



HAL
open science

Etude des conditions de propagation d'ondes TBF naturelles à partir de mesures en fusée; relations entre ces ondes et la distribution en angle d'attaque des électrons énergétiques

Michel Hamelin

► **To cite this version:**

Michel Hamelin. Etude des conditions de propagation d'ondes TBF naturelles à partir de mesures en fusée; relations entre ces ondes et la distribution en angle d'attaque des électrons énergétiques. Physique Atmosphérique et Océanique [physics.ao-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 1972. Français. NNT: . tel-00752132

HAL Id: tel-00752132

<https://theses.hal.science/tel-00752132>

Submitted on 14 Nov 2012

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.

THESE

présentée

à l'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

Pour obtenir le titre de Docteur 3^o Cycle

SPECIALITE : PHYSIQUE

Mention : PHYSIQUE des Milieux Ionisés

par Monsieur Michel HAMELIN

Sujet de la thèse : Etude des conditions de propagation d'ondes
TBF naturelles à partir de mesures en fusée;
relations entre ces ondes et la distribution
en angle d'attaque des électrons énergétiques.

Soutenue le 21 JUIN 1972 devant la Commission d'examen

MM.	J.L. DELCROIX)	Président
		(
	D. QUEMADA)	Examineur
		(
	R. GENDRIN)	Examineur
		(
	C. BEGHIN)	Examineur

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma gratitude envers les responsables de l'expérience, le Professeur F.S. MOZER et Mr. P. BRUSTON du service d'Aéronomie du C.N.R.S. et Mr. C. BEGHIN du Groupe de Recherches Ionosphériques sous la direction duquel ce travail a été effectué. Je lui suis particulièrement reconnaissant pour les nombreux conseils et encouragements qu'il m'a prodigués tout au long de cette étude.

Je remercie vivement M. R. GENDRIN pour ses précieuses critiques et suggestions pendant la phase de rédaction du manuscrit. Je désire également remercier MM. J.J. BERTHELIER et J.C. CERISIER avec lesquels j'ai eu de fructueuses discussions.

C'est grâce au concours de nombreuses personnes que la réalisation et l'exploitation de cette expérience ont pu être menées à bien; je les en remercie toutes, en soulignant les délicats travaux de dépouillement dont se sont chargés MM. BERGERON, CAZENAVE, FRICHET et LE HENAFF du C.N.E.S.

Je suis particulièrement redevable des moyens fournis par les centres de calcul du CIRCE, du CNES, du GRI et de l'INAG, ainsi que de l'aide efficace qui m'y a été prodiguée.

Je remercie également le personnel du GRI et du CNET, ayant contribué à la présentation matérielle de ce mémoire.

L'expérience a été réalisée sous les auspices du CNES dans un programme de collaboration entre le service d'Aéronomie du C.N.R.S. et du GRI.

I. INTRODUCTION.

II. DESCRIPTION TECHNIQUE DE L'EXPERIENCE.

- II.1. Présentation générale.
- II.2. Compteurs de particules.
 - II.2.1. Implantation et géométrie d'entrée des détecteurs.
 - II.2.2. Discrimination entre les différentes espèces de particules.
 - II.2.3. Electronique de comptage et d'analyse en énergie.
- II.3. Expérience T.B.F.
- II.4. Equipements de servitude.
 - II.4.1. Magnétomètre.
 - II.4.2. Télémessure.
- II.5. Déroulement de l'expérience.
 - II.5.1. Mesures au sol.
 - II.5.2. Tir de la fusée.

III. DEPOUILLEMENT DE L'EXPERIENCE.

- III.1. Calcul de la trajectoire et de l'attitude de la fusée.
 - III.1.1. Calcul de la trajectoire.
 - III.1.2. Calcul de l'attitude par rapport au vecteur champ magnétique.
 - III.1.3. Calcul de l'attitude dans un repère géographique.
- III.2. Dépouillement des données des compteurs de particules.
 - III.2.1. Généralités.
 - III.2.2. Elimination des mesures perturbées par la lumière.
 - III.2.3. Elimination des données erronées du fait de l'interaction entre voies d'énergie.
 - III.2.4. Obtention des distributions angulaires pour les flux d'électrons.
- III.3. Dépouillement de l'expérience TBF.
 - III.3.1. Théorie de la mesure des directions de normale d'onde à l'aide d'une antenne inclinée à 45° par rapport à l'axe de rotation de la fusée.

III.3.2. Analyse des signaux reçus et calcul des directions de normale d'onde.

IV. ETUDE DES MESURES DE FLUX ET DE DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS ENERGETIQUES ; COMPARAISON DE CES MESURES AVEC L'AMPLITUDE DES ONDES T. B. F. RECUES A BORD ET AVEC LES FLUCTUATIONS MAGNETIQUES AU SOL.

IV.1. Généralités.

IV.2. Evolution des distributions en angle d'attaque des flux d'électrons énergétiques suivant l'altitude.

IV.2.1. Conditions de piégeage des électrons le long des lignes de force concernées par l'expérience

IV.2.2. Evolution de la distribution angulaire expérimentale des électrons énergétiques.

IV.3. Relations entre la distribution angulaire expérimentale des électrons énergétiques, l'amplitude des ondes TBF reçues à bord et les fluctuations magnétiques mesurées au sol.

V. MESURE DES DIRECTIONS DE NORMALE D'ONDE ET TENTATIVE DE LOCALISATION DE LA SOURCE PAR UNE METHODE DE TRACE DE RAYONS.

V.1. Vue d'ensemble des résultats de mesure.

V.1.1. Analyse spectrale des signaux reçus.

V.1.2. Directions des normales d'onde.

V.1.3. Problèmes posés par l'interprétation des résultats expérimentaux.

V.2. Tracé de rayons.

V.2.1. Méthode de Haselgrove.

V.2.2. Expression de l'indice de phase de l'onde.

V.2.3. Modèles de densité et de champ magnétique.

V.2.4. Résultats du tracé de rayons.

V.2.5. Discussion des résultats.

V.3. Etude de la limite du spectre vers les basses fréquences
Propagation dans la région du croisement.

V.3.1. Discussion théorique.

V.3.2. Etude de la limite du spectre des ondes reçues vers les basses fréquences.

VI. CONCLUSION.

TABLEAUX

APPENDICES

BIBLIOGRAPHIE

FIGURES

I - INTRODUCTION

Cette étude a pour objet le dépouillement et l'interprétation des données recueillies lors de l'expérience en fusée FU 153 effectuée par le service d'Aéronomie du C.N.R.S. et le Groupe de Recherches Ionosphériques sous la direction du Professeur MOZER. L'engin a été lancé le 1er Juin 1966 à 0 h 12 mn TU à ANDOYA (NORVEGE). Le but de l'expérience était de mesurer conjointement les flux d'électrons et de protons énergétiques et les directions des normales d'ondes des émissions naturelles de très basse fréquence (TBF).

Il est bien connu que les particules énergétiques piégées par le champ magnétique terrestre peuvent être perturbées dans leur mouvement par divers mécanismes dont l'interaction avec l'atmosphère, l'action d'un champ électrique continu, les fluctuations du champ magnétique terrestre, l'interaction avec une onde électromagnétique, cette liste n'étant pas exhaustive. Ces mécanismes d'interaction ont pour effet de modifier la distribution des particules suivant des processus de diffusion en énergie ou en angle d'attaque ou de diffusion radiale à travers les coquilles du champ magnétique. (cf ; ROEDERER, 1970). Les effets des processus de diffusion en angle d'attaque et en énergie sont mesurables lors d'une expérience fusée.

Par ailleurs, parmi les forces d'interactions que l'on a citées (champ électrique continu, champ magnétique ou champ d'onde TBF) les plus accessibles sur le plan de la mesure en fusée, sont les champs d'ondes TBF. Ce sont donc les résultats des mesures simultanées sur les particules énergétiques et sur les ondes TBF naturelles détectées à bord que nous nous proposons de commenter.

La principale difficulté d'une telle recherche de corrélation qu'elle soit en fusée ou en satellite, est que la mesure n'est presque jamais faite à l'endroit précis d'interaction et en conséquence on ne peut observer que des caractéristiques modifiées tant pour les particules que pour les ondes, au cours de leur transfert entre le lieu d'interaction et le lieu d'observation. En ce qui concerne les expériences précédentes en satellite, nous citerons en particulier GURNETT et O'BRIEN, 1964 qui ont obtenu à l'aide du satellite Injun III, des résultats de caractère statistique. Nous citerons également une expérience sur fusée (ETCHETO et al., 1967) qui a été tirée le long du champ magnétique terrestre ce qui représente un avantage par rapport aux expériences sur satellite, puisque l'on peut penser ainsi éliminer la variation^{du}/facteur latitude geomagnétique. Grâce à cette dernière expérience une corrélation entre l'amplitude des ondes TBF reçues

à bord et l'anisotropie de la distribution en angle d'attaque des électrons énergétiques a été mise en évidence.

Notre expérience a été effectuée à une latitude magnétique de 66° lors d'une période de forte activité magnétique ($K_p = 5$) ; les mesures ont donc été effectuées hors de la plasmopause. La fusée emportait un ensemble d'appareils destinés à mesurer les flux de particules, les directions de normale d'onde TBF et une composante du champ électrique continu. Cette dernière mesure n'a malheureusement pas pu s'effectuer convenablement.

Les chapitres II et III seront consacrés respectivement l'un à une description technique succincte de l'expérience et l'autre à son dépouillement décrivant l'élimination des mesures suspectes d'avoir été perturbées (perturbation des données fournies par les compteurs de particules dues à l'action de la lumière et aux systèmes électroniques d'analyse en énergie) et le traitement ayant fourni les résultats physiques des mesures.

L'étude comparative des distributions angulaires des électrons énergétiques et des variations d'amplitude des mesures d'ondes naturelles TBF fait l'objet du chapitre IV. Nous étudions en premier lieu l'interaction des électrons énergétiques (60-320 KEV) avec l'atmosphère afin de s'affranchir des effets de cette interaction lorsque nous tenterons de déceler des relations entre la distribution angulaire des électrons énergétiques et l'amplitude des ondes TBF. Nous ne parviendrons à mettre en évidence aucune relation évidente entre les ondes TBF mesurées à bord et la distribution angulaire des électrons énergétiques, tant pour les flux piégés et précipités que pour l'anisotropie de la distribution.

Nous présentons dans le chapitre V les directions de normale d'onde TBF déduites de l'expérience et nous cherchons à l'aide d'une méthode de tracé de rayons inverse à déterminer la provenance des ondes. Le lieu de mesure étant situé en dehors de la plasmasphère mais relativement proche de celle-ci, nous avons dû construire un modèle de densités ioniques et électronique décrivant la région de la plasmopause. Les ondes détectées étaient du type chœur de l'aube et souffle ; leur spectre présentait une fréquence de coupure basse inférieure ou égale à 450 Hz. Nous examinons si cette limite du spectre doit être imputée à la réflexion des ondes à l'altitude de coupure du mode gauche, à l'instar de l'interprétation des sifflements protoniques par GURNETT, 1965.

En conclusion, nous dégagerons les principaux résultats des deux précédents chapitres. Les résultats du tracé de rayons montrent, pour une certaine partie des ondes au moins, que celles-ci proviennent de la plasmopause. Cela est en accord avec l'absence de relations entre la distribution angulaire des particules et l'amplitude des ondes détectées à bord.

II. DESCRIPTION TECHNIQUE DE L'EXPERIENCE

II.1. Présentation générale.

La pointe scientifique de la fusée conçue et réalisée par le Professeur MOZER emportait des équipements pour mesurer les flux de particules énergétiques et une composante magnétique des ondes TBF, et des équipements de servitude. Nous avons représenté sur la figure 1 l'implantation des éléments suivants : un groupe de quatre détecteurs de particules (deux pour les électrons et deux pour les protons), une antenne magnétique TBF inclinée à 45° par rapport à l'axe de la fusée, un magnétomètre d'attitude et un système de télémesure.

Nous allons décrire brièvement ces principaux équipements en portant surtout notre attention sur les compteurs de particules en vue de déceler les perturbations de leur fonctionnement.

II.2. Compteurs de particules

L'ensemble des compteurs de particules a été conçu dans le but de préciser la direction de la vitesse, la nature et l'énergie des particules et d'en mesurer les flux. Une description générale de ce type de compteurs est donnée par MOZER, CRIFO et BLAMONT (1965), avec cependant une différence fondamentale en ce qui concerne l'élément détecteur (du type scintillateur-photomultiplicateur dans notre cas au lieu d'un élément détecteur à semi-conducteur).

II.2.1. Implantation et géométrie d'entrée des détecteurs

La direction d'arrivée des particules détectées est déterminée par l'axe de visée du compteur et par son angle solide de visée : nous pourrions la calculer en connaissant l'attitude de l'engin à tout instant.

L'implantation des compteurs est représentée sur la figure 1; pour chaque espèce de particules, protons ou électrons, nous disposons de deux compteurs, l'un visant perpendiculairement à l'axe de la fusée et l'autre visant vers le haut dans une direction

faisant un angle de 15° avec cet axe.

Le faisceau d'entrée des particules est défini par un ensemble de bagues collimatrices en cuivre délimitant un cône de demi-ouverture égale à 15° pour les détecteurs perpendiculaires et égale à 10° pour les détecteurs orientés vers le haut (figure 2.a et 2.b). Le système de bagues collimatrices présente par rapport au simple cône, l'avantage de réfléchir beaucoup moins bien les photons vers l'élément détecteur.

Le faisceau ainsi délimité frappe l'élément détecteur suivant un disque de 5.10^{-3} m de diamètre (figure 2c). En chaque point du disque, l'angle solide de visée est de 0,054 sr pour les détecteurs perpendiculaires et de 0,024 sr pour les détecteurs visant vers le haut (soit approximativement le quart de l'angle solide formé par les bagues collimatrices).

II.2.2. Discrimination entre les différentes espèces de particules

Les particules piégées par le champ magnétique terrestre sont presque exclusivement des électrons et des protons: la discrimination doit être faite entre ces deux espèces de particules tout en réduisant le plus possible la sensibilité des détecteurs vis-à-vis des photons.

L'élément détecteur est un scintillateur en iodure de césium recouvert d'une couche d'aluminium destinée à arrêter les photons et les particules chargées de basse énergie.

Dans le cas du détecteur d'électrons, l'épaisseur de la couche d'aluminium est de 5000 \AA , ce qui arrête les électrons d'énergie inférieure à 12 keV et les protons d'énergie inférieure à 50 keV. Ce détecteur reste donc sensible aux protons de forte énergie; cependant, leur flux étant généralement beaucoup plus faible que celui des électrons d'énergie correspondante, la perturbation des mesures de flux d'électrons par les protons peut souvent être négligée. Nous vérifierons qu'il en est bien ainsi en regardant les flux enregistrés par le détecteur de protons (cf. III.2.2).

Les compteurs de protons sont munis d'un aimant permettant de dévier, du fait de leur faible masse, les électrons d'énergie

inférieure à quelques centaines de keV (figure 2b). La couche d'aluminium est de plus faible épaisseur que pour les détecteurs d'électrons, ce qui les rend plus sensibles aux photons d'autant plus que le "piège à lumière" constitué par les bagues collimatrices est réduit du fait de la présence de l'aimant: les détecteurs de protons sont donc moins protégés de la lumière que les détecteurs d'électrons.

II.2.3. Electronique de comptage et d'analyse en énergie.

Connecté à l'élément détecteur précédemment décrit, le compteur de particules comporte un système électronique composé de trois parties : un photomultiplicateur d'électrons fournissant une impulsion de hauteur proportionnelle à l'énergie du photon incident émis par le scintillateur, un système analyseur de hauteur d'impulsions permettant de classer en plusieurs voies de sortie les impulsions suivant plusieurs paliers de hauteur et enfin, une série de convertisseurs "digital-analogique" fournissant une tension de sortie fonction du débit d'impulsions à l'entrée.

Le photomultiplicateur est du type Radiotechnique XP 1111 3; sa constante de temps est du même ordre de grandeur que la constante de temps du scintillateur soit 10^{-6} s; celle-ci est suffisamment faible vu les flux de particules attendus. Seule la vue directe du soleil à travers le capteur peut entraîner la saturation du photomultiplicateur.

L'élément suivant le photomultiplicateur est l'analyseur de hauteur d'impulsions; le principe de son fonctionnement est le suivant : chaque voie de sortie étant définie par un seuil de hauteur, une impulsion est formée dans la voie dont le seuil est juste inférieur à la hauteur de l'impulsion d'entrée.

Le tableau I présente la valeur des seuils en énergie et la durée des impulsions de chaque voie pour les compteurs d'électrons. Etant donné la durée des impulsions, l'analyseur de hauteur ne fonctionne convenablement que pour des flux de particules pas trop importants : en effet, ce dispositif a deux défauts; supposons qu'une première particule se présente au temps $t = 0$:

- si d'autres particules se présentent avant le temps t_{plus} ,

le compteur enregistrera une seule particule d'énergie égale à la somme des énergies de ces particules y compris la première. C'est le phénomène d'empilement dont l'étude a été effectuée par LE BORGNE, 1968.

- si des particules se présentent entre les temps $t > t_1$ et $t < t_2$ (t_1 est la durée d'une impulsion donnée par le tableau I), ces particules ne seront pas comptées. Nous verrons à propos du dépouillement de l'expérience (cf. III.2.3) que les mesures de flux des voies de basse énergie sont fortement perturbées du fait de l'importance des flux; nous serons amenés alors à estimer quantitativement cette perturbation.

Le dernier élément de l'électronique d'un compteur est, pour chaque voie, le convertisseur "digital-analogique". Un étalonnage préalable permet de relier le débit d'impulsions sur chaque voie à la tension de sortie.

II.3. Expérience TBF

L'expérience TBF est identique à une expérience précédente embarquée à bord du Dragon 17 en Islande lors de la campagne organisée par le Service d'Aéronomie et le GRI (BEGHIN, 1967). Le récepteur TBF est du type ML 272-1 construit par Marshall Laboratories; l'antenne magnétique, inclinée à 45° par rapport à l'axe de la fusée est une bobine sur noyau à haute perméabilité. Les caractéristiques de l'ensemble sont les suivantes :

- bande passante de l'ensemble formé par le capteur et l'amplificateur : 1400 à 3000 Hz à - 3dB, la sensibilité décroissant à raison de 6 dB par octave au-dessous de 1400 Hz.

- dynamique : 30 dB au-dessus du bruit de fond.

- le bruit de fond de l'ensemble formé par l'antenne, le récepteur et la télémessure est sensiblement constant entre 150 Hz et 3000 Hz. Cela définit une sensibilité maximale, obtenue entre 1400 et 3000 Hz, correspondant à un champ de $2.10^{-7} \text{ A.m}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

II.4. Equipements de servitude

II.4.1. Magnétomètre

L'engin est muni d'un magnétomètre d'attitude triaxial afin de pouvoir restituer son attitude par rapport au champ magnétique. La composante suivant X_f (cf. figure 1) est transmise intégralement au sol par la télémesure; les signaux des composantes suivant Y_f et Z_f sont échantillonnées et transmises par une voie commutée.

II.4.2. Télémesure

Les signaux à transmettre forment 20 voies, dont une commutée, réparties en deux multiplex envoyés sur deux émetteurs Leach en modulation de fréquence sur 245 et 252 MHz. On dispose de 5 voies de 4000 Hz de bande passante, de 10 voies de 2000 Hz et de 4 voies de 500 Hz; la voie commutée s'avèrera difficilement exploitable.

II.5. Déroulement de l'expérience

II.5.1. Mesures au sol

Les fluctuations lentes du champ magnétique terrestre étaient mesurées en permanence au sol. La décision du tir a été prise comme le montre la figure 3 lors d'une augmentation soudaine de l'amplitude des fluctuations magnétiques de type P1 2.

Nous ne disposons pas d'autres mesures au sol, en particulier, il n'y a pas eu de sondage ionosphérique.

II.5.2. Tir de la fusée

Le tir du Dragon 23 a été effectué le 1^{er} juin 1966 à 0 h 12 m 19 s T.U. à Andoya (Norvège). Les conditions initiales du tir sont :

- coordonnées de la rampe :
 - latitude 69° 17' 42" N
 - longitude 16° 01' 18" E
 - altitude 0 km
- pointage de la rampe :
 - gisement 300°
 - site 33° 79

Nous allons estimer au chapitre suivant la trajectoire effectivement suivie par l'engin.

III . DEPOUILLEMENT DE L'EXPERIENCE

III.1. Calcul de la trajectoire et de l'attitude de la fusée

III.1.1. Calcul de la trajectoire

Lors du tir de la fusée, le pointage de la rampe de lancement était corrigé afin de compenser l'effet des vents : une mesure du profil des vents en vitesse et en direction a été réalisée à cet effet avant le tir. Hormis ces conditions initiales, l'élément principal permettant de préciser la trajectoire effectivement suivie a été la connaissance de l'instant de retournement de l'ensemble formé par la pointe scientifique et le deuxième étage vide du lanceur lors de sa rentrée dans les couches denses de l'atmosphère, le brusque changement de phase (environ 180°) du signal du magnétomètre transverse ayant permis de déterminer cet instant. Ces calculs ont été effectués par le CNES et donnent une altitude de culmination de 432 km avec une précision meilleure que 1%. Faute de mesures par radar, nous avons été obligés de supposer que le plan de la trajectoire était le plan de la trajectoire nominale compte tenu de la compensation de l'effet des vents par l'orientation de la rampe.

Les intersections du plan de la trajectoire avec les coquilles du champ magnétique terrestre sont représentées sur la figure 5. Le paramètre caractérisant chaque coquille est le paramètre L de McIlwain, approximativement égal à la distance géocentrique exprimée en rayons terrestres du sommet d'une ligne de force*. La trajectoire coupe les coquilles magnétiques à la montée mais les suit sensiblement à la descente. L'angle formé par le plan de la trajectoire avec le plan méridien magnétique est de l'ordre de 60° .

* Le modèle de champ magnétique employé pour cette figure est du type "dipôle excentré"; les valeurs de L obtenues diffèrent quelque peu de celles données par un modèle plus réaliste. La valeur de L donnée par ^{un} modèle utilisant un développement en harmoniques sphériques (cf : CAHN et al. , 1967), pour Andoya par exemple, est 6,3 au lieu de 5,9, valeur donnée par le modèle "dipôle excentré".

III.1.2. Calcul de l'attitude par rapport au vecteur champ magnétique.

Cette première restitution de l'attitude de l'engin a été effectuée par le CNES ; elle permet de retrouver à tout instant l'angle formé par un axe quelconque lié à l'engin avec le vecteur champ magnétique : cela suffira pour le calcul des spectres en angle d'attaque des flux de particules chargées, leur distribution angulaire étant de révolution autour du champ. Le calcul a été effectué sur ordinateur par BERGERON (1968) à l'aide des données du magnétomètre transverse préalablement numérisées ; les paramètres définissant l'attitude sont déterminés pour des intervalles de temps de 16s, (le découpage du temps de vol en intervalles de 16s est rendu nécessaire par la variation lente du repère de référence lié au moment cinétique de l'engin et au champ magnétique) grâce à une méthode du type moindres carrés.

Les principaux paramètres ont pour ordre de grandeur :

- demi-angle du cône de précession : $3,5^\circ$
- fréquence de rotation : 5,8 Hz
- fréquence de précession : 0,08 Hz

La valeur élevée de la fréquence de rotation, due peut-être au fonctionnement tardif des fusées de mise en rotation, entraîne une assez grande incertitude angulaire suivant le mouvement de rotation : un intervalle de temps de 10^{-3} s correspond en effet à un angle de 2° .

III.1.3. Calcul de l'attitude dans un repère géographique

Il était intéressant lors du dépouillement de l'expérience TBF de calculer non seulement la direction des normales d'onde par rapport au vecteur champ magnétique mais également par rapport au plan méridien magnétique et aux gradients de densité du plasma. Nous avons donc calculé l'attitude de l'engin dans un repère géographique, profitant des qualités de senseur solaire dont a fait preuve le compteur perpendiculaire de protons.

Nous avons déterminé les paramètres de la transformation permettant de passer du repère lié au champ magnétique (cf.III.1.2.) au repère géographique ($X_G = \text{est}$, $Y_G = \text{Nord}$, $Z_G = \text{Zénith}$) ; nous donnons brièvement le principe du calcul : la connaissance des coordonnées de deux vecteurs différents dans les deux repères,

permet de déterminer les angles d'Euler du produit de rotations qui exprime la transformation. L'un de ces vecteurs est déjà connu : le champ magnétique ; l'autre représente la direction du soleil qui est intercepté à chaque tour de la fusée par le compteur perpendiculaire de protons : cela se traduit par un créneau de tension de 0 V dû à la saturation du photomultiplicateur. (figure 4). A l'instant correspondant au milieu du créneau, la direction du soleil se trouvait dans le plan (OX_F, OZ_F) (cf. fig.1), et proche de l'axe $-OX_F$ (dans le champ de vision du détecteur). Connaissant l'angle formé par le vecteur champ magnétique avec la direction du soleil, cette dernière se trouve déterminée comme l'une des intersections du plan (OX_F, OZ_F) et d'un cône ayant pour axe le champ magnétique, la condition de proximité par rapport à l'axe $-OX_F$ permettant de lever l'indétermination entre les deux solutions

Les calculs ont été effectués par ordinateur : un traitement de la bande numérisée représentant le signal de débit du compteur de protons a donné les temps de passage du soleil dans le plan (OX_F, OZ_F) , puis, les angles d'Euler ont été calculés en moyenne pour chaque intervalle de 16 s (les mêmes qu'en III.1.2). La précision du calcul de l'attitude dont le but est la restitution des directions de normale d'onde dans le repère géographique est bonne en comparaison des incertitudes d'analyse des signaux TBC. Cette précision, estimée à l'aide de la dispersion des valeurs des angles d'Euler dans chaque intervalle de 16 s est de $\pm 0,3^\circ$ pour l'angle séparant le moment cinétique de la verticale ; elle décroît pour les deux autres angles (leur imprécision vient de la rapidité de la rotation de l'engin) de $\pm 2^\circ$ pour la première moitié du vol à $\pm 1^\circ$ pour la deuxième moitié.

III.2. Dépouillement des données des compteurs de particules

III.2.1. Généralités

Le dépouillement des données des compteurs de particules a consisté tout d'abord en l'élimination des mesures perturbées soit par la lumière, soit par interaction entre voies dans l'étape de comptage et d'analyse en énergie. On restitue ensuite les distributions en angle d'attaque des flux de particules (plus précisément, les flux par unité d'angle solide et par unité de largeur

de bande d'énergie, afin que les diverses mesures soient comparables).

III.2.2. Elimination des mesures perturbées par la lumière

Nous avons envisagé à priori comme sources de lumière perturbatrices le soleil, la terre et aussi le cône d'entrée du détecteur illuminé par ces derniers.

Abandon du traitement des données des compteurs de protons

Comme le montre la figure 4, les détecteurs de protons sont fortement perturbés par la lumière, non seulement lorsque le scintillateur est en vue directe du soleil, mais également dans un large domaine, lorsque le cône d'entrée des détecteurs est en mesure de réfléchir la lumière solaire vers le scintillateur ; dans ce domaine, le signal est essentiellement fonction de la surface éclairée du cône. Nous avons abandonné ce traitement, vu la grande sensibilité à la lumière que présentent les détecteurs de protons : seul le détecteur orienté vers le haut a pu effectuer pendant certains intervalles de temps des mesures à l'abri complet de la lumière. Nous retiendrons toutefois de ces mesures une majoration des flux qui nous a permis d'estimer à moins de 5% la pollution des mesures de flux d'électrons par les protons pour la gamme d'énergie 100 - 320 keV.

Traitement des données des compteurs d'électrons.

Les mesures des compteurs d'électrons, mieux protégés de la lumière, sont perturbées par le soleil sans toutefois que la saturation soit atteinte. Les premières mesures à basse altitude, juste après l'éjection de la coiffe de l'engin montrent, l'effet du soleil en l'absence de flux de particules ; nous en avons déduit pour chaque voie d'énergie du compteur perpendiculaire la largeur des intervalles de temps de mesure à supprimer (notamment plus grands que les intervalles de vision directe), la position de ces intervalles étant centrée sur le temps de passage du soleil. Cela ne s'est pas avéré suffisant et nous avons par la suite calculé les spectres de flux en angle d'attaque en ne tenant compte que des mesures effectuées lorsque le cône d'entrée du détecteur était dans l'ombre solaire. Ceci nous a permis du même coup d'éliminer les perturbations qu'aurait pu créer la vision directe de la terre : compte tenu de l'attitude de l'engin, le champ de visée du compteur perpendiculaire ne pouvait intercepter la terre qu'à

basse altitude et lorsque le cône d'entrée du détecteur était éclairé par le soleil. Seule a été négligée lors de ce traitement la lumière provenant de la terre par réflexion sur le cône d'entrée des détecteurs.

III.2.3. Elimination des données erronées du fait de l'interaction ----- entre voies d'énergie -----

Nous avons mis en évidence ce genre de perturbation en comparant les voies de différentes énergies d'un même compteur : les voies de haute et de basse énergie corrélées entre elles aux instants de faibles flux du début du vol devenaient anticorrélées dès que les flux augmentaient.

Nous avons évalué l'ordre de grandeur de la perturbation apportée par l'interaction entre voies au niveau de l'analyseur de hauteur d'impulsions en tenant compte essentiellement du phénomène d'arrêt du comptage pendant la durée d'une impulsion ; nous avons examiné ensuite l'importance des perturbations que peut ajouter le phénomène d'empilement. Pour cela, nous avons effectué le calcul suivant : soient, pour la voie d'énergie i (en ordre d'énergie croissant suivant i) n_i et N_i , les nombres d'impulsions par seconde respectivement à l'entrée et à la sortie du dispositif (décrit en II.2.3.) ; si τ_{ij} est le temps en secondes pendant lequel une impulsion sur la voie j aveugle la voie inférieure i , on obtient, en prenant pour exemple le compteur haut comportant 3 voies :

$$\begin{aligned} N_3 &= n_3 \\ N_2 &= n_2 (1 - N_3 \tau_{23}) \\ N_1 &= n_1 (1 - N_3 \tau_{13} - N_2 \tau_{12}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

En effet, pour la voie 2, par exemple, l'analyse des hauteurs d'impulsions n'a été correcte que pendant $1 - n_3 \tau_{23}$ secondes au lieu de 1.

Nous avons choisi comme exemple numérique le cas des maxima de N_i^* , en prenant pour τ_{ij} la somme des durées des impulsions τ_i et τ_j (ce qui représente l'exclusion des impulsions dans le temps) ; nous en déduisons les n_i et une majoration de l'erreur faite sur la mesure des flux.

Les résultats de cette évaluation de l'erreur due à l'interaction entre les voies d'énergie a été reportée dans le tableau I; ils expliquent en grande partie les perturbations observées : une montée soudaine du flux dans une tranche d'énergie isolée va produire une baisse des valeurs de flux mesurées à travers les voies de plus faible énergie, ce qui explique l'anticorrélation observée. Nous sommes contraints, du fait que le calcul précédent est trop grossier pour envisager de corriger les mesures, à abandonner les mesures des canaux de basse énergie : les deux premiers pour le compteur perpendiculaire et le premier pour le compteur haut. Pour les voies que nous traiterons, la perturbation des mesures due au phénomène d'arrêt du comptage pendant la durée d'une impulsion n'exèdera pas 5 - 6%, valeur certainement surestimée.

