

# THESE

présentée par

**Marie-Claire SAINT-LAGER**

pour obtenir le grade de

**Docteur ès-Sciences Physiques**

de

**L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER  
- GRENOBLE I -**

Sujet

*ETUDE DE LA COHERENCE DE PHASE DES ONDES DE  
DENSITE DE CHARGE*

Soutenue le 12 Juillet 1988 devant la commission d'examen :

Président	<b>J. Friedel</b>
Examineurs	<b>A. Bjelis</b>
	<b>J. Lajzerowicz</b>
	<b>K. Maki</b>
	<b>P. Monceau</b>
	<b>M. Renard</b>



## - REMERCIEMENTS -

J'exprime mes remerciements à Monsieur le Professeur J. FRIEDEL pour l'honneur qu'il me fait en présidant le jury.

Je suis sensible à l'intérêt que Messieurs les Professeurs A. BJELIS, J. LAJZEROWICZ et K. MAKI ont porté à ce travail et je leur sais gré d'avoir bien voulu siéger dans ce jury.

Cette thèse n'aurait pu voir le jour si le Laboratoire de Chimie Minérale de Nantes n'avait pas le premier synthétisé  $\text{NbSe}_3$ . Je tiens à remercier le Professeur J. ROUXEL, Directeur de ce laboratoire, son équipe, ainsi que le Professeur A. LEVY du laboratoire de Lausanne qui nous ont permis de disposer en permanence des échantillons nécessaires à ces expériences.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma reconnaissance à P. MONCEAU qui a initié et collaboré à cette recherche. Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide constante du Professeur M. RENARD que je remercie spécialement pour son aide théorique. Qu'il me soit permis d'associer à ces remerciements les membres de l'équipe : R. BRUSETTI, J. RICHARD, Z.Z. WANG, pour leur disponibilité et leur assistance avisée.

Je suis reconnaissante à M. PRESTER du Laboratoire de Physique du Solide de Zagreb (Yougoslavie) d'avoir collaboré à une partie de ce travail.

Je ne saurais oublier tous mes collègues techniciens et chercheurs dont l'aide constante m'a été précieuse.

Je remercie vivement D. DEVILLERS qui a donné forme à ce mémoire avec gentillesse et efficacité.



# TABLE DES MATIERES

<b><u>INTRODUCTION</u></b>	pages
	7
<b><u>PARTIE A : RAPPELS</u></b>	11
I TRANSITION DE PEIERLS ET SUPRACONDUCTIVITE DE FRÖHLICH	13
II INTERACTION AVEC LES IMPURETES	16
III PROPRIETES CARACTERISTIQUES DES ODC	18
1) Les composés	18
2) Conductivité alternative	20
3) Champ électrique de dépiégeage	22
4) Régime basse fréquence et faible champ : métastabilité et effet de mémoire	23
5) Etat non linéaire - Extraconductivité de Fröhlich	25
6) Bruit périodique	27
7) Couplage ac-dc	27
8) Bruit large bande	27
IV MODELES THEORIQUES	29
1) Modèle classique	29
2) Modèle de Fukuyama, Lee et Rice	30
a) Théorie de champ moyen	31
b) Modèles perturbatifs	31
c) Modèles pour simulations numériques	32
3) Solitons et réseau de solitons	33
4) Modèles quantiques	35
5) L'ODC : un cristal quantique électronique	38
6) Cas d'un couplage électron-phonon fort - Modèle de Frenkel-Kontorawa	39
7) Origine du bruit périodique	40
V COHERENCE DE LA PHASE EN SITUATION INHOMOGENE	42
VI CONCLUSION - LONGUEURS CARACTERISTIQUES	45
1) Grandeurs microscopiques	45
2) Grandeurs statiques	46
3) Cohérence dynamique	47
4) Longueur liée aux effets de bord	47
REFERENCES	49
<b><u>PARTIE B : PROPRIETES DES CONTACTS DANS LA CONDUCTION OHMIQUE ET PAR ODC</u></b>	55
<b><u>INTRODUCTION</u></b>	63
ANNEXE : STRUCTURE DES COMPOSES	63
<b><u>CHAPITRE I : ROLE DES CONTACTS DANS LE COURANT OHMIQUE</u></b>	
I DISPOSITIF EXPERIMENTAL	67
II QUALITE DES CONTACTS	69
1) NbSe <sub>3</sub>	73
2) TaS <sub>3</sub>	
III CALCUL DES PARAMETRES ELECTRIQUES DANS L'ECHANTILON	78

IV	MESURE DE L'ANISOTROPIE	81
V	INHOMOGENEITE ELECTRIQUE DANS L'ECHANTILLON	85
	ANNEXE : CHAMP ELECTRIQUE $E(x,y)$ AUTOUR D'UNE ELECTRODE D'INJECTION	89

**CHAPITRE II : PROPRIETES DES CONTACTS ELECTRIQUES DANS  
LE DEPIEGEAGE DE L'ODC** 93

	INTRODUCTION	95
I	DEFINITION DE LA QUALITE DES CONTACTS, LARGEUR CARACTERISTIQUE	97
II	ETUDE DE LA VARIATION DU CHAMP SEUIL EN FONCTION DE LA LONGUEUR. MISE EN EVIDENCE DU ROLE DES CONTACTS	101
III	INHOMOGENEITE TRANSVERSE DU DEPIEGEAGE DE L'ODC	108
	1) $TaS_3$	108
	2) $NbSe_3$	113
	CONCLUSION	113

**CONCLUSION** 115

	REFERENCES	117
--	------------	-----

***PARTIE C : COHERENCE DE LA PHASE DE L'ODC EN  
SITUATION INHOMOGENE - ORIGINE DU BRUIT  
PERIODIQUE*** 121

**INTRODUCTION** 123

**CHAPITRE I : MODELE PHENOMENOLOGIQUE DECRIVANT LES  
CONDITIONS DE RACCORDEMENT DE LA PHASE**

I	NUCLEATION DES VORTEX	127
II	PROPRIETES ELASTIQUES DE L'ODC	129
III	LES SOURCES DE FRANK ET READ DANS LE CRISTAL ODC	132
IV	PIEGEAGE DES DISLOCATIONS	135
V	EQUATION DU MOUVEMENT ENTRE 2 ELECTRODES	138
VI	DISCUSSION	139
	CONCLUSION	142
		145

**CHAPITRE II : PROPRIETES NON LOCALES** 147

I	CONDITIONS EXPERIMENTALES	149
II	RESULTATS EXPERIMENTAUX	151
	1) Résistance ohmique	151
	2) Dépiégeage de l'ODC	152
	3) Spectre de basses fréquences	155
III	INTERPRETATION	158
	1) Configuration à 3 électrodes	158
	2) Effets non locaux - Configurations à 4 électrodes délocalisées	166
	CONCLUSION	167

**CHAPITRE III : GRADIENT THERMIQUE (1)  
CONDITIONS EXPERIMENTALES** 169

I	DISPOSITIF DANS LE VIDE	173
II	PROFIL DE TEMPERATURE	175
III	CHAUFFAGE PAR EFFET JOULE	176
IV	POUVOIR THERMOELECTRIQUE	177

V	DISPOSITIF DANS LE LIQUIDE	178
VI	LES ECHANTILLONS	179
<b>CHAPITRE IV : GRADIENT THERMIQUE (2)</b>		
<b>COHERENCE DE LA PHASE DE L'ODC</b>		181
INTRODUCTION		183
I	DEPIEGEAGE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE	184
	1) Résultat	184
	2) Prédiction du modèle décrit Chapitre I	186
	3) Discussion	192
	4) Gradient thermique près de $T_p$	194
	5) Conclusion	196
II	COHERENCE DE LA VITESSE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE	198
	1) Mouvement uniforme sous un gradient thermique	198
	2) Dédoublment - Effet de métastabilité	200
	3) Domaines de vitesses différentes	204
	4) Discussion	206
	5) Gradient thermique près de $T_p$	206
CONCLUSION		209
<b>CHAPITRE V : ORIGINE DU BRUIT PERIODIQUE</b>		211
INTRODUCTION		213
I	GRADIENT THERMIQUE	213
	1) Expérience dans un liquide cryogénique	215
	2) Expérience dans le vide	220
II	SUPERPOSITION DE COURANTS D'INTENSITE DIFFERENTE	220
	1) Présentation	222
	2) Evolution des vitesses sous l'action des inhomogénéités du champ électrique	223
	3) Variation de $v$ , en fonction de $i$ et $I$	230
III	MISE EN EVIDENCE D'UNE FREQUENCE ASSOCIEE A LA DIFFERENCE DES VITESSES ENTRE DEUX DOMAINES	230
CONCLUSION		233
<b><u>CONCLUSION</u></b>		237
REFERENCES		240
<b><u>CONCLUSION</u></b>		245



## INTRODUCTION

Les composés à ondes de densité de charge (ODC) présentent une structure électronique ordonnée à basse température, responsable d'une nouvelle forme de conduction électrique. Cette structure se caractérise par une modulation spatiale de la charge électronique accompagnée d'une distorsion périodique du réseau (DPR) de vecteur d'onde  $q = 2k_F$ ,  $k_F$  est le vecteur de Fermi. A cause de la forme de leur surface de Fermi, cette transition est fréquente dans les matériaux très anisotropes. 20 ans avant la mise en évidence expérimentale, Frölich avait prédit la possibilité pour la phase de l'ODC, lorsqu'elle est incommensurable, de glisser lentement par rapport au réseau. En 1973, Bardeen et collaborateurs ont réactivé ce point de vue alors que l'intérêt pour les systèmes à ODC en général était en plein développement (dans les bidimensionnels comme  $2\text{HTaSe}_3$  ou les conducteurs organiques  $1\mathcal{D}$ ). Mais c'est en 1976 que Monceau et Ong ont montré des propriétés non linéaires dans  $\text{NbSe}_3$ , très vite associées à ce nouveau mécanisme de conduction. Depuis, les mêmes phénomènes ont été observés de nombreux autres matériaux quasi  $1\mathcal{D}$  ( $\text{MX}_3$ ,  $\text{MX}_4$ , Bronze bleu, y compris un conducteur organique : TTF-TCNQ).

Pendant longtemps, les ODC sont restées (et restent encore !) les états condensés électroniques observés à plus haute température, par exemple  $T_p = 330 \text{ K}$  pour l'une des phases de  $\text{NbS}_3$ ,  $263 \text{ K}$  pour le tétrachalcogène  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ .

L'une des propriétés les plus spectaculaires est certainement l'apparition d'une tension alternative aux bornes de l'échantillon, considérée comme une preuve du mouvement de l'ODC. L'interaction des impuretés avec la phase de l'onde qui peut être décrite comme un milieu élastique et continu joue un rôle très important. Elle est responsable de l'existence d'un champ électrique critique au-dessous duquel l'ODC est piégée. Elle induit des déformations de la phase et des états métastables au-dessous de ce seuil. La répartition aléatoire des centres d'accrochage à l'intérieur de l'échantillon crée un potentiel de période  $\lambda$ , longueur d'onde de l'ODC. Le déplacement de l'onde dans ce potentiel serait à l'origine du bruit périodique.

Mais ce dernier point est contesté par une école de théoriciens. Ceux-ci ont noté l'importance des problèmes de raccordement de la phase lorsque des vitesses différentes sont imposées dans les régions adjacentes d'un même cristal. Le maintien de la cohérence de la phase est assuré par des défauts topologiques mobiles : Phase Slip Center, vortex, dislocations, ...). Cette situation se présente en particulier près des électrodes d'injection de courant. Le bruit de tension serait alors généré par la nucléation et la destruction périodique de telles singularités à la surface des contacts électriques.

Cette interprétation montre que les effets de bord peuvent être essentiels dans les phénomènes non linéaires observés dans ces composés. L'objet de cette étude est de décrire le mécanisme par lequel ils interviennent et d'évaluer leurs conséquences sur différentes propriétés généralement observées dans ces composés. Ainsi, nous étudierons la variation en longueur du champ seuil, le dépiégeage et la répartition des vitesses en situation inhomogène, l'origine du bruit alternatif, ....

Ce mémoire est divisé en trois parties. La première est consacrée à un rappel théorique et des résultats expérimentaux caractéristiques de ces matériaux. La deuxième établit le rôle des contacts dans la conduction par ODC après l'avoir défini précisément sur la conduction ordinaire. Elle met en évidence la contribution des effets de bord dans le champ de dépiégeage de l'ODC. Dans la troisième partie, nous exposons un modèle phénoménologique qui traite l'ODC sous son aspect "cristal électronique". Les singularités nécessaires au raccordement de la phase en situation inhomogène pré-existent mais sont accrochées par leurs interactions mutuelles et les impuretés. Ce piégeage joue le rôle d'une force de friction qui s'ajoute au piégeage volumique et de surface. L'effet de ce mécanisme sur le dépiégeage, la cohérence des vitesses, la tension alternative, est ensuite étudié.

**PARTIE A**



- PARTIE A -

**RAPPELS**

- I TRANSITION DE PEIERLS ET SUPRACONDUCTIVITE DE FRÖHLICH
- II INTERACTION AVEC LES IMPURETES
- III PROPRIETES CARACTERISTIQUES DES ODC
  - 1) Les composés
  - 2) Conductivité alternative
  - 3) Champ électrique de dépiégeage
  - 4) Régime basse fréquence et faible champ : métastabilité et effet de mémoire
  - 5) Etat non linéaire - Extraconductivité de Fröhlich
  - 6) Bruit périodique
  - 7) Couplage ac-dc
  - 8) Bruit large bande
- IV MODELES THEORIQUES
  - 1) Modèle classique
  - 2) Modèle de Fukuyama, Lee et Rice
    - a) Théorie de champ moyen
    - b) Modèles perturbatifs
    - c) Modèles pour simulations numériques
  - 3) Solitons et réseau de solitons
  - 4) Modèles quantiques
  - 5) L'ODC : un cristal quantique électronique
  - 6) Cas d'un couplage électron-phonon fort - Modèle de Frenkel-Kontorawa
  - 7) Origine du bruit périodique
- V COHERENCE DE LA PHASE EN SITUATION INHOMOGENE
- VI CONCLUSION - LONGUEURS CARACTERISTIQUES
  - 1) Grandeurs microscopiques
  - 2) Grandeurs statiques
  - 3) Cohérence dynamique
  - 4) Longueur liée aux effets de bord

*Ces rappels n'ont pas pour but de faire une revue exhaustive des propriétés des composés mettant en évidence un transport collectif par le déplacement des ondes de densité de charge. Pour cela, nous renvoyons le lecteur aux nombreux articles de synthèse qui ont été publiés sur ce sujet [1].*

*Nous présentons les systèmes que nous étudions sous un angle qui permet de mettre en évidence et de situer l'importance du rôle que peuvent jouer les problèmes de raccordement de la phase en situation inhomogène.*

## I - TRANSITION DE PEIERLS ET SUPRACONDUCTIVITE DE FRÖHLICH

Le gaz d'électrons libres dans les métaux à dimension réduite présente généralement un état ordonné à basse température. Il se condense dans des états quantiques macroscopiques qui sont, suivant la nature de l'interaction électron-phonon, la supraconductivité, une modulation spatiale de la charge électronique (onde de densité de charge ODC) ou du spin électronique (onde de densité de spin : ODS) [2,3]. La forme de la surface de Fermi de ces composés permet au vecteur  $q = 2k_F$ ,  $k_F$  vecteur de Fermi, de coupler un grand nombre d'états à la surface de Fermi. Une instabilité vis à vis d'une distorsion périodique du réseau de vecteur  $q$  apparaît et favorise les modulations spatiales.

Les ondes de densité de charge dans les systèmes métalliques à 1D ont été prédites en 1950 par Peierls [4] pour des bandes 1/2 pleines. Dans l'état condensé et dans la limite d'un couplage électron-phonon faible, la densité électronique est sinusoïdale (figure 1).

$$\rho(x) = \rho_0 + \rho_1 \cos(qx + \varphi).$$

$\rho_0$  est la densité uniforme et  $\varphi$  la position de la phase par rapport au réseau sous-jacent. Elle s'accompagne d'un déplacement modulé des ions autour de leur position avec la même période.

Le vecteur d'onde  $q$  est lié à la structure de bande et n'a pas de raison d'être commensurable avec le réseau. La phase de l'ODC n'a pas, dans un cristal idéal, de position privilégié par rapport au réseau. Cette dégénérescence de translation est à l'origine de la supraconductivité de Fröhlich [6].

Le modèle de Fröhlich [6], basé sur l'appariement d'un électron-trou dont les vecteurs d'onde diffèrent de  $2k_F$ , a de nombreux traits communs avec la théorie BCS de la supraconductivité [7]. Dans les deux cas, un gap d'énergie  $2\Delta$  apparaît à la surface de Fermi. Les deux états sont décrits par un paramètre d'ordre complexe  $|\Delta|e^{i\varphi}$  qui suit près de  $T_c$  une théorie de type Ginzburg-Landau. Contrairement au semiconducteur, le gap n'est pas lié au réseau. Si l'ODC est animée d'une vitesse  $v_d$ , la structure de bande peut être tracée dans un repère se déplaçant à la même vitesse ou elle est identique à celle observée au repos. La surface de Fermi ramenée au repère fixe est  $-k_F + q$ ,  $k_F + q$  (cf. figure 2)  $\hbar q = mv_d$ , où  $m$  est la masse de la bande. La différence d'énergie entre la surface opposée de la mer de Fermi mobile est  $\hbar\omega_d = 2k_F v_d$ . Tous les électrons condensés restent bloqués sous la surface de Fermi. L'ODC mobile peut donc être

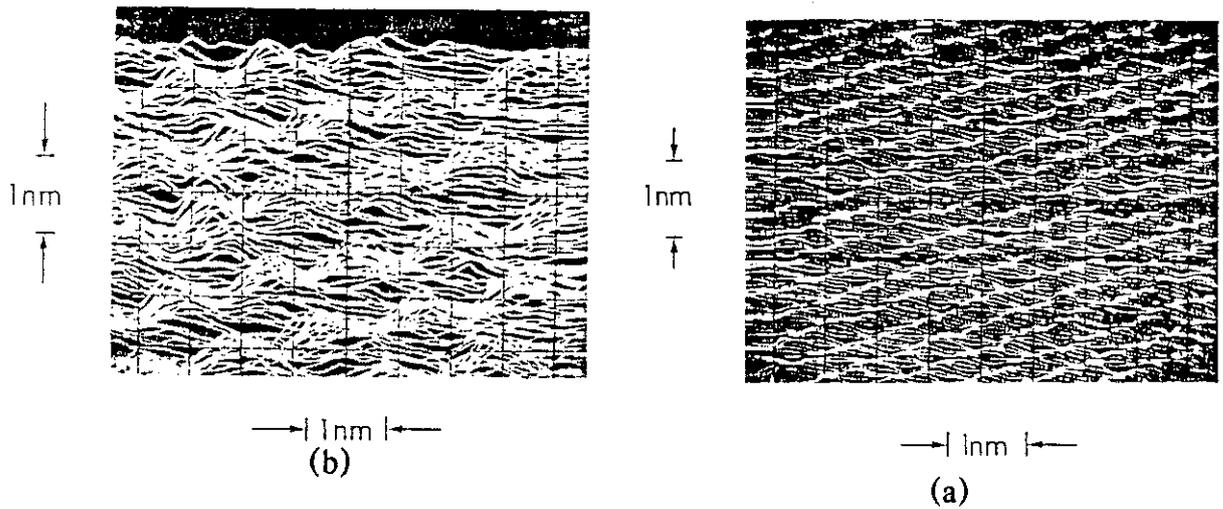


Figure 1 :

1a : Atomes sur une surface clivée de 2M-TaSe<sub>2</sub>.

1b : Observation directe du réseau hexagonal de l'onde de densité de charge sur une surface clivée de 1T-TaS<sub>2</sub>, obtenue au microscope à effet tunnel d'après [5].

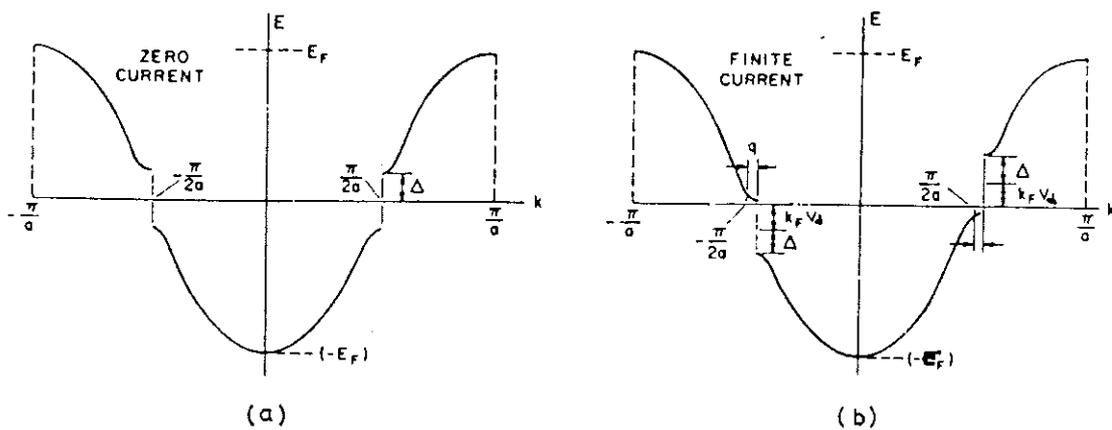


Figure 2 : Schéma de bande d'une chaîne linéaire d'atomes séparés par la distance  $d$  d'après [8],  $k_F = \pi/2a$ .

a)  $v_d = 0$ , la bande interdite de Peierls apparaît à  $\pm \pi/2$ .

b) La bande interdite apparaît à  $\pi/2a + q$  et  $-\pi/2a - q$  dans le référentiel du laboratoire ; dans le référentiel en mouvement, le schéma de bande est identique à celui de la figure 2a.

considérée comme l'occupation macroscopique du phonon  $2k_F$ , d'énergie  $\hbar\omega_d$ . Chaque paire est constituée d'électron-trou de vecteur d'onde  $-k_F+\kappa$  et  $+k_F+\kappa$ . Leur moment total est  $\hbar q$ . Le seul degré de liberté est un mouvement d'ensemble du condensat.

Cet état est similaire à la supraconductivité où les paires de Cooper sont construites avec des électrons de moment  $k+\kappa$  et  $-k+\kappa$ . Si  $\kappa$  est différent de zéro, il conduit à un mouvement de vitesse uniforme vérifiant :

$$mv_s = \hbar\kappa$$

La supraconductivité est décrite par les équations de la phase. Sa dérivée spatiale est reliée à la vitesse du suprafluide :  $p_s = mv_s = -i\hbar\nabla\phi$  (en l'absence de champ magnétique), celle en fonction du temps donne le potentiel chimique  $\mu = -i\hbar\partial\phi/\partial t$ . L'équation du mouvement est donnée par :

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -\nabla\mu$$

Les variations locales de la phase conditionnent la circulation des supercourants.

Pour une ODC, la supraconductivité de Fröhlich va être aussi décrite par sa phase. Dans l'espace réelle, elle glisse à la vitesse  $v_d = -\frac{1}{q}\frac{\partial\phi}{\partial t}$  par rapport au réseau sous-jacent, entraînant une oscillation des ions autour de leur position d'équilibre. L'énergie cinétique  $E_c$  par électron contient celle des électrons et celle des ions en mouvement :  $E_c = \frac{1}{2}(m+M_F)v_d^2$ .  $M_F = 10^3 m_e$  est la masse de Fröhlich [6]. La densité de courant porté par l'ODC est :

$$J_{ODC} = -n_c e v_d = + \frac{n_c e}{q} \frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (1)$$

$n_c = n_c(T)$  est la densité d'électrons condensés.

Parallèlement, une variation locale de la phase  $\frac{\partial\phi}{\partial x}$  correspond à un changement du vecteur de Fermi  $\delta q = 2\delta k_F$ , créant une densité de charge non compensée [8,9]

$$\rho_c = - \frac{n_c e}{q} \frac{\partial\phi}{\partial x} \quad (2)$$

Les variations dans les directions  $y$  et  $z$  perpendiculaires aux chaînes dans un composé 1D représente simplement une rotation de la phase. La loi de conservation locale de la charge est vérifiée :

$$\frac{\partial J_{\text{ODC}}}{\partial x} + \frac{\partial \rho_c}{\partial t} = 0 \quad (3)$$

Les fonctions de corrélation importante sont celles :

- de la phase  $\langle \varphi(x)\varphi(x') \rangle$ ,
- de la densité d'électrons condensés  $\langle \rho_c(x)\rho_c(x') \rangle = \left(\frac{n_c e}{q}\right)^2 \times \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial' \varphi}{\partial x} \right\rangle$ ,
- et enfin celle de la densité de courant :

$$\langle J_{\text{ODC}}(x,t) J_{\text{ODC}}(x',t) \rangle = \left(\frac{n_c e}{q}\right)^2 \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial t}(x,t) \frac{\partial \varphi}{\partial t}(x',t) \right\rangle.$$

Pour maintenir la cohérence de la phase et de la densité  $\rho_c$ , la densité de courant doit être uniforme.

La charge de l'ODC est sensible aux impuretés généralement présente dans un cristal réel. La phase est donc couplée à un potentiel aléatoire. Ce type d'interaction sur un paramètre d'ordre continu détruit l'ordre à longue distance [12-14]. L'existence d'une longueur de cohérence  $L_{\text{FLR}}$  finie conduit à la suppression de la conductivité de Fröhlich [12,13]. Celle ci apparaîtra lorsque le piégeage de la phase sera surmonté.

## II - INTERACTION AVEC LES IMPURETES

L'état ODC possède deux modes d'excitations collectives. Dans une structure incommensurable et à la température critique, le mode mou à  $2k_F$  se sépare en un mode optique et un mode acoustique : l'amplitudon et le phason. Dans un conducteur idéal, les fluctuations de phase ont une énergie qui s'annule aux grandes longueurs d'onde,  $\omega(q=0) = 0$ . C'est un mode de Golstone qui traduit dans le spectre des phonons la supraconductivité de Fröhlich. Divers phénomènes vont introduire un gap dans ce mode, dont le piégeage par les impuretés levant la dégénérescence de translation [15]. De même, dans les structures commensurables, la longueur d'onde  $\lambda$  est un multiple du réseau. La symétrie n'est plus continue mais discrète. Dans ce cas, il n'y a pas mode de Golstone. Les phasons présentent un gap [15] qui interdit la supraconductivité de Fröhlich.

Dans une description phénoménologique [12-14], l'ODC incommensurable est décrite comme un milieu continu et élastique en interaction avec des 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 :

$$H_{\text{élastique}} = \int d^3 \vec{x} \frac{1}{2} K |\vec{\nabla} \phi|^2,$$

$K$  est la constante élastique de l'ODC.

$$H_{\text{impuretés}} = -V \sum_i \cos(\vec{q} \cdot \vec{x}_i - \phi(\vec{x}_i)) \delta(\vec{x} - \vec{x}_i)$$

Le potentiel des impuretés, situées sur les sites  $\vec{x}_i$ , est supposé être à courte portée  $V(\vec{x} - \vec{x}_i) = V \delta(\vec{x} - \vec{x}_i)$ . Le paramètre clé est  $\epsilon = \frac{V}{n_i} K$  où  $n_i$  est la concentration d'impuretés. Fukuyama, Lee et Rice (FLR) [12,13] distinguent deux limites, le piégeage fort et le piégeage faible, selon que  $\epsilon \gg 1$  ou  $\epsilon \ll 1$ . Dans le premier cas, la phase de l'onde est imposée à chaque site d'impureté. La longueur de cohérence de la phase est égale à la distance moyenne entre impuretés :  $L_{\text{FLR}} = 1/n_i$ . Expérimentalement, l'extraconductivité apparaît pour un champ électrique supérieur à une valeur seuil [16,17]  $E_p$ . L'ordre de grandeur de  $E_p$  varie suivant les composés [10 mV/cm - 1 V/cm] mais reste faible par rapport aux autres énergies caractéristiques du problème (niveau de Fermi, potentiel d'impuretés ...). La situation expérimentale semble plutôt correspondre à un piégeage faible, la longueur caractéristique  $L_{\text{FLR}}$  est alors bien plus grande que la distance entre impuretés. Cependant, cette interprétation reste très controversée. La dépendance du champ seuil en fonction du taux d'impuretés est bien établie dans ces systèmes. FLR ont prédit une dépendance du champ seuil proportionnelle à  $n_i$  dans la limite du piégeage fort et à  $n_i^{2/(4-d)}$  dans celle du piégeage faible. Les résultats rapportés par différents auteurs semblent montrer que la variation de  $E_p$  est linéaire en  $n_i$  [18]. Ceci est compatible avec les deux limites : piégeage fort et piégeage faible avec des fluctuations bidimensionnelles.

Dans l'hypothèse d'un piégeage faible, la phase étant définie à  $2\pi$  près,  $L_{\text{FLR}}$  est déterminée comme la longueur sur laquelle l'effet collectif des impuretés fait varier la phase entre  $+\pi$  et  $-\pi$ . Puis, elle est obtenue en minimisant l'hamiltonien  $H_{\text{élastique}} + H_{\text{impureté}}$  :

$$L_{\text{FLR}} = \frac{16}{9} \left( \frac{K}{V} \right)^2 \frac{1}{n_i}$$

En présence d'un champ électrique, s'ajoute le terme d'énergie électrique :

$$H_{\text{électrique}} = PE = \frac{en_c}{q} \int d\vec{x} \phi E.$$

Lorsque  $V \ll 1$ , le champ seuil  $E_p$  est de l'ordre de :

$$E_p \cong \frac{qK}{n_c e} L_{\text{FLR}}^{-2}$$

Au-dessus du champ seuil, la plupart des grandeurs étudiées ne sont pas sensibles aux fluctuations spatiales de la phase. Le potentiel aléatoire peut alors être moyenné et :

$$H_{\text{eff}}(\phi) = \int d^3x \left[ \frac{1}{2} K |\vec{\nabla} \phi|^2 + \frac{en_c}{q} (E\phi - E_p \cos(\phi - \beta)) \right] \quad (4)$$

$\beta$  est une phase aléatoire qui a une corrélation spatiale :

$$\langle \beta(\vec{x}) \beta(\vec{x}') \rangle = \langle \beta(x) \rangle^2 e^{-(\vec{x} - \vec{x}')/L_{\text{FLR}}}$$

### III - PROPRIETES CARACTERISTIQUES DES ODC

#### 1 - Les composés

Le premier composé dont les propriétés électriques ont été associées à la conductivité de Fröhlich est NbSe<sub>3</sub> [16,17], qui a été synthétisé pour la première fois par J. Rouxel et collaborateurs en 1975 [19]. L'onde étant piégée sous champ électrique, la transition se traduit par une augmentation de la résistivité due à la condensation des électrons qui ne peuvent plus participer individuellement à la conduction [16,17]. Au-dessus d'un champ électrique seuil, la conductivité augmente brutalement. Les mesures aux rayons X dans l'état non linéaire montre clairement que l'ODC n'est pas détruite par le champ électrique [20]. L'intensité des pics de la surstructure ne dépendant pas de E, les propriétés non linéaires ne peuvent être interprétées par excitation de pseudo particules au-dessus du gap ou la création de zones normales sous l'action de ce champ et confortent l'idée de l'effet lié au glissement de l'onde par rapport à un repère fixé au réseau. L'intérêt pour ce type de système a pris un nouvel essor à partir des années 80 lorsque les mêmes

	$\rho(\Omega\text{cm})$ à température ambiante	Température de Peierls	$2\Delta$ (K)	$\frac{2\Delta}{kT_c}$	Surstructure a*      b*      c*	Etat fondamental à basse température
NbS <sub>3</sub>	80	330	4400	13.3	$\begin{cases} 0.5 \\ 0.5 \end{cases}$	Isolant
NbSe <sub>3</sub>	2.5 x 10 <sup>-4</sup>	$\begin{cases} 145 \\ 59 \end{cases}$	700 [132]	11.9	$\begin{cases} 0 \\ 0.5 \end{cases}$	Semiconducteur Métallique
TaS <sub>3</sub>	3.2 x 10 <sup>-4</sup>	215	1600	7.44	$\begin{cases} ? \\ 0.5 \end{cases}$	Semiconducteur
(Fe <sub>1+x</sub> Nb <sub>1-x</sub> )Nb <sub>2</sub> Se <sub>10</sub>	10 <sup>-3</sup>	~ 140	360	2.55	$\begin{cases} 0 \\ 0.5 \end{cases}$	Semiconducteur
(TaSe <sub>4</sub> ) <sub>2</sub> I	1.5 x 10 <sup>-3</sup>	263	3000	11.4	$\begin{cases} 0 \\ 0.5 \end{cases}$	Semiconducteur
(NbSe <sub>4</sub> ) <sub>10</sub> I <sub>3</sub>	1.5 x 10 <sup>-2</sup>	285	3900	13.7	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	Semiconducteur
Bronze bleu <sup>[22]</sup> : K <sub>0.3</sub> MoO <sub>3</sub> Rb <sub>0.3</sub> MoO <sub>3</sub>	~ 10 <sup>-3</sup>	183	1100	6.1	$\begin{cases} 0 \\ 0 \end{cases}$	Semiconducteur
TTF-TCNQ <sup>[23]</sup>	2 x 10 <sup>-3</sup>	$\begin{cases} 54 \\ 49 \\ 38 \end{cases}$	330	6.6	$\begin{cases} 0.5 \\ 0.3 \\ 0.25 \end{cases}$	Semiconducteur

Tableau 1

Caractéristiques de la transition de Peierls dans les composés qui présentent des propriétés non linéaires électriques. Les différentes colonnes correspondent à la résistivité à température ambiante, la température de Peierls, l'amplitude du gap de Peierls puis son rapport avec la température de Peierls, les composantes de la surstructure dans le réseau réciproque (celle correspondant à l'axe des chaînes est soulignée) et la nature de l'état fondamental à basse température. Les valeurs pour les MX<sub>3</sub> et MX<sub>4</sub> sont tirées de l'article de P. Monceau dans 1a.

effets non linéaires ont été mis en évidence dans d'autres matériaux. Actuellement, ces propriétés électriques sont observées dans des composés issus de 3 familles différentes : tri- et tétrachalcogènes de métaux de transition ( $\text{MX}_3$  et  $\text{MX}_4$ ) [21], les bronzes bleus [22] et un des conducteurs unidimensionnel organique, TTF-TCNQ [23]. Le tableau 1 récapitule les caractéristiques concernant la transition de Peierls de chacun de ces matériaux. La structure des  $\text{MX}_3$  et  $\text{MX}_4$  sera présentée plus en détail dans la partie B.

Ce sont tous des composés quasi 1D présentant une ODC au-dessous de  $T_p$  et dont la longueur d'onde  $\lambda$  est incommensurable avec le réseau sous-jacent. Dans la limite de la précision des mesures de diffraction aux rayons X, le vecteur d'onde apparaît comme indépendant de la température dans la plupart des composés [20,24]. Dans deux d'entre eux, il varie très faiblement (o-TaS<sub>3</sub> [25] et bronzes bleus [26]) vers une valeur commensurable. Contrairement à ce que l'on pouvait attendre, cette variation n'est pas accompagnée de phénomènes nouveaux et les propriétés non linéaires ne sont pas notablement modifiées [25,26]. L'effet le plus important étant l'amplification des phénomènes d'hystérésis et de mémoire que nous allons décrire plus loin.

Ces matériaux présentent un ensemble de propriétés communes qui sont décrites dans les paragraphes suivants.

Notons qu'il existe deux autres types de composés qui semblent présenter des effets similaires. La variation de la conductivité électrique pour un champ électrique supérieur à un seuil a été mise en évidence dans le graphite dans sa phase sous fort champ magnétique, qui a été caractérisée comme un état ODC [27]. Il en est de même dans  $\text{Hg}_{0.76}\text{Cd}_{0.24}\text{Te}$ . Celui-ci est un composé à faible concentration de porteurs de type n. L'état sous fort champ magnétique peut être identifié comme un réseau de Wigner [28]. L'augmentation de la conductivité qui apparaît pour des champs de 1 mV/cm est alors interprétée comme le transport électrique collectif par le glissement de la modulation de charge [29].

## 2 - Conductivité alternative

L'existence du mode collectif de piégeage est montrée par la mesure de la conductivité alternative. La dépendance de ses parties imaginaire et réelle peut être décrite par un oscillateur harmonique suramorti de fréquence caractéristique  $\omega_p$  de l'ordre du GHz [30] (figure 3).  $\omega_p$  est relié au champ de piégeage dans le modèle classique par

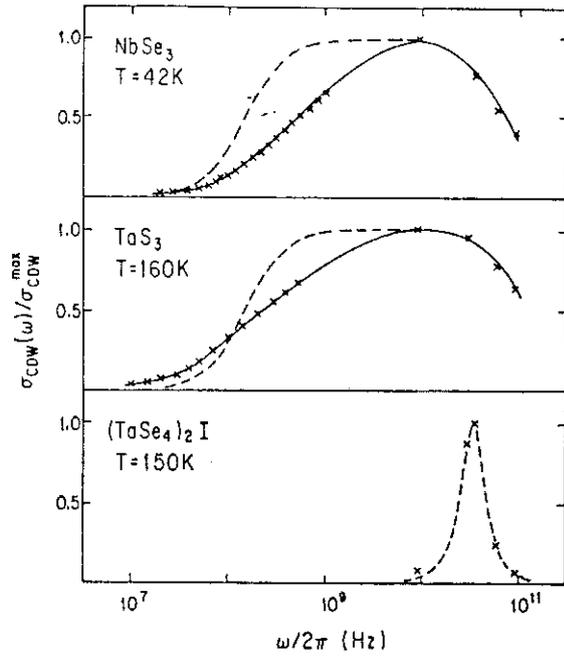
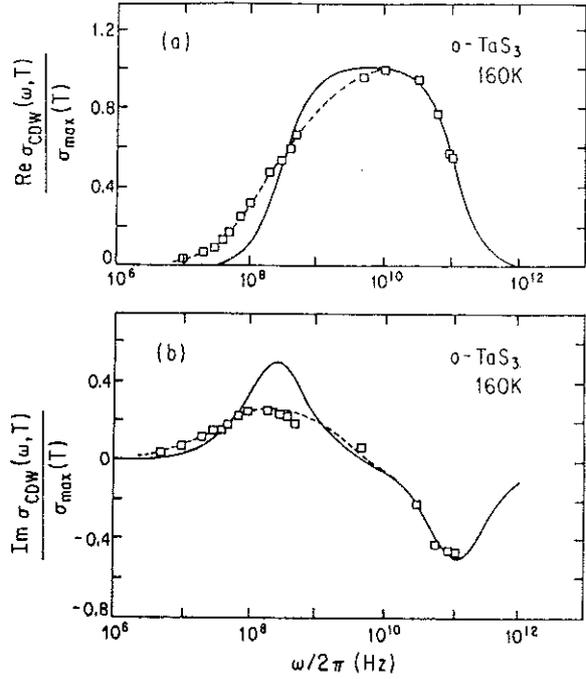


Figure 3a : Variation de la conductivité alternative de  $NbSe_3$ ,  $o-TaS_3$  et  $(TaSe_4)_2I$  à la température indiquée sur la figure. Le gap à une particule est de l'ordre de  $10^{13}$  Hz dans ces matériaux [30].



3b :  $Re\sigma(\omega)$  et  $Im\sigma(\omega)$  pour  $o-TaS_3$ . La ligne continue est l'équation de l'oscillateur suramorti avec un amortissement :  $1/2\pi\tau = 125$  GHz, la fréquence caractéristique  $\omega_0/2\pi = 5$  GHz et la masse de Fröhlich :  $M_F/m_e = 940$  [30].

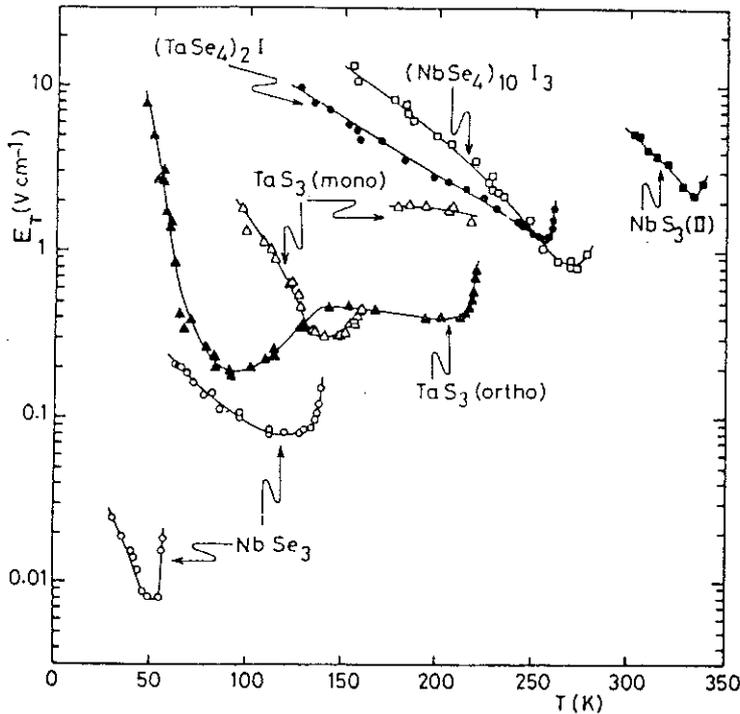


Figure 4 : Variation du champ électrique  $E_T$  (échelle logarithmique) en fonction de la température pour les  $MX_3$  et  $MX_4$  d'après P. Monceau dans 1a (et ses références)

$\omega_p^2 \sim \frac{qeE_p}{M_F}$ . Ces mesures permettent aussi de déterminer les valeurs de  $M_F$ , la masse de Fröhlich et  $\tau$ , le temps de relaxation.

### 3 - Champ électrique de dépiégeage

La réponse à un champ électrique statique [16,17] présente deux régimes délimités par la valeur seuil  $E_p$ .  $E > E_p$ , l'onde est dépiégée. Sa vitesse à une valeur moyenne non nulle. Au contraire, si  $E < E_p$ , l'onde reste accrochée aux centres de piégeage,  $v_d = 0$ . Ce champ conduit, dans l'hypothèse du piégeage faible, à une longueur  $L_{FLR}$  de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$  et de quelques microns dans  $\text{TaS}_3$ . Ces dimensions sont macroscopiques et accessibles expérimentalement.

Le champ seuil dépend fortement de la température comme le montre la figure 4. Il présente un minimum. L'augmentation près de  $T_p$  s'interprète par l'approche de la transition. Les raisons de son accroissement à basse température ne sont pas connues et encore peu étudiées. L'existence d'un champ seuil bien net suppose que les effets du dépiégeage par activation thermique jouent un rôle négligeable. A trois dimensions, les barrières de potentiel varient en fonction de la longueur de cohérence en  $L_{FLR}^{-2}$  et correspondent à des valeurs de  $L_{FLR}$  très élevées, ces barrières doivent être supérieures à  $k_B T$  [31,32]. Une interprétation de la variation du champ seuil en fonction de la température de la figure 4 a été proposée par Maki [33]; il montre que cette dépendance peut s'expliquer si l'on tient compte dans l'hamiltonien de FLR des fluctuations thermiques de la phase du paramètre d'ordre.

Bien que l'analogie ne soit pas parfaite, le dépiégeage de l'ODC peut être considéré comme une transition de phase et le champ seuil  $E_p$  un point critique [31]. Lorsque le champ est appliqué, les régions où le piégeage est plus faible peuvent commencer à se déplacer "tirant" celle où il est plus fort. Les domaines où la phase s'est libérée des centres d'accrochage s'élargissent avec l'augmentation de l'intensité du champ et atteignent les dimensions de l'échantillon à  $E_p$ . Un mouvement d'ensemble est alors possible avec une vitesse moyenne non nulle. L'état où l'onde est mobile peut apparemment être décrit par un nombre très restreint de degrés de liberté. Il pourra être décrit par l'hamiltonien simplifié, défini par la relation (4) du précédent paragraphe.

#### 4 - Régime basses fréquences et faibles champs : métastabilité et effet de mémoire

Au-dessous du champ seuil, c'est l'inverse. La configuration de la phase est déterminée par le potentiel aléatoire des impuretés et l'élasticité de l'ODC. La phase étant définie à  $2\pi$  près, cela donne lieu à de nombreux états piégés, d'énergies très voisines. L'état occupé dépendra de l'histoire de l'échantillon. A bas champ et à faible fréquence, la réponse du système est dominée par les phénomènes d'hystérésis et de métastabilité. Ces propriétés rendent le problème très similaire, sous certains aspects, à celui des verres de spins et autres systèmes désordonnés. Elles ont suscité récemment un grand intérêt chez les expérimentateurs et les théoriciens. Les résultats expérimentaux sur ces effets sont nombreux et il n'est pas aisé d'en avoir une vision synthétique [34,22]. Résumons simplement quelques propriétés ( figure 5 ).

A basse fréquence, la constante diélectrique suit la loi empirique de la forme

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - |\omega\tau|^\alpha$$

$\alpha$  est inférieur mais très proche de 1 [35]. Ce comportement est caractéristique des systèmes désordonnés.

La réponse à un pulse présente deux types d'effets de mémoire. Le phénomène d'"overshoot" est observé lorsque le pulse qui précède celui de mesure est de direction opposée et d'intensité supérieure au champ seuil [36,38]. La durée du régime transitoire est beaucoup plus courte dans NbSe<sub>3</sub> ( $\sim 1 \mu\text{s}$ ) [36] que dans les semiconducteurs comme les bronzes bleus ( $\sim 100 \mu\text{s}$  à  $1 \text{ms}$ ) [39]. d'autre part, les oscillations de tension de l'état non linéaire s'ajustent à la largeur du pulse. Entre deux pulses de largeur constante, l'ODC garde le souvenir de la largeur du pulse et de sa phase [40-42].

Lors d'un cyclage en champ électrique, la constante diélectrique à basse fréquence [43] et la résistance différentielle,  $dV/dI$ , présente des cycles d'hystérésis lorsque le balayage est bipolaire (changement de direction du champ). La boucle d'hystérésis est observable sur  $dV/dI$  uniquement si le champ critique est dépassé. Ces variations mesurent la déformation de la phase de l'ODC. Elles seront discutées plus précisément dans le chapitre I de la Partie C, dans le cadre de l'étude des effets de bord.

En effet, les phénomènes d'overshoot comme ceux d'hystérésis sur  $dV/dI$  montrent que la mémoire du système est directionnelle [44-46] et que les déformations

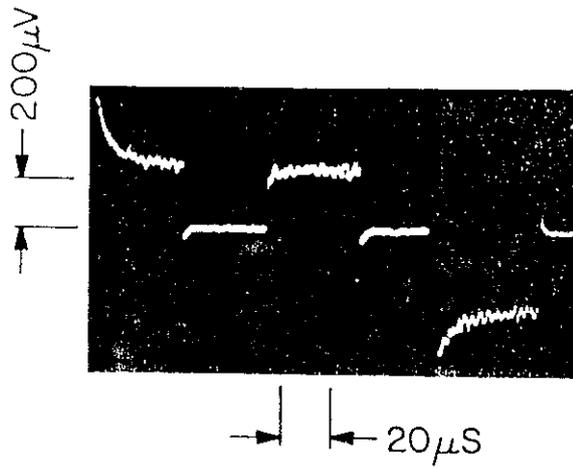


Figure 5a : Réponse non linéaire à  $T=46$  K d'un échantillon de  $NbSe_3$  à des pulses de courant bidirectionnel. Lorsque le pulse précédent a une direction opposée, la réponse présente un 'overshoot' (d'après [40]).

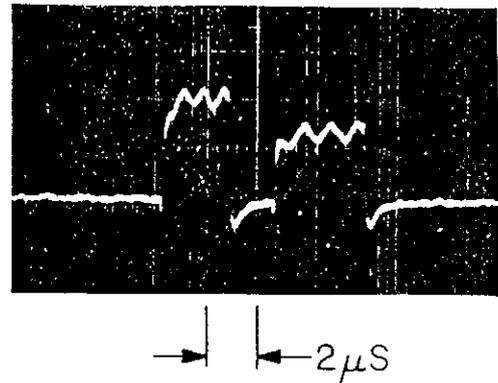


Figure 5b : Réponse à 46 K dans  $NbSe_3$  à un pulse de courant unidirectionnel. La composante périodique est en phase si la largeur de celui-ci contient un nombre entier de longueur d'onde (d'après [40]).

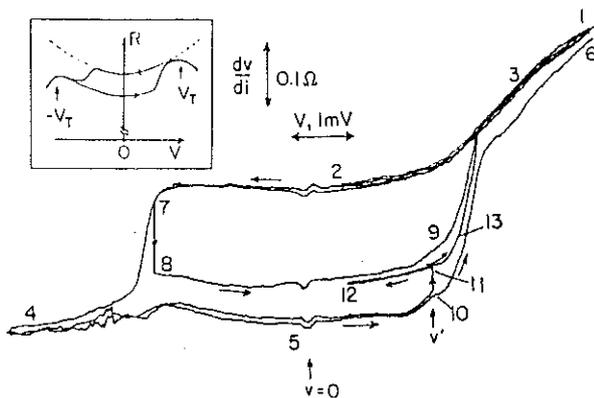


Figure 5c : Hystérésis électrique de la résistance différentielle  $dV/dI$  en fonction du courant  $I$  dans  $NbSe_3$  à  $T = 29.6$  K. La même boucle est tracée si le champ critique est dépassé à chaque cycle (d'après [45]).

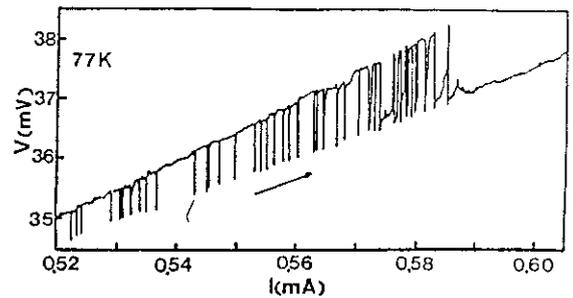
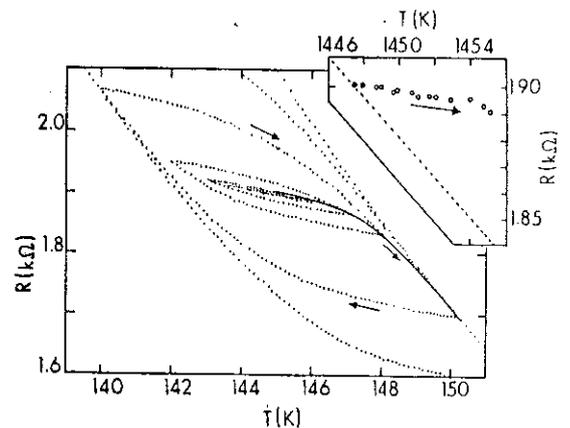


Figure 5d : Caractéristique  $V-I$  dans  $K_{0.3}MoO_3$  à  $T = 77$  K montrant une transition brutale dans l'état non linéaire précédé par des pulses de tension précurseurs (d'après [22]).

Figure 5e : Hystérésis thermique de la résistivité observé dans  $o-TaS_3$  entre 140 et 150 K (d'après [49]).



sont à longue portée [47]. Ces déformations induites par champ électrique permettent d'accumuler l'énergie élastique nécessaire à l'activation des processus qui assurent la conversion des électrons aux électrodes [48]. La relaxation d'un état vers l'autre au-dessous du champ seuil peut être décrite par une exponentielle étirée [45,49,50]. Dans le cas où elle est très lente, elle peut geler lorsque le système est brutalement refroidi [51,52].

Certains échantillons présentent une transition très brutale vers l'état non linéaire. Ces effets sont observés dans tous les types de composés. Ils s'accompagnent de cycles d'hystérésis dans les courbes  $V(I)$  en fonction du sens du balayage en courant. Près du champ seuil, le système bascule par intermittence entre l'état piégé et l'état non linéaire [53-56]. Ces phénomènes sont souvent attribués eux aussi au piégeage fort aux électrodes ou au raccordement entre deux régions à vitesses différentes [57]. Ils semblent plus fréquents dans les échantillons de  $NbSe_3$  dopés au fer [58] ou dans les bronzes bleus. Ils peuvent être aussi dans certaines conditions -échantillons très fins et très courts- être associés à un comportement monodomaine [59]. Mais, pour l'instant, aucune corrélation systématique n'a été faite entre les échantillons présentant ces effets et leur pureté ou autres caractéristiques.

Notons enfin qu'une hystérésis dans la résistance en fonction du cyclage en température et en champ nul dans  $\alpha-TaS_3$  [60] et les bronzes bleus [61]. Ces deux composés ont la particularité de voir leur vecteur d'onde varier avec la température pour atteindre une valeur quasi commensurable à 130 K et 100 K respectivement [25,26].

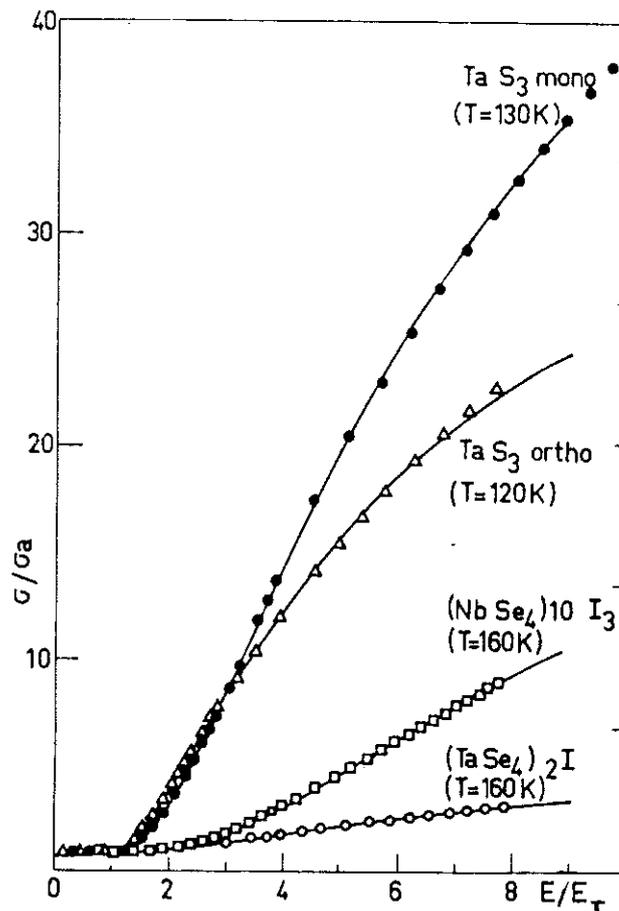
### **5 - Etat non linéaire - Extraconductivité de Fröhlich**

Le champ seuil est caractérisé par la valeur du champ où apparaît l'extraconductivité. La variation de la conductivité en fonction de  $E$  suit la loi empirique [16,17] :

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_b E \exp - \frac{E_0}{E} \quad (5)$$

$\sigma_0$  est la conductivité ohmique observée à  $E \equiv 0$ .  $E_0$  est un paramètre de l'ordre de  $E_p$ .  $\sigma_b$  est la conductivité en champ infini. La ressemblance de la relation (5) avec l'effet tunnel Zener a amené Bardeen [63] et Maki [64] à suggérer des mécanismes quantiques d'effets tunnel que nous décrirons dans le paragraphe sur les modèles théoriques

(figure 6).  $\sigma_0$  a une valeur finie, contrairement à ce qui est attendu dans le mécanisme de conduction de Fröhlich. Ce point n'est pas éclairci. Mais il a été remarqué que la conductivité  $\sigma(E \rightarrow \infty)$  était souvent proche de la valeur qui serait obtenue si la transition de Peierls n'avait pas eu lieu [16] et en extrapolant la courbe de l'état métallique. A très basse température (4,2 K) dans les bronzes bleus, une chute brutale de la résistivité [52] conduit à une résistance différentielle nulle sur plusieurs ordres de grandeur [62]. Cet effet a été attribué par certains auteurs à l'apparition de la supraconductivité de Fröhlich bien que, pour l'instant, il n'ait pas encore été prouvé que la résistance elle-même s'annule.



**Figure 6 :** Variation de la conductivité électrique dans l'état non linéaire (normalisée à la valeur ohmique  $\sigma_0$ , mesurée quand  $E \ll E_T$ ) en fonction du champ électrique (normalisé au champ seuil  $E_T$ ). Les lignes continues représentent la relation (11) déduite par Bardeen dans son modèle quantique. Le meilleur accord avec les résultats expérimentaux est obtenu pour :

- $E_0/E_T = 5.7$  et  $\sigma_b/\sigma_0 = 73.5$  dans  $TaS_3$  mono
- $E_0/E_T = 4.3$  et  $\sigma_b/\sigma_0 = 41.5$  dans  $TaS_3$  ortho
- $E_0/E_T = 9.7$  et  $\sigma_b/\sigma_0 = 31.3$  dans  $(NbSe_4)_{10}I_3$
- $E_0/E_T = 5.6$  et  $\sigma_b/\sigma_0 = 5.1$  dans  $(TaSe_4)_2I$

(d'après P. Monceau dans 1a).

## 6 - Bruit périodique

L'extraconductivité s'accompagne d'une réponse qui varie en fonction du temps. L'analyse par transformée de Fourier de la tension aux bornes de l'échantillon révèle une composante périodique [65] (figure 7a). La fréquence fondamentale  $\nu_0$  varie avec le champ appliqué sur l'échantillon. Elle s'extrapole à zéro lorsque  $E = E_p$ . La relation qui lie l'extracourant  $J_{ODC}$  et le fondamental  $\nu$  est linéaire (figure 7b). Une interprétation qualitative de ce résultat est donnée si la phase de l'ODC est considérée comme une particule classique à un degré de liberté. Les impuretés réparties au hasard créent un potentiel qui a la période de l'ODC. Son mouvement sous l'action d'un champ électrique statique est la superposition d'une vitesse continue et d'une modulation de cette vitesse dans le potentiel périodique à la fréquence  $\nu = \nu_d/\lambda$ , d'où

$$J_{ODC} = n_c e \nu_d = n_c e \lambda \nu$$

Cette relation s'applique remarquablement bien à tous les composés à toutes températures [67]. La densité  $n_c$  déduite de ce type de mesures est en bon accord avec une évaluation tirée d'un calcul de bande. La variation en fonction de la température de la pente  $J_{ODC}/\nu$  proportionnelle à  $n_c(T)$  suit approximativement celle du paramètre [68] d'ordre obtenue à partir de l'étude aux rayons X [20]. Ce phénomène est considéré comme l'une des preuves d'un mouvement cohérent d'une structure périodique par rapport au réseau.

## 7 - Couplage ac-dc

Cette fréquence caractéristique peut être amplifiée par le couplage ac-dc. Lorsque l'ODC est animée d'une vitesse  $\nu_d$ , la superposition d'un courant d'intensité faible fait apparaître une force de couplage du type inductif lorsque la fréquence d'excitation est égale à  $\nu = \nu_d/\lambda$  [69].

## 8 - Bruit large bande

Un bruit large bande est aussi observé. Il apparaît pour un champ inférieur ou égal à  $E_p$  et vérifie approximativement une loi  $f^{-\alpha}$   $\alpha \cong 0,8$  [70]. Son origine reste inexplicée.

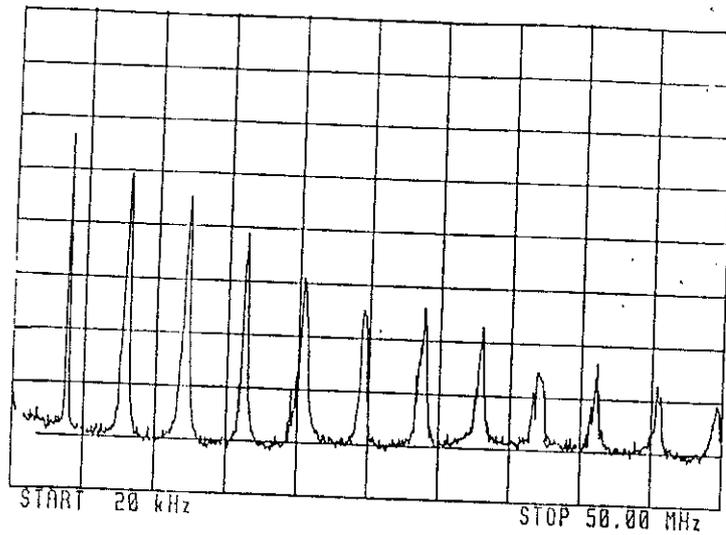


Figure 7a : Analyse de Fourier dans la gamme 20 kHz - 50 MHz du signal périodique obtenu entre les bornes de tension d'un échantillon de NbSe<sub>3</sub>. La température est de 25 K et le courant continu est supérieur au courant seuil. On notera qu'on observe une seule fréquence et ses harmoniques.

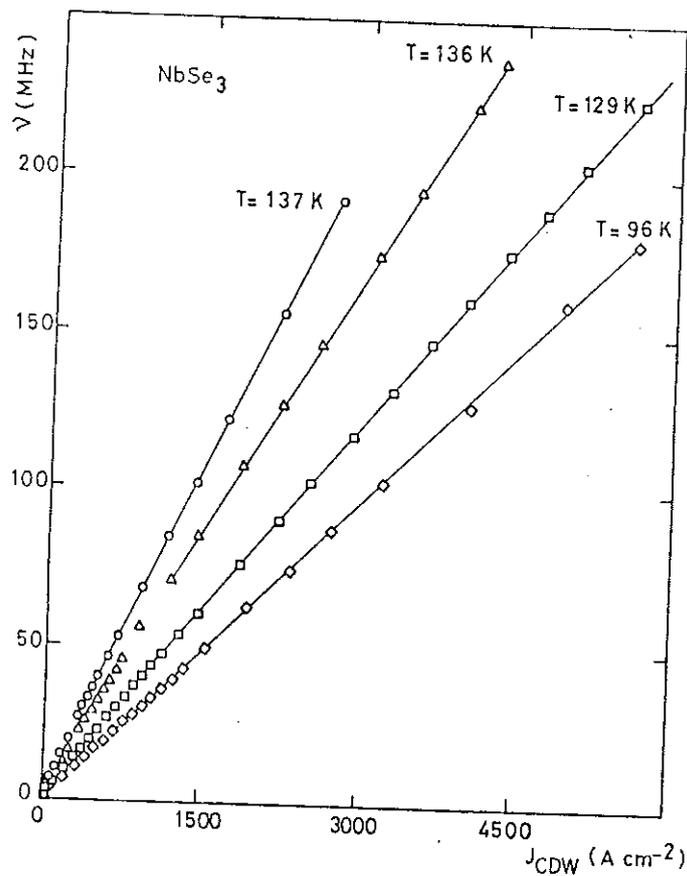


Figure 7b : Variation de la fréquence fondamentale, mesurée dans la transformée de Fourier de la tension en fonction du courant porté par l'onde à T = 137, 136, 129 et 96 K dans NbSe<sub>3</sub>.

Nous nous sommes limités ici à la description des propriétés électriques. Mais de nombreuses expériences ont été réalisées dans ces composés pour étudier les propriétés élastiques, thermodynamiques ... dans les deux états ODC piégés ou mobiles [1].

#### IV - MODELES THEORIQUES

Bardeen [71] a été le premier à interpréter le comportement non ohmique de NbSe<sub>3</sub> en terme de conductivité de Fröhlich [6]. La physique de ces systèmes est très riche et, parallèlement aux expériences qui ont été brièvement présentées précédemment, de nombreux modèles théoriques ont été développés décrivant l'ODC sous différents aspects. Aucune de ces théories ne permet de rendre compte de l'ensemble des résultats, mais elles aident à comprendre certaines propriétés.

##### 1 - Modèle classique

Paradoxalement, le "modèle classique" où l'ODC est considérée comme un objet rigide et décrite par un seul degré de liberté a permis de comprendre qualitativement différents phénomènes. En effet, au-dessus de  $E_p$ , la réponse présente une grande cohérence et justifie ainsi une telle approximation. L'équation dans le modèle de la particule classique est déduite de l'hamiltonien de la fin du 2ème paragraphe où le potentiel d'impuretés est moyenné et  $\varphi(x,t) = \varphi(t)$  [72,73] :

$$M^* \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \eta \frac{d\varphi}{dt} + \frac{n_c e}{q} E_p \sin\varphi = \frac{n_c e}{q} E \quad (6)$$

$M^* = \frac{n_c}{2qVF} \frac{M_F}{m} = n_c m^*$  joue le rôle d'une masse effective ; et  $\eta$  est une viscosité généralisée. Cette équation est similaire à celle d'une jonction Josephson court-circuitée par une résistance ou à celle d'un pendule forcé. Il n'est donc pas surprenant d'y retrouver les mêmes phénomènes, en particulier les effets d'interférence dans le "couplage ac-dc et les escaliers de Shapiro [74].

La réponse à une excitation alternative est calculée pour des oscillations dans le puit du potentiel d'impuretés qui donne une force de rappel proportionnelle à  $\varphi$  ( $\varphi \cong \sin\varphi$ ). L'équation du système est alors celle d'un oscillateur harmonique suramorti. Les résultats expérimentaux sont en bon accord avec cette représentation (cf. figure 3).

Pour la réponse à un courant électrique continu, on néglige le terme d'inertie. Le champ seuil est obtenu pour  $\frac{d\phi}{dt} = 0$ . La vitesse  $\frac{d\phi}{dt}$  a une composante continue  $v_d$  telle que

$$v_d \sim (E - E_p)^{-1/2}$$

La périodicité spatiale du potentiel des impuretés module la vitesse, donnant une composante alternative à l'origine du bruit périodique dans ce modèle (cf. § II.6). Ce modèle se heurte à plusieurs difficultés. Il prévoit des courbes  $v(E-E_p)$  avec une courbure négative vers le bas, ce qui est à l'opposé des résultats expérimentaux [72]. La faiblesse de l'amplitude du bruit périodique, les effets de métastabilité, ... prouvent qu'il faut, pour décrire correctement l'onde, soit faire intervenir un grand nombre de degrés de liberté et considérer l'onde comme un objet déformable, soit supposer l'existence de domaines couplés entre eux [72].

## 2 - Modèle de Fukuyama, Lee et Rice

Les théories dérivées de l'hamiltonien de Fukuyama, Lee et Rice (FLR) discutées au deuxième paragraphe sont certainement les plus nombreuses. L'ODC est considérée comme un milieu continu en interaction avec le potentiel aléatoire des impuretés. Les résultats de cette compétition, et particulièrement le mécanisme du piégeage faible et fort, ont été clarifiés par Fukuyama et Lee [12] à une dimension. Les précisions sur les mécanismes à 3D et le dépiégeage sous un champ électrique ont été discutés par Lee et Rice [13] (cf. § II). La dynamique du système est décrite par l'équation du mouvement suramorti [76].

$$\gamma\dot{\phi} = -\delta H / \delta \phi ,$$

soit 
$$\gamma\dot{\phi}(\vec{x}) = \alpha \vec{\nabla} \phi(\vec{x}) + E + \sum_i V \sin(\vec{q} \cdot \vec{x}_i + \phi(\vec{x}_i)) \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (7)$$

Les sites d'impuretés étant répartis au hasard, la phase  $\vec{q} \cdot \vec{x}_i$  est aléatoire. Aucune solution complète existe au modèle de FLR par suite de la superposition des problèmes de non linéarité qui dominent à fort champ et haute fréquence, et des problèmes de désordre qui se manifestent surtout à faible champ et à basse fréquence. Différentes approches et approximations ont été adoptées selon que l'on se place dans la limite où l'un ou l'autre des phénomènes prédomine.

### *a) Théorie de champ moyen*

L'équation (7) a été résolue analytiquement dans la théorie de champ moyen par Fisher [31] et Sneddon [77] et où sont prises en compte les fluctuations de phase  $\langle \phi \rangle - \phi$ . Le dépiégeage  $y$  est considéré comme une transition de phase. Les résultats sont valables à 4 dimensions ou plus mais peuvent être généralisés à plus basse dimension. Ce point de vue a beaucoup apporté à la compréhension des mécanismes de dépiégeage dans ces systèmes. Les domaines de phase cohérente valent  $L_{FLR}$  sous champ électrique  $E$  nul. Ils s'étendent sur des longueurs de plus en plus grandes pour diverger au champ seuil de dépiégeage à  $E = E_T$ . Au-dessus du champ critique, la longueur de cohérence dynamique  $L_D$  diverge près de  $E_T$  [38] :

$$L_D = L_{FLR} f^{-\nu}$$

$f = \frac{E - E_T}{E_T}$  et  $\nu = \frac{1}{2}$  en théorie de champ moyen. Différentes mesures semblent confirmer cette divergence près de  $E_T$  telles que celle de la polarisation [78] ( $E \lesssim E_T$ ) et celle de l'oscillation de tension qui correspond à une large fraction du courant non linéaire ( $E \gtrsim E_T$ ).

La variation de la vitesse en fonction de  $E$  suit aussi une loi de puissance :

$$v_d = f^\alpha$$

$\alpha = \frac{3}{2}$  pour une onde déformable avec une infinité de degrés de liberté,  $\alpha$  valant  $\frac{1}{2}$  [72,73] dans le cas d'un domaine de phase rigide. Les résultats expérimentaux donnent un exposant supérieur ou égal à 1 [79].

### *b) Modèles perturbatifs*

Pour des champs électriques élevés,  $E \gg E_T$ , une théorie de perturbation est applicable [76,80-82]. Elle permet de tenir compte des interactions de Coulomb de l'onde avec elle-même. Le comportement prédit pour l'extraconductivité à fort champ est différent selon que le composé est semi-métallique ( $NbSe_3$ ) ou semiconducteur tel que  $TaS_3$  [80]. Mais avec l'introduction des divers degrés de liberté de la phase de l'ODC, les oscillations de la vitesse dans le potentiel d'impureté sont incohérentes. La résultante de ces oscillations est nulle, contrairement aux observations expérimentales qui montrent l'existence d'une composante alternative dans la réponse de l'échantillon soumis à un

champ électrique continu. Ce résultat théorique est contesté par Matsukawa et Takayama dans une récente publication [82].

*c) Modèle pour simulations numériques*

Pour simplifier l'équation du mouvement (7), la force d'amortissement est supposée agir seulement sur les sites d'impuretés [83]. Le terme d'amortissement devient :

$$\gamma \sum (\dot{\varphi})(x) \delta(x-x_i).$$

L'intégration de l'équation générale ainsi modifiée entre deux sites d'impureté  $x_{i-1}+\epsilon$  et  $x_{i-1}-\epsilon$ ,  $\epsilon$  infiniment petit, donne :

$$\gamma \dot{\varphi}_i = \alpha \left[ \frac{\varphi(x_{i+1})-\varphi(x_i)}{x_{i+1}-x_i} - \frac{\varphi(x_i)-\varphi(x_{i-1})}{x_i-x_{i-1}} - V \sin(qx_i - \varphi(x_i)) + \frac{1}{2} \frac{E}{\alpha} (x_{i+1} - x_{i-1}) \right] \quad (8)$$

Cette relation a été initialement introduite par Teranishi et Kubo [11]. Dans ce modèle, le réseau est rigide est c'est l'ODC qui adapte sa phase en fonction de l'interaction avec les impuretés. L'équation (8) est le point de départ de nombreuses simulations numériques [83,85-87,32] principalement à  $1\mathfrak{D}$  mais aussi à  $3\mathfrak{D}$ .

Si l'on traite le cas des impuretés substitutionnelles dans un réseau périodique,  $x_i$  est remplacé par  $ia$ ,  $a$  est le paramètre du réseau  $1\mathfrak{D}$ , et  $V$  est remplacé par  $Vc_i$ ,  $c_i$  est égal à 1 sur un site d'impuretés et à zéro ailleurs. L'équation (8) devient alors [88] :

$$\dot{\varphi}_i = - \frac{\alpha}{a\gamma} (2\varphi_i - \varphi_{i+1} - \varphi_{i-1}) - \frac{Vc_i}{\gamma} \sin(qai + \varphi_i) + \frac{Ea}{\gamma\alpha} \quad (9)$$

où  $\varphi_i = \varphi(ia)$ .

Cette équation est similaire à celle utilisée par Sokoloff [89] qui suppose l'ODC rigide, le réseau se déformant pour que les impuretés s'adaptent à l'ODC. Les deux descriptions, ODC rigide ou réseau rigide, sont équivalentes.

Lorsque  $c_i = 1$ , l'équation (9) est exactement le modèle discret de Frenkel-Kontorova qui décrit le mouvement des balles ou atomes connectés par des ressorts et

dans un potentiel périodique. Ce modèle a été utilisé par différents auteurs [90-93]. En l'absence de champ électrique, l'hamiltonien dont dérivent ces équations est identique à celui d'une chaîne de spins XY avec une anisotropie faible et aléatoire [94] et dont l'état fondamental est connu pour être désordonné. Comme dans les vers de spins, on a un état de frustration produit ici par la compétition entre le potentiel d'impuretés qui tend à imposer localement une certaine phase et l'élasticité de l'onde qui favorise une phase uniforme. Ce phénomène est à l'origine des effets de mémoire et d'hystérésis électrique observés à faible champ et que nous avons déjà décrits (cf. § IV.4).

Ces modèles numériques permettent dans le régime où prédomine le désordre (bas champ et faible  $\omega$ ) de décrire une partie de ces propriétés dont le comportement de la constante diélectrique à basse fréquence qui suit une loi d'Arrhénius entre 5 et 13 MHz [35]. A plus fort champ, dans l'état non linéaire, ils prédisent, comme les modèles perturbatifs, une disparition du bruit périodique dans la limite thermodynamique [83,95,92].

Par ailleurs, les expériences montrent que l'équivalence entre champ et fréquence dans la variation de la conductivité est vérifiée sur plusieurs ordres de grandeurs [96]. Ce résultat a été pendant longtemps l'un des supports du modèle quantique de Bardeen qui était le seul à rendre compte de ce comportement [63,97]. Cependant, une étude approfondie à partir des modèles numériques et perturbatifs semble montrer qu'un modèle purement classique peut aussi prédire cette équivalence champ électrique-fréquence [98].

