Supraconducteurs inhomogènes et effets de proximité

J.P. Burger, G. Deutscher

► To cite this version:

J.P. Burger, G. Deutscher. Supraconducteurs inhomogènes et effets de proximité. *Revue de Physique Appliquée*, 1971, 6 (4), pp.505-507. 10.1051/rphysap:0197100604050500 . jpa-00243578

HAL Id: jpa-00243578

<https://hal.science/jpa-00243578>

Submitted on 1 Jan 1971

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.

SUPRACONDUCTEURS INHOMOGÈNES ET EFFETS DE PROXIMITÉ

J. P. BURGER et G. DEUTSCHER

Laboratoire de Physique des Solides associé au C. N. R. S.
Université de Paris, 11^e, Centre d'Orsay
91-Orsay, France

Résumé. — Nous étudions dans une première partie l'énergie d'ancrage d'un système de vortex quand l'énergie d'un vortex isolé varie périodiquement dans une direction donnée. Dans une 2^e partie, nous calculons l'énergie d'ancrage pour un défaut particulier formé d'une lamelle normale incluse dans une matrice supraconductrice et nous déterminons les conditions pour que cette énergie soit une fonction croissante du champ et de la température.

Abstract. — We investigate first the pinning energy of a vortex lattice in the case where the energy of an individual vortex is a one dimensional periodic function in space. Then we calculate the pinning energy of a normal inclusion embedded in a superconducting matrice and we determine the most favourable condition so that this energy is an increasing function of magnetic field and temperature.

De nombreuses applications pratiques des supraconducteurs de 2^e espèce sont liées à leur capacité de transporter sans pertes des courants électriques élevés. Il est généralement admis que la limitation aux courants critiques provient du mouvement des lignes de vortex sous l'action de la force de Lorentz. Pour empêcher ce mouvement, il faut piéger les vortex sur des défauts où les caractéristiques supraconductrices (énergie de condensation, profondeur de pénétration...) sont modifiées. Dans un tel supraconducteur, dit inhomogène, les vortex se mettent dans les régions où ils minimisent leur énergie et il faut appliquer une force de Lorentz minimum pour les mettre en mouvement. Nous allons discuter dans une première partie un modèle simple de piégeage où l'énergie d'un vortex varie périodiquement dans une direction donnée et dans une deuxième partie, étudier le piégeage fourni par de petites inclusions normales dans une matrice supraconductrice et déterminer dans quelles conditions elles donnent des effets de stabilisation intrinsèque c'est-à-dire un courant critique qui augmente avec la température.

1. Etude d'un modèle de variation périodique de l'énergie d'un vortex. — Il est d'usage de considérer dans un vortex deux régions distinctes : un cœur dur d'une part, région centrale du vortex d'extension ξ où le paramètre d'ordre est petit et une région magnétique d'extension λ où circulent des supercourants. L'énergie d'un vortex peut être changée soit en modifiant celle du cœur dur (on parle dans ce cas de piégeage par cœur dur), soit en modifiant celle de la région magnétique (piégeage magnétique). On peut

estimer, dans le cas où $\kappa = \lambda/\xi \gg 1$ l'énergie de ces deux régions (par unité de longueur de vortex) :

pour le cœur dur

$$E \simeq \frac{H_c^2}{8\pi} \cdot \pi \xi^2 = \frac{\varphi_0^2}{(8\pi)^2 \lambda^2} \quad (1)$$

pour la région magnétique [1] :

$$E = \frac{\varphi_0^2}{(4\pi)^2 \lambda^2} \ln \kappa$$

(φ_0 est le quantum de flux).

Pour décrire un ensemble de défauts, nous allons considérer le cas suivant : nous supposons que l'énergie du vortex varie en dent de scie (de période L) suivant une direction x entre les valeurs E et $E(1-p)$ (voir Fig. 1). Le paramètre sans dimension p ($0 < p < 1$) dépend de l'amplitude des variations des caractéristiques supraconductrices (énergie de condensation, libre parcours moyen...) et de la taille des défauts (dans notre cas L) par rapport à λ et ξ .

Pour un vortex isolé, la condition critique de décrochage s'écrit :

$$\frac{1}{c} j_c \varphi_0 \frac{L}{2} = E \cdot p \quad (2)$$

où j_c est le courant critique.

