

T H E S E S

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

le grade de Docteur ès-Sciences Physiques

par

Bernard MANHES

2eme Sujet : Applications de l'effet Josephson alternatif

Soutenu le 5 Juillet 1971 devant la Commission
d'Examen

M. B. DREVFUS	Président
Mme M.T. BEAL-MONOD	
MM M. RENARD	
R. TOURNIER	Examineurs
J. SOULETTE	

TABLE des MATIERES.-

	<u>PAGE.</u>
I.- INTRODUCTION.	1
II.- DESCRIPTION DE L'EFFET JOSEPHSON ALTERNATIF.	
II.1. Les équations fondamentales	3
II.2. Aucun rayonnement électromagnétique appliqué.	8
II.3. On applique un rayonnement électromagnétique.	11
II.4. Couplage d'une jonction avec une cavité.	17
III.- SITUATION EXPERIMENTALE.	
III.1. Elaboration des jonctions Josephson	21
III.2. Emission d'un rayonnement électromagnétique.	24
III.3. Détection d'un rayonnement électromagnétique.	27
III.4. Mélange d'ondes électromagnétiques.	33
III.5. Applications à la thermométrie.	36
IV.- CONCLUSION ET PERSPECTIVES.	39
V.- BIBLIOGRAPHIE.	41

I.- INTRODUCTION.

Depuis la théorie de Bardeen, Cooper, Schrieffer (1) en 1957, on explique la supraconductivité comme un phénomène de cohérence à grande distance entre des électrons interagissant entre eux via les phonons. La cohérence entre les électrons supraconducteurs implique que les fonctions d'ondes des paires ont la même fréquence et surtout la même phase.

Si on est capable d'imposer artificiellement entre deux parties d'un supraconducteur une différence de phase, alors un courant supraconducteur va circuler, dû à la présence d'un gradient de phase (équation de Ginzburg - Landau). C'est en 1962 (2) que B.D. Josephson a donné la formulation exacte du courant de paires supraconductrices qui peut circuler entre deux morceaux de supraconducteurs "légèrement couplés" (weak link) entre eux :

$$J = J_0 \sin (\varphi_2 - \varphi_1).$$

Ce courant sans tension et sa forte dépendance au champ magnétique continu caractérisent l'effet Josephson continu. Les applications de cet effet sont importantes: magnétométrie, picovoltmètre, etc... et de nombreuses descriptions en ont été faites (3).

En même temps, Josephson, dans ses premiers articles (2) (4), a montré qu'en présence d'une tension continue

V appliquée aux bornes d'une jonction, un courant alternatif de paires supraconductrices peut circuler avec la fréquence ν , fréquence liée à la tension appliquée par la relation fondamentale :

$$2 e V = h \nu$$

Le rapport $\frac{2e}{h}$, égal à 483,6 MHz/ μ V a été redéterminé grâce à l'utilisation de cet effet avec une précision de 10^{-6} (5).

Cet effet Josephson alternatif met en jeu le couplage entre le courant supraconducteur alternatif et le champ électromagnétique qui existe dans la jonction. Ce champ électromagnétique peut être dû au courant alternatif lui-même (on obtient alors des résonances internes dans la jonction) ou être imposé de l'extérieur.

Nous essaierons, dans la deuxième partie de cet exposé, de donner une présentation phénoménologique de cet effet Josephson alternatif, en se référant aux théories existantes. Le cas assez complexe du couplage d'une jonction avec une cavité résonnante sera discuté.

La troisième partie consistera en une présentation de la situation expérimentale. De nombreuses publications sur l'observation ou l'utilisation de l'effet Josephson alternatif ont été faites, et nous en exposerons les résultats en distinguant :

- l'émission d'ondes électromagnétiques
- la détection d'ondes électromagnétiques
- le mélange de fréquences qui peut exister du fait de la

non linéarité des équations fondamentales.

- la thermométrie utilisant l'élargissement de la raie d'émission électromagnétique en présence de fluctuations thermiques.

En vue de l'utilisation de ces phénomènes dans des applications pratiques nous comparerons les résultats obtenus avec certaines limites théoriques.

La quatrième partie sera consacrée aux perspectives d'utilisation de cet effet Josephson alternatif dans des applications de laboratoire ou industrielles.

Ce travail a été fait dans un but de synthèse bibliographique, et nous nous sommes efforcés de dégager, relativement à chaque domaine, les publications les plus importantes, ainsi que les articles de revue ou de synthèse.

II.- DESCRIPTION DE L'EFFET JOSEPHSON ALTERNATIF.

II.1. Les équations fondamentales

La première équation que nous allons utiliser est l'équation fondamentale de l'effet Josephson

$$\text{Equation (1)} \quad j(r, t) = j_0 \sin \varphi(r, t)$$

où φ est la différence de phase au temps t entre deux morceaux de supraconducteurs séparés par une couche isolante assez mince (10 à 20 Å).

J_0 est la densité de courant qui mesure la probabilité de passage (par effet tunnel) d'une paire entre les deux supraconducteurs. Sa dépendance thermique a été calculée par Ambegaokar et Baratoff (6):

$$j_{\perp}(T) = j_{\perp}(0) \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{2kT}\right)$$

où $\Delta(T)$ = gap à la température T.

La valeur de j_0 décroît exponentiellement lorsque l'épaisseur de la couche isolante augmente.

Les deuxième et troisième équations déterminent la dépendance dans le temps et l'espace de la différence de phase $\phi(r, t)$ en présence d'un champ électromagnétique, (cf. Figure 1).

Equation (2)
$$\frac{\partial \phi(r, t)}{\partial t} = \frac{2eV(r, t)}{\hbar}$$

Equation (3)
$$\nabla \phi = \frac{2ed}{\hbar c} (\vec{H} \wedge \vec{n})$$
 où

$$d = 2\lambda_L + b$$

λ_L : profondeur de pénétration de London

b = épaisseur de la barrière isolante

\vec{n} : vecteur unitaire perpendiculaire au plan de la barrière (suivant Oz).

Pour l'établissement de ces formules nous renvoyons à l'article récent de D.J. Scalapino (7) .

A partir de ces trois équations on peut, en principe, résoudre tous les cas possibles en présence d'un champ électro-magnétique, à l'aide du système d'équations obtenu en ajoutant les équations de Maxwell. On obtient alors, sous une forme condensée, :

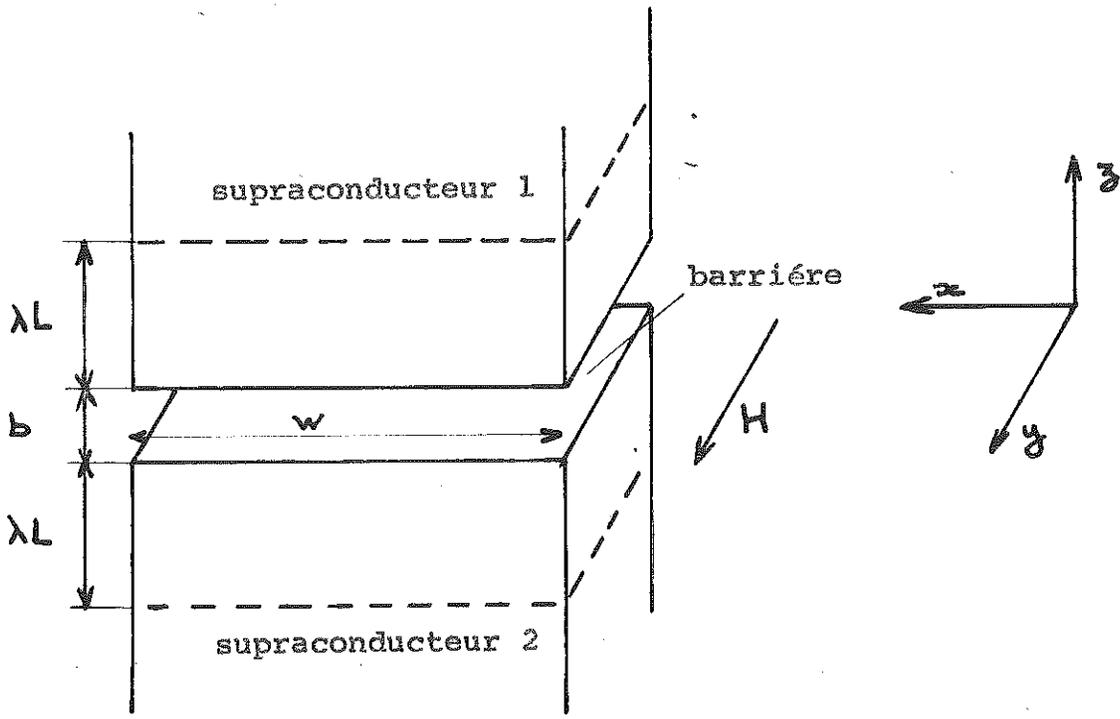
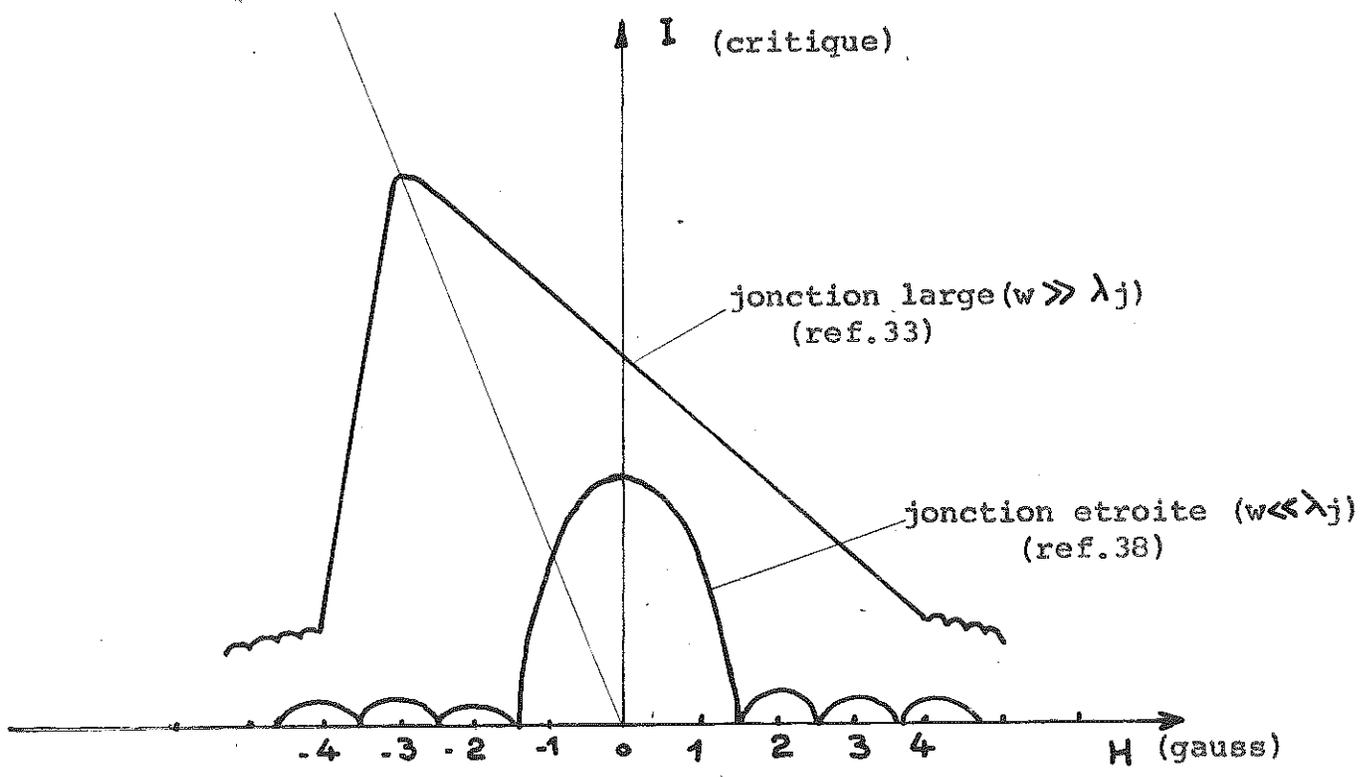


Figure 1



Influence du champ magnétique sur le courant critique

Figure 2

Equation (4)
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi$$

où $\bar{c} = c \left(\frac{b}{\epsilon d} \right)^{1/2}$

et
$$\lambda_J = \frac{\hbar c^2}{8\pi e d j_0} \quad \text{Voir (4b, 8).}$$

Cette équation (4) n'est pas linéaire en ϕ ce qui explique les difficultés de trouver une solution applicable à tous les cas possibles, suivant les différentes conditions aux limites. Nous examinerons des cas particuliers pour certaines approximations, les résultats obtenus justifiant a posteriori la validité de ces approximations.

