

T 0300
1969/3eC

Thèse

présentée

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Grenoble

pour obtenir

le titre de Docteur de Troisième Cycle
de Magnétisme et de Physique du Solide

par

Jean-Louis PORTESEIL

Centre National de la Recherche
Scientifique
Laboratoire d'Electrostatique
et de Physique du métal
Centre de recherches sur les
très basses températures
- BIBLIOTHEQUE -

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES AMPLIFICATEURS GALVANOMETRIQUES
A COURANT CONTINU, APPLICATION A LA REALISATION D'UN
FLUXMETRE DE GRANDE SENSIBILITE

Soutenue le 13 mai 1969

devant la Commission d'Examen

MM. L. NÉEL

Président

J. UBERSFELD

P. BRISSONNEAU

R. VERGNE

Examineurs

LISTE DES PROFESSEURS

DOYEN HONORAIRE : M. MORET

DOYEN : M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM. NEEL Louis	Chaire de Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chaire de Chimie
KRAVTCHEKOV Julien	Chaire de Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Chaire de Calcul Différentiel et Intégral
BENOIT Jean	Chaire de Radioélectricité
CHENE Marcel	Chaire de Chimie Papetière
FELICI Noël	Chaire d'Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Chaire de Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Chaire de Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Chaire de Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Chaire de Botanique
FALLOT Maurice	Chaire de Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Chaire de Mathématiques
GALVANI D.	Mathématiques
MOUSSA André	Chaire de Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chaire de Chimie Générale
SOUTIF Michel	Chaire de Physique Générale
CRAYA Antoine	Chaire d'Hydrodynamique
REULOS R.	Théorie des Champs
BESSON Jean	Chaire de Chimie
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Mlle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Chaire de Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Chaire de Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Chaire d'Electrochimie et d'Electrométallurgie
DESSAUX Georges	Chaire de Physiologie Animale
PILLET E.	Chaire de Physique Industrielle et Electrotechnique
YOCOZ Jean	Chaire de Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Chaire de Géologie Générale
GERBER R.	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
VAUQUOIS B.	Chaire de calcul électronique

PROFESSEURS TITULAIRES (Suite)

MM.	BARJON R.	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Chaire de Physique
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN Maurice	Chaire d'Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	KLEIN J.	Mathématiques
	VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chaire de Chimie
	SENGEL P. C	Chaire de Zoologie
	BARNOUD F.	Chaire de Biosynthèse de la Cellulose
	BRISSENEAU P.	Physique
	GAGNAIRE	Chaire de Chimie Physique
Mme	KOFLER L.	Botanique
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROULA J.C.	Physique
	RASSAT A.	Chaire de Chimie Systématique
	DUCROS P.	Chaire de Cristallographie Physique
	DOU Jacques	Chaire de Mécanique Appliquée I.U.T.
	ANGLES D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides
	LACAZE A.	Thermodynamique

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	GIRAUD P.	Géologie
	PERRET R.	Servomécanisme
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
	GLENAT R.	Chimie
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
	COUMES A.	Electronique
	PERRIAUX J.	Géologie et Minéralogie
	ROBERT A.	Chimie Papetière
	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	BONNET G.	Electronique
	CAUQUIS G.	Chimie Générale
	BONNETAIN L.	Chimie Minérale
	DEPOMMIER P.	Etude Nucléaire et Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul Numérique
	POLOUJADOFF M.	Electrotechnique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
	STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Atomique
Mme	KAHANE J.	Physique
	DEPORTES C.	Chimie
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
	SARROT-REYNAUD	Géologie Propédeutique
Mme	BONNIER M.J.	Chimie
	KAHANE A.	Physique Générale
	DOLIQUE J.M.	Electronique
	BRIERE G.	Physique M.P.C.
	DESRE G.	Chimie S.P.C.N.
	LAJZEROWICZ J.	Physique M.P.C.
	VALENTIN P.	Physique M.P.C.
	BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	CAUBET J.P.	Mathématiques Pures
	PAYAN J.J.	Mathématiques
Mme	BERTRANDIAS F.	Mathématiques Pures M.P.C.
	LONGEQUEUE J.P.	Physique
	NIVAT M.	Mathématiques Appliquées
	SOHM J.C.	Electrochimie
	ZADWORYN F.	Electronique
	DURAND F.	Chimie Physique
	CARLER G.	Biologie Végétale
	AUBERT G.	Physique M.P.C.
	DELPUECH J.J.	Chimie Organique
	PFISTER J.C.	Physique C.P.E.M.
	CHIBON P.	Biologie Animale
	IDELMAN S.	Physiologie Animale
	BOUVARD Maurice	Hydrologie
	RICHARD Lucien	Botanique
	PELMONT Jean	Physiologie Animale
	BLOCH D.	Electrotechnique I.P.
	BOUSSARD J. Claude	Mathématiques Appliquées I.P.
	MOREAU René	Hydraulique I.P.
	BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
	SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
	ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
	BOLLIET Louis	Informatique I.U.T.
	KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
	GERMAIN Jean-Pierre	Construction Mécanique I.U.T.
	CONTE René	Thermodynamique
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	PIERY Yvette	Biologie Animale

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK A.
CHEEKE J.
YAMADA O.
NATR Lubomir
NAYLOR Arch
SILBER Léo
NAZAKI Akihiro
RUTLEDGE Joseph
DONOHO Paul
EGGER Kurt

Mécanique des Fluides
Thermodynamique
Physique du Solide
B.M.P.V.
Physique Industrielle
Radioélectricité
Mathématiques Appliquées
Mathématiques Appliquées
Physique Générale
B.M.P.V.

Monsieur le Professeur NEEL m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider mon jury. Qu'il trouve ici l'expression de ma respectueuse reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur UBERSFELD qui a manifesté de l'intérêt pour mon travail et a bien voulu faire partie du jury.

Les conseils avisés que m'a donnés Monsieur le Professeur BRISSONNEAU m'ont été précieux. Je l'en remercie vivement.

Les entretiens que j'ai eus avec Monsieur CAZENAVE ont toujours été fructueux ; qu'il soit assuré de ma reconnaissance.

Monsieur MAX a mis à ma disposition les ressources de son laboratoire et m'a familiarisé avec les méthodes de l'électronique. Ses suggestions ont été pour moi précieuses. Je l'en remercie très sincèrement.

Monsieur VERGNE m'a fait bénéficier de son expérience de la recherche. Sans son aide quotidienne et les conseils qu'il m'a prodigués, ce travail n'aurait pu être mené à bien. Je lui adresse mes plus vifs remerciements.

Je voudrais également remercier tout le personnel du laboratoire pour l'aide qu'il m'a apportée dans la réalisation de cette thèse.

I N T R O D U C T I O N

Dans un nombre croissant d'applications, les physiciens sont amenés à étudier de très faibles signaux électriques. Parmi toutes les méthodes de mesure, les amplificateurs galvanométriques à courant continu se signalent par leur excellente stabilité à bas niveau, et ont pour cette raison, retenu l'attention de nombreux auteurs.

Nous nous proposons initialement de réaliser un intégrateur analogique destiné à des mesures de flux magnétiques. Nous avons le choix entre deux méthodes. La première consistait à intégrer directement les signaux à bas niveau; la seconde à amplifier tout d'abord ces signaux jusqu'à un niveau suffisant pour être traité par un intégrateur analogique classique.

Cela nous a amenés à reprendre complètement l'étude des amplificateurs galvanométriques à courant continu en les considérant comme une classe particulière de systèmes asservis.

Dès lors, nous nous sommes attachés à conserver les qualités du galvanomètre et à corriger ses défauts. Ce faisant, nous avons obtenu un amplificateur linéaire pouvant travailler à des gains élevés, avec une impédance d'entrée et une bande passante acceptables, et un intégrateur analogique rapide d'une exceptionnelle stabilité. Nous avons montré qu'un tel appareil était utilisable pour réaliser un fluxmètre stable et sensible.

GENERALITES SUR LES SYSTEMES ASSERVIS.

Hypothèses de départ :

Nous nous proposons d'étudier le comportement d'un système électronique qui sera décrit en détail par la suite. Pour cela, nous utiliserons dans toute la mesure du possible les résultats généraux relatifs à une classe de systèmes très large définie par les propriétés suivantes :

- une entrée pouvant accepter l'énergie sous une certaine forme ,
- une sortie pouvant, au contraire, fournir de l'énergie ,
- nous supposons de plus que les caractéristiques du système ne varient pas dans le temps ,
- et enfin, que le système est linéaire dans la zone de fonctionnement considérée.

La présence à l'entrée du système d'une grandeur E entraîne à la sortie l'apparition d'une grandeur S et dans les hypothèses qu'on vient d'énoncer, ces deux grandeurs sont reliées par une équation différentielle linéaire à coefficients constants du type :

$$a_m \frac{d^m S}{dt^m} + a_{m-1} \frac{d^{m-1} S}{dt^{m-1}} + \dots + a_1 \frac{dS}{dt} + a_0 S = b_n \frac{d^n E}{dt^n} + b_{n-1} \frac{d^{n-1} E}{dt^{n-1}} + \dots + b_1 \frac{dE}{dt} + b_0 E$$

Fonction de transfert :

Nous utiliserons dans toute la suite la notation symbolique d'Heaviside : l'opérateur dérivation par rapport au temps $\frac{d}{dt}$ est

représenté par le symbole p ; on écrira donc pX pour désigner la dérivée par rapport au temps $\frac{dX}{dt}$ d'une grandeur X . Les puissances successives de p représentant naturellement les dérivations successives, et de même les puissances de $\frac{1}{p}$ représentant les intégrations successives.

Avec cette notation, l'équation différentielle caractéristique du système devient :

$$\begin{aligned} a_m p^m S + a_{m-1} p^{m-1} S + \dots + a_1 p S + a_0 S \\ = b_n p^n E + b_{n-1} p^{n-1} E + \dots + b_1 p E + b_0 E \end{aligned}$$

On appelle fonction de transfert, ou plus correctement opérateur de transfert du système, l'expression

$$\tau(p) = \frac{S}{E} = \frac{b_n p^n + \dots + b_0}{a_m p^m + \dots + a_0}$$

obtenue symboliquement en considérant p comme un facteur multiplicatif ordinaire. Cette fonction de transfert représente la relation dynamique entre l'entrée et la sortie du système.

On voit immédiatement que, si deux systèmes sont placés en série, la fonction de transfert globale est égale au produit des fonctions de transfert.

Systèmes ouverts et bouclés :

Le système général que nous avons défini peut être utilisé tel quel, la relation entre les grandeurs d'entrée et de sortie étant définie par la fonction de transfert. Un tel système est dit ouvert ou en boucle directe.

Il est souvent très intéressant de compléter le système par une boucle dite de retour ou de contre-réaction, qui permet de comparer la grandeur de sortie avec la grandeur d'entrée, grâce à un élément comparateur différentiel. Un tel système est appelé système bouclé ou asservi.

Relation fondamentale des systèmes bouclés.

Nous considérons un système défini par sa fonction de transfert $\tau(p)$. On lui adjoint une boucle de retour, cette boucle doit nécessairement transformer la grandeur de sortie S en une grandeur E' de même nature que E et qui est comparée à E (figure 1). On appelle fonction de transfert de cette boucle l'expression

$$\tau'(p) = \frac{E'}{S} .$$

On démontre que la fonction de transfert globale du système bouclé est :

$$w(p) = \frac{\tau(p)}{1 + \tau(p) \tau'(p)} = \frac{1}{\frac{1}{\tau(p)} + \tau'(p)} .$$

Cas des systèmes ayant un gain en boucle ouverte élevé :

Nous nous intéressons maintenant à des systèmes qui, en plus des propriétés énumérées ci-dessus, possèdent un gain en boucle ouverte très élevé, c'est-à-dire

$$|\tau(p)| \gg 1 .$$

Dans ce cas l'expression de la fonction de transfert du système bouclé se simplifie et on obtient :

$$w(p) = \frac{1}{\tau'(p)} .$$

Ce dernier résultat est très intéressant car il montre que les propriétés du système global sont définies par la boucle de contre réaction uniquement, à condition que l'on puisse négliger $\frac{1}{T\tau(p)}$. Cette propriété serait rigoureuse pour un système idéal ayant un gain en boucle ouverte infini ; pour un système réel, les écarts à la perfection seront proportionnels à $\frac{1}{T\tau(p)}$.

Nous voyons qu'il est souhaitable d'avoir un gain en boucle ouverte aussi élevé que possible. Ainsi, les grandeurs d'entrée et de sortie du système sont reliées par une relation indépendante des caractéristiques de la boucle directe. On peut donner à cette relation la forme voulue ; il suffit pour cela de savoir réaliser la boucle de retour ayant la fonction de transfert $\tau'(p)$. On peut alors, soit commander la grandeur S par la grandeur E, soit étudier la grandeur E connaissant S. C'est à ce dernier aspect que nous allons nous intéresser.

L'AMPLIFICATEUR A PHOTOCELLES et les APPAREILS QUI EN DERIVENT.

L'appareil de base : l'amplificateur à photocellules :

Cet appareil semble avoir été imaginé par R.F. Edgar, il a été amélioré par la suite par de nombreux auteurs. Nous nous contentons ici de rappeler son principe.

L'organe détecteur est un galvanomètre aux bornes duquel on applique la tension à étudier. La déviation du cadre se traduit par le déplacement d'un spot lumineux sur un récepteur photoélectrique qui peut être soit une photocellule différentielle, soit deux photocellules montées en opposition, soit encore deux photomultiplicateurs. On obtient à la sortie de cet étage un signal électrique que l'on peut amplifier, ce qui donne finalement une tension proportionnelle à la déviation du cadre tant que celle-ci reste suffisamment petite. (figure 2).

Fonction de transfert de l'amplificateur à photocellules.

Dans toute la suite, nous appellerons :

- T la constante de torsion de la suspension du galvanomètre
- f l'amortissement mécanique du cadre du galvanomètre
- I son moment d'inertie
- ρ la résistance électrique du cadre du galvanomètre
- λ son inductance
- ϕ_0 le flux dans l'entrefer
- θ la déviation du cadre
- V_1 la tension aux bornes du galvanomètre
- i_1 l'intensité passant dans le cadre
- U la tension de sortie de l'amplificateur à photocellules.

On peut considérer que l'amplificateur est constitué par deux systèmes en série : le galvanomètre d'une part, l'ensemble formé par le récepteur photoélectrique et les étages d'amplification d'autre part. Nous allons donc écrire les fonctions de transfert $\tau_1(p)$ et $\tau_2(p)$

de ces deux systèmes.

Le mouvement du cadre du galvanomètre est représenté par deux équations différentielles, qui s'écrivent en notation symbolique :

$$I_p \ddot{\theta} + f p \dot{\theta} + r \theta = \phi_0 i_1 \quad (\text{équation mécanique})$$

$$V_1 = \rho i_1 + \lambda p i_1 + \phi_0 p \theta \quad (\text{équation électrique})$$

L'élimination de i_1 entre ces deux équations conduit à la relation

$$\frac{\lambda I}{\rho} p^3 \theta + \left(\frac{f \lambda}{\rho} + I \right) p^2 \theta + \left(f + \frac{\lambda r}{\rho} + \frac{\phi_0^2}{\rho} \right) p \theta + r \theta = \frac{\phi_0}{\rho} V_1$$

d'où l'on déduit immédiatement

$$\tau_1(p) = \frac{\theta}{V_1} = \frac{\phi_0}{\lambda I p^3 + (f \lambda + \rho I) p^2 + (f \rho + \lambda r + \phi_0^2) p + r \rho}$$

Pour déterminer $\tau_2(p)$, nous supposons que les cellules et les divers étages d'amplification sont assez rapides pour que leur action sur le signal se réduise à une amplification pure dans toute la gamme des fréquences utilisées. Cette condition est d'ailleurs assez difficile à satisfaire pratiquement.

On peut alors écrire qu'il y a proportionnalité entre la tension de sortie et la déviation du cadre :

$$U = G \theta$$

d'où : $\tau_2(p) = \frac{U}{\theta} = G.$

Nous pouvons maintenant écrire la fonction de transfert de l'amplificateur à photocellules sous la forme

$$\tau(p) = \frac{U}{V_1} = \frac{U}{\theta} \frac{\theta}{V_1} = \tau_1(p) \tau_2(p) = \frac{\phi_0 G}{\lambda I p^3 + (f\lambda + pI)p^2 + (fp + \lambda\Gamma + \phi_0^2)p + \Gamma p}$$

Le comportement dynamique de l'appareil est déterminé par les caractéristiques du galvanomètre. La tension de sortie ne suit fidèlement les variations de la tension d'entrée que dans une gamme de fréquences assez faibles, de quelques hertz au plus.

Le gain statique en boucle ouverte, $\frac{\theta_0 G}{\Gamma p}$, est très élevé ; pour l'appareil qui sera décrit plus loin il peut être supérieur à 10^9 . Aux fréquences élevées le gain en boucle ouverte diminue rapidement.

Le dispositif décrit ci-dessus peut être utilisé tel quel, par exemple pour augmenter la sensibilité de lecture d'un déplacement de spot. Mais, grâce aux valeurs élevées du gain, on peut l'utiliser de façon plus intéressante par l'introduction de boucles de retour appropriées ; c'est ce que nous allons maintenant étudier.

Introduction d'une contre-réaction : expression générale :

Pour effectuer une contre-réaction sur le galvanomètre, nous utiliserons le procédé suivant : un réseau de contre-réaction fournit un courant de contre-réaction i_2 lié à la tension de sortie U par la relation

$$i_2 = \tau'_1(p) U .$$

Le courant i_2 passe dans une résistance R placée aux bornes du galvanomètre (voir figure 3) ; on obtient ainsi aux bornes du galvanomètre, et en opposition avec V_1 , une tension de contre-réaction V'_1 égale à

$$V'_1 = R i_2 = R \tau'_1(p) U .$$

La fonction de transfert de la boucle de contre-réaction est alors égale à

$$\tau'(p) = \frac{V'_1}{U} = R\tau'_1(p) .$$

On peut maintenant déterminer la fonction de transfert de l'amplificateur bouclé. Pour cela, on pourrait résoudre le système d'équations différentielles qui régissent le système, mais il est plus commode d'employer la formule générale des systèmes bouclés. Pour l'application de cette formule il faut tenir compte du fait que la résistance du circuit galvanométrique n'est plus ρ comme précédemment mais $\rho + R$ que l'on pose égal à b . On obtient immédiatement

$$w(p) = \frac{\tau(p)}{1 + \tau(p)\tau'(p)} = \frac{\phi_0 G/b}{\frac{\lambda I}{b} p^3 + \left(\frac{\lambda f}{b} + 1\right) p^2 + \left(f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_0^2}{b}\right) p + \Gamma + \frac{\phi_0 G}{b} R\tau'_1(p)}$$

ce qui est l'expression générale de la fonction de transfert de l'amplificateur à photodétection bouclé.

Principes d'obtention d'une fonction de transfert donnée :

On remarque sur l'expression précédente un résultat annoncé plus haut : les termes dépendant de la boucle directe, c'est-à-dire du galvanomètre, ont une importance relative qui varie comme l'inverse du gain en boucle ouverte $\frac{\phi_0 G}{\Gamma b}$. A la limite où ce gain peut être considéré comme infini, l'expression se simplifie et on obtient

$$w(p) = \frac{1}{R\tau'_1(p)}$$

Les caractéristiques du système bouclé ne dépendent alors que de la boucle de retour. En pratique, le gain étant grand mais non infini, la fonction de transfert réelle sera égale à la fonction de transfert théorique dans une plage de fréquences d'autant plus grande que le gain sera plus élevé. On pourra donc obtenir une fonction de transfert quelconque à la seule condition de savoir réaliser la boucle de contre-réaction correspondante.

Pour différentes raisons (bruit et stabilité en particulier) on ne peut pas augmenter à volonté le gain de la boucle directe, il se peut alors que l'approximation de la fonction de transfert théorique ne soit pas aussi bonne qu'on pourrait le désirer. C'est pourquoi nous avons cherché à diminuer d'une autre façon l'importance des termes dépendant du galvanomètre : le principe de cette correction consiste à introduire en plus de la boucle de retour principale, d'autres boucles de retour dont le rôle est précisément de diminuer les termes indésirables dans la fonction de transfert.

Cherchons la forme des fonctions de transfert de ces nouvelles boucles. On voit sur l'expression de $w(p)$ que les termes à éliminer sont

$$r. (f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_0^2}{b})p, (\frac{\lambda f}{b} + I)p^2, \frac{\lambda I}{b}p^3.$$

Il faut donc leur ajouter des termes où p^0 , p , p^2 et p^3 sont affectés de coefficients négatifs. Pour cela on doit réaliser dans le cas général quatre boucles de retour fournissant quatre courants j_2, j'_2, j''_2, j'''_2 tels que

$$j_2 = -\beta_0 U \quad j'_2 = -\beta_1 p U \quad j''_2 = -\beta_2 p^2 U \quad j'''_2 = -\beta_3 p^3 U.$$

On ajoute ainsi au dénominateur de $w(p)$ quatre termes correctifs :

$$-\frac{\phi_0 G}{b} R\beta_0, -\frac{\phi_0 G}{b} R\beta_1 p, -\frac{\phi_0 G}{b} R\beta_2 p^2, -\frac{\phi_0 G}{b} R\beta_3 p^3.$$

La nouvelle fonction de transfert du système bouclé s'écrit alors

$$w(p) = \frac{\phi_0 G/b}{(\frac{\lambda I}{b} - \frac{\phi_0 G}{b} R\beta_3)p^3 + (\frac{\lambda f}{b} + I - \frac{\phi_0 G}{b} R\beta_2)p^2 + (f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_0^2}{b} - \frac{\phi_0 G}{b} R\beta_1)p + (\Gamma - \frac{\phi_0 G}{b} R\beta_0) \dots}$$

$$\dots + \frac{\phi_0 G}{b} R\tau'_1(p)$$

En fait, suivant l'application recherchée, il ne sera souvent pas nécessaire de réaliser ces quatre nouvelles boucles, mais seulement certaines d'entre elles, comme on le verra par la suite sur des cas particuliers. Nous décrirons d'autre part la réalisation matérielle de ces boucles.

Les coefficients de réinjection négatifs correspondent à des réactions et non plus à des contre-réactions. Physiquement, cela signifie que les mouvements de rotation du cadre du galvanomètre sont gênés par diverses causes (inertie du cadre, frottements mécaniques, etc...) et qu'il faut combattre ces causes en aidant artificiellement la rotation du cadre.

Pour obtenir une correction parfaite il faudrait en principe annuler complètement les termes indésirables. En fait, principalement pour des raisons de stabilité, on doit se limiter à une correction partielle ; les résultats expérimentaux montrent malgré tout une amélioration des caractéristiques du système par ce procédé.

Nous allons maintenant étudier deux exemples d'application de ces principes à des cas particuliers intéressants.

Première application : amplificateur linéaire :

Supposons qu'on cherche à réaliser, en partant de l'amplificateur à photocellules, un amplificateur pur à gain élevé ; en d'autres termes on veut que la fonction de transfert du système bouclé soit égale à une constante K grande devant 1, et cela dans une gamme de fréquences la plus étendue possible.

Dans l'approximation où le gain en boucle ouverte est infini, on sait que

$$w(p) = \frac{1}{R\tau_1(p)} ,$$

$\tau'(p)$ doit donc être une constante, ce qu'on réalise très simplement avec une résistance R' . On a dans ce cas

$$i_2 = \frac{U}{R'} \quad , \text{ c'est-à-dire } \tau'_1(p) = \frac{i_2}{U} = \frac{1}{R'}$$

et $\tau'(p) = R\tau'_1(p) = \frac{R}{R'}$

ce qui donne : $w(p) = K = \frac{R'}{R}$

On doit donc donner à R' une valeur grande devant celle de R . L'expression générale de $w(p)$ devient dans ces conditions :

$$w(p) = \frac{\phi_0 G/b}{\frac{\lambda I}{b} p^3 + \left(\frac{\lambda f}{b} + I\right) p^2 + \left(f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_0^2}{b}\right) p + \Gamma + \frac{\phi_0 G}{b} \frac{R}{R'}}$$

On voit immédiatement que le système bouclé pourra suivre des phénomènes beaucoup plus rapides que le système ouvert, puisque la constante de torsion a été considérablement augmentée par le terme $\frac{\phi_0 G}{b} \frac{R}{R'}$: Le système décrit par cette fonction de transfert se comporte comme un amplificateur pur pour des phénomènes pas trop rapides, les termes dûs au galvanomètre commencent à apparaître pour des fréquences plus élevées. On est alors amené à corriger la fonction de transfert de la façon suivante :

On remarque tout d'abord que le terme Γ , étant une constante n'est pas gênant pour l'obtention d'une fonction de transfert constante il est de plus habituellement très petit devant le terme prépondérant $\frac{\phi_0 G}{b} \frac{R}{R'}$. Il n'est donc pas nécessaire de le corriger.

Le coefficient $\frac{\lambda I}{b}$ est habituellement très faible, le terme en p^3 ne commence à se manifester que pour des phénomènes très rapides. On peut le négliger pour des fréquences plus basses : dans ce cas $w(p)$ se réduit à la fonction de transfert d'un système du 2ème ordre, parfaitement défini par deux paramètres :

La pulsation propre non amortie

$$\omega_N = \frac{\sqrt{\Gamma + \frac{\phi_o G}{b} \frac{R}{R'}}}{\frac{\lambda f}{b} + 1}$$

et l'amortissement

$$\zeta = \frac{f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_o^2}{b}}{2\sqrt{(\frac{\lambda f}{b} + 1)(\Gamma + \frac{\phi_o G}{b} \frac{R}{R'})}}$$

Avec les valeurs numériques habituelles, l'amortissement est très faible, ce qui est gênant ; on n'a donc pas intérêt à diminuer encore le terme en p ; mais au contraire à l'augmenter artificiellement, il faut pour cela réaliser une boucle de retour ayant une fonction de transfert en p . On obtient ce résultat à l'aide d'une capacité réglable C placée en parallèle avec la résistance R' ; en effet dans ce cas

$$j'_2 = CpU$$

et le terme d'amortissement de la fonction de transfert est augmenté de la quantité $\frac{\phi_o G}{b} RC$. On peut ainsi ajuster l'amortissement ζ à une valeur voisine de 1.

On réalise enfin les corrections en p^2 et p^3 grâce à deux circuits qui dérivent respectivement deux et trois fois la tension de sortie U :

$$j''_2 = -\beta_2 p^2 U \quad \text{et} \quad j'''_2 = -\beta_3 p^3 U$$

Ces circuits seront étudiés plus en détail par la suite. On obtient ainsi un appareil qui se comporte comme un amplificateur pur dans une gamme de fréquences étendue. La figure (4) représente l'ensemble du dispositif.

Deuxième application : intégrateur :

On cherche cette fois à réaliser un appareil qui donne une tension proportionnelle à l'intégrale de la fonction d'entrée ; sa fonction de transfert doit être en $\frac{1}{p}$. On a vu qu'on peut obtenir un terme en p au dénominateur de la fonction de transfert grâce à une boucle de contre-réaction capacitive. Il faut donc supprimer la résistance R' (rendre R' infinie) et conserver la capacité C . On peut dire que l'intégrateur est un amplificateur très amorti et dont le gain tend vers l'infini à la fréquence zéro.

Le courant et la tension de contre-réaction ont alors pour expression

$$i_2 = CpU \quad \text{et} \quad V'_1 = RCpU.$$

Une telle boucle de retour est définie par $\tau'(p) = RCp$. On en déduit la fonction de transfert de l'appareil quand on peut considérer le gain en boucle ouverte comme infini, soit

$$w(p) = \frac{U}{V_1} = \frac{1}{\tau'(p)} = \frac{1}{RCp} \quad \text{ou} \quad U = \frac{1}{RC} \int V_1 dt.$$

On obtient ainsi en principe un intégrateur parfait. En fait, le gain n'étant pas infini, l'intégrateur présente des défauts qui apparaissent immédiatement sur sa fonction de transfert

$$w(p) = \frac{\phi_o G/b}{\frac{\lambda I}{b} p^3 + \left(\frac{\lambda f}{b} + I\right) p^2 \left(f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_o^2}{b} + \frac{\phi_o G}{b} RC\right) p + \Gamma}$$

On voit que le terme en p qui provient du galvanomètre n'est pas gênant pour réaliser une fonction de transfert en $\frac{1}{p}$, il est donc inutile de le corriger. Par contre, les termes en p^0 , p^2 et p^3 sont indésirables et il convient de les éliminer le plus possible. Parmi ces trois termes, le premier représente une imperfection dans le traitement des signaux lents, et les deux derniers des imperfections dans le traitement des signaux rapides.

La constante de torsion Γ de la suspension du cadre tend à rappeler ce dernier vers sa position d'équilibre. Supposons qu'on envoie à l'entrée de l'intégrateur un signal électrique ayant la forme d'une impulsion de Dirac ; le signal de sortie de l'intégrateur doit être théoriquement une fonction échelon, mais à cause de la constante de torsion de suspension on observe une lente décroissance exponentielle de constante de temps $\phi_0 RCG/b\Gamma$. Pour corriger ce défaut il suffit d'introduire un circuit de retour adéquat qui réinjecte au point de sommation un courant de réaction positive.

$$J_2 = -\beta_0 U.$$

On parvient ainsi à annuler pratiquement la constante de torsion de la suspension.

Les termes en p^2 et p^3 , au contraire, se manifestent aux fréquences élevées, ils empêchent l'intégrateur de traiter correctement les signaux rapides. C'est pourquoi on les corrige grâce aux deux mêmes réseaux dérivateurs double et triple que dans le cas de l'amplificateur linéaire.

Nous pouvons d'ailleurs préciser quel est l'effet de ces deux corrections sur le comportement du système. En effet, si on suppose le terme Γ déjà corrigé, on peut écrire $w(p)$ sous la forme

$$w(p) = \frac{1}{RCp} \frac{\phi_0 RCG}{\lambda p^2 + (\lambda f + Ib)p + fb + \lambda \Gamma + \frac{\phi_0^2}{b} + \phi_0 RCG}$$

On peut dire que l'intégrateur réel est un intégrateur parfait "mis en facteur" avec un filtre passe-bas du 2ème ordre ; les corrections en p^2 et p^3 permettent respectivement de régler l'amortissement et la fréquence propre de ce dernier filtre pour obtenir la réponse optimale.

