

Décembre 1967

LRP 35/67

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

APPAREIL DE MESURE
DES PROPRIETES D'UN CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT
=====

I.R. Jones

J-M. Peiry

D. Cocq

LAUSANNE

Décembre 1967

LRP 35/67

APPAREIL DE MESURE
DES PROPRIETES D'UN CHAMP MAGNETIQUE TOURNANT

I.R. Jones

J-M. Peiry

D. Cocq

A b s t r a c t

An apparatus is described which allows one to measure the properties of a rotating magnetic field. This apparatus is used to monitor the field during the formation of a rotating field pinch.

Lausanne

Table des Matières

	<u>Page</u>
<u>Introduction</u>	2
<u>1^e partie: La double sonde magnétique</u>	
I.- Description de la double sonde	3
II.- Circuit électrique de l'un des canaux de la double sonde	4
III.- Etalonnage de la double sonde	6
IV.- Test de la double sonde.- Utilisation des sondes de courant	11
<u>2^e partie: L'élévateur au carré</u>	
I.- Description de l'appareil	15
II.- Etalonnage de l'appareil.- Performances	17
<u>3^e partie: Performances de l'ensemble double sonde magnétique, sondes de courant, élévateur au carré</u>	
I.- Mesure de la pression magnétique	19
II.- Mesure de la pression magnétique près de la paroi du tube de décharge.- Réglage du champ tournant	20
III.- Conclusions	23
<u>Figures</u>	25

INTRODUCTION

Dans notre laboratoire, le problème de la production, du confinement, de la stabilisation et du chauffage d'une colonne cylindrique de plasma au moyen de champs magnétiques tournants, est étudié expérimentalement. Dans une expérience typique (réf. 1), un gaz est préionisé dans un tube de décharge cylindrique équipé d'une électrode annulaire à chaque extrémité et placé à l'intérieur d'un solénoïde; puis, le plasma préionisé est soumis à des décharges simultanées, l'une azimutale (θ), l'autre axiale (z), alimentées par des générateurs HF. Les courants de décharge I_{θ} et I_z sont des trains d'oscillations HF (~ 3 MHz) de 7 périodes d'amplitude croissante.

Pour obtenir le champ tournant dans le plan tangent à la paroi intérieure du tube de décharge, les générateurs HF sont d'abord programmés de manière que les enveloppes des champs magnétiques B_z et B_{θ} engendrés par les courants I_{θ} et I_z y aient la même forme et la même amplitude; puis la phase de l'un des générateurs est ajustée jusqu'à ce que le déphasage entre les deux champs magnétiques soit de 90° à la paroi.

L'appareil décrit dans ce rapport permet de réaliser facilement et avec une bonne précision le champ magnétique polarisé circulairement.

En essence, l'appareil fonctionne comme suit: une sonde magnétique, sensible simultanément aux deux champs magnétiques B_z et B_{θ} , est placée aussi près que possible de la paroi intérieure du tube de décharge. Les deux signaux de sortie de la sonde magnétique sont intégrés passivement, et les tensions intégrées, proportionnelles à B_z et B_{θ} , alimentent un système électronique d'élévation au carré. L'élévateur au carré a trois sorties qui donnent, respectivement, un signal proportionnel à B_z^2 , un signal proportionnel à B_{θ}^2 et un signal proportionnel à $B^2 = B_z^2 + B_{\theta}^2$, carré de l'amplitude du champ magnétique. Ce dernier signal est évidemment proportionnel à la densité d'énergie magnétique du champ tournant. Une examination de B_z^2 et de B_{θ}^2 montre directement si les enveloppes des champs magnétiques oscillants ont une dépendance temporelle similaire,

alors que le troisième signal de sortie indique la nature du champ tournant. Dans notre application, les générateurs haute fréquence sont ajustés jusqu'à ce que l'oscillation superposée à ce dernier signal soit minimum.

En pratique, un artifice a dû être utilisé pour éviter les perturbations locales du plasma introduites par la sonde magnétique lorsqu'elle touche la paroi intérieure du tube de décharge. Des sondes magnétiques extérieures au tube, étalonnées à partir de la sonde magnétique intérieure au moyen d'un fantôme (cylindre métallique simulant le plasma), alimentent l'élévateur au carré et permettent ainsi le réglage du champ tournant à la paroi intérieure du tube de décharge.

Dans ce rapport, seule une application bidimensionnelle de ce projet a été développée. Toutefois, l'appareil pourrait en principe être modifié de manière à inclure un troisième canal, à savoir pour B_r , et être utilisé dans diverses situations expérimentales qui exigent la connaissance de la densité d'énergie magnétique.

lère PARTIE

LA DOUBLE SONDE MAGNETIQUE

I.- Description de la double sonde

La fig. 1 montre la construction des bobines d'une double sonde magnétique. Les deux photographies ont été prises dans deux directions à angle droit. La bobine intérieure, sensible au champ B_θ , se compose de six spires de fil de cuivre de 0,15 mm de diamètre. Le petit volume limité par l'enroulement de B_θ est rempli d'araldite et le solide ainsi formé sert de corps de bobine pour l'enroulement de B_z qui se compose de treize spires du même fil de cuivre.

Les détails de la construction de la sonde magnétique complète sont montrés à la fig. 2. Les deux fils venant de chacune des bobines ma-

gnétiques sont torsadées et les paires de conducteurs torsadés sont enfilées dans un tube de cuivre de 1,15 mm de diamètre intérieur et de 915 mm de longueur. L'extrémité du tube de cuivre éloignée des bobines magnétiques est soudée à une boîte de laiton argenté. Les conducteurs venant des bobines sont soudés à des prises bifilaires montées sur la boîte. Les bobines magnétiques et le tube de cuivre sont insérés dans une gaine de verre isolante et la boîte de laiton argenté est encastrée dans un support de protection en plexiglas, auquel la gaine de verre est cimentée.

Les signaux de sortie de la sonde magnétique alimentent le primaire de deux transformateurs d'impulsion isolés. Des résistances, R , sont connectées directement au secondaire de ces transformateurs, et la tension produite aux bornes de chaque résistance R est transmise, au moyen d'un câble triaxial correctement adapté, à une cage de Faraday conventionnelle, dans laquelle sont placés les oscilloscopes et aussi l'élévateur au carré, qui sera décrit dans la deuxième partie de ce rapport. Les signaux apparaissant à la sortie des câbles adaptés sont directement proportionnels aux composantes B_z et B_θ de l'induction magnétique à laquelle la sonde est soumise, l'intégration nécessaire des signaux de la sonde étant réalisée en tirant parti de la self-inductance de fuite des transformateurs d'isolation.

La gaine extérieure du câble triaxial sert de blindage électromagnétique; elle est connectée d'une part au boîtier métallique des transformateurs et à l'écran électrostatique séparant les enroulements, d'autre part à la cage de Faraday.

II.- Circuit électrique de l'un des canaux de la double sonde

La figure 3 montre le circuit électrique de l'un des canaux (B_z ou B_θ).

Placée dans un champ magnétique sinusoïdal $\vec{B} = B_0 e^{j\omega t}$ (l'axe de la bobine étant parallèle aux lignes de champ) la bobine fournit une tension à vide:

$$\overline{V}_0 = NA j\omega \overline{B}$$

avec N: nombre de spires

A: surface de chaque spire

Si la sonde doit débiter un courant, il faut tenir compte de la self-inductance L de la bobine. Les fils de connection constituent une ligne de transmission d'impédance caractéristique $Z_0 \approx 100 \Omega$ et de longueur $l \approx 950$ mm. Le transformateur d'isolation placé à la sortie de la ligne, a une self de fuite importante due à l'écran électrostatique qui sépare les enroulements. La ligne se trouve de ce fait chargée par une impédance inductive $\gg jZ_0$ à 3 MHz. A cette fréquence, la longueur d'onde (~ 100 m) est beaucoup plus grande que la longueur l de la ligne. qui peut dès lors être considérée (d'après le diagramme de Smith) comme une capacité concentrée C.

Pour l'étude du système, le transformateur d'isolation (de rapport 1/1) peut être remplacé par son schéma équivalent, et le câble adapté connecté au secondaire, par une résistance de 75 Ω . (fig. 4)

La valeur des différents éléments est approximativement:

$$L \approx 0,1 \mu\text{H}$$

$$C \approx 80 \text{ pF}$$

$$L_0 \approx 100 \mu\text{H}$$

$$L_i \approx 2 \times 12 \mu\text{H} = 24 \mu\text{H}$$

$$R \approx 20 \Omega$$

$$R_i = \left| \frac{R}{75\Omega} \right| \approx 15 \Omega$$

et leurs impédances respectives valent à 3MHz:

$$\omega L \approx 2 \Omega$$

$$\frac{1}{\omega C} \approx 660 \Omega$$

$$\omega L_0 \approx 2 \text{ k}\Omega$$

$$\omega L_i \approx 2 \times 225 \Omega = 450 \Omega$$

$$R_i \approx 15 \Omega$$

Ces chiffres montrent que l'effet de L_0 est pratiquement négligeable et qu'on peut considérer son impédance comme infinie. On voit que le transformateur se comporte comme un intégrateur de constante de temps:

$$\tau = \frac{L_i}{R_i} \approx 1,6 \mu\text{sec}$$

L'impédance ωL de la bobine est négligeable devant celle du circuit-bouchon formé par la capacité C et la self L_i (fréquence de résonance $\approx 3,6$ MHz) dont l'impédance à 3 MHz vaut déjà environ 1,4 k Ω .

Dans ces conditions, le rapport de la tension à l'entrée de l'oscilloscope à la tension fournie par la bobine vaut:

$$\frac{\bar{V}}{\bar{V}_0} = \frac{R_i}{R_i + j\omega L_i} = \frac{1}{1 + j\omega\tau} = \left| \frac{\bar{V}}{\bar{V}_0} \right| e^{-j\delta}$$

avec $\omega\tau = 2\pi \cdot 3 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \mu\text{sec} = 30$

Admettant une erreur de 0,5 o/oo sur l'amplitude $\left| \frac{\bar{V}}{\bar{V}_0} \right|$ et de 2° sur la phase δ , on peut écrire:

$$\frac{\bar{V}}{\bar{V}_0} \approx \frac{1}{j\omega\tau}$$

ce qui permet d'étalonner l'oscilloscope en unités de champ magnétique:

$$\bar{V} = \frac{\bar{V}_0}{j\omega\tau} = \frac{NAj\omega\bar{B}}{j\omega} = \frac{NA}{\tau} \bar{B}$$

ou

$$\bar{B} = \left(\frac{\tau}{NA} \right) \bar{V}$$

III.- Etalonnage de la double sonde

a) Exigences de l'étalonnage

Pour avoir une mesure absolue des champs B_z et B_θ , il suffit de connaître les valeurs des rapports τ_z/NA_z et τ_θ/NA_θ . Toutefois, comme les signaux de la double sonde sont destinés à être élevés au carré et additionnés, deux conditions supplémentaires doivent être satisfaites avec une bonne précision:

1°) $\frac{\tau_z}{NA_z} = \frac{\tau_\theta}{NA_\theta}$, de manière qu'à des champs B_z et B_θ égaux correspondent des signaux V_z et V_θ égaux.

2°) Le déphasage entre les signaux V_z et V_θ doit être égal à celui des champs B_z et B_θ .

