



HAL
open science

Etude des possibilités de mesurer à bord d'un satellite la température la densité et la vitesse de dérive électroniques du plasma ionosphérique

Evelyne Michel

► **To cite this version:**

Evelyne Michel. Etude des possibilités de mesurer à bord d'un satellite la température la densité et la vitesse de dérive électroniques du plasma ionosphérique. [Rapport de recherche] Note technique CRPE n° 25, Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1976, 122 p. hal-02191397

HAL Id: hal-02191397

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191397>

Submitted on 23 Jul 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

RF 182 (8)

**CENTRE NATIONAL D'ETUDES
DES TELECOMMUNICATIONS**

**CENTRE NATIONAL DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**CENTRE DE
RECHERCHES
EN PHYSIQUE DE
ENVIRONNEMENT
TERRESTRE
ET PLANETAIRE**

CRPE

**NOTE TECHNIQUE
CRPE / 25**

*Etude de possibilités de mesurer à bord
d'un satellite la température, la densité
et la vitesse de dérive électroniques
du plasma ionosphérique*

par

Evelyne MICHEL



Centre National d'Etudes
des Télécommunications

Centre National de la
Recherche Scientifique

Centre de Recherche en Physique
de l'Environnement Terrestre et Planétaire

Note Technique CRPE/25

Etude des possibilités de mesurer
à bord d'un satellite la température
la densité et la vitesse de dérive électroniques
du plasma ionosphérique

par

Evelyne MICHEL

C.R.P.E - P.C.E

45045 ORLEANS CEDEX FRANCE

octobre 1976

P. O. 

Le Directeur

J. HIEBLOT

P L A N

INTRODUCTION

I. SONDES A LA RESONANCE PLASMA :

- I.1. Rappels théoriques
- I.2. Résultats expérimentaux : étude du potentiel au moyen de la sonde quadripolaire
- I.3. Fonctionnement de la sonde en auto-oscillateur
- I.4. Fonctionnement de la sonde en interféromètre

II. SONDES A LA RESONANCE HYBRIDE HAUTE :

- II.1. Rappels théoriques
 - A : Pour un magnétoplasma froid
 - B : Pour un magnétoplasma chaud
- II.2. Résultats expérimentaux

III. SONDES A LA RESONANCE OBLIQUE BASSE :

- III.1. Rappels théoriques
 - A : Pour un magnétoplasma froid
 - B : Pour un magnétoplasma chaud
- III.2. Mesures de densité et de température électroniques sur fusée dans l'ionosphère polaire par l'étude du cône de résonance

IV. MESURE DU MOUVEMENT D'UN PLASMA ISOTROPE (sans champ magnétique)

- IV.1. Potentiel créé en un point de l'espace par une charge ponctuelle oscillante
- IV.2. Résultats théoriques
- IV.3. Résultats expérimentaux

V. MESURE DU MOUVEMENT D'UN PLASMA EN PRESENCE D'UN CHAMP
MAGNETIQUE EXTERIEUR.

- V.1. Mesure de la vitesse dans le cas où ω_p est grand devant ω_b
- V.2. Mesure de la vitesse par l'observation du cône de résonance.

VI. L'EXPERIENCE ISOPROBE DANS LE PROJET ARCAD 3.

CONCLUSION.

Remerciements.

Références.

Légende des figures.

Figures.

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

La mesure in-situ des paramètres de base que sont : la densité (n_e) et la température (T_e) électroniques, le champ électrique (\vec{E}) et les mouvements d'ensemble des électrons (\vec{V}_e), avec une résolution spatiale de l'ordre de quelques mètres ou de quelques dizaines de mètres est indispensable pour la description des phénomènes dynamiques qui prennent naissance dans l'ionosphère (turbulence, courants alignés, conductivité anormale, etc...). Ceci n'est cependant pas suffisant, en effet, dans toutes les équations qui régissent la physique microscopique des phénomènes, ces paramètres interviennent d'une part sous la forme de leur valeur moyenne (intégrée sur les unités de temps et de volume) et d'autre part sous la forme de leurs fluctuations spatiales et temporelles (Δn_e , ΔT_e , $\Delta \vec{E}$, etc ...) que les théories utilisées soient linéaires ou non.

Parmi les sondes dont on dispose pour accéder à la mesure des paramètres n_e et T_e , on distingue deux groupes : celles qui font des mesures à distance et celles qui les font in-situ. A distance, on utilise les propriétés d'ondes électromagnétiques diffusées dans le milieu ou réfléchi par lui. La réflexion donne uniquement des informations sur la densité électronique, alors que la diffusion permet le calcul à la fois de la densité et de la température. Toutefois, ces mesures ont une résolution spatiale limitée et surtout la zone étudiée est fonction du nombre de stations que l'on peut mettre en oeuvre. In-situ les mesures sont faites au moyen de sondes embarquées à bord de ballons, de fusées ou de satellites. Il existe alors deux types de capteurs: les sondes électrostatiques et les sondes électrodynamiques. Le modèle de la première est la sonde de Langmuir. Elle mesure le courant collecté par une électrode conductrice plongée dans le plasma en fonction du potentiel qui lui est appliqué. Cette grande simplicité lui a valu sa renommée ; mais elle pose de nombreux problèmes liés en particulier à l'état de surface du matériau utilisé (problème de pollution de surface). Les sondes électrodynamiques qui utilisent les propriétés électromagnétiques du milieu, regroupent les sondes à relaxation et les sondes à impédance. Dans les sondes à

relaxation, une antenne joue alternativement le rôle d'émetteur et de récepteur. En émission, elle envoie dans le plasma une série d'impulsions centrées sur une fréquence ω . Pour certaines valeurs de ω , le plasma résonne. L'antenne enregistre alors des échos. Ils permettent une très bonne représentation de la densité locale, mais la précision en température reste médiocre. Enfin, les sondes à impédance se répartissent en deux groupes, les premiers mesurent l'impédance propre d'une électrode du type Langmuir alimentée sous une tension alternative, les seconds mesurent l'impédance mutuelle d'un système de capteurs. Dans le premier cas, on se heurte encore à un problème de surface et de proximité, car l'antenne s'entoure d'une gaine d'ions qui l'isole partiellement du plasma.

On trouvera dans l'article de BOOKER et SMITH [1970] une comparaison plus complète de ces différentes méthodes de mesure. Nous nous bornerons ici à n'étudier que le deuxième groupe des sondes à impédance qui fut proposé pour la première fois par STOREY, MEYER et AUBRY [1969] sous le nom de sonde quadripolaire. Cette sonde mesure l'impédance mutuelle de deux ou plusieurs paires d'électrodes au voisinage des fréquences caractéristiques du plasma, et le principe permet d'éliminer sous certaines conditions (STOREY et al. [1969]) la gaine d'ions qui entoure les antennes, principale cause d'erreur des sondes à impédance propre. En plasma homogène et isotrope, la sonde quadripolaire se révèle être un outil particulièrement efficace pour la mesure de la température et de la densité électronique. C'est ce que l'on se propose de montrer dans le premier chapitre où, après un rappel théorique, on présente quelques résultats expérimentaux obtenus en plasmas de laboratoire. L'introduction d'un champ magnétique fait jouer le rôle de la fréquence plasma par la fréquence hybride haute : c'est ce que l'on verra dans le second chapitre, d'un point de vue théorique d'abord, en plasma froid et en plasma chaud. Or si les résultats de la sonde quadripolaire restent concluants et très satisfaisants lorsque $f_p > f_b$ (f_p et f_b respectivement fréquence plasma et gyrofréquence électronique), la précision des mesures dans le cas où f_p est petit devant f_b est très médiocre. C'est cette remarque qui a conduit à transposer cette technique dans le domaine de la fréquence oblique basse. Une expérience préliminaire très simple effectuée dans le cadre du programme franco-soviétique

IPOCAMP 1, fait l'objet du troisième chapitre. Les résultats de ce premier essai sont très encourageants, et l'on peut désormais considérer que l'on est capable de mesurer avec précision aussi bien la densité que la température électronique d'un magnétoplasma.

En ce qui concerne la mesure des vitesses de dérive électroniques des plasmas, ou des courants dont ils peuvent être le siège, les sondes à impédance mutuelle qui utilisent les caractéristiques de dispersion des ondes électrostatiques du plasma, sont capables de mesurer la vitesse relative de la sonde par rapport au milieu en se servant de l'effet Doppler sur les ondes excitées. Dans le chapitre IV, traduction intégrale d'un article (MICHEL [1975]) proposé au "Journal of Plasma Physics", on propose une théorie très simple bâtie sur un modèle hydrodynamique du plasma isotrope, au voisinage de la fréquence plasma. Elle permet d'expliquer très bien de premiers résultats obtenus en chambre de simulation et présentés ici.

Le problème posé par l'anisotropie est abordé au chapitre V. Pour une fréquence plasma grande devant la gyrofréquence, on est ramené en première approximation au cas précédent. Au contraire, si f_p est petit devant f_b , on ne dispose actuellement d'aucune théorie dans le domaine de la fréquence hybride haute permettant l'interprétation des résultats. Au voisinage de la fréquence hybride basse où l'effet des ions est prédominant et où le milieu est essentiellement anisotrope, BEGHIN et DEBRIE [1972] ont montré qu'on pouvait observer une vitesse de dérive (perpendiculaire au champ magnétique) à l'aide d'une sonde quadripolaire VLF. Cependant, il est difficile d'en déduire une mesure de la vitesse, les vitesses propres des engins spatiaux étant en général supérieures aux ondes thermiques des ions. C'est pourquoi STOREY et al. [1969] ont suggéré d'élever la fréquence au domaine de la résonance oblique basse. Il y a deux avantages à cela, d'une part, les vitesses de l'onde augmentent jusqu'à ce qu'elles ne dépendent plus que des électrons, et d'autre part, les deux composantes de la vitesse (parallèle et perpendiculaire au champ magnétique) jouent un rôle, de sorte qu'on peut mettre en évidence l'existence des courants parallèles dans l'ionosphère. Cette théorie a été développée par STOREY et POTTELETTE [1971] et par KUEHL [1974] .

Enfin le chapitre VI présente l'expérience ISOPROBE, participation du Centre de Recherches en Physique de l'Environnement au projet de satellite franco-soviétique ARCAD 3, qui du point de vue méthodologique constitue la synthèse des diverses recherches poursuivies par le laboratoire sur les sondes à résonance et dont certains principes généraux ont fait l'objet de cette thèse.

CHAPITRE ISONDES A LA RESONANCE PLASMA

(cas homogène et isotrope)

I.1. RAPPELS THEORIQUES :

Ce paragraphe résume et fait la synthèse de divers travaux cités en référence au fur et à mesure.

I.1.1. Equations fondamentales :

Si $\bar{D}(\vec{r}, t)$ et $\bar{E}(\vec{r}, t)$ sont respectivement l'induction et le champ électriques créés en un point \vec{r} de l'espace par une distribution de charge de densité volumique $\rho(\vec{r}, t)$, les équations de Maxwell donnent :

$$\nabla \cdot \bar{D} = \rho \quad (1.1)$$

et

$$\bar{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \quad (1.2)$$

où ϕ est un potentiel scalaire et \bar{A} un potentiel vecteur.

D'autre part, dans un milieu diélectrique invariant par translation dans l'espace et dans le temps, comme c'est le cas ici, \bar{E} et \bar{D} sont liés par la relation :

$$\bar{D} = \Gamma * \bar{E} \quad (1.3)$$

où \bar{D} est le produit de la convolution entre le vecteur \bar{E} et un tenseur Γ .

En prenant la transformée de Fourier dans l'espace et dans le temps de l'équation (1.3), on obtient :

$$\bar{D}(\vec{R}, \omega) = \epsilon_0 \epsilon(\vec{R}, \omega) \bar{E}(\vec{R}, \omega) \quad (1.4)$$

ϵ_0 est la constante de permittivité du vide. ϵ est appelé tenseur diélectrique.

Il est égal à $\frac{4\pi^2 \Gamma(\vec{R}, \omega)}{\epsilon_0}$.

A partir de maintenant et pour toute la suite, on fait l'hypothèse d'un plasma sans collisions.

On distingue alors deux types de plasmas :

- a) les plasmas froids dont on suppose les particules immobiles en l'absence de perturbation extérieure. Pour ceux-là, $\epsilon(\omega)$ est un scalaire qu'on note ϵ_c .

$$\epsilon_c(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.5)$$

Ce cas n'est pas très réaliste, si ce n'est pour permettre une étude simpliste du problème à des fréquences pas trop proches de ω_p .

- b) les plasmas chauds pour lesquels il existe à l'équilibre, du fait de l'agitation thermique, des mouvements des particules en l'absence de perturbation, (QUEMADA [1968]). Le tenseur diélectrique dépend alors du vecteur d'onde \vec{k} . Il se met sous la forme :

$$\epsilon_{ij}(\vec{k}, \omega) = \frac{k_i k_j}{k^2} \epsilon_{\parallel}(\vec{k}, \omega) + \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \epsilon_{\perp}(\vec{k}, \omega) \quad (1.6)$$

où ϵ_{\parallel} et ϵ_{\perp} sont les composantes respectivement longitudinale et transversale de la constante diélectrique par rapport au vecteur \vec{k} .

Si l'on oriente le repère de telle sorte que \vec{k} coïncide avec l'un des axes, le tenseur ϵ est diagonal et le vecteur champ électrique se décompose en \vec{E}_{\parallel} et \vec{E}_{\perp} respectivement parallèle et perpendiculaire à \vec{k} . On a (SHAFRANOV [1967]).

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_{\parallel}(\vec{k}, \omega) = i \frac{\omega}{\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{J}_{\parallel}(\vec{k}, \omega)}{\omega^2 \epsilon_{\parallel}(\vec{k}, \omega)} \\ \vec{E}_{\perp}(\vec{k}, \omega) = -i \frac{\omega}{\epsilon_0} \cdot \frac{\vec{J}_{\perp}(\vec{k}, \omega)}{k^2 c^2 - \epsilon_{\perp}(\vec{k}, \omega) \omega^2} \end{array} \right. \quad (1.7)$$

\vec{J}_{\parallel} et \vec{J}_{\perp} sont les composantes longitudinale et transversale du vecteur densité de courant $\vec{J}(\vec{k}, \omega)$ des équations de Maxwell. $\vec{J}(\vec{k}, \omega)$ est donné par l'équation de conservation des charges:

$$\vec{k} \cdot \vec{j} = -\omega \rho(\vec{k}, \omega) \quad (1.8)$$

où $\rho(\vec{k}, \omega)$ est la densité de charge.

D'autre part, \vec{E} s'exprime à l'aide du potentiel scalaire Φ et du potentiel vecteur \vec{A} (équation (1.2)) suivant :

$$\begin{cases} \vec{E}_\perp(\vec{k}, \omega) = -i \vec{k} \Phi(\vec{k}, \omega) \\ \vec{E}_\parallel(\vec{k}, \omega) = -i \omega \vec{A}(\vec{k}, \omega) \end{cases} \quad (1.9)$$

Le calcul de \vec{E} est très compliqué, sauf si l'on fait l'approximation quasistatique : c'est-à-dire si l'on néglige \vec{E}_\perp devant \vec{E}_\parallel . La validité de cette approximation ne pose de problèmes que dans le cas où la longueur d'onde capable de se propager dans le milieu tend vers zéro. SITENKO [1965] a montré que cela ne se produit jamais dans un plasma isotrope. Le champ \vec{E} dérive alors du potentiel scalaire Φ déterminé de façon unique par la condition de jauge de BALMAIN [1964]. On trouve :

$$\Phi(\vec{k}, \omega) = \frac{\rho(\vec{k}, \omega)}{k^2 \epsilon_0 \epsilon_\parallel(\vec{k}, \omega)} \quad (1.10)$$

Dans cette hypothèse électrostatique, que nous adopterons désormais, le problème du calcul de \vec{E} se trouve donc ramené à celui du potentiel Φ .

Pour une charge ponctuelle oscillante placée à l'origine du repère, ce potentiel s'écrit :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{q}{(2\pi)^3} \iiint \frac{\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})}{k^2 \epsilon_0 \epsilon_\parallel(\vec{k}, \omega)} d^3\vec{k} \quad (1.11)$$

avec une constante diélectrique longitudinale ϵ_\parallel obtenue à partir de l'équation de Boltzmann et qui ne dépend que de la fréquence ω et du module k du vecteur d'onde. Elle est donnée par l'expression :

$$\epsilon_\parallel(\vec{k}, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{k^2} \left\{ P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f'_0(v)}{v - \omega/k} dv + i\pi f'_0(\omega/k) \right\} \quad (1.12) \quad (\text{BEKEFI [1966]})$$

où P désigne la partie principale de l'intégrale. $f'_0(v)$ est la dérivée première de $f_0(v)$ qui est la partie non perturbée de la distribution des vitesses électroniques \vec{v} . Enfin $\omega_p = \left(\frac{n q^2}{m \epsilon_0}\right)^{1/2}$ est la fréquence plasma (n , q et m sont respectivement la densité, la charge et la masse des électrons).

Après passage en coordonnées sphériques, on intègre (1.11) sur les variables angulaires, et il reste :

$$\Phi(\vec{r}, \omega) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin kr}{kr} \cdot \frac{dR}{\epsilon_1(k, \omega)} \quad (1.13)$$

où r désigne le module du vecteur \vec{r} .

Avant d'aller plus loin, nous devons maintenant définir la fonction de distribution $f_0(v)$. Dans les plasmas chauds, on assimile généralement cette fonction à une maxwellienne que de nombreux modèles tendent à représenter plus ou moins précisément. Parmi ces modèles, caractérisés par leur constante diélectrique ϵ_1 , les plus connus sont : le modèle hydrodynamique, le multiple Water-Bag (NAVET et BERTRAND [1971]), le modèle Super-Cauchy (ROOY, FEIX et STOREY [1972]) et le modèle de Maxwell étudié principalement par DERFLER et SIMONEN [1969].

Nous allons prendre successivement un modèle hydrodynamique qui est équivalent à un modèle Water-Bag (un seul bag) et un modèle de Maxwell simplifié par l'approximation de Landau.

I.1.2. Calcul du potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante dans un modèle hydrodynamique du plasma.

On approxime très grossièrement la distribution de Maxwell par une fonction rectangulaire de largeur v_T , où $v_T = \left(\frac{3kT}{m}\right)^{1/2}$ est la vitesse thermique des électrons.

La constante diélectrique est alors donnée par :

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 v_T^2} \quad (1.14)$$

d'où l'on obtient pour le potentiel, après intégration :

$$\Phi(r, \omega) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\frac{1}{\epsilon_c} - \frac{\exp(-ir/r_D [\omega^2/\omega_p^2 - 1])}{\omega^2/\omega_p^2 - 1} \right] \quad (1.15)$$

$\epsilon_c = 1 - \omega_p^2/\omega^2$ est la constante diélectrique du plasma froid.

$r_D = v_T/\omega_p$ est, à un facteur $\sqrt{3}$ près, la longueur de Debye $\lambda_D = \frac{v_T}{\omega_p \sqrt{3}}$

I.1.3. Calcul du potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante dans l'approximation de Landau :

Dans un modèle strictement maxwellien, ϵ_λ est donné par l'expression :

$$\epsilon_\lambda(k, \omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{k^2 v_E^2} Z' \left(-\frac{\omega}{|k| v_E} \right) \quad (1.16)$$

où Z' est la fonction de FRIED et CONTE [1961] et v_E la vitesse thermique définie par $v_E = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$

$1/\epsilon_\lambda$ peut alors être décomposé en série de Mittag Lefler :

$$\frac{1}{\epsilon_\lambda} = \frac{1}{\epsilon_c} + \sum_n \frac{k}{k - k_n} \cdot \frac{b_n}{k_n} \quad (1.17)$$

avec $\epsilon_c = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, constante diélectrique du plasma froid.

k_n est racine de l'équation de dispersion $\epsilon_\lambda = 0$ et $b_n = \left(\frac{\partial \epsilon_\lambda}{\partial k} \right)^{-1}_{k=k_n}$

est le résidu de $1/\epsilon_\lambda$ à k_n . b_n est appelé coefficient d'excitation.

En remplaçant dans (1.13) $1/\epsilon_\lambda$ par son développement, on trouve :

$$\Phi = \frac{q}{4\pi r \epsilon_0} \left[\frac{1}{\epsilon_c} + \frac{2}{\pi} \sum_n \frac{b_n}{k_n} \mathcal{F}(i k_n r) \right] \quad (1.18)$$

$$\text{avec } \mathcal{F}(u) = \int_0^{+\infty} \frac{\sin t}{t + iu} dt$$

DERFLER et SIMONEN [1969] ont étudié de façon très approfondie l'équation de dispersion du plasma maxwellien, et ils ont tabulé les quatre racines dont les coefficients d'excitation sont les plus élevés.

A des fréquences supérieures à la fréquence plasma ω_p , les deux racines K_1 et K_{-2} qui ont les coefficients les plus forts sont telles que $K_1 = -K_{-2}^*$, K_{-2}^* désignant le complexe conjugué de K_{-2} . Leurs coefficients d'excitations sont égaux.

On montre alors que si l'on retient uniquement le terme plasma froid et celui correspondant à la racine K_1 , on obtient une bonne approximation du potentiel pour $\omega \geq \omega_p$:

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\frac{1}{\epsilon_c} - \frac{K_1^2 v_E^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - \frac{3}{2} K_1^2 v_E^2} \exp(i K_1 r) \right] \quad (1.19)$$

Pour $\omega < \omega_p$, seule la racine K_{-2} est excitée et elle est imaginaire négative. En première approximation, on peut alors utiliser encore une expression semblable à (1.19), obtenue en remplaçant K_1 par $-K_{-2}$ dans cette équation.

$$\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left[\frac{1}{\epsilon_c} - \frac{K_{-2}^2 v_E^2}{\omega^2 - \omega_p^2 - \frac{3}{2} K_{-2}^2 v_E^2} \exp(-i K_{-2} r) \right] \quad (1.20)$$

Le potentiel donné par ces deux expressions (1.19) et (1.20) est appelé approximation de l'onde de Landau, et les racines K_1 et K_{-2} sont appelées racines de Landau.

Revenons à l'équation (1.19) pour noter qu'à la fréquence plasma $\omega = \omega_p$, ses deux termes tendent vers l'infini, mais qu'ils se compensent partiellement: Le potentiel se décompose en effet en une partie infinie, indépendante de la distance r , et en une partie finie qui dépend de r . Ce résultat, montré par ROOY et al. [1972] dans le cas d'un modèle Super Cauchy, est supposé valable pour tous les modèles. En particulier dans les deux cas du modèle hydrodynamique et de l'approximation de Landau, on a, pour $\omega = \omega_p$:

$$\Phi = \frac{1}{r} + \frac{r}{6\lambda_D^2} + \frac{i}{\lambda_D(3\epsilon_c)^{1/2}} \quad (1.21)$$

où $\lambda_D = \frac{v_E}{\omega_p \sqrt{2}}$ est la longueur de Debye.

I.1.4. Résultats et courbes théoriques :

La figure 1 extraite de l'article de CHASSERIAUX, DEBRIE et RENARD [1972] donne les domaines de validité des deux modèles étudiés. Elle montre que, compte tenu des domaines de fréquence où le terme plasma froid est prépondérant, on peut faire l'approximation de Landau sur toute la gamme, mais seulement pour des distances comprises entre 10 et 100 longueurs de Debye. Dans ces hypothèses, la figure 2 donne les variations de l'amplitude du potentiel Φ normalisé à sa valeur $\Phi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$ dans le vide, calculé à la distance $r = 25 \lambda_D$ de la charge ponctuelle, en fonction de la fréquence. La courbe est caractérisée par une résonance à la fréquence plasma, où le potentiel est infini, et par une ou plusieurs anti-résonances à des fréquences supérieures qui sont dues à un "battement" entre l'onde de Landau et la partie plasma froid du potentiel. Pour un plasma de densité donnée, c'est-à-dire pour une fréquence ω_p fixée, et à distance donnée, la position d'une anti-résonance dépend de la température électronique, et leur nombre augmente à mesure que le plasma devient plus froid. Enfin, pour des fréquences grandes devant ω_p , on retrouve la valeur du potentiel dans le vide.

Si maintenant on calcule la différence de potentiel qui existe entre deux points R_1 et R_2 , on obtient une courbe de même allure (figure 3) sauf à la fréquence plasma où le potentiel est fini. L'amplitude de Φ , à cette fréquence, est alors uniquement fonction de λ_D (équation (1.21)).

Théoriquement donc, à densité électronique donnée, et dans cette configuration, on peut déduire la température soit de la position des anti-résonances, soit de l'amplitude du potentiel à ω_p . En pratique, on verra que, compte tenu des perturbations auxquelles l'amplitude de Φ surtout est sensible, on préfère en général la première solution. Et il est alors très utile d'établir pour un type de sonde donnée, les courbes de variation des fréquences de battements normalisées ω/ω_p en fonction de d/λ_D , où d est une longueur caractéristique de la sonde. CHASSERIAUX, DEBRIE et RENARD [1972] les

ont établies dans le cas d'un quadrupôle carré.

Les figures 2 et 3 donnent également les variations de la phase du potentiel, normalisée par rapport à sa valeur dans le vide, dans les deux modèles géométriques présentés.

En ce qui concerne le plasma de type hydrodynamique maintenant, on constate que son domaine de validité se limite à une petite gamme de fréquence autour de ω_p . En fait, le terme plasma froid étant prépondérant pour des fréquences inférieures à la fréquence plasma, on peut utiliser ce modèle pour $\omega < \omega_p$. Pour les fréquences supérieures, toutefois, si on se limite à la première anti-résonance, on obtient une représentation très satisfaisante du potentiel comme le montre la figure 4 dans le cas d'un seul récepteur (modèle théorique de la sonde dipolaire). Cette remarque sera très utile dans certaines applications où par exemple on ne s'intéresse qu'à la position relative du battement par rapport à la fréquence plasma. On préférera alors en première approximation utiliser le modèle hydrodynamique beaucoup plus facile à manier, en particulier dans les calculs analytiques.

Avec deux récepteurs enfin, on a vu (équation (1.21)) que l'amplitude du potentiel était la même dans tous les modèles de plasmas à la fréquence ω_p . Dans la limite de validité du modèle hydrodynamique, la différence entre les deux représentations est donc principalement marquée par l'amplitude du creux de l'anti-résonance d'ordre 1, plus faible dans l'approximation de Landau, et par les fréquences légèrement différentes de ces battements : leurs positions relatives étant fonction de λ_D (figure 4).

I.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX : ETUDE DU POTENTIEL AU MOYEN DE LA SONDE QUADRIPOLAIRE.

I.2.1. Principe de la sonde quadripolaire :

On doit son principe à STOREY, MEYER et AUBRY [1969]. Il s'inspire d'une méthode classique de mesure de la résistivité terrestre en prospection géophysique (WENNER [1915] et SCHLUMBERGER [1920]).

Primitivement, on plaçait dans le sol deux électrodes métalliques à une distance l'une de l'autre grande devant leurs dimensions propres, et on mesurait la résistance entre ces électrodes. Cependant, la contribution principale de cette résistance était due à la région entourant directement les capteurs. Celles-ci, en contact avec le sol, perturbaient la mesure. Pour contourner cette difficulté, on a alors utilisé quatre électrodes dont deux jouent le rôle d'émetteurs et les deux autres celui de récepteurs. Un générateur fait passer un courant continu entre les émetteurs et un voltmètre à haute impédance d'entrée mesure la tension entre les récepteurs. Le rapport de cette tension au courant émis est par définition l'impédance mutuelle des deux paires d'électrodes.

Considérons maintenant quatre électrodes immergées dans un plasma. Un générateur fait passer entre les deux émetteurs un courant $I(\omega)$ fonction de la fréquence et on mesure entre les deux récepteurs la tension reçue $V(\omega)$. L'impédance mutuelle ou impédance de transfert entre les deux paires d'électrodes est par définition le rapport $\frac{V(\omega)}{I(\omega)}$. Le schéma équivalent de ce système est donné par la figure 5. Le plasma non perturbé est séparé des électrodes par des zones perturbées d'impédances Z_T et $Z_{T'}$, à l'émission et Z_R et $Z_{R'}$, du côté de la réception. Le réseau lui-même est caractérisé par les impédances propres Z_t entre les entrées t et t' et Z_r entre les sorties r et r' , et par l'impédance mutuelle Z_m .

Si on suppose maintenant l'impédance interne Z_I du générateur très grande devant la somme $Z_T + Z_t + Z_{T'}$, on montre que le courant I est indépendant des gaines d'ions qui entourent les électrodes. D'un autre côté, si l'impédance interne du récepteur est grande devant l'impédance propre $Z_R + Z_r + Z_{R'}$, la tension mesurée est pratiquement celle du plasma non perturbé. Dans ces conditions, l'impédance mutuelle est directement donnée par le rapport V/I .

Toutefois, tous les types d'antennes ne présentent pas les mêmes avantages. Deux sont particulièrement intéressants: Le petit dipôle et le dipôle double-sphère. Le premier a une longueur petite devant la longueur de Debye λ_D . Il perturbe très peu le plasma car il est bien adapté aux cas où λ_D est grand (dans la magnétosphère par exemple). Dans le dipôle double-sphère proposé par STOREY [1965],

deux sphères identiques sont séparées par une distance grande à la fois devant leur rayon et devant la longueur de Debye du milieu. Cette sonde est mieux adaptée à des plasmas où λ_D est de l'ordre du centimètre comme c'est le cas dans les régions basses de l'ionosphère (moins de 500 km). Cependant, quel que soit le type d'antennes choisi, la distance entre émetteurs et récepteurs doit être grande devant λ_D .

Enfin, en ce qui concerne le choix de la configuration géométrique, de nombreuses possibilités sont offertes. Les sondes les plus couramment employées sont de type carré, symétriques ou anti-symétriques, avec une antenne à chacun des angles de la figure, ou de type linéaire.

Dans l'expérience que l'on va décrire maintenant, la sonde est du type dipôle double-sphère en configuration linéaire.

L'exemple est tiré du rapport d'activité du Département PCE du Centre de Recherches en Physique de l'Environnement pour l'année scolaire 1974-1975.

I.2.2. L'expérience :

I.2.2.1. Le plasma :

Le plasma ionosphérique est simulé dans une chambre de 6 m^3 (longueur 3 m, diamètre 1,5 m) réalisé entièrement en acier inoxydable. Le pompage est assuré par deux pompes turbo-moléculaires assistées d'une pompe primaire classique et par une pompe cryogénique à hélium liquide. Un spectromètre de masse permet à tout moment d'analyser les pressions partielles de l'enceinte : on contrôle ainsi parfaitement la qualité du vide, essentielle dans nos expériences. Le vide limite est de l'ordre de 10^{-8} torr (ARNAL [1972]). La source à plasma située à l'une des extrémités de l'enceinte, est du type Kaufman. Elle permet de simuler les plasmas ionosphériques avec une grande souplesse. Typiquement, on obtient 10^5 électrons/cm³ de densité et 1500°K de température électronique (ARNAL et ILLIANO [1973]). Enfin, autour de la chambre elle-même, un certain nombre de bobines rectangulaires peuvent au choix compenser le champ magnétique terrestre ou imposer un champ axial variable.

ILLIANO, ARNAL et GILLE [1975] ont donné une idée plus complète des possibilités de cet ensemble.

I.2.2.2. La sonde :

La sonde est formée de sphères grillagées "transparentes" au plasma. Les sphères de rayon R sont équidistantes de $D = 7,77 R$ l'une de l'autre, les deux émetteurs E_1 et E_2 étant placés entre les récepteurs R_1 et R_2 . Dans cette configuration, la courbe donnant la fréquence du premier battement en fonction de D/λ_D est tracée en figure 6.

Afin de mesurer l'impédance propre de la sphère d'émission (ou le courant émis) on a utilisé un dispositif développé par P. DECREAU [1975]. La figure 7 donne le schéma synoptique de l'ensemble émission-réception. Un générateur de rampe délivre un signal en dent de scie dont l'amplitude est réglée de façon à permettre en sortie de l'émetteur une excursion de fréquence allant de 100 KHz à 12 MHz. La tension de sortie est alors constante et de l'ordre de 0,5 volts efficaces. Nous ne rentrons pas dans les détails de l'émetteur et du récepteur proprement dits qui sont détaillés dans le mémoire de CHABERLOT [1975]. A la sortie de l'émetteur, on trouve un transformateur 50/1200 Ω à point milieu dont le rôle est ici surtout d'élever la tension à un niveau convenable. Sur l'une des antennes d'émissions enfin, un tore permet de mesurer par l'intermédiaire d'un amplificateur A un courant i proportionnel au courant d'émission I . Sur chacune des antennes de réception, une capacité de 0,1 pf permet au signal d'attaquer un préamplificateur de gain - 8 dB sensiblement constant entre 50 KHz et 15 MHz. L'ensemble capacité-préamplificateur est en fait un adaptateur du signal reçu. Un transformateur T_2 à point milieu amène ensuite à 50 Ω l'impédance à l'entrée du récepteur. Celui-ci délivre alors sur la voie S_1 une tension continue dont l'amplitude est proportionnelle à la différence $V_1 - V_2$ des potentiels reçus en R_1 et R_2 . Une deuxième sortie S_2 plus sensible délivre le même signal amplifié de 28 dB, S_1 et S_2 étant écrêtés pour des tensions de sortie supérieures ou égales à 2 V.

Au niveau du récepteur, un commutateur permet de prélever la sortie de l'amplificateur A pour la mesure du courant.

Pour mesurer la phase, on dispose également en sortie du récepteur d'une tension alternative à 15 MHz que l'on compare à celle de l'oscillateur local de l'émetteur.

Enfin, un dispositif de calibration permet à tout moment de contrôler les performances de la chaîne émission-réception. Le récepteur est alors directement relié à l'émetteur par l'intermédiaire d'un atténuateur. On vérifie ainsi la stabilité globale de la tension de sortie de l'émetteur et le gain total du récepteur.

I.2.2.3. Les résultats :

Soient V_1 et V_2 les tensions reçues respectivement en R_1 et R_2 . La tension délivrée sur la voie S_1 ou S_2 est proportionnelle à $V = V_1 - V_2$. Sur la même voie, on peut également enregistrer le courant i proportionnel au courant émis.

L'impédance mutuelle s'écrit alors :

$$Z = \alpha \frac{V_1 - V_2}{i} \quad (1.22)$$

où α est une constante.

Dans le vide, on a de la même façon :

$$Z_0 = \alpha \frac{V_{10} - V_{20}}{i_0} \quad (1.23)$$

ce qui donne :

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{(V_1 - V_2) / i}{(V_{10} - V_{20}) / i_0} \quad (1.24)$$

La figure 8 donne le module et la phase de ce rapport dans le cas où $D = 16. \lambda_D$ ($R = 2,06 \lambda_D$).

En comparant courbes théoriques et expérimentales, on constate qu'il y a un bon accord, sauf en ce qui concerne la phase au voisinage immédiat de la fréquence plasma, pour de grandes longueurs de Debye. Les valeurs des densité et température électroniques données par les positions des résonances et anti-résonances sont alors très comparables à celles qui seraient mesurées par ailleurs dans la chambre par une sonde de Langmuir : DEBRIE, ARNAL et ILLIANO [1975] ont fait à ce sujet une série d'expériences très convaincantes.

Toutefois, certaines précautions doivent être respectées : tension d'émission très faible pour rester en régime linéaire, prise en compte de la variation d'impédances des sphères réceptrices.

Mais il reste que les précisions en amplitude sont assez médiocres (figure 8). Cela est dû à de nombreuses perturbations telles

que l'inhomogénéité du plasma à l'intérieur de l'enceinte, les collisions entre particules ou encore les gaines d'ions qui entourent les électrodes. Des méthodes utilisant soit la sonde quadripolaire, soit la propagation des ondes électroniques longitudinales sont actuellement développées au laboratoire pour tenter de diagnostiquer des plasmas "hors d'équilibre thermodynamique" non Maxwelliens ou inhomogènes (rapport d'activité du département PCE [1974 - 1975]).

I.3. FONCTIONNEMENT DE LA SONDE EN AUTO-OSCILLATEUR :

Dans le premier essai de fonctionnement que l'on décrit ici, on utilise une sonde montée suivant le même principe que la sonde du paragraphe précédent mais avec un seul émetteur. Ouvrons ici une parenthèse pour remarquer qu'une charge pulsante ne satisfait pas l'équation de conservation de charge : en effet, une quantité d'électricité apparaît et disparaît périodiquement tout en restant au même endroit. Cette contradiction peut être résolue en considérant une seconde source pulsante placée en un autre point de l'espace et oscillant en opposition de phase avec la première. Le courant qui circule dans ce dispositif contribue au potentiel vecteur \vec{A} mais non au potentiel scalaire ϕ . Le potentiel scalaire en un point de l'espace est donc la somme des potentiels créés par chacune des deux sources. Ces potentiels peuvent se calculer indépendamment l'un de l'autre et la notion de charge pulsante isolée trouve ainsi une signification physique. Ce point étant éclairci, on réalise l'expérience suivante dans laquelle un simple commutateur permet de passer du balayage en fréquence à l'auto-oscillation.

Dans ce mode de fonctionnement, le transformateur de réception est directement relié au transformateur d'émission par l'intermédiaire d'un amplificateur à large bande de 62 dB de gain. D'autre part, un second commutateur permet de connecter l'antenne d'émission E à l'une ou l'autre des bornes de son transformateur, de façon à pouvoir émettre au choix en phase ou en opposition de phase.

Les résultats sont donnés sur la figure 9. En émission directe, on constate que le système oscille à une fréquence f_D , voisine du maximum de potentiel, c'est-à-dire ici proche de la fréquence plasma. Quand le signal est réémis en opposition de phase, on oscille

toujours, mais à une fréquence f_x plus proche du minimum. Il est alors intéressant de faire le calcul complet de la rotation de phase dans le circuit en fonction de la fréquence. On vérifie ainsi qu'à des erreurs dues à l'imprécision des mesures et des appareils près, f_D correspond à la fréquence f_0 pour laquelle la rotation de phase de la chaîne est nulle et que f_x correspond à la fréquence f_π pour laquelle la rotation de phase est π .

