

N° ~~657~~
458

phy

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE D'ALGER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Hamoud LADJOUZE

licencié ès sciences physiques

Ingénieur en radioélectricité

LAD/20

SUJET : Etude d'un Oscillateur M.A.S.E.R. à Résonance Magnétique Nucléaire à Ecoulement d'Echantillon.

Soutenue le 21 Juin 1972 devant la commission d'examen

D. ALLAB

Président

**H. BENOIT
Y. MENTALECHETA
P. PIEJUS
I.G. SHAPOCHNIKOV**

} Examineurs

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTE DES SCIENCES

DE L'UNIVERSITE D'ALGER

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Hamoud LA DJOUZE

licencié ès sciences physiques

Ingénieur en radioélectricité

LAD/20

SUJET : Etude d'un Oscillateur M.A.S.E.R. à Résonance Magnétique Nucléaire à Ecoulement d'Echantillon.

Soutenue le 21 Juin 1972 devant la commission d'examen

D. ALLAB

Président

**H. BENOIT
Y. MENTALECHETA
P. PIEJUS
I.G. SHAPOCHNIKOV**

}

Examineurs

Ce travail, effectué au Laboratoire d'Electronique de l'Institut d'Etudes Nucléaires, a débuté sous la direction de M. le Professeur FRIC.

M. BENOIT, Professeur à la Faculté des Sciences de PARIS VI, a bien voulu suivre ce travail. Ses conseils m'ont été d'une aide précieuse et je suis heureux, aujourd'hui, de l'en remercier bien sincèrement.

Je remercie également M. ALLAB, Directeur de l'I.E.N, de l'aide effective qu'il m'a accordé ainsi que M. KACHER, qui m'a aidé par de nombreuses et fructueuses discussions.

Messieurs I.G.SHAPOCHNIKOV, titulaire de la chaire de Physique Théorique de l'Université de PERM (U.R.S.S) et Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger pendant les années 1969-1970 et 1971-1972, Y.MENTALECHETA, Professeur à la Faculté des Sciences d'Alger et P.PIEJUS Maître de conférence à l'Université de PARIS, ont bien voulu accepter de juger de ce travail. Je les en remercie vivement.

Mes remerciements vont aussi à M.JARMOT, Technicien Supérieur au Laboratoire d'Electronique de l'I.E.N, sans lequel ce travail aurait été impossible.

Je remercie enfin MM. OURAD et LAZIB qui ont été chargé respectivement de la frappe et du tirage de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

	Pages.
INTRODUCTION	4
 <u>PARTIE A</u> - ASPECTS THEORIQUES.	
Chapitre I. Généralités sur la R.M.N.	
I.1 Modèle de Bloch	6
I.2 Etude du retournement de l'aimantation \vec{M}	8
Chapitre II. Schéma électrique du couplage spins-circuit	
II.1 Flux induit dans une expérience de Résonance- Magnétique	13
II.2 Couplage spins-circuit résonnant	16
Chapitre III. Oscillateur MASER en régime permanent	
III.1 Condition d'entretien	20
III.2 Fréquence de l'émission	21
III.3 Amplitude de l'oscillation	24
Chapitre IV. Oscillateur MASER à deux degrés de liberté.	
IV.1 Oscillateur MASER à circuits couplés	27
IV.2 Oscillateur MASER à deux fréquences d'émission	30
Chapitre V. Influence de l'écoulement.	
V.1 Analyse de l'effet du débit	35
V.2 Influence de la courbure des lignes de champ rf	37
V.3 Expressions de $\langle \chi' \rangle$ et $\langle \chi'' \rangle$	40
V.4 Conclusion	43

PARTIE B - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

Chapitre VI. Hélice en Radiofréquences.

VI.1 Introduction	46
VI.2 Hélice à ondes progressives	48
VI.3 Hélice à ondes stationnaires	52

Chapitre VII. Sonde de détection.

VII.1 Hélice quart d'onde en résonance magnétique	55
VII.2 Etude de l'hélice quart-d'onde	57

Chapitre VIII. Circuit à haute surtension.

VIII.1 Principe du Multiplicateur de Q	64
VIII.2 Etude du dispositif	65
VIII.3 Réalisation du montage	69
VIII.4 Mesure du coefficient de qualité	73

Chapitre IX. Dispositif de détection et de mesure de l'émission MASER.

IX.1 Dispositif de retournement de l'aimantation Macroscopique	78
IX.2 Induction magnétique	80
IX.3 Dispositif d'étude de l'émission stimulée	81

PARTIE C - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'OSCILLATEUR MASER.

Chapitre X. Oscillateur MASER à un degré de liberté.

X.1 Amplitude de l'émission	89
X.2 Plage d'accrochage de l'oscillateur	85
X.3 Régime transitoire	98

Chapitre XI. Oscillateur MASER à deux degrés de Liberté.

XI.1 Oscillateur MASER à circuits couplés	100
XI.2 Oscillateur MASER à deux fréquences d'émission	103

Conclusion	106
ANNEXE 1	108
ANNEXE 2	110
Bibliographie	112

INTRODUCTION.

Effet maser.

Considérons un système quantique quelconque dans la représentation de ses états d'énergie. En interaction avec un rayonnement extérieur, il peut absorber de l'énergie ou en céder. Soient deux de ses états dont la différence d'énergie correspond à la fréquence du rayonnement incident. A l'équilibre thermique, le niveau inférieur étant le plus peuplé, l'absorption d'énergie prédomine. Pour observer une émission stimulée, il est nécessaire d'enrichir le niveau supérieur.

Le système quantique envisagé ici est constitué par les protons, (de spin $\pm 1/2$) d'un échantillon paramagnétique. La dégénérescence de ses deux états d'énergie est levée par un champ magnétique directeur (effet Zeeman) et l'enrichissement du niveau supérieur obtenu par une inversion des populations de ces états.

L'émission stimulée obtenue, ou effet maser à résonance magnétique nucléaire, est le résultat de l'interaction entre le système quantique et un circuit électrique.

Voie d'étude.

Le système de spins, considéré dans son état de polarisation magnétique, est représenté par une intensité d'aimantation orientée dans la direction du champ appliqué.

Son interaction avec un champ radiofréquence est décrit par le modèle gyroscopique de Bloch (1).

L'inversion des populations des deux états d'énergie amène l'aimantation macroscopique dans une orientation opposée au champ directeur. Cet état de polarisation de l'échantillon induit un signal maser dans un circuit électrique.

Objet de l'étude.

Notre travail porte sur l'étude d'un oscillateur Maser à résonance magnétique nucléaire. La voie suivie est analogue à celle des oscillateurs à réaction électronique.

La partie A traite de quelques aspects théoriques relatifs à l'établissement d'un modèle électrique du couplage spins circuit et à l'influence de l'écoulement sur le fonctionnement d'un oscillateur Maser à circulation de liquide.

Nous étudions deux dispositifs particuliers permettant de supprimer l'entraînement de fréquence propre aux masers et l'entretien simultané de deux émissions.

La partie B est consacrée à l'étude et la description du dispositif expérimental.

Dans la partie C, nous analysons les résultats expérimentaux.

A. ASPECTS THEORIQUES.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LA RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE.

L'ensemble des protons de l'échantillon que nous considérons (eau, cyclohexane, benzène) constitue un milieu isotrope, homogène, indivisible et doué d'un paramagnétisme normal. Ce système est en équilibre thermique avec le réseau, non doué de propriétés magnétiques, qui constitue un thermostat pour l'ensemble des spins.

Nous utiliserons le modèle phénoménologique de Bloch (1) pour décrire le comportement de ce système de spins, en interaction avec un champ radiofréquence tournant.

I.1. Modèle de Bloch.

- Action d'un champ constant.

L'ensemble des protons, de spin $1/2$, placé dans un champ magnétique \vec{H}_0 , orienté selon un axe oZ , se répartit en deux niveaux Zeeman $|1/2\rangle$ et $|-1/2\rangle$. Il acquiert à l'équilibre thermique une intensité d'aimantation \vec{M}_0 :

$$\vec{M}_0 = \chi_0 \vec{H}_0$$

En dehors de l'équilibre, le mouvement de ces spins est caractérisé par une précession autour de l'axe oZ et une évolution exponentielle vers l'état d'équilibre avec les constantes de temps T_1 et T_2 . Le mouvement de l'aimantation \vec{M} est régi par l'équation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} - \frac{\vec{M}_t}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k}$$

T_1 : temps de relaxation spins - réseau.

T_2 : temps de relaxation spins - spins.

M_t : composante transversale de l'aimantation \vec{M} , normale à oZ

γ : rapport gyromagnétique.

\vec{k} : vecteur unitaire sur oZ.

- Action d'un champ tournant.

Si l'échantillon est soumis à un champ radiofréquence \vec{h}_1 tournant à la vitesse angulaire ω et orienté normalement à \vec{H}_0 , le champ efficace vu par le système de spins dans le trièdre tournant oxyz sera \vec{H}_e (fig. I.1) :

$$\vec{H}_e = (H_0 + \frac{\omega}{\gamma}) \vec{k} + h_1 \vec{i}$$

et \vec{M} précesse autour de \vec{H}_e selon la loi :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_e - \frac{\dot{M}_t}{T_2} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \vec{k}$$

Cette relation donne en projection sur les axes du trièdre tournant les équations de Bloch du système de spins :

$$M'_x + \frac{M_x}{T_2} = \delta\omega M_y$$

$$M'_y + \frac{M_y}{T_2} = -\delta\omega M_x - \gamma h_1 M_z \quad (I.1)$$

$$M'_z + \frac{M_z}{T_1} = \gamma h_1 M_y + \frac{M_0}{T_1}$$

$\omega_0 = \gamma H_0$ est la pulsation de Larmor

$\delta\omega = (\omega - \omega_0)$

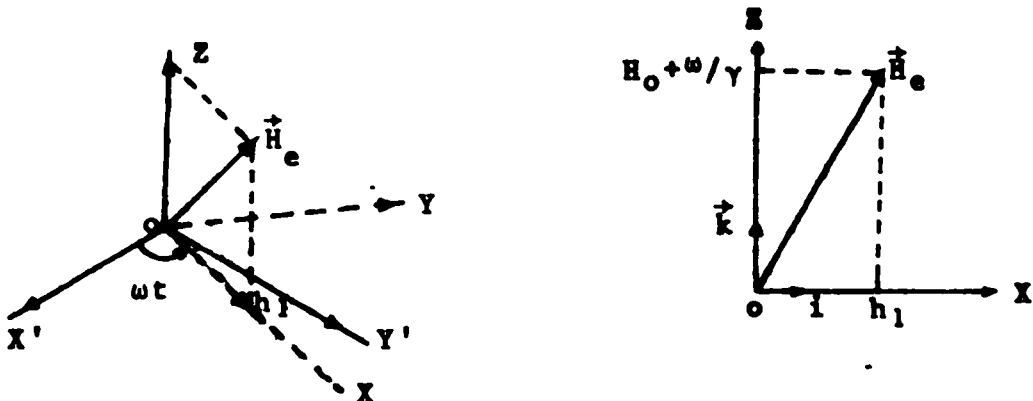


Fig.(I.1) représentation dans le trièdre tournant.

En notation complexe, on introduit une susceptibilité transversale χ telle que :

$$\bar{M}_t = 2 \chi \bar{h}_1 = M_x + jM_y$$

$$\chi = \chi' - j\chi''$$

La solution asymptotique (régime permanent) du système d'équations (I.1) s'écrit :

$$\chi' = \frac{M_x}{2\bar{h}_1} = -\frac{1}{2} M_0 \frac{\delta\omega T_2^2}{K + (\delta\omega T_2)^2} \quad (I.2)$$

$$\chi'' = -\frac{M_y}{2\bar{h}_1} = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{T_2}{K + (\delta\omega T_2)^2}$$

$K = 1 + \gamma 2h_1^2 T_1 T_2$ caractérise le degré de saturation des spins.

A la fréquence de Larmor, fréquence de la transition permise entre les deux niveaux Zeeman, le champ efficace vu par le système de spins est le champ tournant et l'aimantation macroscopique \vec{M} s'oriente dans la direction de ce champ. Il apparaît une composante transversale importante : c'est le phénomène de résonance magnétique.

Dans cette désaimantation, l'énergie mise en jeu est le bilan des échanges entre le système de spins et le champ radiofréquence.

I.2. Etude du retournement de l'aimantation \vec{M} .

Condition adiabatique.

Le retournement de l'aimantation \vec{M} a été réalisé d'après le principe du passage adiabatique rapide proposé par Bloch lors de la découverte de la résonance magnétique et selon la méthode mise au point par Benoit (2) sur un écoulement liquide.

Dans une région de l'entrefer d'un électro - aimant où règne un gradient de champ notable, on fait circuler un courant d'eau dans une bobine B_r dite de " retournement " produisant un champ radio-fréquence d'amplitude $2h_1$ intense (fig. I.2). Les spins d'un élément de volume en transit dans B_r voient un champ directeur rapidement variable dans le temps, passer d'une valeur H_{r1} à H_{r2} respectivement inférieure et supérieure à ω_r/γ . Ils subissent à l'intérieur de la bobine de retournement le phénomène de résonance magnétique lorsque :

$$H_r = \omega_r/\gamma$$

Soit τ le temps de séjour des protons dans la bobine de retournement. En raison du champ directeur, très inhomogène, dans lequel s'effectue le retournement, ($T_2^* \ll \tau$), la composante transversale de l'aimantation disparaît rapidement. D'autre part, le temps de séjour étant court ($\tau \ll T_1$), on négligera l'influence de la relaxation longitudinale.

Le mouvement de l'aimantation \vec{M} est alors une précession autour du champ efficace \vec{H}_e :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_e$$

$$|\vec{M}| = M_0 = \text{constant}$$

La variation de ce champ avec le temps, due à la circulation du liquide et au gradient du champ directeur, est régie par l'équation :

$$\frac{d\vec{H}_e}{dt} = \Omega_1 \vec{H}_e + \vec{\Omega} \times \vec{H}_e$$

avec :

$$\Omega = \frac{h_1}{H_e} \frac{dH_0}{dt} = \frac{h_1}{H_e} v \frac{dH_0}{dr}$$

v : vitesse du courant liquide.

Si la variation de Ω est lente, ou si Ω est très inférieure à l'angle de mutation γH_e ($\Omega \ll \gamma H_e$), l'aimantation \vec{M} suit le mouvement de \vec{H}_e . A la sortie de la bobine de retournement, elle s'oriente dans une direction opposée au champ directeur et $M = M_z$. D'où la condition de retournement :

$$\Omega \ll \gamma H_e$$

Cette condition, plus sévère à la résonance, s'écrit :

$$H_e = h_1 \text{ et } \Omega \ll \gamma h_1 \text{ d'où :}$$

$$a = \frac{\gamma h_1^2}{v d H_0 / dr} \gg 1 \quad (I.3)$$

Facteur de retournement.

Si la condition $a \gg 1$ n'est pas suffisamment réalisée, à la sortie de la bobine de retournement, \vec{M} fait un angle $(\pi - \theta)$ avec l'axe oZ . On introduit un facteur de retournement F défini par :

$$F = \frac{M_z}{M_0} = - \cos \theta$$

L'expression de F en fonction de a est donnée par (3) :

$$F = 2 e^{-\frac{\pi a}{2}} - 1 \quad (I.4)$$

on constate que le retournement est pratiquement complet dès que $a \approx 3$.

- Mécanisme du retournement.

Les orientations respectives de \vec{H}_r , \vec{H}_e et \vec{M} à l'intérieur de la bobine de retournement sont représentées sur la figure (I-2). Les spins, préalablement polarisés, arrivent au point A où $H_{r1} < \omega_r/\gamma$. A l'équilibre thermique, l'aimantation \vec{M} est orientée parallèlement champ appliqué H_{r1} .

Au point B, $H_r = \omega_r/\gamma$ et \vec{M} s'oriente selon $\vec{H}_e = \vec{h}_1$.

En C, $H_{r2} > \omega_r/\gamma$ et \vec{M} se trouve dans une orientation antiparallèle au champ directeur. Cette orientation se retrouve à la sortie de la bobine de retournement, ce qui réalise l'inversion des populations des niveaux $|+1/2\rangle$ et $|-1/2\rangle$.

Cet état de polarisation étant instable, la relaxation longitudinale réoriente \vec{M} vers sa position d'équilibre suivant la loi :

$$M_z = + M_0(1 - 2 e^{-t/T_1}).$$

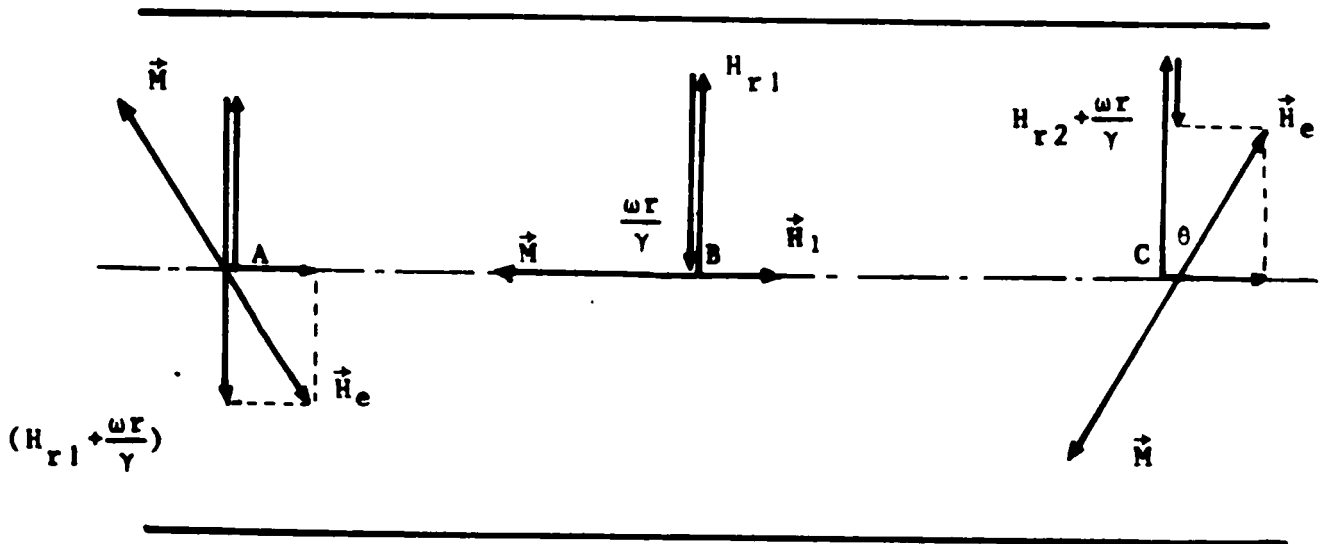
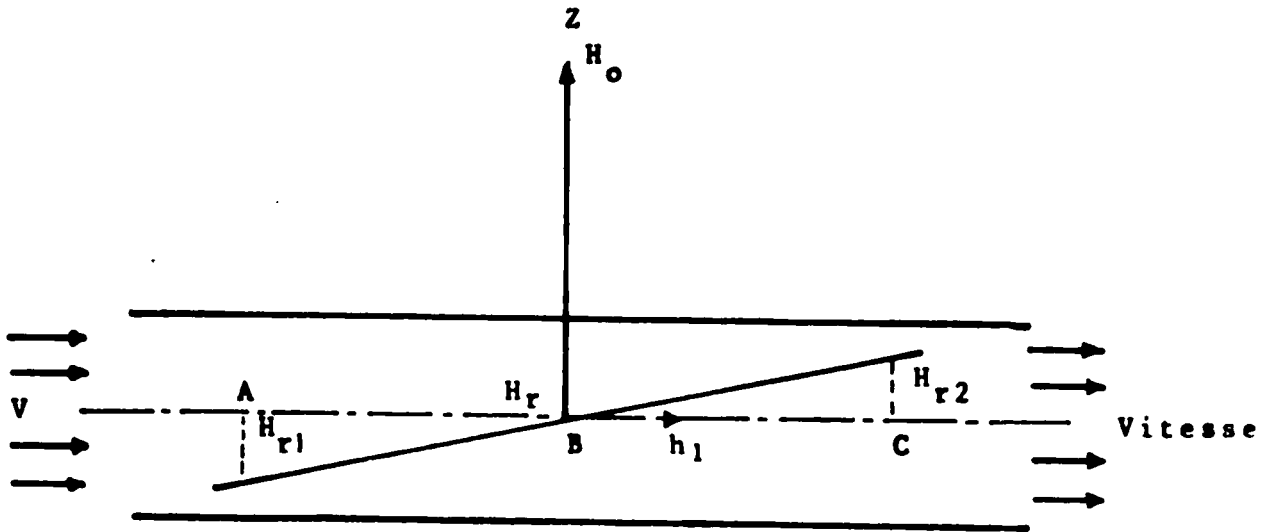


Fig. (I.2) Mécanisme du retournement de l'aimantation macroscopique.

CHAPITRE II

SCHEMA ELECTRIQUE DU COUPLAGE SPINS-CIRCUIT.

II.1. Flux induit dans une expérience de résonance magnétique

II.1.1. Dispositif à deux bobines.

Ce dispositif comprend :

- Une bobine d'excitation de la résonance produisant un champ alternatif $2\vec{h}_{1e}$ dont la direction fait un angle θ avec un axe de référence ox' .
- Une bobine de détection où est induit un champ $2\vec{h}_{1r}$ faisant l'angle α avec la direction ox' .

I_r et ϕ sont l'amplitude du courant et le flux induits par l'échantillon dans la bobine de réception. Ce flux est aussi celui créé par une spire fictive S parcourue par un courant i , soit :

$$\phi = L_{12}i$$

$L_{12} = L_{21}$ est le coefficient de mutuelle induction entre la bobine de réception et la spire fictive S :

$$L_{12} = \frac{\mu_0}{I_r} 2\vec{h}_{1r} \cdot \vec{ds}$$

Le flux induit par un petit élément ds de cette surface s'écrit :

$$\begin{aligned} d\phi &= \frac{\mu_0}{I_r} 2\vec{h}_{1r} \cdot i\vec{ds} \\ &= \frac{\mu_0}{I_r} 2\vec{h}_{1r} \cdot d\vec{m} \end{aligned}$$

$d\vec{m}$ est aussi le moment créé par un élément de volume dv de l'échantillon.

En notation complexe, ce flux s'écrit :

$$d\phi = \frac{2\mu_0}{I_r} d\bar{m} \cdot \bar{h}_{lr}$$

$2\bar{h}_{lr} = 2h_{lr} e^{j\alpha}$ représente l'affixe de $2\vec{h}_{lr}$

$d\bar{m} = \bar{M}_t dv$ représente l'affixe de $d\vec{m}$, avec :

$$\bar{M}_t = 2\chi h_{le} e^{j(\omega t + \theta)}$$

d'où :

$$d\phi = \frac{4\mu_0}{I_r} \chi h_{le} \cdot h_{lr} e^{j(\omega t + \theta - \alpha)} dv$$

et l'expression totale du flux induit s'écrit :

$$\phi = \frac{4\mu_0}{I_r} e^{j\omega t} \int_v \chi h_{le} \cdot h_{le} e^{j(\theta - \alpha)} dv$$

v : volume de l'échantillon

En introduisant le coefficient de self induction L_0 , déduit de la relation énergétique :

$$L_0 I_r^2 = 4\mu_0 \int_E h_{lr}^2 dv$$

on obtient :

$$\phi = L_0 i_r \frac{\int_v \chi h_{le} h_{lr} e^{j(\theta - \alpha)} dv}{\int_E h_{lr}^2 dv}$$

$$i_r = I_r e^{j\omega t}$$

E représente l'espace

Dans l'approximation usuelle où χ est homogène sur le volume de l'échantillon, l'expression précédente se met sous la forme :

$$\phi = \eta \chi L_0 i_r$$

on obtient ainsi une généralisation de la définition du coefficient de remplissage à un dispositif à deux bobines :

$$\eta = \frac{\int_V h_{1e} \cdot h_{1r} e^{j(\theta-\alpha)} dv}{\int_E h_{1r}^2 dv}$$

II.1.2 Dispositif à une bobine

Si la même bobine sert à l'excitation et à la détection de la résonance, on aura :

$$h_{1e} = h_{1r} = h_1$$

$$\theta = \alpha$$

d'où :

$$\phi = L_0 i_r \frac{\int_V \chi h_1^2 dv}{\int_E h_1^2 dv}$$

Le flux total dans la bobine étant :

$$\phi_t = L_0 i_r + \phi$$

Le couplage entre un système de spins et la bobine d'excitation se traduit par une modification du coefficient de self induction L_0 , qui devient :

$$L = L_0 \left(1 + \frac{\int_V \chi h_1^2 dv}{\int_E h_1^2 dv} \right) \quad (\text{II.5})$$

si χ est homogène sur l'échantillon, cette expression s'écrit :

$$L = L_0 (1 + \eta \chi)$$

avec :

$$\eta = \frac{\int_V h_1^2 dv}{\int_E h_1^2 dv} \quad (\text{II.6})$$

II.2 Couplage spins - circuit résonnant.

Le champ rf et l'échantillon sont localisés dans la bobine d'un circuit résonnant L_0cr . En présence de l'échantillon, le coefficient de self induction L_0 devient :

$$L = L_0(1 + \eta\chi)$$

l'impédance Z de ce circuit se met sous la forme :

$$Z = Z_0 + Z_s$$

$Z_0 = r + j(L_0\omega - \frac{1}{c\omega})$: impédance du circuit en l'absence de l'échantillon

$Z_s = j\eta\chi L_0\omega$: impédance introduite par l'échantillon.

Nous avons représenté sur la figure (II.3), trois schémas équivalents du couplage spins-circuit. Nous adopterons pour schéma de travail, la représentation série de la figure (II.3a).

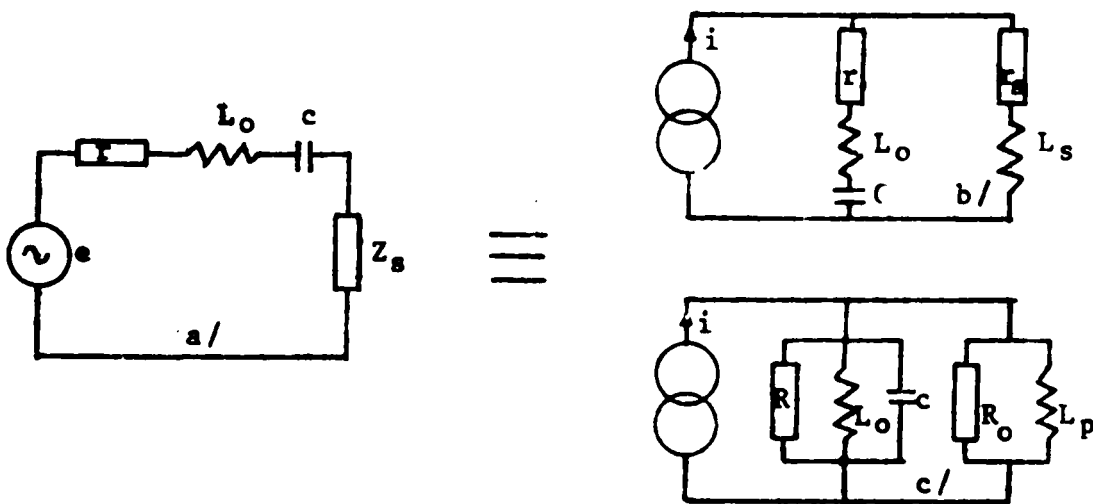


Fig.(II.3) Schémas équivalents du couplage spins-circuit.

Au voisinage de la fréquence de Larmor, Z_s a pour expression :

$$\begin{aligned} Z_s &= \eta Q r \chi'' + j \eta L_o \omega \chi' \\ &= r_s + j L_s \omega \end{aligned}$$

L'impédance totale du circuit est alors :

$$Z = A + j B \quad (\text{II.7})$$

$$A = r(1 + \eta Q \chi'')$$

$$B = L_o \omega (1 + \eta \chi') - \frac{1}{c \omega}$$

- Absorption d'énergie, effet maser

A l'équilibre thermique, l'énergie nécessaire à la désorientation des moments magnétiques élémentaires est emprunté au champ rf. Cette absorption d'énergie se traduit par une diminution du coefficient de qualité Q du circuit résonnant.

Il est courant de traduire le passage par la résonance magnétique de l'échantillon par :

- La variation relative de la résistance de la bobine :

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{\eta Q \chi''}{1 + \eta Q \chi''} \quad (\text{II.8})$$

- La variation de la fréquence d'accord f_c du circuit :

$$\frac{\Delta f_c}{f_c} = \frac{1}{2} \frac{\Delta L}{L} = \frac{1}{2} \eta \chi'$$

Dans les spectromètres auto-oscillateurs (oscillateur marginal, oscillateur de Robinson, oscillateur à super - réaction 4, 5, 6, 7, 8), le passage par la résonance magnétique de l'échantillon provoque une variation ΔV du niveau d'oscillation. Du fait du couplage fréquence - amplitude de ces oscillateurs, ΔV est une fonction de Δr et Δf_c ; en d'autres termes, le signal de résonance est un mélange d'absorption et de dispersion. Dans des conditions particulières de fonctionnement, le couplage fréquence - amplitude peut être supprimé et la variation du niveau de l'oscillateur ne dépend que du seul terme d'absorption :

$$\frac{\Delta V}{V} = m \frac{\Delta r}{r} = m \frac{n Q \chi''}{1+nQ\chi}$$

m est un coefficient de valeur élevée qui traduit la fonction " amplificatrice basse fréquence " des spectromètres autodynes. De ce fait, l'absorption d'énergie peut être suffisante pour donner au rapport $\frac{\Delta V}{V}$ des valeurs voisines de l'unité.

Si l'aimantation macroscopique est orientée dans une direction opposée au champ appliqué, le système de spins fournit de l'énergie au circuit et l'absorption est dite négative. (effet maser)

- oscillation maser.

Dans le schéma de la figure (II.3a), en l'absence d'un champ rf extérieur, cette situation correspond à l'introduction d'une résistance négative ($-r_s$) qui joue un rôle analogue à celle introduite par voie de réaction dans les oscillateurs électroniques.

Cette possibilité récente d'entretenir des oscillations dans un circuit LCr (9,10,11) a ouvert la voie à la réalisation d'oscillateurs quantiques d'un type nouveau : les oscillateurs maser.

La condition d'entretien des oscillations sera :

$$\frac{\Delta r}{r} = 0 \quad \text{ou} \quad n Q \chi'' = -1$$

De façon plus générale, le système spins - circuit fonctionnera en oscillateur si l'expression de Z donnée en (II.7) est nulle :

$$z = A + j B = 0 \quad (\text{II.8})$$

L'état de polarisation précédent étant bref, la relaxation longitudinale réoriente l'aimantation \vec{M} vers sa position d'équilibre thermique. De ce fait, un fonctionnement permanent en oscillateur ne peut être obtenu que par un renouvellement continu de cet état de polarisation. Dans notre dispositif expérimental, ce rôle de "pompe" sera assuré par un courant liquide qui alimentera de façon continue la bobine du maser.

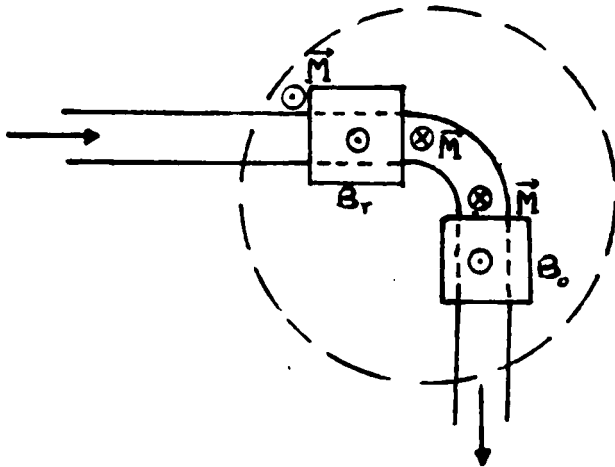


fig. II.4. Dispositif de détection de l'oscillation maser
 B_r : bobine de retournement de l'aimantation
 B_0 : bobine de détection.