Tout défaut d'étalonnage en amplitude et en phase provoque une oscillation parasite qui se superpose aux variations vraies de la pression magnétique. Soit en effet une pression magnétique constante, correspondant à un champ parfaitement tournant: alors, si les rapports $\frac{\tau_z}{NA_z}$ et $\frac{\tau_\theta}{NA_\theta}$ ont été mesurés séparément avec une erreur relative de $\pm \epsilon$, et si le déphasage entre les signaux a été mesuré à $\pm \Delta\phi$ près, la pression magnétique mesurée présentera une oscillation parasite dont l'amplitude relative vaudra approximativement:

$$\frac{\Delta p_{mes}}{p_{mes}} \approx \pm \sqrt{(2\epsilon)^2 + (\Delta\phi \text{ rad})^2}$$

Le calcul exact de cette oscillation est effectué dans la troisième partie de ce rapport.

b) Etalonnage en amplitude de la double sonde

Pour étalonner la double sonde, un champ magnétique homogène a été produit au moyen d'une bobine de Helmholtz. L'amplitude du champ a été mesurée en "basse" fréquence (100 kHz) de deux manières: d'une part au moyen d'une sonde magnétique-étalon comportant une seule spire de surface connue; d'autre part, à partir de la géométrie de la bobine de Helmholtz et du courant la traversant, mesuré au moyen d'une self-étalon (réf. 2). Les valeurs trouvées coïncident à 1 % près. En "haute" fréquence (15 MHz), l'amplitude du champ a été déterminée à partir du courant mesuré, légèrement corrigé de manière à tenir compte de la fréquence propre (57 MHz) de la bobine de Helmholtz.

La double sonde a d'abord été testée sans ses intégrateurs, chargée par l'impédance caractéristique des câbles de 75Ω adaptés, ce qui nécessitera un contrôle à posteriori dans les conditions exactes de travail.

La figure 7 montre la réponse en fréquence des canaux z et θ , ainsi que l'évolution du rapport $\frac{NA_z}{NA_\theta}(f)$. Les grandeurs NA_z et NA_θ seront considérées désormais comme des fonctions de la fréquence, englobant les variations de sensibilité dues aux éléments parasites négligés.

c) Intégrateurs

Les intégrateurs constitués par les deux transformateurs d'isolation à écran électrostatique sont soumis à certaines conditions:

1^o) Comme on s'en souvient, le système doit satisfaire à la condition:

$$\frac{NA_Z}{\tau_Z} = \frac{NA_\Theta}{\tau_\Theta}, \text{ qui peut s'écrire: } \frac{\tau_Z}{\tau_\Theta} = \frac{NA_Z}{NA_\Theta}$$

Cette condition ne peut évidemment pas être satisfaite exactement pour n'importe quelle fréquence f , puisque le rapport $\frac{NA_Z}{NA_\Theta}$ est fonction de f et que le rapport $\frac{\tau_Z}{\tau_\Theta}$ sera vraisemblablement une autre fonction de f . Comme la sonde est destinée à travailler autour de 3MHz, on ajustera le rapport $\frac{\tau_Z}{\tau_\Theta}$ de manière que la condition soit satisfaite dans ce domaine de fréquences.

2^o) Les signaux doivent être convenablement intégrés dans le domaine de fréquences d'utilisation:

$$\omega\tau \gg 1; \quad \tau \gg \frac{1}{2\pi f} = \frac{1}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^6} \approx 0,05 \mu\text{sec}$$

on prendra: $\tau > 20 \cdot 0,05 \mu\text{sec} = 1 \mu\text{sec}$

3^o) L'élévateur au carré est conçu pour des tensions d'entrée maxima de 5 V crête. Il faut que cette tension corresponde approximativement à l'induction B maxima obtenue dans notre expérience, soit environ 2,5 kGauss:

$$\frac{\tau}{NA} = \frac{B}{V} \approx \frac{2,5 \text{ kG}}{5V} = 0,05 \frac{Wb}{Vm^2} = 0,05 \frac{Vs}{Vm^2} = 0,05 \frac{\mu\text{sec}}{mm^2}$$

Les surfaces NA_Z et NA_Θ ont été choisies approximativement égales à 25 mm^2 de manière qu'il soit possible de satisfaire aux trois conditions ci-dessus.

Le graphique de la figure 7 donne à 3 MHz:

$$NA_Z = 27,4 \text{ mm}^2; \quad NA_\Theta = 23,4 \text{ mm}^2$$

D'où: $\tau_Z \approx 0,05 \frac{\mu\text{sec}}{mm^2} \cdot 27,4 \text{ mm}^2 = 1,37 \mu\text{sec}$

$$\tau_\Theta \approx 0,05 \frac{\mu\text{sec}}{mm^2} \cdot 23,4 \text{ mm}^2 = 1,17 \mu\text{sec}$$

$$\frac{\tau_Z}{\tau_\Theta} \approx 1,17$$

Les self-inductances de fuite des deux transformateurs étant fixes et égales à 23,5 μH ($\pm 2\%$), on ajuste τ_z et τ_θ en choisissant convenablement les résistances R, puisque :

$$\tau = \frac{L_i}{R_i} \quad \text{et} \quad R_i = \left\| \begin{array}{l} R \\ 75\Omega \end{array} \right\|$$

d) Réponse en fréquence des transformateurs-intégrateurs

Le fonctionnement des intégrateurs a été testé en les alimentant par la même tension d'entrée V_e et en mesurant les tensions de sortie V_{sz} et $V_{s\theta}$. Les rapports V_{sz}/V_e et $V_{s\theta}/V_e$ ont été reportés en fonction de f sur le graphique logarithmique de la figure 8 sur lequel on a représenté également les courbes théoriques et leur asymptotes.

Les déphasages n'ont pas été testés directement, mais les tensions de sortie ont été comparées avec celles données par des intégrateurs classiques RC de constantes de temps beaucoup plus grandes, les signaux d'entrée étant des trains d'oscillations de 3MHz modulés en amplitude, et aucune différence n'a pu être décelée entre les différents intégrateurs.

La figure 9 montre l'évolution du rapport :

$$\frac{V_{s\theta}}{V_{sz}} = \sqrt{\frac{1 + (\omega\tau_z)^2}{1 + (\omega\tau_\theta)^2}} \approx \frac{\tau_z}{\tau_\theta}$$

Autour de 3MHz, on trouve :

$$\frac{\tau_z}{\tau_\theta} \approx \frac{V_{s\theta}}{V_{sz}} = 1,19 \text{ au lieu du rapport prévu } 1,17$$

e) Contrôle de $\frac{NA_z}{\tau_z}$ et $\frac{NA_\theta}{\tau_\theta}$ à 3MHz avec l'ensemble double sonde-intégrateurs

Le système complet double sonde-intégrateurs a été contrôlé à 3MHz au moyen de la bobine de Helmholtz. On a trouvé les valeurs suivantes:

$$\frac{B_z}{V_{sz}} = \frac{\tau_z}{NA_z} = 506 \frac{\text{Gauss}}{V} \quad (+ 2 \%)$$
$$\frac{B_\theta}{V_{s\theta}} = \frac{\tau_\theta}{NA_\theta} = 518 \frac{\text{Gauss}}{V} \quad (+ 2 \%)$$
$$\frac{V_{sz}}{V_{s\theta}} = 1,025 \quad (+ 1 \%)$$

En pratique, on prend: $\frac{B_z}{V_{sz}} = \frac{B_\theta}{V_{s\theta}} = 512 \frac{\text{Gauss}}{V} \quad (+ 3 \%)$

Le rapport $\frac{V_{sz}}{V_{s\theta}}$ montre qu'à des champs B_z et B_θ égaux correspondent des tensions V_{sz} et $V_{s\theta}$ égales à 2,5 % près. Ce chiffre sera combiné plus loin avec d'autres erreurs pour déterminer les performances de l'appareil complet.

f) Contrôle du déphasage entre les signaux de la double-sonde

Un petit déphasage ($0,4^\circ$) dû à l'inégalité des constantes de temps est prévisible.

Bien que les câbles soient choisis de longueur strictement égale, d'autres petits déphasages dus aux éléments parasites négligés, peuvent se produire; pour les mesurer globalement, la double sonde a été introduite au centre de la bobine de Helmholtz à 45° par rapport à la direction du champ magnétique. Ainsi, les deux bobines mesurent des composantes B_z et B_θ exactement en phase, et d'amplitudes approximativement égales.

Les signaux recueillis à la sortie des intégrateurs sont envoyés sur un oscilloscope X, Y; l'excentricité de l'ellipse de Lissajoux obtenue permet de déterminer le déphasage entre V_{sz} et $V_{s\theta}$.

Après avoir vérifié à l'oscilloscope double-trace que $V_{s\theta}$ est bien en avance sur V_{sz} , le déphasage mesuré ($2,5^\circ$) a été compensé en ajoutant environ 45 cm au câble adapté du canal θ . On peut alors admettre que le déphasage résiduel est inférieur à 1° .

IV.- Test de la double sonde

Utilisation des sondes de courant

a) Etalonnage des sondes de courant au moyen de la double sonde

Les courants de décharge I_z et I_θ produisant le champ tournant peuvent être mesurés au moyen de sondes de courant montées sur l'expérience. Ces sondes sont en fait des sondes magnétiques constituées d'une seule spire, placées à l'extérieur du tube de décharge.

En vue de la comparaison des signaux de la double sonde à ceux des sondes de courant, un tube d'aluminium de 30 mm de diamètre simulant le plasma (fantôme) est introduit dans le tube de décharge et connecte l'une à l'autre les électrodes du courant I_z .

La double sonde est alors enfilée axialement entre le fantôme et la paroi intérieure du tube de décharge ($\phi_{int} = 48$ mm) de manière à toucher cette dernière. Le diamètre extérieur de l'isolation de verre de la double sonde étant de 3 mm, elle mesure ainsi le champ magnétique à 1,5 mm de la paroi, soit à la distance $r = 22,5$ mm de l'axe du tube de décharge.

Les signaux homologues à comparer sont:

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{B_z} = \text{signal du canal } z \text{ de la double sonde; mesure la composante} \\ \quad B_z \text{ due au courant } I_\theta \\ V_{I_\theta} = \text{signal de la sonde du circuit d'accord } \theta; \text{ mesure } I_\theta. \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{B_\theta} = \text{signal du canal } \theta \text{ de la double sonde; mesure la composante} \\ \quad B_\theta \text{ due au courant } I_z \\ V_{I_z} = \text{signal de la sonde du circuit d'accord } z; \text{ mesure } I_z. \end{array} \right.$$

Les intégrateurs utilisés avec les sondes de courant sont des transformateurs-intégrateurs analogues à ceux de la double sonde. Leur constante de temps a été ajustée de manière que les amplitudes des signaux soient proportionnelles :

$$\frac{V_{B_z}}{V_{I_\theta}} = \frac{V_{B_\theta}}{V_{I_z}} = 1,66 \quad (\pm 0,5 \%)$$

Un câble de retard a aussi été ajouté à l'une des sondes de courant, de façon que le déphasage soit le même entre V_{I_θ} et V_{I_z} qu'entre V_{B_z} et V_{B_θ} .

Ayant constaté la parfaite similitude des oscillogrammes des champs et des courants, on peut dès lors considérer les sondes de courant comme mesurant le champ magnétique à 1,5 mm de la paroi, à condition que la densité de courant soit nulle dans la couche cylindrique comprise entre $r = 22,5$ mm et $r = 24$ mm.

On a alors :

$$\frac{B_z(r=22,5)}{V_{I_\theta}} = \frac{B_\theta(r=22,5)}{V_{I_z}} = 1,66 \cdot 512 \frac{G}{V} = 850 \frac{G}{V} \quad (\pm 3,5 \%)$$

Les sondes de courant pourront donc, le cas échéant, remplacer la double sonde pour le réglage du champ tournant près de la paroi.