### 3 - Solitons et réseau de solitons

Jusqu'à présent les variations spatiales de la phase ont été, soit négligées (modèle "classique"), soit considérées comme faibles (onde déformable). Une classe de modèles prend en compte la possibilité de la formation de défauts non linéaires de la phase : les solitons ou discommensurations. Comme l'ont montré Lee, Rice et Anderson, l'énergie de piégeage peut provenir soit du potentiel d'impureté, soit de celui de commensurabilité [15]. Quand la période l'ODC est presque commensurable avec le réseau sous-jacent, il existe une extra-énergie. Si  $G$  est le pas du réseau ionique dans l'espace réciproque et  $G = Mq$  ( $q = 2k_F$ ) où  $M$  est un entier, la commensurabilité est de degré  $M$ . Le gap qui est alors créé dans le mode de phasons est proportionnel à [15] :

$$\omega_M = \omega_q \left( \frac{\Delta}{E_F} \right)^{\frac{M}{2} - 1}$$

$\omega_q$  est la fréquence du phonon à  $q = 2k_F$ . Ce gap tend rapidement vers zéro quand  $M$  est grand et la distinction entre commensurable et incommensurable devient académique. Les composés que nous étudions sont en général presque commensurables. Dans ce cas, la relation  $G = Mq$  est remplacée par :

$$G = M(q + \kappa) \text{ avec } |\kappa| \ll q$$

Si  $\kappa = 0$ ,  $\phi$  obéit à l'équation de Sine-Gordon :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\omega_M^2}{M} \sin M\phi = 0$$

C'est l'équation non linéaire d'une onde "relativiste",  $c_0$  est la vitesse du phason  $c_0 = v_F \sqrt{\frac{m}{M_F}}$ . Le soliton de phase est donné par [99] :

$$\phi_s(x,t) = \frac{4}{M} \tan^{-1} [\exp \pm \omega_M \gamma (x-vt)/d]$$

+ et - désignent respectivement le soliton et l'antisoliton.  $\gamma$  est le terme "relativiste",  $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c_0^2})^{-1/2}$  et  $d$  est la dimension caractéristique du soliton,  $d = \frac{c_0}{\omega_M}$ ; son énergie est :

$$E_s(v) = E_s \gamma = 2 \left(\frac{2}{M}\right)^2 N_0 c_0 \omega_M \gamma, \quad N_0 = n_c M_F / q^2$$

$E_s$  est généralement plus faible que  $\Delta$ , le gap d'excitation à une particule. Le soliton se déplace à la vitesse  $v$  et transporte une charge

$$Q_s = \frac{e}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx = 2e/M$$

La charge du soliton est fractionnaire pour  $M \geq 3$ .

Différents mécanismes ont été proposés pour rendre compte des propriétés électriques non linéaires à partir de mécanismes liés à ces défauts de phase. Ces excitations peuvent être activées thermiquement et portant du courant, elles donnent une contribution à la conductivité électrique en  $\exp(-E_s/kT)$  [99], comme dans TTF-TCNQ ou KCP à basse température. Maki [100] a proposé que, sous l'action d'un champ

électrique, une paire soliton-antisoliton soit créée par effet tunnel. Pour cela, il faut qu'il existe un potentiel périodique en  $\varphi(x)$  qui peut être soit celui des impuretés, soit celui de commensurabilité. La probabilité de la création de paires de solitons donne une contribution à la conductivité de type Zener en  $\exp(-E_0/E)$ , conformément aux expériences,  $E_0 = \pi M E_s^2 / 2e c_0$ . Mais, expérimentalement,  $E_0$  correspond à des énergies de solitons beaucoup trop faibles pour pouvoir être activés thermiquement ( $\rightarrow$  pas de champ seuil) excepté à très basse température. Une manière de se sortir de cette difficulté est de se placer à  $3\mathcal{D}$  et de supposer que ce sont des plans de défauts de phase [parois] qui doivent être créés [101]. Les effets des impuretés ont été incorporés dans le modèle par Larkin et Lee [102].

Les solitons précédemment discutés sont des excitations locales à partir d'un état fondamental commensurable. Quand le vecteur d'onde est presque commensurable ( $\kappa \neq 0$ ), l'état fondamental peut être décrit par une ODC commensurable sur une large région séparée par des défauts de phase. Dans ceux-ci, la phase varie très rapidement, permettant que la valeur moyenne à longue distance correspondent à  $2k_F$ . La configuration spatiale de la phase est donc régulière sur de larges domaines de longueur  $\lambda_{DC}$  séparés par des sauts de  $2\pi/M$  où la phase est comprimée ou dilatée et possède la charge  $\pm 2e/M$ . Cette structure constitue un réseau de discommensuration (DC) ou de solitons [103,104] dont le pas est  $\lambda_{DC} = (\frac{2\pi}{q} - Ma)^{-1}$ .  $a$  est le paramètre de maille du réseau ionique,  $a = \frac{2\pi}{G}$ . Pour Horowitz et Weger [105] qui considère un système sans impureté, les solitons ne sont pas piégés et donnent une contribution à la conductivité ohmique. L'extraconductivité apparaît quand les zones commensurables entre les DC se mettent en mouvement lorsque le champ, supérieur au seuil, permet de surmonter le piégeage de commensurabilité. Bak [106] a adopté un point de vue un peu différent. Le réseau de solitons est piégé par le potentiel des impuretés. Les effets non linéaires apparaissent lorsqu'il est surmonté. L'extra-courant est porté par les discommensurations dont la charge est  $\frac{2e}{M}$ . L'unité de charge est donc  $\frac{2e}{M}$ , soit  $\frac{e}{2}$  lorsque le composé a une bande 1/4 pleine comme  $NbSe_3$ . La fréquence du mouvement est déterminée par le temps mis pour traverser une période du réseau.

#### 4 - Modèles quantiques

Différentes tentatives ont été faites pour décrire les mécanismes de dépiégeage par un modèle quantique. Nous venons d'en voir un exemple où les paires soliton-antisoliton sont créées par effet tunnel. Nous avons aussi évoqué le modèle tunnel de Bardeen où le condensat est considéré comme particule macroscopique et traverse par effet tunnel le gap

créé par la périodicité du piégeage. Ces deux modèles présentent des similitudes et ont été tous deux suggérés par la forme de la variation de l'extra-conductivité en fonction du champ,  $\sigma(E)$  qui est en  $\exp(-E_0/E)$  (cf. § IV.4). Mais un effet tunnel de type Zener des électrons individuels à travers le gap  $\Delta$  était à rejeter car il supposait un gap beaucoup plus petit que  $k_B T$ . Bardeen [63] a alors proposé que ce modèle soit appliqué au mouvement cohérent du condensat auquel il associe une masse  $m$  et une charge  $e^* = e \frac{m}{M_F}$ . Le gap est celui créé par le potentiel périodique des impuretés sur la phase de l'ODC :  $\varepsilon g = \hbar \omega_p$ . Le nombre des électrons impliqués dans le volume qui doit tunneler,  $N_e$ , doit être assez grand pour être stable en température,  $N_e \hbar \omega_p > k_B T$ . Le domaine de phase cohérente est égal à la longueur de  $L_{FLR}$  mais concerne de nombreuses chaînes parallèles. La probabilité de tunnel est donnée par  $P(E) = \exp(-E_0/E)$  et l'expression qui donne  $E_0$  est, pour un gap  $\hbar \omega_p$ , :

$$E_0 = \frac{\pi \hbar \omega_p^2}{4 \nu_F e^*} = \frac{\hbar \omega_p}{L_0 e^*}$$

$L_0$  représente la longueur sur laquelle le champ électrique doit être appliqué pour qu'il puisse être effectif dans l'accélération de l'ODC. Dans ces conditions, la conductivité électrique s'écrit :

$$\sigma(E) = \sigma_0 + \sigma_b \left( \frac{E - E_T}{E} \right) \exp(-E_0/E). \quad (11)$$

L'utilisation de la charge effective  $e$  reflète que l'équation du mouvement pour le déplacement de la mer de Fermi est :

$$\hbar \frac{dq}{dt} = e^* E$$

Mais cette équation doit être remplacée maintenant par :

$$\hbar \frac{dq}{dL} = e^* E P(E).$$

Le champ  $E_0$  est très proche du champ seuil classique  $E_T$  (cf § II).

$$E_T = \frac{\hbar \omega_p^2}{2 \nu_F e^*} = \frac{2}{\pi} E_0$$

Ceci montre que ce modèle, avec un gap  $\hbar\omega_p$  inclue essentiellement la même physique que celle décrite par les équations classiques de la phase précédemment introduite. Ce modèle prédit une loi d'échelle de la dépendance en champ et en fréquence de la conductivité [96].  $\sigma(\omega) = \sigma_{dc} \left( \frac{\hbar\omega}{e^*L} \right)$ . La vérification sur plusieurs ordres de grandeur de cette loi d'échelle a longtemps été la force de ce modèle. Différents auteurs ont cherché à montrer que cette équivalence entre  $\sigma(\omega)$  et  $\sigma(E)$  pouvait être déduite des modèles classiques [98]. A partir des expériences, il est apparu que la longueur  $L_0$  mise en jeu devait être remplacée par  $L_{FLR}$  qui est de l'ordre de  $c_0/\omega_p$  et qui est beaucoup plus courte que  $L_0$ . Cette difficulté a été résolue [33] pour tenir compte des effets de dissipation du vecteur d'onde par les électrons dans la probabilité tunnel. Dans la théorie corrigée,  $c_0$  remplace  $v_F$  dans les formules usuelles de Zener. Les expressions ainsi obtenues sont très similaires à celles de Maki [100,101] et ce modèle a été réinterprété en terme de solitons [108]. La distance  $L_0$  sépare des solitons, alternativement de signe positif et négatif. La phase peut être ajustée en additionnant à la phase  $qx$  d'une ODC uniforme les fonctions de la forme :

$$\varphi_A = \frac{\pi}{2} \sin\left(\frac{\pi x}{L_0} + \varphi_0\right)$$

$$\varphi_B = \pi - \frac{\pi}{2} \sin\left(\frac{\pi x}{L_0} + \varphi_0\right)$$

$\varphi_0$  est choisi pour minimiser l'énergie de piégeage. Lorsqu'un courant circule, la solution alterne entre  $\varphi_A$  et  $\varphi_B$  à chaque fois que la phase avance de  $\pi$ . Un événement tunnel enlève un électron, avec un vecteur d'onde  $-k_F$ , dans un domaine et le place avec un vecteur d'onde  $+k_F$  dans un domaine adjacent. Au total,  $k_F$  a été ajouté aux vecteurs d'onde dans chacun des deux domaines. Dans ce modèle, l'accélération du courant  $dJ_{ODC}/dt$  sous l'action d'un champ  $E$  et par effet tunnel est analogue au courant Josephson à travers une jonction tunnel sous l'effet d'une différence de phase.

Une autre approche quantique de la physique des ODC est réalisée par Zawadowski et collaborateurs [109]. Elle concerne l'étude microscopique du mécanisme d'interaction de l'ODC des impuretés avec l'ODC contrairement aux modèles du type de FLR où seules les fluctuations de phase sont prises en compte, l'amplitude du paramètre d'ordre étant prise constante. Cette théorie considère les fortes perturbations de l'ODC sur des longueurs de l'ordre de  $\xi_{BCS}$ , autour d'une impureté. A ces distances, les perturbations sont dominées par les oscillations de Friedel dont la périodicité est la même que celle de l'ODC.

L'ODC mobile peut être considérée comme la superposition de deux états quantiques macroscopiques qui sont couplés par le mouvement de l'ODC à la vitesse  $v_d$ . En effet, l'ODC est caractérisée par des paires électrons-trous de moment total  $+q$  ou  $-q$ . Il y a donc deux différents types de paires selon que les électrons ou les trous sont sur la droite ( $+q$ ) ou la gauche ( $-q$ ) de la courbe de dispersion électronique. Le calcul au second ordre a été mené en tenant compte des transitions de deux électrons du même côté de la courbe de dispersion vers le côté opposé par "backward scattering" sur les impuretés. Ce processus permet la transition entre paires de deux types ( $\pm q$ ).

La phase peut être décrite par deux états quantiques macroscopiques notés  $\varphi_L$  et  $\varphi_R$  désignant respectivement les électrons de gauche et ceux de droite (de la courbe  $\varepsilon(k)$ ). Il y a interférence entre la droite qui donne des paires avec un moment total  $+q$  et la gauche dont les paires sont avec un moment total  $-q$ . Il en résulte la formation d'une ODC avec une phase  $\varphi = \varphi_L - \varphi_R$  qui détermine la position relative de la phase. Ce modèle prédit une composante du piégeage en  $\frac{\lambda}{2}$  qui s'ajoute à celle en  $\lambda$ . Cette théorie est l'un des rares modèles tentant de décrire les mécanismes microscopiques d'interaction avec les impuretés. Le modèle de FLR se place à des longueurs grandes devant les dimensions caractéristiques de ces interactions.

### 5 - L'ODC : un cristal quantique électronique

L'ODC est un état électronique condensé. Anderson a montré la similitude qui existait entre ce type de système et un cristal classique [110]. Nous verrons que cette description nous sera très utile pour comprendre les phénomènes de raccordement de la phase qui est l'objet de ce mémoire. L'ODC est décrite par la modulation de la densité de charge  $\rho(x)$ , possédant une amplitude  $\rho_1$  et une phase  $\varphi$  (cf. § I). Mais elle peut être aussi caractérisée par son paramètre d'ordre :  $\Delta = |\Delta| e^{i\varphi}$ . A ce titre, elle peut être comparée à d'autres systèmes représentés par des paramètres d'ordre complexe tels que les superfluides, les supraconducteurs. Nous avons déjà pu noter de nombreux phénomènes analogues à la supraconductivité (paires électrons-trous, traitement du type BCS, propriétés réminiscentes de l'effet Josephson (cf. § IV.4)). La rigidité de la phase traduit l'ordre à longue distance de ces systèmes condensés et est responsable des propriétés caractéristiques de ces systèmes (comme la supraconductivité, la conductivité et même la rigidité des solides cristallins [110]). On pourra construire une théorie élastique du cristal ODC moyennant quelques conditions.

Pour que l'ODC soit considérée comme un solide quantique, il faut que [110,111] :

$$\frac{\hbar k_F^2}{2M_F} < \Delta < E_F$$

La première inégalité dit que l'énergie cinétique de point zéro de la modulation doit être inférieure au gap qui stabilise l'ODC, tandis que la deuxième traduit que les variations d'amplitude ne peuvent être réalisées que sur une distance supérieure à  $\xi_{BCS}$  [111]. Ces inégalités sont en général vérifiées sauf près de  $T_p$ . Une description élastique suppose aussi que les déformations de l'onde qui sont chargées sont écrantées par les porteurs normaux [111]. Ceci ne pose pas de problème dans NbSe<sub>3</sub> qui est un semi-métal, mais cette description ne peut être valable dans les semiconducteurs comme les bronzes bleus, TaS<sub>3</sub>, les MX<sub>4</sub>, à très basse température.

Enfin, on a vu que les interactions avec les impuretés détruisaient l'ordre à longue portée au-dessous de la transition et interdisaient la supraconductivité de Fröhlich à champ nul. Mais, conformément à la description de Fisher, l'ordre à longue portée semble être rétabli près du champ seuil. Expérimentalement, la mise en évidence par analyse de Fourier d'une seule fréquence fondamentale pour des échantillons longs (jusqu'à quelques mm) tend à montrer que l'ordre se maintient lorsque l'onde est en mouvement. Ce résultat est important car il va nous permettre, en particulier dans la Partie C, de développer la description de l'ODC sous l'angle d'un cristal électronique. On pourra développer une théorie élastique de l'ODC et, pour rompre la rigidité de la phase, il faudra introduire des singularités du paramètre d'ordre qui sont des dislocations, des DC ou solitons, des parois de domaines ou des "Phase Slip Center". Nous aurons l'occasion tout au long de ce mémoire de revenir en détail sur cette description.

## **6 - Cas d'un couplage électron-phonon fort, modèle de Frenkel-Kontorova**

L'origine de la formation d'une ODC est bien connue. Elle résulte de l'instabilité de la surface de Fermi des quasi 1D à  $q = 2k_F$  vis à vis d'une distorsion périodique du réseau ionique à  $2k_F$  [4]. Tous les modèles supposent un couplage électron-phonon  $g$  faible qui permet de traiter cette interaction comme une perturbation dans la loi de dispersion continue des électrons et repose sur l'image physique proposée par Fröhlich [6]. Aubry et collaborateurs remettent en cause cette hypothèse. Pour eux, le couplage  $g$

est assez fort pour justifier le développement de toute une physique fondamentalement différente des ODC [112]. Dans les modèles à couplage faible, le mode "glissant" qui apparaît dans les structures incommensurables doit son existence à une approximation qui consiste à négliger le caractère discret du réseau.

Aubry et collaborateurs [112] ont montré qu'il existe une valeur critique  $g_c$ , si  $g > g_c$ , en dépit d'un état fondamental incommensurable, les propriétés physiques observées dans le cas commensurable sont conservées. Les propriétés décrites à partir du modèle de Fröhlich réapparaissent au-dessous de  $g_c$ .

Lorsque  $g > g_c$ , les électrons sont fortement localisés et le caractère discret du réseau l'emporte. L'ODC peut être décrite par une distribution incommensurable de bipolarons fortement piégés au réseau. Un gap apparaît dans le mode de phasons et le piégeage de l'ODC existe sans interaction avec les impuretés. Les excitations élémentaires correspondent à la création de défauts de phase. Ces excitations font jouer un rôle essentiel à la température. Cette défectibilité de la phase aura pour conséquence l'existence de domaines de phases séparés par des parois. La prise en compte des interactions Coulombiennes va favoriser les parois parallèles à l'axe des chaînes qui ne portent pas de charge. L'ODC intervient dans la conduction par l'intermédiaire du mouvement de ces parois dans la direction perpendiculaire aux chaînes [113]. Ce modèle rend compte qualitativement des phénomènes non linéaires dans ces composés, mais reste encore marginal car il ne prédit aucun test décisif qui pourrait être vérifié expérimentalement.

## **7 - Origine du bruit périodique**

Le lien entre les propriétés non linéaires et la conduction par ODC est indiscutable. Mais le mécanisme de cette nouvelle forme de conduction n'est pas encore bien compris. L'idée généralement admise est de considérer que c'est l'onde elle-même qui "glisse" par rapport à un repère lié au réseau sous-jacent [6]. Mais certains auteurs ont suggéré que le courant pouvait être porté par le mouvement d'un réseau de discommensuration [106] (cf. § V.3). Enfin, une dernière hypothèse suppose que ce sont des défauts à plus d'une dimension qui se propagent. Lee et Rice ont suggéré que la conduction provenait du mouvement des dislocations par le mécanisme de Frank et Read [13]. Une autre forme de conduction par l'intermédiaire de défauts a été proposée par Aubry et collaborateurs comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.

Le bruit périodique est considéré comme la preuve la plus évidente du mouvement de l'ODC. En effet, sa fréquence est proportionnelle à l'extra-courant [66] :

$$J_{ODC}/v = n_c e \lambda_{pin}$$

Dans l'hypothèse où c'est l'ODC elle-même qui est mobile, la périodicité  $\lambda_{pin}$  est celle de l'ODC,  $\lambda_{pin} = \lambda = 4a$ . En effet, les impuretés étant réparties au hasard, toutes les fois que l'onde a avancé de  $\lambda$  le problème est identique à lui-même.  $n_c e$  est la charge électronique condensée dans l'ODC.

En réalité, ce rapport ne permet pas de définir quel type d'objet se déplace. Expérimentalement, on a accès à  $J_{ODC}$  et  $v$  et donc au produit  $e^* \lambda_0$ ,  $e^*$  étant la charge effective et  $\lambda_0$  la périodicité du mouvement. Pour l'ODC, on a donc  $e^* = 2e$  et  $\lambda_0 = \lambda$ . Pour un réseau de discommensuration, la périodicité est  $a$  et la charge  $e^* = e/2$ . La fréquence est donc la même que dans le mécanisme de Fröhlich. Mais la vitesse  $v_{DC}$  associée aux discommensurations est beaucoup plus lente que celle qui correspond à la vitesse  $v_d$  de l'onde elle-même :

$$v_{DC} = \frac{\lambda}{\lambda_{DC}} v_d,$$

$\lambda_{DC}$  est le pas du réseau de discommensuration (cf. § IV.3), soit 180 Å dans NbSe<sub>3</sub> pour la 1ère ODC et 174 Å pour la transition basse température. Si c'est le réseau de DC qui est mobile, la vitesse de propagation est 10 fois plus faible.

Les techniques qui auraient pu permettre de définir le mécanisme de conduction sont presque impossibles à mettre en oeuvre dans NbSe<sub>3</sub> à cause des dimensions très faibles sous lesquelles se présente naturellement ce composé. L'apparition de nouveaux matériaux présentant les mêmes propriétés que NbSe<sub>3</sub> a ouvert de nouvelles perspectives. La technique de RMN permet d'observer les variations du gradient de champ créées par la distorsion périodique du réseau sur un type d'ions [<sup>87</sup>Rb, dans le bronze bleu Rb<sub>0.3</sub>MoO<sub>3</sub> par exemple]. On a ainsi accès à la périodicité du mouvement de ces ions dans l'état non linéaire. D'après leurs auteurs [114], ces expériences tendent à prouver que c'est l'ODC qui se déplace et qui est directement responsable de cette nouvelle conductivité, conformément à l'idée initiale de Fröhlich.

Même si le bruit périodique ne permet pas de lever l'ambiguïté qui existe sur l'origine exacte de l'extraconductivité, son existence suscite beaucoup d'intérêt et le problème du mécanisme par lequel il est généré n'est pas encore élucidé.

Dans le "modèle classique" à une particule, le bruit périodique est attribué à une modulation de la vitesse par le potentiel périodique créée par les impuretés aléatoires. Mais on a vu que, dans tous les modèles prenant en compte la déformabilité de la phase de l'ODC (cf. § IV.2), les oscillations disparaissaient dans la limite thermodynamique,  $L \gg L_{FLR}$ ,  $L$  étant la longueur de l'échantillon.

La difficulté à interpréter l'origine des oscillations de tension a incité les physiciens à mettre en avant d'autres modèles. C'est pourquoi deux groupes d'entre eux ont tenté une autre approche de son origine. Pour eux, le bruit périodique serait généré au contact des électrodes d'injection de courant et provoqué par la conversion périodique du courant ordinaire en conductivité par ODC [115]. En fait, derrière cette interprétation un problème physique important a été soulevé dans les ODC : le problème du raccordement de la phase d'un état condensé entre deux régions où sa vitesse est différente.

## V - COHERENCE DE LA PHASE EN SITUATION INHOMOGENE

L'état fondamental au-dessous du champ seuil est dominé par la compétition entre l'élasticité de l'onde et son interaction avec les impuretés. Les effets d'hystérésis et de polarisation en sont la preuve. Au-dessus de  $E_p$ , la situation semble très différente. Le spectre de fréquence est bien défini avec un seul fondamental pour des cristaux purs et non perturbés mécaniquement [116]. Cette observation montre que la cohérence de la phase atteint des dimensions de l'ordre de la taille des échantillons. Ceci est cohérent avec le modèle de Fisher [31] où le dépiégeage et où la longueur de cohérence divergent au champ seuil :  $L = L_{FLR} (E - E_T)^{-\nu}$ ,  $\nu = \frac{1}{2}$  dans la théorie de champ moyen. Lorsque l'onde est en mouvement, sa vitesse reste uniforme en dépit de l'existence de situations inhomogènes jusqu'à ce que le système dispose de l'énergie suffisante pour détruire localement le paramètre d'ordre dans des volumes macroscopiques. Les fluctuations d'amplitude doivent être reintroduites.

Deux types de singularités ont été proposées indépendamment par Gorkov [118] d'une part et Maki et Ong [119] d'autre part.

Gorkov se place dans un cas strictement 1D. Les dimensions transverses de l'échantillon sont de l'ordre de celles de la cohérence du paramètre d'ordre. Il étudie l'interface métal normal-conducteur de Fröhlich aux deux extrémités de l'échantillon, à partir du développement de Ginzburg-Landau, dépendant du temps pour l'amplitude du paramètre d'ordre. Le problème est résolu dans la limite des échantillons "sales", c'est-à-dire lorsque la concentration en impuretés est près de la valeur critique qui annule le gap ("gapless limit").

Aux extrémités, la phase et la valeur du gap sont fixes. La phase de l'onde est bloquée contre cette barrière. Son énergie élastique s'accumule sous la pression du déplacement de l'ODC dans l'échantillon jusqu'à ce qu'elle soit suffisante pour détruire localement le paramètre d'ordre. Le Phase Slip Center (PSC) apparaît à une distance  $X_0$  du bord de l'échantillon. Il se dirige très rapidement vers celle-ci pour évacuer les électrons dans le contact. Le processus peut alors recommencer. Sa fréquence est imposée par la vitesse de l'onde. La durée  $\tau$  pendant laquelle le PSC existe est très court par rapport à la période  $T = \lambda/v_d$ . Ce mécanisme est donc énergétiquement favorable et les oscillations découlent naturellement de ce modèle.

La distance  $X_0$  peut être macroscopique et croît lorsque le champ diminue en  $E^{-0.28}$  [120]. Dans la limite des échantillons purs,  $E_p = 0$ , la variation du champ seuil en fonction de la longueur est obtenue numériquement et obéit à [120] :

$$E_0(L) = L^{-1.23}$$

Cette dépendance s'explique par l'interférence des deux PSC à chacune des extrémités de l'échantillon. Cette interaction est très forte quand  $L$  diminue au-dessous de  $2X_0$ .

Une extension de cette étude à un gap non nul [hors de la limite gapless] a été menée par Artemenko et collaborateurs [121], toujours d'un point de vue microscopique. Le PSC est un soliton d'amplitude dynamique. Sa dimension est de l'ordre de  $v_d/\Delta$ , son niveau d'énergie locale est  $\epsilon = -\Delta \cos\theta$ ,  $\theta = \theta(t)$  et sa position oscille en fonction du temps.

Le modèle de Maki [119] généralise à 3 dimensions ces défauts d'amplitude et introduit les vortex, solitons d'amplitude à 2D. Cette description phénoménologique est probablement plus proche de la réalité mais en contre-partie ne s'appuie pas sur un modèle microscopique comme les précédentes. C'est l'application dans l'état ODC de

considérations générales sur les problèmes de raccordement de la phase. Ceux-ci se posent lorsque la vitesse de phase  $\dot{\varphi}$  est différente dans deux régions adjacentes 1 et 2 d'un même échantillon. La solution est de créer des singularités comme les vortex dans les suprafluides [122] dans lesquels le paramètre d'ordre s'annule. Le long d'un circuit entourant ces lignes, la phase "tourne" de  $2\pi$  :

$$\oint_C \nabla\varphi d\vec{\ell} = 2\pi$$

Le raccordement entre les deux vitesses  $\dot{\varphi}_1$  et  $\dot{\varphi}_2$  est réalisé par le déplacement des vortex perpendiculairement au mouvement de la phase (figure 8). Lorsque toute la surface de séparation est traversée, la phase a glissé de  $-\pi$  d'un côté et de  $+\pi$  de l'autre. La vitesse  $v_s$  des vortex et celle de l'onde sont interdépendantes. Les effets des contacts électriques sont un cas particulier où l'une des deux vitesses est nulle. La direction de la vitesse des vortex est inverse sous l'un des contacts par rapport à l'autre, mais elle reste corrélée par le glissement de la phase. Au total, à chaque passage, la phase a avancé de  $2\pi$  entre les deux électrodes et n'a pas bougé partout ailleurs.

$$v_s/\ell_v = v_d/\lambda = v$$

$\ell_v$  est distance moyenne entre chaque vortex et  $v$  est la fréquence fondamentale du bruit périodique expérimental.

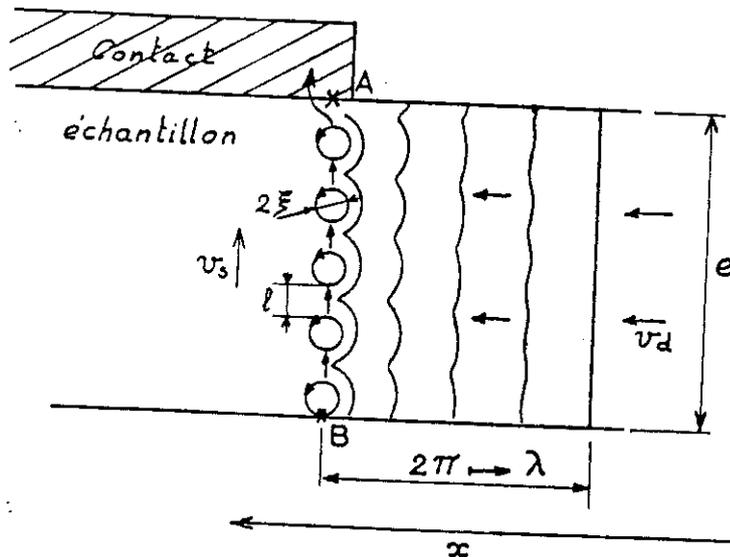


Figure 8 : L'interface séparant l'onde en mouvement et l'onde piégée sous une électrode est composée de vortex mobiles. D'un côté  $\varphi = 0$ , de l'autre le front d'ondes arrive à la vitesse  $v_d$  en se déformant. A chaque fois que la phase avance de  $\lambda$ , un vortex disparaît en A et un nouveau est créé en B. L'accord de phase est respecté en permanence si  $v_s/\ell = v_d/\lambda$ .

Dans ce modèle, les oscillations sont attribuées à la nucléation et la destruction périodique des vortex aux électrodes. La densité de porteurs qui subissent la conversion obéit à la relation de conservation de la charge (cf. 1er §) :

$$\frac{\partial J_{ODC}}{\partial x} = \frac{\partial \rho_c}{\partial t}$$

Dans les deux modèles, on peut comparer la valeur du gap à l'interface et pour une chaîne en fonction du temps. Dans celui de Gorkov [118] ou Artemenko [121], la durée de l'existence du PSC est très courte par rapport à la période du mouvement. Dans celui de Maki [119], le gap s'annule pour une chaîne lorsque le vortex arrive à son niveau, soit aussi pendant un temps très court de la période. Cependant, dans les modèles 1D la position du PSC oscille selon l'axe x et l'amplitude de ces oscillations  $X_0$  peut être très grande près du champ seuil ( $\cong 50 \mu\text{m}$ ). A priori, l'équivalence de cet effet n'existe pas dans le modèle de vortex qui sont animés uniquement d'un mouvement perpendiculaire à l'axe des chaînes.

L'étude des propriétés liées à ces effets de raccordement est l'objet de ce mémoire. Nous reviendrons donc en détail sur ces phénomènes. En particulier, nous serons amenés à élaborer un modèle précisant le mécanisme qui assure cette conversion pour nous permettre de rendre compte des résultats expérimentaux.

## **VI - CONCLUSIONS - LONGUEURS CARACTERISTIQUES**

Tout au long de ces rapides rappels, nous avons introduit différentes longueurs caractéristiques. Nous allons les récapituler afin de situer les grandeurs expérimentales avec lesquelles nous avons été amenés à travailler pour étudier les effets de bord. Elles peuvent se classer en 4 types suivant le domaine où elles prédominent.

### **1 - Grandeurs microscopiques**

#### ***Longueur de cohérence de l'amplitude du paramètre d'ordre***

Dans les composés 1D à ODC, la longueur de cohérence du paramètre d'ordre est fortement anisotrope. Suivant l'axe des chaînes, elle est définie par une théorie type BCS :

$$\xi_0 = \xi_x = \frac{v_F}{\pi\Delta} \equiv \frac{E_F}{\Delta} a_x$$

Typiquement, avec  $\Delta = 10^3$  K et  $v_F = 5.10$  cm/s,  $\xi_0 \equiv 30$  Å.

Dans les deux autres directions,  $\xi$  peut être inférieur au paramètre du réseau. On supposera que :

$$\xi_y = a_y \text{ et } \xi_z = a_z.$$

$a_x, a_y, a_z$  sont les paramètres de la maille élémentaire dans les 3 directions.

### *La longueur d'onde $\lambda$ de l'ODC*

Le plus souvent, la bande électronique de ces composés à ODC est au quart pleine.  $\lambda$  est donc égale à approximativement 4 fois la distance entre les atomes le long de la chaîne.  $\lambda = 14$  Å dans NbSe<sub>3</sub>.  $\lambda = \frac{2\pi}{k_F}$  est défini par le niveau de Fermi et n'a aucune raison d'être un multiple du paramètre du réseau ionique. La surstructure est donc en général incommensurable. Deux des composés  $\alpha$ -TaS<sub>3</sub> et les bronzes bleus présentent une variation de leur vecteur d'onde qui semble se bloquer à une valeur commensurable [25,26].

### *Paramètre du réseau de discommensuration*

Pour certains théoriciens [103-106],  $\lambda$  étant proche de la commensurabilité, l'état fondamental de la phase pourrait constituer de larges régions où l'ODC est commensurable, séparées par des solitons qui compensent l'extra charge accumulée dans la zone régulière. La distance entre ces défauts est régulière et définie par l'écart à la commensurabilité  $\lambda_{DC} = (\frac{\pi}{k_F} - Ma_x)$ . Dans NbSe<sub>3</sub>,  $M = 4$  et  $\lambda_{DC} = 180$  Å pour la première transition et 174 Å pour la seconde (cf. § IV.3).

## **2 - Grandeurs statiques**

Elles sont définies par la compétition entre l'interaction de la phase avec le potentiel aléatoire des impuretés et l'élasticité de l'ODC.

La longueur de cohérence  $L_{FLR}$  le long de l'axe des chaînes a déjà été longuement discutée précédemment. Sa valeur généralement admise est de 1-100  $\mu\text{m}$  selon les composés.

L'existence de domaines cohérents a été mise en évidence par différentes mesures. Ces observations en microscopie électronique montrent une structure en domaines avec des dimensions de  $2 \mu\text{m} \times (200 \text{ \AA})^2$  dans  $\text{NbSe}_3$  [123] et de  $0.3 \mu\text{m} \times (200 \text{ \AA})^2$  dans  $\text{o-TaS}_3$  [124]. Les résultats obtenus avec une source de rayons X synchrotron ont donné une limite inférieure de la longueur de cohérence des  $\text{NbSe}_3$ , égale à  $0,4 \mu\text{m}$  [125]. La longueur  $L_{FLR}$  est l'analogue de  $L_0$  introduite dans le modèle quantique de Bardeen.  $L_0$  représente la dimension de la "particule" qui tunnelle à travers le gap des impuretés.

### **3 - Cohérence dynamique**

La cohérence de la phase est gouvernée par celle du courant d'onde lorsque l'ODC est en mouvement. Les expériences réalisées dans des conditions presque idéales (échantillons purs et sans dommage mécanique) montrent que, suivant l'axe des chaînes, elle est de l'ordre de la longueur des échantillons (mm-cm) [67] dans la direction de l'axe des chaînes. Les effets liés à la cohérence transverse suscitent de plus en plus d'intérêt. La dépendance du champ seuil en fonction de la section de l'échantillon a été mise en évidence dans différents composés et est liée à son existence [126,59,127]. De plus, récemment, Nad et collaborateurs ont montré que, sur des échantillons de  $\text{o-TaS}_3$  très fins ( $10^{-2} \mu^2$ ) [128], la cohérence de la phase donnait un spectre de fréquences très étroites, contrairement à ce qui est généralement observé dans les mesures habituelles dans ce composé. Ceci tendrait à prouver que l'étroitesse des fréquences de  $\text{NbSe}_3$ , en particulier à basse température, est corrélée à une grande cohérence transverse. Cependant, dans les bronzes bleus, les mesures de diffraction aux rayons X et sous l'action d'un champ électrique montrent que le vecteur d'onde est distordu dans la direction transverse [129] et l'élargissement des taches dans ces directions, cette perte de cohérence étant métastable [130].

### **4 - Longueur liée aux effets de bord**

Les résultats expérimentaux semblent prouver qu'une longueur doit être associée au processus de raccordement de la phase en situation inhomogène. Néanmoins, l'interprétation de son origine dépend du modèle qui les décrit. Pour Gorkov [118,120] et Artemenko [121], c'est la longueur  $X_0$  que parcourt le PSC à chaque période de

nucléation. Ce modèle prévoit la suppression du bruit périodique lorsque l'échantillon est plus court que cette longueur.

Jing et Ong [131] ont montré que l'amplitude de la tension alternative était constante en fonction de la distance entre les électrodes d'injection du courant comme il est attendu dans le cas d'une génération locale de ce bruit. Cette amplitude commence à décroître au-dessous de 100 à 200  $\mu\text{m}$ . Maki a introduit une longueur ad hoc  $\ell_0$  qui serait la longueur sur laquelle le courant d'onde est rigide pour expliquer ce résultat [119].

Nous avons adopté un point de vue différent. Dans celui-ci, un réseau de type Frank-Read pré-existe. Les boucles, accrochées elles aussi au centre d'impuretés, défauts, ... doivent surmonter ce piégeage pour se développer [132]. C'est ce processus qui impose les conditions de raccordement et est en particulier responsable d'une contribution  $V_0/\ell$  au champ seuil. Nous sommes amenés à introduire la longueur  $\ell_0 = V_0/E_p$ . Ces effets s'étendent en dehors des régions parcourues par un courant. Ce sont les effets non locaux. Leur portée est caractérisée par une longueur  $\ell_c$ . Ces derniers types de longueur sont tous de l'ordre de 30 à 200  $\mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$ , c'est-à-dire complètement de la gamme de nos mesures (1 mm  $\rightarrow$  20  $\mu\text{m}$ ). Les effets de taille observés et rapportés dans ce mémoire tirent donc principalement leur origine de ces "effets de bord". Et, si l'on en croit les mesures en diffraction électronique, la longueur de type Lee et Rice reste un ordre de grandeur au-dessous de celui de nos expériences.

## REFERENCES

- [1] Pour une revue voir :
- a) "*Electronic Properties of Inorganic Quasi-One-Dimensional Compounds*" édité par P. Monceau (Reidel, Dordrecht) 1985.
  - b) "*Crystal Chemistry and Properties of Materials with Quasi-One-Dimensional Structures*" édité par J. Rouxel (Reidel, Dordrecht) 1986.
  - c) "*Charge Density Waves in Solids*" édité par G. Hutiray et J. Solyom, Lectures Notes Physics, Vol. 217 (Springer, Berlin) 1985.
  - d) "*Low Dimensional Conductors and Superconductors*" édité par D. Jerome et L.G. Caron, Série Nato Asi, Série B : Physics, Vol. 155.
  - e) Proceedings of Yamada Conference (198) "*Physics and Chemistry of Quasi One-Dimensional Conductors*" édité par S. Tanaka, K. Uchinokura, Physica 143B (1986).
- [2] J. Solyom, *Advances in Physics* 28 (1979) 201.
  - [3] B. Horowitz, H. Gutfreund et M. Weger, *Phys. Rev. B* 12 (1975) 3174.
  - [4] R.E. Peierls, *Ann. Phys.* 4 (1930) 121 et "*Quantum Theory of Solids*", Oxford University Press (1955) 108..
  - [5] R.V. Coleman, B.Drake, P.K. Hansma et G. Slough, *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 394.
  - [6] H. Fröhlich, *Proc. R. Soc. A* 223 (1954) 296.
  - [7] J. Bardeen, L.N. Cooper et J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* 108 (1957) 1175.
  - [8] D. Allender, J.W. Bray et J. Bardeen, *Phys. Rev. B* 9 (1974) 119.
  - [9] M.J. Rice, A.R. Bishop, J.A. Krumhansl et S.E. Trullinger, *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 432.
  - [10] Y. Imry et S.K. Ma, *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1399.
  - [11] L.J. Sham et Bruce R. Patton, *Phys. Rev. B* 13 (1976) 3151.
  - [12] H. Fukuyama et P.A. Lee, *Phys. Rev. B* 17 (1978) 535.
  - [13] P.A. Lee et T.M. Rice, *Phys. Rev. B* 19 (1979) 3970.
  - [14] K.B. Efotov et A.I. Larkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 72 (1977) 2350 [*Sov. Phys. JETP* 45 (1977) 1236].
  - [15] R.A. Klemm et J.R. Schrieffer, *Phys. Rev. Lett* 51 (1983) 47.
  - [16] P.A. Lee, T.M. Rice et P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 462.
  - [17] P. Monceau, N.P. Ong, A.M. Portis, A. Meerschaut et J. Rouxel, *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 602.
  - [18] N.P. Ong et P. Monceau, *Phys. Rev. B* 16 (1977) 3443.
  - [19] N.P. Ong et collaborateurs, *Phys. Rev. Lett.* 42 (1979) 811.
  - [20] J.W. Brill et collaborateurs, *Phys. Rev. B* 23 (1981) 1517.
  - [21] W.W. Fuller, G. Grüner, P.M. Chaikin et N.P. Ong, *Phys. Rev. B* 23 (1981) 6259.
  - [22] P. Monceau, J. Richard et R. Lagnier, *J. Phys. C* 14 (1981) 2995.
  - [23] M. Mutka, S. Bouffard, *J. Physique-Lettres* 45 (1984) L729.
  - [24] L. Forro, R. Lacoé, S. Bouffard et D. Jerome, *Phys. Rev. B* 35 (1987) 5884.
  - [19] A. Meerschaut et J. Rouxel, *Less Common Metals* 39 (1975) 197.
  - [20] R.M. Fleming, D.E. Moncton, D.B. MacWhan, *Phys. Rev. B* 18 (1978) 5560.
  - [21] A. Meerschaut et J. Rouxel dans 1b p. 205.
  - [22] C. Schlenker et J. Dumas dans 1b p. 135.
  - [23] R.C. Lacoé, H.J. Schulz, D. Jerome, K. Bechgaard et I. Mohannsen, *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985) 2351.
  - [24] R. Comes et G. Shirane, "*Highly Conducting One-Dimensional Solids*", édité par J.T. Devreese (Plenum, New York, 1978).
  - [24] K.B. Lee, D. Davidov et A.J. Meeger, *Solid State Commun.* 54 (1985) 673.

- [25] Z.Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, R. Ayroles, F. Levy, L. Guemas et A. Meerschaut, *J. Physique-Lettres* **44** (1983) L311.
- [26] R.M. Fleming, L. Schneemeyer et D.E. Moncton, *Phys. Rev. B* **31** (1985) 899.
- [27] Y. Iye et D. Dresselhaus, *Phys. Rev. L* **54** (1985) 1182.
- [28] T.F. Rosenbaum, S.B. Field, D.A. Nelson et P.B. Littlewood, *Phys. Rev. L* **54** (1985) 241.
- [29] S.B. Field, D.M. Reich, B. Schirivaram, T.F. Rosenbaum, D.A. Nelson et P.B. Littlewood
- [30] G. Grüner dans la référence 1e p. 8 (et ses références).
- [31] D.S. Fisher, *Phys. Rev. L* **50** (1983) 1486 et *Phys. Rev. B* **31** (1985) 1396.
- [32] P.B. Littlewood, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 6694.
- [33] K. Maki, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 2852.
- [34] P.B. Littlewood, *Physica* **23D** (1986) 45.  
R.M. Fleming dans la référence 1d p. 433.
- [35] R.J. Cava, R.M. Fleming, P. Littlewood, A.E. Rietman, L.F. Schneemeyer et R.G. Dunn, *Phys. Rev. B* **30** (1984) 3228.
- [36] J.C. Gill, *Solid State Commun.* **39** (1981) 1203.
- [37] G. Mihaly et L. Mihaly, *Solid State Commun.* **48** (1983) 449.
- [38] R.M. Fleming et L.F. Schneemeyer, *Phys. Rev. B* **28** (1983) 6996.
- [39] K. Tsutsumi, T. Tamegai, S. Kagoshima et M. Sato, *J. Phys. Soc. Jpn* **54** (1985) 3004.
- [40] R.M. Fleming, *Solid State Commun.* **43** (1982) 167.
- [41] R.M. Fleming et L. Schneemeyer, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 2930.
- [42] M. Ido, Y. Okajima et M. Oda, *J. Phys. Soc. Jpn* **55** (1986) 2106.
- [43] R.J. Cava, P.B. Littlewood, R.M. Fleming, L.F. Schneemeyer et E.A. Rietman, *Phys. Rev. B* **34** (1986) 1184.
- [44] A.W. Higgs et J.C. Gill, *Solid State Commun.* **47** (1983) 737.
- [45] D.M. Duggan, T.W. Jing, N.P. Ong et P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **32** (1985) 1397.
- [46] K. Fukuda, T. Sambongi, dans la référence 1e p. 132.
- [47] S.E. Brown, L. Mihaly et G. Grüner, *Solid State Commun.* **58** (1986) 231
- [48] J.C. Gill, dans la référence 1c p. 377.
- [49] Z.Z. Wang et N.P. Ong, *Phys. Rev. B* **34** (1987) 5896.
- [50] G. Kriza et G. Mihaly, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2529.
- [51] R.J. Cava, R.M. Fleming, E.A. Rietman, R.G. Dunn et L.F. Schneemeyer, *Phys. Rev. Lett.* **53** (1984) 1677.
- [52] L. Mihaly et G.X. Tessema, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 5858.
- [53] R.P. Hall et A. Zettl, *Solid State Commun.* **50** (1984) 813.
- [54] Z.Z. Wang, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, L. Guemas et A. Meerschaut, *Solid State Commun.* **47** (1983) 439.
- [55] J. Dumas et C. Schlenker, *Solid State Commun.* **45** (1983) 885.
- [56] L. Mihaly et G. Grüner, *Solid State Commun.* **50** (1984) 807.
- [57] R.P. Hall, M.F. Hundley et A. Zettl, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 2399.
- [58] M.P. Everson et R.V. Coleman, *Phys. Rev. B* **28** (1983) 6559.
- [59] D.V. Boroden, S.V. Zaitsev-Zotov et F. Ya Nad', *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43** (1986) 485 [*JETP Letters* **43** (1986) 625].
- [60] Z.Z. Wang et N.P. Ong, *Phys. Rev. B* **34** (1986) 5967.
- [61] L. Mihaly, Ting Chen, B. Alavi et G. Grüner, dans 1c p. 455.
- [62] G. Mihaly et P. Beauchene, *Solid State Commun.* **63** (1987) 911 ;  
G. Mihaly, P. Beauchene et J. Marcus, *Solid State Commun.* **66** (1988) 149.
- [63] J. Bardeen, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 1498 ; *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1978 ; *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **81** (1981) 1.
- [64] K. Maki, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 46.
- [65] R.M. Fleming et C.C. Grimes, *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 1423.
- [66] P. Monceau, J. Richard et M. Renard, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 43.

- [67] P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M.C. Saint-Lager, H. Salva et Z.Z. Wang, Phys. Rev. B **28** (1983) 1646.
- [68] J. Bardeen, E. Ben Jacob, A. Zettl et G. Grüner, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 493.
- [69] J. Richard, P. Monceau et M. Renard, Phys. Rev. B **25** (1982) 948.
- [70] J. Richard, P. Monceau, M. Papoular et M. Renard, J. Phys. C **15** (1982) 7157.
- [71] J. Bardeen in "*Quasi-One-Dimensional Conductors I*", Lecture Notes in Physics, édité par S. Barisic, A. Bjelis, J.R. Cooper et B. Leontic (Springer-Verlag, Berlin) Vol. **95** (1979) 3.  
J. Bardeen in "*Highly Conducting One-Dimensional Solids*", édité par J.T. Devreese, R.P. Evrard et V.E. Van Doren (Plenum Press, London) (1979) p. 373.
- [72] P. Monceau, J. Richard et M. Renard, Phys. Rev. B **25** (1982) 931.
- [73] G. Grüner, A. Zawadowski et P.M. Chaikin, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 511.
- [74] A. Zettl et G. Grüner, Solid State Commun. **46** (1983) 501.
- [75] R.E. Thorne, J.R. Tucker et J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 828.
- [76] L. Sneddon, M.C. Cross et D.S. Fisher, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 292.
- [77] L. Sneddon, Phys. Rev. B **30** (1984) 2974.
- [78] Z.Z. Wang et N.P. Ong, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2375.
- [79] P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M.C. Saint-Lager et Z.Z. Wang, dans la référence 1c p. 279.
- [80] L. Sneddon, Phys. Rev. B **29** (1984) 719-725.
- [81] S.N. Coppersmith et P.B. Littlewood, Phys. Rev. B **31** (1985) 4049.
- [82] H. Matsukawa et M. Takayama, J. Phys. Soc. Jpn **56** (1987) 1507.
- [83] L. Pietronero et Strässler, Phys. Rev. B **28** (1983) 5863.
- [84] N. Teranishi et R. Kubo, J. Phys. Soc. Jpn **47** (1979) 720.
- [85] M.V. Feigel'man, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **79** (1980) 1095 [Sov. Phys. JETP **52** (1980) 555].
- [86] H. Matsukawa et M. Takayama, Solid State Commun. **50** (1984) 283 ; et dans la référence 1e p. 30.
- [87] S. Abe, J. Phys. Soc. Jpn **55** (1986) 1987.
- [88] J.B. Sokoloff, Phys. Rev. B **31** (1985) 2270.
- [89] J.B. Sokoloff, Phys. Rev. B **16** (1977) 3367 ; Phys. Rev. B **23** (1981) 1992.
- [90] J.E. Sacco et J.B. Sokoloff, Phys. Rev. B **18** (1978) 6549.
- [91] S.N. Coppersmith et D.S. Fisher, Phys. Rev. B **28** (1983) 2566.
- [92] S.N. Coppersmith, Phys. Rev. B **30** (1984) 410.
- [93] L. Sneddon, Phys. Rev. B **30** (1984) 2974.
- [94] V.M. Vinokur, M.B. Mineev et M.V. Feigel'man, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **81** (1981) 2142 [Sov. Phys. JETP **54** (1981) 1138].
- [95] J.B. Sokoloff et B. Horowitz, J. Physique C3 **44** (1983) 1667.
- [96] G. Grüner, A. Zettl, W.G. Clark et J. Bardeen, Phys. Rev. B **24** (1981) 7247 ; A. Zettl, G. Grüner et A.H. Thompson, Solid State Commun. **39** (1981) 899.
- [97] J.R. Tucker, J. Quantum Electron. **15** (1979) 1234.
- [98] H. Matsukawa et M. Takayama, J. Phys. Soc. Jpn **56** (1987) 1507.
- [99] M.J. Rice, A.R. Bishop, J.A. Krumhansl et S.E. Trullinger, Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 432.
- [100] K. Maki, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 46.
- [101] K. Maki, Phys. Rev. Lett. **70A** (1979) 449.
- [102] A.I. Larkin et P.A. Lee, Phys. Rev. B **17** (1978) 1576.
- [103] W.L. McMillan, Phys. Rev. **14** (1976) 1496.
- [104] W.P. Su et J.R. Schrieffer, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 738.  
P. Bak, Rept. On Prog. in Phys. **45** (1982) 587.
- [105] M. Weger et B. Horowitz, Solid State Commun. **43** (1982) 583.
- [106] P. Bak, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 692.
- [107] W. Wonneberger, Z. Phys. B **50** (1983) 23.

- [108] J. Bardeen, dans la référence 1c p. 155.
- [109] S.E. Barnes et A. Zawadowski, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1003.
- [110] P.W. Anderson "*Basic Notions of Condensed Matters Physics*" (Benjamin Cummings ed.) 1984.
- [111] D. Feinberg et J. Friedel, J. Physique France **49** (1988) 485.
- [112] P.Y. Le Daeron et S. Aubry, J. Phys. C : Solid State Phys. **16** (1983) 4827 ; J. Physique C3 **44**, 1573 ; M. Peyrard et S. Aubry, J. Physique C : Solid State Phys. **16** (1983) 1593.
- [113] P. Quesmerais, Thèse de Doctorat (Université de Nantes) 1987.
- [114] C. Berthier et P. Segransan, dans la référence 1d p. 455.
- [115] N.P. Ong et G. Verma, Phys. Rev. B **27** (1983) 4495.
- [116] R.E. Thorne, W.G. Lyons, J.N. Lyding et J.R. Tucker, Phys. Rev. B **35** (1987) 6348.
- [117]
- [118] L.P. Gor'kov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38** (1983) 76 [JETP Lett. (1984) 1818] ; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **86** (1984) 1818 [Sov. Phys. JETP **59** (1984) 1057].
- [119] N.P. Ong, et G. Verma et K. Maki, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 663.  
N.P. Ong et K. Maki, Phys. Rev. B **32** (1985) 6582.
- [120] I. Batistic, A. Bjelis et L.P. Gor'kov, J. Physique **45** (1984) 1049.
- [121] S.N. Artemenko, A.F. Volkov et A.N. Kriglov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **91** (1986) 1536 [Sov. Phys. JETP **64** (1986) 906].
- [122] P.W. Anderson, Rev. Mod. Phys. **38** (1966) 298.
- [123] K.K. Fung et J.N. Steeds, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1696.
- [124] C.H. Chen et R.M. Fleming, Phys. Rev. Lett. **48** (1983) 777.
- [125] R.M. Fleming, D.E. Moncton, J.D. Axe et G.S. Brown, Phys. Rev. B **30** (1984) 1877.
- [126] P.J. Yetman et J.C. Gill, Solid State Commun. **62** (1987) 201.
- [127] J. Chen, M.C. Saint-Lager et P. Monceau, Comptes Rendus 2d European Workshop on *Charge Density Waves* - Aussois 1987, p. 14.
- [128] D.V. Borodin, S.V. Zaitsev-Zotov et F.Ya Nad', Zh. Eksp. Teor. Fiz. **93** (1987) 1394.
- [129] T. Tamegai et collaborateurs, Solid State Commun. **56** (1985) 13.
- [130] R.M. Fleming, R.G. Dunn et L.F. Schneemeyer, Phys. Rev. B **31** (1985) 4099.
- [131] T.W. Jing et N.P. Ong, Phys. Rev. B **33** (1986) 5841.
- [132] M. Renard, M.C. Saint-Lager, à paraître.

**PARTIE B**



- PARTIE B -

**PROPRIETES DES CONTACTS  
DANS LA CONDUCTION OHMIQUE ET PAR ODC**

**INTRODUCTION**

**CHAPITRE I: ROLE DES CONTACTS DANS LE COURANT  
OHMIQUE**

- I DISPOSITIF EXPERIMENTAL
- II QUALITE DES CONTACTS
  - 1) NbSe<sub>3</sub>
  - 2) TaS<sub>3</sub>
- III CALCUL DES PARAMETRES ELECTRIQUES DANS L'ECHANTILLON
- IV MESURE DE L'ANISOTROPIE
- V INHOMOGENEITE ELECTRIQUE DANS L'ECHANTILLON

**CHAPITRE II: PROPRIETES DES CONTACTS ELECTRIQUES DANS  
LE DEPIEGEAGE DE L'ODC**

INTRODUCTION

- I DEFINITION DE LA QUALITE DES CONTACTS, LARGEUR  
CARACTERISTIQUE
- II ETUDE DE LA VARIATION DU CHAMP SEUIL EN FONCTION DE LA  
LONGUEUR. MISE EN EVIDENCE DU ROLE DES CONTACTS
- III INHOMOGENEITE TRANSVERSE DU DEPIEGEAGE DE L'ODC
  - 1) TaS<sub>3</sub>
  - 2) NbSe<sub>3</sub>

CONCLUSION

**CONCLUSION**



# INTRODUCTION

Dans cette étude, nous nous intéressons principalement aux propriétés de transports électriques se produisant sur des distances variant de 20  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$ . Les dimensions qui ont été prédites par la longueur de Lee et Rice  $L_{\text{FLR}}$  sont du même ordre de grandeur (cf. Introduction). On attend que des effets nouveaux soient mis en évidence par des mesures dans cette gamme, en premier lieu la variation du champ seuil. C'est ce qui a motivé l'étude présentée dans ce mémoire. En fait, les résultats ont révélé que la cohérence de phase était dominée par celle de la densité de courant. Les effets liés à la rigidité du courant d'onde prédominent largement à ces distances, en particulier dans  $\text{NbSe}_3$ . Il est donc possible d'étudier leur rôle.

Dans le dispositif utilisé, les courants sont injectés sur une face de l'échantillon. Le caractère anisotrope des composés va donc avoir une importance qu'il faut évaluer. De ce point de vue, des contacts d'injection de courant déposés à chaque bout sur les faces perpendiculaires aux chaînes seraient plus adaptés. Mais cela exigerait de découper des "tranches" d'échantillon de quelques dizaines de microns, ce qui semble difficilement réalisable techniquement. L'intérêt de la configuration à injection latérale est qu'elle permet de faire circuler deux courants d'intensité différentes, en série sur le même cristal. L'application de forces électriques inhomogènes le long de l'échantillon tend à imposer à la phase de l'onde une vitesse non uniforme. Ce système nous permettra d'étudier les problèmes de raccordement de la phase à la frontière de ces domaines.

La dépendance en longueur du champ seuil  $E_T(\ell)$  est maintenant bien établie [1-6]. Elle montre l'existence d'effets liés à la cohérence longitudinale. Cette variation peut s'écrire :

$$E_T(\ell) = E_p + E_o(\ell) \quad (1)$$

$E_p$  est le champ de piégeage créé par les impuretés à l'intérieur de l'échantillon [7].  $E_o(\ell)$  contient la dépendance en longueur. La loi en  $1/\ell$ , que ce terme vérifie approximativement, suggère fortement qu'il est d'origine locale. En effet, on peut introduire le potentiel  $V_o$  et la longueur  $\ell_o$  tels que :

$$V_0 = \ell \times E_0(\ell) = E_p \ell_0 \quad (1')$$

Parmi les modèles décrivant les effets de bord, celui de Gorkov [8,9] a été pendant longtemps le seul à rendre compte d'un effet de longueur sur  $E_T(\ell)$ . Cette dépendance a été déduite numériquement par Bjelis, Batistic et Gorkov [10] :

$$E_0(\ell) \cong 2.55 A \ell^{-1.23} \quad (2)$$

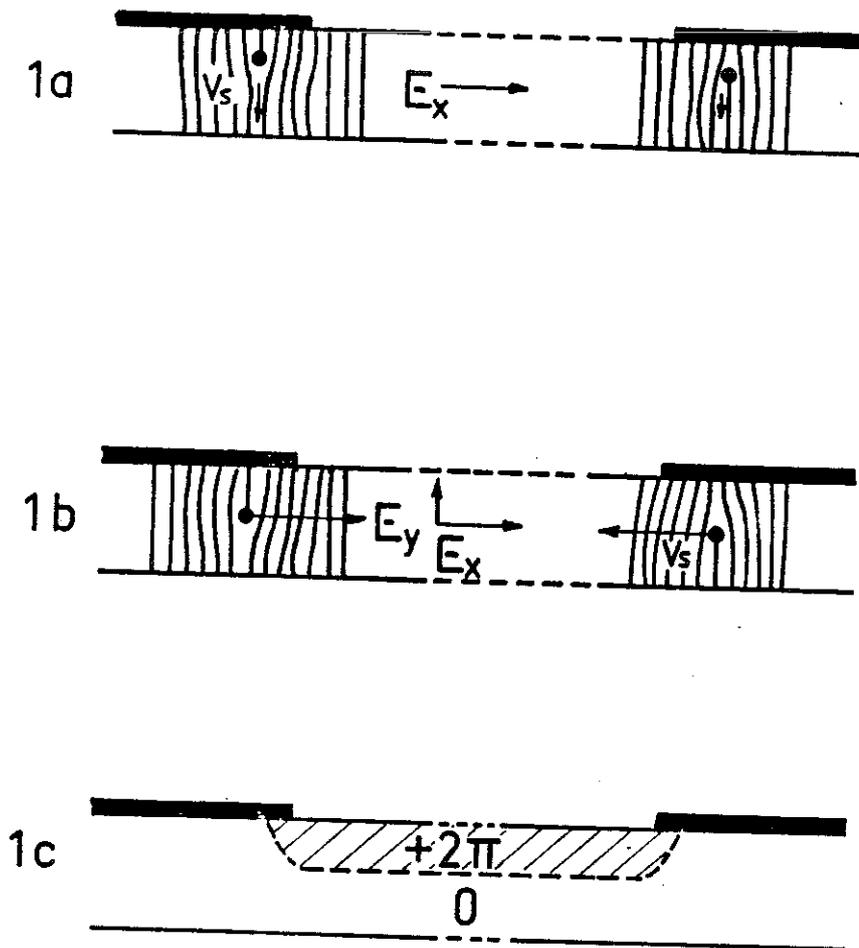
où  $A = \frac{\pi T_p^2 \delta}{6 v_F \hbar e} \times \frac{1}{\xi_0^{-1.23}}$ , avec  $T_p$ , température de Peierls ;  $\delta = 1 - (T/T_p)^2$ ,  $v_F$  la vitesse de Fermi/s,  $\xi_0$  la longueur BCS.  $\xi_0 \cong \hbar v_F / T_p$ .

La cohérence de l'état condensé se manifeste aussi dans la direction transverse. Différents travaux montrent que  $E_p$  contient un terme de piégeage par la surface qui apparaît pour des sections de grandeur variables selon les composés :  $\cong 50 \mu^2$  dans  $NbSe_3$  [11] haute température,  $1 \mu^2$  pour  $TaS_3$  [12] et  $10 \mu^2$  à  $(TaSe_4)_2I$  [13].

On peut donc supposer l'existence de 2 types de parois : perpendiculaire et parallèle à la vitesse de l'ODC. Les premières sont celles décrites par Maki. Les vortex sont l'analogie des dislocations coins dans les solides [14,15]. Un champ électrique,  $E_x$ , parallèle à  $x$ , crée des distorsions,  $\frac{d\phi}{dx}$ , dans la phase de l'onde. La force de Peach Koehler,  $F_{PK}$ , normale à  $x$  et à la ligne de dislocation, sera responsable du mouvement de "montée" des dislocations vers l'électrode [16,17].

Ce processus peut être généralisé à celui de la création des plans de fracture de l'uniformité de la vitesse parallèlement à l'axe des chaînes. Un champ non uniforme selon  $y$  entre 2 électrodes va exercer une force de cisaillement sur la phase de l'onde, induisant les distorsions  $d\phi/dy$ .  $\vec{F}_{PK}$  sera ici orientée dans la direction  $\vec{x}$ , entraînant les dislocations de l'une des électrodes et "anti dislocations" de l'autre vers le milieu où elles vont s'annihiler (cf. Figure 1). Ce double mouvement correspond à un glissement relatif de  $2\pi$  entre partie supérieure et inférieure au plan de déplacement  $y = y_0$  des dislocations.

Dans la partie C, nous développerons un modèle où le piégeage par les impuretés de ces lignes de dislocations préexistantes est responsable de l'énergie finie nécessaire à la cassure de l'uniformité du mouvement. Dans cette partie, nous allons montrer que les deux types de fracture existent et étudier dans quelles conditions elles se manifestent.



*Figure 1a : mouvement des dislocations coins (ou vortex) lorsqu'un champ parallèle à x est appliqué. Sous l'action de la force de Peach Koehler, il est dirigé perpendiculairement aux électrodes.*

*Figure 1b : Le champ électrique a une composante perpendiculaire à x, les vortex peuvent glisser parallèlement à l'axe des chaînes.*

*Figure 1c : A la fin de ce double mouvement, la phase de l'ODC a glissé de  $2\pi$  dans le domaine hachuré par rapport au reste de l'échantillon.*

La géométrie de l'injection latérale du courant est assez simple. Il est possible de calculer le champ électrique et le potentiel à l'intérieur de l'échantillon. Dans l'état normal ou pour des champs électriques inférieurs au champ de dépiégeage,  $E < E_T$ , la réponse est dominée par les porteurs libres. Les paramètres électriques dépendent des dimensions et de l'anisotropie de l'échantillon et des caractéristiques des électrodes.

La structure des composés est décrite dans l'Annexe 1. Deux types d'entre eux,  $NbSe_3$  (et son isotype  $TaS_3$  monoclinique) et les Bronzes Bleus présentent un mélange de propriétés uni- et bidimensionnelles qui va déterminer la forme des cristaux.

Typiquement, les échantillons de  $NbSe_3$  sont des rubans dont les dimensions courantes sont de l'ordre de  $2 \times 20 \mu m$  pour la section et la longueur varie de quelques mm à 2-3 cm. Les fibres de  $TaS_3$  sont généralement plus minces :  $1 \times 5 \mu m \times 1 mm$ . Les Bronzes Bleus, quant à eux, ont la forme de plaquettes  $1 \times 2 \times 10 mm$  [18]. Mais, allié à une forte anisotropie de conductivité ( $> 10^3$  à basse température) [19,20], la grosseur naturelle de ces cristaux donne aux inhomogénéités transverses une importance critique dans la plupart des mesures électriques et dans leur interprétation [21,22].

Par la suite, nous nous intéresserons à deux de ces composés,  $TaS_3$  et principalement  $NbSe_3$ . Dans ce dernier, l'anisotropie de conductivité dans le plan de Van der Waal est de l'ordre de  $20 \left( \frac{\sigma_b}{\sigma_c} \right)$ ,  $\sigma_b$  suivant l'axe des chaînes et  $\sigma_c$  perpendiculairement). Elle a été mesurée en fonction de la température [23] par la méthode de Montgomery [24]. Ce type de technique est applicable dans ce plan  $(\vec{b}, \vec{c})$  car la taille des échantillons suivant  $\vec{c}$  peut atteindre  $100 \mu m$ . Mais cela est impossible dans la direction  $\vec{a}$  car l'épaisseur est toujours inférieure à  $10-15 \mu m$ . L'anisotropie dans cette direction restait donc inconnue. Or, c'est cette quantité qui est importante dans les mesures avec des contacts d'injection latéraux puisque c'est la direction qui est perpendiculaire à la surface des contacts. Si  $\alpha = \frac{\sigma_b}{\sigma_a}$  et  $e$  l'épaisseur de l'échantillon, c'est-à-dire sa dimension suivant l'axe  $\vec{a}$ , la distance  $a = e\sqrt{\alpha}$  est la grandeur significative dont va dépendre l'importance des inhomogénéités des paramètres électriques dans l'échantillon.

Ce mémoire est centré sur deux types de mesures de transport électrique. La réponse du système à un courant électrique régulé,  $I$ , est analysée par la mesure de sa résistance différentielle  $dV/dI$  et par la transformation de Fourier de sa tension.  $dV/dI$  est obtenu avec une détection synchrone à 33 Hz dont le courant de mesure est choisi faible par rapport au courant caractéristique des phénomènes non linéaires,  $I_T$ . Jusqu'à  $I = I_T$ ,

la réponse est approximativement ohmique :  $\frac{dV}{dI} = R_0$ ,  $R_0$  résistance de l'échantillon. On en déduit le champ électrique seuil par la relation :

$$E_T = \frac{R_0 I_T}{\ell}, \quad (3)$$

$\ell$  est la longueur, le rapport  $\frac{R_0}{\ell}$  est constant le long d'un même échantillon s'il est homogène. La tension est donc linéaire jusqu'à  $I_T$ . Au-delà, l'analyse par transformation de Fourier révèle un spectre de fréquence caractéristique dont le fondamental est directement relié à la vitesse de glissement de l'onde [25].

Dans le premier chapitre, nous nous placerons dans l'état normal ( $T_{\text{ambiante}}$ ) ou dans l'état ODC pour des courants inférieurs à  $I_T$ . La réponse est donc dominée par les porteurs libres. Une analyse plus fine de la variation de la résistance différentielle en fonction du champ montre des phénomènes d'hystérésis [26-28]. Ces effets sont encore mal compris. On peut supposer que le passage du courant dans une direction induit une déformation de la phase de l'onde qui est gelée par le piégeage des impuretés lorsque le courant est supprimé. Cette déformation  $\frac{d\phi}{dx}$  se couple au champ électrique pour donner une polarisation [29]. Dans  $\text{NbSe}_3$ , une partie des électrons restent libres au-dessous des deux transitions et peuvent écranter efficacement ces champs induits. Expérimentalement, les effets observés sont très faibles (inférieurs à 1 %). Nous les négligerons donc ici. Par contre, dans  $\text{TaS}_3$ , à basse température, les porteurs normaux sont dus aux excitations thermiques au-dessus du gap et sont peu nombreux. Nos mesures ont été faites à environ 130 K, hors du domaine de température où les phénomènes d'hystérésis sont significatifs. Après avoir présenté le dispositif expérimental, nous étudierons les déformations des lignes du courant ohmique dans l'échantillon induites par une électrode de tension en fonction de la qualité du contact ainsi que celles générées autour d'une électrode d'injection. Les champ et potentiels locaux ne peuvent être mesurés directement. Ces quantités doivent être calculées. Ceci est possible à 2 dimensions avec l'hypothèse des contacts résistifs. Nous en déduisons les paramètres électriques correspondant aux expériences décrites dans le chapitre suivant, ainsi qu'une méthode pour obtenir l'anisotropie  $\alpha$  que nous évaluerons à 100 dans  $\text{NbSe}_3$ .

Le deuxième chapitre sera consacré au rôle que jouent les contacts dans le mécanisme de dépiégeage de l'onde. Nous définirons les conditions pour qu'une électrode soit capable d'imposer une région où la vitesse de glissement de l'onde est nulle. Si ces conditions sont réalisées, cela signifie qu'à chacun des bords est créée une interface où d'un côté les longueurs d'onde qui s'accumulent sont évacuées et de l'autre elles sont

réinjectées. Nous en déduisons une largeur de contact caractéristique, puis nous montrerons que ce processus est responsable de la dépendance en longueur du champ seuil. Enfin, à l'aide de l'étude du chapitre précédent, nous verrons que le gradient de potentiel dans l'épaisseur de l'échantillon peut permettre un cisaillement de l'ODC et ainsi un mouvement très inhomogène transversalement.

# ANNEXE

## STRUCTURE DES COMPOSES

Les composés à ODC présentant des effets non linéaires dans les phénomènes de transport électrique sont plus ou moins unidimensionnel. Mais ils gardent tous un caractère 1D prédominant, en particulier dans leur structure de bande et dans la forme de leur surface de Fermi, qui se manifeste par la formation d'une ODC à basse température avec un vecteur d'onde parallèle à l'axe des chaînes. La longueur d'onde  $\lambda$  est en général incommensurable avec le réseau sous-jacent. Deux types d'entre eux, NbSe<sub>3</sub> (et son isotype TaS<sub>3</sub> monoclinique) et les Bronzes Bleus (K<sub>0,3</sub>MoO<sub>3</sub> et Rb<sub>0,3</sub>MoO<sub>3</sub>) [30] peuvent être décrits à la fois comme des unidimensionnels ou comme des composés planaires.

La cellule unité de NbSe<sub>3</sub> [31] contient 6 chaînes non équivalentes, divisées en 3 types définis selon la distance Se-Se<sub>4</sub> (Figure 2). Les prismes MX<sub>6</sub> sont reliés entre eux par les liaisons niobium-sélénium dans la direction  $\vec{c}$  formant un empilement de plans ( $\vec{b}, \vec{c}$ ) d'épaisseur de l'ordre de 10 Å et faiblement couplés par les forces de Van der Waals dans la direction  $\vec{a}$ . Cette structure planaire est mise en évidence par exemple dans les mesures de la compressibilité  $\kappa$  qui, selon  $\vec{b}$  et  $\vec{c}$ , est celle d'un métal et, selon  $\vec{a}$ , est comparable à celle d'un composé lamellaire [32].

A cause de son caractère faiblement 1D, NbSe<sub>3</sub> garde un comportement semi-métallique à basse température après la condensation successive de deux ODC de vecteurs  $\vec{q}_1(0x a^*, 0.253x b^*, 0x c^*)$  à 142 K et  $\vec{q}_2(0.5x a^*, 0.247x b^*, 0.5x c^*)$  à 59 K [33]. M-TaS<sub>3</sub>, quant à lui, devient semiconducteur au-dessous de ses 2 transitions, l'une à 240 K et l'autre à 160 K [34].

La structure de TaS<sub>3</sub> orthorhombique est très complexe [31]. La cellule unité contient 24 chaînes et est représentée Figure 3. Il n'apparaît qu'une seule ODC à T  $\equiv$  215 K mais son vecteur varie faiblement jusqu'à environ 130 K [35]. Un phénomène comparable est observé dans les bronzes bleus [36].

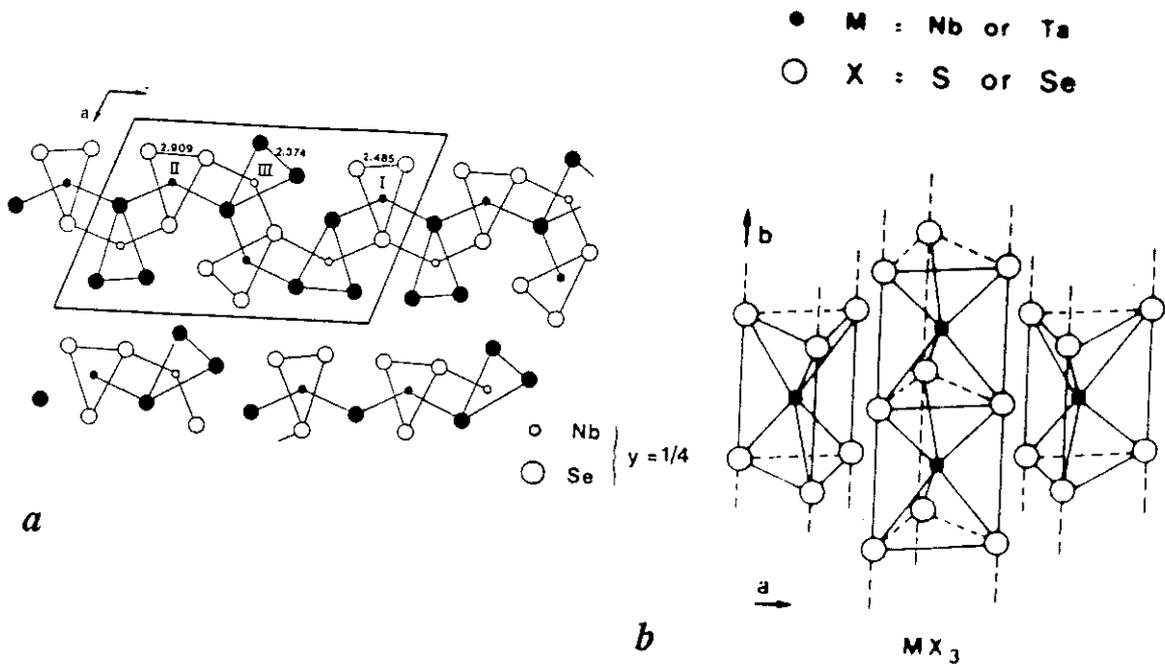


Figure 2a : Empilement des prismes  $MX_6$  le long de l'axe  $b$ .

Figure 2b : Projection de la cellule unité montrant les 3 types de chaînes et l'inéquivalence des liaisons dans les deux directions  $\vec{a}$  et  $\vec{c}$ .

