

ORSAY  
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée

Pour obtenir

Le grade ..... de DOCTEUR d'Etat .....

SPECIALITE : SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marinette VIALLE

**SUJET :** Etude d'un plasma créé par un faisceau de protons accélérés en vue de la caractérisation du milieu d'un laser pompé par rayonnements nucléaires.

soutenue le 15 Avril 1963 ..... devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX                      Président

L. AVAN

A. BOUCHOULE

J. GUYOT

E. MARODE

Mme A.M. POINTU





Cette page est de loin la plus agréable à rédiger puisqu'elle est pour moi l'occasion de remercier toutes les personnes qui ont d'une manière ou d'une autre, par leur compétence scientifique et/ou leur soutien moral, aidé à l'accomplissement de ce travail :

- Monsieur J.L. Delcroix, Directeur du Laboratoire, qui a bien voulu accepter de présider le jury de ma thèse.

- Monsieur L. Avan qui m'a guidée depuis de nombreuses années. Son exemple est pour moi une référence.

- Messieurs A. Bouchoule, J. Guyot et E. Marode qui ont consacré beaucoup de temps à relire ce manuscrit et à en faire de judicieuses critiques.

- Madame A.M. Pointu et Monsieur M. Fitaire qui ont proposé ce travail, en ont assumé la direction scientifique, en me faisant constamment bénéficier de leur aide, de leur expérience, de leurs conseils avec une grande disponibilité. Je leur exprime à tous deux ma profonde reconnaissance.

- Monsieur E. Leduc dont le rôle a été déterminant pour la réalisation expérimentale. Son ingéniosité a permis de régler bien des problèmes pratiques.

- Monsieur L. Wartsky qui m'a fait bénéficier de sa compétence et de son aide pour la mise au point des diagnostics R.F.

- Toute l'équipe du Van de Graaff de l'E.T.C.A. à Montrouge et tout particulièrement Messieurs J. Dhermain et P. Detroussel qui se sont toujours efforcés de nous offrir de bonnes conditions de travail et ce avec une gentillesse et une égalité d'humeur peu communes.

- Les "jeunes" de l'équipe : D. Auphelle, F. Euvé, J. Margot, D. Paléodimos avec qui j'ai eu plaisir à travailler.

- Les chercheurs avec qui j'ai eu de fructueuses discussions, qui m'ont prodigué des encouragements (et m'ont prêté du matériel!) plus particulièrement : C. Speller, G. Cernogora, M. Touzeau, J. Jolly, A. Plain, P. Leprince, J. Marec, E. Bloyet, A. Fleury, P. Schwetsoff.

- Le personnel de l'atelier qui a participé à la réalisation du dispositif expérimental.

- Le personnel administratif qui a assumé la présentation de ce mémoire et tout particulièrement Madame E. Claudon et Madame C. Vergand.

- La D.R.E.T. sans le soutien financier de laquelle cette étude n'aurait pu être menée.

## S U M M A R Y

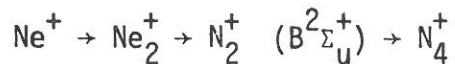
Processes leading to laser effect in nuclear induced plasmas can be studied with simulation experiments using charged particles beams.

Such an experiment has been performed with a proton beam (2 MeV,  $2 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ ) produced by a Van de Graaff accelerator. This beam is an excitation and ionisation source quite comparable to the laser medium source of a reactor experiment.

The plasma created in a Ne target (about 100 torrs) containing  $\text{N}_2$  impurities has been studied :

- experimentaly using R.F. diagnostics and spectroscopy ;
- theoretically by calculating the electronic distribution function in the low and medium energy region.

This study allows to conclude that dominant processes follow the schema :



and recombination.

## K E Y W O R D S

- Nuclear pumping of lasers.
- Ionisation with accelerated ions beams.
- Electronic distribution function (calculation).



## S O M M A I R E

	<u>Pages</u>
- INTRODUCTION.	i à iii
- <u>CHAPITRE I - POMPAGE NUCLEAIRE.</u>	1
I - INTRODUCTION.	1
II - REACTEUR A COEUR GAZEUX.	1
III - LASERS A POMPAGE NUCLEAIRE.	2
III.1 - Principales caractéristiques de ces lasers.	2
III.2 - Compatibilité du milieu laser et d'un milieu fissile : $UF_6$ .	5
III.3 - Le pompage nucléaire à deux milieux.	10
IV - ETUDES FONDAMENTALES : SIMULATION D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE.	12
Références du Chapitre I.	14
- <u>CHAPITRE II - PLASMAS PRODUITS PAR UN FAISCEAU D'IONS.</u>	15
I - ETUDE DU FAISCEAU.	16
I.1 - Mesure du courant de protons.	18
I.2 - Détermination de la densité de courant.	18
II - PRODUCTION DU PLASMA.	26
II.1 - Ionisation.	30
II.2 - Terme source.	32
II.3 - Excitation.	32
III - PROPRIETES GENERALES DU PLASMA.	33
IV - CINETIQUE D'UN PLASMA $Ne-N_2$ PRODUIT PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MEV,	35
IV.1 - Introduction.	35
IV.2 - Formation des ions $N_2^+$ .	38
IV.3 - Disparition des ions $N_2^+$ .	41
IV.4 - Ion prépondérant dans le plasma.	42
Références du Chapitre II.	45
- <u>CHAPITRE III - ETUDE DU PLASMA STATIONNAIRE <math>Ne-N_2</math>. FONCTION DE DISTRIBUTION. MOMENTS. ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE.</u>	46
I - <u>CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE ET DES MOMENTS ASSOCIES.</u>	46
I.1 - Principe du calcul.	46
I.2 - Moments de f.	49
I.3 - Rappel des résultats concernant le néon pur.	49
I.4 - Influence des impuretés d'azote.	50

.../...

## S O M M A I R E (suite n° 1)

	Pages
II - INFLUENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE.	54
Références du Chapitre III.	60
- <u>CHAPITRE IV - VERIFICATION EXPERIMENTALE - PLASMA STATIONNAIRE.</u>	61
I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.	62
I.1 - Faisceau de protons.	62
I.2 - Cellule d'expériences. Diagnostics.	64
II - METHODE DE MESURE DE LA DENSITE ET DE LA FREQUENCE DE COLLISION.	64
III - RESULTATS EXPERIMENTAUX EN L'ABSENCE DE CHAMP ELECTRIQUE DE CHAUFFAGE.	66
III.1 - Analyse des résultats.	75
III.2 - Comparaison théorie-expérience.	75
IV - ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE DE CHAUFFAGE.	75
IV.1 - Méthode expérimentale.	76
IV.2 - Comparaison théorie-expérience.	80
IV.3 - Effet du chauffage sur le spectre d'émission.	80
Références du Chapitre IV.	82
- <u>CHAPITRE V - ETUDE DU PLASMA PRODUIT PAR DES IMPULSIONS DE PROTONS.</u>	83
I.1 - Modèle cinétique.	84
I.2 - Equations d'équilibre.	84
I.3 - Choix des coefficients.	86
I.4 - Résolution du système d'équations.	88
I.5 - Résultats.	88
II - PRINCIPE DE LA MESURE DES DIFFERENTES POPULATIONS.	88
III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.	94
III.1 - Production des impulsions de protons.	94
III.2 - Mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision.	95
III.3 - Mesures optiques.	97
IV - ACQUISITION DES DONNEES.	97
V - RESULTATS EXPERIMENTAUX.	98
Références du Chapitre V.	107
- CONCLUSION.	108
- ANNEXES.	111

## INTRODUCTION

-----

L'étude , dont il est question ici, s'inscrit dans le thème des lasers à pompage nucléaire direct (P.N.D.), dont le but est d'utiliser les énormes énergies disponibles au coeur d'un réacteur nucléaire pour réaliser une source laser de très grande puissance. La possibilité de convertir une partie de l'activité d'un réacteur en lumière cohérente a été montrée dès 1974 aux Etats Unis, où a été réalisée, par la suite, une dizaine de lasers à P.N.D.

Ces lasers obtenus dans des conditions diverses, suivent tous un même schéma de fonctionnement en deux étapes :

- la première consiste à thermaliser les neutrons issus du réacteur et à les transformer en particules ionisantes par une réaction nucléaire appropriée;
- la deuxième est celle qui correspond à l'effet d'ionisation et d'excitation produit par ces particules sur une cible gazeuse devenant le milieu laser.

Réalisés sur des types de réacteurs variés (tant par le flux de neutrons produit que par la durée de ce flux) avec des neutrons convertis de façons diverses (particules  $\alpha$ , produits de fission lourds et légers, protons et tritons) et dans différents mélanges de gaz, ces lasers à P.N.D. ont la caractéristique commune d'un très faible rendement. Le meilleur, de ce point de vue, ne fournit en effet pas plus de 200 W pour une puissance du réacteur voisine de 100 000 MW, pour une impulsion de 100  $\mu$ s !!! Une première explication tient à la mauvaise adaptation de la géométrie du milieu laser à celle du rayonnement neutronique. Une deuxième réside dans le fait que les milieux gazeux utilisés reproduisent le plus souvent ceux des lasers "classiques" adaptés à un mode de pompage complètement différent. L'étude du milieu laser dans les conditions spécifique du pompage nucléaire est donc indispensable pour une optimisation ultérieure du fonctionnement des lasers à P.N.D. Or, ce milieu a été peu étudié :

- sur le plan théorique, seuls quelques travaux ont été menés concernant notamment le peuplement des niveaux excités et la fonction de distribution électronique [1];
- sur le plan expérimental, les travaux ont été limités, pour la plupart, à l'observation de l'effet laser, et éventuellement des spectres d'émission.

Le milieu laser est fondamentalement un plasma créé par des ions légers ou lourds de haute énergie en impulsions longues ( $\approx$  MeV,  $\lambda > 50 \mu\text{s}$ ).

Il apparaît donc naturel pour l'étudier, de le produire avec un flux d'ions, issu d'un accélérateur, c'est-à-dire avec une machine d'accès et d'emploi beaucoup plus aisés qu'un réacteur nucléaire. C'est dans cet esprit que nous avons réalisé une expérience permettant d'obtenir des conditions d'excitation et d'ionisation du milieu gazeux, comparables à celles d'une expérience sur réacteur, quoique moins intenses et qui en constituent donc une assez bonne simulation. Le faisceau de protons utilisé ( $2 \text{ MeV}$ ,  $2 \mu\text{A/cm}^2$ ) est issu d'un accélérateur Van de Graaff des Laboratoires de l'E.T.C.A. à Arcueil. Initialement continu, ce faisceau peut être haché en impulsions variables de  $1 \text{ ms}$  à  $10 \text{ ms}$  avec des temps de montée et de descente de l'ordre de  $20 \text{ ns}$ . Il frappe une cible gazeuse constituée d'un mélange  $\text{Ne-N}_2$  ( $100 : 0,01$  à  $1$ ) à une pression variant de  $30$  à  $500 \text{ torrs}$ .

L'intérêt de l'étude d'un tel mélange tient d'abord au fait qu'il est difficile de s'affranchir de l'azote résultant du dégazage des parois des enceintes. L'importance de l'azote même à l'état de traces, bien que notée par certains auteurs [2] n'a pas toujours été prise en compte par le passé. D'autre part, l'azote entre dans la composition de nombreux mélanges ayant donné lieu à un effet laser par pompage nucléaire. Le premier effet de ce type a, en effet, été observé en 1974, dans le mélange  $\text{Ne-N}_2$  [3].

Les moyens de mesure utilisés sont principalement la spectroscopie d'émission et une technique de cavité R.F. asservie, permettant la détermination de la densité et de la température électronique avec une résolution temporelle de  $0,1 \mu\text{s}$ .

Le diagnostic et la modélisation du plasma sont menés en parallèle tout au long de cette étude, car, comme cela est la règle en physique des plasmas, ils s'appuient l'un sur l'autre. Ainsi, la diminution observée de la densité électronique au cours du temps permet de mettre en évidence le rôle très important, joué par l'azote dégazé dans le néon. Le taux d'ionisation de la décharge étant voisin de  $10^{-8}$ , une proportion d'azote tout juste supérieure à cette valeur, suffit, en effet, compte tenu de la grande efficacité de la réaction de transfert d'ionisation  $\text{Ne}^+/\text{N}_2$ , pour que tous les ions présents soient des ions d'azote.

Un modèle macroscopique permet de prévoir que les ions sont de type moléculaire variable suivant la pression partielle d'azote, prévision confortée par l'observation spectroscopique. Il conduit, en déterminant un certain nombre des caractéristiques moyennes du plasma, à estimer quantitativement les processus de création et de perte des électrons et leurs échanges énergétiques. Ces données sont la base des hypothèses simplificatrices qui permettent ensuite un calcul simple de la fonction de



distribution électronique dans le domaine des basses et moyennes énergies (de 0 à quelques volts). Cette distribution se compose d'une partie maxwellienne et d'une queue à décroissance plus lente, variables avec les paramètres expérimentaux suivant des lois analytiques, qui ont été déterminées. Ces paramètres sont tout d'abord les caractéristiques du faisceau et du gaz cible (Intensité du courant de protons, pressions et composition du mélange gazeux). Ce sont aussi celles d'un champ électrique R.F. additionnel, dont on a étudié l'effet du chauffage sur la distribution électronique et l'importance sur les processus de peuplement des espèces excitées.

Enfin, la cinétique des transferts protons - Ne-N<sub>2</sub> est mise en évidence par l'étude de la phase de création et de disparition du plasma en régime impulsionnel. Les variations dans le temps des populations électroniques et ioniques sont calculées et comparées aux valeurs expérimentales résultant de mesures R.F. et spectroscopiques.

- 1 H.A. Hassan, J.E. Deese, Phys. Fluids 19, 2005 (1976)  
Phys. Fluids 20, 1586 (1977)
- 2 T.G. Miller, J.R. Williams, Proc. of 1<sup>st</sup> Int. Sym. on N.I.P. and N.P.L.  
Orsay 1978. Editions de Physique (P 229).  
Voinov et al. Sov. Phys. Tech. Phys. 27, 819 (1982).
- 3 R. De Young, W.E. Wells, G.H. Miley, J.T. Verdeyen, Appl. Phys. Lett  
30 409 (1977).



## CHAPITRE I

### POMPAGE NUCLEAIRE

#### I - INTRODUCTION

Le concept de pompage nucléaire direct (P.N.D.) est indissociable de celui de réacteur à cœur gazeux. Si le premier consiste à utiliser l'énergie disponible dans le réacteur nucléaire pour "pomper" un milieu laser, le second est à l'évidence la voie ultime du premier puisqu'elle confond le milieu fissile et le milieu laser. Dans le résumé bibliographique qui va suivre, nous incluerons donc la voie de recherche "cœur gazeux" dans ce qu'elle a de finalité commune avec le laser à pompage nucléaire. Pourtant, nous verrons qu'un certain nombre de recherches actuelles sur le pompage nucléaire s'orientent vers un schéma où les trois étapes (réaction nucléaire, stockage d'énergie, pompage) sont séparées dans l'espace ; c'est le pompage nucléaire "indirect" ou pompage à deux milieux.

#### II - REACTEUR A COEUR GAZEUX

L'idée d'utiliser un combustible gazeux dans un réacteur nucléaire remonte aux années 1950. Un tel réacteur présenterait de nombreux avantages entre autres sur le plan de la sécurité et du rendement (voir, par exemple, la comparaison entre les différents types de réacteurs de la référence [1]). Le cœur du réacteur est alors un plasma complètement ionisé d' $UF_6$  ou même d'uranium pur à très forte température ( $\geq 10\ 000$  K). Si les études sur ce sujet sont nombreuses, aucun réacteur de ce type n'a, à notre connaissance, encore fonctionné. Une des raisons en est la difficulté de contenir un gaz corrosif extrêmement chaud à haute pression.

A la fin des années 60 [2], un nouveau concept de réacteur à cœur gazeux a été formulé. Les travaux se sont développés sous l'impulsion de la N.A.S.A., la motivation première en étant la propulsion et la transmission d'énergie dans l'espace. L'idée nouvelle est d'extraire l'énergie du réacteur sous forme de rayonnement électromagnétique cohérent (Laser) et non plus à partir d'échange de chaleur. Ce modèle est très séduisant pour deux raisons. D'abord, dans ce cas, le plasma est hors de l'équilibre thermodynamique ; autrement dit, la puissance extraite du réacteur n'est plus directement liée à la température du milieu et l'on peut envisager une température du cœur "raisonnable", soit de moindres problèmes de réalisation. Ensuite, la source énergétique du pompage du laser est fournie par le milieu lui-même ; en l'occurrence, par l'énergie cinétique des produits de fission. Ceci permet donc d'envisager, pour le laser, une puissance élevée en régime stationnaire.

### III - LASERS A POMPAGE NUCLEAIRE

Le concept de laser pompé par rayonnements nucléaires a été introduit dans les années soixante par K. Thom et R.T. Schneider. On entend par pompage nucléaire la conversion directe de l'énergie cinétique des fragments de fission en rayonnement électromagnétique cohérent. La quasi totalité (90 %) de l'énergie fournie par un réacteur est emportée sous forme d'énergie cinétique par les neutrons issus de la réaction de fission. Ces neutrons thermalisés, si nécessaire, sont convertis, par une réaction nucléaire en particules ionisantes de très grande énergie qui assurent le pompage du milieu laser. Cette méthode de conversion d'énergie n'incluant aucune limitation thermodynamique on peut en attendre un rendement important et une puissance laser élevée. La "faisabilité" du pompage nucléaire direct a été mise en évidence de manière décisive en 1974. Depuis de nombreuses études ont été menées sur ce sujet en particulier aux Etats-Unis. On trouvera dans le tableau I.1 la liste des effets lasers obtenus dans des milieux gazeux excités uniquement par des produits de fission. Les sources de rayonnement neutronique sont des réacteurs "burst" ou de type pulsé dont des caractéristiques sont données à titre d'exemple dans le tableau I.2 Les différentes méthodes de conversion des neutrons en particules ionisantes sont reportées dans le tableau I.3.

#### III<sub>1</sub> - PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DE CES LASERS

- Les longueurs d'ondes obtenues se situent en majorité dans l'infra-rouge.
- L'effet laser est produit à "haute" pression (pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de torrs).
- Les puissances obtenues sont faibles et compte tenu de la puissance déposée par le réacteur, le rendement énergétique est très faible.

La "faisabilité" de tels lasers ayant été montrée, les études ont ensuite porté sur l'amélioration du rendement énergétique et l'abaissement du seuil de neutrons nécessaire à l'observation de l'effet laser. Le seuil le plus bas observé actuellement est d'environ  $5 \text{ W/cm}^3$ . Des progrès notables ont été accomplis récemment dans l'amélioration du rendement de ces lasers par augmentation du chemin optique dans le milieu amplificateur (cavité "à parcours multiple"). Ceci a permis de porter la puissance de sortie du laser He-Ar de 0,1 à 100 W, tout en diminuant le seuil de pompage d'un facteur 4 [15].

Laboratoire	Réaction	longueur d'onde en $\mu\text{m}$	Seuil du flux de neutrons $\text{n}/\text{m}^2\text{-s}$	Pression kPa	Puissance W	Processus de pompage du niveau supérieur	Réf.
NASA Langley :							
$^3\text{He-CO}$	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	5.00	$3 \times 10^{20}$	200	200	Recomb. Coll. Rad.	3
$^3\text{He-Ar}$		1.79, 1.27	$2.5 \times 10^{20}$	200	4	$\text{Ar}^+$	4
$^3\text{He-Ar}$		1.79	$1 \times 10^{20}$	300	1012	$\text{Ar}^+$	
$^3\text{He-Cl}$		1.586	$7 \times 10^{19}$	80	0.1	$\text{Cl}^+$	
$^3\text{He-Xe}$		3.508, 2.027, 3.652	$4 \times 10^{19}$	200	<10	$\text{Xe}^+$	15
$^3\text{He-Xe}$		2.63	$3 \times 10^{20}$	300	200	$\text{Xe}^+$	
$^3\text{He-Kr}$		2.19, 2.52	$1 \times 10^{21}$	26.6	0.001	$\text{Kr}^+$	
$\text{Ar-Xe}$	$^{235}\text{UF}_6(n,ff)\text{FF}$	2.65	$4 \times 10^{19}$	80	4.6	$\text{Xe}^+$	5
Sandia :							
CO	$^{235}\text{U}(n,ff)\text{FF}$	5.1-5.6	$5 \times 10^{20}$	13.3	100	Excitation des niveaux vibrationnels par impact électronique	6
Los Alamos							
Univ. de Florida :							
$^4\text{He-Xe}$	$^{235}\text{U}(n,ff)\text{FF}$	3.51	$5 \times 10^{17}$	26.6	0.01		
$^3\text{He-Xe}$	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	2.027, 3.5, 3.65	$3 \times 10^{20}$	77	0.5	Rec. coll. rad. de $\text{Xe}^+$	
$^3\text{He-Ne}$	$^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$	0.6328	$2 \times 10^{15}$	40	0.00001	Transfert d'énergie He/Ne	7
$\text{He-N}_2\text{-CO}_2$	Transfert	10.6		1.1, 0.53	100		

..../....

TABLEAU I.1 - LASERS A POMPAGE NUCLEAIRE.



Laboratoire	Réaction	Longueur d'onde en $\mu\text{m}$	Seuil du flux de neutrons $\text{n/m}^2\text{-s}$	Pression kPa	Puissance	Processus de pompage du niveau supérieur	Réf.
Univ. d'Illinois: $\text{Ne-N}_2$ $^4\text{He-Hg}$ $^4\text{He-CO}$ $^4\text{He-CO}_2$	$^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	0.863, 0.939 0.615 1.45 1.45	$1 \times 10^{19}$ $1 \times 10^{20}$ $4 \times 10^{18}$ $4 \times 10^{18}$	20 80 6.7-80 6.7-80	0.001 0.001	Recomb.coll.rad. de $\text{N}^+$ Transfert de charge $\text{He}^+/\text{Hg}$ Recomb.coll.rad.de $\text{C}^+$	27
U.R.S.S. :							
$^4\text{He-Ar}$ $^4\text{He-Xe}$ $^4\text{He-Kr}$ $^3\text{He-Cd}$ $\text{He-Kr}$	$^{235}\text{U}(n,ff)\text{FF}$  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$ $^{233}\text{U}(n,ff)\text{FF}$	2.397, 1.19, 1.15 2.63, 2.48 2.52 0.5337, 0.5378 3.07, 2.52, 1.78	$1 \times 10^{20}$ $1 \times 10^{19}$ $1 \times 10^{19}$ $3 \times 10^{18}$ $1.7 \times 10^{20}$	200 400-500 100 53 200	30 2000 10 0.1 110	$\text{Ar}^+$ Rec.coll.rad.de $\text{Xe}^+, \text{Xe}_2^+$ $\text{Kr}^+$ Transf.de charge $\text{He}^+/\text{cd}$ Recomb.de $\text{Kr}^+$ et $\text{Kr}_2^+$	8 9 9 10 32

TABLEAU I.1 (suite) -

	1 TRIGA	2 "Fast Burst"
type de neutrons	thermiques	rapides
durée de l'impulsion	≈ 10 msec	≈ 50 μsec
flux de neutrons	~5x10 <sup>15</sup> n/cm <sup>2</sup> -sec	~10 <sup>18</sup> n/cm <sup>2</sup> -sec
énergie/impulsion	~30 MW-sec	~3 MW-sec

TABLEAU I.2 - Types de réacteurs nucléaires.

Réaction nucléaire	Energie des particules (MeV)	Type de laser
$U^{235} + n \rightarrow FF + ff^{(*)}$	FF : 97 ff : 65	<p>①</p> <p>Modérateur Tube laser <sup>235</sup>U gaz Miroir</p>
$^{10}B + n \rightarrow \alpha + ^7Li$	$\alpha$ : 1,46 $^7Li$ : 0,84	<p>②</p> <p>Modérateur Tube laser <sup>10</sup>B gaz Miroir</p>
$^3He + n \rightarrow p + T$	p : 0,57 T : 0,19	<p>③</p> <p>Modérateur Tube laser <sup>3</sup>He + gaz Miroir</p>

TABLEAU I.3 - Types de lasers à P.N.D.

(\*) FF et ff = produits de fission respectivement lourds et légers.



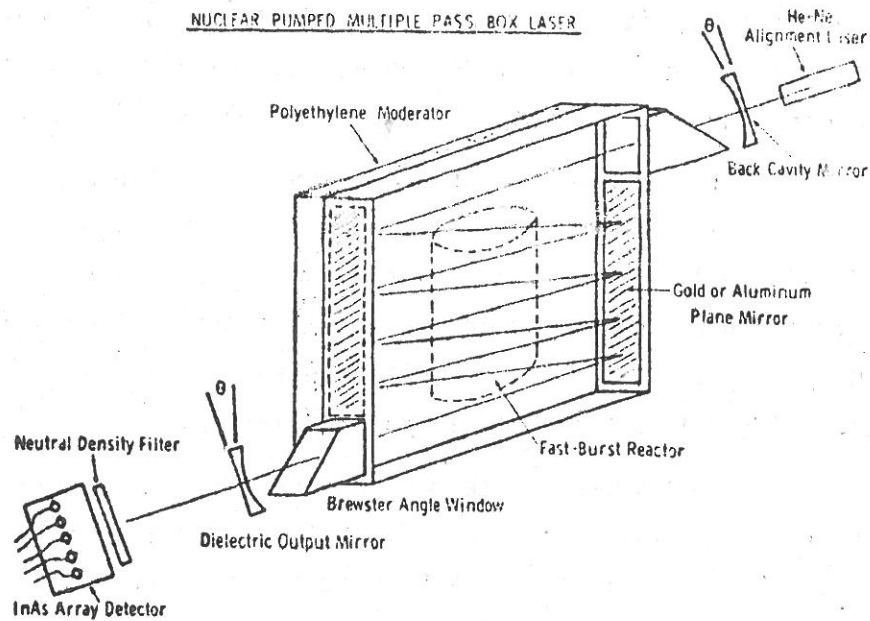


Fig. I.1 d'après [10]

Le dispositif de la fig.I.1 a permis d'obtenir une puissance de sortie de 200 Watts dans le cas du laser  $^3\text{He-CO}$ , à la température de l'azote liquide, et pour un seuil de neutrons thermiques de  $3 \cdot 10^{16} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$ . Optimisant la cavité et opérant à haute pression on espère obtenir des puissances de l'ordre du kilowatt [16].

Ces résultats sont les meilleurs actuellement publiés mais il est probable que ces études se poursuivent et sont classifiées.

### III<sub>2</sub> - COMPATIBILITE DU MILIEU LASER ET D'UN MILIEU FISSILE : UF<sub>6</sub>

Parallèlement des recherches ont été menées en vue de la réalisation d'un laser à base d'UF<sub>6</sub>. En effet comme il a été dit précédemment, l'énergie de la fission dans un réacteur est presque entièrement transformée en énergie cinétique des fragments de fission. Il apparaît donc souhaitable que le milieu laser soit confondu avec le milieu fissile ou puisse être mélangé à un milieu gazeux dans une même cavité laser-réactant. Le meilleur candidat pour ce faire semble être le gaz UF<sub>6</sub>. Aussi, dans ce but, des essais prélimi-

naires ont consisté à tester la compatibilité de  $UF_6$  et des mélanges ayant déjà lasé. On constate alors que l'ajout à ces mélanges de  $UF_6$  en faible concentration provoque une quasi-annulation du niveau de sortie du laser ; plus généralement, l'addition de faibles quantités d' $UF_6$  dans ces mélanges induit un "quenching" pratiquement général de toutes les transitions optiques observées. L'ensemble des résultats de ces essais est résumé dans le tableau I.4.

Il faut également tenir compte de l'absorption de la lumière laser, due à  $UF_6$ , laquelle dépend de la pression partielle d' $UF_6$  et de la longueur d'onde du laser. La section efficace d'absorption de  $UF_6$  est connue pour être importante dans le proche U.V. Sa variation en fonction de la longueur d'onde dans ce domaine est représentée sur la figure I.2 ainsi que la situation d'un certain nombre de systèmes lasers.

La compatibilité optique avec  $UF_6$  est donc l'un des premiers critères de choix d'un milieu laser. Ce critère permet de retenir des systèmes tels que  $N_2$ ,  $XeF$ ,  $I_2$  et d'écarter  $KrF$  ou  $Xe Br$ , si l'on veut que la proportion d' $UF_6$  dans le combustible soit suffisamment importante pour entretenir un fonctionnement en régime permanent du réacteur. Cette présence d' $UF_6$  dans le mélange implique celle de produits de décomposition tels que  $F$ , bien connu pour sa grande affinité électronique. Cela amène à rejeter un schéma de pompage du laser où la recombinaison électronique jouerait un grand rôle. En effet en présence de  $F$ , de nombreux électrons seraient perdus par attachement électronique ce qui diminuerait l'efficacité du pompage. Malheureusement, c'est ce processus de recombinaison collisionnelle radiative qui est à la base de la plupart des pompes nucléaires déjà réalisés, en particulier dans les mélanges  $^3He$ -gaz rares.

Le modèle de réacteur à coeur gazeux le plus élaboré décrit en détail à la réf. [17] propose un mélange  $UF_6$ -He-Xe. Ce choix résulte de nombreuses études portant sur l'excitation nucléaire des excimères de  $XeF$  et  $Xe_2$ , résumées dans le tableau I.5.

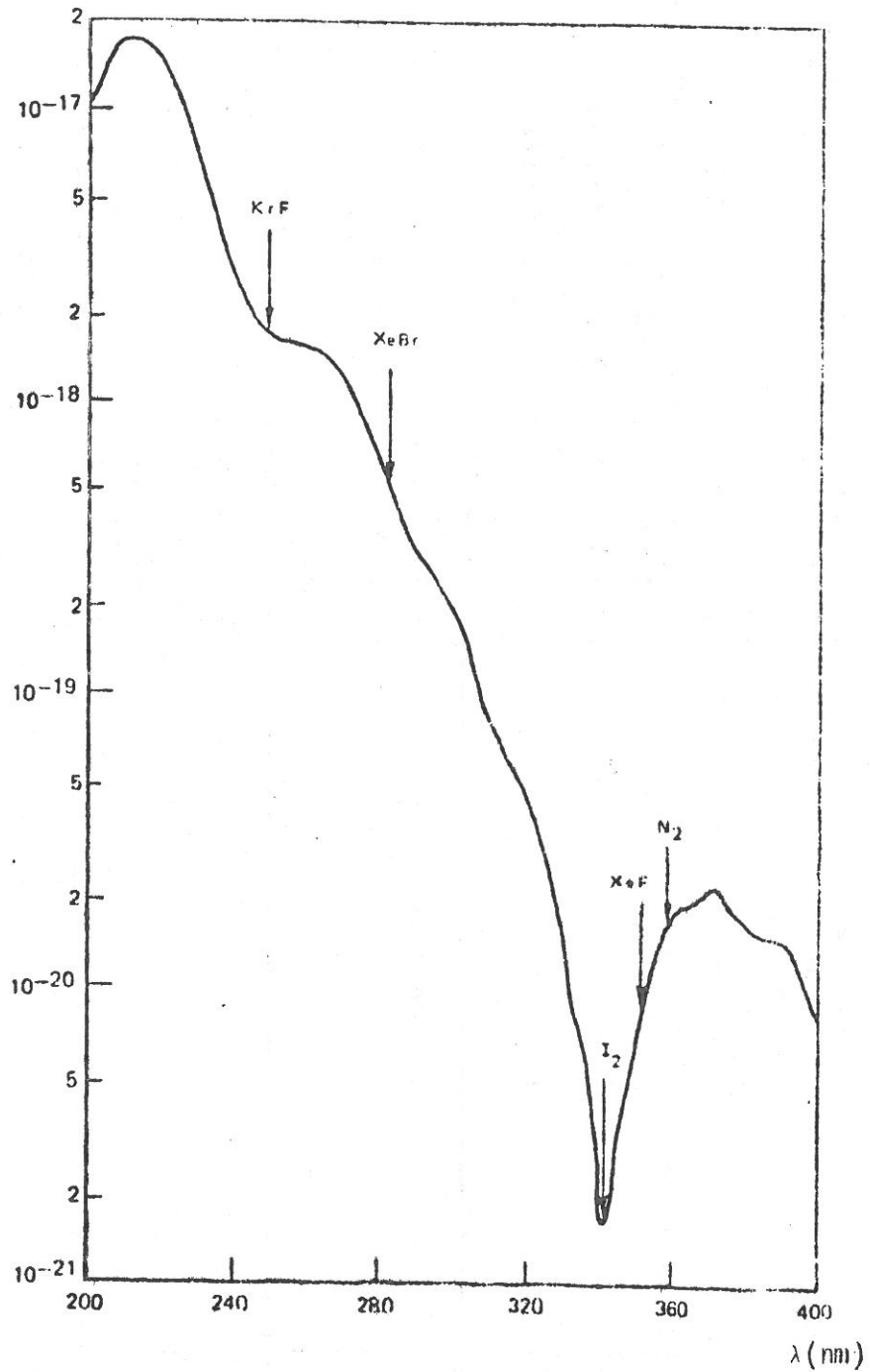
La très forte production de  $Xe_2^*$  lors de l'irradiation a suggéré un type de pompage indirect, qui consiste à utiliser le rayonnement de fluorescence induit comme source d'énergie pour l'excitation du milieu laser. Cette voie appelée pompage nucléaire indirect, ou pompage à deux milieux est actuellement la plus étudiée.

Mélange étudié	Pourcentage UF <sub>6</sub>	Domaine de longueur d'onde (Å) observée	Pression totale	"Quenching" d'U à UF <sub>6</sub>	Référence	Mode d'excitation
UF <sub>6</sub> -Ar-N <sub>2</sub>	0/10 %	2200/8000	1 atm	- très important pour toutes les transitions de N <sub>2</sub> <sup>+</sup> , N <sub>2</sub> <sup>+</sup> - moins sévère pour ArI, ArII - total : aucune transition observée	30	UO <sub>2</sub> en surface + UF <sub>6</sub> volumique
UF <sub>6</sub>	"	"	"		"	
UF <sub>6</sub> -Ar comparé à <sup>3</sup> He-Ar	10 %	3000/8000	600 Torr	- important mais observation des transitions de ArI (rôle important de N <sub>2</sub> en impureté)	29	UF <sub>6</sub> vol et <sup>3</sup> He vol
UF <sub>6</sub> - <sup>4</sup> He	10 % 100 %		600 Torr 60 Torr	- important - total : aucune transition observée (rôle important de N <sub>2</sub> )	"	UF <sub>6</sub> vol
He-N <sub>2</sub> -UF <sub>6</sub>	0,25 %	3914 et 4278	400 Torr	- dans un facteur 1/2 pour ces 2 transitions de N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	31	p (2 MeV) (faisceau)

TABLEAU I.4 - Effet d'une introduction d'UF<sub>6</sub> sur les spectres d'émission.

Figure I.2

Section efficace d'absorption ( $\text{cm}^2$ ).



Variation de la section efficace d'absorption de  $\text{UF}_6$  en fonction de la longueur d'onde.

Mode d'excitation	Pression totale	Composition du mélange gazeux	Dépôt énergétique	Observations	Référence	Laboratoire
Réacteur "fast burst" $^{10}\text{B}[\text{n},\alpha]^{7}\text{Li}$	300 torrs	Ar/Xe/NF <sub>3</sub>	5 W cm <sup>-3</sup>	amplification à 351 nm	27	Université Illinois
Faisceau protons 200 keV 10 A/cm <sup>2</sup> (50 ns)	1 atm	Ar/Xe/NF <sub>3</sub>	1 MW cm <sup>-3</sup>	laser - rendement 351 nm 1 %	28	Naval Research Laboratory Washington
Réacteur "fast burst" $^3\text{He}[\text{n},\text{p}]\text{T}$	2 atm	He <sup>3</sup> /Xe/NF <sub>3</sub>	?	pas d'émission	29	NASA Langley
Réacteur faible puissance $^3\text{He}[\text{n},\text{p}]\text{T}$ $\phi = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	1 atm	He/Xe He/Xe/NF <sub>3</sub> He/Xe/NF <sub>3</sub> /UF <sub>6</sub>	< 1 W	Xe <sub>2</sub> <sup>*</sup> (172 nm) XeF <sub>2</sub> <sup>*</sup> (351 nm) pas d'émission	11	Université de Floride

TABLEAU I.5 - Excitation nucléaire des excimères XeF, Xe<sub>2</sub>.

### III<sub>3</sub> - POMPAGE NUCLEAIRE A DEUX MILIEUX : P.N.D.M.

Comme il vient d'être dit le P.N.D.M. consiste à séparer le milieu irradié du milieu laser, le premier servant de source d'énergie photonique pour pomper le second. L'avantage principal de ce système est à l'évidence de permettre les optimisations indépendantes des processus d'excitation et de relaxation.

Il est commode, afin de caractériser le système des deux milieux, de considérer deux paramètres.

Le premier est le rendement de stockage nucléaire,  $\eta_N$ , défini comme le rapport entre l'énergie des particules chargées et l'énergie nucléaire totale. Le deuxième est l'intensité de saturation,  $I_s$ , définie comme l'intensité nécessaire pour saturer la transition.

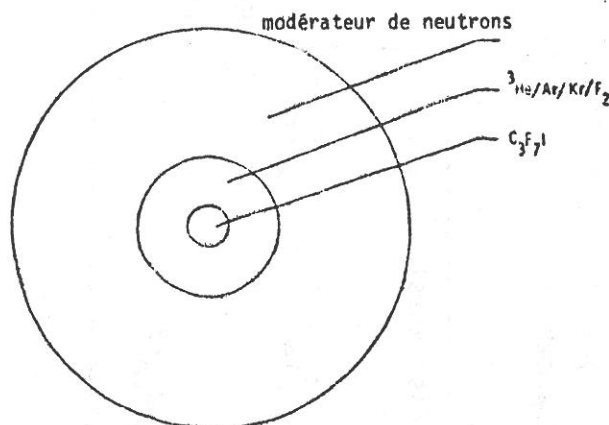
Un système idéal sera celui pour lequel le premier milieu, stockant l'énergie, a un fort rendement de pompage, et le second milieu, le milieu laser, une faible intensité de saturation.

Sur la base de ces critères, trois systèmes ont été étudiés.

#### a) Le premier est la lampe flash nucléaire

Dans ce modèle le rayonnement de fluorescence à 282 nm de  $\text{XeBr}^*$  obtenu par excitation nucléaire sert à pomper un laser à iode à 1,315  $\mu\text{m}$ . Il s'agit d'un modèle développé à l'Université de Floride [18].

Une expérience réalisée auprès d'un réacteur "burst" selon le principe de la figure ci-après a permis d'observer un effet laser [19].



La cellule interne contient le gaz destiné à laser ( $\text{CF}_3\text{I}$ ,  $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ ,  $\text{C}_4\text{F}_9\text{I} \dots$ ) et est entourée d'une deuxième cellule jouant le rôle de "lampe-flash". Toutefois il est à noter que l'excitation de la cellule externe était en partie électrique.



b) Le second système étudié est le laser à transfert d'excitation  $O_2 (^1\Delta)$ /Iode

Dans le cas de l'excitation nucléaire la production de  $O_2 (^1\Delta)$  se fait par les électrons secondaires obtenus lors de la dégradation en énergie des particules chargées lourdes issues des réactions nucléaires. Le transfert d'excitation de  $O_2 (^1\Delta)$  sur  $I (^2P_{1/2})$  passe par une réaction chimique.

Il a été estimé [20] que pour obtenir une inversion de population dans l'iode une concentration  $[O_2 (^1\Delta)]/[O_2]$  d'au moins 17 % était nécessaire. Parallèlement une observation in-situ de  $O_2 (^1\Delta)$  dans un mélange Ar- $O_2$  a eu lieu durant un tir du réacteur Triga à l'Université d'Illinois. La concentration de  $O_2 (^1\Delta)$  au cours de cette expérience n'a pas été évaluée [21].

