EFFETS JOSEPHSON

A. LIBCHABER,

Groupe de Physique des Solides de l'École Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris, 5^e.

I. Les effets « tunnel ». — Dans un supraconducteur, les électrons de moment et spin égaux et opposés se couplent en « paires de Cooper » par attraction électron-électron; à $T = 0$ tous les électrons sont dans cet état condensé. Une énergie Δ est nécessaire pour briser la paire et créer un électron individuel, donc apparition d'une bande interdite. Dans la plupart des expériences, une énergie 2Δ sera nécessaire puisque les deux électrons de la paire doivent être excités dans l'état à une particule.

L'effet tunnel, avec passage d'un électron de S_1 à S_2 , ne se fera que pour $eV = 2\Delta$ à $T = 0$ (voir également fig. 1).

FIG. 1.

Les effets Josephson sont associés au passage d'une paire de Cooper de S_1 à S_2 .

II. Théorie simplifiée de l'effet Josephson. — Nous suivons Feynman [7].

Soit ψ_1 et ψ_2 l'amplitude pour trouver une paire en S_1 et S_2 . ψ est la fonction d'onde commune à tous les électrons condensés dans l'état de paire (dans un métal normal la fonction d'onde électronique ψ est différente pour chaque particule).

Soit S_1 et S_2 identiques et $H = 0$; les équations de Schrödinger pour un système à deux états s'écrivent :

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = U_1 \psi_1 + K \psi_2$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = U_2 \psi_2 + K \psi_1$$

K est une caractéristique de la jonction donnant l'intensité du couplage; U est l'hamiltonien de chaque supraconducteur isolé.

Appliquons une différence de potentiel V :

$$U_1 - U_2 = qV$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \frac{qV}{2} \psi_1 + K \psi_2$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{qV}{2} \psi_2 + K \psi_1.$$

Soit :

$$\psi = \sqrt{\rho} e^{i\theta}; \quad \varphi = \theta_2 - \theta_1$$

on trouve :

$$\rho_1 \sim \rho_2 \sim \rho_0$$

$$\dot{\rho}_0 = \frac{2}{\hbar} K \rho_0 \sin \varphi$$

$$\dot{\varphi} = \frac{qV}{\hbar}.$$

Soit :

$$\boxed{J = J_0 \sin \varphi}$$

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{q}{\hbar} \int V dt \quad (q = 2e).$$

Donc :

1) Pour $V = 0$, $J \neq 0$ et varie avec φ (fig. 2).

2) Pour $V = V_0$:

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0 t$$

$$J = J_0 \sin \left(\varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0 t \right)$$

le courant Josephson est alternatif avec une fréquence $h\nu = qV_0$, il n'y a plus de courant continu; ce courant alternatif peut rayonner [8].

FIG. 2.

3) $V = V_0 + v \cos \omega t$ et $v < V_0$; on obtient en développant $\sin \varphi$ en série :

$$J = J_0 \left[\sin \left(\varphi_0 + \frac{qV_0}{\hbar} t \right) + \frac{qv}{\hbar\omega} \sin \omega t \cos \left(\varphi_0 + \frac{q}{\hbar} V_0 t \right) \right]$$

le deuxième terme est en moyenne non nul pour $\hbar\omega = nqV_0$, donc un courant continu pour ces valeurs de tension apparaît lorsque l'on irradie une jonction par un signal hyperfréquence.

4) Pour $H \neq 0$, $\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}$; on remplace φ par (voir Feynman [7]) :

$$\varphi \rightarrow \varphi - \frac{q}{\hbar} \int \mathbf{A} \, d\mathbf{l}$$

$$J = J_0 \sin \left(\varphi - \frac{q}{\hbar} \int \mathbf{A} \, d\mathbf{l} \right)$$

le courant continu oscille avec le champ appliqué* (voir fig. 3), avec comme période le quantum de flux $2 \times 10^{-7} \text{ G} \times \text{cm}^2$.

FIG. 3.

