



HAL
open science

Ondes de densité de charge : structure en domaines et bruit en $1/f^2$

Jean-Christian Anglès d'Auriac, M. Papoular

► **To cite this version:**

Jean-Christian Anglès d'Auriac, M. Papoular. Ondes de densité de charge : structure en domaines et bruit en $1/f^2$. Journal de Physique Lettres, 1982, 43 (18), pp.677-681. 10.1051/jphyslet:019820043018067700 . jpa-00232110

HAL Id: jpa-00232110

<https://hal.science/jpa-00232110>

Submitted on 4 Feb 2008

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.

Classification

Physics Abstracts

72.15N — 72.70

Ondes de densité de charge : structure en domaines et bruit en $1/f^2$

J. C. Anglès d'Auriac et M. Papoular

Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures, C.N.R.S.,
25, avenue des Martyrs, 166 X, 38042 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 9 juin 1982, accepté le 27 juillet 1982)

Résumé. — Dans la limite du piégeage faible, on discute l'effet de la distribution spatiale du potentiel d'impuretés sur la structure en domaines d'une onde de densité de charge incommensurable dans un système unidimensionnel. L'hypothèse d'un mouvement de l'onde par solitons explique le bruit basse fréquence, en particulier le bruit en $1/f^2$.

Abstract. — The domain structure of an incommensurate CDW in a 1d system is deduced from the spatial distribution of the impurity potential, in the weak pinning regime. Assuming soliton motion, one can explain the low-frequency broad-band noise, in particular the $1/f^2$ noise.

1. Le composé pseudo-unidimensionnel à onde de densité de charge (ODC) NbSe_3 a fait l'objet de nombreuses études expérimentales [1], en particulier d'études de structure par diffraction [2] et, récemment, de mesures de bruit électrique basse fréquence [3]. Deux ondes de densité apparaissent successivement en abaissant la température. Chacune est quasi-commensurable à quelques % près, sans dépendance en température du vecteur d'onde q , ce qui est inhabituel. Mais leur somme : $q_1 + q_2$ est quasi-commensurable à quelques $\frac{\%}{100}$ près, d'où certaines implications physiques [4, 5] relatives à l'effet des termes « unklapp » dans l'énergie libre. Le bruit BF (10 Hz-30 kHz) présente une densité spectrale qui dépend de la température et du champ électrique appliqué [3]. En particulier, on trouve du bruit $1/f$ en champ fort (par rapport au champ seuil) et du $1/f^2$ en champ faible et à basse température (par rapport à T_{c2} , la température critique de la 2^e ODC). Nous avons suggéré [5] une interprétation de ce résultat en considérant que :

(i) le mouvement de l'onde et ses fluctuations se fait par solitons (« kinks » et « antikinks ») porteurs d'une charge électrique effective $\pm e^*$ (d'ordre e), donc semblables aux porteurs + et - d'un composant semi-conducteur ordinaire;

(ii) l'onde est morcelée en domaines d'extension L_p (de l'ordre de quelques dizaines de microns suivant la pureté de l'échantillon) où la phase reste essentiellement uniforme. Ces domaines ont été prédits [6] dans le cas d'un piégeage faible dû par exemple à des impuretés iso-électroniques, et peut-être observés [7]. Nous considérons ici que les solitons sont nucléés sur les parois des domaines sous l'effet du champ électrique appliqué. Très récemment, l'hypothèse a été avancée [8] d'un réseau de solitons-discommensurations, présent déjà dans l'état fondamental et associé

à la quasi-commensurabilité de l'ODC. Ceci expliquerait convenablement le bruit quasi-périodique [1], mais on attendrait alors une dépendance en T du vecteur d'onde, ce qui n'est pas le cas.

Notre objectif est ici de montrer plus en détail que la distribution spatiale du potentiel d'impuretés détermine la structure en domaines, et que l'hypothèse d'un mouvement par solitons explique quantitativement le bruit en $1/f^2$.

2. Lee et Rice [6] ont montré que, pour des impuretés faibles, l'équilibre entre potentiel d'ancrage ($v\rho_1$) et élasticité de l'onde (f_0) se traduit par une « longueur de persistance » L , inversement proportionnelle à la densité d'impuretés n_i :

$$L = \left(\frac{4}{3} \frac{f_0 \xi \xi'}{v\rho_1} |\Psi| \right)^2 n_i^{-1} \quad (1)$$