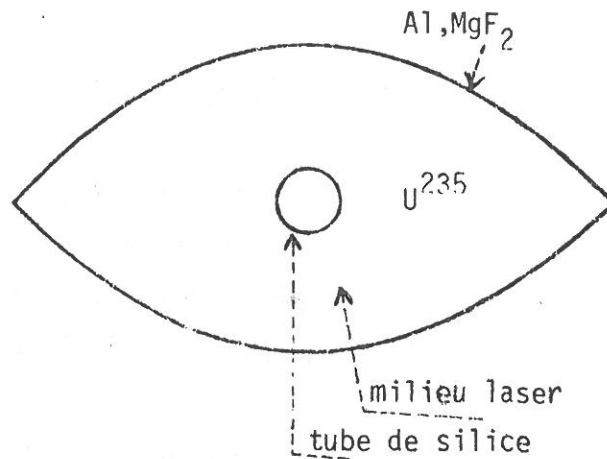
c) Le troisième milieu étudié est le laser  $N_2/CO_2/He$  à flux de gaz

Le pompage électrique de  $CO_2$  est très efficace, mais le rendement du pompage nucléaire est faible car on peuple de cette manière aussi bien le niveau de départ que le niveau d'arrivée de la transition laser. Une manière d'augmenter le rendement d'un tel laser est d'exciter l'azote par les particules nucléaires dans une région séparée de la cavité laser où il est ensuite mélangé au flux gazeux  $CO_2/He$ . Au cours d'une expérience réalisée à l'Université de Floride, une puissance de 100 W a été obtenue pour des pressions de 4 à 8 torrs dans un mélange 1:3:8 de  $CO_2:N_2:He$  avec un flux de neutrons de  $5 \cdot 10^{16}/cm^2 \cdot s$  issus d'un réacteur "fast-burst" [22].

Un modèle analytique a été développé à l'Université d'Alabama par J.J. Dearth [23] et à l'Université d'Urbana par D. Burlet [24] qui cherche par ailleurs à confirmer les résultats expérimentaux obtenus.

d) Une nouvelle approche du pompage à 2 milieux a été proposée par Boody et Prélas [25]

La fluorescence du premier milieu  $Xe Br^*$ ,  $Xe F^*$ ,  $Hg Br^*$ ,  $Hg Cl^*$  serait focalisée en vue d'augmenter la densité d'énergie dans le milieu laser pompé par photolyse. Un tel système de pompage nucléaire à focalisation d'énergie pourrait être constitué par 2 réflecteurs paraboliques en aluminium recouverts de  $Mg F_2$ . La lumière UV de fluorescence obtenue par excitation nucléaire serait focalisée sur un tube de silice central contenant le milieu laser. La source de pompage proposée est une "poussière" d' $U^{235}$  dont les avantages sont :



d'après [25]

- une absorption optique plus faible d' $UF_6$  gazeux ;
- la possibilité de focalisation de la lumière interdite par les revêtements d'U ;
- la possibilité de fonctionnement en régime critique permettant de s'affranchir d'une source extérieure de neutrons.

#### IV - ETUDES FONDAMENTALES. SIMULATION D'UN PLASMA D'ORIGINE NUCLEAIRE

Les expériences réalisées auprès de réacteurs ont surtout consisté à mettre en évidence un effet laser et à observer les spectres d'émission. Mais des études fondamentales, mis à part leur intérêt intrinsèque, sont nécessaires, car l'abaissement des seuils et l'augmentation des rendements laser passent par une meilleure compréhension des processus mis en jeu et des mécanismes de pompage. Ces études sont difficiles à entreprendre in situ étant donné les difficultés d'accès aux réacteurs nucléaires et la faible répétitivité des tirs.

Les neutrons issus du réacteur nucléaire sont d'abord convertis en particules chargées,  $\alpha$ , p, T, et fragments de fission dont les énergies de l'ordre de quelques MeV sont comparables à celles des ions fournis par des accélérateurs. Il est donc naturel d'utiliser de tels ions comme source d'excitation et d'ionisation en vue de créer des plasmas qui constituent une bonne simulation des plasmas "de réacteurs" et ceci dans des conditions beaucoup plus favorables à l'expérimentation. On dispose alors d'une grande variété de puissance selon les types de faisceaux d'ions qui peuvent être :

- soit des faisceaux de protons de très grande intensité ( $I \approx 10 \text{ A/cm}^2$ ) en impulsions courtes ( $\leq 50 \text{ ns}$ ). Ce type d'expériences est très voisin de celles utilisant des faisceaux d'électrons pour, par exemple, le



pompage des lasers à excimère. Une équipe de l'Université Cornell a obtenu un effet laser dans un mélange Ar/N<sub>2</sub> en utilisant un tel faisceau de protons [26] ;

- soit des faisceaux de faible intensité issus d'accélérateurs fonctionnant en régime continu (type Van de Graaff) ou en régime pulsé. Ces machines sont d'emploi souple, accessibles pendant des temps plus longs qu'un réacteur, par contre, la puissance disponible se situe en dessous du seuil nécessaire à l'obtention d'un effet laser. Ce type d'expériences doit donc être considéré comme complémentaire de celles menées auprès de réacteurs ;

C'est pourquoi notre équipe parallèlement à une expérience d'irradiation de cellule gazeuse conduite auprès du réacteur "fast-burst" "Caliban" (C.E.A. Valduc) dont le résultat est donné à l'annexe 1, a entrepris une étude des plasmas produits par des faisceaux de particules, utilisant les machines disponibles dans la région parisienne : Saturne, Saclay, Van de Graaff, I.P.N. d'Orsay et Van de Graaff de l'E.T.C.A., Arcueil ; étude dont nous allons présenter le bilan.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [1] "Réacteurs d'avant hier et d'après demain" ; RGN n° 3 (1979).
- [2] K. THOM. AIAA Journal, 10, n° 4 (Avril 1972).
- [3] N.W. JALUFKA, F. HOHL. Appl. Phys. Lett. 39, 139 (1981).
- [4] R.J. de YOUNG. Appl. Phys. Lett. 38, 297 (1981).
- [5] R.J. de YOUNG, Y.J. SHIU, M.D. WILLIAMS. Appl. Phys. Lett. 37, 679 (1980).
- [6] D.A. Mc ARTHUR, P.B. TOLLESFRUD. APL, 26, 187 (1975).
- [7] R.T. SCHNEIDER. Rapport NASA (NGL 10.005.089 et NSG 7299).
- [8] A.M. VOINOV et al. Sov. Tech. Phys. Lett. 5, 171 (1979).
- [9] A.M. VOINOV et al. Sov. Phys. Doklady, 24, 189 (1979).
- [10] A.I. MIS'KEVICH et al. Sov. Tech. Phys. Lett., 6, 352 (1980).
- [11] R.A. WALTERS, J.D. COX, R.T. SCHNEIDER. Université de Floride. Rapport technique (1979) "UV Diagnostics of charged particle excited gases".
- [12] R.J. de YOUNG, W.E. WELLS, G.H. MILEY and J.T. VERDEYEN. Appl. Phys. Lett. 28, 519 (1976).
- [13] R.J. de YOUNG, W.E. WELLS, J.T. VERDEYEN and G.H. MILEY. Conference on Laser Engineering and Applications, Washington, D.C., (1975).
- [14] M.A. PRELAS, M.A. ACKERMAN, F.P. BOODY and G.H. MILEY. App. Phys. Lett. 31, 428 (1977).
- [15] F. HOHL et al. 1st Int. Symp. on N.I.P. and N.P.L. Orsay (1978).
- [16] N.W. JALUFKA, F. HOHL. I.E.E.E. (1980) p. 131.
- [17] R.J. RODGERS. Rapport N.A.S.A., 3128 (1979).
- [18] J.D. COX, R.A. WALTERS, R.T. SCHNEIDER. I.E.E.E. Int. Conf. 3C1 (1982).
- [19] G.R. RUSSELL. Proc. of "N.P.L." N.A.S.A. Conf. Public. 2107 (1979).
- [20] M.S. ZEDIKER, T.R. DOOLING, G.H. MILEY. I.E.E.E. Int. Conf. 6B9 (1981).
- [21] M. ZEDIKER, G.H. MILEY. I.E.E.E. Int. Conf. 3C3 (1981).
- [22] M.J. ROWE, R.H. LIANG, R.T. SCHNEIDER. I.E.E.E. Int. Conf. 6B6-7 (1981).
- [23] J.J. DEARTH. I.E.E.E. Int. Conf. 6B8 (1981).
- [24] D. BURLET, G.H. MILEY. I.E.E.E. Int. Conf. 3C10 (1982).
- [25] F.P. BOODY. I.E.E.E. Int. Conf. 3C-5-6 (1982).
- [26] L.G. WILEY, D.A. HAMMER. I.E.E.E. Int. Conf. 1I3 (1980).
- [27] G.H. MILEY. 1st Int. Symp. on NIP and NPL. Orsay (1978).
- [28] J.G. EDÉN et al. APL, 35, 2 (Juillet 1979).
- [29] R.J. de YOUNG, M.D. WILLIAMS. 1st Int. Symp. on NIP and NPL. Orsay (1978).
- [30] R.T. SCHNEIDER. Proc. of "Partially Ionized and Uranium Plasmas". Princeton (1976) NASA ed.
- [31] T.G. MILLER, J.P. WILLIAMS, M.J. HONAHAN. 1st. Internat. Symp. on NIP and NPL. Orsay (1978).
- [32] VOINOV et al. Sov. Phys. Tech. Phys. 27, 819 (1982).

## CHAPITRE II

### PLASMAS PRODUITS PAR UN FAISCEAU D'IONS

Le programme d'étude de plasmas produits par un faisceau d'ions a débuté en 1976 par une expérience préliminaire implantée à Saclay auprès de l'injecteur du synchrotron Saturne. Par suite de l'arrêt de Saturne I, une première expérience s'est déroulée en 1977, à Orsay, auprès du Van de Graaff de l'I.P.N. Elle a permis la mise au point de différents diagnostics, les uns ayant pour but l'étude du faisceau d'ions ceci en vue de caractériser le mode de production du plasma ; les autres étant destinés à l'analyse du plasma (mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision). Ces méthodes de mesure ont été appliquées à l'étude d'un plasma de néon produit par un faisceau d'ions  $^{12}\text{C}^{5+}$  de 55 MeV, ayant une intensité de 500 nA.

Le choix du néon comme gaz cible a été motivé par un certain nombre de propriétés intéressantes dont les deux principales sont :

- une bonne transparence optique en particulier pour ce qui concerne les rayonnements U.V. Le néon est utilisé comme diluant dans certains lasers à excimères ;
- une faible réactivité ce qui en fait un bon gaz porteur, utilisé pour transférer de l'énergie à une espèce donnant lieu à un effet laser.

L'expérience s'est poursuivie à partir de 1978 à l'E.T.C.A. à Arcueil auprès d'un accélérateur de type Van de Graaff délivrant un faisceau de protons de 2 MeV et d'intensité maximale 5  $\mu\text{A}$ , par l'étude d'un plasma de néon contenant des impuretés d'azote.

Une telle étude présente un grand intérêt lié à l'importance de l'azote. Cette importance tient d'abord au fait qu'il est difficile de s'affranchir de l'azote résultant du dégazage des parois des enceintes. Elle provient surtout de ce que l'azote entre dans la composition de nombreux mélanges ayant donné lieu à un effet laser, par pompage nucléaire.

Le premier effet laser de ce type a été observé en 1975 dans le mélange  $\text{Ne-N}_2$  irradié par le réacteur TRIGA. Il a été observé deux transitions laser principales à 862,9 et 939,3 nm qui sont des transitions de l'azote atomique. Or compte tenu des conditions expérimentales, il n'a jamais été

possible de donner un schéma satisfaisant de la cinétique des processus. D'où l'intérêt d'une étude détaillée d'un tel mélange.

D'autre part nous avons déjà cité l'effet laser obtenu dans le mélange Ar-N<sub>2</sub> excité par un faisceau pulsé de protons dont l'énergie varie de 0,1 à 1 MeV ( $I > 1,5 \text{ A/cm}^2$ ), (longueur des impulsions 10 à 60 ns). On observe trois raies lasers à 337,1 ; 357,7 et 380,5 nm (correspondant aux transitions  $N_2^* (C, v''=0) \rightarrow N_2^* (B, v''= 0,1,2)$ ), qui apparaissent pour une énergie minimale déposée de  $1,3 \text{ MW/cm}^3$  et à des pressions de plusieurs centaines de torrs.

On peut enfin rappeler l'importance de l'azote excité vibrationnellement dans le transfert d'énergie mis en jeu dans le mécanisme de pompage du laser CO<sub>2</sub> à flux gazeux (cf. chapitre I § III.3).

Nous avons donc procédé à une étude détaillée du plasma créé par un faisceau de protons de 2 MeV dans un mélange Ne-N<sub>2</sub> à forte pression (de 30 à 300 torrs). Cette étude a d'abord été effectuée en régime stationnaire pour caractériser la fonction de distribution électronique dont la connaissance est un préalable indispensable à la compréhension des processus mis en jeu, puis en régime pulsé pour préciser la connaissance des mécanismes faisant intervenir des espèces excitées ou ionisées.

## I - ETUDE DU FAISCEAU

Le plasma est créé par un faisceau de protons de 2 MeV issus d'un générateur de Van de Graaff. La ligne d'accélération à une pression de l'ordre de  $10^{-4}$  torr est séparée de l'enceinte contenant le plasma par une fenêtre de Havar épaisse de  $2,5 \mu\text{m}^{(1)}$ . La ligne d'accélération est équipée d'un dispositif de mesure du courant de protons et d'un système de visualisation du faisceau par sondes tournantes (fig.II.1).

La caractérisation du plasma créé par un faisceau de particules chargées nécessite la connaissance de plusieurs paramètres de ce faisceau :

- l'énergie initiale  $E$  des ions ;
- la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  des ions par unité de longueur ;
- l'intensité du faisceau ;
- la densité de courant  $j$  dans le faisceau, laquelle dépend

des conditions d'injection du faisceau, de la nature et de l'épaisseur de la fenêtre séparant la ligne d'accélération de l'enceinte, de la nature et de la pression du gaz dans l'enceinte.

---

<sup>(1)</sup> voir description au chapitre IV.

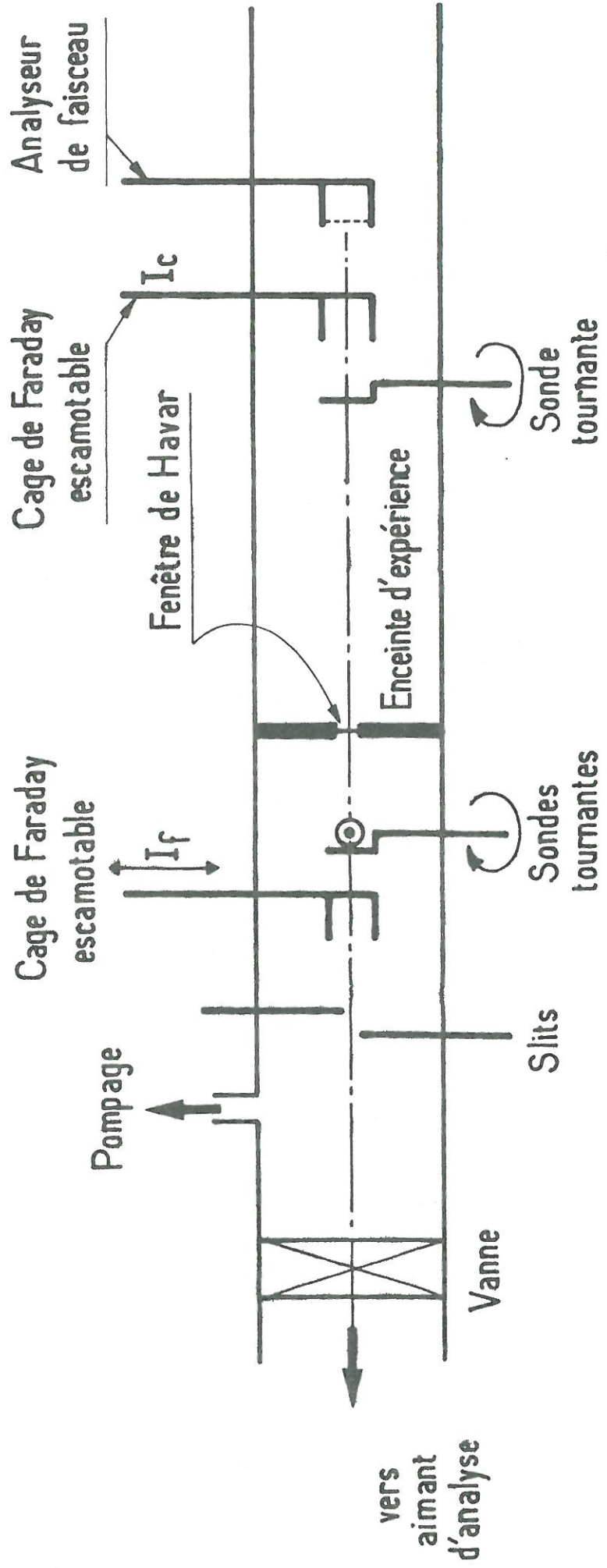


FIG.II.1 - Implantation des dispositifs d'analyse du courant de protons.

Ceci nous a donc conduits dans un premier temps à procéder à un certain nombre de mesures destinées à caractériser le faisceau de protons, dans l'enceinte d'expérience : mesure du courant de protons et de la divergence du faisceau, en vue de déterminer la densité de courant de protons.

### I<sub>1</sub> - MESURE DU COURANT DE PROTONS

La cage de Faraday escamotable située dans la ligne d'accélération donne accès à la valeur du courant de protons  $I_f$  en amont de la fenêtre.

Une autre cage de Faraday implantée côté enceinte permet la mesure du courant  $I_c$  de protons en aval de la fenêtre et dans le vide.

Sauf pour des valeurs de courant très faibles le courant de protons dans l'enceinte est une fonction linéaire du courant dans la ligne d'accélération, la pente de la droite dépendant des conditions de focalisation du faisceau. Il est donc nécessaire de tracer une courbe de correspondance entre  $I_c$  et  $I_f$  chaque fois que l'on modifie la focalisation.

La figure II.2 montre une telle courbe et permet de constater que lorsque le courant de protons varie à la sortie de l'aimant de déflexion entre 0 et 5  $\mu$ A, le courant recueilli dans l'enceinte à 60 cm de la fenêtre de Havar varie de 0 à 1  $\mu$ A environ.

### I<sub>2</sub> - DETERMINATION DE LA DENSITE DE COURANT

#### a) Mesure du profil du faisceau dans le vide :

Cette mesure est effectuée à l'aide d'une sonde tournante constituée par un fil de tungstène de 0,5 mm de diamètre qui tourne d'un mouvement uniforme de fréquence 5 Hz autour d'un axe  $O'y$  perpendiculaire à l'axe de propagation du faisceau.

La distance entre l'axe  $O'y$  et la sonde est de  $R = 13$  mm. Cette distance tout comme la longueur de la sonde doit être supérieure au rayon du faisceau (cf. figures II.3.a,b,c).

Les charges collectées par la sonde quand elle rencontre les particules du faisceau sont recueillies sur une résistance. Après amplification, le signal,  $u$ , est envoyé sur l'entrée Y d'un oscilloscope.

$I_c$  (nA)

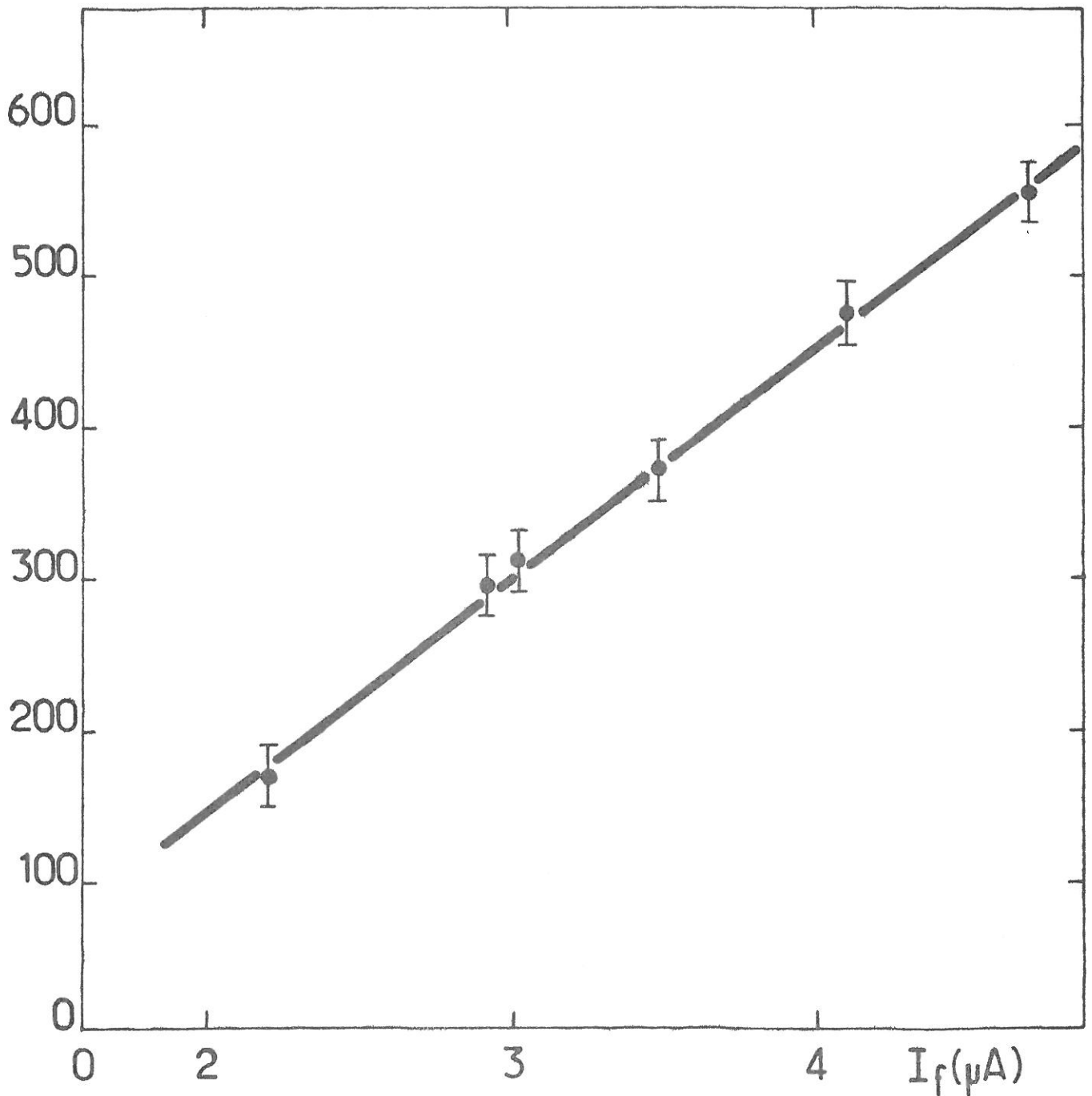


FIG.II.2 - Exemple de courbe de correspondance entre le courant  $I_c$  mesuré dans l'enceinte d'expérience et le courant  $I_f$  mesuré dans la ligne d'accélération.

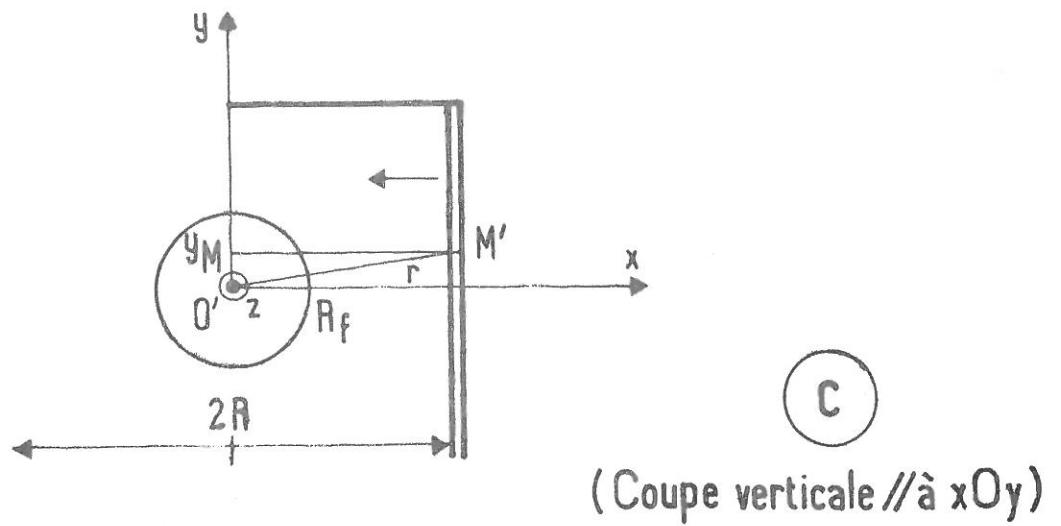
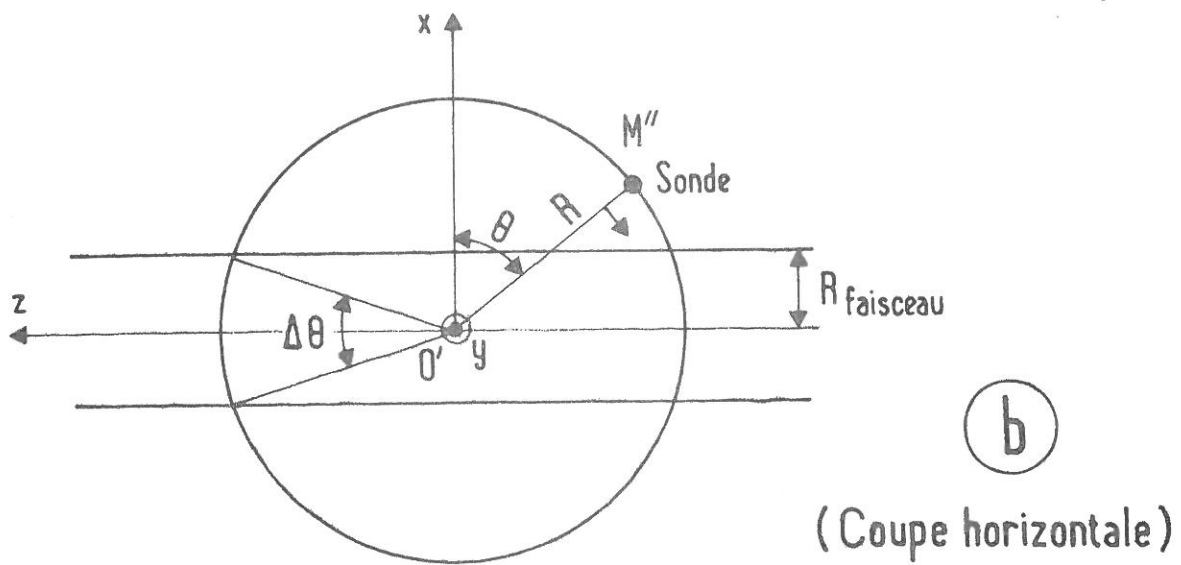
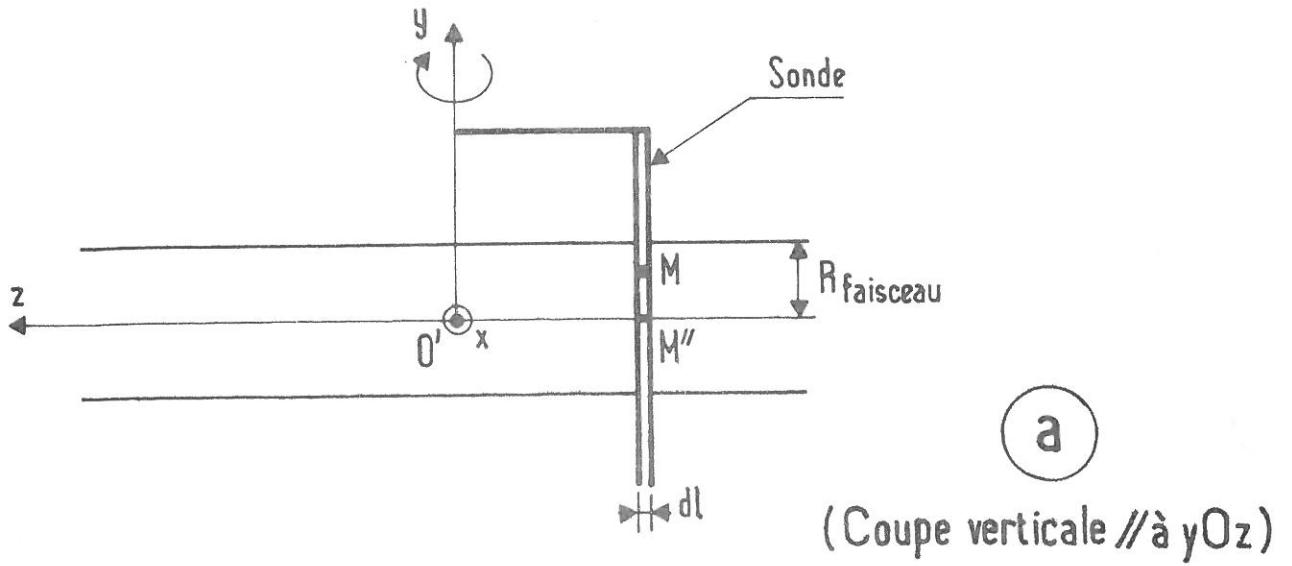


FIG.II.3 - Schémas de fonctionnement de la sonde tournante.



Soit un point M de la sonde situé en  $y = y_M$  et M' la projection de ce point sur  $xO'y$ , telle que  $O'M' = r$  (Figure II.3.c). Le mouvement au cours du temps de M' indique la période pendant laquelle le point M est situé dans le faisceau : ceci se produit quand  $r$  est plus petit que  $R_f$ . Soit enfin M'' la projection de M sur  $xO'z$  et  $\theta$  l'angle  $(O'x, O'M'')$  (Fig. II.3.b). Le mouvement de M' est alors décrit par :

$$\left\{ \begin{array}{l} x_{M'} = x_{M''} = R \sin \theta \\ y_{M'} = y_M = \text{cste.} \end{array} \right.$$

Pendant une période, M, va traverser deux fois le faisceau et une tranche de la sonde de largeur  $dx$  et de hauteur  $dy$ , située autour de  $y_M$  produit un signal :

$$du = A j(r) dx dy \quad (\text{où } A \text{ est une constante})$$

Il faut ajouter la contribution des autres points de la sonde. A l'instant où  $x_{M'} = R \sin \theta$ , les points de la sonde qui sont dans le faisceau ont comme ordonnée  $y$  tel que

$$|y| < \frac{\sqrt{r_f^2 - R^2 \sin^2 \theta}}{\sqrt{(r_f^2) - x^2}}$$

$$\text{Donc : } u(x) = 2A \int_0^{\sqrt{(r_f^2) - x^2}} j(r) dx dy \quad \text{où } x = R \sin \theta$$

C'est la variation de  $u$  avec  $t$  et non avec  $x$  qui est enregistrée. Comme  $\theta = \omega t$ , on peut obtenir  $u(\theta)$  à partir de  $u(t)$ , puis éventuellement  $u(x)$ . Celle-ci présente deux pics correspondant aux deux passages de la sonde à l'intérieur du faisceau, le signal redevenant nul quand la sonde est à l'extérieur. Si le faisceau est bien centré sur  $Oz$ , les maximums de ces deux pics sont séparés de  $180^\circ$  ; la largeur des pics indique le diamètre du faisceau s'il est bien cylindrique et dans tous les cas, sa plus grande dimension selon  $O'x$ .

Si la densité de courant,  $j$ , est bien de la forme  $j = j(r)$ , on détermine la loi de variation de  $j$  avec  $r$  en effectuant une transformation d'Abel sur  $u(x)$ .

#### b) Résultats

La sonde, installée en  $z = 19$  cm, était verticale et explorait donc le faisceau selon  $O'x$ . Le signal  $u(\theta)$  présente deux pics, quasi

identiques, de largeur  $\Delta\theta = 47^\circ$  (ces pics sont montrés Fig. II.4). De cette largeur, on déduit la dimension du faisceau selon  $O'x$  : en effet  $r_f = R \sin \Delta\theta/2$  (Fig.II.3.b), ce qui donne  $r_f = 0,52$  cm.

Le décalage observé entre le maximum des deux pics n'est pas de  $180^\circ$  mais  $213^\circ$ . Ceci semble indiquer que la direction du faisceau n'est pas exactement  $Oz$ . Cependant le repérage de l'angle  $\theta$  se fait avec une certaine erreur. Pour que ce repérage soit précis, il faut que la rotation de la sonde soit parfaitement régulière et que l'axe de rotation soit parfaitement centré en  $x = 0$ . Ainsi, une erreur de  $5^\circ$  sur la position de la sonde est faite si l'axe de rotation est simplement décalé de 1 mm dans la direction  $O'x$ .

Le profil  $u(\theta)$  d'un pic a été transformé en profil suivant  $x, u(x)$ , par le changement de variable  $x = R \sin\theta$ . Une transformation d'Abel a été faite sur  $u(x)$ . Cette transformation est basée sur une méthode graphique [1]. Cette méthode fait l'hypothèse que  $j(r)$  peut être représenté par :

$$j(r) = C \left(1 - \frac{r^2}{r_f^2}\right)^\alpha$$

$$\text{Alors } u(x) = 2A \, dx \, C \int_0^{\sqrt{r_f^2 - x^2}} \left(1 - \frac{r^2}{r_f^2}\right)^\alpha dy$$

$$= 2AC \, dx \int_0^{\sqrt{r_f^2 - x^2}} \left(1 - \frac{x^2}{r_f^2}\right)^\alpha \left(1 - \frac{y^2}{r_f^2 - x^2}\right)^\alpha dy$$

$$= 2AC \, dx \, r_f \left(1 - \frac{x^2}{r_f^2}\right)^{\alpha+1/2} \int_0^1 (1-v^2)^\alpha dv$$

$$\text{où } v = \frac{y}{\sqrt{r_f^2 - x^2}}$$

Il suffit alors de comparer  $u(x)/u(0)$  au réseau des courbes  $(1-r^2/r_f^2)^\beta$  tracé graphiquement pour une série de valeurs de  $\beta$ . On trouve ainsi que  $u(x)/u(0)$  est proche de la courbe associée à  $\beta = 1,5$ . On en déduit  $\alpha = \beta - 1/2$  de sorte que le profil  $j(r)$  peut donc être assez bien représenté par la relation :

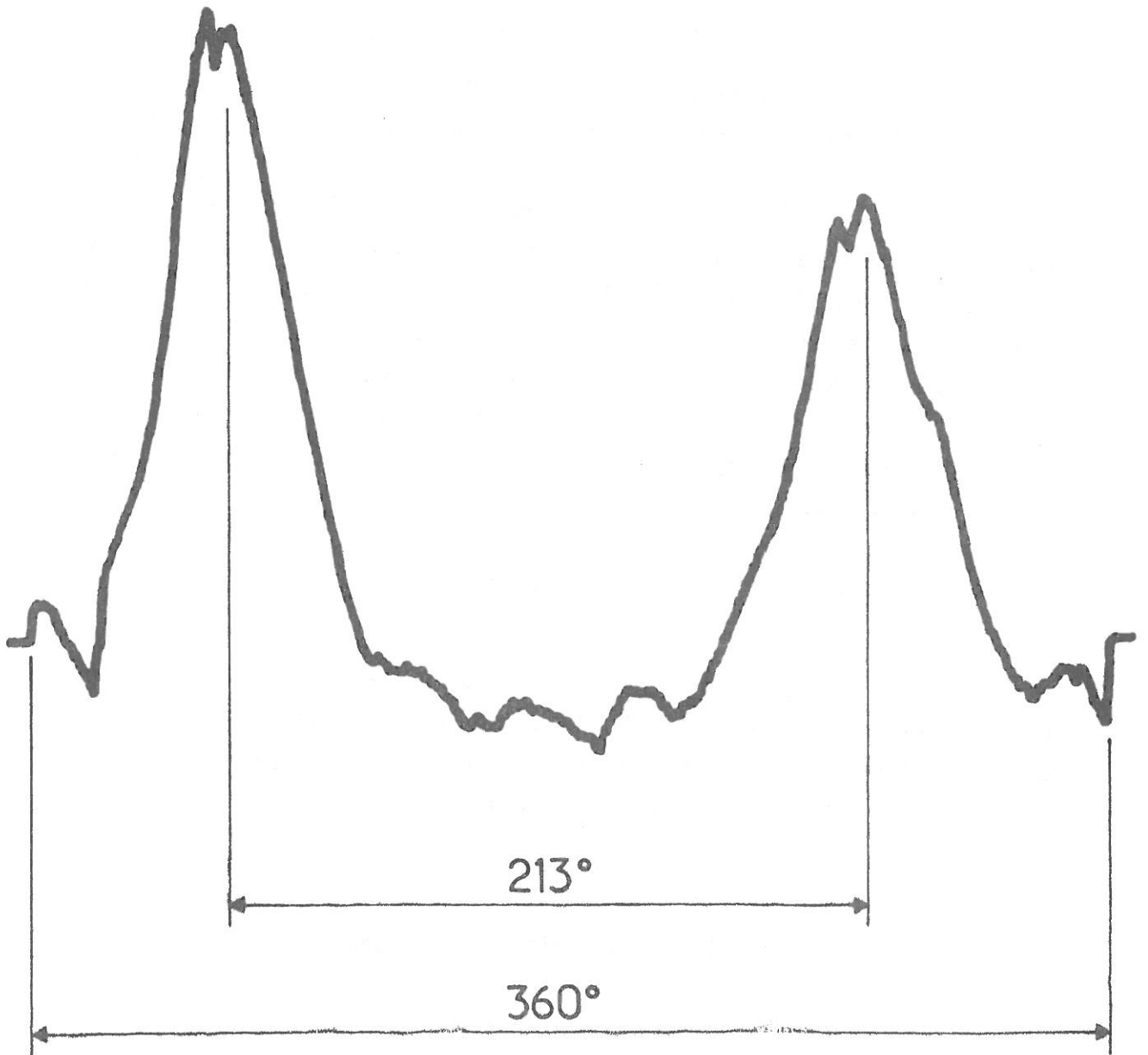


FIG.II.4 - Exemple de signal obtenu à l'aide de la sonde tournante.

$$j(r) = C' \left(1 - \frac{r^2}{r_f^2}\right)$$

où  $r_f = 0,52$  cm où  $C'$  une constante.

La courbe  $j(r)$  est représentée sur la Fig. II .5.

### c) Divergence du faisceau

En effectuant une mesure du profil  $j(r)$  en deux points différents sur le trajet de propagation du faisceau, la divergence angulaire a aussi été évaluée.

On montre que pour des protons de 2,5 MeV et les conditions habituelles de focalisation, cette divergence est de l'ordre de 50 mrad. Elle se compare favorablement à la valeur théorique de 90 mrad. calculée pour la traversée de la feuille de Havar (épaisseur  $4 \text{ mg/cm}^2$ ) par des protons de 2,1 MeV, sachant que l'angle  $\chi$  entre direction incidente et direction de sortie d'une particule traversant une épaisseur de matière, suffisamment faible pour que la perte d'énergie  $y$  soit négligeable, suit, en première approximation, une loi de répartition gaussienne : [2]

$$F(x) = e^{-x^2/x_0^2} \text{ avec } x_0 = 14 \text{ mrad}$$

Ce dispositif ne donne d'indication sur le faisceau que quand celui-ci se propage dans le vide. En présence de gaz la mesure de la densité de courant est difficile à réaliser. On peut cependant déterminer le profil du faisceau en utilisant un analyseur de faisceau.

