

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE
ET MEDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

le grade de Docteur d'Université

par

Jean Paul FAURE

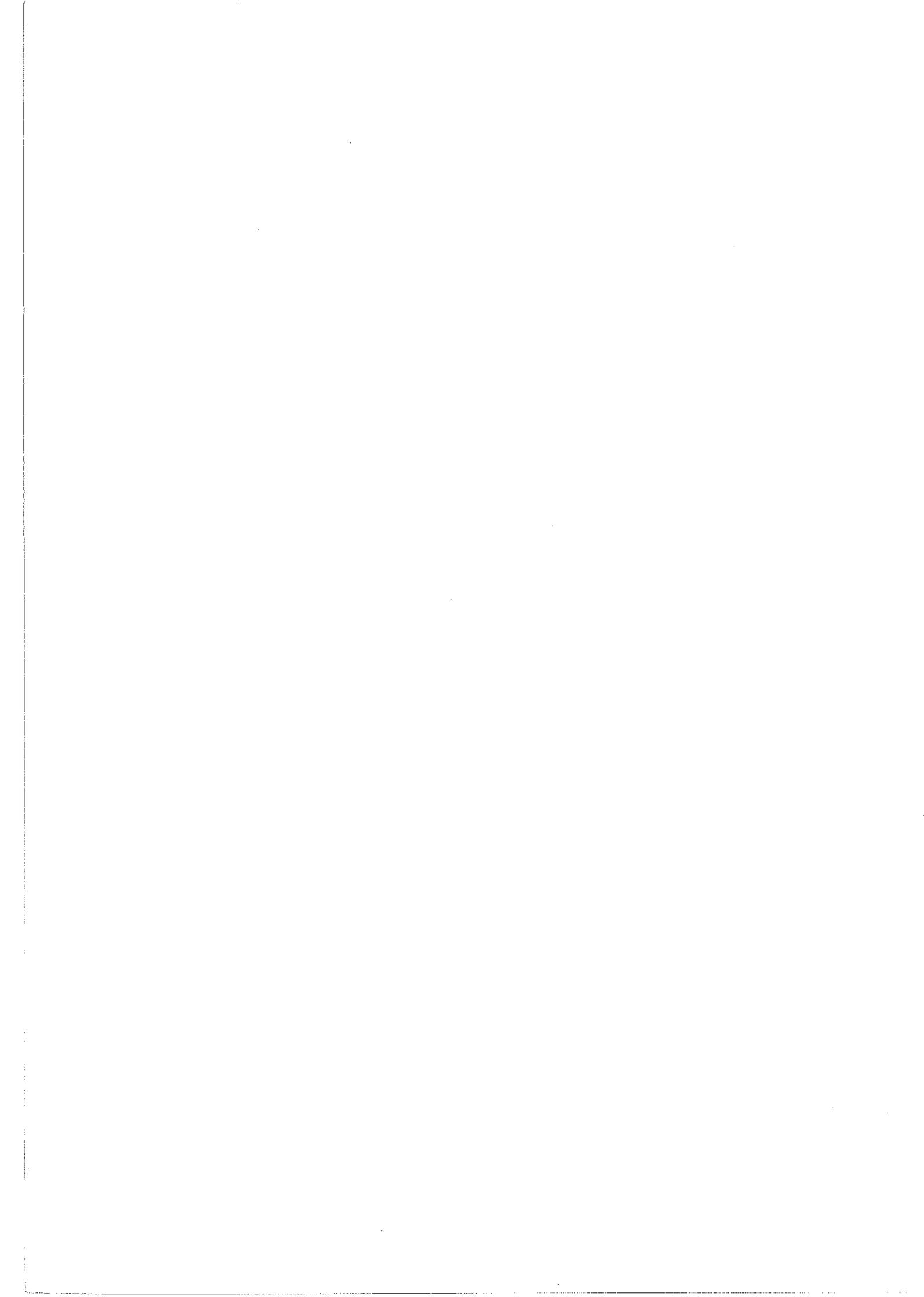
APPAREILLAGES DE MESURE ET DE REGULATION DE TRES BASSES

TEMPERATURES

Soutenue le 26 avril 1974, devant la Commission d'Examen

M. LACAZE *Président*

MM. LANCIA
CORDELLE *Examineurs*
BRET



Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BEAUDOING André	Pédiatrie
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLIET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNETAIN Lucien	Chimie minérale
	BONNET-EYMARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISSONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACHON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	COUMES André	Radioélectricité
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale

MM.	DODU Jacques	mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphillographie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique
	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GEINDRE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GERMAIN Jean-Pierre	Mécanique
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KAHANE André	Physique générale
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHEKNO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEDRU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LONGEQUEUE Jean-Pierre	Physique nucléaire
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Séméiologie médicale
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique Industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurologie
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLANT François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUEOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM. CHEEKE John	Thermodynamique
GILLESPIE John	I.S.N.
ROCKAFELLAR Ralph	Mathématiques appliquées
WOHLFARTH Erich	Physique du solide

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM. BELORIZKY Elie	Physique
BENZAKEN Claude	Mathématiques appliquées
BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
Mme BONNIER Jane	Chimie générale
MM. CARLIER Georges	Biologie végétale
COHEN Joseph	Electrotechnique
DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
DURAND Francis	Métallurgie
GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
GAUTRON René	Chimie
GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
GLENAT René	Chimie organique
HACQUES Gérard	Calcul numérique
IDELMAN Simon	Physiologie animale
JANIN Bernard	Géographie
JOLY Jean-René	Mathématiques pures
JULLIEN Pierre	Mathématiques appliquées
Mme KAHANE Josette	Physique
MM. MAYNARD Roger	Physique du solide
MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
PFISTER Jean-Claude	Physique du solide
PIERY Yvette	Physiologie animale
POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
REBECQ Jacques	Biologie (CUS)
REVOL Michel	Urologie
REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
ROBERT André	Chimie papetière
SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
SIBILLE Robert	Construction Mécanique
SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme SOUTIF Jeanne	Physique générale
MM. VIALON Pierre	Géologie
VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques appliquées
ZADWORNY François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mme AGNIUS-DELORD Claudine	Physique pharmaceutique
ALARY Josette	Chimie analytique
MM. AMBLARD Pierre	Dermatologie
AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
ARMAND Yves	Chimie

MM. BEGUIN Claude	Chimie organique
BILLET Jean	Géographie
BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme BOUCHE Liane	Mathématiques (CUS)
MM. BOUCHET Yves	Anatomie
BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides
BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
BRUGEL Lucien	Energétique
BUISSON Roger	Physique
BUTEL Jean	Orthopédie
CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
CHERADAME Hervé	Chimie papetière
CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
COLOMB Maurice	Biochimie médicale
CONTE René	Physique
COULOMB Max	Radiologie
CROUZET Guy	Radiologie
CYROT Michel	Physique du solide
DELOBEL Claude	M.I.A.G.
DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM. FAURE Jacques	Médecine légale
FONTAINE Jean-Marc	Mathématiques Pures
GENSAC Pierre	Botanique
GIDON Maurice	Géologie
GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
GROULADE Joseph	Biochimie médicale
GUITTON Jacques	Chimie
HOLLARD Daniel	Hématologie
HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
IVANES Marcel	Electricité
JALBERT Pierre	Histologie
JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
KRAKOWIAK Sacha	Mathématiques appliquées
KUHN Gérard	Physique
LACOUME Jean-Louis	Physique
Mme LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM. LANCIA Roland	Physique atomique
LE JUNTER Noël	Electronique
LEROY Philippe	Mathématiques
LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
LUU DUC Cuong	Chimie Organique
MACHE Régis	Physiologie végétale
MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
MARECHAL Jean	Mécanique
MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
MICOUD Max	Maladies infectieuses
MOREAU René	Hydraulique (INP)
NEGRE Robert	Mécanique
PARAMELLE Bernard	Pneumologie
PECCOUD François	Analyse (IUT B)
PEFFEN René	Métallurgie
PELMONT Jean	Physiologie animale
PERRET Jean	Neurologie
PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
PHELIP Xavier	Rhumatologie

MM. RACHAIL Michel	Médecine Interne
RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
RAYNAUD Hervé	M.I.A.G.
RENAUD Maurice	Chimie
RICHARD Lucien	Botanique
Mme RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM. ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
SHOM Jean Claude	Chimie Générale
STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
VOOG Robert	Médecine Interne
VIROUSOS Constantin	Radiologie

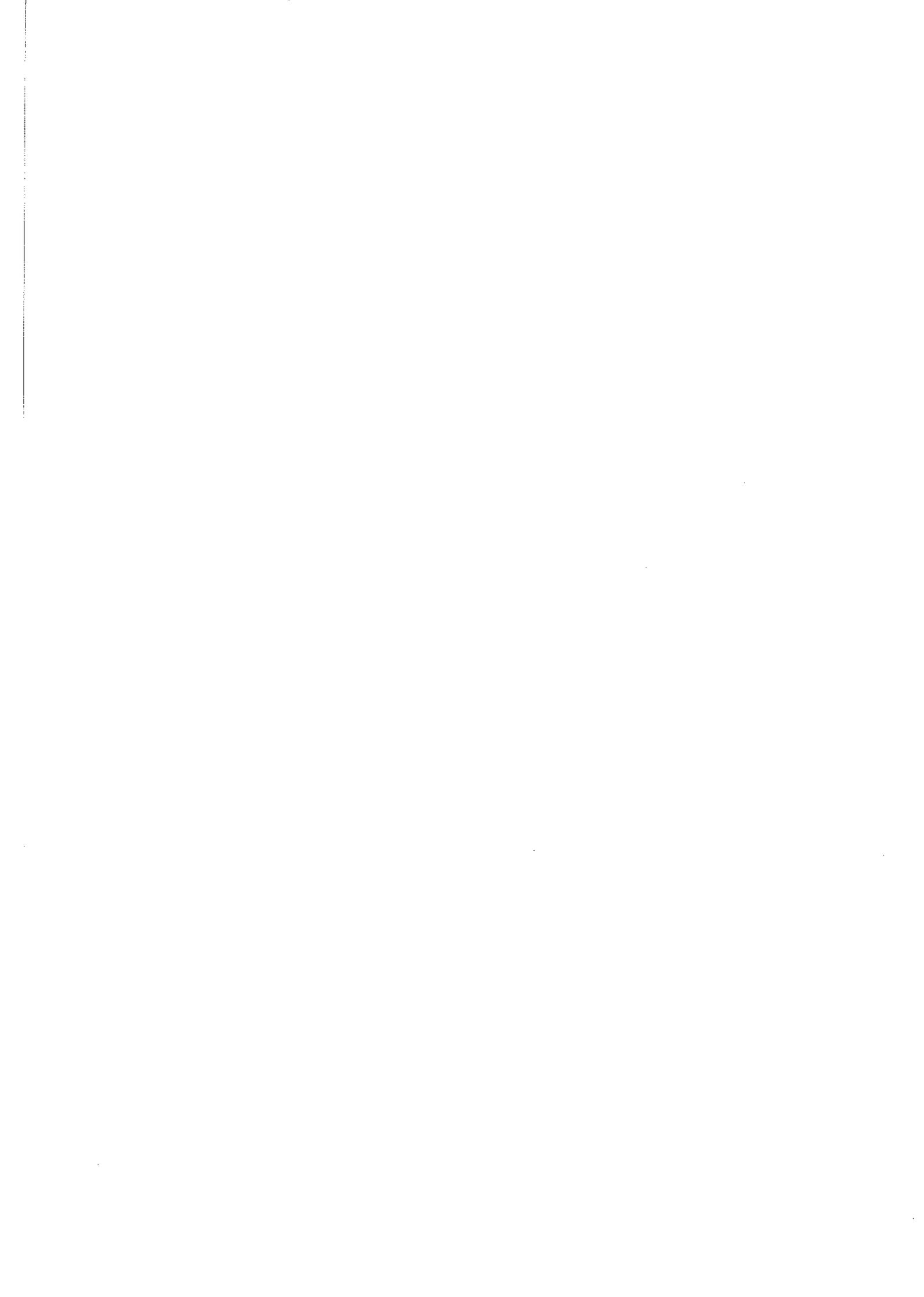
MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. CRABLEE Pierre	C.E.R.M.O.
CURRIE Jan	Mathématiques appliquées
YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme BERIEL Hélène	Physiologie
Mme RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 1.10.73



Cette étude a été effectuée dans le cadre de mon activité professionnelle au Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures, dirigé par Monsieur le Professeur LCAZE à qui j'exprime ma profonde gratitude pour l'honneur qu'il me fait de présider ce jury.

Je tiens à adresser tous mes remerciements à Monsieur LANCIA pour l'intérêt qu'il a accordé à ce travail et pour les nombreux conseils qu'il m'a prodigués lors de la rédaction de ce mémoire.

Je voudrais souligner l'étroite et fructueuse collaboration avec le Laboratoire d'Electronique et de Technologie de l'Informatique, dirigé par Monsieur CORDELLE que je remercie vivement d'avoir bien voulu accepter de faire partie de ce jury. Que tous les ingénieurs et techniciens de ce laboratoire qui m'ont fait bénéficier de leur expérience soient ici remerciés.

L'étude de ces divers appareillages a d'autre part été effectuée pour des chercheurs du laboratoire des très basses températures et sans leur collaboration et leur compréhension, elle n'aurait pu aboutir aux résultats obtenus, aussi je voudrais leur exprimer toute ma reconnaissance.

Ce fut un plaisir pour moi de travailler sous la direction de Messieurs KEYSTON, ALLAIN et BRET. C'est grâce à leur compétence et à leur dévouement que s'est établie une liaison efficace entre les chercheurs et le service électronique. Je souhaite enfin avoir encore beaucoup d'autres études à effectuer sous la direction de Monsieur BRET et les chercheurs du Centre de Recherches sur Les Très Basses Températures dans une telle ambiance de travail.

P L A N

I - <u>INTRODUCTION</u>	Page 2
II - <u>CHOIX D'UN THERMOMETRE</u>	Page 2
- Gamme de température.....	Page 2
- Fidélité.....	Page 5
- Sensibilité au champ magnétique.....	Page 5
- Rapidité.....	Page 5
- Facilité d'étalonnage.....	Page 5
- Appareillage nécessaire.....	Page 7
III - <u>METHODE DE MESURE EN COURANT ALTERNATIF DES THERMOMETRES RESISTIFS</u>	
- La détection synchrone.....	Page 9 à 20
- Le générateur basse fréquence.....	Page 20
- L'amplificateur bas niveau.....	Page 22
- Le pont de mesure de résistance.....	Page 24
IV - <u>PONT DE MESURE DE COEFFICIENT DE MUTUELLE INDUCTION</u>	Page 27
- Principe	Page 27
- Réalisation	Page 30
- Performances	Page 36
V - <u>MESURE DE LA TEMPERATURE AVEC DES DIODES A ARSENURE DE GALLIUM</u>	
- Principe	Page 36
- L'alimentation en courant	Page 37
- La tension de référence	Page 37
VI - <u>LA REGULATION DE TEMPERATURE</u>	Page 44
- Principe	Page 44
- Réalisation	Page 44
- Utilisation et performances	Page 49

VII - <u>C</u> <u>O</u> <u>N</u> <u>C</u> <u>L</u> <u>U</u> <u>S</u> <u>I</u> <u>O</u> <u>N</u>	Page 51
VIII - <u>A</u> <u>N</u> <u>N</u> <u>E</u> <u>X</u> <u>E</u> <u>S</u>	Page 52
- Les thermomètres primaires	Page 53 à 54
- Les thermomètres secondaires.....	Page 55 à 83
- Rappel sur les asservissements	Page 84 à 100

I - INTRODUCTION

La recherche actuelle, en physique du solide particulièrement, fait appel aux basses ou très basses températures. Les mesures dans ces gammes de températures supposent une connaissance de plus en plus précise de divers paramètres dont en premier lieu la température. On ne pourra parler de température absolue qu'en se ramenant à l'échelle thermodynamique de Kelvin. La définition la plus générale se fonde sur le théorème de Carnot, la température thermodynamique répondant à la définition : $T = \frac{dQ}{dS}$ où dS est la variation d'entropie associée à une entrée réversible de chaleur, dQ à la température T . Il en découle que seuls les phénomènes bien connus donneront un rapport de températures. Les thermomètres primaires permettent d'obtenir une telle échelle thermodynamique. La difficulté d'emploi de ces thermomètres primaires a conduit à chercher des thermomètres secondaires plus pratiques dont on représente empiriquement la loi de variation en fonction de la température. Ce sont ces thermomètres que nous avons étudiés ainsi que l'électronique adaptée à la mesure et à la régulation des Très Basses Températures. On trouvera en annexe une étude descriptive de tous les thermomètres primaires et secondaires couramment utilisés.

II - CHOIX D'UN THERMOMETRE

Nous allons voir en fonction de plusieurs critères principaux ceux qui pourraient influencer l'utilisateur dans le choix d'un thermomètre, parmi tous ceux cités en annexe.

II.1. GAMME DE TEMPERATURE

L'étude en annexe des divers thermomètres secondaires nous montre qu'il n'existe pas de thermomètre couvrant la gamme de température du mK à 300K, c'est donc le premier critère qui fixera le choix du ou des thermomètres à utiliser dans la gamme souhaitée. Nous avons tracé sur la figure 1 un tableau regroupant les thermomètres les plus couramment utilisés, avec leur domaine d'utilisation possible.

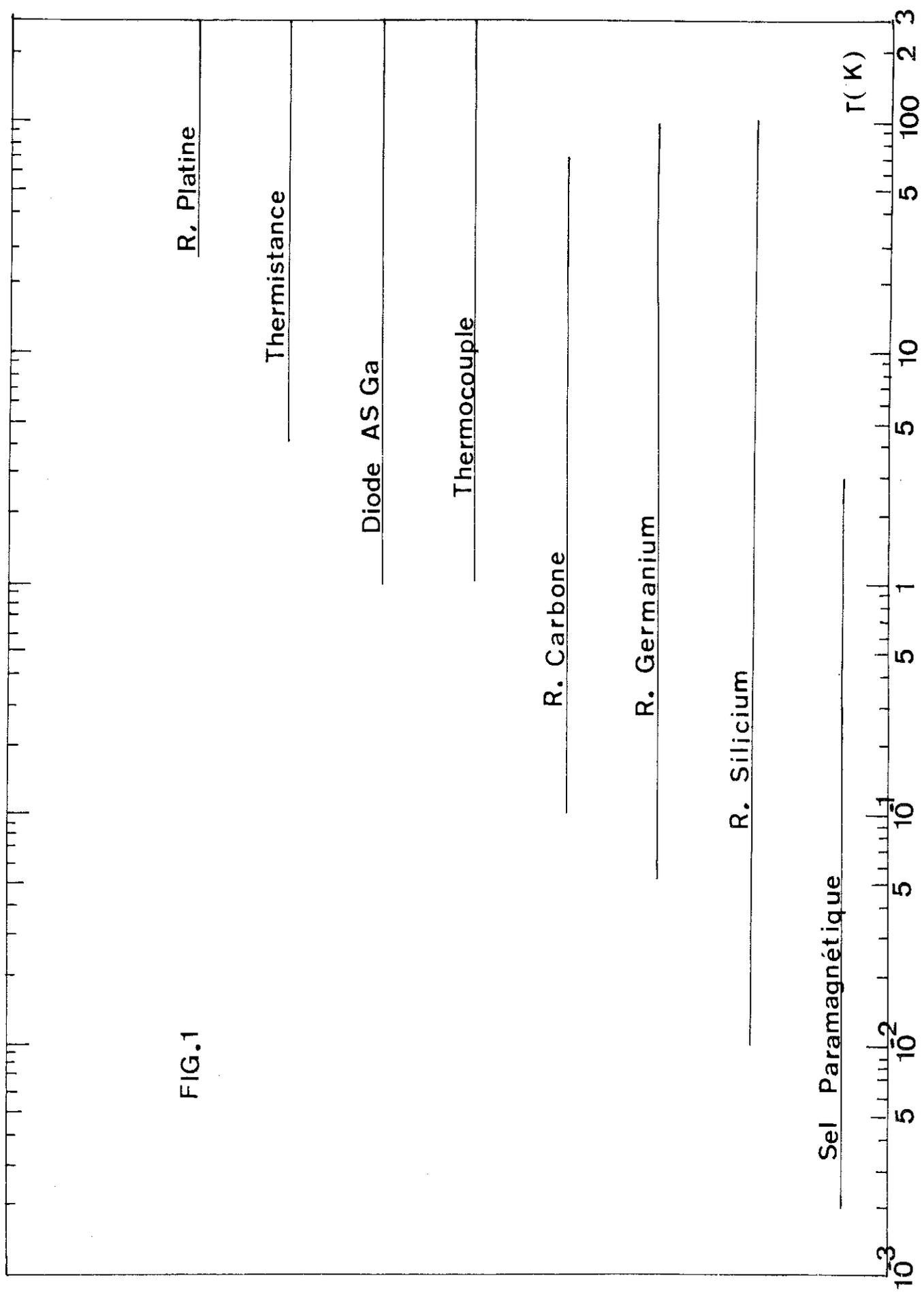


FIG.1

II.2. FIDELITE

Dans le cas où nous ne disposons pas d'un contrôle de la température à l'aide d'un thermomètre primaire, il est nécessaire d'avoir un thermomètre fidèle. Nous pouvons classer dans l'ordre suivant la stabilité des thermomètres étudiés :

- Résistance germanium : de l'ordre de 10^{-4} K
- " silicium : pour l'instant meilleure que 10^{-3} K
mais l'étude n'est pas terminée.
- Thermistances : de l'ordre de 10^{-4} K
- Résistance carbone : 10^{-3} K avec de bonnes précautions
- Résistance de platine : de l'ordre de 10^{-3} K
- thermocouples : $2 \cdot 10^{-3}$ K
- Diode AsGa : $5 \cdot 10^{-3}$ K.

II.3. SENSIBILITE AUX CHAMPS MAGNETIQUES

Pour des mesures physiques s'effectuant sous champ magnétique, ce qui est souvent le cas, il est important que la variation de celui-ci ne fausse pas la mesure ou la régulation de température. Nous avons tracé les variations de quelques thermomètres en fonction du champ magnétique (voir figure 2).

II.4. LA RAPIDITE

Pour la mesure de chaleurs spécifiques par exemple, il est important que le thermomètre réponde rapidement à un échelon de température. On choisira pour cela des thermomètres, les plus petits possibles, et dont les contacts thermiques, élément sensible avec l'échantillon puissent être les meilleurs possibles. C'est un problème à l'étude pour les résistances silicium.

II.5. FACILITE D'ETALONNAGE

Il sera toujours agréable de pouvoir faire correspondre facilement la valeur de l'élément sensible à une température. Pour cela on utilisera un thermomètre dont la loi de variation en température soit assez simple.

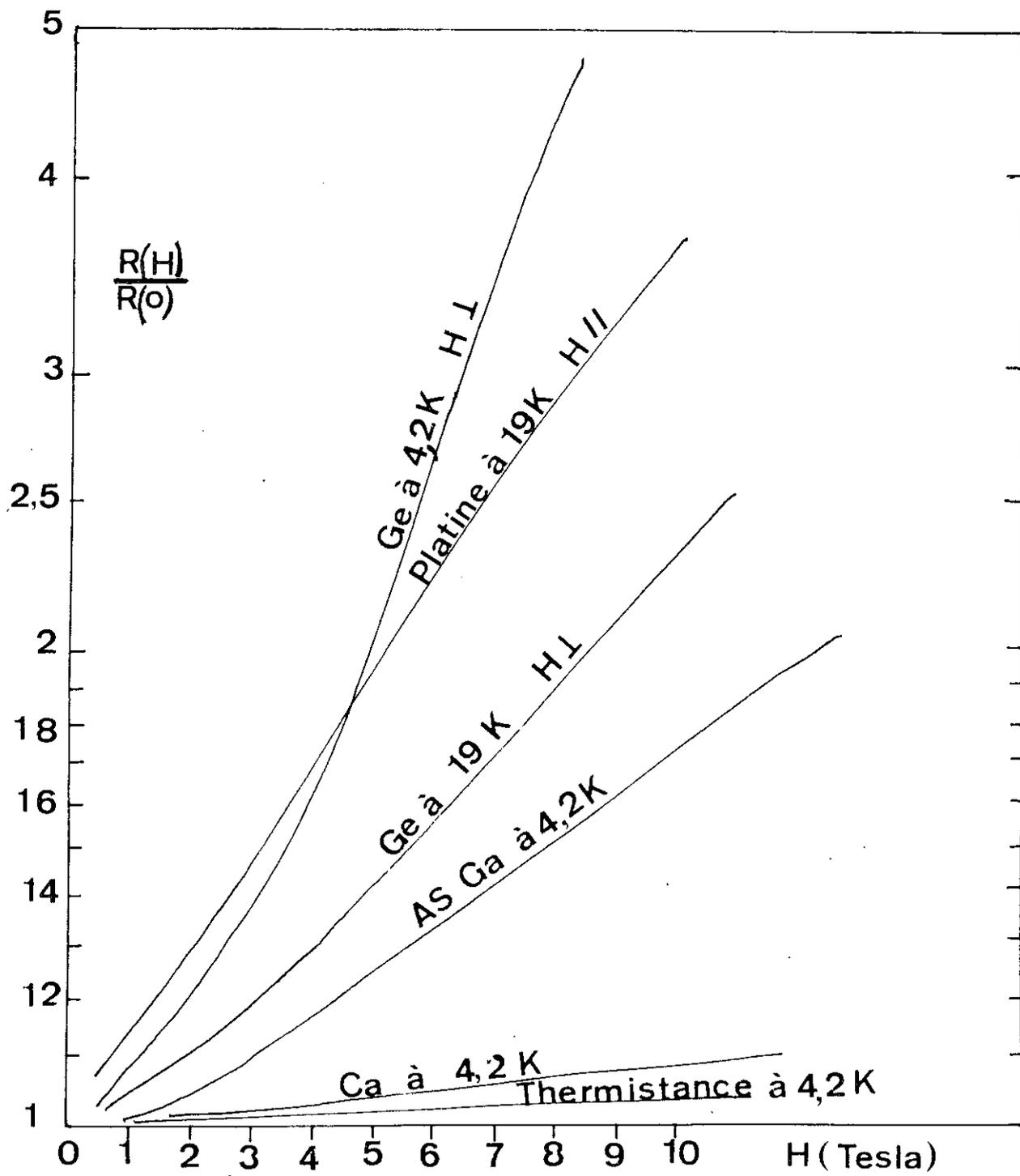


FIG.2

II.6. APPAREILLAGE NECESSAIRE

Le choix du thermomètre à utiliser peut également être déterminé en fonction de l'appareillage dont on dispose pour une résolution en température demandée. Pour tous les thermomètres, sauf les diodes à Arseniure de gallium et les thermocouples, la mesure de la température se ramène à une mesure de résistance. Cette mesure peut être faite en courant continu ou en courant alternatif. Il s'agit toujours en fait de mesures de très faibles tensions car la puissance dissipée dans le thermomètre ne doit pas réchauffer celui-ci.

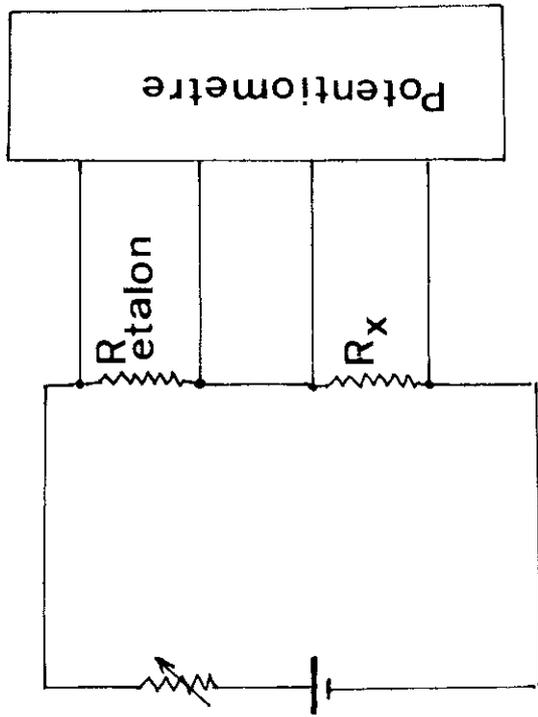
Dans le cas d'une mesure en courant continu, il y aura d'énormes problèmes dus aux f.e.m. parasites et au bruit d'entrée des amplificateurs lorsque l'on voudra des faibles temps de réponse.

Dans le cas d'une mesure en courant alternatif, nous aurons des problèmes avec les capacités parasites mais malgré cela nous obtiendrons une meilleure résolution et une meilleure stabilité.

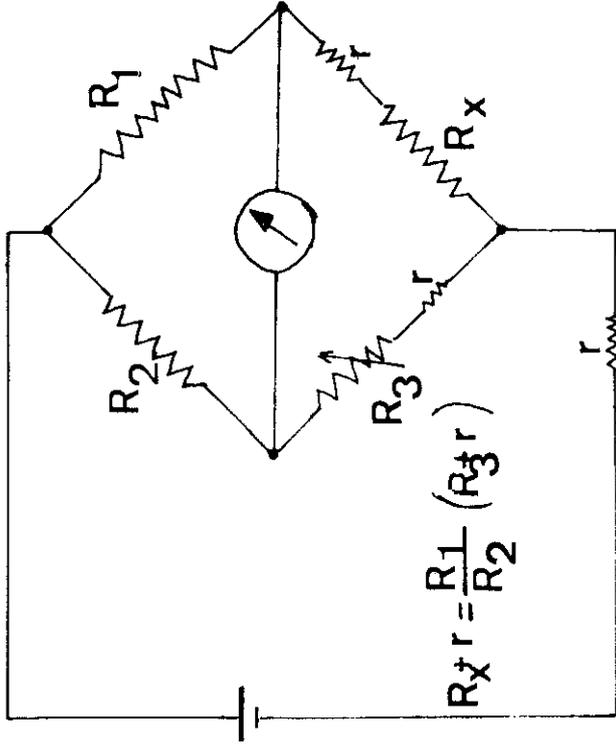
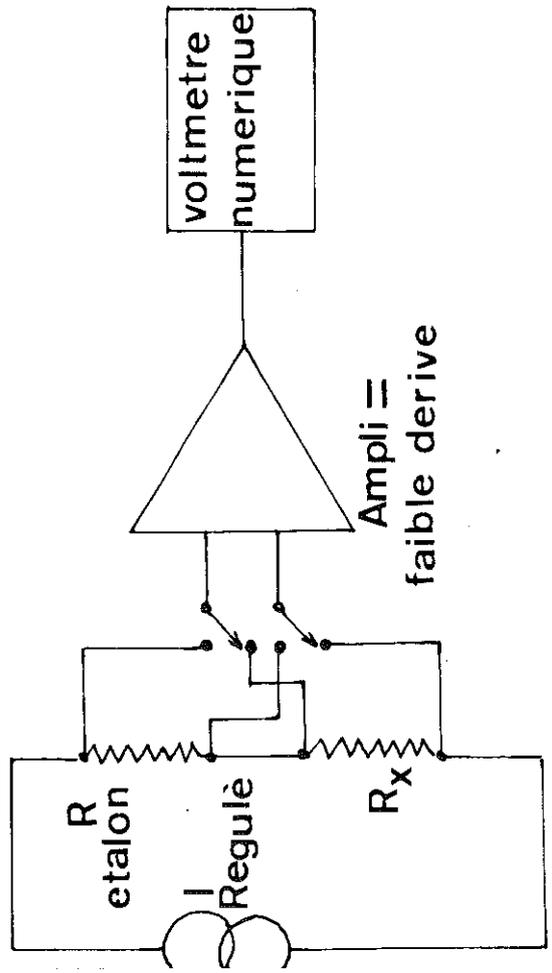
Sur la figure 3, nous voyons quelques schémas synoptiques de mesure de résistance.

III - METHODE DE MESURE EN COURANT ALTERNATIF DES THERMOMETRES RESISTIFS

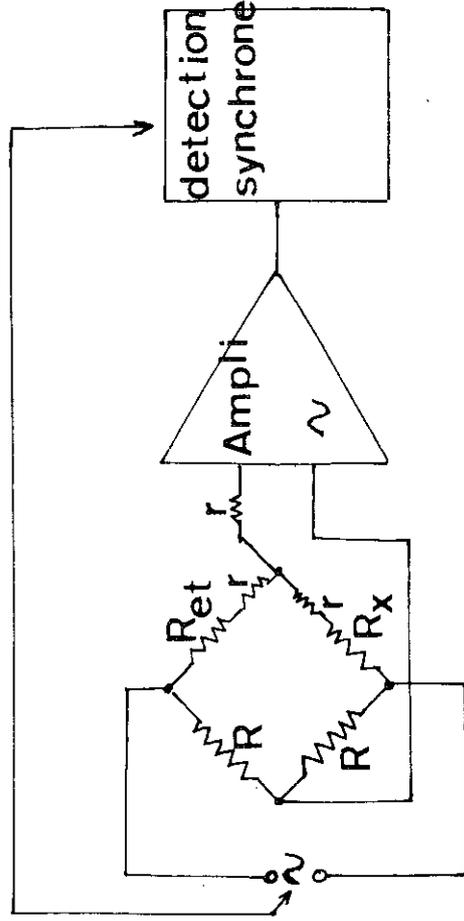
Nous avons étudié pour le laboratoire une chaîne de mesure de résistances en courant alternatif, qui éliminait les problèmes de f.e.m. parasites et de dérive des amplificateurs continus. Ceci nous a amené à construire une chaîne de mesure par détection synchrone. Les mesures par démodulation synchrone étant variées, nous avons étudié en collaboration avec le C.E.N.G. diverses fonctions qui permettent de construire des ensembles de mesure pour des applications diverses. Ces diverses fonctions font d'ailleurs l'objet d'une licence d'exploitation CEA/CNRS confiée à la Société d'Electronique Industrielle et Nucléaire.



Methode Potentiometrique



Pont de Wheatstone (3 fils)



Pont en alternatif

FIG.3

III.1. LA DETECTION SYNCHRONE

III.1.1. Généralités

C'est un procédé employé pour traiter un signal lorsque celui-ci de faible amplitude est noyé dans le bruit, bruit non cohérent (en général bruit thermique dû au détecteur) ou cohérent (inductions parasites dues en général au réseau).

Le bruit thermique est caractérisé à l'entrée des appareillages électroniques par la résistance équivalente de bruit R . La puissance de bruit délivrée par cette résistance à la résistance adaptée (de même valeur R) est donnée par

$$W_B = KT \Delta f$$

K constante de Boltzmann

T température en °K

Δf bande passante considérée

On remarque que $\frac{W_B}{f} = KT = C^{te}$ c'est ce qu'on appelle le bruit blanc pour une même bande de fréquence. Ceci nous montre qu'il est intéressant de réduire la bande passante d'un système électronique pour réduire le bruit. La démodulation synchrone est un procédé qui permet de réaliser un filtre de faible largeur de bande.