CHAPITRE III

OSCILLATEUR MASER EN REGIME PERMANENT

Ce chapitre a pour objet l'établissement des lois de fonctionnement d'un oscillateur Maser. La voie d'étude suivie est analogue à celle des oscillateurs à réaction électroniques.

Le dispositif de détection de l'émission Maser et son schéma électrique équivalent sont représentés par les figures (II-4) et (III-5).

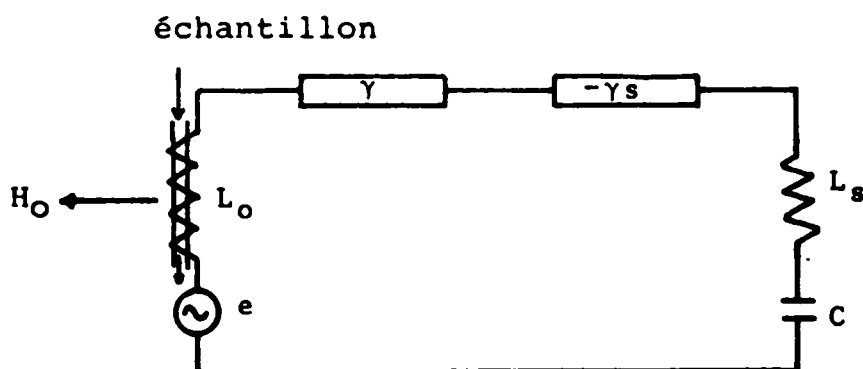


Fig.(III-5) Schéma électrique de l'oscillateur MASER.

III.1 Condition d'entretien.

Un élément de volume de l'échantillon, en provenance de la bobine de retournement, arrive dans celle d'un circuit résonnant L_o cr. accordé sur une fréquence f_c voisine de la fréquence de Larmor F_L .

L'entretien de l'oscillation maser dans le circuit résonnant a lieu sous la condition énoncée en (II-7) :

$$Z = A + jB = 0$$

avec

$$A = r(1 + \eta Q \chi'') = 0$$

$$B = L_0 \omega (1 + \eta \chi') - \frac{1}{c \omega} = 0$$

La condition $A = 0$ nous donne :

$$\eta Q \chi'' = -1$$

En introduisant l'expression de χ'' donnée en (I-2), cette relation devient :

$$\frac{\eta \gamma Q M_0 T_2}{K + (\delta \omega T_2)^2} = -2$$

si $Q_\ell = 2 / \eta \gamma |M_0| T_2$ est la surtention limite d'accrochage, cette expression s'écrit :

$$\frac{Q}{Q_\ell} = K + (\delta \omega T_2)^2 \quad (\text{III-8})$$

A la résonance, $\delta \omega = 0$ et $Q / Q_\ell = K$. La condition limite d'accrochage s'obtient en faisant $h_1 = 0$, soit $K = 1$. D'où :

$$\frac{Q}{Q_\ell} = 1 \quad (\text{III-9})$$

III.2 Fréquence de l'émission.

III.2.1 Expression de la fréquence.

En annulant l'expression de la réactance B du circuit représenté sur la figure (III-4) et en tenant compte de (III-8), nous obtenons :

$$L_0 C \omega^2 \left(1 + \frac{T_2}{Q} \delta \omega \right) = 1$$

ou encore : $\omega_\ell^2 = \frac{\omega_c^2}{1 + T_2 \delta \omega / Q}$ avec $\omega_c^2 = 1 / L_0 C$

En constatant que $\frac{T_2}{Q} \delta\omega \ll 1$, nous obtenons au 1er ordre :

$$\omega = \omega_c \left(1 - \frac{T_2}{2Q} \delta\omega\right)$$

ou encore :

$$\frac{\omega - \omega_c}{\omega - \omega_o} = -\omega_c \frac{T_2}{2Q} \quad \text{et} \quad \frac{\omega_c - \omega_o}{\omega - \omega_o} = 1 + \omega_c \frac{T_2}{2Q}$$

En introduisant $\omega_c = \omega_o (1 + \beta)$ et $Q_n = \omega_o T_2 / 2$, nous obtenons, au 1er ordre, l'expression de la fréquence f du maser :

$$f = f_o + \frac{Q}{Q + Q_n} (f_c - f_o) \quad (\text{III-10})$$

où Q_n est la surtension nucléaire.

III.2.2 Plage d'accrochage.

On désigne par plage d'accrochage le désaccord maximum ($f_c - f_o$), ou en variable réduite la valeur maximale β_m de β qui entraîne la cessation des oscillations.

En portant $\delta\omega = (\omega - \omega_o)$ tiré de l'expression de f dans la condition d'entretien (III-8), nous obtenons :

$$\frac{Q}{Q_\ell} = K + (\omega_c - \omega_o)^2 \left(\frac{Q T_2}{Q + Q_n}\right)^2$$

soit :

$$\beta = \frac{\omega_c - \omega_o}{\omega_o} = \frac{Q + Q_n}{2Q Q_n} \left(\frac{Q}{Q_\ell} - K\right)^{1/2}$$

d'où la limite supérieure β_m ($h_1 = 0$ et $K = 1$ aux extrémités de la plage d'accrochage) :

$$\beta_m = \frac{Q + Q_n}{2QQ_n} \left(\frac{Q}{Q_\ell} - 1 \right)^{1/2} \quad (\text{III-11})$$

Nous avons représenté sur la figure (III-6), l'allure des variations de la plage d'accrochage en fonction de la surtension du circuit. β_m présente deux extrémum pour les valeurs Q_1 et Q_2 vérifiant la relation :

$$Q^2 - QQ_n + 2Q_n Q_\ell = 0$$

Si $Q_n > 8Q_\ell$ on aura : $Q_1 Q_2 = Q_n Q_\ell$ et $Q_1 + Q_2 = Q_n$

soit :

$$Q_n = \frac{Q_1^2}{Q_1 - 2Q_\ell} \quad (\text{III-12})$$

Cette relation offre une possibilité de mesure du temps de relaxation $T_2 = \frac{2Q_n}{\omega_0}$

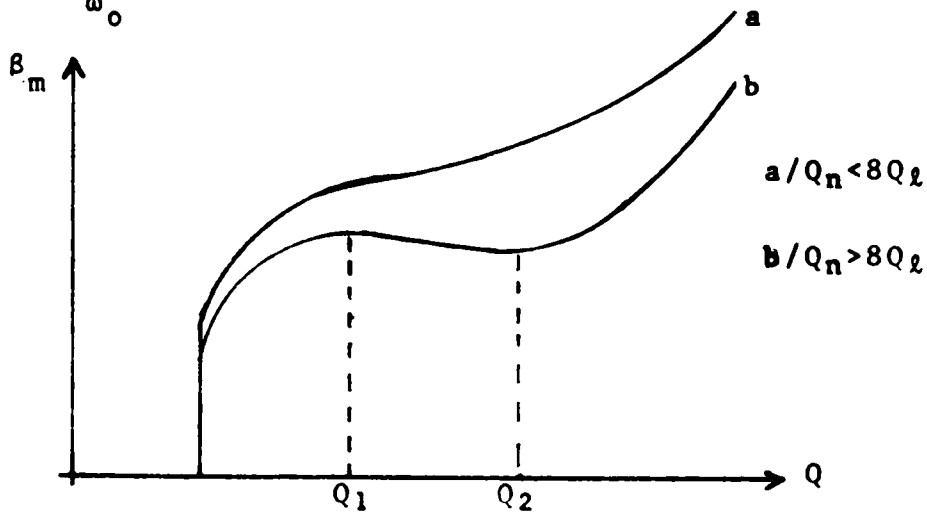


Fig.(III-6a) allure de la plage d'accrochage.

A l'intérieur de la plage d'accrochage, la fréquence de l'émission (donnée par III-10) diffère de la fréquence de Larmor. Cet effet d'entraînement de fréquence, dû à la présence du circuit, augmente avec la surtension Q et le degré de saturation des spins K .

Cet écart entre f et f_0 peut être exprimé par la variable réduite ϵ :

$$\epsilon = \frac{f-f_0}{f_0} = \frac{Q}{Q+Q_n} \beta$$

(III-13)

ou encore par :

$$\frac{\Delta f}{\Delta f_0} = 1 - \frac{Q}{Q+Q_n} = 1 - \frac{\epsilon}{\beta}$$

Δf représente la variation de la fréquence d'émission introduite par une variation Δf_0 de la fréquence de Larmor.

En introduisant les écarts maximum ϵ_m et β_m , relatifs à la largeur de la plage d'accrochage, on obtient :

$$\epsilon_m = \frac{2Q+Q_n}{2QQ_n} \left(\frac{Q}{Q_\ell} - 1 \right)^{1/2} \quad \text{(III-14)}$$

$$\frac{\Delta f_m}{\Delta f_0} = 1 - \frac{\epsilon_m}{\beta_m}$$

L'écart ϵ_m est extrémum pour les valeurs de Q qui vérifient la relation :

$$2Q^2 - QQ_n + 2Q_\ell Q_n = 0$$

On en déduit, comme précédemment, un autre procédé de mesure de la surtension nucléaire Q_n par une mesure de l'entraînement de la fréquence d'émission.

III.3. Amplitude de l'oscillation.

L'amplitude maximum du signal est obtenue au centre de la plage d'accrochage ou $f = f_c = f_0$. En faisant $\delta\omega = 0$ dans la condition d'entretien (III-8) nous obtenons :

$$h_{1m}^2 = \frac{1}{\gamma^2 T_1 T_2} \left(\frac{Q}{Q_L} - 1 \right)$$

Pour obtenir l'expression du champ radiofréquence à l'intérieur de la plage d'accrochage, nous introduisons dans la relation (III-8) les expressions de :

$$\beta = \frac{\omega_c - \omega_o}{\omega_o} \text{ et } \beta_m \text{ donnée par (III-11)}$$

d'où :

$$\begin{aligned} \frac{Q}{Q_L} &= 1 + \beta^2 \frac{4Q^2 Q_n^2}{(Q+Q_n)^2} \gamma^2 h_1^2 T_1 T_2 \\ &= 1 + \frac{\beta^2}{\beta_m^2} \left(\frac{Q}{Q_L} - 1 \right) + \gamma^2 h_1^2 T_1 T_2 \end{aligned}$$

Soit en introduisant h_{1m}^2 :

$$\frac{h_1^2}{h_{1m}^2} + \frac{\beta^2}{\beta_m^2} = 1$$

Comme le champ radiofréquence et la tension d'oscillation E sont proportionnels, on aura :

$$\frac{E^2}{E_m^2} + \frac{\beta^2}{\beta_m^2} \tag{III-16}$$

et

$$E_m = \frac{k_1}{\gamma \sqrt{T_1 T_2}} \left(\frac{Q}{Q_L} - 1 \right)^{1/2} \tag{III-17}$$

k_1 : coefficient qui dépend de la géométrie de la bobine d'émission.

Selon (III-16), l'amplitude de l'émission suit une loi elliptique à l'intérieur de la plage d'accrochage.

Les lois développées dans ce chapitre sont analogues à celles établies par des voies différentes par H.BENOIT (12), G.BONNET (13), C.FRIC (14) et I.SOLOMON (15).

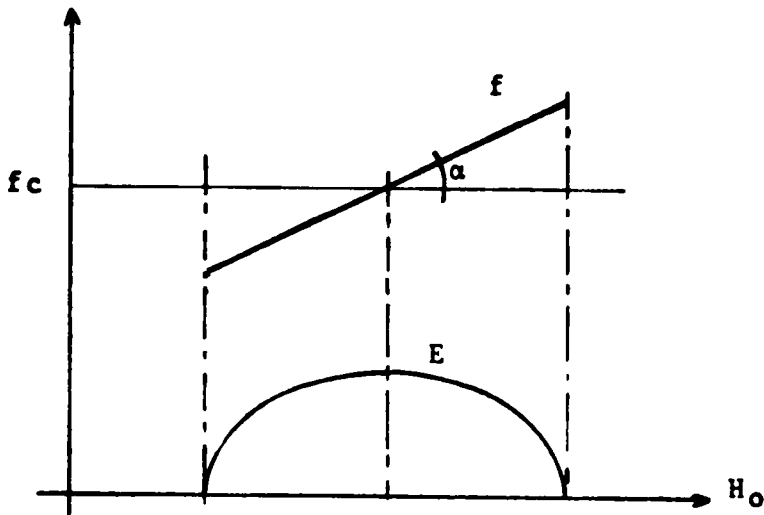


Fig.(III-6b) Allures de la fréquence et de l'amplitude de l'émission à l'intérieur de la plage d'accrochage

$$\operatorname{tga} = \frac{Q_n}{Q+Q_n}$$

CHAPITRE IV

OSCILLATEURS MASER A DEUX DEGRÉS DE LIBERTE

IV.1 Oscillateur MASER à circuits couplés.

La relation de Larmor offre le principe d'une méthode de mesure d'une induction magnétique, ramenée à une mesure de fréquence. En émission, la présence du circuit de détection introduit une erreur du second ordre qui diminue la précision de la mesure. Une amélioration, en vue de supprimer l'entraînement de fréquence, a été proposée par BONANONI et son équipe (16) pour le Maser à ammoniac et HENNEQUIN (17) en champ faible. Elle consiste à coupler faiblement un second circuit résonnant à la sonde de détection.

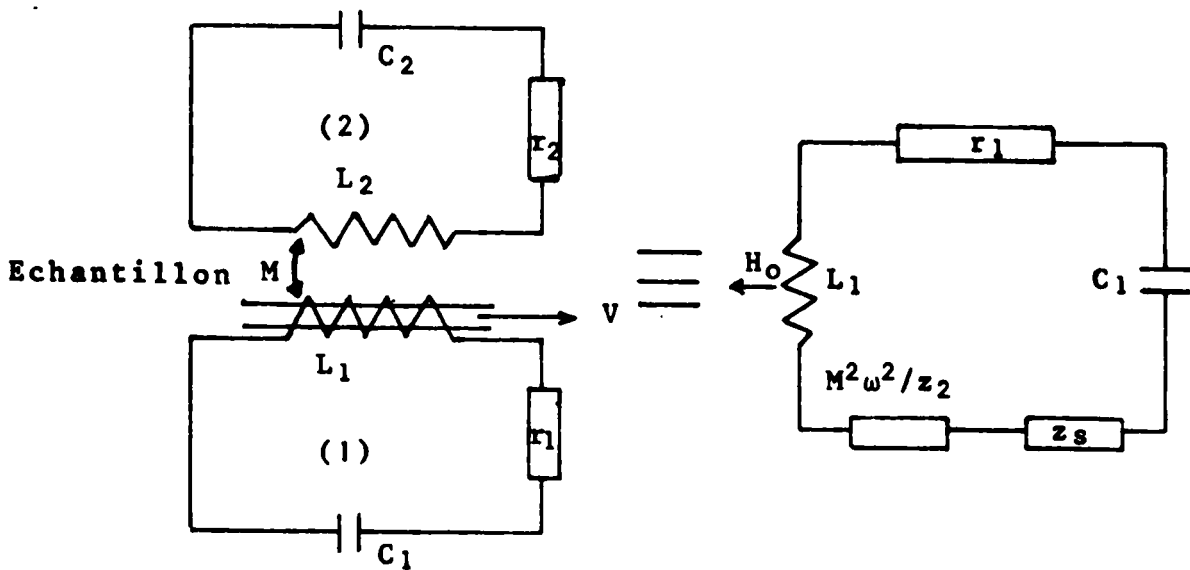


Figure (IV-7) Dispositif et schéma équivalent de l'oscillateur MASER à circuits couplés.

$$L_1 C_1 = L_2 C_2$$

Un circuit résonnant (noté 1), accordé sur f_c , est couplé d'une part à un système de spins et d'autre part à un second circuit (noté 2), de même fréquence d'accord, sans interaction directe avec les spins. (fig. IV-7).

On adoptera pour système équivalent à ce dispositif, un schéma analogue à celui du maser à un circuit dont l'impédance serait :

$$Z = Z_1 + M^2 \omega^2 / Z_2$$

M : coefficient de mutuelle induction.

$$Z_1 = r_1 + j \left\{ L_1 \omega (1 + \eta \chi) - \frac{1}{c_1 \omega} \right\}$$

$$Z_2 = r_2 + j \left(L_2 \omega - \frac{1}{c_2 \omega} \right)$$

En introduisant les expressions de χ'' et χ' , les écarts relatifs ϵ et β et en constatant que :

$$L_1 C_1 = L_2 C_2 = 1 / \omega_c^2$$

$$\delta \omega T_2 = \epsilon \omega_0 T_2 = 2 \epsilon Q_n$$

$$\omega_c^2 / \omega^2 = 1 - 2 (\epsilon - \beta) \text{ au premier ordre}$$

nous obtenons :

$$Z_1 = r_1 \left(1 + \frac{\eta \gamma Q_1 |M_o| T_2}{2 \{K + (2 \epsilon Q_n)^2\}} \right) + j L_1 \omega \left[2 (\epsilon - \beta) + \frac{\eta \gamma |M_o| T_2}{2 \{K + (2 \epsilon Q_n)^2\}} 2 \epsilon Q_n \right]$$

$$Z_2 = r_2 + 2 j L_2 \omega (\epsilon - \beta)$$

$$\frac{M^2 \omega^2}{Z_2} = k^2 Q_2 L_1 \omega \{ 1 - 2 j Q_2 (\epsilon - \beta) \} \text{ au premier ordre}$$

$$k^2 = M^2 / L_1 L_2 \quad ; \quad k : \text{coefficient de couplage.}$$

D'où : $Z = A' + j B'$

$$A' = r_1 \left(1 + \frac{\eta \gamma |M_o| Q_1 T_2}{2\{K + (2\epsilon Q_n)^2\}} \right) + k^2 Q_2 L_1 \omega$$

$$B' = 2L_1 \omega \left[(\epsilon - \beta) + \frac{\eta \gamma |M_o| T_2}{2\{K + (2\epsilon Q_n)^2\}} \epsilon Q_n - k^2 Q_2^2 (\epsilon - \beta) \right]$$

La condition d'entretien des oscillations s'obtient en annulant la partie réelle de Z, soit :

$$1 + \frac{\eta \gamma Q_1 M_o T_2}{2\{K + (2\epsilon Q_n)^2\}} = - k^2 Q_2 Q_1$$

d'où la condition limite d'accrochage :

$$\eta \gamma Q_1 |M_o| T_2 = 2\{1 + k^2 Q_2 Q_1\} \quad (\text{IV-18})$$

$$Q_1 / Q_2 = 1 + k^2 Q_2 Q_1$$

D'autre part, en annulant la réactance du circuit et en tenant compte de (IV-18), il vient :

$$(\epsilon - \beta) + \frac{Q_n}{Q_1} \epsilon (1 + k^2 Q_2 Q_1) = k^2 Q_2^2 (\epsilon - \beta)$$

d'où :

$$\epsilon = \frac{1 - k^2 Q_2^2}{1 - k^2 Q_2^2 + (1 + k^2 Q_2 Q_1) Q_n / Q_1} \beta \quad (\text{IV-19})$$

On retrouve, si $k = 0$, les expressions se rapportant au Maser à un circuit :

$$\frac{Q_1}{Q_2} = 1 \quad \text{et} \quad \epsilon = \frac{Q_1}{Q_1 + Q_2} \beta$$

Il apparait d'autre part un fait nouveau qui est l'annulation possible de l'entraînement de fréquence sous la condition :

$$k Q_2 = 1 \quad (\text{IV-20})$$

D'où :

$$\epsilon = \frac{f - f_0}{f_0} = 0 \quad \text{et} \quad f = f_0 = \frac{\gamma}{2\pi} H_0$$

En fait le champ moyen que subissent les noyaux diffère légèrement du champ appliqué H_0 et vaut :

$$H = H_0 + \delta H$$

δH ou "Shift" représente un champ d'origine atomique ou moléculaire qui constitue une limite à la précision de la mesure de H_0 .

IV.2 Oscillateur MASER à deux fréquences d'émission.

Analqgie électrique.

Le schéma de la figure (IV-8a) représente un amplificateur bouclé sur lui même par l'intermédiaire de deux voies de réaction distinctes. En régime quasi-linéaire, ce dispositif est le siège de deux oscillations simultanées, de fréquences distinctes, si les deux voies de réaction sont découplées entre elles (34, 35, 36) et les conditions d'entretien, relatives à chacune d'elles, réalisées séparément.

Chaque onde entretenue emprunte une des deux voies de réaction et on observe au niveau de l'amplificateur un battement résultant du mélange des deux signaux.

Par analogie, un circuit résonnant couplé à deux systèmes de spins distincts (notés I_1 et I_2), sans interaction entre eux, peut être le siège de deux émissions simultanées dues à la contribution de chaque catégorie de protons. Le schéma électrique de cet oscillateur est représenté par la figure (IV-8b).

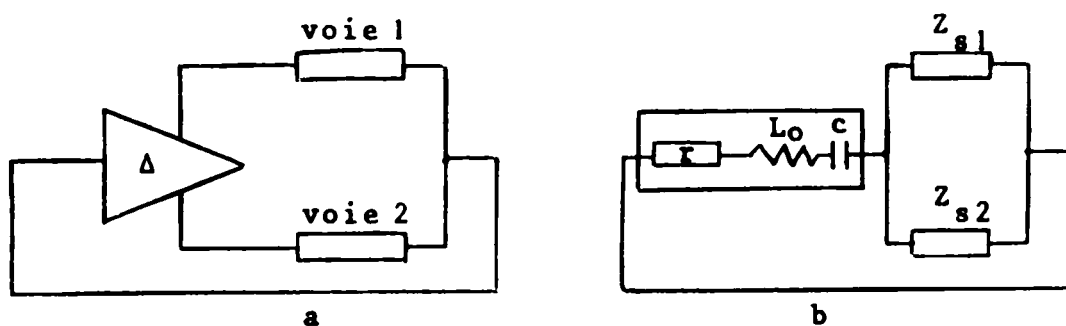


Fig (IV-8). Schéma d'un oscillateur à deux degrés de liberté.

a/ Oscillateur à réaction électrique

b/ Oscillateur maser

Z_{s1} et Z_{s2} : impédances introduites par I_1 et I_2 .

Dans notre étude, l'échantillon utilisé est un mélange de cyclohexane - benzène à égalité de protons. Ce composé présente dans un champ H_0 de 14 Kilogauss deux raies de même intensité, séparées par un glissement chimique de $60mG$ ($256 H_2$), du fait que le champ moyen que subit chaque catégorie de protons est :

$$H_{01} = H_0 + \delta H_1 \quad (I_1)$$

$$H_{02} = H_0 + \delta H_2 \quad (I_2)$$

En moyenne résolution, I_1 et I_2 ont une surtension limite d'accrochage Q_ℓ commune et une même surtension nucléaire Q_n ; ils ne diffèrent que par leurs fréquences de Larmor f_{o1} et f_{o2} .

Chacun des deux systèmes de spins, en interaction avec le circuit résonnant, constitue un oscillateur maser distinct dont le fonctionnement est régi par les lois développées au chapitre III.

A l'intérieur de chaque plage d'accrochage, dont la largeur en champ est :

$$\Delta H_1 = \Delta H_2 = \frac{2\pi}{\gamma} f_c \frac{Q+Q_n}{2Q \cdot Q_n} \left(\frac{Q}{Q_\ell} - 1 \right)^{1/2}$$

la fréquence d'émission, centrée sur f_c , est donnée par les relations :

$$f_1 = f_{o1} + \frac{Q}{Q+Q_n} (f_c - f_{o1}) \quad \text{système } I_1$$

$$f_2 = f_{o2} + \frac{Q}{Q+Q_n} (f_c - f_{o2}) \quad \text{système } I_2$$

avec :

$$f_{o1} = f_o + \Delta_1 \quad ; \quad f_{o2} = f_o + \Delta_2$$

$$f_o = \frac{\gamma}{2\pi} H_o \quad , \quad \Delta_1 = \frac{\gamma}{2\pi} \delta H_1 \quad , \quad \Delta_2 = \frac{\gamma}{2\pi} \delta H_2$$

Nous avons représenté sur la figure (IV-9) trois positions relatives des deux plages d'accrochage, ainsi que l'allure de la variation des fréquences d'émission.

Figure (IV-9a)

$$\Delta H = |H'_{o2} - H'_{o1}| = |\delta H_2 - \delta H_1| > \frac{\Delta H_1 + \Delta H_2}{2} = \Delta H_1$$

Les deux plages d'accrochage sont distinctes, le maser oscille sur f_1 ou f_2 selon la valeur du champ appliqué H_0 .

Figure (IV-9b) $|\delta H_2 - \delta H_1| < \Delta H_1$

Le recouvrement des plages d'accrochage montre que l'entretien simultané des deux émissions est possible. Dans la zone de recouvrement, on observe un signal à la fréquence $\frac{f_1 + f_2}{2}$ et un battement à la fréquence $|f_2 - f_1|$, soit :

$$|f_2 - f_1| = \frac{Q_n}{Q + Q_n} |\Delta_2 - \Delta_1| \quad (\text{IV-21})$$

$$\frac{f_1 + f_2}{2} = f_0 + \frac{Q}{Q + Q_n} (f_c - f_0) + \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} \frac{Q_n}{Q + Q_n} \quad (\text{IV-22})$$

Figure (IV-9c)

La limite de l'entretien simultané des deux oscillations maser a lieu sous la condition :

$$\Delta H = |\Delta H_2 - \delta H_1| = \Delta H_1$$

d'où :

$$\frac{f_1 + f_2}{2} = f_c$$

et :

$$|f_c - f_0| = \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2} \quad (\text{IV-23})$$

On en déduit une limite supérieure pour $(\Delta_1 + \Delta_2)$ égale à la largeur de la plage d'accrochage :

$$\Delta_1 + \Delta_2 \leq 2 \beta_m f_0 \quad ; \quad \delta H_1 + \delta H_2 \leq 2 \Delta H_1$$

d'où :

$$\delta H_1 \leq \frac{\Delta H_1}{2} \quad \text{et} \quad \delta H_2 \leq \frac{3}{2} \Delta H_1 \quad (\text{IV-24})$$

si $\delta H_2 > \delta H_1$.

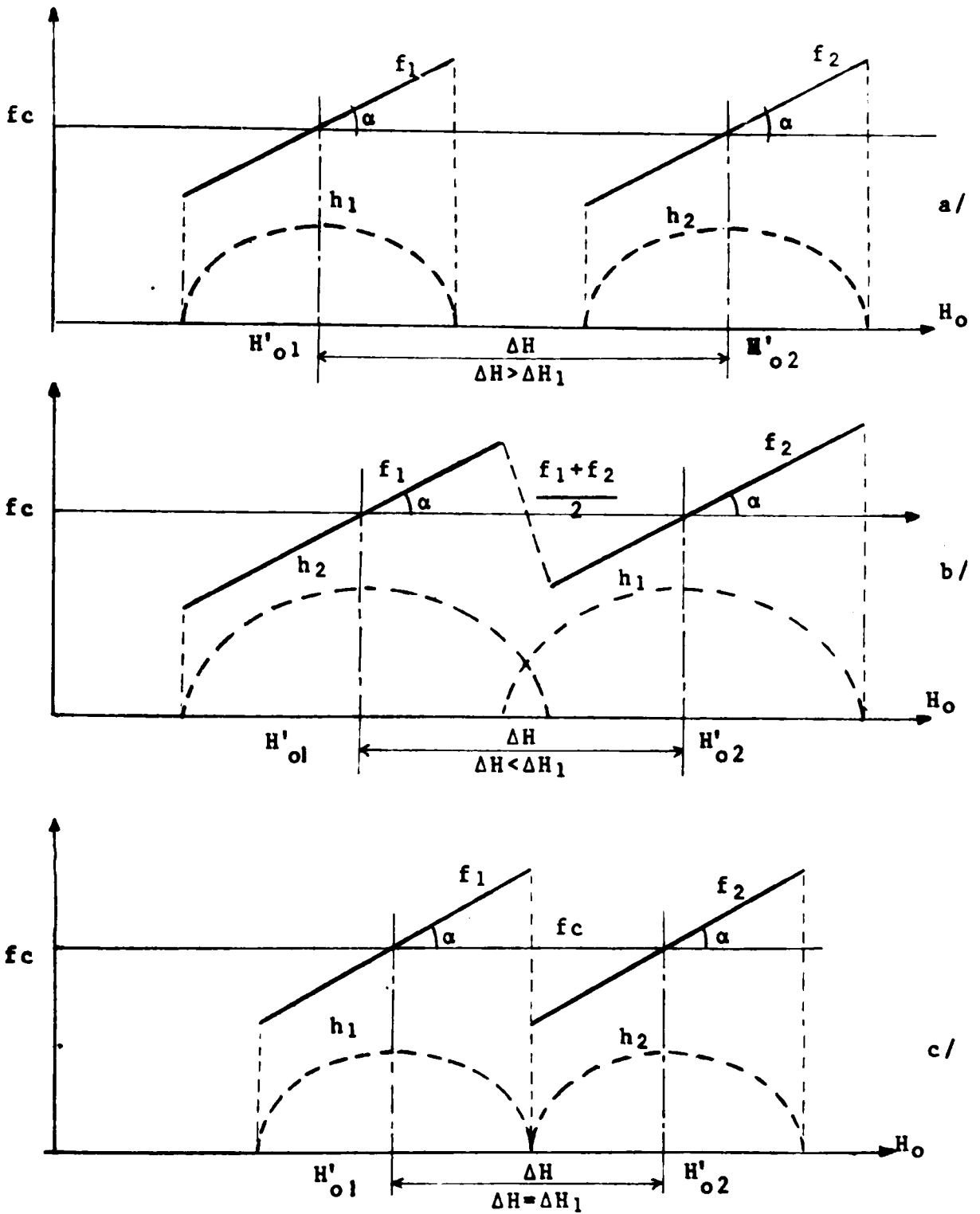


Fig (IV-9) - dispositions des plages d'accrochage dans H_o

$H'o_1$ et $H'o_2$: centres des plages d'accrochages

$$\Delta H = H'o_2 - H'o_1$$

$$\cos \alpha = \frac{h_1}{r_1} = \frac{h_2}{r_2}$$

CHAPITRE V
INFLUENCE DE L'ÉCOULEMENT

V.1 Analyse de l'effet du débit.

1 - Modification des temps de relaxation par le débit.

Dans ce domaine d'étude de la résonance magnétique nucléaire sur des échantillons liquides en écoulement, nous citerons les travaux de SURYAN (18), DENIS, BENE et EXTERMANN (19), SINGER (20), BLOOM et SHOOLERY (21), SHERMAN (22), qui ont contribué à développer des méthodes de mesure des temps de relaxation longitudinale. Ces auteurs ont constaté que ce temps diminue quand on augmente le débit du courant liquide.

BLOOM et SHOOLERY ont observé en outre un élargissement du signal d'absorption qu'ils ont attribué à une diminution du temps de relaxation transversale.

Le point de vue de ces auteurs a été résumé dans un article de SINGER. L'effet du débit a pour conséquence l'introduction d'un terme d'amortissement supplémentaire dans l'équation d'évolution de la composante longitudinale (M_z) de l'aimantation, dû au temps de séjour T des spins dans la sonde de mesure.

