



**HAL**  
open science

# Etude expérimentale des instabilités et mouvements de dérive du plasma ionosphérique en zone polaire

Jacques Pignard

► **To cite this version:**

Jacques Pignard. Etude expérimentale des instabilités et mouvements de dérive du plasma ionosphérique en zone polaire. [Rapport de recherche] Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1979, 111 p., illustrations, graphiques. hal-02191487

**HAL Id: hal-02191487**

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191487>

Submitted on 23 Jul 2019

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

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

RP 182 (48)  
**CENTRE NATIONAL D'ETUDES  
DES TELECOMMUNICATIONS**

**CENTRE NATIONAL DE LA  
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

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

**CRPE**

**NOTE TECHNIQUE  
CRPE / 78**

120  
165B

*Etude expérimentale  
des instabilités et mouvements  
de dérive du plasma ionosphérique  
en zone polaire*

*Par  
Jacques PIGNARD*

C. N. R. S.  
Centre de Documentation  
Scientifique et Technique  
Bibliothèque

**B**

19 OCT. 1981

CENTRE DE RECHERCHE EN PHYSIQUE DE  
L'ENVIRONNEMENT TERRESTRE ET PLANETAIRE

NOTE TECHNIQUE CRPE/ 78

ETUDE EXPERIMENTALE  
DES INSTABILITES ET MOUVEMENTS  
DE DERIVE DU PLASMA IONOSPHERIQUE  
EN ZONE POLAIRE

par

Jacques PIGNARD

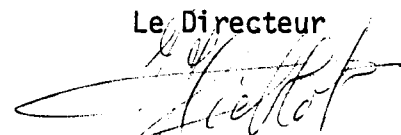
CRPE/PCE  
45045 ORLEANS CEDEX

Le Chef du Département PCE



C. BEGHIN

Le Directeur



J. HIEBLOT

Septembre 1979

# P L A N

## NOTATIONS

## INTRODUCTION

### 1) MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE L'EFFET D'UNE VITESSE DE DERIVE DU PLASMA SUR L'IMPEDANCE DE TRANSFERT D'UNE SONDE QUADRIPOLAIRE HAUTE FREQUENCE EN CAISSON DE SIMULATION SPATIALE.

#### 1.1. Introduction

#### 1.2. Potentiel créé en un point de l'espace par une charge ponctuelle oscillante dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive.

#### 1.3. Dispositif expérimental

#### 1.4. Résultats et discussion

#### 1.5. Conclusion

### 2) DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE FUSEE IPOCAMP 2

#### 2.1. Présentation générale

#### 2.2. Description des capteurs

##### 2.2.1. Sonde double sphère

##### 2.2.2. Sonde Isoprobe

#### 2.3. Equipements de servitude

### 3) TRAITEMENT DES DONNEES DE L'EXPERIENCE

#### 3.1. Trajectographie et restitution d'attitude de la fusée

##### 3.1.1. Trajectoire de la fusée

##### 3.1.2. Attitude par rapport au vecteur champ magnétique

##### 3.1.3. Attitude dans un repère géographique

### 3.2. Dépouillement des mesures du champ électrique quasi-statique

#### 3.2.1. Généralités

#### 3.2.2. Perturbation du signal

#### 3.2.3. Approximation du signal perturbateur

#### 3.2.4. Résultats

### 3.3. Dépouillement de l'expérience Isoprobe

#### 3.3.1. Généralités

#### 3.3.2. Densité électronique

## 4) INTERPRETATION DES MESURES

### 4.1. Mise en évidence d'instabilités dans la couche E de l'ionosphère aurorale

#### 4.1.1. Conditions géophysiques pendant le vol

#### 4.1.2. Vitesse de dérive du plasma

#### 4.1.3. Densité de courant horizontale

#### 4.1.4. Fluctuations

#### 4.1.5. Instabilité double faisceau

### 4.2. Ecart de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe

## CONCLUSION

ANNEXE 1 : Sonde Isoprobe en auto-oscillation

ANNEXE 2 : Changements de repères permettant la restitution d'attitude dans le repère géographique

ANNEXE 3 : Calcul des fréquences de collision

ANNEXE 4 : Vitesse acoustique des ions

## BIBLIOGRAPHIE

## REMERCIEMENTS

## LEGENDE DES FIGURES

NOTATIONS

$\vec{B}$	Induction magnétique
$C_s$	Vitesse acoustique des ions $C_s = \left[ k(T_e + T_i)/m_i \right]^{\frac{1}{2}}$
$\vec{D}$	Induction électrique
$\vec{E}$	Champ électrique
$F_B$	Gyrofréquence des électrons ( $\omega_B = \frac{qB}{m_e}$ )
$F_p$	Fréquence plasma électronique $\omega_p = \left[ \frac{N_e q^2}{m_e \epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}}$
$F_T$	Fréquence hybride haute $F_T = \left[ F_p^2 + F_B^2 \right]^{\frac{1}{2}}$
$\vec{J}$	Densité de courant
$\vec{k}$	Vecteur d'onde
$L$	Paramètre de Mac Illwain
$m_e$	Masse de l'électron $m_e = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg
$m_i$	Masse ionique moyenne pondérée pour les ions $NO^+$ et $O_2^+$ $m_i = 30.5 \times 1836 \times m_e$
$n$	Indice spectral
$N_e, N_i$	Densités électronique et ionique
$q_e, q_i$	Charges de l'électron et de l'ion ( $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C)
$r_d$	Rayon de Debye $r_d = v_{Te} / \omega_p$
$T_e, T_i$	Températures électronique et ionique
$\vec{V}_d$	Vitesse de dérive du plasma $\vec{V}_d = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{ \vec{B} ^2}$
$v_e, v_i$	Vitesses moyennes électronique et ionique
$\vec{V}_r$	Vitesse de dérive relative entre ions et électrons $\vec{V}_r = \frac{\vec{J}}{q \cdot N_e}$
$v_{Te}$	Vitesse thermique des électrons $v_{Te} = \left[ 3 \frac{\kappa T_e}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}}$

$\overline{\epsilon}$	Tenseur de permittivité diélectrique
$\epsilon_{\parallel}$	Permittivité longitudinale
$\epsilon_0$	Permittivité du vide
$\theta$	Demi-angle d'ouverture du cône de précession
$\kappa$	Constante de Boltzmann $\kappa = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$
$\Lambda$	Latitude invariante
$\nu_e, \nu_i$	Fréquences de collision électrons-Neutres et ions-Neutres
$\rho_s$	Densité de charge
$\overline{\sigma}$	Tenseur de conductivité
$\Phi$	Potentiel électrique
$\varphi$	Angle de rotation
$\dot{\varphi}$	Vitesse de rotation propre
$\ddot{\varphi}$	Accélération de la rotation propre
$\psi$	Angle de précession
$\dot{\psi}$	Vitesse de précession
$\omega$	Pulsation

#### Grandeurs normalisées

$$X = \frac{\omega}{\omega_p} \quad \text{Fréquence normalisée}$$

$$V = \frac{v_d}{v_{Te}} \quad \text{Vitesse de dérive normalisée}$$

$$\tau = \frac{r}{r_d} \quad \text{Distance normalisée}$$

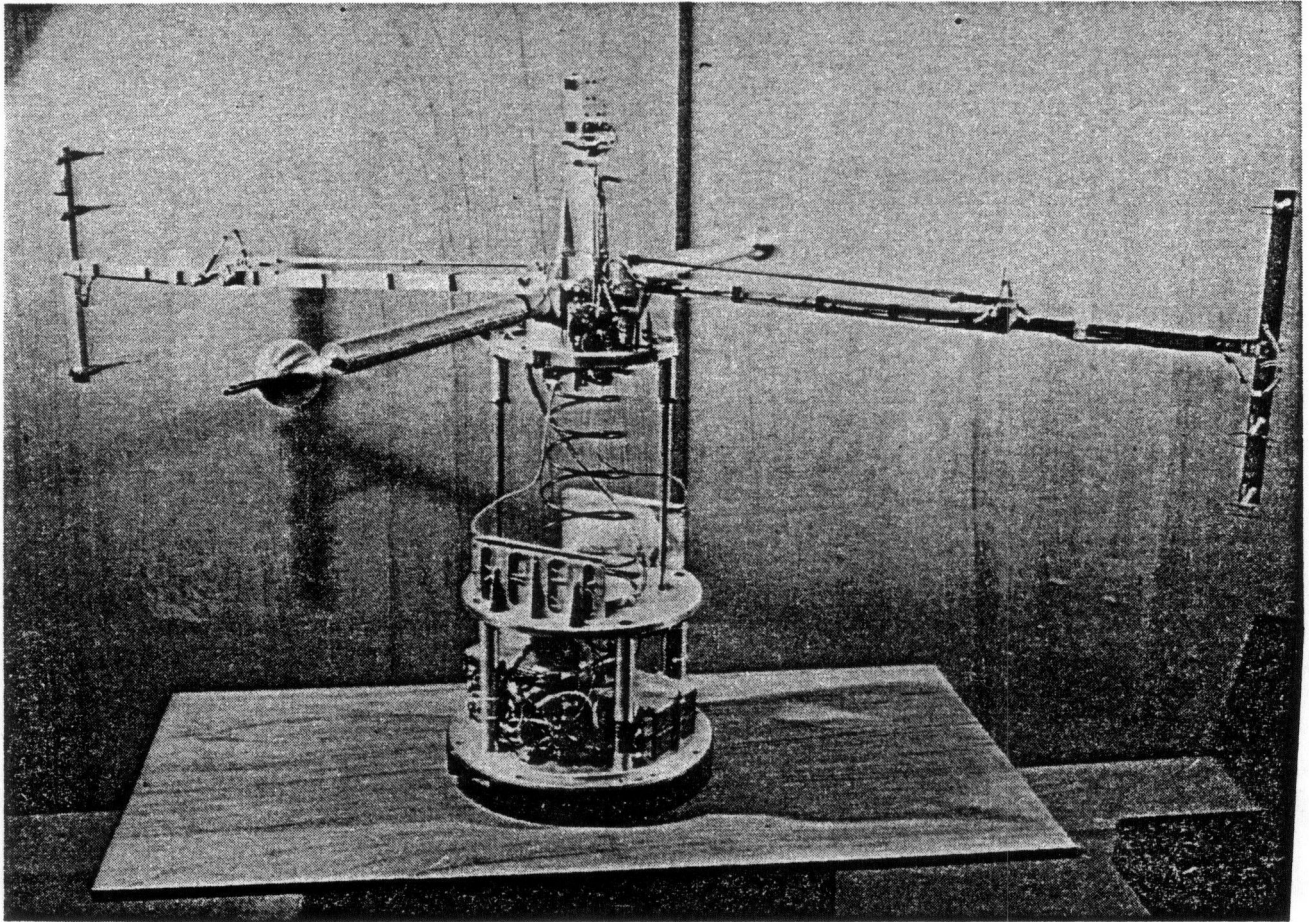


Planche I - Vue générale de la disposition des capteurs



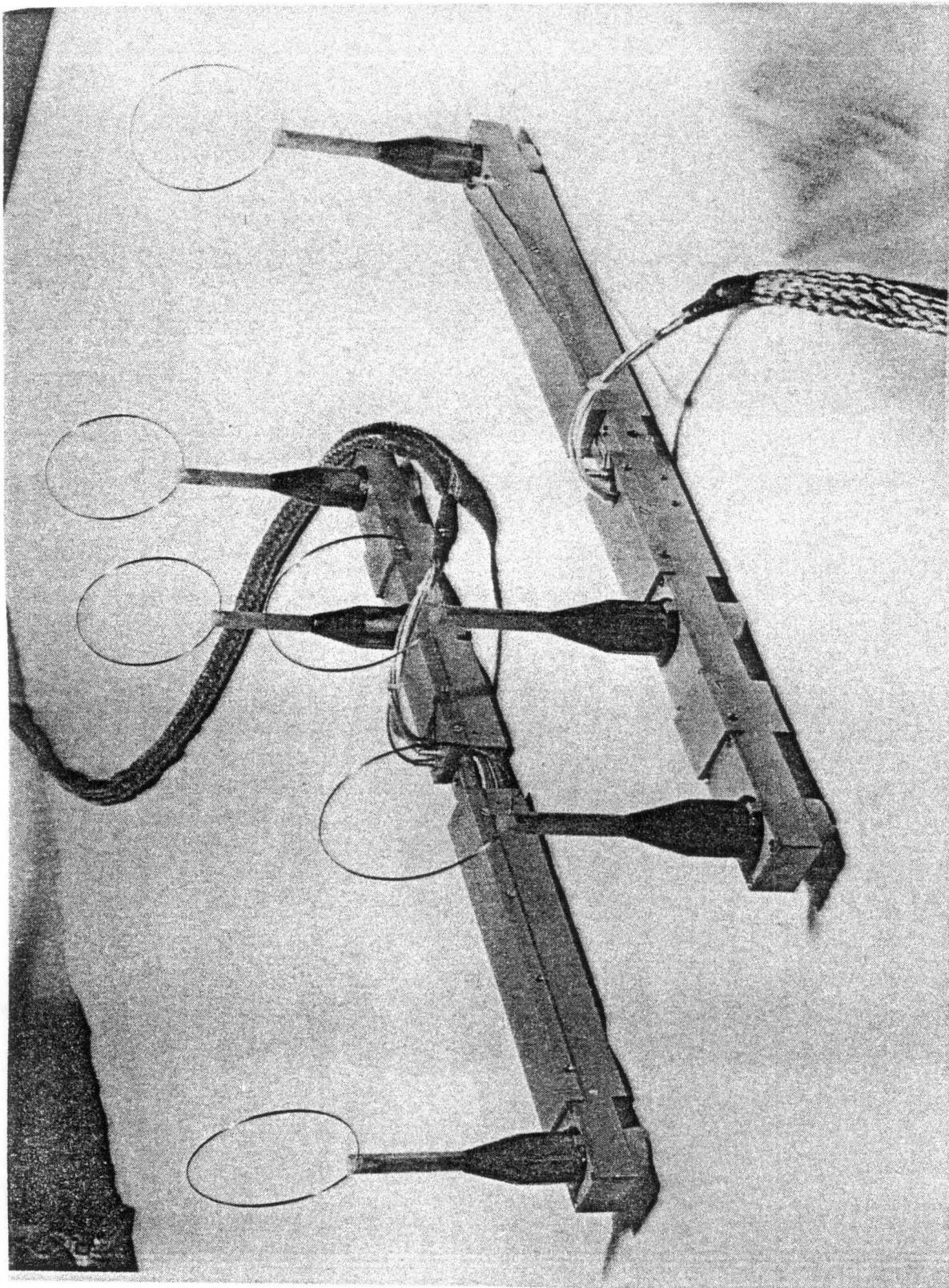


Planche II - Sondes Isoprobe

Cette thèse s'inscrit dans le cadre des travaux théoriques et expérimentaux, menés au laboratoire du C.R.P.E., portant sur l'interprétation du sondage radio-fréquence in situ des plasmas spatiaux et de simulation. Ces études ont pour objectif la détermination des différents paramètres caractéristiques du plasma : densité et température électroniques, champ électrique, mouvements d'ensemble des électrons, fréquences de collisions, etc.... La détermination de ces paramètres est basée sur la technique de couplage mutuel entre antennes qui permet d'exciter des fréquences de résonance du milieu, les sondages étant effectués dans différents domaines de fréquences (EBF, LHR,  $F_p$ ) caractéristiques des paramètres à mesurer (fréquences de collision, densité et température électroniques, composition ionique, etc...). Ces diagnostics ont été réalisés initialement au moyen de sonde à impédance mutuelle dipolaire (BALMAIN, 1965 ; DERFLER, 1965 ; DERFLER et SIMONEN, 1966 ; VAN HOVEN, 1966). Dans le but d'améliorer la précision des mesures, en réduisant l'influence des gaines d'ions autour des capteurs, STOREY, AUBRY et MEYER (1969) ont proposé la sonde à impédance mutuelle quadripolaire. L'utilisation de cette sonde au voisinage de la fréquence de plasma pour la mesure de la densité et de la température électroniques a été développée par RENARD et DEBRIE (1970), CHASSERIAUX, DEBRIE et RENARD (1972), P.M.E. DECREAU et DEBRIE (1977) suivant la technique qui consiste à explorer la gamme de fréquence et à identifier les singularités. Par ailleurs, basé sur un principe différent cherchant à augmenter la résolution temporelle des mesures, RENARD (1972) a mis au point une sonde dipolaire auto-oscillante utilisant le principe de résonance de cavité et fournissant ainsi une fréquence représentative de la densité du plasma. En combinant les deux techniques, impédance mutuelle et auto-oscillation, on a abouti à la sonde Isoprobe ("Interferometric Self Oscillating Probe") imaginée pour le satellite ARCAD 3 (BEGHIN et al., 1975), sonde à impédance mutuelle dont un des fonctionnements se caractérise par un mode auto-oscillant (PIGNARD, 1977). Dans ce mode la sonde oscille au voisinage d'une fréquence caractéristique du plasma ionosphérique liée à la densité électronique, ce qui permet de suivre les fluctuations de cette densité avec une résolution temporelle de l'ordre de  $10^{-3}$  s.

Ce type de sonde a été utilisé pour l'étude en laboratoire d'un plasma animé d'une vitesse de dérive. Dans le chapitre I, nous rappellerons les résultats théoriques obtenus sur ce sujet par différents auteurs, et nous donnerons les résultats d'une expérience que nous avons réalisée dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E. visant à vérifier les résultats de la théorie.

Cette sonde a aussi été embarquée sur fusée lors de la campagne de tirs franco-soviétique "IPOCAMP 2" ("Ionospheric Polar Campaign") à l'île de Heyss en zone polaire (80,61° Nord, 58° Est) au printemps 1977. La réalisation de cette expérience a été menée en commun par le C.R.P.E. (C. BEGHIN), le L.G.E. (J.J. BERTHELIER) et le L.R.U. de Bourges (C. RENARD) en coopération avec le laboratoire d'hydrométéorologie de Moscou (A.A. POKHUNKOV). Les objectifs scientifiques étaient la mesure de la densité électronique, du champ électrique et de leurs fluctuations afin d'étudier leurs relations et de mettre en évidence des instabilités (BEGHIN et al., 1975).

Le traitement des données de l'expérience IPOCAMP 2 (mesure de la densité électronique et du champ électrique continu (0-20 Hz) et alternatif (10-200 Hz) ) nous a été confié et nous présentons au chapitre II une description de l'expérience, puis au chapitre III le traitement des données qui nous a permis d'aboutir aux paramètres physiques.

Le chapitre IV sera consacré à l'interprétation géophysique des mesures par la mise en évidence d'une instabilité de plasma du type double faisceau dans la région E de l'ionosphère aurorale. Une tentative d'interprétation de l'écart de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe se fera à partir des résultats de l'étude en plasma de laboratoire d'un plasma animé d'une vitesse de dérive, expérience décrite au chapitre I.

En conclusion, nous dégagerons les principaux résultats obtenus lors de l'expérience IPOCAMP 2.

1) MISE EN EVIDENCE EXPERIMENTALE DE L'EFFET D'UNE VITESSE DE DERIVE DU PLASMA SUR L'IMPEDANCE DE TRANSFERT D'UNE SONDE QUADRIPOLAIRE H.F. EN CAISSON DE SIMULATION SPATIALE

1.1. Introduction

Pour mettre en évidence l'effet d'une vitesse de dérive du plasma sur la courbe de transfert d'une sonde multipolaire haute fréquence, c'est-à-dire dans le domaine de la fréquence plasma, nous avons réalisé des expériences dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique. La vitesse de dérive des électrons du plasma a été créée par la polarisation d'une plaque conductrice. L'étude théorique de ces effets de vitesse a été effectuée à l'origine par FIALA V. (1973) et MICHEL E. (1976) pour un plasma chaud avec un modèle hydrodynamique, mais en imposant des hypothèses restrictives (calcul effectué dans l'axe de la dérive, par exemple). Le problème d'oscillations forcées créées par une charge oscillante dans un plasma en dérive a été traité par MOURGUES et al. (1977) pour une source plane infinie avec un modèle "Multi Water Bag" (100 bags). Le cas d'une source ponctuelle a été étudié récemment, d'une part dans une description plasma froid ou hydrodynamique, MOURGUES et al. (1979, I) et d'autre part dans une description microscopique pour une distribution maxwellienne des vitesses approximées par un modèle "Multi Water Bag" (60 bags), MOURGUES et al. (1979, II). Cependant, ces derniers travaux théoriques, plus complets, font appel à de longs calculs numériques sur ordinateur, et ne permettent pas à un expérimentateur de les exploiter systématiquement. Nous avons donc dû limiter notre étude au cas des fréquences supérieures à la fréquence plasma et des faibles vitesses de dérive (inférieures à la vitesse thermique des électrons) parallèles ou anti-parallèles à l'axe des sondes. Ceci correspond à certains cas envisagés par E. MICHEL (1976). Dans un premier paragraphe nous allons présenter le calcul des effets de dérive sur les oscillations forcées d'un plasma en mouvement uniforme, créées par une charge ponctuelle oscillante. Nous allons ensuite dans un second paragraphe présenter le dispositif et les conditions expérimentales. Enfin nous comparerons et discuterons les résultats expérimentaux et théoriques.

Nous appliquerons ces résultats au fonctionnement en auto-oscillations des sondes pour l'interprétation des données de l'expérience fusée IPOCAMP 2.

1.2. Potentiel créé en un point de l'espace par une charge ponctuelle oscillante dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive

Considérons une charge ponctuelle oscillante (à la fréquence  $\omega_0$ ) dans un plasma isotrope (sans champ magnétique) animé d'une vitesse de dérive, située à l'origine d'un repère de référence (x, y, z) et dont la densité de charge est :

$$\rho_s = \frac{q \cdot \delta(r)}{2\pi \cdot r^2} \cdot \exp(-i\omega_0 t)$$

Ici  $\delta(r)$  représente une distribution de Dirac. Pour calculer le potentiel créé en un point de l'espace situé à une distance  $\vec{r}$  de la source, le point de départ est l'équation de Poisson :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(r) = \rho_s$$

où  $\vec{D}$  représente l'induction électrique correspondant au champ électrique  $\vec{E}$  par l'intermédiaire du tenseur de permittivité diélectrique  $\overline{\overline{\epsilon}}$  :

$$\vec{D}(r) = \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \vec{E}(r)$$

Le champ  $\vec{E}$  est relié au potentiel  $\Phi$  en faisant l'hypothèse quasi-statique par :

$$\vec{E}(r) = -\vec{\nabla}\Phi(r)$$

Après transformée de Fourier dans l'espace, la combinaison des deux équations précédentes permet d'obtenir le potentiel sous la forme :

$$\phi(k) = \frac{\rho_s(k)}{\vec{k} \cdot \overline{\overline{\epsilon}} \cdot \vec{k}}$$

Dans la description du modèle hydrodynamique et en prenant une dérive  $V_d$  le long de l'axe z,  $\overline{\overline{\epsilon}}$  est donné par la permittivité longitudinale  $\epsilon_l$  :

$$\epsilon_l = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - k_z \cdot V_d)^2 - k^2 \cdot v_{Te}^2}$$

Le potentiel dans l'espace réel est obtenu par transformée de Fourier inverse dans l'espace  $k$  :

$$\phi(r) = \frac{q}{8\pi^3 \epsilon_0} \cdot \int_{\vec{k}} \frac{\exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r})}{k^2 \cdot \epsilon_l} \cdot d\vec{k}$$

On peut rappeler ici la convention utilisée à savoir que les ondes varient en  $\exp(-i\omega t + i\vec{k} \cdot \vec{r})$ .

En passant en coordonnées cylindriques,  $\Phi$  s'écrit :

$$(1) \phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} + \frac{q}{4\pi^2 \epsilon_0 r_d (V^2 - 1)} \cdot \int_0^\infty k_\perp \cdot J_0(\rho k_\perp) \cdot dk_\perp \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-i k_{||} \sigma)}{(k_{||}^2 + k_\perp^2)(k_{||} - k_+) (k_{||} - k_-)} \cdot dk_{||}$$

$$\text{où } k_{\perp}^2 = \frac{V \cdot X}{V^2 - 1} + \left( \frac{k_\perp^2 + \alpha^2}{V^2 - 1} \right)^{1/2}$$

$$\text{et } \alpha^2 = 1 + \frac{X^2}{V^2 - 1}$$

Nous utilisons les variables normalisées suivantes :

$$X = \frac{\omega}{\omega_p} \quad ; \quad V = \frac{V_d}{v_{Te}} \quad ; \quad \sigma = \frac{r_z}{r_d}$$

$$k_{||} = k_z \cdot r_d \quad ; \quad k_\perp = k_\perp \cdot r_d \quad ; \quad \rho = r_\perp / r_d$$

où la vitesse thermique est définie ainsi

$$v_{Te} = \left[ 3 \frac{k_B T_e}{m_e} \right]^{1/2} \text{ soit } \lambda_D = \frac{r_d}{\sqrt{3}} \text{ avec } r_d = \frac{v_{Te}}{\omega_p}$$

et  $J_0$  la fonction de Bessel de 1ère espèce.

Le calcul des intégrales de l'expression (1) dépend du signe de  $(V^2 - 1)$ .  
On ne s'intéressera ici qu'au cas des vitesses de dérive faibles devant la  
vitesse thermique des électrons  $V < 1$ , cas qui correspond à ce que  
l'on peut trouver normalement dans l'ionosphère.

Nous utiliserons dans ce paragraphe les notations de E. MICHEL (1976)

Considérons les termes  $K_1$  et  $K_2$  de l'équation (1)

$$K_1 = -\frac{VX}{1-V^2} + \left( \frac{-K_{\perp}^2 - \alpha^2}{1-V^2} \right)^{1/2}$$

suivant la valeur de  $\alpha^2$  deux cas apparaissent :

$$1) \alpha^2 < 0 \Rightarrow X > \sqrt{1-V^2} \quad \text{soit} \quad \begin{cases} K_{\perp} < (-\alpha^2)^{1/2} \\ K_{\perp} > (-\alpha^2)^{1/2} \end{cases}$$

$$2) \alpha^2 > 0 \Rightarrow X < \sqrt{1-V^2}$$

Pour suivre l'évolution en fréquence du maximum et des minima  
de la courbe de transfert de la sonde ISOPROBE en fonction de la vitesse  
de dérive nous allons nous intéresser au cas  $X > 1$  correspondant  
aux fréquences supérieures à la fréquence plasma.

Nous allons limiter notre étude au seul cas où la vitesse de  
dérive est parallèle ou anti-parallèle au vecteur  $\vec{r}$  (axe des sondes) pour  
pouvoir intégrer analytiquement l'équation (1). Cela revient à faire  $\rho = 0$   
c'est-à-dire  $J_0(K_{\perp} \rho) = 1$ .

On aboutit ainsi aux équations du potentiel données par E. MICHEL  
(1976) où la charge excitatrice est unité ( $q = 1$ ).

dans le cas où  $V < 1$ ,  $X > \sqrt{1-V^2}$  et  $\rho = 0$ ,  $\sigma > 0$

$$\phi(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r} + \phi_{211} + \phi_{221} + \phi_{231}$$

$$\text{où } \phi_{211}(r) = \frac{1}{8\pi \epsilon_0 r_{\perp} V} \left\{ \left[ f(|\sigma| \cdot (X-1)/V) - f(|\sigma| \cdot (X+1)/V) \right] \right. \\ \left. - i \left[ g(|\sigma| \cdot (X-1)/V) - g(|\sigma| \cdot (X+1)/V) \right] \right\}$$

avec  $f(z) = CI(z) \cdot \sin(z) - si(z) \cdot \cos(z)$   
 $g(z) = -CI(z) \cdot \cos(z) - si(z) \cdot \sin(z)$

où CI et si sont respectivement les cosinus et sinus intégraux

$$\phi_{221}(r) + \phi_{231}(r) = \frac{i}{8\pi \epsilon_0 r_d V} \cdot \exp(-i\sigma(x+1)/V) \cdot \left[ CI(\sigma't_1 - \sigma'\sqrt{-a^2}) + i si(\sigma't_1 - \sigma'\sqrt{-a^2}) \right]$$

$$- \frac{i}{8\pi \epsilon_0 r_d V} \cdot \exp(-i\sigma(x-1)/V) \cdot \left[ CI(\sigma't_2 - \sigma'\sqrt{-a^2}) + i si(\sigma't_2 - \sigma'\sqrt{-a^2}) \right]$$

avec  $\sigma' = \sigma / \sqrt{1-V^2}$

$$t_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{V} \cdot \left[ \frac{X}{\sqrt{1-V^2}} \pm \sqrt{1-V^2} \right]$$

dans le cas où  $V < 1$  ;  $X > \sqrt{1-V^2}$  et  $\rho = 0$ ,  $\sigma < 0$

$$\phi(r) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0 r} + \phi_{212} + \phi_{241} + \phi_{251}$$

où  $\phi_{212}(r) = \frac{1}{8\pi \epsilon_0 r_d V} \cdot \left\{ \left[ f(|\sigma| \cdot (x-1)/V) - f(|\sigma| \cdot (x+1)/V) \right] + i \left[ g(|\sigma| \cdot (x-1)/V) - g(|\sigma| \cdot (x+1)/V) \right] \right\}$

$$\phi_{241}(r) + \phi_{251}(r) = \frac{i}{8\pi \epsilon_0 r_d V} \cdot \exp(-i\sigma(x+1)/V) \cdot \left[ CI(\sigma't_1 + \sigma'\sqrt{-a^2}) + i si(\sigma't_1 + \sigma'\sqrt{-a^2}) \right]$$

$$- \frac{i}{8\pi \epsilon_0 r_d V} \cdot \exp(-i\sigma(x-1)/V) \cdot \left[ CI(\sigma't_2 + \sigma'\sqrt{-a^2}) + i si(\sigma't_2 + \sigma'\sqrt{-a^2}) \right]$$



### 1.3. Dispositif expérimental

Nous avons réalisé une expérience pour mettre en évidence les variations de la courbe de transfert d'une sonde multipolaire plongée dans un plasma de simulation animé d'une vitesse de dérive. Cette expérience a été effectuée dans le caisson à plasma de simulation ionosphérique au C.R.P.E.

L'ensemble expérimental comprend essentiellement une enceinte à vide de grande dimension ( $6 \text{ m}^3$ ) dont les principales caractéristiques ont été données par Y. ARNAL (1977). Un ensemble de bobines de Helmholtz permet de compenser le champ magnétique terrestre. Une structure de confinement multipolaire à l'intérieur du caisson permet d'augmenter l'homogénéité du plasma.

Notre système de mesure est composé de deux sondes Isoprobe (voir chapitre 2.2.2.) qui sont des sondes à impédance mutuelle du type quadripolaire constituées d'un émetteur et de deux récepteurs. Une sonde de Langmuir nous permet de connaître la température électronique du plasma. La vitesse de dérive des électrons du plasma est intensifiée au moyen d'une plaque, située à une extrémité du caisson vis-à-vis de la source à plasma et polarisée positivement pour attirer les électrons dans une direction parallèle à l'axe du caisson avec une vitesse  $V_d$  (LEBRETON J.P., 1978 ; ILLIANO et POTTELETTE, 1979).

Les sondes ISOPROBE sont montées en opposition dans le caisson, la sonde ISO1 est parallèle à la vitesse de dérive (Emetteur côté source et récepteurs côté plaque) disposition que l'on appelle aussi montage Aval, la sonde ISO2 est anti-parallèle ou montage Amont (figure 1.1.). On a choisi ce dispositif de façon à commuter rapidement les sondes dans les positions parallèle ou anti-parallèle pour enregistrer l'effet de la dérive sur l'impédance de transfert des sondes.

### 1.4. Résultats et discussion

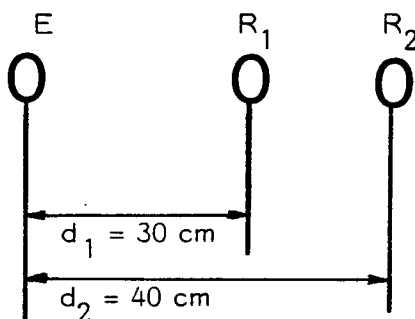
Nous allons présenter dans ce paragraphe les courbes d'impédance de transfert d'une sonde Isoprobe obtenues théoriquement (1.3. et 1.4.) et expérimentalement (1.5. et 1.6.).

#### 1.4.1. Résultats théoriques

Les courbes d'impédance de transfert d'une sonde Isoprobe, en amplitude et en phase, normalisées à leur valeur dans le vide, dans les deux cas parallèle (aval) et anti-parallèle (amont) ont été calculées pour différentes valeurs de la vitesse de dérive. L'impédance de transfert peut se mettre sous la forme :

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{\phi(d_2) - \phi(d_1)}{\phi_0(d_2) - \phi_0(d_1)}$$

en imposant dans le plasma un courant identique à celui émis dans le vide ;  
 $d_1$  et  $d_2$  sont les distances entre émetteur et récepteur.



La vitesse de dérive a été normalisée par rapport à la vitesse thermique des électrons définie par  $v_{Te} = \left[ \frac{3 k T_e}{m_e} \right]^{1/2}$  ;  
 soit la vitesse de dérive normalisée  $V = \frac{V_d}{v_{Te}}$ .

Pour  $V = 0$ , nous présentons figure (1.2.) un exemple de courbes d'impédance de transfert d'une sonde Isoprobe calculé pour une valeur de longueur de Debye ( $\lambda_D = 1,5$  cm) généralement obtenue dans le caisson de simulation. Les principales caractéristiques de ces courbes sont les suivantes :

- la courbe du module ( $|Z/Z_0|$ ) présente un maximum à la fréquence plasma ( $F_p$ ) dont l'amplitude dépend de la longueur de Debye, et une anti-résonance à une fréquence plus élevée ( $\sim 1,2 \cdot F_p$ ) due à un battement entre les ondes électrostatiques excitées.

- la courbe de phase de  $Z/Z_0$  passe par zéro pour une fréquence légèrement supérieure à  $F_p$ .

Nous allons maintenant montrer l'influence d'un effet de vitesse sur ces courbes de transfert.

#### 1.4.1.1.) Cas parallèle (aval)

L'analyse de l'évolution des courbes de transfert (figure 1.3.) en fonction de la vitesse de dérive fait ressortir deux effets importants pour les études expérimentales. D'une part le maximum du module ( $|Z/Z_0|$ ) apparaît à une fréquence  $F_p \cdot (1 - V^2)^{1/2}$  donc toujours inférieure au cas où  $V = 0$ . D'autre part les anti-résonances se déplacent vers les hautes fréquences.

Sur les courbes de phase il faut noter que le premier passage par zéro de la phase évolue vers les fréquences inférieures à  $F_p$  dans le domaine compris entre  $F_p$  et  $F_p \cdot (1 - V^2)^{1/2}$ .

Par contre la discontinuité qui apparaît au voisinage immédiat de  $F_p$  ne doit pas représenter une réalité physique. En effet pour ce domaine de fréquences, dans la direction aval où les longueurs d'onde sont infiniment grandes, le modèle hydrodynamique utilisé pour décrire le plasma n'est pas suffisant pour évaluer la contribution des ondes excitées.

#### 1.4.1.2.) Cas anti-parallèle (amont)

Dans cette configuration les anti-résonances se déplacent vers les fréquences plus basses (figure 1.4.).

Le maximum des courbes du module se déplace comme dans le cas parallèle vers les fréquences plus basses et est obtenu pour la fréquence  $F_p (1 - V^2)^{\frac{1}{2}}$ . Le premier passage de la phase par zéro apparaît à une fréquence comprise entre  $F_p$  et  $F_p \cdot (1 - V^2)^{\frac{1}{2}}$ .

Il faut noter que pour des vitesses de dérive aussi faibles que possible ( $V = 10^{-5}$ ) les courbes aval et amont tendent vers des valeurs identiques en amplitude et sont déphasées de telle façon que  $\varphi_{\text{amont}} = 2\pi - \varphi_{\text{aval}}$  (la phase passe par zéro pour la même fréquence).

#### 1.4.2. Résultats expérimentaux

Nous présentons ici les résultats obtenus dans le caisson du C.R.P.E. Au cours de cette expérience les sondes Isoprobe fonctionnaient en mode balayage de fréquence (figure 1.7.). L'émetteur de la sonde était relié à un générateur de fréquence continument variable de 100 kHz à 10 MHz, et les récepteurs à un analyseur de réseau HP 8407 A, au travers d'un amplificateur différentiel, fournissant le module et la phase de l'impédance de transfert de la sonde ( $Z$ ). Afin d'éliminer les lentes fluctuations temporelles du plasma les courbes ont été enregistrées sur calculateur T 2000 pour différentes tensions de polarisation de la plaque.

A partir des courbes expérimentales (figures 1.5. et 1.6.) qui représentent l'amplitude et la phase de l'impédance de transfert de la sonde Isoprobe, nous allons essayer d'évaluer la vitesse de dérive du plasma dans le caisson pour différentes tensions de plaque ( $V_p = 24$  V et 26 V), en les comparant avec les courbes théoriques obtenues précédemment (figures 1.3. et 1.4.) en se basant sur l'étude des antirésonances.

Sur les courbes expérimentales on relève les principales caractéristiques décrites pour les courbes théoriques : déplacement du maximum vers les fréquences plus basses dans les deux cas aval et amont, de même pour les fréquences d'auto-oscillation, et déplacement des anti-résonances vers les fréquences plus élevées dans

le cas aval. Mais il faut noter dans le cas amont un déplacement des anti-résonances vers les fréquences plus élevées. Nous allons expliquer ce phénomène.