5) Deux diodes en parallèle :

$$J_1 = J \sin \varphi_1$$

$$J_2 = J \sin \varphi_2$$

FIG. 4.

les différences de phase φ_1, φ_2 , de la fonction d'onde doivent être identiques, que l'on passe par 1 ou par 2, donc :

$$\varphi_1 + \frac{2e}{\hbar} \int_1 \mathbf{A} \, d\mathbf{l} = \varphi_2 + \frac{2e}{\hbar} \int_2 \mathbf{A} \, d\mathbf{l}$$

soit :

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2e}{\hbar} \oint \mathbf{A} \, d\mathbf{l}$$

$$J = J_1 + J_2 = J_0 \cos \frac{\pi \Phi}{\Phi_0}$$

où $\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 10^{-7} \text{ G} \times \text{cm}^2$ est le quantum de flux.

Remarque. — Une présentation beaucoup plus générale peut être donnée, suivant Anderson [9].

Si N est le nombre de paires dans l'état condensé et φ la phase de la fonction d'onde, N et φ sont des variables canoniques conjuguées, soit donc :

$$\Delta N \cdot \Delta \varphi \gtrsim 1$$

si N est déterminé, φ est indéterminé (un supraconducteur isolé),

N indéterminé, φ est déterminé (deux supraconducteurs en couplage faible).

Tout couplage faible pourra donner lieu aux effets Josephson : couple tunnel [1], contact de faible section [2-4-5], barrière de métal normal [3].

III. Applications. — Mesure de champ magnétique [4-12], faibles tensions et courants [3-4-10-11]. Émetteur et détecteur hyperfréquence jusqu'à l'infrarouge lointain [13-14-15-16]. Thermométrie basse température [14] (largeur en fréquence de l'émission).

BIBLIOGRAPHIE

I. — Préparation des diodes :

[1] Par évaporation : SCHOEN (W.), *J.A.P.*, 1968, **39**, 2671.

[2] Contacts par pointes : ZIMMERMAN (J. E.) et SILVER (A. H.), *Phys. Rev.*, 1966, **141**, 367.

[3] Barrière de métal normal : CLARKE (J.) et MAURER (J.), *P.R.L.*, 1968, **21**, 1566; *Onde électrique*, 1968, **48**, 633.

[4] Soudure étain-plomb : CLARKE (J.), *Phil. Mag.*, 1966, **13**, 115.

- [5] Pont supraconducteur : DAYEM (A. H.) et WIEGAND (J. J.), *Phys. Rev.*, 1967, **155**, 419.

II. — *Théorie :*

- [6] JOSEPHSON (B. D.), Thèse, *Advances in Physics*, 1965, **14**, 419.
[7] FEYNMAN, *Lectures on Physics*, **3**, 21, Addison-Wesley.
[8] LANGENBERG (D. N.), SCALAPINO (D.) et TAYLOR (B.), *Scientific American*, May 1966.
[9] ANDERSON (P. W.), *Progress in Low Temperature Physics*, **5**, North-Holland Publ. Co.

III. — *Appareils de mesure et standard de force électromotrice :*

- [10] PARKER (W.), TAYLOR (B.) et LANGENBERG (D.), *Phys. Rev. Letters*, 1967, **18**, 287. ^ε

- [11] TAYLOR (B.), PARKER (W.), LANGENBERG (D.) et DENENSTEIN (A.), *Metrologia*, 1967, **3**, 89.

- [12] JAKLEVIC (R.), LAMBE (J.), SILVER (A.) et MERCEREAU (J.), *Phys. Rev. Letters*, 1964, **12**, 274 ; 1964, **12**, 159, et 1964, **13**, 125. Voir aussi référence [4].

IV. — *Génération et détection d'ondes électromagnétiques :*

- [13] GRIMES (C. C.), RICHARDS (P. L.) et SHAPIRO (S.), *P.R.L.*, 1966, **17**, 431.
[14] LANGENBERG (D.), SCALAPINO (D.) et TAYLOR (B.), *Proc. IEEE*, 1966, **54**, 560.
[15] DAYEM (A.) et GRIMES (C.), *Appl. Phys. Letters*, 1966, **9**, 47.
[16] DMITRENKO (I.) et YANSON (I.), *Soviet Physics J.E.T.P.*, 1965, **22**, 1190.
-