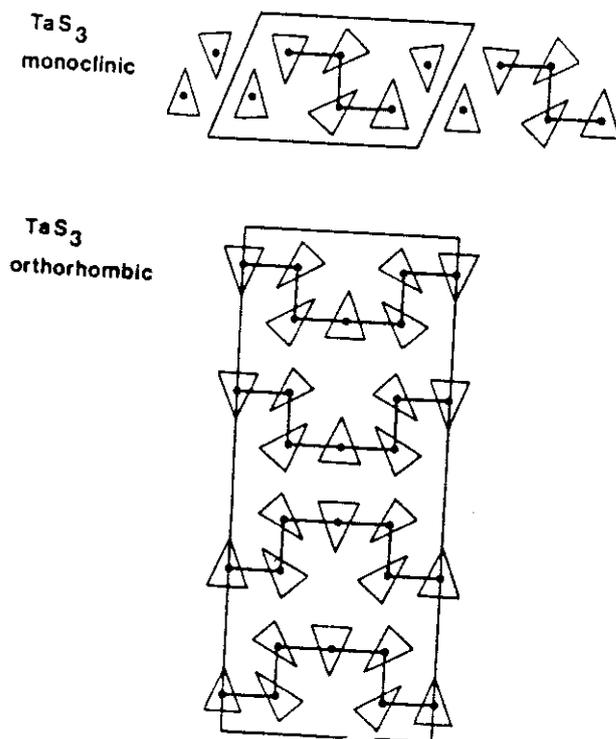


Figure 3 : Positions des tantaux dans les deux types de  $TaS_3$  d'après [35].

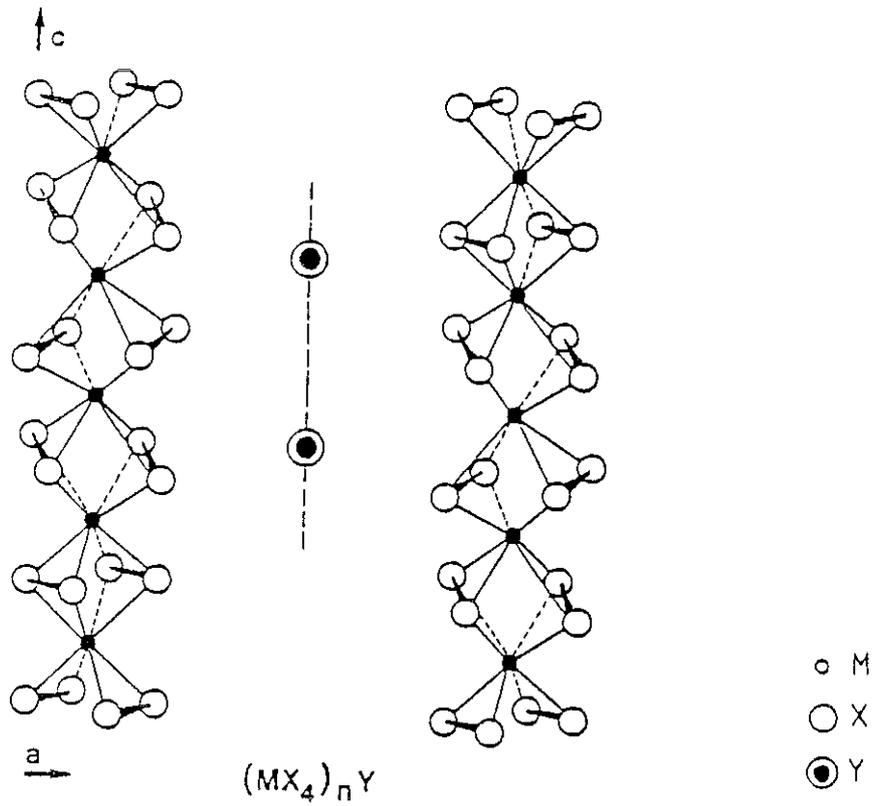


Figure 4a : Empilement des tétraèdres  $MX_4$  le long des chaînes avec des atomes de Y (Iode dans notre cas) répartis entre les chaînes suivant le même axe.

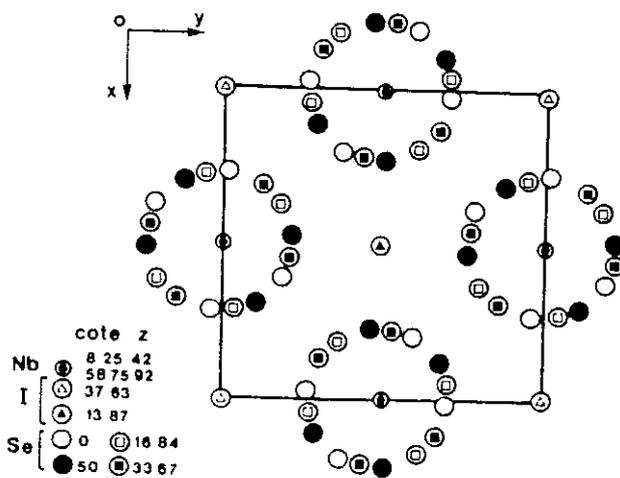


Figure 4b : Cellule unité de  $(TaSe_4)_2I$  montrant la rotation des tétraèdres de  $\pi/8$  le long de la côte z.

Les composés de la famille des  $MX_4$  ( $(TaSe_4)_2I$ ,  $(NbSe_4)_{10/3}I$ ) ont une structure typiquement 1D avec une chaîne par cellule-unité (cf. Figure 4) [31]. Les chaînes de  $MX_4$  sont séparées par des atomes d'iode et les distances intrachânes de l'ordre de 3 Å sont 3 fois plus petites que les distances interchaînes. Ces composés ne présentent qu'une seule ODC qui affecte la totalité de la surface de Fermi. A basse température, ils sont parfaitement semiconducteurs [37].

# CHAPITRE I

## ROLE DES CONTACTS DANS LE COURANT OHMIQUE



## I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Lorsque nous avons entrepris l'étude des propriétés physiques de l'ODC sur des longueurs de 10 à 100  $\mu\text{m}$ , nous avons décidé d'abandonner la technique usuelle des contacts à la laque d'argent. En effet, les distances atteintes par cette méthode peuvent difficilement descendre au-dessous de 100  $\mu\text{m}$  et à cause de la largeur de gouttes ( $> 50 \mu\text{m}$ ), cela ne permet pas de maîtriser la précision des mesures dans ce domaine. Nous avons donc choisi d'utiliser des contacts d'or évaporé sur un saphir. Le contact électrique est alors réalisé par pression.

Le système utilisé est représenté Figure 1. Il tient dans un volume  $2 \times 1,5 \times 1,5 \text{ cm}^3$ , et est plongé au bout d'une canne dans un flux d'hélium gazeux régulé. Le contact électrique se fait par pression. Le montage a été étudié pour réduire le serrage à ce qui est juste nécessaire pour établir le contact électrique et pour qu'il se maintienne à toute température. L'échantillon est mis en sandwich entre deux lamelles de saphir, le motif représentant les électrodes ayant été déposé préalablement sur celle qui est au-dessous. L'ensemble est introduit à l'intérieur d'un U en cuivre qui sert de support à la vis de serrage. Celui-ci est amorti grâce à un ressort en bronze-beryllium. La rotation de la plaque de saphir supérieure par rapport à l'échantillon est évitée à l'aide d'une cale qui, solidaire du support, lui sert de gaine.

La plaquette avec les contacts n'est pas plane car les électrodes constituent des marches de 1000 Å à 2000 Å de hauteur qui, malgré les précautions, vont s'enfoncer dans l'échantillon lorsqu'il sera pressé et introduisent des défauts [10]. Cette hauteur doit être comparée à l'épaisseur des échantillons, en général de 1 à 2  $\mu\text{m}$ . On a donc avantage à utiliser des dépôts peu épais. Finalement, ce problème a été résolu car nous nous sommes aperçus que, pour les échantillons très fins, donc très souples, les forces électrostatiques à la surface du saphir suffisaient à assurer le contact électrique, y compris à basse température ( $\rightarrow 30 \text{ K}$ ). Un tel contact n'est pas parfaitement métallique, mais la résistance reste de l'ordre de quelques ohms. Comme nous le verrons, c'est en fait ce qui nous intéresse.

Le motif constituant les fils de tension et de courant est représenté Figure 2. La distance  $\ell'$  entre les lignes varie de 20  $\mu\text{m}$  à 1 mm. Leur largeur  $\ell_e$  peut changer d'un motif à l'autre de 4  $\mu\text{m}$  à 100  $\mu\text{m}$ . La précision micrographique sur ces dimensions est de l'ordre du micron. Aussi, la plus courte distance (22  $\mu\text{m}$ ) est définie à 10 % près. Les premiers dépôts utilisés étaient des dépôts d'or eutectique (88 % d'or et 12 % de

germanium) qui ont été remplacés par de l'or pur pour deux raisons. Ce dernier est plus mou, rendant les dépôts plus fragiles mais affaiblissant les dommages mécaniques évoqués plus haut. Par ailleurs, nous allons voir que la résistance de l'électrode doit être faible par rapport à celle de l'échantillon. Nous avons mesuré la résistance carré,  $R_{\square}$ , d'un dépôt de l'alliage pour une épaisseur  $t = 2000 \text{ \AA}$ .  $R_{\square} \cong 1 \text{ \Omega}$ , soit une résistivité  $\rho_d \cong 8 \text{ \mu}\Omega\text{cm}$ . Sa variation en température est négligeable. Un dépôt d'or pur où  $t = 1000 \text{ \AA}$  donne  $R_{\square} \cong 0.2 \text{ \Omega}$ , soit  $\rho_d \cong 2 \text{ \mu}\Omega\text{cm}$  à température ambiante. D'après la Figure 3, jusqu'à 30 K,  $\rho$  est au minimum égale à 0.4 fois sa valeur à l'ambiante. Or, nous avons mesuré que la résistance du dépôt décroît d'un facteur 2,5 entre l'ambiante et 40 K. Les conditions restent donc approximativement les mêmes sur toute la gamme de température étudiée avec des contacts en or pur.

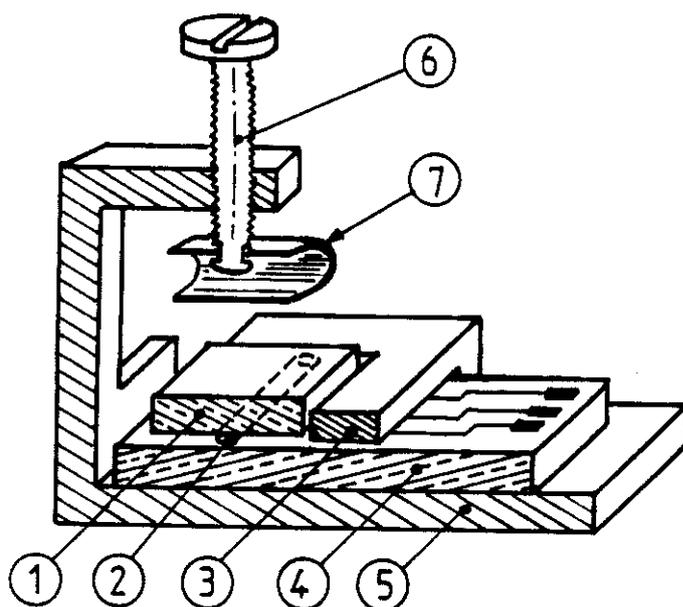


Figure 1 : Schéma du montage

L'échantillon (2) est posé sur une plaquette de saphir (4), sur laquelle les motifs représentant les contacts ont été préalablement évaporés. La 2ème lamelle de saphir (1) va servir au serrage. Elle est coincée dans une pièce de laiton (3) solidaire du support (5) et dont l'échancrure correspond à ses dimensions pour éviter qu'elle ne bouge au moment du serrage. La pression est assurée par rotation de la vis (6) dans le support en cuivre (5). Elle fait ainsi descendre le cylindre en bronze-béryllium (7) qui sert à amortir la pression et à la maintenir à basse température. Ce cylindre est accroché à la vis de manière à tourner librement par rapport à elle.

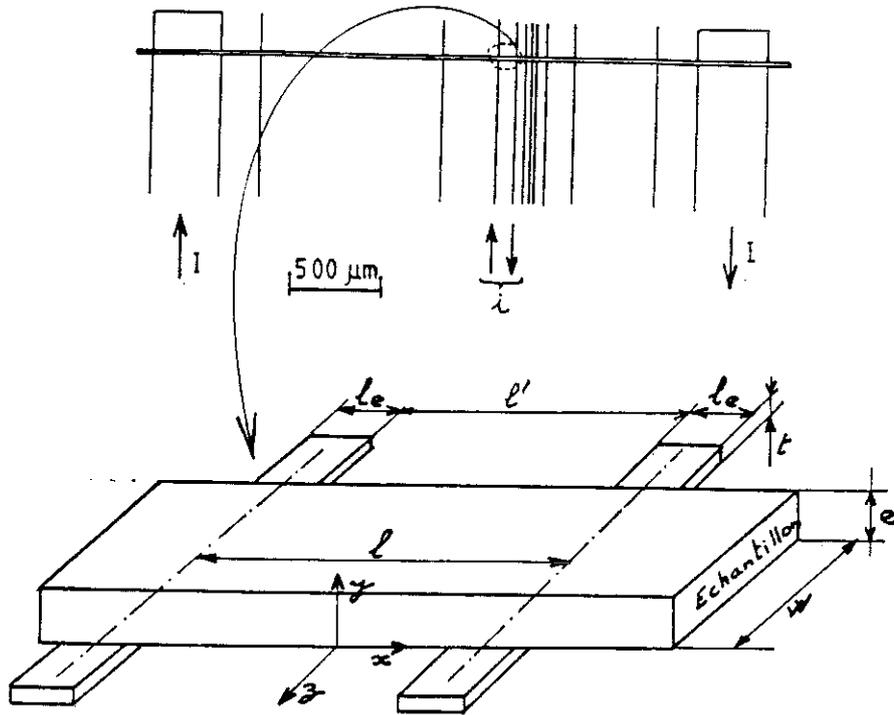


Figure 2a : Géométrie des contacts et de l'échantillon.

Echantillon  $\left\{ \begin{array}{l} w : \text{largeur} \quad (\text{axe } \vec{z} \text{ de la structure}) \\ e : \text{épaisseur} \quad (\text{axe } \vec{y} \text{ de la structure}) \end{array} \right.$   
 Electrodes  $\left\{ \begin{array}{l} \ell_e : \text{largeur} \\ t : \text{épaisseur} \\ \ell' : \text{distance interélectrodes} \\ \ell = \ell' + \ell_e : \text{distance entre le milieu des électrodes} \end{array} \right.$

A la précision du dépôt près,  $\ell_e$  et  $t$  sont identiques dans un motif donné. L'origine du repère est pris au milieu entre les deux électrodes d'injection du courant et à la surface de contact. L'échantillon est situé suivant  $y$  entre 0 et  $+e$ .

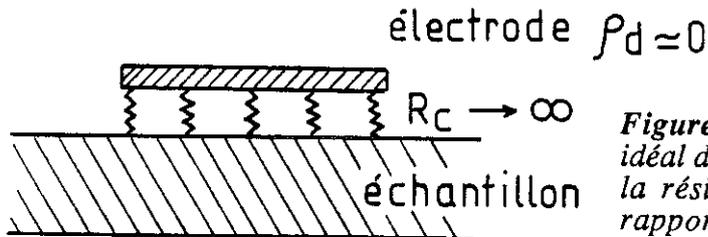


Figure 2b : Représentation d'un contact idéal dans le contexte de nos expériences : la résistivité du dépôt  $\rho_d$  est nulle par rapport à celle de l'échantillon et la résistance de contact entre les deux est infinie.

Le schéma de la Figure 2 montre la géométrie de l'échantillon et des électrodes.  $e$ ,  $w$ ,  $s$  sont respectivement l'épaisseur (axe  $\vec{a}$  de la structure cristalline), la largeur (axe  $\vec{c}$ ) et la section transverse  $s = ew$  des cristaux mesurés. A cause de l'anisotropie de conductivité, l'équation de Poisson s'écrit :

$$\sigma_{xx} \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \sigma_{yy} \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \sigma_{zz} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

Elle peut être remplacée par la formule usuelle  $\Delta V = 0$  en utilisant les coordonnées réduites  $a$  et  $b$ . Soit  $\alpha_{yx}$  ( $\alpha_{zx}$ ) l'anisotropie de conductivité suivant  $y$  ( $z$ ) par rapport à l'axe des chaînes

$$a = e\sqrt{\alpha_{yx}}$$

$$b = w\sqrt{\alpha_{zx}}$$

où  $\alpha = \alpha_{yx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{yy}}$  et  $\alpha_{zx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{zz}}$ . Si  $\alpha$ ,  $\alpha_{zx}$  et la résistivité  $\rho = \frac{1}{\sigma_{xx}}$  suivant l'axe  $\vec{b}$  sont connus, le potentiel interne créé par un courant est théoriquement connu en chaque point. Pour interpréter les résultats obtenus, il nous faut avoir accès aux grandeurs électriques associées à un courant imposé. Ce problème est délicat car, pour s'affranchir des résistances de contact, il faut des mesures à 4 fils, deux pour les électrodes de courant, deux pour celles de tension. L'utilisation de modèles bidimensionnels stricts pour le calcul du champ interne nécessite que les électrodes d'injection soient pratiquement équipotentielles dans la direction  $z$ . Pour mener à son terme le calcul par la technique de la transformation conforme dans le plan complexe, nous devons supposer que le courant est uniformément réparti à la surface des injections, c'est-à-dire que celles-ci soient résistives. Le contact idéal est représenté Figure 2b. La résistance de l'électrode est nulle. Celle de contact entre l'échantillon et le dépôt infinie. Les conditions de validité de ces deux hypothèses vont être discutées dans le paragraphe suivant en distinguant NbSe<sub>3</sub> (semi-métallique à basse température) et TaS<sub>3</sub> (semiconducteur).

## II - QUALITE DES CONTACTS

### 1 - $NbSe_3$

La résistivité de  $NbSe_3$  à température ambiante est obtenue, la résistance étant connue, en mesurant ses dimensions transverses au microscope électronique. Nous avons constaté qu'elle variait beaucoup d'un bain à l'autre : de  $150 \mu\Omega\text{cm}$  à  $300 \mu\Omega\text{cm}$ . L'origine de tels écarts n'est pas comprise. La valeur correspondant aux échantillons étudiés par la suite est de l'ordre de  $200 \mu\Omega\text{cm}$ . Sa variation de  $\rho$  ainsi que l'anisotropie dans le plan de Van der Waals,  $\sigma_{zx}$ , d'après [23], sont reproduites Figure 3. Pour s'affranchir de la direction z, il faut que la chute de potentiel dans l'électrode soit négligeable par rapport à celle de l'échantillon à travers  $\ell_e$ , soit :

$$\frac{\rho \ell_e}{wxe} / \frac{w\rho d}{\ell_{et}} \gg 1 \quad (4)$$

Le rapport  $\frac{\rho d}{t}$  doit donc être minimisé, d'où l'avantage de l'or pur. Avec  $\frac{\rho d}{t} \sim 0.2 \Omega$  et  $\frac{\rho}{e} \cong 1 \Omega$ , (4) s'écrit :

$$w \ll 2\ell_e \quad (4')$$

Si cette condition n'est pas satisfaite, le courant n'aura pas une densité homogène, les lignes seront plus concentrées près de la face où le courant est injecté. Cet effet sera d'autant plus marqué que les distances entre injection se rapprochent. Sur la Figure 4, nous avons reporté la variation relative de la résistance mesurée entre deux points lorsque cet effet existe.

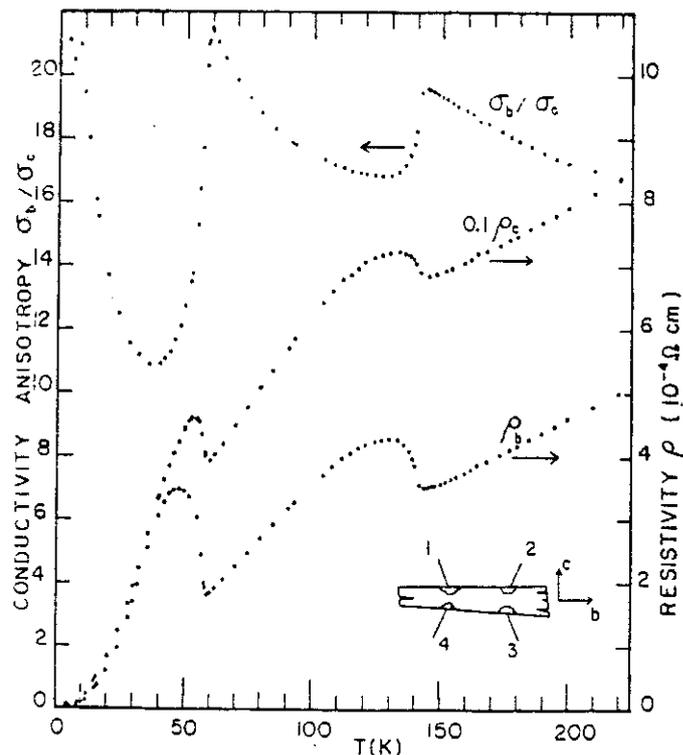
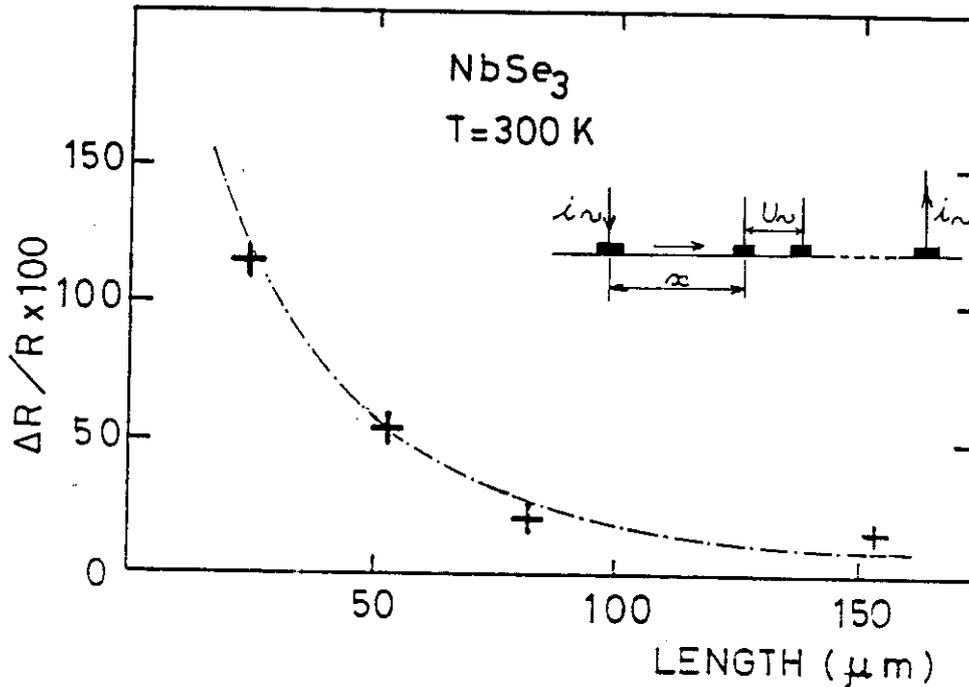
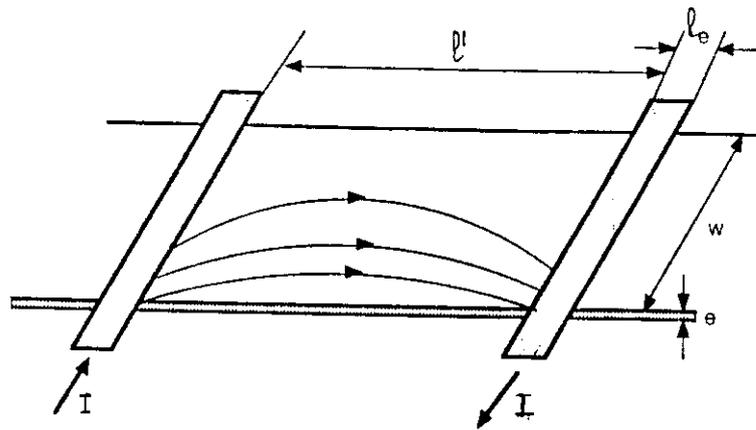


Figure 3 : Variation de l'anisotropie de conductivité  $\sigma_b/\sigma_c$  (dans le plan  $B-\zeta$ ), de la résistivité transverse  $\rho_c$  et de la résistivité longitudinale  $\rho_b$  de  $NbSe_3$  d'après [23].



**Figure 4**  
 4a : Représentation qualitative des lignes de champ lorsque la condition (4) n'est pas réalisée. Elles ne se répartissent pas dans l'électrode avant d'entrer dans l'échantillon. Elles sont donc plus concentrées d'un côté où le courant est injecté.  
 4b : Les points de la figure 4b représentent l'écart à la résistance homogène lorsque l'une des injections est fixée à l'infini (1 mm) en fonction de la distance d'éloignement de la 2ème par rapport aux bornes de tension (la ligne est simplement un guide). Ils ont été obtenus sur un échantillon de NbSe<sub>3</sub> avec  $R_c \equiv 0$ ,  $\ell_e = 4 \mu\text{m}$ . La largeur de l'échantillon  $w$  est égale à  $90 \mu\text{m}$ . C'est très supérieur à  $2\ell_e = 8 \mu\text{m}$ . La distance entre les 2 bornes de tension est de  $30 \mu\text{m}$ .

La relation (4) a été établie dans le cas où le contact est parfaitement métallique, c'est-à-dire avec une résistance de contact  $R_c$  nulle. Dans la réalité, ceci est rarement vrai. Fournel et Sorbier ont reporté des mesures d'effet tunnel où ils utilisaient comme isolant la couche naturelle d'oxyde [38].  $R_c$  peut varier de quelques dizaines d'ohms à moins d'un ohm. Nous n'avons pas approfondi cet aspect de façon à maîtriser parfaitement ce paramètre. Il semble varier principalement, là encore, d'un bain à l'autre. L'existence de  $R_c \neq 0$  a pour première conséquence de rendre la condition (4) moins restrictive.

Dans les expériences qui suivent, où les échantillons ont fréquemment une largeur de l'ordre de 10  $\mu\text{m}$ , la largeur des contacts sera toujours prise supérieure ou égale à 8  $\mu\text{m}$ .

On peut définir deux types de contact d'électrode : métallique ou résistif. Dans le premier cas, la résistance de contact est nulle,  $R_c = 0$  et si l'électrode joue le rôle de sonde de tension, elle va dévier les lignes de courant qui circulent dans l'échantillon. La longueur caractéristique est  $a = e\sqrt{\alpha}$  ;  $\frac{a}{2}$  est la distance nécessaire pour qu'elle prenne en relai la presque totalité du courant d'un côté et la même distance est utilisée de l'autre côté pour réinjecter le courant dans l'échantillon (cf. Fig. 5a). Une région à champ nul est créée sous l'électrode. Son étendue est limitée par la largeur de l'électrode près de la surface de contact et se réduit jusqu'à  $\ell_e - a$  en se dirigeant vers la face opposée. Cette zone traversera l'échantillon si  $\ell_e > a$ .

En envoyant le courant  $I$  par des électrodes éloignées et se servant de deux électrodes de tension de type "métallique", la résistance interélectrodes  $R_0$  définie comme  $\frac{V}{I}$  vaut :

$$\begin{cases} R_0 = \frac{\rho}{s} (\ell' + a) & \text{si } \ell_e > a \\ R_0 = \frac{\rho}{s} (\ell' + \ell_e) = \frac{\rho \ell}{s} & \text{si } \ell_e < a \end{cases}$$

Au contraire, une sonde de tension résistive déviara très peu les lignes de courant (fig. 5b). C'est l'autre limite, où  $R_c$  peut être considéré comme infini.  $R_c \neq 0$ , le transfert de courant de l'échantillon vers l'électrode, dans l'hypothèse où il est mince ( $a \cong 0$ ), décroît exponentiellement avec une longueur caractéristique. Cette longueur est donnée par :

$$\left[ \frac{R_c \ell_e w}{\rho} \times a \right]^{1/2},$$

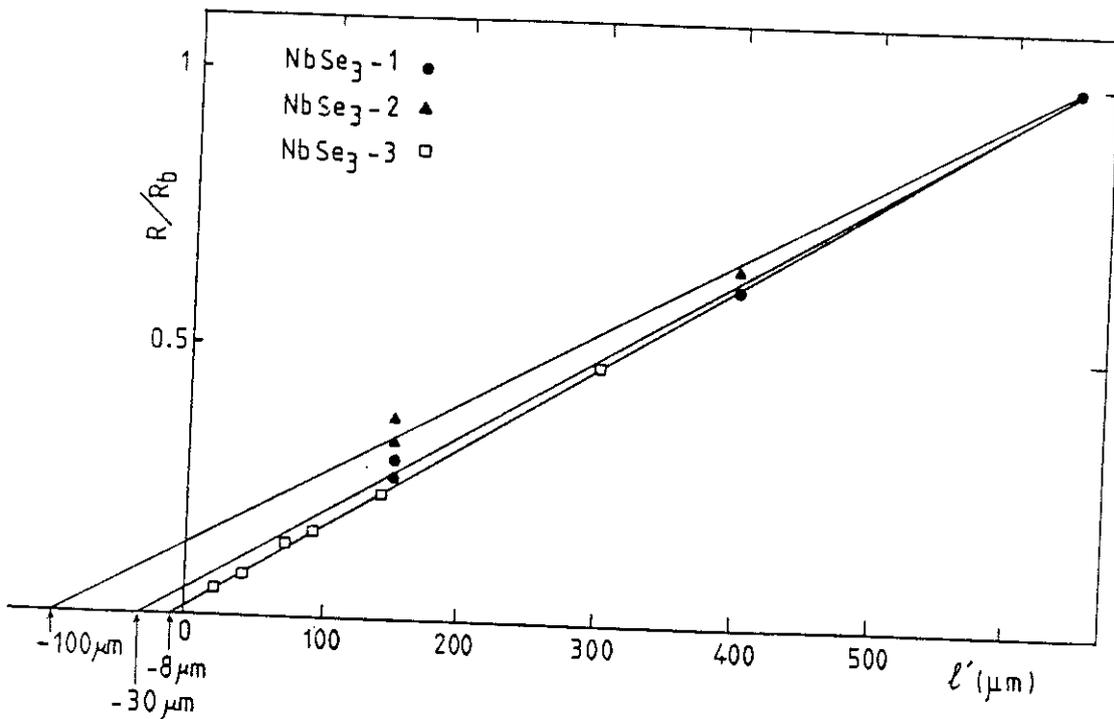
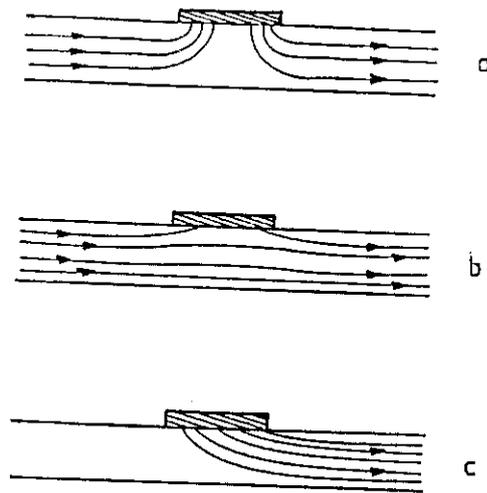


Figure 5 : Déformation des lignes de courant due à la présence d'une sonde de tension métallique (a), résistive (b). Pour comparaison, la figure 5c représente les lignes de courant lorsqu'elle joue le rôle d'injection.

5d : Variation de la résistance, normalisée à sa valeur à  $650 \mu\text{m}$  en fonction de la distance interélectrode. Chaque courbe est obtenue avec un motif donné, soit une largeur de contact  $l_e$  constante. Ce sont toutes des droites qui ne passent pas à l'origine mais au point  $(-\Delta l, 0)$ . Les échantillons ont une épaisseur effective de l'ordre de  $10$  à  $20 \mu\text{m}$ . Les échantillons 1 et 2 ont été mesurés avec des contacts de  $100 \mu\text{m}$ .  $\Delta l$  varie en fonction de  $R_c$  mais sa valeur maximum est de  $100 \mu\text{m} = l_e$ . Pour le dernier,  $l_e = 8 \mu\text{m} < a$ ,  $\Delta l = l_e$ .

d'où la condition pour qu'un contact soit considéré comme résistif :

$$\ell_e \ll \frac{R_c w a}{\rho} = L_c \quad (5)$$

Avec  $w = 10 \mu\text{m}$ ,  $a \cong 10 \mu\text{m}$  et  $R_c$  de quelques ohms, elle sera en général vérifiée pour  $\ell_e$  inférieur à  $50 \mu\text{m}$ .

La situation expérimentale est un mélange des 2 cas. Ni  $R_c$ , ni  $a$  ne sont nuls. La résistance mesurée au sens  $\left(\frac{V}{I}\right)$  décrit ci-dessus sera :

$$R_o = \frac{\rho}{s} (\ell' + \Delta\ell)$$

$$\Delta\ell \cong \sup(a, L_c) \quad (6)$$

$$\text{si } \Delta\ell \gg \ell_e \text{ alors } \Delta\ell = \ell_e$$

$\Delta\ell$  ne dépend pas de  $\ell$  si la distance intercontact est grande devant  $a$ . Les courbes  $R(\ell)$  dans ce cas sont des droites qui ne passent pas par l'origine mais au point  $(-\Delta\ell, 0)$ . La figure 5d nous montre quelques exemples obtenus dans  $\text{NbSe}_3$  d'épaisseur de 1 à  $2 \mu\text{m}$ . Nous verrons que l'on peut leur associer une épaisseur effective de l'ordre de  $15 \mu\text{m}$ . Avec des contacts de largeur de  $100 \mu\text{m}$ ,  $\ell_e \gg a$ ,  $\Delta\ell$  varie de  $a$  à  $\ell_e$  selon  $R_c$ .

## 2 - TaS<sub>3</sub>

Il est semiconducteur à basse température. Sa résistivité à l'ambiante est de  $420 \mu\Omega\text{cm}$  pour la structure orthorhombique et  $300 \mu\Omega\text{cm}$  dans le cas monoclinique. Peu de mesures ont été faites pour obtenir son anisotropie qui se situe autour de 300 dans  $\text{OTaS}_3$  [39,40]. La réalisation des deux hypothèses de calcul est beaucoup plus aisée pour ce matériau. Dans la condition (4), la résistivité de l'échantillon croît à basse température alors que  $\rho_d$ , celle du dépôt, décroît. D'autre part, nous avons constaté que la résistance de contact entre l'électrode et un semiconducteur ( $\text{TaS}_3$ ,  $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$  ...) suit une augmentation comparable à la résistance de l'échantillon elle-même. Les conditions (4) et (5), bidimensionnalité et contact résistif, seront toujours vérifiées dans  $\text{TaS}_3$ , sauf si la pression est trop forte, écrasant l'échantillon au contact.

### III - CALCUL DES PARAMETRES ELECTRIQUES DANS L'ECHANTILLON

Nous avons discuté dans le paragraphe précédent des perturbations introduites par une sonde de tension. Nous allons maintenant définir les paramètres électriques dans le cas où ces sondes sont utilisées comme injection de courant (cf. Figure 5c). Le calcul, détaillé en annexe, est mené à 2 dimensions par la méthode de la "transformation conforme" et dans l'hypothèse des contacts résistifs. Le courant injecté est uniforme à la surface de l'électrode. Il donne avec les coordonnées réduites représentées figure 6a ( $x \rightarrow x, y/\alpha \rightarrow y$ ) :

$$E(x,y) = E_0 \times \frac{a}{2\pi\ell_e} \left[ \text{Log} \left( \frac{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_1)} - 2\cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_1)}}{1 - e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_2)} - 2\cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_2)}} \right) - \text{Log} \left( \frac{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x+x_2)} - 2\cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x+x_2)}}{1 - e^{\frac{2\pi}{a}(x+x_1)} - 2\cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x+x_1)}} \right) \right], \quad (7)$$

$E_0$  est le champ homogène qui correspond au même courant  $I$ ,  $E_0 = \frac{\rho}{s} I$ .

L'origine est prise au milieu des 2 électrodes d'injection situées dans les intervalles  $[x_1, x_2]$  et  $[-x_1, -x_2]$  ;  $y = 0$  est à la surface de l'échantillon près des électrodes et  $y = a$  sur la face opposée. Comme le montre la figure 6b, le champ  $E(x, y=0)$  diverge près des électrodes en  $-x_1$  et  $x_1$  ;  $E/E_0 > 1$  dans la partie près de la surface  $y = 0$ ,  $E/E_0$  devient inférieur à 1 en s'éloignant vers  $y = a$ .

Une étude analogue [41] a été présentée par ailleurs, mais dans l'hypothèse des contacts métalliques ( $R_c = 0$ ). Le champ est alors nul sous toute la surface de l'électrode et la variation du potentiel présente une discontinuité  $x = x_1$ . Dans ce cas, le calcul peut être mené à son terme uniquement pour  $y = 0$  et avec un seul contact. La distance entre les électrodes est donc considérée comme infinie.

La résistance peut s'écrire :

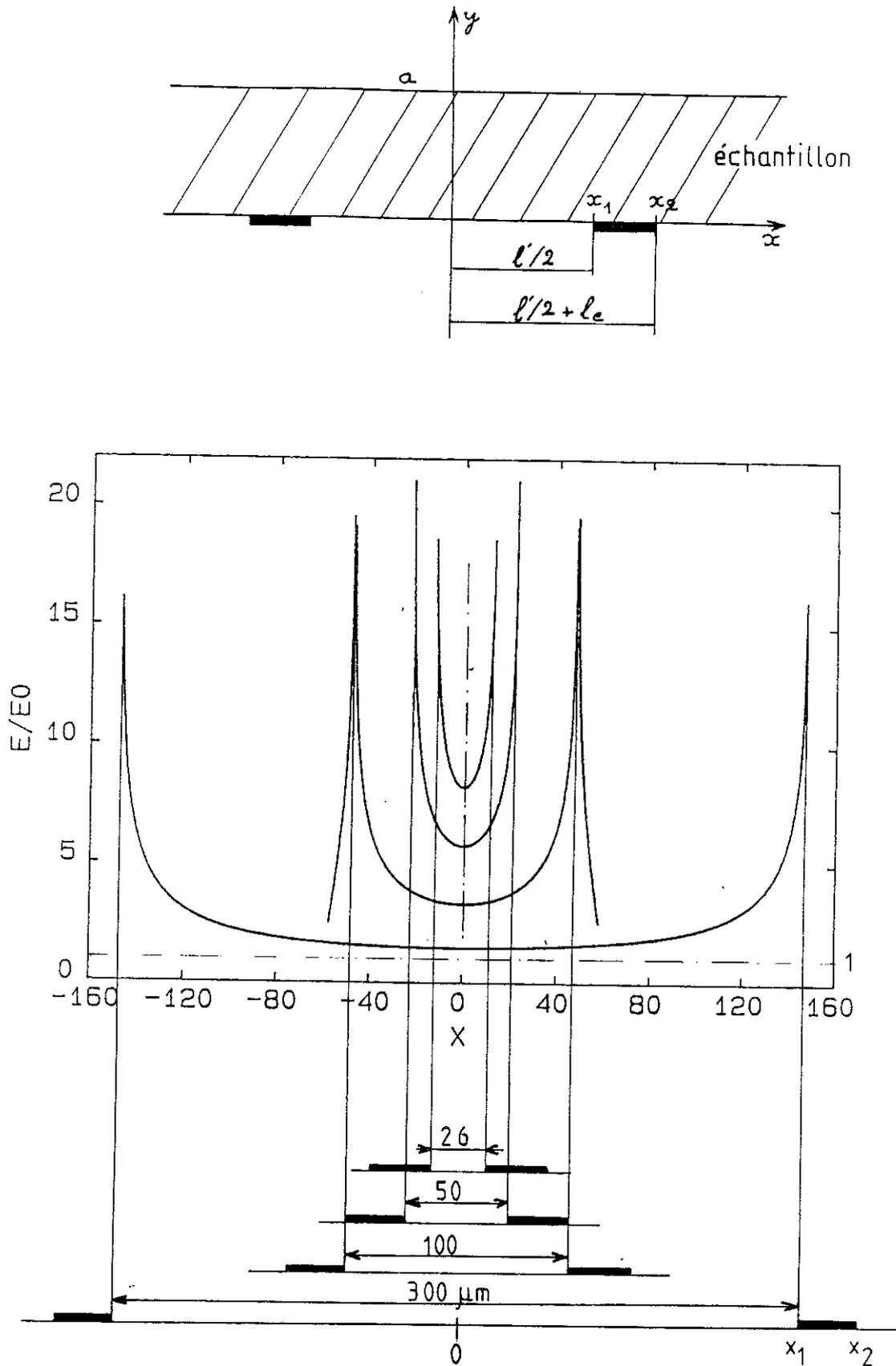
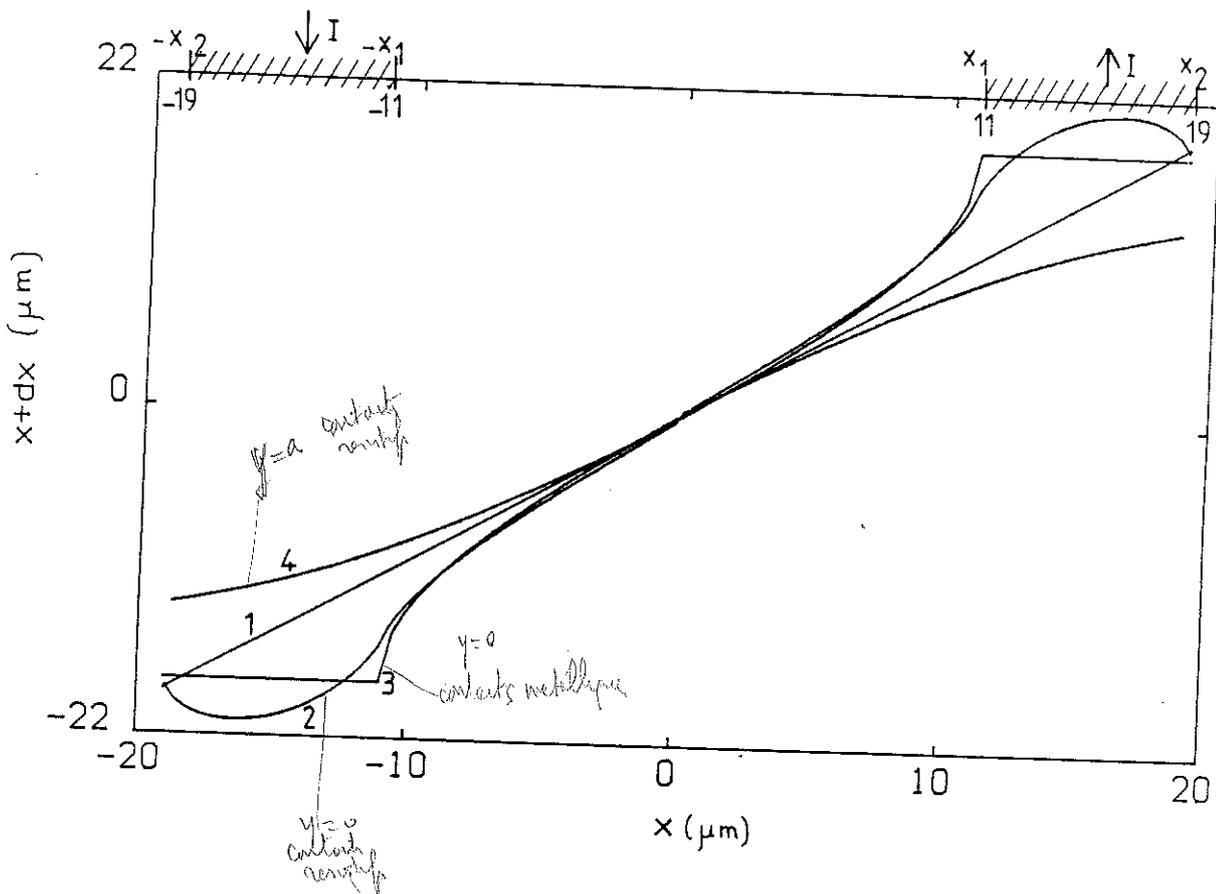


Figure 6a : Repère dans lequel la relation (7) a été établie.

Figure 6b : Variation du champ local à la surface  $y = 0$ , calculée à partir de (7) et normalisée au champ homogène  $E_0$ . L'épaisseur effective  $a$  est de  $300 \mu\text{m}$  et la largeur des contacts de  $25 \mu\text{m}$ . La longueur interélectrodes  $l' = 2x_1$  varie de  $26 \mu\text{m}$  à  $300 \mu\text{m}$  ; dans tous les cas  $l' \leq a$ , aussi  $E/E_0 \gg 1$ .



**Figure 7 :** Courbes de variation de  $V(x,y)$  en fonction de  $x$  et normalisées à  $E_0$ . Il s'exprime donc par une longueur. Les courbes 1, 2 et 3 représentent la variation de  $V/E_0$  à la surface  $y = 0$  correspondant respectivement au cas homogène, au calcul dans le cas d'injection par contacts résistifs, au calcul selon [41] pour des contacts métalliques. La courbe 4 est celle de  $V(x,y=a)/E_0$ ,  $E_0$  déduit de la relation (7). Les grandeurs sont exprimées en  $\mu\text{m}$ , l'épaisseur effective est  $a = 15 \mu\text{m}$ ,  $\ell_e = 8 \mu\text{m}$  et la distance interélectrode est de  $22 \mu\text{m}$ .

$$R_0 = \frac{\rho}{S} (\ell' + \Delta\ell)$$

où

$$\frac{\Delta\ell}{2} = \frac{2}{\pi} a \text{Ln} \left[ 2 / 1 - \exp\left(-\frac{\pi\ell_e}{a}\right) \right] \quad \alpha = \frac{\sqrt{\mu}}{\epsilon_1} \quad (8)$$

La grandeur caractéristique est  $a (=e\sqrt{\alpha})$ . Si  $\ell_e \gg a$ , alors  $\Delta\ell$  tend vers  $a$ . L'avantage de notre méthode, qui est plus proche de la réalité comme le montre l'existence de  $R_c \neq 0$ , est qu'elle nous permet de calculer les paramètres physiques en tout point de l'échantillon et en tenant compte des deux électrodes. Ce dernier point est essentiel lorsque  $\ell'$  devient de même ordre ou inférieur à  $a$ . Les perturbations autour de chaque injection interfèrent et le calcul à un seul contact n'est plus valable.

D'une manière générale, le potentiel  $V(x,y)$  peut s'exprimer sous la forme :

$$V(x,y) = [x + \delta(x,y)] E_0 \quad (9)$$

$E_0 x$  est le potentiel homogène correspondant au même courant et  $E_0 \delta(x,y)$  à l'écart par rapport à celui-ci. La figure 7 compare sa variation normalisée à  $E_0$  dans 4 situations différentes : à la surface  $y = 0$  déduite de la relation (7) par intégration numérique et d'après [45], dans le cas homogène et enfin celle déduite de (7) à la surface  $y = a$ .

#### IV - MESURE DE L'ANISOTROPIE

Avant d'utiliser ce calcul pour l'étude du mouvement de l'onde, nous allons l'appliquer à la mesure de l'anisotropie  $\alpha$ . Pour cela, nous utiliserons une configuration à 4 électrodes. Les 2 électrodes d'injection sont situées en 1 et 4,  $\ell'$  est la distance entre les sondes de tension 2 et 3 (cf. encart de la figure 8). La résistance mesurée en 4 fils est alors donnée par la chute de potentiel, à la surface  $y = 0$  entre les points 2 et 3, divisée par le courant :

$$R_0 = [V(x_2,0) - V(x_3,0)] / I \quad (10)$$

Soit  $r$  le rapport de cette résistance avec celle obtenue avec des électrodes d'injection à l'infini.

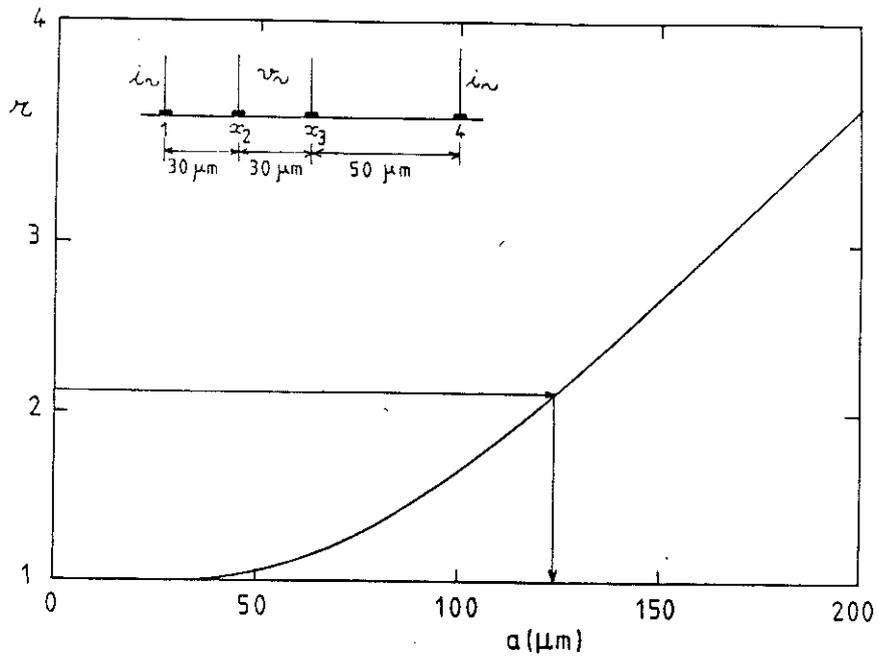


Figure 8 : Variation théorique de l'écart relatif de la résistance en fonction de l'épaisseur effective  $a = e\sqrt{\alpha}$ . L'encart montre la configuration expérimentale : les électrodes d'injection sont situées en 1 et 4 et celle de tension en 2 et 3. Les longueurs, exprimées en  $\mu\text{m}$ , sont prises entre les milieux des contacts de largeur  $\ell_e = 8 \mu\text{m}$ . Le rapport  $r$  est calculé par intégration numérique à partir des relations (10) et (11), pour les paramètres géométriques de l'expérience. La seule variable est ici l'épaisseur effective  $a$ .

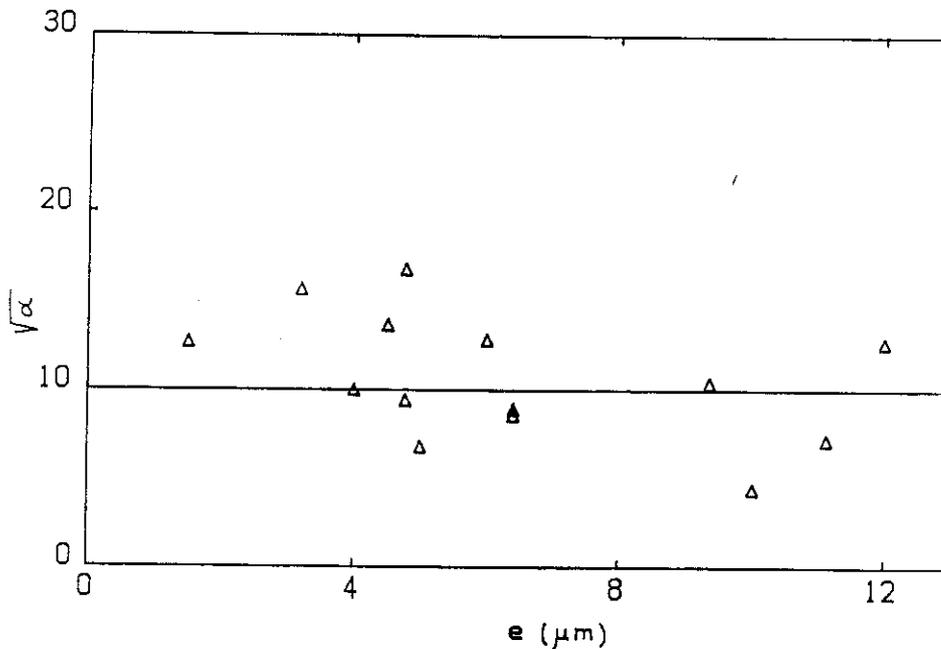


Figure 9 : Valeur de la racine de l'anisotropie obtenue par la méthode développée dans le texte sur  $\text{NbSe}_3$  en fonction de l'épaisseur réelle de l'échantillon. La valeur moyenne donne une anisotropie de l'ordre de 100 à température ambiante.

$$r = \frac{R_0}{x_3 - x_2} \times \frac{L}{R(L)}, L \rightarrow \infty \quad (11)$$

$r$  dépend de la position relative des électrodes et de leur dimension. Comme pour les inhomogénéités dans la largeur de l'échantillon (discutées au paragraphe II) ; ce rapport va croître lorsque les distances d'injection vont se rapprocher. Les courbes de  $r$  en fonction de cette longueur seront similaires à celles de la figure 4 (mais la loi de variation ne sera pas la même). Par contre, pour une configuration donnée, ce rapport ne dépendra que de l'épaisseur effective  $a$ . Ce type de variation est reporté figure 8. Connaissant l'épaisseur réelle  $e$ , la mesure expérimentale de  $r$  permet à l'aide de cette courbe de déduire  $a$  puis  $\alpha$  qui est l'anisotropie cherchée.

Pour appliquer cette méthode, il est nécessaire que les deux conditions (4) et (5) soient soigneusement respectées : pas d'inhomogénéité de courant suivant la largeur des échantillons car elle amplifie le rapport  $r$  et des contacts résistifs, en particulier pour les sondes de tension afin qu'elles ne perturbent pas les lignes de courant. La résistance ainsi mesurée est celle du segment délimité par  $x_2$  et  $x_3$  situés respectivement au milieu des électrodes 2 et 3.

Une configuration de mesure est choisie et la courbe  $r(a)$  qui lui est associée calculée. Pour chaque échantillon, sa résistance homogène est obtenue avec des distances d'injection éloignées de 1,5 mm de chaque côté des tensions. L'épaisseur  $e$  est mesurée au microscope électronique avec une précision de 0,5  $\mu\text{m}$ . Nous avons testé cette méthode sur un échantillon de  $\text{Tl}_2\text{Mo}_6\text{S}_8$  aux dimensions comparables, dont l'anisotropie était connue. Nous avons trouvé 1000, qui est un résultat comparable à ceux des mesures rapportées par ailleurs [42,43]. Cette technique a plutôt tendance à majorer  $\alpha$ .

La valeur de  $\alpha$  dans  $\text{NbSe}_3$  est déduite des résultats collectés sur une vingtaine d'échantillon dont  $e$  varie de 1.5  $\mu\text{m}$  à 12  $\mu\text{m}$  et, à température ambiante,  $\sqrt{\alpha}$  est compris entre 7.5 et 12. La courbe 9 rapporte la dispersion des points en fonction de l'épaisseur réelle. La valeur moyenne pour  $\alpha$  est de 100. L'anisotropie dans le plan perpendiculaire à l'axe des chaînes est de l'ordre de 3 à 4. Les mesures des oscillations de Schubnikov-de Haas [44] avaient déjà montré une structure anisotrope dans ce plan avec un rapport de 3 dans les masses effectives cyclotron.

Dans  $\text{TaS}_3$ , nous n'avons pas fait d'études systématiques mais les mesures préliminaires donne une anisotropie de l'ordre de 300 à 1000. En fait, il faut distinguer les 2 structures. Les cristaux monocliniques ont une forme similaire à  $\text{NbSe}_3$  et les directions

$\ell_e$	$\ell'/2$	$\ell/2$	$x'$	$x''$	$V(x',0)/E_0$	$\frac{V(x'',0)}{E_0}$	$\frac{V(x_1,0)}{E_0}$ [41]
8 $\mu\text{m}$	11	15	16.2	12.32	21	18	18.6
	20.5	24.5	25.7	22	30.3	27.8	28.1
	41.5	45.5	51.7	48.5	56.3	54.5	49
25 $\mu\text{m}$	13	25.5	34.5	14.7	27.7	17	19.7
4 $\mu\text{m}$	14	16	15	14.68	27.5	26.8	25.8

*Tableau 1 : Détermination numérique en  $y = 0$  des positions favorables au plan de fracture de la cohérence de vitesse de la phase perpendiculaire à la direction du mouvement. Toutes les distances sont données en  $\mu\text{m}$  dans le repère de la figure 6a. L'origine des potentiels est prise en  $x = y = 0$ . Ceux-ci sont normalisés au champ homogène et sont donc exprimés en longueur.  $\ell'$  est la distance interélectrodes et  $\ell = \ell' + \ell_e$ .  $x'$  est la position du maximum du potentiel,  $x''$  est celle du rapport du potentiel sur le potentiel homogène :  $(V(x,0)/E_0 x)_{\text{max}}$ .*

*Expérimentalement, le champ critique est déduit par la mesure de la résistance. Les sondes de tension étant ici résistives, elles correspondent donc à la distance entre les milieux des contacts. Les quantités des colonnes  $x'$ ,  $x''$ ,  $V(x',0)/E_0$  et  $V(x'',0)/E_0$  doivent donc être comparées à  $\ell/2$  qui correspond au cas électriquement uniforme.*

*Les prévisions déduites des calculs de Nad ont été ajoutées dans la dernière colonne.  $R_c = 0$ , les 2 points  $x'$  et  $x''$  sont confondus en  $x_1 = \ell'/2$ .*

sont définies sans ambiguïté, ce qui n'est pas le cas dans la structure orthorhombique où leur section a tendance à être carrée, ce qui ne permet pas une orientation systématique du cristal.

## V - INHOMOGENEITE ELECTRIQUE DANS L'ECHANTILLON

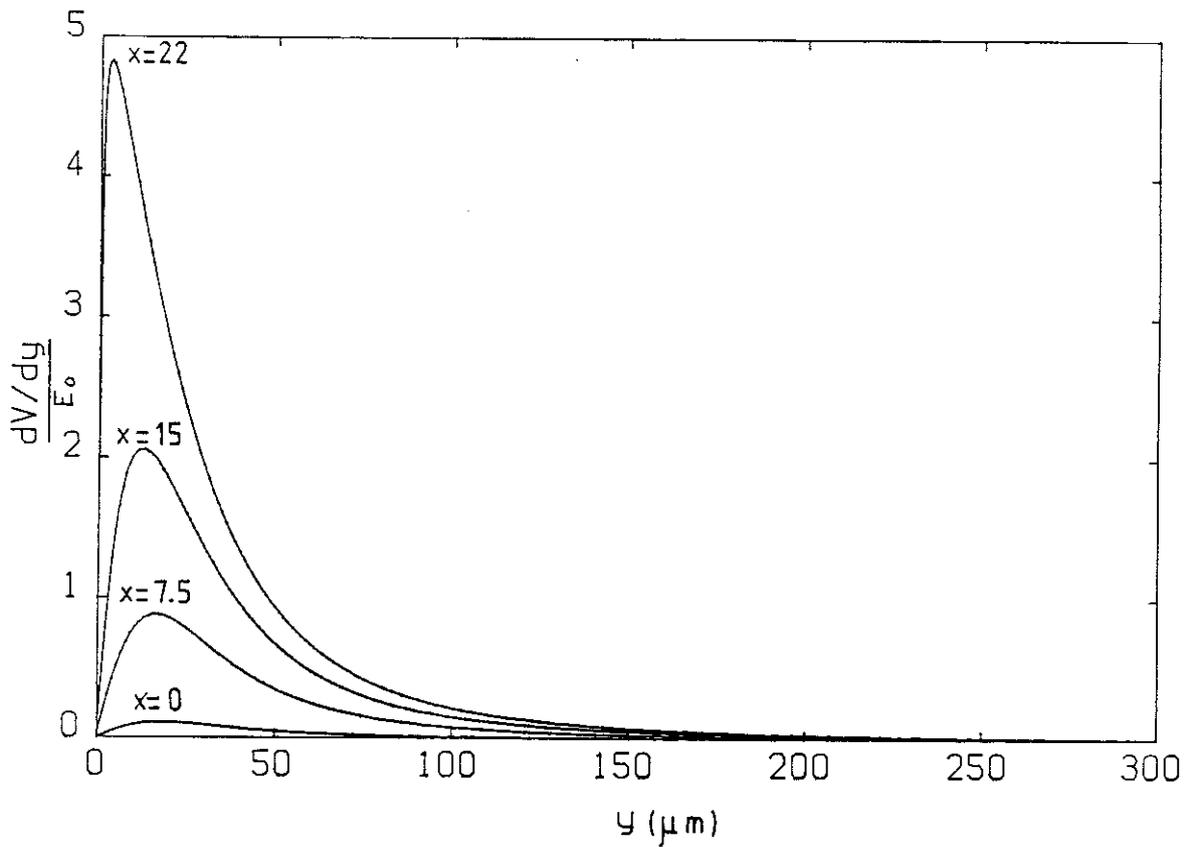
Le problème qui va nous intéresser par la suite est de connaître les endroits qui, sous l'action des inhomogénéités du champ, sont les plus favorables pour casser la cohérence du mouvement de la phase de l'ODC, soit perpendiculairement, soit parallèlement à l'axe des chaînes.

Considérons en premier lieu le cas d'inhomogénéité le long de l'axe des chaînes. La fracture se fera près des électrodes. Nous allons chercher à connaître sa position exacte. D'après les relations (1), si le dépiégeage a lieu entre  $x$  et  $-x$  situés à la même côte,

$$E_T(2x) = E_p \left(1 + \frac{\ell_0}{2x}\right),$$

la chute de potentiel est définie à un facteur 2 près par la relation (9). La solution va dépendre de la valeur relative de  $\ell_0$  et de la distance interélectrode  $\ell'$ . Les effets de bord ne sont sensibles qu'au champ local sous l'électrode. La figure 7 a montré que  $V(x,y)$  possède près de la surface un maximum qui sera donc la position la plus favorable à la fracture, lorsque ce sont eux qui dominent ( $\ell_0 \gg \ell'$ ). Par contre, si  $\ell' \gg \ell_0$ , cette position sera déterminée par le maximum du potentiel  $V(x,y)$  normalisé au potentiel homogène  $E_0x$  qui est situé plus près des bords  $x_1$  et  $-x_1$  de l'électrode. Le tableau 1 rapporte quelques valeurs des positions de ces deux points à la surface  $y = 0$  et de leur potentiel respectif. Des contacts larges, c'est-à-dire comparables ou supérieurs à la distance inter-électrodes, donnent une grande indétermination sur les points de fracture et sur le potentiel correspondant. Mais ils ne peuvent être inférieurs à  $a/2$ . Les inhomogénéités qu'ils génèrent deviennent trop importantes. Une largeur de  $8 \mu\text{m}$  apparaît donc comme un bon compromis entre ces deux contraintes pour des mesures allant jusqu'à  $\ell' = 20 \mu\text{m}$ .

Ceci est vrai à la surface de l'échantillon mais, quand  $y$  croît,  $\delta(x,y)$  de la relation (9) diminue et devient négatif au-dessous de la ligne  $V/E_0x = 1$ . La variation du potentiel dans la direction  $y$  crée un champ  $E_y = -dV/dy$ .  $dV/dy$  est nul sur les deux faces  $y = 0$  et  $y = a$ . Entre ces deux valeurs, il va passer par un maximum comme le montre la figure



**Figure 10 :** Variation du champ  $E_y = -dV/dy$ , normalisée à  $E_0$  pour différentes positions  $x$  en fonction de la cote  $y$  dans l'échantillon.  $x$  désigne la distance du point par rapport au milieu (cf. repère 6a) exprimée en  $\mu\text{m}$ .  $y$  désigne l'ordonnée dans le repère réduit  $y = y_{\text{réel}} \times \sqrt{\alpha}$ . L'épaisseur effective est  $a = 300 \mu\text{m}$  et la largeur des contacts  $\ell_e = 25 \mu\text{m}$ . La distance intercontact est de  $45 \mu\text{m}$ . Le maximum est de plus en plus important quand  $x$  s'approche de l'électrode située en  $x_1 = 22.5$  ; il s'atténue vers le centre. Sa position désigne l'endroit le plus favorable au cisaillement du mouvement de l'ODC.

10. Celui-ci est de faible amplitude au centre. Il augmente en se rapprochant des électrodes. Sa variation est d'autant plus grande que le rapport  $\frac{\rho}{a}$  est petit.

On s'attend donc à ce que selon la densité des inhomogénéités l'un des deux phénomènes, effet de bord ou de cisaillement, l'emporte, entraînant des mécanismes de dépiégeage très différents.

## CONCLUSION

Nous avons présenté le dispositif utilisé dans une grande partie des expériences qui sont rapportées dans ce mémoire. Les contacts d'injection latérale ont une géométrie simple qui, moyennant quelques hypothèses, nous ont permis de calculer les paramètres électriques dans l'échantillon, du moins en ce qui concerne le transport ohmique.

Nous en avons déduit une méthode permettant de calculer l'anisotropie dans la direction où les dimensions naturelles des échantillons sont trop étroites pour appliquer celles de Montgomery. L'anisotropie de NbSe<sub>3</sub> perpendiculairement au plan de Van der Waals ainsi obtenue est de l'ordre de 100, soit une anisotropie de 3 à 4 dans le plan perpendiculaire aux chaînes.

Le calcul est mené à 2 dimensions et donc valable si les inhomogénéités suivant la direction z (profondeur de l'échantillon) sont négligeables. Cette condition définit une limite inférieure pour la largeur des contacts par rapport à la section de l'échantillon. La 2ème hypothèse est celle des contacts résistifs qui ne perturbent pas les lignes de courant lorsqu'ils sont utilisés en sonde de tension et envoient un courant uniforme sur toute leur surface lorsqu'ils jouent le rôle d'injection.

La grandeur caractéristique est l'épaisseur effective :  $a = e\sqrt{\alpha}$ . Elle détermine l'importance des inhomogénéités électriques dans le plan (x,y). Si la largeur des électrodes est supérieure à  $\frac{a}{2}$  et la distance inter-contacts supérieure à a, la perturbation est localisée autour de chacune d'elles ; l'écart maximum du potentiel par rapport à sa valeur homogène est de l'ordre de  $aE_0$ .

De cette étude (cf. Tableau 1), il découle que pour NbSe<sub>3</sub> des contacts de largeur  $\varphi_e \cong 8 \mu\text{m}$ , avec des échantillons de dimension transverse de l'ordre de  $1.5 \times 10 \mu\text{m}^2$ , soit  $a \cong 15 \mu\text{m}$ , sont un bon compromis pour étudier les effets de bord jusqu'à  $20 \mu\text{m}$

où ils dominant largement. Au-dessous de cette longueur, l'épaisseur  $e$  et  $\lambda_e$  doivent être réduites mais cela devient un autre problème et exige d'autres techniques comme ce qui a été mis en oeuvre dans TaS<sub>3</sub> [45].

Les inhomogénéités, quelle que soit leur direction (suivant la profondeur ou l'épaisseur), se traduisent par une augmentation de la "résistance" mesurée entre deux points lorsque les distances d'injection se rapprochent de ces points. Excepté les cas où nous chercherons à étudier leurs effets, les échantillons sélectionnés sont ceux où cette variation est négligeable, à moins de 1 % près. Ceci revient à vérifier non seulement que les inhomogénéités sont faibles, mais aussi que la section est uniforme sur toute la longueur.

Comme nous allons le montrer dans le chapitre suivant, les résultats obtenus dans de telles conditions sont complètement différents de ce qui est observé dans des échantillons de TaS<sub>3</sub> dont l'épaisseur effective est choisie égale à 300  $\mu\text{m}$ . Dans ce dernier composé, les conditions de bidimensionnalité et de contact résistif sont plus aisées à réaliser. L'étude des inhomogénéités, importantes dans ce cas, est plus fiable. L'existence d'un gradient de potentiel suivant  $y$ , qui présente un maximum à l'intérieur de l'échantillon, va aider au cisaillement du mouvement de l'onde.

# ANNEXE

## CHAMP ELECTRIQUE $E(x,y)$ AUTOUR D'UNE ELECTRODE A INJECTION RESISTIVE

Des hypothèses sont décrites dans le texte (par inhomogénéité dans la direction  $z$  et électrodes résistives). Nous allons utiliser les propriétés des transformations conformes pour mener ce calcul et nous placer dans le repère de coordonnées réduites représentées figure 6a où  $x \equiv x$  et  $y \equiv y\sqrt{\alpha}$ . Pour que les lignes de courant restent confinées à l'intérieur des 2 faces  $y = 0$  et  $y = a$  ( $a = y\sqrt{\alpha}$ ), l'espace  $z = x+iy$  est recouvert en répétant les électrodes-images tous les  $2a$  verticalement.

Soit la transformation :

$$Z = e^{\pi z/a} = e^{\pi x/a} e^{\pi i y/a} \quad (A1)$$

Elle a la périodicité  $2a$  et, en particulier dans le plan  $Z$ , toutes les électrodes  $[x_1, x_1 + \ell_e]$  de même abscisse viennent se replier sur la même image :

$$X_1 = e^{\pi x_1/a} \text{ et } y_1 = 1$$

$$X_2 = e^{\pi x_2/a} \text{ et } y_2 = 1$$

Les transformations conformes conservent les grandeurs électriques. Si  $X_1$  et  $X_2$  sont confondus en  $X_0$ , le potentiel complexe créé en  $Z$  autour de  $X_0$  est :

$$W = \text{Log}[Z - X_0]$$

$W$  regroupe la fonction potentiel,  $V = \text{Re}(W)$  et flux,  $Q = \text{Im}(W)$ . Pour une électrode résistive de largeur  $\ell_e = x_2 - x_1 \neq 0$ , le courant  $I$  se répartit uniformément et chaque élément  $dx_0$ , situé en  $x_0$  point courant de l'électrode, injecte la densité de courant :

$$dI = I \frac{dx_0}{\ell_e}$$

d'où le potentiel :

$$dV = A dx_0 \text{Log}|Z-X_0|$$

et en utilisant la relation A<sub>1</sub> :

$$dV = + A \text{Log} \left[ e^{\frac{2\pi x}{a}} \left( 1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_0)} \right) - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_0)} \right]$$

L'origine est située au milieu entre les 2 électrodes dans sa contribution.  $x_0$  est changé en  $-x_0$  et  $dI$  en  $-dI$ , d'où :

$$dV' = -A \text{Log} \left[ e^{\frac{\pi x}{a}} \left( 1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_0)} \right) - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_0)} \right]$$

Le potentiel total en  $(x,y)$  est donc :

$$V(x,y) = A \int_{x_1}^{x_2} dx_0 (dV + dV')$$

Le champ électrique  $E(x,y) = -\frac{\partial V}{\partial x}$  est calculable car  $x$  et  $x_0$  jouent le même rôle, éventuellement au signe près. On a à intégrer en  $x_0$  puis à dériver en  $x$ . On en déduit :

$$E(x,y) = -A \left\{ \text{Log} \frac{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_1)} - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_1)}}{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x-x_2)} - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x-x_2)}} \right. \\ \left. + \text{Log} \frac{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x+x_2)} - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x+x_2)}}{1 + e^{\frac{2\pi}{a}(x+x_1)} - 2 \cos \frac{\pi y}{a} e^{\frac{\pi}{a}(x+x_1)}} \right\} \quad (A2)$$

pour une distance intercontact qui tend vers l'infini, le champ en  $x = y = 0$  devient :

$$E(0,0) = A \times \frac{2\pi \ell_e}{a},$$

Cette situation correspond au cas uniforme où  $E_0 = \frac{\rho}{s} I$ , ceci permet de définir la constante A :

$$A = E_0 \frac{a}{2\pi\ell_e} = \frac{\rho a}{2\pi s\ell_e} I \quad (\text{A2bis})$$

Le potentiel local  $V(x,y)$  est déduit par intégration numérique.



## CHAPITRE II

### PROPRIETES DES CONTACTS DANS LE DEPIEGEAGE DE L'ODC



## INTRODUCTION

Le premier chapitre concernait uniquement la conduction ohmique dans l'état normal ( $T > T_p$ ) ou piégé ( $E < E_T$ ). L'objet de celui-ci est l'étude du dépiégeage. Comme nous l'avons noté, nous supposerons que les effets précurseurs ne modifient pas notablement la représentation des paramètres électriques à l'intérieur de l'échantillon construite précédemment et sur laquelle nous nous appuierons pour interpréter les résultats.

Dans le premier paragraphe, nous allons montrer que l'influence d'une sonde de tension sur la conduction par ODC peut être caractérisée par sa capacité ou non de "dévier" cette conduction. Cette propriété, à laquelle est associée une longueur  $\ell_c$ , est similaire à la distinction entre contacts résistif et métallique dans le transport normal ; mais ici le phénomène essentiel est l'existence de la rigidité de la phase sur des distances macroscopiques. La prise en relai de la conduction par une électrode est liée à l'existence d'une interface où le transport collectif des porteurs se transforme en transport individuel. Des mesures avec les électrodes qui perturbent le courant d'onde se caractérisent par la mise en évidence de la dépendance du champ seuil en fonction de la longueur. Mais il existe des électrodes qui n'ont aucun effet sur le mouvement de l'ODC, le champ seuil est alors identique quelle que soit la distance qui les sépare.

Dans le deuxième paragraphe, nous discuterons de l'origine de la dépendance en longueur en la comparant aux modèles existants. Puis, en appliquant en série deux courants d'intensité différente, nous montrerons que cette dépendance provient effectivement des effets de bord aux contacts.

Enfin, la dernière partie rapporte des expériences réalisées dans des conditions très inhomogènes dans la direction transverse et dans un échantillon de  $TaS_3$ . Le dépiégeage est dominé par la création d'un plan de cisaillement permettant un mouvement non uniforme dans cette direction.