Cette façon de voir aboutit simplement à remplacer le temps de relaxation T_1 par un temps T' dans les équations de Bloch :

$$\frac{1}{T'} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T} \quad (T_1 = T_2)$$

On retrouve donc des raies d'absorption de forme lorentzienne dont les largeurs à mi-hauteur sont augmentées par la circulation du liquide.

- Effet d'instrumentation.

ZHERNOVOÏ et LATYSCHEV (23) ont mis en évidence un effet d'instrumentation, caractérisé par une diminution du temps de relaxation transversal et un glissement de la fréquence de résonance de l'échantillon, qu'ils ont attribué à l'action du débit sur la courbure du champ rectiligne d'excitation de la résonance.

L'interaction entre un échantillon en écoulement et un champ rf est décrite par un système d'équations de Bloch "modifiées" où les temps de relaxation (T_{1n} et T_{2n}) dépendent de la nature de l'écoulement et de la géométrie de la sonde du spectromètre. T_{1n} est une fonction complexe du débit et du degré de saturation des spins.

2 - Influence du temps de séjour.

Dans un spectromètre R.M.N à écoulement de liquide, l'interaction entre un système de spins et un champ rf a lieu pendant le temps de séjour (T) des protons dans la sonde de mesure. Si T est court devant les temps de relaxation, le champ rf agit à la manière d'un pulse qui fait intervenir les solutions transitoire et asymptotique des équations de Bloch :

$$\chi'(t) = \frac{M_x}{2h_1} \text{ et } \chi''(t) = -\frac{M_y}{2h_1}$$

Le régime de fonctionnement permanent d'un spectromètre à écoulement est obtenu par le processus de remplacement des molécules de l'échantillon, les unes par les autres, dans la sonde de détection. Selon J. GUILMART (24) et H. PEPIN (25), ce régime peut être décrit par la connaissance de $\langle \chi'' \rangle$, valeur moyenne de $\chi''(t)$. La forme du signal d'absorption est alors loin de la forme lorentzienne préconisée par SINGER.

J.GUILMART étudie le cas idéal où $\chi''(t)$ est donnée par une distribution de Dirac ($T_1 = T_2 = \infty$). Il évalue $\langle \chi''(T) \rangle$, pour un écoulement laminaire caractérisé par une dispersion des temps de séjour des protons dans la sonde du spectromètre, en utilisant le langage et les notations du traitement du signal.

H.PEPIN analyse le cas où $\chi''(t)$ est déduit des équations de Bloch.

3 - Signal d'émission.

Le comportement de l'oscillateur MASER, décrit au chapitre III, sera modifié par l'effet du débit et dépendra essentiellement des conditions expérimentales dans lesquelles s'effectuera l'émission.

C'est ce qu'a constaté C.FRIC (26) dans l'étude d'un oscillateur MASER en champ fort, en suivant l'évolution de l'amplitude de l'émission avec le débit du courant liquide. Il a attribué cet effet à des degrés variables, mais incomplets, du retour à l'équilibre thermique de l'aimantation à la sortie de la bobine du maser.

L'auteur a observé en outre un entrainement de la fréquence d'émission et une diminution du temps de relaxation transversale en augmentant le débit.

V.2 Influence de la courbure des lignes de champ rf.

La sonde de détection de la résonance est une bobine dirigée selon l'axe ox' d'un référentiel fixe dont l'origine coïncide avec le centre géométrique du solénoïde.

En un point P situé à la distance r de l'axe, la direction du champ alternatif fait un angle θ avec l'axe ox' (fig V-10).

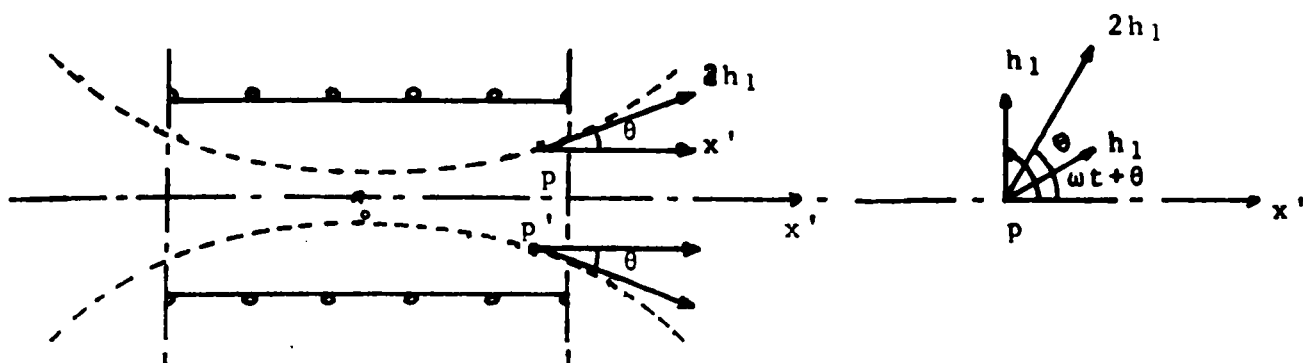


Fig.(V-10) Champ rectiligne d'excitation de la résonance et vibration circulaire active.

Considérons un volume d'échantillon d'épaisseur dx et limité par deux cylindres de rayons r et $r+dr$. Aux points P et P' , la vibration circulaire active fait un angle $(\omega t \pm \theta)$ avec l'axe de référence et les molécules de ce volume élémentaire voient un angle θ différent durant leurs séjours dans la sonde; par suite $d\theta/dt \neq 0$.

Les protons seront donc soumis à un champ tournant à une vitesse $\omega \pm d\theta/dt$ qui diffère de celle qu'aurait ce champ en l'absence d'écoulement ($d\theta/dt = 0$).

La valeur de $\delta\omega' = d\theta/dt$ varie en chaque point du détecteur et l'ensemble de l'échantillon est caractérisé par une dispersion des fréquences de résonances, analogue à celle introduite par un champ appliqué inhomogène dans le volume de l'échantillon.

- Interaction entre le système de spins et le champ rf.

Si le temps de séjour est grand devant les termes de relaxation, le signal de résonance engendré par l'ensemble des protons de l'échantillon est l'enveloppe des solutions asymptotiques des équations de Bloch relatives à chaque petit élément de volume.

La forme du signal d'absorption dépend alors de la fonction de distribution de l'inhomogénéité $\{\phi(\delta\omega')\}$ qui varie avec la nature de l'écoulement et la géométrie de la bobine d'excitation de la résonance.

Cette bobine est un solénoïde de rayon a et l'échantillon un filet liquide cylindrique de rayon r_0 . Dans l'approximation usuelle d'un solénoïde infiniment long, le champ d'excitation est uniforme ($\theta=0$) et $\delta\omega'=0$. Pour une bobine réelle, la courbure des lignes de champ, qui se manifeste au voisinage des extrémités, engendre un effet d'instrumentation. Si $r_0 \ll a$, cette courbure n'est pas trop accentuée sur l'échantillon et $\phi(\delta\omega')$ ne s'écarte pas trop d'une forme de lorentz centrée autour de ω_0 .

En d'autres termes, si on néglige l'influence du temps de séjour, on retrouve une raie d'absorption de forme lorentzienne élargie par l'effet d'instrumentation. Cet élargissement est évalué par (25) :

$$\Delta\omega' = 2(\delta\omega')_{\max}$$

Par suite, l'interaction entre un champ rf et un échantillon cylindrique, de rayon r_0 , en écoulement dans une bobine de rayon a ($a \gg r_0$) sera régie par le système d'équations (V-25) :

$$\begin{aligned} M'_x + \frac{M_x}{T_{2n}} &= \delta\omega M_y \\ M'_y + \frac{M_y}{T_{2n}} &= -\delta\omega M_x - \gamma h_1 M_z \\ M'_z + \frac{M_z}{T_{1n}} &= \gamma h_1 M_y + \frac{M_0}{T_{1n}} \end{aligned} \quad (V-25)$$

$$\delta\omega = (\omega - \omega_0)$$

$$\omega_0 = \gamma H_0 : \text{ pulsation de Larmor}$$

T_{2n} et T_{1n} caractérisent la décroissance des composantes transversales et longitudinale.

$Q'_n = \frac{\omega_o T_{2n}}{2} = \frac{\omega_o}{\Delta\omega}$, est la nouvelle surtension nucléaire.

Après dérivation, la seconde ligne des équations précédentes s'écrit :

$$M'_y + \frac{M'_y}{T_{2n}} = -\delta\omega M'_x - \gamma h_1 M'_z$$

En évaluant $\frac{M'_y}{T_{1n}}$, cette relation devient :

$$M'_y + \left(\frac{1}{T_{2n}} + \frac{1}{T_{1n}}\right) M'_y = -\delta\omega \left| M'_x + \frac{M'_x}{T_{1n}} \right| - \gamma h_1 \left(M'_z + \frac{M'_z}{T_{1n}} \right) - \frac{M'_y}{T_{1n} T_{2n}}$$

d'où le système d'équations (V-26) qui régit le mouvement de l'aimantation transversale :

$$M'_y + \left(\frac{1}{T_{2n}} + \frac{1}{T_{1n}}\right) M'_y + (\gamma^2 h_1^2 + \frac{1}{T_{1n} T_{2n}} + \delta\omega^2) M_y = -\delta\omega M'_x \left(\frac{1}{T_{1n}} - \frac{1}{T_{2n}}\right) - \frac{\gamma h_1}{T_{1n}} M_o$$

$$M'_x + \frac{M'_x}{T_{2n}} = \delta\omega M_y \quad (V-26)$$

V.3 Expressions de $\langle \chi' \rangle$ et $\langle \chi'' \rangle$.

On se limitera à l'étude de deux cas d'intégration.

$$T_{1n} = T_{2n} \quad , \quad \text{temps de séjour quelconque}$$

$$T_{1n} \gg T_{2n} \quad , \quad T \gg T_{2n}$$

V.3.1 $T_{1n} = T_{2n}$. C'est le cas d'intégration du système d'équation (V-26) le plus simple; la résolution de ce système (Annexe 1) nous donne :

$$\chi''(t) = \chi''_o \left| 1 - e^{-t/T_{2n}} (\cos \Omega t - \Omega T_{2n} \sin \Omega t) \right| \quad (V-27)$$

$$\chi'(t) = \chi'_o \left| 1 - e^{-t/T_{2n}} \left(\cos \Omega t + \frac{1}{\Omega T_{2n}} \sin \Omega t \right) \right|$$

$$\chi''_0 = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{T_{2n}}{1 + \Omega^2 T_{2n}^2}$$

$$\chi'_0 = -\frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{\delta \omega T_{2n}^2}{1 + \Omega^2 T_{2n}^2}$$

$$\Omega^2 = \delta \omega^2 + \gamma^2 h_1^2$$

La susceptibilité moyenne engendrée par les molécules qui séjournent pendant un temps T dans la sonde de détection est alors :

$$\bar{\chi}'' = \frac{1}{T} \int_0^T \chi''(t) dt$$

$$\bar{\chi}'' = \chi''_0 \left[1 + \frac{T_{2n}}{T} Z (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) + \frac{T_{2n}}{T} Z e^{-T/T_{2n}} \left\{ (1 - \Omega^2 T_{2n}^2) \cos \Omega T - 2\Omega T_{2n} \sin \Omega T \right\} \right]$$

On aurait de même :

$$\bar{\chi}' = \chi'_0 \left[1 - 2Z \frac{T_{2n}}{T} + \frac{T_{2n}}{T} Z e^{-T/T_{2n}} \left(2 \cos \Omega T + \frac{1 - \Omega^2 T_{2n}^2}{\Omega T_{2n}} \sin \Omega T \right) \right]$$

$$Z = 1 / (1 + \Omega^2 T_{2n}^2) \quad (V-28)$$

- Ecoulement Laminaire.

Dans un volume d'échantillon limité par deux cylindres de rayon r et r+dr, le filet liquide se déplace avec la vitesse uniforme v :

$$v = 2V_0 \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right)$$

V_0 : vitesse moyenne mesurée par le rapport Débit/section

r_0 : rayon de l'échantillon

Si dn est le nombre de molécules contenues dans cet élément de volume, leur temps de séjour dans la bobine de longueur l sera $T = l/v$ et la susceptibilité moyenne engendrée est donnée par l'expression (V-28) de $\bar{\chi}''$.

Compte tenu de la dispersion des vitesses, l'ensemble des spins en transit dans la bobine de détection engendre une susceptibilité :

$$\langle \chi'' \rangle = \frac{1}{2V_0} \int_0^{2V_0} \bar{\chi}'' dv = T_0 \int_{T_0}^{\infty} \frac{\bar{\chi}''}{T^2} dT$$

avec $v = \frac{l}{T}$ et $dv = -\frac{l}{T^2} dT$

$$T_0 = \frac{l}{2V_0} = \frac{T_m}{2}$$

T_m est le temps de séjour moyen qui se déduit d'une mesure du débit. On aurait de même :

$$\langle \chi' \rangle = T_0 \int_{T_0}^{\infty} \frac{\bar{\chi}'}{T^2} dT$$

$$\langle \chi'' \rangle = \chi''_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{T_{2n}}{T_0} Z (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) - Z T_{2n} \left\{ (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) R(A) + 2\Omega T_{2n} I(A) \right\} \right]$$

$$\langle \chi' \rangle = \chi'_0 \left[1 - Z \frac{T_{2n}}{T_0} + Z T_{2n} \left\{ 2 R(A) + \frac{(1 - \Omega^2 T_{2n}^2)}{\Omega T_{2n}} I(A) \right\} \right] \quad (V-29)$$

$R(A)$ et $I(A)$ sont les parties réelle et imaginaire de la fonction A (Annexe II) :

$$A = -\frac{\alpha x}{2} \left[E_i(x) - \frac{e^x}{x} \left(1 + \frac{1}{x} \right) \right] \quad (V-30)$$

avec

$$\alpha = -\frac{1}{T_{2n}} + j\Omega \quad ; \quad x = \alpha T_0$$

$$E_i(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^u}{u} du \quad \text{est la fonction exponentielle intégrale.}$$

V.3.2 $T_{2n} \ll T_{1n}$

Le système (V-26) devient :

$$M'_y + \frac{1}{T_{2n}} M'_y + (\Omega^2 + \frac{1}{T_{1n} T_{2n}}) M_y = - \delta\omega M_x (\frac{1}{T_{1n}} - \frac{1}{T_{2n}}) - \frac{\gamma h_1}{T_{1n}} M_0$$

$$M'_x + \frac{M_x}{T_{2n}} = \delta\omega M_y$$

On se limitera au cas où le temps de séjour est grand devant la constante de temps du régime transitoire ($T \gg T_{2n}$); la solution asymptotique est alors donnée par :

$$M_{y0} = - \gamma h_1 M_0 \frac{T_{2n}}{K + \delta\omega^2 T_{2n}^2}$$

$$M_{x0} = + \delta\omega T_{2n} M_{y0}$$

(V-32)

V.4 Conclusion.

Dans le cas général, l'allure du signal d'absorption est considérablement déformé par l'effet du débit.

1 - Approximation des débits lents.

- $T_{1n} = T_{2n}$ si $T_0 \gg T_{2n}$ ($|x| \gg 1$), le développement asymptotique de $E_i(x)$ s'écrit d'après (26) :

$$E_i(x) = \frac{e^x}{x} (1 + \frac{1}{x} + |O_2(x)|)$$

$$A = -\frac{\omega}{2} e^x |O_2(x)| = 0$$

soit : $R(A) = I(A) = 0$

et $\langle x'' \rangle = x''_0$; $\langle x' \rangle = x'_0$

on retrouve pour expression de $\langle x'' \rangle$ une forme de lorentz.

$$- T_{1n} \gg T_{2n} \quad ; \quad T_{1n} \gg T \gg T_{2n}$$

Le regime de fonctionnement permanent du spectromètre est décrit par la solution asymptotique du système d'équation (V-25) qui est une forme de Lorentz.

2 - Oscillateur MASER.

Si M_u est la polarisation magnétique nucléaire à la sortie de la bobine de retournement et T_p , le temps mis par un volume d'échantillon pour se rendre de la bobine de retournement à la bobine d'émission, nous disposons à l'entrée de celle ci d'une polarisation:

$$M_o = M_u (1 - 2e^{-T_p/T_{1n}})$$

Si $T_p \ll T_{1n}$, on observe sur un écran d'oscilloscope une raie d'absorption négative. Si l'on diminue le débit de telle sorte que $T_p \gg T_{1n}$, ce signal s'inverse sur l'écran et l'absorption devient positive. En particulier, la raie disparaît si :

$$M_o = 0 \quad \text{soit} \quad T_p = 7 T_{1n} \quad (V-33)$$

Dans nos expériences, le temps de séjour des protons dans la bobine d'émission est court devant T_{1n} mesurée par la méthode précédente ($T \ll T_{1n}$). Si $T \gg T_{2n}$, le fonctionnement de l'oscillateur maser est régi par les lois développées au chapitre III en introduisant pour chaque valeur du débit la surtension nucléaire :

$$Q'_n = \frac{\omega_o T_{2n}}{2}$$

B. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La condition d'entretien de l'oscillation MASER est donnée par la relation :

$$\eta_0 \gamma^2 T_1 T_2 = - 1$$

La réalisation de cette condition dépend de la finesse de la raie R.M.N., caractérisée par le temps T_2 , et du produit η_0 . Dans la pratique ces deux exigences (T_2 long et η_0 grand) sont contradictoires. En l'absence d'écoulement, la contribution de l'inhomogénéité du champ directeur H_0 est prépondérante et dépend en grande partie des dimensions de l'échantillon. De plus, pour obtenir un coefficient Q élevé, il faut augmenter les dimensions du volume résonnant, ce qui diminue le coefficient de remplissage. En régime d'écoulement, l'importante contribution au T_2 de l'effet du débit nous amène à réduire le diamètre du filet liquide, ce qui diminue η dans des proportions notables.

De ce fait, la satisfaction de la condition d'accrochage exige la réalisation de coefficients Q élevés (de l'ordre de plusieurs milliers) qui ne peuvent être obtenus avec des circuits passifs dans le domaine des radiofréquences; nous avons augmenté le coefficient de qualité par l'artifice du "multiplicateur de Q ".

Nous avons choisi pour sonde de détection du MASER une hélice résonnante quart d'onde qui a la propriété de concentrer l'onde rf dans un volume relativement faible. De plus, la connaissance de la structure de l'onde entretenue nous permet d'évaluer la contribution au T_2 de la courbure du champ d'excitation de la résonance.

CHAPITRE VI

HELICES EN RADIOFREQUENCES

VI.1 Introduction

Une hélice est constituée par un fil conducteur, de diamètre d_0 , enroulé autour d'un mandrin cylindrique isolant d'axe ox' . Elle est caractérisée par son rayon a , son pas p et l'angle de montée ψ défini par :

$$\cotg \psi = 2\pi a \frac{N}{b} = \frac{2\pi a}{p}$$

N : nombre de tours de fil

b : longueur de l'enroulement

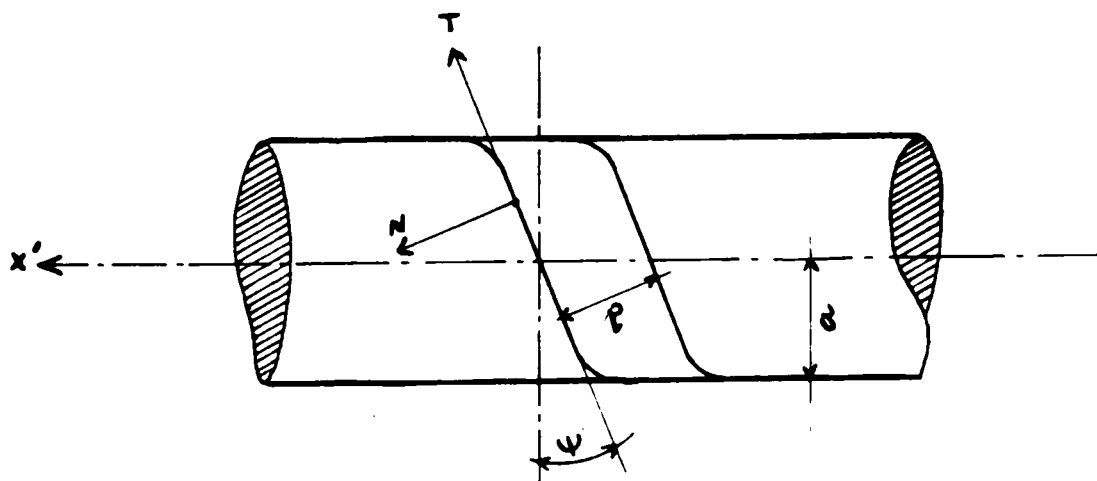


Fig VI-11 caractéristiques géométriques d'une hélice.

Une telle structure, excitée par une onde plane de caractéristiques λ_0 , β_0 et C ($\beta_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega/C$), est le siège d'une infinité de modes, retardés dans la direction de propagation ox' , dont l'étude a été développée en vue d'applications aux tubes à ondes progressives (27, 28) et aux spectromètres RPE (29, 30, 31).

Dans le domaine des radiofréquences, tel que $\lambda_0 \ll \rho, a$, l'hélice est assimilée à une couche métallique mince infiniment conductrice dans la direction du fil (T) et de conductivité nulle dans la direction perpendiculaire (N). Nous ne développerons ici que l'étude du mode fondamental, dans l'approximation $\rho \ll a$ ($\cot \psi \gg 1$).

La méthode qui permet d'obtenir la configuration de l'onde est la suivante :

- a - on écrit l'expression générale des champs à l'intérieur (E_i, H_i), et à l'extérieur (e_i, h_i) du cylindre conducteur.
- b - on raccorde les valeurs de ces champs pour $r=a$, en tenant compte des propriétés de la couche mince.

Champ électrique. Le champ électrique est nul dans la direction T et continu dans la direction normale N, soit :

$$E_T = e_T = 0 \quad \text{et} \quad E_N = e_N$$

d'où en coordonnées cylindriques (r, θ, x) :

$$E_x = e_x \quad ; \quad E_\theta = e_\theta \quad ; \quad r=a$$

Champ magnétique. Si π est le plan tangent en un point au cylindre et \vec{n} la normale orientée de l'intérieur vers l'extérieur, la condition sur le champ magnétique s'écrit :

$$\vec{H}_\pi - \vec{h}_\pi = \vec{n} \times \vec{J}$$

soit :

dans la direction T :

$$H_T = (H_x - h_x) \sin \psi + (H_\theta - h_\theta) \cos \psi = 0 \quad ; \quad r=a$$

dans la direction n :

$$H_N = J = (H_x - h_x) \cos \psi - (H_\theta - h_\theta) \sin \psi \quad ; \quad r=a$$

VI.2 Hélice à ondes progressives

VI.2.1 Structure de l'onde progressive

On cherche une solution à symétrie circulaire qui serait la superposition d'une onde E(TM) et d'une onde H(TE) sous la forme :

$$\phi(\gamma r) e^{\gamma(\omega t - \beta x)}$$

Les équations de MAXWELL fournissent, pour équation de propagation des composantes axiales, une équation de Bessel modifiée d'ordre 0 et de variable γr :

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} + \gamma^2\phi = 0$$

γ est une constante de propagation radiale définie par :

$$\gamma^2 = \beta^2 - \beta_0^2$$

Dans le domaine des radiofréquences, $\beta_0 \ll \beta$ et $\gamma \approx \beta$.

L'équation de Bessel admet pour solution :

à l'intérieur du cylindre de rayon a :

$$E_x = A I_0(\gamma r) \quad ; \quad H_x = B I_0(\gamma r)$$

à l'extérieur :

$$e_x = a K_0(\gamma r) \quad ; \quad h_x = b K_0(\gamma r)$$

Les autres composantes se déduisent des équations de MAXWELL et des relations précédentes. À l'aide des conditions de raccordement sur la couche mince, on détermine les constantes A, a, B et b (Tableau I) et l'équation de dispersion qui définit γ en fonction des paramètres géométriques de l'hélice et de la constante de propagation de l'onde plane incidente :

TABLEAU I

Composantes des champs E et H pour le mode
fondamental

Onde progressive

r < a

$$E_x = E_{x0} I_0(\beta r)$$

$$H_x = H_{x0} I_0(\beta r)$$

$$E_r = j E_{x0} I_1(\beta r)$$

$$H_r = j H_{x0} I_1(\beta r)$$

$$E_\theta = -\frac{I_0}{I_1} \operatorname{tg} \psi E_{x0} I_1(\beta r)$$

$$H_\theta = -\frac{K_0}{K_1} \operatorname{tg} \psi H_{x0} I_1(\beta r)$$

r > a

$$e_x = \frac{I_0}{K_0} E_{x0} K_0(\beta r)$$

$$h_x = -\frac{I_1}{K_1} H_{x0} K_0(\beta r)$$

$$e_r = -j \frac{I_0}{K_0} E_{x0} K_1(\beta r)$$

$$h_r = j \frac{I_1}{K_1} H_{x0} K_1(\beta r)$$

$$e_\theta = -\frac{I_0}{K_1} \operatorname{tg} \psi E_{x0} K_1(\beta r)$$

$$h = \frac{I_0}{K_1} \operatorname{tg} \psi H_{x0} K_1(\beta r)$$

$$\gamma \approx \beta \gg \beta_0$$

$$H_{x0} = -j \frac{\beta}{\beta_0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{I_0}{I_1} \operatorname{tg} \psi E_{x0}$$

- I_0, I_1, K_0, K_1 : fonctions de Bessel modifiées de première et seconde espèce, d'ordre 0 et 1

- L'argument de ces fonctions est omis quand il est égal à βa .

- $e^{\gamma(\omega t - \beta x)}$ est sous-entendu dans toutes les expressions.

$$\beta_0^2 \frac{I_0 K_0}{I_1 K_1} = (\beta_0 \cotg \Psi)^2 \quad (\text{VI-34})$$

I_0, I_1, K_0, K_1 sont les fonctions de Bessel modifiées, de première et seconde espèce, d'ordre 0 et 1 et d'argument βa .

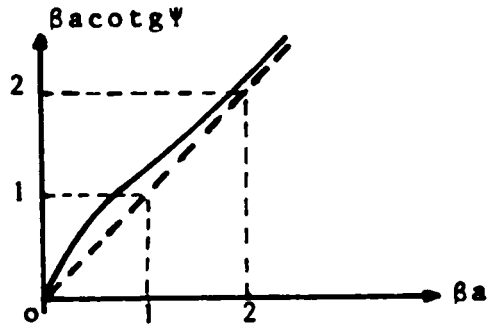


Fig VI-12 Courbe de dispersion de l'hélice.

VI.2.2 Energie Electromagnétique.

L'énergie électromagnétique moyenne emmagasinée dans un tronçon d'hélice de longueur unité est donnée par :

$$W^i = \frac{1}{4} \int_{V_1} (\epsilon E E^* + \mu H H^*) dv \quad \text{à l'intérieur}$$

$$W^e = \frac{1}{4} \int_{V_2} (\epsilon e e^* + \mu h h^*) dv \quad \text{à l'extérieur}$$

En négligeant la contribution des termes dans la direction θ ($\text{tg} \Psi \ll 1$), il vient tout calcul fait :

- A l'intérieur de l'hélice.

$$W_M^i + W_E^i = \frac{\lambda a}{8} I_1 I_0 |\mu H_{x0}^2 + \epsilon E_{x0}^2|$$

- A l'extérieur de l'hélice.

$$W_M^e + W_E^e = \frac{\lambda a}{8} \left[\mu H_{x0}^2 I_1^2 \frac{K_0}{K_1} + \epsilon E_{x0}^2 I_0^2 \frac{K_1}{K_0} \right]$$

W_M et W_E représentent les énergies magnétique et électrique.

En remarquant que :

$$\frac{\mu H_{x0}}{\epsilon E_{x0}} = \frac{\beta^2 I_0^2}{\beta_0^2 I_1^2} \text{tg}^2 \Psi = \frac{I_0 K_1}{I_1 K_0}$$

on en déduit :

$$a/ \quad W_M^i = W_E^e \quad ; \quad W_M^e = W_E^i$$

L'énergie électromagnétique se répartit également entre l'intérieur et l'extérieur de l'hélice .

$$b/ \quad \frac{W_M^i}{W_M^e} = \frac{W_E^e}{W_E^i} = \frac{I_0 K_1}{I_1 K_0}$$

VI.2.3 Ligne de transmission équivalente.

- Expression du courant

Sur l'hélice, la densité de courant J est donnée par la relation :

$$J = H_N = (H_x - h_x) \cos \psi - (H_\theta - h_\theta) \sin \psi$$

soit en tenant compte des expressions du tableau I :

$$J = H_N = \frac{I_0 K_1 + I_1 K_0}{K_1 \cos \psi} H_{x0} e^{j(\omega t - \beta x)}$$

En supposant que H_N varie peu dans l'intervalle $|0, p|$ ($p \ll \lambda$), on aura pour expression du courant i sur l'hélice :

$$i = I e^{j(\omega t - \beta x)}$$

$$I = H_N p = p \frac{I_0 K_1 + I_1 K_0}{K_1 \cos \psi} H_{x0}$$

- Expression de la tension.

On définit la tension v de la ligne par :

$$v = v_i + v_e = - \int_0^a E_r dr + \int_{\beta a}^{\infty} e_r dr$$

$$\text{d'où : } v_i = j \frac{1-I_0}{\beta} E_{x_0} e^{j(\omega t - \beta x)}$$

$$v_e = -j \frac{I_0}{\beta} E_{x_0} e^{j(\omega t - \beta x)}$$

$$v = v_1 + v_2 = V e^{j(\omega t - \beta x)}$$

$$V = j \frac{1-2I_0}{\beta} E_{x_0}$$

- Constantes linéïques.

L'impédance caractéristique et les constantes linéïques d'une ligne sans pertes sont définies par :

$$Z_c = \frac{v}{i} = \sqrt{\frac{L}{C}} \text{ et } \beta = \omega\sqrt{LC}$$

VI.3 Hélice à ondes stationnaires.

L'expression de l'onde entretenue dans un trançon d'hélice s'obtient en cherchant une solution de l'équation de propagation de la forme :

$$\phi(\gamma r) \cdot X(\beta x + \alpha') e^{j\omega t}$$

La constante α' , introduite par Bordé (31) traduit la relation de phase entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. La structure de l'onde stationnaire obtenue est donnée dans le tableau II.

On obtient pour expressions de i et v de la ligne de transmission :

$$i = 2I \cos(\beta x + \alpha') e^{j\omega t}$$

$$v = 2V \sin(\beta x + \alpha') e^{j\omega t}$$

TABLEAU II

Composantes des champs pour le mode
fondamental

Onde stationnaire.

