COMPOSÉS MILLEFEUILLES : ÉTUDE DE LA DIMENSION DES PROPRIÉTÉS SUPRACONDUCTRICES DE 2H-NbSe₂ PAR IMPÉDANCE DE SURFACE

P. MONCEAU

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, Cedex 166-38042 Grenoble, France

G. WAYSAND

Physique des Solides, Université Paris Sud, 91405 Orsay, France

Résumé. — Dans le cadre de l'approximation statique, les fluctuations au-dessus de T_c du paramètre d'ordre sont étudiées dans 2 H-NbSe₂ par impédance de surface en hyperfréquence.

Abstract. — In the frame of the static approximation, fluctuations above T_c of the order parameter are studied in 2 H-NbSe₂ by microwave absorption.

Le mécanisme de couplage des électrons dans les composés supraconducteurs millefeuille est encore mal connu. L'étude expérimentale du caractère bi ou tridimensionnel des propriétés supraconductrices permet, faute de mieux, de préciser la phénoménologie de la transition vers l'état normal. On sait en effet que, selon qu'on a affaire à un composé à 3 ou 2 dimensions, les fluctuations au-dessus de T_c n'ont pas la même dépendance en température. Les propriétés de transport en sont affectées, c'est pourquoi l'impédance de surface a déjà été utilisée avec succès par Lehoczy et Briscoe pour détecter les fluctuations critiques de films supraconducteurs très minces (épaisseur d très petite devant la longueur de cohérence ξ) [1]. Ces expériences ont bien vérifié les calculs faits par Schmidt [2] à partir des équations de Landau-Ginzburg dépendantes du temps. D'après ces calculs, on a, aux faibles fréquences pour la conductivité σ' due aux fluctuations :

$$\sigma'(\omega) = (T - T_c)^{-1/2} \left(1 - \frac{9}{16} \tilde{\omega}^2 \right)$$

pour un supraconducteur à trois dimensions,

$$\sigma'(\omega) = (T - T_c)^{-1} \left(1 - \frac{1}{6} \tilde{\omega}^2 \right)$$

pour un supraconducteur à deux dimensions (dans ce cas, il s'agit bien sûr de la conductivité dans le plan métallique) où

$$\tilde{\omega} = \frac{\pi\omega}{16(T - T_c)},$$

les faibles fréquences sont celles où $\tilde{\omega} \ll 1$.

Si on considère la fréquence de nos expériences, soit 2,35 GHz, on voit que

$$\tilde{\omega} = \frac{2 \times 10^{-2}}{T - T_c},$$

ainsi, même en hyperfréquence, l'approximation statique est valable sauf dans un petit domaine autour de T_c de l'ordre de 10^{-2} K. Expérimentalement ceci veut dire que l'impédance de surface fournit dans l'étude des fluctuations critiques les mêmes informations que les mesures de résistivité en courant continu. C'est donc une technique de mesure des fluctuations qui permet de s'affranchir des problèmes de réalisation de contacts électriques et de l'influence des défauts difficiles à éliminer dans les composés millefeuille.

Nous avons choisi d'expérimenter cette méthode sur un des composés millefeuille cristallographiquement bien connu [3], [4] : le NbSe₂ dans son arrangement 2H. Il se présente alors sous forme de plans métalliques, les plans des atomes de Nb étant séparés de 6,24 Å environ. La courbe de transition obtenue est représentée sur la figure 1. Nous avons pris la précaution de vérifier que l'allure de cette courbe n'est pas modifiée par une diminution de la puissance incidente. La transition obtenue est assez large, la détermination de T_c doit donc être faite de manière indépendante de la mesure d'absorption. Nous avons pour cela mesuré les champs critiques tant en orientation parallèle aux plans métalliques qu'en orientation perpendiculaire. Les dépendances obtenues sont représentées sur la figure 2, les champs critiques varient

FIG. 1. — Courbe de transition du composé 2H-NbSe₂ massif, mesurée par impédance de surface. La flèche indique la détermination de T_c obtenue par extrapolation vers zéro de $H_{c2}(T)$,

linéairement avec T jusqu'au voisinage de T_c . C'est l'extrapolation des parties linéaires qui détermine T_c . Sur la courbe $R(T)$ de la figure 1 on voit que le point T_c ainsi obtenu correspond à une absorption qui est de 30 % inférieure à celle de l'état normal. En d'autres termes, l'amplitude des fluctuations critiques représente environ 30 % de la hauteur totale de la transition. Ce chiffre est à comparer aux quelques % dans le cas d'un échantillon supraconducteur massif isotrope. Signalons que l'obtention de fluctuations critiques de

FIG. 2. — Variation des champs critiques parallèle et perpendiculaire aux couches du composé 2H-NbSe₂.

grande amplitude dans les composés millefeuille est en excellent accord avec les prédictions de Barisic et Marcelja [5] concernant cette autre classe de supraconducteurs anisotropes que sont les V_3X .

