

To058
1970/DS

1970.6
(043)DE
(2)

T H E S E

présentée

A L A F A C U L T E D E S S C I E N C E S
D E L ' U N I V E R S I T E D E G R E N O B L E

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR-ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Louis ALLAIN

Deuxième thèse

APPLICATION DES BASSES TEMPERATURES A L'ELECTRONIQUE

Soutenu le 9 juillet 1970 devant la Commission d'examen

L'APPLICATION DES BASSES TEMPERATURES

A L'ELECTRONIQUE

I - LA RESISTIVITE ELECTRIQUE.....	
1 - Effet de la température.....	1
2 - Magnétorésistance.....	1
3 - Effet de peau anormal.....	2
4 - Conséquences.....	3
II - LE BRUIT DE FOND - LES MASERS	
1 - Le bruit de fond.....	4
2 - Le maser à trois niveaux.....	5
III - LES SEMI-CONDUCTEURS AUX BASSES TEMPERATURES	
1 - Comportement des semiconducteurs aux basses températures.....	12
2 - Conséquences et applications.....	14
IV - LES ELEMENTS DE CALCULATEURS ELECTRONIQUES	
1 - Introduction.....	17
2 - Les cryotrons.....	18
3 - Les mémoires.....	21
V - LES APPLICATIONS DE LA SUPRACONDUCTIVITE	
1 - Introduction.....	25
2 - Applications.....	25
3 - Applications de l'effet tunnel.....	34

VI - LES DETECTEURS D'INFRA-ROUGE

1 - Classification..... 46

2 - Performances de quelques détecteurs refroidis. 49

REFERENCES..... 52

L'APPLICATION DES BASSES TEMPERATURES A L'ELECTRONIQUE

Les basses températures trouvent de nombreuses, et parfois importantes, applications dans le domaine de l'électronique. Nous allons examiner différents phénomènes qui, à ces températures, améliorent les performances de certains dispositifs ou même permettent la création d'appareils nouveaux.

Nous verrons principalement les avantages apportés par l'abaissement de la résistivité électrique et du bruit de fond, par l'emploi des semiconducteurs et par l'utilisation de la supraconductivité.

I - LA RESISTIVITE ELECTRIQUE

1 - Effet de la température

Aux basses températures, la résistivité en courant continu des métaux purs décroît fortement. La contribution thermique à la résistivité est alors négligeable et c'est la résistance résiduelle ρ_r , fonction surtout du taux d'impuretés, qui intervient (règle de Matthiessen)⁽¹⁾. On a atteint des valeurs de ρ_{300}/ρ_r de 25 000 pour l'aluminium pur (soit $\rho_r = 10^{-10} \Omega \text{cm}$) et de plus de 40 000 pour l'indium et le plomb, mais ces valeurs ne se conservent pas dès qu'on soumet le métal à une certaine déformation ou à un usinage et quand on l'utilise dans un champ magnétique tant soit peu important.

2 - Magnétorésistance

Cette augmentation de la résistivité avec le champ magnétique (souvent en H^2) est plus élevée si le champ

est perpendiculaire à la direction du courant que s'il lui est parallèle, et est d'autant plus importante pour un métal donné que sa résistivité est faible (règle de Kolher), donc s'il est à basse température.⁽¹⁾

Le bismuth a une magnétorésistance énorme et cette propriété est utilisée pour la mesure des champs. L'aluminium a une assez faible magnétorésistance (5 % dans des champs de quelques kilogauss) et elle se sature en champs élevés, celle du cuivre ne se sature pas en champs élevés perpendiculaires.

Cependant avec un rapport $\frac{\rho_r \text{ total}}{\rho_r^{300^\circ\text{K}}} = 10^{-4}$, il pourrait être envisagé en hyperfréquence des coefficients de surtensions 100 fois plus élevés qu'à 300°K (en tenant compte de l'épaisseur de peau δ supposée 100 fois plus faible). Malheureusement, aux basses températures et aux hyperfréquences, il faut tenir compte d'un comportement particulier dit "effet de peau anormal".

3 - Effet de peau anormal

Le libre parcours moyen l varie comme σ , conductivité électrique en continu, l/δ varie donc comme $\sigma^{3/2}$ puisque dans un milieu de perméabilité μ et à la pulsation ω , $\delta_d = \sqrt{\frac{2}{\sigma\mu\omega}}$, quant à l'impédance de surface $Z_s = R_s + jX_s$, elle vaut : $Z_s = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} (1 + j)$. Donc dans le cas normal R_s et $\frac{l}{\delta_d}$ sont en $\omega^{1/2}$. Cependant aux basses températures, σ augmente beaucoup, $\frac{l}{\delta_d}$ varie en $\sigma^{3/2}$, il arrive que l soit de l'ordre de grandeur de δ_d ou même plus grand.

Prenons un exemple, celui du cuivre. A l'ambiante $\sigma = 6.10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ d'où $l = 4.10^{-8} \text{ m}$ (avec sa constante $(\sigma/l) = 1.5.10^{15} \Omega^{-1} \text{ m}^{-2}$) et pour 4 000 MHz, $\delta_{c1} = 10^{-6} \text{ m}$ d'où $\frac{l}{\delta_{c1}} = 4.10^{-2} \ll 1$. Mais à basse température, en supposant un rapport d'environ 300 pour les conductivités, on obtient :

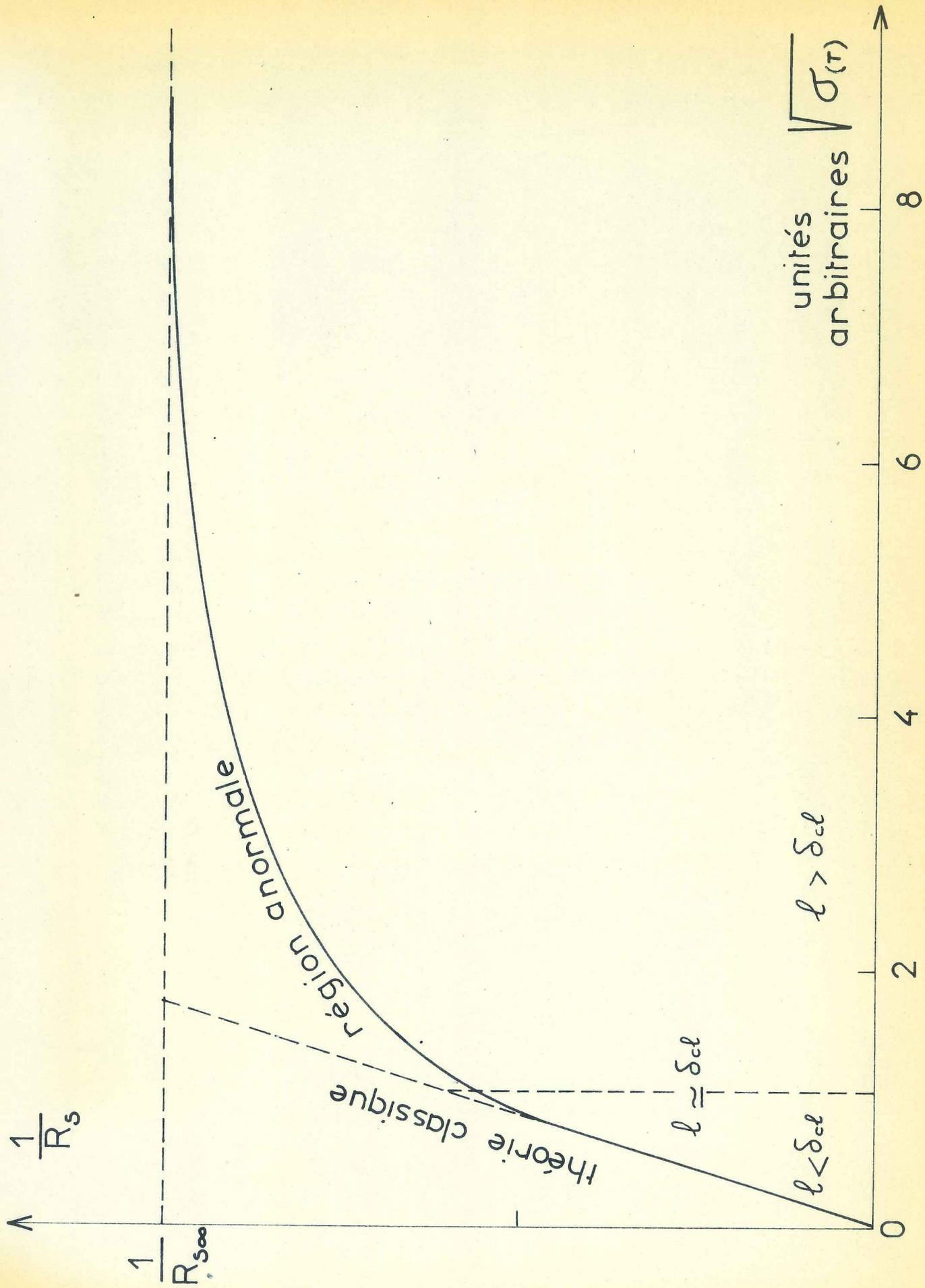


Fig. 1

$\sigma_0 = 2,10^{10} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$, alors $\frac{\ell}{\delta_{cl}}$ devient égal à 200, donc
 $\ell \gg \delta_{cl}$ et c'est vers $100^{\text{th}} \text{ kHz}$ que l'on a déjà $\ell \approx \delta_{cl}$.

Mais lorsque $\ell \gtrsim \delta_{cl}$, il y a variation spatiale du champ électrique sur une distance comparable à ℓ . Un électron va se mouvoir entre deux chocs successifs dans des régions de champs différents. La relation locale $J = \sigma E$ n'est plus valable, la théorie non locale de Reuter et Sondheimer⁽²⁾⁽³⁾ conduit alors aux résultats suivants lorsque $\ell \gg \delta_{cl}$:

$$\delta_{\infty} = \left(\frac{\sqrt{3} \ell}{2\pi\mu\omega\sigma} \right)^{1/3}$$

$$R_{s\infty} = \left(\frac{\sqrt{3} \mu^2 \ell \omega^2}{16\pi\sigma} \right)^{1/3}$$

Remarquons que $R_{s\infty}$ est indépendant de la conductivité, (fig. 1) car σ/ℓ est une constante pour un métal donné et varie comme $\omega^{2/3}$ au lieu de se comporter comme $\sigma^{-1/2}$ et $\omega^{1/2}$ lorsque l'effet de peau est normal.

4 - Conséquences

Aux hyperfréquences, on n'augmentera pas le coefficient de surtension d'une cavité dans le rapport espéré en la refroidissant. Par exemple le gain obtenu est seulement à 3 000 MHz de 6 pour le cuivre, 8 pour l'aluminium au lieu du facteur 100 espéré. Nous verrons que les cavités supraconductrices sont beaucoup plus intéressantes.

Par contre, pour des applications en basse fréquence, on atteint facilement vers les températures de l'hydrogène ou de l'hélium liquide, les faibles résistivités résiduelles. En électrotechnique, l'aluminium très pur utilisé à 20°K sera peut être plus employé que les supraconducteurs.

II - LE BRUIT DE FOND - LES MASERS

1 - Le bruit de fond

1.1 - Les sources de bruit

Le bruit de fond limite la détection des faibles signaux. Il est lié aux fluctuations aléatoires des différentes grandeurs macroscopiques. On peut distinguer, malgré ses origines très diverses, trois sources essentielles de bruit ⁽⁴⁾.

Le bruit thermique, ou bruit Johnson, est dû à l'agitation thermique des porteurs de charge (électrons, etc...). La moyenne des carrés des tensions de bruit thermique apparaissant aux bornes d'une résistance R, à la température T, dans une bande de fréquence B, est donnée par la relation de Nyquist :

$$\overline{e^2} = 4 kT.R.B. \quad (k \text{ est la constante de Boltzmann})$$

Le bruit de grenaille, ou effet Schottky, est dû à la nature granulaire de l'électricité (fluctuations du nombre d'électrons, il est lié au courant moyen.

Le bruit de scintillation, ou bruit en 1/f, doit son nom au fait qu'il varie approximativement suivant l'inverse de la fréquence. Il existe dans les tubes (fluctuations des aires émissives de la cathode) et dans les semi-conducteurs où il est principalement lié aux effets de surface.

1.2 - Le bruit thermique

Il est toujours présent et souvent prépondérant ; aussi le prend-on comme référence pour définir une température équivalente de bruit égale à la puissance de bruit ramenée à l'entrée du système divisée par k.B.

On peut réduire le bruit thermique en abaissant la température. Malheureusement, les tubes et transistors classiques ne peuvent fonctionner aux basses températures. De plus, le bruit du signal d'entrée est inchangé. Par exemple l'absorption atmosphérique introduit un bruit de 200 à 300°K dans un signal hertzien terrestre et il est inutile de l'amplifier avec un maser.

Ces réserves étant faites, il est bien souvent possible d'abaisser fortement le bruit de fond total en refroidissant l'élément sensible (détecteur, préamplificateur, photomultiplicateur, etc...). Pour les détecteurs infra-rouge, les composants de calculateurs, les éléments à semi-conducteurs, etc..., nous verrons que si le but essentiel du refroidissement n'est pas toujours d'abaisser le bruit, la réduction de celui-ci n'en reste pas moins très appréciée.

C'est aussi le cas pour le maser où le fonctionnement à basse température joue plusieurs rôles ⁽⁵⁾(6). Nous rappellerons quelques résultats pour un maser à trois niveaux, le plus utilisé et qui est une importante application.

2 - Le maser à trois niveaux

2.1 - Principe

On réalise souvent les trois niveaux d'énergie par subdivision dans un champ magnétique, du niveau fondamental de l'ion Cr^{3+} dilué dans une matrice de Al_2O_3 (rubis).

A l'équilibre, la population de chaque niveau est régie par la distribution de Boltzmann :

$$\frac{n_j}{n_i} = \exp \frac{(E_i - E_j)}{kT} \quad (a)$$

On irradie maintenant le système avec un signal de "pompage", de fréquence ν_{13} telle que $h\nu_{13} = E_3 - E_1$ (fig. 2) assez puissant pour saturer la transition, c'est-à-dire conduisant à équilibrer les populations des niveaux 3 et 1 ($n_3 \approx n_1$). Si le processus de relaxation amenant la population du niveau 3 sur le niveau 2 est faible par rapport à celui amenant celle de 2 en 1, on pourra réaliser $n_3 > n_2$. Alors, un signal de fréquence ν_{32} peut être amplifié car il provoquera plus d'émission stimulée que d'absorption.

La largeur de chaque niveau d'énergie est faible. Aussi, le signal est amplifié seulement dans une fine bande de fréquence centrée sur ν_{32} . Le maser est donc à bande passante étroite et à faible bruit de fond.

Le niveau du signal d'entrée doit être faible (10^{-7} W), sinon le maser se sature, car on détruit l'inversion des populations entre les niveaux 3 et 2.

2.2 - Nécessité du refroidissement à basse température

2.2.1 - Le temps de relaxation τ_1

Le processus thermique qui tend à détruire l'effet du pompage a un temps de relaxation d'autant plus grand que la température est plus petite. Pour avoir de faibles puissances de pompage, il faut donc un temps de relaxation élevé que l'on obtient à basse température. Par exemple, pour "pomper" un rubis, il faut environ :

1 kW à 300°K
 1 W à 20°K (H_2)
 10 mW à 4,2°K (He)

2.2.2. - Le rapport des populations à l'équilibre

Défini par la relation (a), il croît lorsque la température décroît. On montre aussi que ⁽⁵⁾ :

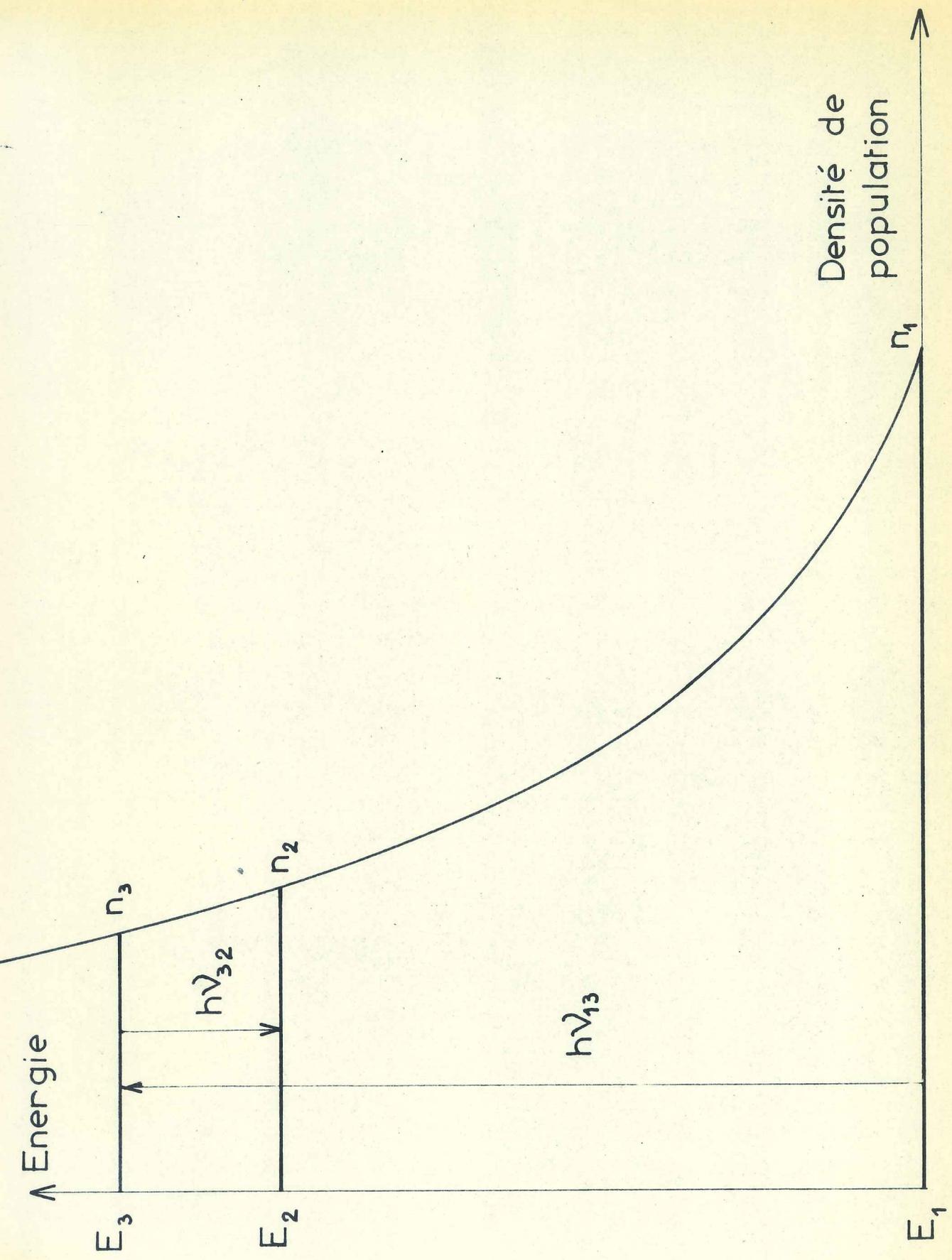


Fig. 2

$$\sqrt{G.B} = \frac{2\nu}{|Q_m|} \quad (b)$$

G est le gain en puissance et Q_m est la surtention magnétique, négative, égale à :

$$|Q_m| = 2\pi \frac{W_{\text{stockée}}}{W_{\text{gagnée par cycle}}}$$

Donc, le produit $\sqrt{G.B}$ augmente si Q_m diminue. C'est ce que l'on obtient en refroidissant le système à basse température puisqu'ainsi le rapport élevé des populations permet une plus grande inversion des niveaux, d'où une énergie gagnée par cycle plus importante et un abaissement de $|Q_m|$.

2.2.3 - Le bruit de fond propre au maser

Nous verrons ci-dessous que la température de bruit du maser est de l'ordre de la température T_0 à laquelle il travaille.

Pour cette raison et les précédentes, on opère donc avec un cristal refroidi à la température de l'hélium liquide. En faisant bouillir cet hélium sous pression réduite on atteint facilement 1,5°K et comme il devient en partie superfluide il n'y a ni bulles, ni variations d'indice.

2.3 - Le bruit de fond

2.3.1 - Le bruit dû à l'émission spontanée (T_e)

L'émission spontanée, phénomène aléatoire de phase quelconque qui fait passer une particule d'un niveau d'énergie supérieur à un niveau inférieur, introduit un bruit. En égalant l'énergie du photon $h\nu$ à l'énergie d'un mode de vibration du corps noir, $E = \frac{h\nu}{\exp(h\nu/KT) - 1}$, on trouve une température

équivalente de bruit ⁽⁵⁾ :

$$T_e = \frac{h\nu}{k \text{Log} 2} \quad (c)$$

Ce bruit est heureusement très faible aux hyperfréquences, par exemple pour $\lambda = 3 \text{ cm}$, $T_e = 0,7^\circ\text{K}$.

2.3.2 - Le bruit dû aux fluctuations thermiques (T_f) :

Pour un maser avec une cavité résonnante de surtension Q_o , à la température T_o , et si T_m est la température (négative) du système dont on a inversé les populations, on obtient ⁽⁵⁾ :

$$T_f \approx T_o \cdot \frac{|Q_m|}{Q_o} + T_m \quad \text{et} \quad \frac{T_m}{T_o} \approx \frac{2\nu_{32}}{\nu_{13}}$$

$$\text{soit : } T_f \approx T_o \left(\frac{|Q_m|}{Q_o} + \frac{2\nu_{32}}{\nu_{13}} \right)$$

On a toujours $Q_o \gg |Q_m|$ et ν_{32} (fréquence du signal) $< \nu_{13}$ (fréquence de pompage). Aussi, T_f sera de l'ordre de T_o . Par exemple pour $\nu_{13} = 2\nu_{32}$, on obtient $T_f \approx T_o$.

2.3.3. - Température de bruit totale

Les bruits précédents constituent le bruit de fond propre au maser. Mais si l'on considère l'ensemble du système amplificateur, il est utile de définir une température de bruit totale, qui est la somme des températures de bruit de chaque élément.

Il faut alors tenir compte du bruit des circulateurs, des circuits et des guides d'onde, (que l'on a intérêt à choisir avec peu de pertes, ou même à refroidir à l'azote liquide), du bruit des amplificateurs suivants (faible si le gain du maser est assez grand) et du bruit du ciel et du sol vus à travers l'antenne (bruit de l'antenne). Le facteur de bruit global défini par :

$$F = 1 + \frac{T_{\text{totale}}}{290^{\circ}\text{K}}$$

reste cependant voisin de 1, alors qu'il est d'environ 3 pour un tube à onde progressive.⁽⁷⁾

2.3.4 - Performances réalisées :

Voici deux exemples de masers fonctionnant à la température de l'hélium liquide.

- Maser à 1420 MHz de Harvard⁽⁸⁾

Maser à cavité et avec un rubis, B = 2 MHz, G = 20 db.
Température de bruit du maser seul : 9°K, des guides : 20°K, du circulateur : 25°K, de l'ensemble avec l'antenne : 85°K.

- Maser à 4,17 GHz de Pleumeur-Bodou⁽⁹⁾

Maser à onde progressive (ce qui permet de plus larges bandes passantes), utilisant un rubis, B à 3 db = 16 MHz (pouvant être étendue à 25 MHz), G = 40 db.
Température de bruit du maser seul : 3,5°K, des amplificateurs suivants : 0,5°K, des lignes, coupleurs, etc... : 12 à 14°K, de l'ensemble avec l'antenne et le radome : 31°K en moyenne. Cette dernière température étant obtenue par temps sec et lorsque l'antenne est pointée au zénith. Le bruit augmente beaucoup avec l'humidité et atteint en moyenne 50°K.

2.4 - Utilisation des masers

Le maser n'a d'intérêt que si le bruit à l'entrée est faible. Or, le bruit venant du ciel est minimal (quelques °K) entre 1 et 10 GHz environ (30 cm et 3 cm). Cette bande convient bien aux possibilités des masers. Ils sont surtout employés pour les communications spatiales par satellites et pour la radioastronomie passive (détection des bruits venant des galaxies obscures).

Notons que l'antenne doit être orientée vers le zénith, si cela est possible, pour ne pas recueillir trop de bruit dû à l'absorption par l'oxygène et la vapeur d'eau atmosphérique (fig.3) et que ses lobes latéraux et arrières doivent être faibles pour ne pas apporter trop de bruit du sol⁽¹⁰⁾.

En radioastronomie, on monte le maser au foyer de l'antenne. On arrive à des résultats remarquables, par exemple, le maser à onde progressive conçu par De Grasse⁽¹¹⁾ qui, avec une antenne conçue spécialement, a une température totale de bruit de 18,5°K à 5,65 GHz.

2.5 - Limites des masers - Amplificateurs paramétriques

2.5.1 - Limites

Le maser est limité vers les fréquences élevées par le bruit venant de l'émission spontanée (§ 2.3.1 de ce chapitre), par exemple pour $\lambda = 0,5$ mm, $T_e \approx 40^\circ\text{K}$ avec la relation (c). Cependant, la limite actuelle est surtout due à l'augmentation du champ magnétique nécessaire pour écarter les niveaux (on cherche alors un écartement initial en champ nul, "splitting initial", élevé) et à l'augmentation de la fréquence de pompage. Mais les masers millimétriques actuels sont imbattables par les amplificateurs paramétriques qui ont de faibles performances en dessous du centimètre.

Par contre, vers 20 cm se situe la limite supérieure des masers. D'après l'équation (b) on voit qu'il faut ν assez grand pour ne pas avoir un produit $\sqrt{G} \cdot B$ trop faible ; de plus, il faut aussi des matériaux avec un petit "splitting" initial.

2.5.2 - Amplificateurs paramétriques

C'est donc vers $\lambda > 10$ cm que les amplificateurs paramétriques sont fortement compétitifs et tendent à prendre

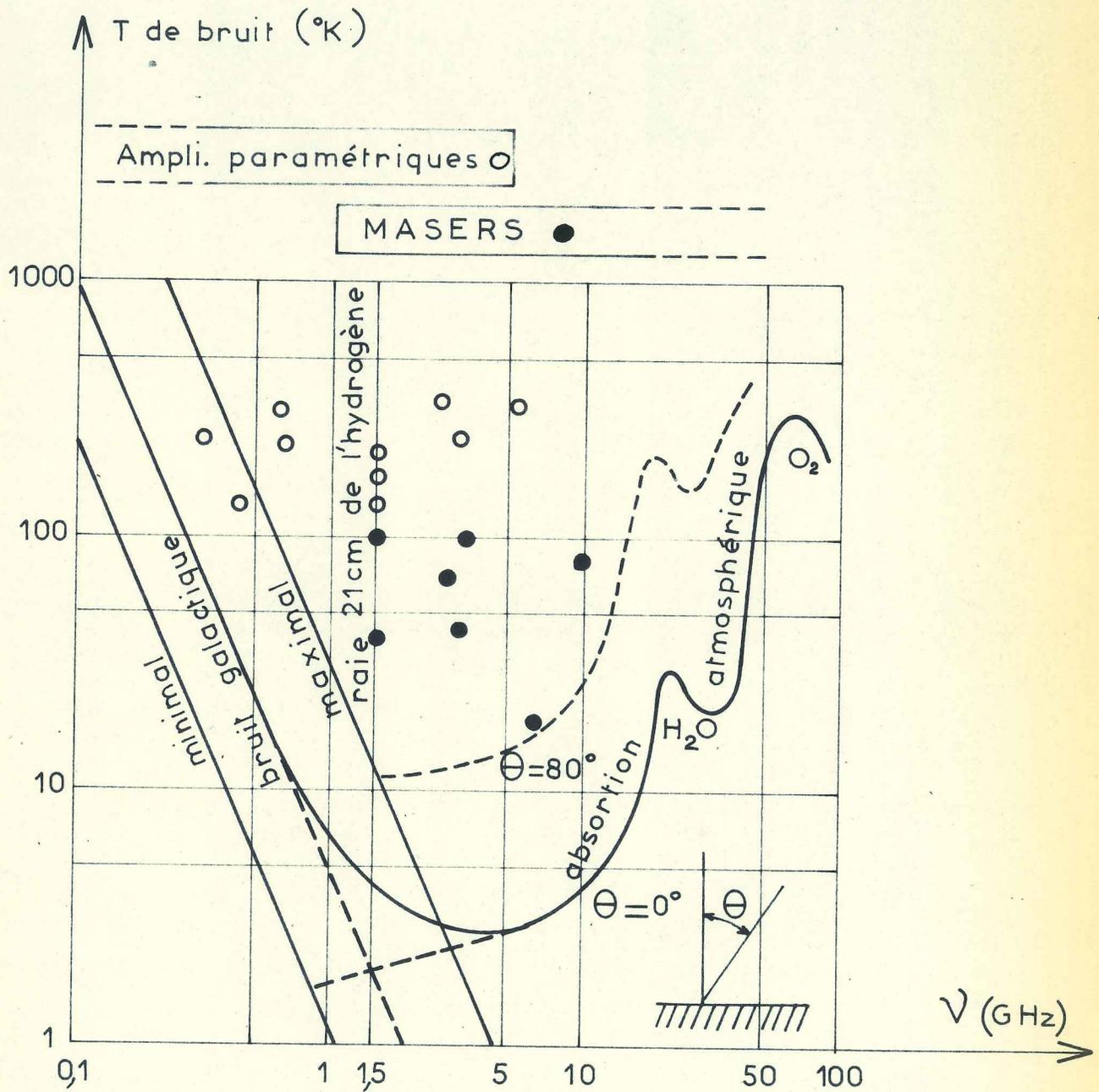


Fig.3

la relève des masers. Ils sont bien sûr plus économiques, ils ne nécessitent ni champ magnétique, ni refroidissement à l'hélium.

Cependant pour de hautes performances, un refroidissement à l'azote liquide est nécessaire (12). Le bruit de fond se trouverait encore abaissé par l'emploi d'hélium liquide, mais pour peu d'amélioration on retrouverait les servitudes cryogéniques des masers ; aussi préfère-t-on se limiter à 77°K. Les amplificateurs paramétriques ont une bande passante assez large (100 MHz) et, avec une diode "varactor" non refroidie, une température de bruit d'environ 100°K : ils conviennent parfaitement aux liaisons hertziennes terrestres. Quand on compare, dans la gamme commune (incluant la raie d'émission à 1 420 MHz de l'hydrogène), leurs températures globales de bruit avec celles des masers, la différence reste faible. Mais, indiscutablement les masers restent encore les meilleurs pré-amplificateurs.

2.6 - Masers optiques ou lasers

Dans le domaine optique, le laser est l'équivalent d'un maser. Aussi l'émission spontanée est énorme ($h\nu \gg kT$). Il faut de grandes puissances de pompage pour inverser les populations (on procède souvent par impulsions) et de toutes façons le bruit est élevé. Avec la relation (c), on obtient $T_e = 65\ 000^\circ\text{K}$ pour $\lambda = 0,3\mu$. Le laser sera utilisé seulement en émetteur avec un interféromètre de Pérot-Fabry pour boucler le système. On a une grande directivité du faisceau, une concentration d'énergie énorme ($10^{13}\ \text{W/cm}^2$) et une cohérence spatiale et temporelle (monochromatisme) remarquable. Il y a des lasers à gaz (He-Ne, à vapeur de césium, etc...) ainsi que des lasers utilisant le rubis (comme les masers), mais cette fois la transition se fait entre les niveaux naturels de Cr^{3+} dans Al_2O_3 .

Pour le laser à rubis, un refroidissement à l'azote liquide affine la raie de fluorescence, permettant de réduire le seuil nécessaire à l'amorçage de lumière cohérente, nous verrons cela également plus loin pour les diodes Ga-As de rendement excellent. Pour d'autres lasers à cristaux, le refroidissement à 77°K est souvent nécessaire.⁽¹³⁾

III - LES SEMICONDUCTEURS AUX BASSES TEMPERATURES

1 - Comportement des semiconducteurs à basse température

1.1 - Modification des propriétés physiques

La largeur de la bande interdite varie peu avec la température, ainsi la probabilité de l'effet tunnel reste sensiblement la même. Par contre, certaines propriétés sont profondément modifiées lorsque l'on abaisse la température.

Les vibrations thermiques du réseau sont beaucoup moins énergétiques puisqu'elles correspondent à une énergie $h\nu \lesssim kT$. Les propriétés de transport reliées à la diffusion et à l'excitation des porteurs sont aussi très modifiées.

En refroidissant un semiconducteur assez peu dopé, la conduction par excitation thermique de ses électrons de valence est négligeable et les porteurs libres sont surtout obtenus à partir des niveaux superficiels des impuretés donatrices ou acceptrices. Mais rapidement l'énergie d'ionisation de ces impuretés devient grande devant kT , il se produit un "gelage" des porteurs.

On sait qu'un semiconducteur intrinsèque (ou peu dopé) a, à haute température, le comportement d'un métal et tend vers celui d'un isolant à basse température. Mais cette variation de conductivité dépend énormément de la pureté du matériau.

1.2 - Effets des impuretés

Lorsque l'on augmente le nombre des impuretés, il se manifeste entre elles une interaction qui transforme en bande d'énergie les niveaux discrets correspondant à des impuretés isolées. Ceci a pour conséquence de réduire le gelage des porteurs.

Mais si l'on augmente encore la densité d'impuretés, la bande s'élargit et arrive à rejoindre la bande de conduction du semiconducteur. Le semiconducteur est dit "dégénéré", le nombre des porteurs cesse d'être une fonction de la température et la conductivité reste élevée. La mobilité des porteurs, modifiée par le refroidissement, demeure cependant assez grande à basse température⁽¹⁴⁾.

Les applications cryogéniques des semiconducteurs seront donc surtout réalisées avec des matériaux fortement dopés. On emploie aussi les composés des groupes III - V (Ga-As, In-Sb, etc...) dans lesquels la mobilité des porteurs est élevée. Nous verrons dans un chapitre spécial les détecteurs d'infra-rouge qui constituent une importante application des semiconducteurs à basses températures.

1.3 - Effet du champ électrique

Aux très basses températures, le libre parcours moyen des porteurs devient suffisamment grand pour leur permettre d'ioniser les impuretés sous leur choc, à condition de leur communiquer assez d'énergie par un champ de quelques V/cm. Pour du germanium dopé avec des impuretés donatrices du groupe V, de potentiel d'ionisation 10^{-2} eV, cela implique un libre parcours moyen d'environ 10μ . Lorsque le champ atteint la valeur critique, les impuretés sont ionisées, il y a une brusque multiplication du nombre des porteurs, l'effet d'avalanche se produit et le courant augmente de plusieurs ordres de grandeur, limité enfin par la recombinaison des porteurs.

D'où la caractéristique suivante $V(I)$ (fig. 4) pour du germanium non compensé.

Dans le cas où le semiconducteur est fortement dopé et compensé (par exemple du germanium dopé avec de l'indium et compensé avec de l'antimoine), le champ critique est plus élevé que dans le cas précédent (de l'ordre de 100 V/cm) et de plus, le champ après claquage est inférieur au champ de claquage⁽¹⁵⁾. On obtient ainsi une caractéristique $V(I)$ dont une partie est celle d'une résistance négative (fig. 4).

2 - Conséquences et applications

2.1 - Transistors

Les transistors à jonction classiques qui utilisent des matériaux assez peu dopés et où la durée de vie des porteurs injectés intervient, sont sérieusement limités par le "gelage" de ces porteurs à basse température. Malgré des fonctionnements possibles si la température des jonctions atteint 20°K environ⁽¹⁴⁾, il est probable que les transistors pour applications cryogéniques seront faits avec les composés III-V. Cependant, il ne faut pas se cacher que les besoins devront être très pressants, et insolubles par d'autres moyens, pour que l'on développe pour ces semiconducteurs très dopés une technologie élaborée comme celle du silicium.

On a aussi proposé⁽¹⁶⁾ de recueillir l'émission lumineuse d'une jonction Ga-As pour fabriquer un transistor d'un type spécial ("optotransistor") qui pourrait éventuellement fonctionner à basse température.

Enfin, il doit être remarqué que, comme les diodes tunnels conçues pour fonctionner à l'ambiante et qui conservent leurs caractéristiques à basses températures, les transistors à effet de champ peuvent, avec cependant des

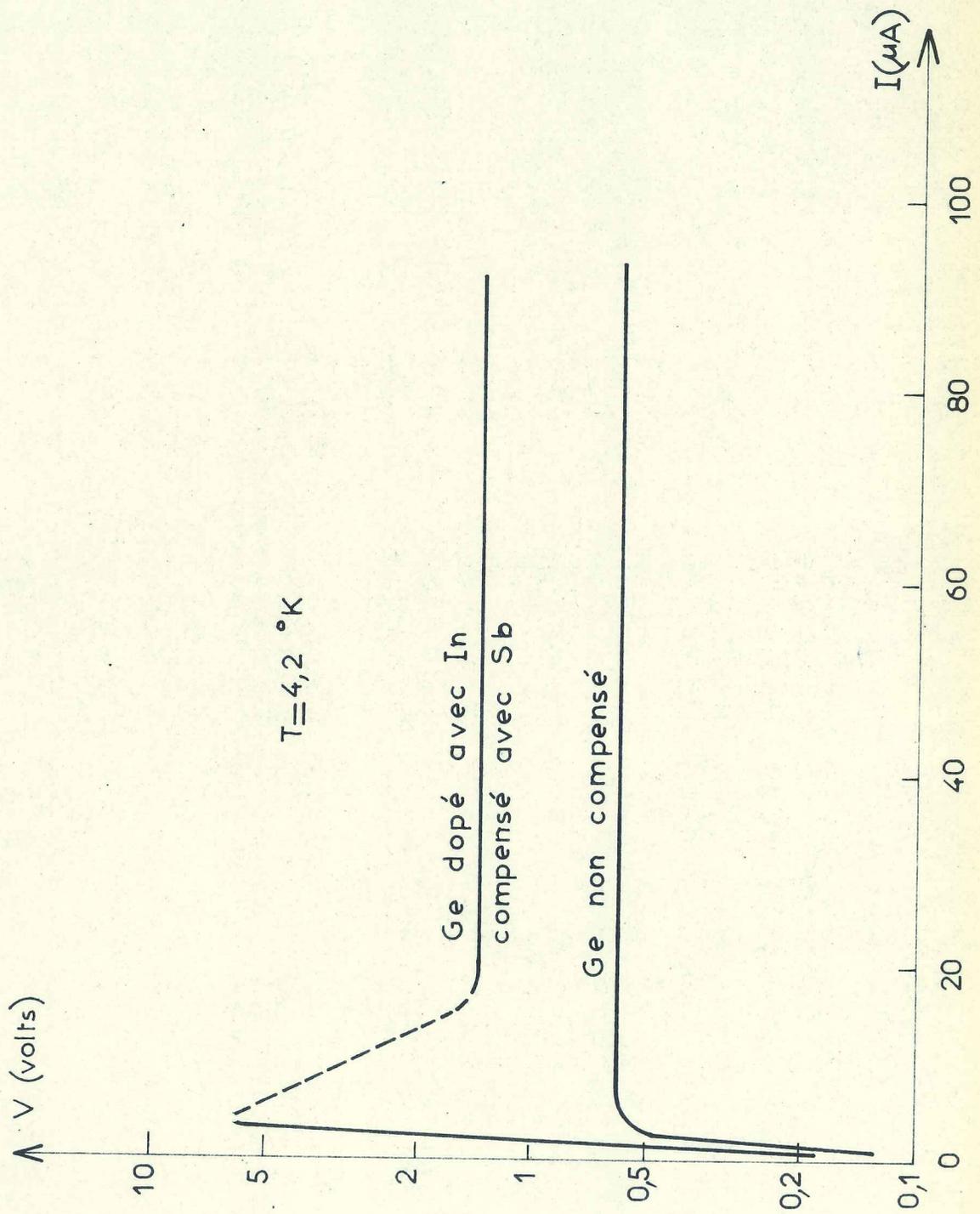


Fig.4

caractéristiques assez déformées, fonctionner à $4,2^{\circ}\text{K}$.⁽¹⁷⁾

Ceci est surtout valable pour les "MOSFET" où l'électrode de contrôle est isolée du canal "drain-source" avec une fine couche de SiO_2 . On peut décrire très schématiquement le fonctionnement comme étant l'action du champ électrique créé dans la région "drain-source" qui donne un effet de pincement et fait décroître le nombre de porteurs dans cette région. Le courant drain que l'on commande est plus faible à basse température, mais l'effet du champ électrique créé par la tension d'entrée reste le même.

Si le fonctionnement à $4,2^{\circ}\text{K}$ n'apporte pas dans ce cas une amélioration sensible du rapport signal/bruit (car si le bruit est réduit, le gain l'est aussi), il est très avantageux pour une adaptation d'impédance. C'est le cas par exemple de certains détecteurs refroidis pour infra-rouge qui présentent parfois des impédances allant à $10^{10} \Omega$. Une capacité parallèle aussi faible que 1 pF pourrait réduire d'un facteur 10 un signal modulé à 150 Hz, rendant aléatoire l'action du préamplificateur situé à l'ambiante. Le "MOSFET" monté en adaptateur d'impédance ramène celle-ci à une valeur plus maniable de $10^4 \Omega$.⁽¹⁸⁾

Notons que l'on peut envisager le fonctionnement d'un chopper avec MOSFET à $4,2^{\circ}\text{K}$, ou son utilisation en amplificateur⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾ dans diverses applications cryogéniques.

2.2 - Amélioration de quelques dispositifs.

En refroidissant, on peut améliorer quelques performances d'éléments utilisant un semiconducteur fortement dopé. C'est le cas des diodes "Varactors" (Ga-As, In-Sb) qui ont une capacitance fonction de la tension et qui sont employées

dans les amplificateurs paramétriques, ou des diodes Ga-As électroluminescentes. Leur comportement est sensiblement le même qu'à l'ambiante, par contre le bruit thermique (causé par les mouvements aléatoires des électrons et des trous dans le semiconducteur) est fortement réduit. De plus, pour les jonctions électroluminescentes la séparation spectrale est plus fine à cause de la diminution des vibrations thermiques et surtout le seuil de densité de courant critique pour l'action laser de ces diodes Ga-As décroît de plusieurs ordres de grandeur (fig.5), permettant d'opérer de façon continue avec un rendement remarquable⁽²¹⁾.

2.3 - Applications diverses

2.3.1 - Le cryosar

McWhorter et Rediker⁽²²⁾ ont utilisé l'effet d'avalanche, produit par le champ électrique dans un semiconducteur fortement dopé et compensé (§ 1.3) pour construire un élément bistable : le "cryosar" (terme formé par cryogénique et switching by avalanche and recombination). Nous retrouverons d'ailleurs le cryosar dans le chapitre relatif aux éléments de calculateurs.

Notons que dans le cas où il est non compensé, le germanium (fig.4) peut être utilisé pour obtenir un élément dont la caractéristique non linéaire $V(I)$ est symétrique par rapport à l'origine.

2.3.2 - L'effet Hélicon

Il concerne la propagation dans un semiconducteur des ondes électromagnétiques polarisées circulairement. En le plaçant dans un champ magnétique, l'effet gyromagnétique des électrons à basse température (où le libre parcours moyen est plus grand) favorise une polarisation et atténue l'autre (~ 70 db).

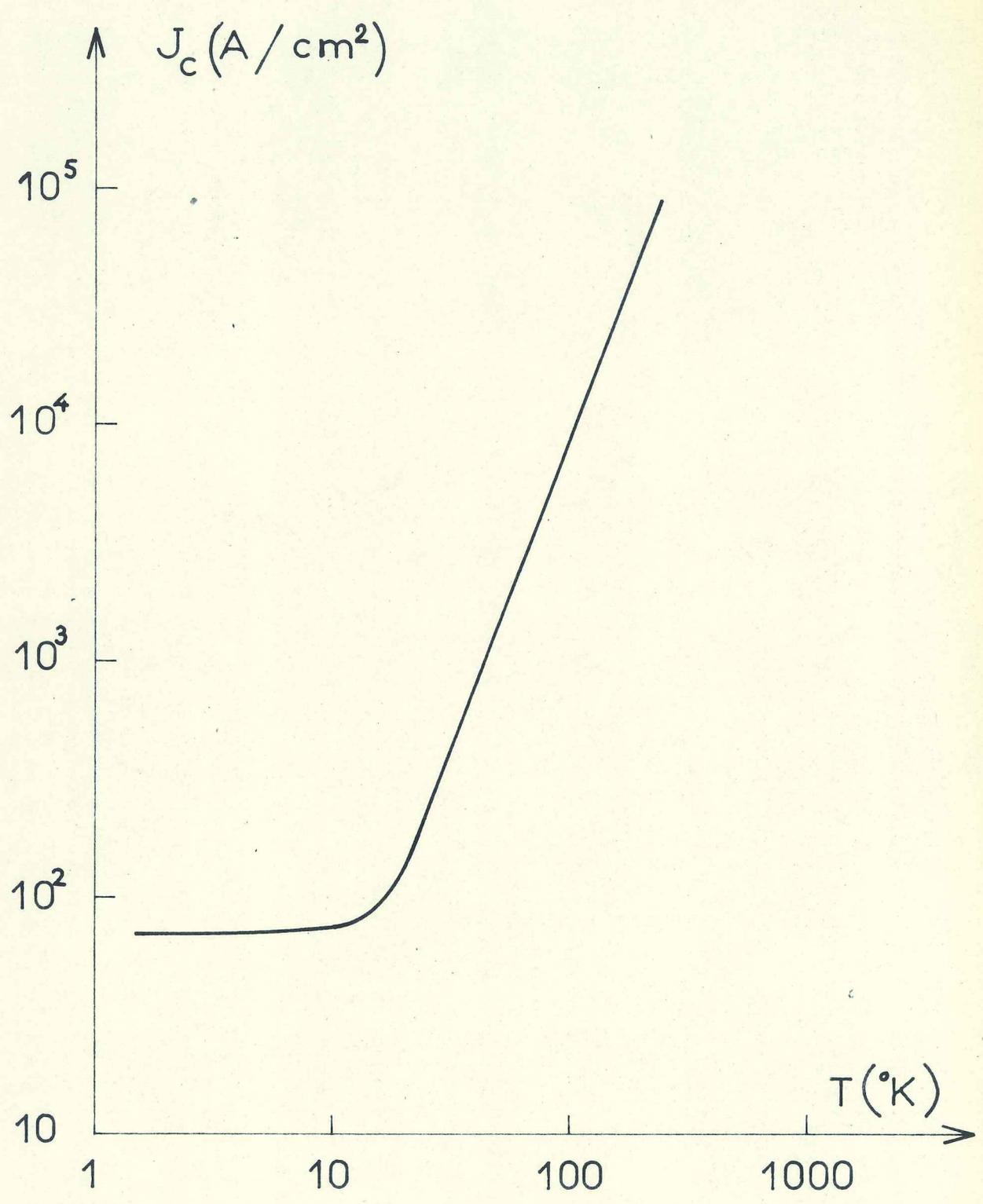


Fig. 5

On peut alors réaliser un système propageant l'énergie électromagnétique dans un seul sens (isolateur). Comparé à un isolateur classique à ferrite, il convient pour une gamme de fréquences beaucoup plus large et introduit moins de bruit de fond.

En associant à ce dispositif un amplificateur paramétrique à diode "Varactor" GaAs ou InSb, on pense obtenir en faisant fonctionner le tout à la température de l'azote liquide un amplificateur économique de sensibilité comparable à celle d'un maser utilisant l'hélium liquide.

2.3.3.- Thermomètres

La variation de la résistivité des divers semi-conducteurs est aussi utilisée en thermométrie à basses températures ; par exemple, on utilise couramment des résistances germanium dont le principal intérêt est la reproductibilité et l'on essaie des résistances silicium⁽²³⁾.

On emploie aussi des diodes⁽²⁴⁾ (GaAs, Ge, Si)⁽²⁵⁾⁽²⁶⁾ pour lesquelles on mesure, à courant de polarisation fixe, le déplacement en tension de la caractéristique I(V) avec la température. La sensibilité, très supérieure aux thermocouples, est de l'ordre de quelques mV/°K dans la gamme 1°K - 400°K.

IV- LES ELEMENTS DE CALCULATEURS ELECTRONIQUES

1 - Introduction

C'est depuis l'invention par Buck⁽²⁷⁾ du cryotron (1955) que s'est manifesté l'intérêt des éléments supraconducteurs pour les calculateurs. Depuis, d'autres auteurs ont proposé divers dispositifs, tous réalisés avec des couches minces. On envisage actuellement d'utiliser ces éléments que pour des mémoires importantes, de capacité supérieures à 10^6 digits, avec une durée de cycle de 1 μ s à 10 μ s (fig. 6). En effet,

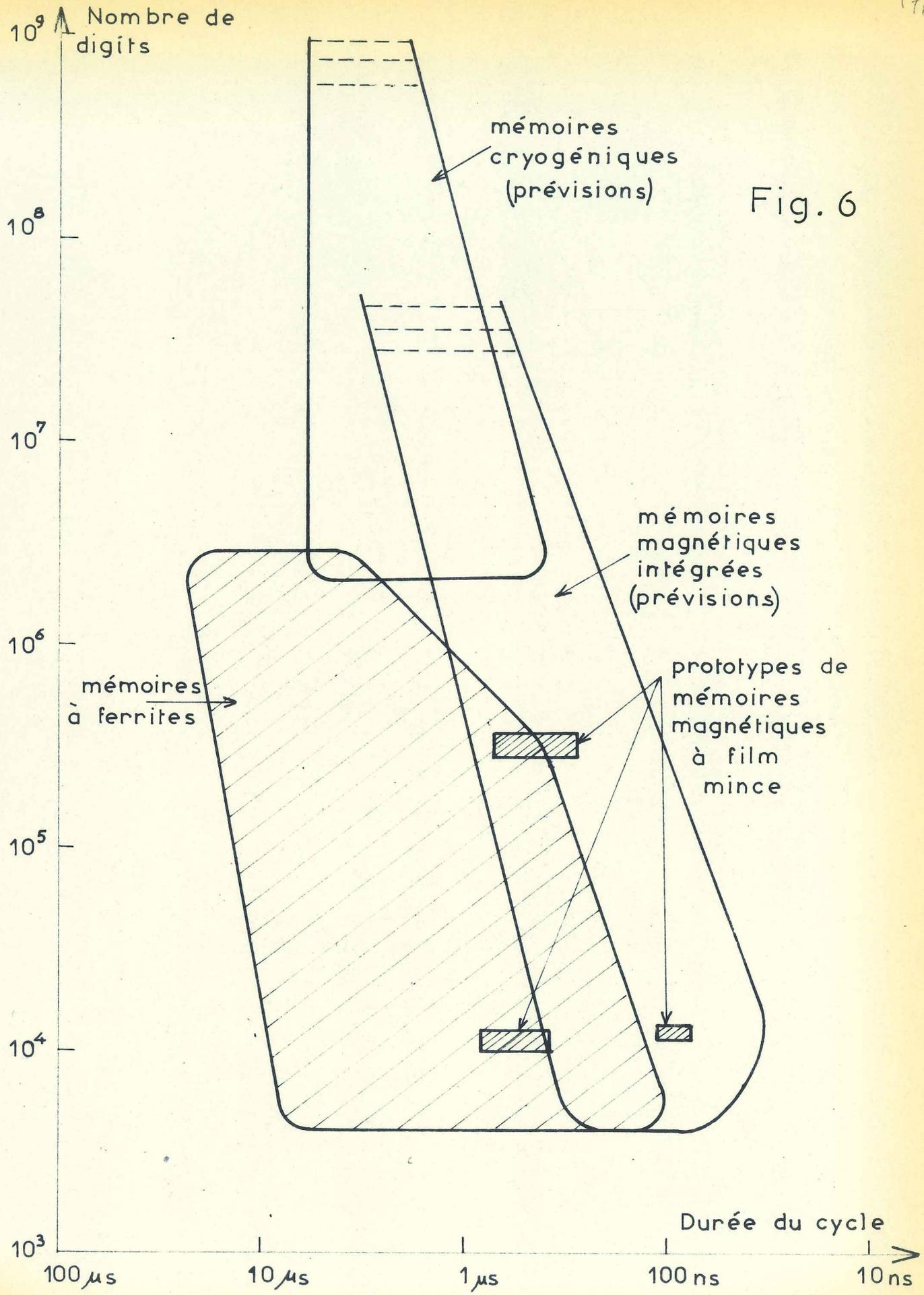


Fig. 6

alors que l'investissement pour l'installation cryogénique est sensiblement fixe, le coût unitaire décroît quand le nombre d'éléments identiques croît ; de plus, il est avantageux d'obtenir des capacités supérieures à celles des plus grandes mémoires à ferrite.

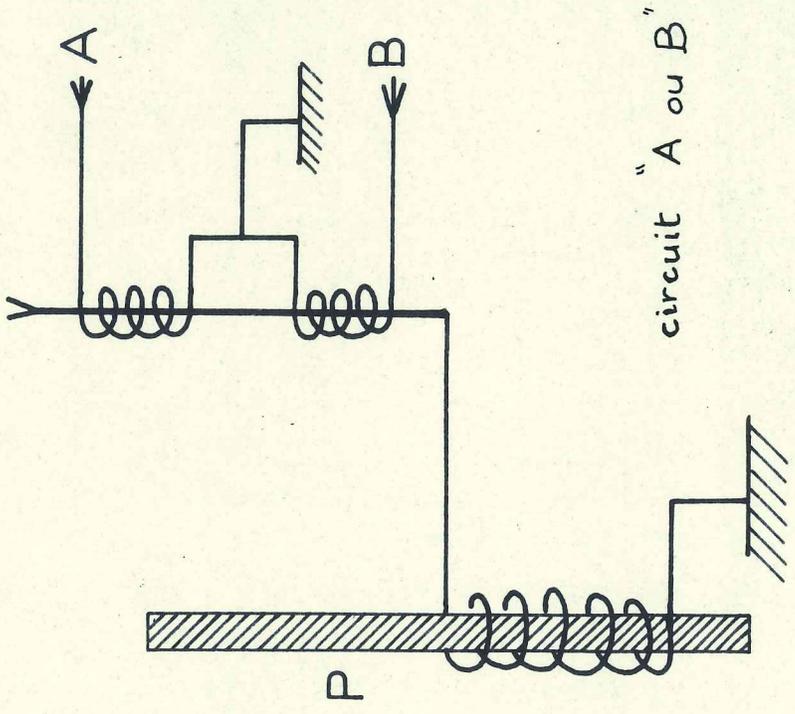
Les circuits de commutation, comme les mémoires, peuvent aussi utiliser des éléments supraconducteurs (cryotrons), permettant ainsi la réalisation d'un ordinateur de faible volume, entièrement cryogénique. Cependant, il est préférable de se limiter pour l'instant à la fabrication des mémoires, la plus facile. De plus, dans les ordinateurs, les circuits de logique très divers se prêtent moins bien que les mémoires à la répétition d'une même cellule. Mais, progressivement, on peut ajouter les cryotrons à couches minces en remplacement des éléments classiques à semiconducteurs. C'est un avantage de pouvoir déposer simultanément, sur une même plaque, une mémoire et ses circuits de sélection⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾.

Nous examinerons maintenant quelques-uns des éléments utilisés.

2 - Les cryotrons

2.1 - Le cryotron bobiné

Dans sa forme primitive le cryotron, commutateur supraconducteur, se compose d'un fil (Ta) sur lequel est bobiné un fil plus fin, supraconducteur lui aussi (Nb). Un courant dans le bobinage peut créer un champ magnétique assez élevé pour détruire la supraconductivité du fil central (la porte), sans détruire celle de la bobine de contrôle. On choisit le tantale et le niobium pour un fonctionnement à 4,2°K. Avec des dimensions convenables, un petit courant dans la bobine peut en contrôler un plus grand dans la porte, définissant ainsi un gain en courant. Ce gain est facilement supérieur à l'unité, un cryotron est donc capable de commander directement



circuit "A ou B"

Fig.7

d'autres cryotrons ; ce qui permet son utilisation dans les circuits de logique. La porte passe d'un état de conductivité finie à un état de résistance nulle (fig. 7), s'il y a plusieurs circuits en parallèle, le courant circulera dans celui qui reste supraconducteur. On trouvera de nombreux schémas dans les références (27) et (30).

Malheureusement ce type de cryotron bobiné a un temps de commutation élevé (plusieurs dizaines de μ s) ne permettant pas son utilisation dans les calculateurs. Ce temps est principalement déterminé par le rapport de la self de la bobine à la résistance de la porte dans l'état normal.

2.2 - Le cryotron à couche mince

C'est pour réduire l'inductance que l'on s'est orienté vers la réalisation en couches minces des circuits de porte et de contrôle (fig. 8), respectivement en étain et plomb pour fonctionner à 3,5°K (28). Les couches isolantes sont généralement du monoxyde de silicium, SiO. Pour augmenter la longueur du film de porte devenant résistif, on peut superposer parallèlement les circuits de porte et de contrôle. Sous l'ensemble se trouve un plan de masse, supraconducteur, qui sert d'écran magnétique. Il réduit l'inductance en diminuant le champ de fuite. Comme blindage magnétique, il permet en outre un découplage presque parfait entre les circuits, d'où la possibilité d'exploiter des signaux faibles avec un bruit très réduit.

On obtient des constantes de temps de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Le gain est fonction du rapport de la largeur du film de porte à celle du film de contrôle. Cependant les gains ont été trouvés très inférieurs à ceux attendus.

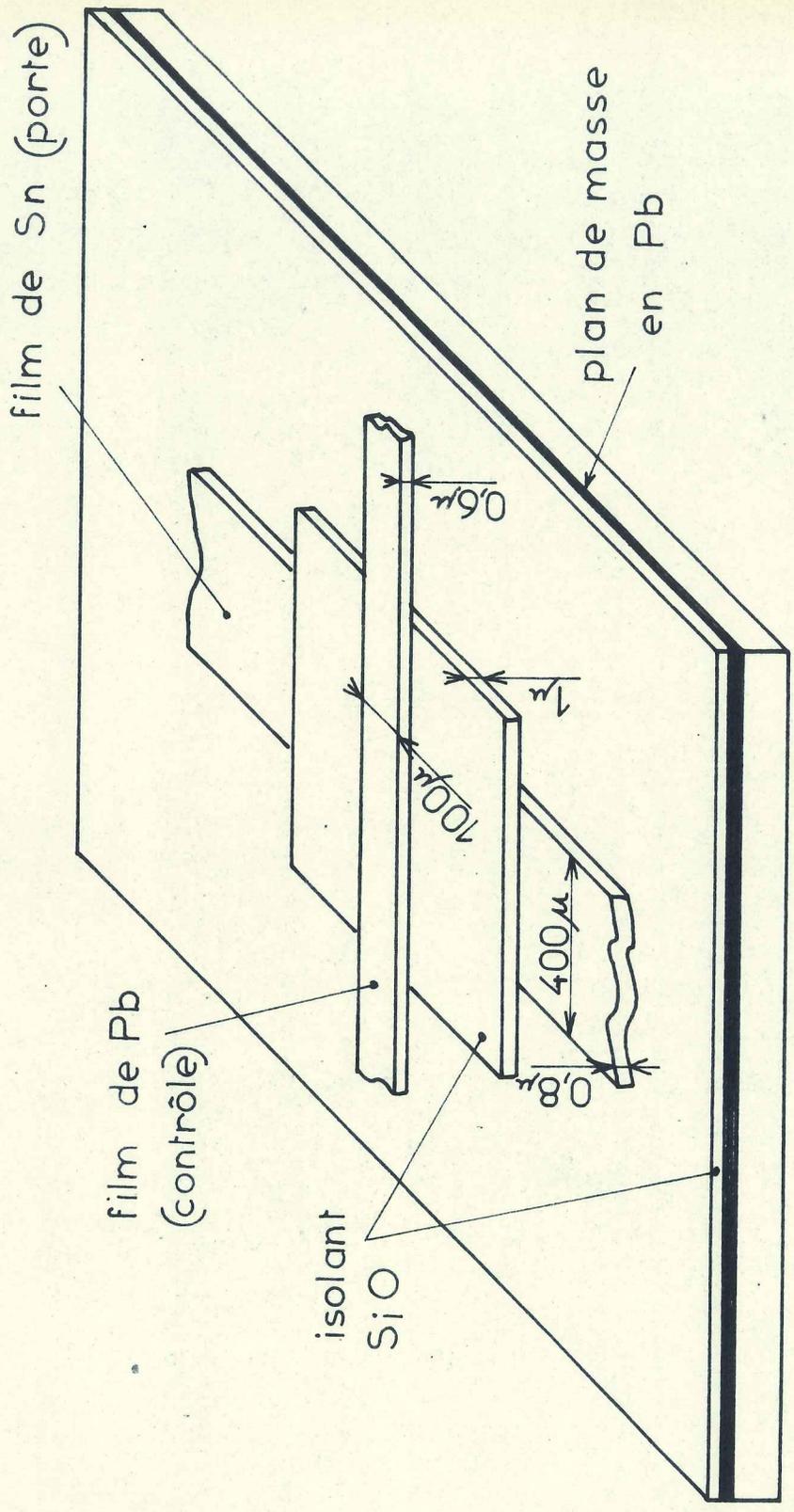


Fig.8

Une cause de dégradation est la présence d'impuretés déposées avec les couches évaporées quand le vide est insuffisant. Il faut des vides de quelques 10^{-8} mm Hg et des vitesses d'évaporation rapides. On s'est aussi aperçu de l'importance des effets de bords. En effet, en déposant l'étain de la porte à travers des masques, il se forme des zones latérales de pénombre, d'épaisseurs plus faibles. Ces bords, de champ critique plus élevé, provoquent une transition mal définie ; ils demandent un courant de contrôle supérieur et abaissent ainsi le gain⁽³¹⁾. On a pu réduire cet effet en détruisant mécaniquement ou chimiquement les bords, ou en les neutralisant par un faible dépôt d'argent. Un recuit améliore aussi la finesse de la transition.

2.3 - Le cryotron à effet Josephson

Assez récemment, Matisoo⁽³²⁾⁽³³⁾ a décrit et construit un nouveau type de cryotron qui pourrait être beaucoup plus rapide que le cryotron décrit précédemment. Cette amélioration est obtenue en remplaçant le film de porte par une jonction Josephson, le film de contrôle restant. Sur la caractéristique $I(V)$ on voit (fig. 9) qu'un courant inférieur à I_c passe normalement sans tension (point de fonctionnement A). L'effet d'un courant de contrôle est de créer un champ magnétique qui réduit fortement I_c , commutant ainsi le cryotron vers un point de fonctionnement à tension finie tel que B. Il n'y a pas de transition supra-normal au sens usuel du terme et le temps de commutation peut être faible ($\lesssim 10^{-9}$ sec.), de plus, le niveau de tension (~ 1 mV) est élevé.

S'il y a un second cryotron connecté en parallèle, le courant lui est alors transféré dans un temps d'environ une nanoseconde. Après le transfert, le premier cryotron commute librement vers son point de fonctionnement A, on obtient alors un bistable avec un temps de commutation très faible.

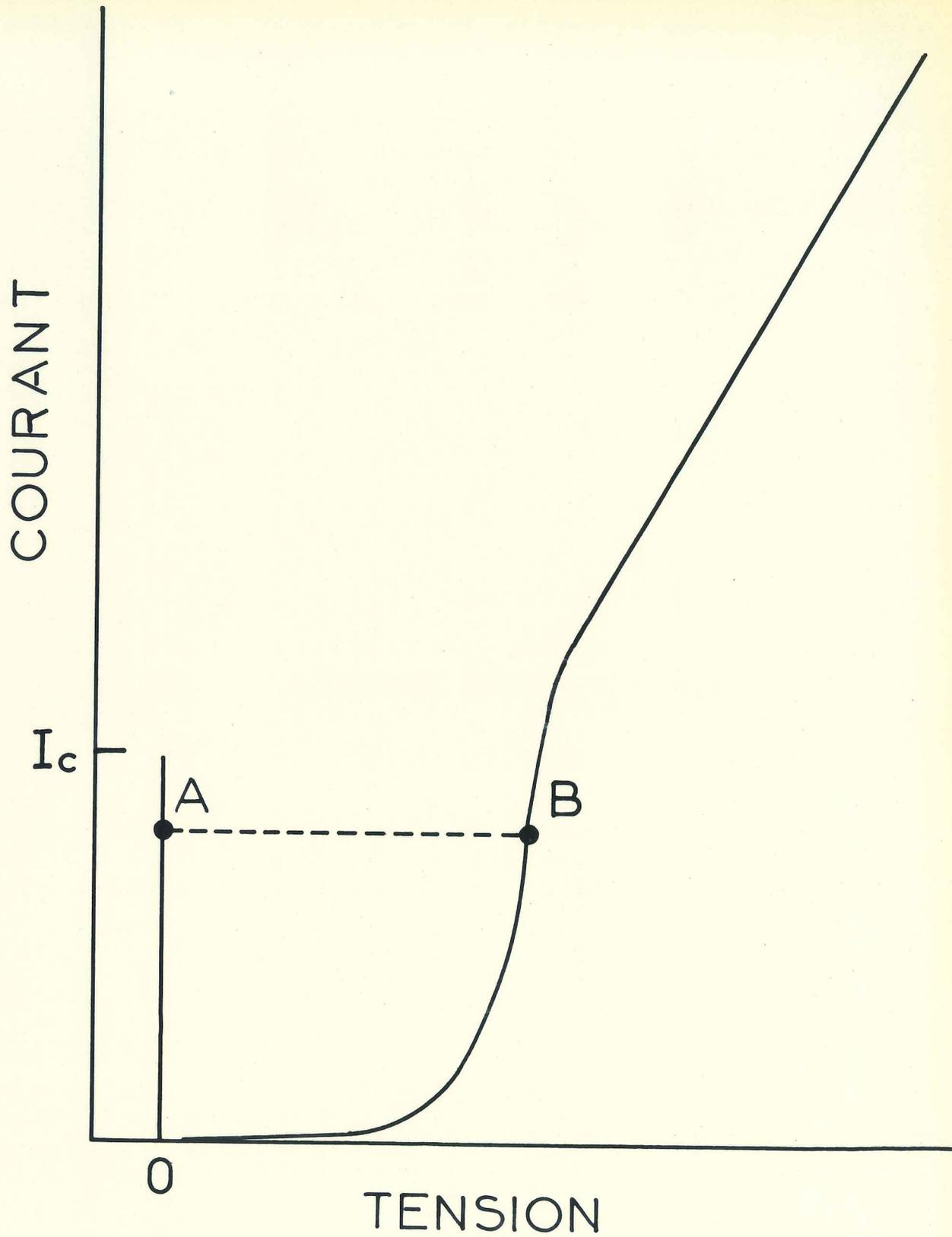


Fig. 9

Le problème est de réaliser des milliers de jonctions Josephson identiques et fiables.

Les tolérances strictes exigées dans les calculateurs posent en effet de sérieux problèmes de fabrication, de reproductibilité et de fiabilité quand on désire un grand nombre d'éléments. Ce sont principalement des difficultés de cet ordre qui retardent l'application commerciale des cryotrons et des mémoires cryogéniques que nous verrons ci-après. Remarquons, ce qui est un avantage, que le gain n'est pas nécessaire pour les cryotrons des circuits de sélection des mémoires, puisqu'ils ne commandent pas d'autres cryotrons.

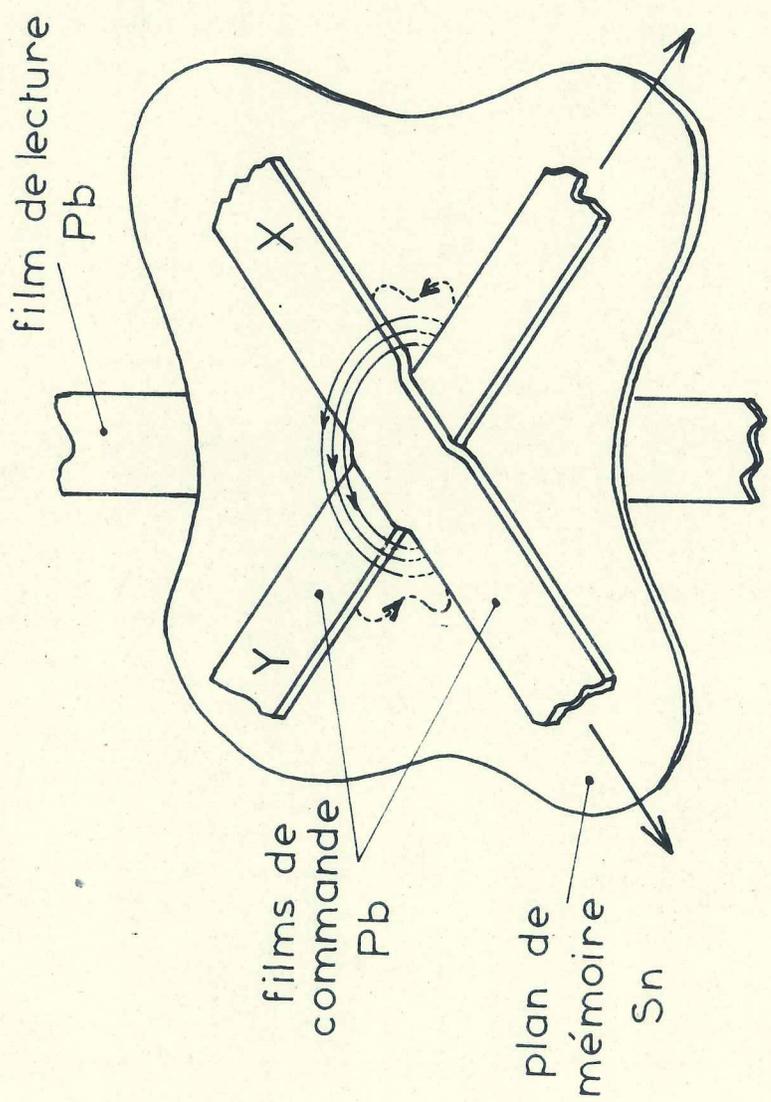
3 - Les mémoires

3.1 - Les cellules à plan supraconducteur continu

Les cryotrons à couches minces peuvent constituer des mémoires, mais il est préférable d'utiliser des éléments plus simples.

Ils utilisent le principe de l'anneau supraconducteur dans lequel un courant induit persiste indéfiniment.

C'est le cas des cellules à plan supraconducteur continu⁽²⁸⁾, elles sont aussi réalisées avec des couches minces (fig. 10). La coïncidence des courants de mise en mémoire sur les fils de commande X et Y produit un champ suffisant pour rendre normale, en dessous de leur intersection, une région du plan. Le flux peut alors pénétrer. Après la décroissance de ces signaux, la région redevient supraconductrice et des courants permanents y circulent, gardant le flux piégé constant. Lorsque les courants de commande sont de sens opposés, les courants persistants le sont aussi, permettant de définir deux états (1 et 0).



films isolants non représentés

Fig.10

Pour la lecture, si le champ des courants persistants s'ajoute aux champs produits par les signaux de lecture dans les fils de commande X et Y, la région devient normale. Il apparaît alors une tension dans le fil de lecture, induite par la variation de flux. Si les champs se retranchent, la région ne change pas d'état et il n'apparaît rien à la lecture. Ainsi on peut connaître la nature de l'information contenue dans la mémoire ; remarquons que dans ce cas la lecture est destructive.

La tension de lecture est faible, de l'ordre du millivolt. Pour l'augmenter il faudrait une plus forte épaisseur de la couche plane et des films de commande plus larges ; mais cela entraînerait une augmentation des courants de commande. D'après Burns⁽²⁸⁾, une épaisseur de 1 000 Å avec une largeur de ligne de 120 microns et un film isolant de 3 000 Å, donne une tension de lecture de 0,8 mV, et il faut un courant de commande d'environ 100 mA. Les constantes de temps sont de l'ordre de quelques nanosecondes.

Les difficultés de fabrication sont peu différentes de celles rencontrées avec les cryotrons. Il ne faut pas d'impuretés dans le film, mais les effets de bords sont moins importants car le gain n'intervient pas. Par contre, il est nécessaire que la lecture se fasse seulement par sélection simultanée des lignes X et Y, et une sélection partielle ne doit pas endommager l'information stockée. Burns a montré la dégradation importante provenant des dimensions variables des grains formant les films. Il est alors nécessaire de déposer des gros grains de taille uniforme, et ce n'est pas très facile à obtenir. Par contre les tolérances sur les dimensions des films et sur la stabilisation en température ($\pm 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$) semblent réalisables.

La fabrication d'une mémoire peut demander jusqu'à 30 étapes successives. Il faut aussi placer un grand nombre d'éléments sur une même plaque (on essaie de mettre 1048.576 cellules, 1024×1024 , sur 26 cm^2), et avoir peu de rebut. Pour des mémoires importantes, il faut un rythme rapide d'obtention des plaques (33 ans sont par exemple nécessaires pour faire 10^9 cellules à raison d'une à la seconde !). On devra certainement s'orienter vers une production très automatisée⁽³⁴⁾. L'avènement des mémoires cryogéniques dans les calculateurs est donc, comme pour les cryotrons, lié au développement des technologies employées pour la fabrication de ces couches minces et de leurs films isolants. Ainsi, les techniques de photogravure peuvent se révéler supérieures à celles d'évaporation à travers des masques, et les films polymères plus avantageux que les films de SiO_2 . Burns⁽²⁸⁾ estime qu'une mémoire du type à plan supraconducteur continu, comportant 13 millions de bits répartis en 50 plaques, pourrait coûter 5 centimes par bit, ce qui est un prix très compétitif. Bien que pour un calculateur utilisant des cellules cryogéniques il soit souhaitable d'avoir un liquéfacteur à cycle fermé pouvant fonctionner plus d'un an sans arrêt, il est généralement admis que la réfrigération n'est pas un problème majeur.

3.2 - Autres types de mémoires supraconductrices

Notons qu'il existe d'autres types de cellules supraconductrices à couches minces. La cellule précédente peut être réalisée en rendant parallèle les deux fils de commande. Les champs qu'ils créent s'ajoutent mieux, permettant de plus grandes tolérances, mais son encombrement est supérieur. La cellule de Crowe⁽³⁵⁾ (fig.11) percée d'un trou traversé par un pont, a de très faibles marges de fonctionnement. Le cryotron à boucle de mémoire serait par contre plus intéressant. Relativement compliqué, il occupe beaucoup de place, mais il permet de grandes tolérances de fabrication. Il y a aussi le cryactor (qui utilise un film magnétique anisotrope, le Persistatron, la cellule Cryocell, le Persistor, le Ryotron⁽³⁶⁾, etc...

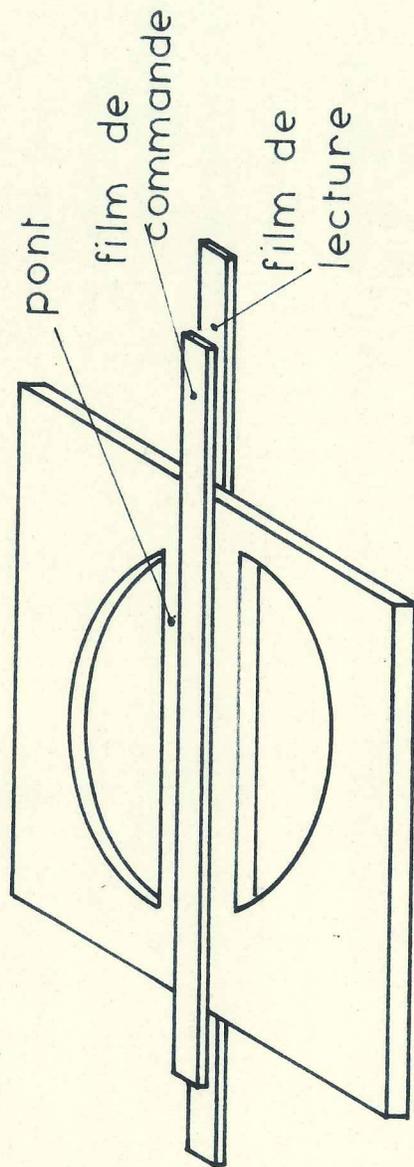


Fig. 11

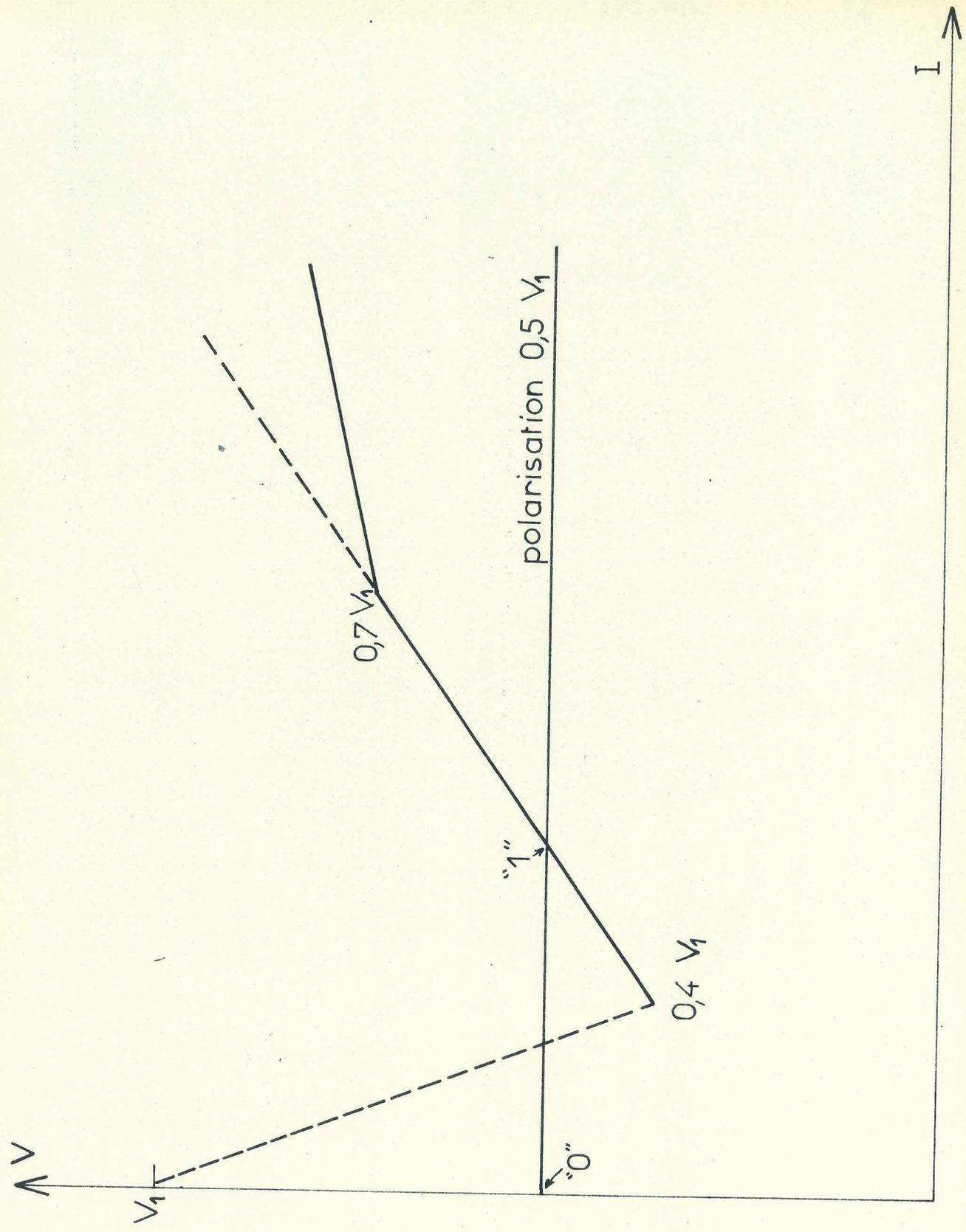


Fig. 12

3.3. - Le_Cryosar

Le cryosar, dispositif non supraconducteur, ne fonctionne cependant qu'à basse température. Nous en avons vu le principe précédemment (chapitre III, § 2.3.1). Le cryosar compensé est un élément bistable dont l'épaisseur peut être ajustée pour obtenir la tension d'avalanche désirée. En effet, cette tension est le produit de l'épaisseur par le champ critique, lequel est déterminé par le dopage du semi-conducteur. Le cryosar est simplement une plaquette de germanium convenablement dopé, avec des contacts ohmiques sur chaque face. Dans un arrangement matriciel de cryosars, il est facile d'avoir une excellente reproductibilité : et comme le volume actif de chaque cellule est bien délimité, il y a peu d'interaction entre elles. Les temps de commutation sont de l'ordre de 10^{-8} s.

Cependant, sous cette forme, il faudrait une résistance de charge pour chaque cryosar. On a donc étudié des cryosars où l'on ajoute une pastille de germanium de dopage différent jouant le rôle de résistance⁽²²⁾.

Ce type de cryosar a été réalisé par Johnston⁽³⁷⁾, sa caractéristique (fig.12) permet une lecture non destructive. Il est par contre plus délicat à fabriquer et a de faibles marges de fonctionnement.

V - APPLICATIONS DE LA SUPRACONDUCTIVITE

1 - Introduction

Les supraconducteurs sont caractérisés par de nombreuses propriétés peu ordinaires qui sont des manifestations macroscopiques de la nature quantique de l'état supraconducteur. Nous en rappellerons seulement quelques unes :

- résistivité en courant continu nulle en dessous de la température critique (des mesures ont montré qu'elle était $< 4.10^{-23} \Omega \text{cm}$).

- pas de pénétration du flux pour un champ inférieur à un champ critique, avec pour les supraconducteurs de seconde espèce un second champ critique H_{c2} très élevé avant lequel, s'il y a pénétration du flux, la résistance est encore nulle en courant continu mais pas aux fréquences industrielles.

- aux fréquences élevées on note une apparition de la résistivité, d'autant plus importante que la fréquence est élevée et que l'on est proche de T_c , et qui est due à l'excitation des électrons à travers l'énergie interdite. En particulier la transition supraconductrice n'apporte aucune modification pour les fréquences optiques, on ne voit pas de changement de couleur.

- effets tunnels (effet Giaever et effet Josephson) que nous verrons plus loin.

2 - Applications

2.1 - Généralités

Les applications de la supraconductivité mettant

en jeu ces propriétés sont nombreuses, mais la plupart restent du domaine du laboratoire à cause des servitudes cryogéniques et des débouchés restreints.

Cependant, il ne faut pas sous estimer certaines applications susceptibles d'un développement important, parfois à l'échelle industrielle, comme les bobines supraconductrices, les cavités résonnantes pour accélérateurs et peut être les éléments de calculateur et les applications de l'effet Josephson. Par ailleurs on doit reconnaître que, grâce à la supraconductivité, on peut réaliser des appareils capable d'effectuer certaines mesures (courant, tension, champ, etc...) avec des sensibilités impossibles à atteindre par ailleurs.

Nous allons donner un aperçu des diverses applications. Les éléments pour calculateurs et les détecteurs infra-rouges étant étudiés dans d'autres chapitres.

2.2 - Electrotechnique supraconductrice

Les bobines supraconductrices en sont une importante application. On est souvent intéressé soit par des champs intenses⁽³⁸⁾ (jusqu'à 150 kgauss) qui seront obtenus dans des volumes de plusieurs cm³, soit par des champs plus modestes (20 à 80 kgauss) dans de très grands volumes, pour chambres à bulles par exemple. Divers auteurs ont proposé des dispositifs supraconducteurs pour alimenter ces bobines ("pompes à flux",⁽³⁹⁾ redresseur à cryotrons de puissance⁽⁴⁰⁾, etc...).

Nous ne nous étendrons pas plus sur ce domaine d'application qui sort de notre sujet et nous ne ferons que citer des essais de transformateurs⁽⁴¹⁾, de lignes⁽⁴²⁾ et de moteurs supraconducteurs⁽⁴³⁾ (un moteur à courant continu d'une puissance de 2 400 Kw a été construit et fonctionne), en remarquant qu'aux fréquences industrielles on doit tenir compte des pertes dues au déplacement des lignes de flux dans l'état mixte des supraconducteurs de seconde espèce.

2.3 - Les cavités résonnantes :

2.3.1 - Conditions d'utilisation :

L'emploi de matériaux supraconducteurs rend possible l'obtention de cavités à très hauts coefficients de surtension. Nous avons déjà noté que l'apparition des pertes aux hyperfréquences ne permet cependant pas des Q infinis ; pour les réduire il faut travailler à température faible par rapport à T_c et à fréquences inférieures à environ 50 000 MHz.

Il faut aussi que le champ magnétique crête haute fréquence régnant à la surface de la cavité soit inférieur à H_c ou à H_{c1} , selon que le supraconducteur utilisé est de 1ère ou de 2ème espèce.

2.3.2 - Résultats expérimentaux

Dans ces conditions et avec des états de surface soignés, les pertes sont très inférieures à celles produites dans les métaux normaux à la même température. Indiquons quelques résultats obtenus avec des cavités réalisées de diverses manières :

- En utilisant du niobium, on a obtenu⁽⁴⁴⁾ il y a plusieurs années, un Q de $8,7 \cdot 10^6$ à la fréquence de 264 MHz et à la température de $4,2^\circ K$, avec un recuit du métal. Dans les mêmes conditions, mais sans recuit le Q est égal à 10^6 .

- Avec du plomb⁽⁴⁵⁾ on a un $Q \approx 8,6 \cdot 10^6$ à 285 MHz, et à $2^\circ K$; d'autres auteurs,⁽⁴⁶⁾ en utilisant du plomb très pur déposé électrolytiquement sur des parois en cuivre, afin d'améliorer la tenue mécanique, ont obtenu en faisant résonner la cavité sur le mode TE_{011} un Q de $4 \cdot 10^8$ à 2856 MHz, en refroidissant à $1,8^\circ K$.

En blindant magnétiquement la cavité pour la refroidir dans un champ presque nul ($\sim 10^{-3}$ gauss), on est arrivé à un Q de $2 \cdot 10^8$ à $4,2^\circ\text{K}$ et de $4,7 \cdot 10^9$ à $1,84^\circ\text{K}$ (fig. 13) (2856 MHz et mode TE_{011}), ces études ont été faites pour l'accélérateur linéaire de Stanford (Projet "Linac").

- Plus récemment, on est revenu pour ce projet aux cavités en niobium qui permettent des champs HF beaucoup plus importants ; donc une énergie plus grande que dans celles en plomb. Celles-ci se détériorent aussi dans le temps par oxydation. De plus, on peut obtenir avec le niobium des cavités beaucoup plus complexes que celles réalisées avec un dépôt électrolytique de plomb, suivi d'un polissage, pour lesquelles l'état de surface parfait était très difficile à obtenir dans des formes compliquées. La technique de fabrication des cavités Nb, décrite par Meyerhoff⁽⁴⁷⁾ consiste à déposer le niobium sur une forme pleine en cuivre représentant le volume intérieur de la cavité, à consolider ce dépôt électrolytique par du tungstène poreux, à enlever le noyau de cuivre par fusion ou électrolyse et ensuite à améliorer fortement l'état de surface du niobium par un recuit sous vide poussé ($\lesssim 10^{-8}$ torr) à 2200°C pendant 100 h. On a ainsi obtenu⁽⁴⁷⁾ à $1,2^\circ\text{K}$ un Q de $2 \cdot 10^{10}$ à 11,2 GHz et le champ magnétique critique H.F. est de 500 gauss.

Ces coefficients de surtension sont 10^4 à 10^5 fois ceux obtenus avec du cuivre à température ambiante. Remarquons qu'en refroidissant une cavité en cuivre, on multiplie par 6 seulement son coefficient de surtension par rapport à l'ambiante (effet de peau anormal).

2.3.3- Résistance résiduelle

Les valeurs précédentes des coefficients de surtension sont inférieures à celles que l'on peut évaluer à

Q d'une cavité de Pb

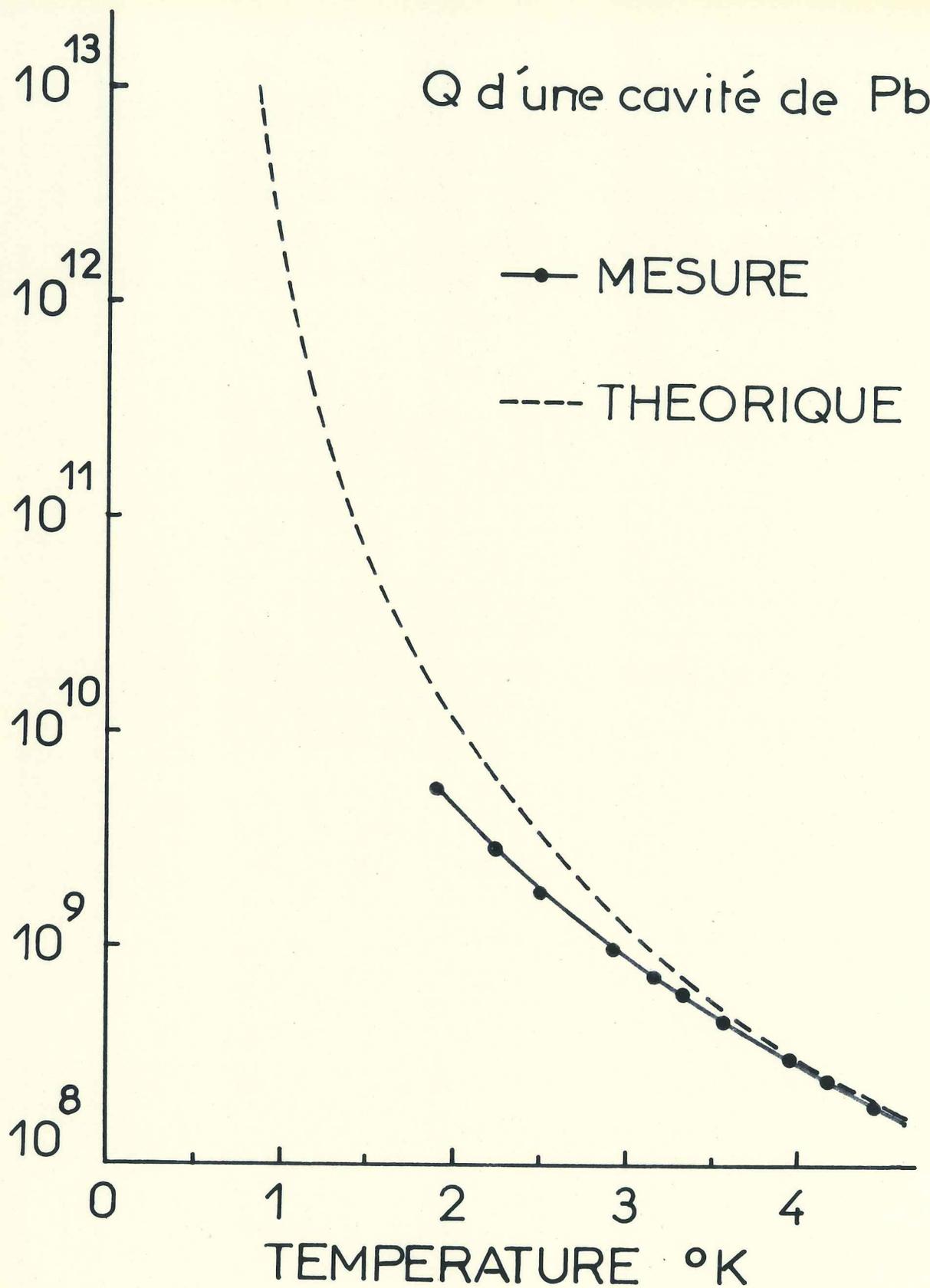


Fig. 13

l'aide des indications suivantes. A un coefficient géométrique près, le Q de la cavité est égal à l'inverse de la résistance de surface du matériau employé.

Pour un supraconducteur, la résistance de surface est donnée⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾ par

$$R_{\text{surface}} = A(\omega) \cdot f(t) \cdot R_n$$

dans laquelle :

- $A(\omega)$ est fonction de la fréquence seulement et est à peu près identique pour le même $\frac{h\omega}{kT_c}$ quel que soit le matériau. En général, $A(\omega)$ varie comme $\omega^{4/3}$.

$$- f(t) \text{ est égal à } \frac{t^4(1-t^2)}{(1-t^4)^2} \quad (\text{avec } t = \frac{T}{T_c})$$

- R_n est la résistance à l'état normal, elle varie comme $\omega^{1/2}$ ou $\omega^{2/3}$ suivant que l'effet de peau est normal ou anormal, c'est-à-dire selon la fréquence et la nature du métal. Aux hyperfréquences, R_n varie le plus souvent comme $\omega^{2/3}$.

Pour ajuster cette expression de la résistance de surface aux résultats expérimentaux, il convient d'ajouter un terme empirique de résistance résiduelle $r_0(\omega, t)$. Il intervient surtout lorsque $t \ll 1$, puisque la formule précédente conduit à $R_s = 0$ pour $t = 0$, et il dépend énormément de la préparation des surfaces, de la perfection des assemblages, etc... L'équipe du laboratoire de Stanford qui a obtenu un coefficient de surtension de l'ordre de $5 \cdot 10^9$ à 2 856 MHz (§ précédent) a montré la première que la résistance résiduelle est aussi très influencée par la valeur du champ magnétique, même très faible, régnant dans la cavité lorsque l'on refroidit.

2.3.4 - Applications :

Avec des cavités supraconductrices ayant des surtensions de l'ordre de 10^4 à 10^5 fois celles du cuivre à l'ambiante, on peut envisager de construire des accélérateurs linéaires de particules nécessitant beaucoup moins d'énergie hyperfréquence puisque les pertes dans les parois sont divisées par les rapports précédents. (Notons aussi que les pertes dans les diélectriques sont fortement réduites à basse température).

Aussi, au lieu d'utiliser les klystrons et les guides d'onde pendant une faible fraction de temps pour obtenir des puissances énormes, on pourrait les faire travailler de manière continue à cause des faibles puissances nécessaires. Le temps d'utilisation du faisceau serait élevé, ce qui est important pour certaines expériences (coïncidence entre particules par exemple).

Selon Banford ⁽⁴⁵⁾ un accélérateur linéaire a protons de 50 MeV, long de 30 m, de 1,2 m de diamètre et fonctionnant à 200 Mhz, aurait une dissipation U.H.F. de 300 W ; alors que celui existant au "Rutherford Laboratory" avec résonateur en cuivre à 40°C a une dissipation crête de 3,5 MW avec un facteur d'utilisation du faisceau de 1 %. On voit ainsi l'énorme gain de puissance réalisé, cependant l'énergie nécessaire pour la liquéfaction serait importante (environ 180 KW).

Remarquons enfin que la résistance de surface d'un supraconducteur varie comme ω^2 dans la gamme hyperfréquence ($A(\omega) \propto \omega^{4/3}$ et $R_n \propto \omega^{2/3}$), alors qu'elle est proportionnelle à $\omega^{1/2}$ dans un métal normal. On peut montrer ⁽⁵⁰⁾⁽⁵¹⁾ que, pour diminuer les pertes, on est conduit à abaisser la fréquence de fonctionnement. Il en résulte un accroissement des dimensions des guides, aussi la limite inférieure se situe vers quelques centaines de mégacycles.

Des problèmes d'accord des cavités se posent aussi. Par exemple pour l'accélérateur "Linac" de 150 m, les 25 cavités ayant chacune 6 m de long devront résonner à la même fréquence à environ 1 part sur 10^8 . La température devra être homogène à mieux que $0,03^\circ\text{K}$ et l'hélium superfluide doit être utilisé. Smith⁽⁵²⁾ décrit aussi un procédé mécanique de déformation des parois pour parvenir à l'accord. Si l'on peut affaiblir un peu le Q de la cavité, il est avantageux de faire l'accord avec un semiconducteur placé dans la cavité⁽⁵³⁾ et dont la concentration en porteurs est contrôlée par un pinceau lumineux. Une maquette du "Linac" fonctionnant à 956 Mhz et produisant des particules de 6 Mev est déjà faite⁽⁵⁴⁾. De nombreuses études sont en cours pour améliorer les performances des divers types d'accélérateurs de particules avec des éléments supraconducteurs, lentille quadrupolaires et aimants supraconducteurs, cavités, etc... Par exemple un projet du C. E. R. N. prévoit un synchro-cyclotron d'une énergie de 150 GeV, pouvant être portée à 300 Gev en ajoutant des enroulements supraconducteurs et même à 800 GeV ultérieurement avec tous les aimants classiques remplacés par des supraconducteurs.

Les cavités résonnantes supraconductrices peuvent aussi être utilisées pour réaliser des oscillateurs de très haute stabilité. La cavité peut servir d'élément de référence à un klystron à cavité externe, ou encore comme filtre dans le circuit d'un amplificateur à onde progressive bouclé sur lui-même.

On a obtenu⁽⁵⁵⁾ ainsi des stabilités de $4,5 \cdot 10^{-11}/\text{mn}$ à 2,91 GHz pour une puissance de sortie de 1 mW.

2.4 - Applications diverses

- Il y a longtemps que l'idée d'utiliser la transition supraconductrice a été mise à profit par Pippard et Pullan⁽⁵⁶⁾ pour réaliser leur galvanomètre supraconducteur capable de détecter 10^{-12} V (10^{-5} A dans $10^{-7} \Omega$) avec une constante de temps de 15 sec. De même Templeton⁽⁵⁷⁾, ainsi que de nombreux auteurs⁽⁵⁸⁾, ont réalisé des amplificateurs faible bruit dans lesquels le signal continu est modulé en passant dans un fil supraconducteur (tantale par exemple) rendu successivement normal et supraconducteur par un champ magnétique ou par un enroulement de chauffage. Avec ces dispositifs, ou des dispositifs à chopper mécaniques⁽⁵⁹⁾, on peut utiliser un transformateur supraconducteur pour l'adaptation d'impédance. Les sensibilités sont au mieux de l'ordre de 10^{-11} V et les impédances de sources doivent être en général très faibles.

- Dans le même genre d'idée, Ries et Satterthwaite⁽⁶⁰⁾, en modulant mécaniquement la mutuelle inductance de deux bobinages supraconducteurs, ont obtenu un appareil avec un bruit de fond de $4 \cdot 10^{-14}$ V, avec une constante de temps de l'ordre de la seconde et une résistance de source de $4 \cdot 10^{-7} \Omega$. Cet appareil est commercialisé par Keithley⁽⁶¹⁾, mais il est probable qu'il sera supplanté par les dispositifs commercialisés utilisant des jonctions Josephson.

- Newhouse et Edwards⁽⁶²⁾ ont aussi proposé un amplificateur alternatif, à large bande passante, basé sur le cryotron. La commutation de la porte d'un cryotron de l'état supraconducteur à l'état normal occupe en effet une étendue finie du courant de contrôle. En polarisant le cryotron au milieu de cette gamme et en l'employant dans un circuit de contre réaction, on profite d'un gain très supérieur au gain en courant normalement défini. Ces amplificateurs ont une bonne impédance de source et un très faible bruit. Newhouse et Edwards signalent

une sensibilité de $1,3 \cdot 10^{-18}$ V pour un amplificateur fonctionnant à 100 Hz avec une bande passante de 10 Hz, la résistance de source étant inférieure à $3 \cdot 10^{-9} \Omega$ et la température de 3,6°K.

- Les supraconducteurs sont aussi utilisés pour faire des circuits oscillants à Q élevés, utiles en oscillateurs, en filtres,⁽⁶³⁾ etc... Par exemple un filtre basé sur un circuit avec un Q de $5 \cdot 10^5$ à 27 MHz a été réalisé avec du Nb_3Sn à 15°K. Une antenne accordée supraconductrice⁽⁶⁴⁾ a fourni une puissance rayonnée 500 fois plus grande qu'avec un circuit normal. On a aussi réalisé⁽⁶⁵⁾ des Q à 520 MHz de 10^5 avec du $Nb_3Sn + 3\% Y$, même avec un champ statique allant jusqu'à 1 000 gauss.

- On peut penser réaliser des lignes à retard supraconductrices car on arrive à des retards importants avec peu d'affaiblissement et peu de distorsion pour des pulses très rapides. Ainsi on a obtenu⁽⁶⁶⁾ un retard de 2 μs pour un pulse avec un temps de montée de 500 ps dans une ligne coaxiale Nb-Téflon-Pb. Il faut aussi faire attention aux réflexions parasites qui sont peu atténuées⁽⁶⁷⁾.

- Les caractéristiques non linéaires des jonctions tunnels (Giaever et Josephson) ont été, comme nous le verrons, utilisées pour obtenir des détecteurs⁽⁶⁸⁾ et aussi des amplificateurs paramétriques⁽⁶⁹⁾ pour lesquels la tension utile à la fréquence f est amplifiée par un apport d'énergie venant d'un signal à une fréquence différente, dite de "pompage".

- L'effet Meissner, à la base de l'expérience de l'aimant flottant, a tenté de nombreux auteurs qui proposent des gyroscopes supraconducteurs, des paliers supraconducteurs et même de faire de la lévitation pour des véhicules rapides ($> 500 \text{ km/h.}$)⁽⁷⁰⁾.

- Nous citerons enfin l'application à la microscopie électronique. Le blindage d'un supraconducteur étant parfait⁽⁷¹⁾ on peut, en blindant les lentilles magnétiques d'un microscope, éviter le flux de fuite et définir une structure précise du champ avec un fort gradient. On augmente alors le pouvoir de résolution et le contraste ; le temps de pose peut être aussi accru en profitant de la stabilité procurée par l'emploi d'une bobine supraconductrice⁽⁷²⁾ court-circuitée sur elle-même.

3 - Applications de l'effet tunnel

3.1 - Effet tunnel "normal" (effet Giaever)

Cet effet apparaît lorsque l'on met en présence un supraconducteur et un métal normal, ou deux supraconducteurs, à travers une mince couche isolante ($\lesssim 100 \text{ \AA}$).

A cause de l'énergie interdite \mathcal{E}_g , on n'obtient aucun courant pour une jonction constituée de deux supraconducteurs identiques jusqu'à une tension V , telle que $eV = 2 \mathcal{E}_g$ ⁽⁷³⁾. Dans le cas de deux supraconducteurs différents, on note aussi un pic pour $eV = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2$, permettant d'obtenir une région de résistance négative (fig. 14).

3.2 - Applications

3.2.1 - Amplificateur et oscillateur

Ainsi, dans le cas précédent, on obtient une caractéristique $I(V)$ semblable à celle d'une diode tunnel, rendant possible son utilisation en oscillateur et amplificateur. Miles⁽⁷⁴⁾ a construit un oscillateur HF à 72,5 MHz et un amplificateur avec 23 db de gain à 50 MHz.

L'avantage de la jonction comme amplificateur est que pour les mêmes valeurs de résistance dynamique négative, le courant est 400 fois plus petit que celui des diodes tunnels; on a ainsi un meilleur rapport signal/bruit, car le bruit est

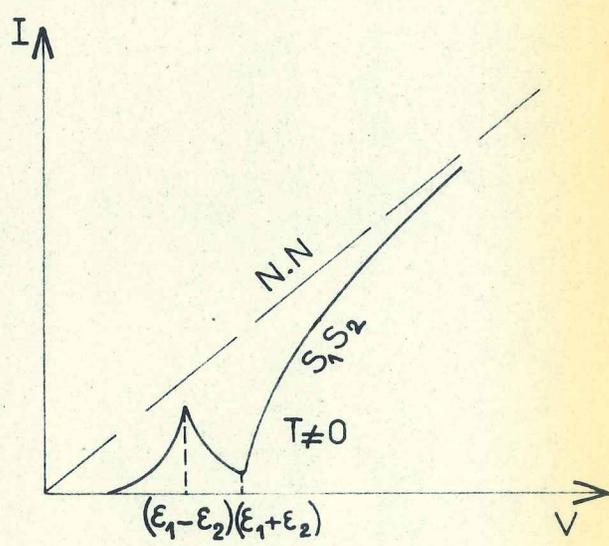
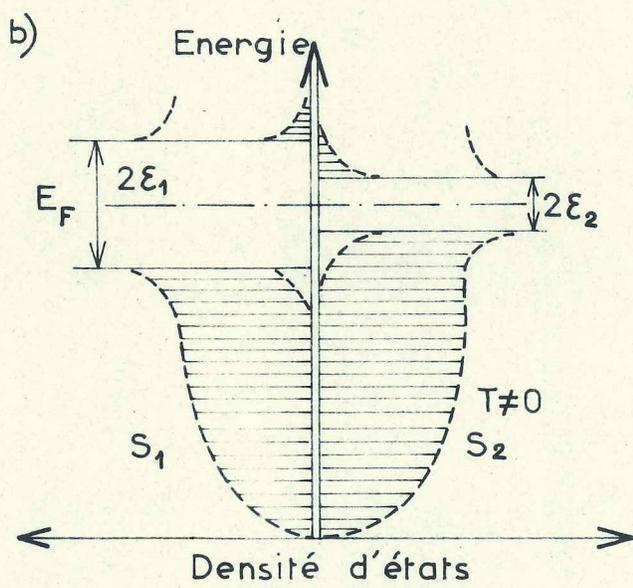
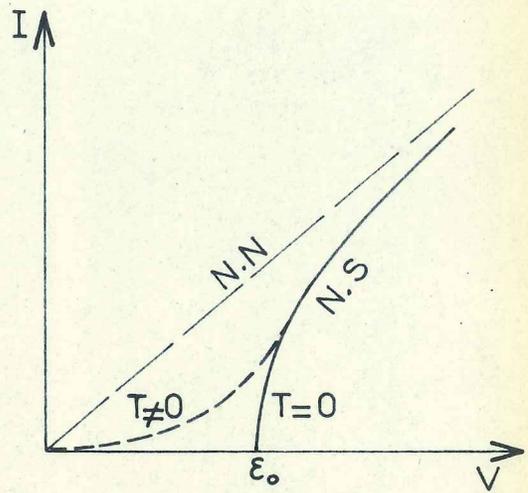
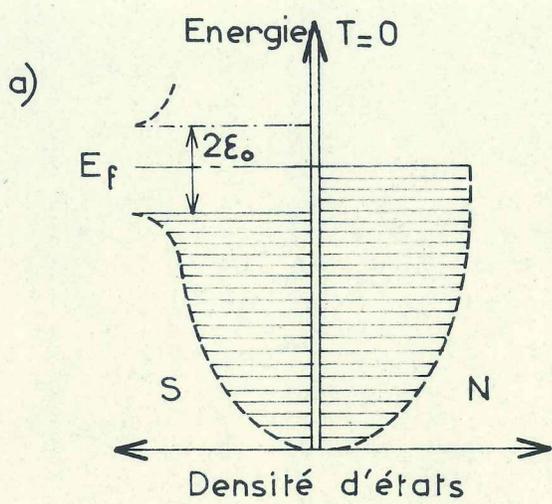


Fig. 14

dû principalement, à basse température, au bruit de Schottky augmentant avec le courant.

3.2.2 - Détection quadratique

Shapiro et Janus⁽⁶⁸⁾⁽⁷⁵⁾ ont utilisé des jonctions Al - Al₂O₃ - Pb et Al - Al₂O₃ - Sn pour faire de la détection de signaux, modulés ou non, à 2 MHz, 9,3 GHz et 24 GHz. Pour des signaux faibles, la jonction apparaît être un détecteur quadratique. Les niveaux de puissance sont de l'ordre de 30 μ W.

3.2.3 - Détection micro-ondes :

Les jonctions peuvent aussi être utilisées comme détecteur quantique d'ondes sub-millimétrique ou d'I.R. lointain. On observe en effet un photo-courant lorsque l'énergie $h\nu$ des photons incidents est supérieure ou égale à 2ε (la radiation "casse" alors une paire d'électrons).⁽⁷³⁾

La bande interdite étant $\sim 10^{-3}$ fois celle des semiconducteurs, les longueurs d'onde sont beaucoup plus grandes. Pour des longueurs d'onde encore plus grandes (micro-ondes), on peut utiliser une tension de polarisation V qui permettra de détecter des fréquences ν telles que : $h\nu_{(76)}^2 \varepsilon - eV$. A 36 GHz, 2 μ W ont été détectés de cette manière ; 10 GHz semble être la limite inférieure en fréquence.

Des auteurs⁽⁷⁷⁾ ont aussi montré que l'on pouvait utiliser ces jonctions comme détecteur et générateur de phonons de hautes fréquences (quelques centaines de GHz), et d'autres suggèrent⁽⁷³⁾ que l'on peut s'en servir comme détecteur de rayonnements α et γ .

3.2.4 - Thermométrie

En plus de la température critique bien définie des supraconducteurs, que l'on envisage⁽⁷⁸⁾ comme point fixe à basse température, on peut penser à utiliser une jonction comme thermomètre. Le nombre de quasi particules, ou le courant,

variant en $\exp(-\epsilon/kT)$, Giaever⁽⁷⁹⁾ a montré la possibilité d'utiliser un tel thermomètre en mesurant le courant dans une jonction Al - Al₂O₃ - Al entre 0,3°K et 8°K. Cette gamme, fonction de T_c, est environ 0,2 T_c à 0,8 T_c.

3.3 - Effet Josephson

3.3.1 - Effet Josephson continu

Cet effet⁽⁸⁰⁾ se produit lorsque la couche d'isolant entre les deux supraconducteurs est très fine, de l'ordre de 10 Å. Il peut être très sommairement décrit comme étant le passage sans tension, par effet tunnel à travers la jonction, des paires d'électrons supraconducteurs ; alors que dans le cas précédent de jonction plus épaisse, c'était les électrons excités qui passaient par effet tunnel, et avec une tension appliquée.

Le couplage faible entre les deux supraconducteurs peut être réalisé par oxydation de celui qui a été déposé le premier par évaporation, ou par une étroite constriction (quelques μ de large) dans un film supraconducteur continu, ou encore en réalisant la jonction avec une fine pointe. Les supraconducteurs généralement utilisés ont Pb, Sn, In, Nb, Ta..., il n'est pas important que ce soit les mêmes ou non qui constituent la jonction.

La caractéristique commune de ces jonctions est de passer un courant continu (quelques μ A à quelques mA) sans tension (fig.15).

La cohérence de phase est une propriété importante des supraconducteurs, et une étude plus approfondie montre que la densité de courant à tension nulle est :

$$j = j_c \sin(\varphi_1 - \varphi_2) = j_c \sin \varphi$$

φ étant la différence de phase quantique entre les deux supraconducteurs.

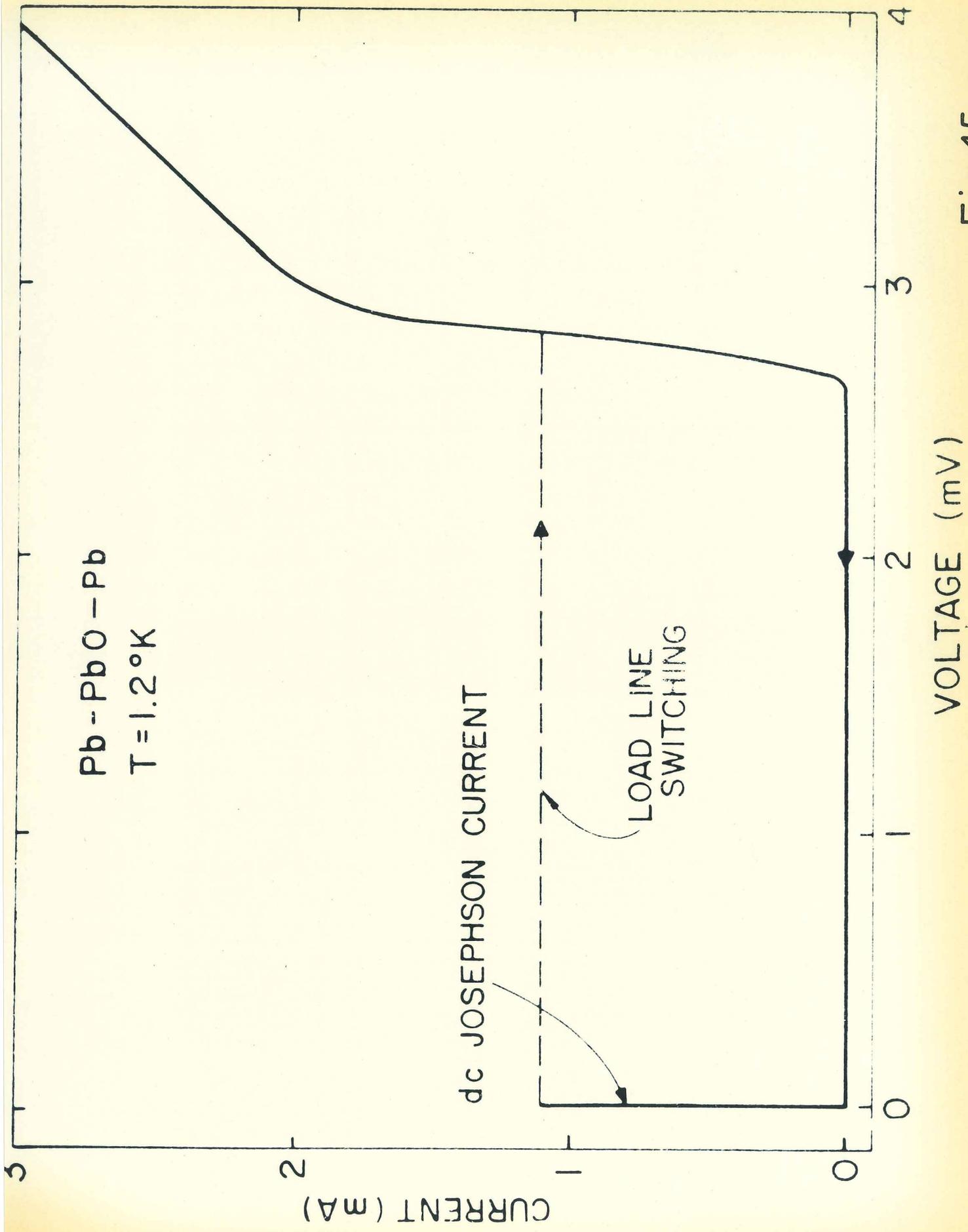


Fig. 15

Le circuit externe fixe ainsi φ jusqu'à ce qu'elle soit égale à $\pi/2$ ($j = j_c$), à ce moment la jonction transite le long de sa droite de charge jusqu'à la caractéristique $I(V)$ de l'effet tunnel normal.

(80)

La théorie détaillée montre aussi une dépendance de j avec le champ magnétique, en fonction du potentiel vecteur \vec{A} , on a :

$$j = j_c \sin \left(\varphi - \frac{2e}{\hbar c} \int \vec{A} d\vec{\ell} \right)$$

où pour une géométrie rectangulaire, H_0 étant le champ appliqué parallèlement à la couche d'isolant (et perpendiculairement à la largeur L de la jonction) :

$$j = j_c \sin \left(\varphi - \left(\frac{2ed}{\hbar c} \right) H_0 x \right)$$

x est la coordonnée dans la direction de L , et $d = 2\lambda + \ell$ (λ : profondeur de pénétration, ℓ : épaisseur d'oxyde).

Ainsi, selon x , le courant en un point de la jonction peut être en sens inverse de celui considéré en un autre point. En intégrant pour toute la jonction et en faisant $\varphi = \pi/2$ pour avoir le courant maximal, on obtient :

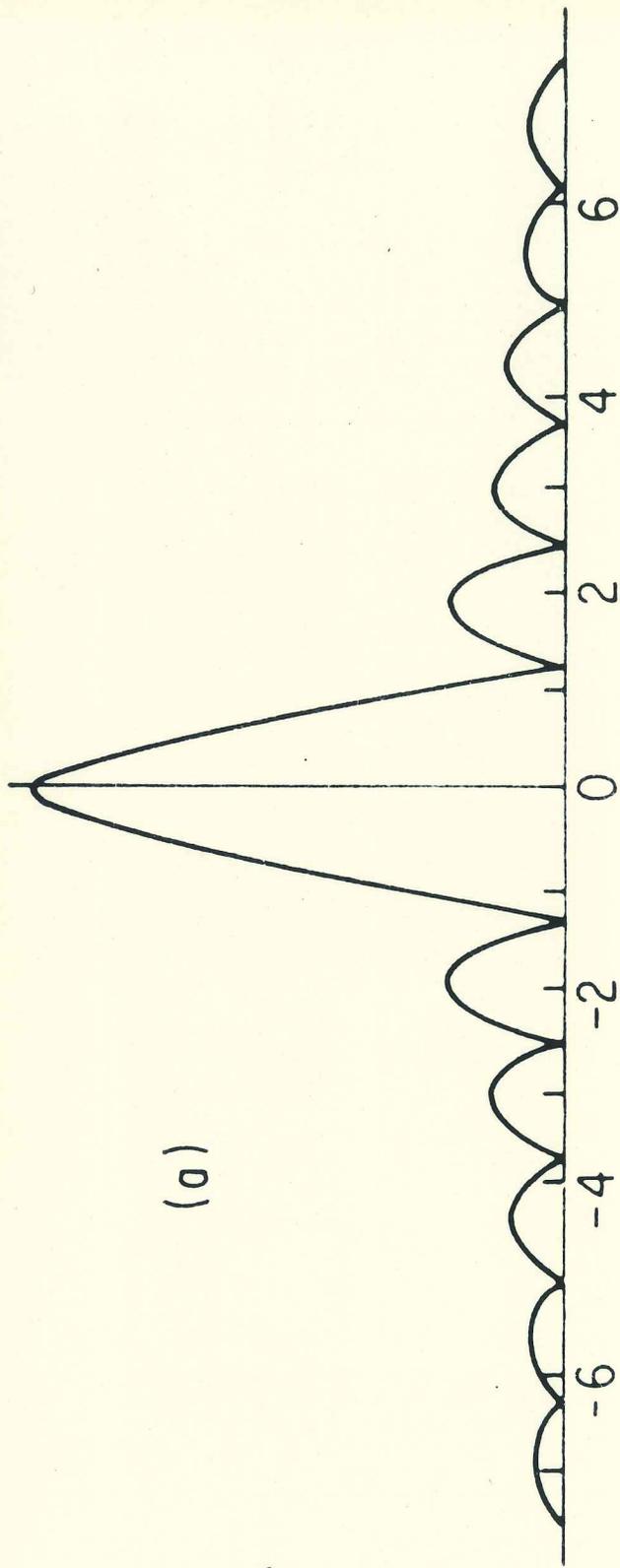
$$I_M = I_c \frac{\sin(\pi \phi_J / \phi_0)}{\pi \phi_J / \phi_0}$$

avec $\phi_0 = \frac{\hbar c}{2e} = 2,068 \cdot 10^{-7}$ gauss cm^2 = quantum de flux ;
 $\phi_J = L \cdot d H_0$ = flux à travers la jonction.

Ainsi si ϕ_J est un multiple du quantum de flux ϕ_0 le courant total est nul. On obtient (fig. 16) une courbe analogue à celle de l'intensité lumineuse diffractée à travers une fente mince, la période en champ magnétique est de l'ordre du gauss.

JOSEPHSON CURRENT
(ARBITRARY UNITS)

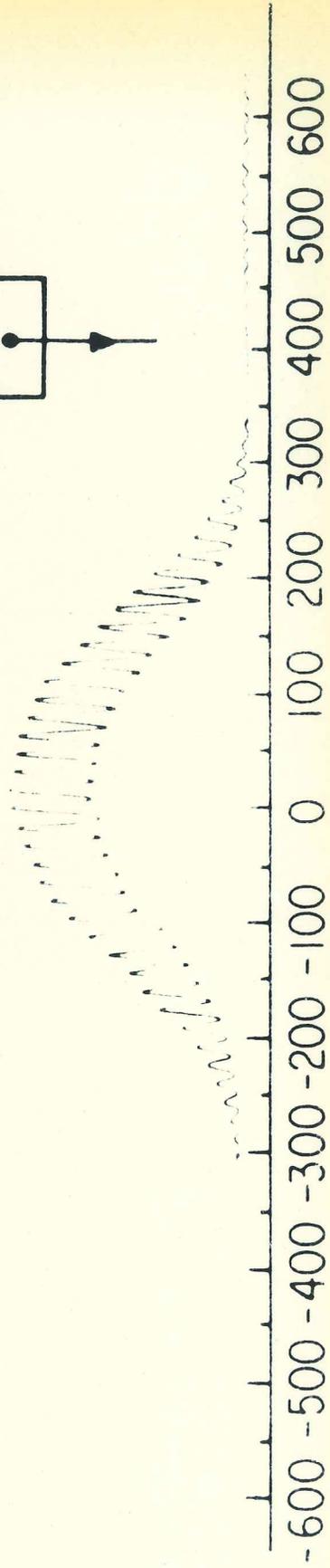
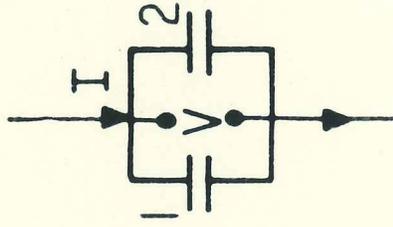
(a)



MAGNETIC FIELD (GAUSS)

Fig. 16

(b)



MAGNETIC FIELD (MILLIGAUSS)

Fig. 17

Mais de même qu'en éclairant deux fentes minces avec une même source on obtient en plus des interférences (franges d'Young), en connectant deux jonctions entre elles, on obtient l'équivalent qui donne un courant de la forme :

$$I_M = I_c \left(\frac{\sin \pi \phi_J / \phi_0}{\pi \phi_J / \phi_0} \right) \cos \left(\frac{\pi \phi_T}{\phi_0} \right)$$

ϕ_T est le flux total traversant la surface entre les 2 jonctions, il est très supérieur à ϕ_J . La période du champ magnétique correspondant est très inférieure à la première (de l'ordre du milligauss ou même du microgauss plutôt que du gauss) (fig.17), nous en verrons l'utilité en magnétométrie.

3.3.2 - Effet Josephson alternatif

Josephson prédisait aussi ⁽⁸⁰⁾ qu'en plus du "supercourant" qui circule à tension nulle, un supercourant alternatif de fréquence ν passe entre les deux supraconducteurs quand ils sont maintenus à une différence de potentiel finie V . La relation entre ν et V est de nature quantique et correspond à :

$$h \nu = 2 e V$$

soit $4,835976 (12) 10^{14}$ Hz/volt (NBS) $\pm 2,4$ ppm. Ceci est dû à la différence de phase qui varie dans le temps selon :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{2eV}{\hbar} \quad \text{d'où pour une tension}$$

continue V_0 :

$$j = j_c \sin \left(\varphi_0 + \frac{2eV}{\hbar} t \right)$$

soit un courant d'amplitude maximale j_c à la pulsation $\omega_0 = \frac{2eV_0}{\hbar}$ (très élevée, même pour des tensions faibles, ~ 483 MHz/ μ V).

Expérimentalement, l'existence de ce supercourant

alternatif peut être mise en évidence en soumettant la jonction à une radiation microonde ω .

En effet, si l'on applique à la jonction une tension :

$$V = V_0 + V_1 \sin \omega t$$

On a :

$$j = j_c \sin \left(\varphi_0 + \omega_0 t + \frac{2eV_1}{\hbar \omega} \sin \omega t \right)$$

Ceci correspond à une modulation de fréquence et ainsi, chaque fois que $\omega_0 = n\omega$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), on obtient des bandes latérales à fréquence nulle (c'est-à-dire à la pulsation centrale ω_0).

Ainsi, si l'on trace la caractéristique continue $I(V)$, on note des augmentations du courant chaque fois que $V_0 = \frac{n\hbar}{2e} \omega$.

Cette présence d'une caractéristique en échelons constitue un moyen de détecter la tension alternative (celle-ci peut être en fait une radiation). C'est le principe du détecteur de radiation à jonction Josephson, il est présenté au chapitre VI d'une manière un peu différente.

Un second effet Josephson alternatif est l'émission de radiation microonde d'une jonction quand elle est polarisée à l'un des échelons de tension "self-induit". De tels échelons apparaissent dans les courbes $I(V)$ sans radiation externe, mais en présence d'un petit champ magnétique (\sim gauss). Ils sont dus à l'excitation, chaque fois que la tension appliquée permet l'accord, des modes résonnants de la jonction qui agit comme un résonateur à plaques parallèles (fig. 18).

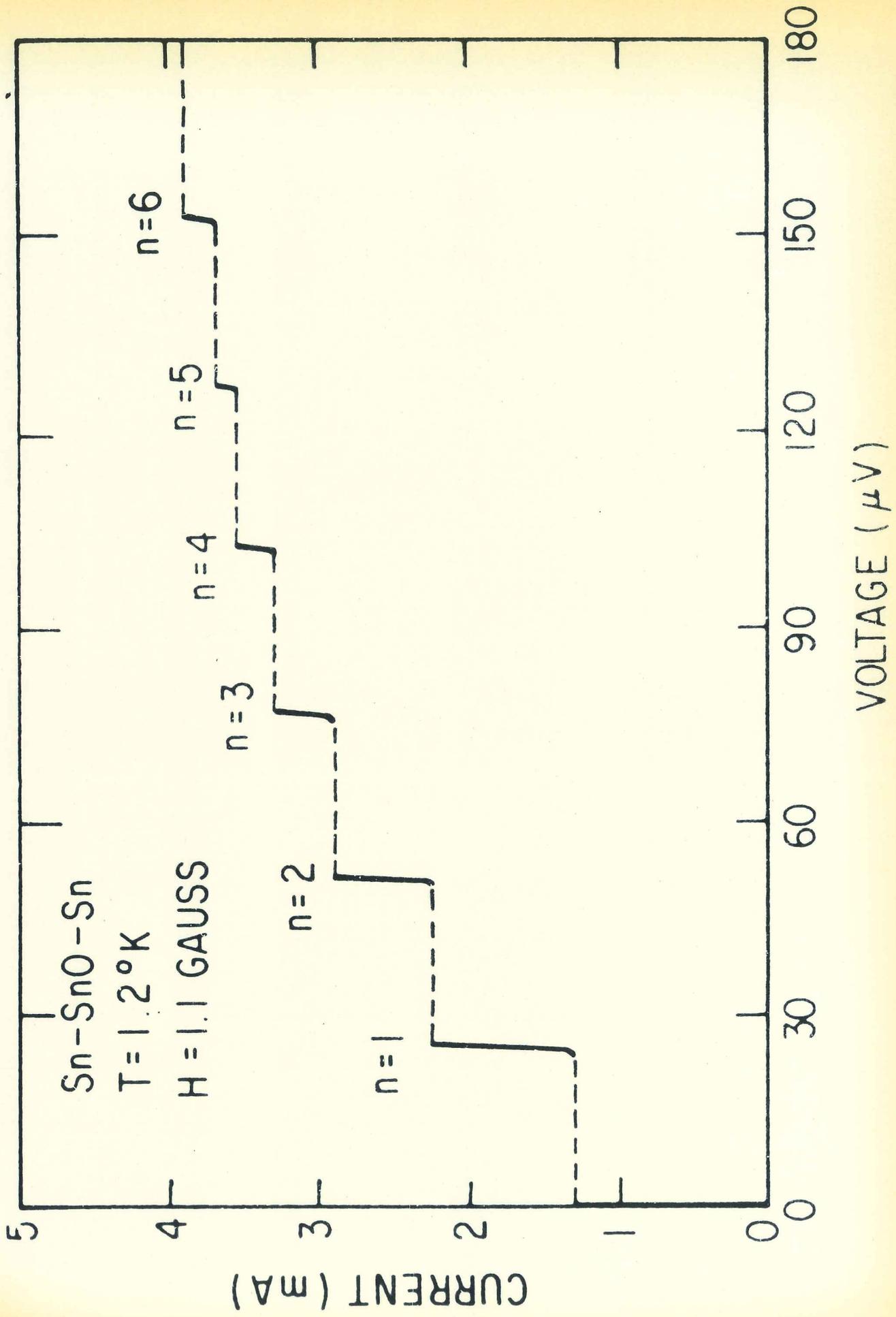


Fig.18

3.4 - Applications de l'effet Josephson

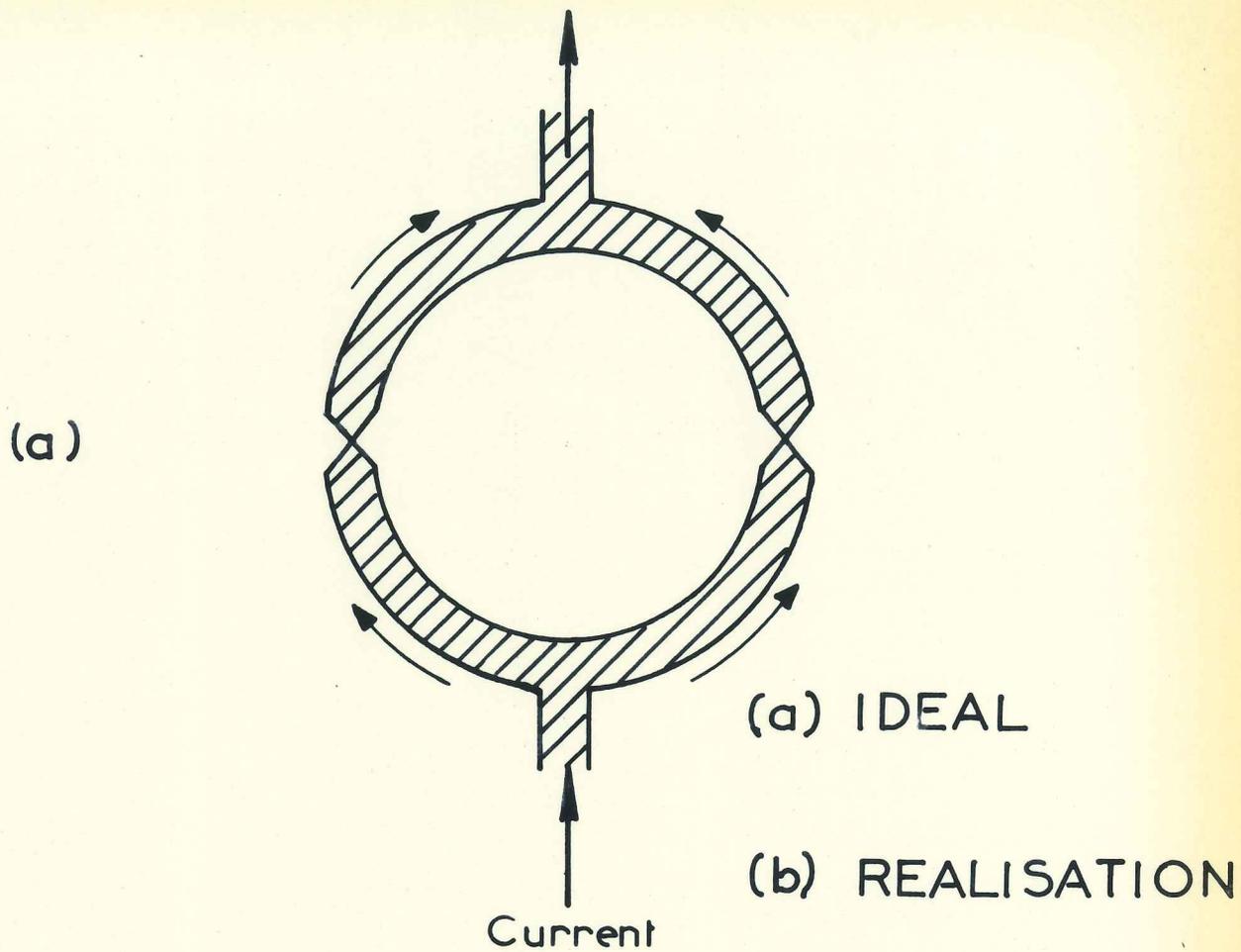
3.4.1 - Détection des champs magnétiques

L'extrême sensibilité du courant continu Josephson au champ magnétique, vue précédemment, suggère son application à la détection et à la mesure des faibles champs⁽⁸¹⁾. Ce type d'appareil a été appelé SQUID (pour "Superconducting Quantum Interference Device")⁽⁸²⁾, il est souvent réalisé avec des jonctions à pointe ou avec des films (fig. 19).

Zimmerman et Silver⁽⁸²⁾ ont utilisé un SQUID avec une période de champ de 10^{-7} gauss, pour en détecter une variation de 1 %, soit 10^{-9} gauss. Beasley et Webb⁽⁸³⁾ ont aussi construit un SQUID qui détecte un changement inférieur à 10^{-7} gauss, avec une constante de temps de 1 sec., dans un champ de 2 500 gauss, soit une résolution meilleure que 1 part sur 10^{10} . Comme la jonction est très sensible à ces champs relativement élevés, on la blinde magnétiquement et on la couple aux variations du champ de 2 500 gauss avec un transformateur supraconducteur.

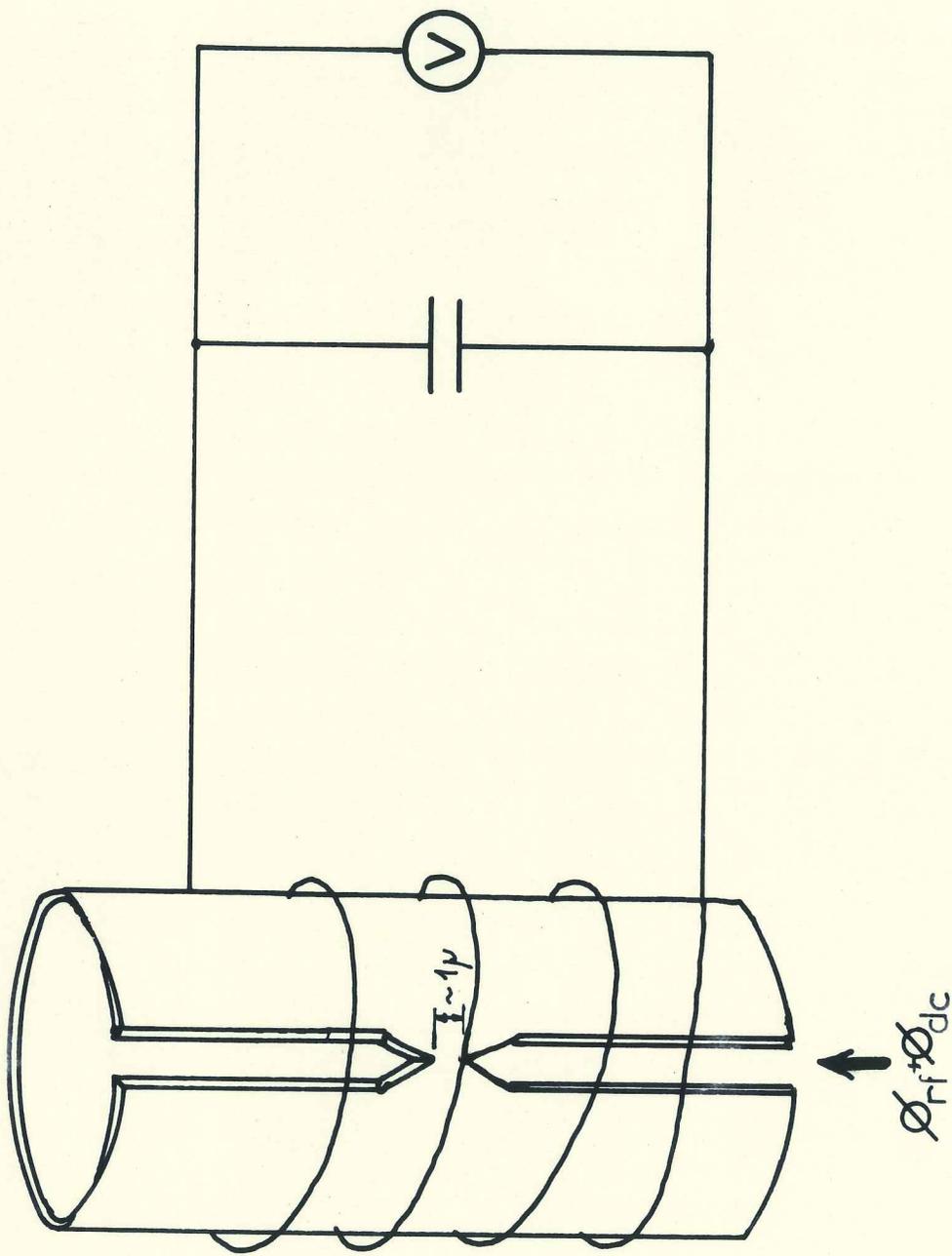
Mercereau⁽⁸⁴⁾ et Nisenoff⁽⁸⁵⁾ ont aussi obtenu des résolutions de 10^{-10} gauss avec des jonctions spéciales constituées par un film cylindrique possédant sur une génératrice un seul micro-pont (jonction Dayem, fig. 20). En couplant cette structure à un circuit LC résonnant à 30 MHz, il est possible de mesurer son impédance à cette fréquence de 30 MHz. Celle-ci est une fonction périodique à la fois du champ magnétique HF et du champ continu et elle correspond à un quantum de flux entrant dans le cylindre. On peut aussi moduler le champ HF à une fréquence de 1 KHz et effectuer une détection synchrone.

Zimmerman⁽⁸⁶⁾ a aussi reporté récemment des sensibilités de l'ordre de 10^{-9} gauss en employant une technique de détection analogue. De plus, sa jonction symétrique, dont l'intérêt est surtout sa relative fiabilité, est sensible



INTERFEROMETRE QUANTIQUE

Fig. 19



$$V = \left[\omega \Phi_{rf} + A \cdot \mu_r \left(2\pi \Phi_{rf} / \Phi_0 \right) \cdot \cos. 2\pi \Phi_{dc} / \Phi_0 \right] \cdot \sin. \omega_{rf} t + \dots$$

Fig. 20

seulement aux gradients de champs ou à un signal alimentant une petite bobine placée à l'intérieur d'un des 2 trous de la jonction. Ces trous d'un diamètre de 2 mm font qu'un changement dans l'un de $\frac{1}{2}$ quantum de flux correspond à environ 10μ gauss. Ce genre de jonction est commercialisé (600 \$ + 1 000 \$ d'électronique) par la S. H. E., et ce dispositif permet aussi de détecter des tensions ou des courants, d'effectuer des mesures de température (en mesurant la susceptibilité de 1 mg de C.M.N.), etc...

3.4.2 - Galvanomètre et voltmètre

Ces détecteurs de champs magnétiques peuvent aussi être utilisés en détecteur de courant, mais un dispositif bien adapté à cette utilisation est celui de Clarke, nommé "SLUG" (Superconducting Low inductance Undulating Galvanometer). Il est représenté fig. 21, la goutte de soudure (Pb-Sn) ne mouille pas le fil de Nb à cause d'une fine couche d'oxyde et l'on forme parfois, de cette manière très simple, une paire de jonctions Josephson, probablement aux extrémités. Un courant passant dans le fil de Nb produit un champ magnétique, d'où à cause du flux traversant la surface entre les deux jonctions, un courant Josephson variable comme vu au § 3.3.1. Typiquement, une variation du courant Nb de 500μ A produit une oscillation dans le courant critique, soit une sensibilité de 1μ A en détectant 0,5 % de la période.

La sensibilité en tension peut être élevée, par exemple 10^{-14} V si l'on place $10^{-8} \Omega$ en série⁽⁸⁷⁾, la constante de temps est de l'ordre de la seconde. En faisant passer un courant dans un fil calibré pour faire l'opposition de la tension à mesurer, et en utilisant le SLUG comme détecteur de zéro, on obtient un potentiomètre très sensible⁽⁸⁸⁾⁽⁸⁹⁾. Le problème est toujours celui de la résistance du circuit qui doit être très faible, car la sensibilité en courant dans tous ces dispositifs n'est pas très bonne.

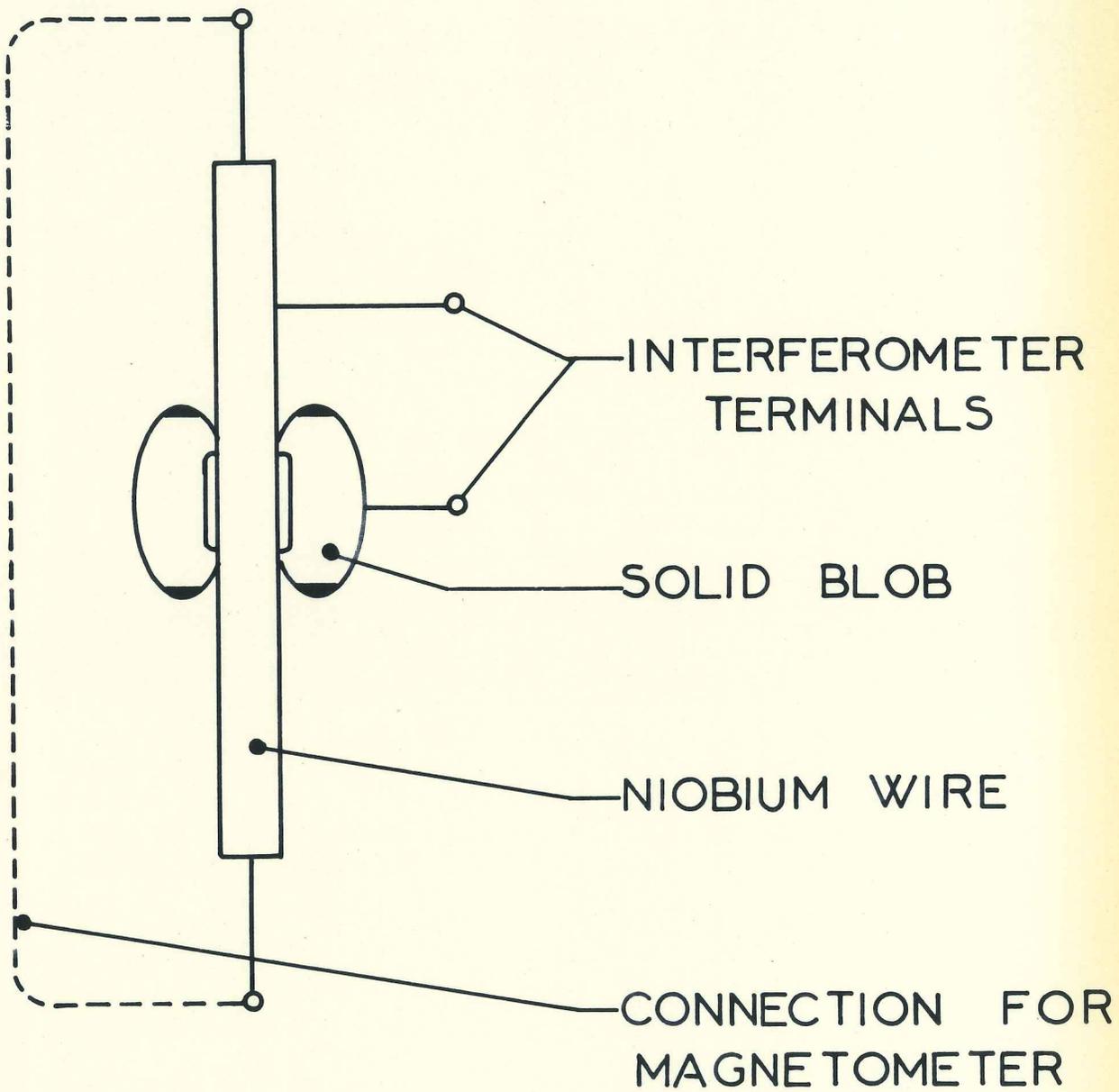


Fig. 21

Le SLUG peut être facilement employé comme magnétomètre en réunissant les deux extrémités du fil Nb, une variation de champ dans cette boucle supraconductrice induit un courant persistant que l'on mesure. Le minimum détectable est $\sim 10^{-10}$ gauss.

3.4.3 - Générateur de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques

C'est une application découlant directement de l'effet Josephson alternatif vu au § 3.3.2. On génère ainsi des radiations cohérentes jusque pour des fréquences d'environ 1000 GHz, cette limite supérieure correspondant à l'énergie interdite. La largeur de "raie" est très fine, de l'ordre de 1 KHz pour 10 GHz, soit 10^{-7} , d'où un signal très monochromatique.

On peut utiliser des jonctions tunnel polarisées en tension à un échelon "self-induit", ou des jonctions à pointe pour lesquelles la largeur de bande est en particulier fonction de la température.⁽⁹⁰⁾

Malheureusement, la puissance est très faible, 10^{-11} W typiquement, bien que l'on ait observé 10^{-10} - 10^{-9} W. Ceci est principalement dû à la mauvaise adaptation d'impédance entre la jonction et le guide d'onde. On pourrait l'améliorer en ayant par exemple une plus grande distance entre les 2 couches minces, ce qui peut être réalisé en remplaçant la couche d'oxyde par une couche semiconductrice⁽⁹¹⁾ qui peut être beaucoup plus épaisse, ceci serait aussi avantageux pour l'usage en détecteur.

3.4.4 - Détection de micro-ondes et d'ondes sub-millimétriques

C'est encore une des applications possible de l'effet Josephson alternatif. Des échelons de tension induits

par une radiation de bande X ($\sim 5-10$ GHz) ont été observés sur les courbes $I(V)$ de jonctions irradiées avec aussi peu de puissance que 10^{-10} W (-70 dbm). Un tel détecteur sert à la fois de fréquencesmètre puisque la position de l'échelon de tension est reliée à la fréquence incidente par $2 \text{ eV} = h\nu$.

On peut réaliser un détecteur encore plus sensible en mesurant la variation du courant maximal continu avec le signal appliqué. Demensteyn a détecté ainsi 10^{-12} W dans la bande X avec une jonction Sn - SnO - Sn⁽⁷³⁾, et les mesures de Grimes, vues au chapitre des détecteurs I.R., s'étendent de 70 GHz jusqu'à l'I.R. lointain ($\sim 200 \mu$).

3.4.5 - Standard de tension

Avec une relation aussi simple que $2 \text{ eV} = h\nu$, on est tenté, une fois que l'on a mesuré $h/2e$ en se référant à une tension étalon⁽⁹²⁾, de faire l'inverse et de définir une tension par la mesure très simple d'une fréquence, puisque la jonction est un convertisseur tension - fréquence idéal.

Cependant, à moins de se fixer une valeur arbitraire de $h/2e$ (proche de la valeur réelle...), la meilleure détermination directe de $h/2e$, sans utiliser l'effet Josephson, a une incertitude de 30 ppm, réduite à 10 ppm en la combinant avec d'autres constantes fondamentales. Néanmoins, pour des applications de vérification de standard de tension à l'intérieur d'un pays ou entre pays, on n'a pas besoin de la valeur absolue de $h/2e$ qui est une constante physique invariante. On a d'ailleurs réalisé des jonctions différentes avec Pb, Sn, In, et obtenu la même relation à 10^{-8} près⁽⁹³⁾.

Comme il est très facile de comparer les standards de fréquence et de mesurer les fréquences à 10^{-8} , la possibilité de choisir la jonction Josephson comme standard de transfert pour unifier les définitions du volt, est très séduisante. Le seul inconvénient est que 483 MHz correspondent

seulement à $1 \mu V$ qu'il faut comparer à un élément Weston de 1,083 Volt...

Meservey a aussi proposé⁽⁹⁴⁾ une définition de l'ampère par une mesure directe du flux, fourni par un solénoïde de géométrie soigneusement définie, au moyen d'une jonction Josephson.

3.4.6 - Applications diverses

Les caractéristiques non linéaires des jonctions permettent leur utilisation en détection, en élément d'amplificateur paramétrique ou encore en mélangeur. Dans ce cas, on peut citer Gaule⁽⁹⁵⁾ qui avec une jonction Nb-NbO-Nb a obtenu un signal à 200 MHz avec un signal d'entrée de $3 \cdot 10^{-7}$ W à 12,04 GHz et une fréquence d'oscillateur local à 11,84 GHz (avec $3 \cdot 10^{-6}$ W).

- Zimmerman et Silver⁽⁶⁹⁾ ont utilisé une jonction à pointe comme élément actif d'un convertisseur paramétrique. Le signal d'entrée était l'oscillation de la jonction elle-même, à 0,2 Hz, sous l'influence d'un très faible signal de polarisation ($4 \cdot 10^{-16}$ Volt). Le signal à 0,2 Hz était converti à un signal détectable à 30 MHz (fig. 22). La tension de polarisation était obtenue en faisant passer un courant dans $1,7 \cdot 10^{-10} \Omega$.

- Suivant un principe analogue, on peut utiliser la jonction en spectrométrie à radio-fréquence. Les mêmes auteurs⁽⁹⁶⁾ ont ainsi détecté la résonance nucléaire magnétique du Co^{59} à 218 MHz ; l'intérêt est que le niveau d'excitation peut être très faible.

- Nous citerons enfin la thermométrie : puisque la fréquence du courant Josephson est déterminée par la tension de polarisation, il s'en suit que les fluctuations de tension dues au bruit thermique dans une résistance peuvent causer des

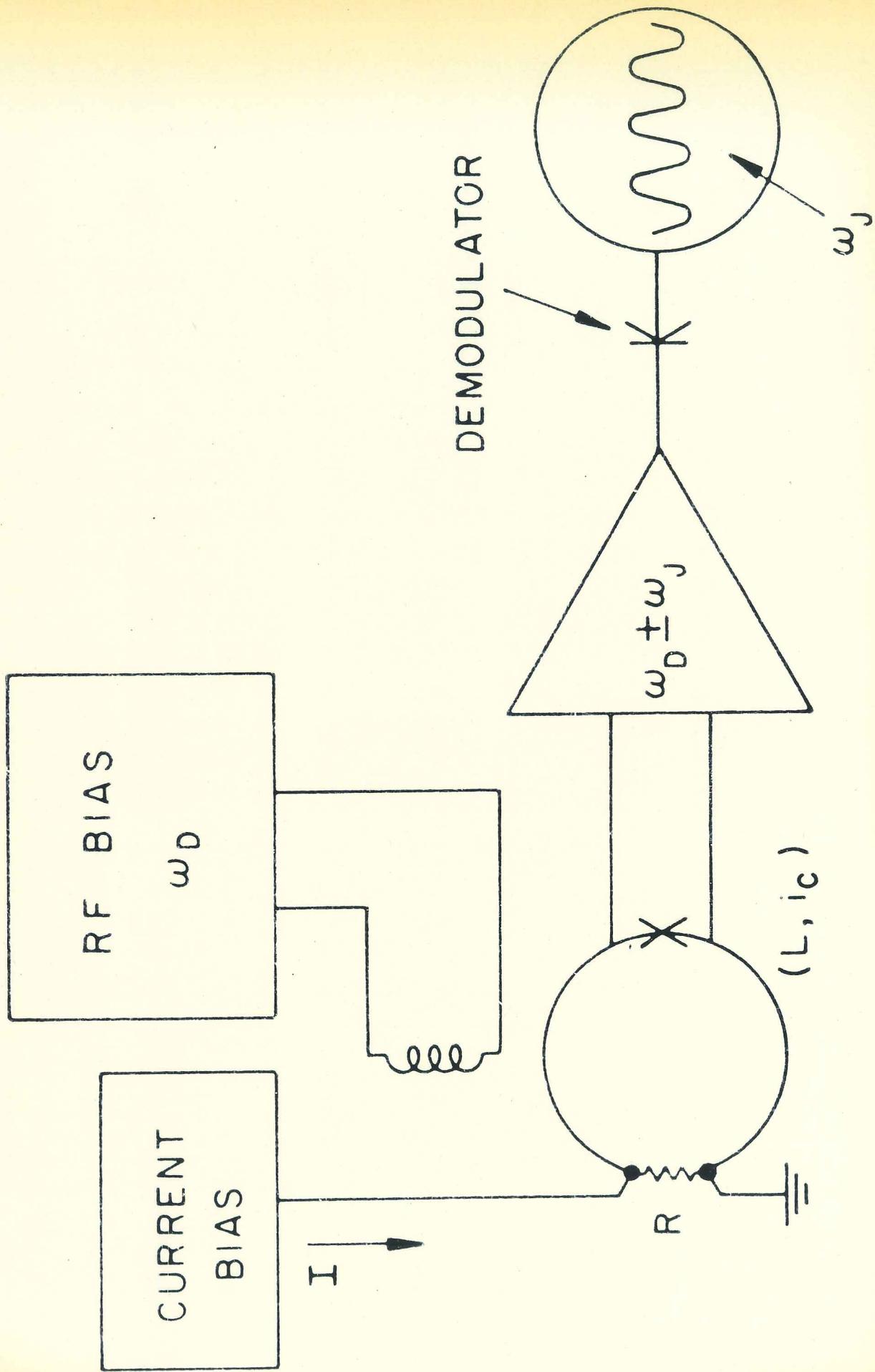


Fig. 22

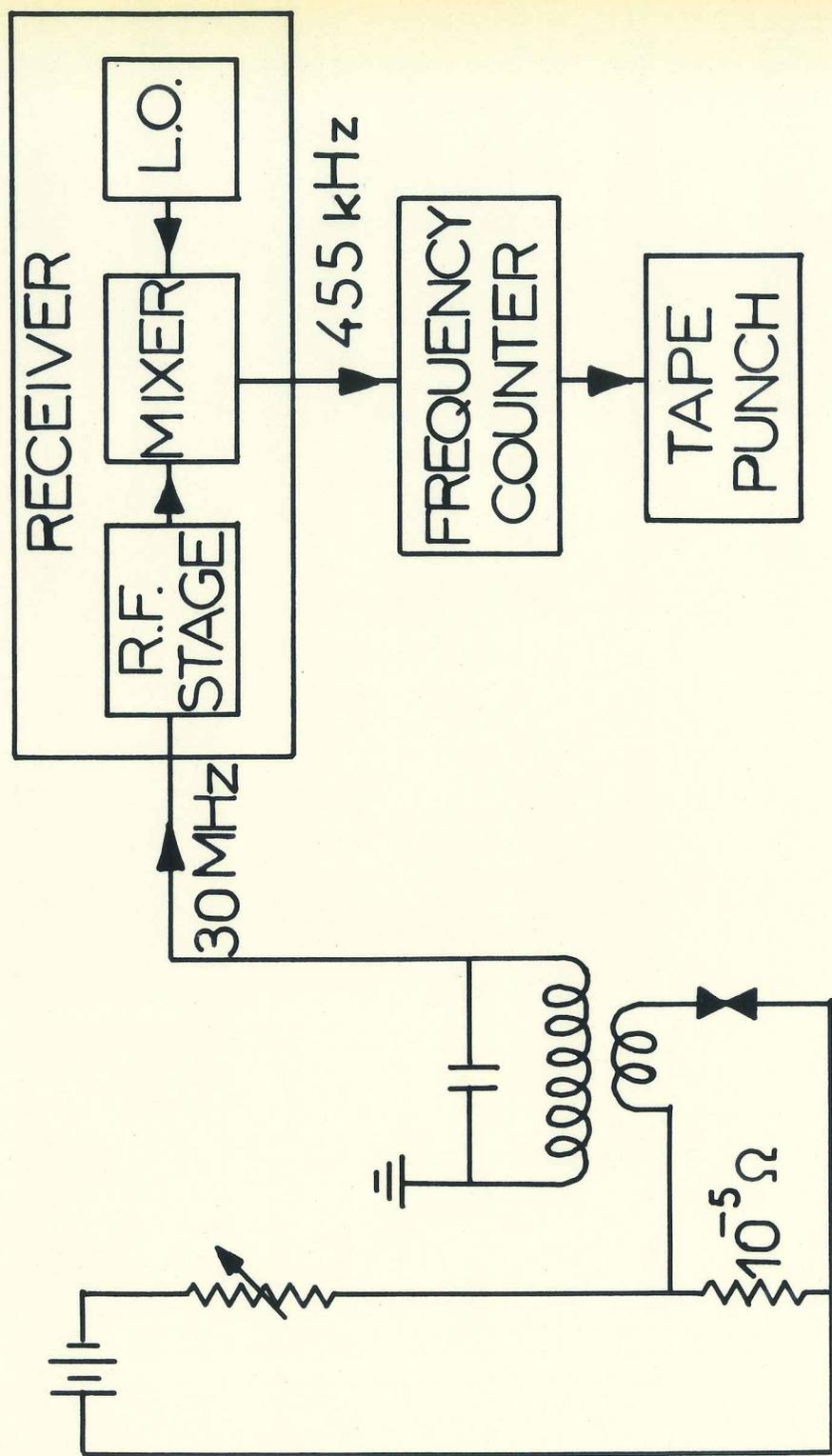


Fig. 23

fluctuations de fréquence. En les mesurant, on peut en déduire la température absolue comme cela a été proposé par Kamper⁽⁹⁷⁾.

Par exemple, la largeur de "raie" de l'oscillation est donnée par :

$$\Delta f = 16\pi e^2 kTR / h^2.$$

en supposant que la seule source de bruit est la résistance R à la température T, connectée en parallèle avec la jonction.

On peut aussi déduire les fluctuations de fréquence au moyen de mesures répétées avec un fréquencemètre. La limite de température semble être due au bruit propre de la jonction et se situe vers 10^{-3} °K (fig. 23).

Par ces quelques pages, nous avons essayé de montrer les applications de l'effet Josephson, nous en avons simplifié la présentation de certaines qui risquent d'apparaître plus faciles à utiliser qu'elles ne le sont réellement. Cependant bien que beaucoup resteront sans doute du domaine du laboratoire, il est probable que toutes les applications de la supraconductivité et de l'effet Josephson en particulier, ne sont pas toutes trouvées car on n'a pas l'habitude de pouvoir utiliser aussi directement des phénomènes quantiques pour des applications.

VI - LES DETECTEURS D'INFRA-ROUGE

1 - Classification

1.1 - Introduction

Le spectre de l'infra-rouge (I.R.) s'étend de $0,75 \mu$ à 1 mm environ. La gamme des ondes sub-millimétriques (50μ à 2 mm) y est presque totalement incluse. Le détecteur transforme l'énergie de la radiation I.R. en un signal presque toujours électrique.

Actuellement, les détecteurs I.R. connaissent un grand développement surtout à cause de leurs applications militaires : poursuite et destruction de missiles ; étant passifs, ils sont peu sujets à être repérés et brouillés. Ils sont petits, simples et économiques. Ils sont aussi utilisés en atterrissage sans visibilité, en topographie, pour la vision de nuit ou à travers le brouillard ainsi que dans une méthode d'examen de composants électroniques, pour lesquels la température d'opération est un paramètre majeur affectant la fiabilité. Rappelons que tout corps à $T > 0^\circ\text{K}$ rayonne et que, pour le corps noir à 300°K , l'émission maximale se situe vers 10μ de longueur d'onde, celle-ci croissant si la température décroît.

On peut distinguer⁽⁹⁸⁾, en classant à part la détection par effet Josephson, deux grandes familles de détecteurs :

- les détecteurs thermiques
- les photodétecteurs

1.2 - Les détecteurs thermiques

La radiation est absorbée par le matériau et élève sa température. On mesure généralement la variation de

conductivité électrique entraînée par cet échauffement. Ce dispositif, appelé bolomètre, est souvent réalisé avec un matériau semi-conducteur ayant un coefficient de température négatif. Dans cette catégorie se placent aussi les thermocouples et la cellule de Golay dans laquelle l'expansion d'une petite quantité de gaz déforme une membrane réfléchissante, ce qui peut faire dévier un rayon lumineux sur une phot cellule. De façon générale leur réponse s'étend à un spectre très large, mais leur constante de temps, due au processus thermique, est assez grande (~ 10 ms).

1.3 - Les photodétecteurs

Dans un semi-conducteur, l'énergie de l'onde I.R., généralement insuffisante pour libérer complètement un électron du matériau (effet photoélectrique externe), peut cependant être capable de porter un électron ou un trou (ou les deux) d'un état lié de la bande de valence ou d'impureté à un état libre de la bande de conduction.

Ce phénomène, appelé effet photoélectrique interne, crée des porteurs de charge et conduit à envisager trois mécanismes de détection :

a) si l'on détecte ces porteurs par la variation de la conductivité, on dit que l'on a affaire à l'effet photoconducteur (le plus employé).

b) l'effet est appelé photovoltaïque lorsque les porteurs sont créés à proximité d'une barrière de potentiel (jonction p - n par exemple) qui tend à les séparer et à produire ainsi une tension.

c) dans le cas où la séparation des charges en mouvement est effectuée par un champ magnétique, l'effet est dit photoélectromagnétique.

Les photodétecteurs ne détectent que les photons d'énergie supérieure à une énergie minimale. Leur spectre est en général assez restreint et leur temps de réponse est faible ($\sim 1 \mu s$). De plus, pour un détecteur idéal, le signal de réponse est proportionnel au nombre des photons incidents. Ainsi pour un spectre de même énergie par unité de longueur d'onde, il est proportionnel à la longueur d'onde.

Par contre, pour un tel spectre les détecteurs thermiques, qui mesurent la puissance incidente, ont une réponse identique à toutes les longueurs d'onde. La figure 24 montre ces comportements ; ils sont très simplifiés puisque l'on ne tient pas compte du rendement différent pour chaque longueur d'onde, etc...

1.4 - Améliorations apportées par le refroidissement

Les détecteurs thermiques les plus sensibles n'opèrent pas à température ambiante mais nécessitent un refroidissement à la température de l'hélium liquide. Il y a plusieurs raisons à cela : d'abord le rayonnement venant de l'ambiante est très réduit, en particulier avec des filtres refroidis, et ses fluctuations n'interviennent pas pour limiter les performances. De plus, la capacité calorifique est diminuée, ce qui permet de meilleurs temps de réponse. Enfin, on a à basse température des variations de résistance selon la température (supraconductivité, résistance de carbone, etc...) beaucoup plus grandes qu'à l'ambiante.

Le refroidissement des détecteurs thermiques est spécialement important dans l'I.R. lointain ($\geq 10 \mu$) où l'énergie disponible des meilleures sources est petite comparée avec le rayonnement ambiant situé vers 10μ .

Quant aux dispositifs photoconducteurs, on

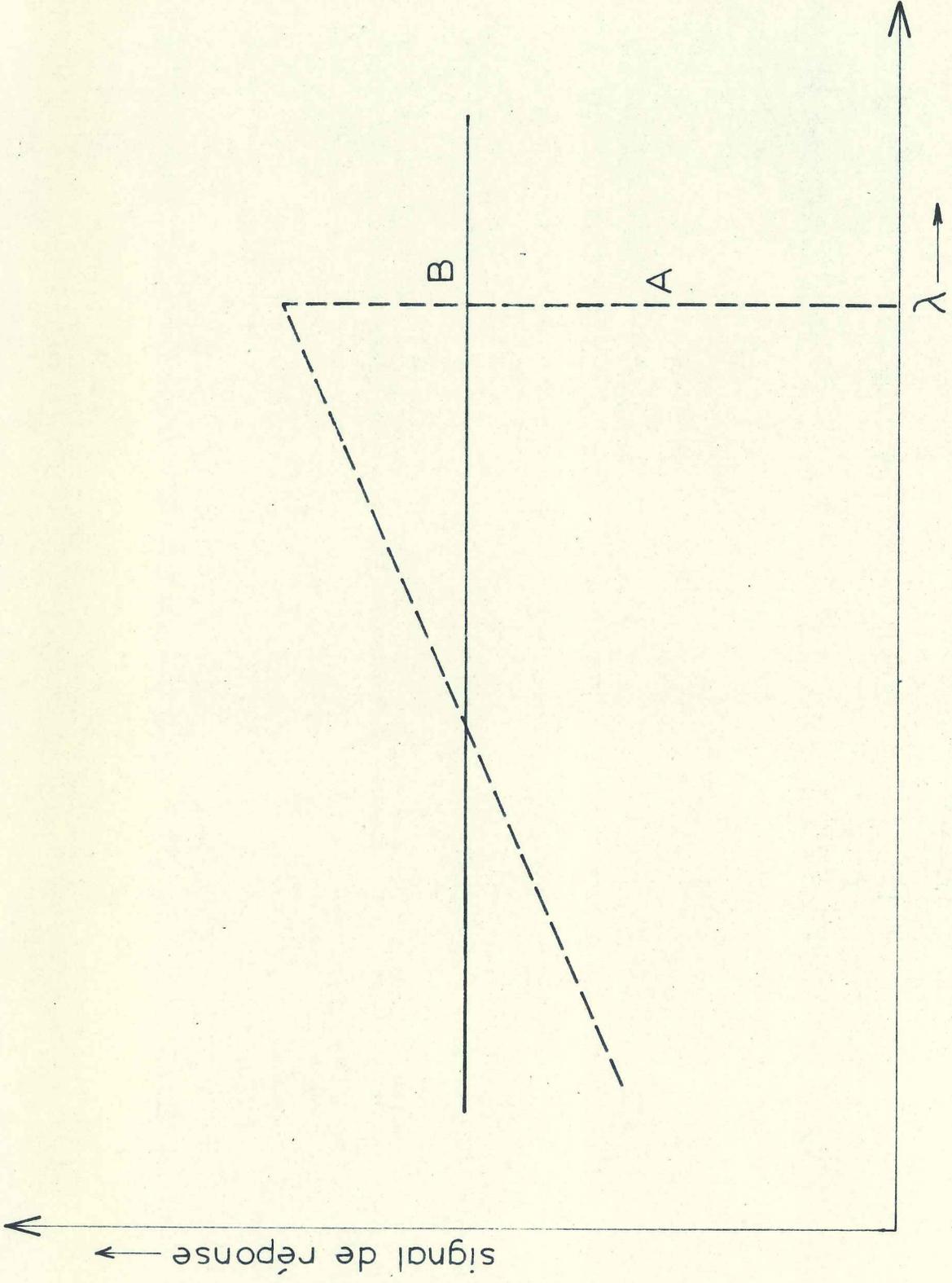


Fig. 24 - A : Photodétecteur
B : Bolomètre

améliore leur sensibilité en réduisant la fraction des porteurs excités thermiquement, de sorte qu'il reste suffisamment de porteurs liés disponibles pour l'excitation par les photons, il faut $kT \ll h\nu$; cela est surtout important pour les photons les moins énergétiques. On réalise cette condition en abaissant la température du semi-conducteur ce qui réduit aussi le bruit thermique et le bruit dû à la recombinaison des porteurs. Par exemple, on multiplie par quatre la distance de détection d'une cible en refroidissant la cellule photoconductrice.

Remarquons que ces cellules, de petites dimensions, consomment peu d'hélium ; un liquéfacteur à cycle fermé peut leur être associé, leur permettant de fonctionner en permanence.

2 - Performances de quelques détecteurs refroidis

2.1 - Détecteurs thermiques

Citons le bolomètre à résistance de carbone qui a un grand coefficient de température vers quelques degrés Kelvin. Boyle ⁽⁹⁹⁾ a obtenu en travaillant à 2°K une puissance minimale détectable de 10^{-11} W (en abrégé : P.M.D. ; c'est la puissance d'un signal d'entrée qui donnerait à la sortie une puissance équivalente au bruit de fond pour une bande passante de 1 Hz et une surface sensible de 1 mm^2) et une constante de temps de 10^{-2} s. A la même température, le bolomètre à germanium dopé fortement avec du gallium a une constante de temps de $4 \cdot 10^{-4}$ s avec une P.M.D. d'environ $5 \cdot 10^{-13}$ W ⁽¹⁰⁰⁾. Dans ce cas, les porteurs libres, assez nombreux, absorbent l'énergie de la radiation et comme ils sont très couplés au réseau, ils lui transmettent cette énergie qui élève ainsi la température du détecteur ; on a aussi essayé récemment un bolomètre silicium dont le temps de réponse serait de 155 μ sec. ⁽¹⁰¹⁾.

Pour ces détecteurs, le spectre de réponse inclut largement les ondes sub-millimétriques, Notons aussi le bolomètre

de Martin et Bloor⁽¹⁰²⁾ qui utilise dans un supraconducteur, sous l'effet de l'absorption des faibles longueurs d'onde, la variation rapide de résistance dans la transition. Le signal I.R. est envoyé sur une plaquette d'étain ($T_c = 3,72^\circ\text{K}$) de 6 mm^2 , la P.M.D. est d'environ $3 \cdot 10^{-12}\text{ W}$, la réponse est uniforme dans tout le visible jusqu'à l'I.R. très lointain et le rapport signal/bruit est amélioré d'un facteur 100 par rapport aux cellules Golay. Malheureusement, ils sont très fragiles, leur temps de réponse est assez long ($\sim 10\text{-}50\text{ msec}$) et il faut réguler de façon très précise à la température de transition.

2.2 - Les photodétecteurs

Leur spectre de sensibilité est assez restreint mais les énergies d'excitation très diverses obtenues avec les semiconducteurs dopés permettent de les utiliser pour de nombreuses longueurs d'onde. Comme photoconducteur, outre les sels de plomb (Pb S, Pb Se, Pb Te), on utilise du germanium dopé avec différentes impuretés (Cu, Sb, Au, Cd, Zn, etc...). Par exemple l'énergie d'ionisation de l'antimoine dans le germanium est faible (0,0096 eV), cela correspond à une longueur d'onde maximale détectable de l'ordre de $120\ \mu$.

Avec l'antimoniure d'indium (In Sb), des détecteurs utilisant les effets photovoltaïque, photoélectromagnétique et photoconducteur ont été réalisés.

En présence d'un champ magnétique, on peut de plus bénéficier du pic de résonance gyromagnétique des électrons qui permet une utilisation vers des longueurs d'onde plus faibles (il faut 15 kgauss pour environ 120 microns) et l'on peut dans une certaine mesure déplacer le pic de sensibilité en faisant varier le champ magnétique. Putley⁽¹⁰³⁾ a obtenu ainsi en travaillant à $1,5^\circ\text{K}$ avec un champ de l'ordre de 6 à 7 Kgauss, des P.M.D. de l'ordre de 10^{-11} w avec une constante de temps

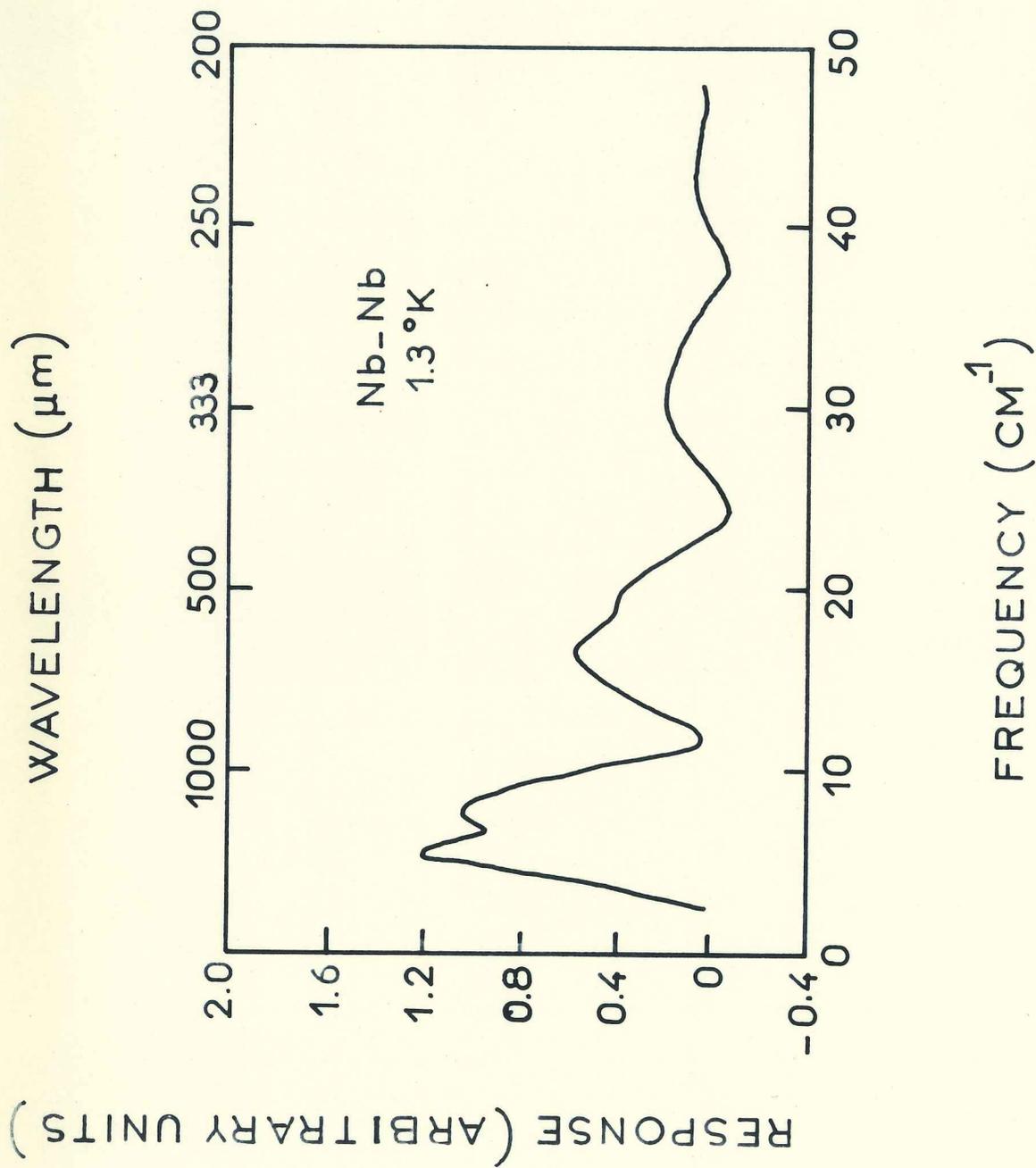


Fig. 25

d'environ $2 \cdot 10^{-7}$ s. Pour ces détecteurs refroidis, la limite est souvent celle des amplificateurs disponibles : il faudrait pour faire mieux, des amplificateurs à très faible bruit qui pourraient être aussi refroidis.

2.3 - La détection à effet Josephson

En plus de l'effet Josephson continu, nous avons vu précédemment que l'on a aussi un "supercourant" alternatif dont la fréquence est de 483,6 MHz par μV de tension entre les deux supraconducteurs couplés ($\nu = 2eV/h$). Correspondant à chaque paire de Cooper qui passe à travers la jonction à cause de la tension appliquée, un photon de fréquence ν est émis pour conserver l'énergie. Ce processus est réversible et les photons de fréquence ν peuvent être absorbés pourvu que la tension soit telle que l'énergie soit conservée par le passage d'un "supercourant" à travers la jonction. Ce passage s'accompagne d'une variation de la résistance continue, c'est-à-dire de la caractéristique $I(V)$. La jonction agit comme un détecteur de la radiation IR et procure une tension de sortie continue.

Des jonctions à pointe Nb-Nb ont été utilisées⁽¹⁰⁴⁾, leur réponse spectrale (fig. 25) s'étend d'un pic à 2 mm à environ 200μ , longueur d'onde correspondant à une énergie de photon de deux fois la bande interdite. Les mesures à 4 mm montrent une P.M.D. de $5 \cdot 10^{-13}$ W et un temps de réponse inférieur à 10 ns, ce qui est très bon dans cette gamme spectrale où peu de détecteurs existent.

REFERENCES

- 1 - ROSENBERG H.M., Low Temp. Solid State Phys., Clarendon Press, Oxford (1963)
- 2 - REUTER G.E.H. et SONDEIMER E.H., Proc. Roy. Soc. (London) A 195, 336, (1968)
- 3 - CHAMBERS R.G., Proc. Roy. Soc., (London) A 215, 481, (1952)
- 4 - GRIVET P. et BLAQUIERE A., Le bruit de fond, Masson éd., Paris (1958)
- 5 - SOUTIF M., L'onde électrique, 454, 41, (1965)
- 6 - SIEGMAN A.E., Microwave Solid-State Masers, Mc Graw-Hill, New York (1964)
- 7 - HEFFNER H., Solid. State Electr., 4, 3, (1962)
- 8 - JELLEY J.V. et COPPER B.F.C., Rev. Sci. Instr., 32, 166 (1961)
- 9 - HOUSSIN J.P., L'onde électrique, 454, 15, (1965)
- 10 - JELLEY J.V., Proc. I.E.E.E., 51, 30, (1963)
- 11 - De GRASSE, Bell Syst. Tech. J., 38, 305, (1959)
- 12 - DEMAN P., L'Onde Electrique, 454, 94, (1965)
- 13 - HEAVENS O.S., Optical Masers, Methuen éd., London (1964)

- 14 - JONSCHER A.K., Proc. I.E.E.E., 52, 1092, (1964)
- 15 - Mc WHORTER A.L. et REDIKER R.H., Proc. I.R.E., 47, 1207 (1959)
- 16 - RUTZ R.F., Proc. I.E.E.E., 51, 470, (1963)
- 17 - KINGSTON F.E. et LEE K., Rev. Scient. Inst., 39, 599, (1968)
- 18 - GREEN R.R., Rev. Scient. Inst., 39, 1495 (1968)
- 19 - WHITTAM M., UNSWORTH J. et GRAY R.R., Cryogenics, 9, 388,
(1969)
- 20 - MIYOSHI D.S. et COTTS R.M., Rev. Scient. Inst. 39, 1881 (1968)
- 21 - BURNS G., Proc. I.E.E.E., 51, 947 (1963) ; voir aussi
PANKOVE J.I., I.E.E.E. Jour. of Quantum Electronics, 4,
119 (1968)
- 22 - REDIKER R.H. et Mc WHORTER A.L., Solid. State Electr.,
2, 100, (1961)
- 23 - FIRTH I.M. et LIVINGSTONE A.W. , Cryogenics, 9, 479, (1969)
- 24 - UNSWORTH J. et ROSE-INNES A.C., Cryogenics, 6, 239, (1966)
- 25 - BARTON L.E., Electronics, 35, 38, (1968)
- 26 - COHEN B.G., SNOW W.B. et TREBOLA A.R., Rev. Scient. Inst.,
34, 1091 (1963) ; voir aussi
SWARTZ D.L. et SWARTZ J.M., Cryog. Technol., 5, 250, (1969)
- 27 - BUCK D.A., Proc. I.R.E., 44, 482 (1956)

- 28 - BURNS L.L., Proc. I.E.E.E., 52, 1164, (1964)
- 29 - STUART P.R., J. Scient. Inst., 42, 133 (1965)
- 30 - BREMER J.W., Superconductive Devices, Mc Graw Hill -
New York (1962)
- 31 - PARKINSON D.H., Brit. J. App. Phys., 12, 353 (1961)
- 32 - MATISOO J., App. Phys. Lett., 9, 167, (1966) et Proc.
I.E.E.E., 55, 178 (1967)
- 33 - MATISOO J., J. App. Phys., 39, 2587, (1968)
- 34 - BARNARD J.D., Blumberg R.H. et CASWELL H.L., Proc. I.E.E.E.,
52, 1177, (1964)
- 35 - CROWE J.W., I.B.M. Jour. Res. Dev., 1, 295 (1957)
- 36 - MILLER J.C., WINE C.M. et COSENTINO L.S., Proc. I.E.E.E.,
52, 1223, (1964)
- 37 - JOHNSTON R.C., I.R.E. Transactions, EC. 10, 712 ,(1961)
- 38 - SMITH P.F. et WILSON M.N., Liquid Helium Technology, I.I.R.
annexe 1966 -5, 517 (1966) ; voir aussi
SCHINDLER H.C., Cryogenics, 10, 58, (1970) et page 75
- 39 - VAN SUCHTELEN J., VOLGER J. et VAN HOUWELIGEN D.,
Cryogenics, 5, 256, (1965)
- 40 - BUCHOLD T., Cryogenics, 4, 212, (1964)
- 41 - LORCH H.O., Cryogenics, 9, 354 (1969)

- 42 - Mc FEE R., Elect. Eng., 81, 122, (1962)
- 43 - APPLETON A.D., Cryogenics, 9, 147, (1969)
- 44 - RINDERER L., Phys. Lett., 2, 119, (1962)
- 45 - RUEFENACHT J. et RINDERER L., Proc. VIIIth Int. Conf.
Low Temp. Phys., Davies R.O. éd., Butterworths -
London (1963), p. 326, voir aussi la discussion
de Banford.
- 46 - FAIRBANK W.M., réf. précédente, p. 324
- 47 - MEYERHOFF R.W., J. App. Phys., 40, 2011, (1969)
- 48 - PIPPARD A.B., Proc. Roy. Soc., (London), A 203, 98 (1950)
- 49 - MAXWELL E., Progress in Cryogenics, Vol. 4, p. 125,
Mendelsshon éd. Heywood - London (1964)
- 50 - SCHWETTMAN M.A., Int. Adv. in Cryogenic Eng., Vol. 10,
Sections M.U., p. 88, Timmerhauss éd., Plenum
Press, New York (1965), voir aussi p. 80
- 51 - SEPTIER A., l'Onde Electrique, 460, 932 (1965)
- 52 - SMITH T.I., J. App. Phys., 40, 2051, (1969)
- 53 - STONE J.L., HARTWING W.H. et BAKER G.L., J. App. Phys.
40, 2015, (1969)
- 54 - FAIRBANK W.M., Proc. Symposium on the Phys. of Supercon-
ducting Devices, Charlottesville, 1967 (O.N.R.
report., paper A1 - A 20)

- 55 - VIET N.T., Annales de Phys., 2, 225, (1967)
- 56 - PIPPARD A.B. et PULLAN G.T., Proc. Camb. Phil. Soc.,
48, 188 ,(1952)
- 57 - TEMPLETON I.M., J. Scient. Inst. , 32, 172 , (1955)
- 58 - HUEBENER R.P. et GOVEDNIK R.E., Rev. Scient. Inst.,
37, 1675 ,(1966); voir aussi
KACHINSKII V. N., Cryogenics, 5, 34 ,(1965) et
RADHAKRISHNA P. et NIELSEN M., Phys. Stat. Solidi,
11, 111, (1965)
- 59 - JERICHO M.H. et MARCH R.H., Rev. Scient. Inst. , 38,
428 ,(1967), voir aussi
HO N.S., MUNNINGS R.H. et FLETCHER R., Cryogenics, 9,
380 ,(1969)
- 60 - RIES R.P. et SATTERTHWAITTE C.B., Rev. Scient. Inst.,
38, 1203 ,(1967)
- 61 - ERDMAN R.J., J. App. Phys., 40, 2086 ,(1969)
- 62 - NEWHOUSE V.L. et EDWARDS H.H., Proc. I.E.E.E., 52,
1191, (1964)
- 63 - STONE J.L. et HARTWIG W.H., J. App. Phys., 39, 2665, (1968)
- 64 - WALKER G.B. et MADEN C.R., J. App. Phys., 40, 2035, (1969)
- 65 - LOVE G.R., KOCH C.C., VICTOR J.M., PERSYN G.A. et
ROLLWITZ W.L., Cryogenics, 9, 392 ,(1969)
- 66 - ALLEN R.J. et NAHMAN N.S., Proc. I.E.E.E., 52, 1147,(1964)

- voir aussi Mc CAA W.D. et NAHMAN N.S., J. App. Phys. 39,
2592 , (1968)
- 67 - NAHMAN N.S., Proc. I.R.E., 48, 1852, (1960)
- 68 - SHAPIRO S. et JANUS A.R., Proc. VIIIth Int. Conf.
Low Temp. Phys., Davies R.O. éd., Butterworths -
London (1963) p. 321
- 69 - ZIMMERMAN J.E. et SILVER A.H., J. App. Phys., 39, 2679
(1968)
- 70 - COFFEY H.T., CHILTON F. et BARBEE T.S., J. App. Phys.,
40, 2161, (1969)
- 71 - HAMILTON W.O., Revue Phys. Appliquée, 5, 41, (1970)
- 72 - WORSHAM R.E., J. App. Phys., 40, 2160, (1969)
- 73 - TAYLOR B.N., J. App. Phys., 39, 2490 (1968)
- 74 - MILES J.L., SMITH P.H. et SCHOENBEIN W., Proc. I.E.E.E.
51, 937, (1963)
- 75 - SHAPIRO S. et Mc NIFF E.J., Superconductive effets in
thin films, Technical Documentary Rept. n°
AL TDR 64-46 (1964)
- 76 - COOK C.F. et EVERETT G.E., Phys. Rev. 159, 374 (1967)
- 77 - EISENMENGER W. et DAYEUR A.H., Phys. Rev. Lett., 18,
125 (1967)
- 78 - COLWELL J.H., Schooley J.F. et SOULEN R.J., J. App. Phys.
40, 2163 , (1969)

- 79 - GIAEVER I., HART H.R. et MEGERLE K., Phys. Rev., 126,
911 , (1962)
- 80 - JOSEPHSON B.D., Phys. Lett., 1, 251 , (1962) ;
Rev. Mod. Phys., 36, 216 ,(1964) ; Advan. Phys.
14, 419 ,(1965)
- 81 - GOREE W.S., Rev. Phys. Appliquée , 5, 3, (1965)
- 82 - ZIMMERMAN J.E. et SILVER A.M., Phys. Rev., 141, 367 (1966)
Phys. Lett., 10, 47 (1964), voir aussi
JAKLEVIC R.C., LAMBE J., MERCEREAU J.E. et SILVER A.H.,
Phys. Rev.,140, A 1628, (1965)
- 83 - BEASLEY M.R. et WEBB W.W., Proc. Symposium on the Phys.
of Superconducting Devices - Charlottesville
(1967) O.N.R. Report, paper n° V1.
- 84 - MERCEREAU J.E., Rev. Phys. Appliquée, 5, 13, (1970)
- 85 - NISENOFF M., Rev. Phys. Appliquée, 5, 21, (1970)
- 86 - ZIMMERMAN J.E., THIENE P. et HARDING J.T., J. App. Phys.
41, 1572, (1970)
- 87 - CLARKE J., Phil. Mag. 13, 115, (1966)
- 88 - Mc WANE J.W., NEIGHOR J.E. et NEWBOWER R.S., Rev. Scient.
Int., 37, 1602, (1966)
- 89 - ZYCH D.A., Rev. Scient. Inst., 39, 1058, (1968)
- 90 - SILVER A.H., ZIMMERMAN J.E. et KAMPER R.A., App. Phys.
Lett. 11, 209, (1967)
- 91 - RENARD M., Communication privée.

- 92 - PARKER W.H. TAYLOR B.N. et LANGENBERG D.N., Phys. Rev. Lett., 18, (1967), voir aussi Phys. Rev., 150, 186, (1966) et Metrologia, 3, 89, (1967)
- 93 - CLARKE J., Phys. Rev. Lett., 21, 1566, (1968)
- 94 - MESERVEY R., J. App. Phys., 39, 2598, (1968)
- 95 - GAULE G.K. ROSS R.L. et SCHWIDTAL K., Proc. Symposium on the Phys. of Superconductivity Devices, Charlottesville (1967), O.N.R. Report.
- 96 - SILVER A.H. et ZIMMERMAN J.E., Appl. Phys. Lett., 10, 142, (1967)
- 97 - KAMPER R.A., MULLEN L.O. et SULLIVAN D.B., N.B.S., Technical note 381, (1969) ; voir aussi KAMPER R.A., I.E.E.E., Transactions on Elect. Devices, ED 16, 840, (1969)
- 98 - PUTLEY E.H., J. Scient. Inst., 43, 857, (1966)
- 99 - BOYLE W.S. et RODGERS K.F., J. op. Soc. Am., 46, 66, (1959)
- 100 - LOW F.J., J. Op. Soc. Am., 51, 1300, (1961) et Proc. I.E.E.E., 54, 477, (1966)
- 101 - BACHMANN R., KIRTCH H.C. et GEBALLE T.H., Rev. Scient. Inst., 41, 547, (1970)
- 102 - MARTIN D.M. et BLOOR D., Cryogenics, 1, 159, (1961)
- 103 - PUTLEY E.M., J. Phys. Chem. Solid., 22, 241, (1961) et Proc. I.E.E.E., 51, 1412, (1963)
- 104 - GRIMES C.C., RICHARDS P.L. et SHAPIRO S., Phys. Rev. Lett., 17, 431, (1966)