$r < a$

$$E_x = 2 E_{x0} I_0(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$H_x = + 2 H_{x0} I_0(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$E_r = 2 E_{x0} I_1(\beta r) \sin(\beta x + \alpha')$$

$$H_r = + 2 H_{x0} I_1(\beta r) \sin(\beta x + \alpha')$$

$$E_\theta = -2 \frac{I_0}{I_1} \operatorname{tg} \gamma E_{x0} I_1(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$H_\theta = -2 \frac{K_0}{K_1} \operatorname{tg} \gamma H_{x0} I_1(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$r > a$

$$e_x = 2 \frac{I_0}{K_0} E_{x0} K_0(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$h_x = -2 \frac{I_1}{K_1} H_{x0} K_0(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$e_r = -2 \frac{I_0}{K_0} E_{x0} K_1(\beta r) \sin(\beta x + \alpha')$$

$$h_r = +2 \frac{I_1}{K_1} H_{x0} k_1(\beta r) \sin(\beta x + \alpha')$$

$$e_\theta = -2 \frac{I_0}{K_1} \operatorname{tg} \gamma E_{x0} K_1(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$$H_\theta = +2 \frac{I_0}{K_1} \operatorname{tg} \gamma H_{x0} K_1(\beta r) \cos(\beta x + \alpha')$$

$e^{j\omega t}$ est sous entendu dans toutes les expressions.

$$H_{x0} = -j \frac{\beta}{\beta_0} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \frac{I_0}{I_1} \operatorname{tg} \gamma E_{x0}$$

L'argument des fonctions de Bessel est omis quand il est égal à βa

- Hélice quart d'onde

Un tronçon d'hélice limité à son extrémité libre ($x=0$) par une interruption de fil est tel que :

$$i(x=0) = 0 \quad ; \quad \alpha' = (2k'+1)\frac{\pi}{2}$$

d'où :

$$i = \mp 2I \sin \beta x \quad e^{j\omega t}$$

$$v = \pm 2V \cos \beta x \quad e^{j\omega t}$$

On réalise une hélice résonnante quart d'onde en reliant l'extrémité $x=b=\lambda/4$ à la masse d'un blindage externe, d'où :

$$i(b) = \mp 2I \quad \text{et} \quad v(b) = 0$$

En application de cette étude, nous avons réalisé une hélice de caractéristiques :

$$a = 8,5 \text{ mm} \quad ; \quad p = 0,75 \text{ mm} \quad ; \quad b = 25 \text{ mm}$$

$$\lambda = 10 \text{ cm} \quad ; \quad \lambda_0 = 5 \text{ m} \quad ; \quad \cotg \Psi = 72$$

$$\beta_0 a \cotg \Psi = 0,8 \quad ; \quad \beta_0 = 0,55$$

d'où :

$$L = \frac{Z_0}{3p\omega} = 4,4 \text{ } \mu\text{H/cm}$$

$$C = \frac{\beta^2}{\omega^2 L} = 0,63 \text{ PF/cm}$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{ est l'impédance caractéristique du vide.}$$

La fréquence de résonance est de 60 MHz

CHAPITRE VII

SONDE DE DETECTION

VII.1 Hélice quart d'onde en résonance magnétique

VII.1 Elargissement introduit par le débit

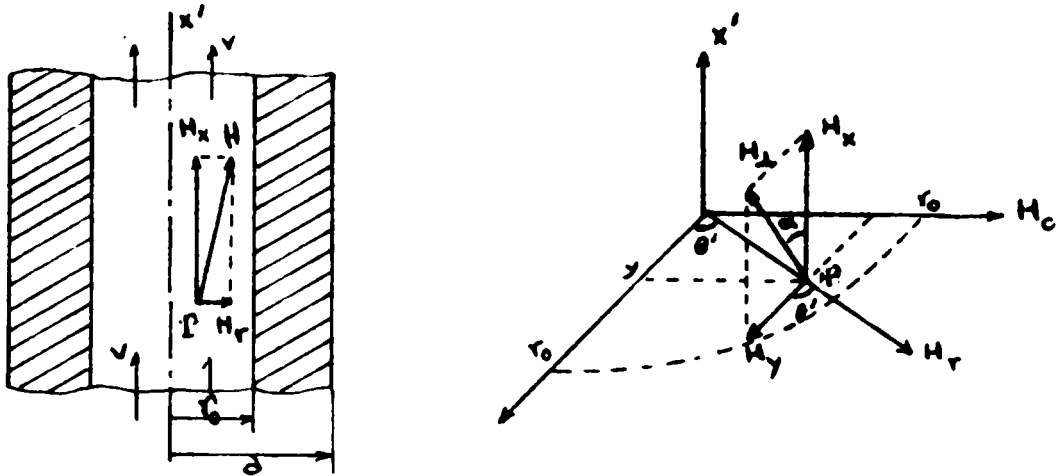


Fig. VIII-12 Direction du champ d'excitation de la résonance.

La courbure du champ d'excitation de la résonance (H_{\perp}) est répertée par l'angle α que font les composantes H_x et H_{\perp} :

$$\operatorname{tga} = \frac{H_y}{H_x} = - \frac{I_1(\beta r)}{I_0(\beta r)} \operatorname{cotg} \beta x \cdot \cos \theta'$$

$$\cos \theta' = \frac{y}{r}$$

comme $r < a$ et $\beta a \approx 0,55$, il vient :

$$I_0(\beta r) = 1 \quad ; \quad I_1(\beta r) = \frac{\beta r}{2}$$

d'où :

$$\operatorname{tga} = - \frac{\beta y}{2} \operatorname{cotg} \beta x$$

En introduisant la vitesse d'écoulement du filet liquide, parallèle à ox' , le glissement de fréquence engendré par le déplacement dx d'un petit élément de volume d'échantillon s'écrit :

$$\delta\omega' = \frac{d\alpha}{dt} = v \frac{d\alpha}{dx}$$

$$\delta\omega' = v \frac{\beta^2 y}{2} \cdot \frac{1 + \text{tg}^2 \beta x}{\frac{\beta^2 y^2}{4} + \text{tg}^2 \beta x}$$

Nous avons choisi le rayon r_0 de l'échantillon suffisamment petit pour supposer $\delta\omega'$ constant dans un plan de section droite, soit :

$$\delta\omega' = v \frac{\beta^2 r_0}{2} \cdot \frac{1 + \text{tg}^2 \beta x}{\frac{\beta^2 r_0^2}{4} + \text{tg}^2 \beta x}$$

Cette expression est maximum au voisinage de l'extrémité libre de l'hélice ($x=0$) :

$$\delta\omega'_M = \frac{v}{2r_0}$$

d'où :

$$\delta f'_M = \frac{1}{\pi} \frac{D}{S r_0}$$

D : débit du courant liquide

$$S = \pi r_0^2$$

L'élargissement du signal de résonance engendré par le débit est alors (25):

$$\Delta f' = 2 \delta f'_M$$

(VII-35)

$$\Delta f' = \frac{2}{\pi} \frac{D}{S r_0}$$

VII.1.2 Coefficient de remplissage

η représente le rapport de l'énergie magnétique utile à la résonance et emmagasinée dans le volume V_e de l'échantillon, à l'énergie magnétique totale :

$$\eta = \frac{\int_{V_e} H_{\perp} H_{\perp}^* dv}{\int_E (H H^* + h h^*) dv}$$

E représente l'espace.

Dans l'approximation $r_0 \ll a$, on aura :

$$\eta \approx \frac{6}{7} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 \quad (\text{VII-36})$$

VII.2 Etude de l'hélice quart d'onde

VII.2.1 Théorie simplifiée.

Si $\beta a \approx 0,6$, la réalisation de ces volumes résonnants est facilitée par l'existence d'une abaque établie par MAC ALPINE (32).

- L'énergie magnétique étant emmagasinée en grande partie à l'intérieur de l'hélice ($W_M^i \approx 6 W_M^e$), l'influence d'un guide cylindrique, placé à une distance d raisonnable peut être négligée. Le coefficient de self induction est calculé comme étant celui d'un solénoïde infiniment long modifié par l'effet du blindage :

$$L_{\mu H} \approx 0,9 \frac{N^2}{b} (2a)^2 \left[1 - \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right]$$

- A l'extérieur de l'hélice, l'énergie électrique prédomine ($W_E^e \approx 6 W_E^i$) et la capacité est donnée, avec une bonne approximation, par celle d'un condensateur cylindrique :

$$C_{pF} \approx 0,9 \frac{25 b}{\log\left(\frac{a}{d}\right)}$$

- L'évaluation des pertes permet de calculer le coefficient de qualité Q_0 comme une fonction du rapport a/d . Q_0 est maximum si $d \approx 2a$:

$$Q_0 = 4.10^3 d_m f_{c_{MHZ}}$$

f_c : fréquence d'accord

d : rayon du blindage.

On obtient pour l'hélice décrite au chapitre précédent :

$$L_0 \approx 4 \mu H$$

$$C_0 \approx 1,8 \text{ pF}$$

$$Q_0 \approx 500$$

De plus, si $\beta a \approx 0,6$ ($I_0(\beta a) \approx K_0(\beta a) \approx 1$); $v \approx v_e$ représente la tension entre l'hélice et l'armature externe.

VII.2.2 Coefficient de transmission

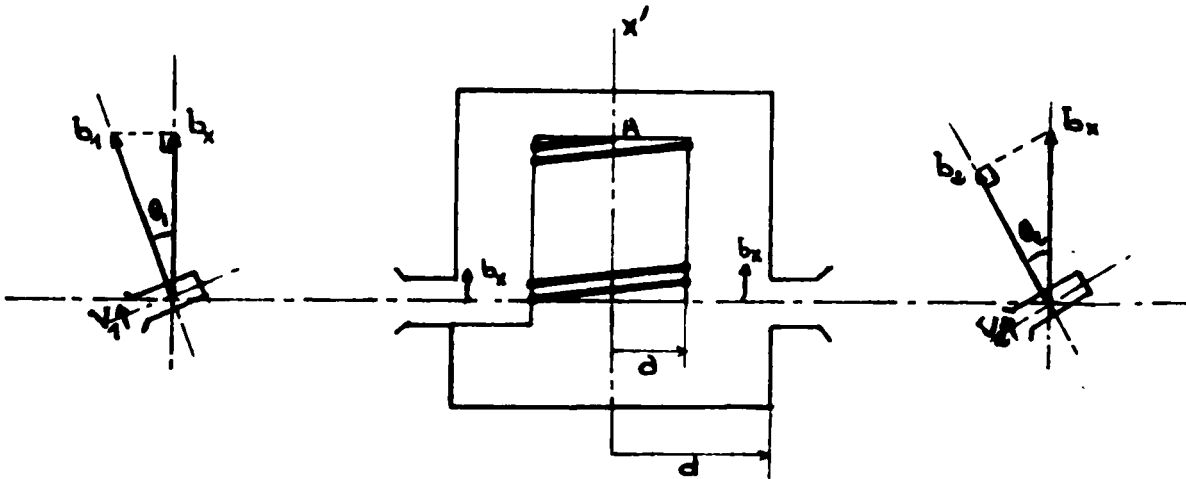


Fig VII-13 Excitation de l'hélice quart d'onde

L'hélice est couplée au circuit extérieur par deux boucles de surface S_0 , situées au voisinage de l'extrémité en court-circuit. Leurs orientations autour d'un axe perpendiculaire à celui de la bobine assurent un couplage lâche et variable.

Le rayon de ces boucles étant petit par rapport à la distance d , nous supposons le champ b_x constant sur leur surface :

$$b_x \approx \mp 2\mu_0 \frac{I_1 \cdot K_0(\beta d)}{K_1} H_{x0} e^{j\omega t} \quad (\text{Tableau II})$$

Une tension v_1 appliquée à la boucle d'entrée crée en son centre une induction b_1 telle que :

$$b_x = b_1 \cos \theta_1 e^{j\omega t}$$

et

$$v_1 = -j\omega b_1 s_0 e^{j\omega t}$$

Si $v(o) = \pm 2j \frac{E_{x_0}}{\beta} e^{j\omega t}$ est la tension à l'extrémité libre de l'hélice, on aura :

$$\frac{v(o)}{v_1} = a_1 = a_0 \cos \theta_1$$

$$a_0 = \pm \frac{K_1 \cdot E_{x_0}}{I_1 \cdot K_0 (\beta d) \cdot \omega \beta \mu_0 S_0 H_{x_0}}$$

La tension v_2 recueillie sur la seconde boucle est :

$$v_2 = -j\omega b_2 S_0 = -j\omega b_x S_0 \cos \theta_2$$

$$\frac{v_2}{v(o)} = a_2 = \frac{\cos \theta_2}{a_0}$$

on en déduit pour expression du coefficient de couplage de la cavité :

$$k = \frac{v_2}{v_1} = a_1 \cdot a_2 = \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2$$

par la suite, on fera $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ et :

$$k = \cos^2 \theta.$$

Le schéma équivalent de la cavité, excitée par un générateur de résistance R_g et chargée par une charge $R_c = R_g$, est représenté par la figure (VII-13-a). La figure (VII-13-b) représente la cavité chargée vue du générateur.

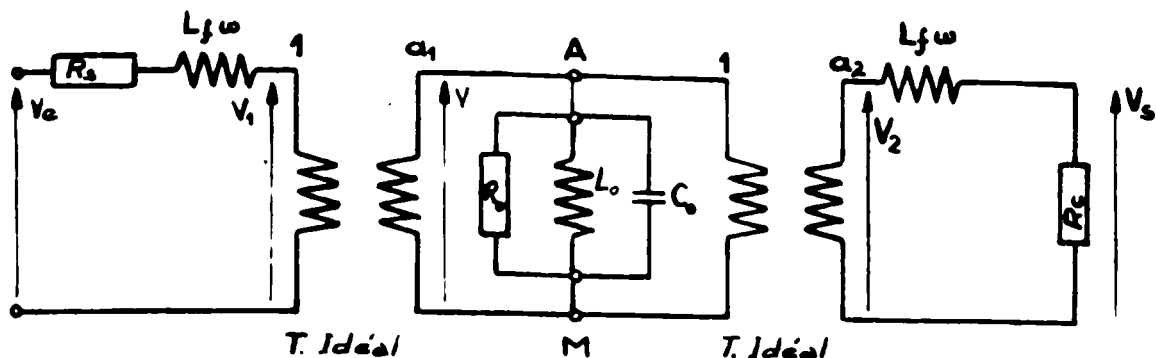


Fig VII-13-a Schéma équivalent de la cavité chargée.

L_f : self induction des boucles de couplage
 $Z_0 (R_0, L_0, C_0)$: impédance de l'hélice vue de l'extrémité libre.

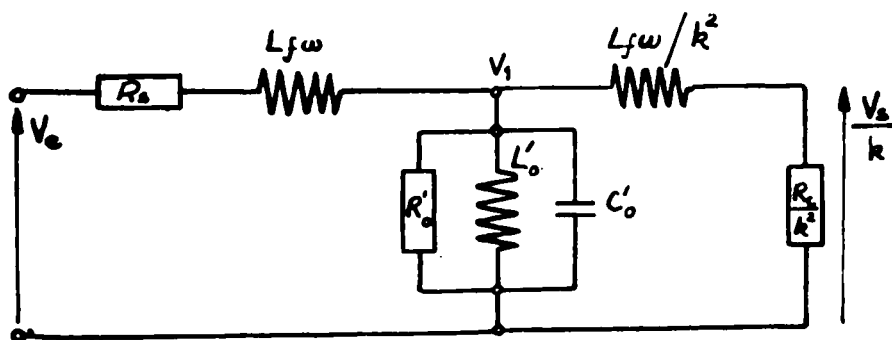


Fig VII-13-b Schéma de la cavité chargée, vue du générateur

$$R'_0 = R_0 / a_1^2$$

$$L'_0 = L_0 / a_2^2$$

$$C'_0 = a_1^2 C_0$$

Coefficient de transmission.

On se placera dans le cas pratique où la self induction des boucles de couplage est négligeable ($L_f \omega \ll R_s$). Le schéma parallèle de la figure (VII-14) donne pour expression du coefficient de surtension en charge :

$$Q_u = \frac{Q_o}{1 + \frac{R'_o}{R_s} (1+k^2)}$$

Au voisinage de la fréquence d'accord, l'impédance vue du générateur se met sous la forme :

$$Z' = \frac{R'}{1 + 2j Q_u \beta'} \quad \text{avec} \quad \beta' = \frac{\omega - \omega_c}{\omega_c}$$

On en déduit pour expression du coefficient de transmission :

$$y = \frac{v_s}{v_e} = k \frac{Z'}{R_s} = \frac{y_o}{1 + 2j Q_u \beta'}$$

$$y_o = k \cdot \frac{R'}{R_s}$$

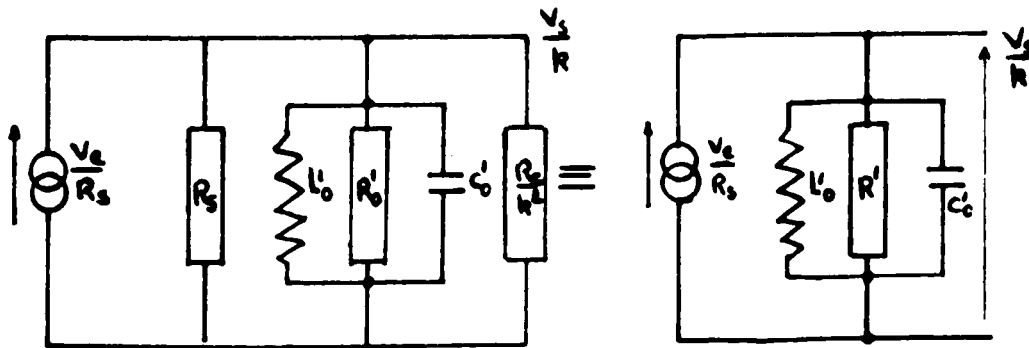


Fig VII-14 Schéma parallèle de la cavité chargée

$$R_c = R_s \gg R'_o$$

$$k \ll 1$$

$$R' = \frac{R'_o}{1 + \frac{R'_o}{R_s} (1+k^2)} \approx R'_o$$

VII.3 Réalisation

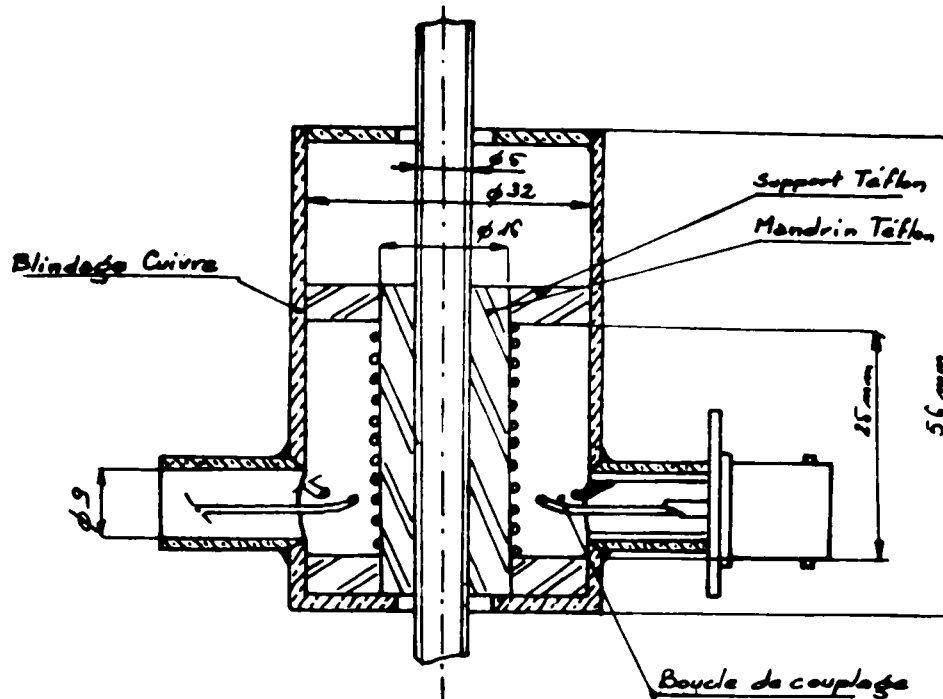


Fig VII-15 caractéristiques géométriques de la sonde

La cavité a été réalisée d'après les résultats établis au paragraphe précédent.

La fréquence d'accord de 60 MHz et la largeur de l'entrefer d'un électro-aimant " Varian " imposent des contraintes géométriques qui déterminent le coefficient de qualité.

Le bobinage a été réalisé à l'aide d'un fil argenté de diamètre $d_0 = 0,5$ mm, le pas de l'hélice étant de 0,75 mm.

La longueur de l'enroulement est de 1,125 m et le nombre de spires voisin de 25. Les boucles de couplage sont constituées chacune par une spire de diamètre 3 mm.

- Schéma équivalent.

Les éléments calculés du circuit parallèle équivalent sont :

$$L_0 = 4 \mu\text{H} \quad ; \quad C_0 = 1,8 \text{ pf}$$

$$R_0 = 700 \text{ k}\Omega \quad ; \quad Q_0 = 520$$

La valeur mesurée du coefficient de surtension en charge est de :

$$Q_u \approx 500$$

A vide (boucle de réception ouverte) et pour une orientation de la boucle d'excitation de 2π , l'impédance vue du générateur et mesurée à l'aide d'un pont de mesure est de :

$$L_f \omega = 6\Omega$$

$$R'_o = R_o/a^2 = 2\Omega$$

$$\text{d'où : } R' \approx R'_o$$

CHAPITRE VIII

CIRCUIT A HAUTE SURTENSION.

VIII.1 Principe du multiplicateur de Q.

L'introduction par voie de réaction d'une résistance négative ($-R_n$) dans un circuit résonnant (fig VIII-16) désamortit en partie (ou totalement) ce dernier qui présente un coefficient de surtension artificiel (33) :

$$Q_a = \frac{R_{BM}}{L\omega_c}$$

$$R_{BM} = \frac{R_n R}{R_n - R}$$

f_c : fréquence d'accord

on définit le facteur de multiplication m par :

$$m = \frac{Q_a}{Q_o} = 1 + \frac{R}{\Delta R_n} \quad (\text{VIII-37})$$

$Q_o = \frac{R}{L\omega_c}$ coefficient de surtension naturelle

$$\Delta R_n = R_n - R$$

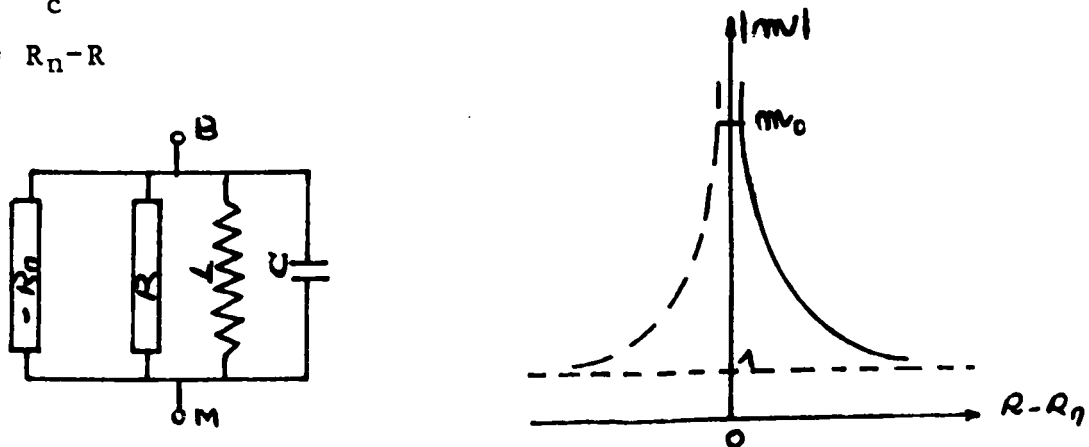


Fig VIII-16 - Circuit à haute surtension

Schéma de principe et allure du facteur de multiplication de Q.

La figure (VIII-16-b) représente l'allure de la variation de m avec l'écart ΔR_n . On constate que l'on ne peut obtenir des valeurs élevées de m qu'au voisinage immédiat de la condition d'accrochage $\Delta R_n = 0$. C'est donc l'apparition d'oscillations dans le circuit qui limite le facteur de multiplication à une valeur optimum m_0 fixée par le dispositif expérimental.

Stabilité.

On définit un coefficient de stabilité S par :

$$S = \frac{\Delta Q_a}{Q_a} = \frac{\delta R_n}{R_n} \left(1 - \frac{R_n}{\Delta R_n}\right)$$

$$S \approx m \frac{\delta R_n}{R_n} \quad (m \gg 1)$$

Pour un index de réaction donné, la stabilité du coefficient de surtension artificiel ne dépend que des variations de la résistance négative, dues aux vibrations mécaniques du montage et au bruit d'origine thermique. La multiplication par m du coefficient Q_0 multipliant par le même facteur la puissance de bruit aux bornes du circuit (37), il y a lieu de s'attendre au voisinage de m_0 , à des variations importantes du coefficient Q_a .

La stabilité du circuit ne dépendant que de m et $\frac{\delta R_n}{R_n}$, la surtension artificielle est d'autant plus élevée que le coefficient Q_0 est grand.

VIII.2 Etude du dispositif.

- Schéma équivalent

Le dispositif multiplicateur de Q et son schéma équivalent sont représentés par la figure (VIII-17).

Un amplificateur, de gain A et de résistance d'entrée $R_e = 50\Omega$ est bouclé sur lui même à travers un atténuateur, l'hélice quart d'onde et un déphaseur par l'intermédiaire d'un câble coaxial de résistance caractéristique $R_c = 50\Omega$.

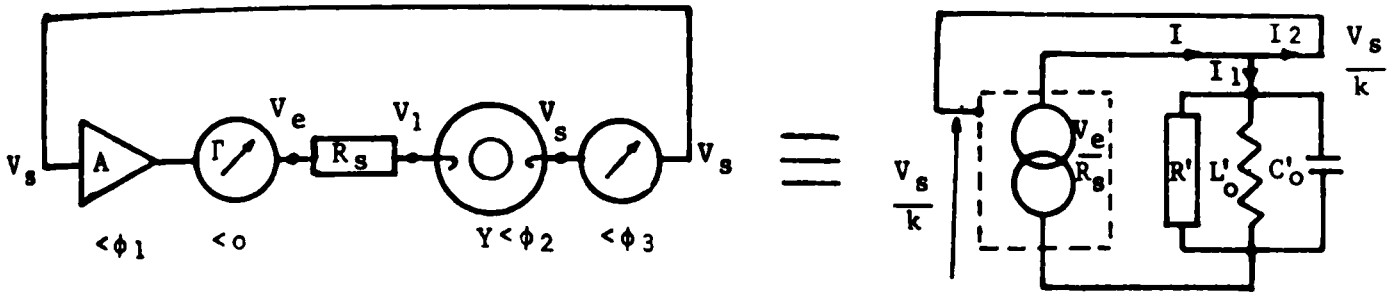


Fig. (VIII-17) Dispositif multiplicateur de Q et son Schéma équivalent.

ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 , déphasages introduits par l'amplificateur, la cavité à hélice et le déphaseur :

$$\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = 2k\pi$$

- $R_s = 50\Omega$: résistance de sortie de l'ensemble amplificateur et atténuateur.
- Résistance d'entrée et de sortie du déphaseur : $R_c = 50\Omega$
- Evaluation de m et R_n .

En remarquant que :

$$i_2 = i - i_1 = \left(\frac{v_e}{R_s} - \frac{v_s}{kZ'} \right)$$

$$v_e = A\Gamma v_s$$

et
$$y = \frac{v_s}{v_e} = k \frac{Z'}{R_s}$$

il vient :

$$\frac{v_s}{ki_2} = \frac{Z'}{\Delta\Gamma y - 1}$$

L'impédance ramenée à l'entrée de l'amplificateur sera :

$$Z_i = -k^2 \frac{v_s}{ki_2}$$

d'où :

$$Z_i = \frac{k^2 Z'}{1 - \Delta\Gamma y}$$

En introduisant les expressions de Z' et y au voisinage de la fréquence d'accord de la cavité, on aura :

$$Z' = \frac{R'}{1 + 2jQ_u\beta'} \quad ; \quad y = \frac{y_0}{1 + 2jQ_u\beta'}$$

$$\beta' = \frac{\omega - \omega_c}{\omega_0} \quad \text{et} \quad y_0 = k \frac{R'}{R_s}$$

d'où :

$$Z_i = \frac{k^2 R'}{(1 - \Delta\Gamma y_0) \left[1 + \frac{2jQ_u\beta'}{1 - \Delta\Gamma y_0} \right]}$$

On en déduit, par identification, les éléments du schéma de principe de la figure (VIII-16) :

$$R_{BM} = \frac{k^2 R'}{1 - \Delta\Gamma y_0} \quad ; \quad Q_a = \frac{Q_u}{1 - \Delta\Gamma y_0}$$

$$L'_0 = L \quad , \quad C'_0 = C$$

$$Z_i = \frac{R_{BM}}{1 + 2jQ_a x}$$

Le coefficient de multiplication n a pour expression :

$$n = \frac{Q_a}{Q_u} = \frac{1}{1 - \Delta\Gamma y_0}$$

En identifiant cette expression avec la relation (VIII-44), on obtient :

$$R_n = \frac{k^2 R'}{A \Gamma y_0} \approx \frac{a_2^2 R_0}{A \Gamma y_0}$$

avec :

$$R = k^2 R' \approx a_2^2 R_0$$

-Linéarité.

Si le niveau d'excitation est élevé, l'amplificateur n'est plus linéaire et l'expression du gain devient :

$$A \approx A_0 - b v_s^2$$

Dans ce cas, la résistance négative s'écrit :

$$R_n = \frac{R_{no}}{1 - \frac{b}{A_0} v_s^2}$$

et l'on obtient pour expression de m :

$$m = \frac{m_0}{1 + m_0 \Gamma y_0 b v_s^2} \quad (\text{VIII-38})$$

$$m_0 = m(v_s = 0) \quad ; \quad R_{no} = R_n(V_s = 0)$$

Le coefficient de multiplication et la surtension apparente Q_a varient avec l'amplitude du signal entretenu dans le circuit.

-Stabilité.

Au voisinage de la condition $1 = A \Gamma y_0$ ($\Delta R_n = 0$), le coefficient de multiplication m peut atteindre des valeurs voisines de 10^3 . Le coefficient de stabilité défini par :

$$S = \frac{\Delta Q_a}{Q_0} \approx m \frac{\delta R_n}{R_n}$$

montre qu'une variation de 10^{-4} de la résistance négative provoque une variation de 10% du coefficient de surtension artificiel; une variation de R_n de 10^{-3} pouvant engendrer les oscillations du circuit.

Pour fonctionner avec un coefficient de multiplication aussi élevé et une stabilité optimum, il est nécessaire de protéger efficacement le circuit contre les réactions du circuit extérieur de mesure qui peuvent résulter de la manipulation des appareils de contrôle de l'oscillation MASER.

VIII.3 Réalisation du montage.

Le dispositif de la figure (VIII-18) représente :

- Une chaîne principale constituée par le circuit à haute surtension
- Une chaîne de mesure faiblement couplée à la précédente par une prise s et présentant plusieurs sorties indépendantes.

- Chaîne principale (fig. VIII-19)

- Caractéristiques de l'étage amplificateur

Résistance d'entrée et de sortie : 50Ω

Gain en boucle ouverte : 40dB sur 50Ω

Bande passante : 3MHz

fréquence centrale : 60 MHz

Facteur de bruit du 1er étage : 3 db

- Caractéristiques du déphaseur :

Résistance d'entrée et de sortie : 50Ω

déphasage variable de 0 à 180°

- Atténuateur à piste (0,5-10db)

- La chaîne de mesure (fig VIII-20) a été réalisée à l'aide de 5 étages amplificateurs.

Les 4 sorties indépendantes sont équivalentes.

