



HAL
open science

Simulation expérimentale du plasma ionosphérique : études de faisceaux de plasmas, et de plasmas uniformes confinés dans une structure multipolaire

Yves Arnal

► **To cite this version:**

Yves Arnal. Simulation expérimentale du plasma ionosphérique : études de faisceaux de plasmas, et de plasmas uniformes confinés dans une structure multipolaire. [Rapport de recherche] Note technique CRPE n° 45, Centre de recherches en physique de l'environnement terrestre et planétaire (CRPE). 1976, 208 p. hal-02191380

HAL Id: hal-02191380

<https://hal-lara.archives-ouvertes.fr/hal-02191380v1>

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 (21)
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 /45

*Simulation expérimentale
du plasma ionosphérique
Etudes de faisceaux de plasmas,
et de plasmas uniformes confinés
dans une structure multipolaire.*

par
Y. ARNAL
CRPE/PCE
45045 - ORLEANS CEDEX

Novembre 1976



10 JAN. 1978

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

NOTE TECHNIQUE CRPE/45

SIMULATION EXPERIMENTALE DU PLASMA IONOSPHERIQUE.
ETUDES DE FAISCEAUX DE PLASMAS, ET DE PLASMAS
UNIFORMES CONFINES DANS UNE STRUCTURE MULTIPOLAIRE

par

Yves ARNAL

C.R.P.E./P.C.E.

45045 - ORLEANS CEDEX



Le Chef du Département P.C.E.

C. BEGHIN

Le Directeur

J. HIEBLOT

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur STOREY qui a su orienter mes travaux et me donner les moyens de les mener à bien.

Je remercie Monsieur FRIC pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider la commission d'examen ainsi que Messieurs BOUCHOULE et PAPOULAR qui ont bien voulu accepter de faire partie du jury, et pour leurs critiques pertinentes sur la rédaction du manuscrit.

Je remercie tout particulièrement Monsieur ILLIANO avec qui j'ai collaboré étroitement tout au long de cette réalisation.

Que Messieurs DEBRIE et GILLE soient aussi remerciés pour les travaux et publications que nous avons menés en commun.

Il m'est agréable aussi de remercier Monsieur MICHAU pour son dévouement et son efficacité constants, Messieurs THOMAS et KARCZEWSKI qui ont su me faire profiter de leur expérience et plus particulièrement Monsieur HENRY avec qui j'ai eu de longs et fructueux échanges.

Je remercie les personnes du bureau d'études et de l'atelier pour les diverses réalisations, ainsi que tout particulièrement Monsieur FROT qui a assuré avec patience et efficacité toutes les tâches ingrates mais ô combien nécessaires à la bonne marche de l'installation.

Je remercie enfin Mademoiselle REVIL et Madame FOULON, et les services techniques, du C.N.E.T. qui ont apporté leurs concours dans la frappe et la réalisation de ce document.

Le financement de cette installation de simulation a été assuré par le C.N.E.S. (conv. 67 - C.N.E.S. 264 Aff. 659363) le C.N.R.S. et le C.N.E.T.

PLAN

INTRODUCTION

I. Considérations sur la simulation des plasmas spatiaux en laboratoire

- | | |
|---|-------|
| I.1. Principales caractéristiques du milieu ionosphérique | P. 1 |
| I.2. Problèmes posés par la simulation des plasmas en laboratoire | P. 8 |
| I.3. Description générale des moyens mis en oeuvre | P. 15 |

II. Description et caractéristiques des dispositifs expérimentaux

- | | |
|---|-------|
| II.1. Chambre et accessoires | P. 18 |
| II.2. Source à plasma | |
| II.2.1. Généralités | P. 22 |
| 1 source à plasma de diffusion | P. 22 |
| 2 source à plasma de synthèse | P. 23 |
| II.2.2. Description et caractéristiques de la source de plasma de synthèse | P. 27 |
| 1 ionisation | P. 27 |
| 2 l'extraction des ions | P. 32 |
| 3 la neutralisation | P. 35 |
| 4 caractéristiques technologiques | P. 40 |
| II.3. Dispositifs d'annulation du champ magnétique terrestre et de production d'un champ uniforme suivant l'axe de l'enceinte | P. 45 |
| II.4. Structure magnétique multipolaire de confinement | P. 48 |
| II.4.1. Introduction | P. 48 |
| II.4.2. Réflexion des électrons d'un plasma | P. 49 |
| II.4.3. Choix des aimants et de la structure | P. 51 |

II.5. Capteurs et montages utilisés pour la qualification des plasmas	P. 53
II.5.1. La sonde électrostatique	
1 Rappels théoriques	P. 53
2 Effets de surface	P. 57
3 Effet de sillage	P. 60
4 Sondes utilisées - montage	P. 61
II.5.2. L'analyseur électrostatique	P. 63
II.5.3. Dispositif radiofréquence de mesure automatique de la fréquence plasma	P. 64
II.5.4. Sonde à impédance mutuelle ou sonde quadripolaire	P. 65
II.5.5. Analyseur d'ions à potentiel retardateur	P. 68
II.5.6. Spectromètre de masse à prismes magnétiques	P. 69
II.5.7. Jauge à ionisation Bayard-Alpert	P. 72
II.5.8. Spectromètre de masse quadripolaire	P. 73

III. Caractéristiques des plasmas obtenus dans la chambre

III.1. Faisceaux de plasma inhomogène en l'absence de structure de confinement	P. 76
III.1.1. Structure longitudinale du faisceau	P. 76
III.1.2. Densité - Diffusion	P. 77
III.1.3. La température électronique	P. 80
III.1.4. Injection d'électrons chauds dans le plasma	P. 83
III.1.5. Bruit dans le plasma	P. 90
III.1.6. Principales caractéristiques des ions	P. 91
1 Généralités	P. 91
2 Plasma à une population ionique	P. 94
3 Plasma à plusieurs populations ioniques	P. 97

III.2. Plasma uniforme sur un grand volume en présence de la structure de confinement	P. 99
III.2.1. Durée de vie des électrons	P. 99
III.2.2. La densité et sa répartition dans l'enceinte	P. 100
III.2.3. La température électronique	P. 102
III.2.4. Injection d'électrons chauds dans le plasma	P. 105
III.2.5. Le facteur de bruit et la stabilité	P. 107
III.2.6. L'aspect ionique	P. 109
III.2.7. L'influence d'un champ magnétique statique axial	P. 111

Conclusion

Annexes :

- I . Effet magnétron : détermination du champ \vec{B}_c de coupure.
- II . Calcul de la durée de vie des électrons dans le plasma.
- III . Calcul du flux de gaz désorbé lors du dégazage.

Références bibliographiques.

Illustrations.

NOTATIONS UTILISEES

- e charge élémentaire $1,62 \cdot 10^{-19} \text{C}$
- k constante de BOLTZMANN $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
- ϵ_0 constante dielectrique du vide $8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$
- σ constante de STEFAN $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ J/s.m}^2 \cdot \text{K}^4$
- m masse de l'électron $0,911 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$
- M masse d'un ion
- p pression totale dans l'enceinte
- p_c pression dans la chambre d'ionisation
- S vitesse de pompage
- q flux de gaz
- n densité n_n, n_i, n_e
d'une manière générale les indices caractérisent,
 - n : les neutres
 - i : les ions
 - e : les électrons
- T Température T_e, T_i, T_n
- \bar{v} vitesse moyenne thermique $\bar{v}_e, \bar{v}_i, \bar{v}_n$
- v vitesse gradratique moyenne
- V_i vitesse des ions du faisceau
- V_E vitesse d'un engin dans l'espace
- λ_D longueur de Debye
- λ_{ij} libre parcours moyen entre particules i et j
- ρ rayon de giration ρ_i, ρ_e
- f_p fréquence de plasma
- ω_p pulsation de plasma ou fréquence angulaire
- ω_H pulsation hybride haute.
- ω_b pulsation gyromagnétique ω_{be}, ω_{bi}
- ν_{ij} fréquence de collision entre particules i et j

- σ_{ij} section efficace de collision entre particules i et j
- J densité de courant
- D coefficient de diffusion, D_e libre, D_a ambipolaire
- V_d I_d Tension et courant de décharge
- V_F I_F Tension et courant de filament de cathode
- V_N I_N Tension et courant de filament de neutraliseur
- V_a Tension d'accélération des ions
- V_g Tension de grille
- ϕ_s potentiel de sortie d'un métal
- V_p potentiel plasma
- V_f potentiel flottant
- V tension de balayage de sonde
- V_s potentiel de sonde par rapport au potentiel plasma

$$V_s = V - V_p$$
- I courant de sonde
- I_e courant électronique de sonde
- I_p courant au potentiel plasma
- I_+ courant de saturation ionique
- I_b courant des bobines du champ magnétique de confinement
- τ constante de temps
- F(E) fonction de distribution en énergie des électrons

Le système M.K.S.A. est utilisé, excepté quelques formules pratiques où les unités cohérentes sont précisées. Bien que le système M.K.S.A. soit utilisé pour les calculs, certaines grandeurs sont écrites dans des unités pratiques couramment employées en physique des plasmas ou du vide ; n , λ_D , ρ , p , q , S .

INTRODUCTION

Le travail présenté décrit la conception, la réalisation et les performances d'une chambre de simulation du plasma ionosphérique. Ce projet a été décidé au sein du laboratoire sous l'initiative de STOREY en 1969, pour favoriser les études de physique des plasmas nécessaires au développement des capteurs embarqués, et la métrologie des plasmas spatiaux. Jusqu'en 1971 les chercheurs du laboratoire utilisaient le caisson à plasma de l'O.N.E.R.A.* à Palaiseau où l'expérience acquise a été très utile dans la conception de ce projet.

Notre première préoccupation a été de concevoir et monter l'enceinte à vide, son groupe de pompage associé et de lui adapter la source à plasma. Les conditions générales de simulation ont imposé une enceinte de grand volume, $5,5 \text{ m}^3$ où le vide est réalisé par un pompage cryogénique à hélium liquide. La source utilisée a été construite par l'O.N.E.R.A.* en collaboration avec notre laboratoire. Cette source à bombardement électronique du type KAUFMAN a été retenue car elle permet par la neutralisation d'un faisceau d'ions extrait d'un plasma de décharge d'obtenir des faibles températures électroniques.

Les faisceaux de plasmas de vitesse \vec{V}_i produits simulent les principaux paramètres du milieu ionosphérique ;

$$\text{- densités, } 10^4 \text{ cm}^{-3} < n_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{- températures, } 400^\circ\text{K} < T_e < 3000^\circ\text{K}$$

et l'effet de vitesse relative plasma véhicule en vérifiant l'inégalité

$$\bar{v}_i \ll \vec{V}_i \ll \bar{v}_e$$

*O.N.E.R.A. : Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

Cependant la structure de faisceau fortement inhomogène (doublement de la densité sur 80 cm de distance) présentait un gros handicap dans les études de propagations d'ondes, et de sondes radiofréquences dipolaire et quadripolaire où les mesures sont intégrées sur le volume environnant le capteur.

Une première amélioration des conditions de simulation a été la compensation du champ magnétique terrestre dans le caisson, qui a permis de limiter les composantes du champ résiduel suivant l'axe du caisson à 15 mGauss sur 2 mètres de distance. Nous nous trouvions alors en présence d'un plasma inhomogène sans champ magnétique où certaines études ont pu être menées à bien en particulier les mesures ponctuelles avec sondes électrostatiques et les mesures radiofréquences avec des petits dipôles.

La dernière amélioration apportée a été le montage d'une structure de confinement magnétique multipolaire dans l'enceinte toujours équipée de la source KAUFMAN. Par une forte augmentation de la durée de vie des électrons dans la machine les caractéristiques du plasma ont été nettement améliorées ;

- la population électronique est maxwellienne,
- le plasma est stable sur une grande gamme de variation de densité $8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ à $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$,
- la variation de densité sur un mètre d'intervalle est de l'ordre de 8 % et le facteur de bruit $\frac{\Delta n}{n}$ est inférieur à 10^{-3} pour un temps d'intégration de quelques millisecondes,
- enfin l'interaction d'un champ magnétique homogène avec un plasma sensiblement homogène est envisageable avec la présence de la structure aimantée.

Pour être complet nous devons ajouter à cet ensemble un équipement d'acquisition et de traitement de données associé à la chambre non décrit dans ce document.

L'installation ainsi présentée permet depuis deux ans de remplir les objectifs fixés, à savoir, le développement de la métrologie des plasmas spatiaux.

Le plan de ce travail est le suivant.
Dans le premier chapitre I nous rappelons les principales caractéristiques du milieu ionosphérique, les problèmes posés par la simulation de ces plasmas et enfin une description générale des moyens mis en oeuvre pour cette simulation.

Le chapitre II décrit tous les dispositifs expérimentaux en insistant en particulier sur la source à plasma, la structure de confinement, et les capteurs utilisés pour caractériser les milieux ; sonde et analyseur électrostatiques, sondes radiofréquences, spectromètre de masse.

Le chapitre III précise les plasmas obtenus dans la chambre dans deux cas particuliers ;

- les faisceaux de plasmas inhomogènes en l'absence de structure de confinement,

- les plasmas uniformes sur un grand volume en présence de la structure de confinement.

I - CONSIDERATIONS SUR LASIMULATION DES PLASMAS SPATIAUX EN LABORATOIREI.1. PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DU MILIEU IONOSPHERIQUE

Nous définissons dans ce paragraphe les principaux paramètres d'un plasma et en donnons les valeurs moyennes typiques rencontrées dans l'ionosphère.

Le plasma ionosphérique résulte de l'interaction des éléments constituant l'atmosphère neutre dont la répartition varie suivant l'altitude, et des agents ionisants qui sont d'origine ;

- photochimique, due au rayonnement électromagnétique solaire,
- corpusculaire, d'origine cosmique ou dû à des précipitations d'électrons et protons provenant de la magnétosphère,
- changement d'état due à la vaporisation des météorites au contact des couches denses de l'atmosphère (20 km).

Il en résulte que les profils verticaux des paramètres de l'ionosphère varient d'une façon assez complexe avec la latitude, sous l'influence du champ magnétique terrestre, et à latitude donnée avec les variations saisonnières - diurnes et nocturnes - Pour les études des diverses zones, l'ionosphère est découpée en trois couches

- région D 60 à 90 km d'altitude
- région E 90 à 140 km d'altitude
- région F 140 à 400 km environ dans la zone équatoriale.

Neutres

- la figure (1) représente la variation de la pression moyenne en fonction de l'altitude. La concentration en densité des neutres n_n est relié à la pression par la relation

$$n_n = 10^{19} \frac{p}{T_n} \quad 1,1$$

n_n (cm^{-3}) densité

p (Torr) pression

T ($^{\circ}\text{K}$) température d'équilibre

On peut caractériser les neutres par le libre parcours moyen λ_{n-n} (m) et la fréquence de collision ν_{n-n} (Hertz ou s^{-1}) donnés par les relations

$$\lambda_{n-n} = \frac{1}{\pi D^2 n_n} \quad 1,2$$

$$\nu_{n-n} = \pi D^2 n_n \bar{v}_n \quad 1,3$$

D (m) diamètre moyen de l'atome neutre

\bar{v} (m s^{-1}) vitesse moyenne de l'atome considéré.

Dans l'ionosphère, le libre parcours moyen varie de 0,26 mm à 1,7 km entre 60 km et 300 km d'altitude. Dans une enceinte à vide de dimension L ce paramètre permet de considérer le régime moléculaire si $\lambda_{nn} \gg L$, et un régime de fluide quasi-continu dans le cas contraire.

- la composition des neutres est fonction de l'altitude, et est donnée par les courbes représentées sur la figure (2). On note la présence d'oxygène, d'azote atomique, de monoxyde d'azote (NO) due à la photo-dissociation sous l'action du rayonnement solaire. Dans les couches supérieures de l'ionosphère, les espèces seules présentes sont l'hydrogène et l'hélium.

l'unité employée est le Torr, rappelons que 1 Torr = 133 Pascal

Densité de plasma

- La courbe représentée sur la figure (3) représente le profil de la densité des particules ionisées, densités électronique n_e et ionique n_i . La densité est une grandeur statistique qui représente les concentrations moyennes par unité de volume, l'unité communément employée est le cm^{-3} .

Sur cette courbe nous faisons figurer la plage moyenne de variation et les principaux types d'ions rencontrés |1|.

Un plasma est électriquement neutre ce qui implique l'égalité des densités $n_e = n_i = n$; on peut définir le taux d'ionisation α

$$\alpha = \frac{n}{n + n_n} \quad 1,4$$

Les valeurs typiques de ce taux dans l'ionosphère sont de l'ordre de 10^{-6} .

Température électronique

- La température électronique T_e ($^{\circ}\text{K}$) est une grandeur statistique qui caractérise l'agitation thermique à l'état d'équilibre. Dans l'ionosphère la population électronique comprend deux parties de densités très différentes ;

+ une population principale de densité n_e qui a une répartition maxwellienne, où on peut relier la température aux vitesses moyennes \bar{v}_e et quadratiques moyennes v_e données par les relations

$$\bar{v}_e = \left| \frac{8 kT_e}{\pi m} \right|^{1/2} \quad 1,5$$

$$v_e = \left| \frac{3 kT_e}{\pi m} \right|^{1/2} \quad 1,6$$

+ une population suprathermique (photoélectrons) isotrope dont la densité est 10^4 à 10^5 fois plus faible que la densité principale n_e , soit 10 cm^{-3} .

Les figures (4) et (5) représentent respectivement les plages de variations de la température électronique suivant l'altitude |1|, et le flux moyen de photoélectrons en fonction de l'énergie |2|.

Longueur de Debye - Fréquence de plasma

- Deux grandeurs fondamentales sont définies en physique des plasmas pour caractériser l'aspect collectif du milieu ;

+ la longueur de Debye électronique λ_D (cm) est liée à l'équilibre statistique du milieu (effet écran) donnée par la relation,

$$\lambda_D = \left| \frac{\epsilon_0 k T_e}{n_e e^2} \right|^{1/2} \quad 1,7$$

+ la fréquence angulaire au pulsation de plasma électronique ω_p qui caractérise la dynamique du milieu (réponse oscillante à une brève excitation) donnée par la relation

$$\omega_p = \left| \frac{n e^2}{\epsilon_0 m} \right|^{1/2} \quad 1,8$$

Notons que la pulsation d'un plasma ω_o comprend les pulsations électronique ω_p et ionique Ω_p suivant la relation

$$\omega_o^2 = \omega_p^2 + \Omega_p^2 \quad 1,9$$

A cause du rapport des masses de l'ordre de $2 \cdot 10^3$ on assimile souvent la pulsation de plasma à la pulsation électronique, $\omega_o \simeq \omega_p$. Dans l'ionosphère les variations de ces paramètres sont comprises entre 2 mm et 2 cm pour la longueur de Debye et 1 et 10 MHz pour la fréquence de plasma.

Collisions

- Les types de collisions rencontrés dans l'ionosphère sont excessivement nombreux ; collisions inélastiques avec modification de l'état interne (ionisation, excitation, dissociation, échange de charges...) et les collisions élastiques qui se traduisent par des phénomènes de diffusion. Nous ne présentons ici, que ce dernier type de collisions, à savoir électrons-neutres électrons-ions.

Ces phénomènes sont caractérisés par les fréquences de collision ν_{e-n} et ν_{e-i} qui sont calculées suivant des modèles différents.

+ modèle de diffusion

$$\nu_{en} = \sigma_{en} n_n \bar{v}_e \quad 1,10$$

où σ_{en} est la section efficace de collision élastique qui est fonction de la vitesse des électrons \bar{v}_e [3] [4].

+ modèle de collision coulombienne [4]

$$\nu_{ei} = 2,7 \cdot 10^{-5} \frac{n}{T_e^{3/2}} \quad 1,11$$

La fréquence de collision totale ν_e est donnée par la somme

$$\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei} + \nu_{ie} \quad 1,12$$

Les collisions ions électrons ν_{ie} sont couramment négligées vu le rapport des masses car la fréquence ν_{ie} est reliée à la fréquence ν_{ei} par la relation

$$\nu_{ie} \sim \frac{m}{M} \nu_{ei}$$

La fréquence de collision électron-neutre décroît constamment dans l'ionosphère et présente une valeur de 10 kHz à 150 km d'altitude ; quant à la fréquence de collision électron-ion elle passe par un maximum de l'ordre de 100 Hz vers 400 km d'altitude [5].

Action du champ magnétique terrestre

- Le champ magnétique terrestre modifie les trajectoires des particules ionisées et rend de ce fait le milieu anisotrope. La force magnétique sur une particule chargée de vitesse v est donnée par la relation classique

$$\vec{F}_b = e (\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad 1,14$$

Deux autres grandeurs peuvent être définies pour un type de charge,

+ le rayon de giration ou de larmor

$$\rho = \frac{m}{e} \frac{v}{B} \quad 1,15$$

+ la pulsation gyromagnétique

$$\omega_{be} = \frac{e}{m} B \quad 1,16$$

Il en résulte que les effets du champ terrestre sur les électrons et sur les ions sont totalement différents comme le montre le tableau ci-dessous.

TABLEAU 1 - RAYONS DE GIRATION ET GYROFREQUENCES

DANS L'IONOSPHERE

Altitude h (km)	100	200	500
ρ_e cm	2	3	5
ρ_i cm	$6 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^2$	10^3
f be Hz		$\sim 9 \cdot 10^5$	
f bi Hz		$\sim 7 \cdot 10^2$	

- La permittivité du milieu anisotrope est décrite par un tenseur et les calculs sont plus délicats qu'en l'absence de champ magnétique où la permittivité ϵ est un scalaire. Dans un modèle de plasma dit "plasma froid" où les molécules sont considérées immobiles et les collisions négligées on peut montrer [4]

+ $B = 0$ la permittivité devient nulle pour $\omega = \omega_p$
d'après la relation

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad 1,17$$

+ $B \neq 0$ la permittivité s'annule pour $\omega = \omega_H$ qui est la pulsation de résonance hybride haute donnée par

$$\omega_H^2 = \omega_p^2 + \omega_{be}^2 \quad 1,18$$

Avant de terminer ce paragraphe nous devons préciser certains phénomènes qui apparaissent lorsqu'on teste le plasma in situ par des capteurs embarqués sur satellite ou fusée.

Vitesse relative de l'engin par rapport au plasma

La vitesse des engins dans le plasma est comprise suivant que c'est une fusée ou un satellite, entre 2 et $8 \cdot 10^3 \text{ m.s}^{-1}$. En comparant cette vitesse aux vitesses cinétiques moyennes des électrons $2 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ et des ions $7 \cdot 10^2 \text{ m.s}^{-1}$ l'inégalité ci-dessous est mise en évidence

$$\bar{v}_i \ll V_E \ll \bar{v}_e \quad 1,19$$

Cette vitesse relative introduit des effets de sillage dont on parlera au paragraphe II.5.13. D'autre part les mesures effectuées pendant un temps Δt sont des valeurs intégrées sur un espace de longueur l proportionnelle à la vitesse de l'engin $l = V_E \cdot \Delta t$. Pour effectuer une mesure locale dans une couche donnée, il faut des temps de mesure très brefs $\sim 1 \text{ ms}$.

Intéraction entre le plasma et la structure
de l'engin et capteurs

Dans l'espace tout engin s'entoure d'une gaine de particules chargées et la surface de la structure se porte à un potentiel dit "potentiel flottant". Cette gaine est déformée par l'effet de sillage, et à de très hautes altitudes (3000 km), par des photoélectrons émis par la structure exposée au rayonnement. La présence de la gaine impose nécessairement de disposer les capteurs à une distance de l'ordre de quelques mètres, bien plus grande que la longueur de Debye du milieu. De plus les courants de retour sur la structure, égaux et opposés en signe aux courants collectés par les capteurs, peuvent modifier le potentiel de la structure en provoquant un "recul" de potentiel ΔV . Cet effet est d'autant plus marqué que le rapport de la surface des sondes à la surface conductrice de la structure est grand. GODARD [6] a montré que l'écart de tension de recul peut être de 150 mV. Ce phénomène de masse fuyante perturbe toute mesure par sonde électrostatique. ILLIANO [7] a contourné cette difficulté en prenant comme potentiel de référence le potentiel d'une sonde dite de référence polarisée à courant constant dans le plasma.

I.2. PROBLEMES POSES PAR LA SIMULATION DES PLASMAS EN LABORATOIRE
DANS DE GRANDES ENCEINTES

Les études expérimentales de l'intéraction d'un corps, capteur embarqué, satellite, en mouvement par rapport à un plasma ont été vers les années 1965 à l'origine de la simulation expérimentale du milieu ionosphérique. Elles furent développées aux Etats Unis par SELLEN [8], au Japon par KAVAI [9], et en Russie par AL'PERT [10] sous l'aspect théorique.

En France des études sur la production de faisceaux d'ions intenses pour des applications dans la propulsion électrique démarraient vers la même époque au C.E.A., [11] et à l'ONERA [12], et les expériences acquises facilitèrent les premières simulations du plasma ionosphérique [13] [14].

Ces simulateurs génèrent un jet de plasma de vitesse donnée, dans une enceinte à vide, ou sont placés les instruments à étudier et les capteurs utilisés pour caractériser le plasma. De telles installations posent un certain nombre de problèmes en ce qui concerne les divers éléments : enceinte à vide, groupe de pompage, source à plasma, contrôle du champ magnétique, capteurs utilisés pour caractériser le plasma.

- l'enceinte à vide

Le volume et la géométrie de l'enceinte sont conditionnés par trois aspects principaux :

+ le plasma doit pouvoir être considéré comme infini sans pour cela imposer aux géométries des capteurs un facteur de similitude trop important. Les dimensions sont traduites par l'inégalité suivante :

$$\text{Rayon de l'enceinte} \gg \text{Dimension du capteur} \gg \lambda_D$$

Pour les longueurs de Debye de 1 cm on obtient rapidement un rayon de l'enceinte de 1 m.

+ Les électrons du plasma ne doivent pas être perturbés par les courants collectés par les diverses sondes. Cette condition est d'autant plus sévère que le plasma ionosphérique est peu dense. En utilisant un critère développé par LITTLE [15] qui consiste à dire que la constante de temps τ_d d'épuisement de plasma doit être plus grande que la constante de temps τ_r de retour à l'équilibre maxwellien des électrons dans le milieu, nous sommes conduits à retenir pour une surface collectrice de 100 cm^2 un volume de 3 m^3 .

+ La densité de plasma doit présenter la meilleure homogénéité possible. Dans le cas d'un jet de plasma, la divergence du faisceau donne une veine de plasma dont la section croît avec l'éloignement par rapport à la source. A quelques mètres du générateur le milieu est beaucoup plus homogène qu'à faible distance.

Ces considérations imposent en général une enceinte de plusieurs m^3 .

La qualité de la chambre doit répondre à des critères de bon vide :

- matériaux à faibles taux de dégazage,
- technologie des joints,
- traitement de surface approprié.

L'accès de la chambre pour le montage des capteurs doit être aisé, et elle doit être munie de passages étanches adaptés aux transferts des informations (signaux de faibles courants, H.F., H.T.).

Groupe de pompage

- Il est caractérisé par une grosse capacité de pompage en vide secondaire pour autoriser un flux de gaz q de l'ordre de 10^{-2} Torr.l. s^{-1} correspondant au bon fonctionnement des sources tout en garantissant dans la chambre une pression de quelques 10^{-6} Torr. La vitesse de pompage $S(l.s^{-1})$ donnée par la relation [16]

$$S = q/p \quad 1,20$$

doit être dans ces conditions de l'ordre de 10^4 l. s^{-1} . L'efficacité du groupe est aussi très appréciée, pour absorber tous les flux de dégazage des divers éléments de la chambre (capteurs, câbles, source parois).

- Le "vide" doit être d'excellente qualité, avec des pressions partielles d'hydrocarbures très faibles, de l'ordre de 10^{-10} Torr. En effet les hydrocarbures forment des couches isolantes sur les surfaces ce qui perturbe le fonctionnement de certains capteurs. Cet aspect sera développé au paragraphe II.5.12.

Enfin il doit présenter un fonctionnement sûr et pendant de longues durées. Notons que dans le choix du pompage les critères financiers concernant l'investissement et le fonctionnement doivent être pris en considérations.

L'étude du choix du groupe de pompage et la définition des caractéristiques de la chambre on fait l'objet d'une note technique [17].

La source à Plasma

La fonction principale de la source est :

+ de produire un plasma dont les caractéristiques principales sont analogues à celles rencontrées dans l'ionosphère.

+ de reproduire le mouvement relatif plasma véhicule.

Ces deux conditions sont sensiblement remplies par un type de source développé d'ailleurs à cet effet qui est la source de plasma de synthèse [8]. Ce plasma est obtenu par la neutralisation forcée d'un faisceau d'ions extrait d'une chambre d'ionisation.

Cependant un certain nombre de caractéristiques ne sont pas toujours atteintes par ces sources :

+ l'homogénéité de densité,

+ la présence d'électrons suprathermiques en plus de la population principale,

+ la composition ionique,

+ les faibles densités de la couche D, et les faibles pressions des neutres pour $h > 200$ km.

+ l'homogénéité de densité sur une distance beaucoup plus grande que la longueur de Debye est incompatible avec la structure de faisceau comme nous verrons au paragraphe III.11.

+ la présence d'électrons chauds, isotropes, de quelques dizaines d'électrons-volts d'énergie, et de faible densité, est toujours difficile à obtenir. Nous verrons que l'on peut injecter dans un plasma maxwellien des électrons chauds, cependant ils ne sont pas toujours isotropes et leur énergie est assez proche de ceux de la population principale. Il faut noter que dans ce cas il est délicat de définir la population électronique comme nous le verrons au paragraphe III.14.

+ les populations ioniques des couches E et F ne sont jamais reproduites. Cette simulation présente beaucoup moins d'intérêt que celle de la population électronique, plus mobile et responsable de nombreux phénomènes, mais elle est parfois nécessaire pour l'étude de certains spectromètres de masse embarqués. L'introduction de plusieurs gaz dans une source à plasma permet d'obtenir un milieu à plusieurs populations ioniques, mais le contrôle du pourcentage de ces populations pose des problèmes assez complexes.

+ les densités extrêmes du plasma ionosphérique (10^2 à 10^3 dans la couche D ou à très haute altitude en période nocturne), ne sont pas accessibles par ces sources. Notons que pour ces densités la gyrofréquence électronique f_{be} est supérieure à la fréquence du plasma f_p , cas rarement simulé en plasma de laboratoire.

De plus les pressions des neutres aux limites de l'ionosphère, dans la couche D ($p \sim 10^{-2}$ Torr) et en haut de la couche F ($p \sim 10^{-7}$ Torr), sont incompatibles en général avec le bon fonctionnement des sources à plasma de synthèse.

Enfin la source utilisée doit présenter certaines caractéristiques techniques pour faciliter la simulation de plasma :

- + stabilité de fonctionnement et durée de vie de divers éléments qui conditionnent la reproductibilité de plasma,
- + possibilité de modulation de certains paramètres,
- + mise en oeuvres faciles pour le démarrage, et pour toute intervention.

Contrôle du champ magnétique

Le contrôle consiste dans la majeure partie des installations de physique des plasmas plus denses $n_e \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ et plus chauds $T_e \sim 10\,000^\circ \text{ K}$ à créer un champ magnétique de quelques dizaines de gauss, sur un volume réduit où a lieu l'interaction champ-plasma. Dans le cas de plasma type ionosphérique, le problème est très différent car il faut annuler le champ local pour pouvoir en créer un relativement faible (0 - 1 G) suivant une direction souhaitée, et ceci

dans un volume important comparable à celui de la chambre. Cette opération qui n'appelle pas de calculs très complexes nécessite cependant des précautions quant au choix des matériaux dans l'entourage de la chambre, avec exclusion des pièces magnétiques, et à l'infrastructure locale pour pouvoir réaliser une implantation des bobines les mieux adaptées.

Les capteurs

Le rôle des capteurs est de caractériser le plasma en permanence de façon à fournir à un expérimentateur un milieu connu où il peut effectuer certaines études. Cette condition ne peut être réalisée par un seul et simple affichage des paramètres de la source à plasma. Il est donc nécessaire :

- de choisir les capteurs les mieux adaptés aux mesures à effectuer en tenant compte du domaine de mesure,
- de s'assurer que toutes les hypothèses suivant lesquelles la théorie du capteur est connue, soient bien vérifiées expérimentalement (plasma infini, $v_e = 0$, $B = 0$, homogène...),
- de développer des méthodes de dépouillement simples, pour pouvoir caractériser le plasma rapidement avec une précision relative raisonnable.

En fait ce problème est assez complexe car on est toujours en présence d'un capteur dont on connaît le comportement théorique suivant un modèle de plasma donné, dont il faut interpréter la réponse dans un plasma réel. Ce double aspect a fait d'ailleurs avancer l'étude des sources ou des conditions générales de simulation et réciproquement dans des plasmas mieux contrôlés l'étude des capteurs a été rendue beaucoup plus précise. Nous prendrons deux exemples pour argumenter cette longue démarche :

- quand on a trouvé des méthodes pour s'affranchir des effets de pollution des surfaces des sondes électrostatiques et analyseurs, on a pu définir des températures électroniques faibles (500°K) avec de bonnes précisions ($\pm 5 \%$). De ce fait l'étude des sources à plasma dans le but d'obtenir des faibles températures a pu être favorablement envisagée.

- l'analyse détaillée des réponses de sondes à impédance mutuelle n'a été possible que lorsque les conditions générales de simulation se sont améliorées, (absence de champ magnétique, bonne homogénéité de la densité électronique).

I.3. DESCRIPTION GENERALE DES MOYENS MIS EN OEUVRE

Nous précisons dans ce paragraphe les matériels utilisés pour la simulation et les principales motivations de nos choix.

- la pièce maitresse est la chambre à vide entièrement en acier inoxydable qui a un volume de $5,5 \text{ m}^3$. Le vide y est réalisé par un pompage cryogénique à hélium liquide. Ce choix a été justifié par les grandes capacités de pompage de ces cryopompes et aussi par la qualité du vide obtenu pratiquement exempt d'hydrocarbure [17]. La pression totale limite de l'installation est de 10^{-8} Torr. Ce choix entraînait une consommation d'hélium liquide 2000 l par an, qui pouvait être fournie de deux façons :

+ approvisionnement du fluide cryogénique chez un fournisseur de la région parisienne,

+ achat d'un liquéfacteur d'hélium liquide et d'un système de récupération de gaz.

Nous avons retenu la deuxième solution pour les raisons suivantes :

+ le transport d'hélium liquide pose toujours des problèmes, (délais, pertes...)

+ un calcul fait en 1969 montrait que l'installation complète de liquéfaction pouvait être amortie en cinq ans [18],

+ en assurant la maîtrise d'oeuvre de l'ensemble de la chambre, du groupe de pompage, et du liquéfacteur, l'investissement était sensiblement identique à celui correspondant à une solution classique (chambre et groupe de pompage usuel) sous-traitée à une société de génie du vide [18],

+ la capacité de production d'hélium du liquéfacteur étant supérieure d'un facteur 4 aux besoins immédiats, la possibilité de développer au laboratoire les techniques d'hélium liquide était ouverte.

- la source à plasma qui équipe la chambre est une source à bombardement électronique avec neutralisation d'un faisceau d'ions, appelée source de plasma de synthèse, ou source de type KAUFMAN. Ce choix a été motivé pour trois raisons essentielles, à savoir que ces source permettent ;

+ la production des faisceaux de plasmas nécessaires aux études d'effets de sillage,

+ l'obtention de faibles températures électroniques (300° à 2000° K) indispensables dans la simulation du milieu ionosphérique,

+ la production sans modification importante de divers types de plasma : plasma de diffusion, plasma homogène en présence d'une structure magnétique de confinement.

- Les conditions générales de simulation ont été fondamentalement améliorées par l'adjonction à la chambre de deux dispositifs magnétiques.

Le premier est un ensemble de 7 bobines destinées à compenser le champ magnétique terrestre dans l'enceinte et créer suivant l'axe un champ compris entre 0 et 1 G. La compensation ramène les composantes du champ résiduel suivant l'axe du caisson à des valeurs inférieures à 10 mG.

Le second est un dispositif de confinement magnétique multipolaire composé de 6000 petits aimants permanents (4 x 2 x 1) cm régulièrement espacés, de polarité alternée et disposés contre les parois intérieures de l'enceinte. Avec ce dispositif, les plasmas obtenus ont une densité homogène à 8 % près sur un mètre de distance.

- Pour caractériser les divers paramètres des populations du milieu électrons, (ions et neutres) nous utilisons les capteurs ci-dessous :

+ population électronique

La sonde électrostatique et l'analyseur en énergie. Ces capteurs font des mesures locales du plasma; leur mise en oeuvre et le dépouillement de l'information recueillie sont simples. Cependant il faut prendre des précautions à cause des phénomènes de pollution.

. les sondes radiofréquences dipolaire et quadripolaire. Elles font des mesures intégrées sur un certain volume et s'affranchissent des effets de gaines au contact métal-plasma. L'exploitation des résultats est plus longue que pour les capteurs précédents, cependant l'information obtenue est plus riche.

+ population ionique

. L'analyseur d'énergie à potentiel retardateur

Relativement simple il fait une mesure locale du faisceau suivant une direction avec un angle solide donné.

. Le spectromètre de masse magnétique.

Cet appareil robuste permet d'obtenir les principales caractéristiques ioniques. L'information recueillie est très complète mais plus délicate à exploiter que celle du capteur précédent.

+ population neutre

Jauge à vide Bayard-Alpert et spectromètre de masse quadripolaire. Ces appareils sont couramment utilisés en technique du vide.

Dans ce travail nous ne décrivons pas un équipement d'acquisition et de traitement des données associé à la chambre, qui permet par la saisie rapide des données, la précision des mesures et le pré-traitement en temps réel, d'améliorer les conditions de simulation. Cet ensemble qui comprend un calculateur T 2000, les périphériques conventionnels et une console de visualisation avec photo-copie est décrit par ailleurs | 19 |

II - DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES DES DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

II.1. ENCEINTE ET GROUPE DE POMPAGE

Nous avons dans une communication antérieure présenté les caractéristiques et performances de l'enceinte et du groupe de pompage associé ainsi que de l'installation de production d'hélium liquide |20|.

La figure (6) représente la chambre de simulation. Son volume est de $5,5 \text{ m}^3$. Elle est entièrement en acier inoxydable dont la perméabilité magnétique est de 1,1. A l'intérieur des mécanismes de qualité ultra-vide autorisent le déplacement dans tout le plan horizontal de l'enceinte par combinaison de mouvements de rotation et de déplacement sur 2,5 m de distance |21|.

Pour réduire les taux spécifiques de dégazage des joints et de l'acier, les joints vitons sont utilisés, et les surfaces intérieures ont été après polissage mécanique traitées par projection à sec de billes de verre.

Le groupe de pompage comprend :

- un groupe mécanique classique : une pompe primaire à palettes, un dépresseur Roots, deux pompes turbomoléculaires fonctionnant en parallèle.

- la pompe cryogénique à hélium et azote liquides.

Le dispositif de commande et de contrôle de tout le groupe de pompage a été réalisé entièrement au laboratoire |22|. Il est situé dans l'armoire de contrôle dont la face avant comprend un synoptique lumineux.

Le tableau ci-dessous donne les débits de pompage S_i ($l - s^{-1}$) pour des pressions inférieures à 10^{-3} Torr et pour quelques gaz typiques

TABLEAU 2 : VITESSES DE POMPAGES $S(l - s^{-1})$

Gaz	He	Ar	N ₂	O ₂	H ₂ O
Groupe mécanique seul ($T_1 + T_2 + R + P$)	400	250	275	260	300(2)
Cryopompe	0 (1)	4 600	5 800	5 520	22 000 (2)

(1) Une cryosurface à $4,2^\circ$ K de température ne peut par condensation pomper l'hélium.

(2) vitesses non mesurées, mais calculées à partir des vitesses nominales des pompes et des conductances des canalisations de pompage |16|.

- Les autres vitesses sont déterminées à partir de la mesure expérimentale de la constante de temps du groupe de pompage pour un gaz donné. Par suppression instantanée du flux de fuite dans l'enceinte (Echelon de flux), on peut en enregistrant la pression $p(t)$ déterminer la constante de temps du système qui est reliée à la vitesse de pompage S_i et au volume V_0 du caisson par la relation |16|.

$$S_i = \frac{V_0}{\tau_i} \quad 2,1$$

La pompe cryogénique est le plus fréquemment utilisée à cause de sa capacité de pompage élevée, de la qualité du vide obtenu et de l'absence de bruit ; dans ce cas le groupe mécanique est arrêté et isolé de l'enceinte par deux vannes dès que la cryopompe à l'hélium liquide est amorcée. Dans ces conditions les pressions de simulation dans l'enceinte peuvent varier de 10^{-4} Torr à quelques 10^{-6} Torr, et la pression limite de l'installation

est de l'ordre de 10^{-8} Torr. La consommation moyenne hebdomadaire d'hélium liquide est de 80 litres pour une période entre deux remplissages de 12 heures environ. La consommation d'azote liquide dont l'alimentation est automatique est de 3 l/h, soit 400 l par semaine environ.

Le fonctionnement avec les pompes turbomoléculaires et l'alimentation en azote liquide de la cryopompe peut être envisagé pour des travaux divers ne nécessitant pas de gros débits de pompage, ou pour l'étude de plasma d'hélium.

Dans ce cas la pression limite de l'ensemble est de l'ordre de 10^{-7} Torr, et la seule servitude est l'azote liquide.

La figure (7) représente la courbe de descente en pression dans l'enceinte en fonction du temps. Cette courbe est moins brutale, quand une certaine quantité de matériel (capteurs, câbles), est dans la chambre, mais dans un délai de deux heures après le démarrage à la pression atmosphérique on peut alimenter la source à plasma. Généralement la mise sous vide se fait en fin d'après midi pour bénéficier de la nuit pour le dégazage de l'ensemble.

La qualité du vide dans la chambre peut être estimée par l'analyse du spectre de masse obtenu avec un spectromètre de masse quadripolaire. La figure (8) montre deux spectres obtenus après plusieurs jours de pompage cryogénique pour des pressions de 10^{-8} Torr, vide limite, et 10^{-6} Torr entretenue par une fuite d'argon ; les pressions partielles d'hydrocarbures $C_x H_y$ ($x = 14, 28, 42, \dots$) sont de l'ordre de 10^{-11} Torr l'argon est présent aux masses $40 A^+$, $20 A^{++}$, $13,3 A^{+++}$, $36 A^+_{36}$ et $38 A^+$ 38 isotopes.

Il est certain que la qualité des spectres obtenus est fonction :

- de la bonne marche du groupe de pompage surtout dans la phase de démarrage,
- de la propreté des surfaces intérieures,

- de la nature des composants mis dans l'enceinte, et de leur état de propreté. A cet effet nous sélectionnons les matériaux céramiques, mica, teflon, tungstène, tantale, acier inoxydable, et cuivre, le nettoyage des pièces dans un bac à ultra sons quand c'est possible et à l'alcool est pratiqué.

Pour terminer ce paragraphe nous allons répondre à deux questions que l'on se pose souvent au sujet de l'utilisation des cryopompes :

1) Les couches de condensat solide résultant de la condensation continue de gaz sur les cryosurfaces diminuent-elles la vitesse de pompage ?

2) Après un grand nombre de cycles de pompage et de mise à l'air, les performances de ces pompes se dégradent-elles ?

Nous avons répondu à la première question lors de l'élaboration du projet par un calcul qui montrait que l'absorption par la cryopompe de 0,453 Kg d'argon pendant 80 h de fonctionnement continu à la pression de 10^{-4} Torr dans l'enceinte entraînait une variation de température du condensat de 1/1000 de °K |17|. Pour que l'argon solide soit désorbé par une cryosurface il faut que la température de celle-ci s'élève à près de 25 °K. Le condensat peut donc atteindre de fortes épaisseurs, et nous avons pu constater en fin de semaine une pellicule de "givre" blanc sur les cryosurfaces sans noter une baisse de performance. Cependant les phénomènes transitoires dus à un léger réchauffement de certaines cryosurfaces lors des transferts d'hélium liquide, sont d'autant plus long que le condensat est épais.

A la deuxième question on peut répondre simplement que par principe une cryopompe à condensation s'autorégénère lorsqu'elle revient à température ambiante. Cependant seule l'expérience permet d'affirmer que les performances de la cryopompe ne se dégradent pas. La mesure des vitesses de pompage à deux ans d'intervalle en donnant les mêmes résultats confirme le principe d'autorégénération.

II.2. SOURCE A PLASMA

II.2.1. Généralités

Avant de décrire la source utilisée, nous allons présenter rapidement les divers types de sources que l'on peut rencontrer dans la production des plasmas. Nous les classons en deux catégories :

- sources à plasma de diffusion
- sources à plasma de synthèse

Cette distinction nous semble justifiée par comparaison de deux paramètres fondamentaux ; la vitesse des ions et la température électronique dans les plasmas obtenus. En effet dans les plasmas de diffusion les ions sont sensiblement en équilibre thermique avec les neutres ($T_i \simeq T_n$), la température électronique étant de l'ordre de 10 000° K, alors que les plasmas de synthèse sont froids ($500 < T_e < 3000^\circ\text{K}$) et la vitesse monocinétique \vec{V}_i des ions satisfait en général l'inégalité

$$\bar{v}_i \ll \vec{V}_i \ll \bar{v}_e \quad 2.2$$

II.2.1.1. Sources à plasmas de diffusion

L'ionisation du gaz est obtenue par bombardement électronique. Les électrons émis par une cathode et accélérés par la tension de décharge V_d ionisent le gaz si la tension de décharge est supérieure au seuil de première ionisation du gaz considéré. La figure (9) donne le schéma de principe de ces sources. L'ionisation est maximale dans l'espace cathode anode et le plasma créé diffuse dans l'enceinte. Des électrons de forte énergie (inférieure à $e.V_d$) qui n'ont pas ionisé le gaz, traversent l'anode grillagée et peuvent ioniser le gaz dans l'enceinte, (c'est l'ionisation en volume), ou bien se perdre sur les parois après un certain nombre de chocs sur celles-ci. Ces électrons dits primaires, peu nombreux par rapport aux électrons maxwelliens, sont responsables d'une perturbation de la fonction de distribution des vitesses. Cet effet peut présenter un grand intérêt pour la simulation d'une double population électronique comme on en rencontre dans l'ionosphère. [23] [24]. Ces phénomènes sont contrôlés essentiellement par la pression dans l'enceinte et la tension de

décharge comme l'a montré HENRY [24].

Les caractéristiques principales des plasmas produits sont :

- pression des neutres comprise entre 10^{-2} et 10^{-4} Torr,
- densité de plasma pouvant varier de $5 \cdot 10^7$ à 10^{10} cm^{-3} ,
- ions et neutres sensiblement en équilibre thermodynamique,
- température électronique comprise entre 5000 et 30000°K.

La diffusion ambipolaire favorisée par les pertes sur les parois est responsable d'un fort gradient de densité. Pour pallier à cet handicap les expérimentateurs ont développé vers les années 1970 des dispositifs comportant à un grand nombre de cathodes et anodes réalisant ainsi une enceinte multisources [25][26]. La puissance dissipée dans les cathodes est de l'ordre du kilowatt. Il en résulte une température d'équilibre thermodynamique neutre/ion assez élevée (200°C) qui pose des problèmes technologiques.

Le confinement magnétique multipolaire a amélioré l'homogénéité de densité de ces plasmas depuis les années 1971. Nous décrivons plus en détail ce dispositif au paragraphe II.4.

II.2.1.2. Sources à plasmas de synthèse

Le principe en est le suivant ; un faisceau d'ions extrait d'une chambre d'ionisation est neutralisé en courant et densité par un émetteur d'électrons ; le neutraliseur. L'interaction des ions et des électrons sous faible pression produit un faisceau de plasma dont la vitesse d'ensemble est celle du jet d'ions. La figure (10) donne le principe de ces sources qui sont caractérisées essentiellement par le type de production de plasma dans la chambre d'ionisation. Les dispositifs d'extraction et de neutralisation sont dans leur principe identiques pour toutes les sources.

Nous ne parlerons pas des dispositifs d'ionisation par excitation haute fréquence qui n'ont pas été utilisés dans la simulation des plasma spatiaux. Une importante bibliographie ainsi qu'une mise au point sur ces sources a été faite par BLANC DE GEILHT [27].

Les sources à ionisation par contact ont été développées dans les années 1964, pour la production de faisceaux de plasma [8] [28] [29] [30] [31], l'étude des plasmas dans les machines Q [32] [33], et la propulsion électrique [34]. De part leur principe, (ionisation d'une vapeur métallique par contact avec un matériau réfractaire porté à une température de l'ordre de 1200° C) ces sources délivrent des ions métalliques (césium, lithium, mercure). Les plasmas ainsi obtenus polluent le milieu, et nécessitent de nombreuses précautions pour l'utilisation des sondes électrostatiques [32] [33].

Pour ces raisons, et peut être aussi à cause de la complexité du dispositif de production de vapeurs métalliques ces sources sont de moins en moins employées et ont fait place aux sources à bombardement électronique. Ces dernières souvent appelées de type KAUFMAN du nom de l'inventeur [35], produisent tous types d'ions et même des ions métalliques [11] [12]. Elles sont très utilisées dans la simulation du plasma ionosphérique et la production de jets d'ions ou de plasma [13] [14] [36] [37] [38] [39] [40] [41].

Notons que parmi les sources à bombardement électronique les duoplasmatrons sont assez peu utilisés [42] et sont réservés aux études des faisceaux d'ions ou de physique de la décharge.

Pour terminer ce bref historique sur les sources à plasmas nous présentons dans les deux tableaux suivants des installations typiques avec leurs principales caractéristiques.

Tableau. 3 - Principales caractéristiques
d'installations typiques de plasma de diffusion

Année Auteurs Références	Ions	Densité cm^{-3}	T_e (K)	Pression Torr	Volume m^3	Observations
1966 - Machu. (43)	Air	10^6 à 10^8	500	10^{-1} à 10^{-2}	0,06	Rare installation à produire des faibles températures T_e .
1966 - Felden, (32)	C_s	10^{10} à 10^{12}	6000	10^{-4}	310^{-3}	Ionisation par contact.
1967 - Tominaga, (9) 1973 - Kawai, (23)	A_r	10^6 à 10^7	30000	10^{-4}	9	Deux sources à diffusion
1969 - Ekbote, (25)	A_r, H_e N_z	10^8 à 10^{11}	4000	10^{-1}	0,012	10 filaments
1970 - Hoog, (26)	A_r	10^8 à 10^{10}	1000 à 3000	10^{-3}	0,25	Puissance dissipée 3 kw.
1971 - Limpacher (48)	A_r H_e	10^9 à 10^{12}	10000 à 30000	10^{-3} à 10^{-5}	0,040	Confinement magnétique multipolaire.
1972 - Taylor, (49)	A_r	310^9	5000 à 20 000	210^{-4}	1	120 filaments.
1972 - Wong, (50)	A_r	10^9	12 000	410^{-4}	0,015	Confinement magnétique
1973 - Hirt, (51)	H_e A_r X_e	10^9	10 000 à 20 000	10^{-4}	0,1	Confinement magnétique.
1974 - Henry. (24)	X_e	10^8 10^{10}	10 000 à 30 000	10^{-2} à 10^{-4}	0,01	Une source.

Tableau. 4. - Principales caractéristiques d'installation
typiques de plasma de synthèse

Année auteurs Références	Type d'ioni- sation . C par contact B par bombar- dement	Ions	V _i Km/s	n _e ⁻³ cm ⁻³	T _e K	P Torr	Volume m ³
1964. Hall (28)	C	C _S	10	10 ⁵ à 10 ⁷	2000	≈ 10 ⁻⁶	2
1965. Sellen (8)	C	C _S	15	10 ⁷ à 10 ¹¹	2000	~ 10 ⁻⁶	0,1
1965. Hall (36)	B	A _r , H _e Ne H ₂	10 à 100	10 ⁶	2000	~ 10 ⁻⁶	3
1967. Kasha (29)	C	Lithium	10	10 ¹¹	10000		
1967. Freeston (30)	C	C _S	10	10 ⁶	3000	10 ⁻⁵	
1968. Bernstein (21)	C	C _S	20	10 ⁷ à 10 ⁸	2500	10 ⁻⁴	
1968. Sautter (42)	Duoplas- matron	A _r	15	10 ⁸	10000	510 ⁻⁶	2,5 Caisson B 61 de l'ONERA
1969. Bolzinger (13)	B	H _g	40	10 ⁸	4000		
1969. Marty (38)	B	A _r	20	10 ⁴ à 10 ⁶	10000	210 ⁻⁶	35 m ³ Caisson B 63 ONERA
1969. Agnello (37)	B	A _r	20	10 ⁶ à 10 ⁸	4000	510 ⁻⁵	0,35
1970. Hester (39)	B	A _r	15 à 150	10 ⁶ à 10 ⁸	4000 à 10000	10 ⁻⁵	0,25
1970. Le Vaguerese (40)	B	A _r	10	10 ⁶	1000	210 ⁻⁵	0,2
1974. Oran (41)	B	A _r	5	10 ⁵ à 10 ⁷	500 à 3000	10 ⁻³	0,5
1972 - 1976 présente étude	B	A _r , N ₂ Air	6 à 10	10 ⁴ à 210 ⁶	300 à 3000	710 ⁻⁶	5,5

II.2.2. DESCRIPTION ET CARACTERISTIQUES DE LA SOURCE DE PLASMA DE SYNTHÈSE

Nous allons décrire la source à plasma utilisée et préciser son fonctionnement par une étude de l'influence des divers paramètres sur les caractéristiques des plasmas obtenus. Nous possédons deux sources, toutes deux du type KAUFMAN, dont l'une a été réalisée par l'O.N.E.R.A. [44] en collaboration avec notre laboratoire et l'autre réalisée par nos soins. Cette dernière présente une technologie légère qui lui confère une durée de stabilisation brève, inférieure à 1 heure. Ces deux sources sont représentées sur les figures (11) et (12).

La figure (13) donne le schéma de la source, et les principales caractéristiques des divers éléments. Dans la chambre d'ionisation un diffuseur introduit le gaz à ioniser dont le débit de fuite est compris entre 10^{-3} et 10^{-2} Torr. \cdot s $^{-1}$. La pression y est maintenue à quelques 10^{-4} Torr, par l'orifice de pompage qui est aussi celui de l'extraction des ions. La cathode (1) chauffée émet les électrons qui accélérés par la tension de décharge V_d , ionisent le gaz. Les bobines (5) créent un champ magnétique de confinement qui augmente l'efficacité d'ionisation dans la chambre en augmentant la trajectoire des électrons.

L'ensemble de la chambre d'ionisation est porté au potentiel V_a par rapport à la masse qui est sensiblement la tension d'accélération des ions extraits par la grille (3). Celle-ci est protégée à un potentiel négatif afin de repousser les électrons chauds de la décharge.

A un centimètre environ de la grille se trouve le neutraliseur (4), à chauffage direct ou indirect, qui est relié à la masse.

II.2.2. L'ionisation

La densité maximale de courant d'ions J_M (A. \cdot m $^{-2}$) pouvant être extraite d'un plasma est [45].

$$J_M = n_{ic} \cdot e \left| \frac{kT_{ec}}{M} \right|^{1/2} \quad 2.3$$

n_{ic} et T_{ec} sont la densité ionique et la température électronique du plasma dans la décharge.

Pour un gaz donné les seuls paramètres influents sont la température et la densité.

- La température électronique d'un plasma de décharge est fonction de la pression, de la tension de décharge et du champ magnétique [45]. Pour une variation de pression de 10^{-2} à 10^{-4} Torr, la température est sensiblement multipliée par trois [24]. Ce paramètre n'est pas déterminant dans la relation ci-dessus.

- La densité (n_{ic} ou n_{ec}) est beaucoup plus déterminante dans l'équation 2.3 que la température et même que la masse de l'atome quand on veut changer de gaz afin d'augmenter J_M .

La densité dans la chambre d'ionisation est donnée par la relation générale

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| - D_e \nabla^2 n = \left| \frac{dn}{dt} \right|_S - \left| \frac{dn}{dt} \right|_P \quad 2.4$$

- D_e coefficient de diffusion libre [3]

- $\left| \frac{dn}{dt} \right|_S$ est le terme source et a pour expression

$$\left| \frac{dn}{dt} \right|_S = n_{nc} \langle \sigma_i \cdot \bar{v}_{ec} \rangle \cdot n_{ec} \quad 2.5$$

où σ_i est la section efficace d'ionisation du gaz considéré qui est fonction de l'énergie des électrons.

- $\left| \frac{dn}{dt} \right|_P$ est le terme pertes, donné par l'expression [3]

$$\left| \frac{dn}{dt} \right|_P = a n + b n^2 \quad 2.6$$

où a caractérise les pertes sur les surfaces, et b celles en volume par recombinaison. Ce dernier coefficient est négligé pour les plasmas dont la densité est inférieure à 10^{12} cm^{-3} [3].

Ce système d'équations montre la complexité de la décharge qui est encore accrue en présence d'un champ magnétique. Ne pouvant pas mesurer la densité dans la chambre d'ionisation nous faisons l'hypothèse que cette grandeur est proportionnelle au courant de décharge I_d accessible à la mesure.

Nous allons étudier pour l'argon l'influence des divers paramètres de la décharge,

- tension de décharge V_d
- pression dans la chambre d'ionisation p_c liée à n_{rc} par l'équation 1.1.
- l'émission électronique de la cathode caractérisée par la puissance dissipée $V_f \cdot I_f$
- le champ de confinement proportionnel à I_b sur les grandeurs suivantes
- le courant de décharge I_d qui est proportionnel à n_{ic}
- la densité n de plasma obtenue dans l'enceinte.

Ceci pour des conditions d'extraction et neutralisation identiques, afin de connaître les possibilités de simulation de densité par action seulement sur la décharge.