Remarque: Il est évident que, soit avec la double sonde, soit avec les sondes de courant, le champ magnétique ne peut être rendu parfaitement tournant à la surface du plasma, que pour une valeur particulière du rayon r_p du cylindre de plasma. Supposons les signaux des sondes de courant égaux en amplitude et déphasés de 90° : dans ces conditions idéales, si le plasma est d'abord confiné par la paroi et s'en éloigne progressivement, le champ à sa surface est d'abord légèrement elliptique ($\frac{B_z}{B_\theta} = \frac{24}{22,5}$), devient circulaire pour $r_p = 22,5$ mm, puis de nouveau de plus en plus elliptique avec $\frac{B_z}{B_\theta} < 1$ lorsque r_p continue à diminuer. Pour y remédier, on pourrait envisager un autre réglage du champ tournant pour la deuxième partie de la décharge, réalisé avec la double sonde placée à une distance $r < 22,5$ mm de l'axe du tube de décharge.

b) Comparaison des signaux de la double sonde à ceux des sondes de courant dans le plasma

Ayant ôté le fantôme et remplacé la double sonde contre la paroi du tube de décharge, on a fait des décharges HF dans 60 mTorr d'hydrogène préionisé par une impulsion de courant de 10 kA pendant 35 μ sec. Les oscillogrammes de $V_{B_z} - V_{I_\theta}$ et $V_{B_\theta} - V_{I_z}$ pris simultanément sont montrés à la figure 10. On a reporté sur le graphique de la figure 11 le rapport des amplitudes V_{B_z}/V_{I_θ} et V_{B_θ}/V_{I_z} pour chaque demi-période, ainsi que la valeur 1,66 obtenue avec le fantôme.

Ces résultats sont assez inattendus et nécessitent une hypothèse: il s'agit tout d'abord d'expliquer pourquoi V_{B_θ} est globalement plus atténué que V_{B_z} . En effet, la théorie de l'effet de peau dans un cylindre de résistivité η prévoit pratiquement la même atténuation des composantes B_z et B_θ près de la surface, dès que $r_0/\delta \gg 1$ (r_0 = rayon du cylindre; $\delta = \sqrt{\frac{2\eta}{\mu_0\omega}}$: profondeur de pénétration), ce qui est notre cas. Le fait que l'étalonnage des sondes de courant ait été réalisé non pas en mesurant le champ à la paroi, mais à 1,5 mm de celle-ci, explique une différence de quelques pour cent, mais ne saurait rendre compte du grand écart observé. On a alors émis l'hypothèse suivante: la double sonde magnétique perturbe les lignes de courant I_z et I_θ' dans le plasma et les perturbe différemment, comme le montre la figure 12.

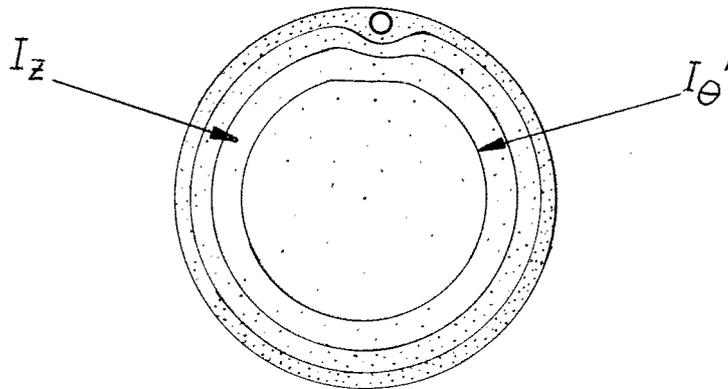


Fig. 12

Elle forme un obstacle pour les lignes de courant I_{θ}' et les oblige à passer presque totalement à l'intérieur: elle mesure donc presque la même valeur de B_z qu'avec le fantôme, la légère atténuation étant due à la petite fraction du courant I_{θ}' passant entre elle et la paroi du tube de décharge.

En revanche, la sonde déforme peu les lignes de courant I_z qui l'entourent: elle mesure ainsi assez exactement la valeur de B_{θ} à $r = 22,5$ mm.

Il reste à expliquer les variations temporelles:

l'augmentation relative de B_{θ} durant la première microseconde, et la brusque retombée observée au début de la deuxième microseconde ont été interprétées comme dues à un décollement du plasma, suivi d'un rétablissement rapide du courant I_z à la paroi. La variation analogue mais atténuée de B_z paraît pouvoir confirmer les hypothèses faites: si, selon la première, seule une très faible fraction du courant I_{θ}' passe entre la sonde et la paroi, le décollement du plasma invoqué dans la deuxième ne peut provoquer qu'une faible variation de B_z , qui est bien ce qu'on observe.

D'autres mesures exposées dans un autre rapport (réf. 1) ont naturellement été faites pour vérifier ce qui est avancé ici: "streak photographs", variation de la self-inductance de la colonne de plasma, etc ...

Les autres fluctuations temporelles de $V_{B_z}/V_{I_{\theta}}$ et de $V_{B_{\theta}}/V_{I_z}$ n'ont pas été expliquées; toutefois, les valeurs "initiales" et leurs dérivées sont compatibles avec une profondeur de pénétration rapidement décroissante.

Il résulte de la comparaison faite, que la double sonde ne peut pas être utilisée pour le réglage du champ tournant près de la paroi. Mais, grâce à l'artifice du fantôme, elle a permis l'étalonnage des sondes de courant, qui la remplacent avantageusement dans cette fonction. En effet, on a ainsi un contrôle permanent du champ tournant, tout en évitant les perturbations inhérentes à l'usage d'une sonde intérieure au tube de décharge.

2ème PARTIE

L'ELEVATEUR AU CARRE

I.- Description de l'appareil

Le schéma fonctionnel (fig. 13) montre les circuits essentiels, qui sont:

- deux circuits inverseurs-redresseurs à faible seuil.
- deux circuits d'élévation au carré, capables, dans un certain domaine de tensions, de donner des signaux proportionnels au carré des tensions redressées.
- un sommateur, donnant en fait la moyenne arithmétique des tensions de sortie des circuits d'élévation au carré.
- trois adaptateurs d'impédance, permettant de transmettre les signaux de sortie des circuits d'élévation au carré et du sommateur aux oscilloscopes par des câbles coaxiaux de 75Ω adaptés.

La figure 14 montre le schéma de montage des circuits électroniques. Le signal d'entrée (A ou B) est appliqué à un étage inverseur à deux sorties de gain 1 et - 1. Chacun de ces signaux passe dans un étage collecteur commun, puis est envoyé sur une diode HF, polarisée de manière à être capable de redresser des signaux d'amplitude inférieure à son seuil propre. L'impédance du diviseur de tension fixant la polarisation doit être beaucoup plus basse que l'impédance de charge (commune) des deux diodes, pour éviter que les condensateurs de liaison ne se chargent à chaque période, ce qui entraînerait le blocage des diodes; d'où la nécessité de l'étage collecteur commun qui termine le redresseur.

Vient ensuite le circuit d'élévation au carré proprement dit, dont le schéma équivalent est représenté à la figure 15.

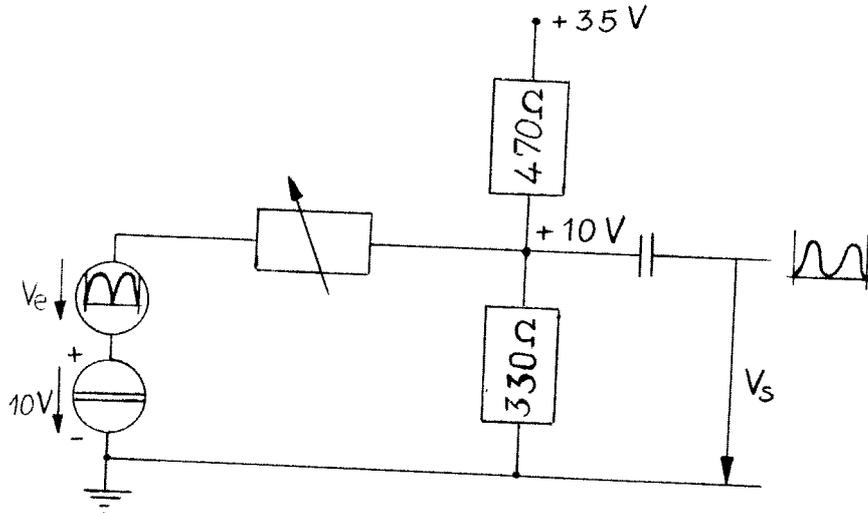


Fig. 15

Pour le continu, les résistances de 330 et 470Ω fixent la polarisation de manière que la tension aux bornes de la résistance variable soit nulle en l'absence de signal V_e . La résistance variable représente, sur le schéma équivalent, un dispositif non-linéaire, dont la résistance est une fonction décroissante du courant qui le traverse. Pour l'alternatif, cette résistance constitue, avec les deux résistances de 330 et 470Ω en parallèle, un diviseur de tension dont le rapport varie avec la tension d'entrée V_e .

Le dispositif non-linéaire est constitué de cinq éléments en parallèle (v. fig. 14), comportant chacun une résistance réglable en série avec respectivement 0, 1, 2, 3 et 3 diodes HF. On peut approximer une réponse quadratique du circuit par un réglage approprié des résistances en série avec les diodes. Il s'effectue empiriquement en partant des faibles valeurs de la tension d'entrée. En choisissant convenablement les tensions de réglage, de manière que le courant soit nul dans les éléments encore non-réglés, on évite tout tâtonnement. Il s'est révélé nécessaire de doubler le dernier étage, la résistance interne de trois diodes en série n'étant pas négligeable, ce qui limitait à une valeur trop basse la tension de sortie.

Un étage collecteur commun, à la sortie, évite les variations de la charge du circuit non-linéaire; le signal est prélevé à ce niveau pour être envoyé dans le sommateur, puis un dernier adaptateur d'impédance (représenté sur le schéma fonctionnel) permet de sortir sur 75Ω .

Bien qu'en fonctionnement normal les signaux soient polarisés, on a choisi pour cet étage un montage à symétrie complémentaire; ceci a l'avantage de permettre l'étalonnage du circuit d'élévation au carré en régime sinusoïdal: le signal de sortie s'équilibre évidemment autour de zéro, ce qui ne présente pas d'inconvénient pour l'étalonnage, et les deux moitiés du transistor double MD 7011 travaillent alors symétriquement.

Le sommateur est très simple: négligeant l'impédance très faible des condensateurs de liaison, on peut considérer que les deux sorties auxiliaires des circuits d'élévation au carré sont reliées, pour l'alternatif, par les deux résistances égales (220Ω), situées à l'entrée du sommateur. Au point milieu de ce diviseur de tension, on a évidemment la moyenne des tensions d'entrée, puisque ce point n'est chargé que par la haute impédance d'entrée de l'étage collecteur commun qui suit. Un dernier adaptateur d'impédance, identique à ceux des circuits d'élévation au carré termine le sommateur.

L'appareil comporte une alimentation stabilisée de + 35V.

II.- Etalonnage de l'appareil - Performances

a) Etalonnage du premier circuit non-linéaire

La tension d'entrée, produite par un générateur sinusoïdal réglé à la fréquence nominale de 3 MHz, est mesurée à l'oscilloscope, ainsi que la tension de sortie.