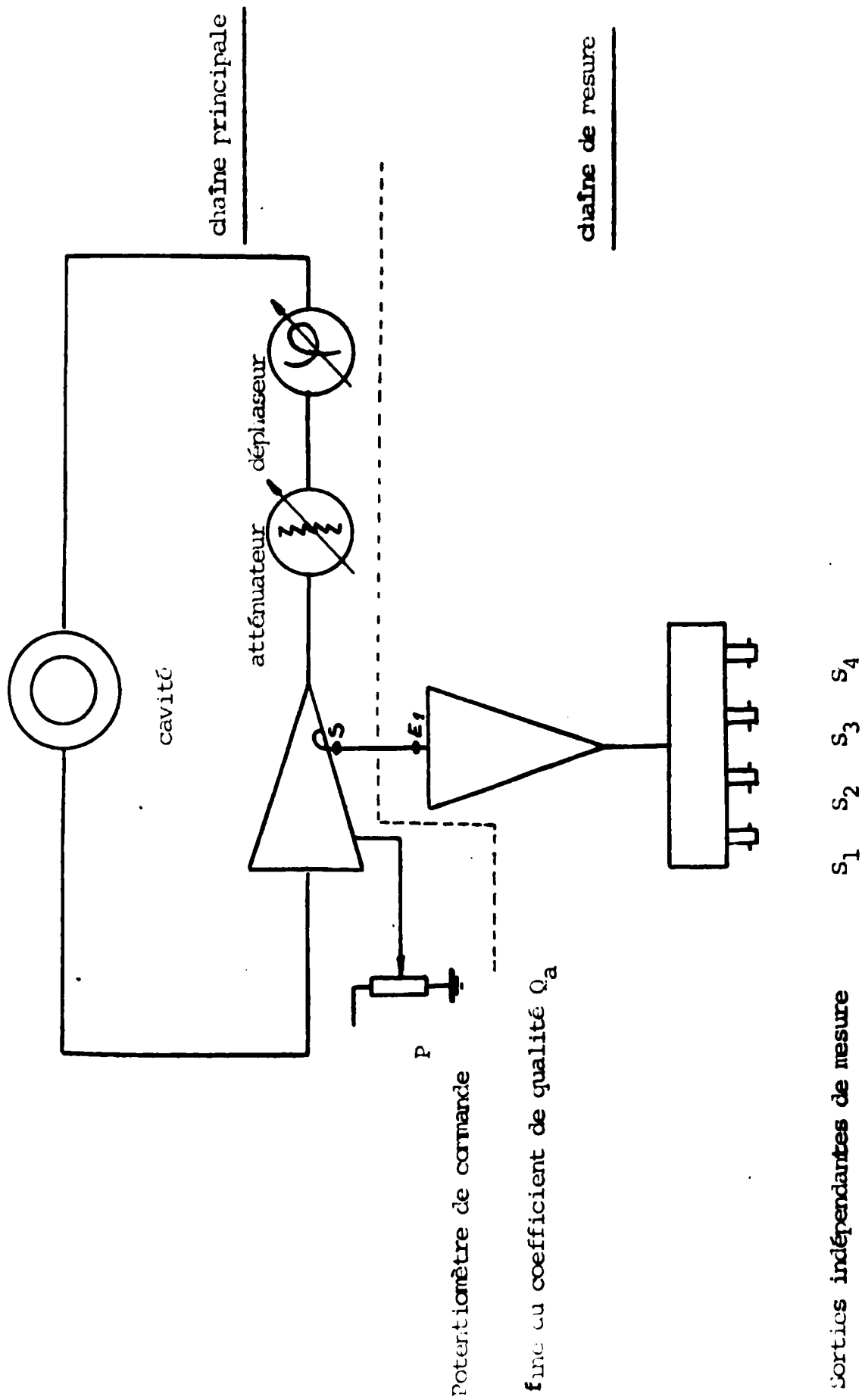


Fig. VIII-18. dispositif multiplicateur de Q et chaîne de mesure.

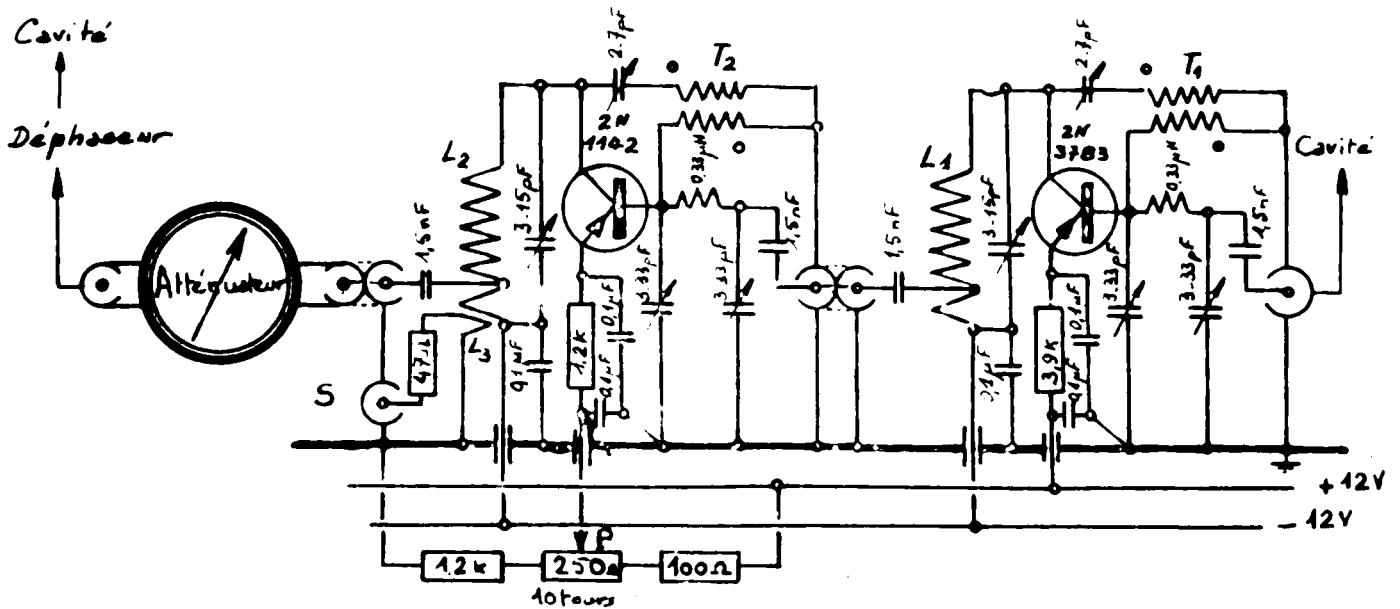


Fig (VIII-19) Chaîne Principale.

T₁, T₂ : Transformateur à air, de rapport 1 (Neutrodynage)
fil 8/10 isolé au coton - 6 spires jointives bobinées :
sur $\phi 6$

L₁, L₂ : 13 spires ϕ intérieur 8 mm - fil de cuivre nu 12/10.
longueur d'une bobine 28 mm.
Prise à déterminer pour une impédance de sortie de 50 Ω .

L₃ : 1 spire $\phi 8$, couplée à L₂

S : Prise de sortie de la chaîne principale

Les cellules en π , constituées par les condensateurs variables (3-33pf) et la self de 0,33 μ H réalisent l'adaptation à 50 Ω de l'entrée des transistors.

Les alimentations + 12 et -12 V se font à travers des condensateurs de traversées de 1 000 pf.

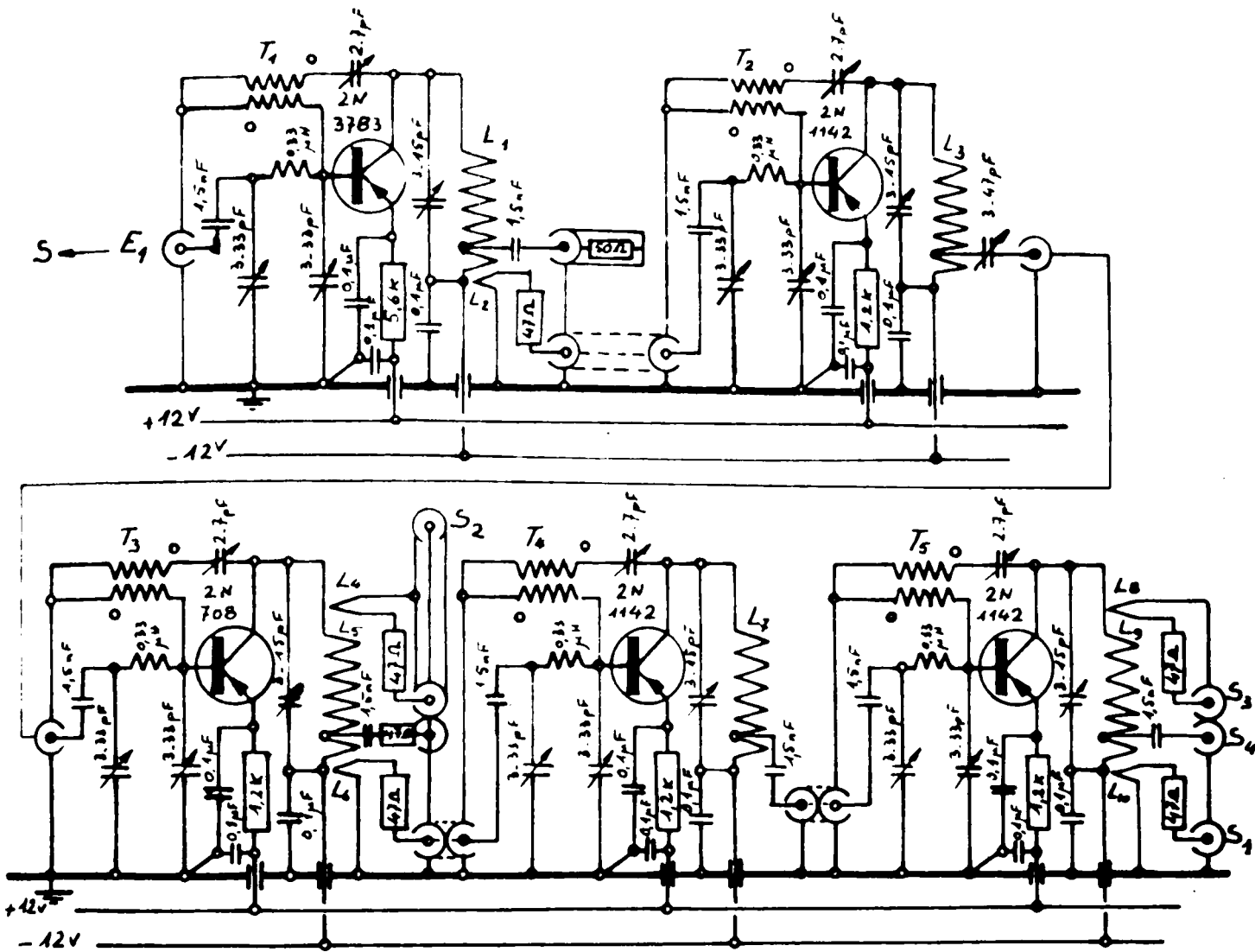


Fig (VIII-20) Chaîne de mesure.

T₁ à T₅ : Transformateurs à air, rapport 1, fil 8/10 isolé coton -
6 spires jointives bobinées sur $\phi 6$.

L₁, L₃, L₅, L₇, L₉ : 13 spires ϕ intérieur 8 - Fil cuivre nu 12/10. Longue-
ueur de la bobine 28 mm. Prise à déterminer pour
une impédance de sortie de 50 Ω .

L₄, L₆, L₈, L₁₀, L₂ : 1 spire $\phi 8$.

S₁, S₂, S₃, S₄ : Sorties indépendantes sur 50 Ω .

Les alimentations se font à travers des condensateurs de traversées
de 1 000 pf.

VIII.4 Mesure du coefficient de qualité.

Méthode de mesure.

La figure (VIII-21) donne le schéma synoptique du dispositif de mesure. G est un étalon de fréquence "Schomandl" qui délivre un signal de fréquence variable jusqu'à 30 MHz, avec une résolution de 1HZ. Il alimente un montage doubleur de fréquence, chargé par une antenne qui excite le circuit résonnant dont la réponse est détectée sur l'une des sorties de la chaîne de mesure. La valeur du coefficient de surtension Q_a se déduit de la mesure de la largeur de bande passante du circuit, dans la zone de fonctionnement linéaire de la chaîne de mesure.

L'index de réaction est réperé par la graduation du potentiomètre P de commande fine du gain A. La graduation zéro, qui caractérise le seuil d'accrochage, est fixée par le niveau de bruit correspondant.

Resultats obtenus.

A partir des courbes d'étalonnage de la surtension en fonction des graduations du potentiomètre P (Fig. VIII-22), pour différentes valeurs de la tension de sortie V_s , on a tracé les variations du coefficient de multiplication m en fonction de V_s (Fig. VIII-21). Les courbes obtenues vérifient bien la formule prévue par le calcul :

$$m = \frac{m_0}{1 + m_0 \cdot \Gamma_y \cdot b v_s^2}$$

Précision et reproductibilité des mesures.

C'est pour les valeurs élevées du coefficient de qualité Q_a que, le système évoluant naturellement vers un fonctionnement en auto-oscillateur, le problème de la précision, lié à celui de la reproductibilité des mesures, se pose. Le contrôle du gain de l'amplificateur et de la linéarité du fonctionnement de la chaîne de réaction permet d'obtenir les conditions suffisantes pour l'usage auquel le dispositif est destiné : typiquement, la plage d'accrochage du maser peut être enregistrée en moins de 5 mn.

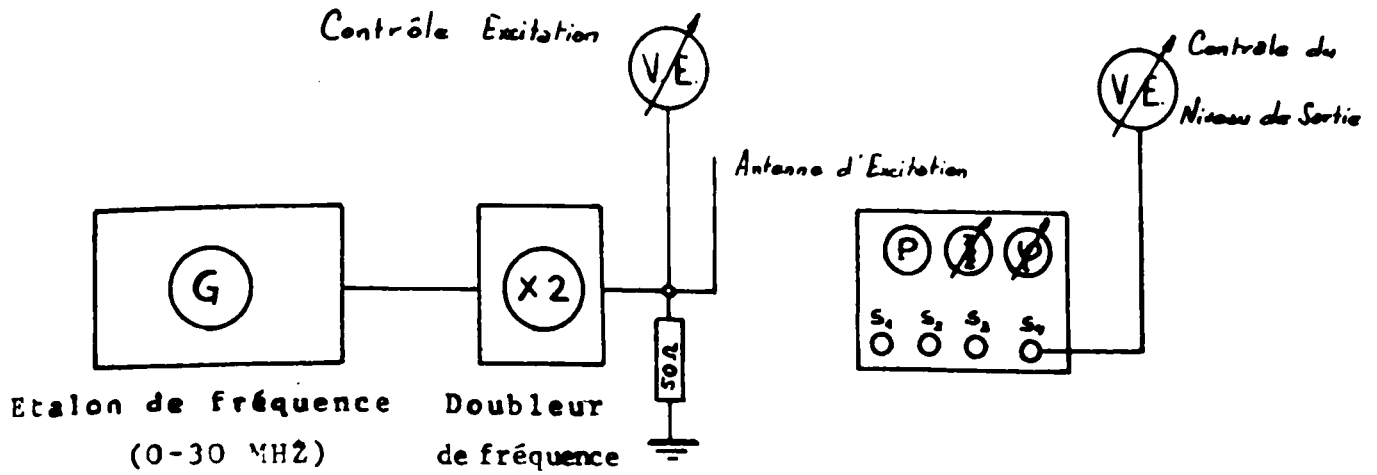
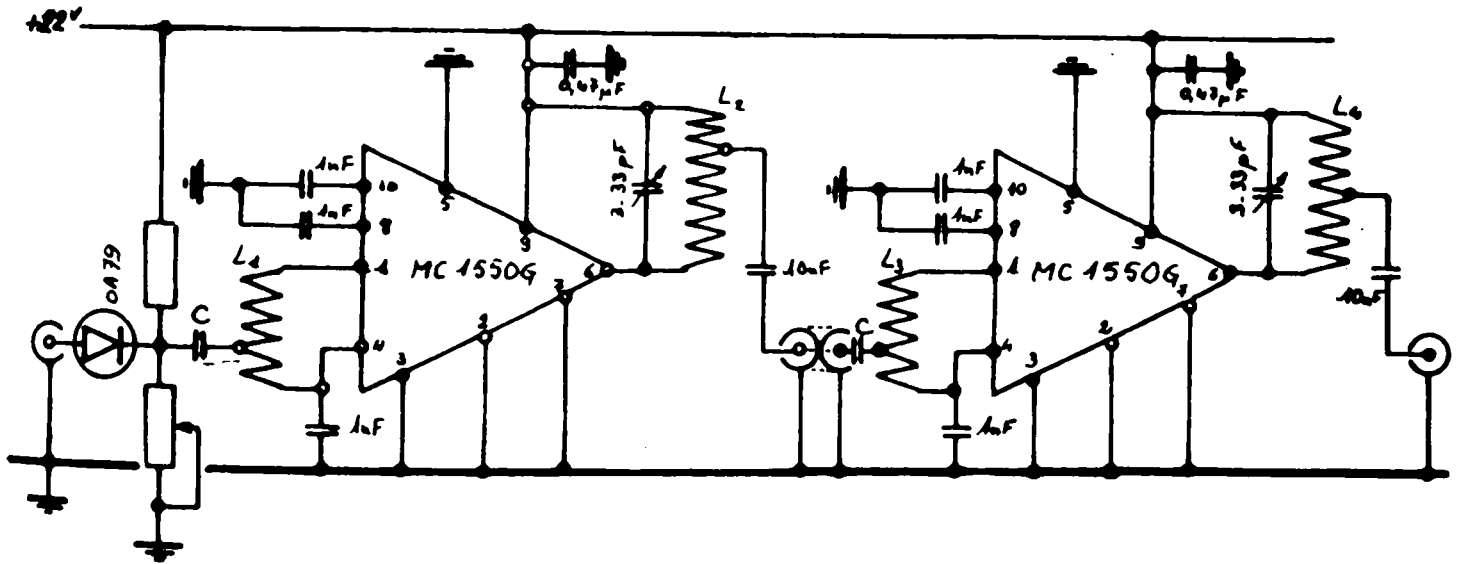


Figure VIII-21 Dispositif de mesure de Q_a



Doubleur de fréquence.

L_1, L_3 : 12 spires ϕ intérieur 8 fil 8/10 cuivre argenté. Longueur 25, prise médiane.

L_2, L_4 : 12 spires ϕ intérieur 8 fil 8/10 cuivre argenté. Longueur 25, prise à ajuster pour une impédance de sortie de 50Ω.

C : Condensateur d'entrée, valeur comprise entre 47 et 100 pf à déterminer pour une impédance d'entrée de 50Ω.

On trouve en effet que dans l'intervalle des valeurs de Q_a comprises entre 50 000 et 300 000, la précision des mesures est de l'ordre de 5 % et la stabilité, caractérisée par le coefficient S, varie entre 10 % et 20 % au bout d'une heure de fonctionnement.

Pour des valeurs plus élevées de Q_a (au dessus de 400 000), la précision des mesures est de l'ordre de 10 % : elle est non seulement limitée par la résolution du générateur étalon mais surtout par la puissance de bruit qui est multipliée par le facteur m. En outre, l'instabilité du dispositif est critique et le fonctionnement en auto-oscillateur est obtenu au bout de quelques minutes (10 à 15 minutes).

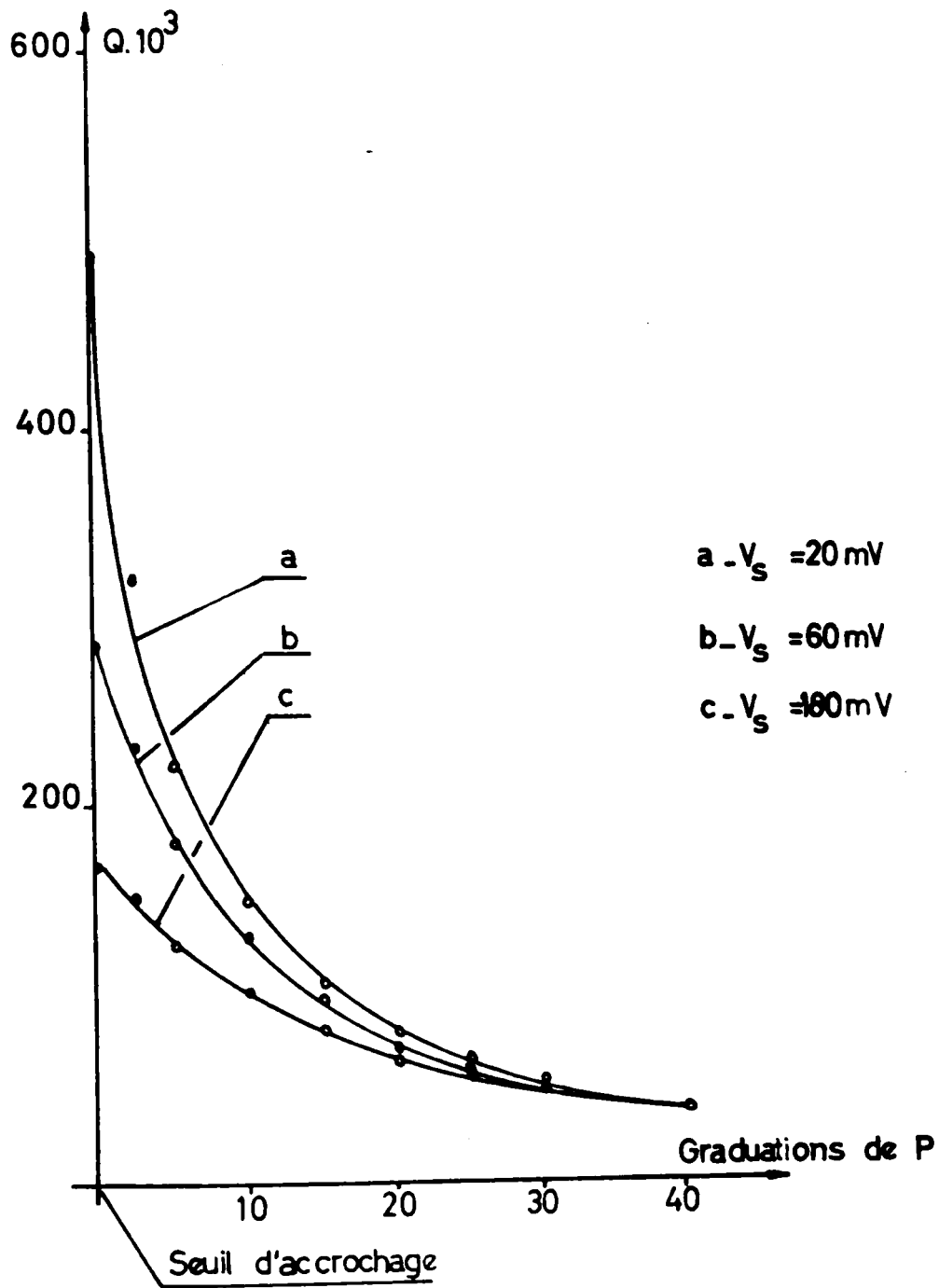


Fig VIII-22

Courbes d'étalonnage du circuit pour différents niveaux du signal de sortie ; la graduation 0 est repérée par le niveau de bruit du montage.

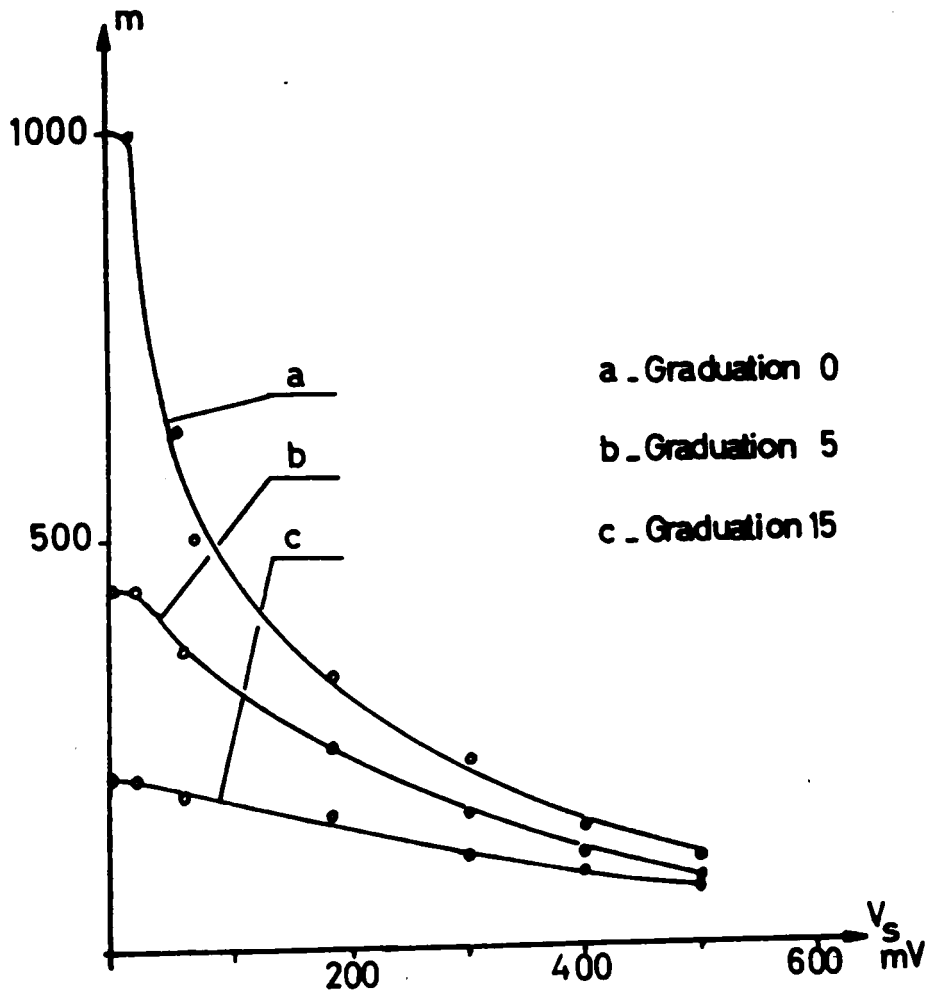


Fig. VII - 23

Courbes donnant le coefficient de multiplication m en fonction du niveau de sortie pour différentes positions du potentiomètre de commande P.

CHAPITRE IX

DISPOSITIF DE DETECTION ET DE MESURE
DE L'EMISSION MASER.

IX.1 Dispositif de retournement de l'aimantation Macroscopique.

- Amplificateur de puissance.

Il a été réalisé à l'aide de trois étages amplificateurs, montés séparément et enfermés dans des boîtiers métalliques. Le schéma de l'ensemble est représenté sur la figure (IX-24).

Caractéristiques :

E et S : entrée et sortie sur 50 Ω

Gain : 35 dB

Puissance maximale de sortie : 8 W sur 50 Ω

Fréquence centrale : 55 MHz

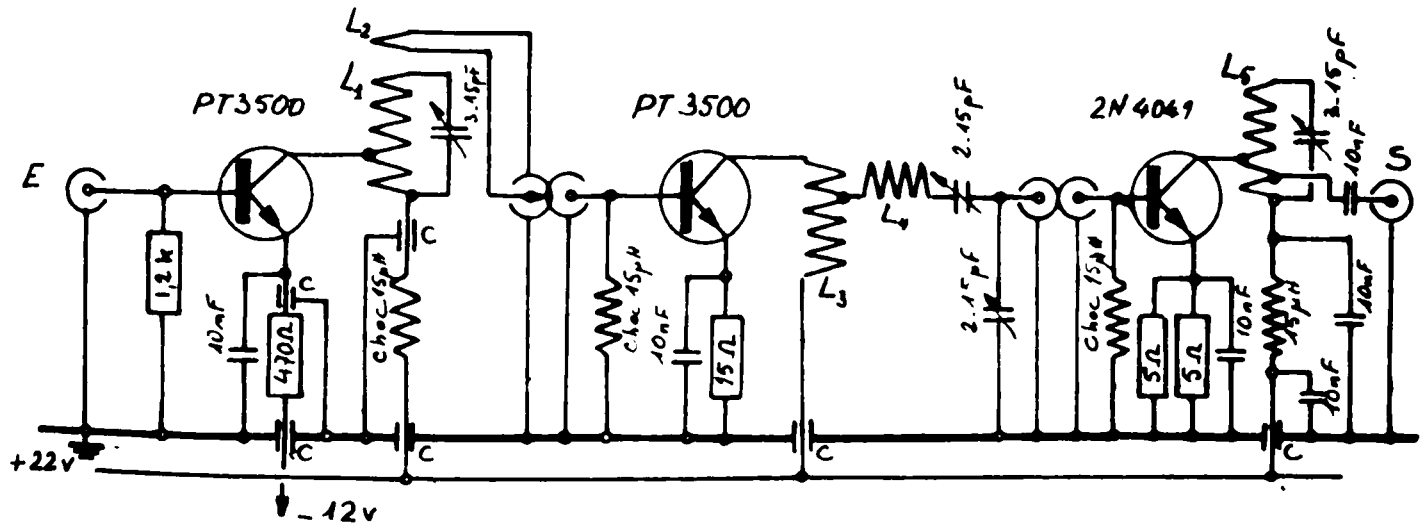


Fig IX-24. Amplificateur de retournement.

L₁ : 10 spires, cuivre nu 12/10. ϕ intérieur 10; Longueur 25 mm

L₂ : 1 spire, fil émaillé 10/10. ϕ intérieur 10.

L₃ : 10 spires, cuivre nu 12/10. ϕ intérieur 6. Longueur 20 mm

L_1 : 10 spires jointives. Fil émaillé 10/10. ϕ intérieur 6. Longueur 14 mm

L_5 : 10 spires cuivre nu 12/10. ϕ intérieur 10. Longueur 25 mm
prise collecteur à $2^{3/4}$ spires
prise de sortie à $2^{1/4}$ spires

C : condensateur de traversée : 1000 pf.

- Bobine de retournement.

La bobine fait partie d'un circuit résonnant accordé sur la fréquence de retournement de 55 MHz. Elle est alimentée sur une prise située à 1,5 spire à partir de l'une de ses extrémités. Un condensateur variable (4-47 pf) ajuste l'impédance d'entrée à 50 Ω . L'ensemble est enfermé dans un double blindage qui évite le couplage avec la bobine du maser travaillant à des puissances faibles.

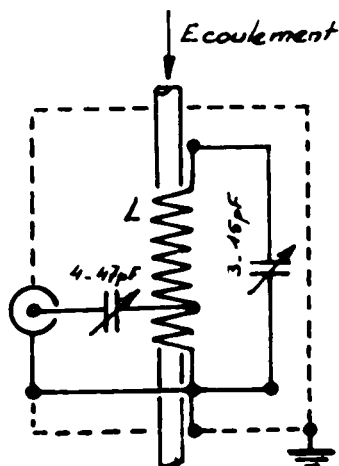


Fig.(IX-25) : bobine de retournement

L : 17 spires jointives, fil émaillé 8/10
bobinage sur mandrin en téflon ($\phi 10$) percé d'une
canalisation ($\phi 5$)

- Circuit de prépolarisation et de retournement.

L'échantillon est reçu dans un bac stabilisateur d'où il s'écoule par gravité vers l'entrefer de l'électro-aimant. Il séjourne dans un circuit de prépolarisation un temps suffisant pour lui permettre d'atteindre la polarisation d'équilibre M_0 avant de pénétrer dans la bobine de retournement.

On rappelle que le retournement de l'aimantation longitudinale serait complet sous la condition énoncée en (1-7) :

$$a = H_1^2 / V \cdot \frac{dH_0}{dr} \geq 3$$

Cette condition est d'autant mieux réalisée que (dH_0/dr) est plus faible et H_1 plus intense. En rapprochant la bobine de retournement de celle du maser, on augmente le couplage entre les deux bobines. La sonde d'émission travaillant à un niveau inférieur au mW et celle de retournement à un niveau voisin de 8 W, on arrive à découpler complètement les deux bobines en adoptant un écart de 5 MHz entre les fréquences d'émission et de retournement; cet écart correspond à une distance de 10 cm entre les extrémités de deux bobines. On arrive ainsi à réaliser très largement la condition de retournement pour les débits utilisés.

IX.2 Induction magnétique.