Le schéma d'ensemble du dispositif est représenté par la figure (5).

On peut remarquer que, une fois toutes les corrections effectuées, les caractéristiques du galvanomètre ont disparu de la fonction de transfert ; le galvanomètre n'intervient plus alors que par sa sensibilité qui permet d'obtenir un grand gain en boucle ouverte, et par sa stabilité qui est une qualité primordiale dans l'utilisation de l'intégrateur à bas niveau.

CORRECTION EXTERIEURE

Position du problème et principe de correction :

Nous supposons maintenant que, à partir de l'amplificateur à photo-cellules, nous avons réalisé un appareil ayant une fonction de transfert donnée. Nous supposons de plus que cette fonction de transfert a été améliorée dans toute la mesure du possible, d'une part en augmentant le gain en boucle ouverte, d'autre part en faisant toutes les corrections nécessaires dans la boucle de retour. Néanmoins, les imperfections dues à la boucle directe ne sont pas entièrement éliminées et peuvent devenir gênantes pour l'étude de phénomènes particulièrement rapides : nous avons pu constater sur les deux exemples traités plus haut que l'appareil se comporte comme un appareil idéal auquel viendrait s'ajouter un filtre passe-bas du 2ème ordre dans le cas de l'intégrateur, du 3ème ordre dans le cas de l'amplificateur. C'est pourquoi on peut être amené à faire une correction supplémentaire du système bouclé.

Le principe en est le suivant : nous considérons la fonction de transfert $w(p)$ de l'appareil comme le produit de la fonction de transfert idéale $w_0(p)$ par la fonction de transfert $w_1(p)$ du filtre passe-bas défini ci-dessus. Il faut arriver à remplacer $w_1(p)$ par une constante ; pour cela nous utilisons la propriété de multiplication des fonctions de transfert de deux systèmes en série : il suffit de placer en série avec l'appareil un filtre défini par $w_2(p) = \frac{1}{w_1(p)}$.

On obtient alors, du moins en principe, la fonction de transfert idéale $w_0(p)$.

Réalisation :

Le problème consiste à réaliser des filtres passe-haut du 2ème ordre pour l'intégrateur et du 3ème ordre pour l'amplificateur linéaire ; de tels filtres sont définis respectivement par deux et trois paramètres indépendants.

On ne sait malheureusement pas réaliser de filtres actifs ayant des fonctions de transfert de ces deux types ; par contre, on peut réaliser des fonctions de transfert du type

$w'_2 = w_1(p)$ (c'est-à-dire des filtres passe-bas) à l'aide d'amplificateurs opérationnels convenablement bouclés.

Il suffit alors de faire intervenir une fois de plus les propriétés des systèmes à gain élevé en utilisant le filtre passe-bas auxiliaire comme boucle de contre-réaction d'un amplificateur opérationnel à grand gain G_0 , et on obtient la fonction de transfert correctrice cherchée.

$$w_2(p) = \frac{1}{\frac{1}{G_0} + w'_2(p)} \neq \frac{1}{w'_2(p)}$$

Ce procédé offre d'autre part l'avantage d'une grande commodité expérimentale, car on sait réaliser des filtres passe-bas de deuxième et troisième ordres à paramètres réglables indépendamment ; il suffit donc d'imiter le mieux possible la fonction de transfert $w_1(p)$, et pour cela de régler séparément les divers paramètres.

Il est à remarquer qu'une telle correction, par opposition aux corrections "fondamentales" par les boucles de retour, ne nécessite qu'une connaissance externe du système bouclé et nullement celle de ses mécanismes internes.

La réalisation pratique et l'utilisation du réseau correcteur sont décrites en annexe ; les résultats expérimentaux montrent une amélioration très sensible des possibilités de l'appareil par cette méthode.

CHAPITRE II : HISTORIQUE

L'amplification de faibles tensions électriques est un problème que de nombreux auteurs ont cherché à résoudre en utilisant un amplificateur galvanométrique. Ce type d'appareil a reçu divers perfectionnements successifs. Un rapide historique nous permettra de préciser l'évolution de la question et de replacer le présent travail dans son contexte.

L'amplificateur galvanométrique a été proposé tout d'abord pour étudier des phénomènes magnétiques. Le montage intégrateur est particulièrement intéressant car il permet de mesurer une variation de flux en intégrant la tension électrique qui en résulte, à partir de la loi de l'induction $e = - \frac{d\Phi}{dt}$. De nombreux auteurs ont étudié ce montage en vue de réaliser un fluxmètre. Ce sont, par ordre chronologique :

- R. F. Edgar, en 1937 (1),
- R. H. Dicke, en 1948 (2),
- P. P. Cioffi, en 1950, puis en 1954 (3), (4),
- R. I. Berge et C. A. Guderjahn, en 1954 (5),
- S. P. Kapitza, en 1955 (6),
- P. Lerond et A. Thulin, en 1959 (7),
- R. R. Bockemuehl et P. W. Wood, en 1960 (8).

Tous ces auteurs emploient un réseau donnant une contre-réaction proportionnelle à la fréquence qu'ils réalisent soit à l'aide d'une capacité, soit à l'aide d'une mutuelle inductance. Les appareils décrits en 1959 et postérieurement comprennent en outre un réseau de réaction destiné à compenser la constante de rappel du galvanomètre.

L'étude de S.P. Kapitza (6) présente un intérêt particulier. Cet auteur analyse le fonctionnement de l'intégrateur et essaie d'augmenter la bande passante. Il introduit une correction dans la boucle directe destinée à compenser les défauts du galvanomètre. Pour cela, il insère dans la chaîne d'amplification un réseau passif, constitué par un circuit R, L, C, ayant une fonction de transfert inverse de celle du galvanomètre. Ce procédé est cependant limité en pratique par les valeurs trop élevées qu'il faudrait donner à la self L. Malgré son intérêt théorique, la correction par des circuits passifs est imparfaite. Toutefois, l'intégrateur décrit par Kapitza a une bande passante de plusieurs dizaines de hertz.

D'autres auteurs ne se sont pas bornés au cas de l'intégrateur et ont fait des études plus générales. Citons tout d'abord P. Grivet, M. Sauzade et R. Stefant qui reprennent le problème en 1961 (9) en utilisant comme détecteur photoélectrique une cellule double au sulfure de cadmium. Ce procédé simplifie notablement la construction de l'appareil mais en contre partie limite sérieusement la réponse en fréquence car la cellule utilisée manque de rapidité (bande passante de l'ordre de 60 hertz). L'appareil ainsi réalisé fonctionne, soit en amplificateur linéaire, soit en intégrateur. Les boucles de contre réaction résistive et capacitive, ainsi que la correction du couple de rappel, sont décrites en détail.

Ces auteurs donnent pour deux de leurs réalisations les caractéristiques suivantes :

Amplificateur linéaire : gain 10^6 , bande passante 0 - 20 hertz, résistance d'entrée 5 000 Ω .

Intégrateur : sensibilité 100 maxwells par volt de sortie, plus petite variation de flux mesurable 10 maxwells, dérive 30 maxwells par minute.

Dans les deux cas, ces auteurs utilisent un galvanomètre ST 5 B0 de S.E.F.R.A.M., de période propre $T_0 = 14$ s.

En 1963, J. Max et H. Chevalier (10) réalisent un amplificateur à courant continu ayant une bande passante de 20 hertz. Ils étudient la stabilité du fonctionnement et l'origine des dérives de l'appareil. Simultanément, et sur des bases analogues, B. Cazenave (11) conduit une étude qui aboutit à l'Amplispot, réalisation commerciale du dispositif. Cet appareil a une bande passante de quelques dizaines de hertz et peut fonctionner soit en amplificateur linéaire, soit en intégrateur.

En 1964, J. Max signale un principe de correction extérieure très intéressant utilisant des réseaux actifs réglables.

Dans le présent travail, nous avons essayé d'améliorer systématiquement les possibilités de l'amplificateur galvanométrique. Nous avons d'une part apporté certains perfectionnements par rapport aux réalisations déjà existantes :

- augmentation substantielle du gain en boucle ouverte ;
- suppression pratiquement totale des déphasages autres que ceux dûs au galvanomètre ;
- diminution des bruits et des dérives de l'appareil par des précautions adéquates.

Nous pensons d'autre part avoir apporté une contribution originale en employant des filtres actifs pour corriger les défauts du système. Les réseaux actifs nous ont permis :

- de réaliser des corrections d'ordre supérieur (termes en p^2 et p^3) ;
- de modifier le principe de correction du couple de rappel du galvanomètre, et par là même d'éliminer certains inconvénients ;
- enfin, de réaliser un réseau correcteur extérieur d'emploi commode.

L'appareil que nous avons réalisé présente des caractéristiques nettement supérieures à celles des réalisations précédentes.

CHAPITRE III : LA REALISATION

L'AMPLIFICATEUR A PHOTOCELLES

Le signal électrique est transformé successivement en une rotation du cadre du galvanomètre, en un signal lumineux, puis en un courant sortant des cellules, et enfin en une tension électrique. Chacune de ces étapes est effectuée par un maillon particulier de l'amplificateur. Nous allons maintenant décrire un peu plus en détail la réalisation de l'appareil.

Principe et description sommaire de l'appareil réalisé :

Une source lumineuse S est placée au foyer d'un objectif L_1 . Le faisceau lumineux ainsi obtenu éclaire la moitié supérieure d'un objet plan constitué par deux grilles g_1 et g_2 (figure 6). L'objectif L_2 placé juste devant g_1 condense la lumière sur le miroir M du galvanomètre. L'image de la grille g_1 se forme en vraie grandeur sur g_2 . Si la position du miroir M est telle que la symétrie par rapport à yy' soit respectée (position que nous prendrons comme position de zéro) le flux lumineux qui passe au travers de chaque moitié de g_2 est le même.

La grille g_2 est placée contre la base d'un prisme équilatéral. Le rôle de ce dernier est de séparer les faisceaux tombant sur chaque moitié de g_2 . La figure (7) illustre son fonctionnement.

Chacun des faisceaux ainsi séparés tombe sur une cellule. Les cellules étant montées comme l'indique la figure (8), le courant i sera nul dans la position de zéro, si toutefois la sensibilité des cellules est la même. Si le cadre du galvanomètre tourne d'un angle θ l'image de g_1 se déplace devant g_2 d'une quantité Δx , l'éclairement d'une des cellules augmente et celui de l'autre diminue de la même quantité. Le courant i de déséquilibre est proportionnel à $2n\Delta x$, $2n$ étant le nombre de fentes de g_1 .

Le collimateur, le condenseur, le séparateur de faisceau et les cellules constituent un ensemble qui peut se déplacer latéralement. Il est donc possible de déplacer l'image de g_1 devant g_2 pour annuler i . Mais ce réglage est grossier et doit être complété par un réglage fin. Ce dernier est obtenu en faisant tourner une lame à faces parallèles placée perpendiculairement au faisceau incident.

La source S, le dispositif optique et le galvanomètre sont placés sur un support rigide lui-même posé sur un support antivibratoire. Nous avons éliminé les lumières parasites et nous avons fait un isolement thermique soigné de l'ensemble.

Les divers maillons :

Chaque étape du traitement du signal comporte un certain nombre de difficultés. Nous allons maintenant essayer de montrer les solutions pratiques apportées aux problèmes rencontrés.

a - Le galvanomètre

Le galvanomètre joue un rôle essentiel car il constitue l'élément comparateur auquel on applique le signal étudié.

Sa stabilité est essentielle ; en effet le galvanomètre est responsable de la plus grande partie des dérives intrinsèques du montage.

Il est avantageux d'employer un galvanomètre sensible de manière à avoir un gain en boucle ouverte élevé, tout en ayant une amplification intermédiaire raisonnable. Il est également intéressant d'avoir un faible moment d'inertie et une constante de torsion pas trop élevée, du moins pour l'intégrateur à très grande stabilité.

Ces considérations sont valables en ce qui concerne les performances intrinsèques de l'appareil. Pour aller plus loin il est nécessaire de préciser les conditions d'utilisation de l'amplificateur. Le problème du choix du galvanomètre le mieux adapté à une application déterminée est relativement complexe ; nous ne l'aborderons pas ici.

b - Le système de grilles

Pour une rotation donnée du cadre du galvanomètre, le courant i est proportionnel au nombre de fentes de la grille g_1 . On peut penser à augmenter le nombre des fentes et à diminuer leur largeur pour gagner un facteur d'amplification supplémentaire. En fait on est assez vite limité dans cette voie. Quand on boucle l'amplificateur à cellules, le galvanomètre reçoit une légère impulsion qui peut faire sortir le spot lumineux de la zone de fonctionnement correct si les fentes sont trop étroites.

Nous avons employé des grilles ayant des fentes d'une largeur de 3 mm environ, sans que cette valeur soit critique.

c - Les cellules

Nous avons été guidés dans le choix des cellules par diverses exigences, en particulier :

- une grande rapidité, pour introduire le minimum de déphasage dans la zone de fréquences utiles. Nous avons choisi des cellules à vide ayant une bande passante de plusieurs mégahertz.
- une grande sensibilité, pour obtenir facilement un gain en boucle ouverte élevé.

- un faible courant d'obscurité pour maintenir le rapport signal sur bruit à une valeur élevée. Le courant d'obscurité des cellules utilisées est de quelques 10^{-13} A au maximum. D'autre part, l'intensité qui parcourt une cellule en fonctionnement normal est de l'ordre de 0,3 μ A. Le rapport signal sur bruit est donc excellent.

Ces cellules sont d'un emploi commode grâce à leur faible tension de saturation.

d - Les étages d'amplification (figures 8 et 9)

La réalisation des étages d'amplification intermédiaires a été guidée par le souci d'obtenir en gain en boucle ouverte très élevé sans limiter la bande passante du dispositif.

Le premier étage est placé immédiatement à la sortie des cellules et travaille en courant. Il doit avoir impérativement plusieurs qualités :

- grand gain en boucle ouverte,
- bande passante très étendue,
- faibles capacités parasites d'entrée et de mode commun pour ne pas limiter la réponse en fréquence,
- impédance d'entrée élevée,
- faibles niveaux de bruit et de dérives.

De telles qualités sont contradictoires. Nous pensons avoir obtenu un compromis acceptable en utilisant un amplificateur opérationnel à transistors à effet de champ (Analog Devices, type 147 C). Une autre possibilité consiste à employer un amplificateur stabilisé par "chopper", qui a plus de bruit à basse fréquence mais moins de dérives (Philbrick, type SP 456 par exemple).

En pratique, il est nécessaire de placer une faible capacité en parallèle sur R_0 pour avoir une bonne stabilité dynamique. De ce fait, la réponse en fréquence est limitée par un filtre passe-bas du premier ordre et il faut rechercher un nouveau compromis entre la stabilité et la bande passante.

Il faut ensuite amplifier considérablement le signal. La nécessité de ne pas limiter la bande passante nous a obligés à réaliser cette amplification en deux autres étapes.

Le deuxième étage électronique doit avoir pratiquement les mêmes qualités que le premier. Nous avons employé un amplificateur stabilisé par "chopper" ayant toutes les caractéristiques requises aux points de vue de la bande passante, du bruit et des dérives. Le gain de cet étage a été fixé à 200.

Le troisième étage ne doit pas limiter la bande passante mais peut présenter des bruits et des dérives légèrement plus élevés, car il travaille à un niveau relativement haut. Le gain de cet amplificateur est réglable de 1 à 200.

On est obligé, en pratique, de limiter quelque peu la bande passante des deux derniers étages. En effet, les amplificateurs utilisés sont sensibles aux perturbations électromagnétiques à haute fréquence. De plus, les bruits à fréquence élevée sont particulièrement gênants pour le fonctionnement des dérivateurs. Nous avons réalisé ces étages d'amplification sous la forme de filtres passe-bas du deuxième ordre ayant un amortissement réglable et une fréquence de coupure variable de quelques kilohertz à plusieurs dizaines de kilohertz (annexe 1). On n'introduit ainsi qu'un déphasage de quelques degrés dans la zone d'utilisation.

Remarque :

Il est possible de résoudre plus élégamment le problème en utilisant un photomultiplicateur différentiel. Nous ne disposons malheureusement pas de cet appareil qui existe mais qui est réservé à des applications "spatiales".

LES BOUCLES DE RETOUR

Position du problème :

L'étude théorique montre que l'on doit disposer de diverses boucles de réaction ou de contre-réaction, à savoir :

- une contre-réaction résistive,
- une contre-réaction capacitive,
- une réaction proportionnelle à $-p^2U$,
- une réaction proportionnelle à $-p^3U$,
- une réaction proportionnelle à $-U$.

Les deux premières boucles sont classiques et leur réalisation ne présente pas de difficulté majeure. Les trois dernières, par contre, posent certains problèmes particuliers que nous avons résolus par l'emploi de circuits actifs.

Les boucles de contre-réaction résistive et capacitive :

Dans l'amplificateur linéaire la boucle principale est une boucle résistive dont la construction ne présente aucune difficulté particulière. L'emploi d'un diviseur de Thomson-Varley permet d'obtenir un gain réglable égal à 10^4 , 2×10^4 , ..., 10^5 , 2×10^5 , ..., 10^6 , 2×10^6 , ..., 10^7 .

La contre-réaction en p est réalisée à partir d'une capacité. Un potentiomètre divise la tension U , dont une fraction réglable est appliquée aux bornes de la capacité (figure 10). La constante de temps du circuit RC ainsi formé est convenablement choisie pour ne pas introduire de déphasage dans la zone d'utilisation. Tout se passe comme si on faisait varier de façon continue la valeur de la capacité d'amortissement. Plusieurs valeurs commutables de la capacité permettent de faire varier la gamme de réglage.

Dans le cas de l'intégrateur, la boucle principale est capacitive. La tension U est divisée par un diviseur de Thomson-Varley et appliquée à un amplificateur A . Il faut ajouter un étage de puissance B à la suite de A pour faire circuler le courant convenable dans la capacité C (figure 11).

Le diviseur de Thomson-Varley permet de faire varier la fraction utile de la tension U , c'est-à-dire la sensibilité de l'intégrateur. Il est intéressant d'avoir plusieurs valeurs commutables de C .

Dans tous les cas, la constante de temps RC doit être suffisamment faible pour ne pas introduire de déphasage aux fréquences utilisées.

Le problème des circuits dérivateurs :

La complexité d'un filtre dérivateur croît avec l'ordre de dérivation. C'est pourquoi, au lieu de réaliser directement des circuits en $-p^2U$ et $-p^3U$, on préfère partir de circuits dérivateurs simple et double respectivement. On réinjecte ensuite à travers une capacité pour ajouter un ordre de dérivation supplémentaire. Cette méthode présente également l'avantage de supprimer la composante continue et les dérivées lentes des amplificateurs. Elle n'est valable qu'avec les restrictions faites au paragraphe précédent.

Dans un diagramme gain fréquence le lieu des points de fonctionnement d'un dérivateur théorique est une droite ayant une pente de 6 décibels par octave et par ordre de dérivation. Le domaine de stabilité de l'amplificateur opérationnel

utilisé pour le dérivateur est représenté dans ce même diagramme par la courbe (1). Le système devient instable à partir de la fréquence pour laquelle la droite rencontre la courbe 1. Il est donc nécessaire qu'à partir d'une certaine fréquence le gain chute en fonction de la fréquence ; ce qu'on obtient en rendant le système intégrateur. La courbe théorique a l'aspect (2), en pratique on relève un diagramme ayant l'aspect de la figure 12. La difficulté consiste à conserver une droite dans la zone de fréquences qui nous intéresse. Cela nécessite des amplificateurs à très large bande passante. Nous avons utilisé des amplificateurs à "chopper".

Nous voyons d'autre part la raison pour laquelle il est indispensable de limiter la bande passante des étages d'amplification. En effet, le bruit à haute fréquence de ces étages serait extrêmement amplifié et pourrait saturer les dérivateurs.

Le problème de la réaction proportionnelle :

Cette boucle de réaction n'est utilisée que dans le cas de l'intégrateur pour compenser la constante de torsion du galvanomètre. Les auteurs précédents avaient réalisé cette boucle sous la forme indiquée par la figure (13). La tension U fait circuler un faible courant à travers une résistance réglable de grande valeur R_1 . La chute de tension à travers une faible résistance R_2 modifie légèrement le potentiel de la masse du circuit galvanométrique, qui devient différent de celui de la masse du circuit de mesure. Ce procédé peut être très gênant. Pour éviter cet inconvénient, nous avons préféré réinjecter un courant proportionnel à $-U$ aux bornes du galvanomètre. Il faut pour cela utiliser un réseau inverseur de polarité.

Le problème qui se présente alors est celui de la dérive de l'amplificateur qui est réinjectée directement aux bornes du galvanomètre. Nous avons choisi un amplificateur à "chopper" particulièrement bon du point de vue des dérives. Un potentiomètre de réglage permet de diviser convenablement la tension $-U$ et de réinjecter le courant nécessaire aux bornes du galvanomètre (figure 14).

Disposition pratique des boucles de retour :

Pour des raisons de commodité nous avons voulu réaliser toutes les réinjections faisant intervenir une capacité à travers la même capacité C. Pour cela, l'amplificateur A est monté en sommateur. Il fait la somme des tensions en U , $-pU$ et $-p^2U$ et les réinjecte dans la capacité.

La figure (15) représente le schéma de l'ensemble des boucles de retour.

LE CORRECTEUR

La théorie montre qu'on doit réaliser des filtres passe-haut du deuxième et du troisième ordre pour corriger respectivement l'intégrateur et l'amplificateur linéaire. Le principe de correction consiste à réaliser tout d'abord les filtres passe-bas correspondants dont on inverse ensuite la fonction de transfert.

Réalisation du filtre du deuxième ordre :

Un filtre passe-bas du deuxième ordre est représenté par l'expression :

$$W'_2(p) = \frac{A}{1 + 2 \zeta T_p p + T_p^2 p^2}$$

où ζ est l'amortissement et $T = \frac{1}{\omega_0}$ est l'inverse de la pulsation propre. Le déphasage introduit sur un signal sinusoïdal de pulsation ω_0 vaut 90° .

On réalise un circuit ayant une telle fonction de transfert grâce à un amplificateur opérationnel monté comme l'indique la figure (16). Le calcul montre que :

$$W'_2(p) = \frac{A}{1 + R_1 C_1 p (2 + \alpha - AB) + R_1^2 C_1^2 \alpha p^2}$$

avec $A = 1 + \frac{p_1}{p_0}$; $\alpha = \frac{R_2}{R_1}$; $B =$ coefficient de division du potentiomètre P.

On en déduit les caractéristiques du circuit :

$$T_1^2 = R_1^2 C_1^2 \alpha \quad \text{et} \quad 2\zeta = \frac{2 + \alpha - AB}{\sqrt{\alpha}}$$

Pour obtenir un filtre passe-haut du deuxième ordre on fait intervenir un amplificateur à grand gain G_0 que l'on boucle avec le réseau précédent. Cette opération est rendue commode par des relais qui permettent de mettre en circuit l'amplificateur à grand gain.

Réalisation du filtre du troisième ordre :

L'amplificateur linéaire est caractérisé par la fonction de transfert :

$$W(p) = \frac{K}{ap^3 + bp^2 + ap + 1}$$

Le calcul montre et l'expérience confirme que le coefficient C est petit par rapport aux autres coefficients. $W(p)$ est alors bien représenté par une expression du type :

$$W(p) = \frac{K}{(bp^2 + ap + 1)(c'p + 1)}$$

On voit qu'on peut imiter commodément le filtre passe-bas du troisième ordre en ajoutant au filtre du deuxième ordre décrit plus haut un filtre passe-bas du premier ordre.

Un tel filtre est représenté par la figure (17). Ici encore, on réalise l'inversion du filtre par des relais.

Difficultés pratiques rencontrées :

Elles sont du même ordre que celles rencontrées à propos des boucles de correction constituées par des filtres dérivateurs. Les filtres passe-haut théoriques sont impossibles à réaliser en pratique pour des raisons

de bruit et de stabilité. Il faut donc rendre les filtres intégrateurs au-delà d'une certaine fréquence qui doit être assez élevée pour ne pas perturber le fonctionnement dans la zone intéressante. Pour cette raison les amplificateurs utilisés doivent avoir une large bande passante.

Il faut apporter un soin particulier à la réalisation de l'amplificateur d'inversion dont le gain G_0 doit pouvoir être réglé très finement. En effet, l'inversion est d'autant meilleure que G_0 est plus élevé, mais en revanche le bruit du système augmente avec G_0 . Pour des valeurs élevées du gain l'instabilité apparaît. Il faut rechercher un compromis entre ces divers inconvénients.

Influence du gain non infini de l'amplificateur d'inversion :

La fonction de transfert du filtre inversé (filtre passe-haut) s'écrit :

$$W_2'(p) = \frac{1}{\frac{1}{G_0} + W_2'(p)} = \frac{1}{\frac{1}{G_0} + \frac{A}{1 + 2\zeta T p + T^2 p^2}}$$

Dans le cas où $G_0 \gg 1$, on obtient l'expression approchée :

$$W_2(p) = \frac{1 + 2\zeta T p + T^2 p^2}{A \left(1 + \frac{2\zeta T p}{A G_0} + \frac{T^2 p^2}{A G_0}\right)}$$

Si on place ce filtre en série avec l'intégrateur, la correction n'est évidemment pas parfaite. La fonction de transfert de l'ensemble devient :

$$\begin{aligned} W(p) &= W_1(p) W_2(p) = \frac{1}{RCp} \frac{1}{1 + 2\zeta T p + T^2 p^2} \frac{1 + 2\zeta T p + T^2 p^2}{A \left(1 + \frac{2\zeta T p}{A G_0} + \frac{T^2 p^2}{A G_0}\right)} \\ &= \frac{1}{RCp} \frac{1}{A \left(1 + \frac{2\zeta T p}{A G_0} + \frac{T^2 p^2}{A G_0}\right)} \end{aligned}$$

On voit que la correction revient à remplacer respectivement T et ζ par $\frac{T}{\sqrt{AG_0}}$ et $\frac{\zeta}{\sqrt{AG_0}}$. On multiplie donc théoriquement la bande passante par le facteur $\sqrt{AG_0}$, mais en contre-partie l'amortissement du système est divisé par la même quantité. On est obligé en pratique de s'en tenir à une correction imparfaite pour ne pas avoir un régime trop oscillatoire. On parvient cependant à améliorer très nettement les caractéristiques du système corrigé.

Méthode pratique de réglage du correcteur :

a - Filtre passe-bas du deuxième ordre (cas de l'intégrateur) :

Le problème consiste à imiter le mieux possible la fonction de transfert d'un filtre passe-bas parasite défini par T et ζ . Pour cela, on étudie la réponse en fréquence de l'intégrateur. Il est commode de dériver une fois un signal sinusoïdal connu avant de l'appliquer à l'entrée de l'intégrateur. On relève ainsi directement à la sortie de l'intégrateur des courbes de réponse en gain et en phase qui représentent $W_2(p)$.

A l'aide d'un oscilloscope on forme des figures de Lissajoux entre le signal sinusoïdal de référence et le signal de sortie de l'intégrateur. On trouve ainsi très facilement la pulsation propre ω_0 pour laquelle le déphasage vaut 90° (on peut utiliser un phasemètre pour plus de précision). On note de plus la valeur de la surtension.

Connaissant les caractéristiques du filtre passe-bas à imiter, on étudie alors la réponse en fréquence du filtre électronique réglable. On règle par tâtonnements successifs les valeurs de R_1 , R_2 et P jusqu'à avoir les mêmes valeurs de ω_0 et de ζ .

Il suffit ensuite de commuter les relais pour inverser la fonction de transfert du filtre.

b - Filtre passe-bas du troisième ordre (cas de l'amplificateur linéaire) :

On commence par relever la réponse de l'amplificateur. A la fréquence de résonance ω_0 le déphasage ϕ vaut :

$$\phi = 90^\circ + \delta$$

avec $\delta > 0$ puisque le système est du troisième ordre.

On règle tout d'abord le filtre passe-bas du deuxième ordre suivant la méthode indiquée ci-dessus de façon que la déphasage introduit soit égal à 90° à la pulsation ω_0 . On place ensuite en série le filtre passe-bas du premier ordre qu'on règle pour qu'il ajoute un déphasage égal à δ à la pulsation ω_0 . Enfin, on inverse les deux filtres.

CHAPITRE IV : LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

LES CARACTERISTIQUES DE L'AMPLIFICATEUR A CELLULES

Ordres de grandeur :

La qualité primordiale de l'amplificateur à cellules réside dans un très grand gain.

Le système récepteur photoélectrique détecteur de zéro est caractérisé par une grande sensibilité. Le coefficient d'amplification G (défini par $U = G\theta$) peut être de l'ordre de 10^6 volt.rad⁻¹. Dans ces conditions la pleine échelle de l'appareil : ± 10 volts environ est obtenue pour des déplacement du spot lumineux de ± 3 microns environ. Nous voyons que le galvanomètre travaille toujours très près du zéro. Cela justifie a posteriori l'hypothèse de linéarité du système dans la zone de fonctionnement.

A titre de comparaison, signalons qu'un appareil commercial, l'Amplispot fonctionne avec un coefficient d'amplification G égal à 10^4 volt.rad⁻¹.

Le gain total en boucle ouverte dépend de la sensibilité du galvanomètre choisi. Si nous appelons σ sa sensibilité en courant, exprimée en rad.A⁻¹, et R_t la résistance totale du circuit galvanométrique, exprimée en ohms, le gain en boucle ouverte a pour expression :

$$\frac{U}{V_1} = \frac{U}{\theta} \frac{\theta}{V_1} = \frac{G\sigma}{R_t}$$

Tous les essais ont été réalisés avec deux galvanomètres :

- un galvanomètre de type S V₄ SD à cadre immergé et à double réflexion. Nous lui affecterons l'indice (1).
- un galvanomètre de type oscillographe, moins sensible mais plus rapide. Nous lui affecterons l'indice (2).