En particulier, si ϕ est indépendant du temps, on trouve :

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \phi$$

L'intégration de cette équation conduit à la dépendance bien connue du courant critique en fonction du champ magnétique, observée dès 1963 par Rowell (9,10) comme preuve de l'existence de l'effet Josephson continu dans le cas de jonctions étroites. La courbe $I_c(H)$ a la forme d'une figure de diffraction de Fraunhofer, ou de Fresnel, lorsque le champ magnétique dû au courant de la jonction se compose au champ magnétique extérieur (11). (Cas des jonctions larges, Fig. 2).

Un autre cas particulier intéressant de l'équation (4) est le cas où ϕ est partout très petit et indépendant du temps :

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{\lambda_J^2} \phi$$

On a alors l'équation de London à deux dimensions, ce qui implique l'existence d'un effet d'écrantage analogue à l'effet Meissner.

Cependant, les cas où l'on aura un effet alternatif sont ceux où ϕ dépend du temps, c'est à dire où il existe une tension continue aux bornes de la jonction. ϕ va alors augmenter avec le temps et l'équation (4) aura des solutions très complexes. Voyons quelques cas particuliers.

- 0 -

II.2. Aucun rayonnement électromagnétique appliqué

Ce cas a été très bien étudié, à la fois théoriquement et expérimentalement par Eck, Scalapino, Taylor, (8) (12), Kulik (12bis), etc... En présence d'un champ magnétique continu H_y et d'une tension continue V_0 , la phase est alors :

$$\text{Equation (5) } \phi = \omega_0 t - ky + \phi_0 \quad \text{donc}$$

$$\text{Equation (6) } j = j_0 \sin(\omega_0 t - ky + \phi_0) \quad \text{avec}$$

$$\omega_0 = \frac{2eV}{\hbar} \quad \text{et} \quad k = \frac{(2ed)H_y}{\hbar c}$$

$\frac{\omega_0}{k}$ est donc la vitesse de phase de l'onde de densité de courant.

On néglige ici le champ produit par le courant continu traversant la jonction, ce qui permet d'égaliser k à $\frac{(2ed) H_{\text{extérieur}}}{hc}$.

Chaque fois que cette vitesse de phase est égale à la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques $\bar{c} = c \left(\frac{\epsilon_d}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$ il y aura absorption d'énergie par émission de rayonnement électromagnétique. Cette énergie est fournie par la source de courant continu qui alimente la jonction, et la résonance se traduit sur la caractéristique $I - V$ par des pics de courant pour certaines valeurs de la tension. En effet, dans l'approximation où la tension alternative ainsi engendrée est petite devant la tension continue appliquée, on trouve des valeurs de la tension pour lesquelles une composante continue de j existe. Cette résonance, reconnue par Eck et al (12), Fig. 3 A et 3 B, par Fiske et par d'autres

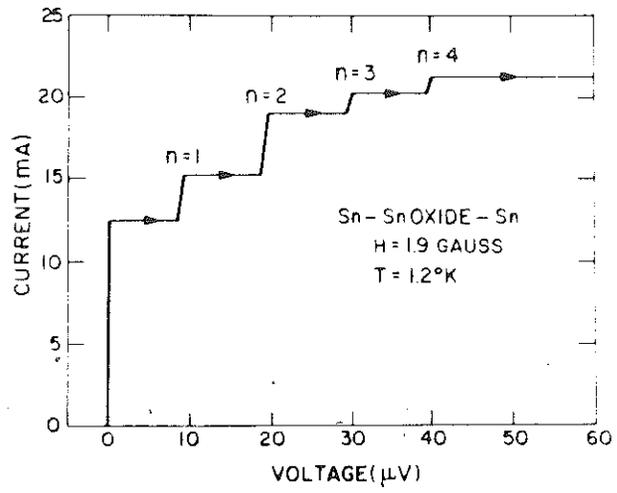


Figure 3 A

Caractéristique d'une jonction (alimentée par une source de courant) en présence d'un champ magnétique (38).

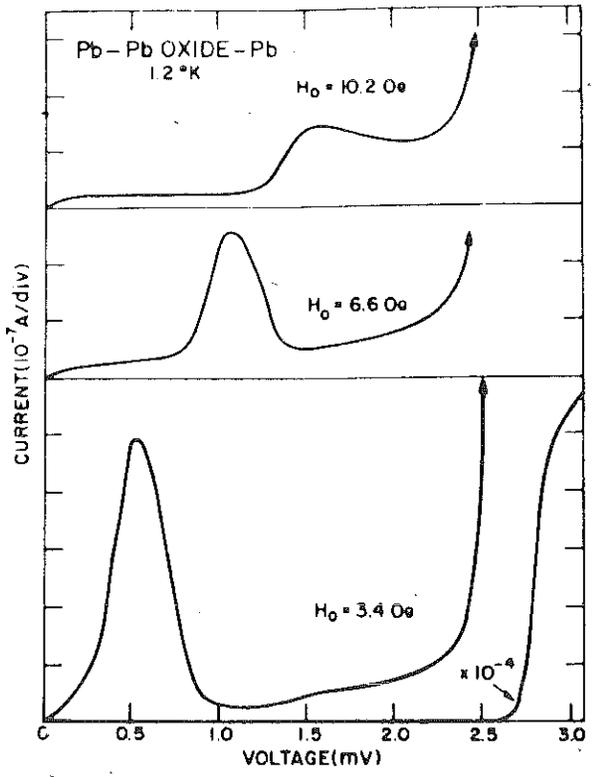


Figure 3 B

Form des pics dans la caractéristique I (V) (38).

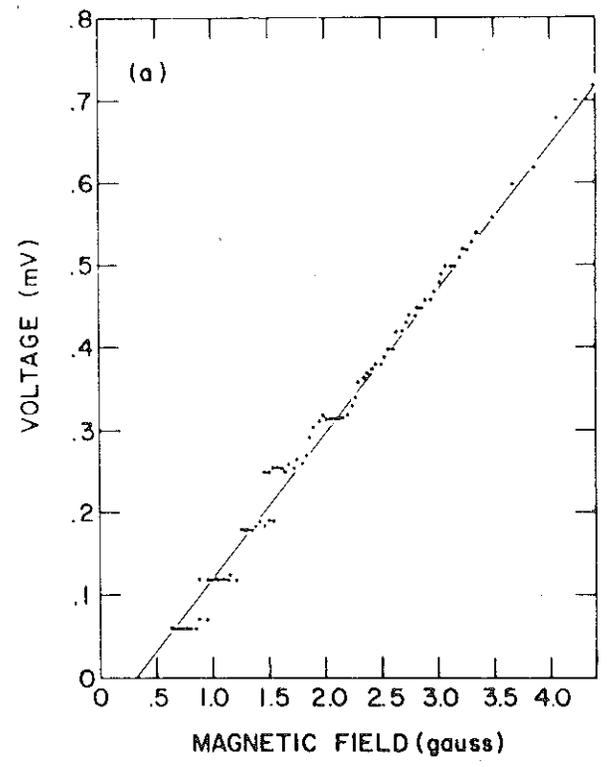


Figure 3 C

Tension à laquelle un step apparaît en fonction du champ magnétique. (12).

(13) (14) se manifeste par ce qu'il est désormais usuel de nommer des marches (steps de Fiske). On peut d'ailleurs présenter ce phénomène comme une "autodétection" du courant Josephson alternatif en ce sens que, pour certaines valeurs du courant et du champ magnétique (Fig. 3c), le courant alternatif crée un champ électromagnétique qui peut exciter certains modes de la cavité formée par la jonction, et réagir sur le courant continu.

Les applications de cette autorésonance seront la génération d'ondes électromagnétiques monochromatiques, avec malheureusement un très mauvais rendement dû à la très grande désadaptation qui existe entre la jonction et le milieu extérieur, comme nous le verrons au paragraphe III.2.

II.3. On applique un rayonnement électromagnétique

Cet effet de détection par une jonction de rayonnement électromagnétique, prédit par Josephson (2), a été la première mise en évidence indirecte de l'existence de l'effet Josephson alternatif (14) (15).

Si on applique un rayonnement électromagnétique de pulsation ω , ce rayonnement va se coupler à la jonction et induire à ses bornes une tension $v_0 \cos(\omega t + \theta)$ qui s'ajoute à la tension continue V_0 directement appliquée. La différence de phase est alors :

$$\text{Equation (7)} \quad \phi = \omega_0 t + \frac{\omega_0 v_0}{\omega V_0} \sin(\omega t + \theta) + \phi_0$$

$$\text{où} \quad \omega_0 = \frac{2eV_0}{\hbar}$$

Le courant Josephson devient d'après l'équation (1) :

$$\text{Equation (8)} \quad j = j_0 \sin \left[\omega_0 t + \frac{\omega_0 v_0}{\omega V_0} \sin(\omega t + \theta) + \phi_0 \right]$$

Le courant alternatif est modulé en fréquence et peut être analysé en série de Fourier. En particulier, chaque fois que $n\omega$ est égal à ω_0 , le courant est parfaitement périodique et il peut être décomposé en harmoniques, l'harmonique d'ordre zéro est donné par :

$$\text{Equation (9)} \quad j_{dc} = j_0 (-1)^n J_n \left(\frac{nV_0}{V_0} \right) \sin(\phi_0 - n\theta)$$

où J_n est la fonction de Bessel d'ordre n . La relation entre la phase θ de l'onde électromagnétique incidente et la phase ϕ détermine le signe du courant. Un courant positif, pour une tension $n \frac{\hbar\omega}{2e}$ correspond au tunneling de paires de Cooper avec émission d'ordre n , alors qu'un courant négatif

correspond à une absorption.

Ce courant continu pour certaines valeurs discrètes de la tension $V = n \frac{h}{2e} \omega$ a été observé par Shapiro (14) (15) et par de nombreux autres auteurs, Fig.4. En particulier, la vérification de la forme du courant prévue par l'équation (9) a été faite dans le cas des jonctions étroites ($w \ll \lambda_j$). D'autre part, l'ordre n des steps de plus forte amplitude croît quand on augmente la puissance reçue par la jonction. Comme nous le verrons, cette propriété de détection du rayonnement électromagnétique est utilisée dans de nombreuses expériences, soit pour mesurer avec précision une tension induite (étalon de tension), soit pour détecter un très faible rayonnement (spectroscopie).