Quand on augmente la tension de polarisation de la plaque les électrons sont attirés vers la plaque, leur vitesse augmente. Au moyen d'une sonde de Langmuir on mesure une élévation de la température électronique du plasma quand on augmente la tension de plaque. Dans le cas d'une sonde quadripolaire ROOY et al. (1972) et CHASSERIAUX et al. (1972) ont montré que les fréquences d'anti-résonance dépendaient aussi de la température électronique du plasma et qu'une élévation de la température se traduisait par un déplacement des anti-résonances vers les fréquences plus élevées. Or on constate sur les courbes expérimentales aval et amont une élévation de la fréquence des anti-résonances. Cet écart est plus important dans le cas aval où les effets de vitesse et de température s'ajoutent, alors que dans le cas amont ces effets jouent en sens inverse.

Pour calculer la vitesse de dérive du plasma nous allons éliminer cet effet de la température, qui est le même quelque soit la position de la sonde, pour ne nous intéresser qu'au déplacement des anti-résonances dû à un effet de vitesse. Pour une tension de polarisation de la plaque de 24 V, on trouve  $V = 0,0085$ , qui correspond à un déplacement en fréquence  $\Delta F/F_p = 0,00555$ , soit une vitesse de dérive des électrons  $V_d = 2,44$  km/s, car la vitesse thermique des électrons déterminée par sonde de Langmuir ( $T_e = 1814^\circ$  K) est  $v_{Te} = \left[ 3 \kappa \frac{T_e}{m_e} \right]^{\frac{1}{2}} = 287$  km/s. Quand on applique  $V_p = 26$  V sur la plaque, la vitesse thermique des électrons est  $v_{Te} = 294$  km/s (car  $T_e = 1905^\circ$  K), on trouve  $V = 0,01$  soit  $\Delta F/F_p = 0,0075$ , c'est-à-dire une vitesse de dérive égale à 2,94 km/s.

Ces résultats concordent avec d'autres mesures effectuées dans le caisson dans des conditions similaires (plaque polarisée), mais par d'autres méthodes (ILLIANO et POTTELETTE, 1979).

Dans la réalisation de l'expérience nous n'avons pas pu situer les sondes au même endroit dans le plasma du fait de la perturbation apportée par le corps métallique des sondes. Nous les avons donc délibérément écartées l'une de l'autre, d'où cet écart de la fréquence du maximum des courbes aval et amont pour  $V_p = 0$  V (figures 1.4. et 1.5.).

Lors d'une autre expérience nous avons vérifié, en tournant la même sonde de  $180^\circ$  pour avoir les positions parallèle et anti-parallèle à la dérive, dans un plasma avec et sans dérive, que pour  $V_p = 0$  V les courbes aval et amont sont identiques et que les phénomènes précédents se retrouvent.

#### 1.4.3. Fonctionnement en auto-oscillation

Au cours de la même expérience nous avons étudié le fonctionnement en auto-oscillation des sondes. C'est-à-dire que l'on connecte la sortie de la réception différentielle à l'émetteur par l'intermédiaire d'un amplificateur large bande à contrôle automatique de gain (figure 1.8.). Le signal d'auto-oscillation est envoyé sur un analyseur de spectre HP 141 T qui nous fournit la fréquence d'auto-oscillation de la sonde. Les capteurs étant situés parallèlement et anti-parallèlement à la vitesse de dérive des électrons nous avons tracé l'écart de fréquence d'auto-oscillation entre les 2 sondes pour différentes tensions plaque et pour différentes densités du plasma ( $F_p \sim 3$  à  $5$  MHz), figure (1.9.). Ces conditions expérimentales correspondent à l'expérience IPOCAMP 2. Dans le caisson à plasma nous avons compensé le champ magnétique terrestre pour étudier uniquement les effets dûs à la vitesse de dérive du plasma. L'écart de fréquence d'auto-oscillation croît régulièrement pour atteindre 200 kHz pour une tension plaque de 30 V soit  $\Delta F/F_p = 0,012$ , ce qui correspond à une vitesse de dérive de 4,4 km/s (1,5 % de  $v_{Te}$ ).

#### 1.5. Conclusion

La mise en oeuvre d'une théorie simple et limitée dans son domaine d'application a permis, à partir de mesures expérimentales, d'évaluer la vitesse de dérive du plasma dans le caisson à plasma du C.R.P.E. par l'étude des anti-résonances de la réponse en fréquence d'une sonde Isoprobe.

La partie de l'expérience qui correspond au fonctionnement en auto-oscillation des sondes va nous permettre d'essayer d'interpréter les résultats de l'expérience IPOCAMP 2 concernant l'écart de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe.

D'autre part, on vérifie bien la concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques. Il faudrait néanmoins mettre en oeuvre les théories plus complètes (MOURGUES et al., 1979 I et II) pour expliquer les phénomènes autour de la fréquence plasma.

## 2) DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE FUSEE IPOCAMP 2

### 2.1. Présentation générale

La charge utile de l'expérience conçue par C. BEGHIN et J.J. BERTHELIER, réalisée par l'équipe de J.F. KARCZEWSKI, comportait des capteurs destinés à mesurer la densité électronique du plasma, le champ électrique continu (0-20 Hz) et le champ électrique alternatif (10-200 Hz). Elle était aussi équipée des servitudes classiques telles que magnétomètres radial et axial et senseur solaire. L'aspect technique de l'expérience a été décrit par F.X. SENE (1977). Nous présentons dans les prochains paragraphes ces différents capteurs (figure 11.1.) : sonde double sphère pour la mesure du champ électrique, sonde Isoprobe pour la mesure de la densité électronique, magnétomètre et senseur solaire.

### 2.2. Description des capteurs

#### 2.2.1. Sonde double sphère

Le champ électrique a été mesuré au moyen d'une sonde double-sphère développée par J.J. BERTHELIER sur le principe décrit par U.V. FAHLESON (1967). Les capteurs champ électrique sont deux sphères conductrices de 8 cm de diamètre recouvertes de carbone colloïdal. Ils sont fixés aux extrémités de deux bras perpendiculaires à l'axe de rotation de la fusée et séparés par une distance de 3,42 m. La différence de potentiel ( $\Delta V$ ) entre les deux sphères est mesurée au moyen d'un amplificateur différentiel d'impédance d'entrée R dans deux gammes de fréquence (0-20 Hz) et (10-200 Hz). FAHLESON, KELLEY et MOZER (1970) envisagent les différentes incertitudes intervenant dans la mesure du champ électrique telles que les écarts du potentiel de contact, l'effet de la résistance et de la chute de potentiel dans la gaine, la photo-émission, les courants de particules énergétiques, les effets de sillage et les dissymétries dues à la présence des bras des sondes et du corps de la fusée. Ces différents termes sont reliés à la différence de potentiel  $\Delta V$  donnée par l'équation (MOZER, 1968) :

$$\Delta V = \frac{\vec{E} \cdot \vec{d} + (V_1 - V_2) + (WF_1 - WF_2)}{1 + (R_1/R) + (R_2/R)}$$

où  $\vec{E}$  est le champ électrique mesuré dans le repère de la fusée.  
 $\vec{d}$  est la distance entre les sphères 1 et 2.

$V_1$  (ou  $V_2$ ) la chute de potentiel dans la gaine, est la différence de potentiel entre la surface de la sphère 1 (ou 2) et le plasma environnant quand  $R = \infty$ .

$WF_1$  est le travail de sortie des électrons de la sphère 1, tel que  $(WF_1 - WF_2)$  est la différence de potentiel de contact des 2 sphères.

$R_1$  (ou  $R_2$ ) est la résistance de la gaine entourant la sphère 1 (ou 2), le terme au dénominateur représente des corrections dues à l'impédance d'entrée finie du système. Ces incertitudes ont été minimisées en choisissant une impédance d'entrée de l'amplificateur différentiel très élevée devant les résistances de gaines. Le choix de sphères en carbone permet de réduire le terme dû au travail de sortie des électrons. De plus cette quantité qui est essentiellement constante est facile à retirer du signal à la fréquence de rotation de la fusée. Le terme dû à la chute de potentiel dans la gaine est petit, du fait de la similitude des capteurs, sauf aux instants où l'une des sphères est dans l'ombre de la fusée (cf. chapitre 3.2.).

En conclusion FAHLESON et al. (1970) montrent que la différence de potentiel  $\Delta V$  est très voisine du terme  $\vec{E} \cdot \vec{d}$ . La mise en rotation de la fusée permet de mesurer les composantes du champ électrique quasi-statique apparent dans le plan de rotation des sphères avec une précision de 10 à 20 %. Il faut toutefois noter que le champ électrique mesuré est la somme du champ électrique de convection magnétosphérique et d'un champ électrique induit  $(\vec{V} \times \vec{B})$  par le mouvement de la fusée dans le champ magnétique terrestre :

$$\vec{E}_{\text{mesuré}} = \vec{E}_{\text{convection}} + \vec{V} \times \vec{B}$$

### 2.2.2. Sonde Isoprobe

La densité électronique du plasma est obtenue simultanément à partir des mesures effectuées par deux sondes Isoprobe. Elles sont situées en haut de la fusée perpendiculairement aux capteurs champ électrique écartées de 1 m du corps de l'engin et alignées suivant son axe (figure 11.2.). La sonde Isoprobe est une sonde à impédance mutuelle constituée de trois capteurs disposés linéairement et considérés comme des contacts ponctuels dans le plasma. Une des électrodes, l'Emetteur, est reliée à un générateur de courant alternatif (haute fréquence) dont la référence de potentiel est le potentiel de la sonde, et les 2 autres

à un récepteur électrostatique différentiel à très haute impédance d'entrée. Les électrodes sont reliées aux systèmes d'émission et de réception par l'intermédiaire de fortes impédances série de telle manière que le courant d'émission soit constant, et que la tension de réception soit mesurée en circuit ouvert (figure 1.7.). Dans son mode de fonctionnement auto-oscillant (figure 1.8.), le système est bouclé par un amplificateur large bande (A.L.B., 35 MHz) à contrôle automatique de gain (C.A.G., 60 dB). Ce système de C.A.G. impose sur l'émetteur, en auto-oscillation, un courant identique à celui que l'on aurait en mode balayage de fréquence. Dans certaines conditions de phase et d'amplitude (conditions de Barkhausen, annexe 1) le système oscille près de la fréquence plasma ( $F_p$ ) dans le cas d'un plasma sans champ magnétique, la fréquence hybride haute ( $F_T$ ) dans le cas d'un magnétoplasma, fréquence caractéristique de la grandeur à mesurer (la densité électronique). On réalise ainsi un oscillateur en utilisant la propriété résonante du plasma dont précisément la fonction de transfert présente un maximum et un passage de phase par zéro près de la fréquence hybride haute  $F_T$  dans le cas d'un magnéto-plasma (CHASSERIAUX et al, 1972). L'écart de la fréquence d'auto-oscillation par rapport à  $F_T$  a été chiffré expérimentalement et théoriquement dans le cas d'un plasma maxwellien sans vitesse de dérive (PIGNARD, 1977), il est inférieur à 5 %. Sur la figure (11.3.) nous montrons un exemple de comparaison entre balayage en fréquence et auto-oscillation pour un plasma sans champ magnétique, l'écart est de 1 % au dessous du maximum de la courbe en balayage qui intervient à la fréquence plasma  $F_p$  (RENARD et DEBRIE, 1970).

La mesure de la fréquence d'auto-oscillation (très précise, car c'est une mesure de fréquence) que l'on assimile à la fréquence hybride haute (écart  $< 5\%$ ) et le calcul de la fréquence cyclotronique des électrons  $F_B$  (à partir du calcul du champ magnétique B), nous permet d'accéder à la densité électronique avec une précision de l'ordre de 5 % toujours en plasma maxwellien sans dérive :

$$\left. \begin{aligned} \omega_B &= q \cdot B / m \\ F_T &= F \text{ auto-oscillation} \end{aligned} \right\} \omega_p^2 = \omega_T^2 - \omega_B^2$$

$$N_e = \frac{m \cdot \epsilon_0}{q^2} \omega_p^2$$



### 2.3. Equipements de servitude

- Magnétomètres : l'engin est muni de deux magnétomètres d'attitude de fabrication soviétique du type "Flux Gate" afin de restituer son attitude par rapport au champ magnétique, l'un est axial et l'autre radial. Ces magnétomètres ont été étalonnés sur la pointe de la fusée dans la station de calibration magnétique du C.R.P.E. à Chambon-la-Forêt.

- Senseur solaire : la fusée est munie d'un senseur solaire pour la restitution d'attitude dans un repère géographique. Cet appareil est placé en haut de la pointe de la fusée et orienté de façon à éviter les ombres des bras. Il est constitué par un écran comportant trois fentes en "N" disposé devant un photo transistor. Il délivre trois impulsions à chaque période de rotation de la fusée. L'écart en temps entre ces différentes impulsions permet de connaître la direction du soleil par rapport à l'axe de l'engin.

- Télémessure : les signaux à transmettre sont envoyés à un commutateur à 54 plots, tournant à la vitesse de 50 tours par seconde, ce qui procure un échantillonnage de 2700 points par seconde. Ces points sont répartis sur 13 voies de télémessure dont 1 sous-commutée.

### 3) TRAITEMENT DES DONNEES DE L'EXPERIENCE

#### 3.1. Trajectographie et restitution d'attitude de la fusée

##### 3.1.1. Trajectoire de la fusée

Le tir de la fusée du type MR 12 (X - 197) a été effectué le 17 mars 1977 à 6 H 59 mn heure locale (T.L.) ou 3 H 59 mn (T.U.) à l'île de Heyss dans l'archipel François Joseph (URSS).

Les conditions initiales du tir sont les suivantes :

- coordonnées du point de départ
  - latitude 80, 61° Nord géogr. ; 71° Nord géom.
  - longitude 58° Est géogr. ; 155° Est géom.
  - $L \sim 13,5$
  - $\Lambda \sim 74^\circ$  latitude invariante
- pointage de la rampe
  - gisement : 198° /Nord géographique
  - site : 84° 30'

La trajectographie radar fournie par le Service d'Hydrométéorologie d'URSS donne l'apogée à 168,8 km (T = 200 s) et une portée de 32 km. La connaissance de l'instant de retournement de la fusée lors de sa rentrée dans les couches denses de l'atmosphère, se marquant par un changement de phase sur le signal du magnétomètre transverse, nous donne l'altitude de retournement de la fusée ( $\sim 73$  km). Ceci est conforme au calcul de la pression dynamique sur des engins semblables qui prévoit un retournement vers 70 km.

##### 3.1.2. Attitude par rapport au vecteur champ magnétique

Le mouvement d'attitude, en phase balistique non perturbée (après ouverture des bras et avant retournement), de la fusée IPOCAMP 2 a été restitué dans un repère ( $\vec{\sigma}, \vec{B}$ ) lié au champ magnétique terrestre et au moment cinétique de l'engin, grâce à la mesure d'une seule composante du champ magnétique terrestre suivant un axe normal à l'axe longitudinal d'inertie de l'engin par une méthode développée par BERGERON (1968).

##### 3.1.2.1.) Hypothèses sur le mouvement de la fusée

Soient  $\psi$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  les angles d'Euler qui définissent la position du repère fusée (x, y, z) par rapport au repère  $\vec{\sigma}, \vec{B}$  (X, Y, Z) figure (III.1.). Nous ferons sur le mouvement les hypothèses suivantes :

$$\varphi = \frac{1}{2} \cdot \varphi'' \cdot t^2 + \varphi' \cdot t + \varphi_0$$

$$\psi = \psi' \cdot t + \psi_0$$

$\dot{\varphi}$  = vitesse de rotation propre  
 avec  $\theta$  = demi angle d'ouverture du cône de precession  
 $\ddot{\varphi}$  = accélération de la rotation propre  
 $\dot{\psi}$  = vitesse de précession  
 $\varphi_0$  et  $\psi_0$  étant les valeurs initiales des angles.

Nous supposons ces derniers paramètres constants par morceaux sur des intervalles de temps de l'ordre de la période de précession ( $\sim 60$  s).

Cette hypothèse sur le mouvement est un peu plus générale que celle du mouvement à la Poinsot d'un solide à symétrie axiale, puisque l'on introduit un terme d'accélération sur la rotation propre.

Les principaux paramètres ont pour ordre de grandeur :

$$\begin{aligned}
 \theta &= 0,127 \text{ rd} = 7,3^\circ \\
 \dot{\varphi} &= 15,038 \text{ rd/s} = 2,4 \text{ tr/s} \\
 \ddot{\varphi} &= -3 \cdot 10^{-5} \text{ rd/s}^2 = -4,8 \cdot 10^{-6} \text{ tr/s}^2 \\
 \dot{\psi} &= 0,102 \text{ rd/s} = 0,016 \text{ tr/s}
 \end{aligned}$$

3.1.2.2.) Expression analytique d'une composante transverse  $B_x$  pour le champ magnétique terrestre :

Le produit classique des trois rotations  $\psi$ ,  $\theta$  et  $\varphi$  respectivement autour de  $Z$ ,  $n$  et  $z$  (où  $\vec{n} = \vec{z} \times \vec{z}$ ) conduit à la matrice de passage  $M(\psi, \theta, \varphi)$  définie ainsi :

$$M(\psi, \theta, \varphi) = \begin{bmatrix} \cos \varphi \cdot \cos \psi - \cos \theta \cdot \sin \varphi \cdot \sin \psi & \sin \psi \cdot \cos \varphi + \cos \theta \cdot \sin \varphi \cdot \cos \psi & \sin \theta \cdot \sin \varphi \\ -\sin \varphi \cdot \cos \psi - \cos \theta \cdot \cos \varphi \cdot \sin \psi & -\sin \psi \cdot \sin \varphi + \cos \theta \cdot \cos \varphi \cdot \cos \psi & \sin \theta \cdot \cos \varphi \\ \sin \theta \cdot \sin \psi & -\sin \theta \cdot \cos \psi & \cos \theta \end{bmatrix}$$

Soient  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  les composantes de  $\vec{B}$  dans le repère engin et  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  ses composantes dans le repère  $(\vec{\sigma}, \vec{B})$  on a :

$$\begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = M(\psi, \theta, \varphi) \cdot \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix}$$

Par construction du repère  $(\vec{\sigma}, \vec{B})$  on a  $B_Y = 0$ .  
On obtient ainsi l'expression de  $B_X$  en fonction de  $B_X$  et  $B_Z$  que l'on peut calculer. Cela nous permet donc de connaître  $B_X$  restitué dans le repère engin et d'ajuster les différents paramètres régissant le mouvement pour suivre au mieux les valeurs de  $B_X$  mesurées à bord de la fusée par le magnétomètre radial (figure III.2.).

### 3.1.3. Attitude dans un repère géographique

La restitution complète de l'attitude de la fusée dans un repère géographique est nécessaire pour l'interprétation des mesures du champ électrique.

Nous avons précédemment déterminé les paramètres de la transformation permettant de passer du repère engin au repère lié au champ magnétique  $(\vec{\sigma}, \vec{B})$ . Pour passer de ce repère au repère géographique (Sud, Est, Zénith) il est nécessaire de connaître les coordonnées de deux vecteurs différents dans les deux repères. L'un de ces vecteurs est déjà connu par le magnétomètre transverse  $x$ , c'est le champ magnétique, l'autre représente la position du soleil qui est déterminée à chaque tour de la fusée par le senseur solaire. Des programmes théoriques de calcul nous permettent de déterminer les composantes de ces deux vecteurs dans un repère géographique au dessus de Heyss.

Nous indiquons les différents changements de repères nécessaires pour cette restitution d'attitude en annexe II.

## 3.2. Dépouillement des mesures du champ électrique quasi-statique

### 3.2.1. Généralités

Le champ électrique mesuré par une sonde double sphère (chapitre 2.2.1.) est défini de la façon suivante :

$$E_{\text{mesuré}} \text{ (V/m)} = E_2 - E_1 = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

où  $d = 3,42 \text{ m}$  est la distance entre les centres des sphères.

Dans un repère géographique le champ électrique mesuré est la somme du champ électrique de convection magnétosphérique et d'un champ induit par le mouvement de la fusée dans le champ magnétique terrestre :

$$\vec{E}_{\text{mesuré}} = \vec{E}_{\text{convection}} + \vec{V} \times \vec{B}$$

où  $\vec{V}$  est la vitesse de la fusée par rapport à la Terre  
 $\vec{B}$  est le vecteur induction magnétique terrestre  
 $\vec{E}_{\text{convection}}$  est le champ électrique de convection magnétosphérique

La vitesse de l'engin est calculée à partir de la trajectoire fournie par les spécialistes soviétiques, et le champ magnétique à partir d'un modèle.

Les composantes de la vitesse dans un repère géographique (Sud, Est, Zénith) sont les suivantes (figure III.3.) :

$$V_{\text{Sud}} (\text{m/s}) = 80 \cdot \cos \varphi$$

$$V_{\text{Est}} (\text{m/s}) = -80 \cdot \sin \varphi$$

$$V_Z (\text{m/s}) = \frac{\Delta h (\text{m})}{\Delta t (\text{s})}$$

où  $\varphi$  est l'angle de la direction de la trajectoire/Sud

On peut ainsi connaître le champ électrique de convection dans un repère géographique :

$$\vec{E}_{\text{convection}} = \vec{E}_{\text{mesuré}} - \vec{V} \times \vec{B}$$

Le champ électrique instantané mesuré par la fusée est la composante de  $\vec{E}_{\text{convection}}$  parallèle à la sonde double sphère. Comme la fusée est en rotation on obtient ainsi une information sur le champ électrique dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation de la fusée. On utilise généralement les deux hypothèses suivantes pour le calcul des composantes de  $\vec{E}_{\text{convection}}$  :

- le champ électrique est statique  $\Rightarrow \vec{E}$  ne varie pas pendant une période de rotation de la fusée

$$E_y(t) = E_x(t - \frac{T}{4})$$

- le champ électrique est perpendiculaire à  $\vec{B}$  : on calcule la composante suivant l'axe de la fusée pour que  $E(\parallel B) = 0$ .

Cette dernière hypothèse est raisonnable du fait de la grande valeur de la conductivité ionosphérique parallèle à  $\vec{B}$ . Connaissant l'attitude, la trajectoire et la vitesse de la fusée, le champ électrique de convection peut être calculé à partir de l'amplitude et de la phase du signal modulé à

la vitesse de rotation de la fusée ( $\sim 2, 4$  tr/s). Si ces conditions n'étaient pas remplies au cours du vol le champ électrique résultant ferait apparaître une modulation à la vitesse de précession de la fusée, KELLEY et al. (1975).

La mesure du champ électrique a été perturbée au cours du vol par le passage d'une des sphères de la sonde dans l'ombre de la fusée. Nous allons y revenir plus loin. Cette perturbation ainsi que les points erratiques de télémessure, nous ont amenés à lisser les données brutes par une sinusoïde unité de même fréquence, on obtient ainsi deux paramètres :

- le rapport d'amplitude (RA)
- le déphasage (PHI)

entre les données brutes et la sinusoïde unité. Ceci nous permet de calculer les deux composantes horizontales du champ électrique telles que :

$$E_y(t) = E_x(t - \frac{T}{4})$$

$$E_y(t) = -RA \cdot \sin(\omega t + \text{PHI})$$

$$E_x(t) = RA \cdot \cos(\omega t + \text{PHI})$$

Ces signes étant choisis pour ajuster au mieux les données brutes.

### 3.2.2. Perturbation du signal

A différents instants au cours du vol, le signal champ électrique se déforme :

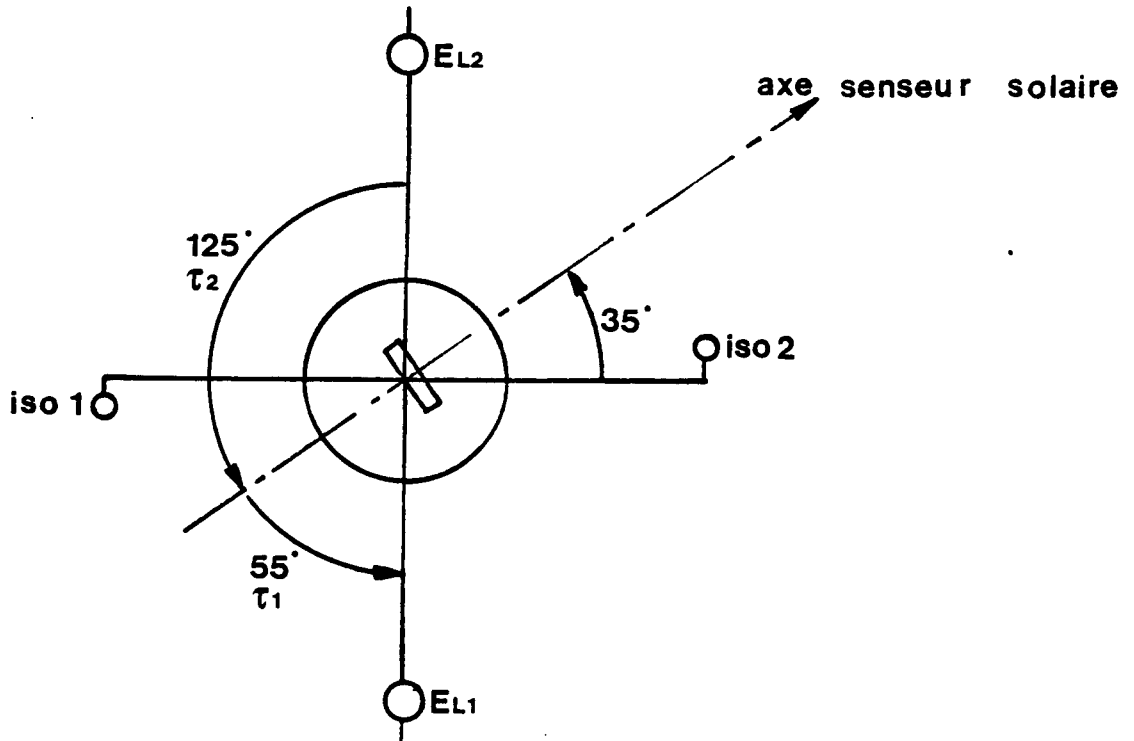
- sur la voie 0-20 Hz le signal devient pratiquement triangulaire.
- sur la voie 10-200 Hz deux fortes impulsions (une positive et l'autre négative) apparaissent à chaque tour de la fusée.

On a défini un angle  $\Theta$  lié à la précession comme étant l'angle entre le champ magnétique  $\vec{B}$  et le plan perpendiculaire à l'axe de rotation de la fusée (figure III.4.). Sur cette figure les zones marquées (####) indiquent les instants où le signal est perturbé. Ces instants correspondent aux mêmes angles  $\Theta$  .

Nous allons montrer que cet effet est dû au passage de l'une des sphères de la sonde dans l'ombre de la fusée, et traiter le problème inverse, c'est-à-dire connaissant le signal en sortie du filtre, déterminer l'allure la plus probable du signal à l'entrée.

### 3.2.2.1.) Vérification de cette hypothèse

On compare sur le même film de télémétrie le temps séparant l'impulsion centrale du senseur solaire et les impulsions sur la voie champ électrique alternatif avec les temps mis par les sphères pour leur passage dans l'ombre de la fusée à partir d'une position du soleil dans l'axe du senseur solaire. La vitesse de rotation étant de 15,1 rd/s la sphère  $E_{L1}$  sera dans l'ombre de la fusée  $63 \text{ ms} = \tau_1$  avant l'impulsion solaire, la sphère  $E_{L2}$   $144 \text{ ms} = \tau_2$  après l'impulsion solaire.



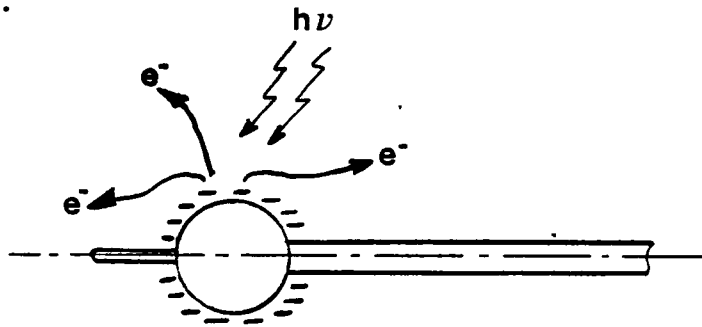
Ces écarts correspondent bien à ce que nous voyons sur le film de télémétrie (figure III.5.). Il nous reste à vérifier le sens de ces impulsions (positive ou négative).

### 3.2.2.2.) Explication du sens des impulsions

Les sphères du capteur champ électrique baignent dans le plasma. Elles vont se polariser au potentiel flottant, c'est-à-dire à un potentiel négatif par rapport au potentiel plasma.

Quand les sphères sont éclairées par le soleil, les photons arrachent des électrons à la surface des sphères en leur cédant une grande énergie cinétique, ce qui a pour conséquence de rendre moins négatif le potentiel de la sphère.

Le passage dans l'ombre a pour effet de rendre le potentiel de la sphère plus négatif, correspondant à une émission plus faible de photo-électrons.



Le signal champ électrique transmis résulte de la différence de potentiel entre la sphère 2 et la sphère 1 :

$$E = \frac{V_2 - V_1}{d}$$

Donc dans le cas où la sphère 1 est dans l'ombre, l'impulsion est positive et lorsque la sphère 2 est dans l'ombre l'impulsion est négative. Ceci vérifie bien les écarts en temps et le sens des impulsions vus sur le film de télémétrie.

### 3.2.3. Approximation du signal perturbateur

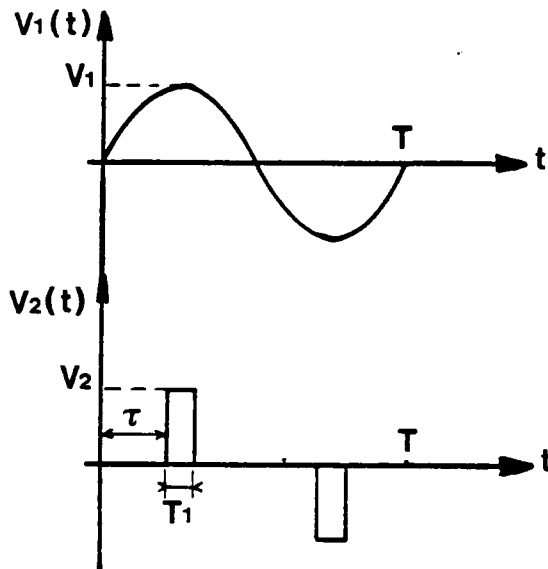
#### 3.2.3.1.) Champ électrique continu (0-20 Hz)

On suppose aux instants perturbés que le signal champ électrique continu (0-20 Hz) est la superposition :

- du signal  $E_{dc}$  normal  $V_1(t)$ , c'est-à-dire une sinusoïde de fréquence fixe (fréquence de rotation de la fusée  $F_r$ ) et déphasée en fonction des changements de direction de  $\vec{E}$ .

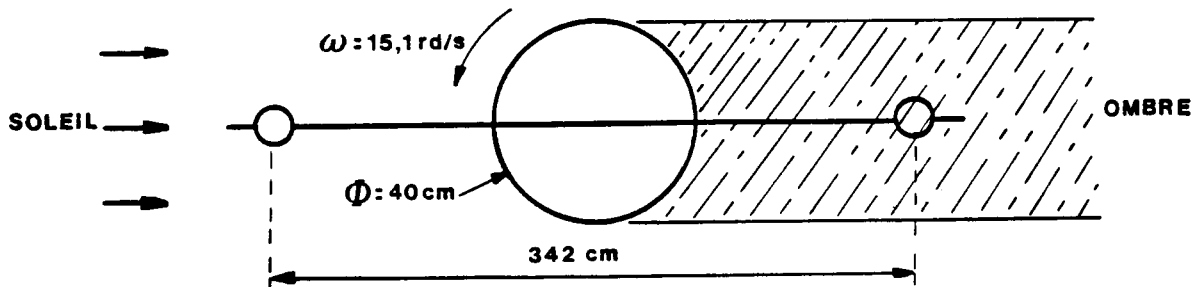


- d'un signal dû au soleil  $V_2(t)$ , que l'on approxime par un signal impulsionnel de fréquence fixe ( $F_r$ ), impulsion positive (sphère  $E_{L1}$  dans l'ombre), impulsion négative (sphère  $E_{L2}$  dans l'ombre).



un changement de direction de  $E \Rightarrow$  déphasage de  $V_1(t)$  par rapport à  $V_2(t)$  fixe.

On peut donner une estimation de la durée de l'impulsion due au soleil en calculant le temps de passage de la sphère dans l'ombre soit  $T_1 = 15,4$  ms.

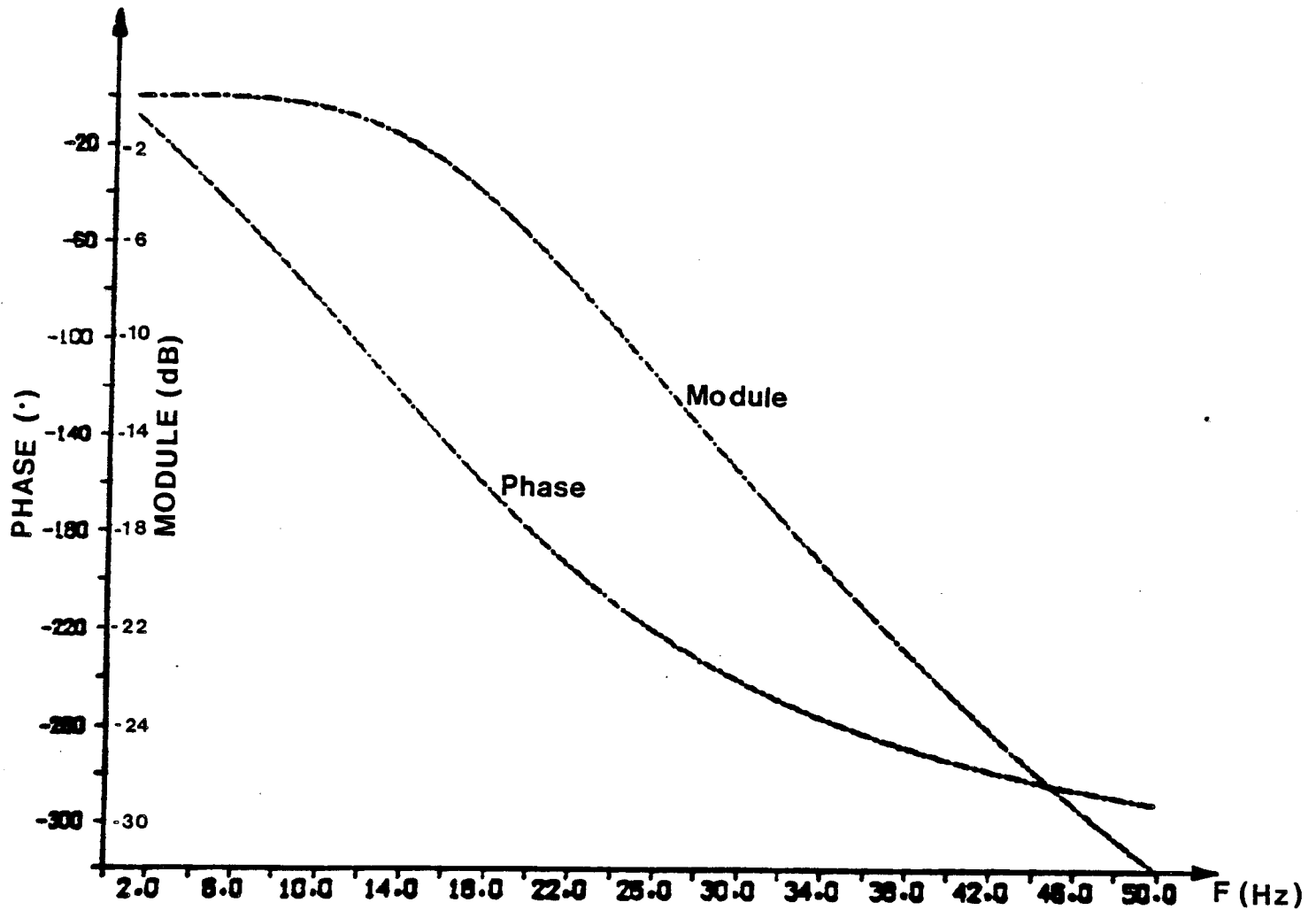


Ces signaux passent au travers d'un filtre passe-bas du second ordre :

$$\frac{V_s}{V_e} = \frac{1}{\left[1 - i\sqrt{2} \cdot \frac{f}{f_{o2}} - \left(\frac{f}{f_{o2}}\right)^2\right]^2}$$

où  $f_{o2} = 20$  Hz

dont nous avons représenté la fonction de transfert ci-après



Nous allons étudier le passage de ces signaux au travers du filtre, et pour cela développer les signaux en série de Fourier :

$$V_1(t) = V_1 \cdot \sin(\omega t + \varphi)$$

$$V_2(t) = \frac{4 \cdot V_2}{\pi} \cdot \left\{ \cos(\omega\tau) \cdot \sin \omega t + \frac{1}{3} \cos(3\omega\tau) \cdot \sin(3\omega t) + \frac{1}{5} \cos(5\omega\tau) \cdot \sin(5\omega t) + \dots \right\}$$

où  $\omega$  est la vitesse angulaire de rotation  $\omega \approx 15,1 \text{ rd/s}$   
 $f \approx 2,4 \text{ Hz}$

Pour vérifier la validité de ce modèle on a fait l'analyse spectrale du signal reçu à travers ce système (0 - 20 Hz) suivant la méthode exposée au chapitre 4.1.4.3. Le spectre en fréquence (figure III.6.) du signal E dc à un instant perturbé par le soleil (par exemple T = 310 s) fait apparaître :

- une composante sinusoïdale dont la fréquence est égale à la fréquence de rotation de la fusée.
- des composantes aux harmoniques impairs de cette fréquence et d'amplitude décroissante.

Ces caractéristiques confirment la validité de l'approximation du signal perturbateur.