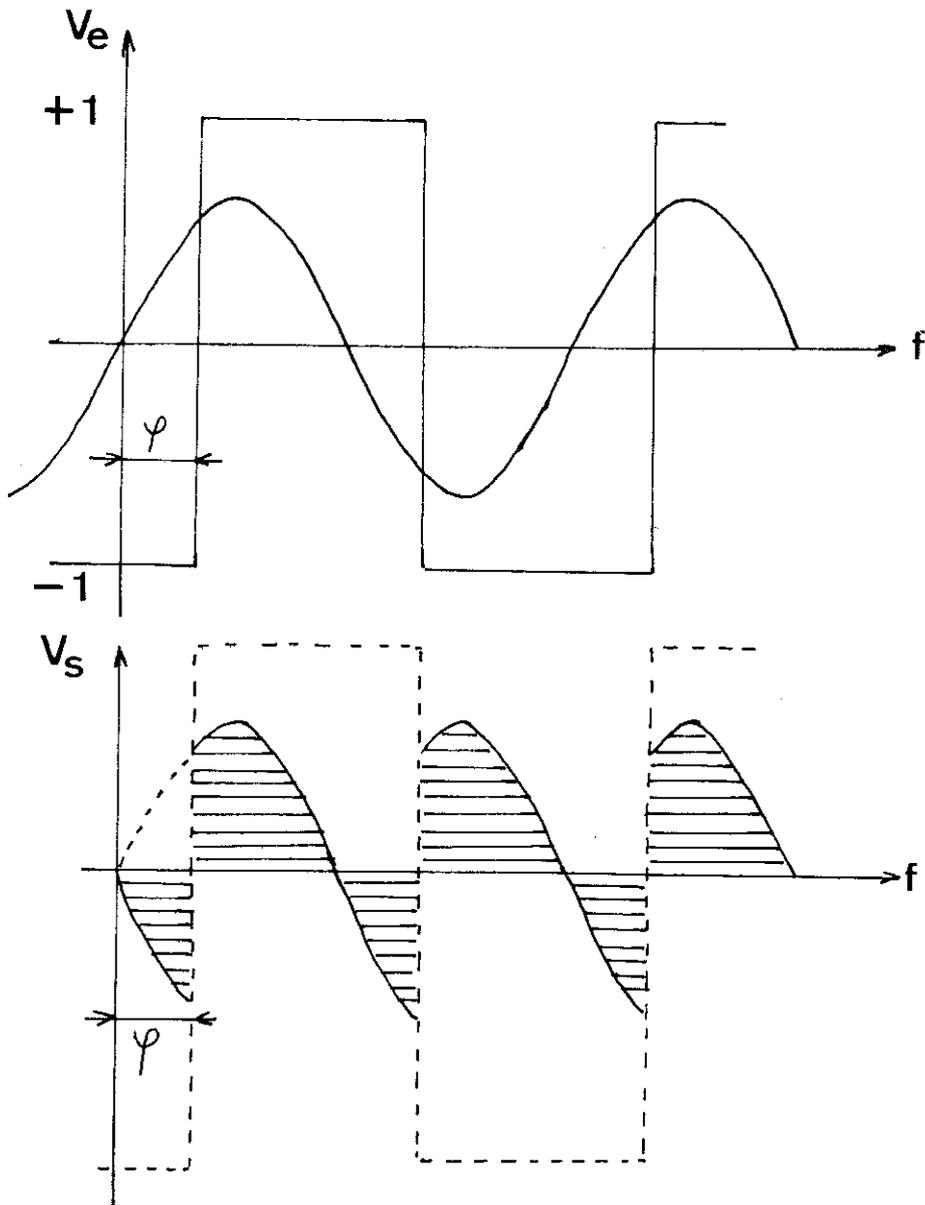
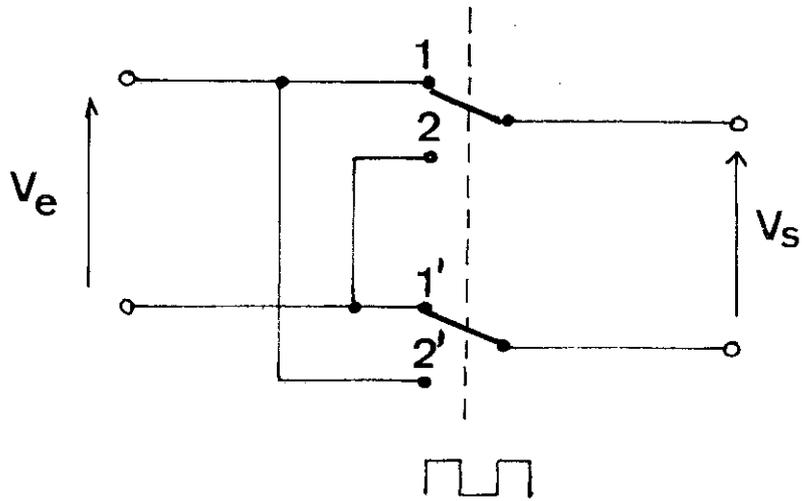
III.1.2. Principe

Une détection synchrone double phase peut se ramener schématiquement à un inverseur double commandé par un générateur de référence de même fréquence que le signal à étudier (voir figure 4). A l'entrée de l'inverseur nous appliquons un signal $V_e = u \sin(2\pi ft + \varphi)$, l'interrupteur commande à la fréquence f du signal à mesurer "hache" ce signal ce qui revient à dire qu'il effectue successivement les multiplications par $+1$ et -1 . La valeur moyenne du signal de sortie sera :

$$V_s = \frac{2}{\pi} u \cos \varphi$$

Pour un signal non cohérent à la fréquence f du générateur de référence, le terme $\cos \varphi$ varie entre -1 et $+1$, sa valeur moyenne est nulle sur un temps relativement long. Le bruit non voisin de la fréquence de travail sera donc éliminé si l'on peut se

FIG. 4



permettre d'avoir une constante de temps suffisamment longue.

L'opération de multiplication par + 1 et -1 effectuée par l'interrupteur revient à commander celui-ci par un signal carré de fréquence f. Ce signal carré peut se décomposer en série de Fourier :

$$U = \frac{4}{\pi} (\cos 2\pi ft - \frac{1}{3} \cos 2\pi 3ft + \frac{1}{5} \cos 2\pi 5ft + \dots)$$

Il ne contient que les harmoniques impairs du signal 3f, 5f, ... avec des affaiblissements $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$, ...

Si nous faisons la composition d'un harmonique impair en phase avec la référence (figure 5a) on voit que pour +1 du signal de référence il faut compter 2 arches de sinusofde avec + et une arche de sinusofde avec le signe - d'où la valeur moyenne :

$$V_s = 2 \frac{U}{\pi} \left(\frac{2-1}{3} \right) = \frac{1}{3} 2 \frac{U}{\pi}$$

et même chose pour le signe - du signal de référence. Par contre pour la composition avec un harmonique pair en phase avec la référence, la figure 5b nous montre que la valeur moyenne est nulle.

La sortie de la détection synchrone étant chargée par un circuit moyennneur passe bas, on ne trouvera plus que les signaux de valeur moyenne non nulle avec une bande d'autant plus étroite que la constante de temps sera grande.

Pour déterminer la bande de signaux recueillis, il suffit d'effectuer la transposition inverse avec une constante de temps $T = RC$. Seront transmises les fréquences comprises entre 0 et $f_0 = \frac{1}{2\pi RC}$ ce qui détermine, avant détection, les bandes

$$\begin{array}{ll} f - f_0 & f + f_0 \\ 3f - f_0 & 3f + f_0 \\ 5f - f_0 & 5f + f_0 \dots \dots \text{voir figure 5c.} \end{array}$$

Pour diminuer encore ce spectre, il suffira que la détection synchrone ne voit que les fréquences voisines de f. Ce sera le rôle d'un amplificateur sélectif précédant la détection synchrone et qui éliminera le plus possible les fréquences 3f, 5f, .. On aura alors autour de f une bande de fréquence aussi étroite que voulue par le choix de RC. On ne conservera que le bruit dans la bande transposée autour de f (voir figure 5d).

FIG 5a

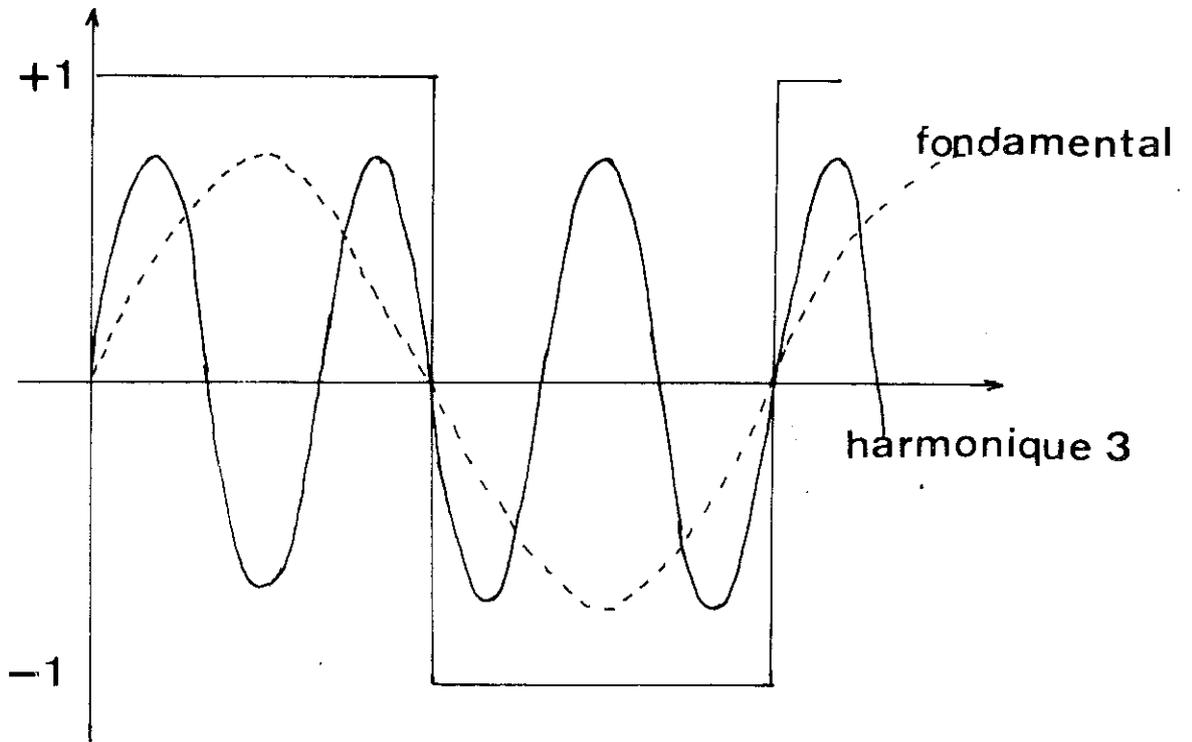
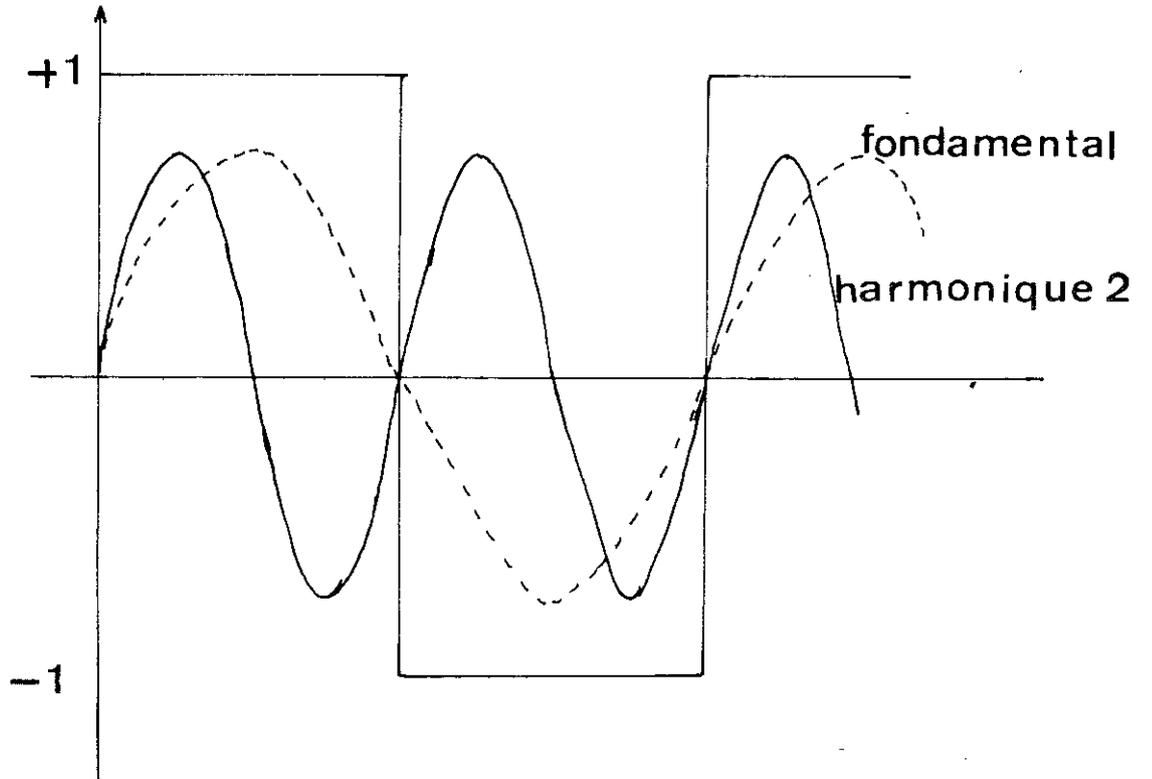


FIG 5b



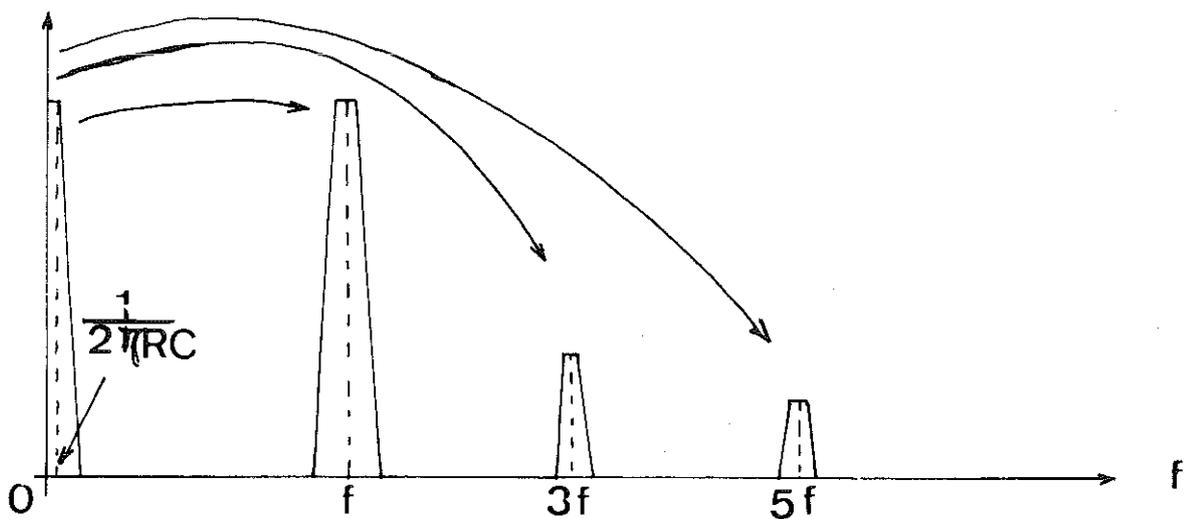


FIG. 5c

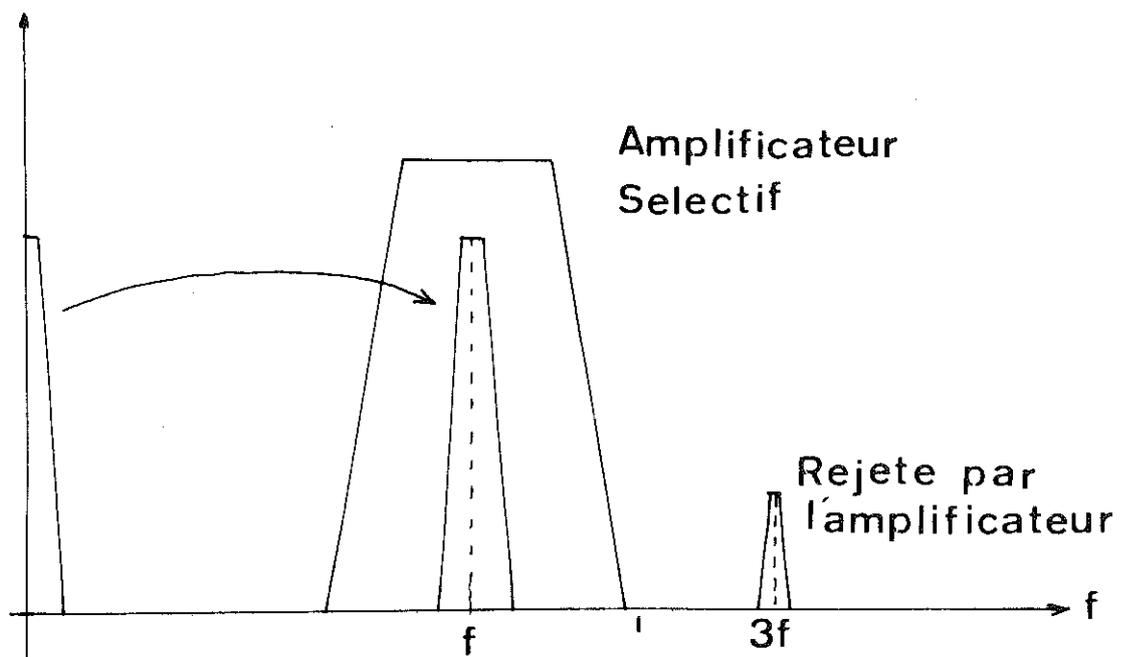
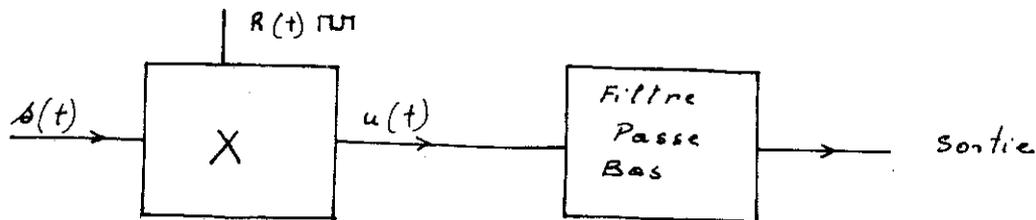


FIG. 5d

En résumé, la détection synchrone effectue la multiplication d'un signal de référence carré $R(t)$ par le signal d'entrée $s(t)$.



Soit $R(t)$ le signal carré de référence qui se décompose en série de Fourier sous la forme :

$$R(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos [2\pi(2n+1)f_0 t]$$

et $s(t) = A \cos (2\pi Ft + \varphi)$ une composante spectrale quelconque

En sortie de détection synchrone nous avons : $u(t) = R(t) \times s(t)$

$$u(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \cos [2\pi(2n+1)f_0 t] A \cos (2\pi Ft + \varphi)$$

$$u(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{2n+1} \frac{A}{2} \left\{ \cos [2\pi(2n+1)f_0 t + (2\pi Ft + \varphi)] + \cos [2\pi(2n+1)f_0 t - (2\pi Ft + \varphi)] \right\}$$

$$\text{Soit } A = \cos [2\pi(2n+1)f_0 t + (2\pi Ft + \varphi)]$$

$$A = \cos \left\{ 2\pi [(2n+1)f_0 + F] t + \varphi \right\}$$

Ce terme A de fréquences élevées sera éliminé par le filtre passe bas, placé après la détection synchrone.

$$\begin{aligned} \text{Soit } B &= \cos [2\pi(2n+1)f_0 t - (2\pi Ft + \varphi)] \\ &= \cos \left\{ 2\pi [(2n+1)f_0 - F] t - \varphi \right\} \end{aligned}$$

Seuls les termes en $(2n+1)f_0 - F$ qui tomberont dans la bande de fréquence du filtre passe bas subsisteront. Ceci nous montre

que nous avons réalisé un filtre passe bande centré autour de la fréquence de référence F_0 avec une bande passante déterminée par le filtre passe bas qui suit la détection. Il faut remarquer que les fréquences telles que $(2n + 1)f_0 = F$ auront une amplitude maximum lorsque le déphasage sera nul et une valeur moyenne nulle lorsque $\psi = \frac{\pi}{2}$. Les harmoniques impaires $n = 1, 3, 5 \dots$ auront des affaiblissements respectifs de $\frac{1}{3}$, $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{7}$ par rapport à l'amplitude du signal fondamental $f_0 = F$. Les harmoniques pairs quant à eux seront éliminés. Ceci explique l'utilité d'un filtre sélectif avant la détection synchrone ayant pour but d'éliminer ou d'atténuer ces harmoniques réf. 14.

III.1.3. CONCLUSION

Nous retiendrons que la détection synchrone effectuée une transposition autour du zéro des fréquences qui sont cohérentes avec la fréquence de référence et ses harmoniques impairs. Il découle de cela que le signal d'entrée ne doit pas contenir des harmoniques, c'est-à-dire avoir le moins de distorsion possible. Pour se protéger de celà, il sera, en général, souhaitable de travailler avec une amplitude de modulation faible.

D'autre part, il pourrait être intéressant d'avoir un filtre sélectif avant détection ou plus simplement une première détection synchrone. Ceci a déjà été réalisé et mériterait des applications plus importantes (Ref. 12). D'autre part, les harmoniques pairs du signal étant à valeur moyenne nulle, il peut être intéressant pour des mesures soumises à des inductions parasites du réseau de travailler à une fréquence moitié de celle du secteur. La fréquence du secteur étant variable il faut un générateur synchrone sur le réseau, c'est ce que nous avons construit pour certaines applications.

Nous avons noté que le signal moyen de sortie d'une détection synchrone est $V_s = \frac{2}{\pi} u \cos \varphi$, φ étant le déphasage du signal d'entrée par rapport au signal de référence. Il importe donc que les signaux d'entrée et de référence soient en phase pour avoir un gain meilleur. C'est le problème qui se pose dans la réalisation d'une détection synchrone. D'autre part, ceci nous montre que la phase du signal d'entrée ne doit pas varier au cours de la mesure. Pour cette raison l'utilisation d'un amplificateur sélectif ayant un facteur Q important est à rejeter car une petite variation de fréquence sur un tel circuit entraînerait un déphasage important du signal de sortie donc une grande variation de gain pour la détection synchrone.

Malgré cela il est souhaitable d'avoir un amplificateur avec des filtres passe haut et passe bas qui élimineront les

harmoniques impairs du signal. Nous avons utilisé des filtres passe bande dont les fréquences de coupure se trouvent à $F/2$ et $2F$ de la fréquence F de modulation.

III.1.4. REALISATION

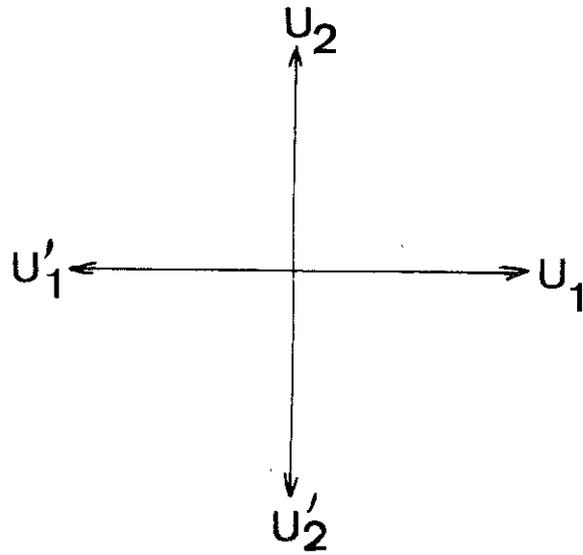
Les interrupteurs de la figure 4 sont constitués par des transistors à effet de champ utilisés en chopper. Nous avons vu qu'il fallait obtenir une fréquence de référence en phase avec le signal d'entrée pour avoir la sortie de détection une tension d'amplitude moyenne maximum. Il faut donc réaliser une tension de référence variable en phase de 0 à 2π . Pour cela il suffit de disposer des tensions :

$$\begin{aligned} U_1 & \\ U'_1 &= U_1 + \pi \\ U_2 &= U_1 + \frac{\pi}{2} \\ U'_2 &= U_2 + \pi \end{aligned} \quad \text{d'amplitudes égales.}$$

Un potentiomètre soumis à deux tensions successives décalées de $\frac{\pi}{2}$ permet la rotation continue de phase entre ces deux tensions (voir fig. 6).

La commutation des tensions U_1, U'_1, U_2, U'_2 sur le potentiomètre assure la variation de phase dans chacun des cadrans. L'amplitude de la tension U_p varie entre U et $\frac{U\sqrt{2}}{2}$.

La réalisation des tensions U_1 et U'_1 ne pose pas de problème. Il n'en est pas de même pour $U_2 = U_1 + \frac{\pi}{2}$. Pour réaliser un déphasage de $\frac{\pi}{2}$ il faut intégrer le signal U_1 . Ceci est réalisé par l'amplificateur A_2 avec R_2 et C (voir figure 7). Les fréquences étant variables, il faut que le gain de l'intégrateur soit constant dans une certaine gamme de fréquence. Pour cela, nous avons réalisé une régulation d'amplitude à l'aide d'un effet de champ utilisé en résistance variable. La tension de sortie de l'intégrateur est détectée par D_2 puis comparée à la tension U_1 . La tension d'erreur entre la valeur moyenne de ces deux tensions amplifiée par Q_0 fait varier l'impédance de l'effet de champ Q_2



$$\begin{aligned}
 U_1 & \\
 U'_1 &= U_1 + \pi \\
 U_2 &= U_1 + \frac{\pi}{2} \\
 U'_2 &= U_2 + \pi
 \end{aligned}$$

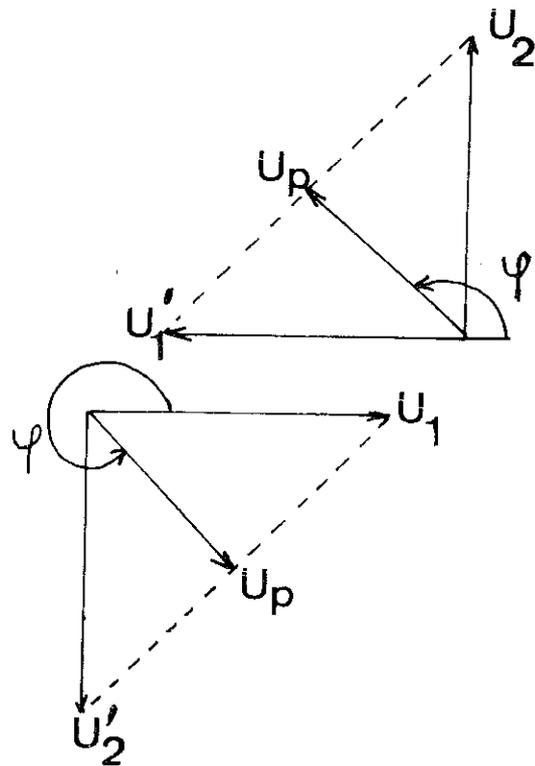
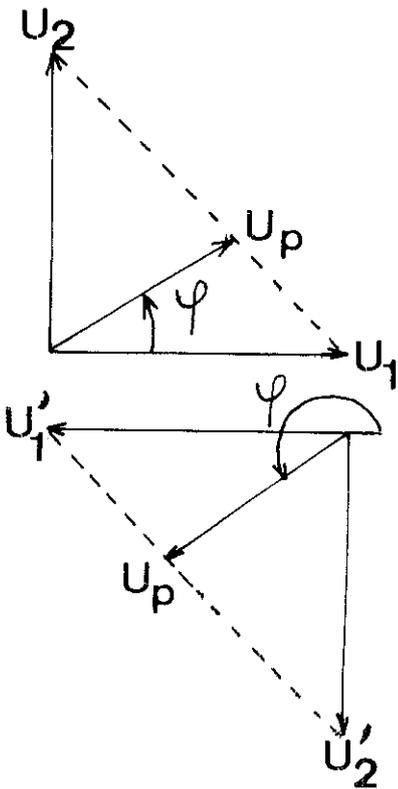
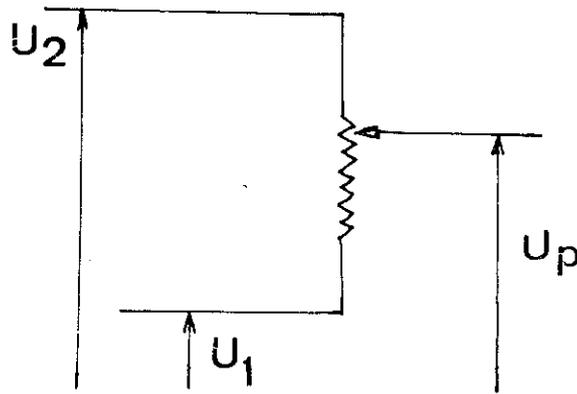
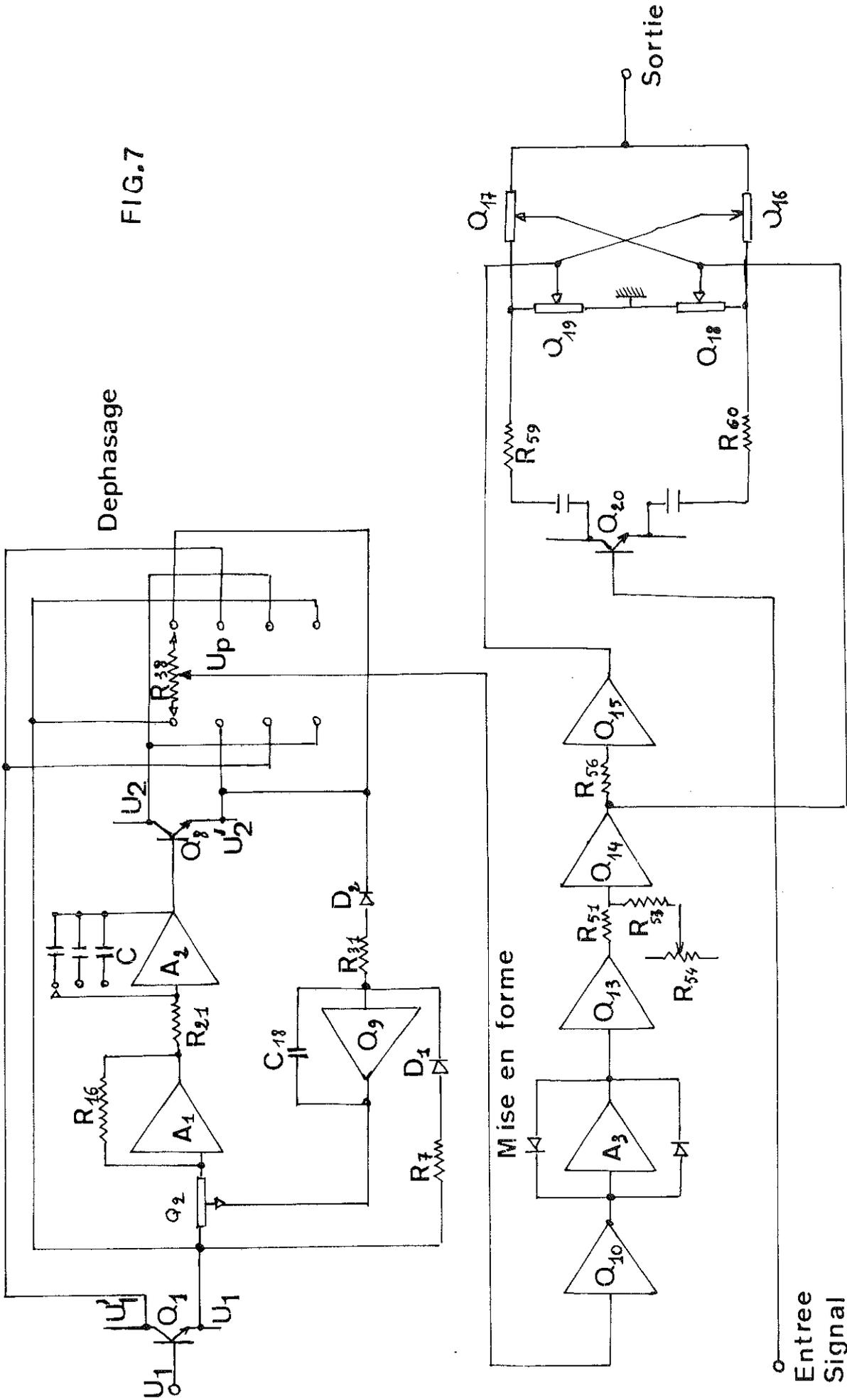


FIG. 6

FIG.7



et par la même occasion le gain de A_1 . A l'équilibre les tensions U_2 et U_1 seront égales. Le système assure l'asservissement d'amplitude pour une décade de fréquence, il faut changer de condensateur C pour chaque décade. Le signal de référence est ensuite mis en forme par un circuit écrêteur puis ces signaux carrés viennent commander les interrupteurs constitués par des effets de champ.

III.2. LE GENERATEUR BASSE FREQUENCE

C'est un générateur à pont de Wien avec régulation d'amplitude. La section amplificatrice a été scindée en deux parties A_1 et A_2 entre lesquelles a été inséré le système de correction d'amplitude (voir figure 8). A_1 a un gain d'environ 10 et une forte impédance d'entrée pour perturber au minimum le pont de Wien. Le pont diviseur potentiométrique composé par R_7 et R_6 en parallèle détermine la tension d'entrée de l'amplificateur A_2 de gain 10 également. Ce dernier referme la boucle du pont de Wien. Le gain de boucle pour l'oscillateur devant être de 3, l'asservissement est effectué par la variation du diviseur potentiométrique donc par la variation de résistance de l'effet de champ Q_4 . La tension de sortie de A_1 , après détection par D , est comparée par A_4 monté en intégrateur avec C_6 à une tension de référence réglable. A_4 commande Q_4 et asservit ainsi le gain de boucle de manière à avoir une oscillation et à fixer l'amplitude de sortie de A_1 à une valeur fixe. Cette amplitude est réglée par R_{33} pour que la tension de sortie soit de 10 V crête à crête. La sortie de A_1 sert de tension de référence pour la détection synchrone alors que A_3 fournit une tension de sortie réglable sous basse impédance permettant d'alimenter les capteurs ou de moduler un phénomène physique.