Cet essai pourtant très encourageant, n'en reste pas moins qu'un premier pas dans ce genre d'expériences dont l'objectif est de faire osciller le système sur une fréquence fixe connue à priori et la plus voisine possible de la fréquence plasma. Pour ce faire, de nouveaux préamplificateurs de réception sont à l'étude : il est en effet absolument nécessaire de diminuer au maximum leur bruit propre actuellement trop important et qui nous oblige à utiliser un amplificateur à large bande et à très grand gain (+ 62 dB). En ce qui concerne l'amplificateur lui-même, il est également prévu de le munir d'un contrôle automatique de gain (CAG). Enfin la courbe de phase de l'ensemble de l'électronique doit être la plus plate possible et proche soit de 0, soit de π , dans la gamme des fréquences utilisées (de 100 KHz à 15 MHz).

I.4. FONCTIONNEMENT DE LA SONDE EN INTERFEROMETRE :

On reprend ici la configuration géométrique d'une sonde quadripolaire linéaire dans laquelle les deux émetteurs E_1 et E_2 sont placés d'un même côté par rapport aux récepteurs R_1 et R_2 à des distances telles que :

$$E_1 E_2 = 60 \text{ cm et } E_2 R_1 = R_1 R_2 = 20 \text{ cm}$$

et on calcule la différence de potentiel qui existe entre R_1 et R_2 quand on place respectivement en E_1 et E_2 deux charges ponctuelles oscillantes q_1 et q_2 . Or, il existe une fréquence F_λ pour laquelle la distance $R_1 R_2$ représente la demi-longueur d'onde $\lambda/2$ de l'onde dans le milieu. A cette fréquence, on a donc aussi :

$$E_1 R_1 = 2 \lambda, \quad E_1 R_2 = 5 \lambda / 2$$

et $E_2 R_1 = \lambda / 2, \quad E_2 R_2 = \lambda,$

de telle sorte qu'en sortie du transformateur à point milieu de réception, les effets des deux ondes sont cumulatifs.

Par ailleurs, on a montré que la courbe optimale, c'est-à-dire celle qui donne le meilleur facteur de qualité de l'anti-résonance, est obtenue pour une valeur entière $q_1/q_2 = -4$. Dans ce rapport des charges, la figure 10 (a et b) donne pour différentes valeurs λ_D de la longueur de Debye les variations du potentiel normalisé $|\Phi/\Phi_0|$ en fonction de la fréquence F/F_p . On vérifie alors que quel soit λ_D , F_A correspond à la fréquence du premier battement à $\lambda/2$. Dans ce cas, la sonde fonctionne sur le principe même de l'interféromètre qui fournit directement une mesure de longueur d'onde. Si la dispersion du milieu est connue, on a là un puissant moyen de diagnostic.

Un tel mode de fonctionnement a été retenu dans le projet de l'expérience ISOPROBE. Il reste maintenant à en faire l'essai expérimental.

C H A P I T R E I I

SONDES A LA RESONANCE HYBRIDE HAUTE

(en présence d'un champ magnétique)

II.1. RAPPELS THEORIQUES.

A. Pour un magnétoplasma froid :

On reprend les résultats de CHASSERIAUX [1971] , le champ magnétique étant supposé uniforme et parallèle à l'axe \vec{z} d'un repère xyz.

A.1. Equations fondamentales :

Une démarche identique à celle du chapitre précédent, nous conduit à nous intéresser au tenseur de permittivité \mathcal{E} .

Dans le cas d'un plasma froid sans collisions, les éléments de ce tenseur sont indépendants de \vec{k} et il est de la forme :

$$\mathcal{E} = \begin{pmatrix} S & iD & 0 \\ -iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

$$\text{où } \begin{cases} S = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_b^2} \\ D = \frac{\omega_b}{\omega} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_b^2} \\ P = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \end{cases} \quad (\text{QUEMADA [1968])}$$

On rappelle que $\omega_p = \left(\frac{n q^2}{m \epsilon_0} \right)^{1/2}$ est la fréquence plasma. Et en présence du champ magnétique \vec{B} , $\omega_b = -qB/m$ est la gyrofréquence des électrons. n et q représentent respectivement la densité et la charge des électrons ; m est leur masse.

\mathcal{E} étant indépendant du vecteur d'onde \vec{k} , la transformée de Fourier inverse dans l'espace de l'équation (1.4) donne :

$$\vec{D}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \mathcal{E}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (2.1)$$

Prenons les transformées de Fourier dans le temps de (1.1) et (1.2). Avec (2.1) il vient :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{\nabla} \phi) - i\omega \vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{A}) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

Si alors, on impose la condition de jauge $\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{A}) = 0$ (BALMAIN [1964]), ϕ et \vec{A} sont définis de façon unique.

(2.2.) devient :

$$\vec{\nabla} \cdot [\epsilon \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, \omega)] = -\frac{\rho(\vec{r}, \omega)}{\epsilon_0} \quad (2.3)$$

ou encore :

$$S \left[\frac{\partial^2 \phi(\vec{r}, \omega)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi(\vec{r}, \omega)}{\partial y^2} \right] + P \frac{\partial^2 \phi(\vec{r}, \omega)}{\partial z^2} = -\frac{\rho(\vec{r}, \omega)}{\epsilon_0} \quad (2.4)$$

dont la résolution donne le potentiel scalaire ϕ .

A.2. Calcul du potentiel créé en un point de l'espace par une charge ponctuelle oscillante :

Pour une source ponctuelle située à l'origine du repère, la densité de charge ρ est donnée par :

$$\rho = Q \exp(i\omega_0 t) \delta(\vec{r}) \quad (2.5)$$

ou, dans l'espace transformé de Fourier :

$$\rho(\vec{r}, \omega) = Q \sqrt{2\pi} \delta(\omega_0 - \omega) \delta(\vec{r}) \quad (2.6)$$

D'après (2.4), le potentiel ϕ sera de la forme :

$$\phi = \Phi(\vec{r}, \omega_0) \exp(i\omega_0 t)$$

soit, après transformation : $\Phi(\vec{r}, \omega) = \Phi(\vec{r}, \omega_0) \sqrt{2\pi} \delta(\omega_0 - \omega)$

L'amplitude complexe $\Phi(\vec{r}, \omega_0)$ obéit donc à l'équation :

$$S \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} \right] + P \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -\frac{Q}{\epsilon_0} \delta(x, y, z) \quad (2.7) \quad (\text{KAISER [1962]})$$

$$\text{qui donne} \begin{cases} \Phi = + \text{sgn}(P) |\Phi| & \text{si } S/P > 0 \\ \Phi = i |\Phi| & \text{si } -R^2/z^2 < S/P < 0 \\ \Phi = - \text{sgn}(P) |\Phi| & \text{si } S/P < -R^2/z^2 \end{cases} \quad (2.8)$$

avec le module de Φ : $|\Phi| = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{|SP|^{1/2}} \cdot \frac{1}{|R^2 + (S/P)z^2|^{1/2}}$ (2.9)

et où $R^2 = x^2 + y^2$

Remarquons cependant que Φ ne représente que le potentiel scalaire statique créé par la charge de densité ρ . Pour connaître le champ électrique \vec{E} , il faut déterminer le potentiel vecteur \vec{A} .

On évite ce calcul en faisant l'approximation électrostatique : c'est-à-dire en supposant que le champ \vec{E} ne dérive que du potentiel scalaire Φ . Mais en notant que cette approximation n'est valable qu'à des distances inférieures à toute longueur d'onde électromagnétique pouvant se propager dans le milieu.

A.3. Résultats :

Pour illustrer ce résultat, calculons la différence de potentiel qui existe entre les deux points R_1 et R_2 placés sur un axe \vec{u} passant par l'origine sur le même demi axe et à des distances r_1 et r_2 de la charge Q . Cet ensemble fait un angle β avec le champ magnétique \vec{B} .

En normalisant le potentiel par rapport à sa valeur dans le vide :

$$\Phi_0 = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

l'équation (2.9) s'écrit alors :

$$\left| \frac{\Phi}{\Phi_0} \right| = \frac{1}{|P|} \cdot \frac{1}{|S/P [1 - \cos^2 \beta (1 - S/P)]|^{1/2}} = \frac{1}{|S| |P - \cos^2 \beta (P - S)|^{1/2}} \quad (2.10)$$

Le rapport $|\Phi/\Phi_0|$ est indépendant de la distance r . On obtiendrait donc le même résultat avec un seul récepteur (cas d'une sonde dipolaire).

La figure 11 donne les variations du module $|\Phi/\Phi_0|$ en fonction de la fréquence normalisée ω/ω_b et en fonction de l'angle β . Le paramètre ω_p/ω_b qui intervient dans S et dans P est égal à 2.

Trois valeurs de la fréquence annulent le dénominateur de (2.10).

La première est donnée par l'équation $S = 0$. On trouve

$$\omega = (\omega_p^2 + \omega_b^2)^{1/2}$$

qui est appelée fréquence hybride haute (notée ω_T).

Pour $\omega = \omega_T$, le potentiel est infini : cette fréquence correspond à ω_p dans le cas d'un plasma isotrope. On constate par ailleurs que dans son voisinage, l'amplitude du potentiel varie très peu avec l'angle β .

Les deux autres pôles de $|\Phi/\Phi_0|$ sont les fréquences des résonances obliques : nous en parlerons au chapitre suivant.

Enfin, pour $\omega = \omega_b$, S devient infiniment grand : $|\Phi/\Phi_0|$ tend vers zéro. On obtient une anti-résonance en ce point.

B. Pour un magnétoplasma chaud :

Pour un plasma chaud, en présence d'un champ magnétique, la théorie est très incomplète : On ne sait encore calculer le potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante qu'au voisinage immédiat de certaines fréquences caractéristiques. A la fréquence hybride haute, le calcul a été fait par CHASSERIAUX [1974] dans l'approximation des basses températures (SITENKO et STEPANOV [1957]), et pour $\omega_p > \omega_b$.

On rappelle ici l'essentiel de ses résultats en les illustrant par quelques courbes.

B.1. Equations fondamentales :

Le champ électrique $\vec{E}(\vec{k}, \omega)$ s'exprime en fonction de la densité de courant $\vec{J}(\vec{k}, \omega)$ par

$$S \cdot \vec{E}(\vec{k}, \omega) = i \omega \mu_0 \vec{J}(\vec{k}, \omega) \quad (2.11)$$

où μ_0 est la perméabilité du vide et S est un tenseur qui s'exprime en fonction du tenseur diélectrique ϵ par

$$S_{ij} = k_i k_j - \delta_{ij} k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{ij} \quad (2.12)$$

c représente la vitesse de la lumière dans le vide.

De l'équation (2.11), on déduit :

$$\vec{E}(\vec{k}, \omega) = i\omega\mu_0 S^{-1} \vec{J}(\vec{k}, \omega) = i\omega\mu_0 \frac{G}{D} \vec{J}(\vec{k}, \omega) \quad (2.13)$$

où D est le déterminant de S, et G l'adjoint de ce tenseur.

SITENKO et STEPANOV [1957], ont exprimé D en fonction de l'indice de réfraction $n = \frac{kc}{\omega}$ et de l'angle θ entre le vecteur \vec{k} et le champ magnétique \vec{B} :

$$D = \frac{\omega^6}{c^6} (A n^4 + B n^2 + C) \quad (2.14)$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} A = \epsilon_{11} \sin^2 \theta + \epsilon_{33} \cos^2 \theta + 2\epsilon_{13} \cos \theta \sin \theta \\ B = 2(\epsilon_{12} \epsilon_{23} - \epsilon_{22} \epsilon_{13}) \cos \theta \sin \theta - (\epsilon_{22} \epsilon_{33} + \epsilon_{23}^2) \cos^2 \theta \\ \quad + \epsilon_{13}^2 - \epsilon_{11} \epsilon_{33} - (\epsilon_{11} \epsilon_{22} + \epsilon_{12}^2) \sin^2 \theta \\ C = \det. (\epsilon) \end{array} \right.$$

$D = 0$ est l'équation de dispersion de l'onde dans le plasma.

A une fréquence donnée, ses zéros déterminent les vecteurs d'onde des ondes qui peuvent se propager dans le milieu sans déformation.

Au voisinage de ω_T , on montre (SHKAROVSKY [1970]) qu'on peut approximer D par :

$$D_T = \frac{k\omega^2}{c^2} \cdot \frac{1}{\omega_p^2} \left[k_x^2 \left(\omega^2 - \omega_T^2 - \frac{3}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 - 3\omega_b^2} k_x^2 v_E^2 \right) + \frac{\omega_p^2 \omega_b^2}{\omega_T^2} k_z^2 + \frac{\omega_p^2 \omega_b^2}{c^2} \right] \quad (2.15)$$

B.2. Potentiel créé en un point de l'espace par un petit dipôle oscillant :

En remplaçant D par D_T (2.15) dans

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{q}{(2\pi)^3} \cdot \frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \iiint \frac{k^2 \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})}{D} d^3 k \quad (2.16)$$

que l'on obtient à partir de (2.13) par une démarche semblable à celle du premier chapitre, on trouve :

$$\Phi = \frac{q}{4\pi^2 \epsilon_0 \lambda_D} \cdot \frac{\omega_T^2}{\omega_b^2} \int_0^{+\infty} J_0(u_1 R') u_1 du_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i u_z z')}{u_z^2 - (\alpha_T u_1^4 - \beta_T u_1^2 - \gamma)} du_z \quad (2.17)$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{l} \alpha_T = \frac{3\omega_T^2 \omega_p^2}{\omega_b^2 (\omega_p^2 - 3\omega_b^2)} \\ \beta_T = \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \cdot \frac{\omega - \omega_T^2}{\omega_b^2} \\ \gamma = \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \cdot \frac{v_E^2}{c^2} \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} \vec{u} = \vec{k} \lambda_D \\ R' = R / \lambda_D = (x^2 + y^2)^{1/2} / \lambda_D \\ z' = z / \lambda_D \end{array} \right.$$

Une intégration analytique complète n'est possible que dans l'approximation quasistatique ($c \rightarrow \infty$).

B.3. Résultats :

Le potentiel créé par le dipôle est toujours fini. Pour $\omega_p^2 < 3\omega_b^2$, les surfaces équipotentielles sont des cylindres (axés sur le champ magnétique). Pour $\omega_p^2 > 3\omega_b^2$, ce sont des paraboloides de même axe \vec{B} .

La figure 12 donne le module du rapport Φ/Φ_0 , où Φ_0 est le potentiel dans le vide, en fonction de la fréquence normalisée ω/ω_b dans les deux cas (a) $\omega_p^2 > 3\omega_b^2$ et (b) $\omega_p^2 < 3\omega_b^2$ et pour un modèle de sonde linéaire avec $ER_1 = 20$ cm et $ER_2 = 26,6$ cm dans un plasma où $\lambda_D = 1$ cm, avec $\beta = 90^\circ$.

Si maintenant on s'intéresse uniquement à l'amplitude du potentiel à la fréquence hybride haute, on trace les courbes de la figure 13 qui donnent $|\Phi/\Phi_0|$ en fonction de ω_T/ω_b pour différentes valeurs de la longueur de Debye λ_D et pour un angle $\beta = 90^\circ$, ou encore celles de la figure 14 où le paramètre est cette fois β à $\lambda_D = 1,2$ cm.

Il est dans ce dernier cas intéressant de noter que les potentiels respectivement à $\beta = 0^\circ$ et $\beta = 90^\circ$ sont liés par la relation :

$$|\Phi/\Phi_0|_{\beta=0^\circ} = \frac{1}{2} |\Phi/\Phi_0|_{\beta=90^\circ}$$

(voir CHASSERIAUX [1974]).

II.2. RESULTATS EXPERIMENTAUX :

La théorie du plasma froid prévoyait une résonance principale non plus à ω_p mais à $\omega_T = (\omega_p^2 + \omega_b^2)^{1/2}$: RENARD et DEBRIE [1970] le confirmèrent lors d'expériences en laboratoire. Aussi, on admet désormais qu'expérimentalement, le maximum de Z est obtenu pour $\omega = \omega_T$

Au niveau de l'interprétation des résultats, on distingue alors deux cas :

a : $\omega_p > \omega_b$

Si \vec{k} est parallèle au vecteur champ magnétique \vec{B} , l'équation de dispersion est la même que dans le cas isotrope.

Si \vec{k} est perpendiculaire à \vec{B} , la théorie microscopique donne les modes bien connus de Bernstein. Mais on montre (figure 15) qu'au voisinage de la fréquence hybride haute ω_T , l'approximation des basses températures vue au paragraphe précédent, est en bon accord avec ces modes. Dans ce domaine très restreint de fréquences, on peut donc utiliser les résultats théoriques précédents.

La figure 16 d'après CHASSERIAUX et al. [1972] montre un exemple de ce que l'on peut obtenir dans l'ionosphère à l'aide d'une sonde quadripolaire HF carrée qui fut lancée de KOUROU le 16 décembre 1971 à bord d'une fusée Véronique V 61 M dans le cadre de l'expérience CISASPE (réalisée par le Groupe de Recherches Ionosphériques). L'expérience fournit ω_T et ω_b (dédit de la mesure d'un magnétomètre de bord), on en déduit $\omega_p = (\omega_T^2 - \omega_b^2)^{1/2}$ d'où la densité n_e du plasma. La température est donnée par la position du creux d'anti-résonance.

b : $\omega_p < \omega_b$

Dans ce cas, aucune théorie analogue à celle que nous venons de voir ne permet encore d'interpréter les résultats.

Toutefois, il est certain que plus ω_p est petit devant ω_b , plus mauvaise est la précision du calcul $\omega_p = (\omega_T^2 - \omega_b^2)^{1/2}$ nécessaire à la connaissance de n_e . En effet, dans les régions de faible densité électronique, la gyrofréquence est pratiquement confondue avec la fréquence hybride haute.

C'est ce qui nous a conduit à nous intéresser au domaine de la résonance oblique basse à laquelle on consacre maintenant le chapitre suivant.

C H A P I T R E I I I

SONDES A LA RESONANCE OBLIQUE BASSE

III.1. RAPPELS THEORIQUES :

A. Pour un magnéto plasma froid :

Reportons nous au paragraphe A.3 du chapitre précédent.

L'un des pôles de l'équation (2.10) est la fréquence hybride haute ω_T .

Les deux autres sont donnés par l'équation :

$$\cos^2 \beta = P/(P-S)$$

ou encore

$$\tan^2 \beta = -S/P \quad (3.1)$$

$$\text{où } S = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_b^2} \quad \text{et} \quad P = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

A chaque angle β correspondent ainsi deux fréquences $\omega_{\beta 1}$ et $\omega_{\beta 2}$ pour lesquelles le potentiel est infini (sur la figure 11, $\omega_{\beta 2}$ est pratiquement confondue avec ω_T).

Inversement à une fréquence donnée ω correspond un angle β_c qui vérifie (3.1) et qui définit ainsi un cône d'axe \vec{B} sur lequel le potentiel est infini. Ce cône a été appelé par Fisher et Gould le cône de vitesse de groupe car pour l'onde extraordinaire (polarisée à droite) $v_g \rightarrow 0$ quand β tend vers β_c par valeurs supérieures.

$\omega_{\beta 2}$ et $\omega_{\beta 1}$ sont appelées fréquences de résonance oblique respectivement haute et basse.

L'étude du signe de Φ/Φ_0 montre que la phase est égale à $\pi/2$ en dessous de la fréquence oblique basse $\omega_{\beta 1}$. Entre $\omega_{\beta 1}$ et ω_b elle est nulle, égale à π entre ω_b et $\omega_{\beta 2}$, puis à $\pi/2$ entre $\omega_{\beta 2}$ et ω_T . Au dessus de cette fréquence, elle est constamment nulle.

B. Pour un magnétoplasma chaud :

Au voisinage de la fréquence oblique basse, le calcul a d'abord été fait dans le cas d'un champ magnétique infini par FISHER et GOULD [1971], puis il a été repris par KUEHL [1973] avec un champ \vec{B} fini.

C'est ce dernier cas que nous allons développer maintenant. Il nous permettra d'interpréter les résultats de l'expérience spatiale IPOCAMP 1 qui sera décrite dans la deuxième partie du chapitre.

B.1. Equations fondamentales :

Prenons le champ magnétique \vec{B} sur l'axe \vec{z} du repère xyz.

Dans l'approximation quasistatique, on montre que le champ électrique \vec{E} dérive du potentiel scalaire :

$$\Phi(\vec{k}, \omega) = \rho(\vec{k}, \omega) / \epsilon_0 D(k_{\perp}^2, k_z) \quad (3.2)$$

Dans l'équation (3.2), \vec{k} est le vecteur d'onde de composantes transversale k_{\perp} et longitudinale k_z , ρ est la densité de charge et si ϵ est le tenseur diélectrique du plasma, $D(k_{\perp}^2, k_z)$ s'écrit :

$$D(k_{\perp}^2, k_z) = \vec{k} \cdot \epsilon \cdot \vec{k} \quad (3.3)$$

et pour une fonction de distribution maxwellienne d'ordre zéro, d'après STIX [1962] :

$$D(k_{\perp}^2, k_z) = \frac{1}{\nu_L^2} \left\{ \lambda + (k_z \nu_L)^2 + \frac{\omega_p^2 e^{-\lambda}}{\omega_b^2} \sum_{n=0}^{\infty} I_n(\lambda) [1 + \zeta_0 Z(\zeta_n)] \right\} \quad (3.4)$$

où I_n est la fonction de Bessel modifiée d'ordre n , et Z la fonction de FRIED et CONTE [1961]. On a posé $\lambda = k_{\perp}^2 \cdot r_L^2$ avec $r_L = \frac{v_E}{\omega_b \sqrt{2}}$ le rayon de Larmor. Enfin pour k_n réel

$$\zeta_n = (\omega + n\omega_b) / |k_z| v_E$$

En un point \vec{r} de l'espace, le potentiel est alors donné par l'équation :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi^3} \iiint d^3\vec{k} \Phi(\vec{k}, \omega) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \quad (3.5)$$

B.2. Calcul du potentiel créé par une charge ponctuelle

oscillante dans l'approximation des basses températures :

On suppose que la source ponctuelle émet à une fréquence à la fois inférieure à la gyrofréquence ω_b et à la fréquence plasma ω_p .

Si la distance r où l'on reçoit est suffisamment grande pour que toutes les branches k_{1m} de l'équation de dispersion $D(k_{1m}^2, k_z) = 0$ soient négligeables à l'exception de celle qui a la plus petite partie imaginaire c'est-à-dire le plus faible amortissement (ce qui impose $\lambda_{QS} \ll r \ll \lambda_{EM}$ en tenant compte de l'hypothèse quasistatique) et pour que celle-ci puisse être remplacée par son approximation basse température $k_{11}(k_z)$ (ce qui impose $k_{11}r_L \ll 1$), Φ s'écrit :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{i}{8\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \exp(i k_z z) H_0^{(1)}(k_{11}(k_z)\rho) / D'_1(k_z) \quad (3.6)$$

où ρ et z sont les composantes cylindriques de \vec{r} , et $H_0^{(1)}$ la première fonction de Hankel d'ordre zéro. $D'_1(k_z)$ est donné par :

$$D'_1(k_z) = \left[\frac{\partial D(k_1^2, k_z)}{\partial (k_1^2)} \right]_{k_1 = k_{11}}$$

$$\text{Enfin : } k_{11} \approx \pm k_z [\cotg \beta_c + \alpha (k_z r_L)^2 + i\delta] \quad (3.7)$$

α et δ sont les coefficients fonctions de la fréquence donnés par KUEHL [1973]. β_c est l'angle du cône de résonance du plasma froid donné par :

$$\text{tg } \beta_c = |K_{\perp}^c / K_{\parallel}^c|^{1/2} \quad (3.8)$$

avec $K_{\perp}^c = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - \omega_b^2)$ et $K_{\parallel}^c = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$,

les composantes respectivement transversale et longitudinale de la constante diélectrique du plasma froid (voir l'équation (3.1)). Et pour un point d'observation situé au voisinage de l'angle β_c , on trouve (KUEHL [1974]) :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{(-i)^{2/3}}{12\pi\epsilon_0 r K_{\perp}^c} \left(\frac{\text{tg } \beta_c}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{R^{1/3} F(\beta_+)}{\alpha^{1/6} \sin^{2/3} \beta_c} \quad (3.9)$$

où $R = r/r_L$, et où α (supposé positif), à fréquence donnée, ne dépend que de la température (T) et de la densité (n) électroniques du plasma. F est une fonction définie par :

$$F(z) = \int_0^{+\infty} \frac{dt}{5/6} \exp(i^{2/3} z t^{1/3} - t) \quad (3.10)$$

et on a posé :

$$\beta_+ = \frac{R^{2/3} [\sin(\beta_c - \beta) - i\delta \sin^2 \beta_c]}{\alpha^{1/3} \sin^{4/3} \beta_c} \quad (3.11)$$

où β est l'angle (\vec{r}, \vec{B}) .

La dépendance angulaire du potentiel est donc entièrement déterminée par la fonction F . On montre alors qu'il existe un angle β_M tel que :

$$\beta_M = \beta_c - \frac{1,8 \alpha^{1/3} \sin^{4/3} \beta_c}{R^{2/3}} \quad (3.12)$$

pour lequel $\Phi(\vec{r})$ est maximum. Cet angle définit un cône d'axe \vec{B} à l'intérieur duquel le potentiel présente une série de maximums et de minimums successifs dus aux effets thermiques. La figure 17, d'après KUEHL [1974], montre ces variations pour une fréquence $\omega = \omega_p / \sqrt{2}$, en prenant un amortissement δ nul et un champ B infini ($\omega_p = \infty$).

Pour un paramètre α négatif, on obtiendrait des interférences semblables à l'extérieur du cône (KUEHL [1973]).

Toutefois, si elle tient compte en effet de la présence d'un champ magnétique fini, la théorie de KUEHL, on vient de le voir, suppose un plasma presque froid. Depuis, THIEL [1975] a repris les calculs numériquement sans aucune approximation. Dans le domaine de température et de densité électroniques qui nous intéresse, il trouve alors des résultats légèrement différents et nous utiliserons les seconds de préférence aux premiers (voir figure 23 de la seconde partie du chapitre).

III.2. MESURES DE DENSITE ET DE TEMPERATURE ELECTRONIQUES SUR FUSEE DANS L'IONOSPHERE POLAIRE PAR L'ETUDE DU CONE DE RESONANCE :

Le cône de résonance oblique basse a été observé pour la première fois par FISHER et GOULD [1971], puis dans un plasma de post-luminescence aux caractéristiques proches du plasma ionosphérique par GONFALONE [1972] (figure 18). La théorie simplifiée développée par KUEHL [1973] et exposée dans la première partie, a permis d'interpréter ces mesures et de fournir des valeurs approchées de la densité et de la température électroniques. Ces résultats encourageants ont abouti à la réalisation d'une sonde développée par le SSD/ESTEC pour fusées ionosphériques. On présente ici

les résultats obtenus par l'une des sondes lancée le 14 mars 1974 à bord d'une fusée MR 12 soviétique depuis l'île de HAYSS (zone polaire de l'URSS), dans le cadre de l'opération IPOCAMP 1 (Ionospheric Polar Campaign N° 1), programme de coopération réalisé par le Service d'Hydrométéorologie de l'URSS et le Groupe de Recherches Ionosphériques du CNRS. Le paragraphe reprend l'essentiel de l'article que MICHEL, BEGHIN, GONFALONE et IVANOV [1975] ont fait paraître en compte rendu de l'expérience.

III.2.1. L'expérience :

a) Description :

La figure 19 illustre le principe de mesure. Grâce à la rotation de la fusée, on explore le cône de résonance créé par une antenne d'émission. Cette antenne (E) est constituée par une boule (assimilée à une charge ponctuelle), située à l'extrémité d'un bras confondu avec l'axe z de rotation de la fusée. La fréquence d'émission f est fixe (700 kHz). Pour la latitude et la longitude géographiques de l'île de HAYSS, respectivement 80° , 6° N et 58° , 0° E, la valeur du champ magnétique B_0 donne une fréquence gyromagnétique f_p comprise entre 1,580 MHz au sol, et 1,476 MHz à l'apogée de la trajectoire (159 km). On est donc dans les conditions de la résonance oblique basse si $f < f_p$ (f_p = fréquence de plasma).

La tension alternative à 700 kHz appliquée à l'antenne d'émission a une amplitude variable en trois séquences successives de 2,4 secondes chacune. Chaque groupe de trois séquences est séparé par un intervalle sans émission, afin de détecter le niveau du bruit naturel. L'antenne de réception (R) est également une sphère, située à la distance $d = 74$ cm du point d'émission. Elle est portée par un bras situé dans un plan perpendiculaire à z ; ce sera l'axe x du repère lié à la fusée. La direction ER définie par la ligne joignant les centres des deux boules, fait avec l'axe z un angle $\Theta = 42^\circ$.

Quand la fusée effectue un tour complet sur elle-même, on enregistre une courbe de potentiel dont un exemple est reproduit sur la figure 20. Un magnétomètre uniaxial enregistre la composante B_x :

elle apparaît sur la figure comme une sinusoïde qui permet d'obtenir l'angle instantané de rotation φ et la vitesse de rotation φ' . Connaissant, grâce au modèle classique de développement en harmoniques sphériques, l'amplitude locale du champ magnétique terrestre $|B_0|$, on peut déterminer l'angle α entre l'axe z et \vec{B}_0 . A partir de l'enregistrement tout le long du vol, on connaîtra également l'ouverture γ du cône de précession, la phase de précession ψ et la vitesse ψ' (figure 19).

b) Attitude :

Les conditions de tir étaient les suivantes :

$$\psi' = 0,14 \text{ rad./s.}$$

$$\varphi' = 19,3 \text{ rad./s.}$$

$$\gamma = 10^\circ,3$$

$0^\circ < \alpha \leq 20^\circ,6$ (\vec{B}_0 était tangent au cône de précession).

L'angle β , entre la direction ER et le champ magnétique, est donné par :

$$\cos \beta = \cos \alpha \cdot \cos \theta + \sin \alpha \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi \quad (3.13)$$

$$\text{où } \theta = 42^\circ$$

c) Données obtenues :

La figure 20 illustre le type de signaux reçus : il s'agit d'une sélection de quelques périodes de vol d'environ une seconde chacune. Le signal détecté par l'antenne, qui en tournant traverse deux fois par tour le cône de résonance, est tracé au-dessus de la sortie du magnétomètre B_x .

Une séquence particulière correspondant à un seul tour de rotation est représentée sur la figure 21, cette fois-ci en fonction de β (après restitution d'attitude magnétique). On caractérise sur cette séquence les angles particuliers : β_{M1} qui est la valeur de β correspondant à la première traversée du cône, β_{m1} qui correspond au premier minimum rencontré dans le cône ; β_{m2} et β_{M2} correspondent respectivement au second minimum et second maximum rencontrés. Le tableau 1 donne les valeurs β_{M1} , β_{m1} , β_{m2} et β_{M2} pour les séquences portées figure 20. Sur les données brutes, on constate des écarts $\Delta\beta_M = (\beta_{M1} - \beta_{M2})$ et $\Delta\beta_m = (\beta_{m1} - \beta_{m2})$ dont nous donnerons l'interpré-

tation dans la section suivante.

Mais auparavant, il faut remarquer que la présence d'un spectromètre de masse sur la plateforme des antennes, dont la grille d'entrée passe d'une polarisation positive à une polarisation négative à une cadence de 0,55 Hz, modifie localement la densité du plasma. Ceci se traduit sur les valeurs de β_M par de brusques sauts de l'ordre de quelques degrés dont des exemples sont reportés sur le tableau 1.

TABLEAU 1

Temps	n°	β_{M1}	β_{m1}	β_{m2}	β_{M2}	$\Delta\beta_m$	$\Delta\beta_M$
82,7 s	1	30,2			27,7		2,5
	2	29,9			27,2		2,7
	3	30,8			26,8		4
	4	32,7			27,1		5,6
	5	36,3			26,8		9,5
109,7 s	1	51,2	32,2	28,1	45,3	4,1	5,9
	2*	49,4	32,7	27,7	43,4	5	6
	3	52,2	32,9	26,5	41,2	6,4	11
	4	45,7	31,3	26,4	40,6	4,9	5,1
	5	45,9	29,8	26,6	41,5	3,2	4,4
119,7 s	1		34,6	26,1		8,5	
	2		32,6	27,5		5,1	
	3		33	25,8		7,2	
	4*		32,2	25,5		6,7	
	5		33,8	28,5		5,3	

Angles correspondants aux maximums et aux minimums de potentiel pour les enregistrements de la figure 20.

- Pour chaque période, le numéro renvoie à la séquence dans l'ordre où elle apparaît sur la figure 20.

- Les valeurs modifiées par suite du fonctionnement du spectromètre sont repérées par un * .

III.2.2. Discussion des résultats :

Bien que la théorie en plasma stationnaire et homogène prévoie $\Delta\beta = 0$, si on trace la courbe des écarts $\Delta\beta_M$ au cours du vol, on constate qu'elle suit approximativement les variations de l'angle α . Sur la figure 22, on a représenté les deux courbes α et $\Delta\beta_M$ pendant une période de précession.

Or, si l'on analyse l'enregistrement du magnétomètre, on constate que les écarts $\Delta\varphi_M$ et $\Delta\varphi_m$ correspondant aux $\Delta\beta$ sont constants et de l'ordre de 12° . On peut donc supposer que le magnétomètre voit un champ constamment déphasé par rapport à celui qui est vu par les antennes. Ceci se produirait si, au niveau de ce magnétomètre, il existait une composante parasite de champ magnétique qui viendrait s'ajouter à celle du champ terrestre.

Or, cet appareil de mesure était situé à une certaine distance au-dessous du plateau portant les antennes, et il était enfermé dans une structure en alliage léger alors que les antennes se trouvaient en dehors du corps même de la fusée. Il vient donc à l'idée que cette composante additive de champ magnétique pourrait résulter des courants de Foucault, induits sur le cylindre contenant le magnétomètre par le champ B_0 du fait de la rotation de la fusée.

On trouvera en annexe le calcul complet du champ induit par courants de Foucault, et les expressions des écarts $\Delta\varphi$ et $\Delta\beta$ qui en résultent.

Soit R le rayon du cylindre contenant le magnétomètre, a l'épaisseur de la couche d'alliage et ρ sa résistivité, on a :

$$\Delta\varphi = \text{Arctg} \frac{\mu_0 R \varphi' a}{2\rho} \quad (3.14) \quad (\text{voir Annexe, Formule (3.21)})$$

soit, avec $2R = 0,45 \text{ m}$; $a = 3 \text{ mm}$ et $\rho = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ } \Omega \cdot \text{m}^2/\text{m}$

$$\Delta\varphi \simeq 10^\circ.$$

En plus de cet effet, il convient de tenir compte d'un retard de phase dû au fait que le circuit électronique du magnétomètre a une fréquence de coupure haute. Compte tenu de la vitesse de rotation ($\sim 4 \text{ t/s}$) ce retard est dans notre cas de $2,05 \text{ ms}$. Ceci correspond à un déphasage systématique d'environ $2,5^\circ$ qui, ajoutés aux 10° dûs aux courants de Foucault donne un décalage dans le repère xyz , $\Delta\varphi = 12,5^\circ$.

En prenant $\Delta \beta_M = 2 \sin \alpha \cdot \Delta \varphi$, on trouve un décalage maximum en β : $\Delta \beta_M = 8,5^\circ$ pour $\alpha = 20^\circ$. Correction faite, les décalages résiduels sont nuls en moyenne et peuvent être imputés à la précision des mesures et des lectures.

Le phénomène observé est donc, dans notre cas, totalement expliqué par l'effet cumulé des courants induits sur le corps de la fusée et d'un décalage systématique. Il est néanmoins évident que le calcul précédent, qui ne tient pas compte de la véritable structure de la fusée, reste approximatif, et qu'il prétend uniquement donner un ordre de grandeur du décalage. Dans des conditions expérimentales différentes, on aurait pu également faire appel à l'influence de la traînée ou encore à l'existence dans le plasma d'une vitesse de dérive, ou, ce qui revient au même, d'un champ électrique (voir MICHEL et al. [1975]).

III.2.3. Détermination des paramètres ionosphériques :

On dispose désormais des résultats qui permettent de déterminer la température et la densité électroniques T_e et n_e de l'ionosphère le long de la trajectoire. Si l'on s'en tient à la théorie développée par KUEHL [1974], on a :

$$\beta_M = \beta_c - \frac{1,8 \alpha^{1/3} \sin^{4/3} \beta_c}{R^{2/3}} \quad (3.15)$$

$$\beta_m = \beta_c - \frac{5,3 \alpha^{1/3} \sin^{4/3} \beta_c}{R^{2/3}}$$

où tous les coefficients sont déterminés si l'on connaît n_e et T_e .

On peut donc, à partir des couples (n_e, T_e) calculer les couples (β_M, β_m) correspondants.

THIEL [1975] a repris les calculs de KUEHL, mais avec une méthode d'intégration numérique complète, sans utiliser l'approximation des basses températures ni la méthode de la phase stationnaire. Il nous a aimablement communiqué son programme de calcul et ses résultats, ce qui nous a permis d'établir l'abaque de la figure 23, où apparaissent également les valeurs données par l'approximation des basses températures de KUEHL.

On constate que les dernières donnent des valeurs de densité supérieures, mais des températures au contraire inférieures. Ces écarts Δn et ΔT , croissant quand n_e et T_e croissent, varient respectivement de 0,05 à $1.10^{10}/m^3$ pour n_e et de 50 à 150 K pour T_e , dans le domaine qui nous intéresse.

En principe, pour estimer la température et la densité électroniques en un point de l'espace, on a donc besoin de connaître à la fois le maximum β_M et le minimum β_m .

Or, on constate sur les abaques que, dans le domaine où nous travaillons, soit n_e compris entre 1 et $2.10^{10} m^{-3}$ pour presque la totalité du vol, la connaissance de β_M seul donne une assez bonne idée de la densité ; cela permet de tracer sa valeur en fonction de l'altitude H , même dans le cas où l'on ne dispose pas de l'angle minimum. C'est ce que nous avons fait pour établir la figure 24 qui représente la densité électronique en fonction de l'altitude, respectivement à la montée et à la redescente de la fusée.

On voit apparaître, à la montée, vers 100 km, une couche E sporadique, en très bon accord avec l'ionogramme de la figure 25, obtenu quelques minutes avant le vol.

Mais pour donner les valeurs de la température électronique, les deux angles β_M et β_m sont nécessaires. Une incertitude de 4 à 5 degrés sur β_m , correspondant à une erreur absolue de $0,05. 10^{10}$ sur la densité autour de $10^{10} m^{-3}$ par exemple, peut entraîner des erreurs de l'ordre de 200° K sur la température si l'on se place autour de 500° K. La figure 24 donne également la température électronique en fonction de l'altitude, à la montée et à la descente de la fusée, pour des instants où à la fois le maximum et le minimum étaient détectables.