Une autre manifestation de ce phénomène a été observée dans le cas où l'on applique un rayonnement électromagnétique sans appliquer de tension continue, laissant la jonction en circuit ouvert et mesurant la tension à ses bornes. On observe alors (16) que la tension peut prendre, de façon aléatoire, plusieurs valeurs discrètes toujours reliées à la fréquence ν de l'onde incidente par la relation

$2eV = h\nu$. Si on néglige la variation spatiale de la phase: $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, alors ϕ obéit à l'équation :

$$\text{Equation (10)} \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \omega_j^2 \sin \phi = \frac{I_0}{I_1} \omega_j^2 \sin \omega t$$

$$\text{avec} \quad \omega_j^2 = \frac{2eI_1}{hC}, \quad \omega_j = \text{fréquence de plasma}$$

C = valeur de la capacité finie par la jonction

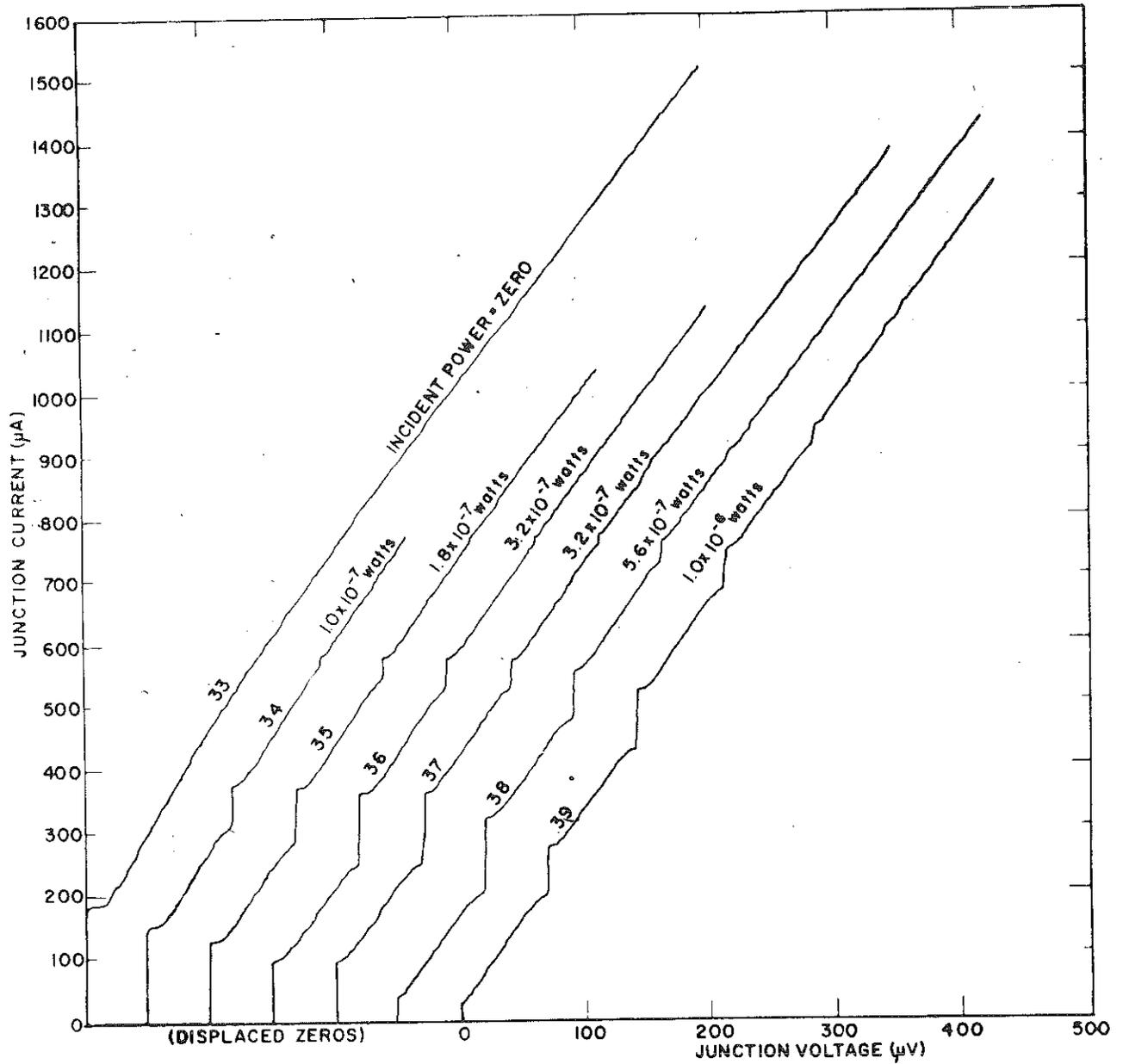


Figure 4

Steps induits dans la caractéristique courant-tension pour une jonction irradiée à 34 GHz (d'après B.T. Ulrich (44)).

I_A est le produit de la densité de courant j par la surface de la jonction.

I_0 est relié à l'amplitude de l'onde électromagnétique incidente.

L'équation (10) est l'équation du mouvement d'un pendule soumis à un couple périodique. Les différentes tensions induites V_n correspondent à la rotation du pendule autour de son axe avec la fréquence moyenne $n \times \nu$. La stabilité des différentes solutions V_n ne semble pas encore avoir été discutée.

En résumé, la détection du rayonnement électromagnétique par une jonction Josephson se traduit par l'existence de "steps" dans la caractéristique $I(V)$, la pente de ces steps étant infinie, aux phénomènes de bruit près. Nous voulons, dans le cadre de ce paragraphe consacré à la détection du rayonnement électromagnétique, présenter un autre effet qui peut exister dans les jonctions Josephson et qui se traduit aussi par des steps dans la caractéristique $I(V)$, mais de pente finie. Il s'agit d'un effet tunnel à une ou plusieurs particules associé à l'absorption d'un nombre entier de photons. La première observation de cet effet tunnel assisté par photons a été faite par Dayem et Martin (17). Les steps produits dans la caractéristique $I(V)$ correspondent à des tensions : $\frac{2\Delta}{n}$ (n entier) si 2Δ est le gap (en énergie) du supraconducteur formant les deux électrodes de la jonction.

On peut très simplement expliquer cet effet tunnel en considérant l'absorption d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ comme possible dès que la tension aux bornes de la jonction est

$eV_0 = 2\Delta - \hbar\omega$ (Fig. 5). En effet, de l'énergie absorbée (ou émise) peut faire franchir à un électron normal la barrière d'énergie 2Δ (\mp) eV_0 (single particle tunneling). La théorie de cet effet, généralisée au cas de plusieurs particules, due à Tien - Gordon (18), a été complétée par Werthamer (19) et, très récemment, par Strässler et Zeller (20). Il apparaît alors que les équations qui régissent l'effet tunnel multi-particules assisté par photons sont fortement liées aux équations relatives à l'effet Josephson alternatif proprement dit. La situation a été clarifiée très récemment par des observations de structures subharmoniques à des tensions $\frac{2\Delta}{n}$ par Giaever et Zeller (21) et surtout par la publicationⁿ très claire de Hamilton et Shapiro (22). Ces derniers utilisent un modèle d'une onde stationnaire pour le champ radiofréquence et en déduisent à la fois les tensions des steps correspondant à la détection radiofréquence Josephson et celles des steps dus au tunneling de quasi particules. La théorie de Werthamer est donc expérimentalement vérifiée dans les résultats de Hamilton et Shapiro (22) et par ceux de Sweet et Rochlin (23) aux plus basses fréquences.

Les applications de l'effet de détection devront donc prendre en compte l'existence de deux séries de steps dans la caractéristique $I(\vec{V})$.

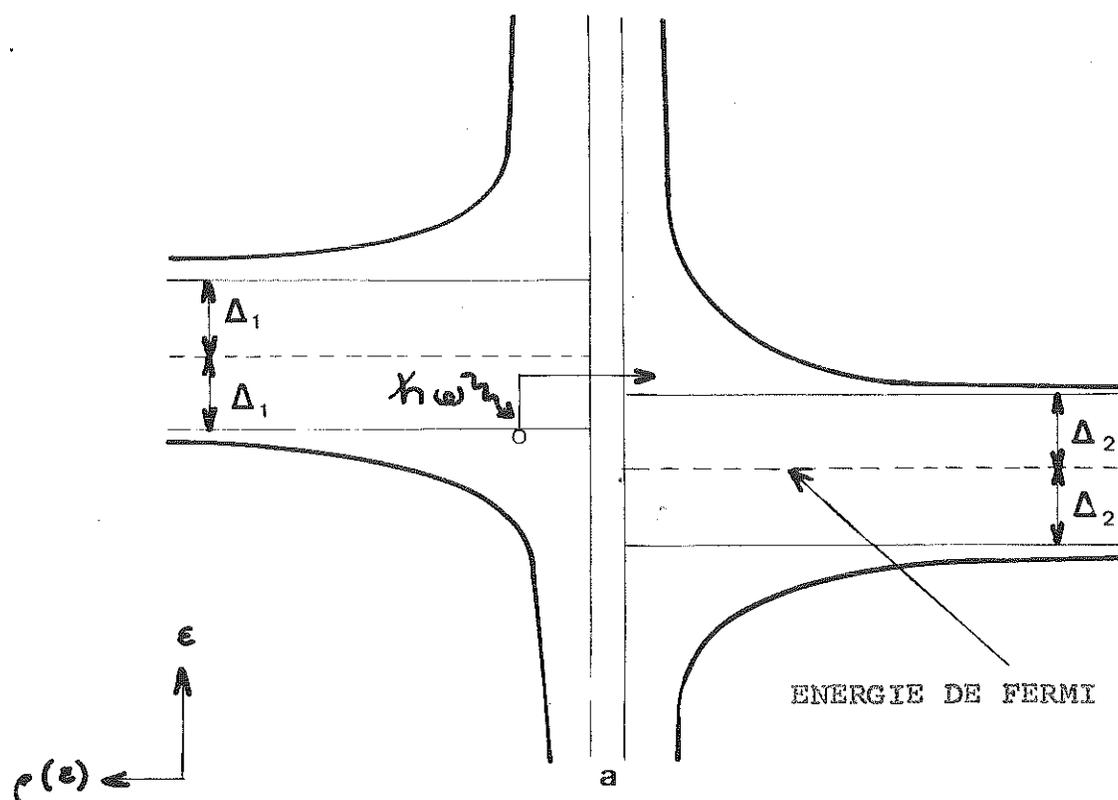


Figure 5A Schéma du tunneling assisté par photon, pour une tension appliquée $eV_0 = \Delta_1 + \Delta_2 - \hbar\omega$ (absorption d'un photon)

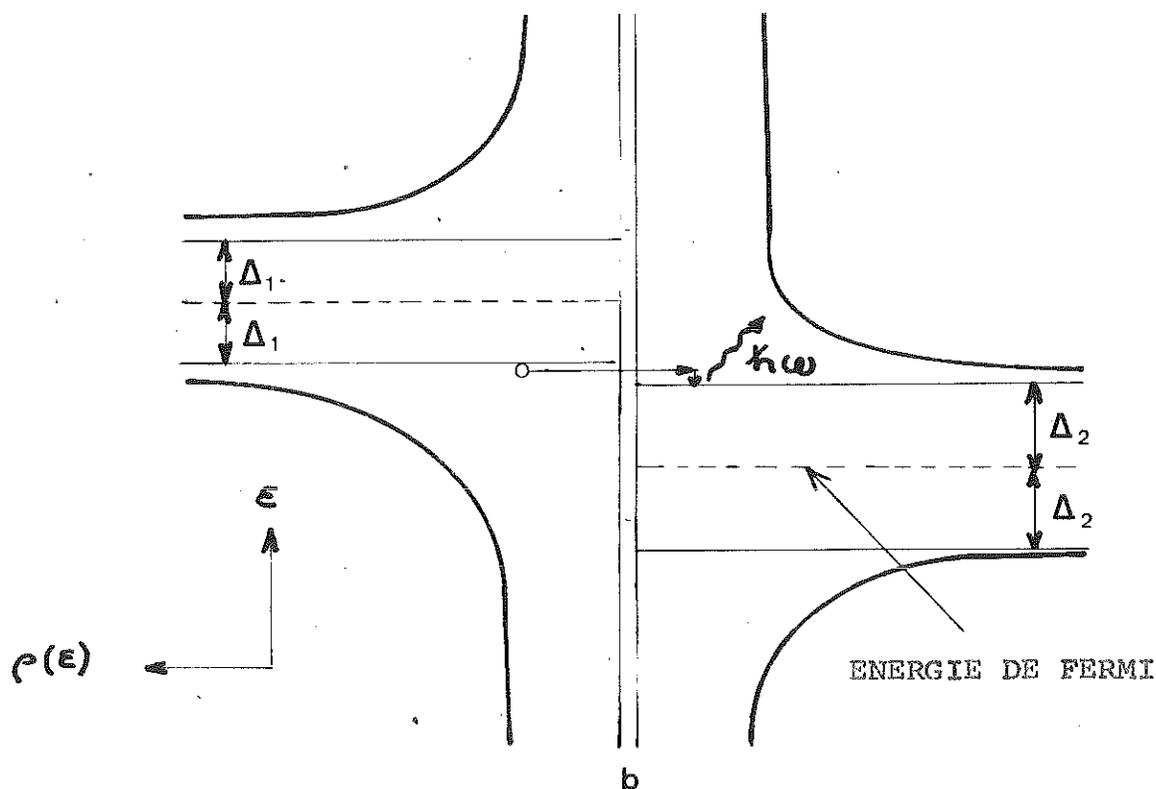


Figure 5B Schéma du tunneling assisté par photon, pour une tension appliquée $eV_0 = \Delta_1 + \Delta_2 + \hbar\omega$ (émission d'un photon)

II.4. Couplage d'une jonction avec une cavité.