L'asservissement d'amplitude de l'oscillateur (Réf 15) montre que la stabilité de l'amplitude ne peut être obtenue que si la chaîne possède un élément non linéaire, de bouclage, lequel, ici est Q_4 .

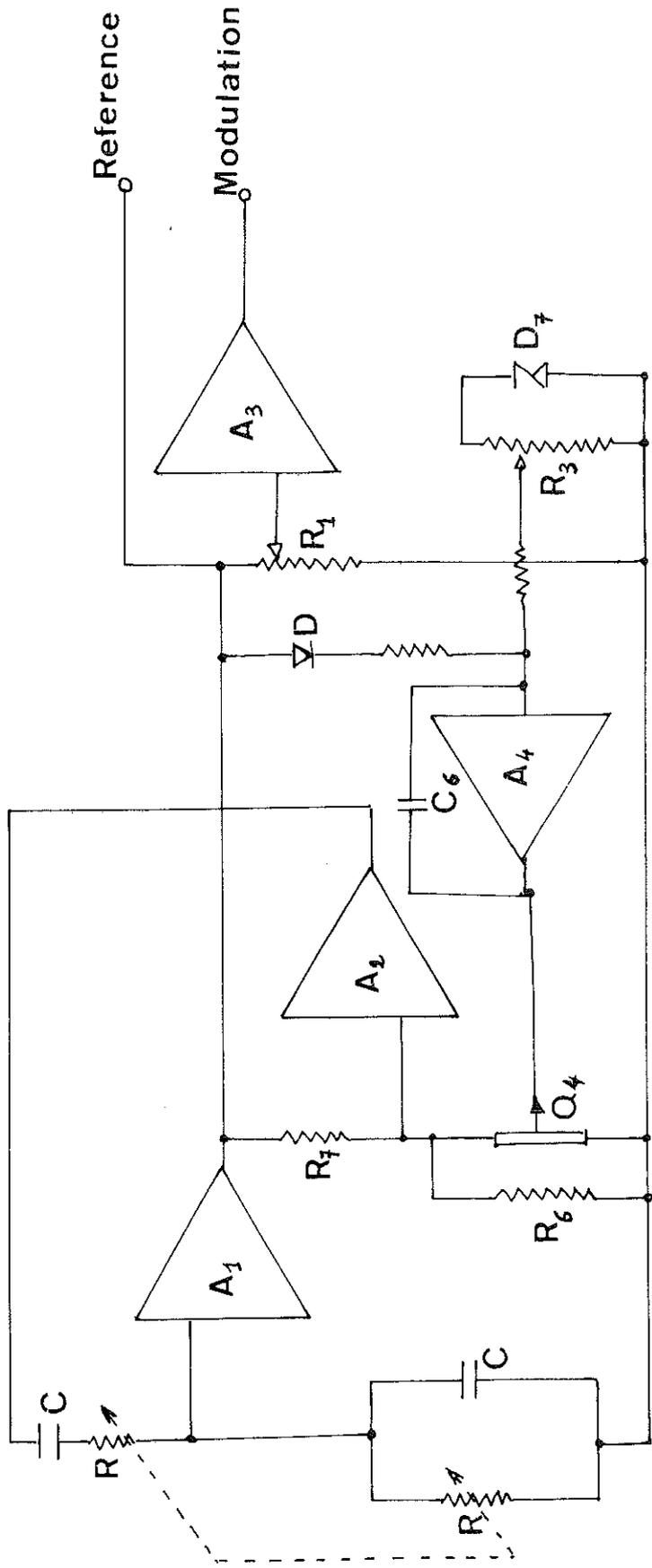


FIG.8

III.3. L'AMPLIFICATEUR BAS NIVEAU

Nous avons été amené à construire un amplificateur alternatif à forte impédance d'entrée et à faible bruit. Ceci a été réalisé avec un étage d'entrée à effet de champ bas bruit (2N4868A qui sont donnés par le constructeur pour un bruit maximum de $15 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$). En pratique cette valeur est à peu près exacte à condition de prendre des précautions pour la soudure de cet élément car les chocs thermiques ne lui sont pas favorables. D'autre part, la résistance d'entrée devra être à couche métallique ou bobinée afin de ne pas avoir un bruit propre important.

L'amplificateur a été réalisé en deux sections séparées par un filtre passe bande, des réglages de gain et éventuellement un filtre réjecteur de bande (souvent utilisé pour éliminer la fréquence du réseau), voir figure 9. Le premier étage comporte à l'entrée un transistor à effet de champ bas bruit, il a une impédance d'entrée de $1 \text{ M}\Omega$. Le gain est fixe par la boucle de contre réaction R_1, R_7 . Cette première section est suivie d'un réglage de gain par bond 0, -20 db, -40 db et d'un réglage de gain continu de 0 à 20 db. On trouve ensuite un filtre passe-bas et un filtre passe-haut. Ces filtres sont calculés pour avoir des fréquences de coupure à $F/2$ et $2F$, F étant la fréquence de travail, ceci afin d'éliminer au maximum les harmoniques impaires éventuels qui fausseraient la mesure avec la détection synchrone. Avec un filtre passif de 6 db par octave d'affaiblissement ces harmoniques ne sont pas suffisamment diminués, aussi nous avons été obligé d'étudier des filtres actifs présentant des pentes de 12 db par octave. Il y a possibilité d'insérer également un filtre double T accordé sur une fréquence parasite provenant de la mesure, en général la fréquence du réseau. Nous trouvons ensuite le deuxième étage d'amplification A_2 suivi d'un détecteur de saturation de l'amplificateur afin de garantir un fonctionnement correct de la détection synchrone.

Le bruit propre de l'amplificateur ainsi réalisé est de l'ordre de $10 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 10 Hz et sur une impédance de source de l'ordre de quelques dizaines de $\text{K}\Omega$.

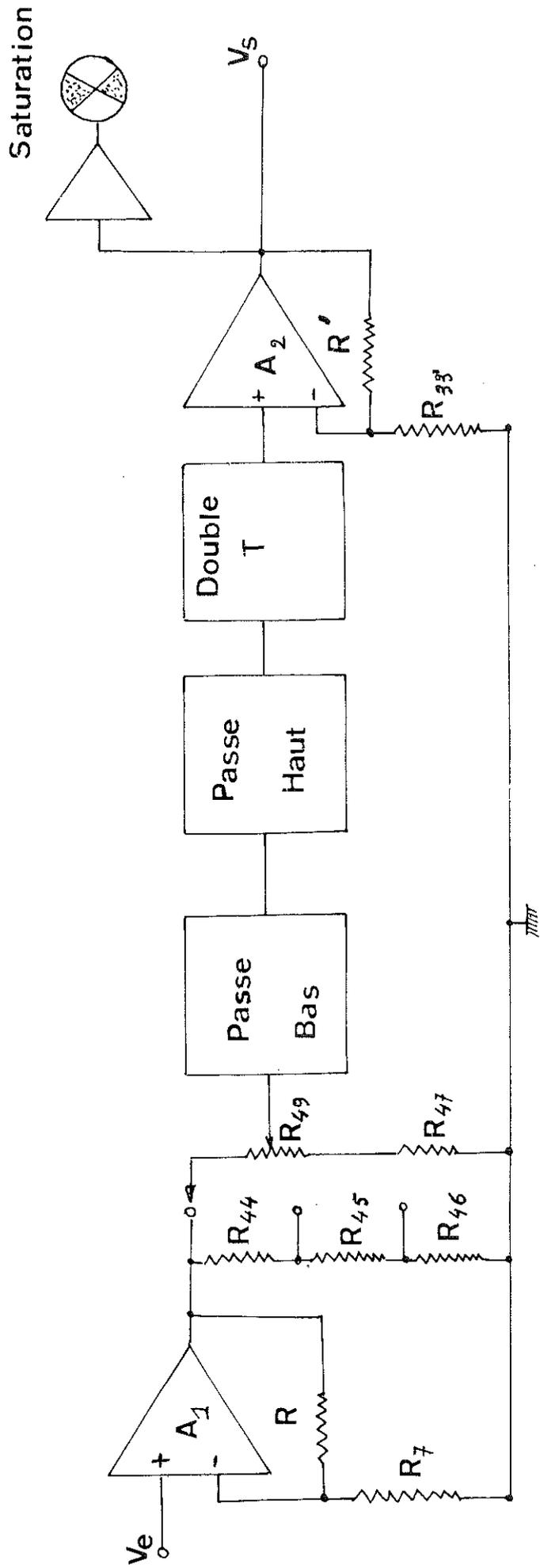


FIG.9

III.4. CONSTITUTION DU PONT DE MESURE DE RESISTANCES

En partant du générateur basse fréquence, l'amplificateur bas niveau, la détection synchrone complétés d'une alimentation régulée + et - 24 V, nous avons réalisé un pont de Wheatstone en alternatif. Ceci nous a amené à étudier la tête de pont (le symétriseur) et le dispositif de filtrage de la tension de sortie de la détection synchrone, l'amplificateur moyennneur (voir figure 10 a).

III.4.1. LE SYMETRISEUR

L'amplificateur d'entrée n'étant pas différentiel, il fallait, soit utiliser un transformateur d'adaptation, soit construire une tête de pont ayant un point de référence commun avec la masse mesure de l'amplificateur. La construction d'un transformateur parfaitement symétrique avec de bons isollements et un blindage sérieux s'est avérée compliquée. Nous avons préféré réaliser une tête de pont symétrique électronique : le symétriseur. Il nous fournit deux tensions égales en opposition de phase sur des impédances de sortie faibles et identiques de 100Ω (voir figure 10 b). Un amplificateur inverseur nous fournit la tension en opposition de phase et nous permet d'équilibrer les amplitudes en A et B. Les deux résistances R constituent la tête de pont, alors que les résistances R_4 alimentent en courant le pont de Wheatstone. Un atténuateur d'entrée nous permet de régler le courant d'alimentation du pont par bond, ce qui nous produit des tensions sur les résistances de tête de pont de 100Ω de $100 \mu V$ à $1 mV$ ou $10 mV$ efficace.

III.4.2. L'AMPLIFICATEUR MOYENNEUR

La détection synchrone, nous l'avons vu, nous fournit un courant redressé, il faut alors prendre sa valeur moyenne. Ceci est réalisé à l'aide d'un amplificateur opérationnel, utilisé en moyennneur. La constante de temps que nous avons choisie pour nos mesures de résistance est de $0,6 s$.

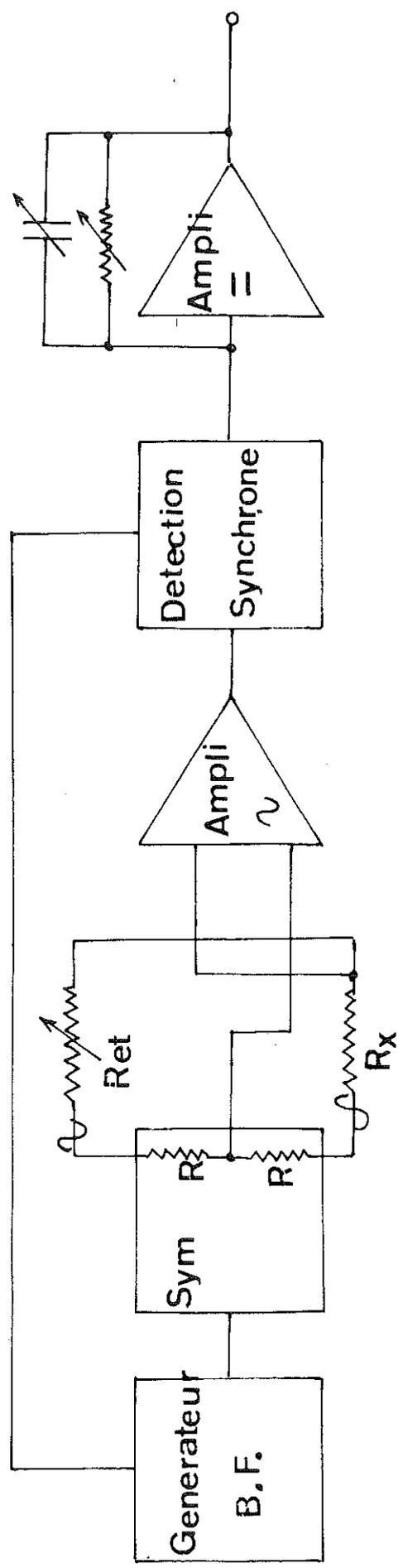


FIG. 10b

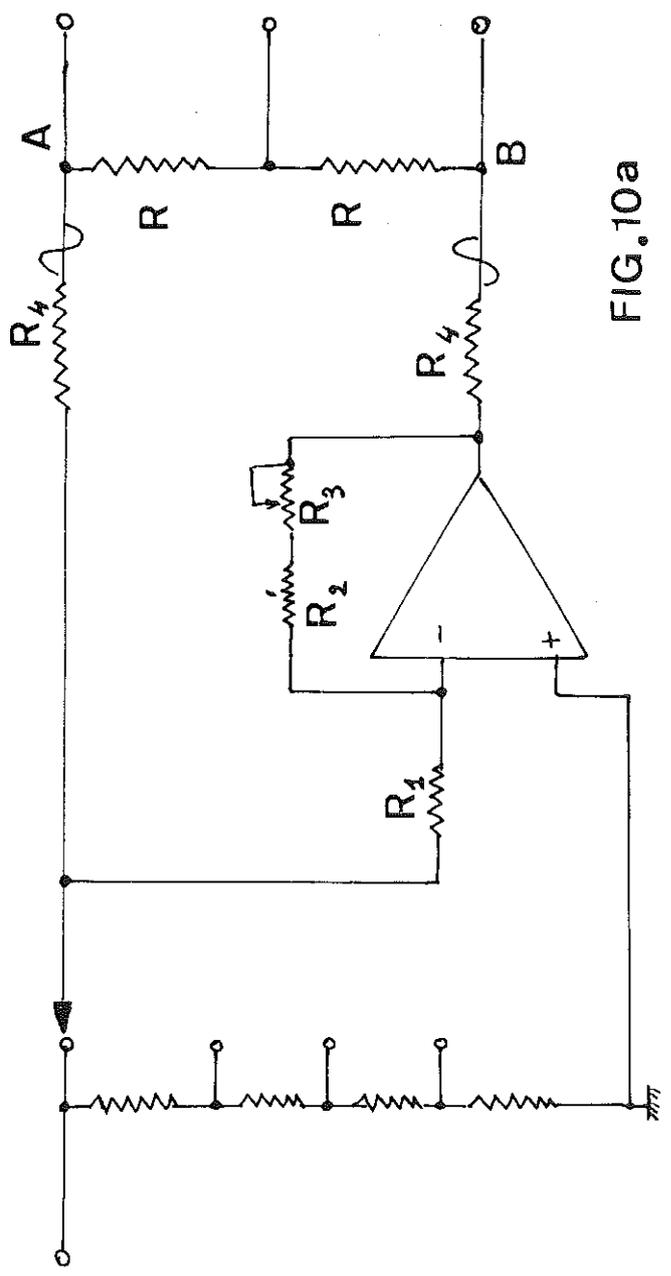


FIG. 10a

Il y a ici un compromis à faire car, si l'on veut diminuer le bruit de la chaîne, on peut augmenter cette constante de temps, mais ceci au détriment de la vitesse de réponse à un échelon de température.

III.4.3. PERFORMANCES

On ne peut parler que de performances du point de vue électronique car du point de vue thermique, elles sont fonctions de plusieurs paramètres : sensibilité de la sonde de mesure de la température, puissance dissipée dans la sonde, constante de temps de filtrage admissible de l'amplificateur moyennneur, précautions de câblage pour les liaisons de l'appareillage électronique au montage cryogénique. L'ensemble ainsi réalisé permet de mesurer des variations de tension inférieures à 100 nV pour des impédances de source de 100 Ω à 100 K Ω avec des constantes de temps de 0,6 s. Pour une résistance de 10 K Ω , en dissipant une puissance de mesure de 10^{-12} W, on pourra apprécier des variations de 10 Ω , ce qui correspondrait à 1 mK vers 1 K pour une résistance 88 Ω Allen Bradley.

Cet appareillage fait d'ailleurs l'objet d'un brevet CNRS/ANVAR exploité actuellement par la Société d'Electronique Industrielle et Nucléaire.

III.4.4. REMARQUES

Dans un montage cryogénique, le problème du câblage n'est pas toujours évident. Les fils de mesure descendant à l'intérieur du cryostat ont comme blindage le cryostat lui-même qui est, par ses tuyauteries, à un potentiel voisin de la terre. Une solution qui nous a donné satisfaction a consisté à utiliser un transformateur d'alimentation à double écran entre primaire et secondaire. Le premier écran autour du circuit magnétique et du primaire est relié à la terre secteur, alors que le deuxième écran entre primaire et secondaire est relié au cryostat.

Le montage de la résistance thermométrique à très basse température nous oblige d'une part à utiliser des fils de liaisons assez fins et d'autre part à réaliser des masses thermiques pour éviter tout apport de chaleur de l'extérieur.

Si l'on réalise une bonne masse thermique, nous avons des capacités parasites entre les fils de liaison et la masse. Schématiquement (figure 11 a), ces capacités se retrouvent sur l'entrée de l'amplificateur et R variant, elles peuvent amener des déphasages importants. C'est pour cette raison que nous avons été amené à étudier un amplificateur bas bruit en courant (figure 11 b). Dans ce cas, les capacités parasites n'interviennent plus car nous travaillons toujours en opposition et le potentiel au point A est nul et le déphasage ne variera pas lorsque R va varier.

IV - PONT DE MESURE DE COEFFICIENT DE MUTUELLE INDUCTION

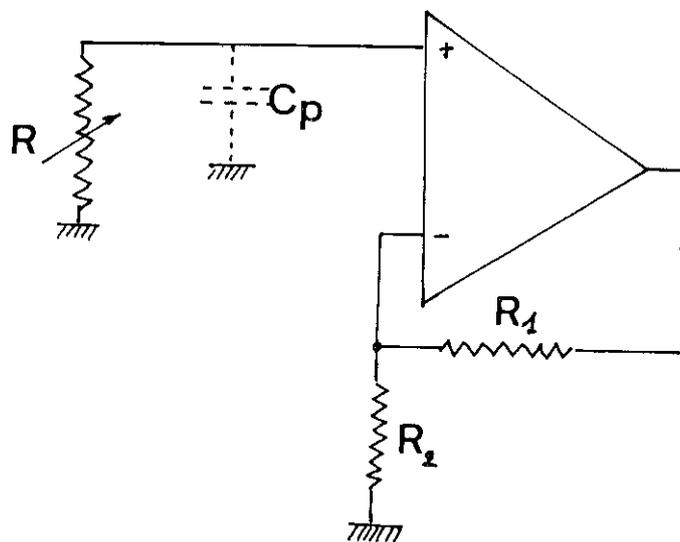
Nous avons vu qu'en dessous de 0,5° K nous utilisons comme thermomètre primaire, un thermomètre à sel paramagnétique.

Le sel paramagnétique dont la susceptibilité est inversement proportionnelle à la température est introduit à l'intérieur d'une bobine de mutuelle inductance. La variation de susceptibilité entraînera une variation du coefficient M de mutuelle induction et la mesure de la température se ramèra à une mesure de variation de mutuelle.

IV.1. PRINCIPE

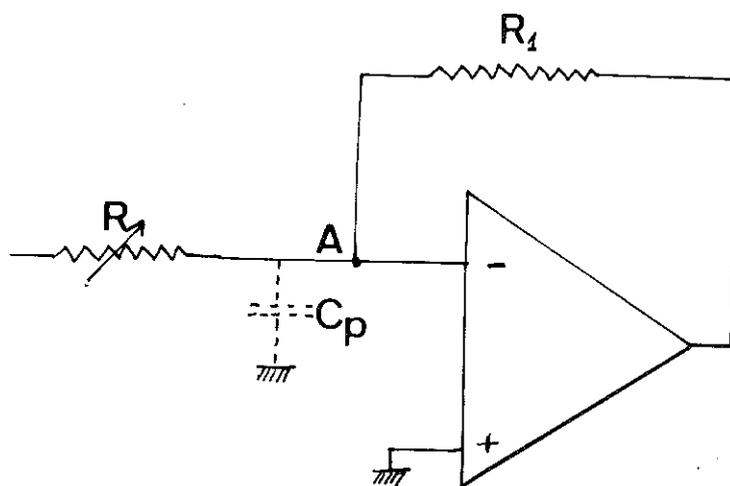
Le principe de base consiste à comparer une inductance mutuelle connue et variable à une inductance inconnue (voir figure 12 a). A l'équilibre, on peut écrire en première approximation $M_1 = M_2$ lorsque la tension secondaire est nulle. En fait, cet équilibre est difficilement réalisable ; ceci provient : des pertes dues aux courants de Foucault, des fuites et couplages entre primaires et secondaires dus aux capacités résiduelles des enroulements et aux capacités entre les conducteurs primaires et secondaires. Hartshorn (Réf. 11) a montré que le schéma (figure 12 b) permettait une bonne interprétation du comportement du courant. La force électromotrice induite \bar{e}' dans le secondaire par le courant primaire i n'est donc pas exactement en quadrature avec ce courant et il faut écrire :

$$\bar{e}' = - M \dot{i} - \rho \dot{i}$$



$$G = 1 + \frac{R_1}{R_2}$$

FIG. 11a



$$G = -\frac{R_1}{R}$$

FIG. 11b

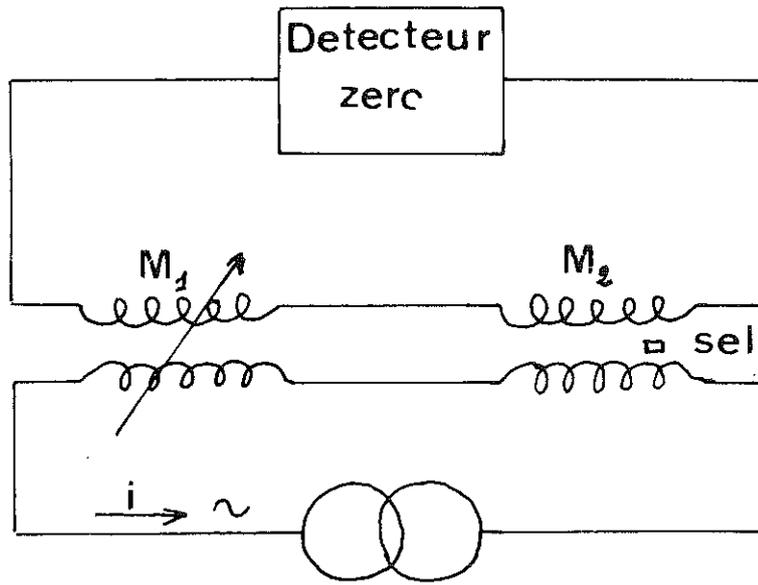


FIG.12a

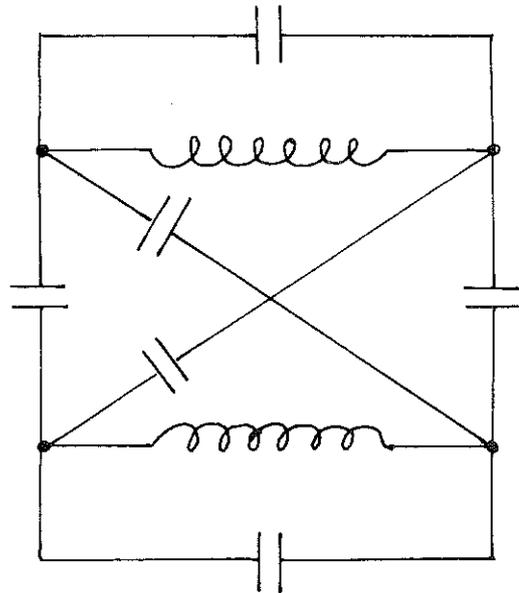


FIG.12b

ρ_i représente les différentes pertes qu'il faudra compenser si l'on veut effectuer un équilibrage correct. Il faudra d'autre part travailler à une fréquence la plus basse possible pour que l'influence des capacités parasites soit minimum et également avoir des enroulements de faible résistance. Il y a cependant un compromis à réaliser car la tension étant proportionnelle à M_{wi} , la sensibilité sera plus grande en haute fréquence et il faut penser aussi que le bruit $1/F$ sera plus important vers les basses fréquences.

IV.2. Réalisation

Comme pour le pont de mesure de résistance, nous avons utilisé les fonctions construites : générateur basse fréquence, détection synchrone, amplificateur bas niveau et alimentations auxquelles nous avons rajouté une fonction nécessaire à la réalisation de la mesure, c'est la fonction Mutuelle. Nous ferons ici également une mesure par opposition. A la tension développée dans le secondaire de la bobine de mutuelle, nous opposons deux tensions réglables proportionnelles l'une à $-M_{wi}$ et l'autre à i , i étant le courant fourni au primaire de la bobine de mutuelle. Nous réalisons alors le montage de la figure 13. A partir du générateur basse fréquence utilisé à 15 hz environ, une source de courant alimente l'enroulement primaire de la bobine de mutuelle, les tensions d'opposition fournies par la fonction mutuelle sont comparées à la tension secondaire de la bobine de mutuelle puis amplifiées. Deux détections synchrones nous délivrent l'une la tension en phase avec le courant primaire donc le terme résistif, l'autre la tension en quadrature avec le même courant donc la valeur de la mutuelle induction. On peut également utiliser une seule détection synchrone et mesurer successivement les deux tensions en quadrature et en phase.

IV.2.1. La source de courant

Nous l'avons réalisé à l'aide d'un amplificateur opérationnel suivant le schéma de principe de la figure 14.

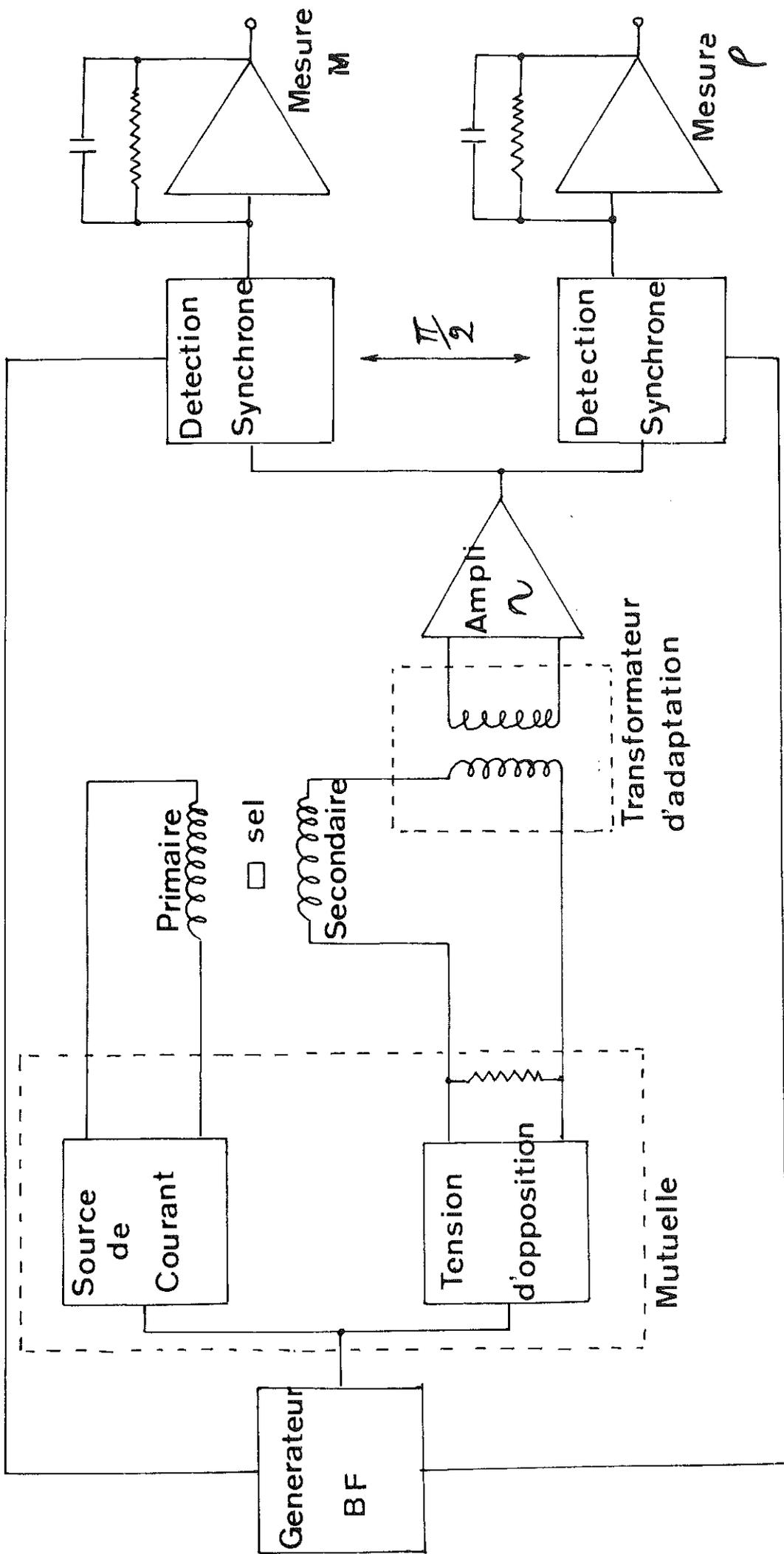


FIG. 13

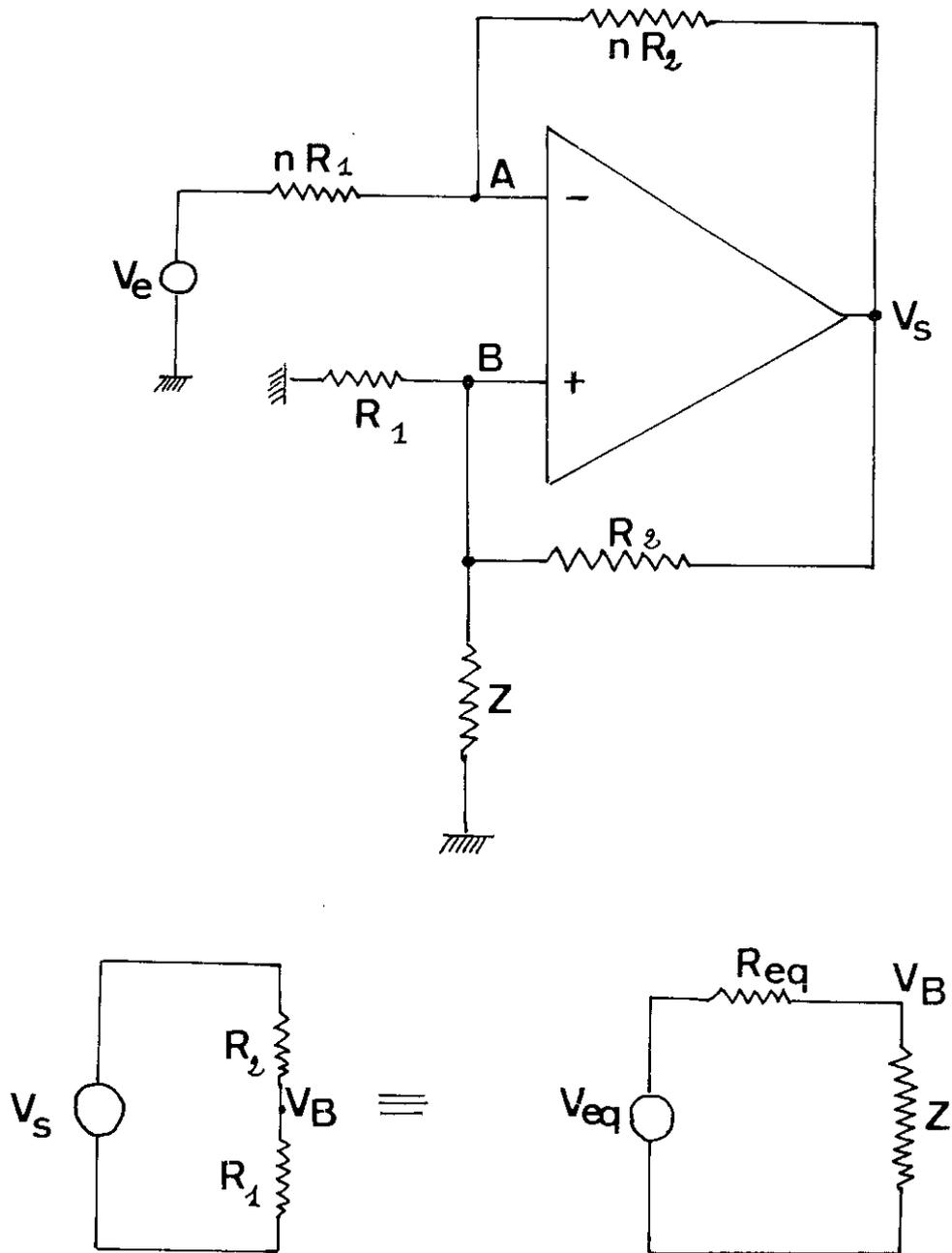


FIG. 14

Si nous considérons un amplificateur idéal avec gain infini, sans courant d'entrée et avec une réjection de mode commun infinie, on peut écrire :

$$V_A = \frac{R_1}{R_1 + R_2} V_S + \frac{R_2}{R_1 + R_2} e$$

d'où

$$V_S = \left(V_A - \frac{eR_2}{R_1 + R_2} \right) \frac{R_1 + R_2}{R_1}$$

pour calculer V_B , on peut prendre le schéma équivalent avec

$$V_{eq} = \frac{V_S R_1}{R_1 + R_2} \quad \text{et} \quad Z_{eq} = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

d'où

$$V_B = \frac{Z V_S}{Z + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}} \frac{R_1}{R_1 + R_2}$$

or $V_A = V_B$ et en remplaçant V_S

$$V_A = \frac{Z}{Z + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}} \left(V_A - \frac{eR_2}{R_1 + R_2} \right)$$

$$V_A \left(1 - \frac{Z}{Z + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}} \right) = - \frac{eR_2}{R_1 + R_2} \frac{Z}{Z + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}}$$

$$V_A \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = \frac{eR_2}{R_1 + R_2} Z$$

$$V_A = V_B = \frac{e}{R_1} Z$$

Si e et R_1 sont constants, le courant traversant Z est constant. Ceci est vrai pour un amplificateur opérationnel cou-

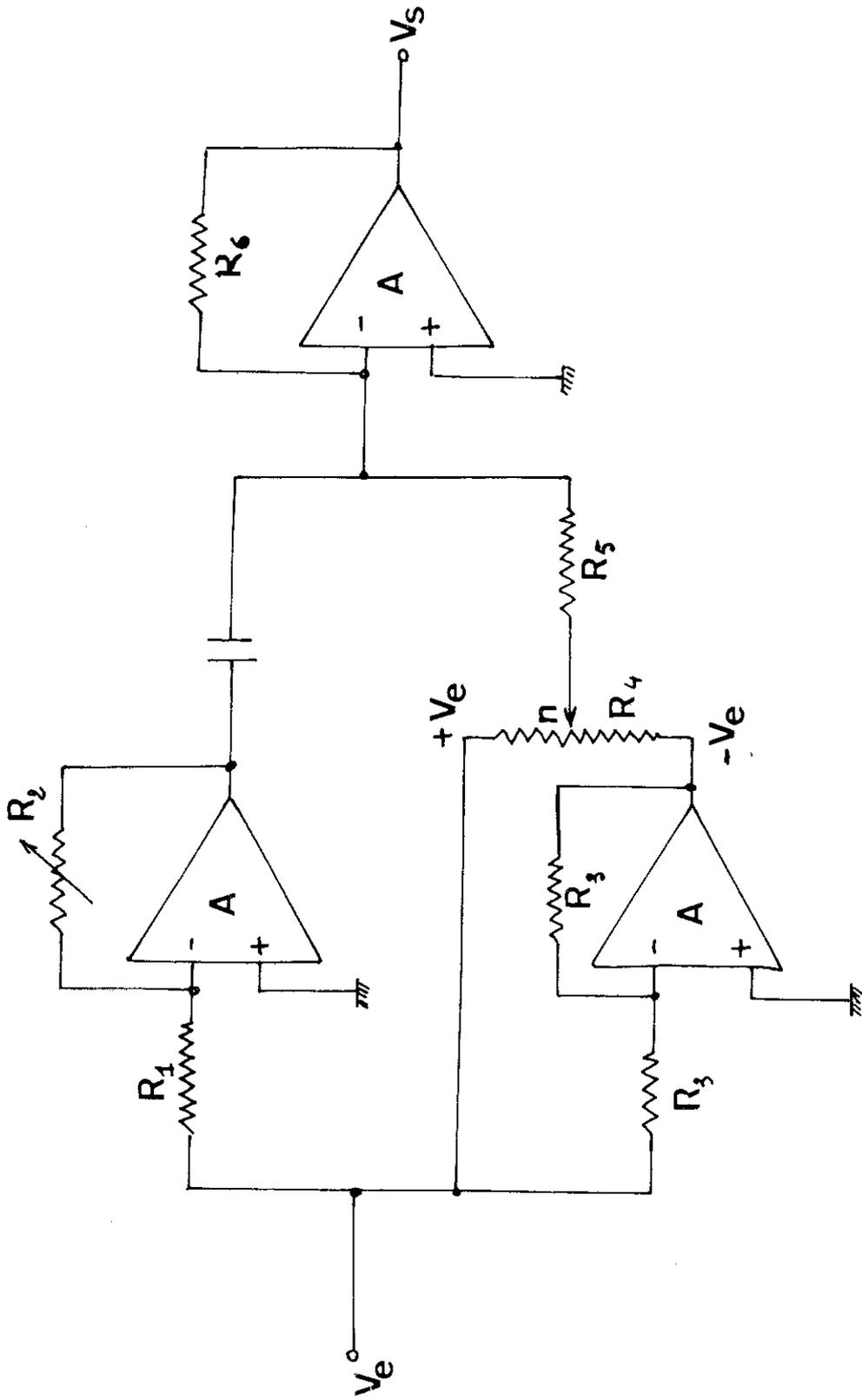


FIG.15

rant à condition de prendre garde aux tensions de mode commun de cet amplificateur. Nous avons donc réalisé l'alimentation en courant du primaire de la bobine de mutuelle sur ce dernier principe. Elle possède plusieurs gammes de courant variable par bonds de 100 μ A à 10 mA dans les rapports 1 - 3 - 10.