III.2.4. Conclusion :

Par cette première expérience, on a ainsi montré que la résonance oblique basse pouvait être facilement excitée et mise en évidence dans l'ionosphère à l'aide d'un dispositif assez simple. La détermination de la densité électronique et de la température est possible par cette méthode. La précision obtenue sur les mesures de faible densité est même supérieure à celle que donne la sonde quadripolaire (voir le chapitre précédent).

Le principe utilisé ici, et qui consiste à utiliser la rotation de la fusée pour explorer l'angle β entre le champ B_0 et la direction de propagation ER, en maintenant fixe la fréquence d'émission, est par trop tributaire de l'attitude de la fusée par rapport à ce champ et on s'expose à ne voir pendant certaines phases du vol ni maximum ni minimum, ou l'un des deux seulement.

Il serait donc préférable d'utiliser une variation en fréquence. Mais remarquons que l'on se heurterait alors à une autre difficulté, la fusée tournant sous l'effet de sa vitesse de rotation propre, on aurait en même temps toujours une variation angulaire, à moins de disposer d'une stabilisation d'attitude. C'est ainsi que sera exploité prochainement (par STOREY et THIEL) à des fins géophysiques, ce type de sonde, à bord d'une fusée stabilisée ARIES, dans le cadre de l'expérience PORCUPINE (responsabilité Dr. HAERENDEL, Max. Planck Institut).

Sur le satellite ARCAD 3, stabilisé "trois axes", pour l'expérience ISOPROBE dans un mode de fonctionnement de balayage en fréquence, on se trouvera également dans ces mêmes conditions.

ANNEXECHAMP INDUIT PAR DES COURANTS DE FOUCAULT

Soit $B_{\perp} = B_0 \sin \alpha$ avec les notations du chapitre.

\vec{B}_{\perp} , du fait de la vitesse de rotation propre de la fusée \vec{V}_s , induit sur les génératrices du cylindre, de longueur L , une force électromotrice.

$$e = (\vec{V}_s \wedge \vec{B}) \cdot \vec{L} \quad (3.16)$$

$$\text{Soit encore } e = V_s B_0 \sin \alpha \cdot \cos \varphi \cdot L \quad (3.17)$$

On a donc sur chaque génératrice, repérée par l'angle φ , un courant induit $i = \frac{e}{r}$, r étant la résistance électrique le long d'une ligne de courant, considérée comme un filet de section $s = a \cdot dl = aR \cdot d\varphi$ (R rayon du cylindre, et a épaisseur de la couche d'alliage) et de résistivité ρ , soit

$$r = \frac{\rho L}{s} = \frac{\rho L}{aR \cdot d\varphi} \quad (3.18)$$

Ce courant, considéré comme étant infini, crée à son tour, au centre du cylindre un champ

$$db = \frac{\mu_0 i}{2\pi R} \quad (3.19)$$

($\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ dans le système MKSA)

la direction et le sens de db étant donnés par les règles d'Ampère (figure 26).

Et en faisant la somme vectorielle de tous ces champs créés par les différentes lignes de courant, on obtiendra un champ \vec{b} , perpendiculaire au plan $(\vec{B}_{\perp}, \vec{z})$ et de module :

$$b = 4 \frac{\mu_0 R a \varphi' B_0 \sin \alpha}{2\pi \rho} \int_0^{\pi/2} \cos^2 \varphi \cdot d\varphi = \frac{\mu_0 R \varphi' a}{2\rho} B_0 \cdot \sin \alpha \quad (3.20)$$

Il donnera avec le champ \vec{B}_1 un nouveau champ magnétique \vec{B}_1' , qui sera celui effectivement vu par le magnétomètre, décalé de \vec{B}_1 dans le plan xy d'un angle $\Delta\varphi$ indépendant de α , tel que

$$\operatorname{tg}(\Delta\varphi) = \frac{b}{B_1} = \frac{\mu_0 R \varphi' a}{2\rho} \quad (3.21)$$

$$\text{Or, on a : } \cos \beta = \cos \alpha \cdot \cos \theta + \sin \alpha \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi$$

$$\text{soit : } \sin \beta \cdot d\beta = \sin \alpha \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi$$

$$\text{ou encore : } d\beta = \frac{\sin \theta \cdot \sin \varphi}{\sin \beta} \cdot \sin \alpha \cdot d\varphi \quad (3.22)$$

qui donne en première approximation pour les maximums :

$$d\beta_M \approx \sin \alpha \cdot d\varphi$$

soit

$$\Delta\beta_M = (\beta_{M1} - d\beta_M) - (\beta_{M2} + d\beta_M) = -2d\beta_M \quad (3.23)$$

Pour les minimums, on aurait de même :

$$\Delta\beta_m = -2d\beta_m \quad (3.24)$$

C H A P I T R E I V

MESURE DU MOUVEMENT D'UN PLASMA ISOTROPE

(sans champ magnétique)

IV.1. POTENTIEL CREE EN UN POINT DE L'ESPACE PAR UNE CHARGE PONCTUELLE OSCILLANTE.

Dans le repère xyz, on place la charge ponctuelle (E) à l'origine. On montre que dans un plasma isotrope, l'approximation quasi-statique représente de façon satisfaisante les oscillations, au voisinage de la source.

Dans cette hypothèse, au point R de l'espace tel que $\vec{ER} = \vec{r}$, le potentiel est donné par la transformée de Fourier de l'équation de Poisson :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi^3 \epsilon_0} \iiint \frac{\exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r})}{k^2 \epsilon_q} d^3\vec{k} \quad (4.1)$$

La constante diélectrique ϵ_q est donnée par la formule (1.14) du premier chapitre où la fréquence est remplacée par $\omega' = \omega - \vec{k}\cdot\vec{v}$, dans le cas où la vitesse de dérive est \vec{v} .

En prenant \vec{v} parallèle à l'axe z on obtient :

$$\epsilon_q = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_z v)^2 - k^2 v_T^2} \quad (\text{BEKEFI [1966]}) \quad (4.2)$$

ce qui donne :

$$\frac{1}{k^2 \epsilon_q} = \frac{1}{k^2} + \frac{\omega_p^2}{k^2 [(\omega - k_z v)^2 - k^2 v_T^2 - \omega_p^2]}$$

on obtient alors :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi^3 \epsilon_0} \iiint \frac{\exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r})}{k^2} d^3\vec{k} + \frac{\omega_p^2}{8\pi^3 \epsilon_0} \iiint \frac{\exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r})}{k^2 [(\omega - k_z v)^2 - k^2 v_T^2 - \omega_p^2]} d^3\vec{k} \quad (4.3)$$

où les deux intégrales correspondent respectivement à la contribution du vide et à celle du plasma.

Après passage en coordonnées cylindriques, l'équation (4.3) devient :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r} + \frac{1}{8\pi^3 \epsilon_0} \int_0^{2\pi} d\psi \exp(-i k_{\perp} \rho \cos \psi) \int_0^{+\infty} dk_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{\parallel} \frac{K_1 \exp(-i k_{\parallel} z)}{\Omega_1 (K_{\parallel}^2 + K_{\perp}^2) [(X - K_{\parallel} V)^2 - (K_{\parallel}^2 + K_{\perp}^2) - 1]} \quad (4.4)$$

avec les paramètres normalisés

$$\begin{cases} r_D = v_T / \omega_p, & X = \omega / \omega_p, & V = v / v_T \\ K_{\parallel} = k_z r_D, & K_{\perp} = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2} r_D = k_{\perp} r_D \\ \zeta = r_z / r_D, & \rho = (r_x^2 + r_y^2)^{1/2} / r_D = r_{\perp} / r_D \end{cases}$$

Dans le plan xy , on note φ l'angle $(\vec{r}_{\perp}, \vec{k}_{\perp})$. On rappelle que $\lambda_D = r_D / \sqrt{3}$, où λ_D est la longueur de Debye. (Sur les figures on prend des valeurs de ζ qui sont de la forme $x/\sqrt{3}$ et qui correspondent à x dans une normalisation traditionnelle par λ_D quand $v_T = \left(\frac{KT}{m}\right)^{1/2}$)

Finalement on écrit :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{1}{4\pi^2\epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \int_0^{+\infty} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-iK_{\parallel}\zeta)}{(K_{\parallel}^2 + K_{\perp}^2)(K_{\parallel} - K_1)(K_{\parallel} - K_2)} dK_{\parallel} \quad (4.5)$$

où

$$K_{\frac{1}{2}} = \frac{VX}{V^2 - 1} \pm \left(\frac{K_{\perp}^2 + \alpha^2}{V^2 - 1} \right)^{1/2}, \quad \alpha^2 = 1 + \frac{X^2}{V^2 - 1}$$

J_0 est la première fonction de Bessel d'ordre zéro :

$$J_0(\rho K_{\perp}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\rho K_{\perp} \cos\varphi) d\varphi$$

En fonction du signe de $(V^2 - 1)$, on a maintenant deux cas distincts.

IV.1.1. Calcul du potentiel pour $V < 1$:

Dans ce cas on écrit :

$$K_{\frac{1}{2}} = -\frac{VX}{1 - V^2} \pm \frac{(-K_{\perp}^2 - \alpha^2)^{1/2}}{(1 - V^2)^{1/2}}$$

et l'on va considérer successivement :

$$\alpha^2 < 0 \text{ équivalent à } X > (1 - V^2)^{1/2}, \text{ et } \begin{cases} K_{\perp} < (-\alpha^2)^{1/2} \text{ soit } -(K_{\perp}^2 + \alpha^2) > 0 \\ \text{ou} \\ K_{\perp} > (-\alpha^2)^{1/2} \text{ soit } -(K_{\perp}^2 + \alpha^2) < 0 \end{cases}$$

$$\alpha^2 > 0 \text{ équivalent à } X < (1 - V^2)^{1/2}$$

a) Calcul du potentiel dans le cas $X > (1 - V^2)^{1/2}$:

$$\underline{K_{\perp} < (-\alpha^2)^{1/2}}$$

alors $K_{1,2} = -\frac{VX}{1-V^2} \pm \frac{(-K_1^2 - \alpha^2)^{1/2}}{(1-V^2)^{1/2}}$ est réel

Pour intégrer l'équation (4.5) en $K_{||}$ on utilise le théorème des résidus, et pour contourner les pôles K_1 et K_2 de l'axe réel, on ajoute une petite partie imaginaire négative à la fréquence ω . Ce qui équivaut à introduire un terme de collision dans les équations. K_1 prend alors une partie imaginaire négative et K_2 une partie imaginaire positive. Le contour résultant est donné sur la figure 27a. Pour $\zeta < 0$ on ferme ce contour dans le demi plan supérieur, et dans le demi plan inférieur pour $\zeta > 0$.

On trouve :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dK_{||} \frac{\exp(-iK_{||}\zeta)}{(K_{||}^2 + K_1^2)(K_{||} - K_1)(K_{||} - K_2)} = \Theta(\zeta) \left[\frac{\pi \exp(-K_1\zeta)}{K_1(iK_1 + K_1)(iK_1 + K_2)} - \frac{2i\pi \exp(-iK_1\zeta)}{(K_1^2 + K_1^2)(K_1 - K_2)} \right] \\ + \Theta(-\zeta) \left[\frac{\pi \exp(-K_1|\zeta|)}{K_1(iK_1 - K_1)(iK_1 - K_2)} - \frac{2i\pi \exp(iK_2|\zeta|)}{(K_2^2 + K_1^2)(K_1 - K_2)} \right]$$

avec $\Theta(\zeta) = 1$ si $\zeta > 0$
 $= 0$ si $\zeta \leq 0$

Après quelques manipulations algébriques, cela donne pour le second terme de (4.5) :

$$\Phi_{14a}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_0 (V^2 - 1)} \int_0^{\sqrt{-\alpha^2}} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \left\{ \Theta(\zeta) (\Phi_{11a} + \Phi_{12a}) + \Theta(-\zeta) (\Phi_{13a} + \Phi_{14a}) \right\} \quad (4.6)$$

où $\Phi_{11a} = \frac{\pi \exp(-K_1|\zeta|)}{K_1} \left\{ \frac{1-V^2}{2V^2} \left[\frac{1-X}{K_1^2 + \left(\frac{X-1}{V}\right)^2} + \frac{1+X}{K_1^2 + \left(\frac{X+1}{V}\right)^2} \right] \right. \\ \left. - i \frac{K_1(1-V^2)}{2V} \left[\frac{-1}{K_1^2 + \left(\frac{X-1}{V}\right)^2} + \frac{1}{K_1^2 + \left(\frac{X+1}{V}\right)^2} \right] \right\}$

$$\Phi_{12a} = -i\pi \frac{1-V^2}{2V(-K_1^2 - \alpha^2)^{1/2}} \left[\exp(-i\zeta(X+1)/V) \frac{\exp(-i\zeta'(t-t_1))}{t-t_1} \right. \\ \left. - \exp(-i\zeta(X-1)/V) \frac{\exp(-i\zeta'(t-t_2))}{t-t_2} \right]$$

$$\Phi_{13a} = \Phi_{11a}^*$$

$$\Phi_{14a} = i\pi \frac{1-V^2}{2V(-K_1^2 - \alpha^2)^{1/2}} \left[\exp(-i\tau(X+1)/V) \frac{\exp(i\tau'(t+t_1))}{t+t_1} - \exp(-i\tau(X-1)/V) \frac{\exp(i\tau'(t+t_2))}{t+t_2} \right]$$

Φ_{11a} et Φ_{13a} sont complexes conjugués.

Dans Φ_{12a} et Φ_{14a} , la nouvelle variable est $t = (-K_1^2 - \alpha^2)^{1/2}$ et on a posé $\tau' = \tau / (1-V^2)^{1/2}$ et $t_{\frac{1}{2}} = \frac{X}{V(1-V^2)^{1/2}} \pm \left(\frac{1-V^2}{V^2} \right)^{1/2}$.

$$\underline{K_1 > (-\alpha^2)^{1/2}}$$

$$K_{\frac{1}{2}} = -\frac{VX}{1-V^2} \pm i \frac{(K_1^2 + \alpha^2)^{1/2}}{(1-V^2)^{1/2}}$$

est complexe (figure 27 b)

l'application du théorème des résidus donne :

$$\Phi_{1b}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2-1)} \int_{-\alpha^2}^{+\infty} K_1 J_0(\rho K_1) dK_1 \left[\Theta(\tau) [\Phi_{11b} + \Phi_{12b}] + \Theta(-\tau) [\Phi_{13b} + \Phi_{14b}] \right] \quad (4.6')$$

où $\Phi_{11b} = \Phi_{11a}$ et $\Phi_{13b} = \Phi_{13a}$

$$\Phi_{12b} = \frac{i\pi(1-V^2)}{2V(K_1^2 + \alpha^2)^{1/2}} \left[\exp(-i\tau(X+1)/V) \frac{\exp(-\tau'(t+t_1))}{t+t_1} - \exp(-i\tau(X-1)/V) \frac{\exp(-\tau'(t+t_2))}{t+t_2} \right]$$

$$\Phi_{14b} = -\frac{i\pi(1-V^2)}{2V(K_1^2 + \alpha^2)^{1/2}} \left[\exp(-i\tau(X+1)/V) \frac{\exp(\tau'(t-t_1))}{t-t_1} - \exp(-i\tau(X-1)/V) \frac{\exp(\tau'(t-t_2))}{t-t_2} \right]$$

pour Φ_{12b} et Φ_{14b} , la nouvelle variable est $t = (K_1^2 + \alpha^2)^{1/2}$, et on a posé

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{i}{V} \left[-\frac{X}{(1-V^2)^{1/2}} \mp (1-V^2)^{1/2} \right]$$

Quand K_1 parcourt l'axe réel, on trouve :

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{1a}(\vec{r}) + \Phi_{1b}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_2(\vec{r}) \quad (4.7)$$

$$\text{avec } \Phi_2(\vec{r}) = \Phi_{210}(\vec{r}) + \Phi_{221}(\vec{r}) + \Phi_{231}(\vec{r}) + \Phi_{241}(\vec{r}) + \Phi_{251}(\vec{r})$$

$$\text{où } \Phi_{210}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \int_0^{+\infty} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} [\Phi_{11a} \Theta(\tau) + \Phi_{13a} \Theta(-\tau)] \right\}$$

$$\Phi_{221}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \int_0^{\sqrt{-\alpha^2}} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \cdot \Phi_{12a} \Theta(\tau) \right\}$$

$$\Phi_{231}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \int_{\sqrt{-\alpha^2}}^{+\infty} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \cdot \Phi_{12b} \Theta(\tau) \right\}$$

$$\Phi_{241}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \int_0^{\sqrt{-\alpha^2}} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \cdot \Phi_{14a} \Theta(-\tau) \right\}$$

$$\Phi_{251}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \int_{\sqrt{-\alpha^2}}^{+\infty} K_{\perp} J_0(\rho K_{\perp}) dK_{\perp} \cdot \Phi_{14b} \Theta(-\tau) \right\}$$

Pour pouvoir intégrer analytiquement ces différentes équations, on va maintenant limiter notre étude au seul cas où la vitesse de dérive est parallèle ou anti-parallèle au vecteur \vec{r} : ce qui revient à prendre $\rho = 0$ dans les expressions ci-dessus, c'est-à-dire $J_0(\rho K_{\perp}) = 1$.

Dans cette hypothèse, on va calculer $\Phi_{2ji}(\vec{r})$ où j varie de 1 à 5 et i prend les valeurs 0 et 1, dans les quatre sous paragraphes suivants.

(i) :

$$\Phi_{210} = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \left\{ \Theta(\tau) \int_0^{+\infty} K_{\perp} dK_{\perp} \frac{\pi \exp(-K_{\perp} \tau)}{K_{\perp}} \left[-\frac{(1-V^2)(X-1)}{2V^2 [K_{\perp}^2 + (\frac{X-1}{V})^2]} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{(1-V^2)(X+1)}{2V^2 [K_{\perp}^2 + (\frac{X+1}{V})^2]} + i \frac{K_{\perp} (1-V^2)}{2V [K_{\perp}^2 + (\frac{X-1}{V})^2]} - i \frac{K_{\perp} (1-V^2)}{2V [K_{\perp}^2 + (\frac{X+1}{V})^2]} \right] + \Theta(-\tau) [\dots] \right\}$$

Les expressions de Φ_{210} dans le cas $\tau > 0$ (cas parallèle) et dans le cas $\tau < 0$ (cas anti-parallèle) sont complexes conjuguées.

En utilisant les intégrales (GRADSHTEYN [1965]) :

$$\int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\mu x)}{\beta^2 + x^2} = \frac{1}{\beta} [\text{Ci}(\mu\beta) \cdot \sin(\mu\beta) - \text{si}(\mu\beta) \cdot \cos(\mu\beta)], \quad \text{Re } \beta > 0, \text{ Re } \mu > 0$$

et

$$\int_0^{+\infty} \frac{x \exp(-\mu x)}{\beta^2 + x^2} = -\text{Ci}(\mu\beta) \cdot \cos(\mu\beta) - \text{si}(\mu\beta) \cdot \sin(\mu\beta), \quad \text{Re } \beta > 0, \text{ Re } \mu > 0$$

où Ci et si désignent respectivement les cosinus et sinus intégral :

$$\text{si}(z) = \int_0^z \frac{\sin t}{t} dt - \frac{\pi}{2}$$

$$\text{Ci}(z) = \gamma + \text{Ln} z + \int_0^z \frac{\cos t - 1}{t} dt, \quad \text{l'arg} z < \pi$$

(ABRAMOWITZ [1965])

on peut écrire :

$$\Phi_{210}(\vec{r}) = \Phi_{211} \Theta(\tau) + \Phi_{212} \Theta(-\tau)$$

$$\text{avec } \Phi_{211}(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi \epsilon_0 r_0 V} \left\{ \begin{aligned} & [f(|z|(x-1)/V) - f(|z|(x+1)/V)] \\ & - i [g(|z|(x-1)/V) - g(|z|(x+1)/V)] \end{aligned} \right\}$$

$$\Phi_{212}(\vec{r}) = \frac{1}{8\pi \epsilon_0 r_0 V} \left\{ \begin{aligned} & [f(|z|(x-1)/V) - f(|z|(x+1)/V)] \\ & + i [g(|z|(x-1)/V) - g(|z|(x+1)/V)] \end{aligned} \right\}$$

Les fonctions f et g sont définies dans ABRAMOWITZ et STĚGUN :

$$f(z) = \text{Ci}(z) \sin z - \text{si}(z) \cos z$$

$$g(z) = -\text{Ci}(z) \cos z - \text{si}(z) \sin z$$

(ii) :

$$\Phi_{221}(\vec{r}) = i\theta(\tau) \left[\frac{\exp(-i\tau(x+1)/V)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \int_0^{\sqrt{-\alpha^2}} \frac{\exp(-i\tau'(t-t_1))}{t-t_1} dt \right. \\ \left. - \frac{\exp(-i\tau(x-1)/V)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \int_0^{\sqrt{-\alpha^2}} \frac{\exp(-i\tau'(t-t_2))}{t-t_2} dt \right]$$

avec

$$\int \frac{\sin kx}{a+bx} = \frac{1}{b} \left[\cos \frac{ka}{b} \cdot \text{si}(u) - \sin \frac{ka}{b} \cdot \text{Ci}(u) \right]$$

et

$$\int \frac{\cos kx}{a+bx} = \frac{1}{b} \left[\cos \frac{ka}{b} \cdot \text{Ci}(u) + \sin \frac{ka}{b} \cdot \text{si}(u) \right]$$

$$\text{où } u = \frac{k}{b} (a+bx)$$

(GRADSHTEYN [1965])

On trouve :

$$\Phi_{221}(\vec{r}) = \frac{i\theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \left\{ \exp(-i\tau(x+1)/V) \left[\text{Ci}(\tau't_1 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{si}(\tau't_1 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right. \right. \\ \left. \left. - \text{Ci}(\tau't_1) - i \text{si}(\tau't_1) \right] \right. \\ \left. - \exp(-i\tau(x-1)/V) \left[\text{Ci}(\tau't_2 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{si}(\tau't_2 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right. \right. \\ \left. \left. - \text{Ci}(\tau't_2) - i \text{si}(\tau't_2) \right] \right\}$$

(iii) :

$$\Phi_{231}(\vec{r}) = -i \frac{\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \left[\exp(-i\tau(x+1)/V) \int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\tau'(t+t_1))}{t+t_1} dt \right. \\ \left. - \exp(-i\tau(x-1)/V) \int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\tau'(t+t_2))}{t+t_2} dt \right]$$

$$\text{où } t_{\frac{1}{2}} = \frac{i}{V} \left[-\frac{X}{(1-V^2)^{1/2}} \mp (1-V^2)^{1/2} \right]$$

Les Tables d'Intégrales de GRADSHTEYN donnent :

$$\int_0^{+\infty} \frac{\exp(-\mu x)}{x+\beta} dx = -\exp(\mu\beta) \text{Ei}(-\mu\beta) \quad , \quad \text{l'arg } \beta < \pi \quad , \quad \text{Re } \mu > 0 \\ = \exp(\mu\beta) E_1(\mu\beta)$$

$$\text{avec } E_1(z) = -\text{Ei}(-z) = \int_z^{+\infty} \frac{\exp(-t)}{t} dt \quad , \quad \text{l'arg } z < \pi \quad \quad \quad (\text{ABRAMOWITZ [1965]})$$

$$E_1(-iz) = -\text{Ci}(z) - i \text{Si}(z) \quad , \quad \text{l'arg } z < \pi/2$$

$$\text{ainsi } \Phi_{231}(\vec{r}) = \frac{i\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \left\{ \exp(-i\tau(x+1)/V) \left[\text{Ci}(t_1\tau') + i \text{Si}(t_1\tau') \right] \right. \\ \left. - \exp(-i\tau(x-1)/V) \left[\text{Ci}(t_2\tau') + i \text{Si}(t_2\tau') \right] \right\}$$

$$\text{en notant } t_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{V} \left[\frac{X}{(1-V^2)^{1/2}} \pm (1-V^2)^{1/2} \right] \text{ comme dans l'expression de } \Phi_{221}(\vec{r})$$

On peut donc regrouper Φ_{221} et Φ_{231} pour écrire :

$$\Phi_{221}(\vec{r}) + \Phi_{231}(\vec{r}) = \frac{i\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \exp(-i\tau(x+1)/V) \left[\text{Ci}(\tau't_1 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{Si}(\tau't_1 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right] \\ - \frac{i\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_0 V} \exp(-i\tau(x-1)/V) \left[\text{Ci}(\tau't_2 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{Si}(\tau't_2 - \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right]$$

(iv) :

Pour $\tau < 0$ (cas anti-parallèle) on trouve, par des méthodes analogues aux précédentes :

$$\begin{aligned} \Phi_{241}(\vec{r}) + \Phi_{251}(\vec{r}) = & -\frac{i\Theta(-\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_b V} \exp(-i\tau(X+1)/V) \left[\text{Ci}(\tau'k_1 + \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{si}(\tau'k_1 + \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right] \\ & + \frac{i\Theta(-\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_b V} \exp(-i\tau(X-1)/V) \left[\text{Ci}(\tau'k_2 + \tau'\sqrt{-\alpha^2}) + i \text{si}(\tau'k_2 + \tau'\sqrt{-\alpha^2}) \right] \end{aligned}$$

Résumons pour conclure :

Pour $V < 1$, $X > (1-V^2)^{1/2}$ et $\rho=0$, $\tau > 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{211} + \Phi_{221} + \Phi_{231} \quad (4.8)$$

Pour $V < 1$, $X > (1-V^2)^{1/2}$ et $\rho=0$, $\tau < 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{212} + \Phi_{241} + \Phi_{251} \quad (4.8')$$

On a noté que le cosinus intégral $\text{Ci}(z)$ tend vers l'infini quand z tend vers zéro. $\Phi(\vec{r})$ devient ainsi infini à la fréquence plasma.

Cependant, comme dans le cas stationnaire (CHASSERIAUX et al [1972]), cette infinité est indépendante de la distance.

b) Calcul du potentiel dans le cas $X < (1 - V^2)^{1/2}$:

On a encore :

$$K_{\frac{1}{2}} = -\frac{VX}{1-V^2} \pm i \frac{(K_{\frac{1}{2}}^2 + \alpha^2)^{1/2}}{(1-V^2)^{1/2}}$$

De la même manière que précédemment, on trouve :

pour $V < 1$, $X < (1-V^2)^{1/2}$ et $\rho = 0$, $\tau > 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{241} + \Phi_{222} \quad (4.9)$$

où Φ_{241} est défini au paragraphe (i), et

$$\Phi_{222}(\vec{r}) = \frac{-i}{8\pi\epsilon_0 r_3 V} \left\{ E_1(\tau'\alpha + \tau'E_1) \exp(-i\tau(X+1)/V) \right. \\ \left. - E_1(\tau'\alpha + \tau'E_2) \exp(-i\tau(X-1)/V) \right\}$$

Pour $V < 1$, $X < (1-V^2)^{1/2}$ et $\rho = 0$, $\tau < 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{242} + \Phi_{242} \quad (4.9')$$

Φ_{242} a été donné au paragraphe précédent, et

$$\Phi_{242}(\vec{r}) = \frac{i}{8\pi\epsilon_0 r_3 V} \left\{ E_1(|\tau'\alpha - |\tau'E_1) \exp(i|\tau|(X+1)/V) \right. \\ \left. - E_1(|\tau'\alpha - |\tau'E_2) \exp(i|\tau|(X-1)/V) \right\}$$

IV.1.2. Calcul du potentiel pour $V > 1$:

On a les pôles $K_{1,2} = \frac{VX}{V^2-1} \pm \frac{(K_1^2 + \alpha^2)^{1/2}}{(V^2-1)^{1/2}}$

ici $\alpha^2 = 1 + \frac{X^2}{V^2-1}$ est toujours positif,

le contour d'intégration est donné sur la figure 27c. L'intégration en $K_{||}$ donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dK_{||} \frac{\exp(-iK_{||}\tau)}{(K_{||}^2 + K_1^2)(K_{||} - K_1)(K_{||} - K_2)} = \Theta(-\tau) \frac{\pi \exp(K_1\tau)}{K_1(iK_1 - K_1)(iK_1 - K_2)} \\ + \Theta(\tau) \left[\frac{\pi \exp(-K_1\tau)}{K_1(iK_1 + K_1)(iK_1 + K_2)} + \frac{2i\pi}{K_1 - K_2} \left(\frac{\exp(-iK_2\tau)}{K_1^2 + K_2^2} - \frac{\exp(-iK_1\tau)}{K_1^2 + K_1^2} \right) \right]$$

Comme en IV.1.1., on calcule séparément :

$$\Phi_{21}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \int_0^{+\infty} K_1 J_0(\rho K_1) dK_1 \left\{ \Theta(\tau) \frac{\pi \exp(-K_1 \tau)}{K_1 (iK_1 + K_1)(iK_1 + K_2)} \right. \\ \left. + \Theta(-\tau) \frac{\pi \exp(K_1 \tau)}{K_1 (iK_1 - K_1)(iK_1 - K_2)} \right\}$$

$$\Phi_{22}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \int_0^{+\infty} K_1 J_0(\rho K_1) dK_1 \cdot \Phi_{12}(\vec{r})$$

$$\Phi_{24}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi^2 \epsilon_0 r_D (V^2 - 1)} \int_0^{+\infty} K_1 J_0(\rho K_1) dK_1 \cdot \Phi_{14}(\vec{r})$$

$$\text{où } \Phi_{12}(\vec{r}) = -\frac{2i\pi\Theta(\tau)}{K_1 - K_2} \cdot \frac{\exp(-iK_1\tau)}{K_1^2 + K_2^2}$$

$$\Phi_{14}(\vec{r}) = \frac{2i\pi\Theta(\tau)}{K_1 - K_2} \cdot \frac{\exp(-iK_2\tau)}{K_1^2 + K_2^2}$$

en se limitant encore au cas $\rho = 0$, on trouve :

$$\Phi_{21}(\vec{r}) = \Theta(\tau) \Phi_{211} + \Theta(-\tau) \Phi_{212}$$

où Φ_{211} et Φ_{212} ont été donnés précédemment.

$$\Phi_{22}(\vec{r}) = \frac{i\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_D V} \left\{ \exp(-i\tau(X+1)/V) \left[Ci(\tau'\alpha - \tau'e_1) - i si(\tau'\alpha - \tau'e_1) \right] \right. \\ \left. - \exp(-i\tau(X-1)/V) \left[Ci(\tau'\alpha - \tau'e_2) - i si(\tau'\alpha - \tau'e_2) \right] \right\}$$

$$\Phi_{24}(\vec{r}) = \frac{i\Theta(\tau)}{8\pi\epsilon_0 r_D V} \left\{ \exp(-i\tau(X+1)/V) \left[Ci(\tau'\alpha + \tau'e_1) + i si(\tau'\alpha + \tau'e_1) \right] \right. \\ \left. - \exp(-i\tau(X-1)/V) \left[Ci(\tau'\alpha + \tau'e_2) + i si(\tau'\alpha + \tau'e_2) \right] \right\}$$

$$\text{avec } e_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{V} \left[-\frac{X}{(V^2 - 1)^{1/2}} \pm (V^2 - 1)^{1/2} \right]$$

En résumé :

Pour $V > 1$, $\rho = 0$ et $\tau > 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{211}(\vec{r}) + \Phi_{22}(\vec{r}) + \Phi_{24}(\vec{r}) \quad (4.10)$$

Pour $V > 1$, $\rho = 0$ et $\tau < 0$:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r} + \Phi_{212}(\vec{r}) \quad (4.10')$$

FIALA [1973] n'a considéré que ce dernier cas. Malheureusement, une erreur dans la première intégration le conduit à des résultats différents.

IV.2. RESULTATS THEORIQUES.

Considérons d'abord une sonde dipolaire (un seul récepteur) immobile dans un plasma animé d'une vitesse de dérive \vec{v} telle que $V < 1$, l'axe Emission-Réception (ER) étant parallèle à \vec{v} . En utilisant les équations (4.8), (4.8'), (4.9) et (4.9'), on trace les courbes des modules du potentiel de la figure 28 dans les trois cas :

$V = 0$; $V = 0,1$ et $\tau > 0$; $V = 0,1$ et $\tau < 0$.

avec $|\tau| = 25/\sqrt{3}$.

Pour les fréquences $\omega < \omega_p(1-V^2)^{1/2}$, les expressions du potentiel dans les cas respectifs $\tau > 0$ et $\tau < 0$ sont complexes conjuguées : elles ont donc le même module. Dans ce domaine des fréquences, l'effet de la vitesse, même pour des dérivées atteignant 10 % de la vitesse thermique des électrons, est négligeable et il est inutilisable dans l'expérience. A la fréquence plasma, dans tous les cas, le potentiel est infini. C'est sur la fréquence d'anti-résonance que l'on va mesurer la vitesse de dérive : quand le plasma se déplace de l'émetteur vers le récepteur (cas parallèle), la fréquence de battement augmente de la quantité $\Delta F/\omega_p \approx 4\%$ (pour $V = 0,1$) ; dans le cas opposé ($\tau < 0$), elle diminue de la même quantité. Si maintenant on change la valeur de V , la figure 29 montre que le rapport $(\Delta F/\omega_p)/V$ est sensiblement constant et égal à 0,4. Enfin lorsque V est constant et que τ varie, les rapports $\Delta F/V\omega_p$ sont du même ordre de grandeur quel que soit τ pour un battement de rang donné.

Si maintenant on s'intéresse à la différence des potentiels reçus en deux points R_1 et R_2 , on trouve à la fréquence plasma une valeur finie du module de Φ .

Pour $\tau > 0$, la figure 30 (a) montre deux discontinuités : la première à $\omega_p(1-v^2)^{1/2}$ (dans le cas précédent elle était masquée par l'infinité à ω_p) où l'on a un maximum qui dépend de V , et la seconde à la fréquence plasma où $|\Phi/\Phi_0|$ tend vers 1 quelle que soit la valeur de la vitesse. D'autre part, si V tend vers zéro, $\omega_p(1-v^2)^{1/2}$ tend vers ω_p , mais le calcul donne une amplitude du potentiel différente de celle que l'on obtient directement dans le cas $V = 0$. Il est évident que nous ne retiendrons pas ces résultats pour nos applications expérimentales. Un tel comportement ne correspond probablement à aucune réalité physique et il faut sans doute plutôt l'attribuer au modèle mathématique lui-même. Pour $\tau < 0$, on retrouve les mêmes discontinuités. Cependant le maximum, obtenu à la fréquence plasma dépend cette fois de la valeur de V , et lorsque V tend vers zéro on retrouve les mêmes résultats aberrants que précédemment. (figure 30 (b)).

Pour conclure sur ce point, des études ultérieures tant théoriques qu'expérimentales sont nécessaires. Toutefois, on peut très utilement remarquer que ces phénomènes n'affectent qu'un domaine de fréquence très restreint autour de ω_p , et donc dès maintenant affirmer que la présence d'une vitesse de dérive n'apportera pas de déformations importantes sur la courbe du potentiel tels par exemple que des dédoublements de pics. Ceux-ci, comme l'a suggéré CHASSERIAUX [1973], sont plus certainement dus à des inhomogénéités du plasma.

IV.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX .

Antérieurement, par spectrométrie de masse et à l'aide d'un analyseur à potentiel retardateur, on a pu mesurer dans la chambre de simulation une vitesse ionique axiale de 10 km/s environ pour une tension de grille de 20 V à la source. Dans la gamme des températures électroniques qui nous intéresse, cela représente approximativement le dixième de la vitesse thermique des électrons ; et il est sans doute légitime de supposer qu'entraînés par les ions, ces électrons vont eux aussi être animés d'une certaine vitesse parallèle au grand axe de l'enceinte. Par contre, on ne peut rien affirmer en ce qui concerne

le module de cette vitesse. En effet, il existe dans le plasma, à l'intérieur de la chambre, des champs électriques qui peuvent le modifier notablement par rapport à celui des ions.

Cette remarque étant faite, l'expérience que l'on va présenter maintenant ne constitue qu'un essai préliminaire destiné à vérifier la théorie exposée en début de ce chapitre.

A cette fin, on utilise le montage de la figure 6 mais en ne conservant qu'une antenne de réception et l'antenne E_1 à l'émission (figure 31). Les deux sphères grillagées de 2 cm de diamètre sont placées à 8 cm l'une de l'autre. L'axe ER d'émission-réception est centré sur l'axe principal de la chambre, et la sonde est libre de tourner autour d'un troisième axe perpendiculaire aux deux premiers et passant par leur point d'intersection.

V étant la tension reçue en R et i le courant mesuré, proportionnel au courant émis I, le module $|Z/Z_0|$ de l'impédance mutuelle normalisée à sa valeur dans le vide est alors donné par l'expression semblable à (1.24) :

$$|Z/Z_0| = \left| \frac{V/i}{V_0/I_0} \right|$$

où V_0 et i_0 sont les valeurs de la tension et du courant mesurés dans le vide.

On appelle Θ l'angle (\vec{v}, \vec{ER}) où \vec{v} désigne la vitesse de dérive électronique du plasma. Avec les notations employées dans la théorie, on a alors $v_{\parallel} = v \cdot \cos \Theta$; deux valeurs différentes de π de l'angle Θ correspondant aux cas $\tau > 0$ et $\tau < 0$.

La figure 32 (a) donne les courbes d'impédance mutuelle pour $\Theta = \pi/2$ (—), $\Theta = 0$ (---) et $\Theta = \pi$ (....), en fonction de la fréquence normalisée ω/ω_p . La courbe en trait plein est donc supposée représenter le cas $V = 0$. On constate alors en effet pour les courbes $\Theta = 0$ ($\tau > 0$) et $\Theta = \pi$ ($\tau < 0$) un déplacement de la fréquence d'anti-résonance de l'ordre de 5 à 6 % de ω_p de part et d'autre du battement à vitesse de dérive nulle. Pour $\Theta = \pi/6$ et $\Theta = -5\pi/6$ (figure 32 (b)) ce déplacement est en moyenne de 4,5 % de ω_p . Enfin pour $\Theta = \pi/3$ et $\Theta = -2\pi/3$ (figure 32(c)) il n'est plus que de 2,5 % environ.

Il y a donc en première approximation une bonne concordance entre la théorie et les résultats des mesures. Evidemment, l'expérience reste surtout qualitative. Sur le plan quantitatif elle montre cependant la cohérence des ordres de grandeurs théoriques et expérimentaux.

Toutefois, cette étude ne concerne que des plasmas isotropes. En présence d'un champ magnétique, le problème se complique beaucoup . Le chapitre suivant a pour objet d'exposer les moyens dont on dispose actuellement pour le résoudre.

C H A P I T R E V

MESURE DU MOUVEMENT D'UN PLASMA EN PRESENCE

D'UN CHAMP MAGNETIQUE EXTERIEUR

Par une simple transposition à priori des résultats trouvés dans le cas d'un plasma isotrope, on est amené en présence d'un champ magnétique extérieur à étudier l'effet d'une vitesse de dérive du plasma sur l'anti-résonance de la courbe de potentiel (voir la courbe expérimentale de la figure 16). Or, l'état actuel de la théorie, encore très incomplète dans le cas d'un plasma immobile, ne permet pas encore cette étude dans ce domaine de fréquence.

Il reste alors deux possibilités à l'expérimentateur : soit changer le domaine des fréquences d'observation, soit dans certains cas très particuliers utiliser la théorie du plasma isotrope.

V.1. MESURE DE LA VITESSE DANS LE CAS OU ω_p EST GRAND DEVANT ω_b :

Pour $\omega_p^2 > 3\omega_b^2$, la figure 33 donne la surface des indices

(a) - pour $\omega < \omega_T$

et

(b) - pour $\omega > \omega_T$

Plus la fréquence augmente, plus la surface tend à devenir sphérique. Il est donc raisonnable de penser qu'alors le traitement que l'on a développé pour un plasma sans champ magnétique peut s'appliquer à des fréquences suffisamment supérieures à ω_T . En particulier quand la sonde est alignée avec le champ magnétique, il est probable que celui-ci affectera l'amplitude des résonances et des anti-résonances, mais pas de façon notable l'emplacement des fréquences correspondantes.

Dans ces hypothèses, on est donc ramené au problème du chapitre précédent.

V.2. MESURE DE LA VITESSE PAR L'OBSERVATION DU CONE DE RESONANCE.

La théorie a été faite par KUEHL [1974] à l'oblique basse, dans l'approximation des basses températures et dans le cas d'une vitesse parallèle au champ magnétique. Nous allons développer le cas d'une vitesse perpendiculaire au champ.

V.2.1. Calcul de l'angle de résonance en présence d'une vitesse perpendiculaire au champ magnétique :

Dans les hypothèses du chapitre III, pour une vitesse V_{\perp} , il suffit de remplacer la fréquence ω par $\omega - k_{\perp} V_{\perp} \cos \varphi$ dans

$$X_{\parallel}^2 = -\frac{C}{B} \left(1 + \frac{AC}{B^2}\right) \quad (5.1)$$

où φ est l'angle entre V_{\perp} et k_{\perp} et $\vec{X} = \vec{k} \cdot r_L$ (r_L = rayon de Larmor) et où

$$A = -\frac{3\Omega_p^3}{\Omega^4} \quad ; \quad B = K_{\parallel}^c - \frac{\Omega_p^6 (6\Omega^4 - 3\Omega^2 + 1)}{\Omega^2 (\Omega^2 - 1)^3} X_{\perp}^2 \quad ;$$

$$C = K_{\perp}^c X_{\perp}^2 + \frac{3\Omega_p^2}{(\Omega^2 - 1)(4 - \Omega^2)} X_{\perp}^4 \quad (\text{KUEHL [1973]})$$

avec $\Omega = \frac{\omega}{\omega_b}$ et $\Omega_p = \frac{\omega_p}{\omega_b}$, notations usuelles : ω_b gyrofréquence et ω_p fréquence de plasma

ce qui donne, dans l'hypothèse des faibles vitesses et en limitant le développement aux termes en X_{\perp}^4 :

$$X_{\parallel} = \pm X_{\perp} [\text{tg } \theta_c + \gamma_{\perp} V_{\perp} \cos \varphi \cdot X_{\perp} - \alpha_{\perp} X_{\perp}^2] \quad (5.2)$$

où les termes α_{\perp} et γ_{\perp} sont du même type que ceux de KUEHL [1973].

L'équation de dispersion D est alors donnée par

$$r_L^2 \cdot D(\omega', k) = A X_{\parallel}^4 + B X_{\parallel}^2 + C \quad (5.3)$$

avec $\omega' = \omega - \vec{k} \cdot \vec{V}_{\perp}$

et le potentiel Φ dans l'espace de Fourier par

$$\Phi(\omega, k) = \frac{1}{\epsilon_0 \cdot D(\omega', k)} \quad (5.4)$$

On intègre ce potentiel dans l'espace réel : en φ suivant la méthode de la phase stationnaire et en X_{\perp} et X_{\parallel} suivant la même méthode que KUEHL [1974].

On en déduit :

$$\beta_R(\psi) \approx \beta_c - \frac{\alpha_{\perp}^{1/3} \cos^{4/3} \beta_c}{R^{2/3}} \left[1,8 + 0,906 \epsilon_{\perp}(\psi) \right] \quad (5.5)$$

où β_R est le nouvel angle de résonance en fonction de l'azimut de la vitesse ψ , et β_c l'angle de résonance en plasma froid, R la distance émission-réception normalisée au rayon de Larmor. $\epsilon_{\perp} = \frac{\gamma_{\perp} V_{\perp} R^{1/3} \cos^{1/3} \beta}{\alpha_{\perp}^{2/3}} \cos \psi$

Sur la figure 34, nous donnons une coupe du cône de résonance qui en résulte, par un plan perpendiculaire au champ magnétique.

Si l'on connaît $\Delta \beta_{\perp}$ (figure 34) ainsi que la température et la densité électroniques du plasma, on peut remonter au module de la vitesse par

$$V_{\perp} = \frac{\alpha_{\perp}^{1/3} R^{1/3}}{\cos \beta_c \cdot \cos^{2/3} \beta_1} \cdot \frac{\Delta \beta_{\perp}}{0,906 \gamma_{\perp}} \approx \frac{\alpha_{\perp}^{1/3} R^{1/3}}{\cos^{5/3} \beta_c} \cdot \frac{\Delta \beta_{\perp}}{0,906 \gamma_{\perp}} \quad (5.6)$$

V.2.2. En présence d'une vitesse parallèle au champ magnétique :

KUEHL [1974] a traité ce cas uniquement. Il trouve des résultats tout à fait analogues. En particulier, le nouvel angle de résonance β_R est donné par

$$\beta_R \approx \beta_c - \frac{\alpha_{\parallel}^{1/3} \cdot \sin^{4/3} \beta_c}{R^{2/3}} \left[1,8 + 0,906 \epsilon \right] \quad (5.7)$$

$$\text{avec } \epsilon = \frac{\gamma_{\parallel} V_{\parallel} R^{1/3} \cdot \sin^{1/3} \beta}{\alpha_{\parallel}^{2/3}}$$

$$\gamma_{\parallel} = -\gamma_{\perp} (\tan^2 \beta_c)^{-1}$$

$$\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp} (\tan^4 \beta_c)^{-1}$$

Notons que dans ce cas, la symétrie axiale du cône est conservée mais que les deux nappes coniques opposées ont des ouvertures différentes. Le cône dont l'ouverture est dans le même sens que la vitesse est plus fermé que l'opposé, leurs décalages par rapport à l'angle de résonance en plasma chaud immobile étant les mêmes en valeur absolue.

V.2.3. Pour une vitesse d'orientation quelconque :

Les décalages $\Delta\beta_{\perp}$ et $\Delta\beta_{\parallel}$ dus aux composantes respectivement perpendiculaire et parallèle de la vitesse \vec{V} , sont liés par la relation :

$$\frac{\Delta\beta_{\perp}}{\Delta\beta_{\parallel}} \approx - \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} \cdot \frac{1}{\tan\beta_e} \quad (5.8)$$

V.2.4. Application et conclusion :

Prenons d'abord le cas d'une sonde du type de celle qui a été utilisée dans l'expérience IPOCAMP 1 décrite au chapitre III. Le signal est émis en E à une fréquence fixe f_0 , inférieure à la fois à la gyrofréquence (f_b) et à la fréquence plasma (f_p), et il est reçu en R tel que $ER = d$. On caractérise alors l'effet d'une vitesse parallèle (V_{\parallel}) ou perpendiculaire (V_{\perp}) au champ magnétique B_0 par le rapport $\frac{V}{\Delta\beta}$ exprimé en km/s/°.

Le tableau 1 donne les rapports $\frac{V_{\perp}}{\Delta\beta_{\perp}}$ et $\frac{V_{\parallel}}{\Delta\beta_{\parallel}}$ pour différentes distances d et pour deux valeurs f_0 de la fréquence d'émission, les conditions de température et de densité électroniques étant $T_e = 3000^\circ \text{ K}$ et $n_e = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ e/m}^3$ ($f_p \approx 1 \text{ MHz}$), avec un champ magnétique $B_0 = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ T}$ ($f_b \approx 1,2 \text{ MHz}$).

Pour $f_0 = 100 \text{ KHz}$, les résultats du calcul sont contestables.

En effet, on est alors proche de la fréquence hybride basse et l'effet des ions, dont la théorie de KUEHL [1974] ne tient pas compte, est très important. D'autre part, pour $f_0 = 800 \text{ KHz}$, les valeurs des vitesses obtenues pour des décalages angulaires de 1° restent très élevées par rapport à celles qui sont susceptibles d'être rencontrées dans l'ionosphère (au maximum 1 km/s, soit des champs électriques de l'ordre de 50 mv/m dans les meilleurs cas). Seule une mesure très raffinée ($1/10^\circ$ au moins) permettrait donc de les mettre en évidence. C'est ce qui a conduit STOREY et THIEL dans l'expérience PORCUPINE déjà citée (chapitre III) à utiliser une fusée stabilisée en attitude de façon à caractériser l'effet de la vitesse non plus par un décalage angulaire, mais par un décalage de la fréquence de résonance oblique basse.

Ils nous ont aimablement communiqué les résultats de leurs calculs numériques effectués dans les conditions suivantes :

plasma thermique : $T_e = 1000^\circ \text{ K}$, $f_p = 3,2 \text{ MHz}$ ($\lambda_D = 0,62 \text{ cm}$)

champ magnétique : $f_b = 1,4 \text{ MHz}$, $r_L = 1,4 \text{ cm}$

dérive : $V = 5,3 \text{ km/s}$ (vitesse thermique $v_{th} = 174 \text{ km/s}$)

d'abord dans le cas d'une sonde dipolaire telle que $ER = d = 2,4$ m (tableau 2), et dans le cas de sondes quadripolaires du type EERR (équivalent à RREE) ou du type ERER (équivalent à RERE) (tableaux 3 et 4).

Pratiquement, chaque mesure se fera en deux temps : c'est-à-dire en intervertissant pour chacune d'elles le rôle émission-réception, ce qui double l'écart des fréquences.

Toutefois, on constate que ces écarts, souvent plus importants dans le cas des quadripôles, restent faibles compte tenu de la vitesse considérée (5,3 km/s), et qu'ils nécessiteront là encore une bonne précision des mesures.

C H A P I T R E VI

L'EXPERIENCE ISOPROBE DANS LE PROJET ARCAD 3.

Encouragés par les résultats obtenus dans le précédent programme de coopération franco-soviétique IPOCAMP 1 entre le Service d'Hydro-météorologie de l'URSS et le Groupe de Recherches Ionosphériques du CNRS, trois laboratoires français, le Centre d'Etudes Spatiales du Rayonnement de Toulouse, le Groupe de Recherches Ionosphériques de Saint-Maur et le Centre de Recherches en Physique de l'Environnement d'Orléans (anciennement : Groupe de Recherches Ionosphériques), se sont regroupés autour du projet ARCAD 3.

Il s'agit d'un satellite scientifique qui doit être lancé au début de l'année 1979. La trajectoire prévue est une orbite quasi-polaire avec un angle d'inclinaison de 74 ou de 83° dont la valeur définitive n'a pas encore été arrêtée, un périhélie d'environ 500 km et une apogée comprise entre 1500 et 2000 km. La vitesse du satellite sur cette orbite est alors de l'ordre de 8 km/s. Enfin, il est équipé d'un système de stabilisation trois axes, l'un de ces axes visant le centre de la terre.

L'expérience ISOPROBE (Interférométric Self-Oscillating PROBE) du Centre de Recherches en Physique de l'Environnement s'est donné pour principaux objectifs (BEGHIN et al. [1974]) : la mesure locale et instantanée de la densité électronique du plasma thermique (n_e) ; les caractéristiques des fluctuations rapides spatiales et temporelles de densité électronique (Δn_e) ; la mesure locale et instantanée de température électronique (T_e) ; les caractéristiques des fluctuations spatiales et temporelles de température électronique (ΔT_e) ; et enfin la vitesse d'ensemble des électrons thermiques par rapport au satellite (\vec{V}) et plus particulièrement les mouvements associés aux courants alignés des zones de hautes latitudes ($\vec{V}_{//}$). Pour faire ces mesures, elle utilise deux sondes quadripolaires linéaires identiques (figure 35) visant dans des directions antisymétriques parallèlement à l'axe de stabilisation par gravité du satellite. Quatre modes principaux de fonctionnement ont été retenus : un mode dit de balayage dans lequel la fonction de transfert est explorée par un balayage en fréquence de 0,2 à 10 MHz. Dans ce mode, l'émission se fait sur l'une ou l'autre des deux antennes d'émission E_1 ou E_2 suivant la valeur de la longueur de Debye λ_D dans la région traversée (E_1 dans les régions de grandes longueurs λ_D , E_2 dans les régions de faible λ_D). On enregistre alors les variations de

l'amplitude et de la phase de l'impédance mutuelle en fonction de la fréquence. Le second mode proposé est un fonctionnement de la sonde en auto-oscillateur (en configuration longue ou courte suivant la valeur de λ_D). La fréquence d'oscillation donne alors la densité électronique du plasma (voir le premier chapitre). Enfin deux modes de recherche du maximum et de recherche du minimum sont prévus pour sélectionner et suivre les valeurs instantanées respectivement de la fréquence de résonance et de la fréquence d'anti-résonance. On doit en déduire les informations nécessaires aux calculs de la température électronique et d'une vitesse de dérive éventuelle du plasma (chapitres IV et V).

L'expérience permettra ainsi pour la première fois d'accéder simultanément à tout un ensemble de mesures qui, corrélées à d'autres expériences du projet comme les mesures des fluctuations du champ électrique et les caractéristiques des ions thermiques ou celles du plasma énergétique, constituent du point de vue géophysique un puissant apport pour l'investigation générale des problèmes de la magnétosphère à l'occasion de l'IMS.

C O N C L U S I O N

Au terme de cette étude, menée dans le cadre du projet ARCAD 3, on peut ainsi conclure en affirmant la possibilité de mesurer correctement à la fois température, densité, leurs fluctuations, et les vitesses de dérive électroniques en plasma ionosphérique, dans certaines conditions qui ont été précisées.

Dans un plasma isotrope, la sonde à impédance mutuelle permet de restituer température et densité électroniques avec une très bonne précision à partir des fréquences de résonance et d'anti-résonance. Elle donne une mesure de l'amplitude et de la phase de l'impédance toujours plus proche de la théorie au fur et à mesure des progrès de la technique. Elle constitue ainsi dans le domaine de la fréquence plasma un puissant moyen de diagnostic. D'autre part, la position de sa fréquence d'anti-résonance met en évidence une vitesse de dérive dans le plasma : dans ce cas, la précision de la mesure est conditionnée par celle du déplacement de la fréquence du battement. Il reste néanmoins à résoudre le problème qui se pose à la fréquence plasma ω_p et qui est sans doute dû au modèle utilisé pour les besoins du calcul analytique. Il serait nécessaire alors d'aborder la question numériquement cette fois, et en choisissant d'autres modèles plus élaborés : MOURGUES du CRPE y travaille actuellement dans l'hypothèse d'un multiple water-bag (100 bags).

En présence d'un champ magnétique, de nombreux problèmes théoriques sont encore à résoudre. Principalement dans le domaine de la fréquence hybride haute qui est celui de la sonde quadripolaire. Dans la majorité des cas, on est souvent contraint d'adapter et de corriger les résultats pour les rendre utilisables et interprétables dans une théorie de plasma isotrope. Il reste toutefois la possibilité de travailler à la fréquence de l'oblique basse où les calculs de KUEHL [1973] puis de THIEL [1975] permettent d'atteindre soit par une mesure de l'angle de résonance, soit par une mesure de la fréquence correspondante les paramètres densité et température électronique avec une précision qui dépend uniquement de la précision des mesures, les calculs de THIEL n'introduisant aucune approximation. Il en sera de même pour les mesures des vitesses de dérive, ou des courants parallèles. Dans ce cas toutefois, on peut éliminer la mesure à fréquence fixe de l'angle de résonance, qui exige une précision pratiquement impossible à atteindre dans une expérience spatiale. Reste

alors la mesure de l'écart de fréquence de résonance à angle donné . Il faudra attendre les résultats de l'expérience PORCUPINE ou même de l'expérience ISOPROBE qui prévoit aussi un balayage en fréquence sur un satellite stabilisé, pour pouvoir se prononcer quand à l'efficacité et à la précision des mesures, fonctions de l'appareillage utilisé.

Enfin tous les calculs théoriques ont été faits en supposant les plasmas homogènes et sans collisions. L'introduction d'une fréquence ν de collision ou d'un gradient de température ou de densité complique beaucoup les équations . Aujourd'hui encore, les effets respectifs de ces paramètres sont encore mal connus.

Une théorie développée par CHASSERIAUX [1973] et confirmée qualitativement par l'expérience, montre que l'inhomogénéité du milieu peut affecter profondément la forme de la résonance plasma. De même que les perturbations de la densité électronique dues au passage du véhicule porteur de la sonde dans le milieu peuvent avoir des conséquences importantes. Par contre, l'inhomogénéité à grande échelle de l'ionosphère peut être négligée. Les collisions peuvent être introduites dans les calculs à l'aide du terme $(\partial f / \partial t)_{coll}$ dans l'équation de Boltzmann. On montre alors (CHASSERIAUX et al. [1972]) que les fréquences des anti-résonances sont moins sensibles aux collisions que l'amplitude de la résonance à la fréquence plasma (dans le cas isotrope).

Dans le dépouillement des résultats de nos mesures, il faudra tenir compte quantitativement quand cela sera possible, mais en tous cas d'une façon qualitative, des effets de ces perturbations.

REMERCIEMENTS

Mes remerciements et toute ma gratitude vont d'abord à Monsieur BEGHIN qui m'a initiée à la Recherche et dont le dynamisme m'a sans cesse encouragée. Ce sont ses conseils et ses critiques toujours pertinentes qui m'ont guidée tout au long de ce travail et m'ont permis de le mener à bien.

Je tiens à remercier Monsieur BOUCHOLE qui a bien voulu suivre mon travail et aussi MM. DAVY et VASSALO qui l'ont examiné.

Je remercie le CNET et en particulier la Direction Scientifique sans laquelle cette thèse n'aurait pas vu le jour.

Je remercie également Monsieur HIEBLOT qui m'a accueillie dans son Laboratoire et tous les chercheurs qui m'ont aidée à l'occasion de fructueuses discussions, particulièrement Madame DECREAU et MM. DEBRIE et HAMELIN.

Je n'oublie pas non plus tous les techniciens et ingénieurs qui m'ont assistée lors de mes expériences. Je remercie en particulier MM. CHABERLOT et LEVEQUE, et Monsieur ARNAL.

Enfin je remercie Madame FAGOT qui a contribué à la réalisation pratique de cette thèse en se chargeant de la taper.

REFERENCES

- ABRAMOWITZ, M. et STEGUN, I.A. 1965 Handbook of mathematical functions.
- ARNAL, Y. 1972 Le Vide, 157, 81-88.
- ARNAL, Y. et ILLIANO, J.M. 1973 communication présentée aux journées d'études organisées par la SEE et la SEP à Malakoff les 14 et 15 juin
- BALMAIN, K.G. 1964 IEEE Trans. Ant. prop., AP-12, 5, 605-617.
- BEGHIN, C. et DEBRIE, R. 1972 J. Plasma Physics, 8, 287-310.
- BEGHIN, C., BERTHELIER, J.J., BOSQUED, J.M., CAMBOU, F., GUYADER, J.C., REME, H. et STOREY, L.R.O. mai 1974 projet ARCAD 3, n°74-448.
- BEKEFI, G. 1966 Radiation Processes in Plasmas, Wiley and Sons, New York.
- BITOUN, J.O. , AUBRY, M.P. et GRAFF, P. 1970 Radio Sci. 5 (11), 1431.
- BOOKER, H.G. et SMITH, E.K. 1970 J. Atmos. Terr. Phys., 32, 467.
- CHABERLOT, A. 1975 Mémoire présenté pour l'obtention du diplôme d'ingénieur du CNAM en Physique. Orléans.
- CHASSERIAUX, J.M. 1971 Ann. Géophys. , 27, 329-337.
- CHASSERIAUX, J.M. , DEBRIE, R. et RENARD, C. 1972 J. Plasma Physics, 8, 231-253.
- CHASSERIAUX, J.M. 1973 Thèse de doctorat d'état es Sciences Physiques. Univ. Paris VI.
- CHASSERIAUX, J.M. 1974 J. Plasma Physics, 11, 225-252.
- DEBRIE, R., ARNAL, Y. et ILLIANO, J.M. 1975 soumis à Physics Letters A.
- DECREAU, P. 1975 communication personnelle, à paraître.
- DERFLER, H. et SIMONEN, T.C. 1969 Phys. Fluids, 12, 269.
- FIALA, V. 1973 J. Plasma Physics, 10, 371.
- FISHER, R.K. et GOULD, R.W. 1971, Physics of Fluids, 14, 857-867.
- FRIED, B.D. et CONTE, S.D. 1961 The Plasma Dispersion Function, Academic Press, New York.
- GONFALONE, A. 1972 Journal de Physique, 33, 521-524.
- GRADSHTEYN, I.S. et RYZHIK, I.M. 1965 Table of Integrals Series and Products.
- ILLIANO, J.M. , ARNAL, Y. et GILLE, P. 1975 Communication présentée au Colloque International du CNES du 26 au 30 mai.
- KAISER, T.R. 1962, Planet. Space Sci., 9, 639-657.
- KUEHL, H.H. 1973 Physics of Fluids, 16, 8, 1311.
- KUEHL, H.H. 1974 Physics of Fluids, 17, 1275.
- MICHEL, E., BEGHIN, C., GONFALONE, A. et IVANOV, I.F. 1975, Ann. Géophys., 4.
- MICHEL, E. 1975 soumis au J. Plasma Physics.

- NAVET, M. et BERTRAND, P. 1971, Phys. Letters A, 34, 117.
- QUEMADA, D. 1968, Ondes dans les Plasmas, Physique Spatiale, Hermann Paris.
Rapport d'Activité du Département PCE pour l'année scolaire 1974-1975.
Note technique CRPE/10.
- RENARD, C. et DEBRIE, R. 1970 C.R. Hebd . Seanc. Acad. Sci. Paris, 270, 649.
- ROOY, B., FEIX, M.R. et STOREY, L.R.O. 1972, Plasma Phys., 14, 275.
- SCHLUMBERGER, C. 1920, Etude de la prospection électrique du sous-sol,
Paris, Gauthier-Villars.
- SHAFRANOV, V.D. 1967, Reviews of Plasma Physics, 3, 1, Plenum Published
Corp., New York.
- SHKAROVSKY, J.P. 1970 Plasma Waves in Space and in Laboratory, Edinburgh
Univ. Press, vol. 2, p. 159.
- SITENKO, A.G. et STEPANOV, K.N. 1957 Sov. Phys. JETP 4 , 512.
- SITENKO, A.G. 1965, Electromagnetic Fluctuations in Plasma, Academic Press,
New York.
- STIX, T.H. 1962, The theory of Plasma Waves, Mc. Graw Hill, New York.
- STOREY, L.R.O. 1965, Onde Elec. , 45, 1427.
- STOREY, L.R.O., AUBRY, M.P. et MEYER, P. 1969 Plasma Waves in Space and in
the Laboratory, 1, 303, Edinburgh Univ. Press.
- STOREY, L.R.O. et POTTELETTE , R. 1971, C.R. Acad. Sci. Paris, 273, 101-104.
- THIEL, J. 1975 communication personnelle, à paraître.
- WENNER, F. 1915, Us Bureau of Standards, Sci. paper n° 258, 469.

F I G U R E S

CHAPITRE I.