Le phénomène d'empilement dont les effets devraient en toute rigueur être calculés en même temps que ceux du phénomène que l'on vient d'étudier a été analysé par LE BORGNE, 1968 grâce à une simulation sur ordinateur. Ces calculs, effectués à l'aide des paramètres relatifs à une autre expérience conduisent au résultat suivant : le taux d'erreur est d'autant plus grand que le le taux de comptage est important, que le spectre énergétique est plus dur et que l'énergie du canal est plus basse. Il n'est pas possible d'appliquer à notre cas les résultats quantitatifs de LE BORGNE puisqu'il s'agit d'une simulation ; nous pouvons cependant estimer l'ordre de grandeur du taux d'erreur à 10 % pour les canaux d'énergie que nous n'avons pas déjà abandonnés. Le phénomène d'empilement est donc la cause d'erreur la plus importante

* Les mesures de flux sur la voie d'énergie supérieure de chaque compteur sont transmises sur la voie commutée donc inconnues : connaissant l'allure générale des spectres en énergie des flux de particules, nous avons négligé cette voie dans le cas du compteur perpendiculaire et nous avons, dans le cas du compteur haut, estimé le débit d'impulsion de cette voie par extrapolation des mesures des autres voies.

pour les canaux de haute énergie.

III.2.4. Obtention des distributions angulaires pour les flux d'électrons

Les signaux de télémessure ont été tout d'abord numérisés puis transformés en taux de comptage (nombre de particules par unité de temps) grâce aux étalonnages effectués avant le tir ; on a calculé ensuite les moyennes des taux de comptage dans des intervalles de 0,01 s. Cette durée correspond à une variation de l'angle de visée du compteur avec le champ magnétique inférieure à 4° , soit un angle approximativement de même ordre de grandeur que la résolution angulaire des compteurs.

Pour chaque intervalle de 0,01 s, nous avons calculé l'angle d'attaque moyen, ainsi que les flux d'électrons par unité d'angle solide et par unité de largeur de bande d'énergie (on a aussi calculé une indication permettant d'éliminer les cas où le cône du détecteur n'était pas entièrement dans l'ombre solaire). Nous obtenons de ce calcul le résultat physique attendu : la mesure des flux d'électrons en fonction de leur angle d'attaque. L'analyse et la discussion de ces résultats font l'objet du chapitre IV.

III.3. Dépouillement de l'expérience TBF.

III.3.1. Théorie de la mesure des directions de normale d'onde à l'aide d'une antenne magnétique inclinée à 45° par rapport à l'axe de rotation de la fusée.

La théorie de la mesure des directions de normale d'onde à l'aide d'une antenne magnétique inclinée à 45° par rapport à l'axe de rotation de la fusée est décrite par BEGHIN, 1967. Nous allons ici préciser les principes de cette mesure.

Nous négligeons le mouvement de précession de la fusée ; dans notre cas, la direction de l'axe de rotation ne varie que de $0,3^\circ$ par tour.

Dans le cas d'une onde monochromatique et permanente pendant au moins une rotation, l'extrémité du vecteur \vec{H} champ magnétique de l'onde décrit une ellipse définissant le plan de polarisation de l'onde.

Nous nous plaçons dans le repère $OX_i Y_i Z_i$ tel que l'axe de rotation de la fusée soit porté par l'axe OZ_i ; la direction de l'antenne est repérée par le vecteur unitaire \vec{U}_a (figure 6,a) \vec{U}_a peut s'écrire :

$$\vec{U}_a = 2^{-1/2} \cdot \begin{bmatrix} \cos(\omega_r t + \alpha_0) \\ \sin(\omega_r t + \alpha_0) \\ 1 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

où : t est le temps

ω_r la référence angulaire de rotation de l'engin

α_0 la phase au temps $t = 0$, déterminée par le choix du repère $OX_i Y_i Z_i$

Le plan de polarisation de l'onde, $X_p O Y_p$, est choisi tel que OX_p soit confondu avec OX_i ; soit ψ_p , l'angle formé par ce plan avec l'axe OY_i (figure 6,b)

Soient OX_e et OY_e les axes portant respectivement le grand et le petit axe de l'ellipse de polarisation; la position de l'ellipse est repérée par l'angle ϕ_p formé par OX_e avec OX_p (figure 6.c).

Dans le repère $OX_e Y_e Z_e$, le champ magnétique de l'onde peut s'écrire :

$$\begin{aligned} H_{Xe} &= H_a \cos(\omega t + \beta_0) \\ H_{Ye} &= H_b \sin(\omega t + \beta_0) \\ H_{Ze} &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

où : ω est la fréquence angulaire de l'onde

H_a et H_b sont les valeurs du grand et du petit axe de l'ellipse que décrit le champ magnétique

β_0 est la phase de l'onde au temps $t = 0$; elle n'interviendra pas.

Le calcul des composantes de \vec{H} dans le repère $OX_i Y_i Z_i$ donne :

$$H_{Xi} = H_a \cos(\omega t + \beta_0) \cos \phi_p - H_b \sin(\omega t + \beta_0) \sin \phi_p$$

$$(3.4) \quad \begin{aligned} H_{Yi} &= \cos \psi_p \left[H_a \cos(\omega t + \beta_0) \sin \phi_p + H_b \sin(\omega t + \beta_0) \cos \phi_p \right] \\ H_{Zi} &= \sin \psi_p \left[H_a \cos(\omega t + \beta_0) \sin \phi_p + H_b \sin(\omega t + \beta_0) \cos \phi_p \right] \end{aligned}$$

La composante du champ magnétique reçue par l'antenne est :

$$H_r = \vec{U}_a \cdot \vec{H} \quad (3.5.)$$

On obtient :

$$H_r = H_1 \cos(\omega t + \beta_0) + H_2 \sin(\omega t + \beta_0) \quad (3.6.)$$

avec :

$$(3.7.) \quad \begin{aligned} H_1 &= \frac{H_a}{\sqrt{2}} \left[\cos(\omega_r t + \alpha_0) \cos \phi_p + \sin(\omega_r t + \alpha_0) \sin \phi_p \cos \psi_p \right. \\ &\quad \left. + \sin \phi_p \sin \psi_p \right] \\ H_2 &= \frac{H_b}{\sqrt{2}} \left[-\cos(\omega_r t + \alpha_0) \sin \phi_p + \sin(\omega_r t + \alpha_0) \cos \phi_p \cos \psi_p \right. \\ &\quad \left. + \cos \phi_p \sin \psi_p \right] \end{aligned}$$

On peut mettre H_r sous la forme :

$$H_r = H_0 \cos(\omega t + \gamma_0) \quad (3.8)$$

avec :

$$\begin{aligned} H_0^2 &= H_1^2 + H_2^2 \\ \text{tg}(\gamma_0 - \beta_0) &= \frac{H_2}{H_1} \quad (3.9.) \end{aligned}$$

Nous recevons donc sur l'antenne une composante de champ magnétique H_r modulée en amplitude par la rotation de la fusée ($\omega \ll \omega_r$). Nous ne nous intéresserons plus désormais qu'à l'amplitude H_0 de cette composante ; elle peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} H_0^2 &= H_b^2 \left[\frac{1}{2} + \frac{\sin^2 \phi_p}{4} + \sin(\omega_r t + \alpha_0) \sin \phi_p \cos \psi_p \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \cos^2(\omega_r t + \alpha_0) \sin^2 \phi_p \right] + \end{aligned}$$

(suite page 17)

$$\begin{aligned}
& + \frac{H_a^2 - H_b^2}{2} \sin^2 \phi_p \sin^2 \psi_p + \cos(\omega_r t + \alpha_0) \cos^2 \phi_p \\
& + \sin(\omega_r t + \alpha_0) \sin^2 \phi_p \cos^2 \psi_p
\end{aligned} \tag{3.10}$$

Cette expression fait apparaître deux termes : le premier correspond à une polarisation circulaire ($H_a = H_b$), le second à une polarisation rectiligne ($H_b = 0$). Dans le cas d'une polarisation rectiligne, H_0 est sinusoidal à la fréquence de rotation de la fusée ω_r ; par contre, dans le cas d'une polarisation circulaire, H_0 est plus complexe, comprenant des harmoniques de ω_r . Dans le cas général d'une polarisation elliptique, la modulation est encore plus complexe ; comme les ondes que nous avons reçues ne peuvent qu'avoir une polarisation presque circulaire (cf. III.3.2) nous ne saurions que très mal restituer l'angle ϕ_p ; et nous ne nous intéresserons pas à cette mesure. Nous étudierons donc plus précisément le cas où la polarisation est circulaire pour ne mesurer que ψ_p .

Cas d'une onde polarisée circulairement.

Dans ce cas, H_0^2 est réduit au premier terme de (3.10.)

$$\begin{aligned}
H_0^2 = H_b^2 & \frac{1}{2} + \frac{\sin^2 \psi_p}{4} + \sin(\omega_r t + \alpha_0) \sin \psi_p \cos \psi_p \\
& + \frac{\cos^2(\omega_r t + \alpha_0) \sin^2 \psi_p}{4}
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Les extrema de H_0 sont donnés par l'annulation de la dérivée :

$$\cos(\omega_r t + \alpha_0) \cos \psi_p - \sin(\omega_r t + \alpha_0) \sin \psi_p = 0 \tag{3.12.}$$

L'annulation du premier terme donne deux séries d'extrema

$$\begin{aligned}
\omega_r t + \alpha_0 & \Rightarrow \frac{\pi}{2} \text{ (modulo } 2\pi) \Rightarrow H_0^2 = \frac{1}{2} (1 + \sin 2\psi_p) \\
\omega_r t + \alpha_0 & \Rightarrow -\frac{\pi}{2} \text{ (modulo } 2\pi) \Rightarrow H_0^2 = \frac{1}{2} (1 - \sin 2\psi_p)
\end{aligned} \tag{3.13}$$

L'annulation du second terme n'est possible que si :

$$\frac{\pi}{4} < \psi_p \leq \frac{\pi}{2} \tag{3.14}$$

On obtient alors deux séries de maxima :

$$\omega_r t + \alpha_0 = \arcsin(\cotg \psi_p) = H_0^2 = 1 \quad (3.15)$$

Ces maxima correspondent au passage de l'antenne à travers le plan d'onde.

Il se présente donc deux cas suivant que ψ_p est plus petit ou plus grand que $\frac{\pi}{4}$: la figure 7 montre dans chacun de ces cas le schéma de la position des antennes correspondant aux extrema de la courbe de variation de H_0 correspondante.

La figure 8 montre la continuité de la déformation de la courbe de modulation lorsque ψ_p varie : on passe d'une modulation où domine le fondamental ω_r à une modulation suivant le deuxième harmonique. La figure 8.b montre la variation du rapport entre la composante suivant l'harmonique 2 et le fondamental en fonction de ψ_p .

L'analyse de la modulation (visuelle ou à l'aide d'un analyseur de spectre) nous a permis de préciser si ψ_p était plus petit ou plus grand que $\frac{\pi}{4}$; alors, la connaissance du rapport $H_0(M_1)/H_0(M_2)$ (cf. fig. 7) déduite de l'expérience permet de déterminer ψ_p . D'autre part, sachant qu'à l'instant $t(M_1)$ la normale au plan d'onde est dans le plan défini par l'axe OZ_1 et la direction de l'antenne, on en déduit la direction de la normale à l'onde dans le repère lié à l'engin.

III. 3.2. Analyse des signaux reçus et calcul des directions de normale d'onde.

Les émissions naturelles T.B.F. reçues pendant le vol furent du type chœur de l'aube et souffle. La figure 9 nous montre les spectres fréquence-temps correspondant aux deux séquences de plus forte amplitude reçues au cours du vol ; on a représenté sur la figure du milieu l'amplitude du signal filtré autour de 500 Hz. Sur le spectre, plus étalé en temps, que présente la figure 10, la modulation des signaux reçus par la rotation de l'engin est mise en évidence. Afin de nous approcher des conditions de la théorie précédente, nous avons filtré le signal autour de 500 et 700 Hz dans une bande large d'environ 200 Hz à -6dB de façon à explorer la gamme des fréquences reçues. La polarisation des ondes TBF dans l'ionosphère, à l'altitude de la fusée est quasi circulaire, excepté lorsque la normale d'onde devient presque perpendiculaire au champ magnétique ; l'étude en a été faite par BERTHOMIER (1970) à l'occasion d'une expérience analogue.

L'analyse spectrale de la modulation des signaux, effectuée pendant des intervalles de temps de 6s a donné pour ψ_p les valeurs suivantes : 45° et 47° pour deux de ces intervalles et des valeurs comprises entre 20° et 36° pour les neuf autres intervalles ; ceci nous montre que la plupart des mesures de normales d'onde sont telles que ψ_p est inférieur à 45°.

Pendant certains intervalles de temps, la modulation par la rotation de l'engin n'apparaît pas, notamment pendant les périodes de forte intensité d'émission ; comme on observe cependant pour ces intervalles de fortes oscillations d'amplitude on ne peut en conclure que ψ_p est petit et on ne pourra pas restituer

la normale d'onde dans ces cas, la modulation par la rotation étant masquée par des oscillations d'une autre nature.

Ces oscillations peuvent être dues à la présence simultanée de plusieurs ondes planes d'amplitude voisine polarisée circulairement : les caractéristiques de telles ondes ne peuvent alors pas être déduites de la théorie précédente. Une autre possibilité conduisant à un signal inexploitable est la fluctuation temporelle de la puissance de l'onde déformant la modulation par la rotation de l'engin.

On déduit des valeurs de $t(M_1)$ et de $H_0(M_1) / H_0(M_2)$ la direction de la normale d'onde dans le repère lié à l'engin ; puis grâce à la connaissance de l'attitude, dans le repère géographique.

IV. ETUDE DES MESURES DE FLUX ET DE DISTRIBUTION ANGULAIRE DES ELECTRONS ENERGETIQUES ; COMPARAISON DE CES MESURES AVEC L'AMPLITUDE DES ONDES T.B.F. RECUES A BORD ET AVEC LES FLUCTUATIONS MAGNETIQUES AU SOL.

IV.1. Généralités.

La structure du champ magnétique terrestre, du type dipolaire en première approximation, a la propriété de pouvoir piéger les particules énergétiques chargées. Leur mouvement est celui d'une particule confinée entre deux miroirs magnétiques (cf. DELCROIX, 1963) ; il est la composition des mouvements quasi périodiques de gyration autour du champ magnétique, d'oscillation entre les points miroirs et de dérive en longitude (fig.11.). Chacun de ces trois mouvements est tel que se conserve approximativement l'invariant adiabatique correspondant : le moment magnétique de la particule pour la gyration, l'intégrale d'action longitudinale pour l'oscillation entre les points miroirs et le flux du champ magnétique à travers la courbe formée par l'ensemble des points miroirs pour la dérive en longitude magnétique.

En l'absence d'autre contrainte que le champ du dipôle magnétique, toutes les particules chargées seraient ainsi piégées de façon stable et permanente ; toutefois, dans la magnétosphère, les contraintes imposées aux particules par divers phénomènes physiques conduisent à des mécanismes de diffusion violant les invariants adiabatiques. Ces contraintes sont l'interaction avec l'atmosphère, les variations du champ magnétique terrestre, le champ électrique, les interactions avec les ondes électromagnétiques, etc... ; elles sont donc nombreuses et agissent souvent simultanément : une étude générale en est faite par ROEDERER, 1970. La diffusion peut être en angle d'attaque, modifiant le lieu d'un point miroir le long d'une même ligne de force, ou radiale, déplaçant le centre de gyration des particules à travers les coquilles magnétiques, ou bien des deux types simultanément. Lors d'une expérience en fusée, compte tenu de l'échelle en temps et en espace de ces phénomènes, on peut espérer distinguer les effets de la diffusion en angle d'attaque : effectivement, les distributions angulaires des flux d'électrons énergétiques déduites de nos mesures montrent nettement les effets de ce type de diffusion lorsqu'elle est due à l'interaction avec l'atmosphère.

Nous examinons maintenant ces résultats expérimentaux en commençant par les effets de l'interaction des flux d'électrons énergétiques avec l'atmosphère.

IV.2. Evolution des distributions angulaires des flux d'électrons énergétiques suivant l'altitude.

IV.2.1. Conditions de piégeage des électrons le long des lignes de force concernées par l'expérience.

Les anomalies du champ magnétique terrestre par rapport au champ du dipôle font que les points miroirs conjugués peuvent se trouver à des altitudes différentes; nous avons calculé cette différence d'altitude pour la ligne de force passant par Andoya grâce à un modèle du champ magnétique utilisant un développement en harmoniques sphériques (cf. CAIN et al., 1967). Le point miroir d'une particule au-dessus d'Andoya se trouve à une altitude supérieure de 90 km à l'altitude de son point miroir conjugué. Il existe donc une gamme d'altitude d'observation pour laquelle l'interaction des électrons énergétiques avec l'atmosphère est faible au-dessus d'Andoya mais importante dans la région conjuguée.

Dans cette gamme d'altitude, les particules descendantes que l'on peut détecter viennent soit d'être injectées le long du champ magnétique, soit de subir, pour la quasi totalité d'entre elles et indépendamment de leur interaction possible avec l'atmosphère dans la région conjuguée, une interaction modifiant leur angle d'attaque durant l'oscillation ou la demi-oscillation précédente. Le temps caractéristique de cette dernière interaction est alors probablement très bref, inférieur à la période d'oscillation entre les points miroirs, soit environ 1,2 s pour des électrons de 100 keV. Devant un temps aussi bref, on peut penser à un mécanisme de diffusion en angle d'attaque violant le premier invariant adiabatique; dans ce cas, les forces exercées sur la particule doivent être, compte tenu de l'effet DOPPLER, de fréquence voisine de la fréquence gyro-magnétique des particules.

Examinons maintenant les effets qui pourraient être dûs à la dernière composante du mouvement des électrons: la dérive vers l'est; elle s'effectue pour un électron de 100 keV suivant une

période de 46 mn environ, l'électron dérivant de 8,5 km à chaque oscillation. L'altitude du point miroir d'une particule au-dessus d'Andoya est supérieure de 140 km à l'altitude la plus basse atteinte par celle-ci au cours d'une dérive complète autour de la terre. Le temps de dérive entre le maximum de l'anomalie et Andoya est environ 4 mn 30 s pour un électron de 100 keV.

Il existe donc une altitude limite au-dessous de laquelle les particules que l'on peut détecter ont vu leur mouvement perturbé par rapport au mouvement régi par le champ magnétique seul, ceci à partir d'un instant précédant de 4 mn 30 s l'instant de leur détection.

L'interaction des électrons énergétiques avec l'atmosphère a lieu dans une certaine gamme d'altitude dépendant de leur énergie; aussi, les limites d'altitude auxquelles nous avons fait allusion dans les paragraphes précédents ne font que caractériser des zones de transition d'une certaine épaisseur. Le processus dominant de cette interaction est une diffusion coulombienne multiple; l'étude théorique du problème et le calcul des distributions en angle d'attaque qui en découlent ont été réalisés par DONAT, REME et BOSQUED, 1971, par résolution numérique de l'équation de Fokker-Planck. La méthode qu'ils ont utilisée tient compte de l'effet de diffusion angulaire et de la perte d'énergie des particules ainsi que de l'effet de convergence du champ géomagnétique. La figure 13 montre les distributions angulaires obtenues à différentes altitudes pour des électrons de 20 keV. La condition initiale de ce calcul est la donnée de la distribution angulaire et énergétique des électrons incidents à l'altitude de 400 km: la distribution angulaire est supposée isotrope (pour un angle d'attaque compris entre 0 et 90°) et le spectre énergétique est supposé de la forme : $A \exp(-E(\text{keV})/10)$. Les électrons incidents ne sont perturbés qu'au-dessous de 150 km environ. Les conditions initiales du calcul de DONAT, REME et BOSQUED sont assez différentes des nôtres, aussi, nous ne pourrions comparer leurs résultats théoriques avec nos résultats de mesure que de façon qualitative. Nous cherchons essentiellement à distinguer parmi les variations de la distribution angulaire expérimentale celles qui sont dues à l'interaction avec l'atmosphère pour nous intéresser aux autres variations qui pourraient être dues à des interactions onde-particule.

IV.2.2. Evolution de la distribution angulaire expérimentale des électrons énergétiques.

Les figures 14, 15 et 16 nous présentent le film de la distribution angulaire des électrons entre 147 et 232 km d'altitude, chaque image étant formée des points expérimentaux recueillis dans une tranche d'altitudes de 8 km environ (correspondant exactement à 20-tours de l'engin). Les mesures sont reportées sur chaque image sous forme de nuage de points, et en plus, est superposé un histogramme obtenu en faisant la moyenne des mesures de flux dans des tranches de $2^{\circ}5$ d'angle d'attaque; on obtient ainsi simultanément de visu la moyenne et la dispersion des mesures.

Pour chaque tranche d'altitude, nous avons présenté deux images; l'une représentant des distributions angulaires obtenues grâce au compteur perpendiculaire dans la gamme d'énergie 60-100 keV l'autre représentant les distributions mesurées par le compteur haut dans la gamme 130-320 keV. Les amplitudes des flux directionnels montrées par les deux séries d'images ne sont donc pas comparables.

Nous ne pouvons pas tenter de comparer quantitativement nos résultats de mesure avec les résultats théoriques que nous citons car les conditions générales du calcul et de l'expérience diffèrent notablement :

Distribution théorique :

- énergie des électrons : 20 keV
- spectre énergétique des particules incidentes à l'altitude de 400 km : $A \exp (-E(\text{keV})/10)$

Distribution expérimentale :

- énergie des électrons : 60 à 100 keV
- le spectre énergétique des électrons observés bien que difficile à évaluer est nettement plus dur que le spectre théorique.

Nous pouvons cependant observer une évolution similaire des distributions angulaires expérimentales et théoriques en fonction de l'altitude.

La forme des distributions angulaires mesurées par le

compteur perpendiculaire à basse altitude (cf. fig.14, 15 et 16) est semblable à la forme des distributions théoriques calculées par DONAT, REME et BOSQUED (cf. fig.13), et elle suit la même évolution suivant l'altitude jusqu'à l'obtention de distributions angulaires plates au voisinage de 90° d'angle d'attaque. Nous observons également une augmentation générale des flux d'électrons en fonction de l'altitude comme peut le laisser prévoir la figure 13. Nous allons préciser cela en comparant pendant le début du vol l'évolution de la pente de la distribution angulaire expérimentale des électrons au voisinage de 90° d'angle d'attaque (fig.12a), avec l'évolution de l'amplitude des flux mesurés pour des angles d'attaque voisins de 0° et de 90° (fig.12b). Nous avons reporté sur la figure 12a la différence entre les flux mesurés au voisinage de 90° et de 80° d'angle d'attaque; la variation de cette différence, concernant les particules descendantes apparaît clairement caractéristique de l'interaction avec l'atmosphère dans la région d'Andoya combinée à celle ayant lieu dans la zone conjuguée. Cette variation s'effectue dans une gamme d'altitude comprise entre 140 et 200 km environ, soit approximativement en même temps que l'augmentation générale des flux (fig.12b). Nous allons maintenant nous intéresser aux flux détectés au-dessus de l'altitude de 240 km environ pour nous affranchir des effets de diffusion atmosphérique.

IV.3. Relations entre la distribution angulaire expérimentale des électrons énergétiques, l'amplitude des ondes TBF reçues à bord et les fluctuations magnétiques mesurées au sol.

L'évolution des flux d'électrons piégés et précipités est représentée sur les figures 17 c, d, et e; ces flux présentent d'importantes fluctuations au cours du vol et sont nettement corrélés entre eux. L'ordre de grandeur des maxima de flux piégés que nous avons mesurés est comparable (supérieur d'un facteur multiplicatif 3) aux valeurs correspondantes obtenues par MOZER et BRUSTON, 1966, pour la même gamme d'énergie et pour une valeur de L voisine.

Il ne semble pas qu'il existe de relation entre l'évolution des flux d'électrons et l'amplitude des ondes TBF détectées à bord (fig.17b) ou l'amplitude des fluctuations magnétiques mesurées au sol.

Nous avons également recherché sans succès l'existence de relations entre l'amplitude des ondes TBF détectées à bord et l'anisotropie de la distribution angulaire des électrons. Lors d'une expérience analogue, ETCHETO et al., 1971, ont observé une relation entre l'amplitude de l'émission TBF de type souffle reçue à bord de la fusée et l'anisotropie de la distribution angulaire des électrons au voisinage du cône de perte.

Nous montrons au chapitre V que la source de l'émission TBF reçue à bord est probablement située à une valeur de L différente de celle de la région de mesure, ce qui ne contredit pas l'absence de relations entre les ondes et les particules détectées à bord.

L'interprétation des fluctuations des flux d'électrons au cours du vol pose le problème délicat de déterminer si ces fluctuations sont de nature temporelle ou spatiale. Il semble qu'en l'absence d'autres mesures de phénomènes auroraux, il ne soit guère possible de résoudre le problème précédent. L'étude par MOZER, 1968, lors d'une expérience du même type, des retards que l'on devrait observer entre une fluctuation observée sur un canal de basse énergie et la même fluctuation observée sur un canal de haute énergie (si la fluctuation était temporelle) n'a pas permis de lever l'indétermination (la fluctuation est supposée simultanée pour toutes les énergies dans la région de la source).

V. MESURE DES DIRECTIONS DE NORMALE D'ONDE ET TENTATIVE DE LOCALISATION DE LA SOURCE PAR UNE METHODE DE TRACE DE RAYONS.

V. 1 . Vue d'ensemble des résultats de mesure.

V. 1.1. Analyse spectrale des signaux reçus.

Les émissions naturelles T.B.F. sont généralement classées suivant la forme de leur spectre fréquence-temps (cf; HELLIWELL, 1965) ; nous avons schématisé sur la figure 19 les spectres fréquence-temps caractérisant les deux types d'émissions, souffle et choeur de l'aube; Les émissions que nous avons détectées à bord sont de ces deux types. Le souffle présente un spectre continu dans une certaine bande de fréquence stationnaire dans le temps, alors que le choeur de l'aube consiste en une série d'émissions discrètes, de fréquence croissante et se chevauchant dans le temps.

Les spectres fréquence-temps expérimentaux correspondant aux deux séquences de forte amplitude des ondes T.B.F. reçues à bord sont reproduits sur la figure 9. L'analyseur de spectre était muni d'un C.A.G. (contrôleur automatique de gain). Les intensités relatives aux différentes fréquences peuvent être comparées entre elles à un instant donné. Par contre, pour une fréquence donnée, la réponse en intensité dépend de l'action du C.A.G. au cours du temps, celui-ci ajuste le gain en fonction de l'intensité du signal intégrée dans toute la gamme de fréquence.

La première séquence montre une émission dans la gamme de fréquence 450 - 1 000 Hz remplacée assez brusquement vers 175 s par une émission à bande de fréquence plus étroite et d'intensité plus faible. L'action du C.A.G. de l'analyseur de spectre exagère fortement l'intensité du signal après 175s comme en témoigne l'augmentation du noircissement relatif au bruit de fond. Jusqu'à ce temps de 175s, l'émission détectée est formée d'une superposition de souffle et d'éléments de choeur de l'aube ; au delà, elle est du type souffle.

Le spectre relatif à la deuxième séquence montre également une superposition de souffle et d'éléments de choeur de l'aube ; il est d'autre part beaucoup moins régulier que celui de la première séquence, en particulier sa limite vers les basses fréquences n'est pas fixe.

Il n'est pas impossible que la limite du spectre vers les basses fréquences soit introduite par le dispositif de mesure des ondes. Nous retiendrons donc seulement que la fréquence de coupure basse de l'émission observée est inférieure à 450 Hz pour la première séquence.

Nous allons examiner maintenant les résultats du calcul des directions de normale d'onde correspondant à ces deux séquences.

v. 1.2. - Directions des normales d'ondes

Une direction de l'espace dans le repère géographique ($X_g = \text{Est}$, $Y_g = \text{Nord}$, $Z_g = \text{Zénith}$) peut être représentée par un vecteur unitaire du demi-espace $Z_g \geq 0$ ou, ce qui est équivalent, par la projection de l'extrémité de vecteur sur le plan $X_g O Y_g$. C'est ainsi que nous avons reporté les résultats de mesure des directions de normales d'onde sur les figures 20 à 23, les ellipses excentrées représentant les directions formant des angles de 15° , 30° et 45° avec la direction du champ magnétique.

La vue de ces résultats impose trois constatations principales :

- Les points représentatifs des directions de normale d'onde forment deux groupes (excepté sur la fig. 20) dont le plus important est situé dans la moitié sud.
- Pour le groupe sud, les directions de normale d'onde sont nettement plus proches de celle du champ magnétique pour 700 Hz que pour 500 Hz.
- Pour la fréquence de 700 Hz et pour le groupe sud, les directions de normale d'onde sont plus proches de la verticale et pour la gamme d'altitude 240 - 315 kms que pour la gamme d'altitude 390 - 415 kms. Cette observation est en bon accord avec le phénomène de réfraction des normales d'onde dans l'ionosphère supérieure.

Nous avons également reporté sur chaque figure le spectre fréquence-temps de la séquence correspondante. Les intervalles de temps ayant conduit à des directions de normales d'onde qui appartiennent aux groupes nord et sud indiqués par des tirets respectivement au-dessus et au-dessous de l'axe des temps. Le groupe nord correspond à des mesures effectuées durant plusieurs intervalles de temps non contigus ; dans un seul cas, on peut remarquer une relation entre la direction des normales d'onde et l'aspect des spectres fréquence-temps : l'extension du spectre vers les basses fréquences qui a lieu vers 410 s (cf. fig 21) correspond à des directions de normale d'onde faisant

partie du groupe nord. Une interprétation plus poussée de ces résultats nécessite l'étude des conditions de propagation de ces ondes avant leur arrivée au point de mesure.

V. 1.3. - Problèmes posés par l'interprétation des résultats expérimentaux et historiques.

Une étude générale de la répartition des émissions de type souffle et chœur de l'aube, en particulier dans la gamme de fréquence 5 - 3 000 Hz, a été effectuée par RUSSELL et al., 1972. Cette étude met en évidence les différences entre les émissions observées à haute altitude près de l'équateur magnétique et celles observées à basse altitude. Aux hautes altitudes, le souffle est dominant à l'intérieur de la plasmapause alors qu'à l'extérieur le chœur est dominant. Aux basses altitudes on observe les deux types d'émissions mais le souffle est l'émission dominante à l'extérieur de la plasmapause. GURNETT et O'BRIEN, 1964, ont remarqué grâce aux mesures faites à bord du satellite Infan III, une grande stabilité de la fréquence centrale du chœur devant les variations du paramètre L, laissant supposer qu'une émission issue d'une même région source peut être détectée sur une grande gamme de valeurs de L. Ils ont également observé un maximum de l'amplitude du chœur pour $L = 5$ dans des conditions d'agitations magnétique analogues à la nôtre ($K_p = 5$). Plus récemment, FISZLEIDER et VIGNERON, 1972, ont observé une simultanéité entre l'apparition du chœur à Kerguelen et la présence de la plasmapause au niveau de la ligne de force passant par la station : ils attribuent à la plasmapause une influence sur les conditions de génération du chœur de l'aube.

Les observations d'émissions TBF dans la gamme de fréquence 0,3 - 100 kHz effectuées grâce au satellite OGO 1 ont montré que la limite supérieure de la plupart des émissions était proportionnelle au minimum de la gyrofréquence électronique le long de la ligne de force de mesure (cf. DUNCKEL et HELLIWELL, 1969). DUNCKEL et HELLIWELL interprètent ces résultats en supposant que la source de ces émissions était proche du plan équatorial.

En ce qui concerne notre expérience, nous avons une possibilité de préciser la localisation de la source de l'émission que nous avons détectée en suivant le trajet inverse des ondes à partir des directions de normale d'onde expérimentales, grâce à une méthode de tracé de rayons. Nous remarquons auparavant que nos mesures de direction de normale d'onde sont proches de celles observées lors d'une expérience similaire (cf. BEGHIN, 1967) ; d'autres résultats de mesure conduisent à des résultats très dif-

férents, les directions de normale d'onde formant des angles importants avec la direction du champ magnétique (cf ; BERTHOMIER, 1970). Le modèle de densités ioniques et électriques que nous utiliserons ne rendra pas compte de la présence possible de guides d'ionisation tels que ceux observés par ANGERAMI, 1970. Nous nous rappellerons donc après l'obtention des résultats du tracé de rayons que l'on peut envisager également l'hypothèse du guidage des ondes.