IV.2.2. Elaboration de la tension d'opposition (voir fig. 15)

Nous l'avons réalisée également à l'aide d'amplificateurs opérationnels. Si l'on considère que ce sont des amplificateurs à très grand gain et à forte impédance d'entrée, on peut écrire :

$$V_S = \frac{R_2}{R_1} j \omega R_6 V_e + \frac{R_6}{R_5} nV_e$$

Le premier terme nous donnera la tension d'opposition correspondant à la mutuelle induction donc en quadrature avec le courant primaire. Cette tension est réglable à l'aide de R_2 . Nous utilisons ici pour R_2 une boîte de résistances étalon.

Le second terme nous donnera la tension d'opposition correspondant au terme résistif qui peut être en phase ou en opposition de phase avec le courant primaire. La valeur de cette tension est réglable par R_4 . Toutes les résistances ainsi que le condensateur composant cette fonction doivent être stables aussi nous avons utilisé des résistances à couche métallique ayant des coefficients de température de $50 \cdot 10^{-6}$ par $^{\circ}$ C. Pour le condensateur, nous avons utilisé un condensateur mica ayant le même coefficient de température.

IV.2.3. Le transformateur d'entrée

Les enroulements de la bobine de mutuelle étant à faible impédance, le transformateur nous sert à adapter celle-ci à l'impédance d'entrée de 1 M Ω de l'amplificateur bas niveau, ce qui nous permet de réduire le rapport Signal/Bruit. Nous avons utilisé un transformateur de mesure

possédant plusieurs blindages électrostatiques et électromagnétiques (TRIAD). Il possède plusieurs impédances d'entrée qui permettent de l'adapter à différentes bobines. En général, l'impédance primaire utilisée est de 50 Ω pour un secondaire de 150 K Ω , ce qui donne un gain de 50 environ.

IV.3. Performances

Le fait de travailler sur des faibles impédances avec des constantes de temps assez longues, de l'ordre de 3 secondes, nous permet de mesurer des tensions de l'ordre du nanovolt, ce qui, pour un courant primaire de 10 mA, correspond à cette fréquence à des variations de mutuelle de 10^{-8} H.

Le système ainsi élaboré ne nous permet pas de mesurer directement des mutuelles car nous équilibrons le pont à l'aide d'une résistance variable qu'il faudrait étalonner en valeur de mutuelle. Ceci a peu d'importance pour les mesures de température à l'aide de sels paramagnétiques car, ce qui nous intéresse, ce sont les variations relatives de la mutuelle induction.

Cet ensemble de mesure est également commercialisé par la Société d'Electronique Industrielle et Nucléaire.

V - MESURE DE LA TEMPÉRATURE AVEC DES DIODES À ARSENURE DE GALLIUM

Nous avons vu que la tension des diodes à Arsenure de gallium pouvait varier de 0,5 V à 2 V lorsque la température varie de l'ambiante à 2 K. Le problème consiste donc à mesurer avec suffisamment de précision et de résolution cette tension.

V.1. PRINCIPE DE LA MESURE (Voir figure 16)

Une alimentation en courant polarise la diode avec un courant réglé de 100 μ A. La tension de la diode est me-

surée à l'aide des deux amplificateurs A_1 et A_2 qui réalisent une adaptation d'impédance. En effet, l'impédance de la diode est relativement élevée d'une part et d'autre part les résistances des fils d'alimentation n'étant pas négligeables, une mesure en quatre fils s'impose. La tension de la diode est ensuite comparée à une tension de référence par l'intermédiaire d'un amplificateur d'erreur A_3 et amplifiée. Lorsque $V_s = 0$ $V_{\text{diode}} = V_{\text{référence}}$. La plus grande difficulté réside dans l'élaboration de la tension de référence avec la résolution souhaitée et la meilleure stabilité possible.

V.2. L'ALIMENTATION EN COURANT

Le courant de polarisation de la diode doit être stable à mieux que $5 \cdot 10^{-4}$ si l'on veut une précision de la température du centième de degré. Nous avons construit une alimentation régulée en courant basée sur le principe de la figure 17. Si l'on prend garde aux tensions de mode commun de l'amplificateur et à ses courants d'entrée, on aura toujours :

$$V = V_{\text{réf.}}$$

$$\text{et } I = \frac{V}{R} = \frac{V_{\text{réf.}}}{R}$$

Si la tension de référence est stable, diode Zener compensée en température par exemple, et la résistance R choisie avec de faibles coefficients de température le courant sera stable. La stabilité du courant est fonction du choix de ces deux éléments. On peut réaliser facilement une alimentation stable à 10^{-4} avec des composants courants.

V.3. LA TENSION DE REFERENCE

Cette tension doit pouvoir varier linéairement de 0,5 V à 2 V. Si l'on veut une résolution de 0,1 K ceci correspond à des variations minimum de tension de 200 μV environ. La méthode classique utilisée est celle de la figure 18 a utilisant des diviseurs de tension du type Kelvin-Varley. Nous pouvons calculer que dans le cas présent il nous faudrait au minimum 4 décades Kelvin-Varley. Ce système met donc

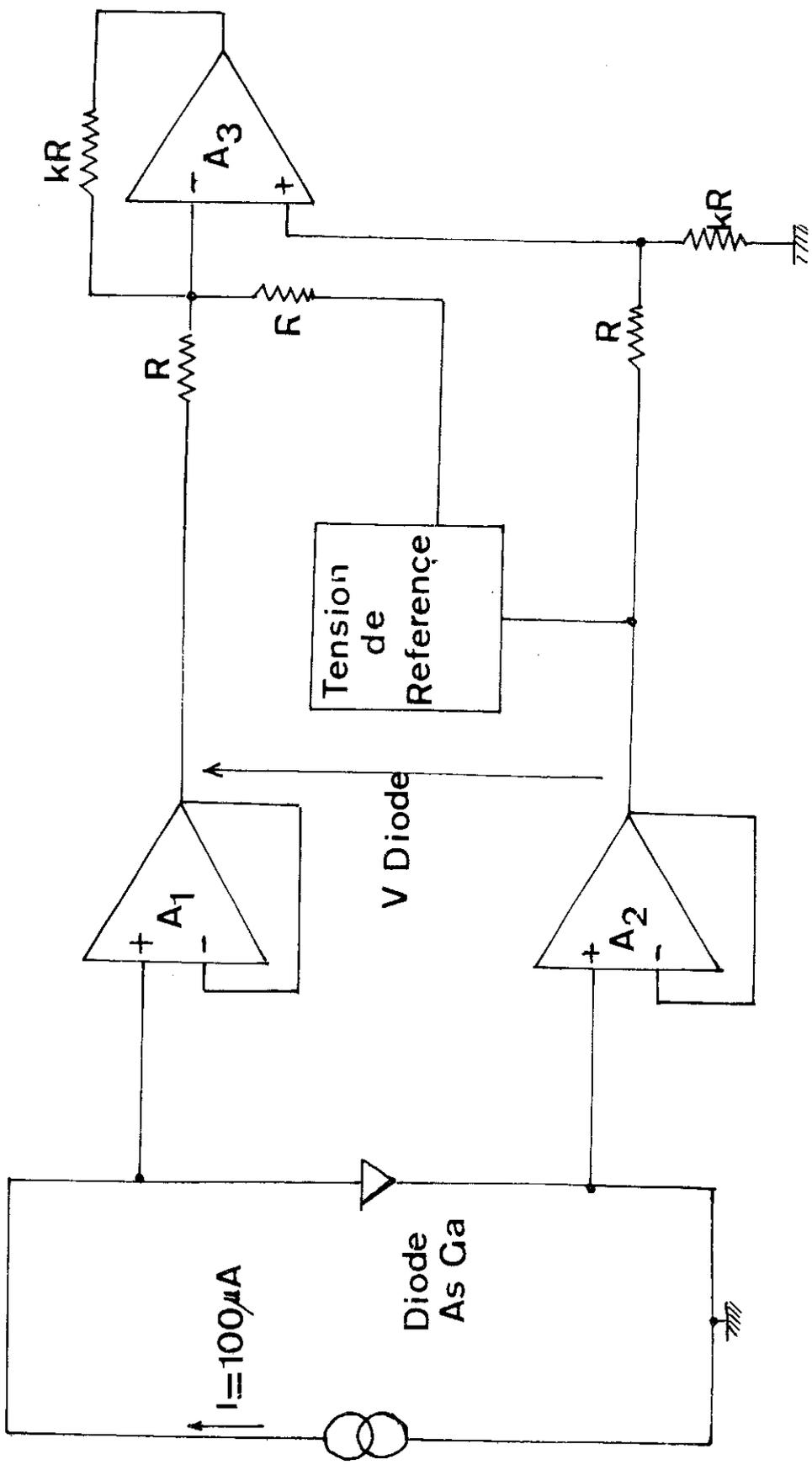


FIG.16

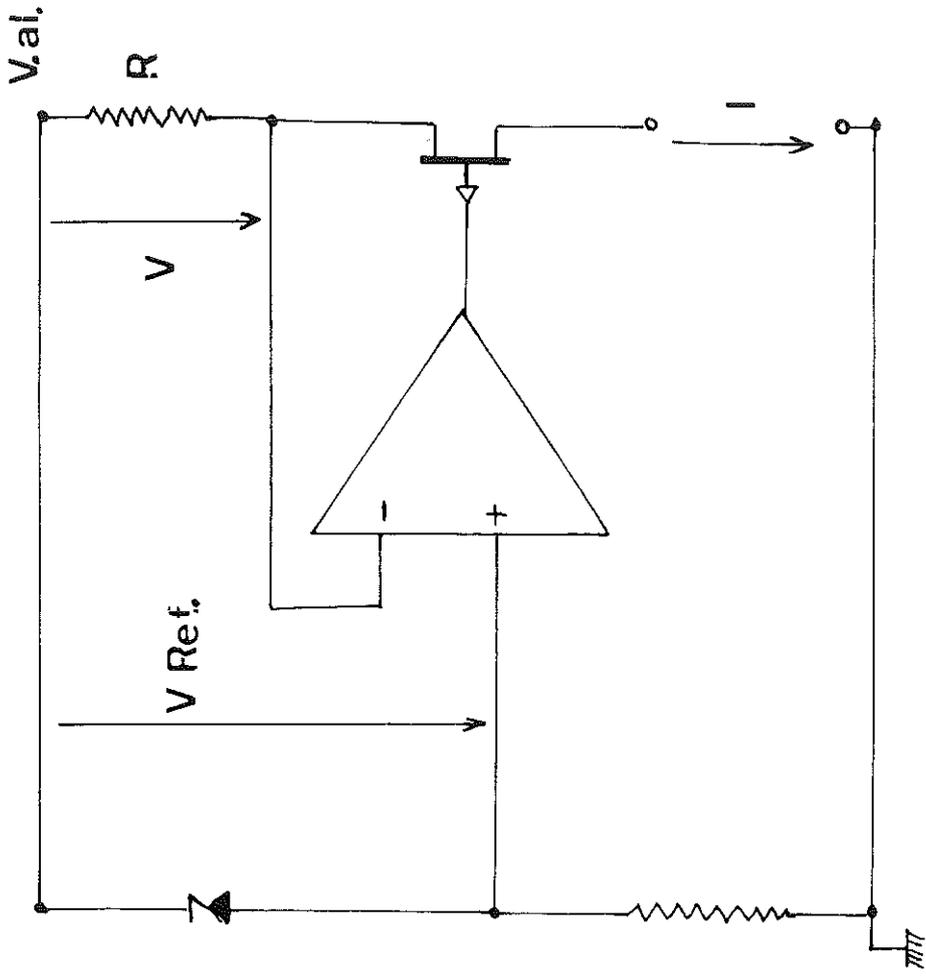


FIG.17

en jeu un très grand nombre d'éléments précis et stables.

Cette solution s'avérant trop onéreuse, nous avons utilisé un autre principe qui met en jeu un nombre beaucoup plus restreint d'éléments et qui présente également d'autres avantages (Voir fig. 18 b). Dans ce dispositif l'entrée du filtre est connectée à la tension de référence pendant un intervalle de temps t avec une période de récurrence T , et mise à la masse pendant le temps $T - t$. La tension d'entrée est donc une série de créneaux d'amplitude V référence avec une période de récurrence T . La décomposition en série de Fourier d'une telle forme d'onde fait apparaître un terme continu égal à $V = V_{\text{réf.}} \frac{t}{T}$, puis des termes correspondant aux fréquences $\frac{1}{T}$ et multiples de $\frac{1}{T}$. Si le filtre passe bas élimine avec suffisamment d'efficacité ces derniers termes, la tension de sortie sera rigoureusement proportionnelle à $\frac{t}{T}$. Il suffit donc de réaliser un compteur à prédétermination à partir d'un oscillateur de référence. Il est à noter que la stabilité en fréquence à long terme de cet oscillateur n'intervient pas dans la stabilité de la tension de référence. Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter qu'un seul élément stable ; la tension de référence. Il y a cependant deux limitations, ce sont : le commutateur qui doit être très rapide vis-à-vis du plus petit temps t , et le filtre passe bas qui ne doit pas trop diminuer le temps de réponse tout en éliminant les fréquences supérieures à $\frac{1}{T}$. Avec un effet de champ, les temps de commutation peuvent être de l'ordre de quelques nanosecondes, d'autre part le filtre passe bas ne doit pas avoir des constantes de temps supérieures à quelques dixièmes de secondes. Etant donné que notre problème consistait à réaliser une tension de 4 V variable par bonds de 10 μ V, ceci conduisait à utiliser six décades. En partant d'une horloge pilote à 1 Mh_z à peine compatible avec les temps de commutation des effets de champ courants ceci conduisant à une période de récurrence de 1 h_z qui ne permettait pas, après un filtrage efficace, un temps de réponse suffisamment rapide. Nous avons tourné la difficulté en utilisant deux commutateurs affectés de poids différents (Voir figure 19). Etudions ce schéma :

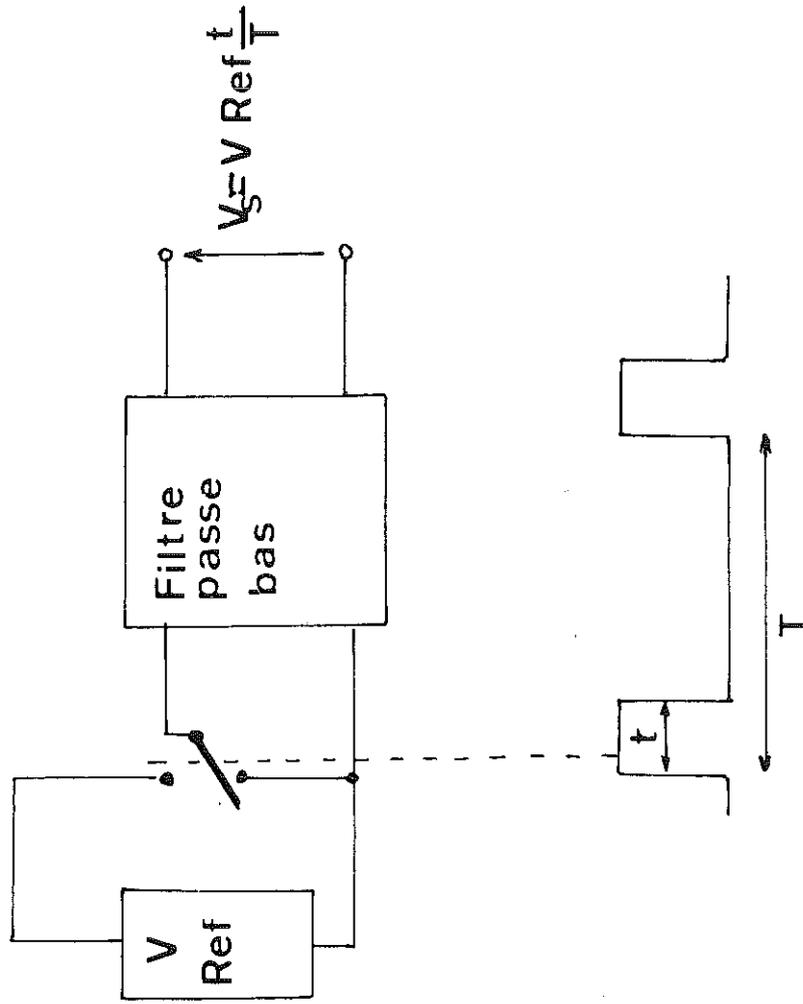
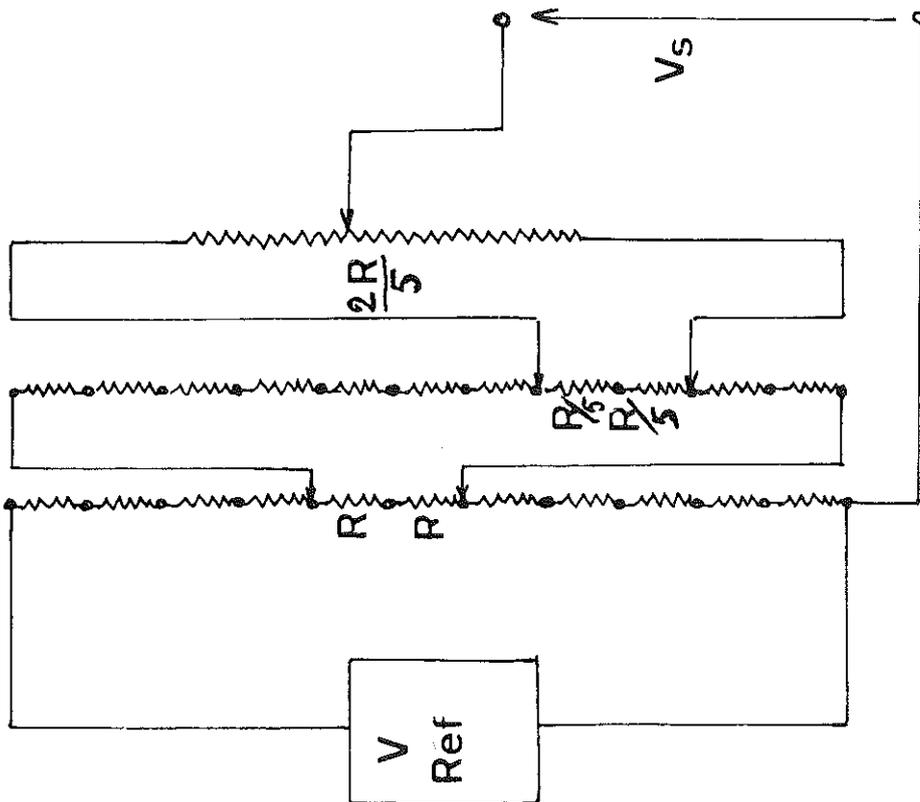


FIG. 18a

FIG. 18b

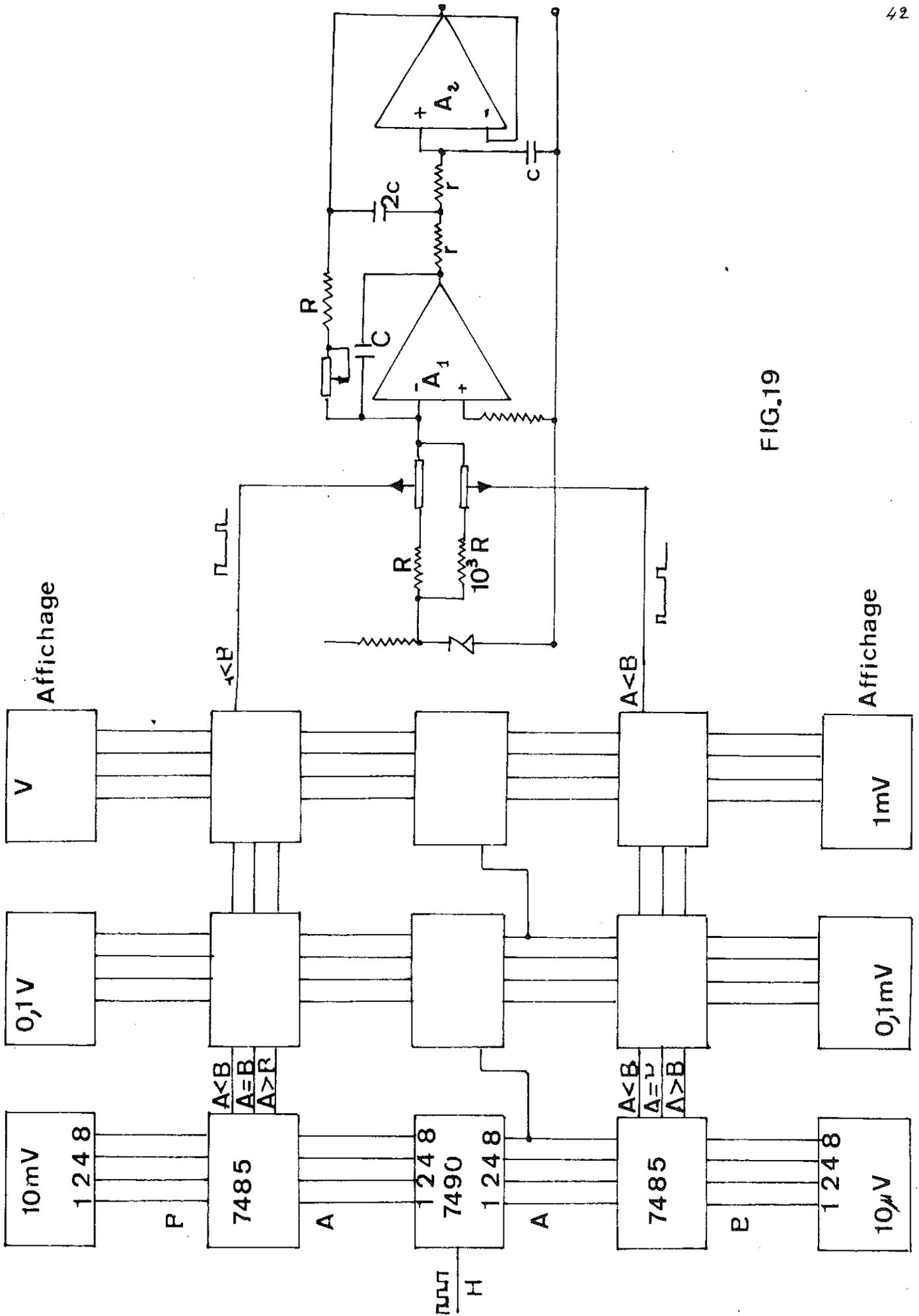


FIG.19

La partie logique : Une horloge réalisée à l'aide de deux portes NAND attaque des compteurs décimaux 7490. Des comparateurs 4 bits 7485 comparent l'état des bascules des compteurs à celui des roues codées permettant d'afficher la tension désirée. L'information $A < B$ des comparateurs nous fournit les créneaux représentant la fraction de la tension désirée. Afin d'éliminer l'erreur possible due au temps de commutation des comparateurs, l'information $A < B$ est validée par une bascule type D commandée par l'horloge.

La Zener de référence : C'est une diode Zener compensée en température (coefficient de température $5 \cdot 10^{-6} / ^\circ\text{C}$). Elle est également vieillie pour être stable dans le temps.

Les commutateurs : Ce sont des effets de champs élaborés sur un même substrat et présentés dans un même boîtier. D'autre part, on peut constater qu'un effet de champ est compris dans la boucle de contre réaction afin de réduire au maximum le R_{on} et ses dérivés éventuelles en température. Notons au passage que l'amplificateur A_1 doit être choisi en fonction de ses courants d'entrée faibles et des dérives en tension d'offset négligeables par rapport à la stabilité désirée.

Le filtre : Nous avons ici deux sections de filtres. Un premier filtre à 6 db par octave est constitué par l'amplificateur A_1 et la constante de temps RC . Le deuxième filtre à 12 db est réalisé avec l'amplificateur A_2 et la constante de temps rc .

La tension de référence ainsi réalisée, présente des avantages intéressants car on dispose directement des sorties numériques codées correspondant à la tension de la diode. D'autre part, il a été possible de réaliser une programmation numérique en température d'un cryostat. Cet appareil ainsi que le régulateur qui lui est associé est commercialisé sous licence ANVAR par la Société MERIC.

VI - RÉGULATION DE TEMPÉRATURE

VI.1 PRINCIPE

Le schéma de principe est celui de la figure 20 auquel nous avons rajouté un étage correcteur à avance et retard de phase.

La courbe de gain, sans correction, de la boucle de régulation se présente sous la forme indiquée sur le diagramme de la figure 20. Nous constatons que cette courbe présente à partir d'une certaine fréquence w_1 une pente supérieure à 12 db, donc une instabilité certaine si l'on veut transmettre des fréquences supérieures à w_1 . L'idée est d'utiliser un correcteur à avance de phase (dérivateur) dont l'action prendrait naissance à partir de w_1 . Ce réseau pourrait avoir la réponse représentée par la courbe I de la figure 38. Pratiquement, cette méthode élargit la bande passante du système, ceci n'est pas toujours favorable, en particulier en présence de bruit, ce qui est le cas dans toutes nos mesures cryogéniques. Il faudra donc limiter la bande passante du dérivateur dans un domaine convenable. Ceci nous a conduit à étudier un correcteur dont la réponse a la forme de la courbe II. Nous localisons l'action dérivée à l'aide de trois constantes de temps τ_1, τ_2, τ_3 .

D'autre part, on voudra dans le cas d'une régulation que le système étant en équilibre la température affichée soit bien la température de l'enceinte. Ceci revient à rendre ϵ le plus petit possible c'est-à-dire un gain en continu le plus grand possible. Ceci est réalisé à l'aide d'un intégrateur qui aura un gain important aux basses fréquences.

VI.2 REALISATION

Le schéma général est celui de la figure 21. Nous l'avons réalisé à l'aide d'amplificateurs opérationnels intégrés. Nous pouvons constater qu'il existe plusieurs réglages à tous les niveaux. En effet, le gain, les différentes corrections, la puissance doivent être réglés en fonction du système. L'enceinte à réguler a d'une part un volume, un poids,

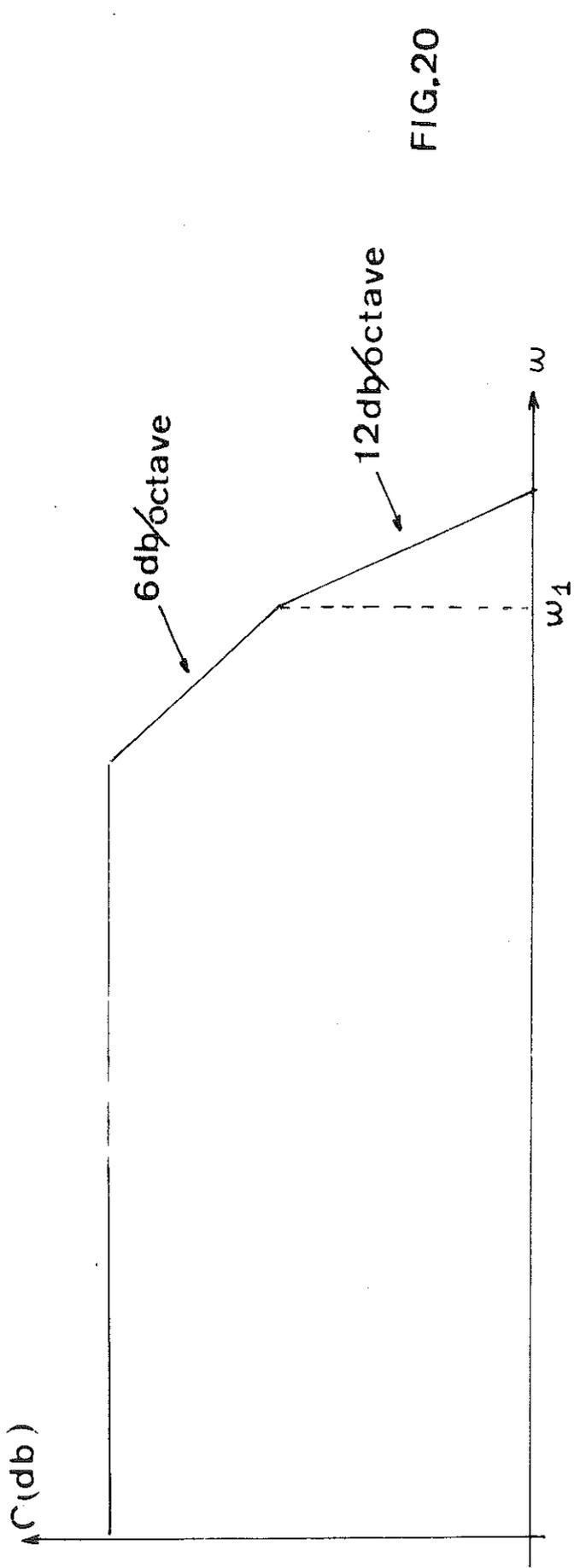
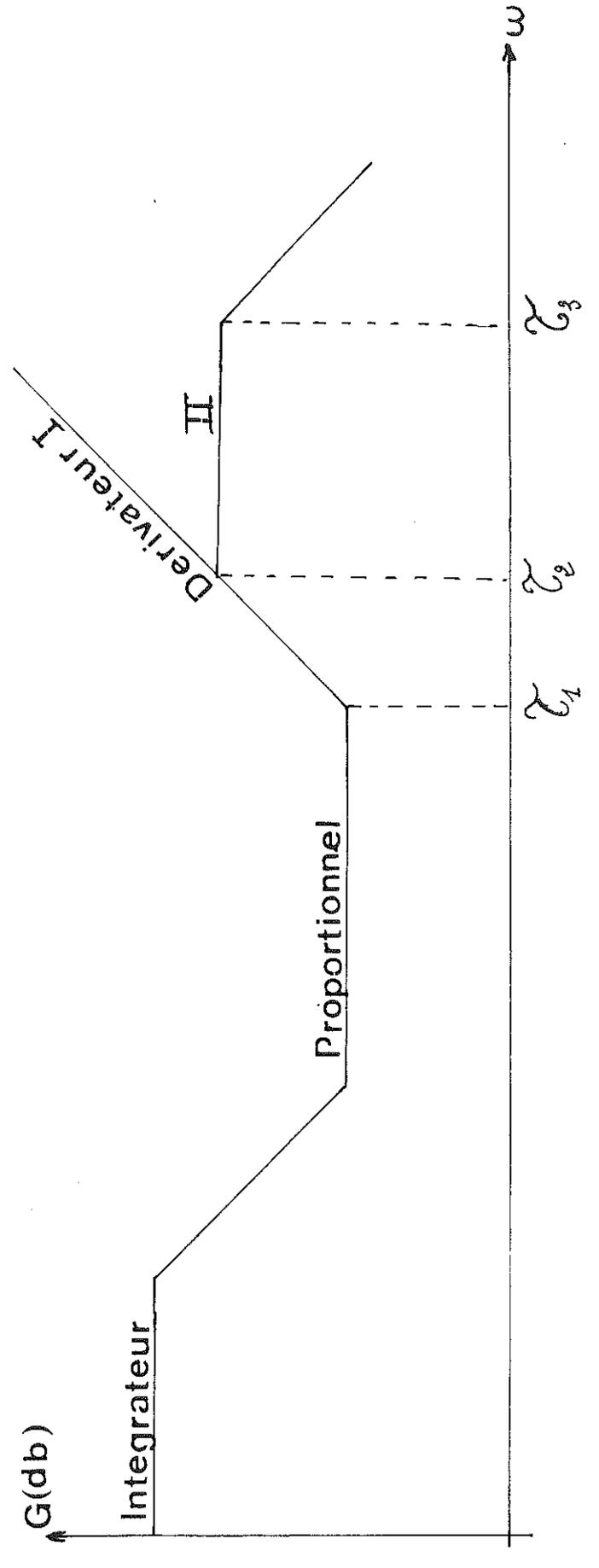


FIG.20



une masse spécifique variables suivant les montages et d'autre part la régulation a été étudiée pour fonctionner dans une gamme de température de 1 à 300 K donc avec des constantes de temps thermiques totalement différentes.

