EFFETS STRUCTURAUX DE LA DIMENSIONNALITÉ DANS LES CONDUCTEURS UNIDIMENSIONNELS

S. Megtert, Jean Pouget, R. Comès

► To cite this version:

S. Megtert, Jean Pouget, R. Comès. EFFETS STRUCTURAUX DE LA DIMENSIONNALITÉ DANS LES CONDUCTEURS UNIDIMENSIONNELS. Journal de Physique Colloques, 1977, 38 (C7), pp.C7-243-C7-249. 10.1051/jphyscol:1977746 . jpa-00217247

HAL Id: jpa-00217247

<https://hal.science/jpa-00217247>

Submitted on 1 Jan 1977

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

EFFETS STRUCTURAUX DE LA DIMENSIONNALITÉ DANS LES CONDUCTEURS UNIDIMENSIONNELS

S. MEGTERT, J. P. POUGET et R. COMÈS

Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, 91405 Orsay, France

Résumé. — Depuis longtemps déjà, des travaux théoriques avaient prédit qu'en abaissant la dimensionnalité dans les conducteurs, on devrait s'attendre à trouver une anomalie de Kohn prononcée au vecteur d'onde $2\mathbf{k}_F$ et, plus encore, pour le cas de conducteurs 1-D où l'on devrait avoir un nouveau genre de transition de phase d'un état métallique à un état isolant, dit de Peierls.

Ceci fut démontré sans ambiguïté expérimentalement par des mesures de diffusion des rayons X et des neutrons sur des composés à chaîne de platine de la famille des sels de Krogmann comme KCP ($\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.30-x}\text{H}_2\text{O}$) où le niveau de remplissage de la bande de conduction, et ainsi la valeur précise de $2\mathbf{k}_F$ sont connus directement d'après la composition chimique.

D'autres expériences sur des conducteurs organiques 1-D, comme TTF-TCNQ, qui possèdent deux types de chaînes conductrices correspondant aux deux genres de molécules, ont montré des effets plus riches. Des phonons de modes différents, pour le vecteur d'onde $2\mathbf{k}_F$, semblent se condenser à des températures différentes, produisant ainsi une succession de transitions de phase à 54, 49 et 38 K. Un effet supplémentaire au vecteur d'onde $4\mathbf{k}_F$ a aussi été observé mais n'a pas encore reçu une explication complète.

Abstract. — Theory has predicted long ago that lowering the dimensionality of metals should give rise to enhanced *Kohn anomalies* at the wave vector $2\mathbf{k}_F$ and most strikingly in the case of 1-D conductors to a particular kind of phase transition from a metallic state to a Peierls insulator. This has been unambiguously determined experimentally by X-ray and neutron scattering from the platinum chain Krogmann salts such as KCP ($\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.30-x}\text{H}_2\text{O}$) where the electronic band filling, hence the precise value of $2\mathbf{k}_F$ is directly known from the chemical composition. Further experiments on 1-D organic conductors such as TTF-TCNQ, which have two different kinds of conducting stacks corresponding to the two molecular species, have shown much richer effects. Different phonon modes at the wave vector $2\mathbf{k}_F$ appear to condense at different temperatures, producing a sequence of several phase transitions at 54, 49 and 38 K. An additional 1-D feature observed at the wave vector $4\mathbf{k}_F$ is not yet fully understood.

1. Introduction. — De nombreux travaux récents ont été consacrés à l'étude de composés présentant des propriétés électriques quasi unidimensionnelles : des métaux linéaires. Ces matériaux peuvent actuellement être classés en deux grandes familles :

(i) Les sels de Krogmann [1] dont les plus étudiés sont les complexes plans carrés du platine, type $\text{K}_2\text{Pt}(\text{CN})_4\text{Br}_{0.30-x}\text{H}_2\text{O}$ ou KCP pour lesquels on trouve $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \simeq 10^5$.

(ii) Les sels organiques à transfert de charge comme TTF-TCNQ [2] pour lesquels $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp} \simeq 10^3$. Les propriétés électriques de certains de ces composés viennent d'être décrites par Jérôme [3]. L'intérêt principal des études structurales de ces matériaux est qu'ils subissent généralement une transition de phase métal-isolant d'un type particulier *transition de Peierls* qui résulte d'un couplage direct de certaines vibrations du réseau avec les électrons de conduction. Propriétés structurales et propriétés électriques sont ainsi intimement liées.