$|\Psi|$ est l'amplitude du paramètre d'ordre de l'onde, ξ et ξ' les longueurs de cohérence longitudinale et transverse. L est une « longueur de persistance », soit la distance sur laquelle la phase de l'onde varie appréciablement : $\Delta\phi|_L \sim \pi/4$, $L' = \xi'/\xi$, L est une longueur de persistance transverse. La structure de l'expression (1) découle directement de la forme « gaussienne » du potentiel d'impuretés distribuées aléatoirement dans un volume LL'^2 :

$$V_i = v\rho_1 |\Psi| \frac{\xi'}{\xi} (L^3 n_i)^{1/2}. \quad (2)$$

De façon équivalente, on peut dire que L est associée à l'échelle grandes longueurs d'onde des fluctuations spatiales du potentiel $V_i(r)$. Mais les fluctuations de courte longueur d'onde interviennent aussi. En effet, si $N_p (> \bar{N}_p)$ impuretés se trouvent sur un plan d'onde, elles déterminent, en phase, un potentiel d'ancrage $N_p v\rho_1 |\Psi|$ qui doit être comparé au potentiel aléatoire $v\rho_1 |\Psi| [\xi L'^2 n_i]^{1/2}$. Ce potentiel d'ancrage l'emportera si :

$$N_p > [\xi L'^2 n_i]^{1/2} \sim n_i^{-1/2}. \quad (3)$$

Soit, typiquement : $N_p > 30$, si $\xi = 100 \xi' \simeq 1\,000 \text{ \AA}$ [6] et $L \simeq 100 \mu$ pour une concentration d'impuretés $c_i = 10^{-5}$ (dans ces conditions, on a $\bar{N}_p = 10$; voir tableau I pour d'autres valeurs). Nous aurons alors, centrée sur ce plan d'onde, une *paroi*, d'épaisseur ξ , dont la phase est ancrée par les N_p impuretés : un soliton, par exemple, approchant de cette paroi, ne pourra la traverser qu'en s'y convertissant en porteur normal pour être nucléé à nouveau de l'autre côté. De ce point de vue, la paroi joue le rôle des sources de Franck-Read examinées dans la référence [6].

Tableau I (*)

c_i	L	$L' \text{ \AA}$	Nbre d'impuretés dans un volume LL'^2	Nbre de plans de phase dans L	Maillage d'un plan	\bar{N}_p
10^{-5}	100	10^4	10^6	10^5	1 000 × 1 000	10
10^{-4}	10	10^3	10^4	10^4	100 × 100	1
10^{-3}	1	10^2	10^2	10^3	10 × 10	0,1

(*) Ces chiffres sont donnés à titre de simple illustration ; ils résultent d'une « fermiologie » décrite dans la référence [6], mais mal établie expérimentalement dans NbSe_3 .

La probabilité d'avoir N_p impuretés « en phase » sur un plan d'onde, obéit à une loi de Poisson :

$$W_{N_p} = \frac{(\bar{N}_p)^{N_p} e^{-\bar{N}_p}}{N_p!} \tag{4}$$

(chaque site peut être occupé ou non par une impureté, sans corrélation entre sites).

Une paroi sera encore plus stable si elle est basée sur une séquence « PRP » : plan pauvre en impuretés — plan riche — plan pauvre. Nous désignons comme riche un plan qui contient plus de R impuretés, et pauvre un plan qui en contient moins de P . Pour différentes valeurs de \bar{N}_p ($\equiv N$: plan « normal ») et différents critères de richesse « R » et pauvreté « P », nous obtenons, numériquement, la distance moyenne L_p entre 2 parois PRP successives. Nous avons pris un maillage carré de pas a (typiquement, $a = 10 \text{ \AA}$).

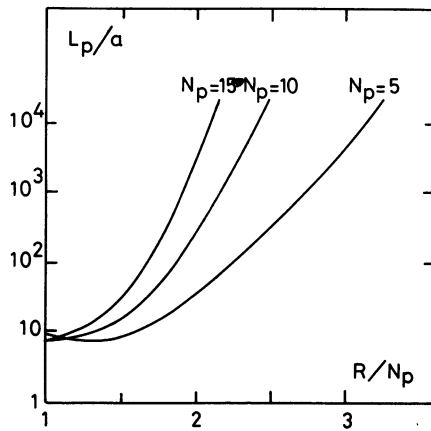


Fig. 1. — Evaluation numérique de la distance entre parois, L_p , en fonction du critère de richesse R/N_p (avec $P = R - 1$), pour différents \bar{N}_p . $\bar{N}_p = 10$ correspond à une concentration d'impuretés de 10 ppm.

[Numerical evaluation of the distance between the walls, L_p , as a function of the richness R/N_p (with $P = R - 1$) for different values of \bar{N}_p . $\bar{N}_p = 10$ corresponds to a 10 ppm impurity concentration.]

Nous avons porté, sur la figure 1, L_p/a en fonction de R/N pour $\bar{N}_p = 5, 10$ et 15 , en prenant $P = R - 1$. On voit que, du fait des fluctuations courtes longueurs d'onde du potentiel d'impuretés, on peut s'attendre pour des concentrations moyennes $c_i \sim 10^{-4}$ à 10^{-5} semi-macroscopiques, pouvant atteindre quelques microns ou dizaines de microns, conformément à l'expérience [7].

En comparant avec le tableau I, on constate que L_p sera généralement inférieur à la longueur de persistance L . On aura donc de véritables *domaines*, d'extension L_p , où la phase reste essentiellement constante, limités par des parois d'épaisseur ξ où la phase est ancrée. Nous avons montré [5] qu'une telle structure est susceptible d'expliquer le bruit basse-fréquence en $1/f$ et $1/f^2$ dans NbSe_3 . Nous allons montrer maintenant que cette interprétation du bruit en $1/f^2$ est satisfaisante quantitativement.