- Tension de décharge V_d

Les sections efficaces d'ionisations simples et multiples sont fonction de l'énergie des électrons incidents donc de V_d . De nombreuses tables de sections efficaces abondent dans la littérature [3] [46]. La figure (14) illustre le cas de l'argon qui nous intéresse. Dans tous nos essais la tension retenue est de 40 V, afin d'obtenir des ions une fois ionisés.

- La pression p_c

La pression est un paramètre important de la décharge. Elle est conditionnée par un flux de fuite donné par la pression p de simulation dans l'enceinte et la vitesse de pompage S suivant l'expression

$$p_c = p \frac{S}{S_c} \quad 2.7$$

où S_c est la conductance de l'orifice d'extraction. En régime moléculaire cette relation est valable et les pressions sont proportionnelles l'une à l'autre comme le montre la courbe expérimentale de la figure (15). Il y a deux contraintes dans ce diagramme

- l'une à la pression minimale due à la stabilité de la décharge qui n'est plus assurée pour une tension donnée de décharge de 40 V quand la pression dans la chambre d'ionisation est inférieure à $5 \cdot 10^{-4}$ Torr.

- l'autre à la pression maximale de 10^{-4} Torr dans l'enceinte où la densité des neutres devient excessive pour une simulation correcte et augmente la fréquence de collisions ν_e .

La figure (16) montre l'influence de la pression mesurée dans l'enceinte sur le courant de décharge et la densité du plasma obtenu, les autres paramètres de la décharge étant constants. Le maximum de densité de plasma correspond sensiblement au maximum d'efficacité d'ionisation dans la décharge obtenue pour $5 \cdot 10^{-3}$ Torr.

- L'émission électronique $V_F I_F$

Le flux d'électrons incidents croît avec l'émission électronique qui est régi par la loi de RICHARDSON -- DUSHMAN. Si nous considérons que la puissance électrique $V_F I_F$ est dissipée par le filament sous forme de rayonnement, la loi d'émission peut s'écrire

$$I_{ee} = S_F A \left| \frac{V_F I_F}{b \sigma} \right|^{1/2} \exp - \frac{e \phi_s}{k \left| \frac{V_F I_F}{b \sigma} \right|^{1/4}} \quad 2.8$$

où S_F est la surface émissive du filament

A est la pervéance ($A \cdot m^{-2} \cdot K^{-2}$).

b est le facteur d'émission de la cathode

σ est la constante de Stéfán

ϕ_s est le potentiel de sortie de la cathode (4,54 V pour le tungstène)

La densité dans la décharge est une fonction assez complexe de la puissance de chauffage de la cathode, seul paramètre mesurable. Aussi avons nous relevé expérimentalement les variations de courant de décharge et de densité dans l'enceinte en fonction de la puissance électrique dissipée par la cathode. Les courbes sont données par la figure (17) où apparaissent deux contraintes,

- l'une vers le bas à cause de la stabilité de la décharge,

- l'autre vers le haut pour éviter la rupture du filament par échauffement excessif.

Ce paramètre permet de faire varier la densité dans l'enceinte d'un facteur 10 environ. Nous pouvons ajouter qu'un courant de cathode de l'ordre de 13 A crée un champ de confinement d'environ 1 G favorable à la décharge.

- Le champ magnétique de confinement I_b

Le champ magnétique axial de quelques Gauss, augmente la probabilité de chocs ionisants par modification des trajectoires électroniques. La figure (18) montre les performances obtenues par application du champ de confinement. Au dessus d'une valeur de seuil du champ, la décharge se désamorce par "effet magnetron", les électrons ne peuvent plus atteindre l'anode. Nous donnons en annexe (1) dans un modèle très simple le calcul du champ de coupure relié à la tension de décharge et à la géométrie de la chambre.

Par l'efficacité d'ionisation qu'il apporte à la décharge, le confinement magnétique autorise des pressions de travail faibles dans l'enceinte, ce qui est favorable à la simulation des plasmas non collisionnels et permet dans un grand nombre de cas de réduire la puissance de chauffage de la cathode dont la durée de vie en est augmentée. Cependant le champ magnétique peut générer des instabilités dans la décharge qui délivre alors des "paquets de plasma". Il est donc nécessaire d'avoir en permanence dans l'enceinte un capteur capable de donner une information sur la qualité de plasma afin de pouvoir parfaire les réglages de la source dans une zone de fonctionnement stable.

Notons que les bobines magnétiques doivent être alimentées à courant constant à cause des variations de résistance dues à l'élévation de température de la source. Pour une température d'équilibre de 120° C la résistance des bobines est de 18,7 Ω alors qu'à 20°C elle est de 11,7 Ω .

En conclusion, pour obtenir une variation de densité dans l'enceinte de 10^4 à 10^6 cm^{-3} , nous pouvons agir sur les paramètres suivants :

- la pression dans la décharge où la plage de variation reste excessivement faible pour minimiser les effets des collisions ($8.10^{-6} < P < 3.10^{-5}$ Torr).

- l'émission électronique qui malgré les contraintes imposées peut donner une variation de densité d'un facteur 10.

- le champ magnétique de confinement qui seul permet d'accéder aux fortes densités ($\sim 10^6$ cm^{-3}) et dans ce cas il faut veiller à la qualité de plasma. Enfin il autorise des fonctionnements à faible pression dans l'enceinte, de l'ordre de $4 \cdot 10^{-6}$ Torr comme le montre la figure (19).

II.2.2.2. Extraction des ions

L'extraction des ions d'un plasma par un dispositif à grille est limité par la charge d'espace qui prend naissance dans l'espace inter-grille et crée un champ opposé au champ appliqué. Des travaux effectués à l'O.N.E.R.A. sur des sources de type KAUFMAN, à trois grilles d'extraction ont montré que les courants d'ions extraits étaient sérieusement affectés par ce phénomène [45].

La densité J_{ME} du courant extrait est donnée par la loi de CHILD et LANGMUIR.

$$J_{ME} = \frac{4 \epsilon_0}{9} \left| \frac{2e}{M} \right|^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2} \quad 2.9$$

Pour vérifier ce fonctionnement nous avons tracé des courbes expérimentales représentant la densité de plasma dans l'enceinte pour deux plasmas différents en fonction de la tension de grille V_g pour deux grilles différentes de 150 μm et 450 μm de côté ; voir figure (20). La deuxième grille à large maille ne satisfait pas la condition ci-dessus, et la décroissance de la densité est très importante avec la tension de grille. Seule la grille à pas fin de 150 μm est utilisée.

Nous avons fait figurer sur ces courbes un potentiel limite V_{gl} qui démarque deux types de plasmas ; "plasma maxwellien", et plasma maxwellien avec présence d'électrons chauds. Pour comprendre ce phénomène il suffit d'analyser le diagramme des potentiels dans la source, représenté sur la figure (21) où nous faisons apparaître le neutralisateur qui est à la masse. Quand le potentiel absolu de la grille est supérieur à V_{gl} , les électrons chauds de la décharge ne peuvent sortir de la chambre d'ionisation ; le plasma dans l'enceinte est alors maxwellien car les électrons sont issus du neutraliseur. Dans le cas contraire certains électrons issus de la décharge sont présents dans l'enceinte.

En poursuivant l'analyse de ce diagramme, nous constatons que les ions extraits ont une énergie de l'ordre de la tension d'anode V_a . Nous l'avons vérifié expérimentalement à l'aide d'un analyseur électrostatique à potentiel retardateur qui sera décrit au paragraphe II.5.5. La figure (22) montre une courbe de réponse de l'analyseur pour une tension d'anode de 20 V, et sa dérivée qui représente la dispersion en énergie des ions. L'énergie moyenne des ions \bar{V}_a qui correspond au maximum de la dérivée est supérieure de quelques volts à la tension d'anode ; ceci est dû aux perturbations apportées par le potentiel de chauffage du neutralisateur, et à la variation du potentiel plasma de la décharge. Ce dernier phénomène est principalement responsable de la dispersion des ions qui est sensiblement constante quand la tension V_a varie comme nous le verrons au paragraphe III.1.5.

La vitesse des ions et leur dispersion en vitesse sont données par les relations classiques,

$$\frac{1}{2} M V_i^2 = e \bar{V}_a \quad 2.11$$

$$\frac{d V_i}{V_i} = \frac{1}{2} \frac{d \bar{V}_a}{\bar{V}_a} \quad 2.12$$

Pour une tension d'accélération \bar{V}_a de 20 V la vitesse des ions argon est de 10^4 m.s⁻¹. Dans ces conditions l'inégalité (1.19) est sensiblement respectée par le faisceau de plasma et le mouvement relatif plasma véhicule est simulé.

On peut obtenir des vitesses plus faibles de l'ordre de $8 \cdot 10^3$ m.s⁻¹, mais comme la dispersion est sensiblement constante la qualité du faisceau est fortement dégradée. L'obtention possible de vitesses plus élevées ne présente guère d'intérêt pour nos travaux.

En résumé, le dispositif d'extraction est utilisé seulement pour le contrôle de la vitesse des ions ;

- la tension de grille V_g doit être suffisamment négative pour avoir un plasma maxwellien

- l'énergie des ions est légèrement supérieure à la tension d'anode V_a et leur dispersion est sensiblement constante.

Pour avoir des informations plus précises sur les ions (nature, nombre de charges, énergie moyenne dispersion) il est nécessaire de coupler aux mesures de l'analyseur électrostatique, celles obtenues par un spectromètre de masse dont nous parlerons au paragraphe II.5.6.

II.2.2.3. Neutralisation du faisceau d'ions

Historique : La neutralisation forcée d'un faisceau d'ions consiste à injecter dans ce dernier des électrons de façon à obtenir ;

- l'égalité des charges de signes opposés en tous points du faisceau qui supprime les effets de charge d'espace,

- l'égalité des courants d'ions extraits et d'électrons injectés.

Les études théoriques et expérimentales de la neutralisation forcée ont été entreprises vers 1960 avec le développement des applications spatiales, notamment dans la propulsion ionique où le champ de charge du faisceau limitait la poussée des propulseurs. Avec les premiers plasmas de synthèse ces problèmes ont été à nouveau abordés aux Etats Unis [28], en France, au C.E.A. [13] [14] et à l'O.N.E.R.A. [38] [40].

L'étude des mécanismes de neutralisation conduit à distinguer deux cas :

- le premier, qui ne présente pas d'intérêt pour nos applications, considère les jets hypersoniques où la vitesse ionique est supérieure à la vitesse thermique des électrons [14]

- le second où la vitesse ionique est petite devant la vitesse thermique électronique [28] [14] [40]. C'est évidemment ce cas qui nous préoccupe et nous allons présenter les conclusions des travaux antérieurs en précisant les résultats obtenus avec notre source.

Neutralisation par un filament

L'immersion d'un filament émissif dans le jet d'ions au voisinage de la source réalise la neutralisation. La position du neutraliseur n'est pas critique ; il faut cependant qu'il soit centré par rapport au faisceau, et à une distance de la grille de 1 cm environ. L'extrémité qui est relié au pôle moins de l'alimentation de chauffage doit être mise à la masse.

Par disparition de la charge d'espace, le plasma de synthèse obtenu est stable [13], cependant il persiste une divergence dans le faisceau de l'ordre de 10 à 15°, fonction du dispositif d'extraction.

Il y a auto-neutralisation tant que l'émission électronique du neutraliseur est suffisante pour qu'une gaine de plasma puisse exister autour du neutraliseur. La chute de potentiel dans la gaine est de l'ordre de 0,1 V. Cette gaine fixe le potentiel plasma du faisceau au potentiel le plus bas du neutraliseur, qui est la masse dans notre cas. Si on polarise le neutraliseur à $\pm \Delta V$ le potentiel plasma dans l'enceinte subit les mêmes variations.

Les résultats expérimentaux sont les suivants :

- les électrons du plasma sont maxwelliens
- la température électronique peut être plus faible que celle du filament
- la température électronique peut être contrôlée d'un facteur 8 à 10.

La maxwellianisation des électrons est liée à deux phénomènes :

. Les électrons issus du neutraliseur sont sensiblement maxwelliens et sont peu perturbés par la gaine.

. Les chocs électrons-ions, électrons-électrons importants au niveau du neutraliseur ont un effet de thermalisation.

En effet, à ce niveau, à cause de la faible section du faisceau, et de la forte densité de l'ordre de 10^9 cm^{-3} , la fréquence de collision ν_{ei} calculée par la formule 1-11. est de l'ordre de 1 MHz. Le temps moyen de 1 μs entre deux collisions est plus faible que la durée de vie des électrons dans la chambre qui est de 100 μs environ. Ce résultats est présenté au paragraphe III.12.

La température électronique de 300° K réalisable est bien plus faible que celle du filament, environ $2\ 200^\circ \text{ K}$.

Il y a donc refroidissement des électrons que l'on peut expliquer ainsi. Le neutraliseur étant à la masse, si le potentiel plasma est légèrement positif les électrons les plus chauds peuvent franchir la gaine formée sur les parois du caisson et se perdre sur celles-ci. L'injection d'électrons par auto-neutralisation maintient l'équilibre des charges et seuls les électrons froids sont confinés dans le plasma par le champ électrique.

Le réglage de la température est obtenu par action sur la puissance de chauffage du neutraliseur.

En effet, quand on diminue le chauffage, le potentiel plasma augmente et seuls les électrons de forte énergie sont perdus sur les parois. Les électrons confinés dans le plasma voient leur énergie croître. La limite de ce processus est la condition d'autoneutralisation qui impose une puissance de chauffage minimale afin que l'émission électronique reste compatible avec la densité du jet d'ions extrait. Cette limite fixe la température maximale du plasma vers 3000° K. La figure (23) qui montre les courbes de courants électroniques développées en coordonnées semi-logarithmiques ($\log. I_e - f(V)$) d'une sonde électrostatique illustre ces résultats.

Nous avons fait varier le potentiel global de la source, (points négatifs de V_N , et de V_A et point positif de V_g , voir figure 13) par rapport à la masse du caisson d'une quantité ΔV positive de quelques volts. Nous avons constaté effectivement une augmentation de température, mais celle-ci n'est pas stable et décroît constamment dans le temps. La constante de temps est de l'ordre de 30 mm ; par contre lors de l'annulation de la tension ΔV le retour au plasma initial est quasiment instantané. Dans ce processus le caisson se comporte comme une grande sonde et les gaines et courants de retour évoluent en permanence. Cette méthode qui n'assure pas une température électronique stable dans le temps a été abandonnée, et seule la méthode ci-dessus décrite (variation de la puissance du neutraliseur) est retenue.

Neutralisation par une cathode à oxydes, à chauffage indirect

Dans ce cas, le neutraliseur est un petit parallélépipède (45 x 5 x 1) mm en nickel recouvert d'oxydes de baryum, chauffé par un fil de tungstène placé à l'intérieur et isolé à la magnésie. Le neutraliseur est équipotentiel et est relié à la masse. La température d'équilibre peut varier entre 750 et 1300° K. Les résultats expérimentaux sont les suivants :

- les électrons sont maxwelliens
- la température électronique est de l'ordre de 700° K
- la puissance de chauffage n'a aucune influence sur la température, bien qu'elle fasse évoluer le potentiel plasma.

Le tableau ci-dessous montre quelques résultats expérimentaux.

TABEAU 5 - Influence de la puissance du neutraliseur à chauffage indirect sur V_p et T_e .

$P = V_N I_N$ (W)	20	33,8	52,6
T_e °K	810	820	800
V_p (V)	+ 1,5	+ 1,1	+ 0,7

Nous n'utilisons pas ces cathodes à oxydes pour deux raisons :

- le réglage de la température électronique n'est pas possible.
- la durée de vie de la cathode à oxydes est plus faible que celle des filaments. En effet, après chaque ouverture du caisson, la cathode à oxydes doit être "réformée". Cette opération consiste à la dégazer pendant quelques minutes à une température supérieure à la température de fonctionnement, et le vieillissement en est accéléré.

En résumé, le neutraliseur à filament est seul utilisé.

La température électronique du plasma peut être fixée entre 300° K et 3000° K par action sur la puissance de chauffage du neutraliseur.

Cette opération reste tout de même assez délicate car on doit tenir compte :

- du vieillissement du filament et de son inertie thermique,
- des conditions générales de fonctionnement de la source, (pression, tension de grille)
- de la densité du plasma, afin de respecter la condition d'auto-neutralisation.

II.2.2.4. Caractéristiques technologiques

Nous précisons dans ce paragraphe les principales caractéristiques de la source, à savoir, caractéristiques thermiques, stabilité, fiabilité, reproductibilité, modulation.

Caractéristiques thermiques

Les puissances dissipées dans la source sont de l'ordre de 150 W dans la cathode et la décharge et de 100 W dans le neutraliseur. Cette énergie est dissipée en partie par rayonnement et conduction par les supports, les pertes par convection étant négligeables aux pressions inférieures à 10^{-4} Torr. Dans ces conditions, la température du corps de source s'élève et atteint en régime permanent de 160° C environ.

La figure (24) représente la variation de la température T , mesurée par rapport à la température de la pièce (20° C) avec un thermocouple cuivre/constantan de $44,4 \mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$ de sensibilité, correspondant à un échelon de puissance P donnée pour la source de l'ONERA. La fonction de transfert $H(p)$ d'un tel système est donnée par la relation ci-dessous, où les éléments K , τ_1 et τ_2 ont été déterminés par la méthode graphique proposée par STREJC [52] ,

$$H(p) = L(p) \left(\frac{T}{P} \right) = \frac{K \exp - \tau_1 p}{1 + \tau_2 p} \quad 2.13$$

$L(p)$ Transformée de Laplace de $\left(\frac{T}{P}\right)$

avec $K = 1,36^\circ \text{ C. W}^{-1}$

$\tau_1 = 210 \text{ s} = 3,5 \text{ mn}$ retard pur

$\tau_2 = 7320 \text{ s} \approx 2 \text{ heures}$ constante de temps

Pendant la période transitoire de montée en température, il se produit sur les éléments de la source, un phénomène de dégazage qui est responsable de l'évolution des principaux paramètres de la décharge, courant de décharge et répartition des potentiels et des gaines dans la chambre d'ionisation. La durée de cette période transitoire est fonction de "l'histoire" de la source.

En effet, quand elle fonctionne pendant plusieurs jours de suite, avec maintien du vide pendant les périodes de nuit, la durée des dégazages et de la phase de stabilisation décroît et peut atteindre une demi-heure.

Stabilité

Après la période transitoire et pour des valeurs des paramètres de source maintenues constantes, les caractéristiques du plasma dérivent légèrement dans le temps. L'importance de ces variations est fondamentale pour la majeure partie des travaux où les caractéristiques doivent être constantes pendant plusieurs minutes, durée moyenne d'un groupe de mesures.

Pendant une durée de deux heures, nous avons enregistré, toutes les minutes, la fréquence d'oscillation d'un capteur radio-fréquence décrit au paragraphe II.53 Nous avons pu déterminer à partir des 120 mesures :

- la fréquence maximale 2 415 kHz
- la fréquence minimale 2 346 kHz
- la fréquence moyenne 2 371, 46 kHz
- l'écart type en fréquence 16,52 kHz

Sur deux heures de fonctionnement après stabilisation de la source, les variations autour des valeurs moyennes sont de :

- ± 0,7 % pour la fréquence plasma
- ± 1,4 % pour la densité de plasma

La pression est le paramètre le plus déterminant dans la stabilité du plasma ; en effet si on observe la courbe de la figure (16) on constate que la variation Δn_e liée à une variation Δp de pression peut être importante. Pour une pression dans la chambre de $9 \cdot 10^{-6}$ Torr, une variation $\Delta p/p$ de 5 % entraîne une variation $\Delta n_e/n_e$ de l'ordre de 15 % ; par contre au maximum de la courbe $n_e = f(p)$, la stabilité est bien meilleure.

Les autres paramètres V_d , V_F , I_F ; I_b délivrés par des alimentations stabilisées en courant ou en tension ont peu d'influence sur la stabilité à condition que la source soit à l'équilibre thermique.

La température électronique reste constante après les réglages de puissance du neutraliseur. Notons que la mesure de la température nécessite un capteur dont la durée moyenne de pollution soit bien supérieure à celle de l'essai. Cet aspect sera précisé au paragraphe II.5.

Fiabilité

La fréquence d'intervention sur une source pour en changer les éléments sensibles, à savoir les filaments émissifs et la grille, est un facteur intéressant à connaître. Il est évident que cette fréquence qui est l'inverse de la durée de vie de l'élément considéré est une valeur moyenne estimée sur un grand nombre d'interventions. Nous estimons la durée de vie moyenne des éléments fragiles à 250 heures.

Reproductibilité

La reproduction du plasma est une condition essentielle dans les problèmes de simulation. Bien que délicate, cette opération est réalisable. Il faut afficher aux paramètres de la source les mêmes valeurs que celles qui ont produit le plasma que l'on veut recréer. Cependant, pour les réglages de filament, il faut tenir compte de leur vieillissement. En effet, le vieillissement d'un filament se traduit par une augmentation de sa résistance, et la puissance absorbée, pour obtenir la même émission électronique, est différente. Ce phénomène présente des variations très lentes dans le temps et on peut les considérer comme négligeables sur quelques heures de fonctionnement.

La méthode à suivre est liée à la connaissance des principes physiques décrits plus haut et à l'expérience acquise.

Modulation

La modulation de la source par un signal périodique est parfois nécessaire pour imposer une variation temporelle donnée à un paramètre du plasma, en particulier la densité. De toutes les grandeurs pouvant faire varier la densité du plasma dans l'enceinte, c'est le champ magnétique de confinement qui est le plus fréquemment retenu. En effet, les variations du courant dans les bobines magnétiques permettent d'obtenir :

- une grande variation de densité pendant un temps de quelques minutes, bref, devant les constantes de temps thermiques de la source - voir courbe de la figure (18).
- une faible variation de densité autour d'un point de fonctionnement en considérant le système comme linéaire dans ce cas, la puissance de modulation est faible devant la puissance moyenne correspondant au point de fonctionnement.

Les figures (25) et (26) montrent respectivement le schéma de montage utilisé pour une modulation de faible variation du courant I_b , et la courbe de réponse ($\frac{I_b}{V}$) obtenue en fonction

de la fréquence. Notons que dans ce montage, il y a découplage absolu entre le circuit de commande et les circuits d'alimentation de la source. La self des bobines limite la fréquence à près de 1 kHz où la modulation du courant I_b est de l'ordre de $\pm 1,3 \%$ et celle de la densité sensiblement identique.

Nous pouvons donc produire deux types de modulations.

- une modulation lentement variable (quelques 10^{-2} Hz) et de forte amplitude (une décade de variation) peut être utilisée pour simuler la variation de densité rencontrée par une fusée lors de son vol balistique de quelques minutes dans une couche de l'ionosphère.

- une modulation rapidement variable (quelques 10^2 Hz) de faible amplitude ($\pm 10 \%$ de variation) peut être utilisée pour :

- . étudier en basse fréquence le comportement d'un capteur,
 - a) Mesure du temps de réponse d'un analyseur d'ions électrostatique réalisé par BERTHELIER [53]. La modulation dans ce cas précis est alors appliquée sur la tension d'accélération des ions.
 - b) Etude de l'asservissement d'un dispositif de mesure automatique du potentiel plasma réalisé par MICHAU [54].
 - c) Etude actuellement en cours des sondes radiofréquences destinées à être embarquées sur le satellite ARCAD 3.
- . mesurer la durée de vie des électrons dans la plasma.
Ces mesures seront précisées au paragraphe III.12.

II.3. DISPOSITIFS D'ANNULATION DU CHAMP MAGNETIQUE TERRESTRE
ET DE PRODUCTION D'UN CHAMP UNIFORME SUIVANT L'AXE DE L'ENCEINTE.

L'annulation du champ magnétique terrestre dans un plasma de faibles densité et température présente un grand intérêt pour diverses raisons :

- le champ magnétique rend le plasma anisotrope. Ceci est d'autant plus néfaste dans le caisson que le vecteur B_0 est quelconque par rapport à l'axe de l'enceinte.

- dans le champ terrestre local de 0,35 G, le rayon de giration des électrons de 1000° K de température vaut 3,18 cm, et la gyrofréquence électronique est égale à 980 KHz.

- enfin, les théories des capteurs sont très bien connues en l'absence de champ magnétique, et parfois élaborées en sa présence lorsque le champ est uniforme et connu.

Nous avons donc conçu un dispositif de bobines magnétiques pour atteindre les deux objectifs :

- annuler le champ magnétique terrestre dans l'enceinte;
- produire un champ uniforme suivant l'axe du caisson, d'intensité comprise entre 0 et 1 G.

Ce travail a été fait en collaboration avec MICHAU |55|. Les sondes à effet Hall utilisées ont été développées au laboratoire par KARCZEWSKI |94|.

Les mesures des composantes du champ magnétique terrestre dans l'enceinte nous ont permis de déterminer une configuration du laboratoire pour laquelle les gradients du champ étaient les plus faibles possibles, et de définir les bobines nécessaires pour annuler le champ résultant. En tenant compte de l'infrastructure du laboratoire, nous avons retenu un système de quatre bobines carrées compensatrices dont deux montées en Helmholtz.

Le tableau ci-dessous donne les tensions et intensités nécessaires pour la compensation.

TABLEAU 6 - Tensions et intensités dans les bobines de compensation du champ magnétique terrestre.

2 bobines (4,74 x 4,74) m montées en série	13,7 A	27 V
Bobine (3 x 3) m	2,7 A	6 V
Bobine (2,4 x 2,4) m	1 A	3,5 V

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (27).

Suivant l'axe du caisson, les composantes du champ magnétique restent inférieures à 10 milligauss sur une longueur de 2 m. Dans ces conditions, le rayon de giration des électrons de 1000° K de température est supérieur à 1,12 m et est comparable au diamètre de l'enceinte. A une distance de 50 cm de l'axe les composantes sont de l'ordre de 60 milligauss. Efficace au centre, la compensation a peu atténué les gradients initiaux dûs aux poutres et masses magnétiques du groupe de pompage.

L'annulation du champ magnétique terrestre améliore la symétrie du jet de plasma et présente un grand intérêt pour l'étude de divers capteurs, en particulier les sondes radiofréquences dipolaire et quadripolaire, étudiées au laboratoire.

La figure (28) montre les réponses dans un même plasma d'une sonde quadripolaire en présence et en l'absence du champ terrestre. La courbe pointillée ($B_0 = 0,35 \text{ G}$) est inexploitable, alors que la courbe pleine ($B_0 \approx 0$) permet d'obtenir, après

traitement, la température électronique.

Le champ magnétique uniforme suivant l'axe du caisson est produit par trois bobines carrées, dont deux sont montées en Helmholtz. La figure (29) donne une vue d'ensemble des bobines autour du caisson.

La valeur du champ B_y en Gauss suivant l'axe est contrôlée par les valeurs des courants I_1 (A) et I_2 (A) dans les bobines suivant les relations :

$$B_y = \frac{I_1}{23,4} \quad \text{Bobines séries (a = 2,900 m)} \quad 2.14$$

$$B_y = \frac{I_2}{4,79} \quad \text{Bobine unique (a = 1,085 m)} \quad 2.15$$

a étant la longueur du côté de la bobine

Pour produire un champ de 1 G. qui est la valeur maximale admise en régime permanent, la puissance nécessaire est de 373 W.

Le champ axial B_y produit au centre du caisson est constant sur une distance de 1,4 m dans la zone habituelle de travail (zone des hublots) Dans une section perpendiculaire à l'axe, cette composante augmente de 2 % quand on s'éloigne de 15 cm de l'axe.

II 4. STRUCTURE MAGNETIQUE MULTIPOLAIRE DE CONFINEMENT

II 4.1. Introduction

L'obtention de plasmas homogènes en densité sur des dimensions plus grandes que la longueur de Debye a toujours préoccupé les expérimentateurs en physique des plasmas et en particulier ceux qui font des études de propagations d'ondes.

Des sources à plasma de diffusion à filaments multiples ont été développées dans ce but avant que n'apparaisse le confinement magnétique multipolaire. Développé pour les plasmas de fusion, ce dernier type de confinement a été rapidement appliqué à la production de plasmas uniformes dans un grand volume [48] [50] [51] [56].

Le principe est le suivant, une barrière magnétique à fort gradient réfléchit par effet miroir les électrons du plasma, et augmente de ce fait leur durée de vie dans la machine. La répartition des vitesses des électrons tend alors vers une maxwellienne, et les paramètres du plasma sont uniformes sur un grand volume; le gradient de densité est localisé à la lisière de la barrière magnétique. Les résultats obtenus pour des plasmas de 10^8 à 10^{11} cm^{-3} de densité et de 1 à 3 eV de température électroniques sont remarquables [48] [56].

Comme nous le verrons au paragraphe III.1., la source précédemment décrite reproduit dans l'enceinte et localement un plasma sensiblement identique à celui rencontré dans l'ionosphère. Cependant, un gradient important de densité présente un gros handicap pour les études des sondes radiofréquences dipolaire et quadripolaire ou de propagations d'ondes.

Nous avons donc adopté une structure magnétique dans l'enceinte pour obtenir avec la source KAUFMAN un plasma uniforme de type ionosphérique sur un grand volume. Nous allons décrire les critères qui ont orienté le choix des matériaux et la géométrie de la structure. Nous en donnerons ensuite les caractéristiques principales.

II. 4.2. Réflexion des électrons d'un plasma par une
barrière magnétique. Effet miroir.

Les études expérimentale [31] et théorique [57] ont montré que la pénétration des électrons à travers une barrière de champ magnétique transverse n'est possible que si la gyrofréquence électronique f_{be} est plus faible que la fréquence de plasma f_p . Ceci est vrai pour les conditions généralement remplies exprimées par l'inégalité ci-dessous :

$$\rho_e \ll L \ll \rho_i \quad 2.16$$

L. longueur caractéristique de la barrière.

Les expériences ont montré de plus que lorsqu'il y a réflexion des électrons ($f_{be} > f_p$) le plasma est stable.

Notons que la condition sur les fréquences peut être formulée autrement en faisant intervenir la température électronique dans la longueur de Debye. Elle s'écrit alors :

$$\rho_e < \lambda_D \quad 2.17$$

Pour un plasma de longueur de Debye de 2 mm ($n = 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 500^\circ \text{ K}$) il faut, pour respecter l'inégalité ci-dessus un champ magnétique transverse de l'ordre de 5 G. et une barrière d'épaisseur L sensiblement égale à 2 cm.

L'étude du mouvement des électrons dans un champ magnétique rapidement variable dans l'espace montre qu'il existe un cône de perte des électrons, dont le demi-angle au sommet θ_0 est donné par la relation [3]

$$\sin \theta_0 = \left| \frac{B_{\min}}{B_{\max}} \right|^{1/2} \quad 2.18$$

Les électrons dont les vecteurs vitesse initiales sont compris à l'intérieur du cône traversent la barrière. Pour des électrons dont la fonction de distribution est maxwellienne, la probabilité P de passage de la barrière est donnée par l'expression suivante :

$$P = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\theta_0} \sin\theta \, d\theta \quad 2.19$$

qui s'écrit en tenant compte de la relation (2.18) :

$$P = 1 - \left(1 - \left|\frac{B_{\min}}{B_{\max}}\right|\right)^{1/2} \quad 2.20$$

Si l'on prend une probabilité de passage de $\frac{1}{100}$, la valeur du rapport $\frac{B_{\min}}{B_{\max}}$ vaut alors $\frac{1}{50}$.

En considérant un champ minimal B_{\min} de l'ordre de 1 G pour lequel le rayon de giration pour un électron de 1000° K est de l'ordre de 1 cm, le champ maximal B_{\max} doit être de 50 G.

Pour satisfaire à la condition (2.20) l'épaisseur de la barrière doit être de l'ordre de 10 cm.

Ces critères et des considérations techniques nous conduisent à définir les principales caractéristiques de la structure magnétique :

- champ magnétique maximal près de la structure supérieur à 50 G,
- largeur de la barrière de l'ordre de 10 cm afin de réaliser l'effet miroir et de ne pas perturber le champ magnétique au centre du caisson,
- les matériaux retenus doivent avoir une perméabilité magnétique voisine de 1, ceci pour pouvoir compenser le champ terrestre dans la chambre avec les bobines extérieures,
- les performances en vide doivent être peu affectées,
- montage et démontage aisé de toute la structure.

II.4.3. Choix des aimants et de la structure

Seuls les aimants permanents permettent de répondre avec facilité aux conditions ci-dessus. Un essai sans résultat a été tenté avec des courants anti-parallèles de l'ordre de 100 A. Le seul avantage de cette solution eut été la souplesse de réglage du champ et son annulation éventuelle, pour supprimer tout confinement. Cependant, les puissances nécessaires étaient importantes (10 k W avec des intensités de 300 à 400 A), les difficultés techniques de montage identiques, et le coût d'investissement bien supérieur, (cuivre et alimentation spéciale).

Les aimants retenus sont des aimants permanents du commerce à ferrites de baryum ($B_a F_e 12 O_{19}$) de (4 x 2 x 1) cm de dimensions. Leurs caractéristiques sont les suivantes :

- induction magnétique maximale 3700 gauss
- champ coercitif 3000 oersteds
- perméabilité magnétique relative 1,1

Les figures (30) et (31) représentent respectivement la structure latérale montée à l'intérieur et celle montée sur le fond mobile. L'ensemble comprend près de 6000 aimants. Ils sont logés dans des profilés en acier inoxydable espacés de 2,5 cm pour former des barres magnétiques de polarités données.

Les polarités sont alternées sur toute la structure. Ainsi les zones de champ nul sont des lignes parallèles aux profilés au lieu d'être des points comme dans certaines structures |56| .

La figure (32) donne la variation de la composante B_z quand on s'éloigne de la structure, cette courbe permet de caractériser la longueur de la barrière ou portée des aimants. Ces mesures ont été faites avec une sonde à effet Hall couplée à un appareil dont l'étendue de mesure couvrait 0,1 à 10^4 gauss par commutation.

Les figures (33) et (34) représentent respectivement les variations des composantes du champ résiduel dans l'enceinte suivant l'axe du caisson et suivant une coupe transversale quand on compense le champ magnétique terrestre en présence de la structure aimantée. Ces courbes sont à comparer à celles représentées sur la figure (25), en l'absence de structure. On constate que la compensation du champ terrestre est peu affectée au centre du caisson par la présence des aimants. Par contre, lorsqu'on s'éloigne du centre, l'influence des aimants devient importante comme le montre la figure (34). Ce gradient de champ dû à l'infrastructure locale et à la présence des aimants impose de travailler avec des capteurs de rayon maximal de l'ordre de 20 cm. De plus, pour les expériences en présence de champ axial B_y , ce dernier doit avoir des valeurs élevées (0,6 à 0,8 G) afin que son orientation soit peu affectée par les composantes B_x et B_z .

La présence des aimants dans l'enceinte n'altère pas la qualité du vide. Les pressions partielles de gaz susceptibles de polluer l'enceinte restent très faibles (10^{-9} à 10^{-10} Torr) au vide limite.

Cependant, la surface de dégazage étant sensiblement augmentée, la durée de pompage est majorée de deux à trois heures environ. Les vitesses de pompage sont légèrement affectées par les barres aimantées situées au-dessus des pompes. Pour l'argon une vitesse de 4400 l/s a été mesurée. Sans la structure, celle-ci est de 4600 l/s.

Enfin, le montage ou le démontage du dispositif nécessite une journée de travail. Cette durée est raisonnable devant la fréquence de ces opérations qui est de l'ordre de deux par an.

II.5. CAPTEURS ET MONTAGES UTILISES POUR LA QUALIFICATION DES PLASMAS

Nous précisons dans ce paragraphe les principaux capteurs utilisés pour définir les caractéristiques des diverses populations du milieu, électrons, ions, neutres.

Nous décrivons ces capteurs, les montages utilisés et les méthodes appliquées pour déterminer les principaux paramètres du plasma.

II.5.1. La sonde électrostatique

II.5.1.1. Rappels théoriques

La théorie de la sonde électrostatique est connue depuis fort longtemps avec les travaux de LANGMUIR. Cependant, pour l'exploitation et l'interprétation de l'information recueillie par ce capteur, on trouve jusqu'à ces dernières années de nombreux articles dans la littérature [6], [58].

La figure (35) représente la caractéristique courant tension $I(V)$ recueillie par une sonde plane immobile dans un plasma en l'absence d'un champ magnétique. La dimension de la sonde est plus grande que la longueur de Debye $L > \lambda_D$. La référence des potentiels de mesure est la masse du bâti contenant le plasma qui est d'ailleurs la référence de la source. Sauf indication contraire, dans tout ce qui suit, la référence sera toujours la masse du caisson. On peut distinguer sur la courbe $I(V)$ trois zones A, B, C.

. Les zones A et C sont respectivement les zones de saturation ionique et électronique, et ces courbes fonction seulement de la géométrie de la sonde permettent de déterminer la densité de plasma, ceci par diverses méthodes applicables à des géométries données : plane, cylindrique, sphérique [6]. Dans ces zones, la sonde est entourée d'une gaine ionique ou électronique.

. Dans la zone B intermédiaire, le courant recueilli est fonction de la distribution en énergie des électrons et ions, sous la condition généralement satisfaite, que la sonde soit convexe. Le courant collecté I est la somme des courants électronique I_e et ionique I_i qui sont de signes opposés.

$$I = I_e - I_i \quad 2.21$$

Dans cette zone, on peut définir le potentiel flottant V_f , la fonction de distribution en énergie des électrons $F(E)$, la température électronique T_e pour un plasma maxwellien, le potentiel plasma V_p , et la densité électronique n_e .

- V_f . Au potentiel flottant, le courant de sonde est nul. C'est le potentiel auquel se porte tout corps isolé plongé dans un plasma. Il est négatif par rapport au potentiel V_p à cause de la grande mobilité des électrons par rapport à celle des ions.

- $F(E)$. La fonction de distribution en énergie des électrons est reliée au courant électronique I_e par la relation ci-dessous 59 :

$$F(E) = \frac{1}{S} \left(\frac{8 m}{e^3} \right)^{1/2} V_S^{1/2} \frac{d^2 I_e}{dV_S^2} \quad 2.22$$

où S est la surface de la sonde, et V_S le potentiel de la sonde référencé par rapport au potentiel plasma $V_S = V - V_p$. Cette relation est valable pour toute les formes de géométrie de sonde quand la distribution est isotrope, par contre, elle n'est valable que pour une sonde sphérique quand le milieu est anisotrope. Les dérivations successives de $I_e(V)$ peuvent être faites par des méthodes directes analogiques, celle de la détection synchrone étant la plus employée, ou par des méthodes indirectes numériques dans lesquelles un élément de courbe est assimilé à un polynôme au sens des moindres carrés [24].

T_e . Pour un plasma maxwellien, le courant électronique I_e suit la loi de variation exponentielle donnée ci-dessous :

$$I_e = I_p \exp. \frac{eV_S}{k T_e} \quad 2,23$$

où I_p est la valeur du courant électronique au potentiel plasma V_p , V_S est la tension négative, référencée par rapport à V_p , et T_e est la température électronique.

La dérivée logarithmique du courant I_e permet d'obtenir la température électronique. La formule pratique pour une variation d'une décade du courant I_e est :

$$T_e = 5040 \Delta V \quad 2.24$$

où ΔV en volt correspond à la variation d'une décade de I_e . (voir figure (35)).

La difficulté expérimentale vient de la bonne interprétation du courant I_e surtout pour des faibles valeurs. Ces aspects motive souvent l'emploi d'un analyseur électrostatique d'électrons.

- V_p . Le potentiel plasma est caractérisé sur la courbe $I(V)$ par un point d'inflexion. A cette valeur du potentiel, la gaine autour du capteur disparaît. Ce potentiel peut être mis en évidence de diverses façons :

- par le développement en coordonnées semi-logarithmiques du courant I_e en fonction de la tension V . (voir figure (35)).

- par dérivations successives du courant I_e où l'on peut définir le potentiel V_p par le maximum de : $\frac{dI_e}{dV}$ ou la valeur nulle de

$$\frac{d^2 I_e}{dV_e^2} \quad - \text{ (voir figure (35)).}$$

- par détection et asservissement du potentiel plasma à l'aide d'une sonde en utilisant les propriétés du point d'inflexion. Un tel dispositif a été réalisé au laboratoire par MICHAU [54].

Remarquons que le potentiel plasma est une valeur relative. En effet, au potentiel trouvé référencé par rapport à la masse, il faut retrancher le potentiel de surface de sonde qui n'est jamais connue au moment même de la mesure. On suppose souvent ce potentiel de surface peu évolutif dans le temps, ce qui nécessite de prendre de nombreuses précautions comme nous le verrons plus loin dans ce même paragraphe.

- I_p . Le courant électronique I_p correspondant au potentiel V_p , est donné par la relation :

$$I_p = \frac{1}{4} n_e e S \left(\frac{8 k T_e}{\pi m} \right)^{1/2} \quad 2,25$$

S est la surface de la sonde et n_e la densité électronique. Cette formule permet de calculer la densité connaissant par ailleurs T_e , et la valeur expérimentale du courant I_p . La détermination expérimentale de I_p est assez délicate : certains auteurs prennent la valeur sur la courbe $I(V)$, point A sur la figure (35), d'autres le point B, d'intersection des asymptotes du tracé de $\log I_e = f(V_S)$.

GOODALL et SMITH [60] ont fait une étude sur les méthodes de détermination de la densité électronique en utilisant la caractéristique $I(V)$ autour du potentiel plasma, et trouvent un facteur 4,3 entre les extrapolations extrêmes.

Dans nos applications, nous prenons couramment la valeur de I_p sur la courbe (point A) et estimons que la densité est donnée par défaut. En effet, des mesures comparatives avec des sondes électrodynamiques ont montré que les densités trouvées par ces sondes étaient comprises entre les deux densités déterminées aux points A et B obtenus à partir d'une sonde électrostatique.

En conclusion, la sonde électrostatique qui fait une mesure locale du plasma permet d'en définir par des méthodes simples les principaux paramètres, T_e , V_p , n_e . De plus, la mise en oeuvre par des mesures de potentiel et de courant est assez facile.

Cependant, deux caractéristiques fondamentales des plasmas étudiés :

- faibles températures électroniques (300 à 3000° K soit 0,03 à 0,3 eV d'énergie).
- faisceau d'ions de vitesse V_i respectant l'inégalité

$$\bar{v}_i < V_i < \bar{v}_e$$

nous ont conduit à prendre un certain nombre de précautions quant à l'utilisation des sondes et au dépouillement des caractéristiques. Nous allons développer ces points, et discuter également des phénomènes de pollution de surface et effets de sillage.

II.5.1.2. Effets de surface

Une condition fondamentale dans la théorie des sondes est que le potentiel de surface soit uniforme et stable. Cette condition est primordiale pour la mesure de faibles températures électroniques, cas qui nous préoccupe.

En effet, si la surface présente des variations locales de potentiel de quelques dizaines de mV, les courants collectés par les divers éléments de surface pour un même potentiel V appliqué sont différents. Ce phénomène fait apparaître un élargissement de la caractéristique $I(V)$ surtout dans la zone B, et se traduit par une augmentation de la valeur de la température T_e . De plus, comme le potentiel de surface est fonction d'une interaction complexe de la couche de gaz absorbés par la surface et les particules chargées, collectées, ces phénomènes ne sont pas linéaires, et varient avec l'amplitude et la fréquence de balayage de la tension V .

La caractéristique présente alors un effet d'hystérésis. HIRAO et OYAMA [61] ont étudié ces effets en proposant un circuit électrique équivalent à la couche de gaz absorbés. Ils ont montré que l'hystérésis disparaissait pour une fréquence de balayage de quelques Hertz et que la température définie dans ces conditions était identique à celle obtenue par la même sonde nettoyée par bombardement électronique, quelle que soit la fréquence de balayage entre $\frac{3}{1000}$ Hz et 5 Hz.

Notons que ces effets d'hystérésis sont d'autant plus marqués que la qualité du vide est mauvaise comme l'a montré GONFALONE [62]. Cet aspect a été déterminant dans le choix du pompage cryogénique à hélium liquide.

L'obtention d'un potentiel de surface uniforme nécessite soit une surface cristalline bien connue, soit une surface composée par un matériau amorphe.

Les matériaux cristallins ne peuvent être employés pour deux raisons :

- une sonde à géométrie de révolution ne peut être construite par un cristal orienté,
- le potentiel de surface constant après nettoyage par bombardement électronique sous bon vide, varie rapidement dans le temps comme l'a montré BUJOR [63].

En 2 mn, sous vide de 10^{-8} Torr, un cristal de tungstène voit son potentiel de surface varier de 170 mV.

Par contre, les matériaux amorphes avec ou sans dépôt en phase gazeuse ont donné d'excellents résultats.

- graphite aggloméré, poli optiquement et nettoyé par chauffage, utilisé par GODARD dans un tir de fusée en Norvège [6].
- carbone vitreux obtenu par dégradation thermique de polymères organiques, qui présente des variations de potentiel inférieures à 10 mV. Ce matériau a été utilisé au GRI par

BERTHELIER et ILLIANO [64] et a donné d'excellents résultats.

BUJOR [63] a montré par une méthode comparative des variations de potentiel de surface, en un point d'un cristal de tungstène et de carbone vitreux que les variations du potentiel subies en présence d'oxygène par le carbone sont 20 fois plus faible que celles du tungstène.

- graphite aggloméré nettoyé par agent solvant et ultrasons, recouvert ensuite de graphite colloïdal utilisé par ILLIANO pour des études du comportement d'une sonde sphérique avec sillage dans un faisceau de plasma [65].

Si l'on connaît maintenant des matériaux et des traitements en phase gazeuse qui donne des surfaces avec de faibles variations de potentiel, il n'empêche qu'à la longue, les performances de ces capteurs se dégradent, à cause des cycles périodiques qu'ils subissent. (pression atmosphérique, vide, plasma, vide, pression atmosphérique,...).

Pour pallier à ces effets, nous utilisons diverses techniques.

- nettoyage par bombardement électronique du capteur et dans certains cas graphite recouvert d'aquadag (graphite colloïdal). Les résultats sont excellents. Le temps de recontamination dans le caisson est de l'ordre de quelques jours.

- nettoyage du capteur à l'alcool, et nouveau dépôt d'aquadag. Ceci est pratiqué lors du montage d'une nouvelle expérience. Le temps de recontamination est aussi de l'ordre de quelques jours.

- chauffage permanent du capteur à une température de 150° C. Les résultats obtenus avec une sonde en carbone vitreux ont été mentionnés dans une communication antérieure et seront précisés au paragraphe III.1.3. [66].

II.5.1.3. Effet de sillage

Les phénomènes engendrés par des sondes mobiles dans un plasma ou par des sondes immobiles dans un jet ont été étudiés de façon théorique et expérimentale sur des ondes cylindriques [67], sphériques [68], [6], [65].

Ces études ont montré que le courant électronique collecté est modifié par l'effet de sillage qui se traduit par une nouvelle répartition des potentiels autour de la sonde [6]. ILLIANO et STOREY [65] ont montré que ces modifications faisaient apparaître dans le cas d'une sonde sphérique une élévation systématique de la température électronique de 15 à 20 %. Leur conclusion est que dans un faisceau de plasma où l'inégalité suivante :

$$\bar{v}_i < \vec{V}_i < \bar{v}_e \quad 2,26$$

est respectée, la température électronique doit être déterminée à partir de la courbe $I(V)$ obtenue par l'élément de surface (calotte) qui est face au faisceau.

Enfin, dans un faisceau de plasma où les ions ont une vitesse d'ensemble V_i , le courant d'ions collectés est donné par la relation suivante :

$$I_+ = n.e. S_M \cdot V_i \quad 2,27$$

où S_M est la surface du maître couple présentée au faisceau par la sonde.

Cette relation est applicable tant que l'inégalité ci-dessus est respectée et que l'énergie des électrons est faible, ce qui est couramment notre cas.

II.5.1.4. Sondes utilisées - montages

Nous utilisons une sonde sphérique de 3 cm de diamètre en graphite aggloméré, qui comprend une calotte sphérique isolée du reste de la sphère. L'angle solide qui limite la calotte à un angle total de 60° .

C'est une sonde identique à celle utilisée par ILLIANO dans ses études [65]. Avant toute utilisation, nous recouvrons la surface d'aquadag afin de rendre le potentiel de surface uniforme à moins de 10 mV près.

La figure (36) représente le montage le plus usuel pour obtenir la caractéristique $I(V)$. Le courant est recueilli sur la calotte, le reste de la sphère polarisée au même potentiel joue le rôle d'anneau de garde. Les amplificateurs M 9 et M 7 dont les gammes de mesures sont respectivement 10^{-10} - 510^{-8} A et 10^{-8} - 510^{-6} A, permettent la mesure des courants dans toutes nos applications. Ils présentent une bande passante à - 3 dB de 1,5 kHz ; l'impédance d'entrée est de l'ordre de 1 k Ω .

La figure (36) représente les caractéristiques $I(V)$ de la calotte et de la sphère totale dans un plasma en jet de vitesse ionique V_i de $11,4 \text{ km.s}^{-1}$, soit 27 V d'énergie. Les paramètres suivants peuvent alors être déterminés :

- la température électronique à partir de la réponse $I(V)$ de la calotte - $T_e = 1900 \pm 80^\circ \text{ K}$.

- le potentiel plasma $V_p = 950 \text{ mV}$

- la densité ionique, d'après le courant de saturation de la calotte dans la zone A de $I(V)$, $n_i = 5,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

- les densités électroniques, d'après les courants I_p au potentiel plasma, déterminés aux points A, $n_e = 5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et B, $n_e = 7,7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

Notons qu'une sonde électrodynamique donne dans le même plasma une densité n_e de $5,8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$.

- le rapport des courants de saturation ionique est sensiblement égal au rapport des aires des maîtres couples soit 4.

En effet,

$$S_M \text{ calotte} = \pi \left(\frac{1,5}{2} \right)^2 = 1,77 \text{ cm}^2$$

$$S_M \text{ Sphère} = \pi (1,5)^2 = 7,06 \text{ cm}^2$$

$$S \text{ totale sphère} = 4\pi (1,5)^2 = 28,27 \text{ cm}^2$$

II.5.2. L'analyseur électrostatique

Dans la zone exponentielle de la caractéristique $I(V)$ d'une sonde, la contribution des ions en, fonction du potentiel retardateur, rend difficile la restitution du courant électronique. Ceci est d'autant plus délicat dans les plasmas où les ions sont thermiques et où les électrons ont 0,5 eV (5 000 à 20 000°K). Comme on sait par ailleurs que la fonction de distribution des électrons en énergie est reliée au courant électronique par la relation (2.22) l'intérêt de collecter seulement ce courant est évident.

Par une sélection de charge suivie d'une sélection en énergie, l'analyseur électrostatique répond à ce problème et est souvent utilisé pour connaître la fonction de distribution des électrons, et dans le cas où celle-ci est maxwellienne la température électronique [24] [33]. Dans ce but nous avons construit un analyseur ce travail a été réalisé par LEBRETON lors de son stage de D.E.A. au laboratoire [69]. La figure (37) représente les schémas de principe des deux possibilités de montage pour effectuer la double sélection. D'après une étude de SCHIRMAN [70] le montage (a) donne de meilleurs résultats, et c'est celui que nous utilisons.

Dans la conception de ce capteur représenté sur la figure (37), il a été tenu compte de deux aspects fondamentaux .

- la dimension des trous des grilles qui doit satisfaire l'inégalité, $a < \lambda_D$ où a est le diamètre du trou ($\frac{2}{10}$ mm pour la grille utilisée)

- les effets de pollution de surface déjà signalés, qui sont neutralisés par le chauffage permanent de l'analyseur à 200°C.

A la température d'équilibre du capteur, la qualité des isolants se dégrade et le courant de fuite est de l'ordre de 10^{-10} A pour une tension V_1 de 10 V. nécessaire pour la sélection des charges sur le collecteur. Les courants mesurés étant de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-8} A, le rapport du courant mesuré au courant de fuite est à la limite de validité pour obtenir une bonne mesure. Afin d'améliorer ce rapport

nous avons monté un anneau de garde près du collecteur porté au même potentiel V_1 et dans ce cas le courant de fuite est inférieur à 10^{-11} A. Nous estimons à $5 \cdot 10^{-11}$ A la sensibilité maximale de l'analyseur équipé de l'amplificateur M 9.

La réponse de l'analyseur $I(V)$ donne directement le courant électronique et peut être traitée par les méthodes déjà décrites pour la sonde électrostatique ;

- développement en coordonnées semi-logarithmiques de $I_e(V)$ pour obtenir la température électronique,

- dérivations successives ($I'_e(V), I''_e(V)$) pour obtenir l'allure de la fonction de distribution en énergie des électrons.

II.5.3. Dispositif radiofréquence de mesure automatique de la fréquence de plasma

Ce capteur conçu par RENARD [71] est constitué par deux antennes reliées à un amplificateur monté en contre-réaction avec contrôle automatique de gain, voir figure (38).

Plongé dans un plasma ce dispositif présente une oscillation entretenue à la fréquence

$$f_R = f_P \frac{1}{2} \quad 2.28$$

si les conditions ci-dessous sont respectées :

- d distance des antennes supérieure au diamètre ϕ de l'isolant d'antenne.

- liaison capacitive des antennes pour éviter un potentiel continu (V_f) sur les fils.

- milieu de densité homogène.

- champ magnétique nul ou relativement faible.

Conçu pour être embarqué afin de mesurer la densité du plasma ionosphérique ainsi que ses fluctuations temporelles, il a été testé en caisson notamment celui du laboratoire après divers essais dans la chambre de l'O.N.E.R.A. à Palaiseau.

Ce capteur excessivement simple perturbe peu le milieu, car il n'a pas d'antenne d'émission et peut donc rester en permanence sous tension dans la majeure partie des cas. L'information recueillie est :

- la fréquence lue sur un fréquencemètre informe instantanément sur les fréquence et densité de plasma. L'enregistrement de celle-ci sous forme analogique ou digitale permet de suivre l'évolution temporelle de la densité,

- la forme d'onde visualisée sur l'oscilloscope indique qualitativement la qualité du plasma, (bruit basse fréquence superposé au signal, et émission de la source de façon continue ou discontinue)

Dans ce dernier cas le signal de fréquence f_R est fortement modulé par un signal basse fréquence qui caractérise l'instabilité dans la source.

Ce capteur est très utilisé pour définir dans la chambre par action sur la source la fréquence de plasma choisie et voir par la suite sa stabilité.

II.5.4. Sonde à impédance mutuelle ou sonde quadripolaire

Le principe de cette sonde imaginé par STOREY [72] consiste à mesurer l'impédance $Z(\omega)$ mutuelle ou de transfert entre deux paires d'électrodes, deux émettrices et deux réceptrices, plongées dans un plasma ; voir figure (39). Pour une géométrie donnée les variations d'impédance en fonction de la fréquence sont fonction des caractéristiques du milieu - principalement densité et température [73] [74] [75].

De par son principe et sa géométrie la mesure n'est pas locale mais intégrée sur un volume correspondant à la dimension du système, et n'est pas affectée par les phénomènes de contacts électrode/plasma. Ce dernier aspect et la richesse des informations obtenues ont motivé de nombreuses études sur ce capteur dans le laboratoire.

La valeur de l'impédance mutuelle normalisée par rapport au vide est obtenue par le rapport de l'impédance Z dans le plasma sur celle Z_0 dans le vide cette expression $\frac{Z}{Z_0}(\omega)$ a été calculée pour divers modèles de plasmas. Dans tous les cas, le courant d'excitation $I(\omega)$ est considéré constant dans le vide comme dans le plasma, ce qui suppose donc que l'impédance de source est toujours bien plus élevée que l'impédance présentée par le plasma aux diverses fréquences, condition que l'on s'efforce de satisfaire dans les montages expérimentaux. Dans un modèle "plasma froid" sans collision et pour une géométrie donnée, (électrodes aux coins d'un carré de côté d) l'impédance mutuelle normalisée a pour expression :

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad 2.29$$

La fréquence de résonance de l'impédance permet la détermination de la densité de plasma. A la résonance l'amplitude théoriquement infinie a toujours une valeur finie à cause des collisions non nulles entre les particules. Dans ce cas, l'équation ci-dessus devient au voisinage de la résonance seulement

$$\frac{Z}{Z_0} = \frac{1}{1 - \frac{f_p^2}{f(f - j\nu_e)}} \quad 2.30$$

ν_e fréquence de collision totale donnée par la relation 1.12 et f fréquence d'excitation.

Dans un modèle "plasma chaud" où l'agitation thermique des électrons n'est plus négligeable, le calcul est plus complexe. Il a été développé par ROOY et al. [75], et CHASSERIAUX et al. [76] en ont donné des abaques pour une géométrie donnée afin de déterminer la température électronique à partir des fréquences caractéristiques, f_p résonance, f_{A1} et f_{A2} anti-résonances, présentes dans la courbe $\frac{Z}{Z_0}$ voir figure (40). Notons que la théorie "plasma chaud" est nécessaire pour déterminer la température électronique.

Un champ magnétique statique entraîne une difficulté supplémentaire. Certains auteurs (CHASSERIAUX [76], STOREY [73]) ont traité le problème dans des cas bien précis. Il apparaît dans la courbe $\frac{Z}{Z_0} = f(\omega)$ les particularités suivantes, voir figure (41) ;

- une anti-résonance à la gyrofréquence $f = f_{be}$ et des anti-résonances pour les premiers harmoniques,
- une résonance à la fréquence hybride haute f_H donnée par la relation 1,18,
- une anti-résonance à la fréquence f_A .

On voit apparaître l'intérêt du contrôle du champ magnétique que nous avons développé en particulier pour l'étude de ce capteur.

La sonde utilisée a été réalisée par RENARD et DEBRIE [74]. Le schéma de montage est représenté sur la figure (39).

Le module de $|Z|$ est obtenu à l'aide de l'analyseur de spectre. L'enregistrement des modules en décibels des impédances dans le plasma et dans le vide pour une même excitation en fonction de la fréquence, permet d'obtenir rapidement par différence le module de l'impédance mutuelle normalisée $\left| \frac{Z}{Z_0} \right|$ (dB).