Enfin, nous analyserons la signification de la fréquence de coupure basse des phénomènes reçus.

L'étude des conditions de propagation des ondes dans un plasma à plusieurs composants ioniques a été effectuée par GURNETT, 1965, afin d'interpréter les mesures de sifflements protoniques. Dans un plasma à plusieurs composants ioniques, il existe plusieurs bandes de fréquence dans lesquelles le mode gauche peut se propager. En propagation parallèle au champ magnétique, chacune de ces bandes est limitée vers les hautes fréquences par la gyrofréquence d'un ion et est limitée vers les basses fréquences par une fréquence de coupure plus grande que la gyrofréquence de l'ion de masse immédiatement supérieure. Il existe également, en propagation rigoureusement parallèle pour un plasma froid et sans collisions, une fréquence pour laquelle les indices des deux modes sont égaux, ceci pour chacune des bandes d'existence du mode gauche dont nous venons de parler. Cette fréquence est connue sous le nom de "crossover" ou croisement. En propagation non rigoureusement parallèle, une onde de fréquence donnée change de polarisation lorsque la fréquence de croisement du milieu devient plus grande que celle de l'onde.

Dans l'ionosphère, une onde descendante initialement droite peut aussi devenir gauche et être réfléchiée vers l'altitude de coupure du mode gauche. La figure 30 nous montre la région d'existence du mode gauche dans un diagramme fréquence-altitude.

La fréquence de coupure basse des émissions TBF au-dessous de la gyrofréquence locale des protons a été observée par Gurnett et BURNS, 1968, et expliquée par le mécanisme décrit ci-dessus. Nous examinerons dans le paragraphe V.3. si ce même mécanisme permet d'expliquer le limite vers les basses fréquences supérieures de l'émission reçue à bord. (nous savons seulement que cette limite est égale ou inférieure à 450 Hz.)

V. 2. Tracé de rayons.

Le programme de calcul numérique dont nous nous sommes servis a été mis au point par CERISIER, ce programme permet de tracer des rayons dans un espace à trois dimensions.

V.2.1. Méthode de Haselgrove.

Lorsque les paramètres constitutifs du milieu varient peu à l'échelle de la longueur d'onde, la propagation de l'énergie des ondes TBF peut être décrite par les lois de l'optique géométrique. Cette condition est satisfaite dans la région de mesure où la longueur d'onde est de l'ordre de 2 kms. Cette valeur a été obtenue pour la fréquence de 750 Hz à l'aide de l'expression de l'indice utilisée lors du tracé de rayon (cf ; V2.2., formule 5,9). Les valeurs des densités ionique et électronique sont celles que montre la figure 24 pour une altitude de 300 kms, soit environ $5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ pour la densité électronique. Nous vérifierons la validité de cette condition au cours du tracé, notamment au voisinage de la plasmopause.

Dans un milieu inhomogène et anisotrope, ces lois peuvent être représentées par les équations de HASELGROVE, 1964, déduites du principe de FERMAT; celui-ci postule que la rayon suit le chemin optique minimum entre deux points :

$$\delta \left[\int_A^B \mu \cos \beta \, ds \right] = 0 \quad (5.1.)$$

où : μ est l'indice de phase d'onde

β est l'angle formé par la normale d'onde avec le rayon

ds est l'élément de longueur suivant le rayon.

Les équations de HASELGROVE sont issues de l'optique hamiltonienne . Il s'établit un parallèle entre les lois de l'optique géométrique et les lois de la mécanique classique, les équations de HASELGROVE et le principe de FERMAT correspondant aux équations de HAMILTON et au principe de moindre action. Nous ne donnerons pas la démonstration des équations de HASELGROVE ; cette démonstration est décrite par divers auteurs dont KELSO, 1964, ou BRANDSTATTER, 1959. Les équations de HASELGROVE s'écrivent :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{\vec{\nabla}M}{\mu} \quad (5.2)$$

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{1}{\mu^2} (\vec{p} - \mu \vec{\nabla}_p \mu)$$

où : \vec{r} est un vecteur dont l'extrémité décrit la trajectoire du rayon.
 \vec{p} est un vecteur de module μ et porté par la normale d'onde.
 $\vec{\nabla}_p$ est l'opérateur gradient suivant le vecteur \vec{p} .

Le calcul des termes de droite est décrit en détail par CERISIER, 1967, et 1969. Ce calcul fait intervenir des modèles de description physique du milieu, soit d'une part une expression de l'indice de phase en fonction de l'angle α formé par la normale avec le champ magnétique \vec{H} et des paramètres constitutifs du milieu, et d'autre part des modèles décrivant la variation dans l'espace de ces paramètres. Nous exposons maintenant brièvement le principe du calcul.

Calcul de $\vec{\nabla}_p \mu$. Supposons que μ est fonction de paramètres $P_1, P_2, \dots, P_i, \dots, P_n$

le gradient de μ est : $\vec{\nabla}_p \mu = \sum_i \frac{\partial \mu}{\partial p_i} \cdot \vec{\nabla}_{p_i}$ (5.3.)

- Les termes $\frac{\partial \mu}{\partial p_i}$ seront déduits de l'expression de l'indice utilisée.

- Les termes $\vec{\nabla}_{p_i}$ seront fournis par les modèles de champ magnétique, de densités électronique et ionique , etc...

Calcul de $\vec{\nabla}_p \mu$. On peut écrire chaque composante sous la forme :

$$\frac{\partial \mu}{\partial p_i} = \frac{1}{2\mu} \cdot \frac{\partial [\mu^2]}{\partial (\cos \alpha)} \cdot \frac{\partial (\cos \alpha)}{\partial p_i} \quad (5.4.)$$

$\frac{\partial [\mu^2]}{\partial (\cos \alpha)}$ est déduit de l'expression de l'indice utilisée.

L'angle α est donné par :

$$\cos \alpha = \frac{\sum_j P_j H_j}{|\vec{P}| \cdot |\vec{H}|} \quad (5.5)$$

il vient :

$$\frac{\partial(\cos \alpha)}{\partial P_i} = \frac{\mu H_i - P_i H \cos \alpha}{\mu^2 H} \quad (5.6)$$

Avant de passer à la description des différents modèles physiques examinons la méthode de résolution numérique du système d'équations différentielles couplées que constitue (5.2). Le calcul est effectué en coordonnées sphériques géocentriques (géographiques). La méthode d'intégration numérique est du type Runge-Kutta pour les quatre premiers pas d'intégration puis du type prédiction-corrrection pour les pas suivants. En cas de variation importante des différents gradients, le pas peut être modifié, moyennant un nouvel appel à la méthode de Runge-Kutta. (cf ; Mc CRACKEN et DORN, 1964). A chaque pas d'intégration, μ et ρ sont calculés séparément et peuvent être un peu différents : les valeurs de ρ_i sont corrigées par la méthode de YARROFF, 1961.

$$\rho_i \text{ corrigé} = \rho_i \frac{\mu}{\rho} \quad (5.7)$$

V.2.2. Expression de l'indice de phase de l'onde.

Nous utiliserons un modèle de magnétoplasma froid, à plusieurs composants ioniques ; nous utilisons les notations de GURNETT, SHAWHAN BRICE et SMITH.

L'indice de réfraction du milieu est donné par une équation bicarrée (cf ; Gurnett, 1965 et Stix, 1962).

$$A \mu^4 - B \mu^2 + RLP = 0 \quad (5.8.)$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad A &= S \sin^2 \alpha + P \cos^2 \alpha \\ B &= RL \sin^2 \alpha + PS (1 + \cos^2 \alpha) \\ R &= 1 - \sum_k \frac{X_k}{1 + Y_k E_k - i Z_k} \\ L &= 1 - \sum_k \frac{X_k}{1 + Y_k E_k - i Z_k} \end{aligned}$$

$$P = 1 - \sum_k \frac{X_k}{1 - iZ_k}$$

$$S = \frac{1}{2} (R+L)$$

$$D = \frac{1}{2} (R-L)$$

$$X_k = \frac{n_k e^2}{\epsilon_k m_k \omega^2}$$

$$Y_k = \frac{|e B|}{m_k \omega}$$

$$Z_k = \frac{\nu_k}{\omega}$$

- n_k est la densité des particules chargées de l'espèce K.
- m_k est leur masse.
- ν_k est leur fréquence de collision avec les autres particules, les collisions ion-ion étant dominantes (cf ; JONES, 1969).
- ϵ_k est le signe de leur charge.
- B est l'induction magnétique.
- e est la charge de l'électron.
- ϵ_0 est la permittivité du vide.

Pour le tracé de rayons, les collisions seront supposées nulles ; d'autre part, nous ne tracerons de rayons que pour le mode droit, en arrêtant le calcul lorsque la fréquence de l'onde devient supérieure à la fréquence de croisement. Dans ces conditions, l'indice de réfraction de l'onde s'écrit :

$$\mu^2 = \frac{B - \sqrt{B^2 - 4ARLP}}{2A} \quad (5.9)$$

V.2.3. Modèles de densité et de champ magnétique.

Modèle de champ magnétique . Le vecteur champ magnétique et son gradient sont données par un modèle utilisant un développement en harmoniques sphériques (cf ; CAIN et al., 1967). Un autre modèle, plus simple, de type dipôle excentré sera utilisé à la seule fin de définir la position et la forme de la plasmopause (cf ; Appendice A.).

Modèles de densités ionique et électronique. Ne disposant d'aucune mesure de densité durant l'expérience, le modèle que nous avons construit, tente de décrire les profils de densité caractéristiques des observations courantes. Nous accorderons de l'importance à la composition ionique du milieu vu la gamme de fréquence qui nous intéresse ; nous tiendrons également compte des différences entre les profils de densités ioniques des régions polaires et de basse latitude. La jonction entre ces deux types de profils sera effectuée par interpolation le long d'une coquille magnétique représentant ainsi la plasmapause.

Les résultats des mesures effectuées à l'aide du satellite Alouette 1 ont montré un changement important des profils de densités électroniques vers 60° de latitude magnétique (cf ; THOMAS et al. 1965). Les études de composition ionique effectuées en satellite ont montré une chute brusque de la proportion d'ions légers aux latitudes supérieures à 60° et pour une altitude de l'ordre de 1000 kms. Plusieurs expériences ont mis en évidence ce résultat : la mesure des sifflements ioniques (H^+ et He^+) par les satellites Alouette 1 et 2 (cf ; BARRINGTON et Mc EWEN, 1966) et par le satellite INJUN III (cf ; SHAWHANN et GURNETT, 1966), les mesures de composition ionique par le satellite OGO 2 (cf ; TAYLOR et al. 1969). Dans les régions polaires, l'ion dominant est O^+ jusqu'à des latitudes de plusieurs milliers de kilomètres.

Nous utiliserons pour les basses latitudes un modèle basé sur l'équilibre diffusif des ions dont la théorie est faite par ANGERAMI et THOMAS, 1964 ; ce modèle utilisé par CERISIER, 1968, est décrit dans l'appendice B. Il est complété à basse altitude par un modèle parabolique. Les profils de densités électronique et ionique correspondants sont représentés sur la figure 23.

Dans les régions polaires, pour des latitudes magnétiques supérieures à 60° , le modèle d'équilibre diffusif doit être modifié à cause de deux effets principaux : l'augmentation du libre parcours moyen relatif aux collisions coulombiennes et le phénomène de transport du plasma connu sous le nom de vent polaire qui chasse vers le haut les ions légers (cf ; BAUER, 1969). Nous avons construit, en nous inspirant des modèles théoriques de HOLZER, 1969 et BANKS, 1969, un modèle semi-empirique de densités ioniques et électronique. Ce modèle est décrit dans l'appendice C. ; les profils correspondants sont représentés sur la figure 24.

La jonction entre les deux types de profils se fera par interpolation, perpendiculairement aux coquilles du champ magnétique dans une région comprise entre ces deux coquilles. L'interpolation portera uniquement sur les valeurs des densités ioniques et électroniques ; les gradients qui sont calculés de façon analytique pour les deux types de profils seront calculés de façon purement numérique dans la zone de transition. Les coquilles magnétiques seront définies par un modèle de champ magnétique du type dipole excentré décrit dans l'appendice A.

La position de la plasmopause et la forme des gradients de densité à son voisinage peuvent varier considérablement ; la plasmopause a été observée à des valeurs de L aussi différentes que 2 (cf ; CARPENTIER, 1966, et CORCUFF et DELAROCHE, 1964) et 8 (cf ; TAYLOR et al. 1967). Les résultats de mesure d'OGO 5 montrent l'ampleur des variations de la concentration en protons en fonction du paramètre L et de l'agitation magnétique représentée par l'index Kp (cf ; CHAPPELL et al. 1970 et HARRIS et al. 1970). La plasmosphère est comprimée lors des périodes de forte activité magnétique et son extension dépend également de l'heure locale : dans des conditions analogues d'heure et d'agitation magnétique (et correspondant à l'époque de notre expérience) TAYLOR et al. 1968 ont observé grâce aux résultats d'OGO 3, la plasmopause entre $L = 4,5$ et $L = 4,7$; cette valeur est relativement élevée, nous adopterons la valeur $L = 4,5$, définissant notre zone de transition par $L = 4,5 \pm 0,25$. Nous utiliserons également la valeur $L = 3,5$ afin de vérifier l'influence du modèle sur nos résultats.

La comparaison des modèles de densités électroniques et ioniques montre que le modèle est assez satisfaisant dans la zone de jonction à une altitude supérieure à 2 500 kms mais par contre incapable de représenter la région du creux ionosphérique. Le modèle global répond à nos principaux besoins :

- représenter la composition ionique et le profil de densité électronique polaires
- représenter (au-dessous de 2 500 kms) les gradients de densité et le changement de composition ionique au niveau de la plasmopause
- permettre de continuer le tracé si la plasmopause est traversée.

V.2.4. Résultats du tracé de rayons.

Nous avons effectué une série de tracés de rayons vers le haut, pour la fréquence 750 Hz (légèrement supérieure à la gyrofréquence locale des protons), en prenant diverses directions de normale d'onde initiales.

Ces directions sont reportées sur la figure 26.

La figure 25 montre les trois types de trajectoire obtenues. (on a reporté en fait sur cette figure la projection des trajectoires sur le plan méridien en ne choisissant que des trajectoires très proches de celui-ci). Un premier type de trajectoire revient vers la terre après un trajet relativement court, ce type de trajectoire correspond aux directions initiales repérées par des points noirs sur la figure 26. Un deuxième type de trajectoire traverse la plasmopause et aboutit à l'équateur avec un paramètre L voisin de 2,5 ; ce deuxième type est repéré par le symbole 0 sur la figure 26 (le tracé du rayon a été arrêté arbitrairement à l'équateur en l'absence d'hypothèse sur la localisation de la source). Enfin, les trajectoires du dernier type accèdent à des altitudes élevées sans atteindre la plasmopause ; elles sont représentées par des flèches sur la figure 26.

Ces résultats s'expliquent assez bien par la forme des surfaces d'indice dans les régions traversées. Au départ, dans la région de mesure de l'angle (R,B) formé par le rayon avec le champ magnétique reste faible, sauf si l'angle (K,B) formé par la normale avec le champ magnétique devient voisin de 90° . C'est ce que montre la courbe A sur la figure 28 : (R,B) reste inférieur à 22° tant que (K,B) reste inférieur à 89° . Lorsque les angles (K,V) , formé par la normale avec les gradients de densité et (K,B) sont importants au départ, l'angle (K,B) atteint rapidement 90° sous l'effet dominant des gradients de densité. La trajectoire présente alors un coude brusque dont l'angle peut être évalué à l'aide d'une courbe semblable à la courbe A (fig.28) correspondant aux conditions de la région du coude. Tant que la composition ionique ne change pas notablement (le paramètre représentatif étant la masse moyenne des ions), les courbes reliant (K,B) et (R,B) varient peu et le coude de la trajectoire forme un angle de 40° environ. Pour les rayons du type 2, lorsque le rayon pénètre dans la plamasphère (de même qu'à haute altitude), la forme de la surface des indices change, conduisant à la courbe B (fig.28). Cela permet aux rayons de couper les lignes de force magnétiques sous un angle beaucoup plus fort sans subir de déviation analogue aux rayons de type 1. Un tracé de rayons dans un modèle analogue comprenant également une description de la plasmopause a été effectué pour une fréquence de 600 Hz par MUZZIO et ANGERAMI, 1972. Nous reproduisons sur la figure 29, les trajectoires obtenues. Les rayons sont tracés à partir du plan équatorial à $L = 3$ et pour différents angles de normales d'onde initiales. La trajectoire correspondant à un angle (K,B) initial de 55° est semblable à nos trajectoires de type 2 (l'angle K,B à l'équateur est dans notre cas de l'ordre de 35° pour une valeur de L voisine de 2,5). La plasmopause semble jouer pour ces rayons le rôle d'un dioptre convergent.

Les points représentatifs des trajectoires de type 2 délimitent assez bien sur la figure 26 le groupe sud des points expérimentaux des figures 21 et 23. Par contre, le groupe nord correspond à des trajectoires déviées ; il s'agit peut-être de rayons ascendants, bien que le traçage de rayons dans ce cas ne semble pas le prouver : notre modèle représente assez mal les conditions de la basse ionosphère. Comme les ondes relatives au groupe nord ne se distinguent pas par un spectre en fréquence particulier, on peut supposer que ces ondes viennent de la même source mais ont été réfléchies sur la terre à une latitude plus basse que la latitude du lieu de mesure.

Nous avons changé quelque peu les paramètres définissant nos modèles de densités électroniques et ioniques. Les résultats du tracé de rayons lorsqu'on place la plasmopause à $L = 3,5$ sont représentés sur la figure 27. La zone d'accessibilité à la plasmopause se trouve réduite mais sans que cela infirme la **coïncidence** avec les résultats de mesure compte tenu de la précision de ceux-ci.

On peut noter la dissymétrie des directions de normale d'onde par rapport au plan méridien, tant pour les résultats de mesure que pour les résultats du tracé de rayons relatif aux ondes venant de la plasmopause.

La réduction d'un facteur 2 de la densité électronique polaire (qui est beaucoup trop forte à basse altitude) a modifié assez peu le tracé de rayons : pour un rayon coupant la plasmopause au voisinage de 6 000 kms d'altitude, l'altitude de cette intersection est modifiée de 200 kms environ.

V.2.5. Discussion des résultats.

Notre méthode de mesure des directions de normale d'onde a pour principal défaut de ne pas être valable pour les directions voisines de l'axe de rotation de l'engin. Ces directions correspondent, d'après les résultats de notre tracé de rayons, à des trajectoires externes à la plasmosphère. Intéressons nous seulement à la partie de l'émission pour laquelle nous disposons de mesures de normale d'onde : pour ces ondes, la possibilité de génération à l'équateur et hors de la plasmopause impliquerait une propagation guidée. Il semble bien que la répartition des directions de normale d'onde expérimentales du groupe sud soit caractéristique de la plasmopause. Il est probable que l'émission ayant fourni ces résultats soit du type soufflé, étant donné la régularité de la modulation par la rotation de l'engin. Ceci est en bon accord avec les résultats de tracé de rayon de MUZZIO et

ANGERAMI, 1972. Le souffle que nous avons observé serait issu de la plasmasphère où ce type d'émission est couramment observé.

Il n'est pas sur que la méthode employée puisse permettre de mesurer les normales d'onde pour une émission de type choeur de l'aube, en particulier si la durée des éléments du choeur dans une bande de fréquence de 200 Hz environ est inférieure à la période de rotation de la fusée.

En définitive, nous montrons qu'une partie des ondes détectées à bord provient de la plasmopause; pour l'autre partie, la méthode utilisée ne permet pas de mesurer les normales d'onde et il ne nous est pas possible de préciser la localisation de la source.

V.3. Etude de la limite du spectre vers les basses fréquences ; propagation dans la région du croisement.

V.3.1. Discussion théorique.

Le phénomène de croisement a fait l'objet de diverses études en vue d'interpréter les observations de sifflements ioniques. Une première approche consiste à suivre continûment la déformation de la surface des indices lorsque l'altitude varie.

Dans un magnétoplasma froid, sans collision, le passage à l'altitude de croisement s'accompagne d'un changement de polarisation de l'onde, excepté lorsque l'angle α est rigoureusement nul (cf ; GURNETT 1965). Excepté donc si α est nul, une onde descendante droite deviendrait gauche après son passage à l'altitude de croisement et ne pourrait franchir l'altitude de coupure du mode gauche (cf ; Fig. 30). Les observations d'ondes à basse altitude montrent que ce n'est pas toujours le cas.

L'introduction de collisions sous la forme du terme ZK (cf.2.2.) fait apparaître une possibilité de passage des ondes descendantes droites lorsque α est inférieur à un certain angle critique α_c à l'altitude de croisement. Ceci est schématisé sur la figure 30. La théorie en est faite par JONES, 1968 : l'indice de réfraction est toujours donné par (5.8.). L'équation de polarisation s'écrit :

$$p^2 + 2ip \frac{\sin^2 \alpha}{G \cos \alpha} + 1 = 0 \quad (5.10)$$

$$\text{avec } G = \frac{p(L-R)}{RL - PS}$$

Le croisement a lieu lorsque l'équation (5.10) admet une racine double, c'est

à dire lorsque :

$$G = \pm i \sin^2 \alpha \quad (5.11)$$

La partie réelle de cette équation définit l'altitude du croisement ; celle-ci étant connue, la partie imaginaire fournit l'angle critique α_c pour lequel les surfaces des indices des deux modes se touchent. La figure 31 a et b, montre que la coupe des surfaces des indices à l'altitude du croisement pour 650 et 450 Hz dans notre modèle de densités ioniques polaires et en utilisant les fréquences de collisions ioniques données par KIKUCHI, 1969. L'angle α_c est petit pour les basses fréquences, or les diverses observations montrent que les ondes de polarisation droites peuvent franchir l'altitude de croisement même avec des angles de normale d'onde plus grands que α_c . Il doit donc exister une autre possibilité que nous allons commenter maintenant.

A l'altitude du croisement, la polarisation des deux modes est rectiligne lorsque α est supérieur à α_c , ce que montre la figure 32 (JONES, 1968). Le gradient de polarisation est important et on ne peut alors considérer que les deux modes sont indépendants : leur propagation est régie par un système d'équations différentielles couplées (cf ; BUDDEN, 1961 et CLEMMOW et HEADING, 1954). La résolution d'un tel système est très compliquée dans le cas d'une incidence quelconque. Nous nous contenterons d'une description qualitative du phénomène de couplage.

Essayons d'évaluer l'épaisseur de la tranche d'altitude dans laquelle le couplage est important : nous remarquons que les ondes de polarisation circulaire ne sont pas couplées. Nous supposons quelque peu arbitrairement que le couplage est fort lorsque la partie réelle de la polarisation est plus grande que sa partie imaginaire. Pour un angle α de 45° et pour une fréquence de 450 Hz, nous avons obtenu une hauteur de 150 m. Cette distance est faible devant la longueur d'onde qui est de 2 kms (une remarque semblable a été faite par RODRIGUEZ et GURNETT, 1971) ; nous pouvons alors considérer la région de croisement comme un dioptre séparant deux milieux homogènes.

Plaçons nous dans le cas simple pour lequel le champ magnétique est vertical. Les ondes doivent satisfaire aux équations de continuité qui conduisent à la loi Descartes. Soient alors φ_1 l'angle d'incidence du mode droit au-dessus de l'altitude du croisement et φ_2 l'angle d'émergence du mode droit au-dessous de cette altitude. L'application de la loi de Descartes donne, en négligeant les collisions (cf ; fig.31.c) :

$$\sin \varphi_1 \simeq \tan \varphi_2 \quad (5.12)$$

On en déduit que les normales d'ondes transmises sur le mode droit ne peuvent avoir leur direction hors d'un cône de 45° centré sur le champ magnétique.

Dans le cas général, les directions limites peuvent être déduites à l'aide de la construction de Pöeverlein qui est l'expression géométrique de la loi de Descartes (cf ; par exemple KELSO, 1964). Les angles θ_1 et θ_2 sont alors les angles formés par les vecteurs d'onde et la surface d'indice constant. La construction géométrique est représentée sur la figure (31.C)

Ceci détermine donc approximativement la direction des normales transmises par couplage entre modes mais en aucune façon la répartition de l'énergie entre les deux modes transmis. Le couplage sera d'autant plus fort que les racines de l'équation de polarisation seront proches ; il sera donc faible pour les grands angles d'incidence et l'énergie transmise pourra éventuellement être inférieure à notre seuil de détection.

V.3.2. Etude de la limite du spectre des ondes reçues vers les basses fréquences.

Nous avons déduit de la direction moyenne des normales d'onde pour 500 Hz la direction correspondante à l'altitude de croisement par traçage de rayons inverse. Nous en avons fait de même pour des fréquences de 300 à 450 Hz que nous n'avons pas détectées en prenant la même direction initiale. Ceci est reporté sur la figure 33 (courbe en trait plein) ainsi que la courbe représentant les angles critiques (courbe en pointillé). La fréquence de coupure devrait être 650 Hz ; il faudrait d'autre part mille fois plus de collisions pour aboutir à la fréquence de coupure réellement observée. L'angle de 50° correspondant à celle-ci correspond donc à peu près à la limite du cône d'illumination donnée approximativement par l'équation 5.12. Il est cependant peu probable en raison de la répartition de l'énergie entre les deux modes, que l'on puisse effectivement observer des directions de normales d'onde voisines du bord du cône au-dessous de l'altitude de croisement. WANG, 1971 estime, grâce à un calcul basé sur les multiples transmissions et réflexions dans un milieu stratifié, que l'effet de couplage peut être négligé pour les grands angles ($\alpha \gg 30^\circ$).

L'extension du spectre jusqu'à une fréquence inférieure à 450 Hz doit donc s'expliquer par le phénomène de couplage entre modes au voisinage du croisement plutôt que par le phénomène de propagation sans couplage lorsque α est inférieur à α_c au voisinage du croisement.

V. CONCLUSION

Cette expérience en fusée, qui s'inscrit dans le cadre des études d'interactions onde-particule dans la magnétosphère, a montré l'absence de relations entre les particules et les ondes TBF de type souffle et choeur de l'aube détectées simultanément à bord.

Le principal résultat de l'expérience TBF a été de nous conduire à attribuer à la plasmasphère la provenance de l'émission reçue. La mesure des directions de normale d'onde nous a permis, grâce à un tracé de rayons dans un modèle de densité ionique approprié aux régions traversées de reconstituer approximativement le parcours des ondes en remontant vers la source. Les directions expérimentales de normale d'onde étaient réparties dans l'espace en deux faisceaux, dont un rassemblant la majorité des mesures. Le faisceau principal coïncide sensiblement avec le faisceau de normale d'onde initiale pouvant conduire par tracé de rayons à la plasmopause. Le faisceau secondaire peut être expliqué par la réflexion d'ondes similaires sur la terre à une latitude légèrement inférieure au point de mesure. L'émission correspondant à nos mesures de direction de normale d'onde est vraisemblablement de type souffle. Nos résultats sont en accord avec ceux de MUZZIO et ANGERAMI, 1972, qui montrent par une méthode de tracé de rayons que le souffle observé en dehors de la plasmopause à basse altitude peut provenir de celle-ci.

Enfin, l'étude de conditions de propagation au voisinage de l'altitude de croisement, entreprise afin d'interpréter la limite inférieure du spectre en fréquence des ondes TBF reçues à bord montre qu'il est nécessaire de faire intervenir le phénomène de couplage de modes.

TABLEAU I

Caractéristiques des voies des compteurs d'électrons

Compteur	Voie	Gamme d'énergie (KeV)	Durée des impulsions $10^{-6}S$	Remarques
Electrons perpendi- culaires	1	10-34	5,0	Mesures perturbées par interaction entre voies: non traité
	2	34-60	4,7	
	3	60-100	8,4	Traité
	4	100-170	5,5	
	5	170-265	5,0	
	6	> 265	6,3	(voie commutée) non traité
Electrons hauts	1	52-130	5,4	mesures perturbées par interaction entre voies : non traitée
	2	130-320	5,6	traité
	3	> 320	7,2	(voie commutée) non traité

TABLEAU II

Perturbation des mesures des compteurs d'électrons par interaction
entre voies - résultat du calcul d'erreur sur un exemple numérique
(flux maxima) *

Compteur	Voie	Débit d'impul- sion, Sortie(Ni) S ⁻¹	Débit d'impul- sions dans la gamme d'énergie à l'entrée (ni) S ⁻¹	Erreur	traitement
Electrons perpendicu- laire	1	14 000	18 470	24 %	NON
	2	11 100	12 672	13 %	non
	3	7 000	7 408	5,5 %	oui
	4	3 000	3 032	1 %	oui
	5	1 000	1 000	0 %	possible mais non traité
Electrons haut	1	40 000	54 127	26 %	non
	2	18 000	19 231	6,4 %	oui
	3	5 000	5 000	0 %	non: voie commutée

* Il n'a été tenu compte pour cette estimation que du phénomène d'arrêt du comptage pendant la durée d'une impulsion.

APPENDICE A

Modèle du champ magnétique terrestre "dipole excentré"

Nous nous intéressons principalement au calcul de la transformation de coordonnées permettant de passer du repère géomagnétique au repère géographique, le champ du dipole étant donné par :

$$\vec{B} = \frac{1}{r^3} \left[3 (\vec{k}_0 \cdot \vec{u}_r) \vec{u}_r - \vec{k}_0 \right] \quad (A.1)$$

où :

\vec{k}_0 est le moment magnétique du dipole
 r et \vec{u}_r représentent la distance et la direction par rapport au dipole.

La position et la direction du dipole sont déterminés par EVANS et al. 1969, grâce à une méthode du type moindres carrés en plusieurs étapes, le champ magnétique de référence étant déduit d'un modèle utilisant un développement en harmoniques sphériques entre 1 et 10 rayons terrestres. Ces étapes sont :

- détermination du meilleur axe du dipole, ce qui fournit :
 - les cosinus directeurs de cet axe
 - les coordonnées de son intersection avec le plan équatorial
- détermination du meilleur plan équatorial géomagnétique, ce qui donne un plan formant un angle de $0,2^\circ$ avec l'axe du dipole précédemment défini; on retient alors l'intersection de ce plan avec l'axe du dipole comme origine.

- le méridien origine est ensuite défini (cela ne présente pas l'intérêt dans notre cas) : EVANS et al. donnent la longitude de son intersection avec l'équateur géographique.

Nous avons calculé grâce aux paramètres fournis par EVANS et al. la transformation de coordonnées recherchée.