Pour un réseau de vortex (nous considérons le cas où le nombre N de vortex par demi-période est supérieur à un) il faut tenir compte pour calculer l'énergie de piégeage des interactions entre vortex. Si le réseau

de vortex était parfaitement rigide (voir Fig. 1a), l'énergie de l'ensemble des vortex serait indépendante de la position des vortex et le courant critique serait nul ; par contre, pour un réseau parfaitement mou, on retrouverait le cas du vortex isolé. La situation réelle est intermédiaire entre ces deux cas (voir Fig. 1b) : il faut calculer la variation E de l'énergie d'un vortex sous l'action combinée de la force de piégeage $F_p = E_p/(L/2)$ et de la force de rappel F_r due au réseau de vortex. Pour le cas simple d'un vortex

FIG. 1. — Variation périodique de l'énergie d'un vortex : a) réseau rigide, b) réseau réel.

mobile entre deux vortex fixes, par exemple, cette force de rappel est proportionnelle au déplacement x (si ces déplacements sont suffisamment petits) : on trouve [2], en se rappelant que l'énergie d'interaction [1] entre deux vortex à la distance d est égale à

$$\frac{\varphi_0^2}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{d}{\lambda}\right) \quad F_r = kx \quad (3)$$

$$k = \frac{\varphi_0^2}{8\pi^2\lambda^4} \cdot F\left(\frac{d}{\lambda}\right) ; F\left(\frac{d}{\lambda}\right) = K_0\left(\frac{d}{\lambda}\right) + K_2\left(\frac{d}{\lambda}\right) \simeq \frac{2\lambda^2}{d^2} \quad (d < \lambda)$$

(d = distance d'équilibre entre vortex en l'absence de défauts).

Nous allons maintenant considérer plus spécifiquement le modèle (voir Fig. 1b) où nous avons N vortex (1, 2, ..., n , ..., N) mobiles par demi-période compris entre deux vortex fixes (0 et $N+1$). Le déplacement x_n du n -ième vortex par rapport à la position d'équilibre est alors donné par :

$$x_n = \frac{F_p}{k} (n(N+1) - n^2) \quad (4)$$

alors que la valeur moyenne de la variation d'énergie prend la valeur $\overline{\Delta E}$:

$$\overline{\Delta E} = \frac{1}{N} \sum \Delta E_n = -\frac{1}{2} \frac{F_p^2}{k} \left(\frac{N^2}{6} + N + \frac{1}{3} \right). \quad (5)$$

La condition de courant critique est analogue à l'équation (2), l'énergie de piégeage étant maintenant $\overline{\Delta E}$. Pour le cas du piégeage par cœur dur, on obtient, en supposant que le travail de la force de Lorentz s'exerce sur $L/2$:

$$j_c = \frac{c\varphi_0 p^2}{4(8\pi)^2 L^3} \frac{d^2}{\lambda^2} \left(\frac{N^2}{6} + N + \frac{1}{3} \right) \quad (6)$$

(on peut vérifier que la condition de validité de l'expression de F_r est toujours remplie dans ce cas quel que soit p).

Ce résultat appelle plusieurs remarques :

- le courant critique varie lentement avec l'induction $B \simeq \varphi_0/d^2$ essentiellement en $1/\sqrt{B}$ dans la mesure où le deuxième terme de la formule 6 est prépondérant (pour $N < 1$, on obtient une variation plus rapide, en $1/B$) ;

- j_c varie rapidement avec la période L ;

- j_c varie comme p^2 . Ce résultat a déjà été obtenu par Labusch [3] et par Nabarro et al. [2].

Nous avons supposé jusqu'à maintenant que p était indépendant de B : dans le paragraphe qui suit, nous allons considérer un cas où p varie avec le champ appliqué. La variation en p^2 peut alors devenir prépondérante.

2. Possibilité de stabilisation intrinsèque par effet de proximité. — Nous nous proposons dans cette deuxième partie de rechercher quel type de défaut peut produire des effets de stabilisation intrinsèque, c'est-à-dire être caractérisé par un paramètre de piégeage p qui soit fonction croissante du champ appliqué et de la température.

Nous supposons que le défaut est une lamelle normale N d'épaisseur d_N (Fig. 2), telle que le paramètre d'interaction électron-électron $(NV)_N = 0$ et le libre parcours moyen $l_N = l_s$. Dans ces conditions, N peut être caractérisé par une longueur de cohérence $N \simeq \xi_s$ aux températures usuelles. Le paramètre d'ordre dans N est de la forme

$$\psi(x) = \frac{\text{ch } x/\xi_N}{\text{ch } d_N/2 \xi_N}. \quad (7)$$

Dans ces conditions, le défaut est entièrement caractérisé par sa dimension d_N . Deux cas limites sont à considérer :

a) Si $d_N \gg \xi_N$, on aura $\psi(x) \simeq 0$ dans la majeure partie de N pour toute valeur de H et de T . Donc l'énergie de piégeage ne pourra jamais être une fonction croissante de H et de T .

FIG. 2. — Variation du paramètre d'ordre ψ dans la lamelle normale.

b) Si $d_N \ll \xi_N$, on pourra avoir $\psi(x) \neq 0$ même en champ fort, mais l'énergie de piégeage sera nécessairement très faible vu le faible volume du défaut. Nous sommes donc amenés à concentrer notre attention sur le cas $d_N \sim \xi_N$. Calculons la variation de $\psi(x)$ en fonction de H . Les équations de G. L. s'écrivent

$$\begin{aligned} \frac{1}{\kappa^2} \frac{d^2 f}{du^2} &= f(1 + a^2) \\ \frac{d^2 a}{du^2} &= f^2 a \end{aligned} \quad (8)$$

dans le système d'unité où $f(x) = \psi(x)/\psi_0$, $u = x/\lambda$, $h = H/H_0$ avec H_0 champ critique thermodynamique de S , et a potentiel vecteur tel que $da/du = h$.

Ces équations admettent une intégrale première :

$$\frac{1}{K^2} \left(\frac{df}{du} \right)^2 = f^2(1 + a^2). \quad (9)$$

Nous cherchons à nous placer dans des conditions telles que $\psi(x=0) \simeq 0$ pour $H \simeq H_{c2}$, c'est-à-dire pour $h \simeq \kappa$. La condition $\psi(x=0) \simeq 0$ est obtenue pour $|df/du| \simeq 4\lambda/d_N$, ce qui conduit à une dimension de défaut $d_N \sim 4\xi_N/\kappa$.

Un calcul plus détaillé montre que pour cette dimension de défaut, le paramètre de piégeage p a les formes suivantes (voir Fig. 3) :

a) pour

$$h \lesssim 1, \quad p \simeq \frac{4}{\kappa^2}$$

b) pour

$$h > 2, \quad p \simeq \frac{4h}{\kappa^2}.$$

FIG. 3. — Variation de l'amplitude de piégeage p en fonction du champ appliqué h .

Si l'on tient compte des différences possibles entre ξ_N et ξ_S , ces expressions prennent la forme :

$$c) \quad h \lesssim 1, \quad p \simeq \frac{4}{\kappa^2} \frac{\xi_N}{\xi_S}$$

$$b') \quad h > 2, \quad p \simeq \frac{4h}{\kappa^2} \frac{\xi_N}{\xi_S}.$$

Conclusion. — Si l'on admet que le courant critique varie comme p^2 , on voit que les défauts normaux de dimension $d_N \lesssim \xi_N$ peuvent produire des effets de stabilisation intrinsèque intéressants ($j_c \propto H^2$). Toutefois, si l'on veut obtenir ces effets pour des champs forts $H \sim H_{c2}$, la force de piégeage varie comme $1/\kappa$ ce qui peut être une pénalité sévère pour des $\kappa \sim 50$ ($p \sim 0,1$). La situation est cependant plus favorable pour $\xi_N > \xi_S$, ce qui qualitativement peut être obtenu si N est plus propre que S ou encore si la température de fonctionnement est voisine de la température critique intrinsèque de N .

Remerciements. — Nous tenons à remercier Mrs Nabarro et Quintanilha pour les intéressantes discussions que nous avons eues à ce sujet.

Bibliographie

- [1] De GENNES (P. G.), Superconductivity in metals and alloys (Benjamin), 1967.
[2] NABARRO (F. R. N.) et QUINTANILHA (A. T.), *Material Research Bull.*, 1970, 5, 669.

- [3] Voir FIETZ (W. A.) et WEBB (W. W.), *Phys. Rev.*, 1969, 178, 657.