On peut ainsi ajuster les différents paramètres ( $V_1$ ,  $V_2$ ,  $\tau$ ,  $\varphi$ ) pour obtenir un signal de sortie se rapprochant au mieux des données réelles perturbées. Sur la figure III.7., nous montrons l'approximation du signal en sortie du filtre  $E_{DC}$  pour différents déphasages

1	$\varphi = 0$	2	$\varphi = - 10^\circ$	3	$\varphi = - 20^\circ$
4	$\varphi = - 30^\circ$	5	$\varphi = - 40^\circ$		

$\tau = 0,085$  ;  $V_1 = 1$  ;  $V_2 = 0,3$

Pour déterminer le champ électrique vrai nous avons tenu compte de tous ces facteurs. Aux instants perturbés nous avons introduit un nouveau rapport d'amplitude RA (défini en 3.2.1.) pour qu'il n'y ait pas de discontinuités dans le signal final. Les figures (III.8.) montrent : les données brutes, les composantes  $E_x$  et  $E_y$  du signal lissé et les composantes de E dans le repère géographique.

#### 3.2.3.2.) Champ électrique alternatif (10-200 Hz)

La courbe N6 sur la figure (III.7.) montre le signal approximé en sortie de la batterie de filtres de la voie champ électrique alternatif  $E_{ac}$ . Ces impulsions correspondent bien au signal vu sur la voie  $E_{ac}$  du film de télémésure. L'analyse de Fourier de ce signal fait aussi apparaître des pics aux harmoniques impairs de la fréquence de rotation.

### 3.2.4. Résultats

Nous avons calculé les composantes du champ électrique continu (0-20 Hz) dans un repère géographique en prenant les précautions que nous avons indiqué dans les paragraphes précédents.

Les variations de ce champ en amplitude et en direction sont indiquées sur la figure (III.9.). Nous sommes en présence d'un champ électrique intense, puisqu'il passe par un maximum de 127 mV/m, de direction Sud-Est géographique.

## 3.3. Dépouillement de l'expérience Isoprobe

### 3.3.1. Généralités

Les sondes Isoprobe montées sur l'expérience fusée fonctionnaient en mode auto-oscillant uniquement. La fréquence d'auto-oscillation de la sonde ISO1 et la différence entre les fréquences d'auto-oscillation des sondes ISO1 et ISO2 étaient transmises en télémessure sous deux formes :

- 8 bits poids fort correspondants aux fréquences variant de 64 kHz à 16,4 MHz.
- 8 bits poids faible correspondants à des fréquences variant de 0,5 kHz à 64 kHz.

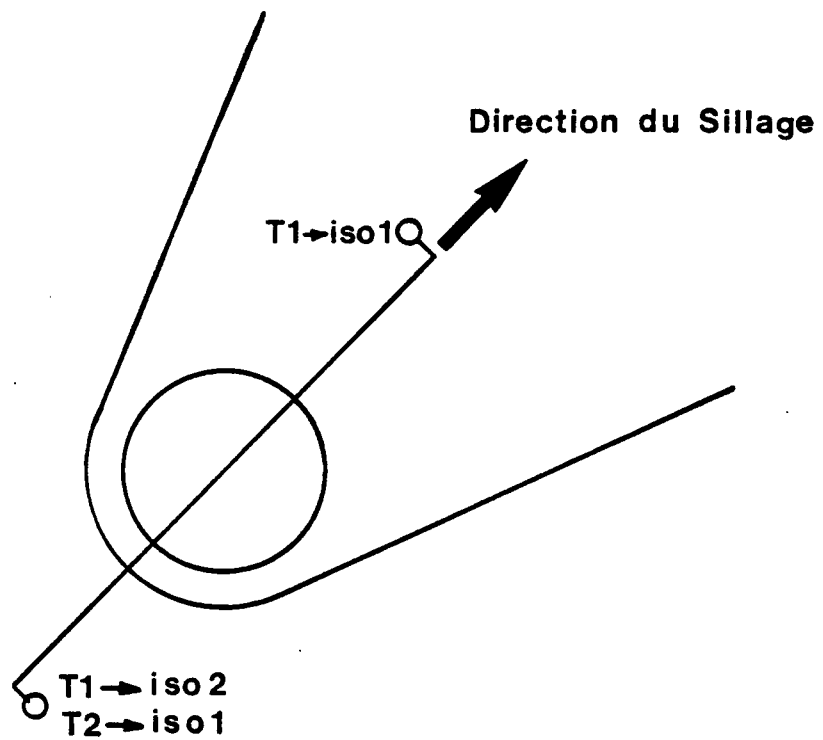
Les variations d'amplitude sur les bits poids faibles n'étant pas interprétables, nous ne nous intéresserons qu'aux variations des bits poids forts.

Les informations dont nous disposons sont de deux sortes :

- fréquence d'auto-oscillation de la sonde ISO1 en permanence.
- différence de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes ISO1 et ISO2 pendant 0,1 s toutes les secondes.

Ces mesures, dont la résolution temporelle est de l'ordre de  $10^{-3}$  s, rendent compte d'une manière précise des variations de la fréquence d'auto-oscillation pendant un tour de la fusée. Cela permet de mettre en évidence un effet de sillage du corps de la fusée dû à la dérive plasma-engin.

Cet effet complique l'étude de la différence de fréquence d'auto-oscillation qui est perturbée par le sillage. Pour nous en affranchir nous avons mesuré la différence de fréquence aux instants où l'on est en dehors du sillage c'est-à-dire pour une même position des sondes opposées à la direction de la traînée et à un demi tour d'intervalle, ce que nous avons représenté sur le schéma suivant :



$$\Delta F(T_1) - F_1(T_1) = F_2(T_1)$$
$$\Rightarrow \delta F(T_2) = F_1(T_2) - F_2(T_1)$$

Cet écart de fréquence ( $\delta F$ ) correspond donc à des valeurs non perturbées par le sillage.

### 3.3.2. Densité électronique

La densité électronique est calculée à partir des données de la sonde ISO1. Nous avons vu au chapitre (2.2.2.) que la sonde Isoprobe oscillait sur une fréquence proche de la fréquence hybride haute (écart  $< 5\%$ ). Pour déterminer la densité électronique du plasma nous allons considérer que la fréquence d'auto-oscillation est égale à la fréquence hybride haute pendant les instants où la sonde est en dehors du sillage (on suppose ici qu'il n'y a pas d'effet dû à la dérive du plasma, voir chapitre 2.2.2.).

$$F_B = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{qB}{m} \quad ; \quad F_T = F_{\text{auto-oscillation}}$$

$$F_p^2 = F_T^2 - F_B^2$$

$$N_e = \frac{m \cdot \epsilon_0}{q^2} \cdot \omega_p^2$$

Le profil de la densité à la montée et à la descente est montré sur les figures (III.10 et III.11). Cette mesure de densité est faite avec une précision de l'ordre de 5%, plus l'incertitude due à la vitesse parallèle à la direction des sondes (axe z).

#### 4) INTERPRETATION DES MESURES

##### 4.1. Mise en évidence d'instabilités dans la couche E de l'ionosphère aurorale

La détermination d'une instabilité implique la connaissance de paramètres du plasma tels que vitesse de dérive du plasma, système de courants horizontaux (et verticaux si c'est possible) et aussi la présence de fluctuations de densité et de champ électrique. C'est ce que nous allons étudier dans ce chapitre.

##### 4.1.1. Conditions géophysiques pendant le vol

Le tir de la fusée a été effectué pendant une période perturbée de l'ionosphère, présumant de la présence d'instabilités dans la région E. L'apparition d'une absorption ionosphérique aurorale croissante (fig. IV.1.) coïncide avec une baie négative de la composante H du champ magnétique, et positive sur la composante D (figure IV.2.). La baie magnétique passe par une intensité maximum de l'ordre de 200  $\gamma$  vers 6 H 10 T.L. et diminue lentement jusqu'à 8 H T.L. La composante Z est légèrement croissante ( $\sim 40 \gamma$ ) au moment du tir et fait apparaître des pulsations de l'ordre de 4 mn.

##### 4.1.2. Vitesse de dérive du plasma

La connaissance du champ électrique nous permet de calculer la vitesse de dérive du plasma ionosphérique définie par :

$$\vec{V}_d(\text{m/s}) = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{|\vec{B}|^2} \quad \text{où} \quad \begin{array}{l} E(\text{V/m}) \\ B(\text{Tesla}) \end{array}$$

Cette vitesse (figure IV.3.) est importante (2400 m/s vers 150 km) et dirigée vers l'Est-Nord-Est géographique. Ces directions de champ électrique et de vitesse de dérive du plasma sont caractéristiques de la zone aurorale (J.P. HEPPNER, 1972). En effet sur la figure (IV.4.) nous avons indiqué les lignes de convection du plasma d'après CAUFFMAN et GURNETT (1972) :

- direction vers le soleil dans la zone aurorale
- direction antisolaire dans la calotte polaire

qui correspondent bien à la direction de la vitesse de convection mesurée.

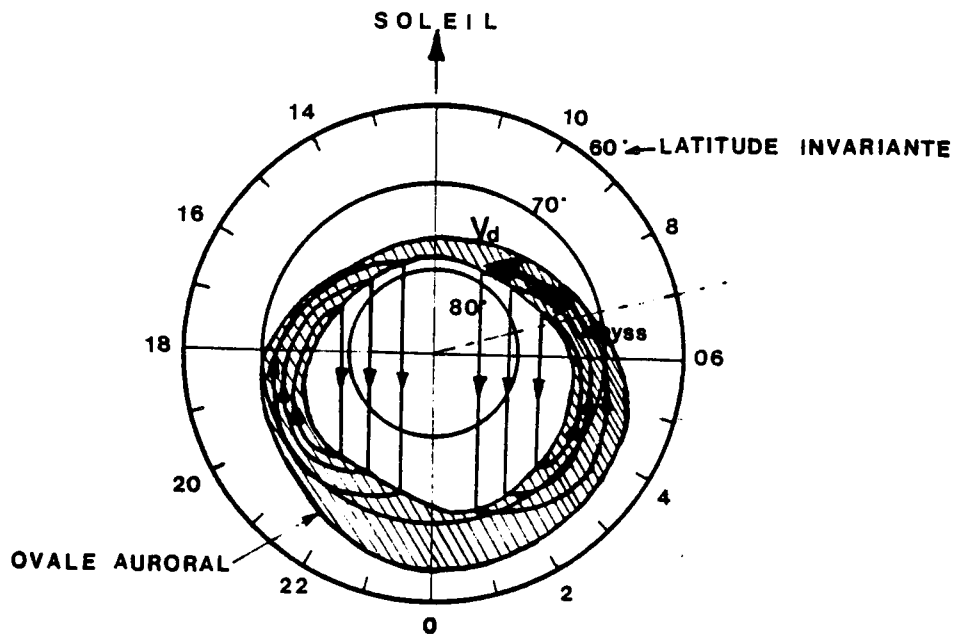


Fig : IV, 4 Représentation de l'ovale auroral, des lignes de convection du plasma (CAUFMANN et GURNETT, 1972) et direction de la vitesse de convection mesurée ( $V_d$ ).

Un moyen de vérification directe de la direction de la vitesse de dérive locale a été par ailleurs possible à partir des mesures de la sonde ISO1. La direction du sillage peut être déterminée par la position du minimum de la fréquence d'auto-oscillation (équivalent à un minimum de densité). La direction de la traînée est due à la composition de 2 vitesses :

- la vitesse de dérive du plasma  $\vec{V}_d$
- la vitesse horizontale de la fusée  $\vec{V}_F$

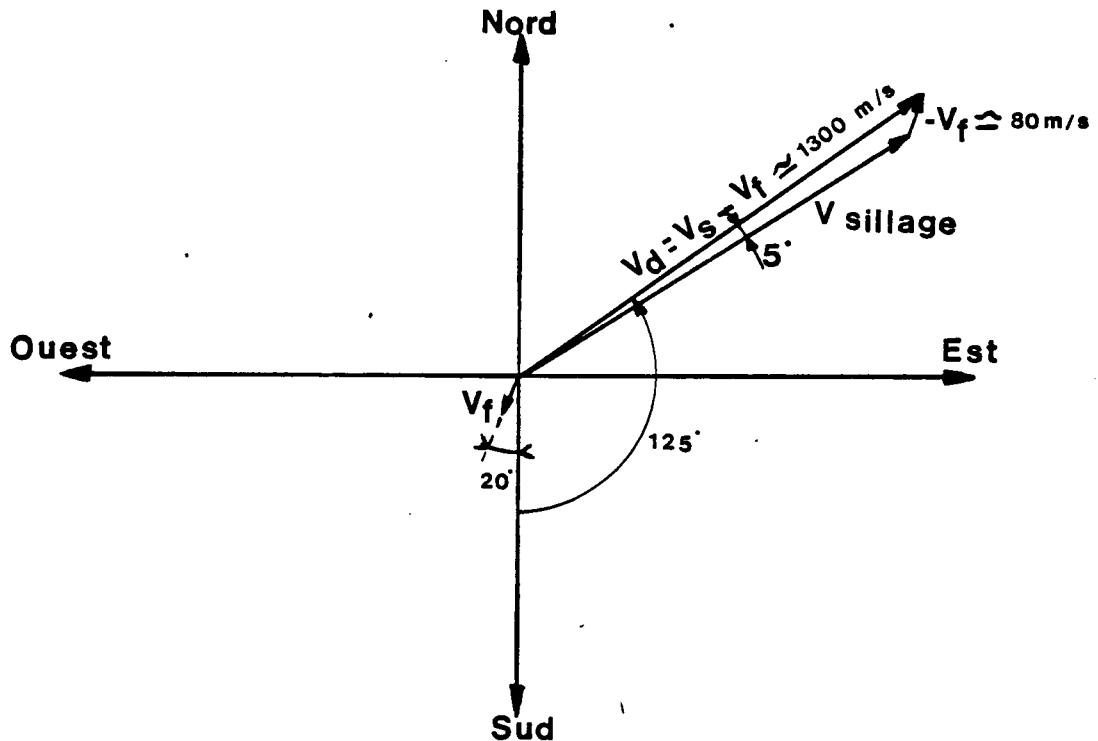
Sur la figure (IV.5.) nous avons tracé la direction de la vitesse de dérive du plasma  $\vec{V}_d$  obtenue par sonde double sphère ( — ) et nous avons indiqué ( . ) la direction du sillage  $\vec{V}_S$  obtenue par sonde Isoprobe.



$$\vec{V}_s \text{ étant définie par } \vec{V}_s = \vec{V}_d + \vec{V}_F$$

La comparaison entre les résultats des deux expériences montre un excellent accord.

. Cette correction est de l'ordre de  $5^\circ$  vers  $200 \text{ s}$  et elle croît quand le champ électrique diminue.



#### 4.1.3. Densité de courant horizontale

Pour analyser les fluctuations de densité mises en évidence par les sondes Isoprobe le long de la trajectoire, il est nécessaire de connaître les lois de variation de ces conductivités en fonction de l'altitude. C'est ce que nous allons établir ici en supposant qu'il n'y a qu'une seule espèce d'ions positifs et que leur densité est égale à celle des électrons (c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'ions négatifs et que les ions positifs sont simplement chargés).

La densité de courant macroscopique  $\vec{J}$  dans un milieu est donnée par la relation

$$\vec{J} = N_e q_e \vec{V}_e + N_i q_i \vec{V}_i$$

où  $N_e$  et  $N_i$  sont les densités des électrons et des ions

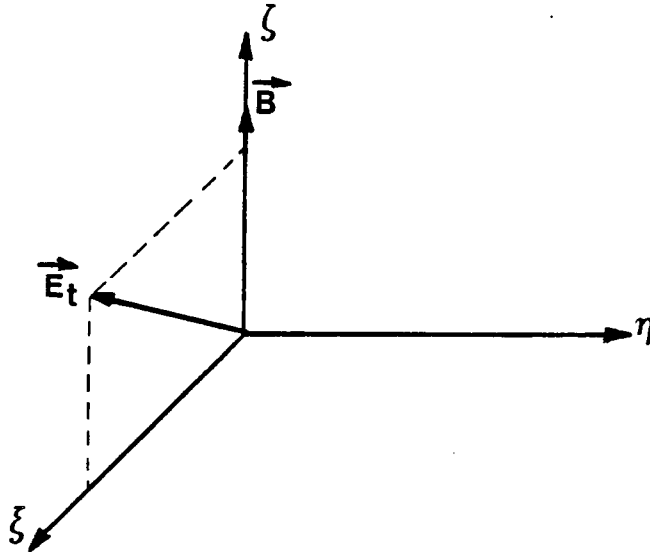
$q_e$  et  $q_i$  sont les charges des électrons et des ions

et  $\vec{V}_e$  et  $\vec{V}_i$  leur vitesse moyenne

Compte tenu de l'hypothèse que le plasma est macroscopiquement neutre on peut écrire

$$\vec{J} = N_e q_e (\vec{V}_e - \vec{V}_i)$$

Les différentes expressions pour  $\vec{V}_e$  et  $\vec{V}_i$  sont données par FEJER (1965) dans un repère lié au champ magnétique  $\vec{B}$  qui est responsable de l'anisotropie du milieu



$$\left\{ \begin{array}{l} v_{e\xi} = \frac{E_{t\xi}}{|B|} \cdot \frac{\nu_e \omega_e}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \\ v_{e\eta} = -\frac{E_{t\xi}}{|B|} \cdot \frac{\omega_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \\ v_{e\zeta} = \frac{E_{t\zeta}}{|B|} \cdot \frac{\omega_e}{\nu_e} \end{array} \right.$$

idem pour les ions

où  $\vec{E}_t$  est le champ électrique de convection magnétosphérique

$\omega_e$  et  $\omega_i$  sont les gyrofréquences électronique et ionique

$$\text{telles que } \omega_e = -\frac{q \cdot B}{m_e} \quad ; \quad \omega_i = \frac{q \cdot B}{m_i}$$

$$\text{où } q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$\nu_e$  et  $\nu_i$  sont les fréquences de collision e - N et i - N

le calcul de ces fréquences de collision est donné en annexe III.

Par substitution on obtient la densité de courant :

$$J_\xi = E_{t\xi} \cdot \frac{N_e \cdot q}{B} \cdot \left[ \frac{\nu_i \omega_i}{\nu_i^2 + \omega_i^2} - \frac{\nu_e \omega_e}{\nu_e^2 + \omega_e^2} \right] = \sigma_p \cdot E_{t\xi}$$

$$J_\eta = E_{t\xi} \cdot \frac{N_e \cdot q}{B} \cdot \left[ \frac{\omega_e^2}{\nu_e^2 + \omega_e^2} - \frac{\omega_i^2}{\nu_i^2 + \omega_i^2} \right] = \sigma_H \cdot E_{t\xi}$$

$$J_\zeta = E_{t\xi} \cdot \frac{N_e \cdot q}{B} \cdot \left[ \frac{\omega_i}{\nu_i} - \frac{\omega_e}{\nu_e} \right] = \sigma_o \cdot E_{t\xi}$$

Dans le cas plus général où  $\vec{E}$  a une composante suivant  $\eta$ , la relation entre la densité de courant  $\vec{J}$  et le champ électrique  $\vec{E}$  est caractérisée par un tenseur :

$$\vec{J} = \overline{\overline{\sigma}} \cdot \vec{E}$$

dans l'hypothèse des courants faibles, correspondants à de faibles perturbations des fonctions de distribution des vitesses des particules chargées.

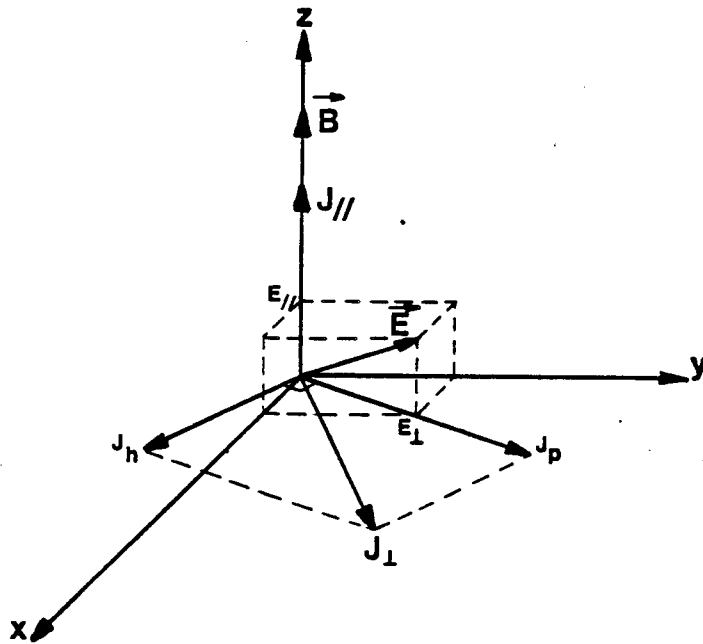
$$\text{où } \overline{\overline{\sigma}} \equiv \begin{bmatrix} \sigma_p & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_o \end{bmatrix} \quad \text{est le tenseur de conductivité}$$

$\sigma_0$  , conductivité parallèle, détermine le courant parallèle aux lignes de force de  $\vec{B}$  .

$\sigma_p$  , conductivité Pedersen, permet le calcul du courant parallèle à la composante de  $\vec{E} \perp \vec{B}$  .

$\sigma_H$  , conductivité Hall, détermine le courant perpendiculaire à la fois à  $\vec{E}$  et à  $\vec{B}$  .

On peut signaler que la conductivité  $\sigma_0$  le long des lignes de champ est essentiellement d'origine électronique. La conductivité transverse (ou Pedersen)  $\sigma_p$  est elle aussi d'origine électronique au dessous de 100 km d'altitude environ ; au dessus de cette altitude, elle est en majeure partie due aux ions.



Les profils des conductivités (figure IV.6.) en fonction de l'altitude ont été calculés à partir du profil de densité électronique obtenu par l'expérience Isoprobe (chapitre 3.3.2.).

Connaissant le champ électrique et les conductivités, on peut calculer la densité de courant horizontale ( $J_{\perp}$ ) dans l'ionosphère le long de la trajectoire (figures IV.7. et IV.8.). L'hypothèse de départ imposant le champ électrique // à  $\vec{B}$  nul nous interdit de remonter à la densité de courant // à  $\vec{B}$ .

#### 4.1.4. Fluctuations

##### 4.1.4.1.) Fluctuations de champ électrique

L'étude du champ électrique continu (0-20 Hz) ne fait pas apparaître de fluctuations importantes.

Sur le signal alternatif (10-200 Hz) de fortes fluctuations apparaissent à basse altitude (figure IV.9.)

- à la montée de 87 à 118 km
- à la descente de 118 à 98 km

Tout au long de la trajectoire le signal fait apparaître des variations dans l'amplitude du champ électrique entre les deux fortes impulsions dues au soleil.

##### 4.1.4.2.) Fluctuations de densité

Elles sont calculées à partir du signal d'auto-oscillation de la sonde ISO1. Sur ce signal nous éliminons les grandes variations dues au passage, à chaque rotation, de la sonde dans le sillage de la fusée pour ne nous intéresser qu'aux petites variations dues aux irrégularités d'ionisation. La mesure de la variation de la fréquence d'auto-oscillation ( $\sim \Delta F_T$ ) nous donne les fluctuations de densité :

$$\left. \begin{aligned} N_e &= \frac{F_p^2}{A} \\ F_p^2 &= F_T^2 - F_B^2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{\Delta N_e}{N_e} = \frac{2 F_T}{F_p^2} \cdot \Delta F_T$$

Les fluctuations ont été tracées sur les figures (III.10 et III.11.) A la montée la figure fait apparaître trois zones différentes :

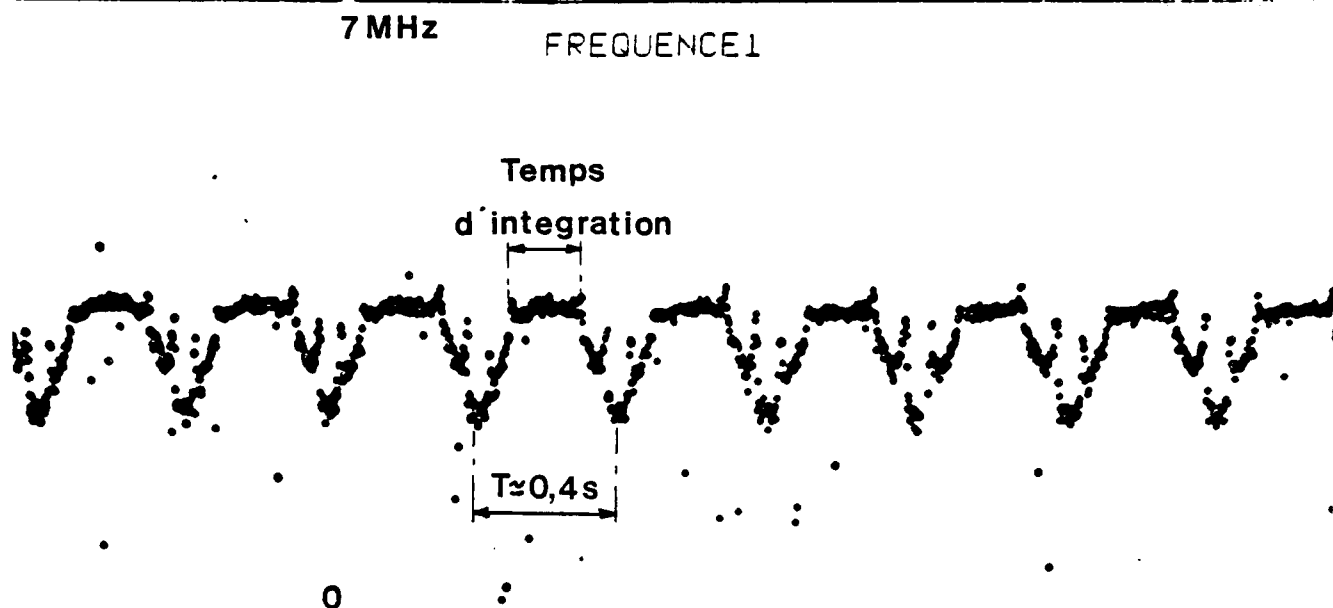
- de 90 à 115 km fluctuations importantes de l'ordre de 10 %
- de 115 à 143 km, une zone intermédiaire où les fluctuations varient autour de 5 %.
- de 143 km à l'apogée (168,8 km) de très fortes fluctuations apparaissent parfois supérieures à 20 %.

Nous reviendrons dans le paragraphe 4.2.5. sur les fluctuations apparaissant à basse altitude ( $\sim 100$  km).

Les fluctuations importantes observées près de l'apogée, correspondant au régime subsonique de la fusée (altitude  $> 145$  km, annexe IV), peuvent être dues aux perturbations produites dans le milieu par le mouvement de la fusée elle-même (GUPTA et PRAKASH, 1979). En effet, quand la fusée est en régime subsonique, les fluctuations de densité produites dans la région du sillage de la fusée peuvent se propager plus vite dans l'espace que la fusée elle-même. C'est précisément la raison pour laquelle la fusée est capable de détecter ses propres perturbations, car les fluctuations de densité produites dans le sillage peuvent se propager avec une vitesse égale à la vitesse acoustique ionique du milieu. D'autre part les ondes acoustiques ioniques générées dans le sillage ne peuvent pas dépasser la fusée quand la vitesse de la fusée est supersonique. Donc pendant le régime supersonique de la trajectoire les fluctuations de densité sont dues aux irrégularités d'ionisation effectivement présentes dans le milieu. Ici, comme dans d'autres expériences de jour (PRAKASH et al., 1972), on peut conclure que les irrégularités d'ionisation apparaissent le long de la trajectoire entre 90 et 145 km.

#### 4.1.4.3.) Analyse spectrale des fluctuations

On utilise le signal de la fréquence d'auto-oscillation de la sonde ISO1 pour étudier le spectre des fluctuations de densité. Nous avons effectué une analyse de Fourier sur ce signal par la méthode de Jenkins et Watts, dont le principe a été exposé par PARROT M. (1976) et dont nous utilisons le programme de calcul. Le spectre est calculé sur un échantillon de 140 points du signal, ce qui correspond à une durée de 0,28 s, pour ne pas introduire dans le spectre les variations dues à la rotation de la fusée.



Pour lisser le spectre on utilise la fenêtre de Parzen qui introduit le moins d'erreur sur le spectre lui-même.

L'indice spectral des fluctuations est déterminé à partir des variations de l'amplitude du spectre qui dépend de la fréquence de la façon suivante :

$$A(f) = C \cdot f^n$$

où  $n$  est l'indice spectral.

Cet indice correspond à la pente du spectre dans un diagramme logarithmique :

$$A(d_B) = 20 \cdot n \cdot \log(f) + C_1$$

En approximant la pente du spectre par une droite, on détermine ainsi l'indice spectral :

$$Y = A(2) \cdot X + A(1)$$

$$\text{soit } n = \frac{A(2)}{20}$$

L'indice spectral  $n$  a une valeur qui varie (figure {V.10.}) autour de  $-4$  pendant la durée du vol et entre  $(-2$  et  $-4)$  dans la région E de l'ionosphère (autour de 100 km). Cette valeur d'indice est cohérente avec les résultats d'autres expériences. PRAKASH et al. (1971) trouvent un indice spectral variant autour de  $(-3$  et  $-4)$  dans une gamme d'altitude voisine de 100 km pour l'électrojet équatorial où ils observent la présence d'instabilités.

#### 4.1.5. Instabilité double faisceau

Les observations simultanées des fluctuations de champ électrique et de densité en présence d'une vitesse de dérive nous amènent à avancer l'hypothèse d'une instabilité double faisceau ("two stream Farley Buneman instability", D'ANGELO, 1977). Nous allons développer les différents arguments et comparer nos résultats avec ceux d'autres expériences effectuées en zone aurorale (KELLEY et MOZER, 1973 ; OLESEN et al., 1976).

La théorie de l'instabilité double faisceau a été développée pour un magnéto-plasma avec collisions où il existe une vitesse de dérive relative entre électrons et ions perpendiculaire au champ magnétique (BUNEMAN, 1963 ; FARLEY, 1963 a,b). Une telle vitesse relative intervient dans une petite gamme d'altitude de l'ionosphère terrestre autour de 100 km sous l'action d'un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique. Dans cette région les ions sont limités dans leur mouvement à cause des collisions avec les particules neutres, alors que les électrons sont libres de dériver à la vitesse  $\vec{V}_d = (\vec{E} \times \vec{B}) / |\vec{B}|^2$ . Ces auteurs ont montré que si la vitesse de dérive relative ( $\perp \vec{B}$ ) entre ions et électrons  $\vec{V}_{r\perp} = \vec{J}_\perp / q \cdot N_e$  dépasse une vitesse de l'ordre de la vitesse acoustique ionique  $C_s = \left[ \kappa (T_e + T_i) / m_i \right]^{1/2}$  (voir Annexe IV), le plasma devient instable et crée des ondes électrostatiques de grande longueur d'onde. Sur la figure (IV.11.) nous avons tracé ces différentes variations pendant l'expérience. Les résultats de l'expérience énoncés précédemment montrent que :

- le champ électrique perpendiculaire à  $\vec{B}$  mesuré par la fusée variait de 20 à 120 mV/m.
- la vitesse de dérive du plasma varie de 400 à 2400 m/s.
- la vitesse de dérive relative ( $\perp \vec{B}$ ) entre ions et électrons est très supérieure ( $\sim 2$  fois) à la vitesse acoustique des ions dans la gamme d'altitude considérée ( $\sim 100$  km).

Cette grande vitesse de dérive relative couplée avec la forte densité du plasma mesurée dans la région E ( $N_e > 10^5 \text{ e/cm}^3$ ) implique que la région E était instable du fait de l'instabilité double faisceau que KELLEY et MOZER (1973) qualifient de "high frequency Hall current instability".

Dans notre expérience, comme dans celle décrite par KELLEY et MOZER (1973), des fluctuations importantes apparaissent sur le signal champ électrique alternatif entre 87 et 118 km à la montée (118 et 98 km à la descente). Ils trouvent dans leur expérience une fréquence de coupure haute de l'ordre de 7 kHz dans le signal ce qui est en parfait accord avec la théorie de LEE et al. (1971) qui prévoit une coupure voisine mais légèrement au dessus de la fréquence hybride basse qui est entre 6,2 et 6,5 kHz dans la région E et aux altitudes considérées.



Dans notre expérience il ne nous est pas possible de déterminer cette coupure du fait de la bande passante de la sonde (10-200 Hz).

Dans cette gamme d'altitude des fluctuations de densité importantes ( $\sim 10\%$ ) apparaissent entre 85 et 113 km. Ces observations de fluctuations de densité sont une preuve de la présence d'ondes électrostatiques.

En plus de l'apparition de fluctuations de champ électrique et de densité aux mêmes altitudes, l'amplitude des fluctuations de densité observées ( $\sim 10\%$ ) est consistante avec des résultats expérimentaux précédents. BOOKER (1960) trouve des fluctuations de l'ordre de  $5,5\%$  pour des données radar en zone aurorale, KELLEY et MOZER (1973) pour des données fusée trouvent des fluctuations de 5 à  $15\%$  ainsi que OLESEN et al. (1976) qui appellent cette instabilité "high frequency Farley instability".

On peut remarquer ici que la théorie utilisée pour la détermination de la fréquence d'auto-oscillation utilise un modèle de plasma maxwellien où les ions sont immobiles et qui ne tient pas compte d'une vitesse de dérive relative entre électrons et ions et d'un champ électrique. Mais on peut considérer que même si la fréquence d'auto-oscillation n'est pas exactement égale à la fréquence hybride haute  $F_T$ , ses variations ( $\Delta F_{\text{auto}}$ ) sont au premier ordre proportionnelles aux variations de densité ( $\Delta N_e$ ).

#### 4.2. Différence de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe

Le traitement de ces données a été détaillé au chapitre (3.3.1.). Il faut cependant noter que la présence d'instabilités, qui amène du bruit sur le signal d'auto-oscillation, va perturber la mesure des fréquences. Les valeurs de l'écart de fréquence d'auto-oscillation vont donc représenter une valeur moyenne. Nous avons tracé le profil de cet écart en fonction de l'altitude pendant la montée (figure IV.12.). L'analyse de ces résultats nous amène à deux remarques :

- l'écart de fréquence s'annule au voisinage de la culmination.
- ailleurs la sonde ISO2 oscille à une fréquence supérieure à la fréquence d'auto-oscillation de la sonde ISO1 et cela à la montée comme à la descente. Cet écart varie de 0 à 1,5 MHz le long de la trajectoire.

Les deux sondes étaient électroniquement semblables. Leurs directions émetteur-récepteurs étaient opposées par rapport à l'axe de la fusée, c'est-à-dire dans les conditions du vol la sonde ISO1 était parallèle au champ magnétique et la sonde ISO2 anti-parallèle à  $\vec{B}$  (figure 11.2.).

Pour essayer d'interpréter ces données nous allons les rapprocher des résultats de l'expérience en laboratoire décrite au chapitre (1.4.). Les conditions expérimentales en laboratoire correspondaient à une vitesse de dérive parallèle à l'axe des sondes et à un plasma isotrope (sans champ magnétique). Dans ces conditions l'écart de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe ( $\Delta F = F // - F \text{ anti} //$ ) est donné, pour différentes densités de plasma, sur la figure (1.9.) en fonction de la tension de polarisation de la plaque ( $V_p$ ). Cet écart croît régulièrement pour atteindre 200 kHz pour  $V_p = 30$  V. La vitesse de dérive du plasma a été chiffrée comme précédemment (chapitre 1.4.) en comparant sur les courbes de transfert théoriques et expérimentales le déplacement des antirésonances. Pour une tension plaque de 30 V on trouve une vitesse de dérive égale à 1,5 % de la vitesse thermique des électrons.

Malheureusement la transposition au cas du plasma ionosphérique de ces résultats obtenus en plasma de laboratoire doit être faite avec réserve. En effet le modèle théorique utilisé pour décrire le plasma ne tient pas compte de la présence du champ magnétique terrestre. Même s'il est difficile actuellement de chiffrer la vitesse de dérive amenant un écart de fréquence d'auto-oscillation de l'ordre de 1 MHz, on peut tout de même déduire la présence dans le repère lié à l'engin d'un courant dirigé vers le bas, c'est-à-dire un déplacement d'électrons animés d'une vitesse dirigée de bas en haut (car l'écart de fréquence  $\Delta F$  est négatif). Pour donner un ordre de grandeur de la vitesse amenant un tel écart, nous allons appliquer un facteur de proportionnalité simple entre les écarts de fréquence et la vitesse de dérive correspondante obtenus lors de l'expérience en caisson. Pour un écart de 1 MHz on trouve une vitesse de l'ordre de 6,5 % de la vitesse thermique des électrons, c'est-à-dire  $V_d = 17$  km/s (pour  $T_e = 1500^\circ$  K).

En éliminant à priori les erreurs d'étalonnage de la voie  $\Delta F$  envoyée en télémesure on peut envisager deux hypothèses pour l'existence d'un tel courant d'électrons :

- soit une cause naturelle, par l'existence de courants

alignés le long du champ magnétique terrestre.

- soit un effet dû au déplacement du corps métallique de la fusée dans le plasma ionosphérique.

L'hypothèse de l'existence de courants alignés suivant les lignes de force du champ magnétique terrestre a été introduite dans les modèles d'ionosphère polaire par BIRKELAND (1913) et BOSTROM (1964) entre autres. La mise en évidence de leur existence à partir de mesures magnétiques sur satellite a été faite par ARMSTRONG et ZMUDA (1970) qui trouvent, en faisant l'hypothèse d'un courant rentrant dans l'ionosphère, une densité de courant de quelques  $\mu\text{A}/\text{m}^2$ . Ce courant participe au système de courants reliant magnétosphère et ionosphère, et se boucle par les courants horizontaux autour de 110 km.