Soient respectivement $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ et $\vec{i}', \vec{j}', \vec{k}'$ les vecteurs unitaires des repères OXYZ (géographique : X = méridien 0, y = méridien 90° E, Z = Nord) et O'X'Y'Z' (géomagnétique : définition semblable); la transformation liant les vecteurs $\vec{V}' = \vec{O'P}$ et $\vec{V} = \vec{OP}$ quel que soit le point P s'écrit :

$$\vec{V}' = \vec{M} (\vec{V} - \vec{T}) \quad (A.2)$$

$$\text{avec } T = \begin{bmatrix} x_{o'} \\ y_{o'} \\ z_{o'} \end{bmatrix} \quad (\text{coordonnées du dipole}) \quad (A.3)$$

$$\text{et } M = \begin{bmatrix} i'_x & i'_y & i'_z \\ j'_x & j'_y & j'_z \\ k'_x & k'_y & k'_z \end{bmatrix} \quad (A.4)$$

La transformation inverse est :

$$\vec{V} = M^t (\vec{V}' - \vec{T}') \quad (A.5)$$

Les valeurs numériques trouvées sont, en rayons terrestres pour \vec{T} et \vec{T}'

$$\vec{T} = \begin{bmatrix} -0,063610 \\ 0,031759 \\ 0,019149 \end{bmatrix} \quad (A.6)$$

$$\vec{T}' = \begin{bmatrix} 0,054661 \\ 0,048605 \\ -0,0084417 \end{bmatrix} \quad (A.7)$$

$$\begin{aligned} M_{11} &= i'_x = 0,3406241111 \\ M_{12} &= i'_y = -0,9189038812 \\ M_{13} &= i'_z = -0,1989745514 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} M_{21} &= j'_x = 0,09376525658 \\ M_{22} &= j'_y = 0,3475739719 \\ M_{23} &= j'_z = 0,0 \end{aligned} \quad (A.8)$$

$$\begin{aligned} M_{31} &= k'_x = 0,0691583751 \\ M_{32} &= k'_y = -0,1865689986 \\ M_{33} &= k'_z = 0,9800046571 \end{aligned}$$

La précision donnée n'a pour intérêt que de permettre de mieux normaliser la matrice en vue des calculs à effectuer sur ordinateur. Ces résultats sont obtenus pour l'année 1969,75; nous négligeons la variation du champ magnétique entre cette date et celle du tir (le but de ce modèle est uniquement de délimiter la plasmopause).

APPENDICE B

Modèle de densités ioniques et électronique pour les basses latitudes

Ce modèle est celui décrit par CERISIER, 1970; il est basé sur l'équilibre diffusif des différents ions dont la théorie est faite par ANGERAMI et THOMAS, 1964.

On suppose connues au niveau de référence r_0 (r_0 est la distance de ce niveau au centre de la terre) les proportions des différents ions α_{i0} et la densité électronique n_{e0} . On définit l'altitude géopotentielle par :

$$z = \frac{r}{r_0} (r - r_0) R_t \quad (B.1)$$

où r est la distance au centre de la terre et R_t le rayon terrestre. Les densités ioniques et électronique sont données par :

$$\begin{cases} n_i(z) = n_{e0} \alpha_{i0} Q^{-1/2} \exp(-z/H_i) \\ n_e(z) = n_{e0} Q^{1/2} \end{cases} \quad (B.2)$$

avec :

$$Q = \sum_i \alpha_{i0} \exp\left(-\frac{z}{H_i}\right) \quad (B.3)$$

$$H_i = \frac{kT}{m_i g_0} \quad (B.4)$$

où :

g_0 est l'accélération de la pesanteur au niveau r_0

T la température supposée uniforme

k la constante de Boltzmann

m_i la masse de l'ion i

Les valeurs numériques utilisées sont :

$$R_t = 6,371 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$T = 1000^\circ \text{K}$$

$$r_0 = 1,0628$$

$$\alpha_{10} (\text{O}^+) = 0,9750$$

$$\alpha_{20} (\text{Ne}^+) = 0,0225$$

$$\alpha_{30} (\text{H}^+) = 0,0025$$

$$n_{e0} = 2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$$

Nous avons complété ce modèle à basse altitude par le modèle parabolique :

$$n_e = n_m \left(1 - \frac{\xi^2}{4}\right) \quad (\text{B.6})$$

avec $\xi = \frac{h-h_m}{h_p}$

$$h = (r-1) R_t$$

les valeurs numériques utilisées sont :

$$h_p = 61,3 \text{ km}$$

$$h_m = 349 \text{ km}$$

$$n_m = 2,414 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$$

On conserve à basse altitude la loi de l'équilibre diffusif pour les ions H^+ et He^+ ; la loi de distribution des ions O^+ est déduite de la condition de neutralité du plasma.

APPENDICE C

Modèle de densités ioniques et électronique pour les hautes latitudes.

Nous basons notre modèle sur la distribution ionique donnée par BAUER, 1969 :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{z}{H_i}\right) \left(1 - \left(1 - \frac{B}{B_0}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{zB}{H_i(B_0 - B)}\right)\right) \quad (C.1)$$

où z et H_i ont la même signification que dans l'appendice B

Nous construisons un modèle indépendant de la latitude : pour cela, nous remplacerons $\frac{B}{B_0}$ par $\left(\frac{r_0}{r}\right)^3$.

En posant $\eta = \frac{r}{r_0}$, les densités ioniques deviennent :

$$n_i = n_{i0} \exp\left(\frac{r_0(\eta^{-1} - 1)}{H_i}\right) \cdot \left(1 - \left(1 - \eta^{-3}\right)^{1/2} \cdot \exp\left(\frac{r_0(\eta^{-1} - 1)}{H_i(\eta^3 - 1)}\right)\right)$$

Chaque profil de densité ionique est complété à basse altitude par le modèle parabolique :

$$n_i = n_{im} \left(1 - \frac{\xi_i^2}{4}\right)$$

avec $\xi_i = \frac{h - h_{im}}{h_{ip}} \quad (C.4.)$

Les valeurs numériques utilisées sont les suivantes.

Nous avons pris modèle sur les profils théoriques de BANKS, 1969)

		H ⁺	He ⁺	O ⁺
haute latitude	n _{i0} (m ⁻³)	0,528.10 ⁸	0,855.10 ¹⁰	0,375.10 ¹²
	r ₀ (km)	430 km	430km	430km
	H _i (km)	728 km	851 km	330 km
altitude de transition		607 km	970 km	435 km

		H ⁺	He ⁺	O ⁺
basse latitude	n _{im} (m ⁻³)	0,425.10 ⁸	0,5.10 ¹⁰	0,5.10 ¹²
	h _{im}	555km	777 km	200 km
	h _{ip}	140 km	315 km	230 km

La densité électronique est déduite de la condition de neutralité du plasma.

BIBLIOGRAPHIE

- ANGERAMI, J.J. , whistler duct properties deduced from VLF observations made with the OGO 3 satellite near the magnetic equator, J. Geophys. Res., 75, 6115, 1970.
- ANGERAMI, J.J., et J.O. THOMAS, Studies of planetary atmospheres, I. The distribution of electrons and ions in the earth's exosphere, J. Geophys. Res., 69, 4537, 1964.
- BANKS, P. M., Plasma transport in the topside polar ionosphere, dans "The polar ionosphere and magnetospheric processes", édité par G. Skovli, Gordon et Breach, New York , 1969.
- BAUER, S.J. , Temperature and composition studies in the polar ionosphere, dans "The polar ionosphere and magnetospheric processes", édité par G. Skovli, Gordon et Breach, New York , 1969.
- BRANDSTATTER, J.J., The theory of propagation of rays in an inhomogeneous and anisotropic medium, Stanford. Res. Inst. SRI Project 2241, Final letter report, Part 1, December 1959.
- BEGHIN, C. , Observations à bord d'une fusée de bruits T.B.F. naturels au cours d'une aurore, Ann. Géophys. , 23, 2, 275, 1967.
- BERGERON, L., Restitution d'attitude avec un seul magnétomètre transverse, Rapport CNES LB/MMR/8.417/MT, 1968.
- BERTHOMIER, C., Temps de groupe et direction de la normale d'onde de signaux TBF. du type chœur de l'aube enregistrés au cours de l'expérience FU 171, thèse 3ème cycle, Paris 1970.
- BUDDEN, K.G. , Radio waves in the ionosphere, Cambridge Univ. Press, 1961.
- CAIN, J.C. , S.J. HENDRICKS, R.A. LANGEL, et W.V. HUDSON, A proposed model for the international geomagnetic reference field - 1965, J. Geomag. and Geoelect., 19, 4, 335, 1967.

- CARPENTER, D.L. , whistler studies of the plasmopause in the magnetosphere, 1, Temporal variation in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee, J. Geophys. Res., 71, 693, 1966.
- CERISIER, J.C., Accessibilité par propagation aux résonances très basse fréquence dans l'ionosphère, Ann. Géophys., 23, 2, 249, 1967.
- CERISIER, J.C. Propagation perpendiculaire au voisinage de la fréquence de la résonance hybride basse, dans "Plasma waves in space and laboratory", tome 2, p. 487, Edinburgh Univ. Press, 1969.
- CHAPPELL, C.R. , K.K. HARRIS, et G.W. SHARP, A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmopause as measured by OGO 5, J. Geophys. Res., 75, 50, 1970.
- CLEMMOW, P.C., et J. HEADING, Coupled forms of the differential equations governing radio propagation in the ionosphere, Proc. Camb. phil. Soc., 50, 2, 319, 1954.
- CORCUFF, Y., et M. DELAROCHE, The increase in the ionisation gradient in the near magnetosphere during periods of intense magnetic activity, Compt. Rend., 258, 650, 1964.
- DELCROIX, J.L., Physique des plasmas, tome 1, Dunod, Paris, 1963.
- DONAT, H., H. REME, et J.M. BOSQUED, Interaction des électrons avec l'atmosphère ; application au cas d'une aurore diffuse, Ann. Géophys., 27, 1, 1, 1971.
- ETCHETO, J., R. GENDRIN, et D. LEMAIRE, Experimental study of electrons pitch angle diffusion in the presence of V.L.F. modulated hiss, dans "Wave-particle interactions in the magnetosphere", Proc. ESRO-GRI SP-72, 1971.
- EVANS, J.E. , L.L. NEWKIRK, et B.M. Mc CORMAC, North polar, south polar, world maps and tables of invariant magnetic Coordinates for six altitudes : 0, 100, 300, 600, 1 000, and 3 000 kms, Rapport NASA 2347, Lockheed Palo Alto Research Laboratory, 1969.

- FISZLEIBER, F., et J. VIGNERON, Conditions d'apparition du choeur en fonction de l'activité magnétique et de la position de la plasmopause, Ann. Géophys, 1972 à paraître.
- GURNETT, D.A. , Ion cyclotron whistlers, Ph.D. Thesis, U. of Iowa 65-2, 1965.
- GURNETT, D.A., et B. BURNS, The low frequency cutoff of ELF emissions, J. Geophys. Res., 73, 7437, 1968.
- GURNETT, D.A., et B.J. O'BRIEN, High-latitude geophysical studies with satellite Injun 3, 5, Very-low-frequency electromagnetic radiation, J. Geophys. Res. 69, 65, ~~1964~~.
- HARRIS, K.K., G.W. SHARP, et C.R. CHAPPELL, Observations of the plasmopause from OGO 5, J. Geophys. Res. 75, 219, 1970.
- HELLIWELL, R.A., Whistlers and related ionospheric phenomena, Stanford Univ. Press, 1965.
- HOLZER, T.E. Effects of plasma flow on density and velocity profiles in the polar ionosphere, dans "The polar ionosphere and magnetospheric processes", édité par G. Skovli, Gordon et Breach, New York, 1969.
- JONES, D., The theory of the effect of collisions on ioncyclotron whistlers, dans "Plasma waves in space and laboratory", tome 2, p.471., Edinburgh Univ. Press, 1969.
- JONES, D., Recent work in ion-cyclotron whistlers, dans "wave-particle interactions in the magnetosphere", Proc. ESRO-GRI SP-72, 1971.
- KELSO, J.M. , Radio ray propagation in the ionosphere, Mc Graw-Hill, New York, 1964.
- KIKUCHI, H., General features and satellite observations of magnetoionic and magnetohydrodynamic waves in the outer ionosphere, dans "Low-frequency waves and irregularities in the ionosphere", édité par N. D'ANGELO, D. Reidel Pub. Comp. , Dordrecht-Holland, 1969.
- LE BORGNE, Y., Estimation des erreurs commises dans les scintillateurs embarqués sur fusées-sondes (campagne KERGUELEN . 68) , Rapport CNES YLB/MMR/8.221/MT /CB.

Mc CRACKEN, D.D. et W.S. DORN, Numerical methods and Fortran programming, édité par John Wiley and Sons , Inc, New York, 1964.

MOZER, F.S., Rapid variations of auroral particule fluxes, J. Geophys. Res., 73, 999, 1968.

MOZER, F.S., J.F. CRIFO, et J.E. BLAMONT, Rocket measurements of energetic particules, 1, Description of the experiment, J. Geophys. Res. 70, 5699, 1965.

MOZER, F.S., et P. BRUSTON, Properties of the auroral-zone electron source deduced from electron spectrums and angular distributions, J. Geophys. Res., 71, 4451, 1966.

MUZZIO, J.L.R. et J.J. ANGERAMI, OGO 4 observations of extremely low frequency hiss, J. Geophys. Res. , 77, 1157, 1972.

REME, H., Repartition angulaire et énergétique des particules de basse énergie dans une aurore diffuse, Thèse D. ès sciences, Toulouse, 1969.

RODRIGUEZ, J.G. , Physics and chemistry in space, Vol 2, Dynamics of geomagnetically trapped radiation, édité par J.G. Roederer, et J. Zähringer, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1970.

RUSSELL, C.T. , R.L. Mc PHERRON, et P.J. COLEMAN, Jr, Fluctuating magnetic fields in the magnetosphere, Space Sci. Rev, 12, 810, 1972.

SHAWHAN, S.D. et D.A. GURNETT, Fractional concentration of hydrogen ions in the ionosphere from V.L.F. proton whistler measurement, J. Geophys. Res. 71, 47, 1966.

STIX, T.H. Theory of plasma waves, Monographs in Advanced Physics, Mc Graw-Hill, New York, 1962.

TAYLOR, H.A., Jr, M.W. pharo, III, et H.C. BRINTON, Hydrogen and helium ions in the magnetosphere; first results from OGO3, présenté à la réunion de l'A G U, Washington, D.C. Avril 1967.

TAYLOR, H.A. , H.C. BRINTON, D.L. CARPENTIER, F.M. BONNIER, et R.L. HEYBORNE,
Ion depletion in the high-latitude exosphere : simultaneous OGO 2 observations
of the light ion trough and the V.L.F. cutoff, J. Geophys. Res. 74,3517,1969.

TAYLOR, H.A., H.C. BRINTON, et M.W. PHARO, Contraction of the plasmasphere
during geomagnetically disturbed periods, J. Geophys. Res 73, 961,1968.

THOMAS. J.O., M.J. RYCROFT, L.COLIN, et K.L. CHAN, The topside ionosphere,
II. Experimental results from the Alouette I satellite, dans "Electron densi-
ty profiles in ionosphere and exosphere", édité par J.Frihagen, North-Holland
Pub. Comp., Amsterdam,1966.

WANG,T.I., Intermode coupling at ion whistler frequencies in a stratified
collisionless ionosphere, J. Geophys. Res., 76, 947,1971.

YABROFF, I.W., Computation of whistler ray paths, Final Letter Report, Part
II, Stanford research institute, Stanford 1959.

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 Implantation des différents détecteurs sur la pointe de la fusée.
- Fig. 2 a) et b) : coupe des détecteurs de particules (MOZER et al., 1965)
La détection est assurée dans notre cas par un ensemble scintillateur-photomultiplicateur.
c) Géométrie d'entrée des détecteurs de particules.
- Fig. 3 Fluctuations du champ magnétique enregistrées au sol au moment de l'expérience.
- Fig. 4 Perturbations causées par la lumière sur le signal débit du compteur perpendiculaire de protons. Le créneau de tension de 0 V correspond à la vue directe du soleil.
- Fig. 5 Section des coquilles du champ magnétique terrestre par la trajectoire de la fusée.
- Fig. 6 Définition des repères utilisés lors du calcul de la modulation de l'amplitude du signal TBF par la rotation de l'engin (voir texte).
- Fig. 7 Modulation théorique du signal TBF par la rotation de l'engin. Positions relatives du plan d'onde et de l'antenne lors des extrema de cette modulation.
- Fig. 8 a à h) Modulation théorique suivant différentes inclinaisons du plan d'onde par rapport à l'axe de rotation de la fusée.
h) variation du taux d'harmonique 2 de la modulation par rapport au fondamental (T).
- Fig. 9 Au milieu : amplitude du signal TBF filtré autour de 500 Hz. En haut et en bas : spectres fréquence-temps du signal reçu lors des deux séquences de grande amplitude.
- Fig. 10 a) Spectre fréquence temps du signal TBF montrant la modulation par la rotation de la fusée.
b) Signal TBF filtré autour de 500 Hz montrant cette même modulation.
c) Signal TBF filtré autour de 500 Hz ne montrant pas cette modulation.

- Fig. 11 Mouvement d'un électron énergétique dans le champ magnétique terrestre.
- Fig. 12 a) Variation en fonction de l'attitude des flux d'électrons au voisinage de 90° d'angle d'attaque (trait plein) et au voisinage de 0° (trait pointillé).
 b) Variation du rapport $\frac{\phi_{80} - \phi_{90}}{\phi_{90}}$ en fonction de l'attitude.
 ϕ_{80} et ϕ_{90} sont les flux d'électrons au voisinage de 80° et 90° d'angle d'attaque.
- Fig. 13 Distributions angulaires théoriques en fonction de l'altitude pour des électrons de 20 keV (REME, 1969) . (voir texte).
- Fig. 14 à 16. Distributions angulaires expérimentales des électrons énergétiques en fonction de l'altitude.
- Fig 17 Relations entre les différentes mesures effectuées.
 a) Composante horizontale des fluctuations magnétiques enregistrées au sol.
 b) Amplitude du signal TBF filtré autour de 800 Hz.
 c) Flux d'électrons précipités.
 d,e) Flux d'électrons piégés (au dessus de 240 kms d'altitude environ).
- Fig 18 Spectres fréquence-temps caractéristiques des signaux TBF de type choeur et souffle.
- Fig 19 à 22. Distribution expérimentale des directions de la normale d'onde de l'émission TBF détectée à bord. Chaque point est la projection sur le plan horizontal d'un vecteur unitaire de même direction que la normale d'onde et orienté vers le haut. La figure du bas représente le spectre fréquence - Temps correspondant à la séquence considérée.
- Fig. 23 Modèle de densités ioniques pour les basses latitudes.
- Fig. 24 Modèle de densités ioniques pour les hautes latitudes.

- Fig. 25. Trajectoires d'énergie obtenues pour diverses conditions initiales. Les trajectoires en pointillé correspondent à des directions initiales de normale d'onde que nous n'avons pas mesurées.
- Fig. 26 Résultats du tracé de rayons pour les conditions initiales de direction de normale d'onde indiquées sur la figure. La plasmopause est fixée à $L = 4,5$.
- Fig. 27 Figure semblable à la précédente, la plasmopause étant fixée à : $L = 3,5$. Nous avons gardé le pointillé extérieur qui correspond au cas $L = 4,5$ à titre de comparaison.
- Fig. 28 Comparaison des angles (\vec{R}, \vec{B}) et (\vec{K}, \vec{B}) dans les régions traversées pour une fréquence de 750 Hz.
- Fig. 29 Rayons obtenus dans un modèle similaire par MUZZIO et ARGENTI (1962). La fréquence des ondes est 600 Hz et le point de départ se situe à $L = 3$ dans le plan équatorial.
- Fig. 30 Diagramme fréquence-altitude montrant la zone d'existence du mode gauche. Les angles de couplage critique à l'altitude de croisement sont reportés en haut de la figure.
- Fig. 31 Coupe de la surface des indices à l'altitude de croisement pour différentes fréquences (voir texte).
- Fig. 32 Variation de la polarisation des ondes au voisinage de l'altitude de croisement (JONES, 1969).
- Fig. 33 Courbe en trait plein : angles (\vec{K}, \vec{B}) à l'altitude de croisement pour une direction donnée au niveau du point de mesure (déduits par tracé de rayons).
 Courbe en pointillés : angles de couplage critique à l'altitude de croisement.

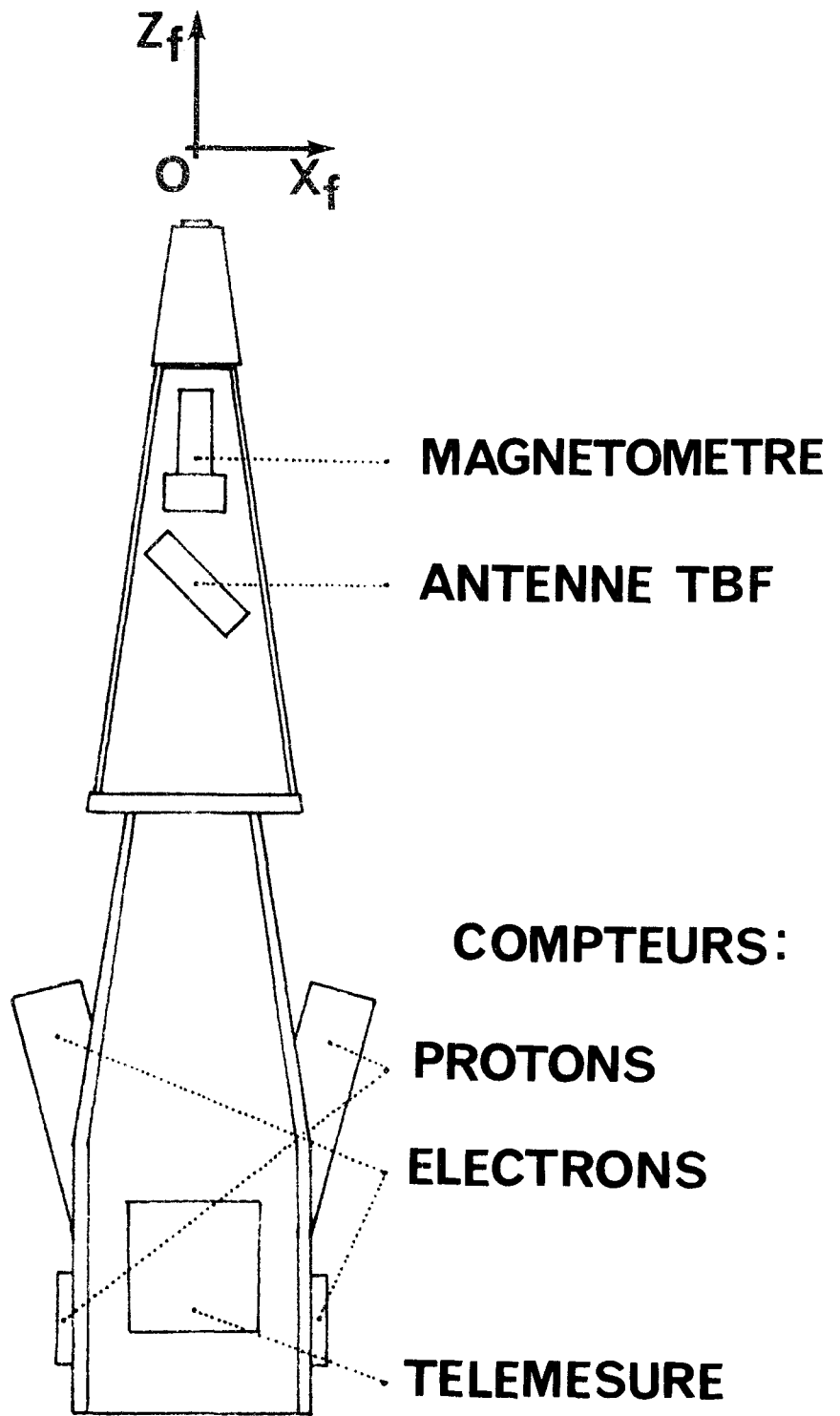
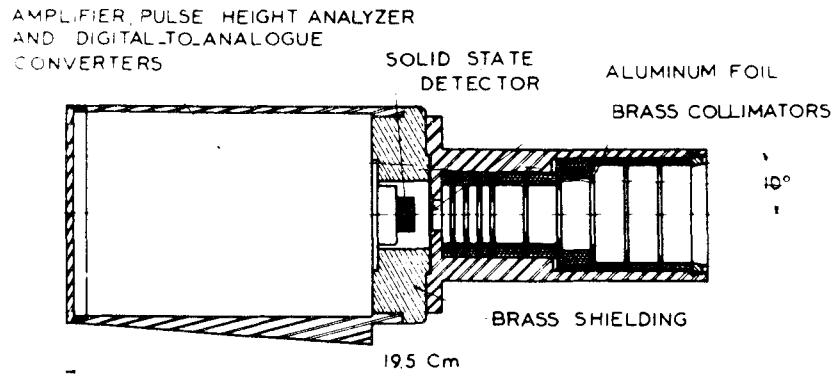


FIG.1

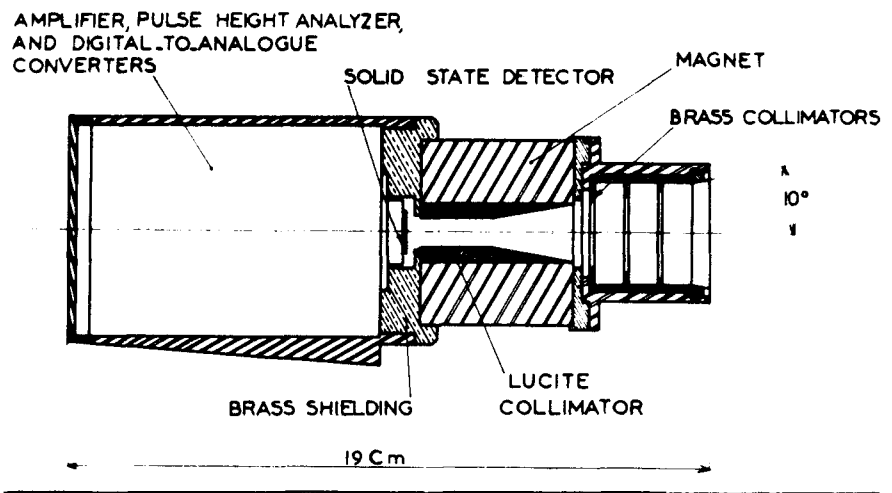
a



compteur d'électrons

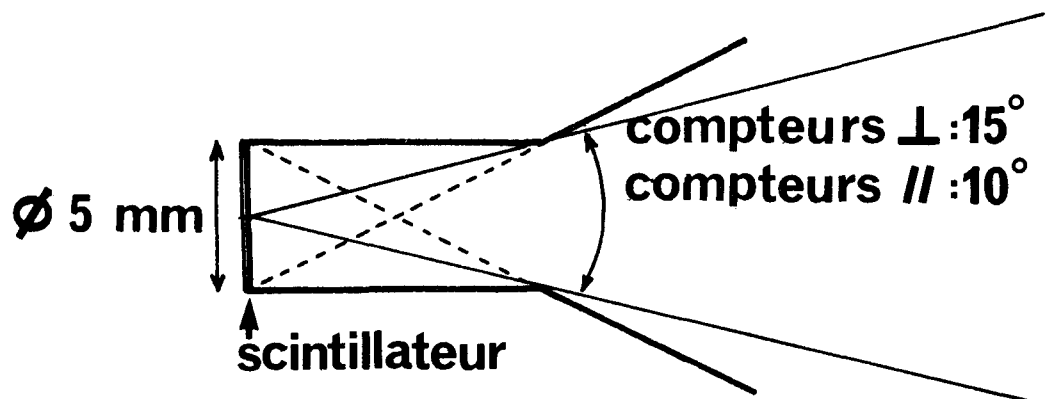
[MOZER et al.,1965]