D'une manière générale dans un métal, une vibration de réseau engendre une perturbation du potentiel auquel est soumis le gaz d'électrons. En conséquence, les électrons se déplacent pour faire écran à ce potentiel, ce qui, en retour, modifie le potentiel auquel sont soumis les ions du réseau. Les constantes de forces sont donc modifiées et la fréquence du mode de vibration associé de vecteur d'onde $\mathbf{q}$ dépend de la susceptibilité électronique $\chi(\mathbf{q})$. La fréquence renormalisée $\omega(\mathbf{q})$ est donnée par la relation

$$\omega^2(\mathbf{q}) = \omega_0^2(\mathbf{q}) [1 - \lambda\chi(\mathbf{q})]$$

où $\omega_0(\mathbf{q})$ est la fréquence non renormalisée et λ la constante de couplage électron-phonon.

Toute anomalie dans la fonction $\chi(\mathbf{q})$ se répercutera donc dans le spectre de phonon. La susceptibilité électronique est donnée par la relation :

$$\chi(\mathbf{q}) \propto \sum_{\mathbf{k}} \frac{f(E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}) - f(E_{\mathbf{k}})}{E_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} - E_{\mathbf{k}}}$$

où E_k est l'énergie de l'état électronique de moment k et $f(E_k)$ la fonction de distribution de Fermi.

Dans le cas d'un métal 3-D usuel, $\chi(q)$ n'a qu'une faible anomalie pour *chaque* vecteur d'onde $q = 2k_F$ (k_F est le vecteur d'onde de Fermi), ce qui produit l'habituelle anomalie de Kohn dans le spectre de phonons des métaux. Dans le cas extrême du métal 1-D au contraire, la surface de Fermi est limitée à une paire de points singuliers $+k_F$ et $-k_F$; il s'ensuit que pour le vecteur d'onde $q = 2k_F$, $E_k - E_{k+2k_F} = 0$ sur toute la somme donnant $\chi(q)$, ce qui donne naissance à une anomalie de Kohn géante [4]. Lorsque le mode de plus faible fréquence de cette anomalie se condense ($\omega \rightarrow 0$) et produit une distorsion statique du réseau de période $2\pi/2k_F$, un gap est ouvert au niveau de Fermi (figure 1); c'est la transition métal-non métal de Peierls.

FIG. 1. — Schéma de l'ouverture d'un gap dans la bande de conduction d'un conducteur 1-D; un tel gap requiert la formation d'un bord de zone au vecteur d'onde k_F , donc une distorsion du réseau de vecteur d'onde $2k_F$.

Dans un système strictement 1-D, cette transition ne se produit qu'à 0 K, à toute température finie en effet, suffisamment d'électrons sont excités vers la bande supérieure pour faire disparaître le gain d'énergie qui résulte de l'ouverture d'un gap. Un système réel n'est toutefois que quasi 1-D et des compensations de charges entre chaînes adjacentes ou une légère planéarité de la surface de Fermi peuvent contribuer au mécanisme de la transition de Peierls qui se produit alors à température finie [5].

Les études expérimentales par diffusion des rayons X, ou diffusion des neutrons, ont au moins qualitativement confirmé la description schématique qui vient d'être donnée, tant pour les sels de Krogmann que pour les complexes à transfert de charge unidimensionnels.

2. Etude de KCP. — Dans le cas des sels de Krogmann, qui ont été étudiés en premier de ce point de vue, il a en particulier été aisé de vérifier l'équivalence entre le vecteur d'onde $2k_F$ que l'on peut déduire directe-

ment de la formule chimique, et le vecteur d'onde où ont été observés expérimentalement les effets pré-curseurs et la mise en ordre tridimensionnelle à basse température. La figure 2a est un diagramme de diffusion X de KCP ($K_2Pt(CN)_4Br_{0,3-x}H_2O$) où l'on observe clairement de part et d'autre des strates de taches de Bragg perpendiculaires à l'axe unidimensionnel, deux lignes diffuses à $\pm 2k_F$; les lignes diffuses correspondent aux modes de plus basse fréquence, donc de plus grande amplitude, de l'anomalie de Kohn dans la phase métallique [6]. La figure 2b donne une vue perspective de la surface de dispersion, mesurée par diffusion inélastique des neutrons sur le même système et à la température ambiante [7].