Le graphique logarithmique de la figure 16 indique en abscisse les valeurs de la tension d'entrée choisies pour l'étalonnage, et en ordonnée les valeurs de la tension de sortie à obtenir, il montre d'autre part la courbe de réponse mesurée. La constante K a été fixée à $0,1 \text{ V}^{-1}$. L'erreur sur la tension de sortie ne dépasse pas $\pm 5\%$, lorsque la tension d'entrée est comprise entre 0,4 et 5V. On a donc un facteur supérieur à 100 entre les limites de fonctionnement à la sortie, ce qui est bien suffisant pour l'observation des signaux à l'oscilloscope.

b) Étalonnage du deuxième circuit non-linéaire

Le deuxième circuit d'élévation au carré a été étalonné à partir du premier, de manière à éviter que les imprécisions de réglage ne soient dans des sens différents, ce qui aurait pu provoquer une oscillation apparente de $\pm 5\%$ de la pression magnétique mesurée avec un champ parfaitement tournant.

Pour ce réglage, le même signal sinusoïdal est mis sur les deux entrées, et les deux tensions de sortie sont transmises à un tiroir différentiel d'oscilloscope. Le deuxième circuit est réglé en annulant la différence des tensions de sortie pour chaque valeur de réglage de la tension d'entrée. De cette manière l'oscillation parasite possible est réduite à $\pm 1\%$ au lieu de $\pm 5\%$.

c) Mesure du déphasage entre les tensions de sortie

Laissant le même signal sur les deux entrées, on a testé la différence de phase entre les sorties, en formant sur un oscilloscope XY une figure de Lissajoux.

Le déphasage mesuré est de 1° à la fréquence de sortie de 6 MHz.

d) Bande passante de l'appareil

La courbe de réponse reste dans la tolérance de $\pm 5\%$ entre 6 kHz et 8 MHz.

e) Réponse de l'appareil à des signaux modulés en amplitude

Un test a été fait avec des signaux HF modulés en amplitude de courte durée (environ 10 pseudo-périodes à 3MHz), c'est-à-dire dans les conditions habituelles de travail.

Les signaux utilisés ont été produits par deux oscillateurs pulsés de Hartley, déphasés l'un par rapport à l'autre d'une fraction de période.

La vérification du bon fonctionnement de l'appareil a été faite pour les déphasages d'environ 45° et 90° .

Les tensions d'entrée, relevées sur les oscillogrammes (fig. 17a,b), ont été élevées au carré et additionnées point par point. On a comparé ensuite les oscillogrammes fournis par le sommateur (fig. 17e,f) aux courbes calculées (fig. 18a,b), en y portant les maxima mesurés.

A l'imprécision des mesures et des courbes calculées près, on peut conclure au bon fonctionnement de l'élevateur au carré pour le type de signaux à étudier.

3ème PARTIE

PERFORMANCES DE L'ENSEMBLE DOUBLE SONDE MAGNETIQUE, SONDES DE COURANT, ELEVATEUR AU CARRE

I.- Mesure de la pression magnétique

La mesure de la pression magnétique p avec la double sonde et l'élevateur au carré est possible, pourvu que la sonde soit suffisamment éloignée de la paroi du tube de décharge, et que la valeur de crête des composantes du champ magnétique ne dépasse pas 2,5 kG.

L'étalonnage de la sortie V_B^2 du sommateur est, pour le carré du module du champ magnétique:

$$B^2 \text{ (kG}^2\text{)} = 5,24 \left(\frac{\text{kG}^2}{\text{V}} \right) \cdot V_B^2 \text{ (V)} \quad (\pm 10 \%)$$

et pour la pression magnétique:

$$p \text{ (Nm}^{-2}\text{)} = 20 \cdot 800 \left(\frac{\text{Nm}^{-2}}{\text{V}} \right) \cdot V_{B^2} \text{ (V)} \quad (\pm 10 \%)$$

L'étalonnage des sorties $V_{B^2_z}$ et $V_{B^2_\theta}$ des circuits d'élévation au carré, donnant le carré des composantes du champ magnétique, est:

$$B^2_{z,\theta} \text{ (kG}^2\text{)} = 2,62 \left(\frac{\text{kG}^2}{\text{V}} \right) \cdot V_{B^2_{z,\theta}} \text{ (V)} \quad (\pm 10 \%)$$

II.- Mesure de la pression magnétique près de la paroi du tube de décharge

Réglage du champ tournant

Les sondes de courant, utilisées avec l'élévateur au carré, permettent de mesurer les composantes du champ magnétique, jusqu'à $1,66 \cdot 2,5 \text{ kG} \approx 4,2 \text{ kG}$ de valeur de crête, ainsi que la pression magnétique correspondante, près de la paroi du tube de décharge.

L'étalonnage en champ et pression magnétiques des diverses sorties de l'élévateur au carré est alors:

$$\text{pour le sommateur: } B^2 \text{ (kG}^2\text{)} = 14,4 \left(\frac{\text{kG}^2}{\text{V}} \right) \cdot V_{B^2} \text{ (V)} \quad (\pm 10\%)$$

$$p \text{ (Nm}^{-2}\text{)} = 57 \cdot 500 \left(\frac{\text{Nm}^{-2}}{\text{V}} \right) \cdot V_{B^2} \text{ (V)} \quad (\pm 10\%)$$

et pour les sorties latérales:

$$B^2_{z,\theta} = 7,2 \left(\frac{\text{kG}^2}{\text{V}} \right) \cdot V_{B^2_{z,\theta}} \text{ (V)} \quad (\pm 10\%)$$

dans les conditions: $r = 22,5 \text{ mm}$ et $r_p \leq 22,5 \text{ mm}$,

ou approximativement à la paroi ($r = 24 \text{ mm}$), quel que soit r_p .

Pour régler le champ tournant, on ajuste d'abord le programme d'amplitude des générateurs jusqu'à ce que les enveloppes des signaux $V_{B^2_z}$ et

$V_{B_z}^2$ soient aussi égales que possible; puis, on déphase l'un des générateurs jusqu'à l'obtention du minimum d'oscillation du signal $V_{B_z}^2$. Les signaux $V_{B_z}^2$ et $V_{B_\theta}^2$ sont alors déphasés de 180° , ce qu'on vérifie facilement.

Il reste à évaluer la précision du réglage. Pour cela, il faut tenir compte de la géométrie de la décharge d'une part, des défauts d'éta-lonnage entre canaux d'autre part.

On suppose d'abord l'appareil de mesure parfait et la pression magné-tique mesurée $p_{mes} =$ constante. Alors, le champ magnétique à la sur-face du plasma peut s'exprimer en fonction de r_p par:

$$B_z(r_p) = B(22,5 \text{ mm}) \sin \omega t$$

$$B_\theta(r_p) = B(22,5 \text{ mm}) \frac{22,5 \text{ mm}}{r_p} \cos \omega t$$

$$\text{avec } p_{mes} = p(22,5 \text{ mm}) = \frac{B_z^2(22,5 \text{ mm}) + B_\theta^2(22,5 \text{ mm})}{2\mu_0} = \frac{B^2(22,5 \text{ mm})}{2\mu_0}$$

alors que la pression $p(r_p)$ vaut:

$$p(r_p) = \frac{B_z^2(r_p) + B_\theta^2(r_p)}{2\mu_0} = p_{mes} \left[\frac{\left(\frac{22,5 \text{ mm}}{r_p}\right)^2 + 1}{2} + \frac{\left(\frac{22,5 \text{ mm}}{r_p}\right)^2 - 1}{2} \cos 2\omega t \right]$$

qu'on peut écrire: $p(r_p) = \bar{p}(r_p) + \delta\bar{p}(r_p) \cos 2\omega t$

la pression moyenne valant: $\bar{p}(r_p) = \frac{1}{2} p_{mes} \left[\left(\frac{22,5 \text{ mm}}{r_p}\right)^2 + 1 \right]$

et l'oscillation relative autour de p :

$$+ \frac{\delta\bar{p}}{\bar{p}} = + \frac{\left(\frac{22,5 \text{ mm}}{r_p}\right)^2 - 1}{\left(\frac{22,5 \text{ mm}}{r_p}\right)^2 + 1}$$

Dans l'intervalle $21 \text{ mm} \leq r_p \leq 24 \text{ mm}$, on a: $\left| \frac{\delta\bar{p}}{\bar{p}} \right| < 7\%$.

Pour tenir compte maintenant des erreurs d'étalonnage, on calcule l'oscillation maximum possible de la pression magnétique réelle sur la surface définie par $r = r_p = 22,5$ mm, lorsque la pression magnétique mesurée p_{mes} est constante.

Soient: $B_1 = b_1 \sin \omega t$ et $B_2 = b_2 \sin (\omega t + \phi)$ les composantes du champ magnétique.

En combinant les différentes erreurs d'étalonnage en amplitude et en phase, on trouve:

$$\left| \frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2} \right| \leq 3 \% \quad \left| 90^\circ - \phi \right| \leq 1,5^\circ$$

Exprimons la pression magnétique p en fonction de b_1 , b_2 et ϕ :

$$2\mu_0 p = B^2 = B_1^2 + B_2^2 = b_1^2 \sin^2 \omega t + b_2^2 \sin^2 (\omega t + \phi) = \frac{b_1^2 + b_2^2}{2} - \frac{A}{2} \cos (2\omega t + \delta)$$

avec: $A = \sqrt{b_1^4 + b_2^4 + 2 b_1^2 b_2^2 \cos 2\phi}$

et: $\text{tg } \delta = \frac{b_2^2 \sin 2\phi}{b_1^2 + b_2^2 \cos 2\phi}$

L'oscillation relative de p vaut donc:

$$\pm \frac{A}{b_1^2 + b_2^2} = \pm 6,5 \%$$

L'oscillation maxima due aux défauts d'amplitude seuls

$$\left(\left| \frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2} \right| = 3 \% ; \phi = 90^\circ \right) \text{ est évidemment de: } \pm 6 \% \text{ et}$$

l'oscillation maxima due aux défauts de phase seuls

$$(b_1 = b_2 ; |90^\circ - \phi| = 1,5^\circ) \text{ est de: } \pm 2,5 \%$$

Il est clair qu'en dehors de la surface $r = r_p = 22,5$ mm, les diverses erreurs d'amplitude s'ajoutent algébriquement. Comme dans l'intervalle $21 \text{ mm} \leq r \leq 24 \text{ mm}$ ces erreurs sont presque égales (respectivement $\pm 7 \%$ et $\pm 6 \%$), on peut en conclure que si la pression magnétique mesurée p_{mes} est exempte d'oscillation:

1^o) il existe un rayon de plasma r_p compris dans l'intervalle $[21 \text{ mm}; 24 \text{ mm}]$ pour lequel l'oscillation de la pression magnétique est minimum, étant due au défaut de phase seul, et ne dépasse donc pas $\pm 2,5 \%$.

2^o) L'oscillation reste partout inférieure à $\pm 12,5 \%$ dans l'intervalle de r_p considéré.

III.- Conclusions

1^o) Les difficultés rencontrées avec la double sonde montrent que, d'une manière générale, les mesures de sondes magnétiques près de la paroi du tube de décharge surestiment légèrement la composante azimutale, et fortement la composante axiale du champ magnétique.