b



compteur de protons

c



géométrie d'entrée

FIG.2

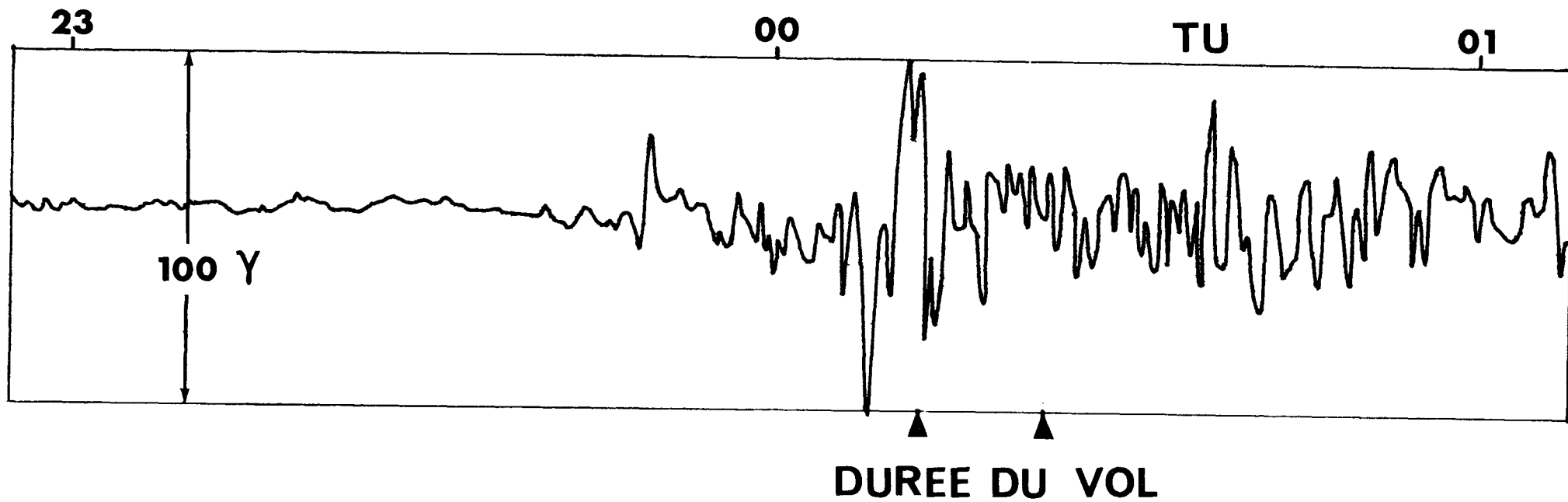


FIG.3

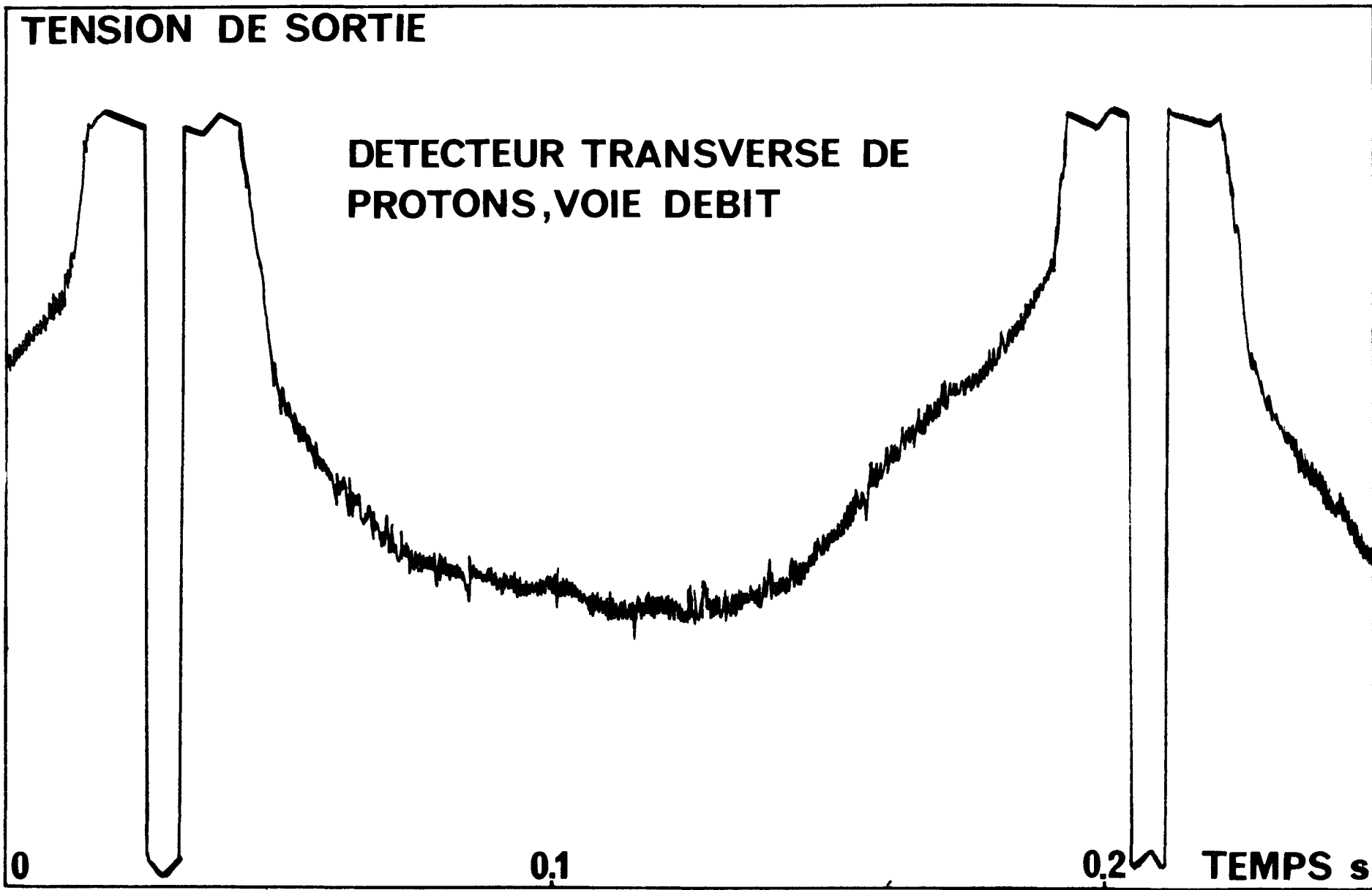


FIG.4

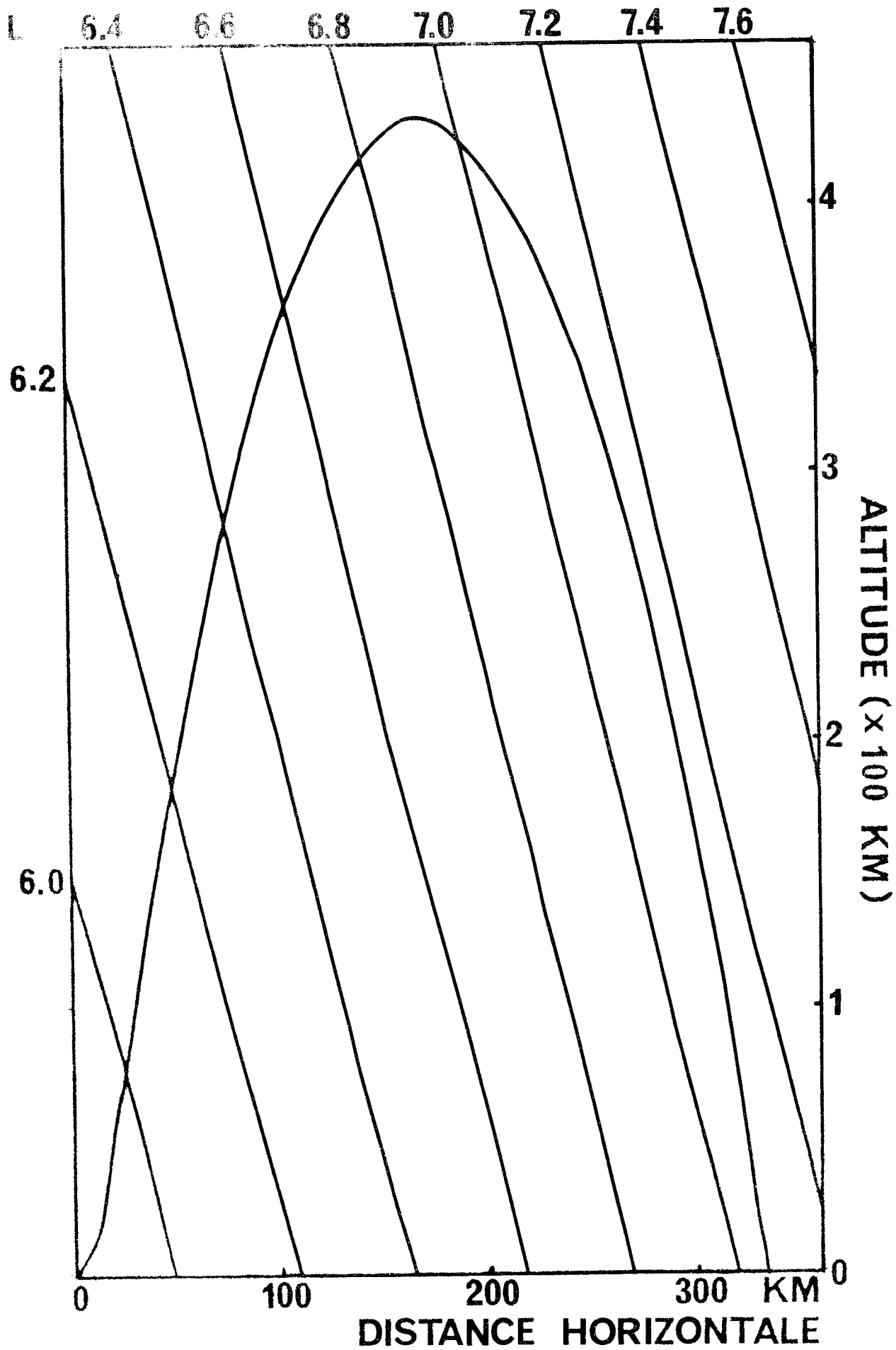


FIG.5

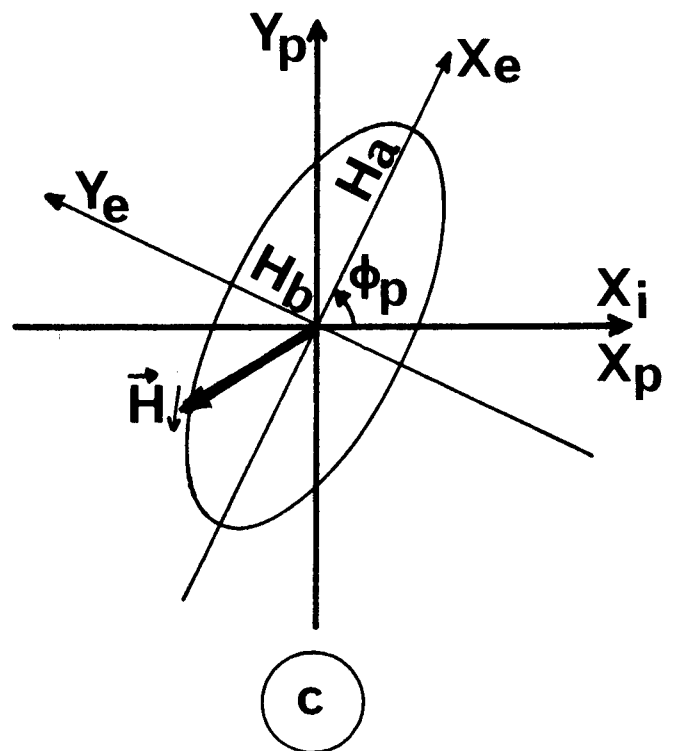
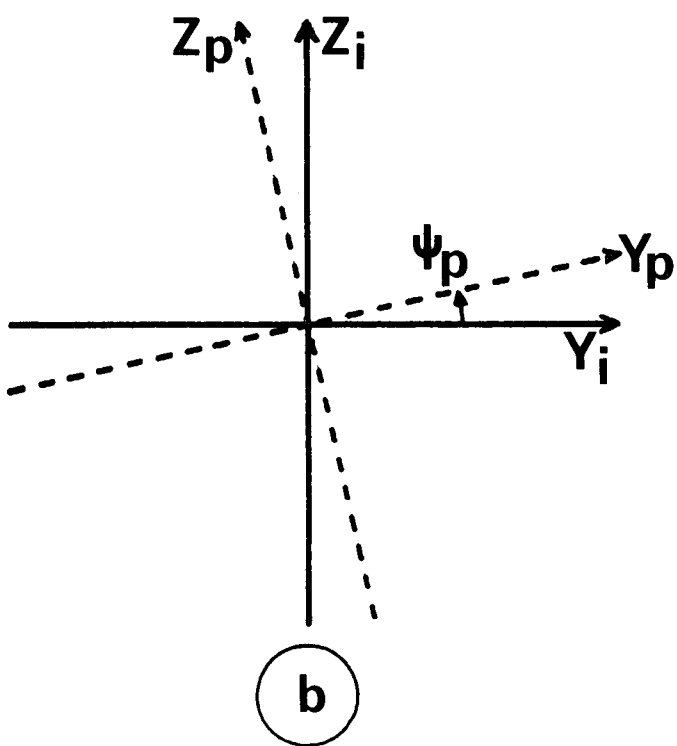
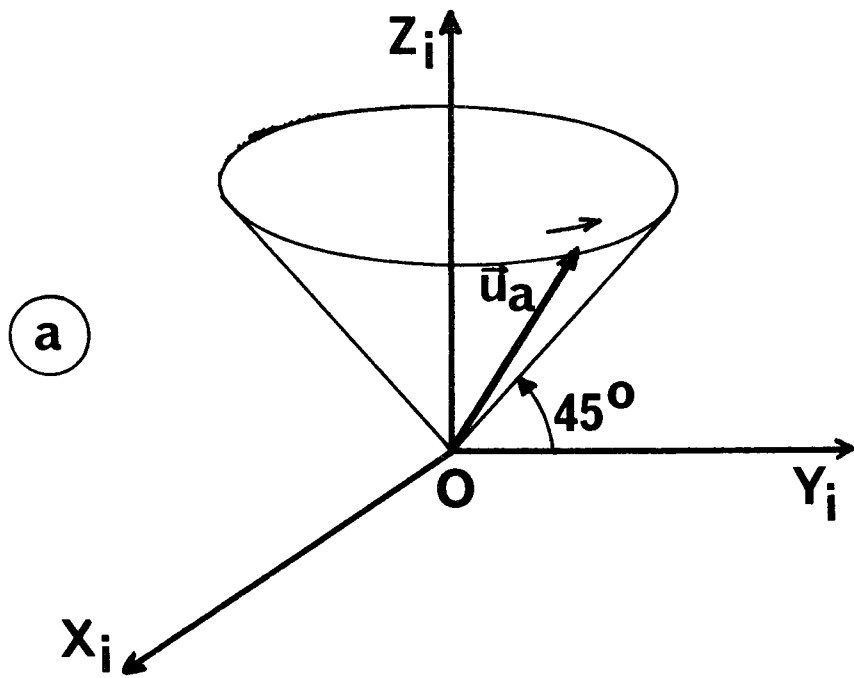
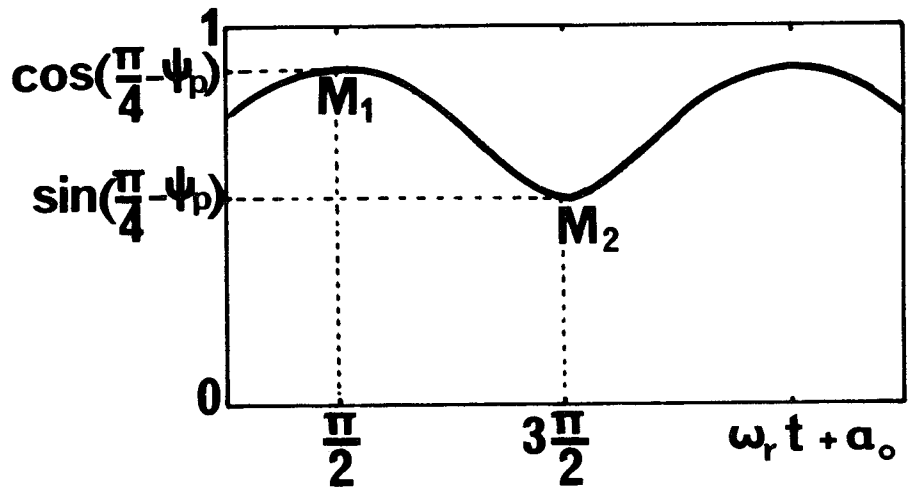


FIG.6

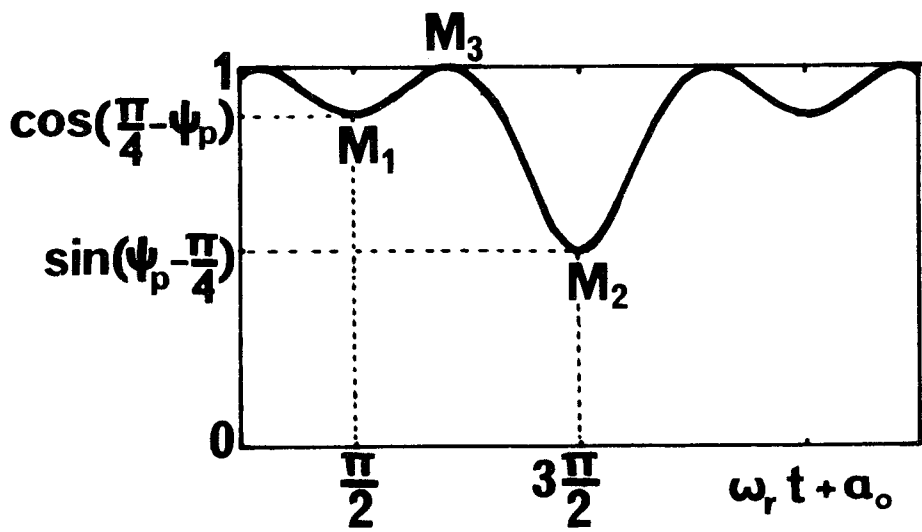
(a₁)

$$\psi_p < \frac{\pi}{4}$$

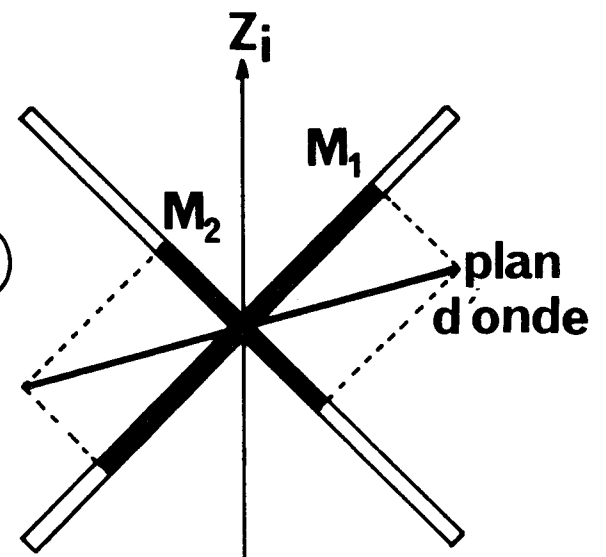


(b₁)

$$\frac{\pi}{4} < \psi_p < \frac{\pi}{2}$$



(a₂)



(b₂)

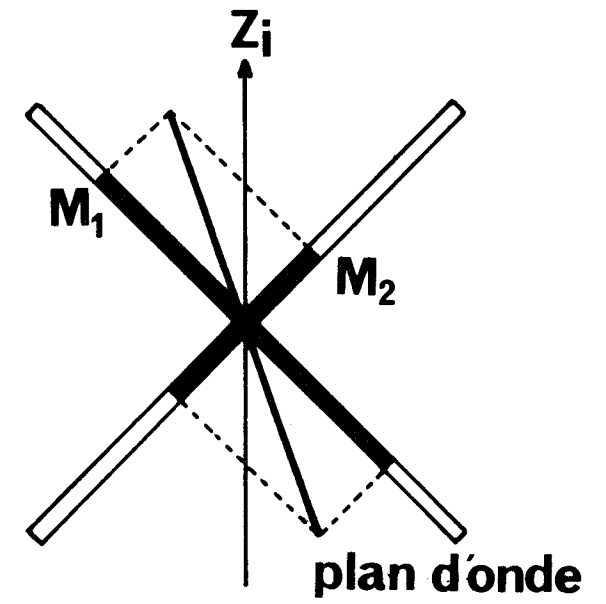


FIG.7

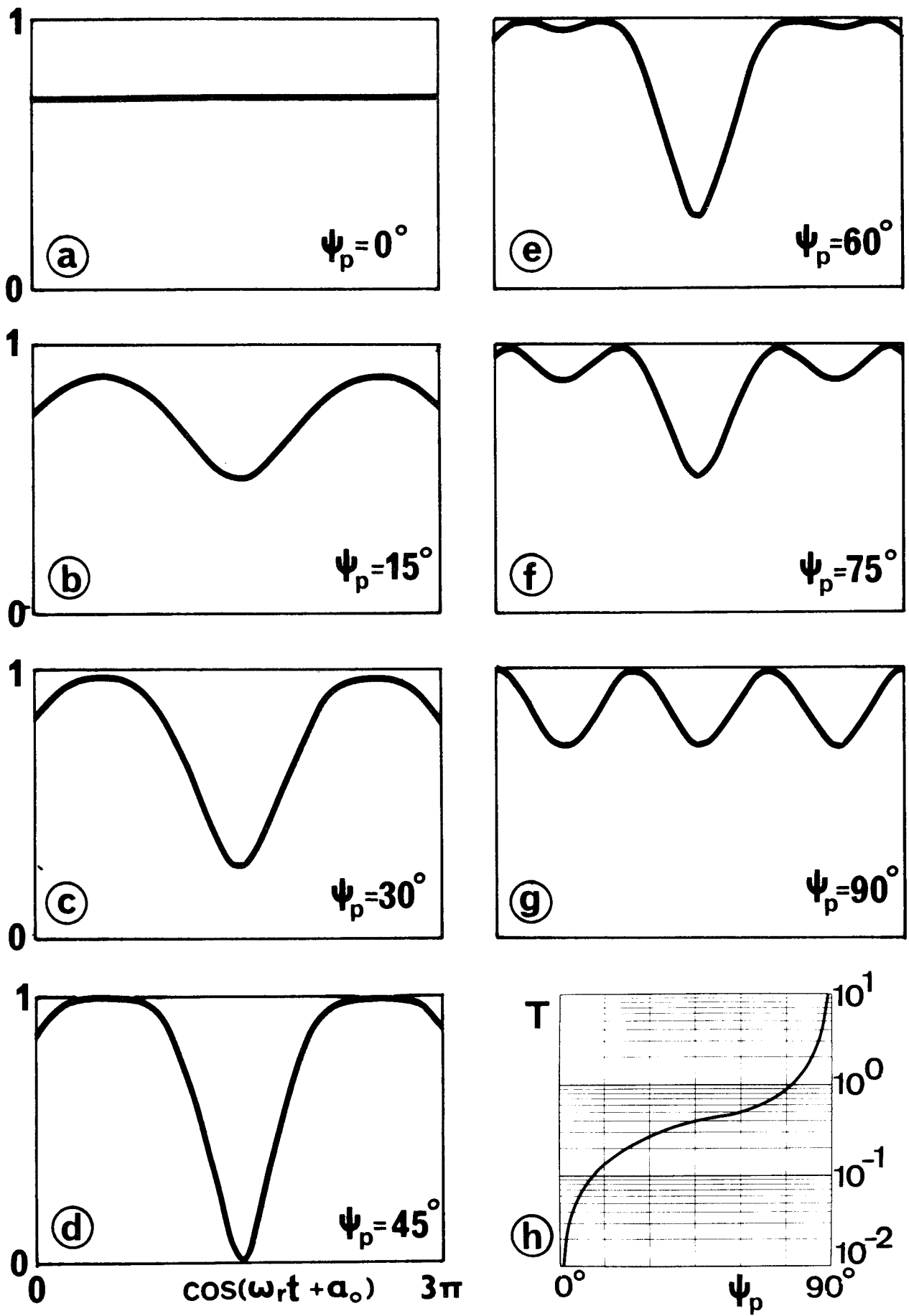


FIG. 8

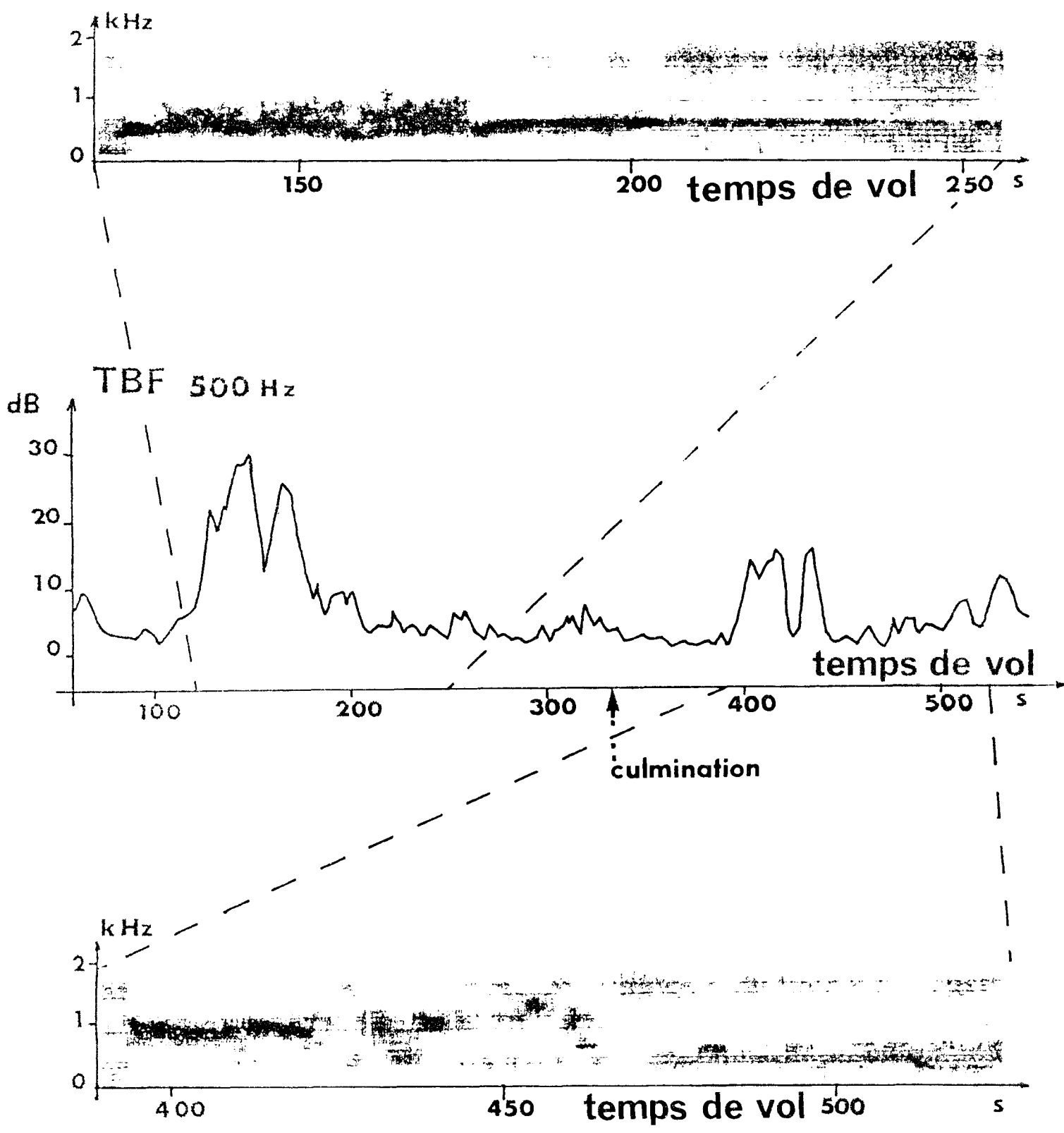
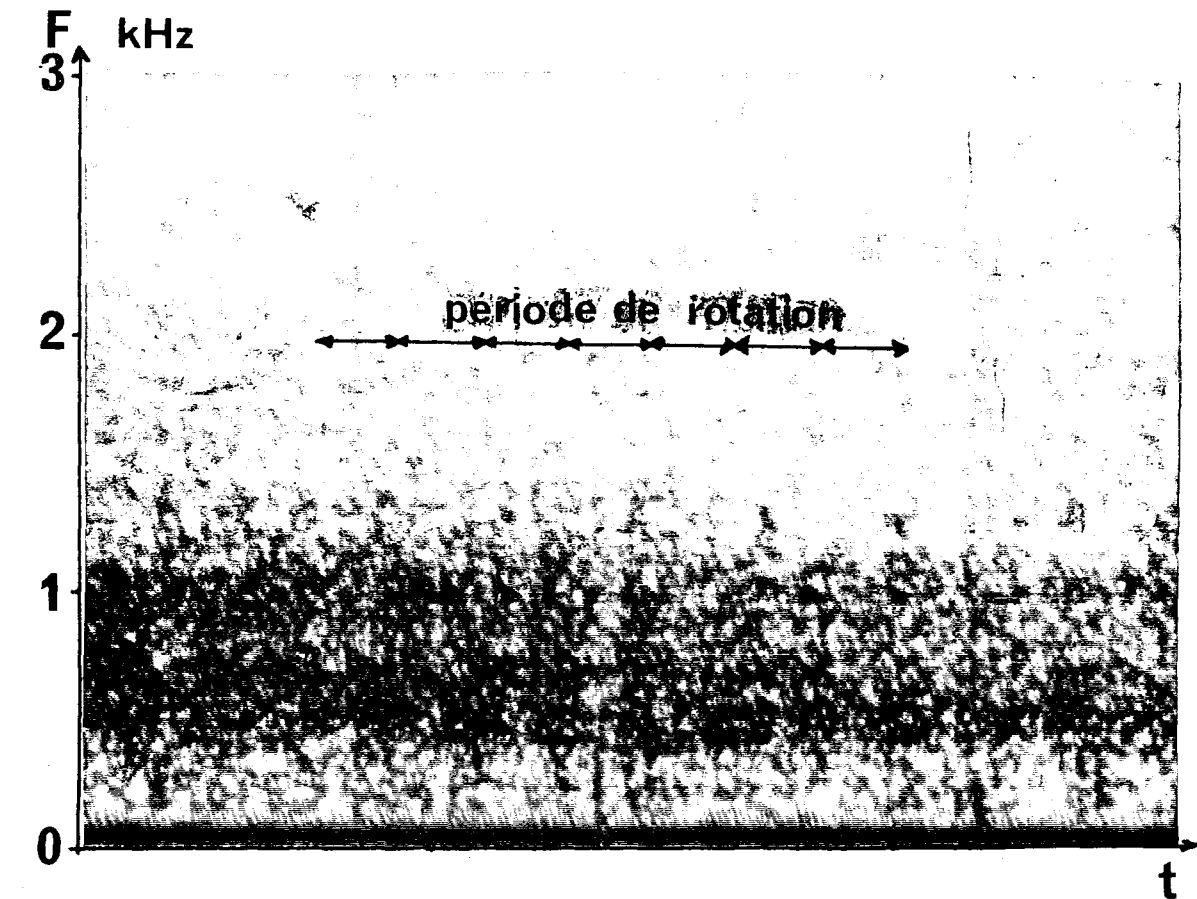
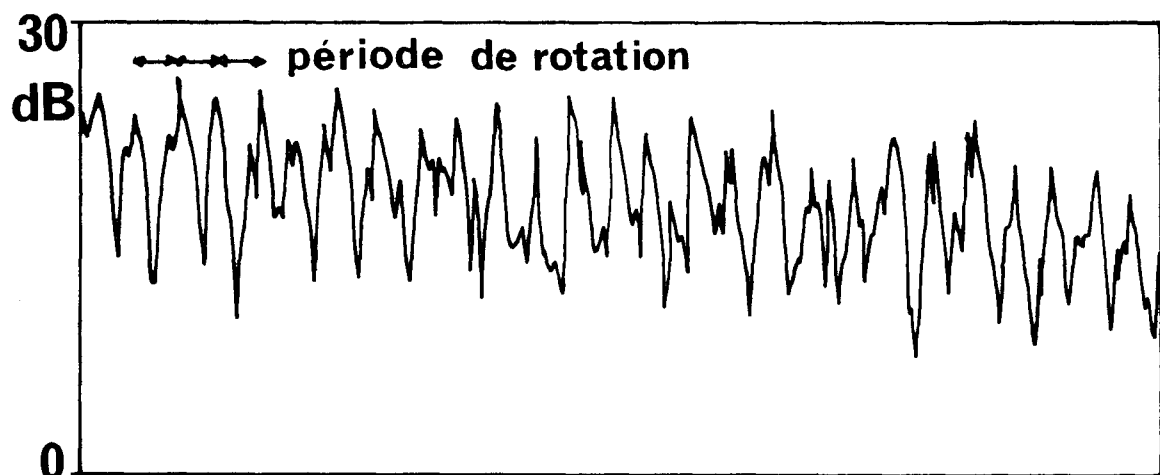