Les caractéristiques de ces deux galvanomètres sont regroupées dans le tableau ci-dessous :

Grandeur	Unité	(1)	(2)
Sensibilité	Rad.A ⁻¹	2×10^5	$2,2 \times 10^4$
Résistance interne	Ω	21	100
Fréquence propre	Hz	0,7	15,5
Flux dans l'entrefer	Weber	2×10^{-3}	$4,6 \times 10^{-4}$
Constante de torsion	N.m.rad ⁻¹	$3,35 \times 10^{-8}$	$2,1 \times 10^{-8}$
Moment d'inertie	kg.m ²	$1,7 \times 10^{-9}$	$2,2 \times 10^{-12}$

Le gain total en boucle ouverte peut atteindre 10^{10} . Cette valeur élevée permet de donner au système bouclé des caractéristiques très intéressantes.

Les bruits du système :

Bien que le système ne soit pas utilisable tel quel, il est intéressant d'étudier l'origine de ses bruits.

Le bruit de l'amplificateur à cellules peut atteindre quelques volts crête à crête quand le gain angulaire G est de l'ordre de 10^6 volts.radian⁻¹.

Il a plusieurs causes parmi lesquelles nous citerons : les perturbations mécaniques, atteignant le galvanomètre, le bruit des étages d'amplification et enfin divers parasites extérieurs en particulier à la fréquence du secteur. Le bruit consécutif à la première de ces causes aura un spectre de fréquences limité au voisinage de la fréquence propre du galvanomètre alors que celui dû aux étages d'électronique s'étendra beaucoup plus loin. Il est intéressant de noter que la contribution principale au bruit de l'amplificateur provient du mouvement brownien du cadre du galvanomètre. En effet, si on essaie d'estimer l'ordre de grandeur des rotations aléatoires du cadre, on trouve que leur valeur quadratique moyenne est de l'ordre de $0,36 \times 10^{-6}$ radian à la température ambiante pour le galvanomètre SV4SD.

La valeur quadratique moyenne des déplacements du spot qui en résultent est de l'ordre de 0,4 micron. Bien qu'il n'y ait pas de relation précise entre la valeur efficace de ce phénomène aléatoire et son amplitude crête à crête, on peut cependant conclure que la majeure partie du bruit est due au mouvement brownien.

Dès lors, il est illusoire de chercher à réduire le bruit en boucle ouverte dans de grandes proportions.

Les moyens purement électroniques (filtres sélectifs) permettent difficilement d'étudier un bruit complexe, surtout aux basses fréquences. Nous avons résolu ce problème grâce aux méthodes de corrélation.

La fonction d'autocorrélation d'une fonction aléatoire du temps $f(t)$ est définie comme étant la limite de l'expression

$$\frac{1}{T} \int_0^T f(t) f(t - \tau) dt$$

quand T tend vers l'infini. C'est également une fonction du temps ; on la note $C(\tau)$.

Le théorème de Wiener montre que la fonction d'autocorrélation a pour transformée de Fourier le spectre de densité de puissance de la fonction aléatoire $f(t)$.

Il existe actuellement des appareils permettant de calculer la fonction d'autocorrélation d'une fonction $f(t)$. Ils donnent la fonction $C(\tau)$ par points, deux points consécutifs étant séparés par le retard incrémental $\Delta\tau$. En réglant ce dernier on peut explorer diverses zones de fréquences. Nous disposons d'un corrélateur pouvant fonctionner depuis le continu jusqu'à 100 hertz, ce qui est suffisant dans le cas du bruit en boucle ouverte.

Nous avons enregistré ce dernier sur bande magnétique, puis nous avons effectué plusieurs calculs de corrélation en faisant varier le retard incrémental. La précision obtenue sur la fonction de corrélation est de l'ordre de 1 % avec une durée d'enregistrement d'une heure environ.

Nous avons ensuite calculé la transformée de Fourier de chaque fonction d'autocorrélation pour obtenir le spectre de bruit de l'amplificateur à cellules.

Les résultats obtenus sont représentés par les fonctions de corrélation et leurs transformées de Fourier respectives, numérotées de 1 à 4. Le galvanomètre étudié est le SV4SD.

Le spectre de bruit n° 1 montre que la partie prépondérante du bruit se trouve aux basses fréquences. On observe également que le spectre de bruit a une composante à 50 hertz (parasites dûs au secteur) et d'autres composantes entre 25 et 30 hertz, que nous attribuons à une génératrice tournant à 1 500 tours/minute environ (figure 18).

Le spectre de bruit n° 2 confirme les résultats précédents. Il montre de plus que la composante la plus importante du bruit est à une fréquence d'une fraction de hertz (figure 18).

Le spectre n° 3 donne plus de détails sur la partie basse fréquence du bruit. On voit apparaître plusieurs pics à des fréquences inférieures à 1 hertz. Nous attribuons ce bruit aux basses fréquences au mouvement brownien, et accessoirement à l'agitation sismique du sol (12). Ce bruit disparaît pratiquement au-dessus de 1 hertz, car il est éliminé par l'inertie du galvanomètre (fréquence propre 0,7 hertz).

On remarque d'autre part une composante assez notable au voisinage de 2 hertz. Nous supposons qu'il s'agit d'une fréquence propre de vibration du support de l'appareil (figure 19).

Le spectre n° 4 donne encore plus de détails sur le bruit aux basses fréquences. La contribution maximale au bruit paraît se trouver à une fréquence de 0,15 hertz (6,7 secondes de période).

ETUDE DE LA STABILITE DE L'APPAREIL BOUCLE

Qu'il soit monté en amplificateur linéaire ou en intégrateur l'appareil est caractérisé par une fonction de transfert du type :

$$w(p) = \frac{K}{a_3 p^3 + a_2 p^2 + a_1 p + a_0}$$

où tous les coefficients a_i sont positifs.

Si l'on introduit les diverses corrections par les boucles de réaction, la fonction de transfert devient :

$$w(p) = \frac{K}{(a_3 - a'_3)p^3 + (a_2 - a'_2)p^2 + a_1 p + a_0 - a'_0}$$

On est évidemment limité dans ces corrections par l'apparition d'instabilités dans le système ; il est possible d'étudier le domaine de stabilité en utilisant les conditions de Routh, qui se réduisent dans ce cas particulier à

$$a_3 - a'_3 > 0$$

$$a_2 - a'_2 > 0$$

$$a_0 - a'_0 > 0$$

$$\frac{a_1(a_2 - a'_2) - (a_0 - a'_0)(a_3 - a'_3)}{a_2 - a'_2} > 0$$

Les trois premières conditions sont triviales ; elles signifient en effet qu'on ne peut corriger un terme au-delà de sa valeur maximale, sous peine d'instabilité. La dernière condition étant plus restrictive, nous allons l'étudier un peu plus en détail.

Nous remarquons tout d'abord que le dénominateur $a_2 - a'_2$ est obligatoirement positif d'après une autre condition ; on peut donc se limiter à

$$a_1(a_2 - a'_2) - (a_0 - a'_0)(a_3 - a'_3) > 0.$$

Si nous posons

$$\frac{a'_0}{a_0} = \alpha_0, \quad \frac{a'_2}{a_2} = \alpha_2, \quad \frac{a'_3}{a_3} = \alpha_3,$$

la condition devient

$$a_1 a_2 (1 - \alpha_2) - a_0 a_3 (1 - \alpha_0)(1 - \alpha_3) > 0.$$

Cas de l'amplificateur linéaire

On a vu qu'il est inutile dans ce cas de corriger le terme a_0 ; la condition de stabilité prend alors la forme plus simple

$$a_1 a_2 (1 - \alpha_2) - a_0 a_3 (1 - \alpha_3) > 0.$$

Nous allons étudier le domaine de stabilité dans un plan rapporté à deux axes rectangulaires ; on portera respectivement en abscisse et en ordonnée les taux réduits de réinjection α_2 et α_3 .

Les conditions $a_3 - a'_3 > 0$ et $a_2 - a'_2 > 0$ peuvent ainsi s'écrire $\alpha_3 < 1$ et $\alpha_2 < 1$; on peut donc limiter tout de suite l'étude à un carré de côté 1.

L'équation $a_1 a_2 (1 - \alpha_2) - a_0 a_3 (1 - \alpha_3) = 0$ représente dans le plan (α_2, α_3) une droite ; on peut voir facilement que cette droite a une pente positive ; de plus, tenant compte du fait que a_3 est petit, on peut voir que la droite est disposée comme l'indique la figure (20).

La zone théorique de stabilité est donc représentée par le carré de côté 1 diminué d'une région triangulaire. En pratique, le système est évidemment inutilisable quand le point figuratif (α_2, α_3) est très proche de la limite de la région de stabilité.

En faisant varier les taux de réinjection de α_2 et α_3 , on peut explorer expérimentalement la zone de stabilité ; les conclusions théoriques ci-dessus se trouvent entièrement confirmées.

Tant qu'on reste dans la zone de stabilité, on peut réinjecter les termes en p^2 et p^3 pour donner au système la meilleure réponse possible ; en fait, dans bien des cas, ces réinjections seraient inutiles pour étudier des phénomènes pas trop rapides ; mais on peut avoir intérêt à effectuer tout de même ces réinjections pour stabiliser le système.

Cas de l'intégrateur

Le terme b_0 est maintenant susceptible d'être corrigé ; il faut donc étudier la condition sous sa forme générale.

$$a_1 a_2 (1 - \alpha_2) - a_0 a_3 (1 - \alpha_0) (1 - \alpha_3) > 0$$

Les coefficients a_0 , a_1 , a_2 , a_3 , étant tous positifs, et les taux de réinjection a_2 et a_3 étant inférieurs à 1, on voit immédiatement que si la condition est vérifiée pour $a_0 = 0$ elle le sera a fortiori pour $0 < a_0 < 1$. La zone de stabilité théorique a donc la même allure dans le cas de l'intégrateur que dans le cas de l'amplificateur linéaire; elle s'étend quand a_0 augmente, jusqu'à devenir égale au carré de côté 1 quand $a_0 = 1$.

Nous avons également étudié par la même méthode la stabilité du système en introduisant un terme $a_4 p^4$ au dénominateur de la fonction de transfert, pour tenir compte d'un déphasage supplémentaire introduit éventuellement aux fréquences élevées par les étages d'amplification. Contentons-nous de signaler que la zone de stabilité, tout en conservant la même allure générale, est cette fois limitée par deux hyperboles disposées comme l'indique la figure (21). Ces hyperboles se réduisent à leurs axes quand a_4 tend vers 0.

En pratique, il est facile la plupart du temps d'obtenir un fonctionnement stable. L'instabilité apparaît quand le gain de boucle atteint une valeur trop élevée. Pour chaque utilisation, il y a donc une valeur du gain en boucle ouverte à ne pas dépasser.

L'AMPLIFICATEUR LINEAIRE

Nous étudierons successivement les caractéristiques essentielles de l'amplificateur : réponse en fréquence, impédance d'entrée et bruit, pour chacun des deux galvanomètres employés.

La réponse en fréquence du système :

Dans chaque cas étudié, nous avons relevé les courbes de réponse en gain et en phase de l'amplificateur. Ces courbes ont l'allure indiquée sur la figure (22).

Pour représenter systématiquement les caractéristiques de l'amplificateur, nous avons défini trois fréquences que nous indiquerons dans chaque cas :

- f_0 : fréquence jusqu'à laquelle l'amplitude d'un signal sinusoïdal est traitée correctement à ± 6 décibels près. En fait, la courbe de gain est parfaitement plate (0 décibel) dans toute la partie basses fréquences du diagramme. Une erreur sur l'amplitude ne commence à apparaître qu'au voisinage de la fréquence propre du système.

- f_1 : fréquence pour laquelle le déphasage introduit vaut 90° (quadrature retard).

- f_2 : fréquence pour laquelle le déphasage introduit vaut 20° , valeur choisie arbitrairement.

L'étude expérimentale a montré que l'amplificateur obtenu est capable de traiter correctement des signaux rapides. Le tableau ci-dessous regroupe les résultats obtenus aux gains 10^4 , 10^5 , 10^6 pour chacun des deux

galvanomètres étudiés. Ce tableau indique aussi le temps de montée qui caractérise la réponse de l'amplificateur à un signal carré. La partie gauche de chaque colonne est relative au galvanomètre (1), la partie droite au galvanomètre (2).

Gain	Gain en boucle ouverte		f_0 (hertz)		f_1 (hertz)		f_2 (hertz)		Temps de montée (millisecondes)	
	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
10^4	$5,9 \times 10^9$	$1,6 \times 10^8$	1400	3980	780	2225	160	510	0,5	0,2
10^5	$5,9 \times 10^9$	$2,1 \times 10^8$	285	2450	187	1160	45	210	2	0,5
10^6	$5,9 \times 10^9$	$2,6 \times 10^8$	100	650	79	380	14	116	5	1,5

On constate que le galvanomètre (1) compense son manque de rapidité par une sensibilité qui permet d'obtenir un gain en boucle ouverte nettement plus élevé qu'avec le galvanomètre (2). L'avantage reste cependant à ce dernier.

Les figures (23) et (24) représentent les courbes de l'amplificateur au gain 10^4 pour chacun des deux galvanomètres.

Pour montrer l'influence du gain en boucle ouverte, nous avons étudié l'amplificateur avec un gain angulaire G de l'ordre de celui de l'Amplispot. Le tableau comparatif suivant montre l'influence de ce paramètre essentiel (galvanomètre 2).

Gain	Gain en boucle ouverte	f_0 (hertz)	f_1 (hertz)	f_2 (hertz)	Temps de montée (millisecondes)
10^4	$1,6 \times 10^8$ 10^6	3980 325	2225 225	510 57	0,2 2
10^5	$2,1 \times 10^8$ 10^6	2450 85	1160 67	210 15	0,5 8
10^6	$2,6 \times 10^8$ 10^6	650 35	380 33	116 10	1,5 20

Ce tableau met en évidence tout l'intérêt qu'on a à donner un grand gain à la boucle directe. Dans le cas du gain 10^6 , on remarque que le gain du système ouvert est égal à celui du système bouclé. L'amplificateur n'est donc pratiquement plus contre-réactionné, et ses caractéristiques dynamiques tendent à rejoindre celles du galvanomètre.

L'impédance d'entrée de l'amplificateur linéaire :

Nous définissons l'impédance d'entrée par $Z_1 = \frac{V_1}{I_1}$, qu'on peut écrire sous la forme :

$$Z_1 = \frac{V_1}{U} \frac{U}{\theta} \frac{\theta}{I_1}$$

Or, le système est défini par les relations :

$$W(p) = \frac{U}{V_1} = \frac{\phi_o G/b}{\frac{\lambda I}{b} p^3 + (\frac{\lambda f}{b} + I) p^2 + (f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_o^2}{b} + \frac{\phi_o G}{b} RC) p + \Gamma + \frac{\phi_o G}{b} \frac{R}{R'}}$$

$$U = G\theta$$

$$I p^2 \theta + f p \theta + \Gamma \theta = \phi_o I_1$$

Ces relations fournissent immédiatement l'expression de l'impédance d'entrée :

$$Z_1 = \frac{b}{I p^2 + f p + \Gamma} \left\{ \frac{\lambda I}{b} p^3 + (\frac{\lambda f}{b} + I) p^2 + (f + \frac{\lambda \Gamma}{b} + \frac{\phi_o^2}{b} + \frac{\phi_o G}{b} RC) p + \Gamma + \frac{\phi_o G}{b} \frac{R}{R'} \right\}$$

L'inductance du cadre du galvanomètre étant très faible, on peut en général négliger les termes qui contiennent λ . On peut de plus négliger l'amortissement électromagnétique devant le terme d'amortissement dû à la contre-réaction. Dans ces conditions, on obtient :

$$Z_1 = b + \phi_o G \frac{RC p + \frac{R}{R'}}{I p^2 + f p + \Gamma}$$

En régime permanent sinusoïdal de pulsation ω , cette expression devient :

$$Z_i = b + \phi_0 G \frac{jRC\omega + \frac{R}{R'}}{-I\omega^2 + jf\omega + r}$$

On constate qu'aux basses fréquences l'impédance d'entrée est réelle. La résistance totale du circuit galvanométrique b est considérablement augmentée par le terme $\frac{\phi_0 G}{r} \frac{R}{R'}$ dû à la contre-réaction. Les valeurs de l'impédance d'entrée aux basses fréquences, aux gains 10^4 , 10^5 et 10^6 , sont indiquées dans le tableau suivant pour chacun des deux galvanomètres.

Gain	Gain en boucle ouverte		Impédance d'entrée aux basses fréquences (ohms)	
	(1)	(2)	(1)	(2)
10^4	$5,8 \times 10^9$	$1,6 \times 10^8$	$2,4 \times 10^7$	$1,9 \times 10^6$
10^5	$5,9 \times 10^8$	$2,1 \times 10^8$	$2,4 \times 10^6$	$2,5 \times 10^5$
10^6	$5,9 \times 10^9$	$2,6 \times 10^8$	$2,4 \times 10^5$	$3,1 \times 10^4$

On constate que le terme b est négligeable dans tous les cas devant le terme dû à la contre-réaction. L'avantage va au galvanomètre (1) car il permet d'obtenir un gain en boucle ouverte nettement plus élevé.

Le module de l'impédance d'entrée passe par un maximum pour une fréquence voisine de la fréquence de résonance mécanique du galvanomètre. L'impédance d'entrée tend vers la valeur b aux fréquences très élevées, c'est-à-dire quand le système n'est plus contre-réactionné. La figure (25) représente l'allure de variation du module, de la partie réelle et de la partie imaginaire de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.

Le bruit de l'amplificateur linéaire :

Le bruit du système bouclé diffère très nettement du bruit en boucle ouverte. Les bruits mécaniques ont beaucoup moins d'importance du fait que la contre-réaction augmente considérablement la constante de torsion du galvanomètre. Le bruit est donc surtout d'origine électronique.

Il est commode de définir un niveau de bruit ramené à l'entrée de l'amplificateur. Il dépend essentiellement des conditions d'utilisation : en effet le bruit varie considérablement en fonction du gain de l'amplificateur, de sa bande passante et de l'amplification intermédiaire. Les niveaux de bruit ramenés à l'entrée dans les plus mauvais cas sont indiqués par le tableau suivant :

Gain	10^4	10^5	10^6
Bruit			
(microvolts	50	5	1
crête à crête)			

Ces valeurs ont été relevées dans le cas le plus défavorable où l'on emploie une très forte amplification intermédiaire. Ce cas se présente quand on veut obtenir un très grand gain en boucle ouverte avec le galvanomètre (2). En pratique, les niveaux de bruits observés sont le plus souvent nettement inférieurs.

Nous avons étudié la structure du bruit grâce aux méthodes de corrélations. Malheureusement, le corrélateur dont nous disposions ne pouvait traiter que des signaux assez lents (un peu plus de 100 hertz). Pour cette raison, nous avons dû la plupart du temps enregistrer le bruit sur bande magnétique à grande vitesse (76 cm), puis lire l'enregistrement à petite vitesse (9,5 cm). Nous avons ainsi divisé toutes les fréquences par 8. Dans certains cas, il a fallu faire un recopiage supplémentaire pour diviser les fréquences par 64.

La courbe 5 de la figure (26) représente le spectre de bruit de l'amplificateur au gain 10^4 avec le galvanomètre (1). On voit apparaître deux contributions principales au bruit, l'une à 50 hertz, l'autre autour de 100 hertz. La partie droite de la courbe ne doit pas être prise en considération à cause du manque de rapidité du corrélateur.

La courbe 6 correspond aux mêmes conditions d'essais mais le calcul de corrélation a été fait sur une plus large gamme de fréquences. Cette courbe montre que la majeure partie du bruit se situe au-dessous de 500 hertz, mais ne permet pas de détailler le spectre de fréquences. En particulier les pics à 50 et 100 hertz ne sont pas séparés.

Pour avoir plus de renseignements sur la structure du bruit, nous avons fait deux autres essais en divisant les fréquences par 64. Les résultats sont représentés par les courbes 7 et 8 de la figure (27). Sur ces deux courbes, les valeurs des fréquences sont à multiplier par 64. La courbe 7 montre les détails du spectre de bruit depuis le continu jusqu'à 2660 hertz environ. On remarque sur la partie gauche de la courbe une série de pics à des fréquences multiples de 50 hertz : 50, 100, 150... 500 hertz. Les pics correspondant aux harmoniques pairs sont nettement plus importants. Nous pensons qu'il s'agit principalement du bruit des amplificateurs stabilisés par un "chopper" fonctionnant à 50 hertz. D'autres causes de bruit interviennent sans doute, en particulier les parasites rayonnés par le secteur et le bruit des alimentations des amplificateurs. On ne remarque aucun pic significatif aux fréquences plus élevées car le fonctionnement était nettement suramorti.

La courbe 8 correspond à une gamme de fréquences plus large (0 - 8000 hertz) mais la partie basses fréquences du bruit est beaucoup moins détaillée.

La courbe 9 de la figure (28) représente le spectre de bruit de l'amplificateur linéaire au gain 10^4 avec le galvanomètre (2). La gamme de fréquences

explorée va de 0 à 21 000 hertz. Toutefois, la partie du spectre située au-dessus de 10 000 hertz est certainement très déformée car la bande passante du magnétophone utilisé allait à $\pm 0,5$ db du continu à 10 000 hertz seulement. Il ne faut donc pas attendre de renseignements quantitatifs de la partie droite du spectre.

On remarque cette fois un pic notable vers 3 500 hertz. Cette fréquence correspond à la surtension de l'amplificateur qui était nettement sous-amorti. On constate également un faible pic à 20 000 hertz. Il s'agit de la surtension des filtres passe-bas du deuxième ordre qui constituent les étages d'amplification, mais l'amplitude de ce pic est certainement très atténuée par le manque de rapidité du magnétophone.

Remarques :

1°) Sur toutes les courbes, l'axe vertical est gradué en unités arbitraires. Pour avoir les valeurs réelles du spectre de bruit, il aurait fallu faire un étalonnage.

2°) Sur les courbes 5, 6, 7 et 9 une partie du spectre de bruit a des ordonnées négatives, ce qui est évidemment aberrant pour un spectre de puissance. Cela est dû à des difficultés pratiques dans le calcul de corrélation : le premier point de la fonction de corrélation peut être obtenu à une constante près, ce qui correspond à une masse de Dirac à l'origine dans le domaine temporel. Cette erreur se traduit dans le domaine fréquentiel par un décalage constant (spectre blanc) sur le spectre de bruit. On obtient dans ce cas le spectre de puissance à une constante additive près.

L'AMPLIFICATEUR INTEGRATEUR

Nous avons voulu réaliser un appareil capable d'intégrer à long terme de faibles tensions. Pour avoir un intégrateur analogique il faut compenser le couple de rappel du galvanomètre. C'est le rôle de la boucle de réaction positive. Il est essentiel que cette boucle de correction soit parfaitement réglée pour que l'intégrateur puisse traiter correctement des signaux de longue durée.

Tous les résultats qui vont suivre ont été obtenus après réglage de la boucle de réaction positive.

Analyse des causes de dérive :

Dans une expérience réelle, les dérives peuvent provenir à la fois de l'appareil de mesure et du système mesuré. Nous n'étudierons ici que les dérives intrinsèques de l'intégrateur. Ce sont les dérives observées quand l'entrée de l'appareil est court-circuitée.

Les causes de dérives sont nombreuses et de nature diverse, mais on peut toutefois les classer en quatre catégories principales :

- forces électromotrices parasites dans les circuits d'entrée à bas-niveau,
- forces électromotrices dans le galvanomètre,
- dérives mécaniques,
- dérives dues à l'électronique intermédiaire.

Nous avons essayé de remédier à chacune de ces causes de dérive par des précautions appropriées.

Les forces électromotrices parasites dans les circuits bas niveau sont dues au fait que des jonctions métalliques sont placées dans des gradients de température. Il est possible de les compenser si elles restent constantes, mais il faut diminuer leurs variations le plus possible.

Dans ce but, nous avons réalisé l'ensemble des circuits bas niveau en cuivre pur. Tous les contacts se font par serrage de deux pièces de cuivre l'une sur l'autre. L'ensemble est placé dans une épaisse enceinte de cuivre destinée à égaliser la température le plus possible. Une couche d'isolant thermique complète la protection ; son rôle est d'amortir les fluctuations de température.

L'expérience a montré que les dérives électriques du galvanomètre sont une cause prépondérante des dérives de l'intégrateur. En effet, le galvanomètre contient des jonctions de métaux différents. Il importe donc de réaliser le mieux possible l'équilibre thermique dans le galvanomètre. Nous avons soigneusement isolé ce dernier des variations de température. Nous avons alors constaté que les variations résiduelles des forces électromotrices parasites pouvaient tomber à quelques centièmes de nanovolt.

On a accès aux dérives d'origine mécanique par l'étude du galvanomètre en circuit ouvert. L'expérience a montré que les dérives mécaniques sont pratiquement négligeables devant les dérives électriques.

Il est difficile de donner une liste complète des causes de dérives mécaniques. On peut cependant les séparer en deux parties principales : dérives mécaniques du cadre du galvanomètre et dérives dues aux déformations et dilatations de l'ensemble de l'appareil.

Nous avons essayé d'estimer les dérives mécaniques du galvanomètre. Le galvanomètre (1) s'est révélé remarquable de ce point de vue : des essais ont montré que l'amplitude totale de la dérive du cadre est inférieure à 10^{-5} radian en 48 heures.

Pour avoir une idée des dérives dues aux déformations du bâti, nous avons remplacé le galvanomètre par un système fixe ayant les mêmes caractéristiques optiques. Nous avons constaté une corrélation très nette entre les dérives et les fluctuations de température. Il semble que l'ordre de grandeur des déplacements du spot lumineux soit de 1 micron par degré. Pour éliminer cette cause de dérives nous avons protégé l'ensemble de l'appareil par des enceintes isolantes.

L'électronique constitue une source de dérives non négligeable. En effet tous les amplificateurs utilisés sont caractérisés par un certain niveau de dérives d'origines diverses, en particulier d'origine thermique. C'est pourquoi on a avantage à utiliser un galvanomètre sensible : cela permet d'avoir un gain en boucle ouverte important sans utiliser une amplification trop élevée. On réduit d'autant la contribution de l'électronique aux dérives. De ce point de vue, le galvanomètre (1) l'emporte très nettement.

La boucle de correction du couple de rappel a une grande importance. Les dérives de l'amplificateur utilisé se superposent au signal électrique et sont réinjectées aux bornes du galvanomètre en même temps que le courant de correction. Il est intéressant de diviser beaucoup la tension de sortie de l'amplificateur pour diviser aussi ces dérives. C'est pourquoi on a avantage à utiliser un galvanomètre nécessitant une faible correction.

Le calcul montre que le taux de réinjection nécessaire est proportionnel à $\frac{\Gamma_b}{\phi_0 G}$, c'est-à-dire à l'inverse du gain en boucle ouverte. De ce point de vue le galvanomètre (1) est encore le plus avantageux.

Nous avons employé des amplificateurs à faibles dérives et nous avons placé l'ensemble de l'électronique dans un thermostat. Dans ces conditions les dérives de l'électronique ne contribuent que pour une faible part à la dérive totale, surtout quand on utilise le galvanomètre (1). Elles correspondent dans le plus mauvais cas à une force électromotrice ramenée à l'entrée inférieure à 10^{-11} volt.

La stabilité de l'intégrateur :

La tension de dérive en sortie de l'intégrateur dépend évidemment de sa sensibilité.

Pendant un essai de durée $t_1 - t_0 = \Delta t$, l'intégrateur dérive d'une quantité V . Pour donner une représentation simple nous supposons que la dérive V a été causée par une tension constante e_m présente à l'entrée de l'intégrateur pendant toute la durée de l'essai. On peut ainsi avoir une idée de la grandeur des fluctuations supposées ramenées à l'entrée. On peut écrire :

$$V = \frac{1}{RC} \int_{t_0}^{t_1} e \, dt = \frac{1}{RC} e_m \Delta t$$

soit

$$e_m = \frac{RC}{\Delta t} V$$

Galvanomètre (1) :

Ce galvanomètre, spécialement trié, s'est révélé remarquable du point de vue de la stabilité. Il est d'autre part très avantageux pour les raisons indiquées plus haut.

De nombreux enregistrements ont été effectués. Les résultats de quatre essais sont indiqués dans le tableau suivant :

Durée de l'essai (minutes)	Tension moyenne ramenée à l'entrée (volts)
10	$\pm 1,7 \times 10^{-11}$
16	$\pm 3,1 \times 10^{-11}$
30	$\pm 4,2 \times 10^{-11}$
54	$\pm 3,4 \times 10^{-11}$

Galvanomètre (2) :

Ce galvanomètre paraît moins stable que le précédent. De plus, les dérives dues à l'électronique sont plus importantes car il faut un coefficient d'amplification plus élevé et une correction plus forte du couple de rappel. Les résultats de trois essais sont regroupés dans le tableau ci-dessous.

Durée de l'essai (minutes)	Tension moyenne ramenée à l'entrée (volts)
10	$\pm 10^{-10}$
10	$\pm 8,3 \times 10^{-11}$
13	$\pm 9 \times 10^{-11}$

La réponse en fréquence de l'intégrateur : (figures 29 et 30)

Pour relever expérimentalement les courbes de réponse de l'intégrateur il est commode de dériver une fois un signal sinusoïdal connu. On obtient ainsi à la sortie de l'intégrateur, à une constante près, les courbes caractéristiques du filtre passe-bas de fonction de transfert $W_1(p)$ défini précédemment. Ces courbes représentent l'écart à la perfection de l'intégrateur. C'est pourquoi nous parlerons de "bande passante" de l'intégrateur, et nous représenterons son comportement par la donnée des mêmes fréquences f_0 , f_1 et f_2 que dans le cas de l'amplificateur linéaire. Il est également intéressant d'indiquer le temps de montée de l'échelon de tension obtenu à la sortie de l'amplificateur quand le signal d'entrée est une impulsion très brève.

Les deux galvanomètres étudiés permettent de réaliser un intégrateur rapide. Le tableau ci-dessous compare leurs possibilités dans deux cas particuliers.