Si donc on considère une vitesse du flux électronique égale à 17 km/s, on trouve une densité de courant de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-4} \text{ A}/\text{m}^2$  (pour une densité de  $2 \cdot 10^5 \text{ e}/\text{cm}^3$  et en considérant la vitesse des ions négligeable devant la vitesse des électrons). Mais l'incertitude sur la mesure qui est de l'ordre de 250 kHz (soit  $\sim 4,5 \text{ km}/\text{s}$ ) nous interdit de pouvoir déterminer des densités de courant alignées suivant le champ magnétique inférieures à  $10^{-4} \text{ A}/\text{m}^2$ . Cette valeur correspond aux plus fortes densités de courant parallèle naturelles déterminées à partir de mesures magnétiques à plus haute altitude.

D'autre part on peut noter qu'à la culmination, où la vitesse verticale de la fusée s'annule, l'écart de fréquence a tendance à s'annuler. Cet écart décroît en même temps que le module de la vitesse verticale pendant le vol. Cependant, il ne s'inverse pas avec l'inversion du vecteur vitesse verticale de la fusée à la descente.

Ceci nous amène à conclure que probablement deux effets peuvent coexister : l'un dû au module de la vitesse verticale de l'engin, l'autre à une dérive verticale naturelle du plasma.

Ces résultats font partie des phénomènes observés sur fusée par différents expérimentateurs (BERTHELIER, communication privée) qui sont encore mal compris et qui demanderaient une étude plus approfondie qui sort du cadre de ce travail.

## CONCLUSION :

Au cours de cette étude, nous avons montré que l'application d'une théorie simple (MICHEL, 1976) pour la détermination des variations de l'impédance de transfert de la sonde Isoprobe en fonction d'un effet de vitesse du plasma, a permis d'estimer la vitesse de dérive des électrons lors d'expériences que nous avons réalisées dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E. Mais le fait que l'on ne puisse pas garantir l'étalonnage des sondes dans le caisson à plasma en fonction d'une vitesse de dérive est lié aux difficultés expérimentales de mesurer cette dérive par une autre méthode qui servirait d'étalon et au fait que d'autres paramètres tels que densité et température électroniques, varient quand on augmente la vitesse de dérive du plasma.

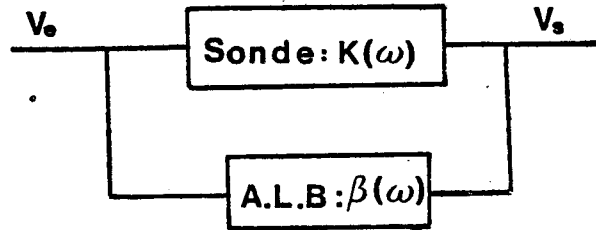
Par ailleurs, les principaux résultats de l'expérience sur fusée "IPOCAMP 2" consistent en la mise en évidence d'une instabilité du plasma associée à une dérive horizontale du plasma dans la région E polaire, puis d'un effet de vitesse parallèle à l'axe des sondes dont les caractéristiques sont assez difficiles à déterminer dans notre cas par le manque d'informations complémentaires : mode balayage en fréquence des sondes (qui existait sur la seconde fusée de l'expérience qui a malheureusement explosé au début du vol), mesure du champ électrique parallèle ( $E_{//}$ ) et mesure des variations du champ magnétique ( $\Delta B$ ). En effet, dans des expériences antérieures sur satellite, il a été possible de mettre en évidence un courant parallèle au champ magnétique ( $i_{//}$ ) par la mesure des variations du champ magnétique ( $\Delta B$ ) (ARMSTRONG et ZMUDA, 1970). On a montré que l'instabilité mise en évidence dans la couche E de l'ionosphère aurorale était du type double faisceau ("two stream Farley Buneman instability") et était en accord avec les résultats d'autres expériences fusées effectuées en zone aurorale (KELLEY et MOZER, 1973 ; OLESEN et al. 1976).

Enfin cette étude qui s'appuie sur les données de l'expérience fusée "IPOCAMP 2" a permis de tester la sonde Isoprobe sur fusée avant de l'embarquer à bord du satellite franco-soviétique "ARCAD 3". Les mesures complémentaires dont nous déplorons l'absence sur la fusée seront réunies sur le satellite. En effet divers modes de fonctionnement des sondes Isoprobe sont prévus. Ils seront commandés par ordinateur permettant différentes configurations telles que : balayage en fréquence (amplitude et phase),

auto-oscillation, recherche du maximum de la courbe de transfert de la sonde, recherche d'un minimum, entre autres. Ces mesures seront associées à d'autres expériences du projet (mesure du champ électrique (trois axes), mesures magnétiques très sensibles, mesure de vitesse de dérive des ions, particules, etc.....) dans le but de mesurer la densité, et la température électroniques, la vitesse d'ensemble du plasma et plus particulièrement les mouvements liés aux courants alignés suivant le champ magnétique dans les zones polaires.

- CALCUL DES FREQUENCES D'OSCILLATION

La sonde en auto-oscillation peut être représentée sous la forme du synoptique suivant :



dont la fonction de transfert est  $\frac{V_s}{V_e} = \frac{K}{1 - \beta K}$ .

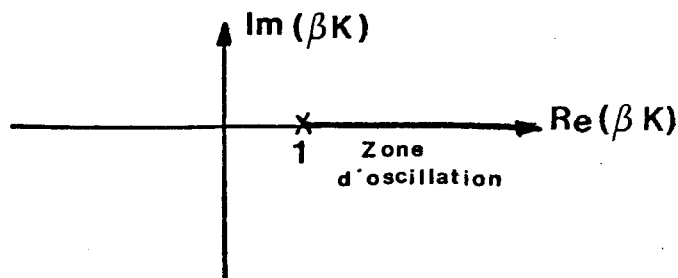
Pour faire osciller le système on ramène sur l'entrée un signal en phase avec  $V_e$  et il faut que même pour  $V_e = 0$  il existe un  $V_s \neq 0$  ce qui nous amène aux conditions de Barkhausen :

$$1 - \beta(\omega) \cdot K(\omega) = 0$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \text{Im} [\beta(\omega) \cdot K(\omega)] = 0 & \Rightarrow \omega = \omega_i \\ \text{Re} [\beta(\omega_i) \cdot K(\omega_i)] = 1 & \Rightarrow K = K_L \end{cases}$$

La première équation va nous donner la fréquence d'oscillation c'est à dire la fréquence pour laquelle la phase de  $|\beta K|$  passe par zéro.

La seconde équation écrite pour la fréquence d'oscillation nous donnera la limite du gain pour lequel il y aura oscillation. Il nous faut donc réaliser la condition  $K > K_L$  pour faire osciller le système



- MODELISATION DE LA FONCTION DE TRANSFERT

DE L'AMPLIFICATEUR A CONTROLE AUTOMATIQUE DE GAIN

La sonde comporte un élément amplificateur à contrôle automatique de gain C.A.G. (Figure 2) qui est monté dans la boucle de retour de l'oscillateur (Figure 1). Il permet de fournir une tension constante ( $|V_{out}| = cte$ ) sur une large bande de fréquence. (35 MHz) avec un temps de réponse rapide ( $\sim 3$  ms) pour que l'émetteur de la sonde débite toujours le même courant dans le plasma. Le système C.A.G. permet de faire varier le gain nominal de l'amplificateur large bande (40 MHz) avec une dynamique de 40 dB (Figure 3) suivant l'amplitude de la tension d'entrée  $V_{in}$ .

Ce module est constitué par :

+ Un amplificateur large bande A.L.B.  $G(F)$  dont la fonction de transfert est :

$$G(F) = \frac{G_o}{\left(1 + i \frac{F}{F_o}\right) \left(1 - i \frac{F_1}{F}\right)}$$

avec  $G_o = 10$

$F_o = 40$  MHz les fréquences de coupure haute et basse

$F_1 = 70$  kHz

+ L'amplificateur C.A.G. :  $\beta(F) = \frac{\beta_o}{1 + i \frac{F}{F_k}}$

avec  $\beta_o = 130$  et la fréquence de coupure haute  $F_k = 300$  Hz correspondant à un temps de réponse de boucle de 3 ms.

+ Un atténuateur à diodes PIN de gain  $A$  qui est constant en fonction de la fréquence mais varie suivant  $|V_{in}|$ .

La fonction de transfert peut être calculée à partir des équations du montage :

$$V_{out} = G(F) \cdot V_o$$

$$V_{CAG} = \beta(F) \cdot (V_R - V_1) = \beta(F) (V_R - a |V_{out}|)$$

$a$  = rendement de la détection

$$V_o = A \cdot V_{in} \cdot V_{CAG}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow V_{\text{out}} &= A.G.V_{\text{in}} \cdot V_{\text{CAG}} \\ \frac{V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}} &= A.G.\beta \cdot (V_{\text{R}} - a |V_{\text{out}}|) \end{aligned}$$

Si on considère des variations sinusoïdales :

$$\begin{aligned} V_{\text{in}} &= V_{\text{in}} \cdot e^{j\omega t} \\ V_{\text{out}} &= V_{\text{out}} \cdot e^{j(\omega t + \psi)} \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \frac{V_{\text{out}}}{V_{\text{in}}} = A.G.\beta \cdot e^{-j\psi} \cdot (V_{\text{R}} - a \cdot |V_{\text{out}}|)$$

Or on veut  $|V_{\text{out}}| = \text{cte}$  et on a  $V_{\text{R}} = \text{cte}$  en fonction de la fréquence.

Le terme de phase  $e^{-j\psi}$  représente le déphasage apporté par le montage. Le terme d'atténuation A sera introduit dans la fonction de transfert de la sonde pour simuler sur ordinateur l'action du système à C.A.G. ( $A \approx 20$ ).



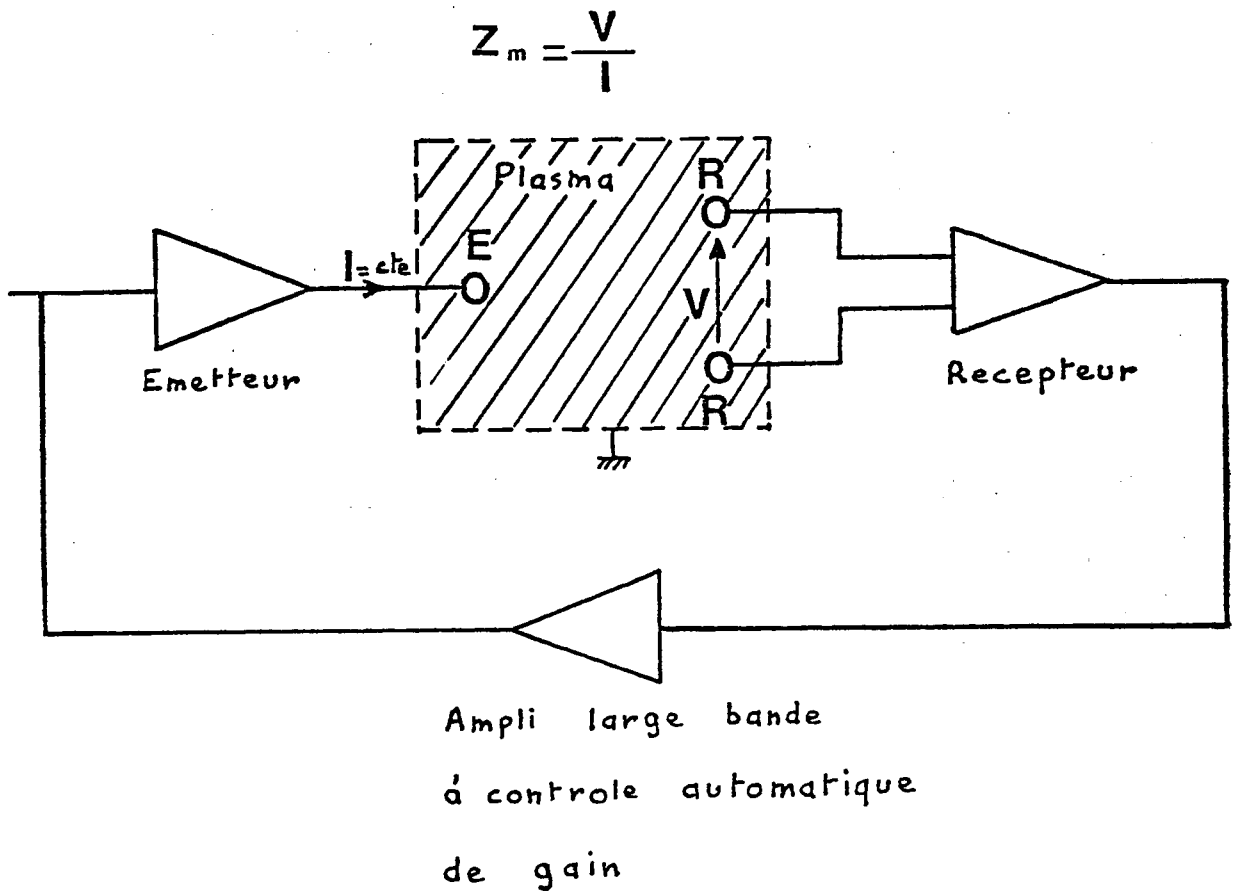


Fig:1

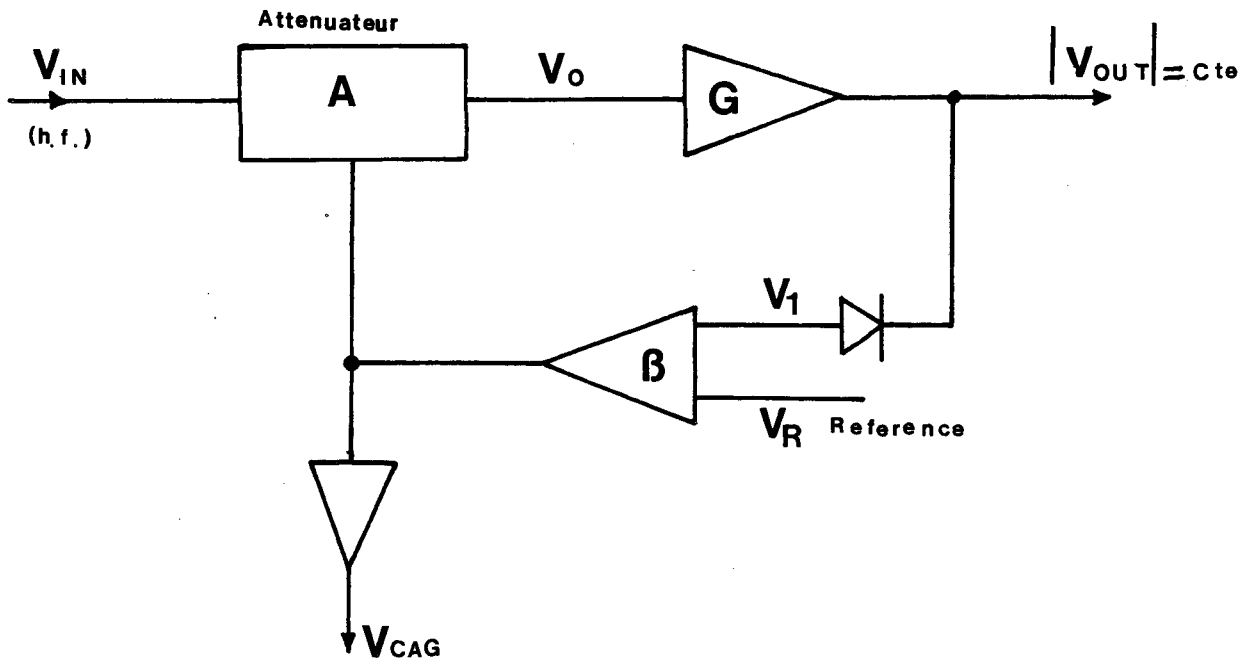


Fig : 2

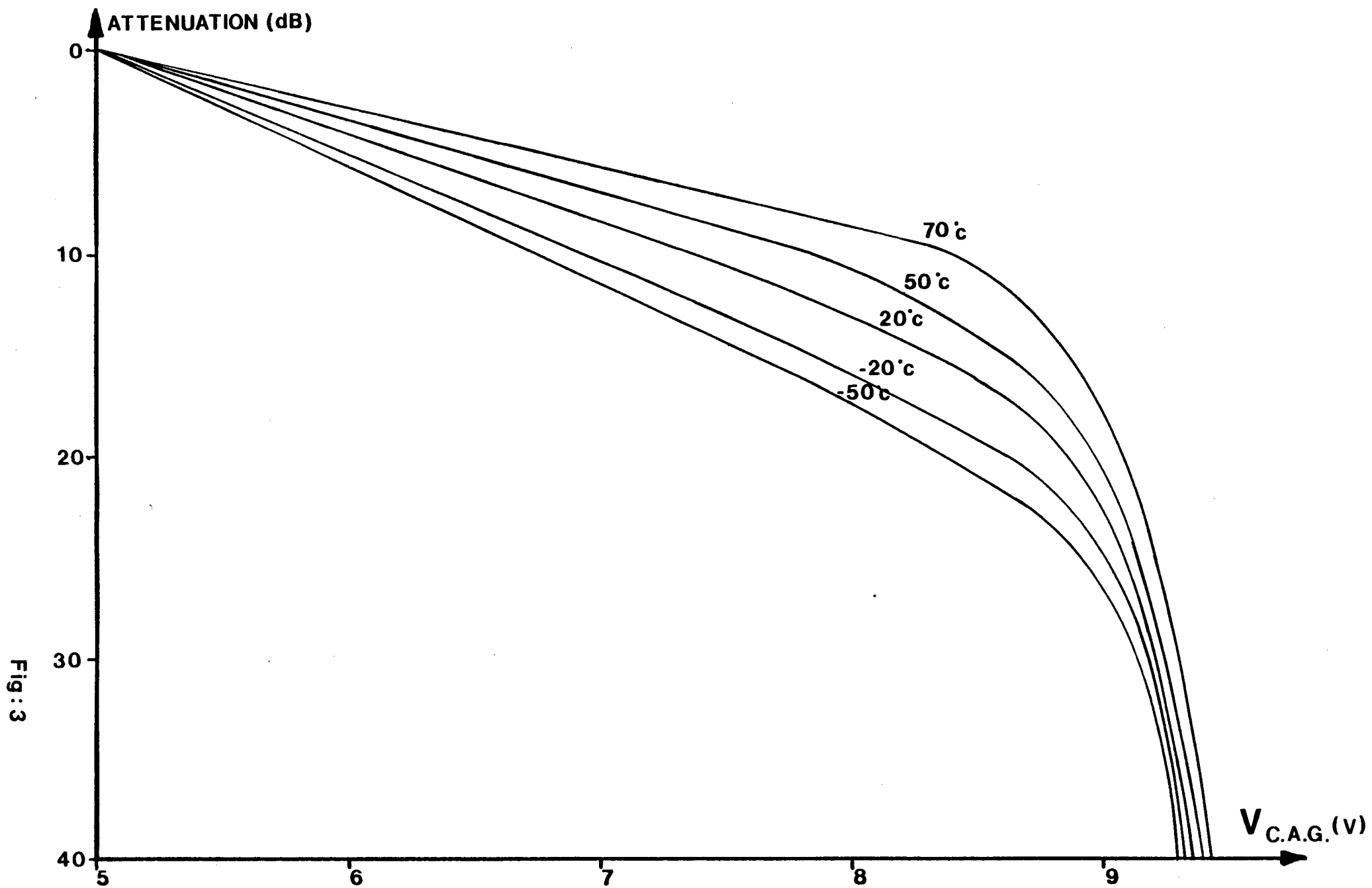
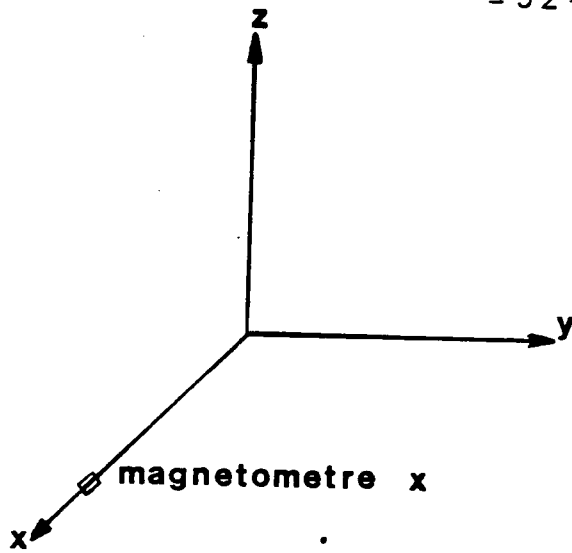


Fig: 3

- ANNEXE II -

Changements de repères permettant la restitution d'attitude  
de la fusée dans le repère géographique.

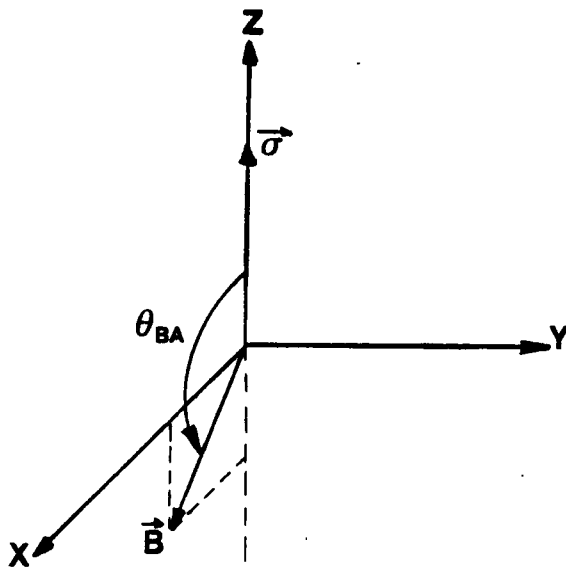


Repère engin

z = axe de la fusée

x = axe portant le magnétomètre radial

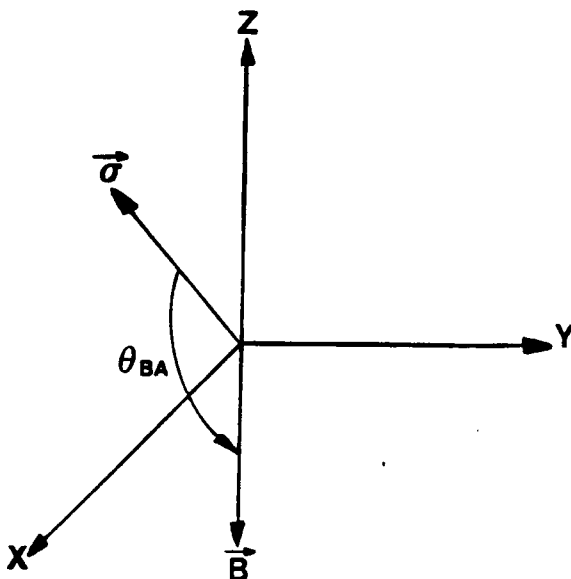
Matrice de passage définie par les angles d'Euler  
 $(\psi, \theta, \varphi)$  obtenue par la restitution d'attitude de Bx



Repère : A

défini par le moment cinétique  $\vec{\sigma}$   
et le champ magnétique terrestre  $\vec{B}$

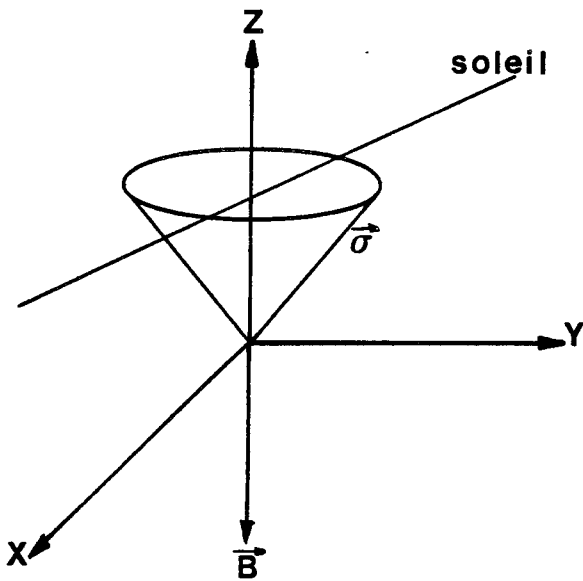
Rotation par rapport à OY



Repère : B

dans ce repère il nous est facile  
d'annuler la composante de  $\vec{E} // \vec{B}$ ,  
que nous impose une des hypothèses  
faites en 3.2. Nous faisons donc  
 $E_z(B) = 0$ , ce qui va nous permettre  
de calculer  $E_z$  dans le repère engin.

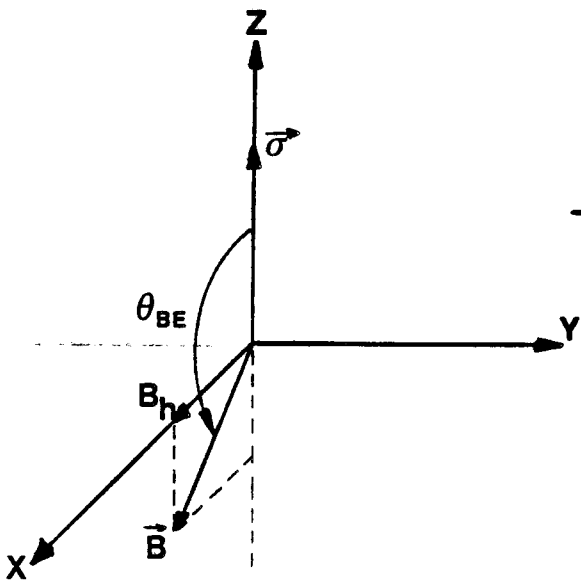
rotation par rapport à OZ



Repère : C

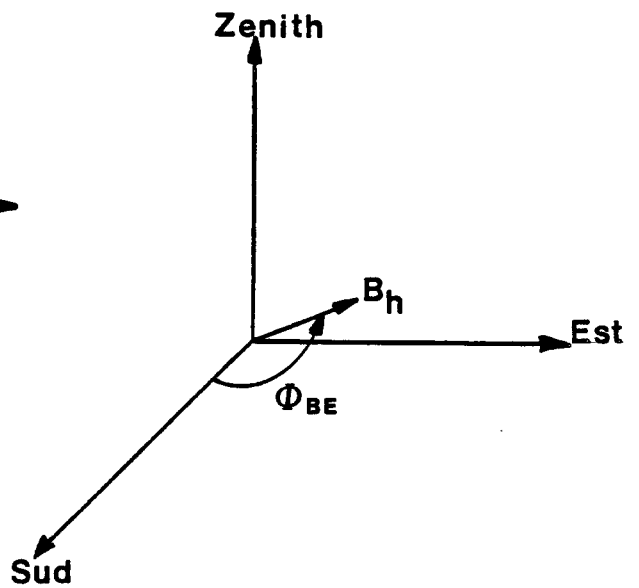
pour le calcul de la matrice de passage il existe une indétermination qui sera levée par la connaissance de la position du soleil à un instant donné dans le repère engin (senseur solaire) et dans le repère géographique (prog. théorique) et par la position de  $\vec{B}$  dans le repère engin (magnétomètre) et dans le repère géographique (prog. théorique).

rotation/OY



Repère D

rotation



Repère E

repère géographique défini par (Sud, Est, Zénith).

- ANNEXE III : Calcul des fréquences de collision -

Le modèle de composition ionique de l'ionosphère est le suivant :

- jusqu'à 140 km, les ions dominants sont  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}_2^+$
- de 140 à 240 km, on a  $\text{NO}^+$ ,  $\text{O}_2^+$  et  $\text{O}^+$
- au-dessus de 240 km, seul  $\text{O}^+$  est important.

Dans la région qui nous intéresse (90 - 170 km), les ions  $\text{NO}^+$  et  $\text{O}_2^+$  prédominent ; or, on remarque que leurs masses sont très voisines 30 pour  $\text{NO}^+$  et 32 pour  $\text{O}_2^+$ , nous pouvons les remplacer par une masse intermédiaire. En tenant compte de la densité supérieure en  $\text{NO}^+$ , nous prenons une masse ionique moyenne pondérée de 30,5 (PETIT M., 1968).

Pour déterminer les fréquences de collision, on a besoin de connaître la composition, les concentrations et la température des particules constituant le gaz neutre. Pour les neutres prépondérants tels que  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  et  $\text{O}$ , leurs concentrations et températures sont fournies par le C.I.R.A. (1965).

Les résultats que nous reprenons ici ont été obtenus par D. ODERO (1971) :

- fréquences de collision électrons-neutres

$$\nu_{en} = \nu_{e, \text{N}_2} + \nu_{e, \text{O}_2} + \nu_{e, \text{O}}$$

avec  $\nu_{e, \text{N}_2} = 1,55 \cdot 10^{-11} \cdot T \cdot n(\text{N}_2)$

$$\nu_{e, \text{O}_2} = 1,035 \cdot 10^{-11} \cdot T \cdot n(\text{O}_2)$$

$$\nu_{e, \text{O}} = 0,31 \cdot 10^{-11} \cdot T^{\frac{1}{2}} \cdot n(\text{O})$$

où  $T$  est la température du gaz neutre.

- fréquences de collision ions-neutres

$$v_{i,n} = v_{NO^+, n} + v_{O_2^+, n} + v_{O^+, n}$$

Neutres (n)  $\longrightarrow$   $N_2, O_2, O$

avec  $v_{NO^+, N_2} = 4,17 \cdot 10^{-10} \cdot n(N_2)$

$$v_{NO^+, O_2} = 4,2 \cdot 10^{-10} \cdot n(O_2)$$

$$v_{NO^+, O} = 2,4 \cdot 10^{-10} \cdot n(O)$$

$$v_{O^+, N_2} = 6,73 \cdot 10^{-10} \cdot n(N_2)$$

$$v_{O^+, O_2} = 6,55 \cdot 10^{-10} \cdot n(O_2)$$

$$v_{O_2^+, N_2} = 4,07 \cdot 10^{-10} \cdot n(N_2)$$

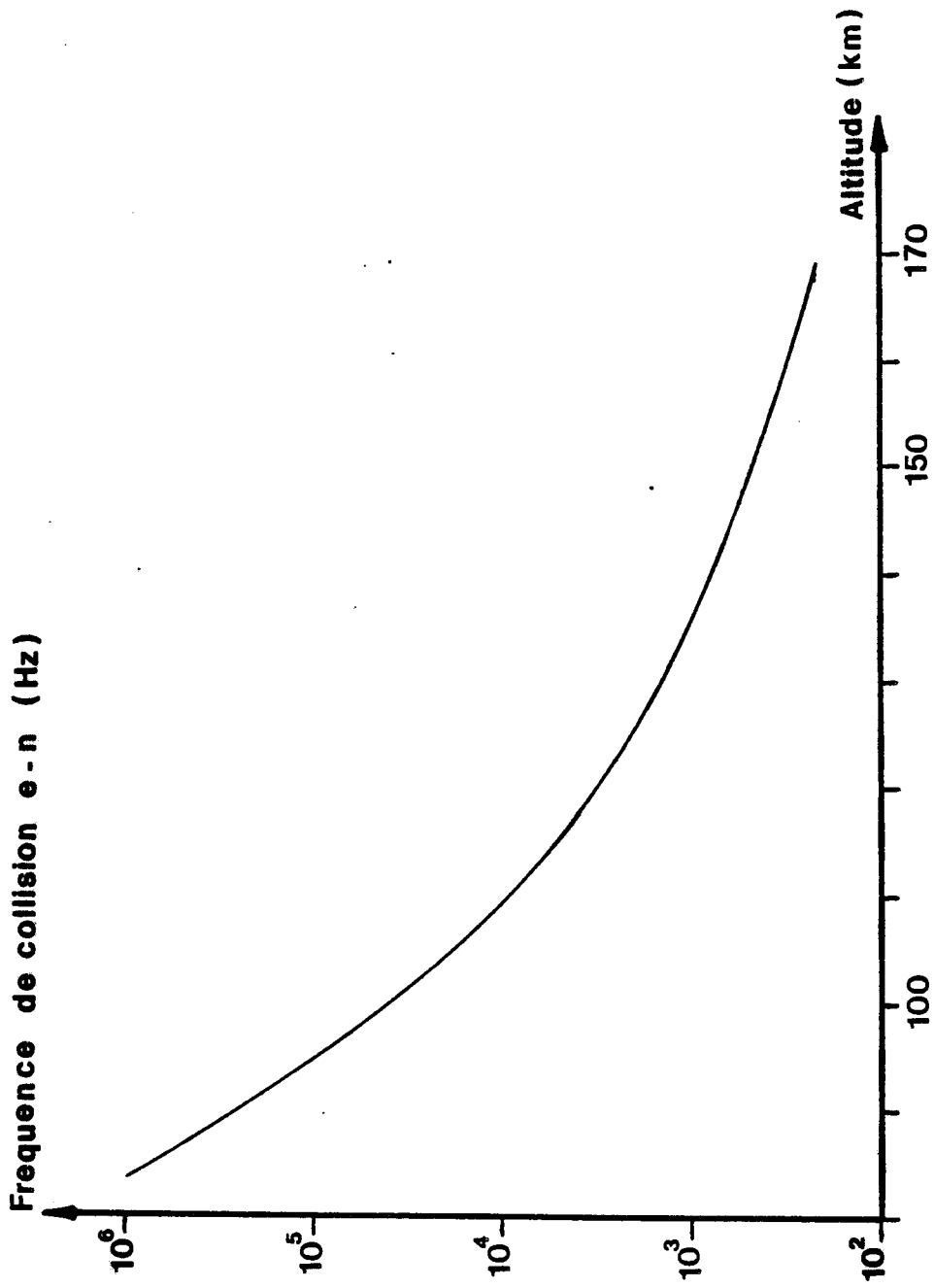
$$v_{O_2^+, O_2} = 4,2 \cdot 10^{-10} \cdot n(O_2)$$

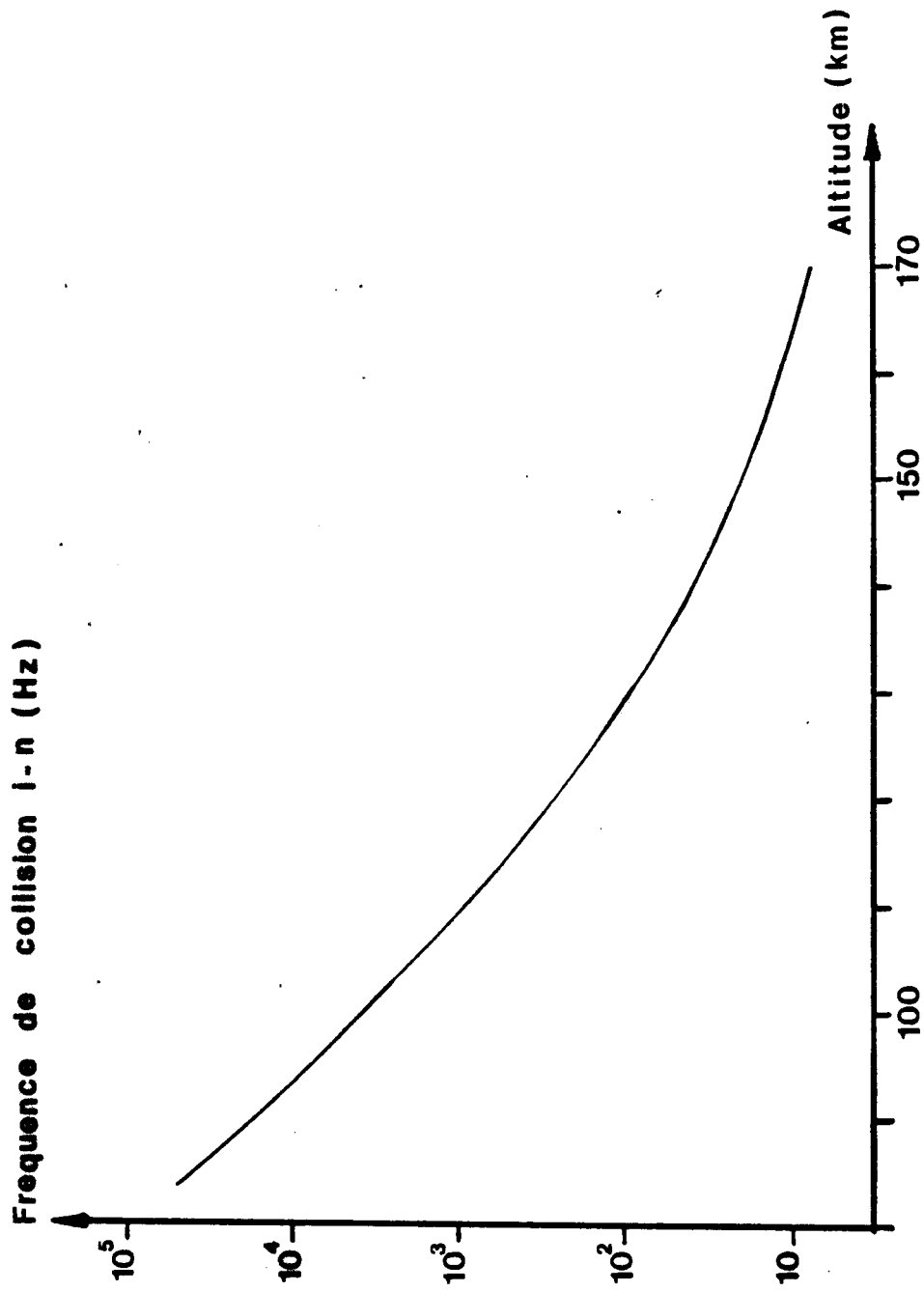
$$v_{O_2^+, O} = 2,3 \cdot 10^{-10} \cdot n(O)$$

et  $v_{O^+, O}$  qui est défini par le tableau suivant :

h (km)	$v_{O^+, O}$
80	$1,4 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$
115	$1,5 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$
125	$1,7 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$
130	$1,9 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$
155	$2,2 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$
220	$2,4 \cdot 10^{-9} \cdot n(O)$







- ANNEXE IV : Vitesse acoustique des ions -

Il est intéressant de calculer la vitesse acoustique des ions pour connaître les différents écoulements du plasma en fonction de la vitesse de déplacement des sondes dans le milieu.