Nous allons, dans ce paragraphe, développer un aspect très précis de l'utilisation de l'effet Josephson, le couplage d'une jonction avec une cavité électromagnétique. Il existe, en effet, un certain nombre de résultats expérimentaux très précis à ce sujet. De plus, une étude théorique a été faite en traitant les équations globales de l'ensemble cavité + jonction par calcul analogique. C'est essentiellement les résultats phénoménologiques de ce travail, dû à Werthamer et Shapiron (24) que nous présenterons.

Les équations de départ sont celles très générales du courant Josephson (6), de la différence de phase aux bornes de la jonction en fonction du champ électrique et du potentiel vecteur :

$$\text{Equation (11) } \Phi(r, t) = \frac{2e}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} d(\vec{n} \cdot \vec{r}) \vec{r} \left[\frac{1}{c} A(r) + \int_{-\infty}^t dt' E(r, t') \right]$$

et les équations de Maxwell d'autre part.

Les hypothèses sont les mêmes que celles utilisées par Werthamer (19), c'est à dire que l'on néglige le champ créé par la jonction elle-même, que le champ magnétique statique est supposé uniforme et, enfin, que l'on utilise des conditions aux limites d'une onde électromagnétique stationnaire. Sans entrer dans tous les détails du calcul, nous en donnons les résultats :

- la situation la plus simple est celle où il n'y a pas de couplage en retour entre la jonction et la cavité. On retrouve alors, en présence d'un rayonnement électromagnétique appliqué à la jonction, les résultats que nous avons

décrits au paragraphe II 3 : la caractéristique $I(V)$ présente des steps régulièrement espacés en tension.

- ensuite, on considère la jonction couplée à la cavité sans tension alternative appliquée. Pour une certaine valeur du facteur de perte γ

Equation (12)

$$\gamma = \omega_c \left(\frac{\lambda_J}{\delta_c} \right)^2$$

(ω_c = fréquence de résonnance
(de la cavité
(λ_J = profondeur de pénétration
(de London
(δ_c = épaisseur de peau à la
(fréquence ω_c .

le calcul fournit les modifications de la caractéristique $I(V)$. Un pic d'absorption principal est observé lorsque : $\frac{2e_e V_{dc}}{h} = \omega_c$: la jonction est accordée à la cavité. Si le coefficient de couplage avec la cavité augmente, l'amplitude de ce pic dans la caractéristique $I(V)$ augmente, puis, si le couplage est encore augmenté, d'autres pics apparaissent, à $\frac{\omega_c}{2}$, puis à $2\omega_c$, etc... etc... jusqu'à obtenir une structure fine due à la superposition des différents harmoniques et subharmoniques.

- enfin, dans le cas d'une jonction couplée à la cavité avec une tension alternative (radiofréquence) induite par un champ électromagnétique, la caractéristique $I(V)$ devient fort complexe (Fig. 6). Les pics observés correspondent à des fréquences sommes ou différences de multiples ou sous-multiples des fréquences de la cavité et du rayonnement appliqué ! Une structure similaire a été observée dans l'expérience de Silver et Zimmerman (25). Les nombreux pics

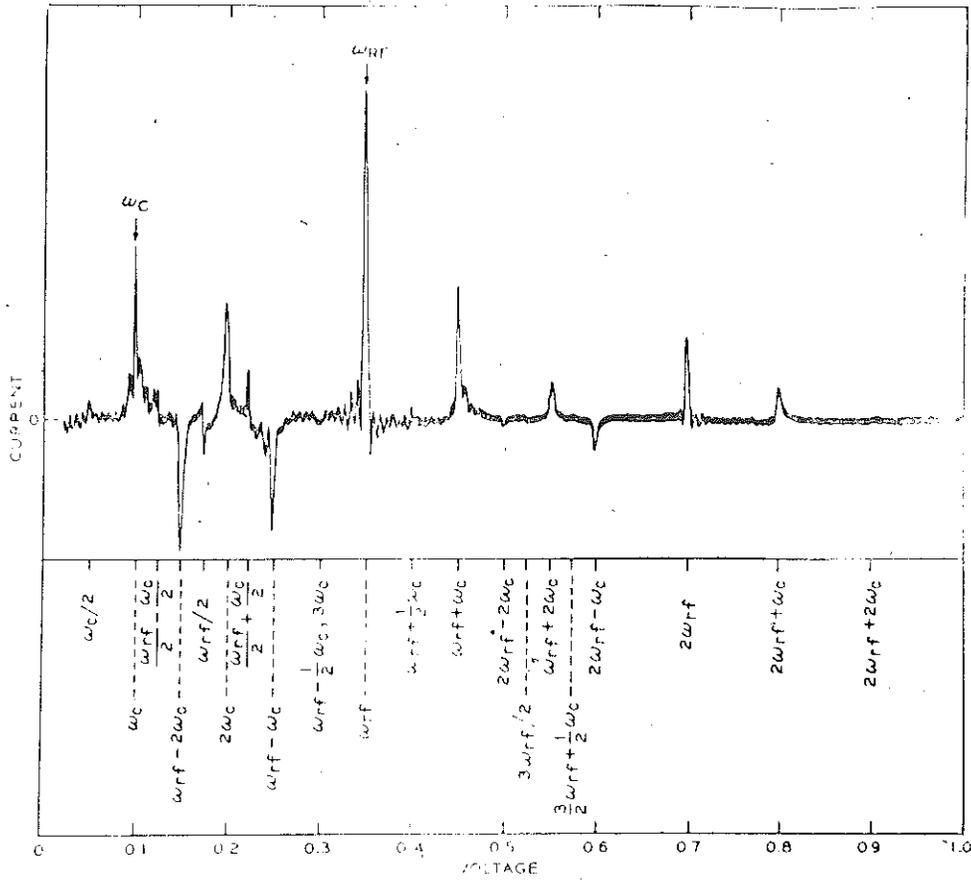


Figure 6

Caractéristique $I(V)$ d'une jonction couplée à une cavité de fréquence propre ω_c et irradiée par un rayonnement électromagnétique à la fréquence ω_{rf} . (d'après Werthamer et Shapiro (24)).

observés proviennent, d'une part, des résonnances induites par la cavité et par le rayonnement électromagnétique et, d'autre part, du mélange hyperfréquence, dont l'explication est la non linéarité des équations Josephson. C'est pourquoi les pics résultant du mélange correspondent à une absorption ou une émission à une fréquence différente des fréquences initialement introduites. Plusieurs applications sont basées sur cet effet de mélange.

Pour terminer ce paragraphe consacré au couplage d'une jonction avec une cavité, nous signalons l'existence du travail de R. de Bruyn Ouboter et al. (26) sur les relations entre courant, tension et champ magnétique pour une double jonction à pointe placée dans une cavité coaxiale.

III.- SITUATION EXPERIMENTALE.-

On peut dire, avec Robert A. Kamper (27) que l'effet Josephson est un des rares phénomènes dont la prévision (sous une forme très prudente: Possible new effects in Superconductive tunneling (2)), la première mise en évidence expérimentale (publiée elle aussi sous une forme très prudente: Probable observation of the Josephson Superconducting tunneling (10)), et les très nombreuses expériences d'applications ont suivi l'ordre chronologique "idéal". L'effet Josephson alternatif a reçu de nombreuses vérifications expérimentales directes et indirectes depuis 1963 et des applications, restant encore dans le domaine du laboratoire, en ont été faites. Avant de passer en revue ces expériences, nous allons rapidement exposer les différentes techniques de fabrication des jonctions Josephson.

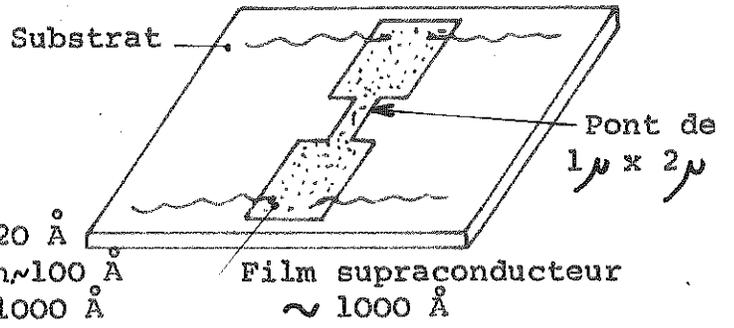
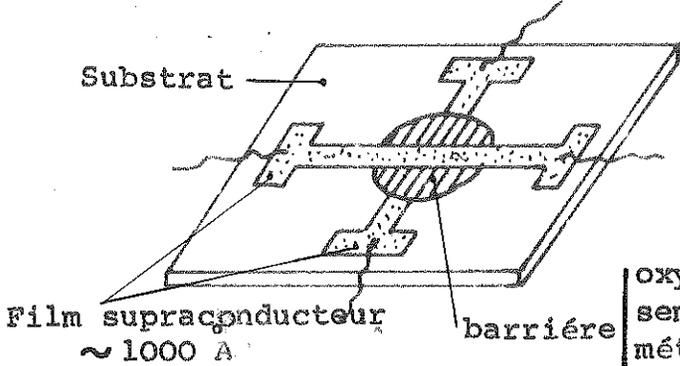
III.1. Elaboration des jonctions Josephson.

Une jonction Josephson est un "sandwich" supraconducteur - barrière - supraconducteur réalisé de façon telle que les phases des fonctions d'onde supraconductrices de part et d'autre de la barrière puissent être couplées. La barrière devra donc avoir une transparence assez grande, transparence qui dépend de son épaisseur et de sa hauteur en énergie (Fig. 7). Les différentes techniques de réalisation sont les suivantes :

- a) barrière en oxyde (10 \AA à 20 \AA) d'un des deux supraconducteurs. On utilise alors soit des films minces (obtenus par évaporation ou pulvérisation cathodique) de plomb, étain, niobium, que l'on oxyde à l'air (28) ou dans une décharge gazeuse (29), soit des pointes, l'épaisseur d'oxyde étant

JONCTION A BARRIERE EVAPOREE

PONT DE DAYEM



oxyde ~ 20 Å
 semicon ~ 100 Å
 métal ~ 1000 Å

CONTACT A POINTE

EFFET DE PROXIMITE

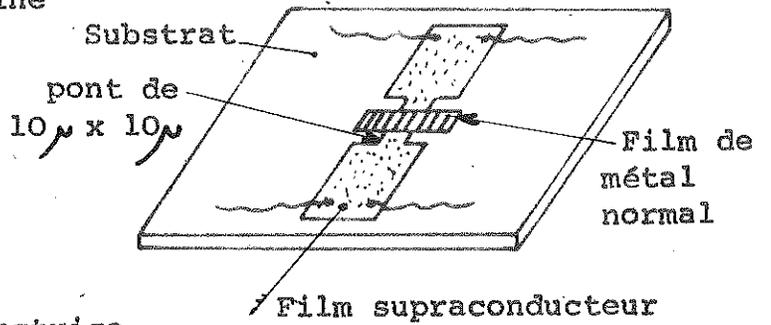
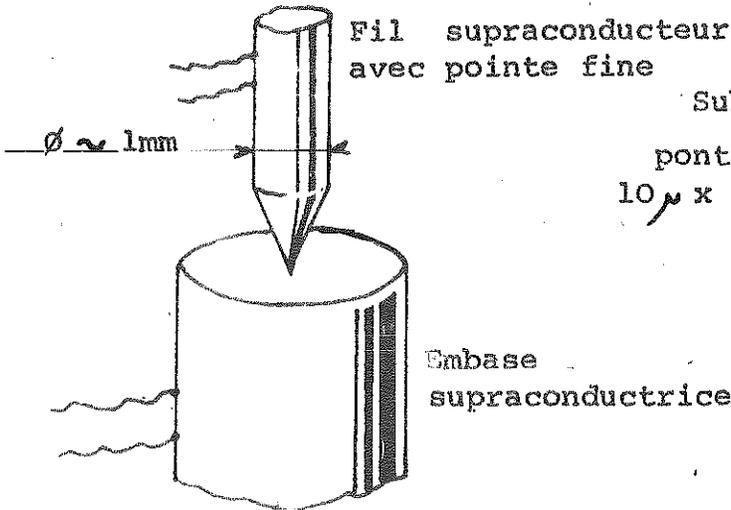


Fig. 7 DIFFERENTS TYPES DE JONCTION JOSEPHSON

alors ajustée par réglage de la pression de la pointe sur un autre supraconducteur massif (30). Ce dernier dispositif a été largement utilisé lorsque la fiabilité de la jonction n'était pas importante. Il existe désormais un dispositif commercialisé utilisant une pointe de Nb (31).