- Figure 1 : Domaines de validité des diverses approximations du potentiel créé par une charge ponctuelle pulsante en fonction de ω/ω_p et de r/λ_D (d'après CHASSERIAUX et al. [1972]).
- XXXXXX Potentiel de Debye.
||||| Le terme le plus important est le terme plasma froid.
//// Le champ d'ondes électrostatiques est donné par l'expression asymptotique de Landau.
----- Domaine de validité du modèle water-bag.
~~~~~ Domaine de validité de l'approximation de l'onde de Landau.
- Figure 2 : Amplitude ( — ) et phase ( - - - ) du potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante E et reçue en un point R de l'espace tel que  $ER/\lambda_D = 25$ . dans l'approximation de l'onde de Landau.
- Figure 3 : Amplitude ( — ) et phase ( - - - ) de la différence des potentiels reçus en deux points  $R_1$  et  $R_2$  et créés par une charge ponctuelle oscillante dans l'approximation de l'onde de Landau, avec  $ER_1/\lambda_D = 44.3$  et  $ER_2/\lambda_D = 33.3 \approx 3/4 (ER_1/\lambda_D)$
- Figure 4 : Amplitude du potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante E et reçue au point R tel que  $ER/\lambda_D = 25$ . en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_p$  dans le modèle hydrodynamique ( — ) et dans l'approximation de Landau.
- Figure 5 : Diagramme du circuit équivalent d'une sonde quadripolaire plongée dans un plasma (d'après STOREY et al. [1969]).
- Figure 6 : Variation de la fréquence du premier battement en fonction de  $D/\lambda_D$  pour la sonde quadripolaire linéaire dans une configuration REER avec  $RE = EE = ER = D = 8$  cm.
- Figure 7 : Schéma synoptique de l'ensemble Emission-Réception dans la sonde quadripolaire linéaire.
- Figure 8 : Module et phase de l'impédance mutuelle de la sonde quadripolaire linéaire précédente (figure 7) pour  $D = 16 \lambda_D$ .
- Figure 9 : Fréquences d'auto-oscillation en émission directe ( $F_D$ ) et en opposition de phase ( $F_I$ ) comparées aux fréquences  $F_0$  et  $F_\pi$  pour lesquelles la rotation totale de phase dans le circuit est respectivement 0 et  $\pi$ .

Figure 10 : Module du potentiel  $\Phi/\Phi_0$  en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_p$  pour la sonde quadripolaire ( $E_2R_1 = 20$  cm,  $E_2R_2 = 40$  cm,  $E_1R_1 = 80$  cm,  $E_1R_2 = 100$  cm) dans le mode interféromètre pour a-  $\lambda_D = 1.$  cm et  $\lambda_D = 1,5$  cm  
 b-  $\lambda_D = 2.$  cm et  $\lambda_D = 2,5$  cm  
 avec  $q_1/q_2 = -4$ .

## CHAPITRE II.

Figure 11 : Variation du module du potentiel  $|\Phi/\Phi_0|$  normalisé à sa valeur dans le vide en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_b$  normalisée à la gyrofréquence, dans le cas d'une sonde linéaire (deux récepteurs  $R_1$  et  $R_2$ ) plongée dans un magnétoplasma froid homogène et sans collisions, pour différentes valeurs de l'angle  $\beta = (ER, B)$  et pour  $\omega_p/\omega_b = 2$ .

Figure 12 : Variation du module du potentiel  $|\Phi/\Phi_0|$  normalisé à sa valeur dans le vide en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_b$  dans le cas d'une sonde linéaire (deux récepteurs) plongée dans un magnétoplasma chaud homogène et sans collisions pour  $\beta = 90^\circ$  et (a) :  $\omega_p^2 > 3\omega_b^2$   
 (b) :  $\omega_p^2 < 3\omega_b^2$

Figure 13 : Variation du module du potentiel  $|\Phi/\Phi_0|$  en fonction de la fréquence hybride haute  $\omega_\tau/\omega_b$  et pour différentes valeurs de la longueur de Debye  $\lambda_D$ , dans les mêmes conditions que pour la figure 12.

Figure 14 : Comme la figure 13, mais à  $\lambda_D = 1,2$  cm constant et pour différentes valeurs de l'angle  $\beta$ .

Figure 15 : Courbes de dispersion du plasma autour de  $\omega_\tau$  d'après CHASSERIAUX et al. [1972], montrant le bon accord au voisinage de  $\omega_\tau$  entre les modes électrostatiques de Bernstein (—) et l'approximation des basses températures (---)  
 (a) pour  $\omega_p/\omega_b = 3$  ; (b)  $\omega_p/\omega_b = 4,5$

Figure 16 : Variation en fonction de la fréquence  $F = \omega/2\pi$  (en MHz) du module de l'impédance  $Z$  normalisé par rapport à sa valeur dans le vide et mesuré à une altitude de 215 km au cours de l'expérience embarquée sur fusée CISASPE.  