On définit la vitesse acoustique des ions telle que :

$$C_s = \left[ \kappa \left( \frac{T_e + T_i}{m_i} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Pour calculer cette vitesse nous utilisons les valeurs de température électronique et ionique données par JONES et REES (1973) pour les zones polaires. Ces valeurs sont données dans le tableau suivant ainsi que la vitesse verticale de la fusée.

H(km)	T <sub>i</sub> (°K)	T <sub>e</sub> (°K)	C <sub>s</sub> (m/s)	V <sub>z</sub> (m/s)	
90	189	189	323	1200	
100	214	214	343	1130	
110	256	264	378	1040	
120	355	392	453	950	
130	540	595	559	850	
140	693	825	646	745	
150	820	1000	708	600	→ 145 km
160	895	1109	743	410	
168	960	1200	771	0	

régime supersonique

régime subsonique

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

- ARMSTRONG, J.C. et A.J. ZMUDA, "Field aligned current at 1100 km in the auroral region measured by satellites", J.G.R. vol. 75, n° 34, 7122, 1970.
- ARNAL, Y. "Simulation expérimentale du plasma ionosphérique. Etude de faisceaux de plasmas et de plasmas uniformes dans une structure magnétique multipolaire", Thèse Ingénieur-Docteur, Orléans, 1977.
- BALMAIN, K.G., "Impedance of a short dipole in a compressible plasma", Radio Sci., 69 D(4), 559-566, 1965.
- BEGHIN, C., BERTHELIER, J.J., RENARD, C. et J.F. KARCZEWSKI, "Projet IPOCAMP 2, Heyss, printemps 1976, objectifs scientifiques, description technique préliminaire", Note Technique C.R.P.E., n° 3, février 1975.
- BERGERON, L. "Restitution d'attitude avec un seul magnétomètre transverse", Rapport CNES LB/MMR/8.417/MT, 1968.
- BIRKELAND, K. "The Norwegian aurora polaris expedition 1902-1903, Vol. 1, second sec., Christiana, 1913.
- BOOKER, H.G. "Radar studies of the aurora", in Physics of the upper atmosphere, edited by J.A. Ratcliffe, Academic, New York, 1960.
- BOSTROM, R. "A model of the auroral electrojet", J.G.R., vol. 69, p. 4983, 1964.
- BUNEMAN, O. "Excitation of field aligned sound waves by electron streams", Phys. Rev. Lett., 10, 285, 1963.
- CAUFFMAN, D.P. et D.A. GURNETT, "Satellite measurements of high latitude convection electric fields", Space Sci. Rev., 13, 369-410, 1972.
- C I R A , Cospar International Reference Atmosphere - North Holland Publishing Company, Amsterdam, 1965.

- CHASSERIAUX, J.M., DEBRIE, R. et C. RENARD, "Electron density and temperature measurements in the lower ionosphere as deduced from the warm plasma theory of the H.F. quadrupole probe", J. Plasma Physics, vol. 8, part 2, 231, 1972.
- D'ANGELO, N. "Plasma waves and instabilities in the polar cusp : a review", Rev. Geophys. Space Phys., vol. 15, n° 3, 1977.
- DECREAU, P.M.E. et R. DEBRIE, "Diagnostics dans les plasmas de densité et température électroniques faibles par mesure d'impédance mutuelle (sonde quadripolaire) et d'impédance propre (dipôle double sphère)". Revue de physique appliquée, Tome 12, 1043, 1977.
- DERFLER, H. "Proc. 7th Int. Conf. on phenomena in ionized gases", Belgrade, vol. II, 282, 1965.
- DERFLER, H. et T.C. SIMONEN, Phys. Rev. Lett., 17, 172, 1966.
- FAHLESON, U.V. "Theory of electric field measurements conducted in the magnetosphere with electric probes", Space Sci. Rev., 7, 238, 1967.
- FAHLESON, U.V., KELLEY, M.C. et F.S. MOZER, "Investigation of the operation of a d.c. electric field detector", Planet. Space Sci., vol. 18, 1551-1561, 1970.
- FARLEY, D.T. Jr. "Two-stream plasma instability as a source of irregularities in the ionosphere", Phys. Rev. Lett., 10, 279, 1963 a.
- FARLEY, D.T. Jr. "A plasma instability resulting in field aligned irregularities in the ionosphere", J.G.R., 68, 6083, 1963 b.
- FEJER, J.A., "Motions of ionization", in Physics of the earth's upper atmosphere, edited by Hines, Paghis, Hartz and Fejer, Prentice-Hall, 1965.
- FIALA, V. "Mutual impedance of two small dipoles in warm streaming plasma to measure a Cherenkov cone of plasma waves", J. Plasma Physics, vol. 10, part 3, 371, 1973.

- GUPTA, S.P. et S. PRAKASH, "Experimental evidence of ion plasma oscillations in the apogee region of the Nike-Apache rocket", Planet Space Sci., vol. 27, 145-150, 1979.
- HEPPNER, J.P. "Polar cap electric field distributions related to the interplanetary magnetic field direction", J.G.R., vol. 77, n° 25, 4877, 1972.
- ILLIANO, J.M. et R. POTTELETTE, "Measurement of the collective motion of the electrons deduced from the shift of the lower oblique resonance frequency", Phys. Lett., vol. 70 A, n° 4, 315, 1979.
- JONES, R.A. et M.H. REES, "Time dependent studies of the aurora, I, Ion density and composition", Planet Space Sci, 21, 537, 1973.
- KELLEY, M.C., HAERENDEL, G., KAPPLER, H., MOZER, F.S. and U.V. FAHLESON, "Electric field measurements in a major magnetospheric substorm", J.G.R., 80, 3181, 1975.
- KELLEY, M.C. et F.S. MOZER, "Electric field and plasma density oscillations due to the high frequency Hall current two-stream instability in the auroral E region", J.G.R., 78, n° 13, 2214, 1973.
- LEBRETON, J.P. "Diagnostic d'un plasma de simulation ionosphérique animé d'une vitesse de dérive par étude de la dispersion des ondes électroniques longitudinales", Thèse 3ème Cycle, Université d'Orléans, 1978.
- LEE, K., KENNEL, C.F. et J.M. KINDEL, "High frequency Hall current instability", Radio Sci., 6, 209, 1971.
- MICHEL, E. "Analytical derivation of the H.F. electrostatic potential created by an oscillating point source in a streaming water-bag plasma", J. Plasma Physics, vol. 15, part 3, 395, 1976.
- MOZER, F.S. "Instrumentation for measuring electric fields in space", Proc. Cospar Symp. North Holland, Amsterdam, 1968.

- MOURGUES, G., FEIX, M.R. et E. FIJALKOW, "Effet de dérive sur les oscillations forcées d'un plasma simulé en géométrie plane par le modèle Multi-Water-Bag (MWB)", Plasma Physics, vol. 19, 549, 1977.
- MOURGUES, G., FIJALKOW, E. et M.R. FEIX, "Oscillations forcées créées par une antenne ponctuelle dans un plasma en dérive", I - Plasma froid et modèle "Water-Bag", soumis à Plasma Physics, 1979 I.
- MOURGUES, G., FIJALKOW E. et M.R. FEIX, "Oscillations forcées créées par une source ponctuelle dans un plasma en dérive", II - Distribution maxwellienne (approximée par un modèle Multi Water Bag) et vitesse de dérive faible", soumis à Plasma Physics, 1979 II.
- ODERO, D. "Possibilités d'utilisation d'une sonde quadripolaire dans la gamme 0-1000 Hz pour mesurer les fréquences de collision des particules chargées dans l'ionosphère", Thèse 3ème Cycle, Orsay, 1971.
- OLESEN, J.K., PRIMDHAL, F., SPANGSLEV, F., UNGSTRUP, E., BAHNSEN, A., FAHLESON, U.V., FALTHAMMAR, C.G et A. PEDERSEN, "Rocket borne wave, field and plasma observations in unstable polar cap E-region", Geophys. Res. Lett., vol. 3, n° 12, 711, 1976.
- PARROT, M. "Méthodes numériques d'analyse spectrale", Note Technique C.R.P.E. n° 35, Novembre 1976.
- PETIT, M. "Mesures de températures, de densité électronique et de composition ionique par diffusion Thomson", Ann. Geophys., 24(1), 1-38, 1968.
- PIGNARD, J. "Etude de la sonde ISOPROBE en auto-oscillation", Rapport de stage, DEA de Physique des gaz et des plasmas, Orléans, 1977.
- PRAKASH, S., GUPTA, S.P., SUBBARAYA, B.H. et C.L. JAIN, "Electrostatic plasma instabilities in the equatorial electrojet", Nature, vol. 233, n° 38, 56, 1971.

- PRAKASH, S., SUBBARAYA, B.H. et S.P. GUPTA, "Rocket measurements of ionization irregularities in the equatorial ionosphere at Thumba and identification of plasma instabilities", Indian Journal of Radio and Space Physics, vol. 1, 72-80, Mars 1972.
- RENARD, C., "A new device for continuous recording of the plasma frequency", Eido/Esro, Scient. and Tech. Rev. 4, 309, 1972.
- RENARD, C. et R. DEBRIE, "Mesures de l'impédance de transfert d'une sonde quadripolaire à haute fréquence", C.R. Acad. Sci. Paris, T. 270, 649, 1970.
- ROOY, B., FEIX, M.R. et L.R.O. STOREY, "Théorie de la sonde quadripolaire en plasma chaud isotrope", Plasma Physics, vol. 14, 275, 1972.
- SENE, F.X. "Réalisation de l'expérience ISOPROBE embarquée sur fusée sonde", Mémoire d'Ingénieur D.P.E., Orléans, 1977.
- STOREY, L.R.O., AUBRY, M.P. et P. MEYER, "A quadripole probe for the study of ionospheric plasma resonances", Plasma waves in space and laboratory, vol. 1, 303-332, Edinburgh Univ. Press, 1969.
- VAN HOVEN, G. Phys. Rev. Lett., 17, 169, 1966.



- R E M E R C I E M E N T S -

Mes remerciements vont tout d'abord à Monsieur DEBRIE qui a dirigé et suivi ce travail tout au long de son développement. Qu'il trouve ici l'expression de ma sincère gratitude pour les conseils et encouragements qu'il m'a prodigués.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur BEGHIN qui m'a accueilli dans son équipe et qui, par ses conseils avertis a orienté mon travail.

Je remercie Monsieur HIEBLOT, Directeur du Centre de Recherche en Physique de l'Environnement Terrestre et Planétaire (CRPE), qui m'a permis de mener à bien cette recherche dans son laboratoire.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Messieurs CHAPELLE, BERTHELIER et RENARD pour avoir bien voulu consacrer leur temps à l'examen de mon travail.

J'ai le plaisir de remercier ici Messieurs HAMELIN et PIRRE avec lesquels j'ai eu de nombreuses discussions tout au long de ce travail. Je n'oublie pas non plus Monsieur J.F. KARCZEWSKI qui a porté un intérêt constant à l'avancement de cette thèse.

Que tous ceux qui ont participé à l'expérience fusée "IPOCAMP 2" trouvent ici ma reconnaissance.

A ce propos, je tiens à remercier le Service d'Hydrométéorologie d'URSS qui assurait la maîtrise d'oeuvre opérationnelle de l'expérience "IPOCAMP 2", sous l'égide du CNES et d'INTERCOSMOS dans le cadre du programme de coopération franco-soviétique pour l'usage pacifique de l'espace (conventions 76/CNES/207-0308 et 77/CNES/207-0358).

Le traitement des données de cette expérience a été effectué sur le Centre de Calcul du CNES, que Monsieur PARROT soit ici remercié pour ses conseils dans l'utilisation de cette machine.

Je suis particulièrement reconnaissant à Mesdames LHUILLIER et FOULON auxquelles je dois la forme présente de cette thèse.

Ce travail a été réalisé grâce à une allocation de recherche de la D.G.R.S.T. que m'a fait obtenir Monsieur CHAPELLE.

- LEGENDE DES FIGURES -

- Figure 1.1. Dispositif expérimental dans le caisson de simulation du plasma ionosphérique du C.R.P.E.
- Figure 1.2. Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope sans vitesse de dérive  $V = 0$ .
- Figure 1.3. Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : Sonde parallèle (AVAL).
- Figure 1.4. Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : Sonde anti-parallèle (AMONT).
- Figure 1.5. Courbes de transfert expérimentales en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : Sonde parallèle (AVAL).
- Figure 1.6. Courbes de transfert expérimentales en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : Sonde anti-parallèle (AMONT).
- Figure 1.7. Fonctionnement de la sonde Isoprobe en mode balayage.
- Figure 1.8. Fonctionnement de la sonde Isoprobe en mode auto-oscillation.
- Figure 1.9. Courbe représentant la différence de fréquence d'auto-oscillation entre deux sondes Isoprobe parallèle et anti-parallèle à la vitesse de dérive ( $\Delta F = F_{//} - F_{\text{anti} //}$ ) pour différentes densités de plasma.

- Figure II.1. Schéma synoptique des capteurs sur la fusée IPOCAMP 2.
- Figure II.2. Configuration des sondes Isoprobe sur la pointe de la fusée IPOCAMP 2 .
- Figure II.3. Courbes de réponse en balayage de fréquence de la sonde Isoprobe (Amplitude et phase)  
- haut : plasma sans champ magnétique  
$$\left. \begin{array}{l} F_p = 1,91 \text{ MHz} \\ F_{\text{auto-oscillation}} = 1,9 \text{ MHz} \end{array} \right\} \text{écart} \approx 1 \%$$
  
- bas : vide
- Figure III.1. Systèmes de coordonnées reliant le repère engin (x,y,z) au repère champ magnétique (X,Y,Z) définissant les angles d'Euler  $\psi, \theta, \varphi$ .
- Figure III.2. Restitution d'attitude du champ magnétique  $\vec{B}$ , comparaison entre champ mesuré et champ restitué.
- Figure III.3. Trajectoire de la fusée dans un repère géographique.
- Figure III.4. Variation de l'angle  $\Theta$ , lié à l'angle de précession, défini comme l'angle entre  $\vec{B}$  et le plan perpendiculaire à l'axe de la fusée. Les zones marquées (////) représentent les instants où le signal champ électrique est perturbé.
- Figure III.5. Film de télémétrie où l'on a représenté l'écart entre les impulsions, sur le champ électrique  $E_{ac}$ , dues au soleil.
- Figure III.6. Spectre en fréquence du signal champ électrique  $E_{DC}$  à l'instant  $T = 310$  s où l'on a indiqué la fréquence de rotation  $F_r$  de la fusée et ses différents harmoniques.

Figure III.7. Approximation du signal perturbé  
- en sortie du filtre  $E_{DC}$   
1  $\varphi = 0$       2  $\varphi = - 10^\circ$       3  $\varphi = - 20^\circ$   
4  $\varphi = - 30^\circ$       5  $\varphi = - 40^\circ$   
- en sortie du filtre  $E_{ac}$   
6  $\varphi = + 180^\circ$   
Partout :  $\tau = 0,085$  ;  $V1 = 1$  ;  $V2 = 0,3$

Figure III.8. Signal champ électrique continu à différents instants :  
a) données brutes  
b et c) composantes de  $\vec{E}$  lissées (repère engin)  
d et e) composantes de  $\vec{E}$  (repère géographique)  
échelle : 200 mV/m pleine échelle

Figure III.9. Module et direction du champ électrique dans un repère géographique.

Figure III.10. Densité électronique et fluctuations de densité à la montée.

Figure III.11. Densité électronique et fluctuations de densité à la descente.

Figure IV.1. Sondages ionosphériques le 17 mars 1977 avant et pendant le vol (6 H 45, 7 H 08 et 7 H 15 T.L.).

Figure IV.2. Magnétogrammes

Figure IV.3. Module et direction de la vitesse de dérive du plasma.

Figure IV.4. L'ovale auroral, les lignes de convection du plasma (CAUFFMAN et GURNETT, 1972) et direction de la vitesse de convection mesurée.

Figure IV.5. Direction de la vitesse de dérive du plasma obtenue par :

- sonde double sphère ( — )
- sonde Isoprobe ( . )

Les ( . ) indiquent la position du sillage qui est dû à la composition de la vitesse de la fusée et de la vitesse de dérive du plasma.

Figure IV.6. Variations des conductivités  $\sigma_o$ ,  $\sigma_H$  et  $\sigma_p$  en fonction de l'altitude au dessus de Heyss.

Figure IV.7. Module et direction de la densité de courant perpendiculaire à  $\vec{B}$  à la montée.

Figure IV.8. Module et direction de la densité de courant perpendiculaire à  $\vec{B}$  à la descente.

Figure IV.9. Extrait du film de télémesure montrant les fluctuations du champ électrique  $E_{ac}$ .

Figure IV.10. Indice spectral  $n$  des fluctuations de densité.

Figure IV.11. Vitesse relative entre électrons et ions  $\vec{V}_r$  et variation de la vitesse acoustique des ions  $C_s$

$$\vec{V}_r = \frac{\vec{J}}{q N_e} ; \quad C_s = \left[ \kappa (T_e + T_i) / m_i \right]^{\frac{1}{2}}$$

Figure IV.12. Différence de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobe pendant la montée.

PLANCHE I Vue générale de la disposition des capteurs.

PLANCHE II Sonde Isoprobe.

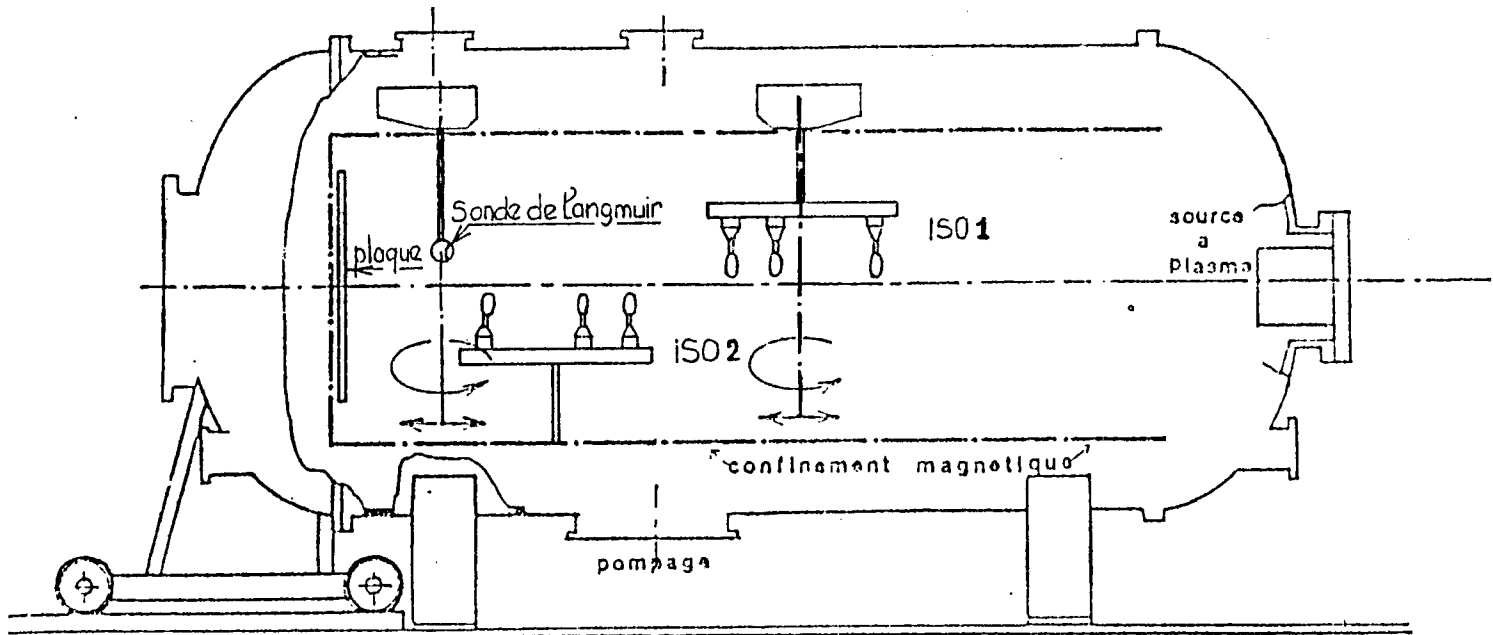


Fig : I,1  
Dispositif expérimental dans le caisson  
de simulation du plasma ionosphérique  
du C.R.P.E.

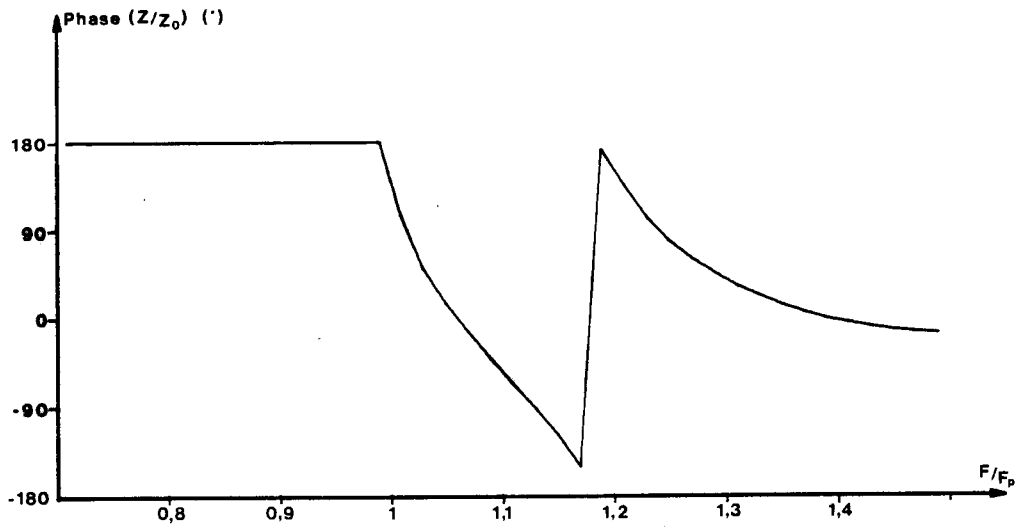
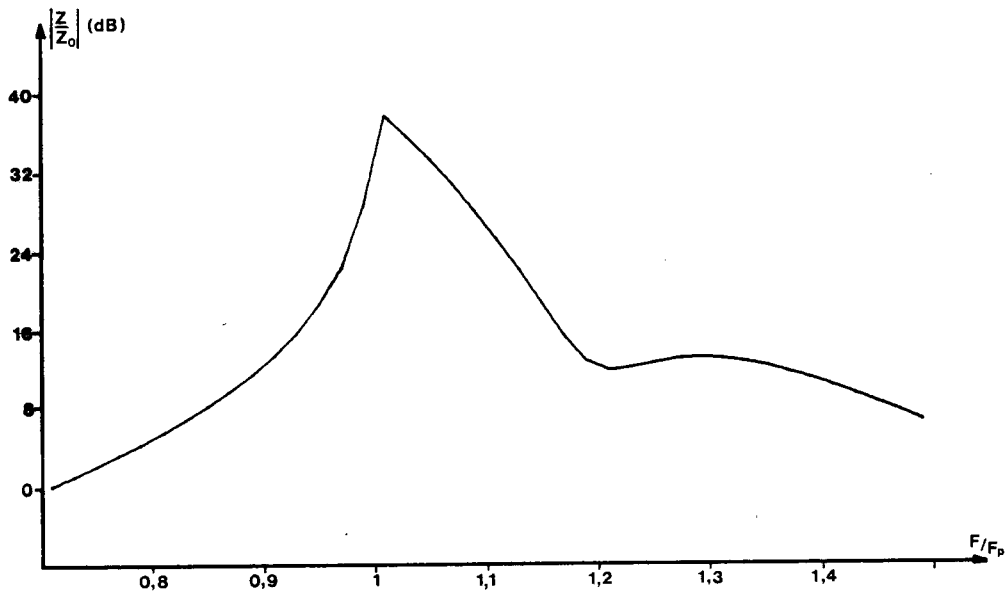


Fig : I,2

Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope sans vitesse de dérive  $V = 0$ .

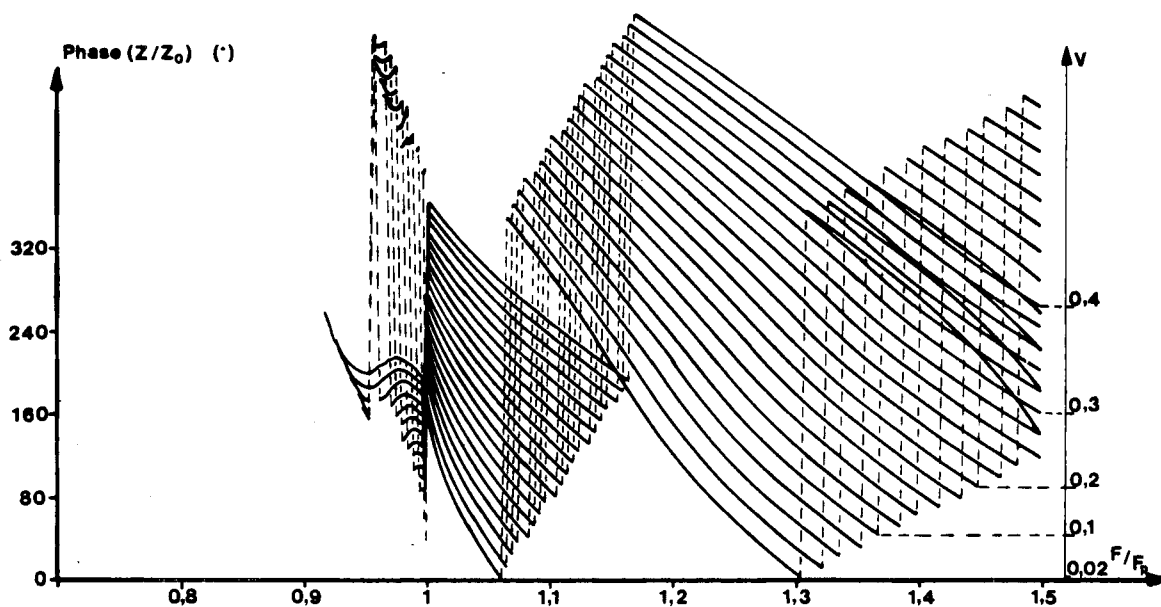
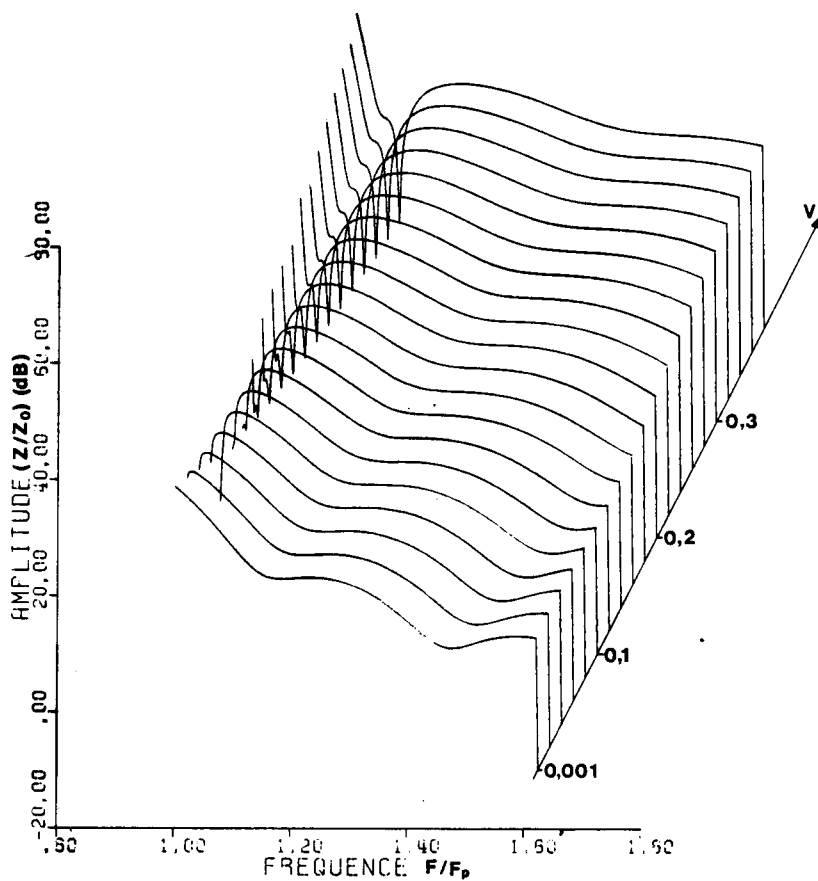


Fig : I.3

Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde Isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : sonde parallèle (AVAL).



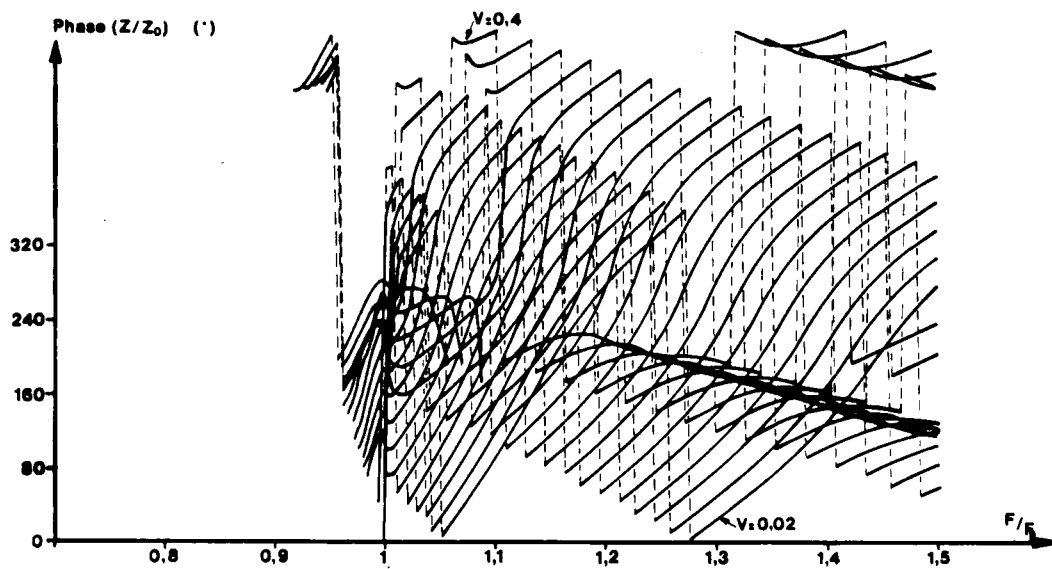
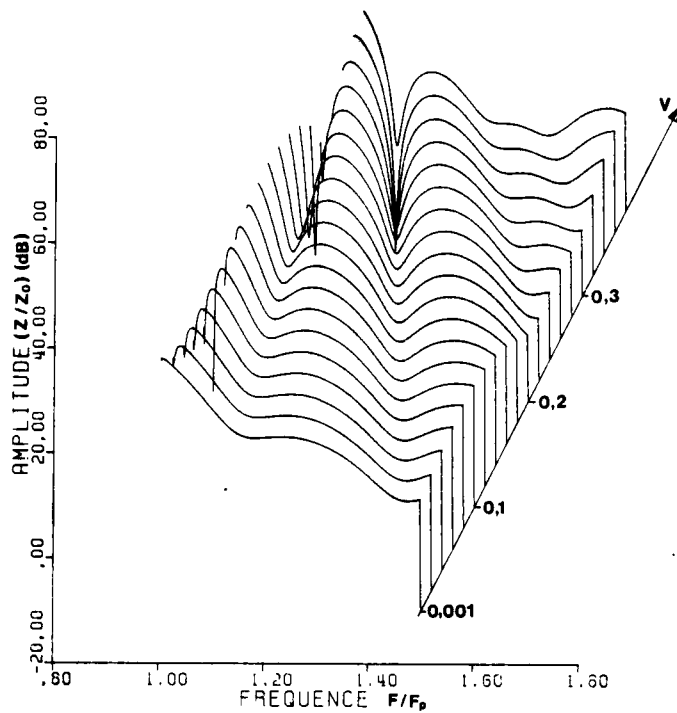


Fig : I,4

Courbes de transfert théoriques en amplitude et en phase de la sonde isoprobe dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : sonde antiparallèle (AMONT).

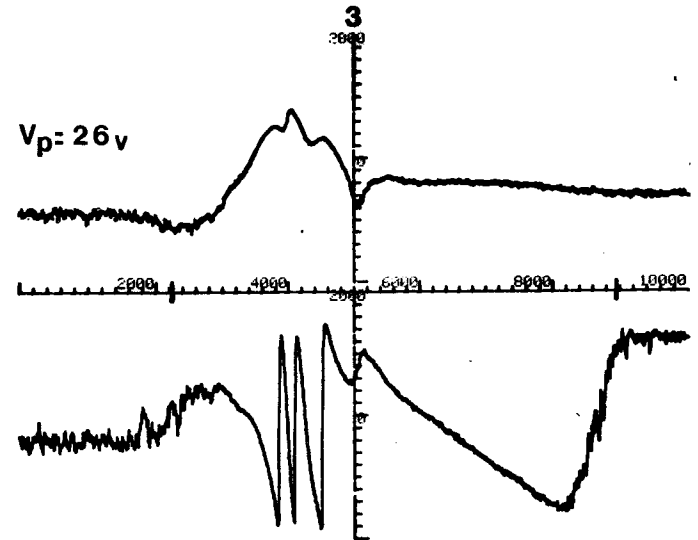
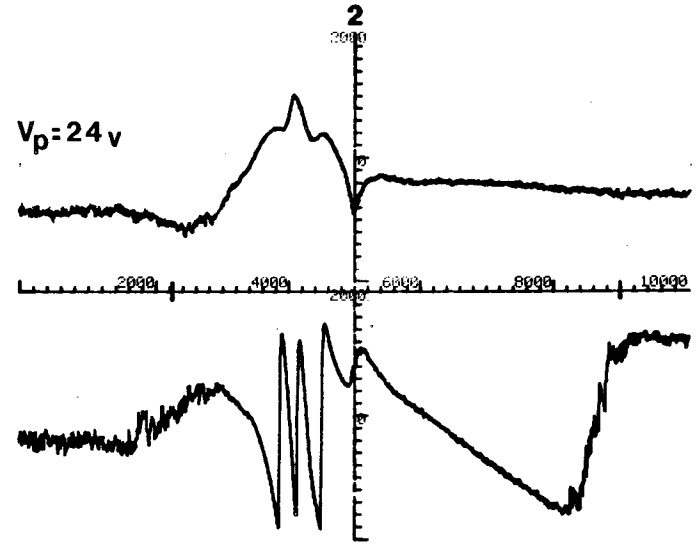
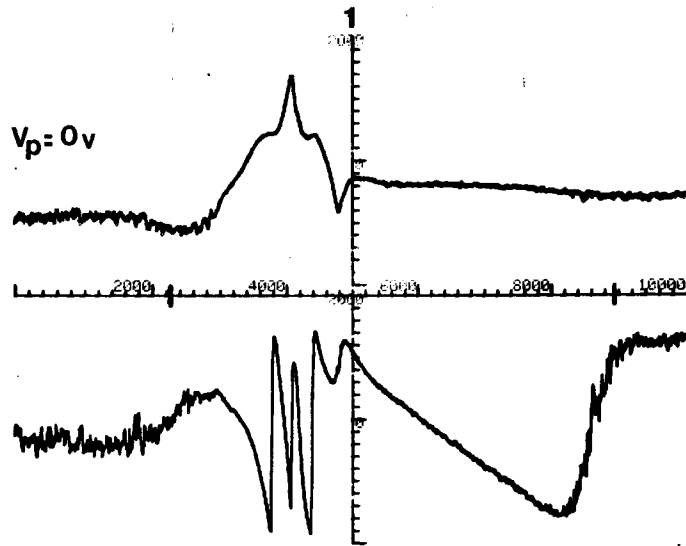
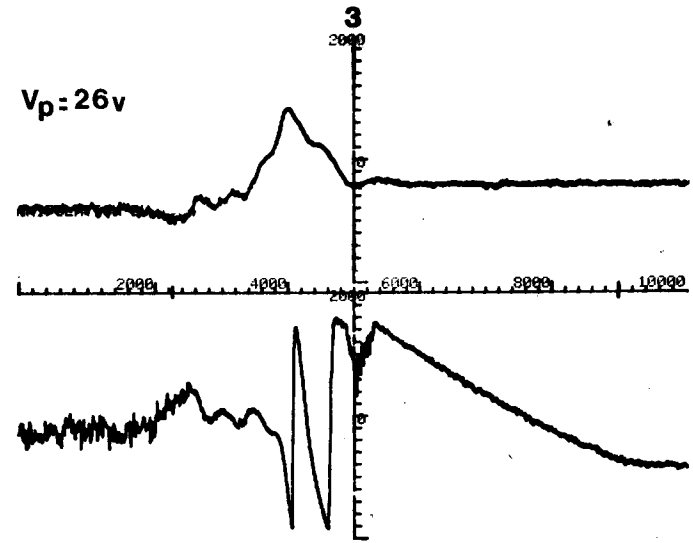
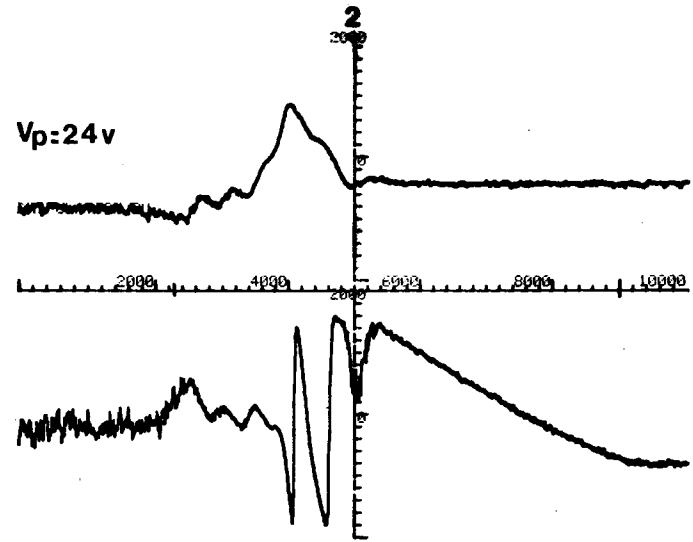
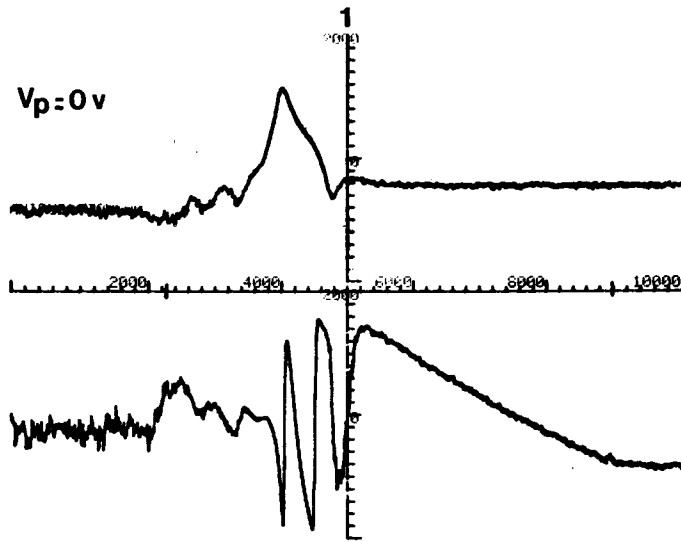


Fig 1.1.5

Courbes de transfert expérimentales en amplitude et en phase de la sonde isoprobe dans un plasma isotope animé d'une vitesse de dérive : sonde parallèle (AVAL).