Le dispositif utilisé découle de celui décrit précédemment. Le principe est de superposer au courant électrique  $I$  qui circule d'un bout à l'autre de l'échantillon un autre courant  $i$  uniquement sur une fraction de l'échantillon (Figure 1c).  $I$  et  $i$  sont débités par des sources de courant continu à masse flottantes et donc indépendantes. Par convention, nous appellerons  $L$  la longueur où circule  $I$ . Le cristal utilisé étant supposé homogène, la relation (4) (cf. Introduction) est vérifiée jusqu'à  $I \leq I_T$  ; les courants et les champs sont

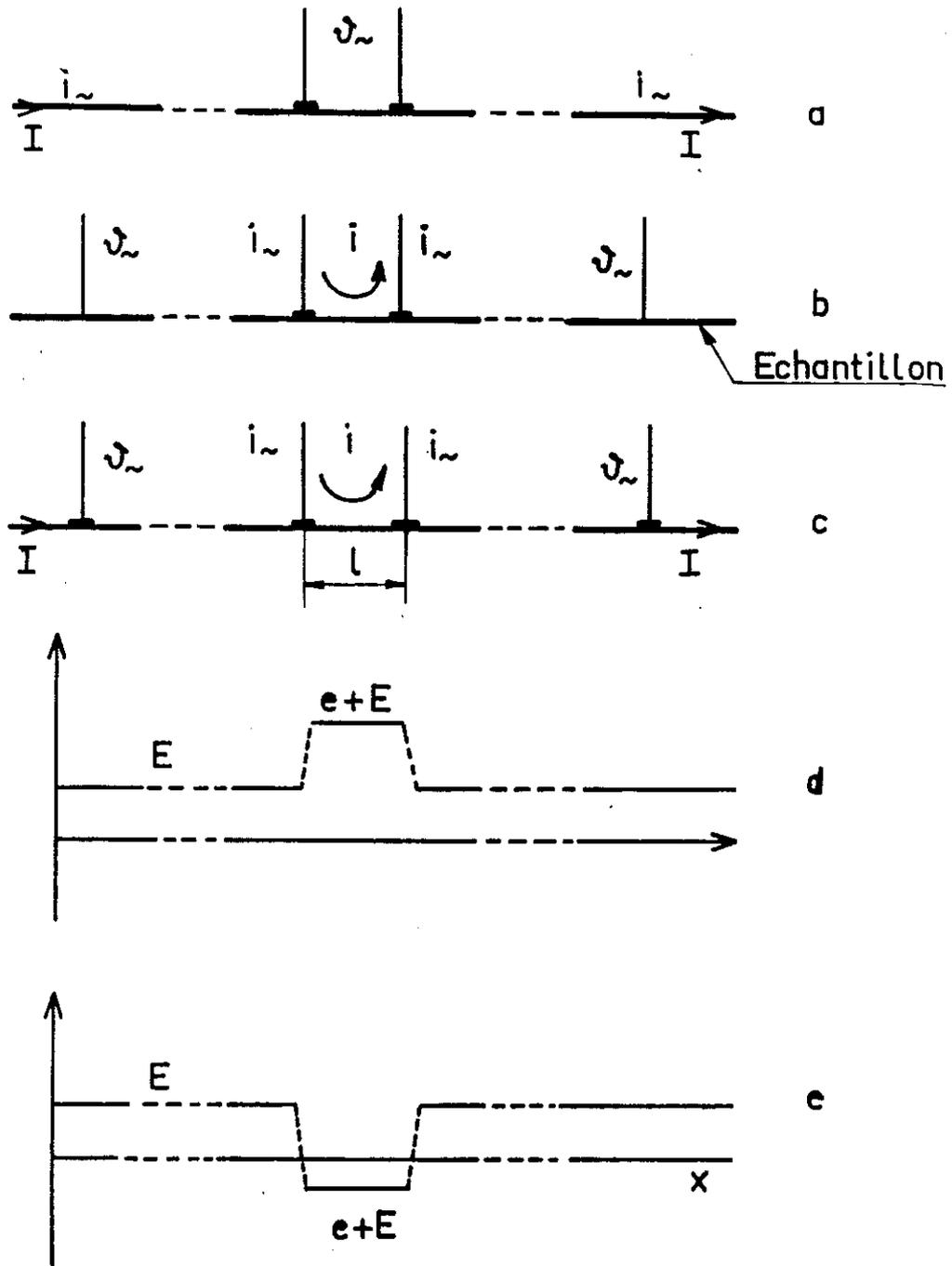


Figure 1a : Le courant d'intensité  $I$  circule d'un bout à l'autre de l'échantillon. La résistance différentielle est mesurée en 4 fils entre les bornes délimitant  $l$ .

1b : Seule la portion  $l$  est traversée par un courant  $i$ . Les bornes  $i_{\sim}$  et  $u_{\sim}$  du pont de mesure de  $dV/dI$  ont été inversées pour éviter un signal bruyant.

1c : Superposition des deux configurations précédentes.  $i$  et  $I$  sont, soit dans la même direction : 1d, soit opposés : 1e.

proportionnels.  $L$  est supérieure à 1 mm, la dépendance en longueur du champ seuil est négligeable et

$$E_T(L) = E_p \quad \text{ou, en utilisant les courants,} \quad I_T(L) = I_p \quad (12)$$

$\ell$  est la longueur où circule  $i$ . Elle est incluse dans  $L$  et inférieure à 200  $\mu\text{m}$  :

$$e_T(\ell) = E_p + e_o(\ell) = E_p \left(1 + \frac{\ell}{\ell_o}\right), \quad i_T(\ell) = I_p + i_o(\ell) \quad (13)$$

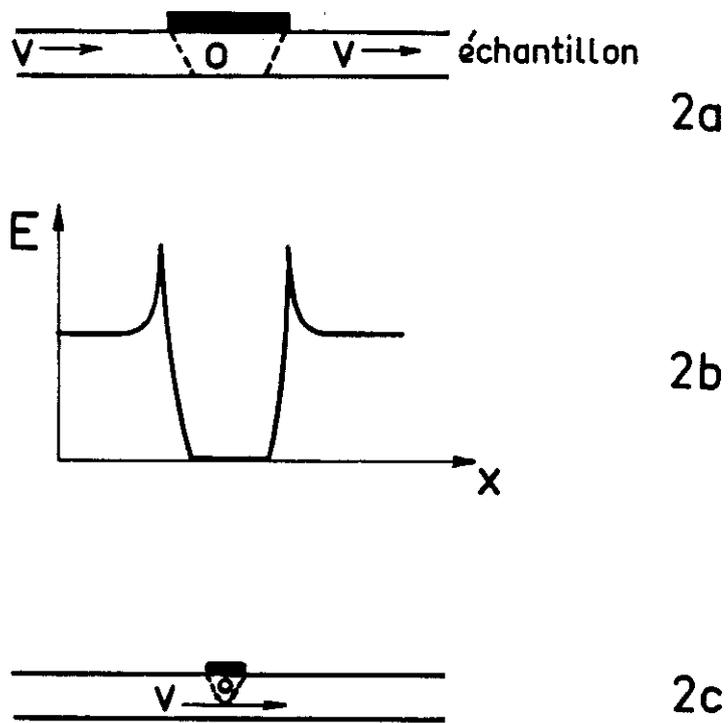
Les distances  $\ell$  et  $L$  sont prises entre les milieux des contacts. Les 3 configurations de la figure 1 seront successivement utilisées.

Dans la première, la résistance différentielle,  $dV/dI$  est mesuré indépendamment en 4 fils, la tension  $u_{\perp}$  est prise entre les bornes de la longueur  $\ell$  considérée et les fils d'injection  $i_{\perp}$  sont confondus avec  $I$ . La superposition d'un courant continu avec les bornes de tension  $u_{\perp}$  du pont 4 fils 33 Hz induit un énorme bruit qui s'amplifie avec la résistance de contact. Lorsque  $i$  n'est plus nul [Figures 1b et 1c], nous avons inversé les bornes  $i_{\perp}$  et  $u_{\perp}$  tout en vérifiant que les résultats restent inchangés. La configuration 1c est utilisée à partir du paragraphe II. Les figures 1d et 1e donnent une représentation du champ électrique le long de  $x$  selon le sens de  $i$  par rapport à  $I$ .

Dans les deux premières parties, centrées sur les effets de bord transverses, les échantillons sont choisis pour minimiser les inhomogénéités électriques, soit des cristaux de  $\text{NbSe}_3$  dont la section est typiquement de l'ordre de 1-2  $\mu\text{m}$  x 10-20  $\mu\text{m}$ . La largeur  $\ell_e$  des contacts varie d'un montage à l'autre de 8 à 100  $\mu\text{m}$ . Les mesures sont réalisées entre 35 et 50 K.  $E_p$  est autour de son minimum et  $V_o$  bien développé.

## **I - DEFINITION DE LA QUALITE DES CONTACTS LARGEUR CARACTERISTIQUE**

Les premières mesures d'effets de longueur ont été réalisées avec des contacts à laque d'argent de dimension rarement inférieure à 100  $\mu\text{m}$  et jusqu'à des longueurs du même ordre [1]. Le courant  $I$  est envoyé d'un bout à l'autre de l'échantillon (Figure 1a). Les courbes de  $dV/dI$  montre que le champ critique mesuré est une fonction de la longueur. Pour affiner nos mesures et établir la loi de cette variation, nous avons entrepris d'utiliser le système des contacts à injection latérale en réduisant la distance intercontact  $\ell'$



**Figure 2 :** Représentation de la vitesse sous une électrode. Celle-ci crée une région à champ nul sous l'électrode [2b]. Si  $\ell_e > \ell_c$ , elle impose une vitesse nulle dans cette zone [2a]. Si  $\ell_e < \ell_c$ , elle n'a pas d'effet sur le mouvement de l'ODC [2c].

et la largeur de ces contacts  $\ell_e$ . Les résultats devenaient de plus en plus irreproductibles et, lorsque  $\ell_e$  atteignait  $8 \mu\text{m}$ , les effets de longueur avaient systématiquement disparus, y compris jusqu'à  $\ell' = 20 \mu\text{m}$ , alors que l'on s'attendait à ce qu'au contraire ils soient amplifiés. A la même époque, Ong et Maki [45,14] ont publié leurs premières publications, attribuant aux effets de bord l'origine du bruit périodique observé dans ces composés. Nous avons donc entrepris l'étude minutieuse du rôle des contacts dans la conduction ohmique (cf. Chapitre I) et par ODC dans cette géométrie.

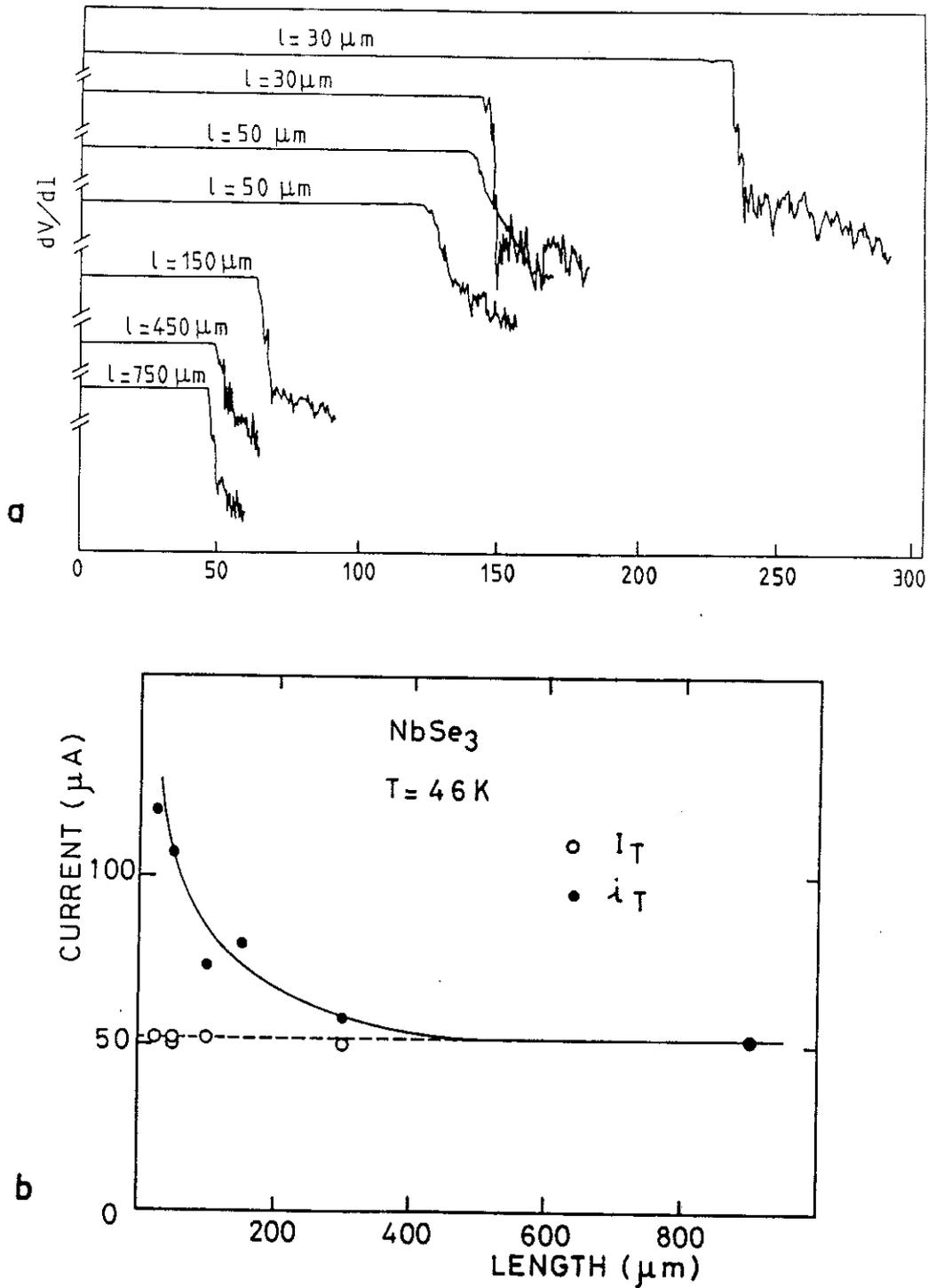
Les contacts se séparent en deux catégories du point de vue du transport collectif selon qu'ils révèlent ou non une dépendance en longueur du courant seuil. Si elle est observée, cela signifie qu'ils prennent en relai la conduction. Il existera alors une surface de raccordement à chacun des bords de chaque électrode (Figure 2a).

D'un côté, le mouvement des dislocations dans le plan perpendiculaire aux déplacements de la phase va dissiper l'accumulation de longueur d'onde et de l'autre le phénomène inverse se produira. Au moment du dépiégeage, le mouvement étant interdit sous ce type d'électrodes, les deux parois doivent être créées [45] et l'énergie associée à l'activation de ce processus va repousser le seuil de non linéarité à des champs plus élevés. Expérimentalement, les configurations I (Figure 1a) et i (Figure 1b) donnent les mêmes résultats pour la variation du courant critique :

$$I_T(\ell) = i_T(\ell)$$

Et ceci se comprend bien puisque, l'électrode i prenant de toutes façons en relai le courant I, il s'agit du même phénomène.

A l'opposé, les contacts seront dits non perturbateurs s'ils n'ont pas d'effet sur l'onde (Figure 3b). Dans la configuration 1a,  $I_T(\ell)$  n'aura pas de variation avec  $\ell$ ,  $I_T(\ell) = I_p$ . Avec la configuration 1b on retrouvera la variation  $i_T(\ell)$  de (13) telle que le montre les courbes de la figure 2c. Ces électrodes correspondent à des largeurs inférieures à  $50 \mu\text{m}$ . Cette quantité apparaît comme l'étendue maximum d'une région à champ nul que peut traverser l'onde sans perdre sa cohérence de vitesse. En réalité, une résistance de contact  $R_c$  réduit les dimensions de cette zone où le champ s'annule et peut même la faire disparaître et ce d'autant plus facilement que l'électrode est étroite (cf. études du Chapitre I). L'existence de la grandeur  $\ell_c$  est confirmée par l'observation de propriétés non locales qui seront exposées dans la Partie C.



**Figure 3** : Variation du courant critique avec la longueur selon la qualité des contacts.

**3a** : Jeu de courbes représentant à 50 K l'évolution, lorsque  $l$  diminue, du comportement de la résistance différentielle en fonction de  $i$  avec des contacts non perturbateurs (configuration 1b). Avec des sondes de tension perturbatrices, les configurations 1a et 1b donneraient un résultat similaire.

**3b** : Points expérimentaux obtenus avec des contacts non perturbateurs.

- o : avec la configuration 1a.
- : avec la configuration 1b.

## II - ETUDE DE LA VARIATION DU CHAMP SEUIL EN FONCTION DE LA LONGUEUR - MISE EN EVIDENCE DU ROLE DES CONTACTS

Les courbes de la figure 3a sont représentatives de celles que nous avons obtenues dans NbSe<sub>3</sub> autour de 50 K. Elles montrent que le courant critique est défini sans ambiguïté ; son augmentation quand  $\ell$  décroît est évidente. La dispersion systématique des points observés lorsque la distance intercontact atteint 20  $\mu\text{m}$  exprime, en accord avec l'étude du Chapitre I, que cette longueur correspond aux limites du système utilisé.

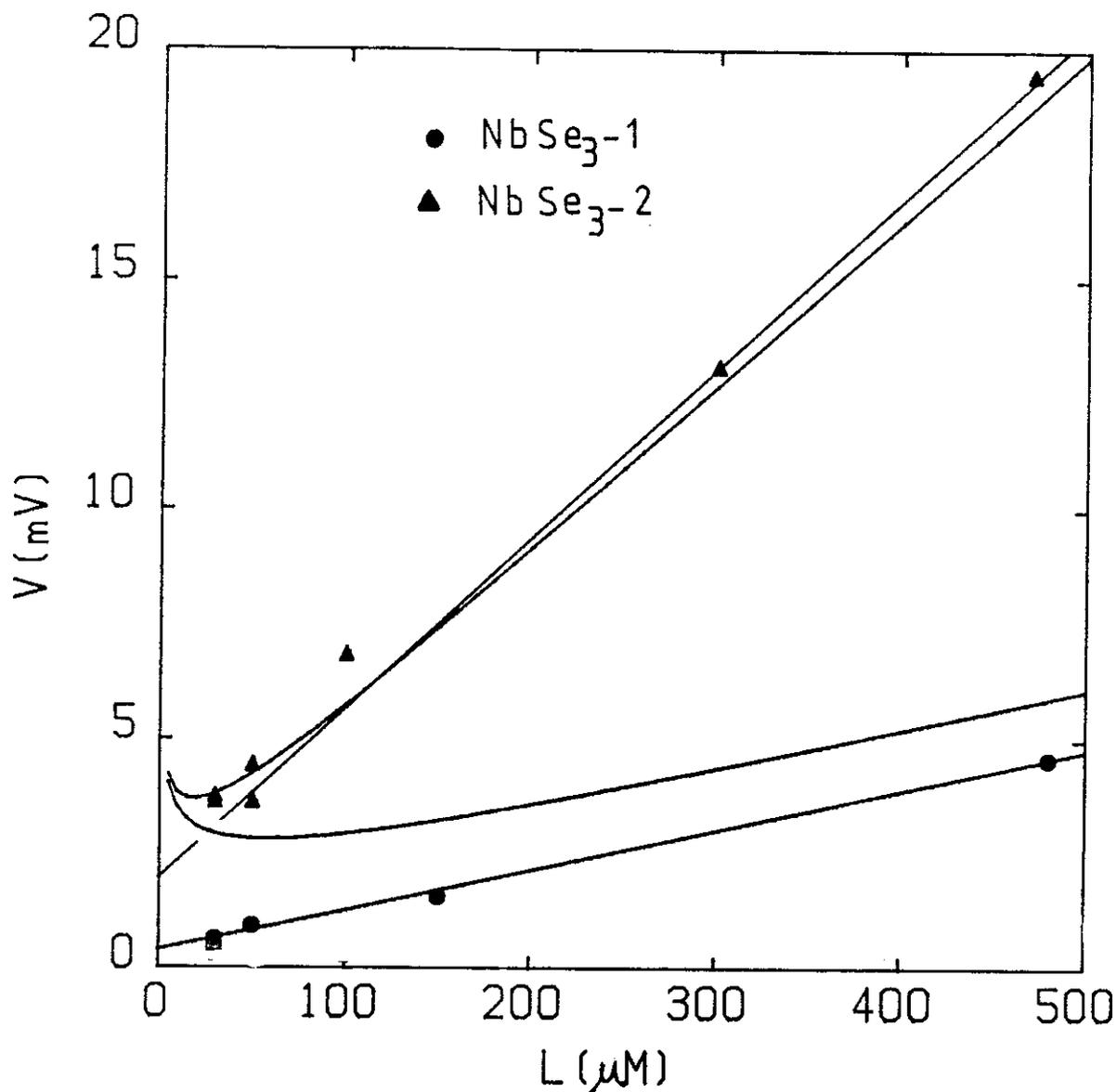
La figure 4 compare les points expérimentaux avec les prévisions découlant du modèle de Gor'kov (2) [9,10] et la loi empirique (1'). La variation du potentiel critique  $V_T(\ell)$  est reportée en fonction de  $\ell$ . Selon [10], elle obéit à la relation :

$$V_T(\ell) = E_p \ell + \ell \times E_o(\ell) = E_p \ell + 2.55 A \ell^{-0.23}$$

D'après la figure 4, il est impossible de conclure que cette loi en  $\ell^{-0.23}$  est meilleure que la relation empirique  $V_o = \ell \times E_o(\ell)$ , mais surtout l'importance de  $E_o(\ell)$  varie pour des échantillons issus de bains différents pour une température donnée. Le seul paramètre qui peut varier dans A est  $T_p$ , la température de transition (cf. Introduction, relation (2)). Or, celle-ci est parfaitement fixe à 59 K dans tous les cristaux.

Enfin, le point de vue de Maki qui introduit des défauts caractéristiques des milieux à plus d'une dimension paraît plus réaliste. Mais, de ce modèle, il ne découle pas une variation du champ seuil avec la longueur. L'origine de  $V_o$  est expliquée par un modèle exposé dans la Partie C. Pour l'instant, nous continuerons de décrire les effets de bord par l'extrapotential  $V_o$ .

Jusqu'ici, nous avons admis que la dépendance en longueur du champ seuil pouvait être isolée et être attribuée aux effets de bord aux électrodes. Dans le modèle de Fukuyama-Lee-Rice,  $L_{FLR}$  est la longueur des domaines où la phase est cohérente et est définie par la compétition entre l'élasticité de l'ODC et l'interaction avec les impuretés aléatoires [47].  $L_{FLR}$  est de l'ordre des dimensions des échantillons mesurés. On attend aussi des effets de taille sur le champ seuil.  $\ell$  étant supérieure à 20  $\mu\text{m}$ ,  $L_{FLR}$  serait très supérieure à la distance entre les impuretés. Une telle interprétation suppose donc que l'on est dans le cas d'un piégeage faible.



**Figure 4 :** Variation du potentiel  $V_T$  en fonction de  $\ell$  à la température de 30 K. Les triangles sont les points expérimentaux mesurés sur l'échantillon 1. Les 2 lois décrivent correctement le comportement observé.  $V_0$ , déduit par la loi empirique  $V_T = E_p \ell + V_0$ , est ici égal à 2 mV. Les cercles sont obtenus sur un 2ème échantillon issu d'un bain différent. Dans celui-ci,  $V_0$  est beaucoup plus petit : 450  $\mu$ V. La courbe tracée avec la formule de Batistic et Bjelis [6] montre que cette contribution est nettement surévaluée dans ce cas. Les valeurs numériques dans la relation de Batistic et Bjelis sont :  $T_p = 59$  K,  $T = 30$  K,  $v_F = 10^7$  cm/s,  $\xi_0 = 120$  Å. La largeur des contacts est de 8  $\mu$ m. L'échantillon 2 a une section de 40  $\mu^2$ m. Son champ  $E_p$  est de 90 mV/cm à cette température. L'échantillon 1 est très fin,  $s = 4$   $\mu^2$ m. Son champ  $E_p$  est donc très supérieur : 370 mV/cm.

La force qui est produite par un champ électrique sur le système est proportionnelle à sa longueur  $\ell$ . Si  $\ell \gg L_{FLR}$ , la force de piégeage est aussi proportionnelle à  $\ell$  [47].  $E_p$  est donc constant.

Si la longueur de l'échantillon  $\ell$  est inférieure à  $L_{FLR}$ , on peut appliquer le raisonnement proposé par Sokoloff en 1975 [48]. Au premier ordre en théorie de perturbation, la phase est rigide, la force de piégeage créée par les impuretés réparties au hasard est nulle. Au second ordre, la hauteur effective des barrières est donnée par les fluctuations en racine carré de l'interaction de l'onde avec les impuretés, soit :

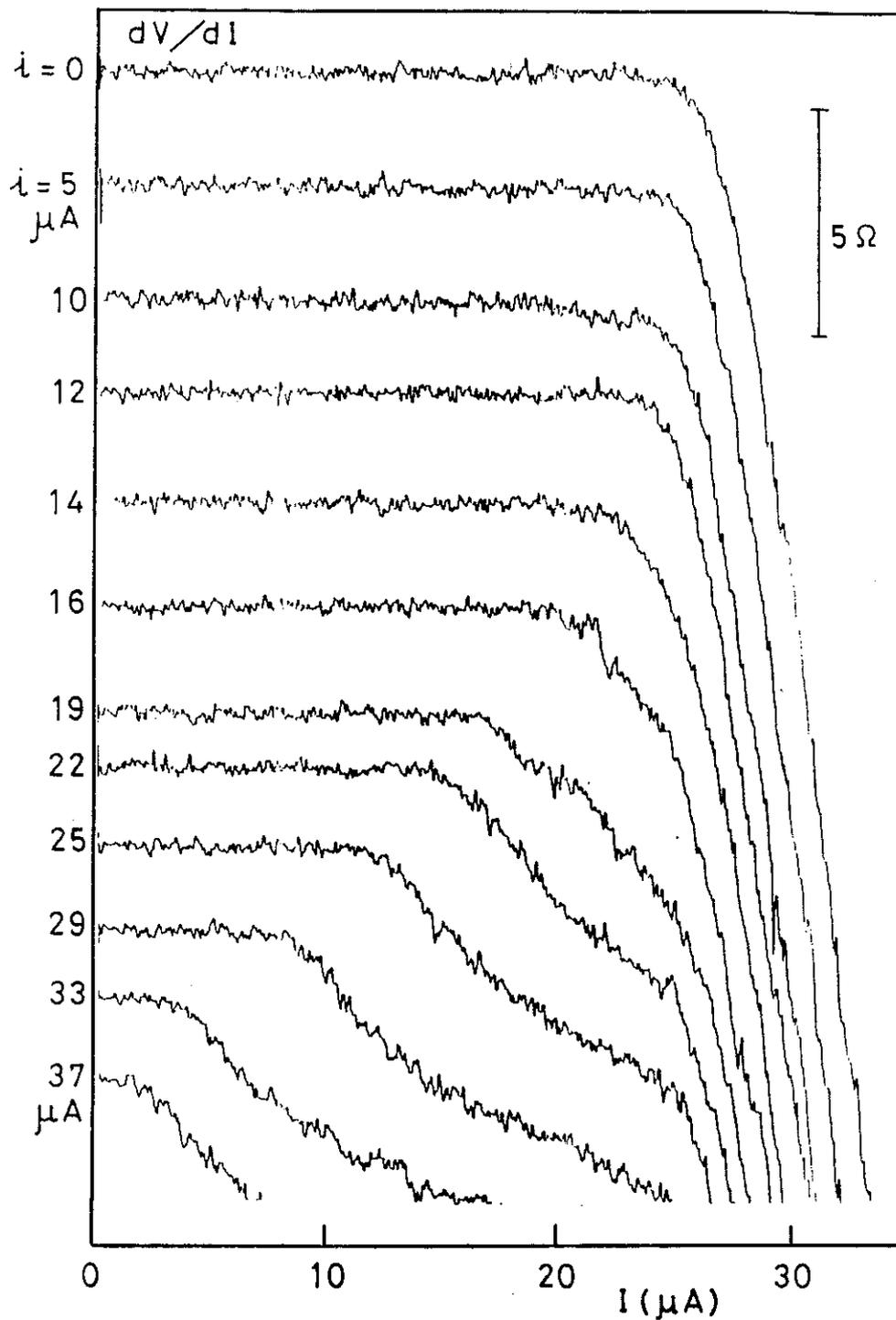
$$\Delta V \propto V_i \sqrt{\ell c(1-c)},$$

$V_i$  est le potentiel d'impuretés et  $c$  la concentration en impuretés. Le champ électrique que l'on en déduit est proportionnel à  $1/\sqrt{\ell}$ . Il peut s'écrire :

$$E_p(\ell) = E_p \sqrt{\frac{L_{FLR}}{\ell}}$$

Une telle variation ne correspond pas aux observations expérimentales (cf. figure 4). C'est pourquoi on peut conclure de ces mesures que  $L_{FLR}$  est inférieure aux dimensions auxquelles nous avons accès dans ces expériences, soit  $L_{FLR} < 20 \mu\text{m}$ . De plus, les résultats que nous présentons maintenant vont confirmer que la dépendance en longueur du champ seuil peut effectivement être isolée et être entièrement attribuée aux effets de bord.

Nous sélectionnons un montage où les électrodes sont non perturbantes. Leur largeur est choisie égale à 8 ou 25  $\mu\text{m}$ . Leur résistance de contact varie d'un montage à l'autre de 1 à 100  $\Omega$ . Elles peuvent être considérées comme résistives. La valeur du seuil mesuré dans la configuration I et entre les bornes de la longueur  $\ell$  est  $I_p$ . Ces électrodes vont être transformées en contact perturbateur lorsqu'un courant  $i$  est superposé par leur intermédiaire (configuration 1c) ;  $i$  étant fixé, la variation de  $dV/dI$  en fonction de  $I$  est à nouveau enregistrée. Les courbes de la figure 5 montrent l'évolution du seuil qui est alors observé. On distingue 3 domaines. Dans le premier,  $i$  est inférieur à  $i_0(\ell)$  ; les courbes ne varient pas et  $I_T(\ell) = I_p$ . Les contacts gardent encore leur caractère non perturbateur. La mise en mouvement de la phase de l'ODC dans  $\ell$  reste gouvernée par celle de l'ensemble de l'échantillon, soumis au seul courant  $I$  et se produisant donc pour  $I_p$ . Cette situation change lorsque  $i$  dépasse  $i_0(\ell)$ . La phase de  $\ell$  devient indépendante. Ce qui compte est alors le courant total qui la traverse. Le dépiégeage a lieu lorsque  $I$  et  $i$  vérifient :



**Figure 5 :** Evolution des courbes à  $T = 42 K$  de  $dV/dI$  en fonction de  $I$  pour une configuration donnée du type 1c,  $\ell = 100 \mu m$ ,  $\ell_e = 25 \mu m$  et  $R_c \approx 200 \Omega$ . La valeur de  $i$  est fixée à chaque enregistrement.  $i < i_o = 13 \mu A$ , les courbes sont similaires.  $I_p = 24 \mu A$ .  $i > i_o$ , le courant seuil décroît et, au point critique, la somme des 2 courants est égale à  $i_T = 37 \mu A$ . A partir de  $i = i_T$ , la résistance différentielle est non linéaire avant que le courant  $I$  circule.

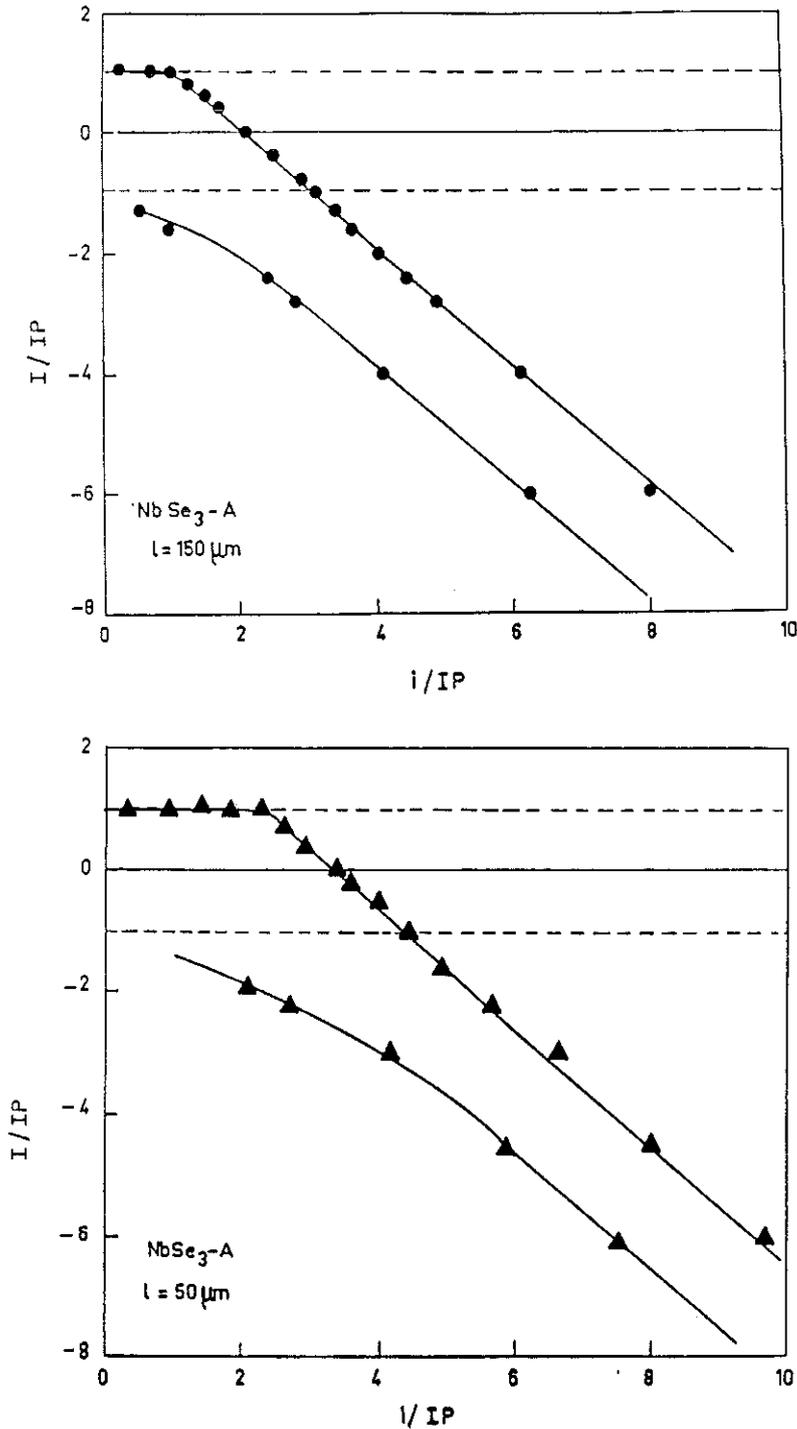


Figure 6 : Diagramme représentant les points critiques des courbes  $dV/dI$  dans la configuration 1c et dans le repère  $(i,I)$ . Les points ont été obtenus à  $T = 42.5 \text{ K}$  avec  $\ell_e = 8 \mu\text{m}$ ,  $s = 40 \mu\text{m}^2$ .  $\ell$  est égal à  $150 \mu\text{m}$  pour la figure 6a et  $50 \mu\text{m}$  pour la figure 6b.

On distingue 3 zones particulières :

Les lignes en trait plein délimitent la région où le segment  $\ell$  est piégé, alors que celle en tirets délimite la région où l'ODC dans le reste de l'échantillon est au repos. Seule une fraction de ces deux régions est commune, constituant le domaine où l'ODC reste accrochée aux impuretés dans tout l'échantillon. Elle est d'autant plus étendue que  $\ell$  est petit. Si  $\ell$  tend vers l'infini, les plateaux  $I = I_p$  disparaissent.

On vérifie expérimentalement que l'on peut construire la partie  $i < 0$  par symétrie par rapport au point  $(0,0)$ . Cela signifie que seul le signe relatif des deux courants est important et non pas celui dans un repère fixe, lié au réseau.

$$i + I = i_T(\ell) = I_p + i_o(\ell)$$

Enfin, lorsque  $i$  dépasse  $i_T$ , la phase dans  $\ell$  est déjà en mouvement. Les domaines où l'ODC dans  $\ell$  est dans l'état ohmique ou l'état non linéaire dans  $\ell$  sont représentés dans le repère  $(i, I)$  sur la figure 6.

Considérons maintenant le cas où  $I$  circule dans la direction opposée à celle de  $i$ . On observe que, partant d'un courant  $-I$  tel que  $I > I_p$ ,  $dV/dI$  dans  $\ell$  est non linéaire. L'onde est cohérente et en mouvement dans l'ensemble de l'échantillon. L'état ohmique est à nouveau observé dans le segment  $\ell$  lorsque :

$$-I_p + i_o(\ell) < -I + i < i_o(\ell) + I_p \quad (14)$$

(cf. Figure 7). L'écart entre ces 2 limites est de  $2 \times I_p$ .  $I_p$  représente la force de friction due au piégeage entre les contacts. Elle est opposée à la direction du mouvement. Son changement de signe après la traversée de la région ohmique montre que l'orientation du déplacement de la phase de l'ODC s'est inversée. Le signe affecté à  $i_o(\ell)$  quant à lui reste inchangé. Le mécanisme aboutissant à la relation (14) sera décrit dans la partie suivante. On peut d'ores et déjà en conclure que  $i_o(\ell)$  (équivalent à  $V_o/\ell$ ) et  $I_p$  ( $E_p$ ) sont réellement deux entités physiques distinctes. La séparation du courant (ou champ) seuil dans ces deux contributions n'est pas artificielle.

Enfin, notons que, d'après la courbe de la figure 6, on peut conclure que les inhomogénéités transverses sont effectivement négligeables. Sinon, les bornes de  $\ell$  n'ayant pas le même rôle par rapport à  $I$  et  $i$ , chacun des deux courants interviendrait avec des pondérations différentes. La condition (14) ne serait plus correcte. On peut donc considérer que les phénomènes décrits ci-dessus concernent dans ce cas l'ensemble de la section de l'échantillon. Cette hypothèse est d'autant plus probable que, pour les dimensions des échantillons étudiés,  $E_p$  commence à être soumis aux effets de la cohérence transverse. En effet, la section varie de  $60 \mu^2$  à  $3 \mu^2$  et, parallèlement, le champ seuil passe, en moyenne, de  $E_p \cong 16 \text{ mV/cm}$  à  $E_p \cong 80 \text{ mV/cm}$  à son minimum autour de 45-50 K.

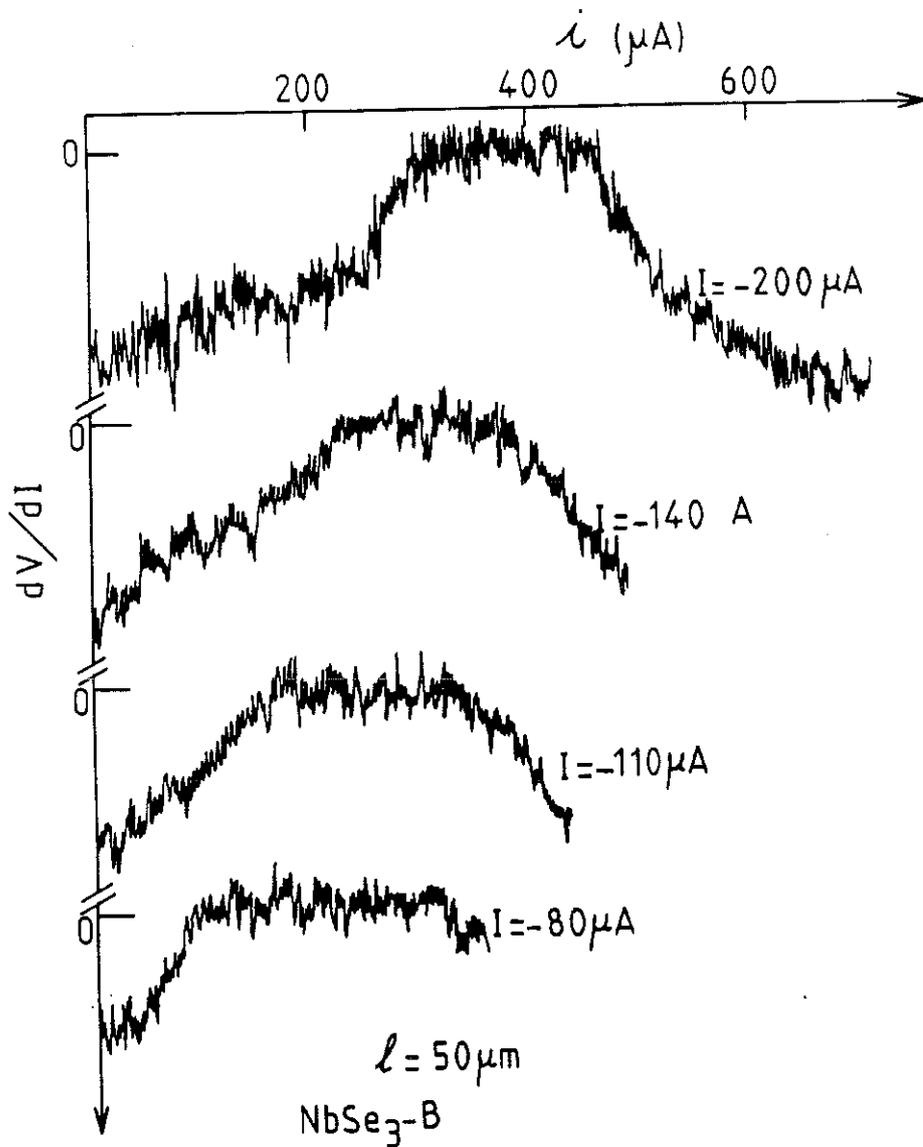


Figure 7 : Courbe de  $dV/dI$  du segment  $\ell$  en fonction de  $i$  lorsque  $I$  a une direction opposée (Figs 1c et 1e).  $I$  est fixe à une valeur supérieure à  $I_p$ ,  $i = 0$ . L'ensemble de l'échantillon est le siège du mouvement de l'onde. Lorsque  $i$  croît, la portion  $\ell$  retrouve sa valeur ohmique sur une largeur  $2I_p$ , puis à nouveau pour  $i = i_T = I_p + i_o(\ell)$  il revient dans l'état non linéaire. Remarquons que l'équivalence courant-champ est encore valable ici, au moins pour ce qui concerne les limites de la région ohmique.  $\ell_c = 8 \mu\text{m}$  et  $T = 42 \text{ K}$ .

### III - INHOMOGENEITE TRANSVERSE DU DEPIEGEAGE DE L'ODC

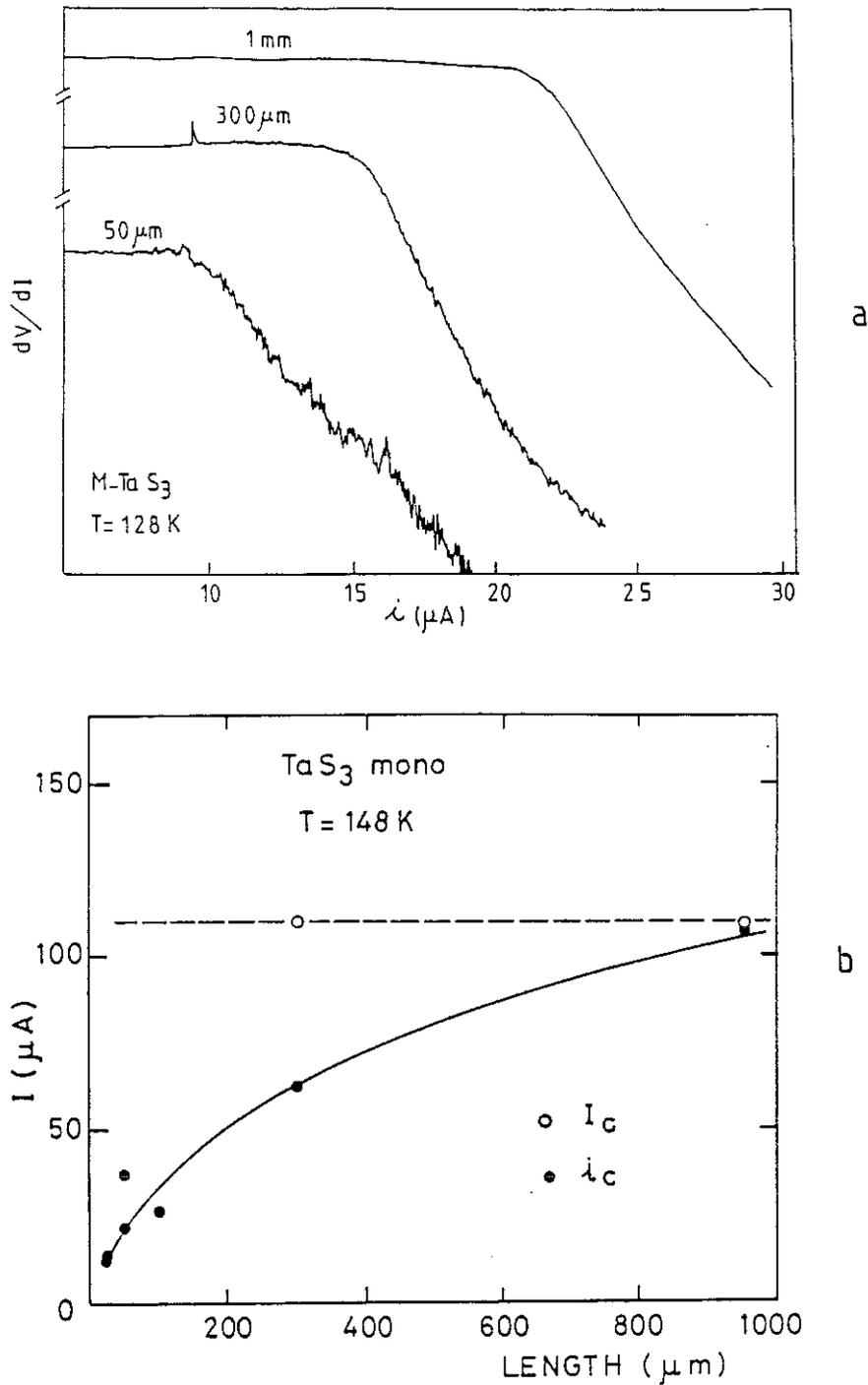
#### 1 - TaS<sub>3</sub>

Nous avons entrepris la même expérience qu'au paragraphe II mais dans TaS<sub>3</sub> à T = 128 K. Nous avons obtenu des résultats identiques dans les deux structures monoclinique et orthorhombique. Le motif utilisé possède des lignes de 25 μm de large. L'échantillon de M-TaS<sub>3</sub> choisi était très épais (≅ 12 μm). Par la mesure de la résistance entre deux points avec des distances d'injection qui varient, nous avons déduit une épaisseur effective de l'ordre de 300 μm à l'aide de la méthode décrite au paragraphe IV du 1er chapitre.

Les contacts sont résistifs et donc non perturbateurs : le champ seuil mesuré dans la configuration 1a est égal à  $I_p$  quelle que soit  $\ell$ . Les courbes de  $dV/dI$  obtenues avec  $i$  (configuration 1b) sont représentées figure 8a. La variation est à l'opposé de celle obtenue précédemment dans NbSe<sub>3</sub>. Le courant seuil mesuré  $i_{Tmes}(\ell)$  décroît avec  $\ell$  (cf. Figure 8b).

Dans le tableau 2, nous rapportons les valeurs expérimentales de  $i_T(\ell)/I_p$ .  $I_p$  est le champ pour une longueur infinie ou dans la configuration 1a.

Pour interpréter ces résultats, nous allons nous référer à l'étude du premier chapitre. Dans la figure 6 de celui-ci ont été tracées les courbes du champ électrique local à la surface avec des paramètres ( $a = 300 \mu\text{m}$ ,  $\ell_e = 25 \mu\text{m}$ ,  $\ell' = 26 \mu\text{m}$ ) identiques aux valeurs expérimentales de ce montage. Le rapport  $I_p/i_{Tmes}$  est similaire à celui entre le champ local pris au centre ( $x = y = 0$ ) et le champ homogène,  $E(0,0)/E_0$ , suggérant que les inhomogénéités électriques sont responsables de la variation de  $i_{Tmes}(\ell)$ . En effet, la distance intercontact  $\ell'$  est petite devant l'épaisseur  $a$  ; les lignes de champ vont être fortement déformées dans les deux directions le long de  $x$  et perpendiculairement. Le champ est plus élevé près de la surface. Sa variation dans la direction  $y$ , direction de l'épaisseur, crée un champ  $E_y = -dV/dy$ . La figure 10 du premier chapitre montre que  $E_y$  possède un maximum qui est très près de la surface  $y = 0$  ; les courbes correspondent à la configuration considérée ici, même  $\ell_e$ , même épaisseur effective  $a$  et pour  $\ell' = 45 \mu\text{m}$ .  $E_y$  permet le cisaillement du mouvement qui commence près de la surface à  $i_{Tmes}$  puis s'étend dans tout l'échantillon pour des courants supérieurs à  $i_{Tmes}$ . Si l'on admet que la situation est suffisamment inhomogène en  $y$ , le problème du glissement relatif de la couche superficielle de l'ODC et des couches profondes risque d'être moins important que



**Figure 8** : Evolution du dépiégeage en fonction de la longueur dans un échantillon de  $TaS_3$  où l'épaisseur effective  $a$  est très grande par rapport aux autres dimensions :  $a = 300 \mu m$ ,  $\varphi_e = 25 \mu m$  et  $\varphi'$  varie de 26 à 300  $\mu m$ .  
**8a** : Courbe de la résistance différentielle en fonction de  $i$  dans la configuration 1b à  $T = 148 K$ .  
**8b** : Les contacts sont résistifs. Le champ seuil est constant dans la configuration 1a (o : cercle vide) et décroît dans la configuration 1b (● : cercle plein).

$\ell'$	$I_{Tmes}/I_p$	$\frac{E(0,0)}{E_0}$	$x_M$	$\frac{V(x_M,0)}{E_0 x_M}$	$\ell_0$
26	6.4/4.9	8.24	$\pm 15$	11.3	23/39
45	4.2	5.77	$\pm 26$	8.5	53
96	4.3	3.31	$\pm 53.5$	5.5	30
295	2	1.46	$\pm 155.6$	2.8	124

*Tableau 2 : Valeur correspondant à un échantillon de M-TaS<sub>3</sub> à 128 K, dont l'épaisseur effective est de 300  $\mu\text{m}$  et avec une largeur d'électrode de 25  $\mu\text{m}$ .*

*$\ell'$  est la distance interélectrode,  $i_{Tmes}$  le courant critique mesuré pour chacune des longueurs,  $I_p$  étant celui pour  $\ell \rightarrow \infty$ .*

*Les colonnes suivantes sont des valeurs calculées avec les mêmes paramètres géométriques de l'expérience [ $a$ ,  $\ell_e$  et  $\ell'$ ].*

*$E(0,0)/E_0$  est le champ au point (0,0) normalisé au champ homogène. L'origine est prise au milieu de  $\ell'$ .  $x_M$  est la position du maximum du potentiel à la surface. La colonne suivante donne sa valeur normalisée au potentiel homogène. Enfin,  $\ell_0$  est déduit des valeurs précédentes par la relation (13),  $\ell_0 \cong 40 \mu\text{m}$  sauf pour  $\ell' = 295 \mu\text{m}$ .*

celui des fractures au droit des électrodes. Celui-ci est alors très analogue au problème du champ uniforme discuté précédemment, à condition d'utiliser les valeurs réelles des champs près de la surface portant les électrodes.

Cette analogie doit permettre d'écrire :

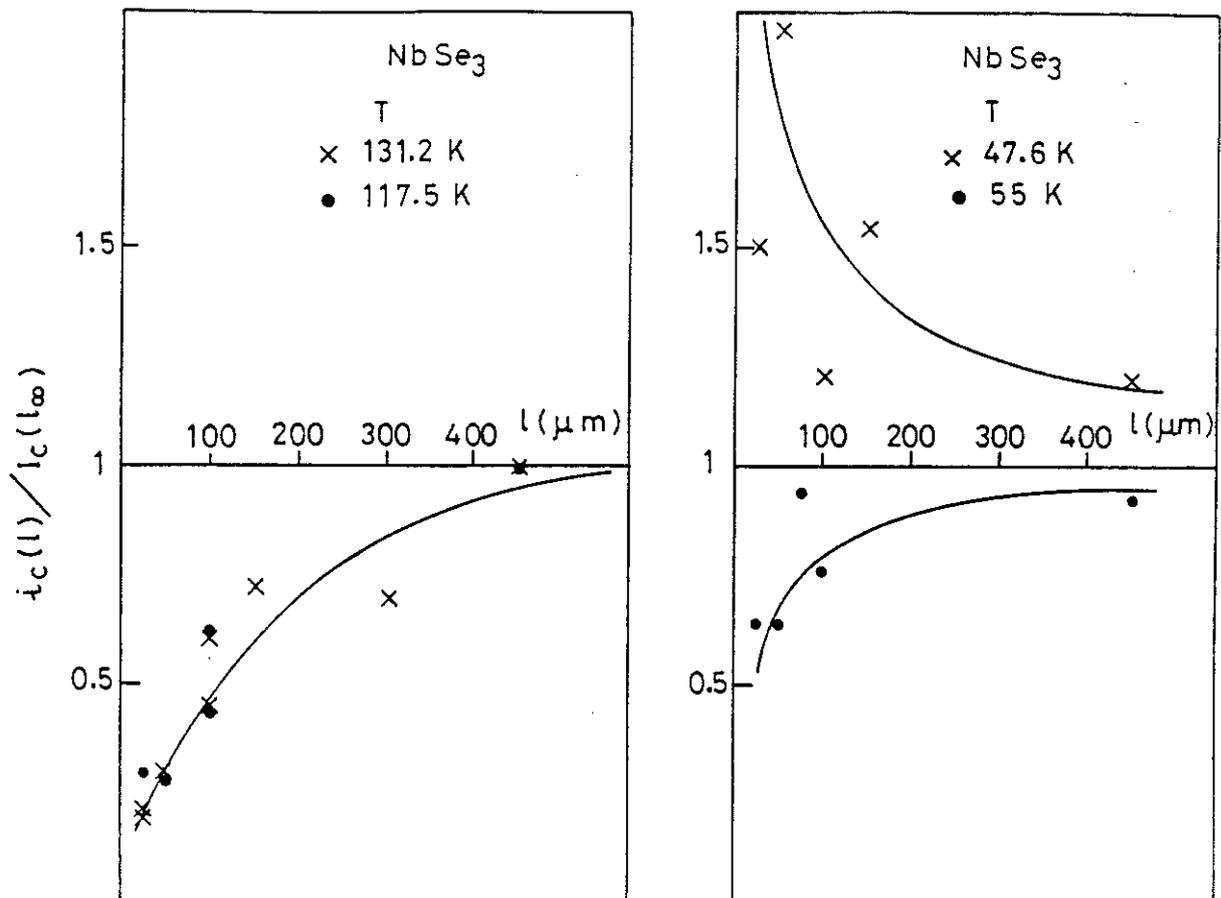
$$V_T = 2E_p x_M \left( 1 + \frac{\ell_0}{2x_M} \right), \quad [y \rightarrow 0]$$

$+x_M$  et  $-x_M$  étant les positions des fractures perpendiculaires aux chaînes avec l'origine prise au milieu entre les deux contacts. La valeur la plus probable pour  $x_M$  est celle où le potentiel près de la surface  $V(x_M, 0)$  normalisé au champ homogène  $E_0 x_M$  est maximum. Les valeurs déduites par le calcul pour ces quantités sont rapportées dans le tableau 2. Le rapport  $i_{Tmes}/I_p$  et les valeurs calculées permettent de déduire  $\ell_0$  par la relation :

$$\frac{i_{Tmes}}{I_p} \times \frac{V(x_M, 0)}{E_0 x_M} \times E_p = E_p(\ell + \ell_0) \quad (15)$$

La valeur obtenue pour  $\ell_0$  est de l'ordre de 40  $\mu\text{m}$ , excepté pour  $\ell'$  le plus long, c'est-à-dire 295  $\mu\text{m}$ . Mais, pour cette dernière longueur,  $\ell' = 295 \mu\text{m} \equiv a$ , épaisseur effective. Rien ne garantit que sur l'ensemble de l'échantillon et en particulier au voisinage de  $x = 0$  le gradient  $E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}$  soit suffisant pour assurer un cisaillement efficace. L'utilisation de la formule ci-dessus n'est plus alors justifiée. Le champ  $E_p$  est égal à 420 mV/cm, d'où  $V_0 = 1,7$  mV. Il est du même ordre de grandeur que dans les mesures rapportées par ailleurs dans O-TaS<sub>3</sub> [4].

Un parallèle peut être établi entre les effets du piégeage de surface et nos résultats. Ici, le champ de piégeage est constant. C'est la force externe qui varie selon  $y$ . Dans celui des mesures en fonction de la section réalisée avec des champs supposés homogènes, la force externe est uniforme et le champ de piégeage, de l'ordre de  $E_p$  à l'intérieur de l'échantillon, devient infini à la surface, entraînant des zones de cisaillement pur. Il y a plus d'un ordre de grandeur entre les sections caractéristiques au-dessous desquelles l'augmentation de  $E_p$  devient mesurable, entre NbSe<sub>3</sub> et TaS<sub>3</sub>. La variation du champ de dépiégeage  $E_p$  se manifeste pour des sections plus petites dans TaS<sub>3</sub> que dans NbSe<sub>3</sub> et semble montrer que la cohérence transverse n'est pas la même dans ces deux composés. Dans TaS<sub>3</sub>, l'anisotropie étant plus grande et les effets de longueur relativement à  $E_p$  moins importants, les mesures sont souvent dominées par les phénomènes de cisaillement.



**Figure 9 :** Variation du courant critique dans NbSe<sub>3</sub> dans une situation inhomogène identique à celle décrite pour TaS<sub>3</sub>, en fonction de  $l$ . Elle est ici créée par la non uniformité du courant dans la direction de la largeur de l'échantillon. En effet, celle-ci est de 90  $\mu\text{m}$  alors que  $l_e = 4 \mu\text{m}$  (cf Fig. 4 du chapitre 1 où les points rapportés ont été mesurés sur cet échantillon). Le même comportement est observé pour l'onde haute température (9a) et près de  $T_p$  pour la seconde (9b). Au-dessous, les effets de bord dominent à nouveau et  $i_T(l)$  augmente lorsque  $l$  diminue (9c).

Nous allons rapidement discuter de l'existence du même type de comportement dans NbSe<sub>3</sub>.

## 2 - NbSe<sub>3</sub>

Nous avons cherché à imposer des inhomogénéités dans NbSe<sub>3</sub> aussi denses que précédemment dans TaS<sub>3</sub>. Son anisotropie étant plus faible, il faut proportionnellement des cristaux plus épais. Mais la discussion du premier chapitre montre qu'il est difficile de maîtriser les variations des paramètres électriques dans ce matériau hors des limites où elles sont négligeables. En particulier, avec les gros échantillons, les deux conditions d'application du calcul ne sont en général pas satisfaites (relations (4) et (5)).

Pour s'affranchir de cette difficulté, on utilise un argument qualitatif. En effet, on peut considérer que la variation de la résistance entre 2 points en fonction de la distance d'injection est un bon indicateur de l'amplitude des inhomogénéités (cf. Chapitre I). Or, pour un échantillon possédant un taux d'accroissement de sa résistance relativement à la distance d'injection, comparable à celui de TaS<sub>3</sub> étudié, un comportement du même type a été observé pour l'onde haute température, c'est-à-dire que le courant critique diminue en fonction de la longueur (Figure 9a). Mais, à basse température, loin de T<sub>p2</sub>,  $i_T(\ell)$  augmente à nouveau quand  $\ell$  diminue, le mécanisme dû aux effets de bord redevient prédominant.

## CONCLUSION

Le rôle des contacts électriques dans le dépiégeage de l'ODC est dû aux inhomogénéités qu'ils permettent de créer et qui vont tenter de briser la cohérence de la phase de l'ODC dans les directions perpendiculaires ou parallèles au mouvement. La rigidité du condensat va maintenir une réponse uniforme sur un volume macroscopique comprenant des régions où les forces appliquées locales sont plus faibles ou même nulles. C'est ce qui se passe sous une électrode de tension si elle impose une région où le champ s'annule d'une étendue inférieure à  $\ell_c \sim 25 \mu\text{m}$ . A l'opposé, si cette zone est plus large, il sera plus favorable de créer des parois de fracture de la cohérence de phase. Les contacts sont alors perturbateurs et la variation du champ seuil en fonction de la longueur est observée entre chaque borne de tension, même en injectant le courant à grande distance.

Les termes  $e_0(\ell)$  contenant la dépendance en longueur du champ de dépiégeage obéit approximativement à la loi empirique  $e_0(\ell) = V_0/\ell$ , aussi bien dans les échantillons à faible anisotropie électrique (NbSe<sub>3</sub> fin) que dans le cas extrême inverse (TaS<sub>3</sub> épais), à condition d'utiliser alors le champ  $E_x$  maximal près de la surface.

Dans un échantillon sélectionné à l'aide de l'étude du Chapitre I pour que le champ local soit partout de l'ordre du champ appliqué, un courant  $i$  est superposé sur une portion  $\ell$  de l'échantillon. Cette expérience met en évidence, en particulier lorsque  $i$  diminue le courant total de  $\ell$ , que cette contribution joue son propre rôle dans le dépiégeage et qu'elle tire son origine des effets de cohérence.

Si les paramètres électriques sont très inhomogènes, un champ suivant  $y$  existe et pourra permettre la création de plans de cisaillement. Le dépiégeage commence près de la surface où le champ est le plus intense. Cela se traduit par une variation du champ critique opposée à celle habituellement observée puisque  $i_T(\ell)$  décroît avec  $\ell$ . Ce phénomène a été observé dans des échantillons de TaS<sub>3</sub> d'épaisseur effective de 300  $\mu\text{m}$  et sur des longueurs variant de 26 à 300  $\mu\text{m}$ . Ce comportement peut être obtenu, dans NbSe<sub>3</sub>, pour l'onde haute température et pour l'onde basse température uniquement près de la transition. Comme attendu, la cohérence est plus grande à plus basse température.

## CONCLUSION

Les contacts jouent un rôle important dans les phénomènes de dépiégeage de l'ODC. Nous avons observé que les sondes de tension pouvaient créer une région à champ nul assez étendue pour arrêter le mouvement de l'onde,  $\ell_e > 25 \mu\text{m}$ . Dans ce cas, elles seront dites perturbatrices et le champ critique observé entre deux électrodes de ce type augmente lorsque la distance qui les sépare décroît au-dessous de 100 à 300  $\mu\text{m}$  (NbSe<sub>3</sub>, basse température). Si elles sont plus étroites  $\ell_e < 25 \mu\text{m}$  ou résistives, l'onde pourra traverser leurs zones d'influence sans être perturbée. Cet effet est une conséquence de la rigidité de l'ordre à longue distance qui s'est établi en dessous de  $T_p$  et de la nécessité d'introduire des régions où le paramètre d'ordre s'annule pour casser complètement cette cohérence (vortex ou PSC). Un contact non perturbateur peut le devenir si un courant supérieur à  $i_o(\ell)$  est injecté par son intermédiaire,  $i_o(\ell)$  contient la dépendance en longueur du courant seuil  $i_T(\ell)$  et correspond au champ électrique  $e_o(\ell) = V_o/\ell$ . Cette propriété est essentielle dans l'étude des effets de longueur sur tous les phénomènes non linéaires. Elle nous a permis de montrer que les effets de bord aux électrodes étaient effectivement responsables de la dépendance en longueur du champ seuil. Par la suite, selon le but recherché, les montages avec des contacts perturbateurs ou non seront sélectionnés. Ainsi, dans les expériences que nous allons décrire et mettant en évidence des propriétés non locales, le rôle des contacts dans la cohérence de vitesse, ... le choix de contacts non perturbateurs est fondamental, sinon aucun des effets qui vont être rapportés ne seront observés. La cohérence transverse du condensat semble aussi jouer un rôle important dans les propriétés non linéaires des ODC. Nad a montré que, plus les échantillons de TaS<sub>3</sub> étaient fins, plus la fréquence caractéristique de la tension alternative était étroite, montrant une grande uniformité du mouvement [51]. Mais nous avons vu que les inhomogénéités transverses du champ électrique permettent de créer des plans de cisaillement. Ceci s'oppose aux conditions idéales d'étude des effets de bord perpendiculaires au mouvement qui sont l'objet de ce mémoire, où toute la section transverse de l'échantillon agirait comme un seul bloc. Or, l'utilisation de la technique des contacts à injection latérale utilisée dans cette étude est délicate dans les composés 1D à cause de l'anisotropie de conductivité. C'est pourquoi nous avons entrepris le calcul de paramètres électriques dans l'échantillon ; nous en avons déduit l'anisotropie dans la direction perpendiculaire au plan de Van der Waals dans NbSe<sub>3</sub> ( $\cong 100$  à la température

ambiante) et défini les conditions expérimentales selon les contraintes décrites précédemment.

En résumé, nous avons montré que les effets de bord aux électrodes étaient responsables de la dépendance en longueur du champ de dépiégeage qui suit la loi empirique  $E_T(\ell) = E_p + V_0/\ell$ . Nous avons défini dans quelles conditions les sondes de tension ne créent pas de discontinuité dans le mouvement de la phase de l'onde et pour lesquelles la vitesse est uniforme transversalement. C'est sur ces conclusions que va s'appuyer la suite de ce mémoire où nous allons décrire le mécanisme de la rupture de la cohérence de la vitesse de la phase et ses conséquences.

## REFERENCES

- [1] M.C. Saint-Lager, Thèse de 3ème Cycle 1983, Grenoble.
- [2] J.C. Gill dans Hutiray et Solomon J. Eds, "Charge density waves" in *Solids*, Vol. 217, dans "Lecture Notes in Physics", Springer-Verlag, Berlin 1985, p. 377.
- [3] M. Prester, *Phys. Rev. B* **32** (1985) 2621.
- [4] P. Monceau, M. Renard, J. Richard et M.C. Saint-Lager, *Physica* **143B** (1986) 64.
- [5] G. Mihaly, Gy Hutiray et L. Mihaly, *Phys. Rev. B* **28** (1983) 4896.
- [6] A. Arbaoui, Thèse de l'Université de Grenoble (1985).
- [7] P.A. Lee et M.J. Rice, *Phys. Rev. B* **19** (1979) 3970.
- [8] L.P. Gor'kov, *Pis'ma, Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **38** (1983) 76 [*JETP Lett.* **38** (1983) 87].
- [9] L.P. Gor'kov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **86** (1984) 1818 [*Sov. Phys. JETP* **59** (1984) 1057].
- [10] I. Batistic, A. Bjelis et L.P. Gor'kov, *J. Physique* **45** (1984) 1049.
- [11] P.J. Yetman et J.C. Gill, *Solid State Commun.* **62** (1987) 201.
- [12] D.V. Bordin, S.V. Zaïtev-Zotov et F.Ya Nad', *Pis'man, Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43** (1986) 485, *JETP Lett.* **43** (1986) 625.
- [13] J. Chen, M.C. Saint-Lager et P. Monceau, P14, Workshop Aussois, Sept-Oct. 1987.
- [14] N.P. Ong, G. Verma et K. Maki, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 663.
- [15] N.P. Ong et K. Maki, *Phys. Rev. B* **32** (1985) 6582.
- [16] Voir par exemple : *Dislocations* par J. Friedel (Edition Pergamon Press, London, 1964).
- [17] D. Feinberg et J. Friedel, *J. Physique* **49** (1988) 485.
- [18] P. Beauchêne, Thèse de l'Université de Grenoble (1987).
- [19] G. Travagline, P. Wachter, J. Marcus et C. Schlenker, *Solid State Commun.* **37** (1981) 599.
- [20] J.P. Pouget, S. Kagoshua, C. Schlenker et J. Marcus, *J. Physique-Lettres* **44**, L-113 (1983).
- [21] P. Segransan, A. Janossy, C. Berthier, J. Marcus et P. Butaud, *Physica* **143B** (1986) 120.
- [22] P. Beauchêne, J. Dumas, A. Janossy, J. Marcus et C. Schlenker, *Physica* **143B** (1986) 126.
- [23] N.P. Ong et J. Brill, *Phys. Rev. B* **18** (1978) 5265.
- [24] M.C. Montgomery, *J. Appl. Phys.* **42** (1971) 2971.
- [25] P. Monceau, J. Richard et M. Renard, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 43.
- [26] D.M. Duggan, T.W. Jing, N.P. Ong et P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **32** (1975) 1397.
- [27] L. Mihaly et A. Janossy, *Phys. Rev. B* **30** (1984) 3530.
- [28] S.E. Braon, L. Mihaly et G. Grüner, *Solid State Commun.* **58** (1986) 231.
- [29] J. Dumas et D. Feinberg, *Europhys. Lett.* **2** (1986) 555.
- [30] A. Meerschaut et J. Rouxel dans "Crystal chemistry and properties of materials with quasi one-dimensional structures" édité par J. Rouxel (D. Reidel Pub) 1987, p. 205.
- [31] C. Schlenker et J. Dumas, *ibid* ref. 30, p. 135.
- [32] K. Yamaya et G. Oomi, *J. Phys. Jpn* **52** (1983) 1886.
- [33] P. Monceau, N.P. Ong, A.M. Portis, A. Meerschaut et J. Rouxel, *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 602
- [34] A. Meerschaut, J. Rouxel, P. Haen, P. Monceau et M. Nunez-Regueiro, *J. Physique-Lettres* **40** (1979) L157.
- [35] Z.Z. Wang, H. Salva, P. Monceau, M. Renard, C. Roucau, A. Ayrolles, F. Levy, L. Guemas et A. Meerschaut, *J. Physique-Lettres* **44** (1983) L311.
- [36] J.P. Pouget et collaborateurs, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **121** (1985) 111.

- [37] Z.Z. Wang, M.C. Saint-Lager, P. Monceau, M. Renard, P. Gressier, A. Meerschaut, L. Guemas, J. Rouxel, *Solid State Commun.* **46** (1983) 325.
- [38] A. Fournel, J.P. Sorbier, M. Konczykowski et P. Monceau, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2199.
- [39] Z. Dian Lin, Wu Pei Jun, Chen Xin-Gen, D. Hong-men et Lin Shu-Yuan, *Solid State Commun.* **61** (1987) 377.
- [40] M. Ido, K. Kawabata, T. Sambongi, K. Yamaya et Y. Abe, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **81** (1987) 91.
- [41] V. Borodin, S.V. Zaitsev-Zotov et F. Ya Nad', *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **90** (1986) 318, *Sov. Phys. JETP* **63** (1986) 184.
- [42] R. Brusetti, P. Monceau, M. Potel, P. Gougeon et M. Sergent, *Solid State Commun.* **66** (1988) 181.
- [43] R. Brusetti et collaborateurs, *Physica* **143B** (1986) 234.
- [44] P. Monceau, *Solid State Commun.* **24** (1977) 331.
- [45] N.P. Ong et G. Verma, *Phys. Rev. B* **27** (1983) 4495.
- [46] D.V. Borodin, S.V. Zaitsev-Zotov et F. Ya Nad', *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **93** (1987) 1394.
- [47] H. Fukuyama et P.A. Lee, *Phys. Rev. B* **17** (1978) 535.  
P.A. Lee et T.M. Rice, *Phys. Rev. B* **19** (1979) 3970.
- [48] J.B. Sokoloff, *Solid State Commun.* **16** (1975) 375.

**PARTIE C**



- PARTIE C -

***COHERENCE DE LA PHASE DE L'ODC EN SITUATION  
INHOMOGENE - ORIGINE DU BRUIT PERIODIQUE***

**INTRODUCTION**

**CHAPITRE I : MODELE PHENOMENOLOGIQUE DECRIVANT LES  
CONDITIONS DE RACCORDEMENT DE LA PHASE**

INTRODUCTION

- I NUCLEATION DES VORTEX
- II PROPRIETES ELASTIQUES DE L'ODC
- III LES SOURCES DE FRANK ET READ DANS LE CRISTAL ODC
- IV PIEGEAGE DES DISLOCATIONS
- V EQUATION DU MOUVEMENT
- VI DISCUSSION

CONCLUSION

**CHAPITRE II : PROPRIETES NON LOCALES**

INTRODUCTION

- I CONDITIONS EXPERIMENTALES
- II RESULTATS EXPERIMENTAUX
  - 1) Résistance ohmique
  - 2) Dépiégeage de l'ODC
  - 3) Spectre de basses fréquences
- III INTERPRETATION
  - 1) Configuration à 3 électrodes
  - 2) Effets non locaux - Configurations à 4 électrodes délocalisées

CONCLUSION

**CHAPITRE III : GRADIENT THERMIQUE (1)  
CONDITIONS EXPERIMENTALES**

- I DISPOSITIF DANS LE VIDE
- II PROFIL DE TEMPERATURE

- III CHAUFFAGE PAR EFFET JOULE
- IV POUVOIR THERMOELECTRIQUE
- V DISPOSITIF DANS LE LIQUIDE
- VI LES ECHANTILLONS

## **CHAPITRE IV : GRADIENT THERMIQUE (2)**

### **COHERENCE DE LA PHASE DE L'ODC**

#### **INTRODUCTION**

- I DEPIEGEAGE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE
  - 1) Résultat
  - 2) Prédiction du modèle décrit Chapitre I
  - 3) Discussion
  - 4) Gradient thermique près de  $T_p$
  - 5) Conclusion
- II COHERENCE DE LA VITESSE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE
  - 1) Mouvement uniforme sous un gradient thermique
  - 2) Dédoublement - Effet de métastabilité
  - 3) Domaines de vitesses différentes
  - 4) Discussion
  - 5) Gradient thermique près de  $T_p$

#### **CONCLUSION**

## **CHAPITRE V : ORIGINE DU BRUIT PERIODIQUE**

#### **INTRODUCTION**

- I GRADIENT THERMIQUE
  - 1) Expérience dans un liquide cryogénique
  - 2) Expérience dans le vide
- II SUPERPOSITION DE COURANTS D'INTENSITE DIFFERENTE
  - 1) Présentation
  - 2) Evolution des vitesses sous l'action des inhomogénéités du champ électrique
  - 3) Variation de  $v$ , en fonction de  $i$  et  $I$
- III MISE EN EVIDENCE D'UNE FREQUENCE ASSOCIEE A LA DIFFERENCE DES VITESSES ENTRE DEUX DOMAINES

#### **CONCLUSION**

## **CONCLUSION**

# INTRODUCTION

Dans la partie précédente, nous avons montré qu'il existe un effet de bord associé aux électrodes. Celui-ci intervient dans le champ de dépiégeage avec la contribution  $V_0/\ell$ .  $V_0$  est un potentiel qui correspond à l'énergie nécessaire pour surmonter le piégeage local sous l'une des électrodes. Mais cette dépendance, on l'a déjà noté, n'est qu'un aspect des problèmes de raccordement de la phase entre régions où sa vitesse est différente. Partant de cette hypothèse, nous avons étudié la réponse de l'ODC en situation inhomogène qui tend à casser la rigidité du courant d'onde.

L'existence du terme  $V_0/\ell$  dans le champ seuil ne découle pas naturellement du modèle de vortex de Maki [1,2]. Pourtant nous verrons qu'il joue un très grand rôle dans les phénomènes que nous allons décrire.

Nous avons donc été amenés à préciser le mécanisme qui décrit la rupture de la rigidité du courant d'onde. L'ODC peut être décrite comme un cristal électronique [3]. Les dislocations coins sont l'équivalent des vortex. Dans le 1er chapitre, nous proposons un modèle où le raccordement est réalisé par l'activation de sources de Frank et Read préexistantes et situées à la frontière de deux régions de vitesses différentes.  $V_0$  est un terme de friction qui correspond à la force de piégeage qu'exerce l'interaction des impuretés ou autres défauts sur les lignes de dislocations. Ce modèle explique l'irréversibilité de  $V_0$ , son ordre de grandeur. Il permet de comprendre au moins qualitativement la plupart des phénomènes liés aux mécanismes de raccordement.

Il s'applique aussi lorsque ce processus est activé thermiquement.  $V_0$  dépend alors de  $T$  et de la vitesse de l'ODC. Cette variation devient prédominante dans certains composés à haute température. Ici nous nous limiterons à des échantillons de  $\text{NbSe}_3$  où à basse température ( $T < T_{p2}$ )  $V_0$  peut être considéré comme indépendant de la vitesse de l'onde. Nous admettons que sa variation en température est linéaire, en particulier dans les expériences de gradient thermique lorsque les écarts de température restent faibles.

Pour obtenir expérimentalement une situation inhomogène le long de l'échantillon, deux techniques sont mises en oeuvre.

Le premier dispositif utilisé est celui présenté dans la partie B. Le courant électrique a deux niveaux d'intensité différentes le long d'un même cristal. L'étude qui a été réalisée permet de sélectionner les montages où les contacts sont non perturbateurs. Cette condition est essentielle car si elle n'est pas satisfaite il est impossible d'étudier la cohérence du mouvement d'une région à l'autre de l'échantillon. Selon cette même étude, nous pouvons exclure les échantillons où la réponse ne serait pas uniforme transversalement à cause du cisaillement du mouvement de l'ODC.

Les résultats les plus spectaculaires sont obtenus dans NbSe<sub>3</sub> à basse température, une dizaine de degrés au-dessous de la température de transition  $T_p = 59$  K. Les distances expérimentalement réalisables sont alors 4 à 5 fois plus courtes que celles à partir desquelles les effets apparaissent.

Ce dispositif est utilisé dans le chapitre II pour étudier la corrélation du mouvement entre deux régions adjacentes. Les résultats sont analysés dans le cadre du modèle présenté au chapitre I. Ils montrent que, même lorsque l'uniformité du mouvement est cassée, une interaction se maintient. La corrélation du mouvement continue à se manifester si les deux segments sont séparés par une distance  $d$  le long de laquelle aucun courant extérieur n'est appliqué, des effets de corrélation sont observés jusqu'à ce que  $d$  atteigne une valeur critique  $\ell_c$ .

Dans le deuxième dispositif, le courant injecté est uniforme. Les inhomogénéités sont créées par une variation de la température d'un bout à l'autre de l'échantillon. La résistivité et le champ de piégeage  $E_p$  deviennent une fonction continue de la position  $x$ . Le chapitre III sera consacré à la description des montages expérimentaux. Le chapitre IV rapporte les résultats obtenus.

Ce type d'expérience de gradient thermique a été largement étudié par Ong [4,5]. Il voulait alors prouver que le bruit périodique était généré aux électrodes. Deux groupes d'expérimentateurs se sont confrontés, présentant des résultats contradictoires. D'un côté, Ong soutenait une génération locale des oscillations de tension et que le champ seuil mesuré correspondait à celui où le champ de piégeage local était minimum [6]. Un autre groupe, en particulier autour de Grüner, affirmait que la vitesse correspondait à une valeur

moyenne montrant une génération volumique du bruit périodique. Le champ seuil mesuré est la valeur moyenne des champs de piégeage locaux [7].

Nous avons réalisé ces mesures pour différentes longueurs et avec différents profils de température. Nous allons montrer que ce désaccord est dû aux domaines de longueur dans lesquels chacune des expériences a été entreprise, le paramètre important étant le terme  $V_0$  par rapport au champ de piégeage.

Le dernier chapitre est consacré à l'origine du bruit périodique. Dans une situation classique, la fréquence fondamentale est la même dans les deux hypothèses : génération locale aux électrodes ou volumique. Pour s'affranchir de cette indétermination, deux solutions sont envisagées. Dans la première, proposée par Ong, la température des deux électrodes est élevée au-dessus de celle de la transition. Dans ce cas, on s'attend à ce que les dislocations mobiles ne soient plus nécessaires pour permettre le mouvement de l'ODC. Le bruit périodique, s'il était généré localement, devrait disparaître. La deuxième solution est de superposer sur une petite région un courant qui gouverne la différence de vitesse entre cette partie et le reste de l'échantillon. Dans le cas de contact non perturbateur, la fréquence associée aux vortex sur chacune de ces bornes est la différence des deux vitesses, qui est ici différente de celle qui serait générée dans le volume. Même si tous nos résultats renforcent l'hypothèse de l'existence des effets de bord, ils n'apparaissent pas être à l'origine du bruit périodique généralement observé.



# CHAPITRE I

MODELE PHENOMENOLOGIQUE DECRIVANT  
LES CONDITIONS DE RACCORDEMENT DE LA PHASE



Lee et Rice [8] ont pour la première fois décrit la phase de l'ODC comme un cristal électronique en discutant le rôle que pourrait jouer les dislocations dans le dépiégeage de l'ODC. Maki [1,2], en introduisant les vortex qui sont l'équivalent de dislocations coins, a remis en avant cette description sous un angle différent. Récemment, Feinberg et Friedel [9,10] ont fait une étude détaillée de l'analogie entre l'ODC et un cristal classique. Sur la base de ces différents travaux, nous ferons dans le deuxième paragraphe un rapide rappel des propriétés élastiques de l'ODC. Il sera alors possible d'exposer nos hypothèses (§ III et IV), d'en déduire les équations du mouvement (§ IV) et de discuter ses conséquences (§ V).

Auparavant, nous exposons dans le premier paragraphe les principales observations qui nous ont amenés à introduire ce modèle. Pour être complet, il aurait fallu y ajouter l'ensemble des résultats obtenus dans la configuration (i,I) où deux courants sont superposés. En effet, ils sont restés pour nous longtemps inexplicables. Ils seront discutés et décrits dans les chapitres suivants à la lumière de l'étude phénoménologique de ce chapitre.

## **I - NUCLEATION DES VORTEX**

Dans l'hypothèse de Maki, la cohérence entre deux régions où la vitesse est différente est maintenue par une rangée de vortex mobiles. Dans la géométrie où le courant est injecté latéralement, les vortex sont nucléés à la surface sous une électrode et des anti-vortex sous la deuxième (Figure 1). L'énergie à fournir pour initialiser le mécanisme est au moins l'énergie du coeur du vortex à laquelle s'ajoute l'interaction élastique avec son image de l'autre côté de la surface de l'échantillon.

L'énergie de coeur  $U_c$  n'est pas négligeable dans ces systèmes. Elle est égale à l'énergie de condensation des électrons appartenant à un volume qui a la forme d'un cylindre dont les dimensions transverses sont de l'ordre de grandeur de  $\xi_{BCS}$  et de longueur  $w$ , qui est la largeur de l'échantillon (direction  $z$ ) :

$$U_c = f_0 \pi \xi_x \xi_y w$$

$\xi_x = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta}$  et  $\xi_y \equiv a_y$ .  $f_0$  est la densité d'énergie libre  $f_0 \equiv \frac{\Delta^2}{E_{FV}}$ ,  $v$  est le volume de la cellule unité,  $v = a_x a_y a_z$ .

L'énergie élastique  $U_K$  pour un vortex situé à la hauteur  $h$ , sous l'électrode est [11] :

$$U_K = \pi K w \ln \frac{2h}{\xi_0}.$$

La constante élastique  $K$  dérivée du développement de Landau s'écrit [8] :

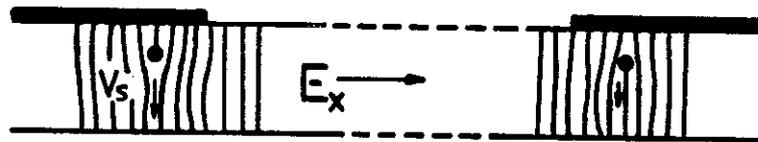
$$K = \xi_x \xi_y \frac{f_0}{\pi}.$$

La barrière de surface est donnée pour  $h = \xi_y$  ; l'énergie  $U_K + U_c$  est alors équivalente à  $\tau w$  où  $\tau$  est la tension de ligne. D'après la forme de  $U_K$  et  $U_c$ , on peut dire que  $\tau$  est égal à  $\alpha \frac{U_c}{w}$  où  $\alpha$  est un coefficient sans dimension de l'ordre de 1.

La présence d'un vortex à la hauteur  $h$  ajoute un plan de phase entre la surface libre en  $y = 0$  et  $y = h$ , ceci correspond à l'addition de la charge  $Q$ , incluse dans le volume  $wh\lambda$ , soit

$$Q = n_c e \lambda w h ,$$

$n_c$  est le nombre d'électrons condensés,  $n_c = \frac{N}{V}$  et  $N = 0.5$  pour les bandes 1/4 pleines.



*Figure 1 : Mouvement d'un vortex sous une électrode d'injection latérale. Lorsque le mouvement est dirigé de 1 vers 2, le vortex apparaît sous l'électrode et "descend" en rajoutant un plan de phase perpendiculairement au mouvement. De l'autre côté, il "monte" vers l'électrode pour y disparaître.*

D'où l'énergie électrique créée par un potentiel  $V$ .

$$U_e = n_c e V \lambda \xi_y w$$

La condition de nucléation est satisfaite pour :

$$n_c e V_0 = \tau / \lambda \xi_y \quad (1)$$

en utilisant l'approximation  $\tau \cong \alpha \frac{U_c}{w}$ , cette relation se simplifie :

$$e V_0 = \alpha \frac{2\Delta}{\pi},$$

soit pour  $\text{NbSe}_3$ , basse température où  $\Delta \cong 350 \text{ K}$  [12],  $V_0 \cong 20 \text{ mV}$ .

Remarquons que, pour rendre normale toute la section de l'échantillon, sur une épaisseur  $\xi_0$ , on obtiendrait un potentiel identique. Ce résultat n'est pas fortuit puisque, dans la calcul de l'initialisation du vortex, nous prenons  $h_{\min} \cong \xi_y$ , sinon le vortex n'existe pas. Seule la "hauteur"  $\xi_y$  porte une charge, mais cette hauteur est redevenue normale par la définition même de  $\xi_y$ . Ceci est donc bien équivalent à rendre normale la paroi qui porte la charge.

Du point de vue expérimental, ce potentiel est à comparer à  $V_0/2$  intervenant dans le champ seuil. Celui-ci, pour la même température, est très variable d'un bain d'échantillon à l'autre. A 30 K, où le gap est bien développé [13], il va de 250  $\mu\text{V}$  à 1 mV. Mais, dans chacun des bains, les valeurs de  $V_0$  sont très reproductibles et ne dépendent pas de la technique de mesures [laque d'argent ou contacts latéraux]. Dans tous les cas, il reste très inférieur à la valeur calculée.

Puisque  $V_0$  dépend de l'échantillon et étant donné le grand nombre d'échantillons mesurés, nous avons tenté de le corrélérer à d'autres caractéristiques mesurées comme le RRR [Rapport des résistivités à l'ambiante et à froid], la valeur minimum du champ de dépiégeage  $E_p$  vers 45 K, ou à la section transversale de l'échantillon [de 2 à 100  $\mu^2$ ] à l'intérieur d'une même lieu où pourtant  $E_p$  varie avec  $S$ .

Aucune corrélation n'apparaît et  $V_0$  doit être considéré comme un paramètre "secondaire" dépendant non pas de propriétés fondamentales comme  $\Delta$  ou  $E_F$  ... mais de l'état "métallurgique" variable d'une préparation à une autre [Impuretés, imperfections cristallines ...]. Si la variation de  $E_p$  dans un même bain de préparation avec  $S$  peut être attribuée à des effets de surface, la constance de  $V_0$  en fait a priori un effet de volume.

Enfin, si  $\frac{V_0}{2}$  correspond à l'énergie de nucléation d'un vortex, à chaque fois qu'il aura traversé l'épaisseur de l'échantillon, cette même énergie sera dissipée et sera disponible pour nucléer un nouveau vortex. Il en découle que, dans ce modèle, le bruit alternatif doit avoir une amplitude comparable à  $V_0$ . Or, toujours autour de 30 K, la tension alternative observée est très faible  $\cong 50 \mu V$  dans les meilleurs échantillons, soit plus d'un ordre de grandeur en dessous des valeurs obtenues pour  $V_0$ . Le désaccord entre les valeurs calculées pour  $V_0$  et celles qui sont mesurées suggère que, comme dans les solides, la plasticité fait appel à des phénomènes moins énergétiques que l'autonucléation des dislocations. L'alternative la plus naturelle est de faire intervenir l'activation de sources de Frank et Read. Pour discuter de cette solution, nous avons dû définir plus précisément les grandeurs élastiques de l'ODC.

## II - PROPRIETES ELASTIQUES DE L'ODC [10]

Dans le système à ODC, les seules distorsions possibles sont uniaxiales selon la direction des chaînes et décrites par  $\vec{u} = -\varphi(x,y,z) \frac{\vec{x}}{q}$ . Les composantes du tenseur déformation  $[e]$  sont :

$$e_{xx} = -\frac{1}{q} \frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

$$e_{yx} = e_{xy} = -\frac{1}{2q} \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

$$\text{et } e_{zx} = e_{xz} = -\frac{1}{2q} \frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

Seule une variation de  $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$  qui représente une compression ou une dilatation de la phase de l'onde porte une charge de densité (cf. Rappels) :

$$\rho_c = \frac{n_c e}{q} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -(n_c e) e_{xx}$$

D'après [8], l'énergie élastique est :

$$U_K = f_0 \xi_x \xi_y \int d\vec{r} (\vec{\nabla} \varphi)^2$$

L'anisotropie de  $\xi_{BCS}$  amène à introduire 3 constantes élastiques qui sont respectivement parallèlement et perpendiculairement à l'axe des chaînes :

$$K_x = f_0 \xi_x^2, \quad K_y = f_0 \xi_y^2 \quad \text{et} \quad K_z = f_0 \xi_z^2 ;$$

Dans  $NbSe_3$ ,  $a_y = 15 \text{ \AA}$  et  $a_z = 10 \text{ \AA}$ . Par commodité, on prendra  $\xi_z \equiv \xi_y = \xi_{\perp} \equiv 12 \text{ \AA}$ . On peut introduire le module d'Young de la distorsion selon x :  $Y = qK_x$ . L'énergie élastique peut se mettre sous la forme usuelle :

$$U_K = \frac{1}{2} \int d\vec{r} [\sigma][e]$$

Ceci permet de définir les composantes du tenseur de contrainte  $[\sigma]$  :

$$\sigma_{xx} = q^2 K_x e_{xx} = -Y \frac{\partial \varphi}{\partial x},$$

$$\sigma_{xy} = q^2 K_y e_{yx} \quad \text{et} \quad \sigma_{xz} = q^2 K_z e_{zx}$$

L'application d'un champ électrique,  $E$ , crée un champ de contraintes internes. Si  $E$  est uniforme et parallèle à l'axe x, l'équation d'équilibre prend la forme :

$$K_x \nabla^2 \varphi + \frac{n_c e E}{q} = 0.$$

Or, lorsque  $E < E_p$ , l'onde est accrochée aux impuretés réparties au hasard dans l'échantillon et par la surface. La réponse est dominée par les fluctuations spatiales de l'ODC. Elle est très complexe comme le montre la diversité des phénomènes d'hystérésis et de métastabilité rapportés dans ce domaine de champ. Sans perturbation extérieure,

l'ordre à longue distance est limité par la longueur de Lee et Rice,  $L_{FLR}$ .  $L_{FLR}$  est beaucoup plus grande que la distance inter-impureté dans le cas du piégeage faible. Nous avons vu partie B que les effets de taille sur le champ seuil ne pouvaient être attribués à la longueur  $L_{FLR}$ , montrant que nos dimensions expérimentales sont supérieures à cette grandeur caractéristique de la cohérence statique. Nous la supposons petite devant les distances interélectrodes.

L'ordre à longue distance est rétabli près du champ seuil  $E_p$  au moment du dépiégeage et comme nous le verrons se maintient jusqu'à des champs élevés (cf. Rappels). L'onde s'est libérée des centres d'accrochage répartis à l'intérieur du cristal et reste cependant bloquée à cause des effets de bord sous les électrodes qui jouent alors le rôle d'un piégeage fort. La phase subit des déformations macroscopiques. L'énergie électrique disponible est [14,15] :

$$U_e = \int dx \frac{n_c e}{q} \varphi(E - E_p)$$

créant le champ de contraintes internes qui permettra de surmonter le piégeage local. Jusqu'à ce qu'une vitesse moyenne non nulle soit permise, l'équation d'équilibre est :

$$Y \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{n_c e}{q} (E - E_p) = 0$$

Si le repère choisi à son origine au milieu de la longueur  $\ell$ , la déformation est symétrique et la contrainte doit être continue sous chaque électrode, soit  $\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{-\ell/2} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{\ell/2} = 0$ . La solution est une parabole :

$$\varphi(x) = \frac{n_c e}{2Y} \left( \frac{\ell^2}{4} - x^2 \right) (E - E_p)$$

La seule composante non nulle du tenseur de contrainte est linéaire en champ et en  $x$  :

$$\sigma_{xx} = n_c e (E - E_p) x = \sigma(x) \quad (2)$$

### III - LES SOURCES DE FRANK ET READ DANS LE CRISTAL ODC

Comme dans les solides, il existe des dislocations coins (équivalentes aux vortex) et des dislocations vis, mais le vecteur de Burgers,  $\vec{b}$ , peut prendre une seule direction, celle de l'axe  $\vec{x}$  [8]. C'est un multiple de la maille de l'ODC,  $\lambda$ . Sur un contour entourant la ligne de dislocations :

$$\vec{b} = \lambda \vec{x} = \frac{1}{q} \oint_c \nabla \phi d\vec{r}$$

La ligne d'une dislocation coin doit se situer dans le plan (y,z) perpendiculaire à l'axe des chaînes. Pour une dislocation vis, la seule direction possible est  $\vec{x}$ .

Des forces externes agissent sur les dislocations par l'intermédiaire du champ de contraintes élastiques qu'elles induisent et leur mouvement obéit à la force de Peach-Köeler [11] :

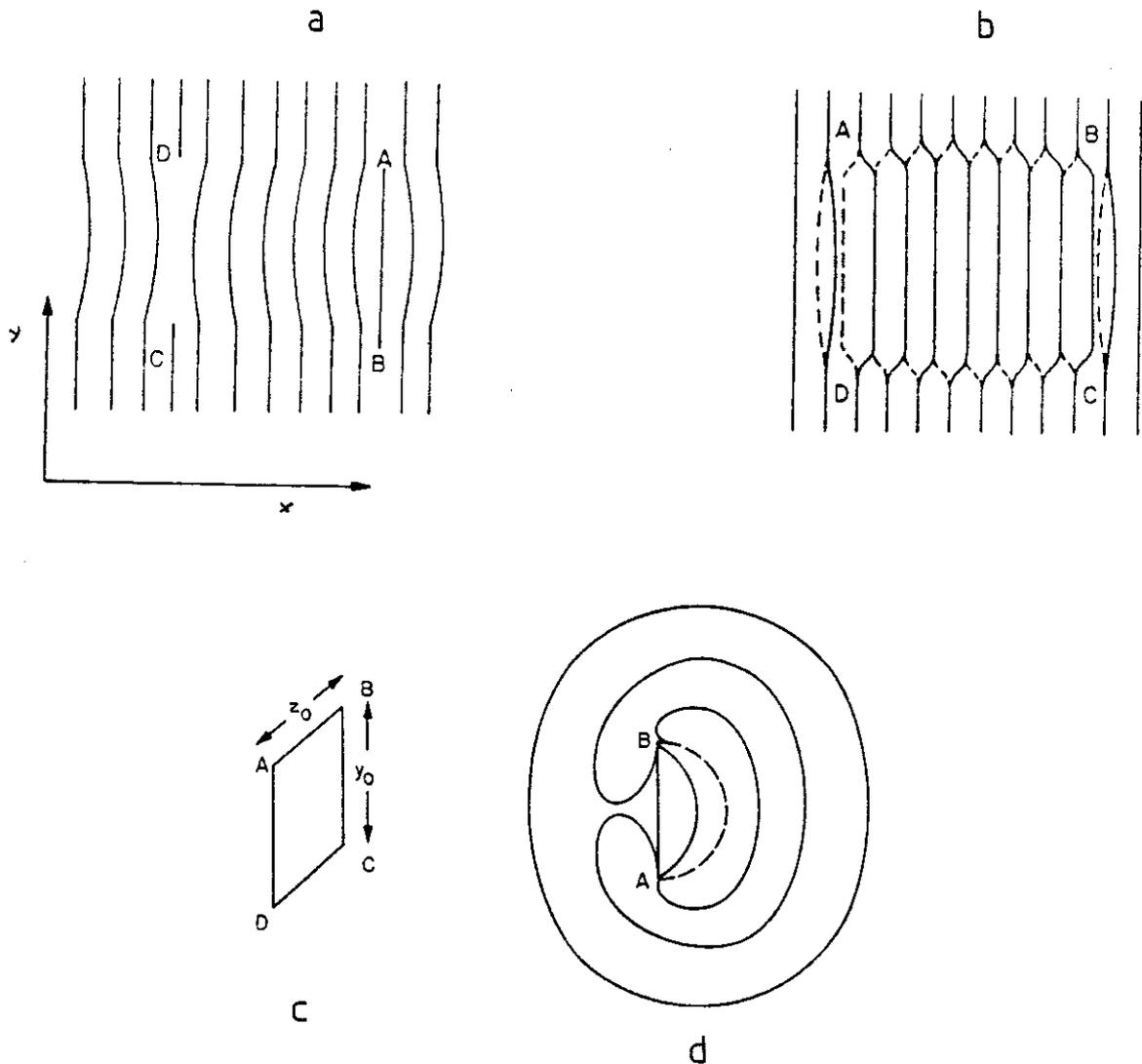
$$\vec{F}_{PK} = (\vec{b} \cdot [\sigma]) \times \vec{L}$$

$\vec{L}$  est le vecteur unitaire le long de la ligne de dislocations. Le tenseur  $[\sigma]$  a été calculé précédemment lorsqu'un champ électrique  $E\vec{x}$  est appliqué. L'action de  $F_{PK}$  permettra au vortex de Maki de "monter" vers l'électrode. Par contre, ce même champ n'aura aucun effet sur les dislocations vis pour lesquelles  $\vec{L}$  et  $\vec{x}$  sont parallèles.

Lee et Rice [8] ont étudié le type de boucle et le mécanisme des sources de Frank et Read dans les composés à ODC (Figure 2). Les dislocations donnent par nature des variations de phase à longue portée [14] :

$$\delta\phi_i(x) = \pm \pi \frac{s_i}{S} \text{sign}(x - x_i),$$

$s_i$  est la surface projetée dans le plan (y,z) de la boucle située en  $x_i$ . Si elle couvre la totalité de la section S de l'échantillon, la variation  $\delta\phi$  est de  $\pm \pi \text{sign}(x - x_i)$  selon qu'elle correspond à un défaut ou un excès de longueur d'onde. Si de nombreuses boucles sont présentes, le déplacement de la phase au point x est la somme des  $\delta\phi_i$  qui, à l'équilibre, sont aléatoires. La résultante est donc nulle. Les boucles peuvent donc s'étendre et prendre les positions par rapport au centre d'ancrage qui minimise l'énergie pour être stable.



**Figure 2 :** Boucles de dislocations dans les systèmes ODC d'après [8].

**2a :** projection de 2 boucles de dislocation dans le plan (x,y). Les lignes représentent le contour iso-phase en unité de  $2\pi$ .

**2b :** Les lignes en trait plein et en tirets représentent les contours iso-phases pour la couche au-dessus et au-dessous de la boucle ABCD. Les segments AB et CD sont des dislocations vis alors que BC et AD sont des dislocations coins.

**2c :** Boucle dans le plan (y,z). Les 4 segments sont des dislocations coins et agissent comme des sources de Frank et Read.

**2e :** Ce schéma montre le mécanisme des sources de Frank et Read. La ligne en tirets est le demi-cercle qui sépare les solutions stable et instable et pour lequel la contrainte  $\sigma_c$  est calculée.

L'interaction à longue distance réintervient lorsqu'une boucle est activée et se gonfle jusqu'à atteindre  $s = S$ . Si elle correspond à l'addition d'un plan de phase, l'accroissement  $\delta\varphi$  est de  $+\pi$  à droite et  $-\pi$  à gauche. Ce processus a le même effet que la traversée de la section par un vortex dans le modèle de Maki.

La charge portée par  $s$  est :

$$Q = n_c e \lambda s,$$

$s$  étant pris algébrique. Elle est négative lorsqu'elle ajoute un plan de longueur d'onde et positive dans le cas contraire. Entre régions adjacentes A et B où l'ODC est animée respectivement de la vitesse  $v_A$  et  $v_B$ , la vitesse de propagation des boucles est  $\dot{s}$ . Elle doit obéir à l'équation de continuité :

$$J_{\text{ODC}}(\text{droite}) - J_{\text{ODC}}(\text{gauche}) - n_c e \lambda \frac{\dot{s}}{|S|} = 0,$$

soit 
$$(v_B - v_A) / \lambda = - \frac{\dot{s}}{|S|} \quad (3)$$

L'énergie qu'il faudra fournir pour enclencher le processus d'activation est faible. Sous l'action d'une contrainte, la ligne AB (cf. Figure 2e) se courbe. La courbure ainsi que la contrainte est maximum lorsqu'elle a la forme d'un demi cercle de diamètre  $AB = D$ . Au-delà, la solution n'est plus stable et la boucle se propage jusqu'à former un cercle et le processus peut recommencer [8,11]. L'énergie élastique fournie est proportionnelle à la tension correspondant à l'allongement de la ligne lorsqu'elle est égale au demi cercle. Elle vaut :

$$U_{\text{elas}} = \tau \left( \frac{\pi D}{2} - D \right) w$$

Le champ électrique fournit la contrainte  $\sigma$  qui agit sur la surface du demi cercle :

$$\begin{aligned} U_{\text{elec}} &= \iint \sigma b dS \\ &= \lambda \frac{\pi D^2}{8} \sigma \end{aligned}$$

La contrainte critique est définie par

$$\sigma_c \cong \frac{2\tau}{D\lambda}, \quad (4)$$

La relation qui lie la contrainte  $\sigma$  au champ électrique  $E$  est donnée par la relation (2). Si l'on suppose que les déformations élastiques sont à longue portée, au-dessous des électrodes en  $+\frac{\ell}{2}$  :

$$\sigma_c = n_{ce}(E_T - E_p) \frac{\ell}{2} = n_{ce} \frac{V_0}{2} \quad (5)$$

Nous discuterons cette hypothèse qui sera utilisée tout au long de ce chapitre dans la conclusion.

La comparaison de  $V_0$  déduit de (3) et (4) avec celui obtenu au 1er paragraphe pour le calcul de l'autonucléation des vortex (relation (1)) montre qu'il est réduit ici d'un facteur  $\frac{\xi_1}{D}$ . D'après les valeurs expérimentales, ce rapport vaut de 10 à 20 selon les bains de NbSe<sub>3</sub>, soit  $D$  de 200 à 1000 Å. La limite d'élasticité est théoriquement atteinte lorsque la source la plus longue est activée. Les dimensions transverses des échantillons étant de l'ordre du micron, cette limite devrait être atteinte pour des valeurs de  $V_0$  beaucoup plus faibles.

Il faut donc, en se référant à nouveau à la plasticité dans les solides, faire intervenir le piégeage des dislocations.

#### **IV - PIEGEAGE DES DISLOCATIONS [16]**

Les dislocations sont des défauts de l'ODC et, comme elle, sont sensibles aux impuretés. La valeur moyenne de l'interaction à longue portée des dislocations a été discutée plus haut. Mais les impuretés proches des boucles vont changer localement la phase par des déplacements très petits de la ligne des dislocations près des centres d'accrochage. C'est un problème identique au piégeage de l'ODC elle-même où un milieu élastique dans un potentiel aléatoire donne au second ordre une force irréversible.

De plus, la présence d'un réseau de dislocation produira une force de friction due à l'interaction de la boucle mobile avec les autres qu'elle doit couper pour se propager. Ce piégeage peut être représenté par une contrainte,  $\sigma_p$ , qui joue pour le mouvement des dislocations le rôle d'une force de friction statique. Nous n'excluons pas l'existence d'une force alternative qui proviendrait de la self-énergie, mais nous considérons que, conformément aux observations expérimentales, elle est négligeable par rapport à la composante continue.  $\sigma_p$  peut être approximée par [11] :

$$\sigma_p = \beta \frac{\tau}{D\lambda}$$

$\beta$  est un facteur de l'ordre de l'unité. On pose

$$\sigma_p = n_c e \frac{V_0}{2} \quad (6)$$

La longueur  $D$  calculée précédemment est donc l'ordre de grandeur de la distance entre deux centres d'ancrage des lignes, quelle que soit leur origine. Elle représente la taille moyenne des sources. Elle est comparable aux dimensions transverses des domaines observés en microscopie électronique. En effet, ces mesures ont relevé l'existence de zones brillantes délimitées par des zones plus sombres dans les taches de surstructures de l'ODC. Leur dimension est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$  suivant l'axe des chaînes et de  $200 \text{ \AA}$  perpendiculairement à cet axe [17].

Les valeurs déduites pour  $D$  montrent que les sources ne sont pas rares à l'échelle du volume de l'échantillon qui est sous l'électrode.  $S \cong 3 \text{ à } 100 \mu^2$  avec une largeur d'électron  $\varphi_e \geq 8 \mu\text{m}$ . Ceci explique la reproductibilité des résultats pour des échantillons issus d'un même bain. De plus, ce point de vue est tout à fait cohérent avec l'observation que  $V_0$  ne dépend pas de la géométrie des électrodes. En effet, nous avons fait des mesures avec des contacts à la laque d'argent qui enrobe l'échantillon et avec des contacts latéraux plus ou moins larges ( $8 \rightarrow 100 \mu\text{m}$ ) sans détecter de différence notable.

## **V - EQUATION DU MOUVEMENT ENTRE DEUX ELECTRODES**

Dans la configuration de la Figure 1, la phase se déplace à la vitesse  $v_d$  de 1 vers 2.  $v_d$  est nulle partout ailleurs.

D'après la relation (3), à chaque période la charge transportée à travers la surface sous l'électrode 1 est  $-n_{ce}\lambda|S|$  et  $+n_{ce}\lambda|S|$  sous la 2ème. Le transfert de charge d'un côté à l'autre se fait par le déplacement de la phase à la vitesse  $\dot{\phi} = -qv_d = 2\pi \frac{s}{|S|}$ . Il est possible uniquement si l'ODC est dépiégée entre les 2 électrodes ( $E > E_p$ ). A ce moment, les électrons injectés par le contact d'injection 1 ressort à travers l'autre. On assiste à un vrai phénomène de transport. Le schéma de la Figure 3 montre que, pour gonfler les surfaces qui permettent d'ajouter un plan de longueur d'onde, il faut que la contrainte  $\sigma$  soit négative. Pour que la conversion soit possible en  $x_1$ , elle doit vaincre la force de piégeage qui s'exerce sur les boucles et qui s'oppose à leur mouvement. Ceci sera possible dès que  $\sigma$  atteindra  $-\sigma_p = -n_{ce} \frac{V_0}{2}$ , soit pour la déformation de la phase, la condition :

$$\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x_1} = + \frac{n_{ce}}{Y} \frac{V_0}{2} = + \frac{n_{ce}}{Y} (E_T - E_p) \frac{\ell}{2}$$

De l'autre côté, c'est le phénomène inverse qui se produit.  $\dot{s}$  est positive,  $\sigma$  aussi et supérieure à  $+\sigma_p$ . Le système étant symétrique par rapport au point milieu entre 1 et 2, la condition est satisfaite pour le même champ  $E_T$ .

Maintenant, la condition de dépiégeage est réalisée pour le champ :

$$E_T = E_p + \frac{V_0}{\ell} = E_p + E_0(\ell),$$

conformément aux résultats de la partie B. Dès que  $E_T$  est atteinte, il n'y a plus de solution statique. De chaque côté les contraintes  $+\sigma$  et  $\sigma_p$  se comportent comme des forces de fiction statique qui s'ajoutent à celle du piégeage de l'ODC. Dans la configuration à 2 électrodes :

$$\eta v_d = E - E_p - \frac{V_0}{\ell} \quad (7)$$

$\eta$  est la viscosité généralisée de l'ODC.

Dans cette équation, nous avons négligé la viscosité  $\eta_s$  liée à la propagation des sources.

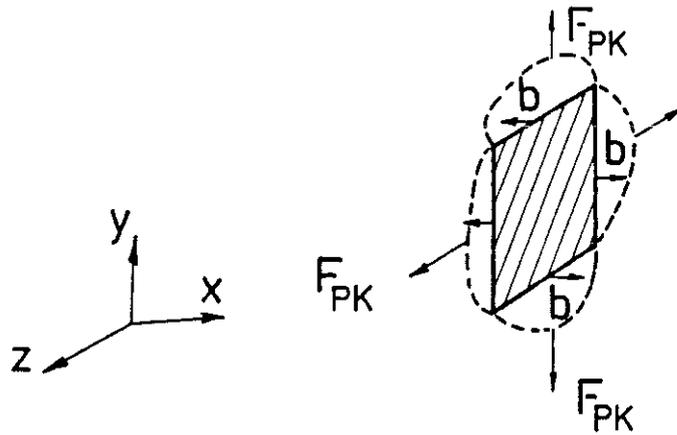


Figure 3 : La boucle qui est représentée contient une surface de phase. La figure montre, pour chacun des segments, le vecteur de burgers correspondant, ainsi que l'orientation que doit avoir la force de Peach-Koeler pour permettre que cette surface s'étende. Lorsqu'un champ électrique est appliqué suivant  $x$ , elle s'écrit :

$$\vec{F}_{PK} = \sigma \cdot \vec{b} \times \vec{L}$$

Pour les quatre segments,  $\vec{F}_{PK}$  a la bonne direction si  $\sigma$  est négative.

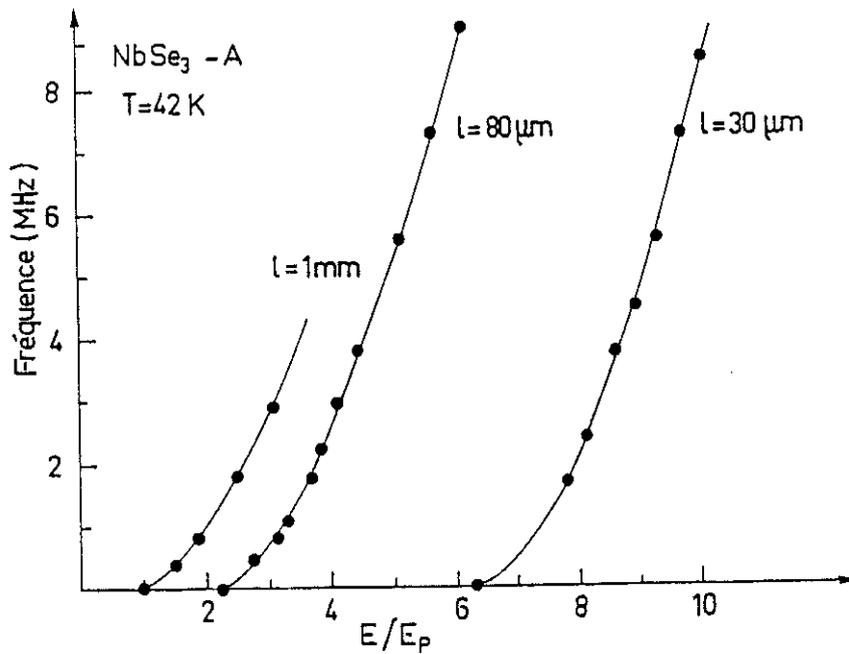


Figure 4 : Courbe de la fréquence en fonction du champ, normalisée au champ seuil pour différentes longueurs (1 mm, 80  $\mu\text{m}$ , 30  $\mu\text{m}$ ). Elles sont approximativement parallèles.

La Figure 5 donne une représentation de la variation de la contrainte le long de  $x$  dans une situation parfaitement homogène entre les deux électrodes d'injection. La continuité de  $\sigma$  en  $-\ell/2$  et  $\ell/2$  implique que la déformation s'étend en  $|x| > \frac{\ell}{2}$ . L'onde est piégée dans cette région. La longueur caractéristique est  $L_{\text{FLR}}$ . La déformation de la phase s'annule donc sur cette longueur.  $L_{\text{FLR}}$  peut être définie soit par le piégeage faible, soit par le piégeage fort (cf. § III des Rappels, Partie A). Ce modèle ne fait aucune hypothèse sur la nature des centres d'ancrage. Par contre, il suppose que la longueur de cohérence est infinie à partir de  $E_p$ , ainsi que la longueur de cohérence dynamique. La contrainte est maximum sous l'électrode à l'interface entre la région où l'ODC est mobile et celle où elle est fixée. Dans ce mécanisme, l'activation des sources est parfaitement localisée. Les déformations sont proportionnelles à la contrainte  $\sigma$ . Dans cette description, elles existent en permanence au-dessus du champ seuil pour maintenir la pression qui permet le mouvement des dislocations dans les interfaces.

Différentes mesures plaident effectivement en faveur d'une déformation à longue portée qui change de signe approximativement au milieu de l'échantillon [19]. Celles de la résistance à faible champ, après un pulse de conditionnement  $I_c$ , montre un écart  $\Delta R$  lorsque  $I_c$  dépasse le courant seuil, puis se stabilise à approximativement  $+10\%R$  d'un côté et  $-10\%R$  de l'autre dans  $\text{o-TaS}_3$  à 77 K [20]. Les courbes de la résistance différentielle en fonction d'un courant présentent un cycle d'hystérésis [21]. Si le champ seuil est dépassé dans les deux sens du courant, la même boucle est enregistrée pour chaque cycle. L'ODC, contrairement à de nombreux systèmes désordonnés, peut être préparée pour basculer dans un état stable et reproductible. Les temps de relaxation deviennent de plus en plus rapides près de  $E_T$ .

Ces effets sur la résistivité peuvent être compris en considérant qu'une déformation est un changement local de transfert de la charge entre l'ODC et les ions de la chaîne. Une déformation correspond à une accumulation [ou à une déplétion] de la charge du condensat, qui va être partiellement écrantée, en partie par une déformation du réseau, en partie par les excitations thermiques de type électron ou trou. Or, le pouvoir thermoélectrique ayant un signe bien défini, les conductivités  $\sigma_+$  et  $\sigma_-$  ne sont pas totalement symétriques et la conductivité se trouve accrue là où l'écran augmente la population la plus mobile, et naturellement diminuée de l'autre côté.

Dans les régions de déformation, le vecteur de Fermi  $k_F$  varie, modifiant localement le gap pour les excitations normales. Par exemple, sur un côté de l'échantillon,  $k_F$  va augmenter (dilatation de la phase) entraînant une variation du gap dans le même

La relation (7) est justifiée par l'allure des courbes  $\nu(E)$  obtenues expérimentalement et reportées Figure 4.  $\nu$  est la fréquence fondamentale du bruit périodique reliée à la vitesse  $\nu_d$  par la relation  $\nu_d = \lambda\nu$  [18]. Sur cette figure, on voit que le terme dû aux effets de bord a principalement pour conséquence de translater les courbes de  $V_d/\ell$  par rapport à celles obtenues pour une longueur infinie [ $E_T(\ell \rightarrow \infty) = E_p$ ]. Cette propriété est fréquente pour les variations  $\nu(E)$  mesurées à basse température. Pour la 1ère transition,  $T_p = 145$  K, les courbes  $\nu(E)$  ne sont pas parallèles mais ont une courbure de plus en plus grande lorsque  $\ell$  diminue. Il faut alors associer une friction dynamique à la propagation des boucles[53].

## VI - DISCUSSION

Sur la Figure 5, nous avons tracé la variation de la contrainte  $\sigma$  créée par un champ  $E_x$ , d'après la relation (2). Lorsque  $E$  croît au-dessus de  $E_p$ , la pente augmente jusqu'à ce qu'elle soit égale à  $(E_T - E_p)/\ell$ . A ce moment, les deux seules positions où la contrainte atteint la valeur critique sont localisées près de chaque électrode. A partir de  $E_T$ , il n'y a plus de solution statique. Il n'y a donc a priori pas de raison que les boucles se développent ailleurs dans l'échantillon. En effet, pour cela, il faudrait qu'une déformation s'installe à l'intérieur de l'échantillon jusqu'à ce que l'énergie nécessaire à l'activation d'autres sources soit accumulée. Ceci est possible s'il existe un point d'ancrage fort dû à un dommage mécanique par exemple. Une autre solution est que les champs seuils  $E_p$  ne soient pas uniformes le long de l'échantillon (c'est ce qui est réalisé avec un gradient thermique), ou encore que les champs extérieurs ne soient pas homogènes. Ce sont ces deux dernières situations qui seront étudiées dans les chapitres suivants.

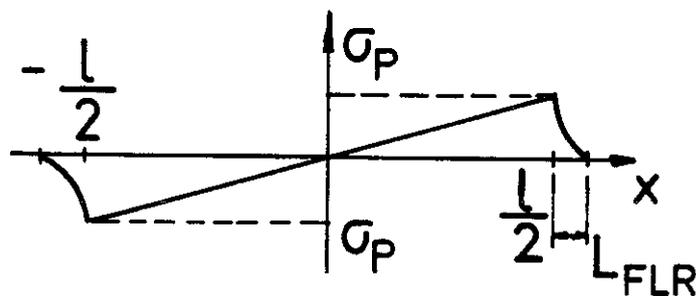


Figure 5 : Variation de la contrainte élastique créée par un champ électrique  $E_x$  appliqué entre  $-l/2$  et  $+l/2$ . Dans les régions adjacentes, les déformations (proportionnelles aux contraintes) s'étendent sur  $L_{FLR}$ .

sens, réduisant pour la même température le nombre d'excitations individuelles. De l'autre côté où la phase est comprimée, c'est le processus inverse qui est réalisé. Ces effets expliquent les variations-mesures dans la résistance différentielle.

L'importance des excitations au-dessus du gap dans NbSe<sub>3</sub> par rapport aux porteurs normaux non concernés par la condensation de l'ODC est faible. Ceci explique que les phénomènes d'hystérésis soient toujours presque négligeables dans ce composé.

Des déformations à longue portée de l'ODC donnent naissance à une importante polarisation de l'ODC [22]. Celle-ci n'a pas le même signe d'un bout à l'autre de l'échantillon. Lorsque le courant est supprimé, cet état antisymétrique est gelé dans un des nombreux états métastables qui gardent le souvenir de cette polarisation [23]. Seul le passage d'un courant d'onde de direction opposée ou un cyclage thermique permettent de basculer dans un état complètement différent.

L'échantillon peut être assimilé à une capacité qui se décharge lorsque le courant change de sens. C'est ce que montre les phénomènes d'"overshoot" observés dans la réponse à un pulse de courant s'il a été précédé d'un pulse de signe opposé et d'amplitude supérieure au champ seuil. Ce phénomène a été observé pour la première fois par Gill dans NbSe<sub>3</sub> [24], puis ensuite dans la plupart des composés [25].

Ces déformations à longue portée permettent aux systèmes d'accumuler l'énergie élastique nécessaire à la conversion aux électrodes [26]. Elle commence donc à devenir significative près de  $E_p$  où elle est dépiégée de ses centres d'ancrage à l'intérieur de l'échantillon. Jusqu'à  $E_T = E_p + \frac{V_0}{\rho}$ , elle gardera une vitesse nulle car elle reste "piégée" aux électrodes.

L'existence d'un régime transitoire pour  $E_p < E < E_T$  est confortée par les expériences réalisées dans o-TaS<sub>3</sub> par Mihaly et collaborateurs [27]. Le pulse de conditionnement est appliqué à 150 K et la mesure à 130 K. Des variations dans la résistance différentielle apparaissent à partir d'un champ  $E_{MS}$  inférieur au champ critique  $E_T$ .  $E_{MS}$  ne dépend pas de la longueur et peut être identifié à  $E_p$ .  $E_T$ , quant à lui, croît lorsque la longueur de l'échantillon diminue et rejoint  $E_{MS}$  pour des longueurs infinies.

Enfin, dans la partie B, nous avons décrit des expériences où le mouvement de l'onde présente un cisaillement. Nous avons suggéré que le raccordement était assuré par le "glissement" des dislocations coins. Les inhomogénéités transverses du potentiel créent

un champ  $-dV/dy$ . Le tenseur de contrainte a alors une composante  $\sigma_y$  non nulle, permettant par l'intermédiaire de la force de Peach-Koeler ce mouvement. De même, le piégeage des dislocations devra être surmonté. Mais l'ignorance de lois fiables pour  $E < E_p$  sur le pinning volumique, rend toute tentative d'interprétation numérique, difficile à entreprendre.

## CONCLUSION

Nous avons présenté un modèle phénoménologique très simple qui est cohérent avec les mesures préliminaires précitées dans la partie B sur la variation du champ seuil, ainsi que les phénomènes de métastabilité et de mémoire qui peuvent être reliés au piégeage fort aux électrodes.

Notre point de vue se place dans le cadre de l'analogie de l'ODC avec un cristal ordinaire. Le point essentiel est d'attribuer au piégeage des dislocations les effets liés aux problèmes de raccordement.

Nous allons maintenant exploiter ce modèle pour expliquer les expériences que nous avons réalisées en situation inhomogène.



# CHAPITRE II

## PROPRIETES NON LOCALES



L'étude du dépiégeage et du spectre de fréquence montre un comportement très particulier dans un système où deux régions adjacentes sont traversées par des courants électriques différents. L'origine de ces phénomènes est la cohérence du courant d'onde et des conditions de raccordement entre les deux domaines. Les résultats obtenus peuvent être décrits par le modèle phénoménologique introduit précédemment. Ce couplage se maintient, y compris s'il existe une distance intermédiaire  $d$  entre ces deux régions. Celui-ci disparaît au-delà d'une longueur  $\ell_c$  estimée à  $60 \mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$ , au-dessous de la transition basse température et à  $40 \text{ K}$ .

## I - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Le dispositif utilisé est celui décrit dans la partie B (Figures 1 et 2 Chapitre I). Les échantillons sont "collés" par les forces électrostatiques sur le saphir où sont évaporés les contacts d'or dont la largeur  $\ell_e$  vaut  $8 \mu\text{m}$ . Les résultats qui sont rapportés ici ont été obtenus sur 2 échantillons avec des sections très différentes, l'un avec  $s \cong 1 \times 3 \mu\text{m}^2$  et l'autre où  $s = 2 \times 20 \mu\text{m}^2$ , présentant un champ seuil valant respectivement  $100 \text{ mV/cm}$  et  $18 \text{ mV/cm}$ ;  $V_0$ , quant à lui, est de  $500 \mu\text{V}$  pour le premier et  $300 \mu\text{V}$  pour le second.

Les configurations d'étude sont représentées Figures 1a et 1b. Deux courants d'intensité différente circulent sur un même échantillon dans deux régions séparées par une distance  $d$  sur laquelle aucun courant extérieur n'est appliqué. La géométrie de la Figure 1a où  $d \neq 0$  sera dite configuration à 4 électrodes et celle de la Figure 1b, dans la limite où  $d = 0$ , à 3 électrodes.

Les mesures réalisées sont de deux types : celles de la résistance différentielle permettent de connaître la valeur du champ de dépiégeage et celles du spectre de fréquence donnent l'évolution des vitesses dans chacune des régions de l'échantillon. Une relation simple relie la fréquence fondamentale  $\nu$  du bruit alternatif avec la vitesse  $v_d$  de l'ODC dans l'hypothèse d'une génération volumique de cette contribution [18] :

$$v_d = \lambda \nu$$

La condition essentielle pour l'observation des phénomènes que nous allons décrire est l'utilisation d'un montage où les contacts sont non perturbateurs. De plus, l'une des longueurs doit être assez courte pour que le terme  $V_0/\ell$  dans son champ seuil soit notable.

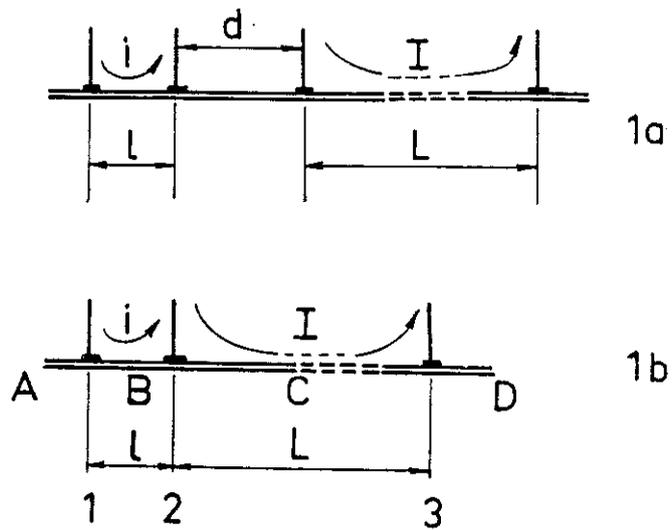


Figure 1a : Configuration à 4 électrodes  
 Figure 1b : Configuration à 3 électrodes.  $d = 0$

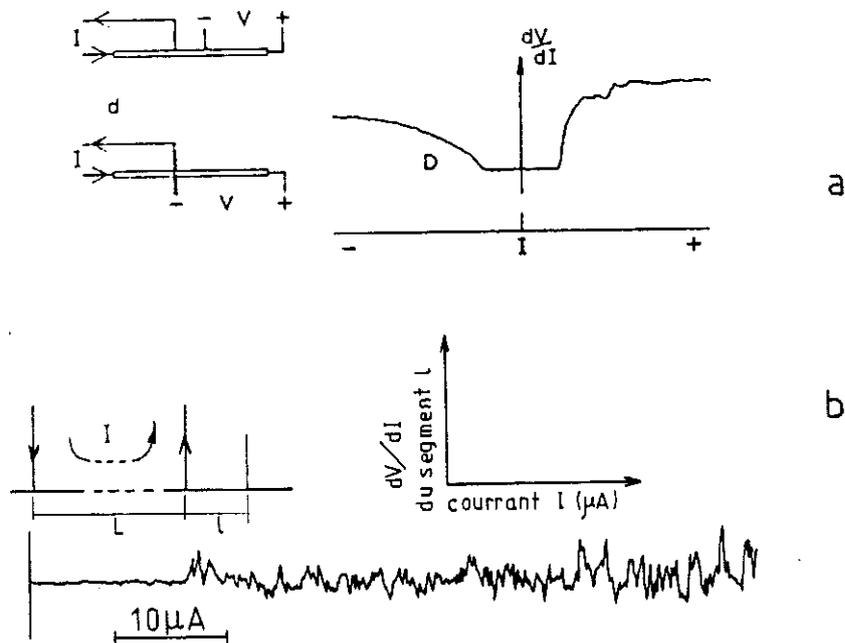


Figure 2 : Variation de la résistance différentielle dans la configuration représentée en encart. Elle est enregistrée en fonction du courant qui circule dans la partie adjacente.

2a : Effets non locaux sur la résistance différentielle d'après [28] et observés dans certains de nos montages.

2b : Les échantillons sélectionnés dans les expériences suivantes présentent une réponse complètement plate. Le bruit est dû au dispositif expérimental. Ici  $L = 200 \mu\text{m}$ ,  $\ell = 30 \mu\text{m}$ .

Par convention, nous continuons à décrire la plus grande région par des lettres majuscules : courant  $I$ , longueur  $L$ , champ électrique  $\vec{E}$ . Le sens de son courant étant pris positif ainsi que les paramètres  $E_p$ ,  $I_p$ ,  $e_T(\ell)$  et  $V_o$ .  $L \geq 200 \mu\text{m}$  :

$$E_T(L) \cong E_p \text{ et } I_T(L) = I_p$$

Les paramètres associés à la 2ème région sont  $i$ ,  $\ell$  et  $\vec{e}$ ,  $\ell < 100 \mu\text{m}$  et

$$e_T(\ell) = E_p + \frac{V_o}{\ell}, \quad i_T(\ell) = I_p + i_o(\ell) \quad (1)$$

Les longueurs sont mesurées entre les points milieu des contacts, les distances accessibles pour  $d$  dans ce système sont 30, 50, 80, ...,  $\mu\text{m}$ . Puisque les contacts sont non perturbateurs, on peut vérifier que le champ  $E_p$  est homogène sur tout le cristal. Pour cela, on mesure le courant seuil entre les différentes sondes de tension lorsqu'un courant circule d'un bout à l'autre de l'échantillon. Il doit être constant partout quelle que soit la distance qui sépare les bornes (cf. Chapitre II Partie B).

## **II - RESULTATS EXPERIMENTAUX**

### **1 - Résistance ohmique**

La variation de la résistance différentielle de la région  $\ell$  est enregistrée en fonction du courant  $I$  circulant dans  $L$  ( $i = 0$ ). Des variations de  $dV/dI$  ont été observées par différents expérimentateurs avec cette géométrie et pour  $d = 0$  [28,29].

Ce type de résultat est délicat à interpréter. En effet, dans ces composés anisotropes on ne peut a priori exclure des distorsions des lignes de courant ordinaire hors des régions où le champ électrique est appliqué. Elles peuvent être à l'origine de déformations de la phase ou même, lorsque le champ seuil est dépassé, à l'origine du dépiégeage de l'ODC dans de petites régions adjacentes à celles où le courant est supposé circuler [30].

Néanmoins, il est clair que la majeure partie de ces effets est due aux propriétés physiques de l'ODC. Le signe de la déviation est variable, correspondant le plus souvent à une diminution de la conductivité (Figure 2a). Ces mesures donnent des résultats

particulièrement irreproductibles, y compris d'un balayage de courant à l'autre. Ceci suggère qu'ils sont fortement liés aux problèmes de métastabilité. Dans NbSe<sub>3</sub>, ils sont faibles, voire inexistant dans de nombreux échantillons.

D'après l'étude du Chapitre I, la continuité des contraintes, en particulier à travers les zones de raccordement de la vitesse de phase, implique l'extension de distorsions à l'extérieur du secteur où l'onde est en mouvement. Ceci explique l'extension des effets de métastabilité et de mémoire dans ces régions. Ces déformations se traduisent aussi par l'observation d'un "overshoot" dans la réponse à un pulse de courant lorsqu'il a été précédé par un pulse de signe opposé dans la région adjacente [28]. Nous allons présenter deux nouveaux types d'effets non locaux : L'influence du mouvement de l'ODC dans un segment L sur le dépiégeage et la vitesse dans un autre segment  $\ell$ . Il est donc préférable de s'affranchir des variations de  $dV/dI$  telles que celles qui viennent d'être décrites et qui sont généralement faibles dans NbSe<sub>3</sub>.

Les échantillons qui sont sélectionnés pour les expériences suivantes présentent une réponse en  $dV/dI$  plate dans cette configuration (Figure 2b). Ce choix permet d'exclure les problèmes de distorsions des lignes de courant dues à l'anisotropie de ces composés. De plus, ces déviations empêchent de définir avec précision le champ seuil dans  $\ell$ . Enfin, l'observation des résultats que nous allons décrire dans de tels cristaux montre que les distorsions à l'origine de ces variations ne jouent pas un rôle déterminant dans ces effets.

## 2 - Dépiégeage de l'ODC

Nous allons étudier maintenant le dépiégeage dans le secteur  $\ell$  selon l'état du mouvement de l'ODC dans L, piégé ou dépiégé. La résistance différentielle entre les bornes de  $\ell$  est tracée en fonction du courant  $i$ .  $I$  étant fixe a une valeur différente à chaque enregistrement.

Les courbes obtenues sont rapportées Figure 3 dans une situation où  $d = 30 \mu\text{m}$ . Tant que  $I$  est inférieur à  $I_p$ , l'onde est piégée entre 3 et 4, le courant seuil entre 1 et 2 est constant et vaut  $i_T(\ell)$ . Au-dessus de cette valeur, le seuil sature à une nouvelle valeur  $i'_T(\ell)$ .  $i'_T(\ell)$  est compris entre  $i_T(\ell)$  et  $I_p$ .

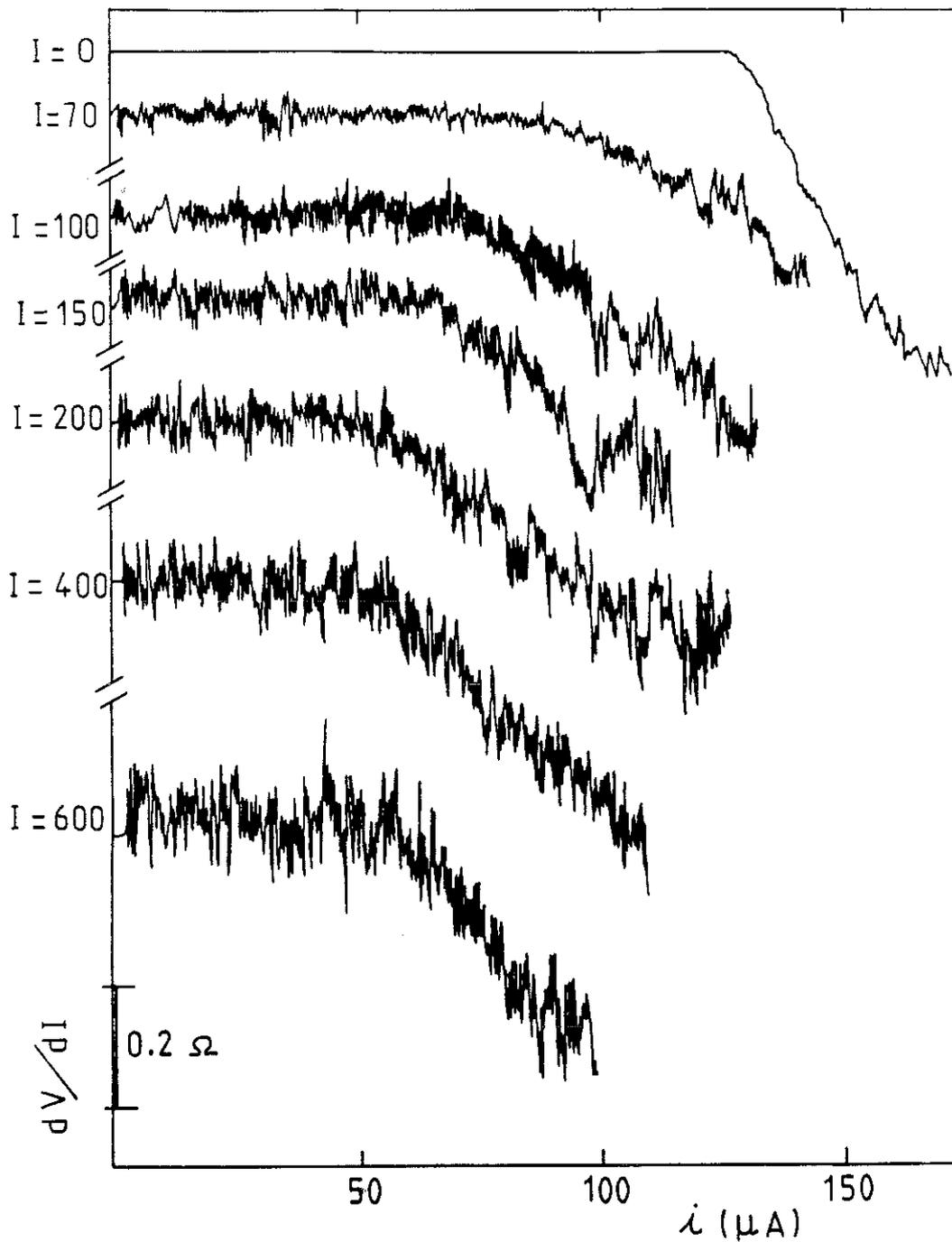


Figure 3 : Courbe de résistance différentielle obtenue dans la configuration de la figure 1a. Chaque courbe représente la variation de la résistance différentielle dans le segment  $\ell$ , en fonction du courant  $i$  qui circule dans ce même segment. A chaque balayage, le courant  $I$  qui traverse  $L$  est fixé, sa valeur est donnée en  $\mu\text{A}$  et  $I_P = 60 \mu\text{A}$ .  $L = 500 \mu\text{m}$ ,  $d = 30 \mu\text{m}$ ,  $\ell = 50 \mu\text{m}$ .

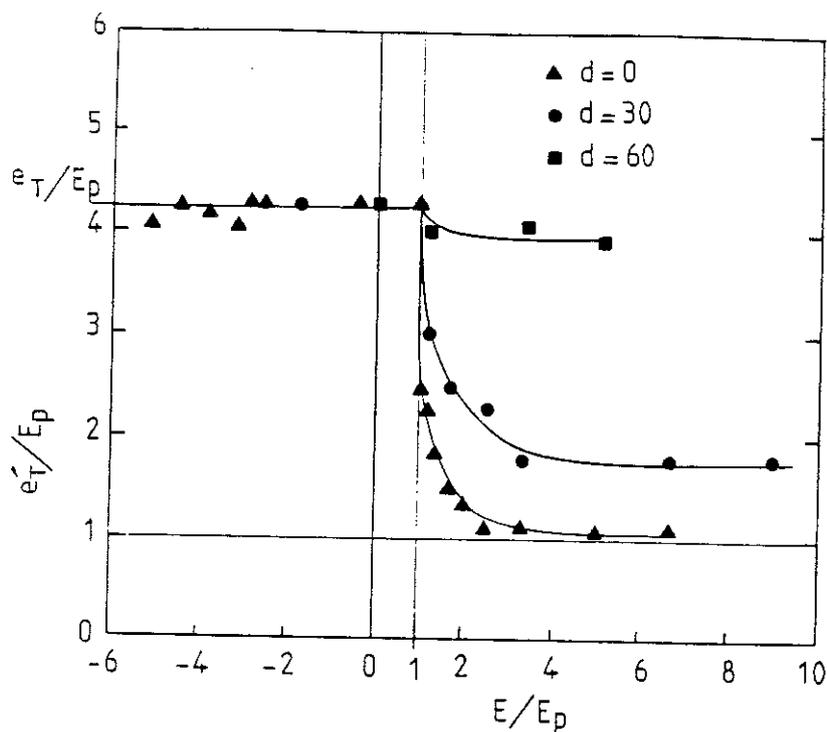


Figure 4 : Variation du champ seuil  $e_T'$  dans le segment  $\ell$  en fonction du champ  $E$  qui est appliqué sur  $L$ .  $\ell = 50 \mu\text{m}$  et  $L = 500 \mu\text{m}$ , la distance  $d$  entre  $\ell$  et  $L$  varie de 0 à  $60 \mu\text{m}$ . Les courbes en traits fins sont un guide visuel.

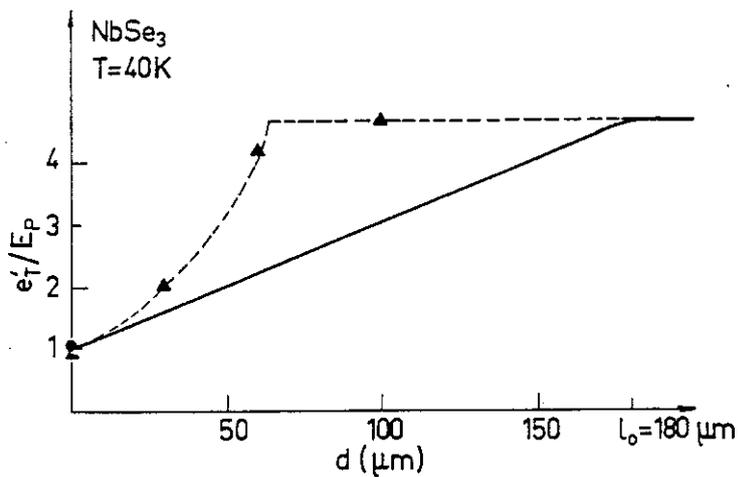


Figure 5 : Variation du champ de dépiégeage dans un segment  $\ell$ , en fonction de la distance  $d$  qui le sépare d'un 2ème segment  $L$ ; dans ce dernier  $E \gg E_T(L)$ . La courbe en trait continu représente la variation prédite par le modèle. Les triangles représentent les points expérimentaux obtenus sur l'échantillon 1 de la figure 4; la ligne en tirets est simplement un guide visuel.  $\ell = 50 \mu\text{m}$ ,  $\ell_0 = 180 \mu\text{m}$ ,  $L = 500 \mu\text{m}$ .

Champ et courant sont reliés par la relation  $\frac{Ri}{\ell} = e$ . Tant que nous nous limitons au champ seuil, c'est la valeur ohmique qui intervient. Ils sont donc équivalents le long d'un même échantillon.

La valeur de  $e_T^1(\ell)$  correspondant à  $i_T^1(\ell)$  varie en fonction de la distance intermédiaire  $d$ . Si  $d = 0$ ,  $e_T^1 = E_p$ . La contribution des effets de bord sur le champ seuil ne se manifeste plus. Si  $d$  atteint une longueur caractéristique  $\ell_c$ , alors tout effet disparaît et  $e_T^1(\ell)$  retrouve la valeur  $e_T(\ell)$ , comme si la région  $L$  n'existait pas. La Figure 4 résume ce comportement et montre que, lorsque le sens des courants est opposé, aucun effet n'est observé quelles que soient les valeurs des différents paramètres.

La figure 5 montre la variation de  $e_T^1$  en fonction de  $d$  alors que  $\ell$  est fixe à  $50 \mu\text{m}$ .  $e_T^1$  sature à  $e_T$  pour une distance,  $\ell_c$ , de l'ordre de  $60 \mu\text{m}$ .  $\ell_c$  est du même ordre dans les 2 échantillons. Pourtant ils ont des champs seuil  $E_p$  qui varient d'un facteur 4 alors que les  $V_0$  sont comparables. La longueur  $\ell_0 = \frac{V_0}{E_p}$  est donc très différente dans les deux cas, soit  $50 \mu\text{m}$  et  $180 \mu\text{m}$ . Malgré cela, ces effets non locaux semblent avoir une portée identique.

### 3 - Spectre basse fréquence

La procédure est la même que pour la résistance différentielle. Le bruit périodique est analysé par transformée de Fourier avec un analyseur de spectre et la variation de la fréquence fondamentale est étudiée en fonction du courant  $i$ , pour différentes valeur de  $I$  dans  $L$ .

Les courbes de la Figure 6 ont été obtenues dans la configuration à 3 électrodes où  $d = 0$ .  $I$  est fixé à une valeur supérieure à  $I_p$  et au départ  $i$  est nul. Une seule fréquence est observée :  $\nu_0$ , générée par la vitesse de la phase dans  $L$ . La fréquence  $\nu_1$  associée à la portion  $\ell$  apparaît pour  $i = i_T^1(\ell)$ . Ceci prouve que, contrairement aux déviations de la résistance différentielle décrite dans le paragraphe 1, la non linéarité observée à partir de  $i_T^1(\ell)$  est due à un mouvement collectif dans  $\ell$ .  $\nu_1$  croît avec  $i$  et rencontre  $\nu_0$  pour  $i \cong I$ . A ce moment là,  $\nu_0 = \nu_1 = \nu$ , courant et mouvement sont uniformes. La vitesse reste uniforme jusqu'à ce que  $i$  atteigne environ  $I + i_0(\ell)$ . La fréquence  $\nu$  dérive vers des valeurs plus grandes mais reste unique.

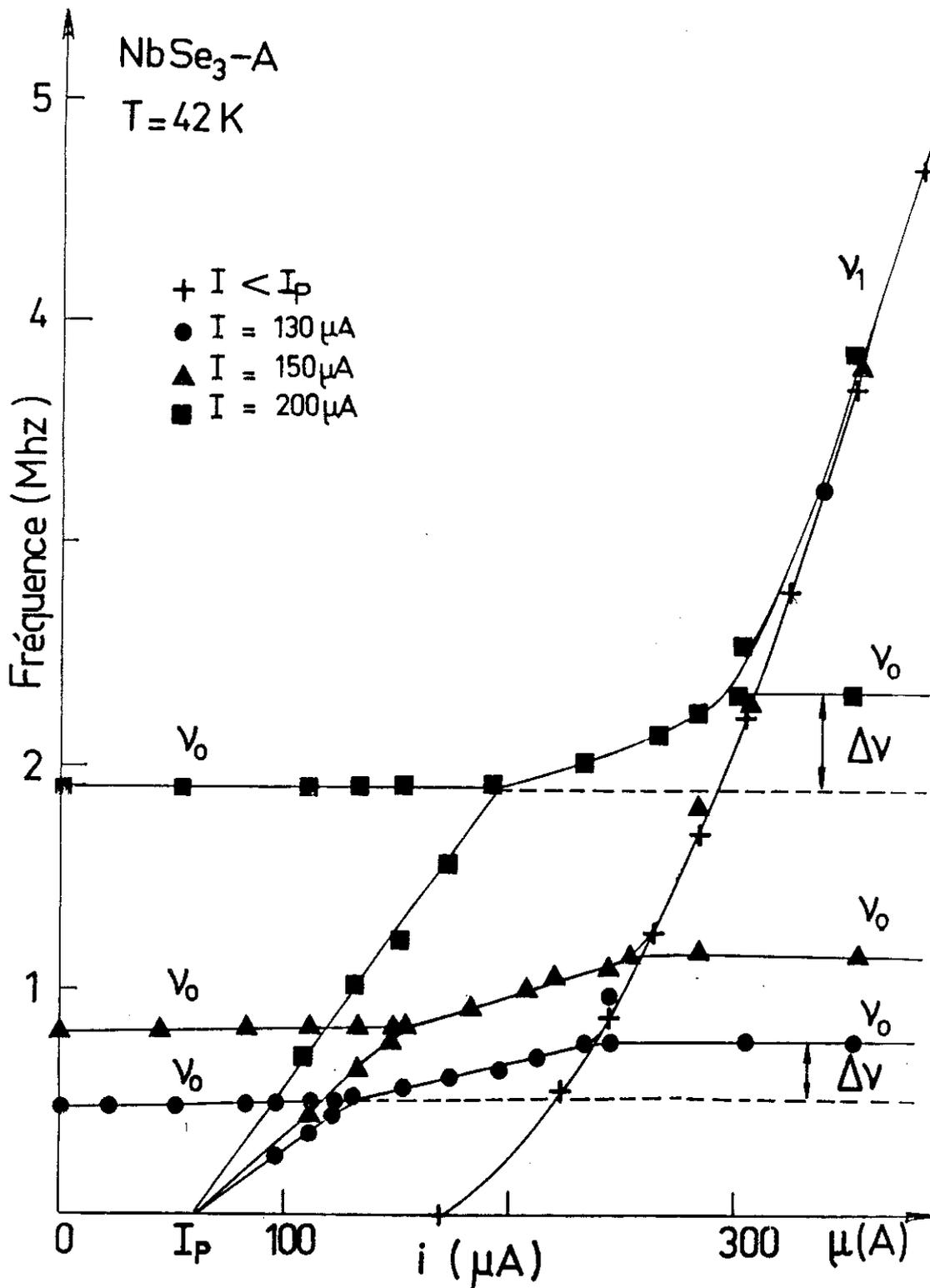


Figure 6 : Evolution des fréquences dans la configuration de la figure 1b lorsque  $I$  est fixe et  $i$  varie,  $I_p = 60 \mu\text{A}$ .  $I < I_p$ , une seule fréquence est observée, celle générée dans  $\ell$ . Elle suit la même courbe que si ce segment était isolé. L'évolution des fréquences est reportée pour 3 valeurs de  $I$ , supérieures à  $I_p$ .  $\nu_0$  est associé à  $L$  et  $\nu_1$  à  $\ell$ .  $L = 500 \mu\text{m}$  et  $\ell = 80 \mu\text{m}$ .

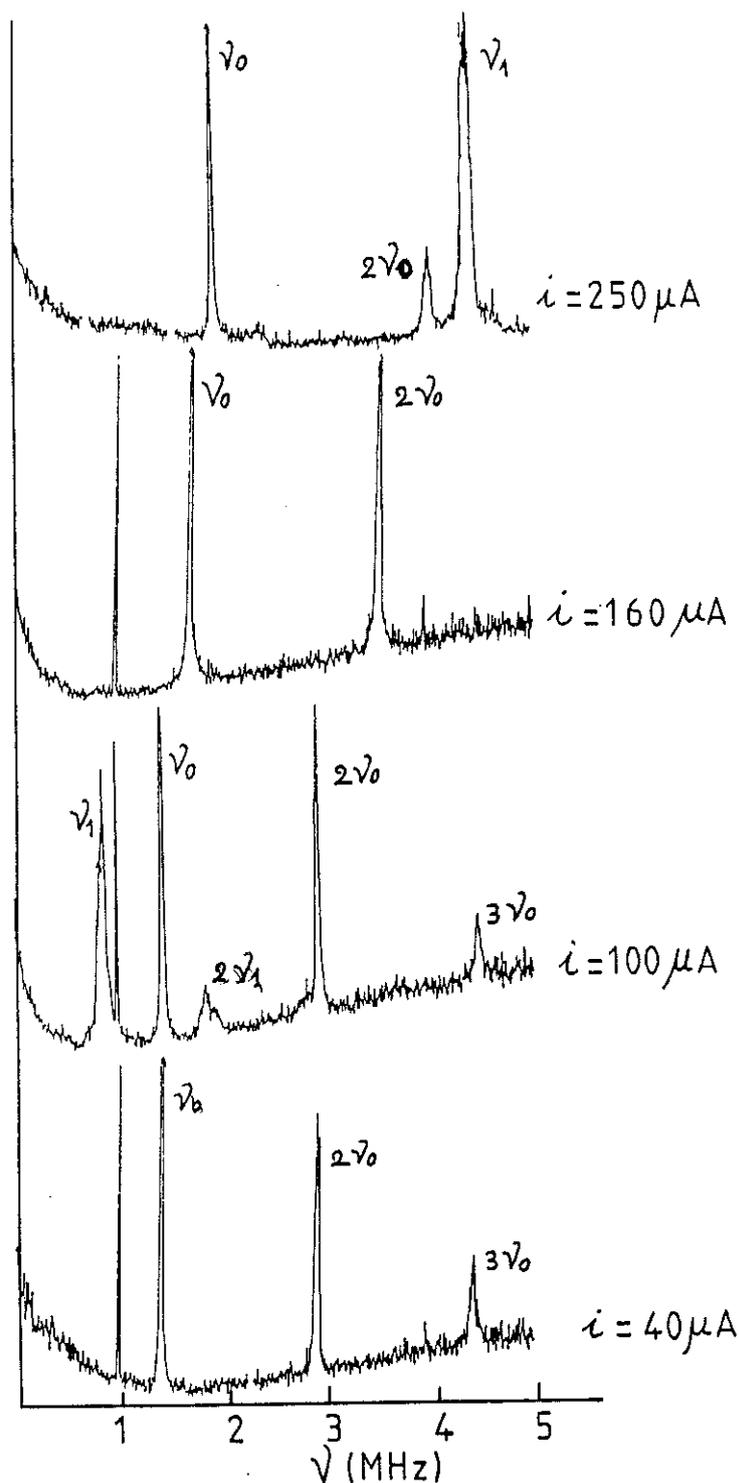


Figure 7 : Spectre de fréquence.  $I$  est fixé à  $136 \mu\text{A}$ ,  $I_p = 60 \mu\text{A}$ ,  $\ell = 150 \mu\text{m}$  et  $i_0(\ell) = 40 \mu\text{A}$ .

7a :  $i = 40 \mu\text{A} < I_p$

7b :  $i = 100 \mu\text{A}$ ,  $I_p < i < I$ .  $\nu_0$  a la même valeur qu'en 7a et  $\nu_1 < \nu_0$ .

7c :  $i = 160 \mu\text{A}$ ,  $I < i < I + i_0$ . On est dans le domaine d'"accrochage".  
Une seule fréquence est observée. Elle dérive faiblement en fonction du courant  $i$ .

7d :  $i = 250 \mu\text{A} \gg I + i_0$ . Les deux fréquences sont à nouveau présentes.  
Dans ce domaine de courant,  $\nu_0$  ne varie plus mais est supérieure à sa valeur avant l'accrochage (cf. 7a et 7b).

Au-delà, les deux fréquences se séparent.  $v_1$  rejoint la courbe tracée lorsqu'il n'y a pas de courant dans L.  $v_0$  reste fixée car I est constant. Le couplage existe toujours entre la phase dans les deux régions car  $v_0$  ne retrouve pas sa valeur initiale (lorsque  $i = 0$ ).

La Figure 7 montre un exemple de spectre enregistré à chacune des étapes. Notons que notre étude est limitée à des champs faibles ; la résistance  $R(E)$  a une variation qui reste inférieure à 10 % par rapport à sa valeur ohmique. Aussi, nous pouvons continuer à utiliser la valeur ohmique. L'équivalence entre champ électrique et courant est approximativement vérifiée.

Le domaine d'accrochage est donc défini par  $E < e < E + \frac{V_0}{\ell}$ . De chaque côté, la variation en fonction du champ de l'une des deux vitesses est modifiée : celle de la plus lente. Par contre, comme pour le dépiégeage, aucune modification n'est observée dans chacun des spectres lorsque les deux courants ont des directions opposées.

Ces expériences ont été reproduites dans diverses conditions : inversion des deux courants, pour différentes valeurs de  $\ell$  et à d'autres températures, y compris autour de 100 K au-dessous de la première transition. Les résultats sont tous conformes à la description précédente et montrent que la zone d'accrochage varie en fonction de  $V_0/\ell$ .

### III - INTERPRETATION

Le couplage qui est obtenu est très étonnant. Le mouvement entre deux régions est corrélé même si les vitesses sont différentes. Ceci est difficilement imaginable dans un système mécanique classique. Nous allons voir que ces résultats sont aisément interprétables dans le modèle décrit au Chapitre I qui ne tient compte que des déformations statiques.

#### 1 - Configuration à 3 électrodes

La configuration de mesures est représentée dans la Figure 1a. L'échantillon est constitué de 4 segments qui sont de gauche à droite A, B, C et D. B et C sont respectivement de longueur  $\ell$  et L et la vitesse de l'onde y est égale à  $v_\ell$  et  $v_L$ . Aucun courant extérieur ne circule sur les segments A et B. L'onde y est toujours au repos. Les 3 interfaces qui jouent un rôle sont  $S_1$  entre A et B,  $S_2$  entre B et C, et enfin  $S_3$  entre C et D. Leur position respective est définie par  $x_1 = 0$ ,  $x_2 = \ell$  et  $x_3 = \ell + L$ . Appliquons les

propriétés décrites dans le Chapitre I. Les vitesses  $\dot{S}_1$ ,  $\dot{S}_2$  et  $\dot{S}_3$  sont algébriques et vérifient l'équation de continuité, soit par exemple :

$$\frac{v_L - v_\ell}{\lambda} = -\dot{S}_2/|S| \quad (1)$$

La conservation du nombre total d'électrons condensés se traduit par :

$$\sum_i \dot{S}_i = 0 \quad (2)$$

Un champ électrique  $\vec{E}_x$  induit une contrainte  $\sigma$  qui correspond soit à une dilatation, soit une compression de la phase. Si  $\dot{S}_i$  est négative,  $\sigma$  a le même signe. La condition qui permet de dépiéger les dislocations est satisfaite si :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x_i} = \frac{n_c e}{Y} \frac{V_0}{2} \quad (3)$$

Au contraire, si  $\dot{S}_i$  et  $\sigma$  sont positives ; la déformation en  $x_i$  doit satisfaire la relation :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{x_i} = - \frac{n_c e}{y} \frac{V_0}{2} \quad (4)$$

Le travail disponible  $W_\ell$  pour les déformations entre 1 et 2 est assuré par la force :

$$e - E_p - \eta v_\ell \geq 0$$

et

$$W_\ell = - \frac{n_c e}{q} \int_0^\ell (e - E_p - \eta v_\ell) \phi \, dx \quad (5)$$

Entre 2 et 3, le travail  $W_L$  vaut pour  $E > E_p$  :

$$W_L = - \frac{n_c e}{q} \int_0^L (E - E_p - \eta v_L) \phi \, dx \quad (6)$$

Le champ électrique étant parallèle à  $x$  et supposé uniforme transversalement, toutes les forces ont une seule composante selon  $x$ . L'équation d'équilibre peut s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial x} + F_x = 0$$

où

$$Y \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + F_x = 0$$

$$F_x = - \frac{\partial W}{\partial x} \quad (7)$$

A partir de ces équations et en tenant compte des conditions aux limites, on va pouvoir décrire le mouvement dans chacune des situations selon les valeurs de  $e$  et  $E$ .

Le cas le plus simple est celui où l'un des deux champs est nul. On retrouve la situation décrite au paragraphe 5 dans le chapitre précédent.

Plaçons-nous dans le domaine où  $e$  et  $E$  ont le même sens et supérieur à  $E_p$ . Les déformations à longue portée sont possibles. Les observations expérimentales montrent qu'il existe une zone d'accrochage où la vitesse est uniforme :  $v_\ell = v_L = v$ . Les sources de l'interface  $S_2$  ne sont pas activées.

L'équation d'équilibre entre 1 et 2 va s'écrire :

$$Y \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + n_c e (e - E_p - \eta v) = 0$$

et entre 2 et 3 :

$$\bar{Y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + n_c e (E - E_p - \eta v) = 0$$

Les conditions de raccordement en  $x_1$  et  $x_3$  ainsi que la continuité des contraintes en  $x_2$  permettent de définir les déformations sur toute la longueur et de déduire la vitesse de l'ensemble  $\ell + L$  :

$$\eta v = \langle e \rangle - E_p - \frac{V_0}{\ell + L} \quad (8)$$

$\langle e \rangle$  est le champ électrique moyen :

$$\langle e \rangle = \frac{e\ell + EL}{\ell + L}$$

Expérimentalement  $E$  est fixé et  $e$  varie. La relation (8) rend compte de l'accroissement de la fréquence commune  $v$ , observé sur les courbes de la figure 6. Ensuite  $e$  et  $E$  les champs locaux sont différents de  $\langle e \rangle$ . Ces écarts vont conduire à des déformations qui finiront par atteindre une valeur suffisante pour activer  $\dot{S}_2$  et casser l'uniformité du mouvement.

La borne supérieure de l'accrochage dans la configuration de la Figure 6 correspond à la situation où  $v_\ell$  est plus grande que  $v_L$ . D'après la relation (1)  $\dot{S}_2$  devra alors être positive. Pour cela, la condition (4) devra s'appliquer en  $x = \ell$ . On en déduit que le dédoublement se produit pour :

$$e = E + \frac{V_0}{\ell}$$

Cette valeur est celle obtenue expérimentalement.  $\dot{S}_2$  et  $\dot{S}_3$  sont de même signe. Lorsque  $e$  continue à croître au-dessus de cette valeur, la contrainte ainsi que la déformation reste uniforme entre 2 et 3. D'après l'équation (7), aucune force volumique n'est nécessaire dans cette portion de l'échantillon pour maintenir le mouvement qui est alors régit par la relation :

$$\eta v_L = E - E_p$$

La vitesse  $v_L$  qui en est déduite est plus grande que celle obtenue lorsque l'ODC sur le segment B est au repos. En effet, elle est alors donnée par :

$$\eta v_L = E - E_p - \frac{V_0}{L}$$

Le gain correspond au champ  $\frac{V_0}{L}$ . Ceci est observable par le décalage  $\Delta v_0$ , notifié sur les courbes de la Figure 6.

A l'inverse, entre 1 et 2, la contrainte élastique passe de  $-\sigma_p$  à  $+\sigma_p$ . On retrouve les mêmes conditions et la même équation pour le mouvement dans ce secteur que si le segment  $\ell$  était isolé :

$$\eta v_\ell = e - E_p - \frac{V_0}{\ell}$$

Ceci correspond bien à la variation expérimentale observée pour  $v_1$  dans cette région de champ.

En dessous du domaine d'accrochage,  $v_\ell$  devient inférieur à  $v_L$ .  $\dot{S}_2$  est négatif comme  $\dot{S}_1$ . En appliquant la condition (3) en  $x_2$ , on définit le champ de dédoublement des vitesses :

$$e = E - \frac{V_0}{L}$$

Les situations dans les segments B et C sont inversées par rapport au cas précédent :

$$\eta v_\ell = e - E_p \quad (9)$$

L'écart avec la vitesse non perturbée et ici beaucoup plus spectaculaire puisqu'il est gouverné par  $\frac{V_0}{\ell}$ . La borne inférieure de l'accrochage a été déterminée par la mesure pour  $i \cong I$  mais  $i_0(L) \cong \frac{V_0}{L}$  est suffisamment faible ( $\ell = 500 \mu\text{m}$ ) pour qu'il ne soit pas détectable. Cependant, il est clair que, entre  $i = I_p$  et  $i = I$ , la vitesse  $v_\ell$  obéit à une équation où les conditions de raccordement n'interviennent plus. La fréquence qui lui est associée vient s'annuler en  $I = I_p$  comme le prévoit la relation (9). La fréquence de L a, quant à elle, retrouvé sa valeur normale.

En résumé, lorsque  $e$  et  $E$  sont de même signe et supérieurs à  $E_p$ , les vitesses sont toujours corrélées dans ce domaine de champ. Il existe une zone d'accrochage où la vitesse est uniforme. En dehors, c'est le mouvement le plus rapide qui assume les conditions de raccordement.

- Lorsque  $e$  décroît au-dessous de  $E_p$ , l'onde est fixée au centre d'ancrage dans le segment B. Le point 2 devient comme le point 3 un centre de piégeage fort pour le mouvement dans L. Celui-ci retrouve les lois qui le gouvernent lorsqu'il est isolé.

- e devient négatif. Le mouvement, lorsqu'il sera permis, sera orienté dans la direction opposée à  $v_L$ ,  $v_\ell < 0$ .

Les sources  $\dot{S}_1$ ,  $\dot{S}_2$  et  $\dot{S}_3$  sont respectivement positive, négative, positive. Rien n'est changé pour le mouvement dans L par rapport à la situation précédente (onde piégée dans  $\ell$ ). Il garde le même comportement.

Dans le segment B, la vitesse change de direction, donc  $E_p$  qui s'oppose au mouvement devra changer de signe. L'activation de  $\dot{S}_1$  impose que le champ de dépiégeage soit dans cette portion :

$$e_T = -E_p - \frac{V_0}{\ell},$$

et la vitesse obéit à :

$$\eta v_\ell = e + E_p + \frac{V_0}{\ell};$$

e et  $v_\ell$  sont négatifs.

Dans l'ensemble du domaine de champ  $e < E_p$ , tout se passe comme si la corrélation de vitesse avait disparu. Dans chaque secteur, le dépiégeage de l'ODC et son déplacement se comporte comme s'ils étaient isolés.

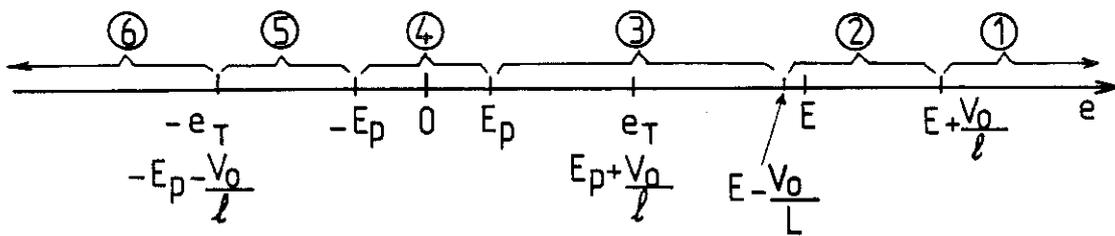
Le tableau 1 récapitule les différentes situations qui ont été rencontrées, en donnant pour chacune d'elles une image de la répartition des vitesses, de la déformation  $\frac{d\phi}{dx}$  le long de l'échantillon ainsi que l'équation du mouvement dans chacun des segments B et C.

Nous avons appliqué le même raisonnement quelle que soit la vitesse, qu'elle soit nulle ou non. Cela suppose que toutes nos hypothèses sont indépendantes de la vitesse de l'ODC, du moins jusqu'à celles qui correspondent à des fréquences de quelques MHz ( $v_d \cong 0.2$  cm/s). L'une des hypothèses sur laquelle repose cette interprétation est que la cohérence dynamique est infinie. Or, d'après Fisher [31], elle varie comme :

$$L_D = L_{FLR} f^{-\nu},$$

	$\ell$	L	$\partial\phi/\partial x$	Equation du mouvement
$E = 0$ $e > e_p$		$v_L = 0$		$v_L = 0$ $\eta v_\ell = e - E_p - V_0/\ell$ $\eta v_L = E - E_p$ $\eta v_\ell = e - E_p - V_0/\ell$ $v_L = v_\ell = v$
$E > E_p$ (1) $e > \frac{V_0}{q} + E$		$v_\ell > v_L$		$v_L = v_\ell = v$
accrochage (2) $E - \frac{V_0}{L} < e < E + \frac{V_0}{\ell}$		$v_\ell = v_L$		$v_L = v_\ell = v$
(3) $E_p < e < E - \frac{V_0}{L}$		$v_\ell < v_L$		$v_L = v_\ell = v$
(4) $-E_p < e < E_p$		$v_L$		$v_\ell = 0$
(5) $-e_T < e < -E_p$		$v_L$		$v_\ell = 0$
(6) $e < -e_T$		$v_L > 0$		$\eta v_L = E - E_p - V_0/L$ $\eta v_\ell = e + E_p + V_0/\ell$ e et $v_\ell$ sont négatifs

Tableau 1 : Pour chaque situation rencontrée dans la configuration à 3 électrodes, nous avons représenté les vitesses dans l'échantillon, la déformation  $\partial\phi/\partial x$  et l'équation du mouvement dans chacun des segments.  
 Dans la 2ème colonne, les flèches horizontales désignent le sens du mouvement et la direction des flèches verticales désigne ce qui se passe aux électrodes. Lorsqu'elles sont dirigées vers le bas, des plans de phase sont ajoutés ( $S < 0$ ), tandis que lorsque les plans de phases sont enlevés, elles sont orientées vers le haut.  
 La 3ème colonne représente  $\partial\phi/\partial x$  qui varie entre  $-\alpha$  et  $+\alpha$  où  $\alpha = n_c e V_0 / Y$ .  
 Sur la figure 8, nous reproduisons l'axe qui représente la variation de  $e$  et sur lequel sont indiquées les différentes valeurs caractéristiques de ce champ.



*Figure 8 : L'axe représente la variation de  $e$ . Les numéros correspondent aux domaines de ce champ qui sont utilisés dans le tableau 1.*

$f = \frac{E - E_T}{E_p}$  et  $v = + \frac{1}{2}$  en théorie de champ moyen. Elle redevient de l'ordre de  $L_{FLR}$  pour environ  $E = 2 E_T$ . Nos résultats semblent opposés à ce point de vue et par contre confirment que la cohérence dynamique reste infinie, au moins dans le domaine de nos mesures.

## 2 - Effets non locaux : Configuration à 4 électrodes délocalisées

On se limite au cas où  $e$  et  $E$  sont de même sens et supérieurs à  $E_p$  car, même si  $d = 0$ , on a vu qu'il n'y avait pas d'effet dans les autres situations.

Comme précédemment,  $E$  est fixe à une valeur telle que l'ODC est mobile dans le segment  $L$ . Dès que  $e$  atteint  $E_p$ , l'onde se libère de ses centres d'ancrage dans le secteur  $\ell$ . Les conditions aux limites ne permettent pas encore de surmonter le piégeage fort sous les 2 électrodes. Deux solutions sont alors possibles : celle où le mouvement dans  $\ell$  garde son indépendance. La condition de dépiégeage est alors :

$$e_T = E_p + \frac{V_0}{\ell} = E_p \left( \frac{\ell + \ell_0}{\ell} \right)$$

L'alternative est de profiter du fait que  $v_L$  étant plus rapide, elle doit prendre en charge les conditions de raccordement. Pour cela, le champ doit assurer le dépiégeage de la portion d'ODC qui est entre les deux segments  $\ell$  et  $L$  et où aucun champ extérieur n'est appliqué. Le champ seuil est alors défini par :

$$e_T^i = E_p(\ell + d)/\ell$$

Tant que  $d$  est inférieur à  $\ell_0$ ,  $e_T^i < e_T$ . Théoriquement, les effets non locaux doivent disparaître pour  $d = \ell_0$ , car alors  $e_T^i$  rejoint  $E_p \left( 1 + \frac{\ell_0}{\ell} \right)$  et la partie  $\ell$  démarrera sans entraîner  $d$ . La figure 5 compare les prédictions de ce modèle avec les résultats expérimentaux. La portée des effets non locaux est plus courte que celle attendue. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce désaccord. Les deux contacts de tension, malgré les précautions, perturbent mécaniquement et localement l'échantillon. Mais la reproductibilité des résultats semble exclure cette hypothèse.

La longueur  $\ell_0$  est obtenue par le rapport  $\frac{V_0}{E_p}$  pour des échantillons issus d'un même bain. Sa variation dépend essentiellement des effets de section. Par contre, nos

résultats tendraient à prouver que la portée des effets non locaux n'est pas sensible à ces variations, montrant qu'elle est probablement liée à des propriétés volumiques.

La situation dans le segment intermédiaire  $d$  n'est pas très bien connue. Elle peut être comparée à celle réalisée dans une expérience où l'ODC est en mouvement sous l'action du pouvoir thermoélectrique, induit par un fort gradient thermique [32]. Le circuit est ouvert et le courant d'onde doit être compensé par un courant de porteurs normaux en sens inverse. En fait, il faudrait une étude plus approfondie des propriétés de l'ODC dans cette région intermédiaire, que nous n'avons pas eu le temps de mener. En particulier, il serait intéressant de voir l'évolution du spectre de fréquence comme nous l'avons fait pour  $d = 0$ .

La portée  $\ell_c$  de ces effets non locaux est du même ordre que celle rencontrée dans l'étude de la propriété des contacts vis à vis du mouvement de l'ODC [Chapitre II Partie B]. Nous avons vu que si la zone de champ nul, imposée par une électrode, dépassait 25 à 50  $\mu\text{m}$ , le contact devenait perturbateur et obligeait, pour prendre en relai le courant électrique, le système à créer deux interfaces pour permettre la conversion des électrons (ou trous) condensés en porteurs libres. Ici la distance  $d$  est un domaine où le champ appliqué est nul. Il n'est donc pas étonnant de retrouver la même grandeur caractéristique.

## CONCLUSION

Les propriétés qui sont rapportées dans ce chapitre sont directement liées à la longueur infinie de la cohérence de phase lorsqu'elle est en mouvement. Elles consistent en un couplage des vitesses entre deux régions traversées par des courants d'intensité différente. Cette corrélation se maintient, au moins en ce qui concerne le dépiégeage, même si les deux régions sont éloignées tant que la distance intermédiaire reste inférieure à  $\ell_c$ ,  $\ell_c \cong 60 \mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$  à 40 K.

La corrélation du mouvement entre deux parties adjacentes se manifeste lorsque les vitesses ont la même direction. Le terme de raccordement  $V_0$  intervient uniquement dans les équations d'une seule des deux régions, celle où le mouvement est le plus rapide. L'autre voit donc sa vitesse s'accroître par rapport à sa valeur lorsqu'elle est isolée. Si sa longueur est  $\ell$ , le gain correspond au terme  $V_0/\ell$ . L'effet est d'autant plus prononcé que  $\ell$  est petit. Ces phénomènes sont prédits par le modèle présenté dans le Chapitre I.



# CHAPITRE III

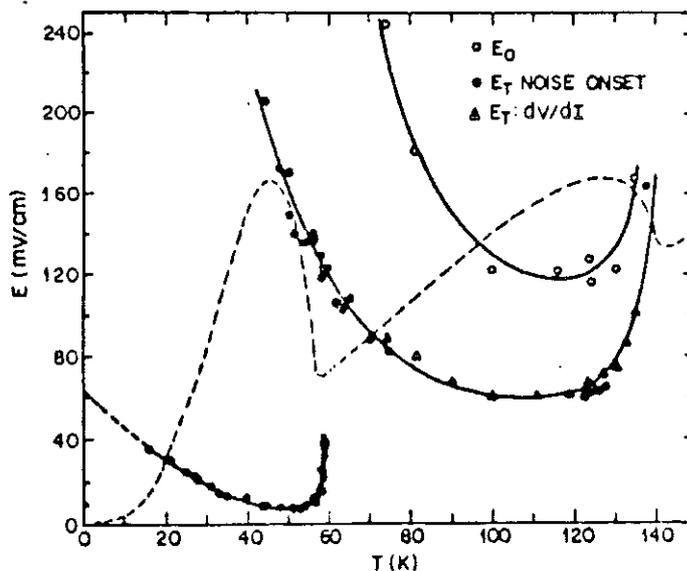
## GRADIENT THERMIQUE (I) : CONDITIONS EXPERIMENTALES



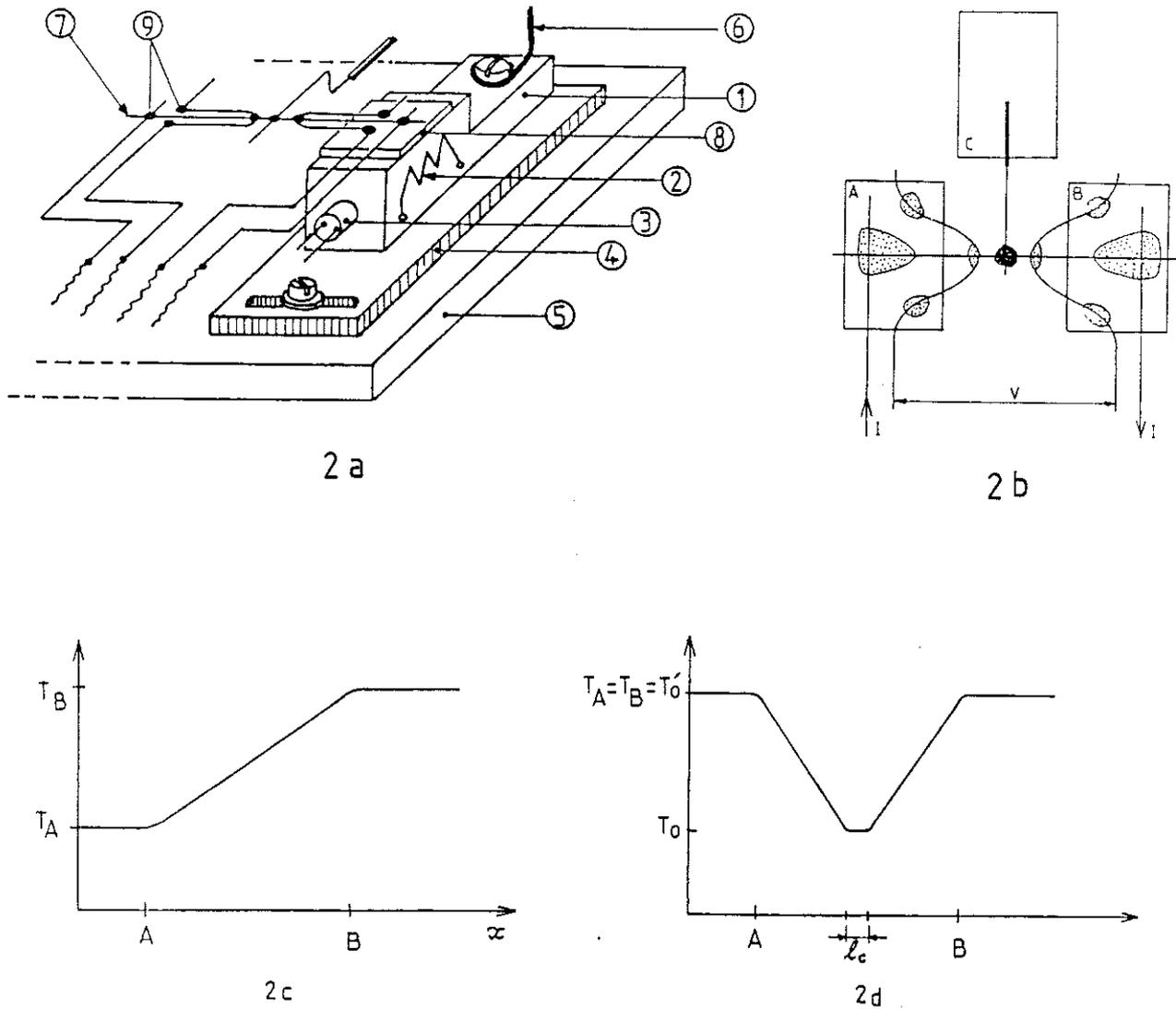
Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux. Comme nous le verrons plus précisément dans le chapitre suivant, les résultats obtenus par différents groupes d'expérimentateurs paraissent contradictoires. C'est pourquoi nous avons réalisé les mesures dans diverses conditions, tout en cherchant à maîtriser les paramètres le plus précisément possible. Le principe de ces mesures est d'imposer un gradient thermique le long d'un échantillon. Le composé étudié est  $\text{NbSe}_3$ . Le courant électrique appliqué est uniforme mais la résistivité et le champ seuil varient avec la température (cf. Figure 1). Aussi, la situation dans laquelle se produit le dépiégeage et le mouvement de l'ODC est très inhomogène.

Avec un contact thermique à chaque extrémité de l'échantillon, le gradient thermique est uniforme. Cette configuration permet d'étudier la cohérence du mouvement et les conditions de raccordement entre différentes vitesses. Cette étude est exposée dans le chapitre suivant.

Lorsqu'un troisième contact est installé au milieu de l'échantillon, il est possible de chauffer les deux extrémités du cristal au-dessus de la température critique, alors que le centre est maintenu au-dessous de la transition. Le but de cette configuration est l'étude de l'origine du bruit périodique qui sera rapportée dans le chapitre V.



**Figure 1 :** Variation du champ critique et de la résistivité de  $\text{NbSe}_3$  en fonction de la température d'après [33].



**Figure 2 :**

**2a :** Schéma du dispositif utilisé dans le vide, 1 seul des contacts thermiques a été dessiné en détail.

(1) Bloc de cuivre, largeur : 3 mm

(2) Chauffage

(3) Thermomètre de platine

(4) Support en fibre de verre amovible

(5) Support en cuivre

(6) Fuite thermique en cuivre

(7) Echantillon

(8) Plaque de saphir

(9) Contact à la laque d'argent

**2b :** Détail du montage de l'échantillon. Le contact central est réalisé avec une graisse thermique, mais électriquement isolante.

**2c :** Profil thermique : dans le cas de 2 contacts thermiques A et B, le contact C est ouvert.

**2d :** Profil thermique : avec 3 contacts thermiques connectés à l'échantillon,  $l_c$  est la largeur du contact thermique en C.

Ces expériences ont été réalisées dans différents milieux : vide et liquide. Nous nous intéresserons tout d'abord au montage dans le vide qui est décrit au 1er paragraphe. Nous discuterons du profil thermique lorsque le courant est nul, dans le 2ème paragraphe. Dans l'étude des propriétés non linéaires, 2 effets doivent être pris en compte : l'échauffement par effet Joule (§ III) et le pouvoir thermoélectrique (§ IV). Ensuite, nous discuterons le dispositif utilisé dans le liquide (§ V). Enfin, nous consacrerons le dernier paragraphe aux caractéristiques des échantillons utilisés pour ces mesures.

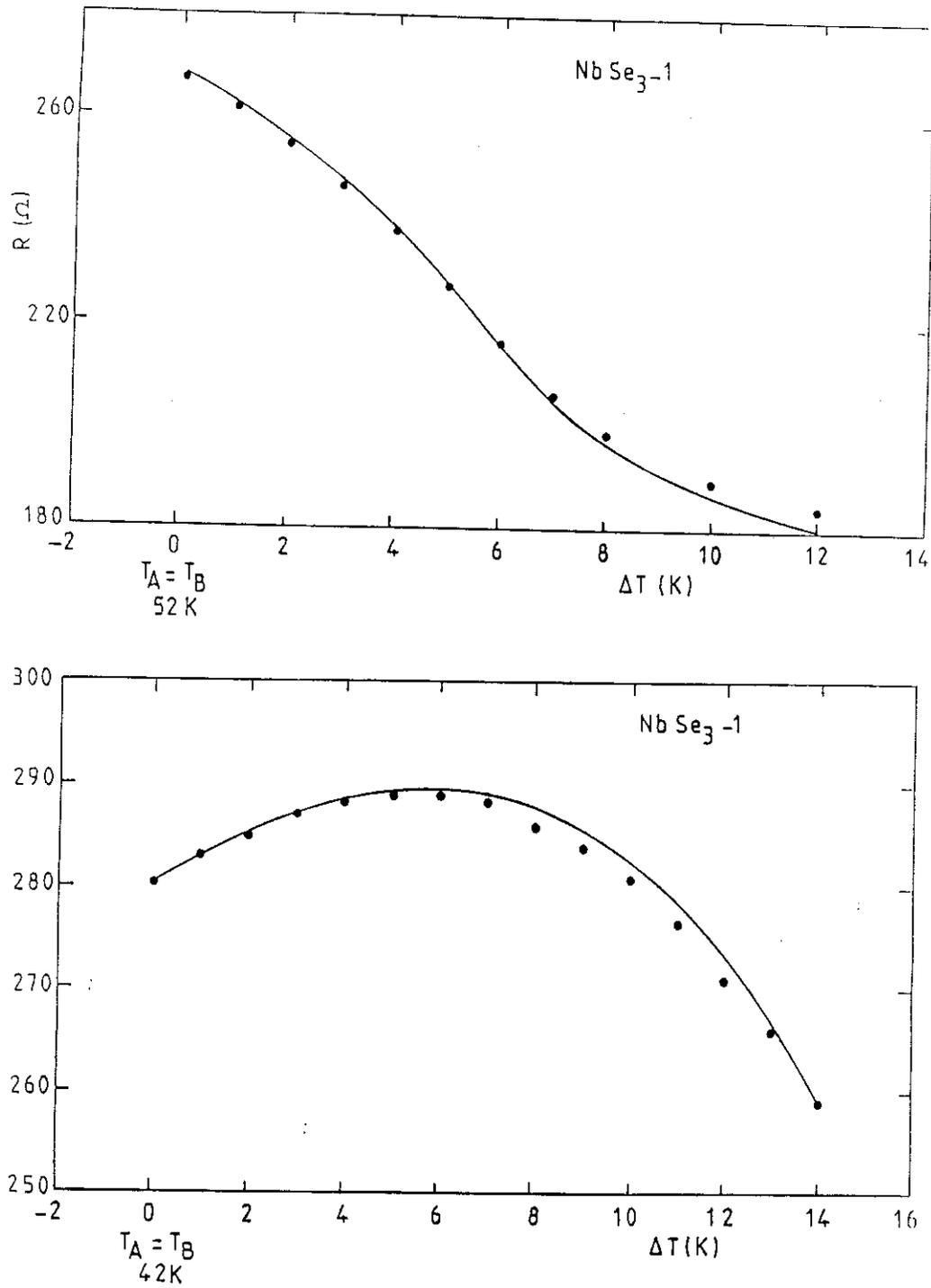
## **I - DISPOSITIF DANS LE VIDE**

Le dispositif est représenté figure 2a. Chaque contact thermique est constitué d'un bloc de cuivre. Le chauffage est une jauge de contrainte collée sur une face et le thermomètre est une résistance de platine 100  $\Omega$ , incluse dans un trou creusé dans la masse du bloc de cuivre. La température est réglée avec un détecteur multifonction. L'ensemble est installé sur un support en fibre de verre amovible qui permet de régler la distance entre les contacts.

L'enceinte, dans laquelle un vide de  $10^{-6}$  Torr peut être atteint, est plongée dans un flux d'hélium gazeux, réglé à 10 K pour les mesures sur l'ODC basse température ( $T_p = 57$  K). Un fil de cuivre relie chacun des blocs de cuivre à l'enceinte qui joue le rôle de source froide. L'isolement électrique de l'échantillon par rapport à son support est assuré par une plaque de saphir. Le contact thermique et la connection avec les fils de mesures électriques sont réalisés avec des gouttes de laque d'argent.

Les électrodes de courant et de tension sont réglées à  $T_A$  et  $T_B$ , telles que la longueur  $L$  entre les contacts thermiques A et B soit égale à celle entre les sondes de tension.

Le 3ème contact thermique est situé au milieu des deux autres. Au début, lorsqu'il était long, l'échantillon était pris en sandwich entre 2 plaques de saphir de 0,5 à 3 mm de large et collé avec de l'araldite. Ce système donnait un contact thermique parfait, mais les contractions thermiques différentielles déformaient fortement l'échantillon, modifiait sensiblement les caractéristiques de la transition ( $T_p$  et variation  $\rho(T)$ ) ainsi que celles des propriétés non-linéaires (augmentation de  $E_p$ ).



**Figure 3 :** Résistance en fonction d'un gradient thermique. Ces points expérimentaux sont en bon accord avec la courbe calculée pour un gradient linéaire. La longueur de l'échantillon est de  $0.4 \text{ mm}$  et sa section de  $2.5 \mu^2$ .  
**3a :** La température homogène de départ est  $T_A = T_B = 52 \text{ K}$ ,  $T_B$  est chauffé jusqu'à  $64 \text{ K}$ .  
**3b :** La température homogène de départ est de  $44 \text{ K}$  et l'un des contacts est chauffé jusqu'à  $46 \text{ K}$ .

La longueur  $L$  entre A et B peut être réduite en utilisant des anneaux en fil d'or qui sont disposés tels que le montre la figure 2b. Le contact central est alors réduit à un fil de cuivre de diamètre assez gros (0.5 mm) et le contact thermique est réalisé avec une graisse électriquement isolante.

## II - PROFIL DE TEMPERATURE

Dans le vide, le profil de température entre 2 contacts thermiques A et B est linéaire, le contact entre la source thermique C et l'échantillon étant ouvert. Une telle variation suppose que la conductance thermique au contact est largement supérieure à celle le long de l'échantillon. Cette dernière étant proportionnelle au rapport entre la section et la longueur, on cherchera à la minimiser en choisissant des échantillons fins.

On peut vérifier électriquement la qualité thermique du contact par une mesure électrique. La linéarité du gradient thermique est testée en comparant la résistance électrique mesurée pour  $\Delta T = T_B - T_A$ , et celle calculée dans l'hypothèse d'un gradient linéaire entre  $T_A$  et  $T_B$  :

$$R_{\text{cal}} = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} R(T) dT \quad (1)$$

Sur la figure 3 sont représentées les valeurs expérimentales obtenues avec la configuration de la figure 2b (sans contact au point C), et les valeurs calculées. Celles-ci ont été déduites par interprétation numérique des valeurs mesurées en situation homogène à chaque température  $T$  de l'intervalle  $[T_A, T_B]$ . Même dans les régions où la variation de  $R$  en température n'est pas monotone, la figure 3 montre un bon accord entre les valeurs mesurées et la courbe théorique. Cependant, au-delà d'un gradient supérieur à 12 ou 14 K, l'accord devient moins satisfaisant. La comparaison entre les points mesurés en inversant le rôle des contacts donne un écart qui augmente avec  $\Delta T$ , mais reste inférieur à 5 % si on se limite au domaine de  $\Delta T$  inférieure à 12 K. Cette dissymétrie entre les contacts A et B peut provenir d'une petite différence dans la qualité des contacts thermiques plutôt que d'hystérésis dans la résistivité dépendant du cyclage thermique comme cela a pu être observé dans d'autres composés.

Dans la configuration à 3 contacts, représentée figure 2b, le profil du gradient est théoriquement celui tracé sur la figure 2b. Mais il n'est pas possible de savoir si cette variation correspond à la situation expérimentale car nous n'avons aucun moyen de vérifier la qualité du contact thermique en C. Cependant, dans ce type de montage, nous ne chercherons pas à avoir une évaluation quantitative des paramètres physiques, contrairement à l'étude avec 2 contacts thermiques.

### III - CHAUFFAGE PAR EFFET JOULE

Le courant électrique  $I$  qui circule lors de l'étude des propriétés non-linéaires va produire un échauffement et le gradient ne sera plus linéaire. Si on néglige la conduction par radiation et on suppose que le vide est parfait, l'équation à laquelle obéit la température locale est

$$\frac{I\rho}{S} + KS \frac{d^2T}{dx^2} = 0$$

$S$  est la section de l'échantillon,  $\rho$  la résistivité et  $K$  la conductivité thermique qui vaut approximativement  $0.4 \text{ Watt K}^{-1}\text{cm}^{-1}$  dans  $\text{NbSe}_3$  entre 30 et 70 K [34,35]. Une estimation de la déviation à la linéarité du profil de température est donnée en prenant  $T_A = T_B$ , et  $\rho$  indépendant de  $T$ . L'écart de température est maximum au milieu de l'échantillon :

$$\Delta T_{\max} = \frac{\rho_0 I^2 L^2}{8KS^2}$$

On voit qu'ici, à l'opposé de la condition précédente, le rapport  $\frac{L}{S}$  doit être le plus petit possible. Il est plus intéressant d'écrire  $\Delta T$  en fonction du champ de dépiégeage  $E_T$ . En prenant comme unité le champ seuil minimum ( $E_T \cong 45 \text{ K}$ ), nos mesures s'entendent sur une gamme de champ de l'ordre de  $3 E_{T\min}$ , pour ce champ :

$$\begin{aligned} \Delta T_{\max} &= E_{T\min}^2 \frac{L^2}{8\rho K} \left( \frac{E}{E_{T\min}} \right)^2 \\ &\cong \frac{(E_{T\min} L)^2}{\rho K} \end{aligned}$$

Pour conserver l'hypothèse d'un gradient linéaire, il faut respecter deux conditions : minimiser le rapport  $\frac{S}{L}$  (cf. § II) et le produit  $E_T L$ .  $L$  étant le paramètre que l'on fait varier, il faut ajuster les 2 autres variables  $E_T$  et  $S$ , en tenant compte de l'augmentation de  $E_T$  lorsque la section diminue (cf. Rappels). Le tableau 1 donne pour les échantillons dont les résultats sont rapportés ici les différentes grandeurs caractéristiques. Dans tous les cas la résistance entre les 2 contacts thermiques est très supérieure à la valeur des résistances de contact électriques ( $\cong 1 \Omega$ ) et  $\Delta T_{\max}$  est toujours inférieur à 400 mK. Ces écarts ne sont pas complètement négligeables mais restent raisonnables pour qu'on puisse ne pas en tenir compte par la suite, si on se restreint au domaine de champ :  $E \leq 3E_{T\min}$  et à  $T \geq 30 \text{ K}$ .

N° échantillon	L ( $\mu\text{m}$ )	s ( $\mu^2$ )	$R_{\min}$	$(E_T L)_{\min}$	$\Delta T_{\max}$ (K)
1	0.4	2.0	140	2.7	$\sim 0.300$
2	0.7	6.0	80	2.1	$\sim 0.200$
3	2.00	60.	20	3	$\sim 0.400$

**Tableau 1**

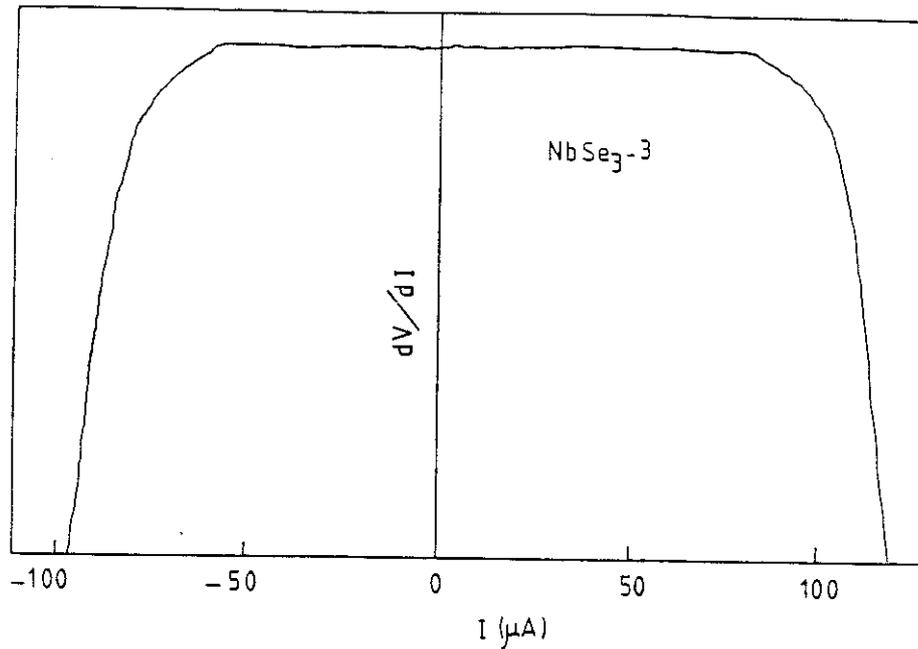
*Valeur caractéristiques des échantillons étudiés par la suite. La résistance,  $R_{\min}$ , est mesurée à 30 K. Elle est pratiquement égale au minimum de la résistivité autour de la transition. Elle correspond à une résistivité de l'ordre de  $60 \mu\Omega\text{cm}$ .*

*La variation du champ critique  $E_{T\min}$  (cf. figure 1) en fonction de la section compense plus ou moins les variations de  $L$  dans le potentiel  $(E_T L)_{\min}$ .  $\Delta T_{\max}$  a été calculé à partir de la relation (1) en utilisant  $(E_{T\min} L)$  et dans le cas le plus défavorable soit pour la plus faible valeur de  $\rho$ ,  $\rho = 60 \mu\Omega\text{cm}$ .*

#### IV - POUVOIR THERMOELECTRIQUE

Le pouvoir thermoélectrique  $S$  va rendre le champ critique dépendant du signe du gradient thermique. D'après les courbes de la référence [36], on remarque que la variation de  $S$  suit approximativement une loi linéaire entre 25 et 55 K :

$$S(\mu\text{V/K}) \cong -T + 20$$



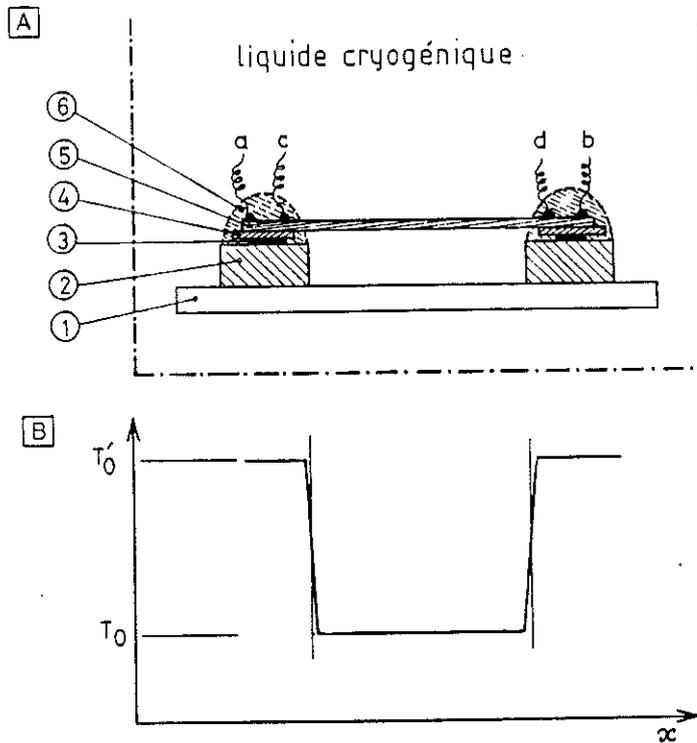
*Figure 4 : Effet du pouvoir thermoélectrique sur le courant critique mesuré :  $T_B = 35 K$  et  $T_A = 49 K$ , les courbes ne sont pas symétriques lorsque le sens du courant est inversé.*

Nous avons observé un écart dans le champ seuil mesuré entre  $+\Delta T$  et  $-\Delta T$  dans certaines conditions (figure 4). Les effets liés à  $S$  ont été annulés en moyennant les valeurs dans les deux directions. Nous n'avons noté alors aucune propriété spécifique connectée à la dissymétrie qu'introduit le pouvoir thermoélectrique, bien qu'il devienne comparable à  $V_0$  près de la température de Peierls pour des gradients  $\Delta T$  de l'ordre de 10 K.

## V - DISPOSITIF DANS LE LIQUIDE

Le schéma du montage est représenté figure 5a. Chaque contact thermique est constitué d'un bloc de pyrex sur lequel est collée une gauge de contrainte qui joue le rôle de chauffage. Une plaque de cuivre électriquement isolée sert à homogénéiser la température. Les 4 contacts électriques sont isolés du liquide cryogénique (argon, fréon) par une colle polymérisante. La différence de température entre chacun des contacts  $T_A$  et  $T_B$  et celle du bain  $T_0$  est mesurée par un thermocouple.  $T_A$  et  $T_B$  sont contrôlés par la variation de la résistance du segment de l'échantillon qui est sur le contact thermique. Le profil de température est représenté figure 5b. Dans ce montage, la partie de l'échantillon qui est dans le liquide est à la température  $T_0$  et sur chacun des contacts elle vaut  $T_A$  ou  $T_B$ . La variation de température est très brutale. Elle produit sur une longueur qui est de l'ordre de celle de la taille transverse de l'échantillon : quelques microns.

Ce dispositif sera utilisé dans le Chapitre V dans l'étude de l'origine du bruit périodique.



**Figure 5 [37] :**

**5a :** Montage pour un gradient thermique dans le liquide.

(1) Support de l'échantillon

(2) Bloc de pyrex

(3) Chauffage

(4) Plaque de cuivre isolée

(5) Echantillon de NbSe<sub>3</sub>

(6) Colle

**5b :** Profil de température correspondant à la configuration 5a.

## VI - LES ECHANTILLONS

Les sondes de tension sont connectées avec de la laque d'argent. Elles sont perturbatrices car elles imposent une large région où le champ électrique reste nul et où l'onde est toujours au repos. La colle enrobe l'échantillon afin d'obtenir une interface proche d'une surface plane perpendiculaire au mouvement. Ces électrodes se comporteront donc toujours comme des injections de courant vis à vis du mouvement de l'ODC.

L'échantillon n'est pas complètement tendu entre les différents points d'ancrage pour éviter les contractions thermiques. Sinon on retrouve les résultats habituels des cristaux sous tension mécanique [38]. La température de transition diminue, nous avons observé jusqu'à 10 K de réduction. Le champ seuil augmente et la fréquence s'élargit et a une amplitude plus faible que dans les conditions normales de mesures.

La longueur  $L$  des cristaux mesurés - $L$  désigne la distance entre les 2 contacts de tension- varie de 400  $\mu\text{m}$  à quelques mm. Les spectres obtenus en 2 fils sur les longueurs les plus courtes présentent généralement une seule fréquence et ses harmoniques. Lorsque les cristaux dépassent le millimètre, il devient de plus en plus difficile d'obtenir des spectres simples. D'autres travaux ont déjà notés qu'ils étaient sensibles au moindre dommage mécanique [39]. Ces perturbations peuvent être réversibles. En effet, nous avons fait subir à l'échantillon n° 2, 3 cyclages thermiques. Pour le premier refroidissement, le contact thermique C était ouvert. L'analyse du bruit périodique montre un seul fondamental étroit et ses harmoniques. Avant le 2ème refroidissement, l'échantillon a été connecté à la source de température  $T_C$  avec de la graisse qui l'entoure sur une longueur de l'ordre de 100 à 200  $\mu\text{m}$ . La fréquence fondamentale s'est élargie et séparée en 2 pics. Le spectre initial est obtenu après avoir déconnecté le contact C et nettoyé l'échantillon de toute trace de graisse. Il est donc évident que les perturbations mécaniques jouent un rôle. La raison est probablement qu'elles introduisent des points d'ancrage fort, favorisant la génération de boucles de dislocations ou autres défauts macroscopiques.

Dans les expériences que nous allons présenter, la plupart des résultats sont obtenus sur des cristaux présentant une seule fréquence fondamentale à température homogène, y compris pour  $\ell = 2$  mm. Cependant, ce comportement est en général observé uniquement près du champ de dépiégeage, les spectres se dégradant à plus fort courant.

## CHAPITRE IV

GRADIENT THERMIQUE (2) :  
COHERENCE DE LA PHASE DE L'ODC



## INTRODUCTION

Le comportement du dépiégeage et de la vitesse de l'onde sous l'action d'un gradient thermique a fait l'objet de nombreuses études. Cependant, ces résultats aboutissent à des interprétations divergentes. Pour Ong et collaborateurs, ils renforcent l'idée de la prédominance de mécanismes localisés aux électrodes sur des dimensions faibles  $\sim 100 \mu\text{m}$  et pour les autres, regroupés autour de Grüner, ce sont les propriétés volumiques qui sont responsables des effets observés.

Récapitulons brièvement en quoi consiste les principaux désaccords, en laissant de côté pour l'instant le problème de l'origine du bruit périodique que nous développerons plus en détail dans le prochain chapitre.

Le champ électrique seuil est une fonction de la température. La longueur de Lee et Rice  $L_{\text{FLR}}$  [8] détermine la longueur de cohérence caractéristique du mode piégé. Si elle est très faible devant les échelles expérimentales, comme on l'a supposé jusqu'à présent, on s'attend à ce qu'une variation de température le long de  $x$  crée une distribution continue de champ de piégeage le long de cet axe :  $E_p = E_p(x)$ . Ong et al ont montré que, dans un cristal (de 2,3 mm de longueur), le champ critique mesuré était égal au minimum des champs locaux  $E_p(x)$  [5]. Ils en concluent que l'onde est rigide sur une longueur  $\ell$ . Si la longueur de l'échantillon  $L$  est telle que  $L \gg \ell$ , le dépiégeage sera déterminé par celui des segments le plus faiblement piégé. La valeur de  $\ell$  déduite de ces mesures est de l'ordre de  $200 \mu\text{m}$  pour l'ODC basse température dans  $\text{NbSe}_3$ . Au contraire, Zettl et al ont mesuré que le champ de dépiégeage correspond à celui de la température moyenne de l'échantillon sur toute sa longueur qui dans l'expérience rapportée était de  $500 \mu\text{m}$  [7].

Le même désaccord apparaît dans l'interprétation des spectres de fréquences.

Dans les références [7,20], les auteurs présentent des spectres enregistrés avec un gradient thermique qui sont similaires à ceux obtenus avec la température moyenne, en situation homogène. Ces résultats montrent que, même avec  $\Delta T \neq 0$ , la rigidité du courant d'onde est infinie. Près de  $T_p$ , le nombre d'électrons condensés varie comme le paramètre d'ordre [41]. Il peut être mesuré par le rapport  $J_{\text{ODC}}/v_0$  ( $v_0$  est la fréquence fondamentale du bruit périodique). La valeur de ce rapport correspond à celui de la température moyenne [7]. L'interprétation qui découle de ces expériences est que le bruit périodique est une propriété volumique de l'ODC.

Zhang et Ong [5], qui ont observé un dédoublement de la fréquence fondamentale à partir d'un certain  $\Delta T$  et pour des échantillons courts, défendent au contraire l'origine locale du bruit périodique. La zone d'accrochage diminue pour les échantillons longs, les auteurs en concluent que chacune des 2 fréquences est générée à un contact. L'accrochage est un effet d'interférence entre les deux mécanismes à chaque contact. Pour eux, une variation continue et lente de la vitesse le long de l'échantillon est permise. Seul un changement brutale tel que celui qui se produit aux électrodes nécessite l'intervention de vortex ou autre défauts mobiles de l'ODC [1,5].

Nous avons en partie reproduit ces expériences en observant l'évolution des comportements en fonction de la longueur entre les contacts  $T_A$  et  $T_B$  et de la gamme de température. Nous verrons que, dans la continuité du point de vue développé dans le chapitre précédent, ces résultats peuvent être expliqués à partir de la grande rigidité du courant d'onde. La longueur sur laquelle le mouvement est uniforme est gouvernée par la compétition entre l'énergie élastique accumulée à cause des inhomogénéités induites par le gradient thermique et le terme de raccordement  $V_0/l$ .

Le dispositif utilisé est celui représenté figure 2 du précédent chapitre dont l'étude nous permet de justifier la variation linéaire du gradient thermique entre  $T_A$  et  $T_B$ . Le contact C est ouvert lors des expériences rapportées dans ce chapitre.

Les résultats concernent le champ de dépiégeage mesuré en 4 fils à partir de la résistance différentielle et l'analyse spectrale du bruit périodique. Les fréquences sont mesurées en 2 fils pour éviter de brouiller les enregistrements avec les pics générés aux deux extrémités entre les électrodes I et V.

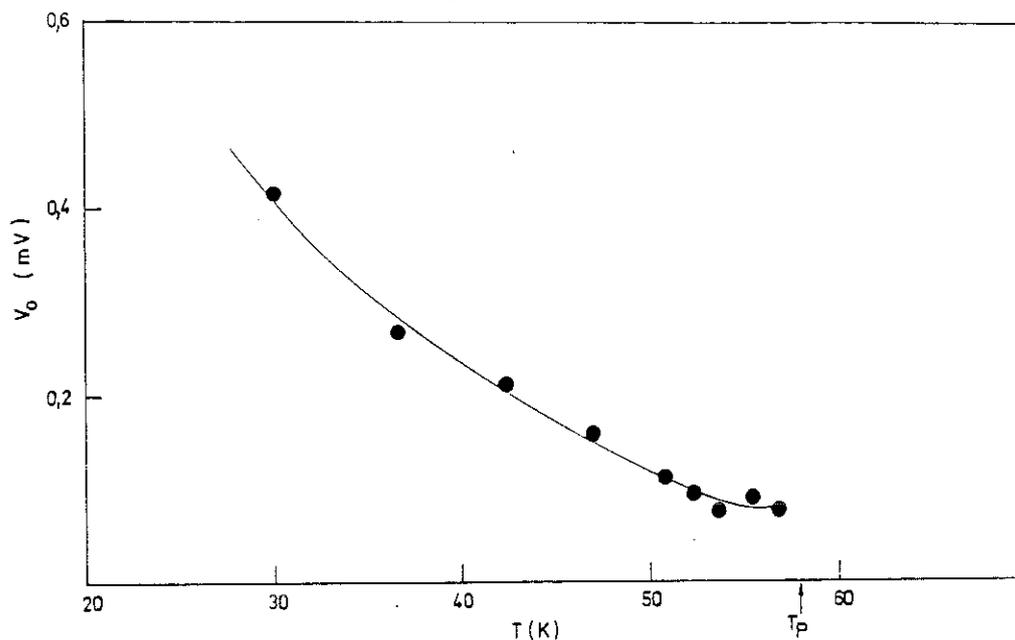
## **I - DEPIEGEAGE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE**

### **1 - Résultats**

Nous rappelons qu'en situation homogène, le champ seuil mesuré  $E_T(L)$  s'écrit

$$E_T(L) = E_p + V_0/L \quad (1)$$

$L$  est la distance entre électrodes de tension qui sont ici perturbatrices [cf. étude Partie B]. Le terme  $V_0$  est une fonction de la température. Sa variation est reproduite figure 1. Pour



**Figure 1 :** Variation du terme  $V_0(T)$  en fonction de la température. On remarque que, près de  $T_p$ ,  $V_0$  semble saturer vers une valeur constante. La courbe en trait continu est tracée à titre indicatif.

Pour un gradient thermique donné, on enregistre la variation de la résistance différentielle en fonction du courant. On part d'une situation homogène ( $\Delta T = 0$ ) puis  $\Delta T$  est progressivement augmenté. Le courant critique mesuré est tracé en fonction de  $\Delta T$ . Les triangles des figures 2a, 2b et 2c représentent les points expérimentaux obtenus pour différentes longueurs. Les courants critiques mesurés sont comparés à ceux déduits à partir de 2 hypothèses différentes. D'une part, on suppose que l'ODC est constituée d'une infinité de domaines et que le courant seuil est défini par celui du segment le plus faiblement piégé ; dans les 3 cas représentés sur les figures 2, il correspond pour chaque  $\Delta T$  au point où la température est la plus élevée. Dans la 2ème hypothèse, on calcule le courant nécessaire pour mettre en mouvement l'onde lorsqu'elle est rigide sur toute sa longueur entre  $T_A$  et  $T_B$ . Dans ce cas, le champ électrique moyen créé par un courant  $I$  est :

$$\langle E \rangle = I \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} \frac{R(T)}{d} dT \quad (2a)$$

La force qui s'oppose au mouvement est la moyenne des piégeages locaux :

$$\langle E_T \rangle = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} E_T(T) dT \quad (2b)$$

$E_T(T)$  est la valeur mesurée expérimentalement avec une température homogène  $T$ . La formule exacte pour un dépiégeage entre 0 ( $T_A$ ) et  $L$  ( $T_B$ ) est :

$$E_T(\Delta T) = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} dT E_p(T) + \frac{V_0(T_A)}{2} + \frac{V(T_B)}{2}$$

avec  $E_p(T) = E_p(T) - V_0(T)/L$ . Si  $V_0$  est supposé constant dans l'intervalle  $\Delta T$ , on voit que la relation (2) donne bien la bonne valeur. Le courant critique pour un dépiégeage homogène est défini par l'égalité entre (2a) et (2b).

Les courbes des figures 2 montrent qu'en fonction de la longueur on passe progressivement d'une situation où les points expérimentaux coïncident avec ceux calculés pour un dépiégeage uniforme, à une situation où le courant critique est déterminé par la valeur du piégeage local le plus faible. Il n'est pas possible de définir une longueur caractéristique séparant les deux régimes. Par contre, nous allons appliquer le modèle du chapitre I à cette configuration de mesures et voir qu'il va nous permettre de décrire l'ensemble de ces résultats.

## 2 - Prédiction du modèle décrit au chapitre I

Nous allons discuter ici le comportement que prédit le modèle que nous avons présenté. Il est basé sur l'idée que, dans un échantillon idéal, le mouvement est uniforme en situation homogène (longueur de cohérence dynamique infinie). Les 3 échantillons de longueur respective 0,4, 0,7 et 2,2 mm répondent à cette condition puisqu'ils ne présentent qu'une seule fréquence fondamentale lorsque  $\Delta T = 0$ , à bas champ et dans toute la gamme de température étudiée ( $T_p = 57 \text{ K} \rightarrow 25 \text{ K}$ ). L'ODC se divise en plusieurs régions de vitesse si les inhomogénéités induites par les gradients thermiques permettent de créer des surfaces de raccordement.

Pour faciliter les calculs, nous choisirons des gradients thermiques qui se situent, soit au-dessus de 52 K, soit au-dessous de 40 K. Dans ces régions, les deux variables, la résistivité  $\rho(T)$  et  $E_p(T)$  sont une variation monotone et approximativement linéaire. Le courant  $I$  est imposé, le champ électrique local est égal à :

$$E(x) = \rho(x)I .$$

$\rho$  représente ici  $R/L$ .

Pour les  $\Delta T$  choisis, le champ de dépiégeage  $E_p(x)$  et  $E(x)$  varie en sens inverse le long de  $x$ .

Prenons comme origine le point où  $E_p$  est minimum dans chacun des intervalles de température ; il correspondra au maximum de  $\rho(x)$  et de  $E(x)$ . Avec cette définition, l'origine est au point le plus chaud pour les gradients de température dans le domaine basse température ( $T(0) > T(L)$ ) et au point le plus froid près de la transition  $T_p$  ( $T(0) < T(L)$ ). Soit  $\tilde{x} \equiv \frac{x}{L}$ ,  $0 < \tilde{x} < 1$  et les paramètres  $e$  et  $r$  tels que

$$e = \frac{E_{p\max} - E_{p\min}}{E_{p\min}} \quad e > 0$$

$$r = \frac{\rho_{\max} - \rho_{\min}}{\rho_{\max}} \quad 0 < r < 1$$

$E_{p\min}$  et  $\rho_{\max}$  sont au même point. Introduisons  $E_0$ ,  $\rho_0$  et  $E_1$  d'après la définition de l'origine,

$$E_0 = E_{p\min} = E_p(0)$$

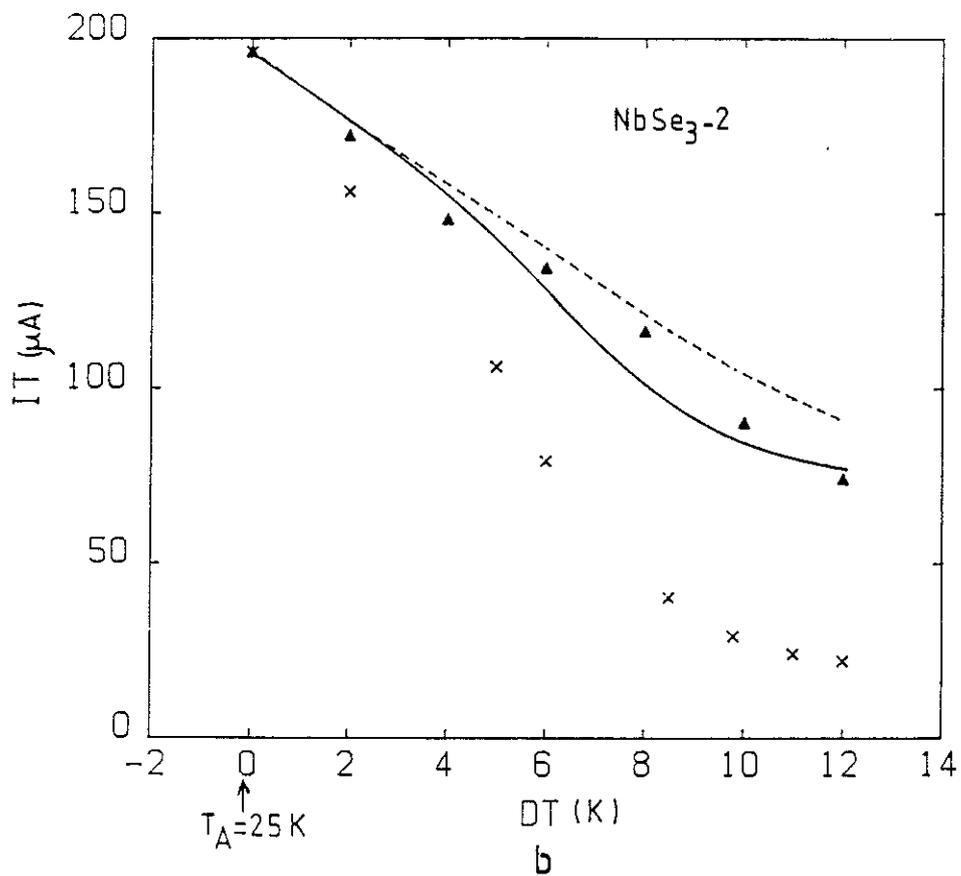
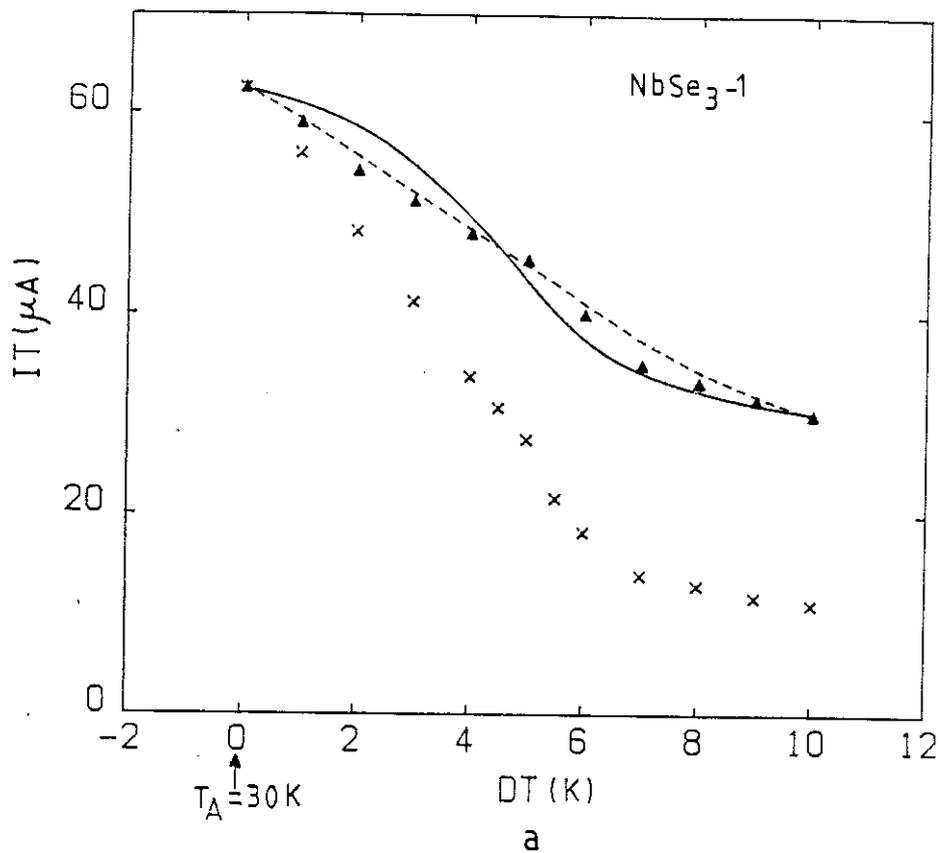
$$E_1 = E_{p\max} = E_p(L)$$

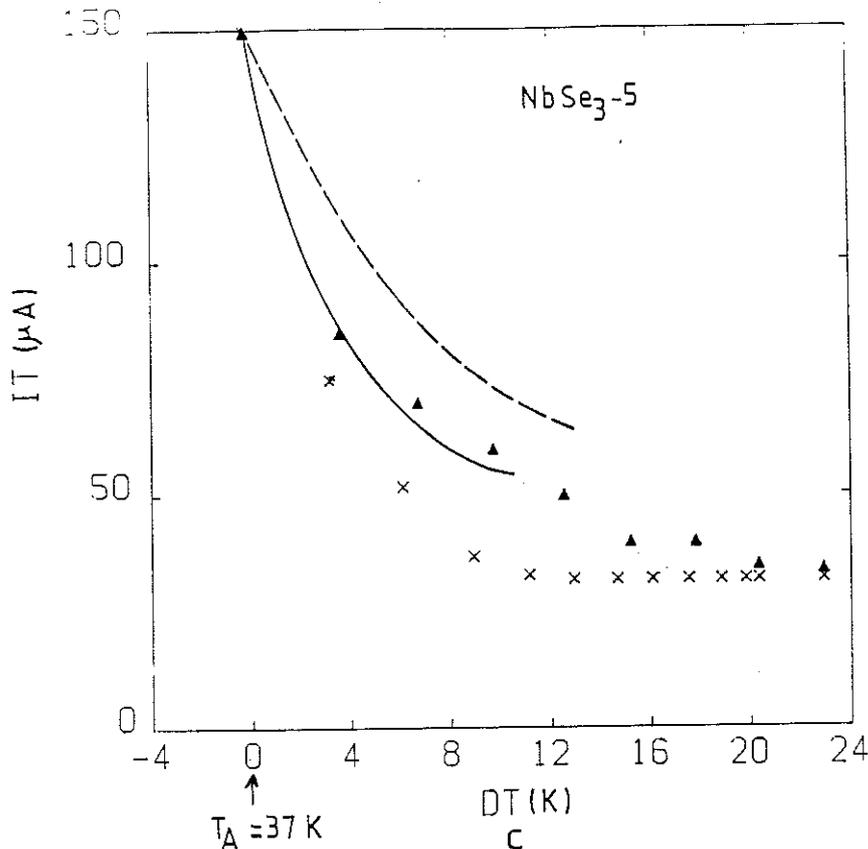
$$\rho_0 = \rho_{\max} = \rho(0)$$

On a alors :

$$E_p(x) = E_0(1 + \tilde{x}e)$$

$$\rho(x) = \rho_0(1 - r\tilde{x})$$





**Figure 2 :** Variation du courant critique en fonction d'un gradient thermique dans le domaine de température où le point le plus froid est le plus fortement piégé. Dans tous les cas présentés ici,  $\ell$  est maintenu à température fixe. 4 types de variations sont comparés :

- Les triangles représentent le courant critique mesuré pour chaque  $\Delta T$ .
- Les croix représentent le courant critique minimum pour chaque  $\Delta T$ .
- La ligne en tirets correspond à la valeur du courant déduite des relations 2a et 2b calculées pour un dépiégeage uniforme de l'ODC entre A et B.
- La ligne en trait plein a été calculée par la méthode présentée dans le texte avec  $V_0 = 0,7$  mV en 2a, 0,9 mV en 2b et 0,5 mV en 2c ;  $V_0$  varie en fonction de la gamme de température dans laquelle  $\Delta T$  se situe.

2a : Echantillon 1,  $\ell = 400 \mu\text{m}$ ,  $T_A = 30$  K et  $T_B = T_A + dT$ ,  $T_{B/\text{max}} = 40$  K.

2b : Echantillon 2,  $\ell = 700 \mu\text{m}$ ,  $T_A = 25$  K et  $T_B = T_A + dT$ ,  $T_{B/\text{max}} = 37$  K.

2c : Echantillon 5,  $\ell = 2,2$  mm,  $T_A = 37$  K et  $T_B = T_A + dT$ ,  $T_{B/\text{max}} = 60$  K. Dans ce cas, la dernière courbe a été calculée jusqu'à  $\Delta T = 12,5$  K. Au-delà, les hypothèses du calcul ne sont plus valables.

Le champ électrique  $E(x)$  est une fonction du courant  $I$  qui est imposé. Nous prendrons la variable sans dimension  $\alpha$  telle que :

$$(1 + \alpha) = \frac{E(0)}{E_0} = \frac{I}{I_0}$$

$I_0$  est le courant seuil mesuré à la température du point 0,  $\alpha$  est le seul paramètre qui dépend de  $I$ . Le champ  $E(x)$  s'écrit :

$$E(x) = E_0(1+\alpha) (1-rx).$$

Dès que  $I$  attend  $I_0$ ,  $\alpha$  est positif. L'onde commence à se libérer de ses centres d'ancrage en  $x = 0$ . La région dépiégée s'étend lorsque  $I$  continue à croître. Cependant, le mouvement reste interdit tant que ne sera pas surmonté le piégeage des dislocations de phase qui assurent le raccordement entre la partie mobile de l'ODC et la partie piégée. L'énergie élastique commence à s'accumuler dans les régions où  $E(x)$  est supérieur à  $E_p(x)$  ; la force élastique s'écrit :

$$f(x) = n_c e E_0 [(1+\alpha)(1-r\tilde{x}) - (1+\tilde{x}e)] \quad (3)$$

Pour qu'il y ait mouvement entre 2 points  $x_1$  et  $x_2$ , il faut vaincre le piégeage des sources situées en  $x_1$  et  $x_2$ . L'intensité de la contrainte critique en  $x_i$  est :

$$\sigma_p(x_i) = \frac{V(x_i)}{2}$$

$V(x_i)$  est le potentiel  $V_0$  défini par la relation (1) à la température du point  $x_i$ . Les gradients étant limités à 10-12 K, on peut linéariser la variation de  $V(T)$  dans chacun des intervalles  $T_B - T_A$  :

$$\frac{V(x)}{2} = \frac{V_0}{2} (1 + 2u\tilde{x})$$

$u$  peut être positif ou négatif [ $u < 0$  près de  $T_p$  et  $u > 0$  dans le domaine basse température],  $V_0 = V(x=0)$ .

Par définition, le point le plus fragile est en  $x = 0$ . Le dépiégeage débutera près de ce point, entre 0 et un point  $x_M$  qui est défini tel que l'intégrale motrice surmonte le piégeage en 0 et  $x_M$ , soit :

$$L \int_0^{\tilde{x}_M} d\tilde{x} f(\tilde{x}) = n_{ce} \left[ \frac{V_0}{2} + \frac{V_0}{2} (1+2u\tilde{x}) \right] \quad (4)$$

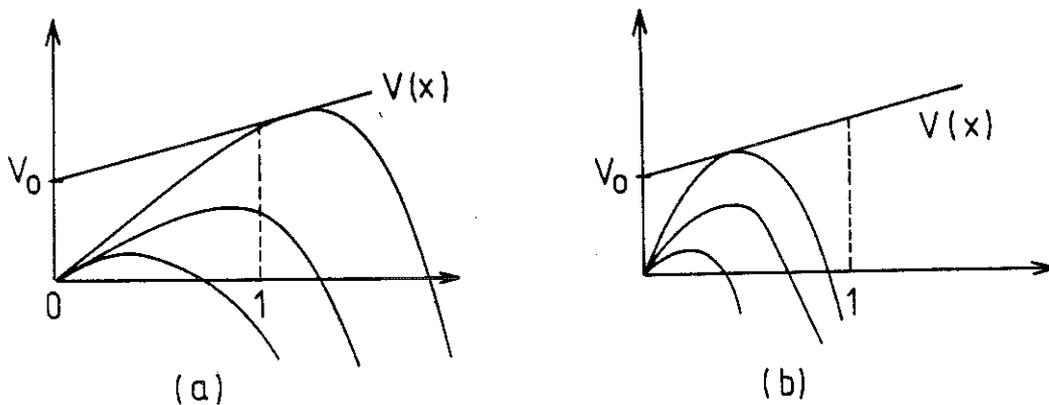
$f(x)$  est donnée par la relation (3), le facteur  $\frac{1}{L}$  vient de ce que  $\tilde{x} = \frac{x}{L}$ .

Le point  $\tilde{x}_M$  et le courant critique  $I_T$  sont déterminés par l'équation :

$$LE_0 \left[ \alpha \tilde{x} - \frac{\tilde{x}^2}{2} (e + r + \alpha r) \right] = V_0 (1 + u\tilde{x}) \quad (5)$$

Les graphiques de la figure 3 permettent de se faire une idée du comportement de la solution. Pour un gradient donné,  $r$ ,  $e$  et  $u$  sont fixes. Le maximum de la parabole qui représente le terme de gauche de (5) est une fonction de  $\alpha$  qui augmente avec le courant  $I$ . Si le gradient est très faible, son maximum est situé pour des valeurs qui sont supérieures à 1, ce qui n'a pas de sens ici. Pour des gradients plus forts, il sera compris entre 0 et 1.

Le point  $\tilde{x}_M$  correspond à celui où la tangente à la parabole est égale à la pente de  $V(x)$  :



**Figure 3 : Solution graphique.** Les paraboles représentent le terme de gauche de l'équation (5) et ont été tracées dans les 2 figures pour différentes valeurs du courant  $I$ . Le maximum augmente avec  $I$ .

**3a :** Le gradient thermique est faible, la solution est supérieure à 1.

**3b :** Gradient thermique plus fort, la solution est comprise entre 0 et 1.

$$\tilde{x}_M = \left[ \alpha - u \frac{V_0}{LE_0} \right] / (e + r + \alpha r) \quad (6)$$

On vérifie qu'il existe une seule solution à l'équation (5) pour  $\tilde{x} = \tilde{x}_M$  :

$$\alpha = \frac{V_0}{LE_0} \left[ u + r + \sqrt{r^2 + 2ur + 2 \frac{LE_0}{V_0} (e + r)} \right] \quad (7)$$

Cette solution est valable si  $\tilde{x}_M$  est inférieur à 1, sinon  $\alpha$  est défini par la valeur qui annule l'équation (5) en  $\tilde{x} = 1$ .

On peut pour chaque gradient  $\Delta T$  déduire du calcul l'étendue de la région où commence le dépiégeage ainsi que le courant qui lui est nécessaire.

Les variations prédites par ce modèle et calculées numériquement ont été ajoutées sur les figures 2a, 2b et 2c. Le seul paramètre ajustable est  $V_0$ . En effet, il n'est pas possible de mesurer  $V_0$  directement dans ce type d'expérience. Cependant, nous avons déjà noté qu'il était en général très reproductible pour les échantillons issus d'un même bain. Les courbes ont été tracées en négligeant  $u$ , soit  $V_0$  constant pour chaque figure 2a, 2b et 2c, mais sa valeur a été ajustée dans chacune d'elles en fonction de la gamme de température balayée avec  $\Delta T$ .

Les figures 4 montrent la variation de  $\tilde{x}_M$  obtenue à partir de (6) et (7). Pour des gradients faibles, le dépiégeage commence uniformément d'un bout à l'autre de l'échantillon. Dans ce cas,  $I_T$  est déterminé par l'égalité entre la force moyenne induite par le courant  $I$  et la moyenne des forces de piégeage [volumique et aux électrodes].

### 3 - Discussion

Pour la longueur la plus courte (= 0,4 mm) représentée figure 2a, la courbe prédite par le modèle est confondue avec celle d'un dépiégeage homogène entre 0 et  $L$ . Cette similitude vient de la compétition entre deux phénomènes.

Dans les deux descriptions,  $\tilde{x}_M$  représente le point le plus fortement piégé dans la région où débute le dépiégeage. Lorsque le mouvement commence d'une manière uniforme, les régions où  $E_p$  est faible doivent entraîner celles où  $E_p$  est plus forte. Ainsi, dans l'exemple de la figure 5a, il est clair que le champ de piégeage en  $\tilde{x}_M = 1$  (point le

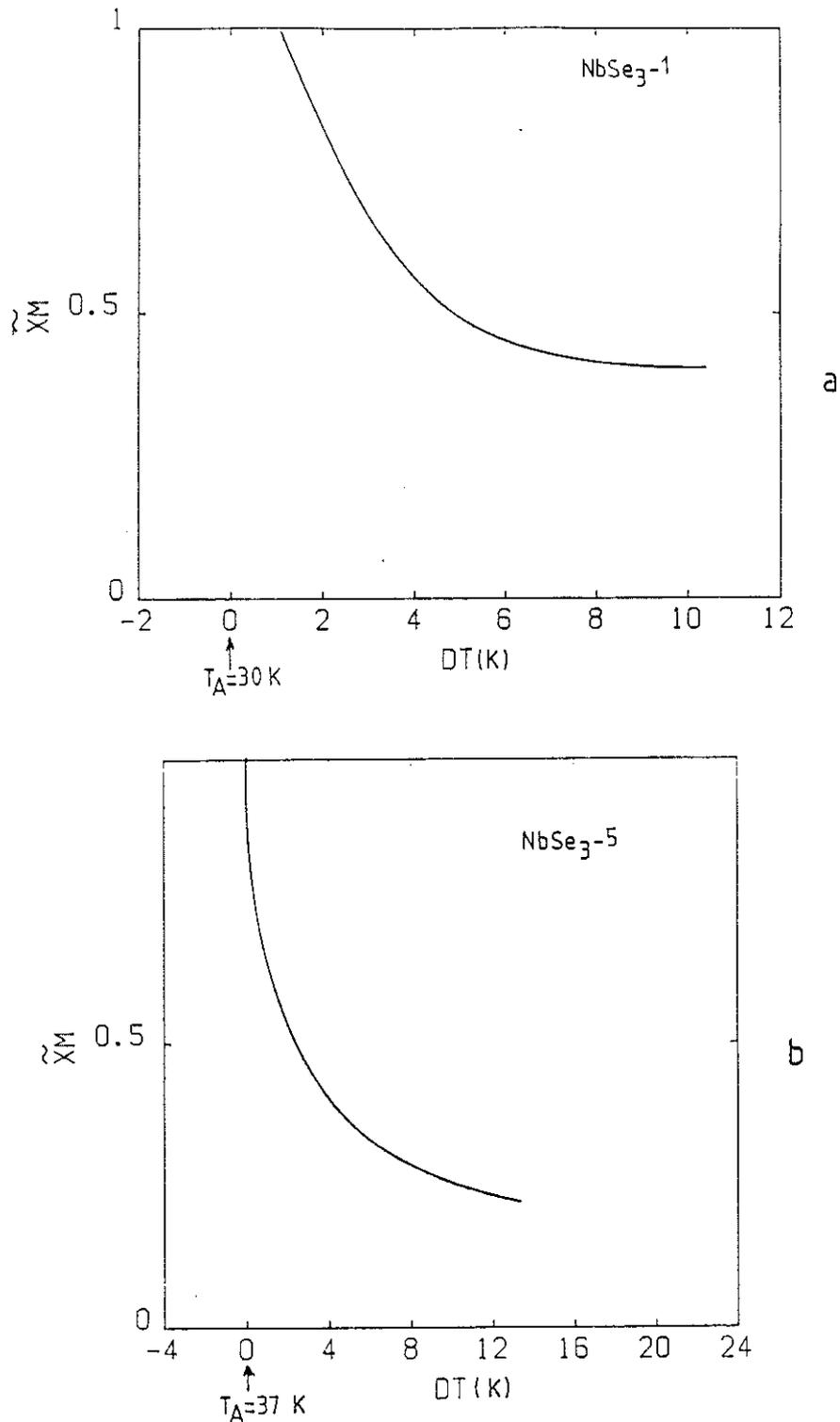


Figure 4 : La fraction de l'échantillon où, d'après le modèle décrit dans le texte débute le dépiégeage, est comprise entre 0 et  $\bar{x}_M$ .  $\bar{x}_M$  est calculé à partir des relations (6) et (7) pour chaque  $\Delta T$ . La figure 4a(4b) correspond à la situation de la figure 2a(2c).  $\bar{x}_M$  correspond à des longueurs qui passent de  $L = 400 \mu\text{m}$  en température uniforme à  $x_M L = 165 \mu\text{m}$  avec un gradient  $\Delta T = 10$  K pour la figure 4a et de  $L = 2,2 \text{ mm}$  si  $T$  est uniforme à  $\bar{x}_M L = 490 \mu\text{m}$  avec  $\Delta T \cong 12,5$  K (4b).

plus froid) est nettement supérieur à la force électrique locale pour la valeur  $I_T$  à laquelle apparaît l'état non linéaire. Par contre, pour le même  $I_T$ , on voit que la force locale en  $\bar{x}_M$ , définie à partir de notre modèle, est peu différente du piégeage local en ce point (Figure 5b). Cependant, le poids du terme  $V_0$  est plus important dans ce cas car il intervient en  $V_0/x_M$ ,  $x_M = \bar{x}_M L$ , compensant une partie de ce qui a été gagné en n'entraînant pas de régions très fortement piégées. Même si les courbes ne permettent pas de définir la solution choisie par le système, deux raisons permettent de conclure que le modèle où l'onde se casse en  $x_M$  décrit la situation réelle. On a vu dans le chapitre II que la longueur d'un segment qui peut être entraîné par une partie mobile pour maintenir la cohérence du mouvement est limitée à une certaine dimension,  $50 \mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$  à  $40 \text{ K}$ . Dans l'exemple de la figure 5 et dans le cadre d'un dépiégeage uniforme, la longueur à entraîner pour  $\Delta T = 10 \text{ K}$  est de plus de  $250 \mu\text{m}$  et le champ appliqué en  $L$  est 2 fois plus faible que le champ de piégeage  $E_p(L)$ . Ensuite, l'évolution des courbes pour des longueurs plus longues confirme notre interprétation (cf. 2b et 2c). Pour la longueur la plus longue, le gradient a été augmenté jusqu'à ce que  $T_B$  atteigne  $T_p$ . On tend vers une situation où  $E_T$  mesuré correspond au piégeage du segment le plus faible. Pour cette figure, on s'approche d'une situation où le terme  $V_0/x_M$  est négligeable devant les variations de  $E_p$  le long de l'échantillon.  $E_T$  est exactement égal au minimum du piégeage lorsque, y compris en situation homogène, l'ODC se découpe en plusieurs segments en série qui se manifestent, comme nous le verrons, par la présence de spectres de fréquence très complexes.

#### 4 - Gradient thermique près de $T_p$

En général, pour des  $\Delta T$  près de la température de Peierls  $T_p$ , le courant mesuré correspond au minimum des piégeages locaux. Si l'un des contacts thermiques est fixe à  $52 \text{ K}$  et le gradient positif, il correspond à  $E_T$  ( $52 \text{ K}$ ). Expérimentalement, l'écart à cette valeur est très faible, excepté pour l'échantillon 1 qui est le plus court ( $L = 0,4 \text{ mm}$ ) comme le montre la figure 6a. Sur cette figure, on distingue deux régimes de part et d'autre de  $\Delta T = 4 \text{ K}$  qui correspondent à  $T_B = 56 \text{ K}$ ,  $T_A$  étant fixe à  $52 \text{ K}$ . Cette température est inférieure de  $1 \text{ K}$  à la température de transition  $T_p$ , évaluée à  $57 \text{ K}$  sur ces échantillons et avec ce montage. Elle correspond aussi à celle où le champ seuil est encore mesurable sur ce cristal en situation homogène. Au-dessus, les courbes de  $dV/dI$  en fonction de  $I$  sont arrondies et ne présentent plus la discontinuité qui permet de définir le courant critique  $I_T$ . Dans la figure 6a, la courbe théorique jusqu'à  $56 \text{ K}$  a été obtenue avec la relation (7) pour  $V_0 = 0,1 \text{ mV}$ .  $V_0$  est pris constant car, comme le montre la figure 1, la courbe  $V_0(T)$  sature près de  $T_p$ . A partir de  $57 \text{ K}$ , la région où l'ODC existe

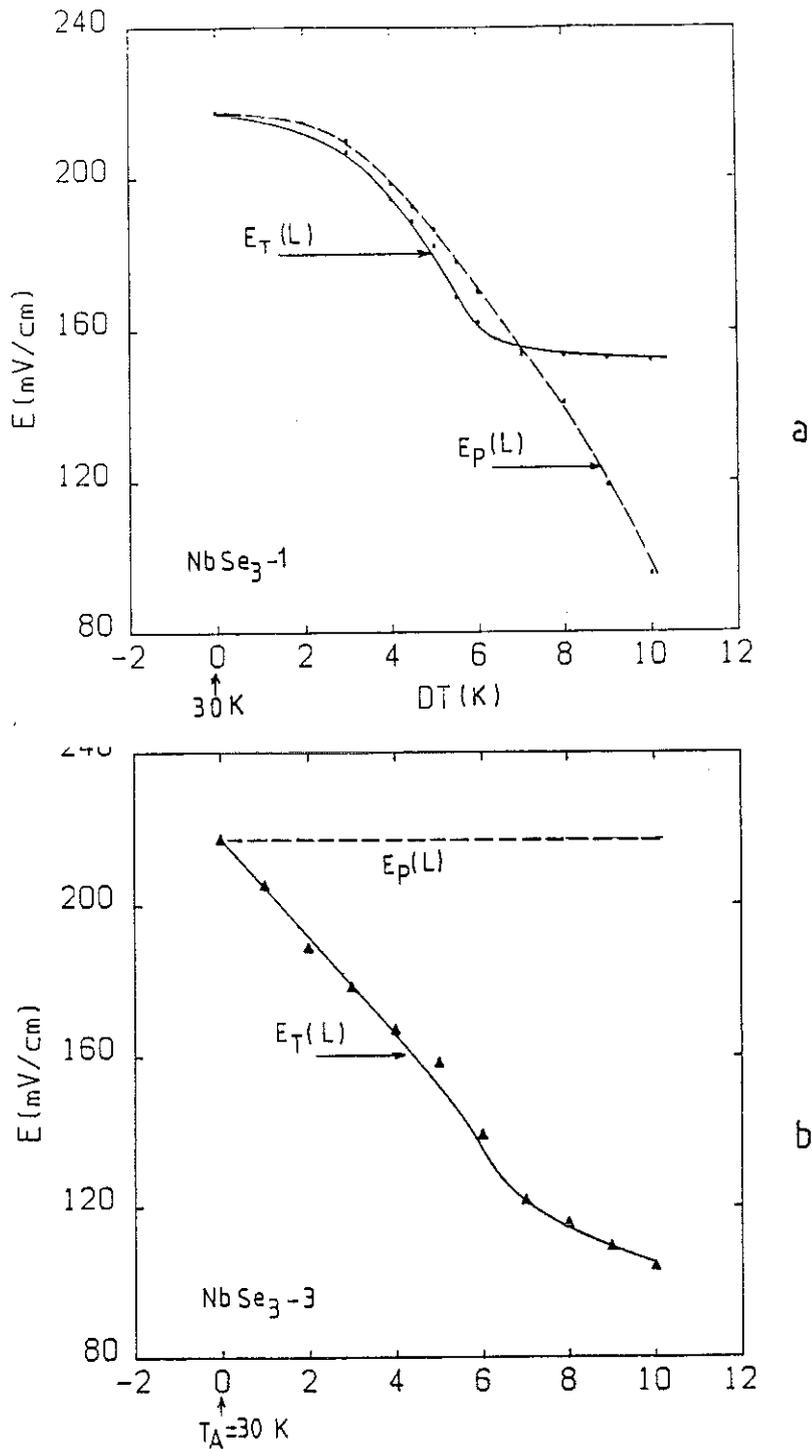


Figure 5 : Le champ créé localement en  $\tilde{x}_M$  par  $I_T$  est comparé au piégeage local en ce point.

5a :  $\tilde{x}_M = 1$  : cas d'un dépiégeage homogène.  $E_p(\tilde{x}_M = 1) \gg E_T$  ;  $E_T$  est créé par  $I_T$  au point L où T est maintenue à 30 K.  $E_T$  est calculé avec la relation :

$$E_T = \rho(30 \text{ K}) I_T,$$

$I_T$  est la valeur expérimentale mesurée avec  $\Delta T$ .

5b :  $\tilde{x}_M$  est calculée à partir des relations (6) et (7). La température en ce point est  $T_M = \tilde{x}_M \Delta T$ . Le champ local de piégeage est  $E_p(T_M)$  et le champ créé par  $I_T$  (calculé à partir de la relation (7)),  $E_T = \rho(T_M) I_T$ . Dans ce modèle, les deux champs sont presque égaux, excepté pour les grands  $\Delta T$  où  $E_T$  devient supérieur à  $E_p$ . Dans tous les cas, les régions piégées que la partie mobile doit entraîner sont très courtes (quelques  $\mu\text{m}$ ) ou inexistantes.

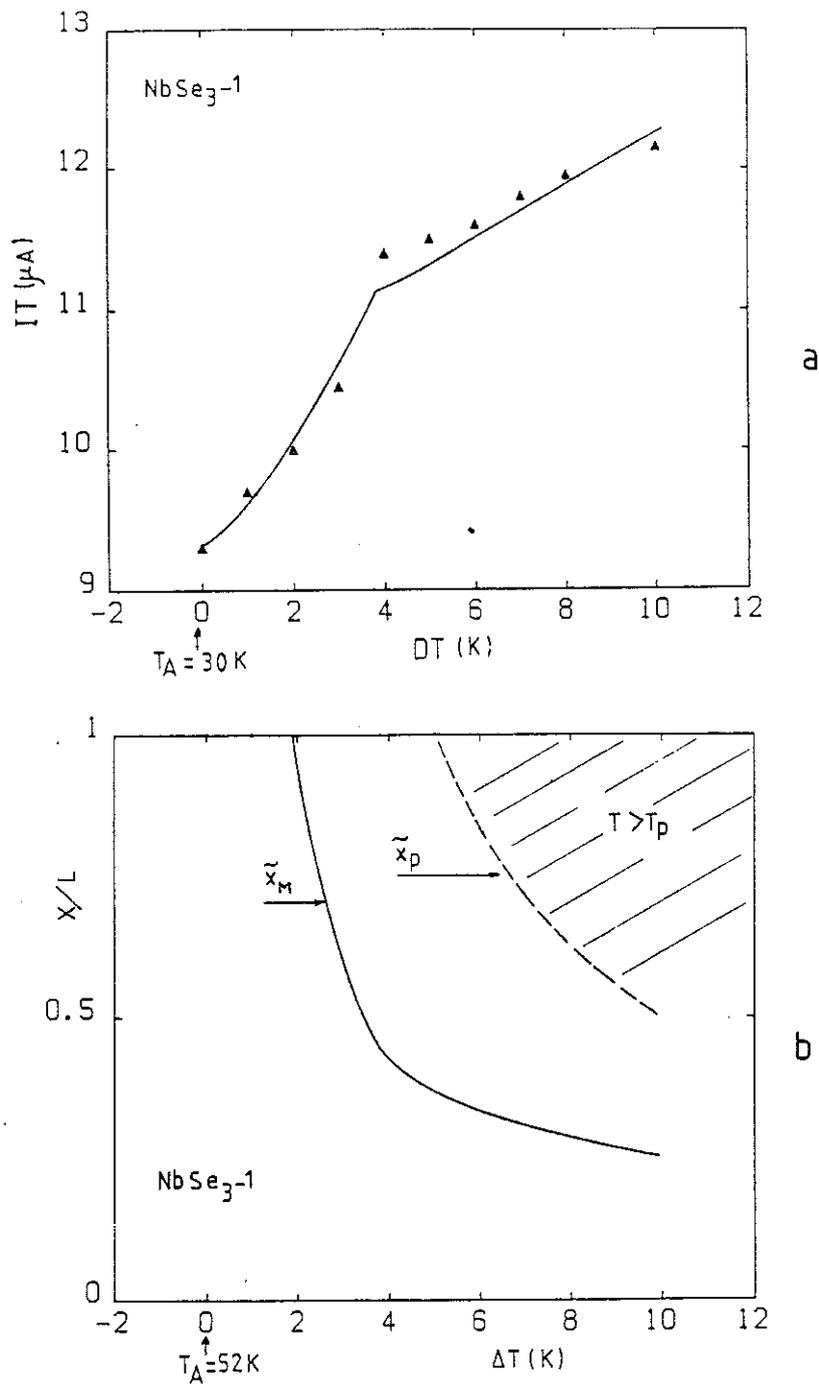
est toujours située entre 0, où  $T = 52$  K, et le point  $\bar{x}_p$  où  $T = 57$  K. Cependant, la longueur de cette région diminue comme le montre la figure 6b. Cette réduction explique l'augmentation du courant critique mesuré à partir de  $\Delta T = 5$  K. La courbe dans cette région ( $\Delta T \geq 5$  K) a donc été calculée pour un  $\Delta T$  constant de 4 K puisque c'est à partir de cette valeur qu'apparaît expérimentalement le changement de variation, mais avec une longueur d'échantillon qui se réduit d'un facteur  $\frac{4}{\Delta T}$ , pour chaque  $\Delta T$ . On voit que la courbe construite par cette méthode décrit correctement la situation expérimentale (cf. Fig. 6a). La figure 6b représente la variation de la position du point où  $T = T_p$  et celle délimitant la région où débute le dépiégeage d'après le calcul.

### 5 - Conclusion

Le modèle que nous avons introduit au chapitre I nous permet de décrire de manière cohérente les résultats obtenus sur le dépiégeage avec un gradient thermique. Il permet de raccorder les différents comportements qui ont été précédemment rapportés qui apparaissent ici comme deux limites. La situation générale est décrite par la compétition entre  $V_0$  et les variations de  $E_p$ . Pour  $L$  court ou(et)  $\Delta T$  faible, le terme  $V_0$  domine et le dépiégeage se produit uniformément entre les deux contacts thermiques [ $V_0$  intervenant en  $V_0 \bar{x}_M L$ , où  $\bar{x}_M$  est la fraction qui se dépiège uniformément]. Lorsque l'échantillon est long ou(et) les  $\Delta T$  grands, les variations de  $E_p$  l'emportent et le courant seuil correspond à celui de la région la plus faiblement piégée.

Nous nous sommes limités dans cette étude à définir le courant où apparaissent les effets non linéaires. On a vu que, généralement, seule une fraction  $\bar{x}_M$  de l'échantillon se dépiège en ce point.

Les résultats sur la variation des vitesses seront décrits au prochain paragraphe, mais pour des courants où le mouvement est établi sur toute la longueur de l'échantillon, soit pour  $I \gtrsim I_T(L)$ . Il existe donc une région intermédiaire difficile à décrire. L'observation d'un seul pic dans le spectre de fréquence pour des courants  $I > I_T(L)$  tend à prouver qu'un mouvement uniforme est la situation la plus stable. Le dépiégeage de l'ensemble de l'ODC se produit en déplaçant progressivement la barrière  $\bar{x}_M$  vers 1. La compréhension de l'ensemble du mécanisme du dépiégeage avec un gradient thermique nécessiterait de plus amples investigations.



**Figure 6 :**

**6a :** Variation expérimentale (triangle) et théorique (ligne continue) du courant seuil  $I_T$  avec un gradient  $\Delta T$  près de  $T_p$  ( $= 57$  K).  $T_A$  est fixe à  $52$  K,  $T_B$  croît jusqu'à  $60$  K. La courbe a été calculée par la méthode décrite dans le texte ( $V_0 = 0.1$  mV).

**6b :** La droite  $x = 0$  et la ligne en tirets délimite la fraction de longueur où la température est au-dessous de la transition. La ligne en trait plein délimite la région qui, d'après le calcul, se dépiege au moment où le courant atteint le courant seuil  $I_T$

## II - COHERENCE DE LA VITESSE DE L'ODC SOUS UN GRADIENT THERMIQUE

Nous nous limitons principalement à l'étude des cristaux présentant une seule fréquence fondamentale lorsque la température est homogène. C'est le cas des 3 échantillons présentés au chapitre III. En général, les spectres se compliquent à haute fréquence à partir d'une valeur qui dépend des caractéristiques de l'échantillon, de la température, etc ... Le domaine des fréquences mesurées ici s'étend de quelques 100 kHz à 10 MHz. Partant d'une situation uniforme à une température homogène, la réponse évolue en fonction de l'action combinée des différents paramètres : I, L et  $\Delta T$ .

### 1 - Mouvement uniforme sous un gradient thermique

Sous un faible gradient thermique, le mouvement garde son uniformité. Si l'échantillon est court, ce comportement se maintient jusqu'à des gradients très élevés ( $> 10$  K). Les points expérimentaux de la figure 7 montrent un tel exemple, obtenu sur l'échantillon de 400  $\mu\text{m}$  de long.  $T_A$  est fixe à 30 K et le courant est maintenu à une valeur constante pendant toute la variation de  $T_B$ . La fréquence fondamentale reste unique. Sa forme n'est pas modifiée et elle garde ses harmoniques, montrant que le condensat se comporte comme un objet parfaitement rigide (Figure 8).

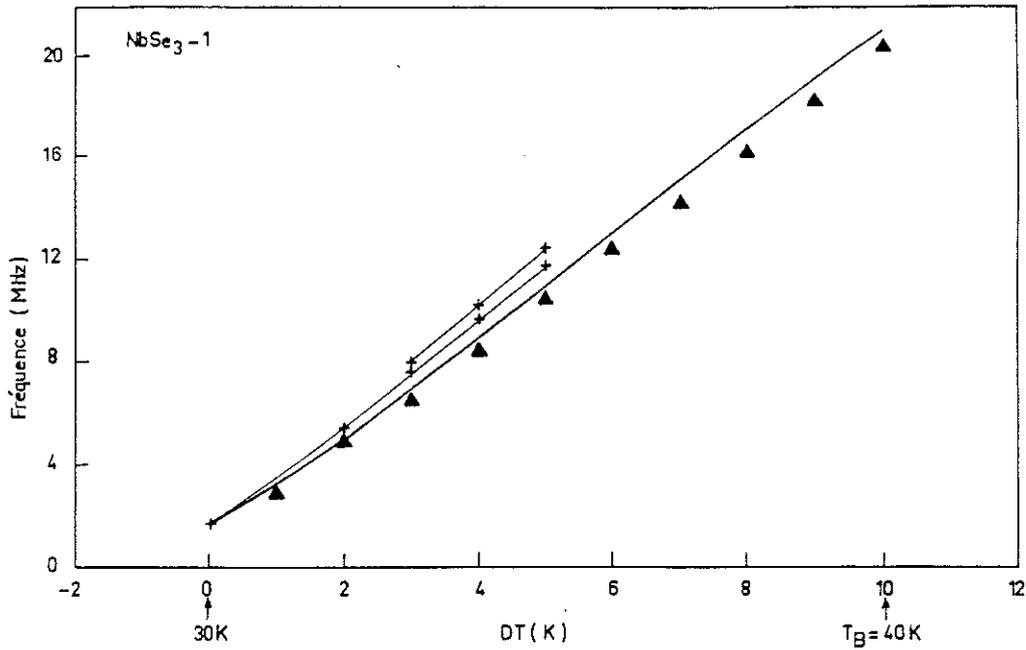
Avec une température homogène, la vitesse peut être définie par  $\eta v = E - E_T$ .  $\eta$  est la viscosité de l'ODC. Pour un courant fixé, la vitesse dépendra fortement de la température. Cette variation est représentée figure 9. Avec un gradient thermique, la vitesse  $v_0$ , lorsqu'elle est uniforme, obéit à la force moyenne qui agit sur l'ODC :

$$\eta v_0 = \frac{I}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} \rho(T) dT + \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} E_T(T) dT$$

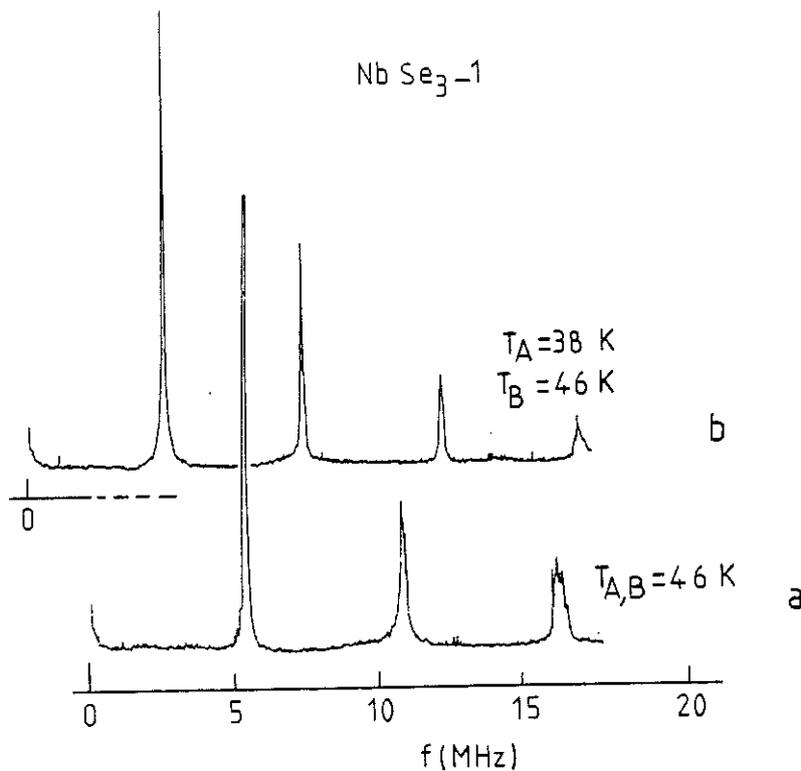
soit

$$v_0 = \frac{1}{\Delta T} \int_{T_A}^{T_B} v(T) dT \quad (8)$$

La viscosité a été supposée constante dans l'intervalle de température et de vitesse associé à chaque  $\Delta T$ .



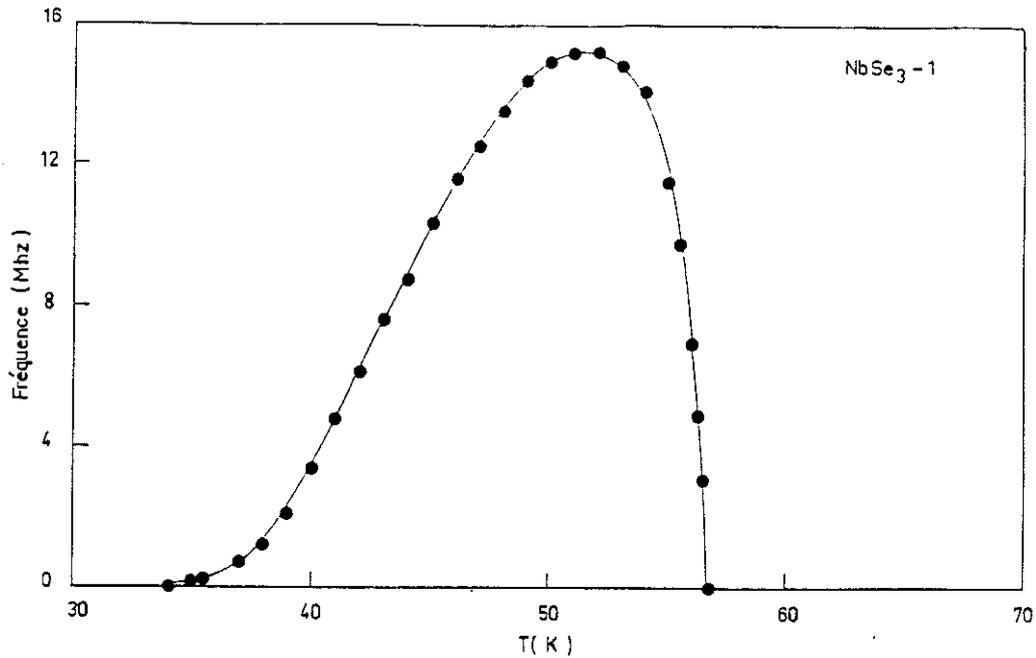
**Figure 7 :** Variation de la fréquence fondamentale en fonction d'un gradient thermique avec  $I$  fixé à  $70 \mu\text{A}$ .  $\ell = 0.4 \text{ mm}$ ,  $T_A$  est fixe à  $30 \text{ K}$ ,  $T_B = T_A + \Delta T$ ,  $T_B$  croît jusqu'à  $40 \text{ K}$ . Les croix correspondent aux mêmes conditions excepté  $T_A$  et  $T_B$  qui ont été inversés. La courbe a été obtenue à partir de la relation (8). Les vitesses et les fréquences sont reliées par  $v = \lambda v$ .



**Figure 8 :** Exemple de spectre de fréquence obtenu dans l'état non linéaire sur l'échantillon 1 ( $\ell = 0,4 \text{ mm}$ ).

8a :  $T_A = T_B = 46 \text{ K}$ .

8b :  $T_B = 46 \text{ K}$ ,  $T_A = 38 \text{ K}$ .



*Figure 9 : Variation de la fréquence fondamentale en fonction de la température -T homogène- pour un courant I fixe,  $I = 25 \mu\text{A}$  et sur l'échantillon 1 (la ligne est uniquement un guide visuel).*

La courbe de la figure 7 a été calculée par intégration numérique à l'aide de la formule (8) en utilisant les valeurs mesurées à température homogène. L'accord entre cette courbe et les points expérimentaux est satisfaisant sur une variation qui s'étend sur un ordre de grandeur. Le courant I est assez élevé pour permettre le dépiégeage sur toute la longueur entre A et B.

## **2 - Dédoublément - Effet de métastabilité**

La région où la vitesse est uniforme a été appelée zone d'accrochage dans la référence [5]. Elle est caractérisée par un spectre de fréquence avec un seul fondamental. L'étendue de cette zone dépend de divers facteurs. Ensuite le fondamental commence à se diviser en plusieurs fréquences. Le premier dédoublément apparaît comme un phénomène très irréproductible. Cette métastabilité se manifeste de différentes manières. La 2ème série de points de la figure 7 a été obtenue simplement en inversant  $T_A$  et  $T_B$ . Le même effet peut être obtenu si quelques minutes séparent deux balayages en  $\Delta T$  dans des conditions identiques. On peut dire que, d'une manière générale, la position du dédoublément est jamais identique d'un balayage à l'autre quelles que soient les perturbations qui ont été appliquées entre temps (cyclage en température, inversion du signe de courant, ...). Nous avons tenté, sans succès, d'établir un lien entre la position du

dédoublément et l'histoire de l'échantillon dans 2 cas : cyclage thermique et vitesse de variation de  $\Delta T$ .

Le plus souvent, ce dédoublément se produit avec un petit saut  $\Delta v$  de l'une des fréquences comme celui montré à la figure 7 [5]. Ceci est d'autant plus fréquent que l'échantillon est fin et que les spectres observés sont purs (fréquence étroite et un seul fondamental). La figure 10 montre un exemple où le fondamental se divise en plusieurs fréquences et d'une manière continue.

Tous ces phénomènes de métastabilité et d'hystérésis montrent qu'il existe une zone où les deux états, vitesse uniforme ou dédoublément en deux régions de vitesse, sont très voisins en énergie. Ceci est particulièrement évident sur les enregistrements reportés figure 11. Chacun d'eux sont réalisés dans les mêmes conditions [ $\Delta T$  et courant identiques]. Si l'on observe les spectres à intervalle de temps réguliers (20 s par exemple), ils présentent aléatoirement une ou deux fréquences fondamentales. Lorsque deux pics sont observés, cela signifie que, entre les régions à vitesses différentes, les dislocations de phase sont activées pour permettre le raccordement. L'énergie qui sera utilisée pour cela fait baisser celle qui est motrice et dont dépendent les vitesses.

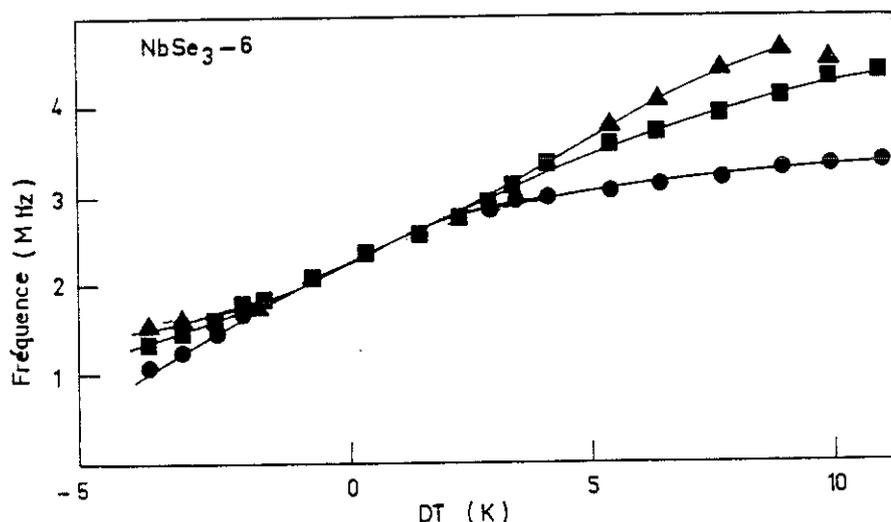
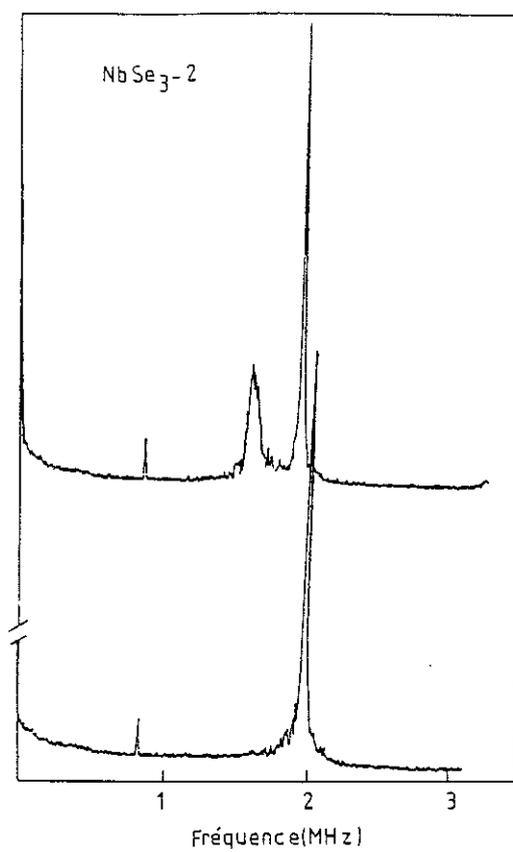
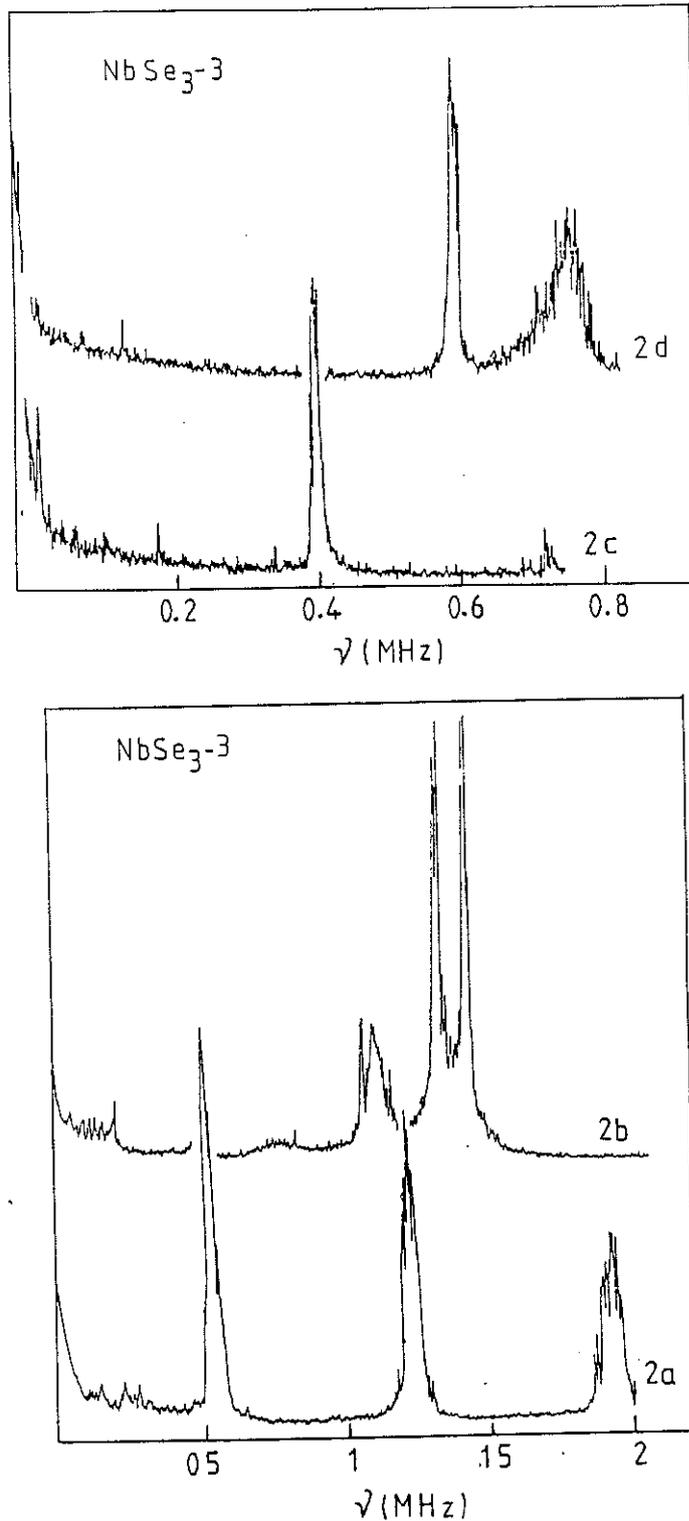


Figure 10 : Exemple d'accrochage et de dédoublément sans discontinuité autour de  $T_A = 42,7$  K.  $T_B = T_A + \Delta T$ .  $L = 0,75$   $\mu\text{m}$  et  $s = 22$   $\mu^2$ .



*Figure 11 : Exemple de métastabilité. Ces spectres ont été obtenus sur l'échantillon 2 ( $\ell = 0,7$  mm, à intervalles de temps irréguliers mais exactement dans les mêmes conditions.  $T_A = 37$  K et  $T_B = 36$  K,  $I = 82,5 \mu A \cong 3 I_T$ .*



**Figure 12 :**

**12a et 12b :**  $T_A = T_B = 49 \text{ K}$ ,  $\ell = 2 \text{ mm}$  (échantillon 3).

**12a :**  $I = 2 I_T$ . On observe une seule fréquence et ses harmoniques.

**12b :**  $I = 3 I_T$ . Le fondamental s'est séparé en 3 pics.

**12c et 12d :**  $T_A = 41 \text{ K}$ ,  $T_B = 36 \text{ K}$ ,  $\ell = 0,7 \text{ mm}$ .

**12c :**  $I = 1,7 I_T$ . Il n'y a qu'un seul pic avec le 1er harmonique.

**12d :**  $I = 2 I_T$ . Le fondamental s'est dédoublé.

Les figures 11 montrent bien que, lorsque la fréquence se dédouble, la vitesse moyenne est plus faible. Cependant, il est difficile d'en tirer un renseignement quantitatif car, pour cela, il faudrait connaître la longueur du segment associé à chaque fréquence.

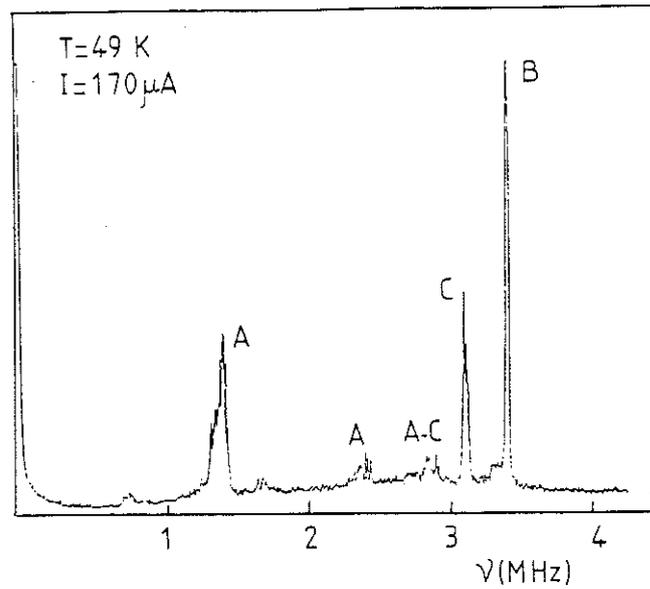
Malgré ces phénomènes de métastabilité, on peut définir une tendance générale : L'accrochage est caractéristique des longueurs courtes, des faibles courants et petits  $\Delta T$ . Les enregistrements des figures 12 ont été réalisés sur l'échantillon 2, de longueur 0,7 mm. Les deux premiers enregistrements (Figs 12a et 12b) sont tracés à  $T = 49$  K et  $\Delta T = 0$  ; le dédoublement apparaît entre  $I = 2 I_T$  et  $I = 3 I_T$ . En (12c) et (12d),  $T_A$  est fixe à 41 K et  $T_B$  à 36 K. Le mouvement se divise en deux régions de vitesse entre  $I = 1.7 I_T$  et  $I = 2 I_T$ .

### **3 - Dédoublement en domaines de vitesse différents**

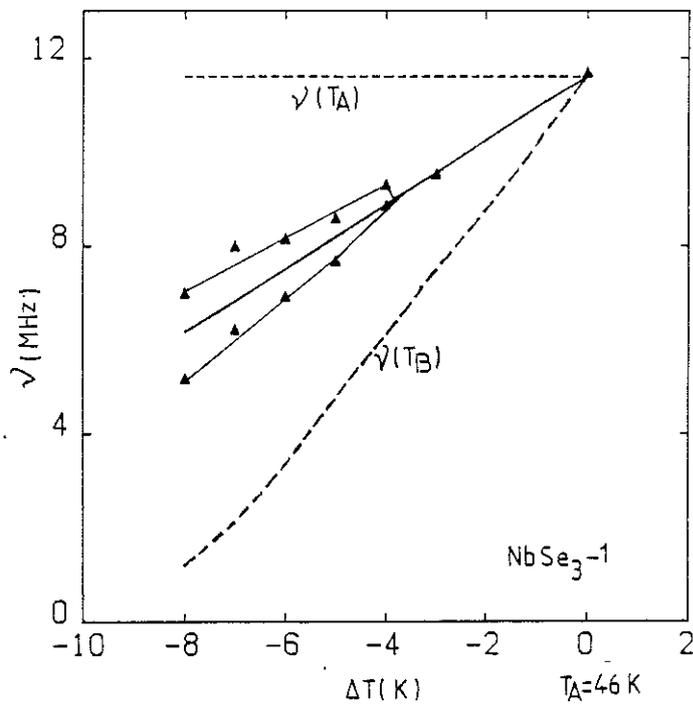
Lorsque l'échantillon de mesure est très long, les enregistrements sont du type de ceux présentés figure 13. A l'aide du montage où les trois sources thermiques sont connectées (cf. figure 2 du chapitre III), on peut montrer que les fréquences correspondent à des domaines en série le long de l'axe des chaînes. Par exemple, le pic généré par le domaine le plus proche de la source A est celui qui est le plus sensible à une variation de  $T_A$ . Par contre, ceux qui se trouvent près de l'autre extrémité ne sont pas du tout affectés parce que l'échantillon est long. On peut ainsi successivement repérer quelle est la région qui génère chacun des pics. L'existence de fréquences associées à des domaines loin d'un contact électrique montre que, quelle que soit leur origine, on peut observer un bruit alternatif sans électrodes [42,43]. Dans les expériences où le fondamental s'est séparé en deux, on peut comparer la variation de chacun des deux pics avec celle qui serait associée à la température des contacts.

D'après la figure 14, il apparaît que la valeur moyenne des deux pics correspond à la vitesse du mouvement s'il était resté uniforme. Ces deux fréquences semblent donc suivre la valeur moyenne de la vitesse dans chacun des deux segments auxquels elles sont associées et non pas la température des contacts  $T_A$  et  $T_B$ , comme il a été proposé par ailleurs.

Ces résultats ne peuvent pas être attribués à un mauvais contrôle de la température comme le montre l'étude des conditions expérimentales du chapitre III.



**Figure 13 :** Echantillon monté avec le dispositif décrit figure 2a et avec 3 contacts thermiques :  $T_A$ ,  $T_C$ ,  $T_B$ . Le contact central C est réalisé en mettant l'échantillon en sandwich entre deux plaques de saphir sur une longueur de 1 mm ; la longueur entre A et B est de 4,2 mm. La position des domaines qui génèrent les différentes fréquences est identifiée en faisant varier successivement  $T_A$ ,  $T_C$  et  $T_B$ .



**Figure 14 :** Evolution des fréquences avant et après le dédoublement. Les triangles sont les points expérimentaux. La courbe continue représente la vitesse moyenne calculée pour toute la longueur (cf. relation (8)). La fréquence associée à  $T_A$  est fixé à environ 12 MHz et la variation de celle mesurée avec une température homogène égale à  $T_B = T_A + \Delta T$  est représentée par la courbe en tirets.

#### 4 - Discussion

Ces résultats sont conformes au modèle qui considère que l'onde est rigide entre deux surfaces de raccordement. La fréquence associée à ce mécanisme de raccordement  $\dot{S}$  et celle de la vitesse de déplacement sont interdépendantes (chapitre I) :

$$\dot{S} = |v_2 - v_1|/\lambda$$

$v_1$  et  $v_2$  étant les vitesses de deux domaines adjacents.

Lorsque le mouvement est uniforme, les interfaces se situent sous les électrodes entre la partie mobile et les régions extérieures où l'ODC est piégée. Pour chacune d'elles l'une des deux vitesses est nulle et  $\dot{S}$  est égale à la fréquence associée à  $v_d$ .

Après un dédoublement, on observe  $v_1 = v_1/\lambda$  et  $v_2/\lambda$  quelle que soit l'origine du bruit périodique. Cependant, le modèle des vortex prévoit l'apparition d'une fréquence  $v_0 = (v_1 - v_2)/\lambda$ , générée à l'interface que nous avons quelquefois observée. Nous développerons cet aspect dans le chapitre suivant qui est consacré à l'origine du bruit alternatif.

#### 5 - Gradient thermique près de $T_p$

La température de l'un des contacts est fixée à 52 K, celle de l'autre varie en fonction de  $\Delta T$ ,  $\Delta T > 0$ . Sur le même échantillon,  $\ell = 0.75$  mm, nous avons rencontré deux types de résultats selon que  $T_A$  ou  $T_B$  étaient fixés ou non. La figure 15a montre un comportement multi-domaines. Plus  $\Delta T$  est proche de  $T_p$ , plus il est facile de diviser la phase en différents domaines. Ceci est conforme à ce que l'on peut attendre dans notre modèle. En effet  $V_0$  diminue près de  $T_p$  et cette quantité tend à maintenir l'uniformité du mouvement. Cependant, la variation de  $V_0$  semble montrer une saturation à une valeur non nulle près de  $T_p$ , limitant le nombre de domaines qu'il est possible de créer.

Pour des raisons inconnues, en inversant le rôle des contacts A et B, le comportement inverse est observé : quand  $\Delta T$  croît, le système tend vers une situation monodomaine (figure 15b). Cette situation est similaire à celle décrite référence [7] où la vitesse est monovaluée mais le rapport  $J_{ODC}/v$ , proportionnel à la densité d'électrons  $n_c$  correspondant à la température moyenne le long de l'échantillon. Avec cette hypothèse, le courant d'onde décroît progressivement en fonction de  $T$  le long de  $x$ . Or, les surfaces de

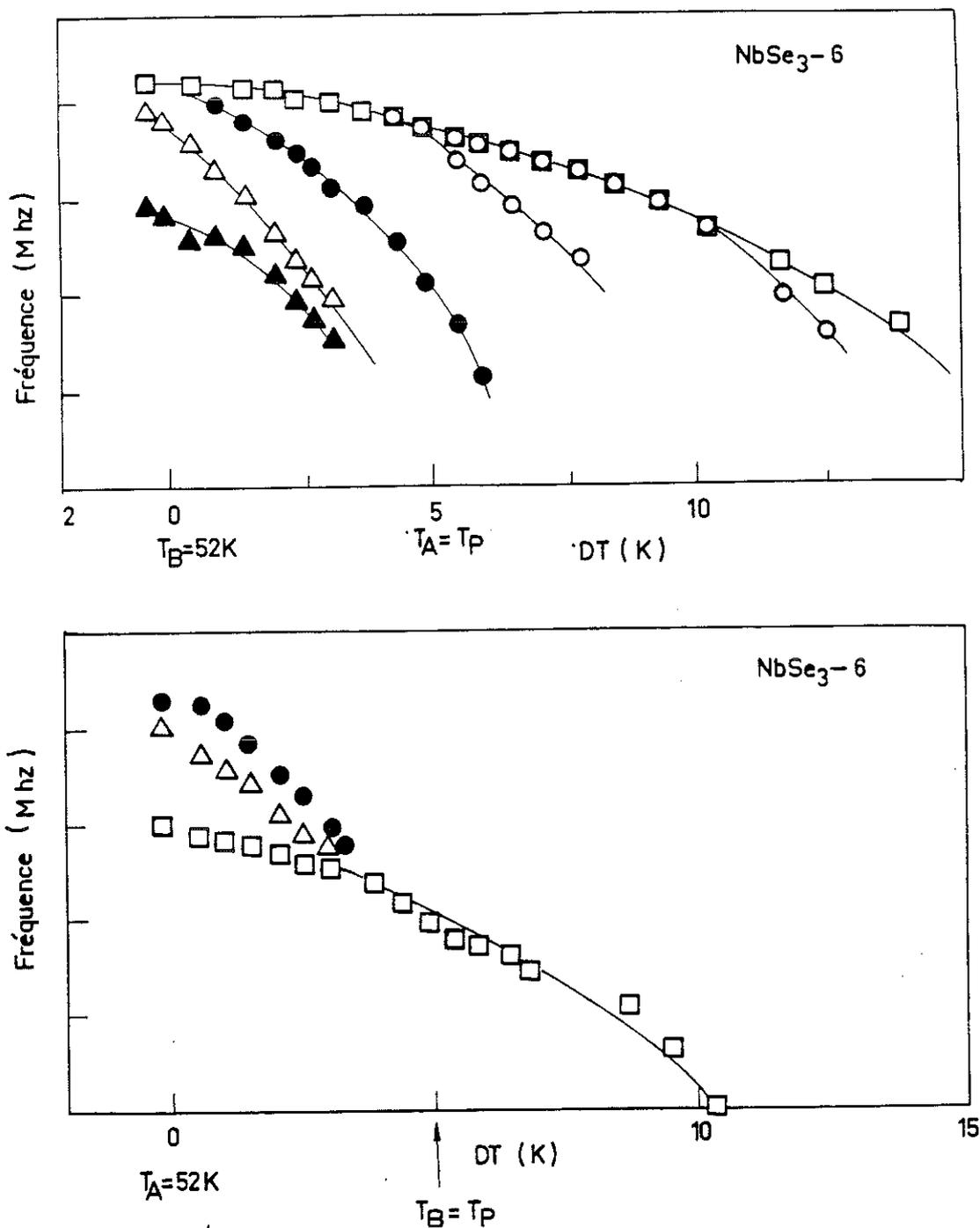


Figure 15 : Evolution des fréquences pour un gradient thermique près de  $T_p$ . A 52 K et à température homogène, le spectre présente 3 pics fondamentaux. L'un des contacts est maintenu à 52 K et l'autre chauffé jusqu'à 70 K.

en 5a :  $T_B$  est fixe et  $T_A = T_B + \Delta T$ . Les pics se dirigent vers zéro en suivant plus ou moins rapidement la variation de  $T_B$  selon qu'ils sont proches ou éloignés de ce contact. La fréquence la plus élevée présente une succession de dédoublement montrant que l'échantillon se subdivise en différents domaines.

en 5b : Les mêmes conditions qu'en 5a sont réalisées sauf qu'ici  $T_A$  est fixe à 52 K et  $T_B = T_A + \Delta T$ . On observe le phénomène inverse par rapport à 5a. Les fréquences se rassemblent en un seul pic, montrant que, dans ce cas, l'ODC a un comportement monodomaine.

raccordement sont nécessaires lorsque la conservation de la densité de charge condensée doit être maintenue. Leur présence ne serait donc plus justifiée ici, au moins du côté où le contact est à une température supérieure ou égale à  $T_p$ .

## CONCLUSION

Dans ces expériences de gradient thermique, nous avons retrouvé sous une forme différente les propriétés du courant d'onde décrites dans le chapitre II.

Dans un échantillon proche d'un cristal idéal, la cohérence dynamique est infinie. L'uniformité du mouvement se maintient en situation inhomogène. Cette uniformité se brise lorsque les déformations induites par l'inhomogénéité du piégeage sous un gradient thermique permettent l'activation des sources qui vont assurer le raccordement entre les régions à vitesses différentes.

Ce modèle permet de décrire assez précisément le début de dépiégeage avec  $\Delta T \neq 0$ . Le comportement expérimental est régit par la compétition entre  $V_0/x_{ML}$  et les variations du champ de piégeage le long de l'axe des chaînes.

L'étude des fréquences montre qu'entre deux surfaces de raccordement, le courant d'onde est rigide. Cette rigidité et l'interdépendance du mouvement des dislocations dans les surfaces de raccordement avec celui de l'ODC gouvernent la variation des fréquences observées avec un gradient thermique. "L'accrochage" correspond à une vitesse uniforme, le dédoublement à une division en segments où le courant d'onde est rigide. Un échantillon peut être constitué de plusieurs domaines en série, observables par la présence de différents pics fondamentaux dans le spectre de fréquences. Ceci montre que la présence de contacts électriques, directement connectés aux domaines, n'est pas nécessaire pour détecter un bruit périodique.





# CHAPITRE V

## ORIGINE DU BRUIT PERIODIQUE



## INTRODUCTION

Le lien entre les propriétés non linéaires et la conduction par ODC est indiscutable. Cependant, comme on l'a vu dans les rappels (Partie A § IV.7), le mécanisme de cette conduction n'est pas encore bien connu. L'apparition d'une tension alternative aux bornes de l'échantillon dans l'état non linéaire est considérée comme la signature du mouvement d'une surstructure périodique par rapport au réseau ionique. Malheureusement, les deux quantités auxquelles on a accès expérimentalement sont  $J_{ODC}$  et la fréquence de ce bruit périodique et ne permettent pas de résoudre cette question.

Mais l'existence de ces oscillations, mesurées sans fréquence d'excitation, reste l'un des problèmes les plus intrigants mais non résolus de ce sujet, et ce bien que cette composante ne représente qu'une faible fraction de l'extracourant, excepté près du champ seuil [24b]. En effet, lorsque l'on tient compte de la déformabilité de la phase de l'ODC, toute tentative théorique pour expliquer le bruit périodique échoue dans la limite thermodynamique (cf. Rappels § IV 7), soit pour  $L \gg L_{FLR}$ ,  $L$  étant la longueur de l'échantillon. L'ODC est alors constituée de nombreux domaines. Les oscillations de la vitesse dans le potentiel périodique créées par la présence d'impuretés aléatoires sont incohérentes. C'est pourquoi d'autres types de modèles ont été proposés pour expliquer l'origine du bruit périodique.

Ong et Verma [44] ont remarqué avec pertinence que le nombre de fréquences usuellement observées [45] (3 ou 4) correspond au nombre de segments que séparent les contacts dans les mesures électriques classiques en 4 fils. Ils ont montré qu'en court-circuitant un des segments, une des fréquences disparaissait. Ils ont conclu d'après l'étude de leur amplitude qu'elles étaient générées aux électrodes par le mécanisme de conversion des électrons ordinaires en électrons condensés.

Depuis, de nombreuses expériences ont été réalisées pour vérifier ou infirmer cette hypothèse sans que pour l'instant l'un des points de vue l'emporte définitivement. Néanmoins, quelques idées se dégagent de ces études. C'est ce que nous allons essayer de mettre en évidence.

Notons que dans notre modèle, les composantes qui sont fonction du temps ont été négligées. Il ne dépend donc pas de la mise en évidence d'une origine locale du bruit périodique.

Avant de présenter de nouveaux résultats, résumons rapidement ceux obtenus par d'autres groupes ou déjà décrits et qui soutiennent l'une ou l'autre des interprétations.

Les expériences de Ong et collaborateurs confirment l'origine locale du bruit périodique. Ils ont montré que l'amplitude intégrée du bruit bande étroite était indépendante de la longueur de l'échantillon, excepté au-dessous de 100 à 200  $\mu\text{m}$  où elle tend vers zéro [46]. D'autre part, ils ont présenté l'évidence d'une conduction non linéaire sans bruit alternatif lorsqu'à l'aide d'un large gradient thermique le segment d'ODC en mouvement est repoussé au milieu de l'échantillon [6]. D'un côté le contact est élevé au-dessus de la transition et de l'autre la température est maintenue assez basse pour que le piégeage en ce point soit beaucoup plus fort que celui de la partie centrale (à cause de la variation  $E_T(T)$  : cf. figure 1, chapitre III). Ce dernier résultat est ambigu. Si la partie centrale est mobile il paraît normal que, du côté où le contact est porté au-dessus de  $T_p$ , le mouvement des vortex ou autres défauts ne soit pas utile pour assurer la conversion du courant. Mais de l'autre côté, dans la logique de ce modèle, leur présence est nécessaire pour raccorder la région piégée où  $E < E_T$  et celle qui est mobile ; il devait donc apparaître une fréquence associée à cette interface.

A l'inverse, Grüner et collaborateurs pense que les domaines de phases sont assez grands par rapport aux dimensions des cristaux mesurés pour ne pas être dans la limite thermodynamique et ainsi rendre possible l'observation d'oscillations de tension d'origine volumique. En effet, leurs mesures d'amplitude des fréquences montrent une variation en  $v^{-1/2}$ ,  $v$  étant le volume de l'échantillon [47,48].

L'application d'un gradient thermique est une technique très puissante pour étudier l'origine du bruit périodique. A l'aide de trois contacts thermiques, on peut élever les deux extrémités où sont installés les contacts électriques, au-dessus de la transition de Peierls, tout en maintenant la partie centrale à plus basse température,  $T < T_p$ . Dans une telle configuration, l'existence des vortex ou autre mécanisme de raccordement entre segment d'ODC mobile et segment piégé n'est plus nécessaire. S'ils sont responsables du bruit périodique, celui-ci devait disparaître avec eux. Nous présentons des résultats obtenus avec ce dispositif dans le 1er paragraphe.

Dans le deuxième paragraphe, nous reviendrons au dispositif où deux courants d'intensité différentes sont appliqués le long d'un même cristal (dispositif décrit Partie B). Celui-ci nous permet d'imposer deux vitesses différentes et d'étudier si une des fréquences observées dépend des vitesses elles-mêmes ou de leur différence.

Dans le dernier paragraphe, nous décrirons des expériences où nous avons effectivement observé une fréquence qui correspond à la différence des deux autres et nous discuterons de son origine.

Les mesures réalisées avec deux contacts thermiques telles que celles décrites dans le chapitre précédent montrent l'éclatement en deux ou plusieurs pics, de la fréquence fondamentale unique en températures homogènes. Tant que seules deux fréquences sont présentes, nous avons noté que l'on ne peut distinguer entre une génération locale et une génération volumique. Ce n'est plus vrai lorsqu'elles deviennent plus nombreuses. Il a été montré qu'elles étaient générées par des domaines en série [cf. chapitre précédent et ses références]. Dans ce cas, si  $v_1$  et  $v_2$  sont les vitesses de deux domaines adjacents, la fréquence  $\nu_0$  caractéristique associée au mouvement des vortex dans la surface de raccordement est :

$$\nu_0 = |v_1 - v_2|,$$

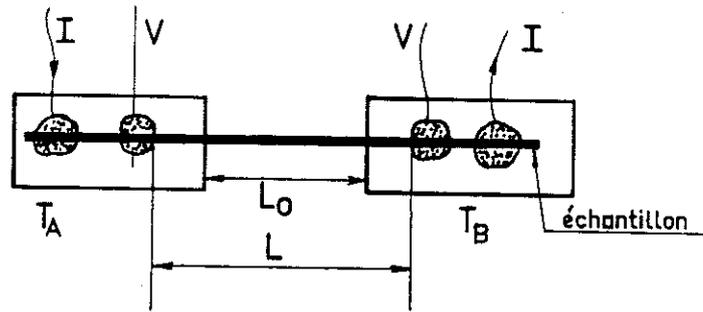
$\nu_1 = v_1/\lambda$  et  $\nu_2 = v_2/\lambda$ . Les nouvelles fréquences qui apparaissent devraient donc dans le modèle des vortex émerger de zéro, ce qui est contraire aux observations expérimentales [42,43] comme on peut le voir en particulier sur les figures 10 et 15a du précédent chapitre.

## **I - GRADIENT THERMIQUE**

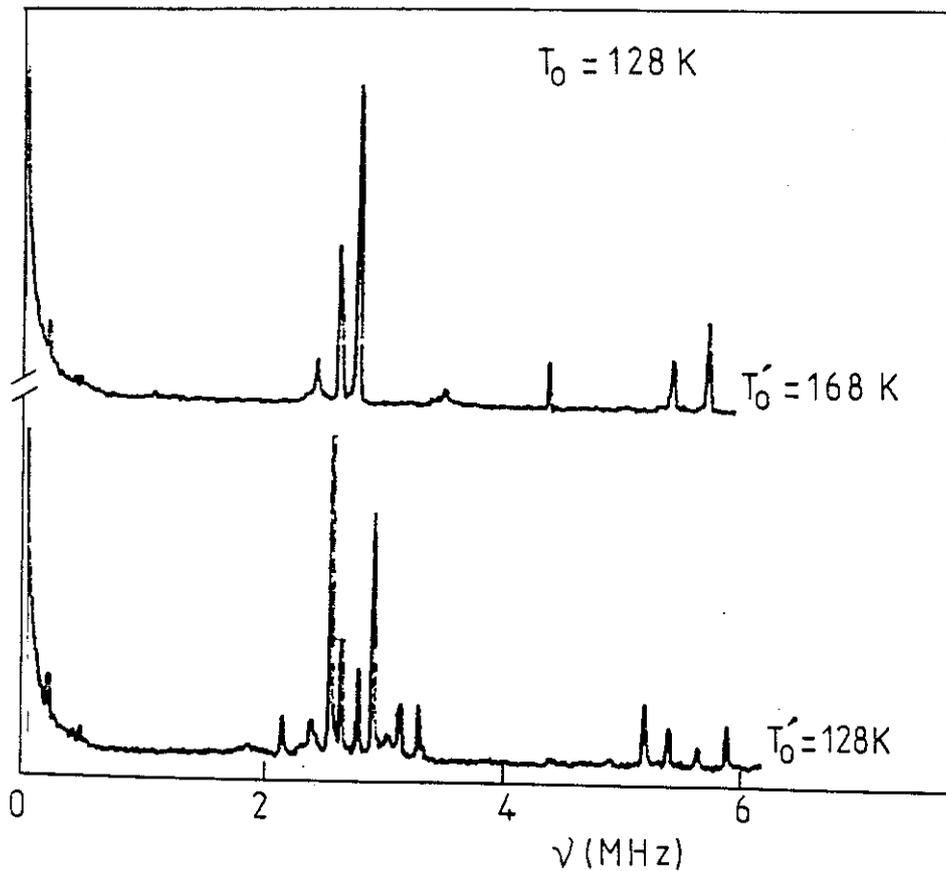
### **1 - Expériences dans un liquide cryogénique [37]**

Le dispositif utilisé a été décrit dans le chapitre III (§ V) et le profil de température qui lui est associé représenté figure 5 de ce même chapitre.

Le schéma de la figure 1 donne une vision plus précise de la disposition des contacts électriques et thermiques sur l'échantillon. Les résultats qui sont rapportés ici ont été obtenus avec les dimensions notées sur la figure. La distance entre les contacts de tension est  $L = 5$  mm, la longueur qui est plongée dans le liquide est  $L_0 = 2,6$  mm. La section de l'échantillon est de  $7 \mu^2$ . Les expériences ont été réalisées sur l'onde haute température, le liquide utilisé étant de l'argon.



**Figure 1 :** La distance entre les électrodes de tension est  $L = 5$  mm. La longueur de l'échantillon directement en contact avec le liquide réglé à la température  $T_0$  est  $L_0$ ,  $L_0 = 2.6$  mm.



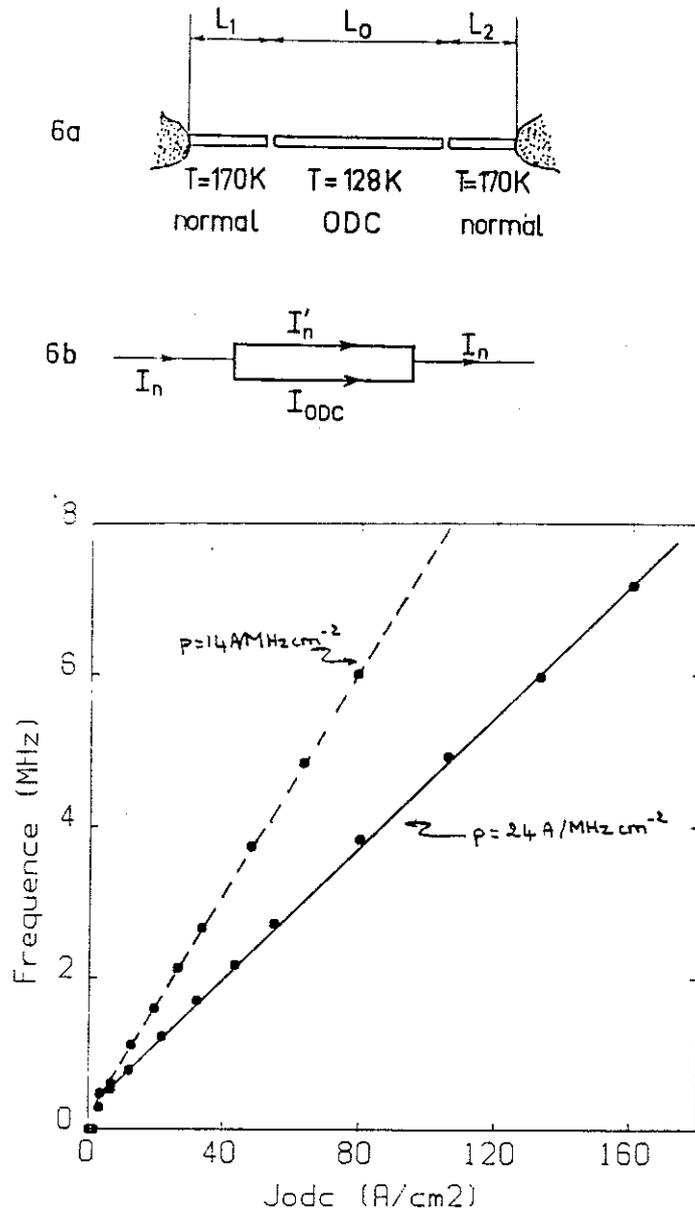
**Figure 2 :**  
**2a :** Spectre de fréquence obtenu à température homogène.  $T'_0 = T_0 = 128$  K, pour  $I = 6$  mA.  
**2b :** Spectre enregistré dans les mêmes conditions que 2a mais avec  $T'_0 = T_0 + \Delta T$ ,  $T_0 = 128$  K et  $\Delta T = 40$  K ;  $T'_0 \gg T_{pl} = 145$  K.

La température du bain  $T_0$  est fixée successivement à 95, 115 et 128 K. Les deux contacts  $T_A$  et  $T_B$  sont ensuite chauffés à  $T_0'$ ,  $T_0' \gg T_p$ . Le spectre de Fourier qui est observé lorsque le courant est appliqué à la température homogène est constitué de plusieurs fréquences très fines mais regroupées dans la même gamme de fréquence (cf. figurer 2a). Celui qui est observé pour  $T_0' \gg T_p$  reste pratiquement inchangé (cf. figures 2b et 2c).

Sur la figure 3, nous avons reporté les courbes  $J(v)$  obtenues avec une température homogène  $T_0' = T_0 = 128$  K et celle où  $T_0$  est maintenue à 128 K mais  $T_A$  et  $T_B$  sont élevées à  $T_0 = 170$  K. Dans le cas homogène, la pente de la droite  $v/J$  a la valeur usuelle à cette température :  $24 \text{ kHz/Acm}^{-2}$ . Par contre, elle est de  $14 \text{ kHz/Acm}^{-2}$  avec le gradient thermique. Mais cette dernière a été déduite en utilisant dans le calcul de  $J_{\text{ODC}}$  les résistances mesurées entre les fils de tension avec la formule usuelle [18].

$$J_{\text{ODC}} = \frac{I}{S} \left(1 - \frac{R}{R_n}\right)$$

$R_n$  est la valeur ohmique,  $R$  celle mesurée avec le courant  $I$ . Or, en réalité, seule la partie centrale  $L_0$  de la longueur  $L$  est le siège de la conduction par ODC puisque les deux extrémités sont au-dessus de  $T_p$ . On montre aisément que le véritable courant  $J_{\text{ODC}}$  est obtenu en corrigeant celui qui est calculé d'un facteur  $\frac{L}{L_0} \cong \frac{5}{2,6}$ . La pente ainsi obtenue est très proche de sa valeur en situation homogène, montrant a posteriori que la représentation du profil thermique de la figure 5b du chapitre III est correcte. La variation du gradient thermique se produit donc sur une longueur effectivement très courte de l'ordre du micron. Cette expérience tendrait à montrer que le bruit périodique n'est pas généré aux électrodes. Cependant, certains auteurs [6] ont contesté ces résultats en remarquant que la distance sur laquelle intervient le gradient thermique est très courte. Elle peut être trop faible pour qu'une variation continue du courant d'onde, qui lui permette de s'annuler vers les deux contacts où  $T = T_p$ , soit possible. Dans ce cas, le raccordement nécessiterait l'intervention de défauts mobiles qui pourraient être à l'origine du bruit périodique que nous avons observé pour  $T_0' > T_p$ . Bien que l'ordre de grandeur de la distance nécessaire à un processus continu, ni sa variation près de  $T_p$  ne soient connus, quelques doutes subsistent sur la signification de ces résultats. Nous avons donc entrepris de réaliser la même expérience dans le vide.



**Figure 3 :**

3a : Courbes  $J_{ODC}(V)$ ,  $J_{ODC} = \frac{I}{S} (1 - \frac{R}{R_n})$ .

Courbe  $J_{ODC}(V)$  obtenue :

— à température homogène  $T_0 = 128 \text{ K}$ .

----- avec un gradient thermique  $\Delta T \cong 40 \text{ K}$ .  $T'_0 = T_0 + \Delta T$ ,  $T_0 = 128 \text{ K}$ .

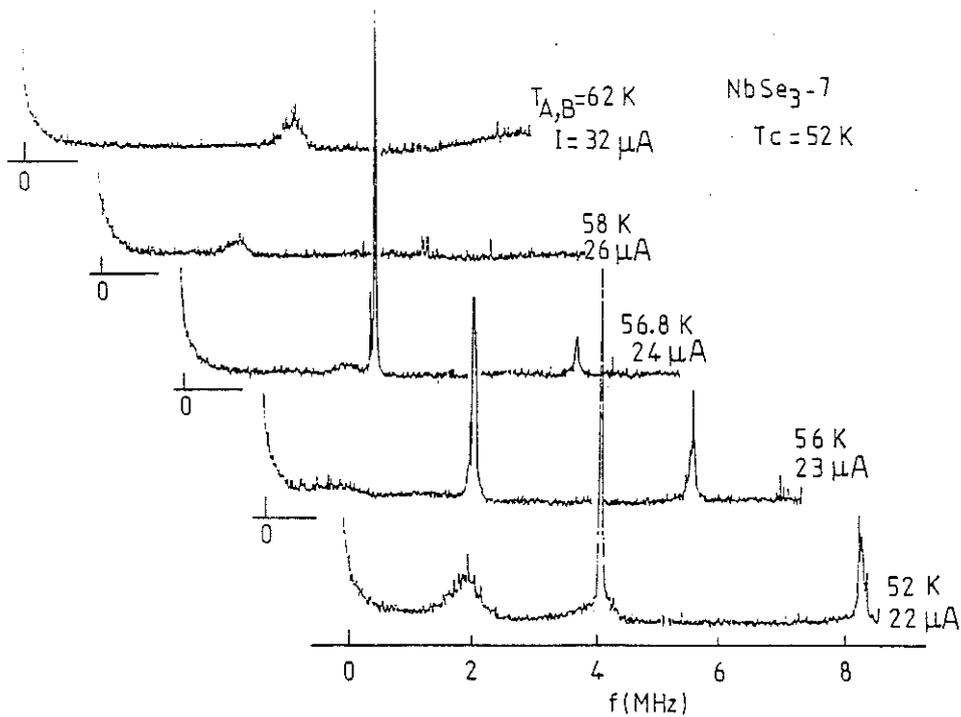
Dans les deux cas  $J_{ODC}$  a été calculée à partir de

$$J_{ODC} = \frac{I}{S} (1 - \frac{R}{R_n}),$$

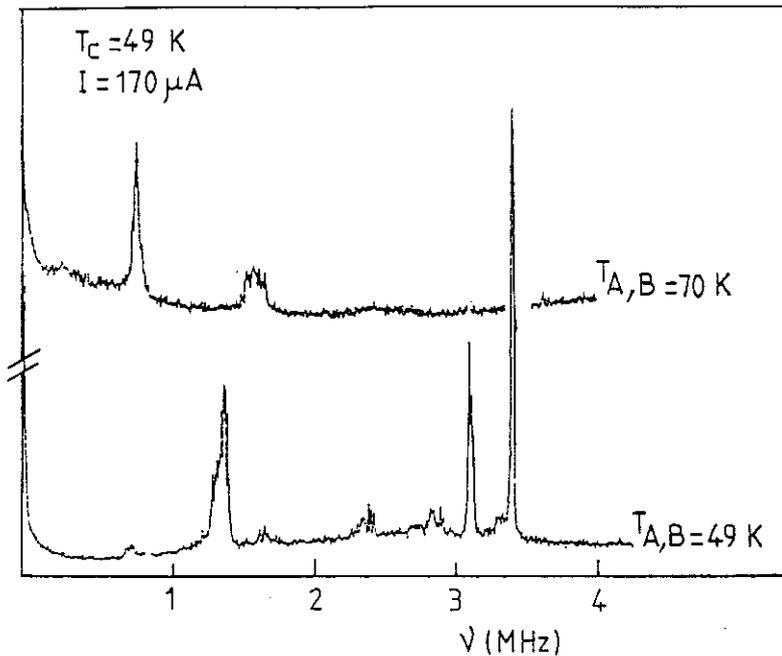
où  $R$  et  $R_n$  sont mesurées pour la longueur  $L$  (cf. figure 1).

3b : Représentation schématique de l'état fondamental de l'échantillon dans le liquide avec  $T_A = T_B \gg T_p$ . Seuls les électrons de la région  $L_0$  plongés dans le liquide sont condensés en une onde de densité de charge.

3c : La conduction par ODC,  $I_{ODC}$ , est localisée dans la région  $L_0$ .  $I_n$  est le courant porté par les électrons normaux. La longueur totale entre les électrons de tension est  $L = L_1 + L_0 + L_2$ .



**Figure 4 :** Enregistrements de l'analyse en fréquence de la tension alternative dans l'état non linéaire avec le dispositif dans le vide. Dispositif dans le vide. La température du milieu est fixe à 52 K. Celle des deux extrémités est chauffée progressivement au-dessus de la température de Peierls  $T_p = 57$  K.  $L = 650$   $\mu$ m,  $s = 4$   $\mu$ m<sup>2</sup>.



**Figure 5 :** Avec une température homogène  $T = 49$  K, Cet échantillon présente un spectre de fréquence très complexe. Lorsque les deux extrémités  $T_A$  et  $T_B$  sont chauffées au-dessus de  $T_p$ , il ne reste plus qu'un seul fondamental qui subsiste quelle que soit la température  $T_A$  et  $T_B$ .

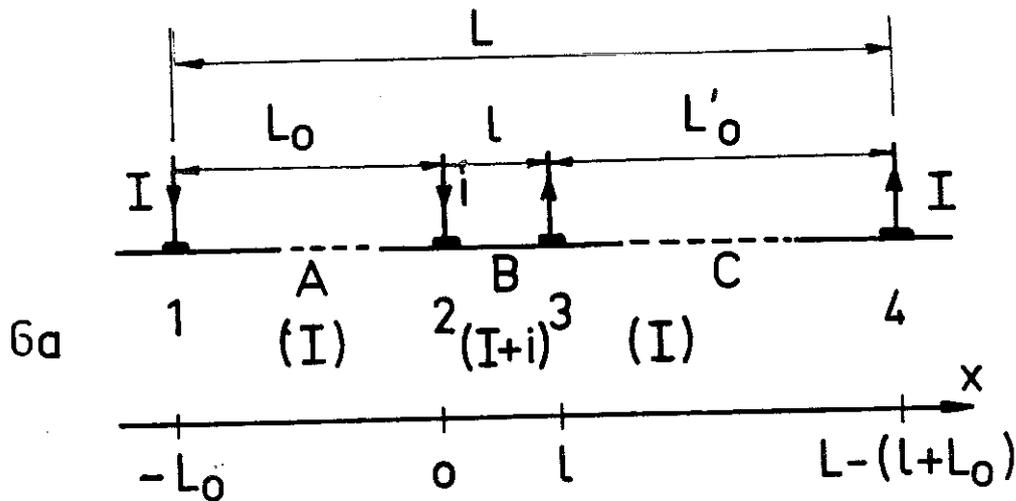
## 2 - Expérience dans le vide

Le dispositif est celui représenté figure 2 du chapitre III. Les expériences sont ici réalisées sur l'onde basse température en fixant la température  $T_c$  à  $\cong 50$  K. La figure 4 représente les enregistrements obtenus pour un échantillon court de  $650 \mu\text{m}$  de long entre A et B. Une seule fréquence est observée dans l'état non linéaire à la température homogène,  $T = 52$  K. Les extrémités  $T_A$  et  $T_B$  sont progressivement chauffées au-dessus de  $T_p = 57$  K. La fréquence ne se divise pas. On remarque que son amplitude varie énormément d'un balayage à l'autre [49]. De plus, pour maintenir la fréquence à une valeur constante, il faut augmenter le courant car la température moyenne du volume où elle est générée croît. Sur l'exemple reproduit figure 4, on observe une baisse brutale de l'amplitude lorsque  $T_A$  et  $T_B$  dépassent  $T_p = 57$  K, mais elle ne disparaît pas, y compris si on continue à chauffer  $T_A$  et  $T_B$ . Cet élargissement n'est pas représentatif du comportement général où la fréquence n'est pas du tout affectée par le passage de la transition. Nous avons renouvelé cette expérience sur différents échantillons sans observer la disparition du pic central. Lorsque le spectre est complexe en température homogène, l'application d'un  $\Delta T$  fait progressivement disparaître toutes les fréquences pour ne garder qu'un seul pic, celui qui peut être identifié comme généré au milieu où la température est maintenue au-dessous de la transition (cf. figure 5). Enfin, nous avons, en revenant à la configuration à deux contacts thermiques, tenter de reproduire sans succès l'expérience de Ong où, avec un large  $\Delta T$ , il a montré l'existence d'une conduction non linéaire sans bruit alternatif. L'ensemble de nos résultats obtenus avec le gradient thermique paraît être plus favorable à une origine volumique que locale du bruit périodique.

## II - SUPERPOSITION DE COURANTS D'INTENSITES DIFFERENTES

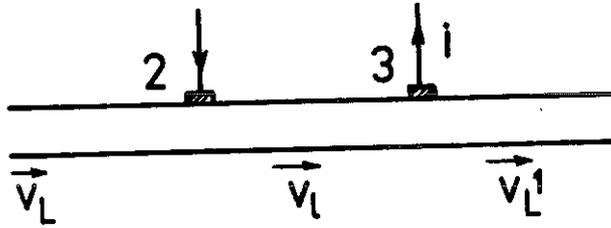
Nous allons aborder par une méthode différente le problème de l'origine des fréquences. Le but ici est de détecter, si elle existe, une fréquence qui corresponde à l'interface entre deux régions de vitesse non nulle. Le dispositif utilisé est celui décrit dans la Partie B. Nous en rappellerons rapidement les caractéristiques. Deux segments  $\ell$  et  $L$  sont imbriqués l'un dans l'autre (cf. figure 6a).  $L$  est très long et est parcouru par le courant  $I$ . Le dépiégeage est défini par :

$$E_T(L) = E_p \text{ ou encore } I_T(L) = I_p \quad (1)$$

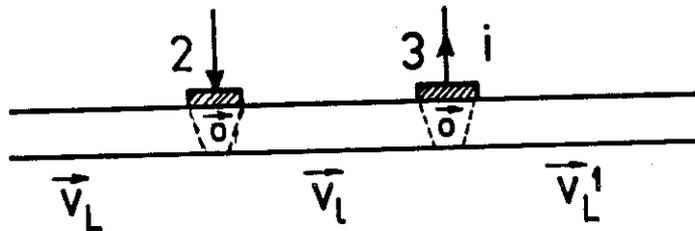


6a

6b



6c



6a : Configuration à 4 électrodes où le segment  $l$  est imbriqué dans  $L$ . Le segment  $l$  est parcouru par le courant  $i+I$ ,  $L_0$  et  $L_0'$  seulement par  $I$ .  $i$  gouverne la différence des champs entre les différentes régions.

6b : Electrodes non perturbatrices : il existe une interface de raccordement entre  $v_L$  et  $v_l$  (2) et une entre  $v_l$  et  $v_L'$  (3). L'écart entre les deux vitesses est gouverné par  $i$  qui déterminera les fréquences caractéristiques du raccordement en (2) et (3).

6c : Electrodes perturbatrices : L'onde a une vitesse nulle sous les contacts (2) et (3). Il n'y a plus de raccordement direct entre les vitesses  $v_l$  et  $v_L$  ou  $v_l$  et  $v_L'$ . Dans les deux hypothèses, génération volumique et génération aux électrodes, les 3 fréquences caractéristiques sont  $v_L/\lambda$ ,  $v_l/\lambda$  et  $v_L'/\lambda$ .

Un courant  $i$  est superposé dans le segment  $\ell$ , celui-ci est suffisamment court ( $\ell < 100 \mu\text{m}$ ) pour que le terme de raccordement aux électrodes,  $e_o(\ell) = \frac{V_o}{\ell}$  ne soit pas négligeable :

$$e_T(\ell) = E_p + \frac{V_o}{\ell} \text{ ou } i_T(\ell) = I_p + i_o(\ell) \quad (2)$$

Nous verrons qu'il est essentiel que les électrodes 2 et 3 (cf. figure 6b-6c) n'imposent pas une région à vitesse nulle, c'est-à-dire qu'elles soient des contacts définis comme non perturbateurs dans l'étude de la Partie B. On le vérifie si le champ seuil mesuré entre 2 et 3 est le champ de piégeage volumique  $E_p$  et non pas  $E_T(\ell)$  lorsque  $i = 0$ .

### 1 - Présentation

L'échantillon  $L$  est divisé en 3 segments A, B, C. Leur longueur est respectivement  $L_o$ ,  $\ell$  et  $L'_o$ . On associe à chacun d'eux une vitesse  $v'_L$ ,  $v_\ell$ ,  $v_L$ .  $v_\ell$  est principalement gouvernée par le courant total du segment, B :  $I+i$ ,  $v_L$  et  $v'_L$  par  $I$  seul. Dans l'hypothèse d'une origine volumique, trois fréquences sont prédites :

$$v_o = v_L/\lambda, v_1 = v_\ell/\lambda \text{ et } v'_o = v'_L/\lambda \quad (3)$$

Dans le modèle des vortex, chaque interface doit générer une fréquence qui correspond à la différence des vitesses des régions qu'elle sépare. On retrouvera donc  $v_o$  et  $v'_o$  provenant du raccordement en 1 et 4 entre les zones extérieures à  $L$  où l'onde reste piégée et  $v_L$  (en 1) et  $v'_L$  (en 4). Les deux interfaces intermédiaires 2 et 3 dépendent de l'effet des électrodes sur le courant d'onde. Dans le cas où il n'impose pas une perturbation locale du mouvement de l'ODC (non perturbateur) (cf. figure 6b), l'inhomogénéité des forces électriques est contrôlée par le courant  $i$ . Cela suppose aussi que l'échantillon est parfaitement homogène sur toute la longueur  $L$  :  $\rho_s$  constant ainsi que  $E_p$  le piégeage volumique. Le raccordement doit se réaliser entre les  $v_L$  et  $v_\ell$  sous l'électrode 2 et  $v_\ell$  et  $v'_L$  sous l'électrode 3. La fréquence correspondant à  $v_\ell/\lambda$  n'existe plus.  $v_1$  se divise en deux pics, si  $v_L \neq v'_L$  :

$$v_1 = |v_L - v_\ell|/\lambda \text{ et } v'_1 = |v'_L - v_\ell|/\lambda \quad (4)$$

Avec une telle configuration, on peut donc déterminer laquelle des deux hypothèses est correcte. La fréquence  $v_1$  (unique dans les 2 cas si  $v'_L = v_L$ ) sera gouvernée par le courant total circulant dans le segment  $\ell$  :  $i + I$ , si son origine est volumique. Si elle est générée à

la surface de raccordement, elle sera une fonction de  $i$  qui est le paramètre contrôlant la différence des vitesses dans le cas des contacts non perturbateurs. Cette distinction n'existe plus si cette condition n'est pas satisfaite. On le vérifie aisément sur le schéma de la figure 6c. Dans les deux modèles on retrouve  $v_1 = v_1(i+I)$ .

## 2 - Evolution des vitesses sous l'action des inhomogénéités du champ électrique

Le comportement du dépiégeage a été décrit dans le chapitre II de la Partie B. La figure 7 récapitule ces résultats. La partie hachurée représente le domaine où l'ODC dans le segment  $\ell$  est dans l'état ohmique. L'orientation de  $E$  est choisie par convention comme le sens positif. Dans le domaine où  $E < E_p$ , l'ODC dans  $L_0$  et  $L'_0$  est fixée. Le dépiégeage dans le segment  $\ell$  obéit à la condition :

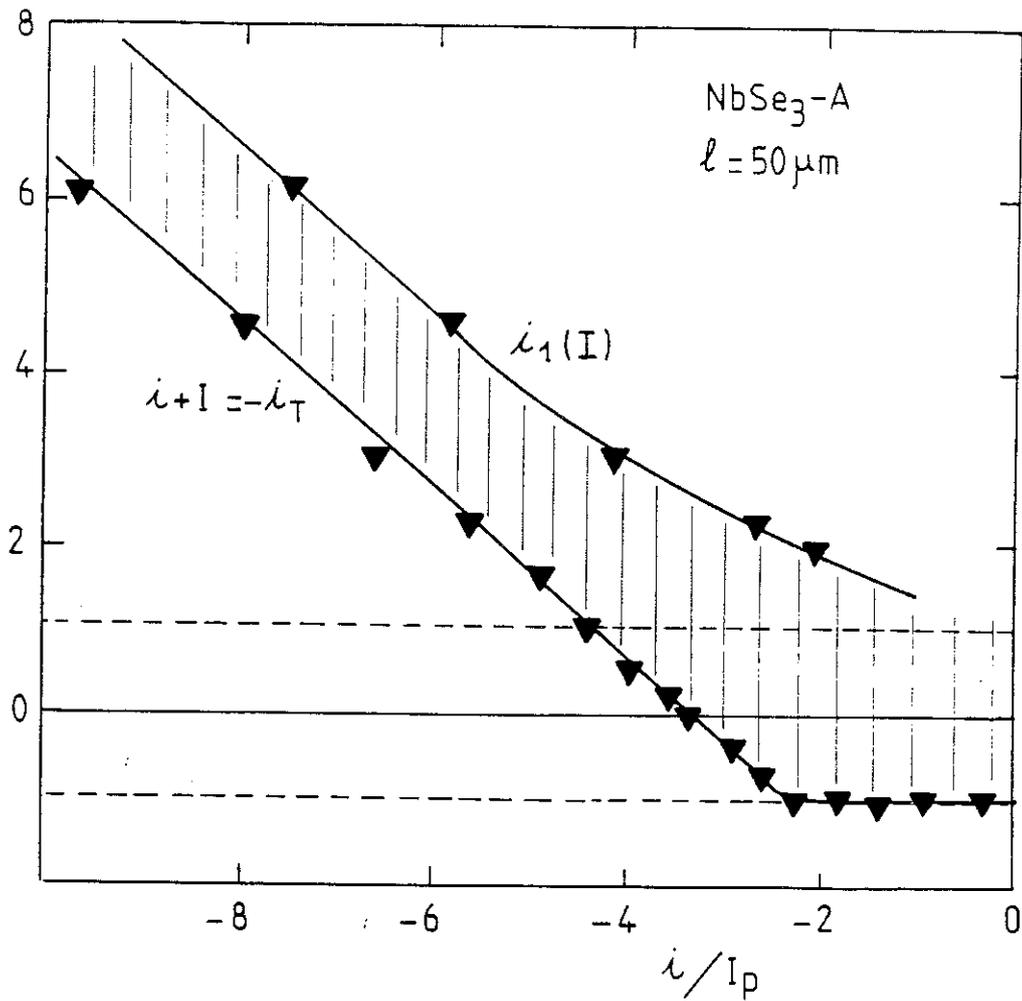
$$|e| > e_T(\ell) \quad (6)$$

Lorsque  $E > E_p$ , la phase est en mouvement dans  $L_0$  et  $L'_0$ . elle l'est aussi dans le segment  $\ell$  excepté dans l'intervalle de champ  $e$  délimité par :

$$-E_p - e_0(\ell) = -e_T(\ell) < e + E < +E_p - e_0(\ell) \quad (7)$$

Le diagramme de la figure 7 se complète pour  $E > E_p$  par l'étude du spectre de fréquence.  $I$  est fixé tel que  $I > I_p$ . Le spectre, qui présente pour  $i = 0$  une seule fréquence,  $v_0$ , correspondant à un mouvement uniforme sur  $L$ , va évoluer en fonction de  $i$  [50]. Cette variation est reproduite sur la figure 8 et les différentes situations que nous allons rencontrer sont représentées par les schémas de la figure 9.

Le courant  $i$  est d'abord superposé dans la même direction que  $I$ . Tant que  $i$  est faible, la rigidité du courant d'onde maintient l'homogénéité du mouvement qui obéira au champ électrique moyen (figure 9a). La longueur  $\ell$  étant très faible par rapport à  $L$ ,  $v_0$  est peu sensible au courant  $i$ . A partir d'une certaine valeur de celui-ci,  $v_0$  se dédouble. L'un des deux pics,  $v'_0$  n'est plus du tout sensible à  $i$  et l'autre  $v_0$  varie faiblement. On en conclut que l'échantillon s'est divisé en deux régions de vitesses dont l'une contient le segment  $\ell$  (figure 9b). Ce dédoublement révèle qu'il existe une petite dissymétrie, soit du piégeage volumique  $E_p$ , soit de la qualité des contacts 2 et 3 qui rend en présence de  $i$  la situation avec deux vitesses plus stable que celle avec un mouvement complètement rigide sur toute la longueur  $L$ . Pour  $i = i_0(\ell)$ ,  $v_0$  subit un nouveau dédoublement. L'une des



*Figure 7 : La partie hachurée représente le domaine de courant où le mouvement dans le segment  $\ell$  est piégé lorsque 2 courants de sens opposé sont superposés selon la configuration de la figure 1,  $I > 0$  et  $i < 0$ . La limite supérieure est définie par  $i + I = i_1$ ,  $i_1$  sature à  $I_p - i_0(\ell)$  lorsque  $I \gg I_p$ . L'autre limite est donnée par  $i + I = -i_T(\ell)$*

fréquences suit d'une manière très nette la variation  $i$ . Nous l'identifierons à  $v_1$ , celle associée au mouvement dans le segment  $\ell$ .  $v_0$  ne dépend plus de ce courant. Elle subit un petit décrochement trop faible pour lui permettre de rejoindre sa valeur initiale (en  $i = 0$ ). Dans cette région de champ,  $L$  est divisé en 3 segments de vitesses  $v_L'$ ,  $v_L$  et  $v_\ell$ , cette dernière étant la plus rapide (figure 9c).

Du côté des courants  $i$  négatifs, le premier dédoublement qui se produit pour  $i = i_0'(\ell)$  est très brutal. La fréquence qui émerge décroît rapidement lorsque l'intensité de  $i$  augmente pour s'annuler pour  $i = -i_1$ . Cette valeur correspond à la limite supérieure de la région ohmique du segment  $\ell$ .  $i_1$  sature  $I_p - i_0(\ell)$  lorsque  $I$  est largement supérieur à  $I_p$  (cf. figure 7). Cette fréquence est donc  $v_1$ , celle connectée à ce segment.  $v_\ell$  garde la même direction mais elle est cette fois-ci la plus lente (figure 9d). Remarquons qu'il est surprenant de voir que  $v_L'$  et  $v_L$  deviennent différentes après que  $v_1$  soit apparue. Dans la région où  $\ell$  est ohmique  $v_\ell$  est nulle (cf. 9e). Enfin, lorsque  $|i|$  dépasse  $i_T(\ell)$ ,  $v_1$  apparaît de nouveau. Elle représente  $v_\ell$  qui, ici, est dans la direction opposée à  $v_L$  (cf. figure 9f).

On retrouve dans cette évolution les principales caractéristiques de celles observées dans le chapitre II avec 3 électrodes. Le dédoublement où apparaît  $v_1$  se produit pour une différence entre courant, égale à  $i_0(\ell)$ , qui correspond au terme de raccordement  $\frac{V_0}{\ell}$  (cf. relation (1)). Au-dessus de ce courant, on voit que  $v_0$  ne retrouve pas sa valeur initiale, ce qui montre que, même si elles sont différentes, les vitesses restent corrélées. Par contre, lorsque  $i$  est négatif, le dédoublement ne se produit pas exactement pour la valeur qui découle du modèle utilisé au chapitre II (quand on l'applique à cette configuration). En effet, on devrait obtenir la condition  $i = -i_0(\ell)$ . Or, expérimentalement,  $v_1$  apparaît pour  $i = -i_0'(\ell)$ ,  $i_0'(\ell) < i_0(\ell)$ .

On peut tirer des variations de  $v_1$  une première conclusion quant à son origine. Dans les domaines  $i > i_0(\ell)$  et  $i < -i_T(\ell)$ ,  $v_1$  suit une courbe parallèle à celle qui est mesurée lorsque  $I$  est nul, l'écart étant égal à  $I$ . Ceci tendrait à prouver que  $v_1$  obéit à  $I+i$ , qui est le courant total circulant dans  $\ell$ , conformément à ce qui est attendu pour une génération volumique. Le fait que  $v_1$  n'apparaît pas à zéro mais prend naissance à partir de  $v_0$  prouve (au moins dans le domaine  $i > i_0(\ell)$ ) que ce comportement n'est pas dû à un effet de contact du type de celui représenté figure 6c. En effet, après la zone d'accrochage où les vitesses  $v_L$  et  $v_\ell$  sont égales, l'écart entre leurs deux valeurs est très faible et devait se manifester, dans le modèle des vortex, par l'apparition d'une basse fréquence alors que, comme on l'a montré plus haut, la fréquence associée à  $v_\ell$  ne devrait

*Figure 8 : Evolution des fréquences lorsque  $I$  et  $i$  sont superposés.  $I$  est fixe et  $i$  varie. Les fréquences  $\nu_0$  et  $\nu'_0$  sont générées dans  $L_0$  et  $L'_0$ ,  $\nu_1$  est générée dans  $\ell$ . Autour de  $i = 0$ , il existe une zone d'accrochage où, pour chaque  $I$ , une seule fréquence  $\nu_0$  est observée, correspondant à un mouvement rigide sur toute la longueur  $L$ .*

*Du côté des courants  $i$  positif :*

- Un premier dédoublement apparaît à  $i = i_2$*
- Pour  $i = i_0(\ell)$ , un deuxième dédoublement se produit donnant naissance à  $\nu_1$ .*

*Du côté des courants négatifs :*

- $\nu_1$  apparaît pour  $i = -i'_0$ , elle décroît en fonction de  $i$  et s'annule lorsque  $i + I = -i_1$ ,  $i_1$  est définie figure 7.*
- La fréquence  $\nu_0$  se dédouble pour  $i = -i_3$ ,*
- $\nu_1$  est nulle entre  $i = i_1$  et  $i = -i_T$  à partir de cette valeur elle réapparaît de nouveau.*

*Ces points expérimentaux ont été obtenus sur un échantillon où*

*$L_0 = 500 \mu\text{m}$ ,  $L'_0 = 700 \mu\text{m}$ ,  $\ell = 80 \mu\text{m}$ ,  $I_P = 60 \mu\text{A}$  et*

*$i_T(\ell) = 190 \mu\text{A}$ .*

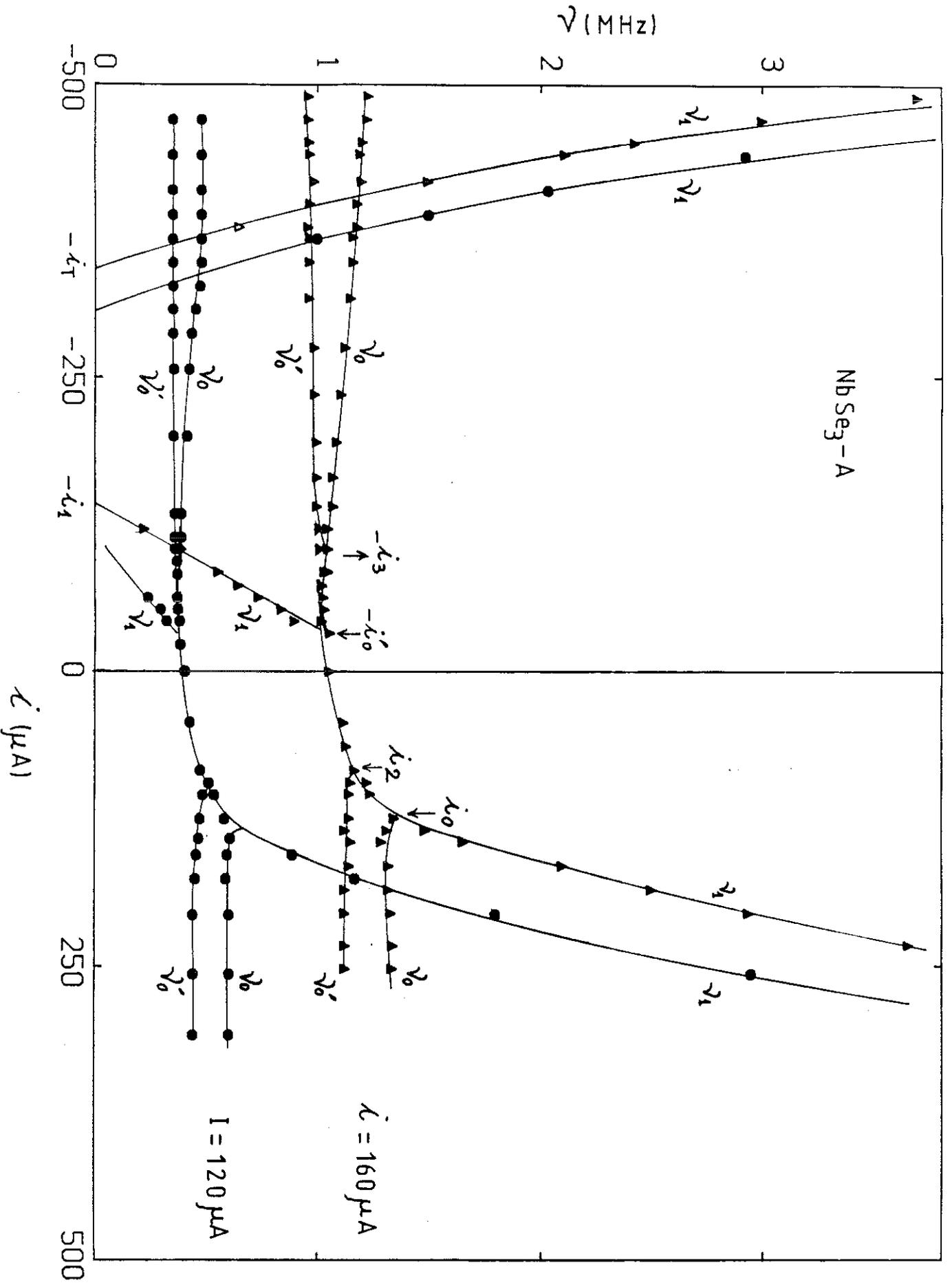
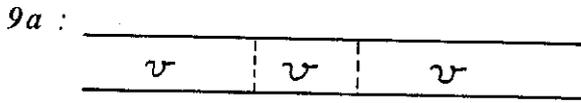
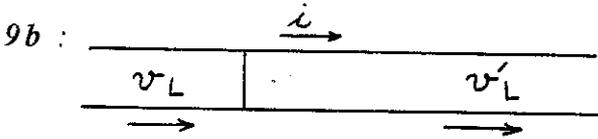


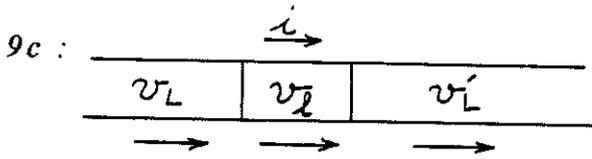
Figure 9 : Représentation des vitesses en fonction de  $i$  et  $I$  (situations correspondant à la figure 8)



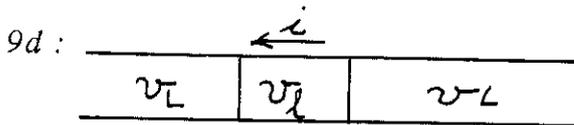
Accrochage dans l'intervalle.  
 $-i_0 < i < i_2$   
 $v_\ell = v_L = v'_L = v.$



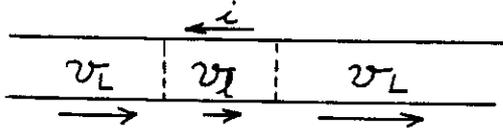
L'ODC est divisée en 2 régions de vitesses dont l'une contient  $\ell$  pour  
 $i_2 < i < i_2$   
 $v_L < v'_L = v_\ell$



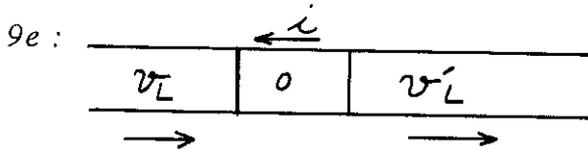
$i$  est supérieur à  $i_0$ . L'ODC est divisée en 3 segments de vitesses toutes dans la même direction :  
 $v_\ell > v_L$  et  $v_L$



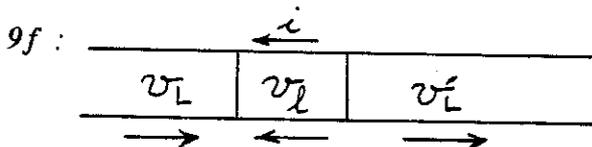
$-i_3 < i < -i_0$ ,  $i$  est négatif,  
 $v_\ell < v_L = v_L$



$I_p - i_0 < i < -i_3$   
 $v_L$  et  $v'_L$  sont maintenant différentes. Dans toute cette région,  
 $I_p - i_0 < i < -i_0$ ,  $v_\ell$  garde la même direction que  $v_L$  et  $v'_L$ .



$-iT < i < -i_1$   
 L'onde est piégée dans le segment  $\ell$ , sa vitesse est nulle et la résistance différentielle retrouve une valeur ohmique dans cet intervalle.



$i < -iT$   
 $v_\ell$  devient non nulle et est orientée dans la direction opposée à  $v_L$  et  $v'_L$ .

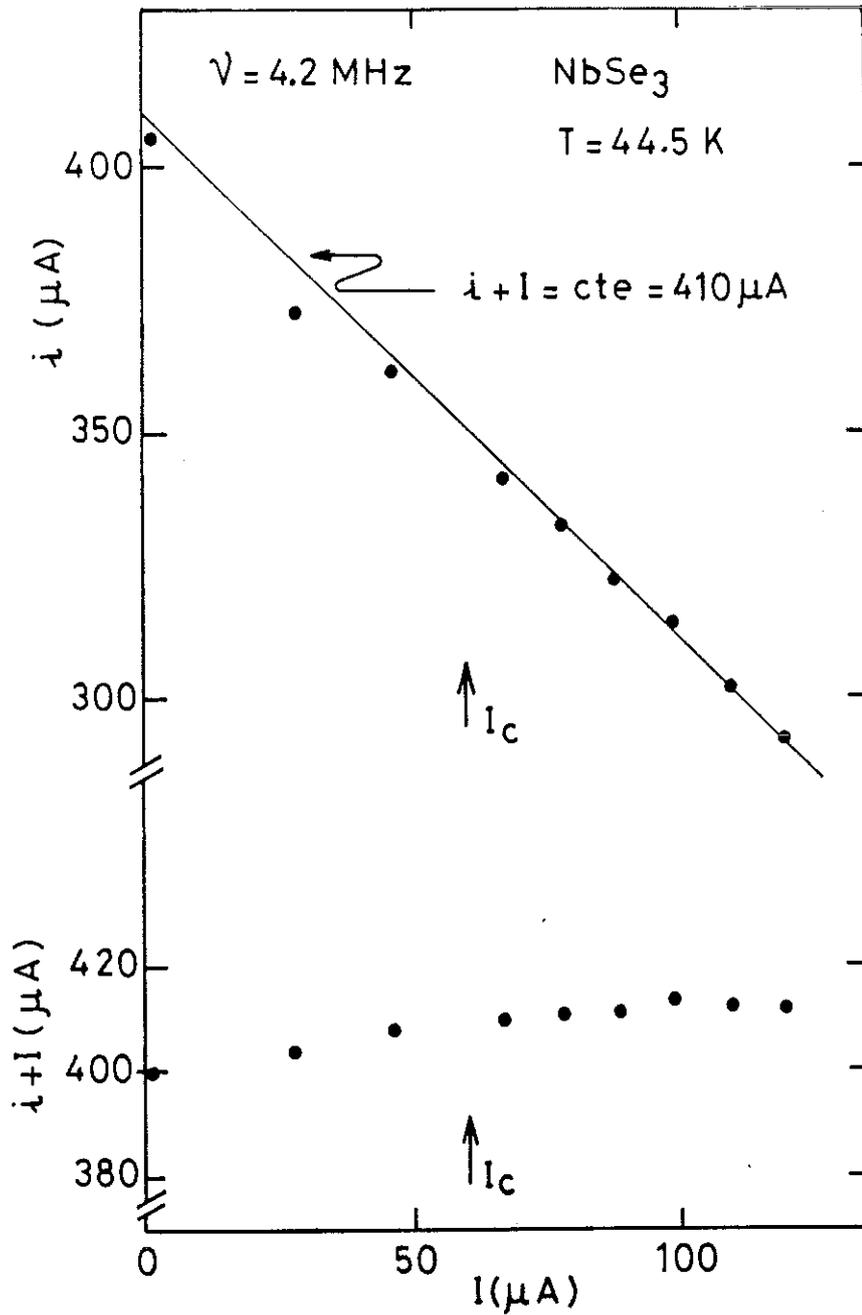


Figure 10 :  $\nu_1$  est fixe à 4,2 MHz. Au départ,  $i_0 = 250 \mu A$  et  $I_0 = 160 \mu A$ .  $I$  décroît jusqu'à zéro.  
10a : Variation de  $i$  en fonction de la valeur de  $I$  pour maintenir  $\nu_1$  à la fréquence de 4,2 MHz.  
10b : La somme  $I+i$  est constante pendant toute cette variation en  $I = 0$ ,  $i = 410 \mu A = I_0 + i_0$ ,  $I_0$  et  $i_0$  étant les valeurs initiales.

pas exister. Pour confirmer l'origine volumique de  $\nu_1$  nous allons vérifier que  $I$  et  $i$  jouent le même rôle dans sa variation.

### 3 - Variation de $\nu_1$ en fonction de $i$ et $I$

Dans cette expérience, on se place à une fréquence  $\nu_1$  de la courbe de la figure 8, au-dessus de  $i = i_0(\ell)$ . Dans l'exemple qui va être décrit,  $\nu_1 = 4,2$  MHz,  $i_0 = 250$   $\mu$ A et  $I_0 = 160$   $\mu$ A. On fait varier  $I$  jusqu'à ce qu'il s'annule et on observe la variation de  $i$  qui est nécessaire pour compenser cette baisse de  $I$  et maintenir  $\nu_1$  constant. On constate que, pour une variation  $-\Delta I$  du courant  $I$ , l'accroissement de  $i$  doit être exactement de  $+\Delta I$ . Ce comportement est observé jusqu'à ce que  $I$  atteigne zéro. On a donc en permanence  $I+i = I_0+i_0 = 410$   $\mu$ A qui étaient les valeurs de départ (cf. figure 10). La valeur finale de  $i$  correspond au courant qu'il faut appliquer lorsque  $\ell$  est isolé pour obtenir la fréquence  $\nu_1 = 4,2$  MHz. Nous pensons que nous avons prouvé sans ambiguïté que la fréquence  $\nu_1$  qui est généralement observée a une origine volumique. Il n'est pas exclu que les vortex ou autre processus de raccordement génèrent une composante alternative mais ce n'est pas celle qui prédomine. En effet, nous avons effectivement observé dans quelques échantillons une fréquence qui correspond à une différence de vitesse dans les conditions que nous allons décrire dans le paragraphe suivant.

### III - MISE EN EVIDENCE D'UNE FREQUENCE ASSOCIEE A LA DIFFERENCE DES VITESSES ENTRE DEUX DOMAINES

Les spectres de la figure 11 ont été obtenus avec le dispositif utilisé au précédent chapitre et permettent d'appliquer un gradient thermique linéaire (2 contacts thermiques). L'exemple montré sur cette figure a été observé sur l'un des échantillons étudié précédemment (échantillon 1,  $\ell = 400$   $\mu$ m,  $s = 2$   $\mu$ m<sup>2</sup>). Le courant est fixé à 25  $\mu$ A. Au départ,  $T_A = T_B = 46$  K. Le spectre présente un seul fondamental  $\nu_0$ . Si l'échelle était plus large en fréquence, on pourrait distinguer de nombreux harmoniques. A partir de  $T_B \cong 40$  K, ce pic se dédouble en  $\nu_0$  et  $\nu'_0$  avec, en plus, l'apparition aux basses fréquences de la différence  $\Delta\nu = \nu_0 - \nu'_0$  et de ses harmoniques. Lorsque le gradient croît encore, les deux pics  $\nu_0$  et  $\nu'_0$  s'éloignent l'un de l'autre.  $\Delta\nu$  croît. Si on reporte la variation de  $\nu_0$  et  $\nu'_0$  en fonction de  $\Delta T$ , on obtient des courbes similaires à celles obtenues lorsque  $\Delta\nu$  n'apparaît pas. Par exemple, pour le dédoublement de la figure 7 du chapitre précédent,  $\Delta\nu$  n'existe pas alors que celui de la figure 14 correspond au spectre présenté ici où  $\Delta\nu$  apparaît accompagné de ses harmoniques. Dans la 2ème série de spectres de la

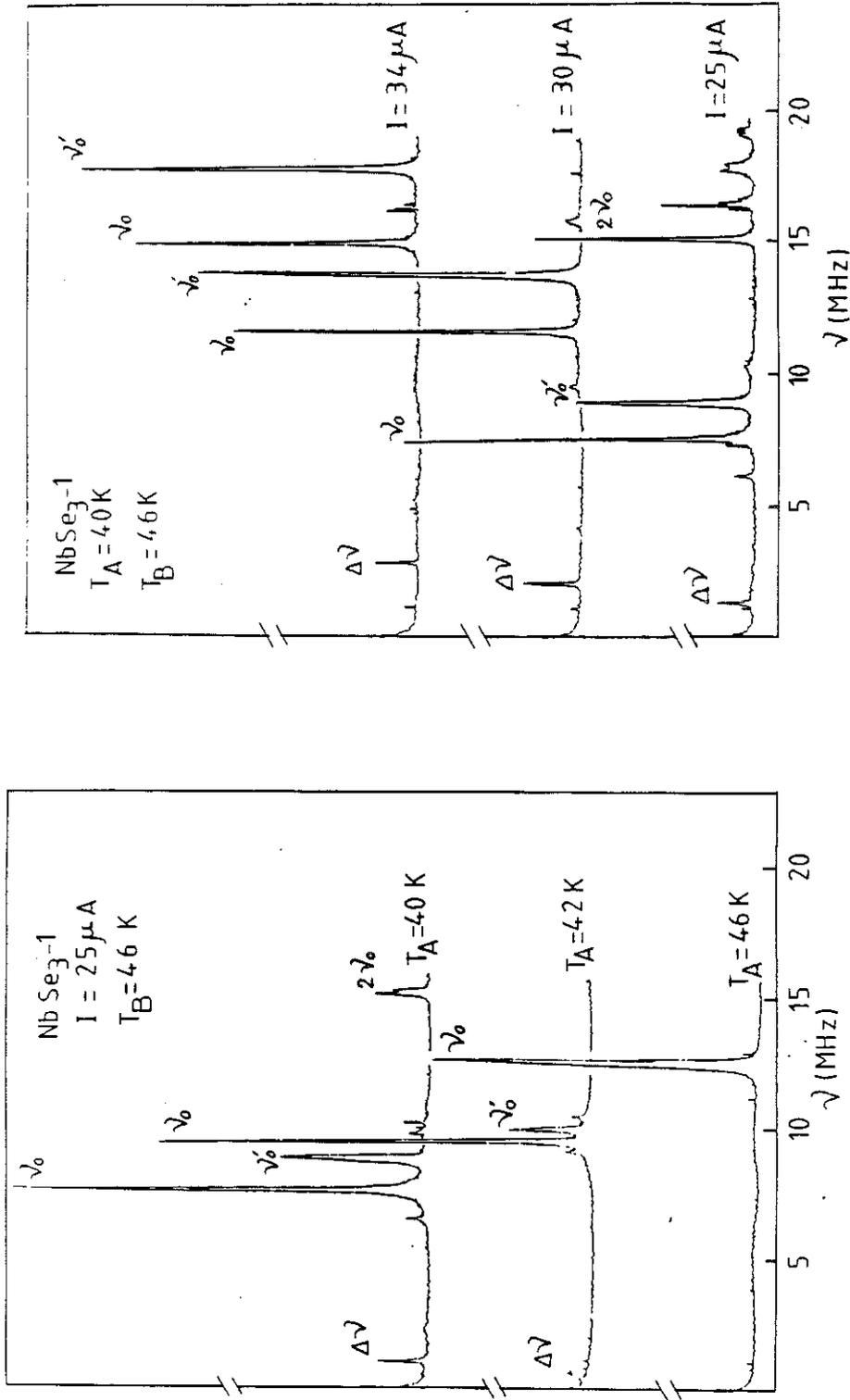


Figure 11: Enregistrements de la transformée de Fourier observés sur l'échantillon 1 ( $\phi = 0.4 \text{ mm}$ ,  $s = 2 \mu\text{m}^2$ )

- La 1ère série de courbes est obtenue avec  $I$  constant. Au départ  $T_A = T_B = 46 \text{ K}$  une seule fréquence est présente.
- Le dédoublement apparaît pour  $T_A \sim 42 \text{ K}$ , accompagné de  $\nu_1 = \nu_0 - \nu_0$  et ses harmoniques.
- Dans la deuxième série  $\Delta T$  est fixé tel que  $T_A = 40 \text{ K}$  et  $T_B = 46 \text{ K}$  puis on fait varier le courant.

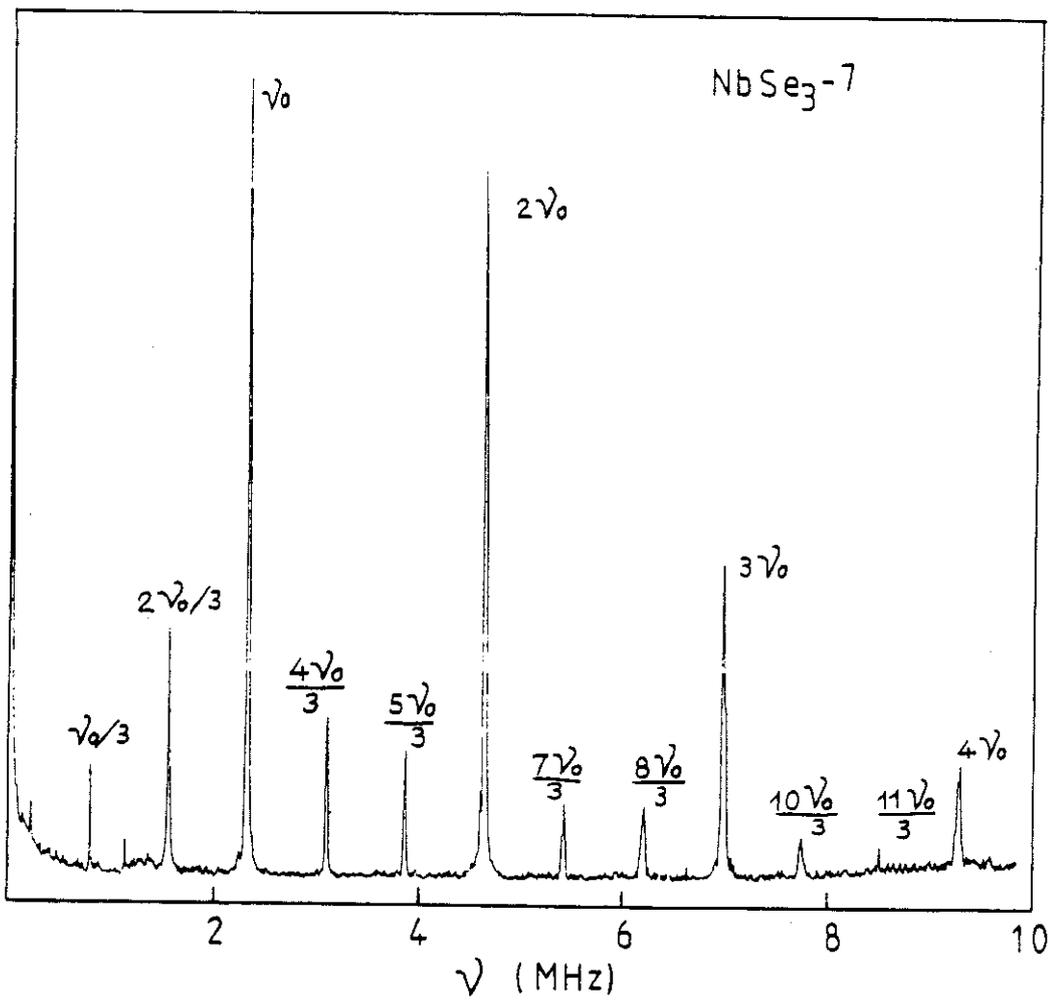


Figure 12 : Analyse de Fourier pour un échantillon présentant un spectre où  $\nu_0$  est accompagné des sous-harmoniques  $\nu_0/3$  et  $2\nu_0/3$ , ainsi que toutes les combinaisons associées. T est homogène et épale à 40 K.

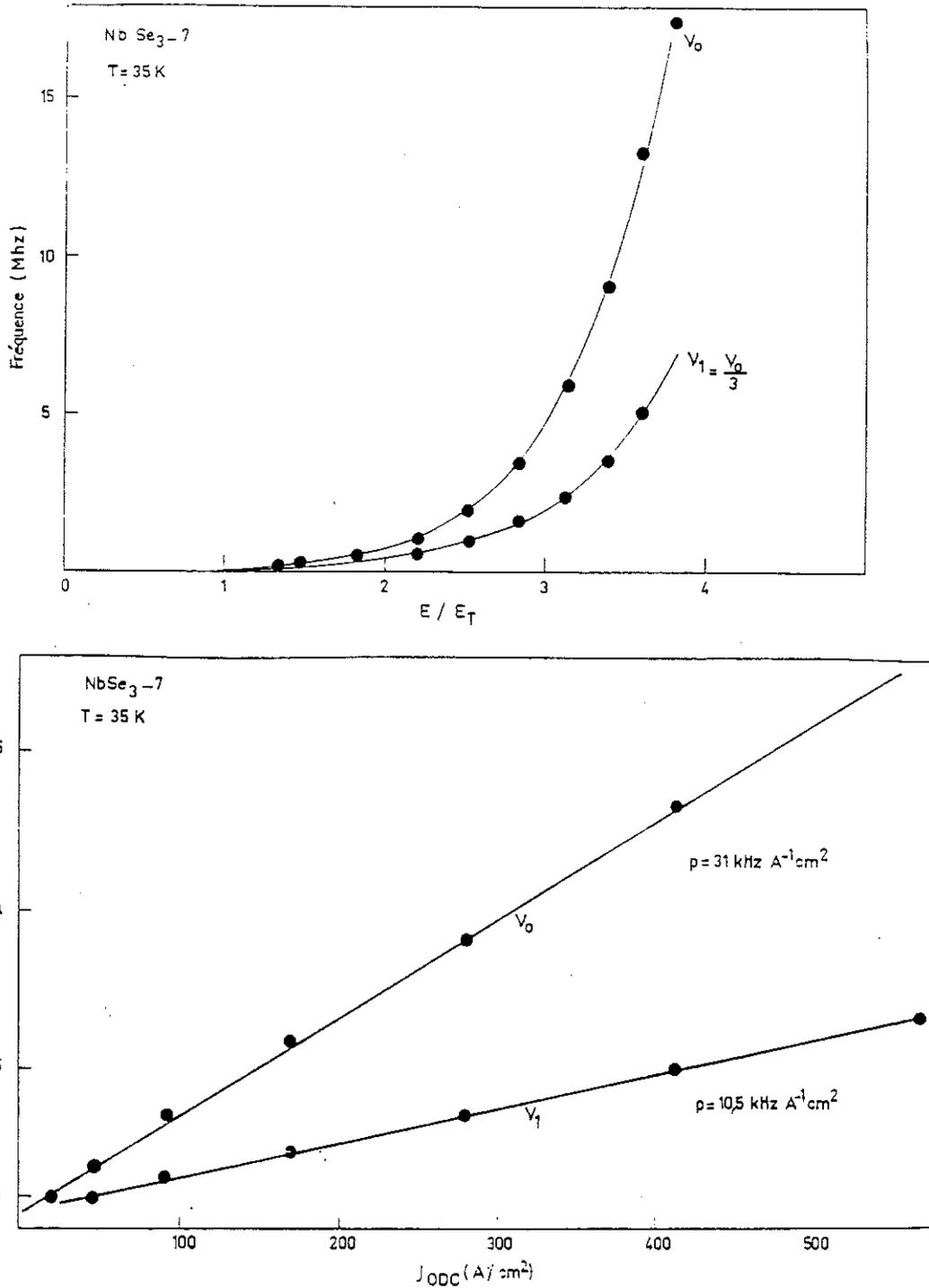
figure 11,  $\Delta T$  est fixe avec  $T_B = 46$  K et  $T_A = 40$  K. Nous avons fait varier le courant pour vérifier que le spectre y était sensible.

Un autre type de spectre spectaculaire a été obtenu sur un autre échantillon qui, à température homogène, présente des pics très étroits accompagnés de ses harmoniques mais aussi de sous-harmoniques  $\frac{v_0}{3}$  et  $\frac{2v_0}{3}$  ainsi que toutes les combinaisons  $\frac{nv_0}{3}$  (cf. figure 12). Ce cristal a été mesuré à 35 K. Sa section est de  $4 \mu\text{m}^2$  et sa longueur de  $650 \mu\text{m}$ . Nous avons mesuré la variation du fondamental  $v_0$  et de l'un des sous-harmoniques en fonction du champ  $E$  (cf. figure 13a). Les 2 fréquences s'annulent pour le même champ critique. Nous avons vérifié la pente de la droite  $J_{ODC}(v)$  de ces deux fréquences comme le montre la figure 13b. Il existe en effet un facteur 3 entre ces deux pentes. Celle de  $v_0$  a la valeur usuelle pour  $\text{NbSe}_3$  à cette température, soit  $25 \text{ kHz A cm}^{-2}$  (en utilisant  $\rho = 250 \mu\Omega\text{cm}$  pour la résistivité à l'ambiante).

Ce type de spectre très spectaculaire a été obtenu sur un bain d'échantillon particuliers. Son RRR est de l'ordre de 120, ce qui est inférieur aux meilleurs valeurs rapportées par d'autres auteurs (180 à 280 [51]). Les fréquences sont très étroites  $\frac{v}{\Delta v} \cong 260$  sur cet échantillon à 12 MHz. Si  $v$  croît,  $\Delta v$  garde sa valeur [39]. On peut donc atteindre des facteurs de qualité très importants. Les cristaux sélectionnés étaient fins ( $s < 5 \mu^2$ ) et "monter" avec un minimum de manipulation pour éviter les dommages mécaniques. Notons enfin que les spectres se dégradent après de nombreux cyclages thermiques (en dessous de 70 K) et balayage du courant. C'est la première fois à notre connaissance que des sous-harmoniques sont observées dans ces composés sans excitations externes alternatives et une étude plus approfondie serait nécessaire et pourrait donner des informations sur les mécanismes de génération du bruit périodique. En particulier, on note que, d'après la courbe de la figure 12, l'enveloppe de l'amplitude des pics semble suivre une fonction régulière.

#### **IV - CONCLUSION**

Tous nos résultats convergent pour ne pas attribuer au processus de raccordement entre domaines de vitesses différentes l'origine du bruit périodique généralement observé. Cependant, cela n'exclut pas que ce mécanisme puisse lui-même, dans certaines conditions, générer une composante alternative comme nous avons pu l'observer. Le problème de l'origine des fréquences reste donc pour nous un problème non résolu.



**Figure 13 :**

**13a :** Variation de  $\nu_0(E)$  et de  $\nu_1 = \frac{\nu_0}{3}$ . Les deux fréquences apparaissent pour le même champ seuil.

**13b :** Variation de  $J_{ODC}(\nu)$  et  $J_{ODC}(\nu_1)$ . Les pentes ont un facteur 3,  $\nu$  a la pente usuelle. Ceci montre que, sur toute la gamme de champ,  $\nu_1$  est bien la sous-harmonique  $\nu_0/3$  du fondamental. La section intervenant dans le calcul de  $J_{ODC}$  a été déduite de la résistance à température ambiante avec une résistivité  $r = 250 \mu Wcm$ .

En effet, la longueur de cohérence étant de l'ordre de la taille des échantillons, tous les effets de cohérence que nous avons présentés peuvent être attribués au phénomène de raccordement représenté par le terme  $v_0/\ell$ . Tout porte à croire que la longueur de cohérence de la phase L<sub>F</sub>LR est encore plus courte que les dimensions avec lesquelles nous avons travaillé, c'est-à-dire inférieure à 10  $\mu\text{m}$ . On est donc en général dans la limite thermodynamique pour laquelle l'amplitude du bruit périodique doit s'annuler.

Nous avons aussi rapporté des expériences où l'analyse de Fourier présente un fondamental  $v_0$  avec des sous-harmoniques qui systématiquement sont  $\frac{v_0}{3}$  et  $\frac{2v_0}{3}$  ainsi que toutes les combinaisons  $\frac{nv_0}{3}$ . Des investigations plus précises seraient nécessaires pour comprendre quelle est la signification de ce phénomène.



## CONCLUSION

Toute l'étude qui vient d'être présentée montre l'importance de la rigidité du courant d'onde. Ceci donne un rôle essentiel au mécanisme de raccordement dans une situation inhomogène qui tend à imposer des vitesses différentes le long d'un même échantillon.

La plupart des expériences sur ce problème peuvent être décrites par un modèle phénoménologique. Le raccordement est réalisé par l'activation des dislocations de phase pré-existantes et situées à la limite entre régions de vitesses différentes par le mécanisme de Frank et Read. C'est un modèle dérivé de celui des vortex de Maki mais, comme l'ODC elle-même, les dislocations sont sensibles aux impuretés et la condition de raccordement est gouvernée par le dépiégeage des sources qui est représenté par le terme de friction statique  $V_0/\ell$ . Celui-ci peut être surmonté par l'intermédiaire de l'énergie élastique accumulée par l'ODC, sous l'action de forces non uniformes le long de l'axe des chaînes.

Ces propriétés ont différentes conséquences.

Nous avons montré qu'elles permettaient d'expliquer la corrélation qui existe entre le mouvement de deux parties adjacentes où le champ électrique n'a pas la même intensité. Les résultats sont interprétables en considérant la longueur caractéristique de l'état piège,  $L_{FLR}$ , très inférieure à l'échelle des mesures quel que soit le mécanisme de piégeage, fort ou faible. Cette hypothèse permet d'avoir une distribution continue de champ de piégeage  $E_p(x)$  le long de l'échantillon avec un gradient thermique. Nous avons supposé la longueur de cohérence dynamique infinie. On peut introduire une longueur caractéristique qui est déterminée par la compétition entre les distorsions créées en situation inhomogènes et le potentiel  $V_0$  qu'il faut surmonter pour casser l'uniformité du mouvement. Lorsque les inhomogénéités sont créées par des courants d'intensités différentes, cette longueur est  $\ell_0 = V_0/E_p$ .  $E_p$  est le piégeage volumique, homogène dans ce type d'expérience. Dans le cas d'un gradient thermique, c'est  $\tilde{\chi}_M L$  qui intervient.  $L$  est la longueur de l'échantillon,  $\tilde{\chi}_M$  a été calculé au chapitre IV, sa valeur est définie par la compétition entre le terme de

raccordement qui intervient en  $V_0 \sqrt{\tilde{\chi}_{ML}}$  et les variations de  $E_p$  le long de  $x$  en fonction de  $\Delta T$ . On a vu que  $\tilde{\chi}_{ML}$  pouvait être beaucoup plus grand que  $\ell$ .

Il semble qu'il soit nécessaire d'introduire une nouvelle longueur intrinsèque qui apparaît dans différentes expériences. Ong a montré que l'amplitude intégrée du bruit périodique décroît pour des dimensions inférieures à  $200 \mu\text{m}$ . Nous avons nous-mêmes constaté ces effets dans nos mesures. Les expériences en gradient thermique suggèrent que la longueur sur laquelle la vitesse est cohérente a une valeur minimum de  $100 \mu\text{m}$  [43]. Enfin, nous avons vu qu'un couplage appelé non local (cf. chapitre II) s'étendait sur une distance de l'ordre de  $50 \mu\text{m}$ . Ces longueurs, du même ordre que  $\frac{V_0}{E_p}$ , apparaissent comme liées au mécanisme de raccordement. Elles découlent naturellement dans un modèle strictement  $1\mathcal{D}$  où la Phase Slip Center a un mouvement dans la direction  $x$  d'amplitude  $X_0$  [52] (cf. Rappels). Leur origine est moins évidente dans les modèles  $3\mathcal{D}$  où le déplacement des défauts mobiles est perpendiculaire au mouvement de l'ODC. Notre description du mécanisme de raccordement est très qualitative et la compréhension de tous les phénomènes qui lui sont associés nécessiterait une étude théorique plus approfondie.

Le couplage non local se manifeste par une modification des champs de dépiégeage, un phénomène d'accrochage des fréquences qui correspond à un mouvement uniforme malgré les conditions inhomogènes. Enfin, il est encore observable lorsque les vitesses sont différentes puisque leur variation en fonction du champ électrique est modifiée par rapport à celle observée lorsque chaque région est isolée. La corrélation se maintient lorsque les deux régions sont séparées d'un segment  $d$ , pourvu que  $d$  soit inférieur à environ  $50 \mu\text{m}$  (dans  $\text{NbSe}_3 \cong 40 \text{ K}$ ).

Avec un gradient thermique, on peut montrer que, lorsque l'échantillon est long, il se découpe en différents domaines de vitesses. Les fréquences associées à chaque vitesse sont observables, y compris si le domaine correspondant n'est pas directement près d'un contact électrique. Les effets de couplage décrits dans la situation précédente sont retrouvés sur les échantillons présentant un seul fondamental à température homogène, cohérence du dépiégeage et accrochage en particulier.

Même si, comme le montre l'ensemble de ce mémoire, les phénomènes de raccordement liés à la rigidité de l'ODC jouent un rôle essentiel, on ne peut en conclure qu'ils sont à l'origine du bruit périodique. Nous avons montré que, sauf exception, le dédoublement en deux domaines de vitesses ne s'accompagne pas de l'apparition de basses fréquences comme attendu dans une génération par les vortex mobiles à l'interface.

Les fréquences dépendent du courant total et non pas de la différence des vitesses. Enfin, dans le dispositif de gradient de température à 3 contacts thermiques, le chauffage des deux extrémités au-dessus de la température de Peierls ne s'accompagne pas de la disparition des fréquences si la partie centrale de l'échantillon est maintenue au-dessous de  $T_p$ . Tous ces résultats tendent à prouver que l'origine des oscillations de tension est volumique même si, pour l'instant, le mécanisme qui en est responsable n'est pas élucidé. Cependant, nous avons observé pour certains échantillons la fréquence correspondant à une différence de vitesse qui tendrait à prouver qu'il existe effectivement un couplage non linéaire entre domaines de vitesses différentes, capables de générer un bruit périodique.

## REFERENCES

- [1] N.P. Ong et K. Maki, Phys. Rev. B **32** (1985) 6582.
- [2] N.P. Ong, G. Verma et K. Maki, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 663.
- [3] P.W. Anderson dans "*Basic Notions of Condensed Matter Physics*". (Benjamin Cummings ed.) 1984.
- [4] G. Verma et N.P. Ong, Phys. Rev. B **30** (1984) 2928.
- [5] X.J. Zhang et N.P. Ong, Phys. Rev. B **30** (1984) 7343.
- [6] X.J. Zhang, N.P. Ong et J.C. Eckert, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1206.
- [7] A. Zettl, M. Kaiser et G. Grüner, Solid State Commun. **53** (1985) 649.
- [8] P.A. Lee et T.M. Rice, Phys. Rev. B **19** (1979) 3970.
- [9] J. Dumas et D. Feinberg, Europhysics Lett. **2** (1986) 555.
- [10] D. Feinberg et J. Friedel, J. Physique **49** (1988) 485.
- [11] J. Friedel dans "*Dislocations in crystal*", Pergamon Press, Londres (1964).
- [12] A. Fournel, J.P. Sorbier, M. Konszykowski et P. Monceau, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2199.
- [13] R.M. Fleming, D.E. Moncton et D.B. Mac Whan, Phys. Rev. B **18** (1978) 5560.
- [14] M. Renard, communication privée.
- [15] R. Bruinsma et L. Mihaly, Solid State Commun. **59** (1986) 881.
- [16] M. Renard, M.C. Saint-Lager et P. Monceau, à paraître.
- [17] K.K. Fung et J.W. Steeds, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1696.
- [18] P. Monceau, J. Richard et M. Renard, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 43.
- [19] S.E. Brown, L. Mihaly et G. Grüner, Solid State Commun. **58** (1986) 231.
- [20] L. Mihaly et A. Janossy, Phys. Rev. B **30** (1984) 3530.
- [21] D.M. Duggan, T.W. Jing, N.P. Ong et P.A. Lee, Phys. Rev. B **32** (1985) 1397.
- [22] Z.Z. Wang et N.P. Ong, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2375.
- [23] L. Mihaly et G.X. Tessema, Phys. Rev. B **33** (1986) 5858.
- [24] a) J.C. Gill, Solid State Commun. **39** (1981) 1203 ;  
b) R.M. Fleming, Solid State Commun. **43** (1982) 167.
- [25] G. Mihaly et L. Mihaly, Solid State Commun. **48** (1983) 449 ; R.M. Fleming et L.F. Schneemeyer, Phys. Rev. B **28** (1983) 6996.
- [26] J.C. Gill dans "*Proceeding of the International Conference on Charge Density Waves in Solids*", Budapest 1984, Lectures Notes in Physics **217** (Springer 1985), p. 377.
- [27] G. Mihaly, G. Hutiray et L. Mihaly, Solid State Commun. **48** (1983) 203.
- [28] J.C. Gill, Solid State Commun. **44** (1982) 1041.
- [29] D.V. Borodin, S.V. Zaitsev-Zotov et F.Ya Nad', Zh. Eksp. Teor. Fiz. **90** (1986) 318 [Sov. Phys. JETP **63** (1986) 184].
- [30] J.C. Gill dans le Compte Rendu du "Second European Workshop on Charge Density Waves", Aussois 1987, p. 46.
- [31] D.S. Fisher, Phys. Rev. B **31** (1985) 1396.
- [32] W.P. Beyermann, L. Mihaly et G. Grüner, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1489.
- [33] R.M. Fleming, Phys. Rev. B **22** (1980) 5606.
- [34] J.W. Brill, C.P. Tzou, G. Verma et N.P. Ong, Solid State Commun. **39** (1981) 233.
- [35] M. Nunez-Regueiro, C. Ayache et M. Locatelli, Physica **108B** (1981) 1035.
- [36] R.M. Dee, P.M. Chaikin et N.P. Ong, Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 1234.
- [37] P. Monceau, M. Renard, J. Richard, M.C. Saint-Lager et Z.Z. Wang, ibid [26] p. 279.
- [38] R.S. Lear, M.J. Skove, E.P. Stillwell, J.W. Brill, Phys. Rev. B **29** (1984) 5656.
- [39] R.E. Thorne, W.G. Lyons, J.W. Lyding, J.R. Tucker et J. Bardeen, Phys. Rev. B **35** (1987) 6348.
- [40] A. Janossy, G. Mihaly, S. Pekker et S. Roth, Solid State Commun. **61** (1987) 33.

- [41] J. Bardeen, E. Ben Jacob, A. Zetti et G. Grüner, Phys. Rev. Lett. **49** (19) 493.
- [42] S.E. Brown, A. Janossy et G. Grüner, Phys. Rev. B **31** (1985) 6869.
- [43] J.W. Lyding, J.S. Hubacek, G. Gammie et R.E. Thorne, Phys. Rev. B **33** (1986) 4341.
- [44] N.P. Ong et G.Verma, Phys. Rev. B **27** (1983) 4495.
- [45] J.Richard, P.Monceau et M.Renard, Phys. Rev. B **25** (1982) 948.
- [46] T.W.Jing et N.P. Ong, Phys. Rev. B **33** (1986) 5841
- [47] G.Mozurkewich, K.Maki et G.Gruner, Solid State Commun. **48** (1983) 453.
- [48] G.Mozurkewich et G.Gruner, Phys. Rev. Lett **51** (1983) 2906.
- [49] G.Lee Link et G.Mozurkewich, Solid State Commun. **65** (1988) 15.
- [50] P.Monceau, M.Renard,J.Richard et M.C.Saint-Lager, Physica **143B** (1986) 64.
- [51] N.P.Everson, A.Johnson, Hao-An Lu, R.V.Colman et L.M.Falicov, Phys. Rev. B **36** (1987) 6953.
- [52] L.P. Gor'kov, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **38** (1983) 76 [JETP Lett. (1984) 1818] ; Zh. Eksp. Teor. Fiz. **86** (1984) 1818 [Sov. Phys. JETP **59** (1984) 1057].  
I. Batistic, A. Bjelis et L.P. Gor'kov, J. Physique **45** (1984) 1049.
- [53] J.C.Gill, J.Phys.C:Solid State Phys.**19** (1986) 6589







## CONCLUSION

Nous avons étudié les conditions dans lesquelles un gradient de vitesse pouvait s'établir dans le mouvement de l'ODC, en situation inhomogène. La longueur  $L_{FLR}$  caractéristique en champ faible est donnée par la compétition entre l'élasticité de l'ODC et l'interaction avec les impuretés réparties au hasard dans le cristal. Lorsque le champ atteint le champ seuil, cette longueur devient de l'ordre de grandeur de l'échantillon.

Dans l'état non linéaire, la rigidité du courant d'onde est très grande. Pour imposer deux régions de vitesse de phase  $\dot{\phi}_1$  et  $\dot{\phi}_2$  différentes, il faut introduire des défauts topologiques mobiles tels que des "Phase Slip Center", des vortex ou des dislocations dans lesquelles le paramètre d'ordre s'annule. A  $3\mathcal{D}$ , ces défauts sont assimilables à des dislocations coins (ou vortex) et se déplacent perpendiculairement au mouvement de l'ODC, constituant des plans de raccordement. Ils assurent la conversion périodique des porteurs libres en électrons (ou trous) condensés (et réciproquement) et permettent de maintenir constante la densité de charge portée par la phase de l'ODC. C'est pourquoi la fréquence  $\dot{s}$  associée au mouvement de ces objets et la vitesse de l'ODC de part et d'autre de la surface de raccordement sont interdépendantes :

$$2\pi\dot{s} = |\dot{\phi}_1 - \dot{\phi}_2|$$

Les dislocations de phase sont absolument nécessaires aux électrodes où l'une des vitesses est nulle pour assurer la conversion en courant ordinaire de l'excès de courant d'onde.

Nous proposons un modèle phénoménologique simple où ces dislocations sont piégées par les impuretés à l'intérieur de l'échantillon sur l'onde elle-même ou par la surface. Le champ seuil mesuré peut donc s'écrire :

$$E_T(L) = E_p L + V_0$$

$V_0$  est facilement mis en évidence dans les échantillons courts lorsque il devient de l'ordre de  $E_p L$ . On définit une longueur caractéristique  $\ell_0 = V_0/E_p$ , de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  dans  $\text{NbSe}_3$ . Pour les dimensions étudiées,  $L \geq 20 \mu\text{m}$ ,  $E_p$  reste indépendant de  $L$  ; la longueur de cohérence statique  $L_{\text{FLR}}$  est donc, quant à elle, nettement inférieure à 20  $\mu\text{m}$ . Le piégeage des dislocations est surmonté par l'énergie élastique accumulée par les déformations de la phase de l'ODC en situation inhomogène. Les dislocations peuvent alors se développer et permettre la présence de plusieurs domaines de vitesses différentes. Le processus est essentiellement localisé dans les plans de raccordement et ne décrit pas un nouveau mécanisme de conduction non linéaire.

Nous avons montré que des effets non locaux existent. Quand l'onde est en mouvement dans un certain segment, le dépiégeage sur un segment proche est modifié si la distance qui sépare ces deux segments est inférieure à 50-100  $\mu\text{m}$ . La perturbation porte essentiellement sur le terme de raccordement  $V_0$ . Lorsque les deux segments sont adjacents, une corrélation très forte existe entre les vitesses dans chacun d'eux quelle que soit leur longueur respectives ( $L$  et  $\ell$ ). Le mouvement est uniforme dans l'intervalle de champ électrique :

$$-\frac{V_0}{L} < e-E < \frac{V_0}{\ell},$$

$e(E)$  étant appliqué sur  $\ell(L)$ .

Hors de ce domaine, les vitesses restent couplées si l'ODC est polarisée dans la même direction dans les deux segments. La région où le mouvement est le plus lent n'a plus à fournir le terme de raccordement. La vitesse dans cette partie est alors supérieure par rapport à celle qu'elle aurait pour le même champ si elle était isolée.

Ces phénomènes révèlent l'une des propriétés les plus remarquables mises en évidence par nos expériences, à savoir la longueur infinie de la cohérence de phase lorsque l'onde est en mouvement. La vitesse de la phase est uniforme entre deux plan de raccordement. Il ne peut pas y avoir de variation spatiale progressive de cette vitesse. En ce sens, l'ODC en mouvement est réellement un "solide électronique" avec des forces élastiques à longue portée comme l'a récemment proposé Anderson.

Les expériences avec un gradient thermique  $\Delta T$  rentrent dans le cadre de cette description. Et notre modèle permet de rendre compte des conditions critiques de dépiégeage lorsque  $\Delta T$  est linéaire.

Même si toute notre étude montre le rôle essentiel des conditions de raccordement, nos expériences tendent à prouver que le bruit périodique généralement observé n'est pas généré par ce mécanisme. Cependant, nos résultats révèlent l'existence d'une composante qui peut être associée à un couplage non linéaire entre domaines de vitesses différentes.

Notons que le modèle que nous avons développé est très simple. Il néglige en particulier la composante alternative que doit contenir le piégeage des dislocations et s'ajoutant à la force de piégeage irréversible et continue.

Ce mémoire porte principalement sur  $\text{NbSe}_3$ , qui reste semi-métallique à basse température et est limité au régime des champs électriques intermédiaires entre  $E_p$  et environ  $10 E_T$ . Il serait intéressant d'élargir cette étude aux composés semiconducteurs où l'écrantage des champs portés par les déformations de l'ODC et par les excitations thermiques devient plus limité. En effet, les effets de bord peuvent avoir un rôle non négligeable dans les propriétés observées à basse température.