Gain en boucle ouverte : $\frac{G\phi_0}{T_b}$		Constante de temps RC (secondes)		f_0 (hertz)		f_1 (hertz)		f_2 (hertz)		Temps de montée (micro- secondes)	
(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
$1,8 \times 10^9$	$3,3 \times 10^7$	5×10^{-7}	4×10^{-8}	6000	8000	4100	5100	1260	1300	180	100

L'impédance d'entrée de l'intégrateur :

Nous calculons l'impédance d'entrée de la même façon que dans le cas de l'amplificateur linéaire. La seule différence réside dans la forme de la fonction de transfert $W(p)$.

En faisant les mêmes approximations que précédemment, on trouve :

$$Z_i = b + \frac{\phi_o G}{\Gamma} \frac{RCp}{I_p^2 + fp + \Gamma}$$

soit, en régime sinusoïdal :

$$Z_i = b + \frac{\phi_o G}{\Gamma} \frac{jRC\omega}{-I\omega^2 + jf\omega + \Gamma}$$

L'impédance d'entrée aux basses fréquences est égale à b , résistance totale du circuit galvanométrique, puisque le système n'est pas contre-réactionné à la fréquence zéro. Aux fréquences très élevées Z_i tend également vers b . Entre ces deux limites, le module de Z_i passe par un maximum très accentué pour une fréquence voisine de la fréquence propre du galvanomètre. Par exemple, l'intégrateur fonctionnant avec un gain en boucle ouverte égal à $2,5 \times 10^9$ (galvanomètre (1)) et une constante de temps de 8×10^{-7} s a une impédance d'entrée maximale de 31.000 ohms environ au voisinage de 0,7 hertz. Le module de l'impédance d'entrée reste supérieur à 1 000 ohms entre 0,016 et 32 hertz.

La figure (31) représente l'allure des variations de la partie réelle, de la partie imaginaire et du module de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.

Conclusions sur l'emploi de l'intégrateur :

Nous avons essayé de réaliser un intégrateur sensible à la fois rapide et stable. Les résultats précédents montrant que le choix du galvanomètre est un élément primordial qui détermine les possibilités de l'intégrateur.

Le galvanomètre (1) permet d'obtenir un intégrateur à long terme très stable, et capable d'étudier des phénomènes rapides. Le galvanomètre (2) permet de suivre des phénomènes encore plus rapides, mais pendant des temps d'intégration plus courts.

D'autres considérations (niveau de bruit, impédance d'entrée) interviennent également dans le choix du galvanomètre. L'optimisation de ce choix est un problème complexe.

L'EFFET DES CORRECTIONS

L'étude théorique montre que les diverses boucles de réinjection doivent sinon supprimer, du moins diminuer les défauts du comportement dynamique du système bouclé.

Les corrections ne sont évidemment valables que dans le cas d'un système linéaire. On peut se poser le problème de leur validité dans le cas du galvanomètre (1) dont le cadre est immergé dans un liquide organique : le liquide pourrait être à l'origine de phénomènes non linéaires (13). En fait, il ne semble pas que ce soit le cas. On peut supposer que l'hypothèse de linéarité reste valable, vu la très faible amplitude des rotations du cadre du galvanomètre.

Pour illustrer l'effet des corrections, nous avons choisi le cas de l'intégrateur qui nécessite toutes les boucles de réinjection. Le galvanomètre étudié est le galvanomètre (2).

Réaction proportionnelle au signal :

La nécessité de cette correction se fait sentir aux basses fréquences. Nous avons déjà signalé que la constante de torsion du galvanomètre se manifeste en rappelant le cadre au zéro après une déviation. La réponse de l'intégrateur à une impulsion n'est donc pas un signal carré car on observe une lente décroissance exponentielle de la tension de sortie. La constante de temps de ce phénomène est égale à $\frac{\phi_0 RCG}{b T}$: c'est le produit de la constante de temps de l'intégrateur par le gain en boucle ouverte.

Nous avons fait un essai où ces deux quantités valaient respectivement $0,67 \times 10^{-7}$ seconde et $1,3 \times 10^7$. La constante de temps de décroissance vaut théoriquement 0,87 seconde ; le résultat expérimental est en bon accord avec cette valeur.

La photographie 1 de la planche 1 est un oscillogramme mettant en évidence la décroissance exponentielle du signal. Les échelles horizontale et verticale valent respectivement 0,5 seconde par carreau et 2 volts par carreau.

Le réglage de la boucle de réaction positive permet de corriger ce défaut. La méthode que nous avons utilisée consiste à envoyer à l'entrée de l'intégrateur des impulsions de signes alternés à faible fréquence de répétition et à observer le signal de sortie sur un enregistreur. On peut ajuster très précisément le taux de réinjection de façon à obtenir un signal parfaitement carré. L'appareil est alors prêt à intégrer correctement des signaux de longue durée.

La photographie 2 de la planche 1 montre les signaux carrés obtenus à la sortie de l'intégrateur corrigé.

Réactions en p^2 et p^3 :

Ces corrections intéressent au contraire les fréquences élevées. Elles améliorent la réponse du système aux phénomènes transitoires.

L'étude théorique de la stabilité nous a permis de déterminer l'allure de la zone de stabilité du système asservi. En fait les conditions réelles de stabilité sont plus restrictives que ne l'indique le calcul. Le système peut très bien entrer en oscillation alors que son point figuratif (α_2, α_3) est à l'intérieur de la zone de stabilité théorique. En particulier il arrive souvent que le point (0, 0) ne corresponde pas au régime le plus stable. Les réinjections permettent alors de déplacer le point figuratif dans la zone de stabilité pour obtenir un fonctionnement satisfaisant.

L'effet des réactions en p^2 et p^3 est illustré par les photographies 3 à 6 de la planche 1.

La photographie 3 montre la réponse de l'intégrateur à une impulsion de tension obtenue en dérivant le signal carré de référence. Les échelles valent respectivement 100 microsecondes par carreau et 2 volts par carreau. Le régime transitoire est nettement suramorti.

La photographie 4 montre l'allure de la réponse quand on introduit la correction en p^2 . On constate comme prévu que cette correction agit sur l'amortissement du système qu'on peut rendre oscillatoire alors qu'il était suramorti. Le point figuratif est situé sur l'axe α_2 . S'il se rapproche du point (1, 0) le système devient de moins en moins amorti, jusqu'à atteindre l'instabilité complète.

Sur la photographie 5, on voit l'allure du phénomène quand on introduit uniquement la correction en p^3 . Le point figuratif est alors situé sur l'axe α_3 . On constate que le régime transitoire est de nouveau suramorti, car on a supprimé la correction en p^2 . Par contre, on voit apparaître des oscillations caractéristiques du troisième ordre, qui peuvent aller jusqu'à l'instabilité totale si on augmente le taux de réinjection.

Enfin, la photographie 6 montre l'allure de la réponse quand on utilise les deux corrections. Le temps de montée est le même que sur la photographie 4, mais on n'observe pratiquement plus de dépassement du niveau final. Toutes les oscillations ont disparu. Le point figuratif est maintenant un point quelconque de la zone de stabilité.

LE CORRECTEUR EXTERIEUR

Le correcteur extérieur augmente en principe indéfiniment la bande passante du dispositif. En fait, pour diverses raisons, on ne peut corriger que dans une bande limitée de fréquences. Ce procédé est toutefois très intéressant : en effet, on dispose de plusieurs paramètres réglables indépendamment, ce qui permet en pratique de régler presque à volonté la forme de la réponse en fréquence. On peut par exemple obtenir une courbe de gain pratiquement plate depuis le continu jusqu'à une fréquence aussi élevée que possible, ou bien minimiser le déphasage dans une bande donnée de fréquences. L'exemple suivant illustre cette possibilité.

Nous avons choisi l'intégrateur fonctionnant avec le galvanomètre oscillographe et avec une constante de temps de 10^{-7} secondes. Nous avons comparé les réponses en fréquence de l'intégrateur avant et après correction. Le tableau suivant indique les valeurs respectives des fréquences f_0 , f_1 et f_2 déjà définies, ainsi que le temps de montée d'un échelon de tension.

	Avant correction	Après correction
: f_0 (hertz) :	7900	10000
: f_1 (hertz) :	4850	8000
: f_2 (hertz) :	1100	6750
: Temps de montée :	100	60
: (microsecondes) :		

On constate sur cet exemple que le correcteur permet de diminuer le déphasage dans une très large bande de fréquences. La figure (32) compare les courbes de réponse avant et après correction. On constate que l'intégrateur corrigé déphase de moins de 10° jusqu'à 4500 hertz. On voit également que le système corrigé présente une plus grande surtension que le système non corrigé, comme le calcul le laissait prévoir.

Le correcteur donne également des résultats très satisfaisants avec l'amplificateur linéaire. Le tableau ci-dessous montre les résultats obtenus au gain 10^4 avec chacun des galvanomètres.

		Avant correction	Après correction
: f_0 (hertz)	(1)	1400	1860
	(2)	3080	5200
:-----:		-----	-----
: f_1 (hertz)	(1)	780	1220
	(2)	2225	3460
:-----:		-----	-----
: f_2 (hertz)	(1)	160	950
	(2)	510	2820
:-----:		-----	-----

On constate encore que le correcteur élargit la bande passante et diminue très sensiblement les déphasages. De nombreux essais ont montré qu'on peut réduire le déphasage à 10 ou 20° jusqu'à la fréquence où il valait 135° auparavant. Ce résultat tend à confirmer le fait qu'on trouve théoriquement une fonction de transfert du troisième ordre pour représenter le système bouclé, du moins dans une bande de fréquences de plusieurs kilohertz.

CHAPITRE V : UN EXEMPLE D'APPLICATION : LE FLUXMETRE

Pour donner un aperçu des possibilités de l'appareil, nous avons utilisé le montage intégrateur à bas niveau en tant que fluxmètre. Les tensions d'entrée e et de sortie U sont reliées par la relation :

$$U = \frac{1}{RC} \int e dt$$

Si la force électromotrice e est causée par une variation du flux magnétique Φ , on peut écrire d'après la loi de l'induction $e = - \frac{d\Phi}{dt}$

$$U = - \frac{1}{RC} \Delta\Phi$$

La tension de sortie de l'intégrateur est donc proportionnelle à la variation de flux.

Le phénomène étudié : le trainage magnétique de diffusion :

Dans un cristal de fer, chaque atome est porteur d'un moment magnétique dipolaire et les moments de tous les atomes tendent à s'aligner parallèlement entre eux (ferromagnétisme). L'anisotropie magnétocristalline intervient également et tend à aligner tous les moments parallèlement aux axes quaternaires du cristal qui sont les axes de facile aimantation.

Supposons que le cristal de fer renferme un petit nombre d'atomes de carbone répartis au hasard en positions interstitielles. Un atome de carbone peut par exemple s'intercaler entre deux atomes de fer au milieu d'une arête X de la maille ; la symétrie locale du cristal est alors profondément perturbée, et la direction OX se différencie des directions OY et OZ au voisinage de

l'atome de carbone. Pour rendre compte de ce phénomène, L. Néel (14) a proposé d'introduire une énergie d'interaction entre les moments magnétiques et la direction d'anisotropie due à l'atome de carbone.

D'autre part, l'agitation thermique tend à répartir les atomes de carbone sur les sites X, Y et Z. Les atomes peuvent passer d'un site à l'autre en franchissant les barrières de potentiel qui les séparent. La répartition des atomes de carbone et l'orientation de l'aimantation sont couplées par ce mécanisme. L'état d'équilibre correspond à un compromis entre l'agitation thermique et l'énergie d'interaction. Le cristal tend à se rapprocher de l'état d'équilibre grâce au mécanisme de diffusion des atomes de carbone. L'équilibre n'est pas atteint instantanément ; en particulier, si on applique un champ magnétique variable, la répartition statistique des atomes se modifie au fur et à mesure, à la recherche de l'état d'équilibre.

Ce phénomène apparaît de façon très nette quand on fait décrire des cycles d'hystérésis au cristal après l'avoir désaimanté. On constate sur les cycles un étranglement qui diminue progressivement à mesure qu'augmente le nombre de cycles décrits. L'étude du phénomène a été faite par P. Brissonneau (15).

Le montage :

Il est représenté par la figure (33). Sur un tore de fer-silicium contenant une très faible quantité de carbone sont disposés deux enroulements. Le premier enroulement est relié à un générateur très basse fréquence qui fournit une tension alternative triangulaire d'amplitude et de fréquence réglables. Le deuxième enroulement constitue le circuit de mesure de flux et est branché aux bornes de l'intégrateur. La tension de sortie de l'intégrateur est appliquée à l'axe Y d'un enregistreur, tandis qu'une tension proportionnelle au courant d'excitation est appliquée à l'axe X du même enregistreur. On obtient ainsi les variations de l'induction en fonction du champ d'excitation.

L'enroulement d'excitation a une constante de champ de 16 oersteds par ampère. La constante de temps de l'intégrateur vaut 10^{-6} seconde, ce qui correspond à une sensibilité de 100 maxwells par volt de sortie.

Les résultats :

Nous avons décrit des cycles d'hystérésis de période égale à 20 secondes. L'amplitude crête à crête des variations de flux était de l'ordre de 100 à 200 maxwells. Les expériences duraient de quelques minutes à une vingtaine de minutes avec des dérives de quelques maxwells.

La figure (34) montre l'évolution des premiers cycles décrits après désaimantation (1, 2). Elle montre également la façon dont les cycles se stabilisent après que l'un d'eux ait été arrêté un certain temps à l'une de ses pointes (3).

La figure (35) est un autre enregistrement des premiers cycles avec un champ magnétisant de plus faible amplitude (4). Elle montre aussi l'allure que prennent les cycles quand les variations de champ ne sont pas symétriques autour de 0 (5).

C O N C L U S I O N

Des considérations théoriques sur les asservissements nous ont conduits à des résultats directement applicables aux amplificateurs galvanométriques, qui ne constituent en fait qu'une classe particulière de systèmes asservis. Cette étude nous a suggéré une méthode permettant de corriger les défauts inhérents au dispositif.

Partant de ce principe, nous avons réalisé diverses boucles de correction constituées par des réseaux actifs allant jusqu'au troisième ordre de dérivation, et qui permettent d'agir directement sur l'équation différentielle du système. Nous avons d'autre part, mis au point une méthode de correction supplémentaire qui étend encore les possibilités de l'appareil.

Nous avons également réduit dans des proportions notables, les dérives du dispositif, ce qui nous a permis en particulier, de réaliser un intégrateur à bas niveau particulièrement stable.

Il est intéressant de comparer l'appareil que nous avons obtenu avec les meilleurs maillons électroniques. L'amplificateur linéaire corrigé passe à moins de 20° de déphasage environ 1000 hertz au gain 10^4 , 700 hertz au gain 10^5 et 400 hertz au gain 10^6 . Les produits gain - bande passante correspondants valent respectivement 10^7 , 7×10^7 et 4×10^8 , encore sont-ils définis de façon très pessimiste, car la courbe de gain est pratiquement plate jusqu'aux fréquences indiquées ci-dessus. Les meilleurs amplificateurs opérationnels sont caractérisés par un produit gain - bande égal à 10^8 . Il apparaît donc que l'amplificateur galvanométrique prend l'avantage aux gains élevés.

En ce qui concerne l'intégrateur, on peut faire une comparaison avec deux des meilleurs appareils actuels : les nanovoltmètres "Astrodata" modèle 121Z et "Keithley" modèle 148. Ce sont des amplificateurs linéaires, mais on peut les prendre comme base de comparaison, car une intégration à haut niveau à la sortie de ces appareils n'introduit pas de dérive supplémentaire significative.

Le premier se caractérise par une bande passante de 100 hertz et une dérive de 50 nanovolts par heure. Le second, pour 10 nanovolts pleine échelle, a un temps de montée en signal carré de 5 secondes et une dérive de quelques nanovolts par heure. L'appareil que nous avons réalisé, possède à la fois une rapidité et une stabilité bien supérieures, qualités qui permettent de résoudre de nombreuses difficultés expérimentales.

LES ETAGES D'AMPLIFICATION INTERMEDIAIRES.

Ils sont constitués par deux amplificateurs opérationnels , le premier a un gain fixe de 200, le deuxième un gain réglable de 1 à 200.

Nous avons indiqué la nécessité de limiter la bande passante de ces étages , pour cela, ils sont montés sous la forme de filtres passe-bas du 2ème ordre comme l'indique la figure (36).

Un tel filtre est caractérisé par un gain statique, une période propre et un amortissement respectivement égaux à :

$$K = \frac{R_5}{R_1}$$

$$T = \sqrt{R_3 R_5 C_2 C_4}$$

$$Z = \frac{C_4 (R_3 + R_5 + \frac{R_3 R_5}{R_1})}{2\sqrt{R_3 R_5 C_2 C_4}}$$

Le premier amplificateur a une fréquence de coupure pouvant prendre les trois valeurs 7,5 , 10 et 20 kHz. Son amortissement vaut 0,4.

Le deuxième amplificateur a une fréquence de coupure fixe de 80 kHz et un amortissement de 0,5.

Ces valeurs ont été déterminées expérimentalement pour obtenir un fonctionnement satisfaisant.

DESCRIPTION DES RESEAUX DERIVATEURS.

Nous avons déjà indiqué qu'on utilise deux réseaux dérivateurs du 1er et du 2ème ordre respectivement, et qu'on ajoute un ordre de dérivation supplémentaire en réinjectant par une capacité.

Filtre dérivateur du 1er ordre

Il est représenté par la figure (37). Le calcul montre que sa fonction de transfert s'écrit

$$w(p) = - \frac{T_p}{1 + T_1 p + T_1 T_2 p^2}$$

$$\text{avec } T = 2RC \quad T_1 = 2RY \quad T_2 = RC.$$

La petite capacité γ fait chuter le gain aux fréquences élevées pour stabiliser l'amplificateur. Dans la zone d'utilisation, on a pratiquement

$$w(p) = - T_p.$$

L'expérience nous a conduit à choisir pour T la valeur 10^{-4} , dans ces conditions le gain du filtre dérivateur est égal à 1 pour une fréquence de 1600 hz environ. La figure (38) indique l'allure de la courbe de réponse en fonction de la fréquence.

Filtre dérivateur du 2ème ordre

Il est représenté par la figure (39) , sa fonction de transfert est égale à

$$w(p) = - \frac{T^2 p^2}{1 + T_1 p + T_1 T_2 p^2}$$

$$\text{avec } T = RC , \quad T_1 = 2RY , \quad T_2 = RC$$

Dans la zone d'utilisation on a pratiquement

$$w(p) = - T^2 p^2$$

Ce filtre a un gain égal à 1 pour une fréquence voisine de 3200 hz. La figure (40) représente sa courbe de réponse.

B I B L I O G R A P H I E

- 1 - R.F. EDGAR
Electrical Engineering, 56, 1937, p. 805 à 809.
- 2 - R.H. DICKE
Rev. Sci. Instrum., 19, 1948, p. 533-534.
- 3 - P.P. CIOFFI
Rev. Sci. Instrum., 21, 1950, p. 625.
- 4 - P.P. CIOFFI
Rev. Sci. Instrum., 25, 1954, p. 624 à 628.
- 5 - R.I. BERGE et C.A. GUDERJAHN
Electronics, 27, 1954, p. 147 à 149.
- 6 - S.P. KAPITZA
Zhurnal Tekhnicheskoy fiziki, 25, 1955, p. 1307 à 1315.
- 7 - P. LEROND et A. THULIN
Journal of Sci. Instrum., 36, 1959, p. 388-389.
- 8 - R.R. BOCKEMUEHL et P.W. WOOD
Electronics, 32, 1960, p. 70-71.
- 9 - P. GRIVET, M. SAUZADE et R. STEFANT
Rev. Gén. de l'Electricité, 70, n°6, 1961, p. 317 à 328.
- 10 - J. MAX et R. CHEVALIER
J. Phys. Appl., 25, n°6, 1964, p. 90A à 94A.
- 11 - B. CAZENAVE
Brevet français, n° 1.265.274 du 23/5/64
Mesures, octobre 1964.
- 12 - J.M.W. MILATZ et A.H. WAPSTRA
Physica XIX, 1953, p. 166 à 174.

13 - E. KAPFER

Archiv. für Technisches Messen, 364, 1966.

14 - L. NÉEL

J. Physique Radium, 13, 1952.

15 - P. BRISSONNEAU

J. Phys. Chem. Solids, 7, 1958, p. 22 à 51.

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : LES PRINCIPES MIS EN OEUVRE</u>	2
<u>GENERALITES SUR LES SYSTEMES ASSERVIS</u>	2
- Hypothèses de départ	2
- Fonction de transfert	2
- Systèmes ouverts et bouclés	3
- Cas des systèmes ayant un gain en boucle ouverte élevé	4
<u>L'AMPLIFICATEUR A PHOTOCELLES ET LES APPAREILS QUI EN DERIVENT</u>	6
- L'appareil de base : l'amplificateur à photocellules	6
- Introduction d'une contre-réaction : expression générale	8
- Principe d'obtention d'une fonction de transfert donnée	9
- Première application : l'amplificateur linéaire	11
- Deuxième application : l'intégrateur	14
<u>LA CORRECTION EXTERIEURE</u>	16
- Position du problème et principe de correction	16
- Réalisation	17

Pages

CHAPITRE II : HISTORIQUE

19

CHAPITRE III : LA REALISATION

22

L'AMPLIFICATEUR A PHOTOCELLULES

22

- Principe et description sommaire

22

- Les divers maillons

23

. le galvanomètre

. le système de grilles

. les cellules

. les étages d'amplification

LES BOUCLES DE RETOUR

28

- Position du problème

28

- Les boucles de contre-réaction résistive et
capacitive

28

- Le problème des circuits dérivateurs

29

- Le problème de la réaction proportionnelle

30

- Disposition pratique des boucles de retour

31

LE CORRECTEUR

32

- Réalisation du filtre du deuxième ordre

32

- Réalisation du filtre du troisième ordre

33

- Difficultés pratiques

33

- Méthode de réglage du correcteur

35

CHAPITRE IV : LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

37

LES CARACTERISTIQUES DE L'AMPLIFICATEUR A CELLULES

37

- Ordres de grandeur

37

- Le bruit du système

38

Pages

ETUDE DE LA STABILITE DE L'APPAREIL BOUCLE

42

- Cas de l'amplificateur
- Cas de l'intégrateur

43

44

L'AMPLIFICATEUR LINEAIRE

46

- La réponse en fréquence
- L'impédance d'entrée
- Le bruit

46

48

50

L'INTEGRATEUR

53

- Analyse des causes de dérive
- La stabilité
- La réponse en fréquence
- L'impédance d'entrée
- Conclusions sur l'emploi de l'intégrateur

53

56

58

58

59

L'EFFET DES CORRECTIONS

61

- La réaction proportionnelle
- Les réactions en p^2 et p^3

61

62

LE CORRECTEUR EXTERIEUR

64

CHAPITRE V : UN EXEMPLE D'APPLICATION : LE FLUXMETRE

66

- Le phénomène étudié
- Le montage
- Les résultats

66

67

68

CONCLUSION

69

Pages

ANNEXE 1 : LES ETAGES D'AMPLIFICATION INTERMEDIAIRES

71

ANNEXE 2 : LES FILTRES DERIVATEURS

72

BIBLIOGRAPHIE

74

TABLE DES MATIERES

76

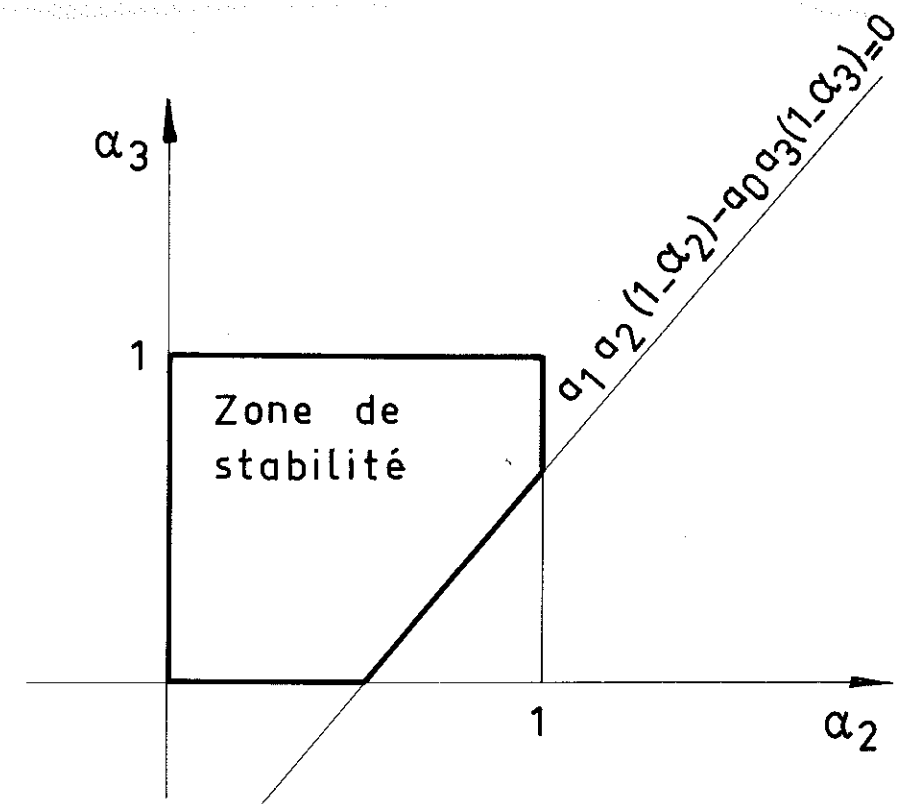


Fig. 20 - Zone de stabilité théorique (équation du 3e ordre)

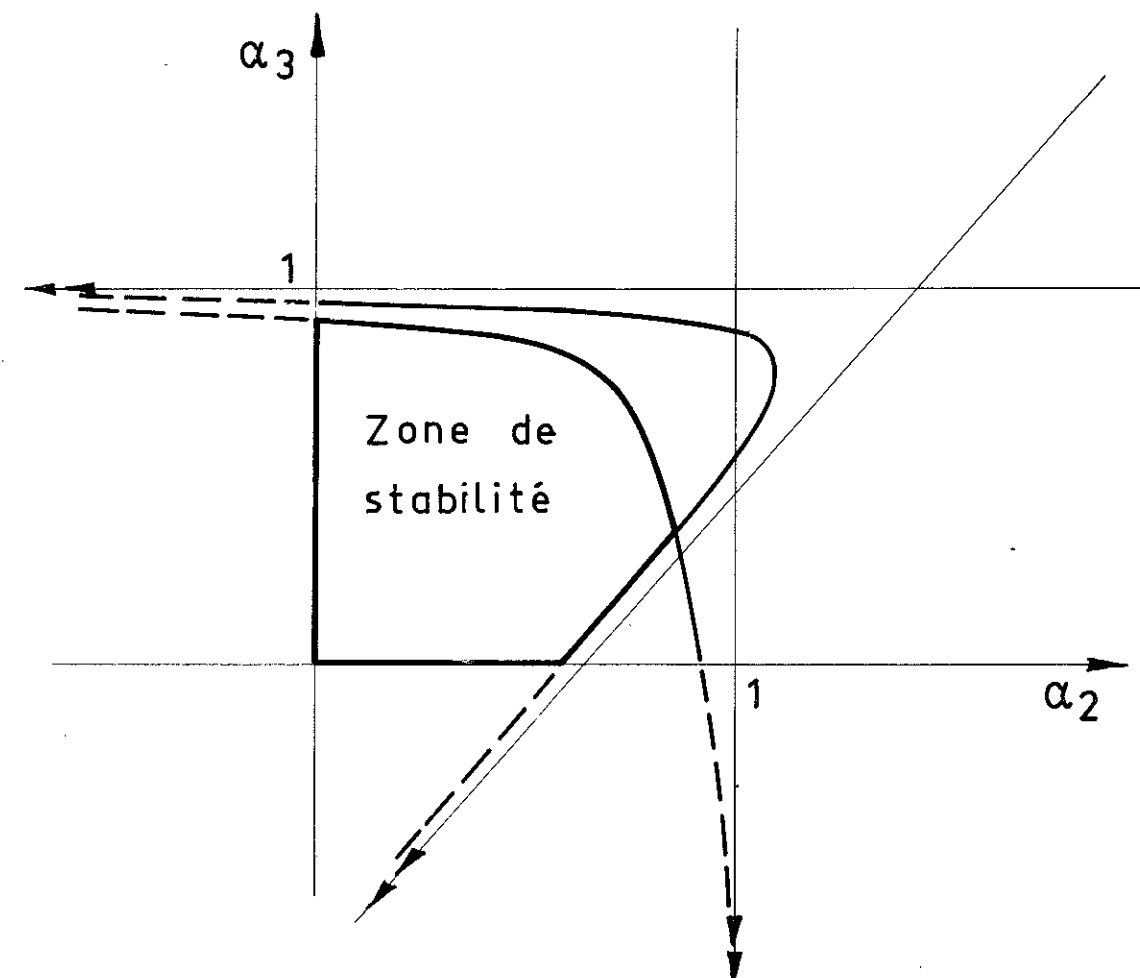


Fig. 21 - Zone de stabilité théorique (équation du 4e ordre)

Fig. 23 : Courbes de reponse de l'amplificateur .
Galvanomètre 1.