SONDE // (AVAL)

	1	2	3
$V_p$	0	24	26
$F_{\text{auto}}$	2,93	2,91	2,9
$F_{\text{Max}}$	2,863	2,816	2,793
$F_{\text{min1}}$	3,214	3,244	3,257
$F_{\text{min2}}$	3,915	4,121	4,284



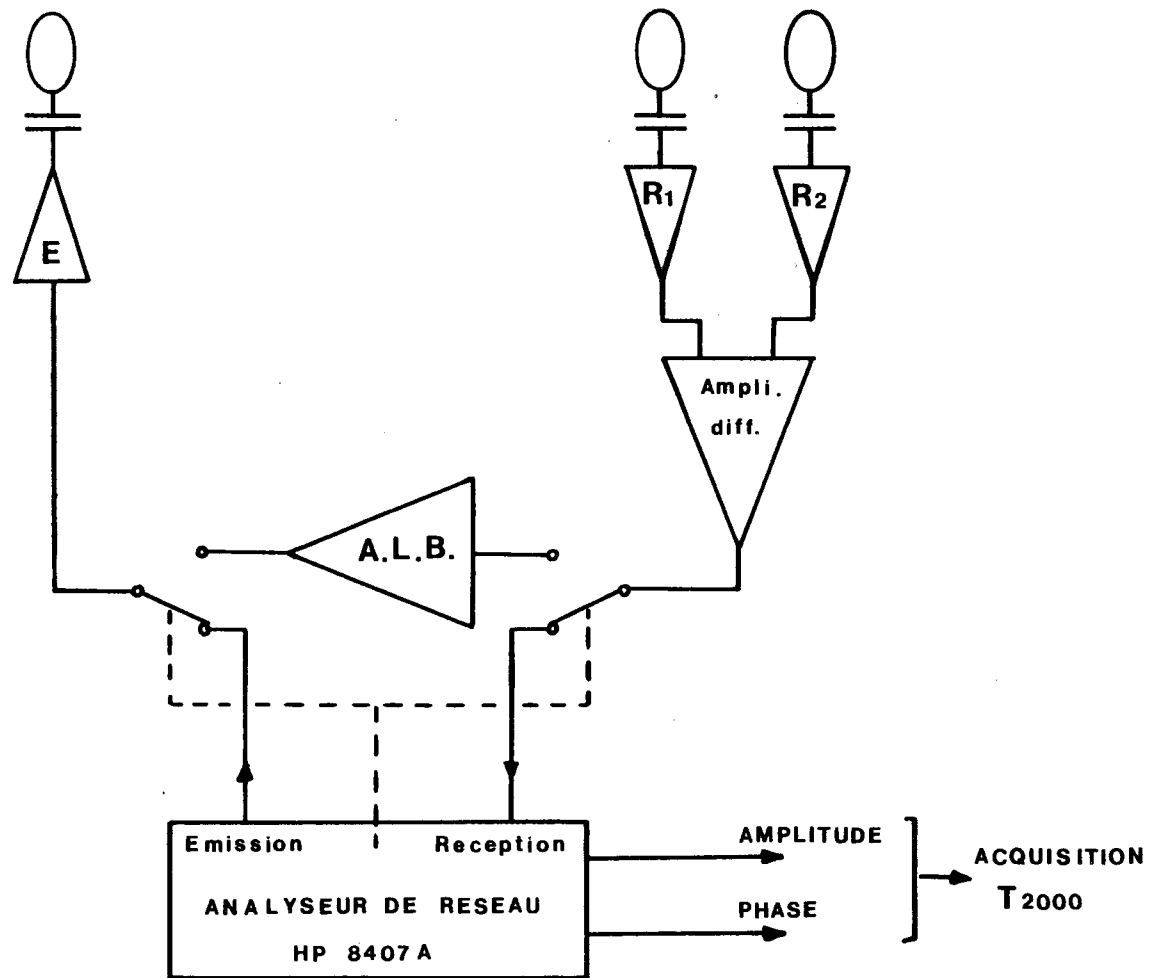
**SONDE anti// (AMONT)**

	1	2	3
$V_p$	0	24	26
$F_{auto}$	2,805	2,77	2,71
$F_{Max}$	2,714	2,692	2,674
$F_{min_1}$	3,214	3,237	3,246
$F_{min_2}$	3,810	4,028	4,135

Fig : I/6

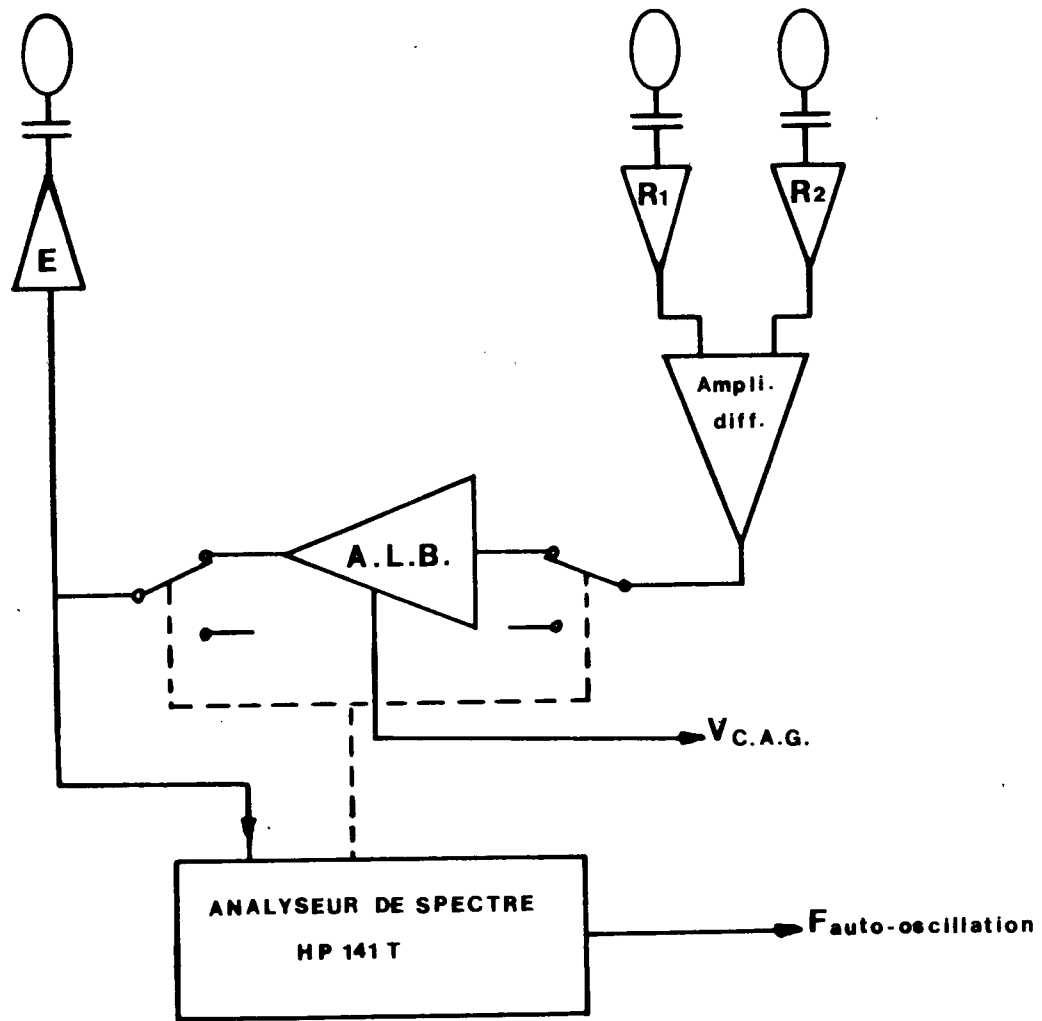
Courbes de transfert expérimentales en amplitude et en phase de la sonde isotope dans un plasma isotrope animé d'une vitesse de dérive : sonde anti-parallèle (AMONT)

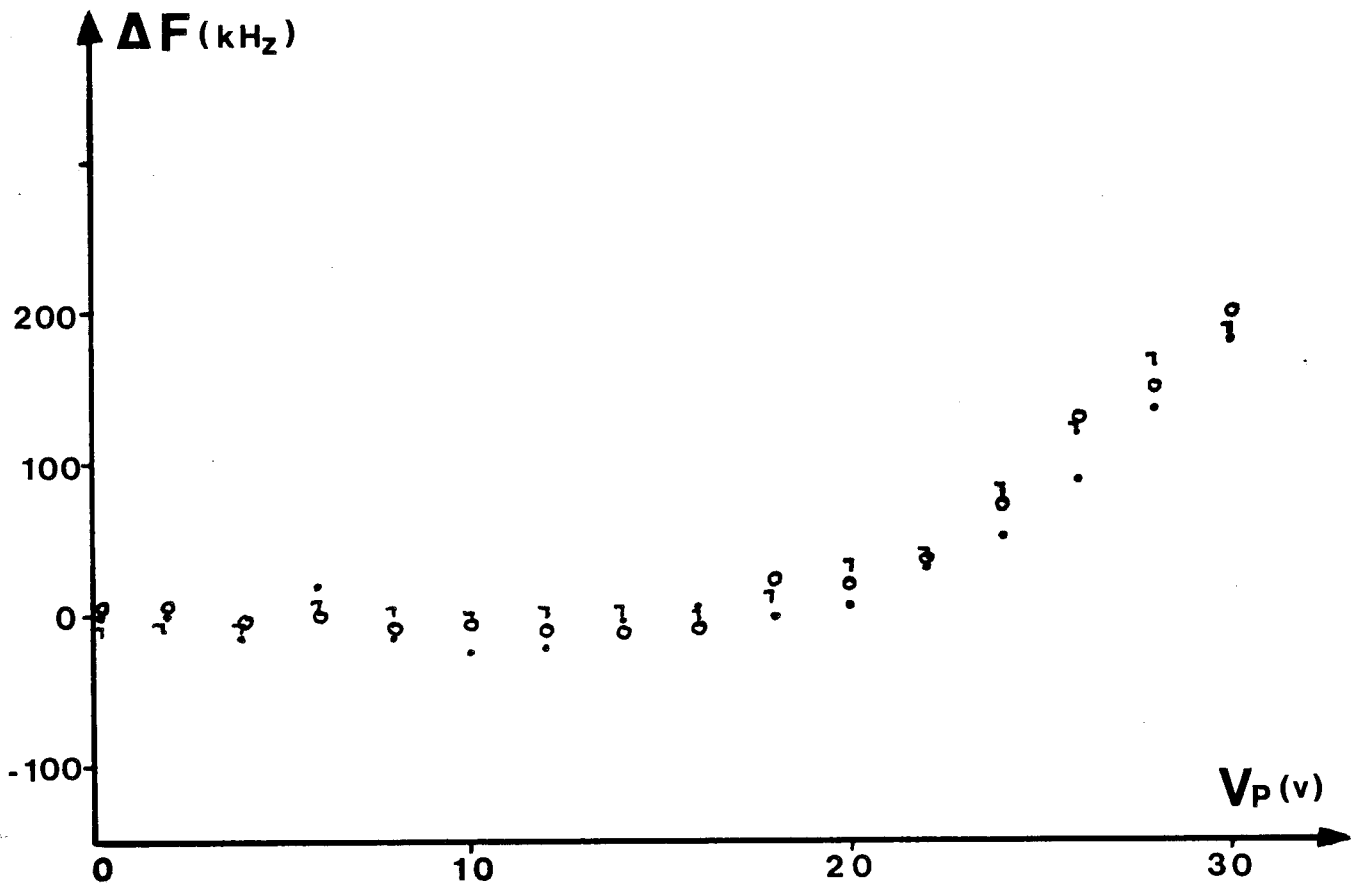
Fig : I,7 Fonctionnement de la sonde Isoprobe en mode balayage.



**Fig. : I,8**

Fonctionnement de la sonde Isoprobe  
en mode auto-oscillation.





DIFFERENCE DE FREQUENCE :  $F_{//} - F_{anti//}$

△  $F_p = 3$  MHz

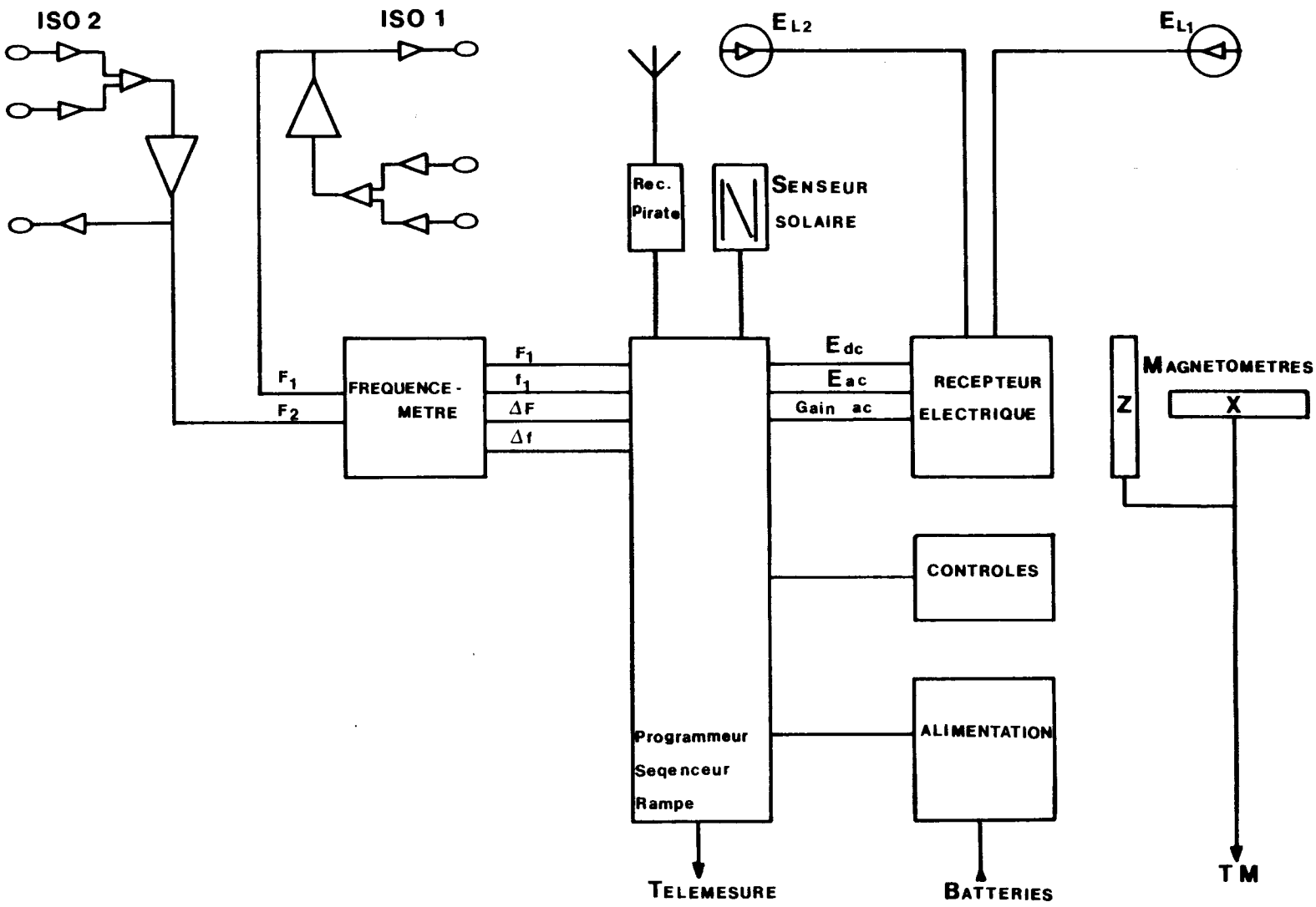
•  $F_p = 3,2$  MHz

○  $F_p = 5,5$  MHz

Fig : I, 9

Courbe représentant la différence de fréquence d'auto-oscillation entre deux sondes Isoprobe parallèle et anti-parallèle à la vitesse de dérive pour différentes densités de plasma.

Fig : II,1 Schéma synoptique des capteurs sur la fusée IPOCCAMP II.



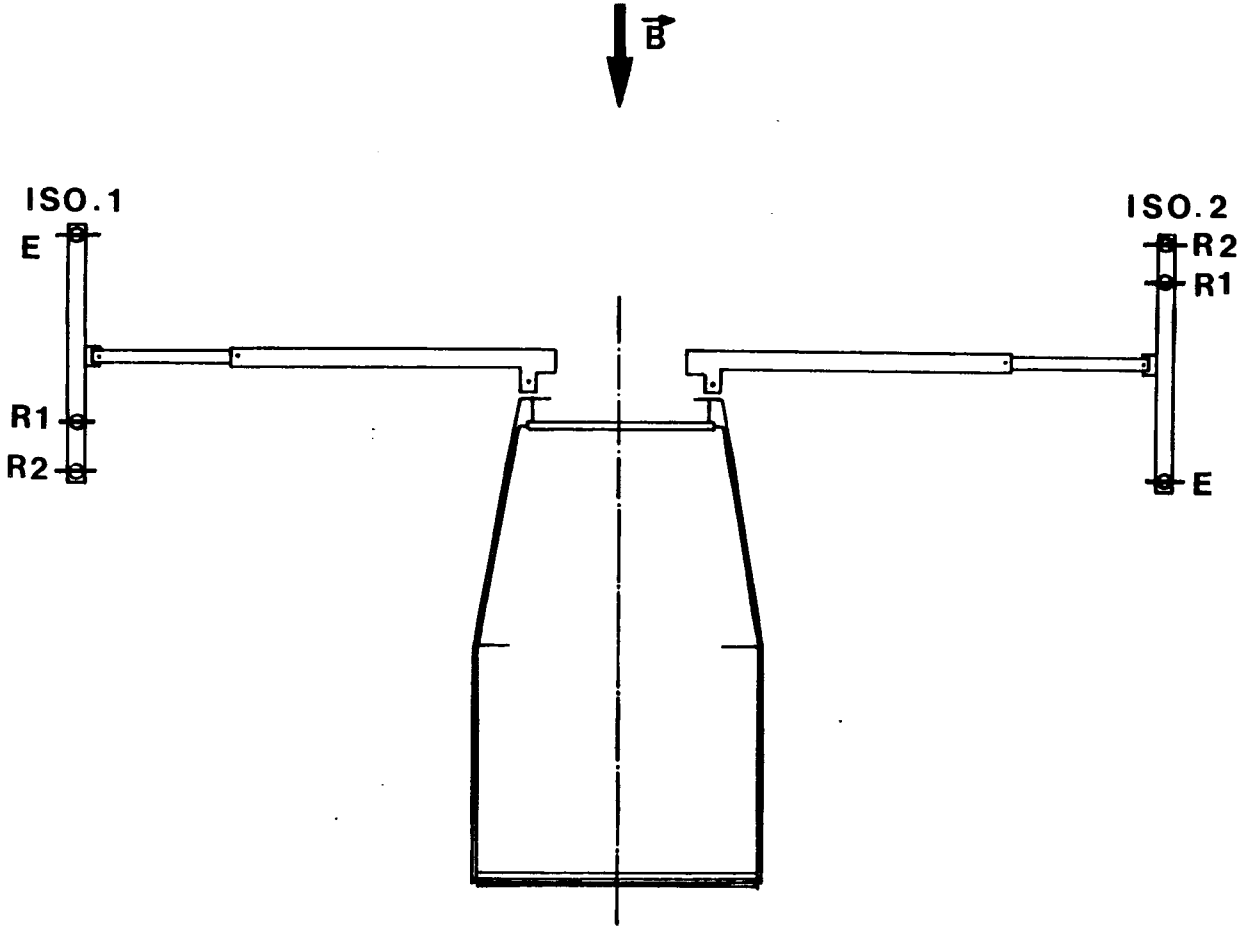


Fig : II,2 Configuration des sondes Isoprobe sur la pointe de la fusée IPOCAMP II.



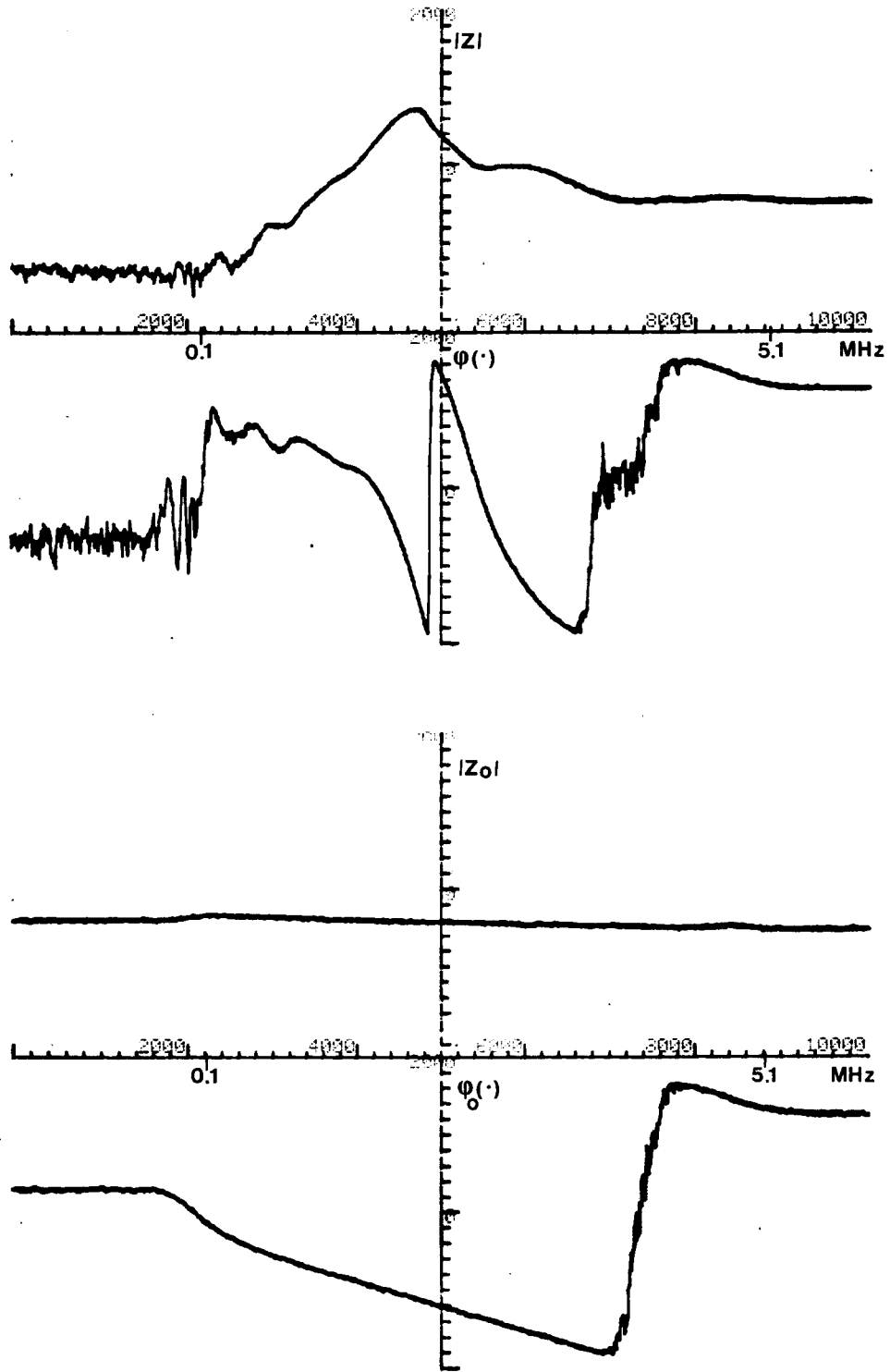


Fig : II,3

Courbes de réponse en balayage de fréquence  
de la sonde Isoprobe (Amplitude et phase)

- haut : plasma sans champ magnétique

$$F_p = 1,91 \text{ MHz}$$

$$F_{\text{auto-oscillation}} = 1,9 \text{ MHz}$$

}  $\Rightarrow$  écart  $\approx 1 \%$

- bas : vide

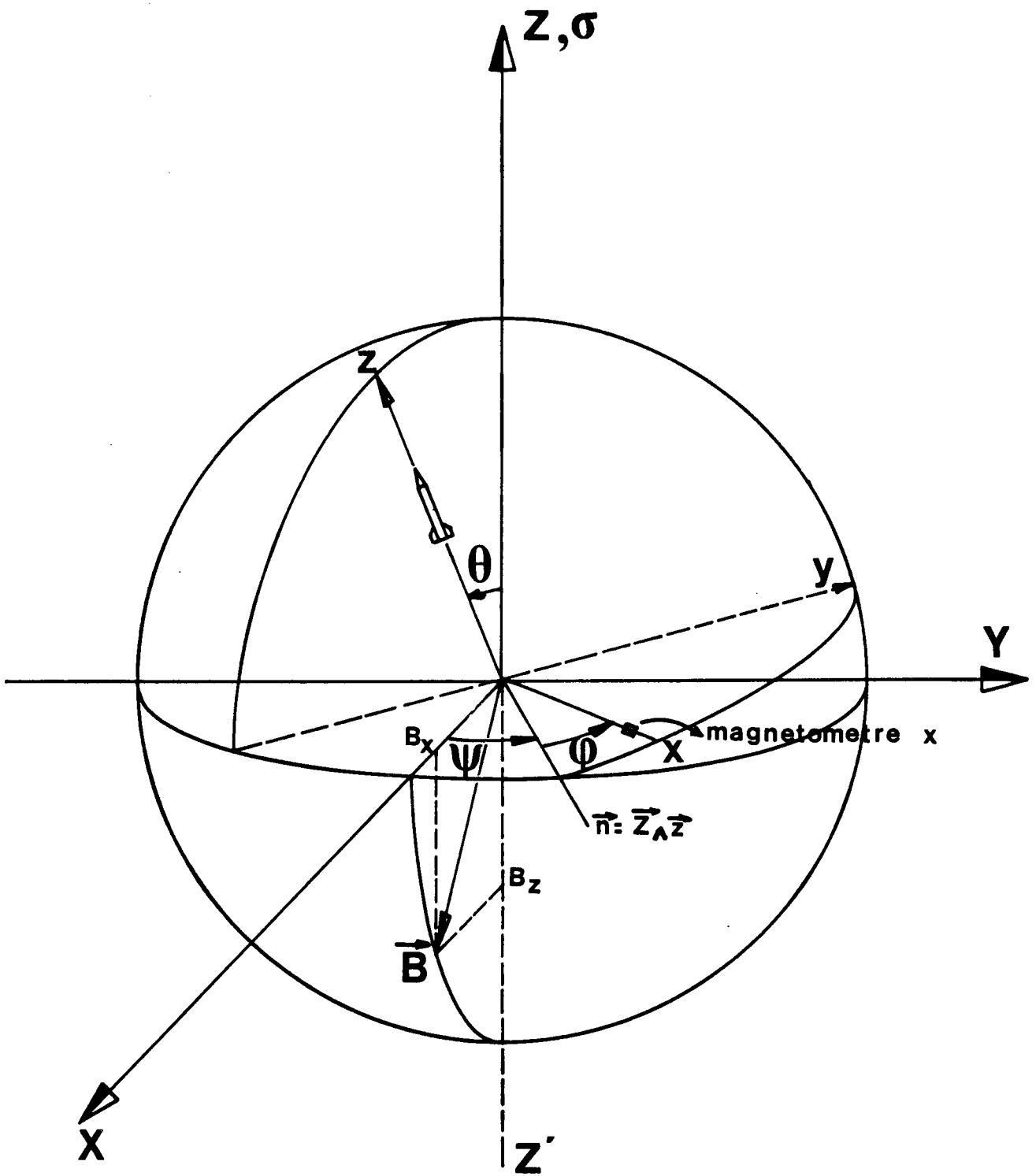


Fig : III, 1 Systèmes de coordonnées reliant le repère engin  $(x,y,z)$  au repère  $\sigma, B (X,Y,Z)$  définissant les angles d'Euler  $\psi, \theta$  et  $\phi$ .

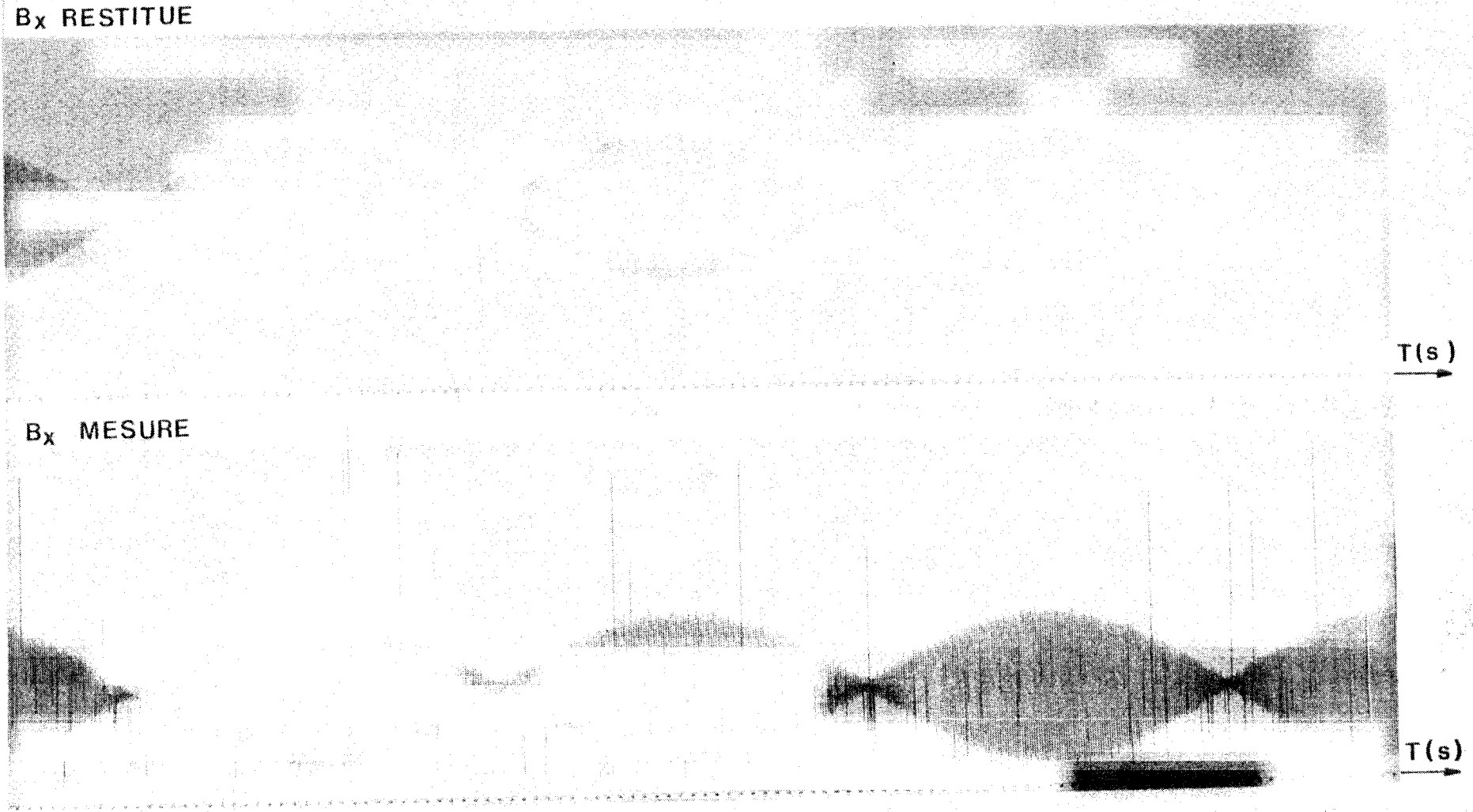


Fig : III,2 Restitution d'attitude du champ magnétique  $\vec{B}$ , comparaison entre champ mesuré et champ restitué.

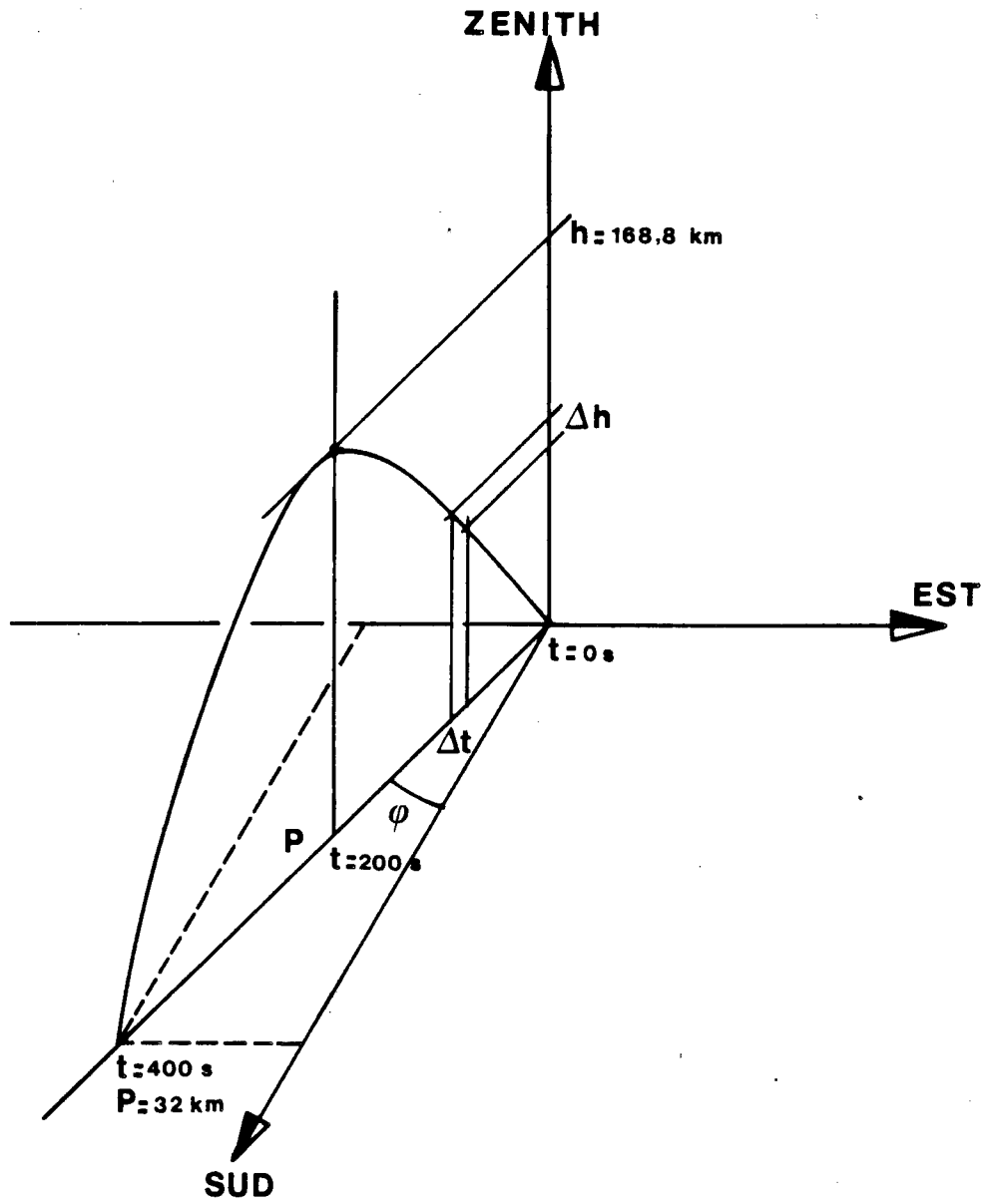
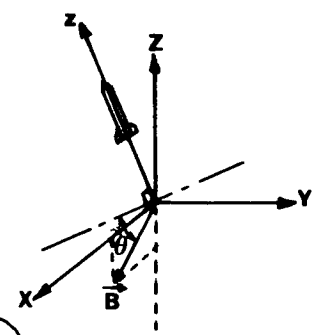
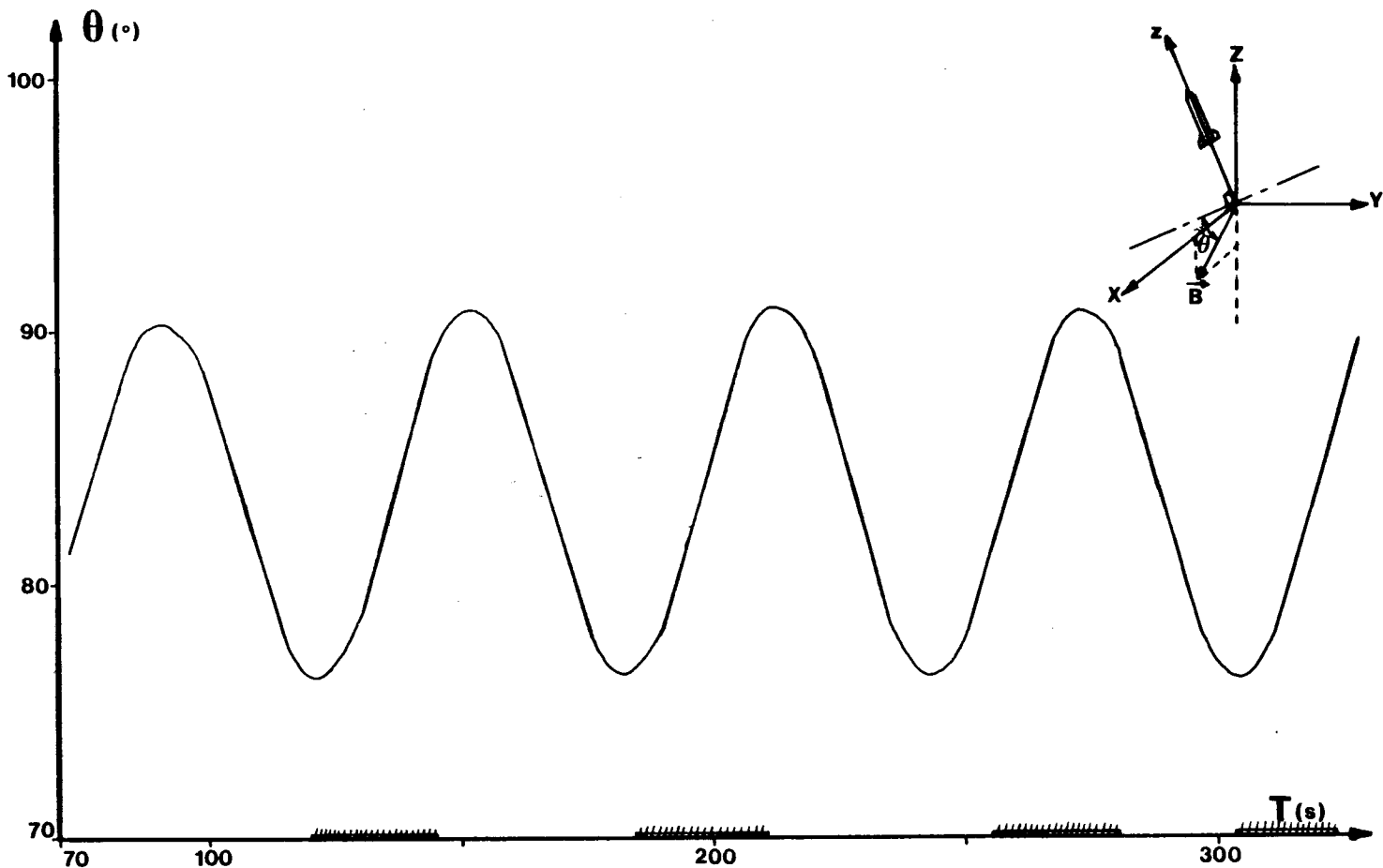


Fig : III, 3 Trajectoire de la fusée dans un repère géographique.