A basse température, vers 120 K, on observe un couplage progressif des ondes de densité de charge entre chaînes parallèles, de telle manière que leurs phases soient en opposition entre chaînes adjacentes [8]. Les figures 2c et 2d montrent respectivement un diagramme de rayon X réalisé à 77 K et la formation des taches de surstructure mesurée par diffusion des neutrons. Comme on peut le voir sur la figure 2d, l'ordre entre chaînes à basse température ne parvient pas à s'établir complètement, ce qui a généralement été attribué au désordre intrinsèque de ces cristaux (occupation partielle du site halogène [1]). On pense que la phase des ondes de densité de charge est ancrée sur des défauts, ce qui s'oppose à l'établissement d'un ordre à grande distance entre chaînes; il a cependant été suggéré que la transition de phase s'accomplit complètement sous très haute pression [9].

L'étude détaillée des propriétés dynamiques par diffusion inélastique des neutrons au voisinage de l'anomalie de Kohn et en fonction de la température a donné des résultats difficiles à analyser. La largeur en q de l'anomalie dans la direction des chaînes est en effet inférieure aux meilleures résolutions expérimentales; ceci rend ici très aléatoires les distinctions que l'on peut habituellement faire entre déplacement de fréquence, amortissement et effet de résolution [10]. Cette ambiguïté dans l'analyse des résultats, avec le désordre de structure déjà mentionné plus haut, donne même un certain crédit à des modèles à deux phases où coexistent à toute température des segments conducteurs métalliques et des segments isolants, ces derniers se développant à basse température aux dépens des premiers [11].

D'autres composés 1-D à chaînes de platine ont été brièvement étudiés, le plus souvent par diffusion des rayons X; dans tous les cas on a observé les lignes diffuses de l'anomalie de Kohn au vecteur d'onde $2k_F$ calculable à partir de la formule chimique. Le tableau I donne la liste des composés étudiés à ce jour de ce point de vue.

3. Etude des complexes 1-D organiques. — L'énorme avantage des complexes organiques à transfert de charge pour des études similaires, est leur structure en principe parfaitement ordonnée (figure 3a). Il en

FIG. 2. — a) Diagramme de diffusion X de KCP à 300 K (d'après Comès *et al.* [8]), montrant le caractère 1-D de l'anomalie $2k_F$ (ligne diffuse continue). b) Surface de dispersion de KCP à 300 K (d'après Renker *et al.* [7]). c) Diagramme de diffusion X de KCP à 77 K (d'après Comès *et al.* [8]), la modulation de l'intensité des lignes diffuses $2k_F$ atteste de l'existence de corrélations entre chaînes. d) Formation de maxima diffus au vecteur d'onde π/a , π/a , $2k_F$, montrant l'établissement d'un couplage progressif entre chaînes (d'après Renker *et al.* [8]).

TABLEAU I

	Réf.
— $K_2Pt(CN)_4Br_{0,30} \cdot xH_2O$	[6]
— $K_2Pt(CN)_4Cl_{0,32} \cdot xH_2O$	[6]
— $Na_2Pt(CN)_4Br_{0,23} \cdot xH_2O$	[6]
— $K_{1,75}Pt(CN)_4 \cdot 1,5 H_2O$	[12, 13]
— $Rb_{1,75}Pt(CN)_4 \cdot xH_2O$	[13]
— $Cs_{1,75}Pt(CN)_4 \cdot xH_2O$	[13]
— $[C(NH_2)_3]_2Pt(CN)_4Br_{0,30} \cdot xH_2O$	[13]
— $K_{1,62}[Pt(C_2O_4)_2] \cdot xH_2O$	[14]
— $Mg_{0,82}[Pt(C_2O_4)_2] \cdot xH_2O$	[15]

résulte cependant d'autres complications. On ne connaît pas le vecteur d'onde de Fermi (ou le transfert de charge). Il y a dans ces matériaux deux types de chaînes conductrices. Les molécules sont inclinées par rapport à la direction de conduction, ce qui permet des ondes de densité de charge de polarisation transverse (figure 3b), contrairement aux modèles théoriques strictement linéaires et au cas de KCP où elles sont longitudinales. Une autre difficulté vient de la taille extrêmement limitée des cristaux, surtout pour des études en diffusion de neutrons.