D'une manière générale, on peut écrire qu'au-dessus de T_c la conductivité σ de l'échantillon est la somme de deux termes, l'un σ_N égal à la conductivité à l'état normal, l'autre σ' dû aux fluctuations :

$$\sigma = \sigma_N + \sigma'$$

la résistance de surface étant proportionnelle à l'inverse de la racine carrée de σ on en déduit :

$$\sigma' = \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R_N^2}.$$

FIG. 3. — Variation de $\frac{1}{R^2} - \frac{1}{R_N^2}$ en fonction de

$$\epsilon^{-1} \left(\epsilon = \frac{T - T_c}{T_c} \right).$$

Si les points étaient alignés suivant une droite, les fluctuations critiques auraient un caractère bidimensionnel.

Pour connaître la dimension, il suffit donc de regarder si la quantité $\frac{1}{R^2} - \frac{1}{R_N^2}$ varie comme $(T - T_c)^{-1}$ ou $(T - T_c)^{-1/2}$. Tous calculs faits, on obtient les courbes des figures 3 et 4 où σ' a été exprimé en fonc-

FIG. 4. — Variation de $\frac{1}{R^2} - \frac{1}{R_N^2}$ en fonction de $\epsilon^{-1/2}$. Les points étant alignés dans un intervalle de température nettement plus grand que figure 3, on a affaire à des fluctuations tridimensionnelles.

tion de $1/T - T_c$ à la puissance convenable. Leur comparaison montre que nous avons affaire à des fluctuations à 3 dimensions.

Ce résultat peut être interprété dans un modèle de masse effective. Rappelons que dans le cas d'un supraconducteur anisotrope, la masse effective qui intervient dans les équations de Ginzburg-Landau peut être écrite sous forme tensorielle :

$$\begin{pmatrix} m_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & m_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & m_{\perp} \end{pmatrix}.$$

La longueur de cohérence dans la direction perpendiculaire aux couches peut alors être exprimée, comme l'ont montré Lawrence et Doniach [6], en fonction de la longueur de cohérence parallèle aux plans par :

$$\xi_{\perp} = \sqrt{\frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}}} \xi_{\parallel}.$$

On peut définir un paramètre d'anisotropie

$$\varepsilon^2 = \frac{m_{\parallel}}{m_{\perp}} = \frac{\xi_{\perp}^2}{\xi_{\parallel}^2}.$$

La condition de quantification du flux reste toujours valable :

$$H_{\parallel} = \frac{\varphi_0}{2 \pi \xi_{\perp} \xi_{\parallel}}$$

$$H_{\perp} = \frac{\varphi_0}{2 \pi \xi_{\parallel}^2}.$$

Par suite, l'anisotropie peut être déterminée expérimentalement :

$$\varepsilon^2 = \frac{H_{\perp}^2}{H_{\parallel}^2} \sim \frac{1}{12}$$

dans le cas du présent composé.

L'utilisation du tenseur de masse ne peut être poussée trop loin puisque dans le cas des millefeuilles ce tenseur n'est pas défini en chaque point du supraconducteur.

Néanmoins, dans le cadre de ce formalisme, Lawrence et Doniach ont montré que pour des supraconducteurs à plans métalliques fort espacés par rapport à $\xi_{\perp}(0)$ on doit s'attendre à ce que légèrement au-dessus de T_c les fluctuations soient à 3 dimensions pour devenir à 2 dimensions très loin de T_c . Leur modèle suppose que le millefeuille est constitué de couches minces métalliques suffisamment espacées pour qu'on puisse les considérer comme couplées par effet Josephson. Il s'applique donc mal au cas de NbSe₂ mais toutefois il permet de montrer que même si on avait un couplage faible entre plans métalliques, ce n'est pas avant 10 K qu'il faudrait s'attendre à avoir des fluctuations à deux dimensions.

En résumé, nous proposons d'utiliser l'impédance de surface pour l'étude des composés millefeuilles. Les fluctuations critiques peuvent dans ce cas, à l'exclusion d'un faible voisinage de T_c , être décrites dans l'approximation statique. Pour 2H-NbSe₂, on observe des fluctuations tridimensionnelles mais de grande amplitude qui sont en accord avec les modèles théoriques de supraconducteurs anisotropes.

Remerciements. — Nous remercions J. Revelli pour la fourniture des échantillons.

Bibliographie

- [1] LEHOCISKY, S. L. and BRISCOE, C. V., *Phys. Rev. Lett.* **23** (1969) 695.
- [2] SCHMIDT, H., *Z. Physik* **216** (1968) 336.
- [3] ANTONOVA, E. A., MEDVEDEV, S. A. and SHEBALIN, I. Yu., *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **57** (1969) 329 *Sov. Phys. JETP* **30** (1970) 181.
- [4] BROWN, B. E. and BEERNTSEN, D. J., *Acta Cryst.* **18** (1965) 31.
- [5] BARIŠIĆ, S. and MARČELJA, S., *Sol. Stat. Commun.* **7** (1969) 1395.
- [6] LAWRENCE, W. E. and DONIACH, S., *Proceedings of LT 12*, (Eizo Kanda editor (Tokyo)) 1971, p. 361.