- b) barrière métallique de grande épaisseur (10.000 Å) (32) . Mais l'utilisation pratique de ces barrières suppose l'emploi d'une autre jonction Josephson pour mesurer les très faibles tensions existantes.
- c) barrière semiconductrice d'épaisseur intermédiaire (100 à 200 Å) (33). Différents semiconducteurs (Te, Se, Ge, InSb...) peuvent être utilisés en les associant aux matériaux supraconducteurs classiques (Pb, Nb, Sn, In,...)
- d) barrières isolantes (Formvar) 30 Å par évaporation (34).
- e) enfin, on peut avoir de l'effet Josephson dans un film mince supraconducteur présentant un étranglement de largeur environ 1μ . On peut réaliser cet étranglement par des techniques d'évaporation, photographiques (pont de Dayem) (35), ou en rendant le matériau artificiellement inhomogène au niveau de l'étranglement par effet de proximité en présence d'un métal normal (Pont de Notarys) (36).

Toutes ces techniques cherchent à réaliser une barrière la plus épaisse possible pour une transparence non nulle, car les problèmes technologiques de fabrication, de contrôle et de maintien des caractéristiques deviennent très complexes lorsque l'épaisseur est inférieure à, ou de l'ordre de, 100 à 200 Å .

III.2. Emission d'un rayonnement électromagnétique

Nous avons vu au paragraphe II.2. qu'une jonction était capable, en présence d'un champ magnétique continu, de présenter des auto-résonances à des fréquences qui ne dépendent que des dimensions géométriques de la jonction. Ces auto-résonances s'accompagnent d'une émission d'un rayonnement électromagnétique. Le problème pratique qui se pose est alors le couplage avec l'extérieur. L'impédance de la jonction par rapport au vide est:

$$Z_J = \frac{c}{\bar{c}} \left(\frac{b}{\epsilon w} \right) Z_0$$

où \bar{c} est défini dans l'équation (4), Z_0 est l'impédance du vide.

Si on calcule le coefficient de transmission pour des valeurs raisonnables des paramètres, on obtient une valeur d'environ 10^{-5} . Considérant que lors d'une auto-résonance, c'est à dire dans un "step de Fiske", toute la puissance continue est transformée en rayonnement, on peut espérer une puissance totale émise de l'ordre de $10^{-5} \times 10^{-6}$ soit 10^{-11} Watt.

La première détection d'un tel rayonnement a été faite par Yanson (37) et par Langenberg et al (38). Les jonctions utilisées étaient des jonctions planes situées dans un guide d'onde court-circuité, en présence d'un champ magnétique continu (Fig. 8). En polarisant la jonction sur une de ses auto-résonances les auteurs ont détecté de l'ordre de 10^{-11} Watt dans la gamme 10 GHz - 70 GHz. Langenberg a d'ailleurs remarqué que l'orientation de la jonction par rapport au champ magnétique n'était pas très critique, sans doute en

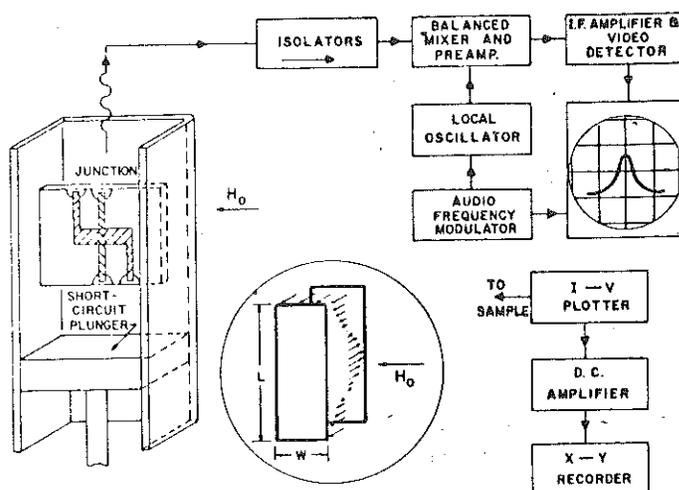


Figure 8

Montage d'une jonction plane dans un guide d'onde court-circuité (d'après Langenberg et al. (38)).

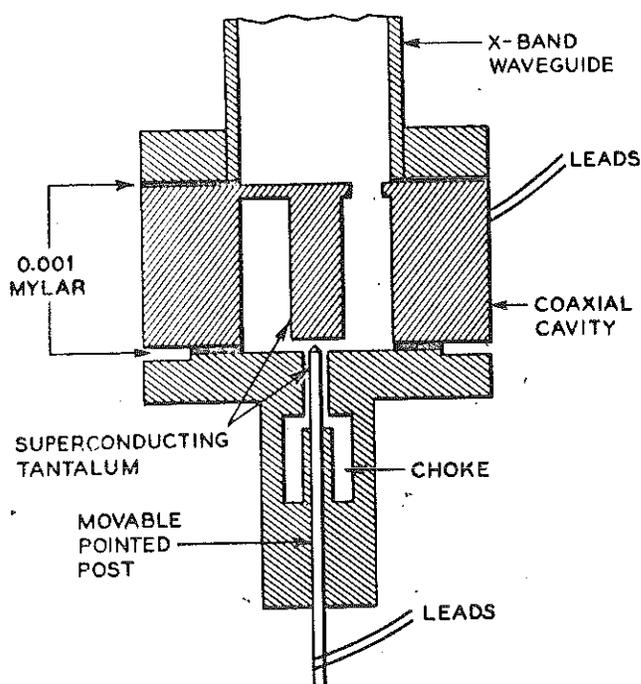


Figure 9

Montage d'une jonction à pointe dans une cavité cylindrique (d'après Dayem et Grimes (39)).

raison de la très grande désadaptation existant entre l'antenne rayonnante d'épaisseur $\sim 20 \text{ \AA}$ et la longueur d'onde émise (quelques cms).

Les jonctions à pointes ainsi que les ponts de Dayem ont aussi été utilisés pour l'émission. Dayem et Grimes (39) ont couplé une pointe à une cavité cylindrique (Fig. 9), imposant ainsi les fréquences de résonance . En faisant varier la pression sur la pointe, les puissances émises ont été mesurées de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-11} Watt. Des expériences similaires ont été faites par Zimmerman et al (40). En principe, le rayonnement électromagnétique est monochromatique et cohérent. Cependant, on a souvent remarqué l'existence d'harmoniques et de sous-harmoniques, en liaison avec la non linéarité des équations de base. La largeur de la raie d'émission est directement liée aux fluctuations thermiques de la différence de phase aux bornes de la jonction. Dans des jonctions à films minces, Parker et al (41) ont pu mesurer très en dessous de T_c une largeur de 2KHz pour une raie émise à 10 GHz, soit une largeur de $2 \cdot 10^{-7}$.

Etant donné les puissances utilisables, il est certain qu'un réseau de jonctions couplées entre elles serait susceptible d'émettre une puissance beaucoup plus importante. La réalisation pratique d'un tel ensemble est délicate et, à l'heure actuelle, une seule tentative a été faite, utilisant un réseau plan de billes d'étain entre lesquelles on suppose exister un couplage faible (42). Un tel réseau plan placé entre deux miroirs formant cavité aurait émis $\sim 10^{-7}$ Watt, soit une nette amélioration par rapport à une jonction seule.

III.3. Détection d'un rayonnement électromagnétique.

Le couplage entre le rayonnement électromagnétique incident et le courant Josephson se manifeste, nous l'avons vu, par l'apparition dans tous les cas (jonction ouverte ou polarisée en courant) de marches (steps) à tension constante dans la caractéristique $I(V)$ (cf. Fig. 3A); Nous savons que pour une fréquence incidente donnée ν , nous pouvons obtenir des tensions multiples et même sous-multiples de $V = \frac{h\nu}{2e}$.

La première mise en évidence de ces steps est due à S. Shapiro en 1963 (14) (15) pour des jonctions évaporées irradiées à 9 GHz et à 24 GHz. Depuis, de nombreuses autres expériences ont permis d'observer des steps, sur des pointes (43) et sur des "ponts" (35).

La plus faible puissance détectée est de 10^{-10} à 10^{-13} Watt. On utilise d'ailleurs une autre unité, le NEP (Noise Equivalent Power) exprimé en Watt/ $\sqrt{\text{Hz}}$, par analogie avec les circuits haute fréquence; la sensibilité est alors; de l'ordre de 10^{-14} Watt/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour une fréquence ~ 1 GHz.

Un détecteur monochromatique utilisant un télescope a été récemment mis au point par B.T Ulrich pour l'étude du rayonnement de longueur d'onde 1,2 mm émis par le soleil, la lune, et Vénus (44).

Richards et Sterling (45) ont placé une jonction à pointe dans une cavité qu'ils ont irradiée avec un rayonnement issu d'un interféromètre, dans la région millimétrique et submillimétrique. En étudiant la décroissance du courant continu dans le step correspondant à la fréquence irradiante

ils en déduisent un $NEP \sim 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une largeur de bande (en détection) $\sim 0,01 \text{ cm}^{-1}$

Plusieurs expériences se rapprochent d'ailleurs du domaine de la spectroscopie. Silver et Zimmerman (25) ont mesuré la résonance magnétique nucléaire du Co^{59} à l'aide d'un circuit comprenant une jonction à pointe (Fig. 10). Cette jonction, polarisée à l'aide d'une tension continue variable, est placée dans un circuit résonnant couplé au circuit absorbant à étudier. Chaque fois que la fréquence d'absorption est égale à la fréquence du circuit, on détecte une variation d'impédance aux bornes de la jonction.

En 1967, Shapiro (46) a utilisé une jonction Josephson à pointe, dans un spectromètre infra rouge lointain comportant un interféromètre Michelson. Il mesurait la décroissance du courant continu à tension nulle (I_c), décroissance due à l'existence d'un courant supraconducteur supplémentaire (alternatif) pour la tension correspondant à la fréquence détectée.

Dans le cas d'une jonction à pointe en Niobium, la plus haute fréquence détectée est de l'ordre de 30 à 40 cm^{-1} (300 μ) (Fig. 11). La sensibilité mesurée est d'environ $5 \cdot 10^{-13} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ (NEP), avec un temps de réponse meilleur que 10 nanoseconde.