 (d'après CHASSERIAUX et al. [1972]).

CHAPITRE III.

Figure 17 : Amplitude du potentiel créé par une charge ponctuelle oscillante au point R tel que  $\omega_p r / v_E = 280$ . pour  $\omega / \omega_p = \frac{1}{\sqrt{2}}$ ,  $\delta = 0$  et  $\omega_b = \infty$  en fonction de l'angle  $\beta = (ER, B)$ .

Figure 18 : Variation du potentiel en fonction de l'angle  $\beta = (ER, B)$ , d'après GONFALONE [1972], pour  $F = 15$  MHz et  $F_b = 31$  MHz.

Figure 19 : Attitude de la fusée sur le cône de précession et position des antennes par rapport au champ magnétique.

Figure 20 : Enregistrement du niveau reçu et du magnétomètre au cours de trois séquences différentes.

|           |                     |
|-----------|---------------------|
| t = 85 s  | altitude H = 102 km |
| t = 110 s | altitude H = 125 km |
| t = 120 s | altitude H = 133 km |

(instants auxquels on détecte l'influence du spectromètre:\*)

Figure 21 : Signal reçu pendant un tour d'antenne, en fonction de  $\beta$ , après correction des résultats (110 s - n° 3 de la figure 20).

Figure 22 : Variation des écarts  $\Delta \beta_M$  pendant une période de précession, en comparaison avec la variation de l'angle  $\alpha$ .

Figure 23 : Abaque (n, T) tracé à l'aide des calculs de THIEL. Les paramètres sont  $\beta_M$  et  $\beta_m$ . En pointillé, on a tracé les courbes de  $\beta_M$  correspondant aux calculs de KUEHL. Dans le domaine qui nous intéresse, les courbes  $\beta_m$  de KUEHL correspondent à celles de THIEL, décalées d'un degré vers la droite (soit :  $\beta_m = 20^\circ$  sur les abaques de THIEL correspond à  $\beta_m = 21^\circ$  sur ceux de KUEHL).

Figure 24 : Densité (o) et température (\*) électroniques en fonction de l'altitude (à la montée et à la redescende de la fusée dans l'ionosphère).

Figure 25 : Ionogramme obtenu du sol, quelques minutes avant le vol.

Figure 26 : Champ induit par les courants de Foucault.

CHAPITRE IV.

Figure 27 : Position des pôles  $K_1$  et  $K_2$  et contour d'intégration pour

$$a: v < 1, \quad x > (1-v^2)^{1/2}, \quad K < (-\alpha^2)^{1/2}$$

$$b: v < 1, \quad x > (1-v^2)^{1/2}, \quad K > (-\alpha^2)^{1/2}$$

$$c: v > 1$$

Figure 28 : Module du potentiel normalisé à sa valeur dans le vide en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_p$  pour  $|\tau| = 25/\sqrt{3}$ , dans un modèle hydrodynamique avec  $V = 0$  (—) ;  $V = 0,1$  et  $\tau > 0$  (- -) ;  $V = 0,1$  et  $\tau < 0$  (- · - ·).

Figure 29 : Module du potentiel normalisé à sa valeur dans le vide pour diverses valeurs de  $V$  et pour  $\tau = 25/\sqrt{3}$   
 $V = 0$  (—) ;  $V = 0,1$  (- -) ;  $V = 0,2$  (· · · ·) ;  $V = 0,3$  (- · -) ;  $V = 0,4$  (- - -).

Figure 30 : Module du potentiel normalisé à sa valeur dans le vide autour de la fréquence plasma, pour une sonde linéaire (deux récepteurs) dans les cas

a :  $\tau > 0$

b :  $\tau < 0$

pour différentes valeurs de  $V$  :

$V = 0,1$  (· · ·) et  $V = 0,05$  (- - - -).

dans un modèle hydrodynamique

La courbe en trait plein représente le potentiel dans l'approximation de Landau pour  $V = 0$ . Dans le modèle hydrodynamique, quand  $V \rightarrow 0$  le potentiel suit exactement cette courbe sauf pour  $\omega = \omega_p$  (courbe en pointillés).

( $|\tau_2| = 26,6/\sqrt{3}$  et  $|\tau_1| = 20/\sqrt{3}$ )

Figure 31 : Montage électrique de la sonde dans la mesure de la vitesse de dérive.

Figure 32 : Module de l'impédance mutuelle  $Z$  normalisée à sa valeur  $Z_0$  dans le vide en fonction de la fréquence  $\omega/\omega_p$  pour la sonde de la figure 29 ( $|\tau| \approx 25/\sqrt{3}$ ) avec

a :  $\Theta = \pi/2$  (—) ,  $\Theta = 0$  (- -) ,  $\Theta = \pi$  (· · ·)

b :  $\Theta = \pi/2$  (—) ,  $\Theta = \pi/6$  (- -) ,  $\Theta = -5\pi/6$  (· · ·)

c :  $\Theta = \pi/2$  (—) ,  $\Theta = \pi/3$  (- -) ,  $\Theta = -2\pi/3$  (· · ·)

## CHAPITRE V.

Figure 33 (a) :

Surface des indices pour  $\omega_p/\omega_b = 3,4025$  ( $\omega_p^2 > 3\omega_b^2$ ),  $\omega/\omega_T = 0,999$  et  $T = 3,000^\circ$  (d'après BITOUN et al. [1970]).

(b) :

Semblable à (a) mais avec  $\omega/\omega_T = 1,001$ .

Figure 34 : Déformation du cône de résonance sous l'effet d'une vitesse perpendiculaire au champ magnétique ( $\Delta\beta = 1^\circ$  pour  $V_{\perp} \approx 6,9$  km/s).

Tableau 1 : Valeurs des rapports  $V_{\perp}/\Delta\beta_{\perp}$  et  $V_{\perp}/\Delta\beta_{\parallel}$  pour deux valeurs de la fréquence  $f_0$  d'émission, en fonction de la distance  $d$  entre les points d'émission et de réception.

Tableau 2 : Déplacement de la fréquence oblique basse dans le cas d'une sonde dipolaire pour une dérive  $V_{\parallel} = 5,3$  km/s en fonction de l'angle  $\beta$  et dans un plasma thermique avec  $T_e = 1000^\circ\text{K}$ ,  $f_p = 3,2$  MHz et  $f_b = 1,4$  MHz.

Tableau 3 : Comme le tableau 2 dans le cas d'une sonde quadripolaire en configuration linéaire EERR (équivalente à RREE).

Tableau 4 : Comme le tableau 3 dans une configuration ERER (équivalente à RERE).

#### CHAPITRE VI.

Figure 35 : Configuration géométrique de la sonde quadripolaire dans l'expérience ISOPROBE.

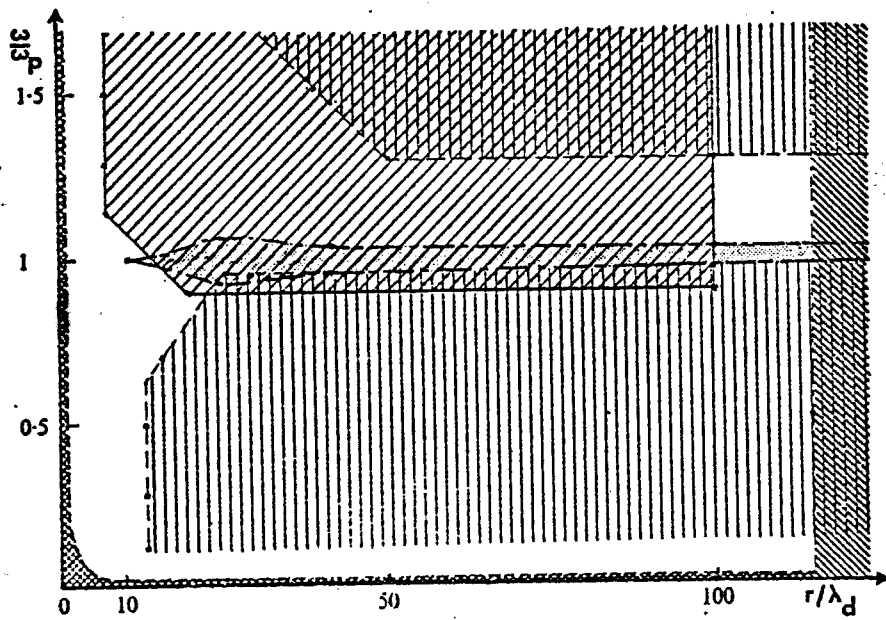
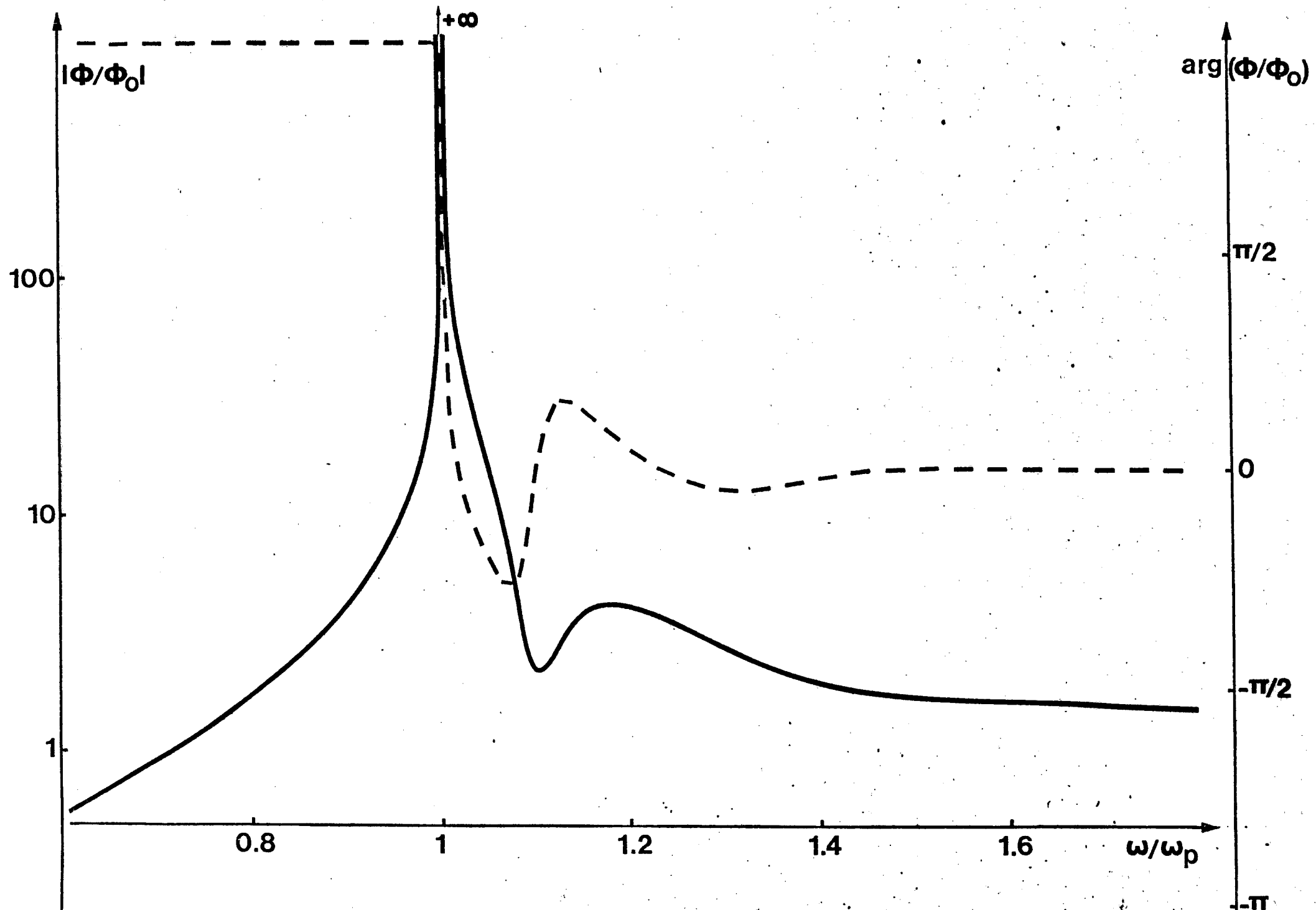


FIG.1



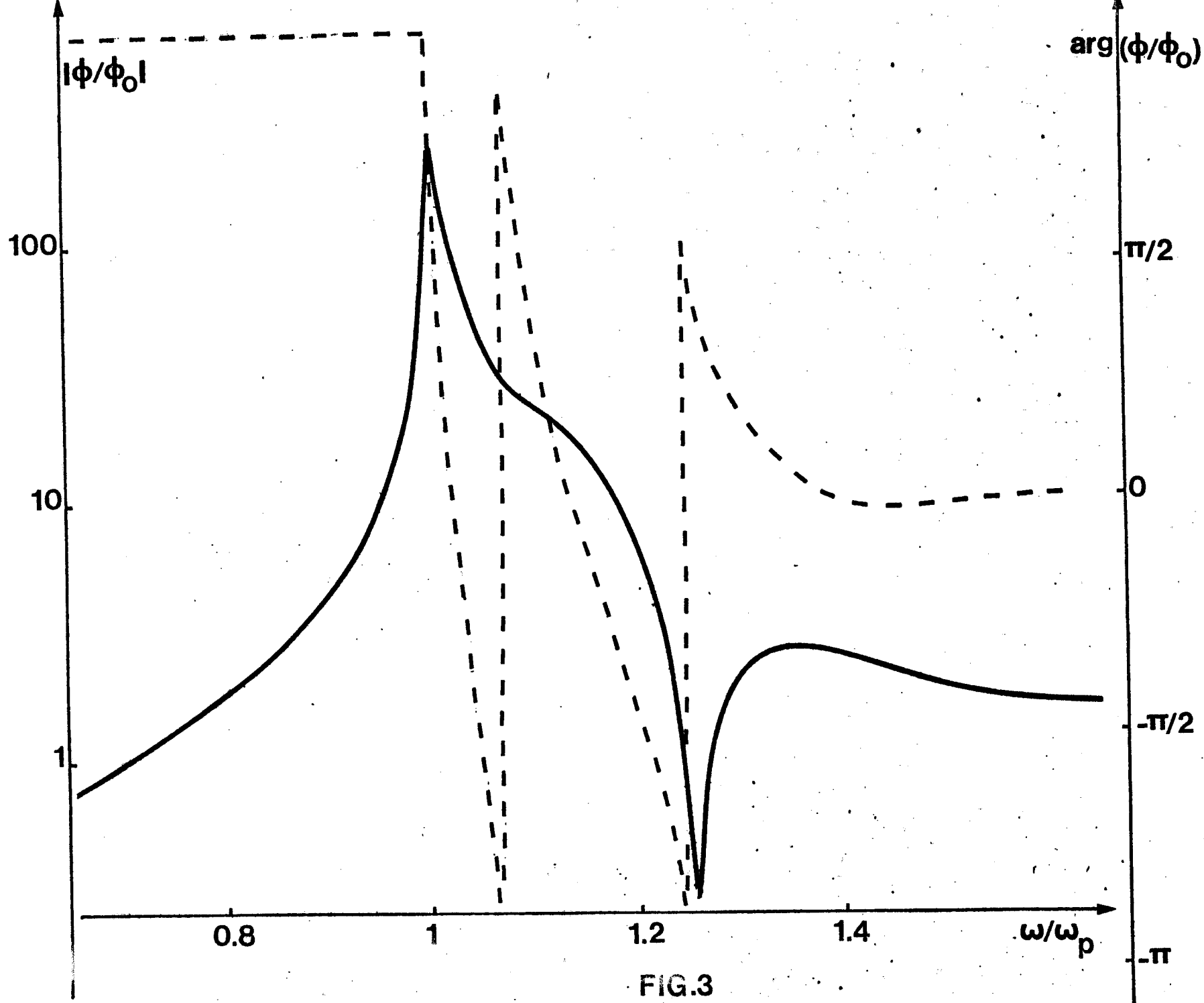


FIG.3



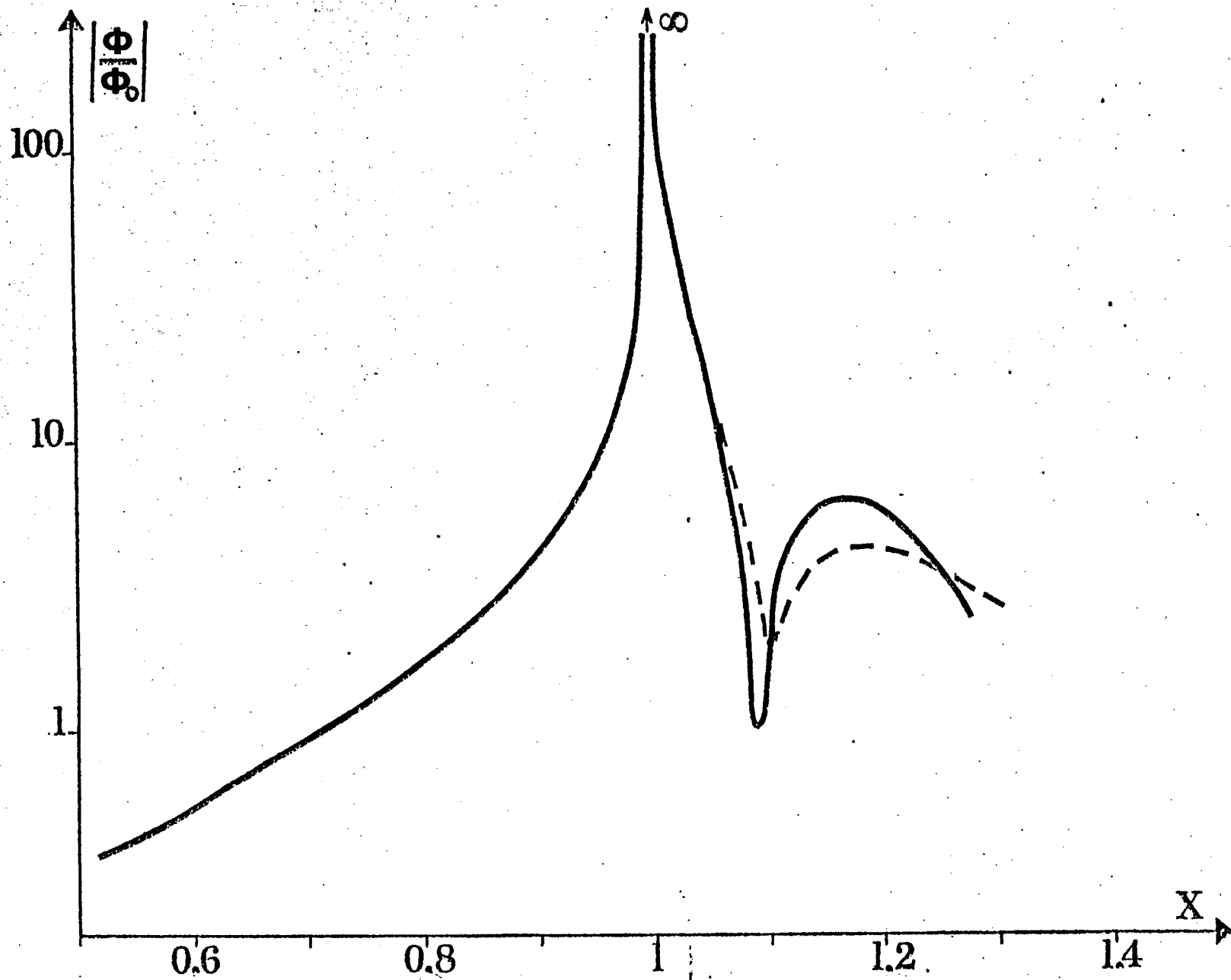


FIG.4

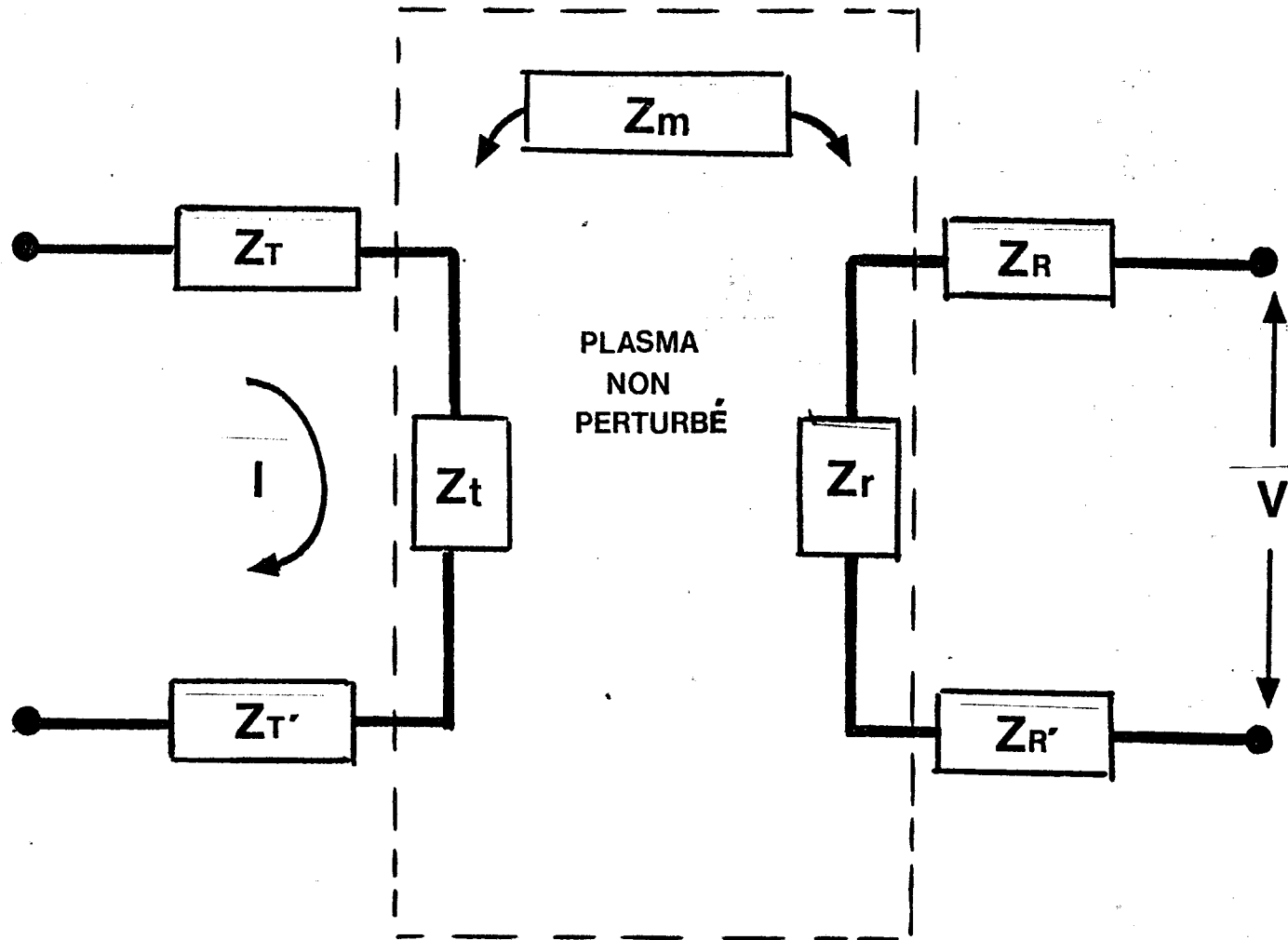


FIG.5

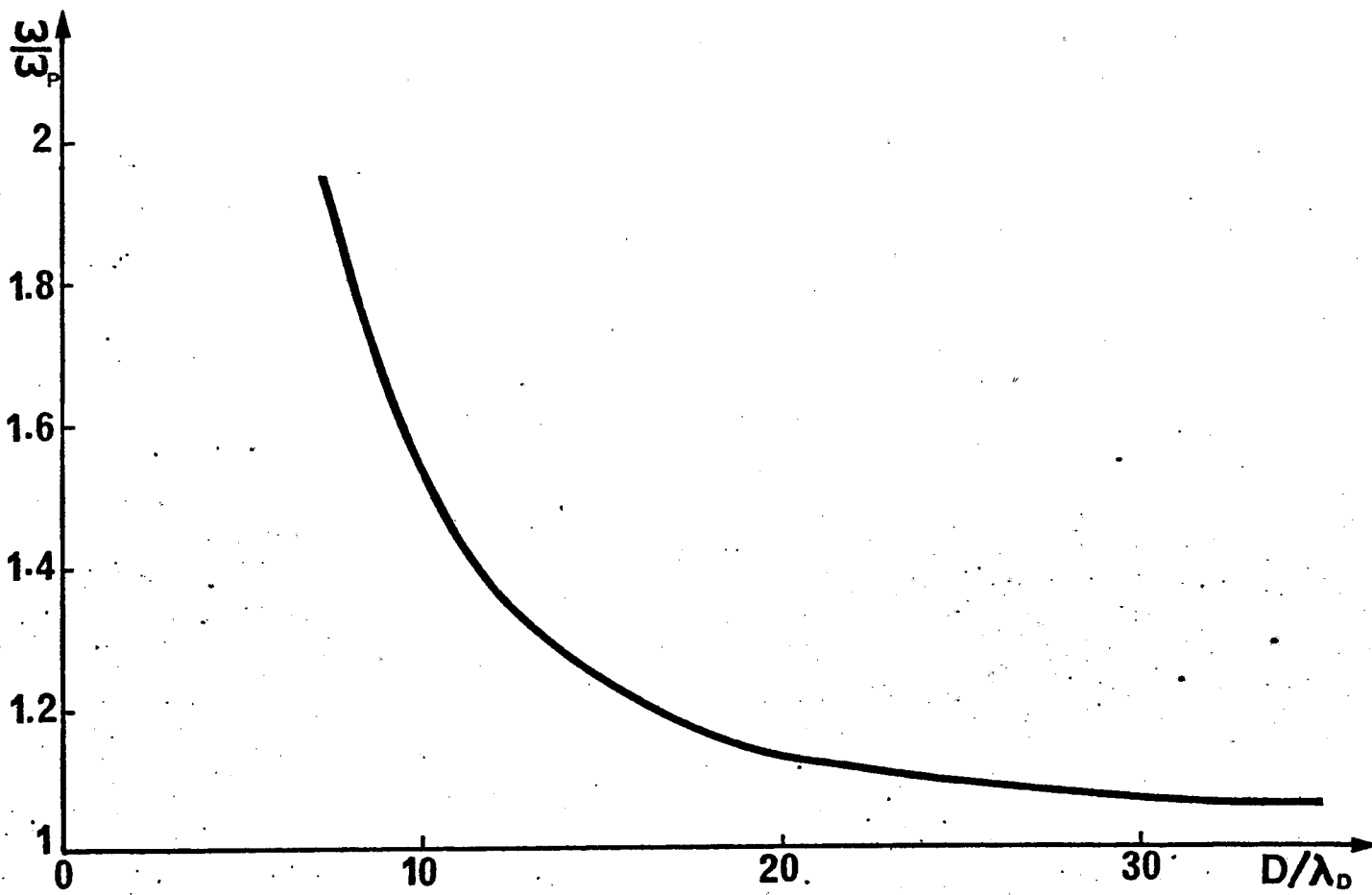


FIG.6

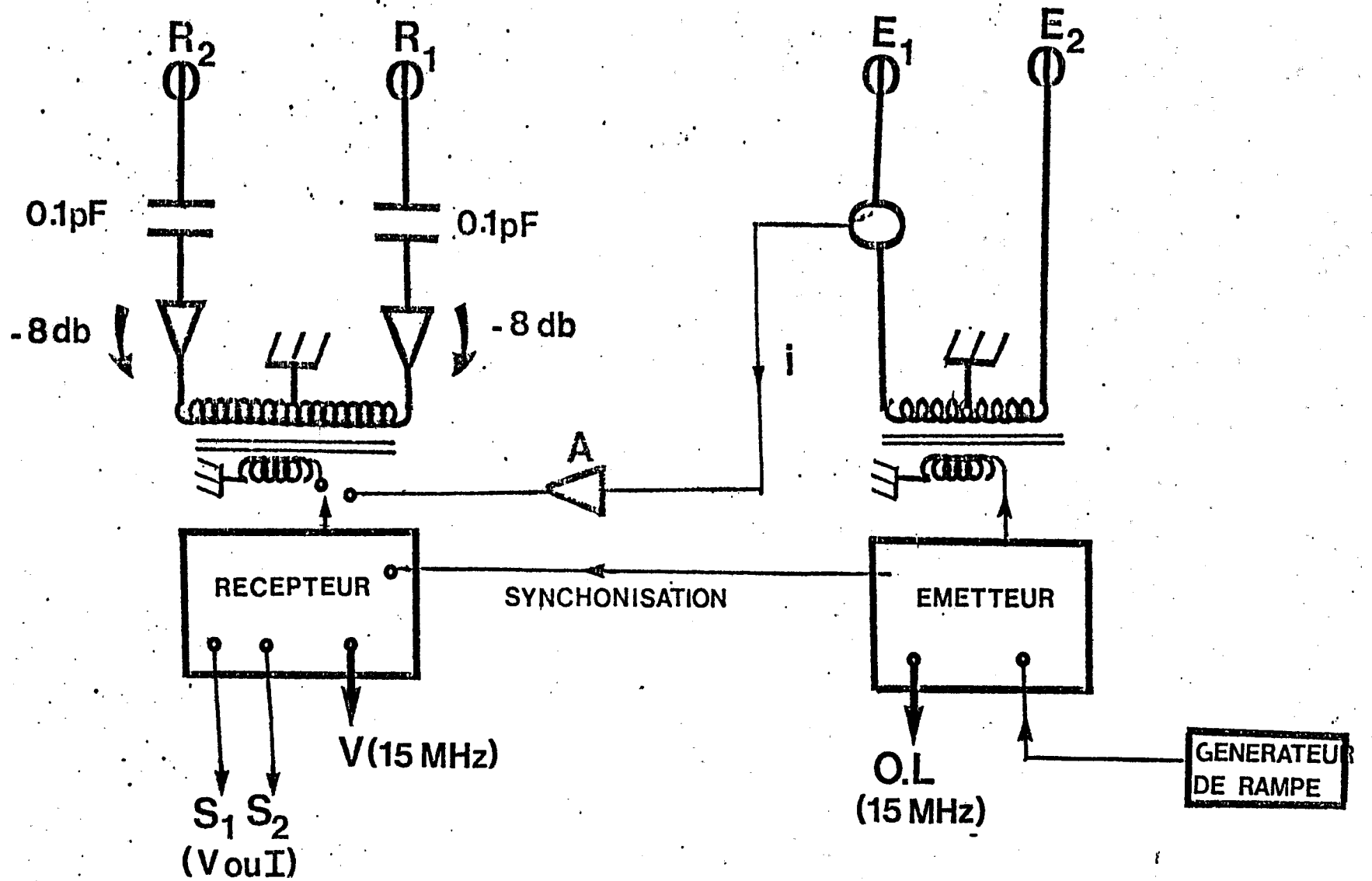


FIG.7.

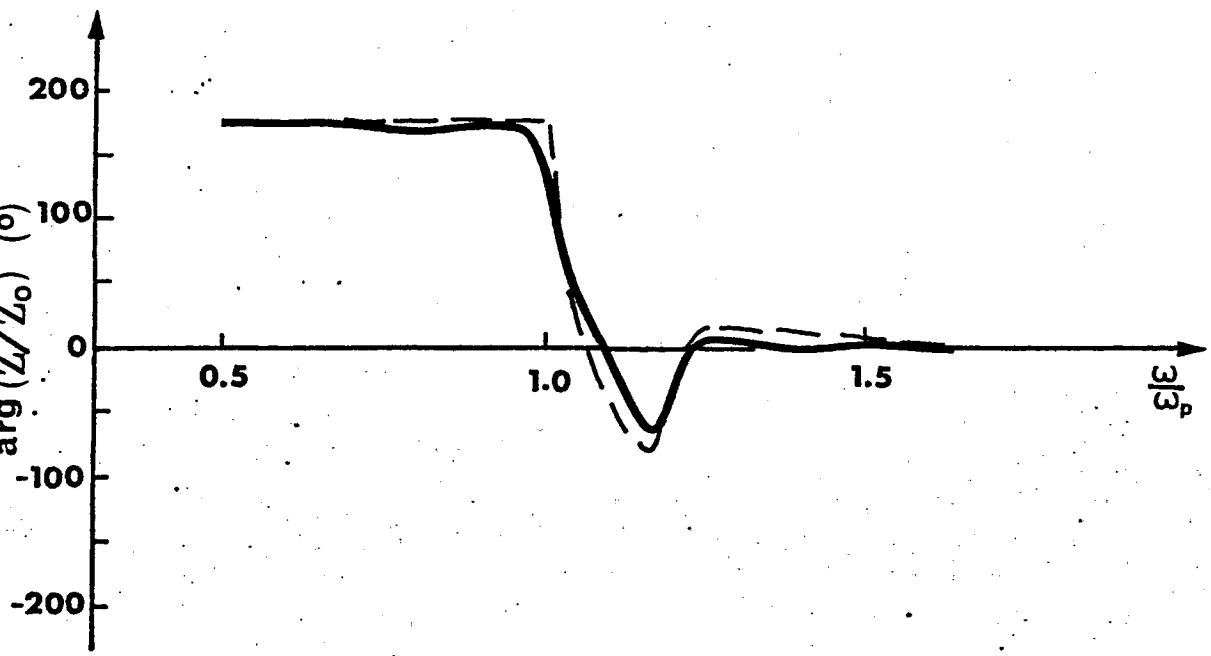
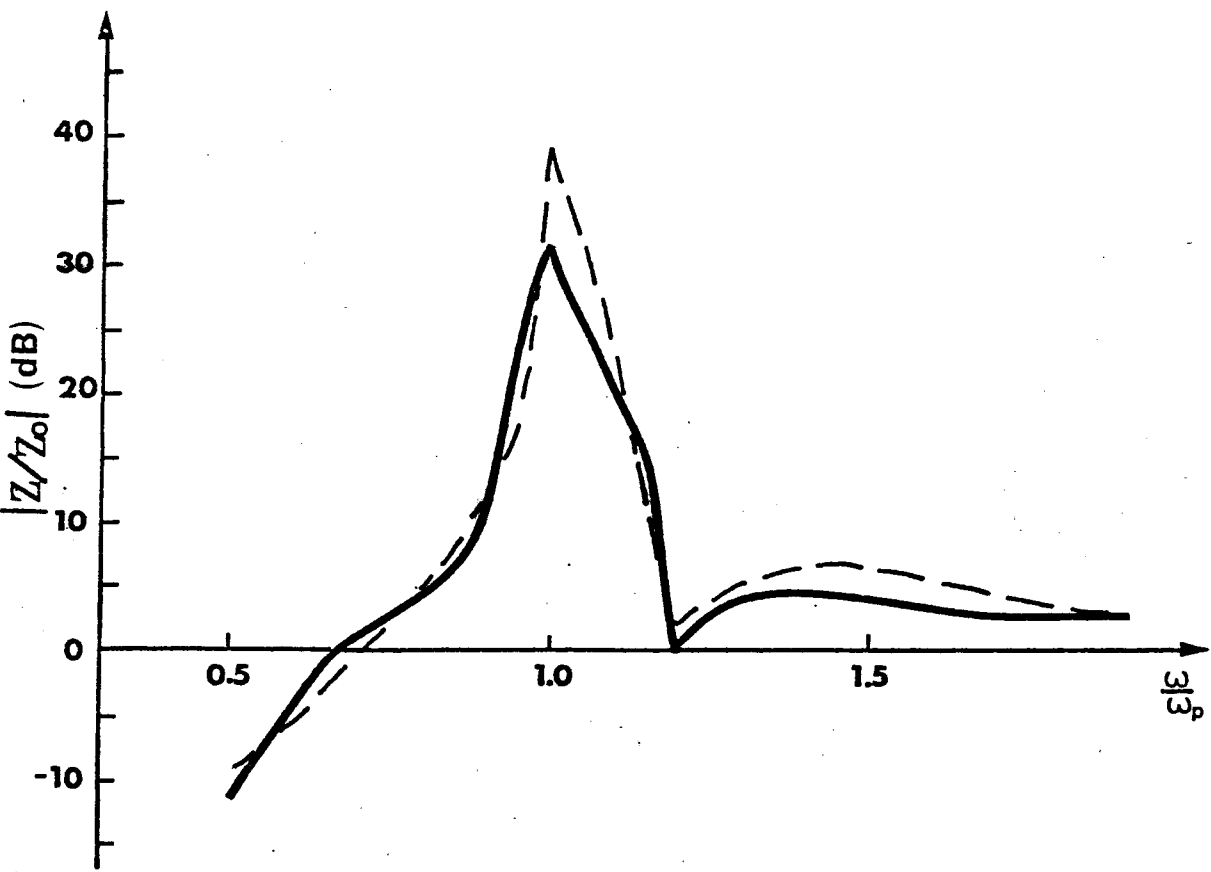


FIG. 8

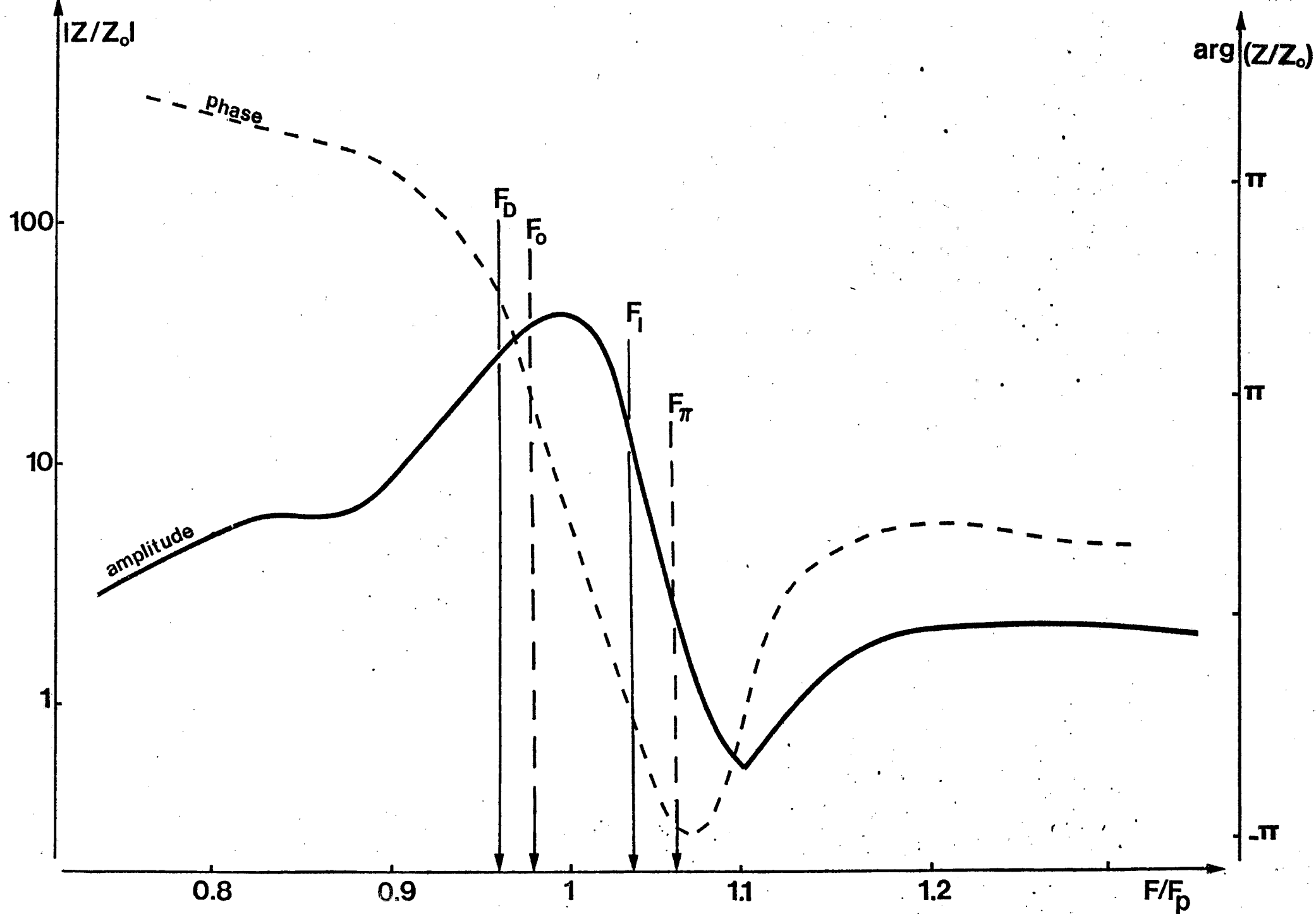


FIG.9

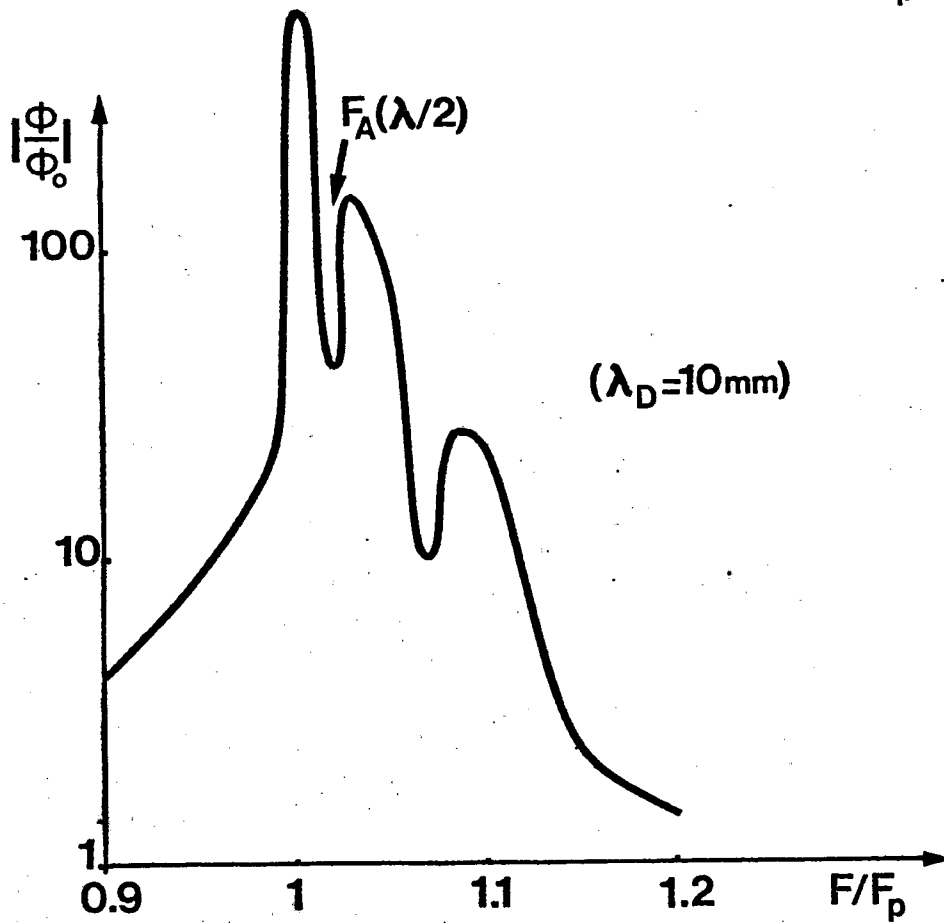
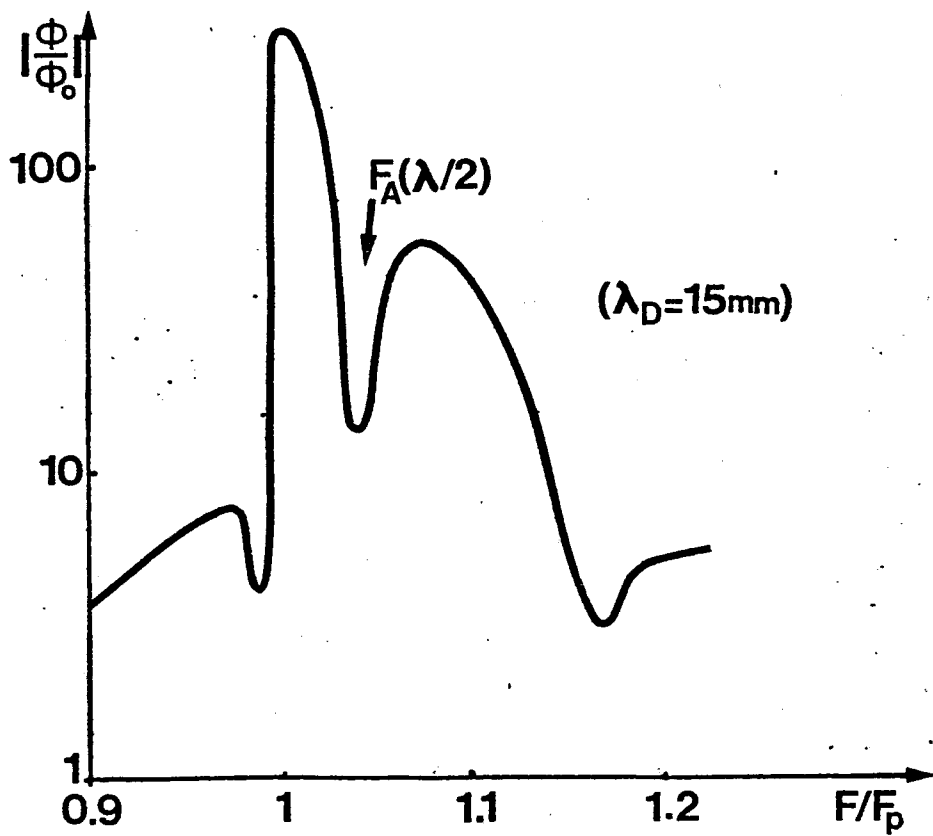


FIG.10 a

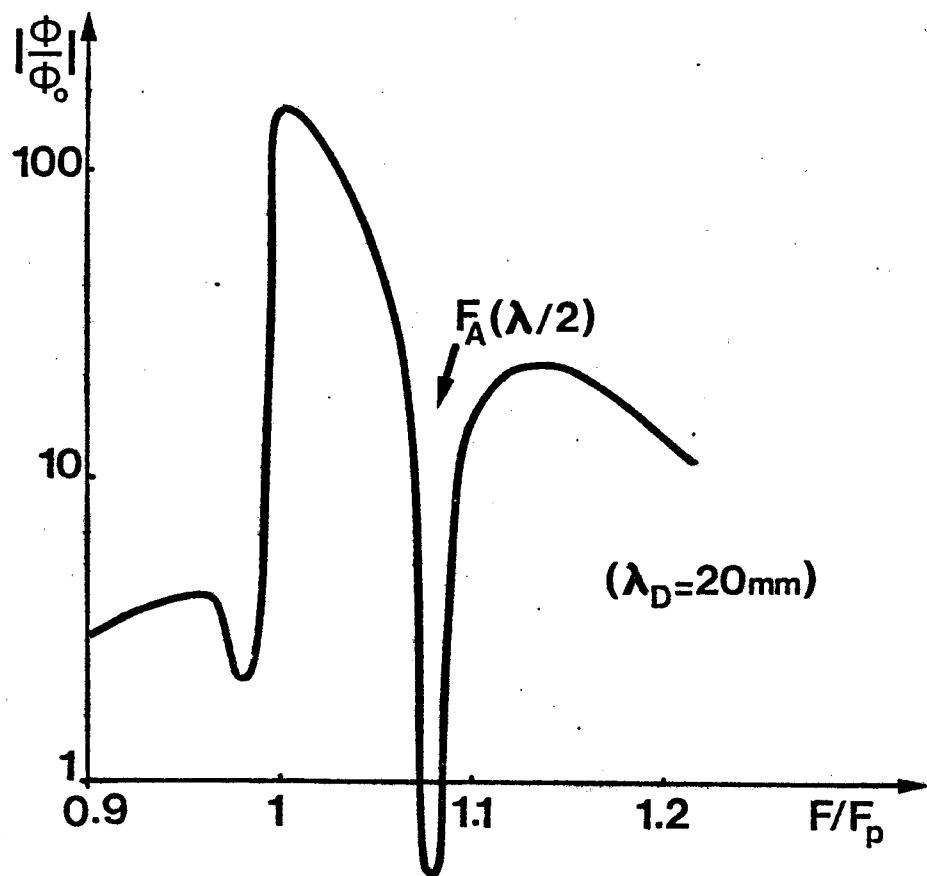
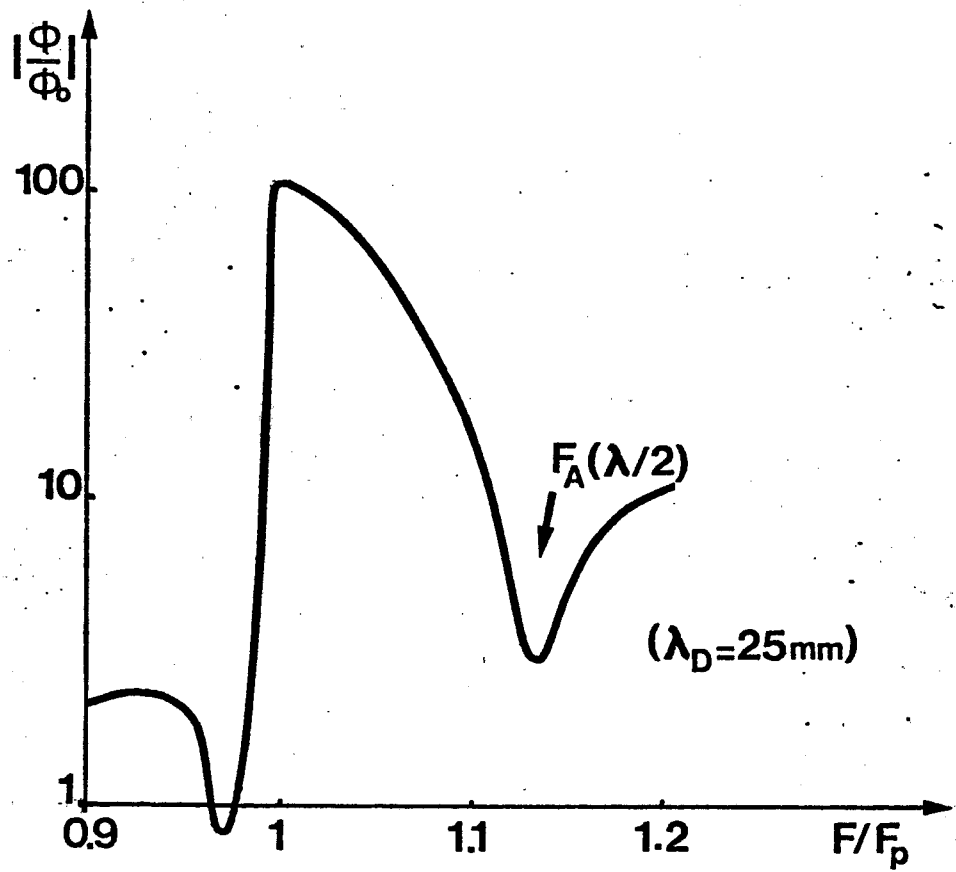


FIG.10 b



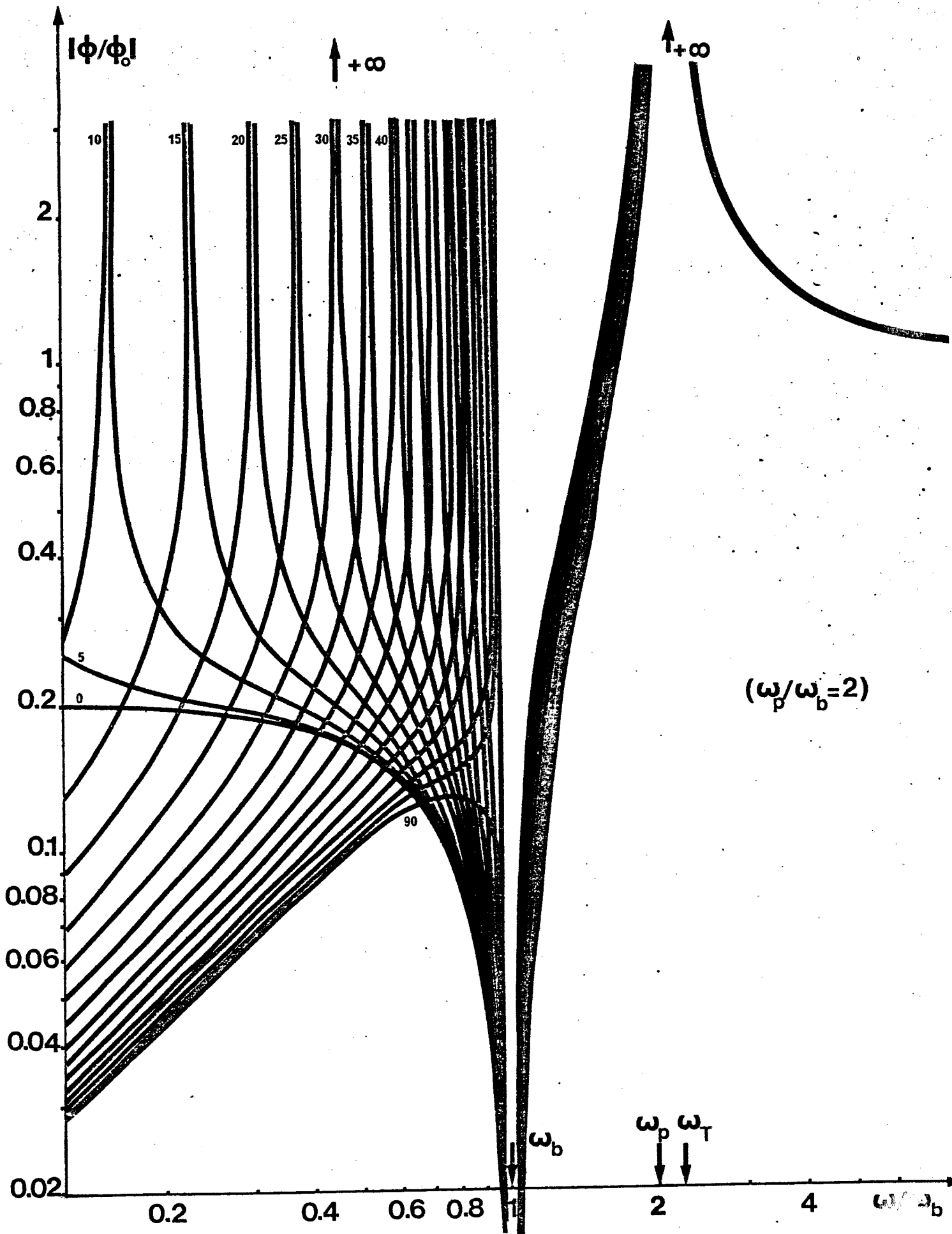


FIG.11

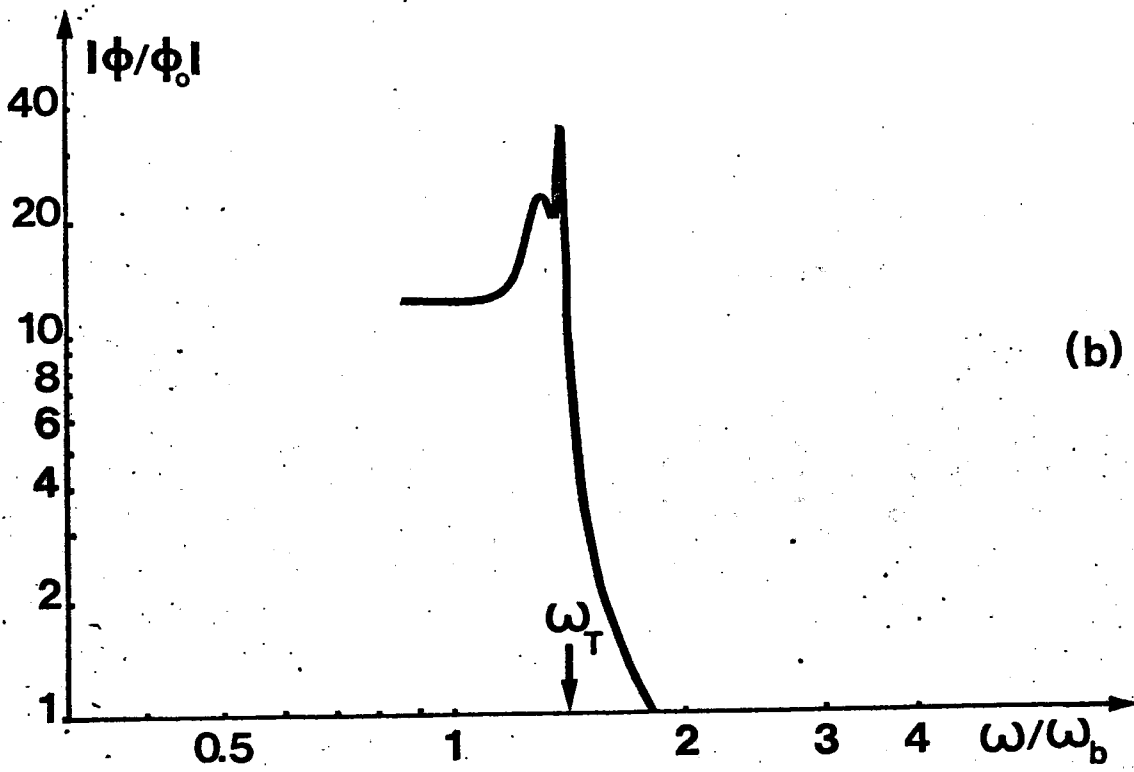
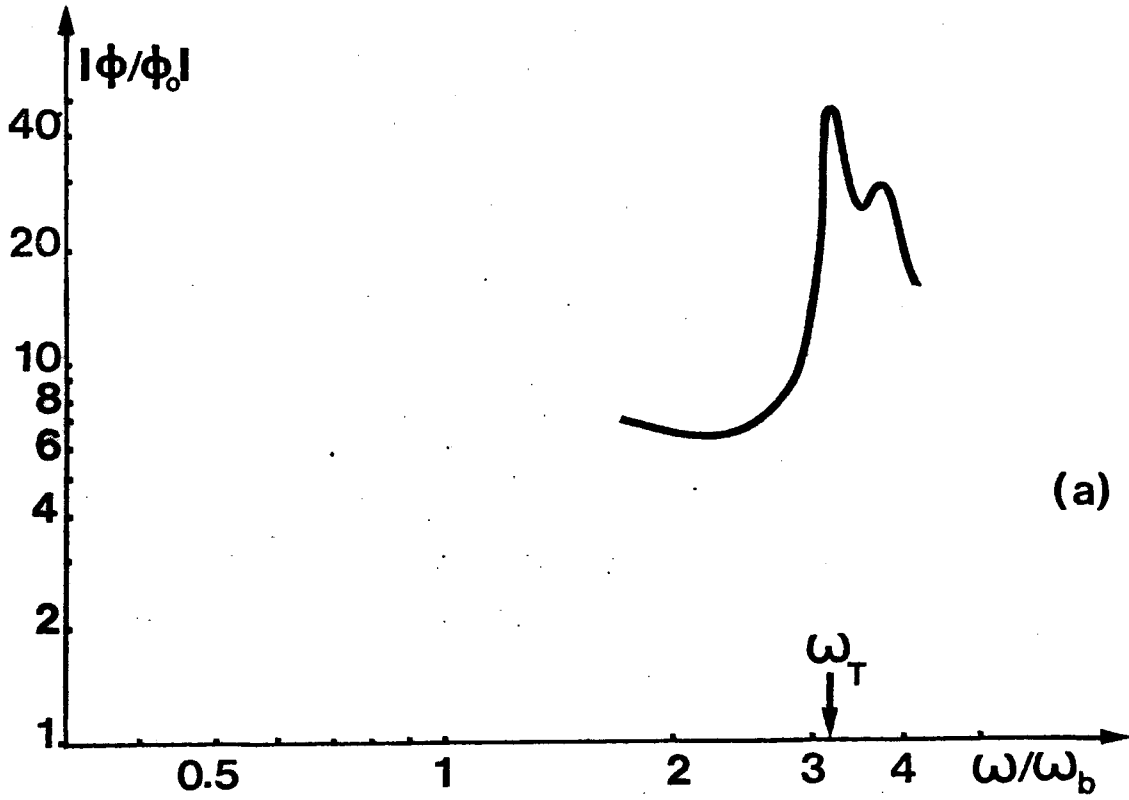


FIG.12

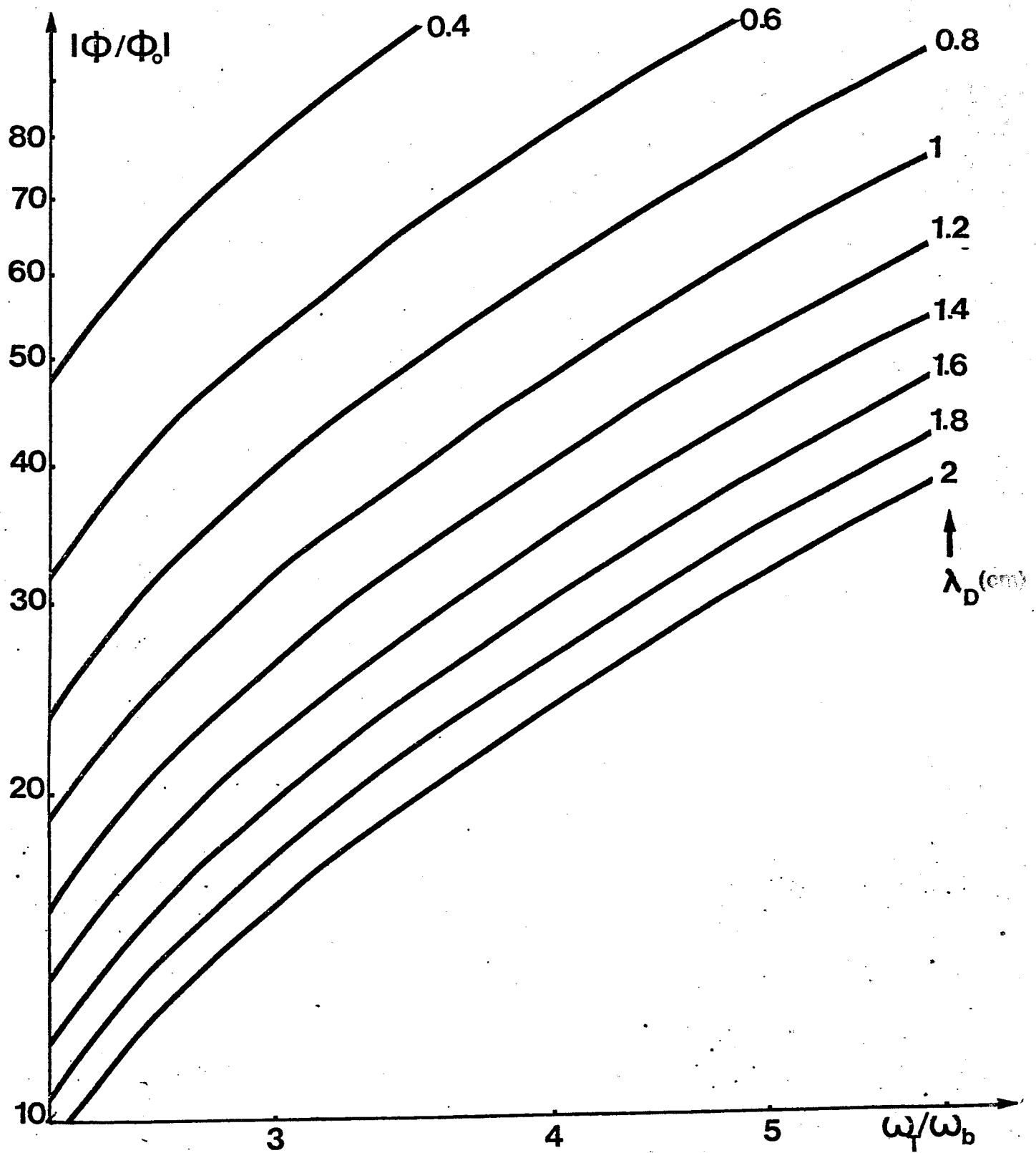


FIG.13

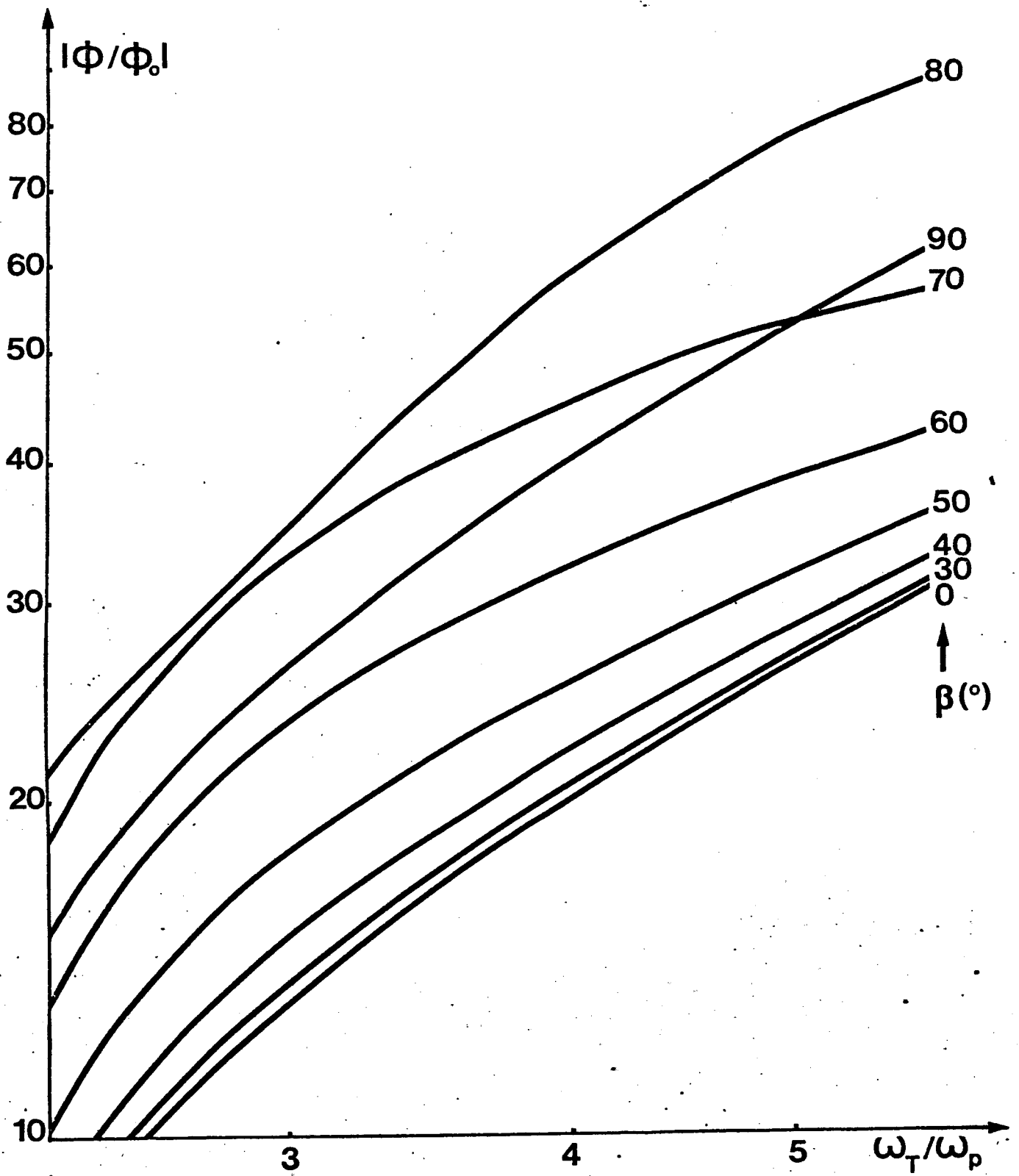


FIG.14

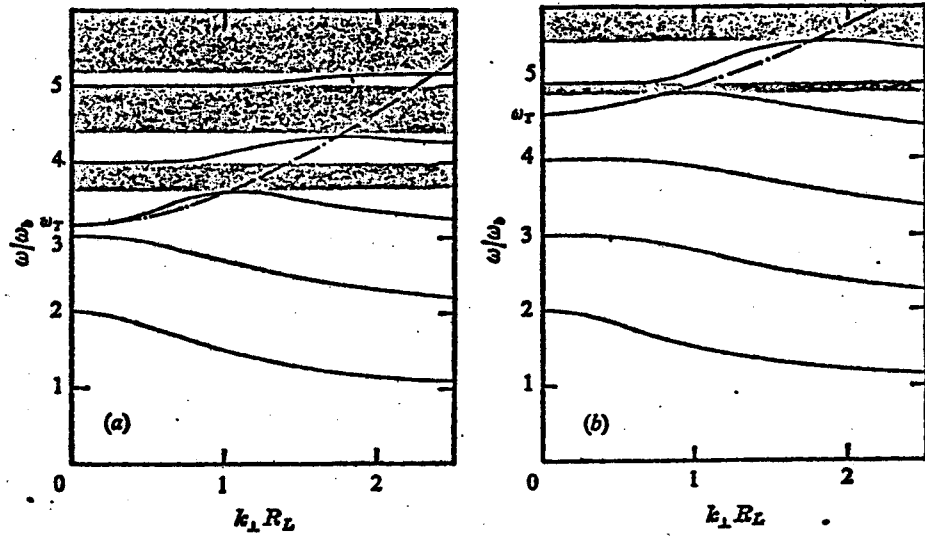


FIG.15

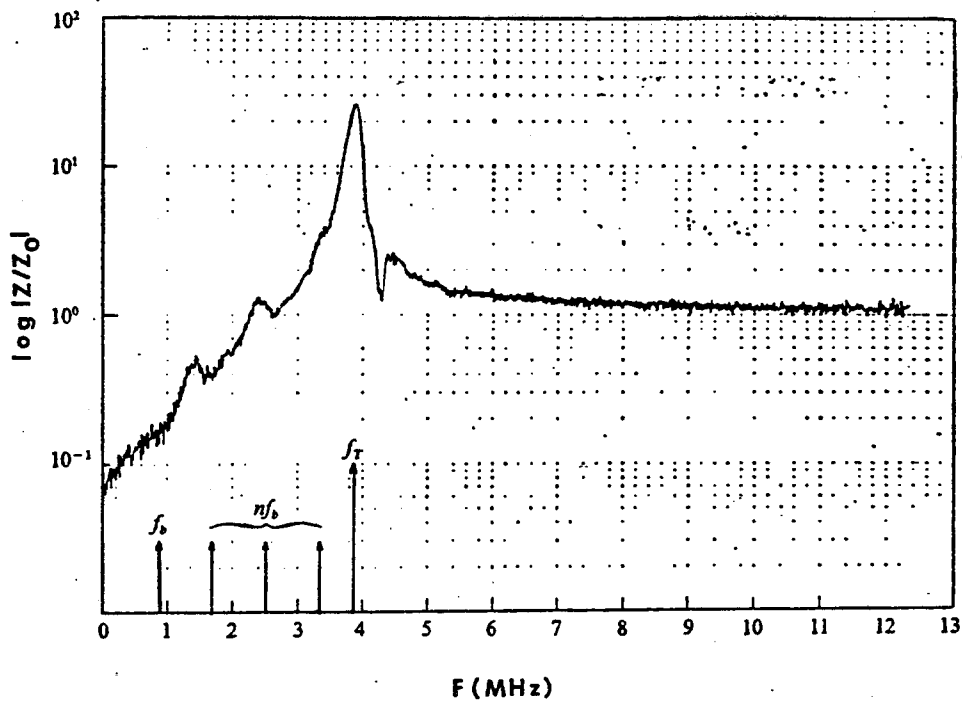


FIG.16

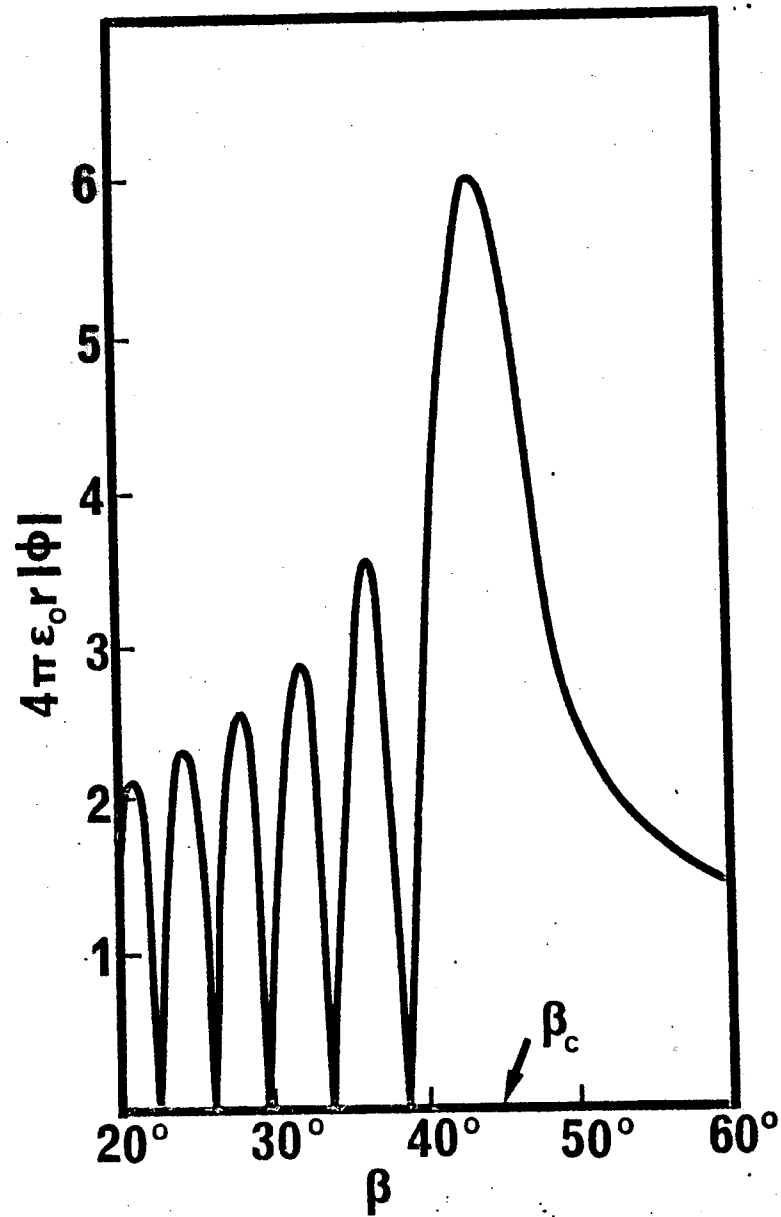


FIG.17

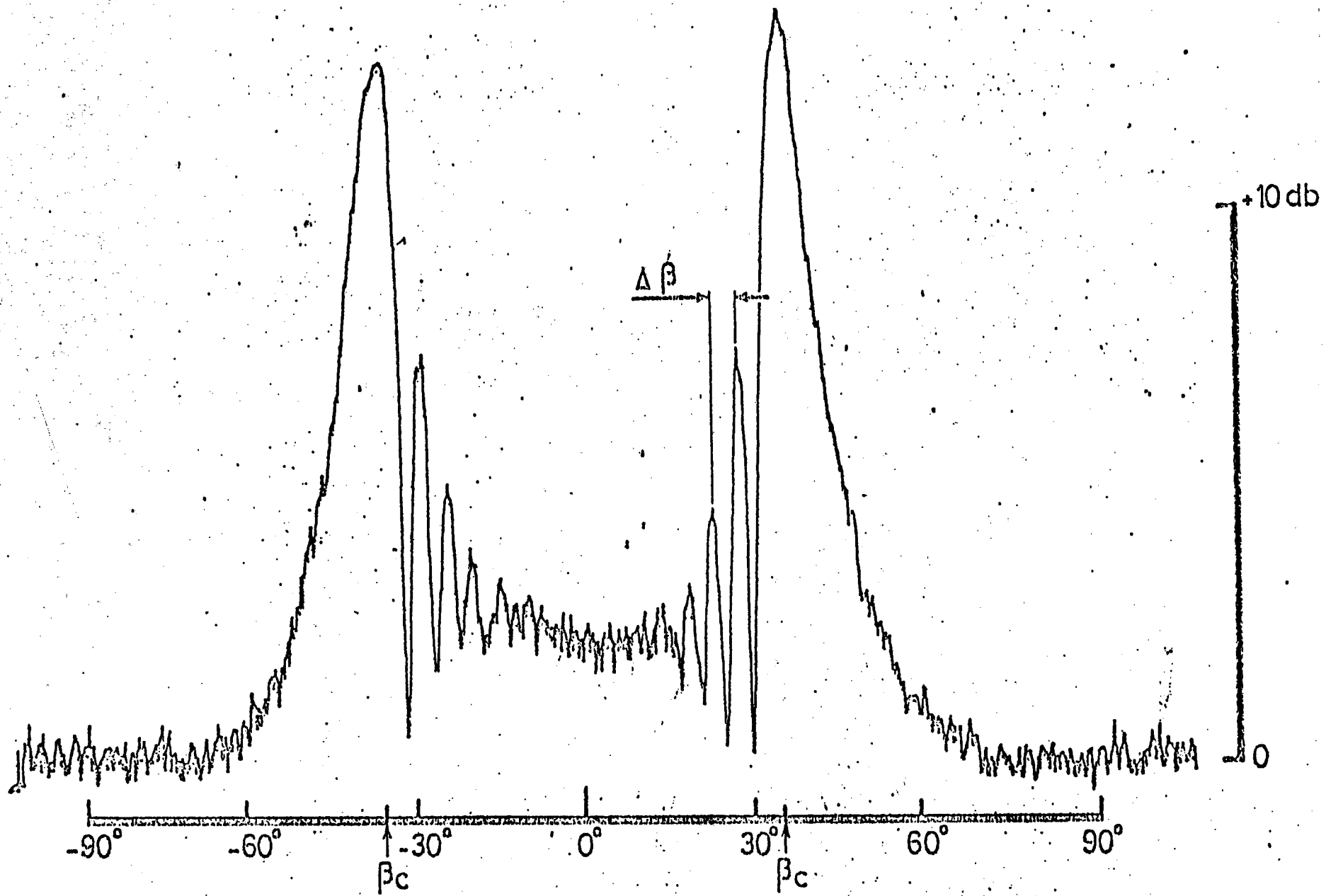


FIG.18



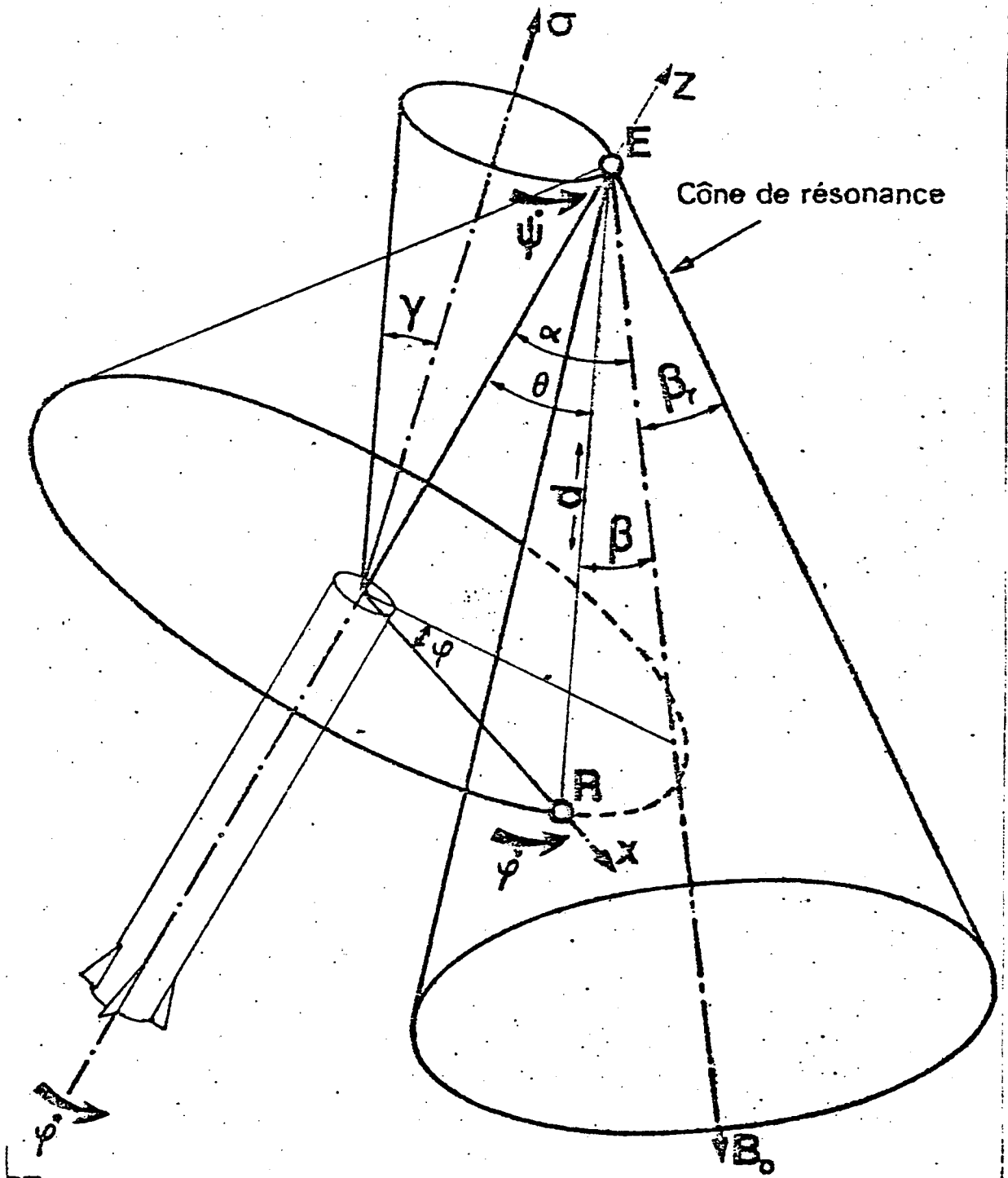


FIG.19

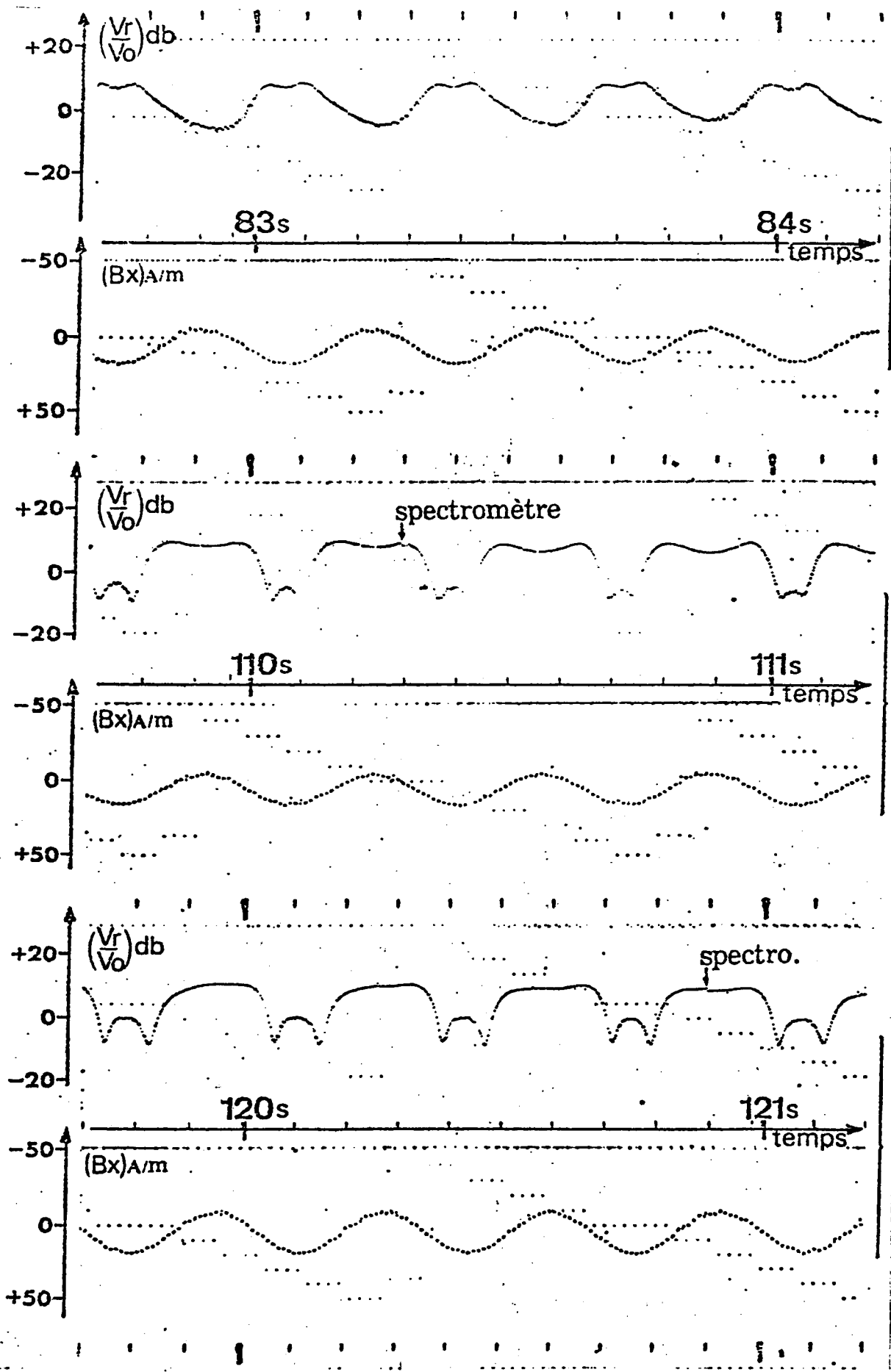


FIG.20

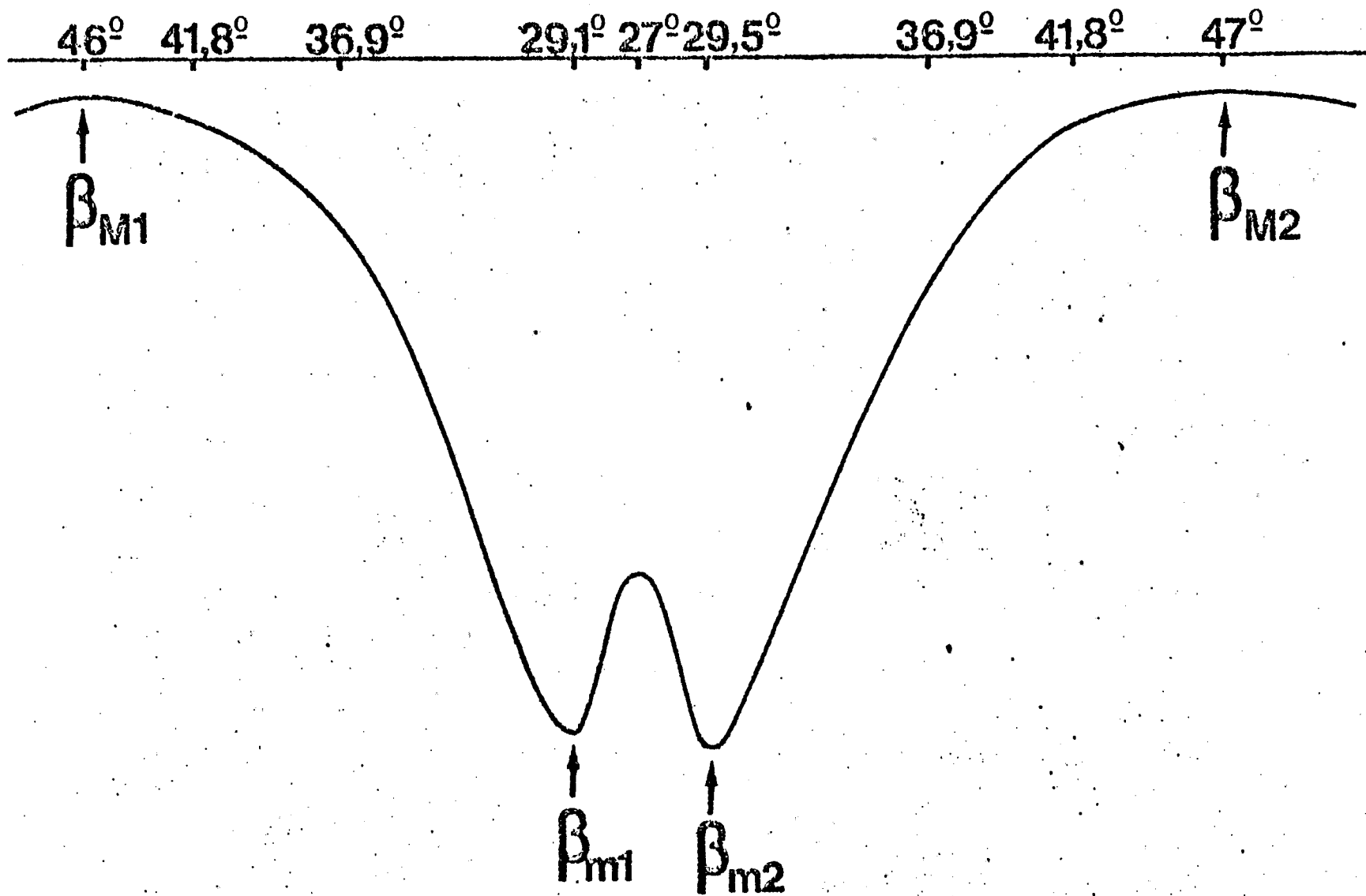


FIG.2

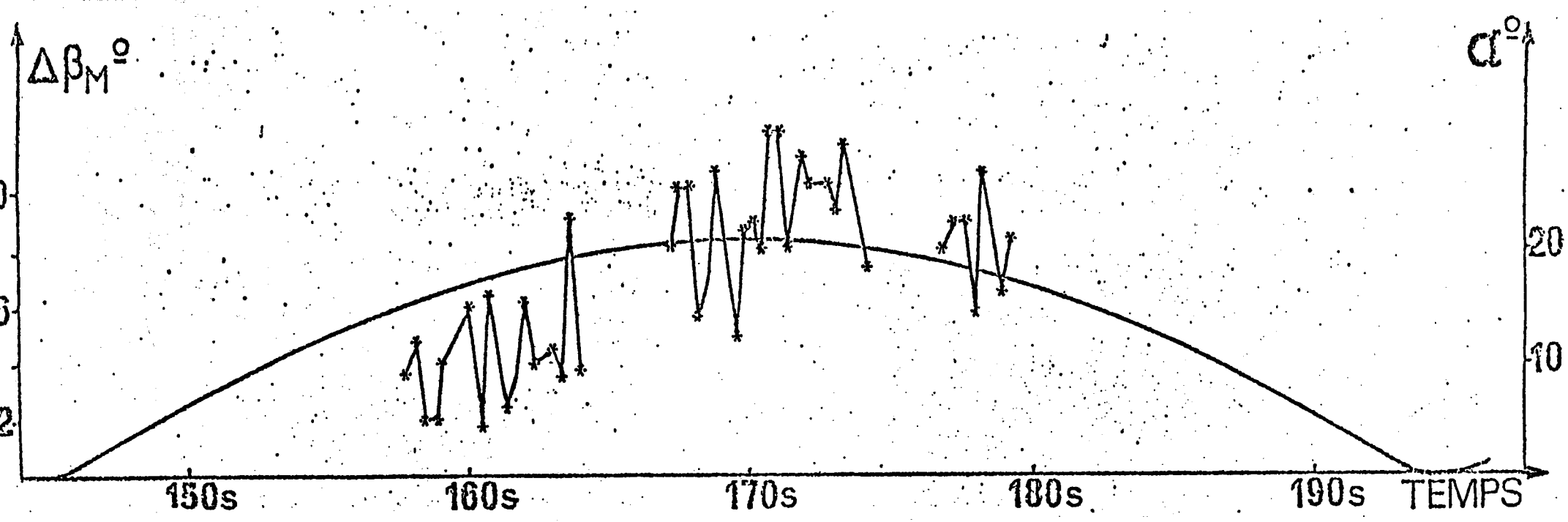
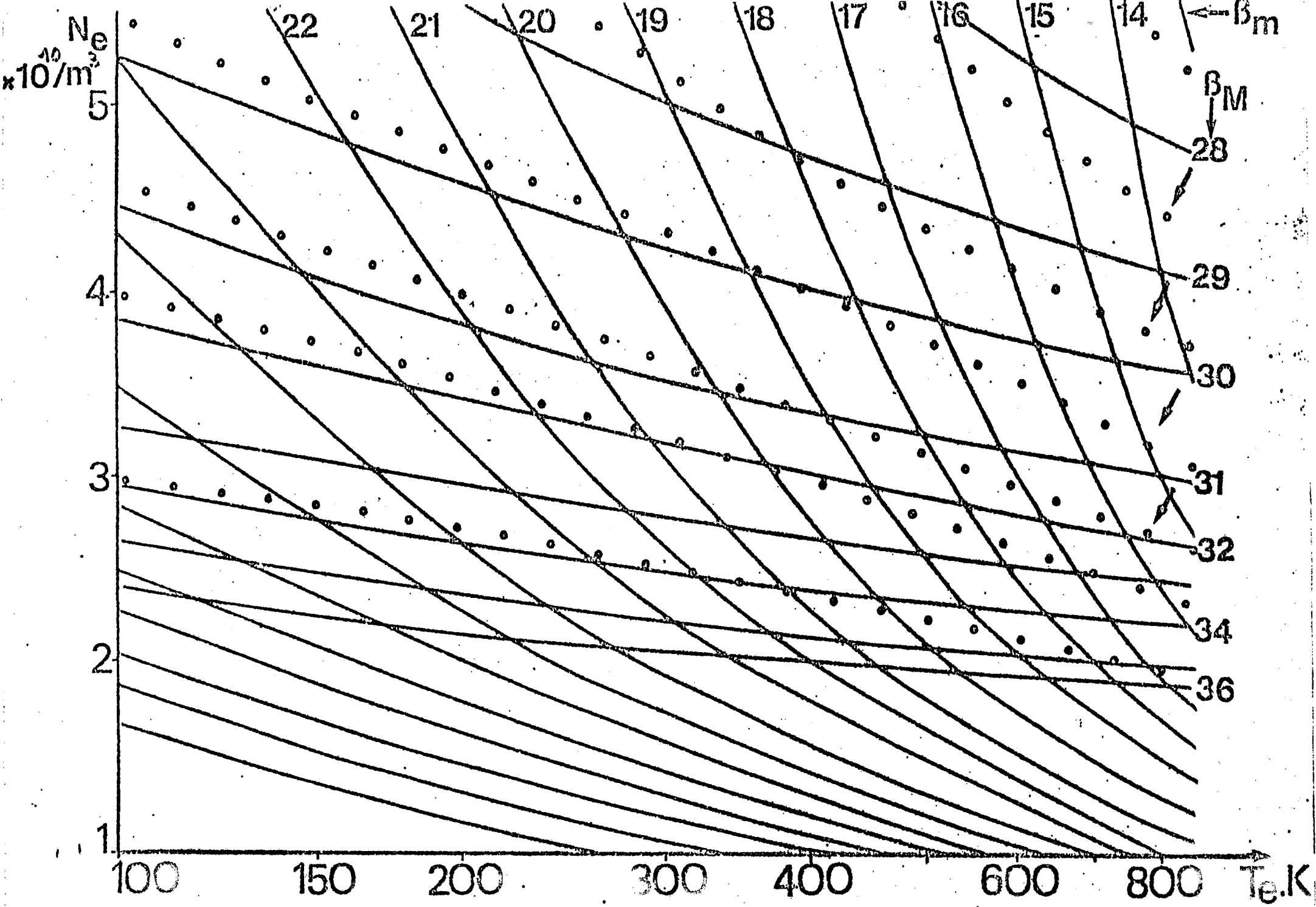


FIG.22



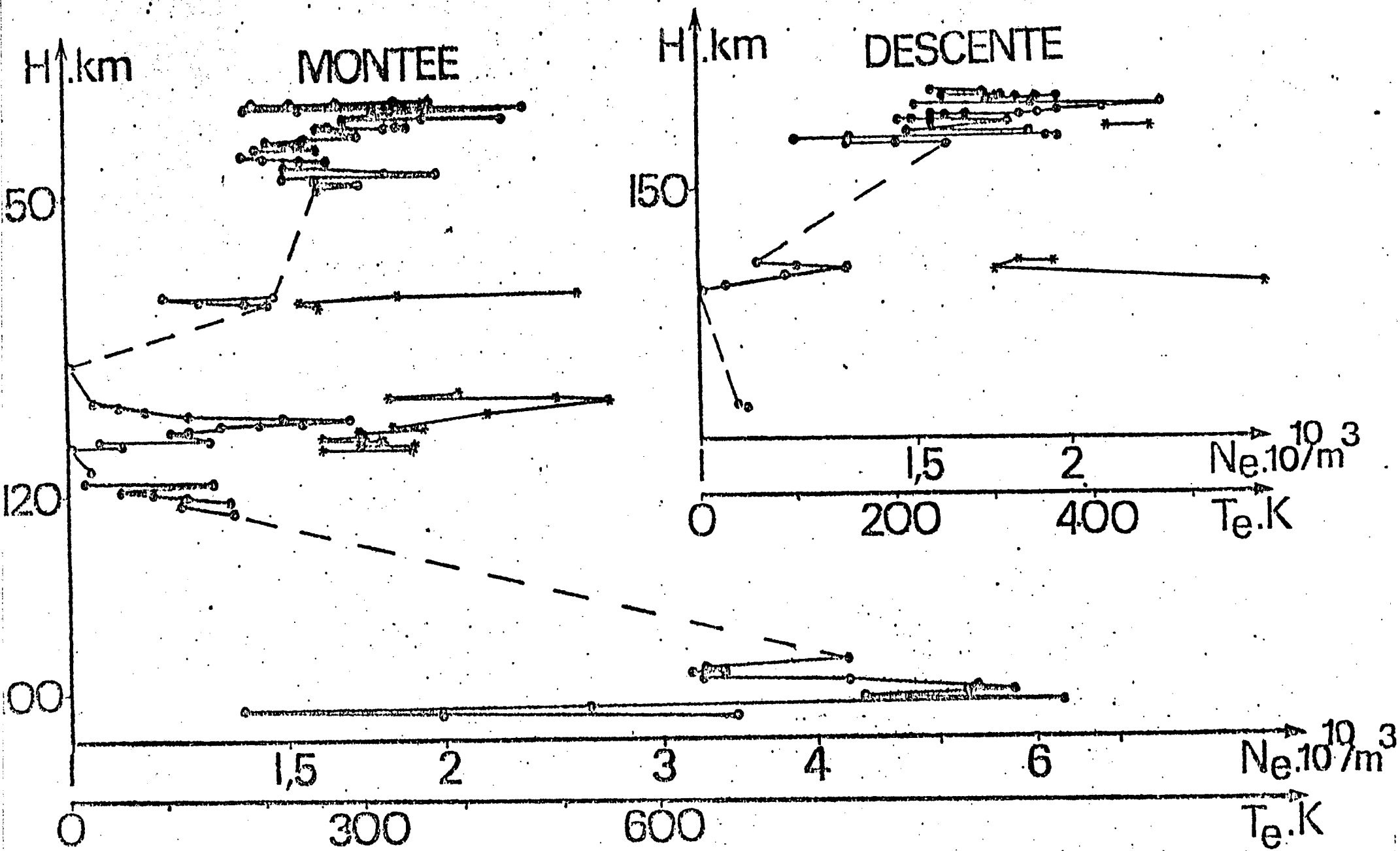


FIG.24

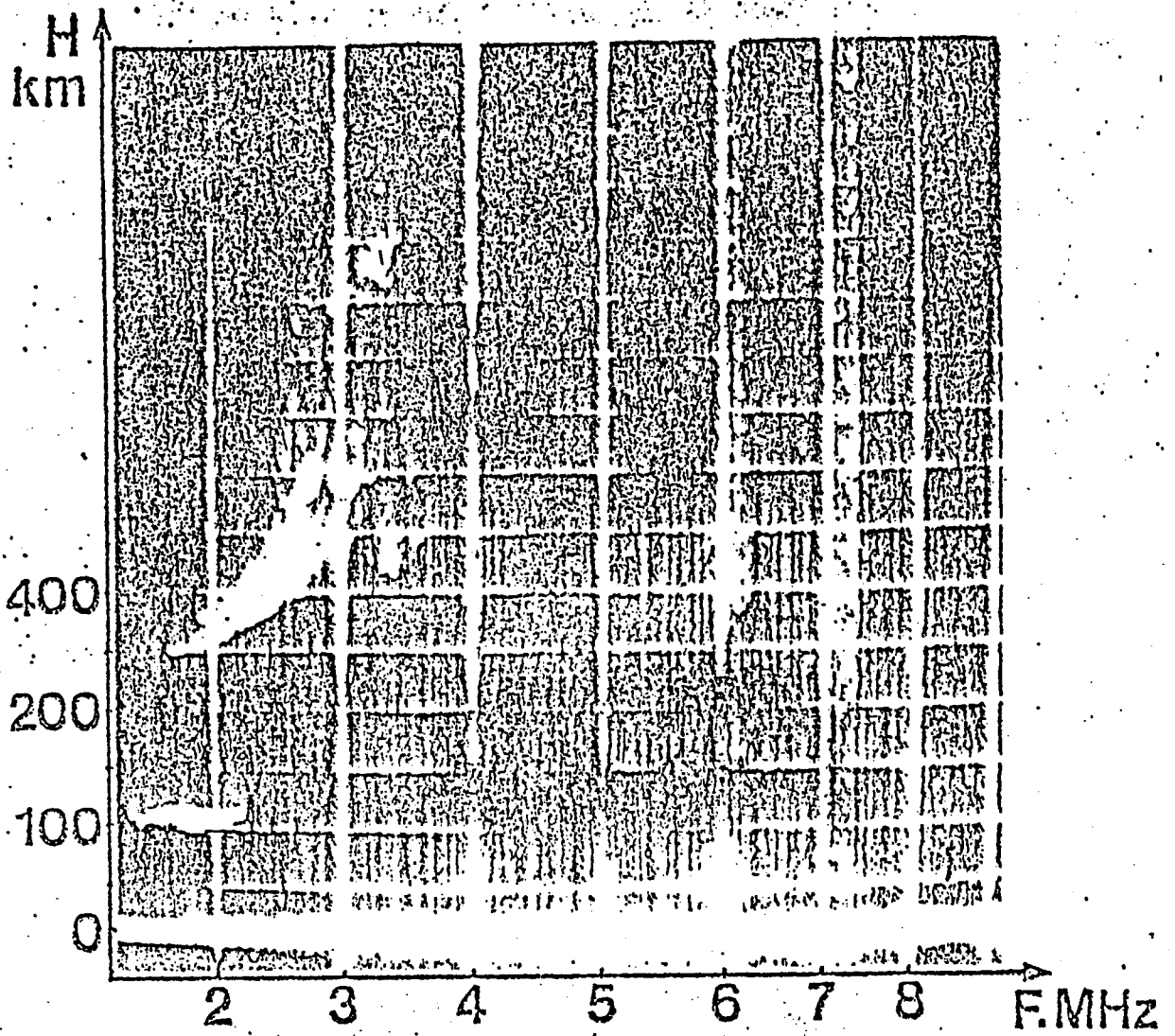


FIG.25

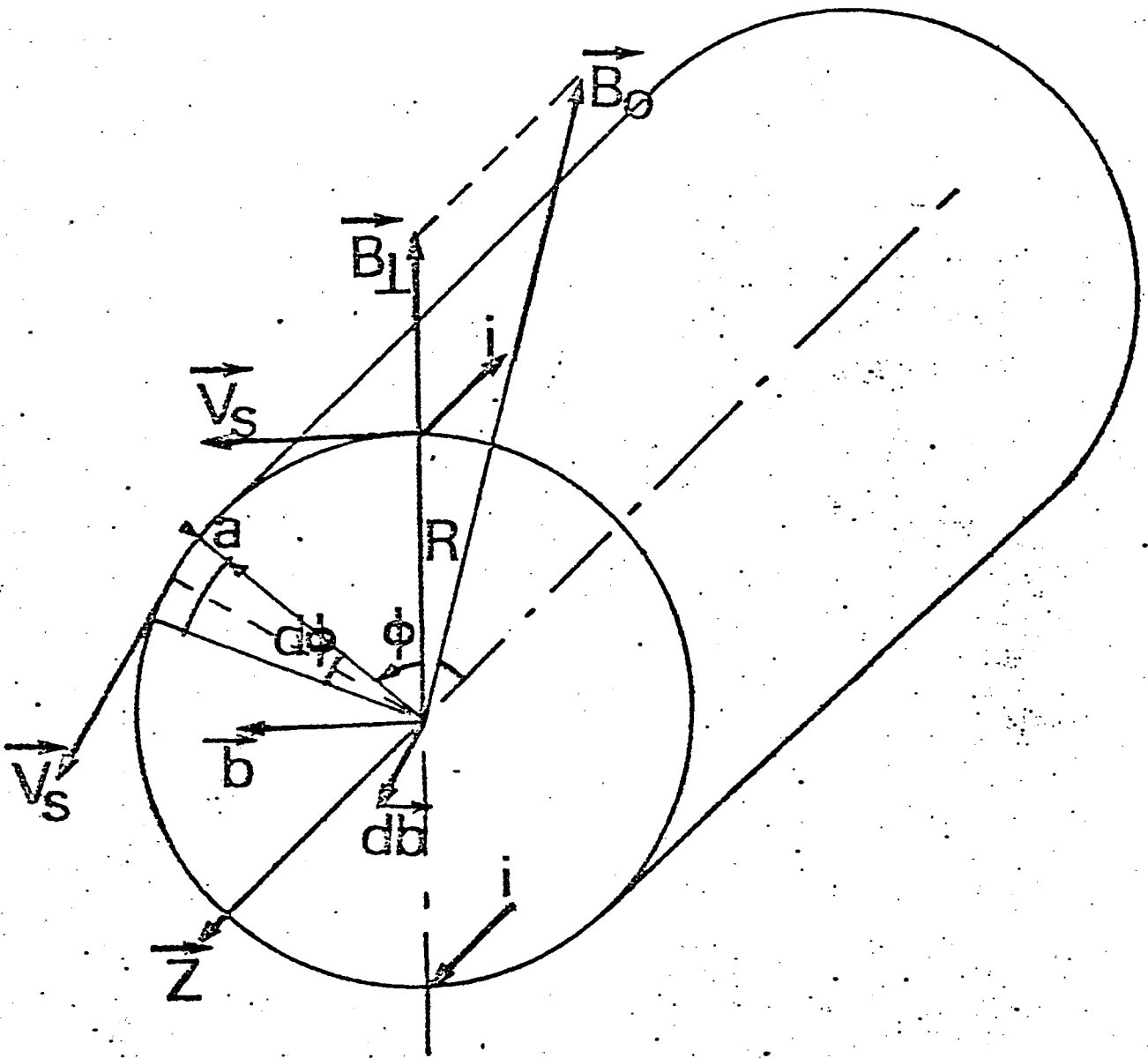


FIG.26



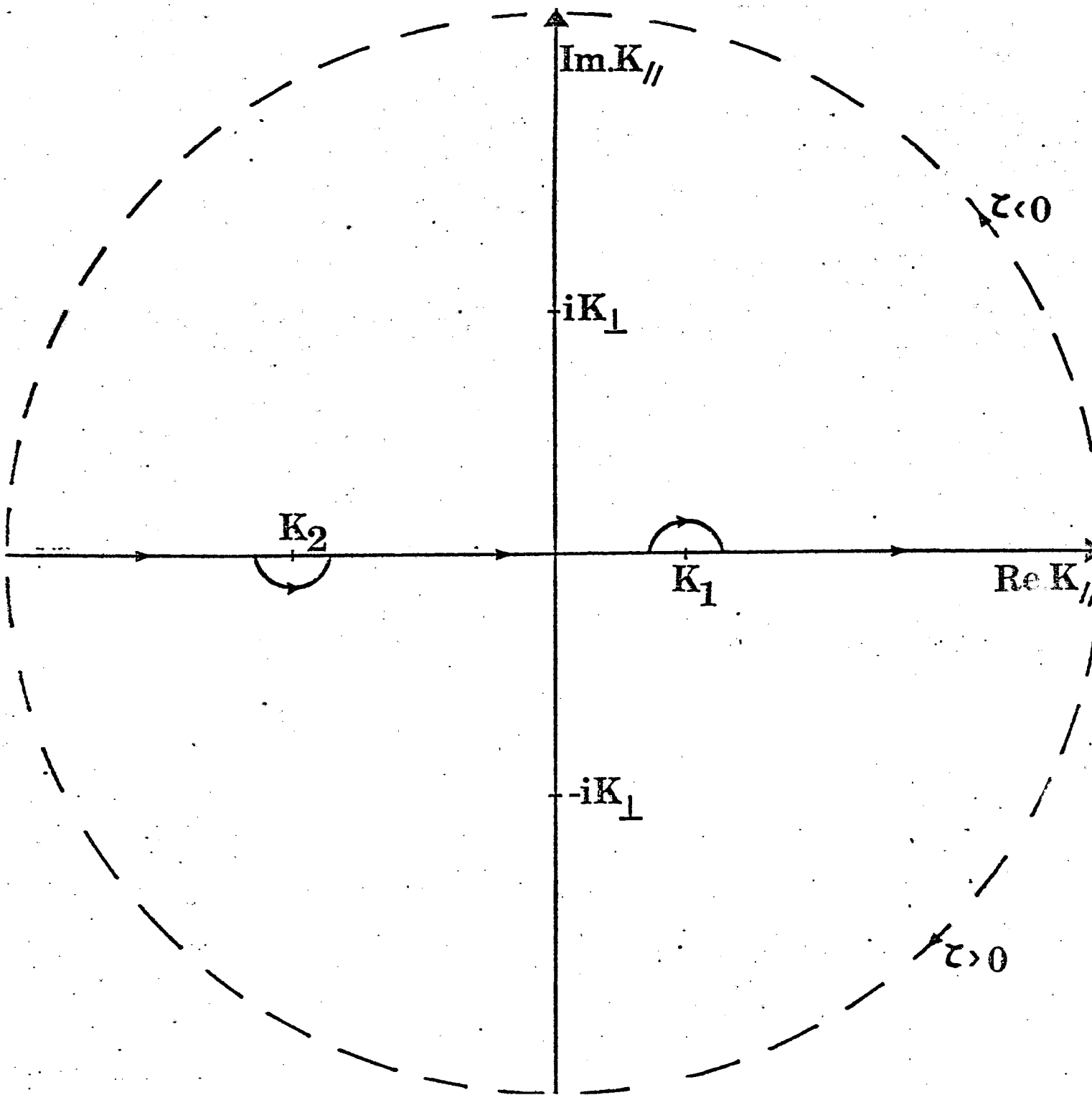


FIG.27a

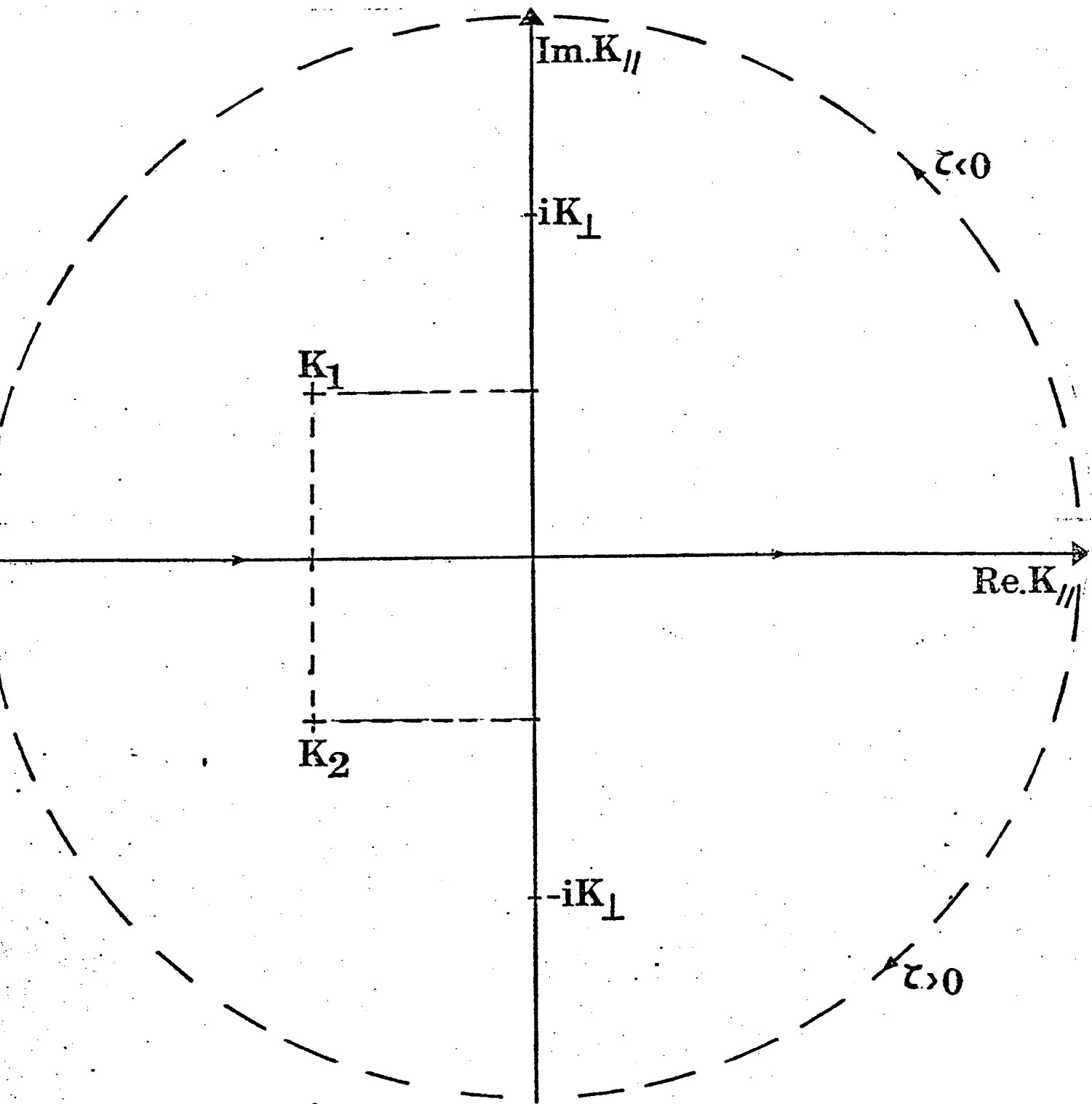


FIG.27 b

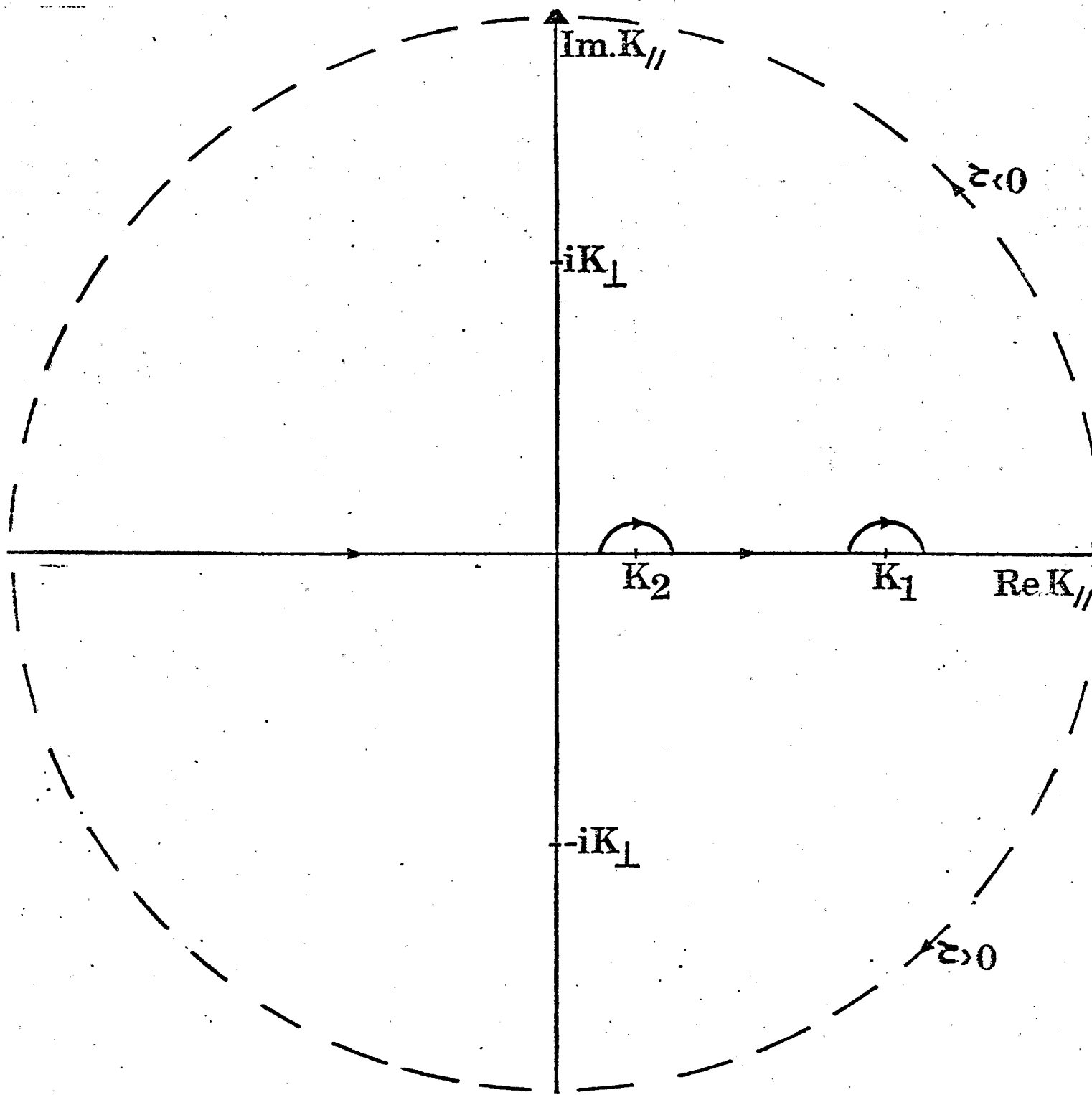


FIG. 27c

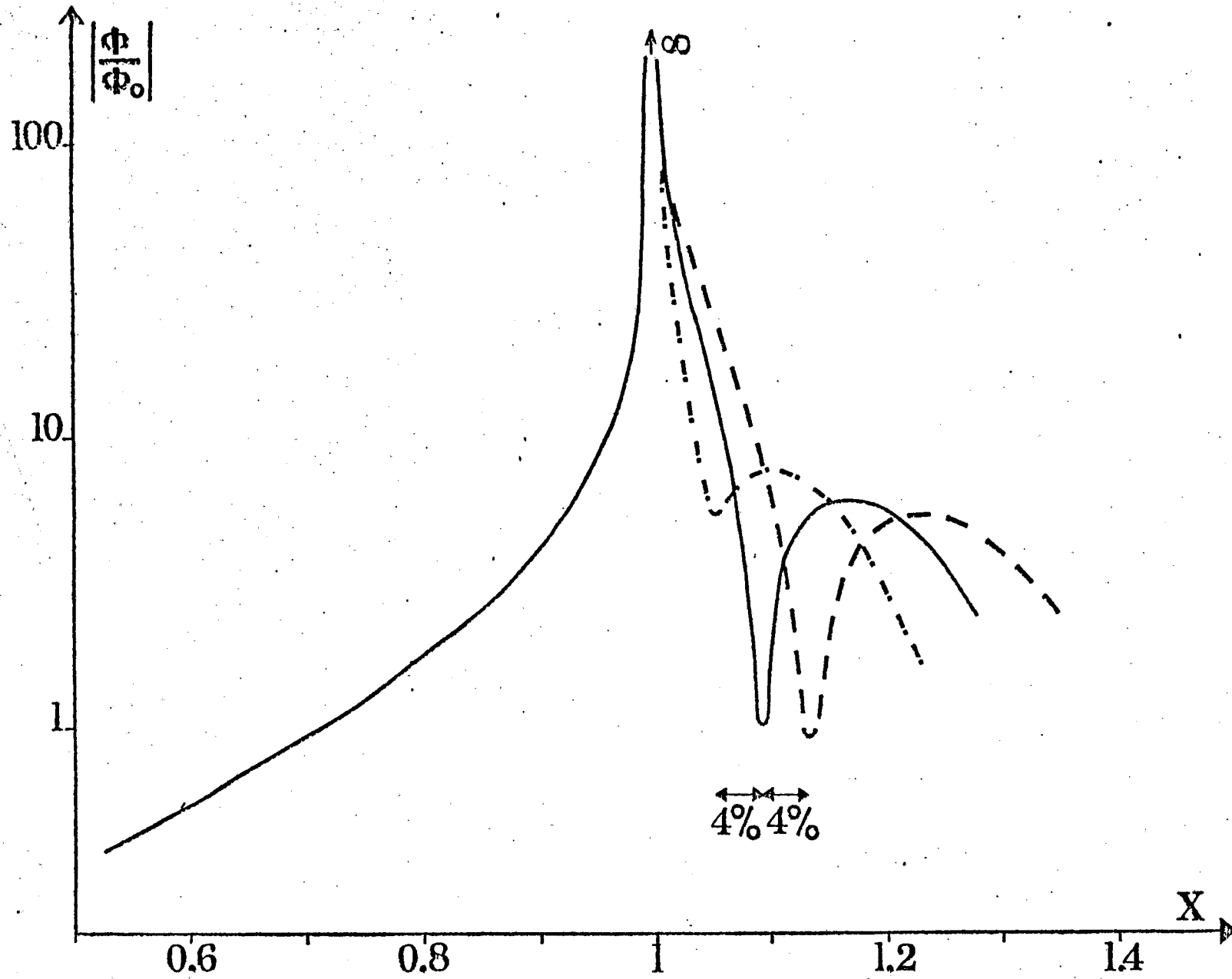


FIG.28

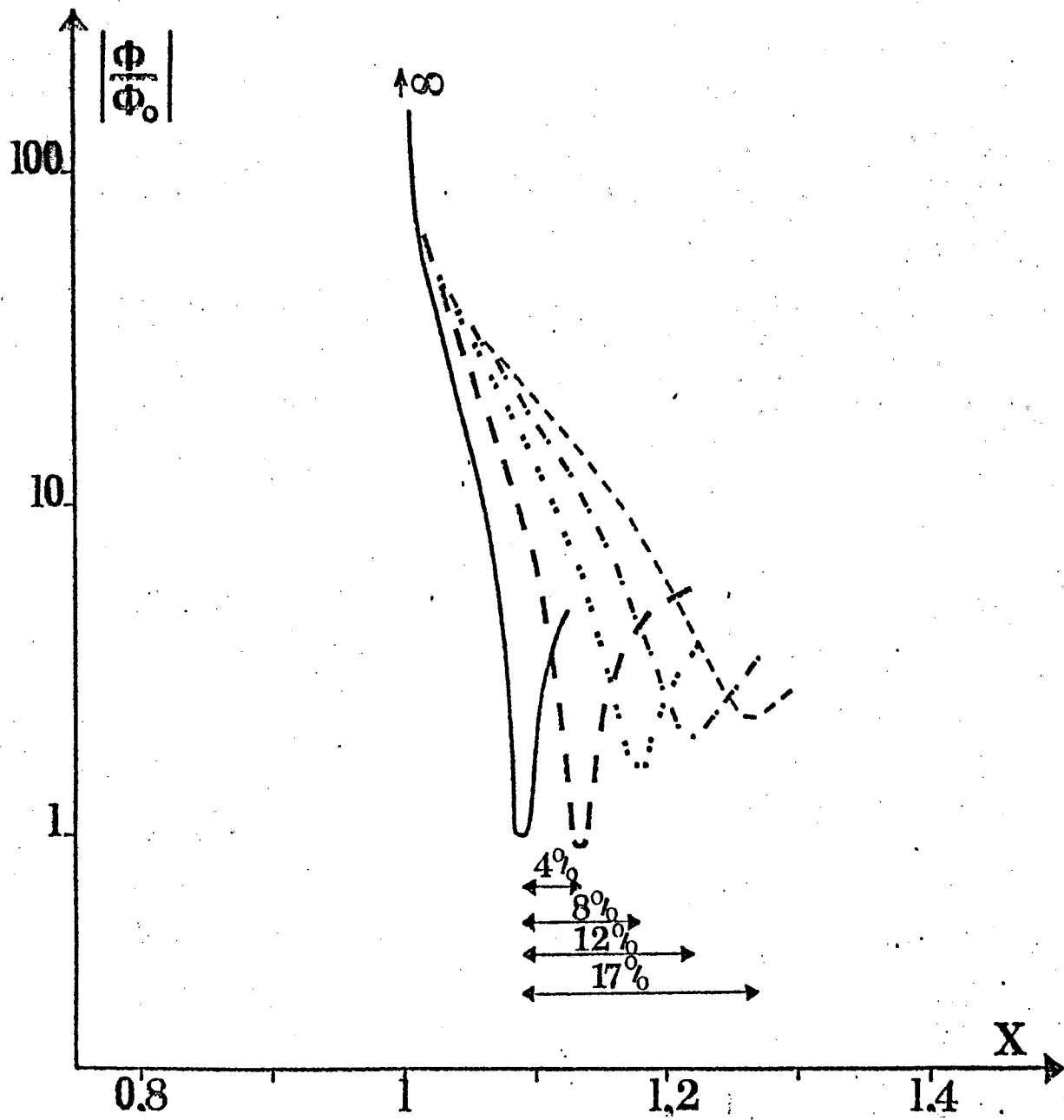


FIG.29

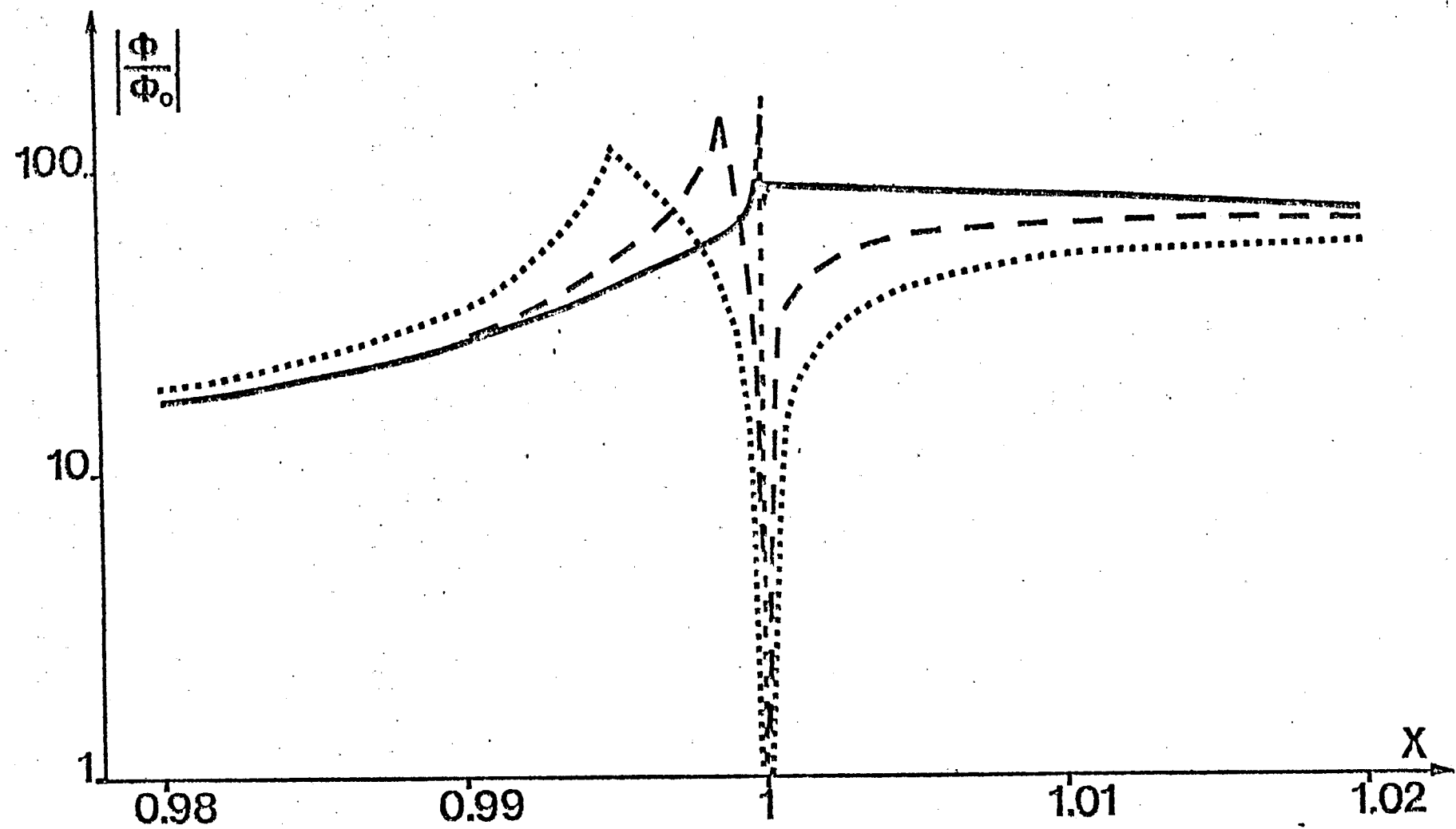


FIG.30a

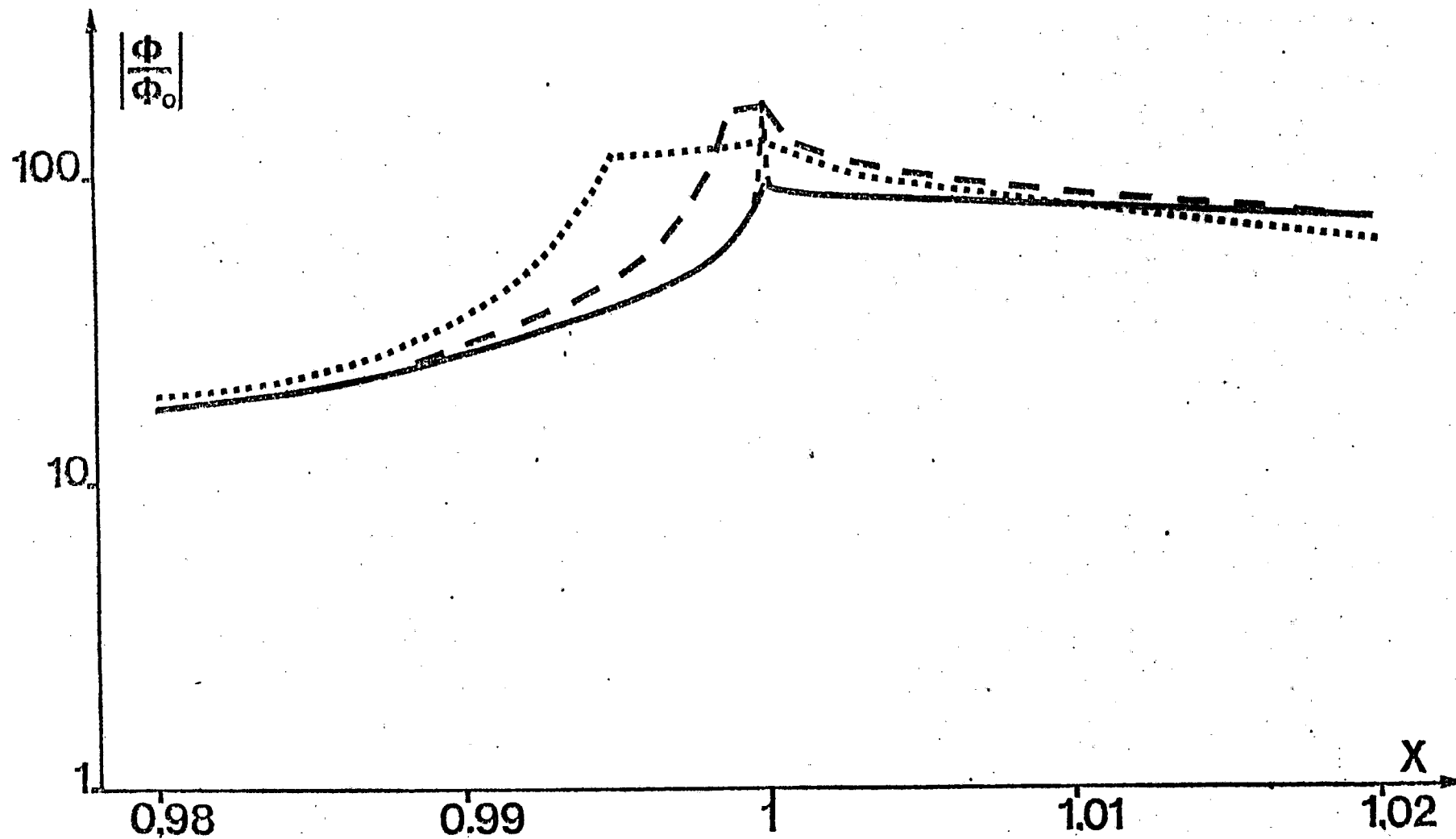


FIG.30b

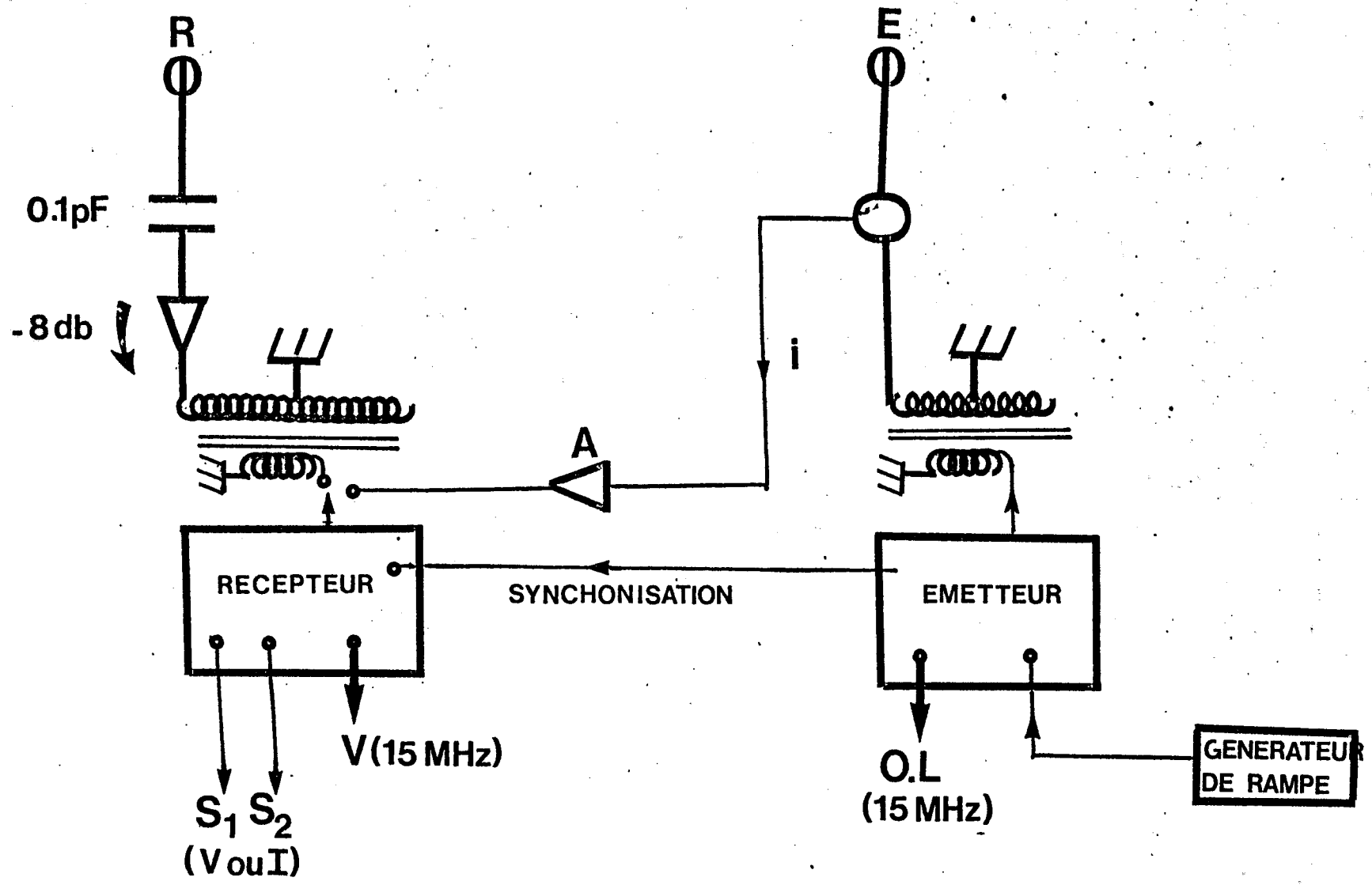


FIG.31



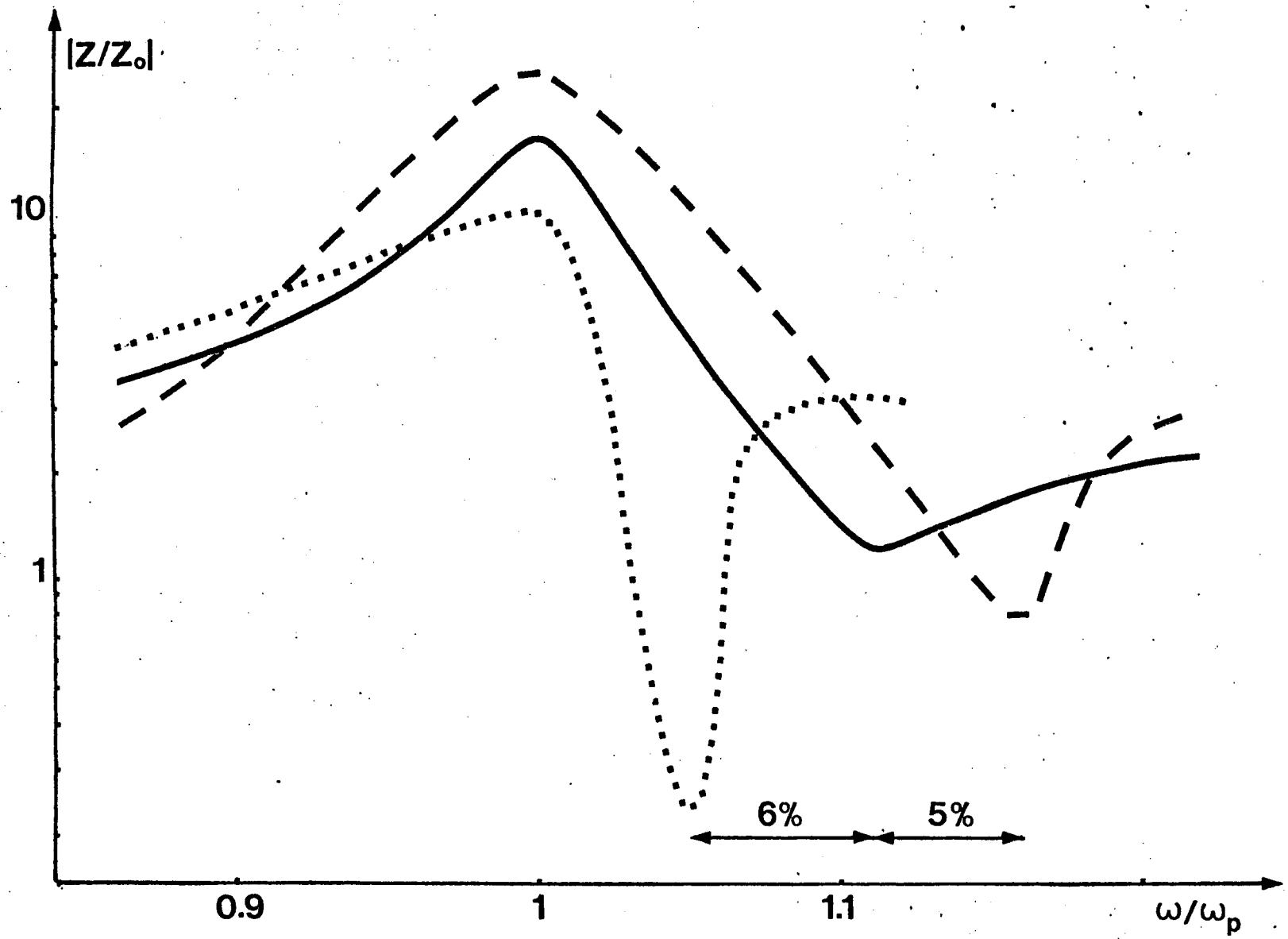


FIG.32 a

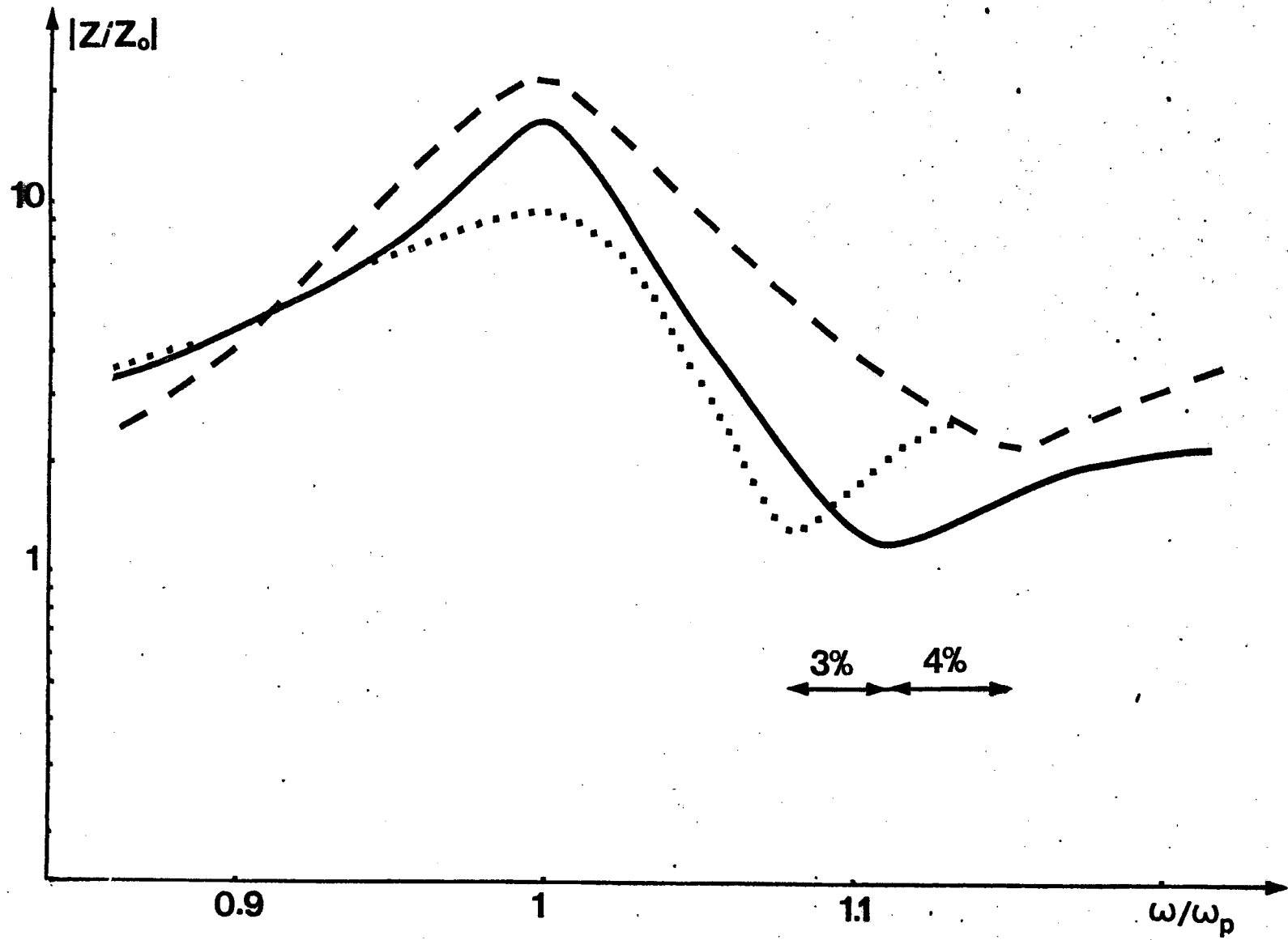


FIG.32 b

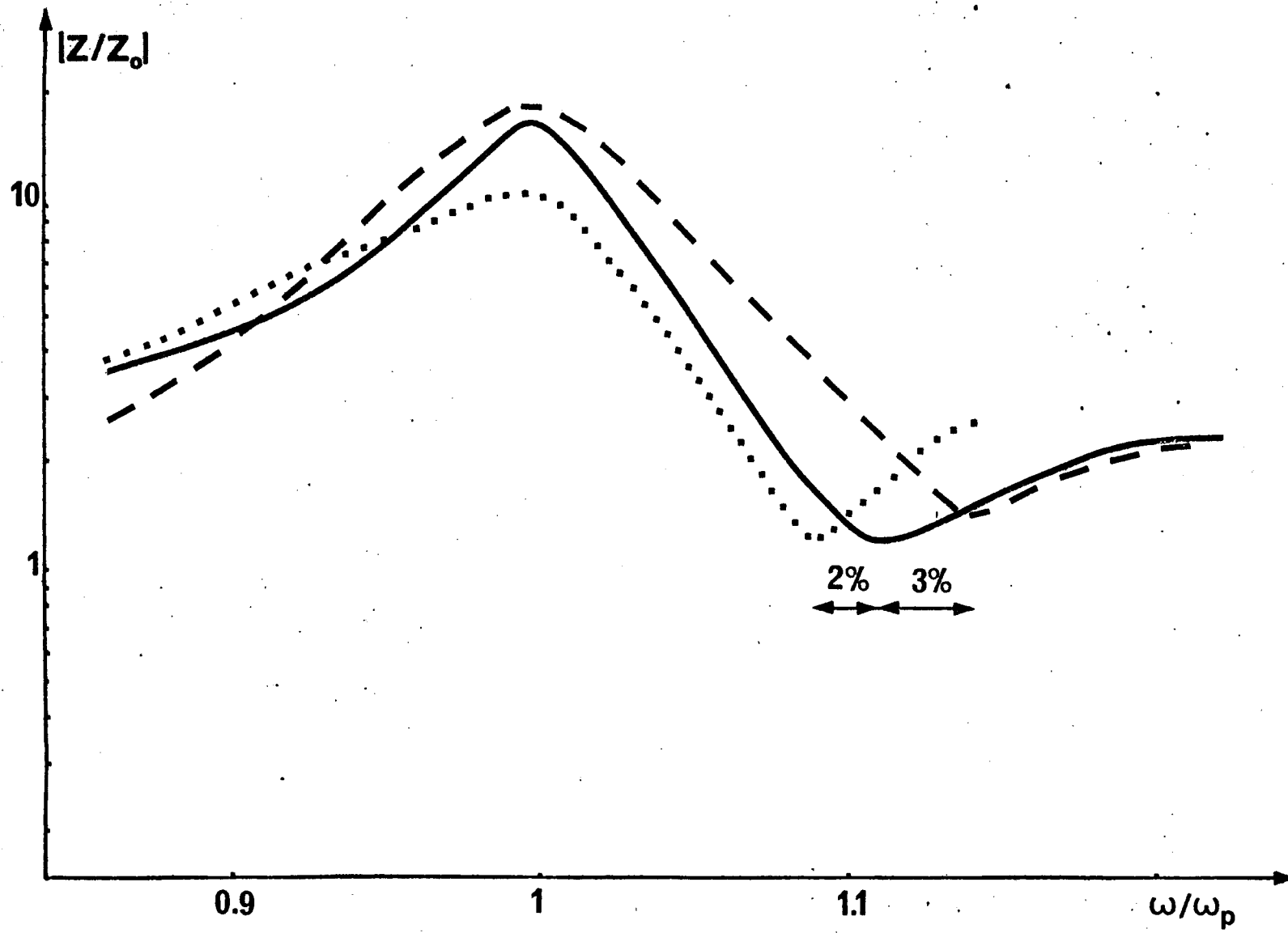


FIG.32 c

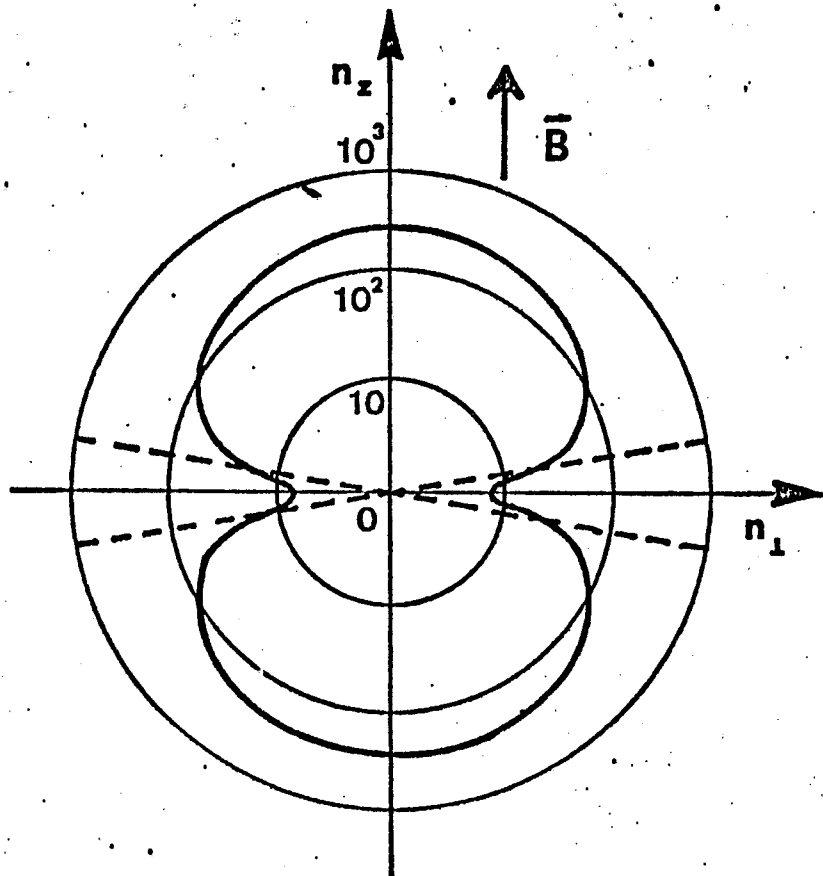


FIG.33a

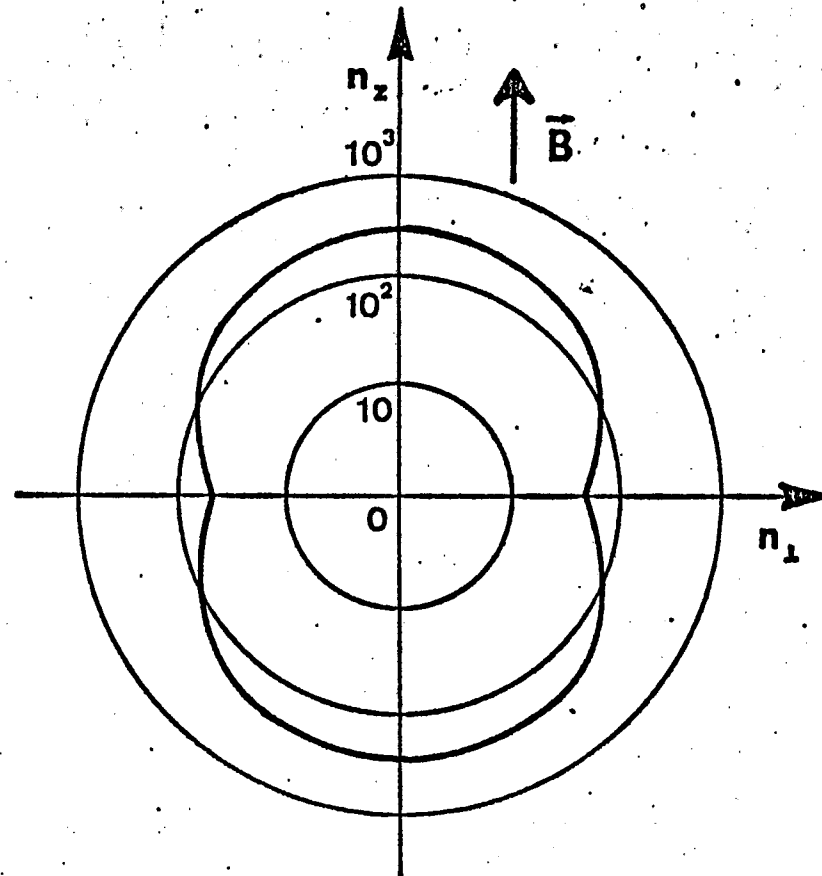


FIG.33 b

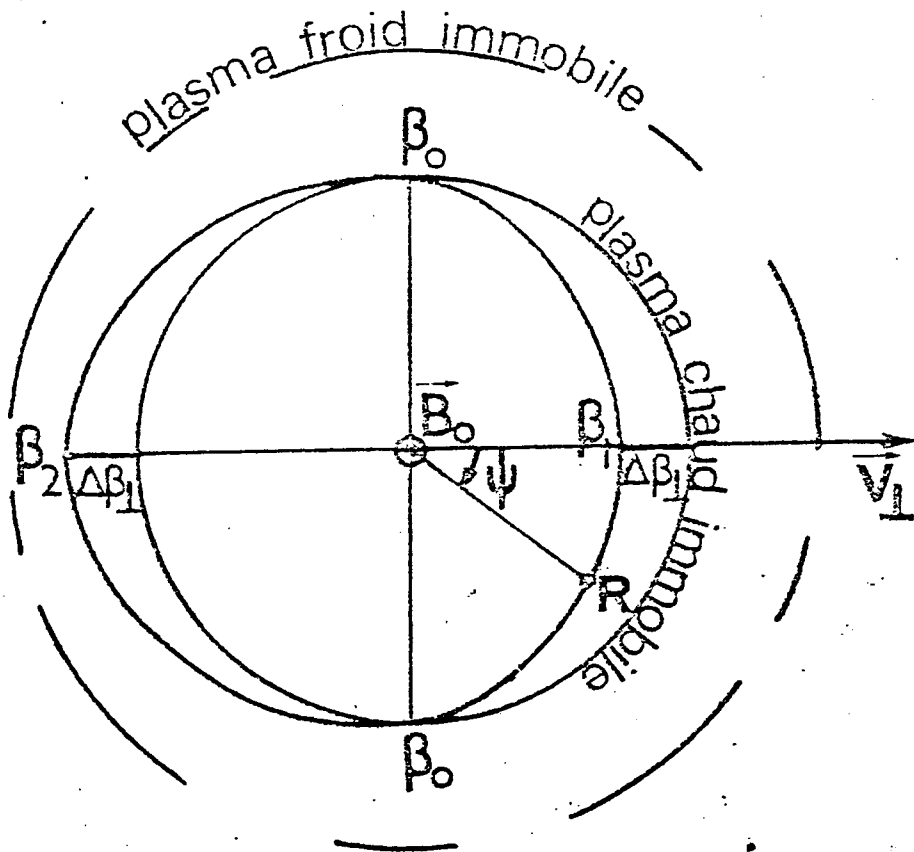


FIG.34

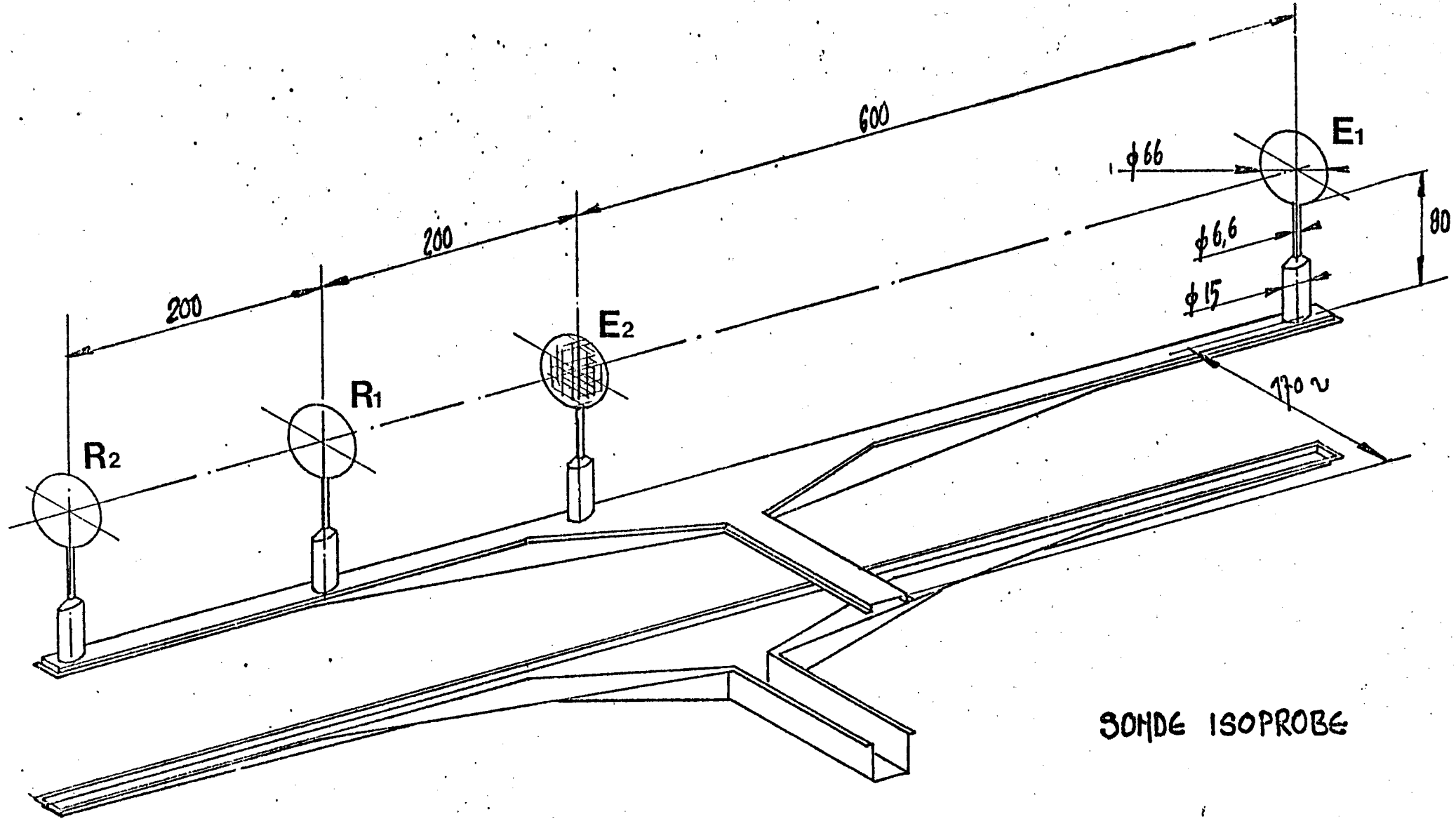


FIG.35

| $f_0$ (KHz) | d(m) | $V_{\perp}/\Delta\beta_{\perp}(\text{Km/s})$ | $V_{\parallel}/\Delta\beta_{\parallel}(\text{Km/s})$ |
|-------------|------|----------------------------------------------|------------------------------------------------------|
| 100         | 0.2  | 3.8                                          | 29.                                                  |
| 100         | 0.8  | 6.                                           | 46.                                                  |
| 100         | 2.4  | 8.8                                          | 66.5                                                 |
| 800         | 0.2  | 12.5                                         | 6.                                                   |