### d) Mesure du profil du faisceau en présence de gaz

L'analyseur de faisceau est constitué par les éléments suivants :

- une fente d'entrée très étroite ( $\approx 0,1$  mm) qui sélectionne un fin pinceau de protons ;
- une plaque de polarisation percée d'une fente parallèle à la fente d'entrée mais plus largement ouverte ;
- une plaque collectrice isolée du reste de la cage de Faraday ainsi constituée.

Cette cage est mobile suivant un axe perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau. La position de la fente est repérée par

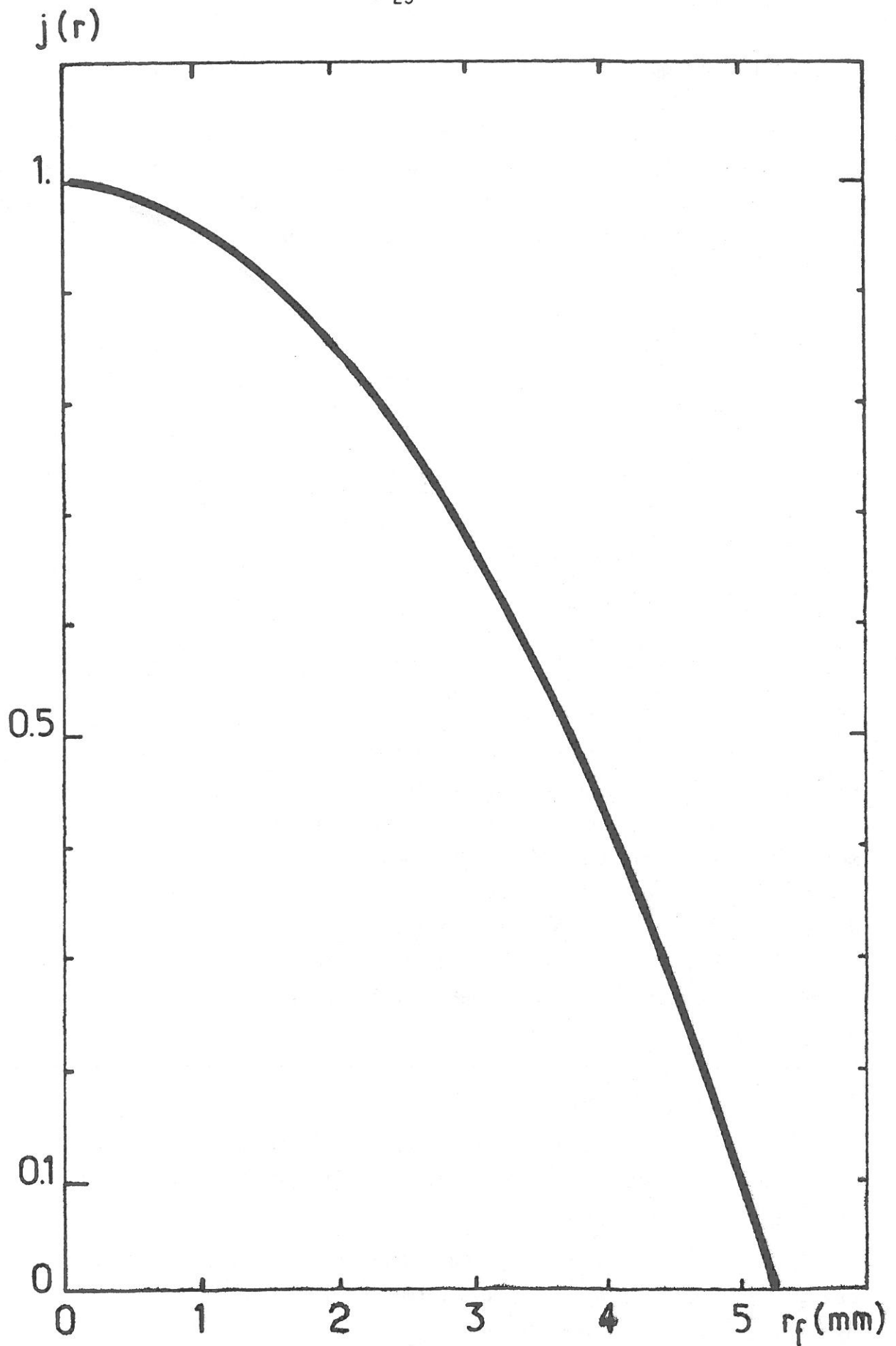
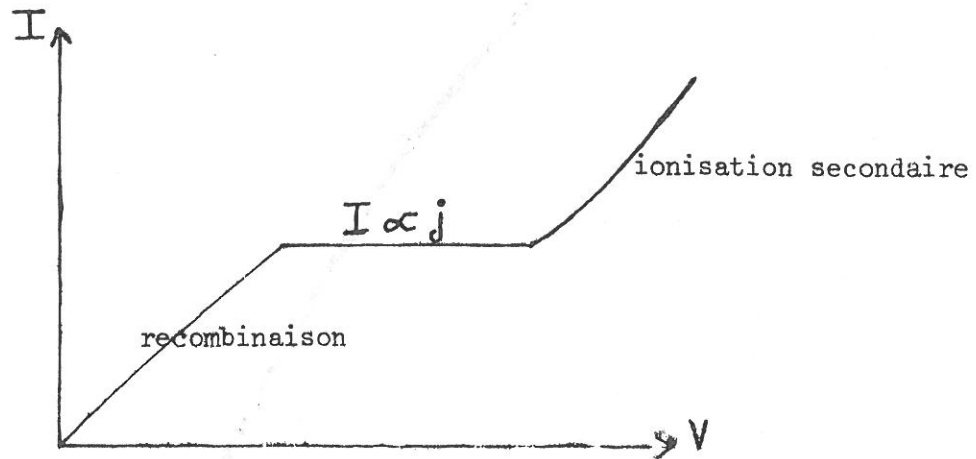


FIG.II.5 - Profil du faisceau.

un potentiomètre qui fournit une tension proportionnelle au déplacement de la cage.

Le signal reçu provient des charges créées par le faisceau. Si la tension de polarisation est réglée à une valeur telle que n'apparaissent ni les effets de la recombinaison, ni ceux de l'ionisation secondaire, le signal reçu est proportionnel à la densité de courant  $j$  au point considéré.



Lorsqu'on déplace la fente, la courbe du courant collecté représente à une constante multiplicative près le profil de densité de courant à la cote considérée. Les résultats obtenus sont résumés sur les courbes ci-après, montrant les variations de l'amplitude maximale et de la largeur du faisceau en fonction de la cote  $z$  et de la pression de néon (fig.II.6.a,b). La courbe II.7 donne la variation de la largeur à mi-hauteur du faisceau en fonction de la pression du gaz cible, largeur mesurée à la cote  $z = 190$  mm de la fenêtre de Havar. Cette variation est non linéaire comme prévu par la théorie de la diffusion multiple [2].

## II - PRODUCTION DU PLASMA

Le ralentissement d'un ion rapide dans un milieu gazeux est bien connu. L'interaction ion gaz, ralentit l'ion, modifie sa trajectoire et éventuellement son état de charge.

Dans le cas où la vitesse de l'ion incident est grande devant la vitesse des électrons des atomes cible ( $v_i \gg 20 v_e$ ) on peut faire les hypothèses simplificatrices suivantes :

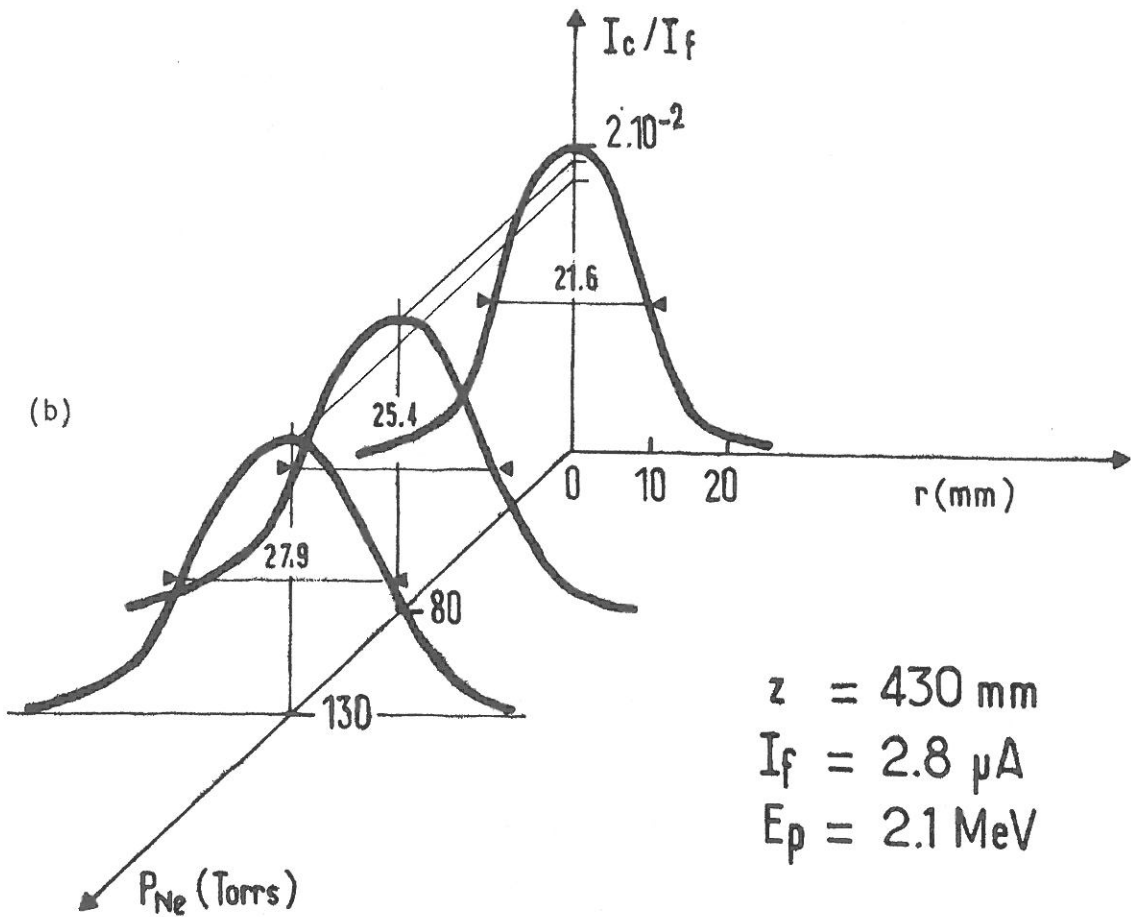
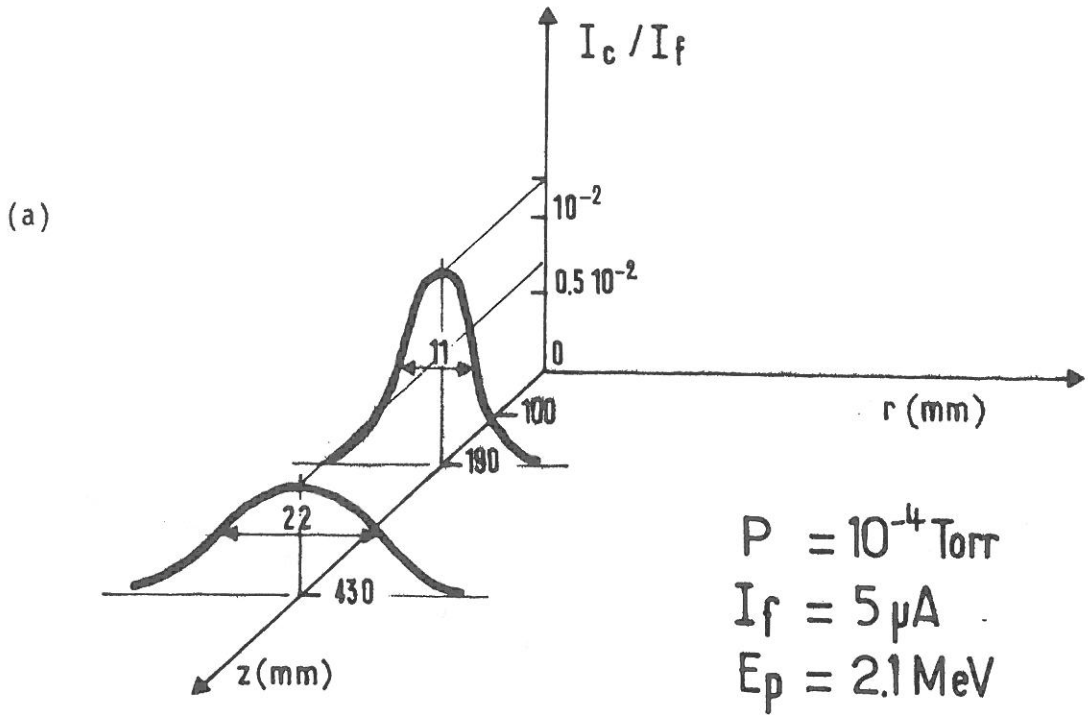


FIG.II.6 - Variation de la largeur à mi-hauteur du faisceau en fonction :  
a) de la cote  $z$  ;  
b) de la pression de néon.

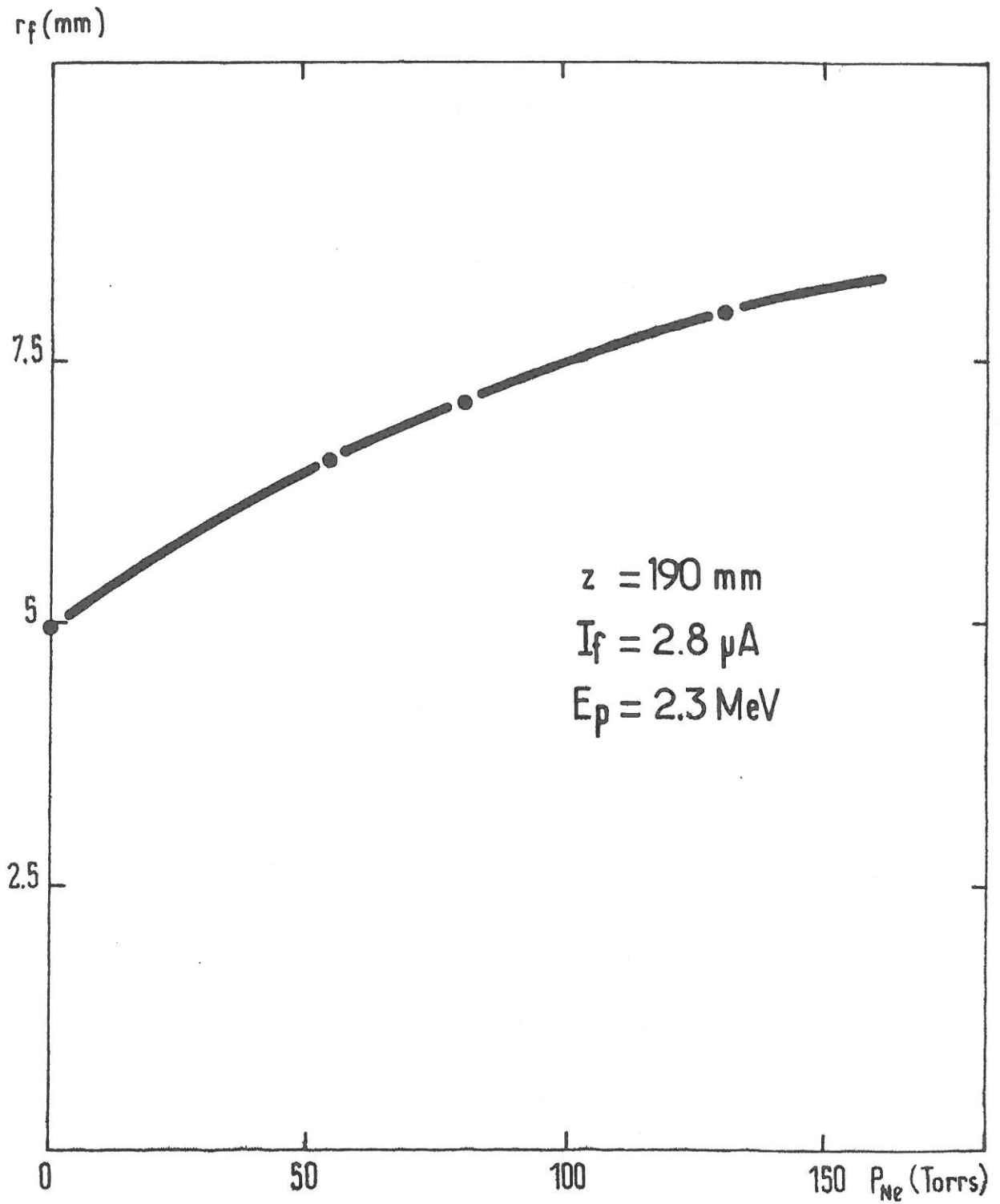


FIG. II.7 - Variation de la largeur à mi-hauteur du faisceau en fonction de la pression du gaz cible.



- les collisions de l'ion incident avec les noyaux cibles sont négligeables : le ralentissement s'effectue seulement par collisions de l'ion sur les électrons de l'atome cible ;

- l'effet d'écran dû au cortège électronique de l'ion incident est négligeable ;

- la section efficace de capture électronique par l'ion est faible, de sorte que l'on peut considérer que l'ion conserve son état de charge.

Dans ces conditions le ralentissement de l'ion est caractérisé par les paramètres suivants :

a) Perte d'énergie par unité de longueur

Elle obéit à la loi de Bethe :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi e^4 Z^2}{m_e v^2} N_0 z \text{Log} \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right)$$

où :

- Z numéro atomique
- V vitesse } de l'ion incident
- $m_e$  masse de l'électron
- z numéro atomique
- $N_0$  densité d'atomes } du gaz cible
- I potentiel d'ionisation

Des tables ont été établies [3] donnant  $\frac{dE}{dx}$  pour différents ions et différentes cibles.

b) Parcours

C'est la distance au bout de laquelle un ion d'énergie initiale  $E_0$ , a une énergie  $E_1$ . Elle est donnée par la relation :

$$R(E_0, E_1) = \int_{E_1}^{E_0} \frac{1}{(dE/dx)} dE$$

c) Distance d'arrêt

Elle est définie par la valeur de R pour laquelle l'énergie finale est nulle, soit :  $R(E_0, 0) = R(E_0)$ .

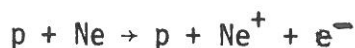
d) Courbe de Bragg

La courbe  $-\frac{dE}{dx} = f[R(E)]$  s'appelle courbe de Bragg. Dans le cas d'une cible gazeuse  $\frac{dE}{dx}$  est proportionnel à la pression p, tandis que R(E) lui est inversement proportionnel, la courbe de Bragg peut donc être dans ce cas normalisée en reportant  $-\frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{p}$  en fonction de R.p.

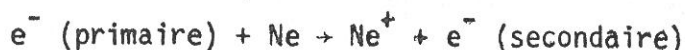
La figure II.8 montre le ralentissement des protons dans le néon, caractérisé par la courbe  $\frac{1}{p} \frac{dE}{dx}$ . La courbe E(Rp) a aussi été reportée sur la figure, mettant en évidence la perte d'énergie  $\Delta E$ <sup>(1)</sup> des protons à la traversée de la fenêtre de Havar, et l'énergie E à l'endroit de la mesure. On constate une perte d'énergie constante pendant une grande partie du parcours. Sans entrer encore dans le détail des processus associés, dans le gaz cible, à la perte d'énergie du faisceau, on peut néanmoins en conclure que le plasma sera très probablement homogène sur une distance réduite de l'ordre de :  
 $pR \approx 6 \cdot 10^3$  cm torr.

II<sub>1</sub> - IONISATION

On distingue généralement deux phases successives de l'ionisation : l'ionisation primaire et l'ionisation secondaire. L'ionisation primaire correspond à la production d'une paire électron-ion par collision de l'ion incident sur un atome cible.



Les électrons "primaires" ainsi produits peuvent avoir des énergies allant jusqu'à plusieurs keV et donc suffisantes pour provoquer une ionisation dite secondaire du type



Ces nouveaux électrons produits peuvent à leur tour ioniser le gaz et ainsi de suite par un processus en cascade qui dure tant que les électrons créés possèdent une énergie supérieure au potentiel d'ionisation de l'atome cible. On englobe sous le nom de "secondaires" tous les électrons ainsi produits.

L'ensemble des processus primaire et secondaire de création de paires électron-ion constitue l'ionisation totale.

<sup>(1)</sup>  $\Delta E = 0.17$  MeV

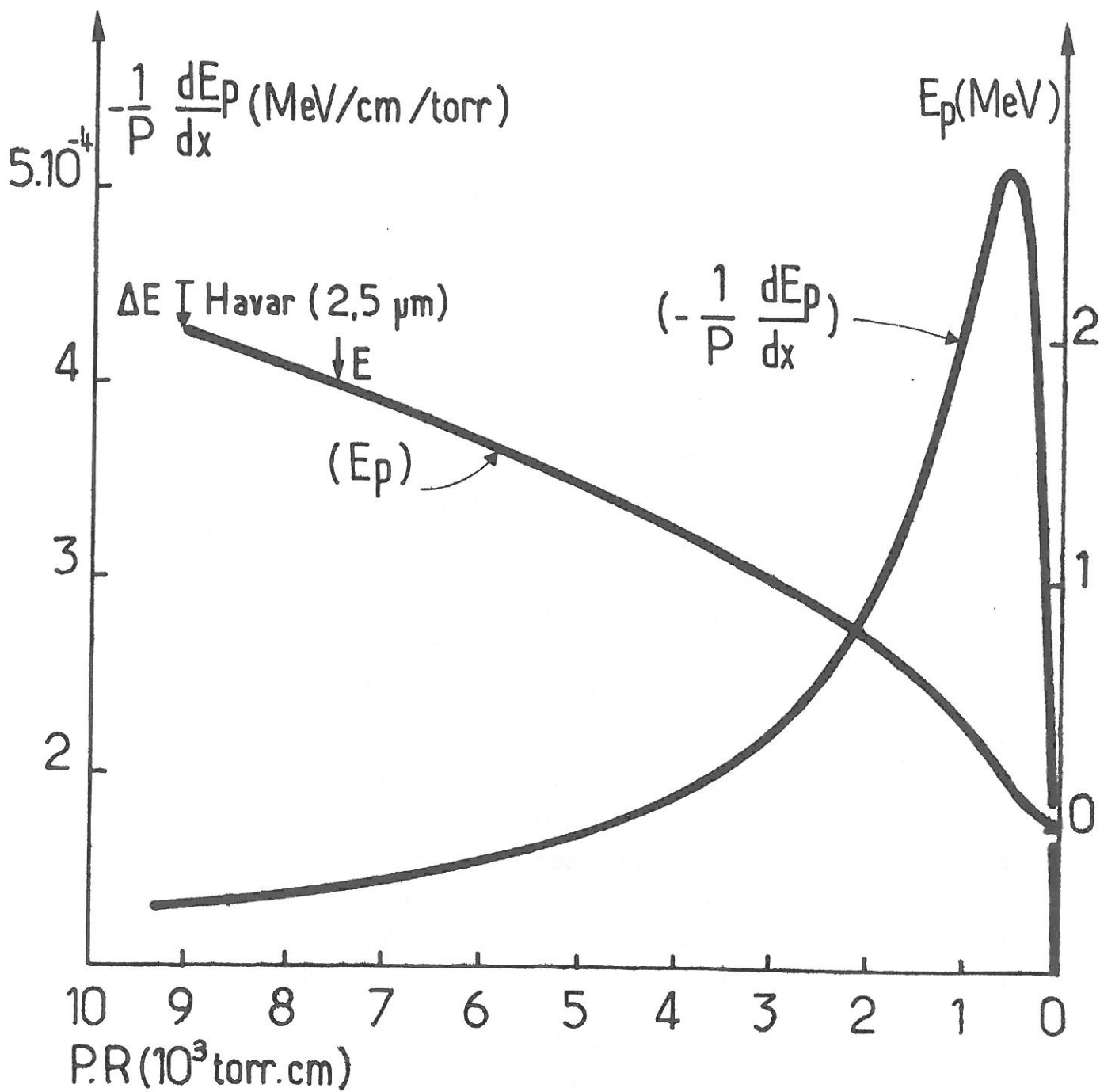


FIG.II.8 - Ralentissement des protons dans le néon.

## II<sub>2</sub> - TERME SOURCE

La caractérisation du plasma passe par la connaissance du terme source, c'est à dire du nombre total d'électrons créés par unité de volume et par unité de temps en un point donné (M) du plasma.

$$S(M) = \left. \frac{dn_e}{dt} \right|_s = - \frac{1}{W_I} \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{ke} j(M)$$

$W_I$  est l'énergie que perd en moyenne un ion incident lors de la création d'une paire électron-ion ;

$n_e$  est la densité électronique ;

$ke$  la charge de l'ion incident ;

$j(M)$  est la densité de courant du faisceau au point M considéré.

Pour des protons de 2 MeV dans le néon :  $W_I = 36,6$  eV [4].

La courbe de la fig.II.8 donne pour les conditions de fonctionnement moyennes de notre expérience :  $-\frac{dE}{dx} = 1,4 \cdot 10^{-4} P$  (torrs) MeV/cm où P est la pression de néon. On en déduit donc  $S$  ( $m^{-3} s^{-1}$ ) =  $680 N$  ( $m^{-3}$ )  $j$  ( $A/m^2$ ) soit encore

$$S(\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}) = 2,4 \cdot 10^{19} P \text{ (torrs)} j \text{ (A/cm}^2\text{)}. \quad (\text{II.1})$$

## II<sub>3</sub> - EXCITATION

La collision entre un proton incident et un atome cible ne provoque pas nécessairement une ionisation mais peut laisser l'atome dans un état excité. La valeur de  $W_I$  précédemment donnée est supérieure d'un facteur 1,7 au potentiel d'ionisation du néon. Il paraît donc vraisemblable qu'une partie de l'énergie perdue par les protons soit dissipée sous forme d'énergie cinétique des électrons et d'excitation des atomes, conformément à l'équation :

$$E_p = N_i \bar{E}_i + N_{ex} \bar{E}_{ex} + N_e \bar{\epsilon} \quad [4]$$

où  $E_p$  représente l'énergie cinétique perdue par un proton incident,

$N_i$  le nombre d'ions d'énergie moyenne  $\bar{E}_i$ ,

$N_{ex}$  le nombre d'atomes excités d'énergie moyenne  $\bar{E}_{ex}$ ,

et  $\bar{\epsilon}$  l'énergie moyenne des électrons créés.

Soit 
$$W_I = \frac{E_p}{N_i} = \bar{E}_i + \bar{E}_{ex} (N_{ex}/N_i) + \bar{\epsilon}$$

On peut donc définir une énergie moyenne  $W_E$  pour l'excitation comme l'énergie nécessaire en moyenne à la création d'un état excité. Pour les gaz rares [4]  $N_{ex}/N_i \neq 0,40$  donc  $W_E/W_I \neq 2$  et il est donc généralement admis que l'excitation est un processus deux fois moins efficace que l'ionisation.

### III - PROPRIETES GENERALES DU PLASMA

Deux caractéristiques principales régissent les propriétés du plasma :

- l'absence de champ électrique ;
- la pression relativement élevée du gaz cible.

Il en découle que les collisions e-neutre sont prépondérantes et que le processus prédominant de perte des électrons est la recombinaison, la diffusion étant négligeable.

Le tableau ci-dessous donne un ordre de grandeur des fréquences caractéristiques du plasma.

$\frac{m}{M} \nu_{eN}$	$\nu_{ee}$	$\nu_{eN}$	$1/\tau$	$\nu_{eM}$
$3 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^5$	$10^8$	$10^9 - 10^{10}$	$2 \cdot 10^4$	$10^3$
M = masse des neutres		m = masse de l'électron		
$\frac{M}{m} \frac{1}{\nu_{eN}} = t_{th}$ temps de thermalisation	fréquence de collision électron-électron	fréquence de collision électron-neutre	$\tau$ = durée de vie moyenne d'un électron	fréquence de collision électron-métastable

La fréquence de collision électron-métastable est faible devant les autres fréquences caractéristiques. Les collisions superélastiques conduisent à une désexcitation du métastable, l'énergie ainsi libérée étant transmise à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Dans le cas du néon, les métastables ont une énergie voisine de 16 eV. S'ils sont suffisamment nombreux, ils peuvent donc contribuer à un accroissement sensible de l'énergie moyenne de la distribution par apport en électrons chauds. Cependant, du fait que  $\nu_{eM} \ll 1/\tau$ , la probabilité des collisions superélastiques pendant la durée de vie moyenne des électrons est très faible (Annexe 7).

La comparaison du temps de thermalisation des électrons  $t_{th}$  et de la durée de vie moyenne d'un électron  $\tau = 1/\alpha n_e$  où  $\alpha$  est le coefficient de recombinaison, permet de conclure que les électrons ont le temps de se thermaliser avant de disparaître par recombinaison et que la température électronique est donc faible. Ceci en l'absence d'échauffement par les protons du faisceau, ce qui est le cas [5].

Peu de calculs théoriques de la fonction de distribution des électrons dans un plasma d'origine nucléaire ont été effectués. Le principal travail porte sur l'étude d'un plasma d'hélium, par D.B. Rees, C.B. Leffert [6] et H.A. Hassan et J.E. Deese [7]. Ces auteurs concluent à une distribution électronique non maxwellienne où la majorité des électrons sont thermiques. Le résultat le plus important de ce calcul est l'écart très important à la maxwellienne qui existe pour les énergies électroniques élevées dans la région où les processus d'excitation et d'ionisation par les électrons sont particulièrement importants. Ce modèle bien que très élaboré et prenant en compte tous les processus inélastiques, néglige les collisions coulombiennes et est soumis à l'imprécision de certaines sections efficaces.

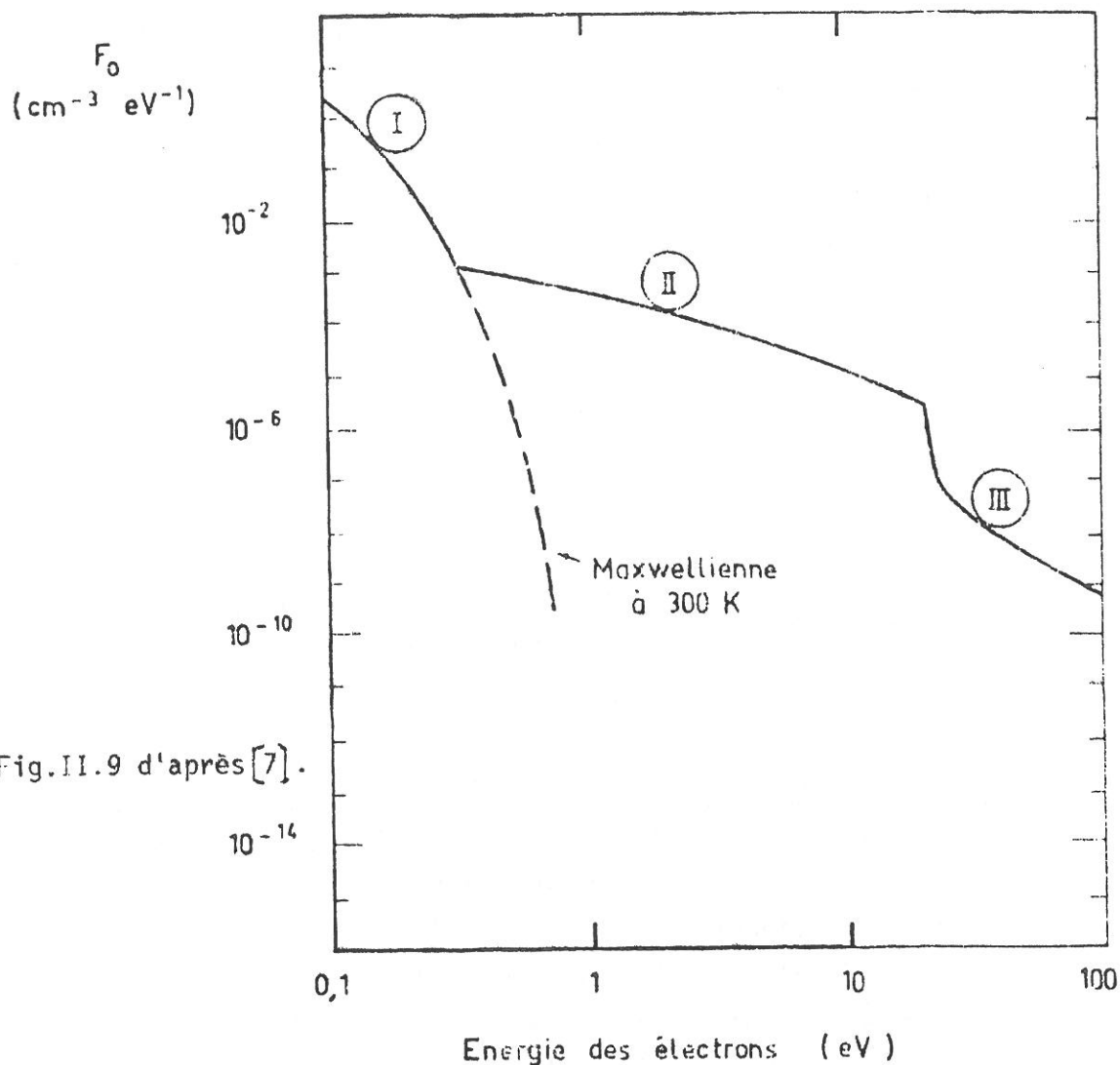


Fig.II.9 d'après [7].

B.D. de Paola et al. [8] ont pour leur part déterminé les caractéristiques macroscopiques des électrons d'un plasma d'hélium, et d'un mélange hélium-argon. Ce modèle très simple fait appel à un calcul non auto-consistant et suppose de plus que la distribution est maxwellienne à basse énergie.

D'où l'intérêt de développer un calcul, suffisamment simple pour ne pas nécessiter des temps de calcul trop longs, mais auto-consistant

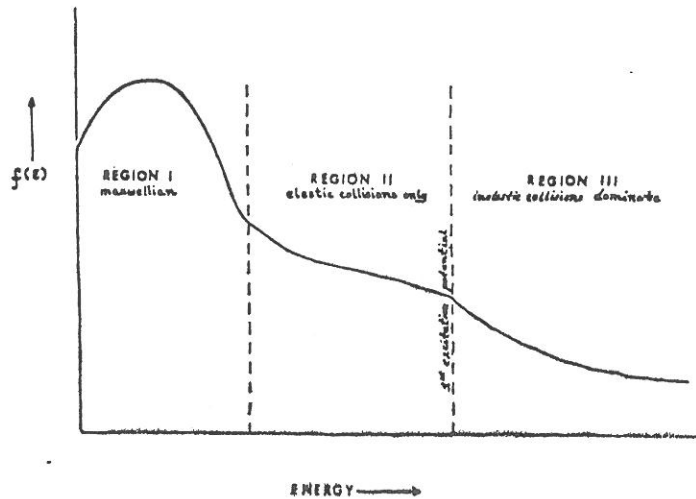


Fig. II.10 d'après [8].

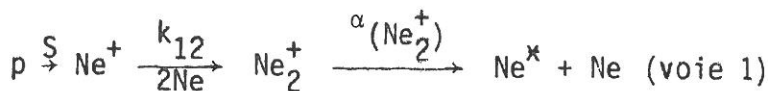
et prenant en compte l'ensemble des collisions élastiques. Le principe de ce calcul sera exposé au chapitre III. Avant de reporter dans le détail le principe de ce calcul, une étude initiale de la cinétique macroscopique est nécessaire pour déterminer les espèces ioniques qu'il faudra prendre en compte, notamment pour ce qui concerne la recombinaison des électrons.

IV - CINETIQUE D'UN PLASMA Ne - N<sub>2</sub> PRODUIT PAR UN FAISCEAU DE PROTONS DE 2 MeV

IV<sub>1</sub> - INTRODUCTION

a) Ionisation dans le néon

Dans le néon pur aux pressions étudiées (autour de 100 torrs) la succession des réactions résultant de l'ionisation par les protons du faisceau s'effectue conformément au schéma suivant :



Compte tenu des coefficients de réactions donnés dans le tableau II.1 , il a été montré que [9] la voie (1) est prépondérante.

TABLEAU II.1

COEFFICIENTS DE REACTION	REFERENCES
$k_{12} = 5,0 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	J.L. DELCROIX. Propriétés physico-chimiques des gaz. Les Houches (1976).
$k_{13} = 5,3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	P. MILLET et al. J. Phys. B <u>10</u> , 3577 (1971).
$k_{14} = 6,4 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	- idem -
$k_{22} = 9,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	D.K. BOHME et al. J. Chem. Phys. <u>52</u> , 5094 (1970).
$k_{30} = \frac{1}{61,5} (\text{ns})^{-1}$	F. REMY et M.N. DUMONT. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. <u>20</u> , 217 (1978).
$k_{31} = 7,7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (V'=0; V''=1)$	J. JOLLY et A. PLAIN. Communication privée.
$k_{32} = 5,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	J.B. TELLINGHUISEN et al. J.C.S. Faraday II, <u>27</u> , 833 (1972).
$k_{40} = 8,0 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	A. GOOD et al. J. Chem. Phys. <u>52</u> , 212 (1970).
$k_{41} = 1,2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	D. MARK, J. OSKAM. Z. Phys. <u>247</u> , 84 (1971).
$\alpha(\text{Ne}^+) = 10^{-20} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	J.L. DELCROIX. Propriétés physico-chimiques des gaz. Les Houches (1976).
$\alpha(\text{Ne}_2^+) = 1,8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,43} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	M. BIONDI. Principle of Lasers Plasmas (Wiley and Sons) (1976) chap. 4).
$\alpha(\text{N}_2^+) = 2,2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,39} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	- idem -
$\alpha(\text{N}_4^+) = 1,8 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	- idem -



b) Impuretés présentes dans le plasma

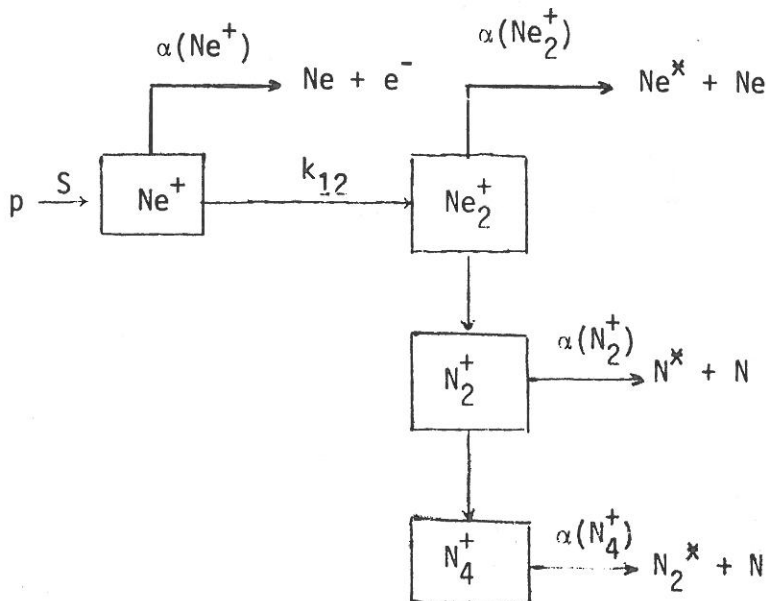
Des mesures par spectrométrie de masse du gaz de l'enceinte ont mis en évidence les impuretés présentes, la principale étant l'azote dans des concentrations variant de  $10^{-4}$  à quelques  $10^{-2}$ . Les autres impuretés présentes ( $q/m = 24, 40$ ) ont une concentration toujours inférieure à  $10^{-4}$ .