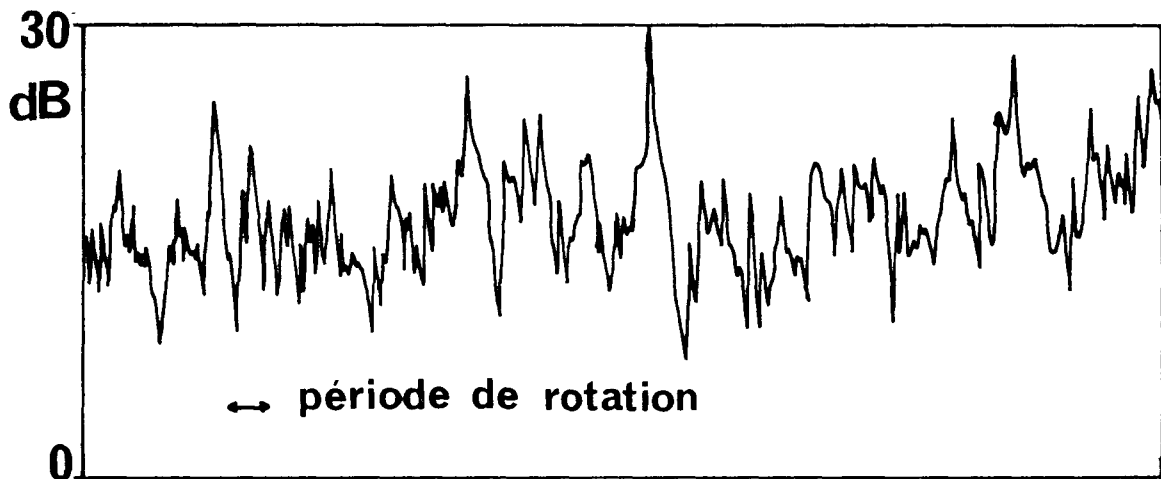
FIG.9



Ⓐ

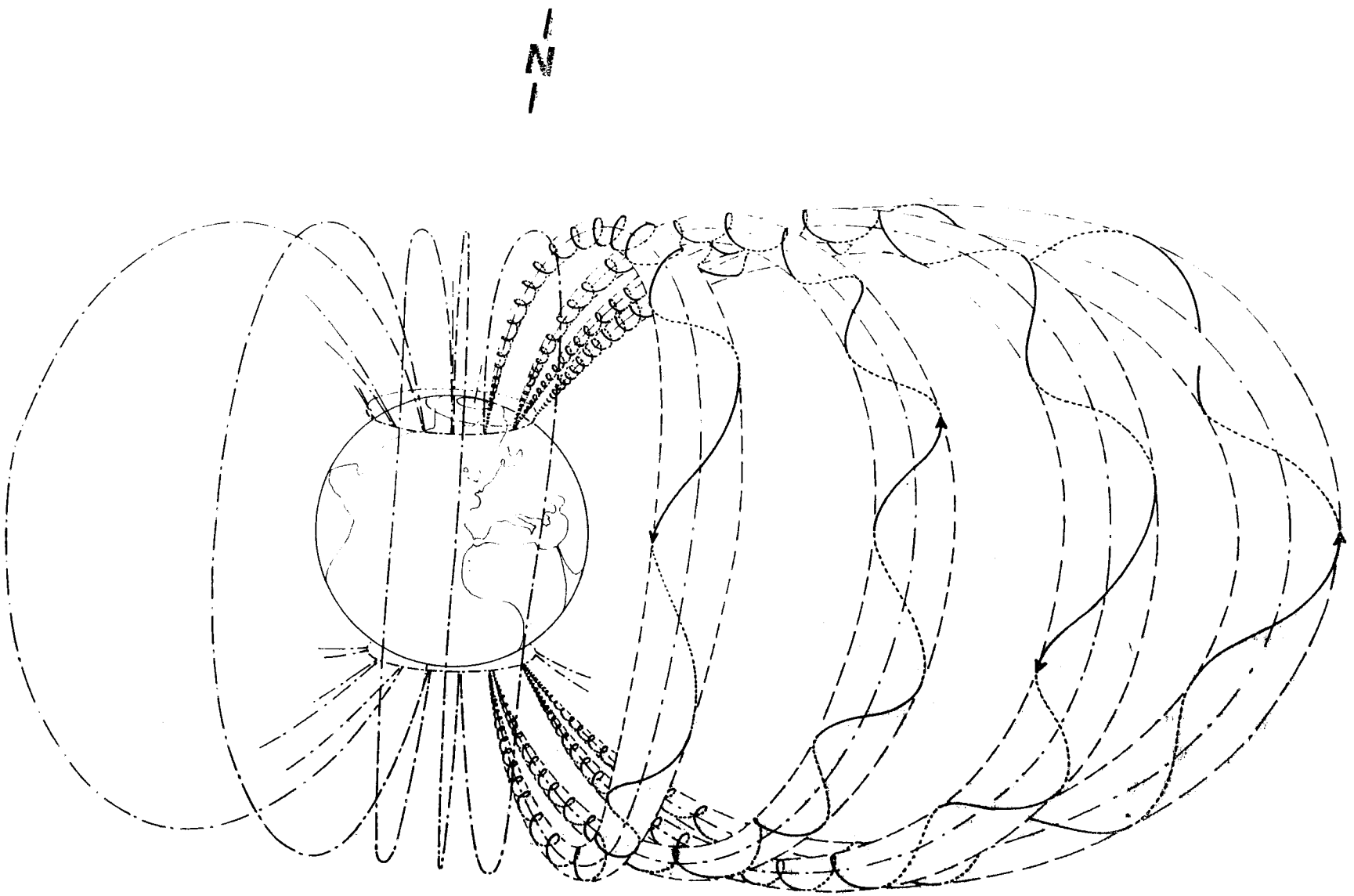


Ⓑ



Ⓒ

FIG. 10



S

FIG 11

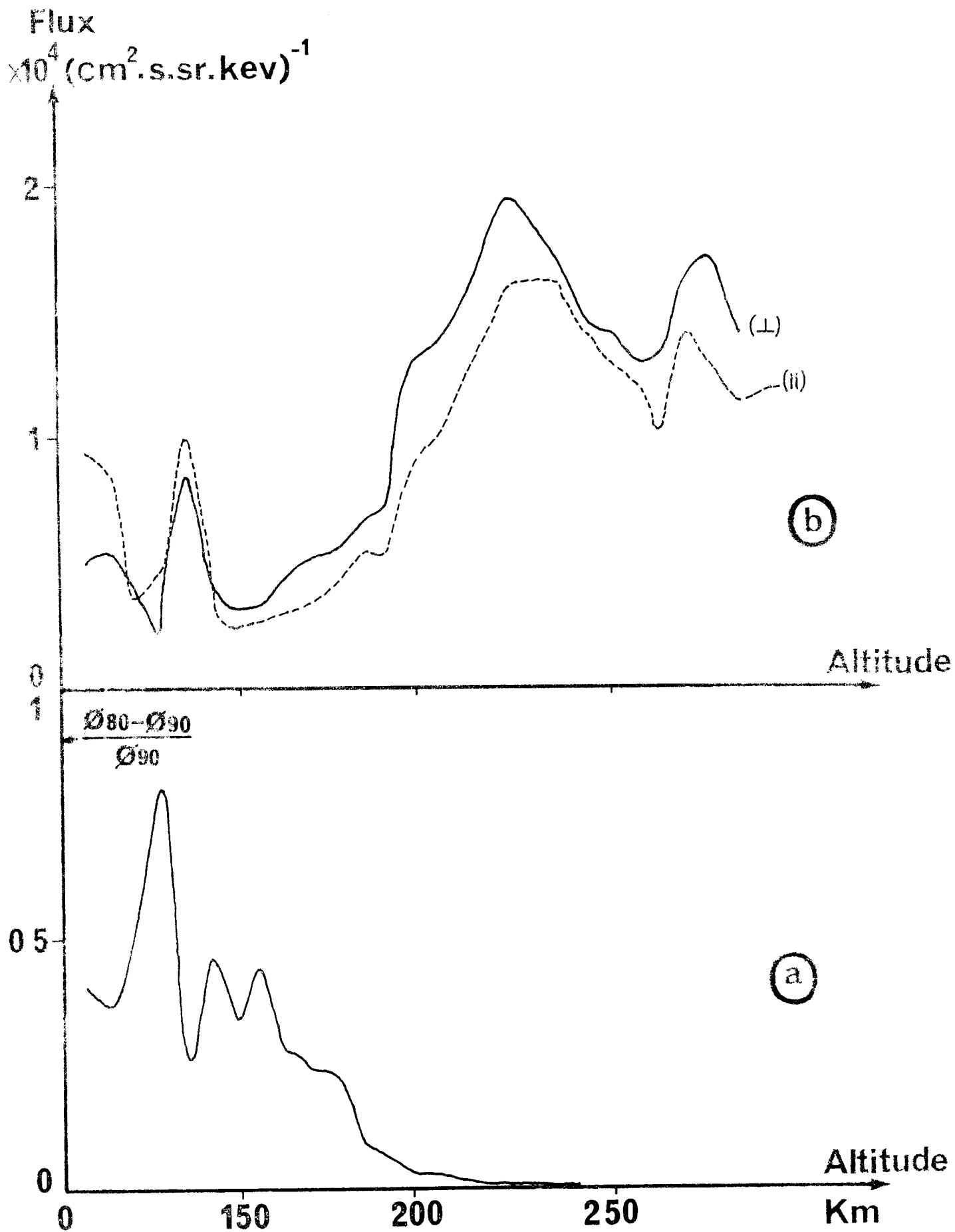


FIG.12

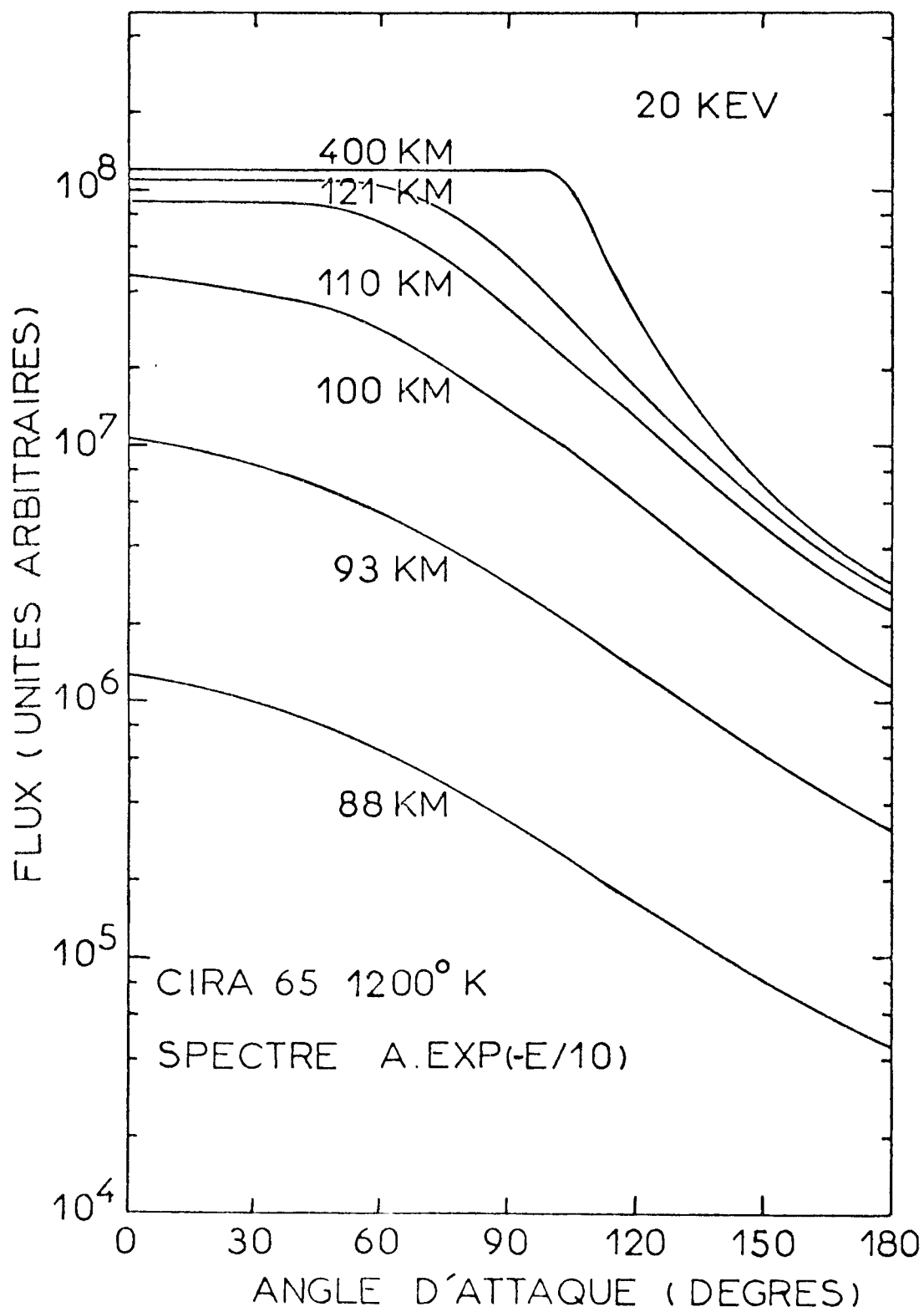
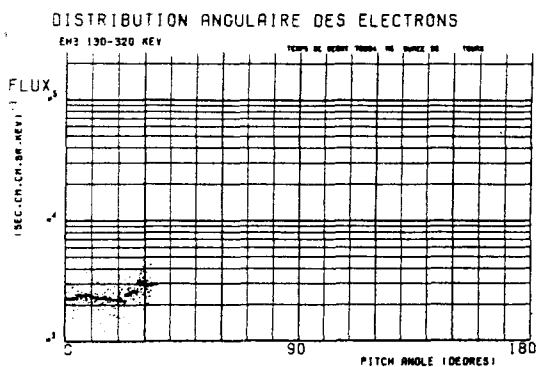
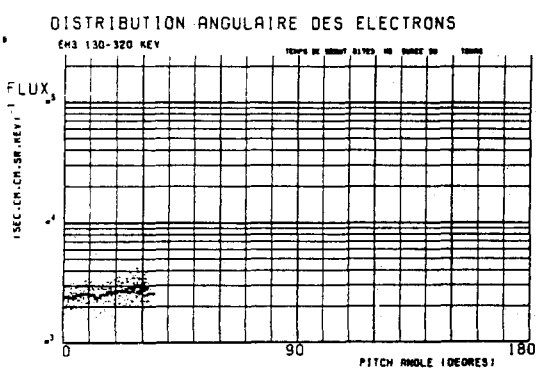
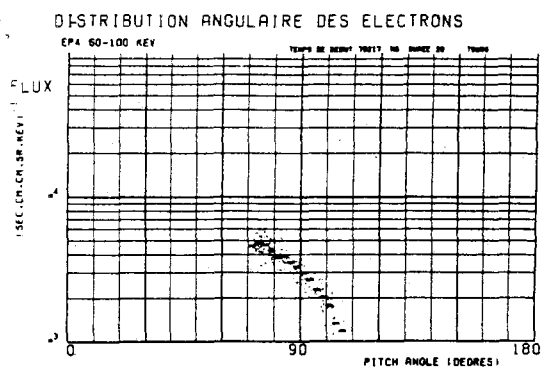


FIG 13 (REME , 1969)

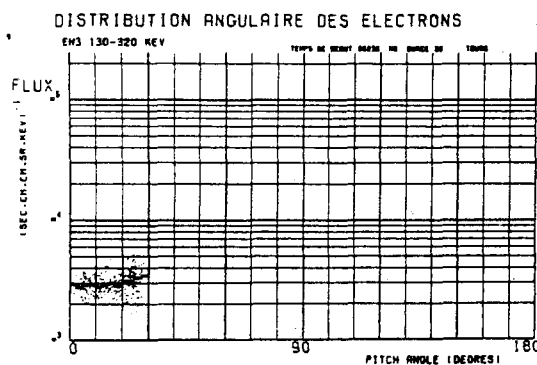
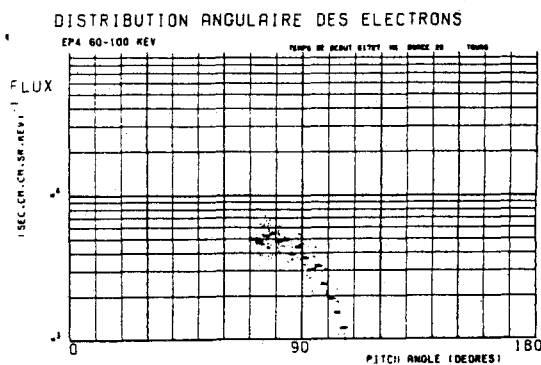
altitude(Km)



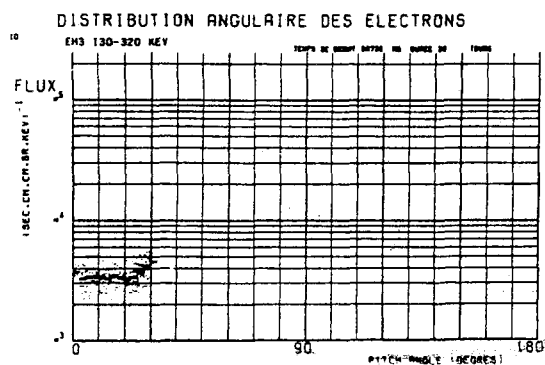
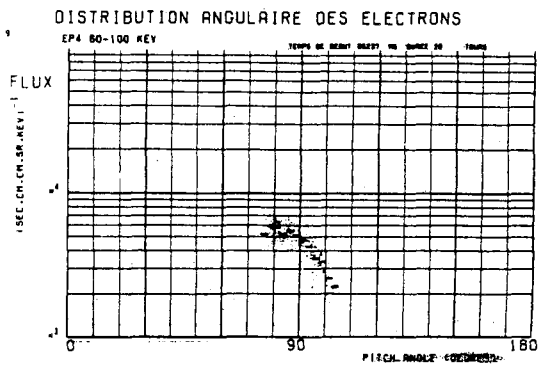
149



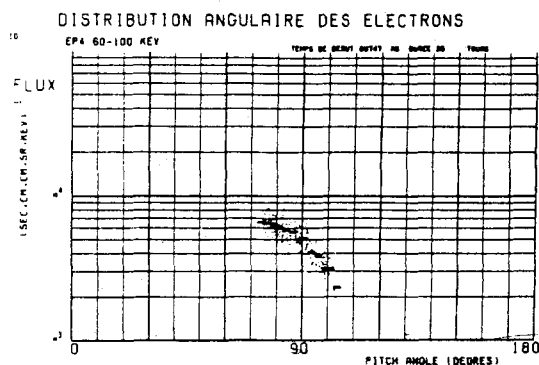
156



164



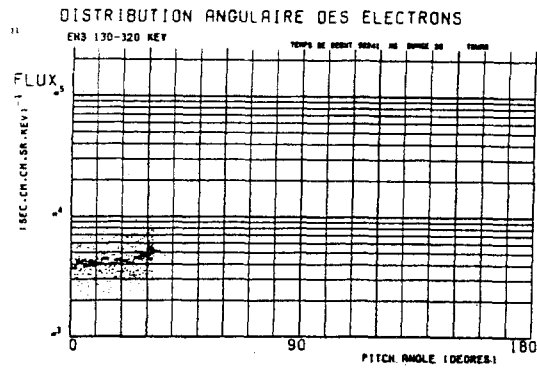
172



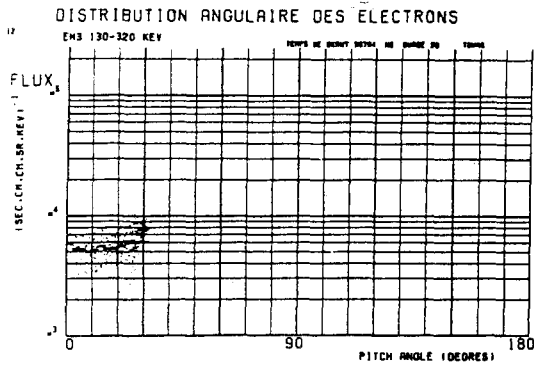
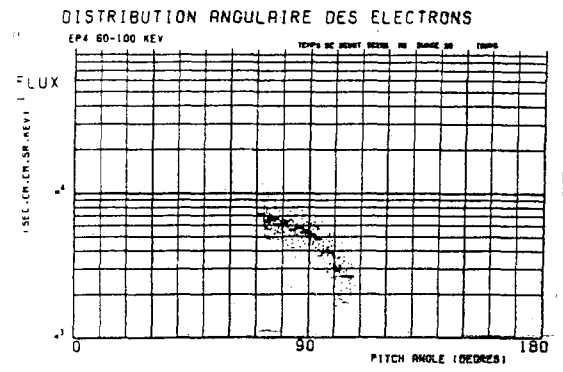
130-320 KEV

FIG.14

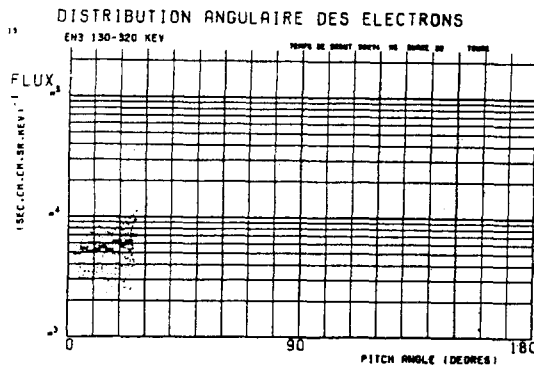
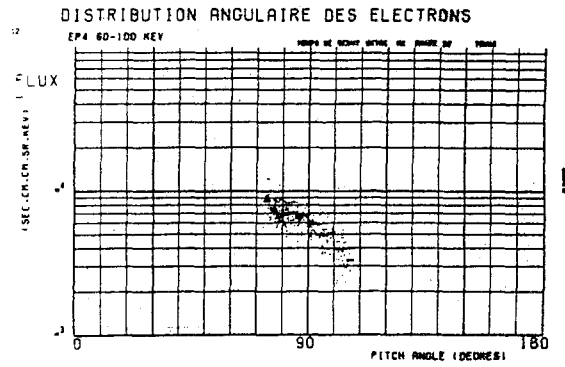
60-100 KEV



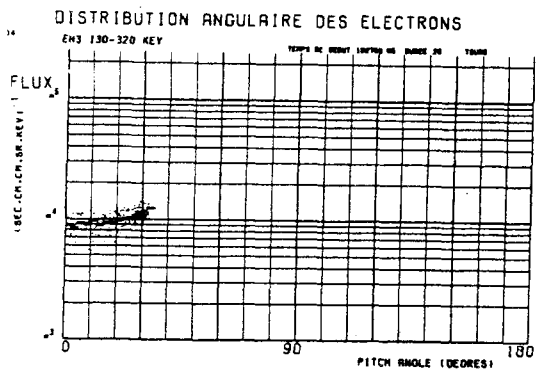
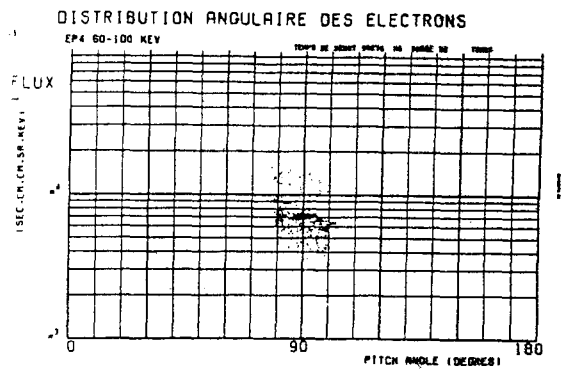
179



187



194



201

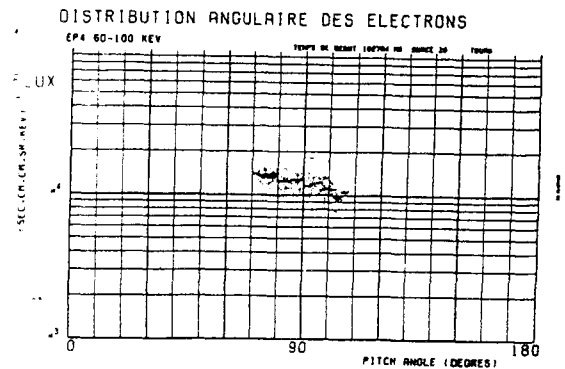
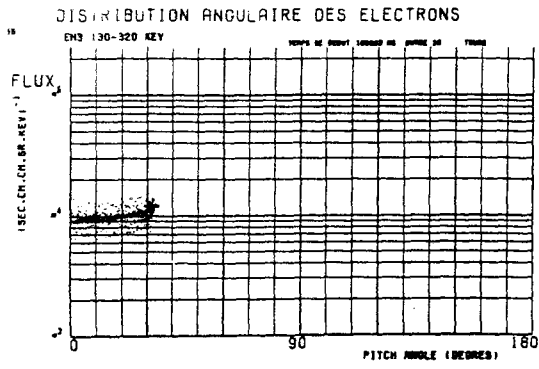
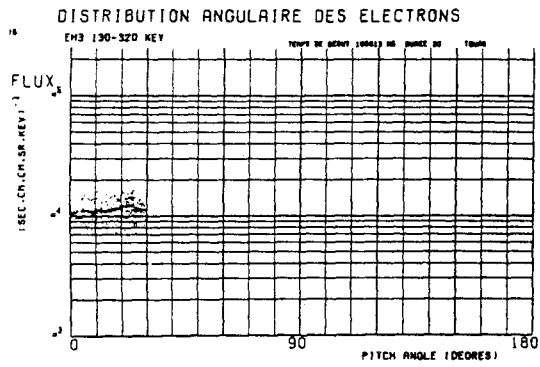
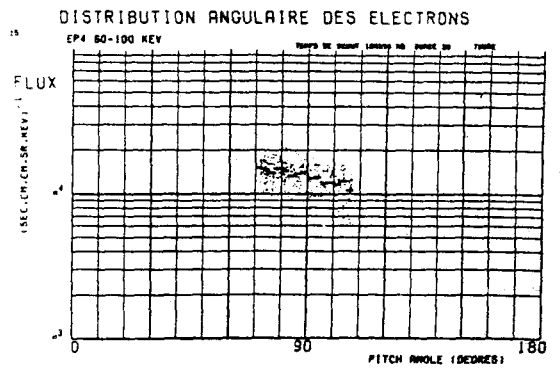


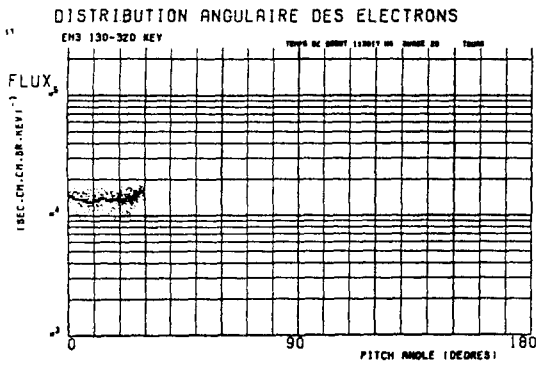
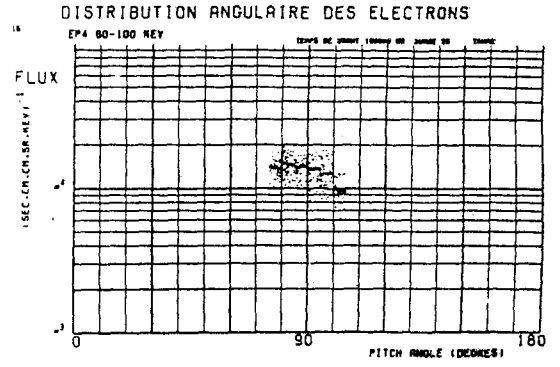
FIG.15



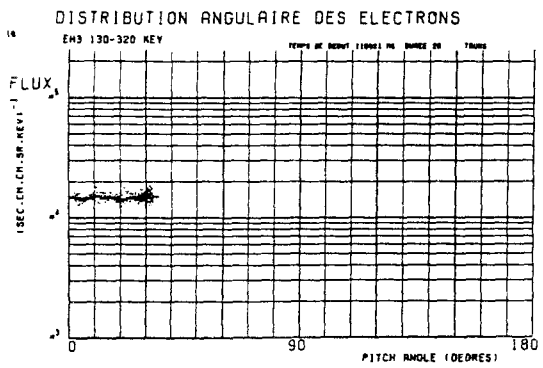
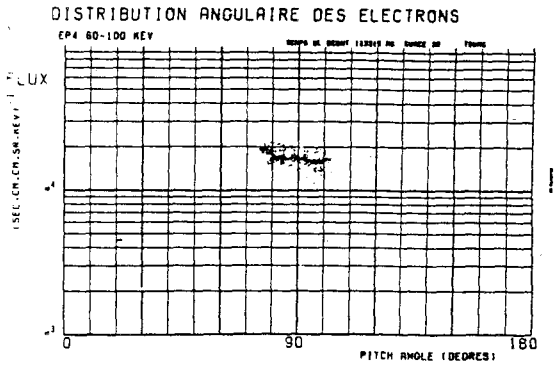
208



215



222



228

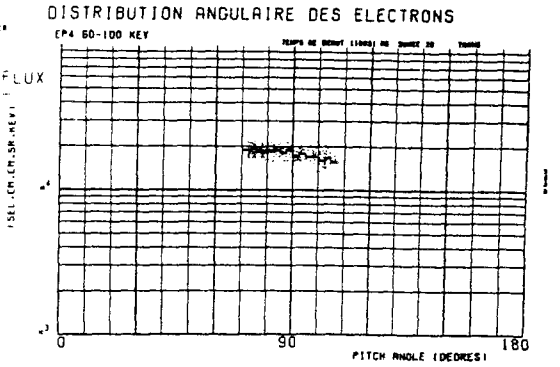


FIG. 16

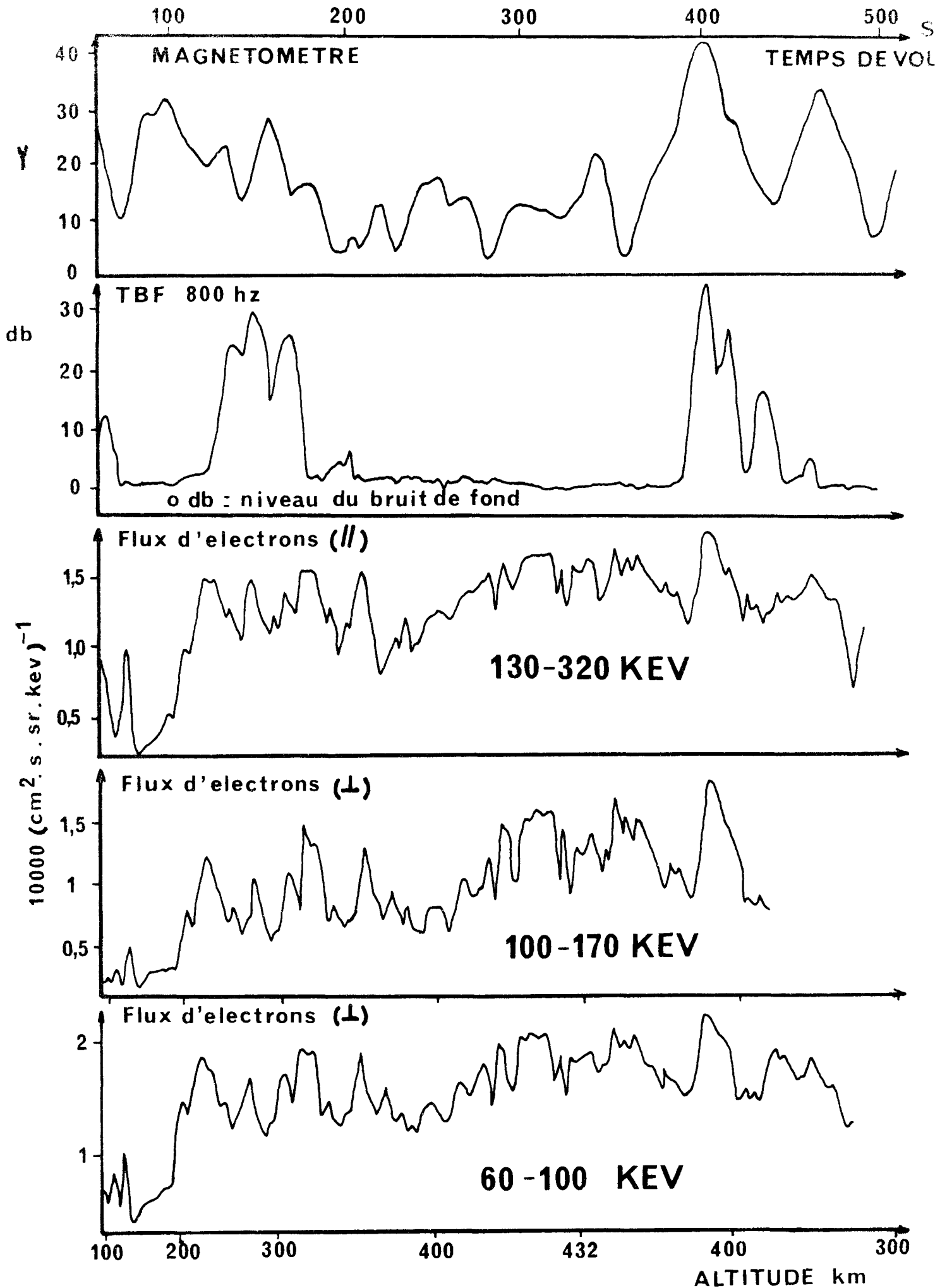


FIG 17

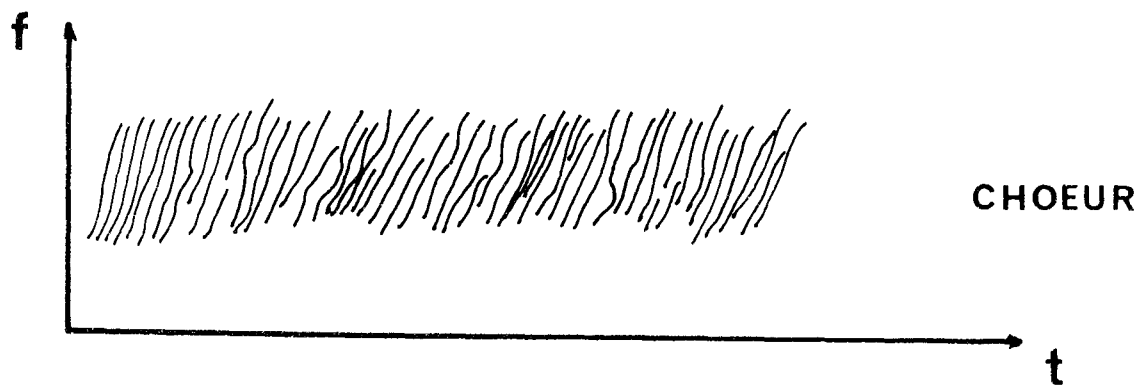
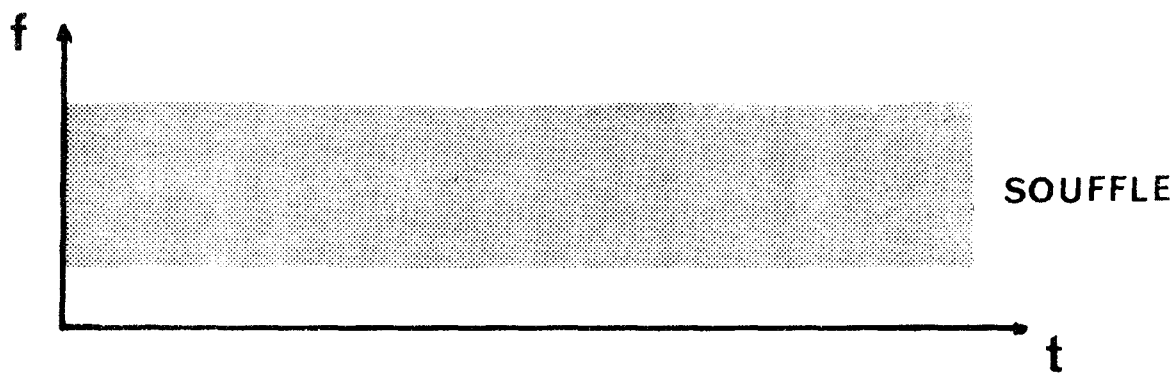