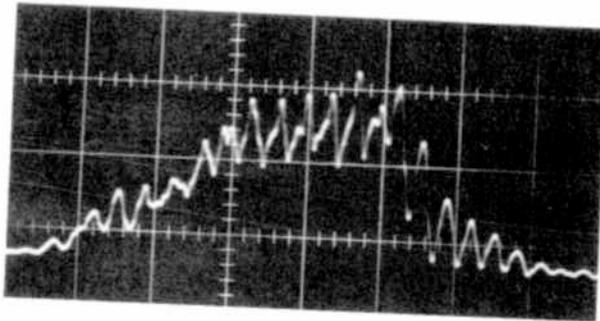
2^o) La double sonde n'est pas apte à régler le champ tournant près de la paroi, mais les sondes de courant, utilisées avec l'élévateur au carré, la remplacent avantageusement dans cette fonction et permettent également la mesure de la pression magnétique près de la paroi.

3^o) La comparaison des signaux de la double sonde dans le plasma, placée contre la paroi du tube de décharge, à ceux des sondes de courant étalonnées, a donné une première indication sur le décollement du plasma et le brusque retour du courant à la paroi avant la fin de la décharge.

4^o) Pour peu qu'elle soit suffisamment éloignée de la paroi, de manière que le courant ait matériellement la place de passer autour d'elle, la double sonde est parfaitement capable de mesurer simultanément les

composantes axiale et azimutale du champ magnétique et avec l'élévateur au carré, la pression magnétique. Elle pourrait donc être utilisée pour un deuxième réglage du champ tournant à l'intérieur du tube de décharge après le décollement du plasma.

5°) Les performances de l'appareil de mesure décrit dans ce rapport sont actuellement bien suffisantes en regard des possibilités de réglage des générateurs HF utilisés, l'oscillation résiduelle de la pression magnétique variant entre $\pm 10\%$ et $\pm 40\%$ au cours de la décharge. La figure 19 montre un oscillogramme typique de V_{B2} après le réglage du champ tournant.



V: 0,2 v/cm
H: 0,5 μ sec/cm

Fig. 19

Remerciements

Les auteurs tiennent à exprimer leur reconnaissance à M. H. Ripper pour la réalisation de la double sonde magnétique et pour sa précieuse collaboration.

Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Références

- 1) I.R. JONES, A. LIETTI, J.-M. PEIRY, Rapport LRP 31/67 (Juillet 67)
- 2) E.S. WEIBEL, Rapport Int. 4/66 (Février 66)

Légende des Figures

- Fig.
- 1: Bobines d'une double sonde magnétique, photographiées dans deux directions à angle droit. Les petits carrés à l'arrière-plan ont 1 mm. de côté.
 - 2: Détails de la construction de la double sonde magnétique complète.
 - 3: Circuit électrique de l'un des canaux de la double sonde.
 - 4: Schéma équivalent du circuit.
 - 5: Défaut d'étalonnage en amplitude.
 - 6: Défaut d'étalonnage en phase.
 - 7: Réponse en fréquence de la double sonde.- Rapport $\frac{NA_z}{NA_\theta}(f)$.
 - 8: Réponse en fréquence des transformateurs-intégrateurs.
 - 9: Rapport des tensions de sortie des intégrateurs: $\frac{V_{s\theta}}{V_{sz}}(f)$.
 - 10: Oscillogrammes de $V_{B_z} - V_{I_\theta}$ et $V_{B_\theta} - V_{I_z}$ dans un plasma de 60 mTorr d'hydrogène, la double sonde touchant la paroi du tube de décharge.
 - 11: Rapport des amplitudes $\frac{V_{B_z}}{V_{I_\theta}}$ et $\frac{V_{B_\theta}}{V_{I_z}}$ relevées sur les oscillogrammes de la figure 10.
 - 12: Hypothèse sur les lignes de courant I_z et I_θ , dans le plasma, en présence de la double sonde contre la paroi (page 13).
 - 13: Schéma fonctionnel de l'élevateur au carré.
 - 14: Schéma de montage des circuits électroniques.
 - 15: Schéma équivalent d'un circuit d'élevation au carré (page 16)
 - 16: Caractéristique des circuits d'élevation au carré.
 - 17: Elevation au carré de signaux modulés en amplitude.
 - 18: Test de l'appareil en modulation d'amplitude: les courbes ont été calculées à partir des oscillogrammes de la figure 17 a et b; les points isolés ont été relevés sur les oscillogrammes de la figure 17 e et f.
 - 19: Un oscillogramme typique de V_{B2} après le réglage du champ tournant (page 24).