Pour obtenir un fonctionnement stable du maser, il est nécessaire de disposer d'une induction pilote dont les fluctuations soient inférieures à la largeur de la plage d'accrochage. C. FRIC (16) estimait à 1,7 KHZ la largeur de cette plage, soit environ $5 \cdot 10^{-5}$ en valeur relative, à la fréquence de Larmor de 30 MHz. En opérant avec une induction pilote stabilisée à 10^{-5} , il a obtenu une émission pure, sans modulation parasite, contrairement aux observations de certains auteurs, (38), (39).

Dans notre manipulation, l'induction pilote est fournie par un aimant "Varian" dont la stabilité en moyenne résolution est de 10^{-6} . Elle peut atteindre la valeur de 10^{-9} en introduisant un dispositif stabilisateur de flux magnétique. De plus l'électro-aimant est muni d'un dispositif destiné à compenser les dérives lentes du champ directeur.

Dispositif de balayage.

- Bobines de balayage.

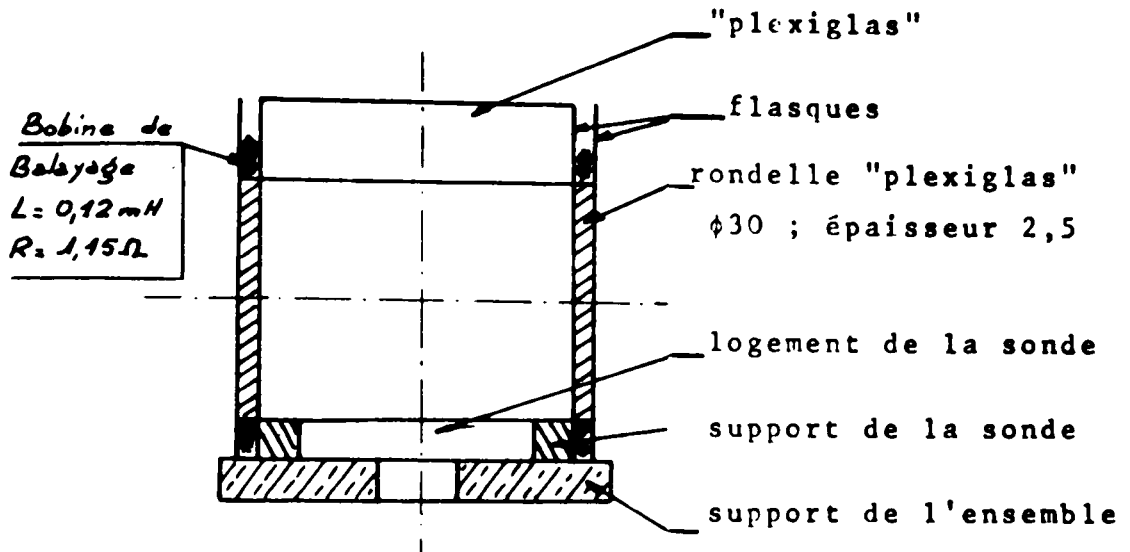


Fig.(IX-26) : Support de cavité et bobines de balayage.

- Amplificateur de balayage.

Il a été réalisé à l'aide d'un amplificateur opérationnel et d'un étage à paire complémentaire pour alimenter les bobines de balayage.

Il présente l'avantage de passer un signal continu (entrée continu $\pm 15\text{v}$) pour réglage fin de l'induction pilote à l'intérieur de la plage d'accrochage du maser.

IX.3 Dispositif d'étude de l'émission stimulée.

Il comporte :

- Un voltmètre électronique et un oscilloscope destinés au contrôle de l'amplitude de l'oscillation.
- Un enregistreur, précédé d'un étage détecteur (figure IX-28), pour l'étude de la plage d'accrochage de l'oscillateur.
- Un étalon de fréquence pour la mesure et l'enregistrement de la fréquence d'émission.

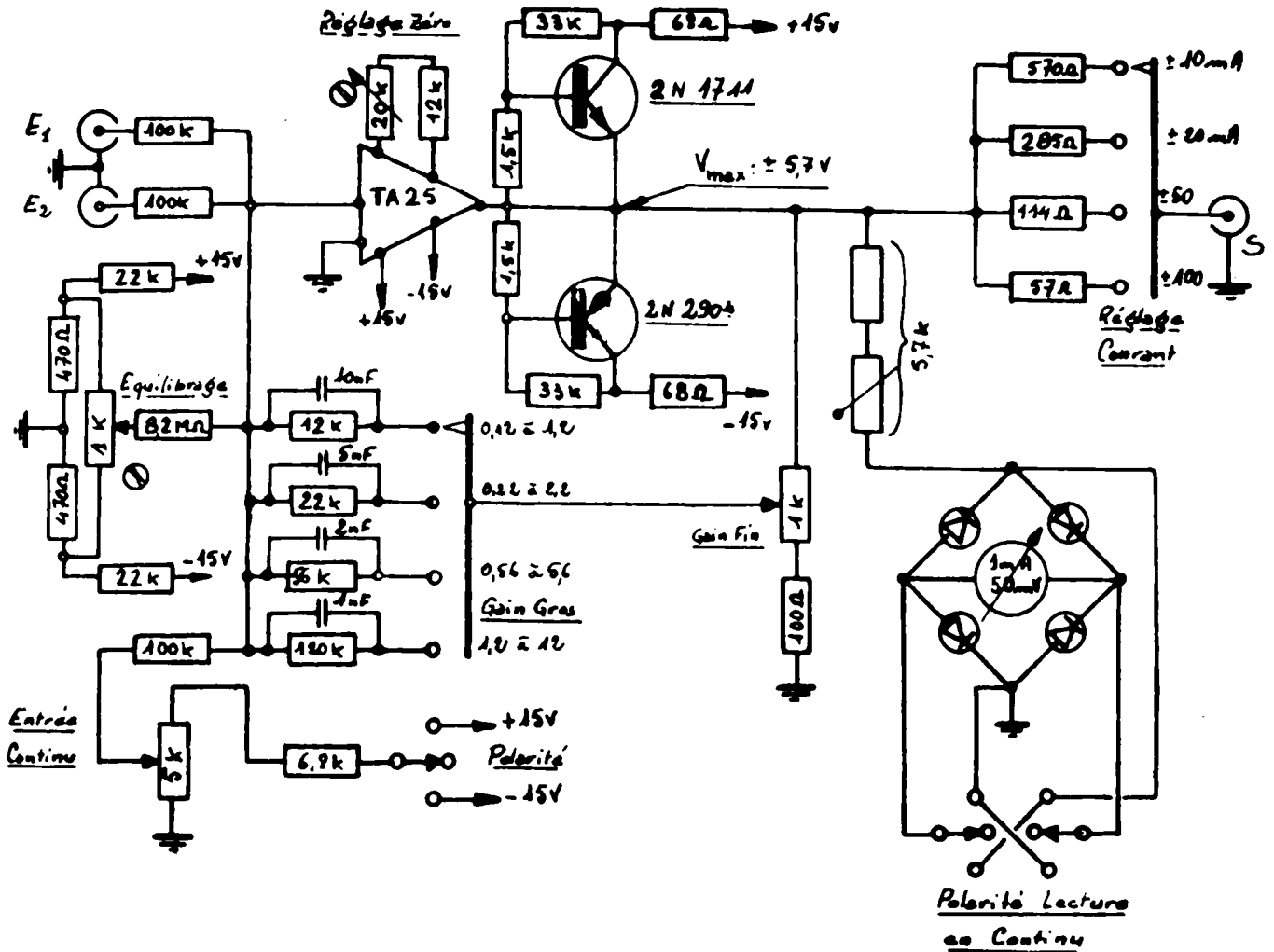


Fig.(IX-27) : Amplificateur de balayage.

Caractéristiques :

Gain variable de 0,12 à 12.

Bande passante 0 - 100 KHz.

L'inverseur "Polarité - Lecture en continu" court-circuit le pont de diodes de l'appareil de mesure pour la lecture du courant dans les bobines de modulation.

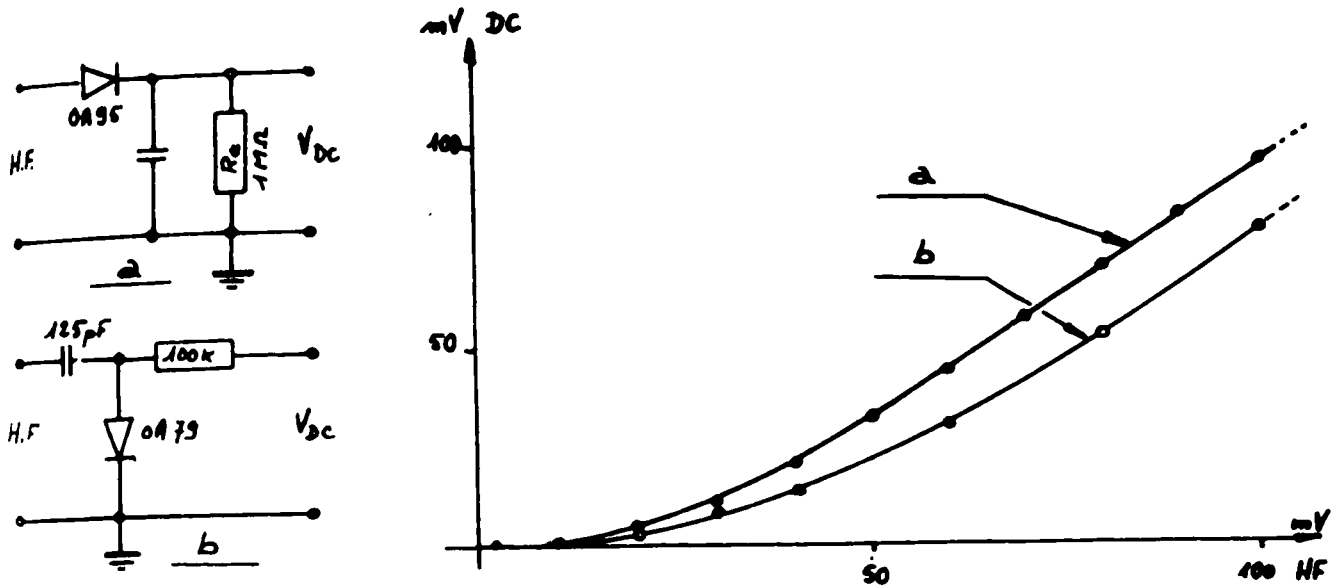


Fig. (IX-28) Détecteurs sans composante continue de polarisation, destinés à l'enregistrement de la plage d'accrochage.

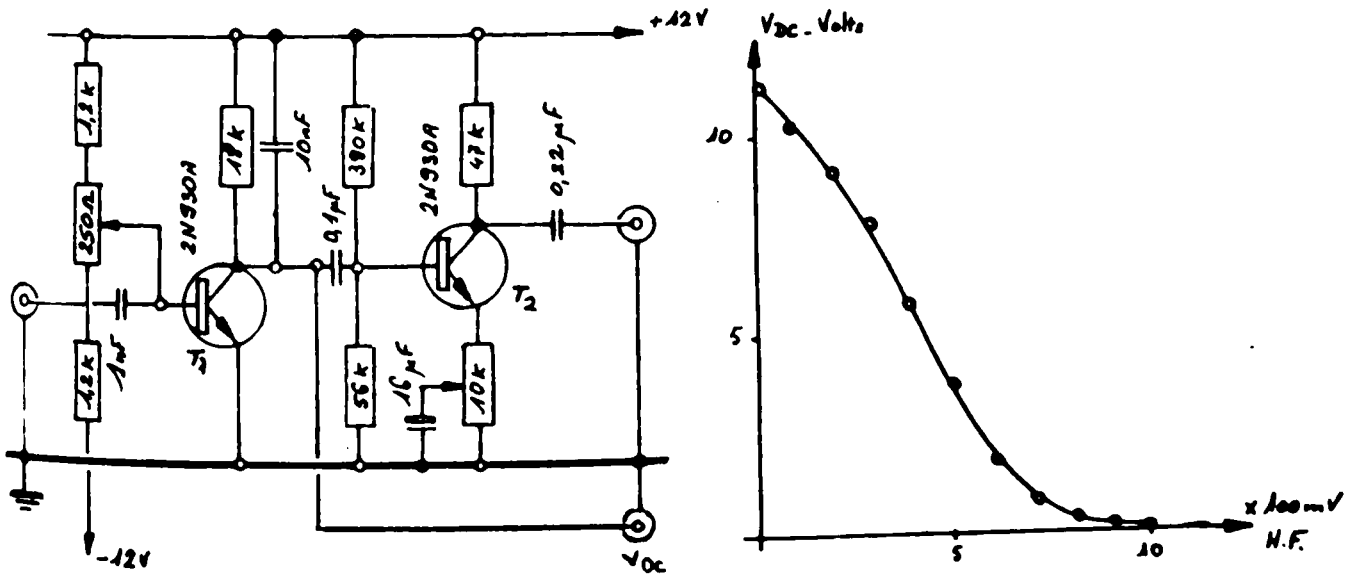


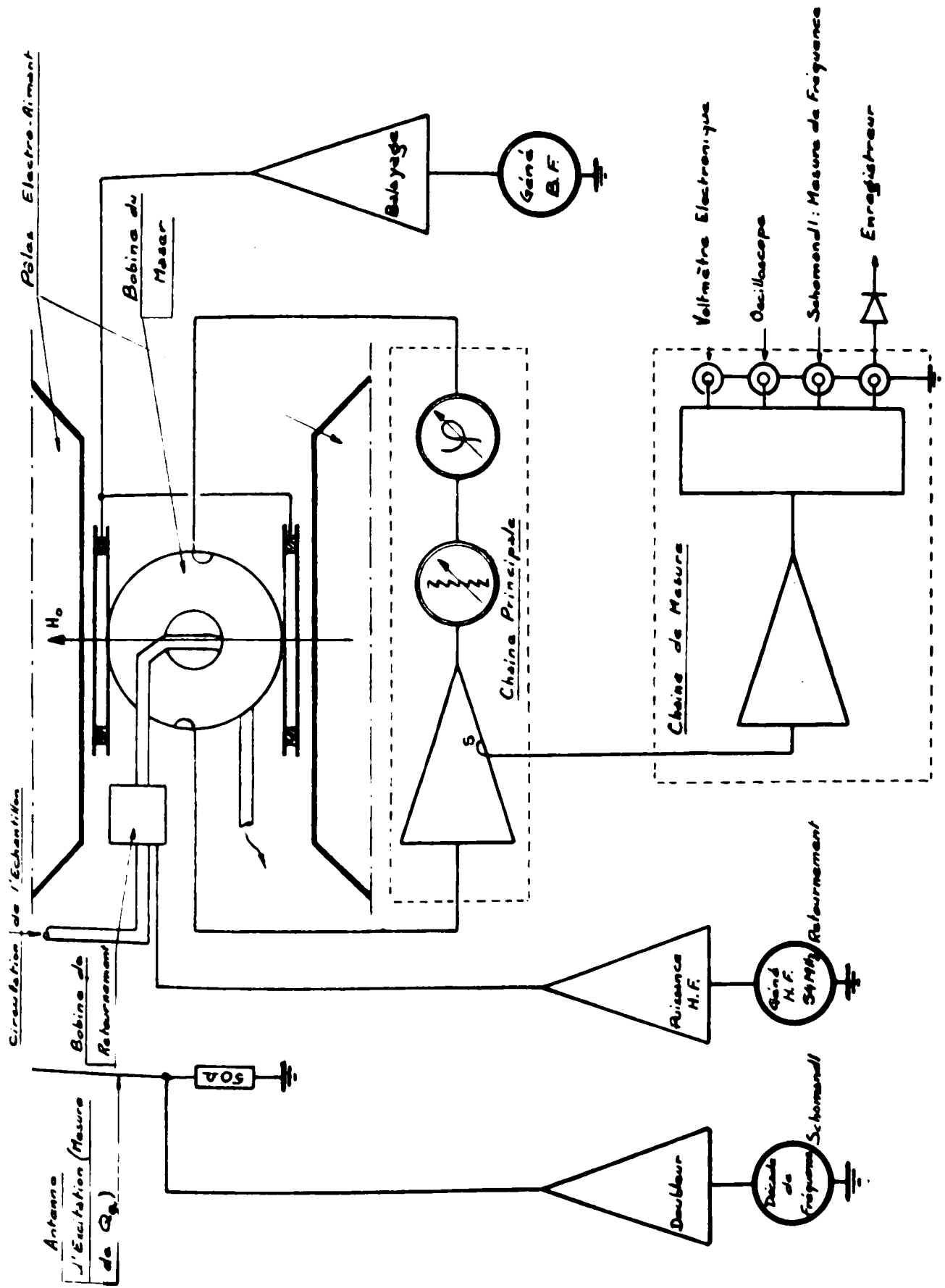
Fig. (IX-29) Dispositif de détection du signal de R.M.N. en balayage rapide. T₂ est un étage amplificateur BF.

Obtention de l'émission stimulée.

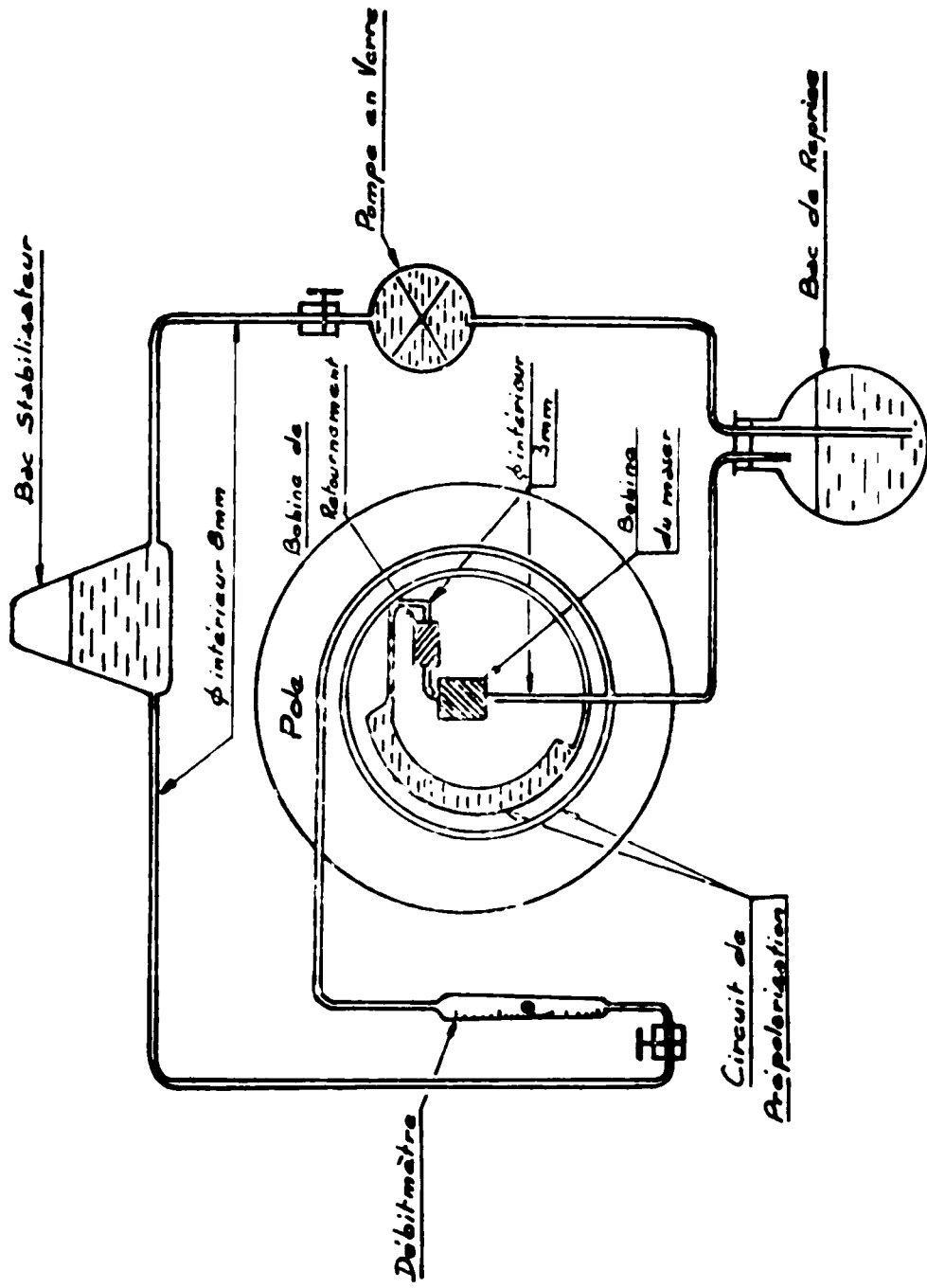
Le montage fonctionnant en spectromètre autodyne, on visualise sur l'écran d'un oscilloscope le signal d'absorption de l'échantillon en écoulement, en utilisant le dispositif de détection de la figure (IX-29).

En provoquant le retournement de l'aimantation, la raie s'inverse sur l'écran de l'oscilloscope : le spectromètre fonctionne en absorption négative. On supprime la modulation du champ directeur et on "décroche" l'oscillateur pour utiliser le montage en circuit à haute surtension. Un léger réglage de l'induction pilote fait apparaître l'émission stimulée sur l'écran de l'oscilloscope.

L'onde obtenue est pure, le taux de modulation parasite n'excédant pas 5 %. Toutefois au voisinage de la condition limite d'entretien, où la plage d'accrochage est étroite, l'émission est instable



fig(x-30). Bloc Diagramme.



fig(x-31) - Schéma de la circulation d'eau

Les connexions et les robinets sont en "Teflon"

C. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'OSCILLATEUR MASER.

Conditions de fonctionnement.

Dans la gamme des débits utilisés, le temps de séjour des protons dans la bobine de réception varie entre 52 ms et 210 ms.

Le temps de relaxation transversal, calculé d'après les relations :

$$\begin{aligned} T_{2n} &= \frac{2Q'_n}{\omega_0} = \frac{2}{\omega_0} \frac{f_0}{\Delta f'} \\ &= \frac{\pi r_0^3}{2D} \end{aligned}$$

$$r_0 = 2 \text{ mm}$$

varie entre 2,1ms et 8,5ms. Par la suite, la contribution à ce temps de l'inhomogénéité du champ directeur est négligeable ($T_2^* = 25 \text{ ms}$).

Le temps de relaxation longitudinal est déduit de la relation (V-20) : $T_p = 7 T_{1n}$.

Ce temps est mesuré expérimentalement en suivant, sur le signal d'absorption, la dépolarisation de l'aimantation macroscopique entre la bobine de retournement et la bobine de réception :

$$T_{1n} = 750 \text{ ms}$$

Dans ces conditions de fonctionnement, $T_{2n} \ll T \ll T_{1n}$, et à débit constant, le régime de fonctionnement permanent de l'oscillateur obéit aux lois établies au chapitre III.

Conditions d'observation.

Nous contrôlons le signal d'émission sur l'une des sorties de la chaîne de mesure du circuit à haute surtension. En fait, nous observons la réponse de ce circuit à une tension induite aux bornes de la bobine de réception. Cette réponse est représentée par la figure (X-32). Le dispositif utilisé pour le relevé de ces courbes est celui de la figure (VIII-21), préalablement destiné à la mesure de la surtension artificielle Q_A .

Sur ces courbes, on distingue une zone de réponse linéaire et une zone de réponse sensiblement quadratique. Les limites de ces zones varient avec le niveau de la tension détectée V_s et l'index de réaction du dispositif.

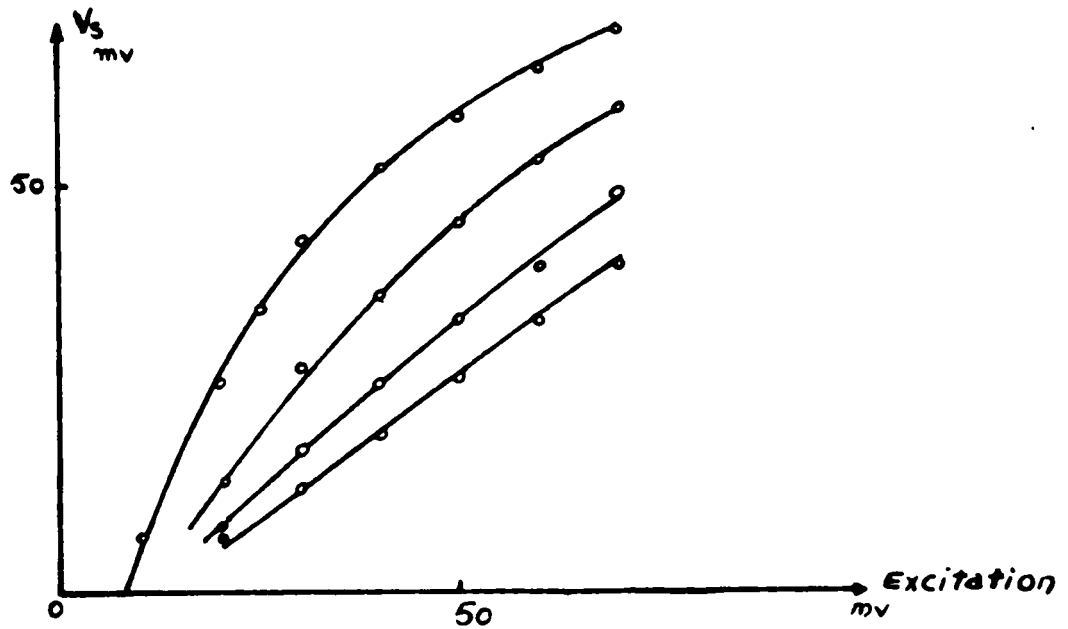


Fig (X-32) Réponse du circuit de détection à une excitation extérieure pour différentes valeurs de l'index de réaction.

CHAPITRE X

OSCILLATEUR MASER A UN DEGRE DE LIBERTE

Nous avons étudié expérimentalement la tension d'oscillation et la largeur en fréquence de la plage d'accrochage en faisant varier la surtension du circuit et le débit du courant d'eau.

X.1 Amplitude de l'émission.

Dans la zone de réponse linéaire du circuit de détection, la tension V_s est proportionnelle au signal induit dans la bobine de réception, si E est l'amplitude de la f.e.m induite par le système de spins, on aura d'après (III-17) :

$$V_s = \frac{k'}{\gamma \sqrt{T_{1n} T_{2n}}} \sqrt{\frac{Q}{Q_L} - 1}$$

si la réponse du circuit est quadratique, alors :

$$V_s = \frac{k''}{\gamma^2 T_{1n} T_{2n}} \left(\frac{Q}{Q_L} - 1 \right)$$

La figure (X-33) représente la variation de l'amplitude de l'émission au centre de la plage d'accrochage. Nous opérons à débit constant en faisant varier la surtension du circuit.

Nous avons représenté sur la figure (X-34) les variations de l'amplitude de l'émission en fonction du débit, pour différentes valeurs du coefficient de surtension. Nous opérons dans la zone de réponse quadratique du circuit où V_s est proportionnel au débit.

X.2 Plage d'accrochage.

X.2.1 - Méthodes de Mesure.

La plage d'accrochage de l'oscillateur MASER étant mesurée par l'écart ($f_c - f_0$) qui entraîne la disparition de l'émission, nous controlons la largeur de cette plage en modifiant l'une des fréquences f_c ou f_0 .

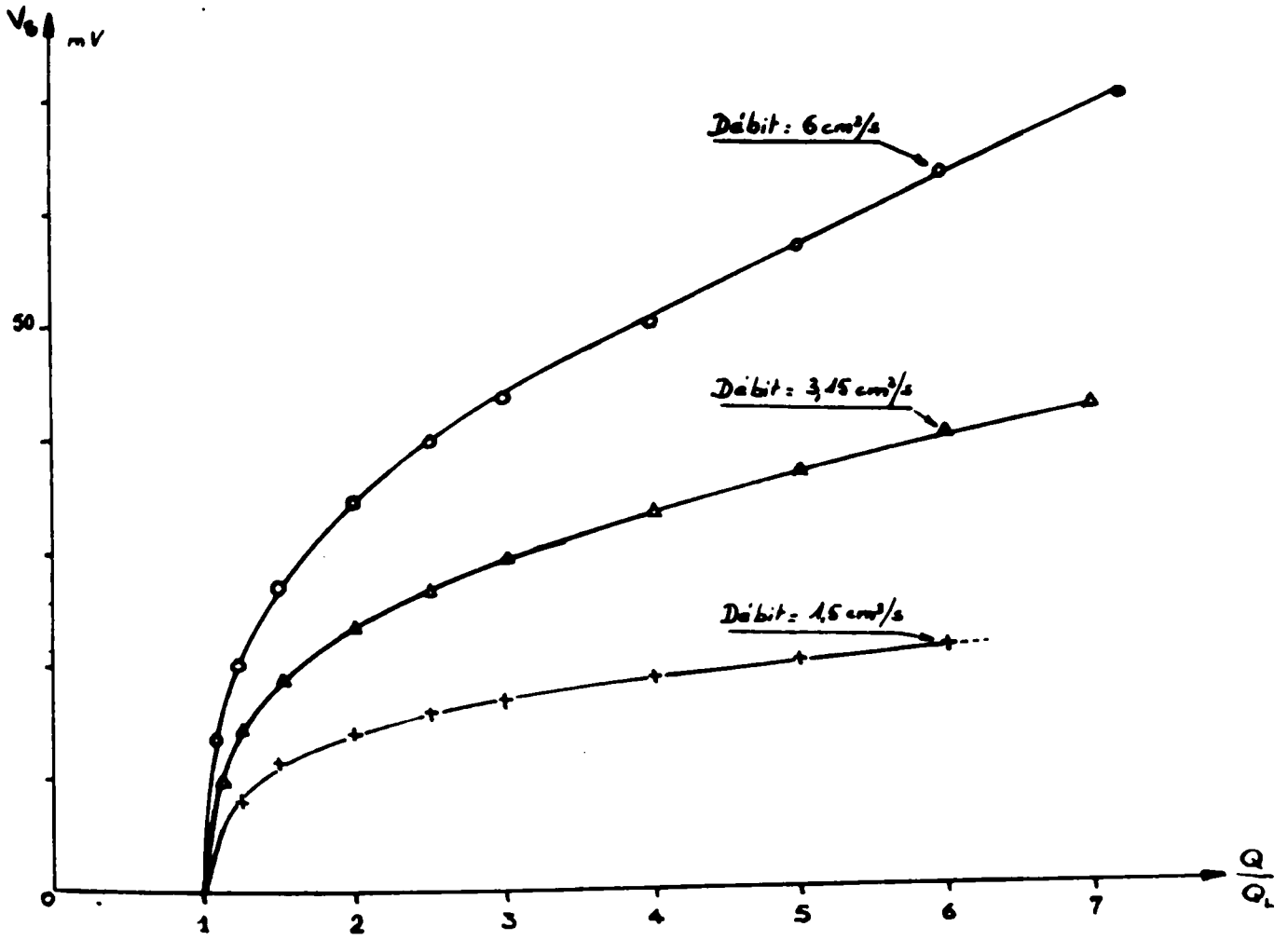


Fig.(X-33) Courbes expérimentales de l'amplitude de l'oscillation MASER en fonction du rapport $\frac{Q}{Q_0}$ pour différentes valeur du débit.