Ce capteur est souvent utilisé pour déterminer la densité et caractériser l'homogénéité du milieu. Dans ce cas l'utilisation et le dépouillement sont simples, en particulier en l'absence de champ magnétique.

II.5.5. Analyseur d'ions à potentiel retardateur

La figure (42) donne le schéma de ce capteur dont le principe est le suivant. La grille G_1 portée à un potentiel positif V_{G1} forme une barrière de potentiel qui interdit l'accès au collecteur C des ions d'énergie eV plus faibles que eV_{G1} ($eV < eV_{G1}$).

Sur la même figure (42) nous avons porté la variation du courant collecté en C pour les variations du potentiel V_{G1} appliqué à la première grille. La grille G_2 polarisée négativement interdit aux électrons secondaires, émis par le collecteur sous l'impact des ions d'être collectés par la grille G_1 positive et de perturber le courant collecté. Dans les analyseurs embarqués la grille G_2 repousse aussi les photo-électrons du milieu. L'ensemble du boîtier doit être porté au potentiel plasma. En fait comme ce dernier est toujours voisin de la masse, nous portons le corps de l'analyseur à la masse qui est aussi la référence de la source.

La dérivée dI/dV_{G1} du courant collecté permet de déterminer ;

- l'énergie moyenne des ions par la position du maximum. La vitesse ionique peut être calculée à l'aide de la relation 2.11.

- la dispersion en énergie en prenant la largeur de la courbe à 1/10 de l'amplitude maximale. La dispersion en vitesse peut être calculé par la relation 2.12. Les relations indiquées ci-dessus ne peuvent être utilisées que dans un plasma à une espèce ionique ce qui est fréquemment le cas dans nos études. Les vitesses déterminées sont celles dont les vecteurs sont compris dans le cône géométrique de collection du courant. L'analyseur utilisé possède un cône de collection de l'ordre de 40° . Nous avons réduit cet angle à 8° par l'adjonction à l'avant de l'analyseur d'un tube de 5 mm de diamètre intérieur et de 20 mm de longueur. Ce dispositif a été seulement utilisé pour les analyses et résultats présentés au paragraphe III.2.4.. Nous avons aussi utilisé un analyseur construit par BERTHELIER lorsque ce capteur a été étudié en caisson |53|.

II.5.6. Spectromètre de masse à prismes magnétiques

Quand on veut identifier la nature des ions dans un plasma à plusieurs espèces, voir le degré d'ionisation dans un milieu à une seule espèce, il faut utiliser un spectromètre de masse.

Les spectromètres de masse comprennent trois parties fondamentales ;

- une optique d'introduction des ions à analyser,
- le dispositif de sélection des masses,
- la détection du courant correspondant aux ions sélectionnés.

Notons que pour l'analyse d'un milieu neutre il est nécessaire d'ajouter devant l'optique une source d'ionisation. Ces types de spectromètres largement commercialisés sont employés couramment en technique du vide [77].

Les divers analyseurs de masse peuvent se classer suivant le principe du dispositif de sélection en deux grandes catégories ;

- sélection par déflexion magnétique, (électro-aimant ou aimant permanent). Les ions sont séparés suivant leur quantité de mouvement et leur charge $\frac{M}{Ze}$, Z étant le nombre de charge
- sélection par un champ électrique,
- + continu, séparation par temps de vol,
- + haute fréquence, résonance cyclotronique
- + continu plus haute fréquence, monopole et quadrupole.

Les ions sont séparés suivant le rapport $\frac{M}{Ze}$.

II.5.5. Analyseur d'ions à potentiel retardateur

La figure (42) donne le schéma de ce capteur dont le principe est le suivant. La grille G_1 portée à un potentiel positif V_{G1} forme une barrière de potentiel qui interdit l'accès au collecteur C des ions d'énergie eV plus faibles que eV_{G1} ($eV < eV_{G1}$).

Sur la même figure (42) nous avons porté la variation du courant collecté en C pour les variations du potentiel V_{G1} appliqué à la première grille. La grille G_2 polarisée négativement interdit aux électrons secondaires, émis par le collecteur sous l'impact des ions d'être collectés par la grille G_1 positive et de perturber le courant collecté. Dans les analyseurs embarqués la grille G_2 repousse aussi les photo-électrons du milieu. L'ensemble du boîtier doit être porté au potentiel plasma. En fait comme ce dernier est toujours voisin de la masse, nous portons le corps de l'analyseur à la masse qui est aussi la référence de la source.

La dérivée dI/dV_{G1} du courant collecté permet de déterminer ;

- l'énergie moyenne des ions par la position du maximum. La vitesse ionique peut être calculée à l'aide de la relation 2.11.

- la dispersion en énergie en prenant la largeur de la courbe à 1/10 de l'amplitude maximale. La dispersion en vitesse peut être calculé par la relation 2.12. Les relations indiquées ci-dessus ne peuvent être utilisées que dans un plasma à une espèce ionique ce qui est fréquemment le cas dans nos études. Les vitesses déterminées sont celles dont les vecteurs sont compris dans le cône géométrique de collection du courant. L'analyseur utilisé possède un cône de collection de l'ordre de 40° . Nous avons réduit cet angle à 8° par l'adjonction à l'avant de l'analyseur d'un tube de 5 mm de diamètre intérieur et de 20 mm de longueur. Ce dispositif a été seulement utilisé pour les analyses et résultats présentés au paragraphe III.2.4.. Nous avons aussi utilisé un analyseur construit par BERTHELIER lorsque ce capteur a été étudié en caisson |53|.

II.5.6. Spectromètre de masse à prismes magnétiques

Quand on veut identifier la nature des ions dans un plasma à plusieurs espèces, voir le degré d'ionisation dans un milieu à une seule espèce, il faut utiliser un spectromètre de masse.

Les spectromètres de masse comprennent trois parties fondamentales ;

- une optique d'introduction des ions à analyser,
- le dispositif de sélection des masses,
- la détection du courant correspondant aux ions sélectionnés.

Notons que pour l'analyse d'un milieu neutre il est nécessaire d'ajouter devant l'optique une source d'ionisation. Ces types de spectromètres largement commercialisés sont employés couramment en technique du vide [77].

Les divers analyseurs de masse peuvent se classer suivant le principe du dispositif de sélection en deux grandes catégories ;

- sélection par déflexion magnétique, (électro-aimant ou aimant permanent). Les ions sont séparés suivant leur quantité de mouvement et leur charge $\frac{M V}{Ze}$, Z étant le nombre de charge
- sélection par un champ électrique,
- + continu, séparation par temps de vol,
- + haute fréquence, résonance cyclotronique
- + continu plus haute fréquence, monopole et quadrupole.

Les ions sont séparés suivant le rapport $\frac{M}{Ze}$.

Le comportement d'un spectromètre est d'autant meilleur que la pression dans le dispositif est faible, ceci pour deux raisons ;

- les probabilités de réactions parasites dans le corps de l'analyseur décroissent fortement lorsque décroît la pression des neutres

- les détecteurs classiques cage de Faraday fonctionnent à une pression inférieure à 10^{-4} Torr, les multiplicateurs d'électrons, ou structure continue multiplicatrice "channeltron", nécessitent des pressions inférieures à 10^{-5} Torr.

Cette condition impose pour les études des plasmas à forte pression (supérieure à 10^{-4} Torr), un pompage différentiel et en avant de l'optique un extracteur d'ions, qui entraîne dans bien des cas des difficultés supplémentaires [78] [79]. Les plasmas étudiés étant à faible pression (inférieure à 10^{-5} Torr) les dispositifs ci-dessus ne se justifient pas.

Nous utilisons pour nos analyses un spectromètre de masse à prisme magnétique réalisé par THOMAS [78]. Conçu pour être embarqué sur fusée afin d'effectuer des prélèvements et d'analyser les ions positifs et négatifs dans la région D de l'ionosphère, il a été très utilisé en laboratoire pour l'étude des plasmas à haute pression flammes et soufflerie [80] [81]. Nous l'avons adapté facilement à notre problème en enlevant simplement l'extracteur.

La figure (43) représente le schéma du dispositif équipé de ses alimentations et détection. La figure (44) montre le spectromètre et son implantation sur le fond mobile du caisson.

La condition de détection de la masse M , si V est la tension d'accélération de l'ion une fois chargé est

$$M.V = \frac{e}{2} B^2 R^2 = \text{cte} \quad 2.31$$

B : champ dans l'entrefer des aimants,

R : rayon de courbure.

Les caractéristiques principales de l'appareil ont été mesurées par THOMAS, et nous les résumons dans le tableau ci-dessous.

TABLEAU 7 : CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE
DE MASSE MAGNETIQUE

Gamme de masses	12 à 85
Pouvoir séparateur $\frac{M}{\Delta M}$ mesuré à 10 % de l'amplitude de pic	160 à la masse 18 80 à la masse 84
champ magnétique dans l'entrefer	\approx 6 000 gauss
Rayon de giration R	2 cm

Ce type de spectromètre permet de connaître ;

- la nature des ions,
- l'énergie initiale de l'ion considéré,
- la dispersion en énergie de l'ion analysé.

En effet la constante du spectromètre ($6\,500 \pm 3\%$), connue après un étalonnage avec une source d'ions, permet la détermination de la masse correspondant à un pic donné repéré par la tension V. Si l'énergie moyenne initiale de l'ion est \bar{V}_a , la tension d'accélération est diminuée de la même quantité et la relation 2,31 devient

$$MV = M \left| V_1 + \bar{V}_a \right| = 6\,500 \quad 2.32$$

avec V_1 tension de détection du pic de l'ion qui a \bar{V}_a d'énergie initiale.

Enfin la forme du pic n'est autre que la dérivée de la courbe $I(V_{G1})$ de la figure (42) obtenue par l'analyseur électrostatique, et représente donc la dispersion en énergie. Celle-ci est définie par la largeur du pic à 10 % de sa hauteur.

La possibilité d'obtenir lors de la même mesure ces trois caractéristiques importantes sur les ions, nous a conduit à utiliser cet appareil. Certains expérimentateurs utilisent des quadripôles et le font précéder d'un analyseur en énergie [79].

II.5.7. Jauge à ionisation Bayard-Alpert

L'ionisation d'un gaz pour une émission électronique donnée est proportionnelle à la densité des neutres, comme le montre la relation 2,5. La sensibilité est liée à la section efficace d'ionisation du gaz considéré correspondant à l'énergie des électrons. La tension d'accélération des électrons fréquemment utilisée est de 150 V.

La jauge utilisée présente une gamme de mesure de 10^{-3} à 10^{-9} Torr couverte par six calibres commutables. L'échelle de mesure est linéaire. Les jauges sont très souvent étalonnées pour l'argon ou l'airsec avec une tension d'accélération de 150 V. Pour un gaz autre il faut appliquer la relation ci-dessous qui tient compte de la section efficace d'ionisation ;

$$p_{\text{vrai}} = p_{\text{lue}} \cdot \alpha_i \quad 2.33$$

Les valeurs du coefficient α_i sont données par le tableau ci-dessous :

TABLEAU 8 : COEFFICIENTS DE CORRECTION
POUR QUELQUES GAZ

gaz	Air (sec)	Ar.	H _e	N _e	H ₂	N ₂
α_i	≈ 1	≈ 1	0,14	0,22	0,28	0,67

En présence de divers gaz l'indication de la jauge est la somme des diverses pressions partielles p_i ;

$$P = \sum_i \alpha_i p_i \quad 2.34$$

Dans l'enceinte où la fuite de gaz entretient une pression constante, cent fois supérieure à la pression limite, l'information recueillie par la jauge est représentative de la concentration n_n des neutres dans la chambre. La densité est donnée par la relation 1,1.

II.5.8. Spectromètre de masse

L'appareil utilisé classique en technique du vide est un quadripole. Les ions sont séparés par l'action de champs électriques continu et alternatif HF superposés, appliqués à la structure quadripolaire composée de quatre barres reliées deux à deux [82] [83].

La condition de filtrage pour un ion de charge unitaire s'écrit :

$$\frac{M}{e} = A V \quad 2.35$$

A : constante du spectromètre,

V : amplitude de la tension HF appliquée.

Par variation linéaire dans le temps de la tension V, on obtient un passage linéaire de tous les pics de masse d'un spectre du filtre.

Les caractéristiques principales de l'instrument sont résumées dans le tableau ci-dessous.

TABLEAU 9 : CARACTERISTIQUES DU SPECTROMETRE

QUADRIPOLAIRE

gamme de masses	1 à 100
Pouvoir de résolution $\frac{M}{\Delta M}$ à 10 % du pic	100
Pression totale maximale de travail	10^{-4} Torr avec électromètre $5 \cdot 10^{-5}$ Torr avec multiplicateur d'électrons
Pression partielle minimale décelable avec électromètre	$5 \cdot 10^{-11}$ Torr
Sensibilité	$2 \cdot 10^{-4}$ A. Torr ⁻¹
Vitesse de balayage	1 ms à 10 ms par unité de masse

Pour dépouiller et exploiter les spectres obtenus nous nous sommes référés à diverses revues spécialisées [77] [83]. Cet appareil est utilisé pour ;

- analyser les gaz présents dans l'enceinte au vide limite comme en fonctionnement en plasma. Voir figure (8),

- connaître qualitativement la composition du dégazage d'un corps chauffé sous vide. Une telle application est développée au paragraphe III.1.3. et en annexe 3,

- détecter les fuites éventuelles sur l'installation en recherchant l'hélium dans le spectre quand on arrose les points douteux avec ce gaz.

III - CARACTERISTIQUES DES PLASMAS

OBTENUS DANS LA CHAMBRE

III.1. FAISCEAUX DE PLASMAS INHOMOGENES EN L'ABSENCE DE LA STRUCTURE DE CONFINEMENT

Nous allons présenter les plasmas obtenus dans l'enceinte en l'absence de champ magnétique terrestre par l'étude des grandeurs suivantes ;

- le faisceau de plasma et sa structure le long de l'axe,
- la densité avec sa plage de variation et le gradient radial du à la diffusion ambipolaire,
- la température électronique,
- l'injection d'électrons chauds dans le plasma,
- le bruit dans le plasma,
- les principales caractéristiques des ions.

L'influence d'un champ magnétique axial sur ce plasma fortement inhomogène n'est pas étudiée car les phénomènes sont excessivement complexes à interpréter.

III.1.1. Structure longitudinale du faisceau

Le faisceau d'ions extrait de la source voit sa divergence diminuer par la neutralisation et le demi-angle au sommet α du faisceau est de l'ordre de 15° . En négligeant les recombinaisons en volume d'après la relation (2,6) on peut considérer que tant que le faisceau n'a pas atteint les parois du caisson, le "courant de plasma" est conservatif ce qui se traduit par la relation ci-dessous (voir figure 45) :

$$n_{y0} V_i e \pi r_{y0}^2 dy = n_y V_i e \pi r_y^2 dy \quad 3,1$$

où n_{y0} et n_y sont les densités respectives aux abscisses y_0 et y sur l'axe y du caisson

r_{y0} et r_y les rayons du faisceau aux abscisses respectives y_0 et y .
 Cette relation peut s'écrire

$$n(y) = \frac{n_{y0}}{\left(1 + \frac{tg\alpha}{r_{y0}} y\right)^2} \quad 3,2$$

La figure (45) représente les variations de densité suivant l'axe, obtenues expérimentalement et théoriquement d'après la formule 3,2 en prenant les valeurs de 15° pour α et 0,015 m pour r_{y0} . L'accord est satisfaisant et la décroissance moins rapide de la courbe expérimentale pour de grandes valeurs de y (2 à 3 m) est due à l'interaction du faisceau de plasma avec les parois qui se manifeste par des réflexions de certains électrons dans le milieu, et à la diffusion générale des électrons vers les parois où ils se perdent.

La structure de faisceau impose donc un fort gradient longitudinal de densité. Il résulte de ce gradient un champ électrique dans le plasma qui impose au potentiel plasma une variation suivant l'axe de 100 mV/m.

III.1.2. Densité

La zone de travail retenue est située à une distance de 2,5 m de la source environ où le gradient longitudinal est le plus faible. Dans cette zone la densité peut être réglée entre 10^4 et 10^6 cm^{-3} , par action sur la source au niveau de l'émission électronique, ou du champ magnétique de confinement.

A ces valeurs extrêmes, les interactions faisceau-neutraliseur sont fortement modifiées. On obtient cependant la même température aux densités extrêmes à condition que l'émission électronique du neutraliseur soit suffisante (condition d'auto-neutralisation). A une distance de 2,5 m nous avons obtenu les valeurs suivantes ;

$$- n = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 650^\circ\text{K}$$

$$- n = 2,26 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad T_e = 670^\circ\text{K}$$

A cause des pertes sur les parois du caisson il existe un gradient radial qui est caractérisé par la diffusion ambipolaire des charges du centre où la densité est maximale vers les bords où elle s'annule sur la paroi. La figure (46) donne l'allure de ces gradients.

Diffusion ambipolaire - Durée de vie des électrons

En régime stationnaire et en considérant un régime de diffusion ambipolaire, ce qui est vérifié comme nous le verrons l'équation 2,4 devient ;

$$D_a \nabla^2 n_e = - \nu_s n_e \quad 3,3$$

D_a ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) coefficient de diffusion ambipolaire

ν_s (s^{-1}) fréquence d'ionisation caractérisant le terme source qui est constant en régime établi.

Cette relation peut s'écrire

$$\frac{\nabla^2 n_e}{n_e} = - \frac{\nu_s}{D_a} = - \frac{1}{\Lambda^2} \quad 3,4$$

où Λ (m) est la longueur caractéristique de diffusion du mode fondamental donnée par la relation suivante pour une cavité cylindrique de rayon R et de longueur l [3].

$$\left(\frac{1}{\Lambda^2}\right) = \left(\frac{2.4}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 \quad 3,5$$

L'étude de la diffusion ambipolaire [3] [84] montre que le régime stationnaire est donné par le mode principal ν_p de diffusion qui s'écrit

$$\nu_p = \nu_s = \frac{D_a}{\Lambda^2} \quad 3,6$$

La diffusion ambipolaire est qualifiée de parfaite si $\lambda_D \ll \Lambda$ ce qui est le cas dans le caisson où Λ et λ_D sont de l'ordre de 30 cm et 0,5 cm respectivement.

La grandeur accessible à la mesure est la fréquence ν_s ou son inverse τ_s qui n'est autre que la durée de vie des électrons. On peut procéder de deux façons

- par post décharge, dont l'équation s'écrit

$$\frac{d n_e}{dt} = - \frac{D_a}{\Lambda^2} n_e \quad 3,7$$

dont la solution est

$$n_{er}^{\rightarrow}(t) = n_{er}^{\rightarrow}(t_0) \exp - \frac{D_a}{\Lambda^2} t \quad 3,8$$

L'utilisation d'une sonde électrostatique pour enregistrer la variation de densité pendant la post-décharge n'est pas la mieux adaptée [83] [51], car la disparition du plasma par diffusion sur les parois entraîne des distorsions de la caractéristique $I(V)$.

- par modulation de la source autour d'un point de fonctionnement à l'aide d'un "signal carré". Dans ce cas la perturbation du milieu est beaucoup moins importante que précédemment et l'équation qui régit la décroissance de la densité perturbée autour du point de fonctionnement est identique (3,8).

C'est cette deuxième méthode que nous avons utilisée pour estimer la durée de vie des électrons. Le schéma de montage pour la modulation de la source est représenté sur la figure (25). La variation de densité est assimilée à la variation de courant collecté par la calotte de la sonde déjà décrite au paragraphe II.5.1. qui est polarisée à potentiel constant, à la masse dans le cas présent. L'amplificateur de courant a une bande passante à - 3dB de 100 KHz [54].

Les résultats obtenus sont présentés sur la figure (47). Ils ne permettent pas la détermination de la durée de vie τ_s des électrons, car la variation du courant sonde suit la variation ΔI_0 du courant de modulation et la constante de temps est limitée à 2,5 ms par la self des bobines. Nous pouvons seulement conclure que la durée de vie des électrons est inférieure à 2,5 ms. Si nous présentons ce résultat peu concluant c'est pour pouvoir le comparer à celui qui sera obtenu dans les mêmes conditions de fonctionnement de la source pour un plasma en présence de la structure magnétique de confinement. Nous développons en annexe 2, le calcul du coefficient de diffusion ambipolaire qui permet la détermination de la durée de vie des électrons, et dans cet exemple numérique nous trouvons τ_s de l'ordre de 100 μ s.

Notons que pour ce calcul nous avons pris un modèle simple où les ions sont thermiques, ce qui n'est pas le cas dans les plasmas étudiés. En fait la durée de vie des électrons dans un plasma de synthèse est égale au temps moyen de vol du faisceau pour atteindre les parois soit, 200 μ s environ pour le caisson et un faisceau de 12 kms⁻¹.

III.1.3. La température électronique

- Mesure par sondes électrostatiques : la température électronique ne peut être définie que pour un plasma maxwellien qui est caractérisé sur la courbe $\log I_e = f(V)$ par une partie linéaire pour les courants inférieurs au courant de plasma I_p .

Nous avons comparé les température obtenues dans un même plasma par

+ la sonde à calotte en graphite aggloméré recouverte de graphite colloïdal décrite au paragraphe II.5.1.4.

+ une sonde en carbone vitreux de 4 cm de diamètre chauffée en permanence.

Ce travail a été fait en collaboration avec ILLIANO, et a été présenté en partie dans une communication antérieure [66].

Nous avons étudié, dans un premier temps, les flux de dégazage désorbés par la sphère ϕ 4 lors de son échauffement sous vide en enregistrant les pressions partielles du spectromètre de masse, la température de la sphère et la pression totale. Ces deux dernières grandeurs sont représentées sur la figure (48 b). En annexe (3) est développé le principe de calcul des flux désorbés et les résultats sont donnés sur la figure (48 c). On peut constater un important dagazage de vapeur d'eau, lorsque la température de la sphère atteint 100° C les brefs dégazages d'hydrogène et d'azote sont dus au filament.

Dans un deuxième temps nous avons étudié le comportement de la sonde pendant la période de chauffage dans le plasma où la pression est de 10^{-5} Torr. Nous considérons que la dynamique du dégazage est peu perturbée par l'augmentation de pression et nous pouvons repérer à des instants différents l'influence du dégazage sur la caractéristique $I(V)$. La figure (49) donne le montage utilisé pour la sonde chauffée. Le générateur V_1 délivre l'énergie dissipé dans le filament $N_i C_r$, et le générateur V_2 polarise négativement le filament par rapport à la tension de balayage pour repousser les électrons émis par le fil chauffé.

Les résultats bruts sont donnés par les courbes de la figure (48 a). Nous constatons que l'hystérésis de la caractéristique disparaît quand la vapeur d'eau, molécule polarisable, est complètement désorbée. Nous arrivons à la même conclusion que K. HIRAO [61] ; la molécule d'eau est essentiellement responsable de la pollution de surface.

La figure (50) donne les variations des courants électroniques des deux sondes étudiées dans un même plasma et le tableau ci-dessous résume les températures trouvées en °K.

TABLEAU 10 : COMPARAISON DE MESURE DE
TEMPERATURES ELECTRONIQUES PAR DEUX
SONDES ELECTROSTATIQUES

	Sonde agglomérée carbonnée		Sonde en carbone vitreux \varnothing 4 cm
	Calotte face au faisceau	Sphère Totale \varnothing 3 cm	
t_o chauffage de la sonde \varnothing 4	390 \pm 7 Courbe 1	505 \pm 10 Courbe 2	Inexploitable Courbe 3
$t_o + 30$ mn Sonde \varnothing 4 à 150° C	395 \pm 7 Non représenté	500 \pm 10 Non représenté	495 \pm 10 Courbe 4

Ces mesures montrent par l'accord des résultats obtenus,

+ que la sonde recouverte de graphite colloïdal (\varnothing 3 cm) peut être utilisée en toute confiance,

+ que la température dans un faisceau de plasma doit être déterminée par la calotte sphérique orientée face au flux comme nous l'avons indiqué au paragraphe II.5.1.3.

On peut noter en plus l'influence du chauffage de la sonde qui décale le potentiel plasma par variation du potentiel de surface. Cet écart est de l'ordre de 550 mV comme on peut le voir sur la figure (50) comparant les courbes 2 et 4. La mesure du potentiel de plasma est toujours une mesure relative.

- Comparaison des mesures obtenues par sonde électrostatique et par sonde radiofréquence quadripolaire

Ce travail a été fait en collaboration avec DEBRIE et ILLIANO et a fait l'objet d'une communication [85]. Nous avons utilisé les sondes électrostatique et radiofréquence déjà décrites aux paragraphes II.5.1.4. et II.5.4.

Les résultats obtenus pour trois plasmas différents sont présentés sur la figure (51). L'accord remarquable entre ces deux méthodes est essentiellement dû à l'absence du champ magnétique dans le plasma où la théorie de la sonde quadripolaire est bien connue.

Notons sur les courbes en coordonnées semi-logarithmiques des courants électroniques de sonde, l'évolution du potentiel de plasma avec l'augmentation des températures électroniques qui caractérise le confinement électrique des électrons comme nous l'avons signalé au paragraphe II.2.2.3.

La température maximale obtenue avant "décrochage de la neutralisation" est de 3000°K environ.

III.1.4. Injection d'électrons chauds dans le plasma

Nous avons signalé au paragraphe II.2.2. la possibilité d'injecter des électrons dans le plasma par abaissement en valeur absolue de la tension grille V_g . Cette méthode a été étudiée mais ne donne pas de résultats aussi intéressants que le fonctionnement avec deux sources à plasma que nous allons décrire et préciser ci-dessous.

Le dispositif est excessivement simple et comprend ;

- la source principale déjà décrite appelée S_1

- la source d'électrons chauds appelée S_2 qui est une source de diffusion montée suivant le schéma de la figure (9) avec seulement une cathode et une anode. Le circuit électrique (alimentations de filament et décharge) n'est pas relié au caisson. Cette source est montée sur le fond mobile face à la source S_1 .

Le fonctionnement est le suivant : la source S_1 délivre le plasma déjà décrit sous une pression p_1 , l'injection de gaz dans la source S_2 fait remonter la pression totale à la valeur p_2 sensiblement le double de celle de p_1 . Le plasma initial est un peu perturbé par cette augmentation de pression qui modifie le gradient de pression dans la source S_1 . La source S_2 peut être mise en fonctionnement et la décharge se fait dans un milieu conducteur qui est le plasma initial à la pression p_2 . Comme la source S_2 n'est pas référencée, le potentiel plasma initial référence le nouveau plasma par rapport à la masse et subit peu de variation.

Les conditions de décharge de S_2 , (tension de décharge V_d et courant de décharge contrôlé par la puissance de chauffage dans la cathode) doivent être recherchées en tenant compte de deux critères :

- le plasma produit par S_2 ne doit pas être trop dense par rapport au plasma initial ; l'intensité de décharge est donc limitée à quelques dizaines de mA.

- la tension de décharge doit être suffisante pour provoquer l'ionisation. L'efficacité de celle-ci est fonction de la pression et aux pressions de travail ($p \approx 5 \cdot 10^{-5}$ Torr) la tension V_d minimale est de 25 V.

Les conditions expérimentales pour cette étude sont les suivantes :

- plasma produit par la source S_1 seule sous la pression p_2 de valeur $6 \cdot 10^{-5}$ Torr,

$$\begin{aligned} T_e & 480 \pm 15 \text{ (}^\circ\text{K)} \\ n_e & 1,25 \pm 0,05 \cdot 10^5 \text{ (cm}^{-3}\text{)} \end{aligned}$$

- Source S_2 : Tension de décharge 35 V
Courant de décharge 30 mA

La figure (52) donne les résultats obtenus par une série de courbes $\log I_e = f(V)$ qui représentent les courants électro-
niques recueillis par la calotte sphérique ;

- dans le plasma produit par S_1 avec la calotte face au faisceau, ($\theta = 0$ voir figure (52). Courbe 1),

- dans le plasma produit par les deux sources simultanément, la calotte est orientée suivant quatre directions, $\theta = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, 3\pi/2$ courbes correspondantes 3, 5, 2, 4.

Ces résultats semblent montrer que la population électronique est composée de deux maxwelliennes de température et de densité très différentes. Peut-on retrouver à partir de ces réponses expérimentales les caractéristiques de ces populations, quelles sont la précision et les limites de cette méthode de mesure par sonde électrostatique ?

C'est un problème inverse très délicat à résoudre en général, et par la méthode des sondes électrostatiques il ne peut être résolu que dans les hypothèses suivantes :

- les deux populations sont maxwelliennes avec la même origine,

- la température T_{e2} de la population chaude est largement supérieure à celle T_{e1} de la population froide $T_{e2} > 3 T_{e1}$.

Suivant ces hypothèses, l'exploitation de la courbe expérimentale $\log I_e = f(V)$ est envisageable de la façon décrite ci-dessous ; voir figure (53).

1) - La caractéristique expérimentale (courbe 1) définit le potentiel plasma, en effet il correspond à un maximum de $\frac{dI_e}{dV}$.

2) - La partie la plus éloignée à gauche de V_p caractérise la population chaude. On peut tracer la droite 2 d'où l'on peut tirer la température T_{e2} et la densité à un facteur près en portant l'ordonnée au potentiel plasma (point C) Y_c dans la relation, (voir 2,25) ;

$$Y_c = \alpha n_2 T_{e2}^{1/2}$$

3) - Par différence des courbes 1 et 2 on obtient la courbe 3 qui permet de déterminer la température de la population froide et sa densité par la relation

$$Y_B - Y_C = \alpha n_1 T_{e1}^{1/2} \quad 3,10$$

Le rapport de densité n_2/n_1 est donné par l'équation ci-dessous,

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{Y_C}{(Y_B - Y_C)} \left| \frac{T_{e1}}{T_{e2}} \right|^{1/2} \quad 3,11$$

Tous les éléments sont connus (T_1 , T_2 , n_1 et le rapport n_2/n_1) dans le cas traité sur la figure (53), les résultats sont

$$\begin{aligned} T_1 &= 504 \text{ } ^\circ\text{K} \\ T_2 &= 1760 \text{ } ^\circ\text{K} \\ \frac{n_2}{n_1} &= 0,156 \end{aligned}$$

Afin de pouvoir comparer ces résultats avec ceux d'une courbe théorique, nous avons tracé sur la même figure la courbe $\log I_e = f(V)$ où le courant électronique est donné par la relation, (voir relations 2,23 et 2,25).

$$I_e = A \left[n_1 \left| T_{e1} \right|^{1/2} \exp \frac{+eV}{k T_{e1}} + n_2 \left| T_{e2} \right|^{1/2} \exp \frac{-eV}{k T_{e2}} \right] \quad 3,12$$

où nous portons les valeurs numériques correspondant à la courbe traitée expérimentalement,

$$\begin{aligned} n_1 &= 1,25 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3} \\ T_{e1} &= 504^\circ\text{K} \\ n_2 &= n_1 \times 0,156 = 1,95 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \\ T_{e2} &= 1760 \text{ } ^\circ\text{K} \\ A &= \text{Constante prise arbitrairement pour cet} \\ &\text{exemple à } 10^{-4} \end{aligned}$$

$$I_e = \left| 280,62 \exp \frac{V}{0,0434} + 81,8 \exp \frac{V}{0,152} \right| \quad 3,13$$

$V < 0$ en Volts et I_e en unité arbitraire car on s'intéresse à la variation du courant et non à la valeur absolue.

La courbe obtenue repérée 4 sur la figure, représente la variation théorique de I_e à une constante près qui se traduit par un décalage en ordonnée par rapport à la courbe expérimentale. On vérifie bien que l'allure des deux courbes est identique excepté près du potentiel de plasma où la courbe expérimentale présente une courbure due à l'effet de gaine.

Nous avons développé suivant cette méthode les courbes expérimentales 2, 3, 5, 4 de la figure (52) et les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous :

TABLEAU 11 : MESURE DE TEMPERATURE DANS UN

PLASMA OU LA POPULATION ELECTRONIQUE EST

COMPOSEE DE DEUX MAXWELLIENNES

θ	0	$\pi / 2$	π	$\frac{3\pi}{2}$
T_{e1} °K	504	504	480	500
T_{e2} °K	1080	1760	2200	2120
$\frac{n_2}{n_1}$	0,32	0,156	0,22	0,167
$\frac{n_2}{n_1}$ d'après sonde radiofréquence	0,176			

L'analyse de ce tableau, et la comparaison à un modèle théorique de deux maxwelliennes, semblent montrer que la population électronique est composée de deux maxwelliennes centrées, dont la plus froide correspond sensiblement à la population issue de la source S_1 et la plus chaude à celle issue de la source S_2 . Cela implique que la durée de vie des électrons est plus faible que tout processus de maxwellianisation des électrons. En effet si ces processus étaient importants on obtiendrait une seule population maxwellienne dont la température serait intermédiaire. Aux températures et densités des plasmas étudiés, les fréquences de collisions électron-neutre ν_{e-n} et électron-ion ν_{e-i} sont de l'ordre de quelques 100 Hz, et les libres parcours moyens correspondants λ_{e-n} , λ_{e-i} (100 m environ) sont beaucoup plus grands que l'enceinte. Pendant leur brève existence dans la machine, les électrons se heurtent seulement aux parois avant de se perdre et le processus de refroidissement ne peut pas exister.

Cette méthode d'analyse de la population électronique par sonde électrostatique présente des lacunes et des limites ;

- les effets de sillage, la disymétrie du système et le gradient de densité perturbent les mesures comme on peut le voir dans le tableau, en particulier aux angles $\theta = \pi/2$ et $3\pi/2$.

- Le rapport des densités n_2/n_1 ne peut varier que dans de faibles proportions $\frac{5}{100} < \frac{n_2}{n_1} < \frac{30}{100}$.

- Si n_2 tend vers n_1 , cas qui ne présente aucun intérêt pour le plasma ionosphérique, la réponse de la sonde autour du potentiel plasma ne permet pas un dépouillement correct de la caractéristique $\text{Log } I_e = f(V)$.

- Si n_2 est très faible $\frac{n_2}{n_1} < \frac{1}{100}$, la dynamique de l'amplificateur de l'ordre de 60 dB ne permet pas d'extraire avec précision l'asymptote qui caractérise la population chaude de la caractéristique.

La figure (54) illustre ces deux cas extrêmes des modèles théoriques.

D'une manière générale la sonde électrostatique et l'analyseur électrostatique où les difficultés de dépouillement dans ces cas précis sont identiques, ne sont pas des mieux adaptés pour détecter dans une population maxwellienne la présence d'électrons chauds maxwelliens ou isotropes en faible quantité $10^{-4} n_1 < n_2 < 10^{-3} n_1$ qui est le cas qui nous préoccupe dans la haute ionosphère. La sensibilité nécessaire pour mesurer un plasma maxwellien de 10^2 cm^{-3} de densité et 1000° K de température avec une sonde de 1 cm^2 de surface est de l'ordre de 10^{-13} A ; en effet, d'après la relation 2,25 le courant au potentiel plasma est de $7,73 \cdot 10^{-11} \text{ A}$. De telles sensibilités sont difficiles à obtenir et d'autre part des courants parasites (en particulier les courants de fuites d'un analyseur chauffé) peuvent perturber très sérieusement les mesures.

D'autres méthodes capables d'aborder ce problème avec plus de précision doivent être développées :

- HENRY [24] a montré par des études de propagation d'ondes électroniques longitudinales dans un plasma de forte densité 10^8 cm^{-3} , que l'on pouvait caractériser des électrons chauds dans un plasma maxwellien. Le rapport des densités est le suivant : $n_2/n_1 = 1 \%$. Des travaux sont actuellement en cours dans la chambre de simulation pour étendre ces mesures par propagation à de faibles densités 10^5 cm^{-3} .

- STOREY [86] [87] a proposé une méthode originale pour étudier la fonction de distribution des électrons. Elle consiste à étudier deux dipôles dans le plasma suivant deux modes différents :

+ mode actif qui permet de déterminer l'impédance de transfert $Z(\omega)$ entre les deux antennes. Le principe de cette mesure a été présenté au paragraphe II.5.4.

+ mode passif, où les deux signaux recueillis sont corrélés pour obtenir le spectre de corrélation $S(\omega)$. Pour un plasma maxwellien il y a proportionnalité entre $S(\omega)$ et la partie réelle de $Z(\omega)$; par contre tout écart de la maxwellienne par présence d'électrons chauds rends non valable la proportionnalité. L'étude du rapport $\frac{S(\omega)}{\text{Re}\{Z(\omega)\}}$ doit donner des informations sur la population chaude. Ces mesures sont actuellement développées au laboratoire par POTTELETTE.

Devant ces problèmes, nous nous trouvons dans l'incapacité de fabriquer des plasmas à population électronique complexe, et si par hasard nous en produisons nous sommes incapables de les qualifier avec précision.

Les possibilités actuelles présentées ci-dessus, d'injecter des électrons chauds dans un plasma maxwellien doivent permettre par comparaison de diverses méthodes, (sondes, propagation, antennes en modes passif et actif), l'approche de ce problème avec des chances de succès dans un proche avenir. Notons que la maîtrise de ces diverses méthodes permettra de raffiner les conditions de simulation pour obtenir le but recherché.

III.1.5. Bruit dans le plasma

Nous avons relevé le bruit dans le plasma par la mesure différentielle de deux signaux issus de deux sondes distantes de 20 cm.

En basse fréquence (20 Hz à 100 KHz) les sondes sphériques qui comprennent chacune un amplificateur adaptateur d'impédance, délivrent les signaux à un analyseur de spectre à travers un amplificateur différentiel. Dans la gamme de 100 KHz à 1 MHz, la tension recueillie entre les sphères est transmise à l'analyseur par un transformateur suivant le montage représenté sur la figure (39).

Les résultats obtenus par différents types de plasma sont représentés sur la figure (55). On y remarque la présence de composantes basse fréquence harmoniques de la fréquence du réseau et surtout l'influence du champ magnétique de confinement dans la source qui pour des régimes instables multiplie le niveau de bruit d'un facteur 100 avec des résonances particulières.

Le fonctionnement de la source avec le champ magnétique de confinement est à utiliser avec prudence comme on l'a déjà signalé au paragraphe III.2.2.1.

Enfin dans la gamme 1 - 10 MHz qui nous intéresse le niveau de bruit est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-8} \text{ V.Hz}^{-1/2}$.

III.1.6. Principales caractéristiques des ions

Dans les études de simulation nos efforts ont porté plus sur la connaissance des aspects électroniques du plasma, à cause de leur importance dans les études du milieu ionosphérique des couches E et F, que sur la connaissance des aspects ioniques dont les études dans ces couches présentent un faible intérêt. Il n'en est pas de même dans la couche D où les processus ioniques sont fondamentaux ; leurs études et l'approche expérimentale très délicates sortent du cadre de ce travail [1]. Cependant pour la simulation du mouvement relatif plasma-véhicule les mesures de vitesses ioniques V_i sont indispensables pour vérifier l'inégalité 2,19 $\bar{v}_i < V_i < \bar{v}_e$, condition fondamentale pour les études d'effet de sillage.

Avant de présenter quelques résultats obtenus sur les plasmas à une population ionique (l'argon) et une étude qualitative sur les plasmas à plusieurs populations ioniques, nous allons préciser un certain nombre de réactions ioniques dans un plasma.

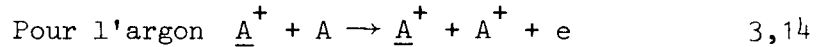
Entre l'instant où les ions sont extraits de la source, avec leur "identité initiale", et l'instant où ils sont perdus sur les parois ou collectés dans un appareil d'analyse, ils peuvent subir un certain nombre de réactions qui peuvent modifier leur état. Cette durée de vie moyenne pour des ions argons de 20 V d'énergie est de l'ordre de 250 μ s qui est le temps de vol correspondant à la longueur de la chambre.

Les principaux processus susceptibles de transformer les ions pendant leur existence sont ;

- ionisation du gaz par les ions primaires,
- échange de charge.
- ionisation par les atomes neutres rapides produits par échange de charge,
- ionisation d'atomes métastables par les ions du faisceau.

L'ionisation en volume dans la chambre de la part des électrons du plasma est impossible vu leur faible énergie (0,1 à 0,3 eV).

- ionisation du gaz par les ions primaires



(l'ion souligné possède la plus grande énergie). La section efficace de cette réaction en fonction de l'énergie est représentée sur la figure (14). L'énergie minimale de réaction est de l'ordre de 36 V et la section efficace est de 10^{-18} cm^2 . Dans les plasmas simulés, l'énergie des ions est comprise en général entre 20 et 30 V. Ce type de processus est donc inexistant dans les plasmas étudiés.

- échange de charge



Ce type de réaction présente trois caractéristiques :

+ la section efficace de réaction est relativement importante de l'ordre de $(4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2)$ pour des ions argons de 20 V d'énergie décroît avec celle-ci [88] [89],

+ l'échange de charge résonnant se fait sans échange d'énergie. Il en résulte après collision un ion lent et atome neutre rapide,

+ il n'y a pas augmentation de densité dans le milieu, mais simplement modification de l'énergie d'une partie des ions par échange de charge.

La densité d'ions lents $n_{i,l}$ créée par unité de temps est donnée par la relation

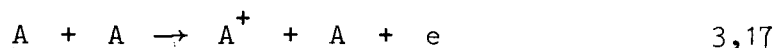
$$\frac{d n_{i,l}}{dt} = n_n \langle \sigma_{A^+ \rightarrow A} \cdot V_i \rangle n_i \quad 3,16$$

- $\sigma_{A^+ \rightarrow A}$ (m^2) section efficace d'échange de charge à l'énergie correspondant à la vitesse V_i ,
- n_n, n_i densités respectives de neutre et d'ions rapides de vitesses V_i .

La production d'ions lents est directement proportionnelle à la pression des neutres. Il y a donc intérêt à travailler à faible pression dans l'enceinte pour minimiser cet effet afin de conserver le faisceau initial.

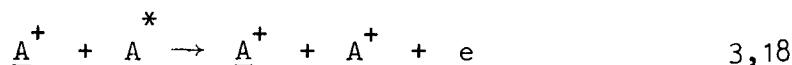
FIGACHE [90], ainsi que HESTER et SANIN [39] ont étudié le rapport des densités d'ions lents sur celles des ions rapides $\frac{n_{il}}{n_i}$ avec la pression et la figure (56) illustre leurs résultats. A la pression de 10^{-5} Torr couramment utilisée dans les chambres de simulation, ce rapport peut être compris entre 3 et 30 %. Nous précisons ci-dessous les résultats obtenus dans notre enceinte.

- ionisation par neutres rapides



Les atomes neutres rapides issus des processus d'échange de charge peuvent éventuellement ioniser le gaz si leur énergie est supérieure à une énergie seuil qui est de l'ordre de 35 V [91]. Dans l'enceinte aucun atome neutre ne peut posséder une telle énergie; cette réaction est donc inexistante dans les plasmas étudiés.

- ionisation d'atomes métastables



Les atomes neutres métastables sont issus de la décharge après avoir traversé la grille d'extraction par gradient de pression. La durée de vie radiative d'un atome d'argon métastable est de 1,3 s [92]. Notons que cette valeur correspond sensiblement à la constante de temps du système de pompage de l'argon voir la relation 2.1.

L'interaction ci-dessus(3,18) peut donc se produire pendant le trajet des ions du faisceau. La difficulté est que l'on connaît mal la section efficace d'interaction d'une part, et la densité relative d'atomes métastables d'autre part. Les seuls travaux que nous connaissons portent sur la production d'atomes métastables dans des sources à cathode creuse [92]. Nous pensons qu'en l'absence de champ magnétique de confinement dans la source, la production d'atomes A^* est excessivement faible. Nous estimons donc que cette réaction peut exister dans le plasma mais qu'elle reste bien inférieure à la réaction d'échange de charge.

Plasma à une population ionique

C'est le cas le plus fréquent et l'ion considéré est l'argon. La qualité du faisceau d'ions peut être déterminé par trois types de capteurs,

- la sonde électrostatique sphérique avec calotte,
- l'analyseur d'énergie électrostatique,
- le spectromètre de masse.

Sonde électrostatique

La calotte sphérique orienté face au faisceau donne le courant de saturation ionique I_+ d'après la relation 2,27 Si la densité de plasma est connue par ailleurs on peut déterminer la vitesse moyenne V_i des ions par la relation

$$V_i = \frac{I_+}{e n S_M} \quad 3,19$$

L'imprécision sur V_i est liée à celle de n , qui peut être calculée aux points A ou B du développement $\log I_e = f(V)$ comme on l'a montré au paragraphe II.5.1.4.

Lorsque la calotte est orientée à l'opposé de la source, les ions du faisceau ne sont pas collectés à cause de leur grande vitesse dirigée suivant l'axe : par contre les ions lents produits par échange de charge sont collectés. Donc le rapport des deux courants de saturation ionique de la calotte orientée à l'opposé

et face au faisceau indique la proportion d'ions lents dans le plasma. Pour une pression de 10^{-5} Torr, nous avons trouvé ;

$$\frac{I_+ (AR)}{I_+ (AV)} = \frac{n_{i1}}{n_i} = 11,4 \% \quad 3,20$$

Cette méthode n'est valable que pour les faibles valeurs du rapport n_{i1}/n_i car les ions lents sont collectés aussi quand la calotte est face au faisceau. Par ailleurs si la proportion d'ions lents croît, l'équation 3,19 n'est plus valable et le courant de saturation est la somme des deux courants dus aux ions lents et rapides.

Analyseur d'ions

La réponse de l'analyseur d'ions permet d'obtenir l'énergie moyenne des ions et leur dispersion. La figure (57) donne les réponses de l'analyseur $I(V)$ pour des tensions d'accélération de la source 20, 10, 5 V. On constate que l'énergie moyenne des ions \bar{V}_a est toujours supérieure à la valeur affichée V_a d'une quantité de l'ordre de 6eV et leur dispersion est sensiblement constante (6eV environ). Nous avons donné au paragraphe II.2.2.2. les causes principales de ce désaccord entre V_a et \bar{V}_a . La dispersion est due à la variation du potentiel de plasma dans la décharge ; les ions qui traversent la grille sont créés en des points différents et n'ont pas la même énergie initiale.

Spectromètre de masse magnétique

Pour un gaz donné (l'argon) l'analyse du spectre permet de déterminer l'énergie initiale de l'ion \bar{V}_a en appliquant la relation 2,32 qui donne pour le gaz considéré

$$\bar{V}_a = 162,5 - V_1 \quad 3,21$$

où V_1 est la tension du pic détecté. On la lit sur un voltomètre digital pour avoir une meilleure précision.

Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus.

TABLEAU 12 : ENERGIE MOYENNE \bar{V}_a DES IONS ARGON
ET DISPERSION ΔV POUR DIVERSES TENSIONS D'ACCELERATION V_a

$V_a(V)$	$\bar{V}_a(V)$	$\Delta V(V)$
30	40,5	7,5
40	50	8

Nous avons vérifié en outre l'ionisation double de l'argon A^{++} pour une tension de décharge de 70 V et une tension d'accélération de 20 V. Dans ce cas le spectre présente un pic important à la tension V_1 correspondant à A^+ et un pic moins important à la tension V_2 305 V correspondant à A^{++} . La relation 2,32 s'écrit dans ces deux cas.

$$A^+ \quad 40 \quad |140 + \bar{V}_{a1}| = 40 \times 162,5 \quad \rightarrow \quad \bar{V}_{a1} = 22,5 \text{ V} \quad 3,22$$

$$A^{++} \quad 20 \quad |305 + \bar{V}_{a2}| = 20 \times 325 \quad \rightarrow \quad \bar{V}_{a2} = 20 \text{ V} \quad 3,23$$

La figure 58 représente les courbes obtenues par l'analyseur d'énergie et le spectromètre de masse pour un plasma d'argon où les ions ont une distribution en énergie assez particulière. On peut voir dans cet exemple la richesse d'information contenue dans le spectre de masse.

Enfin nous avons constaté pour l'argon en particulier que la présence du champ magnétique de confinement dans la source entraîne une modification totale du spectre. Le pic argon disparaît et le bruit de fond augmente et croît avec la tension d'accélération du spectromètre. Nous attribuons ce phénomène à une interaction dans le spectromètre que nous interprétons comme suit ;

1) La présence du champ magnétique de confinement augmente de façon sensible le taux de métastable A^* que l'on retrouve dans l'enceinte et dans le corps du spectromètre.

2) Les ions accélérés par la tension de balayage provoquent par chocs la réaction 3,18 ; $\underline{A}^+ + A^* \rightarrow \underline{A}^+ + A^+ + e$. Cette réaction se produit dans tout l'espace d'accélération à des potentiels divers et les ions produits présentent un "continuum" d'énergie.

Ce phénomène est bien lié au fonctionnement du spectromètre car l'analyseur d'énergie donne dans ce cas une courbe classique comme celles présentées sur la figure 57.

Plasma à plusieurs populations ioniques

Nous avons fait seulement des études quantitatives à l'aide du spectromètre de masse sur les gaz suivants ; N_2 , O_2 , Air reconstitué 80 % N_2 20 % O_2 et enfin le N_e qui a un isotope de masse 22. La figure 59 représente le spectre obtenu avec le néon où sont présentes les masses 20 et 22 dans le rapport sensiblement égal au rapport des concentrations $N_e(22)/N_e(20) \simeq 1/10$ et la vapeur d'eau $M = 18$.

Nous pouvons conclure que le spectromètre de masse permet d'envisager l'étude des ions d'un plasma à population complexe. Ceci nécessiterait des études plus systématiques que celles menées jusqu'à présent qui pourraient être entreprises au laboratoire. Notons cependant que les phénomènes sont assez complexes. En effet, plusieurs processus interviennent

- le pompage des gaz par la cryopompe est sélectif (voir tableau 1), ce qui implique des pressions partielles différentes dans la chambre d'ionisation.

- les sections efficaces d'ionisation des gaz sont différentes pour une énergie eV_d d'ionisation donnée.

- le dispositif d'extraction et la structure du champ magnétique de confinement ont une influence sur l'énergie des ions, leur dispersion, et leur charge, comme l'ont montré CATTIN [89] et GROLLEAU [93].

- les ions et les neutres ont des caractéristiques propres ; métastables A^* , états prédissociés de l'azote [83]. Ces phénomènes conditionnent les réactions secondaires qui peuvent se produire dans l'enceinte et dans le corps du spectromètre.

Pour terminer ce paragraphe nous présentons sur les figures (60) et (61) les domaines de variations des principaux paramètres électroniques des plasmas d'argon simulés dans l'enceinte :

- longueur de Debye en fonction de la température T_e pour diverses densités.: figure (60),

- fréquences de collisions ν_{e-A} et ν_{e-i} en fonction de la température électronique T_e pour les pressions et densités usuelles.

III.2. PLASMA UNIFORME SUR UN GRAND VOLUME EN PRESENCE DE LA STRUCTURE DE CONFINEMENT

Quand la structure magnétique multipolaire de confinement est placée dans l'enceinte équipée toujours de la source KAUFMAN, le plasma obtenu est stable et présente des caractéristiques nettement améliorées par rapport à celles obtenues sans la structure. Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus en l'absence du champ magnétique, terrestre, compensé comme on la dit au paragraphe II.3. Ces résultats concernent

- la durée de vie des électrons,
- la densité et sa répartition dans l'enceinte,
- la température électronique,
- l'injection d'électrons chauds dans le plasma,
- le facteur de bruit et la stabilité,
- l'aspect ionique,
- l'influence d'un champ magnétique statique axial.

III.2.1. Durée de vie des électrons

Ce paramètre est un de ceux qui reflète le plus l'action du confinement magnétique sur le plasma. Nous l'avons mesuré suivant la méthode évoquée au paragraphe III.1.2., dans des conditions sensiblement identiques de fonctionnement de source, pour que la comparaison soit d'autant plus valable. La figure (62) représente les résultats obtenus ; la constante de temps τ_s de la courbe du courant sonde est de l'ordre de 10 ms. La présence de la structure magnétique multiplie donc la durée de vie des électrons dans la machine d'un facteur 100 environ. Des résultats du même ordre de grandeur ont été obtenus par divers expérimentateurs, [48], [51]. Il résulte de cette grande durée de vie des électrons une meilleure homogénéité.

III.2.2. Densité et sa répartition dans l'enceinte

La minimisation des pertes sur les parois par réflexion des électrons sur la structure améliore l'homogénéité. En effet, si L est la longueur caractéristique du caisson le nombre moyen N de réflexions sur les parois par une élection de vitesse \bar{V}_e pendant sa durée de vie τ_s est donné

$$N = \frac{\tau_s \bar{V}_e}{L} \quad 3,24$$

Cette relation bien qu'approximative peut être écrite en tenant compte du fait que les libres parcours moyens entre chocs électron-neutre et électron-ion sont beaucoup plus grands que la dimension L . Par confinement la durée de vie est multiplié par m et le nombre de réflexions sur la structure est aussi multiplié par ce même facteur. La probabilité de présence des électrons en un point quelconque de l'enceinte est beaucoup plus grande qu'en l'absence de structure magnétique.

La figure (63) représente la répartition de la densité suivant l'axe du caisson avec et sans structure de confinement. La variation de densité sur un mètre de distance soit environ 30 à 50 longueurs de Debye est de 8 %. Une telle homogénéité implique donc la disparition en partie du faisceau, nous aborderons ce problème dans un paragraphe suivant, par son aspect ionique. La mesure de densité a été faite à l'aide de la sonde radiofréquence à deux antennes qui auto-oscillent à la fréquence $(f_R = f_p / 2^{1/2})$.

Nous avons aussi utilisé la sonde à impédance mutuelle ou quadripolaire pour caractériser l'homogénéité du plasma, car elle donne une mesure intégrée de la densité dans l'espace environnant du capteur. Les résultats obtenus dans un plasma stabilisé sont les suivants ;

1. En un point donné, la rotation de $\pi/2$ de l'axe de symétrie vertical du capteur dont les sphères sont dans le plan horizontal donne un glissement de fréquence plasma de 0,9 % avec une variation d'amplitude de 1 %. Cette manoeuvre effectuée dans un faisceau de plasma (paragraphe III.1.) entraînait un décalage de fréquence plasma de 25 % et une variation d'amplitude d'un facteur 10, qui traduisaient en fait la forte inhomogénéité (doublement de la densité sur 0,8 m).

2. Pour une position angulaire donnée, les mesures déduites à 1 m d'intervalle suivant l'axe du caisson sont les suivantes ;

$$Y_0 \rightarrow f_p = 3,672 \text{ MHz}$$

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right|_{f_p} = 38 \text{ dB}$$

$$Y_0 + 1 \text{ m} \rightarrow f_p = 3,429 \text{ MHz}$$

$$\left| \frac{Z}{Z_0} \right|_{f_p} = 38 \text{ dB}$$

Les variations relatives de fréquence plasma et densité sont respectivement de 6,75 % et 13,5 %. Ces valeurs sont légèrement plus fortes que celles obtenues avec la sonde autooscillante qui fait une mesure plus ponctuelle que la sonde quadripolaire.

Pour avoir une autre information sur l'homogénéité nous avons relevé la variation du potentiel plasma suivant l'axe du caisson à l'aide du dispositif d'asservissement construit par MICHAU [54] ; la variation ΔV_p de 10 mV sur un mètre est bien plus faible que celle obtenue au paragraphe III.1.2. (100 mV environ).

Le profil de densité suivant un rayon dans une section perpendiculaire à l'axe du caisson est aussi fortement amélioré par la structure magnétique; à 30 cm de l'axe la densité a diminuée seulement de 3 %.

III.2.3. Température électronique

Les résultats expérimentaux obtenus par la sonde électrostatique à calotte et l'analyseur montrent que

- les électrons sont maxwelliens,
- la température électronique est plus faible que celle de la température du filament,
- la température électronique est faiblement contrôlée par la puissance d'émission du neutraliseur.

Nous avons évoqué au paragraphe II.2.2.3. deux mécanismes fondamentaux dans la neutralisation,

- la maxwellianisation et le refroidissement des électrons dans l'entourage du neutraliseur,
- le contrôle de la température par confinement électrique lié à la valeur du potentiel plasma par rapport à la masse où sont reliées les parois.

De ces deux mécanismes, le premier est toujours conservé car la structure n'a aucune influence dans l'entourage du neutraliseur. Le deuxième est par contre inefficace devant l'effet miroir de la structure magnétique sur les électrons. Pour illustrer ce processus, nous avons étudié pour deux densités différentes l'influence de la puissance d'émission du neutraliseur sur la température électronique, le potentiel plasma ; les résultats sont portés sur le tableau ci-dessous.

TABLEAU 13 : INFLUENCE DE LA PUISSANCE

DISSIPEE DANS LE NEUTRALISEUR SUR T_e , V_p , n_e

P_N (W)	54	110,5	135,80
T_e °K	680	770	890
V_p (V)	+ 0,02	- 0,53	- 0,62
n_e cm ⁻³	$6,7 \cdot 10^5$	$6,7 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^5$

P_N (W)	54	88,8	135,8
T_e °K	1050	1110	1210
V_p (V)	- 0,05	- 0,5	- 0,82
n_e cm ⁻³	$7,5 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^4$	$9,3 \cdot 10^4$

L'analyse du tableau montre ;

- la diminution de la puissance d'émission du neutraliseur fait évoluer le potentiel plasma vers des valeurs positives; c'est un résultat attendu. Par contre la température électronique diminue sensiblement alors que dans le cas du confinement électrique elle augmentait. Ce phénomène est strictement lié à la présence de la structure magnétique qui peut réfléchir des électrons de forte énergie, c'est à dire de quelques électron volts

- la densité décroît de 5 à 20 % suivant la densité de plasma quand la puissance du neutraliseur diminue.

- il y a neutralisation si la puissance absorbée par le neutraliseur est supérieure à une puissance minimale qui est la condition fondamentale d'auto-neutralisation

- la température varie en fonction inverse de la densité du plasma. Ceci est favorable pour obtenir des variations maximales de longueur de Debye.

Avec un filament émissif dont la puissance est réglée à une valeur moyenne de 80 à 100 W afin d'éviter une usure prématurée, la température électronique est fonction de la densité de plasma. Les valeurs extrêmes typiques sont les suivantes ;

$$n_e = 2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad T_e \approx 600^\circ\text{K}$$

$$n_e = 8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad T_e \approx 1400^\circ\text{K}$$

Nous avons fait en outre des essais avec une cathode à oxydes. Les résultats n'étant pas meilleurs que ceux obtenus avec le filament, nous avons abandonné les cathodes à oxydes pour les raisons évoquées au paragraphe II.2.2.3.

III.2.4. Injection d'électrons chauds dans le plasma

Nous avons pratiqué la même méthode que celle décrite au paragraphe III.1.4. où une deuxième source S_2 est mise en fonctionnement. Le réglage de cette source est aussi délicat et les résultats obtenus sont sensiblement identiques :

- la population initiale caractérisée par n_1 de l'ordre de $5 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ et $T_{e1} \simeq 1000^\circ\text{K}$.

- la population issue de S_2 caractérisée par $n_2 \simeq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ et $T_{e2} \simeq 3000^\circ\text{K}$.

On trouve aussi les mêmes difficultés déjà signalées dans la détection des électrons chauds pour un rapport $\frac{n_2}{n_1} = 1 \%$.

Nous avons aussi utilisé une source à diffusion différente, où le cylindre anode est une tôle au lieu d'être une grille et la base opposée au filament est une grille à la place de la tôle du montage précédent, voir figure (9). Dans ce cas les électrons rapides issus de la décharge pénètrent dans le caisson suivant l'axe longitudinal alors que dans le montage précédent ce trajet était interdit.

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- plasma produit par S_1 sous la pression p_2 totale de $8,5 \cdot 10^{-5} \text{ Torr}$; $n_1 = 6,65 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ $T_{e1} = 1100^\circ\text{K}$

- la source S_2 qui n'est pas référencée par rapport à la masse a des tension et courant de décharges de 20 V et 4 mA respectivement. La densité produite par cette source est n_2 .

L'analyse a été faite avec la sonde électrostatique à calotte en orientant celle-ci suivant quatre directions $(\theta, 0, \pi/2, \pi, \frac{3\pi}{2})$ où θ est l'angle entre la normale à la calotte et l'axe du caisson. Nous avons représenté sur la figure (64) le courant de sonde collecté $I(V)$, le courant électronique $\log I_e(V)$ et la fonction de distribution en énergie des électrons $F(E) (V)$. La fonction $F(E)$ a été calculée suivant la relation 2,22

$$F(E) \propto I''_{e(V)} \cdot |V - V_p|^{1/2}$$

3,25

Où $I''_{e(V)}$ a été calculé numériquement à l'aide du programme de dérivation établi par HENRY [24].

La fonction de distribution représentée en coordonnées semi-logarithmiques comprend :

- la population principale maxwellienne qui présente un accident au voisinage du potentiel de sonde - 2 V,

- la population rapide dont le maximum correspond à un potentiel sonde de - 5 V soit - 4,55 Volts par rapport au potentiel plasma. On peut constater que la caractéristique $I(V)$ accuse une variation sensible autour de ce potentiel - 5 Volts où les électrons chauds sont collectés.

L'intégrale de $F(E)$ donne la densité de plasma. Par une méthode simple de calcul d'aires délimitées par le courbe $F(E)$ nous avons estimé le rapport des densités des populations, soit $\frac{n_2}{n_1} = 4 \%$.

Nous avons traité les courbes $I(V)$ expérimentales acquises pour des angles θ différents 0, π , $\frac{3\pi}{2}$ et les courbes $F(E)$ obtenues non représentées ont sensiblement la même allure, ce qui montre que le plasma est isotrope.

Cette méthode basée sur le calcul numérique de la dérivée seconde du courant électronique valable pour un plasma à population isotrope est à fortiori applicable pour un plasma à deux populations maxwelliennes et aurait pu être utilisé au cas traité dans le paragraphe III.1.4. En fait c'est le développement en coordonnées semi-logarithmiques $\log I_e = f(V)$ qui informe sur la méthode à suivre :

1) $\log I_e = f(V)$ comprend deux droites bien distinctes de pentes différentes. La méthode graphique du paragraphe III.1.4. peut être employée et donne rapidement l'information. Dans ce cas la population électronique est composée de deux maxwelliennes centrées.

2) $\log I_e = f(V)$ ne présente pas de partie rectiligne, voir figure (64). La méthode ci-dessus est la seule applicable. On doit cependant vérifier l'isotropie du milieu.

Dans tous les cas où la densité initiale est comprise entre 10^5 et 10^6 cm^{-3} , la détection des électrons chauds par sonde ou analyseur électrostatiques ne peut être envisagée que si le rapport des densités n_2/n_1 est supérieur à 1 %, ceci pour les raisons déjà évoquées au paragraphe III.1.4.

III.2.5. Facteur de bruit et stabilité

La fréquence du plasma n'est pas absolument pure et subit des fluctuations temporelles rapides d'une part et des fluctuations lentes d'autre part. Les premières sont fonction des régimes de décharge et de neutralisation alors que les secondes sont fonction des dérives lentes de certains paramètres de la source : pression évolutions de gaine ou de température.

Nous caractérisons les fluctuations rapides par le facteur de bruit Q défini comme suit

$$Q = \frac{\Delta f_p}{\bar{f}_p} \quad 3,26$$

Δf_p est l'écart moyen de fluctuation de fréquence mesuré pendant un temps Δt , autour de la fréquence moyenne de plasma \bar{f}_p .

D'après la relation 1,8 on peut écrire,

$$\frac{\Delta n}{\bar{n}} = 2 \frac{\Delta f_p}{\bar{f}_p} \quad 3,27$$

Cette mesure a été effectuée par une sonde radiofréquence à impédance mutuelle fonctionnant en oscillateur. Ce capteur développé au laboratoire par BEGHIN et KARCZEWSKI est destiné à mesurer les fluctuations de densité dans l'ionosphère

dans le projet ARCAD 3 [95]. Le signal issu de la sonde qui oscille à la fréquence plasma est envoyé dans un fréquencemètre intégrateur conçu pour le même projet [95]. Cet appareil peut mesurer une fréquence comprise entre 100 kHz et 11 MHz sur une voie haut niveau (bits de poids forts) ; la résolution est de 250 Hz mesurée sur voie bas niveau 250 Hz - 128 kHz (bits de poids faibles). La figure 65 représente les enregistrements des deux voies haut et bas niveaux pour un plasma de fréquence f_p de 8,92 MHz. Le temps d'intégration du fréquencemètre est de 4 ms. L'analyse de cet enregistrement permet de déterminer le facteur de bruit qui est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$.

La stabilité du plasma a été mesurée sur plusieurs heures après la phase de stabilisation de la source à l'aide de la sonde radiofréquence auto-oscillante à deux antennes. La fréquence d'oscillation f_R est enregistrée toutes les minutes afin de pouvoir faire un calcul statistique (valeur moyenne \bar{f}_p et écart type Δf) sur les données acquises pendant une heure. Les résultats expérimentaux sont donnés sur le tableau ci-dessous.

TABLEAU 14 : EVOLUTION DE LA FREQUENCE PLASMA

ET DE L'ECART TYPE Δf SUR 3 HEURES DE FONCTIONNEMENT

	\bar{f}_p (KHz)	Δf_p (KHz)	$\frac{\Delta f_p}{\bar{f}_p} \%$
1ère Heure	6 573,92	46,23	0,70 %
2ème Heure	6 595,23	18,31	0,28 %
3ème Heure	6 572,63	31,2	0,47 %

L'analyse du tableau montre que la variation moyenne relative de fréquence reste bien inférieure à 1 % sur une heure de fonctionnement, et le glissement de la valeur moyenne \bar{f}_p est de l'ordre de 0,3 %. Une telle stabilité permet d'envisager des expériences assez longues surtout si on y inclut le temps nécessaire aux premiers traitements toujours utiles et souhaités par les expérimentateurs.

III.2.6. Aspect ionique

L'injection d'un faisceau de plasma dans une structure magnétique de confinement présente des difficultés à cause de la non réflexion des ions de quelques eV d'énergie par la barrière magnétique qui a une grande efficacité sur les électrons. La non neutralité du milieu peut engendrer des instabilités dans le plasma.

En fait l'expérience montre que ;

1) les plasmas créés sont stables sur une large gamme de densité (facteur 8 à 10),

2) pour une augmentation de la tension d'accélération ionique V_a il faut une augmentation de densité pour retrouver un régime stable.

Nous expliquons ce phénomène par la présence d'un champ de charge d'espace dû à la réflexion des électrons par la structure qui freine les ions [56], et les actions conjuguées de \vec{E} et \vec{B} font réfléchir la majeure partie des ions. De plus l'effet d'échange de charges important pour l'argon produit des ions thermiques qui sont réfléchis par la structure. Cet effet néfaste dans un plasma de faisceau présente un grand intérêt en présence de la structure de confinement où l'on s'intéresse à l'homogénéité du milieu.

L'isotropie du milieu a été caractérisé par la mesure du courant d'ions collecté par la calotte sphérique polarisée à un potentiel constant négatif, lorsqu'on la fait tourner dans un plan horizontal. La figure 66 représente les courbes obtenues pour deux pressions différentes sous les conditions identiques suivantes ;

- tension d'accélération $V_a = 2 \text{ V}$
- tension de polarisation de sonde - 1,5 V constant,
- densité de plasma maintenue constante.

On note sur ces courbes l'influence de l'échange de charge en fonction de la pression ; à 10^{-4} Torr, les ions sont sensiblement isotropes. Aux pressions de l'ordre de 10^{-5} Torr, généralement utilisées en simulation, il existe un faisceau d'ions mais la proportion d'ions lents reste cependant importante ce qui assure la stabilité du plasma.

Pour voir l'influence de la tension d'accélération des ions, nous avons mesuré l'énergie moyenne des ions rapides et le rapport $r = \frac{I + (AR)}{I + (AV)}$ des courants collectés par la calotte polarisée à - 2 V orientée à l'opposé et face au faisceau. Le mesure d'énergie des ions rapides a été effectuée avec l'analyseur muni du dispositif à faible angle solide de collection 8° ; les ions lents sont perdus par chocs dans le tube d'introduction de l'analyseur. Les résultats obtenus pour une pression de 10^{-5} Torr dans la chambre sont ceux présentés dans le tableau ci-dessous :

TABLEAU 15 : ENERGIE MOYENNE DES IONS

RAPIDES ET RAPPORTS $I + (AR)/I + (AV)$ EN FONCTION DE LA TENSION V_a

V_a (V)	0	5	10	15
\bar{V}_a (V)	7,7	12,2	17	21
$r = \frac{I + (AR)}{I + (AV)}$	0,69	0,71	0,7	0,68

Nous retrouvons un résultat sensiblement identique à celui du paragraphe III.1.6. ; l'énergie moyenne des ions est supérieure à la tension d'accélération d'une valeur de 6 à 7 Volts.

Le rapport r qui caractérise l'importance du faisceau ou le degré d'isotropie ($r \simeq 0$ pour un faisceau, $r \simeq 1$ pour un milieu isotrope), est sensiblement constant avec l'énergie moyenne des ions. Ceci provient du fait que l'échange de charge est peu sensible dans la gamme d'énergie étudiée à l'énergie initiale des ions ; il n'en est pas de même avec la pression comme nous l'avons vu ci-dessus.

En conclusion, la disparition du faisceau indispensable pour une excellente stabilité de plasma en présence d'un confinement magnétique nécessite pour l'argon en particulier une augmentation de pression dans l'enceinte. Cette contrainte favorable au fonctionnement de la décharge où le rendement est meilleure, conduit à des fréquences de collisions ν_{e-n} plus importantes qui peuvent présenter des inconvénients. Un compromis doit être pris suivant les besoins expérimentaux ; une pression comprise entre 10^{-5} et $4 \cdot 10^{-5}$ Torr donne généralement de bons résultats.

III.2.7. Influence d'un champ magnétique statique axial

En présence d'un champ magnétique statique la diffusion des électrons dans le milieu est modifiée et on peut définir deux coefficients de diffusion [58],

- coefficient de diffusion parallèle à \vec{B}

$$D_{//} \simeq D_e \quad (3,28),$$

- coefficient de diffusion perpendiculaire

$$\text{à } B \quad D_{\perp} \simeq \frac{D_e}{1 + \left[\frac{f_{be}}{\nu_e} \right]^2} \quad (3,29)$$

où f_{be} et ν_e sont respectivement la gyrofréquence électronique et la fréquence totale de collisions ($\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{e-n}$). D_e est le coefficient de diffusion libre des électrons $D_e = \frac{kT_e}{m\nu_e}$.

Pour une interaction d'un champ magnétique de 0,5 G ($f_{be} = 1,415 \cdot 10^6$ Hz) dans un plasma habituellement étudié ou v_e est de l'ordre de 10^3 Hz, D_{\perp} est réduit d'un facteur de l'ordre de 10^6 et devient négligeable devant la diffusion parallèle. Le champ magnétique B_y créé suivant l'axe du caisson favorise la diffusion le long de l'axe et réduit les pertes des électrons sur les parois latérales. Cette anisotropie entraîne une diminution des courants électroniques collectés par une sonde alors que les courants ioniques sont peu modifiés si l'inégalité $\rho_i \gg \lambda_D$ est respectée ce qui est toujours le cas dans les plasmas simulés [58].

Nous avons vérifié ce comportement en enregistrant les caractéristiques $I(V)$ de la calotte sphérique orientée face à la source et donc perpendiculaire au vecteur B_y axial, le champ magnétique terrestre étant compensé. La figure (67) présente les courbes obtenues pour diverses valeurs du champ magnétique statique, les courants électroniques collectés sont réduits alors que les courants ioniques sont inchangés. La théorie du calcul des courants collectés par une sonde de présence d'un champ magnétique [58], montre que le rapport R des courants collectés est donné par la relation

$$R = \frac{32 K}{3 \pi} \cdot \frac{\rho_e}{r_p} \quad 3,30$$

K est une constante voisine de 0,5 et r_p le rayon de la sonde.

Pour le plasma correspondant aux courbes expérimentales ($T_e = 1000^\circ\text{K}$) dans un champ de 0,86 G, le rapport R vaut 1,5 alors que le rapport trouvé expérimentalement est de $I_p(B=0)/I_p(B=0,86\text{ G}) = 1,3$.

La vérification de l'anisotropie du milieu a été effectué en traçant les courbes $I(V)$ de la calotte sphérique orientée parallèlement et perpendiculairement par rapport au champ B_y . Les développements en coordonnées semi-logarithmiques des courants électroniques sont représentées sur la figure (68). On peut constater ;

1) une diminution des courants électroniques collectés quand la normale à surface collectrice est perpendiculaire à \vec{B} par rapport au courant collecté quand la normale à la calotte est parallèle à B_y , le rapport des courants I_p est de l'ordre de 1,5.

2) la température électronique T_e n'est pas affectée quand la normale à la calotte est parallèle à B_y , par contre il apparaît une augmentation de température dans les cas contraires avec une dissymétrie (voir fig. 68). Nous n'attribuons pas cette augmentation de température à un échauffement du plasma par le champ magnétique, mais simplement à une conséquence de l'anisotropie de la diffusion. En effet la diffusion des électrons dans une direction perpendiculaire à B_y est pratiquement annulée ; seuls les électrons de forte énergie peuvent diffuser radialement et sont présents dans les courants collectés par la calotte orientée face à cette direction.

Cette dissymétrie s'inverse quand on change la polarité du champ B_y . Nous interprétons ce phénomène par le fait qu'il existe devant la source et sur une zone de un mètre de distance suivant l'axe du caisson un gradient important de champ magnétique qui est modifiée par l'inversion du champ B_y . En effet dans cette zone, le champ magnétique terrestre est mal compensé (voir figure 33), et la résultante du champ en tout point entre le champ terrestre et le champ axial créé, varie avec la valeur absolue et le sens du champ B_y imposé. Il en résulte que la condition d'entrée du plasma dans la zone de champ relativement homogène est changée avec la polarité de B_y . Notons que dans cette zone (premier mètre de vol du faisceau après la source), le plasma est aussi fortement inhomogène et l'interaction n'en est que plus complexe.

L'idéal eut-été que la source et tout le faisceau de plasma beignat dans un milieu où le champ terrestre soit bien compensé et que le champ axial B_y soit homogène.

L'infrastructure locale du laboratoire a interdit une disposition des bobines pour satisfaire ces conditions.

Notons qu'en l'absence de champ magnétique statique axial et champ terrestre compensé, le milieu est isotrope, les caractéristiques $I(V)$ de la calotte sont confondues dans la partie exponentielle de la courbe quelle que soit l'orientation de la calotte par rapport à l'axe.

Nous avons étudié le comportement de la sonde quadripolaire en présence du champ magnétique axial B_y dans une configuration simple. Pour l'expérience la sonde utilisée décrite au paragraphe II.5.4. a été modifiée dans sa géométrie pour obtenir une structure en ligne où les sphères émettrices et réceptrices sont alternées, l'espace entre chacune d'elles est de 9 cm. Cette configuration linéaire est plus facile à traîter que celle en carrée en présence d'un champ magnétique.

Les courbes de réponses obtenues par la sonde quadripolaire orientée perpendiculairement par rapport à B_y en l'absence et en présence du champ magnétique sont représentées sur la figure (69).

On peut noter sur ces courbes ;

- 1) $B = 0$ la fréquence plasma $f_p = 4,38$ MHz
- 2) $B \neq 0$ la gyrofréquence 1,08 MHz et son harmonique 2 MHz, et la fréquence hybride haute $f_H = 4,52$ MHz.

Le calcul de la gyrofréquence à partir de la relation 1,18, $f_{be} = (f_H^2 - f_p^2)^{1/2}$ donne pour valeur 1,1 MHz. La concordance à 2 % près est satisfaisante. Cependant la valeur du champ calculée pour cette gyrofréquence (0,387 G) est plus faible que la valeur théorique (0,427 G) correspondant au courant dans les bobines (10 A). Nous attribuons cette erreur de l'ordre de 10 % au fait que les composantes résiduelles transverses de \vec{B} , soient B_x et B_z (voir figure 34), perturbent la composante imposée B_y . On peut alors penser qu'en augmentant le champ B_y cette erreur entre valeurs théorique et expérimentale doit diminuer, ce qui a été vérifié comme le montre le tableau ci-dessous.

TABLEAU 16 : DETERMINATION DE B_y PAR LA

GYROFREQUENCE COMPARAISON AVEC LA VALEUR THEORIQUE

I dans les Bobines (A)	10	15	20
B Theorique Gauss	0,427	0,641	0,854
B mesuré par la Sonde quadripolaire	0,387	0,658	0,873
$\Delta B/B \%$	- 10 %	+ 2,6 %	+ 2,2 %

Cette constatation impose de travailler avec des champs supérieurs à 0,5 G si l'on veut considérer le champ créé uniforme ; ce qui avait été annoncé au paragraphe II.4.3.

Nous venons de montrer dans ce dernier paragraphe que l'adjonction d'une structure magnétique de confinement dans la chambre toujours équipée de la source KAUFMAN, annule presque totalement l'effet de faisceau du plasma et améliore considérablement les conditions de simulation ;

- la variation de densité est de l'ordre de 8 % par mètre suivant l'axe, soit 100 longueurs de Debye environ,

- la plage de variation de densité pour des plasmas stables est comprise entre $8 \cdot 10^4$ et $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$,

- les températures électroniques correspondant respectivement aux densités ci-dessus sont 1 400°K et 600°K, ce qui permet une variation de λ_D comprise entre 9 mm et 1 mm environ,

- le facteur de bruit $\Delta f_p / \bar{f}_p$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ pour des temps d'intégration de quelques ms,

- l'étude du comportement de capteurs dans un plasma sensiblement homogène en présence de champ magnétique uniforme peut être favorablement envisagée.

CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce travail les diverses études effectuées pour améliorer l'installation de simulation du plasma ionosphérique. Certaines de ces améliorations, comme la compensation du champ magnétique en présence du dispositif de confinement, sont limitées par l'infrastructure locale inadaptée à ces problèmes, et prévue bien avant l'implantation du caisson.

Cependant la chambre ainsi équipée à laquelle on doit ajouter l'ensemble d'acquisition et de traitement de données associé, non décrit dans ce travail, peut simuler deux types de plasmas ; faisceau de plasma, et plasma homogène sur un grand volume. Ces possibilités permettent ;

- le développement des capteurs du laboratoire pour la métrologie des plasmas spatiaux ; projets IPOCAMP, PORC-EPIC, ARCAD-3.

- des expériences de physique des plasmas dont les dernières en date sont les études de vitesses de dérives électroniques [96], et des études de sondes dipolaires en mode passif [87] qui doivent déboucher sur des applications géophysiques.

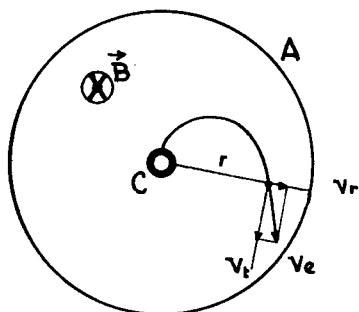
Les études de vitesses de dérives électroniques ont déjà été abordées par MICHEL [97] dans un faisceau de plasma où le contrôle de ce paramètre est plus facile qu'en présence de la structure de confinement. Dans ce dernier cas les travaux actuellement en cours [96] permettront d'avancer sur la connaissance de la vitesse de dérive électronique et donc son contrôle.

Pour obtenir une population électronique à fonction de distribution complexe, nous avons montré certaines possibilités qui sont limitées par les moyens de diagnostic classiques (sonde ou analyseur) ; le rapport (n_2/n_1) de densité de la population chaude à celle de la population froide est compris entre 1 % et 30 %. Afin d'améliorer cette condition de simulation il est nécessaire de poursuivre dans cette voie en comparant les diverses méthodes développées au laboratoire ; analyseur électrostatique, propagation d'ondes, méthodes passives.

Quand à la production de population ionique complexe nous avons montré que par l'utilisation d'un spectromètre de masse magnétique que ces mesures pouvaient être envisagées si des besoins réels se précisaient.

EFFET MAGNETRON : DETERMINATION DU CHAMP B_c DE COUPURE

Nous supposons pour ce calcul un modèle très simple où les électrons émis par la cathode C cylindrique de rayon r_1



sont attirés vers l'anode A cylindrique de rayon r_2 qui est au potentiel V_d . Le vide est parfait dans l'espace inter-électrode et le champ magnétique \vec{B} est uniforme dans tout cet espace.

$$\vec{v}_e = \frac{d\vec{r}}{dt} + r \frac{d\theta}{dt} \vec{e}_\theta$$

Nous pouvons montrer qu'il existe une valeur du champ magnétique B_c

pour laquelle les électrons ne peuvent plus atteindre l'anode. Il suffit d'écrire dans l'équation générale de vitesse \vec{V}_e que la vitesse radiale est nulle $V_r = 0$ pour le rayon $r = r_2$.

La conservation de l'énergie permet d'écrire pour un électron

$$e V_d = \frac{m}{2} \left| \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right| \quad (1)$$

La dérivée du moment cinétique $\frac{dM}{dt}$ s'écrit

$$\frac{d}{dt} (r \cdot m \cdot r \frac{d\theta}{dt}) = r e \cdot B \frac{dr}{dt} \quad (2)$$

qui donne après intégration,

$$r^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{2} r^2 \omega_{be} + I \quad (3)$$

La constante d'intégration I est déterminée par la condition initiale $\frac{d\theta}{dt} = 0$ pour $r = r_1$. L'équation (3) devient

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\omega_{be}}{2} \left| 1 - \frac{r_1^2}{r^2} \right| \quad (4)$$

En portant cette valeur dans l'équation (1) et en écrivant pour $r = r_2$ que $\frac{dr}{dt} \Big|_{r=r_2} = 0$ on obtient ;

$$B_c = \left| \frac{8 m}{e} V_d \right|^{1/2} \frac{1}{r_2 \left| 1 - \frac{r_1^2}{r_2^2} \right|} \quad (5)$$

Pour les valeurs numériques suivantes ;

$$- r_1 = 10^{-3} \text{ m}$$

$$- r_2 = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$$

$$- V_d = 40 \text{ V}$$

On trouve pour B_c une valeur de 8,55 gauss, à laquelle correspond une valeur du courant I_b dans les bobines de 0,16 A. Sur les courbes représentées à la figure 18 qui donnent les résultats pour un cas réel où il y a ionisation dans le milieu on note une instabilité de décharge pour un courant I_b de 0,2 A et un arrêt de la décharge ($I_d = 0$) pour un courant dans les bobines I_b de l'ordre de 0,6 A.

ANNEXE IICALCUL DE LA DUREE DE VIE DES ELECTRONS DANS LE PLASMA

La durée de vie des électrons dans le plasma en régime de diffusion ambipolaire est donnée par la relation ;

$$\tau_s = \frac{\Lambda^2}{D_a} \quad (1)$$

Λ (m) longueur caractéristique de diffusion a été définie au paragraphe III.1.2. et vaut pour la chambre 0.29 m.

D_a ($m^2 \cdot s^{-1}$) coefficient de diffusion ambipolaire.

Ce coefficient est donné par la relation approchée généralement admise [3] :

$$D_a = \frac{k T_i}{e} \mu_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \quad (2)$$

T_e et T_i sont respectivement les températures des électrons et des ions.

μ_i est la mobilité des ions.

Pour ce calcul nous supposons les ions thermiques de température $T_i \simeq 300^\circ K$ et la température électronique est prise à $1000^\circ K$.

La mobilité ionique μ_i est calculée par la relation

$$\mu_i = \mu_{i0} \frac{n_0}{n_n} \quad (3)$$

$\mu_{io} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ m}^2$ est la mobilité réduite du gaz considéré
et vaut pour l'argon [3] $1,6 \cdot 10^{-4}$

$n_o (\text{m}^{-3})$ densité des neutres à la pression atmosphérique
soit $2,59 \cdot 10^{25}$

$n_n (\text{m}^{-3})$ densité des neutres à la pression de travail
dans l'enceinte 10^{-5} Torr soit $3,413 \cdot 10^{17}$.

La mobilité ionique a pour valeur $1,21 \cdot 10^4$.

En portant les valeurs ci-dessus T_e , T_i , μ_i
dans l'expression (2) on en déduit celle de D_a qui vaut
 $1,35 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Tous les termes de l'équation (1) sont connus,
et la valeur de τ_s calculée vaut $66,4 \mu\text{s}$.

ANNEXE IIICALCUL DU FLUX DE GAZ DESORBE LORS DU DEGAZAGE

La connaissance des gaz desorbés par un corps chauffé sous vide peut être effectuée à l'aide d'un spectromètre de masse [77]. En effet cet appareil donne un spectre dont les amplitudes $\alpha_i(V)$ des pics sont proportionnelles aux pressions partielles p_i (Torr) des divers gaz présents dans l'enceinte :

$$p_i = a_i \alpha_i \quad (1)$$

a_i est une caractéristique du spectromètre utilisé.

Pour reconstituer l'évolution dans le temps des flux de gaz $q_i(t)$ (Torr. $\text{dm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) desorbés, il faut résoudre l'équation de dynamique du degazage ci-dessous

$$q_i(t) = S_i \cdot p_i(t) + V \cdot \frac{dp_i(t)}{dt} \quad (2)$$

$S_i \text{ dm}^3 \text{ s}^{-1}$ est la vitesse de pompage d'un gaz i

$V \text{ dm}^3$ est le volume du caisson. Cette équation s'écrit en tenant compte de la relation (1)

$$q_i(t) = S_i \cdot a_i \cdot \alpha_i(t) + V \cdot a_i \cdot \frac{d\alpha_i(t)}{dt} \quad (3)$$

Notre étude a été faite en l'absence de plasma dans l'enceinte sous une pression résiduelle faible de l'ordre de 10^{-7} Torr. Le calculateur acquiert périodiquement les informations du spectromètre de masse quadripolaire, la réponse de la jauge Bayard-Alpert, et la tension du thermo-couple.

La période de scrutation de 10 s est faible devant la durée du transitoire à étudier, (15 mn environ) et la durée d'acquisition est de 0,8 s.

Les valeurs $\alpha_i(t)$ acquises sont traitées suivant l'équation (3) pour restituer les flux de gaz désorbés suivants ;

- vapeur d'eau masse 18.

$$q(t) = 28 \cdot 10^3 \cdot 1,2 \cdot \alpha_{18}(t) + 5.500 \times 1,2 \frac{d \alpha_{18}(t)}{dt} \quad (4)$$

- Hydrogène masse 2

$$q(t) = 375 \cdot 2,4 \cdot \alpha_2(t) + 5.500 \cdot 2,4 \frac{d \alpha_2(t)}{dt} \quad (5)$$

- Azote masse 28

$$q(t) = 275 \cdot \alpha_{28}(t) + 5.500 \cdot \frac{d \alpha_{28}(t)}{dt} \quad (6)$$

Dans les produits de dégazages (voir figure 48, b, c) apparaissent en faible quantité l'hydrogène, l'azote dus au flash du filament, et la vapeur d'eau en quantité importante issue de la sphère lorsque sa température est au environ de 100°C.

La masse de gaz correspondante $\mu_i(g)$ est donnée par l'intégrale de la courbe $q_i(t)$ suivant la relation

$$\mu_i = 6 \cdot 10^{-5} A_i \int_0^{t_0} q_i(t) dt$$

$A_1(g)$ Atome gramme du gaz considéré.

Ce calcul qui n'offre pas d'intérêt dans notre travail nécessiterait un étalonnage rigoureux du spectromètre de masse.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- | 1| Proceedings of the summer advanced study institute held at the University of Liege, Belgium, 1974.
- | 2| G.L. WRENN, Ann. Géophys. 30, 49 (1974).
- | 3| J.L. DELCROIX, Physique des Plasmas, Vol. 1, Dunod (1963), Vol. 2, Dunod (1966).
- | 4| D. QUEMADA, Ondes dans les plasmas, Hermann (1968).
- | 5| L.R. MEGILL, M.H. REES, L.K. DROPPLE, Planet. Space Sci., 11, 45 (1963).
- | 6| R. GODARD, "Analyse du fonctionnement de la sonde différentielle pour la mesure de la température électronique dans l'ionosphère", Thèse, Paris-Orsay (1971).
- | 7| J.M. ILLIANO, Expérience EIDI III, Communication à paraître.
- | 8| J.M. SELLEN, J.W. BERNSTEIN, R.F. KEMP, Rev. Sci. Instr. 36, 316 (1965).
- | 9| G. TOMINAGA, K. HIRAO, T. ITO, C. HAYASHI, Le Vide 132, 355, (1967).
- | 10| Y.L. AL'PERT, A.V. GUREVITCH, L.P. PITACHEVIVSKII, "Space physics with artificial satellites", Consultant Bureau, New York (1965).
- | 11| J.F. BONNAL, J. GIACOMINI, G. MAINFRAY, C. MANUS, J. MORELLEC, Nucl. Instr. Méth. 34, 328 (1965).
- | 12| Y. LE FLOCH, J. LABBE, Etude 1019/E, Note Technique N° 3, O.N.E.R.A.

- | 13 | T. BOLZINGER, C. MANUS, G. SPIESS, Plasma Phys. 11, 411 (1969).
- | 14 | G. SPIESS, "Etude du plasma de synthèse résultant de la neutralisation forcée d'un faisceau d'ions H_g^+ ", Thèse Paris-Orsay (1968).
- | 15 | R.G. LITTLE, J.F. WAYMOUTH, Phys. Fluids 9, 801 (1966).
- | 16 | J. DELAFOSSE, G. MONGODIN, "Les calculs de la technique du vide", Société Française des Ingénieurs et Techniciens du Vide, Paris (1961).
- | 17 | Y. ARNAL, Note Technique G.R.I./71, (1970).
- | 18 | Y. ARNAL, Note Interne GRI (1969).
- | 19 | L.R.O. STOREY et al., Note Technique GRI/102 (1972).
- | 20 | Y. ARNAL, Le Vide 157, 81 (1972).
- | 21 | P. THEVENET et al., Le Vide 157, 13 (1972).
- | 22 | J.L. MICHAU, Note Technique GRI/125 (1974).
- | 23 | Y. KAWAI, Y. NAKAMURA, T. ITOH, T. KAWABE, Phys. Fluids, 16, 1307 (1973)
- | 24 | D. HENRY, "Diagnostic d'un plasma non maxwellien par propagation d'ondes électroniques longitudinales. Comparaison avec un diagnostic par sondes électrostatiques", Thèse Paris (1974).
- | 25 | D.D. EKBOTE, L. SCHOTT, D.A. WHITFIELD, Can. J. Phys. 48, 775 (1970).
- | 26 | A.C. de HOOG, L. SCHOTT, Rev. Sci. Instr. 41, 1340 (1970).
- | 27 | D. BLANC, A. DEGEILH, J. Phys. Rad. 22, 230 (1961).

- [28] D.F. HALL, R.F. KEMP, J.M. SELLEN, A.I.A.A. Journal 2, 1032 (1964).
- [29] M.A. KASHA, T.W. JOHNSTON, J. Géophys. Res. 72, 4028 (1967).
- [30] I.L. FREESTON, A.M. ZAVODY, Proceedings of the 8th international conference on phenomena in ionised gases, Vienna, 541, (1967).
- [31] W. BERNSTEIN, H.S. OGAWA, J.M. SELLEN, Phys. Rev. Letters 20, 903 (1968).
- [32] M. FELDEN, C. PATOU, R. HAUG, Rev. Phys. Appl. 1, 48 (1966).
- [33] H.J. DOUCET, D. GRESILLON, Note Interne, PMI 372-1, Ecole Polytechnique (1968).
- [34] "La propulsion ionique application à la stabilisation des satellites" C.N.E.S., C.N.R.S. Toulouse (1972).
- [35] H.R. KAUFMAN, NASA TW D-585 (1961).
- [36] D.F. HALL, R.F. KEMP, J.M. SELLEN, A.I.A.A. Journal 3, 1490 (1965).
- [37] V. AGNELLO, E.S.R.O. (E.S.T.E.C.) SN-104 (1969).
- [38] D. PIGACHE, A.I.A.A. Journal 11, 129 (1973).
- [39] S.D. HESTER, A.A. SONIN, A.I.A.A. Paper n° 69673 (1969).
- [40] P. LE VAGUERESE, "Etude d'une source à plasma de synthèse" Thèse Paris-Orsay (1970).
- [41] W.A. ORAN, N.H. STONE, Planet. Space Sci. 22, 379 (1974).
- [42] J.M. SAUTTER Rapport DRME-CSF, DAC N° 680393, Orsay 1968.

- |43| C. MACHU, "Réalisation d'un montage simulant un plasma ionosphérique", Diplôme CNAM, Paris (1966).
- |44| CHARPENEL, D. PIGACHE, Note Interne N°202 ONERA (1972).
- |45| T. CONSOLI, P. HUBERT, R. LE QUINIO, D. VERON, Nucl. Instr. Méth. 4, 376 (1959).
- |46| P. LABORIE, J.M. ROCARD, J.A. REES, "Sections efficaces électroniques coefficients macroscopiques, 1 Hydrogène et gaz rares", Dunod (1968).
- |47| P. LE VAGUERESE, D. PIGACHE, Rev. Phys. Appl. 6, 325 (1971).
- |48| R. LIMPAECHER, K.R. MACKENZIE, Rev. Sci. Instrum. 44, 726 (1973).
- |49| R.J. TAYLOR, K.R. MACKENZIE, H. IKEZI, Rev. Sci. Instrum. 43, 1675 (1972).
- |50| A.Y. WONG, D. GRESILLON, P. MILLS, Proceedings of Vème European conference on controlled fusion C.E.A. Grenoble, 1, 157 (1972).
- |51| P. HIRT, Q. TRAN, Rapport de la session de printemps de la société Suisse de physique, 47, 473 (1974).
- |52| R. PRUDHOMME, Automatique, Tome 1, Masson et Cie (1974).
- |53| J.J. BERTHELIER, Note Interne, L.G.E. - C.N.R.S. Paris VI, Saint Maur des Fossés (1976).
- |54| J.L. MICHAU, "Dispositif d'asservissement d'une sonde électrostatique au potentiel plasma" Diplôme CNAM, Paris (1976).
- |55| L.R.O. STOREY, Rapport d'activité GRI/NTP 131, (1974).

- [56] R. LIMPAECHER, Report R.114, University of California, Los Angeles (1972).
- [57] M. BARIBAUD, J.M. DOLIQUE, J. MONTE, F. ZADWORY, Plasma Phys. 16, 865 (1974).
- [58] J.D. SWIFT, M.J.R. SCHWAR, "Electrical probes for plasma diagnostics", London Lliffe books, Ltd. 51970).
- [59] R.L.F. BOYD, N.D. TWIDDY., Proc. Roy. Soc. 250, 53 (1959).
- [60] C.V. GOODALL, D. SMITH, Plasma Phys. 10, 249 (1968).
- [61] K. HIRAO, K. OYAMA, J. Geomag. Geoelectr. 24, 415 (1972).
- [62] A. GONFALONE, E.S.R.O. SN-115 (E.S.T.E.C.) (1971).
- [63] M. BUJOR, Photon and particle Interactions with surfaces in space. R.J.L. GRARD (Ed.) 323 (1973).
- [64] J.J. BERTHELIER, R. GODARD, J.M. ILLIANO, Proceedings of the congress surface vacuum space, Liège (1970).
- [65] J.M. ILLIANO, L.R.O. STOREY, Planet. Space Sci. 22, 873 (1974).
- [66] J.M. ILLIANO, Y. ARNAL, P. GILLE, Proceedings International conference technologie of scientific space experiments C.N.E.S.-Paris, 459 (1975).
- [67] G. FOURNIER, "Ecoulement de plasma sans collision autour d'un cylindre en vue des applications aux sondes ionosphériques", Thèse Paris-Orsay (1971).
- [68] KANAL, Scientific Report N° 5, University of Michigan (1962).

- | 69 | J.P. LEBRETON, Rapport D.E.A., Université d'Orléans
(1974)
- | 70 | D. SCHIRMANN, "Etude théorique de la fonction potentiel
définie entre une grille et une électrode polarisables
situées dans un plasma, application à la détermination
de ses paramètres électroniques et ioniques", Thèse,
Nancy (1968)
- | 71 | C. RENARD, Eldo-Cecles/Esro-Cers Scient. and Tech. Rev.
4, 309 (1972)
- | 72 | L.R.O. STOREY, M.P. AUBRY, P. MEYER, Plasma waves in space
and in the laboratory (Edinburg University Press.)
I, 303,(1969).
- | 73 | L.R.O. STOREY, B. ROOY, C.R. Acad. Sc. Paris 271 B,
320 (1970).
- | 74 | C. RENARD, R. DEBRIE, C.R. Acad. Sc. Paris 270, 649
(1970)
- | 75 | B. ROOY, M.R. FEIX, L.R.O. STOREY, Plasma Phys. 14,
275 (1972)
- | 76 | J.M. CHASSERIAUX, R. DEBRIE, C. RENARD, J. Plasma Pys.
8, 231 (1972)
- | 77 | C. BIGUENET, Le vide N° 159-160, 143 (1972)
- | 78 | R. THOMAS, "Contribution à l'étude de la composition
ionique des plasmas par spectrométrie de masse",
Thèse Orléans (1972)
- | 79 | B. ROWE, Int. J. Mass Spectr. Ions Phys. 16, 209 (1975)

- | 80 | R. THOMAS, J.L. DEFAU, J.R. VACHER, A. BARASIN
J. Phys. E 6, 875 (1973).
- | 81 | J. BERNARD, Rapport Convention DRME N°73.34.25600.480.7501.
C.N.R.S., Laboratoire d'Aérothermie, Meudon, (1974)
- | 82 | P. RIO, C. BOUVY, Spectra 2000 9, 55 (1974).
- | 83 | A. CORNU, "Précis de spectrométrie de masse analytique"
Presse Universitaire de Grenoble (1974).
- | 84 | B.C. GREGORY, B. BERGEVIN, Phys. Rev. A 7, 1642 (1973)
- | 85 | R. DEBRIE, Y. ARNAL, J.M. ILLIANO, Phys. letters 56 A,
95 (1976)
- | 86 | I.L. FREESTON, R. POTTELETTE, L.R.O.STOREY, Note
Technique CRPE/13 (1976)
- | 87 | R. POTTELETTE, L.R.O. STOREY, Plasma Phys., à paraître .
- | 88 | E. SAIZBORN, I.E.E.E Transc. Nucl. Sci. 23, 947 (1976).
- | 89 | P.B. CATTIN, "Mécanisme des sources d'ions positifs à
extraction de haute-fréquence. Etude particulière
des phénomènes d'extraction". Thèse, Toulouse (1969)
- | 90 | D. PIGACHE, Note Technique N°951, O.N.E.R.A. (1971).
- | 91 | H.C:HAYDEN, R.C. AMME, Phys. Rev. 141, 30 (1966)
- | 92 | J.L. DELCROIX, M. FITAIRE A.M. POINTU, A. RICARD
Rapport L.P. 140, Laboratoire de Physique des
Plasmas, Orsay, (1973).

- | 93 | B. GROLLEAU "Etude d'une décharge en haute fréquence dans l'hydrogène en présence d'un champ magnétique transversal", Thèse, Nantes (1973).
- | 94 | J.F. KARCZEWSKI, B. MOREAU, Note Technique GRI/124 (1974)
- | 95 | C. BEGHIN, J.F. KARCZEWSKI, Note Technique C.R.P.E 1005 (1975).
- | 96 | D. HENRY, J.M. LAFAILLE, G. MOURGUE, Note Technique CRPE/37 (1976).
- | 97 | E. MICHEL "Etude des possibilités de mesurer à bord d'un satellite la température la densité et la vitesse de dérive électroniques du plasma ionosphérique".
Thèse 3 ème cycle, Orléans (1976).

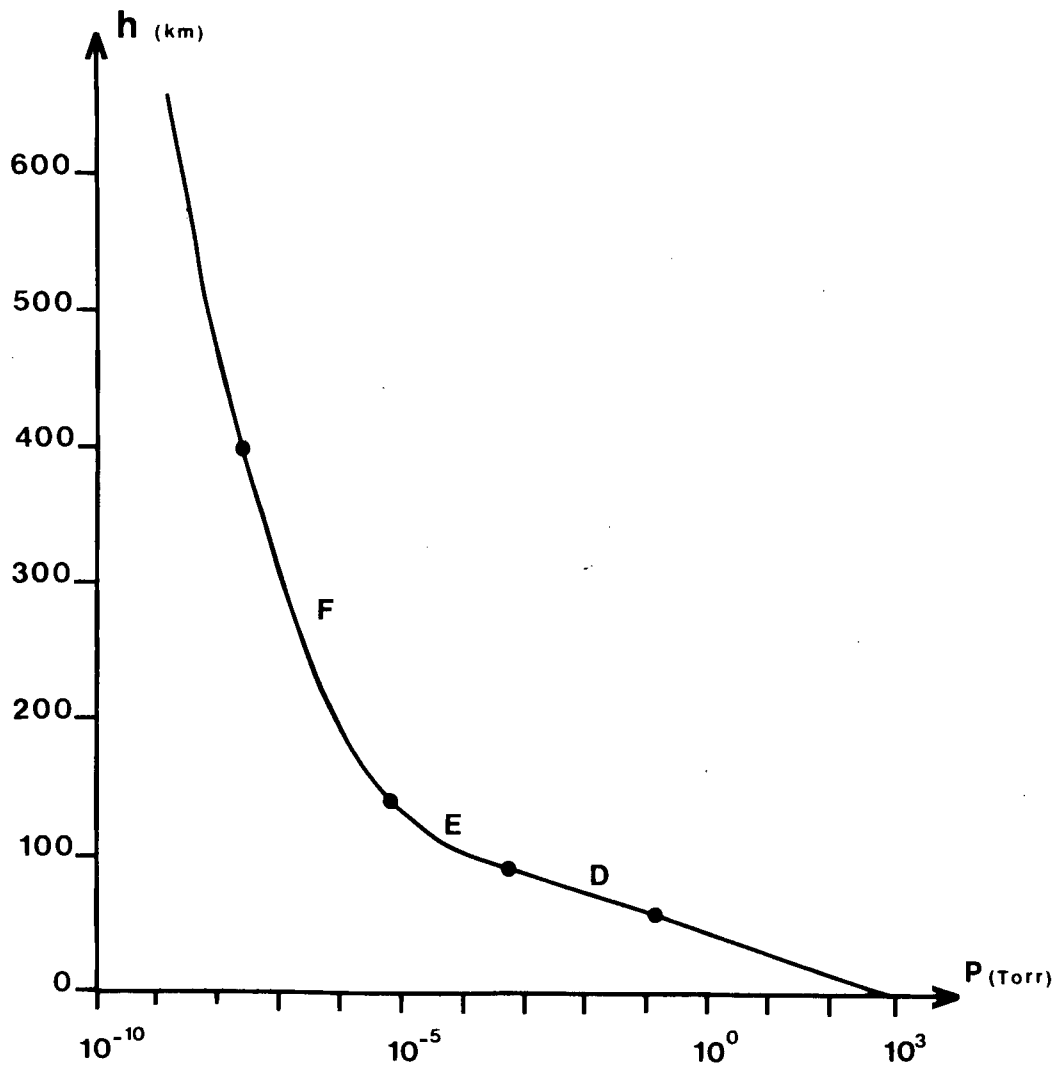


Fig.1 Repartition de la pression suivant l'altitude

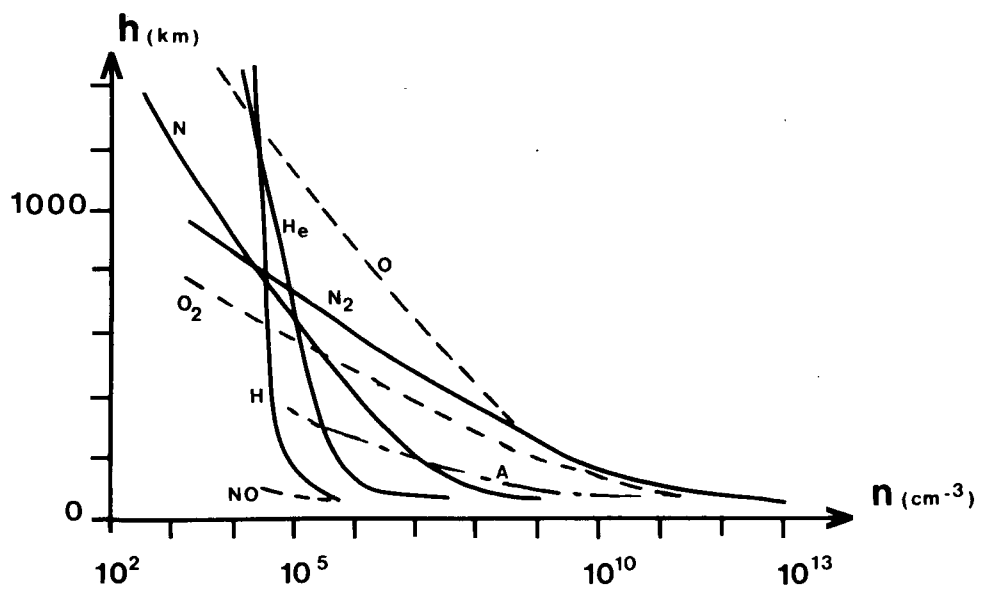


Fig.2 Repartition des neutres dans l'ionosphere

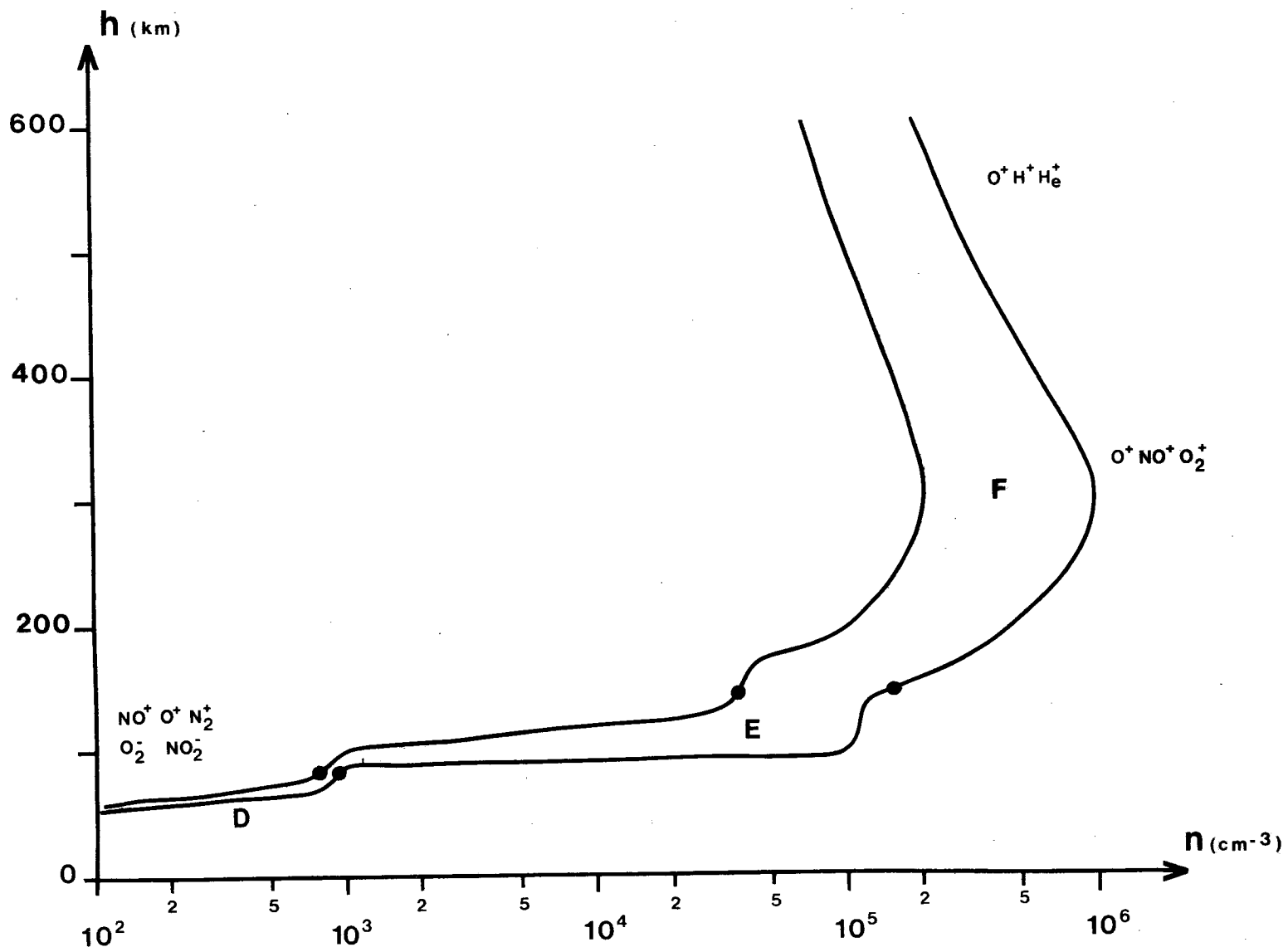


Fig.3 Distribution de la densite

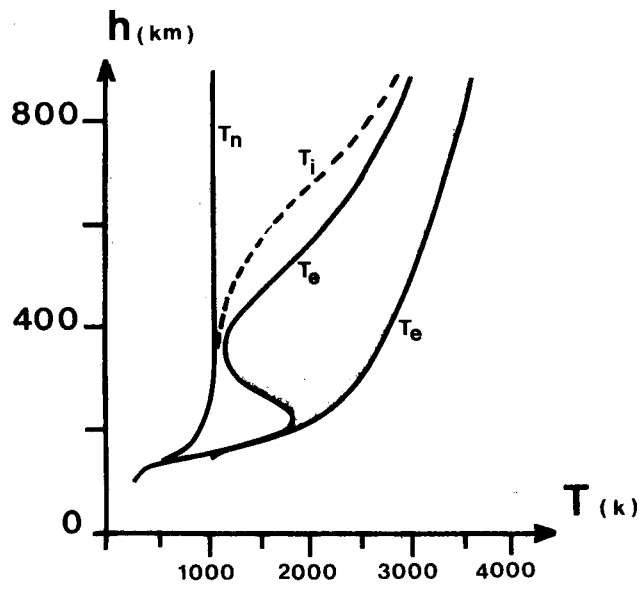


Fig.4 Profils des temperatures

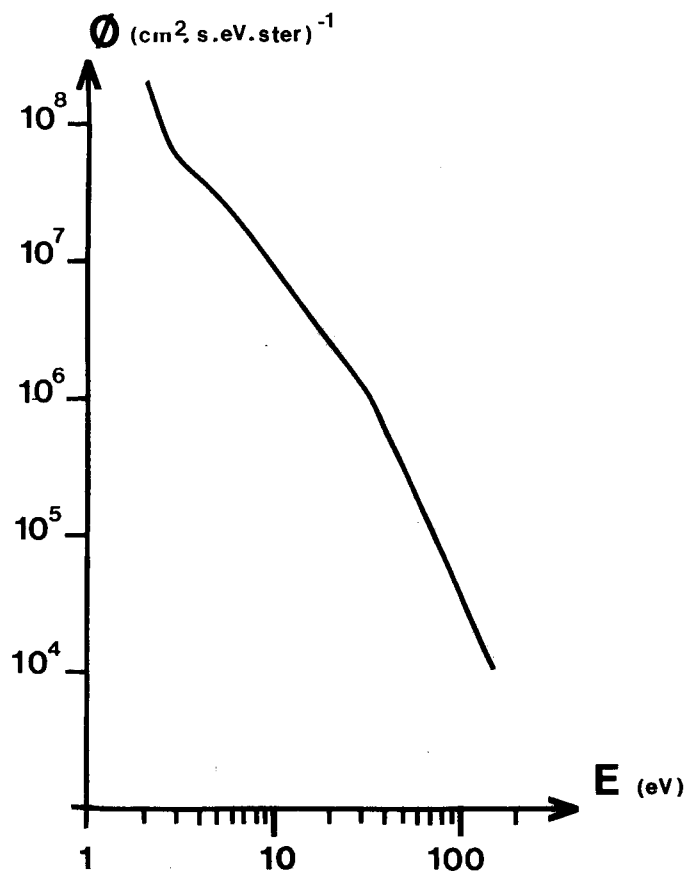


Fig.5 Spectre en energie des photoelectrons

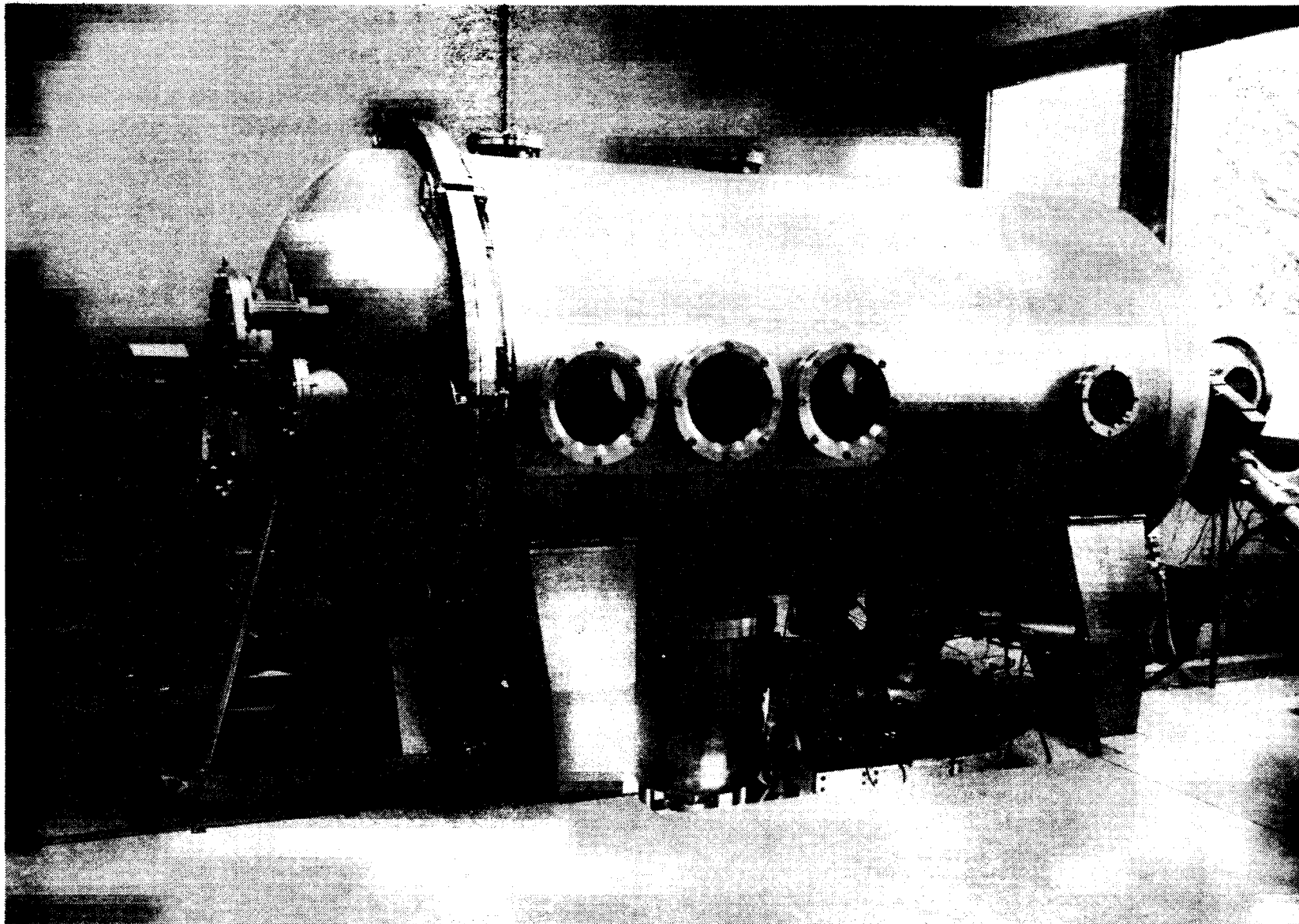


Fig. 6 **Chambre de simulation**

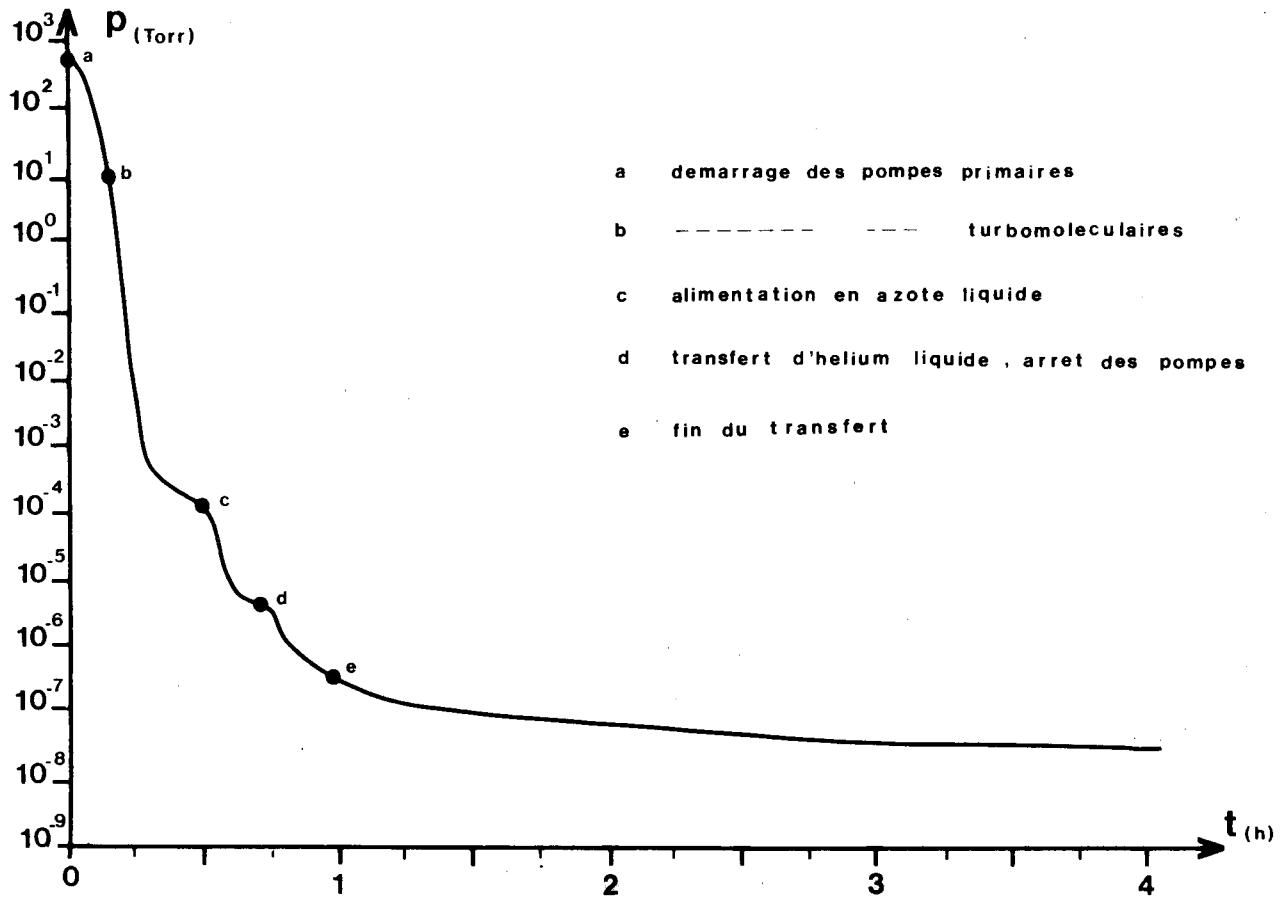


Fig.7 Courbe de descente en pression dans l'enceinte

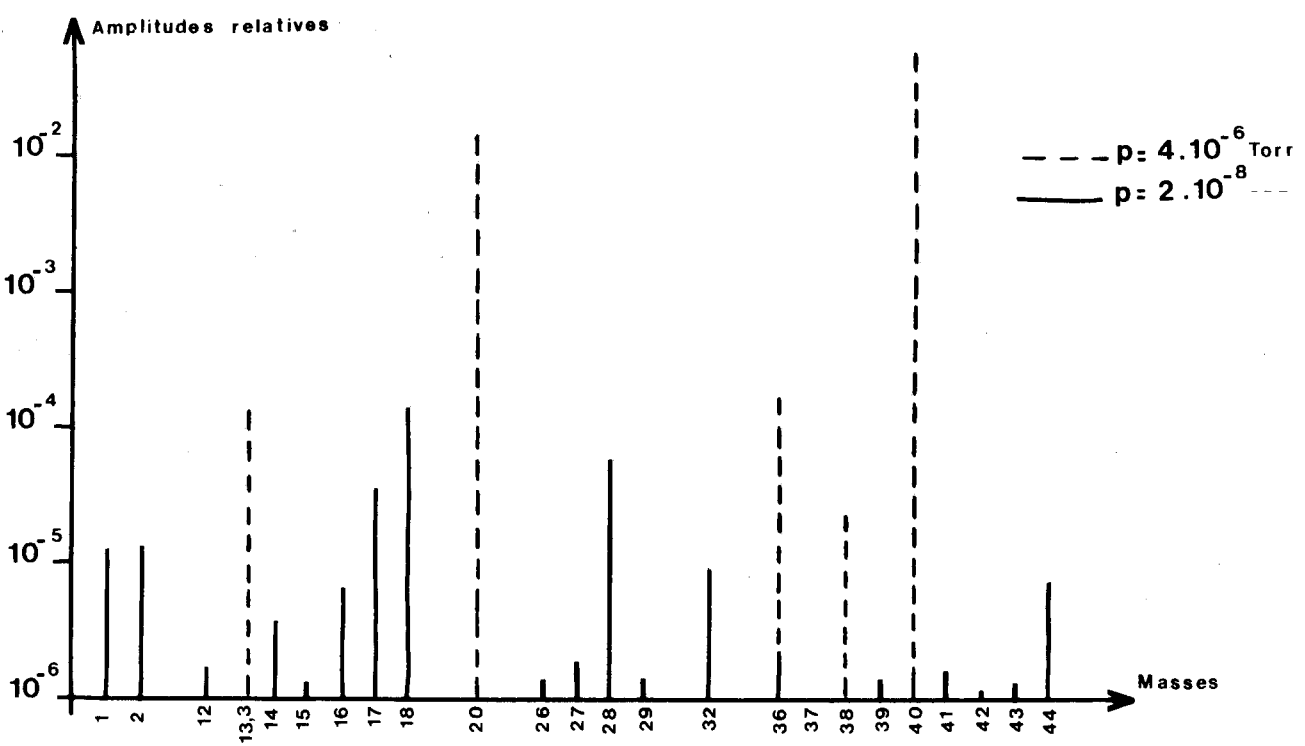


Fig.8 Spectre de masses

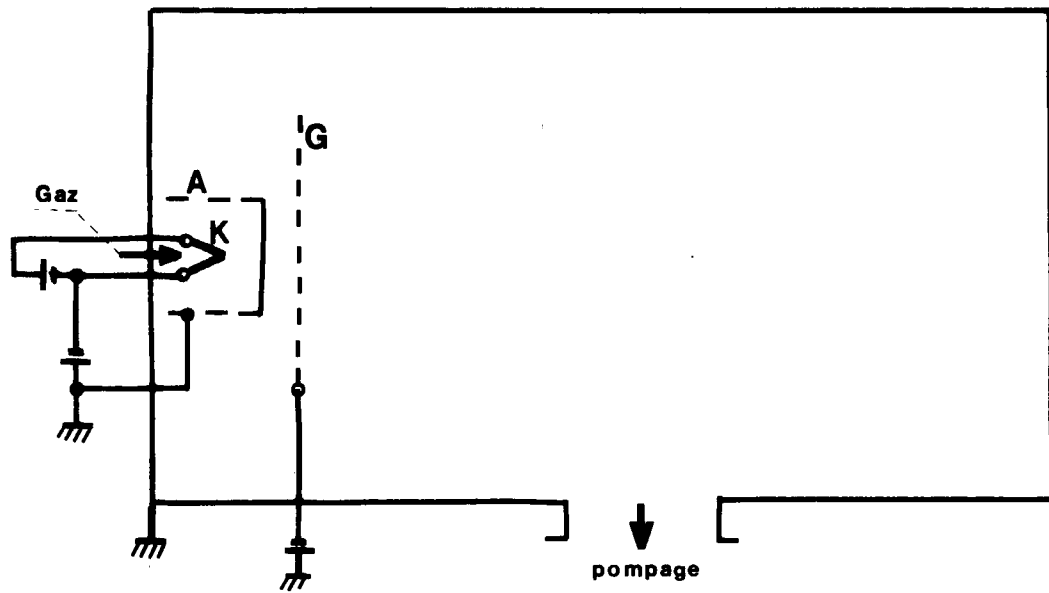


Fig.9 Schema d'une source a plasma de diffusion

A. anode K. cathode G. grille

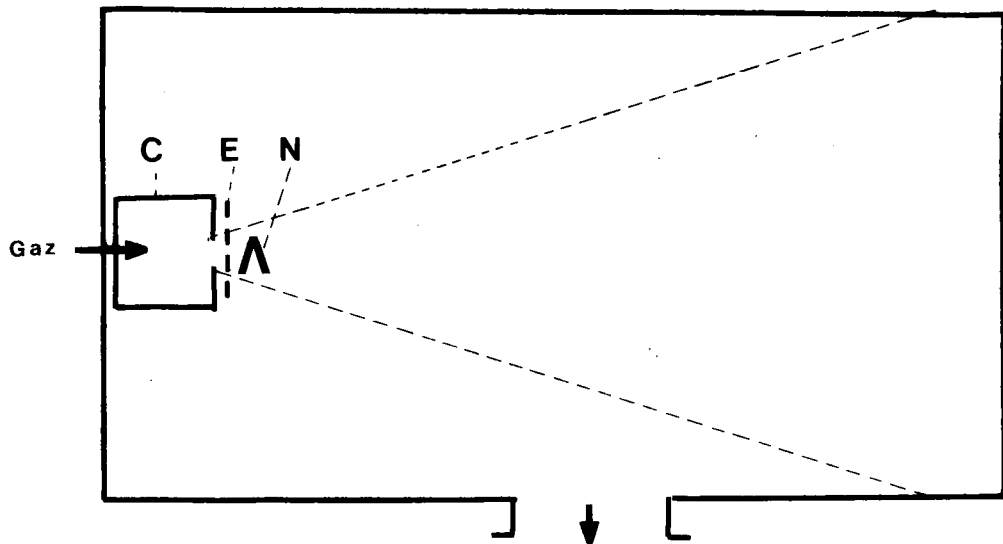


Fig.10 Schema d'une source a plasma de synthese

C. chambre d'ionisation
 E. dispositif d'extraction des ions
 N. neutraliseur

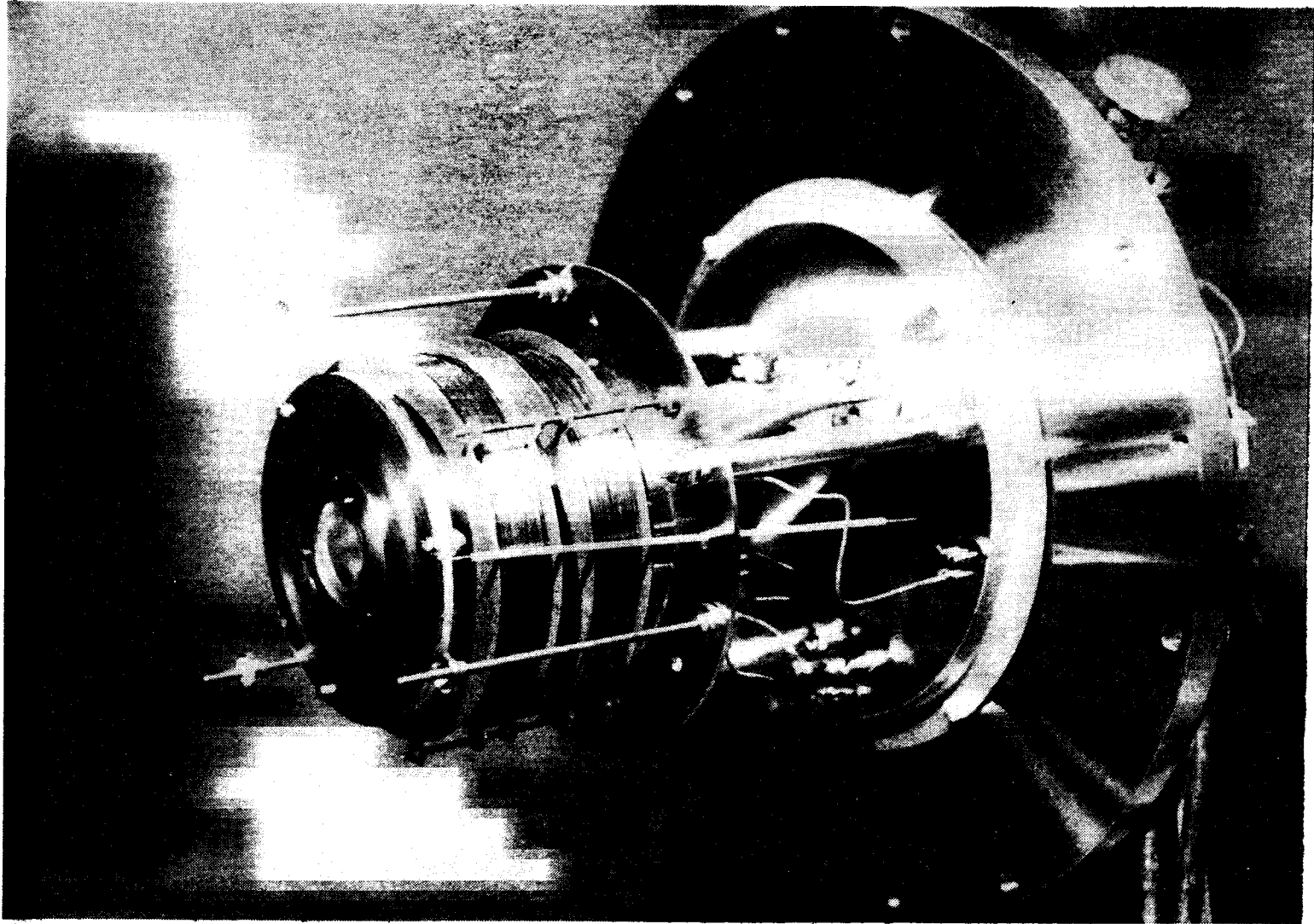


Fig11. Source a plasma, construction O.N.E.R.A.

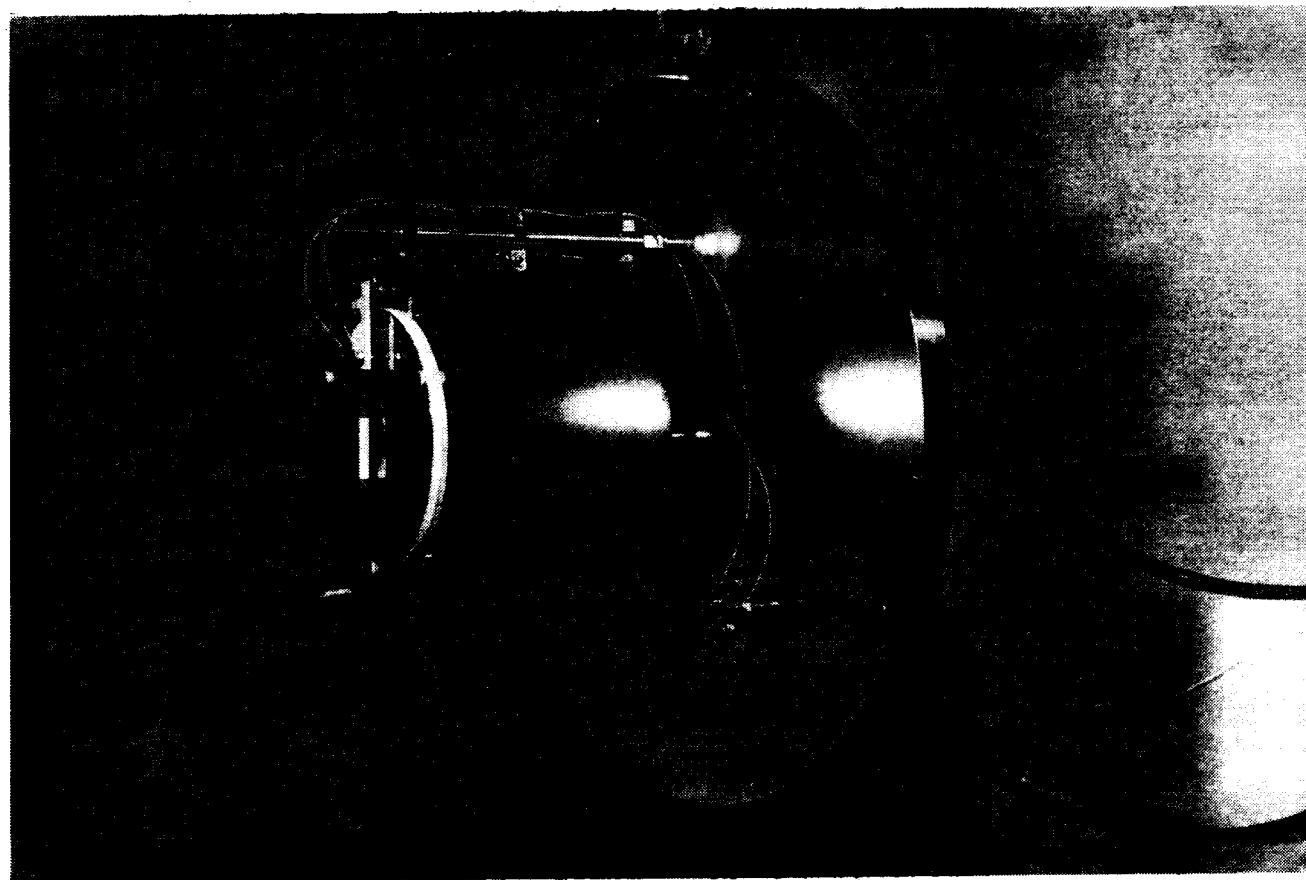
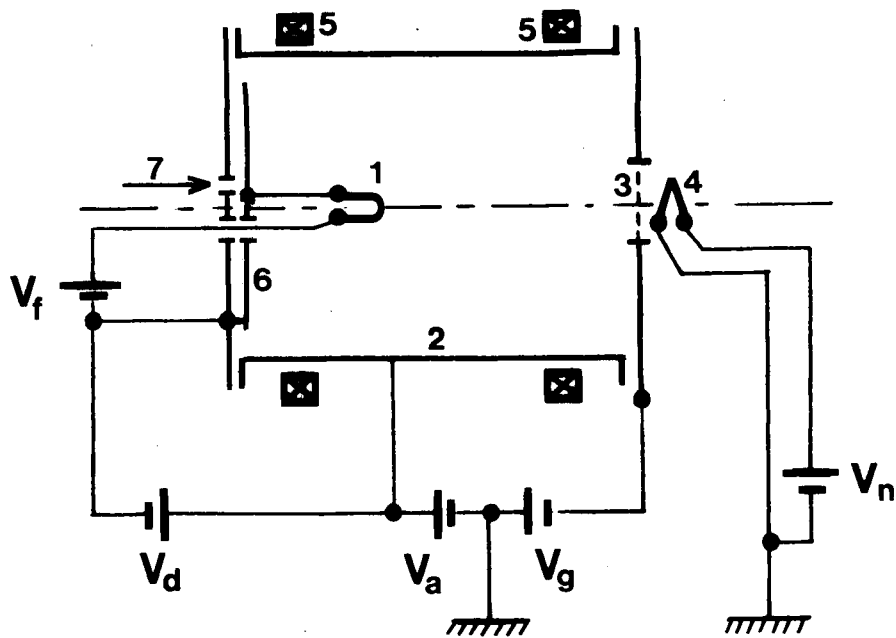


Fig12. Source a plasma, construction CRPE



1. Cathode - fil de tantale ϕ 4/10 mm
2. Anode en acier inoxydable ϕ 100 mm longueur : 115 mm
3. Grille en tungstène tissé - maille : 150 μ m - fil de : 30 μ m
transparence \approx 60 %
4. Neutraliseur - fil de tantale ϕ 4/10 mm
5. Bobines - ϕ moyen 13,5 cm, 370 spires par bobine
6. Diffuseur
7. Injection du gaz à ioniser

- V_f Tension de chauffage de cathode : 10 V
 V_d Tension de décharge d'anode : 40 v.
 V_a Tension d'accélération des ions : 5 à 20 v.
 V_g Tension de grille : - 130 v.
 V_n Tension de neutraliseur : 8 V

Fig. 13 Schema de la source a plasma

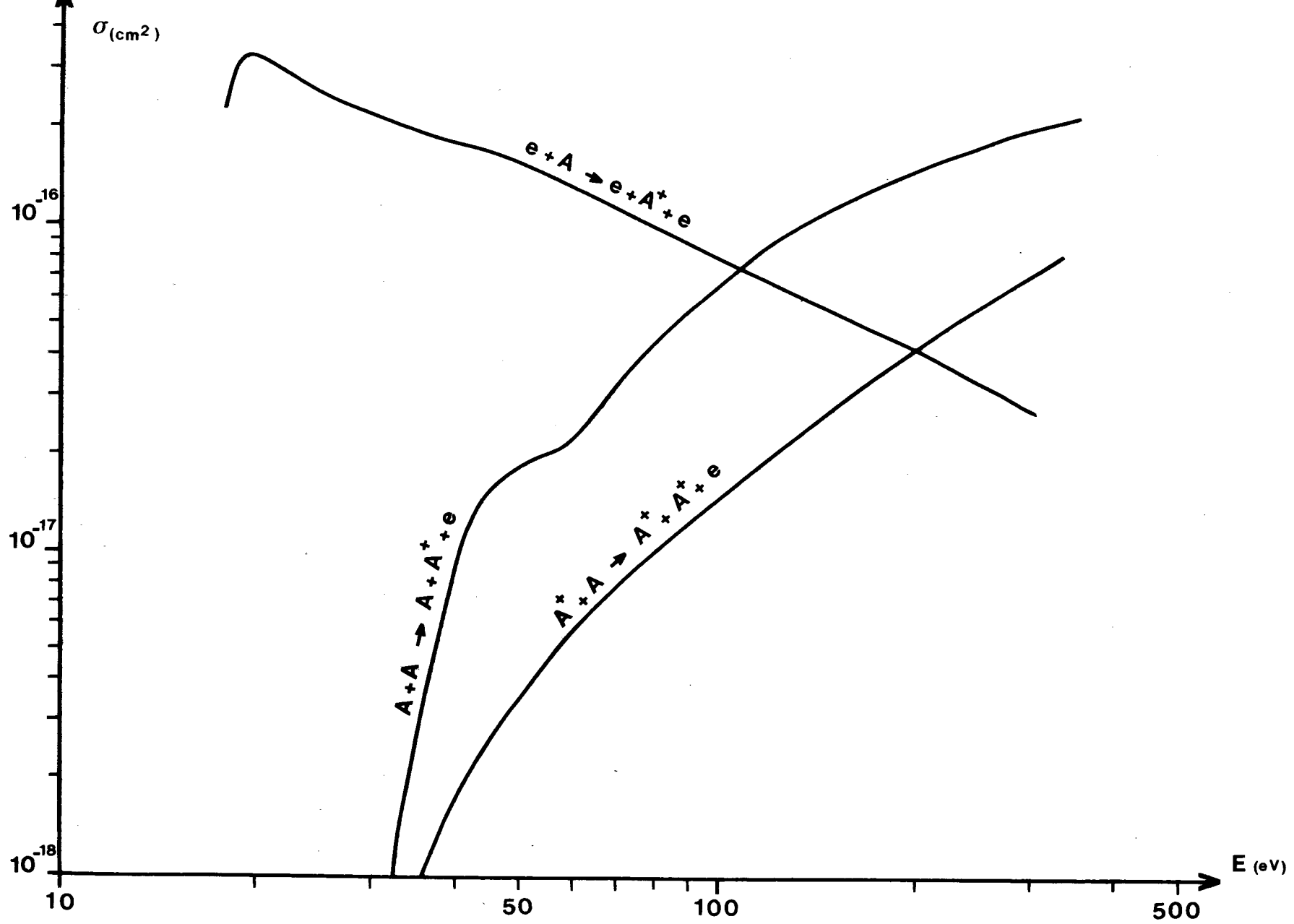
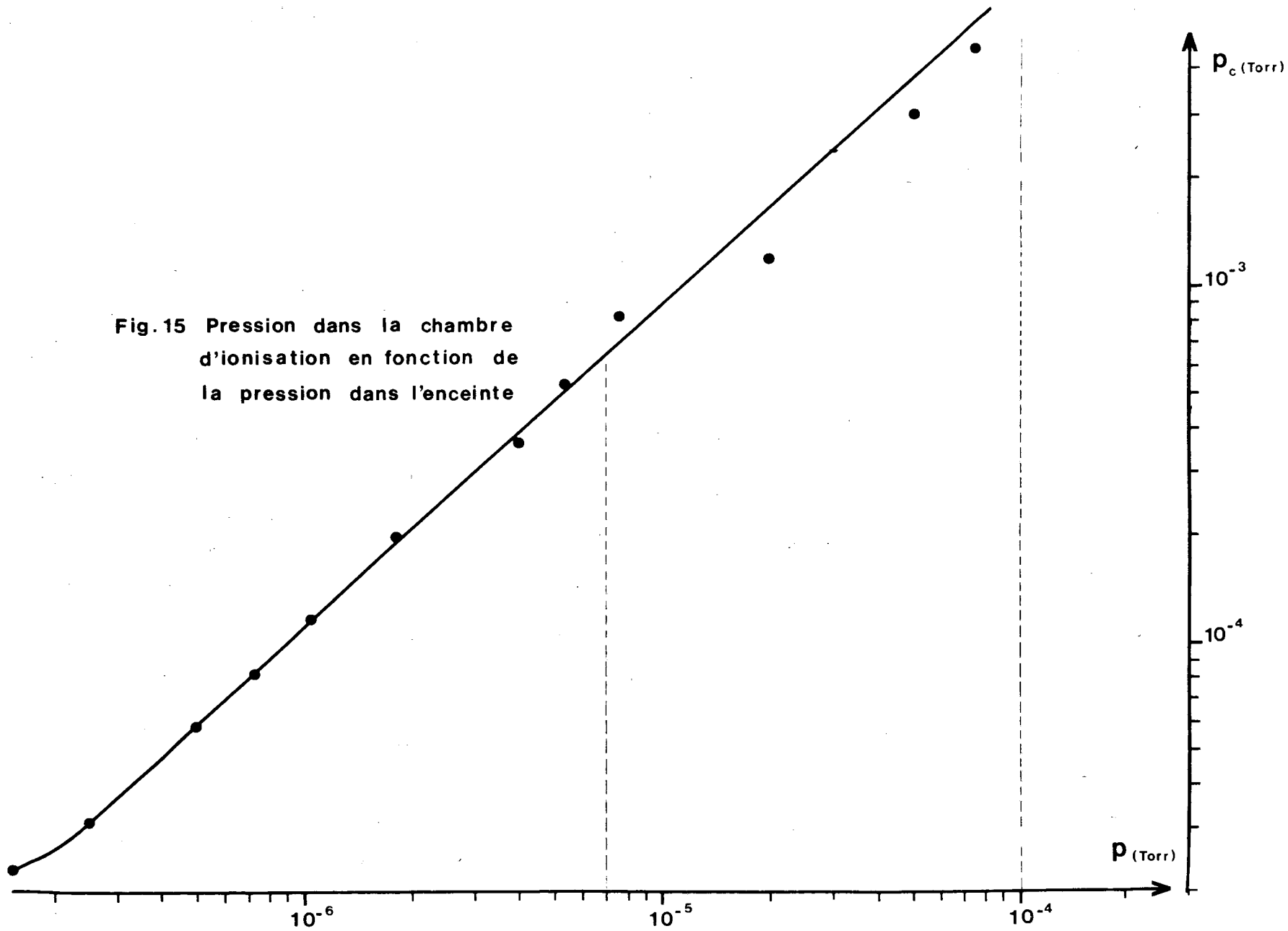


Fig. 14 Sections efficaces d'ionisation de l'argon

Fig.15 Pression dans la chambre d'ionisation en fonction de la pression dans l'enceinte



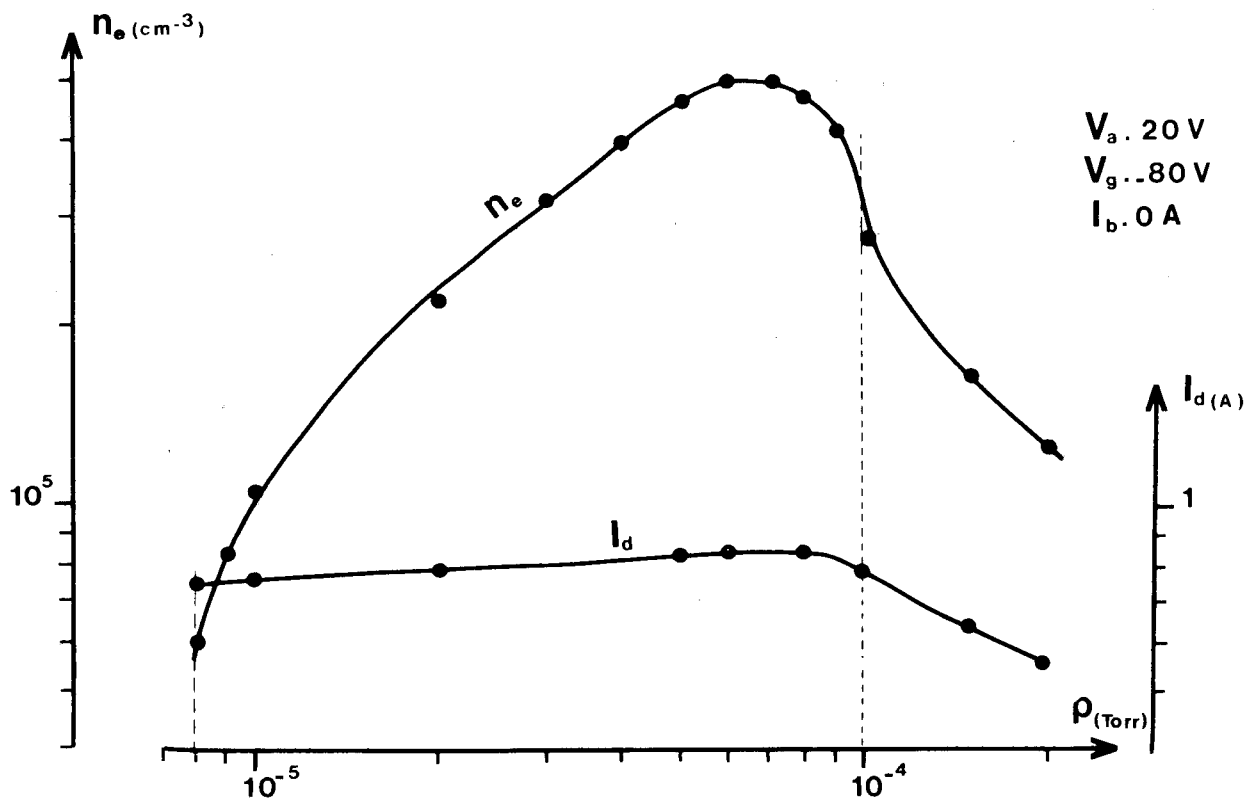


Fig.16 Densite et courant de decharge en fonction de la pression

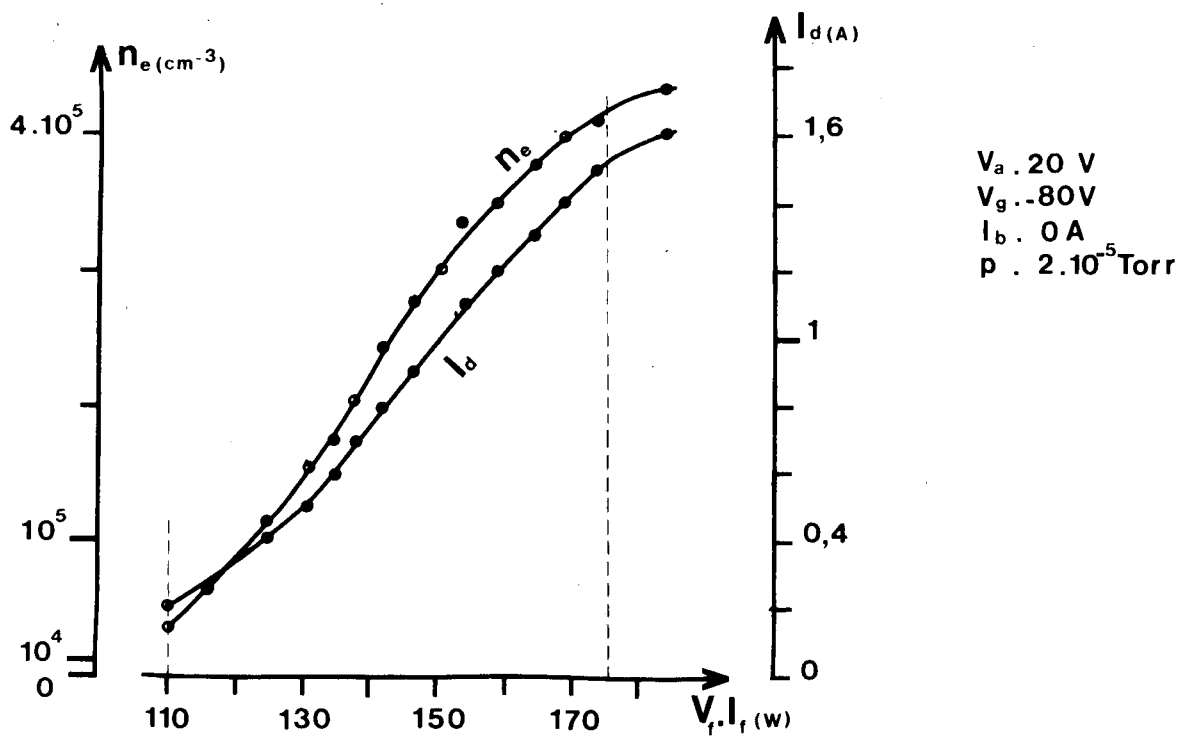


Fig.17 Densite et courant de decharge en fonction de la puissance de cathode

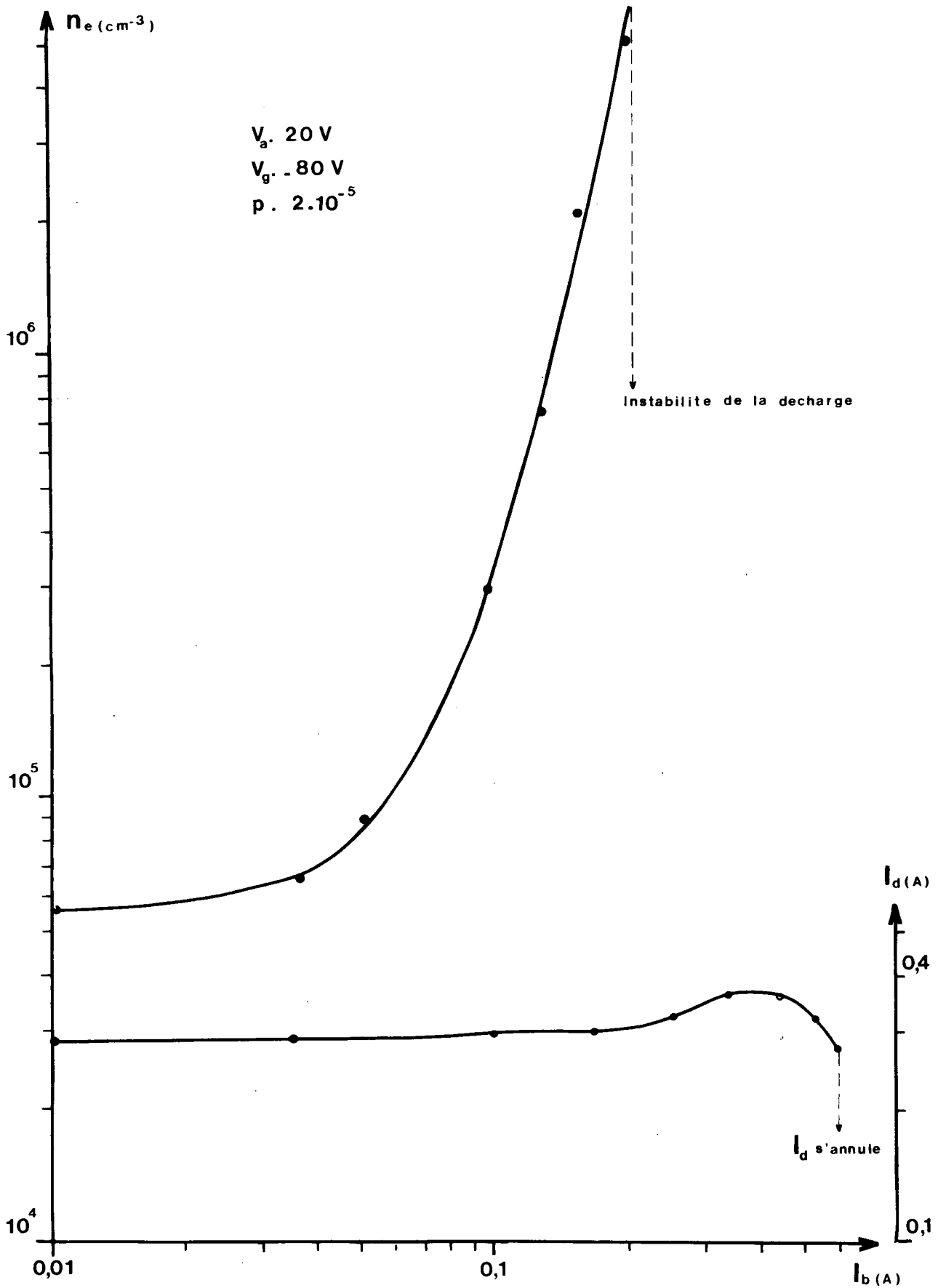


Fig.18 Densite et courant de decharge en fonction du courant des bobines de confinement

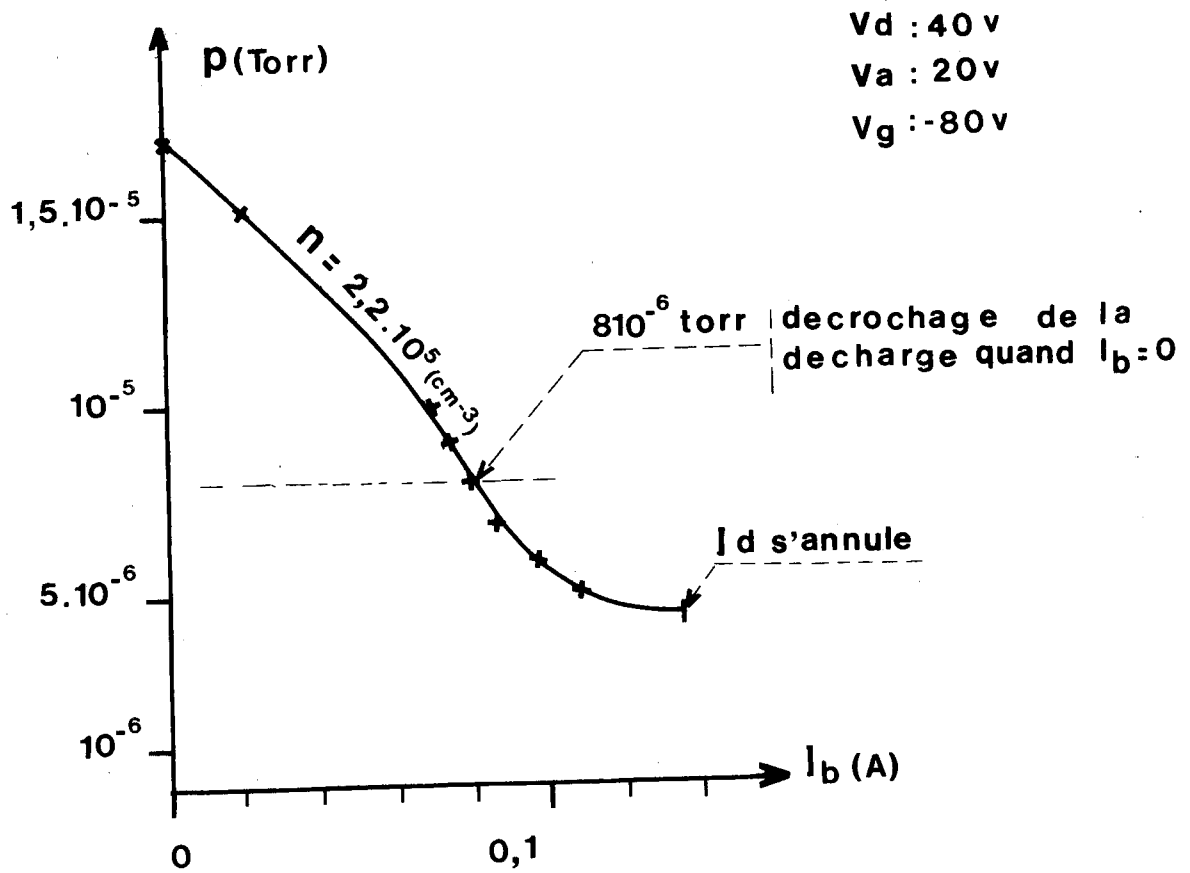


Fig.19 Influence du champ de confinement sur la pression dans l'enceinte pour une densité constante

$p : 8 \cdot 10^{-6}$ torr

$V_a : 20$ v

$V_d : 40$ v

(1) Maille $150 \mu\text{m}$

(2) Maille $450 \mu\text{m}$

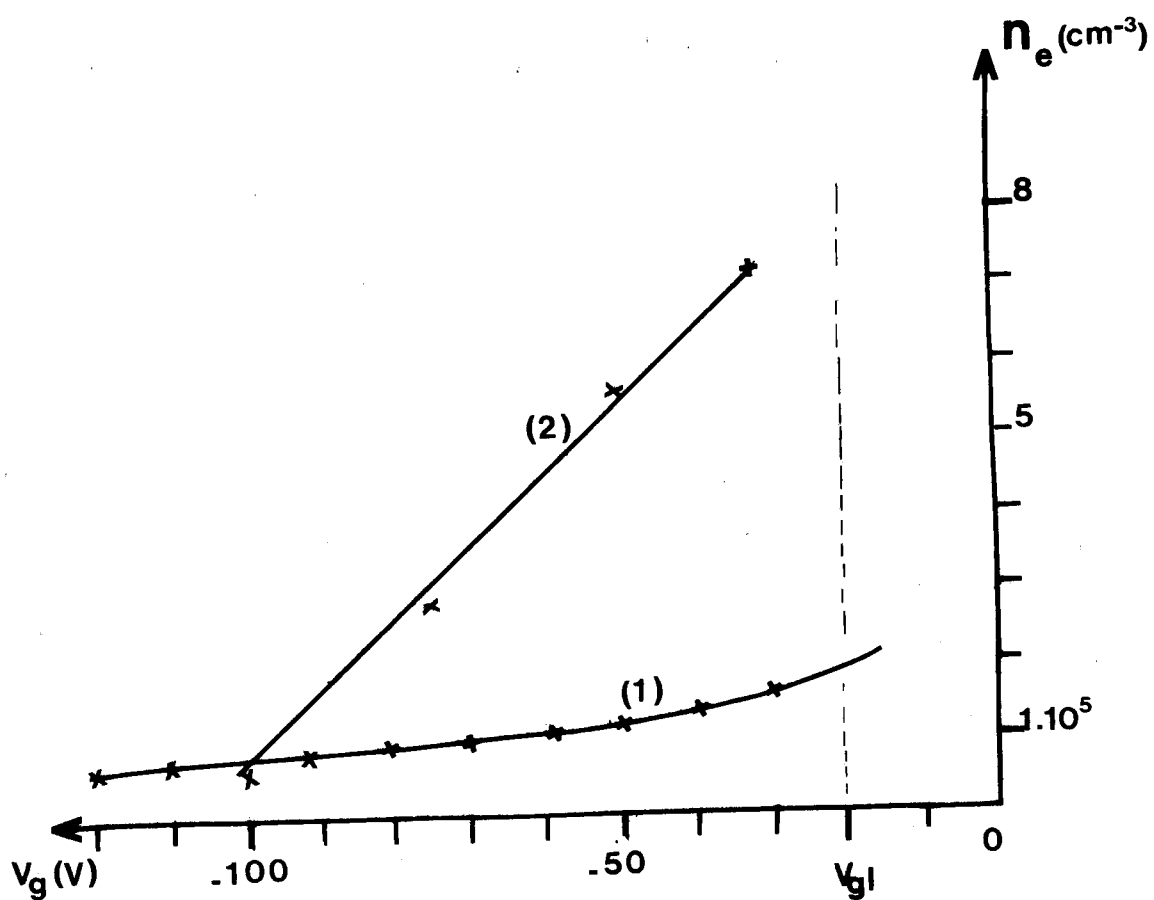


Fig.20 Influence de la maille de la grille d'extraction sur n_e

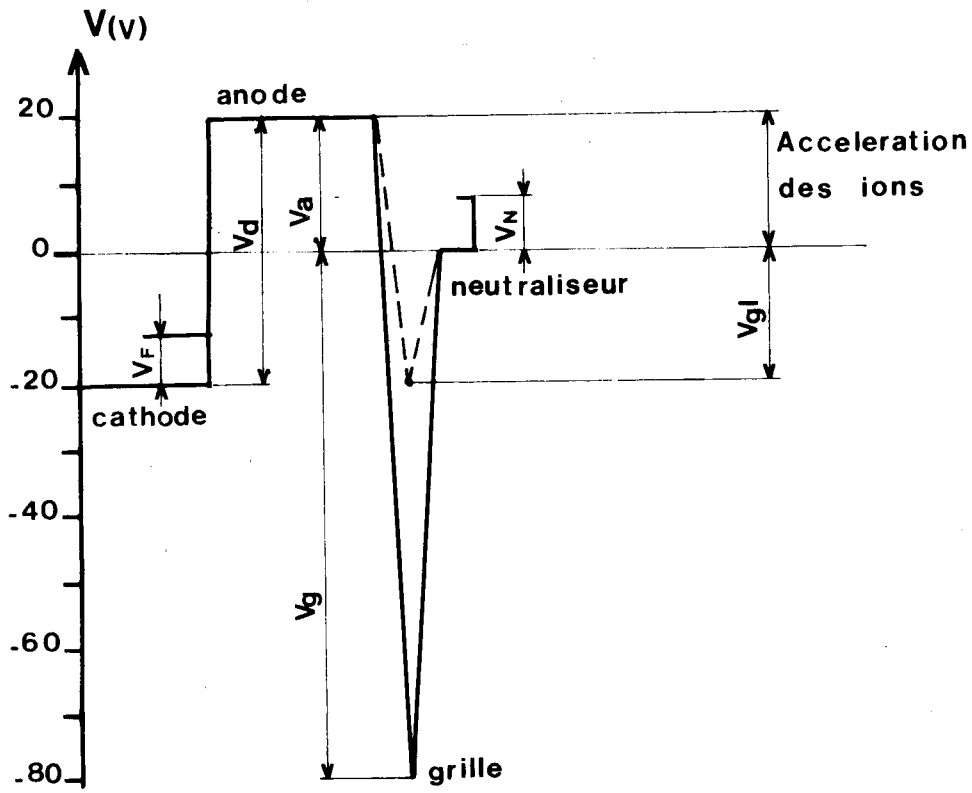


Fig. 21 Repartition des potentiels dans la source

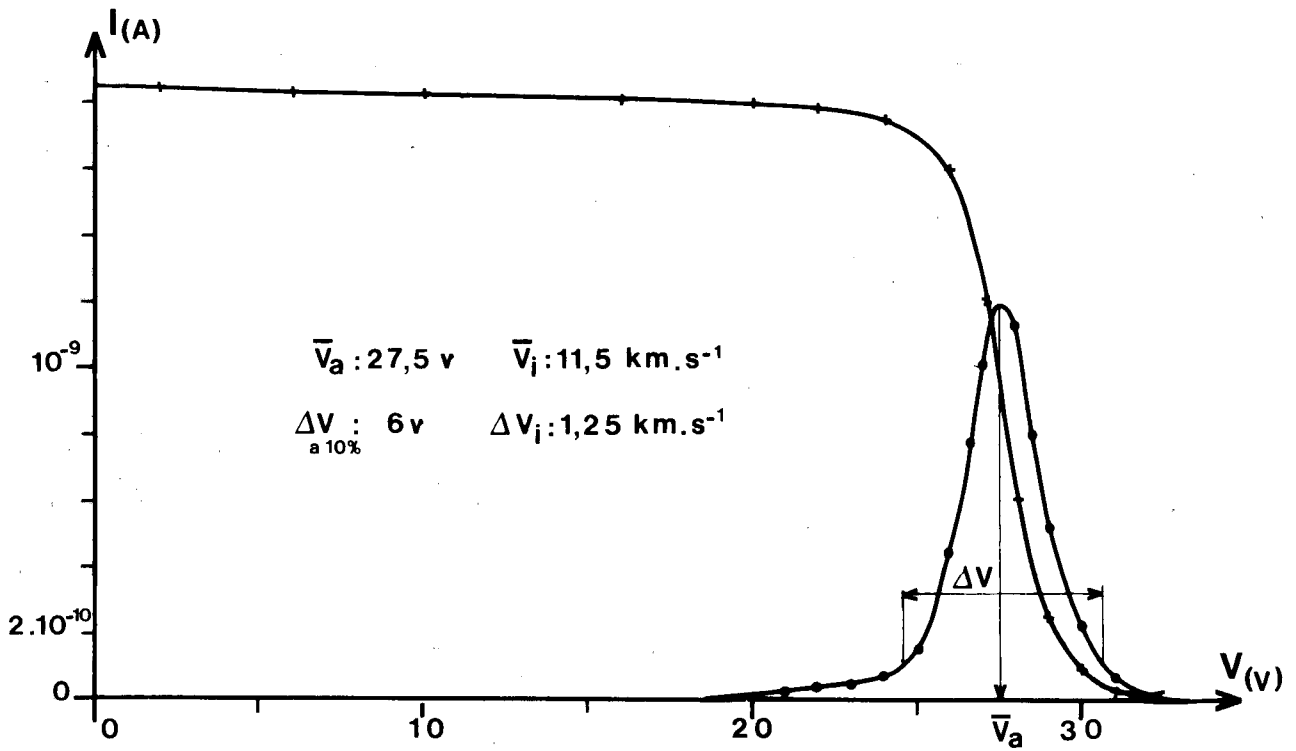


Fig. 22 Reponse de l'analyseur d'ions, courbe de dispersion, pour l'argon

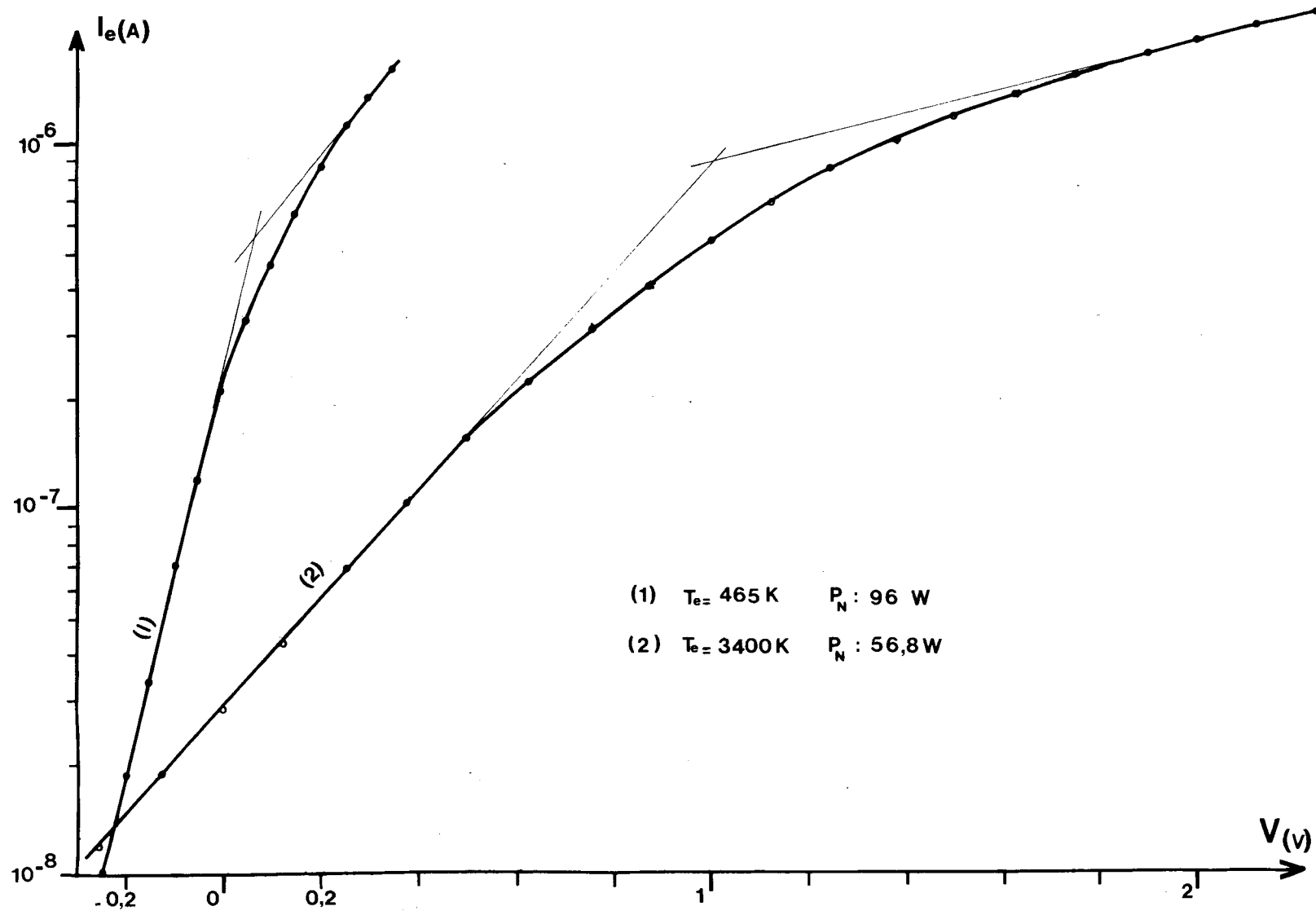


Fig.23 Contrôle de la température électronique par la
 puissance dissipée dans le neutraliseur

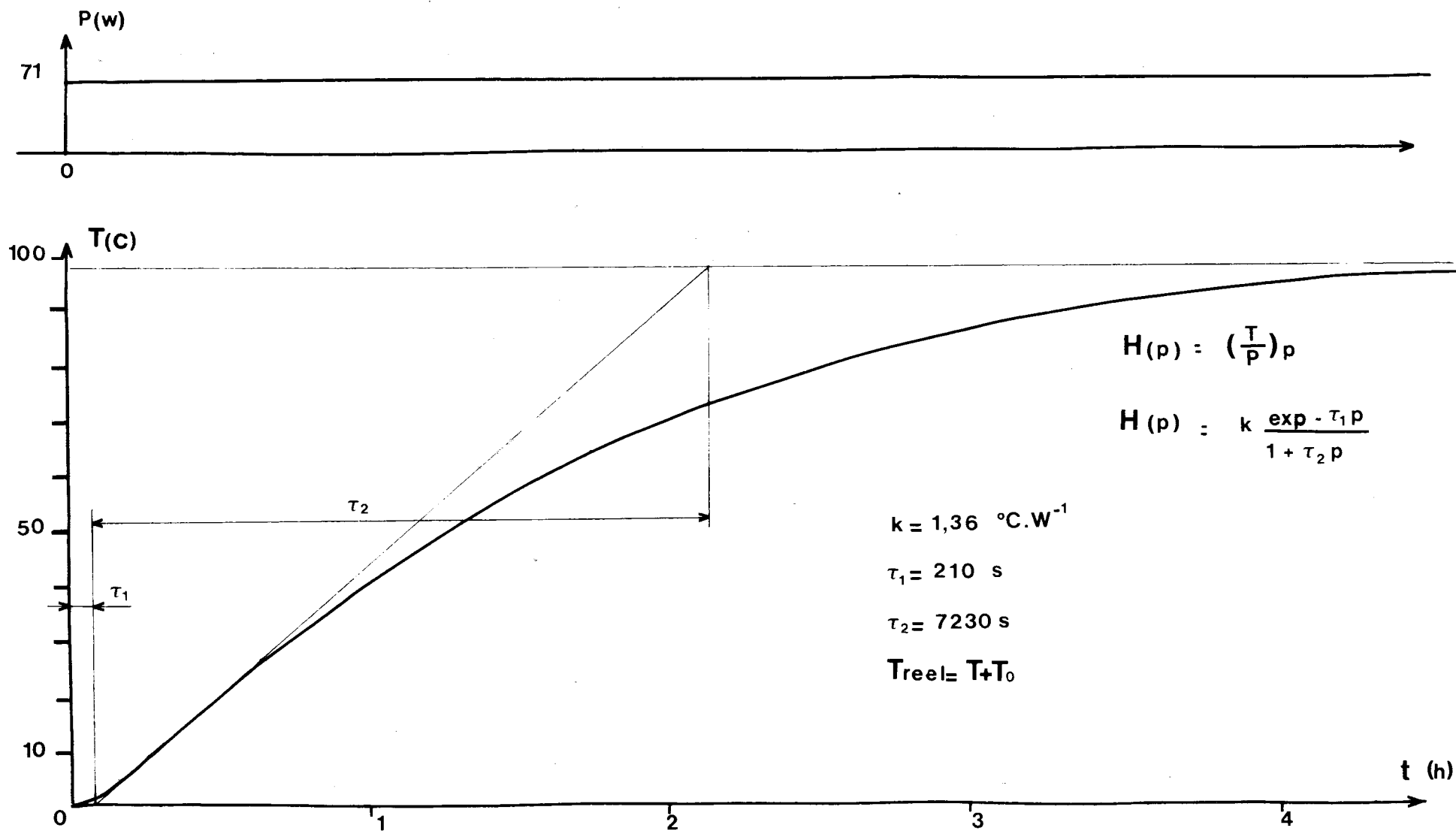
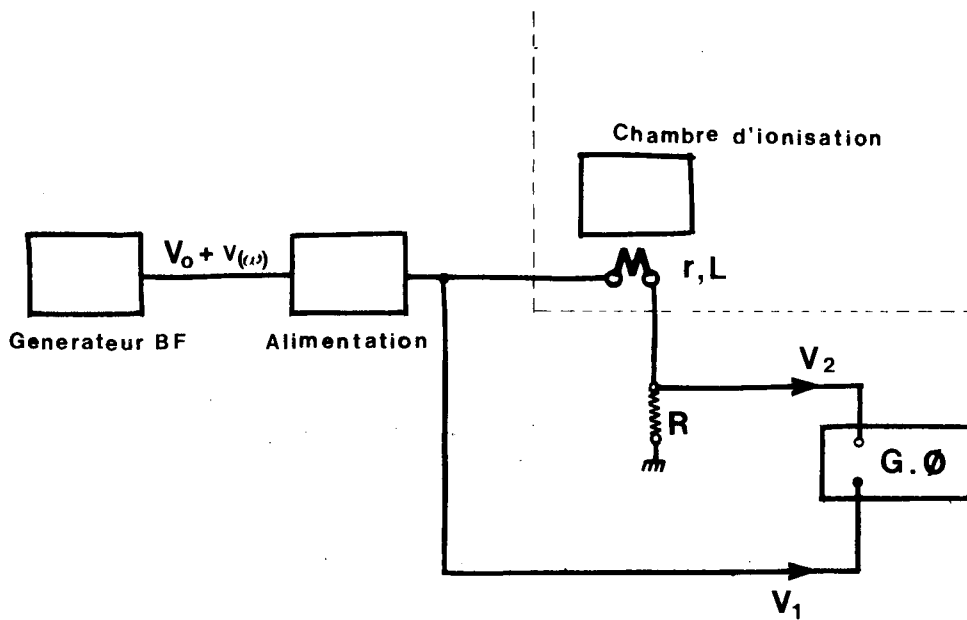


Fig.24 Variation de la temperature de la source pour une puissance constante



$$r_{(20^{\circ}\text{C})} = 11,7 \ \Omega \quad L = 0,5 \text{ H}$$

$$r_{(120^{\circ}\text{C})} = 18,7 \ \Omega$$

$$R = 114 \ \Omega$$

$$V_1 = V + v(\omega)$$

$$V_2 = R (I_b + I(\omega))$$

$$G = \left| \frac{V_2}{V_1} \right| = R \left| \frac{I(\omega)}{V(\omega)} \right|$$

Fig.25 Modulation de densite par modulation du champ magnetique de confinement

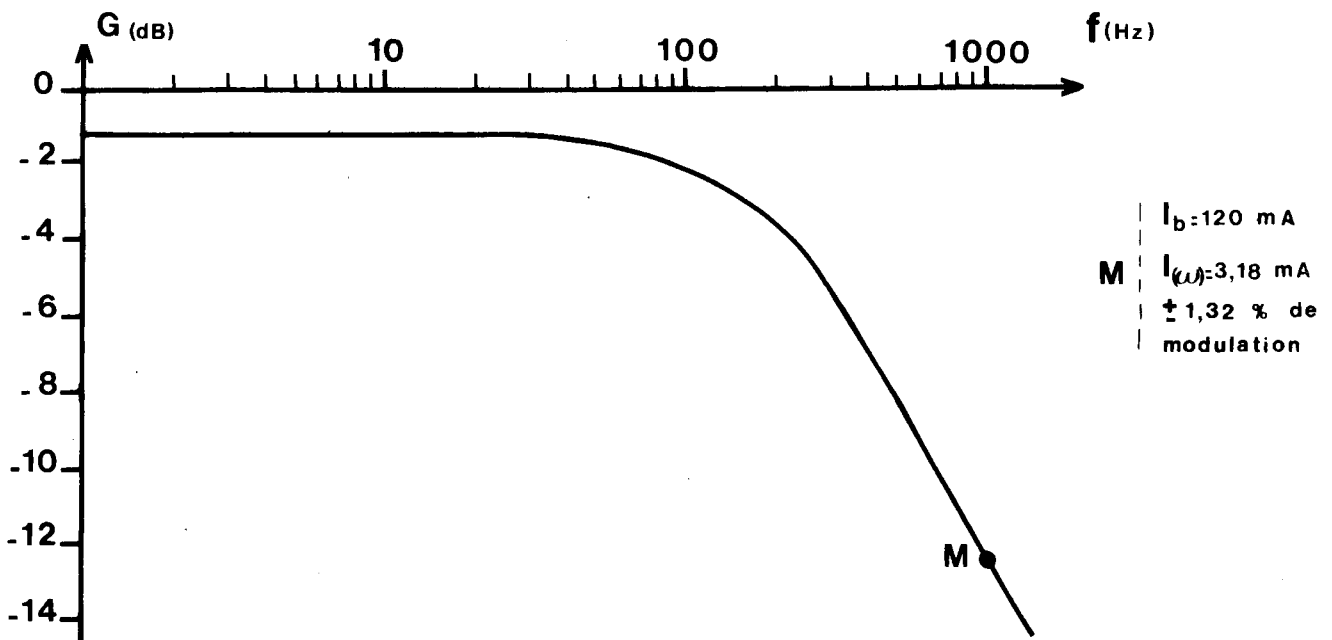


Fig.26 Courbe de reponse $G = f(f)$

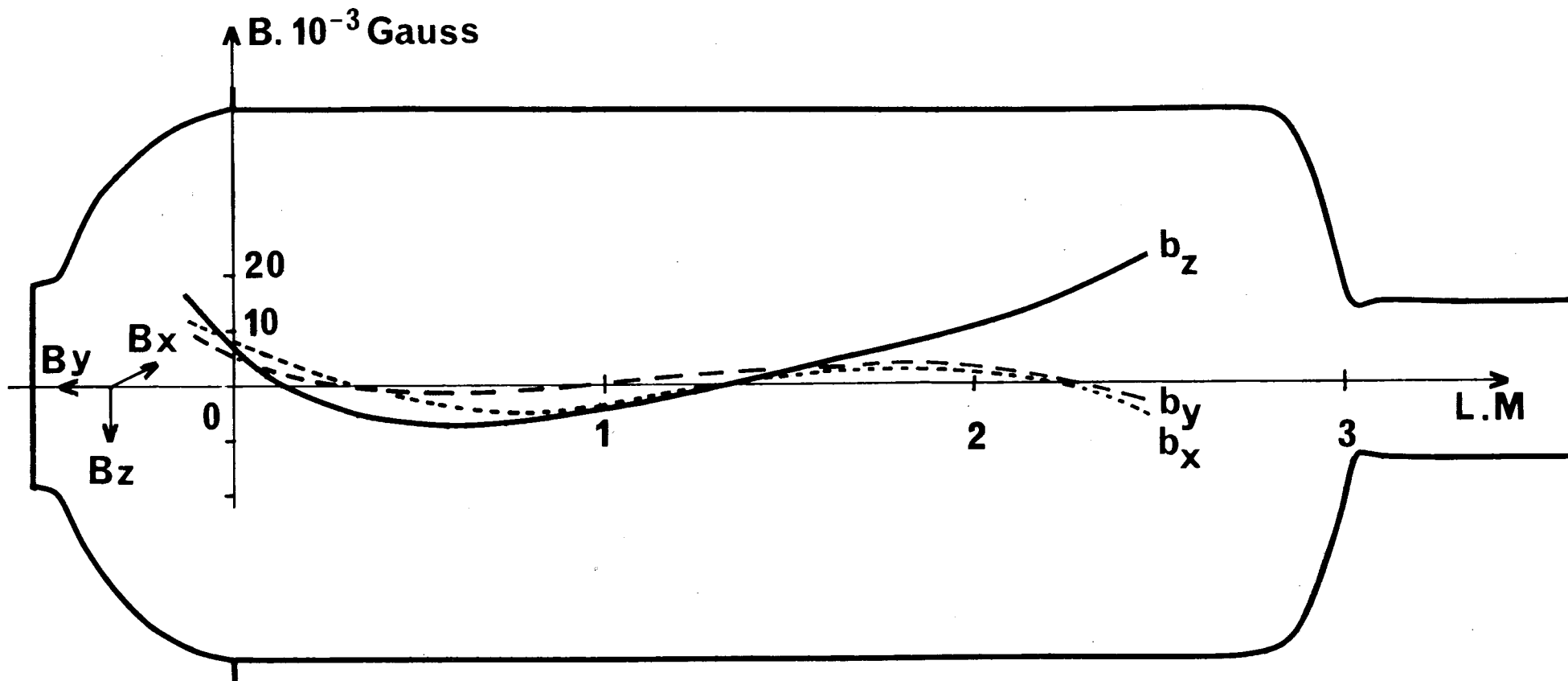


FIG 27. Composantes résiduelles du champ magnétique le long de l'axe après compensation.

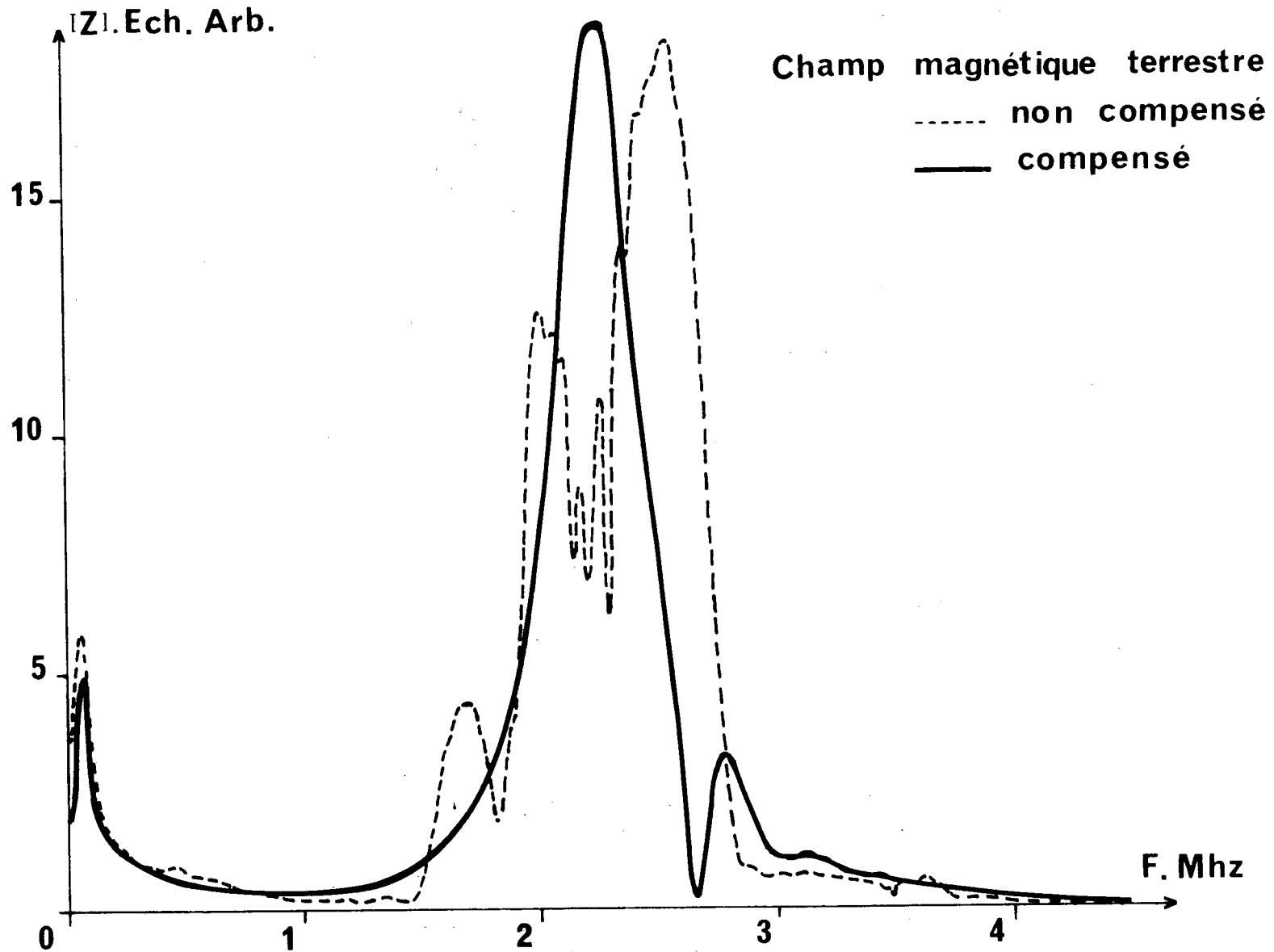


FIG: 28 Réponses d'une sonde quadripolaire dans le plasma

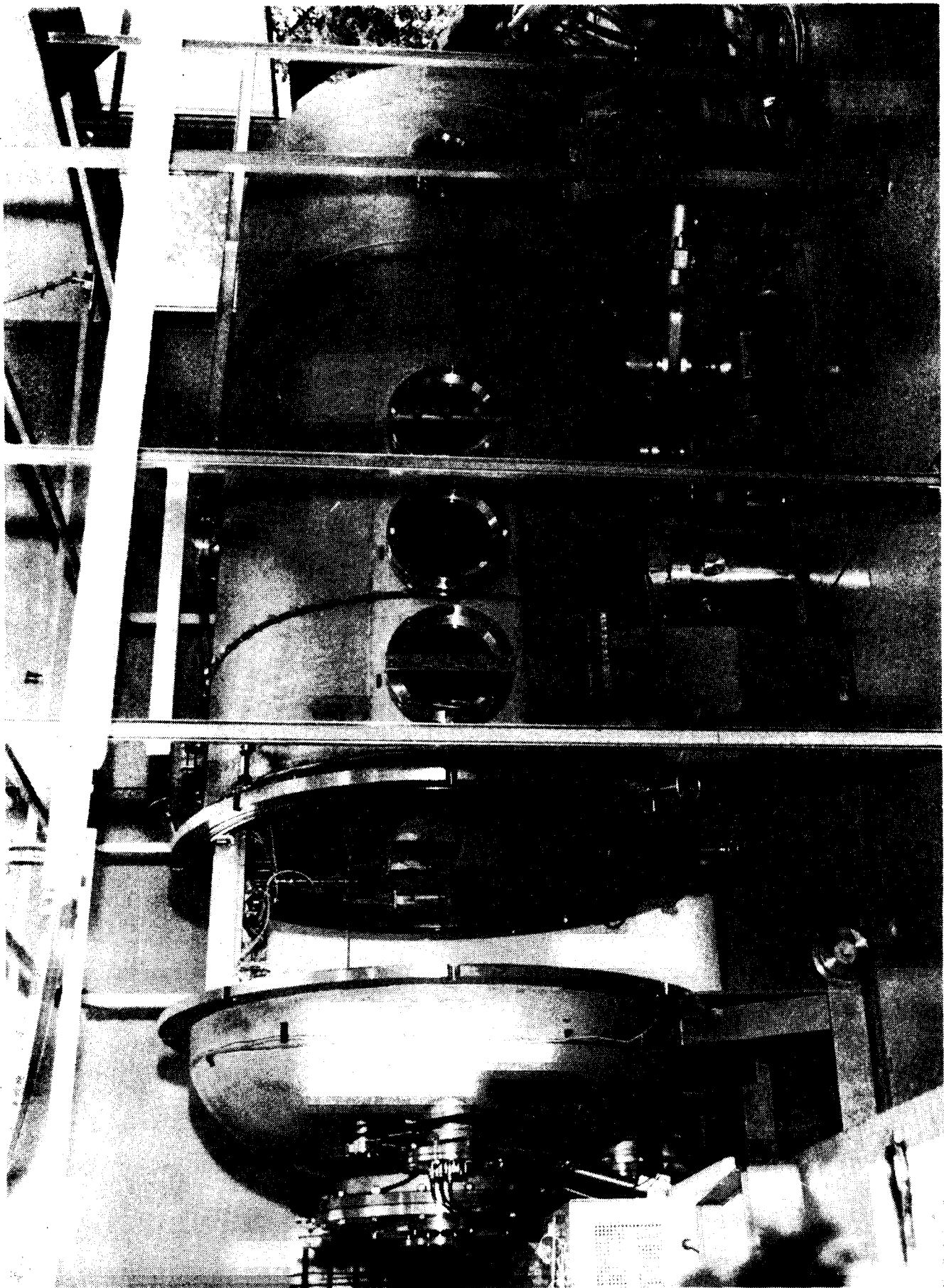


Fig 29. Vue d'ensemble des bobines magnetiques autour du caisson

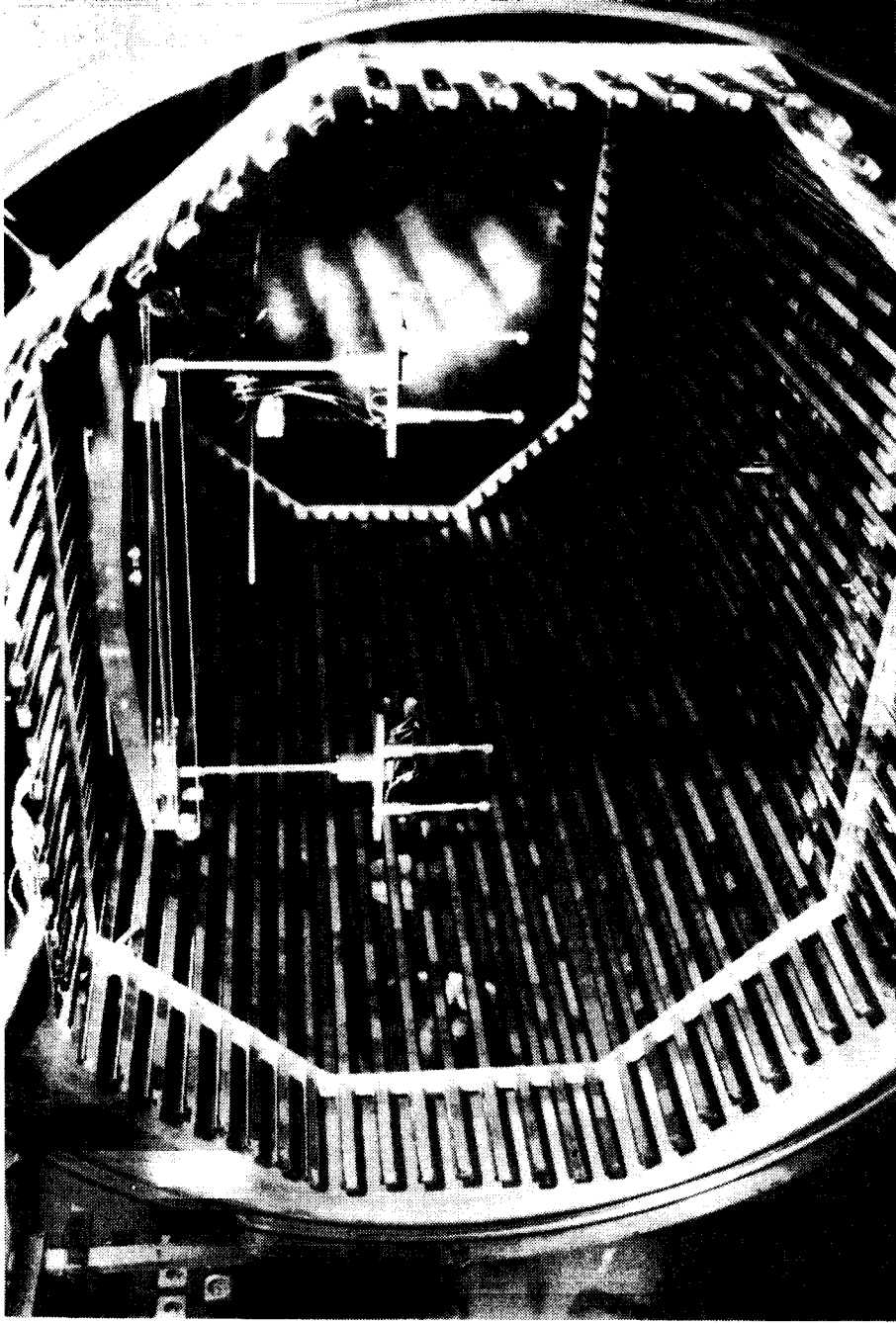
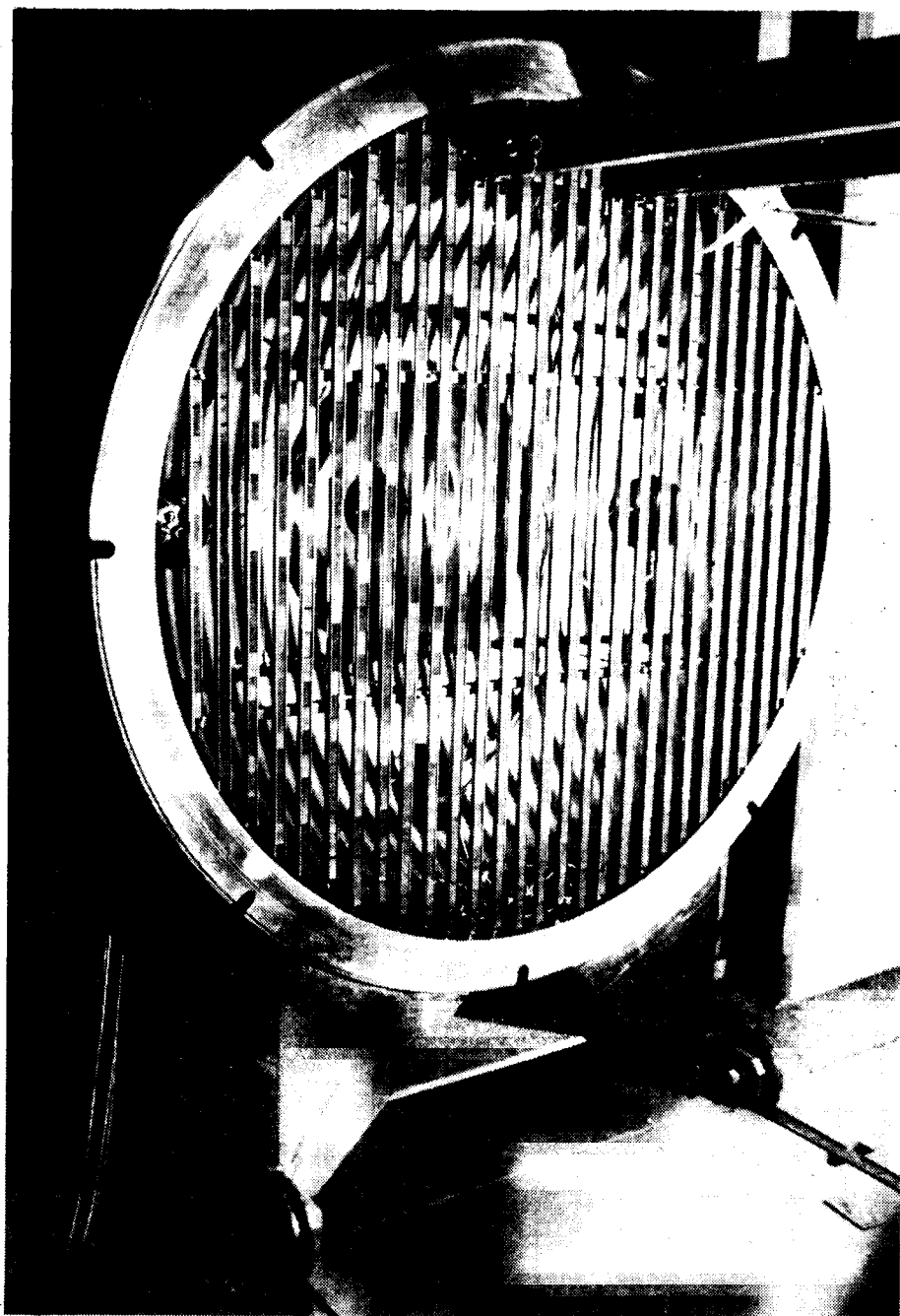


Fig30. Structure laterale magnetique de confinement



**Fig 31. Structure magnetique de confinement
sur le fond mobile**

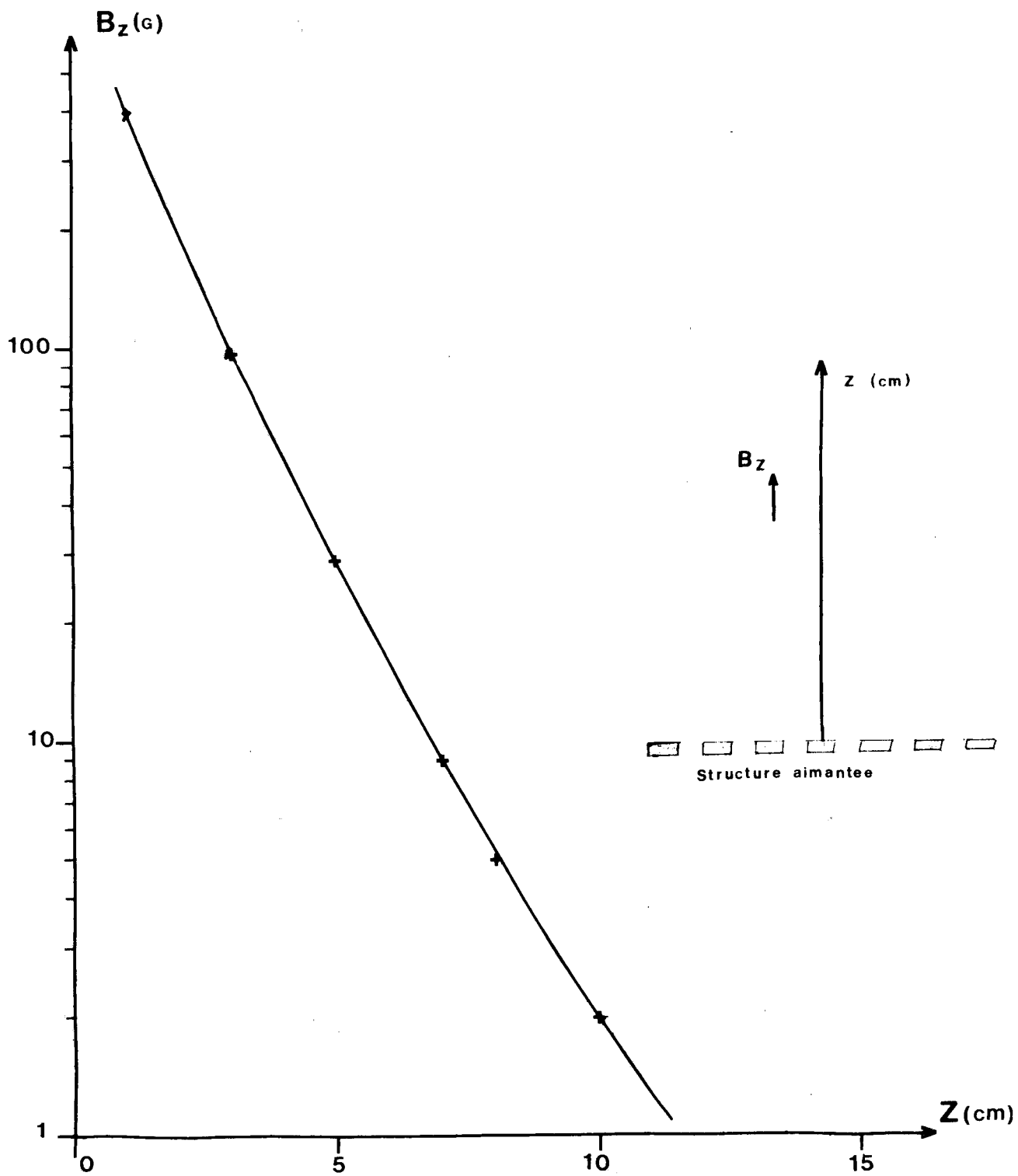


Fig.32 Variation de la composante B_z du champ

magnétique du a la structure aimantee

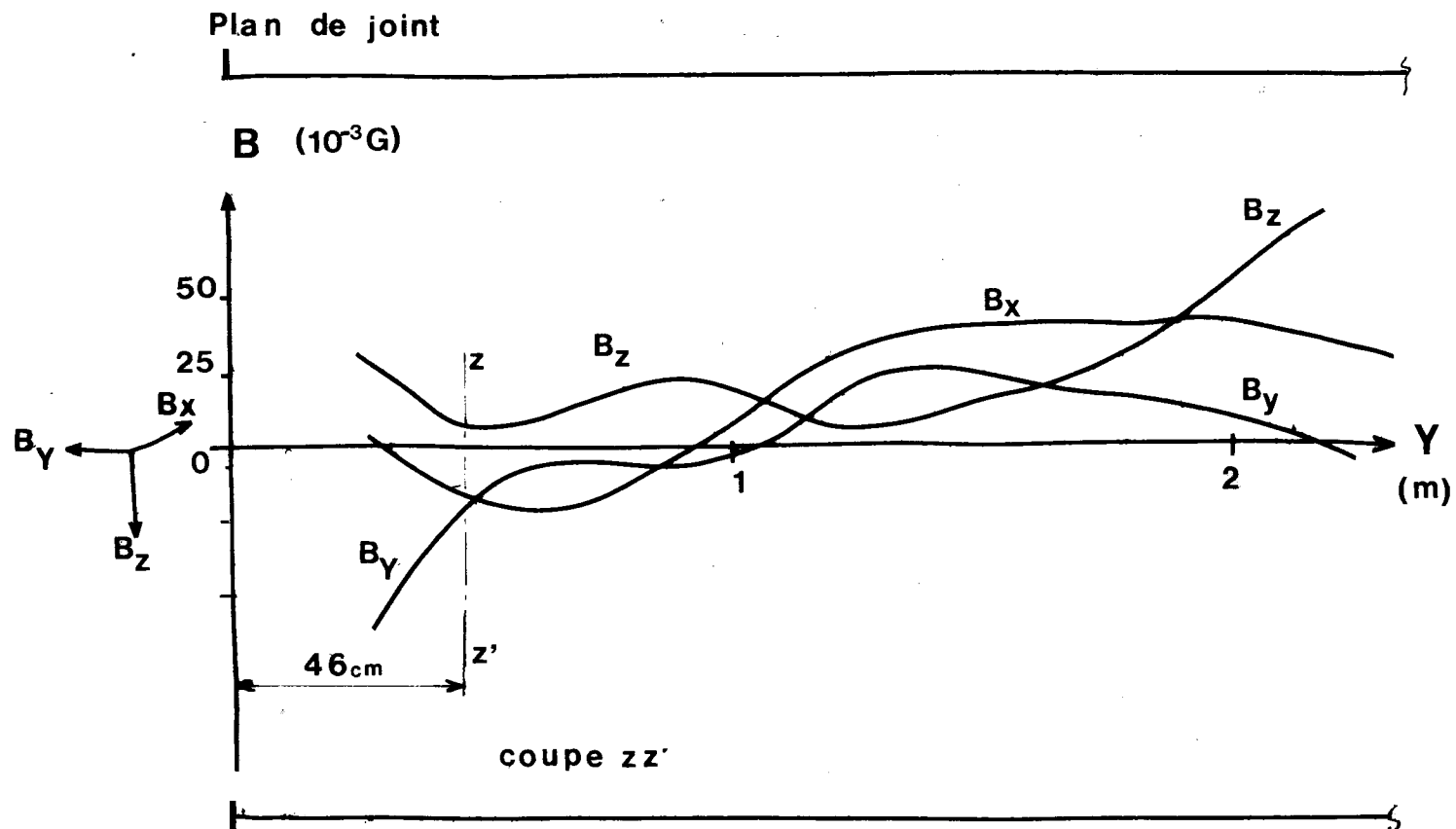


Fig.33 Composantes du champ résiduel le long de l'axe Y
après compensation en présence des aimants

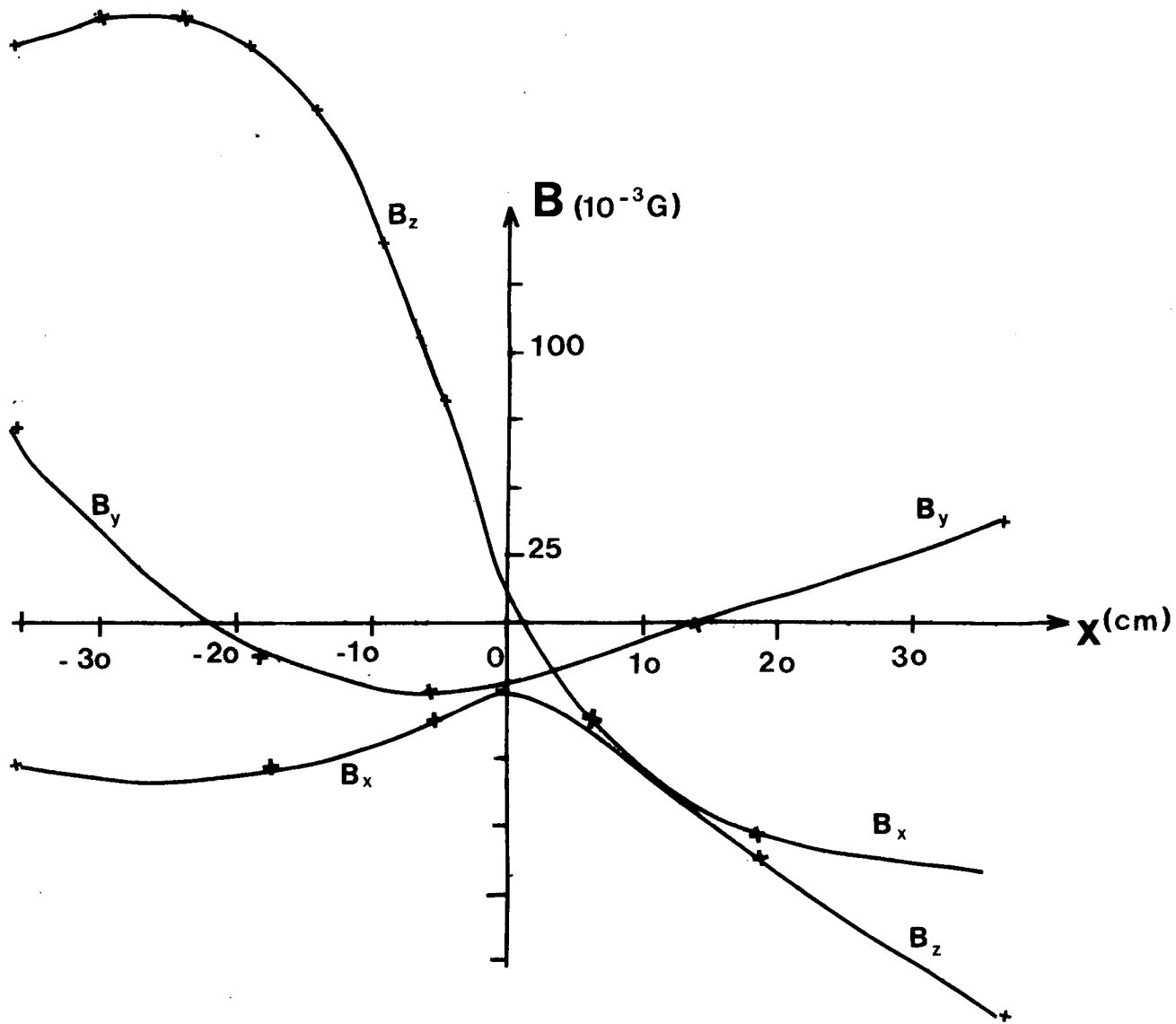


Fig. 34 Composantes du champ résiduel dans une section transversale zz' Fig. 33 suivant l'axe horizontal X après compensation en présence des aimants

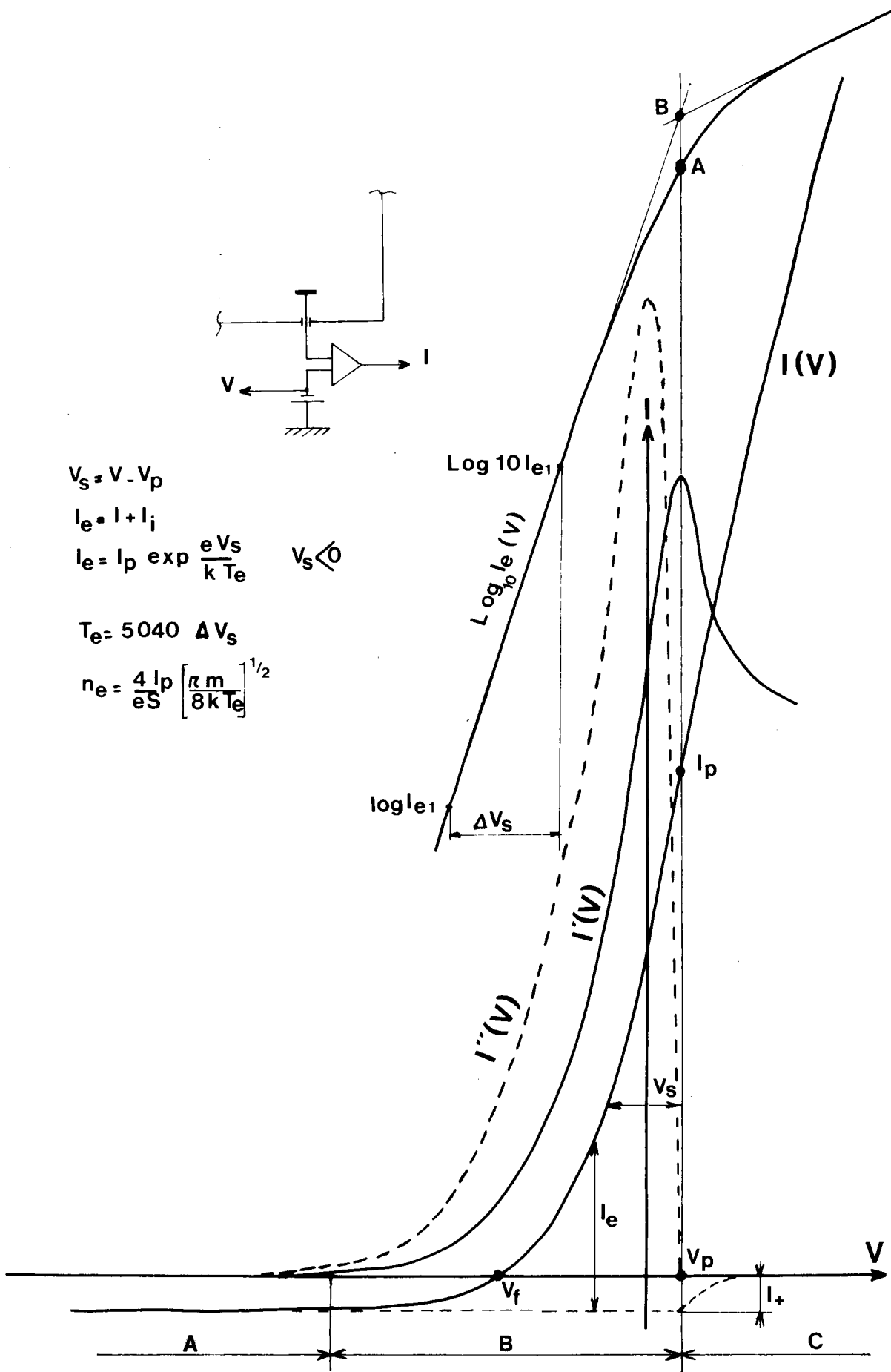


Fig. 35 Caractéristique d'une sonde plane

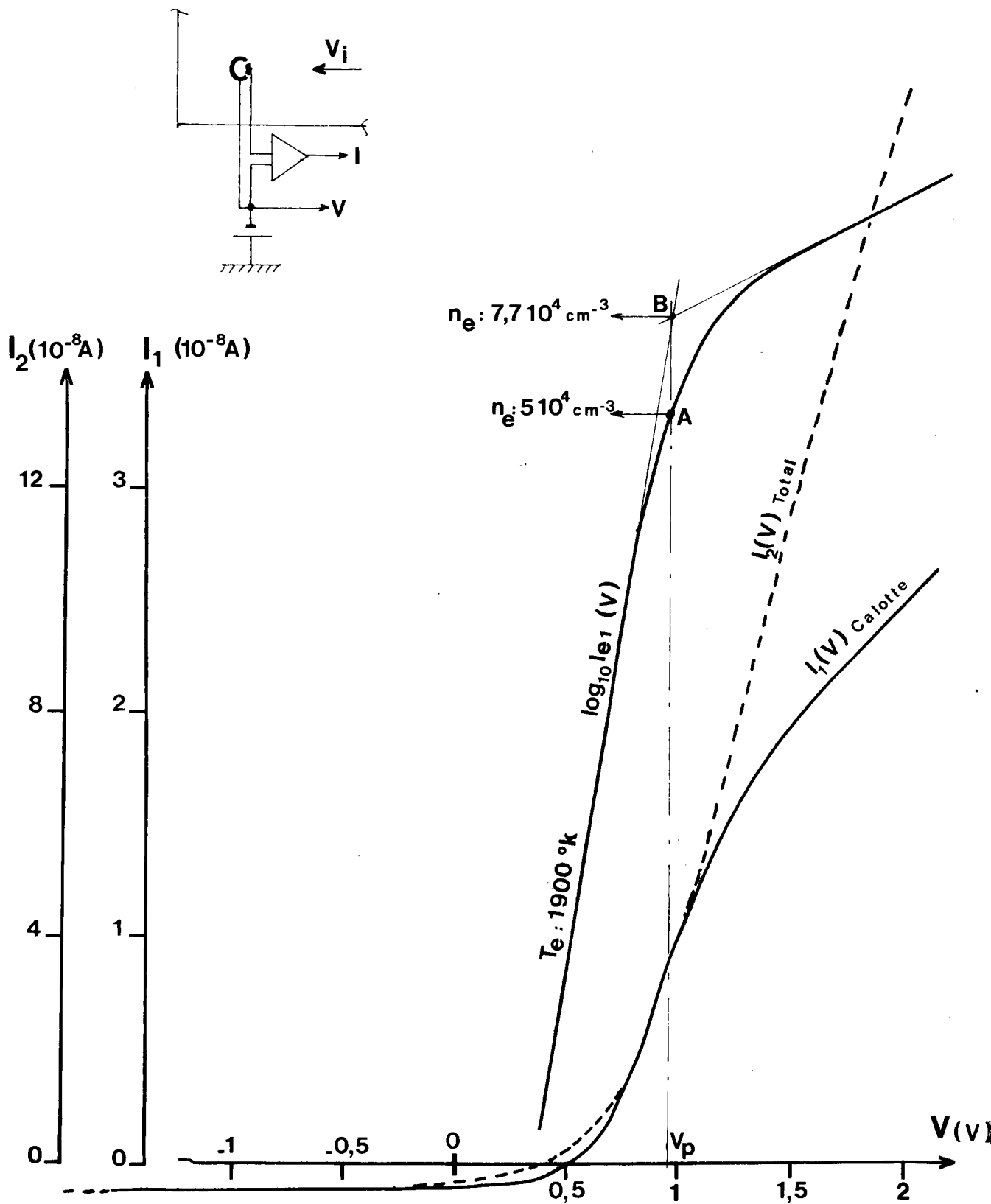
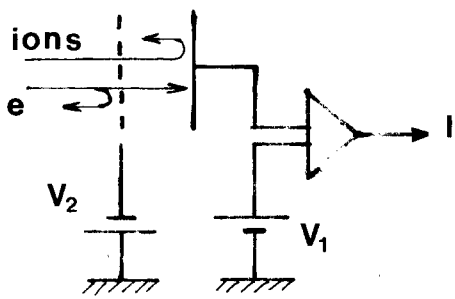
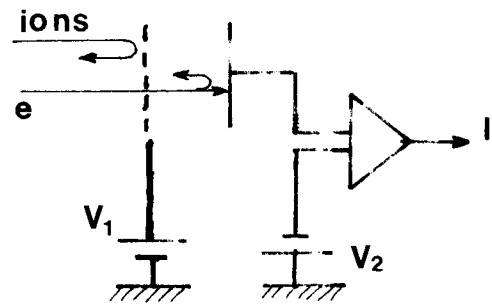


Fig. 36 Caractéristique de sonde spherique a calotte dans un plasma de synthese



montage . a



montage . b

V_1 . tension constante, selection des charges
 V_2 . ----- de balayage, ----- en energie

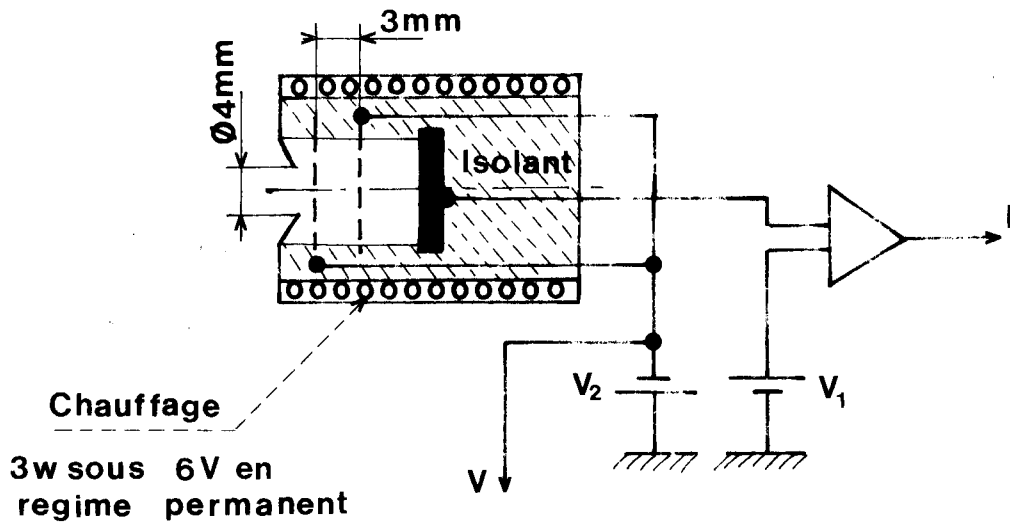


Fig.37 Schemas de principe et de montage de l'analyseur electrostatique d'electrons

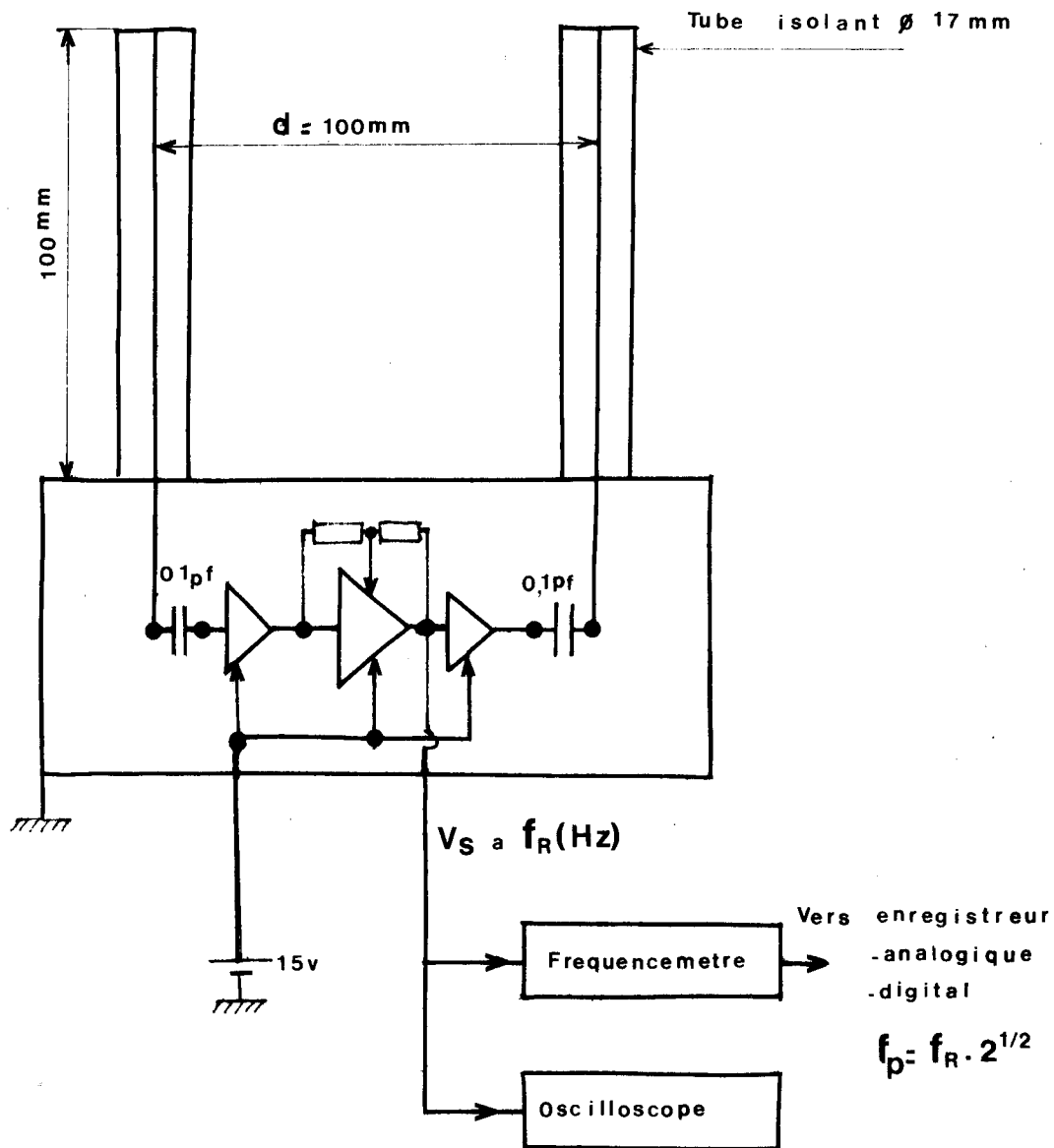


Fig.38 Schema de montage de la sonde
radiofrequence bifilaire auto.oscillante

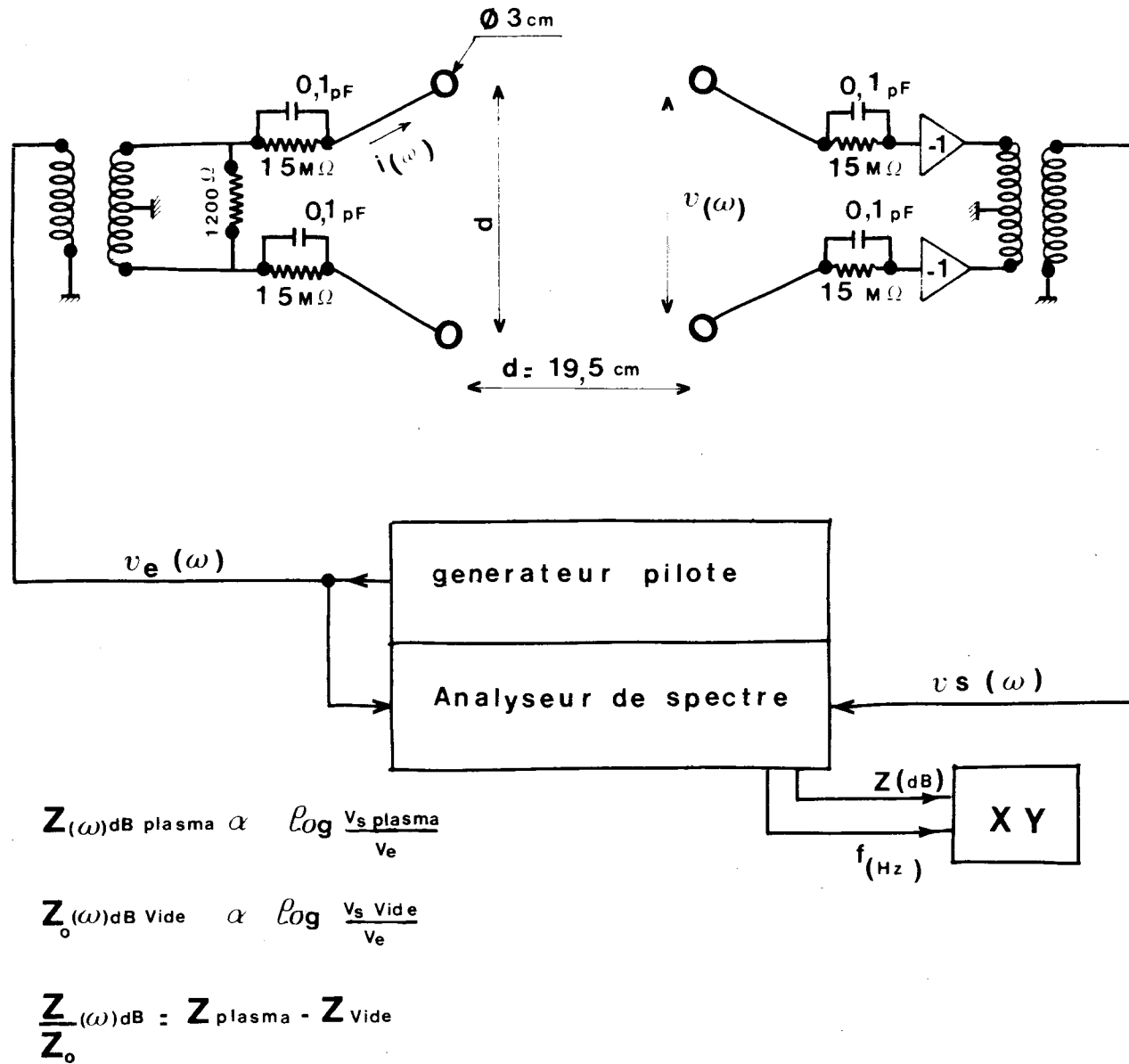


Fig 39. Schema de montage de la sonde quadripolaire utilisee

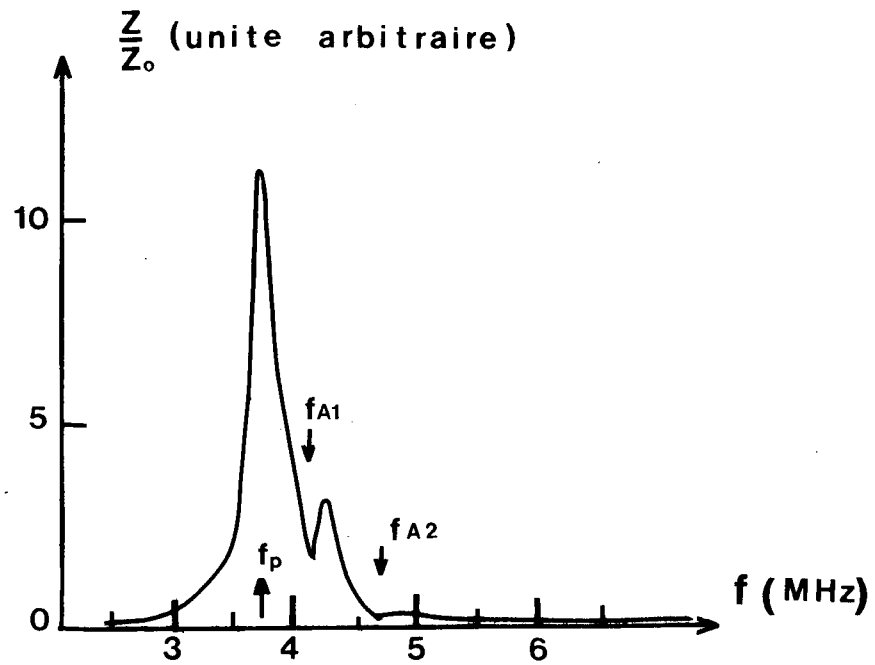


Fig 40. Réponse d'une sonde quadripolaire en l'absence de champ magnétique (Ref.85)

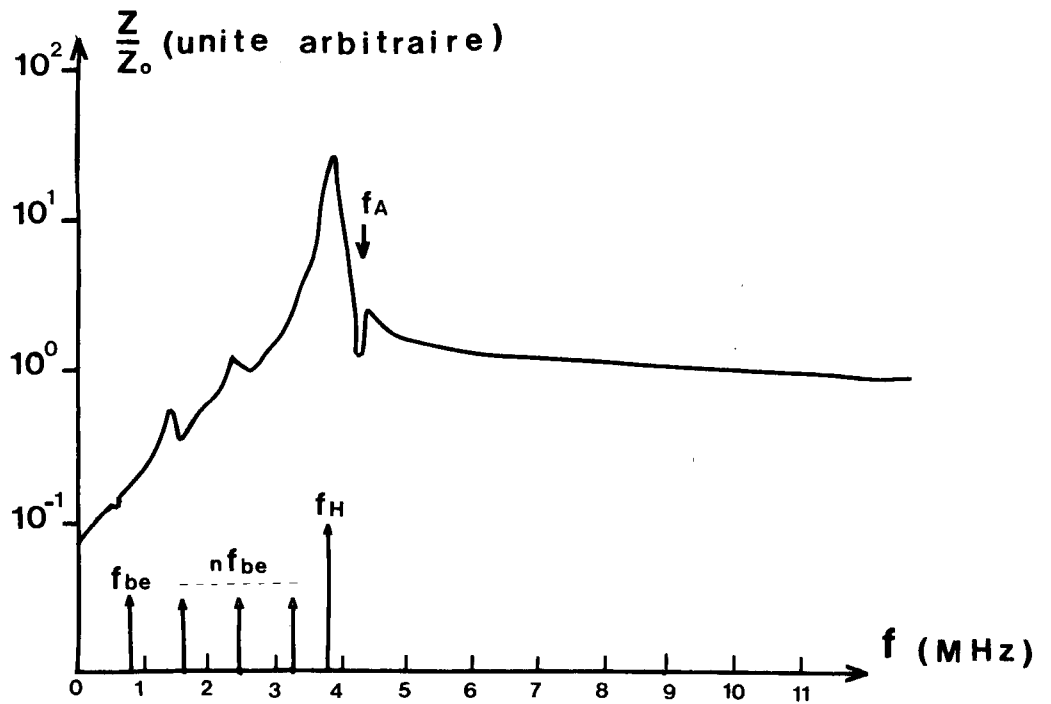


Fig 41. Réponse d'une sonde quadripolaire en présence de champ magnétique (Ref.76)

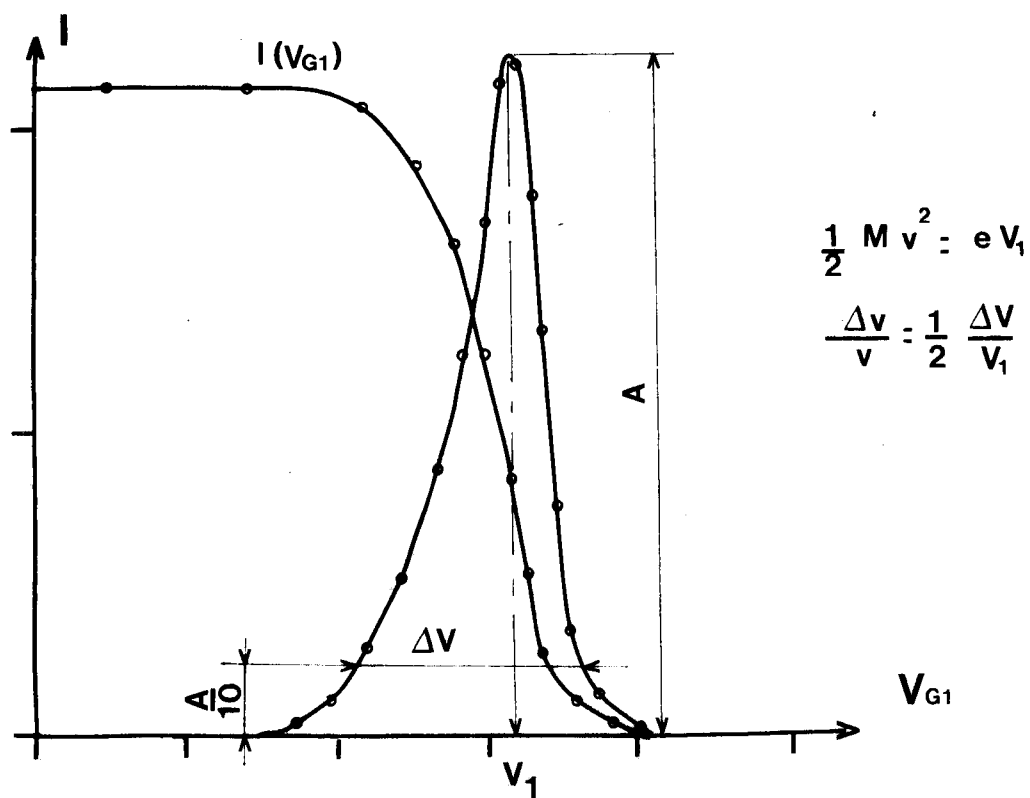
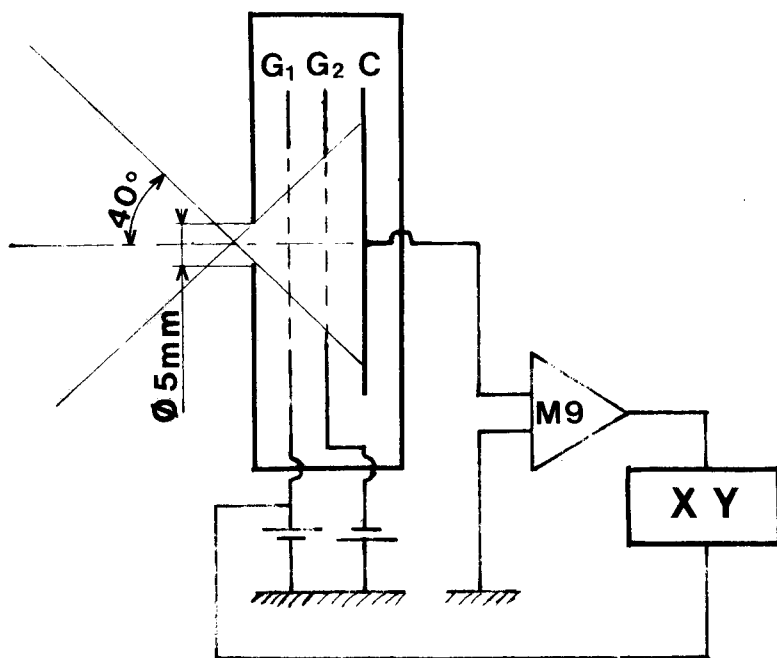


Fig 42. Schema de l'analyseur d'ions
courbes de reponse et de dispersion

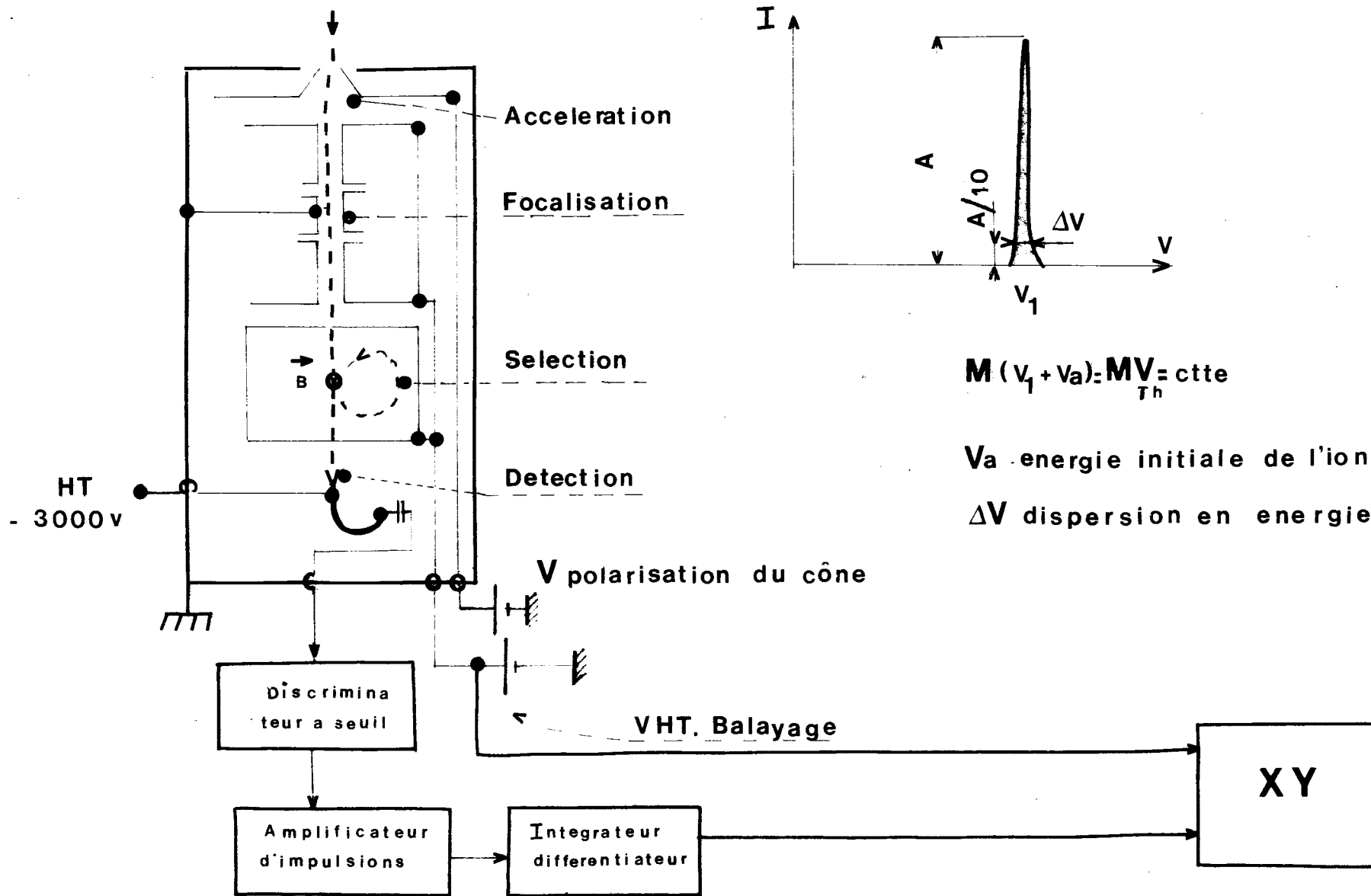
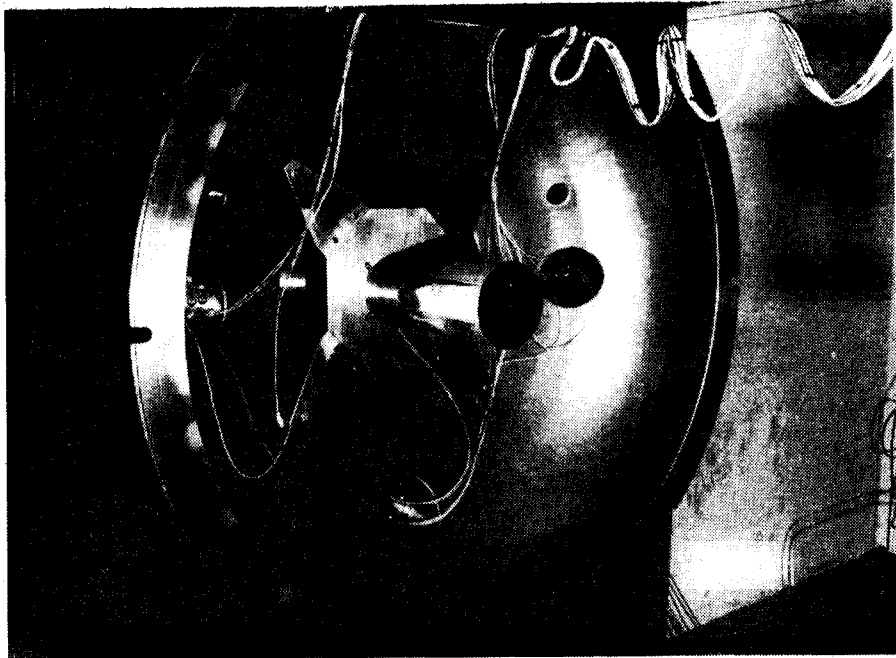
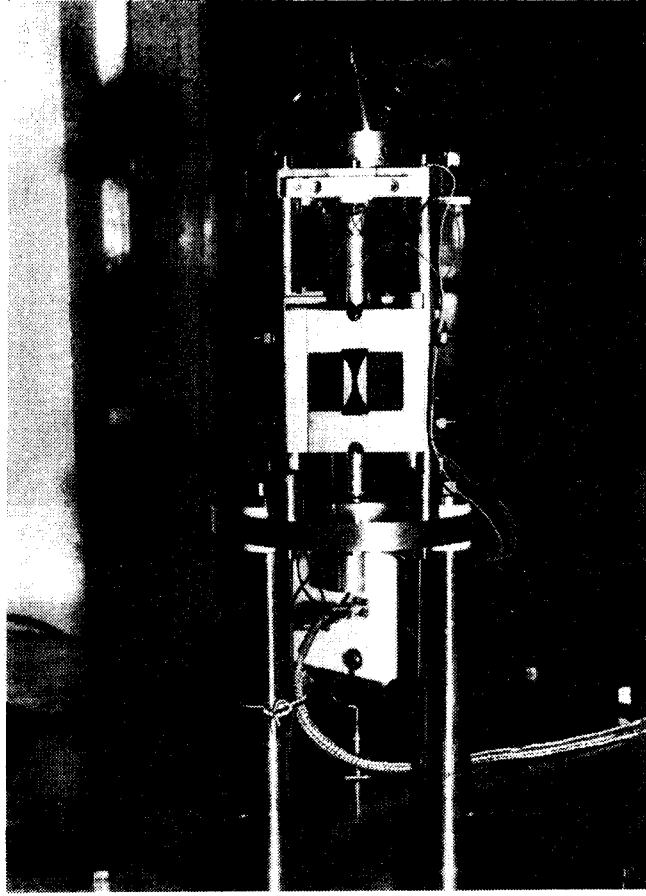


Fig43. Schema du spectrometre de masse a prismes magnetiques



**Fig44. Spectrometre de masse magnetique et
implantation dans le caisson**

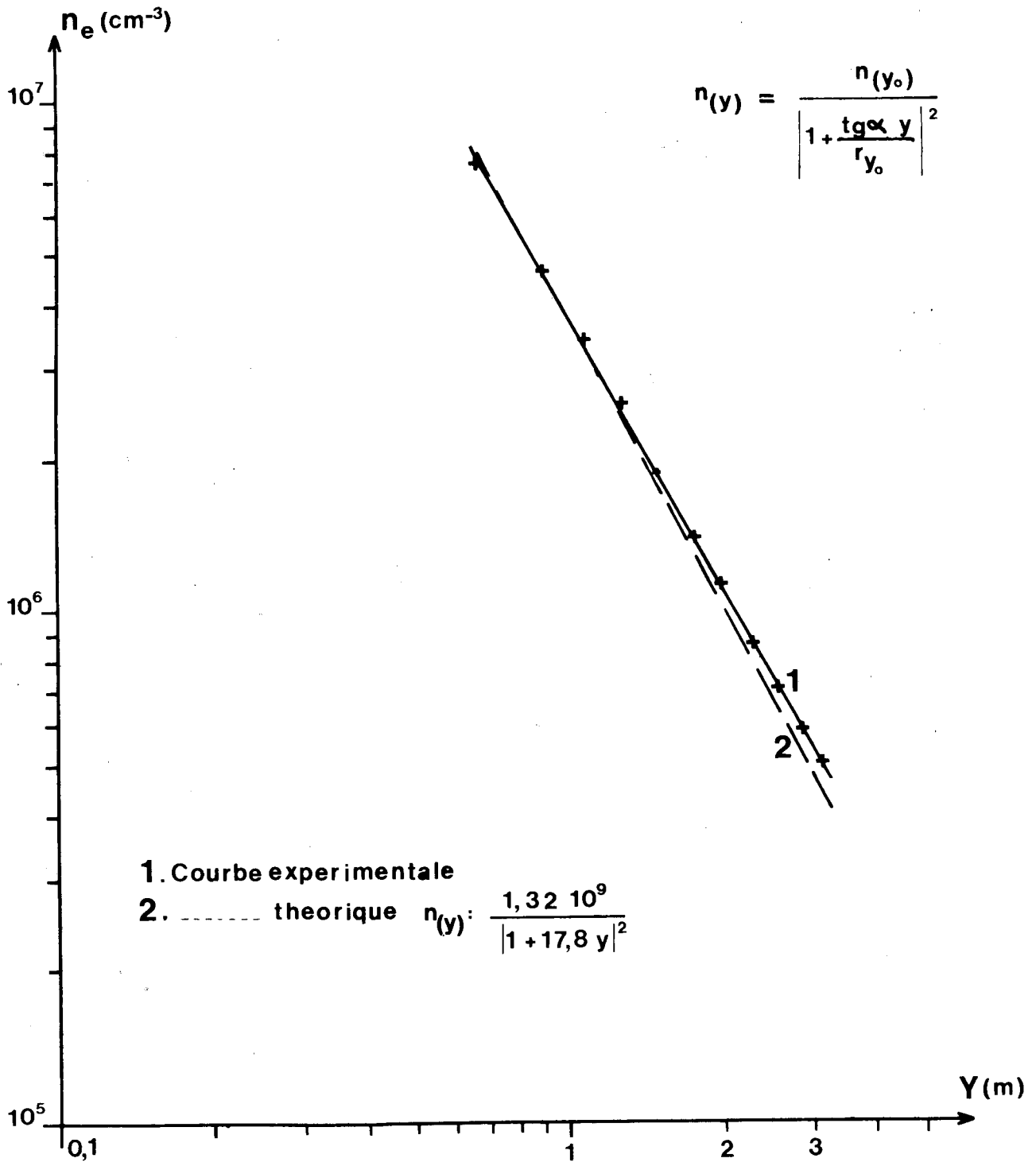
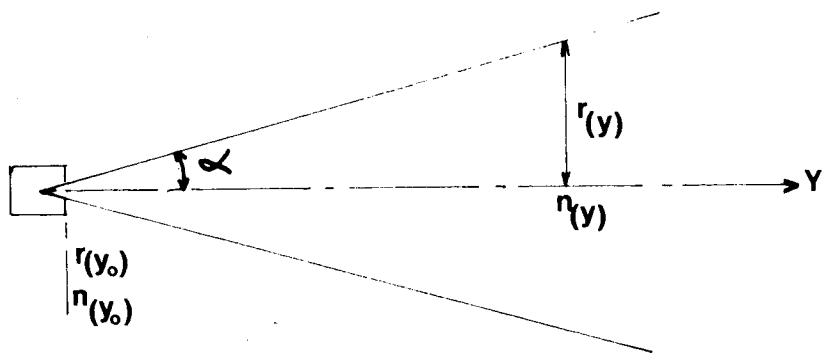


Fig.45 Variation de la densité suivant l'axe du caisson

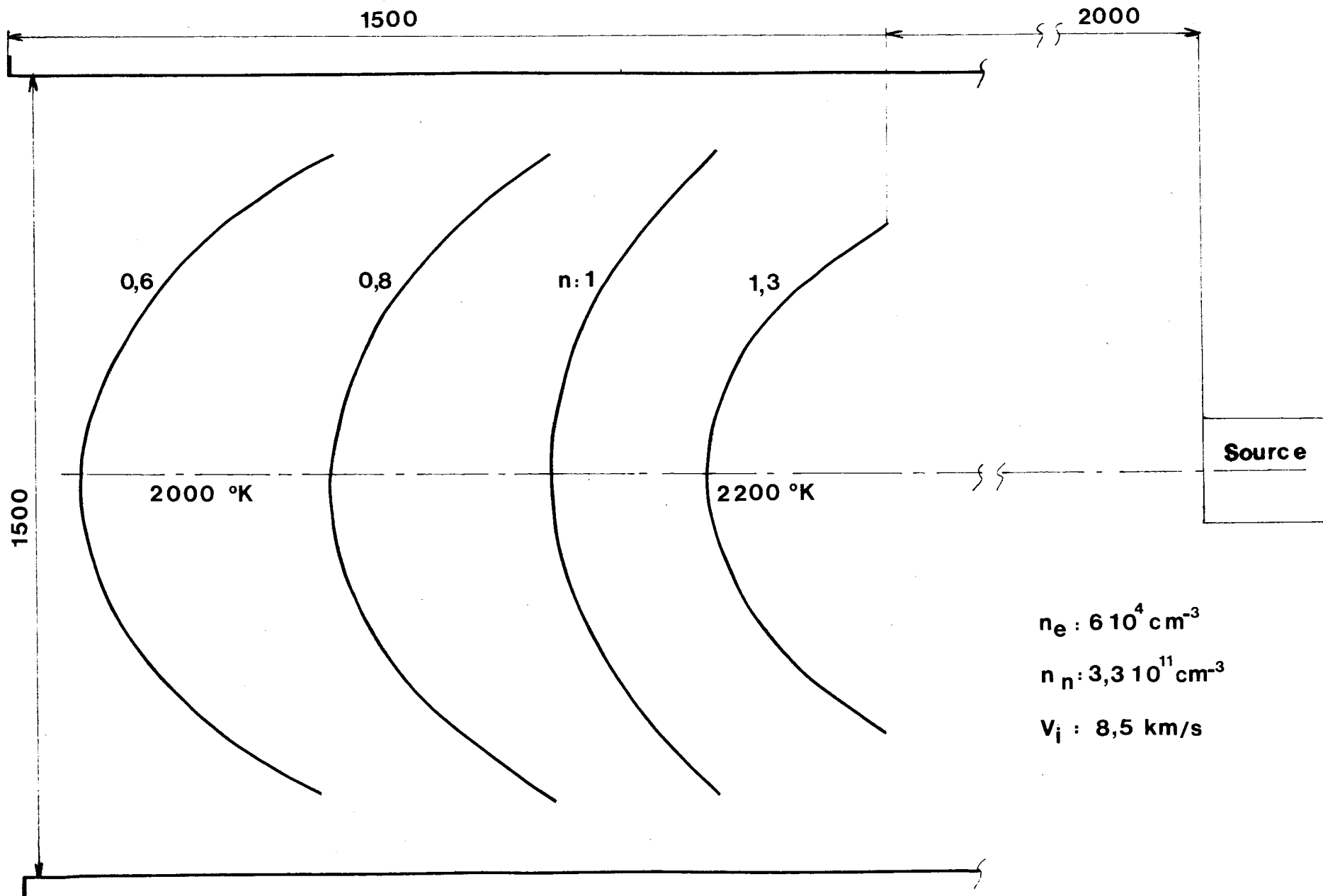
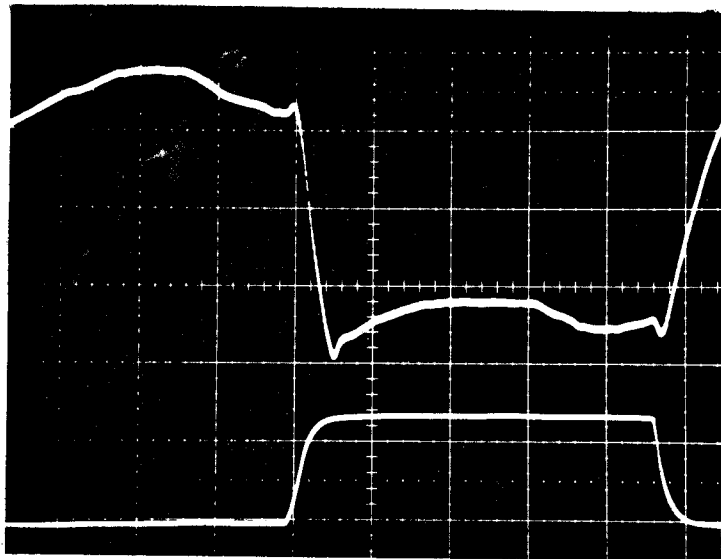


Fig. 46 Profils de densite dans le plan horizontal du caisson



1. ΔI_b , 2 V/cm soit 17,5 mA/cm

2. ΔI , 50 mV/cm soit $5 \cdot 10^{-8}$ A/cm

Balayage , 5 ms/cm

pour $\left\{ \begin{array}{l} \bar{I}_b : 72 \text{ mA} \\ \bar{I} : 2,62 \cdot 10^{-7} \text{ A} \end{array} \right.$

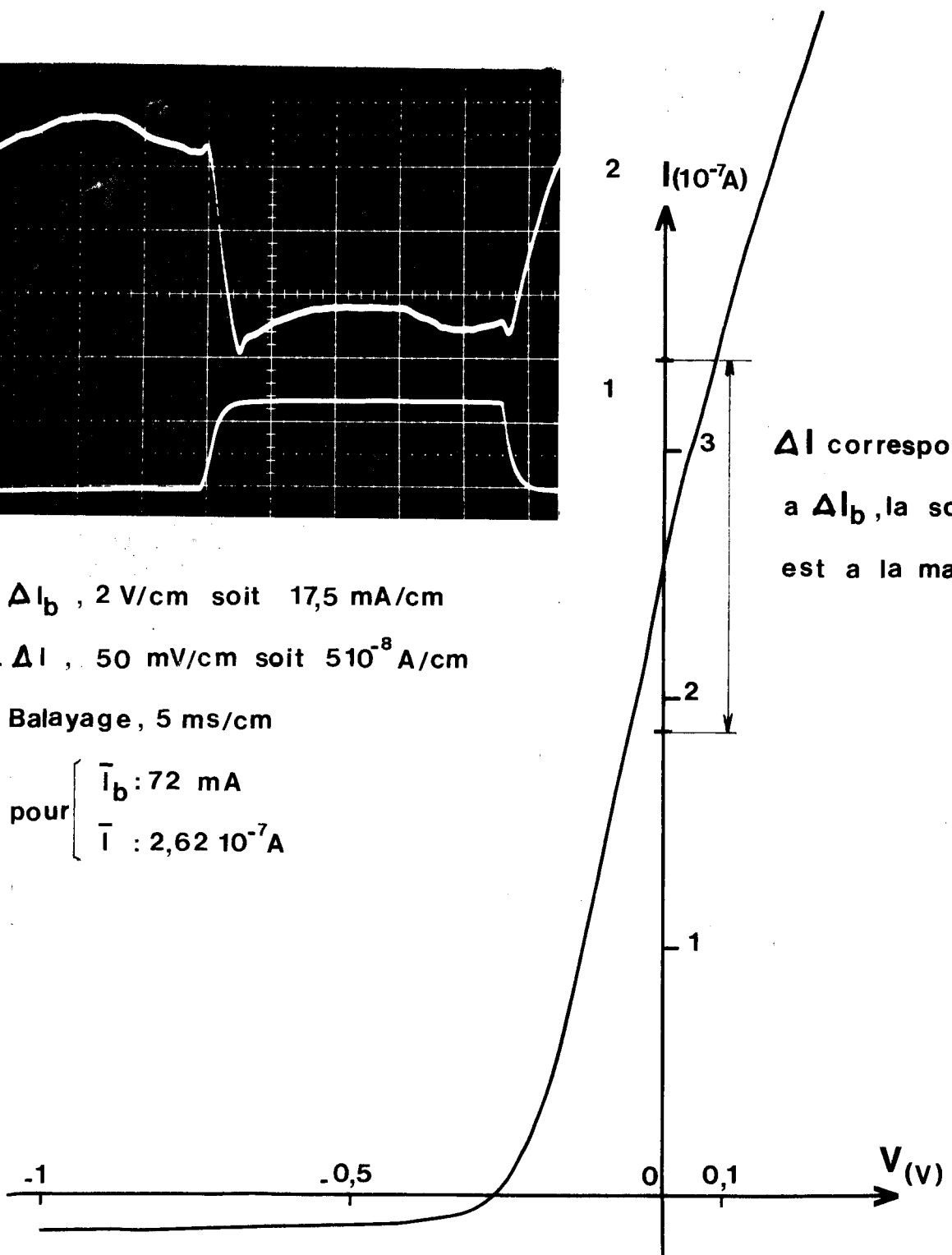


Fig.47 Estimation de la duree de vie des electrons

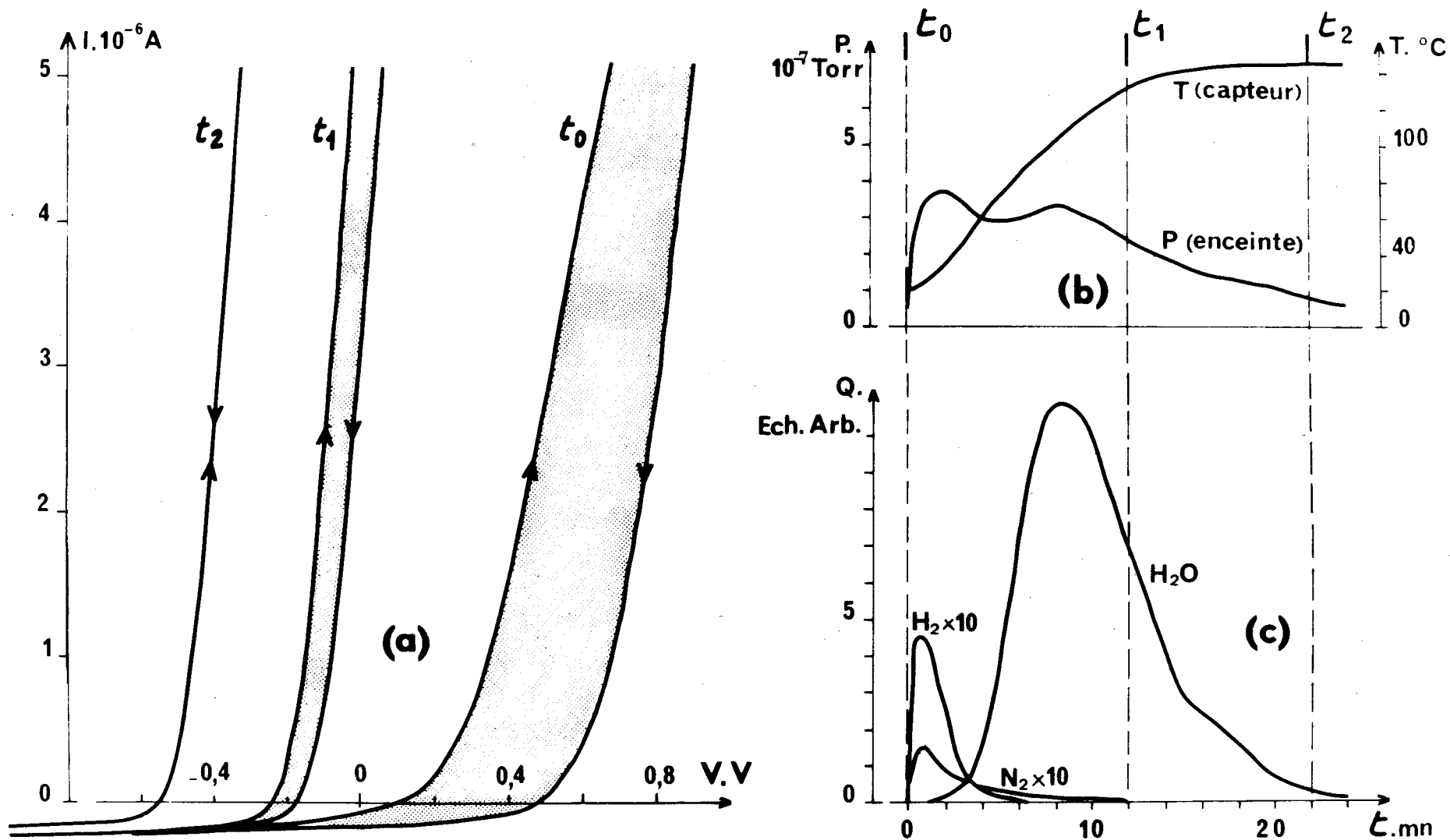


FIG:48

(a) Caractéristiques du capteur aux instants t_0, t_1, t_2 .

(b) Evolution des Temp. et Pression
(c) Evolution des Flux de Degazage

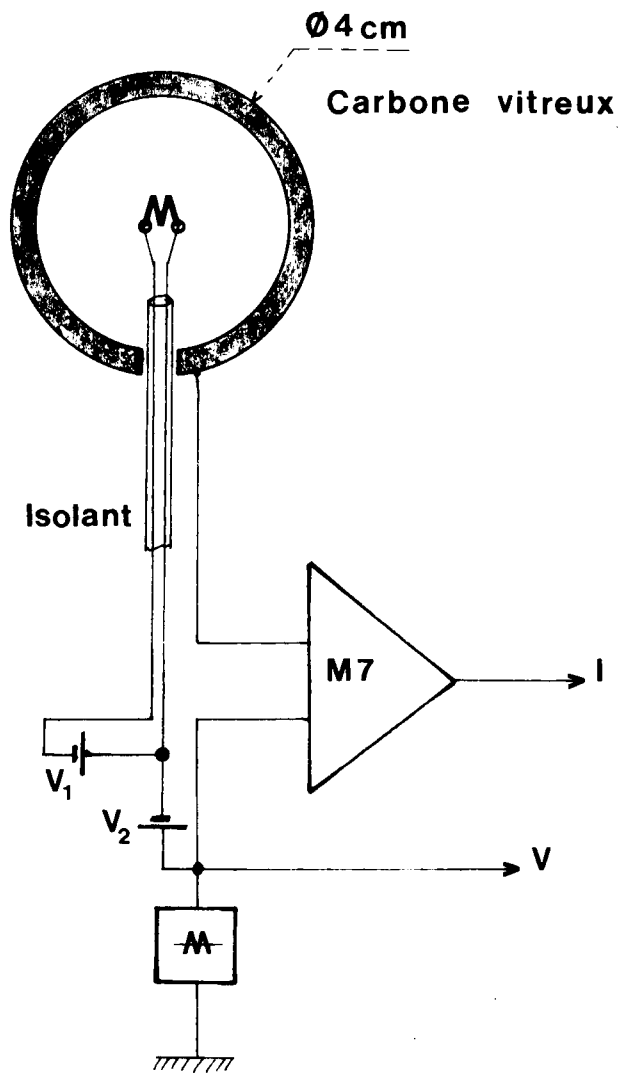


Fig.49 Schema de montage de la sonde chauffee

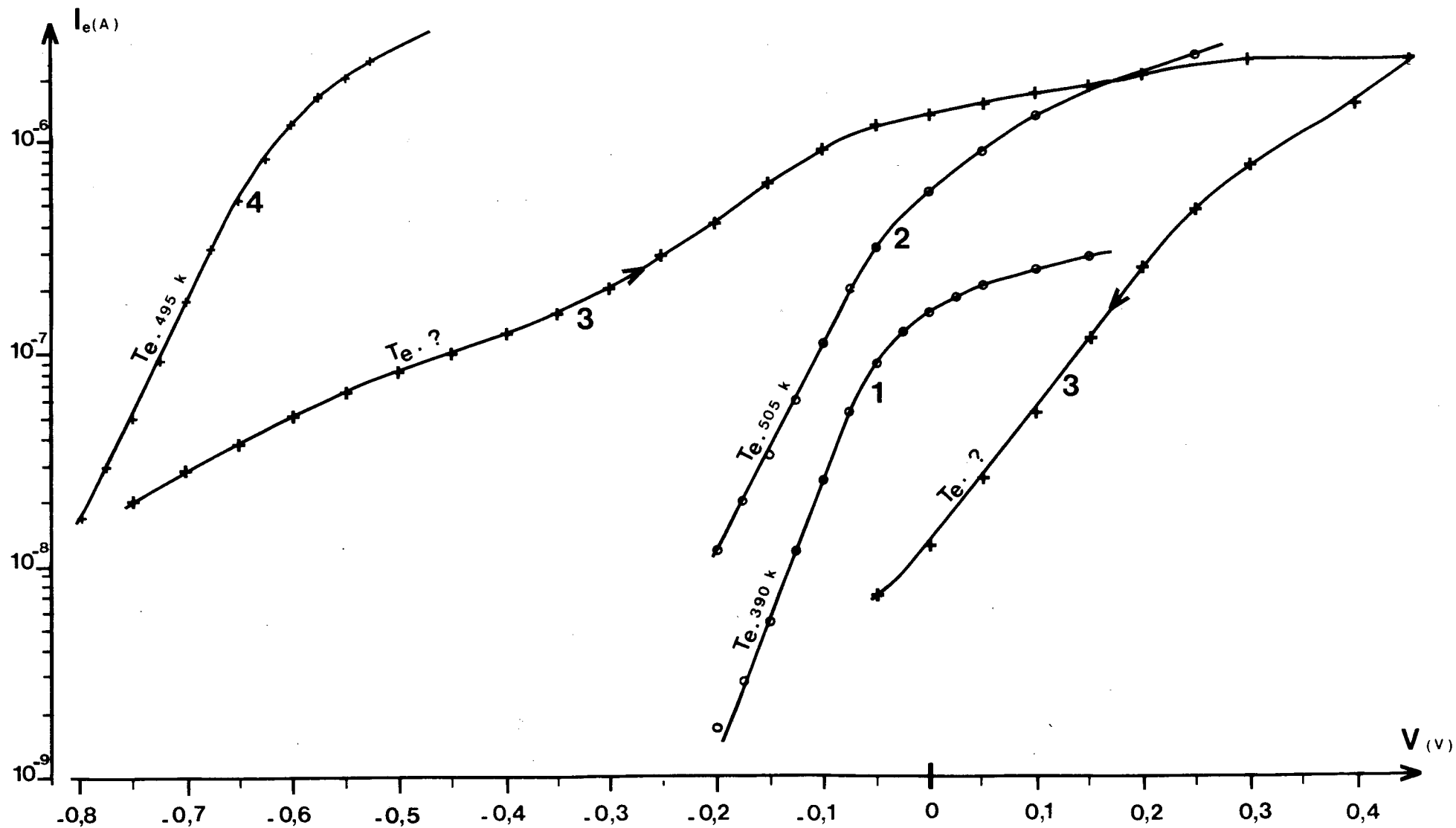


Fig. 50 Caracteristiques de sondes $I_e = f(V)$

1. Calotte spherique
2. Sphere \varnothing 3 cm

3. Sphere \varnothing 4 cm avant chauffage
4. ----- chauffee a 150°C

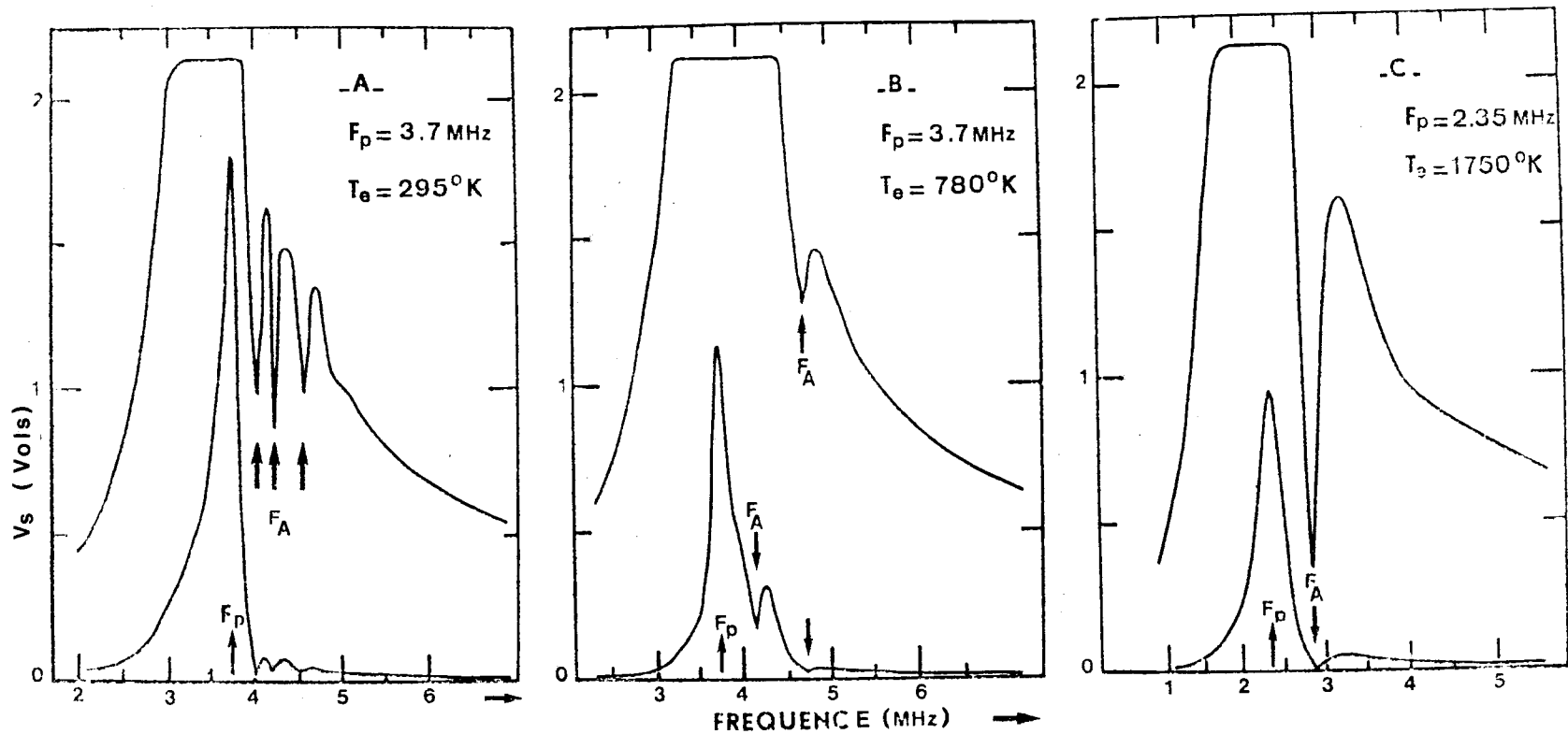
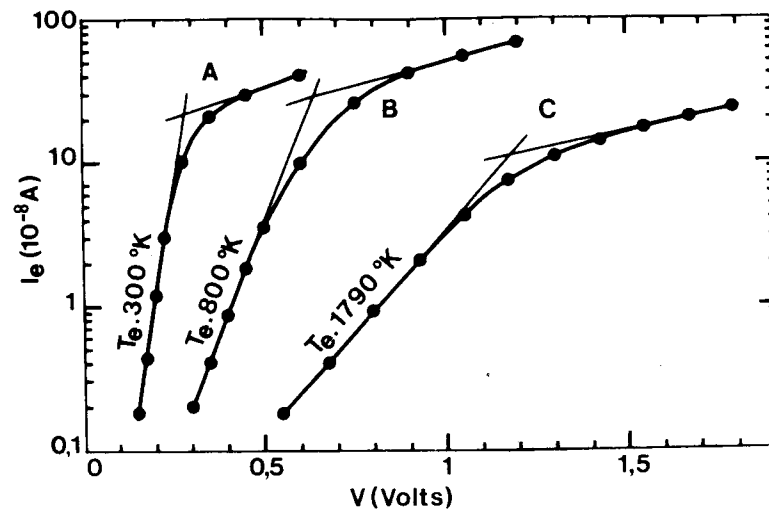


Fig 51. MESURES DE TEMPERATURES ELECTRONIQUES
DANS UN FAISCEAU DE PLASMA OÙ LE CHAMP MAGNETIQUE
TERRESTRE EST ANNULÉ :

- PAR UNE SONDE RADIOFREQUENCE
QUADRIPOLAIRE
- PAR UNE SONDE ELECTROSTATIQUE



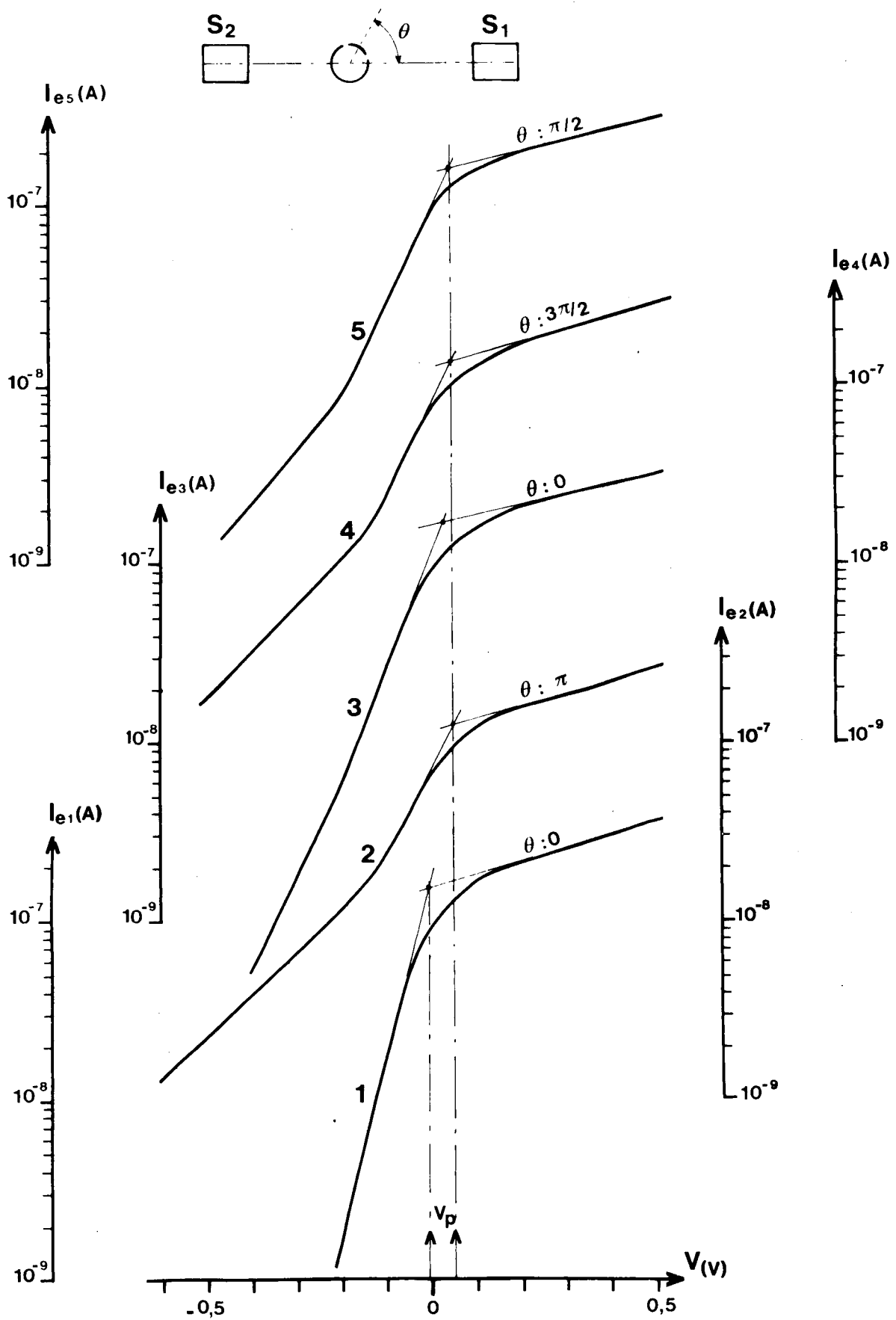


Fig: 52 $\log I_e : f(V)$ obtenues sur la calotte spherique

1. Source S_1 seule

2, 3, 4, 5. Sources S_1 et S_2 simultanement

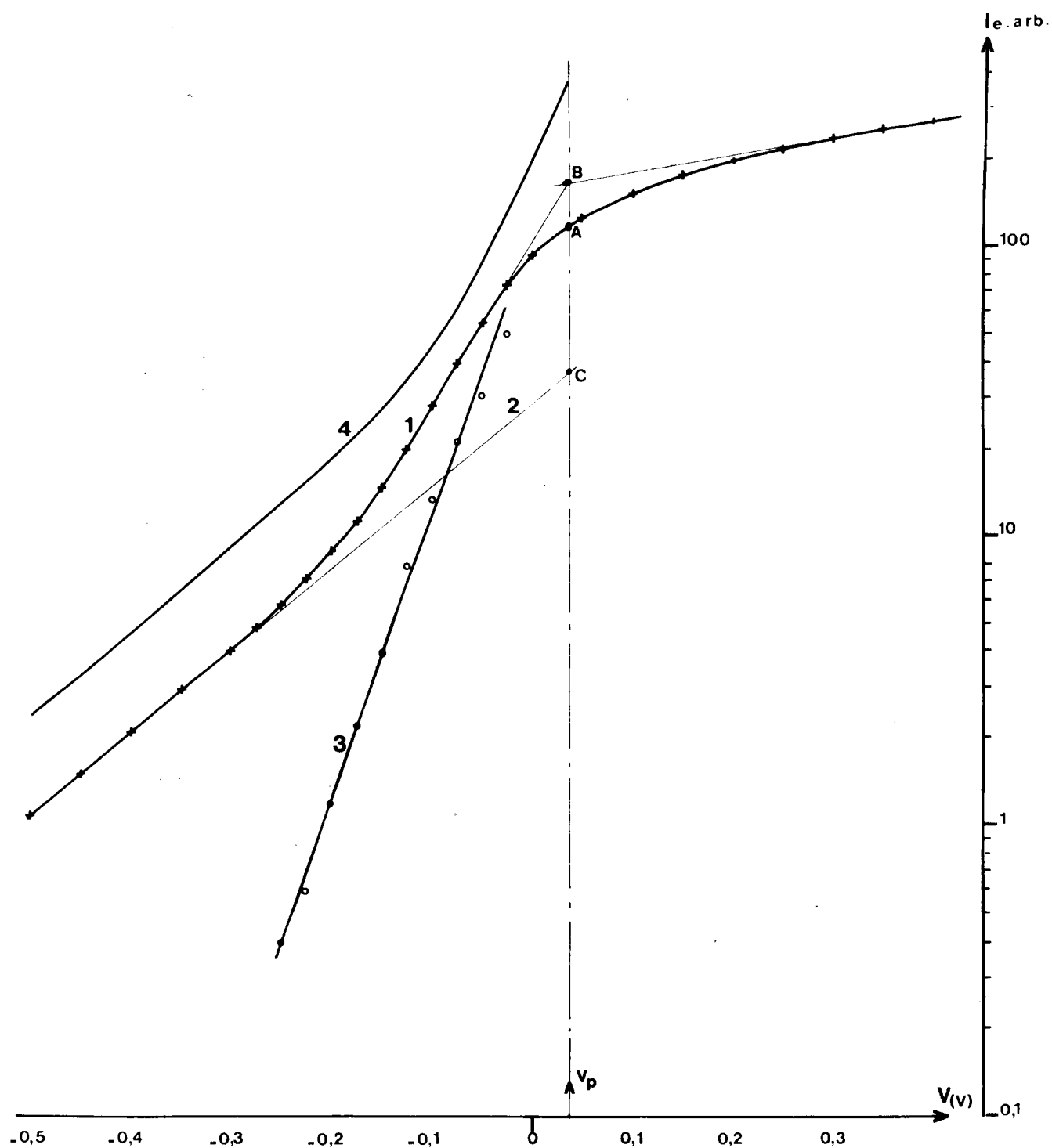


Fig. 53 $\log_e f(V)$ pour un plasma a deux populations maxwelliennes

1. Courbe experimentale

4. - - - - - theorique

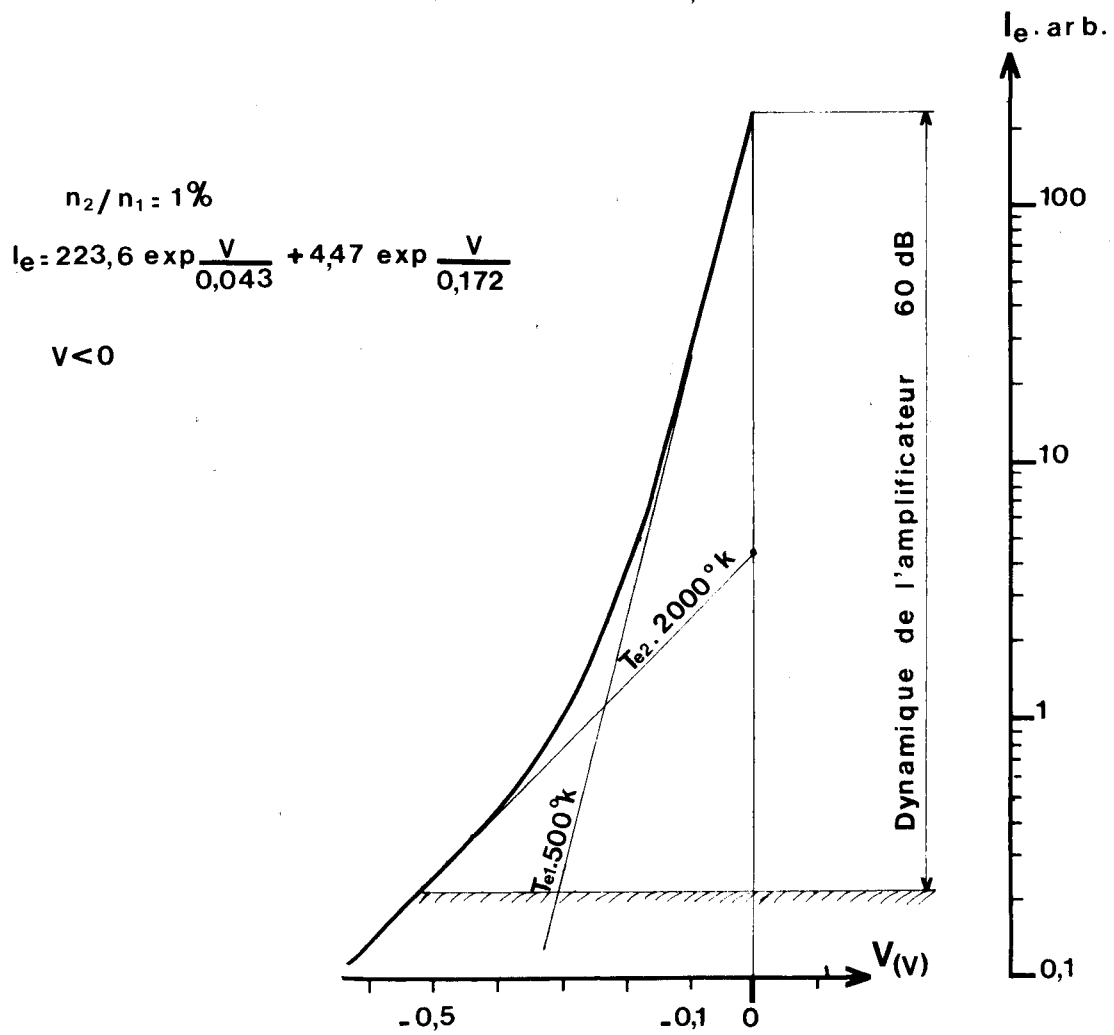
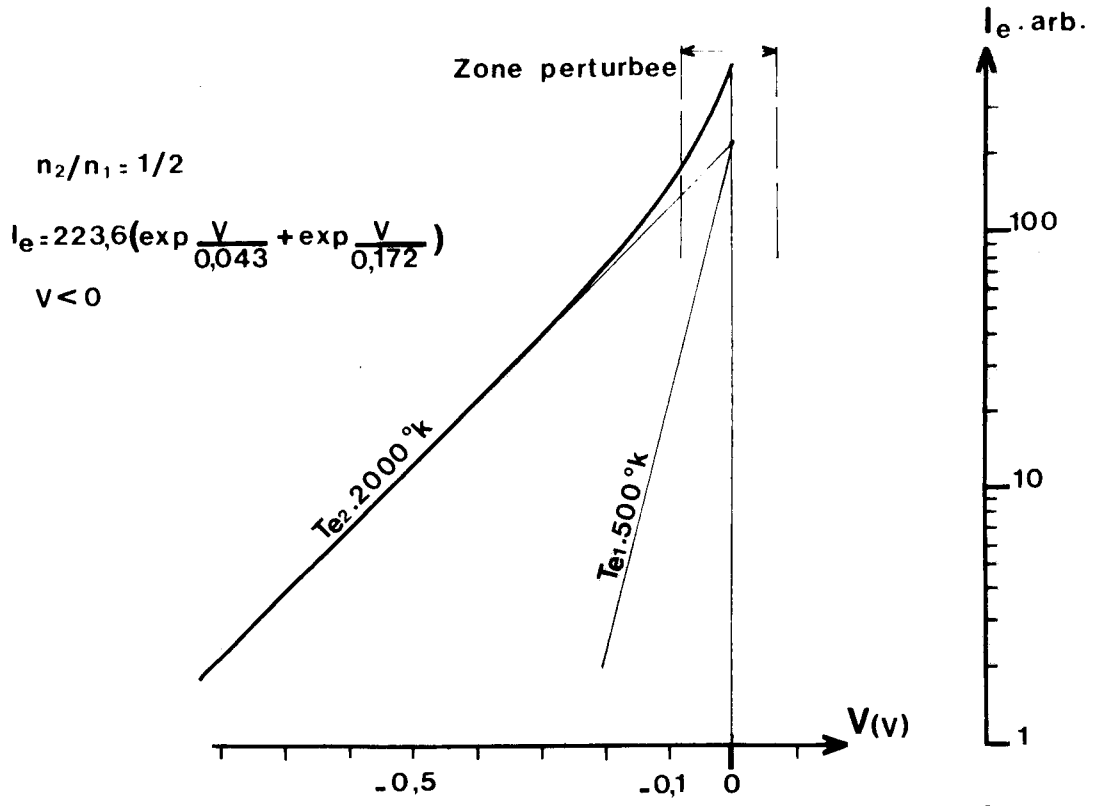


Fig: 54 Courbes theoriques $I_e(V)$ pour un plasma a deux populations maxwelliennes dans des cas extremes