Etudions en détail le rôle de chaque étage :

Le gain : Le rôle de A_1 est d'amplifier l'écart ϵ entre la température de consigne et la température de l'enceinte. Nous pouvons faire varier son gain ce qui revient à déplacer vers le haut ou le bas la totalité de la courbe de gain de la figure 20.

L'intégration : Son but, nous l'avons vu, est d'augmenter le gain au maximum dans le domaine des très basses fréquences afin de diminuer l'écart ϵ à l'équilibre entre la température affichée et celle réelle de l'enceinte. Un commutateur permet de faire varier les différentes constantes de temps ou même de travailler sans intégration pour faire les réglages corrects du système. Nous remarquons également un effet de champ commandé par une détection de saturation ou de zéro de l'étage de puissance. Son but est de neutraliser l'action intégrale lorsque l'étape de sortie fournit une puissance maximum ou nulle à la suite d'un déséquilibre important entre le point de consigne et la température de l'enceinte. A ce moment là, le système est débouclé et on n'a pas intérêt à changer le condensateur de l'intégrateur pendant le temps de changement de température car celui-ci nous introduira un retard important au retour à l'asservissement.

Action proportionnelle et dérivée : Nous avons vu qu'il fallait réaliser une fonction du type "passe-bande" schématisée sur la figure 20. C'est le rôle de l'amplificateur A_3 avec son réseau de contre réaction. Il faut d'autre part pouvoir déplacer les constantes de temps τ_1 , τ_2 , τ_3 en fonction de la courbe de réponse du système.

τ_1 est déterminé par $R_3 C_3$

τ_2 est déterminé par $R_3 C_2$

τ_3 est déterminé par $R_2 C_1$

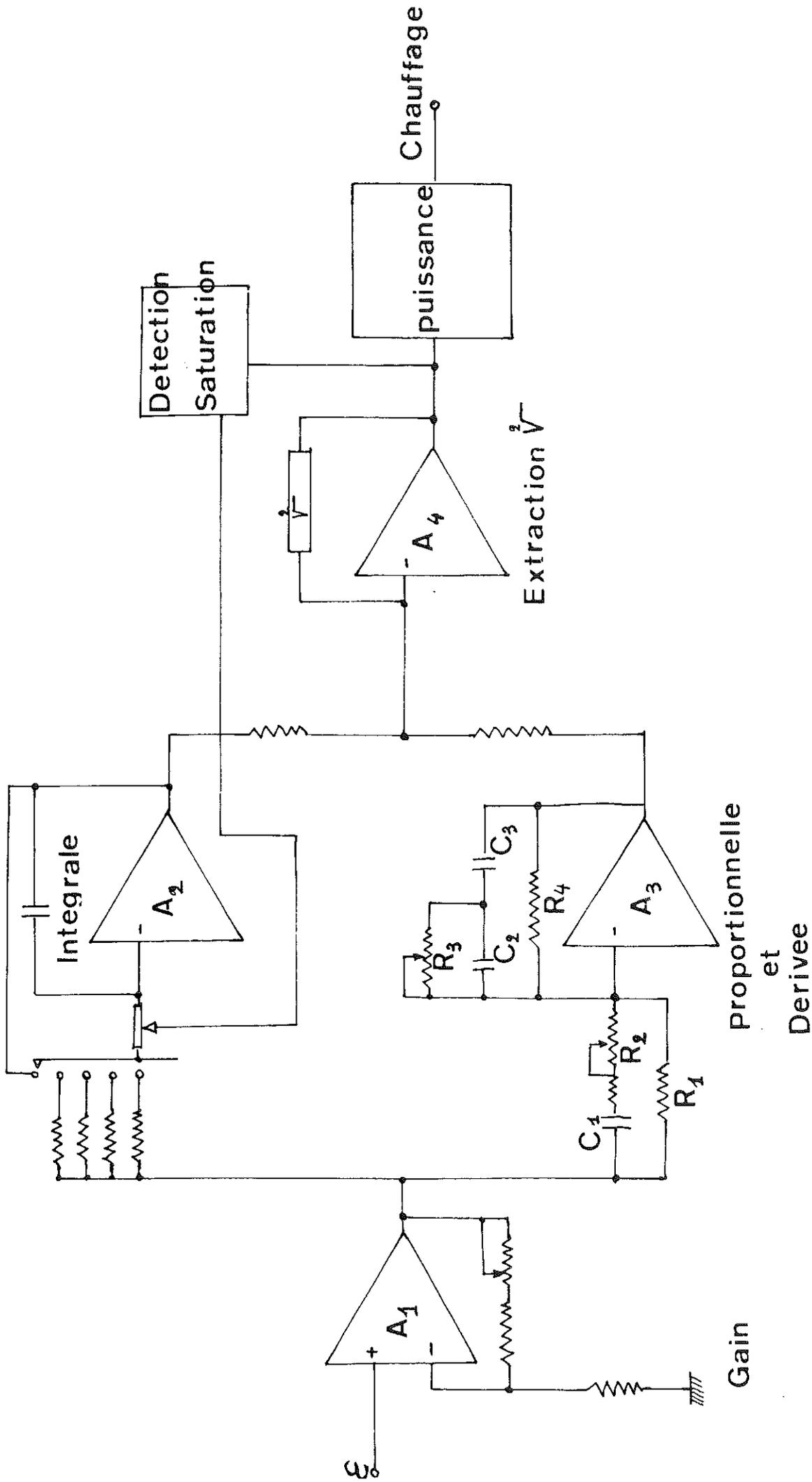


FIG. 21

Afin de conserver une bande de fréquence comprise entre τ_2 et τ_3 relativement constante R_2 et R_3 sont deux potentiomètres couplés.

Nous avons déterminé sur nos montages cryogéniques courants les fonctions de transfert qui nous ont conduit aux valeurs suivantes des éléments : $R_1 = 4,7 \text{ M}\Omega$

$$R_4 = 2,2 \text{ M}\Omega \quad R_2 = 2,2 \text{ K}\Omega + 47 \text{ K}\Omega \quad R_3 = 1 \text{ M}\Omega \text{ variable}$$

$$C_1 = 2,2 \text{ }\mu\text{F} \quad C_2 = 0,47 \text{ }\mu\text{F} \quad C_3 = 4,7 \text{ }\mu\text{F}$$

On peut schématiser la fonction de transfert de l'ensemble (voir figure 22).

Pour R_2 et R_3 minimum, on a la courbe I (pas de dérivée)

Pour R_2 et R_3 au milieu on a la courbe II

Pour R_2 et R_3 maximum on a la courbe III

Dans certains cas, lorsque le montage cryogénique présente des constantes de temps thermiques plus longues, on est amené à déplacer ces courbes vers des fréquences plus basses. Ceci est réalisé en augmentant C_1 , C_2 , C_3 mais également le condensateur de l'intégrateur pour reporter son action vers des fréquences inférieures.

Extraction de racine carré : Son but est de linéariser la puissance fournie à la résistance de chauffage donc le gain de boucle du système. En effet à un certain déséquilibre ϵ provoqué à l'entrée correspond une certaine tension $K\epsilon$ en sortie de régulateur qui aura pour but de fournir une puissance à la résistance de chauffage de l'enceinte. Cette puissance sera proportionnelle au carré de la tension fournie par la régulation. Le gain de boucle du système variera dans de fortes proportions en fonction du déséquilibre créé à l'entrée. Le rôle de A_4 sera de fournir à l'étage de puissance une tension égale à $K\epsilon$. Cette fonction est réalisée simplement à l'aide d'un amplificateur ayant une contre réaction variable par l'intermédiaire de 6 diodes qui sont bloquées ou conductrices en fonction du niveau de sortie. Nous obtenons ainsi une précision de 5 % pour une dynamique de sortie de 0,5 V à 10 V ce qui est largement suffisant dans le cas présent.

Etage de puissance : Pour satisfaire à tous les besoins, nous devons pouvoir fournir une puissance maximum de 50 W, dans une résistance de chauffage de l'ordre de 50 μ généralement utilisée. Nous avons sélectionné deux gammes de puissance maximum 2,5 et 50 W qui peuvent être choisies en fonction de la gamme de température, de la masse thermique à réguler, de la fuite thermique, tout en conservant une bonne linéarité de l'extracteur de racine carré.

VI.3 UTILISATION ET PERFORMANCES

Le problème du réglage correct d'une régulation à action proportionnelle, dérivée et intégrale, souvent appelée régulation P. I. D., est généralement complexe.

Nous avons adopté une méthode qui nous donne des résultats satisfaisants. Les différents réglages préconisés sont les suivants :

- En travaillant sans intégrale, un gain moyen, et sans dérivée, nous bouclons le système autour du point de consigne désiré.

- Lorsque l'équilibre est atteint, nous augmentons le gain et créons un déséquilibre jusqu'à atteindre l'oscillation du système. Nous cherchons alors le gain correct qui nous permet d'avoir des oscillations très peu amorties.

- Nous augmentons alors l'action dérivée jusqu'à annuler ces oscillations.

- Nous pouvons alors pour réduire l'écart à l'équilibre utiliser l'action intégrale en commençant par la plus grande et en diminuant progressivement jusqu'à avoir une réponse correcte sans trop de retard ni dépassement lors d'un changement du point de consigne.

Cette régulation utilisée derrière une fonction mesuré de diode à Arsenure de gallium nous a permis de réguler au centième de degré un bloc de cuivre de 500 grammes entre 4 et 300 K.

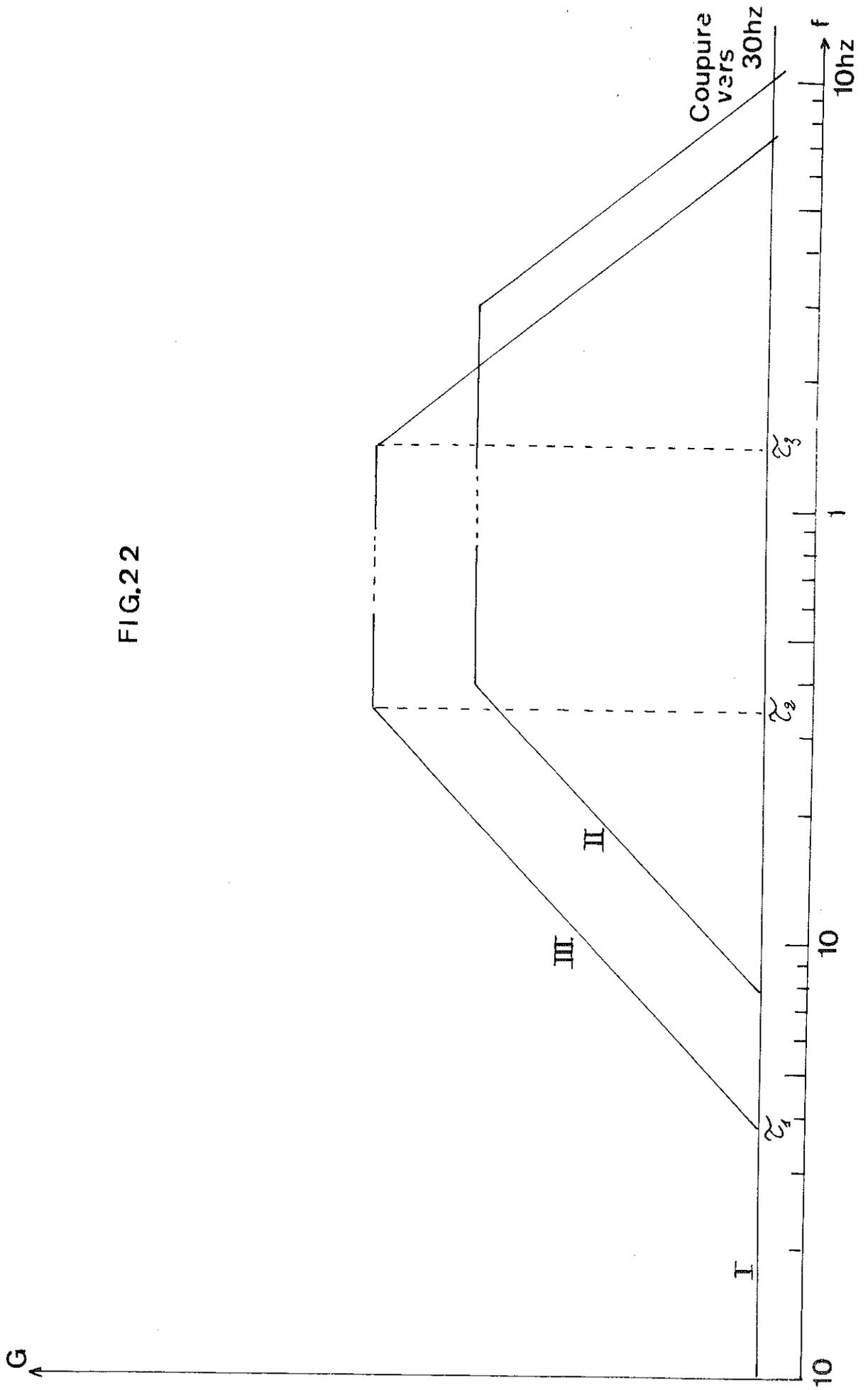


FIG.22

Utilisée avec un pont de mesure de résistance, nous avons pu vérifier sur une transition supraconductrice une régulation meilleure que 10^{-5} K à 7 K pendant plusieurs heures.

VII - CONCLUSION

Les conditions particulières des mesures aux très basses températures nous ont conduit à étudier des appareillages électroniques spéciaux, adaptés aux différents thermomètres utilisés. Les performances alliées à une réalisation sous une forme dépassant le prototype de laboratoire nous ont permis de commercialiser la plupart de ces appareils. Comme nous avons pu le constater, les mesures aux basses températures utilisent toujours des signaux très bas niveau, d'où l'intérêt de la détection synchrone. Cette méthode nous a d'ailleurs permis d'effectuer d'autres manipulations en autres des mesures d'aimantation par bobine vibrante, tracé des caractéristiques $I(v)$ et de ses dérivées première et seconde d'une jonction Tunnel, contrôle automatique de fréquence pour Klystron reflex.

Une autre méthode de mesure est maintenant utilisée à basse température, c'est le SQUID. C'est un appareillage que nous n'avons pas étudié car il existe dans le commerce.

Il subsiste actuellement un problème, c'est celui de la thermométrie à résistance de haute précision, avec des résistances platine, germanium ou mieux silicium. Nous étudions donc actuellement un pont de mesure de résistances "4 fils" en courant alternatif.

R E F E R E N C E S

- 1 - A.S. EDELSTEIN and K.W. MESS, *Physica* 31, 1707 (1965)
- 2 - L.J. NEURINGER and Y. SHAPIRA, *Rev. Sci. Instrum.* 40, 1314 (1969)
L.J. NEURINGER and L.G. RUBIN *Temperature, Its measurements and control in science and Industry* (Instrument Society of America, Pittsburg 1972) Vol. 4, Part 2 p. 1085
- 3 - B.C. BELANGER, *Rev. Sci. Instrum.* 40, 1082 (1969)
- 4 - D.L. DECKER and H.L. LAQUER, *Cryogenics*, 9, 481 (1969)
- 5 - L.J. NEURINGER, A.J. PERLMAN, L.G. RUBIN and Y. SHAPIRA, *Rev. Sci. Instruments* 42, 9, (1971)
- 6 - VON MIDDENDORF "Thermocouples at Low Temperatures In High Magnetic Field" *Cryogenics* 318, (1971)
- 7 - W.F. SCHLOSSER and R.H. MUNNINGS "Thermistors As Cryogenic Thermometers" *Temperature, Its measurements and control in science and Industry* Vol. 4, Part 2, p. 795
- 8 - A.G. SMAGIN and B.G. MIL'SMTEIN "Quartz Frequency Thermometer" *Instruments and Experimental Techniques* N° 3 (Mai - Juin 1970)
- 9 - W.N. LAWLESS "A Low Temperature, Glass-Ceramic Capacitance Thermometer"
- 10 - W.N. LAWLESS, Ray RADE BAUGH and R.J. SOULEN "Studies of a glass-ceramic capacitance Thermometer between 0,025 and 2,4 K" *Rev. Sci. Instrum.* 42, 571 (1971)
- 11 - HARTSHORN "The properties of Mutual Inductance Standards At Telephonics Frequencies. *Proc. Phys. Soc. London* 38, p. 302 (1926)
- 12 - P. WILLIAMS "A phase-sensitive detector with high noise immunity" *Journal Scientific Instruments* Vol. 3, n. 441 (1970)
- 13 - "NETWORK Analysis and feedback amplifier design" Rode Editeur Van Nostraud, New-York
- 14 - "Les principales méthodes de traitement du signal et leurs applications aux mesures physiques" Jacques MAX, Rapport CEA R 4018
- 15 - "Functional circuits and oscillators" by Herbert J. REICH, Chap. 86 p. 384, D. VAN NOSTRAUD Company, Inc. Princeton, New Jersey

--- A N N E E ---

I - LES THERMOMETRES PRIMAIRES

II- LES THERMOMETRES SECONDAIRES

- II.1. LES RÉSISTANCES CARBONE
- II.2. LES RÉSISTANCES GERMANIUM
- II.3. LES RÉSISTANCES SILICIUM
- II.4. LES THERMISTANCES
- II.5. LES RÉSISTANCES PLATINE
- II.6. LES DIODES À ARSENURE DE GALLIUM
- II.7. LES THERMOCOUPLES
- II.8. THERMOMETRES DIVERS.

III- RAPPEL SUR LES ASSEVISSEMENTS

- III.1. NOTION D'ASSEVISSEMENT
- III.2. ANALYSE TRANSITOIRE ET ANALYSE HARMONIQUE
- III.3. ANALYSE MATHÉMATIQUE DE LA FONCTION DE TRANSFERT
D'UN SYSTÈME ASSERVI
- III.4. ÉQUATIONS FONDAMENTALES DES SYSTÈMES ASSERVIS
LINEAIRES.
- III.5. STABILITÉ D'UN SYSTÈME ASSERVI.

I - LES THERMOMETRES PRIMAIRES

Le point triple de l'eau, 273,16K étant pris pour origine, diverses échelles de température équivalentes à l'échelle thermodynamique sont utilisées :

- échelle du thermomètre à gaz à volume constant de 4,2K à 300K.
- échelle du thermomètre à tension de vapeur saturante de 0,3K à 5,4K.
- échelle du thermomètre acoustique de 2K à 20K liée à la vitesse du son dans un gaz parfait.
- échelle du thermomètre magnétique pour des températures inférieures à 1K. Elle utilise le fait que les paramagnétiques électroniques ou nucléaires suivent une loi de Curie. Une mesure de la susceptibilité χ de substances qui obéissent à une loi de Curie-Weiss ($\chi = \frac{C}{T-A}$ C et A étant des constantes) permet de déduire la température. Ce n'est cependant pas une échelle mondialement reconnue surtout dans le domaine du mK. Le paramagnétisme utilisé est soit d'origine électronique dans la gamme de quelques mK, soit d'origine nucléaire pour des températures inférieures. Cette susceptibilité est reliée à la contribution du sel paramagnétique à une inductance mutuelle m . Nous avons étudié en particulier la mesure de ces mutuelles inductions. La thermométrie à gaz et le thermomètre à tension de vapeur saturante sont surtout utilisés au-dessus de 1K. En dessous de 0,7K, la thermométrie paramagnétique est la seule employée bien qu'elle ne fournisse pas une échelle de température toujours reconnue. D'autres thermomètres primaires devraient se développer :

- le thermomètre à bruit thermique.

Le principe est celui de la mesure du bruit thermique d'une résistance sachant que :

$$V_{\text{bruit}} = \sqrt{4k T \Delta F}$$

K constante de Boltzmann

ΔF largeur de bande de fréquence.

La mesure par corrélation de cette tension de bruit permettrait d'en déduire la température. Une autre méthode utilisant l'effet Josephson permet de mesurer cette tension de Bruit. Si l'on maintient une tension de polarisation V sur une jonction Josephson, il circule dans cette jonction un courant alternatif de fréquence $F = 2 \frac{eV}{h}$. Si l'on branche en parallèle sur cette jonction une résistance R , la tension de bruit due à cette résistance entrainera des fluctuations de fréquence. En effectuant des mesures répétées avec un fréquence-mètre, on peut en déduire la tension de bruit donc la température. La limite de ce thermomètre est due au bruit propre de la jonction qui se situerait vers $10^{-3}K$.

On peut également mesurer la tension de bruit d'une résistance directement avec un SQUID.

- Le thermomètre à effet Tunnel.

Cet effet apparaît lorsque l'on réalise une jonction supraconducteur, isolant mince (100Å), métal normal ou supraconducteur. Une telle jonction polarisée convenablement laisse passer un courant variant en $\exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{KT}\right)$. La gamme de température d'un tel thermomètre dépend de la température T_c du supraconducteur utilisé et elle est comprise entre $0,2T_c$ et $0,8T_c$.

II - LES THERMOMETRES SECONDAIRES

Les thermomètres primaires d'un emploi en général difficile ne permettent pas toujours de suivre à chaque instant une évolution de température par suite de leur inertie, de leur capacité thermique ou de l'énergie parasite qu'ils apportent. C'est pourquoi on a été amené à étalonner des thermomètres secondaires et à trouver des lois d'interpolation entre les points de mesure du thermomètre primaire. Ce sont ces thermomètres que nous avons étudiés en fonction de divers facteurs : gamme de température où ils peuvent être utilisés, sensibilité, fidélité, sensibilité aux champs magnétiques, commodité d'emploi (encombrement, appareillage nécessaire à la mesure, prix...).

II.1. LES RESISTANCES DE CARBONE

On utilise la variation de la résistance en fonction de la température. Elles sont composées d'un agglomérat de grains de carbone graphite. Elle suivent en première approximation une loi $(\frac{1}{T}) \propto \log R$. Voir fig. 1, 2 et 3.

II.1.1. Gamme de température

Plusieurs modèles sont utilisés de 1K à 30K, ce sont des résistances radio Allen Bradley de 0,1 à 1W et de $2,7\Omega$ à 500Ω à la température ambiante.

Au-dessous de 1K, on emploie plus fréquemment les résistances Speer 1/2W de 470, 100 et 220 de résistance nominale.

II.1.2. Sensibilité

On peut exprimer une sensibilité relative α déterminée par : $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ (K^{-1}).

Si nous calculons α d'après les valeurs de la figure 3, nous voyons qu'il est compris entre 0,01 et 3,91 pour des températures variant de 40K à 1,35K. La sensibilité est d'autant plus grande que la température diminue. Ceci est un facteur intéressant mais la résolution sur la mesure de température ne sera pas toujours plus importante car elle posera des problèmes aux très basses températures. En effet, la puissance dissipée

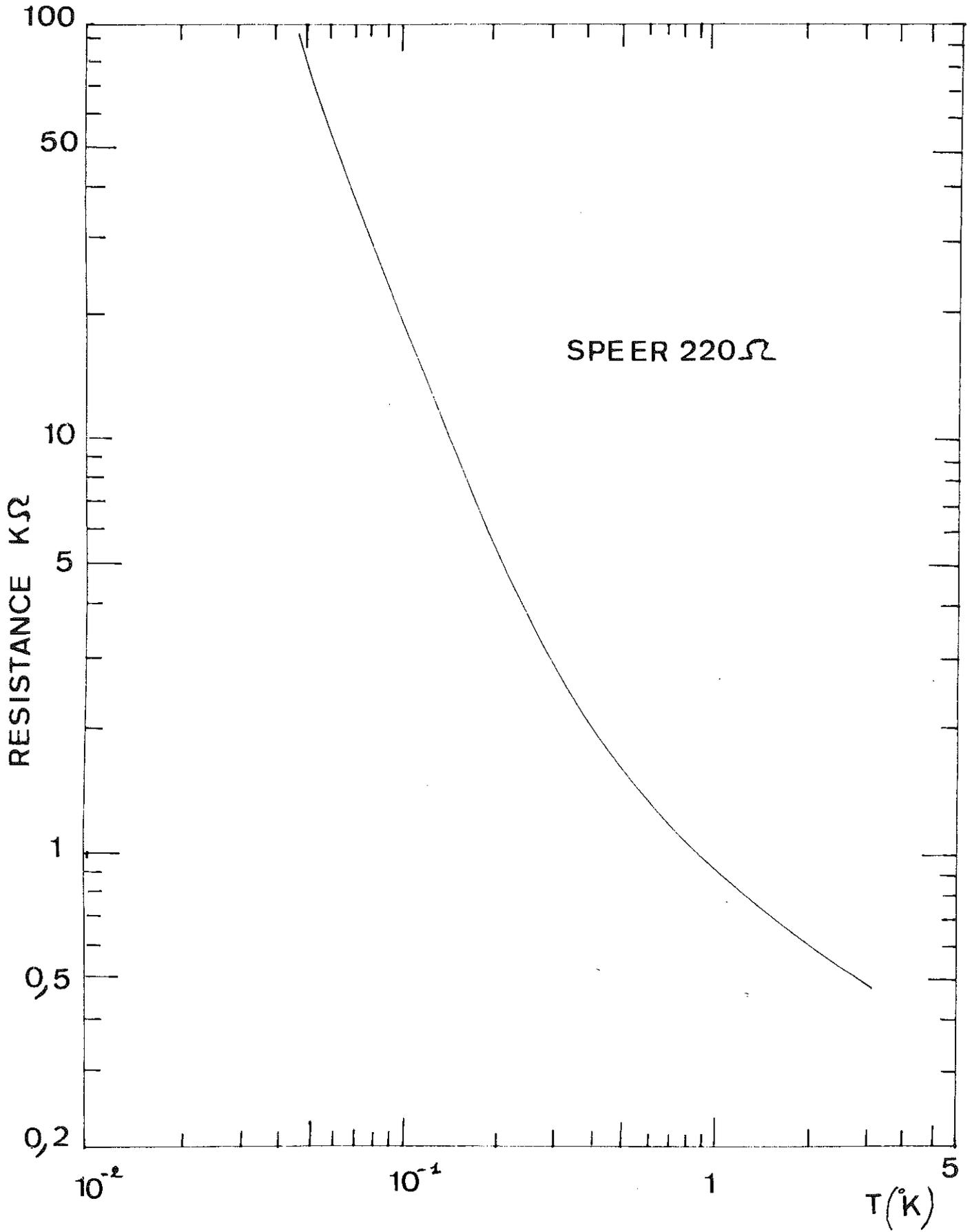


FIG. 1

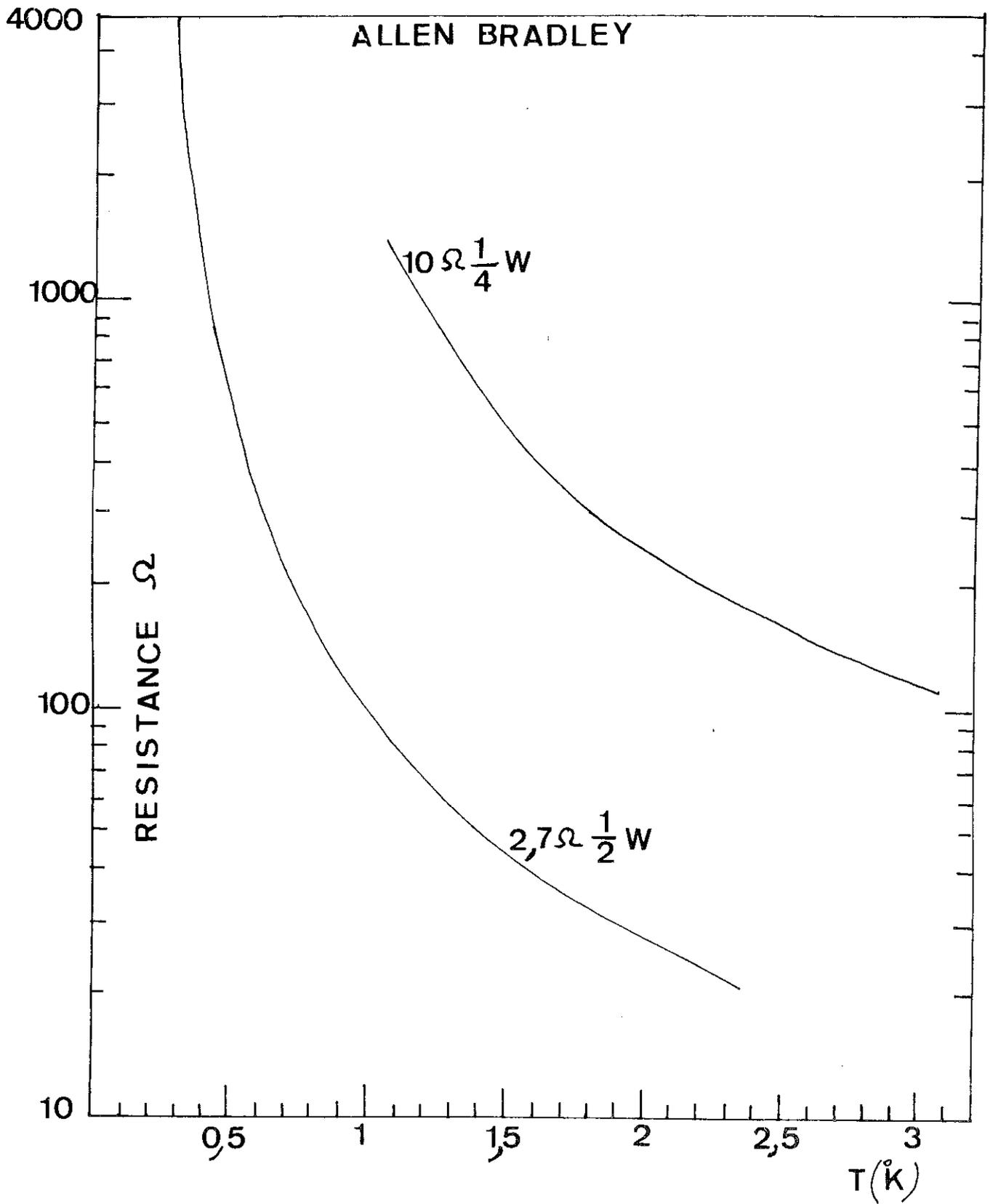


FIG. 2

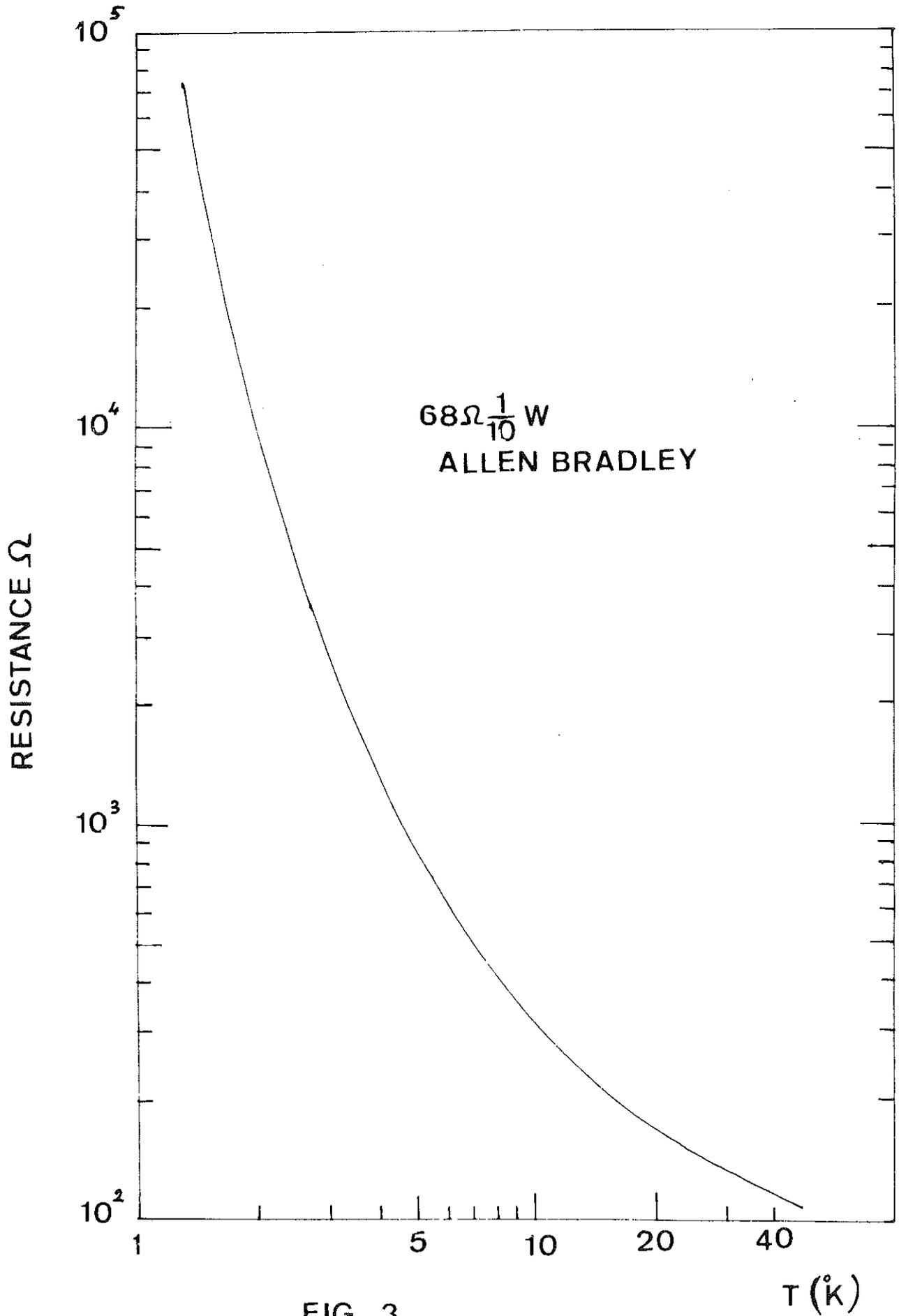


FIG. 3

T (K)

dans la résistance pour la mesure devra être plus faible d'une part, et d'autre part la résistance étant plus élevée, la mesure devra être effectuée avec un amplificateur à forte impédance d'entrée. Il faudra alors tenir compte du bruit d'entrée de l'amplificateur qui sera quelquefois de l'ordre du signal à mesurer si l'on veut une bonne sensibilité. Dans tous les cas la mesure sera "du très bas niveau".