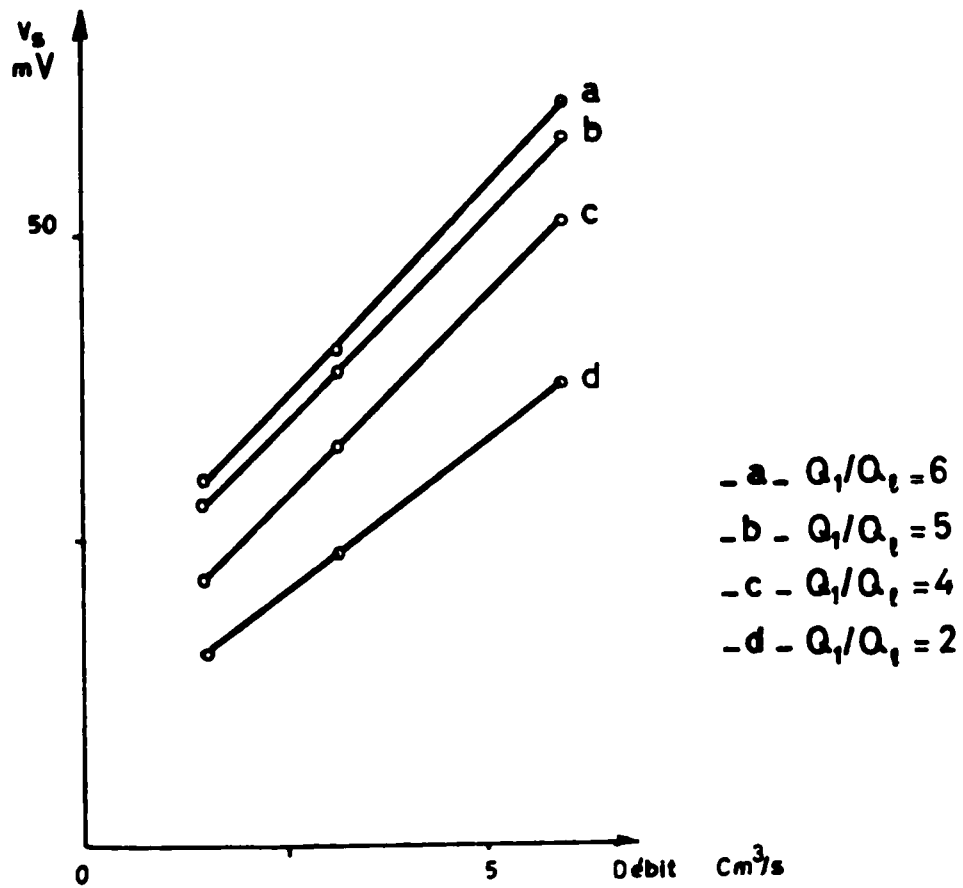


Fig.(X-34) Courbes des variations de l'amplitude de l'émission en fonction du débit pour différentes valeurs de la surtension du circuit.

- Action sur f_c .

On obtient une excursion Δf_c de la fréquence d'accord de la sonde de détection à l'aide du dispositif de la figure (X-35)

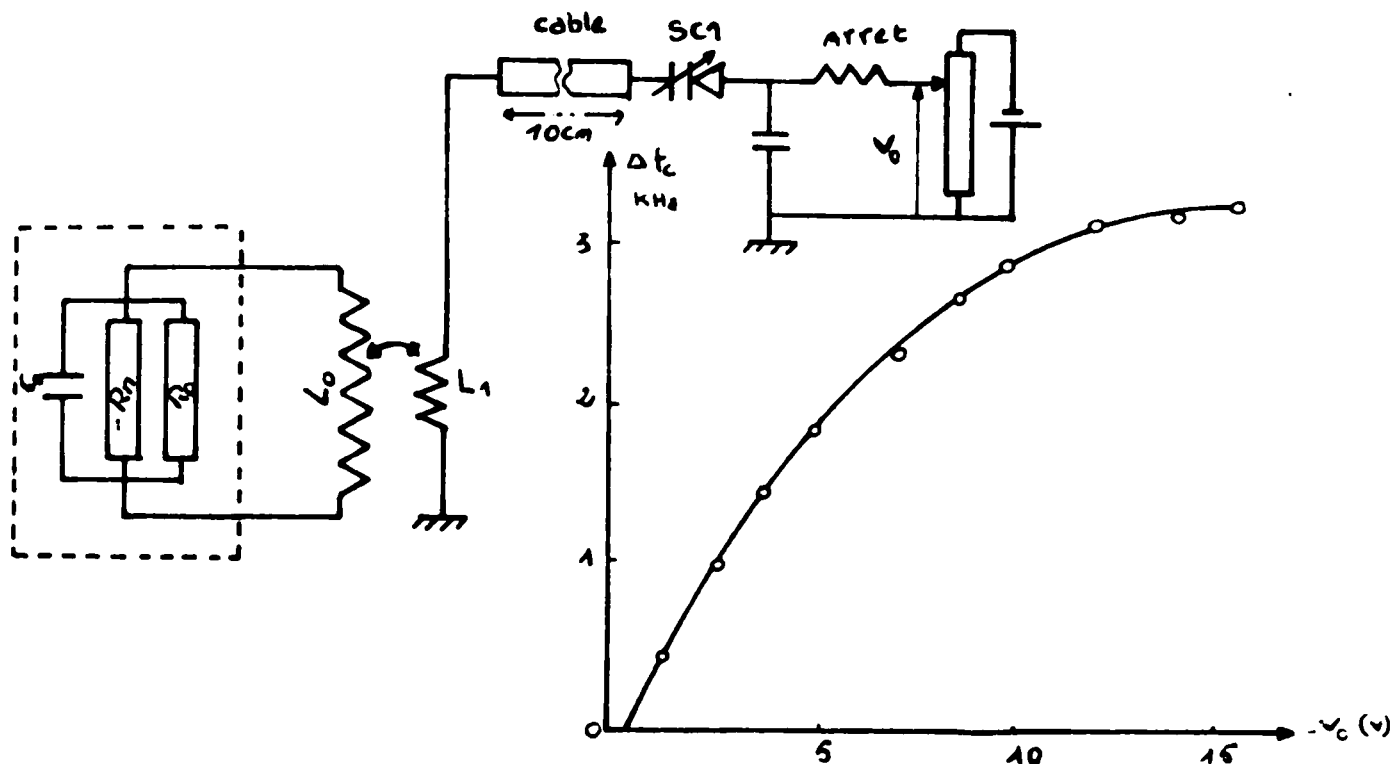


Fig. (X-35) Dispositif de variation de la fréquence f_c et courbe d'étalonnage.

L_1 est une boucle de 1cm de diamètre, faiblement couplée à la bobine du MASER. Elle forme avec les capacités présentées à ses bornes par le tronçon de câble et la diode "varicap" SC_1 , alimentée en inverse, un circuit résonnant dont la réactance varie avec la tension continue de polarisation V_0 .

Nous utilisons le montage de la figure (VIII-21), préalablement destiné à l'étalonnage du circuit à haute surtension, pour mesurer la fréquence d'accord f_c . L'excursion Δf_c obtenue est de 3 kHz pour une variation de 20 volts de la tension de polarisation V_0 .

- Action sur f_0 .

Le dispositif de la figure (VIII-21) est maintenant utilisé en spectromètre R.M.N de fréquence d'excitation variable. En introduisant un courant continu dans les bobines de balayage, on superpose au champ directeur H_0 , un champ h qui modifie la fréquence de Larmor des protons. Le déplacement du signal d'absorption, détecté sur l'écran d'un oscilloscope, est contrôlé en agissant sur la fréquence d'excitation de la résonance magnétique délivrée par un générateur étalon.

Nous avons représenté sur la figure (X-36) l'excursion Δf_0 obtenue pour différentes valeurs de la tension continue V_0 qui alimente l'amplificateur de balayage.

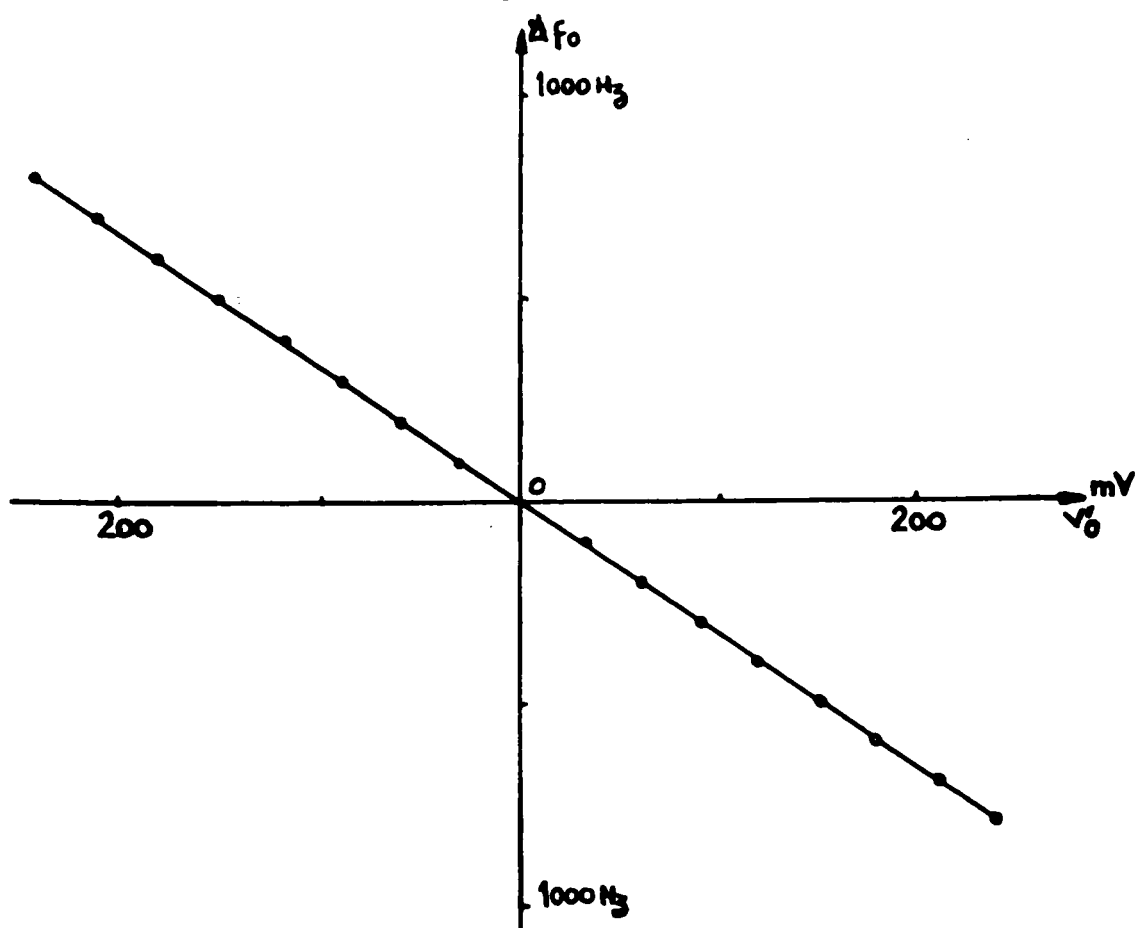


Fig.(X-36) courbe d'étalonnage de l'excursion de la fréquence de Larmor.

X.2.2 Résultats expérimentaux.

La figure (X-37) représente les variations de la largeur en fréquence de la plage d'accrochage de l'oscillateur. Nous opérons à débit constant en modifiant la surtension du circuit.

Nous avons représenté sur la même figure les courbes théoriques déduites de la relation (III-11) :

$$\Delta f = f_0 \frac{Q+Q'_n}{2Q \cdot Q'_n} \sqrt{\frac{Q}{Q_0} - 1}$$

où la surtension limite d'accrochage Q_0 est mesurée expérimentalement et la surtension Q'_n calculée d'après :

$$Q'_n = \frac{f_0}{\Delta f'}$$

$\Delta f'$ étant l'élargissement introduit par le débit et évalué en (VII-46) :

$$\Delta f' = \frac{2}{\pi^2} \frac{D}{r_0^3}$$

La figure (X-38) représente l'évolution de l'amplitude de l'émission à l'intérieur de la plage d'accrochage, pour différentes valeurs du débit. La surtension Q , maintenue constante pendant le relevé de ces courbes, est choisie de telle sorte que le circuit fonctionne dans une zone de réponse linéaire.

Aux erreurs de mesure près, l'amplitude de l'oscillateur ne s'écarte pas de la loi elliptique prévue par la relation (III-16) :

$$\frac{E^2}{E_M^2} + \frac{\beta^2}{\beta_M^2} = 1$$

La figure (X-39) représente un enregistrement de l'amplitude et de la fréquence d'émission obtenu en balayant la plage d'accrochage de l'oscillateur.

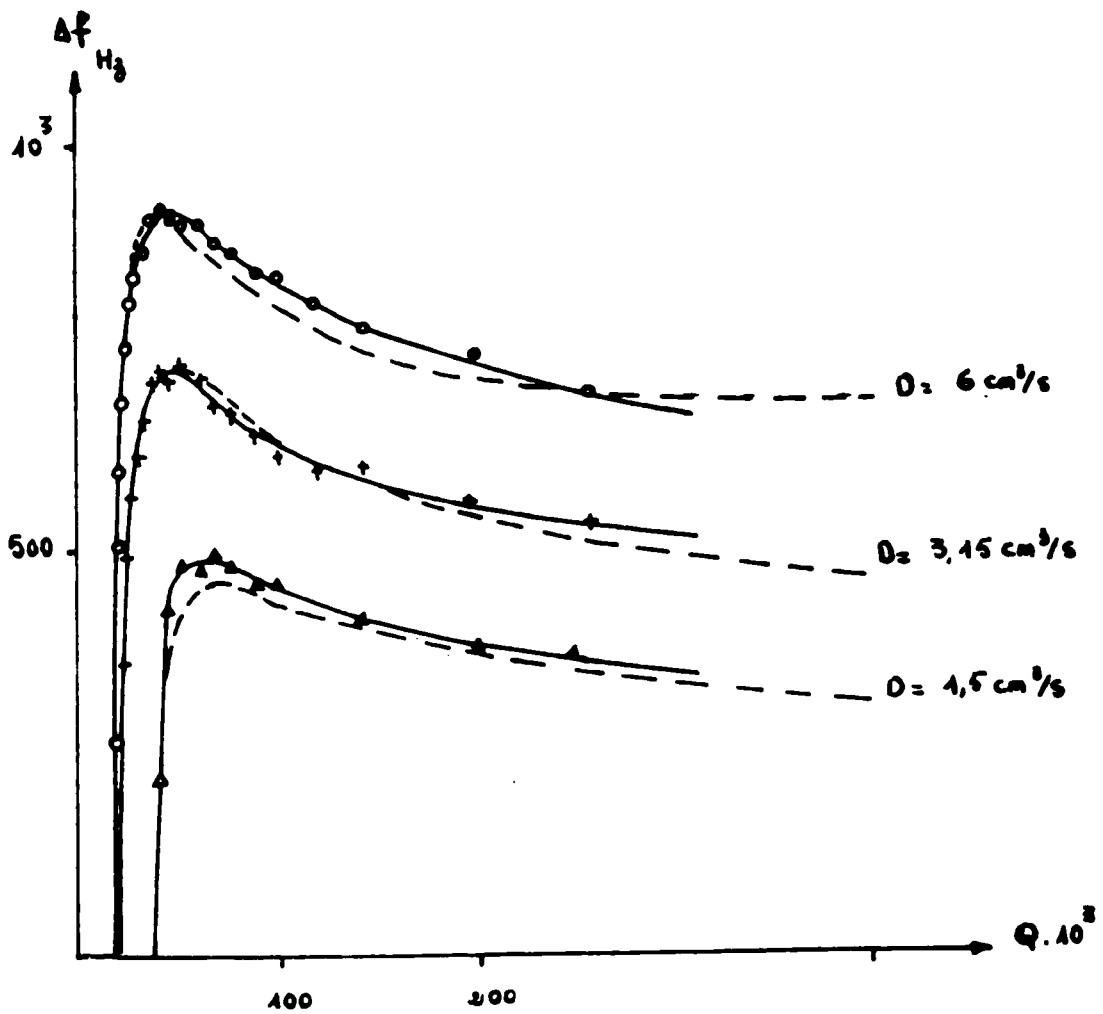


Fig. (X-37) Courbes expérimentales et théoriques de la largeur en fréquence de la plage d'accrochage de l'oscillateur pour différentes valeurs du débit

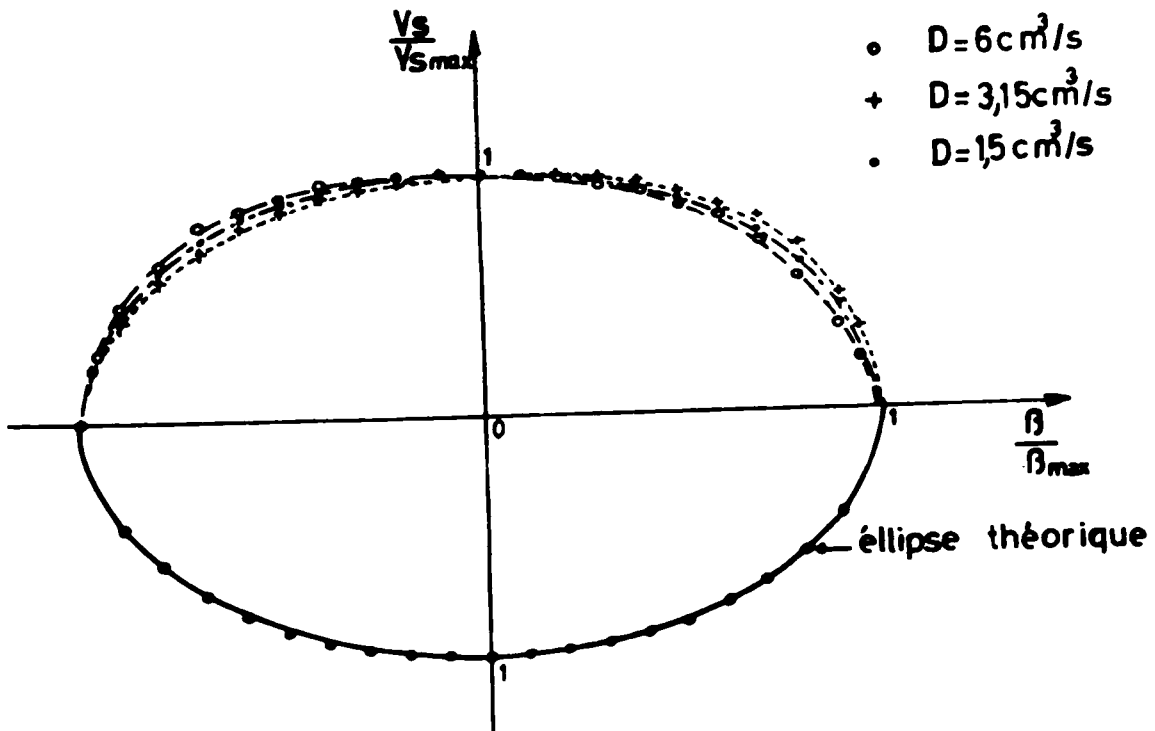


Fig.(x-36) Courbes expérimentales de l'amplitude de l'oscillation MASER à l'intérieur de la plage d'accrochage pour différentes valeurs du débit.

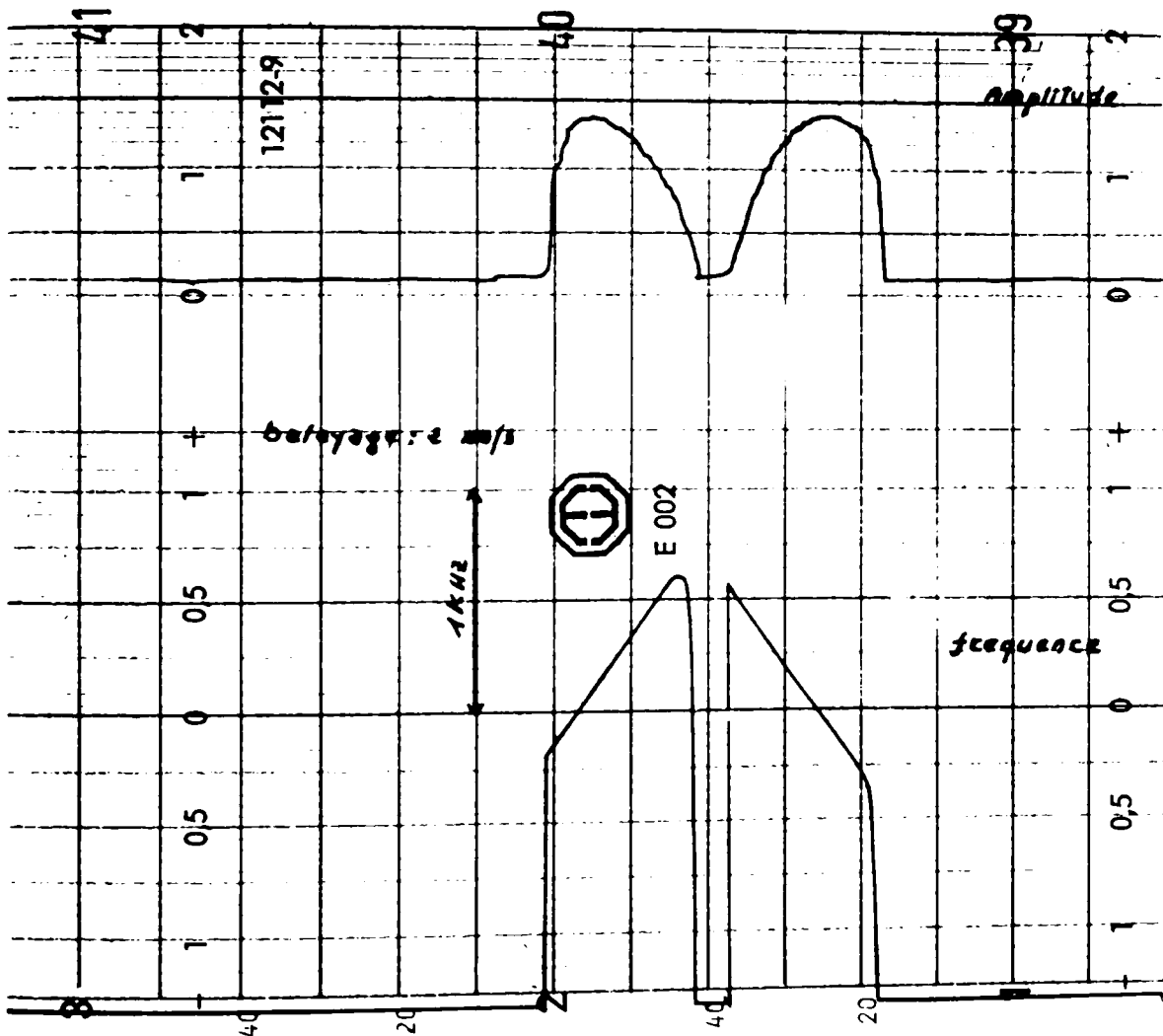


Fig.(X-39) Enregistrement de l'amplitude et de la fréquence d'émission obtenu en balayant la plage d'accrochage de l'oscillateur.

X.3 Régime transitoire.

La résonance magnétique de l'échantillon est excitée par un champ $H_0 = H'_0 + h$ dont l'allure en fonction du temps est représentée par la figure (X-40-a). h est un champ de modulation, fourni par dispositif de balayage, qui ajuste H_0 à sa valeur de résonance.

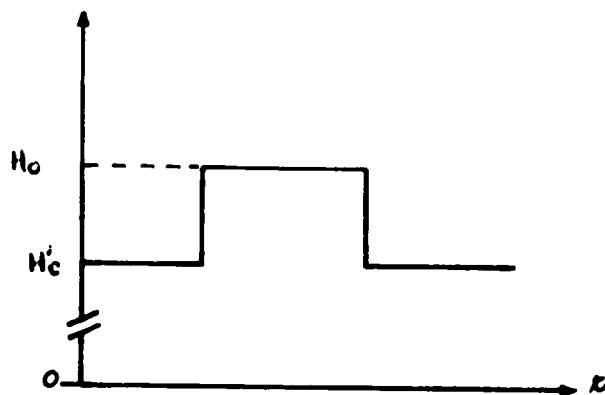


Fig.(X-40-a): Allure du champ d'excitation de la résonance.

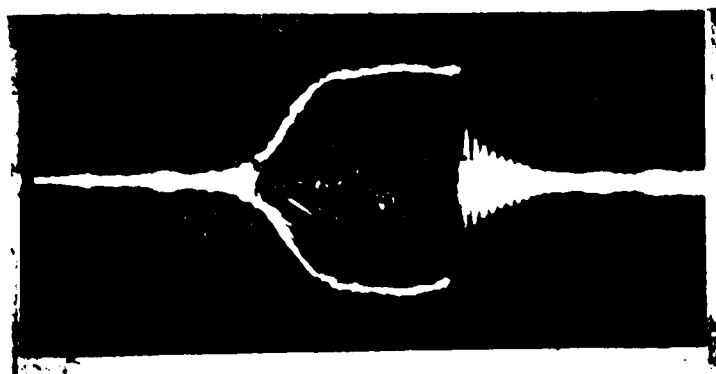


Fig.(X-40-b): Régime transitoire de l'oscillateur MASER.

La figure (X-40-b) reproduit les régimes d'établissement et d'extinction de l'oscillateur MASER, visualisés sur un écran d'oscilloscope. Les battements, de fréquence $(f-f_c)$, observés pendant le régime d'extinction, résultent de la superposition des régimes transitoires de la résonance magnétique de l'échantillon et du circuit de détection.

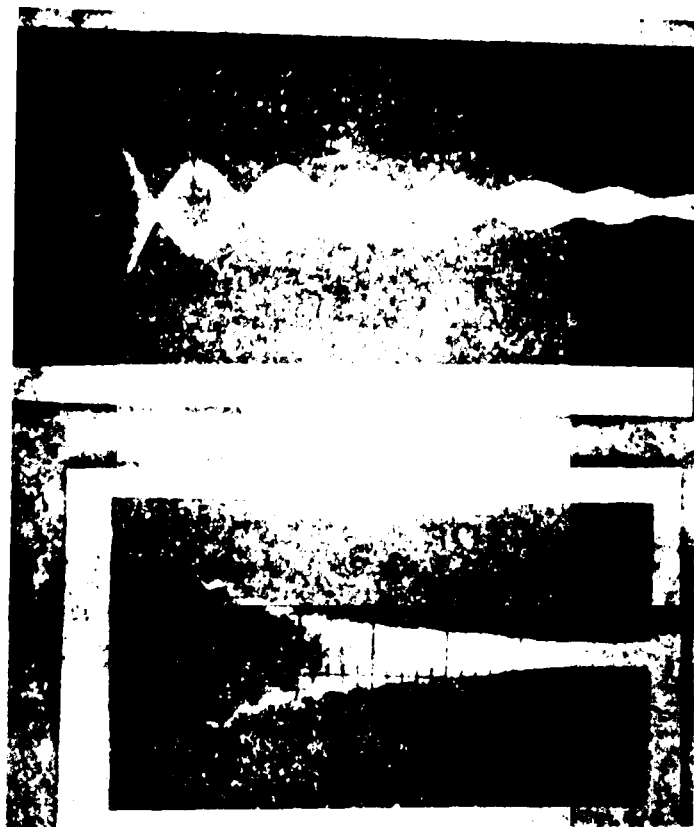


Fig.(X-41) régime d'extinction de l'oscillateur MASER

$$a/ T'_{2n} = \tau$$

$$b/ T'_{2n} \gg \tau$$

$\tau = \frac{2Q}{\omega_c}$: constante de temps du circuit de détection

$$T'_{2n} \neq T_{2n} \quad (T'_{2n} = T_{2n} \quad \text{si } f = f_0 = f_c)$$

balayage : 0,5 ms/cm

CHAPITRE XI

OSCILLATEUR MASER A DEUX DEGRES DE LIBERTE.

X.1.1 Oscillateur MASER à circuits couplés.

On rappelle que la présence d'un circuit accordé, faiblement couplé au circuit de détection de l'oscillateur MASER, offre un procédé de suppression de l'entraînement de la fréquence d'émission par rapport à la fréquence de Larmor de l'échantillon si la condition (IV-20) est réalisée au premier ordre :

$$k Q_2 = 1 \quad (\text{IV-20})$$

La bobine de réception est une hélice quart d'onde, couplée à un circuit résonnant sur sa fréquence d'accord f_c . La variation du coefficient de couplage k est assurée par une modification de la distance entre les deux bobines (figure XI-42). L'ensemble fait partie du dispositif multiplicateur de Q décrit au chapitre VIII qui permet la réalisation de la condition limite d'accrochage :

$$\frac{Q_1}{Q_2} = 1 + k^2 Q_2 Q_1 \quad (\text{IV-18})$$

Méthode de mesure.

Nous explorons la plage d'accrochage de l'oscillateur en faisant varier le champ directeur H_0 . Les variations de la fréquence d'émission sont mesurées à l'aide du dispositif enregistreur de l'étalon de fréquence "Schomandl". Nous répétons cette opération pour différentes valeurs du coefficient de surtension Q_1 .

Les résultats obtenus, après conversion des variations du champ H_0 en variations Δf_0 de la fréquence de Larmor, sont portés sur la figure (XI-43). L'entraînement de fréquence est pratiquement supprimé pour une distance entre les circuits de 20 mm.

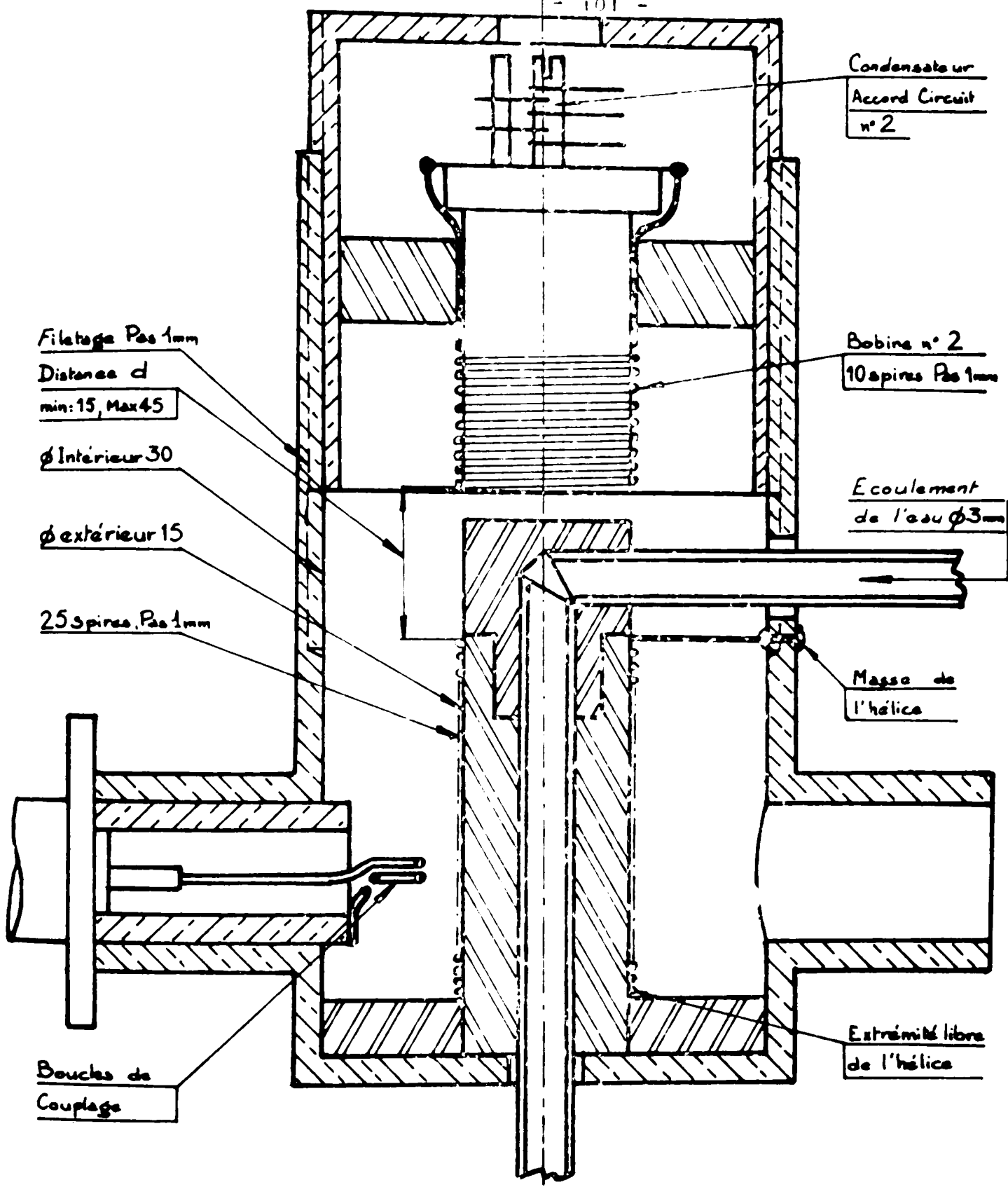


Fig. (XI-42) Sonde de détection de l'oscillateur MASER à circuit couplés.