| 800         | 0.8  | 19.8                                         | 9.7                                                  |
| 800         | 2.4  | 28.5                                         | 14.                                                  |

TABLEAU 1

| configuration       | angle $\beta(^{\circ})$ | fréquence de résonance (KHz) | écart en fréquence (KHz) |
|---------------------|-------------------------|------------------------------|--------------------------|
| E<br>○ → 2.4m → ○ R | 10                      | 280                          | 6.35                     |
|                     | 20                      | 500                          | 9.5                      |
|                     | 30                      | 705                          | 12.4                     |
|                     | 40                      | 870                          | 16.2                     |
|                     | 50                      | 1005                         | 14.2                     |
|                     | 60                      | 1115                         | 10.04                    |

TABLEAU 2




| configuration                                                                     | angle $\beta(^{\circ})$ | fréquence de résonance (KHz) | écart en fréquence (KHz) |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-------------------------|------------------------------|--------------------------|
|  | 10                      | 450                          | 14.7                     |
|                                                                                   | 20                      | 690                          | 17.3                     |
|                                                                                   | 30                      | 865                          | 18.3                     |
|                                                                                   | 40                      | 1020                         | 17.                      |
|                                                                                   | 50                      | 870                          | 14.1                     |
|                                                                                   | 60                      | 965                          | 14.78                    |

TABLEAU 3


| configuration                                                                     | angle $\beta(^{\circ})$ | fréquence de résonance (KHz) | écart en fréquence (KHz) |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-------------------------|------------------------------|--------------------------|
|  | 10                      | 370                          | 11.6                     |
|                                                                                   | 20                      | 610                          | 17.5                     |
|                                                                                   | 30                      | 800                          | 19.15                    |
|                                                                                   | 40                      | 790                          | 17.8                     |
|                                                                                   | 50                      | 914                          | 17.1                     |
|                                                                                   | 60                      | 1015                         | 13.7                     |

TABLEAU 4

**CRPE**  
*Centre de Recherches  
en Physique de l'Environnement  
terrestre et planétaire*

*Avenue de la Recherche scientifique  
45045 ORLEANS CEDEX*

**Département PCE**  
*Physique et Chimie  
de l'Environnement*

*Avenue de la Recherche scientifique  
45045 ORLEANS CEDEX*

**Département ETE**  
*Etudes par Télédétection  
de l'Environnement*

*CNET - 38-40 rue du général Leclerc  
92131 ISSY-LES-MOULINEAUX*