé par sa valeur maximum pour la première transition, pour l'échantillon CR21. La très faible variation dans $1 - Af(T)$ provient du fait que A est de toute façon très petit et il tend vers 0 quand α tend vers 0, mais c'est pour α nul que $f(d)$ a sa plus grande variation thermique.

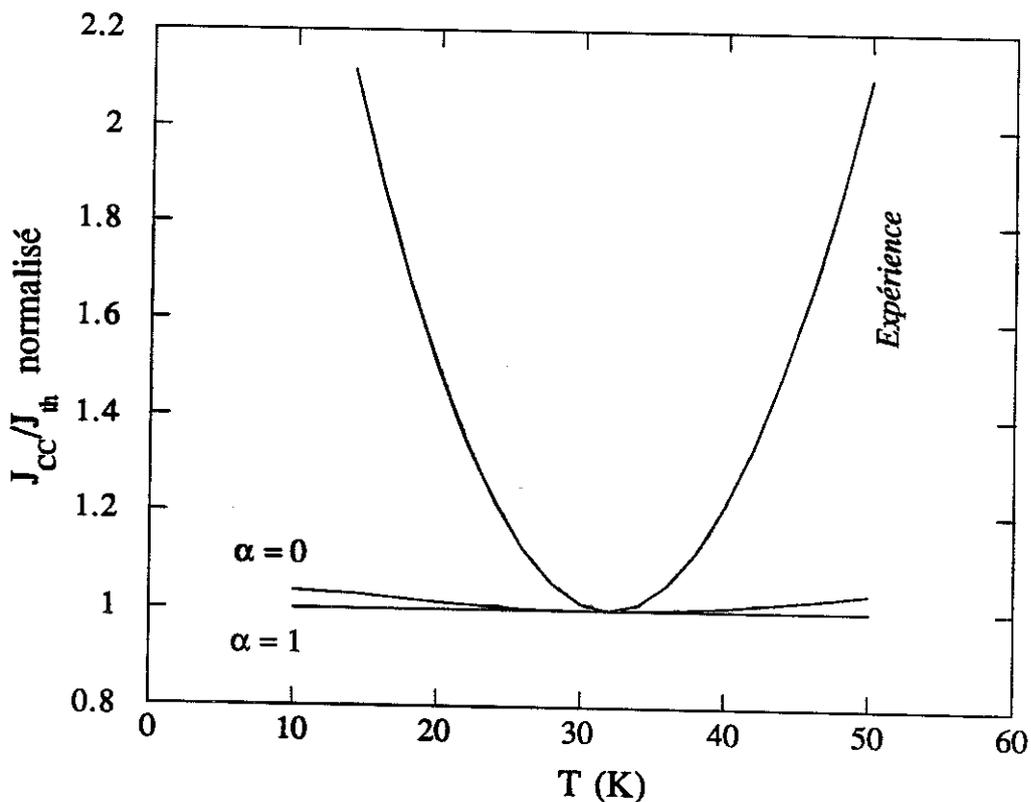


FIG.24

J_{CC}/J_{Th} en fonction de la température avec $\alpha = \frac{v_b}{v_f}$.

Pour visualiser uniquement la variation thermique, nous avons porté sur la FIG.24 le contre courant J_{CC} ($J_{CC} = -Af(d) J_{ODC}$) normalisé par la valeur théorique J_{ODC} , et $\frac{J_{ODC}^{exp}}{J_{ODC}}$. Les valeurs expérimentales et théoriques sont elles-mêmes normalisées vers 32 K. Nous constatons que les valeurs absolues de la variation thermique expérimentales et théoriques diffèrent fortement.

2. Deuxième Transition (Cas des basses températures $T < \delta$)

Dans ce cas :

$$A = 4 \frac{n}{N} \frac{\epsilon_F}{\Delta} \frac{v_b}{v}$$

$$f(d) = 1 + \frac{v_f}{v_f + v_b} \left[1 - 2e^{-\delta/2T} \right]$$

$$\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = -\frac{n}{N} \frac{4\epsilon_F}{\Delta} \frac{v_b}{v_f + v_b/2} \left[1 + \frac{v_f}{v_f + v_b} \left(1 - 2e^{-\delta/2T} \right) \right] \quad (4)$$

Δ et N sont connus, ϵ_F peut être estimé, v_b et v_f ne sont pas accessibles. A très basse température, leur rapport est indépendant de T ; seule la diffusion par les impuretés est prise en compte.

Les mesures d'effet Hall à 4.2 K en champ magnétique élevé permettent de calculer la constante de Hall R_H^∞ en limite de champ magnétique infini

$$R_H^\infty = \frac{1}{|n_0 - p_0|} \quad \left[\begin{array}{l} \text{Dans le cas simple d'un modèle} \\ \text{3D à deux types de porteurs.} \end{array} \right]$$

Donc, nous connaissons $|n_0 - p_0|$, mais ni n_0 , ni p_0 . Le n du calcul d'Artemenko serait plutôt $(n_0 + p_0)$. Si on prend pour n , $|n_0 - p_0|$, on trouve :

$$\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = \begin{cases} -0.17 & \text{si } v_b = v_f \\ -0.031 & \text{si } v_b = 0.1 v_f \end{cases}$$

$$\text{avec } N = 2 \cdot 10^{21} \text{ électrons/cm}^3,$$

$$n = 7 \cdot 10^{18} \text{ électrons/cm}^3,$$

$$\epsilon_F = 4200 \text{ K},$$

$$\Delta = 350 \text{ K}.$$

On constate évidemment l'importance du rapport $\frac{v_b}{v_f}$. La véritable valeur de n ne pourrait qu'augmenter la valeur de $\frac{J_{CC}}{J_{ODC}}$. La comparaison avec l'expérience devrait se faire dans un domaine de température où seule intervient la résistivité résiduelle, c'est-à-dire vers 4 K ; malheureusement, nous ne pouvons pas calculer $J_{ODC}(\text{expérimental})$ vers 4 K et nous ne savons pas si, entre 15 K et 4 K, il continue à décroître, ou s'il sature.

Prenons comme hypothèse à 4 K $\frac{J_{ODC}(\text{expérimental})}{J_{ODC}} = 0.55 = 1 - \frac{J_{CC}}{J_{ODC}}$. Nous avons donc $\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = 0.45$.

En prenant deux cas extrêmes pour $\frac{v_b}{v_f}$, nous en déduisons les valeurs de n :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Si } \frac{v_b}{v_f} = 1, \quad \text{il faudrait } n = \underline{1.9 \cdot 10^{19}} \text{ électrons/cm}^3 \\ \text{Si } \frac{v_b}{v_f} = 0.1, \quad \text{il faudrait } n = \underline{1 \cdot 10^{20}} \text{ électrons/cm}^3 \end{array} \right.$$

$v_b/v_f = 1$ nous paraît physiquement peu probable, mais, par contre, la valeur de n obtenue dans le cas $\frac{v_b}{v_f} = 0.1$ nous semble élevée.

Donc, même à basse température, l'accord entre la théorie et l'expérience est mauvais. Artemenko a considéré le cas 2D avec des masses d'électrons et de trous identiques, il faudrait sans doute considérer le cas 3D fortement anisotrope avec des

masses différentes. Un tel changement modifierait-il fondamentalement la valeur de $Af(d)$? Nous ne pouvons répondre à cette question.

En ce qui concerne la variation thermique de J_{CC} , il nous paraît important de connaître celle de $\frac{v_b}{v_f}$ car ces termes recouvrent également la diffusion par les phonons, bien que ce ne soit pas clairement explicite dans le calcul d'Artemenko, et donc modifient la variation thermique de J_{CC} .

Dans le cas de la deuxième transition, la théorie d'Artemenko permet d'expliquer, de façon très qualitative, que la valeur à saturation soit inférieure à la valeur théorique attendue [FIG.23 pour $\alpha \neq 0$]. Celle-ci correspond à un nombre de porteurs d'environ $2 \cdot 10^{21} / \text{cm}^3$.

3. Première Transition

Cette théorie est, d'après Artemenko, applicable pour les deux transitions. Si l'existence de poches d'électrons ou de trous semble vraisemblable pour la deuxième transition compte tenu du caractère métallique à basse température, rien ne permet de le justifier pour la 1^{ère} transition, mais a priori rien ne l'interdit. Expérimentalement, pour la première transition, J_{CC} est pratiquement nul (au moins très faible) au voisinage de 100K et, dans ce cas, la valeur à saturation permet de déduire un nombre de porteurs condensés de l'ordre de $2 \cdot 10^{21}$, valeur prédite par un simple calcul de bande en supposant que la moitié des porteurs participent au condensat.

J_{CC} nul implique ici $Af(d)$ nul ou négligeable devant 1. A ces températures ($T > 60 \text{ K}$), l'effet des phonons est certainement très important et nous devons connaître la variation thermique de $\frac{v_b}{v_f}$.

4. Effet du Champ Magnétique

Actuellement aucun calcul n'a été fait pour étudier la variation du contre-courant dû au champ magnétique. De façon très simpliste, il apparaît vraisemblable que le champ magnétique modifie la diffusion des électrons normaux, donc la valeur du contre-courant. On pourrait s'attendre dans ce cas à une dépendance en fonction de l'orientation.

Expérimentalement, il semble qu'il n'y ait pas de différence entre les deux orientations transverses, $H // [b,c]$ ou $H \perp [b,c]$.

Pour le cas de la magnétorésistance parallèle ($H // b$), elle est très faible et aucune étude en champ élevé ($H \approx 20T$) n'a été réalisée.

5. Conclusion

En conclusion, la théorie d'Artemenko permet de donner une tentative d'explication des phénomènes observés.

Qualitativement, elle pourrait expliquer la différence entre les valeurs absolues P_1 et P_2 , ainsi que la décroissance avec la température de P_1 et P_2 . L'explication de l'effet du champ magnétique serait également envisageable.

Quantitativement, l'accord est mauvais, la théorie peut certainement être améliorée mais nous manquerons toujours d'une **bonne connaissance** de la surface de Fermi à basse température qui permettrait d'avoir accès à ϵ_0 . Les variations thermiques des différents temps de relaxation restent également inaccessibles.

IV. Modèle de Maki

Maki et Huang [44] ont calculé récemment le courant électrique associé au mouvement de l'ODC en utilisant les techniques des fonctions de Green. Ils obtiennent également un contre courant important dans ce qu'ils appellent la limite " propre ", c'est-à-dire quand $\frac{\ell}{\xi} \gg 1$.

ℓ = libre parcours moyen

ξ = longueur de cohérence type BCS

Nous ne détaillerons pas ces calculs, mais ferons simplement quelques remarques.

Maki, comme nous l'avons déjà signalé, fait la distinction entre la densité du condensat dans la limite statique f_1 et la densité du condensat dans la limite dynamique f_0 :

$$f_1 = \frac{N_S(T)}{N} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} N_S: \text{nombre d'électrons condensés} \\ N: \text{nombre total d'électrons dans les bandes concernées} \end{cases}$$

Pour un semiconducteur de Peierls, à $T = 0 \text{ K}$, $f_1 = f_0$.

Pour Maki, on passe de la limite statique à la limite dynamique pour $v > v_C = V_F L^{-1}$ [V_F : vitesse de Fermi; L : longueur de Lee et Rice].

Pour NbSe_3 , nous avons vu que $v_C \sim 2\text{GHz}$. Nous sommes toujours dans la limite statique.

Le terme de contre courant obtenu par Maki est proportionnel à f . Le calcul de f est effectué dans la limite dynamique pour le cas d'un semiconducteur de Peierls [$\epsilon_0 \ll \Delta$]. Le résultat est porté sur la FIG.25. Le fait le plus marquant est sans doute que f est supérieur à 1 dans une large gamme de température. Si l'on en croit l'équation (1), dans

la référence [44], $-\tilde{\alpha} \dot{\phi}$ représente le contre-courant. D'après l'équation (4) de la même référence, $\tilde{\alpha} \dot{\phi} = fJ_{ODC}$, avec $f > 1$ le contre-courant est supérieur ou égal à J_{ODC} , pour $\frac{T}{T_C}$ inférieur à 0.6, ce qui nous semble assez étonnant. Peut-être l'équation (1) de [44] représente-t-elle le courant total, alors nous aurions :

$$-\tilde{\alpha} \dot{\phi} = -fJ_{ODC} = J_{ODC} - \alpha J_{ODC},$$

mais ceci entraîne f négatif et inférieur à 1 en supposant que α est lui positif et inférieur à 1. Donc cette hypothèse est en contradiction avec la FIG.25. Même une erreur d'impression sur le signe dans $-\tilde{\alpha} \dot{\phi}$ entraînerait f inférieur à 1, ce qui n'est pas le cas. Ainsi, la FIG.25 explique bien une dépendance en température du type de ce que nous observons. Mais, si notre compréhension des équations de la référence [44] est correcte, la FIG.25 traduirait l'existence d'un contre courant considérable.

D'après Maki lui-même [communication privée], pour $NbSe_3$, ϵ_0 est proche de Δ_0 , et actuellement il ne sait pas quel est alors le comportement de f [des calculs sont en cours pour résoudre ce problème].

Aussi, il ne nous semble pas que ce modèle soit pour l'instant utilisable dans le cas de $NbSe_3$.

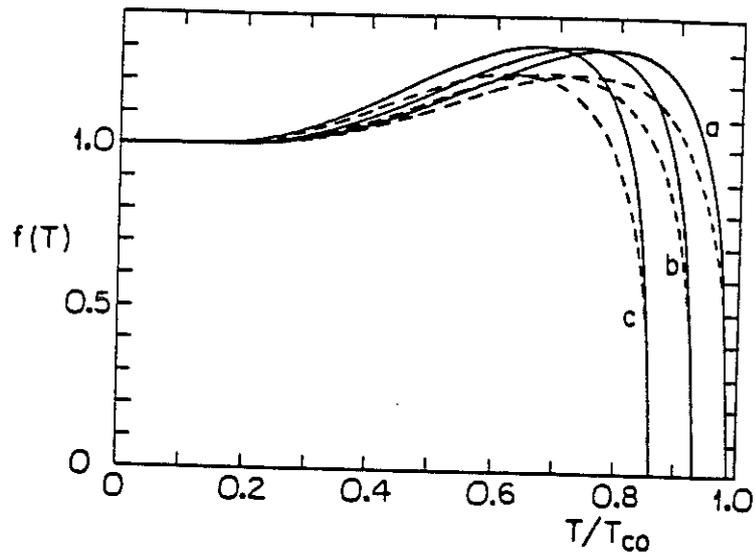


FIG.25

f_1 en fonction de température (d'après Maki [44]).

V. Modèle du Contre-Courant d'électrons normaux (M. RENARD)

Le détail des calculs est reporté en Annexe. L'idée physique est la même que celle d'Artemenko, les calculs sont plus simples.

Dans ce modèle, on postule l'existence de poches d'excitations de l'ODC, due à l'absence d'un " nesting " parfait à basse température. Les calculs sont fait, à température assez basse pour que les phonons optiques ne soient pas excités et que les phonons de vecteur Q_0 soient rarement excités.

L'ODC se déplace avec la vitesse V_{ODC} , à laquelle correspond la fréquence $\omega_M = Q_0 V_{ODC}$. Le mouvement de l'ODC entraîne une dissymétrie sur les énergies à $+k_F$ et $-k_F$. Ainsi, si l'on regarde la diffusion d'une excitation avec les impuretés, un état k avec une vitesse de groupe $V_G > 0$ peut maintenant être rétrodiffusé vers 3 états \vec{k}' à $V_G < 0$, avec les possibilités suivantes en énergie:

$$\epsilon_{k'} = \epsilon_k$$

$$\epsilon_{k'} = \epsilon_k \pm \hbar\omega_M$$

Pour obtenir le courant de particules, il faut d'abord calculer l'équation de Boltzmann en tenant compte de toutes les possibilités de diffusion, donc déterminer $-\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{\text{Collision Elastique}}$:

$$-\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{C.E} = \left(\frac{dn}{dv_k} \right) V^2 \int_{k'} (f_{k'} - f_k) \frac{dS_{k'} M^2}{|(\text{grad}_{k'} \epsilon')|}$$

$\frac{dn}{dv_k}$: densité d'états dans l'espace des k ,

V : potentiel d'impuretés (on considère des impuretés ponctuelles donc V constant)

$f(k)$: fonction de distribution de type Fermi

dS_k : élément de surface

M^2 : carré de l'élément de matrice $M = \langle \psi_k | \delta_{r-r_1} | \psi_k \rangle$

Il faut d'abord calculer tous les éléments de M^2 correspondant aux trois transitions avec \vec{k}' du même côté que \vec{k} , et 3 transitions avec \vec{k}' de l'autre côté de \vec{k} .

Le terme $\frac{dS_k \cdot M^2}{|(\text{grad}_k \mathcal{E})|}$ est calculé en prenant une surface d'énergie elliptique :

$$\mathcal{E} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k^2 + a^2 k_S^2 \right]$$

Nous avons, uniquement avec les impuretés,

$$-\hbar \frac{\partial f_K}{\partial t} \Big|_{C.E} = \frac{1}{\tau_e} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{\frac{1}{2}} (f - f_0) - \frac{4}{3} \frac{\mathcal{E}_F}{\Delta} \hbar \omega \frac{df_0}{d\mathcal{E}} \frac{k}{Q_0} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\tau_e},$$

qui se compose du 1^e terme de diffusion classique et d'un 2^e terme qui traduit la diffusion anormale due au mouvement de l'onde. Il faut noter que le temps de relaxation varie lentement avec l'énergie.

Afin de simplifier les calculs, M. Renard prend un temps de diffusion, variant de la même façon en énergie, pour les phonons participant aux transitions normales : $\frac{1}{\tau_p} \left(\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \right)^{\frac{1}{2}}$. Il en déduit alors que :

$$\frac{J_{cc}}{J_{ODC}} = - \frac{n}{N} \frac{4\mathcal{E}_F}{3\Delta} \frac{\rho_0}{\rho_T}$$

ρ_0 : résistivité résiduelle,

ρ_T : résistivité normale à la température T,

n , N , \mathcal{E}_F et Δ ont la même signification que précédemment.

A basse température, les phonons sont gelés, ils ne participent pas aux transitions anormales car le transfert d'impulsion entre états électroniques $\Delta(\hbar k) \sim Q_0$ et

$$\hbar\omega|_{\text{phonons à } Q_0} \approx \frac{k\theta_D}{2} \sim 100 - 200\text{K} \quad (\theta_D : \text{Température de Debye}).$$

A plus haute température, on peut en tenir compte et, de façon phénoménologique, M. Renard obtient alors pour le contre-courant total :

$$\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = -\frac{n}{N} \frac{4\varepsilon_F}{3\Delta} \left[\frac{\rho_0 + (\rho_T - \rho_0) e^{-\frac{\hbar\omega_{ph}}{kT}}}{\rho_T} \right] \quad (5)$$

On constate que la limite basse température de l'équation (5)

$$\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = -\frac{n}{N} \frac{4\varepsilon_F}{3\Delta} \sim 5.6 \cdot 10^{-2}$$

est tout à fait du même ordre de grandeur que la même limite prise pour l'équation (4) d'Artemenko, avec $v_b < v_f$. Il manque toujours un ordre de grandeur par rapport aux valeurs expérimentales. Le problème de la connaissance réelle de n se pose de la même façon que précédemment.

On peut tirer de l'équation (5) la variation thermique de $\frac{J_{CC}}{J_{ODC}}$, car $\frac{\rho_0}{\rho_T}$, $\frac{\rho_T - \rho_0}{\rho_T}$ sont connus expérimentalement, et on peut calculer $\hbar\omega_{ph}$ en cherchant le minimum de la fonction $\frac{\rho_0}{\rho_T} + \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_T}\right) e^{-\frac{\hbar\omega_{ph}}{kT}}$, où l'on a pris pour la température T la valeur expérimentale [$T = 30\text{K}$] pour laquelle P_2 a un maximum. Le calcul donne alors $\hbar\omega_{ph} \approx 130\text{K}$, ce qui est tout à fait cohérent avec la valeur attendue. Cette valeur doit être indépendante des échantillons, ce qui semble expérimentalement le cas. Les échantillons sur lesquels nous pouvons tester ce calcul ont des caractéristiques de $\frac{R(T)}{R_\Omega}$ et $\frac{dR}{dT}$ assez proches et donc des températures pour le maximum de P_2 assez voisines [cf. FIG.6].