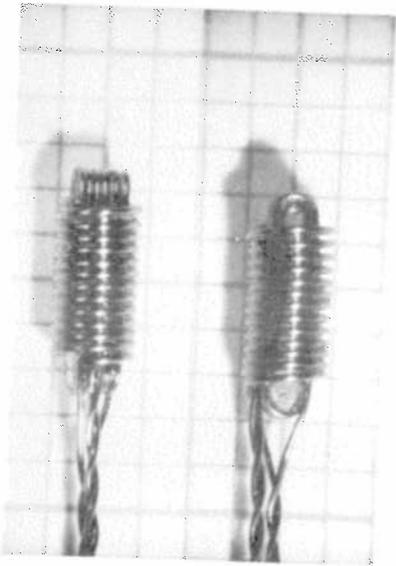


Fig.1

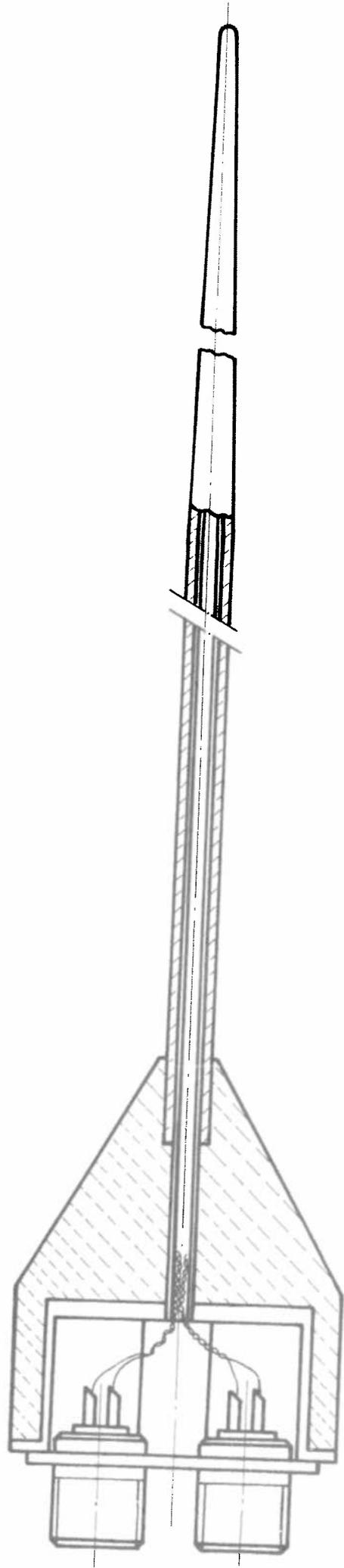


Fig. 2

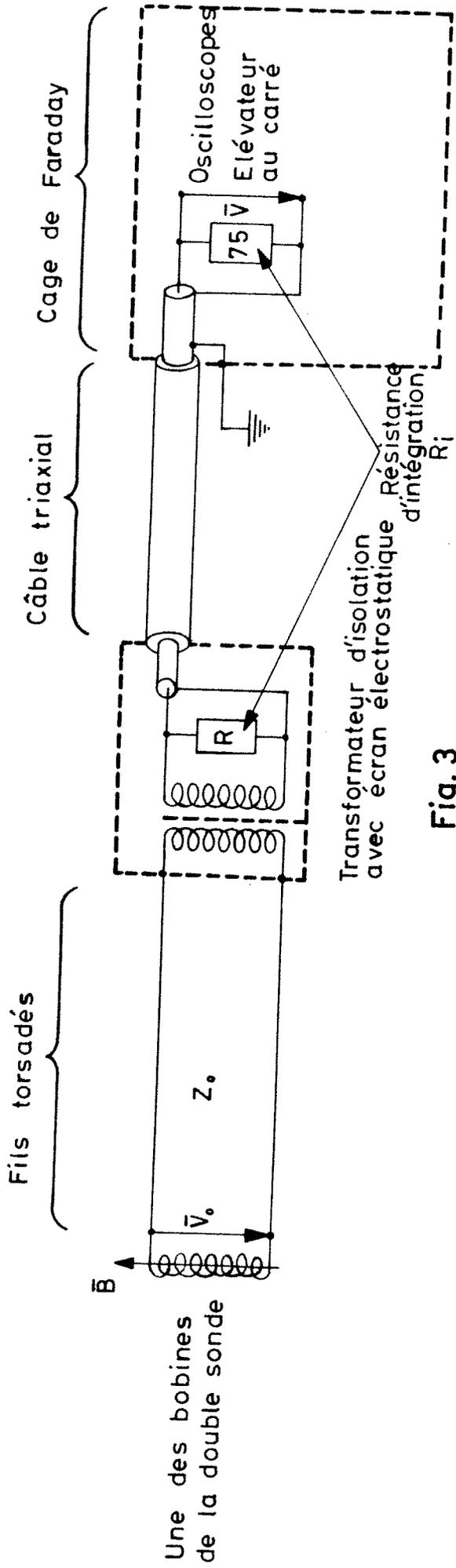


Fig. 3

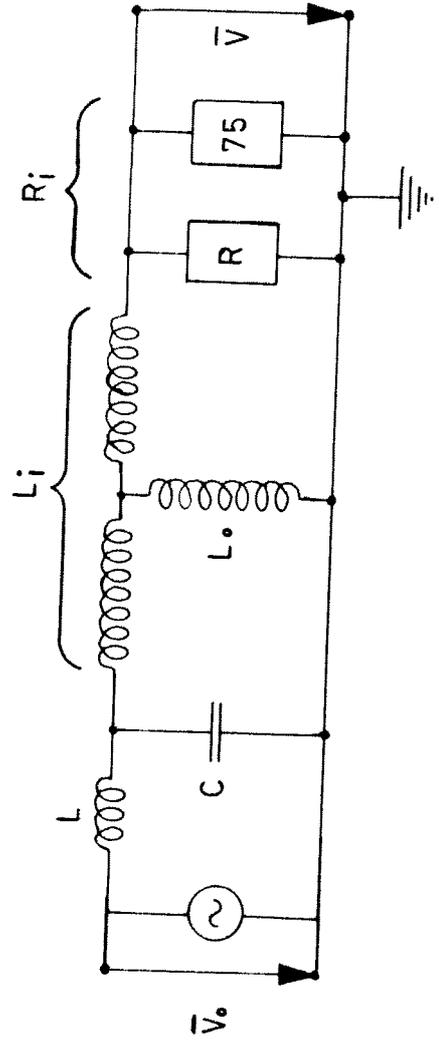


Fig. 4

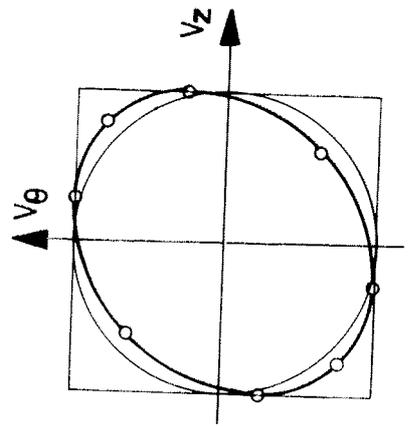
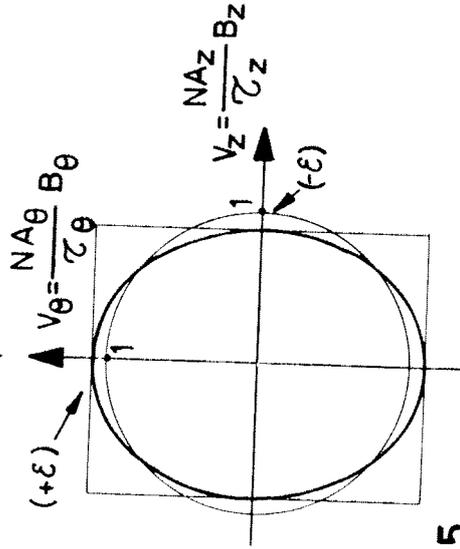
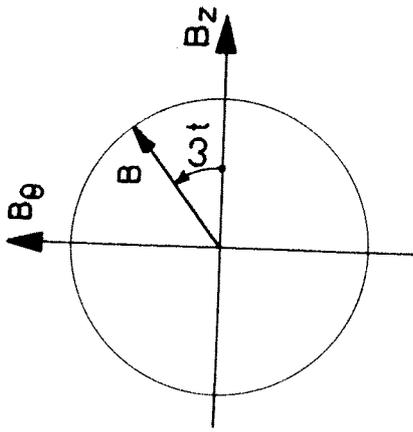
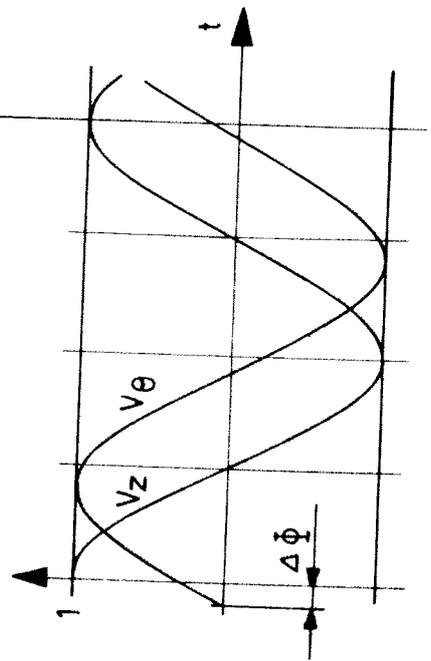
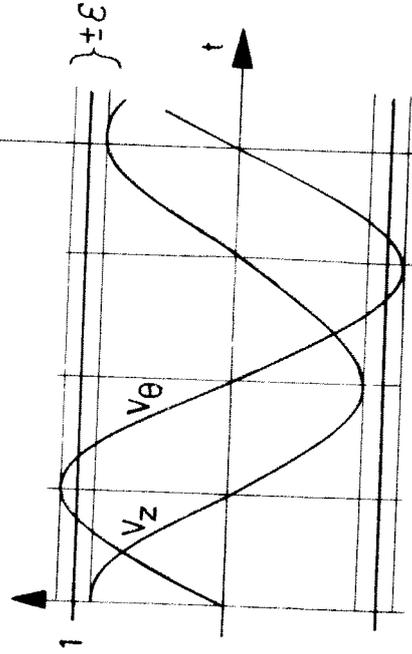
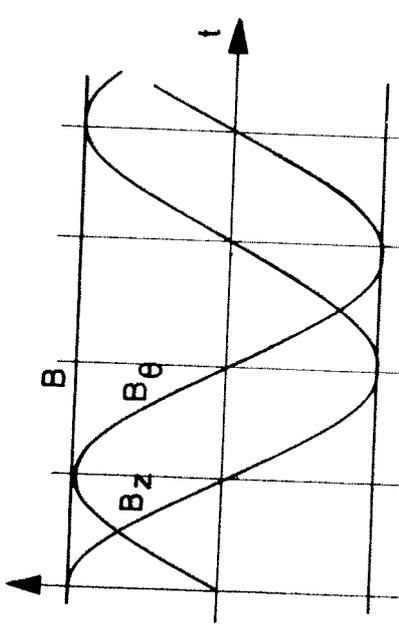
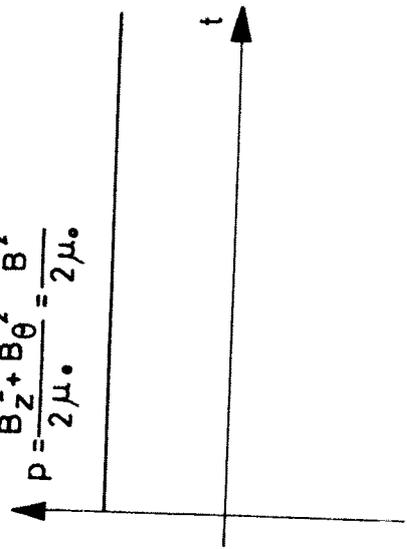


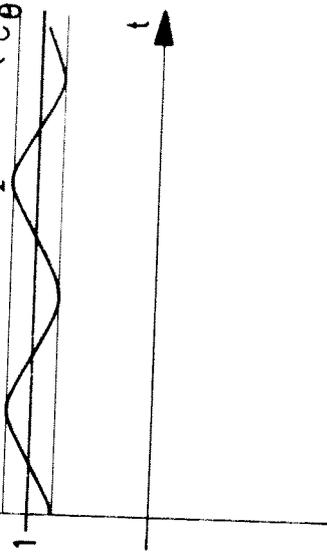
Fig. 5

Fig. 6

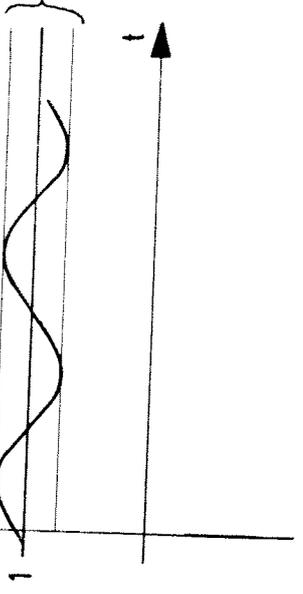
$$P = \frac{B_z^2 + B_\theta^2}{2\mu_0} = \frac{B^2}{2\mu_0}$$



$$P_{mes.} \sim V_z^2 + V_\theta^2 = \left(\frac{NA_z}{\tau_z}\right)^2 B_z^2 + \left(\frac{NA_\theta}{\tau_\theta}\right)^2 B_\theta^2 \approx \pm 2\epsilon$$



$$\pm \Delta\Phi \text{ (rad.)}$$



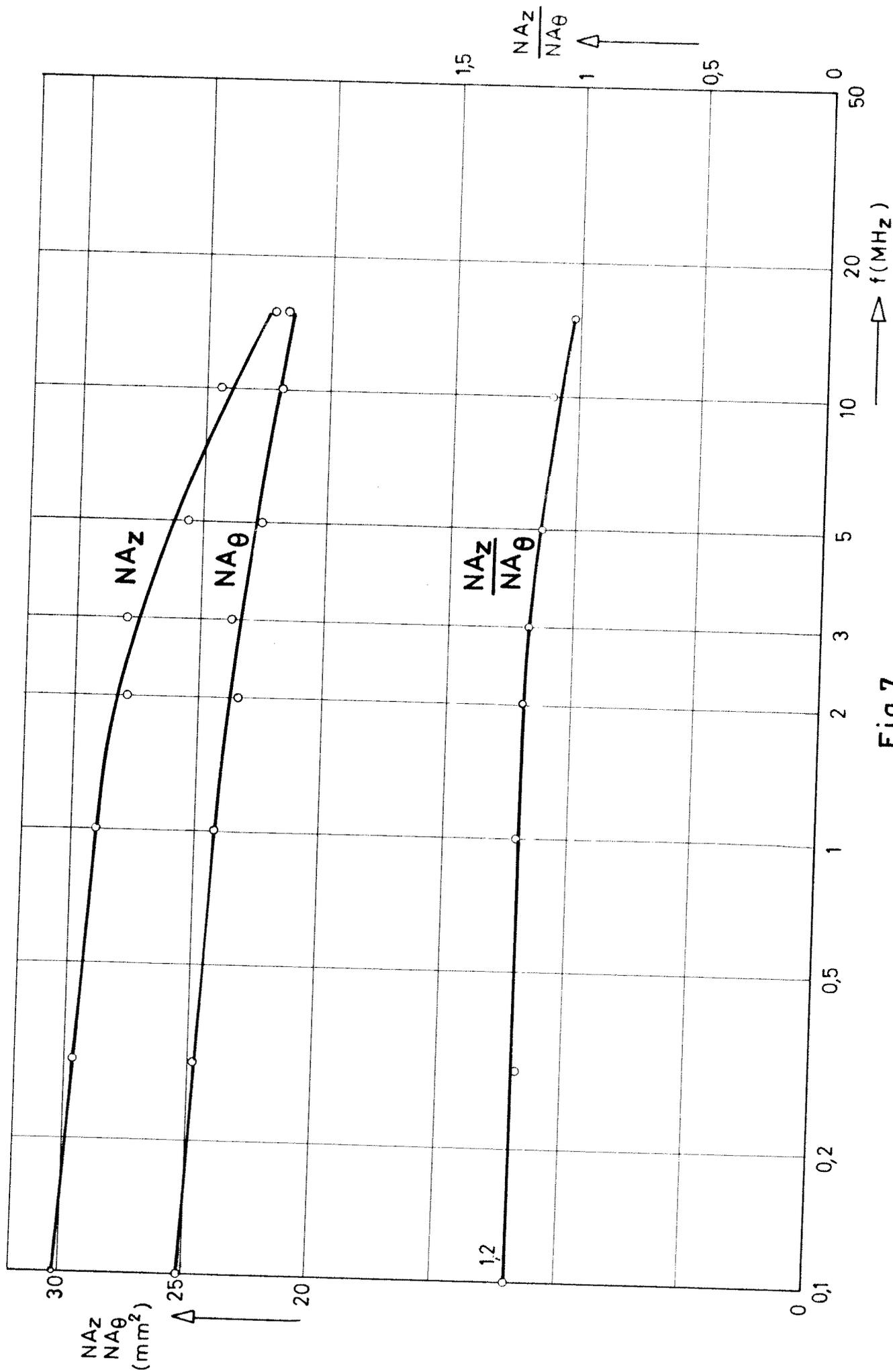


Fig.7

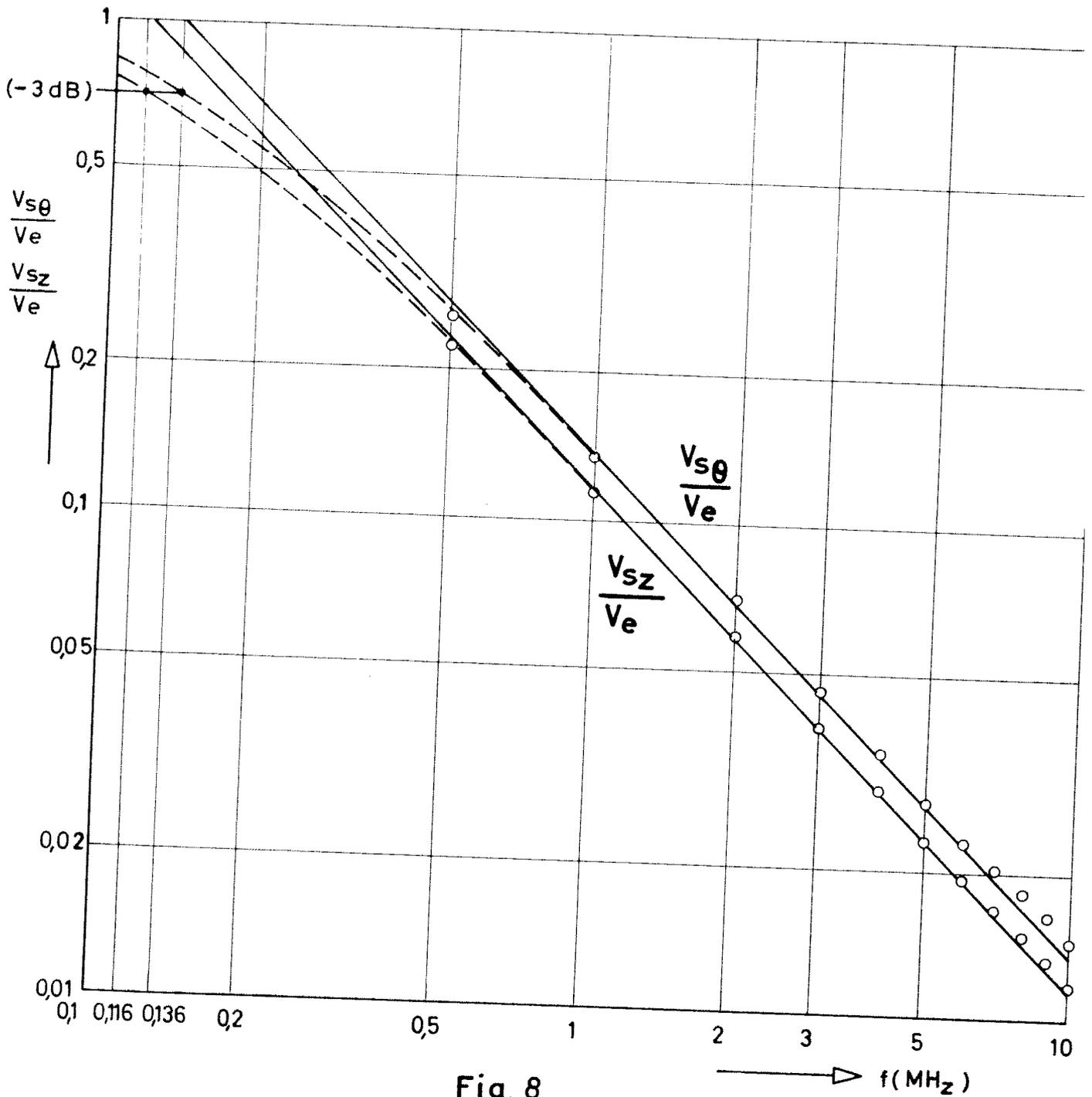


Fig. 8

→ f (MHz)

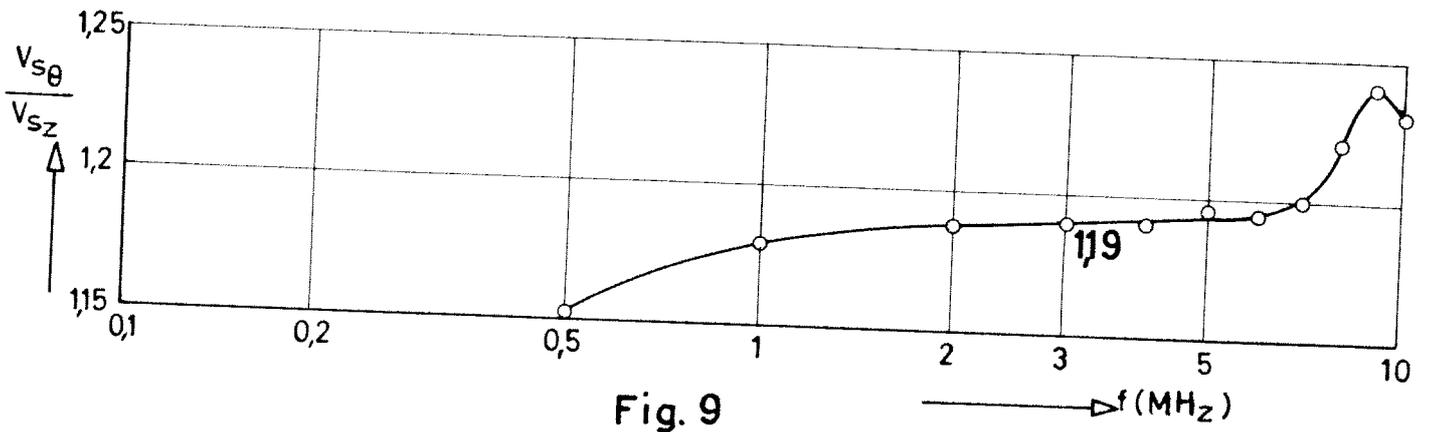
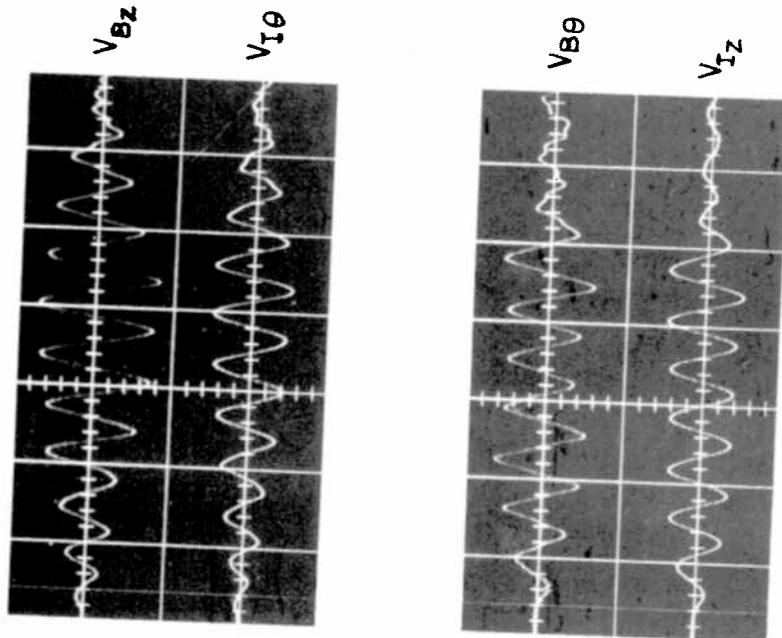


Fig. 9

→ f (MHz)



V : 5 V/cm
H : 0,5 μsec/cm

Fig. 10

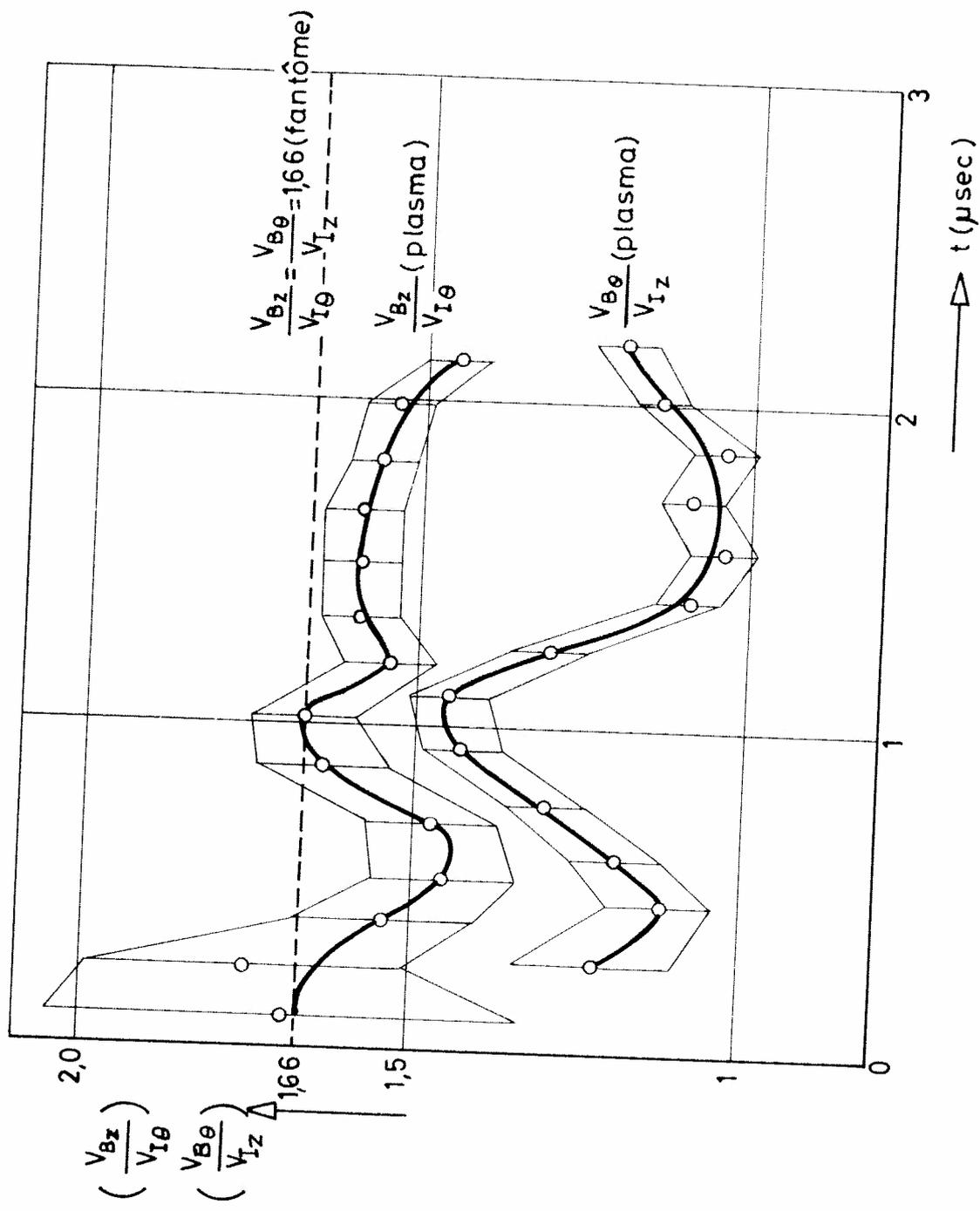


Fig. 11

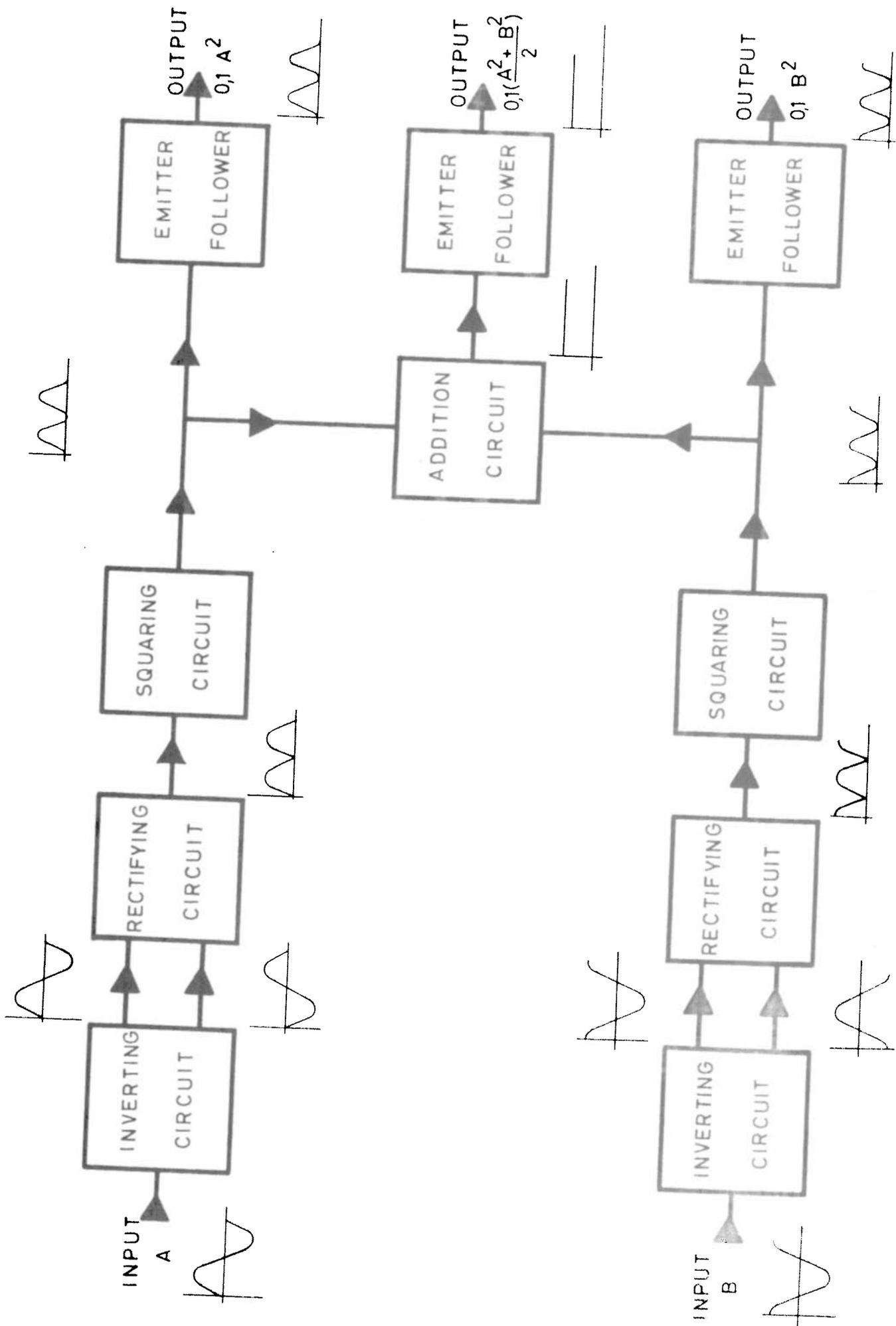


Fig.13

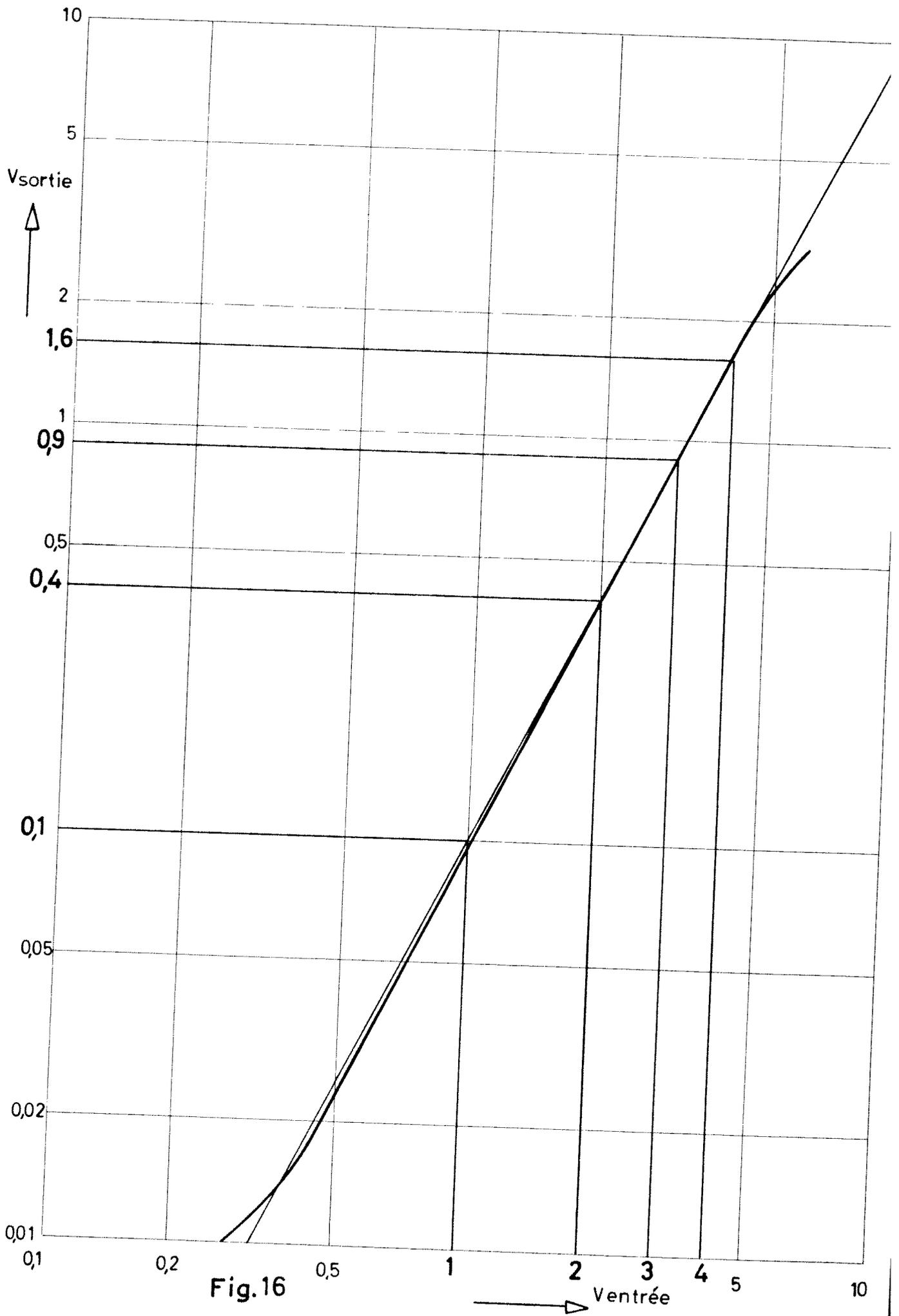
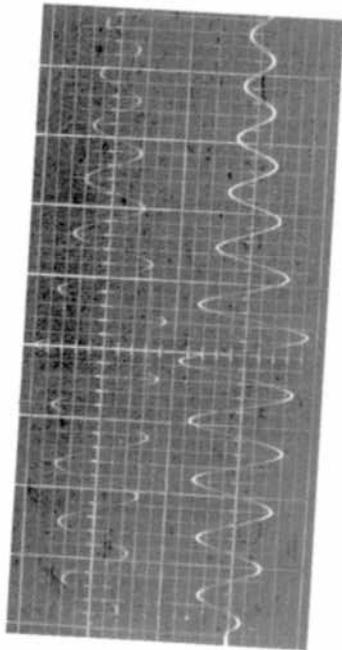


Fig.16

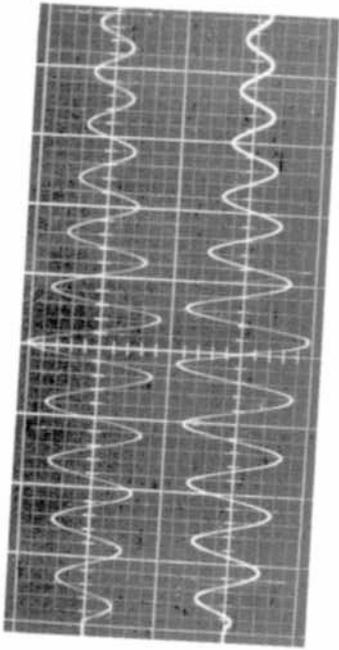
Fig. 17 (a)

Déphasage 45°
éch.: 5 V/cm



→ t (0,5 μsec/cm)

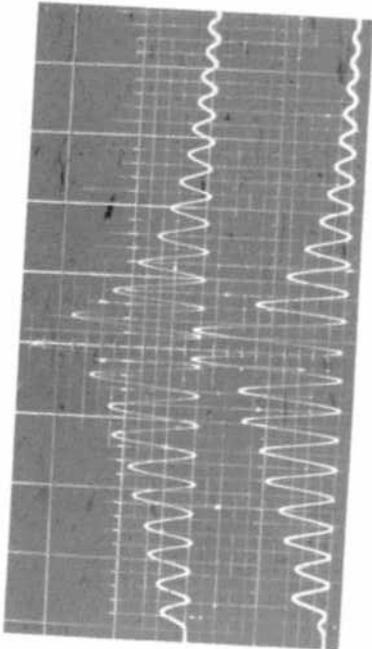
A B



(b)

Déphasage 90°
éch.: 5 V/cm

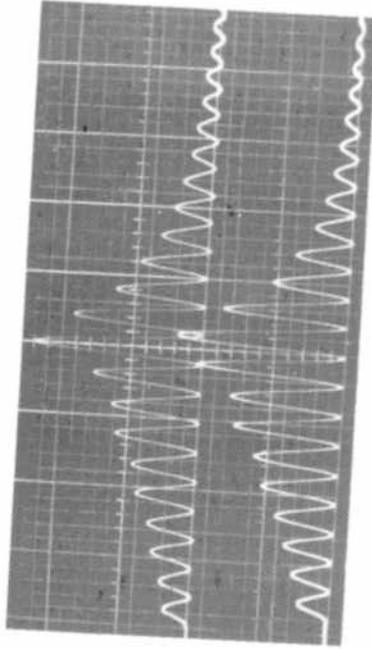
(c)



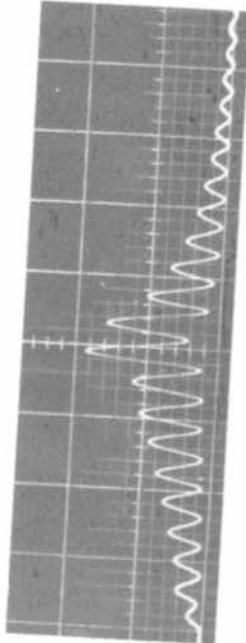
0,1 A²
0,1 B²

1 V/cm

(d)



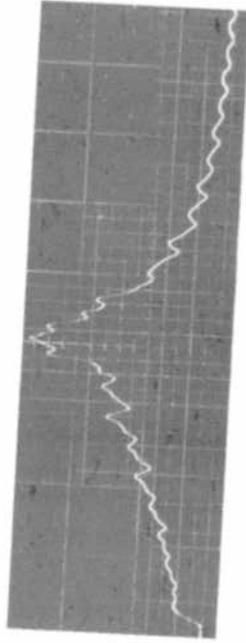
(e)



2 V/cm

0,1 $\frac{A^2+B^2}{2}$

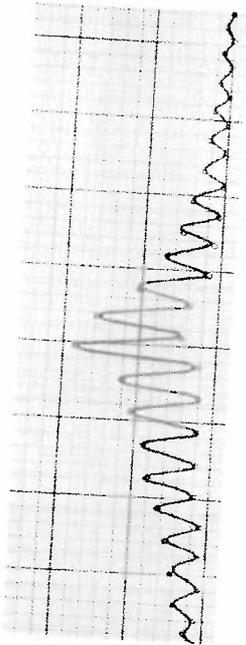
(f)



1 V/cm

Fig. 18

(a)



2 V/cm

(b)



1 V/cm