FIG 18

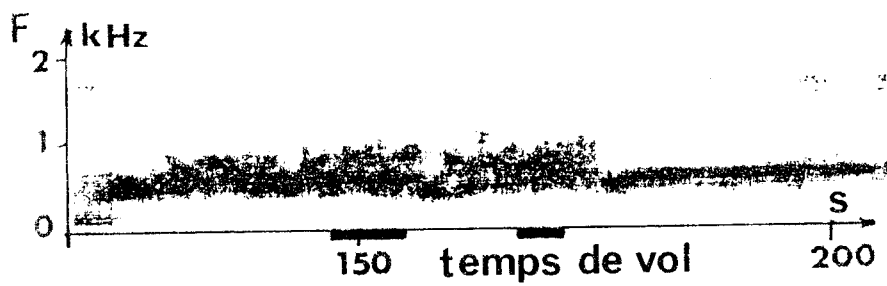
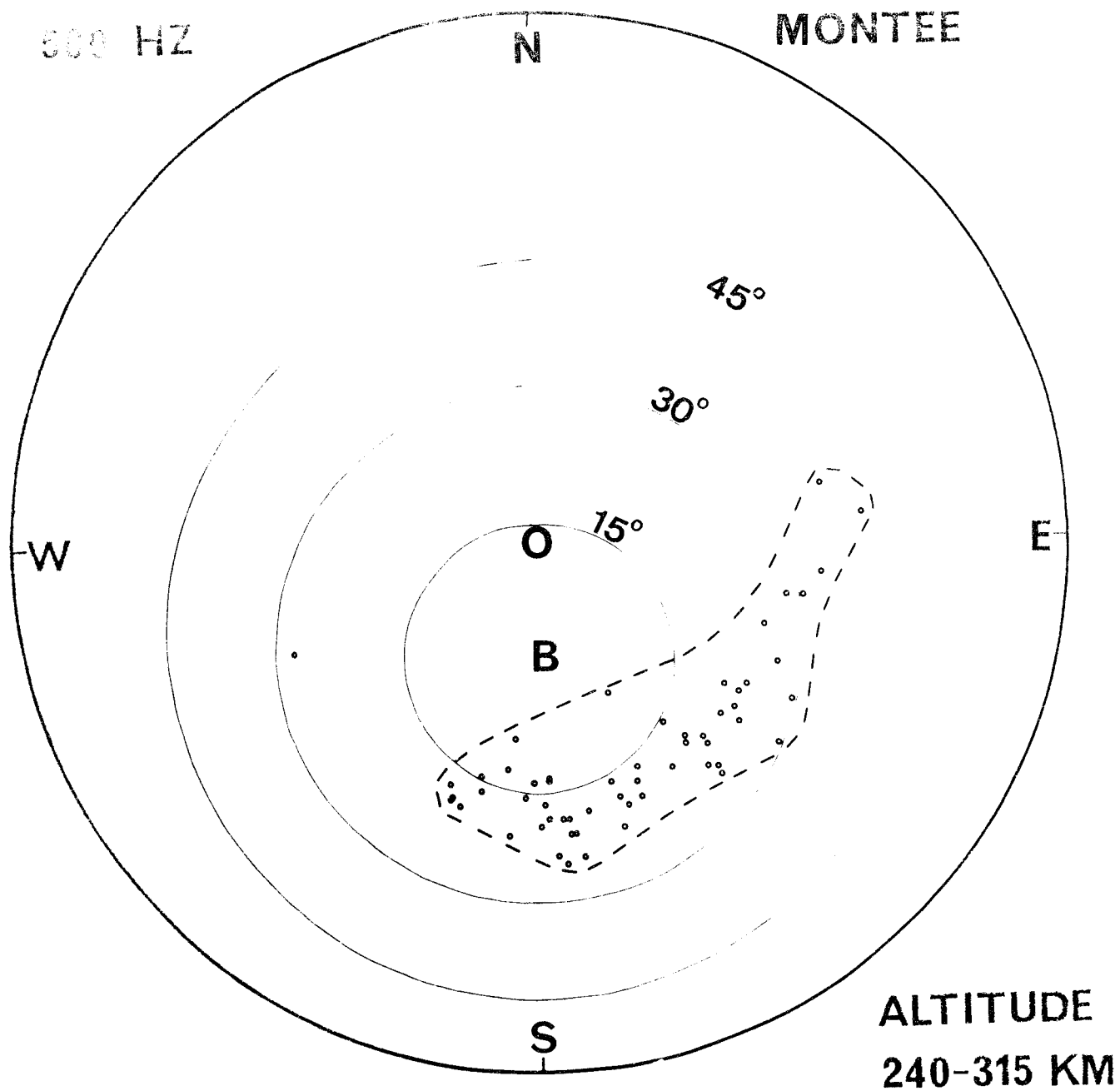
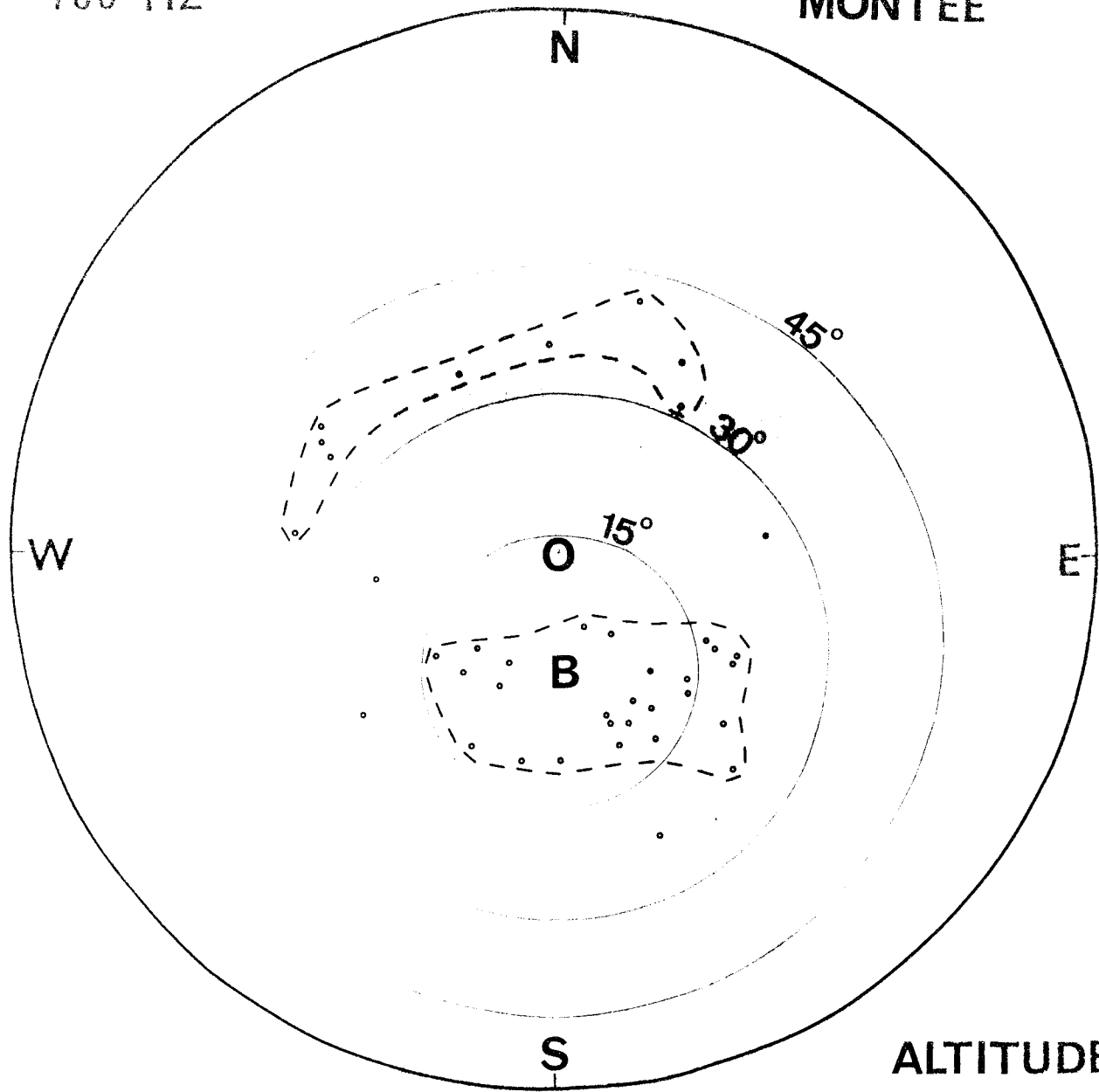


FIG.19

700 HZ

MONTEE



ALTITUDE
240-315 KM

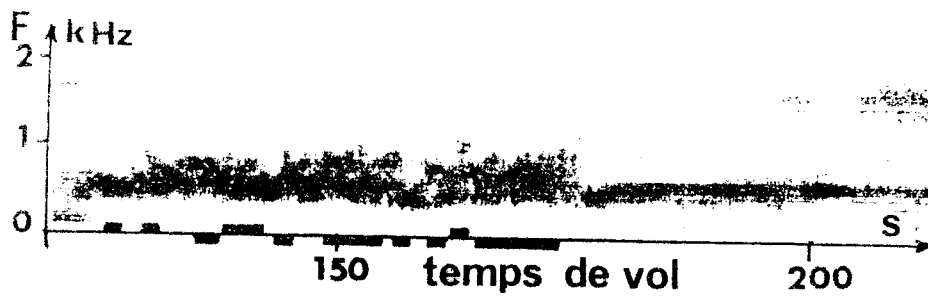
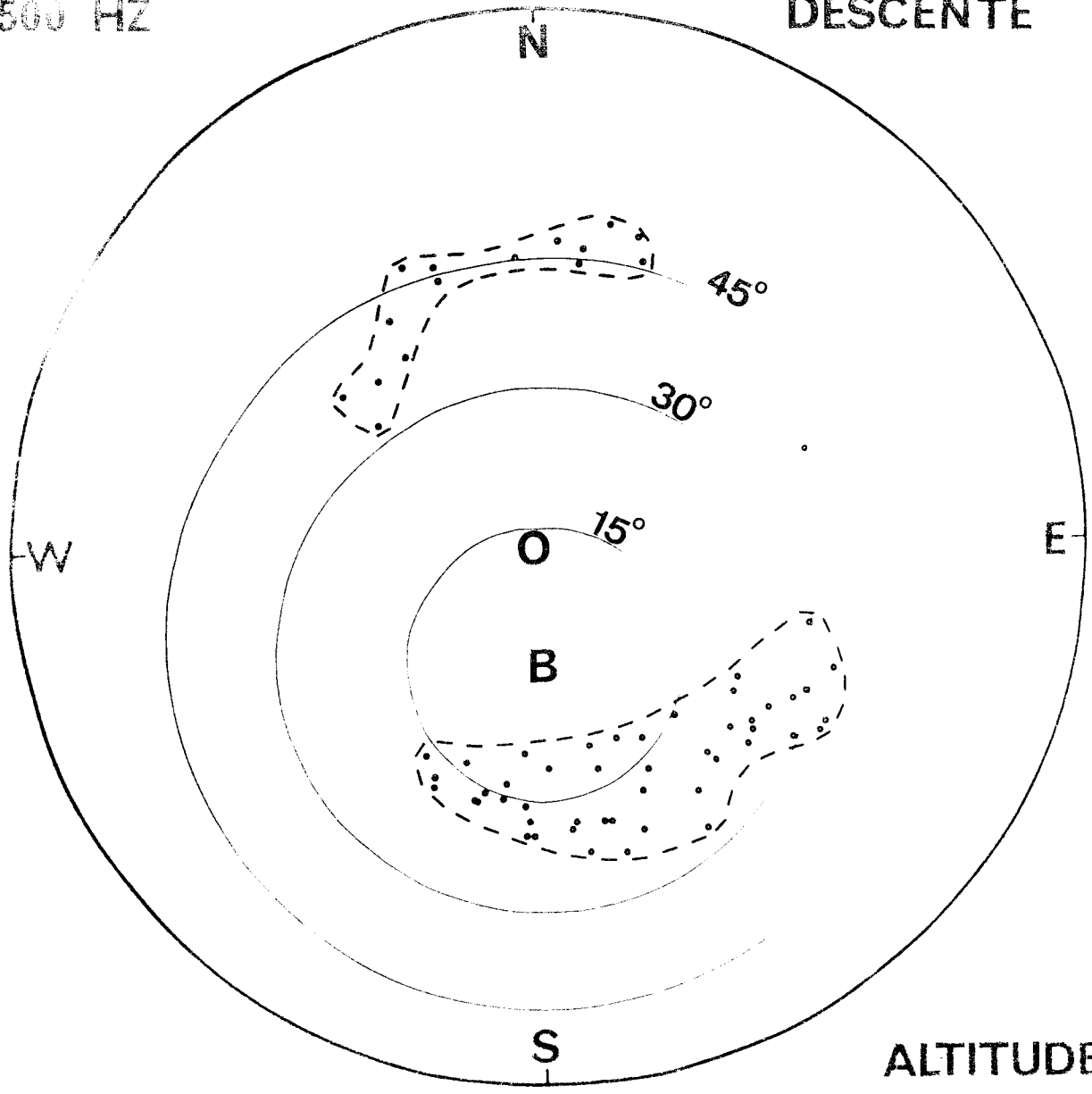


FIG-20

500 HZ

DESCENTE



ALTITUDE
390-415 KM

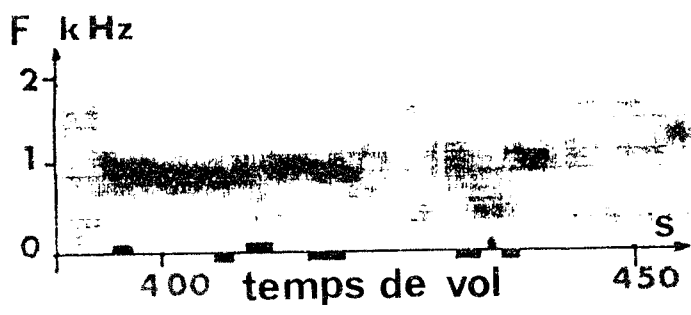
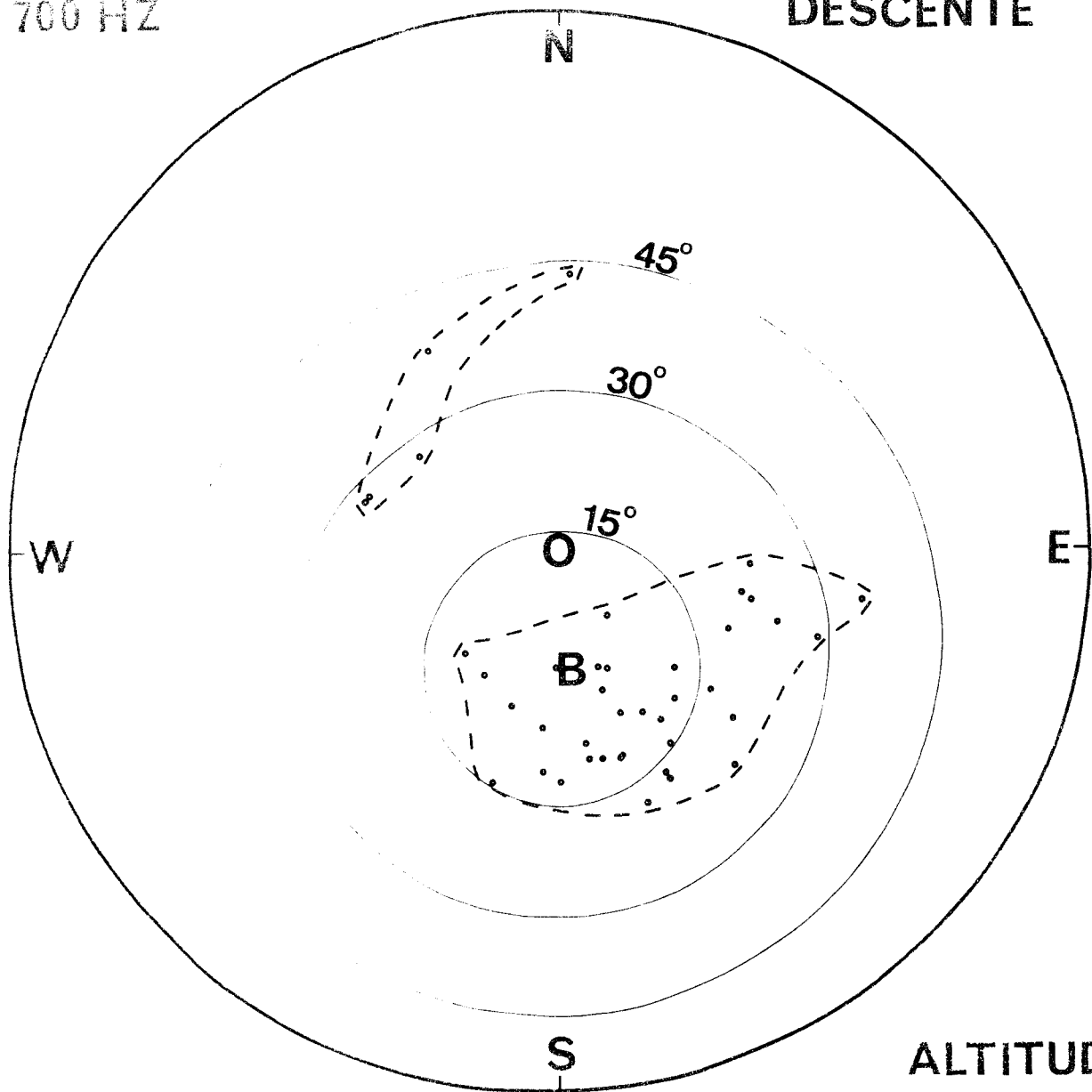