Pour une valeur fixée f_0 et après contrôle de la dérive du champ directeur, les variations de la fréquence d'émission sont inférieures à la limite de résolution de l'étalon de fréquence (2Hz), pour des variations du coefficient Q_1 allant de $2 \cdot 10^4$ à $3 \cdot 10^5$. La fréquence d'émission de l'oscillateur MASER est rendue ainsi pratiquement indépendante du circuit de détection.

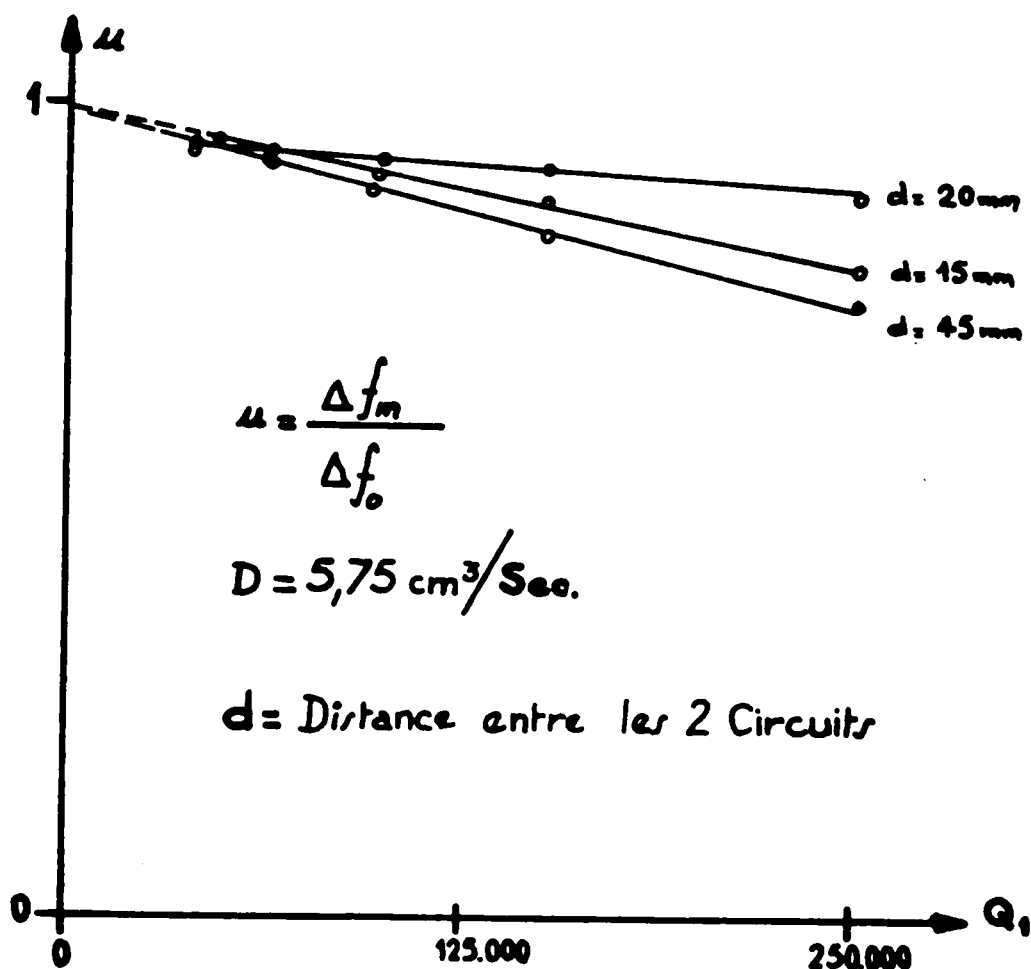


Fig.(XI-43) Variations relatives de la fréquence d'émission en fonction de la surtension Q_1 .

XI.2 Oscillateur MASER à deux fréquences d'émission.

La bobine de réception est l'hélice résonnante décrite au chapitre VII et l'échantillon un mélange de cyclohexane-benzène à égalité de protons. Les deux systèmes de spins, en interaction avec le circuit à haute surtension, constituent un oscillateur MASER à deux fréquences d'émission. Nous modifions la largeur ΔH_1 des deux plages d'accrochage en agissant sur la surtension du circuit et le débit du courant liquide. Nous avons observé les trois cas de fonctionnement que prévoit la théorie selon que $\Delta H \gtrless \Delta H_1$, ΔH étant l'écart en champ des centres des plages d'accrochage.

Les oscillogrammes et les enregistrements des variations d'amplitude et de fréquence obtenus en balayant le champ directeur sont représentés par les figures (XI-44), (XI-45) et (XI-46).

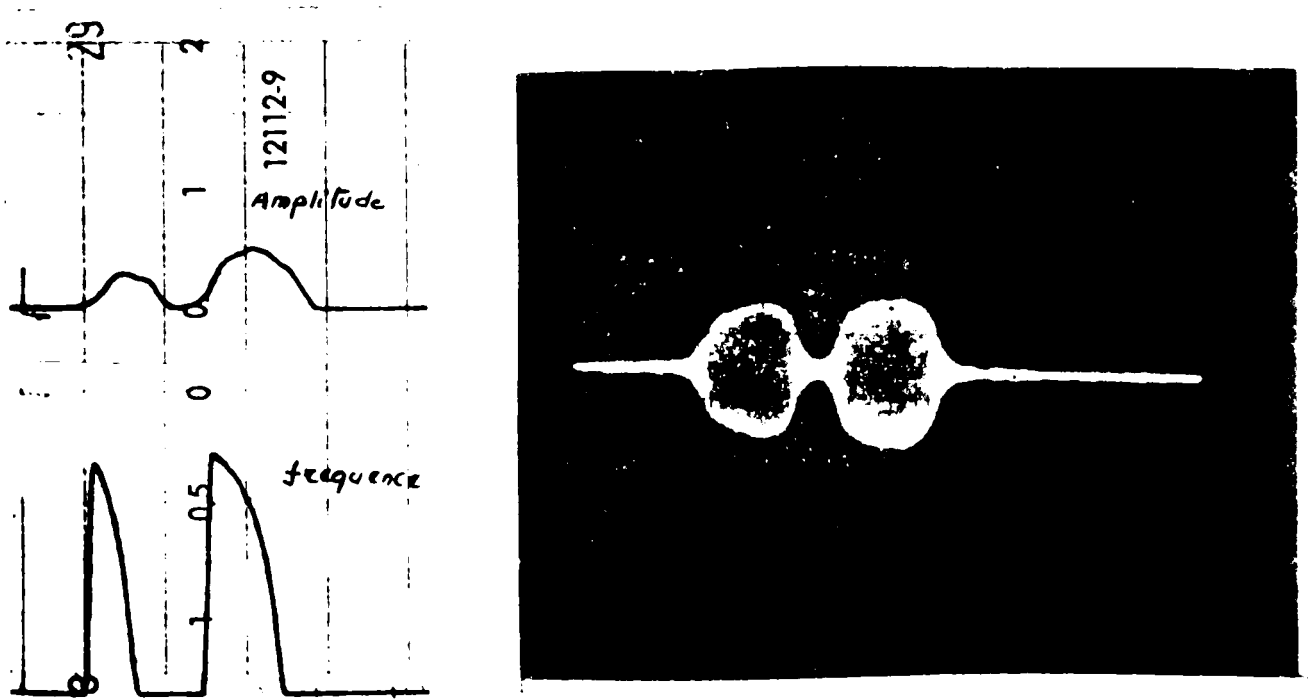


Fig.(XI-44) - $\Delta H < \Delta H_1$: Les deux émissions sont distinctes

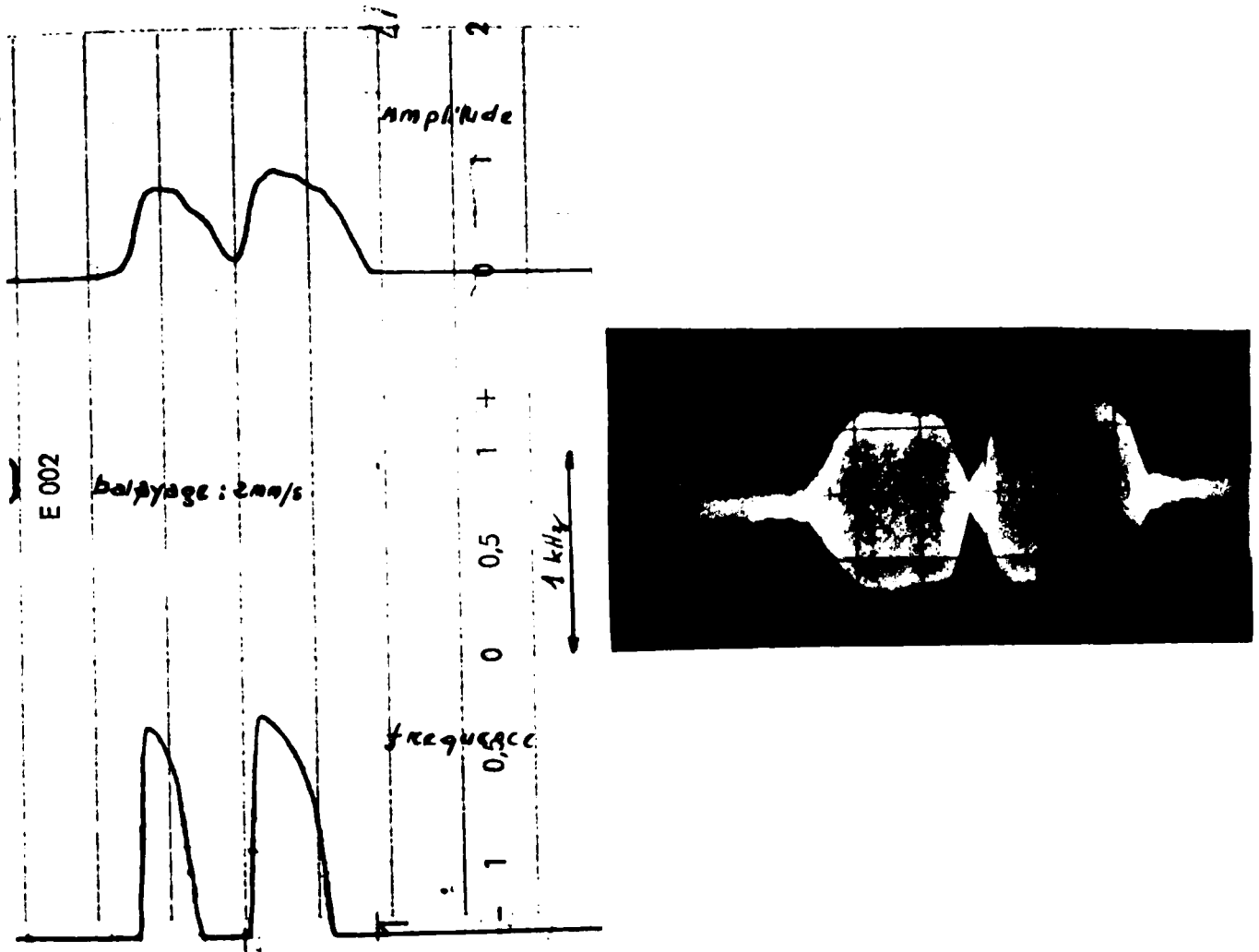


Fig.(XI-45) : $\Delta H = \Delta H_1$: Limite de l'entretien simultané des deux fréquences d'émission.

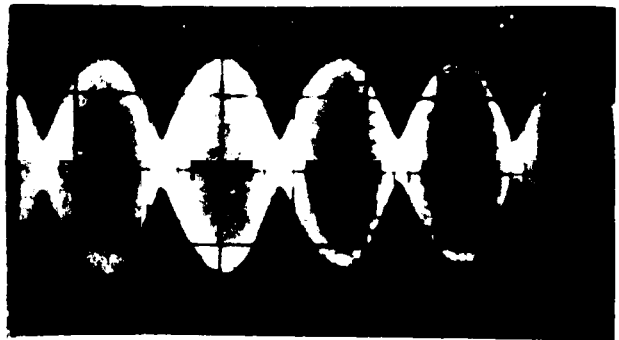
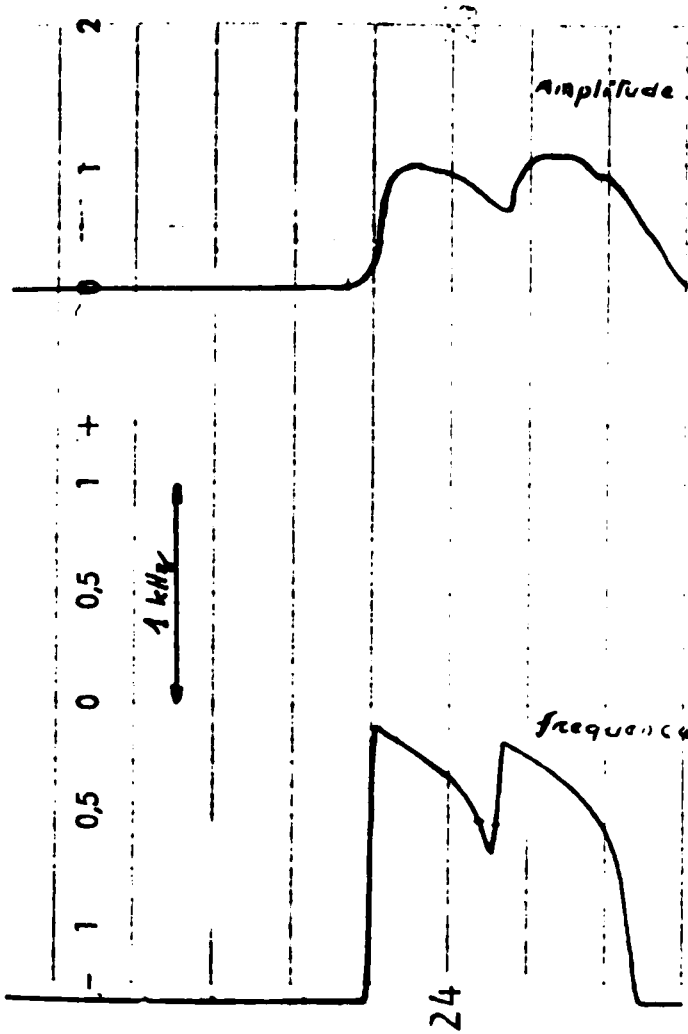


Fig.(XI-46) $\Delta H > \Delta H_1$: Entretien simultané des deux fréquences d'émission dans la zone de recouvrement des plages d'accrochage
- fréquence des battements : 200 Hz.

C O N C L U S I O N

Nous nous sommes attachés à présenter ici les études menées au cours d'un travail consacré à la réalisation d'un oscillateur MASER en champ fort.

L'utilisation d'un modèle électrique du couplage spins-circuit, ainsi que l'évaluation de la résistance négative ($-R_g$), dûe à l'effet MASER, nous ont permis de développer les lois de fonctionnement de cet oscillateur quantique en suivant une voie d'étude consacrée aux oscillateurs à réaction.

Pour réaliser la condition d'entretien des oscillations MASER, nous avons utilisé un dispositif à réaction électrique qui introduit dans la sonde de réception une résistance négative ($-R_n$). L'évaluation de cette résistance, qui s'ajoute à celle amenée par les spins, nous a amené à apporter un soin particulier à la réalisation du dispositif de détection. L'étude de sa stabilité et de sa linéarité nous a permis d'atteindre des valeurs de coefficient de surtension voisines de $6 \cdot 10^5$.

Nous avons analysé, de façon détaillée, le rôle de l'écoulement d'échantillon nécessaire à la réalisation de l'effet MASER. Pour évaluer l'effet du débit, nous avons développé l'étude de la propagation d'une onde guidée par une hélice quart d'onde qui constitue notre bobine de réception.

Nous avons mis en évidence, de façon expérimentale, l'influence du débit sur la tension d'oscillation et la largeur de la plage d'accrochage de l'oscillateur MASER. Nous avons constaté que l'étude théorique rendait parfaitement compte des phénomènes observés.

Nous avons utilisé l'analogie de description avec les oscillateurs à réaction pour généraliser cette étude aux oscillateurs MASER à deux degrés de liberté.

Nous avons réalisé un oscillateur MASER à circuits couplés dont la fréquence d'émission est indépendante du circuit de détection. Les variations de cette fréquence sont inférieures à la limite de résolution de l'étalon de fréquence qui la mesure.

Nous avons réalisé l'entretien simultané de deux fréquences d'émission MASER en utilisant un mélange de cyclohexane-benzène à égalité de protons. Ce procédé peut offrir une méthode de mesure précisée des glissements chimiques du composé par une analyse harmonique des battements observés.

ANNEXE I

Résolution du système d'équation (V-26) dans le cas
où $T_{1n} = T_{2n}$

$T_{1n} = T_{2n}$, le système (V-26) s'écrit :

$$M'_x + \frac{M_x}{T_{2n}} = \delta\omega M_y \quad (1)$$

$$M''_y + \frac{2}{T_{2n}} M'_y + (1 + \Omega^2 T_{2n}^2) \frac{M_y}{T_{2n}^2} = -\frac{\gamma h_1}{T_{2n}} M_o \quad (2)$$

$$\Omega^2 = \delta\omega^2 + \gamma^2 h_1^2$$

La solution générale de l'équation différentielle (2) se met sous la forme :

$$M_y = M_{yo} + e^{-t/T_{2n}} (A \cos \Omega t + B \sin \Omega t)$$

$$M_{yo} = -\gamma h_1 M_o \frac{T_{2n}}{1 + \Omega^2 T_{2n}^2}$$

Conditions à l'entrée de la bobine de détection :

$$t=0, \quad M_x(0) = M_y(0) = 0$$

$M_z(0) = M_o$; $M'_y(0) = -\gamma h_1 M_o$ d'après la ligne (2) des équations (V-25)

$$\text{d'où } M_y = M_{yo} \left[1 - e^{-t/T_{2n}} (\cos \Omega t - \Omega T_{2n} \sin \Omega t) \right]$$

L'expression de M_x , donnée par (1) s'écrit :

$$M_x = M_{xo} \left[1 - e^{-t/T_{2n}} \left(\cos \Omega t + \frac{1}{\Omega T_{2n}} \sin \Omega t \right) \right]$$

$$M_{x_0} = + \delta \omega T_{2n} M_{y_0}$$

d'où :

$$x''(t) = - \frac{M_y}{2h_1} = x''_0 \left[1 - e^{-t/T_{2n}} (\cos \Omega t - \Omega T_{2n} \sin \Omega t) \right]$$

$$x'(t) = \frac{M_x}{2h_1} = x'_0 \left[1 - e^{-t/T_{2n}} (\cos \Omega t + \frac{1}{\Omega T_{2n}} \sin \Omega t) \right]$$

$$x''_0 = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{T_{2n}}{1 + \Omega^2 T_{2n}^2}$$

$$x'_0 = - \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{\delta \omega T_{2n}^2}{1 + \Omega^2 T_{2n}^2}$$

ANNEXE II

Écoulement laminaire, expressions de $\langle \chi'' \rangle$ et $\langle \chi' \rangle$

L'expression de $\langle \chi'' \rangle$ est donnée par :

$$\langle \chi'' \rangle = T_0 \int_{T_0}^{\infty} \frac{\chi''}{T^2} dt$$

D'après (V-27) on a :

$$\langle \chi'' \rangle = \chi''_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{T_{2n}}{T_0} Z (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) + Z T_{2n} T_0 \left\{ \left(\int_{T_0}^{\infty} \frac{e^{-T/T_{2n}} \cos \Omega T}{T^3} - 2 \Omega T_{2n} \int_{T_0}^{\infty} \frac{e^{-T/T_{2n}} \sin \Omega T}{T^3} dT \right) \right\} \right]$$

on introduit la fonction A :

$$A = T_0 \int_{T_0}^{\infty} \frac{e^{-T/T_{2n}}}{T^3} (\cos \Omega T + j \sin \Omega T) dT = T_0 \int_{T_0}^{\infty} \frac{e^{\alpha T}}{T^3} dT$$

$$\alpha = -\frac{1}{T_{2n}} + j\Omega$$

$$\langle \chi'' \rangle = \chi''_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{T_{2n}}{T_0} Z (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) - Z T_{2n} \left\{ (\Omega^2 T_{2n}^2 - 1) R(A) + 2\Omega T_{2n} I(A) \right\} \right]$$

En introduisant la variable complexe $u = \alpha T$ et $x = u_0 = \alpha T_0$, il vient :

$$A = \alpha x \int_x^{\infty} \frac{e^u}{u^3} du$$

En remarquant que $|\arg(-x)| < \frac{\pi}{2}$, on aura :

$$A = -\alpha x \int_{-\infty}^x \frac{e^u}{u^3} du$$

soit après intégration par partie :

$$A = -\frac{\alpha x}{2} \left[\int_{-\infty}^x \frac{e^u}{u} du - \frac{e^x}{x} \left(1 + \frac{1}{x}\right) \right]$$

$$A = -\frac{\alpha x}{2} \left[E_i(x) - \frac{e^x}{x} \left(1 + \frac{1}{x}\right) \right]$$

La fonction $E_i(x)$ est développable en série entière pour toute valeur de x (33) :

$$E_i(x) = \gamma + \text{Log}(-x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{x^k}{k \cdot k!} \quad ; \quad |\arg(-x)| < \pi$$

$\gamma = 0,577$: constante d'Euler

Pour $|x| \gg 1$, le développement asymptotique de $E_i(x)$ est donnée par :

$$E_i(x) = \frac{e^x}{x} \left[\sum_{k=0}^n \frac{k!}{x^k} + O_n(x) \right]$$

$$|O_n(x)| \leq \frac{(n+1)!}{|x|^{n+1}} \quad \text{si} \quad R(x) \leq 0$$

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

- E.R. ANDREWS - NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE, Cambridge MONOG.
on PHYS.
- ABRAGAM - Les principes du Magnétisme Nucléaire. PUF. 1961.
1. Bloch (F). Phys. Rev. 1946, 70, 460.
 2. BENOIT (G.H). J. Phys. Rad. 1960 Suppl. N° 4, 212.
 3. ZHERNOVOÏ (A.I). Sov. Phys. Solid. State. Vol.9 N° 2. Août 1967.
 4. POUND (R.A), KNIGHT (W.D). Rev. Sci. Instr. 21, 219, 1950.
 5. PAYNE (J.B). I.E.E.E 12, 48, 54, 1954.
 6. FEHER BELL Syst. Techn. J. 36, 449, 1954.
 7. ROBINSON (F.N.H) J. Phys. Radium, 1958, 19, 840.
 8. DECORPS (M). Thèse Docteur Ingénieur Alger.
 9. BLOEMBERGEN (N), POUND (RV) - Phys. Rev 1954, 15. 8.
 10. GORDON (J.P), ZEIGER (H.J), TOWNES (C.H). Phys. Rev 1955, 99.
 11. VLADIMIRSKY (K.V). Nucl. Sci. Instr. and Meth 1957, 329.
 12. BENOIT (H). Thèse Paris 1959, Ed. MASSON, série A. N° 3397.
 13. BONNET (G). Thèse Grenoble Juin 1961.
 14. FRIC (C) Thèse Paris MASSON série A, N° 3582.
 15. SOLOMON (I) J. Phys. Rad. 1958, 19, 220
 16. BONANONI (I), HERMANN (J), DEPRINS (J), KARTASCHOTT
Rev, Sci. Inst. 1957, 27, 879.
 17. HENNEQUIN - Thèse Paris - 1951 ED. MASSON série A, N° 3727.
 18. SURYAN (G). Proc. Indian Acad. Sci. A33. 107. 1951.
 19. DENNIS (P.M), BENE (G.J), EXTERNAN (R.G), Arch. Sci. 5-32-1952.
 20. SINGER (J.R). J. Apply. Phys. Vol.31 N°1 1960
 21. SHOOLERY (J.N), Bloom (A.L). Phys. Rev. 90, 358, 1953.
 22. SHERMAN (C). Phys. Rev 93, 1429, 1954.
 23. ZHERNOVOÏ (A.I), LATYSHEV (G.D). Consultant bureau. NEW-YORK 1965.
 24. GUILMART (J). J. Phys. 29, 724, 1968.
 25. PEPIN (H). ONERA . Publication n° 125. 1968.

26. FRIC (C) - Thèse Paris 1960
27. PIERCE (J.R). PRINCETON - 1950
28. BEVENSEE (R.M). JOHN WILEY. New-York 1964.
29. VOLINO (F). Rapport CEA R. 3706.
30. WEBB (R.H) Rev. Sci. Inst. Vol. 33, 7, 1962.
31. BORDE (C), BOYER (P). Rev. Phys. Appl. 2, 128, 1967.
32. MAC. ALPINE (W.W), SCHILDKNECHT Proc. I.R.E 2099 - 1959.
33. LEBEDEV. Special Functions and their applications
Edit. JOHN WILEY 1965.
34. VAN DER POL. Phil. Magazine 43, 700, 1922.
35. JOUTY (R), ROCARD (Y). Rev. Sci. 84, 263, 1946.
36. BOUSSEAU (G). J. Phys. Suppl. N° 10, 24, 153, 1963.
37. RENARD D.E.S Paris - 1960.
38. CHESTER (P.F), WAGNER (P.E), CASTEL (J.G). Phys. Rev.
110, 281, 1958.
39. FEHER (G), GORDON (J.P), BUCHELER (E), GERE (E.A), THURMOND
(C.D) Phys. Rev. 109, 221, 1958.

Bobine de Retournement

Bobine de Détection

Bobines de Balayage



Vues du Dispositif de Mesure

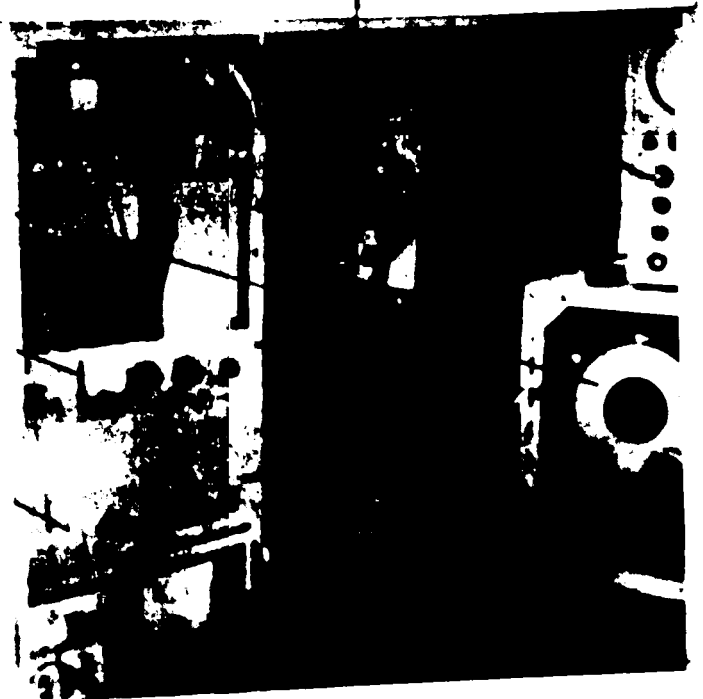
Sonde du Maser

Circuit de Détection

Générateur de Retournement

Dispositif de Contrôle de la
Dérive du Champ Magnétique

Réglages Homogénéité

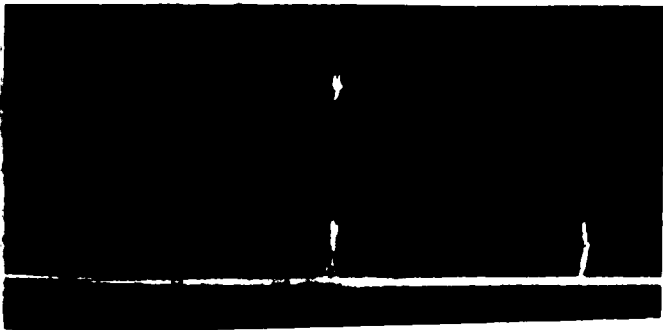




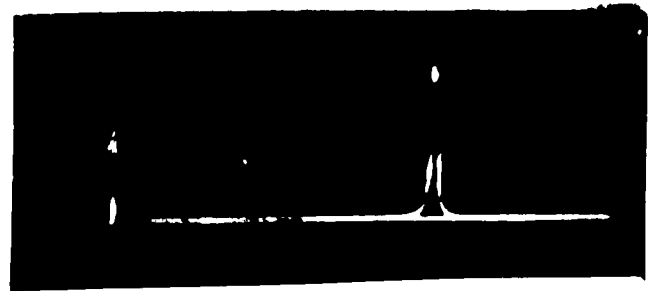
Circuit à Haute Surtension

a - Réponse du circuit observée au wobuloscope

b - Marqueur



60MHz Marqueur



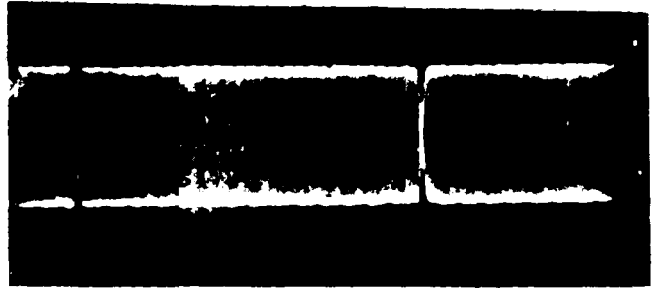
Marqueur

180MHz

Résonances de l'hélice quart d'onde observées au
wobuloscope

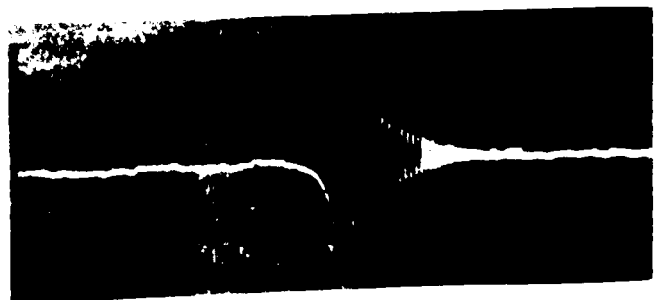
Observation de la R.M.N. sur le Signal de Sortie
du Spectromètre Autodyne

Absorption $\frac{\Delta V}{V} \approx 50\%$



Absorption $\frac{\Delta V}{V} = 100\%$

Signal de R.M.N. en
Balayage Rapide



Oscilloscope : balayage 5 ms. par cm.