On a noté d'autre part une augmentation du taux d'azote dans le temps. La proportion d'azote très faible après pompage de l'enceinte et remplissage par du gaz propre (Néon N40) augmente puis se stabilise, après un temps de l'ordre de 10 à 15 minutes, l'augmentation étant d'autant plus rapide que l'intensité du faisceau est plus élevée. Cette variation du taux d'azote semble donc découler du dégazage de la fenêtre de Havar lié à son échauffement lors du passage du faisceau de protons.

c) Cinétique du plasma Ne - N<sub>2</sub>

La modification de la cinétique des plasmas de gaz rares par la présence d'azote même en très faibles concentrations a été mis en évidence par Kasner et Biondi, qui ont montré le rôle prépondérant des ions d'azote dans ces plasmas [10].

En présence d'azote la succession des réactions d'ionisation répond au schéma suivant :



A partir des différents coefficients de réaction reportés dans le tableau II.1 nous allons dans ce qui suit déterminer l'ion prépondérant du plasma, en fonction des conditions expérimentales.

#### IV<sub>2</sub> - FORMATION DES IONS N<sub>2</sub><sup>+</sup>

Une étude spectroscopique de la lumière issue du plasma fait apparaître une émission intense du premier système négatif de l'ion N<sub>2</sub><sup>+</sup> : B<sup>2</sup><sub>Σ<sub>u</sub><sup>+</sup> → X<sup>2</sup><sub>Σ<sub>g</sub><sup>+</sup>; sont observées (fig. II.11) les transitions v' = 0, v'' = 0 à 391,4 nm et v' = 0, v'' = 1 à 427,5 nm.</sub></sub>

Etant donné d'une part les sections efficaces d'ionisation du néon et de l'azote :

$$[\sigma_{\text{ion}}(\text{Ne}) = 0,4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{atome}, \sigma_{\text{ion}}(\text{N}_2) = 0,9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{molécule} [11]]$$

par des protons de 2 MeV et les faibles concentrations d'azote d'autre part, la création de l'ion N<sub>2</sub><sup>+</sup> ne résulte pas d'une excitation directe, mais d'un transfert de charge Ne/N<sub>2</sub>. Ce transfert est confirmé par la mesure de la température rotationnelle des ions d'azote dont les résultats sont explicités en Annexe 2. L'importance de ce transfert a d'ailleurs été notée par plusieurs auteurs, en particulier par Bennett [12], dans des plasmas de néon produits par des particules α. Le transfert d'énergie se fait par l'intermédiaire des ions de néon, Ne<sup>+</sup> ou Ne<sub>2</sub><sup>+</sup> [13]. A "fortes" pressions de néon (~ 100 torrs) et à "faibles" concentrations d'azote ([N<sub>2</sub>]/[Ne] ≈ 10<sup>-3</sup>), la voie (1) est prépondérante.

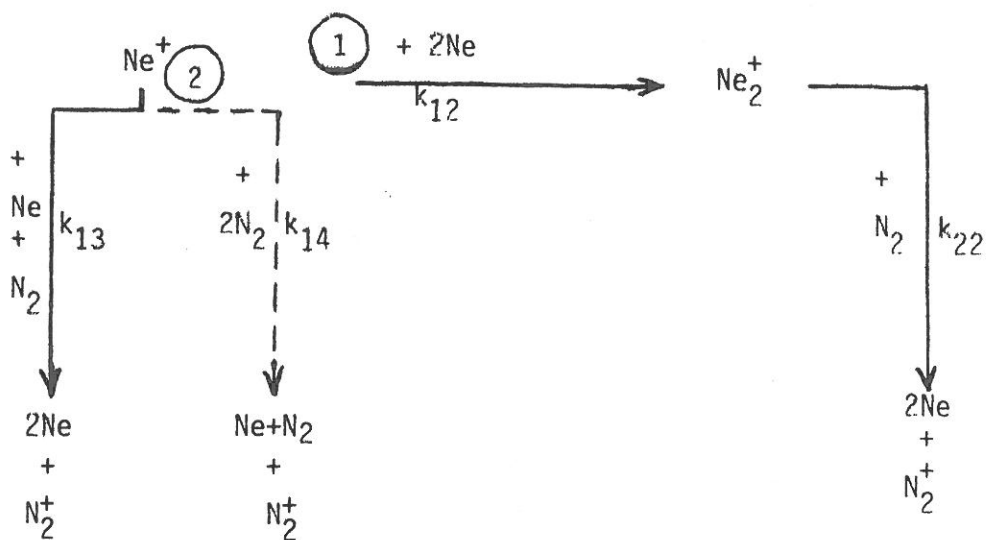
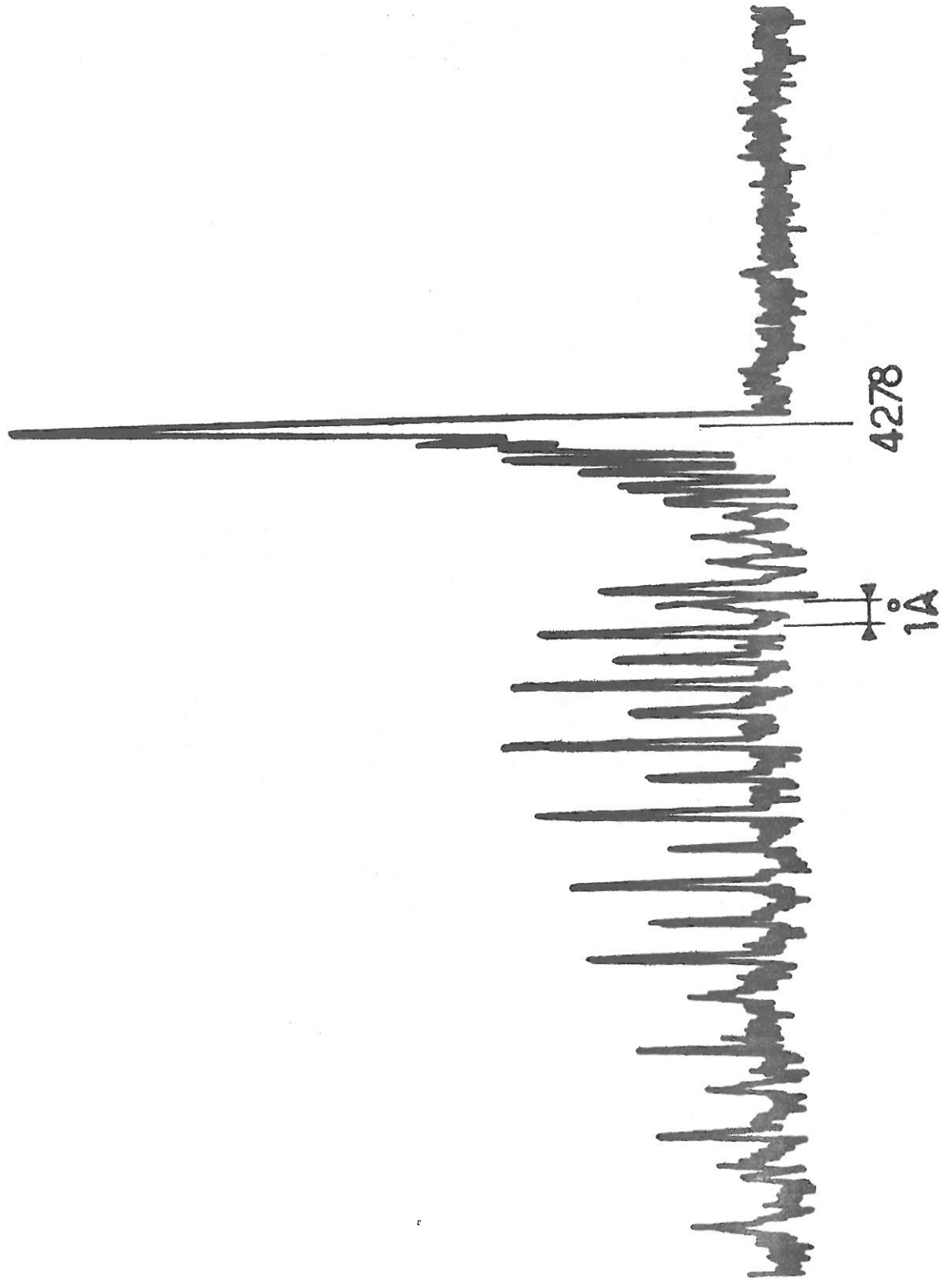
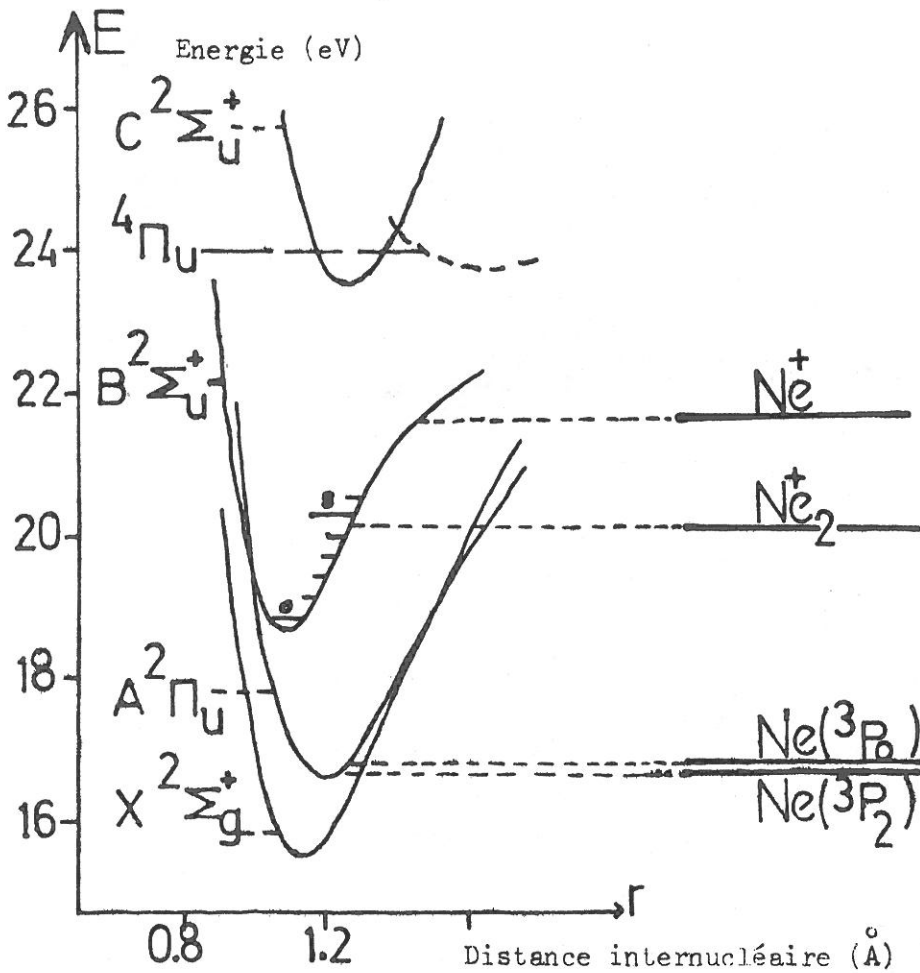


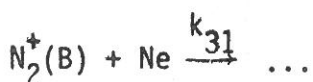
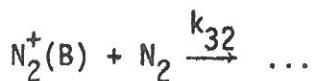
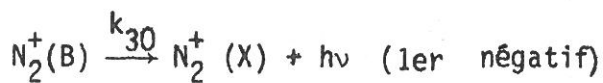
FIG.II.11 - Raie de l'ion  $N_2^+$  à 427,5 nm observée dans le plasma Ne-N<sub>2</sub>.



Le niveau fondamental d'énergie de  $\text{Ne}_2^+$  à 20,2 eV [14] est en résonance avec les niveaux vibrationnellement excités [ $v = 3,4$ ] de  $\text{N}_2^+$  ( $B^2\Sigma_u^+$ ) comme l'indique le schéma, on peut donc supposer tous les ions  $\text{N}_2^+$  créés dans l'état  $B^2\Sigma_u^+$ .



L'ion  $\text{N}_2^+$  ( $B^2\Sigma_u^+$ ) disparaît soit par désexcitation radiative, soit par collision avec des atomes d'azote ou de néon.





#### IV<sub>4</sub> - ION PREPONDERANT DANS LE PLASMA

##### a) Ions de néon

Les ions moléculaires  $\text{Ne}_2^+$  disparaissent soit par recombinaison dissociative, soit par réaction de transfert de charge avec une molécule d'azote.

Dans les conditions les plus défavorables à la disparition de  $\text{Ne}_2^+$  par la réaction de transfert de charge, c'est à dire pour des valeurs maximales de  $n_e$  ( $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) et minimales de  $[\text{N}_2]$  ( $\approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) la probabilité de cette réaction reste très supérieure à celle de la réaction de recombinaison

$$k_{22} [\text{N}_2] / \alpha(\text{Ne}_2^+) [n_e] \approx 100 .$$

Le taux d'azote  $\frac{[\text{N}_2]}{[\text{Ne}]}$  étant supérieur au taux d'ionisation,

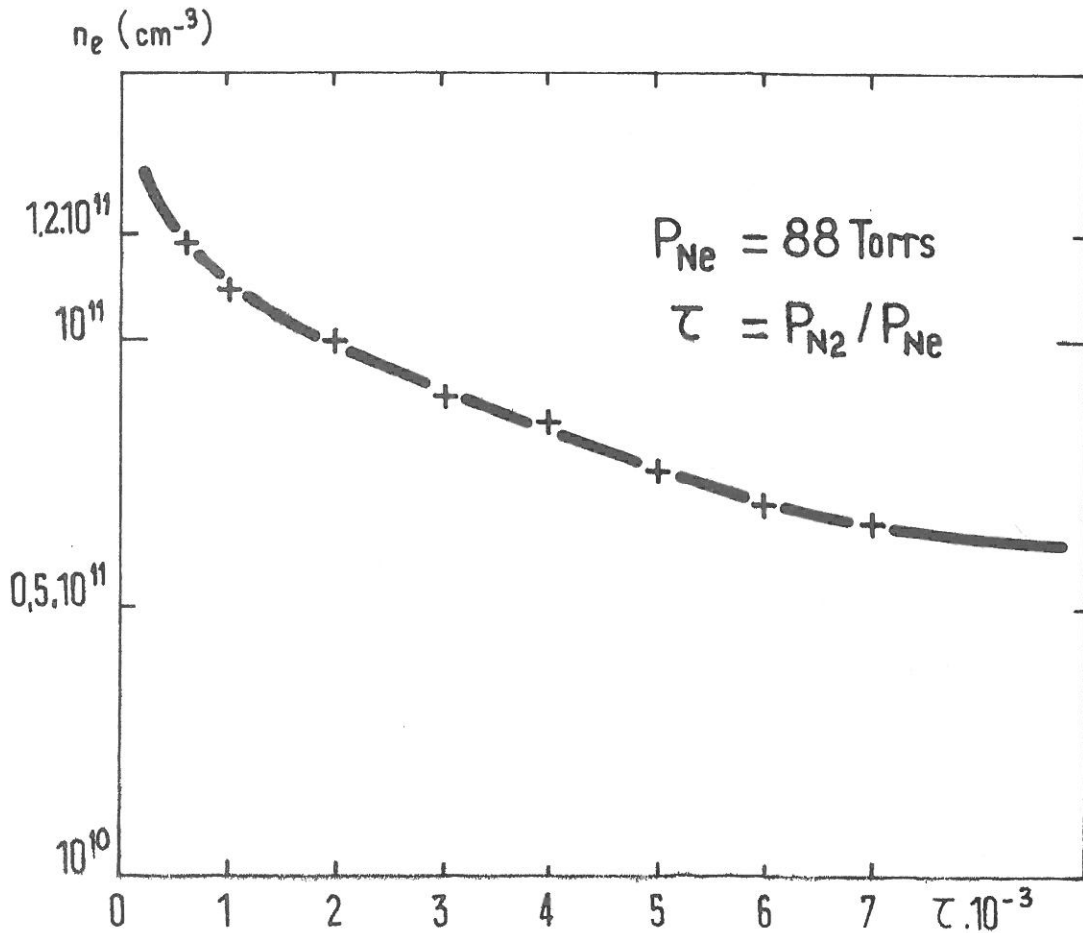
l'ion dominant dans le plasma n'est donc pas un ion de néon, mais un ion d'azote, et la cinétique du plasma est donc dominée par la recombinaison des ions d'azote.

##### b) Ions d'azote

Nous nous heurtons ici à la difficulté déjà mentionnée précédemment du manque de résultats expérimentaux concernant les coefficients de réaction à haute pression. Les coefficients  $k_{40}$  et  $k_{41}$  correspondant aux réactions de formation de l'ion  $\text{N}_4^+$ , mesurés à des pressions généralement inférieures au torr ne paraissent pas transposables aux hautes pressions utilisées ici. En effet, la comparaison des processus de perte de l'ion  $\text{N}_2^+$ , indique que dans nos conditions expérimentales l'ion dominant est toujours  $\text{N}_4^+$ . Or, étant donné que le taux d'azote dans le plasma ( $10^{-4}$  à quelques  $10^{-2}$ ) est toujours supérieur au taux d'ionisation  $\frac{n_e}{N}$  compris entre  $10^{-8}$  et  $10^{-7}$ , et que la densité ne résulte que d'un équilibre entre le terme de création  $S$  et le terme de recombinaison, celle-ci ne devrait pas être modifiée par une variation du taux d'azote, à  $S$  constant.

La variation de la densité électronique en fonction du taux d'azote observée expérimentalement n'est pas explicable dans ce cas (cf. fig. p. 43). Par contre si nous référant aux résultats de Kasner et Biondi nous supposons que l'ion dominant dans le plasma est  $\text{N}_2^+$  aux faibles pressions partielles d'azote ( $\approx 10^{-4}$ ) et  $\text{N}_4^+$  aux pressions d'azote plus élevées, les valeurs respec-

tives des coefficients de recombinaison de ces 2 ions permettent d'expliquer la diminution de la densité électronique observée lorsque la pression d'azote augmente.

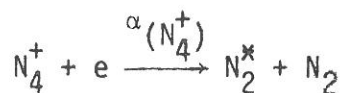


En effet, la diffusion étant négligeable, la loi de conservation macroscopique des particules s'écrit  $S = \alpha n_e^2$  où  $\alpha$  est le coefficient de recombinaison de l'espèce considérée.

Si nous supposons que pour les faibles taux d'azote l'ion dominant est  $N_2^+$ .

$$\alpha(N_2^+) = 2,7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad n_{e0} = \sqrt{\frac{S}{\alpha(N_2^+)}}$$

Lorsque le taux d'azote augmente, la formation de l'ion  $N_4^+$  est favorisée et cet ion devient prépondérant aux plus grandes pressions partielles d'azote, la valeur de la densité électronique est alors déterminée par la recombinaison dissociative indirecte de  $N_4^+$



laquelle fait intervenir un état intermédiaire attractif de la molécule vibrationnellement ou rotationnellement excitée. La seule valeur de  $\alpha_4$  est donnée par Biondi [10].

$$\alpha(N_4^+) = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

La valeur de la densité électronique est alors :

$$n_{es} = \sqrt{\frac{S}{\alpha(N_4^+)}} \quad \text{et} \quad \frac{n_{eo}}{n_{es}} = \sqrt{\frac{\alpha(N_4^+)}{\alpha(N_2^+)}} \neq 2,5$$

Cette valeur correspond bien à la diminution de densité observée expérimentalement,  $n_{eo}$  étant la valeur initiale de la densité électronique à l'établissement du plasma,  $n_{es}$  la valeur dite de saturation autour de laquelle se stabilise la densité électronique au bout d'un temps de fonctionnement de quelques dizaines de minutes.



REFERENCES DU CHAPITRE II

- [1] Travaux pratiques de P.G.P. Orsay.
- [2] J.B. MARION, B.A. ZIMMERMAN. Nucl. Inst. and Meth. 51, 93 (1967).
- [3] L. NORTHCLIFFE, R. SCHILLING. Nuclear Data tables A7, 233 (1970).
- [4] R.L. PLATZMANN. Int. J. of Appl. Rad. and Isotopes 10, 116 (1961).
- [5] D. AUPHELLE. Thèse doctorat de spécialité. Orsay (1978).
- [6] D.B. REES, C.B. LEFFERT. J. Appl. Phys. 40, 1884 (1969).
- [7] H.A. HASSAN, J.E. DEESE. Phys. Fluids, 19, 2005 (1976).
- [8] B.D. DE PAOLA et al. 1st. Int. Symp. on NIP and NPL. Orsay (1978) p. 133.
- [9] Groupe Plasmas d'Origine Nucléaire. Physica 97C, 235 (1979).
- [10] W.H. KASNER, M.A. BIONDI. Phys. Rev. A137, 317 (1965).
- [11] L.I. PIVOVAR, Y.Z. LEVCHENKO. Sov. Phys. J.E.T.P. 25, 2719 (1967).
- [12] W.R. BENNETT. Ann. Phys. N.Y. 18; 367 (1962).
- [13] P. MILLET et al. J. Phys. B 10, 3577 (1977).
- [14] J.F. DELPECH, J. BOULMER, J. STEVEFELT. Low temperature rare gas stationary afterglows. Academic Press Inc. (1973) p. 162.
- [15] B. ROWE Communication privée.
  
- [16] M. SAPOROSCHENKO. Phys. Rev. 111, 1550 (1958).

### CHAPITRE III

#### ETUDE DU PLASMA STATIONNAIRE Ne-N<sub>2</sub>. FONCTION DE DISTRIBUTION. MOMENTS. ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE

La fonction de distribution électronique est, parmi les caractéristiques des particules d'un plasma, l'une des plus intéressantes à connaître car elle est l'outil statistique le plus fin pour une description cinétique du plasma. Si elle est difficile à mesurer aux pressions étudiées, en revanche elle donne accès à des grandeurs macroscopiques, température électronique, densité, et différentes fréquences de collisions qui, elles, sont accessibles expérimentalement.

Nous présentons donc dans ce qui suit un calcul de la fonction de distribution pour le cas des plasmas d'origine nucléaire. Des propriétés générales de ces plasmas décrites au chapitre II nous déduisons un certain nombre d'hypothèses simplificatrices permettant de mener un calcul autoconsistant ne prenant en compte que les collisions élastiques et la recombinaison. Dans le but d'une confrontation ultérieure aux mesures, quelques moments associés à cette distribution seront également calculés.

#### I - CALCUL DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE ET DES MOMENTS ASSOCIES

Un modèle théorique simple a permis de calculer la fonction de distribution électronique à basse et moyenne énergie d'un plasma de gaz rare créé par un faisceau de protons accélérés de faible intensité. Le calcul a d'abord été appliqué au cas du néon pur [1]. La prise en compte des impuretés d'azote dont nous avons souligné l'importance n'en modifie pas le principe rappelé ci-dessous.

#### I<sub>1</sub> - PRINCIPE DU CALCUL

Après multiplication par l'élément de volume de l'espace des vitesses,  $d^3w$ , et intégration dans la sphère de rayon  $w$ , l'équation de Boltzmann stationnaire, sans terme de diffusion, s'écrit, utilisant le formalisme introduit par W.P. Allis [2] :

$$G(w) = \int_0^w \left( \frac{df}{dt} \right)_0 d^3w \quad (\text{III.1})$$

où  $G(w)$  désigne le flux d'électrons au travers de la surface de la sphère, et où le membre de droite désigne le taux net de création d'électrons par unité de temps dans cette même sphère. Dans le cas qui nous intéresse, le champ électrique est négligeable et les seuls mécanismes responsables du flux  $G(w)$  sont les collisions. On postule que dans la gamme des énergies étudiées, inférieures à quelques eV, seuls les flux  $G_{ee}$  et  $G_{eN}$  dus aux collisions élastiques effectuées respectivement sur les électrons et sur les neutres ont une contribution appréciable. Dans ces conditions le flux  $G(w)$  prend la forme  $G(w) = G_{ee}(w) + G_{eN}(w)$  avec :

$$G_{eN}(w) = -4\pi \frac{m}{M} v_{eN} w^3 \left( f + \frac{kT_g}{mw} \frac{\partial f}{\partial w} \right)$$

$$G_{ee}(w) = -4\pi \left( \frac{e^2}{m\epsilon_0} \right)^2 \ln \Lambda \left\{ f \int_0^w fw^2 dw + \frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial w} \left( \frac{1}{w} \int_0^w fw^4 dw + w^2 \int_w^\infty wf dw \right) \right\} \quad (\text{III.2})$$

où  $e$  et  $m$  désignent la charge et la masse de l'électron,  $M$  et  $T_g$  la masse et la température des atomes et  $\ln \Lambda$  le logarithme Coulombien avec :

$$\Lambda = 1,03 \cdot 10^{13} (kT_e/e)^{3/2} / n_e^{1/2} \quad (\text{MKS})$$

$T_e$  étant la température électronique.

Le terme de création est la différence entre le terme d'ionisation :

$$s(w) = \int_0^w \left( \frac{df}{dt} \right)_s d^3w \quad (\text{III.3})$$

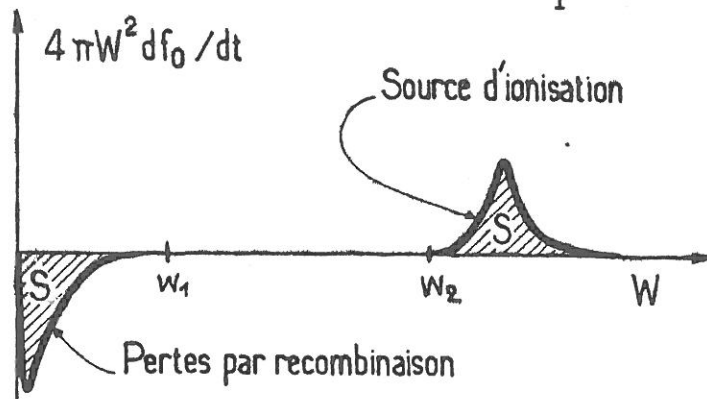
et le terme de perte par recombinaison :

$$P(w) = n_e \int_0^w \alpha(w) f d^3w \quad (\text{III.4})$$

où  $n_e$  représente la densité électronique et  $\alpha(w)$  le coefficient de recombinaison des électrons variant suivant la loi  $\alpha \propto 1/w^2$ ,  $\ell \geq 1$ . Résoudre l'équation de Boltzmann nécessite la connaissance des termes  $s(w)$  et  $P(w)$ .

Sachant que les électrons germes, dans le cas du néon irradié par un faisceau de protons de 2 MeV ont une énergie cinétique moyenne de l'ordre de quelques eV [3] et que les pertes par recombinaison s'effectuent à basse énergie, on peut simplifier le calcul en faisant la double hypothèse illustrée par la figure (III.1) que les pertes s'effectuent pour  $w < w_1$  et les créations pour  $w > w_2 > w_1$ .

Figure III.1



Sachant que  $s(w \rightarrow \infty) = S$  (formule II.1), l'équation (III.1) prend alors, suivant les valeurs de l'énergie, les deux formes suivantes :

$$0 = S - P(w) \quad \text{si } w \rightarrow \infty \quad (\text{III.5})$$

$$G(w) = - P(w) \quad \text{si } 0 < w < w_2 \quad (\text{III.6})$$

Le calcul de  $f$  à basse et moyenne énergie se résume donc à la résolution de l'équation (III.6) qui est indépendante du spectre en énergie des électrons germes. On constate que la connaissance du terme source  $s(w)$  n'est nécessaire que sous sa forme intégrale asymptotique  $S$ , pour fixer une condition de normalisation de  $f$  sous la forme de la relation (III.5). L'hypothèse que les pertes s'effectuent à basse énergie est nécessaire pour rendre le moment de  $f$  correspondant à cette relation assez rapidement convergent pour que  $P(w \rightarrow \infty)$  soit peu différent de  $P(w \rightarrow w_2)$ .

La solution est obtenue par une intégration numérique utilisant une méthode de Runge-Kutta.

## I<sub>2</sub> - MOMENTS DE f

La fonction de distribution  $f$  étant déterminée, ses moments de type  $\int_0^{\infty} f w^{\ell} dw$ , sont facilement accessibles par le calcul sous réserve qu'ils convergent dans la région des énergies étudiées ; on montre à la réf. [1] que ceci est le cas pour  $\ell \leq 3$ .

Parmi ces moments trois présentent un grand intérêt : l'un est l'énergie moyenne, qui sert de référence pour discuter des processus physiques, les deux autres sont la fréquence de collision effective, et la densité, aisément accessibles à la mesure.

La densité électronique apparaît comme un paramètre dans le calcul de  $f$ , correspondant à la normalisation de la distribution :

$$\int_0^{\infty} f 4\pi w^2 dw = n_e \quad (\text{III.7})$$

L'énergie moyenne est définie par :

$$\frac{3}{2} kT_e = \frac{1}{2} \frac{m}{n_e} \int_0^{\infty} w^4 f dw \times 4\pi \quad (\text{III.8})$$

et la fréquence de collision effective,  $\nu_{\text{eff}}$ , est liée à  $f$  et à la fréquence de collision élastique électron neutre,  $\nu_{eN}$ , par la relation :

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^{\infty} \frac{\partial f}{\partial w} w^3 \nu_{eN}(w) dw \quad [4] \quad (\text{III.9})$$

## I<sub>3</sub> - RAPPEL DES RESULTATS CONCERNANT LE NEON PUR

Les résultats obtenus dans le cas du néon ont été explicités dans [1]. Rappelons simplement qu'en dehors de la zone proche de l'origine, où elle est constante, en raison de l'importance du terme de pertes à très basse énergie,  $f$  est la superposition d'une maxwellienne à la température  $T_M$ , et d'un terme supplémentaire qui prend des valeurs significatives seulement pour des énergies supérieures à quelques  $kT_M$ . Ce terme qui forme la queue de distribution contribue cependant à l'énergie moyenne, laquelle est supérieure

d'environ 20 % à  $kT_M$ . Notons que ce dernier résultat provient aussi de l'effet de troncature de la fonction de distribution au voisinage de l'origine.  $T_M$  est 3 à 10 fois supérieure à la température des neutres, ceci en raison du chauffage des électrons maxwelliens par les électrons rapides de la queue de la fonction de distribution.

#### I<sub>4</sub> - INFLUENCE DES IMPURETES D'AZOTE

##### a) Prise en compte de l'azote dans le calcul

Nous avons montré dans le chapitre précédent comment la présence d'azote dans le plasma modifie la population ionique, et conclu qu'il semble raisonnable d'admettre que les ions dominants sont  $N_2^+$  ou  $N_4^+$  suivant la proportion d'azote. La prise en compte des ions d'azote dans le calcul se fait dans le terme de perte par recombinaison, que l'on écrit sous la forme :

$$P(w) = + r n_e \int_0^w \alpha_{(N_2^+)}(w) f d^3w \quad (III.10)$$

$$+ (1-r) n_e \int_0^w \alpha_{(N_4^+)}(w) f d^3w$$

où  $r$  désigne le rapport  $[N_2^+]/([N_2^+] + [N_4^+]) = [N_2^+]/n_e$  et où les lois de variation des coefficients de recombinaison des ions  $N_2^+$  et  $N_4^+$  sont données en MKS par les relations :

$$\alpha_{(N_2^+)}(w) = 2,7 \cdot 10^{-13} (w_N/w)^{2/3} \quad (III.11)$$

$$\alpha_{(N_4^+)}(w) = 1,8 \cdot 10^{-12} (w_N/w)^2 \quad [5] \quad (III.12)$$

A titre de comparaison le coefficient de recombinaison utilisé dans le calcul pour le néon pur est :

$$\alpha_{(Ne^+)}(w) = 1,8 \cdot 10^{-13} (w_N/w) \quad [6] \quad (III.13)$$

$w_N = (2KT_N/m)^{1/2}$  désignant la vitesse des électrons à la température du gaz

neutre. Il est alors possible de calculer la fonction de distribution pour toute valeur de  $r$  comprise entre 0 et 1.

b) Résultats du calcul

La figure (III.2) montre les résultats obtenus pour  $r = 1$  (ion  $N_2^+$ ) et  $r = 0$  (ion  $N_4^+$ ), pour une intensité de courant de protons de  $1 \mu A$ , une pression de néon de 100 torrs et une température  $T_N = 300$  K. Le terme source peut s'écrire sous la forme calculée au chapitre II :

$$S = 765 NI \quad (\text{MKSA})$$

où  $N$  est la densité de neutres,  $I$  le courant de protons, ceci dans le cas d'une section de faisceau de  $0.8 \text{ cm}^2$  correspondant à des conditions de focalisation moyennes. La courbe correspondant au néon pur, ion  $Ne_2^+$ , calculée avec le coefficient de recombinaison donné par l'expression (III.13), a été tracée sur la même figure à titre de comparaison.

$f$  étant connue on peut estimer  $T_M$  et calculer  $n_e, v_{\text{eff}}$  et  $T_e$  utilisant les expressions (III.7,8,9). En observant les variations de ces quantités avec les paramètres  $I$  et  $p$  on met en évidence des lois simples de la forme :

$$\{n_e, v_{\text{eff}}\} = A_{1,2} p^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}} \quad (\text{III.14})$$

[7] et Annexe 4

et  $\{T_e, T_M\} = A_{3,4} \{I/P\}^{\gamma_{3,4}} \quad (\text{III.15})$

Les valeurs de  $A_j$  et  $\gamma_j$  ( $j = 1,2,3,4$ ) ne dépendent que de l'espèce ionique considérée dans le terme de recombinaison et sont reportées dans le tableau III.1.

Dans le cas où  $0 < r < 1$  les lois de variation de  $n_e, v_{\text{eff}}$  et  $T_e$  ont des caractéristiques intermédiaires entre les deux cas extrêmes  $r = 0$  et  $r = 1$  et prennent la forme empirique :

$$n_e (\text{cm}^{-3}) = 1,26 \cdot 10^{10} e^{0,217r} p^{\lambda(r)} I^{1-\lambda(r)}$$

$$\lambda(r) = 0,328 e^{0,274r} \quad (\text{III.16})$$

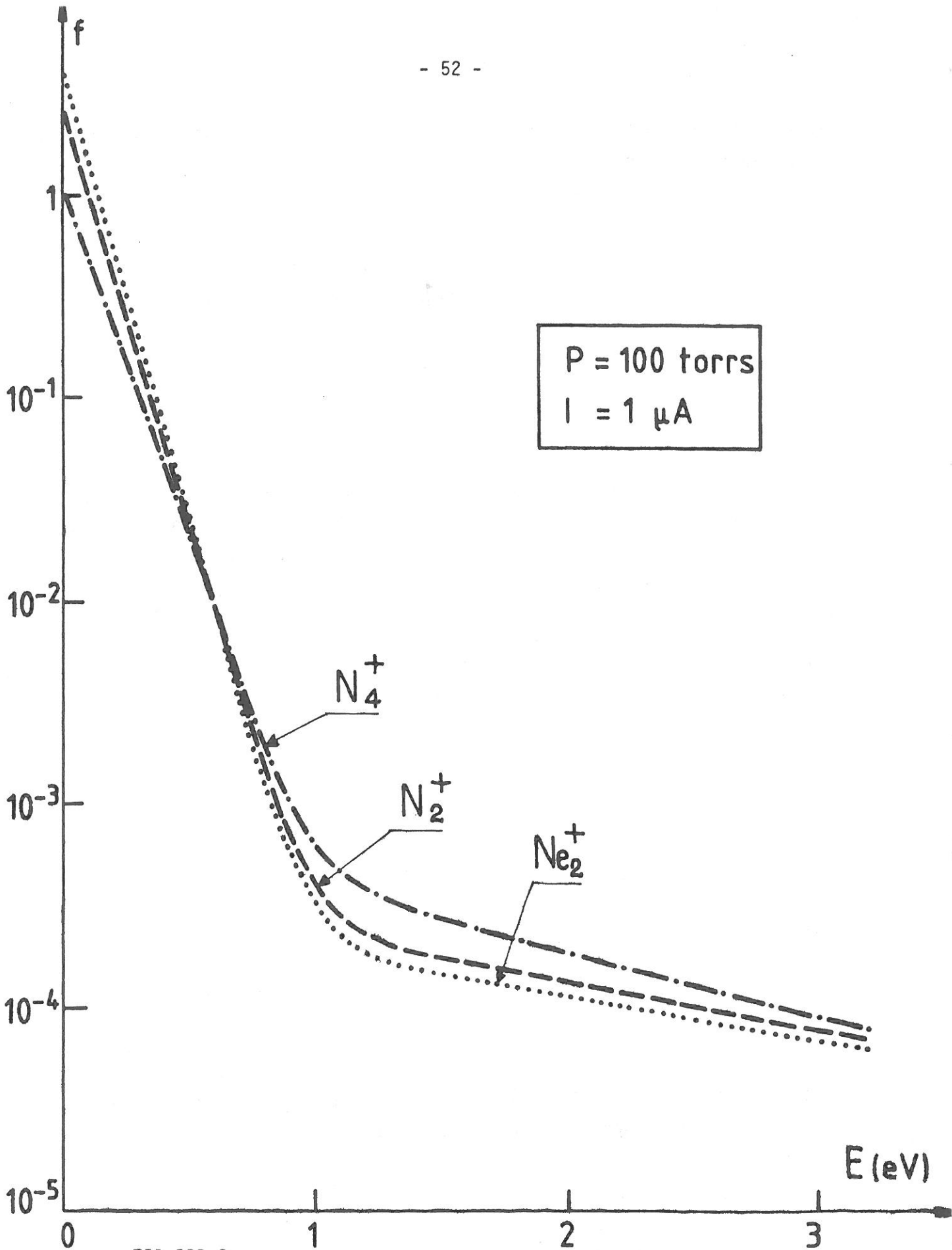


FIG. III.2

Fonction de distribution calculée dans le cas d'une pression de 100 torrs de néon à 300 K et d'un courant de protons de  $1 \mu A$  pour trois types d'ion dominant:

(.....)  $Ne_2^+$  (néon pur) ; (----)  $N_2^+$  ; (-.-.-)  $N_4^+$



		r = 1	r = 0		
		$N_2^+$	$N_4^+$	$Ne_2^+$	
$n_e$ ( $cm^{-3}$ )		$1,54 \cdot 10^{10}$	$1,25 \cdot 10^{10}$	$2,29 \cdot 10^{10}$	$A_1$
		0,444	0,336	0,413	$\gamma_1$
$\nu_{eff}$ ( $s^{-1}$ )		$4,33 \cdot 10^8$	$4,78 \cdot 10^8$	$4,08 \cdot 10^8$	$A_2$
		0,717	0,748	0,709	$\gamma_2$
$T_e$ (K)		8050	9330	5657	$A_3$
		0,341	0,294	0,294	$\gamma_3$
$T_M$ (K)		5880	6670	4095	$A_4$
		0,34	0,33	0,279	$\gamma_4$

TABLEAU III.1

Valeurs des coefficients  $A_j$  et  $\gamma_j$  des expressions III.14 et III.15.

$$\nu_{\text{eff}}(s^{-1}) = 4,76 \cdot 10^8 e^{-0,0940r} p^{\mu(r)} I^{1-\mu(r)}$$

$$\mu(r) = 0,748 e^{-0,046r} \quad (\text{III.17})$$

$$T_e(K) = 9138 e^{-0,144r} \left(\frac{I}{P}\right)^{0,290} e^{0,153r} \quad (\text{III.18})$$

Les valeurs obtenues pour différents courants de protons, I, et différentes pressions de néon P ont été reportées sur la figure (III.3) en fonction de r.