Un autre type d'application de la détection des rayonnements électromagnétiques est actuellement très sérieusement étudié; il s'agit de mesurer la constante physique fondamentale $\frac{2e}{h}$ avec une grande précision. Le but réel de

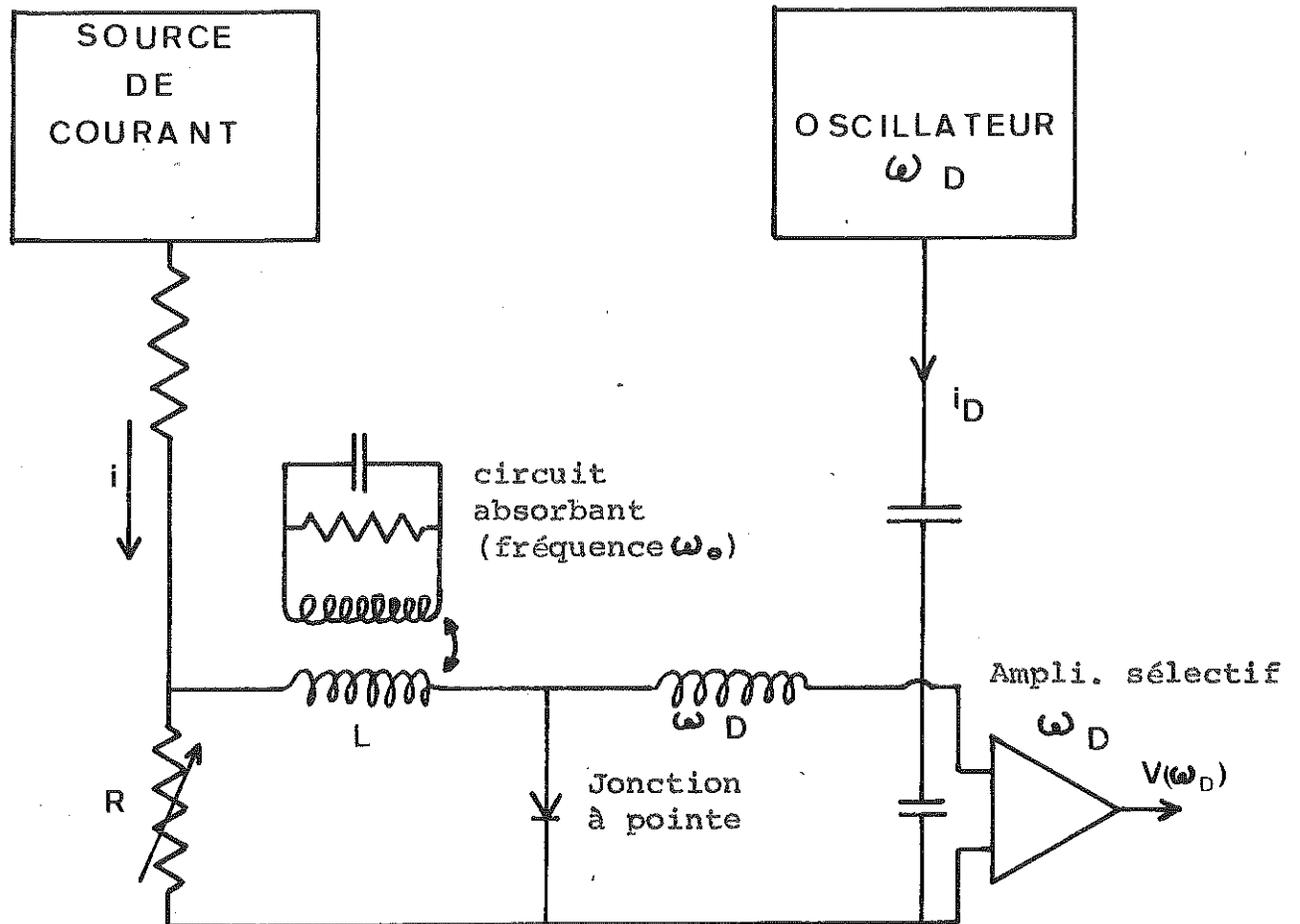


Figure 10: Utilisation d'une jonction à pointe pour déterminer la fréquence de résonance d'un circuit absorbant (Silver et Zimmerman(25))

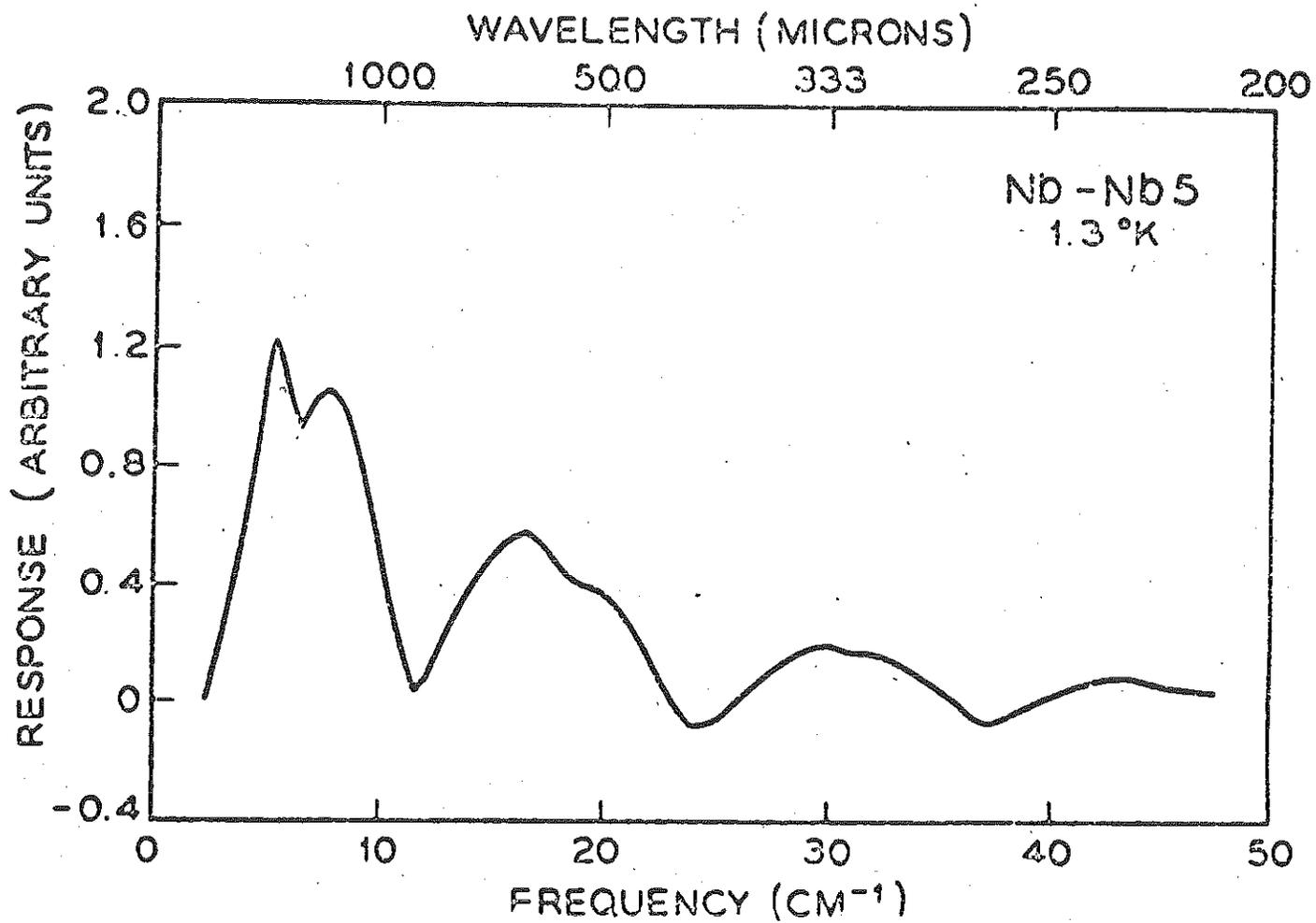


Figure 11

Courbe de réponse d'une jonction à pointe couplée à un interféromètre Michelson. Le gap du niobium correspond à 24 cm⁻¹ (S. Shapiro (46)).

cette mesure est l'obtention d'un étalon de tension plus facile à utiliser que la pile étalon.

Un certain nombre de chercheurs à l'Université de Pennsylvanie ont travaillé ce sujet (Langenberg, Parker, Taylor, (47)). En irradiant une jonction avec une fréquence (que l'on peut mesurer à 10^{-8} près) la constante $2e$ a été mesurée à mieux que 10^{-6} près (48) (Fig. 12). Les^h auteurs en déduisent que l'utilisation de l'effet Josephson alternatif pourrait avantageusement remplacer la pile classique comme étalon primaire de tension.

En conclusion, l'utilisation d'une jonction Josephson comme détecteur, ou comme émetteur, en se servant de la linéarité de la relation $2eV = nh\nu$ est plus intéressante dans son principe que dans des applications pratiques. Par contre, nous verrons que les propriétés non linéaires des jonctions (harmoniques et sous harmoniques, mixing,) sont beaucoup plus riches en applications nouvelles, bien qu'assez mal expliquées théoriquement.

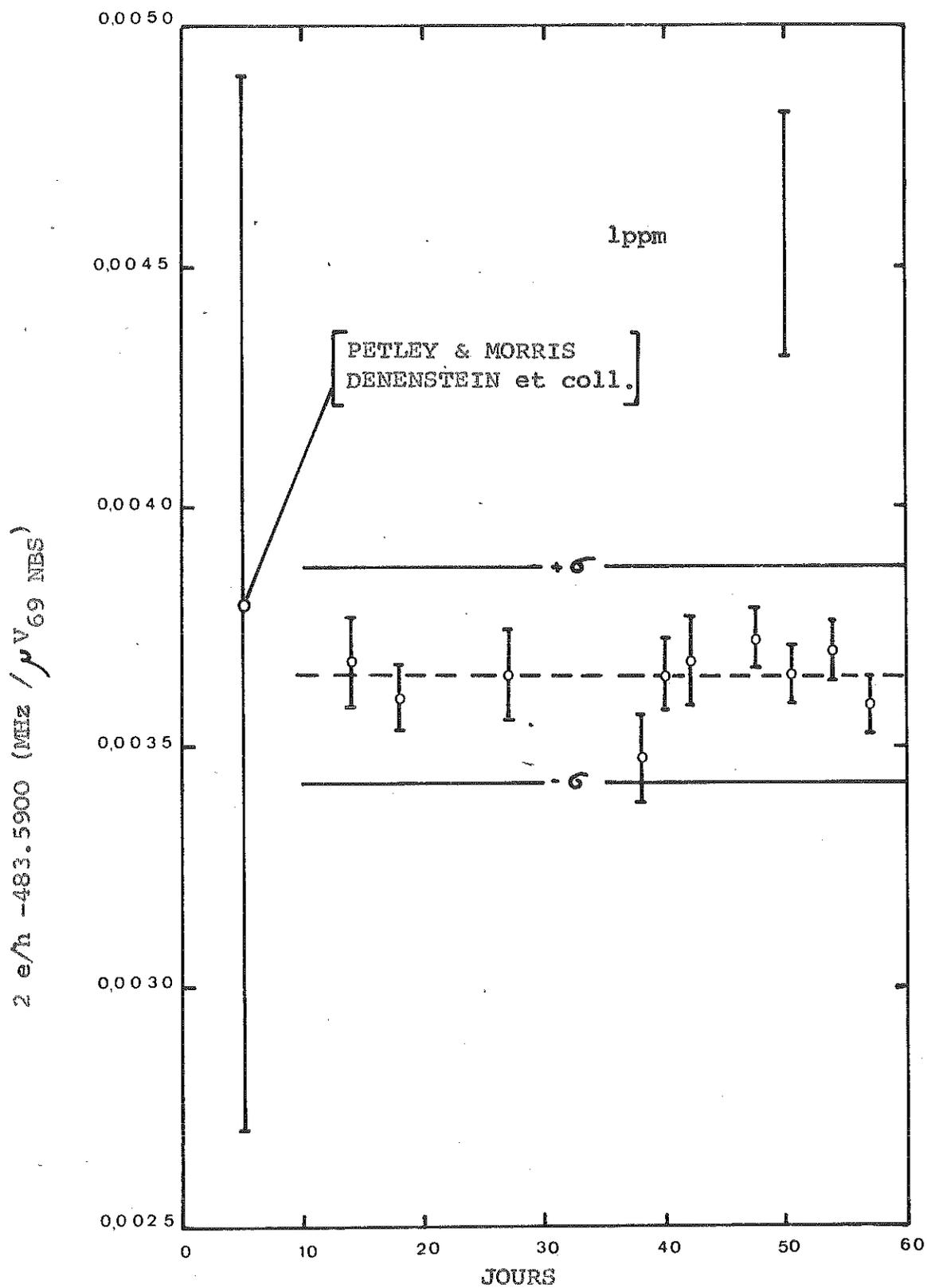


Figure 12 Détermination expérimentale du rapport $2e/h$ à mieux que 10^{-6} près par irradiation d'une jonction (Finnegan et coll.) (48)

III.4. Mélange d'ondes hyperfréquences.