La figure 4 montre un diagramme de rayon X obtenu avec le composé TSeF-TCNQ à 30 K [16], c'est-à-dire juste au-dessus de la transition de Peierls vers une sur-

FIG. 3. — a) Structure schématique de TTF-TCNQ et de la plupart des conducteurs organiques 1-D. b) En raison de l'inclinaison des molécules, des ondes transverses comme des ondes longitudinales peuvent modifier la densité de charge le long des chaînes.

FIG. 4. — Diagramme de diffusion X à 30 K de TSeF-TCNQ. L'existence d'un atome lourd comme le sélénium rend les lignes diffuses $2k_F$ très contrastées. L'interruption des diffractions est un effet de facteur de forme (d'après Megtert *et al.* [16]).

structure de multiplicité $2a \times 3,15b \times nc$ [17]. Les lignes diffuses correspondant à l'anomalie de Kohn sont ici interrompues, contrairement au cas de KCP, en raison du facteur de forme des molécules. De leur position on peut déduire directement la valeur de $2k_F$, donc le transfert de charge entre donneur et accepteur, soit 0,63 électron (pour TSeF-TCNQ).

La figure 5 montre les résultats obtenus par diffusion inélastique des neutrons avec TTF-TCNQ au-dessus de la transition de Peierls [18]. Les conditions expérimentales très difficiles, avec un assemblage de 17 cristaux totalisant un volume d'environ 15 mm^3 , n'ont cependant pas permis d'étudier les propriétés dynamiques au voisinage immédiat de la transition de Peierls (54 K).

Seul composé 1-D organique à avoir été étudié relativement en détail dans l'état isolant à basse tem-

FIG. 5. — Contours d'intensité en fonction de ω et de q mesurés par diffusion inélastique des neutrons et montrant la formation de l'anomalie de Kohn $2k_F$ dans TTF-TCNQ (d'après Shirane *et al.* [18]).

pérature, TTF-TCNQ a révélé une succession de trois phases au-dessous de 54 K [19].

$$\begin{array}{ll}
 49 \text{ K} < T < 54 & \text{surstructure } 2a \times 3,40b \times c \\
 38 \text{ K} < T < 49 & \text{surstructure } x(T)a \times 3,40b \times c \\
 T < 38 & \text{— } 4a \times 3,40b \times c.
 \end{array}$$

L'existence de cette série de phases isolantes a été directement attribuée à l'existence dans TTF-TCNQ des deux types de chaînes conductrices. Dans ces modèles [20], comme va le décrire Barisic [21], la première transition de phase à 54 K est attribuée à la transition métal-isolant sur l'un des systèmes de chaînes conductrices (que l'on pense être les TCNQ), alors que la seconde est attribuée à la transition sur le deuxième système de chaînes conductrices (que l'on pense être TTF). Entre 49 K et 38 K enfin, le changement continu de la multiplicité dans la direction a en fonction de la température est attribué à un couplage entre les distorsions sur les 2 types de chaînes jusqu'au lock-in à la multiplicité $4a$ pour la transition du 1^{er} ordre à 38 K. Les taches de surstructure correspondant à ces phases sont extrêmement faibles (10^{-4} comparativement aux taches de Bragg principales); compte tenu du petit nombre de réflexions mesurées, il a été impossible jusqu'ici de confirmer par détermination de structure les modèles de distorsions successives sur les deux types de chaînes. Il existe cependant d'autres mesures expérimentales qui supportent ces modèles [22], et il faut remarquer que, dans

certain complexes ordonnés à un seul type de chaînes conductrices tels que Na-, K-, et Rb-TCNQ, on n'observe qu'une seule transition de phase et une surstructure dans l'état isolant correspondant à la première phase de TTF-TCNQ au-dessous de 54 K [23].