### c) Interprétation physique de ces résultats

Les modifications, tant de f que des grandeurs macroscopiques associées, découlant de la présence d'impuretés d'azote sont surtout sensibles dans le cas où l'ion dominant est l'ion  $N_4^+$ , résultat prévisible compte tenu du fait que les coefficients de recombinaison des ions  $Ne_2^+$  et  $N_2^+$  sont du même ordre de grandeur, alors que le coefficient de recombinaison de l'ion  $N_4^+$  est sensiblement différent, ainsi que le montrent les relations (III.11,12,13). Aux énergies inférieures à 1 eV, la recombinaison de l'ion  $N_4^+$  est plus importante que celle de l'ion  $Ne_2^+$ , d'un facteur environ égal à 10 autour de l'énergie moyenne des neutres, et qui devient de plus en plus grande lorsque l'énergie tend vers zéro. Il en résulte donc une augmentation de l'énergie moyenne de la distribution par un effet de troncature accru au niveau de l'origine et une diminution de la densité électronique qui est constituée pour l'essentiel de la partie basse énergie de la distribution. L'effet sur la densité est le plus spectaculaire puisqu'il correspond à une diminution d'un facteur 3 environ. Dans le domaine des énergies supérieures à 1 eV, en revanche, l'ion  $N_4^+$  se recombine moins vite que l'ion  $Ne_2^+$ . Il contribue donc davantage à l'échauffement de la population froide, ce qui tend à augmenter la température de la partie quasi-maxwellienne. De l'accroissement de  $T_M$  et  $T_e$  résulte une augmentation de la fréquence de collision  $\nu_{\text{eff}}$ .

## II - INFLUENCE D'UN CHAMP ELECTRIQUE

Nous avons étudié l'action d'un champ électrique  $\vec{E}$  alternatif et homogène en nous limitant au cas d'un champ haute fréquence, de fréquence angulaire  $\omega$ , telle que  $\omega^2 \gg \nu_{eN}^2$ ; condition bien vérifiée expérimentalement par un champ électrique RF de fréquence  $\mathcal{F} \approx 10$  GHz.

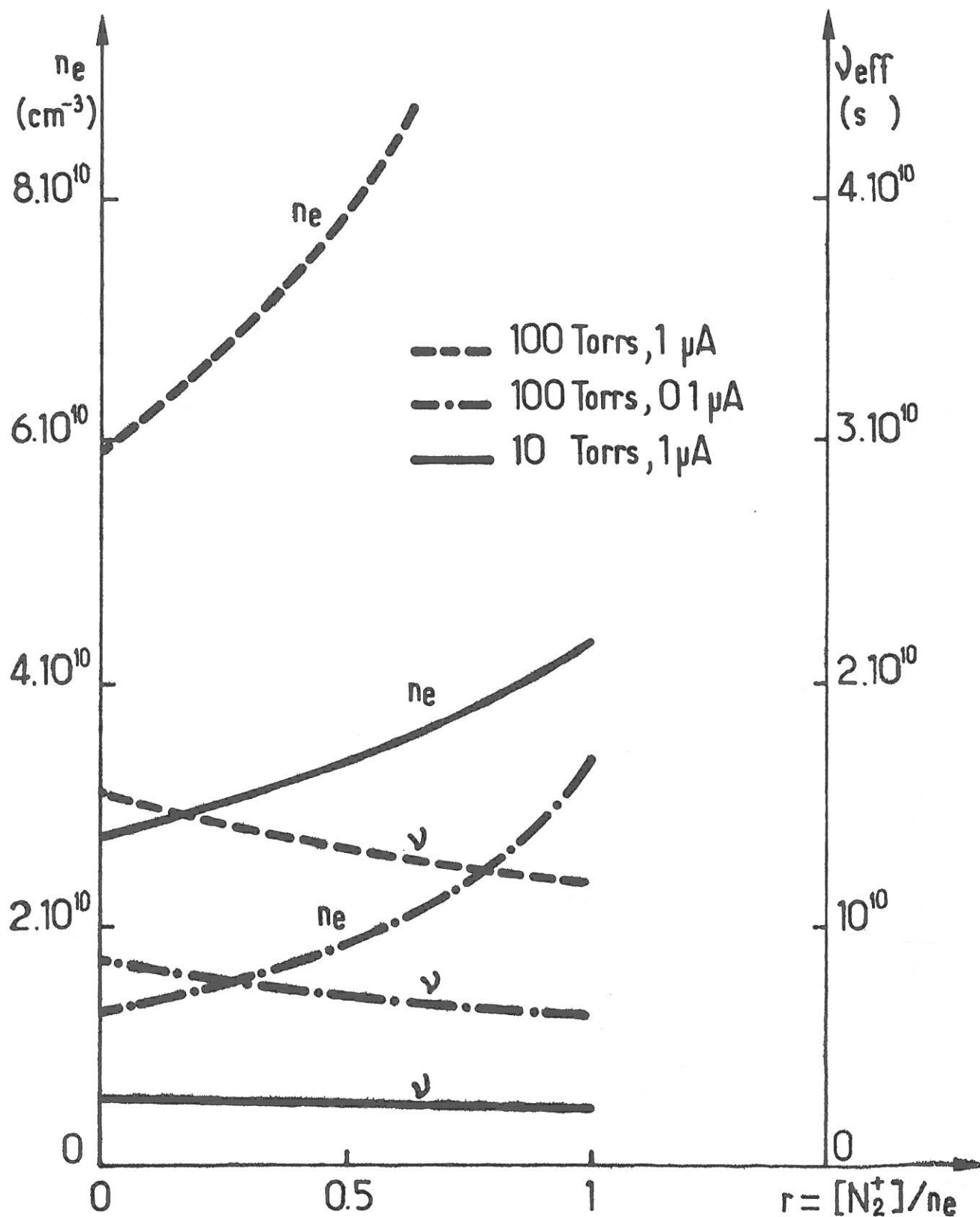


FIG. III.3 - Variations de  $n_e$  et  $\nu_{\text{eff}}$  en fonction de  $r$  pour différents courants de protons et différentes pressions de néon.

Le champ électrique est pris en compte dans le cadre du formalisme décrit précédemment en introduisant un terme de flux supplémentaire\*

$$G_E = - \frac{4\pi}{3} w^2 \frac{e^2}{m^2} \cdot \frac{E^2}{(\omega^2 + \nu_{eN}^2)} \cdot \frac{\nu_{eN}}{2} \frac{\partial f}{\partial w}$$

Le champ électrique ne modifie pas les variations asymptotiques de l'équation des flux. Les distributions sont donc calculées suivant la méthode exposée au paragraphe I<sub>1</sub>. Les résultats obtenus pour l'ion N<sub>4</sub><sup>+</sup> sont reportés sur la figure (III.4). On y voit que l'effet du chauffage se traduit par un accroissement de la longueur de la maxwellienne, effet croissant avec le champ, la queue de distribution devenant négligeable pour les forts champs.

Comme en l'absence de champ électrique, les lois d'évolution de n<sub>e</sub> et ν<sub>eff</sub> sont données ainsi que celles de T<sub>e</sub> dans le tableau III.2. sous la forme :

$$\{n_e, \nu_{eff}\} = A_{1,2} P^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}}$$

et  $T_e = A_3 (I/P)^{\gamma_3}$

On observe lorsque le champ électrique croît une augmentation de la densité électronique moyenne tendant à ramener les électrons dans un domaine énergétique où la recombinaison est moins importante. Pour les champs forts (E ≈ 10 V/cm) de simples bilans en énergie et en nombre de particules permettent d'expliquer les résultats. Le transfert d'énergie résulte en effet de l'écart à l'équilibre maxwellien. Il cesse quand celui-ci est atteint, ce qui peut être vu aussi à partir de la formule (III.2) donnant le flux G<sub>ee</sub>, lequel est nul pour toute distribution de la forme f ∝ e<sup>-mw<sup>2</sup>/2KTe</sup>.

\* Cette formule peut être retrouvée à la réf. [8] à partir de l'équation de bilan (86) en tenant compte de la modification du terme de champ électrique 2A<sub>0</sub> → A (relation 60) dûe à la périodicité du champ.

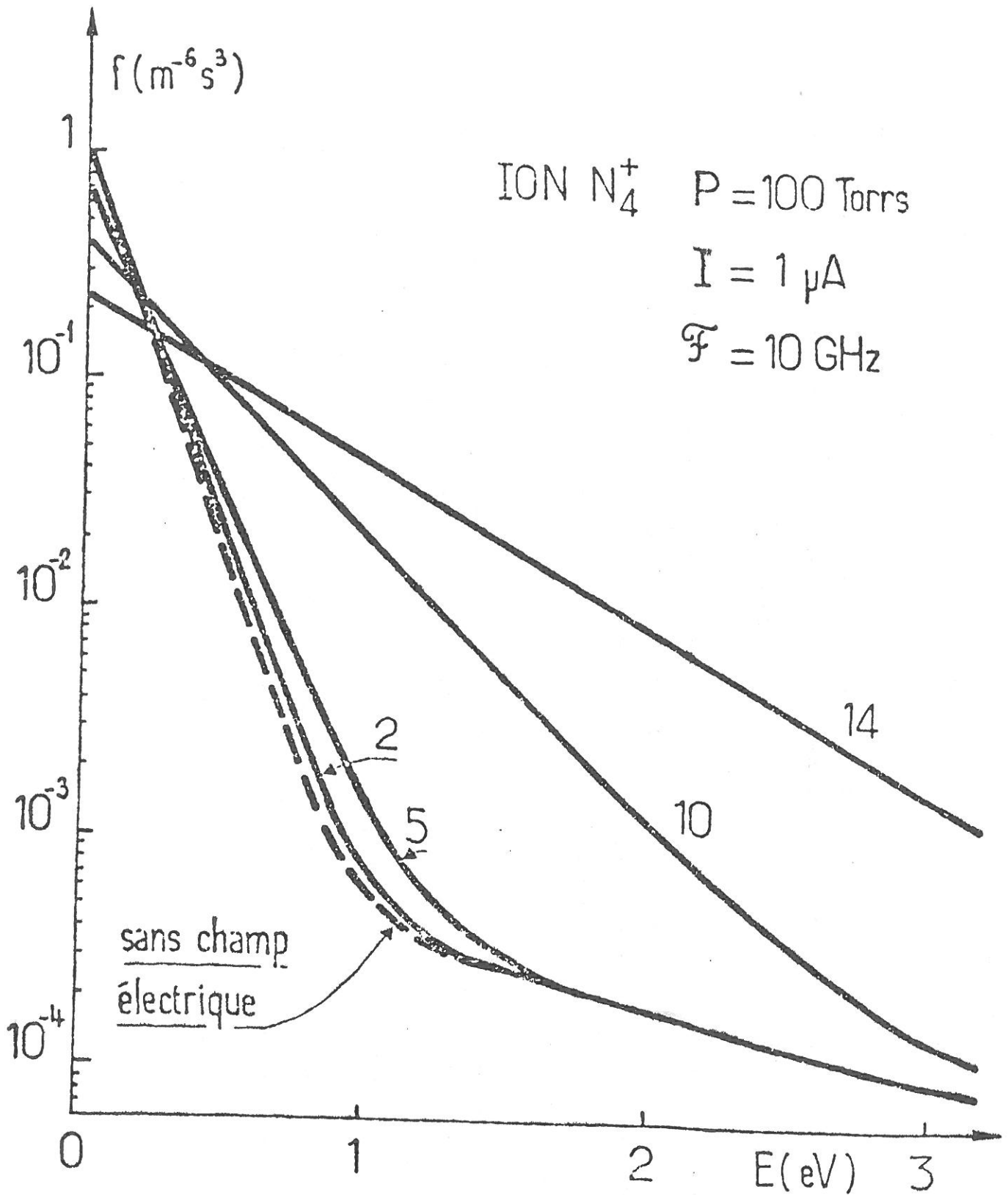


FIG. III.4

Modification de la fonction de distribution sous l'effet d'un champ électrique H.F. Les valeurs du champ sont indiquées en V/cm.

E (V/cm)	n <sub>e</sub> (cm <sup>-3</sup> )		v <sub>eff</sub> (s <sup>-1</sup> )		T <sub>e</sub> (K)	
	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>
0	1,25.10 <sup>10</sup>	4,78.10 <sup>8</sup>	0,336	0,748	8050	9040
2	1,22.10 <sup>10</sup>	4,66.10 <sup>8</sup>	0,348	0,761	9070	7400
5	1,22.10 <sup>10</sup>	4,614.10 <sup>8</sup>	0,374	0,796	0,256	7400
10	1,16.10 <sup>10</sup>	3,93.10 <sup>8</sup>	0,459	0,93	0,109	8660
14	1,34.10 <sup>10</sup>	4,64.10 <sup>8</sup>	0,488	0,977	0,037	

TABLEAU III.2

Lois de variation des paramètres du plasma avec la pression et le courant pour différentes valeurs du champ E, P étant exprimé en torrs et I en mA

Il en résulte que les seuls processus importants sont l'échauffement dans le champ électrique et le refroidissement sur les neutres. La température de la distribution quasi-maxwellienne qui en résulte est donc calculable à partir du bilan

$$2 \frac{m}{M} \nu_{eN} \left( \frac{3}{2} kT_e - \frac{3}{2} kT_g \right) = \nu_{eN} e^2 E^2 / 2m\omega^2$$

où les membres de gauche et de droite représentent respectivement le taux de perte et de gain en énergie.

Lorsque la température électronique devient très supérieure à celle du gaz on obtient alors :

$$\frac{kT_e}{e} = \frac{e E^2}{6 \omega^2 m} \frac{M}{m}$$

Le fait que  $T_e$  ne dépende pas de la pression est évidemment lié à la gamme de fréquences considérées. Quant à la densité électronique elle se déduit du bilan de particules.

$$S = \alpha n_e^2 .$$

Les calculs présentés dans ce paragraphe sont limités par deux hypothèses. La première est celle concernant la fréquence du champ électrique, puisqu'elle est supposée telle que

$$\omega^2 \gg \nu_{eN}^2$$

Dans le cas où cette fréquence est fixée à la bande X ( $f \approx 10$  GHz) cela autorise une fréquence de collisions allant jusqu'à quelques  $10^{10} \text{ s}^{-1}$  c'est à dire pour le néon, des pressions allant jusqu'à 300 torrs. La deuxième hypothèse est celle de la convergence des différents moments de  $f$  calculés ou pris en compte dans les conditions aux limites. A partir de  $E \approx 10 \text{ V/cm}$  l'énergie électronique moyenne devient trop grande pour permettre, dans le domaine des énergies considérées, une bonne convergence des moments de  $f$ , et cette convergence est d'autant moins bonne que le champ appliqué devient plus fort.

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [1] Groupe Plasmas d'Origine Nucléaire. J. Physique 41, 1101 (1980)  
(cf. Annexe 3).
- [2] W.P. ALLIS. Principles of Lasers Plasmas. BEKEFI Editor (Wiley and Sons, N.Y.) (1976) Chap. 6.
- [3] D.B. REES, C.B. LEFFERT, D.J. ROSE. J. Appl. Phys. 40, 1884 (1969).
- [4] M.A. HEALD, C.B. WHARTON. Plasma diagnostics with microwaves (Wiley N.Y., 1965) p. 156.
- [5] M.A. BIONDI. Can. J. Chem. 47, 1711 (1969).
- [6] J. PHILBRICK, F.J. MEHR, M.A. BIONDI. Phys. Rev. 181, 271 (1969).
- [7] J. MARGOT. Thèse de doctorat de spécialité. Orsay (1981).
- [8] J.L. DELCROIX. Physique des Plasmas. Vol. II. Dunod. Paris (1966).



CHAPITRE IV

VERIFICATION EXPERIMENTALE - PLASMA STATIONNAIRE

La mesure directe de la fonction de distribution  $f$  par une technique de sonde électrostatique étant délicate, notamment à pression moyenne [1], nous avons choisi de tester la validité du calcul par sa confrontation aux résultats des mesures de moments de  $f$  représentatifs de sa forme : densité électronique et fréquence de collision effective. La densité est déterminée essentiellement par la partie à basse énergie de la fonction de distribution. La fréquence de collision effective, évidemment sensible à la température de la maxwellienne, dépend aussi de la queue de la fonction de distribution. Les variations de ces grandeurs macroscopiques, en étant représentatives de la modification de la fonction de distribution, peuvent donc permettre de tester la validité du modèle. Nous avons déjà vu que la forme de la fonction de distribution dépend de l'espèce ionique prépondérante. La distribution obtenue en présence d'ions  $N_2^+$  présente une partie quasi-maxwellienne de température plus élevée et une queue plus peuplée qu'en présence d'ions de néon. Il en résulte une augmentation de l'énergie moyenne. La présence d'ions  $N_4^+$  induit des effets semblables mais quantitativement plus importants. La diminution de la densité électronique peut donc mettre en évidence de façon indirecte le transfert néon-azote, et le passage de  $N_2^+$  à  $N_4^+$  provoque une augmentation de la fréquence de collision. D'autre part pour une espèce ionique donnée l'application d'un champ électrique provoque un accroissement de la longueur de la maxwellienne, la queue de distribution devenant même négligeable pour les forts champs. Nous avons donc entrepris une série de mesures de  $n_e$  et  $\nu_{eff}$  pour différents taux d'azote et en présence ou non de champ électrique de chauffage.

En l'absence de champ électrique nous avons effectué deux séries de mesures à deux instants différents que nous allons définir (cf. Chapitre II, § IV<sub>4</sub>).

- le premier dit instant "initial" correspond à la période suivant l'opération de pompage de l'enveloppe (jusqu'à un vide résiduel de  $10^{-6}$  torr) et de son remplissage par le néon à la pression désirée. Le taux d'azote est alors typiquement  $10^{-4}$  et l'ion dominant est l'ion  $N_2^+$  ;

- le second dit "de saturation" est un temps variable suivant la pression et l'intensité du faisceau, mais aisément repérable par le fait que la densité électronique se stabilise autour d'une valeur voisine du tiers de sa valeur initiale. Dans ce dernier cas le taux d'azote est d'environ  $10^{-2}$  et l'ion dominant  $N_4^+$ . L'évolution du taux d'azote étant stabilisée il est alors possible d'étudier l'influence d'un champ électrique sur les moments de la fonction de distribution pour l'ion prépondérant  $N_4^+$ .

## I - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

### I<sub>1</sub> - FAISCEAU DE PROTONS

Le faisceau de protons est créé par un générateur Van de Graaff dont la tension d'accélération peut varier de 0 à 2,5 MV. Son courant est variable de 0,5 à 5  $\mu$ A sur une section circulaire d'environ 5 mm de diamètre. Le faisceau, initialement continu peut être haché par un déflecteur situé dans la partie en aval de la ligne d'accélération, après l'aimant d'analyse. Le déflecteur est constitué de deux plaques, l'une de 45 cm parallèle à l'axe de la ligne peut être portée à une tension variable de 0 à 6 kV ; l'autre, très légèrement inclinée par rapport à l'axe a 15 cm de long et est au potentiel zéro. La largeur des plaques est de 2,5 cm. L'espace interarmatures est de 6 mm à l'entrée et de 8 mm en sortie (fig. IV.1). Lorsque le faisceau est défléchi, il est recueilli sur un collecteur isolé. Il n'est axial que pour une valeur nulle de la tension de déflexion. Les impulsions de "zéro" correspondant aux impulsions de faisceau sont variables de 1 à 10 ms avec des temps de descente et de montée de 20 ns.

Ce dispositif, comme l'ensemble de la ligne d'accélération, est sous un vide d'environ  $10^{-5}$  torrs. Il est séparé de l'enceinte d'expérience que nous allons décrire plus loin par une fenêtre de Havar\* d'une épaisseur de 2,5  $\mu$ m et d'un diamètre de 6 mm, pouvant supporter une différence de pression supérieure à 1 atm.

Cette fenêtre peut être remplacée par une fenêtre refroidie à l'hélium permettant d'augmenter l'intensité du faisceau de protons jusqu'à 10  $\mu$ A.

---

\*Alliage composé essentiellement de cobalt, de chrome et de nickel. Densité : 8,3 g/cm<sup>3</sup>, fabriqué par Hamilton Metal Science.

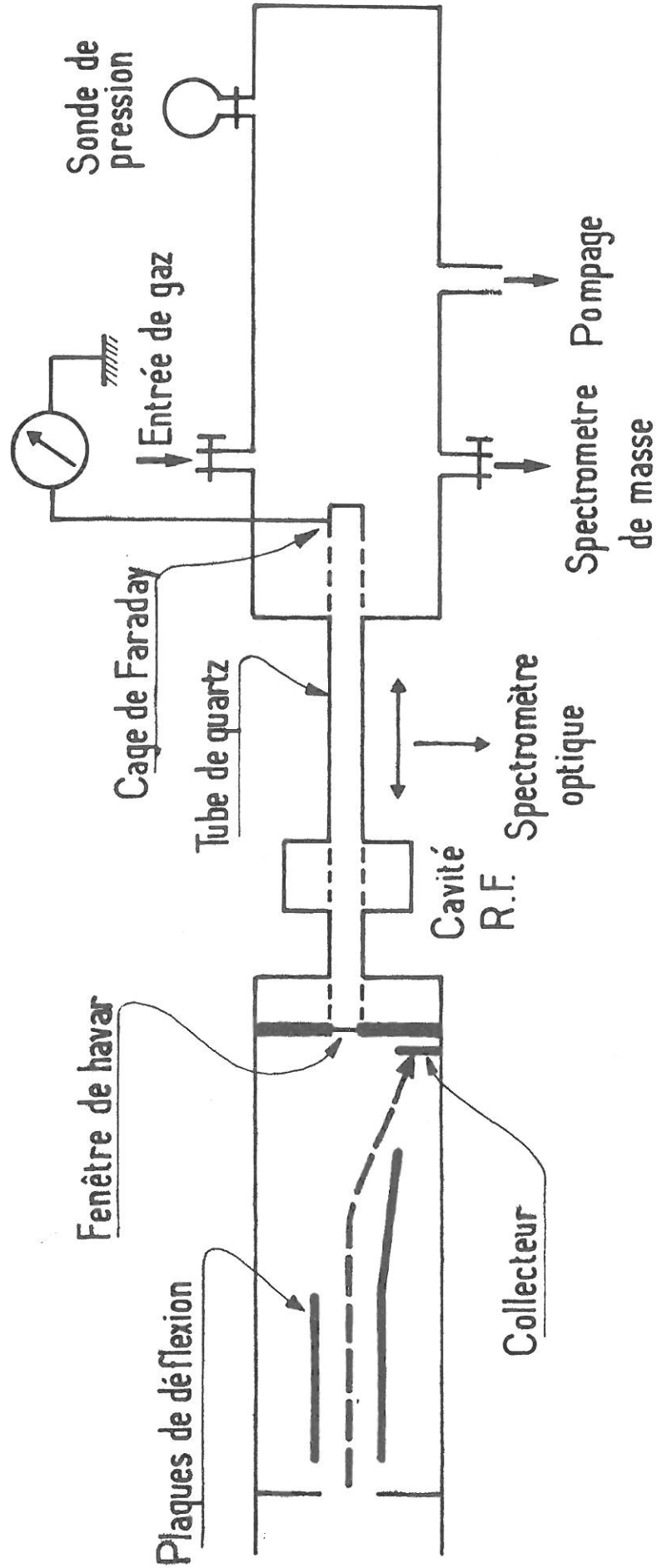


FIG. IV.1 - Dispositif expérimental.

## I<sub>2</sub> - CELLULE D'EXPERIENCE - DIAGNOSTICS

L'enceinte côté cible est constituée d'une part d'un tube de quartz cylindrique de 1 cm de diamètre extérieur et de 0,5 mm d'épaisseur dont l'axe coïncide avec l'axe de propagation du faisceau de protons. Ce tube est inséré dans une cavité résonnante et est maintenu à ses extrémités par deux passages étanches. En aval du tube divers diagnostics sont implantés sur une enceinte métallique : une sonde tournante pour l'analyse du faisceau de protons, une cage de Faraday pour la mesure du courant de protons, une sonde de pression, un spectromètre de masse permettant l'analyse du gaz.

L'ensemble du dispositif est relié à un groupe de pompage et à une arrivée de gaz. Enfin, un spectromètre optique permet l'analyse de la lumière émise par le plasma. La photographie de la page 65 illustre une partie de l'appareillage.

Les diagnostics implantés sur l'expérience doivent être adaptés au mode de production du plasma ; il faut en particulier tenir compte des rayonnements X et  $\gamma$  produits par le faisceau à proximité de l'enceinte. Ces rayonnements s'accompagnent d'une faible production de neutrons par réaction  $p(n,\gamma)Cu$  lorsque le faisceau est dévié et vient frapper le collecteur de cuivre.

L'impossibilité de rester en permanence à proximité de l'expérience nous a donc conduits à automatiser les mesures autant que faire se peut.

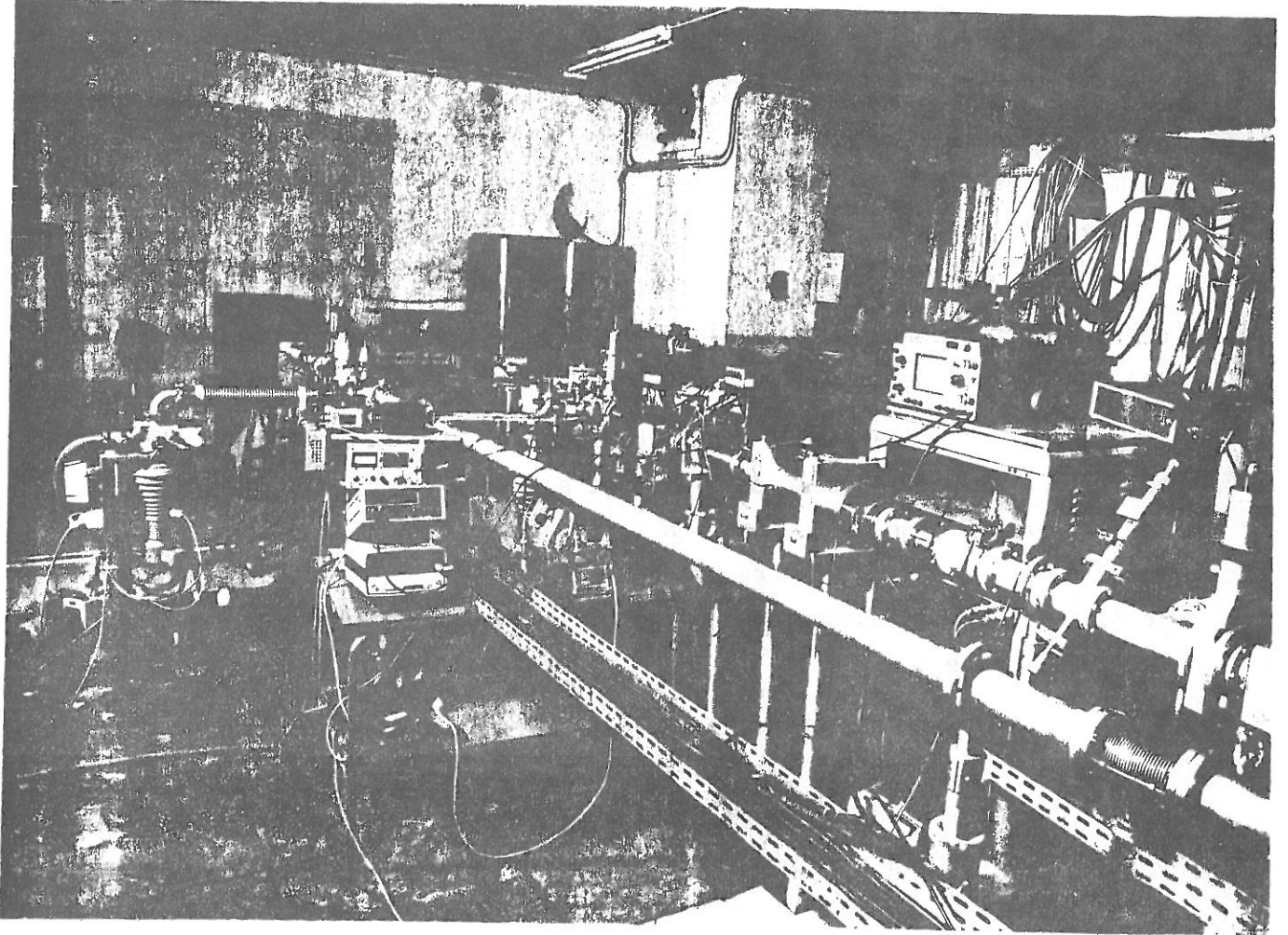
## II - METHODE DE MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA FREQUENCE DE COLLISION

La densité électronique  $n_e$  et la fréquence de collision effective  $\nu_{eff}$  sont mesurées par une méthode de cavité R.F.

Il est bien connu que la présence de plasma à l'intérieur d'une cavité hyperfréquence modifie la fréquence de résonance,  $f_R$ , et le facteur de surtension,  $Q$ , de la cavité. Dans le cas d'une cavité cylindrique contenant un plasma cylindrique coaxial les variations correspondantes, si elles sont faibles, sont bien représentées par les relations :

$$\Delta f_R / f_R = n f_p^2 / f_R^2$$

$$\Delta(1/Q) = - \nu_{eff} \Delta f_R / \pi f_R^2$$



Dispositif expérimental.

$$\text{avec } \eta = \frac{1}{2} \frac{\int_V \frac{n(r)}{n(0)} E^2 dV}{\int_V E^2 dV}$$

où  $n(0)$  est la densité électronique au centre du tube et  $n(r)$  la densité en un point à la distance  $r$  de l'axe du tube ;

$\eta$  apparaît comme un facteur de forme prenant en compte le profil du plasma et le mode d'excitation de la cavité ; la fréquence  $\nu_{\text{eff}}$  donnée par la relation 9 chapitre III, est supposée inférieure à  $f_R$ .

De la mesure de  $\Delta f_R$  et  $\Delta(1/Q)$ , il est donc possible de déduire la fréquence de collision effective  $\nu_{\text{eff}}$  et la fréquence plasma  $f_p$ , soit encore la densité électronique  $n_e$ .

La cavité hyperfréquence utilisée est cylindrique de diamètre 5 cm et une longueur de 19 mm et elle est excitée sur son mode  $TE_{011}$ . Le facteur de forme est calculé en supposant la densité uniforme avec un rayon égal à celui du faisceau et nulle en dehors ; (ce qui est justifié par le fait que la diffusion est négligeable). Dans nos conditions expérimentales le calcul donne :  $\eta = 7 \cdot 10^{-3}$ .

La méthode de mesure automatique de  $\Delta f_R$  et  $\Delta(1/Q)$  est décrite à l'annexe 5. Rappelons simplement que la cavité excitée sur son mode  $TE_{011}$  par le signal R.F. d'une diode pilotée par un varactor, est insérée dans une boucle à verrouillage de phase dans laquelle elle agit comme un discriminateur de phase (fig. IV.2) permettant un ajustement automatique de la fréquence du générateur sur la fréquence de résonance,  $f_R$ , de la cavité chargée.

La quantité  $\Delta(1/Q)$  se mesure en modulant la fréquence du générateur sur une faible plage autour de  $f_R$ . Moduler la fréquence revient à se déplacer autour du sommet de la courbe de résonance ce qui permet d'en mesurer la courbure, laquelle porte les mêmes informations que la largeur à mi-hauteur liée au coefficient de surtension.

### III - RESULTATS EXPERIMENTAUX EN L'ABSENCE DE CHAMP ELECTRIQUE DE CHAUFFAGE

#### III<sub>1</sub> - ANALYSE DES RESULTATS

Le résultat de ces mesures permet de mettre en évidence des lois de variation expérimentales de  $n_e$  et  $\nu_{\text{eff}}$  en fonction de la pression et du courant, et de les comparer aux lois de variation théoriques exprimées

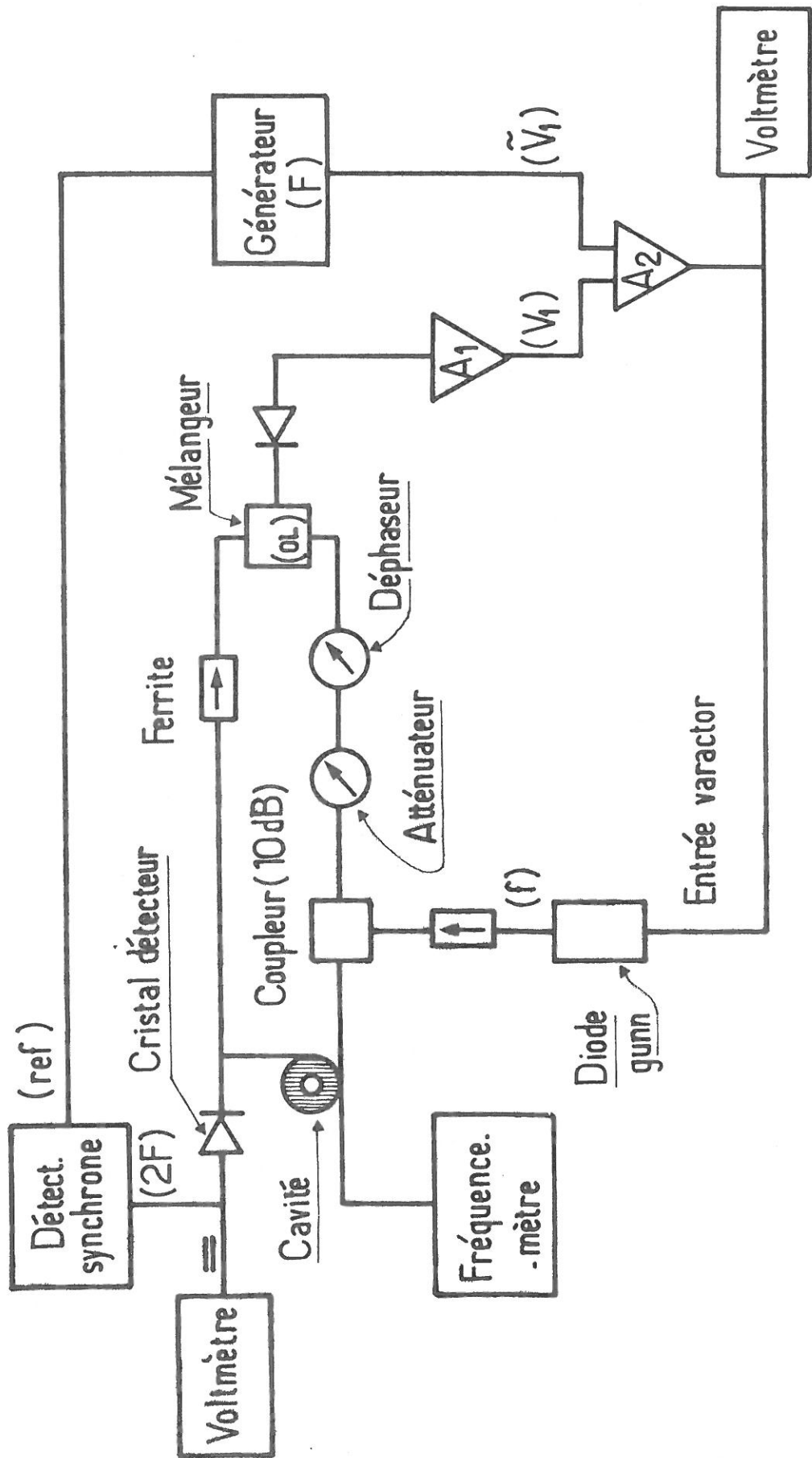


FIG. IV.2 - Schéma du montage pour la mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision.



par les relations (III.14) avec les valeurs des coefficients reportées dans le tableau III.1. Ces coefficients  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  dépendant uniquement de l'espèce ionique prépondérante, la confrontation théorie-expérience doit permettre de confirmer la nature présumée de l'espèce ionique. Pour ce qui concerne les coefficients  $A_1$  et  $A_2$ , une difficulté apparaît, liée au fait qu'ils sont également fonction du terme source choisi pour le calcul. Ils dépendent donc non seulement de l'espèce ionique prépondérante, mais aussi du courant de protons. Or nous avons déjà signalé (chapitre II) la difficulté de mesure du courant de protons en présence de gaz. Les courbes théoriques ont donc été tracées en prenant pour  $I$  la valeur du courant de protons mesurée dans le vide,  $I_{mes}$ , à proximité de la cavité R.F. Mais il est clair que le courant effectif  $I_{eff}$  diffère sensiblement de  $I_{mes}$ , ceci en raison de la divergence du faisceau liée à la présence de gaz. Ces deux courants sont liés par une relation du type :

$$I_{eff} = \lambda I_{mes} ,$$

où  $\lambda$  est un facteur de normalisation, inférieur à 1. Ce facteur est déterminé par ajustement de la valeur expérimentale de  $n_e$  à la valeur théorique en un point. On vérifie ensuite que l'accord entre les valeurs théoriques et expérimentales de  $A_1$  et  $A_2$  est bon pour tous les autres points. Ceci est d'autant plus probant que le rapport théorique  $A_2/A_1$ , à  $I$  et  $p$  fixés, varie de manière sensible suivant l'espèce prépondérante ( $1,78 \cdot 10^{-2}$  pour  $Ne_2^+$ ,  $2,81 \cdot 10^{-2}$  pour  $N_2^+$ ,  $3,82 \cdot 10^{-2}$  pour  $N_4^+$ ).

Les figures IV.3,4,5,6 montrent les variations de  $n_e$  et  $v_{eff}$ , en fonction de la pression de néon à courant de protons fixé, et en fonction du courant du faisceau à pression de néon fixée, pour deux séries de conditions de mesure : temps "initial" et "temps de saturation".

Les mesures effectuées au temps "initial" donnent des points qui s'accordent bien aux courbes calculées pour l'ion dominant  $N_2^+$ . De même, celles effectuées au temps de "saturation" correspondent de manière convenable aux calculs relatifs à l'ion  $N_4^+$ .

Les figures IV.7,8 montrent les variations de  $n_e$  et  $v_{eff}$  en fonction de la pression de néon pour  $I = 0.12 \mu A$  et en fonction du courant de protons pour  $P_{Ne} = 70$  Torr dans le cas où  $r = 0.5$ . Sur toutes ces figures l'écart théorie-expérience  $\Delta\gamma_{1,2}/\gamma_{1,2}$  a été reporté.





