HYPERFRÉQUENCES

RENÉ COMBE.

I. Méthodes de calcul et travaux théoriques. —

La grandeur fondamentale est l'impédance de surface d'un métal supraconducteur Z_s , définie à la surface $z = 0$ d'un milieu semi-infini :

$$Z_s = R_s + iX_s = \frac{E_x}{H_y} \quad (z = 0)$$

en unités S.I. rationalisées.

On déduit de la résistance de surface R_s le facteur de qualité Q_0 d'une cavité résonnante :

$$Q_0 = 120\pi^2 \frac{\mathcal{F}}{R_s}$$

R_s étant exprimé en ohms, Q_0 et $\mathcal{F}$ étant sans dimensions.

$\mathcal{F}$ étant son facteur de forme :

$$\mathcal{F} = \frac{2 \iiint_v H_{\max}^2 d\tau}{\lambda_0 \iint_s H_{\max}^2 dS}$$

λ_0 étant la longueur d'onde de résonance.

Dans un guide d'ondes, les ondes électromagnétiques se propagent suivant Oz avec la vitesse de groupe v_g et le coefficient d'atténuation α (les champs sont proportionnels à $e^{-\alpha z}$) :

$$\alpha = \frac{\omega}{2Qv_g}$$

Q étant le facteur de qualité du guide considéré comme cavité.

Pippard [1] avait représenté les résultats des mesures à basse température par des formules empiriques :

$$r(\nu, t) = A(\nu) f(t) + r_0$$

$$f(t) = \frac{t^4(1 - t^2)}{(1 - t^4)^2}$$

introduisant les grandeurs réduites :

$$r = \frac{R_s}{R_{sn}}$$

R_{sn} étant la résistance de surface du métal à l'état normal à la température de transition T_c , et :

$$t = \frac{T}{T_c}$$

r_0 étant un terme résiduel et $A(\nu)$ une fonction de la fréquence ν .

H. London, qui fit les premières mesures de résistance de l'étain supraconducteur, à la longueur d'onde de 20,5 cm (produite par un magnétron) par une méthode calorimétrique [2], présenta une théorie basée sur les équations fondamentales de F. et H. London, décrivant le modèle des deux fluides et utilisant deux relations *locales* :

$$\mathbf{J}_n = \sigma \mathbf{E}$$

$$\text{rot } \mathbf{J}_s = -\frac{\mathbf{H}}{\lambda_L^2}$$

λ_L étant la profondeur de pénétration de London.

Si on admet que les fractions d'électrons normaux et supraconducteurs sont respectivement :

$$f_n = t^4$$

$$f_s = 1 - t^4$$

on trouve :

$$r = 2 \left(\frac{\lambda_L(0)}{\delta_n} \right)^3 \frac{t^4}{(1 - t^4)^{3/2}}$$

δ_n étant l'épaisseur de peau *normale* :

$$\delta_n = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma_n}}$$

σ_n étant la conductivité à la température de transition.

Cette théorie peut être améliorée (Maxwell, Marcus et Slater [3], Maxwell [4]), en décrivant le courant normal par une relation *non locale* tirée de la théorie de l'effet de peau anormal des métaux non supraconducteurs (Reuter et Sondheimer [5], Chambers [6]) :

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{3\sigma}{4\pi l} \iiint \mathbf{R} \frac{\mathbf{E}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{R}}{R^4} e^{-R/l} d\tau'$$

avec $\mathbf{R} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}$, l étant le libre parcours moyen des électrons.

Par exemple, dans l'hypothèse de la réflexion spéculaire des électrons à la surface du milieu, on trouve :

$$r = 9 \frac{1}{l} f_n \frac{\lambda_L^4}{\delta_n^3} \ln \beta$$

β étant le paramètre :

$$\beta = \frac{1}{\lambda_L^2} \left(\frac{4l}{3\pi\omega\mu\sigma} \right)^{2/3}$$

Il semble possible de décrire aussi le courant supraconducteur et non pas seulement le courant normal, par la relation *non locale* de Pippard [7] :

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}) = -\frac{3}{4\pi} \frac{1}{\mu\lambda^2\xi_0} \iint \mathbf{R} \frac{\mathbf{A}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{R}}{R^4} e^{-R/\xi} d\tau'$$

ξ étant la longueur de cohérence de Pippard et ξ_0 la valeur de ξ lorsque le libre parcours moyen tend vers l'infini.