FIG.21

700 HZ

DESCENTE



ALTITUDE
390-415 KM

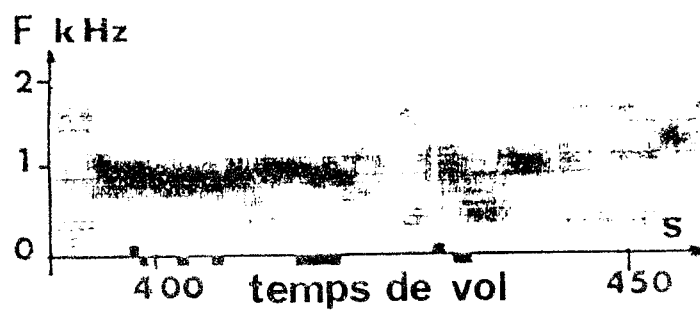


FIG.22

Modele de densite
Basses latitudes

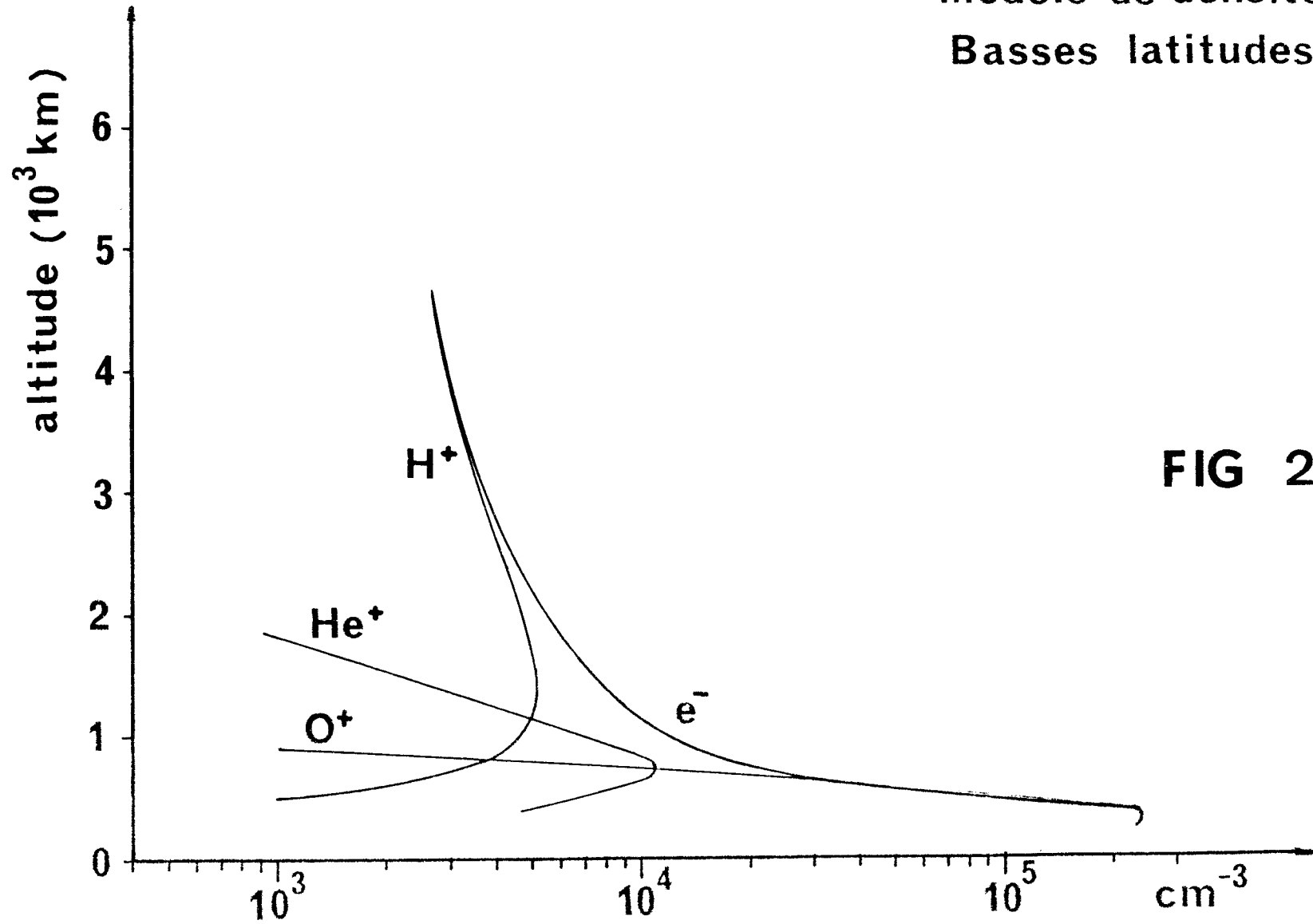


FIG 23

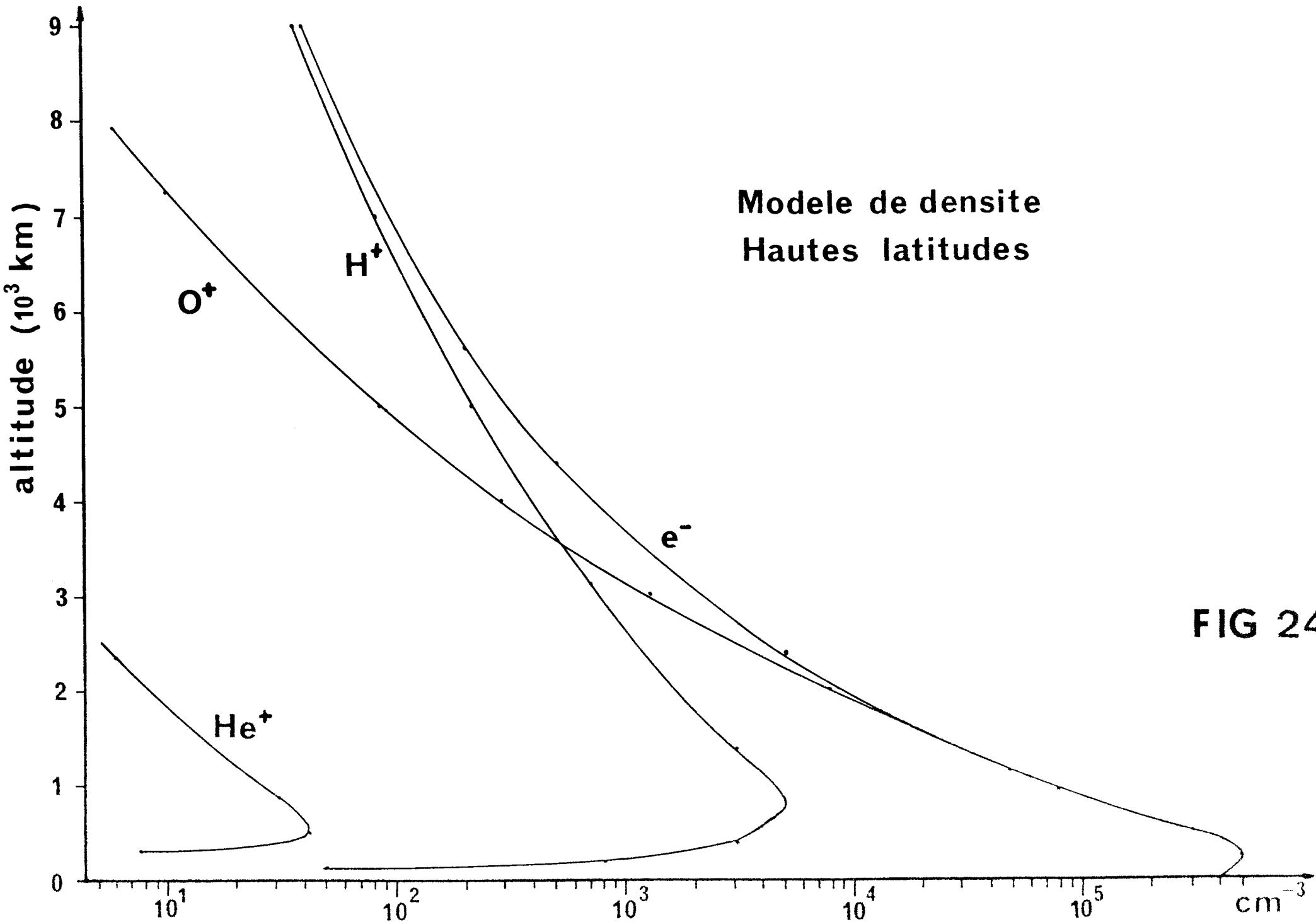


FIG 24

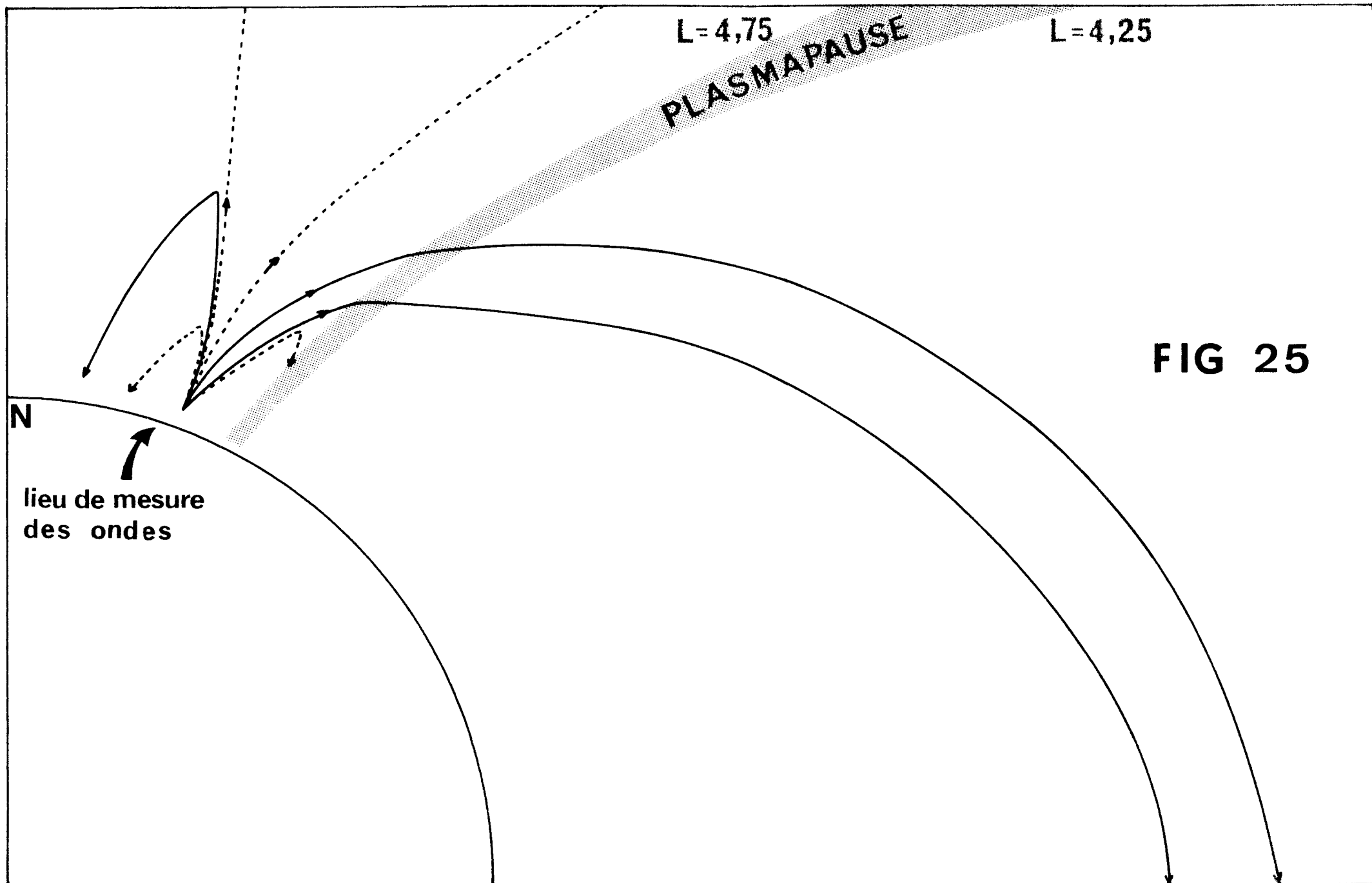
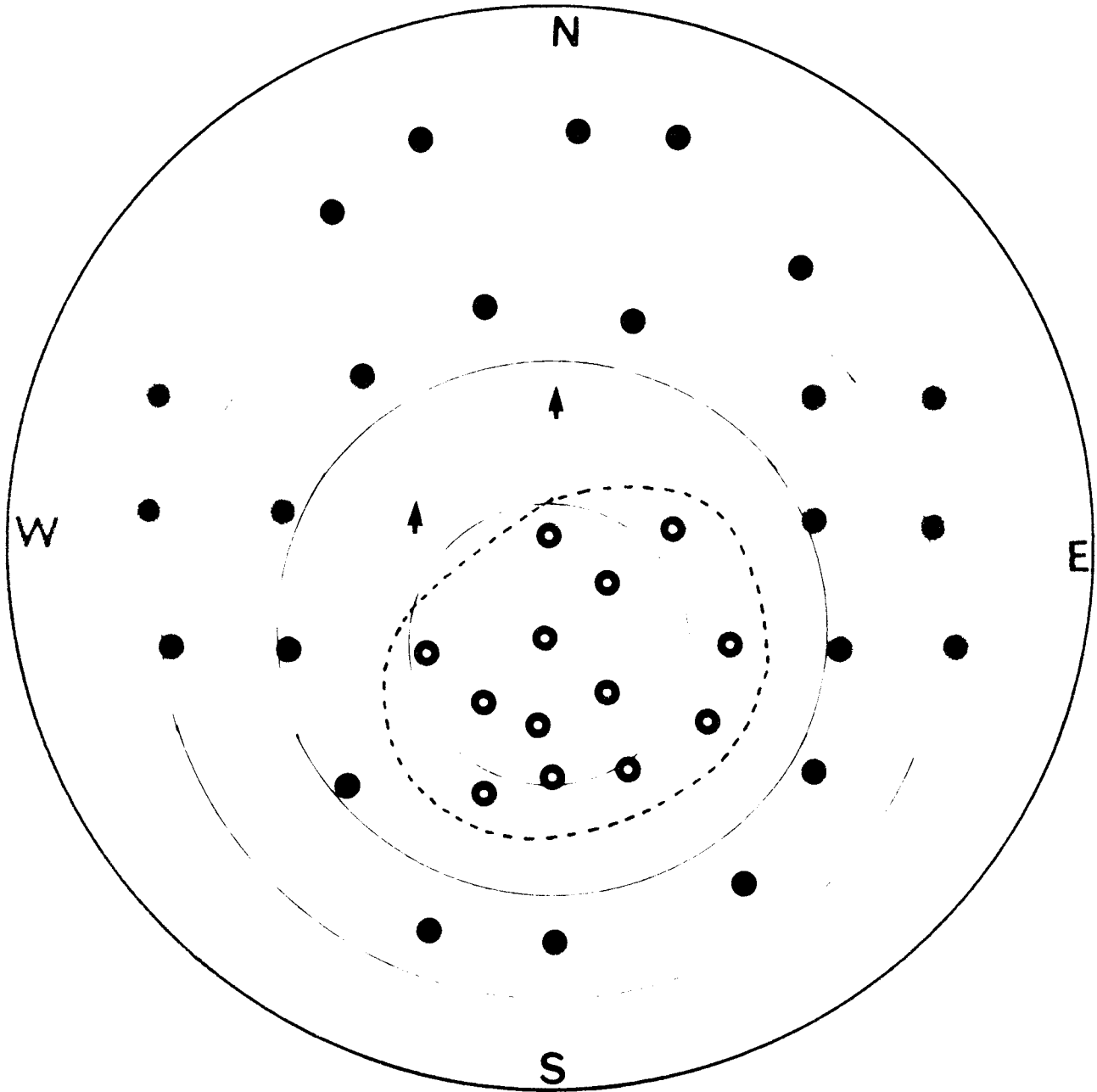
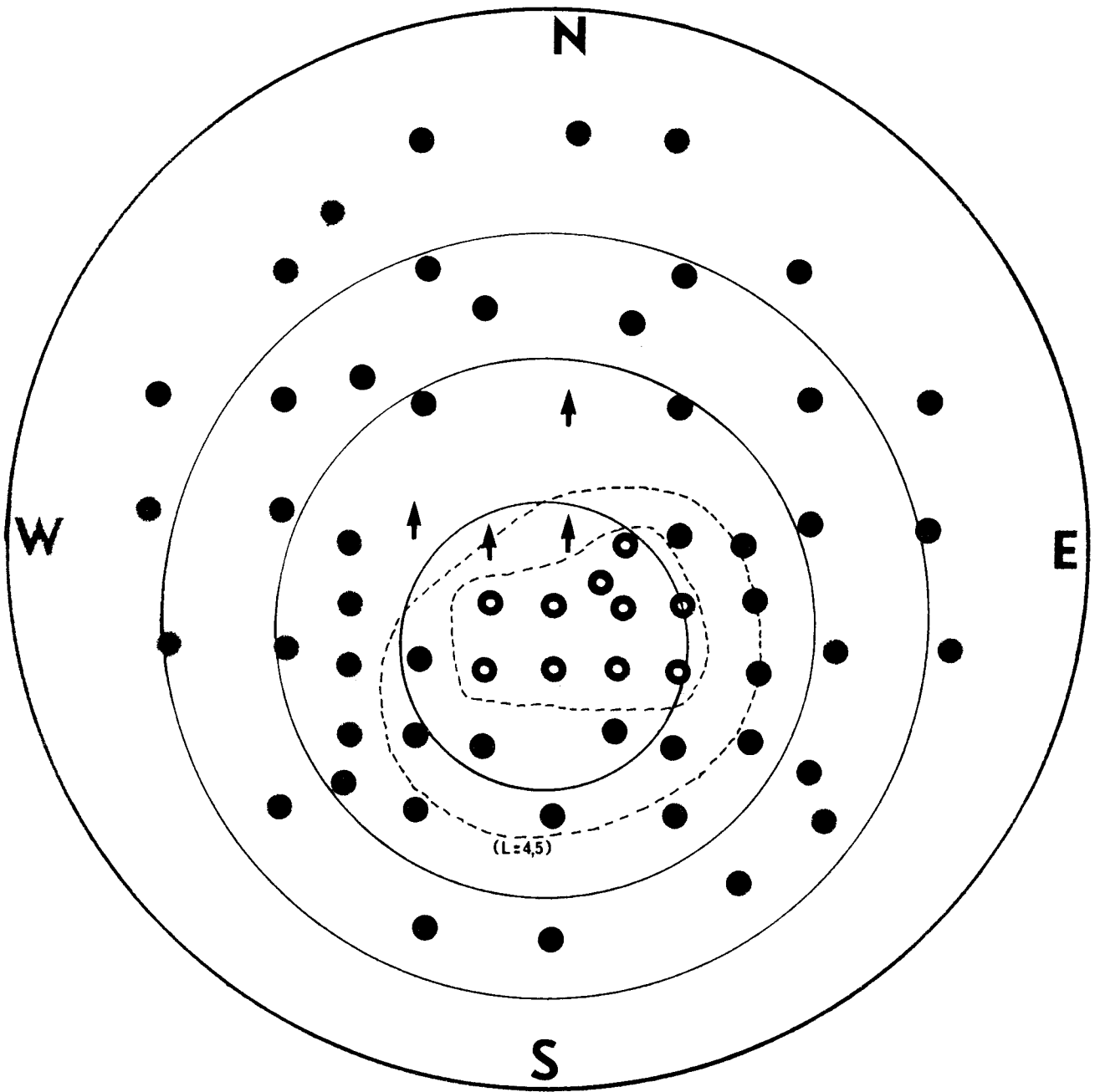


FIG 25



PLASMAPAUSE L=4,5

FIG.26



PLASMAPAUSE $L=3,5$

FIG.27

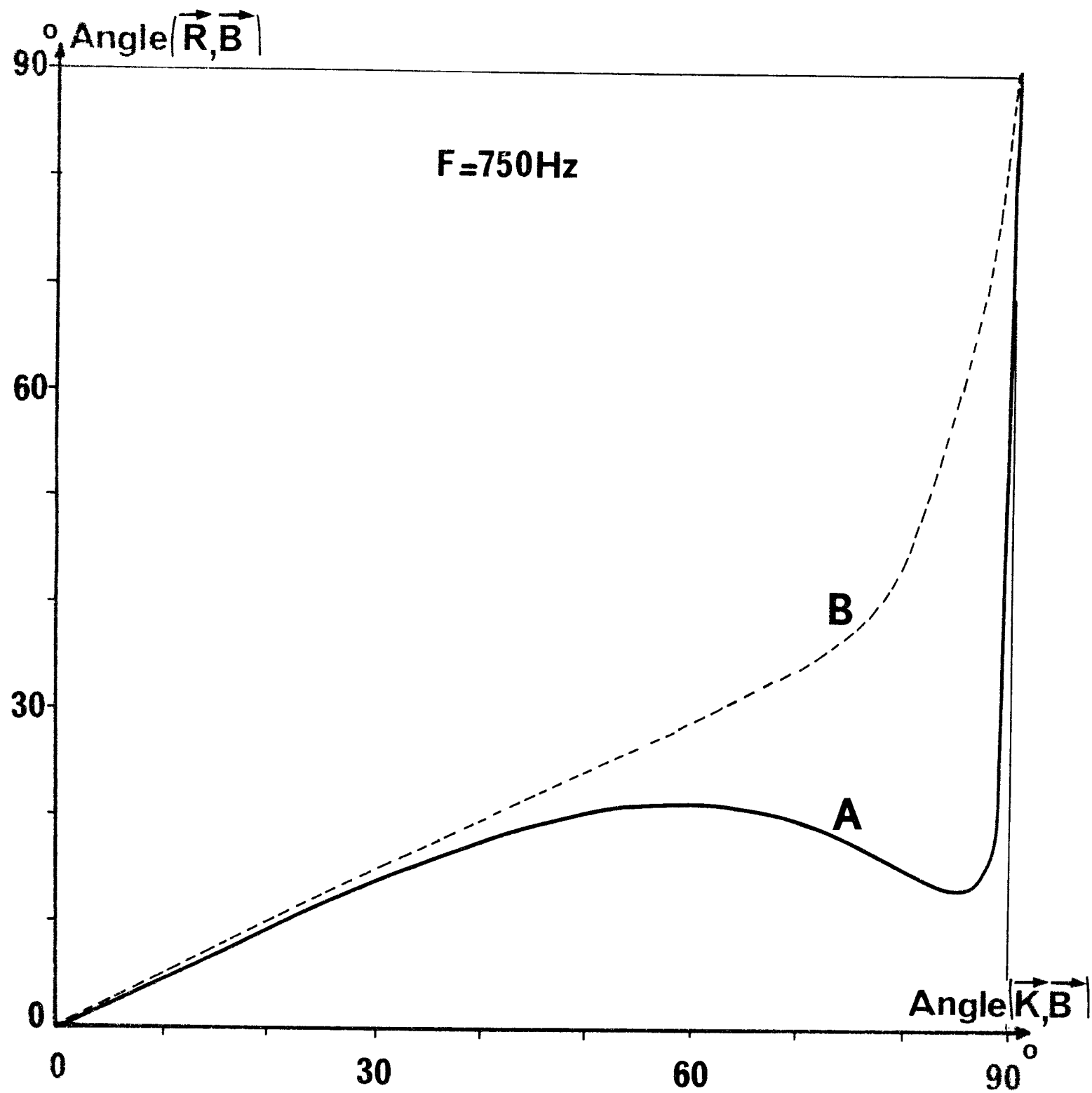


FIG.28

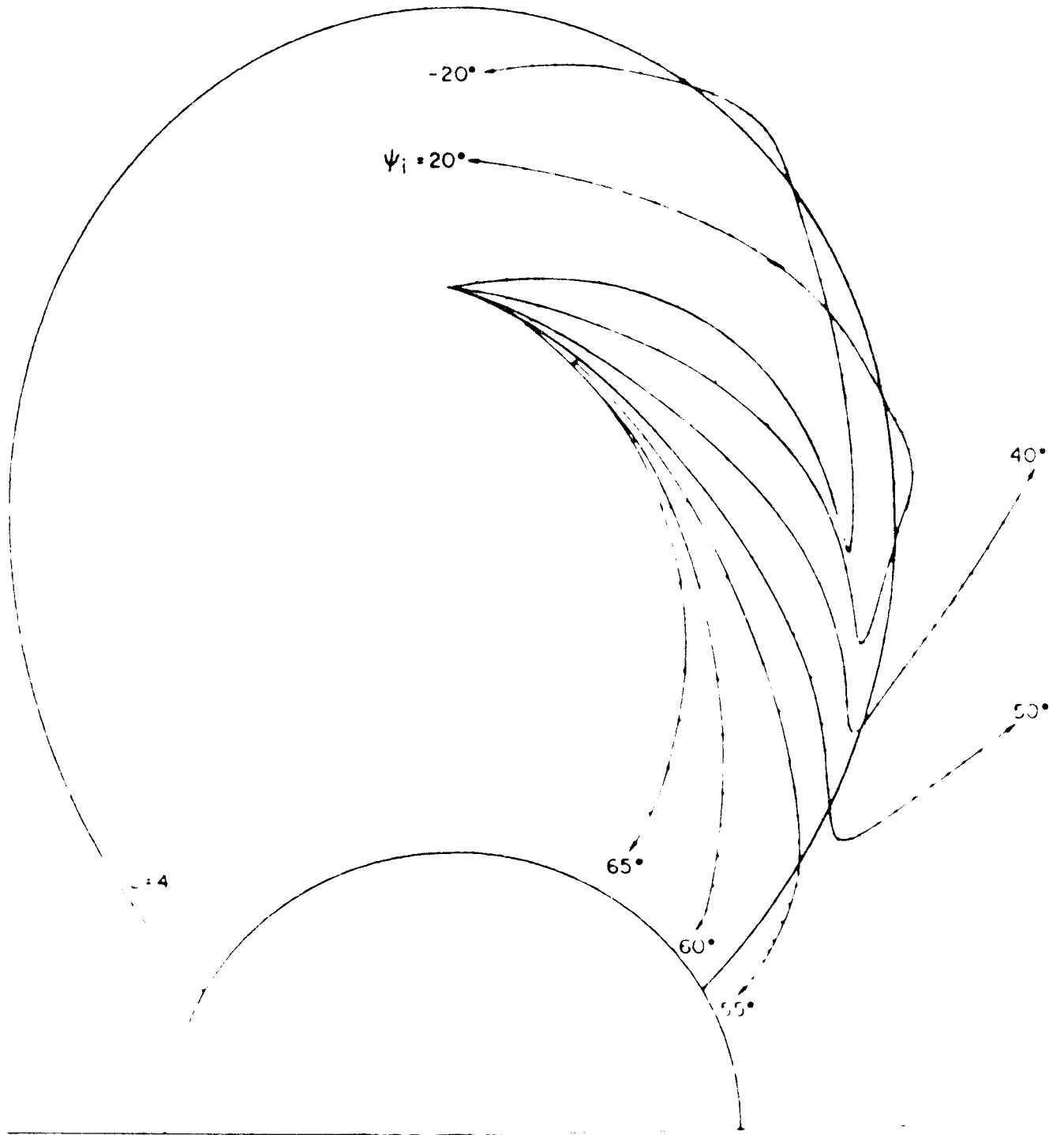


FIG 29

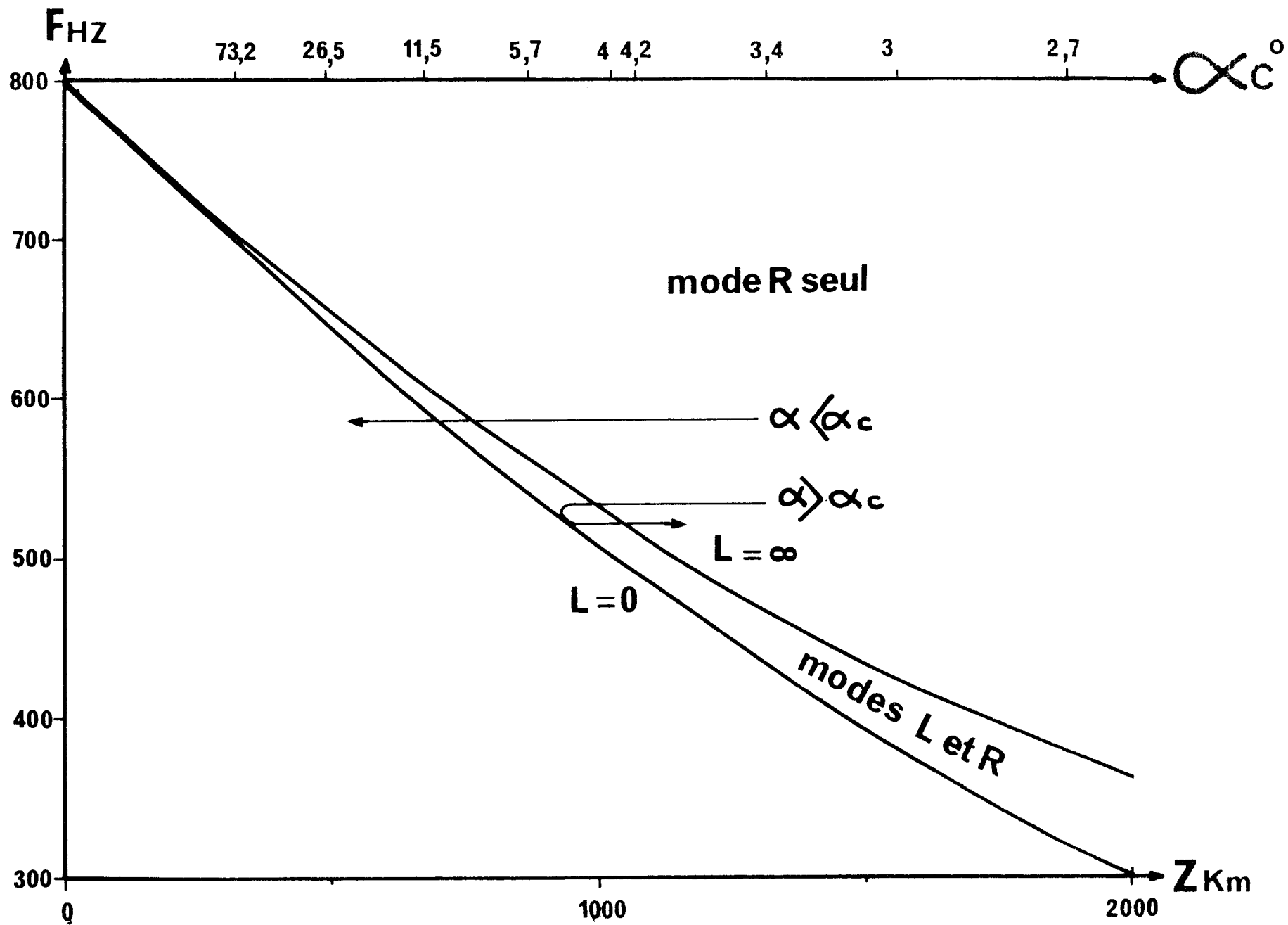
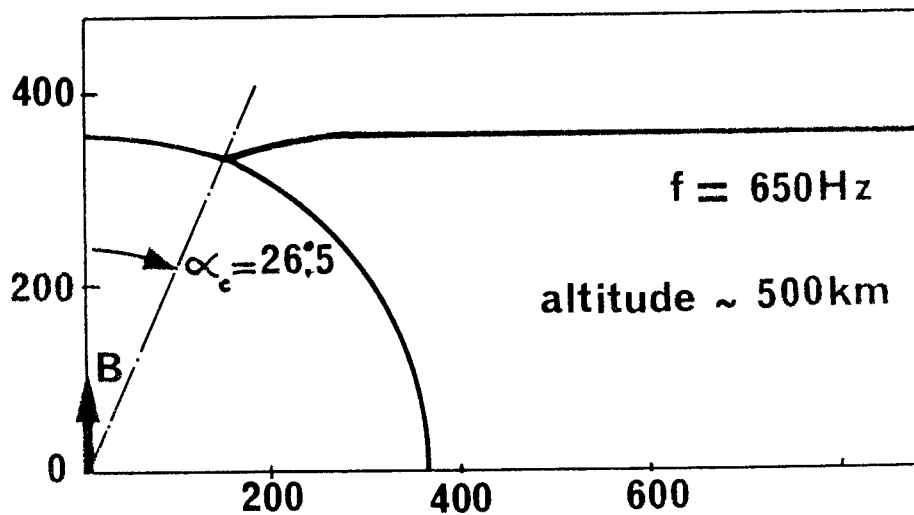
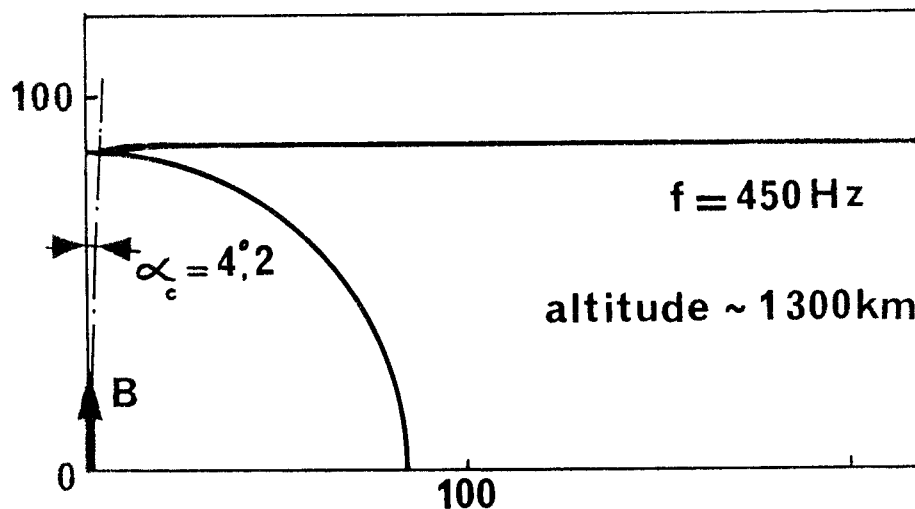


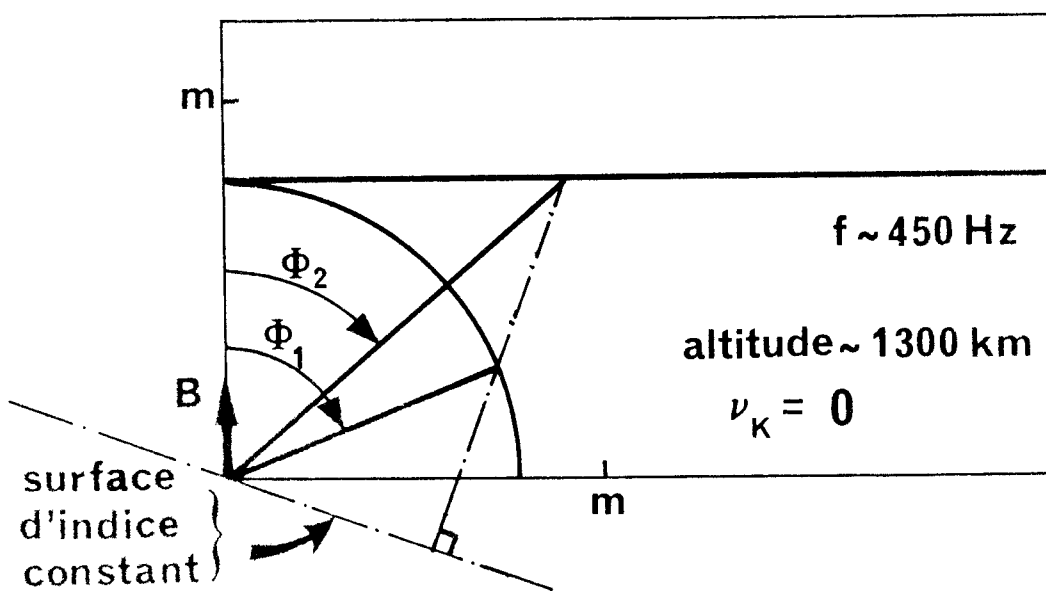
FIG.30



(a)



(b)



(c)

FIG. 31

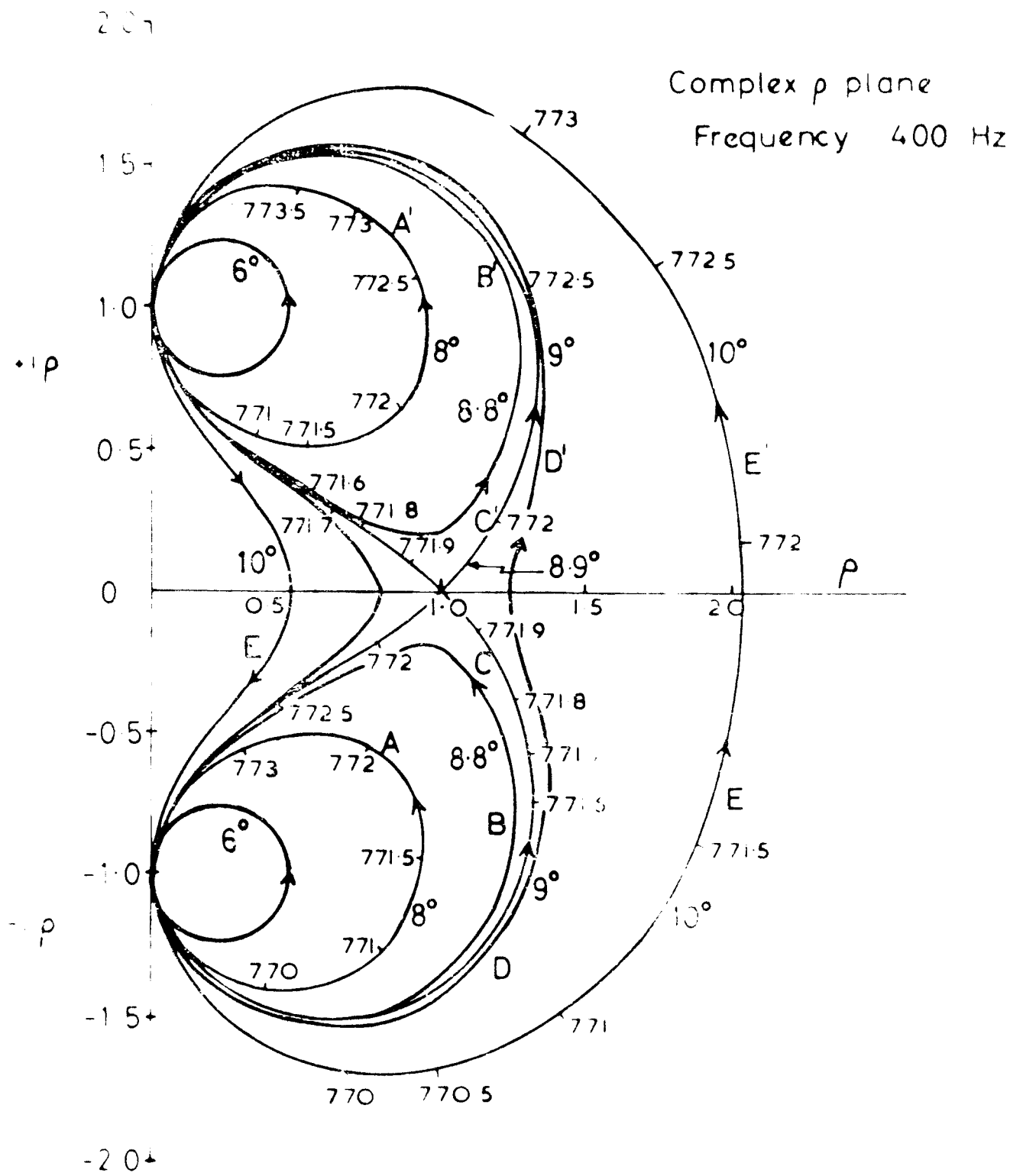


FIG 32

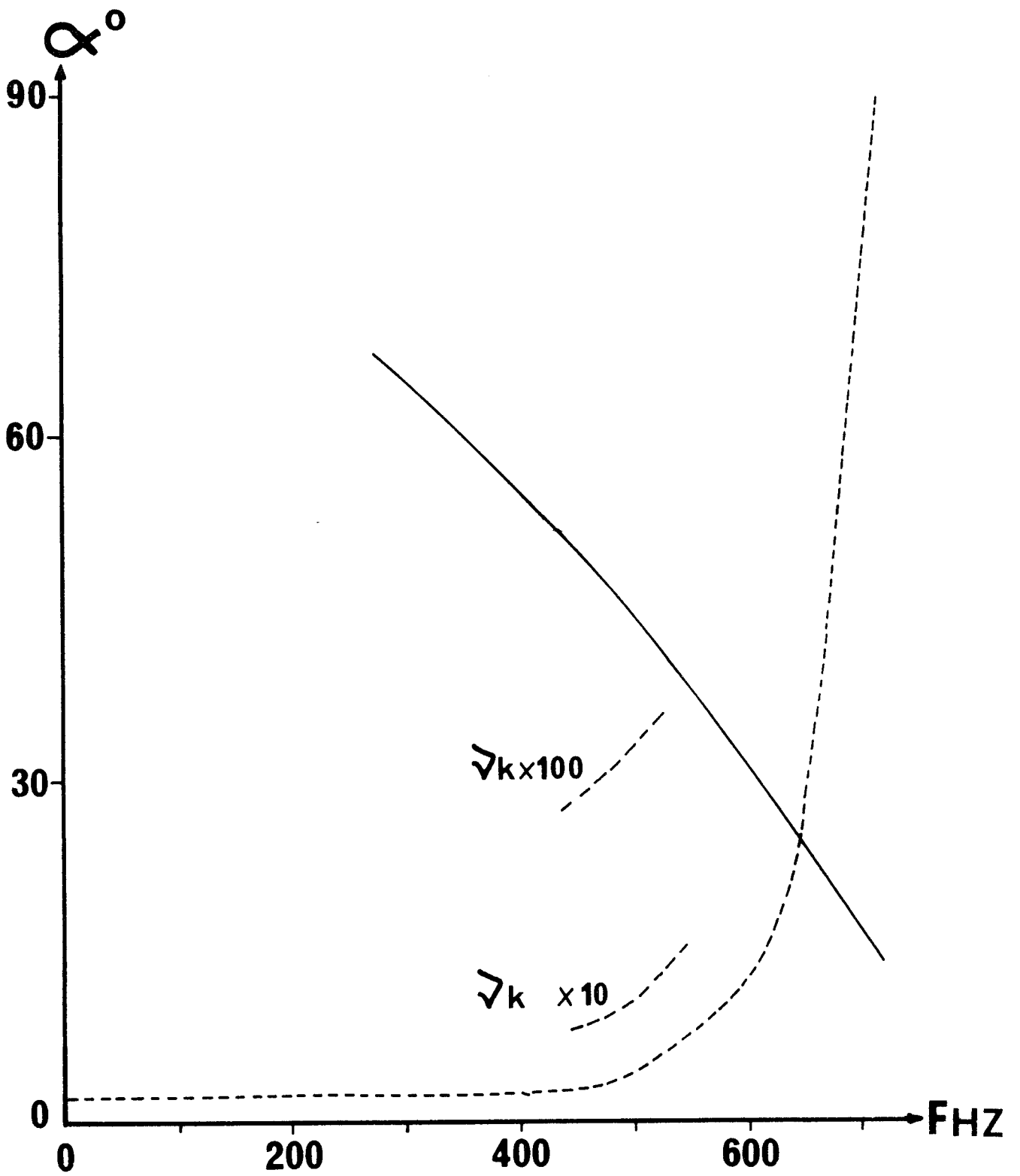


FIG.33