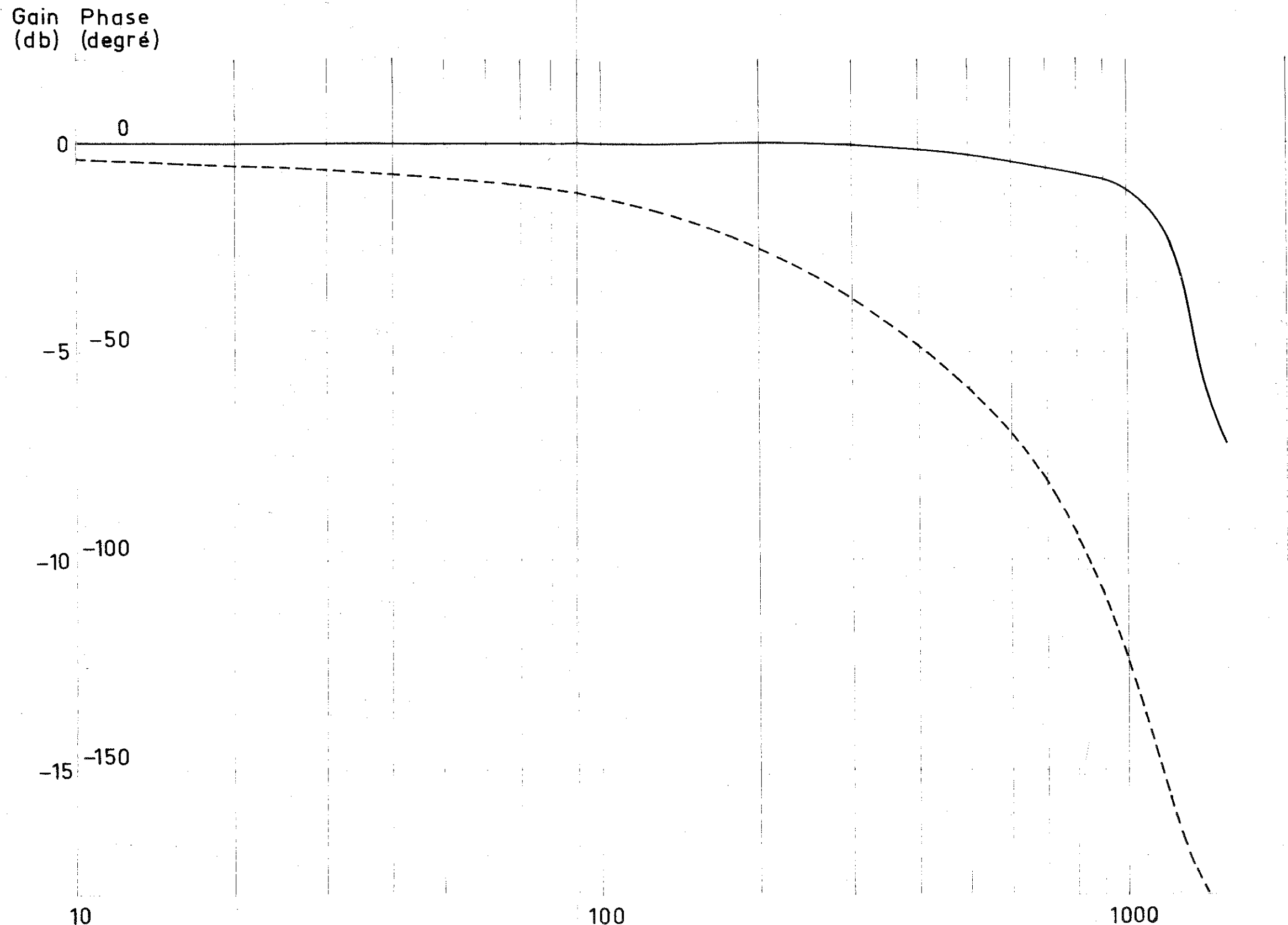
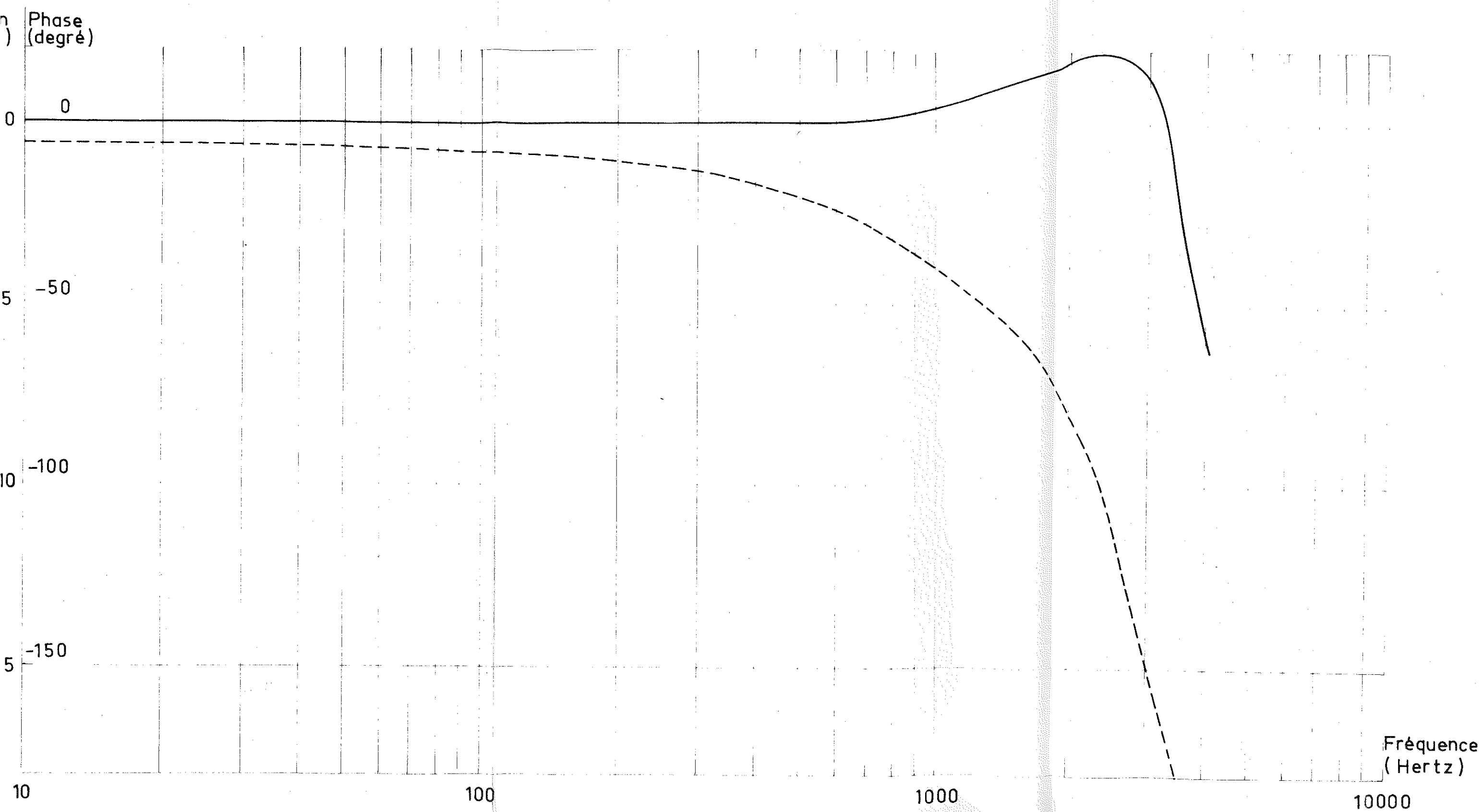


Fig.24 : Courbes de réponse de l'amplificateur.
Galvanomètre 2 .



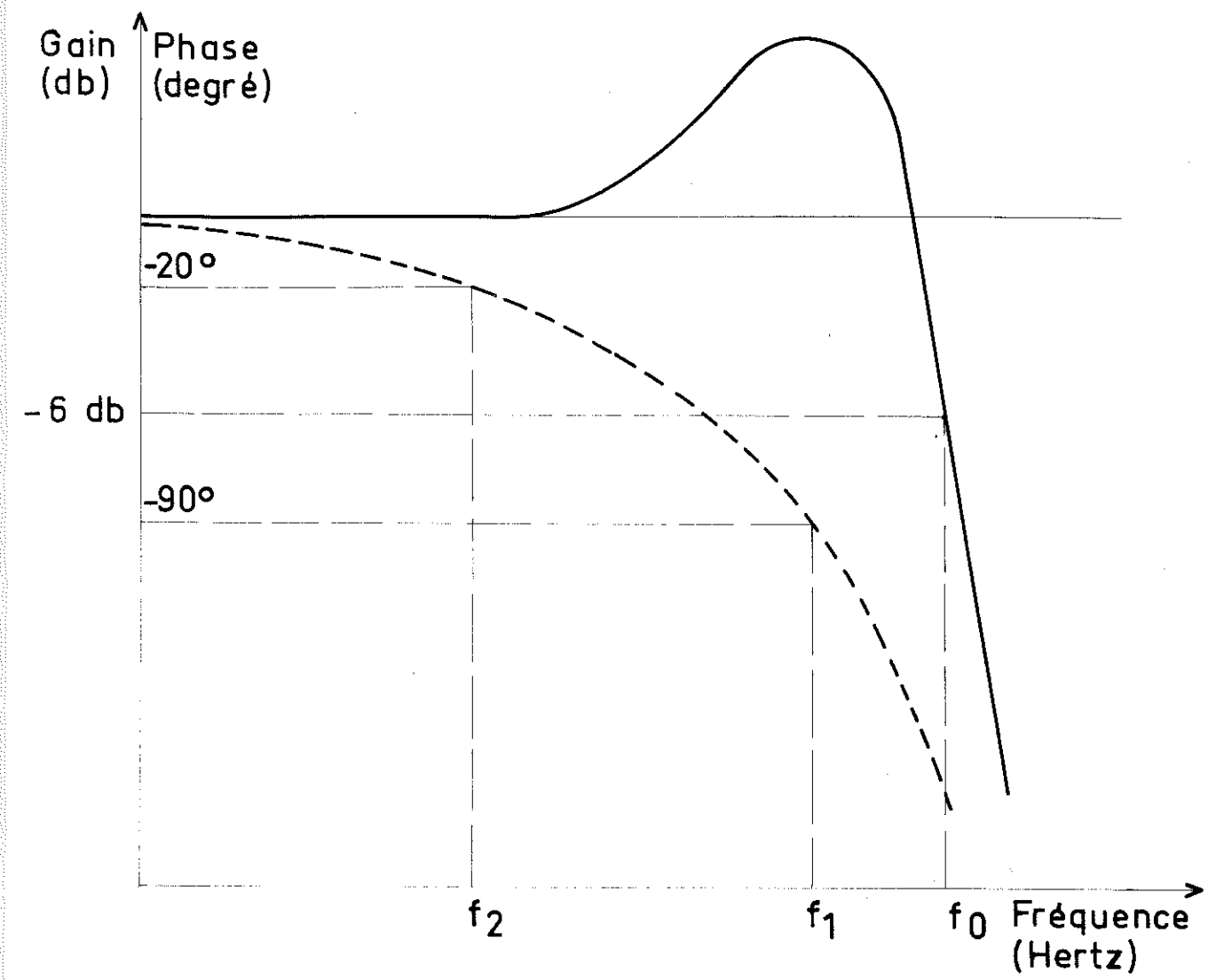


Fig. 22 - Allure des courbes de réponse de l'amplificateur

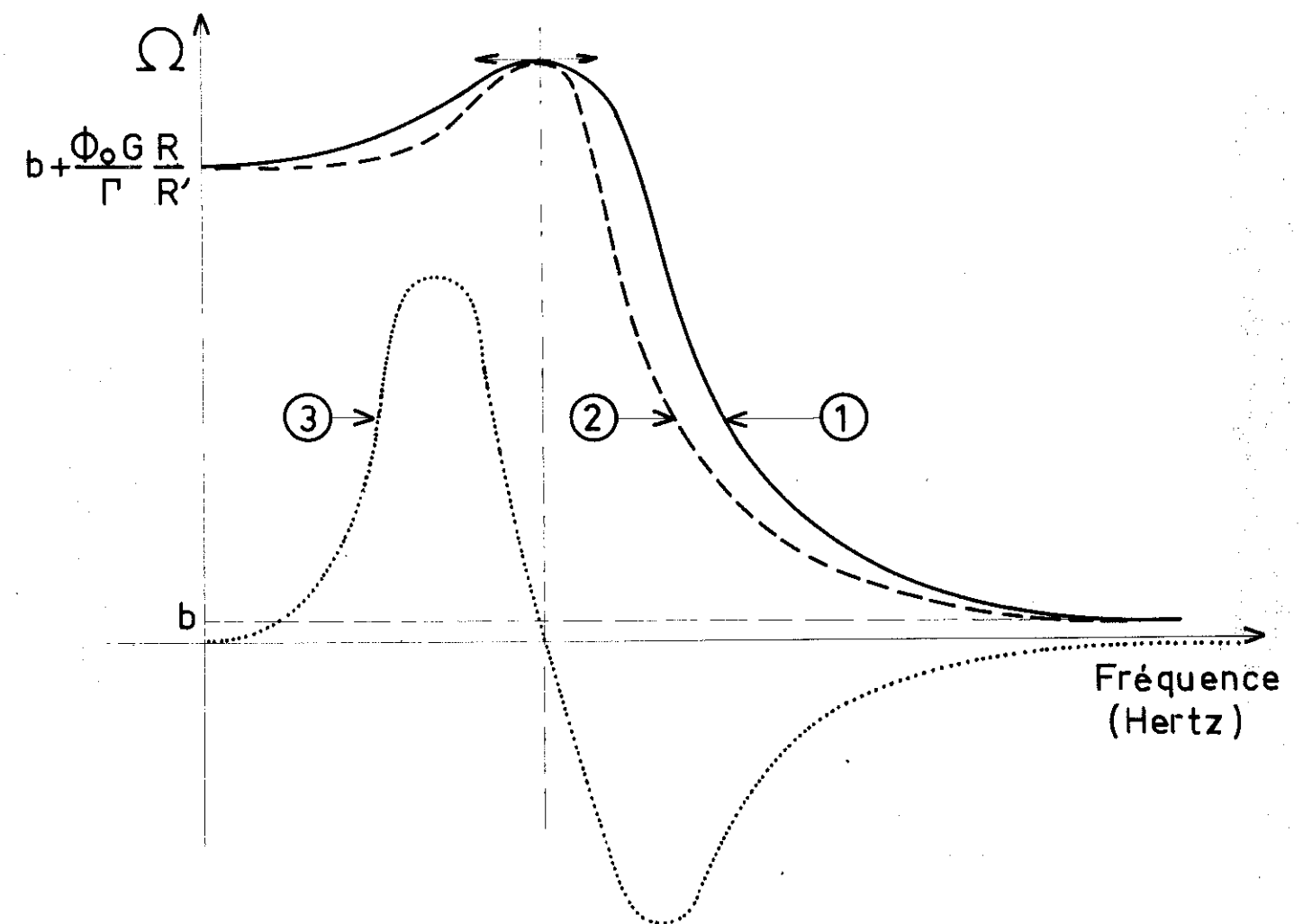
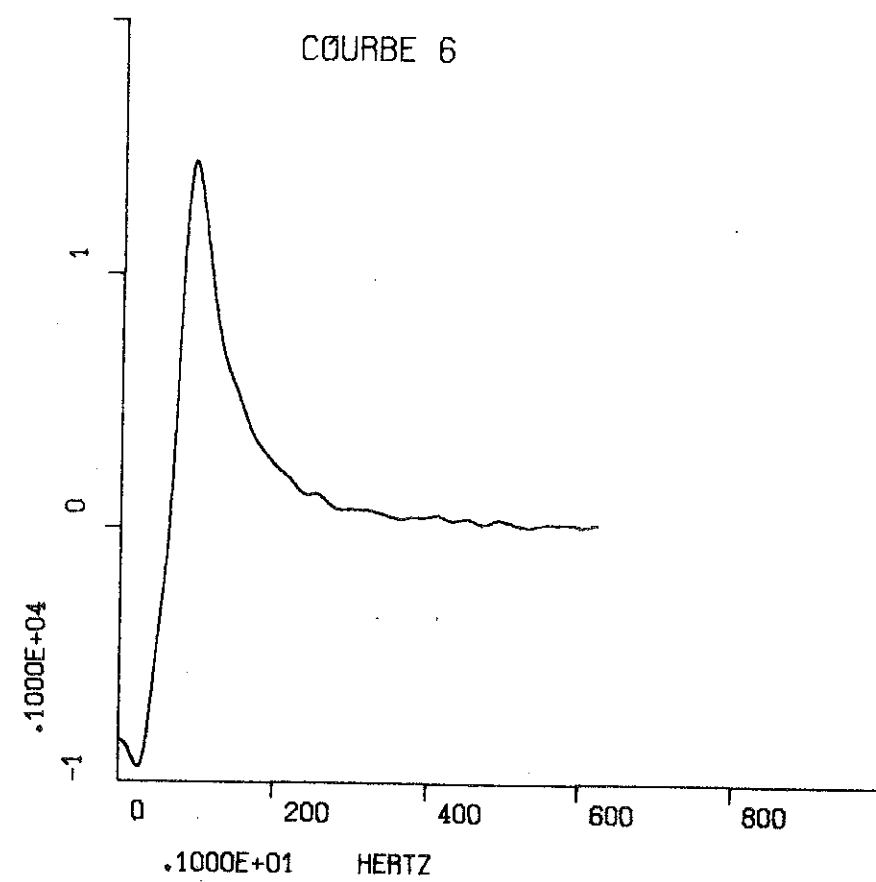
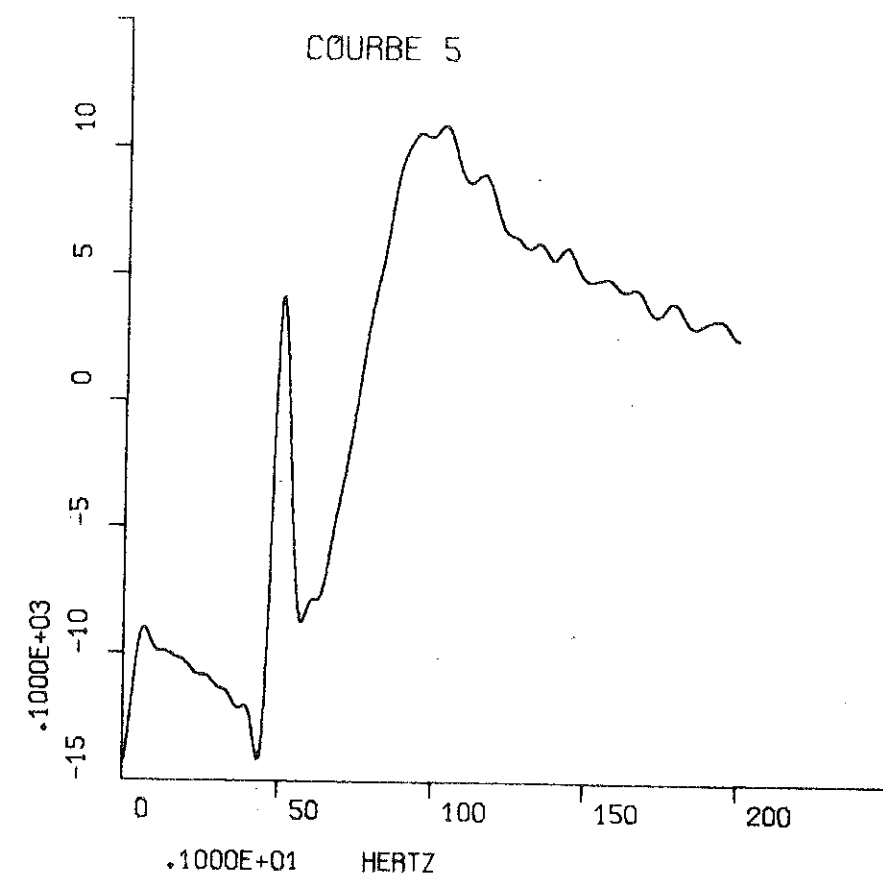
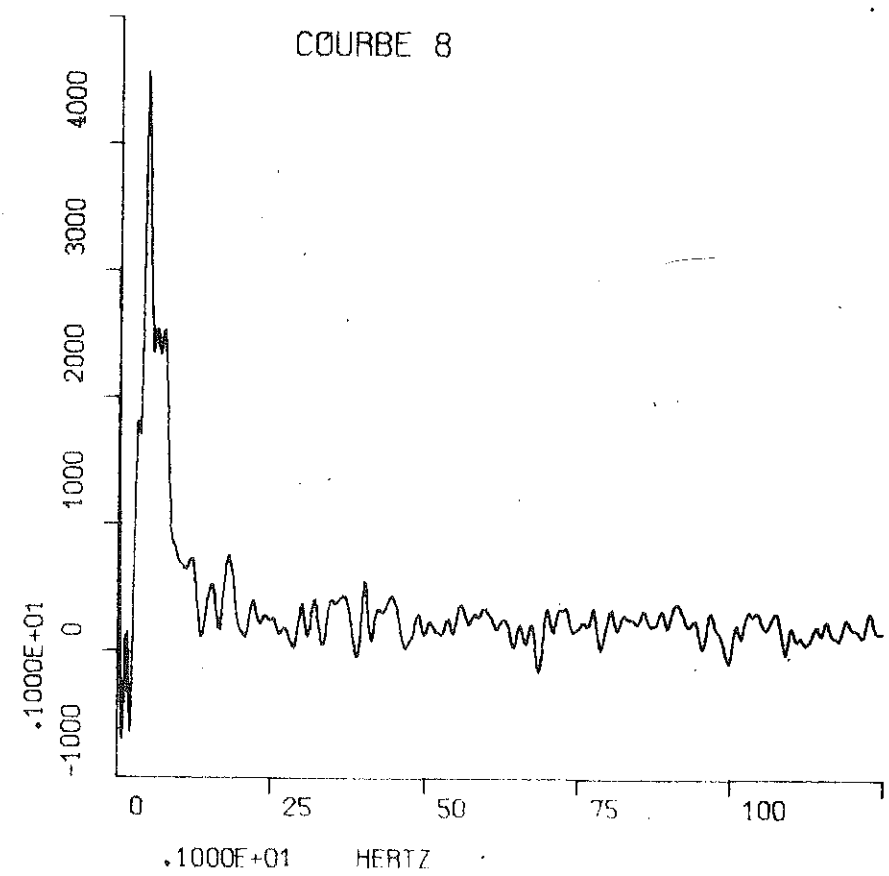
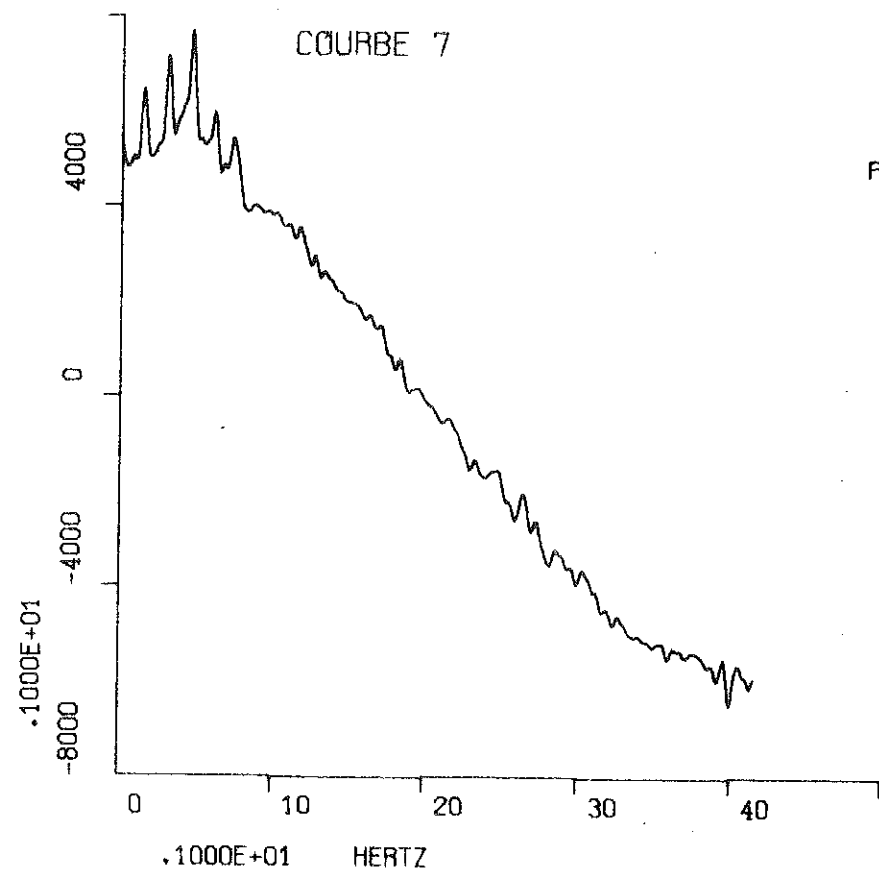


Fig. 25 - Allure de variation de l'impédance d'entrée
de l'amplificateur en fonction de la fréquence
(coordonnées logarithmiques)

- 1 module
- 2 partie réelle
- 3 partie imaginaire





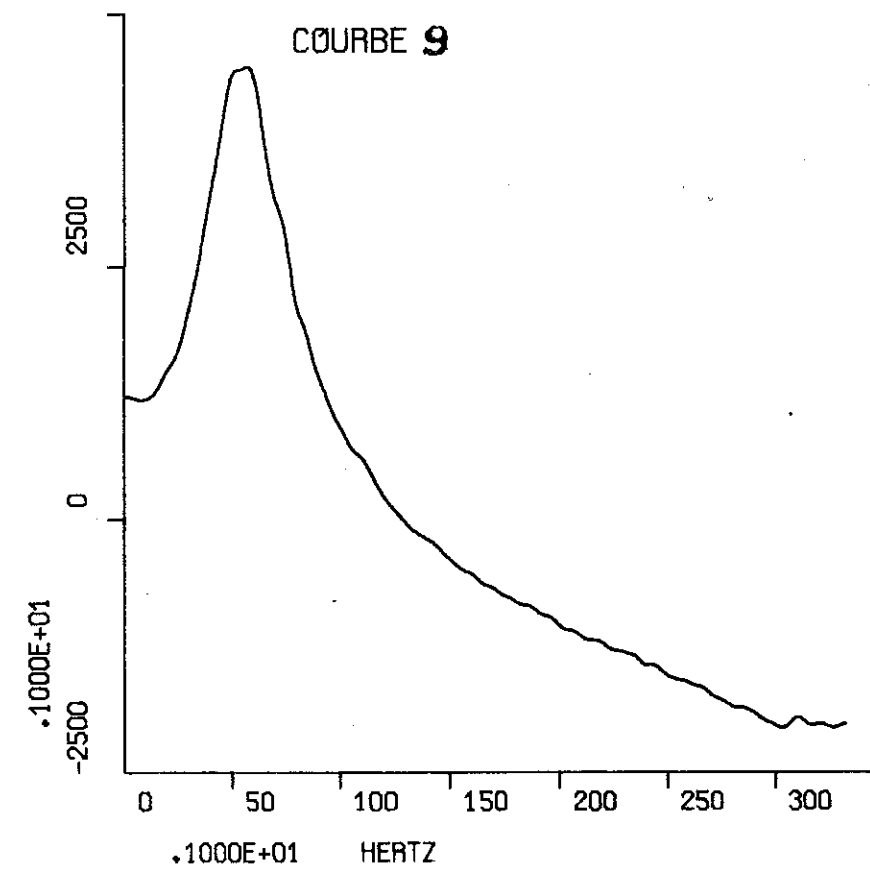


Fig. 28

Fig. 29 : Courbes de réponse de l'intégrateur
Galvanomètre 1 .