En s'appuyant sur le modèle quantique de B.C.S., Mattis et Bardeen [8] ont développé une théorie de l'effet de peau anormal. Leurs résultats ont été utilisés par Miller [9] qui a pu exprimer l'impédance de surface sous la forme (valable dans le cas de la réflexion diffuse des électrons par la surface du supraconducteur) :

$$Z_s = -i\pi\omega\mu \frac{1}{\int_0^\infty \ln\left(1 + \frac{K(q)}{q^2}\right) dq}$$

avec $q = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ , longueur d'onde associée à l'électron ;

$K(q)$ est donné par une intégrale triple très compliquée.

Turneure [10] a pu ramener le calcul de $K(q)$ à une intégration simple, ce qui fait que la détermination de Z_s revient à un calcul d'intégrale double. Ses formules font intervenir le libre parcours moyen, la vitesse à la surface de Fermi, la profondeur de pénétration de London au zéro absolu et la valeur de la bande d'énergie interdite Δ .

Il apparaît qu'à basse fréquence ($\hbar\omega < \Delta/10$) et à basse température ($t < 0,5$), la résistance de surface est proportionnelle à :

$$\frac{\omega^2}{T} \exp\left(-\frac{\Delta(T)}{k_B T}\right)$$

k_B , constante de Boltzmann.

La théorie de Mattis et Bardeen a notamment été utilisée par Turneure [10] et par Turneure et Weissman [11] pour interpréter des mesures sur le plomb, l'étain et le niobium, avec de très bons résultats.

Indépendamment, Abrikosov, Gor'kov et Khalatnikov [12, 13] ont aussi appliqué la théorie B.C.S. au calcul de l'impédance de surface. Ils trouvent :

$$\frac{Z_s}{R_n} = -2i \left(\frac{\pi\hbar\omega}{\Delta Q}\right)^{1/3}$$

Q étant une fonction de t et de $\hbar\omega/k_B T_c$.

En particulier, à basse fréquence et à basse température ($\hbar\omega \ll \Delta$ et $k_B T \ll \Delta$), on a :

$$Q = \pi^2 \left[1 - \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta}\right)^2 - 2I_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + 4\pi i \operatorname{sh}\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) K_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \right]$$

I_0 et K_0 étant les fonctions de Bessel modifiées d'ordre zéro.

On tire des relations précédentes la formule :

$$r = 2 \left(\frac{\hbar\omega}{\pi\Delta}\right)^{1/3} \left\{ \frac{4}{3\pi} \operatorname{sh}\left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) K_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) + i \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\hbar\omega}{4\Delta}\right)^2 + \frac{2}{3} I_0 \left(\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{2k_B T}\right) \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right) \right) \right\}.$$

Hahn et Halama [14] ont utilisé ces formules pour le cas du plomb en préférant la valeur expérimentale $\Delta = 2,13 k_B T_c$ à la valeur théorique $\Delta = 1,76 k_B T_c$ (B.C.S.). Finalement, les mesures de Hahn, Halama et Foster à 2,868 GHz ont été bien interprétées en faisant intervenir un terme résiduel et un facteur de correction constant [15].

Signalons enfin que Halbritter, s'appuyant sur les travaux soviétiques, a repris [16, 17] le problème de l'absorption HF dans les supraconducteurs limités par des surfaces idéales (absorption par les électrons et par les phonons transversaux) ou imparfaits (rugosité, oxydation...).

INFLUENCE DU CHAMP MAGNÉTIQUE SUR L'ABSORPTION HYPERFRÉQUENCE. — On a discuté les effets d'oscillation d'impédance de surface en champ faible [18] et l'effet d'états de surface induit par un champ magnétique sur des supraconducteurs de première espèce [19, 20].

II. Applications. — 1. DÉPÔTS MINCES SUPRACONDUCTEURS. — A. Septier [21] présente un programme d'étude comprenant la préparation de couches de plomb et de niobium et les mesures correspondantes de résistance de surface en bande X et en bande S, grâce à la construction de cavités résonnantes fonctionnant suivant les modes TE_{01q} ou TM_{01q} , et à la mesure du décretement de leurs oscillations.

Le facteur de qualité (à vide) Q_0 de la cavité est inversement proportionnel à la résistance de surface :

$$Q_0 = \frac{A}{R_s}$$

A ne dépendant que de la géométrie de la cavité et du mode de résonance utilisé.

En charge, le facteur de qualité devient Q_L :

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}}.$$

Dans le phénomène d'oscillation propre, la puissance décroît exponentiellement suivant la loi :

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{\omega t}{Q_L}\right).$$

TABLEAU I

			R_s (Ω)		Q_0 (Mode TE_{012})	
			4,2 °K	2 °K	4,2 °K	2 °K
Plomb à 9 000 MHz	Valeurs théoriques	<div> <div>plomb massif</div> <div>plomb vaporisé dans l'ultravide</div> <div>plomb électrolytique</div> </div>	$3,1 \times 10^{-5}$	$6,5 \times 10^{-7}$	30×10^6	$1,45 \times 10^9$
			6×10^{-5}		15×10^6	
	Valeurs expérimentales		$6,3 \times 10^{-5}$	$2,1 \times 10^{-5}$	15×10^6	45×10^6
					$28,5 \times 10^6$	170×10^6
Niobium à 9 000 MHz	Valeurs théoriques	<div> <div>niobium préparé en phase gazeuse</div> <div>niobium préparé par pulvérisation cathodique</div> </div>	$2,3 \times 10^{-5}$	$3,2 \times 10^{-7}$	40×10^6	$2,8 \times 10^9$
			$3,75 \times 10^{-5}$	$5,5 \times 10^{-6}$		
	Valeurs expérimentales		$4,4 \times 10^{-5}$	10^{-5}		

Une mesure de décroissement conduit à une mesure de Q_L , Q_0 et R_s .

L'oscillateur utilisé est un oscillateur bouclé. Une cavité formée d'un cylindre et d'une paroi plane peut être fermée par l'un ou l'autre de six disques plans de cuivre recouverts du dépôt supraconducteur. Un dispositif à barillet permet des manipulations commodes. L'ensemble résonne à 9 000 MHz sur le mode TE_{012} .

Lorsque le fond mobile a la même résistance de surface R_s que les parties fixes, on mesure Q_0 . Lorsque le fond mobile a une résistance de surface différente R_{s_1} , on mesure Q_1 . On a :

$$\frac{Q_1}{Q_0} \simeq \frac{5}{4 + \frac{R_{s_1}}{R_s}}$$

Ce dispositif expérimental permet donc de comparer rapidement six échantillons.

Des mesures complémentaires ont été aussi effectuées à 3 000 MHz.

L'ensemble de l'appareillage de mesures peut être placé dans le champ magnétique (2 500 Oe) produit par une bobine supraconductrice. Cela permet de ramener le plomb (mais pas le niobium) à l'état normal et de mesurer la résistance limite.

Un jeu de bobines de Helmholtz permet de supprimer le champ terrestre dans la cavité.

Le tableau I résume les résultats des mesures. On constate que l'écart entre la théorie et l'expérience, assez faible à 4,2 °K, est très important à 2 °K. Les valeurs théoriques sont tirées de calculs effectués à Stanford et à Brookhaven.

La cavité en plomb massif était en métal de haute pureté (99,999 %) usiné et poli chimiquement. Le plomb vaporisé l'a été sous 10^{-9} torr. Les expériences d'électrolyse (du fluoborate de plomb) ont montré la nécessité d'additifs organiques (Stanford). Curieusement, la courbe représentant R_s (ou Q_0) en fonction de la densité de courant passant dans le bain d'électrolyse est oscillante, les maxima de R_s correspondent à une

forte introduction d'impuretés dans le plomb. Il semble que la courbe ne présenterait qu'un maximum avec l'hydroquinone comme additif.

Des cavités TM_{010} , du type accélérateur, résonnant à 3 000 MHz, ont été aussi réalisées par évaporation sous vide ou par électrolyse. Les meilleures valeurs à 4,2 °K ont été respectivement 7×10^6 et 20×10^6 .

Le niobium est obtenu en phase gazeuse par réduction (à 850-1 200 °C) du pentachlorure de niobium par l'hydrogène (C.S.F.).

Le niobium est préparé par pulvérisation cathodique sous pression d'argon de 10^{-3} torr (Alcatel).

Pour un supraconducteur de première espèce (plomb), le champ magnétique critique HF est sensiblement égal à H_c . Par contre, et c'est très important, dans le cas du niobium, on aurait seulement H_c (HF) $\simeq 450$ ou 500 Oe (contre $H_{c_1} = 1\,600$ Oe). Cela enlèverait beaucoup d'intérêt à l'emploi du niobium. Pour le mode TM_{010} , cette valeur de 500 Oe correspond à E (HF) = 27 MV/m.

2. OSCILLATEURS HYPERFRÉQUENCE UTILISANT UNE CAVITÉ SUPRACONDUCTRICE. — A. *Oscillateur utilisant un tube à propagation d'ondes* [22, 23, 24]. — On s'est proposé de construire un oscillateur de puissance élevée ($\simeq 1$ W), aussi stable que l'oscillateur à quartz, à fréquence accordable au voisinage de 2 911 MHz, ou fixe (3 158 MHz). Le circuit comprend essentiellement un tube amplificateur à propagation d'onde (T.P.O.) et une cavité supraconductrice, le gain du tube devant être supérieur aux pertes de tous les autres éléments et le déphasage total de l'onde dans tout son parcours devant être un multiple entier de 2π . Les autres éléments sont un guide coaxial, un atténuateur, un déphaseur, un isolateur, un coupleur directif.

Le tube est :

- soit un CSF F 4107, de puissance 2 mW, de gain 26,5 dB, tension d'hélice 260 V ;
- soit un Huggins HA 100 C, de puissance 2 W, de gain 44 dB, tension d'hélice 920 V.

La cavité (cuivre recouvert de plomb) est soit une cavité non réglable, résonnant à 3 158 MHz sur le mode TE₀₁₁, soit une cavité réglable, à piston et tige d'accord, résonnant vers 2 911 MHz sur le mode TE₀₁₁, la bande d'accord étant 20 MHz environ.

La température du bain d'hélium est stabilisée ($\pm 3 \times 10^{-5}$ °K à 2,1 °K).

La bande passante de bruit δf de l'oscillateur à T.P.O. peut être très étroite, comme le montre la formule de Blaquière-Grivet :

$$\delta f = \pi k_B TFG \frac{f^2}{Q^2 P}$$

T , température ambiante; F , facteur de bruit du T.P.O.; G , gain en puissance du T.P.O.; f , fréquence de l'oscillateur; P , puissance de l'oscillateur; Q , facteur de qualité de la cavité.

Si l'oscillateur est accordé à la fréquence f_0 de la cavité, il produit un signal de fréquence f tel que :

$$\frac{df}{f_0} = \frac{df_0}{f_0} + \frac{f_0 d\beta}{2Q_L}$$

avec :

$$\beta = 2\pi \left(\frac{L_h}{v_h} + \frac{L_g}{v_g} \right)$$

L_h , longueur de l'hélice du tube; v_h , vitesse de phase de l'onde suivant l'hélice; L_g , longueur du guide constituant le circuit; v_g , vitesse de phase de l'onde dans le guide.

L'influence des différents paramètres peut être ainsi chiffrée :

— Dilatation du métal de la cavité (cuivre) :

$$\frac{df_0}{f_0} = 3,4 \times 10^{-9} \text{ par degré (à 4,2 °K).}$$

— Variation de la réactance de surface X_s avec la température :

$$\frac{df_0}{f_0} = 3,8 \times 10^{-8} \text{ par degré (à 4,2 °K).}$$

— Variation de la longueur du guide (coaxial) avec la température. On a pour $Q_L = 10^8$:

$$\frac{df}{f_0} = 2,2 \times 10^{-11} \text{ par degré.}$$

— Variation de la constante diélectrique des isolants des guides coaxiaux avec la température :

téflon :

$$\frac{df}{f_0} = 8,1 \times 10^{-11} \text{ par degré}$$

air :

$$\frac{df}{f_0} = 8,7 \times 10^{-13} \text{ par degré.}$$

— Variation de la tension d'hélice V_h :

pour :

$$\frac{dV_h}{V_h} = -1,5 \times 10^{-5}$$

on a :

$$\frac{df}{f_0} = 7,2 \times 10^{-12}.$$

La meilleure méthode de mesure de la fréquence consiste à faire battre l'oscillateur étudié avec un oscillateur de référence à quartz (comparé à un maser à hydrogène). La période du signal de battement est mesurée à l'aide d'un compteur Hewlett-Packard.

Le tableau II résume les résultats obtenus qui sont particulièrement intéressants.

B. *Oscillateurs du type « monotron »* [25-26]. — Dans l'oscillateur monotron, un faisceau d'électrons traverse suivant l'axe une cavité supraconductrice résonnant sur un mode TE_{0pq}. Si le temps de transit des électrons est bien choisi, il y a transfert d'énergie du faisceau au champ électromagnétique et production d'oscillations.

L'intérêt de ces oscillateurs est apparent d'après la formule de Blaquière-Grivet :

$$\delta f = \frac{2M^2 e I_0}{G_c} \frac{f^2}{Q^2 P}$$

δf , bande passante de bruit; M , coefficient de couplage

du gap = $\frac{\sin \frac{D}{2}}{\frac{D}{2}}$; D , angle de transit; I_0 , intensité

du faisceau; G_c , admittance-shunt de la cavité; f , fré-

TABLEAU II

T.P.O.	f (MHz)	T (°K)	Q_L	STABILITÉ df/f	
				MESURÉE	CALCULÉE
HA 100 C	3 158 fixe	1,6	2×10^8	$-1,3 \times 10^{-9}/30 \text{ mn}$	$1,6 \times 10^{-10}/30 \text{ mn}$
F 4 107 B	2 911 accordable	1,7	4×10^7	$< 3,4 \times 10^{-10}/\text{mn}$	$4,3 \times 10^{-11}/\text{mn}$
HA 100 C	2 911 accordable	1,9	4×10^7	$\pm 3,4 \times 10^{-10}/\text{mn}$	$5 \times 10^{-10}/\text{mn}$
F 4 107 B	2 911 accordable	2,1	$3,3 \times 10^7$	$4,5 \times 10^{-11}/\text{mn}$	$4,6 \times 10^{-11}/\text{mn}$

TABLEAU III

	OSCILLATEUR A T.P.O.	OSCILLATEUR A QUARTZ	MASER		MONOTRON
	—	—	HYDROGÈNE	AMMONIAC	—
f (MHz)	2 911	5	1 420	23 870	3 000
P (W)	10^{-3}	10^{-7}	10^{-12}	10^{-10}	10^{-1}
Q	10^8	2×10^6	2×10^9	5×10^6	10^7
δf (Hz)	8×10^{-12}	3×10^{-12}	6×10^{-9}	3×10^{-3}	2×10^{-8}
$\delta f/f$	3×10^{-21}	5×10^{-19}	5×10^{-18}	10^{-13}	6×10^{-18}

quence de l'oscillateur; P , puissance de l'oscillateur; Q , facteur de qualité de la cavité.

On peut ainsi, avec des valeurs très élevées de Q , obtenir des δf très faibles.

La cavité résonnant à 3 015 MHz sur le mode TM_{010} est en cuivre recouvert de plomb : elle est formée de deux moitiés identiques (coupure par un plan perpendiculaire à l'axe, avec interposition de joints d'indium). Q est assez faible : $0,55 \times 10^6$ à 4,2 °K.

La tension d'accélération V_0 et le courant I_0 du faisceau sont de l'ordre de 9 kV et 9 mA, la puissance de l'ordre du watt.

Les valeurs de $\frac{df}{f}$ sont :

mesurée : $1,7 \times 10^{-7}$; calculée : 10^{-8} .

Des résultats meilleurs ont été obtenus avec une cavité ayant une valeur de Q égale à $2,7 \times 10^6$, résonnant sur 2 976 MHz. La stabilité de fréquence atteint alors, suivant la définition de Cutter et Searle, 5×10^{-10} .

Il est possible de fonctionner en mode TM_{011} (4 956 MHz) ou TM_{020} (6 817 MHz).

Parmi les causes de variation de fréquence, en dehors des variations de température, il faut citer les paramètres électriques du faisceau :

$$\frac{df}{f} = \frac{1}{Q} \left(\frac{D-1}{4} \frac{dV_0}{V_0} - \frac{1}{2} \frac{dI_0}{I_0} \right)$$

(ici $D = 4,30\pi$).

Cette formule donne pour $Q \simeq 10^7$:

$$\frac{df}{f} \simeq 10^{-12}.$$

Le tableau III permet de comparer les propriétés théoriques des oscillateurs à grande stabilité.

3. GUIDES ET CAVITÉS POUR ACCÉLÉRATEURS DE PARTICULES. — R. Combe mentionne des travaux concernant les guides d'ondes à iris pour accélérateurs linéaires d'électrons [27, 28, 29]. Des guides à iris séparés, en laiton recouvert de plomb, déposé par électrolyse ou par évaporation sous vide, ont fait l'objet de mesures de longueur d'onde guidée et de coefficient d'atténuation α . Des nécessités techniques ont conduit les auteurs à faire fonctionner ces guides prototypes aux environs de 9 000 MHz : pour ces modèles, le rapport entre les valeurs mesurée et calculée de α (à 4,2 °K) est de 2,5 à 3.

On a également construit et étudié [30, 31] des cavités du type microtron de deux modèles : dans l'un, les surfaces limites sont des sphères et des cônes; dans l'autre, des ellipsoïdes et des hyperboloïdes. Là encore, les nécessités techniques ont conduit à travailler à près de 9 000 MHz : les cavités, très petites, sont en laiton recouvert de plomb. Le rapport élevé — de l'ordre de 5 à 4,2 °K — entre valeurs mesurée et calculée de Q_0 s'améliorerait certainement beaucoup en diminuant la fréquence. Pour la réalisation effective d'un microtron, il conviendrait de limiter le champ magnétique continu à une valeur convenable, ou d'étudier l'emploi des alliages pour la fabrication des cavités.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] PIPPARD (A. B.), The surface impedance of superconductors and normal metals at high frequencies, *Proc. Roy. Soc.*, 1950, A **203**, 98.
- [2] LONDON (H.), The high frequency resistance of superconducting tin, *Proc. Roy. Soc.*, 1940, A **176**, 522.
- [3] MAXWELL (E.), MARCUS (P. M.) and SLATER (J. C.), Surface impedance of normal and superconductors at 24 000 megacycles per second, *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1332.
- [4] MAXWELL (E.), Superconducting resonant cavities, in *Progress in Cryogenics*, 1964, **4**, 123.

- [5] REUTER (G. E. H.) and SONDHEIMER (E. H.), The theory of the anomalous skin effect in metals, *Proc. Roy. Soc.*, 1948, A **195**, 336.
- [6] CHAMBERS (R. G.), The anomalous skin effect, *Proc. Roy. Soc.*, 1952, A **215**, 481.
- [7] PIPPARD (A. B.), The experimental and theoretical study of the relation between magnetic field and current in a superconductor, *Proc. Roy. Soc.*, 1953, A **216**, 547.
- [8] MATTIS (D. C.) and BARDEEN (J.), Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals, *Phys. Rev.*, 1958, **111**, 412.
- [9] MILLER (P. B.), Surface impedance of superconductors, *Phys. Rev.*, 1960, **118**, 928.
- [10] TURNEAURE (J. P.), Microwave measurements of the surface impedance of superconducting tin and lead, High Energy Physics Laboratory (Stanford), report n° 507, 1967.
- [11] TURNEAURE (J. P.) and WEISSMAN (I.), Microwave surface resistance of superconducting niobium, *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 4417.
- [12] ABRIKOSOV (A. A.), GOR'KOV (L. P.) and KHALATNIKOV (I. M.), A superconductor in a high frequency field, *Soviet Physics J.E.T.P.*, 1959, **35**, 182.
- [13] ABRIKOSOV (A. A.), GOR'KOV (L. P.) and KHALATNIKOV (I. M.), Analysis of experimental data relating to the surface impedance of superconductors, *Soviet Physics J.E.T.P.*, 1960, **37**, 132.
- [14] HAHN (H.) and HALAMA (H. J.), Theoretical properties of microwave cavities at low temperatures, Brookhaven National Laboratory, rapport AADD-129.
- [15] HAHN (H.), HALAMA (H. J.) and FOSTER (E. H.), Measurement of the surface resistance of superconducting lead at 2,868 GHz, *J. Appl. Phys.*, 1968, **39**, 2606.
- [16] HALBRITTER (J.), Zur Hochfrequenzabsorption in supraleitenden Materialien, Kernforschungszentrum Karlsruhe, rapport 3/67-2.
- [17] HALBRITTER (J.), Abweichungen des Oberflächenwiderstandes in supraleitenden Zustand vom Wert für ideale Oberflächen in kleinen Feldern, Kernforschungszentrum Karlsruhe, rapport 3/68-1.
- [18] KOCH (J. F.) and KUO (C. C.), Surface impedance oscillations in a weak magnetic field, *Phys. Rev.*, 1966, **143**, 470.
- [19] PINCUS (P.), Magnetic field induced surface states in a pure type I superconductor, *Phys. Rev.*, 1967, **158**, 346.
- [20] KOCH (J. F.) and PINCUS (P. A.), Microwave absorption by magnetic-field-induced surface states in superconductors, *Phys. Rev. Letters*, 1967, **19**, 1044.
- [21] SEPTIER (A.), SALAÜN (M.) et NGUYEN TUONG VIET, Mise au point de dépôts minces supraconducteurs en vue d'une application aux accélérateurs linéaires de particules, Rapport contrat D.G.R.S.T., n° 66-00-076.
- [22] NGUYEN TUONG VIET, Étude d'une cavité supraconductrice à 3 160 MHz. Application à la réalisation d'un oscillateur stabilisé en fréquence, *C. R. Acad. Sci.*, 1964, **258**, 4218.
- [23] NGUYEN TUONG VIET et BIQUARD (F.), Réalisation d'une cavité supraconductrice par évaporation sous vide, *C. R. Acad. Sci.*, 1966, **262 B**, 590.
- [24] NGUYEN TUONG VIET, Oscillateur à très haute stabilité de fréquence utilisant une cavité supraconductrice, *Ann. Phys.*, 1967, **2**, 225.
- [25] BIQUARD (F.), SEPTIER (A.) and GRIVET (P.), Monotron oscillator with superconducting cavity, *Electronics Letters*, 1967, **3**, 47.
- [26] BIQUARD (F.), GRIVET (P.) and SEPTIER (A.), Frequency stability of a monotron oscillator with superconducting cavity, *Electronics Letters*, 1968, **4**, 143.
- [27] COMBE (R.), Le problème des accélérateurs linéaires d'électrons à guides supraconducteurs, *Ann. Fac. Sci. Clermont*, 1964, **11**, 171.
- [28] COMBE (R.) et ALAUX (A.), Guides d'ondes supraconducteurs pour accélérateurs d'électrons, *C. R. Acad. Sci.*, 1966, **263 B**, 531.
- [29] ALAUX (A.), Étude de guides chargés supraconducteurs pour accélérateurs linéaires d'électrons, Thèse 3^e cycle, n° 50, Clermont, 1966.
- [30] COMBE (R.) et CAILLAUD (A.), Cavités supraconductrices pour microtrons, *C. R. Acad. Sci.*, 1966, **263 B**, 131.
- [31] CAILLAUD (A.), Étude de cavités résonnantes supraconductrices pour microtrons, Thèse 3^e cycle n° 53, Clermont, 1966.