II.1.3. Fidélité

Après plusieurs cycles en températures entre 300K, 77K et 4K, nous avons pu vérifier au laboratoire que les résistances carbone sont reproductibles à quelques mK pour des températures supérieures à 1K. Il faut cependant ne pas leur faire subir des contraintes thermiques ou mécaniques trop importantes. En dessous de 1K les erreurs de mesure et les puissances parasites dissipées dans les fortes impédances ne permettent pas d'affirmer une bonne fidélité. EDELSTEIN and K.W. MESS⁽¹⁾ donnent une stabilité de $5 \cdot 10^{-4}$ K à 0,3K et $2,5 \cdot 10^{-4}$ K à 0,1K.

II.1.4. Sensibilité aux champs magnétiques

Les mesures physiques ont souvent "comme paramètre" le champ magnétique. Il importe que la présence de ce champ ne perturbe pas sensiblement la lecture du thermomètre. C'est le cas des résistances carbone qui possèdent une magnétorésistance non négligeable pour des champs magnétiques importants. L.J. NEURINGER and Y. SHAPIRA⁽²⁾ ont montré que cette magnétorésistance ne dépend pratiquement pas du sens d'application du champ, et est sensiblement la même quelle que soit la résistance (de même valeur à la température ambiante), utilisée. Une expression de la magnétorésistance est donnée par la formule :

$$100 \left(\frac{\Delta R}{R} \right) = (5,5 + 1,8 \log_{10} R_n) H^2 / T^{1,5} \times 10^3$$

où R_n la valeur nominale de la résistance à la température ambiante, et H le champ appliqué en KOe. Cette formule permet de calculer la magnétorésistance pour des champs inférieurs

à 80K0e. Ceci a été vérifié par BELANGER⁽³⁾. On peut tracer la courbe de variation de la magnétorésistance en fonction du champ appliqué et à une température donnée - fig. 4 et 5.

II.1.5. Commodité d'emploi

Les résistances carbone ayant des dimensions assez faibles (\emptyset 2mm, l = 6mm pour une résistance 1/4W 100 Ω) sont faciles à insérer dans un montage cryogénique.

Il est en général assez facile de les mesurer si l'on ne recherche pas une très grande précision. En effet, leur grande sensibilité relative associée à une impédance moyenne (quelques K Ω) permettent la mesure dans un simple pont de Wheatstone : si l'on désire une plus grande précision, il faut avoir recours à un pont de Wheatstone alimenté en courant alternatif suivi d'un amplificateur faible bruit et d'une détection synchron.

Un autre avantage des résistances carbone est leur faible prix de revient. Il est d'autre part assez facile de trouver une loi $R(T)$ d'interpolation entre les points de mesure d'un thermomètre primaire. En prenant la formule :

$$\frac{1}{T} = a \log R + b + \frac{c}{\log R} + \frac{d}{(\log R)^2} + \frac{e}{(\log R)^3} + \dots$$

on détermine les coefficients a, b, c, d, e par une méthode des moindres carres, on obtient alors des écarts de l'ordre du mK entre la température mesurée aux points d'étalonnage et la température calculée, pour des températures supérieures à 1K.

II.2. LES RESISTANCES GERMANIUM

Ce sont des monocristaux de germanium convenablement dopés à l'arsenic ou au gallium. La résistance ainsi obtenue est montée dans un boîtier généralement en cuivre, hermétique contenant du gaz d'échange (hélium) - voir (fig.6).

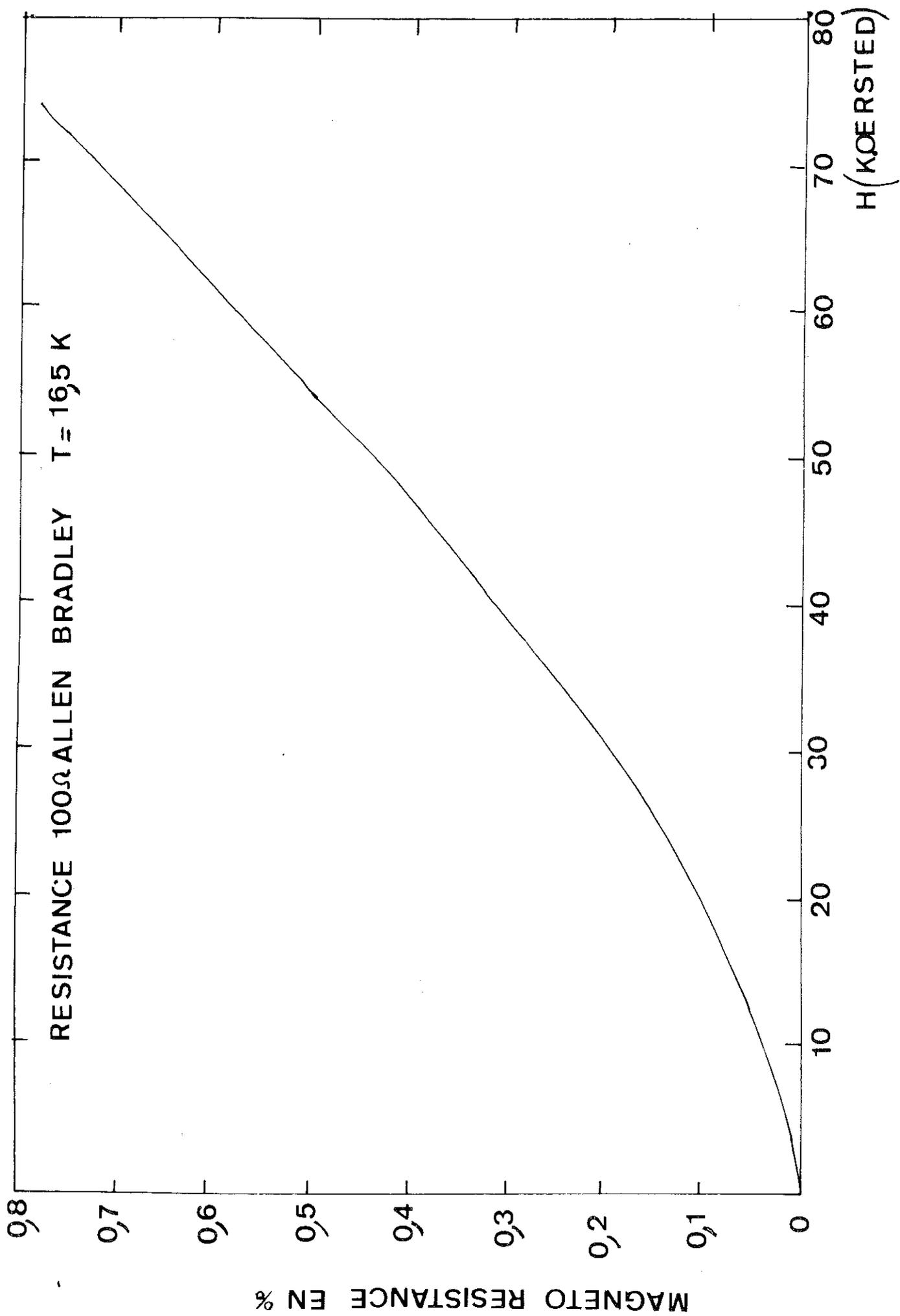


FIG. 4

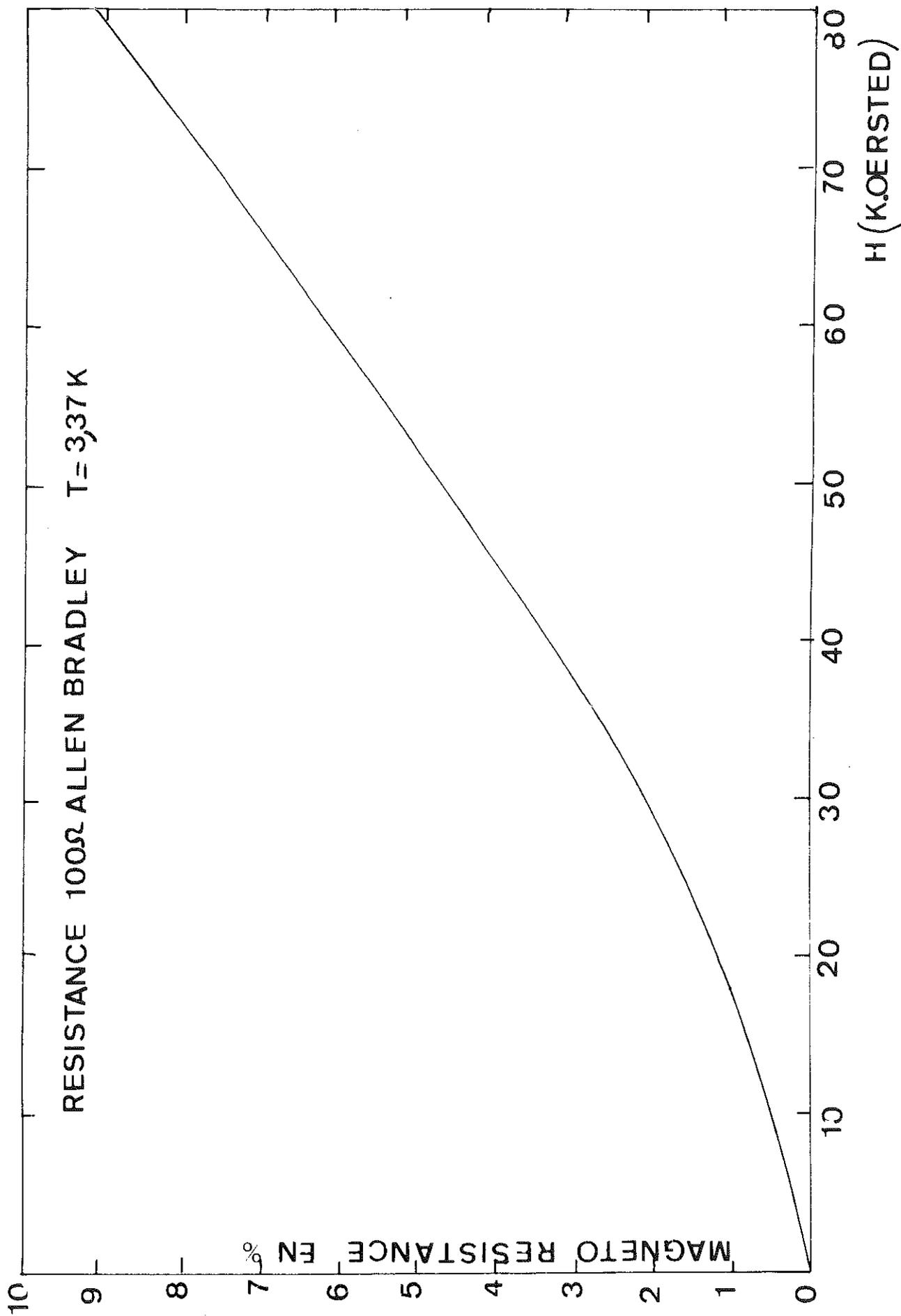


FIG. 5

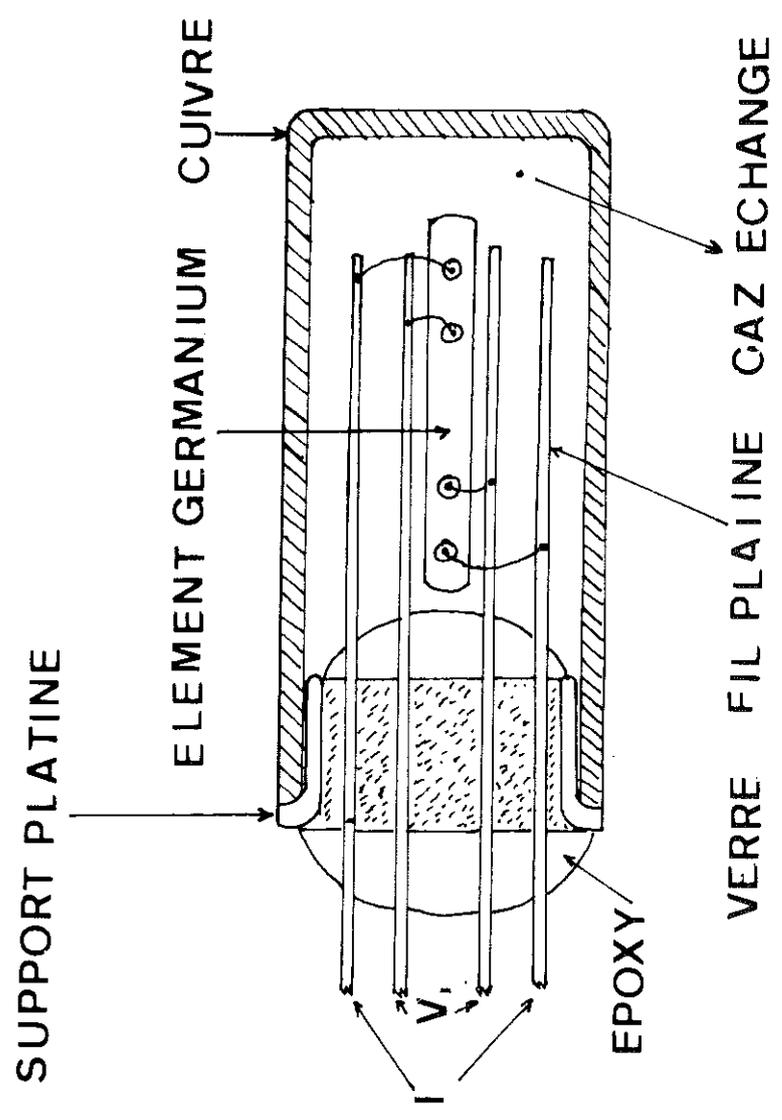


FIG.6 ECH210

D'après la constitution technologique du thermomètre, nous voyons qu'une mesure "en 4 fils s'impose".

II.2.1. Gamme de température

Le dopage du germanium détermine la résistance métallique à une certaine température, on trouve donc plusieurs types de résistances germanium en fonction du dopage correspondant à plusieurs gammes de température d'utilisation. Elles couvrent la gamme de 0,05K à 100K. Sur la figure 7 nous représentons 4 modèles de résistances germanium de Scientific Instruments.

II.2.2. Sensibilité

La sensibilité des résistances germanium varie dans de grandes proportions suivant la gamme de température considérée. A 4,2K nous trouvons des sondes avec des sensibilités variant de 20 à 10 000 Ω par K, à 20K, elles ne sont plus que de 9 à 35 Ω par K et à 77K de 0,12 à 0,3 Ω par K.

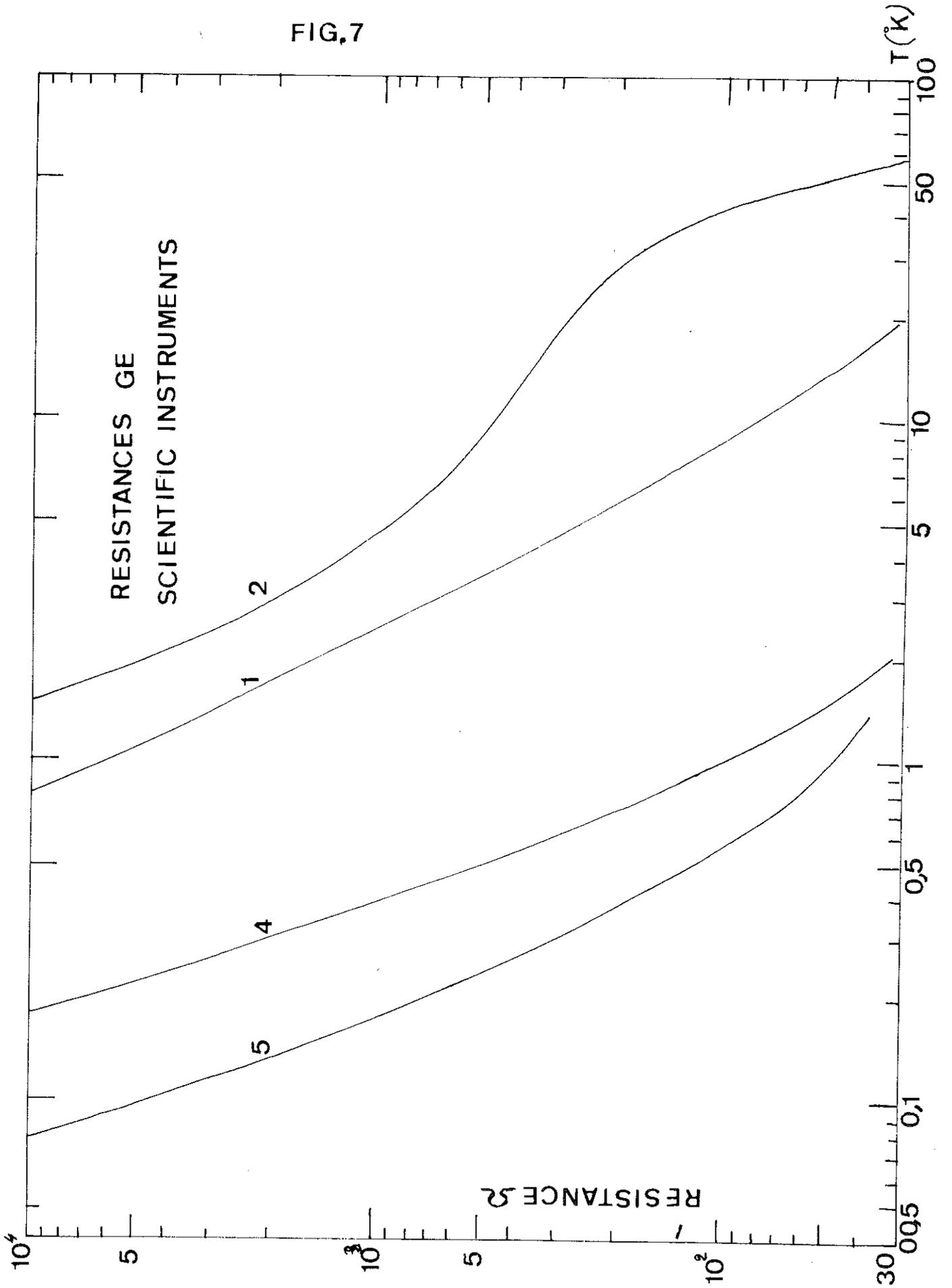
II.2.3. Fidélité

C'est probablement le principal avantage des résistances germanium. Les constructeurs vendent des thermomètres ayant une stabilité de $5 \cdot 10^{-4}$ K à 4,2K. Cette stabilité peut même atteindre 10^{-4} K pour la même température.

II.2.4. Sensibilité aux champs magnétiques

Les résistances germanium étant élaborées à partir d'un métal pur, ont une magnétorésistance très importante qui dépend également de l'orientation du thermomètre par rapport au champ magnétique appliqué (Ref. 4 et 5). La résistance d'une sonde germanium placée perpendiculairement à un champ magnétique de 5 Teslas à 4,2K varie de 100%.

FIG.7



II.2.5. Commodité d'emploi

Les résistances germanium sont appréciées principalement pour leur très haute stabilité. Ceci est intéressant dans le cas où on ne possède pas de thermomètre primaire sachant que l'on peut les acheter étalonnés en température avec un étalonnage standard correspondant au tableau suivant.

Gamme de température K	Intervalle des points de mesure	Résolution K d'étalonnage
1,5 à 5	0,25	$5 \cdot 10^{-3}$
5 à 10	0,5	10^{-2}
10 à 20	1	10^{-2}
20 à 40	2	$4 \cdot 10^{-2}$
40 à 100	3	10^{-1}

Ces thermomètres sont malheureusement à éliminer pour des mesures de température sous champ magnétique. Ils sont d'autre part relativement chers, de l'ordre de 800 F pour un thermomètre non étalonné et 2000 F pour une sonde étalonnée.

De part leur construction d'autre part, une mesure potentiométrique s'impose, et actuellement une mesure en courant continu avec tous ses inconvénients.

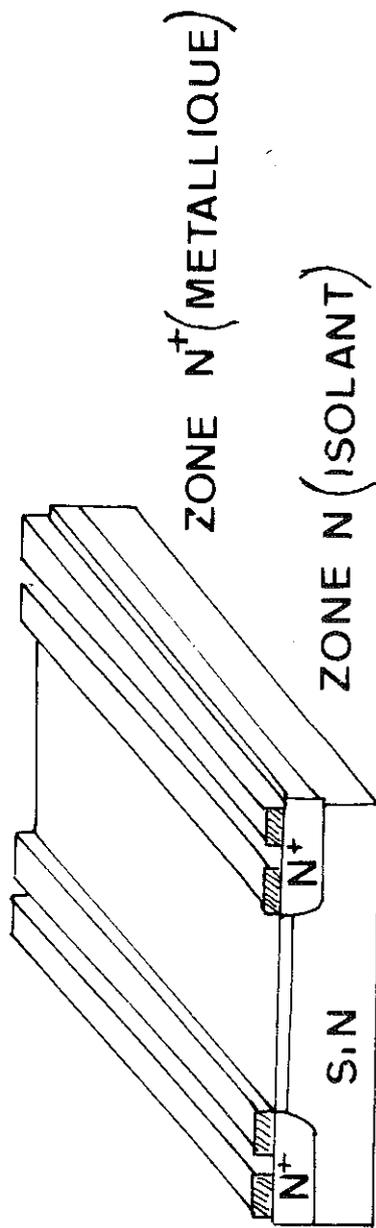
Nous pouvons dire que ce sont des thermomètres qui seront utilisés principalement en métrologie pour des mesures très précises de température.

II.3. LES RESISTANCES SILICIUM

C'est un thermomètre actuellement à l'étude au laboratoire en collaboration avec le L.E.T.I. (laboratoire d'électronique et de technologie de l'informatique). Ce capteur est une résistance obtenue par implantation d'ions de phosphore dans des monocristaux de silicium. Voir fig.8. La technique d'implantation ionique permet de faire varier la quantité de dopant par

ZONE IMPLANTEE

CONTACTS ALUMINIUM



COUPE D UNE RESISTANCE
ET SES CONTACTS

FIG.8

l'intermédiaire de deux paramètres indépendants, la dose et l'énergie des ions. Ceci entraîne une grande souplesse et une grande précision sur la valeur de la résistance. Actuellement, le montage est réalisé dans un boîtier D.I.P. mais on prévoit un autre montage de façon à améliorer les contacts thermiques et les vitesses de réponse à un brusque changement de la température.

II.3.1. Gamme de température - voir figure 9.

Avec un seul thermomètre on peut couvrir la gamme de 0,01K à 100K, la résistance étant inférieure à 1M Ω vers la plus basse température.

II.3.2. Sensibilité

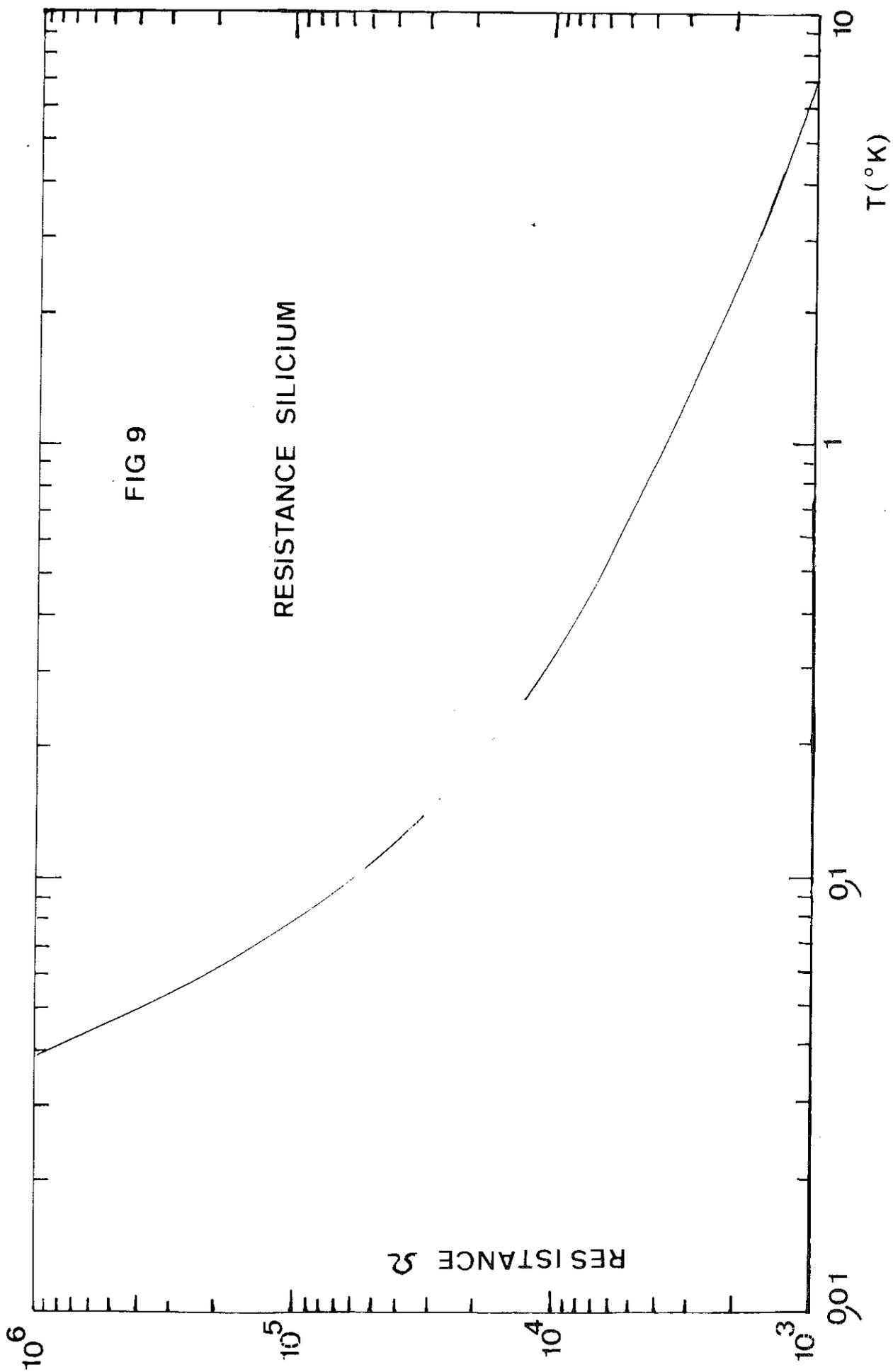
Pour une gamme de température restreinte, la technique d'implantation ionique permet d'ajuster la sensibilité du thermomètre. Sa sensibilité relative $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ peut varier de 1 à 10.

II.3.2. Fidélité

Pour l'instant, l'étude systématique de ce thermomètre n'étant pas terminée, on ne peut rien affirmer mais tout laisse à penser qu'elle sera bien meilleure que 10⁻³.

II.3.4. Sensibilité au champ magnétique

Ici encore les mesures n'ont pu être effectuées mais la magnétorésistance du silicium étant dix fois moindre que celle du germanium, la sensibilité au champ magnétique devrait être de l'ordre de celle d'une résistance carbone.



II.3.5. Commodité d'emploi

Leur technique de fabrication conduit à un prix de revient relativement faible par rapport aux résistances germanium, ce sera donc un thermomètre bon marché.

L'appareillage nécessaire à une mesure précise de la température sera une chaîne de mesure en courant alternatif soit en trois fils pour les très basses températures, soit en quatre fils pour les plus hautes températures.

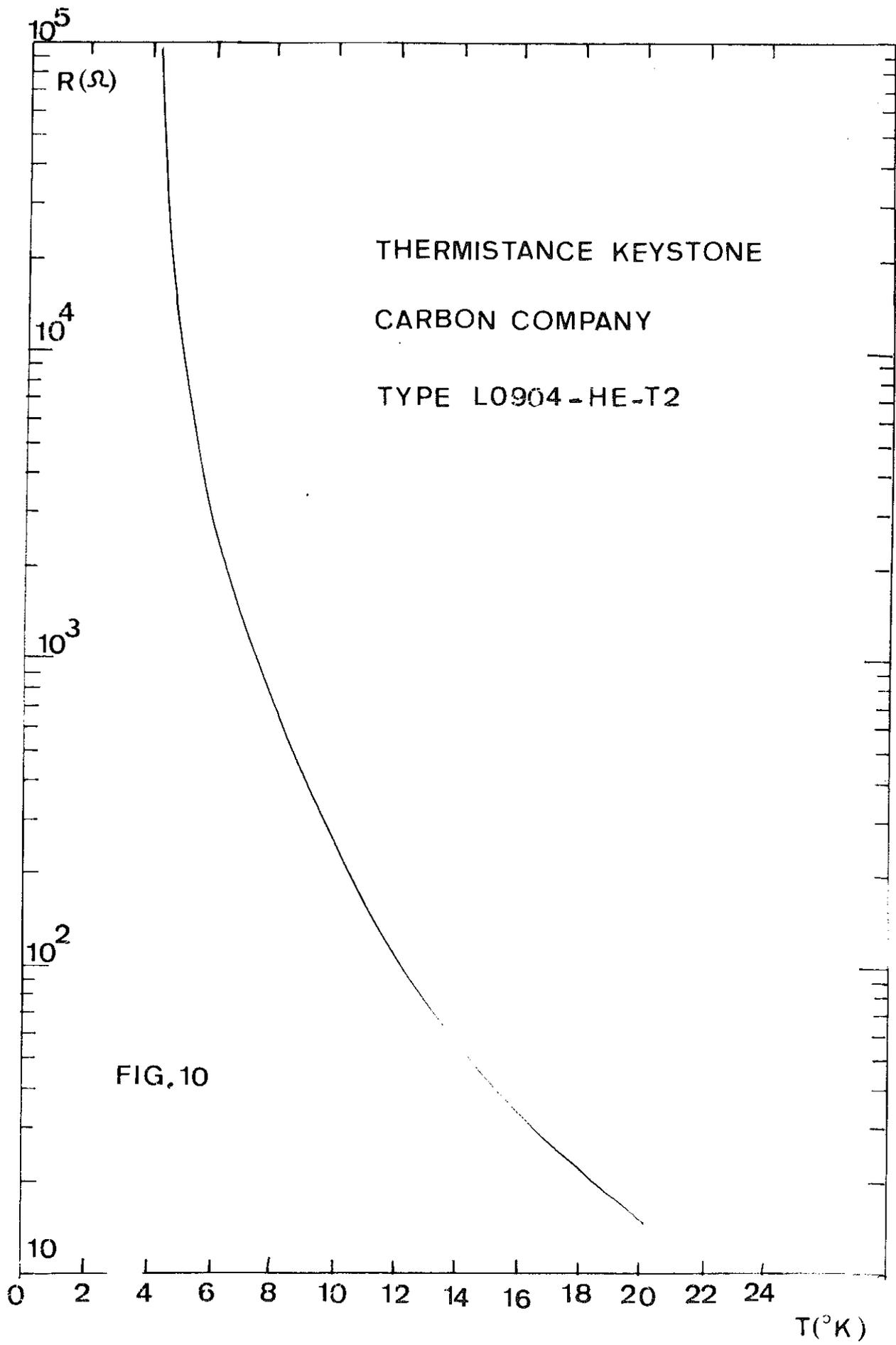
Un autre avantage de ce thermomètre est son faible temps de réponse, de l'ordre de la milliseconde, à un brusque changement de température. Par rapport aux résistances germanium dont elles conservent tous les avantages, les résistances silicium permettront de descendre plus bas en température, seront moins sensibles aux champs magnétiques, et seront beaucoup plus rapides.

II.4. LES THERMISTANCES

Les thermistances sont très peu utilisées en basses températures, mais elles peuvent avoir des applications très intéressantes. On peut les assimiler à des résistances ayant un coefficient de température négatif très important dans certaines gammes de température. Les thermistances les plus employées sont celles de la Keyston Carbone Company. Voir fig. 10.

II.4.I. Gamme de température

On trouve des thermistances couvrant à l'aide de plusieurs modèles la gamme de 4 à 300K. Le modèle que nous avons étudié couvre la gamme de 4 à 20K (type L0904 100 K He T₂ de Keyston Carbon Company). Elle se présente sous la forme d'un disque de 1mm d'épaisseur et de 2mm de diamètre, les fils de liaison en argent ont un diamètre de 2/10mm.



II.4.2. Sensibilité

Nous pouvons remarquer sur cette courbe que la sensibilité relative α de cette thermistance est très importante.

II.4.3. Fidélité

SCHLOSSER et MUNNING (ref. 7) ont montré que la thermistance considérée présente une stabilité de $5 \cdot 10^{-4}$ K à 4,2K donc de l'ordre de la fidélité d'une résistance de germanium.

II.4.4. Sensibilité aux champs magnétiques

SCHLOSSER et MUNNING ont également mesuré la variation de cette thermistance à 4,2K sous un champ magnétique de 10K0e ; elle est inférieure à 0,2mK. Pour un champ de 18K0e elle est alors de 1,5mK. On a donc une variation de 0,2% de la thermistance sous un champ de 19K0e ce qui est inférieur aux variations des résistances carbone et encore d'avantage à celles des résistances germanium.

II.4.5. Commodité d'emploi

Leur faible encombrement, leur prix relativement bas, la possibilité d'avoir de bons contacts thermiques, leur bonne stabilité, et leur faible magnéto-résistance en font un thermomètre très intéressant.

Leur mesure d'autre part ne pose pas de problème particulier.

C'est un thermomètre qui mériterait d'être plus largement utilisé en particulier pour des régulations de température entre 4 et 20K.

II.5. LES RESISTANCES DE PLATINE

On utilise la variation de résistivité du métal en fonction de la température. La résistance totale d'un métal s'exprime en $\rho = \rho_R + \rho_i$ ρ_i est un terme constant qui dépend des impuretés et des défauts du métal considérée. En première approximation ρ_T est directement proportionnel à la température jusqu'à une température de l'ordre du tiers de la température de Debye du métal. En dessous du tiers de la température de Debye il est très difficile d'utiliser une résistance métallique comme thermomètre. On utilise comme métal le platine que l'on peut avoir pur plus facilement.

II.5.1. Gamme de température

Voir figure 11.

La température de Debye du platine étant de l'ordre de 225K, le thermomètre à résistance de platine sera utilisé pour des mesures en-dessus de 20K jusqu'à 900K environ.

II.5.2. Sensibilité

La sensibilité relative $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ varie de 0,07 à 0,4. Elle est faible vers les basses températures, mais à peu près constante de 50 à 300K. Il existe une loi d'interpolation permettant de calculer la résistance à une température donnée avec quelques points d'étalonnages seulement, ceci jusqu'à 90K. En-dessous de cette température, le problème est plus complexe.

II.5.3. Fidélité

Le platine étant relativement facile à obtenir très pur avec une faible résistivité résiduelle, les

thermomètres à résistance de platine de bonne qualité sont très stables après plusieurs cycles en température.

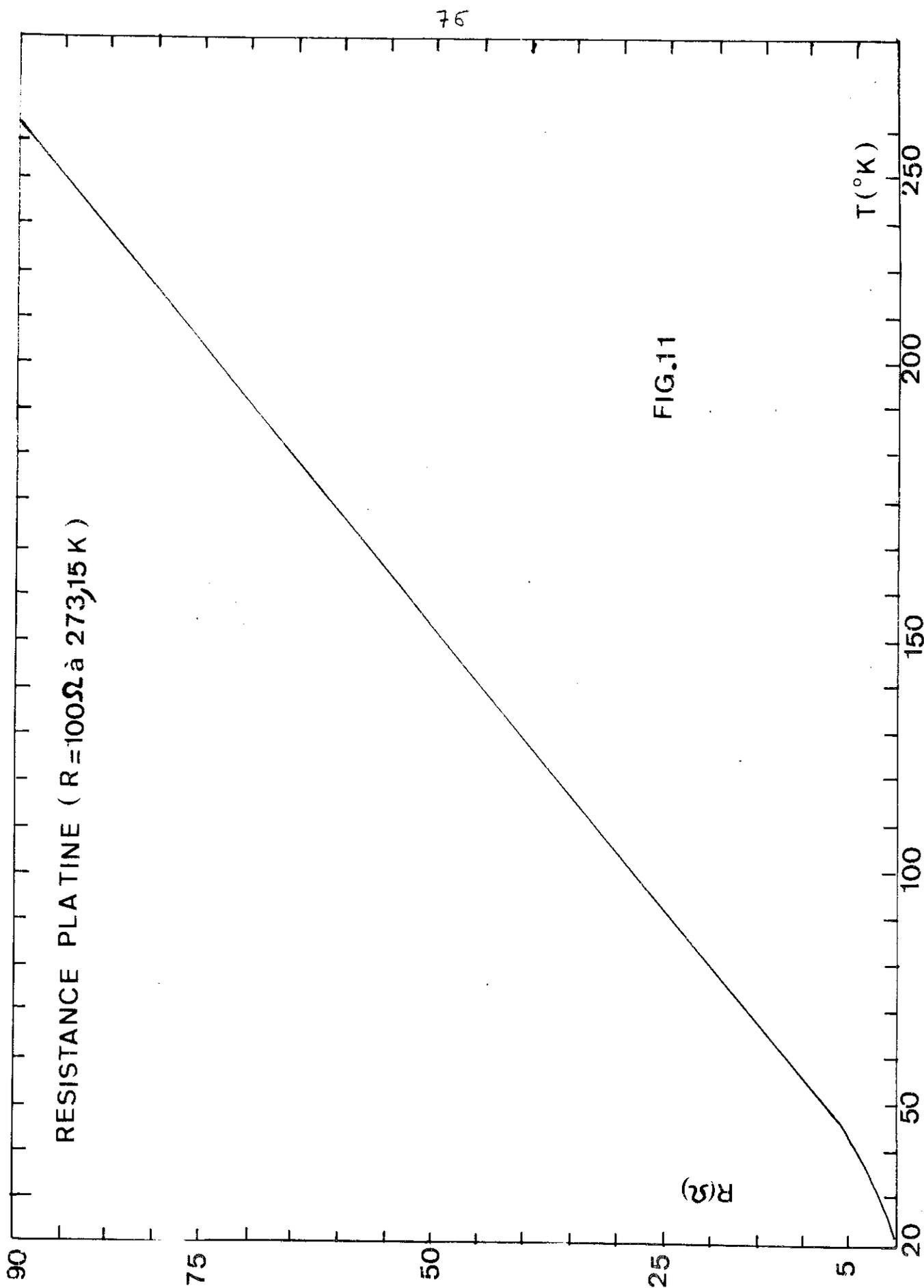
II.5.4. Sensibilité aux champs magnétiques

Les résistances de platine sont relativement sensibles au champ magnétique et leur magnétorésistance dépend de la direction du champ appliqué. Dans un champ magnétique de 50K0e à 19K, la variation de résistance est de 100%. Elles sont donc à éliminer pour des mesures de température en présence d'un champ magnétique.

II.5.5. Commodité d'emploi

Dans la gamme de températures de 20K à 300K, les résistances de platine sont du fait de leur bonne sensibilité, leur fidélité et la facilité d'étalonnage, d'un emploi aisé. On trouve maintenant des résistances de platine de très faibles dimensions, de bons contacts thermiques et de faibles inductances (30 μ H).

Cependant leur mesure précise aux très basses températures pose certains problèmes. En particulier elles présentent de faibles impédances et compte tenu des fils de liaisons assez longs et fins utilisés de l'ambiante à l'enceinte cryogénique une mesure potentiométrique s'impose. Cette méthode est onéreuse si l'on désire une bonne résolution et une bonne stabilité. Elle tend à être remplacée par une mesure de tension avec un voltmètre numérique, la résistance étant alimentée par une source de courant de référence. Si on veut une résolution supérieure au μ V, il faut utiliser le voltmètre numérique, un amplificateur continu (amplificateur galvanométrique). Il se pose alors un problème de définition et de stabilité du gain de cet amplificateur et il faut prendre d'énormes précautions pour diminuer au maximum les forces thermoélectriques. D'autre part, l'utilisation d'amplificateur galvanométrique limite le temps de réponse de la mesure,



ce qui peut être gênant dans certaines applications. On a été amené à étudier une mesure en 4 fils en courant alternatif basse fréquence pour mesurer ces résistances de platine.

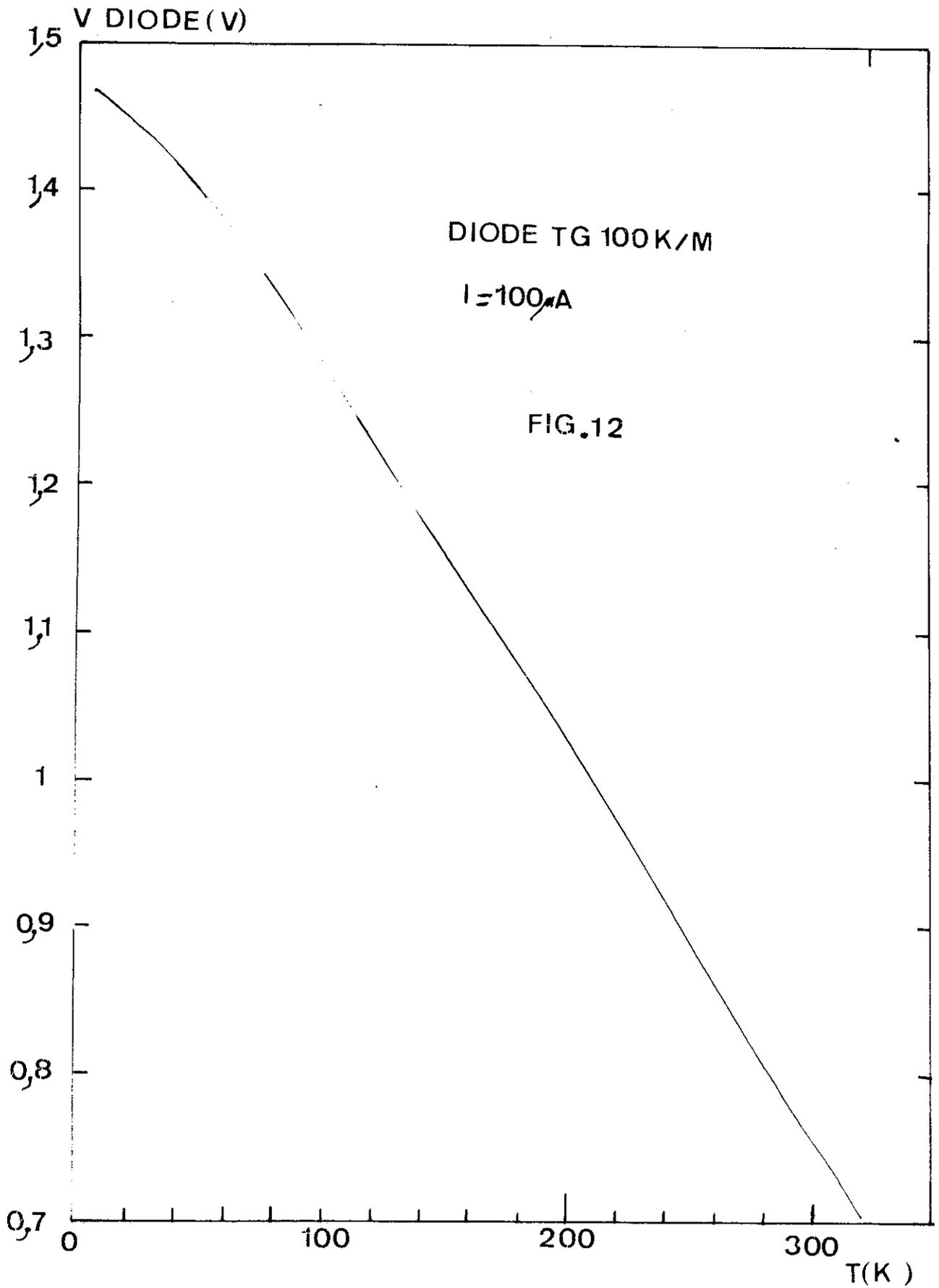
II.6. LES DIODES A ARSENURE DE GALLIUM

C'est une jonction semi-conductrice obtenue par diffusion, dont la tension de polarisation pour un courant donné varie en fonction de la température. Ces diodes fabriquées par "Lake Shore Cryotronics" sont disponibles en plusieurs boîtiers cylindriques.

type	diamètre mm	hauteur mm	matière boîtier	Particularité:
TG 100K/M	4,9	1,9	KOVAR	anode reliée au boîtier
TG 100K L/M	4,9	5,3	KOVAR	boîtier isolé mais + grande incitère thermique
TG 100 P/M	3,2	1,6	Platine	fils de liaison noyés dans un epoxy
TG 100P GR/M	3,2	8,5	Platine	le support du semi-conducteur est monté sur verre.
TG 100F P/M	1,27	0,75	pas de boîtier	Très bon contact thermique mais très fragile.

II.6.1. Gamme de température

Il est possible avec une seule diode de couvrir toute la gamme de température de 1K à 300K - voir figure 12.



II.6.2. Sensibilité

Elle dépend du courant de mesure, elle est pratiquement linéaire de 200K à 400K, elle augmente à très basse température.

Température K	I=10 μ A mV/K	I=100 μ A mV/K
4,2	4,7	6,4
10	3,1	2,5
20	1,8	1,5
77	2,3	2,2
200 à 400	2,9	2,5

II.6.3. Fidélité

Après plusieurs cycles en température entre 4,2K et 300K, les diodes à Arsenure de Gallium ont une stabilité de 5mK.

II.6.4. Sensibilité aux champs magnétiques

En présence de champ magnétique, la présence d'éléments ferro-magnétiques dans les boîtiers des diodes TG 100K peut altérer l'homogénéité du champ, il faut donc utiliser des diodes avec boîtier platine.

Comme tout semiconducteur, la diode Asga est sensible aux champs magnétiques. A 4,2K dans un champ perpendiculaire de 5 Teslas, l'erreur est de 0,5K et de 2,2K dans un champ de 10 Teslas.

II.6.5. Commodité d'emploi

Les diodes à arsenure de gallium sont très intéressantes si l'on veut mesurer une température variant de 4 à 300K à l'aide d'un seul thermomètre avec une précision de 0,1K. Leur

bonne sensibilité 2 à 5mV/K permet d'avoir un appareillage peu compliqué. Cependant leur sensibilité n'est pas à comparer avec celle d'un thermocouple car il s'agit de mesurer une variation de l'ordre du millivolt au moins par rapport à 1,5Volt au lieu d'un F.e.m. totale de quelques μV pour un thermocouple. Il faut aussi prévoir une mesure en 4 fils dont 2 pour la polarisation en courant et les deux autres pour la mesure de la tension.

On peut faire un tableau de l'appareillage nécessaire en fonction de la précision requise sur la température.

Précision sur la température	Taux de régulation du courant	Résolution de la mesure par rapport à 1,5V
1K	10^{-2}	1mV
0,1K	10^{-3}	100 μV
0,01K	10^{-4}	10 μV

Nous verrons plus loin l'appareillage construit au laboratoire pour une régulation de température de 10^{-2}K entre 1 et 300K. La résolution en température est d'ailleurs limitée par le bruit propre de la diode et sa forte impédance pour des mesures à faible courant. Avec un courant de polarisation de 100 μA le bruit de la diode se situe aux environs de 10 $\mu\text{V}\cdot\text{c}^\circ$

II.7. LES THERMOCOUPLES

On utilise le pouvoir thermoélectrique de couples de métaux usuels. Les thermocouples habituellement utilisés à l'ambiante ont des sensibilités qui deviennent beaucoup trop faibles en basse température. Deux thermocouples sont très utilisés en basse température: l'or fer/chromel et le chromel/constantan.

II.7.1. Gamme de température

Le thermocouple le plus courant or-fer/chromel couvre la gamme de température de 2 à 300K. Voici un tableau de E.e.m. d'un thermocouple Au-0,03% Fe/chromel de Johnson Matthey.

Référence à 4,21K

T° K	Fem	T° K	fem	T° K	Fem	T° K	Fem
300,5	5073	81,8	1093,7	13,28	136,4	3,5	-9,63
287	4798	77,1	1027,1	13,15	135,0	3,47	-10,06
284,7	4765	70,5	933,2	11,20	104,2	3,16	-13,98
264	4353	63,2	830,8	10,67	87,02	3,15	-14,06
251,3	4092	56,3	737,8	9,37	75,72	2,83	-18,22
249,6	4061	49,7	650,8	8,68	65,72	2,48	-22,49
231,0	3700	49,6	649,4	8,01	54,66	2,25	-25,24
209,8	3302	44,4	584,4	7,95	54,36	2,00	-28,20
209,6	3300	39,7	521,9	6,79	36,55		
173,2	2618	32,9	431,4	5,25	14,34		
172,5	2601	29,0	376,4				
154,5	2280	26,3	340,3				
130,0	1857,3	25,1	320,6				
129,5	1851,3	21,34	259,7				
101,8	1395,1	19,55	233,3				
97,4	1330,1	17,35	200,00				
87,4	1176	15,14	165,6				

Référence à 77,3

300,5	4047	209,6	2274				
287,0	3772	173,2	159 3				
284	3739	172,5	1575				
264	3327	154,5	1254				
251,3	3066	130,0	831				
249,6	3035	129,5	825,1				
231	2674	101,8	369,1				
209,8	2275	97,4	304,1				

II.7.2. Sensibilité

Pour le thermocouple considéré Au 0,03Fe/chromel, le pouvoir thermoélectrique est de $10 \mu\text{V/K}$ vers 4,2K et de $20 \mu\text{V/K}$ à 300K. Le même alliage Or-fer, mais avec de l'argent à la place du chromel donne les mêmes sensibilités vers 4K mais ne donne plus que $0,5 \mu\text{V/K}$ à 300K.

II.7.3. Fidélité

Plusieurs thermocouples construits avec du fil provenant d'une même bobine ont des différences de pouvoir thermoélectrique très faibles. Sparks et Powel donnent une stabilité de 0,2% pour un même thermocouple après plusieurs cycles en température, mais la reproductibilité d'un échantillon à l'autre entre 4 et 20K n'est que de 9%.

II.7.4. Sensibilité aux champs magnétiques

Von MIDDENDORF ⁽⁶⁾ a constaté une erreur de 25% à 4K dans un champ magnétique de 5 Teslas pour un thermocouple Or Fer/Chromel. Richards et al ont montré récemment qu'un thermocouple est indépendant du champ magnétique si le parcours des fils est isotherme à l'intérieur du champ magnétique. Ceci est une propriété intéressante mais cette dernière condition n'est pas toujours réalisable.

II.7.5. Commodité d'emploi

Un thermocouple présente l'avantage de couvrir une très large gamme de température, de 2K à 300K, il est assez reproductible en prenant certaines précautions mais son montage dans le cryostat et sa mesure précise présentent quelques difficultés.

Pour être sûr que la soudure froide est bien à la température voulue, il ne faut pas amener de chaleur par les fils de la jonction. Il faut donc bobiner une certaine longueur de fil de faible conductibilité thermique et ceci entraîne une résistance électrique et une f.e.m. parasite. Les forces

thermoélectriques sont toujours de quelques microvolts, ce qui conduit à la mesure de tensions continues bas niveau avec toutes les précautions que cela nécessite. Les câbles de liaison doivent avoir un blindage électromagnétique et électrostatique aussi bon que possible, ce qui n'est pas toujours facile à réaliser dans un cryostat. D'autre part, les raccordements à la sortie du cryostat doivent être particulièrement soignés afin d'éviter toute f.e.m. parasite. L'appareillage de mesure sera coûteux car si l'on veut mesurer la température au centième de degré près, il faut avoir des dérivés inférieures à $0,1 \mu V$ ce qui conduit à des amplificateurs peu courants.

II.8. THERMOMETRES DIVERS

Nous trouvons encore différents matériaux dont les propriétés physiques varient avec la température et peuvent être utilisés comme thermomètre, mais nous n'en retiendrons que deux qui paraissent intéressants : le thermomètre à quartz et le thermomètre capacitif.

II.8.1. Le thermomètre à quartz

Il utilise la variation de fréquence d'oscillation d'un quartz en fonction de la température. Pour un quartz de fréquence 10MHz, elles sont de l'ordre de 90hz/K dans la gamme de 270 à 400K, de 65 hz/K dans la gamme de 100 à 270K, de 35hz/K pour la gamme de 20 à 100K et de 1hz/K pour la gamme de 4 à 20K (8).

La reproductibilité serait de $3 \cdot 10^{-4}$ K par mois. L'inconvénient majeur est la grande inertie thermique du quartz.

Avec un fréquencemètre courant, la résolution de ce thermomètre se situerait vers 10^{-5} K à 300K et 10^{-2} K à 2,2K. Avec une méthode de mesure plus complexe permettant d'apprécier des variations de fréquence de 10^{-11} , on peut arriver à une résolution variant de 10^{-4} à 10^{-7} K dans la gamme de 2,2 à 400K.

II.8.2. Le thermomètre capacitif

Les condensateurs utilisés du type céramique sont obtenus par cristallisation à 1100° ou 1200°C de SrTiO_2 . On obtient ainsi un thermomètre utilisable dans la gamme de 0,025 à 300K^(9, 10).

La capacité de ces condensateurs varie linéairement de 1,1 à 5K, leur sensibilité augmente de 5K à 77K avec un coefficient de température positif, puis au-delà de 100K, le coefficient devient négatif avec une sensibilité du même ordre de grandeur. Celle-ci est de l'ordre de 250pF/K dans la région de 4,2K ; elle est très faible autour de 77K et devient encore appréciable de 0,025 à 1K.

Après plusieurs cycles en température, les condensateurs sont reproductibles à \pm 13mK. La réponse à un échelon de température est bonne puisqu'elle est de l'ordre de 14ms/K. La sensibilité à un champ magnétique est également faible, de l'ordre de \pm 1mK dans un champ magnétique de 8 Teslas. La mesure de ces condensateurs ne pose pas de problème particulier si ce n'est l'élimination ou la compensation des capacités des cables de liaison. Une application cependant peut être intéressante et peu coûteuse, ce serait un oscillateur dont l'accord dépendrait de la capacité de mesure. Il suffirait de mesurer la fréquence d'oscillation pour connaître la température. D'autre part, dans la gamme de température de 1 à 5K, la variation de la capacité étant linéaire en fonction de la température une mesure de différence de fréquence permettrait de lire directement la température.

II.8.3. Les diodes silicium

Récemment sont apparues sur le marché des diodes silicium dont la sensibilité serait plus intéressante que les diodes As-Ga mais nous n'avons pu les tester à ce jour.

III - RAPPEL SUR LES ASSERVISSEMENTS

III.1. NOTIONS D'ASSERVISSEMENT

Un système asservi a pour but de faire correspondre à une ou plusieurs grandeurs d'entrée , une ou plusieurs grandeurs de sortie. On parlera de servo-mécanisme lorsque le système comportera des éléments mécaniques actifs. Lorsque la grandeur d'entrée conserve une valeur constante il s'agit d'une régulation.

Nous nous intéresserons au cas d'une régulation où nous n'avons qu'une grandeur d'entrée : la température ; celle-ci conservant une valeur constante appelée valeur de consigne.

Soit le schéma de la figure 13 représentant le principe de cette régulation de température. Si nous ouvrons le circuit au point A, on pourrait envisager un opérateur qui suivrait les déviations de l'enregistreur et ferait correspondre une puissance convenable au chauffage afin que la sortie du préamplificateur soit toujours nulle (c'est-à-dire, température de consigne = température de l'enceinte à régler). Il est évident que ce système n'est pas très précis ni très rapide et fastidieux. Le rôle de la régulation sera d'asservir automatiquement par un moyen électronique cette puissance nécessaire en fonction du déséquilibre du préamplificateur, et ceci avec le maximum de précision et de rapidité.

Si l'on boucle le système comme indiqué sur la figure 13, on conçoit facilement qu'il y aura un retard entre l'apport de chauffage et la mesure de la température. Ceci aura pour effet de créer un phénomène de "pompage" si le gain de boucle est trop élevé. D'autre part, si nous désirons une grande précision et une réponse rapide on augmentera le gain de l'amplificateur de puissance ce qui aura pour effet d'augmenter encore les auto-oscillations. Ceci nous montre la nécessité d'une étude approfondie de la fonction de transfert du système en boucle ouverte.

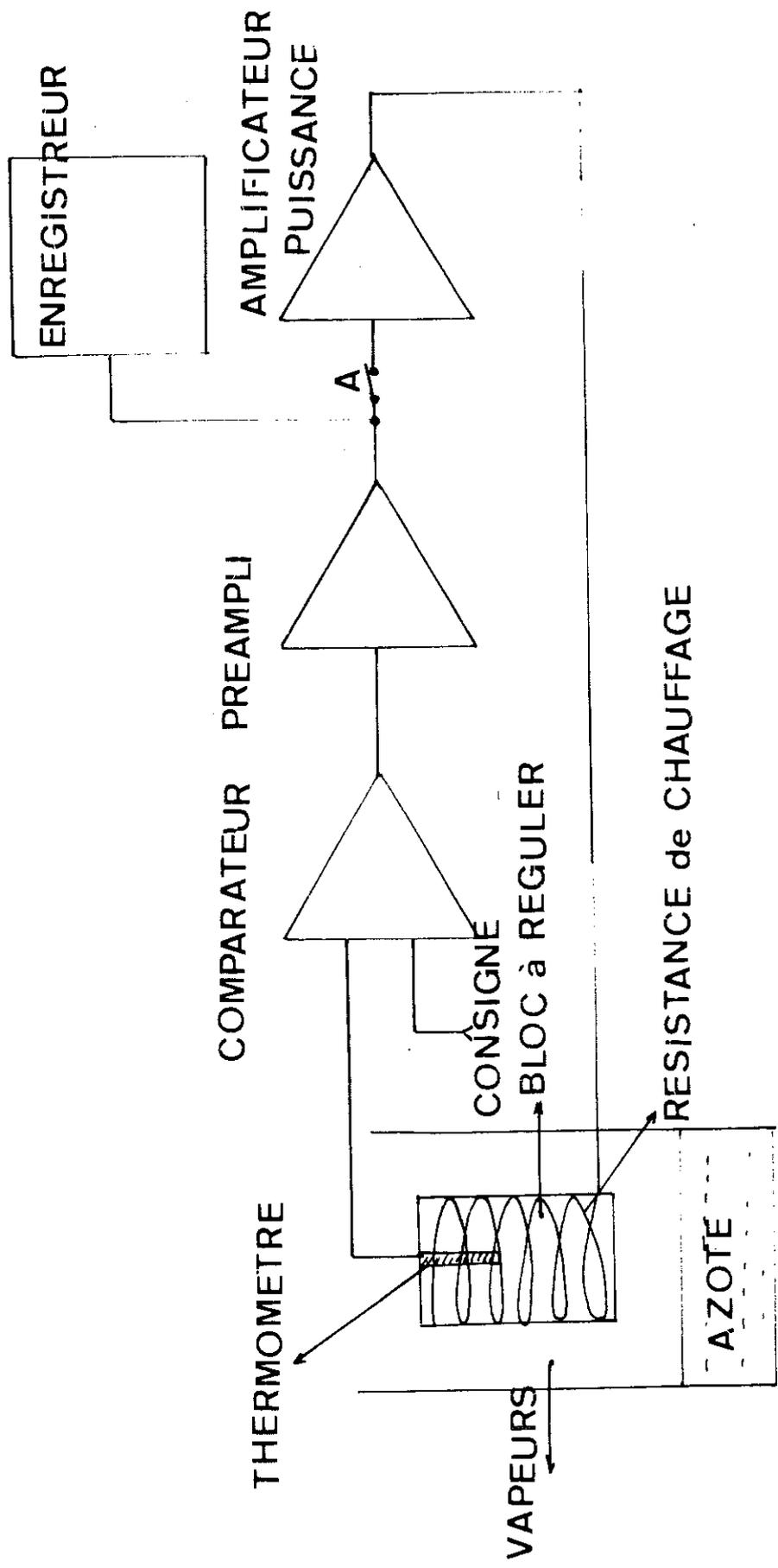


FIG. 13

III.2. PRINCIPES DE L'ANALYSE TRANSITOIRE ET DE L'ANALYSE HARMONIQUE

III.2.1. L'analyse transitoire

Nous pouvons étudier la réponse du système soumis à un signal d'entrée d'échelon unité ou une impulsion unité. L'échelon unité $V^{(t)}$ appliqué à l'entrée, figure 14(a), nous donne sa réponse indicielle $y^{(t)}$. L'impulsion unité $V'(t)$ figure 14(b), nous donne sa réponse impulsionnelle $y'^{(t)}$.

La réponse impulsionnelle du système est en fait la dérivée de sa réponse indicielle. Du point de vue expérimental il est très difficile de faire apparaître la réponse impulsionnelle d'un système, car l'impulsion unité de durée la plus courte possible par rapport au temps de réponse de la régulation à très basse température par exemple, n'est pas facilement réalisable. Les réponses transitoires de la figure 14 sont typiquement celle d'une régulation de température et nous pouvons constater qu'elle se comporte comme un filtre "passe-bas". La réponse transitoire du système nous renseigne rapidement sur son aptitude à répondre à une perturbation. On définit généralement son temps de réponse T_r comme étant celui au bout duquel sa réponse indicielle atteint la valeur $y'^{\dagger}5\%$ (voir figure 14).

III.2.2. L'analyse harmonique

C'est une méthode plus courante pour des électroniciens. Nous appliquons à l'entrée du système un signal sinusoïdal de la forme :

$$x^{(t)} = X e^{j\omega t}$$

auquel correspond en sortie le signal :

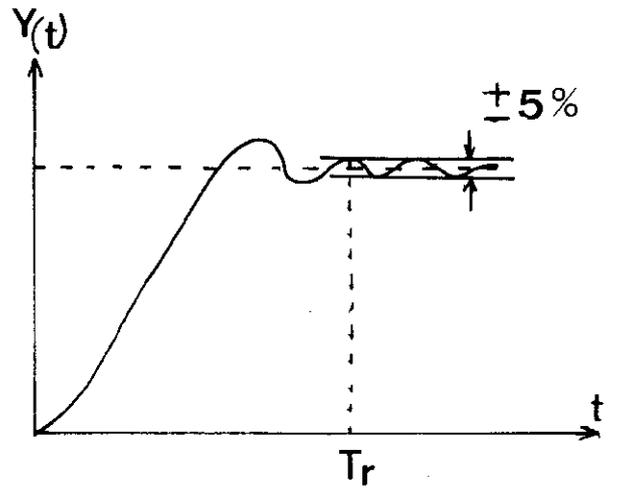
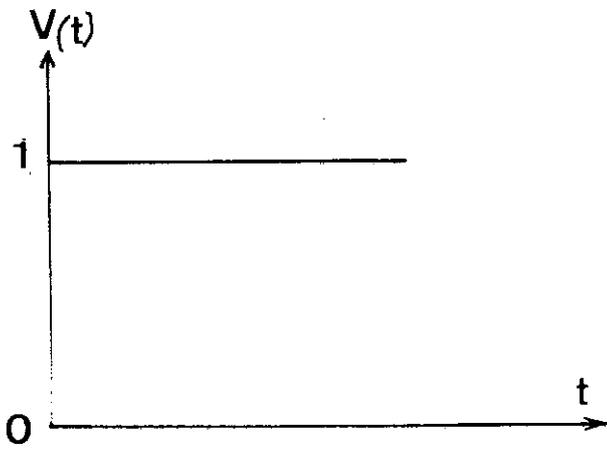
$$y^{(t)} = Y e^{j\omega t}$$

X et Y sont les amplitudes complexes des signaux.

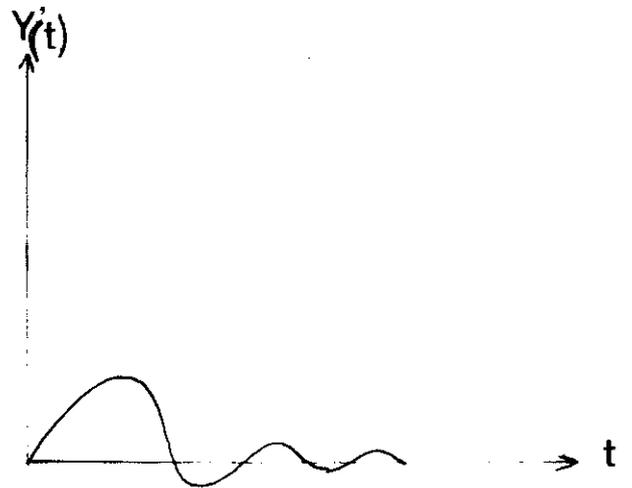
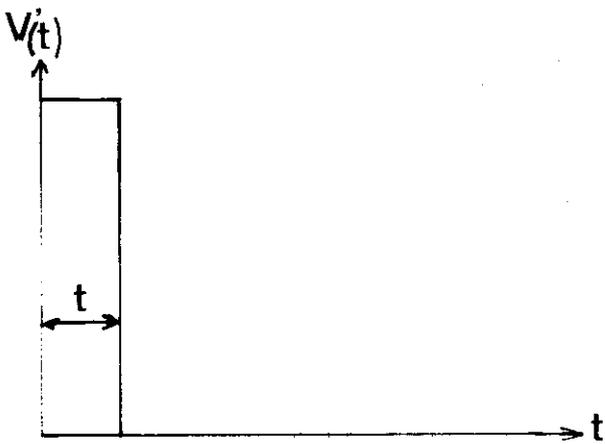
On définit alors le gain du système :

$$\frac{Y}{X} = G e^{j\varphi}$$

où φ est le déphasage des signaux d'entrée et de sortie.



ECHELON UNITE (a)



IMPULSION UNITE (b)

FIG. 14

On peut représenter les variations de $\frac{Y}{X}$ en fonction de la pulsation ω à l'aide des deux courbes de la figure 15.

Q est le facteur de surtension.

ω_r est la pulsation de résonance.

A ω_c correspond $F_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$ qui est la fréquence de coupure à 6db.

En général si $Q \leq 1,4$ (environ 3db) le système sera suffisamment stable. D'autre part les fréquences comprises entre 0 et $F_c = \frac{\omega_c}{2\pi}$ seront correctement retransmises. Il faudra donc si possible donner au système une fréquence de coupure la plus haute possible si l'on veut que le système réponde à de brusques variations de l'entrée.

On utilise souvent une relation simple reliant le temps de réponse à la pulsation de coupure :

$$\omega_c T_r \simeq \pi$$

Elle montre simplement que le temps de réponse et la bande passante du système varient en sens inverse.

III.3. ANALYSE MATHÉMATIQUE DE LA FONCTION DE TRANSFERT D'UN SYSTÈME ASSERVI

Les grandeurs d'entrée $x(t)$ et de sortie $y(t)$ d'un système linéaire à une seule entrée et une seule sortie sont liées par une équation différentielle linéaire à coefficients réels constants :

$$A_m \frac{d^m x}{dt^m} + \dots + A_1 \frac{dx}{dt} + A_0 x(t) = B_n \frac{d^n y}{dt^n} + \dots + B_1 \frac{dy}{dt} + B_0 y(t)$$

Si nous considérons le système initialement au repos, la transformée de Laplace nous permet d'écrire :

$$Y(p) = \frac{A_m p^m + \dots + A_1 p + A_0}{B_n p^n + \dots + B_1 p + B_0} X(p)$$

ou

$$Y(p) = M(p) X(p)$$

$$M(p) = \frac{A_m p^m + \dots + A_1 p + A_0}{B_n p^n + \dots + B_1 p + B_0}$$

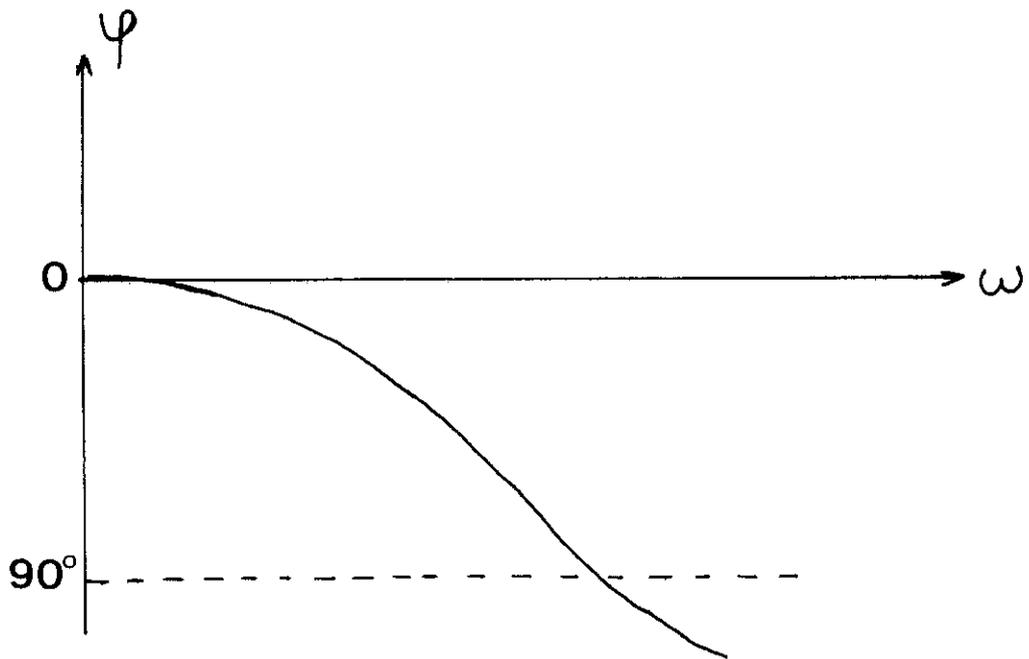
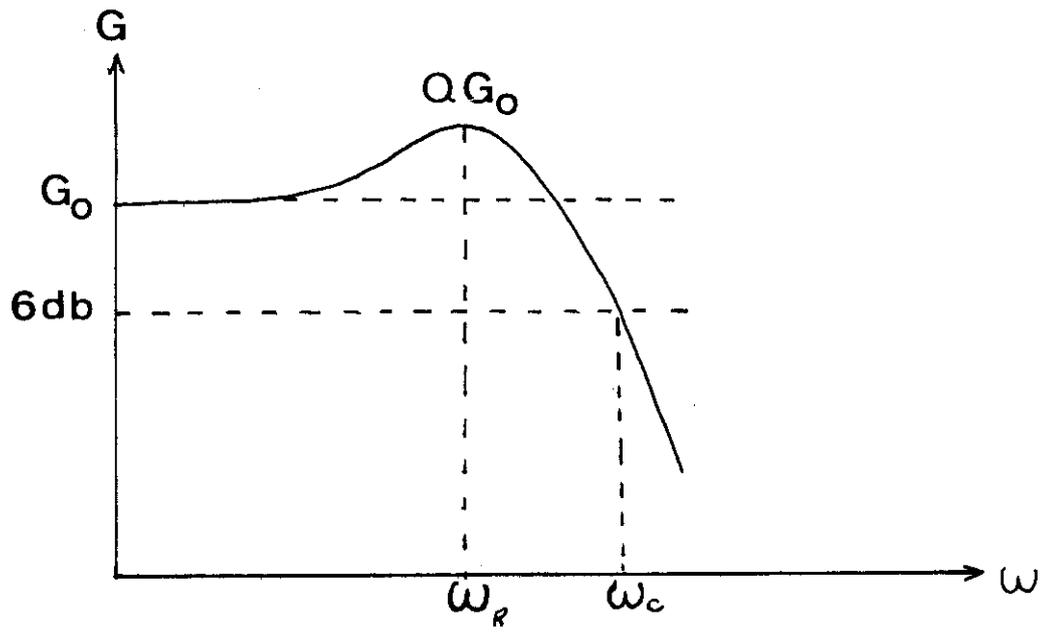


FIG.15

représente la fonction de transfert du système.

En régime harmonique l'entrée est constituée par un signal de forme :

$$x(t) = X \cos \omega t$$

La sortie est : $y(t) = G X \cos(\omega t + \varphi)$

G est le gain et φ le déphasage entrée sortie.

En notation imaginaire :

$$\begin{aligned} x(t) &= X e^{j\omega t} \\ y(t) &= Y e^{j\omega t} \\ Y &= G X e^{j\varphi} \end{aligned}$$

La sortie du système, en régime permanent harmonique est :

$$y(t) = Y e^{j\omega t} = X G e^{j\varphi} e^{j\omega t}$$

Considérant que le système est initialement au repos, on peut écrire :

$$A_m X e^{j\omega t} (j\omega)^m + \dots + A_0 X e^{j\omega t} = B_n Y e^{j\omega t} (j\omega)^n + \dots + B_0 Y e^{j\omega t}$$

On en tire :

$$\frac{Y}{X} = G e^{j\varphi} = \frac{A_m (j\omega)^m + \dots + A_1 (j\omega) + A_0}{B_n (j\omega)^n + \dots + B_1 (j\omega) + B_0}$$

Cette dernière expression montre que la fonction de transfert du système est de la forme :

$$\mu(j\omega) = G e^{j\varphi}$$

$j\omega$ a simplement remplacé p dans la fonction de transfert $\mu(p)$.

Pour l'analyse de la fonction de transfert, on utilise souvent la représentation graphique en coordonnées cartésiennes de la fonction au moyen de deux courbes, la courbe de gain et la courbe de phase en fonction de la fréquence.

Pour étudier le problème d'une manière plus générale, qualitative, on représente $\mu(j\omega)$ en coordonnées polaires. On a alors le lieu de transfert dans le plan complexe ou encore plan de NYQUIST. Celui-ci est le lieu des extrémités du vecteur

représentatif de $M(j\omega)$. Prenons par exemple le cas d'un système simple du premier ordre : la charge d'un condensateur C à travers une résistance R , figure 16.

Nous appliquons à l'entrée à $t=0$ une tension de la forme : $E(t) = a \sin \omega t$.

On peut écrire :

$$RC \frac{dV}{dt} + v(t) = a \sin \omega t = E(t)$$

On prend ; $RC = \tau$

Dans le cas de conditions initiales nulles :

$$(\tau p + 1) v(p) = E(p)$$

par suite

$$\frac{v(p)}{E(p)} = M(p) = \frac{1}{\tau p + 1}$$

ou

$$M(j\omega) = \frac{1}{1 + j\omega \tau}$$

Pour les fréquences positives, le lieu de transfert est un demi cercle de rayon $1/2$ ayant pour centre le point $c = \frac{1}{2}$ figure 16. En effet, le lieu de transfert est l'inverse de la droite d'équation $1 + j\omega \tau$. Pour les fréquences négatives, le lieu de transfert est symétrique du précédent par rapport à l'axe réel.

III.4. EQUATIONS FONDAMENTALES DES SYSTEMES ASSERVIS LINEAIRES

III.4.1. Transmittance globale

Soit le système de la figure 17(a).

$\mu(p)$ est la fonction de transfert de la chaîne directe

$\beta(p)$ est la fonction de transfert de la chaîne de réaction.

A la sortie du comparateur, on peut écrire :

$$E(p) = x(p) - \beta(p) y(p)$$

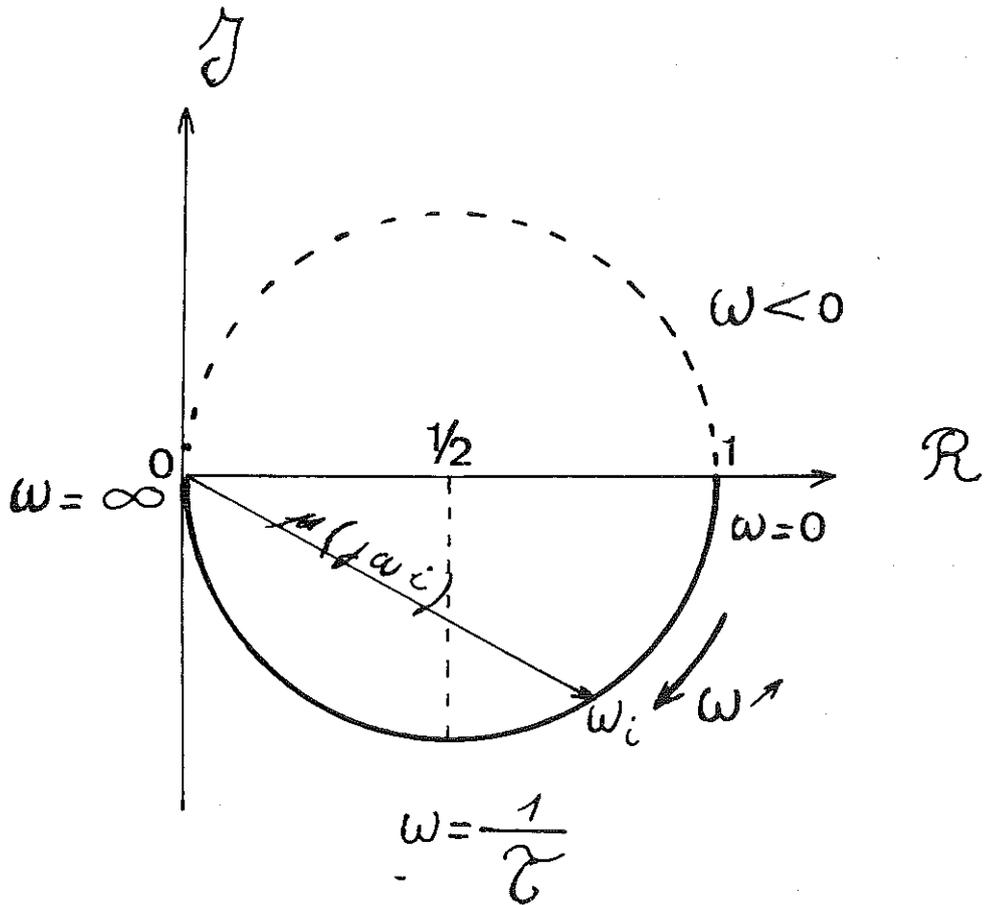
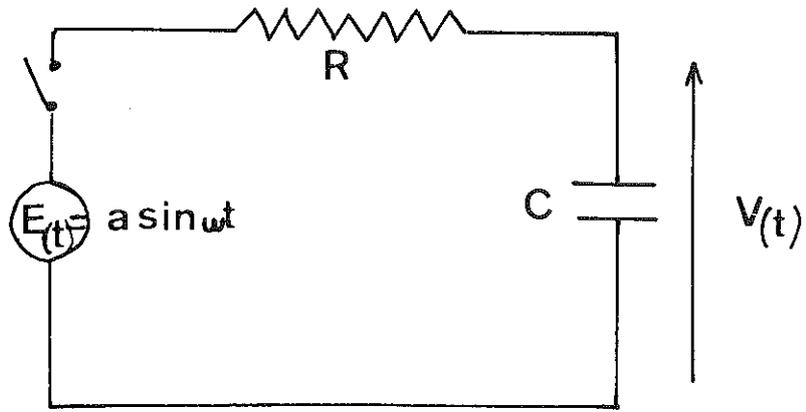


FIG.16

A la sortie de la chaîne directe nous aurons :

$$y(p) = E(p) \mu(p) = \mu(p) [\alpha(p) - \beta(p) y(p)]$$

ou plus simplement :

$$y = \mu (\alpha - \beta y)$$

d'où

$$y = \frac{\mu}{1 + \mu \beta} \alpha$$

La transmittance globale peut alors s'écrire :

$$W(p) = \frac{y(p)}{\alpha(p)} = \frac{\mu}{1 + \mu \beta} = \frac{1}{\frac{1}{\mu} + \beta}$$

en pratique $\mu(p)$ est très grand et on a :

$$W_p = \frac{1}{\beta(p)}$$

La fonction de transfert d'un système asservi à gain élevé est l'inverse de sa fonction de transfert de réaction.

III.4.2. Transmittance en boucle ouverte

Elle est définie par la relation :

$$T(p) = \mu(p) \beta(p)$$

Cette fonction de transfert pourra être déterminée expérimentalement en faisant le rapport $\frac{\beta y}{E}$ (voir figure 17b), en envoyant un signal sinusoïdal en E et en mesurant le signal de sortie en α .

Nous aurons alors pour chaque fréquence :

$$T(j\omega) = - \frac{S_2 \text{ (en } \alpha \text{)}}{E_1 \text{ (en } \gamma \text{)}}$$

Ceci nous permettra de déterminer le gain G et le déphasage φ . On trouve d'ailleurs actuellement des appareils qui permettent de déterminer rapidement ces fonctions de transfert, il s'agit de transferomètres, d'analyseur de fonction de transfert ou de wobuloscope. Les courbes de gain ou d'affaiblissement sont alors représentées en coordonnées cartésiennes, en coordonnées

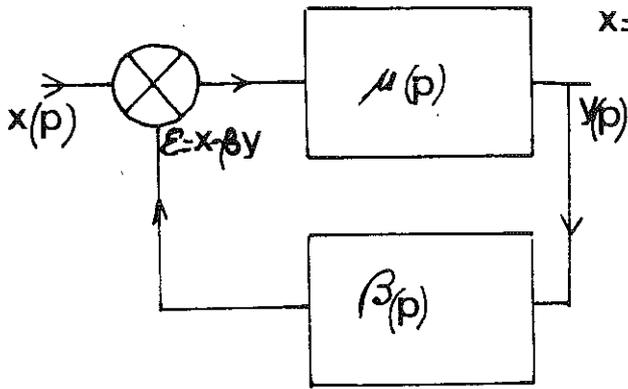


FIG 17(a)

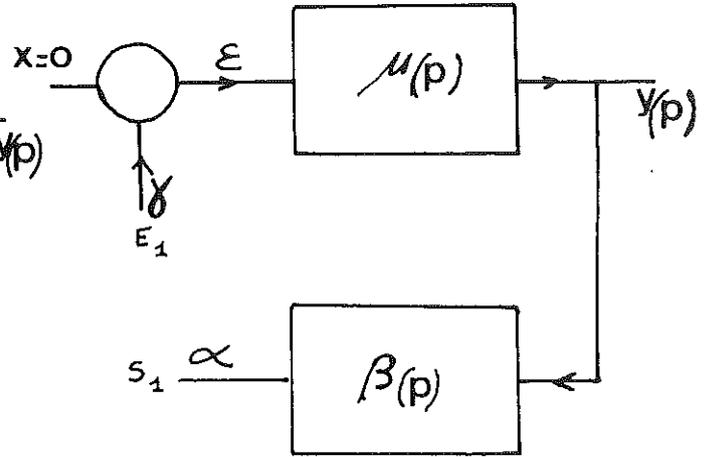


FIG 17(b)

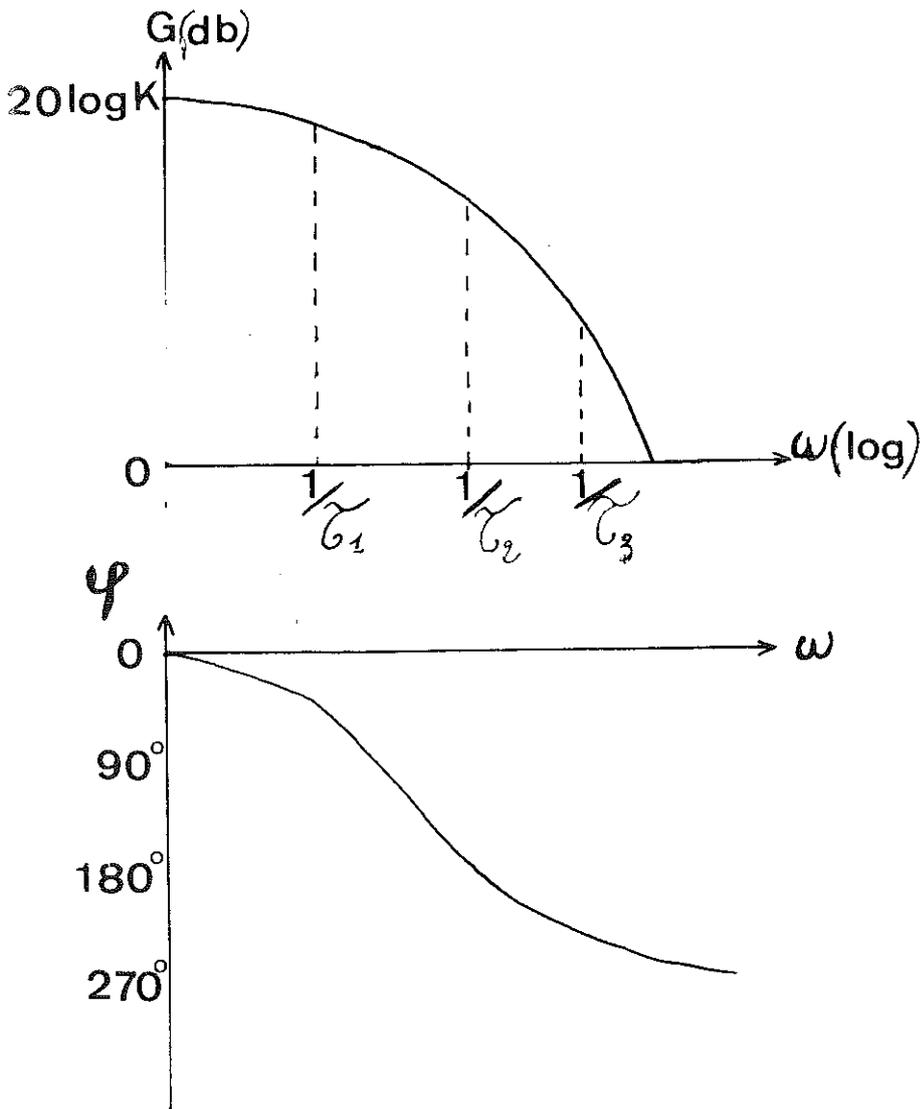


FIG 17(c)

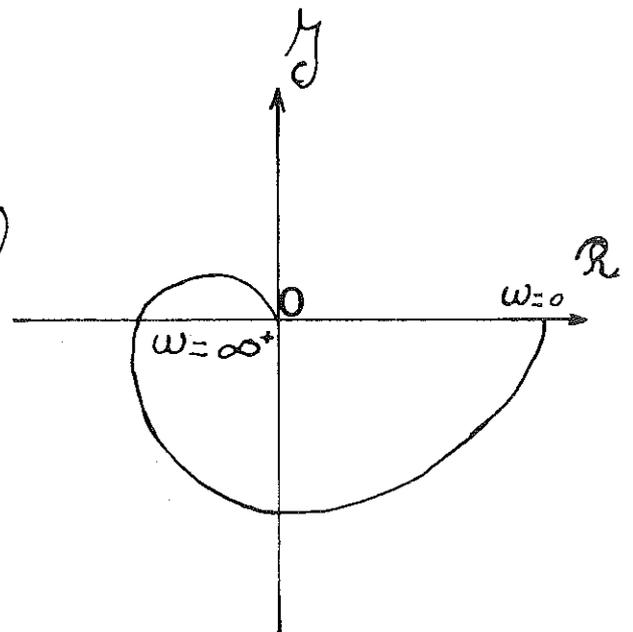


FIG 17(d)

de black ou en coordonnées polaires comme nous l'avons vu précédemment.

Exemple :

Soit un système ayant une fonction de transfert de la forme :

$$\mu(p) = \frac{K}{(z_1 p + 1)(z_2 p + 1)(z_3 p + 1)}$$

Il peut se représenter par les courbes de gain et de phase de la figure 17c, ce qui permet d'esquisser le lieu de transfert dans le plan de NYQUIST (figure 17d).

III.4.2. Détermination graphique d'une transmittance globale

Nous avons vu que la transmittance globale d'un système asservi était :

$$W(p) = \frac{\mu(p)}{1 + \mu(p) \beta(p)}$$

Or, on peut déterminer expérimentalement la transmittance en boucle ouverte :

$$T(p) = \mu(p) \beta(p)$$

On a

$$W(p) = \frac{T(p)}{1 + T(p)} \frac{1}{\beta(p)}$$

Si on détermine :

$$W_1(p) = \frac{T(p)}{1 + T(p)}$$

On aura :

$$W(p) = W_1(p) \frac{1}{\beta(p)}$$

En faisant la différence entre les courbes $W_1(p)$ et $\beta(p)$ on obtiendra $W(p)$ la transmittance globale. Si $\beta = 1$, le retour est dit unitaire.

Lorsque $\beta = \text{constante}$, les courbes $W(p)$ et $W_1(p)$ sont identiques et la courbe de gain de $W(p)$ s'obtient en faisant subir à la courbe $W_1(p)$ une translation de $-20 \log \beta$ (db). Pour une résolution graphique, on utilise généralement les abeques de

Hall ou de Black.

III.5. STABILITE D'UN SYSTEME ASSERVI

Nous savons qu'un système asservi au repos peut devenir instable si on augmente son gain de boucle.

On peut, à partir de sa fonction de transfert étudier sa stabilité. Soit la fonction :

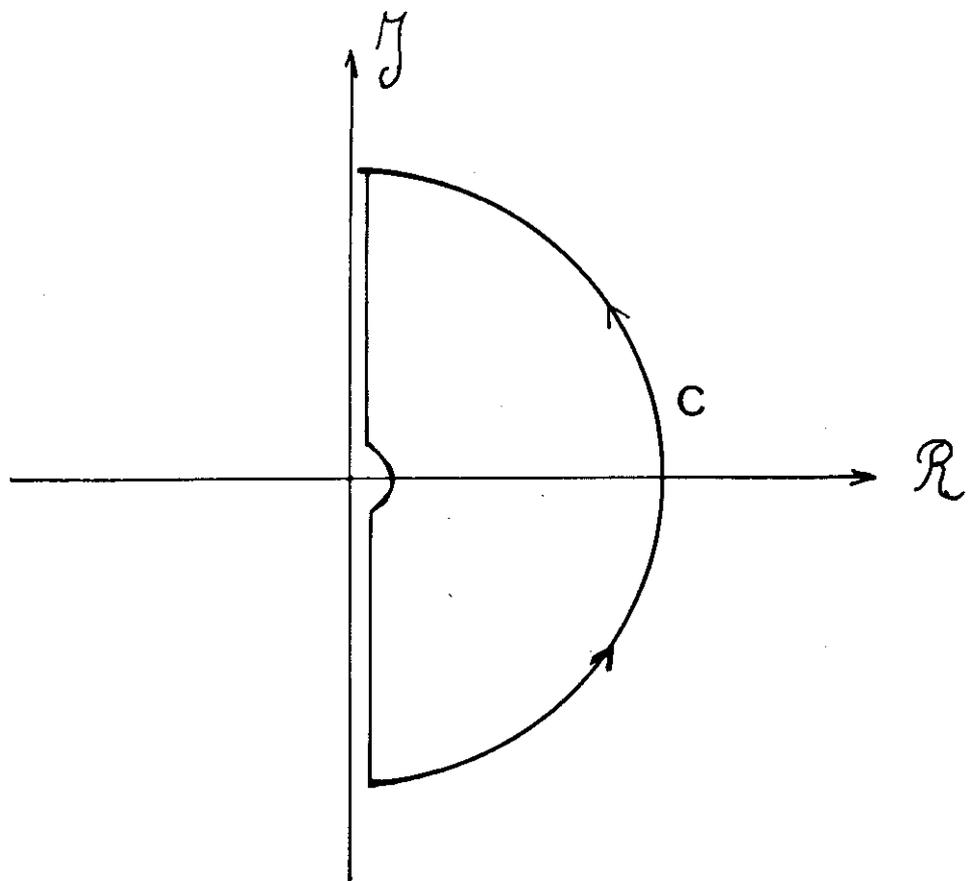
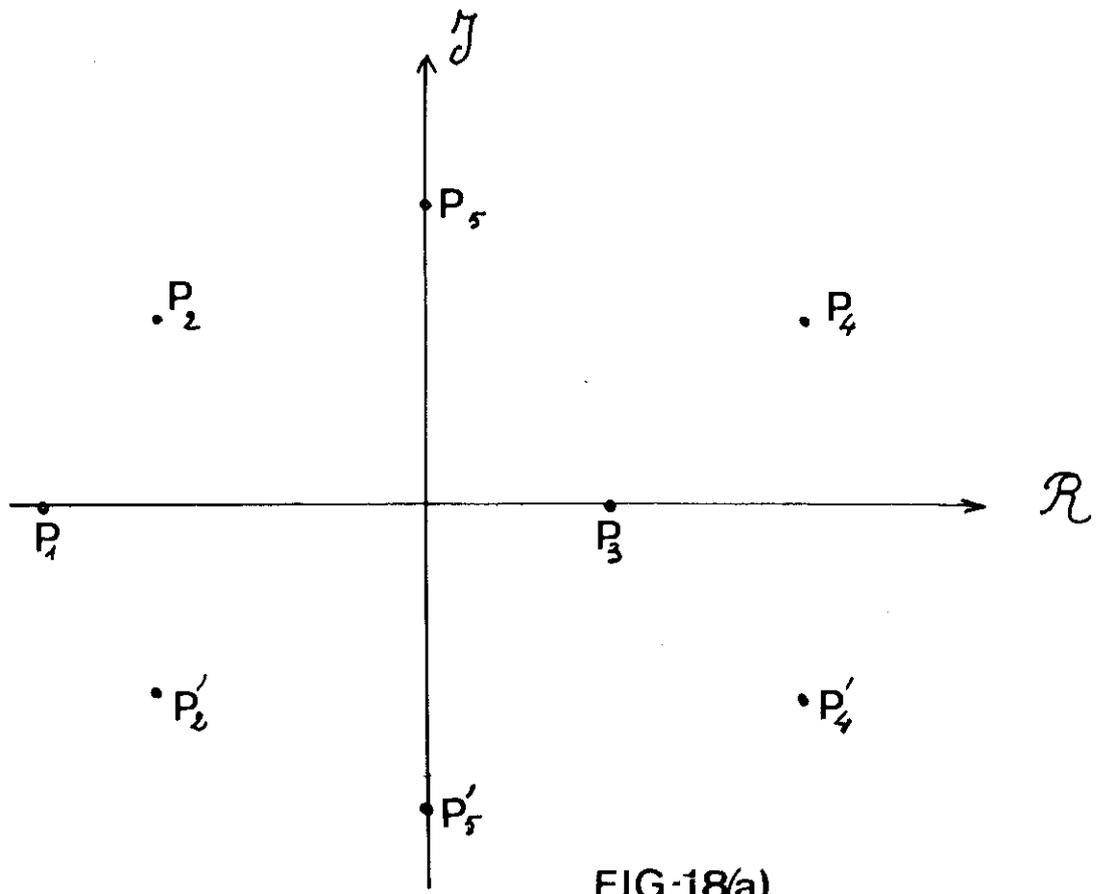
$$W(p) = \frac{M(p)}{1 + T(p)}$$

Si on lui applique à l'entrée une impulsion unité à l'entrée, on obtiendra en sortie une réponse $y(p)$ de la forme :

$$Y(p) = \frac{M(p)}{1 + T(p)}$$

Le critère de NYQUIST basé sur les théorèmes d'analyse dus à Cauchy démontre que les systèmes asservis linéaires seront stables si les racines réelles et les parties réelles des racines complexes de $1+T(p)$ sont toutes négatives. Si l'une des racines a sa partie réelle positive, le système est instable. Si nous représentons ces racines dans le plan complexe, figure 18a, l'examen des positions de ces racines permet de dire que les solutions correspondant à P_3, P_4, P'_4, P_5 et P'_5 sont instables. Au contraire, les solutions correspondant à P_1, P_2, P'_2 sont stables. Nous pouvons construire le contour d'exclusion englobant le demi plan complexe de droite de la variable P , où $1 + T_p$ ne possède pas de zéro. Ce contour comprend l'axe imaginaire, un demi-cercle de rayon infiniment grand et un demi-cercle infiniment petit centrés sur l'origine et excluant celle-ci - fig. 18 (b).

Le système sera stable si, lorsque p décrit dans le sens direct, le contour C , le point représentatif de $1+T(p)$ effectué autour de l'origine de son plan, en sens inverse un nombre N de tours égal au nombre P de pôles à partie réelle positive de $1 + T(p)$. C'est le critère de stabilité de NYQUIST.



III.5.1. Application du critère de Nyquist

Considérons une fonction de transfert de la forme :

$$T(p) = \frac{K}{(\tau_1 p + 1)(\tau_2 p + 1)(\tau_3 p + 1)}$$

Nous pouvons représenter graphiquement les courbes d'affaiblissement et de phase correspondantes, et tracer ensuite comme sur les figures 17c et d le lieu de transfert dans le plan de Nyquist.

On obtient le lieu de transfert de la figure 19 (a) et nous constatons que la transmittance $T(p)$ ne présente pas de pôle à partie réelle positive et le système sera stable. Si pour des raisons de précision on voulait augmenter le gain K on obtiendrait le lieu de transfert de la figure 17(b) sachant que les diagrammes de Nyquist relatifs à des gains différents sont homothétiques avec comme centre l'origine du plan. Le système sera alors instable parce que le vecteur $1 + T(p)$ fait un tour.

Ceci nous amènera à introduire une correction du système afin de lui conserver sa stabilité (lieu de transfert en pointillé sur la figure 19b). La correction utilisée est généralement du type à avance de phase.

Lorsque l'on veut augmenter la précision, c'est à dire diminuer ϵ en régime établi à la sortie du comparateur, on est amené à augmenter le gain K . Si l'on ne veut pas introduire des instabilités une autre méthode consiste à faire un correcteur à retard de phase ou réseau intégrateur. Ceci peut sembler paradoxal d'introduire un autre retard de phase, mais en fait l'intégrateur est calculé de façon à augmenter le gain dans un certain domaine de basse fréquence seulement. Cette dernière correction aura pour effet d'augmenter la précision sans nuire à la stabilité.

III.5.2. Condition de stabilité simplifiée

Souvent les systèmes asservis sont à déphasage minimum.

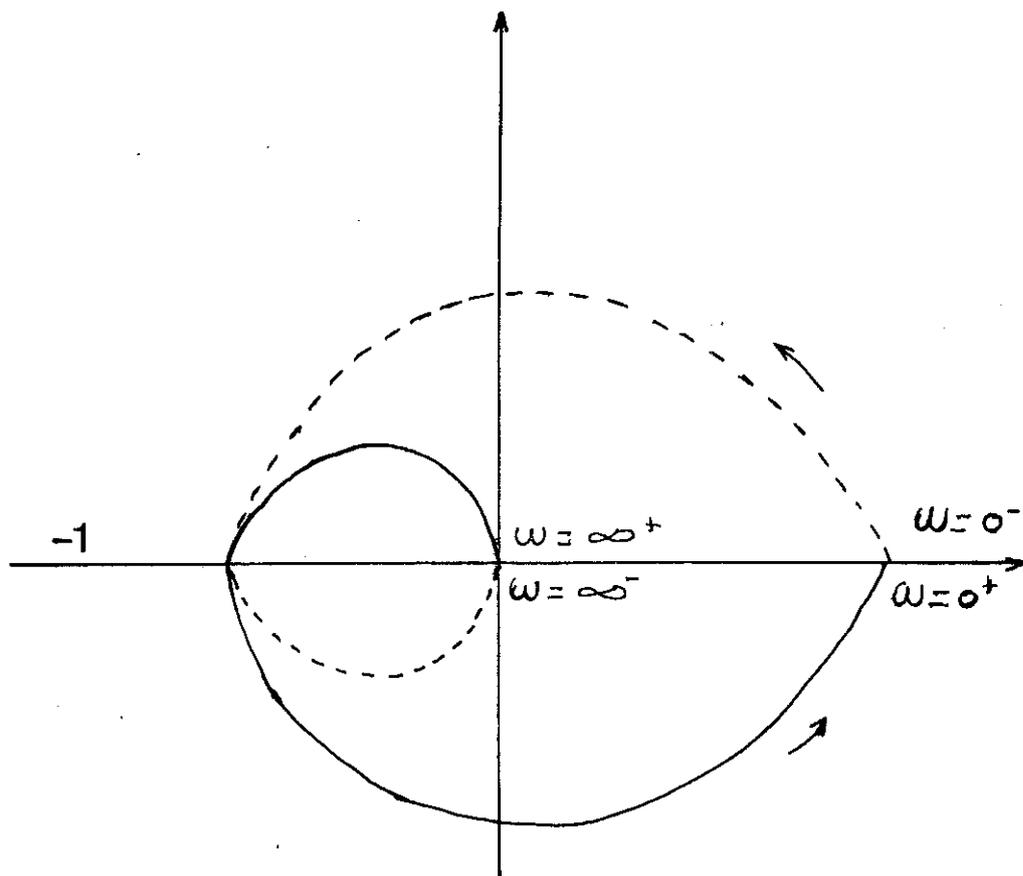


FIG 19(a)

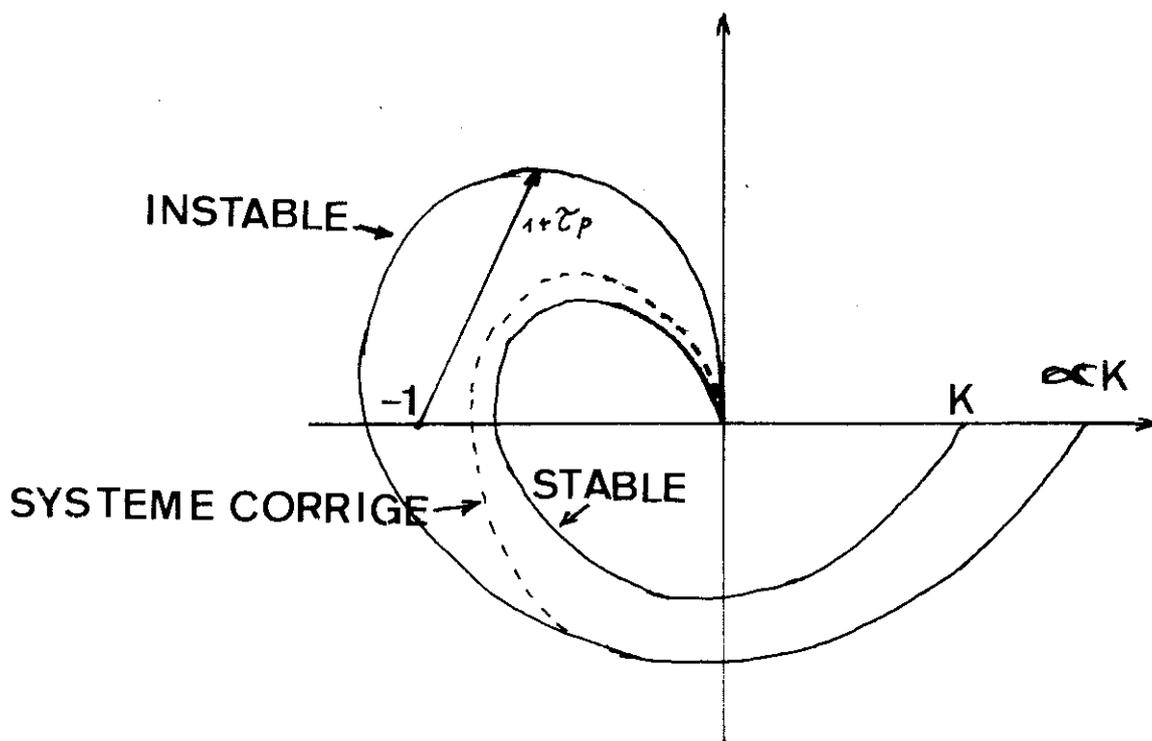


FIG 19(b)

BODE (ref. 13) a montré que pour de tels systèmes, la courbe de phase pouvait être déduite de la courbe de gain. C'est ce qui est fait habituellement et dans le cas de nos régulateurs de basses températures cette méthode est satisfaisante, bien que les systèmes thermiques ne soient pas à déphasage minimum.

On voit facilement sur un diagramme représentant G et φ d'une fonction de transfert en fonction de ω la fréquence ω_1 pour laquelle $\varphi \geq 180^\circ$. Si pour cette fréquence $G > 1$ nous n'aurons plus une réaction négative mais positive d'où oscillation. Plus simplement encore on dit que la pente de la courbe d'affaiblissement de la fonction de transfert doit être inférieure à 12db par octave dans la région comprise entre 0 et la fréquence de coupure ω_c .

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 26 - 2 - 74

Le Président de la thèse



Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

Le Président de l'Institut
National Polytechnique



Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale