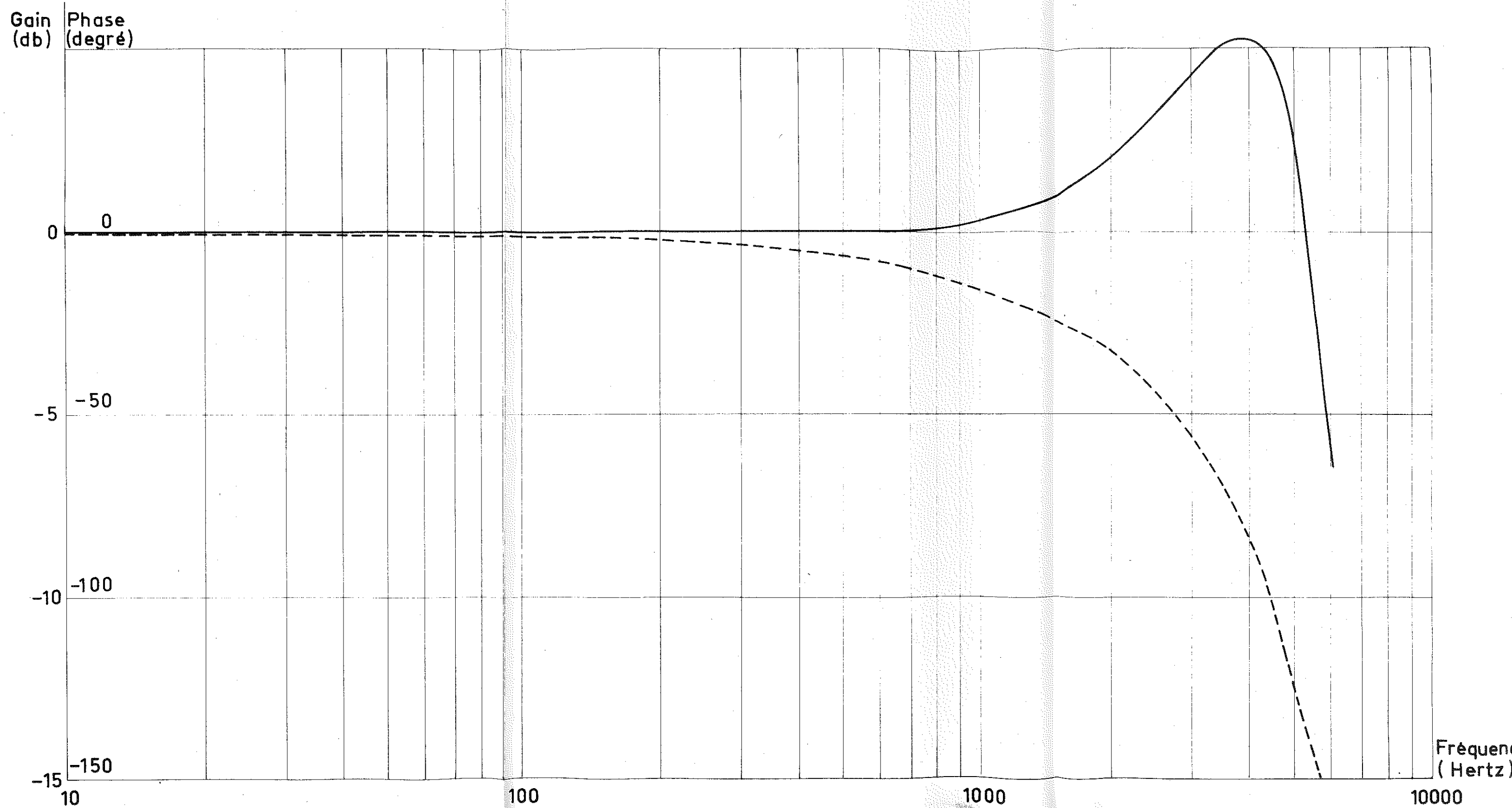
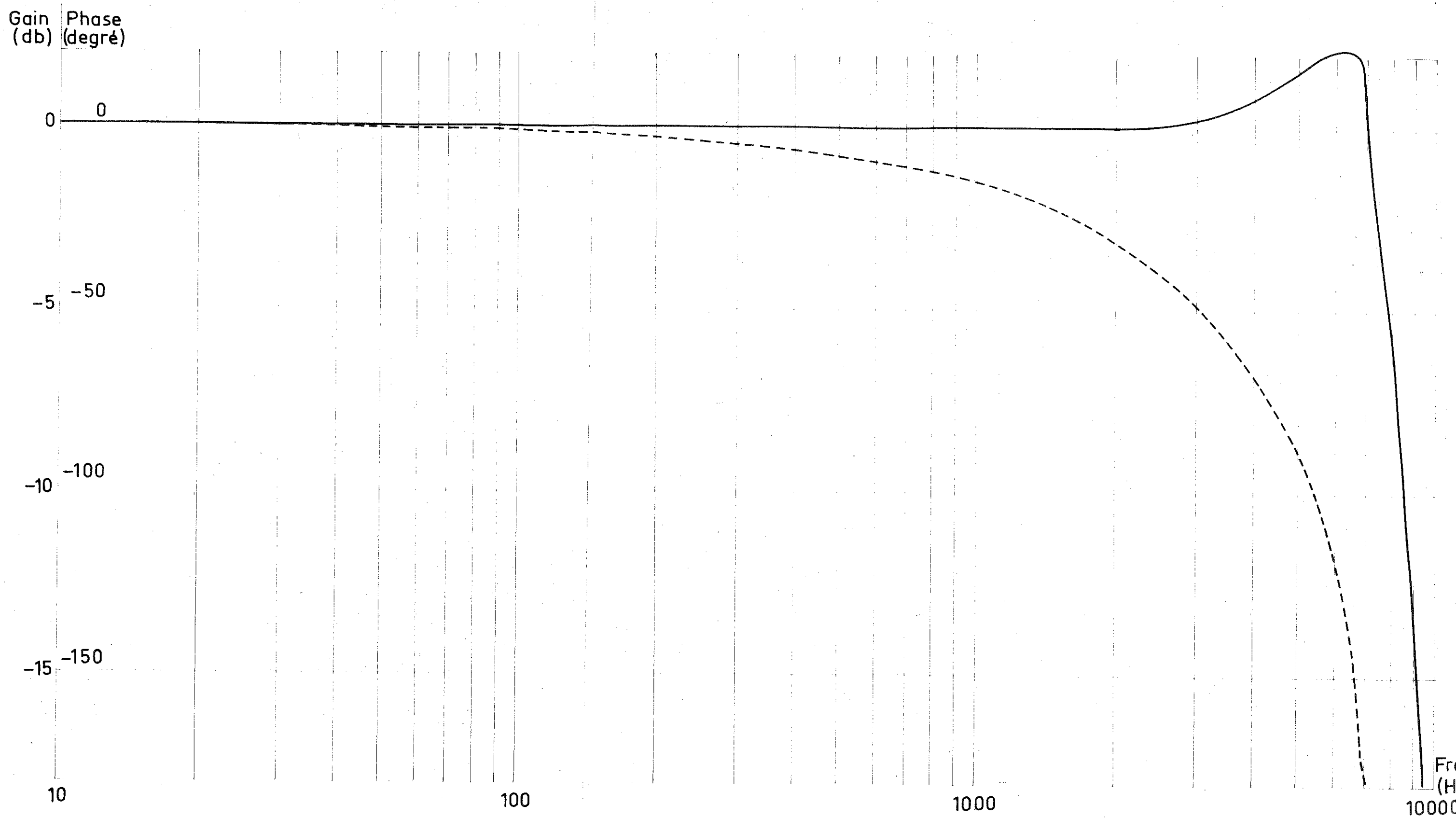


Fig. 30 : Courbes de réponse de l'intégrateur.
Galvanomètre 2.



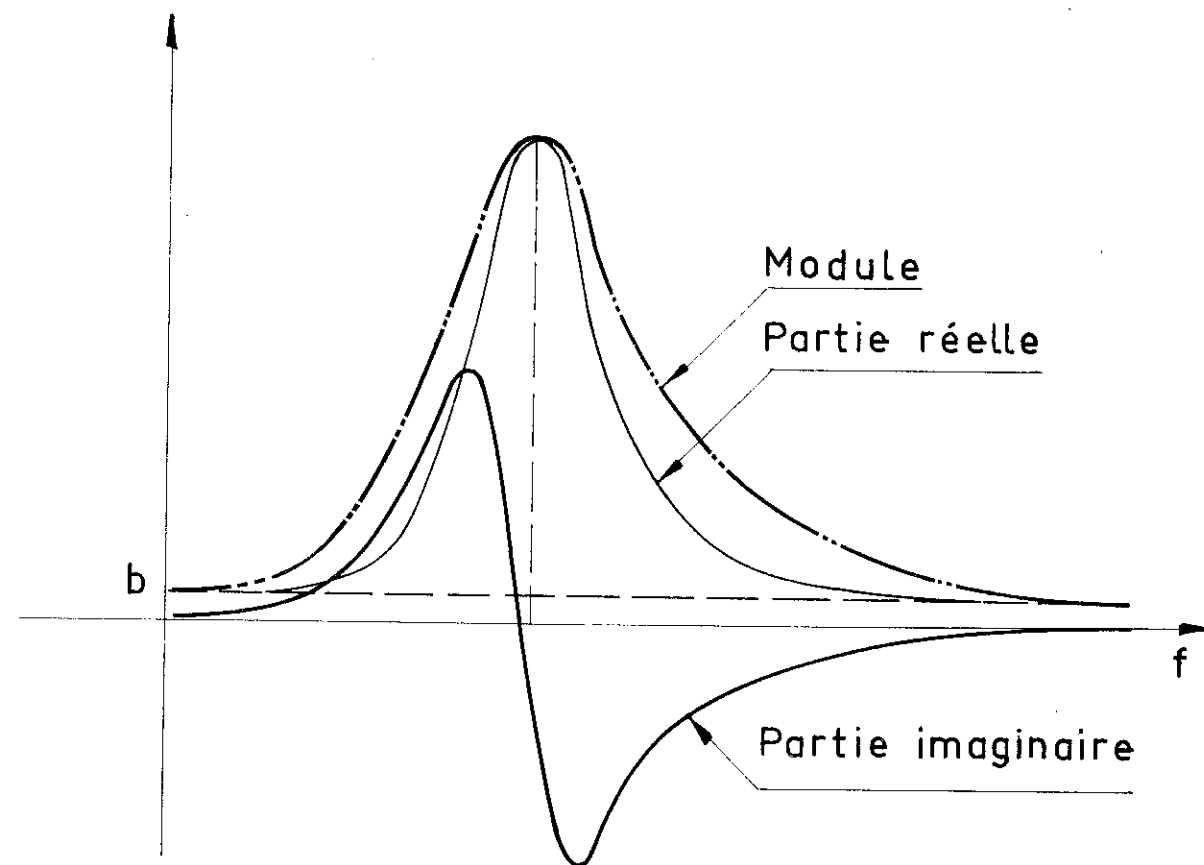
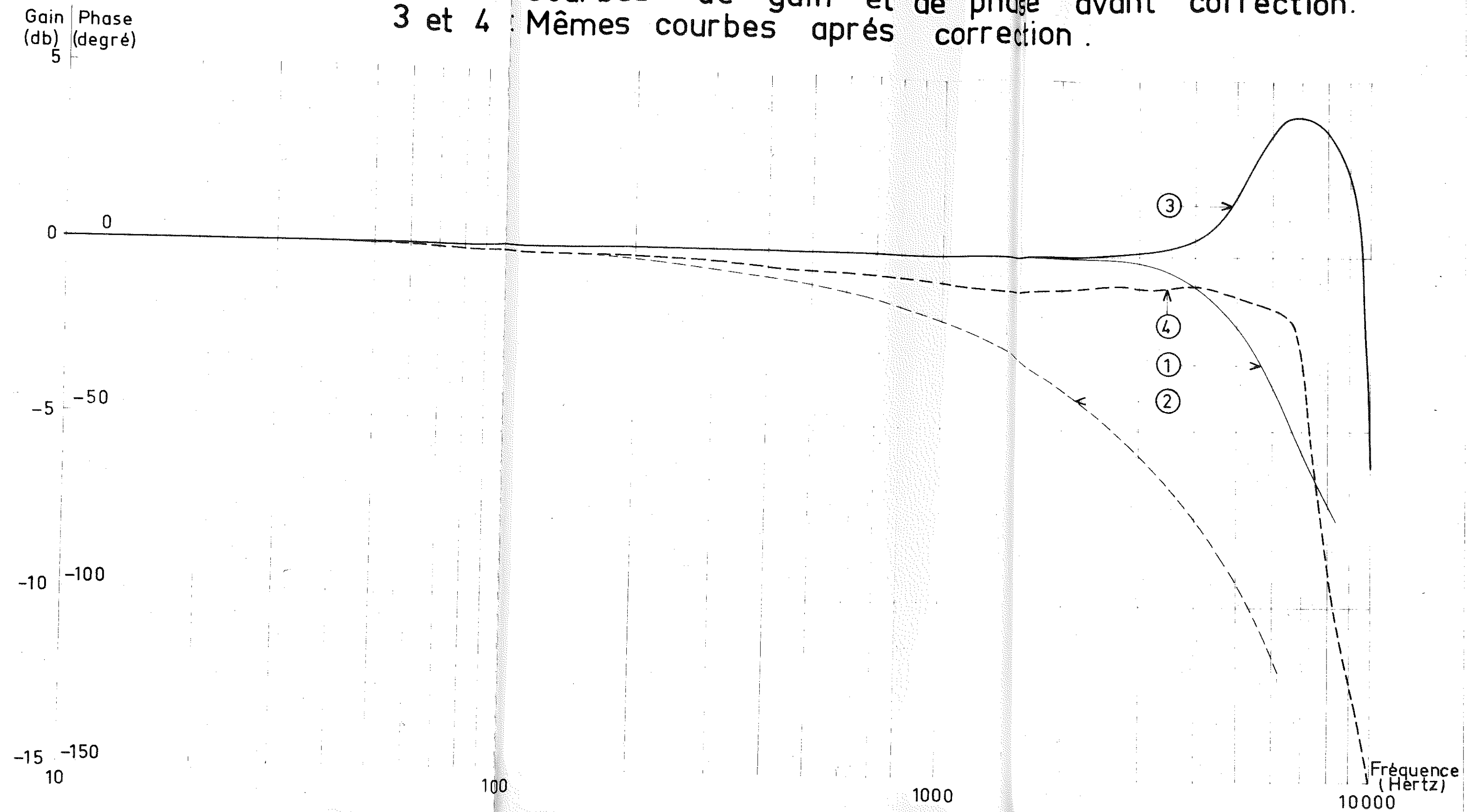


Fig. 31 - Allure de variation de l'impédance d'entrée de l'intégrateur en fonction de la fréquence (coordonnées logarithmiques)

Fig.32: Correction extérieure :
 1 et 2 : Courbes de gain et de phase avant correction.
 3 et 4 : Mêmes courbes après correction.



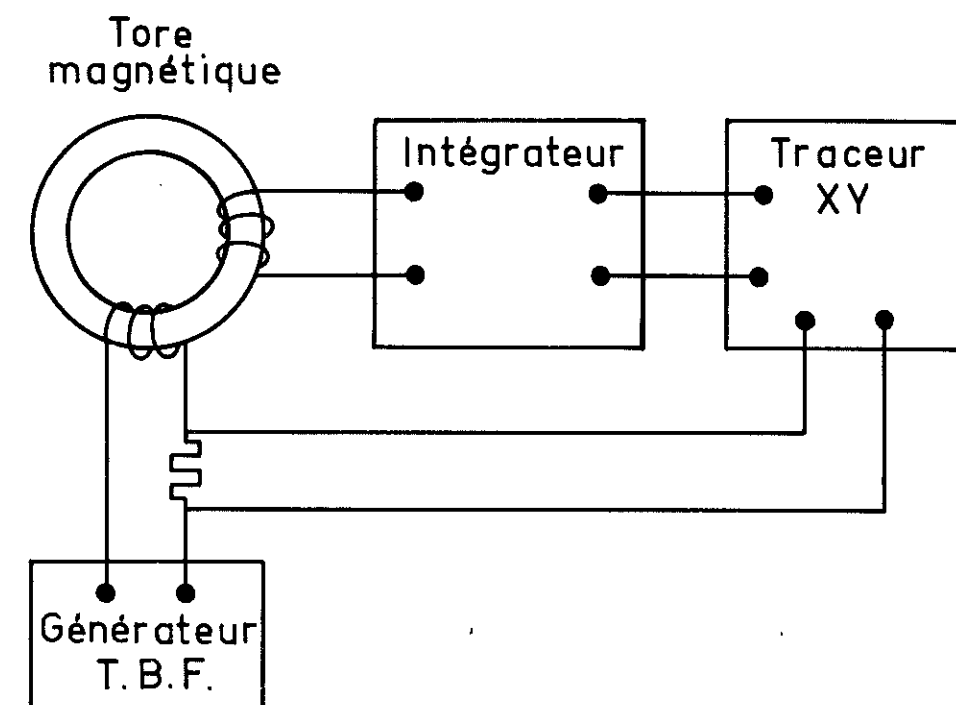


Fig. 33 - Schéma du montage destiné à l'étude des cycles

Figure 34

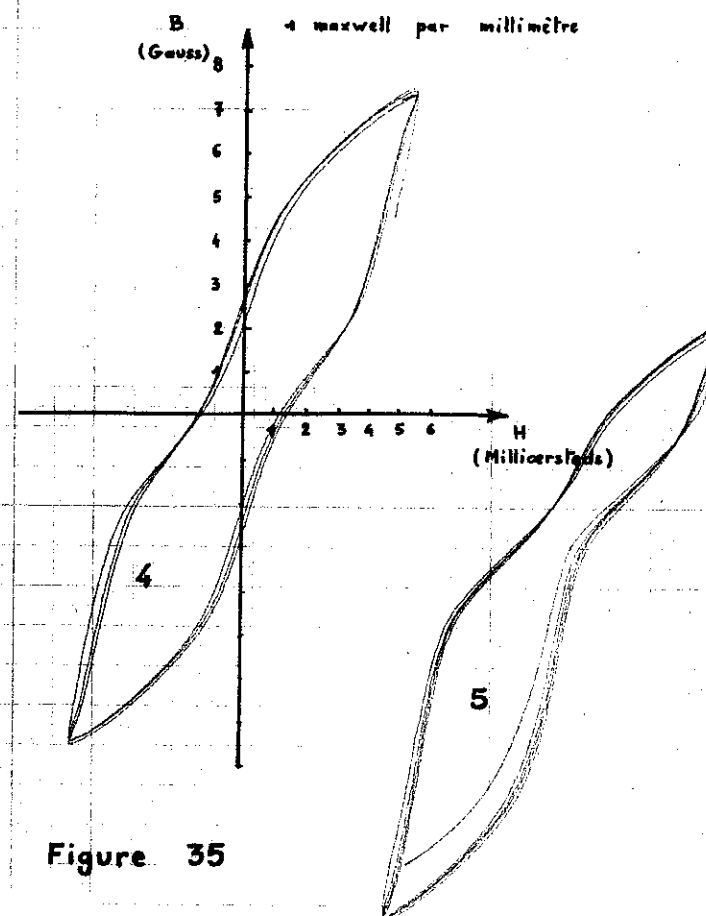
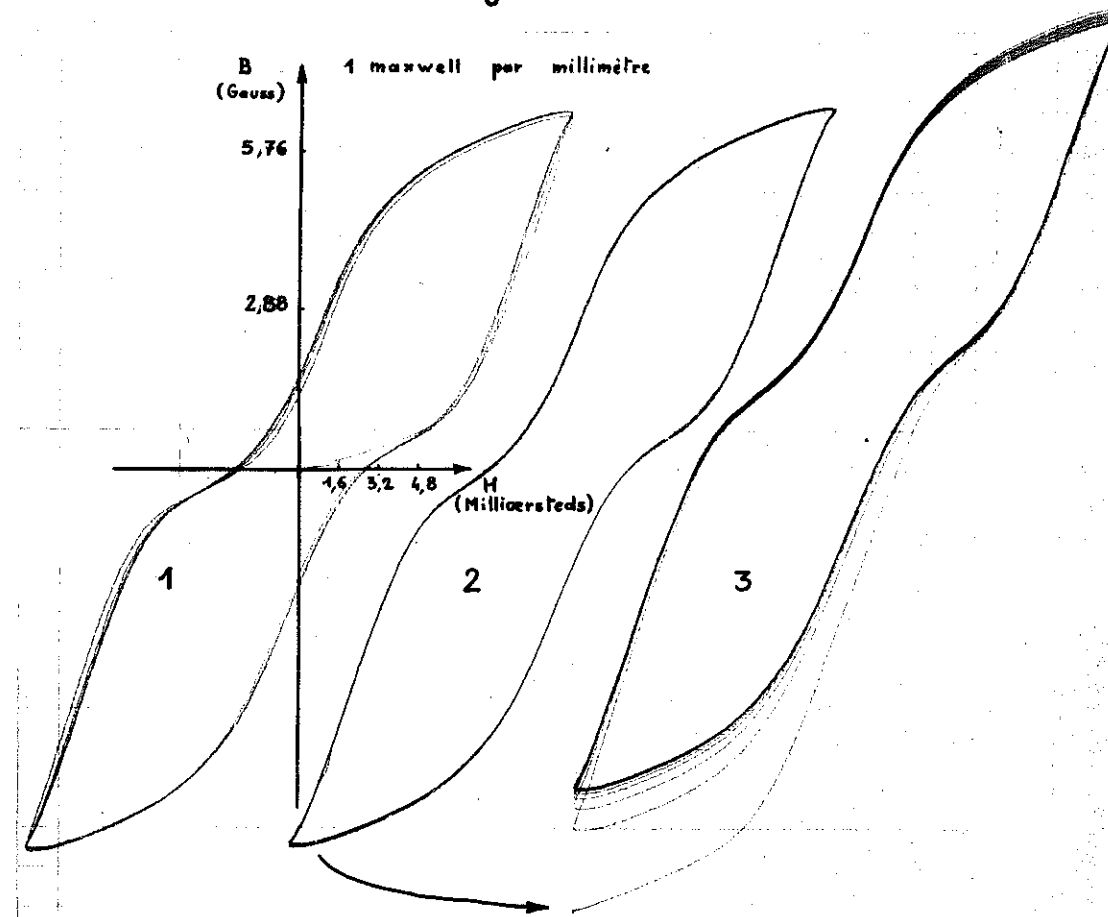


Figure 35

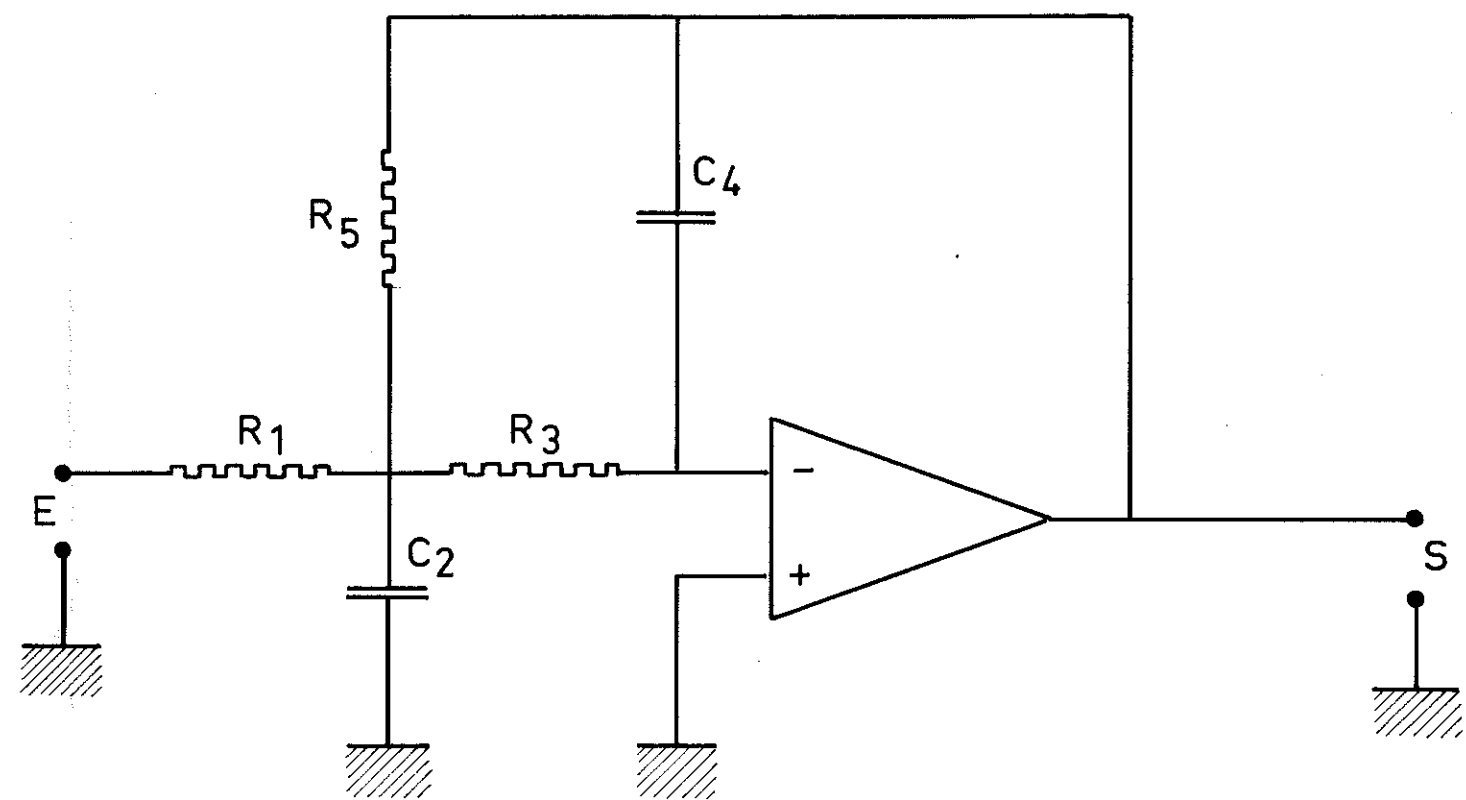


Fig. 36 - Filtre passe-bas du deuxième ordre

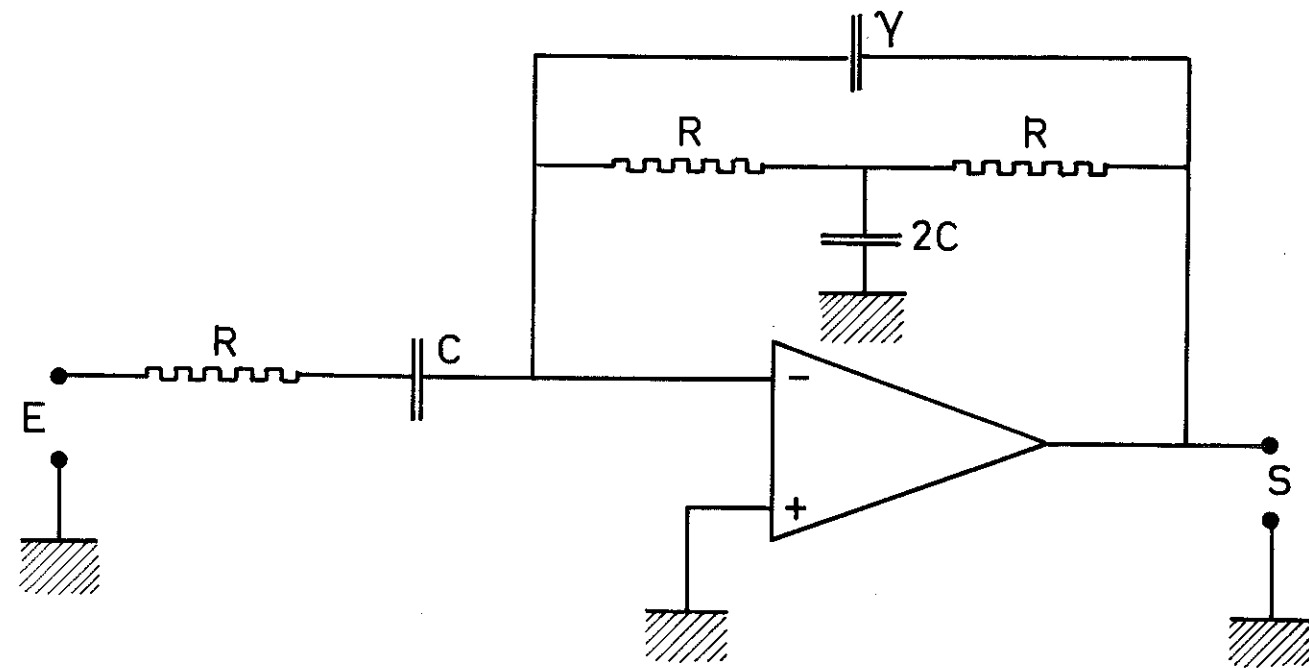


Fig. 37 - Circuit dérivateur du premier ordre

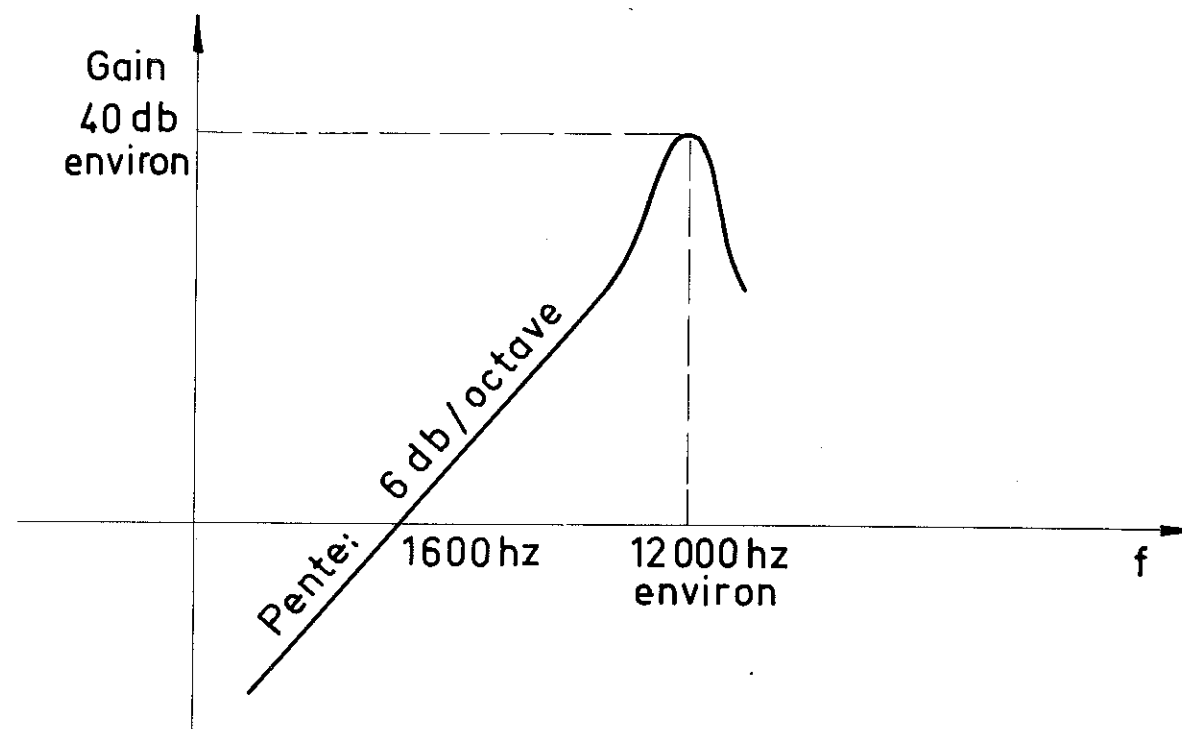


Fig. 38 - Diagramme gain-fréquence
(coordonnées logarithmiques)