Ainsi, sur la figure FIG.26, nous avons porté en fonction de la température la valeur expérimentale de $\frac{J_{CC}}{J_{ODC}}$ qui est égale à :

$$1 - \frac{\left[\frac{J_{ODC}}{v_0} \right]_{\text{expérimental}}}{\left[\frac{J_{ODC}}{v_0} \right]_{\text{théorique}}},$$

en prenant pour $\left[\frac{J_{ODC}}{v_0} \right]_{\text{théorique}}$ la valeur de $43.4 \text{ A MHz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Pour comparer avec la théorie de la variation thermique, nous avons normalisé $\left. \frac{J_{CC}}{J_{ODC}} \right|_{\text{exp.}}$ à la température du minimum avec le terme qui varie en température dans l'expression théorique, à savoir $\frac{\rho_0}{\rho_T} + \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_T} \right) e^{-\frac{\hbar\omega_{ph}}{kT}}$. L'accord est simplement qualitatif. La FIG.26 est à comparer à la FIG.24.

Ce modèle est essentiellement fait pour être appliqué aux basses températures dans le cas de la deuxième transition. En particulier, il n'expliquerait pas un contre courant nul comme nous l'observons pour la première transition. Même si les termes de phonons sont introduits artificiellement, ils semblent importants pour expliquer la position du maximum de P_2 en température. Ainsi, sans ces termes, le maximum devrait être situé au maximum de $R(T)$, ce qui est loin d'être le cas. On peut également comprendre qu'avec des échantillons ayant des $\frac{R(T)}{R_0}$ et $\frac{dR}{dT}$ différents, on puisse trouver des températures différentes où P_2 est maximum.

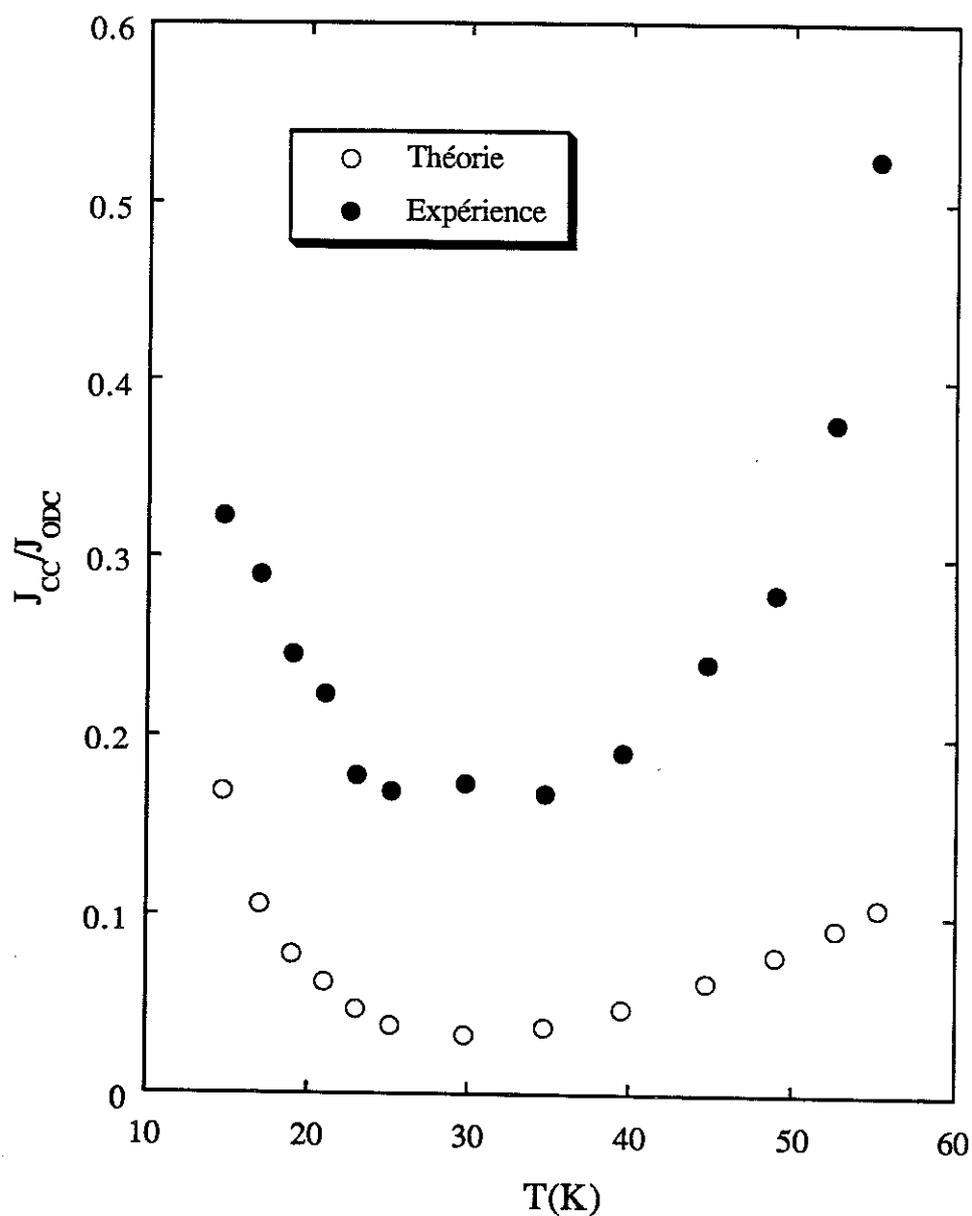


FIG.26

Les valeurs $\frac{J_{cc}}{J_{ODC}}$ expérimentales (CR21) et théoriques

normalisées arbitrairement à 1 à 30 K.

VI. Conclusions

Les deux modèles (celui d'Artemenko et de Renard) précédemment discutés nous permettent d'entrevoir une explication possible, compte tenu de l'accord qualitatif, mais nous sommes conscients qu'ils n'apportent pas de preuves définitives.

Le calcul de M. Renard permet de bien mettre en évidence le rôle des phonons. Celui-ci est théoriquement pris en compte dans le modèle d'Artemenko, mais ce point ne nous paraît pas très clair, en particulier leurs effets pour la première et la deuxième transitions devraient être fort différents. Est-ce la cause d'un contre-courant nul vers 100K ? Le désaccord aux très basses températures, entre les valeurs théoriques et expérimentales du contre-courant, est le premier problème à résoudre. Ce désaccord, qui est au moins d'un ordre de grandeur quand $\frac{v_b}{v_f} \approx 0.1$, peut très facilement disparaître si l'on se place dans un cas équivalent à $v_b = v_f$. Il faut, dans ce cas, avoir une poche d'électrons avec $n_0 = 6 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ et une poche de trous avec $p_0 = 13 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$, de façon à obtenir $|n_0 - p_0| = 7 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$ et $n_0 + p_0 = 19 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$. Ceci est pure hypothèse, mais les ordres de grandeur sont raisonnables dans le cas de NbSe_3 . En ce qui concerne la variation thermique, même loin de T_C , la variation de $\Delta(T)$ peut ne pas être négligeable car elle entraîne une variation de δ et ϵ_0 . A ces variations, nous devons rajouter celle de $\frac{v_b}{v_f}$. Nous ne pouvons déterminer quels changements induirait la prise en compte de ces termes.

I. Conductivité en Champ Electrique Elevé

I-1. Modèle de Zhang et Ong

En 1985, X. J. Zhang et N. P. Ong [45] publiaient un article rendant compte de résultats obtenus sur la conductivité électrique de NbSe_3 en très fort champ électrique.

La FIG.1 montre leurs résultats pour $\frac{dJ}{dE}$ versus E , pour des températures entre 19 K et 52 K. Ils proposaient l'analyse phénoménologique suivante pour $E \geq 2E_C$.

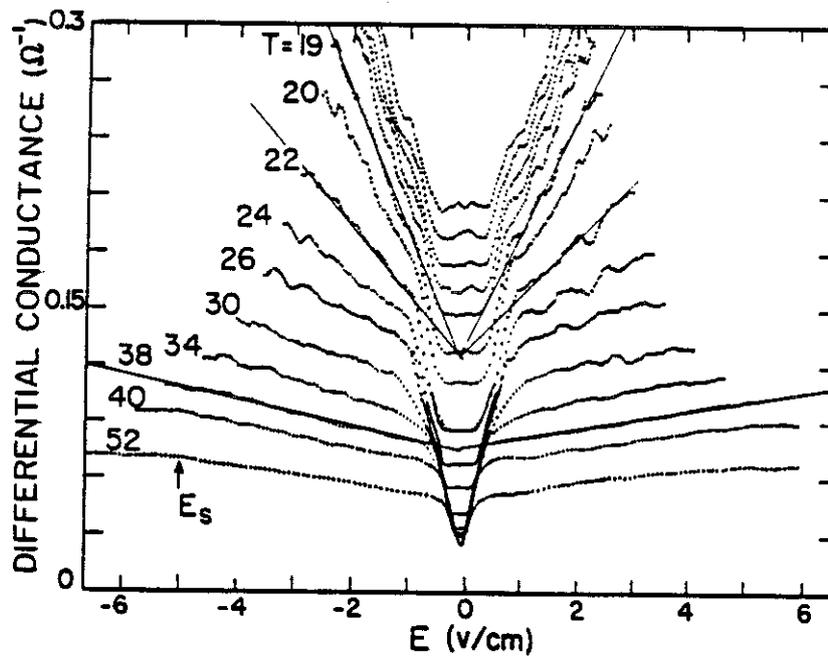


FIG.1

dJ/dE en fonction du champ E pour NbSe_3 . (D'après Zhang et Ong [45])

Aux basses températures ($T < 25 \text{ K}$) pour $\sigma_{\Omega} > \sigma_C$,

$$\frac{dJ}{dE} = g_0 \left(1 - \frac{E}{E_1} \right) + \sigma_{\Omega} \frac{E}{E_M}, \quad (1)$$

où g_0 , E_1 et E_M sont des constantes.

Aux températures supérieures à 25 K $\sigma_{\Omega} < \sigma_C$,

$$\frac{dJ}{dE} = \sigma_{\Omega} (\gamma + \phi E), \quad (2)$$

où γ et ϕ sont d'autres constantes. L'équation (2) est également valable pour la première transition.

Pour ces auteurs, le paramètre d'échelle relevant n'est pas T mais σ_{Ω} .

A champ élevé, supérieur à un champ seuil E_S , $\frac{dJ}{dE}$ sature, ce champ E_S ayant la même valeur entre 40 K et 54 K, ceci quels que soient les échantillons.

Zhang et Ong déclaraient que leur analyse pour $\frac{dJ}{dE}$ était en meilleur accord avec l'expérience que celles proposées par J. Bardeen [46], G. Grüner et al [47], L. Sneddon [48], D. Fisher [49].

Dans le cas de la limite en champ électrique élevé, ils identifient $\frac{dJ}{dE} \Big|_{E > E_S}$ à $\frac{dJ}{dE} \Big|_{\infty} = \sigma_{\infty}$. Dans la gamme de température $38 \text{ K} < T < 54 \text{ K}$, σ_{∞} s'écrit suivant l'équation (2) :

$$\sigma_{\infty} = \sigma_{\Omega} (\gamma + \phi E_S).$$

Il est donc aussi proportionnel à σ_{Ω} .

I-2. Nos Résultats Expérimentaux

Ayant réalisé des mesures en champ E élevé, nous comparons maintenant nos résultats avec les précédents. Sur la FIG.2, nous avons porté $\frac{dI}{dV}$ en fonction de E , pour un seul sens du champ et 5 températures différentes. L'allure de nos courbes comparée à celle de Zhang et Ong provient de plusieurs phénomènes.

Nos échantillons saturent beaucoup plus rapidement. $E_S \leq 0.1 \text{ V cm}^{-1}$ pour $T \sim 50 \text{ K}$ et $E_S \sim 0.3 \text{ V/cm}$ pour $T \approx 40 \text{ K}$. E_S n'est donc pas le même dans cette gamme de température. Depuis le début de l'étude des composés à ODC, l'allure des courbes $\frac{dV}{dI} = f(I)$ a été largement étudiée. En particulier, pour la deuxième transition de NbSe_3 , on peut avoir des courbures très arrondies ou très brutales, comme ici vers 55 K et 29 K. La diversité de ces comportements est sans doute liée à l'évolution des effets du piégeage en fonction de la température.

Nos mesures sont en accord avec celles de Ong pour certains échantillons et certaines températures, comme ici pour $T = 39.5 \text{ K}$, mais, pour $T = 44.7 \text{ K}$, il n'y a pas vraiment de linéarité entre $\frac{dI}{dV}$ et E . Nous pensons que, même actuellement trouver une équation qui rendrait compte de la variation exacte de $\sigma(E)$ pour tous les échantillons et dans toute la gamme de température est un peu illusoire. Les équations (1) et (2) permettent certainement d'obtenir un bon accord entre la théorie et l'expérience, mais pour certains types d'échantillons seulement. La distinction entre les deux régimes semble artificielle; l'équation (1) a trois paramètres ajustables, l'équation (2) en a deux, de même que l'équation de Bardeen ^[46] (ici E_T est directement mesurable):

$$\sigma = \sigma_{\Omega} + \sigma_b \left[1 - \frac{E_T}{E} \right] e^{-KE_T/E} \quad (3)$$

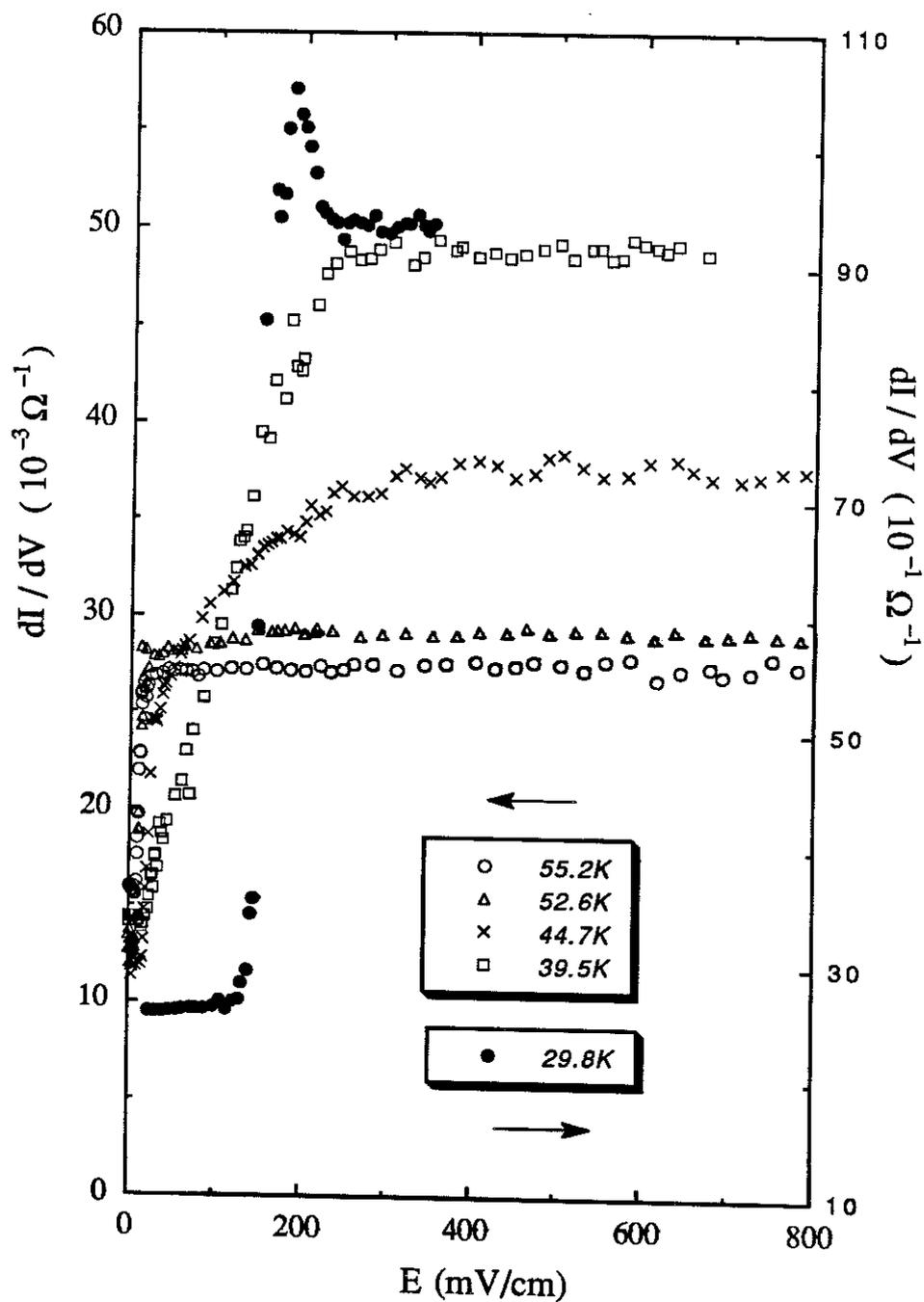
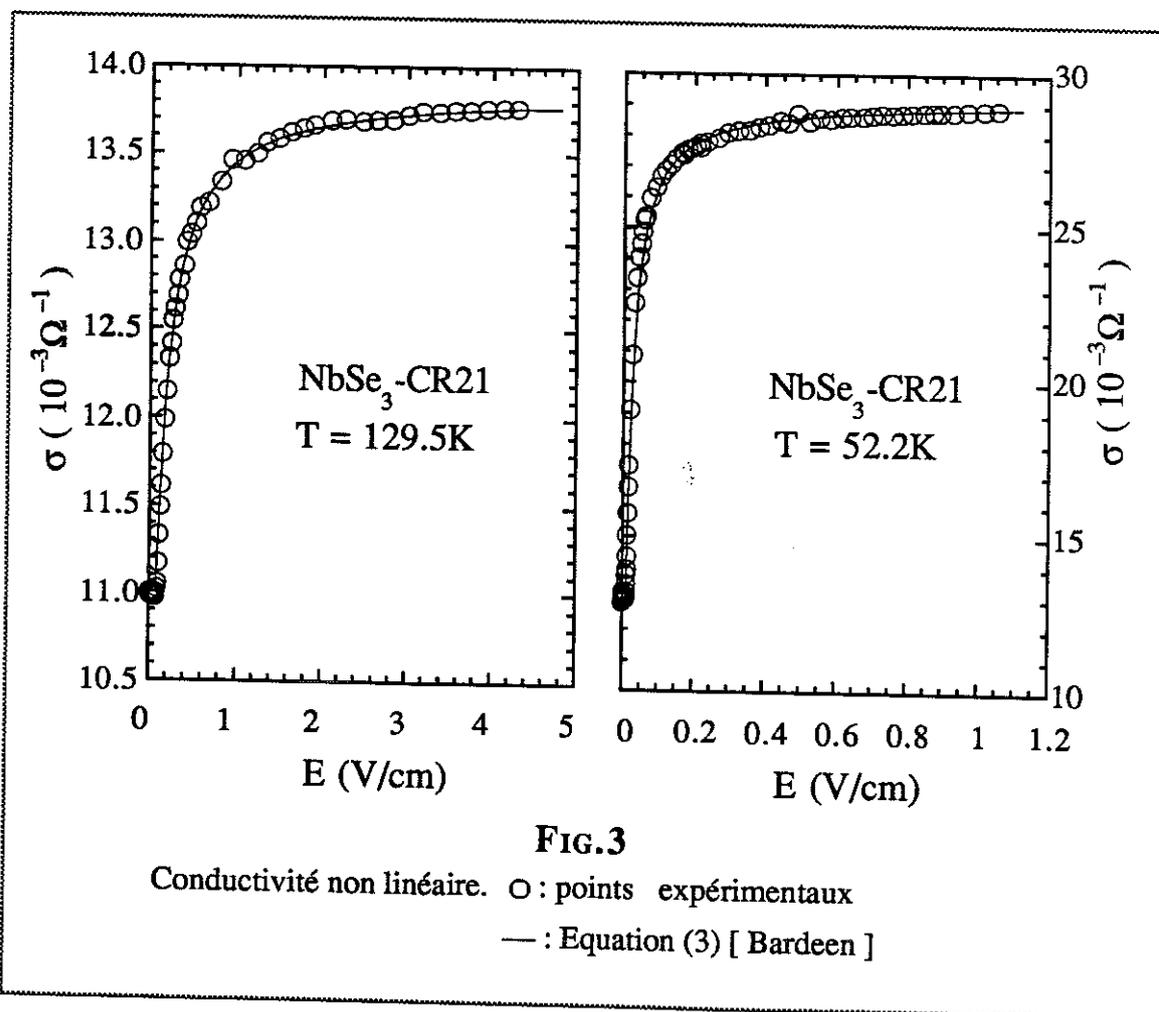


FIG. 2

dI/dV en fonction du champ E pour l'échantillon NbSe₃-CR21 pour cinq températures: 55.2, 52.6, 44.7, 39.5 et 29.8 K.

Ong considère lui-même que l'accord avec l'expérience existe pour $E \geq 2E_T$. Avec une telle restriction, l'accord entre l'équation (3) de Bardeen et l'expérience est également excellent (cf. FIG.3). Il y a eu, par le passé, de nombreuses controverses sur la validité, soit de l'équation de Bardeen, soit de celle obtenue par Sneddon [48] $\sigma = \sigma_\infty - \frac{K}{\sqrt{E}}$. Aucune, et pas plus les équations (1) et (2), ne rendent compte de $\sigma(E)$ pour tous les échantillons sur toute la gamme de température et de champ électrique.

La gamme " E infini " ou en fait " E très élevé " est intéressante. Elle dépend beaucoup moins du type de piégeage car $E \gg E_T$. Nous avons vu que certains de nos échantillons saturent assez facilement en $\frac{dJ}{dE}$. Nous allons, au cours de ce chapitre, étudier principalement la limite E infini.



II. Equations de " Base " : limite E_{∞}

Si nous supposons réelle l'existence d'un contre courant d'électrons normaux, nous pouvons écrire :

$$J'_{ODC} = N' e V_{ODC} , \quad (4)$$

où N' prend en compte ce contre-courant. Ainsi, $N' \leq N_S$, avec N_S le nombre d'électrons condensés dans la bande concernée. On a donc maintenant :

$$J_T = J_{\Omega} + J'_{ODC} \quad \text{et} \quad J_{\Omega} = \sigma_{\Omega} E . \quad (5)$$

En champ élevé, l'équation régissant le mouvement de l'ODC , si on néglige le terme inertiel , peut être approximée par :

$$E = E_T + \eta \frac{V_{ODC}}{N_S e} \quad (6)$$

où l'on définit η comme la viscosité de l'ODC. L'équation (6) est manifestement fautive pour E proche de E_T . La courbure expérimentalement observée de $v_0 = f(E)$ le montre pleinement (cf. FIG.9). Nous verrons dans l'étude de la viscosité comment, pour $E > E_T$, l'équation (6) est étonnamment bien suivie pour $NbSe_3$.

Combinant (4), (5) et (6), nous obtenons, en prenant $\frac{E_T}{E}$ négligeable devant 1,

$$J_T = \sigma_{\Omega} E_T + J'_{ODC} \left[1 + \frac{\sigma_{\Omega} \eta}{N_S N' e^2} \right] ,$$

$$J'_{ODC} = \frac{N_S N' e^2}{\eta} \left(1 - \frac{E_T}{E} \right) E \approx \sigma_{ODC}^{\infty} E, \quad (7)$$

$$\sigma_{ODC}^{\infty} = \frac{N_S N' e^2}{\eta}, \quad (8)$$

$$J_T = \sigma_{\Omega} E_T + J'_{ODC} [1 + \beta], \quad (9)$$

$$\boxed{\rho_{ODC}^{\infty} = \beta \rho_{\Omega}}. \quad (10)$$

Toujours dans la limite des champs électriques élevés, nous obtenons

$$\frac{dJ_T}{dv_0} = \frac{dJ'_{ODC}}{dv_0} [1 + \beta] \quad (11)$$

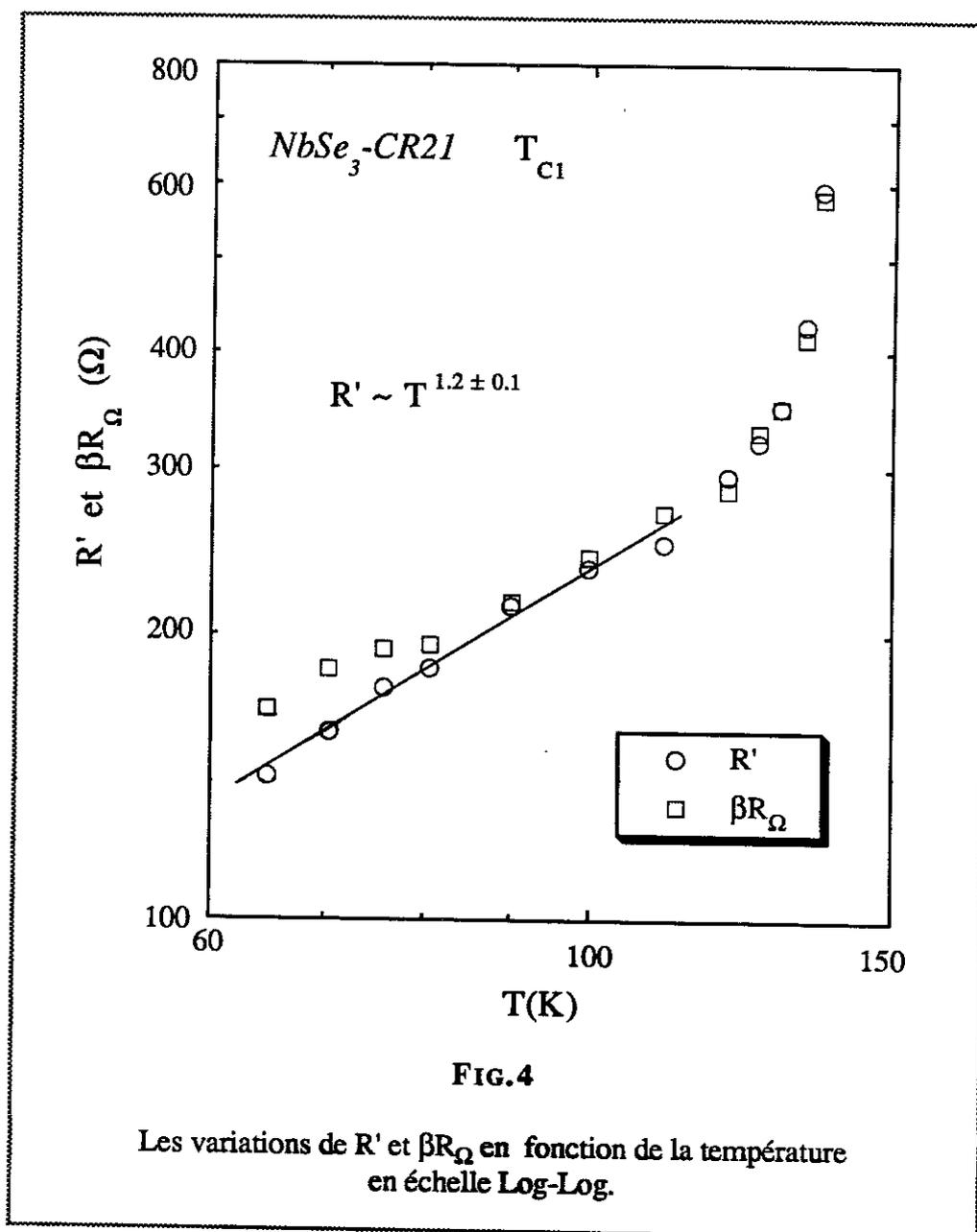
Dans cette limite, $\frac{dJ_T}{dv_0}$ et $\frac{dJ'_{ODC}}{dv_0}$ saturent, et l'on peut ainsi obtenir expérimentalement :

$$\boxed{\beta = \frac{\frac{dJ_T}{dv_0}}{\frac{dJ'_{ODC}}{dv_0}} - 1} \quad (12)$$

Par cette méthode, on peut donc calculer pour chaque température $\beta \rho_{\Omega} = \rho_{ODC}^{\infty}$.

Si σ sature relativement vite, nous pouvons calculer σ_{ODC}^{∞} directement. Pour nos échantillons, l'équation (3) de Bardeen pour la conductivité rend parfaitement compte des résultats expérimentaux avec les deux paramètres ajustables, σ_b et K (cf. FIG.3). Or, σ_b n'est autre que σ_{ODC}^{∞} en faisant $E = \infty$ dans (3). Nous avons ainsi une autre possibilité pour calculer σ_{ODC}^{∞} en faisant un " fit " avec l'équation (3).

Sur les FIG.4 et FIG.5 nous avons porté R' et βR_{Ω} en fonction de la température T en échelle Log-Log, ceci pour les deux transitions. $R' = \ell / (\sigma_{ODC}^{\infty} S)$ et β ont été calculés d'après l'équation (12), en utilisant les valeurs expérimentales de l'échantillon NbSe₃-CR21.



L'accord est en moyenne assez bon, avec plus de dispersion aux basses températures :

Pour la première transition (pour $T < 120 \text{ K}$), nous avons approximativement :

$$R' \propto AT^n \quad \text{avec} \quad n = 1.2 \pm 0.1.$$

Pour la deuxième transition pour $T < 55 \text{ K}$, nous avons:

$$R' \propto BT^n \quad \text{avec} \quad n = 2.6 \pm 0.1$$

Pour le même échantillon, nous avons:

- pour la première transition $R_{\Omega} \approx A_1 T^n$ avec $n \approx 1.4$,
- pour la deuxième transition $R_{\Omega} \approx B_1 T^n$ avec $n \approx 2.8$,

ce qui entraîne que β ($\beta R_{\Omega} = R'$) n'est pas une constante, mais dépend de la température.

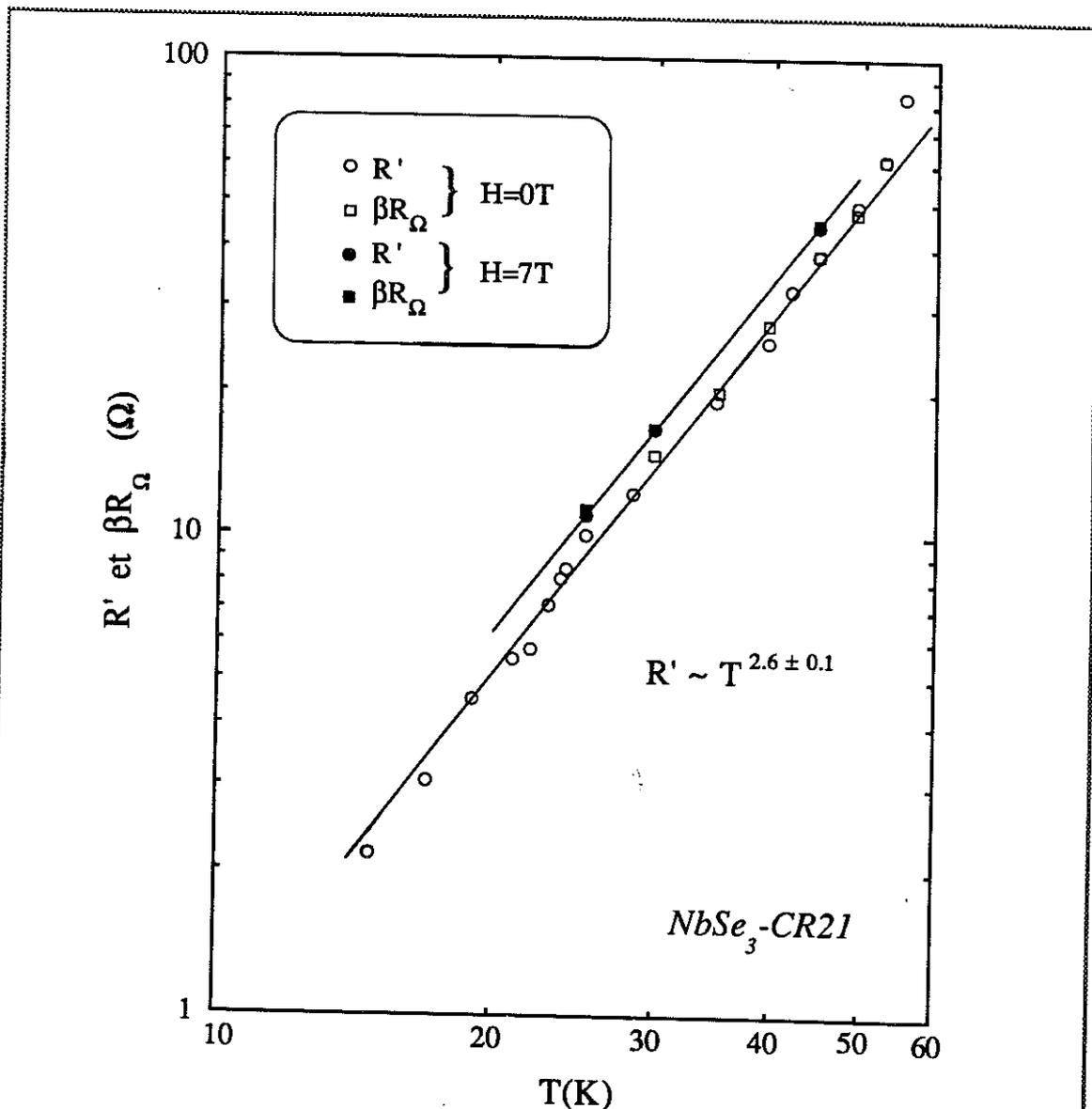


FIG.5

R' et βR_{Ω} pour la deuxième transition, pour $NbSe_3-CR21$ avec et sans champ magnétiques en échelle logarithmique.

Donc, pour les deux transitions, contrairement à Zhang et Ong, nous ne trouvons pas $\frac{\sigma_{ODC}^{\infty}}{\sigma_{\Omega}}$ constant et indépendant de la température. Pour la deuxième transition, nous avons une dépendance en puissance de T sur une large gamme de température [15 K < T < 55 K]. Par contre, pour la première transition, R' est approximativement linéaire avec T , mais, pour T inférieur à 120 K.

En conclusion, dans la limite des champs E très élevés, la conductivité de l'ODC σ_{ODC}^{∞} dépend de trois paramètres N_S , N' et η . Près de la température de transition T_C , N_S et N' varient fortement, d'où la forte remontée dans R' dès 120 K pour la première transition. Dès que le gap est développé N_S est constant et la variation thermique de R' ne dépend plus que de η et de N' , ou de $\beta(T)$ et $\rho_{\Omega}(T)$. Aux basses températures, $\beta(T)$ varie effectivement fort peu avec T et c'est sans doute pourquoi Zhang et Ong trouvèrent $\rho_{ODC}^{\infty} \sim \rho_{\Omega}$.

Nous allons maintenant nous intéresser à la variation de la viscosité, toujours dans la limite des champs E infinis.

III. Viscosité Limite E Infini

III-1. Composés Semiconducteurs

Peu de travaux ont été réalisés sur l'étude de la viscosité [basse fréquence]. Citons, au niveau expérimental, les publications de R. M. Fleming et al pour les composés semi-conducteurs [TaS_3 , $(TaSe_4)_2I$ et $K_{0.3}MoO_3$] [50] et de M. Ido et al pour $NbSe_3$ [première transition] [51]. Au niveau théorique, l'étude des mécanismes d'atténuation de l'ODC a entraîné peu de publications.

R. M. Fleming et al montrèrent que, pour les composés semiconducteurs, I_{ODC} avait la même variation thermique que I_{Ω} . Les énergies d'activation thermique mesurées étaient à peu près les mêmes pour I_{ODC} et I_{Ω} . Ils en déduisaient que la viscosité de l'ODC divergeait à basse température, contrairement à la théorie de Takada et al [52] qui prévoyait une viscosité en T^n ($n \sim 2$ ou 5 , suivant la température). Pour $NbSe_3$, Boyers et Huang [53] auraient également observé un comportement thermiquement activé.

Reprenons les mesures de R. M. Fleming [50] sur $(TaSe_4)_2I$ et comparons les aux nôtres. La FIG.6 montre I_{ODC} et I_{Ω} en fonction de $1000/T$. L'énergie d'activation déduite pour I_{Ω} est de 1440 K, celle pour I_{ODC} de 1740 K (avec $I \sim e^{-\Delta/T}$). Les mesures de I_{ODC} étaient effectuées à champ E constant, avec $\frac{E}{E_T} \sim 16$, et un E_T variant peu avec la température.

La FIG.7 montre nos résultats sur un échantillon de $(TaSe_4)_2I$ avec E constant, compris entre $3E_T$ et $9E_T$, car la variation de E_T avec la température est beaucoup plus

importante que celle observée par Fleming. Notre gamme de mesure est plus limitée en température, mais les résultats sont assez identiques. L'énergie d'activation Δ mesurée pour I_{Ω} est de 1750 K et 2000 K pour I_{ODC} . Nous constatons systématiquement $\Delta_{I_{ODC}} > \Delta_{I_{\Omega}}$ avec un écart à peu près équivalent à celui trouvé par Fleming, de l'ordre de 300 K.

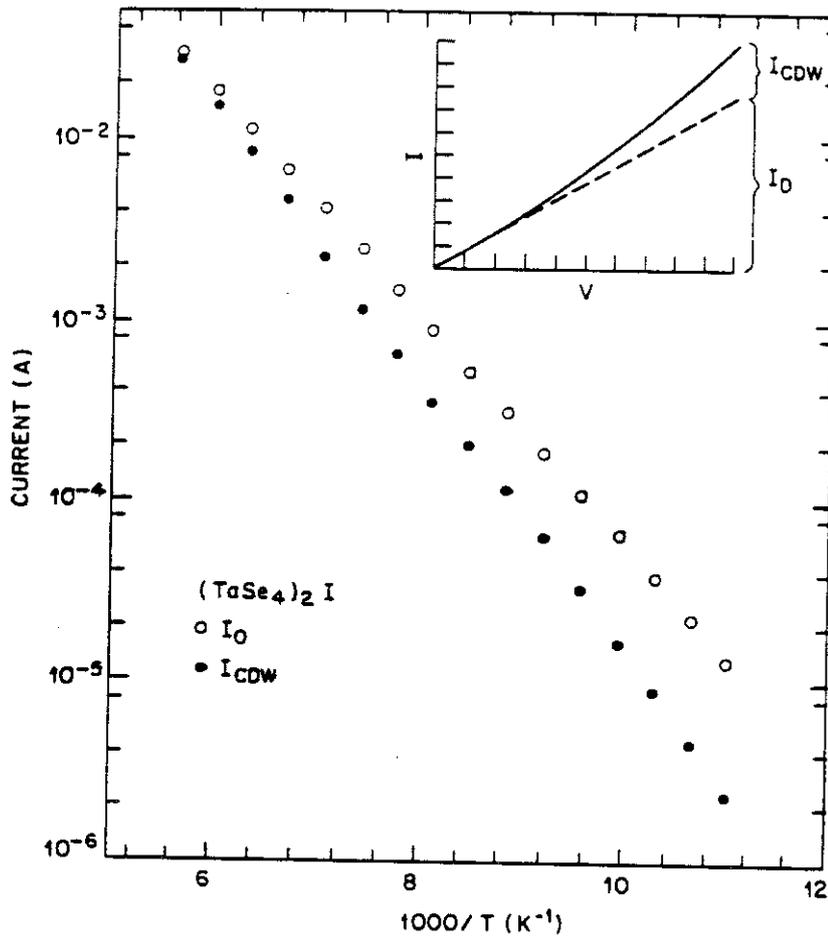


FIG.6

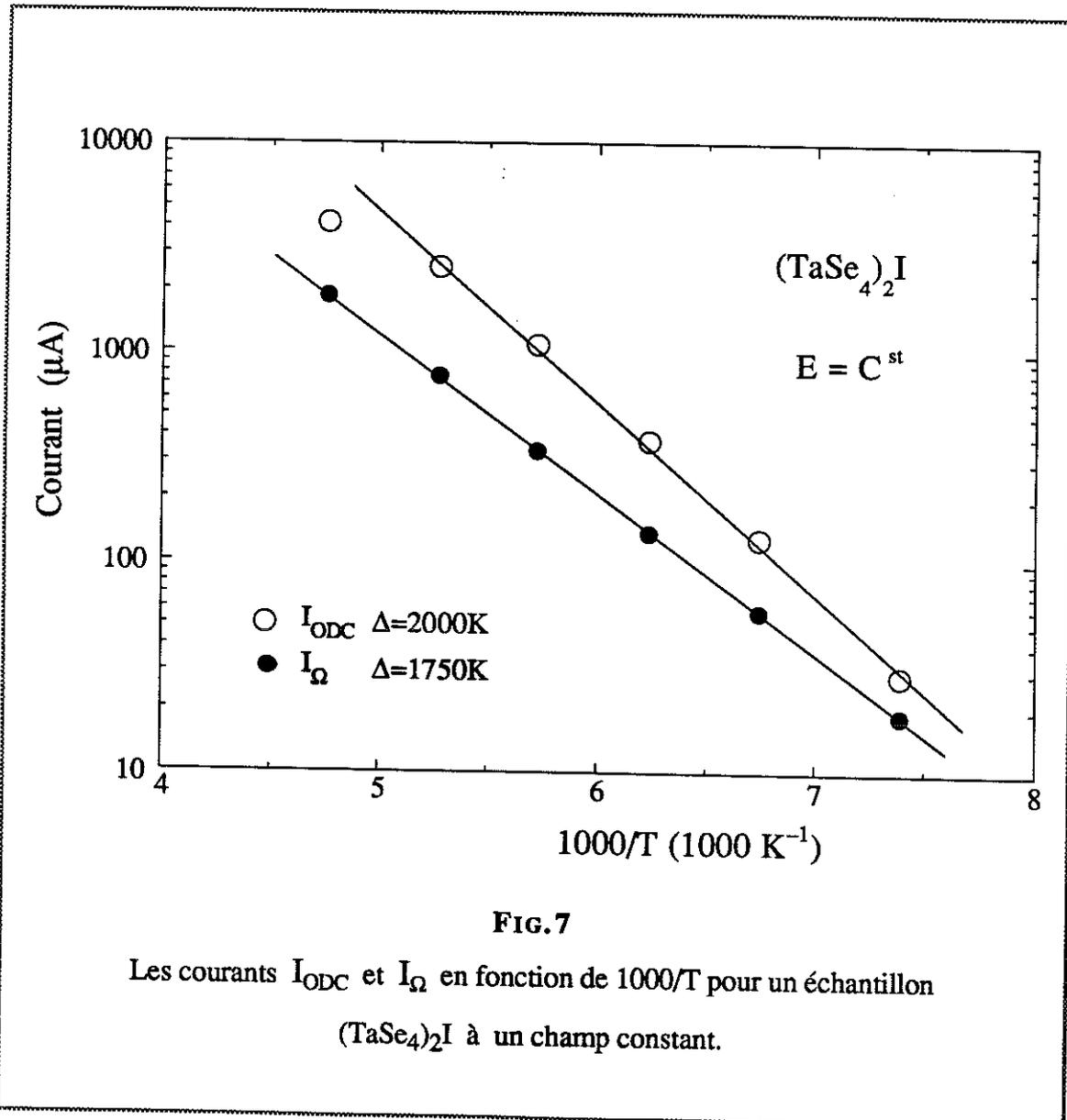
Dépendance en température du courant linéaire et non linéaire pour $(TaSe_4)_2I$. (D'après R. M. Fleming et al [50])

En utilisant les équations (7) et (10) précédentes, nous avons :

$$J'_{ODC} = \frac{E - E_T}{\beta \rho_{\Omega}}, \quad (12)$$

et, pour un champ constant $E = K_0 > E_T$, on a :

$$J'_{ODC} = \frac{K_0 - E_T}{\beta \rho_{\Omega}} \quad \text{et aussi} \quad J_{\Omega} = \frac{K_0}{\rho_{\Omega}} \quad (13)$$



La plus grande dépendance en température provient de ρ_{Ω} , la différence dans les énergies d'activation provient elle du facteur $\frac{K_0 - E_T}{\beta}$. Si l'équation (13) est bien vérifiée, nous pouvons aussi l'écrire, si $\frac{E}{E_T} = K > 1$ (K est une constante),

$$\beta \frac{J_{ODC}}{E_T} = \frac{K - 1}{\rho_{\Omega}}, \quad (14)$$

qui, dans ce cas, doit avoir la même dépendance en température que I_{Ω} dans le cas précédent, c'est à dire la dépendance de $\rho_{(T)}^{-1}$. Nous trouvons effectivement une énergie d'activation pour $\beta \frac{J_{ODC}}{E_T}$ de 1695K très proche des 1750 K précédents (cf. FIG.8). Nous avons pris dans ce cas $\frac{E}{E_T} = 7$.

Il peut paraître surprenant que, pour un $\frac{E}{E_T}$ aussi faible, l'équation (14) valable dans la limite des champs E infinis, puisse s'appliquer avec un relatif succès. En fait, si l'on s'intéresse non plus à la dépendance en température, mais aux valeurs absolues de I_{ODC} déduites de l'équation (14), on s'aperçoit alors du désaccord avec I_{ODC} expérimental (cf. Tableau I).

L'allure des courbes expérimentales $v_0(E)$ est représentée sur la FIG.9. En champ infini, v_0 est linéaire en E, quel que soit le composé et la gamme de température. Expérimentalement, nous mettons en évidence trois faits :

— 1) Nous montrons ici, pour $(TaSe_4)_2I$ et, plus tard, pour $NbSe_3$, que, pour E supérieur à un certain champ seuil accessible expérimentalement $\frac{dE}{dv_0} = \text{constante}$. D'après l'équation (6) :

$$\frac{dE}{dv_0} = \eta \frac{\lambda_{ODC}}{N_{Se}} = A \quad (15)$$

— 2) Nous montrons également (voir viscosité dans NbSe_3) que l'on peut écrire $J_{\text{ODC}}^{\text{exp}}$ suivant l'équation :

$$J_{\text{ODC}}^{\text{exp}} = \frac{E - E_T}{\beta \rho_{\Omega}} - C,$$

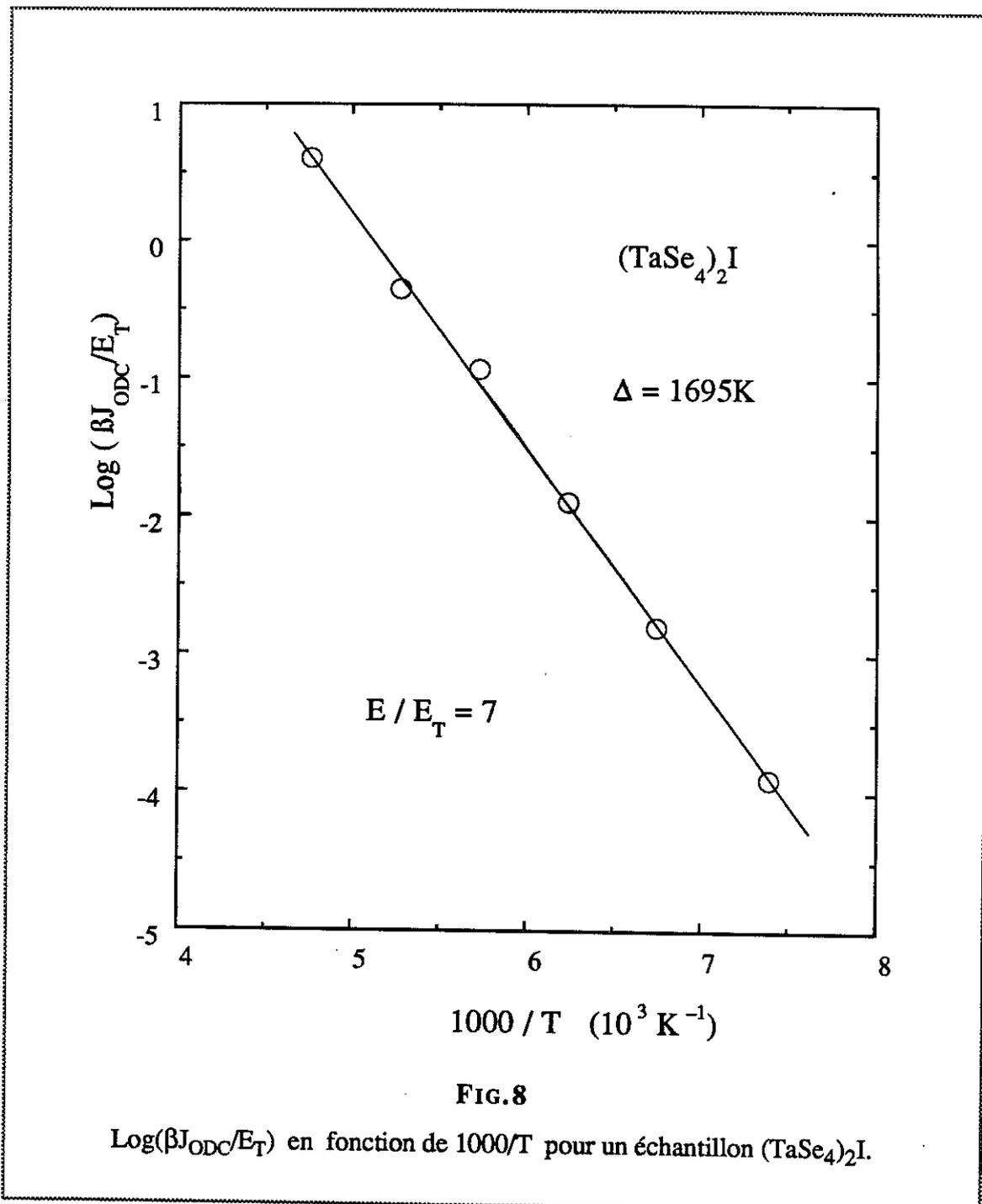


FIG.8

$\text{Log}(\beta J_{\text{ODC}}/E_T)$ en fonction de $1000/T$ pour un échantillon $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$.

Tableau I

 $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$

$$K = \frac{E_T}{E} = 7 \text{ et } C = f(E/E_T) \left[\frac{E'_T}{E_T} - 1 \right]$$

T(K)	$I_{\text{ODC}}^{\text{exp}} (\mu\text{A})$	$I'_{\text{ODC}} (\mu\text{A})$	E'_T / E_T	C
210.0	2480	8333	5.05	4.33
189.5	1607	4861	3.92	3.36
174.6	1056	2479	3.92	3.05
160.3	483	1201	4.39	3.36
148.3	301	796	4.83	3.20
135.1	128	415	4.80	3.42

avec $C \ll \frac{E - E_T}{\beta \rho_\Omega}$ pour $E \gg E_T$.

— 3) Enfin, dans le cas de $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, même pour E proche de E_T , $\left(\frac{J'_{\text{ODC}} - J_{\text{ODC}}^{\text{exp}}}{E_T} \right) \beta \sim \frac{1}{\rho_\Omega}$. L'ensemble de ces résultats nous amène donc à

approximer $v_0(E)$ par :

III-2. Cas de NbSe₃

1. PREMIERE TRANSITION

A. Comportement de $\beta J_{ODC}/E_T$

Nous avons montré que, pour (TaSe₄)₂I, $\beta \frac{J_{ODC}}{E_T}$ avait une dépendance en température en $\rho_{\Omega}^{-1}(T)$ même à faible champ, alors que cette dépendance n'est attendue que dans la limite des champs électriques infinis. Dans NbSe₃, pour la première transition, nous avons fait le même type de calcul que pour (TaSe₄)₂I, en utilisant toujours l'équation (16). Pour $E/E_T = 16$, nous avons porté les différents paramètres précédents dans le tableau II. De l'analyse de ce tableau, il ressort que, pour $T > 110$ K, le facteur correctif $C = \left(\frac{E_T'}{E_T} - 1 \right) f(E/E_T)$ est faible devant $\left(\frac{E}{E_T} - 1 \right) = 15$, d'où $\frac{I_{ODC}^{th}}{I_{ODC}^{exp}}$ est proche de 1. Par contre, lorsque T est inférieur à 110 K, le facteur C n'est plus faible devant $\left(\frac{E}{E_T} - 1 \right)$ et en plus il augmente fortement quand T diminue, ce qui entraîne que $\beta \frac{J_{ODC}^{exp}}{E_T}$ n'est pas proportionnel à $\rho_{\Omega}^{-1}(T)$ sur toute la gamme de température. Dans ce cas, la limite " champ infini " n'a pas été atteinte en ce qui concerne l'équation (16). Mais, si nous pouvions expérimentalement atteindre $\frac{E}{E_T} = 50$, alors nous pensons que, à quelque pourcents près, l'équation $\beta \frac{J_{ODC}}{E_T} = \frac{K - 1}{\rho_{\Omega}}$ serait vérifiée.

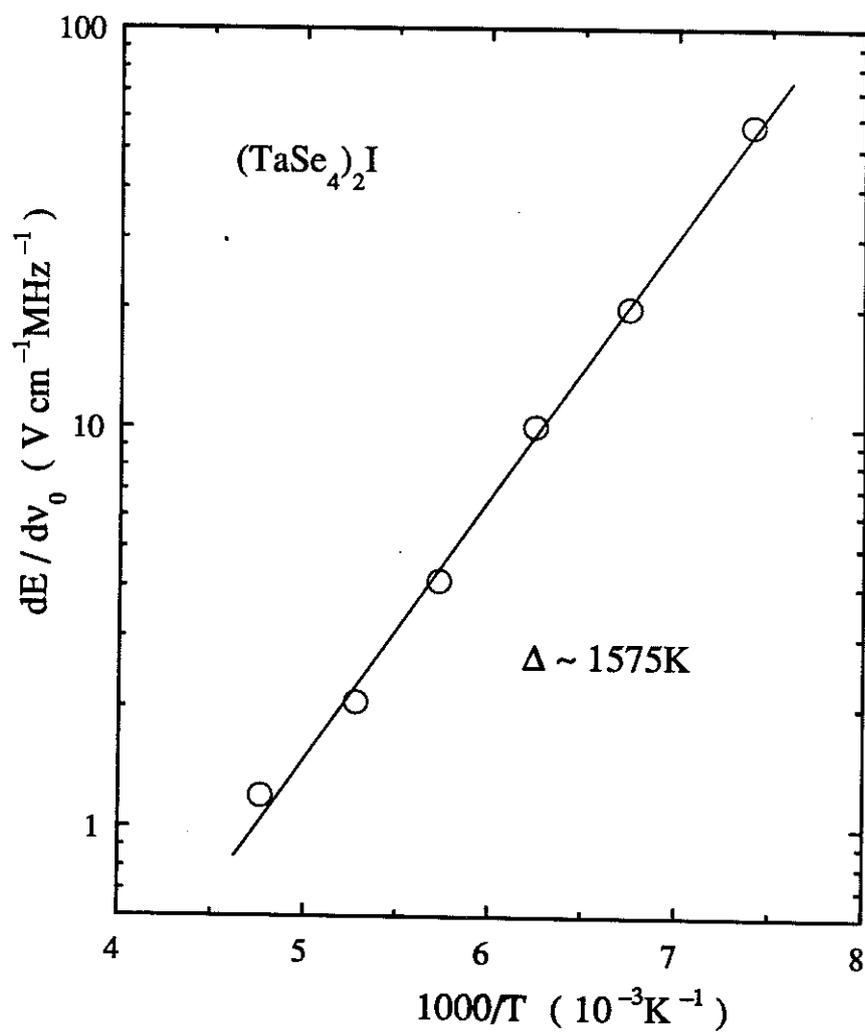


FIG.10

dE/dv_0 en fonction de $1000/T$ pour un échantillon $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$.

Finalement, nous estimons que, à basse température, quand N_S est pratiquement constant, la variation thermique de J_{ODC} pris à champ élevé ne donne pas accès à la variation thermique de la viscosité propre η de l'onde, mais à celle de $\frac{\eta}{N'}$ où N' traduit l'influence du contre courant des électrons normaux.

Par contre, l'étude de $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{E \gg E_T}$, qui reste effectivement constante en champ E élevé, permet d'étudier la variation thermique de la viscosité. Pour $(TaSe_4)_2I$, nous avons ainsi mesuré $\frac{dE}{dv_0}$ à saturation et dans la FIG.10 nous portons $\text{Log} \frac{dE}{dv_0}$ en fonction de $\frac{1000}{T}$. Nous obtenons, là encore, une loi d'activation thermique pour $\frac{dE}{dv_0}$ avec $\Delta = 1575$ K. Nous n'avons pas assez de précision pour dire si le faible écart entre cette énergie et les 1750 K mesurés pour $\rho(T)$ est significatif ou non. Dans le cadre de ces hypothèses, nous observons bien une divergence de $\eta(T)$ aux basses températures pour les composés semiconducteurs, mais notre accès expérimental à la viscosité est différent de celui de Fleming.

$$v_0 = \frac{E - E_T}{A} - B f(E/E_T) \text{ avec } f(E/E_T)|_{E \gg E_T} = 1$$

$$B = \frac{E'_T - E_T}{A} \quad (E'_T \text{ est défini dans la FIG.9}),$$

d'où
$$J_{\text{ODC}}^{\text{exp}} = \frac{E - E_T}{\beta \rho_{\Omega}} - \frac{E'_T - E_T}{\beta \rho_{\Omega}} f(E/E_T)$$

Si $\frac{E}{E_T} = K$,
$$\beta \frac{J_{\text{ODC}}^{\text{exp}}}{E_T} = \frac{1}{\rho_{\Omega}} \left[(K - 1) - \left(\frac{E'_T}{E_T} - 1 \right) f(E/E_T) \right]. \quad (16)$$

Dans le tableau I, nous avons ainsi porté E'_T / E_T , et pour $E / E_T = 7$ les différentes valeurs $J_{\text{ODC}}^{\text{exp}}$, I_{ODC} (obtenu d'après l'équation (13)) et le terme correctif $\left(\frac{E'_T}{E_T} - 1 \right) f\left(\frac{E}{E_T}\right)$. Ce terme, même important devant $K - 1$, varie peu avec la température, rendant ainsi possible pour $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ la variation de $\beta \frac{J_{\text{ODC}}^{\text{exp}}}{E_T}$ en $\frac{1}{\rho_{\Omega}(T)}$.

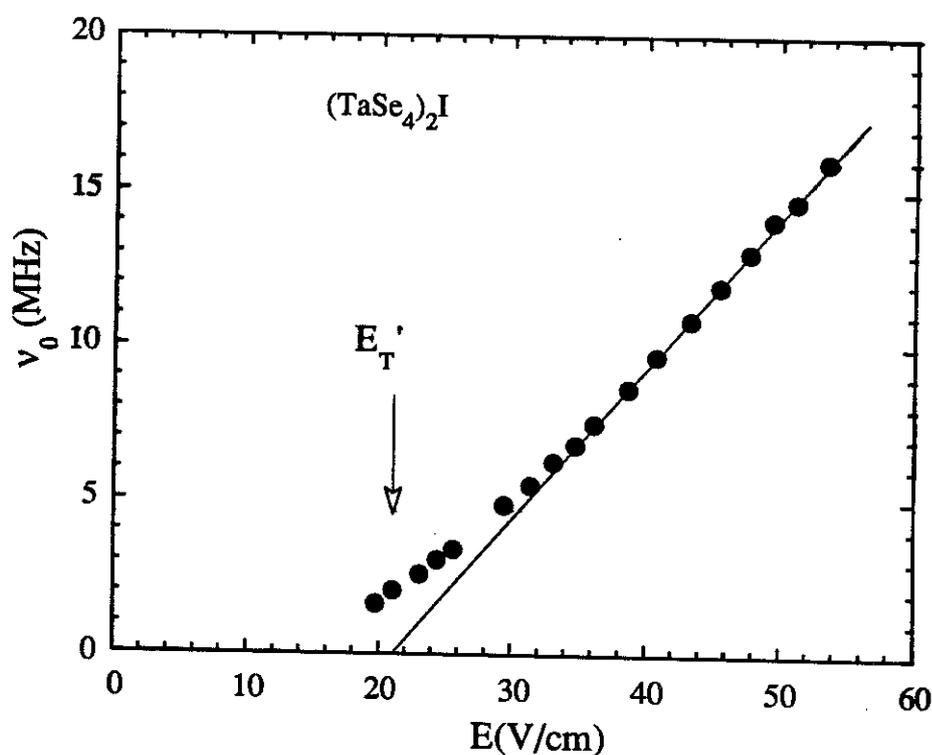


FIG.9

La fréquence v_0 versus le champ E pour $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ à 189K.

Tableau II

NbSe₃-CR21 première transition, avec $C = \left(\frac{E'_T}{E_T} - 1 \right) f(E/E_T)$.

T (K)	R _Ω (Ω)	E _T (mV/cm)	E' _T (mV/cm)	E' _T /E _T	f(E/E _T)	C	I _{ODC,exp} (μA)	I _{ODC,th} (μA)	$\frac{I_{ODC,th}}{I_{ODC,exp}}$
136.2	83.45	122	165.6	1.36	4.05	1.45	314	347.6	1.11
133.4	86.00	110	171.2	1.56	1.65	0.92	426	453.8	1.07
129.1	90.90	64	150.0	2.34	0.92	1.24	282	307.4	1.09
125.3	91.60	69					337	353.8	1.05
120.3	89.90	75	170.1	2.27	0.58	0.73	407	427.8	1.05
110.5	84.70	81	278.0	3.46	0.59	1.44	484	535.5	1.11
99.8	80.65	115	308.4	2.68	1.34	2.25	684	804.7	1.18
90.1	72.00	135	467.9	3.47	1.21	2.98	839	1047	1.25
80.7	61.95	165	709.6	4.30	1.22	4.04	1056	1445	1.37
75.8	56.85	178	865.4	4.68	1.03	3.97	1137	1546	1.36
70.4	50.70	197	983.5	4.99	1.16	4.62	1283	1853	1.45
64.8	44.57	220	1122	5.10	1.18	4.83	1456	2148	1.48

B. Viscosité

En ce qui concerne la viscosité, nous obtenons pour $\frac{dE}{dv_0}$ la saturation jusque vers 90 K. Pour les températures inférieures à 90 K, la saturation est proche comme nous pouvons le constater sur la FIG.11, mais pas toujours totale. Pour avoir accès à $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ nous pouvons le calculer en utilisant la formule :

$$\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty} = \beta_{\infty} \rho_{\Omega} N'e\lambda$$

β_{∞} et N' sont obtenus plus facilement en limite infinie. Sur la FIG.12, nous portons ainsi $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ en fonction de la température en échelle logarithmique. Nous constatons que jusque vers 90 K, $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ a un comportement à peu près linéaire avec la température. Mais pour les températures inférieures à 90 K, $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ décroît plus rapidement que T. Ceci est confirmé par des mesures sur d'autres échantillons.

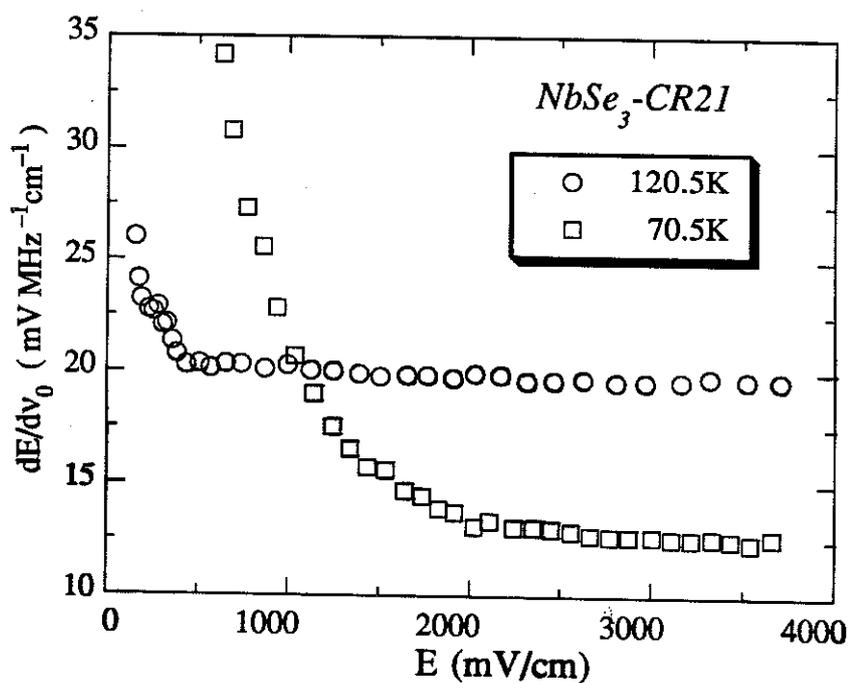


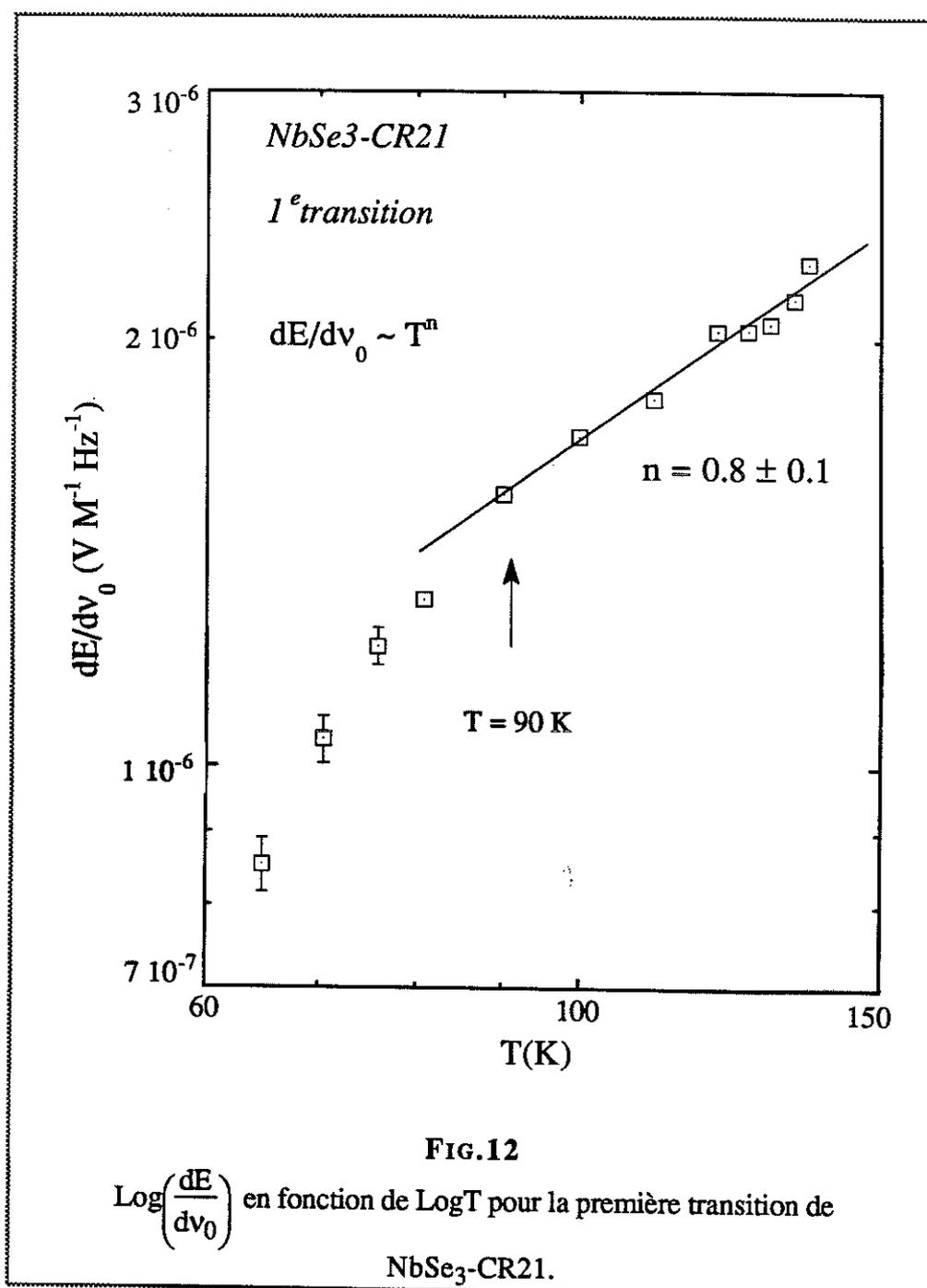
FIG.11

$\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ en fonction du champ E pour NbSe₃-CR21 pour

deux températures : 120.5 K et 70.5 K.

Le changement de régime ne peut être expliqué :

- ni par un effet de chauffage,
- ni par une valeur non saturée de $\frac{dE}{dv_0}$ aux basses températures.



2. DEUXIEME TRANSITION

A. Comportement de $\beta J_{ODC}/E_T$

Pour la deuxième transition, nous avons eu accès à des champs $\frac{E}{E_T}$ supérieur à ceux de la première transition. Dans le tableau III, nous portons les paramètres nécessaires à l'étude de l'équation (16) pour deux valeurs de $K = \frac{E}{E_T}$, 20 et 50. Nous constatons, à l'étude de ce tableau, que le facteur correctif C varie peu en fonction de $\frac{E}{E_T}$ (même pour $K = 5$, C est peu différent des valeurs à $K = 50$). C'est bien sa valeur relative par rapport à $(K - 1)$ qui devient de plus en plus petite. Ce facteur correctif traduit bien les effets de la courbure de $v_0(E)$ ou de $\frac{dI}{dV}$ en fonction de E et, comme

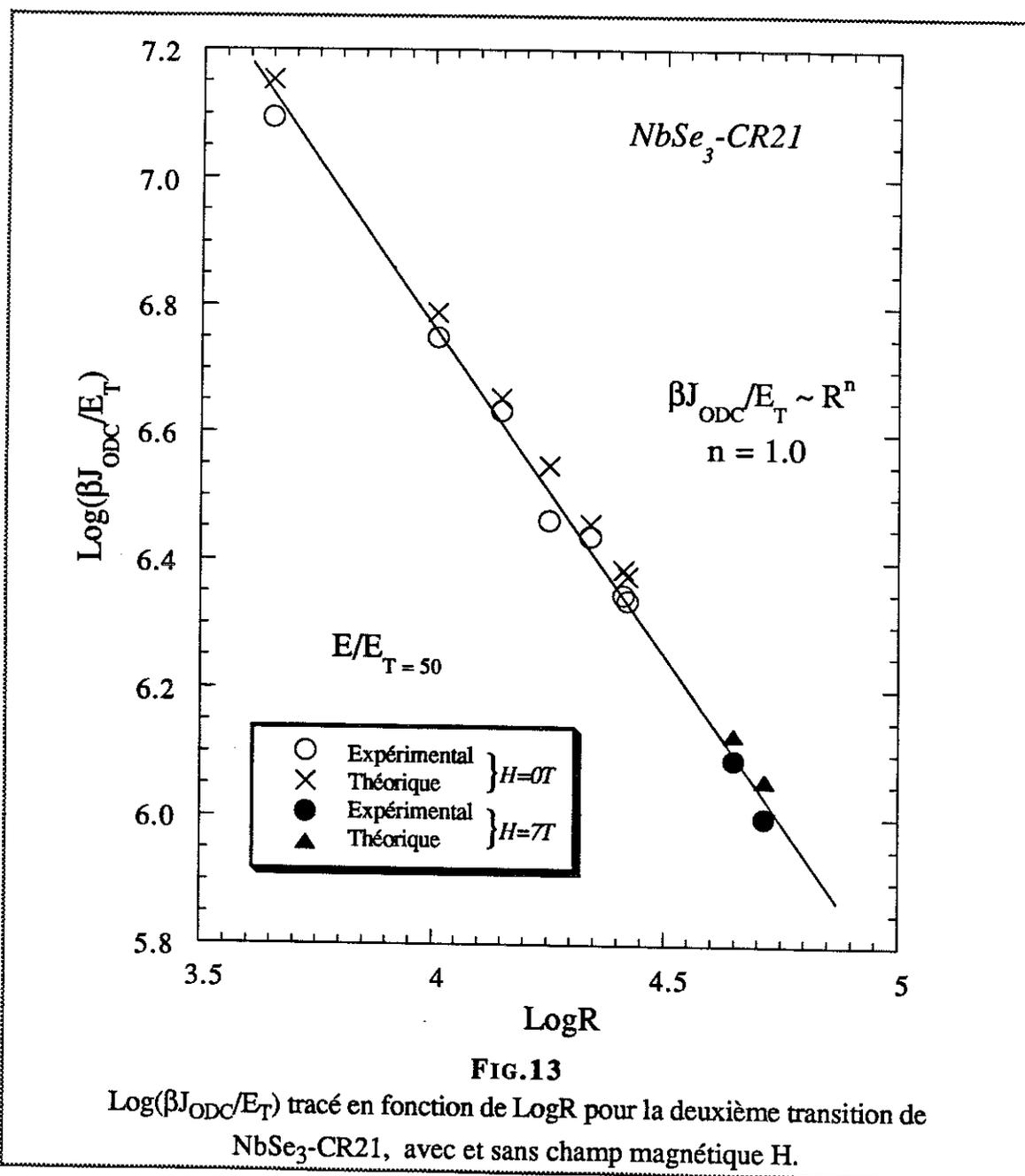
Tableau III

NbSe₃-CR21 deuxième transition, avec $K = \frac{E}{E_T}$.

T	R_Ω	E_T	E'_T	E'_T/E_T	$I_{ODC,exp}$		$f \times (E'_T/E_T - 1)$		$\frac{I_{ODC,th}}{I_{ODC,exp}}$	
					(μA)					
(K)	(Ω)	(mV/cm)	(mV/cm)		K=20	K=50	K=20	K=50	K=20	K=50
55.2	63.37	9	25.5	2.83	213.8	567.3	0.83	0.78	1.05	1.02
52.6	76.89	9	18.0	2.00	292.2	779.6	0.99	0.95	1.06	1.02
49.1	82.50	13	36.7	2.82	527.2	1437	1.73	1.92	1.20	1.04
44.7	83.21	17	76.4	4.49	758.2	2219	2.93	1.98	1.18	1.04
39.5	70.35	20	115.4	5.77	1095	3615	5.35	3.92	1.39	1.09
34.7	55.14	54	127.1	2.35	5317	14792	1.26	-0.36	1.07	1.04
29.8	38.46	107	132.2	1.24	14484	37488	1.10	2.68	1.06	1.06

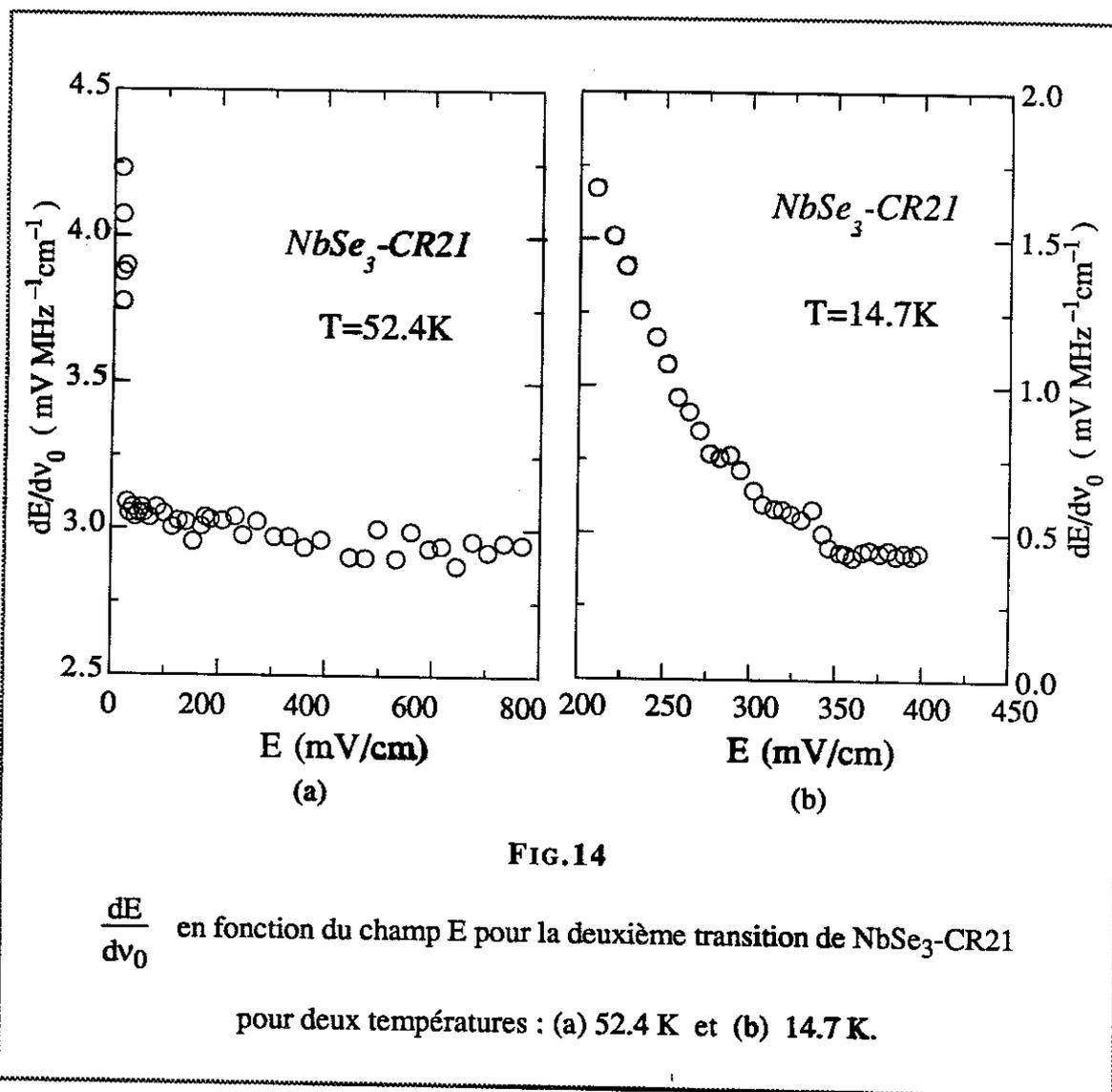
nous l'avons déjà signalé, il peut varier fortement avec la température. On pourra noter par exemple la valeur élevée de C pour 39.5 K pour $K = 20$ ou même 50.

Pour $K = 50$, nous constatons que l'équation $\beta \frac{J_{ODC}}{E_T} = \frac{K - 1}{\rho_\Omega}$ est vérifiée à environ 5 % près. Dans ce cas, la dépendance en température est particulièrement bien vérifiée comme on le constate sur la FIG.13. Sur cette figure, nous avons rajouté des points obtenus en champ magnétique.



B. Viscosité

Pour la deuxième transition, nous obtenons facilement la valeur à saturation $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ jusque vers 30 K. Pour les températures inférieures, nous calculons $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ comme lors de la première transition. Sur la FIG.14, nous avons reporté $\frac{dE}{dv_0}$ en fonction du champ électrique E pour deux températures extrêmes. Nous constatons qu'à 14.7 K $\frac{dE}{dv_0}$ est proche de la saturation.



Sur la FIG.15, nous avons porté $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ en fonction de la température. Schématiquement nous pouvons distinguer deux régimes :

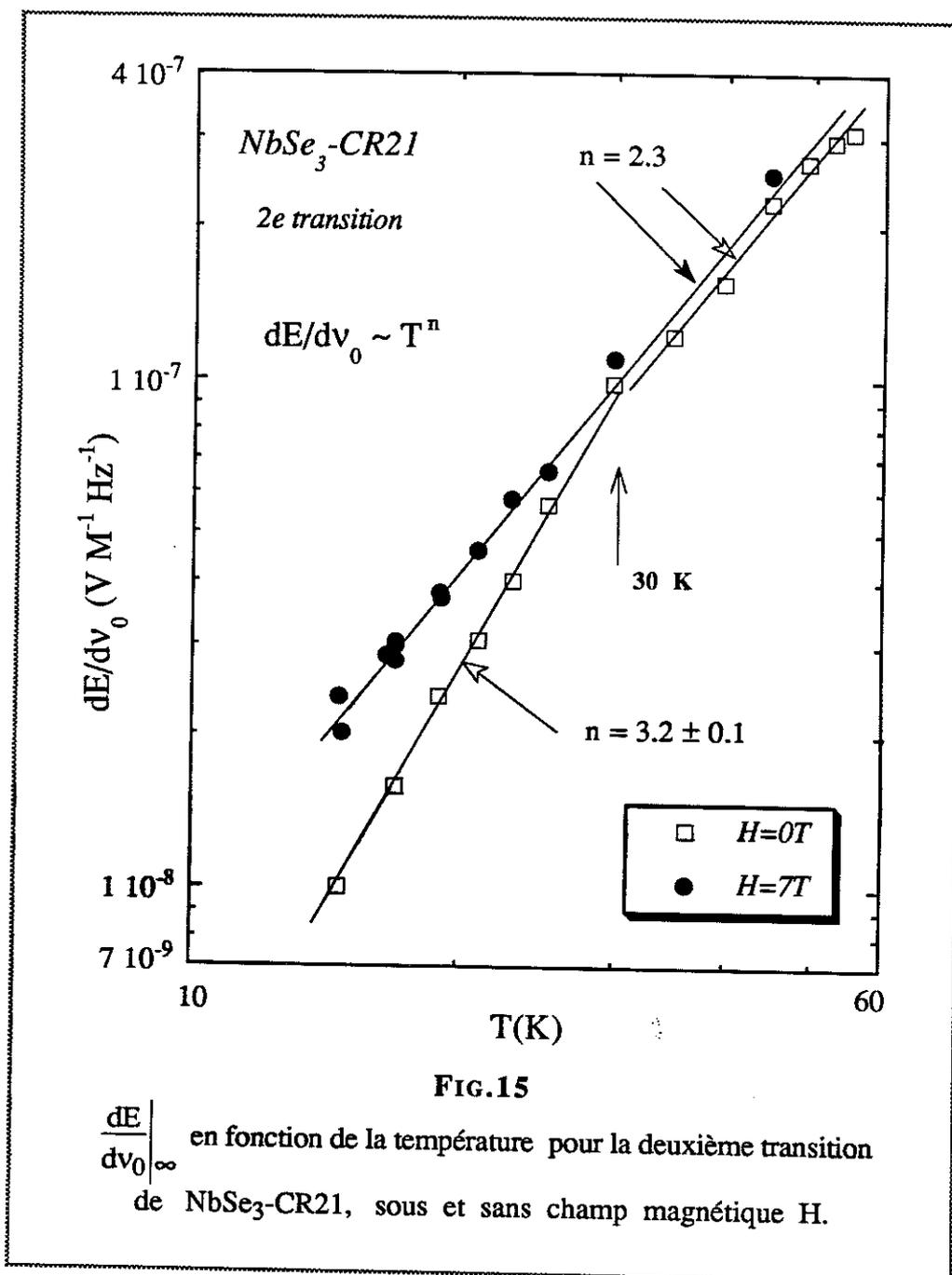
$$T > 30 \text{ K}, \quad \left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty} \propto T^{2.3}$$

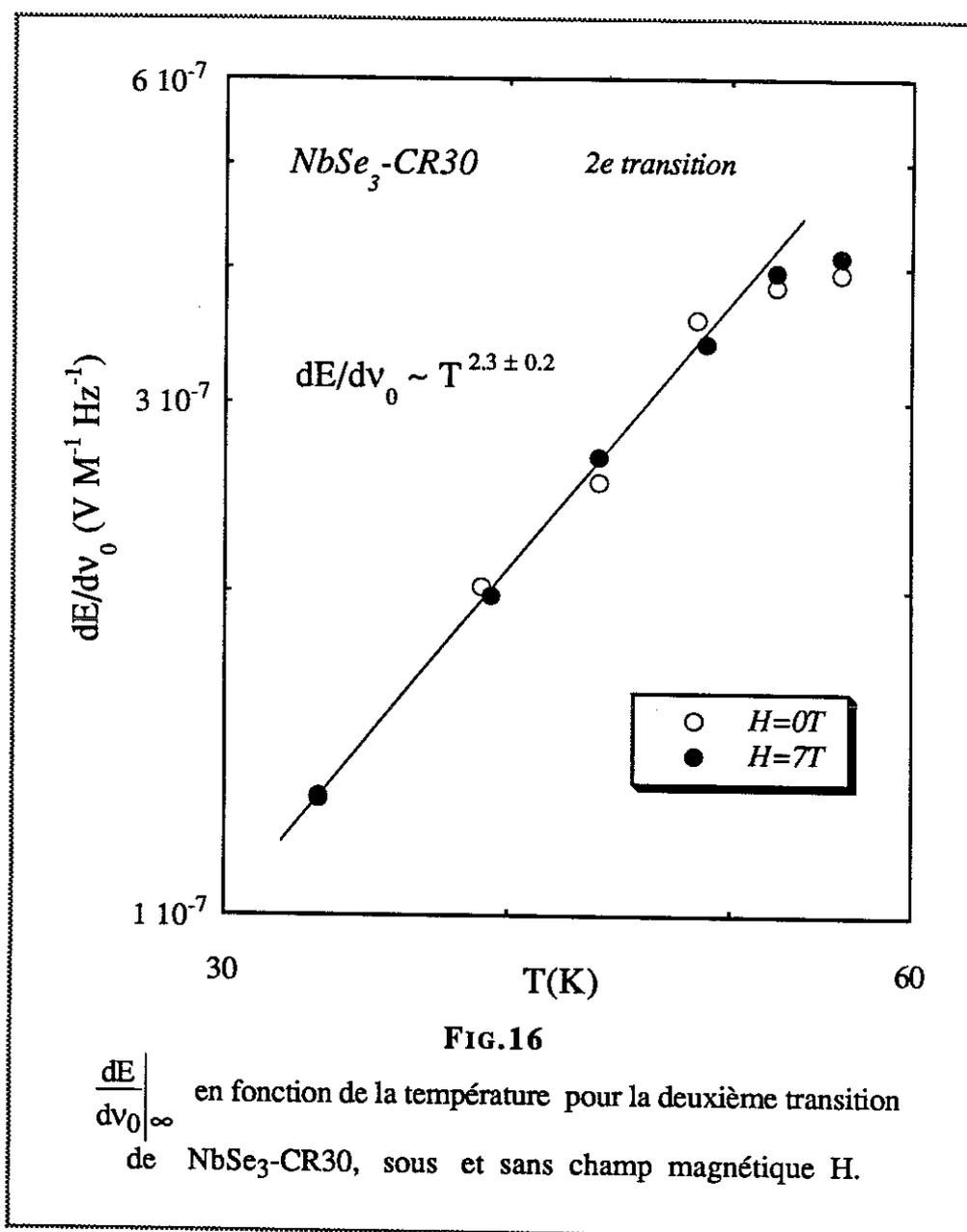
$$T \leq 30 \text{ K}, \quad \left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty} \propto T^{3.2}$$

Nous avons également porté les valeurs de $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ obtenues après l'application d'un champ magnétique de 7 T. Nous notons que la variation thermique dépend de H aux basses températures. La variation de $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ suit la loi puissance ($\sim T^n$). La puissance n est la même pour la température supérieure à 30 K sans appliquer le champ magnétique et aussi pour les mesures avec champ H. Au dessous de 30 K, n devient plus grande. Entre 25 K et 45 K, l'erreur estimée sur $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ est inférieure à 2 %, alors que l'augmentation due à l'application du champ varie entre 8 et 15 %. Sous champ magnétique, il faut noter que la pente n est constante sur toute la gamme de température, contrairement à ce qui se passe sans champ magnétique.

Nous avons déjà observé sur les mesures indépendantes de R' et de N' une augmentation de ces paramètres sous champ magnétique, d'où l'effet renforcé du champ magnétique sur $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ qui est proportionnel au produit N'R'.

Sur la FIG.15, nous n'avons pas de points expérimentaux sous champ magnétique pour T supérieure à 45 K. Aussi avons-nous effectué d'autres mesures sur l'échantillon CR30, essentiellement sur la partie haute température, entre 33 K et 55.8 K. Ces points sont portés sur la FIG.16. Nous constatons que, lorsque l'on se rapproche de T_C , la loi en puissance varie comme pour la première transition, mais il y a toujours un effet dû au champ magnétique qui a tendance à diminuer vers T_C . L'absence de nombreux points en $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ entraîne une incertitude assez élevée sur n dans l'expression $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty} \propto T^n$, mais les valeurs pour les échantillons CR21 et CR30 sont tout à fait similaires sur la même gamme de température.





Récemment, A. Bjelis et K. Maki ^[54] calculèrent l'effet du champ magnétique sur la densité du condensat dans la limite statique et dynamique. Comme nous l'avons déjà mentionné, pour des fréquences inférieures au gigahertz, nous sommes dans la limite statique. Dans ce cas, la densité du condensat normalisée est donnée par :

$$f_1 = 1 - e^{-(\Delta - \epsilon_0)/T} \left(\frac{\epsilon_0}{\Delta} \right)^{-1/2} \left[1 - \frac{\omega_c^2 \epsilon_0}{6T^2 \Delta} \right],$$

où ϵ_0 représente en énergie l'écart à un nesting parfait, ω_c étant la fréquence cyclotron.

La comparaison avec l'expérience est quantitativement difficile car ϵ_0 est inconnu. D'après cette équation, on constate néanmoins que, pour Δ et ϵ_0 fixés, l'application d'un champ H augmente f_1 , donc N_S , ce qui entraînerait suivant l'équation (15) une diminution de $\frac{dE}{dv_0}$ si η ne varie pas sous champ magnétique. Nos mesures semblent plus en faveur d'une augmentation de η sous champ.

III-3. Viscosité (Valeur Absolue)

S'il est clair que la valeur $\frac{dE}{dv_0}$ que nous calculons en limite dite infinie est peu dépendante du champ seuil E_T , cette valeur absolue peut néanmoins être une fonction du piégeage. La question qui se pose est donc : la viscosité dépend-elle du piégeage?

Compte tenu de la difficulté d'obtenir $\frac{dE}{dv_0} \Big|_{\infty}$ sur une large gamme de température, nous avons porté dans le Tableau IV les valeurs pour deux températures, une pour chaque transition. Nous avons également mis dans ce tableau les paramètres affectés par le piégeage, comme le rapport de résistivité RRR et le champ seuil.

Si l'on considère que la longueur de l'échantillon, donc les valeurs de E , n'est définie qu'à environ 20 % près, il apparaît que, pour tous les échantillons du tableau IV

mis à part CR13, les valeurs $\frac{dE}{dv_0}$ sont équivalentes, et ceci pour les 2 transitions. Il est vrai que, pour ces échantillons le RRR ne varie au plus que d'un facteur 2. L'échantillon CR6 est un cas particulier. Cet échantillon était mesuré sous contrainte uniaxiale (nous n'avons pas mis au point un système spécial de contrainte uniaxiale, mais nous avons " bénéficié " d'un porte-échantillon qui s'est révélé pouvoir en donner). Les mesures déjà réalisées par Lear et al [32] sur ce problème nous permettent de calculer la valeur des contraintes obtenues. Ces auteurs montrèrent que, sous contrainte, T_{C1} et T_{C2} décroissent, $\frac{\Delta R}{R_{300K}}$ augmente fortement et E_{T1} augmente.

Tableau IV

Valeur absolue de $\frac{dE}{dv_0}$ dans NbSe₃.

Nom Echantillon	T(K)	$\frac{dE}{dv_0}$ (mVMHz ⁻¹ cm ⁻¹)	E _T (mV/cm)	RRR	S (μm ²)
CR13	125	38.3	1750	17	5.3
	111	33.9	1745		
	44.5	3.5	260		
CR21	110	18.2	89	170	16.4
	125	20.3	77		
	44.7	2.25	11		
CR12	107	15.2	170	115	6.6
	45.6	2.2	29		
CR4	110	14.5	286	100	19
	46	1.91	24		
CR22	110	17.8	—	122	6.9
	45.4	2.48	25		
CR6*	110	17.5	464	—	1.8
CR30	44	2.53	17	187	15

* Echantillon étiré.

Typiquement, nous avons mesuré un T_{C2} de 53.8 K et un $\frac{\Delta R_2}{R_{300K}}$ de 54 %, et, avec 2.5 GPa, Lear et al [32] mesuraient un T_C de 53.4 K et un $\frac{\Delta R_2}{R_{300K}}$ de 50 %. Nous estimons avoir une contrainte proche de 2.5 GPa. La valeur élevée du champ seuil à 110 K pour CR6 rend compte, d'une part d'un effet de taille mis en évidence par différents auteurs [55], d'autre part de l'effet dû à la contrainte [environ 45 %].

Ainsi, la modification des propriétés élastiques ne semble pas affecter la valeur de la viscosité en ce qui concerne la première transition. Nous reconnaissons que ce résultat n'est qu'indicatif et qu'une étude précise de ce problème devrait être faite pour confirmer ou infirmer ces résultats préliminaires.

Le seul échantillon ayant un rapport de résistivité très faible est CR13. Dans ce cas, $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}$ est effectivement différent des valeurs des autres échantillons. Mais, pour une différence d'un facteur 10 sur le RRR, nous obtenons une augmentation de $\frac{dE}{dv_0}$, d'un facteur 2 pour la première transition, et de 55 % pour la deuxième transition.

L'échantillon CR13 n'est pas à priori un échantillon dopé par des impuretés. Nous constatons par son RRR qu'il en comporte sans pouvoir les définir. Par contre, les échantillons dont nous disposons et qui sont dopés avec, soit du tantale, soit du titane, ne montrent pas de " Bruit Périodique ", d'où la difficulté d'entre prendre une étude de $\frac{dE}{dv_0}$ en fonction de la concentration d'impuretés. Malgré cela, les résultats sur CR13 semblent indiquer qu'il existe un effet, mais faible, du taux d'impureté sur la valeur de la viscosité.

IV. Conclusion

Nous avons montré que, dans NbSe₃ la limite des champs E infinis pouvait être expérimentalement atteinte à une précision de quelque pourcents.

Dans ce cas, les équations

$$E = E_T + \eta \frac{\lambda V_{ODC}}{N_{Se}}$$

$$\text{et } J_T = \sigma_{\Omega} E_T + J'_{ODC} (1 + \beta) \text{ avec } \rho_{ODC}^{\infty} = \beta(T) \rho_{\Omega}$$

sont vérifiées .

On a accès à la résistivité infinie ρ_{ODC}^{∞} , soit par l'équation de Bardeen , soit par la mesure de $\beta = \frac{dJ_T}{dv_0} / \frac{dJ_{ODC}}{dv_0} - 1$, les deux méthodes donnant des résultats équivalents. Dans NbSe₃, $\beta(T)$ ayant une faible dépendance en température aux basses températures, ρ_{ODC}^{∞} a une variation thermique proche de celle de $\rho(T)$:

$$\text{— Pour la première transition, } \rho_{ODC}^{\infty} \sim T^{1.2};$$

$$\text{— Pour la deuxième transition, } \rho_{ODC}^{\infty} \sim T^{2.6}.$$

Les mêmes équations sont valables pour les composés semiconducteurs, mais, dans ce cas, ρ_{ODC}^{∞} diverge aux basses températures avec une énergie d'activation thermique $\Delta = 1626K$ proche de celle de $\rho(T)$.

Dans le cadre des équations précédentes, nous définissons une viscosité η_{∞} dans la limite des champs infinis par :

$$\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty} = \eta_{\infty} \frac{\lambda_{ODC}}{N_{Se}}$$

Pour $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, la viscosité diverge bien aux basses températures, avec une énergie d'activation thermique très proche de celle de $\rho(T)$.

Pour NbSe_3 : une η_∞ semble être proportionnelle à T^n . Mais n n'est pas constant sur toute la gamme de température, d'où η_∞ serait plutôt la somme de différents termes, chacun ayant sa propre dépendance en température.

Première transition :

$$- T \geq 90 \text{ K}, \quad \eta_\infty \sim T^{0.8},$$

$$- T < 90 \text{ K}, \quad \eta_\infty \text{ n'a pas une variation en puissance de } T;$$

Deuxième transition :

$$H = 0T :$$

$$- T > 30 \text{ K}, \quad \eta_\infty \sim T^{2.3},$$

$$- T < 30 \text{ K}, \quad \eta_\infty \sim T^{3.2};$$

$$H = 0T :$$

$$15 \text{ K} \leq T \leq 55, \quad \eta_\infty \sim T^{2.3}.$$

La valeur absolue de cette viscosité semble être constante d'un échantillon à l'autre, avec néanmoins une faible dépendance en fonction du taux d'impuretés.

Ces mesures suggèrent bien que les processus d'atténuation se font par des objets activés thermiquement, tels que les phonons ou les phasons. Takada et al [52] ont calculé l'atténuation des phasons de l'ODC par les phonons. Dans leur limite des très basses températures, ils trouvent que le paramètre d'atténuation Γ , proportionnel à la viscosité, varie en T^5 , ce qui semble assez mal vérifié par la deuxième transition. Dans la limite [température intermédiaire-haute température], pour laquelle $n_q(n_q+1) \rightarrow \frac{T^2}{\omega_\phi^2(q)}$:

n_q : fonction de probabilité des phonons

$\omega_\phi(q)$: fréquence de phasons

Alors, $\Gamma \sim T^2$, ce qui n'est pas non plus ce qu'on observe pour la première transition.

Enfin, pour la deuxième transition, nous avons mis en évidence **un effet du champ magnétique sur $\left. \frac{dE}{dv_0} \right|_\infty$** , ce qui pourrait impliquer que la viscosité de l'ODC augmente sous champ magnétique.

CONCLUSION

Cette étude sur le " Bruit Périodique " dans NbSe_3 est la première effectuée dans une aussi grande gamme de température [15 K — 56 K et 65 K—136 K] et de fréquence (1 MHz —500 MHz). Elle remet en cause certains résultats précédents et dégage de nouvelles perspectives.

1. La " sacro-sainte " linéarité entre le courant ODC I_{ODC} et la fréquence fondamentale ν_0 n'est jamais vérifiée en champ électrique faible, même dans les composés les plus " purs ". Ainsi, la courbure de $J_{\text{ODC}} = f(\nu_0)$ nous paraît être un effet intrinsèque, existant pour tous les composés présentant une ODC. La cause en est inconnue, mais un paramètre nous semble important dans le problème: la cohérence transverse. Des mesures complémentaires semblent néanmoins nécessaires.

2. Il est toujours possible d'obtenir la saturation de $\frac{dJ_{\text{ODC}}}{d\nu_0} = P$, mais cette saturation, en général, est d'autant plus difficile à obtenir que l'on s'éloigne de la température de transition T_C . Une courbure plus importante à basse température serait due, dans le cadre de l'hypothèse ci-dessus, à une moindre cohérence transverse. Ceci est en accord avec l'élargissement des fréquences du " bruit périodique " observé lorsque la température diminue.

3. Les mesures précédentes de $P_1(T)$ et $P_2(T)$ avaient conduit à trois conclusions :

- a) Saturation à basse température de P_1 et P_2
- b) Egalité des valeurs saturées $P_1 = P_2$
- c) De la valeur de P (P_1 et P_2), on déduisait $\frac{\lambda_{ODC}}{2} \approx \lambda_{\text{Piégeage}}$.

Nous infirmons ces trois résultats * :

- a) Aux basses températures (devant T_{C1} et T_{C2}), P_1 et P_2 décroissent avec T
- b) La valeur absolue du maximum de P_1 est systématiquement supérieure (de 15 à 20 %) au maximum de P_2
- c) De la valeur moyenne du maximum de P_1 (sur une dizaine d'échantillons), on déduit $\lambda_{ODC} \sim \lambda_{\text{Piégeage}}$

Le point c) est en accord avec les mesures sur d'autres composés, il permet simplement de clore la discussion sur ce sujet.

Le point a) est certainement un des résultats les plus originaux de cette étude. L'analyse en terme de contre courant d'électrons normaux qui en a été faite ne permet actuellement que d'expliquer qualitativement les phénomènes. L'effet de la diffusion par les phonons, où les termes Umklapp ne sont peut-être pas à négliger, nous paraît important. La prise en compte de cet effet dans les théories d'Artemenko ou de Renard demande à être précisée. Notons également que ces théories sont faites pour T loin de T_C .

* Il faut être bien conscient que, lors des premières mesures du " bruit périodique " en 1980, la valeur élevée des champ critiques E_T et la faiblesse extrême de l'amplitude du " bruit périodique " excluaient des mesures aux fréquences élevées atteintes lors de cette étude.

Le point b), si on cherche à l'expliquer dans le cadre des théories ci-dessus, entraîne que pour la première transition, il existe une gamme de température dans laquelle le contre-courant est nul, alors que pour la deuxième transition, il est toujours important. A remarquer que quels que soient les échantillons, l'écart entre $P_{1,Max}$ et $P_{2,Max}$ est de l'ordre de 15 à 20 %.

La faible augmentation sous champ magnétique de P_2 est, d'après nous, un effet de la magnétorésistance sur le contre courant d'électrons normaux et n'a rien à voir avec une augmentation de N_S due au champ magnétique. Ceci devrait clore la polémique engagée sur ce point avec Zetl, dans les années 1987.

La théorie du contre-courant d'électrons normaux d'Artemenko appliquée aux composés semiconducteurs rend bien compte de l'effet Hall anormal et ne prévoit pas d'effet important sur J_{ODC} , ce que nous avons vérifié sur $(TaSe_4)_2I$. D'autres mesures antérieures sur TaS_3 semblent aller dans ce sens. L'effet Hall dans $NbSe_3$ à basse température en régime non-linéaire et champ magnétique élevé reste jusqu'à présent mal compris, aucun calcul n'a encore été effectué dans le cadre des théories ci-dessus.

Souvent, en physique, les limites infinies sont expérimentalement difficiles à atteindre. Nous avons nous-mêmes été étonnés de constater que, non seulement on arrivait à saturer $\frac{dJ_{ODC}}{dv_0}$ mais également $\frac{dI}{dV}$ et $\frac{dE}{dv_0}$, sauf loin de T_C .

Ainsi, contrairement à ce qui était affirmé, la conductivité infinie σ_{ODC}^∞ de $NbSe_3$ n'a pas exactement la même variation en température que σ_Ω , bien qu'elle en soit proche :

- Pour la première transition $\sigma_{\text{ODC}}^{\infty} \propto T^{-1.2}$;
- Pour la deuxième transition $\sigma_{\text{ODC}}^{\infty} \propto T^{-2.6}$.

Fleming déduisait de la comparaison entre la variation thermiquement activé de J_{ODC} et celle de J_{Ω} que la viscosité des matériaux ODC semiconducteurs divergeait à basse température.

En utilisant l'équation valable dans la limite des champ élevés:

$$E = E_T + \eta \frac{V_{\text{ODC}}}{N_{\text{Se}}},$$

nous définissons expérimentalement une viscosité par :

$$\eta = \frac{N_{\text{Se}}}{\lambda_{\text{ODC}}} \left. \frac{dE}{dv_0} \right|_{\infty}.$$

Nous montrons que, pour les composés semiconducteurs, la viscosité a exactement la même énergie d'activation thermique que ρ_{Ω} . Elle diverge bien à basse température. En accord avec Fleming sur ce point, nous pensons, par contre, que J_{ODC} n'est pas le bon paramètre expérimental donnant accès à η qui, pour nous, est $\frac{dE}{dv_0}$.

Pour NbSe_3 , nous reportons donc les premières mesures expérimentales de la dépendance en température de la viscosité en limite champ électrique infini.

- Pour la première transition près de T_{C1} , $\eta \propto T^{0.8}$
- Pour la deuxième transition près de T_{C2} ou avec un champ magnétique 7T, $\eta \propto T^{2.3}$.

— Pour la deuxième transition loin de T_{C2} , $\eta \propto T^{3.2}$

De plus, l'étude des valeurs absolues de la viscosité semble bien indiquer le caractère intrinsèque de cette dernière. Il est en particulier remarquable que η ne soit pas affectée par de fortes contraintes uniaxiales induites dans le matériau, alors que, pour ces mêmes contraintes, la courbure de $J_{ODC}=f(v_0)$ est fortement augmentée. Ceci peut s'expliquer si ces contraintes agissent essentiellement sur la cohérence transverse entre les chaînes et peu les propriétés suivant l'axe b dont dépendrait plus η .

La dépendance en température de η semble indiquer un comportement dû à des objets tels que les phonons ou les phasons.

Cette étude est certes spécifique à $NbSe_3$, mais les problèmes de courbure, de saturation en champ élevé, sont les mêmes dans les autres composés. Nous voudrions attirer l'attention des expérimentateurs sur le fait que les effets du chauffage, même dans les mesures en courant pulsé, sont visibles en très fort champ électrique dans les semiconducteurs. Ils sont, à notre avis, souvent sous-estimés. Malgré la grande différence dans la densité de porteurs normaux entre $NbSe_3$ et les autres composés, on s'aperçoit que la théorie du contre-courant d'électrons normaux, adoptée évidemment à chaque cas particulier, peut expliquer divers phénomènes. Ainsi, il n'est pas impossible que, malgré la différence considérable qu'il y a entre la variation thermique de la viscosité dans $NbSe_3$ et celle qui existe dans, par exemple, $(TaSe_4)_2I$, la même théorie arrive à en rendre compte.

Si l'on devait résumer ce travail en une phrase, je dirais :

" Allons à l'infini, tout se simplifie ".

ANNEXE
MODELES du CONTRE-COURANT
d'Electrons NORMAUX



I. Calculs de S. A. Artemenko

1. Cas Semiconducteur

Nous reportons ici ce que le lecteur trouvera dans différents articles publiés depuis 1984 [41], avec comme souvent, $\hbar = e = k_B = 1$.

Pour calculer le courant, Artemenko utilise une équation cinétique de type Boltzmann pour la fonction de distribution des quasi-particules, valable pourvu que $\omega, kv, v \ll \Delta$, où ω, k et v sont respectivement la fréquence caractéristique, le vecteur d'onde de la perturbation et l'inverse du temps de diffusion, Δ étant le gap de Peierls.

Le spectre d'énergie des quasi-particules a, dans ce cas, la forme suivante :

$$\varepsilon_{1,2}(\vec{p}) = \Phi + \eta_p - \vec{v} \frac{\partial \varphi}{\partial \vec{r}} - \mu \pm (\tilde{\xi}^2 + \Delta^2)^{1/2} \quad (1)$$

Avec Φ , le potentiel électrique, μ est le déplacement du potentiel chimique par rapport à la position du milieu du gap. $\vec{v} = \frac{\vec{Q}}{2m}$, \vec{Q} étant le vecteur d'onde de l'ODC, φ sa phase.

$$\tilde{\xi} = \frac{1}{2} \left\{ \left[E(\vec{p} + \vec{Q}_0) - E(\vec{p} - \vec{Q}_0) \right] + \dot{\varphi} \right\}$$

$$\vec{Q}_0 = \frac{\vec{Q}}{2}; \quad \dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}; \quad \tilde{\xi} = \xi + \frac{\dot{\varphi}}{2}$$

$$\eta_p = \frac{1}{2} \left[E(\vec{p} + \vec{Q}_0) - E(\vec{p} - \vec{Q}_0) \right]$$

$E(\vec{p})$: Energie électronique en l'absence de transition de Peierls.

Les calculs suivants sont effectués dans l'approximation d'un semiconducteur de Peierls, $\eta_p \ll \Delta$, le vecteur d'onde de l'ODC étant pris parallèle aux chaînes.

L'équation cinétique pour chacune des deux branches des quasi particules correspondant aux différents signes dans l'équation (1) a la forme:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial \vec{p}} \frac{\partial n}{\partial \vec{r}} - \frac{\partial E(\vec{p})}{\partial \vec{r}} \frac{\partial n}{\partial \vec{p}} + E \frac{\partial n}{\partial p} = \\ \int (dp_{\perp} / \Sigma) dg' [n(\vec{p}) - n(\vec{p}')] (v_f (u_g u_{g'} + v_g v_{g'})^2 \delta[\epsilon(\vec{p}) - \epsilon(\vec{p}')] \\ + v_b u_g^2 v_g^2 \delta[\epsilon(\vec{p}) - \epsilon(\vec{p}') \pm \phi]) , \end{aligned} \quad (2)$$

où E est le champ électrique, v_f et v_b les taux de diffusion élastique vers l'avant ou vers l'arrière (c.a.d v_b correspond à un changement du moment dans la direction de la chaîne), Σ est l'aire de la section de la zone de Brillouin à $g=0$, $u_g^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\tilde{\xi}}{\epsilon} \right)$, $v_g^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\tilde{\xi}}{\epsilon} \right)$ sont les amplitudes de Bogoliubov avec $\epsilon = (\tilde{\xi}^2 + \Delta^2)^{1/2}$.

La solution de l'équation (2) a la forme :

$$n = n_0 [E(\vec{p})] + \delta n , \quad (3a)$$

$$\text{avec} \quad \delta n = \frac{\partial n_0}{\partial \epsilon} V_g \tau(\epsilon) \left(E - v_b \phi \frac{|\tilde{\xi}|}{\epsilon} \frac{v}{V_g^2} \right) \quad (3b)$$

n_0 : fonction de distribution de Fermi

$$V_g = \frac{\partial \epsilon(\vec{p})}{\partial \vec{p}} \text{ vitesse de groupe des quasi-particules}$$

$$\tau(\epsilon) = \frac{1}{2} \frac{V_g}{v} \frac{\epsilon^2}{\Delta^2 v + \xi^2 v_b} \text{ est le temps de diffusion effectif avec } v = v_f + \frac{v_b}{2}$$

Les équations (3) sont valables à condition que $D(\epsilon)k^2$ puisse être négligé par rapport à ω , où $D(\epsilon) = V_g^2 \tau(\epsilon)$ est la constante de diffusion.

Le courant est alors donné par :

$$J = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \vec{p} v \frac{\xi}{\epsilon} (n_+ - n_-) + \frac{\sigma_N}{\ell} \phi ,$$

avec $\sigma_N = \frac{Ne^2}{mv_b}$, et N est la densité totale électronique, $\ell = \frac{v}{v_b}$ le libre parcours moyen

aux températures supérieures à la température de Peierls.

Le signe "+" et "-" étant attribué aux électrons ayant un spectre avec différent signe dans l'équation (1):

$$J = \sigma_1 \left(E - \frac{a\phi}{\ell} \right) + \frac{\sigma_N}{\ell} \phi \quad (4)$$

Le première terme dans l'équation (4) est obtenu depuis la partie hors d'équilibre de la fonction de distribution et décrit le courant des quasi particules.

$$\sigma_1 = e^2 \langle \tau \rangle \frac{N_N}{m} \text{ avec } N_N = N - N_S \text{ et } N_S : \text{densité des électrons condensés}$$

$$a = \left\langle \frac{\tau \epsilon}{|\xi|} \right\rangle / \langle \tau \rangle \quad \text{où les moyennes } \langle \rangle \text{ sont prises sur l'énergie}$$

Dans le cas $T \ll \Delta$,

$$\sigma_1 = \sigma_N 2\sqrt{\pi} \frac{v_b T}{v \Delta} e^{-\Delta/T} \quad \text{et} \quad a = \left(\frac{\pi \Delta}{2T} \right)^{1/2}$$

alors l'équation (4) peut se réécrire :

$$J = \sigma_1 E + J_{ODC} (1 - \alpha_0)$$

avec

$$\alpha_0 = \sqrt{2} \pi \frac{v_b}{v} \sqrt{\frac{T}{\Delta}} e^{-\Delta/T}$$

Le contre courant est alors $\alpha_0 J_{ODC}$.

2. Cas $NbSe_3$

Le calcul effectué par Artemenko lors d'un séjour au CRTBT n'a pas encore été publié. Il est résumé ici avec l'accord de l'auteur.

Dans le cas de $NbSe_3$, Artemenko utilise un modèle avec des poches électroniques pour décrire la conduite semi-métallique dans un état de Peierls.

En négligeant les gradients de phase, l'équation (1) se réduit à :

$$\epsilon_{1,2} = \eta_p \pm \sqrt{(\xi + \phi/2)^2 + \Delta^2},$$

l'énergie E étant approximée par :

$$E = (\vec{p} - \vec{p}_F) \cdot \vec{V} + \epsilon' \cos(aP_{\perp}) + \epsilon_0 \cos(2aP_{\perp}), \quad (5)$$

où ϵ_0 représente bien la désadaptation du "nesting". Pour $NbSe_3$, ϵ_0 est pris de l'ordre de Δ et le recouvrement $\delta \ll \Delta$.

Pour le calcul du courant, il faut seulement connaître les excitations électroniques avec les énergies les plus faibles. Ainsi, il n'est pas nécessaire de connaître la forme exacte de η_p . On a donc :

$$\epsilon_{1,2} = \pm \left(\frac{p_{x1,2}^2}{2m_{x1,2}} + \frac{p_{y1,2}^2}{2m_{y1,2}} + \frac{p_{z1,2}^2}{2m_{z1,2}} \right) - \delta_{1,2} ,$$

$\delta_{1,2}$ étant la différence d'énergie entre le niveau de Fermi et l'énergie respectivement dans le minimum et le maximum.

$$m_x = \frac{\Delta}{v^2} \approx \frac{\Delta}{\epsilon_F} m_b \quad \text{car} \quad \sqrt{\xi^2 + \Delta^2} \approx \Delta + \frac{\xi^2}{2\Delta} = \Delta + \frac{v^2 p_x^2}{2\Delta} .$$

Si on utilise le spectre (5), alors :

$$m_{y1} = m_{y2} = \frac{1}{4a_y^2 \epsilon_{0y}} \quad \text{et} \quad m_{z1} = m_{z2} = \frac{1}{4a_z^2 \epsilon_{0z}}$$

Si, dans une direction disons z , ϵ_{0z} est plus petit que δ et T , on peut négliger $\frac{1}{m_z}$ et considérer des poches 2D (Surface de Fermi ouverte).

L'équation cinétique est résolue dans le cas $T \ll \Delta$ (et $\xi \ll \Delta$, $\frac{p^2}{2m} \approx T \ll \Delta$). L'équation cinétique linéarisée peut alors s'écrire :

$$\begin{aligned} (-1)^{i+1} \frac{\partial n_{0i}}{\partial \epsilon} \frac{\xi}{\Delta} v_E = \int \frac{dp_y a_y}{2\pi} d\xi' \left\{ \delta n_i \left[v \delta(\epsilon_i - \epsilon_i') + \frac{1}{2} v_b \delta(\epsilon_i - \epsilon_j') \right] \right. \\ \left. - (-1)^i \phi \frac{\partial n_{0i}}{\partial \epsilon} \frac{v_b \xi}{2\Delta} \left[\delta(\epsilon_i - \epsilon_i') - \delta(\epsilon_i - \epsilon_j') \right] \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

où le dernier terme $\delta(\epsilon_i - \epsilon_i') - \delta(\epsilon_i - \epsilon_j')$ provient des termes dans l'intégrale de collision avec $\delta(\epsilon - \epsilon' \pm \phi)$ qui décrivent la diffusion des quasi-particules se déplaçant avec l'ODC. Les termes en $\delta(\epsilon_i - \epsilon_j')$ correspondent aux transitions dues à la diffusion dans

le même extremum, tandis que les termes en $\delta(\epsilon_i - \epsilon_j)$ décrivent la diffusion inter-extremum.

La résolution de l'équation (5) donne :

$$\delta n_i = (-1)^i \dot{\phi} \frac{\partial n_{0i}}{\partial \epsilon} \frac{v_b}{2} \frac{\xi}{\Delta} \frac{\sqrt{m_i} + \sqrt{m_j} \theta_{(\delta-k^2)}}{v\sqrt{m_i} + \frac{v_b}{2}\sqrt{m_j} \theta_{(\delta-k^2)}} - (-1)^i \frac{\partial n_{0i}}{\partial \epsilon} \frac{v}{c_i} E \frac{\xi}{\Delta} \frac{1}{\sqrt{\Delta} a_y} \frac{1}{v\sqrt{m_i} + \frac{v_b}{2}\sqrt{m_j} \theta_{(\delta-k^2)}}$$

En général, $c_i = 2 =$ nombre d'extremum équivalent dans la $i^{\text{ème}}$ bande électronique.

$$m_i = m_{y1,2} \text{ pour } i = 1, 2$$

$$k^2 = \frac{\xi^2}{2\Delta} + \frac{p_y^2}{2m_{yi}} \quad \text{et} \quad \theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$$

$\delta = \delta_i + \delta_j =$ recouvrement total du spectre. Les termes $\sqrt{m_j} \theta_{(\delta-k^2)}$ proviennent de la diffusion entre les différents extremums, tandis que $\sqrt{m_i}$ à la diffusion inter-extremum.

Le courant total est alors :

$$J = \frac{\sigma_N}{\ell} \int_{\xi}^{\xi} (n_1 - n_2) \frac{d\xi dP_{\perp}}{S}$$

$$J = \frac{\sigma_N}{\ell} \int dp_y \frac{a_y}{2\pi} d\xi \left\{ \frac{\partial}{\partial \xi} \left([n_{01} - n_{02}] \frac{\xi}{\Delta} \right) \dot{\phi} \frac{\xi}{2} + \sum_i \delta n_i \frac{\xi}{\Delta} \right\}$$

$$\begin{aligned}
J = & \frac{\sigma_N}{\ell} \phi \left\{ 1 - \sum_{i=1}^2 A_i \left[- \frac{\ln n_F(2d_i)}{d} \right. \right. \\
& + \left. \frac{\sqrt{m_j} v_f}{\sqrt{m_i} v_f + \frac{\sqrt{m_j} + \sqrt{m_i}}{2} v_b} \frac{d \operatorname{th} d_j + \ln \frac{c h d_j}{c h d_j}}{d} \right] \Big\} \\
& + \sum_{i=1}^2 \sigma_N E \frac{\delta v_b}{\Delta 2v} \left[- \frac{\ln n_F(2d_i)}{d} - \frac{\sqrt{m_j} \frac{v_b}{2}}{\sqrt{m_i} v_f + \frac{\sqrt{m_j} + \sqrt{m_i}}{2} v_b} \frac{d \operatorname{th} d_j + \ln \frac{c h d_j}{c h d_j}}{d} \right] \\
\epsilon_{0i} = & \frac{1}{4m_i a_i^2} , \quad n_F(2d_i) = \frac{1}{1+e^{2d_i}} = \frac{1}{1+e^{\delta_i/T}}
\end{aligned}$$

$$d_i = \frac{\delta_i}{2T} , \quad d = \frac{\delta}{2T} , \quad \delta = \delta_1 + \delta_2 \quad \text{et} \quad A_i = \frac{2\pi v_b}{v\Delta} \sqrt{\frac{\Delta}{\epsilon_{0i}}} \frac{\delta_i}{8\pi}$$

Pour le cas symétrique, $m_1=m_2$ et $\delta_1=\delta_2$

$$\text{D'où} \quad J = \frac{\sigma_N}{\ell} \phi \{ 1 - A f(d) \} + \sigma_1 E$$

$$\text{où} \quad A = A_1 + A_2 = \frac{v_b}{v} \sqrt{\frac{\Delta}{\epsilon}} \frac{\delta}{2\Delta}$$

$$f(d) = - \frac{\ln(n_F(d))}{d} + \frac{v_f}{v_f+v_b} \operatorname{th} \frac{d}{2}$$

$$\text{avec} \quad \sigma_1 = \sigma_N \frac{\delta v_b}{\Delta v} \left[- \frac{\ln(n_F(d))}{d} - \frac{v_b}{2(v_f+v_b)} \operatorname{th} \frac{d}{2} \right];$$

Dans le cas des basses températures, $T \ll \delta$, Artemenko calcule la densité des particules :

$$n = 2 \int \frac{dp_x dp_y}{(2\pi)^2} n_F(\mathcal{P})$$

$$\frac{n}{N} = \sqrt{\frac{\Delta}{\epsilon_0}} \frac{\delta}{8\epsilon_F} \quad \text{et} \quad A \sim \frac{\sigma_1}{\sigma_N} \sim \frac{n}{N} \frac{\epsilon_F}{\Delta}$$

Pour Artemenko, des calculs analogues peuvent être faits pour des surfaces de Fermi 3D à basse température ($T \ll \Delta$).

II. Calculs de M. Renard

Ces calculs ont été faits pour le cas typique de NbSe₃. Ils n'ont pas encore été publiés et sont reproduits ici avec l'accord de l'auteur.

On suppose une poche d'excitations à n excitations pour N électrons dans la bande.