TTF-TCNQ a révélé en outre un effet précurseur supplémentaire de vecteur d'onde $4k_F$. Le diagramme de la figure 6 obtenu dans la phase conductrice haute température montre clairement l'existence de deux séries de lignes diffuses correspondant, dans la direction des chaînes, aux vecteurs d'onde 2 et $4k_F$ [24].

FIG. 6. — a) Diagramme de diffusion X de TTF-TCNQ à 60 K montrant la coexistence de 2 séries de figures diffuses, respectivement de vecteur d'onde 2 et $4k_F$ (d'après Pouget *et al.* [24]). b) Schéma du diagramme a).

L'étude en fonction de la température permet d'écarter l'hypothèse d'un effet de diffraction d'ordre supérieur dans la phase conductrice haute température, les lignes diffuses de vecteur d'onde $4k_F$ sont en effet seules observables au-dessus de 150 K, et de plus on a trouvé que la direction des déplacements ou mouvements

atomiques associés était différente (longitudinale) de celle correspondant à l'anomalie $2k_F$ qui est partiellement transverse [24]. Par contre dans les phases isolantes basse température, les réflexions satellites de vecteur d'onde $4k_F$ qui deviennent mesurables au-dessous d'environ 46 K se comportent comme des ordres supérieurs des réflexions principales de vecteur d'onde $2k_F$. Il n'est pas encore clairement établi si, au-dessus de 46 K, ces réflexions sont uniquement trop faibles pour être mesurées ou s'il existe une transition de phase supplémentaire aux environs de 46 K, comme l'ont suggéré des mesures récentes de chaleur spécifique [25].

L'origine des effets observés au vecteur d'onde $4k_F$ n'est pas encore bien comprise. On a généralement évoqué des interactions particulières entre électrons sur au moins un type de chaîne [26]. Très schématiquement, si on considère les électrons localisés de la phase isolante, on peut voir que dans le cas habituel où on a 2 électrons de spin opposé par site, on obtient une surstructure $2\pi/2k_F$; par contre, si comme dans une bande de Hubbard l'interaction est telle qu'on ne peut avoir qu'un électron par site, pour un même nombre d'électrons, on obtient une surstructure $2\pi/4k_F$ (figure 7) [27]. Dans ce dernier cas, on obtient également une onde de densité de spin de période $2\pi/2k_F$ [28] à laquelle on a tenté d'attribuer des résultats douteux de mesures inélastiques de diffusion des neutrons [29].

FIG. 7. — Schéma des sites occupés par un même nombre d'électrons : a) Il peut y avoir 2 électrons de spin opposés par site, leur localisation est produite par une distorsion de période $2\pi/2k_F$. b) Il ne peut y avoir qu'un électron par site, leur localisation est donc produite par une distorsion de période $2\pi/4k_F$.

D'autres modèles ont essayé d'imaginer des mouvements de molécules [30] ou même des défauts [31] qui engendrent un effet de vecteur d'onde $4k_F$, mais ils semblent pour le moment peu compatibles avec les résultats expérimentaux, notamment la polarisation effectivement observée [24].

D'autres complexes à transfert de charge ont été brièvement étudiés, par diffusion des rayons X ; on en trouvera la liste dans le tableau II. Dans tous les cas on a observé les effets de vecteur d'onde $2k_F$, ce qui a notamment permis de déterminer les transferts de charge. Sauf pour TTF-TCNQ, dont l'étude structurale est cependant loin d'être terminée, tous les autres résultats en sont encore à un stade très préliminaire.

TABLEAU II

Composé	$2k_F$ mesuré	Transfert de charge	Réf.
TTF-TCNQ	$2k_F = 0,295$	0,59	[18-19]
TSeF-TCNQ	0,315	0,63	[16-17]
HMTSeF-TCNQ	0,37	0,74	[17]
HMTTF-TCNQ	0,36	0,72	[32]
Na, K, Rb-TCNQ	0,5	1,0	[23]

4. **Conclusion.** — Nous avons tenté de résumer brièvement ci-dessus l'essentiel des résultats expérimentaux obtenus sur les conducteurs unidimensionnels et leurs transitions de phase métal-isolant particulières, du point de vue des effets structuraux. L'existence de modulations displacives dont la période est incommensurable par rapport au réseau principal n'est en soi pas un phénomène totalement nouveau,

mais leur étude avait été jusqu'ici très limitée. Le grand intérêt qui s'est manifesté pour les conducteurs 1-D ou 2-D a motivé des travaux plus détaillés tant du point de vue théorique que du point de vue expérimental, ce qui a permis d'aborder les propriétés dynamiques associées aux transitions de phase qui donnent naissance à ces structures.

Les résultats structuraux sont certes encore très incomplets, mais, peut-être plus encore que pour les matériaux habituels, ils ont été indispensables pour la compréhension des propriétés physiques, et plus particulièrement électriques, de ces composés. Les nombreux travaux théoriques qui ont suivi la mise en évidence expérimentale des anomalies de Kohn et des transitions de phase dans KCP ou TTF-TCNQ en fournissent la meilleure preuve [33]. Peut-être faut-il souligner aussi combien l'utilisation complémentaire de techniques de diffusion des rayons X, associées aux mesures par diffusion des neutrons, a été déterminante pour l'étude de ces matériaux.

Bibliographie

- [1] KROGMANN, K., *Ang. Chem. Ed. Engl.* **8** (1969) 35.
- [2] GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Acc. Chem. Res.* **7** (1974) 232.
- [3] JÉROME, D., *J. Physique Colloq.* **38** (1977) C7.
- [4] KOHN, W., *Phys. Rev. Lett.* **2** (1959) 393.
FROLICH, H., *Proc. R. Soc. A* **223** (1954) 296.
PEIERLS, R. E., *Quantum Theory of Solids* (Clarendon Oxford) 1964.
AFANASEV, A. M., KAGAN, Y., *Sov. Phys. JETP* **16** (1963) 1030.
- [5] BARISIC, S., *Phys. Rev. B* **5** (1972) 941 et *Ann. Phys.* **7** (1972) 23.
GORKOV, L. dans *Collective Properties of Physical Systems*, Edité B. et S. Lundquist (Academic Press, New York) 1973.
HOROWITZ, B., GUTFREUND, M., WEGER, M., *Phys. Rev. B* **9** (1974) 1246.
- [6] COMES, R., LAMBERT, M., LAUNOIS, H., ZELLER, H. R., *Phys. Rev. B* **8** (1973) 571.
- [7] RENKER, B. et COMES, R. dans *Low Dimensional Cooperative Phenomena*, Ed. H. Y. Keller (Plenum New York) 1975.
- [8] COMES, R., LAMBERT, M., ZELLER, M. R., *Phys. Stat. Sol.* **58** (1973) 587.
RENKER, B., PINTSCHOVUS, L., GLASER, W., RIETSCHER, H., COMES, R., LIEBERT, L. et DREXEL, W., *Phys. Rev. Lett.* **32** (1974) 836.
- LYNN, J. W., IZUMI, M., SHIRANE, G., WERNER, S. A. et SAILLANT, R. B., *Phys. Rev. B* **12** (1975) 1154.
- [9] MÜLLER, W. H. G. et JÉROME, D., *J. Physique Lett.* **35** (1976) L-978.
- [10] CARNEIRO, K., SHIRANE, G., WERNER, S. A. et KAISER, S., *Phys. Rev. B* **13** (1976) 4258.
STEIGMEYER, E. F., LOUDON, R., HARBEKE, H., AUDERSET, M., SCHEIBER, G., *Solid State Commun.* **17** (1975) 1447.
- [11] KUSE, D., ZELLER, H. R., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 1060.
RICE, M. J., BERNASCONI, J., *J. Phys. F* **3** (1973) 55.
PHILIPS, J. C., *Phys. Stat. Sol. (b)* **77** (1976) 259.
- [12] CARNEIRO, K., ECKERT, J., SHIRANE, G., *Solid State Commun.* **20** (1976) 333.
- [13] SCHULTZ, A. Y., STUCKY, G. D., WILLIAMS, J. M., KOCH, T. R., MAFLY, R. L., *Solid State Commun.* **21** (1977) 197.
- [14] BERTINOTI, A., BERTINOTI, C., JEHANNO, G., *C. R. Hebd. Séan. Acad. Sci.* **278B** (1974) 45.
- [15] DUBOIS, J. Y., Thèse 3^e Cycle, Orsay (1975).
- [16] MEGTERT, S., GARITO, A. F., COMES, R., à paraître.
- [17] WEYL, C., ENGLER, E. H., BECHGARD, K., JEHANNO, G., ETEMAD, S., *Solid State Commun.* **19** (1976) 925.
- [18] SHIRANE, G., SHAPIRO, S. M., COMES, R., GARITO, A. F. et HEEGER, A. Y., *Phys. Rev. B* **14** (1976) 2325.
- [19] DENOYER, F., COMES, R., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 445.
KAGOSHINA, S., ANZAI, M., KAJIMURA, K., ISHIGURO, T., *J. Phys. Soc. Japan* **39** (1975) 1143.
COMES, R., SHAPIRO, S. M., SHIRANE, G., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1518 et *Phys. Rev. B* **14** (1976) 2376.
ELLENSON, W. D., COMES, R., SHAPIRO, S. M., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Solid State Commun.* **20** (1976) 53.
- [20] SAUB, K., BARISIC, S., FRIEDEL, J., *Phys. Lett.* **56A** (1976) 302.
BAK, P., EMERY, V. J., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 978.
SCHULTZ, T. D., ETEMAD, S., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 978.
BJELIS, A. B., BARISIC, S., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1517.
- [21] BARISIC, S., *J. Physique Colloq.* **38** (1977) C7.
- [22] TOMKIEWICZ, Y., TARANKO, A. R., TORRANCE, J. B., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 751.
RYBACZEWSKI, E., SMITH, S., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., SILBERNAGEL, B., *Phys. Rev. B* **14** (1976) 2476.
- [23] TERAUCHI, H., à paraître.
- [24] POUGET, J. P., KHANNA, S. K., DENOYER, F., COMES, R., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 437.
KHANNA, S. K., POUGET, J. P., COMES, R., GARITO, A. F., HEEGER, A. J., *Phys. Rev.* (1977).
- [25] DJUREK, D., FRANULOVIC, K., PRESTER, M., TOMIC, S., GIRAL, L., FABRE, J. M., *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 715.
- [26] EMERY, V. J., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 1227.
LEE, P. P., RICE, T. M., KLEMM, R. A., *Phys. Rev. B* **15** (1977) 2984.
TORRANCE, J. B. dans *Chemistry and Physics of one Dimensional Metals*, Ed. H. J. Keller (Plenum) 1977.
- [27] OVCHINNIKOV, A. A., *Sov. Phys. JETP* **37** (1973) 176.
BERNASCONI, J., RICÉ, M. J., SCHNEIDER, W. R., STRÄSSLER, S., *Phys. Rev. B* **12** (1975) 1090.
- [28] TORRANCE, J. B., à paraître.
- [29] MOOK, M. A. et WATSON, C. R., *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 801.

- [30] WEGER, M., FRIEDEL, J., *J. Physique* **38** (1977) 241.
- [31] PHILIPS, J. C., à paraître.
- [32] MEGTERT, S., COMES, R., GARITO, A. F., à paraître.
- [33] Pour des revues détaillées, on peut voir :
 - Lecture notes in Physics **34** *One dimensional Conductors* (Springer, New York) 1975.
 - *Low Dimensional Cooperative Phenomena*, Ed. H. J. Keller (Plenum Press, New York) 1975.
 - *Chemistry and Physics of one Dimensional Metals*, Ed. H. J. Keller (Plenum Press, New York) 1977.
 - Proceedings of the Conference on Organic Conductors and Semi-Conductors, Siofok (Hungary) 1976, in Lecture Notes in Physics **65** *Organic Conductors and Semi-conductors* (Springer, New York) 1977.
 - BULAEVSKII, *Usp. Fiz. Nauk.* **115** (1975) 263.
 - BERLINSKY, A. J., *Contemp. Phys.* **17** (1976) 331.