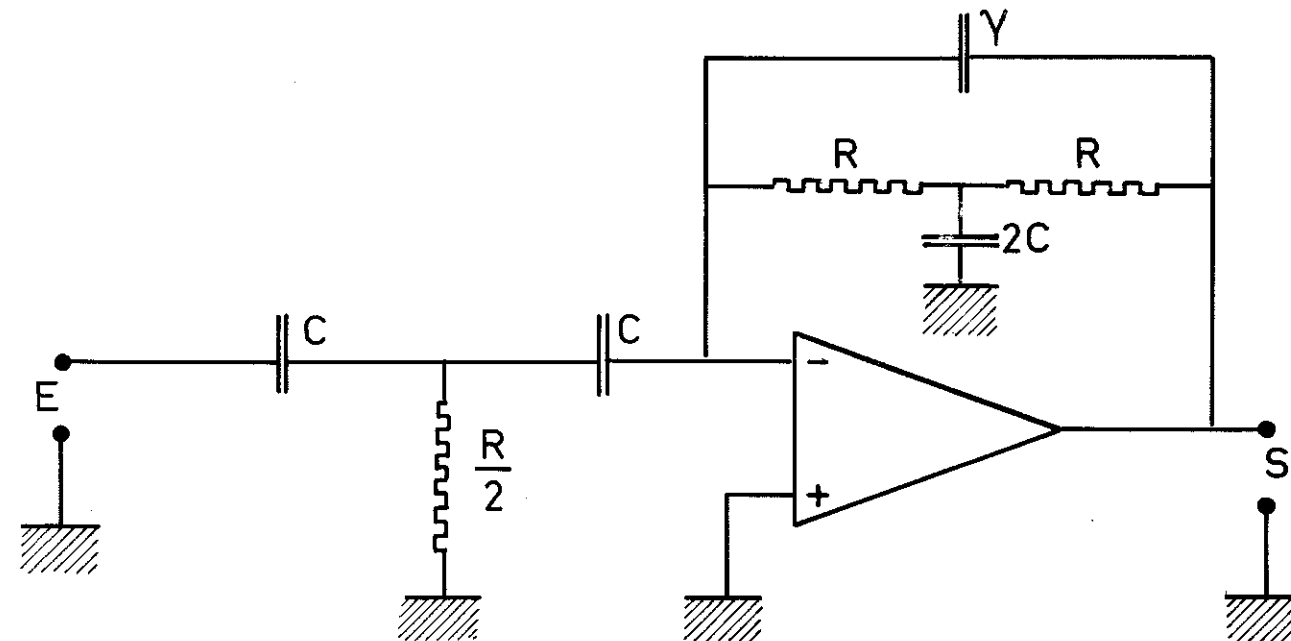


Fig. 39 - Circuit dérivateur du deuxième ordre

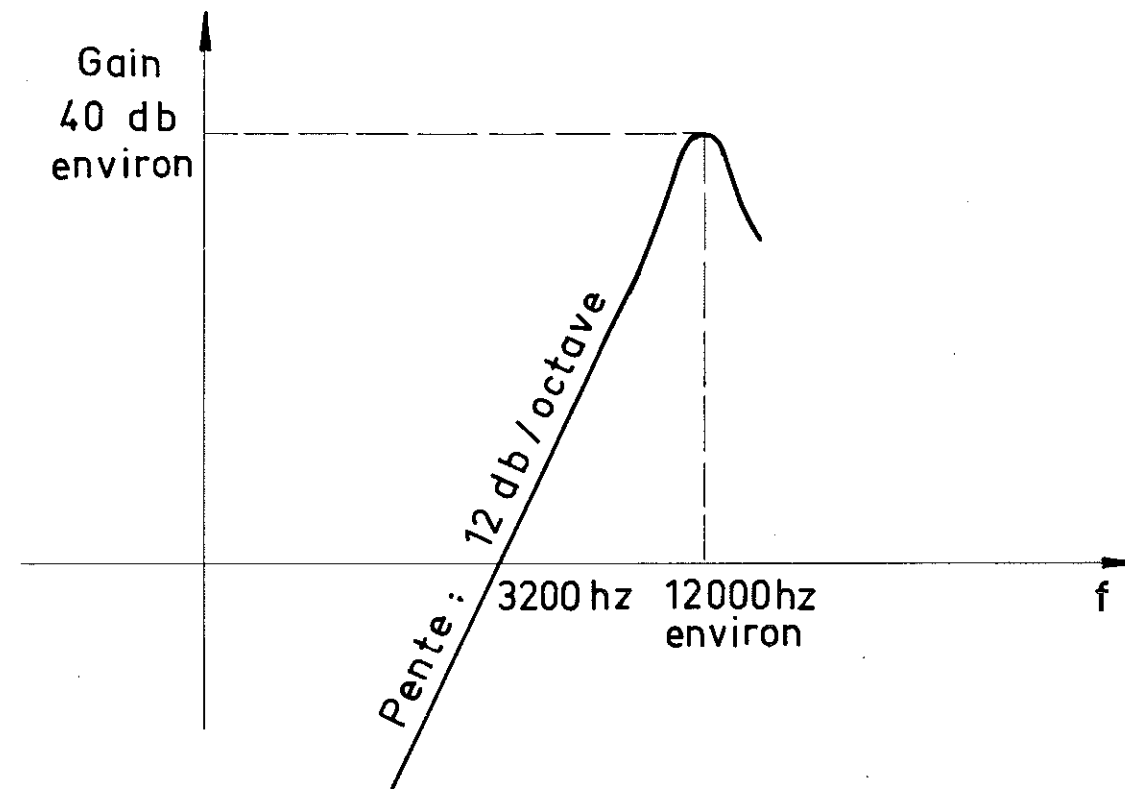
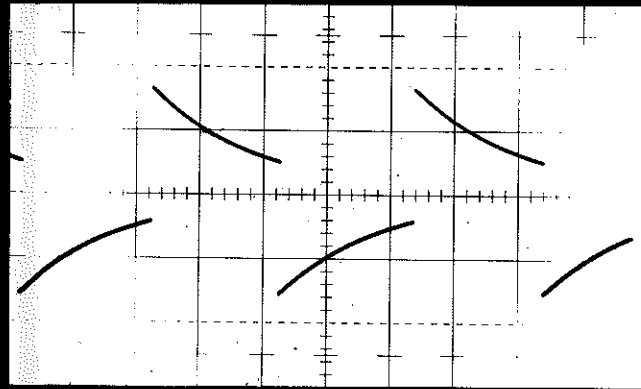
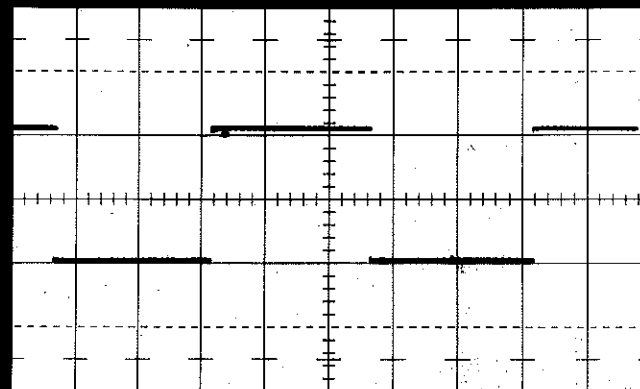


Fig. 40 - Diagramme gain-fréquence
(coordonnées logarithmiques)

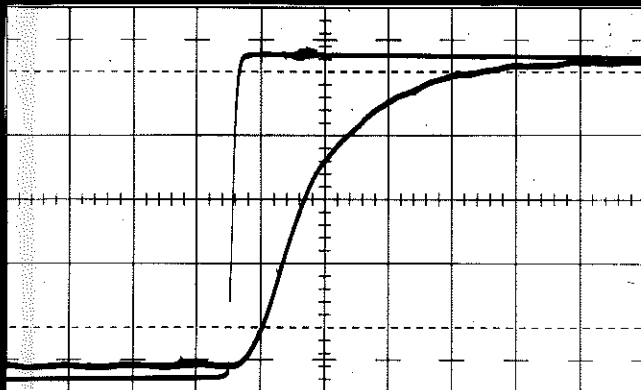
1



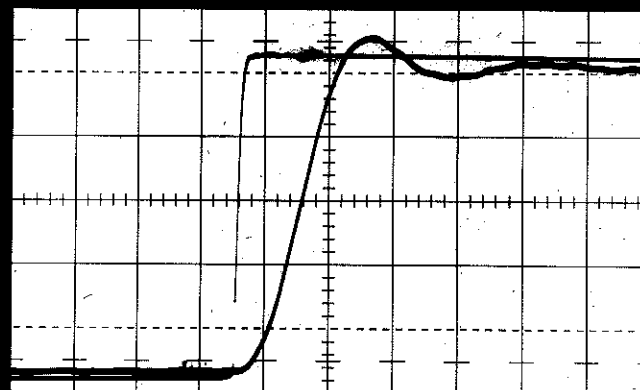
2



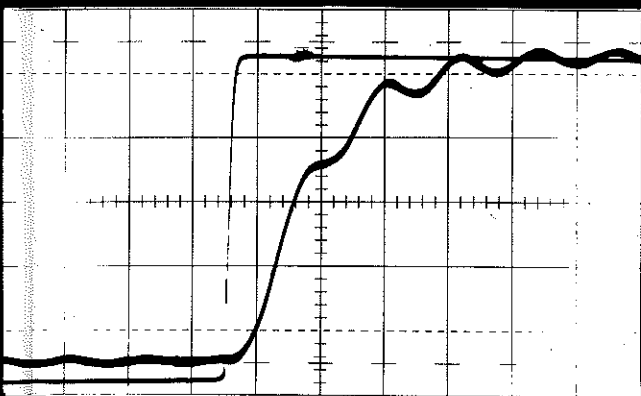
3



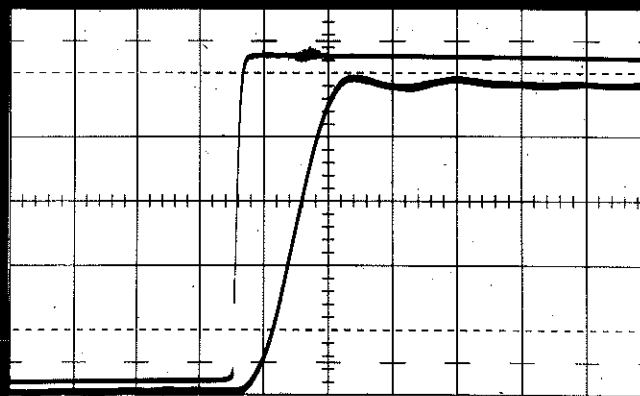
4



5



6

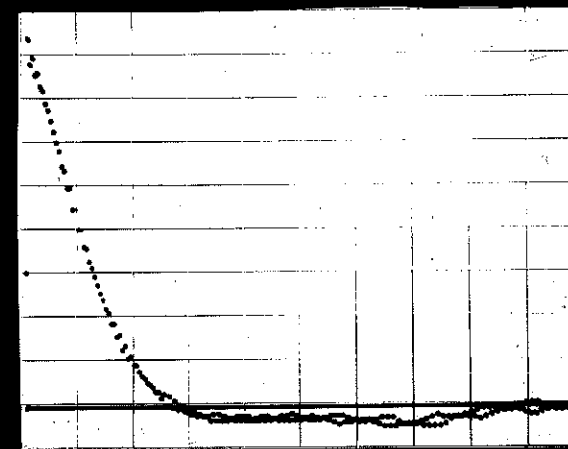


1



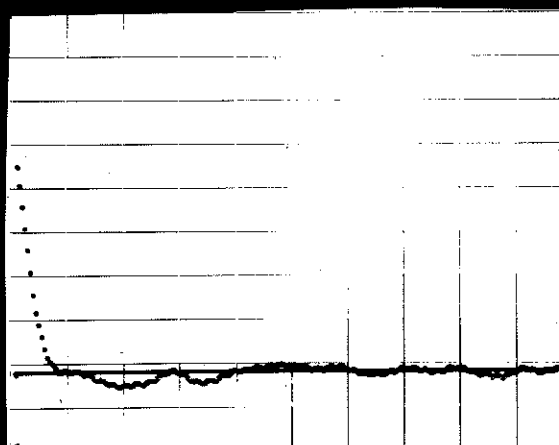
Retard incrémental : 5 mS

2



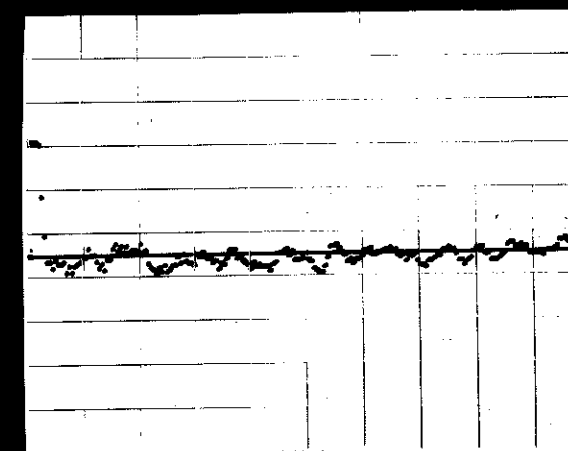
Retard incrémental : 20 mS

3



Retard incrémental : 100 mS

4



Retard incrémental : 200 mS

PLANCHE : 2

Fonction d'autocorrélation du
bruit en boucle ouverte .

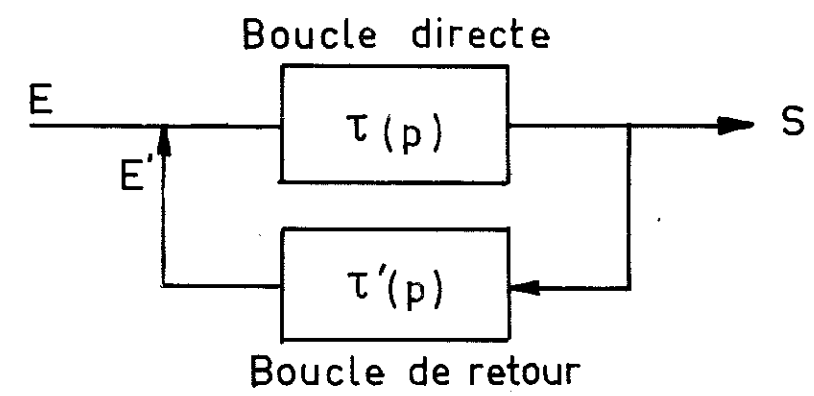


Fig. 1 - Schéma d'un système bouclé

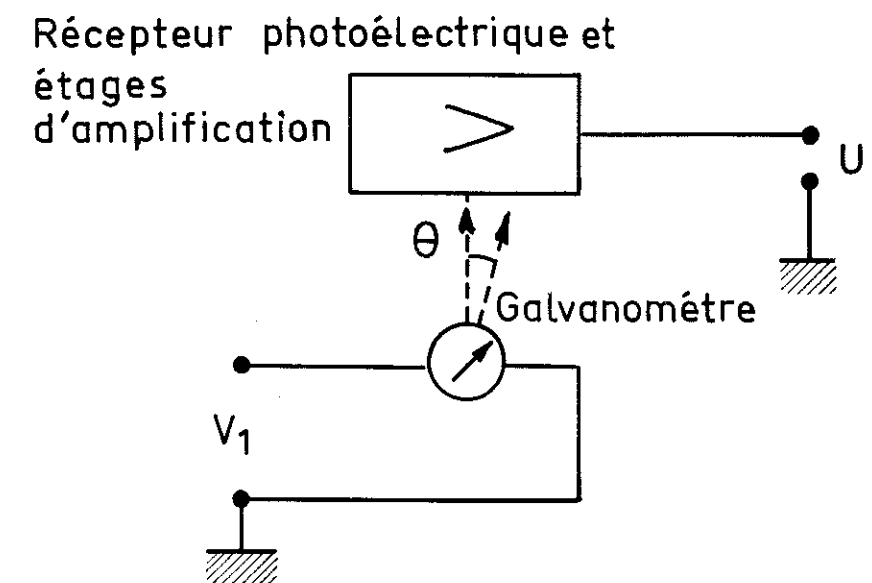


Fig. 2 - Schéma de l'amplificateur à cellules

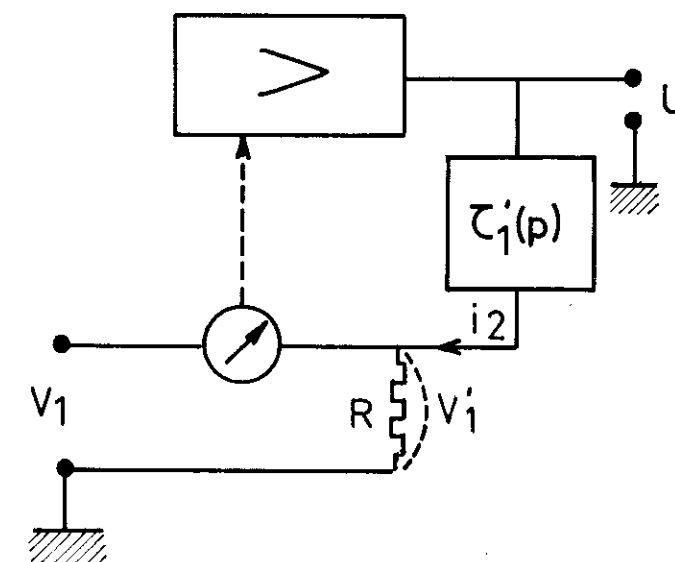


Fig. 3 - Introduction d'une contre-réaction

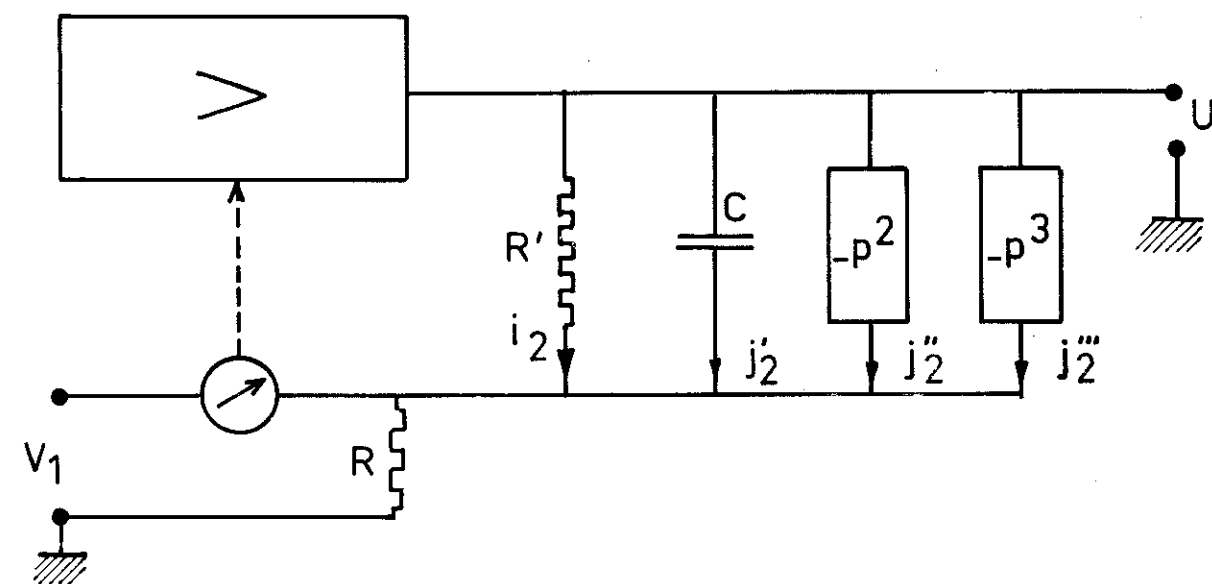


Fig. 4 - Schéma de l'amplificateur linéaire

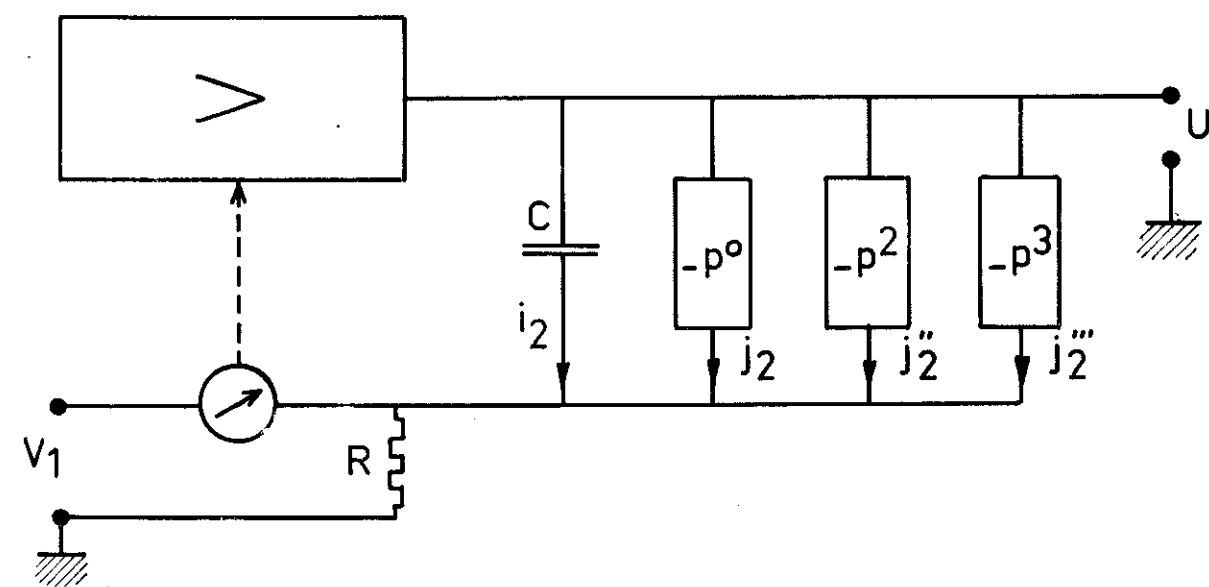


Fig. 5 - Schéma de l'intégrateur

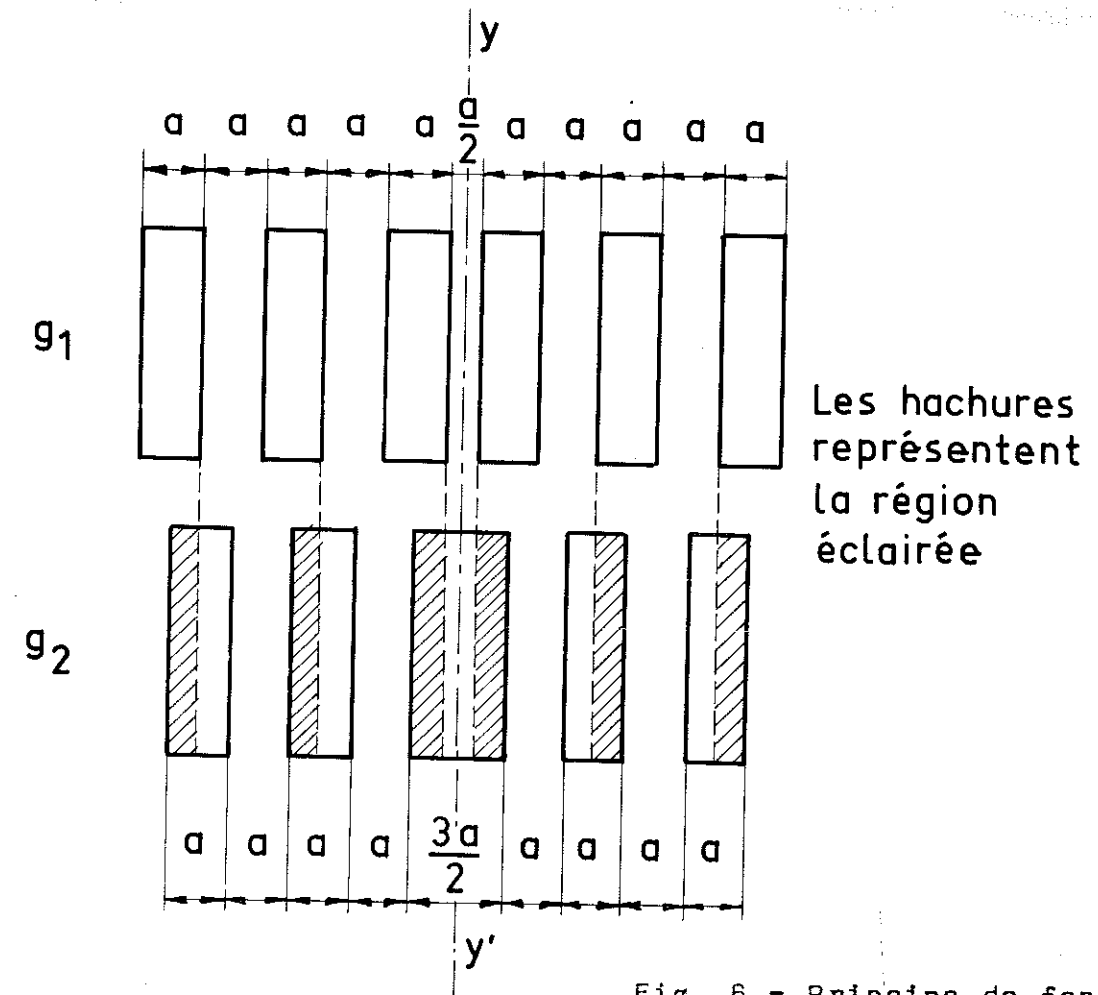


Fig. 6 - Principe de fonctionnement du système de grilles

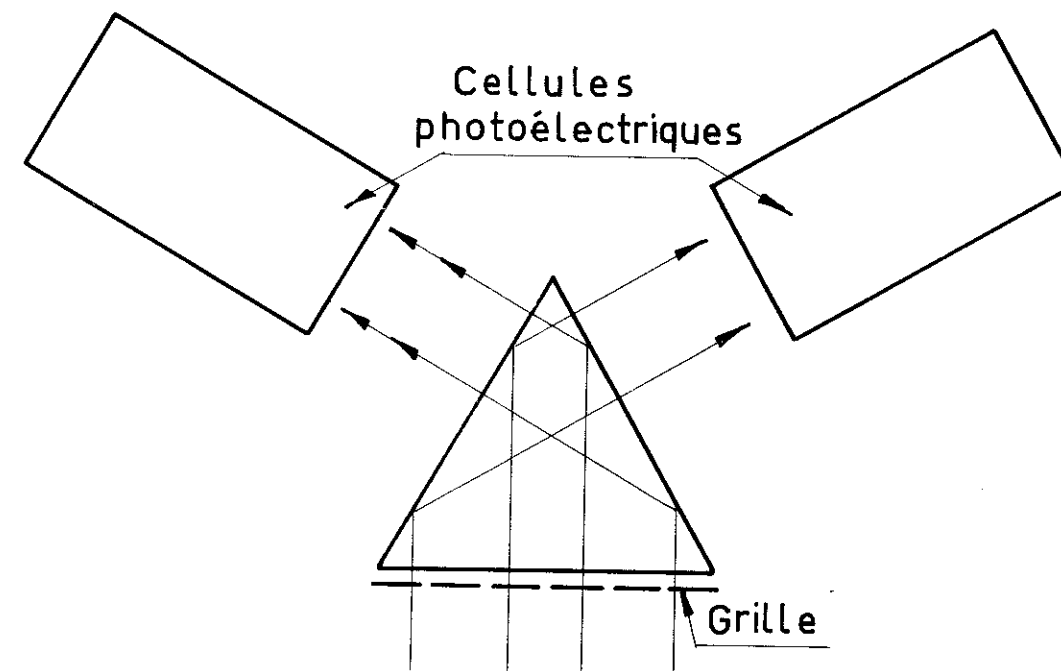


Fig. 7 - Principe de fonctionnement du prisme

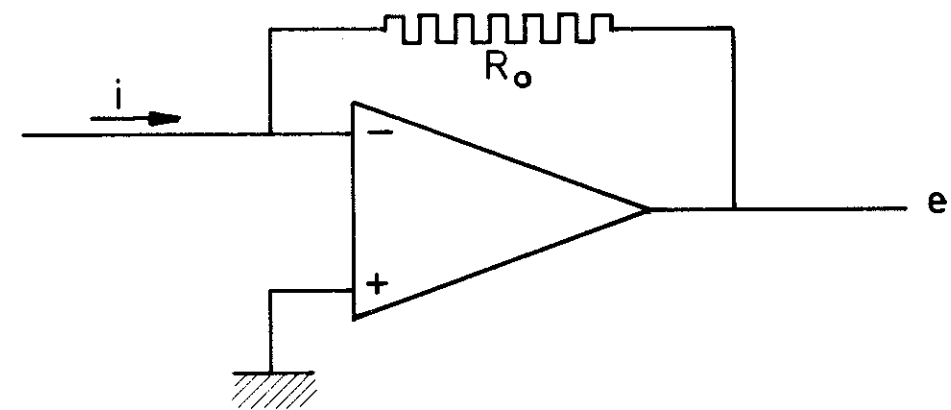
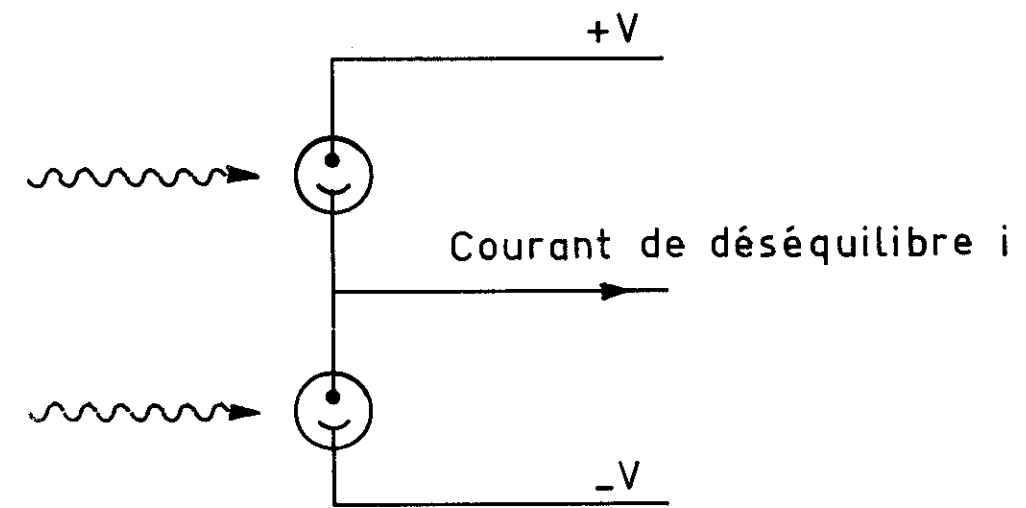


Fig. 8 - Montage des cellules et du premier étage

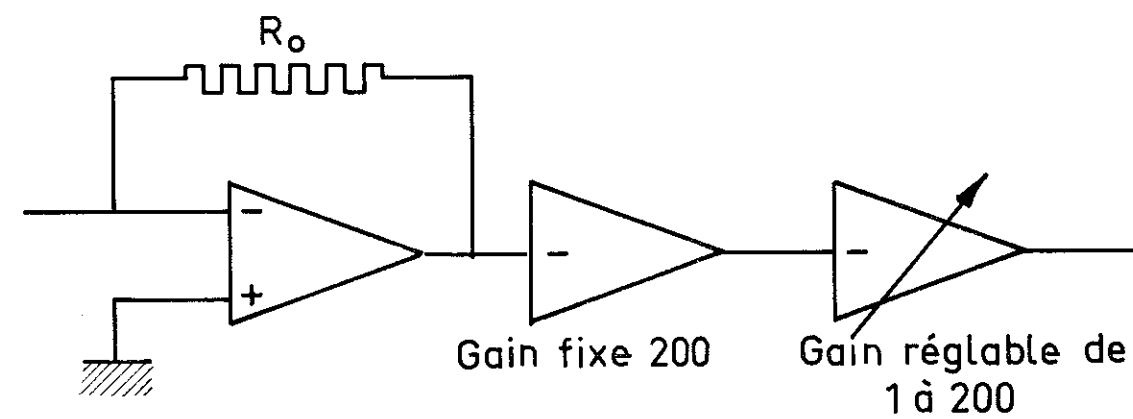


Fig. 9 - Schéma d'ensemble des étages d'amplification

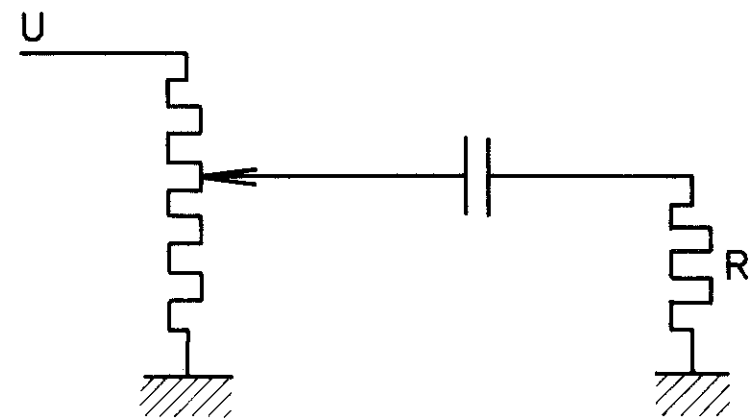


Fig. 10 - Amortissement par capacité réglable

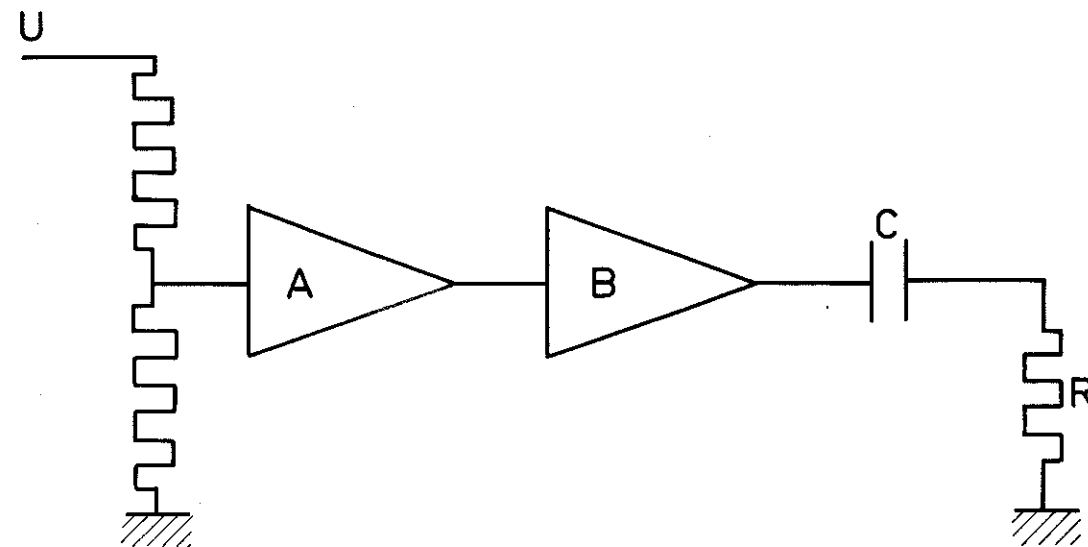


Fig. 11 - La contre-réaction capacitive

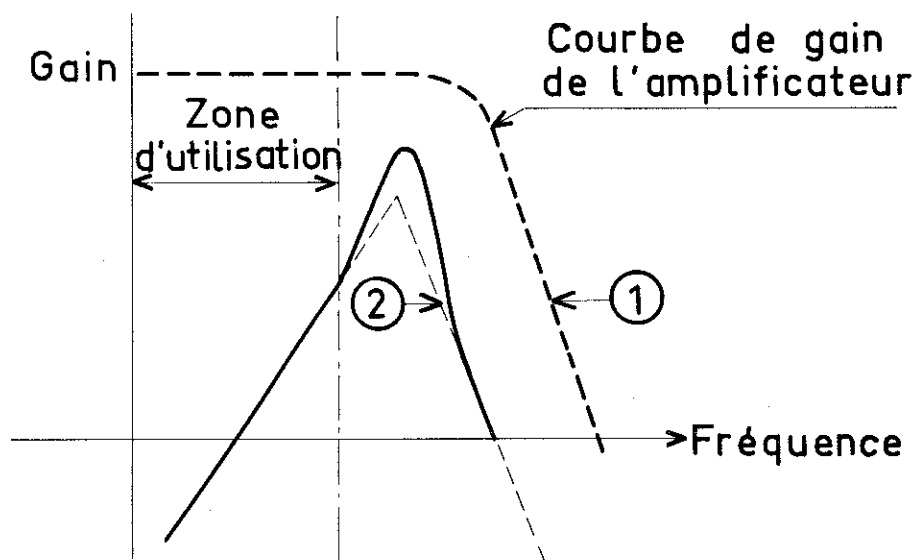


Fig. 12 - Diagramme gain-fréquence d'un dérivateur

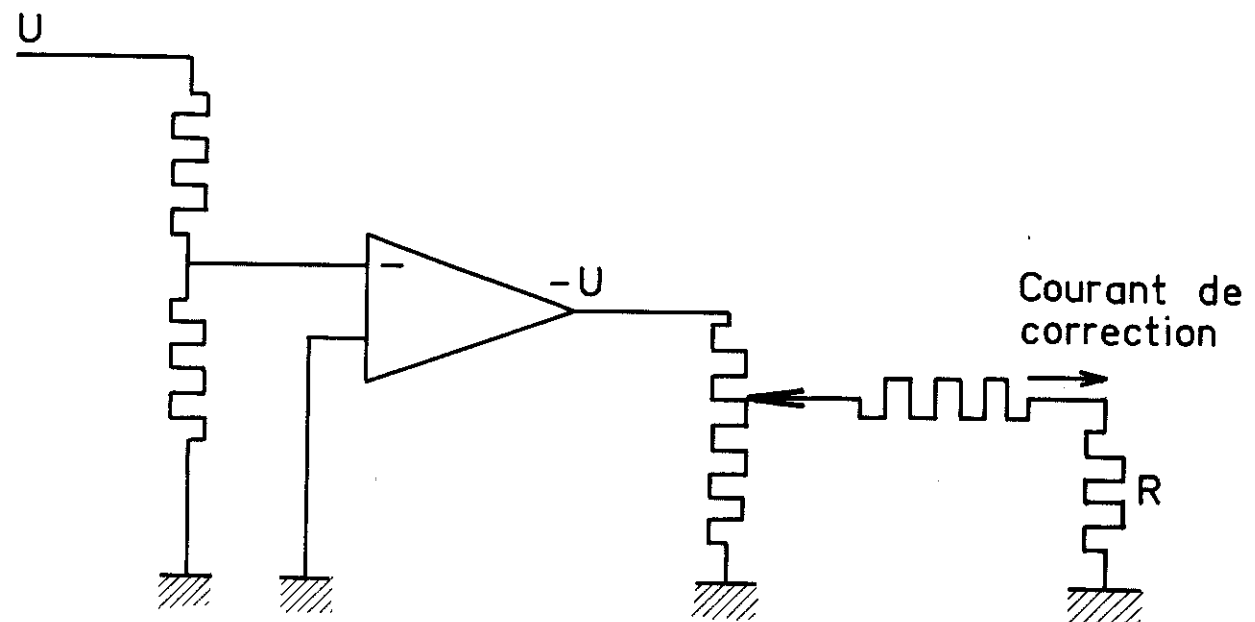


Fig. 14 - La boucle de réaction proportionnelle

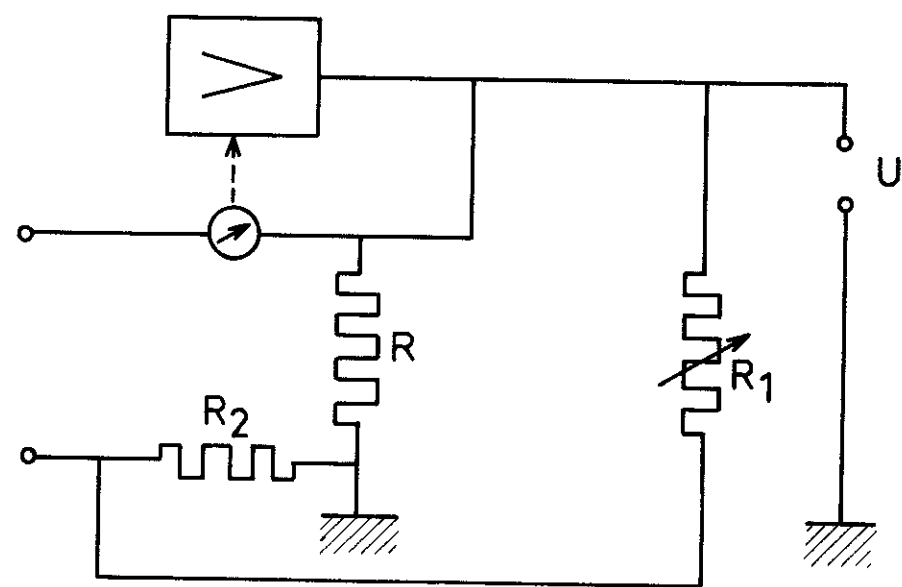


Fig. 13 - Procédé habituel d'obtention d'une réaction proportionnelle

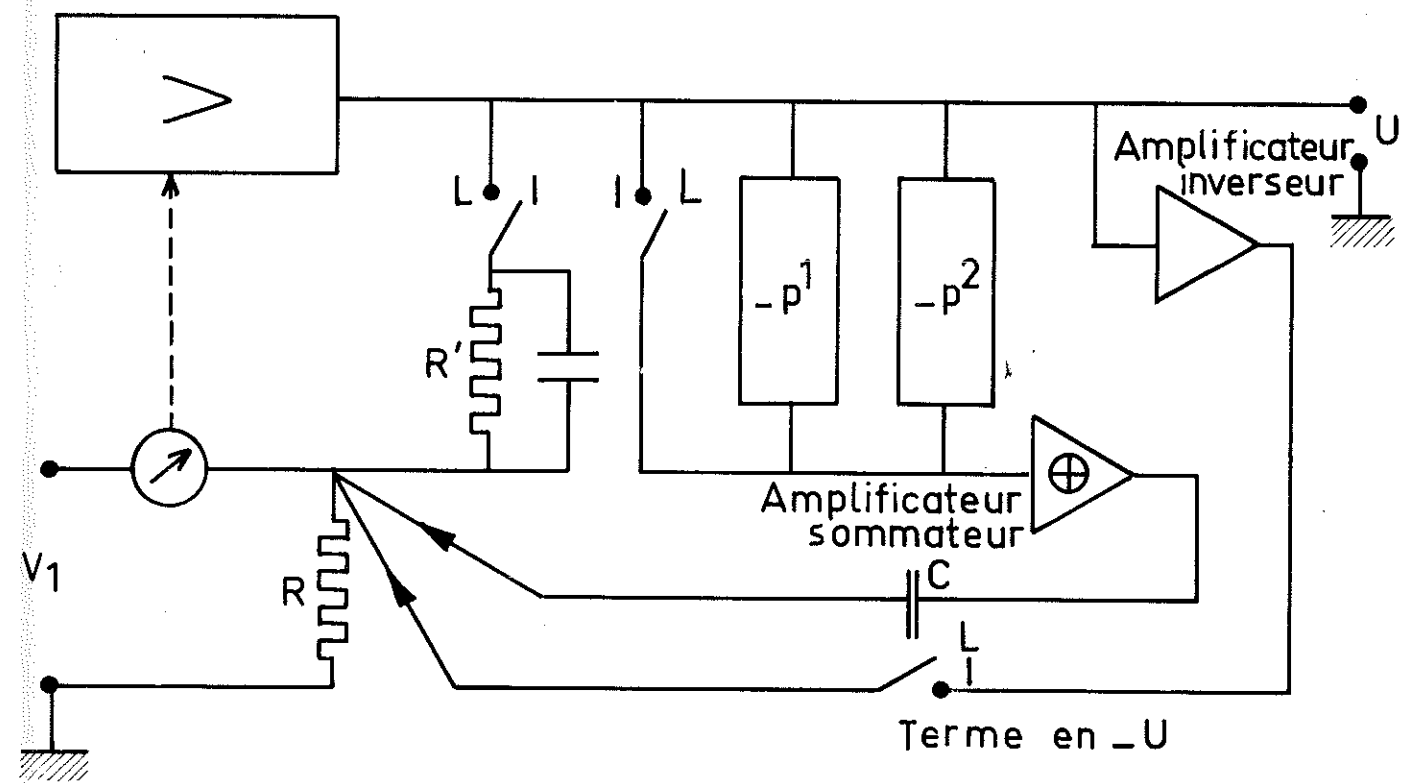


Fig. 15 - Schéma d'ensemble des boucles de retour

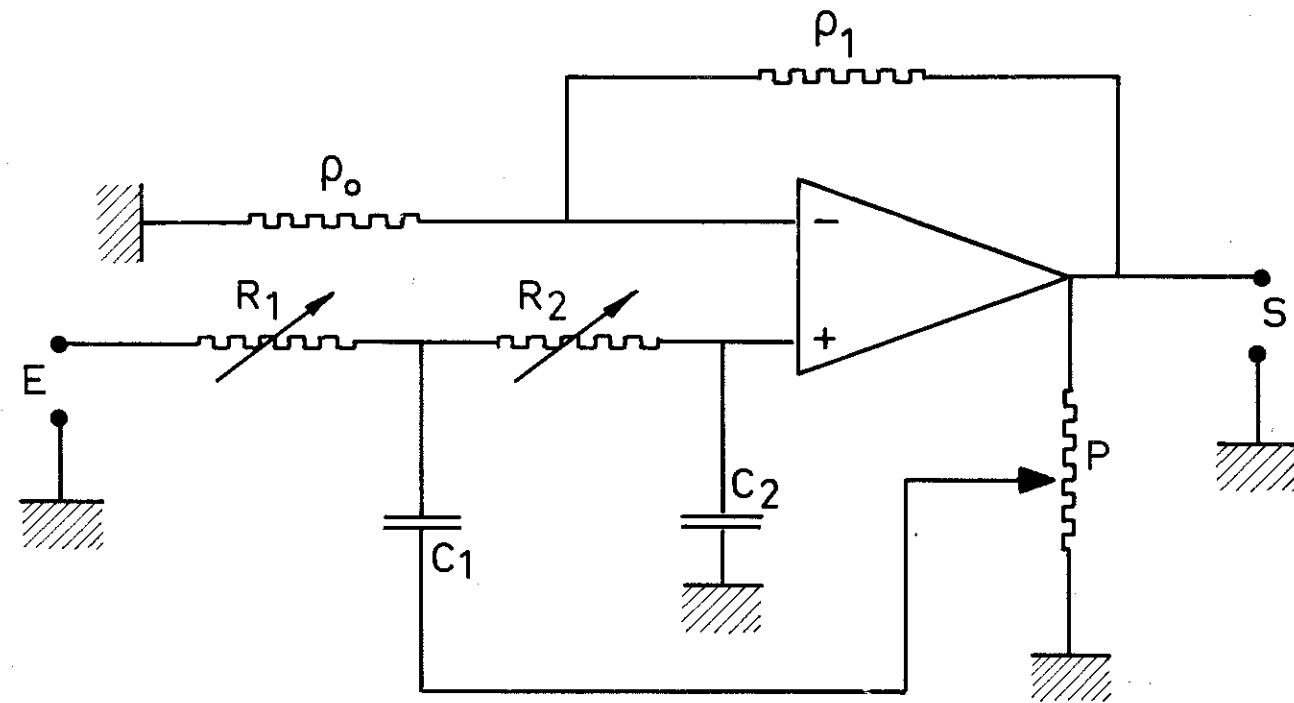


Fig. 16 - Filtre du deuxième ordre

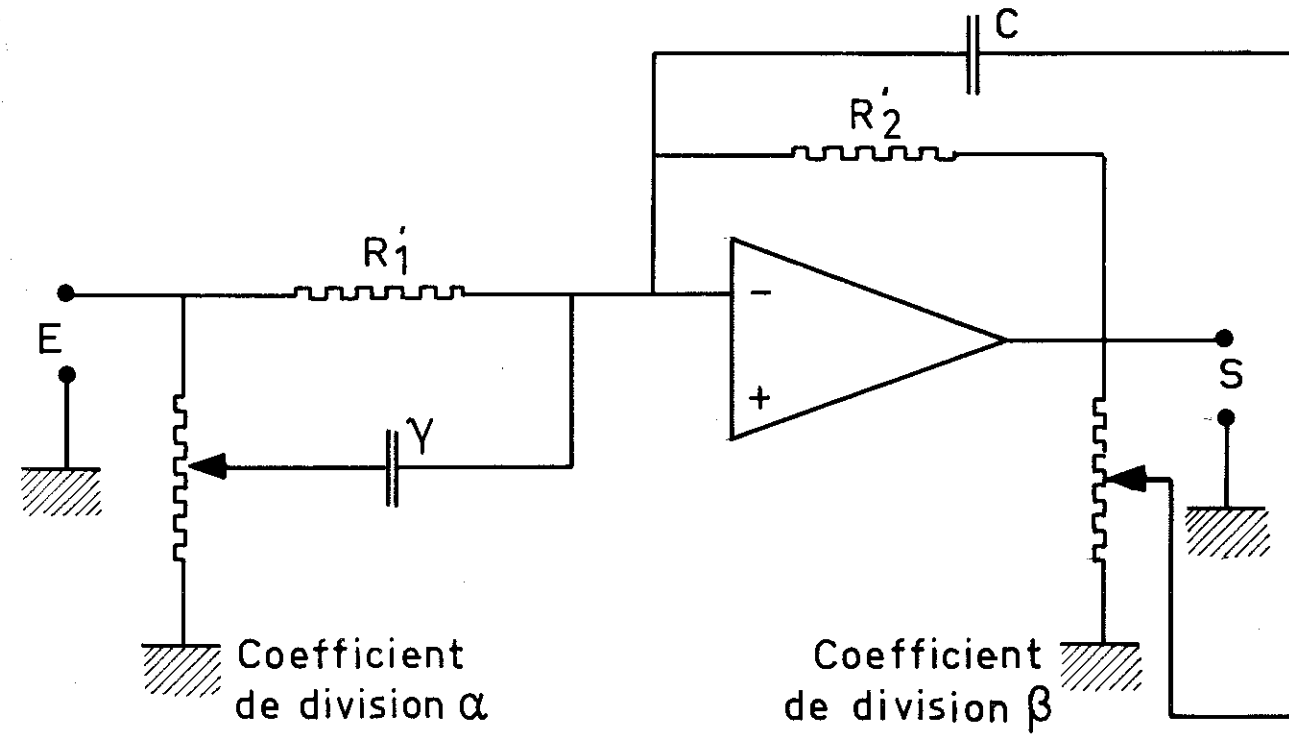
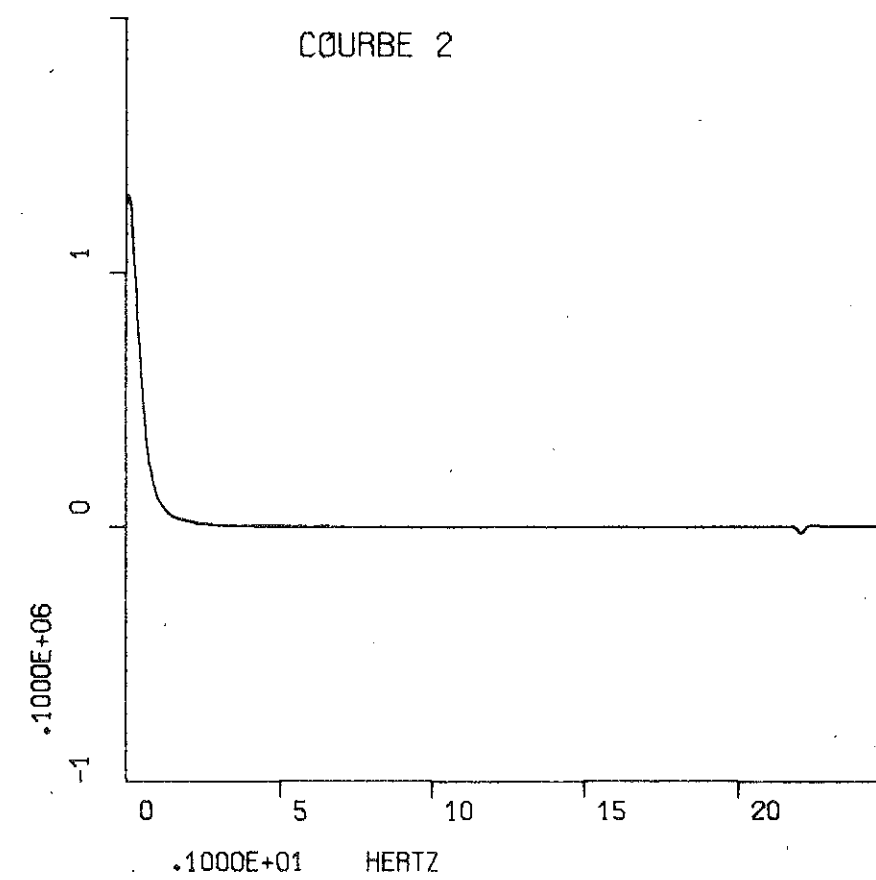
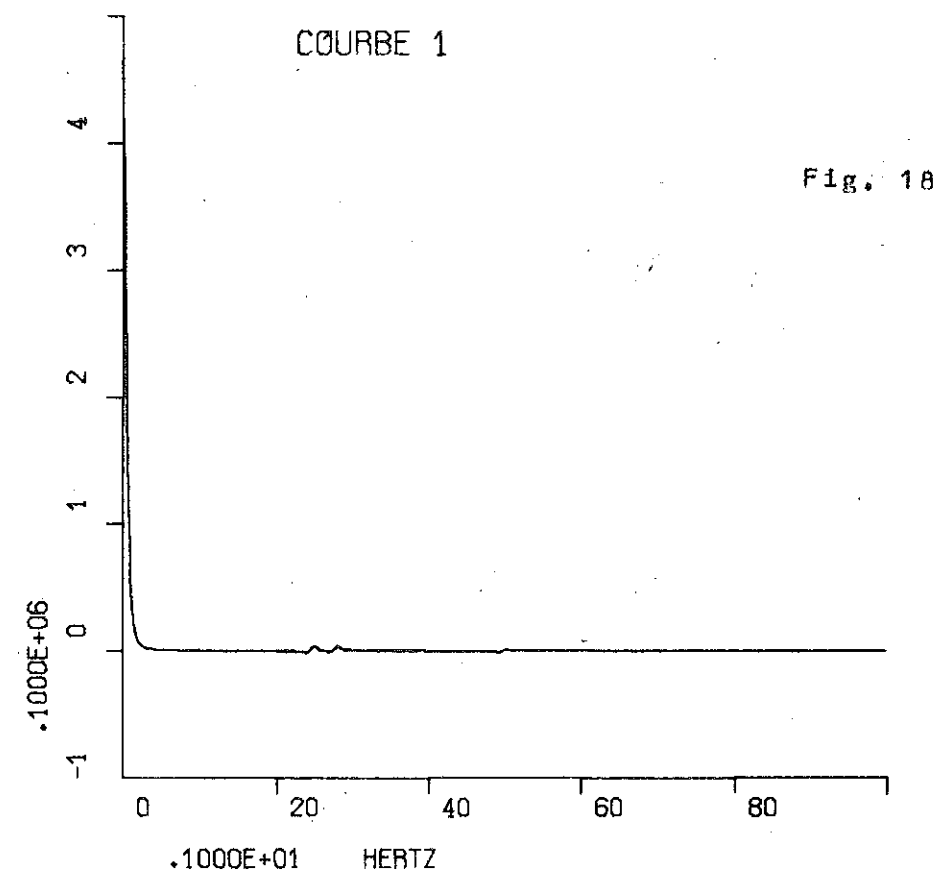
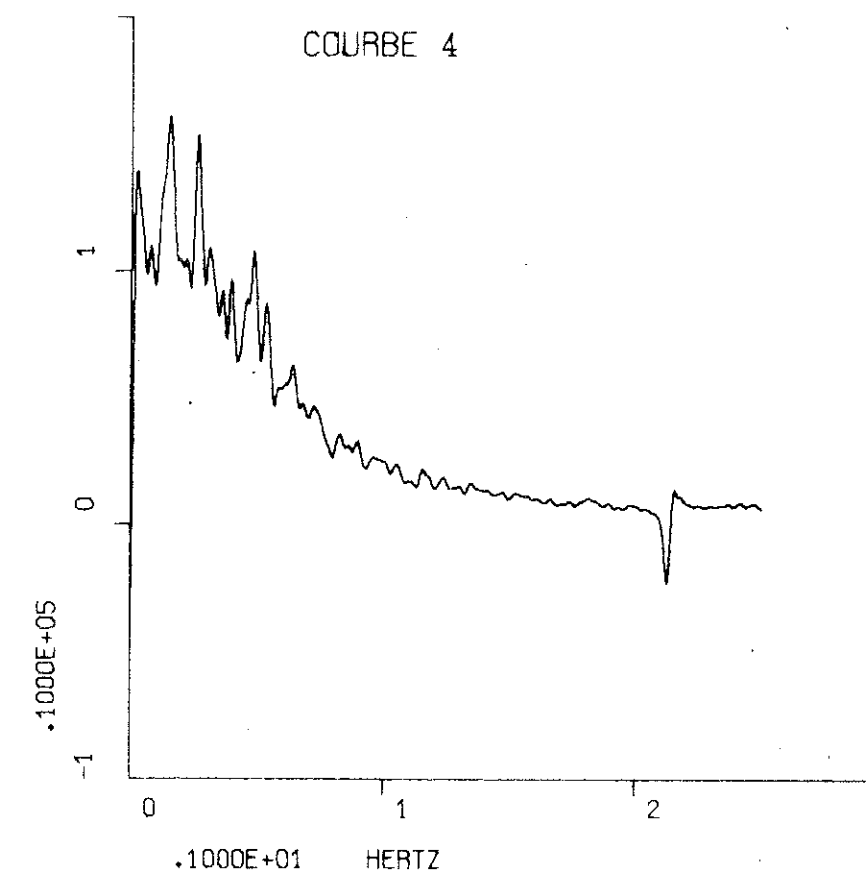
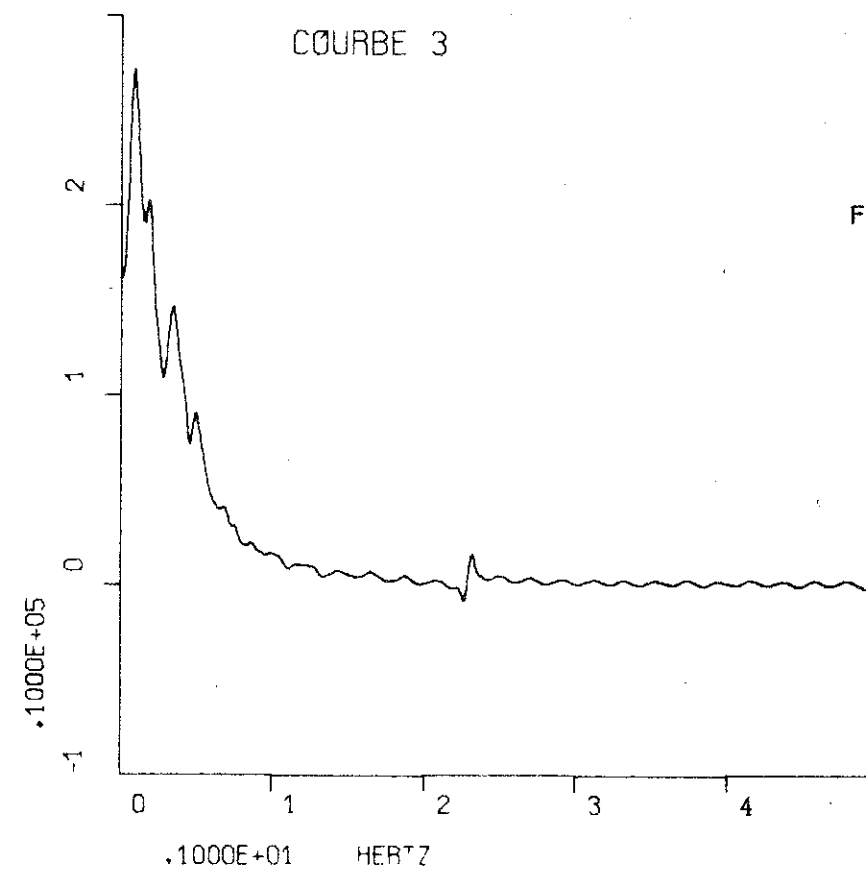


Fig. 17 - Filtre du premier ordre





VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie
de Grenoble