Le phénomène de mélange hyperfréquence peut être décrit très simplement à l'aide des équations fondamentales utilisées en II.1. Soit V_0 la tension continue appliquée à la jonction, V_1 et V_2 des tensions alternatives de pulsation ω_1 et ω_2 induites par deux rayonnements électromagnétiques. La tension totale est alors :

$$\text{Equation (13)} \quad V = V_0 + V_1 \cos(\omega_1 t + \theta_1) + V_2 \cos(\omega_2 t + \theta_2)$$

En posant $\omega_0 = \frac{2eV_0}{\hbar}$ le courant total s'écrit :

$$\text{Equation (14)} \quad j = j_0 \exp \left[i \left(\omega_0 t + \varphi_0 + \frac{2eV_1}{\hbar \omega_1} \sin(\omega_1 t + \theta_1) + \frac{2eV_2}{\hbar \omega_2} \sin(\omega_2 t + \theta_2) \right) \right]$$

En utilisant les fonctions de Bessel J_n d'ordre n , l'équation (14) s'écrit :

$$\text{Equation (15)} \quad j = j_0 \sum_{k,l} J_k \left(\frac{2eV_1}{\hbar \omega_1} \right) J_l \left(\frac{2eV_2}{\hbar \omega_2} \right) \left[\sin(\omega_0 t + \varphi_0 + k(\omega_1 t + \theta_1) + l(\omega_2 t + \theta_2)) \right] \\ (k, l \text{ entiers})$$

L'équation (15) prédit non seulement des steps dans la caractéristique $I(V)$ à des fréquences $\omega_0 = k\omega_1$ et $\omega_0 = l\omega_2$ correspondant à la détection classique mais aussi des steps pour $\omega_0 = k\omega_1 \pm m(\omega_1 - \omega_2)$ et $\omega_0 = l\omega_2 \pm m(\omega_1 - \omega_2)$ (k, l, m entiers). On obtient donc toute une série de steps dont la hauteur peut, en principe, être calculée d'après l'équation (15).

La vérification expérimentale de l'existence de ce mélange et de la hauteur des steps a été clairement donnée dans l'article de Grimes et Shapiro (49) (Fig. 13). L'utilisa-

tion pratique de ce phénomène de mélange est évidente: en mélangeant des ondes millimétriques dans une jonction, soit en envoyant deux rayonnements à différentes fréquences, soit en plaçant la jonction dans une cavité et en l'irradiant avec un rayonnement de fréquence différente de celle de la cavité (Fig. 14), on peut émettre un rayonnement de fréquence plus grande (harmonique) ou plus faible (sous harmonique).

Une équipe de chercheurs du N.B.S. à Boulder (Colorado, U.S.A) travaille activement dans ce domaine. Par exemple, en irradiant une jonction à pointe avec deux lasers à 805 GHz et 891 GHz, ils observent nettement des steps correspondant à la somme et à la différence des deux fréquences (50). Très récemment cette même équipe a mis en évidence le mélange entre un rayonnement laser à 891 GHz et des harmoniques très élevés ($\sim 100^{\text{ème}}$) d'un rayonnement à 10 GHz produit par un klystron (51). A titre anecdotique signalons l'observation par cette même équipe du 103^{ème} harmonique (soit ~ 7000 GHz) dans la caractéristique d'une jonction irradiée à 70 GHz (50).

On voit donc la très grande souplesse d'utilisation d'un tel mélangeur hyperfréquence, associée à une grande sensibilité; il est très probable que de tels mélangeurs seront utilisés dans le futur pour les Télécommunications à très haute fréquence (au-dessus de 18 GHz).

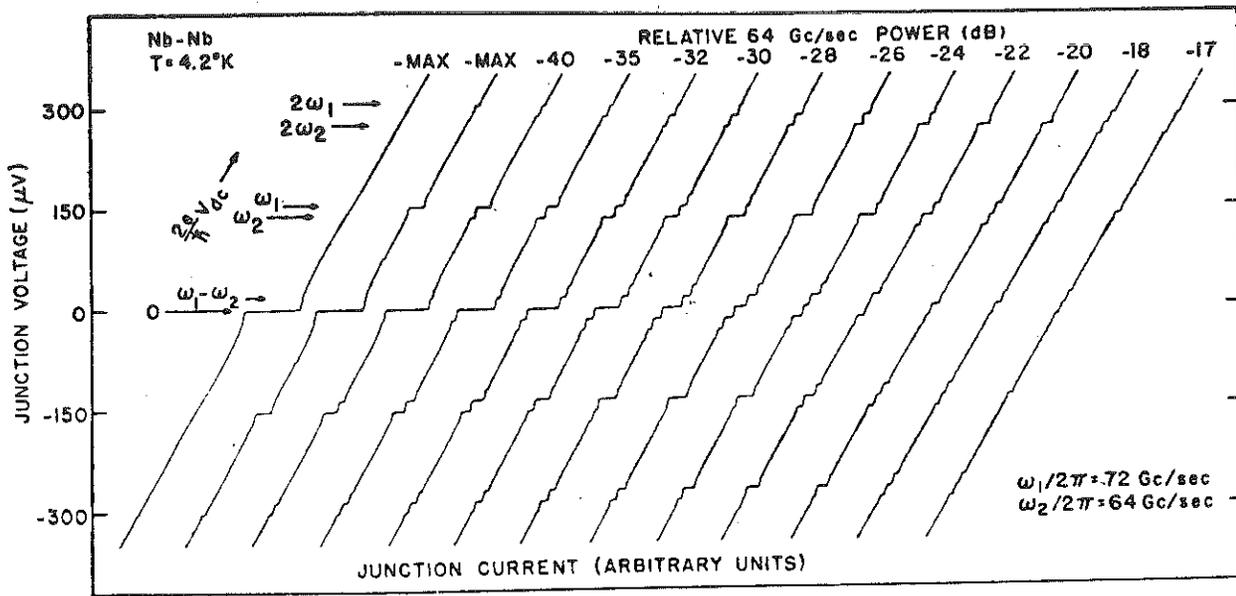


Figure 13

Mélange d'une onde 72 GHz à puissance constante à une onde 64 GHz à puissance variable (Grimes et Shapiro (49)).

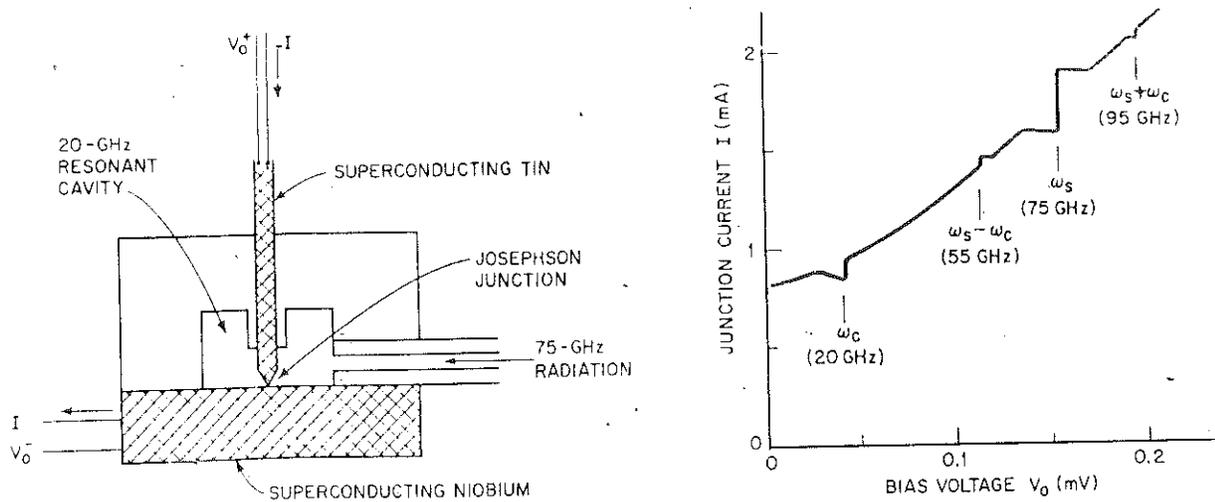


Figure 14

Mélange d'une onde 75 GHz dans une cavité à 20 GHz (Dayem et Grimes (39)).

III.5. Applications à la thermométrie.

Supposons qu'aux bornes d'une jonction Josephson on place une résistance faible ($10^{-5} \Omega$) devant la résistance de la jonction. Si on fait passer un courant de l'ordre de 10 mA dans cette résistance, la jonction est polarisée sous 10^{-7} V et un courant alternatif va être engendré, à une fréquence voisine de 50 MHz suivant la relation $2 \text{ eV} = h \nu$

Or, $V = RI + \text{bruit de la résistance.}$

Le bruit Johnson, d'origine thermique, existant dans la résistance de polarisation va donc élargir la raie d'émission proportionnellement à la température de la résistance. La gamme d'utilisation d'un tel thermomètre peut s'étendre théoriquement de quelques millidegrés Kelvin jusqu'à la température critique du supraconducteur.

La mesure va consister à explorer à l'aide d'un détecteur à bande étroite la raie d'émission, et donc à déterminer $\Delta \nu$. Supposant que la seule fluctuation est le bruit Johnson de la résistance R, la fluctuation en fréquence sera donnée par :

$$\text{Equation (16)} \quad \Delta \nu = \frac{4\pi k T R}{\Phi_0^2}$$

où $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ (quantum de flux)

(d'après l'équation de Nyquist).

Une autre méthode consiste à mesurer la fluctuation en fréquence directement à l'aide d'un fréquencemètre. Avec les mêmes hypothèses la variance $\sigma^2 = \langle (V - \langle V \rangle)^2 \rangle$

pour des mesures répétées avec un compteur de temps de mesure

τ est :

$$\text{Equation (17)} \quad \sigma^2 = \frac{2 k T R}{\tau \phi_0^2}$$

Une étude théorique des limitations de la sensibilité de cette mesure thermométrique a été décrite par R.A. Kamper (27), (52). Ces limitations proviennent du bruit de la jonction elle-même, dans le tunneling assisté par un ou plusieurs photons (53). En pratique, cette limite se situe dans la gamme des millidegrés Kelvin.

La relation (16) a été numériquement vérifiée entre 1,4K et 8K par Silver, Zimmerman et Kamper (54), et, à 5% près, ils trouvent $\Delta v = 4,03 \times 10^7 \times R.T.$ Depuis Kamper, Mullen et Sullivan ont monté un prototype de thermomètre (Fig. 15) utilisant la mesure de la fréquence elle-même, suivant la relation (17). Ils pensent l'utiliser jusqu'à 0,02K dans un réfrigérateur à dilution. D'après une publication très récente (55), une température de 0,075°K a été mesurée à l'aide du montage de la figure 15.

Ainsi l'utilisation de ce thermomètre primaire est, en principe, très simple puisqu'il suffit d'avoir une résistance assez faible en bon contact thermique avec le corps dont on veut mesurer la température, le reste du circuit (jonction comprise) pouvant être à une autre température, à condition que le bruit thermique de la résistance de polarisation ne soit pas masqué par les fluctuations thermiques des autres composants du circuit.

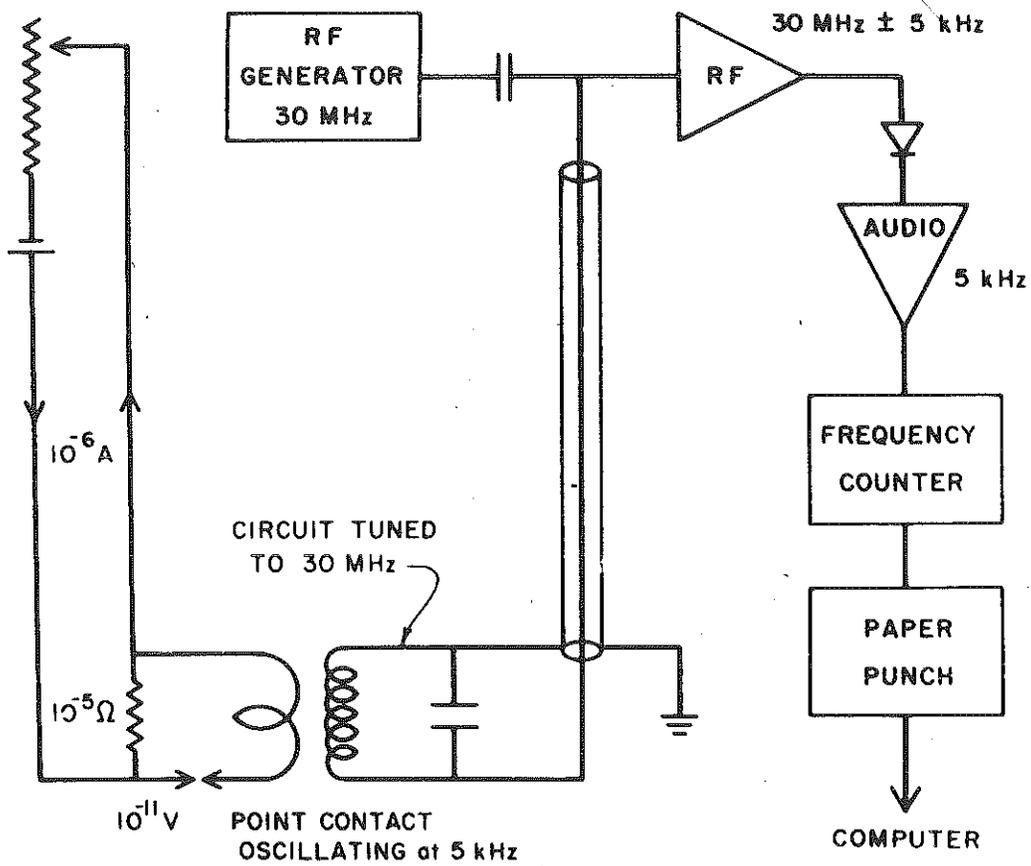


Figure 15

Prototype d'un thermomètre à bruit. Seule la résistance 10^{-5} est à la température à mesurer. (puissance dissipée 10^{-17} watt). (D'après Kamper et Zimmerman (55)).