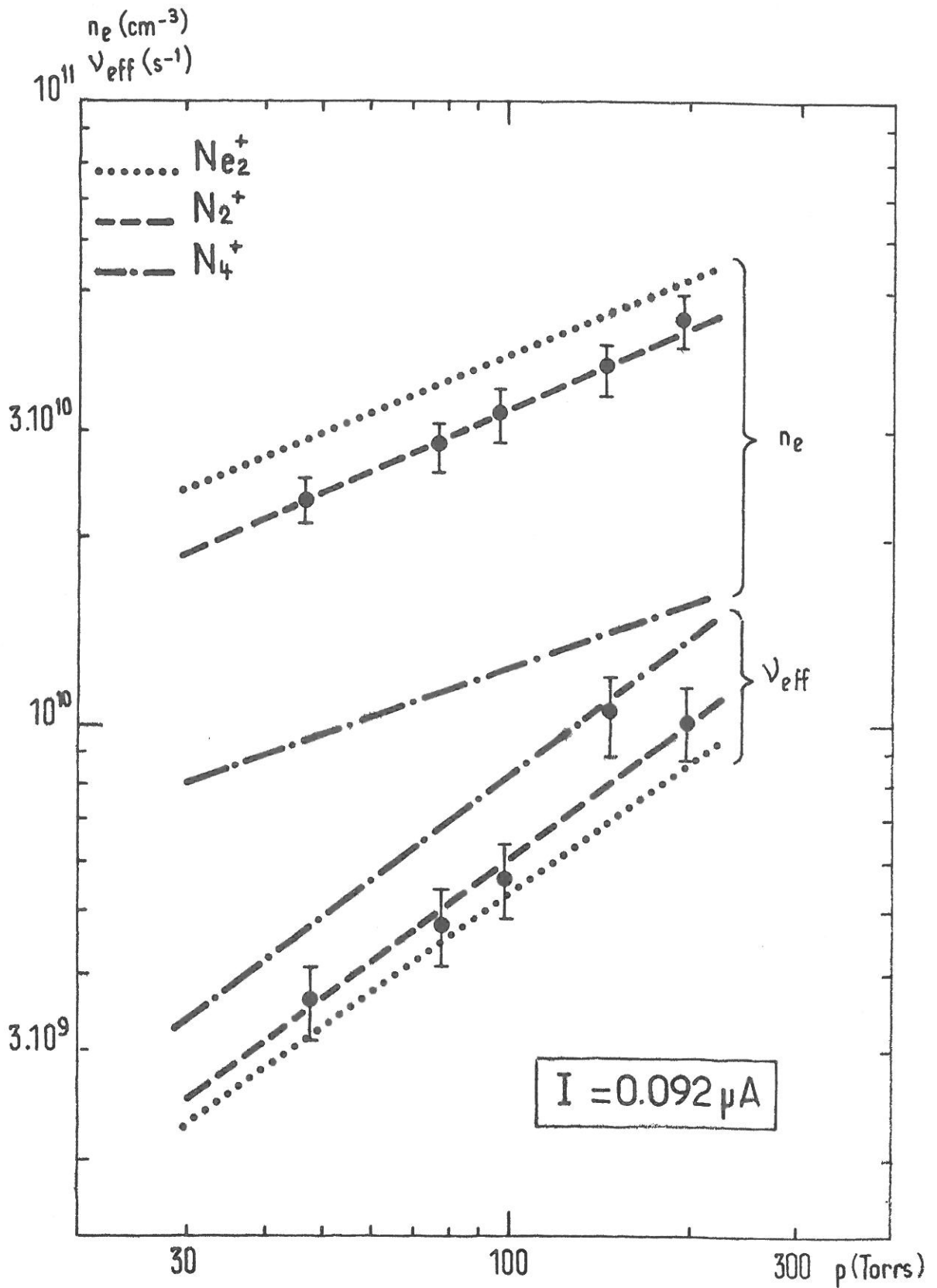


FIG. IV.4 - Variation de la densité électronique et de la fréquence de collision en fonction de la pression de néon. Les points expérimentaux sont mesurés au temps initial ( $\bullet$ ), et les courbes calculées pour trois types d'ion dominant :  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{N}_2^+$  et  $\text{N}_4^+$ . Les écarts théorie-expérience sont :  $\Delta\gamma_1/\gamma_1 = 6\%$  et  $\Delta\gamma_2/\gamma_2 = 4\%$ .

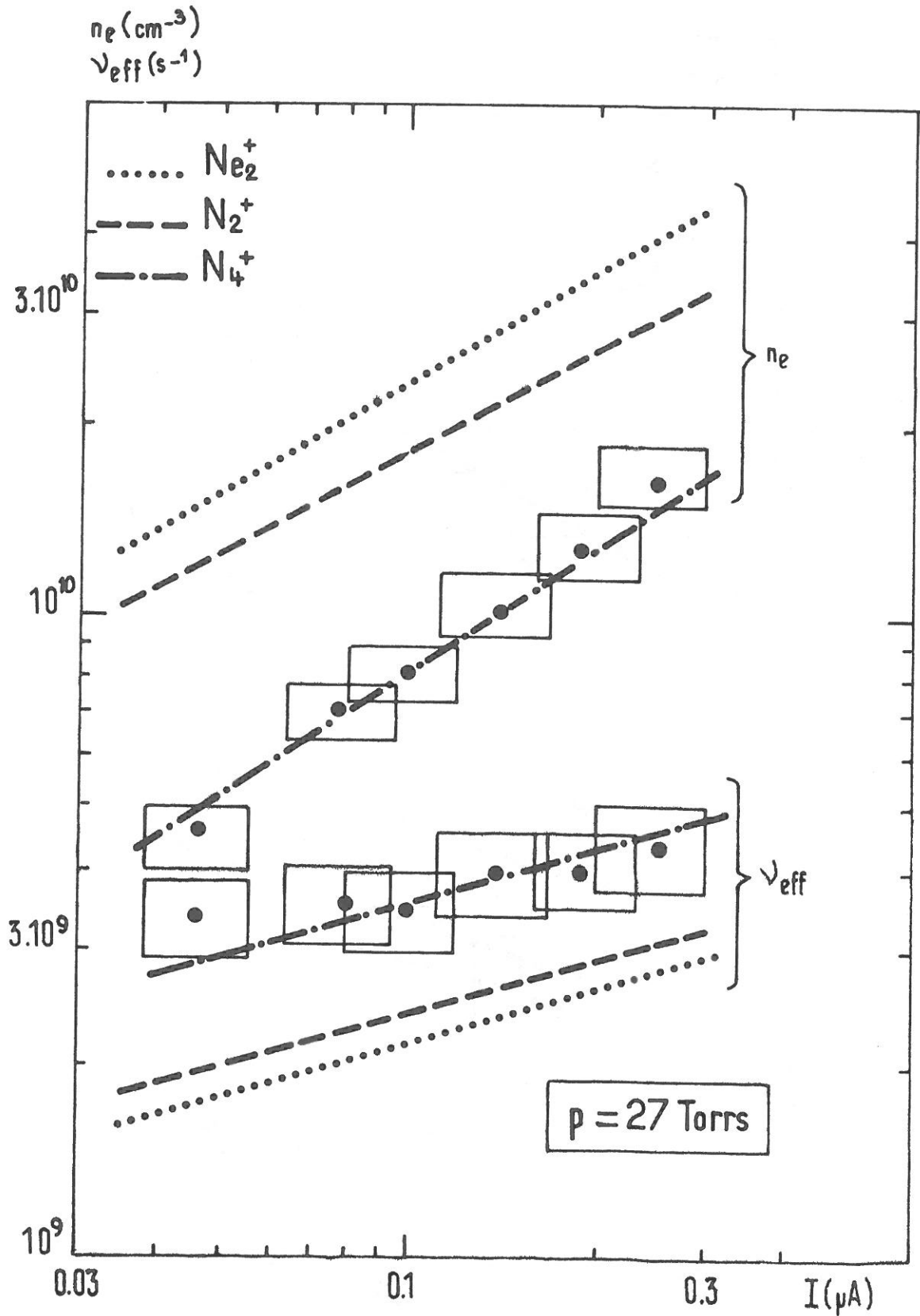


FIG. IV.5 - Variation de la densité et de la fréquence de collision en fonction du courant de faisceau. Les points expérimentaux sont mesurés au temps de "saturation" (●) et les courbes calculées pour trois types d'ions : Ne<sup>+</sup>, N<sub>2</sub><sup>+</sup> et N<sub>4</sub><sup>+</sup>.

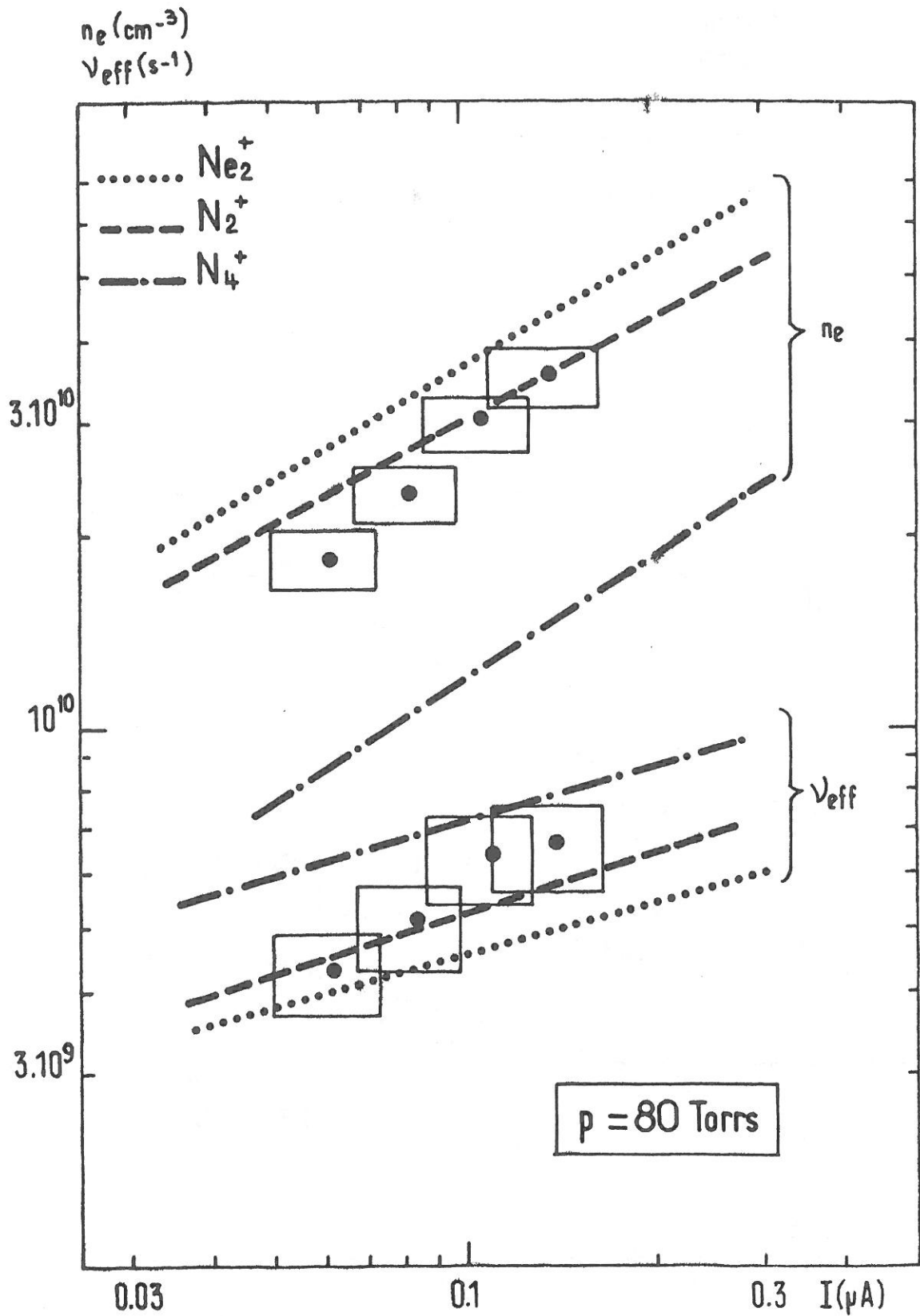


FIG.IV.6 - Variation de la densité et de la fréquence de collision en fonction du courant de faisceau. Les points expérimentaux sont mesurés au temps initial (●) et les courbes calculées pour trois types d'ions :  $Ne_2^+$ ,  $N_2^+$  et  $N_4^+$ .

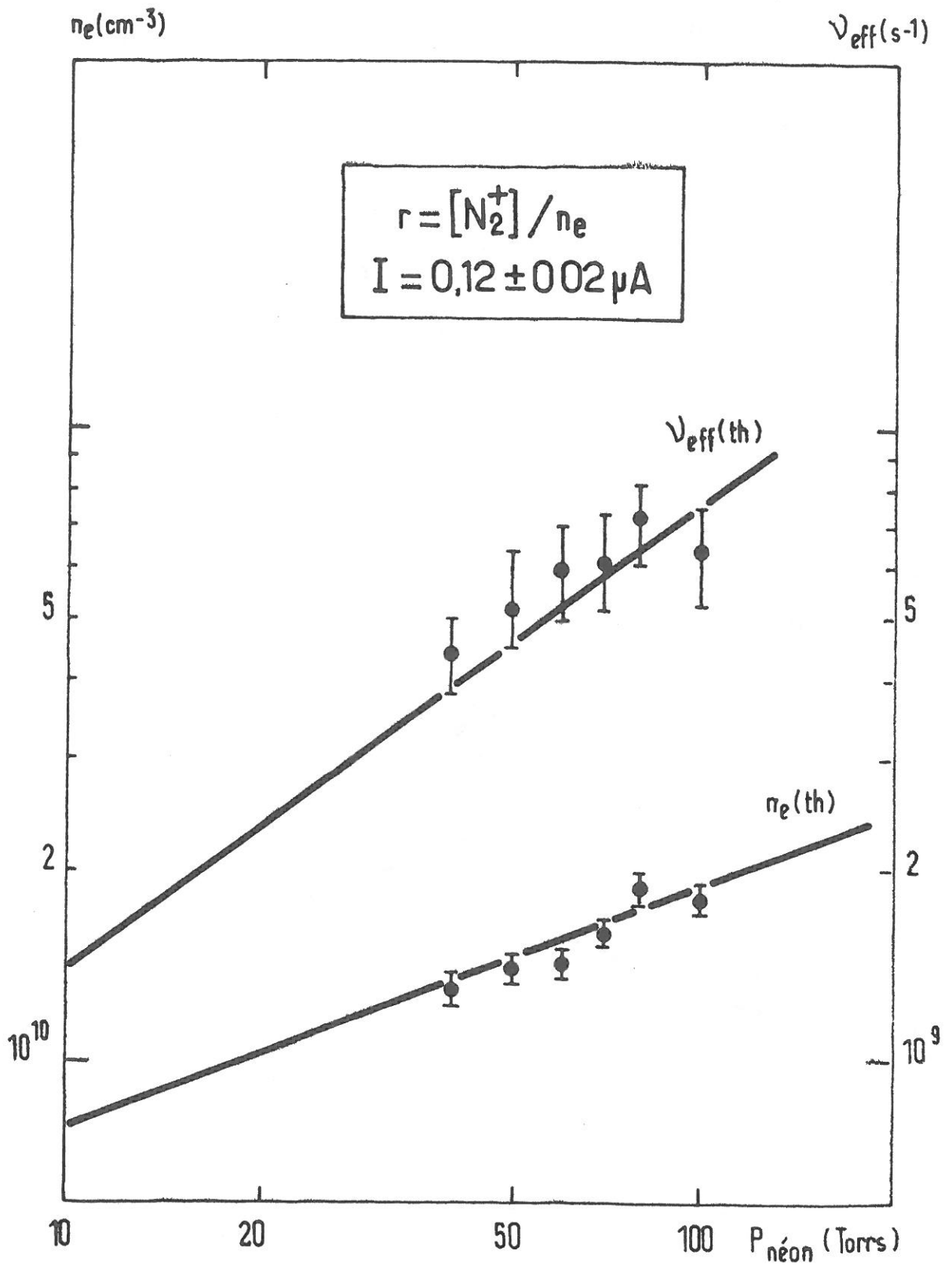


FIG. IV.7 - Variation de la densité électronique et de la fréquence de collision en fonction de la pression de néon dans le cas où  $r = 0.5$ . Les écarts théorie-expérience sont :

$\Delta \gamma_1 / \gamma_1 = 3 \%$  et  $\Delta \gamma_2 / \gamma_2 = 15 \%$ .

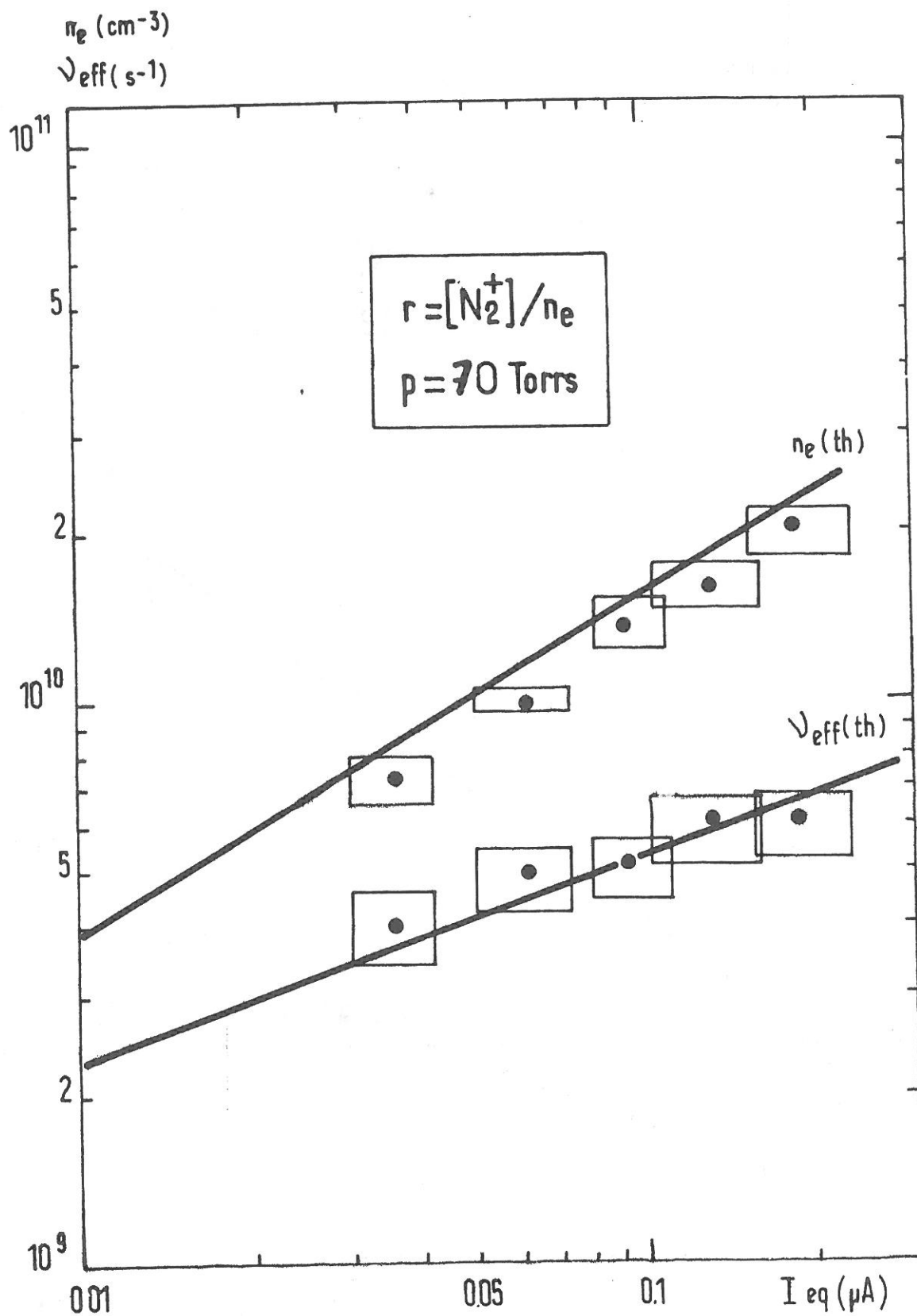


FIG. IV.8 - Variation de la densité et de la fréquence de collision en fonction du courant de faisceau dans le cas où  $r = 0.5$ .

### III<sub>2</sub> - COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

On constate que cet accord est surtout bon pour les lois  $n_e$ ,  $v_{eff}(p)$ . Les variations avec le courant sont moins probantes, par suite de la mauvaise reproductivité des conditions de focalisation du faisceau, lorsqu'on fait varier l'intensité. Une méthode des moindres carrés effectuée sur les points mesurés  $n_e$ ,  $v_{eff}(p)$  permet de déterminer les valeurs expérimentales de  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ . Leur comparaison avec les valeurs théoriques donne un écart relatif (noté dans la légende des figures correspondantes) qui n'excède pas 9 %. Les points  $n_e$ ,  $v_{eff}(I)$  s'ils ne permettent pas la détermination précise des coefficients  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$ , s'alignent néanmoins de manière satisfaisante sur les courbes théoriques, compte tenu des erreurs de mesure, que nous estimons à 10 % pour  $n_e$ , à 15 % pour  $v_{eff}$ , et à 20 % pour  $I$  lorsque  $I$  est la variable expérimentale.

## IV - ACTION D'UN CHAMP ELECTRIQUE DE CHAUFFAGE

### IV<sub>1</sub> - METHODE EXPERIMENTALE

Le chauffage des électrons s'effectue par le champ électrique du mode  $TM_{020}$  de la cavité R.F. dont le mode  $TE_{011}$  est utilisé pour la mesure automatique de la densité et de la fréquence de collision effective.

Le mode  $TM_{020}$  est excité par une diode Gunn couplée à la cavité au moyen d'une antenne tenue par l'un des flasques, parallèlement à l'axe de la cavité et à 19 mm de cet axe. Symétrique de l'antenne d'excitation par rapport à l'axe du tube, une deuxième antenne sert à mesurer le signal transmis.

La puissance de sortie de la diode, rendue variable par un atténuateur peut atteindre 100 mW. Elle est par ailleurs modulée en tout ou rien à une fréquence de 50 Hz par un hacheur mécanique, ce qui permet d'effectuer les mesures en détection synchrone. Ces mesures sont d'une part celle de  $n_e$  et  $v_{eff}$  par la méthode décrite précédemment, d'autre part celle du spectre de la lumière émise par le plasma, observée par un petit trou pratiqué dans la cavité.

La position et la dimension du trou ont été choisies de manière à perturber le moins possible les champs électriques utilisés pour le chauffage et pour les diagnostics ( $\emptyset = 1,7$  mm en visée radiale à 5 mm du flasque de la cavité).

Pour des conditions fixées de création de plasma (courant de protons et pression du gaz cible) la variable expérimentale associée à chaque série de mesures est le champ électrique de chauffage. Pour l'évaluer, on mesure la puissance absorbée par le plasma,  $P_a$ , différence entre la puissance incidente  $P_i$  et la somme  $P_r + P_t$  des puissances réfléchies et transmises au niveau des antennes.

La figure IV.9 décrit l'ensemble du dispositif.

#### IV<sub>2</sub> - COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE

La comparaison théorie-expérience porte sur les quantités  $n_e$  et  $v_{eff}$  pour lesquelles l'effet d'un champ électrique de chauffage,  $E$ , a été calculé au § II du chapitre III dans le cas où l'ion dominant est l'ion  $N_4^+$ . Ces quantités ont été mises sous la forme :

$$\{n_e, v_{eff}\} = A_{1,2} P^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}}$$

où  $I$  est le courant de protons et  $p$  la pression du gaz et les coefficients  $A_{1,2}$  et  $\gamma_{1,2}$  ont été tabulés (tableau III.2) pour diverses valeurs du champ électrique. On peut noter que les coefficients  $A_{1,2}$  varient très peu avec le champ électrique, tandis que les coefficients  $\gamma_{1,2}$  augmentent de manière notable lorsque le champ électrique croît.

Les variations mesurées de  $n_e$  et  $v_{eff}$  en fonction de la puissance de chauffage absorbée,  $P_a$ , sont données sur la figure IV.10 pour différentes pressions de néon, un courant de protons de 3  $\mu A$  et un taux d'impuretés d'azote correspondant à la "saturation" c'est à dire à l'ion dominant  $N_4^+$ .

L'ensemble de ces courbes permet donc d'évaluer les coefficients  $\gamma_{1,2}$  pour chaque valeur de  $P_a$ , le champ électrique  $E$  étant déduit de  $P_a$  (cf. Annexe 6), les variations de  $\gamma_{1,2}$  avec  $E$  sont reportées sur la fig. IV.11 et comparées aux variations calculées.

Les résultats de cette comparaison sont résumés dans le tableau IV.1. ci-après. Ce tableau montre un bon accord théorie-expérience pour les faibles champs électriques. L'écart augmente aux forts champs et ceci pour deux raisons : l'une liée à la validité du calcul dont il a été dit



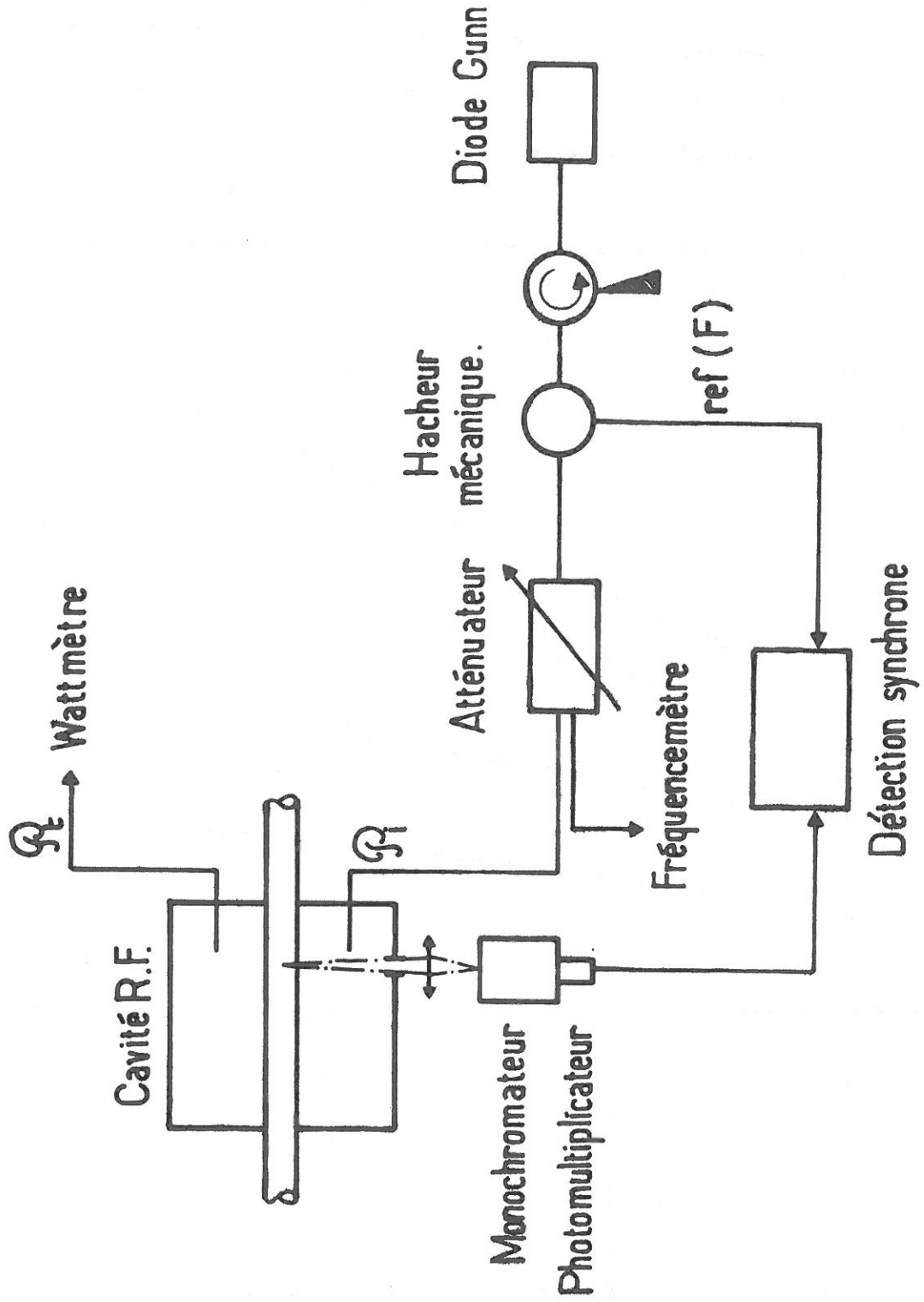


FIG. IV.9 - Dispositif expérimental dans le cas où l'on applique un champ électrique de chauffage.

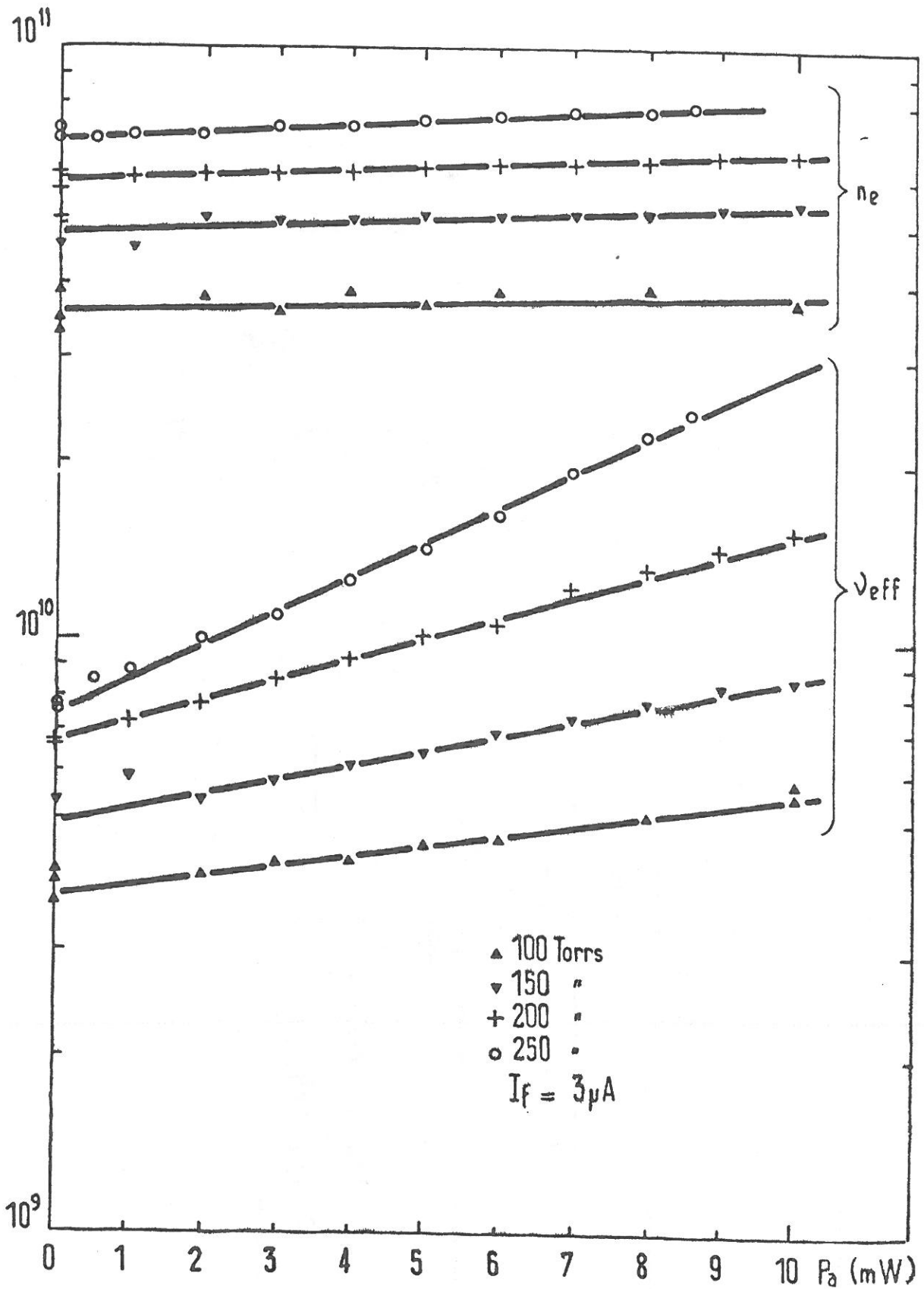


FIG. IV.10 - Exemple de variations de la densité électronique et de la fréquence de collision en fonction de la puissance de chauffage pour différentes pressions de néon.

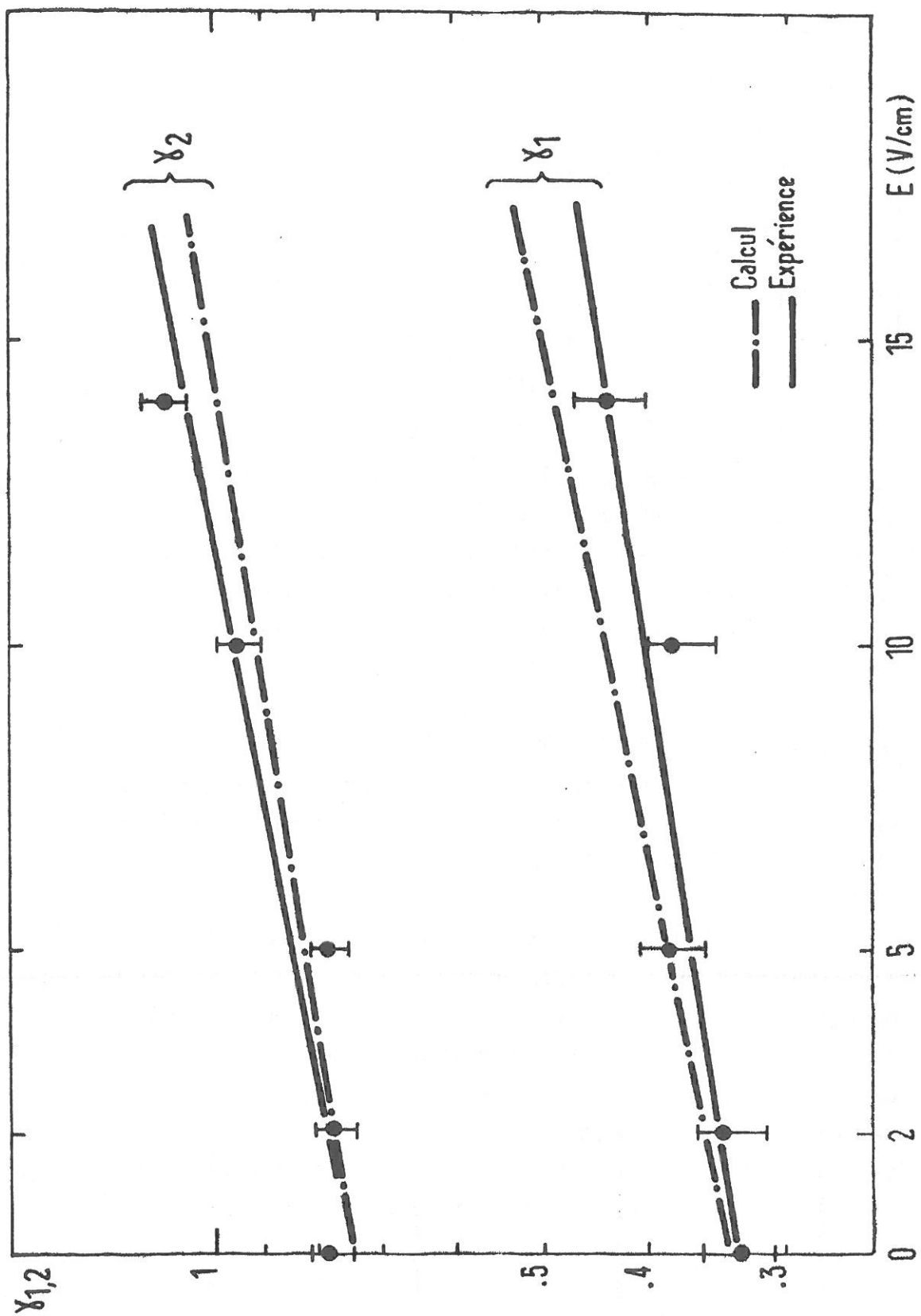


FIG. IV.11 - Comparaison des variations expérimentale et calculée de  $\gamma_{1,2}$  en fonction du champ électrique.

$E$ (V/cm)	$\gamma_1^{th}$	$\gamma_1^{exp}$	$\Delta\gamma_1/\gamma_1$	$\gamma_2^{th}$	$\gamma_2^{exp}$	$\Delta\gamma_2/\gamma_2$
0	0,336	0,329	2 %	0,748	0,790	6 %
2	0,348	0,335	4 %	0,761	0,777	2 %
5	0,374	0,381	2 %	0,796	0,788	1 %
10	0,459	0,374	18 %	0,901	0,950	5 %
14	0,488	0,431	11 %	0,977	1,10	13 %

TABLEAU IV.1

qu'elle était limitée pour les forts champs ( $E > 10$  V/cm) par la mauvaise convergence des différents moments de  $f$  et en particulier de la densité ; l'autre découle de la méthode de mesure automatique ; lorsque le champ électrique augmente la courbe de résonance s'élargit et s'applatit, il est donc plus difficile de localiser le sommet avec exactitude et la mesure de la courbure est alors moins précise.

### IV<sub>3</sub> - EFFET DU CHAUFFAGE SUR LE SPECTRE D'EMISSION

Comme indiqué sur la figure IV.7 les mesures de lumière sont effectuées en détection synchrone. Ceci peut permettre de déceler même de faibles variations de l'intensité lumineuse en fonction du champ électrique de chauffage.

Nous avons observé le comportement des raies émises par les ions d'azote à 391,4 et 427,8 nm en fonction de la puissance de chauffage. Même pour la puissance maximale de chauffage disponible : 20 mW, soit un champ électrique de 34 V/cm, aucune variation significative de l'intensité lumineuse de ces raies n'a pu être observée (fig. IV.12), ce qui tend donc à prouver que le processus de formation des ions  $N_2^{+*}$  est indépendant de la température électronique. Cette observation va dans le sens de l'hypothèse de formation des ions  $N_2^{+*}$  par transfert de charge à partir des ions  $Ne_2^+$ .

J (427 nm)

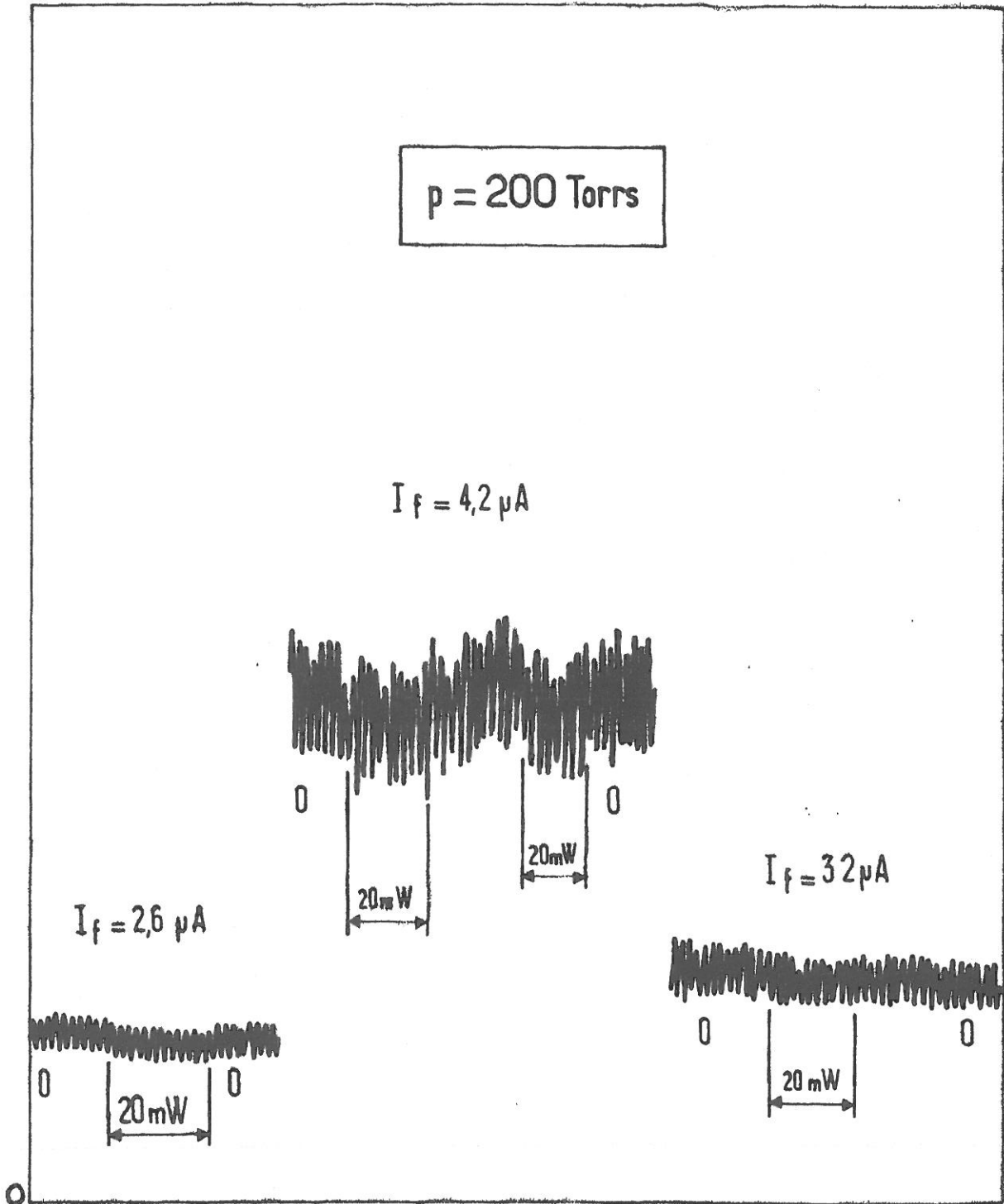


FIG. IV.12 - Action d'un champ électrique de chauffage sur l'intensité de la raie 427 nm de l'ion  $\text{N}_2^+$ .

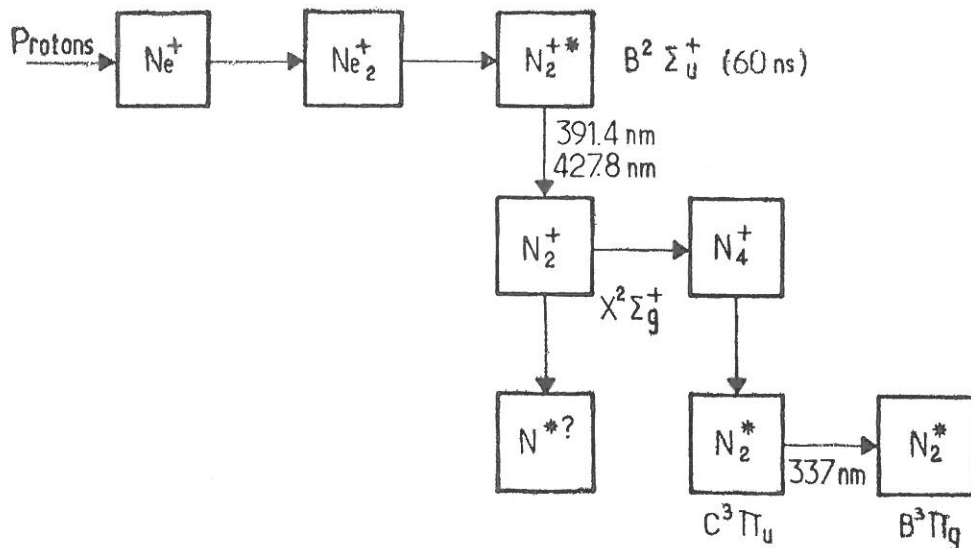
REFERENCES DU CHAPITRE IV

- [1] J.S. CHANG et J.G. LAFRAMBOISE. Phys. Fluids 19, 25 (1976).

CHAPITRE V

ETUDE DU PLASMA PRODUIT PAR DES IMPULSIONS DE PROTONS

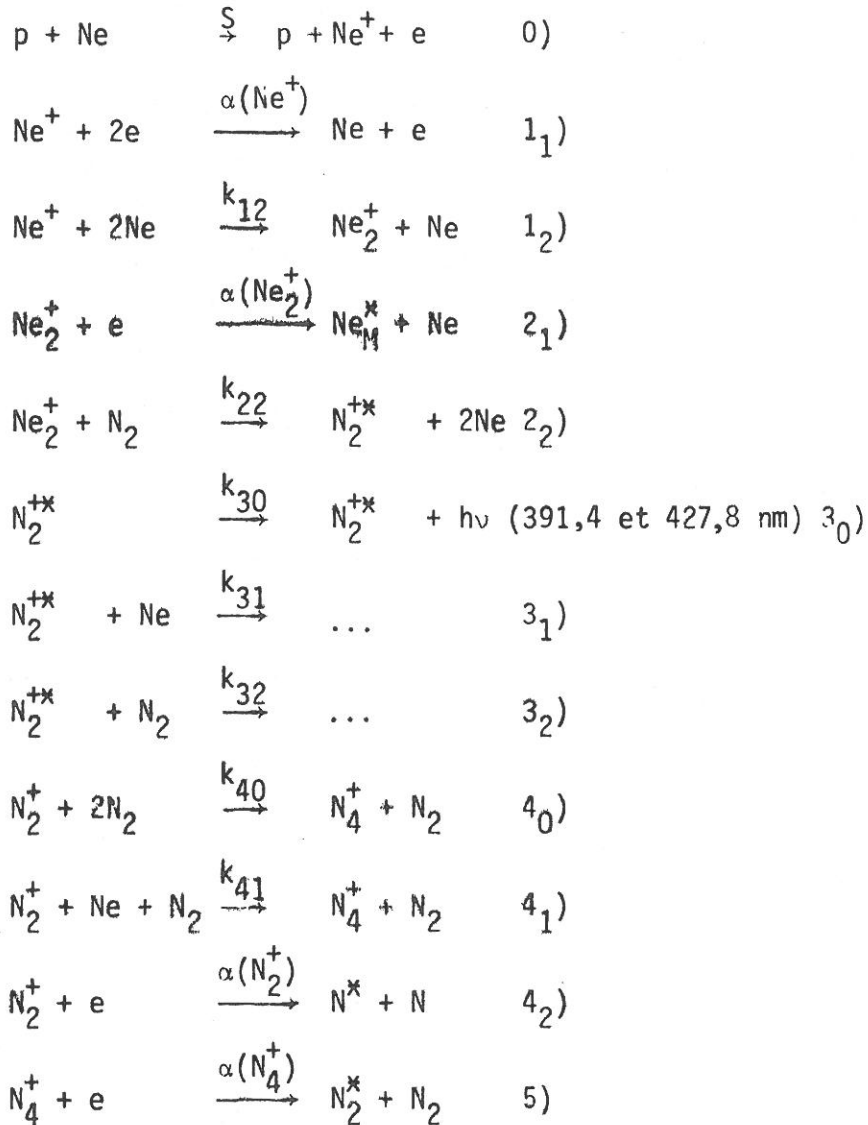
L'étude du plasma produit par des impulsions de protons a été entreprise en vue de confirmer le bien fondé des hypothèses faites en régime stationnaire quant aux différentes réactions intervenant dans la cinétique de la décharge. La pré- et la post-décharge sont en effet bien adaptées à l'étude des réactions faisant intervenir des espèces excitées ou ionisées : par exemple, durant la post-décharge l'énergie relaxe lentement par des processus radiatifs et collisionnels dont il est raisonnable de penser que l'analyse apportera des renseignements sur le dépôt d'énergie dans l'ionisation du gaz neutre et dans l'excitation d'espèces à longue durée de vie. Nous allons dans ce qui suit présenter la modélisation de la décharge en impulsions en supposant, conformément aux résultats du chapitre II que les processus d'ionisation et d'excitation se déroulent suivant le schéma :



Les différents coefficients mis en jeu étant connus, un calcul macroscopique sera ensuite effectué permettant d'accéder aux variations temporelles des concentrations pour les électrons et les différentes espèces ioniques contenues dans le plasma :  $Ne^+$ ,  $Ne_2^+$ ,  $N_2^{+*}$ ,  $N_2^+$ ,  $N_4^+$ , ceci sera fait aussi bien pendant l'établissement du plasma que pendant la post-décharge. Enfin, dans les conditions de fonctionnement en impulsions du faisceau, il sera procédé à une vérification expérimentale pour certaines espèces dont la concentration est accessible à la mesure.

I<sub>1</sub> - MODELE CINETIQUE

L'interaction des protons avec le gaz cible donne lieu à des réactions d'ionisation et d'excitation qui se succèdent conformément aux équations suivantes :



I<sub>2</sub> - EQUATIONS D'EQUILIBRE

Dans le cas où l'on exclut la présence d'ions  $N_4^+$  dans le plasma, la succession des réactions décrites dans le paragraphe 1 se traduit par les équations d'équilibre suivantes :



- A l'établissement du plasma :

$$1' \quad \frac{d[\text{Ne}^+]}{dt} = S - k_{12}[\text{Ne}^+][\text{Ne}]^2 - \alpha_{(\text{Ne}^+)}[\text{Ne}^+]n_e^2$$

$$2' \quad \frac{d[\text{Ne}_2^+]}{dt} = k_{12}[\text{Ne}^+][\text{Ne}]^2 - k_{22}[\text{N}_2][\text{Ne}_2^+] - \alpha_{(\text{Ne}_2^+)}[\text{Ne}_2^+]n_e$$

$$3' \quad \frac{d[\text{N}_2^{+*}]}{dt} = k_{22}[\text{N}_2][\text{Ne}_2^+] - k_{30}[\text{N}_2^{+*}] - k_{31}[\text{N}_2^{+*}][\text{N}_2] - k_{32}[\text{N}_2^{+*}][\text{Ne}]$$

$$4' \quad \frac{d[\text{N}_2^+]}{dt} = -\alpha_{(\text{N}_2^+)}[\text{N}_2^+]n_e + k_{30}[\text{N}_2^{+*}]$$

$$5' \quad n_e = [\text{Ne}^+] + [\text{Ne}_2^+] + [\text{N}_2^+] + [\text{N}_2^{+*}]$$

Dans le cas où  $\text{N}_4^+$  serait l'ion prépondérant il y a lieu de remplacer dans le système précédent les équations 4' et 5' par :

$$4'' \quad \frac{d\text{N}_2^+}{dt} = -\alpha_{(\text{N}_2^+)}[\text{N}_2^+]n_e + k_{30}[\text{N}_2^{+*}] - k_{40}[\text{N}_2^+][\text{N}_2]^2 - k_{41}[\text{N}_2^+][\text{Ne}][\text{N}_2]$$

$$5'' \quad n_e = [\text{Ne}^+] + [\text{Ne}_2^+] + [\text{N}_2^+] + [\text{N}_2^{+*}] + [\text{N}_4^+]$$

$$6'' \quad \frac{d\text{N}_4^+}{dt} = k_{40}[\text{N}_2^+][\text{N}_2]^2 + k_{41}[\text{N}_2^+][\text{Ne}][\text{N}_2] - \alpha_{(\text{N}_4^+)}n_e[\text{N}_4^+]$$

- Pendant la post-décharge :

Faisant  $S = 0$  dans le système précédent on obtient les équations d'équilibre régissant la post-décharge dans les deux cas envisagés pour la nature de l'ion prépondérant.

### I<sub>3</sub> - CHOIX DES COEFFICIENTS

Les coefficients de réaction utilisés dans le calcul sont reportés dans le tableau V.1. En réalité on manque de valeurs expérimentales à hautes pressions (de l'ordre de 100 torrs) ce qui nécessite dans certains cas ( $k_{40}$ ,  $k_{41}$ , par exemple) l'extrapolation à partir de valeurs mesurées pour des pressions maximales de l'ordre du torr.

Pour ce qui concerne les coefficients de recombinaison il faut bien entendu tenir compte de leur loi de variation en fonction de la température électronique, loi reportée dans le tableau V.1. Ceci nécessite l'évaluation de la température électronique pendant les phases de création et de disparition du plasma.

a) Pendant la post-décharge la thermalisation des électrons est très rapide. En effet durant l'irradiation par les protons la température électronique est comme nous l'avons vu au chapitre III, de l'ordre de quelques dixièmes d'eV pour des conditions moyennes de travail, le coefficient de recombinaison  $\alpha$ , pour un ion quelconque, est donc plus petit que le coefficient de recombinaison  $\alpha_0$  à 300 K. Quand l'irradiation cesse, les électrons thermalisent en un temps  $M/m_e v$  de l'ordre de la  $\mu$  seconde, et  $\alpha$  atteint donc très vite la valeur  $\alpha_0$ , ce qui justifie le choix de ce coefficient pour la post-décharge.

b) Dans la pré-décharge les électrons primaires sont créés par le faisceau de protons avec une énergie moyenne de l'ordre de 90 eV [1].

La dégradation en énergie se fait à la fois par collisions élastiques et inélastiques, ces dernières étant le processus principal de perte d'énergie, jusqu'à l'équilibre où l'énergie moyenne est de l'ordre de quelques dixièmes d'eV. La valeur  $T_e$  correspondant à cet équilibre est atteinte en un temps  $t_1$  que l'on peut estimer, à partir de la variation expérimentale de  $v_{eff}$  dans la prédécharge, comme étant inférieur ou comparable au temps de résolution du système de mesure lequel est de l'ordre de 0.1  $\mu$ s.

Au delà de  $t_1$  il est raisonnable de prendre en compte une valeur de  $\alpha$  proche de la valeur correspondant à l'équilibre stationnaire.

Pour chaque ion considéré, la valeur de  $\alpha$  dans la prédécharge est déduite de la loi de variation  $\alpha = \alpha(T_e)$  donnée au tableau V.1 où  $T_e$  est obtenue à partir de l'expression (15) du chapitre III.

TABLEAU V.1

COEFFICIENTS DE REACTION	REFERENCES
$k_{12} = 5,0 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$k_{13} = 5,3 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$k_{14} = 6,4 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$k_{22} = 9,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
$k_{30} = \frac{1}{61,5} \text{ (ns)}^{-1}$	
$k_{31} = 7,7 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} (V' = 0 ; V'' = 1)$	
$k_{32} = 5,0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
$k_{40} = 8,0 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$k_{41} = 1,2 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$\alpha(\text{Ne}^+) = 10^{-20} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	
$\alpha(\text{Ne}_2^+) = 1,8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,43} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
$\alpha(\text{N}_2^+) = 2,2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,39} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
$\alpha(\text{N}_4^+) = 1,8 \cdot 10^{-6} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{-0,5} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	
$k_{22} (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}) :$	
$9,1 \cdot 10^{-10}$	exp.
$7,6 \cdot 10^{-10}$	théo.
$8,6 \cdot 10^{-10}$	exp.
$5,3 \cdot 10^{-10}$	exp.
$K_2 (\text{cm}^6 \text{ s}^{-1}) :$	
$(3,6 \pm 3,6) \cdot 10^{-30}$	exp.
$5,6 \cdot 10^{-30} (\pm 30 \%)$	théo.
$213 \cdot 10^{-30} (\pm 30 \%)$	théo.
$2,3 \cdot 10^{-29} (\pm 50 \%)$	exp.
	(cf. tableau II.1, p. 36)
	D.K. BOHME et al. J. Chem. Phys. 52, 5094 (1970).
	C.B. COLLINS et al. J. Chem. Phys. 72, 5381 (1980).
	- idem -
	C.H. CHEN et al. J. Chem. Phys. 67, 2713 (1977).
	C.B. COLLINS et al. J. Chem. Phys. 72, 5381 (1980).
	- idem -
	- idem -
	C.H. CHEN et al. J. Chem. Phys. 67, 2713 (1977).

#### I<sub>4</sub> - RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS

La résolution de l'un ou de l'autre de ces systèmes d'équations couplées se fait par une intégration numérique utilisant une méthode de Runge-Kutta. Le terme source est supposé passer de 0 à S en un temps infiniment petit. Cette approximation est justifiée par le faible temps de montée du faisceau de protons, qui ainsi qu'on le verra plus loin est inférieur à 20 ns. Pour la même raison le terme source sera supposé passer instantanément de la valeur S à la valeur 0 au moment de l'arrêt du faisceau de protons.

#### I<sub>5</sub> - RESULTATS

Le calcul a été effectué pour différentes valeurs du terme source correspondant à différentes pressions de néon P, ou à différents courants de protons, I, enfin à terme source donné, pour différents taux d'azote  $\tau$ . Les figures V1,2,3,4 montrent les résultats obtenus pour diverses valeurs des paramètres P, I,  $\tau$ .

Pour ce qui concerne les particules qui ne sont pas produites pendant la post-décharge, la loi de variation temporelle est une exponentielle simple, dont la constante de temps est directement liée aux processus de disparition. Si les particules sont également produites pendant la période de décroissance leur loi d'évolution dans le temps est la somme d'exponentielles ayant des constantes de temps différentes. Une constante de temps décrit les processus de perte de l'espèce donnée, tandis que les autres caractérisent les pertes des espèces qui la produisent.

## II - PRINCIPE DE LA MESURE DES DIFFERENTES POPULATIONS

La vérification expérimentale du modèle ci-dessus a été effectuée pour deux espèces de particules du plasma dont la concentration est accessible à la mesure : les électrons de concentration  $n_e$  et les ions  $Ne_2^+$  de concentration  $[Ne_2^+]$ .

### - Densité électronique

La densité électronique est mesurée directement par une technique de cavité R.F., avec une résolution de l'ordre de 0.1  $\mu s$ .

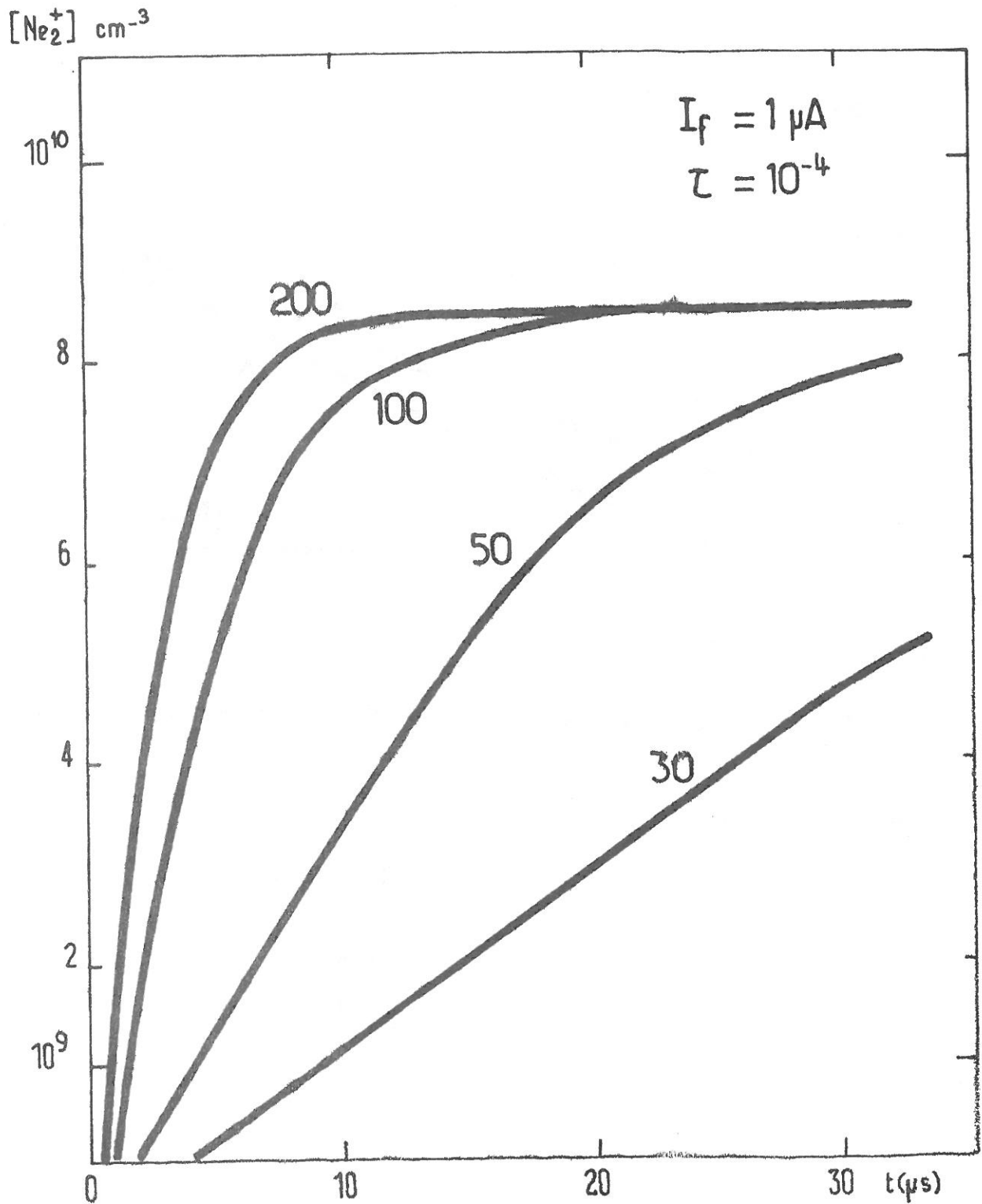


FIG.V.1 - Variations calculées de la concentration de l'ion  $[Ne_2^+]$  en fonction du temps dans la prédécharge, pour différentes pressions de néon (P en torr).

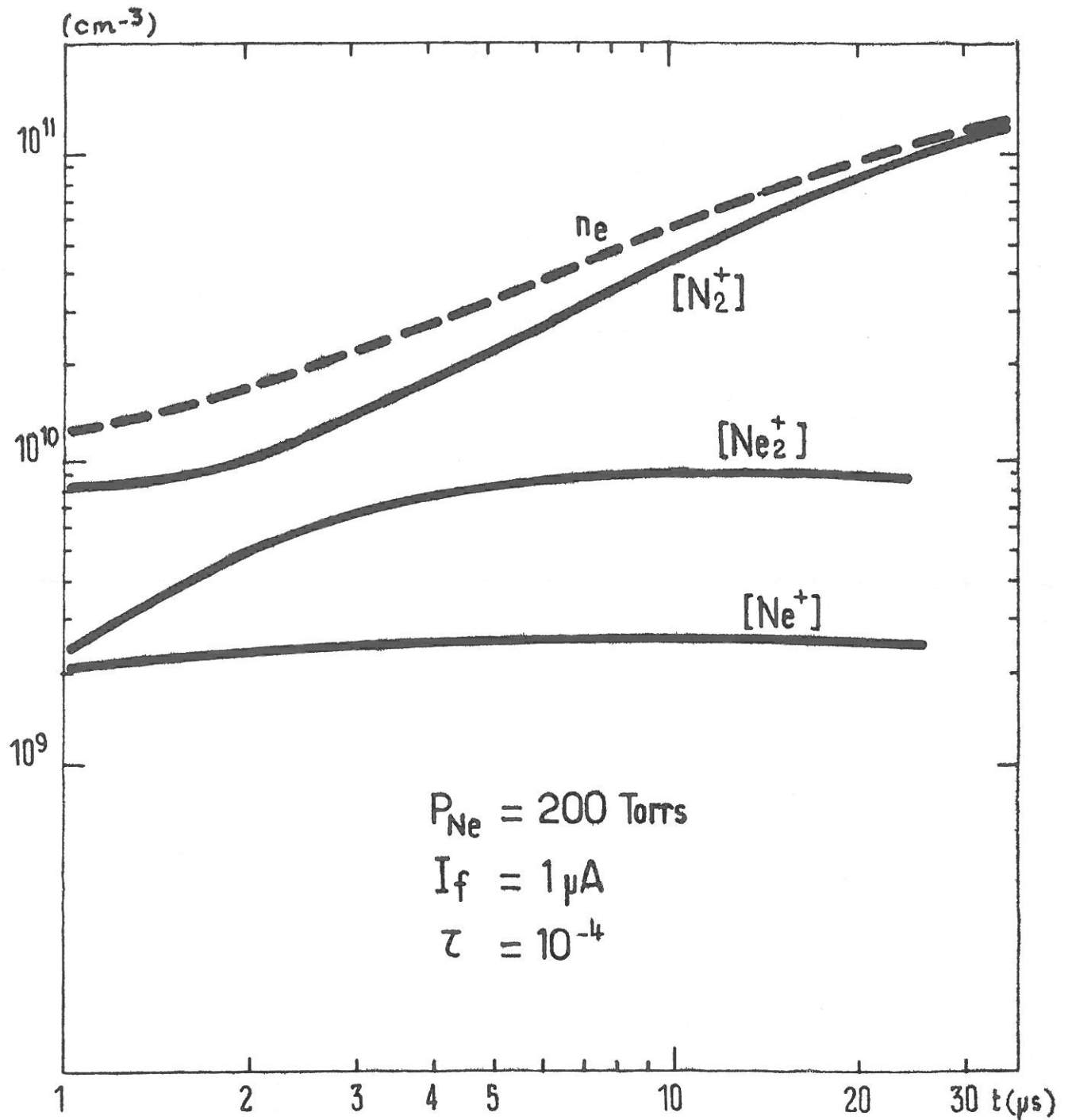


FIG.V.2 - Variations calculées des populations électroniques ( $n_e$ ) et ioniques ( $Ne^+$ ,  $Ne_2^+$ ,  $N_2^+$ ) en fonction du temps dans la prédécharge.

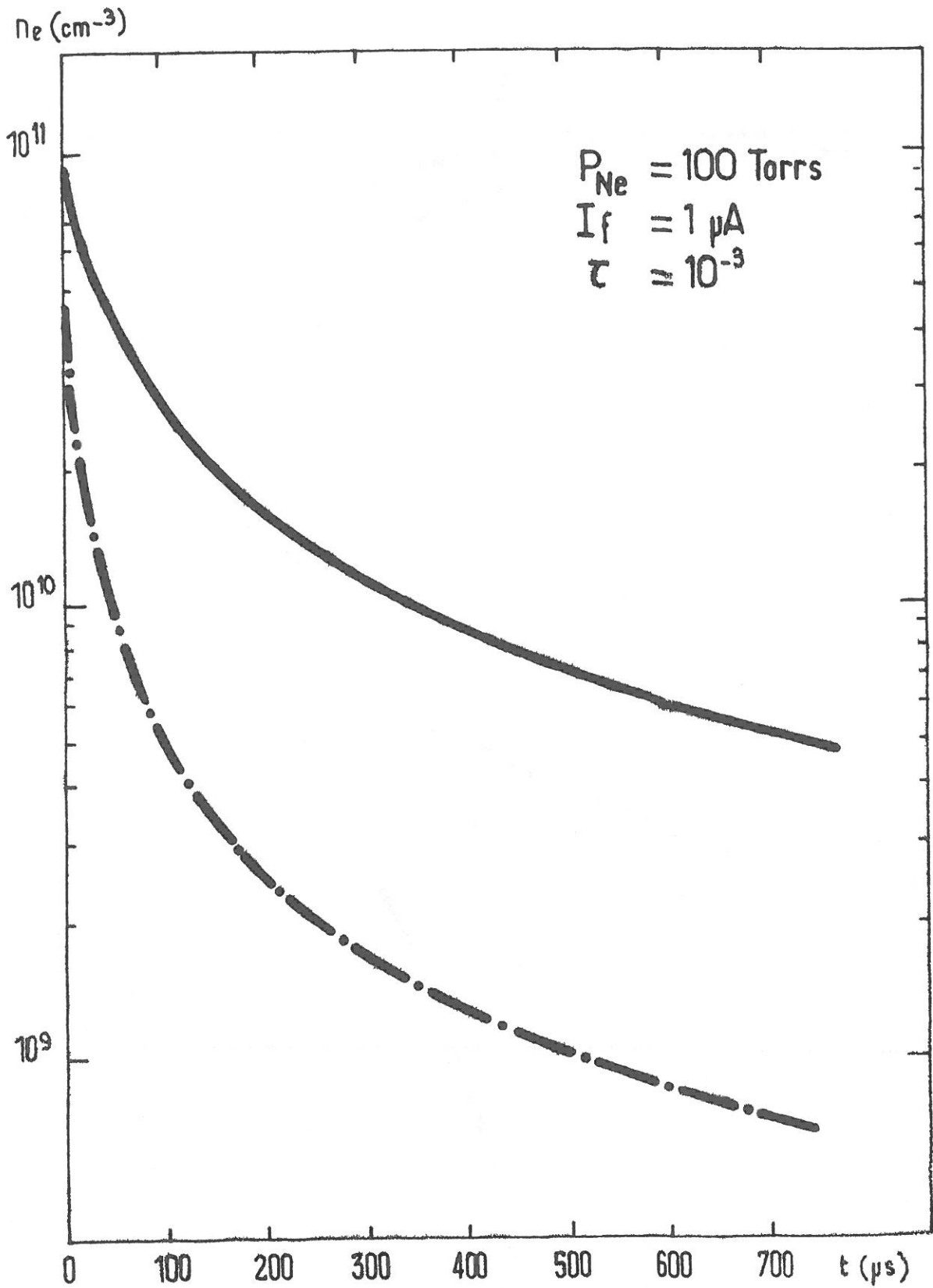


FIG.V.3 - Variations calculées de la densité électronique en fonction du temps dans la post-décharge et pour  $N_2^+$  ion dominant (—) et  $N_4^+$  ion dominant (-·-).

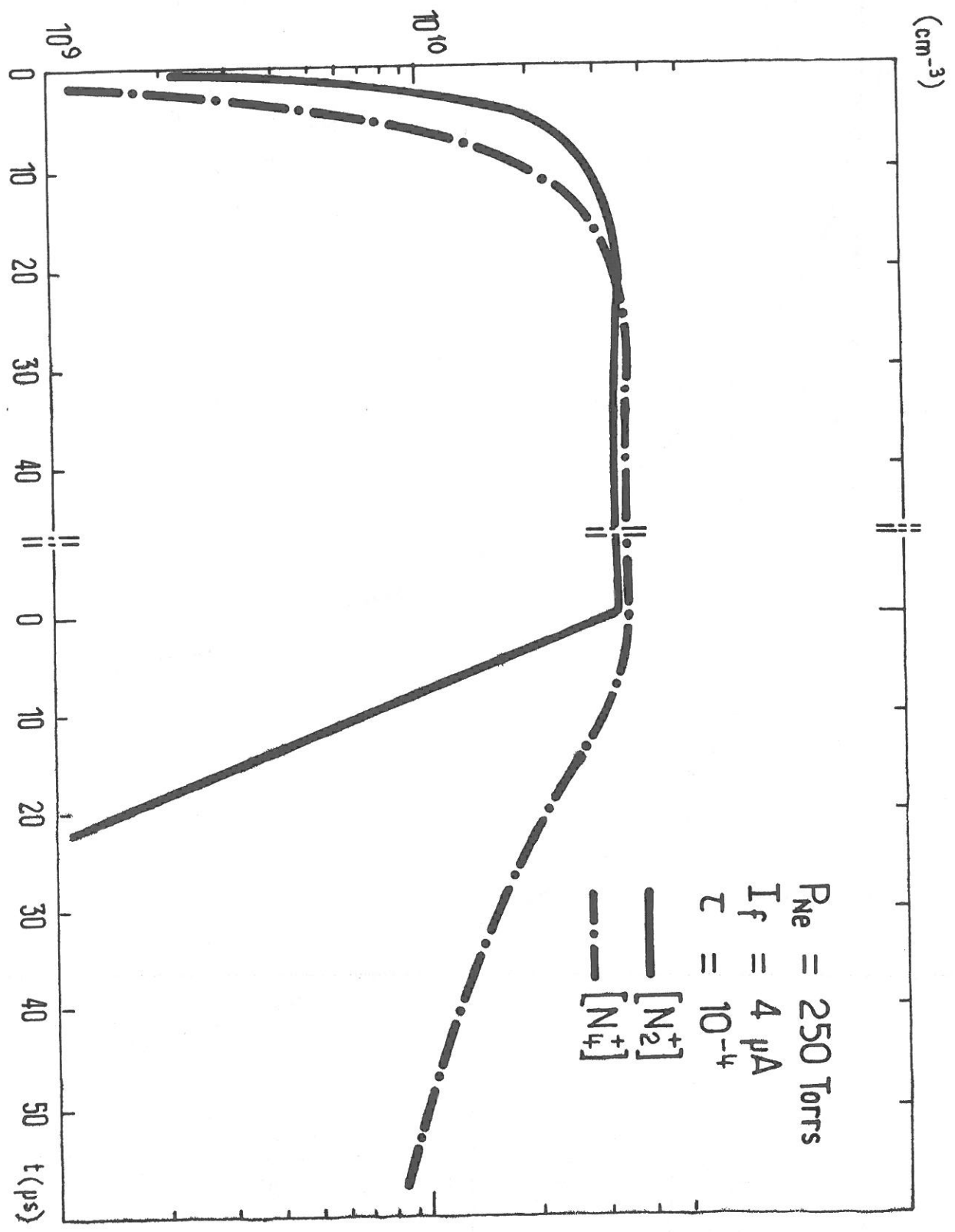


FIG. V4



- Concentration des ions  $Ne_2^+$

$Ne_2^+$  créé à partir de l'ion  $Ne^+$  disparaît soit par recombinaison soit par transfert de charge avec une molécule d'azote. Les ions  $N_2^{+*}$  disparaissent soit par désexcitation radiative soit par "quenching" par les atomes de néon ou les molécules d'azote.

Si la fréquence de destruction  $\nu_d$  des ions  $N_2^{+*}$  est beaucoup plus grande que la fréquence de réaction  $\nu_2$  de  $Ne_2^+$ , les variations de population de  $N_2^{+*}$  se font d'abord suivant la réaction la plus rapide, jusqu'à ce que l'on atteigne l'équilibre caractérisé par l'équation :

$$[N_2^{+*}(B)] = \frac{\nu_2}{\nu_d} [Ne_2^+]$$

Ensuite, la population de  $N_2^{+*}(B)$  suit l'évolution de la concentration de  $Ne_2^+$  et l'émission spontanée de cet état peut servir de traceur pour la concentration ionique  $[Ne_2^+]$ .

Pour des conditions moyennes de travail c'est à dire 100 torrs de néon et  $10^{-4} < \tau < 10^{-3}$ , le calcul de  $\nu_2$  et  $\nu_d$  à partir des équations 2' et 3' les définissant et des valeurs tabulées des coefficients mis en jeu donne :

$$\nu_2 \approx 10^6 \text{ s}^{-1} \quad \text{et} \quad \nu_d \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$$

Donc si la fréquence de destruction mesurée pour la décroissance de la lumière émise par les ions  $N_2^{+*}(B)$  est très inférieure à  $10^8 \text{ s}^{-1}$  on peut raisonnablement l'identifier à la fréquence de destruction de  $\nu_2$  de  $Ne_2^+$ .

Si  $I$  est l'intensité d'une raie émise par  $N_2^{+*}(B)$  ; la fréquence caractérisant la décroissance de  $I$  est :

$$v_d = \frac{1}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt} \approx v_2$$

On peut donc déduire  $v_2$  de l'étude de la décroissance de  $\gamma$ .

### III - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

#### III<sub>1</sub> - PRODUCTION DES IMPULSIONS DE PROTONS

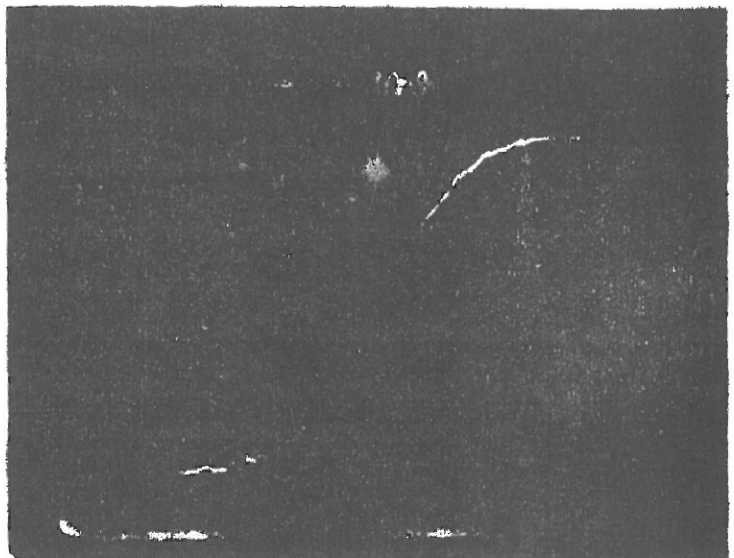
##### a) Défecteur :

La modulation du faisceau de protons s'effectue grâce à un déflecteur constitué de deux plaques dont l'une est portée à une haute tension et l'autre à la masse. L'électrode haute tension est rectangulaire et parallèle à l'axe de propagation du faisceau. L'électrode de masse, rectangulaire également, fait avec l'axe du faisceau un petit angle, elle est sensiblement deux fois plus longue que l'électrode haute tension, de manière à assurer une bonne homogénéité du champ électrique entre les plaques.

##### b) Impulsions H.T. :

On applique aux bornes du déflecteur une haute tension pouvant varier jusqu'à 6 kV et qui a pour effet de maintenir le faisceau de protons dévié. Le faisceau frappe alors un collecteur de cuivre situé en aval au niveau du porte-fenêtre, ce qui permet une mesure du courant de protons. Les protons reprennent une trajectoire suivant l'axe lorsque la haute tension sur l'électrode déflectrice est annulée. La valeur zéro est obtenue en moins de 20 ns (voir figure ci-contre).

La durée des impulsions de "zéro" est variable de 1 ms à 10 ms. A la fin de l'impulsion, la tension reprend sa valeur initiale en un temps de l'ordre de 20 ns.



c) Impulsions de protons :

La mesure du temps de montée du faisceau de protons est difficile et nécessite la mise en oeuvre de méthodes délicates (temps de vol...). Un raisonnement qualitatif permet cependant d'estimer que ce temps ne peut qu'être inférieur à celui de la montée de la haute tension. En effet la tension appliquée a été calculée pour largement dévier le faisceau hors de son axe. La tension utile pour une déflexion correspondant juste à l'angle d'ouverture de la fenêtre d'entrée est estimée à 1 kV, et ce pour les protons périphériques du faisceau. Le temps de montée et de descente "efficace" est donc celui qui correspond à la variation de tension dans la plage de 0 à 1 kV.

III<sub>2</sub> - MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE ET DE LA FREQUENCE DE COLLISION

La mesure de la densité électronique se fait par une méthode R.F. automatique semblable à la méthode utilisée en régime stationnaire et décrite au chapitre II (cf. fig.V.5). Elle s'en distingue seulement par une modification de la bande passante de l'amplificateur  $A_1$ , qui est ici de 10 MHz, ce qui assure une résolution temporelle de l'ensemble du système de mesure de l'ordre de 0.1  $\mu$ seconde.

Il est clair que dans ces conditions la méthode de mesure de la fréquence de collision par modulation de la tension varactor n'est plus applicable. La fréquence de modulation devrait en effet être beaucoup plus grande que la largeur de bande de l'amplificateur  $A_1$  ce qui n'est pas possible avec un détecteur synchrone classique. Le facteur de surtension est dans ce cas déduit directement de l'amplitude du signal R.F. transmis par la cavité. En effet, l'amplitude au sommet de la courbe de résonance est inversement proportionnelle au facteur de qualité Q. On peut donc déduire Q de l'amplitude du signal détecté en transmission, et amplifier par  $A_2$ , ceci moyennant un étalonnage préalable effectué en régime stationnaire.

Cette méthode qui est une méthode absolue exige plus de précautions que la méthode précédente basée sur la mesure d'un rapport de signaux. Elle suppose en particulier que la puissance délivrée par la diode reste constante quand la fréquence varie. D'autre part la dérive de la tension d'offset de l'amplificateur  $A_2$  doit être négligeable devant l'amplitude du signal d'entrée.