**Fig : III,4**  
 Variation de l'angle  $\theta$ , lié à l'angle de précession, défini comme l'angle entre B et le plan perpendiculaire à l'axe de la fusée. Les zones marquées représentent les instants où le signal champ électrique est perturbé (####).



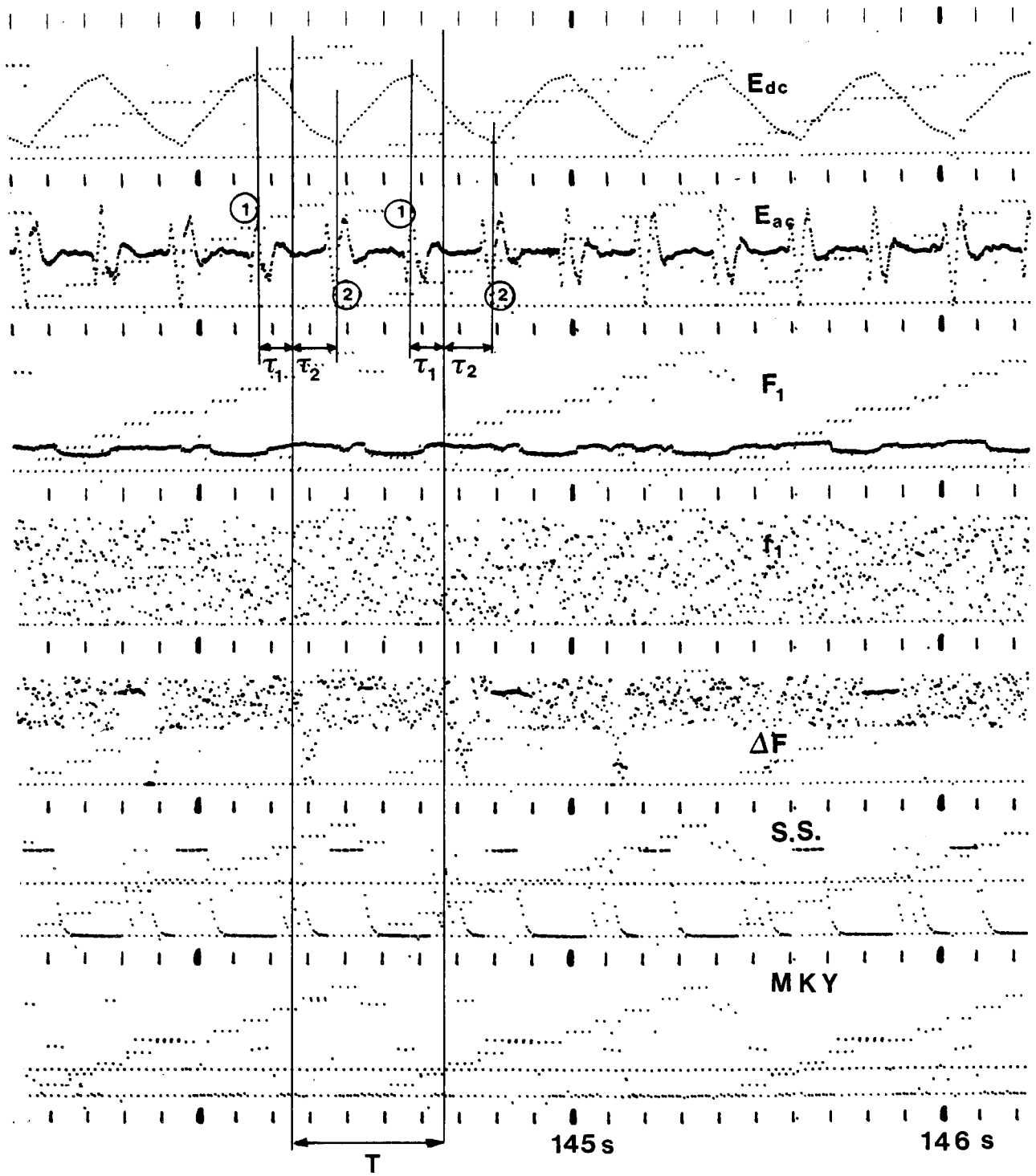
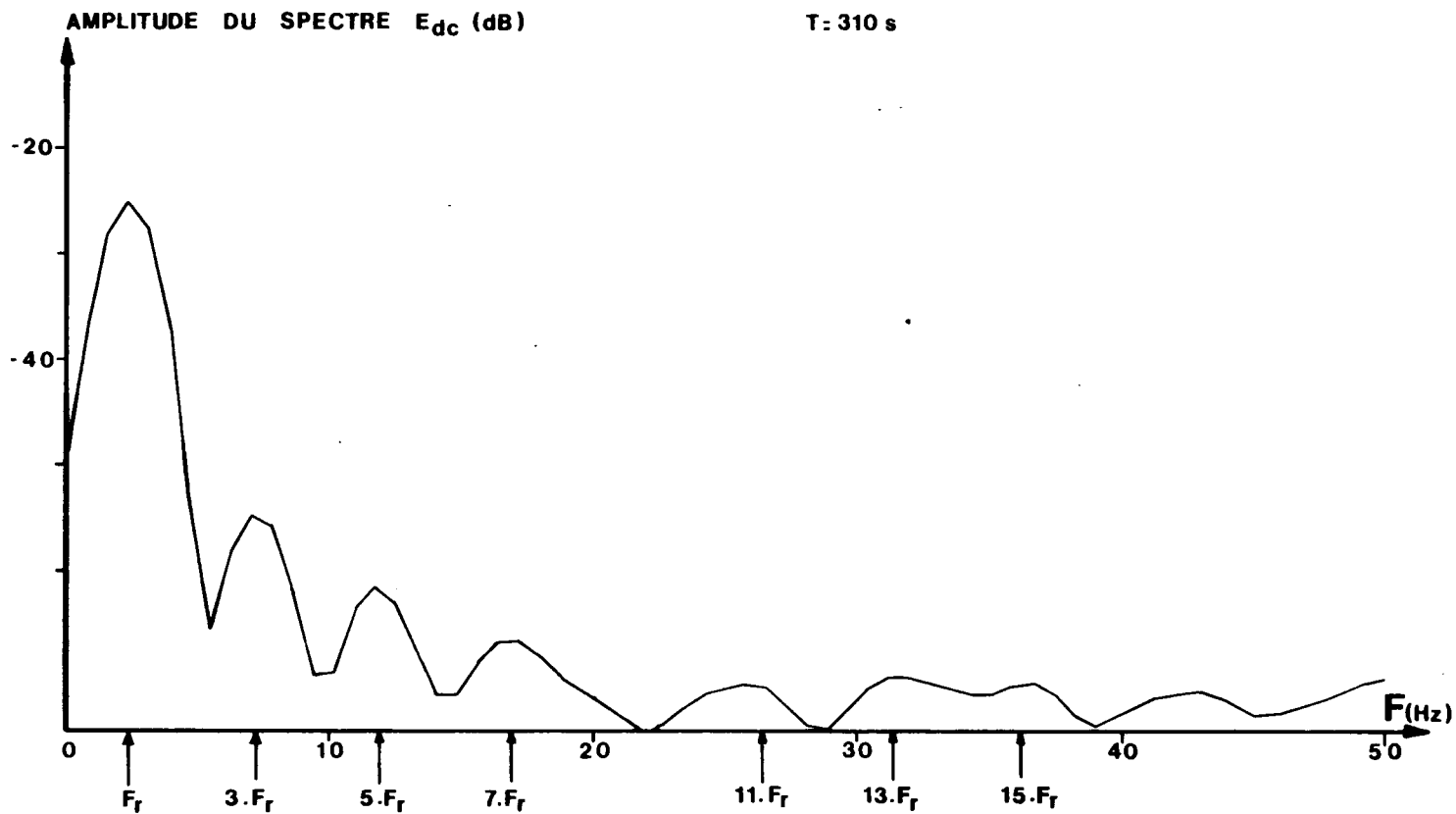


Fig:III,5 Telemesure

Fig : III,6  
Spectre en fréquence du signal champ électrique continu  $E_{dc}$  à l'instant  $T = 310s$  où l'on a indiqué la fréquence de rotation  $F_r$  de la fusée et ses différents harmoniques.



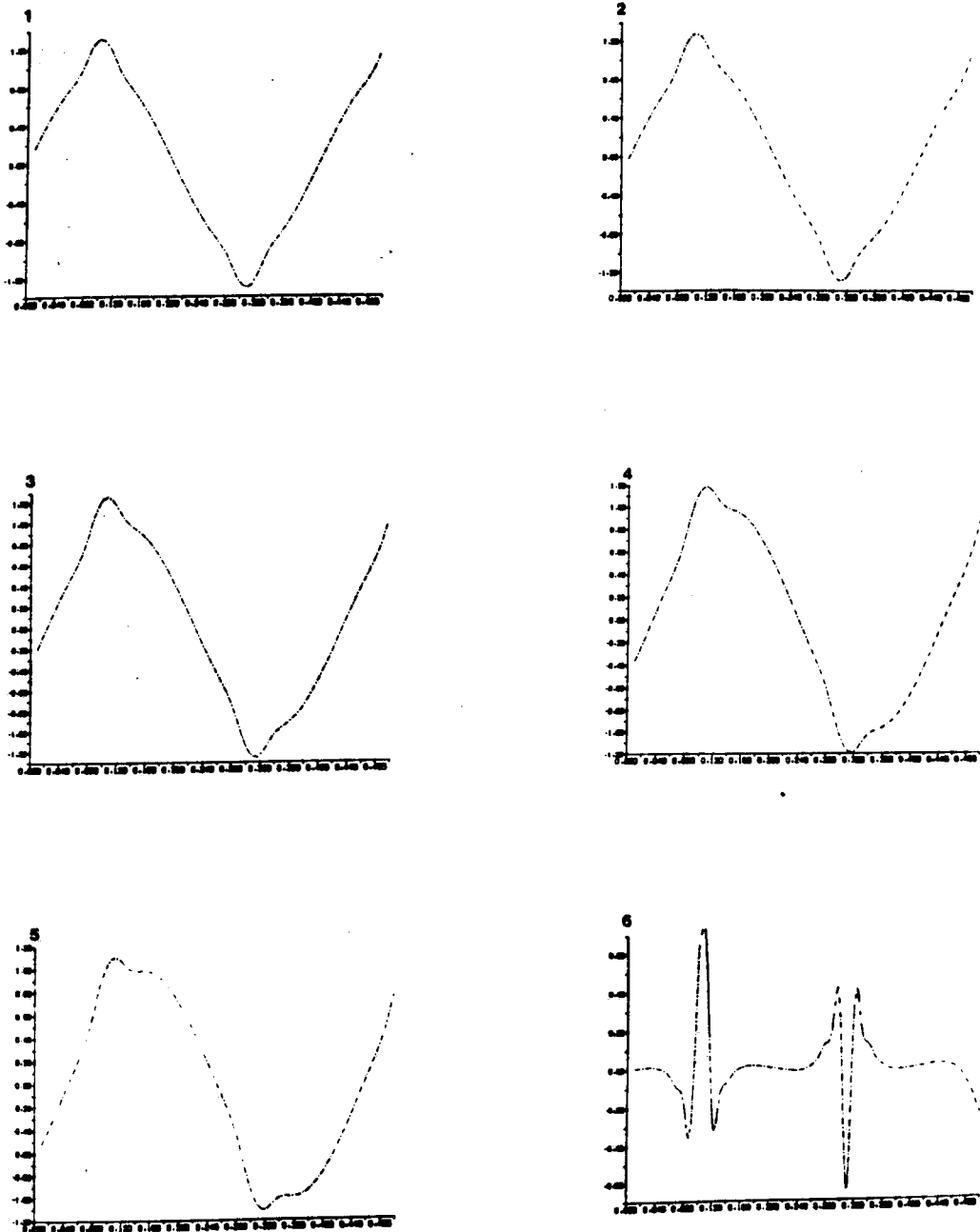


Fig : III,7

Approximation du signal perturbé

- en sortie du filtre Eac

①  $\phi = 0$     ②  $\phi = -10^\circ$     ③  $\phi = -20^\circ$

④  $\phi = -30^\circ$     ⑤  $\phi = -40^\circ$

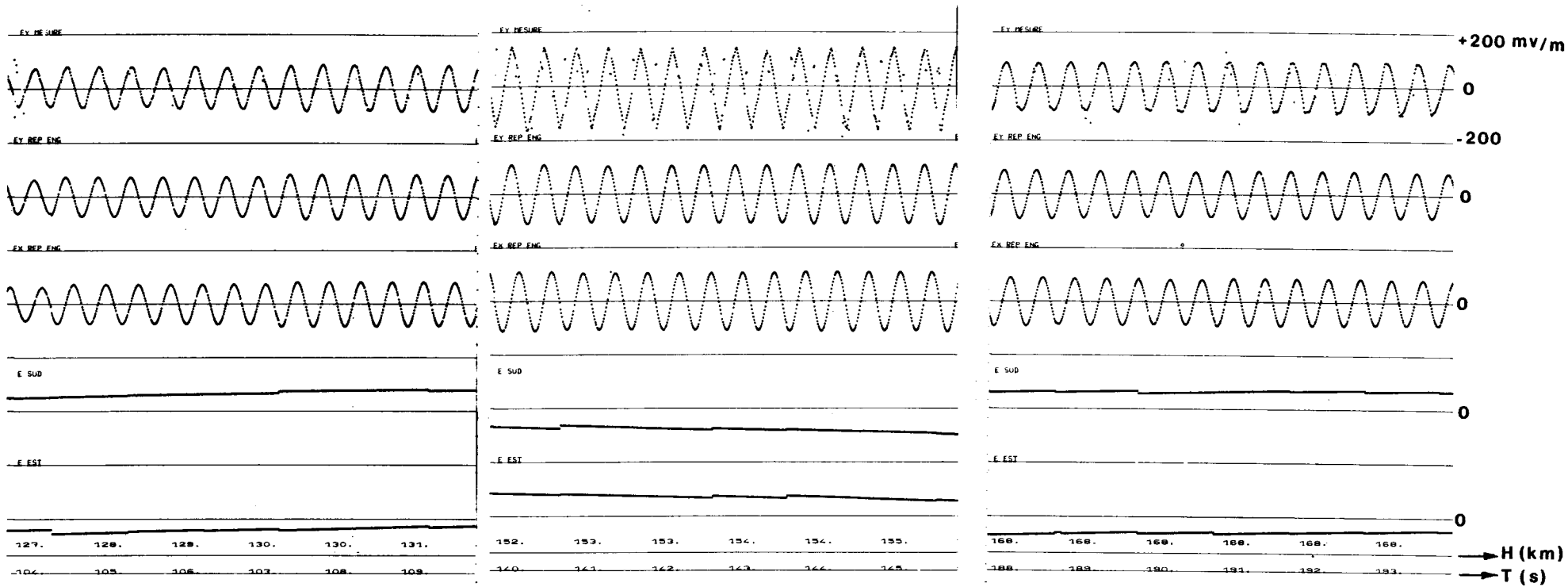
- en sortie du filtre Eac

⑥  $\phi = 180^\circ$

Partout :  $\tau = 0,085$  ;  $V_1 = 1$  ;  $V_2 = 0,3$



Fig: III, 8



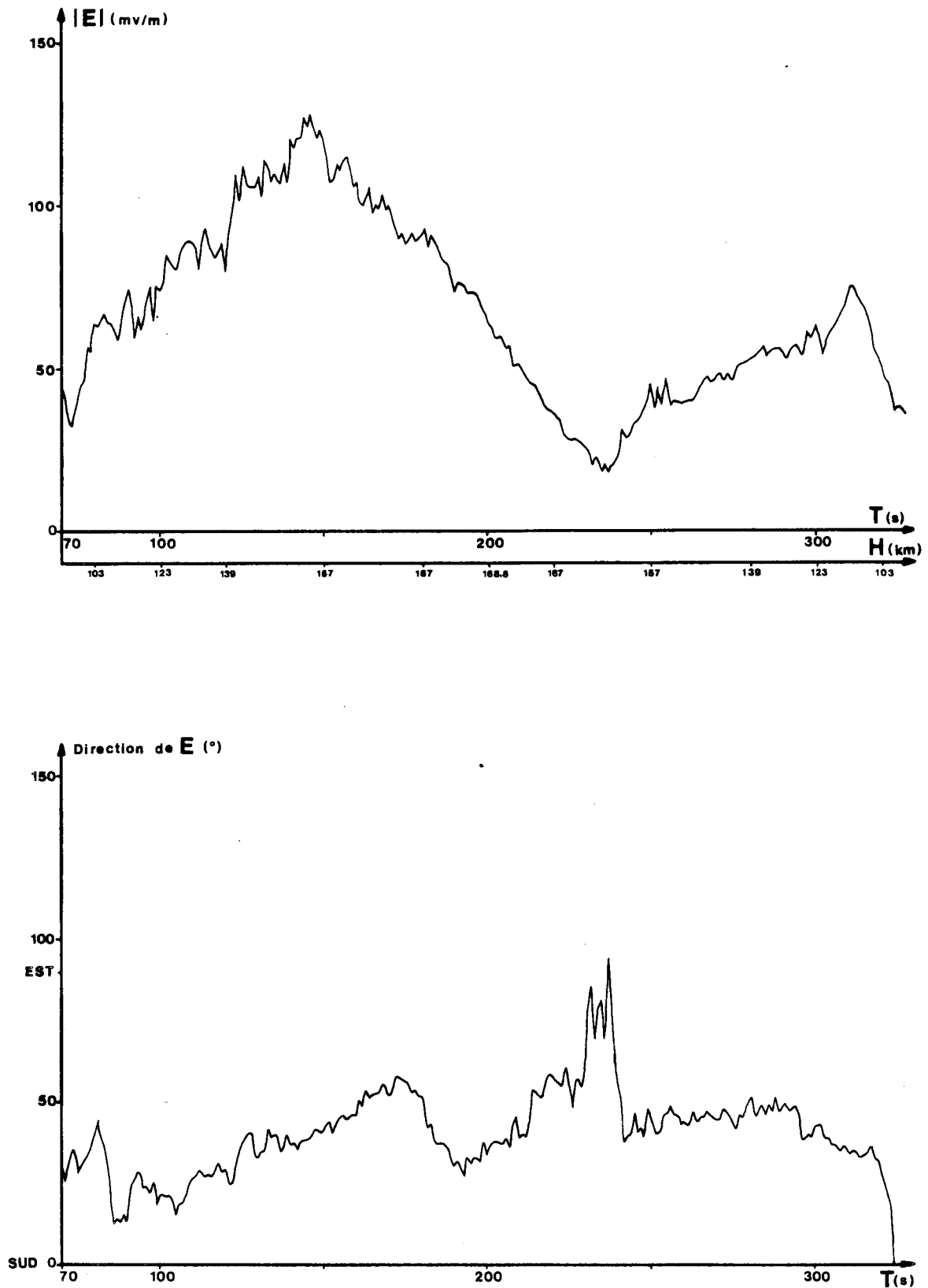


Fig : III,9

Module et direction du champ électrique dans un repere géographique.

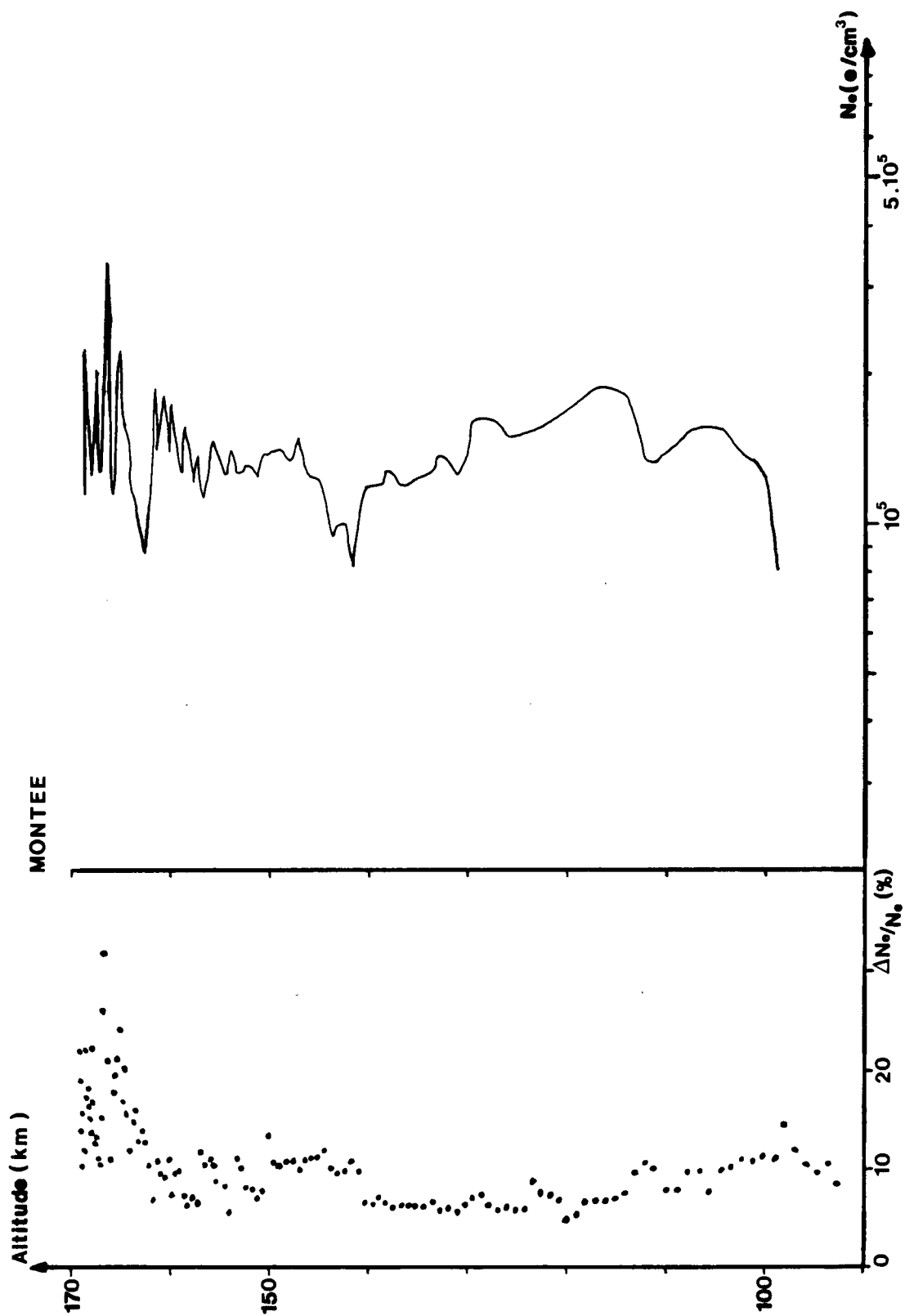


Fig : III,10 Densité électronique et fluctuations de densité à la montée.

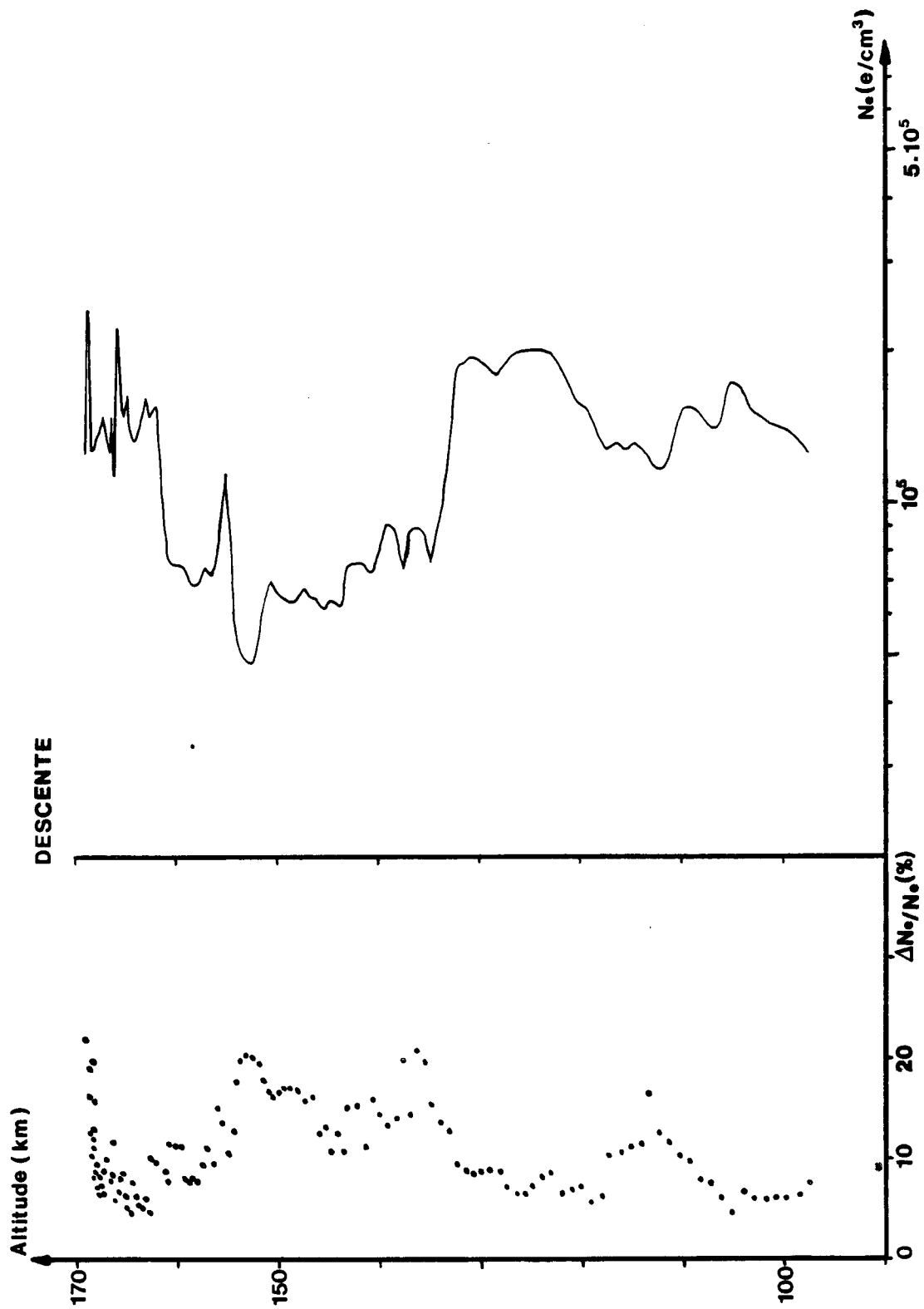


Fig : III,11 Densité électronique et fluctuations de densité à la descente.

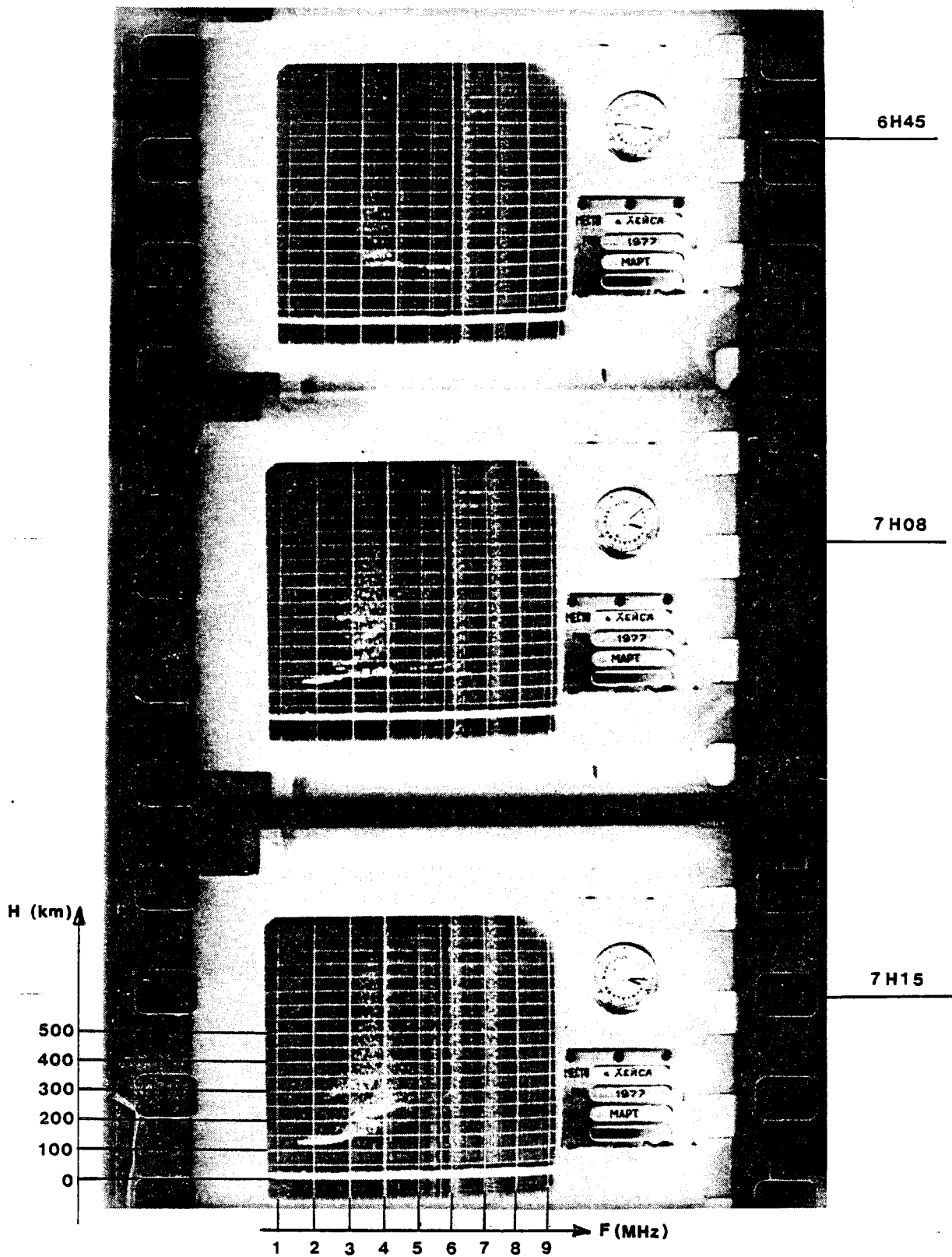


Fig. IV.1. - Sondages ionosphériques du 17 mars 1977  
avant et pendant le vol (6 H 45, 7 H 08 et 7 H 15 T.L.)

16 марта 77

ХЕЙСА

17 MARS 1977

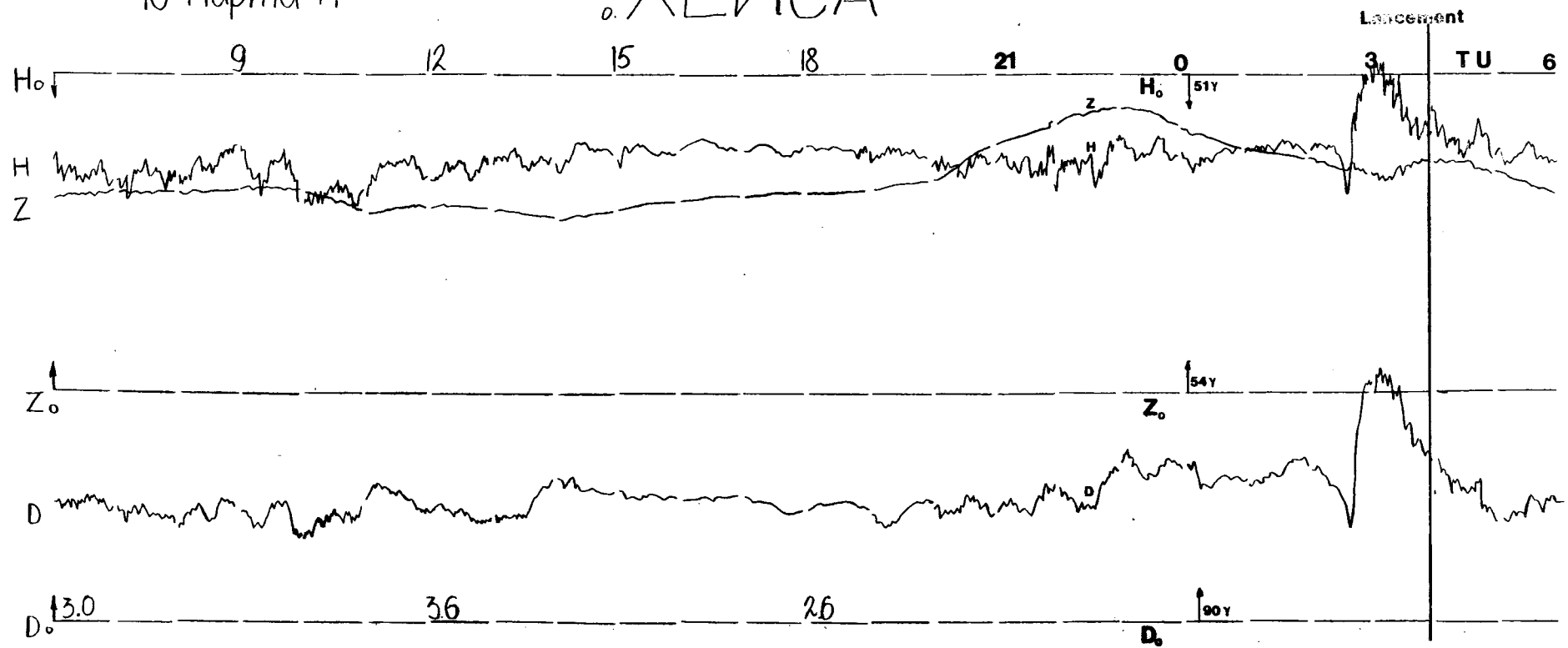


Fig. IV.2 Magnetogrammes du 17 mars 1977.