IV.- CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.-

Nous avons écrit, dans les paragraphes précédents, un certain nombre d'applications de l'effet Josephson alternatif qui peuvent se ramener, très schématiquement, à la mesure d'une ou plusieurs modifications de la caractéristique $I(V)$ (ou de ses dérivées $\frac{dI}{dV}$, $\frac{d^2I}{dV^2}$) de la jonction en présence d'un rayonnement électromagnétique.

Comme pour les applications de l'effet Josephson continu, la situation générale peut se résumer ainsi : depuis 1963 un certain nombre d'expériences ont été faites dans le but de comparer les ordres de grandeur des phénomènes observables avec les prévisions théoriques. Ces études se poursuivent et, parallèlement, certains laboratoires essaient de mettre au point des appareils utilisant un certain domaine de l'effet Josephson. Il semble que l'effet Josephson continu soit plus en avance, puisqu'en magnétométrie il existe déjà des appareils commercialisés.

Pour les applications de l'effet Josephson alternatif, on ne peut qu'émettre des hypothèses. Alors que certains types d'applications semblent devoir rester du domaine du laboratoire, la détection et le mélange d'ondes hyperfréquences sont, sans doute, promis à un développement important dans le cadre des télécommunications (satellites).

Toutefois, un large effort technologique est encore indispensable, dans le but d'améliorer la fiabilité des jonctions Josephson (56). En particulier, la possibilité de

réaliser des réseaux de jonction identiques et suffisamment fiables rendrait l'utilisation de mémoires à effet Josephson beaucoup plus probable. Il est certain que les efforts doivent porter sur des jonctions évaporées, dont on sache fabriquer la barrière de façon reproductible et pour lesquelles les mécanismes physiques d'évolution au cours des cyclages thermiques soient connus. Aucun type de barrière (à oxyde, semiconductrice, métallique) ne peut encore être désigné comme le meilleur.

Même si les applications sont tributaires d'un problème technologique d'élaboration, l'effet Josephson alternatif, comme l'effet continu, reste néanmoins un puissant outil de mesure aux possibilités multiples.

:--:--:--:--:--:--:

BIBLIOGRAPHIE.-

- (1) J. BARDEEN, L.N. COOPER, and J. SCHRIEFFER, Phys. Rev, 108, 1175 (1957).
- (2) B.D. JOSEPHSON, Phys. Letters, 1, 251 (1962).
- (3) Pour une revue des applications de l'effet Josephson continu on peut lire :
B.N. TAYLOR, J. Appl. Phys, 39, 2490 (1968);
Voir aussi D. LEMERCIER, 2ème thèse, Université de Grenoble (1969),
Effet Josephson, applications aux phénomènes d'interférence et à la magnétométrie.
- (4) B.D. JOSEPHSON, Rev. of Modern Physics, 36, 216 (1964);
B.D. JOSEPHSON, Advances in Physics, 14, 419 (1965);
Voir aussi : P.W. ANDERSON, Lectures on the Many-Body Problem, RAVELLO 1963, Vol II (E.R. CAIANELLO, ed.), Academic Press, New York 1964, p. 113.
- (5) T. F. FINNEGAN, A. DENENSTEIN, and D.N. LANGENBERG, Phys. Rev. Letters, 24, 738 (1970); B.N. TAYLOR, W.H. PARKER, and D.N. LANGENBERG, Rev. of Modern Phys., 41, 375 (1969); I.K. HARVEY, J.C. MACFARLANE and R.B. FRENKEL, Phys. Rev. Letters, 25, 853 (1970).
- (6) V. AMBEGAOKAR and A. BARATOFF, Phys. Rev. Letters, 10, 486, (1963).
- (7) D.J. SCALAPINO, Theory of Josephson tunneling, Chap. 32. Tunneling Phenomena in Solids, (E. BURSTEIN and S. LUNDQVIST ed.) Plenum Press, New York 1969.
- (8) R.E.ECK, D.J. SCALAPINO, and B.N. TAYLOR, Phys. Rev. Letters, 13, 15 (1964).
- (9) J.M. ROWELL, Phys. Rev. Letters, 11, 200 (1963).
- (10) P.W. ANDERSON and J.M. ROWELL, Phys. Rev Letters, 10, 230 (1963).

- (11) GOLDMAN and KREISMAN, Phys. Rev., 164, 2, (1967)
- (12) R.E.ECK, D.J. SCALAPINO and B.N. TAYLOR in Low Temperature Physics IX, Proceedings of the 9th International Conference (J.G. DAUNT et al, eds) Plenum Press, New York, 1965; I.O. KULIK, JETP Letters, 2, 84 (1965).
- (13) M.D. FISKE, Rev. Mod. Phys. , 36, 221 (1964).
I.M. DMITRENKO, I.K. YANSON, and V.M. SVISTUNOV, Soviet Physics JETP Letters, 2, 10 (1965).
- (14) S. SHAPIRO, Phys. Rev. Letters, 11, 80 (1963)
- (15) S. SHAPIRO, A.R. JANUS, and S. HOLLY, Rev. Mod. Phys. 36, 223 (1964).
- (16) D.N. LANGENBERG, D.J. SCALAPINO, B.N. TAYLOR, and R.E. ECK, Phys. Letters, 20, 563 (1966).
- (17) A.H. DAYEM and R.J. MARTIN, Phys. Rev. Letters, 8, 246 (1962).
- (18) P.K. TIEN and J. GORDON, Phys. Rev., 129, 647 (1963)
- (19) N. WERTHAMER, Phys. Rev., 147, 255 (1966).
- (20) S. STRASSLER and H.R. ZELLER, Phys. Rev. B, 3, 226 (1971).
- (21) I. GIAEVER and H.R. ZELLER, Phys. Rev. B, 1, 4278 (1970)
- (22) C.A. HAMILTON and S. SHAPIRO, Phys. Rev. B, 2, 4494 (1970).
- (23) J.N. SWEET and G.I. ROCHLIN, Phys. Rev. B, 2, 656 (1970).
- (24) N.R. WERTHAMER and S. SHAPIRO, Phys. Rev., 164, 523 (1967).
- (25) A.H. SILVER and J.E. ZIMMERMAN, Appl. Phys. Letters, 10, 142 (1967)
- (26) R. de BRUYN OUBOTER, W.H. KRAAN, A. Th. A.M. de WAELE and M.H. OMAR, Physica, 35 , 335 (1967).

- (27) R.A. KAMPER, IEEE Transactions on electronic devices, 16, 841 (1969).
- (28) J.C. FISHER and I. GIAEVER, J. Appl. Phys., 32, 172 (1961).
- (29) W. SCHROEN, Applied Superconductivity Conference, Austin, TEXAS (1968).
- (30) J.E. ZIMMERMAN, J.A. COWEN, and A.H. SILVER, Appl. Phys. Letters, 9, 353, (1966).
- (31) J.E. ZIMMERMAN, P. THIENE, and J.T. HARDING, J. Appl. Phys., 41, 1572 (1970). Commercialisé par la S.H.E. Manufacturing Co, San Diego, California, 92121, U.S.A.
- (32) J. CLARKE, Proc. Roy. Soc., A 308, 447, (1969); Rev. Phys. Appl., 5, 32, (1970).
- (33) P. CARDINNE, B. MANHES, and M. RENARD, Low Temperature Physics LT 12 (Eizo Kanda ed.) KYOTO 1970; I. GIAEVER, Phys. Rev. Letters, 20, 1286 (1968).
- (34) G. FARACI, G. GIAQUINTA and N.A. MANCINI, Phys. Letters, 30 A, 400 (1969)
- (35) A.H. DAYEM and J.J. WIEGAND, Phys. Rev., 155, 419, (1967).
- (36) H.A. NOTARYS, to be published; voir aussi M. NISENOFF, Rev. Phys. Appl. 5, 21, (1970).
- (37) I.K. YANSON, V.M.SVISTUNOV, and I.M. DMITRENKO, Soviet Physics JETP 21, 650 (1965)
- (38) D.N. LANGENBERG, D.J. SCALAPINO, B.N. TAYLOR, and R.E. ECK, Phys. Rev. Letters, 15, 294 (1965); D.N. LANGENBERG, D.J. SCALAPINO, and B.N. TAYLOR, Proc. I.E.E.E., 54, 560 (1966).
- (39) A.H. DAYEM and C.C. GRIMES, Appl. Phys. Letters, 9, 47 (1966).
- (40) J.E. ZIMMERMAN, J.A. COWEN and A.H. SILVER, Appl. Phys. Letters, 9, 353 (1966).
- (41) W.H. PARKER, A.J. DAHM, D.N. LANGENBERG, and D.J. SCALAPINO, Solid State Communications, 5, 7 (1967)

- (42) T.D. CLARK, Phys. Letters 27 A, 585 (1968).
- (43) P.W. ANDERSON and A.H. DAYEM, Phys. Rev. Letters, 13, 195 (1964).
- (44) B.T. ULRICH, Cryogenic and Infrared detection (W.H. HOGAN and T.S. MOSS, eds) Boston Technical Publishers, Cambridge, (1969) p. 120
- (45) P.L. RICHARDS and S.A. STERLING, Appl. Phys. Letters, 14, 394, (1969).
- (46) S. SHAPIRO, Symposium on the Physics of Superconductive Devices, Charlottesville, Virginia (1967).
- (47) Pour une très bonne revue, voir B.N. TAYLOR, W.H. PARKER and D.N. LANGENBERG, Rev. Mod. Phys. 41, 375 (1969).
- (48) T.F. FINNEGAN, A. DENENSTEIN, and D.N. LANGENBERG, Phys. Rev. Letters, 24, 738 (1970).
- (49) C.C. GRIMES and S. SHAPIRO, Phys. Rev., 169, 397 (1968).
- (50) D.G. MACDONALD, V.E. KOSE, K.M. EVENSON, J.S. WELLS, and J.D. CUPP, Appl. Phys. Letters, 15, 121 (1969).
- (51) D.G. MACDONALD, A.S. RISLEY, J.D. CUPP and K.M. EVENSON, Appl. Phys. Letters, 18, 162 (1971).
- (52) R.A. KAMPER, L.O. MULLEN, and D.B. SULLIVAN, NBS Technical note 381 (US Dept. of Commerce, National Bureau of Standards) (1969), p. 16.
- (53) M.J. STEPHEN, Phys. Rev. Letters, 21, 1629 (1968).
- (54) A.H. SILVER, J.E. ZIMMERMAN, and R.A. KAMPER, Appl. Phys. Letters, 11, 209 (1967).
- (55) R.A. KAMPER and J.E. ZIMMERMAN, J. Appl. Phys., 42, 132 (1971).
- (56) D.N. LANGENBERG, T.F. FINNEGAN, and A. DENENSTEIN, Electronics, 42 (1971).

:-:-:-:-:-: