

FRNC - TH - 310

NOTICE 339

ICNF
NSA
INLS

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité: Physique des Milieux Ionisés

PAR

Michel CHATELIER

Sujet de la Thèse

**DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA FONCTION DE
DISTRIBUTION IONIQUE DU PLASMA CONFINÉ DANS
LE Puits MAGNETIQUE DE DECA II B**

Soutenue le 27 Novembre 1972 devant la Commission d'Examen

MM. D. QUEMADA

Président

**M. MAITRE
C. BERNAUD
J. TACHON**

Examineurs

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS VII

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR 3ème CYCLE

Spécialité: Physique des Milieux Ionisés

PAR

Michel CHATELIER

Sujet de la Thèse

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA FONCTION DE
DISTRIBUTION IONIQUE DU PLASMA CONFINE DANS
LE Puits MAGNETIQUE DE DECA II B

Soutenue le 27 Novembre 1972 devant la Commission d'Examen

MM. D. QUEMADA

Président

M. FITAIRE
C. RENAUD
J. TACHON

} Examineurs

- Remerciements -

- -

Ce travail a été effectué dans les laboratoires du Département de Physique des Plasmas et de Recherches sur la Fusion Contrôlée du Commissariat à l'Energie Atomique à Fontenay-aux-Roses.

Je remercie MM. Trocheris et Prévot de m'avoir accueilli dans leurs services.

Que M. Quemada, président du jury, MM. Fitaire et Renaud trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour avoir accepté de juger cette thèse.

Je remercie particulièrement M. Tachon, membre du jury, qui m'a proposé le sujet et a suivi avec attention ce travail, ainsi que MM. Launois, Lecoustey et Kesner membres de l'équipe "DECA" dont l'aide m'a toujours été très utile.

Je tiens enfin à remercier l'ensemble de l'équipe technique, en particulier, MM. Alphonse et Pouria, ainsi que Melle Chatelier qui s'est chargée de la frappe du manuscrit.

DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION
IONIQUE DU PLASMA CONFINÉ DANS LE Puits MAGNETIQUE DE
DECA II B PAR ANALYSE DU FLUX DE NEUTRES RAPIDES PRODUITS
PAR ECHANGE DE CHARGE. APPLICATION A LA DETERMINATION DES
GRANDEURS MACROSCOPIQUES.

- Introduction

I

- Principe du diagnostic.

1- rappels sur l'échange de charge.

2- étude du plasma chaud à partir de l'échange de charge.

3- expression de la fonction de distribution ionique.

II

- Ensemble expérimental :

1- Le plasma

1-1 Injection.

1-2 Confinement.

1-3 Vide.

2- Le système de détection

2-1 Cellule de reionisation.

2-2 Analyseur électrostatique.

2-3 Détecteur à émission secondaire - Scintillation.

2-4 Dispositif de comptage.

3- Conditions expérimentales, exploitation des résultats.

3-1 Accès au plasma.

3-2 Pression dans la cellule.

3-3 Reproductibilité.

3-4 Enregistrement et traitement numérique.

4- Sonde à émission secondaire.

4-1 Description.

4-2 Expression analytique du signal.

4-3 Hypothèse de non corrélation.

4-4 Expression générale de la fonction de distribution ionique.

III

- Détermination des paramètres intervenant dans la fonction de distribution.

- 1- Rendement d'ionisation.
- 2- Volume visé, angle solide d'admission.
- 3- Nature et densités partielles du gaz neutre.

IV - Caractéristiques générales du plasma.

- 1- Densité.
- 2- Fonction de distribution angulaire.
- 3- Profil du plasma.
- 4- Potentiel ambipolaire.
- 5- Pression de neutres.
- 6- Activité haute fréquence.

V - Résultats expérimentaux.

- 1- Etude qualitative des histogrammes.
 - 1-1 Décroissance exponentielle.
 - 1-2 Temps d'arrivée du maximum.
- 2- Etude de la fonction de distribution.
 - 2-1 Comparaison des résultats à 90° et $98^\circ 30'$.
 - 2-2 Evolution temporelle de la fonction de distribution.
- 3- Détermination des paramètres macroscopiques.
 - 3-1 Densité.
 - 3-2 Energie moyenne par particule.
 - 3-3 Remarque.

- Conclusion.

- Annexe.

- Bibliographie.

- Figures.

- INTRODUCTION -

Le but du présent travail est l'étude expérimentale du plasma confiné dans une machine à miroirs magnétiques DECA II B par analyse dans l'espace des phases et dans le temps du flux d'atomes neutres émis par ce plasma. Cette méthode permet, en particulier, de déterminer la fonction de distribution ionique, à partir de laquelle on peut remonter aux paramètres macroscopiques.

Son principe est fondé sur le fait que dans un plasma chaud les réactions d'échange de charge sur le gaz résiduel produisent des atomes neutres rapides qui s'échappent de la configuration avec la vitesse des ions. Les atomes neutres sont analysés en énergie après reionisation puis détectés pour être enregistrés au moyen d'une échelle de comptage. L'ensemble expérimental permet l'étude des atomes neutres émis suivant différents angles par rapport à l'axe magnétique.

I - PRINCIPE DU DIAGNOSTIC -

Après avoir rappelé les propriétés fondamentales de l'échange de charge, le principe du diagnostic sera décrit ainsi que la méthode permettant de déterminer la fonction de distribution ionique à partir du flux d'atomes neutres mesuré.

1 - Rappels sur l'échange de charge : /1/

Le phénomène d'échange de charge est caractérisé par l'échange d'un électron au cours d'une collision entre une particule neutre et une particule ionisée. On distingue deux types de réactions :

La réaction symétrique résonnante :



et la réaction asymétrique non résonnante :



Le transfert d'énergie dans de tels processus est égal à la différence des potentiels d'ionisation $|\Delta E|$ des deux particules. Dans le cas de la réaction (I,1) il est nul alors que pour la réaction (I,2) il est de quelques électron-volts.

De plus si on considère l'échange de charge entre un ion rapide et une particule neutre lente, l'angle de déflexion de la particule rapide au cours de la réaction est très faible (une estimation classique donne $\theta \ll 2m/M$ radians où m est la masse de l'électron et M celle du projectile).

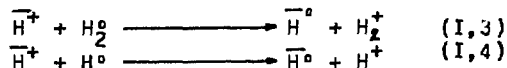
Ainsi dans une telle réaction, le neutre rapide produit possède pratiquement le même vecteur vitesse que l'ion à partir duquel il a été formé. C'est sur cette propriété qu'est fondé le principe du diagnostic utilisé.

2 - Etude d'un plasma chaud à partir de l'échange de charge :

Le plasma étudié est un plasma d'hydrogène ⁽¹⁾. L'énergie moyenne est de quelques centaines d'électron-volts.

(1) On néglige la présence d'impuretés (H_2O , N_2 , C...)

Dans cette gamme d'énergies, les coefficients (σv) ⁽²⁾ relatifs aux deux réactions d'échange de charge :



deviennent importants, particulièrement pour la dernière, comme le montre la figure 1. Aux énergies considérées, seuls ces deux mécanismes sont susceptibles de produire des particules neutres.

Dans la réaction (I,3) la particule rapide perd 1,82 eV soit une énergie inférieure ou de l'ordre de 1% de l'énergie moyenne des ions et la réaction (I,4) a lieu sans échange d'énergie ; De plus l'angle maximum de déflexion est de l'ordre de 10^{-3} radians.

L'analyse des neutres émis par un élément de volume du plasma dans une direction donnée à l'aide d'un dispositif qui sélectionne une bande d'énergie donne la répartition des neutres dans un élément de volume déterminé de l'espace des phases. Il est alors possible de remonter à la fonction de distribution ionique.

La procédure expérimentale utilisée consiste à reioniser (avec un certain rendement) les neutres issus du plasma qui pénètrent dans le dispositif expérimental puis à analyser en énergie ces ions au cours du temps.

(2) Les coefficients sont calculés à partir des sections efficaces correspondantes obtenues elles-mêmes respectivement dans les références /2/ et /3/.

3 - Expression de la fonction de distribution ionique :

Le taux de création des neutres rapides s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{f}_{0E,\theta,\varphi}(t) = f_{iE,\theta,\varphi}(t) \left\{ \sum_p n_{op} \sigma_{10}^p(E) \right\} v \quad (I, 5)$$

où on désigne par :

$\bar{f}_{0E,\theta,\varphi}$: la fonction de distribution des neutres rapides sortant avec l'énergie E suivant la direction θ, φ de l'espace repéré en coordonnées sphériques.

$f_{iE,\theta,\varphi}$: la fonction de distribution ionique exprimée par rapport aux variables E, θ, φ (de telle sorte que $f_{iE,\theta,\varphi} dE \sin\theta d\theta d\varphi$ désigne le nombre de particules ayant leur énergie entre E et $E + dE$ et leur vecteur vitesse dirigé suivant la direction θ, φ dans l'angle solide $d\Omega_{\theta,\varphi} = \sin\theta d\theta d\varphi$).

n_{op} : la densité des différentes populations de neutres.

σ_{10}^p : la section efficace d'échange de charge correspondante.

v : la vitesse relative des ions et des neutres lents (ces derniers étant à la température ordinaire, la vitesse v est pratiquement celle des ions).

Soit V le volume de plasma visé, $(E, E + \Delta E)$ la bande d'énergie analysée, Δt la durée du comptage et $\Delta\Omega$ l'angle solide d'admission au détecteur, le nombre de neutres rapides qui pénètrent dans le détecteur dans ces conditions est donné par :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{f}_{0E,\theta,\varphi}(t) V \cdot \Delta t \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega = f_{iE,\theta,\varphi}(t) V \Delta t \Delta E \Delta \Omega \cdot \left\{ \sum_p n_{op} \sigma_{10}^p \right\} \cdot v \quad (I, 6)$$

Ces neutres émis par le plasma doivent être reionisés pour être analysés en énergie puis détectés. Si $\gamma(E)$ est le rendement d'ionisation, la mesure $M_{E,\theta,\varphi}(t)$ est reliée au taux de création des neutres par :

$$M_{E,\theta,\varphi}(t) = \frac{\partial}{\partial t} \bar{f}_{0E,\theta,\varphi}(t) \cdot V \cdot \Delta t \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega \cdot \gamma(E). \quad (I, 7)$$

De (I, 6) et (I, 7) on déduit l'expression de la fonction de distribution ⁽¹⁾ :

$$\boxed{f_{iE,\theta,\varphi}(t) = \frac{1}{V \cdot \Delta t \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega} \cdot \frac{M_{E,\theta,\varphi}(t)}{\gamma(E) \left\{ \sum_p n_{op}(t) \sigma_{10}^p(E) \right\} \cdot v}} \quad (I, 8)$$

Les paramètres macroscopiques tels que la densité et l'énergie moyenne par particule sont donnés par les expressions suivantes :

$$n_i(t) = \iiint f_{iE,\theta,\varphi}(t) dE \sin\theta d\theta d\varphi \quad (I,9)$$

$$\bar{E}_i(t) = \frac{1}{n_i} \iiint f_{iE,\theta,\varphi}(t) E dE \sin\theta d\theta d\varphi \quad (I,10)$$

Cette méthode de détermination de la fonction de distribution d'un plasma chaud, si elle est simple dans son principe, s'avère délicate dans son application tant par les contraintes techniques imposées par les systèmes de confinement des plasmas chaude que par la difficulté qui réside dans la détermination rigoureuse des paramètres apparaissant dans la formule (I,8).

(1) La définition adoptée ici pour la fonction de distribution correspond aux choix de l'élément de volume $dE \sin\theta d\theta d\varphi$. Pour se remener à la définition classique correspondant à un élément $v^2 dv \times \sin\theta d\theta d\varphi$, il suffit d'utiliser la formule :

$$f_{iE,\theta,\varphi}(t) = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{m}\right)^{3/2} E^{1/2} f\left(\sqrt{\frac{2E}{m}}, \theta, \varphi\right) = \frac{v}{m} f(v, \theta, \varphi).$$

II - ENSEMBLE EXPERIMENTAL -

1 - Le plasma /4/

Le plasma étudié est confiné dans une configuration à miroirs magnétiques DECA II B (dispositif d'étude de confinement adiabatique). Les figures 2 et 3 décrivent l'ensemble du système expérimental.

1-1 Injection : le plasma est produit et chauffé en dehors de la zone de confinement par un canon à induction (thétatron). Il est alors propulsé vers le puits magnétique. Le miroir d'entrée de l'étage de confinement est effacé par application d'un champ pulsé (contreporte). Le plasma utile pénètre dans la configuration durant cet effacement de durée $20 \mu\text{S}$ où il se trouve capturé. Le plasma qui traverse le deuxième miroir sans réflexion est pompé au niveau du troisième étage (détente) après neutralisation sur les parois.

1-2 Confinement : La configuration magnétique réalisée est statique pendant toute la durée du confinement. La distance entre les deux miroirs est de 1.32 mètre. La valeur du champ aux creux du puits est de 6.45 K Gauss ce qui conduit à un rapport de miroir axial de 1.84. La stabilité radiale du plasma est assurée par un champ quadrupolaire. D'autre part des barres (dites de circularisation) assurent de part et d'autre des miroirs la focalisation des lignes magnétiques sur l'axe afin de réduire l'interaction plasma-parois.

1-3 Vide : Un pompage secondaire assure un vide de $2 \cdot 10^{-7}$ Torr dans toute l'enceinte. On lui adjoint un pompage par évaporation de Titane sur les parois (adsorption physique et formation de composés chimiques), qui sont partiellement refroidies à l'azote liquide (77°K) au niveau de l'étage de confinement. Cette dernière méthode permet d'atteindre $8 \cdot 10^{-9}$ à 10^{-8} Torr de pression résiduelle avant le tir du canon.

2 - Le système de détection : Ce dispositif d'analyse d'atomes neutres rapides est décrit en détail dans la référence /5/. Il se compose de quatre éléments essentiels (figure 4).

2-1 Une cellule de reionisation : Elle est remplie d'un gaz à pression constante (de l'azote à 10^{-3} Torr dans notre cas). Les neutres rapides sont reionisés par collision atomique sur le gaz qu'elle contient (stripping).

2-2 Un analyseur électrostatique : disposé après la cellule de reionisation, a pour rôle de sélectionner parmi les neutres reionisés dans la cellule ceux dont l'énergie est comprise dans une bande $(E, E + \Delta E)$. Il est constitué par deux plaques cylindriques coaxiales de rayons de courbure r_1 et r_2 et d'ouverture ϕ ($r_1 = 50\text{mm}$, $r_2 = 58\text{mm}$, $\phi = 40^\circ$).

La tension entre les deux plaques fixe l'énergie d'analyse. Le pouvoir de résolution de cet analyseur $R = \frac{E}{\Delta E}$ est de 20 ; on pourra remplacer E par $E/20$ dans la formule (1,8).

2-3 Un détecteur à émission secondaire scintillation :

Tout ion d'énergie E qui sort de l'analyseur frappe une cible métallique portée à -25KV . Les électrons secondaires produits sont accélérés sur un scintillateur et les photons émis sont détectés par un photomultiplicateur. Ainsi à chaque ion sortant de l'analyseur correspond une impulsion de courant. (Le gain du dispositif est de l'ordre de $4 \cdot 10^{+8}$).

2-4 Un dispositif de comptage des impulsions :

Ce dispositif est constitué d'un discriminateur (pour éliminer le bruit de fond) avec un circuit de remise en forme des impulsions, suivi d'une mémoire tampon (100 Mégacycles). Le contenu de cette mémoire est transféré sur un analyseur multicanaux.

1) 3 - Conditions expérimentales et exploitation des résultats :

3-1 Accès au plasma : L'encombrement du dispositif de mesure et la structure des accès au plasma réduisent la plage angulaire explorée à une zone étroite autour du plan médian. Le détecteur peut pivoter dans le plan horizontal xoz de deux manières différentes :

a) De $\theta = 82^\circ$ à $\theta = 98^\circ$ en visant toujours le centre c du plasma.

b) De $\theta = 77^\circ$ à $\theta = 103^\circ$ en visant un point situé à l'abscisse $x = -30\text{cm}$. (figure 5).

3-2 Pression dans la cellule : Elle répond à deux

(1) Dans tout ce qui suit les coordonnées utilisées sont les suivantes : (figure 3) - cartésiennes : - l'axe oz est dirigé du canon vers l'étage de détente (axe magnétique).

- les axes ox et oy sont respectivement horizontal et vertical ascendant dans le plan médiateur des 2 miroirs (plan médian).

- sphériques : l'angle θ est pris par rapport à oz et φ est de révolution autour de oz .

critères. D'une part il est nécessaire de se placer dans une gamme de pressions où le rendement d'ionisation est proche de son maximum, d'autre part il faut éviter au maximum les fuites d'azote en direction de l'enceinte de confinement. La section efficace d'échange de charge des ions H^+ sur l'azote est grande et ces fuites provoquent une diminution importante du temps de vie du plasma. Nous avons choisi une pression de 10^{-3} Torr.

3-3 Reproductibilité du plasma : D'un tir de canon à l'autre les caractéristiques du plasma varient. Une statistique est nécessaire et tous les calculs faits dans la suite sont relatifs à un plasma "moyen". Pour tenir compte de ces effets, un détecteur à émission-secondaire scintillation a été disposé en position fixe suivant Oy (figure 5). Il délivre un signal proportionnel au nombre total de neutres qui fuient le plasma dans un angle solide donné. Il est donc caractéristique de l'activité du plasma pour chaque tir (moniteur). Il fournit un facteur de pondération dans la statistique qui est effectuée.

3-4 Enregistrement et traitement des informations :

La largeur des canaux de l'analyseur multicanaux (II, 2, 4) a été fixée à $100 \mu S$. Les informations délivrées par l'analyseur de neutres et le moniteur y sont stockées pendant 6 mS après le tir du canon et peuvent être transférées sur bandes perforées. On peut obtenir une visualisation de ces deux signaux en fonction du temps. C'est ce que montre la figure 6 pour différentes énergies d'analyse. La trace supérieure montre la variation de l'activité du plasma d'un choc à l'autre. La trace inférieure correspond aux neutres analysés en énergie.

A partir des bandes perforées contenant les informations délivrées par les deux détecteurs (avec et sans analyse en énergie) un programme de calcul permet d'obtenir une moyenne du nombre des neutres enregistrés dans chaque canal de $100 \mu S$. Ces moyennes permettent de tracer des histogrammes donnant le comptage en fonction du temps. La figure 7 montre deux de ces histogrammes tracés en échelle logarithmique pour deux énergies d'analyse différentes à $\theta = 90^\circ$. Pour les utiliser de manière plus pratique, ils ont été lissés.

4 - Sonde à émission secondaire :

La plage angulaire balayée par l'analyseur de neutres étant très faible (§ II, 3-1), il n'est pas possible de déterminer la fonction de distribution $f_{iE, \theta, \varphi}(t)$ à différents angles en dehors du voisinage du plan médian. En particulier on ne pourra pas étudier expérimentalement son comportement au voisinage du cône de perte. Il est possible de s'affranchir de cette difficulté à l'aide d'une sonde

à émission secondaire visant constamment le même volume de plasma (au centre) sous des incidences différentes. Cette sonde fournit un signal pondéré par le coefficient d'émission secondaire qui caractérise la fonction de distribution angulaire des ions.

4-1 Description de la sonde : Elle est constituée par un boîtier métallique percé d'un orifice, par lequel entrent les neutres rapides émis par le volume de plasma visé. Ces neutres frappent une cible (figure 5) et créent des électrons secondaires. Le courant dû à ces électrons secondaires est relié au flux des neutres et à la variation du coefficient d'émission secondaire de la cible avec leur énergie.

4-2 Expression du signal fourni par la sonde :

Soient : $\Delta\tau$ le volume de plasma visé, $\Delta\omega$ l'angle solide sous lequel on voit la sonde du centre de ce volume et $\gamma(E)$ le coefficient d'émission secondaire de la cible⁽¹⁾ ; le nombre d'électrons créés par les neutres d'énergie comprise entre E et E + dE pendant l'unité de temps est donné par :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\theta, \varphi} f_{\theta, \varphi}(t) \Delta\tau \Delta\omega dE \gamma(E) \\ = \int_{\theta, \varphi} f_{\theta, \varphi}(t) \left\{ \sum_p n_{op}(t) \sigma_{io}^p(E) \right\} v \cdot \Delta\tau \Delta\omega \cdot \gamma(E) dE. \quad (II, 1) \end{aligned}$$

Le courant délivré par la sonde est dû à la somme sur toutes les énergies de la quantité précédente, soit :

$$I(\theta, \varphi, t) = e \Delta\tau \Delta\omega \int_E f_{\theta, \varphi}(t) \left\{ \sum_p n_{op}(t) \sigma_{io}^p(E) \right\} v \gamma(E) dE \quad (II, 2)$$

(1) $\gamma(E)$ est défini comme le nombre d'électrons secondaires créés par une particule neutre d'énergie E. On trouvera dans la référence /6/ une courbe de $\gamma(E)$ applicable au cas présent.

Cette expression ne dépend que des variables angulaires et du temps.

4-3 Hypothèse de non corrélation entre l'énergie et les variables angulaires :

L'interprétation de la formule (II,2) apparaît de façon claire lorsqu'on suppose que la fonction de distribution des ions se met sous la forme d'un produit de fonctions ⁽¹⁾

$$f_{i,E,\theta,\varphi}(t) = f_{i,E}(t) \times f_{i,\theta,\varphi}(t) \quad (\text{II},3)$$

Où $f_{i,E}$ ne dépend que de l'énergie et $f_{i,\theta,\varphi}$ ne dépend que des variables angulaires.

La formule (II,2) devient alors :

$$f_{i,\theta,\varphi}(t) = \frac{I(\theta,\varphi,t)}{e \Delta\omega \Delta\tau \int_E f_{i,E}(t) \left\{ \sum_p n_{op} \sigma_{\lambda o}^p \right\} v \gamma(E) dE} \quad (\text{II},4)$$

Si on suppose que le volume visé $\Delta\tau$ est constant quel que soit l'angle de visée, la fonction de distribution angulaire $f_{i,\theta,\varphi}(t)$ est alors proportionnelle au signal de la sonde $I(\theta,\varphi,t)$.

4-4 Expression de $f_{i,E,\theta,\varphi}(t)$: Moyennant l'hypothèse faite ci-dessus, la détermination à tous les angles de $I(\theta,\varphi,t)$ à l'aide de la sonde et une mesure à un angle quelconque faite avec l'analyseur de neutres, permettent de déduire la fonction de distribution $f_{i,E,\theta,\varphi}(t)$ quels que soient les angles θ et φ .

En effet supposons connue la fonction de distribution $f_{i,E,\frac{\pi}{2},\pi}$ faite à l'aide de l'analyseur de neutres suivant l'axe Ox

$$f_{i,E,\frac{\pi}{2},\pi}(t) = f_{i,E}(t) \times f_{i,\frac{\pi}{2},\pi}(t) \quad (\text{II},5)$$

et supposons mesuré $I(\theta,\varphi,t)$ pour tous les angles θ et φ .

On a :

$$f_{i,\frac{\pi}{2},\pi} = a I\left(\frac{\pi}{2},\pi,t\right) \quad (\text{II},6)$$

$$f_{i,\theta,\varphi} = a I(\theta,\varphi,t) \quad (\text{II},7)$$

(1) La validité d'une telle hypothèse sera discutée plus loin (§ V 2.1) dans le cas qui nous occupe.

où a désigne le facteur multiplicatif de la formule (II,4)

Par conséquent

$$f_{i\varepsilon, \theta, \varphi}(t) = f_{i\varepsilon}(t) \times f_{i\theta, \varphi}(t) \quad (\text{II,8})$$

Soit

$$f_{i\varepsilon, \theta, \varphi}(t) = f_{i\frac{\pi}{2}, \pi}(t) \times \frac{I(\theta, \varphi, t)}{I(\frac{\pi}{2}, \pi, t)}. \quad (\text{II,9})$$

Cette dernière relation exprime que la variation de la fonction de distribution en angle suit une loi d'affinité (dont le rapport est connu expérimentalement).

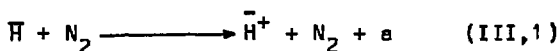
III DETERMINATION DES PARAMETRES INTERVENANT DANS L'EXPRESSION DE

$f_{i \in \Omega, \varphi}(t)$

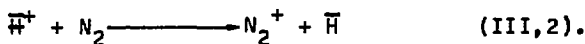
L'expression de la fonction de distribution ionique déduite au paragraphe I,3 fait intervenir le rendement d'ionisation de la cellule à gaz $\eta(E)$, le volume V de plasma visé, l'angle solide d'admission du détecteur $d\Omega$, les sections efficaces $\sigma_{20}^{\pm}(E)$ d'échange de charge sur le gaz neutre et les densités partielles n_{α} correspondantes.

Nous allons maintenant déterminer ces différents paramètres.

1 - Rendement d'ionisation : Le processus de reionisation des atomes neutres rapides qui traversent la cellule à gaz est l'ionisation par impact atomique :



Il est important de savoir si les particules \bar{H}^+ formées peuvent à nouveau perdre leur état d'ionisation dans le processus inverse (échange de charge) :



Sur la figure 8 sont représentées les sections efficaces des deux processus obtenus d'après les références /7/ et /8/.

Le processus de destruction de l'ion \bar{H}^+ a une section efficace importante ; toutefois un calcul d'ordre de grandeur montre que dans les conditions d'utilisation de la cellule (10^{-3} Torr) le libre parcours moyen des neutres dans l'azote est de l'ordre de 30 mètres pour la première réaction et de 3 mètres pour la deuxième ($\lambda \sim 1/n\sigma$). La probabilité de perdre un ion \bar{H}^+ formé dans la cellule est donc très faible puisque la cellule mesure 11,5 cm de long.

Deux méthodes seront utilisées pour déterminer le coefficient d'efficacité de la cellule.

1-1 Calcul à partir de σ_{01} : /7/

Le rendement d'ionisation s'écrit :

$$\eta(E) = \frac{dn_{\bar{H}^+}}{n_{\bar{H}}} = n_{N_2} \sigma_{01} v dt \quad (III,3)$$

avec $v_{N_2} \ll v_H$ où $d n_{H^+}$, n_H et n_{N_2} désignent respectivement les densités d'ions formés dans la cellule, de neutres rapides incidents et de cibles d'azote.

Compte tenu de $vdt = \ell$: longueur de la cellule.

$$\eta(E) = n_{N_2} \sigma_{01} \ell \quad (\text{III},4).$$

Ce calcul est légitime dans la mesure /13/ où le libre parcours moyen est grand devant la longueur de la cellule (il n'y a pas de réactions multiples). On obtient ainsi que le rendement d'ionisation est égal au produit de la section efficace σ_{01} , par la densité superficielle des cibles. La figure 9 montre le résultat obtenu par cette méthode à partir de la section efficace donnée dans la référence /7/ (triangles ▲).

1-2 Détermination à partir des données expérimentales de /10/ : Dans les calculs précédents le phénomène de diffusion qui apparaît au cours des réactions (III,1) a été négligé. Or, à basse énergie et compte tenu de la géométrie de la cellule il est important de le prendre en compte. Dans ce cas $\eta(E)$ s'écrit :

$$\eta(E) = d(E) \times e(E) \quad (\text{III},5)$$

Avec :

$d(E)$: facteur de diffusion

$e(E)$: efficacité (rapport du nombre d'ions formés au nombre de neutres incidents).

La référence /10/ fournit le facteur $e(E)$ pour différentes énergies en fonction du produit $p \times l$ de la pression par la longueur de la cellule. La valeur de $e(E)$ ainsi déduite dans notre cas ($p \times l = 11.5 \cdot 10^{-3}$ Torr-cm) est en bon accord avec le résultat du paragraphe précédent (figure 9 croix +).

Dans la même référence /10/ une série de courbes pour différentes énergies, donne la variation du flux diffusé $I_E(\theta)$ par unité d'angle solide pour différents angles de diffusion. A partir de ces données on peut calculer la proportion de particules reionisées qui pénètre dans l'analyseur :

$$d(E) = \frac{\int_0^{\theta} I_E(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \sin \theta I_E(\theta)} \quad (\text{III},6)$$

Le domaine \mathcal{D} d'intégration (figure 10) est constitué par la fente d'entrée de l'analyseur et la projection, dans le plan de cette fente, de l'orifice de sortie de la cellule. La formule (III,6) peut encore s'écrire :

$$dE = \left\{ 2\pi \int_0^{\theta_2} I_E(\theta) \sin\theta d\theta - 4 \int_{\theta_1}^{\theta_2} I_E(\theta) \sin\theta \cdot \text{Arctg} \left(\frac{a}{\ell \text{tg} \theta} \right) d\theta \right\} / 2\pi \int_0^{\pi} I_E(\theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{III}, 7).$$

Avec : $\theta_1 = \text{Arctg} \frac{a}{\ell}$; $\theta_2 = \text{Arctg} \frac{b}{\ell}$.

On suppose que les réactions ont lieu en moyenne au centre de la cellule ce qui fixe la valeur de ℓ et que le vecteur vitesse des particules est sur l'axe ; une méthode graphique permet de déterminer $d(E)$. (figure II).

Le produit $e(E) d(E) = \eta(E)$ que nous utiliserons dans les calculs est porté sur la figure I2. C'est l'efficacité réelle de notre cellule.

2 - Volume de plasma visé et angle solide d'acceptance :

Ce problème est difficilement soluble rigoureusement, la forme du plasma étant assez complexe. Il est donc nécessaire d'avoir recours à des ordres de grandeur proches de la réalité. La figure I3 montre l'ensemble des diaphragmes du dispositif de mesure. Ce sont eux qui déterminent le volume du plasma visé et l'angle solide d'acceptance.

2-1 Volume visé : Il peut être assimilé grossièrement à un ellipsoïde dont les trois axes sont déterminés de la manière suivante :

- La largeur Δz (sur l'axe magnétique) est imposée par le diaphragme 2 et 4 : $\Delta z = 3.4$ cm
- la hauteur Δh (suivant oy) est celle du plasma tant que l'angle de visée est proche de 90° . (La fente d'entrée de l'analyseur étant verticale, elle ne limite pas).

$$\Delta h = 6 \text{ cm}$$

- La profondeur (suivant Ox) est de 6 cm.

On obtient un volume de plasma de 58 cm^3 avec les valeurs précédentes.

- La plage angulaire explorée étant faible autour du plan médian, on négligera les variations correspondantes de ce volume.

2-2 Angle solide d'acceptance : Chaque point du volume précédemment évalué émet en direction du détecteur sous un angle solide $\delta\Omega$ qui est d'autant plus petit que ce point est plus éloigné de l'axe de visée du détecteur (nous négligeons les variations de $\delta\Omega$ lorsque le point d'émission s'éloigne du détecteur suivant l'axe de visée). Une description tenant compte de la contribution propre de chaque point est trop fine dans le cas présent. L'annexe résume le

calcul de la variation $\delta\Omega(z)$ qui est traité en détail dans la référence /II/. Nous tiendrons compte ici d'un angle solide $\Delta\Omega$ (celui de la formule I, 3, 4) qui est la moyenne de tous les angles solides $\delta\Omega(z)$. La figure I4 donne la variation de $\delta\Omega(z)$ en fonction de z et on a :

$$\Delta\Omega = \frac{1}{z_{max}} \int_0^{z_{max}} \delta\Omega(z) dz \quad (\pi, 2)$$

où z_{max} désigne la cote limite du volume visé.

Soit : $\Delta\Omega = 0.43 \cdot \Omega(z=0) = 3.5 \times 10^{-6}$ strd.

3 - Nature et densités partielles de gaz neutre.

La pression de gaz neutre au cours du confinement diffère de la pression résiduelle qui existe avant la création du plasma (cf § IV - 5). Si on néglige les impuretés, l'enceinte ne peut contenir que de l'hydrogène moléculaire avant le tir du canon. Les collisions avec les électrons du plasma entraînent la formation d'hydrogène atomique. Les parois de l'enceinte décrivent principalement de l'hydrogène atomique ou moléculaire sous l'impact des neutres rapides. Le gaz neutre est donc un mélange d'atomes et de molécules d'hydrogène. Les densités partielles sont inconnues, aucune expérience n'ayant été faite pour les déterminer. Nous serons donc amenés dans la suite à faire des hypothèses sur ces densités partielles (§ V 1 et V 2).

IV CARACTERISTIQUES GENERALES DU PLASMA

Les références /12/ et /13/ fournissent l'ensemble des données expérimentales obtenues sur le plasma de DECA II B. Les caractéristiques essentielles utilisées dans la suite de ce travail sont résumées ici. Nous prendrons l'origine des temps au maximum de l'ouverture de la contre-porte. (Dans ces conditions le canon tire à $-30 \mu\text{S}$ et la contre-porte agit entre -10 et $+10 \mu\text{S}$).

1 - Densité : elle est déterminée de deux manières différentes au plan médian :

- Par interférométrie microondes ($\lambda = 4\text{mm}$) : cette méthode fournit une densité de l'ordre de $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ au moment de la capture et $1.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ à $150 \mu\text{S}$.

- Par atténuation d'un faisceau monoénergétique de K^0 de 2keV /14/ : on obtient de cette manière $(7 \pm 2) \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ à $150 \mu\text{S}$.

2 - Fonction de distribution angulaire : (cf § II,4).

La configuration magnétique impose que l'isotropie en φ soit à peu près réalisée. Ce n'est pas du tout le cas suivant θ (en raison de l'existence du cône de perte). La sonde décrite dans le § II,4 permet de tracer la fonction de distribution angulaire $f_{i\theta, \varphi}(t) = f_{i\theta}(t)$ jusqu'à des valeurs de θ correspondant au cône de perte. La figure 15 montre l'évolution de cette fonction de distribution.

- Au début du confinement les angles proches du cône de perte sont peuplés préférentiellement par rapport au plan médian (ce phénomène est lié à la méthode d'ouverture de la configuration magnétique). Au cours du temps la situation s'inverse pour atteindre un état d'équilibre correspondant à un peuplement maximum du plan médian.

3 - Profil du plasma : Des détecteurs à émission secondaire visant différents points du plasma permettent de tracer des profils de densité qui fixent les dimensions de ce dernier. Il est confiné dans un volume (qu'on assimilera à un cylindre près du plan médian) allongé d'environ 70 cm de long et de 6 cm de diamètre. Les limites de ce volume sont fixées par $n = n_{\text{max}}/2$.

4 - Potential ambipolaire : L'étude de l'énergie moyenne des ions froids formés par échange de charge (ou ionisation par les électrons) qui fuient le long des lignes de champ permet de remonter au potentiel ambipolaire. Il décroît au cours du temps de 90 V à 30 V . (Fig.16)

5 - Pression de gaz neutre : Mesurée à l'aide d'une jauge rapide /15/, elle croît rapidement au début du confinement jusqu'à un maximum étalé puis décroît lentement (figure 17).

6 - Activité haute fréquence : Une sonde capacitive permet de mettre en évidence des bouffées d'émission haute fréquence à la fréquence cyclotronique des ions et à ses harmoniques.

V RESULTATS EXPERIMENTAUX.

L'interprétation des résultats expérimentaux peut se diviser en trois phases :

- 1) La forme générale des histogrammes permet de préciser la nature des phénomènes qui apparaissent dans DECA II B.
- 2) Une étude plus précise de la valeur absolue des histogrammes donne la variation temporelle de la fonction de distribution.
- 3) L'intégration de la fonction de distribution conduit aux paramètres macroscopiques du plasma (densité, énergie moyenne).

1) Etude qualitative des histogrammes :

Tous les histogrammes obtenus à l'aide de l'analyseur de neutres ont la même forme. Après une montée rapide, ils atteignent un maximum et se prolongent ensuite par une décroissance exponentielle (fig.7). Le signal peut être suivi pendant 2 à 4 millisecondes suivant l'énergie d'analyse. Des différences apparaissent dans la valeur absolue de comptage, la position du maximum dans le temps et le temps caractéristique de la décroissance exponentielle.

1-1 Décroissance exponentielle des histogrammes : $t \gg 1\text{ms}$

Il est possible d'expliquer cette évolution du signal mesuré en faisant les hypothèses suivantes :

(i) Les pertes du plasma ne sont dues qu'aux processus d'échange de charge : ceci se traduit par la formule :

$$\frac{\partial f_{iE,\theta}}{\partial t} = - \frac{\partial f_{0E,\theta}}{\partial t} \quad (V,1)$$

(ii) les teneurs n_{H^0} et $n_{H_2^0}$ d'hydrogène neutre atomique et moléculaire sont lentement variables dans le temps.

$$\frac{dn_{H^0}}{dt} = \frac{dn_{H_2^0}}{dt} \approx 0 \quad \left(\ll \frac{\partial f_i}{\partial t} \right) \quad (V,2)$$

Cette deuxième hypothèse, si elle n'est pas vérifiable expérimentalement, peut se justifier à partir de 700 microsecondes. En effet la figure 18 montre que la pression totale est à peu près constante à partir de cet instant.

Dans ces conditions, si on dérive la formule (I,8) par rapport au temps à énergie constante on obtient⁴⁾:

$$\frac{\partial}{\partial t} [M_{E,\theta}(t)] = \frac{M_{E,\theta}(t)}{f_{iE,\theta}(t)} \cdot \frac{\partial}{\partial t} [f_{iE,\theta}(t)] \quad (V,3)$$

4) Conformément à l'hypothèse d'isotropie du §II,2 on utilise les notations

$$f_{iE,\theta}(t) = f_{iE,\theta,\varphi}(t) \text{ et } M_{E,\theta}(t) = M_{E,\theta,\varphi}(t).$$

D'autre part (V,1) introduite dans l'équation (I,7) donne :

$$M_{E,\theta}(t) = -\frac{\partial}{\partial t} [f_{i,E,\theta}(t)] \cdot V \cdot \Delta t \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega \cdot \mathcal{D}(E) \quad (V,4)$$

En utilisant cette dernière relation associée à (V,3) et (I,8) on obtient finalement

$$\frac{\partial}{\partial t} [\log M_{E,\theta}(t)] = - \left\{ n_{H^0} \sigma_{10}^1 v + n_{H_2^0} \sigma_{10}^2 v \right\} \quad (V,5)$$

où σ_{10}^1 et σ_{10}^2 sont les sections efficaces d'échange de charge résonnant et non résonnant (figure I).

Les histogrammes (figure 7) sont tracés en coordonnées logarithmiques de telle sorte que la relation (V,5) exprime la pente de ces histogrammes. Conformément à l'hypothèse (ii), le deuxième membre est indépendant du temps et la pente est constante pour $t \gg 1ms$. Il est possible de prendre en compte la fait que la pente des histogrammes diminue légèrement dans le temps en imposant une faible variation des teneurs en hydrogène atomique et moléculaire.

C'est ce qui a été fait graphiquement en relevant pour neuf énergies d'analyse différentes et pour quatre séries de mesures à ces énergies la valeur de la pente des histogrammes aux trois instants I.1, I.5 et 2.0 mS.

On obtient ainsi pour chacun de ces instants un système d'équations à deux inconnues n_{H^0} et $n_{H_2^0}$ et à coefficients $(\sigma_{10}^1 v)$ et $(\sigma_{10}^2 v)$ connus. La résolution de ces systèmes a été effectuée sur ordinateur à l'aide d'une méthode de moindres carrés. Les résultats sont résumés dans le tableau suivant :

t [ms]	n_{H^0} cm ⁻³	$n_{H_2^0}$ cm ⁻³	p Torr
1100	2.54 10 ¹⁰	3.36 10 ¹⁰	1.82 x 10 ⁻⁶
1500	2.00 10 ¹⁰	3.20 10 ¹⁰	1.60 x 10 ⁻⁶
2000	1.83 10 ¹⁰	2.10 10 ¹⁰	1.22 x 10 ⁻⁶

La dernière colonne de ce tableau donne la pression totale de gaz neutre à ces instants : $p = (n_{H^0} + n_{H_2^0}) kT$ (V,6). Nous avons supposé pour déduire cette pression que le gaz neutre était à la température de 300° K. Ces valeurs s'accordent bien avec la courbe expérimentale de pression (figure 7).

Si la teneur en hydrogène atomique est du même ordre que celle en hydrogène moléculaire, le processus d'échange de charge résonnant est nécessairement beaucoup plus important puisque dans la gamme d'énergie

étudiée (sensiblement 0.15 à 1.5 KeV) $\sigma_{10}^1 / \sigma_{10}^2 \gg 5$ (V,7) .

Il existe une possibilité de s'assurer que c'est bien le cas, /16/ et /17/ , en comparant la valeur du temps de décroissance expérimental

$$\tau = \frac{1}{n_{H^0} \sigma_{10}^1 v + n_{H_2^0} \sigma_{10}^2 v} \quad (V,8)$$

aux temps de décroissance obtenus quand l'une ou l'autre des réactions précédentes existe seule

$$\tau_1 = \frac{1}{n_1 \sigma_{10}^1 v} \quad \text{pour le processus résonnant}$$

$$\tau_2 = \frac{1}{n_2 \sigma_{10}^2 v} \quad \text{pour le processus non résonnant.}$$

n_1 et n_2 jouent le rôle de facteurs de normalisation.

En portant sur un même graphique les valeurs de τ , τ_1 , et τ_2 en fonction de l'énergie des particules et en choisissant un point de normalisation pour ces trois courbes on peut voir quelle est la réaction dominante s'il y en a une. La figure 18 montre que pour les instants $t = 1.5$ mS et $t = 2.0$ mS, la courbe expérimentale s'ajuste de manière satisfaisante sur la courbe d'échange de charge résonnant (particulièrement à basse énergie, c'est à dire là où l'écart entre les coefficients $\langle \sigma v \rangle$ des deux réactions est maximum).

En résumé les hypothèses (i) et (ii) faites au début de ce paragraphe conduisent à des résultats en accord avec les observations faites à des temps supérieurs à 1 mS. Pour cette période le phénomène essentiel de perte du plasma est l'échange de charge résonnant.

Nous allons maintenant examiner la période du confinement antérieure à $t = 1$ mS.

I-2 Evolution du maximum des histogrammes en fonction de l'énergie. On observe que plus l'énergie d'analyse est élevée, plus le maximum survient tardivement. La figure 19 donne le temps d'arrivée du maximum pour des énergies d'analyse variant de 157.5 à 2350 eV. Dans les réactions d'échange de charge ce sont les hautes énergies qui doivent disparaître le plus rapidement (à cause de la variation de $\langle \sigma v \rangle$, figure 1). Ce phénomène auquel s'ajoute l'augmentation de pression (qui, elle, ne fait pas intervenir l'énergie) (figure 17) devrait donner lieu à des histogrammes ayant une forme analogue à ceux que nous obtenons mais pour lesquels le temps d'arrivée du maximum serait une fonction décroissante de l'énergie. Cette constatation entraîne que pour des temps allant de 0 à 1 mS le phénomène d'échange de charge n'est pas le seul phénomène régissant l'évolution du plasma.

Ce résultat est obtenu sur une plage angulaire de $\pm 13^\circ$ autour du plan médian.

2) Etude de la fonction de distribution :

La formule (I,8), compte tenu de l'hypothèse faite sur l'isotropie en φ et du fait que l'échange de charge résonnant l'emporte sur le processus non résonnant,¹⁾ devient :

$$f_{iE,\theta}(t) = \frac{1}{V \cdot \Delta t \cdot \Delta E \cdot \Delta \Omega} \times \frac{M_{E,\theta}(t)}{\eta(E) \cdot n_{H^0}(t) \sigma_{30}^{-1}(\nu) \cdot \nu} \quad (V,9)$$

(on néglige l'échange de charge non résonnant).

Tous les paramètres de cette formule ayant été calculés, il est possible d'obtenir directement la fonction de distribution à partir de la mesure $M_{E,\theta}(t)$ effectuée à l'aide de l'analyseur. Cette mesure a été faite pour diverses incidences proches du plan médian (cf § III 3-1). Nous étudions plus particulièrement dans ce qui suit deux cas $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 98^\circ 30'$. Cette étude comporte deux aspects : d'une part l'évolution à énergie fixe de la fonction de distribution entre 90° et $98^\circ 30'$ permet-elle de faire l'hypothèse de non corrélation du paragraphe (II, 4-3)? D'autre part l'évolution temporelle de la fonction de distribution obtenue permet-elle d'apporter un éclaircissement sur le processus d'évolution du plasma ?

2-1 Comparaison des valeurs de la fonction de distribution à $98^\circ 30'$ et à 90° .

L'étude du rapport

$$r_E(t) = \frac{f_{iE,90^\circ}(t)}{f_{iE,98^\circ 30'}(t)} \quad (V,10)$$

permet de confirmer ou d'infirmer la validité de l'hypothèse du paragraphe (II, 4-4). En effet si on suppose que la fonction de distribution se met sous forme d'un produit de deux fonctions indépendantes l'une en θ l'autre en E , ce rapport s'exprime sous la forme²⁾ : (cf formule II,9).

$$r(t) = r_0(t) = \frac{I(90^\circ, t)}{I(98^\circ 30', t)} \quad (V,11)$$

L'évolution temporelle de $r_0(t)$ (lue directement sur la

1) Ce fait qui n'a été montré que pour $t \gg 1mS$ est supposé vrai pour des temps inférieurs, c'est à dire que nous supposons que la teneur en hydrogène atomique (qui est nulle à $t = 0$) a un temps de montée extrêmement court (~ 100 à $200 \mu S$ par exemple).

2) Toujours dans l'hypothèse d'isotropie suivant φ on a :

$$I(\theta, \varphi, t) = I(\theta, t).$$

figure 15) et celle de $r_E(t)$ pour différentes énergies est représentée figure 20. Si l'hypothèse de non corrélation est vérifiée toutes les courbes $r_E(t)$ doivent se confondre avec la courbe $r_0(t)$.

On constate qu'il est nécessaire de séparer une fois encore le temps en deux périodes, l'une allant de 0 à 1 mS et l'autre s'étendant au dessus de 1 mS. Le rapport $r_E(t)$ croît jusqu'à un maximum, puis décroît jusqu'à un plateau correspondant à la deuxième période. La hauteur de ce plateau augmente avec l'énergie. Le rapport $r_0(t)$ croît de façon monotone de 0 à 1 mS puis reste constant.

Pour des temps inférieurs à une milliseconde non seulement les rapports $r_E(t)$ à énergie donnée ne correspondent pas à $r_0(t)$ mais de plus il n'apparaît aucune relation entre les différentes courbes ; l'hypothèse de non corrélation est manifestement fautive.

Pour des temps supérieurs à 1 mS, l'hypothèse n'est toujours pas vérifiée mais la situation est plus claire. Le rapport des nombres de particules à énergie donnée entre $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 98^\circ 30'$ s'est stabilisé à une valeur à peu près constante. Dans cette situation $\theta = 90^\circ$ est surpeuplé en particules chaudes par rapport à $98^\circ 30'$ et on constate le contraire pour les particules froides.

Cette hypothèse de non corrélation nous sera toutefois nécessaire dans la suite pour déterminer les grandeurs macroscopiques, mais elle ne saurait conduire qu'à des ordres de grandeur.

2-2 Evolution temporelle de la fonction de distribution.

L'évolution temporelle de la fonction de distribution est donnée sur les figures 21 et 22 pour les deux valeurs particulières de θ envisagées au paragraphe précédent (en visant toujours le centre du plasma). Les deux résultats sont qualitativement identiques. Le domaine énergétique analysé s'étend de 150 eV à 1500 eV. Pour les autres valeurs de l'énergie, le signal se perd dans le bruit de fond et la mesure est impossible.

On constate sur chacune des deux courbes que :

a - le maximum n'apparaît pas, il est situé à une énergie inférieure au premier point de mesure : 157.5 eV.

b - de 150 à 750 μ S la partie à basse énergie se dépeuple régulièrement (chute d'un facteur 10) alors que la partie à haute énergie au contraire se peuple régulièrement et atteint son maximum à 750 μ S.

c - de 750 à 2000 μ S, le dépeuplement de la fonction de distribution est global ; il atteint toutes les énergies.

d - l'écart entre la partie mesurée la plus froide et la partie mesurée la plus chaude est de quatre ordres de grandeur à 150 μ S et de trois ordres de grandeur à 2 mS.

Le fait que le maximum n'apparaisse pas sur les courbes obtenues entraîne qu'il va être difficile d'extrapoler la fonction de distribution aux basses énergies, ce qui sera nécessaire lorsque nous

calculerons les paramètres macroscopiques.

Les remarques b et c montrent que là encore il va falloir distinguer deux périodes d'évolution des phénomènes, toutefois la limite entre ces deux périodes apparaît un peu plus tôt que dans les cas précédents. Le phénomène de "chauffage" observé entre 150 et 750 μ S ne peut être expliqué par l'échange de charge. Le durcissement du spectre est corroboré par l'observation du temps d'arrivée du maximum du signal de neutres (§ V,1-2). L'évolution de ce dernier traduit l'apparition de particules d'autant plus chaudes dans le plan médian que l'observation est tardive ($t < 750 \mu$ S). Ce phénomène de réchauffement des ions n'est explicable ni par échange d'énergie avec les autres populations de particules qui ne peut que le refroidir, ni par compression magnétique puisque les champs sont statiques. C'est donc nécessairement à une réorganisation interne qu'il faut avoir recours. Une possibilité consiste à supposer qu'une migration des vitesses des particules se produit en direction du plan médian. Comme le montre la figure 15 la fonction de distribution angulaire présente deux maximums marqués près du cône de perte au début du confinement. Si ces particules près du cône de perte sont en moyenne plus chaudes que celles qui ont leur vecteur vitesse à 90° on peut concevoir qu'une diffusion dans l'espace des vitesses fasse apparaître à des temps plus tardifs des énergies élevées en direction du plan médian. Cette interprétation est en accord avec les résultats du § (V,2-1) et elle s'oppose à l'hypothèse de non corrélation entre l'énergie et l'angle θ .

Le mécanisme invoqué est celui des collisions coulombiennes. Le temps caractéristique de déflexion étant une fonction croissante de l'énergie et décroissante de la densité, les énergies les plus élevées sont défléchies plus lentement. La situation devient plus rapidement isotrope pour la partie froide. Par contre plus l'énergie est élevée, plus le temps de relaxation est élevé et plus le flux de neutres émis à $\theta = 90^\circ$ passe par un maximum tardif.

On peut également penser que des instabilités non destructives contribuent à cette réorganisation. Des microinstabilités (cf § III,6) liées à l'activité haute fréquence du plasma pourraient modifier la répartition des particules dans l'espace des vitesses.

3 - Détermination des paramètres macroscopiques :

On peut déduire les paramètres macroscopiques du plasma (densité, énergie moyenne) à partir de la fonction de distribution.

3-1 Densité ionique : La formule (I,9) s'écrit encore :

$$n_i(t) = 2\pi \iint f_{iE,\theta}(t) dE \sin \theta d\theta \quad (V,12)$$

et compte tenu de la relation (II,10)

$$n_i(t) = \int f_{iE,\frac{\pi}{2}}(t) dE \times 2\pi \int \frac{I(\theta,t)}{I(\frac{\pi}{2},t)} \sin \theta d\theta \quad (V,13)$$

La densité s'exprime donc sous la forme d'un produit de deux intégrales, l'une faisant intervenir la fonction de distribution en énergie dans le plan médian et l'autre la fonction de distribution angulaire. Ces deux fonctions sont connues expérimentalement. Il faut déterminer pour chacune de ces intégrales les bornes d'intégration.

Pour la première intégrale, il existe une limitation inférieure qui n'est pas nulle. Elle est due au potentiel ambipolaire qui apparaît du fait de la diffusion plus rapide des électrons par report aux ions (cf § III, 4 et figure 17). Son effet dans une configuration à miroirs peut s'exprimer sous forme d'une diminution du rapport de miroir $R_M = B_M/B_0$ qui devient :

$$R_{\text{eff}} = \frac{R_M}{1 + \frac{e\phi_A}{E_i}} \quad (V, 14)$$

où E_i est l'énergie cinétique de la particule au plan médian et $e\phi_A$ l'énergie acquise sous l'effet du potentiel ambipolaire. Ceci entraîne que les particules dont l'énergie est telle que $E \leq e\phi_A / (B_M/B_0 - 1)$ sont perdues au même titre que celles qui ont leur vitesse dans le cône de perte (leur temps de transit est inférieur ou de l'ordre de 10 nS pour les plus faibles valeurs du potentiel ambipolaire ≈ 30 Volts). De telles particules ne doivent pas être comptées dans la densité, dans l'hypothèse extrême où on considère que leur temps de transit est faible devant le temps d'évolution des phénomènes physiques. Il n'y a pas de limite supérieure pour la première intégrale. Le fait qu'on ne connaisse pas la forme de la fonction de distribution pour des énergies inférieures à 157.5 eV conduit à deux attitudes extrêmes :

- Ou bien on suppose que son maximum est proche de 157.5 eV
- Ou bien on suppose qu'il est voisin du potentiel ambipolaire.

Dans les deux cas $f_{iE, \frac{\pi}{2}}(t)$ est nulle aux énergies $E \leq \frac{e\phi_A}{0.84}$. On supposera que la première hypothèse est réalisée dans la suite.

Pour la deuxième intégrale, les bornes d'intégration sont données par l'existence du cône de perte. On suppose que toute particule qui s'y trouve ne contribue pas à la densité.

$$n_i(t) = \int_{e\phi_A/0.84}^{\infty} f_{iE, \frac{\pi}{2}}(t) dE \times 2\pi \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} \frac{I(\theta, t)}{I(\frac{\pi}{2}, t)} \cdot \sin \theta \cdot d\theta \quad (V, 15)$$

Les intégrations ont été faites de façon graphique à partir des courbes 15 et 21. La première étant prolongée jusqu'en $e\phi_A / 0.84$ et la deuxième étant multipliée point par point par $\sin \theta$. La figure 23

donne la valeur de l'intégrale $2\pi \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} I(\theta, t) \sin \theta d\theta$.

En remplaçant $\pi/2$ par $98^{\circ}30'$ dans la formule (V,13) on obtient une deuxième détermination qui doit être identique à la précédente. La figure 24 réunit les deux valeurs de $n_i(t)$ obtenues. Les deux courbes sont très voisines l'une de l'autre, l'écart est de l'ordre de 20%. Sur cette même figure ont été portés les résultats obtenus par interférométrie micro-ondes et atténuation d'un faisceau de potassium. La détermination par micro-ondes doit être considérée comme une borne supérieure de la densité.

3-2 Energie moyenne per particule : On la calcule de manière analogue à la densité à l'aide de la formule

$$\bar{E}_i(t) = \frac{1}{n_i(t)} \int_{e\phi_A/0.94}^{\infty} E f_{iE, \frac{\pi}{2}}(t) dE \times 2\pi \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} \frac{I(\theta, t)}{I(\frac{\pi}{2}, t)} \sin \theta d\theta \quad (V,15)$$

ou encore

$$\bar{E}_i(t) = \frac{\int_{e\phi_A/0.94}^{\infty} E f_{iE, \frac{\pi}{2}}(t) dE}{\int_{e\phi_A/0.94}^{\infty} f_{iE, \frac{\pi}{2}}(t) dE} \quad (V,16)$$

Les résultats correspondant aux visées à 90° et $98^{\circ}30'$ sont portés sur la figure 25. Là encore les deux courbes sont assez similaires. La variation de l'énergie moyenne est assez faible ; elle croît pendant la première milliseconde de 180 à 250 eV et décroît ensuite pour atteindre 200 eV à 2 mS. La comparaison de ces deux courbes à un résultat obtenu antérieurement /13/ où la diffusion dans la cellule de reionisation était négligée montre l'importance de ce facteur.

3-3 Remarque : Il est difficile de calculer l'incertitude attachée aux paramètres qui ont été déterminés, toutefois les principales sources d'erreur expérimentales sont les suivantes :

- 1) La faiblesse du coefficient de reionisation $\gamma(\epsilon)$ à basse énergie et sa grande pente rendent imprécise sa détermination.
- 2) L'étude de la diffusion dans la cellule de reionisation n'a pas été faite sur le dispositif utilisé.
- 3) Le champ magnétique de confinement peut, malgré les blindages utilisés, dévier les particules d'autant plus facilement que leur énergie est faible.
- 4) Le potentiel ambipolaire n'est pas connu avec précision, la coupure de la fonction de distribution aux basses énergies est donc également entachée d'erreur.

CONCLUSION

A l'issue de ce travail, deux groupes de conclusions apparaissent, l'un concernant le plasma étudié, l'autre la méthode utilisée.

Le diagnostic utilisé a permis de distinguer deux périodes d'évolution du plasma. L'une s'étend de 0 à environ une milliseconde et est dominée par un processus de redistribution angulaire des vitesses ioniques dépendant de leur énergie, l'autre débute à un temps voisin d'une milliseconde et est dominée par l'échange de charge résonnant. Le premier processus s'accompagne d'un peuplement de la partie à énergie élevée de la fonction de distribution ionique au plan médian.

Le résultat précédent est en désaccord avec l'hypothèse selon laquelle la fonction de distribution peut se mettre sous la forme d'un produit de deux fonctions indépendantes en θ et φ . Toutefois l'utilisation de cette hypothèse conduit à des ordres de grandeur des paramètres macroscopiques en accord avec ceux qui avaient été obtenus par ailleurs.

Le dispositif de mesure utilisé ne permet pas d'explorer systématiquement le plasma en raison de son encombrement ce qui représente une limitation importante de cette méthode. D'autre part les densités partielles de gaz neutre constituent des inconnues difficiles à déterminer, enfin la géométrie du plasma, allée aux difficultés précédentes, rend difficile l'évaluation rigoureuse des paramètres du plasma.

ANNEXE

Calcul de l'angle solide d'acceptance du détecteur vu d'un point du plasma

Un calcul analogue est traité dans le cas très général d'un système de diaphragmes de formes et en nombre quelconques dans la référence /11/. Le principe en est résumé ici dans le cas particulier de notre système de deux diaphragmes circulaires. ⁽¹⁾

La figure A présente les deux diaphragmes (C_1) et (C_2) d'axe commun Δ situés dans les plans parallèles Π_1 et Π_2 . Le point O du plasma sur l'axe magnétique voit l'analyseur à travers ces deux diaphragmes. P désigne la projection de O sur le plan Π_1 et (C'_2) la projection de (C_2) sur Π_1 suivant les génératrices issues de O qui s'appuient sur ce dernier. L'angle solide cherché est donc issu de O et s'appuie sur la frontière de la partie commune de (C'_2) et (C_1) dans Π_1 . Soit (Γ) cette frontière.

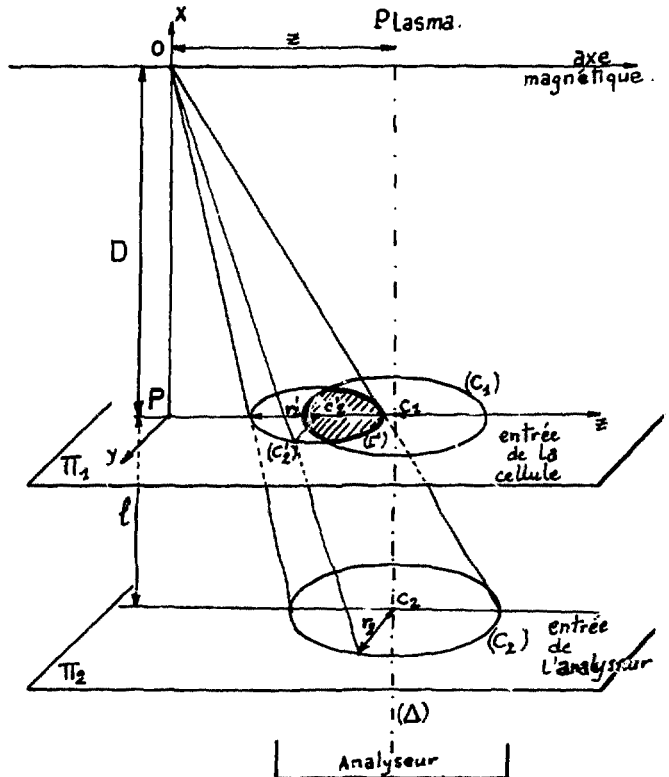


Fig-A - Angle solide défini par deux diaphragmes circulaires.

(1) On assimile la fente d'entrée de l'analyseur à une ouverture circulaire compte tenu de la relation $D/l \gg 1$.

La figure B est un agrandissement de la précédente au niveau du plan Π_1 . Le principe du calcul est le suivant :

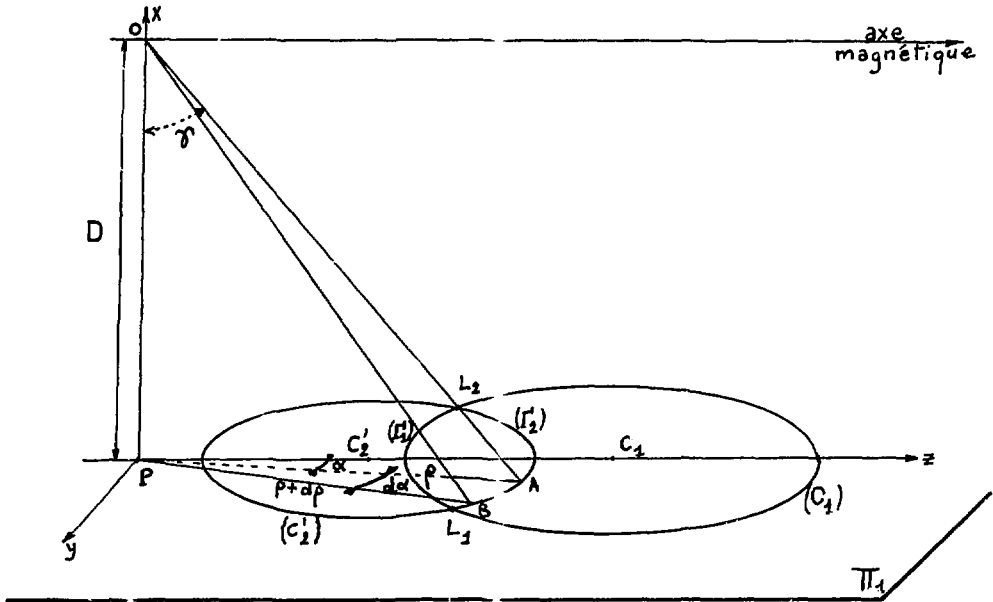


Fig. B - Agrandissement de la figure A au niveau du plan Π_1 .

On calcule l'angle solide élémentaire issu de O et interceptant le triangle PAB ($d\alpha$ étant infinitésimal AB est un segment). Il est égal à la somme des angles de dièdre formés par les plans OPA, OPB, OAB diminuée de π , soit en fonction des paramètres ρ et α

$$d\Omega = d\alpha [1 - \cos \gamma(\rho)] \quad (1)$$

où $\rho = PA$; $d\alpha = (\vec{PA}, \vec{PB})$; $\alpha = (\vec{Pz}, \vec{PA})$; $\gamma = (\vec{OP}, \vec{OA})$.

Compte tenu de la relation :

$$\cos \gamma(\rho) = \frac{1}{\sqrt{1 + \rho^2/D^2}} \quad (2)$$

on a

$$d\Omega = d\alpha \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \rho^2/D^2}} \right] \quad (3)$$

ρ est une fonction de α qui est donc définie par l'équation polaire du lieu des points A et B.

Si on désigne par (Γ_1) et (Γ_2) les portions des cercles (C_1) et (C_2) délimitées par leurs intersections L_1 et L_2 . On voit que l'angle solide cherché résulte de l'intégration suivante :

$$\delta\Omega = \int_{(\Gamma_2)} d\Omega - \int_{(\Gamma_1)} d\Omega \quad (4)$$

$$\delta\Omega = \int_{(\Gamma_2)} d\alpha \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_2^2(\alpha)/D^2}} \right] - \int_{(\Gamma_1)} d\alpha \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \rho_1^2(\alpha)/D^2}} \right] \quad (5)$$

où $\rho_1(\alpha)$ et $\rho_2(\alpha)$ désignent les solutions des équations polaires $\rho_1 = \rho_1(\alpha)$ et $\rho_2 = \rho_2(\alpha)$ des contours (Γ_1) et (Γ_2) .

En fait ce résultat ne constitue qu'un résultat particulier du problème étudié. La solution générale de ce problème est constituée par un ensemble de cas particuliers faisant intervenir la position du point P par rapport aux deux cercles (C_2') et (C_1) . Suivant la position de ce point, les solutions ρ_1 et ρ_2 des équations polaires peuvent changer de forme et la formule (5) se transformer en une combinaison linéaire d'intégrales.

Un programme de calcul a été mis au point, tenant compte de toutes les positions du point P pour des diaphragmes de rayons r_1 et r_2 distants de 1 (ces 3 grandeurs pouvant varier indépendamment les unes des autres) et pour une position quelconque du point O (2 paramètres indépendants : distance à l'axe et éloignement des diaphragmes). Ce programme fournit la variation $\delta\Omega = \delta\Omega(z)$ pour la système de la figure I4. La courbe est tracée sur la figure I5.

Références

- /1/ E. W. Mac Daniel 'Collision phenomena in ionised gases' (Wiley New York 1964) P. 239.
- /2/ D. Rapp, W-E Francis 'Journal of chemical physics' 37.11.62.
- /3/ J.B. Hasted : 'Proceeding of the Royal Society A227, 466 (1955).
- /4/ P. Lecoustey, J. Tachon : 'une configuration magnétique en puits quadrupolaire circularisé "DECA II B"'. Rapport interne EUR. CEA FC 554 (Août 1970)
- /5/ C. Renaud : 'Détection et analyse des particules chargées et autres appliquées à l'étude des plasmas chauds' Thèse d'ingénieur du CNAM (1966).
- /6/ J.A. Ray, C.F. Barnett : Journal of applied physics Vol. 42 n° 8 P. 3260 (Juillet 1971).
- /7/ N.V. Fedorenko 'Lectures on the summer school on the physics of ionized gases' Herceg Novi Yougoslavie 1970.
- /8/ H.B. Gilbody, J.B. Hasted : Proc. Roy. Society A 238-334 (1956).
- /9/ J.L. Delcroix : physique des plasmas Tome I (Dunod 1963) P. IID.
- /10/ C.F. Barnett, J.A. Ray: Rapport ORNL TM 3440 Juin 1971 'A calibrated neutral atom spectrometer for measuring plasma ion temperatures in the 0.165 to 10 KeV energy regime' Soumis à Nuclear Fusion.
- /11/ M. Chatelier, D. Launois : 'Méthode de calcul d'angles solides définis par un ensemble de diaphragmes de formes quelconques' Rapport EUR-CEA FC 643 (1972) Soumis pour publication à Nuclear instruments and methods.
- /12/ D. Launois, P. Lecoustey, M. Nicolas, J. Tachon, J. Kesner : 'Expériences de confinement d'un plasma dans un puits magnétique circularisé DECA II B'. Plasma physics and controlled nuclear fusion research 1971 Vol II P. 575 IAEA Vienna.
- /13/ D. Launois, P. Lecoustey, J. Tachon, J. Kesner, M. Chatelier : 'Contribution of coulomb collisions to plasma relaxation in the DECA II B mirror machine' Rapport EUR-CEA FC 640 (Avril 1972) (Soumis pour publication à Nuclear Fusion).
- /14/ M. Nicolas 'Sondage d'un plasma par un faisceau monoénergétique de potassium' Thèse d'ingénieur Docteur. Rapport EUR-CEA FC 615 (septembre 1971)
- /15/ J. Jacquinet, C. Deck, J. Godaert : 'Neutral pressure measurements in the vicinity of magnetized plasma'. Rapport EUR-CEA FC 625 (Décembre 1971).
- /16/ P. Lecoustey, C. Renaud : 'Etude de l'importance du phénomène d'échange de charge dans DECA II B' Plasma physics Vol. 9 P. 527 (1967)
- /17/ W.L. Stirling 'Lifetime of the hot-ion plasma in the oak Ridge mirror machine Burnout V' The physics of fluids Volume 15 n°4 P. 688 (April 1972)
- /18/ E.E. Yushmanov : 'Confinement of slow ions of a plasma with positive potential in a mirror trap' Soviet physics JETP Volume 22 n° 2 fev. 1966.

$\langle \sigma v \rangle \times 10^8 \text{ (cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}\text{)}$

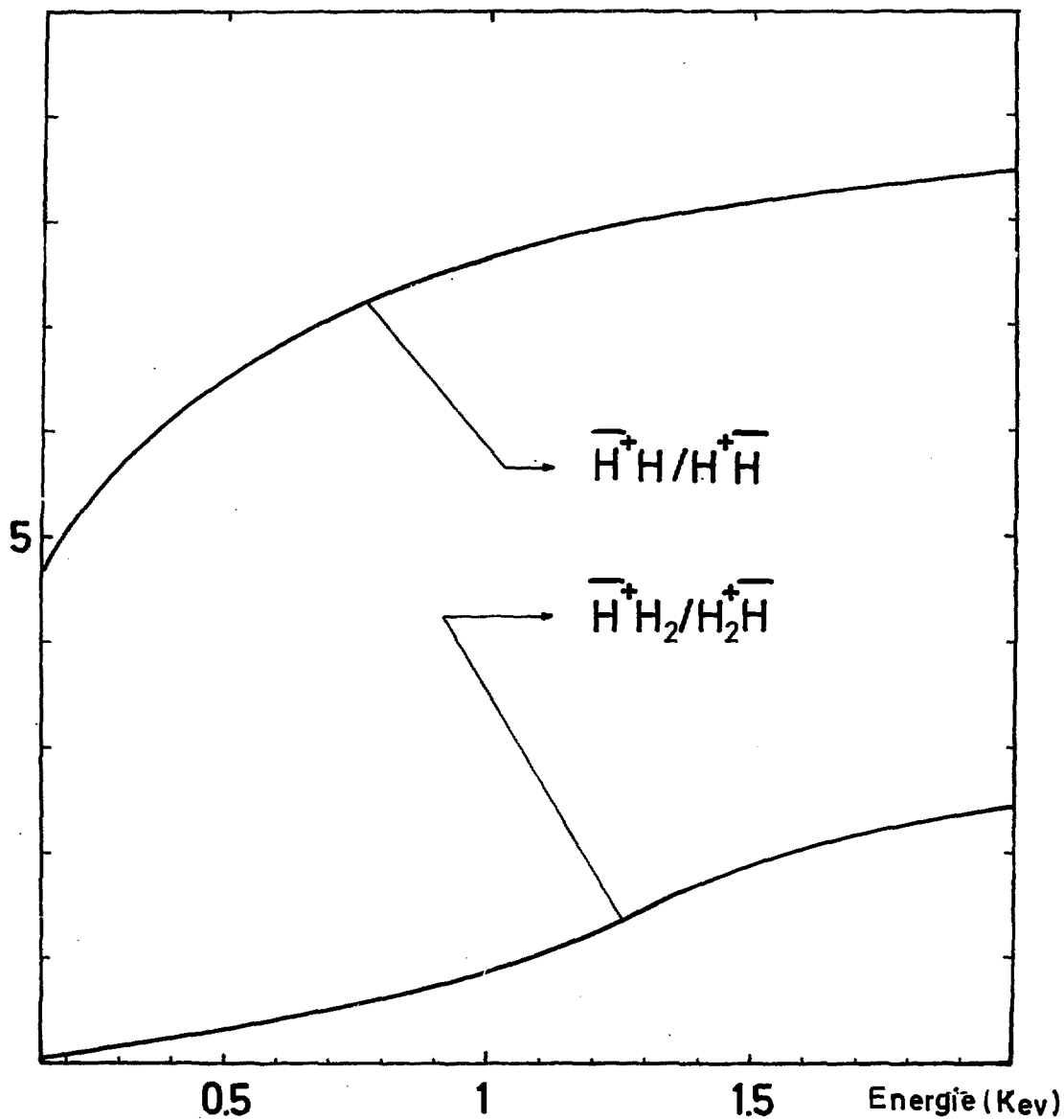
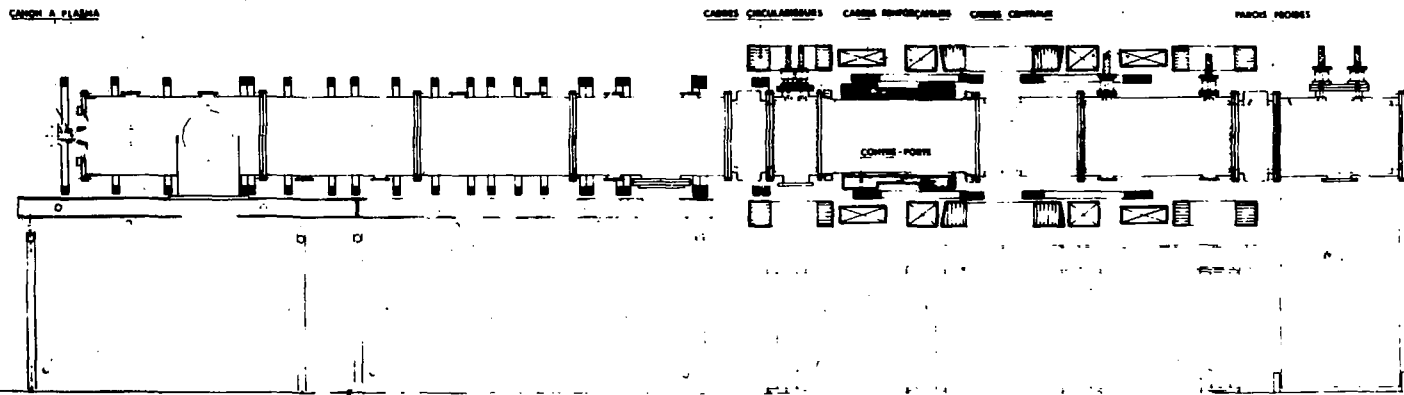
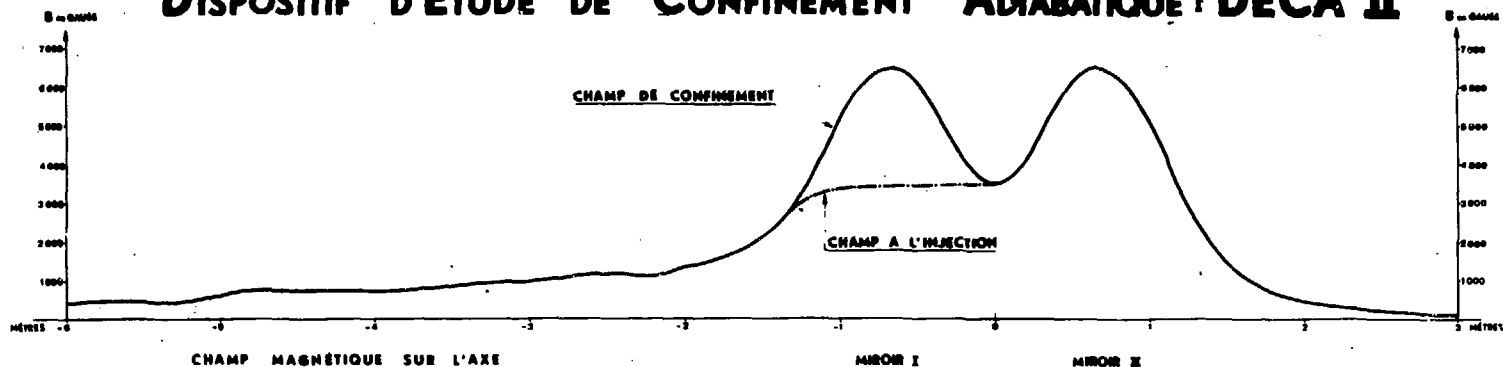


Fig -1 - Coefficients d'échange de charge.

DISPOSITIF D'ÉTUDE DE CONFINEMENT ADIABATIQUE : DECA II



ÉTAGE D'INJECTION

ÉTAGE DE CONFINEMENT

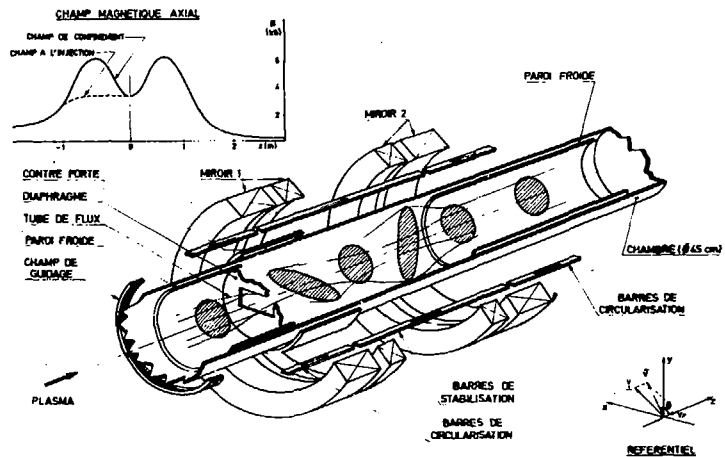


Fig 3 - DECA II B: ETAGE DE CONFINEMENT

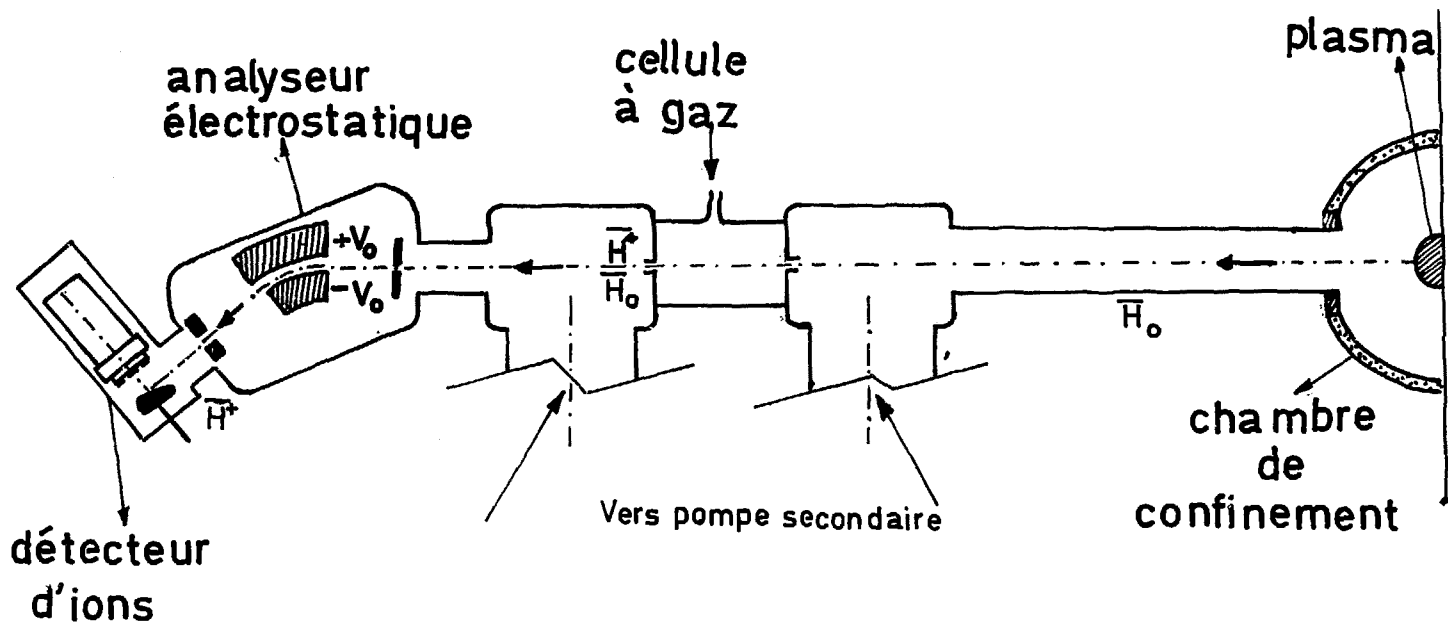


Fig-4 - Dispositif d'analyse et détection .

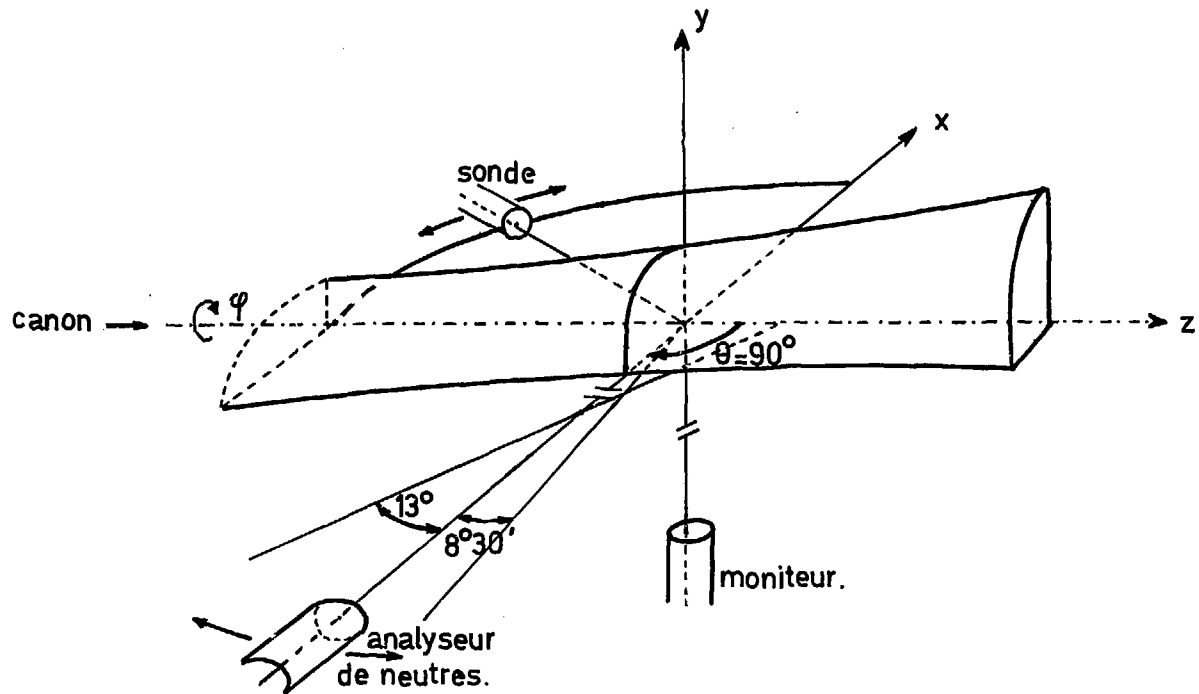
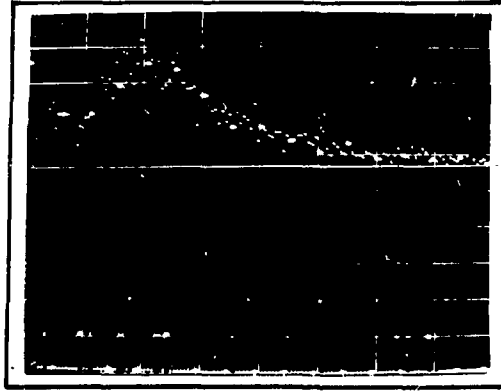


Fig-5-Positions des détecteurs par rapport au plasma.

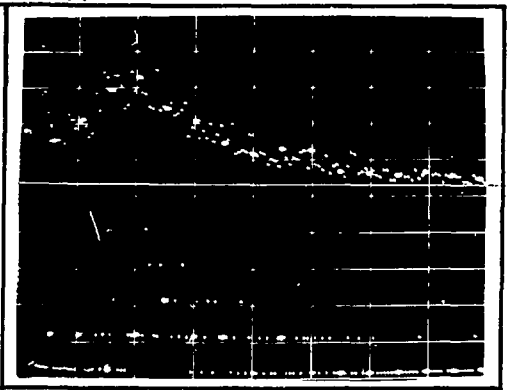


abscisse:
0.32ms/carreau

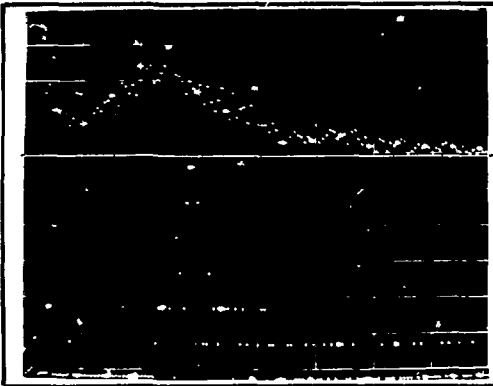
E = 157.5 eV.



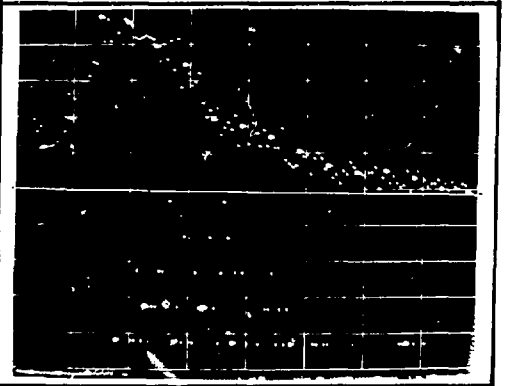
E = 465 eV.



E = 630 eV.



E = 775 eV.



E = 1.1 KeV.

- Trace supérieure: Moniteur. (20 impulsions/carreau)

- Trace inférieure: Analyseur de neutres. (1impulsion /carreau).

Fig-6-Photographies des impulsions enregistrées par l'analyseur multicanaux.

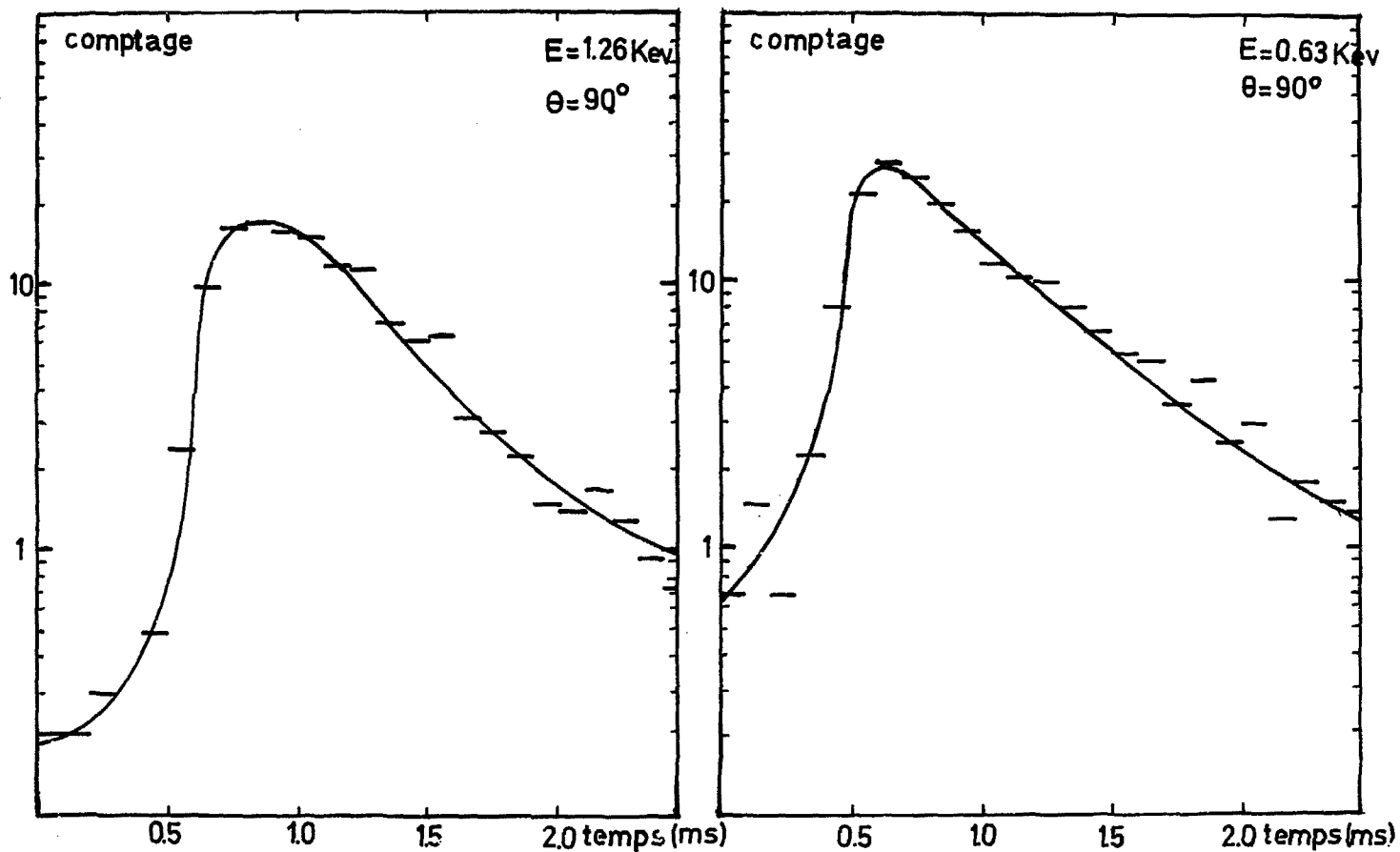


Fig-7- Histogrammes du comptage en fonction du temps pour deux énergies d'analyse, à $\theta=90^\circ$.

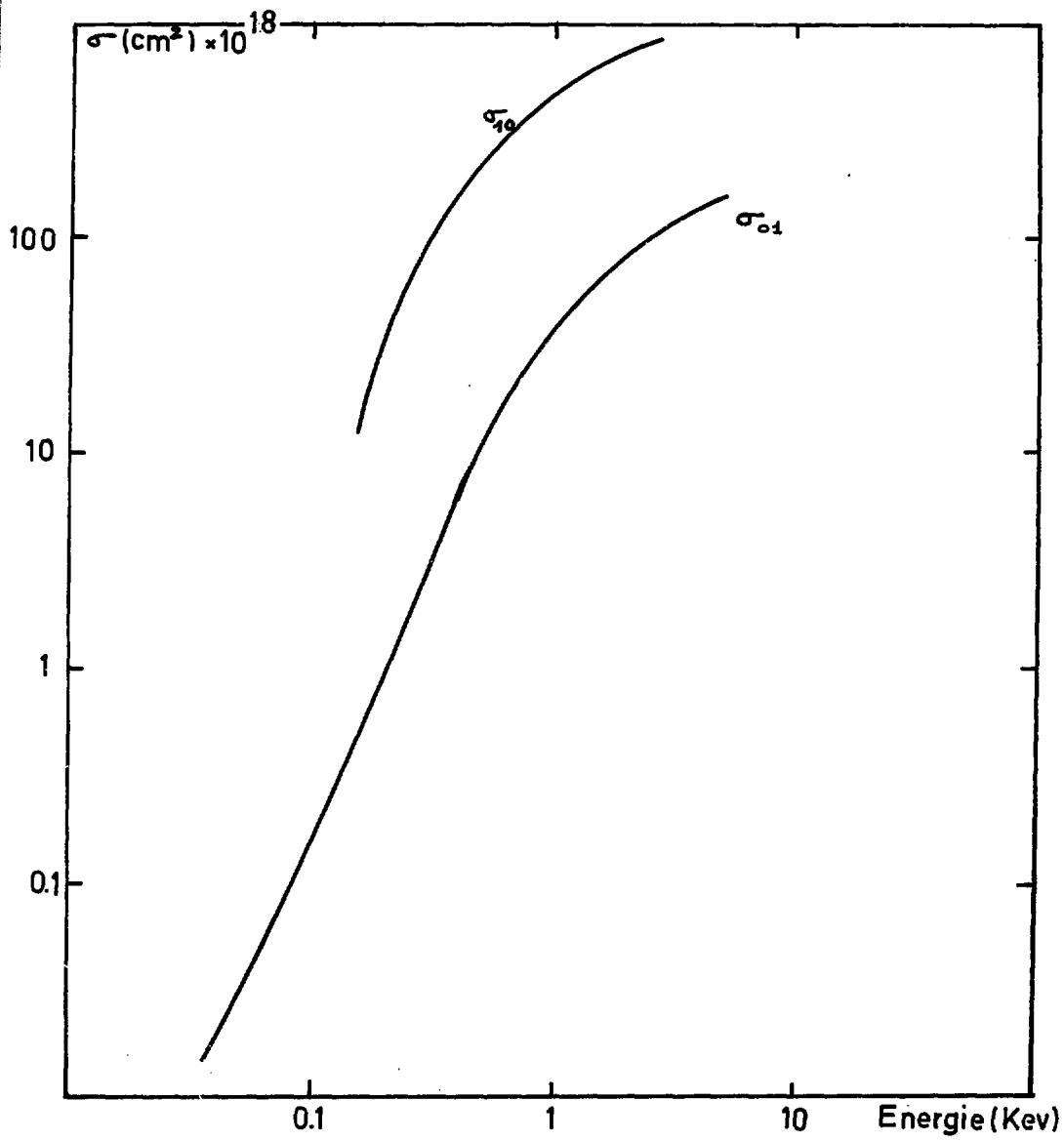


Fig-8 - Sections efficaces d'ionisation et de neutralisation de l'atome d'hydrogène par collision sur la molécule d'azote.

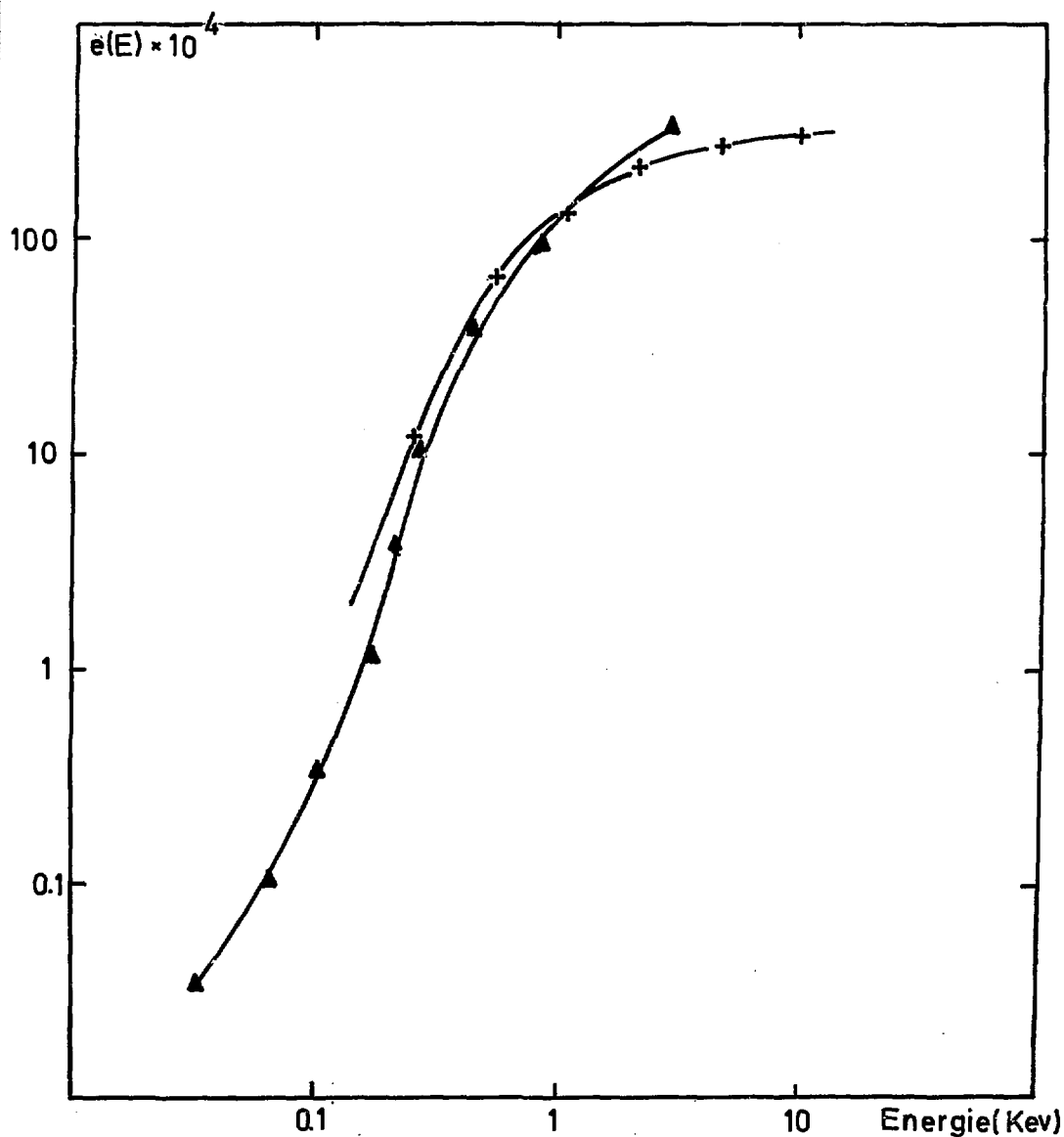


Fig-9- Efficacité de la cellule de reionisation.
 (Le phénomène de diffusion est négligé)

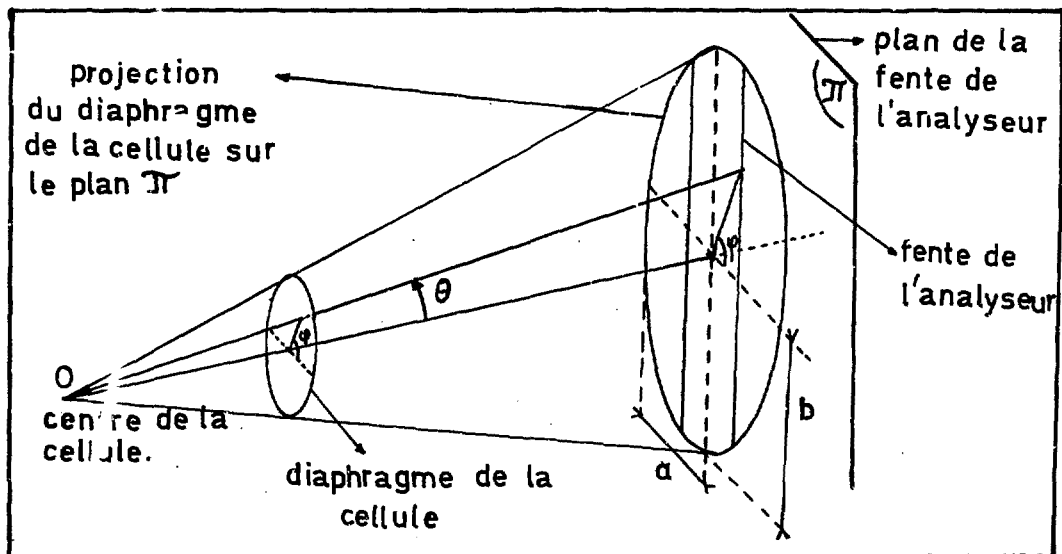


Fig-10 - Orifices de sortie de la cellule de reionisation.

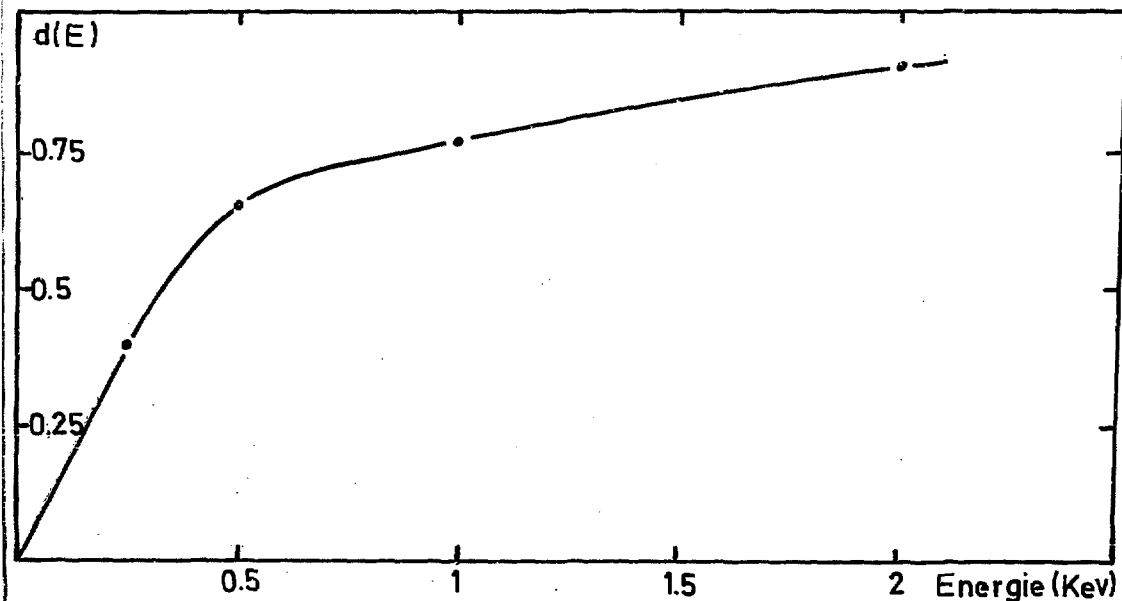


Fig-11 -Facteur de correction dû à la diffusion.

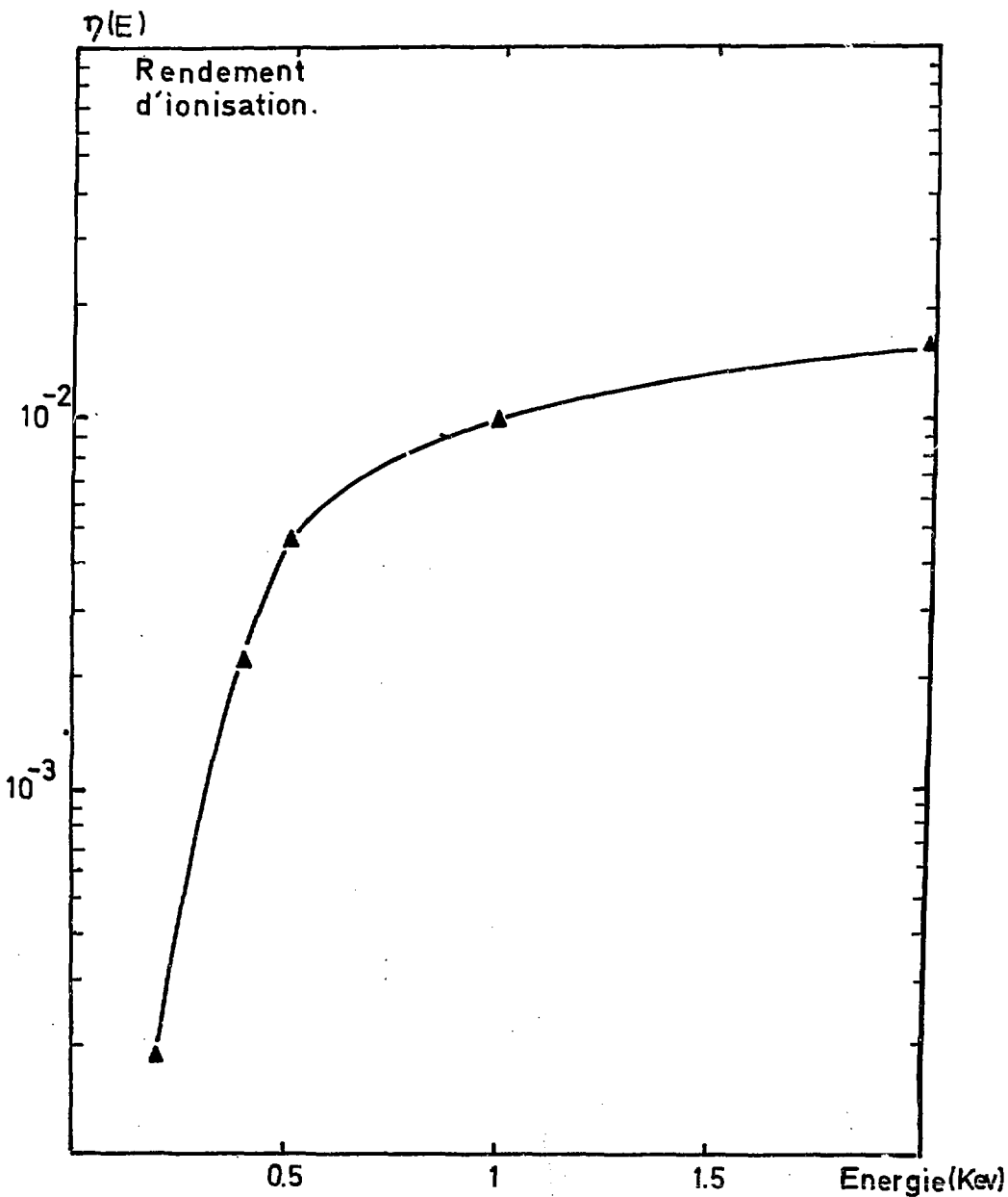


Fig-12 - Rendement d'ionisation de la cellule compte tenu de la diffusion.

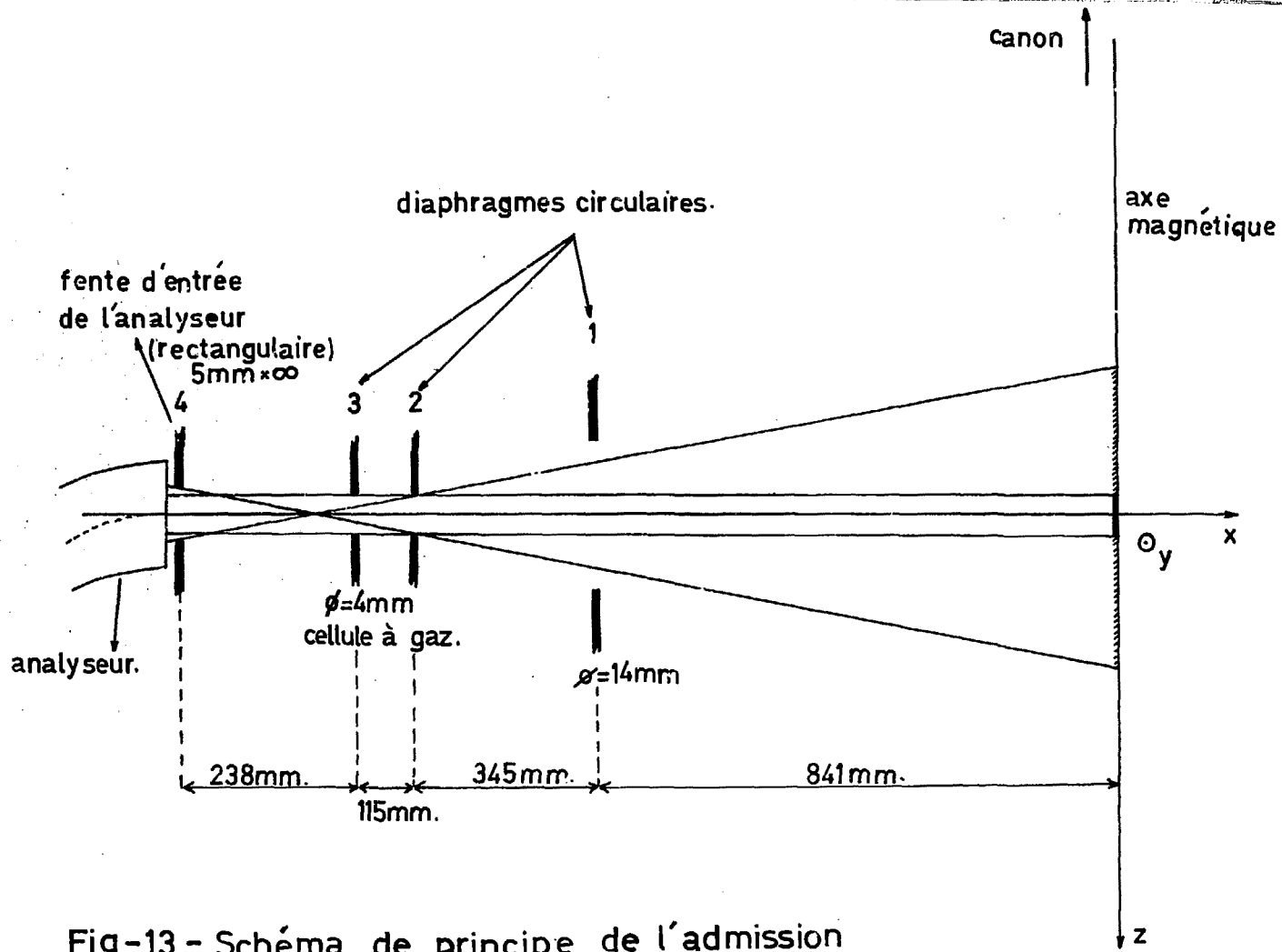


Fig-13 - Schéma de principe de l'admission dans l'analyseur.

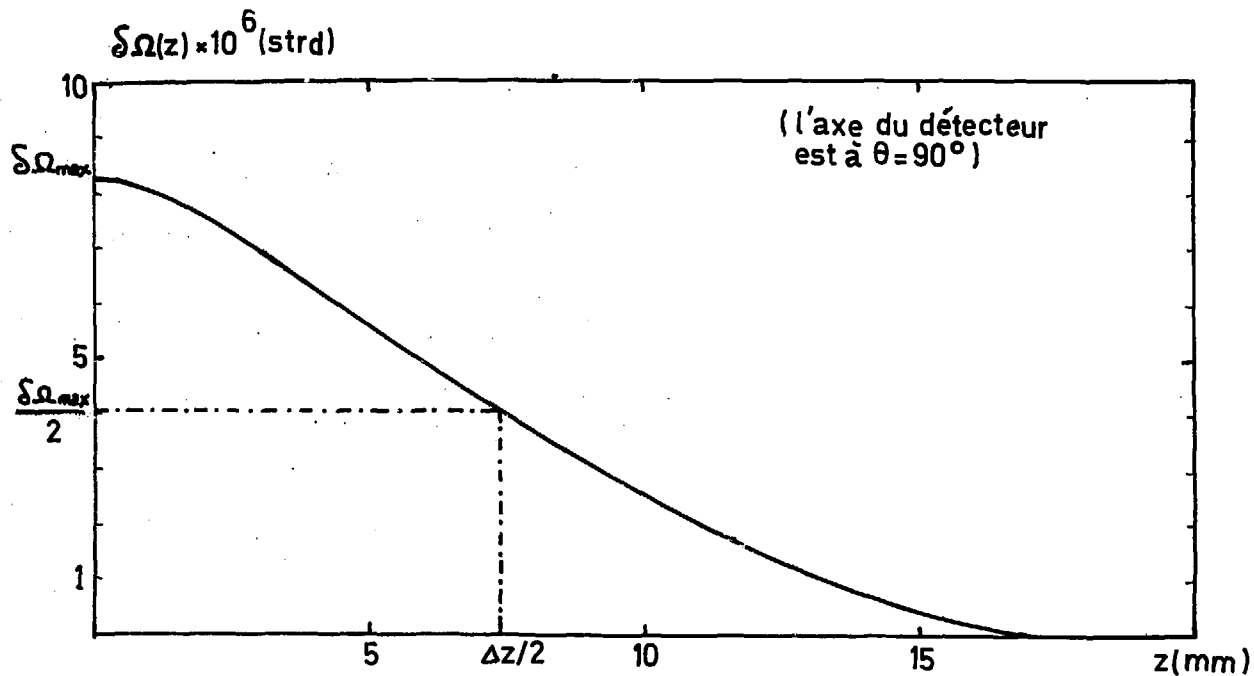


Fig-14 - Angle solide d'émission d'un point sur l'axe magnétique, en direction du détecteur, quand le point décrit cet axe.

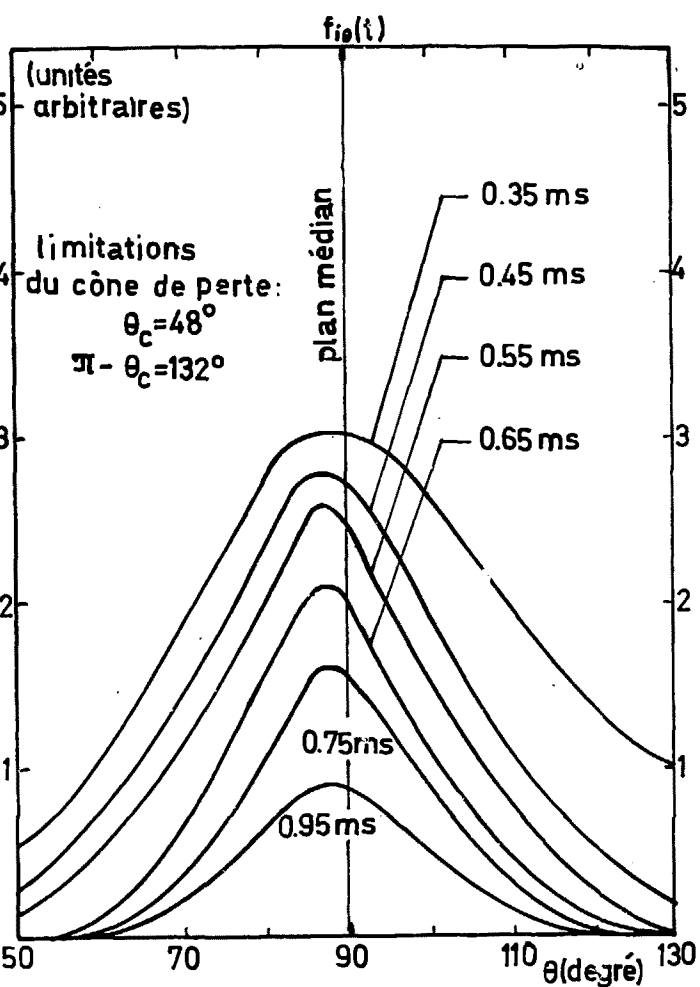
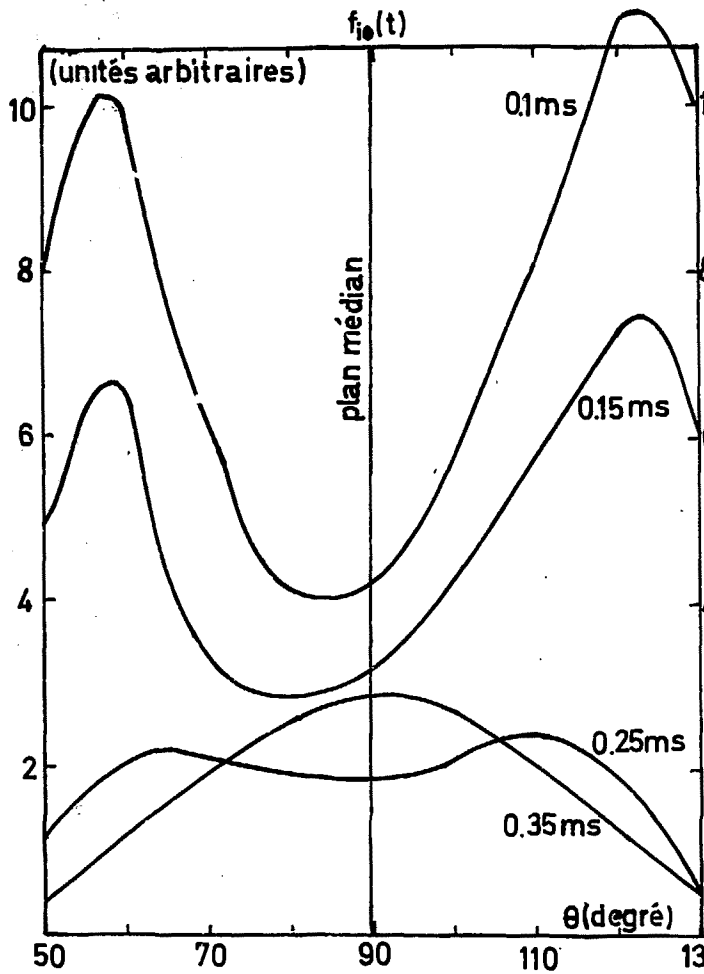


Fig-15 - Fonction de distribution angulaire des vitesses ioniques

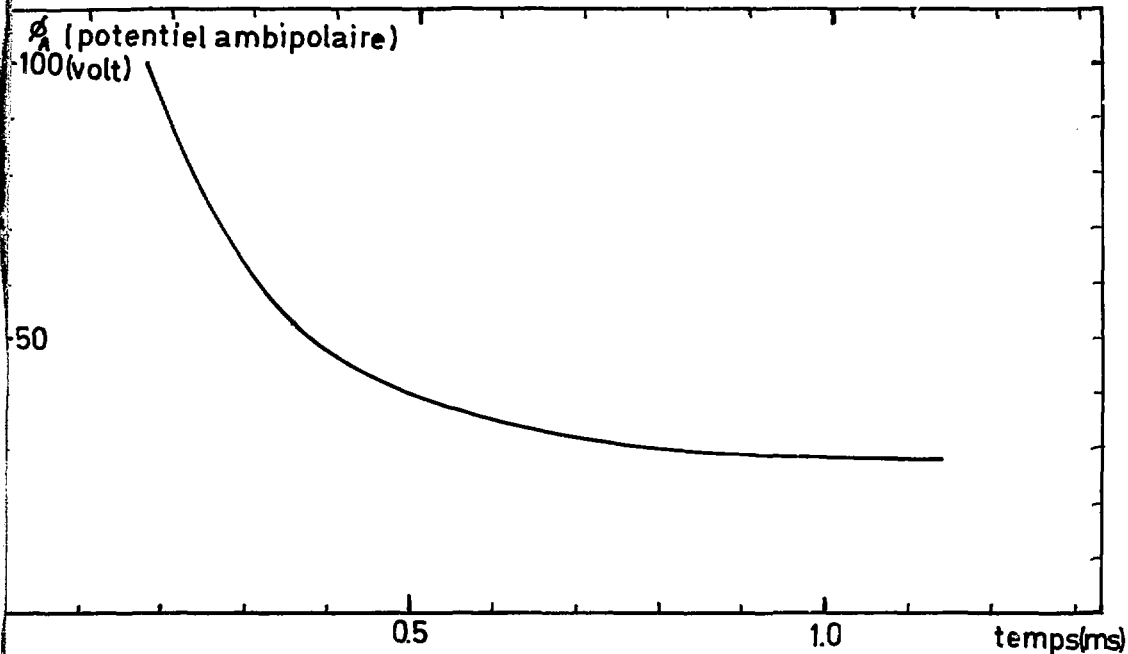


Fig-16 - Potentiel ambipolaire moyen.

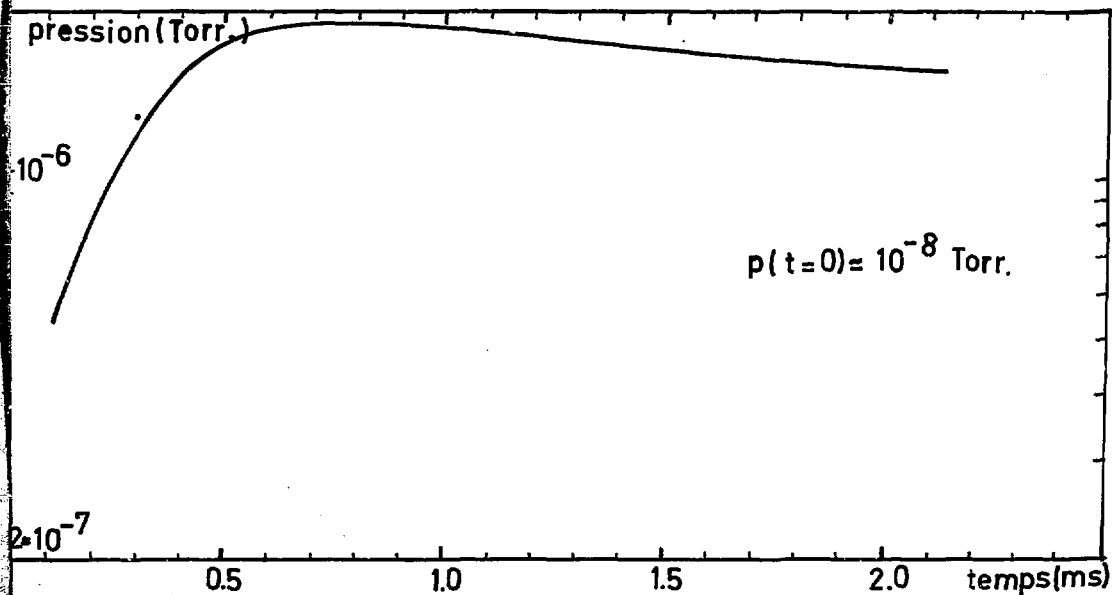
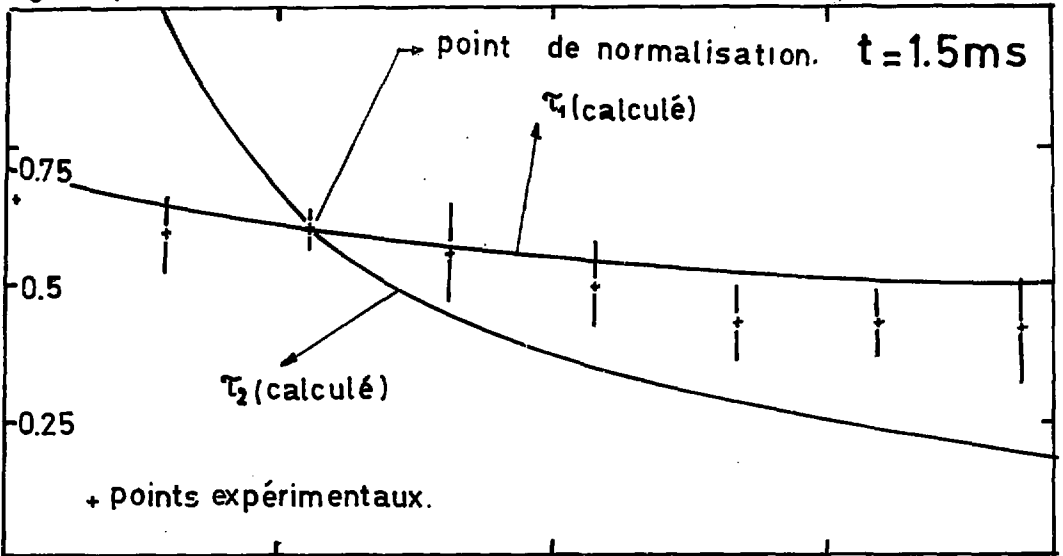


Fig-17 - Pression de gaz neutre.

τ (ms)



τ (ms)

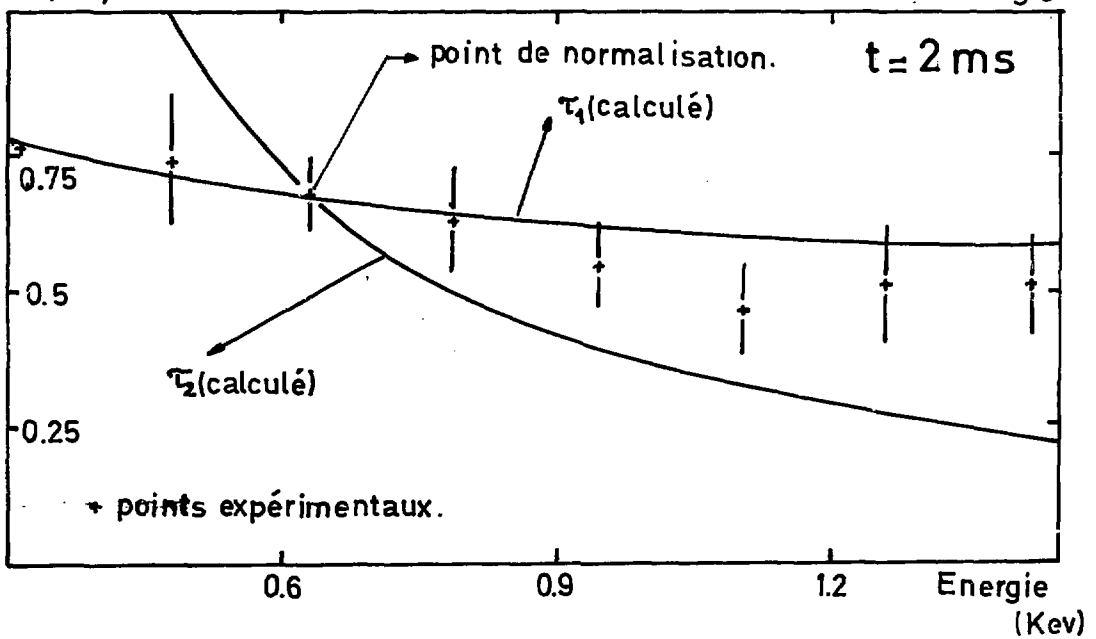


Fig-18 - Temps de vie en fonction de l'énergie.

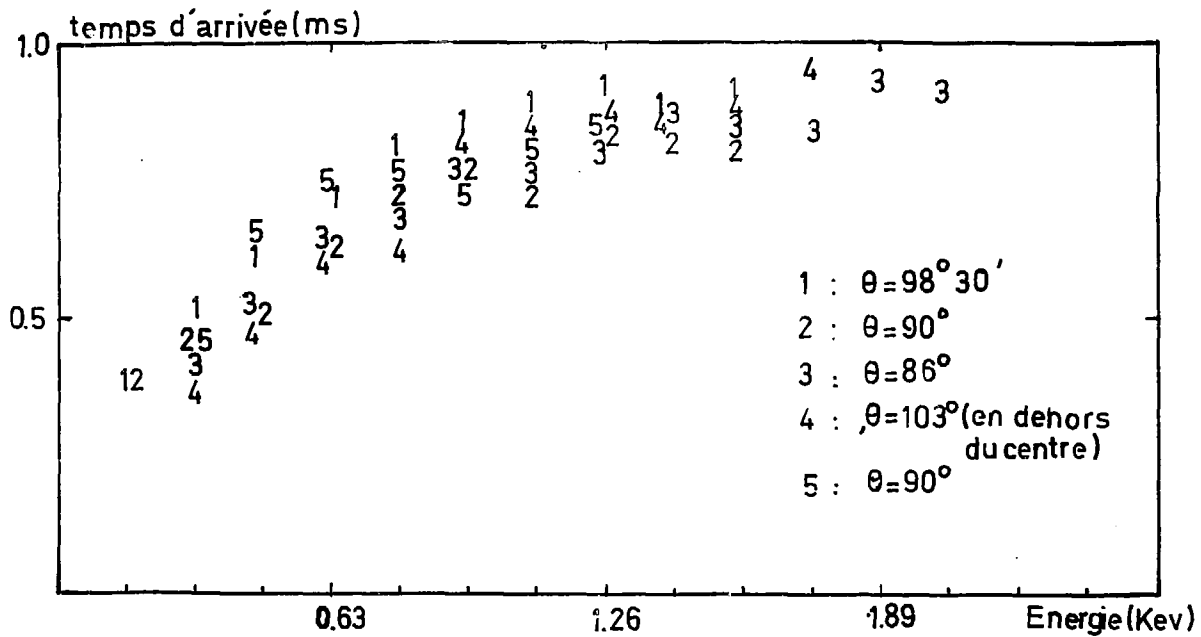


Fig-19 - Instant d'arrivée du maximum de comptage en fonction de l'énergie d'analyse.

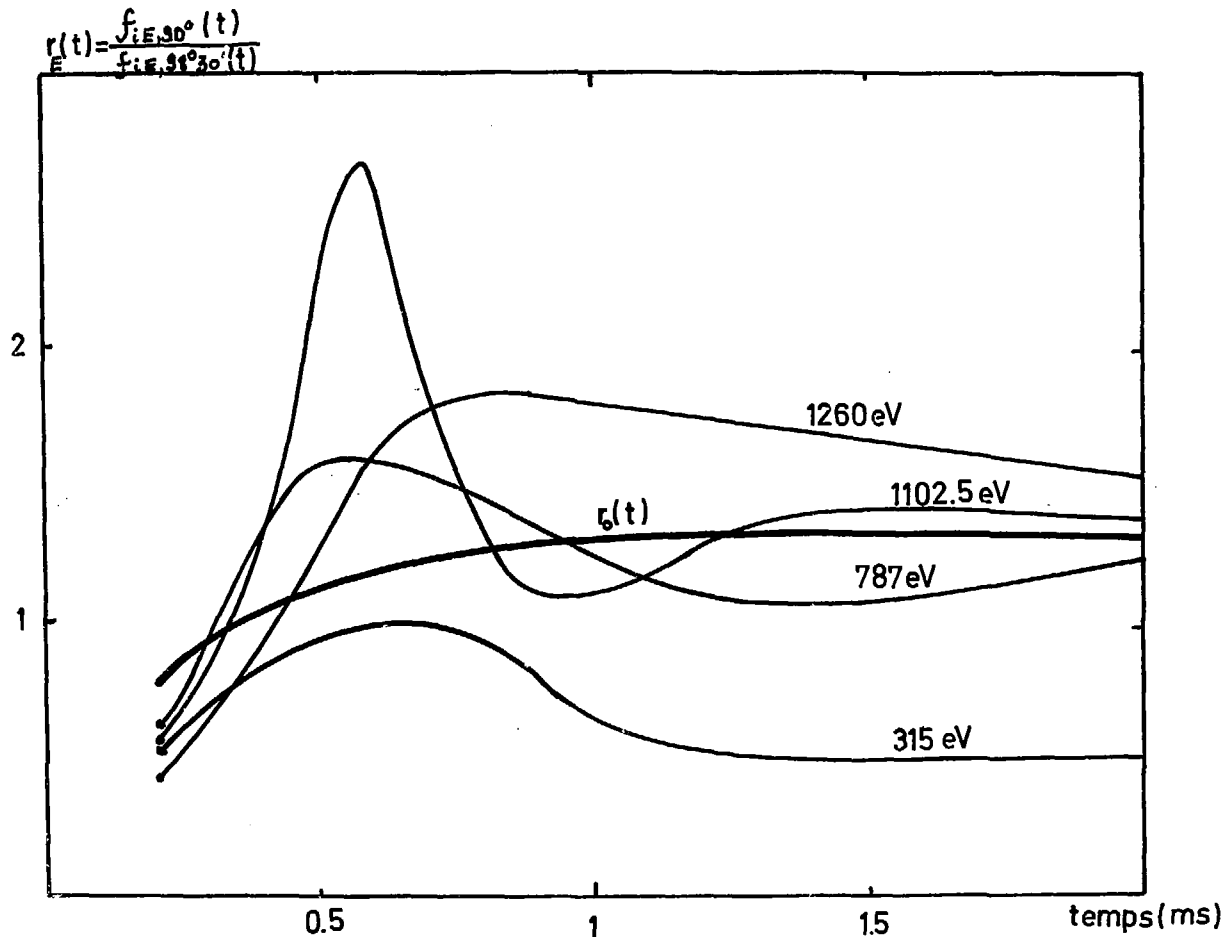


Fig-20 - Evolution temporelle du rapport des populations ioniques pour les angles $\theta = 90^\circ$ et $\theta = 98^\circ 30'$

fonction de distribution ionique ($\theta = 98^{\circ}30'$)

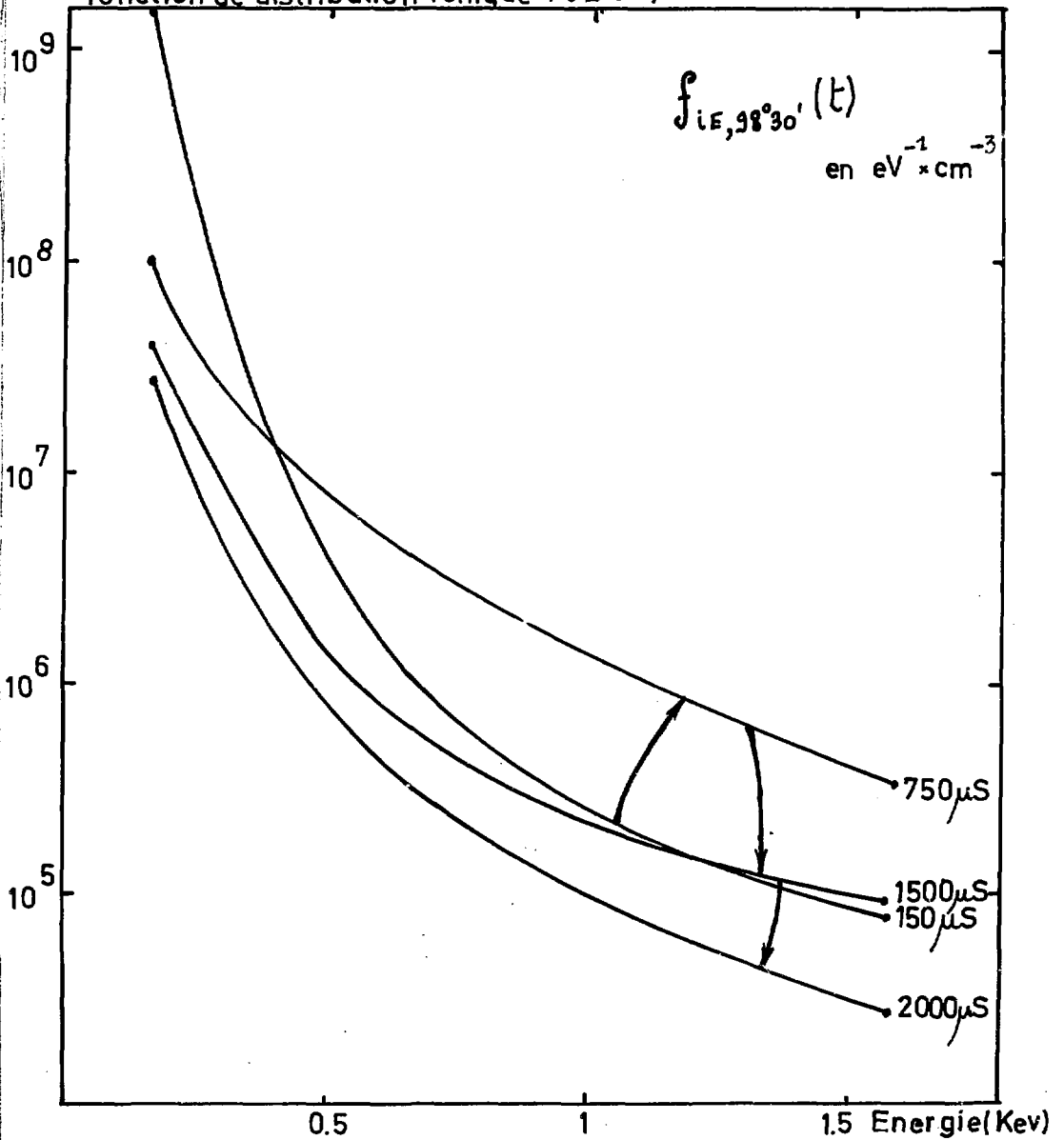


Fig- 21 - Evolution temporelle de la fonction de distribution ionique à $\theta = 98^{\circ}30'$

fonction de distribution ionique ($\theta = 90^\circ$)

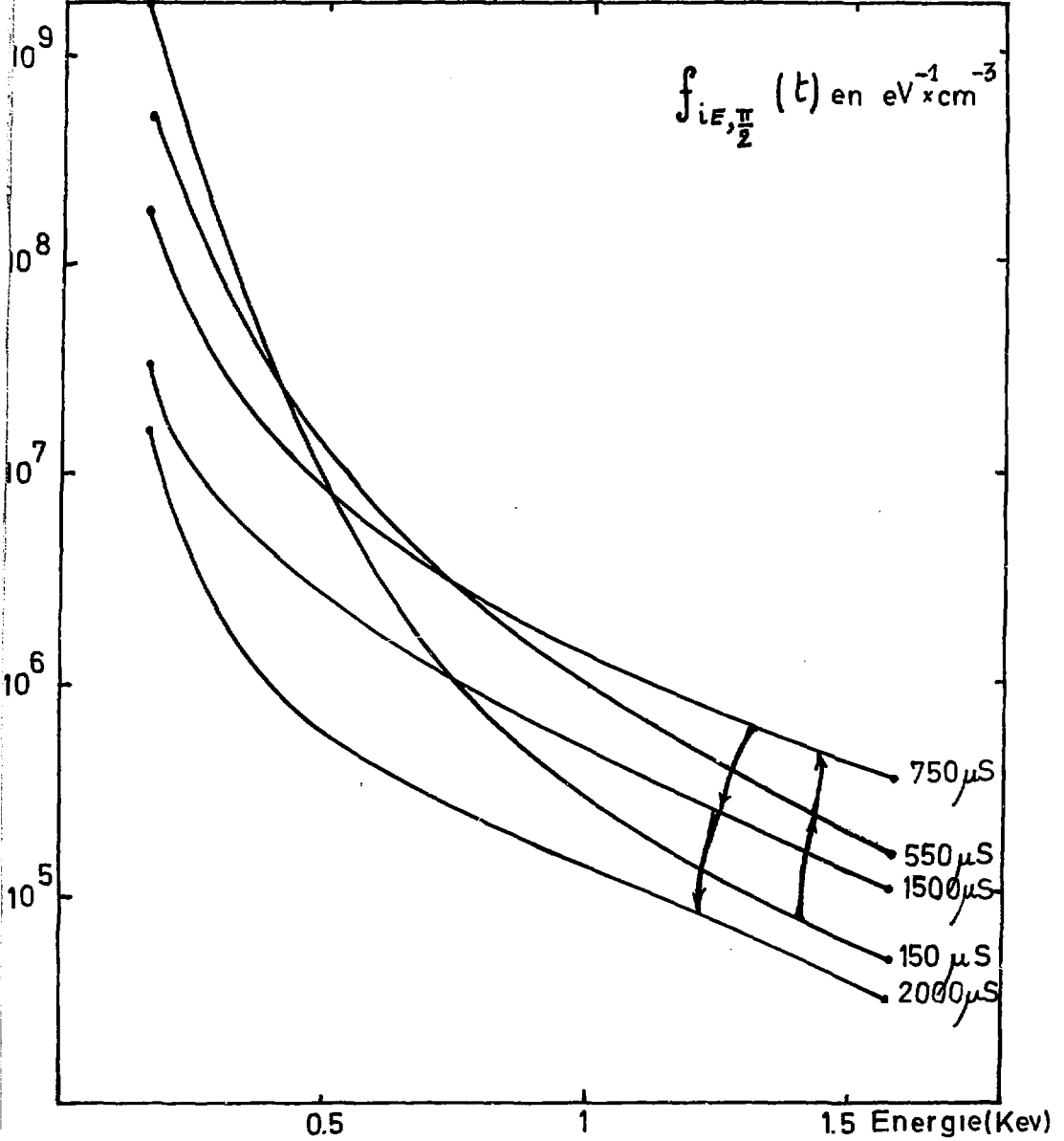


Fig-22 - Evolution temporelle de la fonction de distribution ionique à $\theta = 90^\circ$

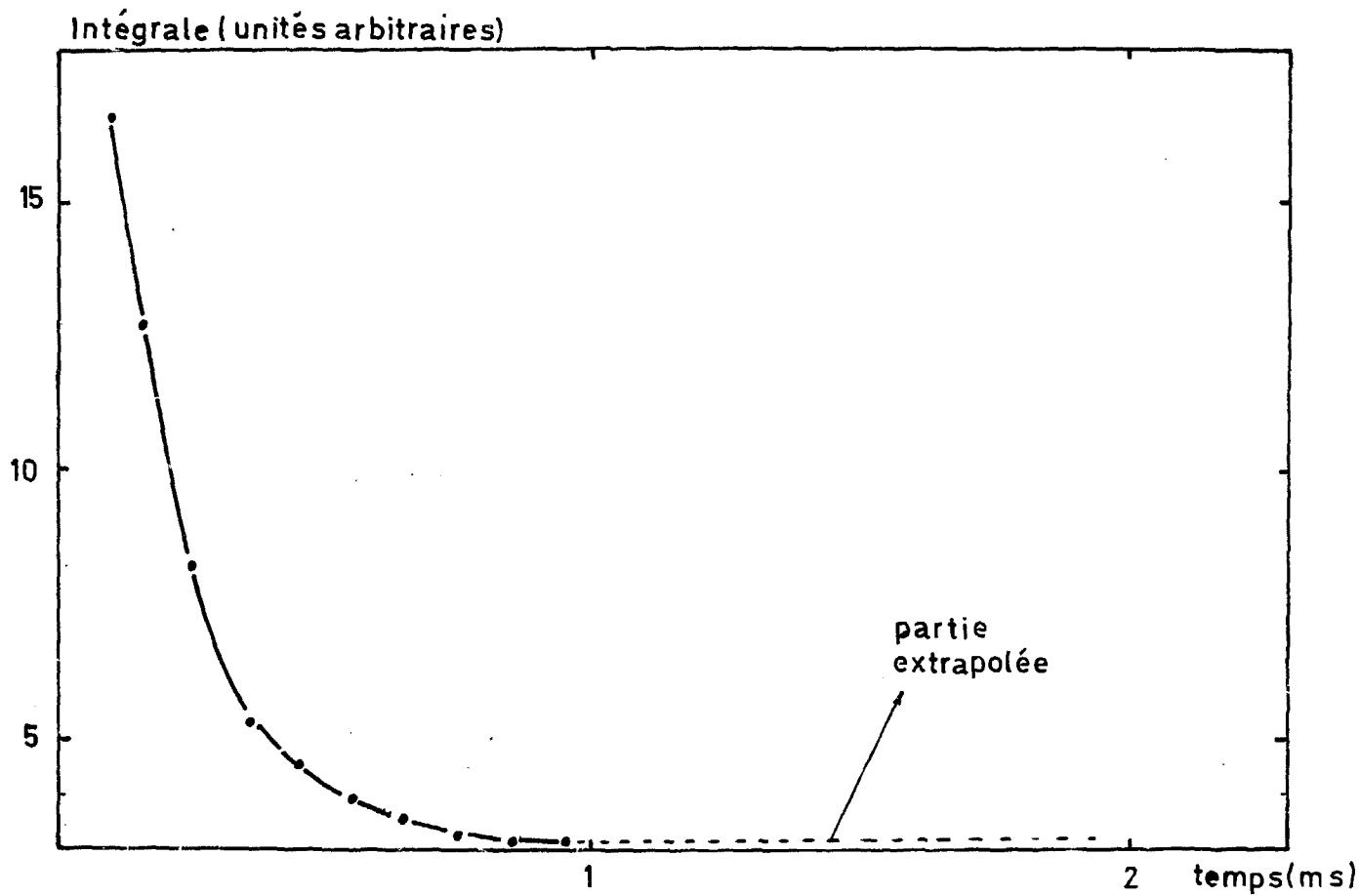


Fig-23 - Valeurs de l'intégrale $2\pi \int_{\theta_c}^{\pi-\theta_c} I(\theta, t) \sin \theta d\theta$ au cours du temps.

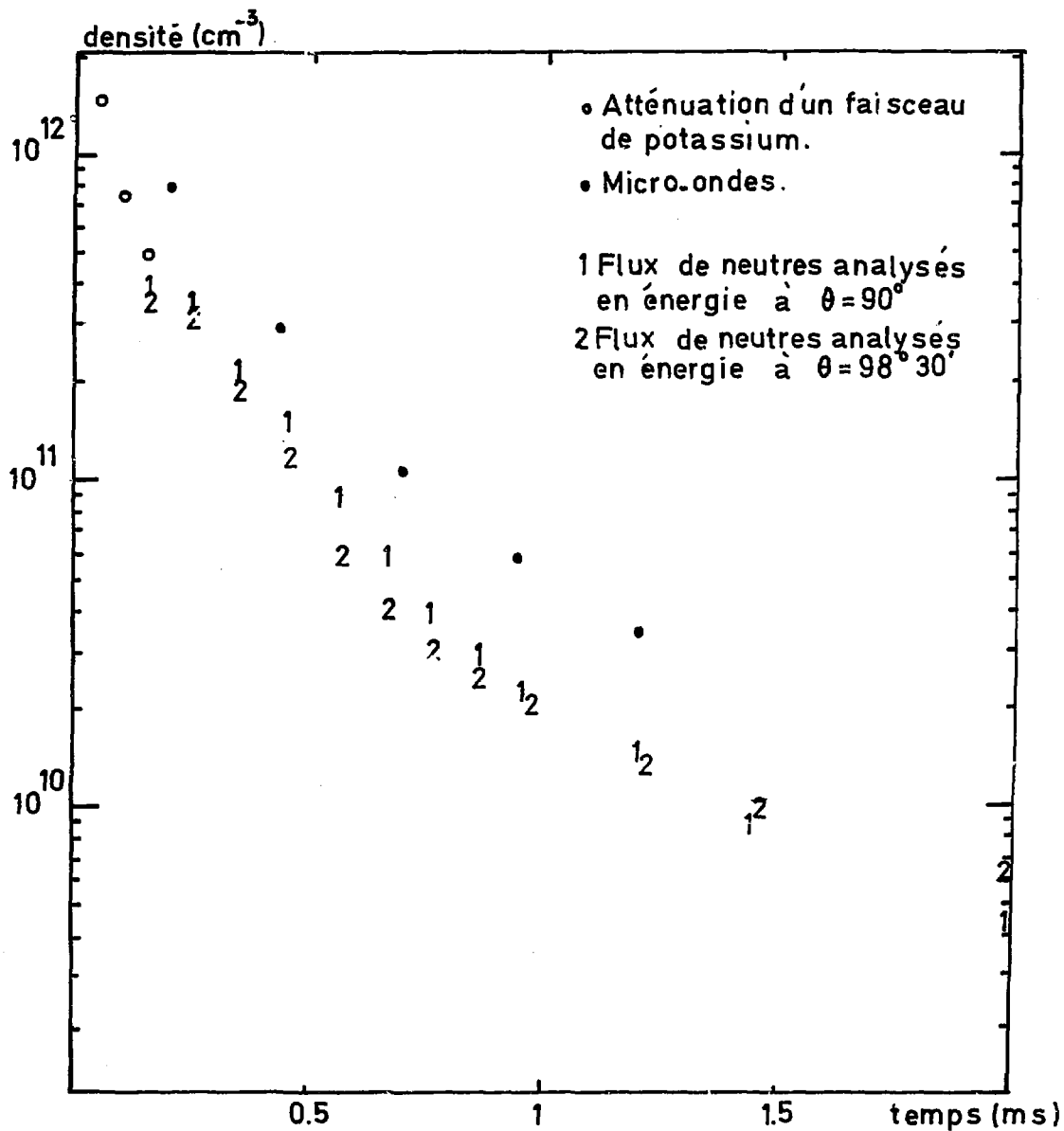


Fig - 24 - Densité ionique - Comparaison avec d'autres diagnostics.

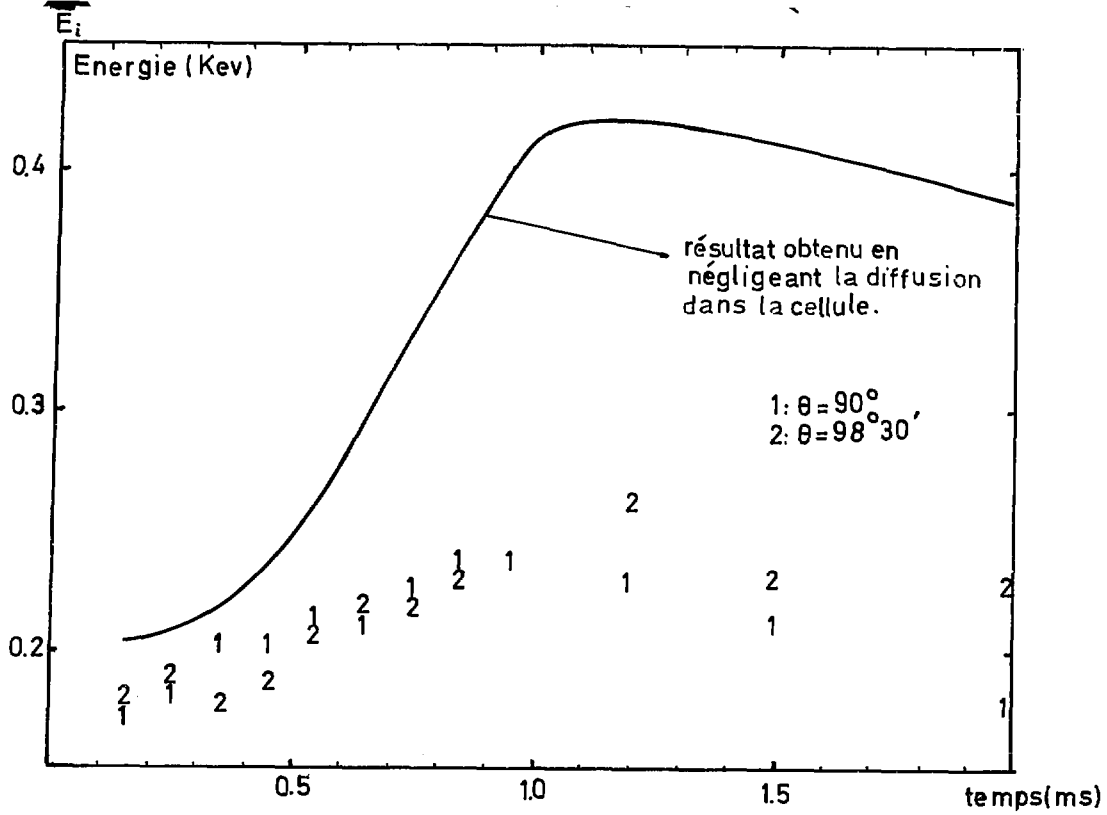


Fig-25-Energie moyenne par particule.