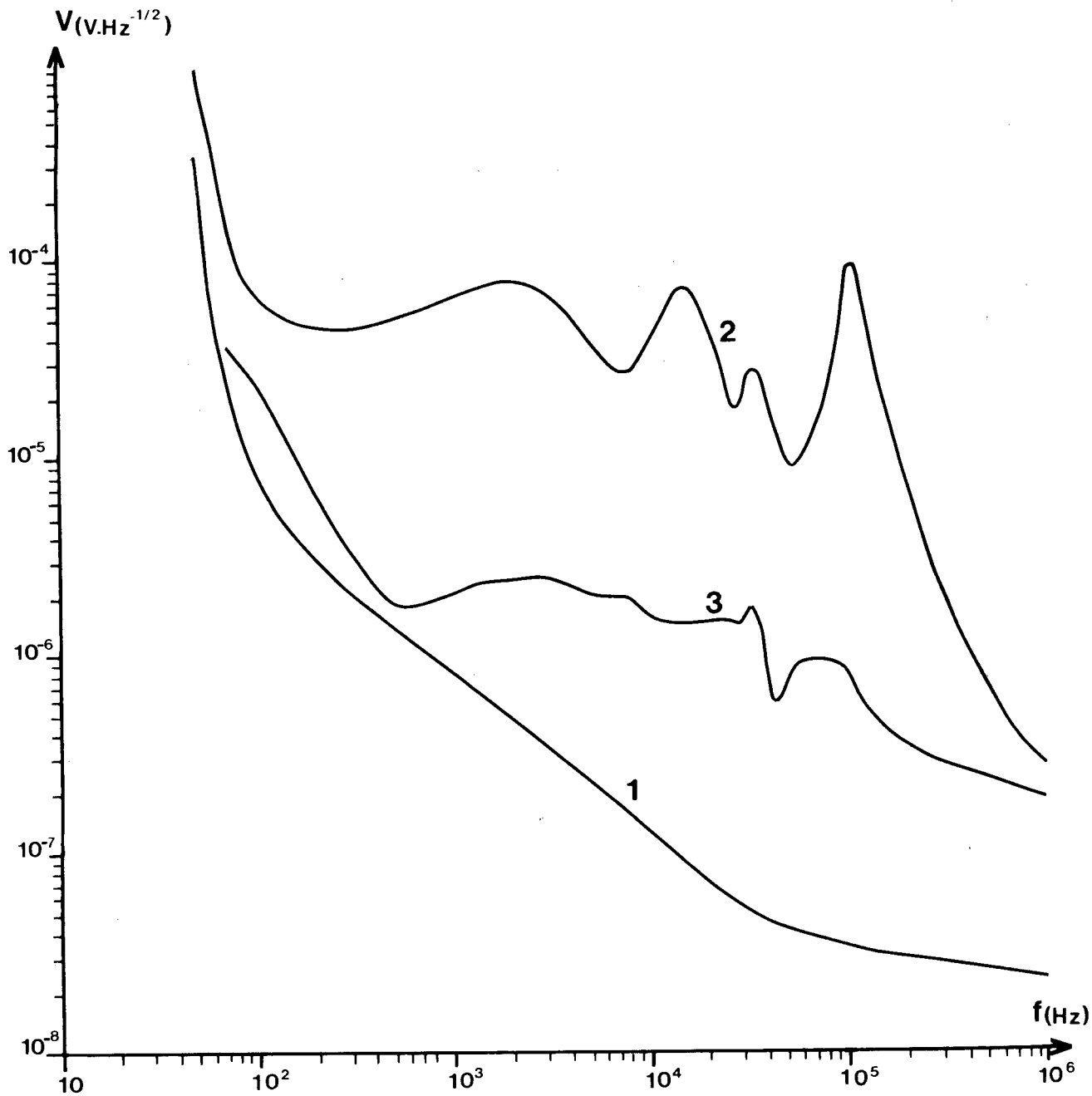


Fig.55 Courbes de bruit dans un plasma de synthese

- 1. Vide
- 2. Avec champ magnetique dans la source
- 3. Sans -----

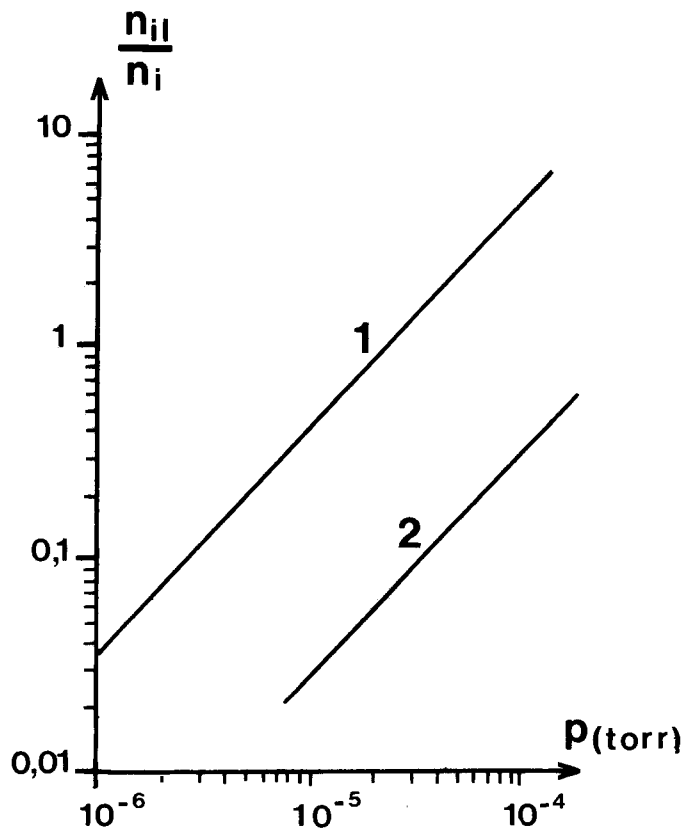


Fig.56 Influence de l'échange de charge des ions argon en fonction de la pression

n_{II} . ions lents

n_I . ions rapides

1. Ref. [90]

2. Ref. [39]

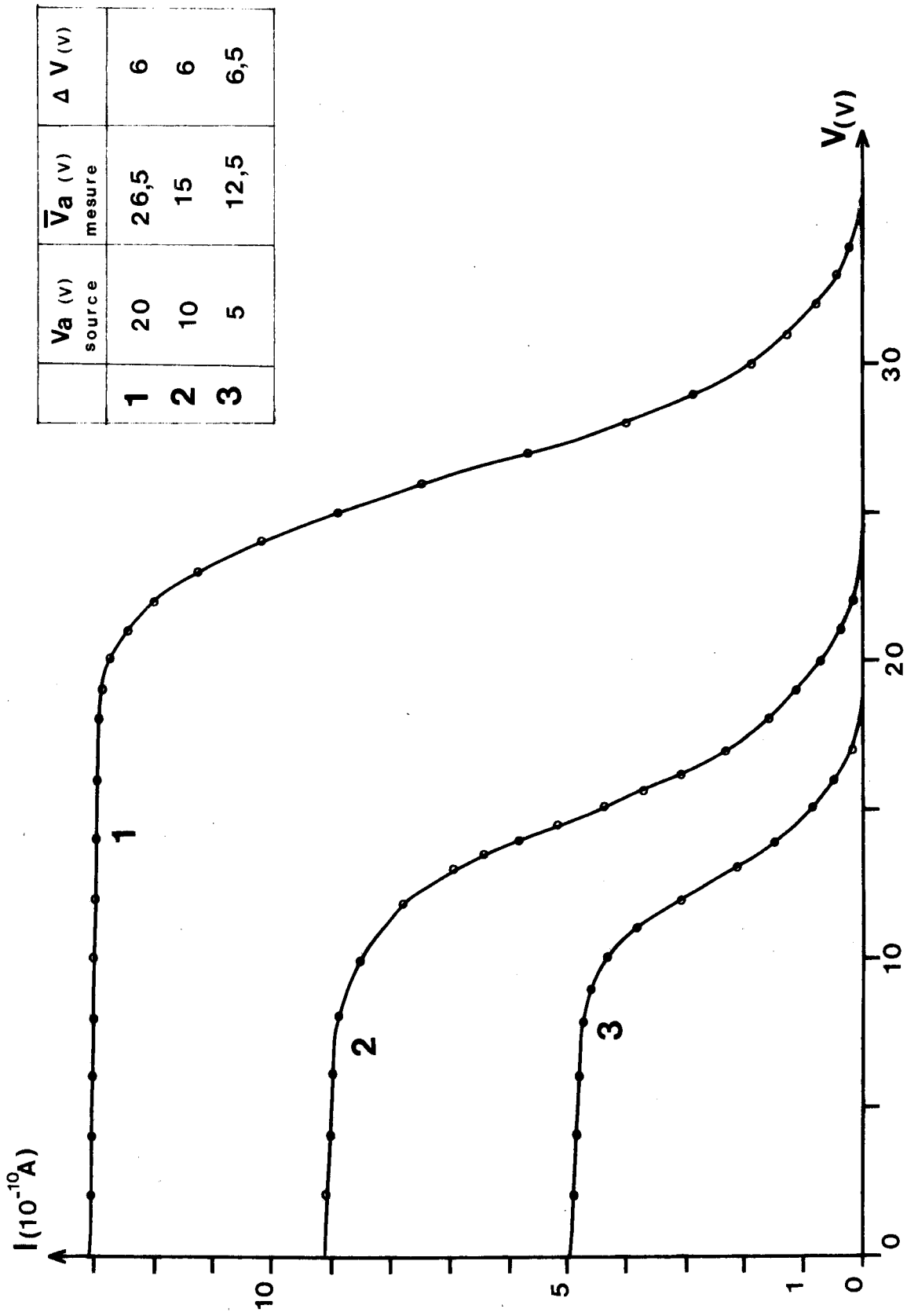


Fig. 57 Analyse des ions

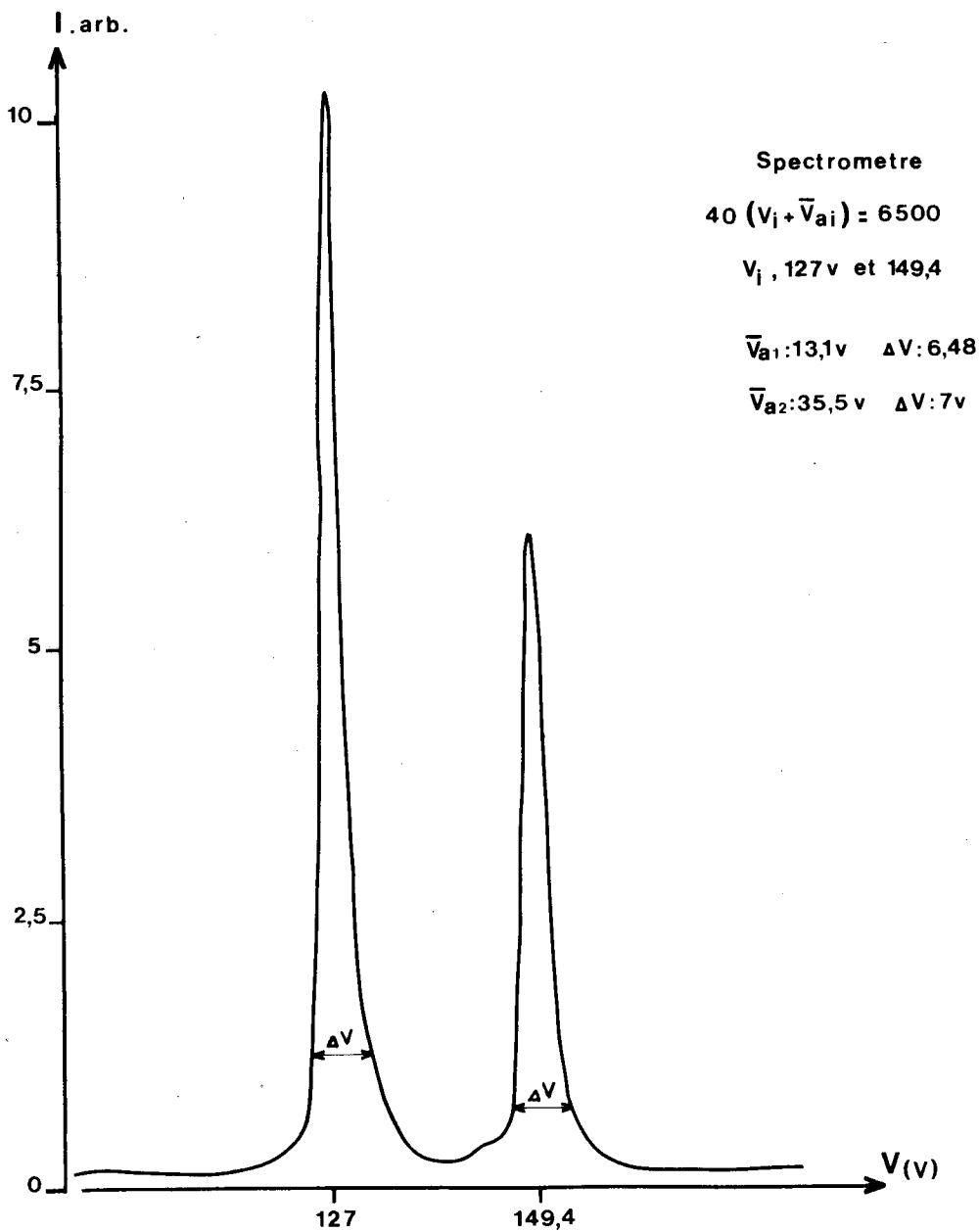
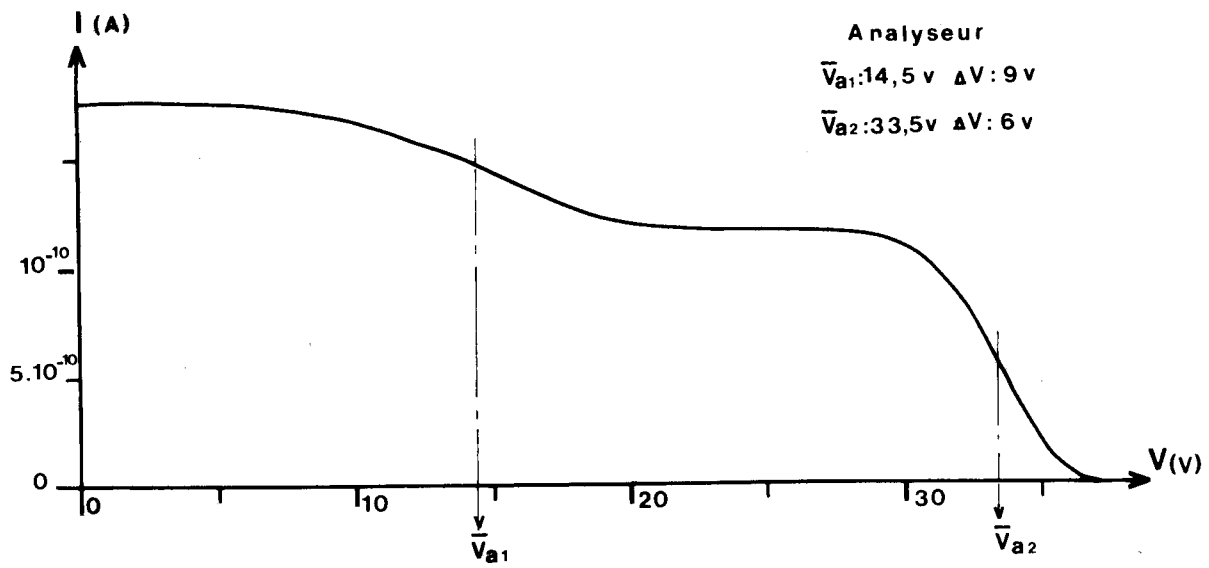


Fig. 58 Comparaison des résultats obtenus avec l'analyseur et le spectromètre, dans un plasma d'argon

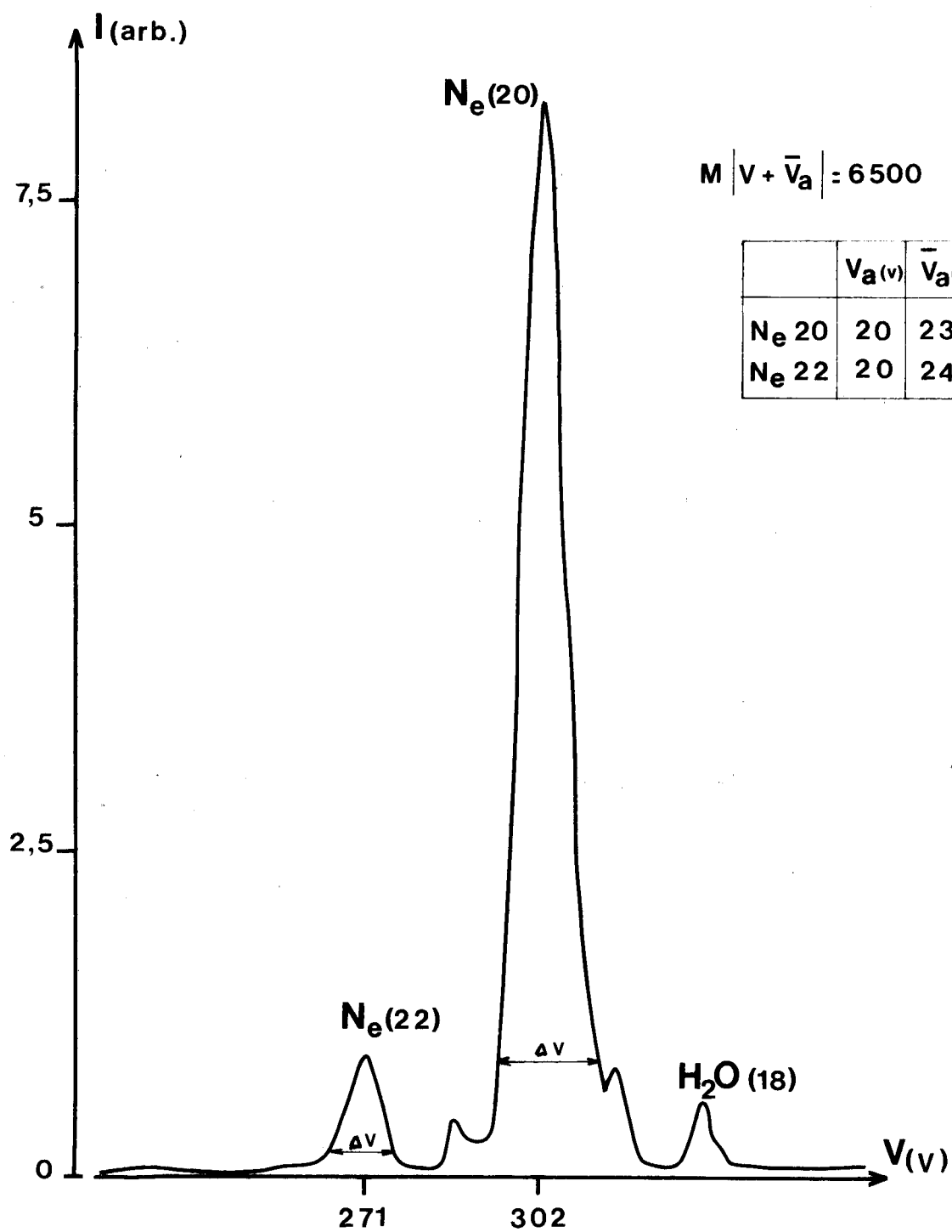


Fig.59 Analyse des ions neon

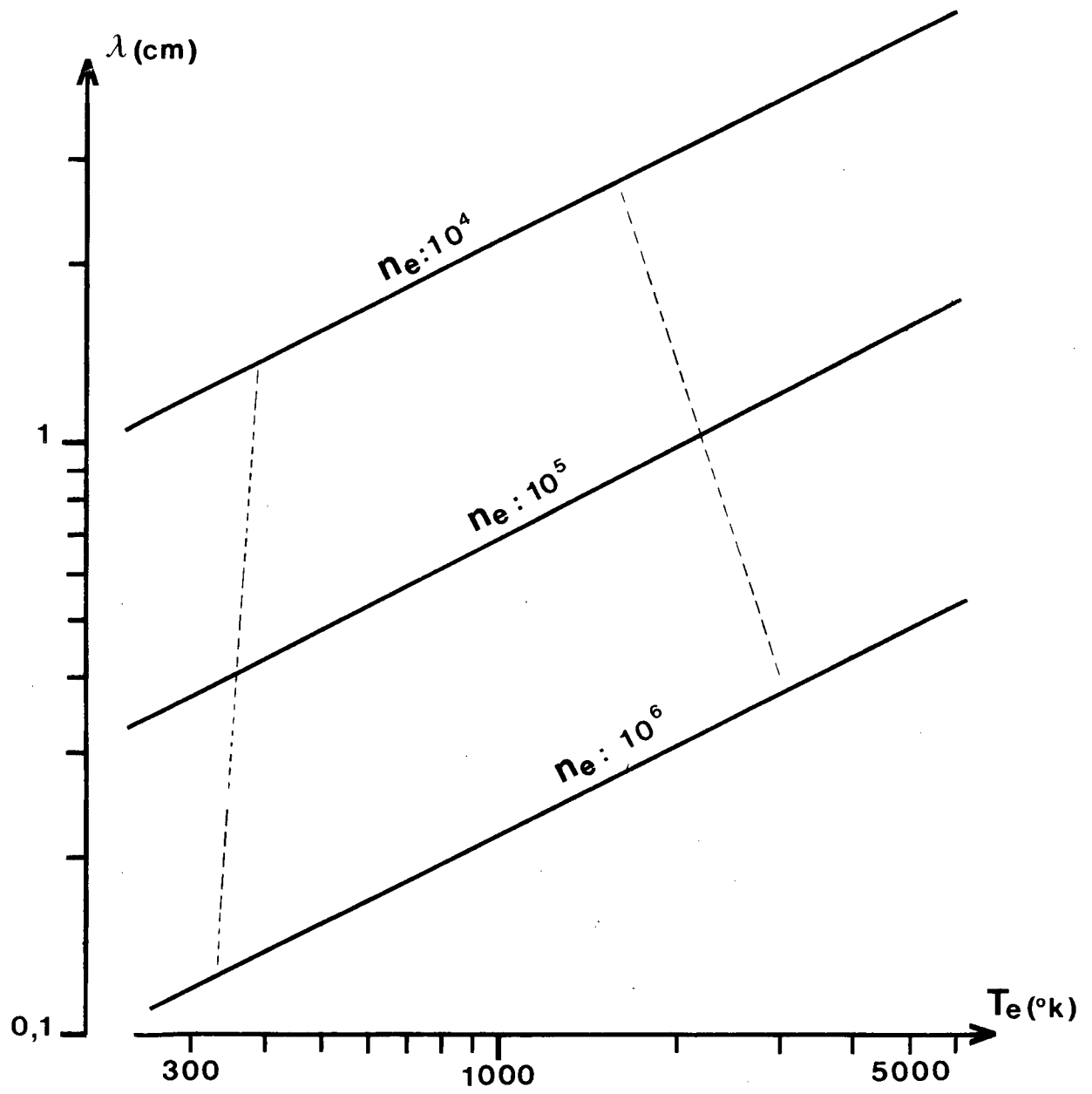


Fig. 60 Courbes $\lambda.f(T_e)$, N_e (cm^{-3}) parametre
possibilites de simulation

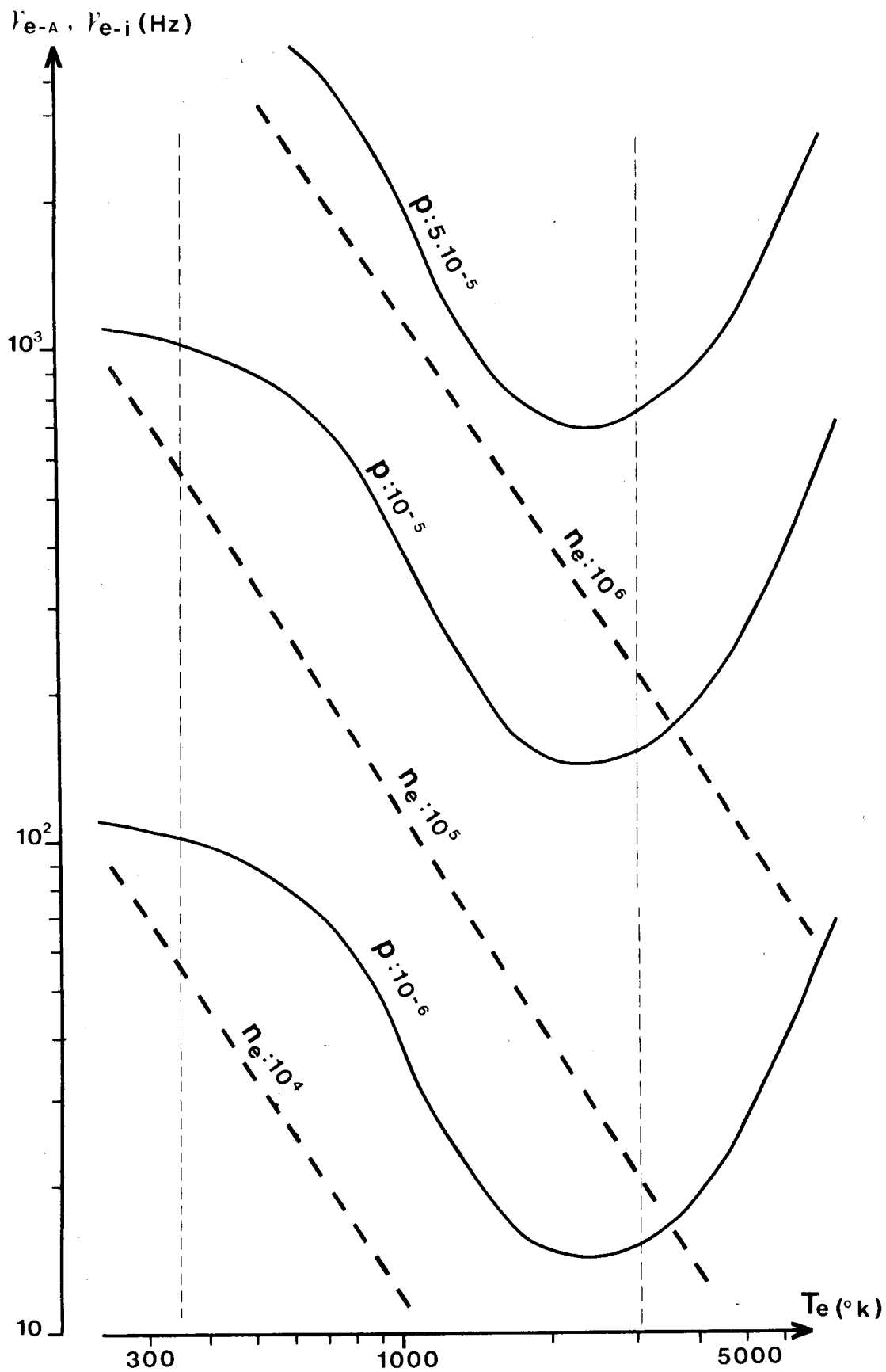
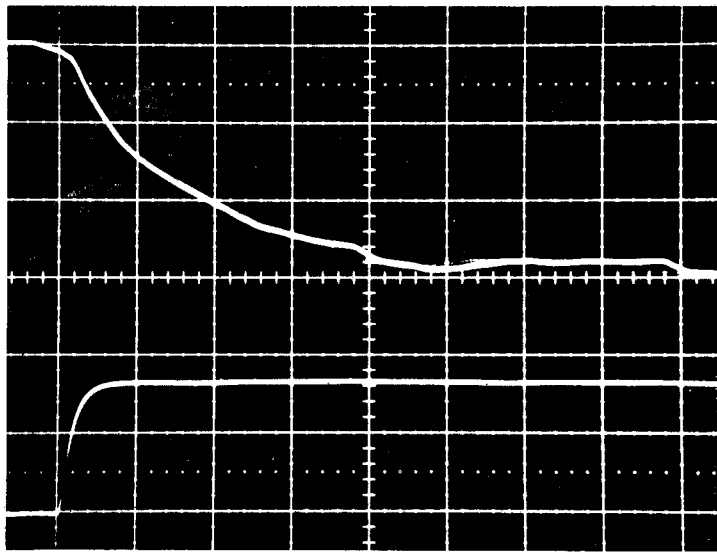


Fig.61 Fréquences de collisions dans les plasmas argon

— $\nu_{e-A} f(T_e), p$ (Torr) paramètre

----- $\nu_{e-i} f(T_e), n_e$ (cm^{-3}) -----



1. ΔI_b , 2 V/cm soit 17,5 mA/cm
2. ΔI , 0,5 V/cm soit $5 \cdot 10^{-7}$ A/cm

Balayage .5 ms/cm

pour $\left\{ \begin{array}{l} \bar{I}_b : 80 \text{ mA} \\ \bar{I} : 2,32 \cdot 10^{-6} \text{ A} \end{array} \right.$

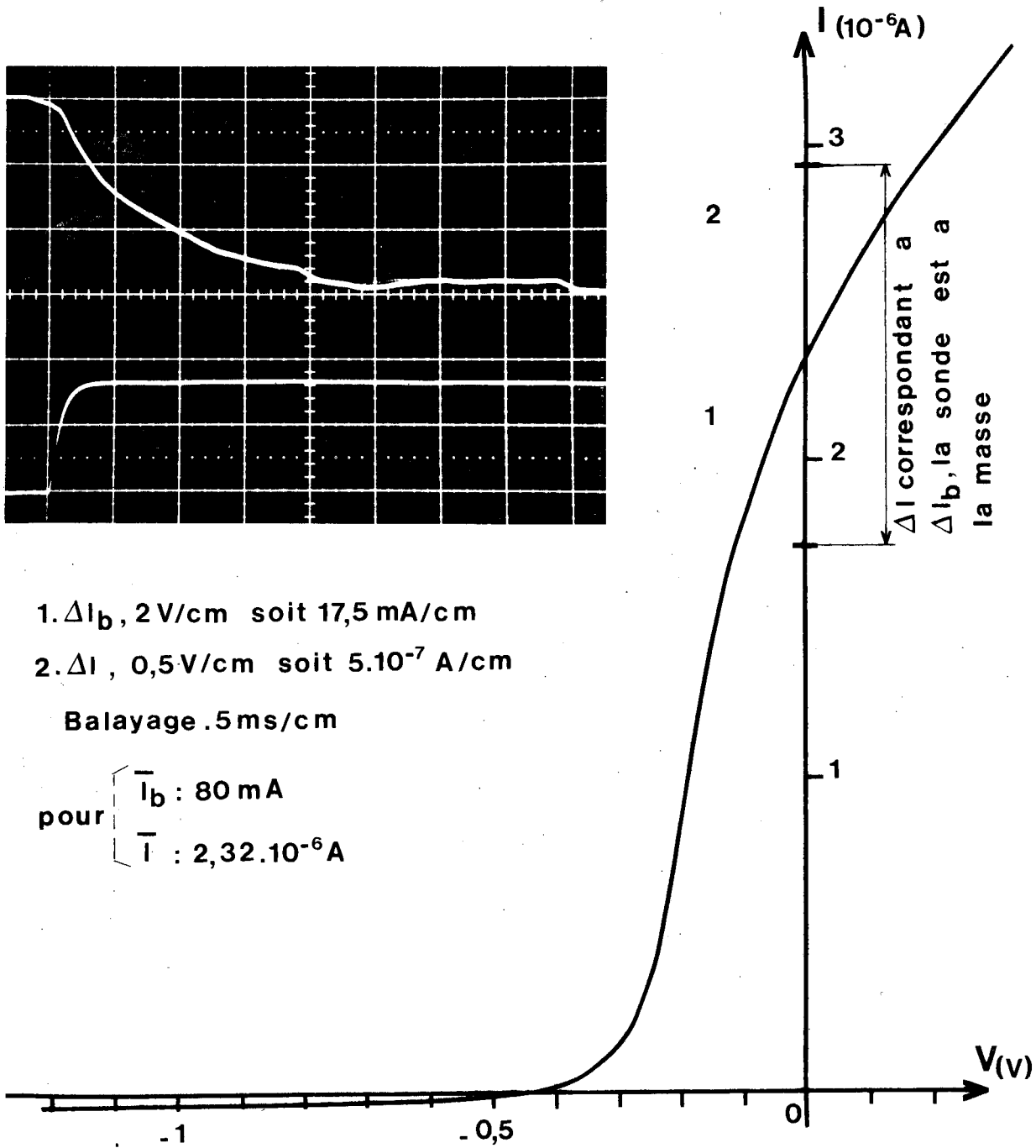


Fig.62 Duree de vie des electrons dans le plasma confine par champ magnetique

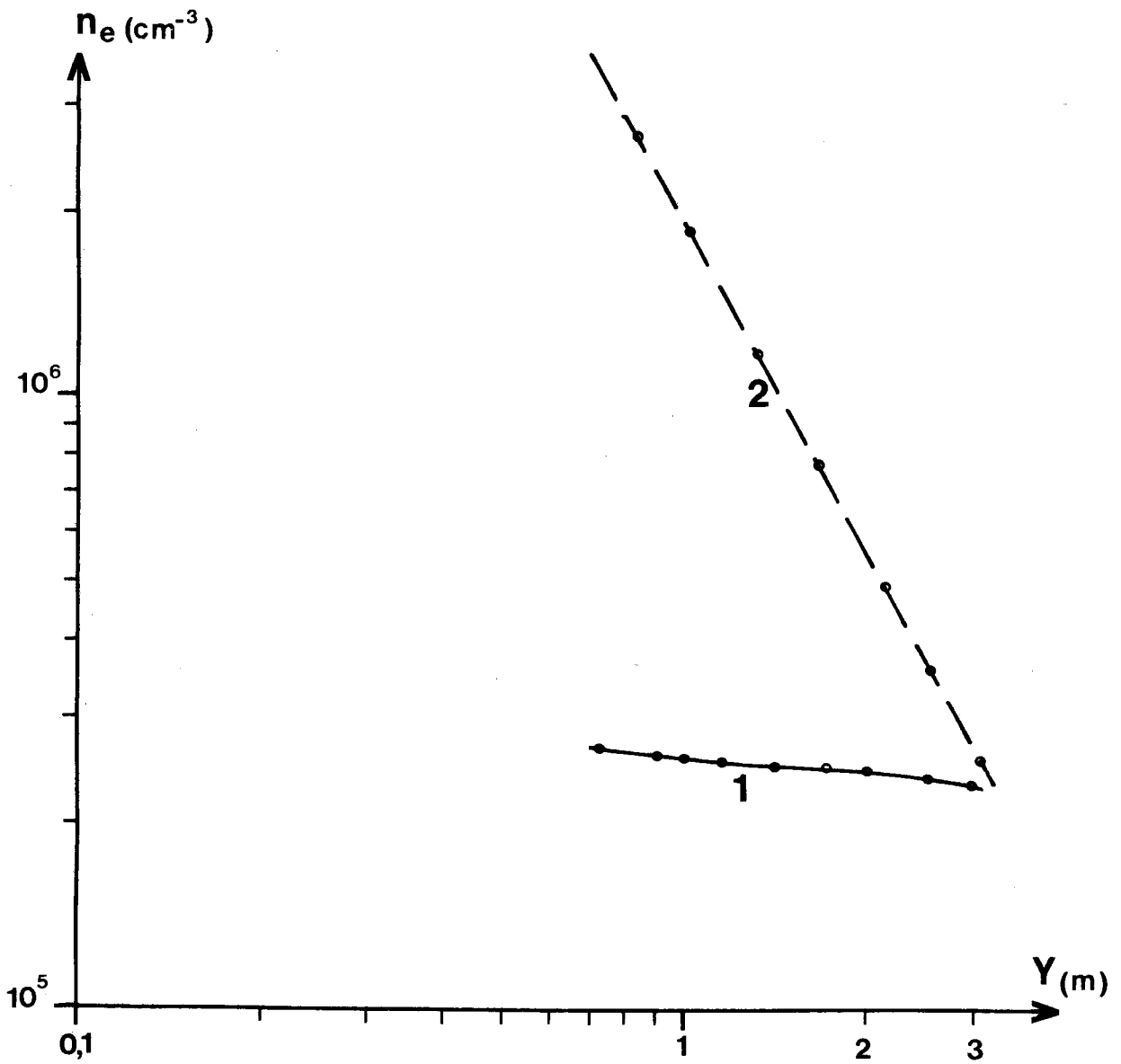


Fig.63 Variations de densite suivant l'axe du caisson

1. Avec le confinement magnetique

2. Sans -----

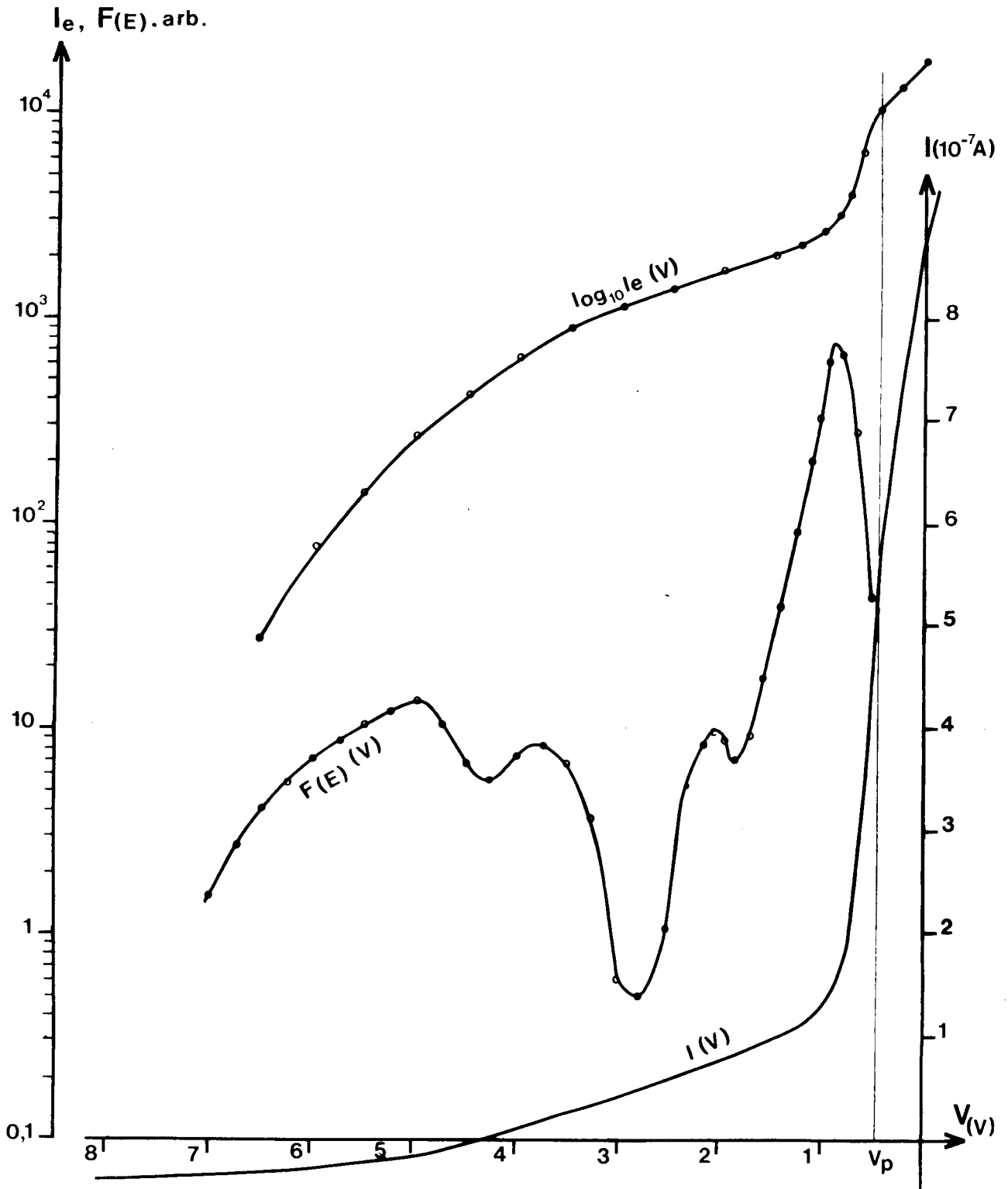


Fig.64 Courbes $I(V)$, $\log I_e (V)$, $F(E)$ pour un plasma a population electronique complexe

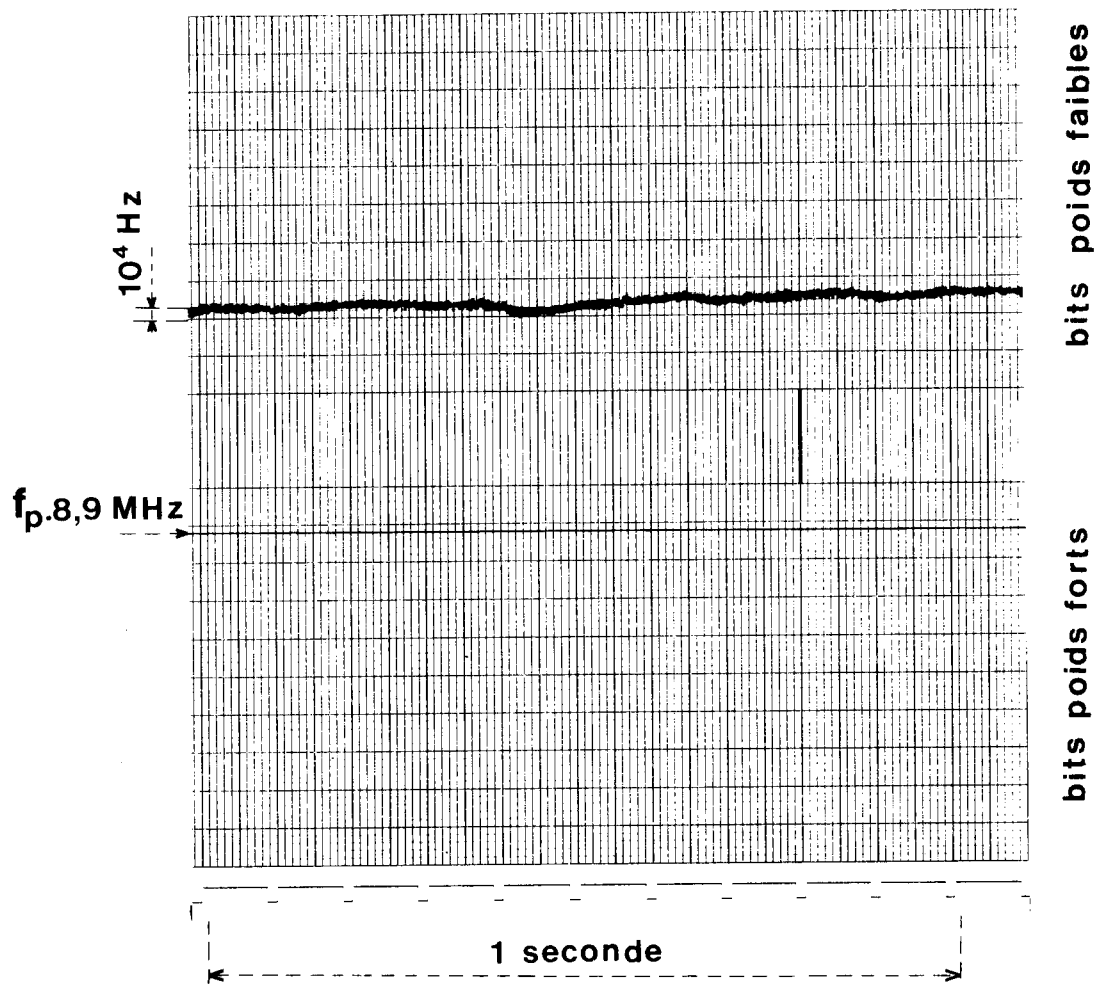


Fig.65 Analyse du bruit dans le plasma par une sonde radiofrequence auto-oscillante a f_p associee a un frequencemetre integrateur (temps d'integration : $4 \cdot 10^{-3}$ s)

$$5 \cdot 10^{-4} < \Delta f / f_p < 2 \cdot 10^{-3}$$

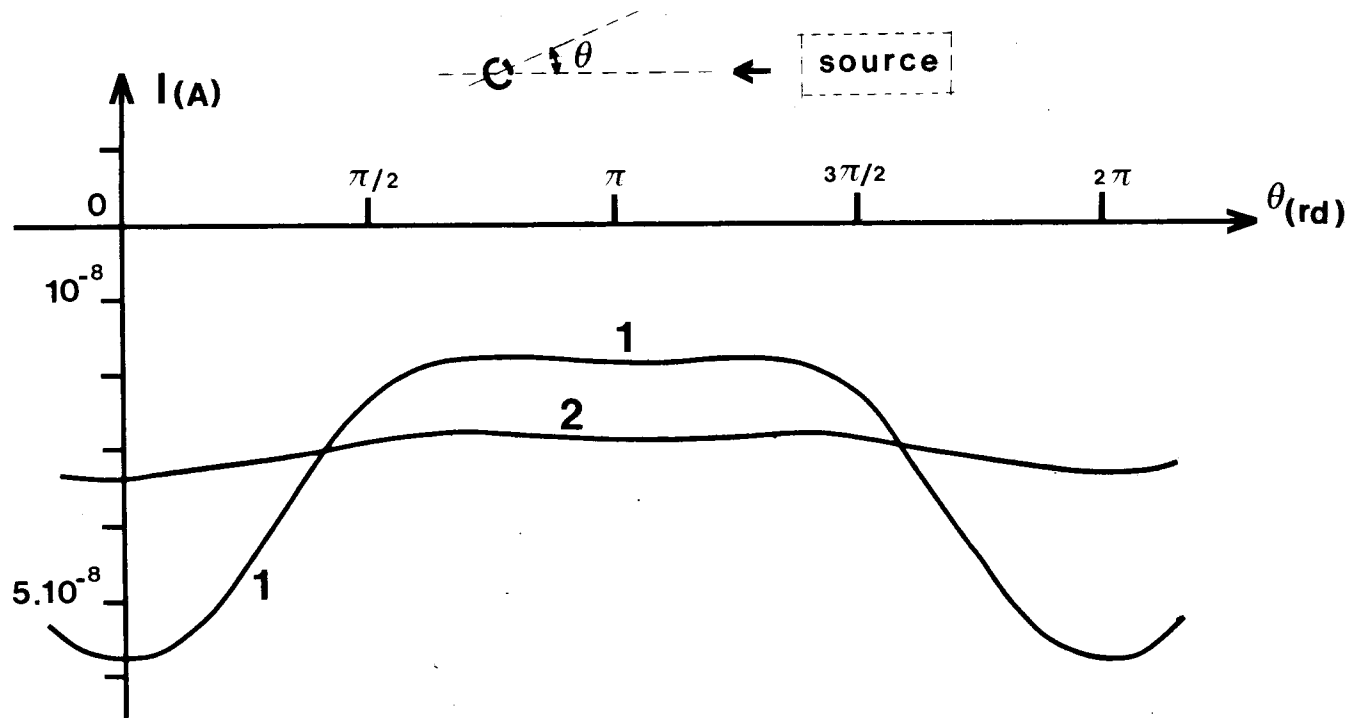


Fig.66 Courants ioniques collectes par la calotte polarisee a tension constante $-1,5V$ en fonction de la rotation θ

1. $p = 1,5 \cdot 10^{-5}$ Torr

2. $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Torr

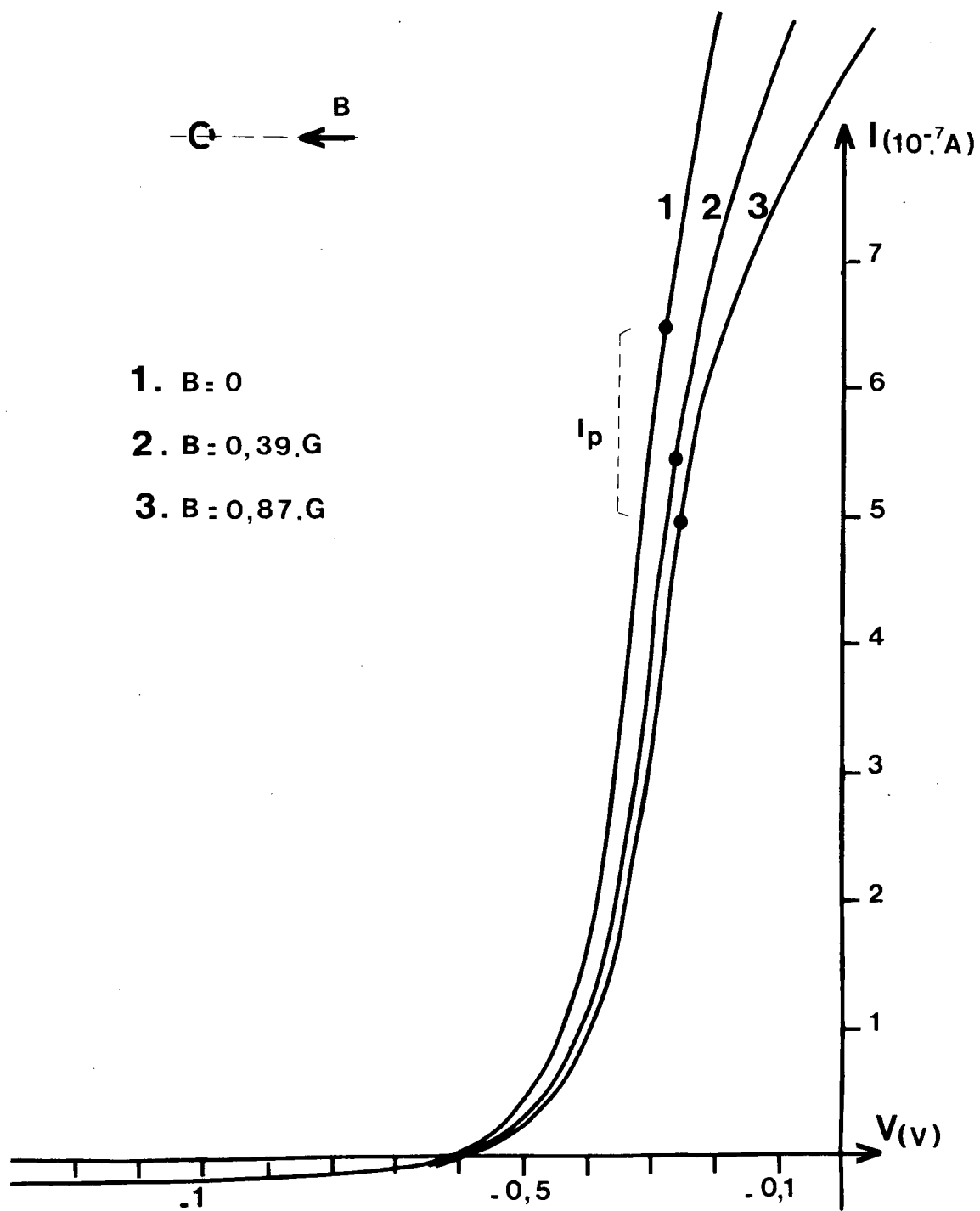


Fig.67 Action d'un champ magnetique sur une caracteristique $I(V)$

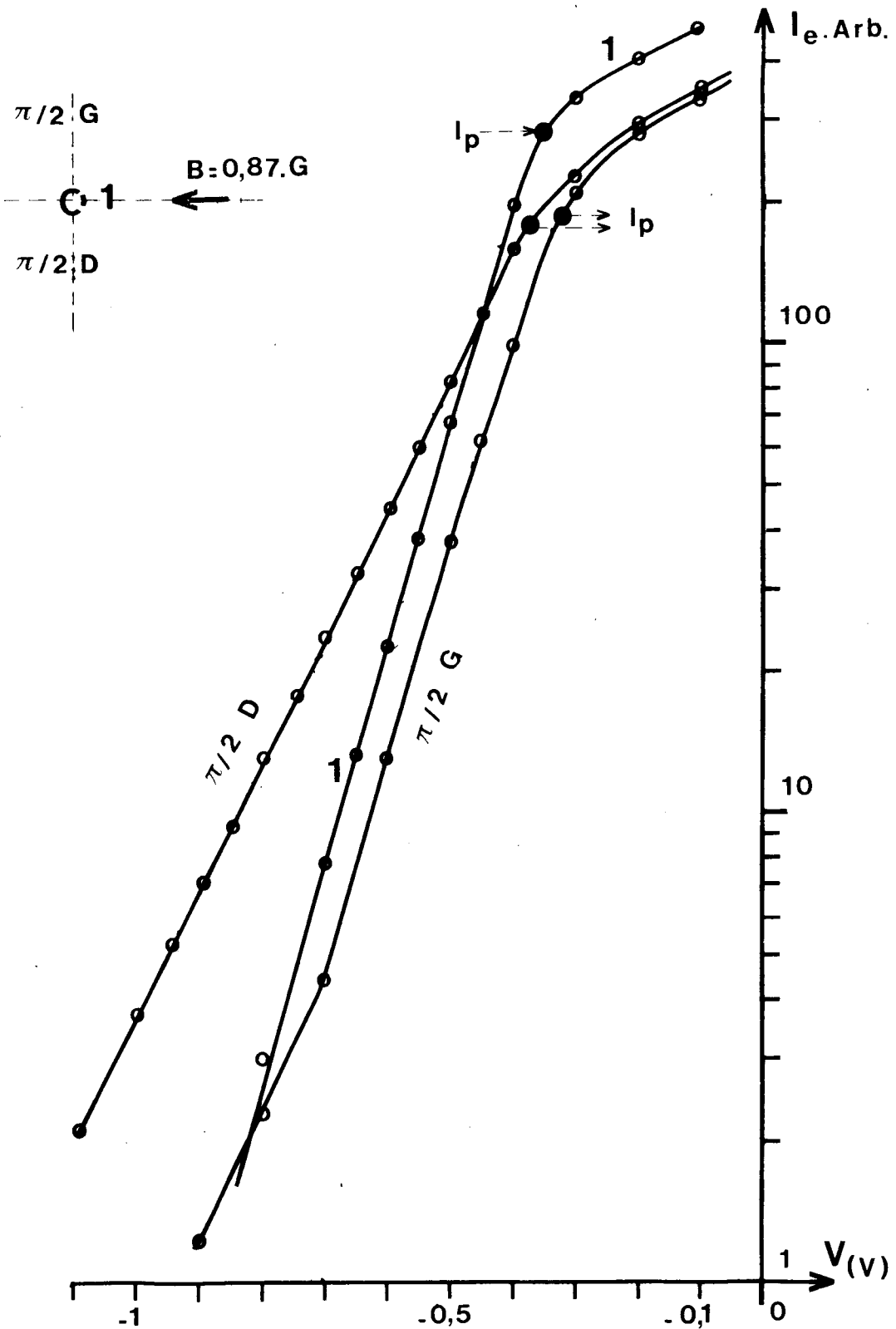


Fig.68 Anisotropie des courants $I_e(V)$ dans un champ magnetique

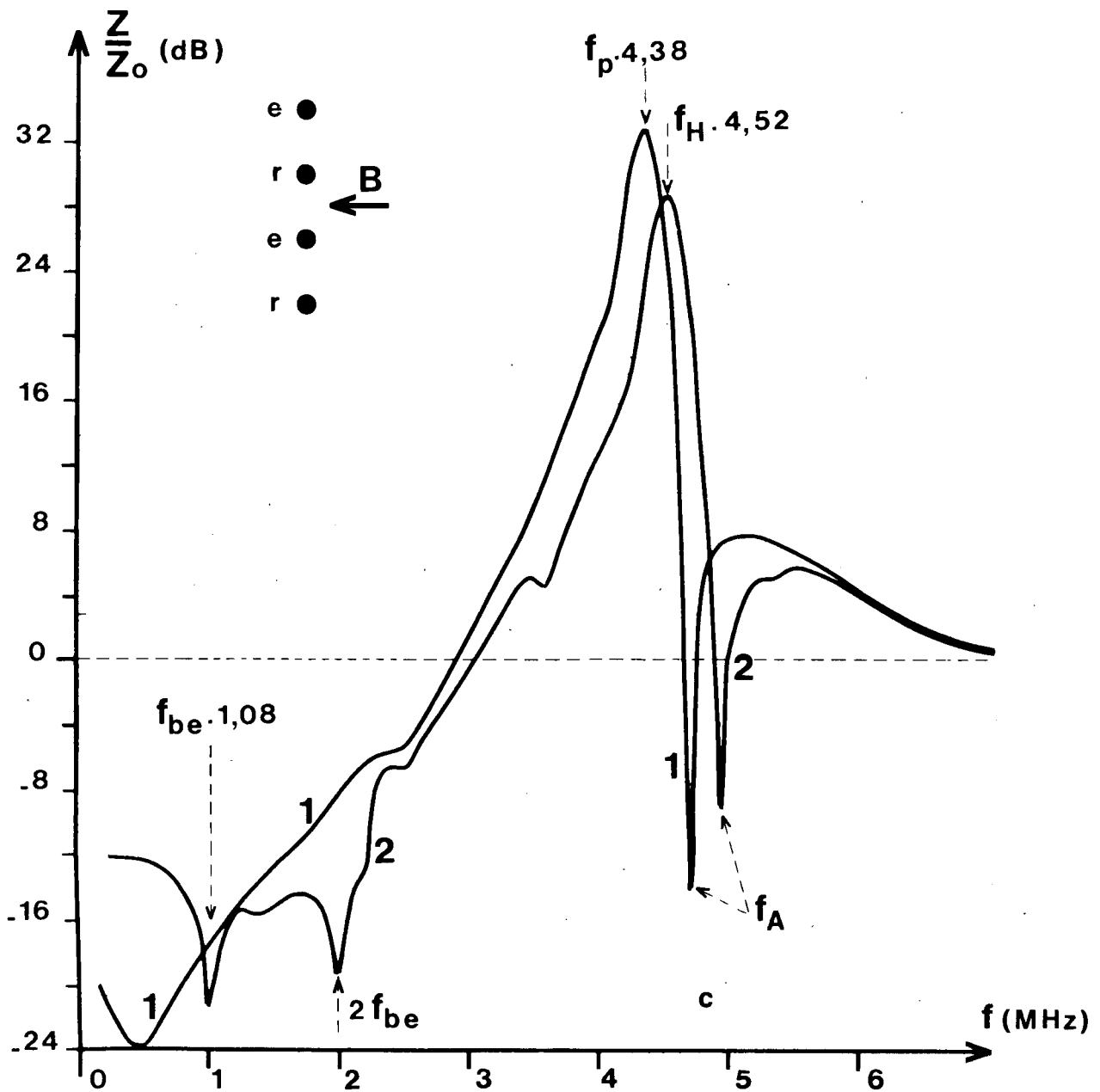


Fig.69 Reponses d'une sonde quadripolaire

1. $B=0$
2. $B=0,38$ G

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 Le
92131 ISSY-LES-MOULINEAU*