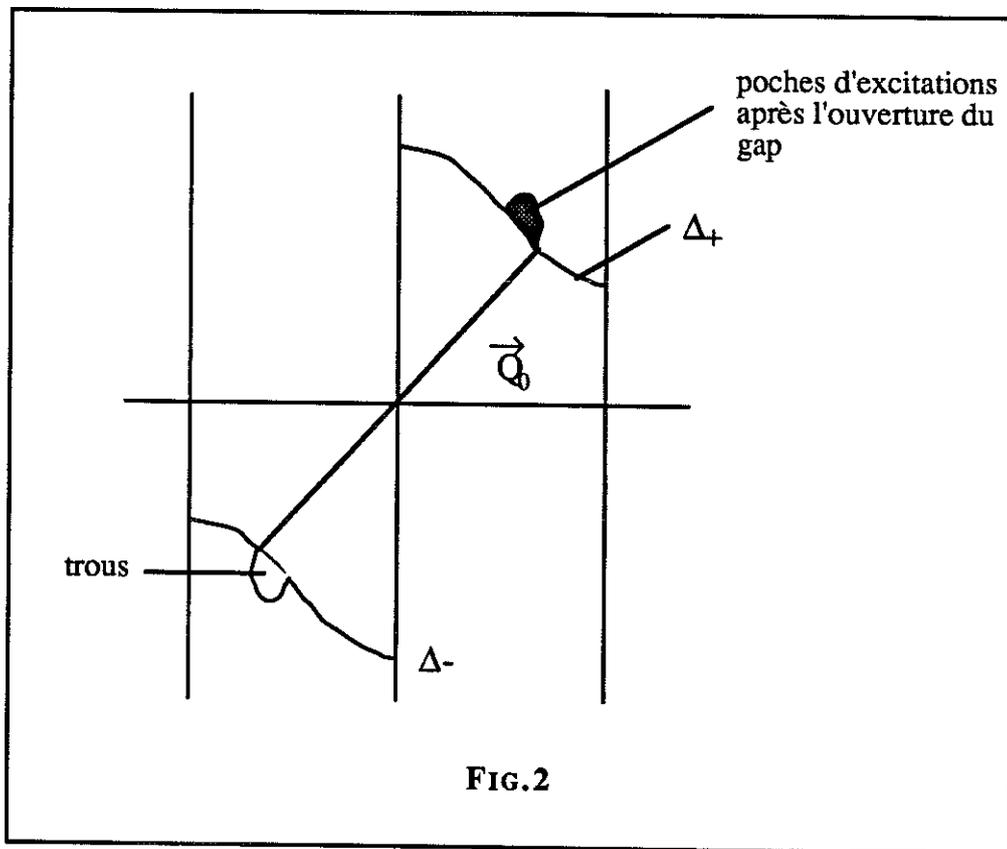
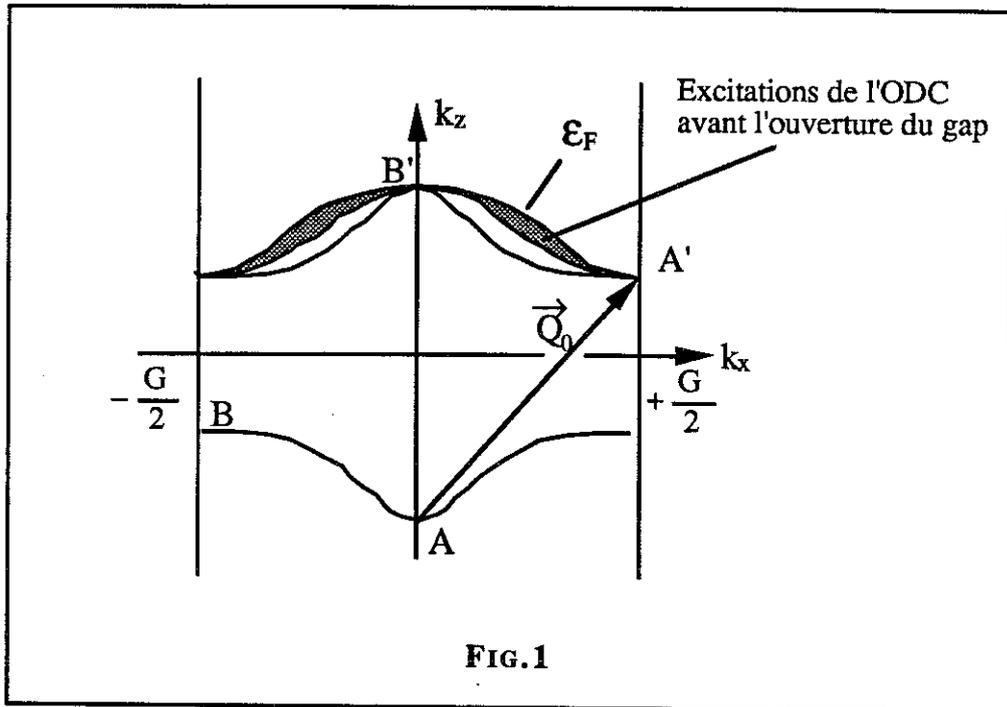
On part d'une équation de bande dans l'état normal.

$$\varepsilon = \frac{\hbar k^2}{2m} = \left(k_z^2 + k_1^2 \cos^2 \frac{2\pi k_x}{G} + k_z^2 \cos^2 \left(\frac{2\pi k_x}{G} \right) \right) \frac{\hbar^2}{2m},$$

où le terme en k_2 détermine le " misfit ". On peut calculer en effet que $Q_0 = 2k_F - \frac{k_2^2}{k_F}$, le vecteur de " fit " est $\vec{Q}_0 \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, Q_0 \right)$, il relie les points (A et A') et (B et B') de la surface de Fermi (FIG.1). On peut chercher une surface qu'on appelle la surface Δ_S telle que $\varepsilon(\vec{K} - \vec{Q}_0) = \varepsilon(\vec{K})$. On a Δ_+ pour $k_z > 0$ et Δ_- pour $k_z < 0$. Ces deux surfaces se correspondent par la translation \vec{Q}_0 (FIG.2), donc au moment de l'ouverture du gap les énergie sont données par :

$$E(\vec{K}) = \frac{1}{2} \left[\left(\varepsilon(\vec{K}) + \varepsilon(\vec{K} - \vec{Q}_0) \right) \pm \sqrt{ \left(\varepsilon(\vec{K} - \vec{Q}_0) - \varepsilon(\vec{K}) \right)^2 + \Delta^2 } \right]$$

Sur la FIG.1, on voit bien que , avant l'ouverture du gap, pour remplir jusqu'au niveau de Fermi, on a des états $|k\rangle$ au-dessus la Δ_+ surface, donc correspondant à des excitations de l'ODC. Une fois le gap ouvert, la surface de Fermi est différente, mais on a de toute façon une poche d'excitations (électrons en $k_z > 0$, trous en $k_z < 0$). Ces poches se correspondent par le vecteur Q_0 .



Par translation de la poche inférieure, on recrée une surface simple de " Fermi " qui sera assimilée à un ellipsoïde de révolution d'axe pratiquement parallèle aux chaînes.

Le volume défini par les zones de Brillouin cristallines parallèles à z et les deux Δ_S suffit à construire toutes les fonctions d'onde, sans double emplois, ni omissions.

L'ensemble des fonctions fondamentales et excitées occupe alors, une fois et une seule, tous les états compris entre 0 et les courbes situées à $\pm q_z \sim 2k_F$, au-dessus et au-dessous de l'origine.

Cette " surface de gap " joue le même rôle qu'une Z. B., mais avec la périodicité \vec{Q}_0 au lieu de la périodicité \vec{G} du réseau réciproque. Au lieu de perturber des électrons libres (par \vec{G}), ce qui donne $\epsilon_k = \epsilon_{k-G}$, on perturbe ici des électrons anisotropes déjà soumis à la théorie des bandes du cristal. C'est pour cela que la frontière de zone est ici courbée. On peut alors parler en " extended zone scheme ", réservant les états internes au fondamentaux, et les états externes [2^{ème} zone] aux excités. On a alors en " repeated zone scheme ", repliant la zone externe sur l'interne et disant que pour chaque vecteur k interne à la " zone " il existe deux états, un état fondamental et un état excité.

Soit V_{ODC} , la vitesse de l'onde, et $\omega_M = \phi V_{ODC}$ la fréquence propre. Si $\psi = e^{i(kr' - \omega t)}$ est une fonction d'électron libre dans le référentiel en mouvement avec l'énergie $\hbar\omega'$ dans le référentiel fixe :

$$\omega = \omega' + \vec{k} \cdot \vec{V} \quad (7)$$

On a donc la même fonction en e^{ikr} dans le référentiel fixe, mais avec une énergie :

$$\omega_{fix} = \omega_{mobile} + \hbar \vec{k} \cdot \vec{V}_{ODC}$$

Les fonctions de type excitation sont :

$$\psi_e = U |k\rangle - V |k-q\rangle \quad \text{si } k \sim \frac{Q_0}{2}$$

$$\psi_e = U |k\rangle - V |k+q\rangle \quad \text{si } k \sim -\frac{Q_0}{2}$$

Dans le référentiel mobile, elles ont l'énergie de la théorie "self-consistante". Par retour au référentiel fixe, l'état collectif ψ_e n'est plus un état propre de l'énergie, les 2 composantes n'ayant pas le même k .

$$\text{Donc, pour } k \sim \frac{Q_0}{2} \quad \left| \begin{array}{ll} U_k | k > & \text{sera augmenté de } \hbar V_{\text{ODC}} \frac{Q_0}{2} \\ V_k | k - Q_0 > & \text{sera diminué de } \hbar V_{\text{ODC}} \frac{Q_0}{2} \end{array} \right.$$

Le mouvement de l'ODC entraîne une dissymétrie sur les énergies, à $+k_F$ et $-k_F$. Ainsi, si l'on regarde la diffusion d'une excitation avec les impuretés, un état k avec une vitesse de groupe $V_G > 0$ peut maintenant être rétrodiffusé vers 3 états \vec{k}' à $V_G < 0$, avec les possibilités suivantes en énergie :

$$\epsilon_{k'} = \epsilon_k$$

$$\epsilon_{k'} = \epsilon_k \pm \hbar \omega_M$$

Pour obtenir le courant de particules, il faut d'abord calculer l'équation de Boltzmann en tenant compte de toutes les possibilités de diffusion, donc déterminer $-\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{\text{Collision Elastique}}$:

$$-\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{\text{C.E}} = \left(\frac{dn}{dv_k} \right) V^2 \int_{k'} (f_k - f_{k'}) \frac{dS_{k'} M^2}{|(\text{grad}_{k'} \epsilon')|}$$

$\frac{dn}{dv_k}$: densité d'états dans l'espace des k ,

V : potentiel d'impureté (on considère des impuretés ponctuelles donc V constant)

$f(k)$: fonction de distribution de type Fermi

$dS_{k'}$: Elément de surface

M^2 : carré de l'élément de matrice $M = \langle \psi_{k'} | \delta_{r-r_i} | \psi_k \rangle$

Il faut d'abord calculer tous les éléments de M^2 correspondant aux trois transitions avec \vec{k}' du même côté que \vec{k} et 3 transitions avec \vec{k}' de l'autre côté de \vec{k} .

Les éléments de M^2 sont:

— Si k' est du même côté que k :

$$k \rightarrow k' \text{ diminue } \varepsilon : U^2V'^2$$

$$k \rightarrow k' \text{ conserve } \varepsilon : (UU' + VV')^2$$

$$k \rightarrow k' \text{ augmente } \varepsilon : V^2U'^2$$

— Si k' est de l'autre côté de k :

$$k \rightarrow k' \text{ diminue } \varepsilon : U^2U'^2$$

$$k \rightarrow k' \text{ conserve } \varepsilon : (VU' + UV')^2$$

$$k \rightarrow k' \text{ augmente } \varepsilon : V^2V'^2$$

Une chose va simplifier les calculs: les UV ne dépendent que de la distance K à Δ_S , en champ moyen:

$$\begin{cases} U^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + 4\Delta^2}} \right] \\ V^2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\delta}{\sqrt{\delta^2 + 4\Delta^2}} \right] \end{cases}, \quad (8)$$

avec $\delta = E_{k-q} - E_k$ et E_k l'énergie de bande dans le référentiel mobile.

Le centre de la poche étant à $\frac{Q_0}{2}$, on aura :

$$\delta = 8\varepsilon_F \frac{k}{Q_0} \quad \text{où } k \text{ est la distance à } \Delta_S$$

Si on a pour ε une surface elliptique telle que $\varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m^*} [k^2 + a^2k_r^2]$

avec
$$k = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \varepsilon^{1/2} \cos\theta$$

$$k_r = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{\varepsilon^{1/2}}{a} \sin\theta$$

avec k petit ($\delta \ll 2\Delta$), on a :

$$\begin{cases} U^2 = \frac{1}{2} \left[1 - 4 \frac{\epsilon_F}{\Delta} \frac{k}{Q_0} \right] & \text{si } k > 0 \\ V^2 = \frac{1}{2} \left[1 - 4 \frac{\epsilon_F}{\Delta} \frac{k}{Q_0} \right] & \text{si } k > 0 \end{cases} \quad (11)$$

On doit évaluer $\frac{dS_{k'}}{|grad_{k'} \epsilon'|}$ avec la surface elliptique précédente, ce qui donne :

$$\frac{dS}{|grad_k \epsilon|} = \frac{\pi}{a^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon^{1/2} \sin\theta \, d\theta$$

En négligeant les termes en $(\hbar\omega)^2$ devant ceux en $\hbar\omega$, on trouve finalement pour le terme des collisions élastiques :

$$-\hbar \frac{\partial f_k}{\partial t} \Big|_{C.E} = \frac{1}{\tau_e} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} (f - f_0) - \frac{4}{3} \frac{\epsilon_F}{\Delta} \hbar\omega \frac{df_0}{d\epsilon} \frac{k}{Q_0} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\tau_e},$$

qui se compose du 1^e terme de diffusion classique et d'un 2^e terme qui traduit la diffusion anormale due au mouvement de l'onde. Il faut noter que le temps de relaxation varie lentement avec l'énergie.

Afin de simplifier les calculs, M. Renard prend un temps de diffusion pour les phonons participant aux transitions normales variant de la même façon en énergie : $\frac{1}{\tau_p} \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$. Il en déduit alors que le contre courant d'électrons normaux J_{CC} est

donné par :

$$\frac{J_{CC}}{J_{ODC}} = -\frac{n}{N} \frac{4\epsilon_F}{3\Delta} \frac{\rho_0}{\rho_T}$$

ρ_0 : résistivité résiduelle,

ρ_T : résistivité normale à la température T,

n, N, ϵ_F et Δ ont la même signification que précédemment.

A basse température, les phonons sont gelés, ils ne participent pas aux transitions anormales car le transfert d'impulsion entre états électroniques $\Delta(\hbar k) \sim Q_0$ et

$$\hbar\omega|_{\text{phonons à } Q_0} \approx \frac{k\theta_D}{2} \sim 100 - 200\text{K} \quad (\theta_D : \text{Température de Debye}).$$

A plus haute température, on peut en tenir compte et, de façon phénoménologique,

M. Renard obtient alors pour le contre-courant total:

$$\frac{J_{cc}}{J_{ODC}} = -\frac{n}{N} \frac{4\varepsilon_F}{3\Delta} \left[\frac{\rho_0 + (\rho_T - \rho_0) e^{-\frac{\hbar\omega_{ph}}{kT}}}{\rho_T} \right]$$

REFERENCES



- [1] Thèses de l'Université Grenoble I:
 Au LEPES : Bervas (1984); Arbaoui (1985); Beauchene (1987);
 Baujida (1988) et Laayadi (1990).
 Au CRTBT: J. Richard (1981); Z. Z. Wang (1985); M. C. Saint-Lager
 (1989)
- [2] P. Monceau, Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Compounds, P. Monceau editor, D. Reidel Publishing Co. Boston, (1985);
 G. Grüner, Rev. Mod. Phys., **60**, 1129 (1988)
 " Charge Density Waves in Solids ", L. P. Gor'kov et G. Grüner, Elsevier Science, (1989)
- [3] R. E. Peierls, Ann. Phys. **4**, 121(1930) et " *Quantum Theory of Solids*", Oxford University Press 108 (1955)
- [4] D. Allender, J. W. Bray et J. Bardeen, Phys. Rev. **B9**, 119, (1974)
- [5] H. Fröhlich, Proc. R. Soc. London, Ser. A **223**, 296 (1954)
- [6] A. Meerschaut, et J. Rouxel, J. Less Comm. Metals, **39**, 197 (1985)
- [7] N. P. Ong et P. Monceau, Phys. Rev. **B16**, 3443 (1977)
- [8] P. Monceau, dans [2]
- [9] J. Richard, dans [1]
- [10] M. C. Saint-Lager, dans [1]
- [11] H. Fukuyama et P.A. Lee, Phys.Rev.**B17**, 535(1978)
- [12] P.A. Lee, T.M. Rice, Phys. Rev. **B19**, 3970 (1979)
- [13] R. V. Coleman, G. Eiserman, M. P. Everson, A. Johanson, et L. M. Falicov, Phys. Rev. Lett. **55**, 863, (1985)
- [14] R. M. Fleming et C. C. Grimes, Phys. Rev. Lett.**42**, 1423 (1979)
- [15] P. Monceau, J.Richard, et M. Renard, Phys. Rev. Lett. **45**, 43 (1980)
- [16] P. Monceau, J.Richard, et O. Laborde, Synth. Met. **19**, 801 (1987)
- [17] A. Zettl, M. F. Hundley et P. Parilla, Synth. Met. **19**, 807 (1987) et P. Parilla, M. F. Hundley, et A. Zettl, Phys. Rev. Lett. **57**, 619 (1986)
- [18] T. M. Tritt, D. J. Gillespie, A. C. Ehrlich et G. X. Tessema, Phys. Rev. Lett. **61**, 1776 (1988)
- [19] J. Richard, P. Monceau, et M. Renard, Phys. Rev. **B25**, 948 (1982)
- [20] Z. Z. Wang, Thèse [1985, Université de Grenoble] et H. Salva, Z. Z. Wang, P. Monceau, J. Richard et M. Renard, Philosophical Magazine **B 49**, 385 (1984)

- [21] Z. Z. Wang, M. C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, A. Meerschaut, L. Guemas et J. Rouxel, *Solid. Stat. Comm.* **46**, 325 (1983)
- [22] Z. Z. Wang, M. C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, L. Guemas et A. Meerschaut, *Solid. Stat. Comm.* **47**, 439 (1983)
- [23] J. Dumas et C. Schlenker, *Solid State Comm.* **45**, 885 (1983)
- [24] M. F. Hundley et A. Zettl, *Solid. Stat. Comm.* **66**, 253 (1988)
- [25] S. Tomic, F. Fontaine et D. Jérôme, *Phys. Rev.* **B37**, 8468 (1987)
- [26] P. Monceau, N. P. Ong, A. Meerschaut et J. Rouxel, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 602 (1976)
- [27] Carslaw et Jaeger, "Conduction of heat in solids", Oxford Press, (1959)
- [28] J. W. Brill, N. P. Ong, J. C. Eckert, J. W. Savage, S. K. Khanna et R. B. Sompano, *Phys. Rev.* **B23**, 1517 (1981)
- [29] R. M. Fleming, *Phys. Rev.* **B22**, 5606 (1980)
- [30] S. E. Brown et G. Grüner, *Phys. Rev.* **B31**, 8302 (1985)
- [31] M. F. Hundley et A. Zettl, *Solid. Stat. Comm.* **66**, 253 (1988)
- [32] R. S. Lear, M. J. Skove, E. P. Stillwell et J. W. Brill, *Phys. Rev.* **B29**, 5656 (1984)
- [33] J. Bardeen, E. Ben-Jacob, A. Zettl et G. Gruner, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 493 (1982)
- [34] P. Monceau, *Solid. Stat. Comm.* **24**, 331 (1977)
- [35] J. Richard, P. Monceau, et M. Renard, *Phys. Rev.* **B35**, 4533 (1987)
- [36] T. M. Tritt, D. J. Gillespie et A. C. Ehrlich, *Phys. Rev.* **B41**, 7948 (1990)
- [37] J. Richard, O. Laborde, J. Chen et P. Monceau, *Synth. Metals*, **43**, 3929 (1991)
- [38] M. L. Boriack et A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **B16**, 5206 (1977)
M. L. Boriack et A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **B16**, 5256 (1977)
M. L. Boriack et A. W. Overhauser, *Phys. Rev.* **B17**, 2395 (1978)
- [39] T. M. Rice, P. A. Lee et M. C. Cross, *Phys. Rev.* **B20**, 1345 (1979)
- [40] K. Maki et A. Virosztek, *Phys. Rev.* **B41**, 557 (1990)
- [41] S. N. Artemenko, *Synth. Metals*, **36**, 381 (1990)
S. N. Artemenko et A. F. Volkov, dans "Charge Density Waves in Solids",
édité par L. P. Gor'kov et G. Grüner, Elsevier Science, 367 (1989)
- [42] L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy et K. Kamarés, *Phys. Rev.* **B34**, 9047 (1986)
- [43] L. Forro, J. R. Cooper, A. Janossy et M. Maki, *Solid. State. Commun.* **62**, 715 (1987)
- [44] K. Maki et X. Huang, *Phys. Rev.* **B43**, 5731 (1991)
- [45] X. J. Zhang et N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2919 (1985)
- [46] J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1498 (1979);
- [47] G. Grüner, A. Zawadowski et P. M. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 511 (1981)

- [48] L. Sneddon, M. C. Cross et D. S. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 292 (1982)
- [49] D. S. Fisher, *Phys. Rev.* **B31**, 1396 (1985)
- [50] R. M. Fleming, R. J. Cava, L. F. Schneemeyer, E. A. Rietman et R. G. Dunn, *Phys. Rev.* **B33**, 5450 (1986)
- [51] M. Ido, Y. Okajima, H. Wakimoto et M. Oda, *Journal of the physical society of Japon*, **56**, 2503 (1987)
- [52] S. Takada, K. Y. M. Wong et T. Holstein, *Phys. Rev* **B32**, 4639 (1985)
- [53] J. D. Boyers et C. Y. Huang, *Proceeding of the International Workshop on Synthetic Metals II, Los Alamos*, (1985)
- [54] A. Bjelis et K. Maki, S. Takada, *Phys. Rev* **B42**, 10275 (1990)
- [55] J. McCarten, M. Maher, T. L. Adelman et R. E. Thorne, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2841 (1989);
D. V. Borodin, S. V. Zaitsev-Zotov et F. Ya. Nad', *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43**, 485 (1986); *JETP Lett.* **43**, 625 (1986); D. V. Borodin, F. Ya. Nad', S. Savitskaja, et S. V. Zaitsev-Zotov, *Physica (Amsterdam)* **143B**, 73 (1986).
- P. J. Yetman et J. C. Gill, *Solid State Commun.* **62**, 201 (1987)