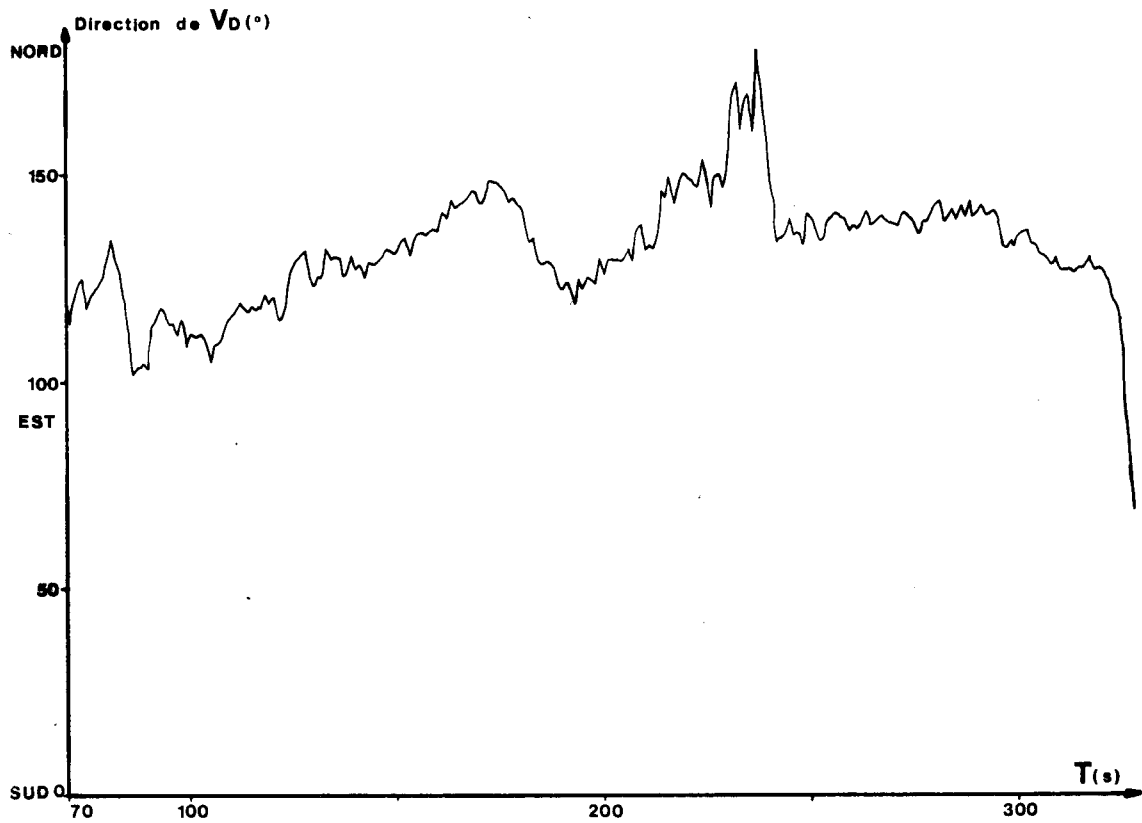
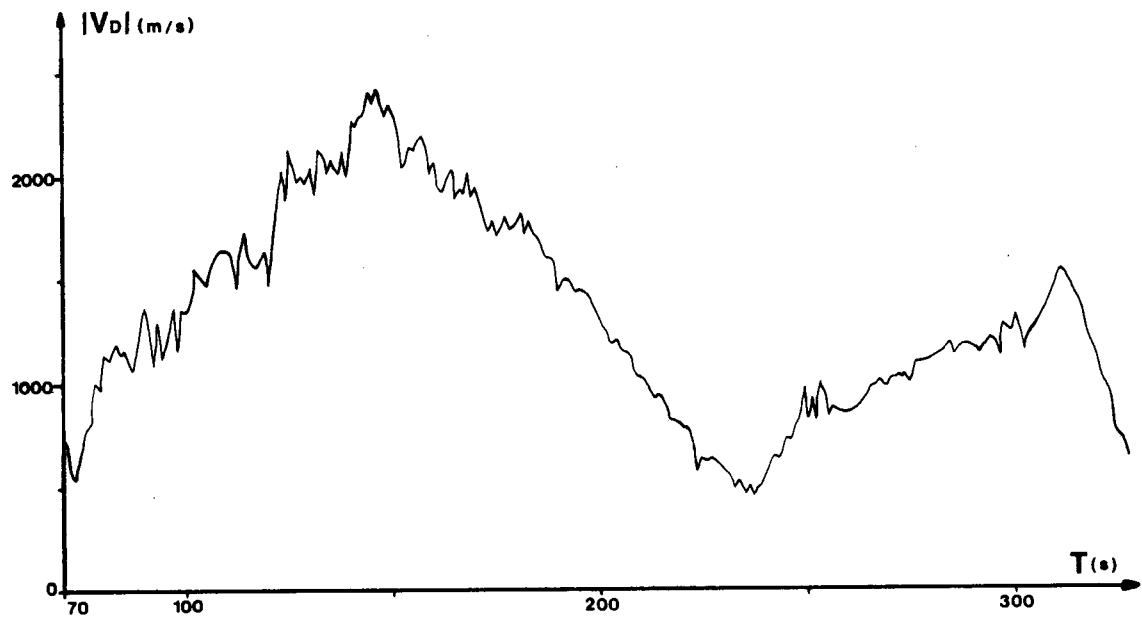


Fig : IV,3

Module et direction de la vitesse de dérive du plasma.

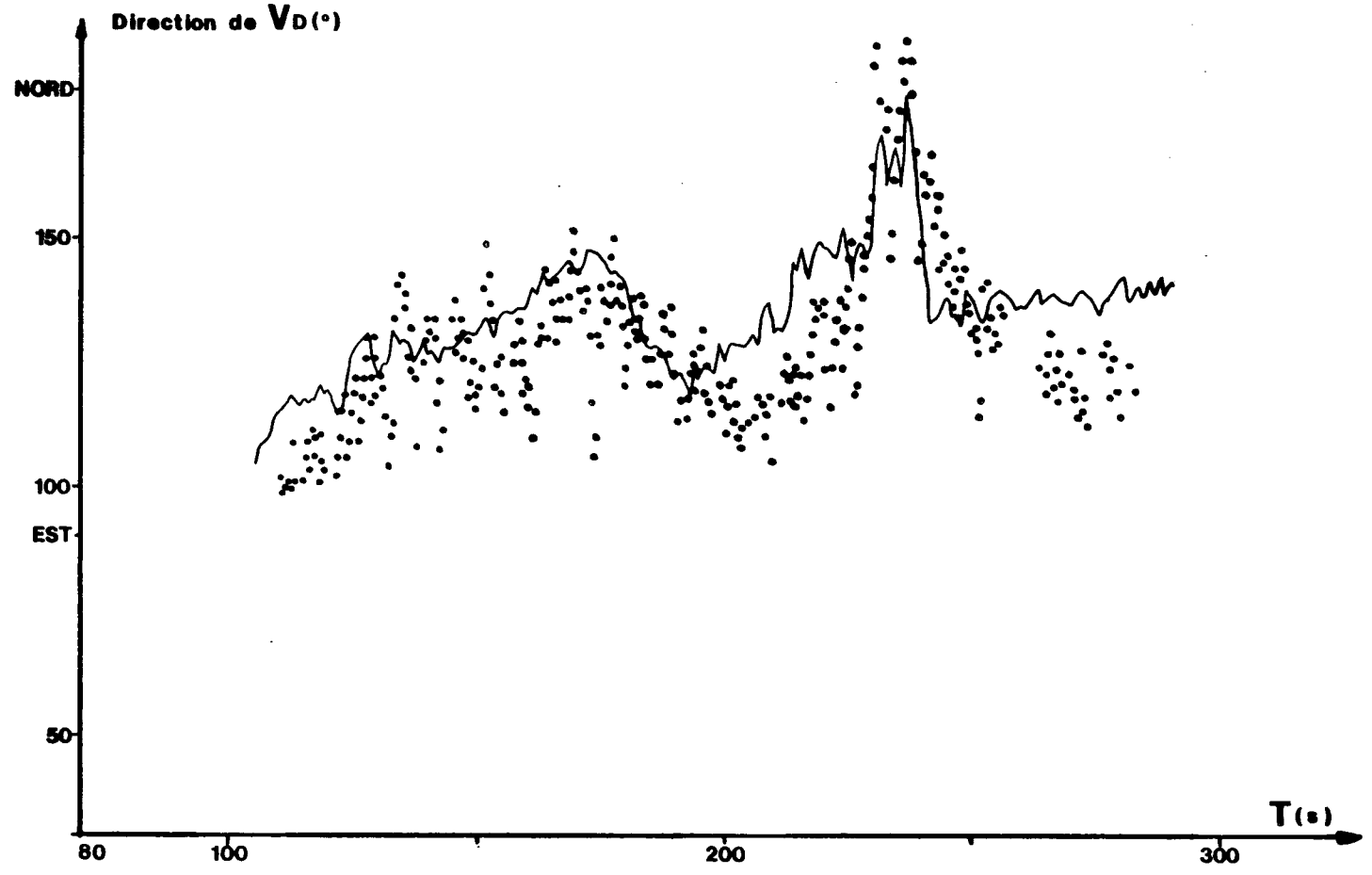


Fig : IV/5

Direction de la vitesse de dérive du plasma  
obtenue par :  
- sonde double sphère (-)  
- sonde isoprobe (\*)  
Les (\*) indiquent la position du sillage  
qui est d t   la composition de la vitesse  
de la fusée et de la vitesse de dérive du plasma.



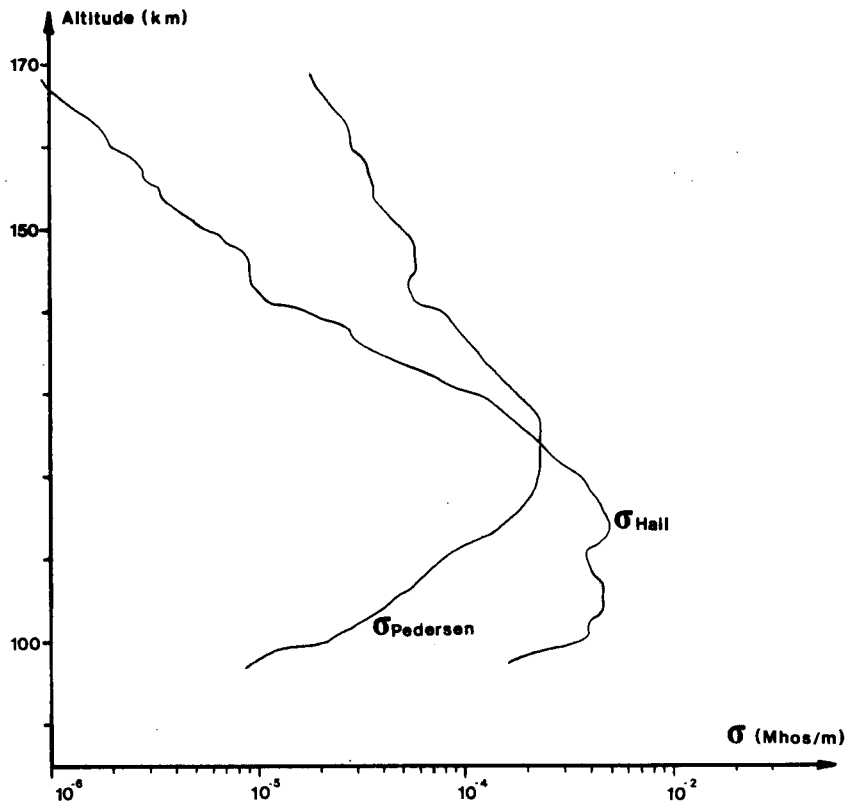
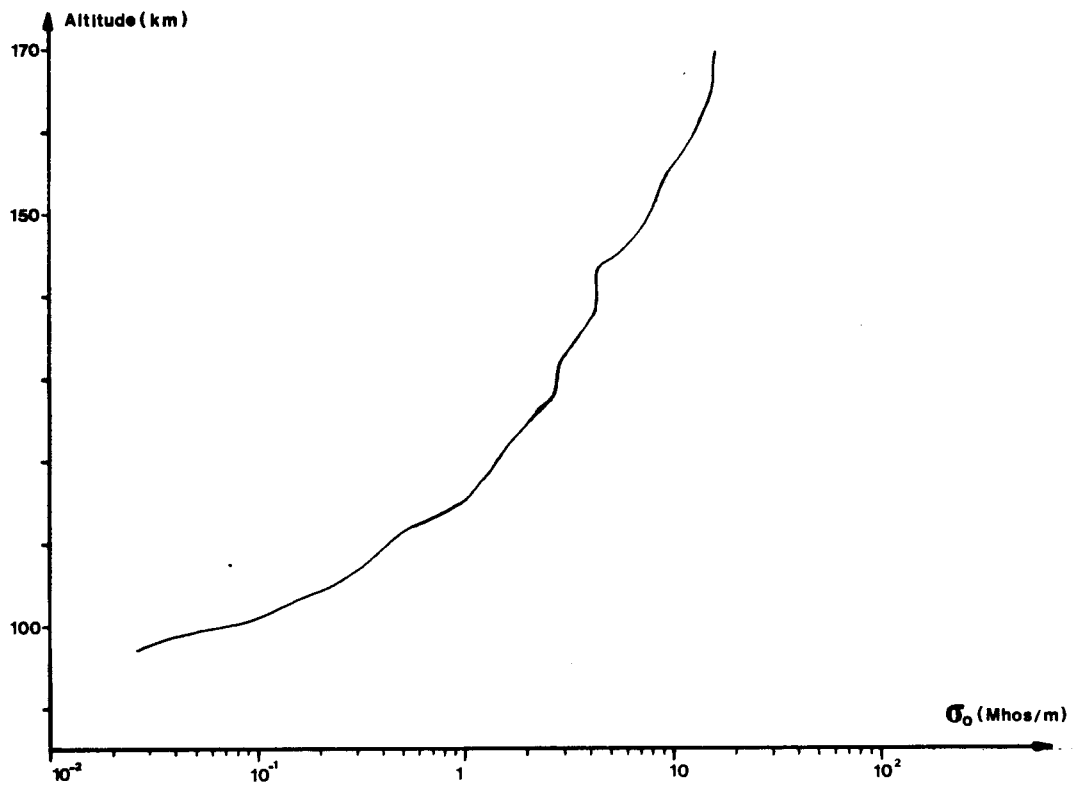


Fig : IV,6

Variations des conductivités  $\sigma_0$ ,  $\sigma_H$  et  $\sigma_P$  en fonction de l'altitude au-dessus de Heyes.

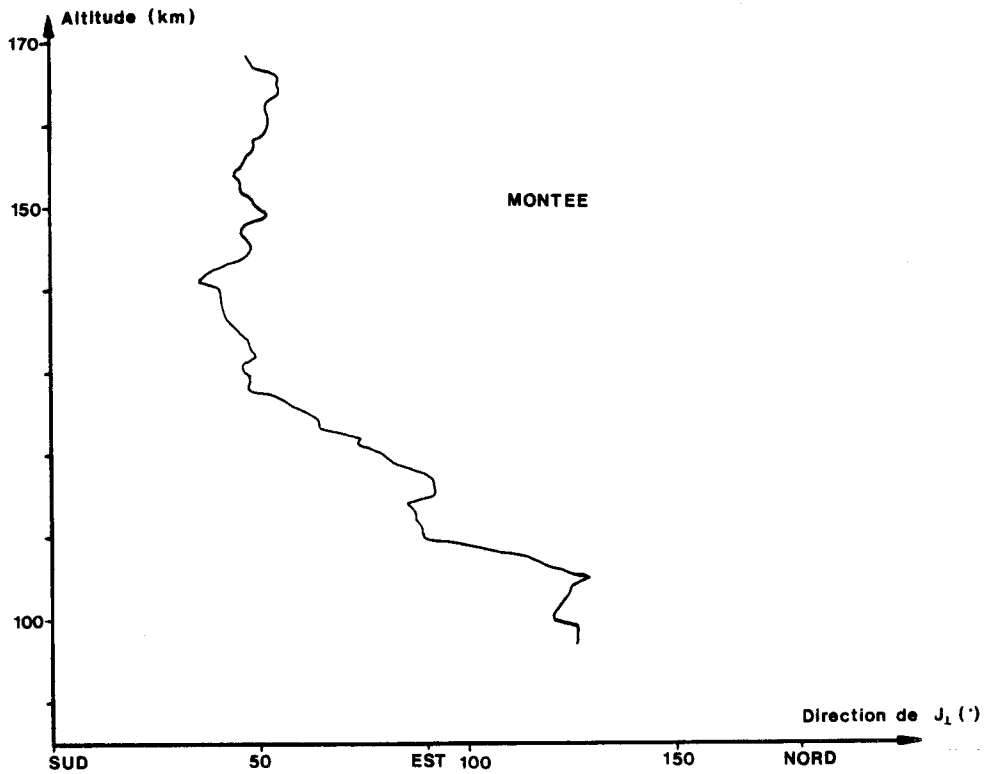
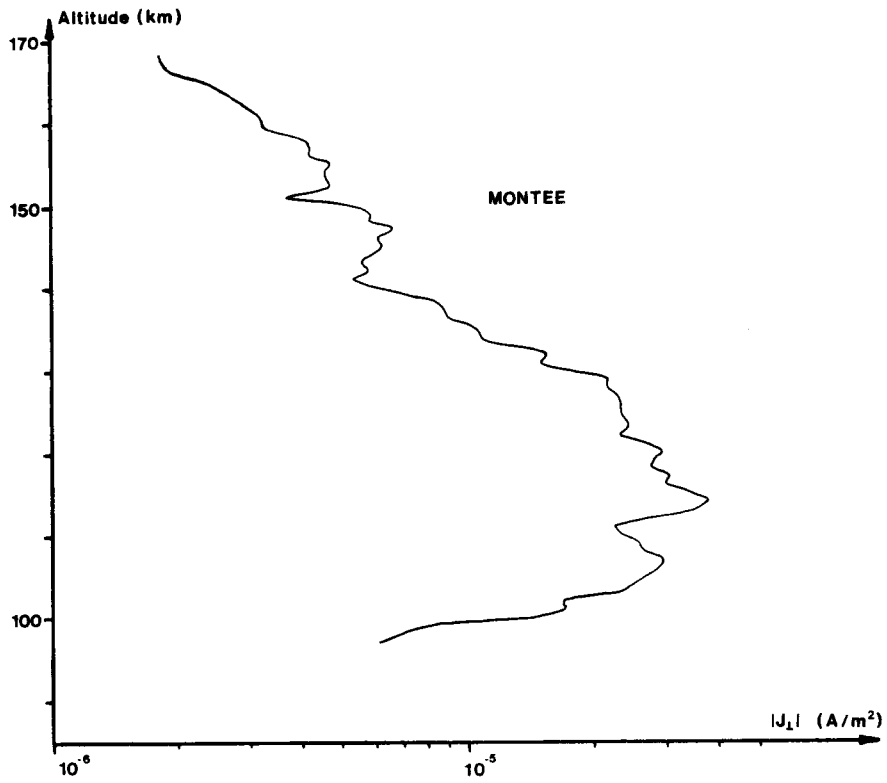


Fig : IV,7

Module et direction de la densité de courant  
perpendiculaire à  $\vec{B}$  à la montée.

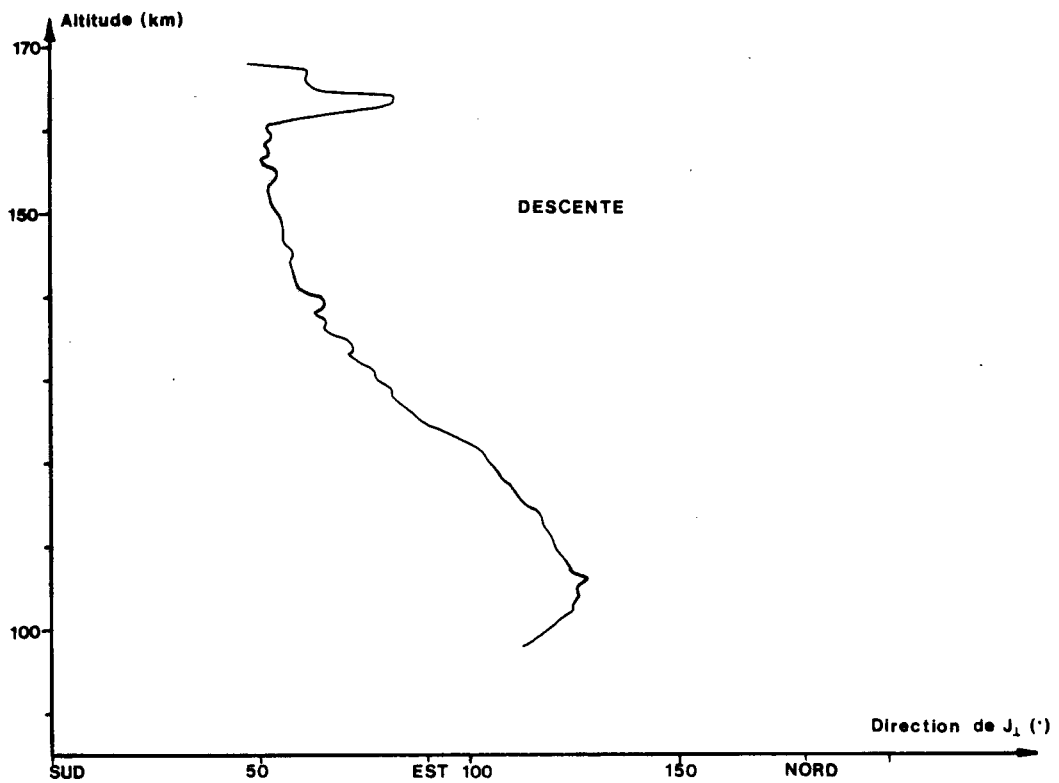
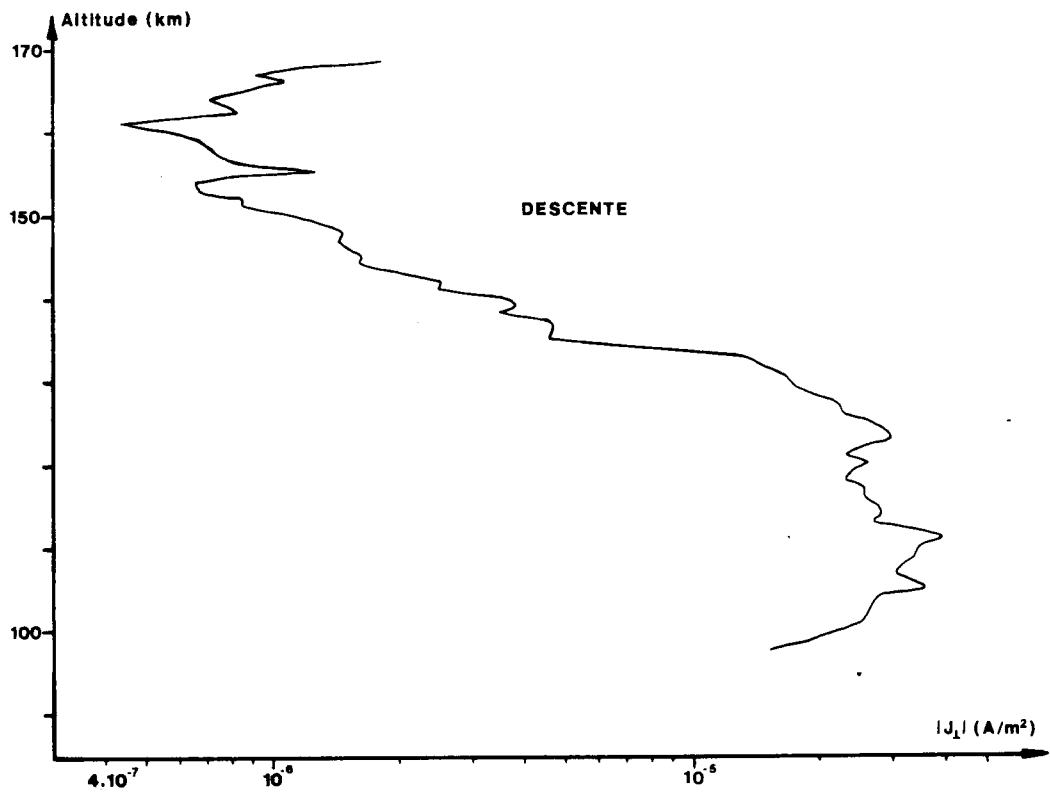


Fig : IV,8

Module et direction de la densité de courant perpendiculaire à  $\vec{B}$  à la descente.

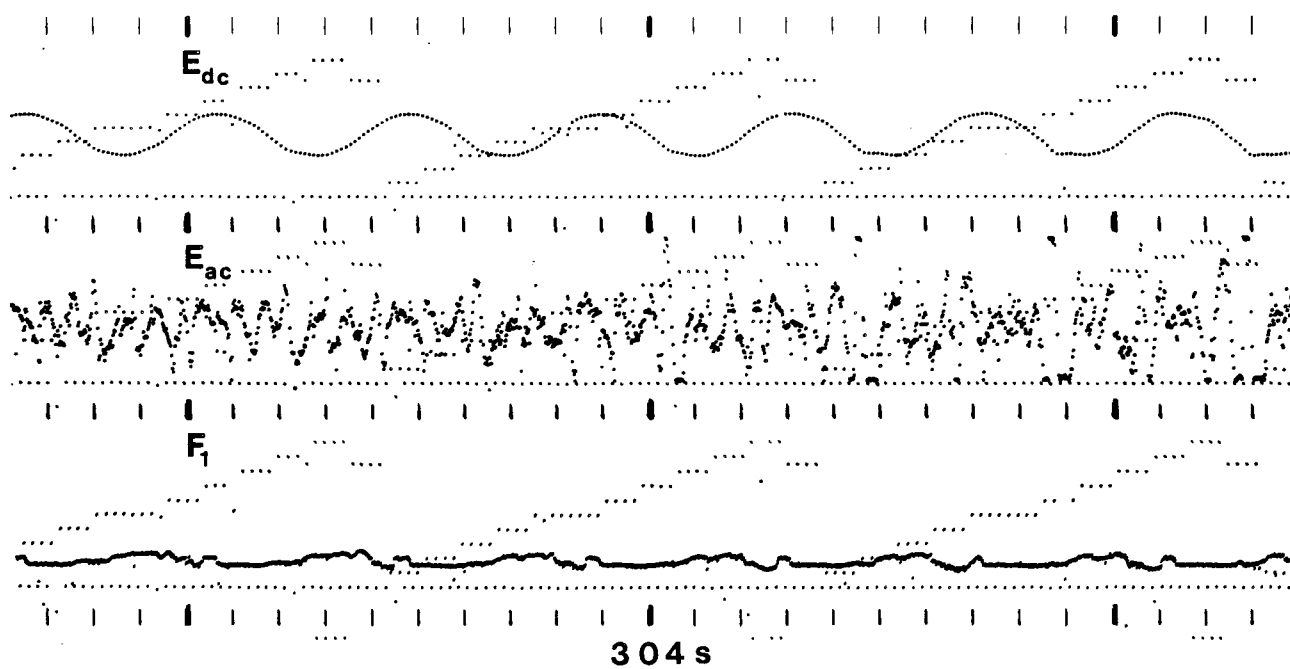
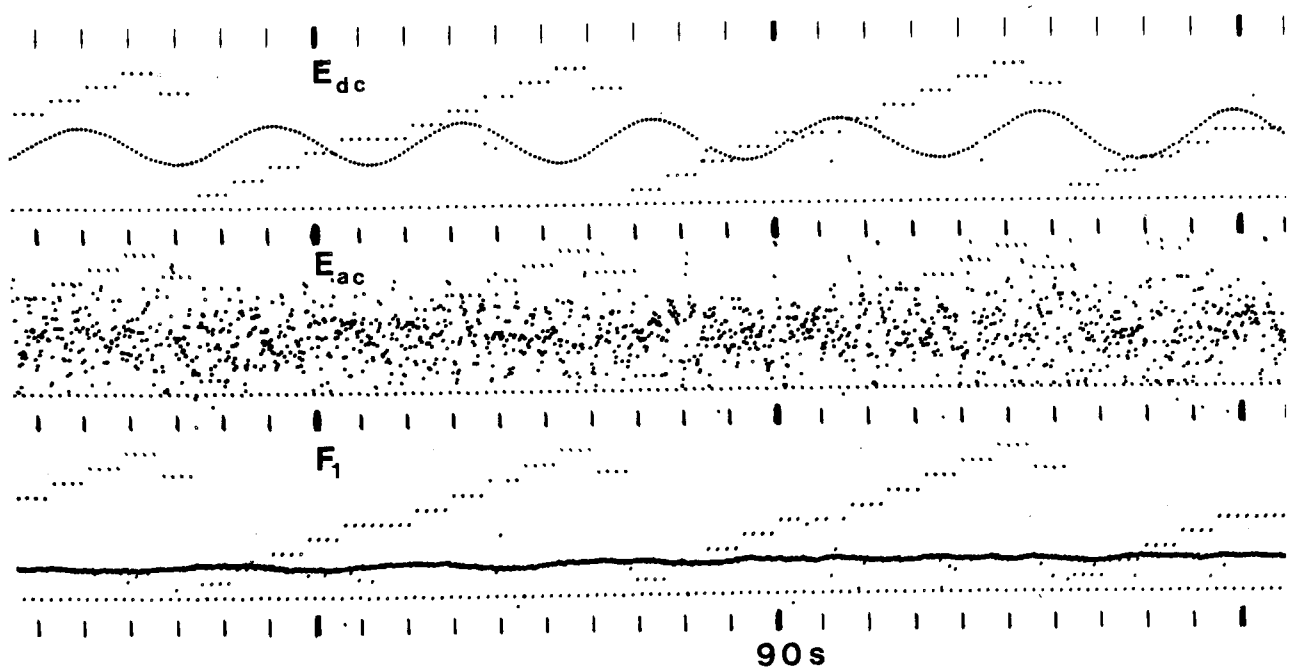


Fig:IV,9 Fluctuations de champ electrique.



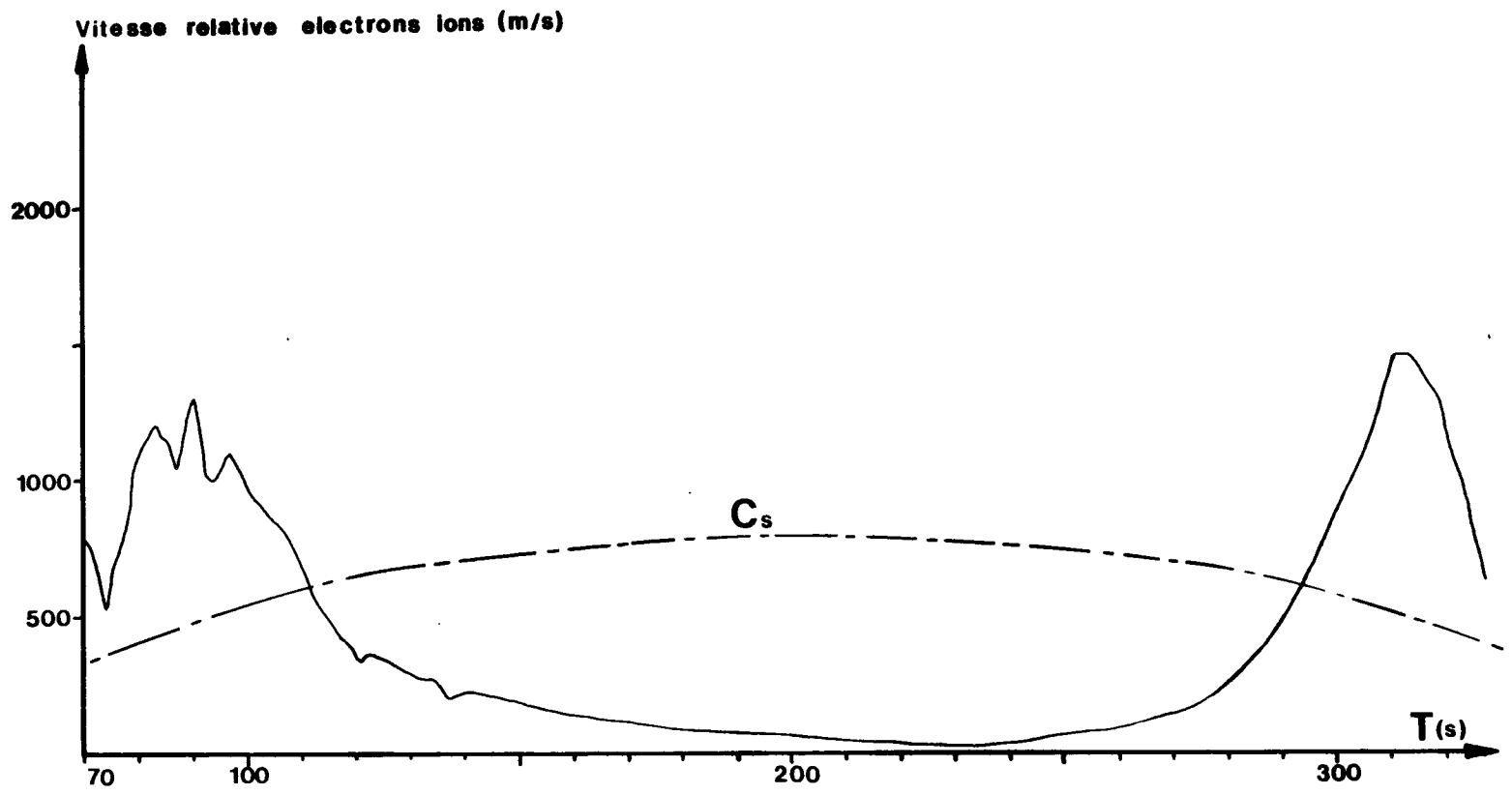


Fig : IV, 11  
Vitesse relative entre électrons et ions  
 $V_r$  et variation de la vitesse acoustique  
des ions  $C_s$

$$V_r = \frac{j}{qNe} \quad ; \quad C_s = \left[ \kappa (T_e + T_i) / m_i \right]^{1/2}$$

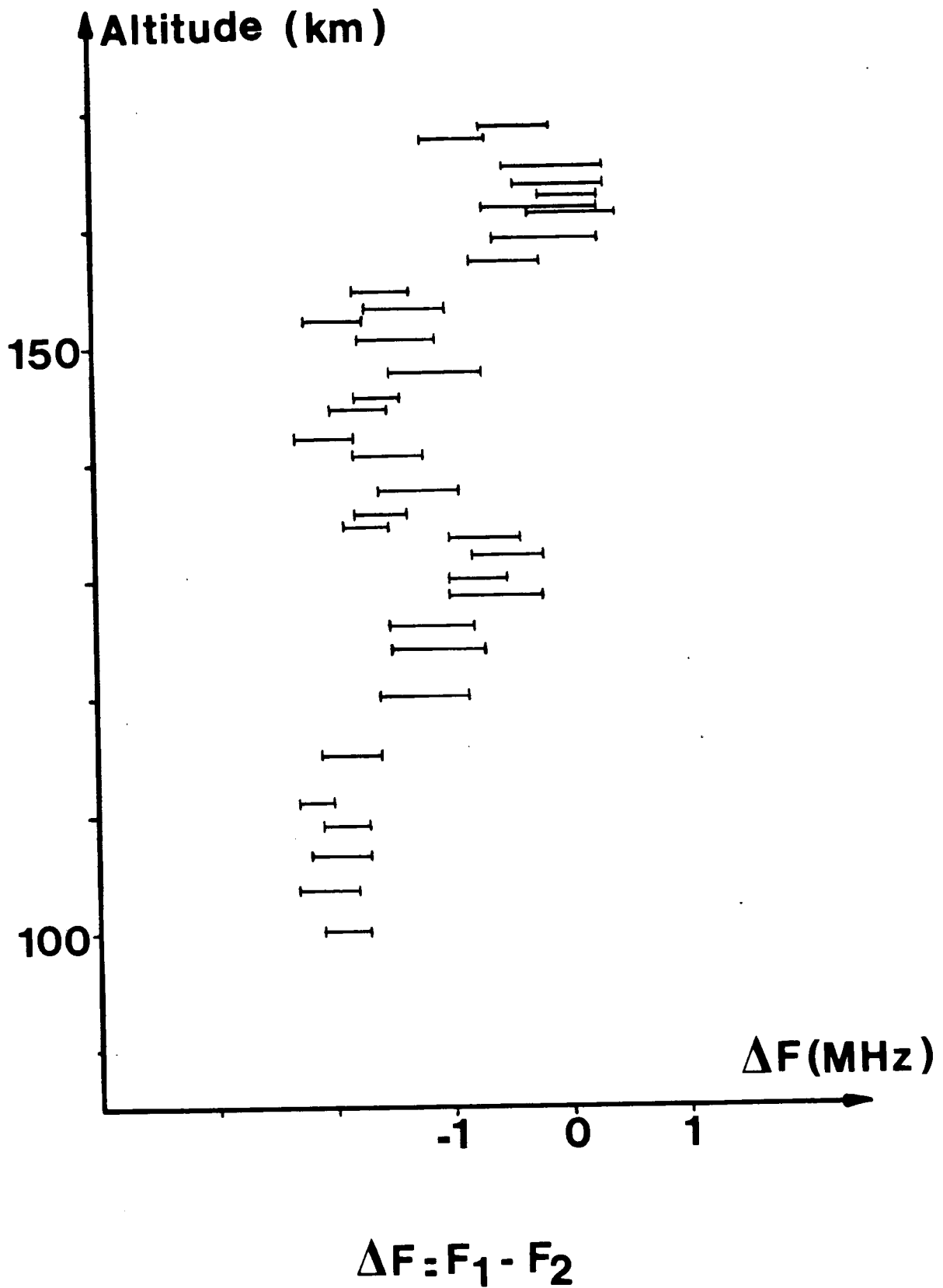


Fig : IV, 12 Différence de fréquence d'auto-oscillation entre les sondes Isoprobes pendant la montée.

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

*Avenue de la Recherche scientifique  
45045 ORLEANS CEDEX*

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

*Avenue de la Recherche scientifique  
45045 ORLEANS CEDEX*

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

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