3. Entre 2 parois voisines, un soliton ($\Delta\phi = \pm 2\pi$) obéit à une équation de type Sine-Gordon amortie qui s'écrit en variables réduites [5] :

$$\ddot{\phi} + \gamma\dot{\phi} - c_0^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \omega_0^2 \sin \phi = F \tag{5}$$

où F représente la force électrique d'entraînement, ω_0^2 le potentiel d'impureté V_i , c_0 est une vitesse fixée par l'élasticité de l'onde (et qui détermine la largeur du soliton : $l = c_0/\omega_0$), γ un coefficient d'amortissement proportionnel à l'énergie δ dissipée sur une distance L_p . On a là tous les ingrédients d'un problème de type Frenkel-Kramers, c'est-à-dire d'un problème à *seuil* de mouvement, comme dans l'effet Josephson alternatif par exemple, ou bien en désorption [9]. Le champ seuil E_c est en gros proportionnel à l'énergie dissipée δ . Pour certains mécanismes de relaxation [6], δ sera déterminée par le temps de relaxation $\tau \sim T^{-2}$ des électrons libres. Ceci permettrait de comprendre l'augmentation rapide de E_c à basse température [1, 3]. Le champ E'_c de *nucléation* d'un soliton sur une paroi de domaine sera inférieur à E_c , et l'intervalle $E_c - E'_c$ sera large à basse température : c'est là que le bruit $1/f_2$ a été mis en évidence [3].

Pour des champs intermédiaires : $E'_c < E < E_c$, on n'a pas de propagation des solitons sur des distances macroscopiques, mais un régime de *sauts aléatoires*, activés thermiquement et assistés par le champ appliqué [9]. Ce régime est caractérisé par une mobilité μ et un coefficient de diffusion :

$$D = \frac{\mu}{2\pi} k_B T \quad (6)$$

(le facteur $1/2\pi$ tient à ce que D représente la diffusion de la phase exprimée en radians). Nous pouvons déduire μ de la pente de la caractéristique courant-tension. A 26 K par exemple [3], cette pente correspond à un courant porté par l'ODC d'environ 1 % du courant total ; on trouve alors : $D \simeq 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$. Ce régime diffusif se traduira par une puissance spectrale lorentzienne pour les fluctuations de phase, donc de charge [5, 10] :

$$S_{\omega,q} \sim \frac{DT}{\omega^2 + (Dq^2)^2} \quad (7)$$

($2\pi/q$ représente ici la longueur d'onde de fluctuation spatiale). On vérifie que, pour des longueurs d'échantillon ℓ de l'ordre du mm, le terme $Dq^2 \lesssim 1 \text{ Hz}$. On trouve donc bien un spectre en ω^{-2} .

Traduisant les fluctuations de charge en fluctuations de potentiel par :

$$\frac{\delta V}{E \cdot \ell} \simeq \frac{\delta q}{e^*} \quad (8)$$

on obtient :

$$S_{\omega}^{VV} = \overline{(\delta V)_{\omega}^2} = \left(\frac{E_c}{e^*} \right)^2 \frac{I_{\text{ODC}}}{E} \ell \frac{k_B T}{\omega^2}. \quad (9)$$

Soit, dans les conditions expérimentales de la référence [3], une puissance spectrale de $(1 \mu\text{V})^2/\text{Hz}$ à 10 Hz, en bon accord avec la mesure. Noter que les dimensions L_p , L' d'un domaine n'interviennent pas dans l'expression (9).

En conclusion, nous avons montré qu'une concentration modeste d'impuretés faibles (iso-électriques) est susceptible de morceler une onde de densité de charge incommensurable en domaines macroscopiques, et par là de fournir une interprétation du bruit basse-fréquence dans NbSe_3 , notamment du bruit en $1/f^2$ comme bruit de diffusion. La grande incertitude qui affecte les différents paramètres « fermiologiques » [6] ne nous a permis qu'une discussion d'ordre de grandeur de l'extension des domaines (section 2).

Bibliographie

- [1] RICHARD, J., Thèse, Grenoble 1981, et références incluses.
- [2] FLEMING, R. M., MONCTON, D. E. et MCWHAN, D. B., *Phys. Rev.* **B 18** (1978) 5560.
- [3] RICHARD, J., MONCEAU, P., PAPOULAR, M. et RENARD, M., *J. Phys.* **C** (à paraître).
- [4] EMERY, V. J. et MUKAMEL, D., *J. Phys.* **C 12** (1979) L-677.
- [5] PAPOULAR, M., *Phys. Rev.* **B 25** (à paraître).
- [6] LEE, P. A. et RICE, T. M., *Phys. Rev.* **B 19** (1979) 3970.
- [7] FUNG, K. K. et STEEDS, J. S., *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 1696 (*).
- [8] BAK, P., *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 692.
- [9] NOZIÈRES, P. et ÎCHE, G., *J. Physique* **40** (1979) 225.
- [10] BUTTIKER, M. et LANDAUER, R., *J. Phys.* **C 13** (1980) L-325.

(*) Et contributions au Colloque de la Société Européenne de Physique, Manchester, 1982.