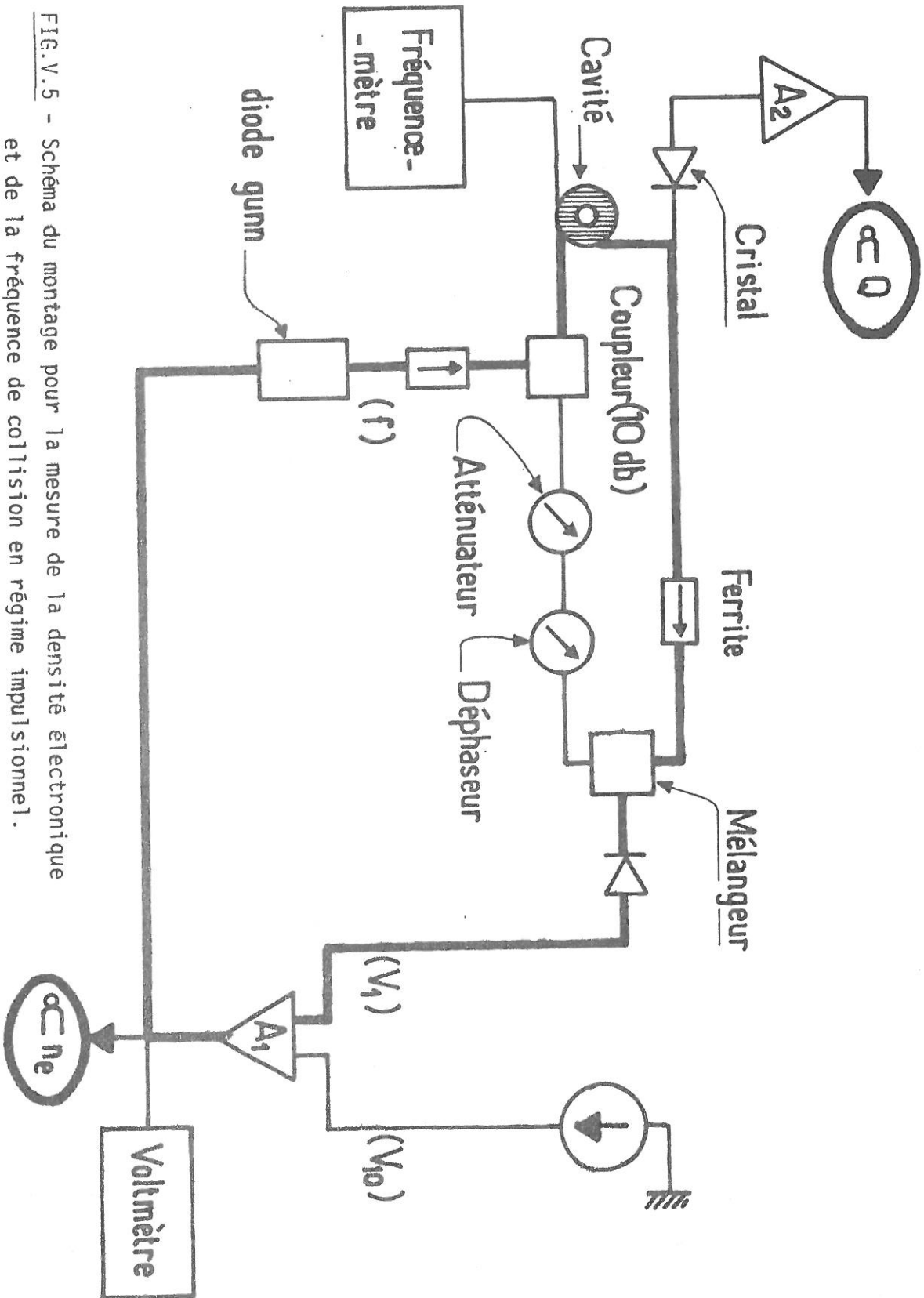


FIG. V.5 - Schéma du montage pour la mesure de la densité électronique et de la fréquence de collision en régime impulsionnel.

Cette méthode de mesure de  $Q$  a été comparée en régime stationnaire à la méthode classique de mesure de la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance. Un écart de l'ordre de 15 % a été observé entre les deux méthodes. Cette méthode donne donc un ordre de grandeur satisfaisant pour la valeur de  $\Delta(\frac{1}{Q})$  et donc pour la fréquence de collision.

### III<sub>3</sub> - MESURES OPTIQUES

Le spectromètre à réseau sélectionne la raie à étudier qui est détectée par un photomultiplicateur Hamamatsu R929 dont le temps de réponse est de quelques nsecondes. Le signal de sortie du photomultiplicateur est amplifié grâce à un préamplificateur Hamamatsu C1053, dont la bande passante de 5 MHz assure à l'ensemble une résolution temporelle de l'ordre de la  $\mu$ seconde.

La raie 427,8 nm de l'azote ionisé est également étudiée à l'aide d'un filtre Oriol centré sur la longueur d'onde  $\lambda_0 = 427,2$  nm et de largeur 1,6 nm, en liaison avec le photomultiplicateur et le préamplificateur décrits ci-dessus.

### IV - ACQUISITION DES DONNEES

Les signaux correspondant aux diverses grandeurs intéressantes ( $\Delta f$ ,  $\Delta(\frac{1}{Q})$ ,  $h\nu$ ) sont stockés par l'intermédiaire d'un oscilloscope à mémoire numérique Tektronix 468.

Le générateur H.T. qui fournit la tension de déflexion délivre un signal de synchronisation permettant par l'intermédiaire d'une ligne à retard de déclencher l'oscilloscope soit sur le front de montée soit sur le front de descente de l'impulsion H.T.

La vitesse d'échantillonnage est de 200 ns.

Après digitalisation les signaux sont visualisés sur l'écran de l'oscilloscope. Ils peuvent par l'intermédiaire d'un mini-ordinateur (Tektronix 4051) être transférés sur bandes magnétiques et traités ultérieurement.

### V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Des exemples d'oscillogrammes sont donnés sur les figures suivantes pour une pression de néon de 250 torrs, un taux d'azote de  $10^{-4}$  et un courant de protons de  $1 \mu\text{A}$ , dans la pré et dans la post-décharge.

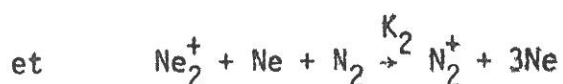
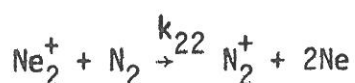
$$\text{Si } \mathcal{J} \text{ est l'intensité de la raie } 427,8 \text{ nm de } \text{N}_2^+, \nu = \frac{1}{\mathcal{J}} \cdot \frac{d\mathcal{J}}{dt}$$

Les valeurs de  $\nu$  obtenues pour différentes pressions de néon, une pression partielle d'azote de 0,04 torrs et un courant de protons de  $4 \mu\text{A}$ , sont reportées dans le tableau ci-dessous.

$P_{\text{Ne}}$ (torrs)	100	150	200	250
$\nu (\text{s}^{-1}) \times 10^6$	$1,5 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$1,7 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$

Ces valeurs étant très inférieures à  $10^8 \text{s}^{-1}$ , on peut donc, conformément à ce qui a été dit précédemment considérer que les variations de l'intensité lumineuse décrivent les variations de la concentration  $[\text{Ne}_2^+]$  des ions  $\text{Ne}_2^+$ .

La réaction d'échange de charge entre les ions  $\text{Ne}_2^+$  et les molécules d'azote s'effectue par deux voies :



$k_{22}$  et  $K_2$  sont donnés dans le tableau V.1. On peut noter que deux valeurs seulement sont actuellement publiées pour  $K_2$  et que ces valeurs ne sont pas très précises. Cependant nous pouvons évaluer que dans nos conditions moyennes de travail ( $P_{\text{Néon}} \approx 100$  torrs) la voie de production des ions  $\text{N}_2^+$  par le processus à 3 corps est environ 100 fois moins probable que la réaction à 2 corps.

Les variations de  $\nu$  en fonction de la pression de néon peuvent s'écrire sous la forme :

$$\nu ([\text{N}_2], [\text{Ne}]) = k_{22} [\text{N}_2] + K_2 [\text{N}_2] [\text{Ne}]$$

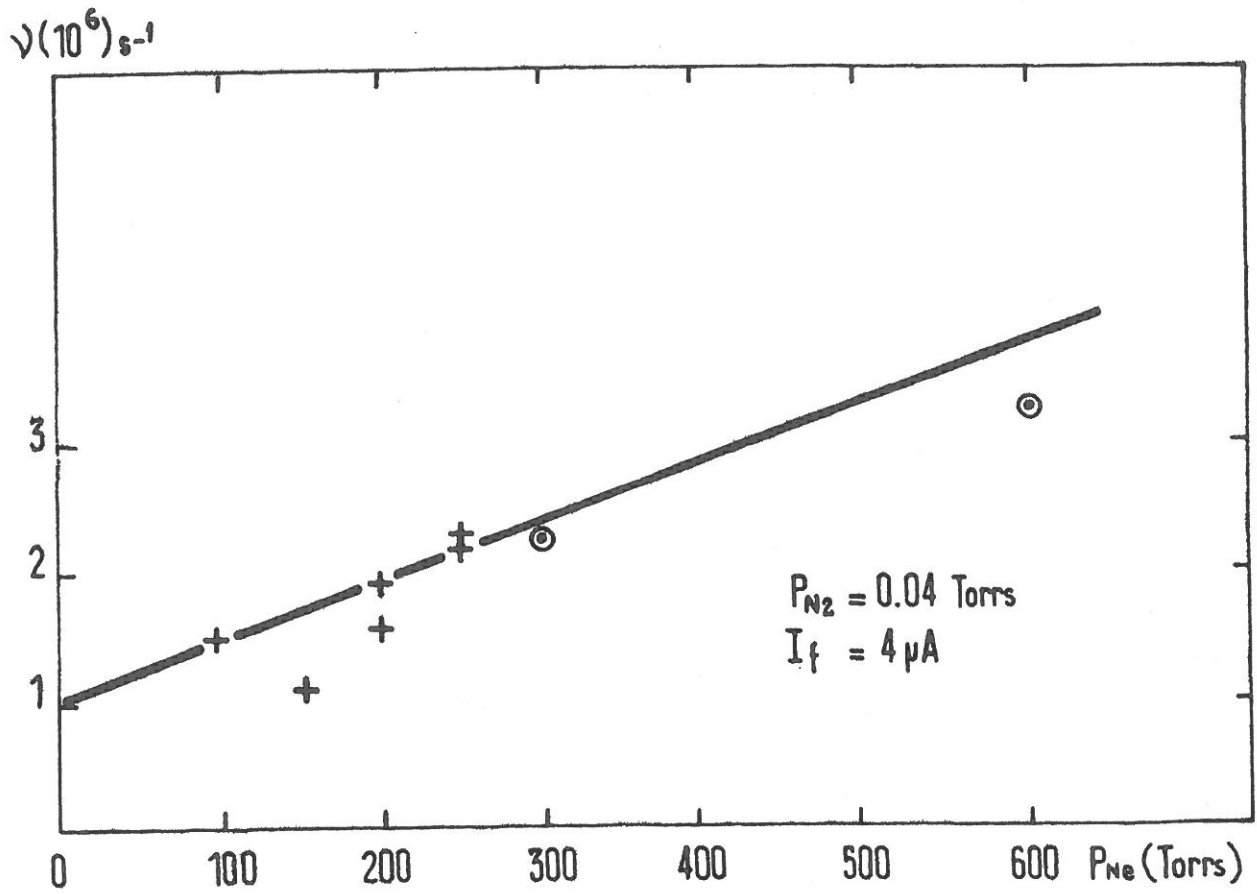


FIG.V.6 - Variation de la fréquence de destruction de l'ion  $\text{Ne}_2^+$  en fonction de la pression de néon.

Sur la figure V.6 est tracée la variation expérimentale de  $\nu$  en fonction de la pression de néon. Sur cette courbe ont été également reportés les résultats de Chen et al. [3] (0).

Par extrapolation de la courbe à pression de néon nulle on détermine  $\nu([N_2], 0) = (0,97 \pm 0,2) 10^6 s^{-1}$ , ce qui permet d'obtenir :

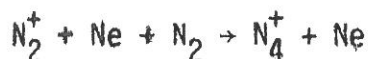
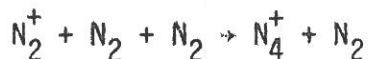
$$k_{22} = \frac{\nu([N_2], 0)}{[N_2]}$$

$$k_{22} = (6,9 \pm 1,4) 10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$$

valeur comparable à celles publiées dans la littérature (cf. tableau V.1).

a) Etude de la post-décharge :

Sur la figure V.7 sont reportées les variations calculées et expérimentales de la densité électronique en fonction du temps. Deux courbes théoriques ont été tracées, la première correspond à l'existence d'ions  $N_2^+$  uniquement, la seconde à la présence d'ions  $N_2^+$  et d'ions  $N_4^+$  formés par l'une ou l'autre des réactions :



Ces deux courbes ont été normalisées à la même valeur initiale.

La confrontation des résultats théoriques et expérimentaux se heurte en effet, à la difficulté déjà évoquée dans l'étude du régime stationnaire, qui est d'évaluer correctement le courant de protons en présence de gaz. C'est la raison pour laquelle courbe théorique et courbe expérimentale ont été normalisées en un point correspondant au régime stationnaire ( $t = 0$ ). On constate ensuite un bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique correspondant à la présence dans le plasma d'ions  $N_4^+$ .



La figure V.8 montre les variations de l'intensité lumineuse de la raie 427 nm, comparées à la courbe théorique décrivant la décroissance dans le temps de la concentration des ions  $\text{Ne}_2^+$ . Moyennant, comme dans le cas de la densité électronique, une normalisation à l'instant  $t = 0$  (régime stationnaire), on observe un bon accord entre les deux courbes. Cece confirme que l'échange de charge avec les molécules d'azote est bien la voie de disparition prééminente des ions  $\text{Ne}_2^+$  comme cela a été supposé dans le schéma cinétique présenté au paragraphe I.

b) Etude de la pré-décharge :

La pré-décharge peut être étudiée de la même manière que la post-décharge. Les figures V.9 a et b montrent des exemples d'oscillogrammes pour les conditions expérimentales suivantes : 250 torrs de Néon, 0,04 torrs d'azote intensité de protons 4  $\mu\text{A}$ . Sur les figures V.10,11 les résultats expérimentaux sont comparés aux courbes théoriques, la normalisation étant effectuée pour le régime stationnaire.

Sur la figure V.10 on a reporté les variations de la densité électronique en fonction du temps pour plusieurs valeurs de la température électronique, on observe un bon accord des résultats expérimentaux avec la courbe correspondant à une valeur  $T_1 = 600 \text{ K}$  calculée pour les conditions expérimentales, dans le cas stationnaire.

Sur la figure V.11 sont reportées les variations de la concentration des ions  $\text{Ne}_2^+$  déduites de l'intensité lumineuse de la raie 427,8 nm de l'ion  $\text{N}_2^+$ . On observe un bon accord entre cette courbe et la courbe théorique donnant la concentration de  $\text{Ne}_2^+$  en fonction du temps.

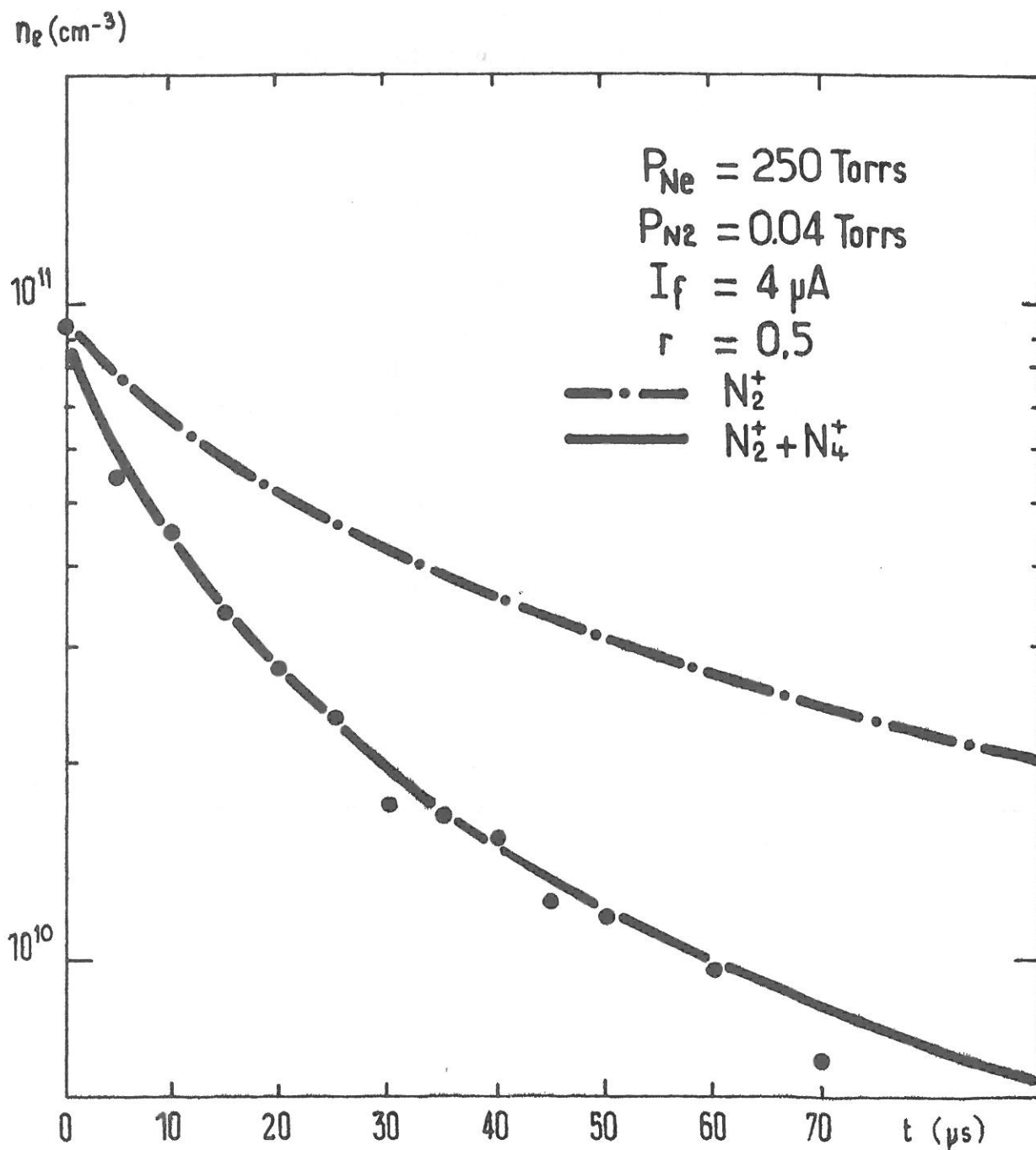


FIG.V.7 - Variations calculées et expérimentales de la densité électronique en fonction du temps dans la post-décharge. Deux courbes théoriques ont été tracées, normalisées à la même valeur initiale : la première dans le cas  $r = 1$  (— · —) ; la deuxième dans le cas  $r = 0.5$  (—).

$[\text{Ne}_2^+](\text{cm}^{-3})$   
J (427 nm)

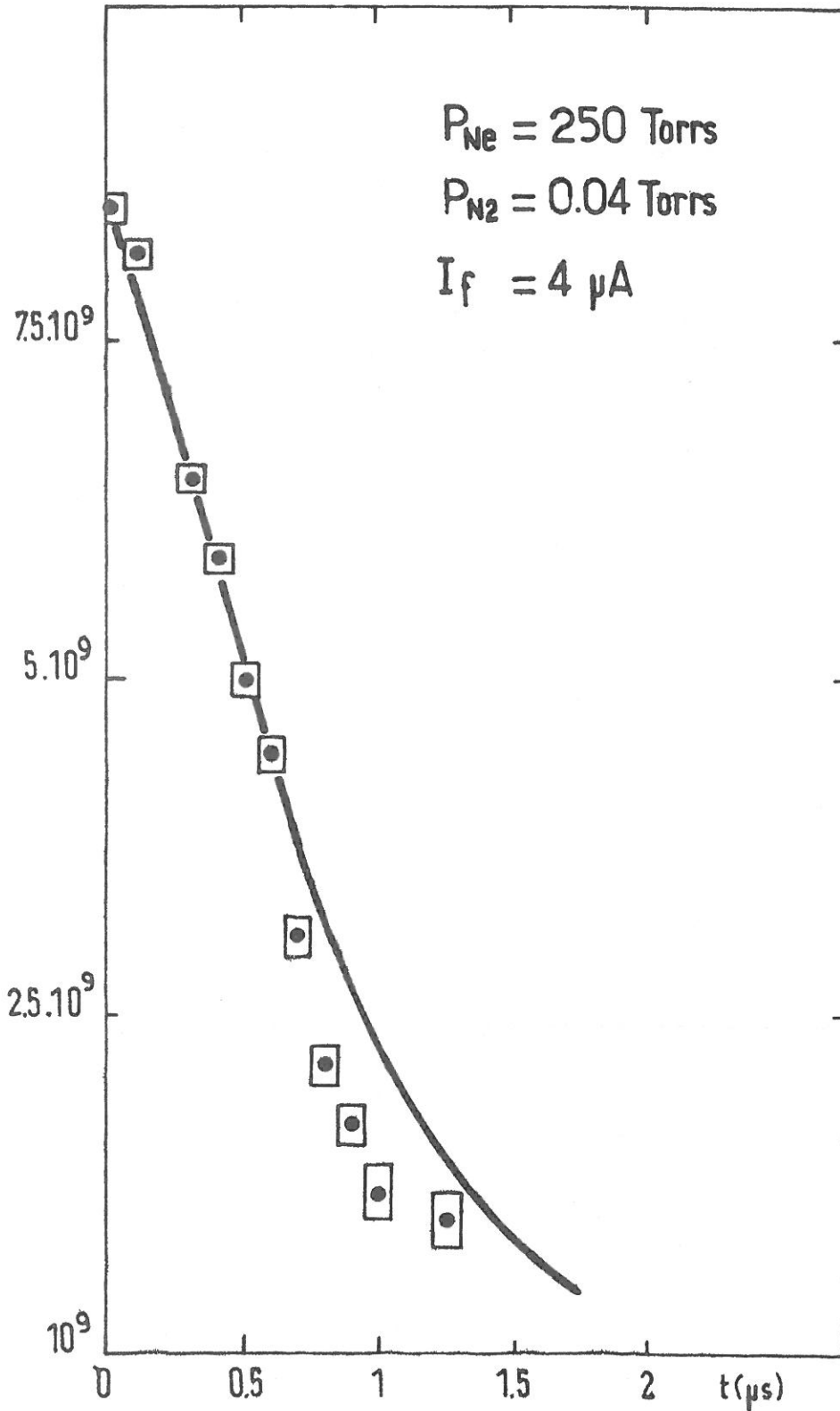
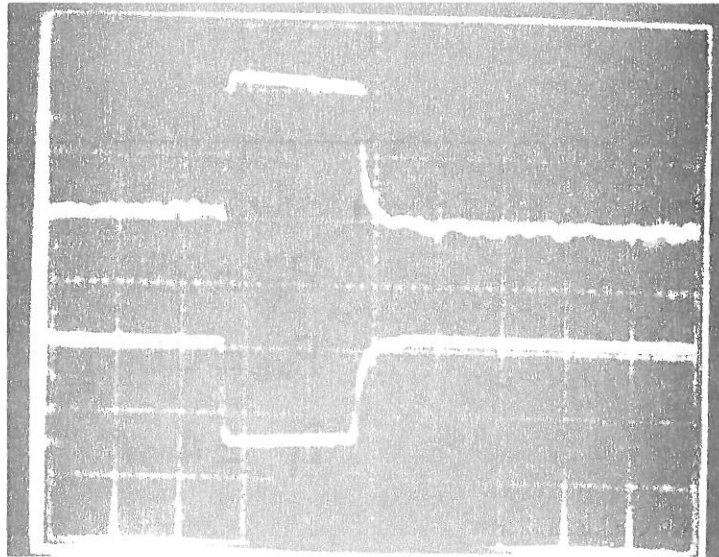


FIG.V.8 - Variations de l'intensité lumineuse de la raie 427 nm, comparées à la courbe théorique décrivant la décroissance dans le temps de la concentration des ions  $\text{Ne}_2^+$ .

$n_e$

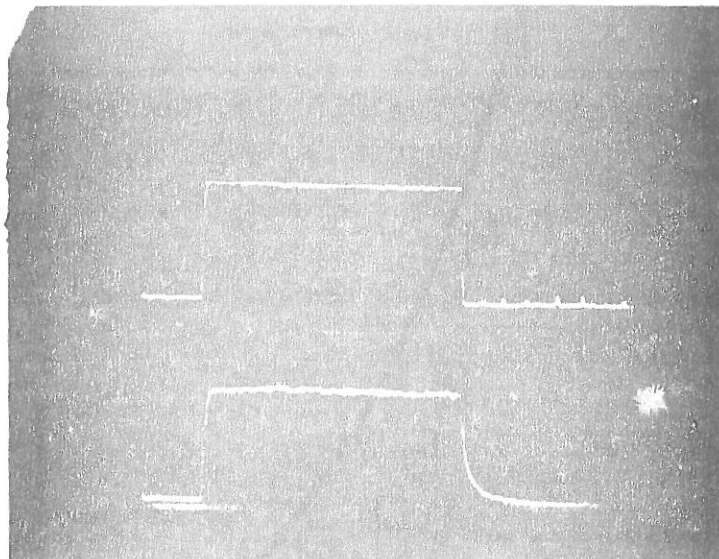
$n_e v_{eff}$



0.5 ms/div →

$\mathcal{J}(427 \text{ nm})$

$n_e$



0.2 ms/div →

Exemples d'oscillogrammes.

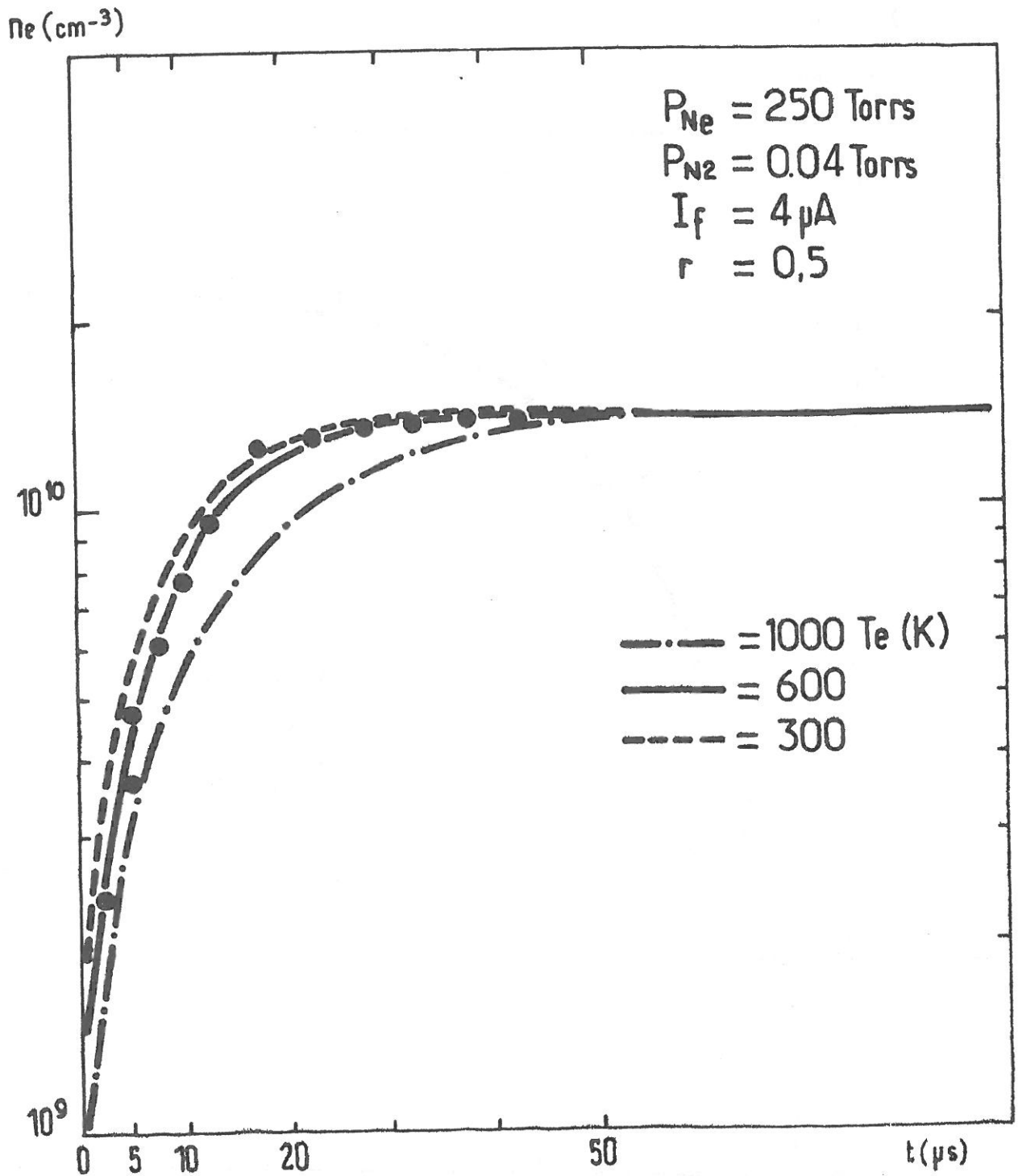


FIG.V.10 - Variations de la densité électronique en fonction du temps comparées aux courbes calculées pour plusieurs valeurs de la température électronique.

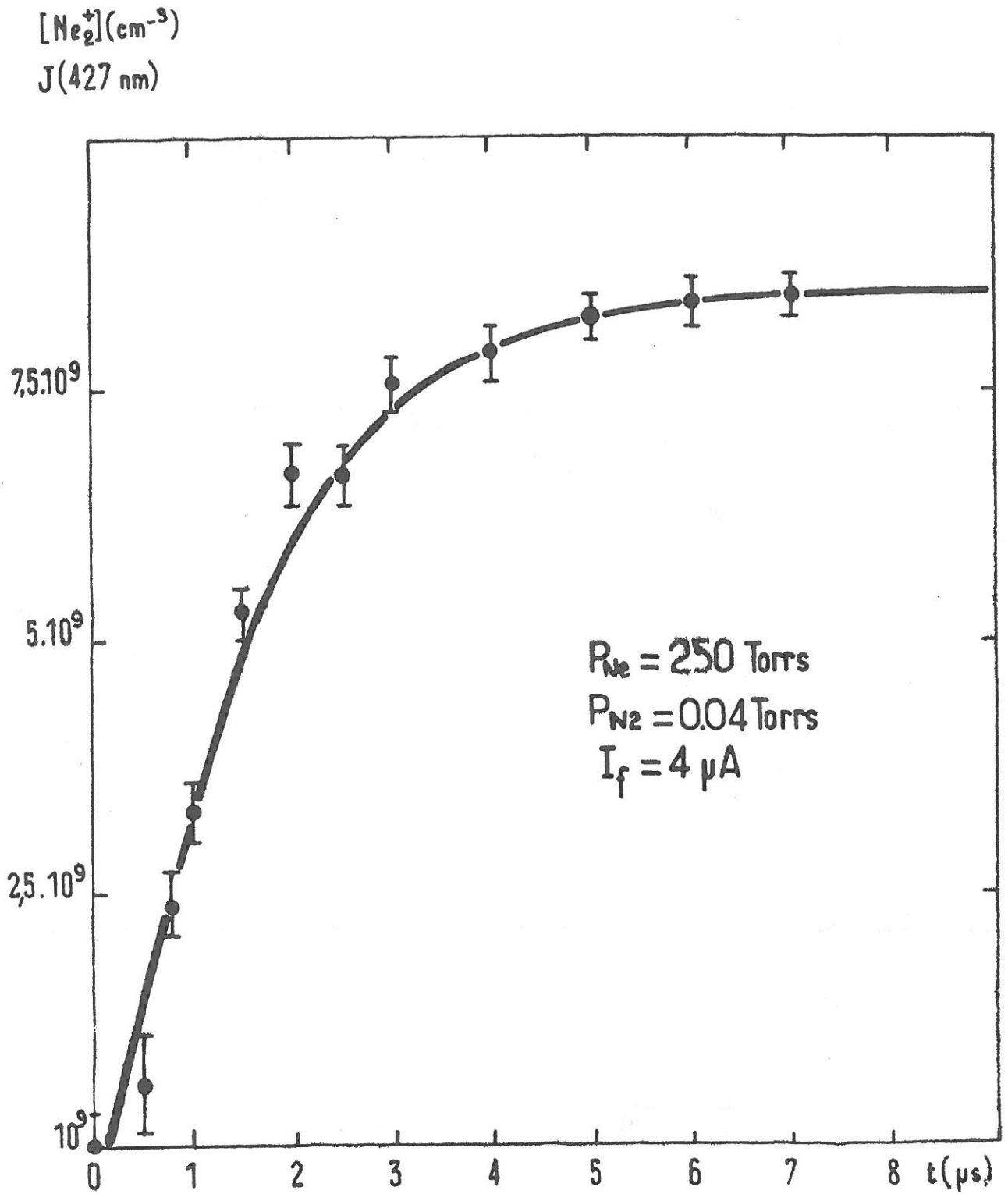


FIG.V.11 - Variations de l'intensité lumineuse de la raie 427 nm, comparées à la courbe théorique décrivant la croissance dans le temps de la concentration des ions  $Ne_2^+$ .

REFERENCES DU CHAPITRE V

- [1] J. MARGOT. Thèse de spécialité. Orsay (1981). Appendice 3.
- [2] A.L. GILARDINI et S.C. BROWN. Phys. Rev. 105, 31 (1957).
- [3] C.H. CHEN, J.P. JUDISH et M.G. PAYNE. J. Chem. Phys. 67, 2713 (1977).

CONCLUSION

Nous avons présenté ici les résultats de l'étude d'un plasma créé par un faisceau d'ions en tant que simulation d'un milieu laser, pompé par rayonnement nucléaire.

En France, c'est la première fois que l'on utilise un faisceau d'ions comme mode de création d'un plasma. L'étude de ce plasma, d'un type nouveau, dont l'originalité réside dans l'absence de champ électrique et la pression relativement élevée du gaz cible, a nécessité tout d'abord la *mise au point de diagnostics bien adaptés à la caractérisation du faisceau et du plasma.*

Nous avons donc modifié ou adapté certains des diagnostics classiques de la décharge dans les gaz en tenant compte non seulement des propriétés du plasma, mais aussi des contraintes liées à l'accessibilité de l'accélérateur dans l'espace (nécessité de travailler à distance de l'expérience) et dans le temps (faible disponibilité du faisceau). La connaissance de la fonction de distribution électronique étant un préalable très utile à la compréhension des phénomènes mis en jeu, une *modélisation du plasma* a été menée.

Cette étude microscopique développe un calcul suffisamment simple pour ne pas nécessiter des temps de calcul trop longs, mais auto-consistant et prenant en compte l'ensemble des collisions élastiques, collisions coulombiennes incluses et la recombinaison.

Un formalisme simplifié, basé sur l'hypothèse que les électrons sont créés à une énergie située au-delà de la limite supérieure des énergies considérées, permet de calculer la fonction de distribution électronique en régime stationnaire, et deux moments associés, facilement accessibles à la mesure : la densité,  $n_e$ , et la fréquence de collision effective,  $\nu_{eff}$ . L'adéquation de ce calcul aux conditions de notre expérience, s'appuie sur une étude initiale de la cinétique macroscopique qui détermine les espèces ioniques, résultant de la présence d'azote dans le néon et dont il est tenu compte dans le modèle via le terme de recombinaison.

Dans le domaine des énergies considérées, de l'ordre de quelques eV, la distribution  $f$  calculée se compose toujours, en dehors de la zone proche de l'origine où elle est pratiquement constante, de la superposition d'une partie maxwellienne à basse énergie, de température  $T_M$ , et d'une queue à variation lente dans la région des



énergies moyennes.  $T_M$  est 3 à 10 fois supérieure à la température des neutres, et ce résultat diffère sensiblement de celui obtenu par Hassan et Deese [ réf. 7 Chap. II ] qui en l'absence de collision e-e, trouvent aux basses énergies une maxwellienne à 300 K.

L'énergie moyenne est supérieure à  $T_M$  d'environ 20%. Les modifications de  $f$  et des grandeurs macroscopiques associées, liées à la présence de l'azote sont surtout sensibles dans le cas où l'ion dominant est  $N_4^+$ . Ce résultat découle du fait que le coefficient de recombinaison de  $N_4^+$  est 10 fois environ supérieur à celui de  $Ne_2^+$  à 300 K. Il en résulte une augmentation de l'énergie moyenne de la distribution, donc un accroissement de la fréquence de collision  $\nu_{eff}$ .

L'effet sur la densité est le plus spectaculaire, puisqu'il correspond à une diminution d'un facteur 3 environ.

La confrontation théorie-expérience s'est faite au travers de la mesure automatique de  $n_e$  et  $\nu_{eff}$  par une technique de cavité hyperfréquence. Elle montre que la variation calculée de ces moments, avec la pression du gaz cible, le courant de protons et l'intensité du champ électrique appliqué est en accord satisfaisant avec le résultat des mesures. Cet accord constitue une vérification de la validité des hypothèses de calcul, compte tenu du fait que la forme de  $f$ , qui dépend de ces hypothèses, affecte de manière importante les moments mesurés.

L'étude du plasma produit par des impulsions longues de protons a permis de confirmer les hypothèses concernant la cinétique de la décharge.

Une modélisation de la décharge en impulsions a été effectuée, s'appuyant sur la loi de variation de  $T_e$ , en fonction des paramètres expérimentaux, calculée en régime stationnaire. Elle met en jeu un calcul macroscopique, qui permet d'accéder aux variations temporelles des concentrations des différentes espèces ioniques du plasma. Des mesures R.F. et spectroscopiques donnant les concentrations des électrons et des ions  $Ne_2^+$  dans la pré- et la post-décharge montrent un bon accord avec les courbes calculées. Par ailleurs, l'intensité lumineuse des raies émises par  $N_2^{+*}$  est insensible à l'augmentation de la température électronique par chauffage R.F. Ceci permet de conclure à la validité d'un schéma cinétique comprenant les étapes successives suivantes : ionisation des atomes de néon par les protons, formation d'ions moléculaires  $Ne_2^+$ , création d'ions  $N_2^{+*}$  par transfert de charge, désexcitation, agrégation des ions  $N_2^+$  en ions  $N_4^+$  et recombinaison.

Cette étude peut apparaître décevante dans la mesure où elle n'a pas permis d'apporter une contribution à l'analyse du mécanisme de pompage du laser Ne- $N_2$  par rayonnement nucléaire. Ceci résulte sans doute du fait que les faibles quantités

d'énergie déposées ne permettent pas d'espérer un effet laser. Elle est cependant très positive, car elle a abouti à la mise au point de méthodes de calcul et de mesures simples, mais bien adaptées à la caractérisation des plasmas d'origine nucléaire. Ces méthodes et la bonne connaissance phénoménologique, voire quantitative, des processus les plus importants intervenant dans un plasma Ne-N<sub>2</sub> peuvent maintenant être appliquées à l'étude d'autres milieux (Ne/N<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>...) en vue d'une optimisation ultérieure de lasers à pompage nucléaire.

## RECHERCHE D'UN EFFET LASER DANS LE MELANGE He-CO<sub>2</sub> IRRADIE PAR LE REACTEUR CALIBAN

Groupe Plasma d'Origine Nucléaire

D. AUPHELLE, F. EUVE, M. FITAIRE, A.M. POINTU et M. VIALLE

Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas<sup>1</sup>, Université Paris XI, Centre d'Orsay, 91405 Orsay, France

Reçu le 27 mars 1979

A preliminary experiment on nuclear pumped lasers has been performed with a fast burst reactor ("Caliban", France). A high-intensity infra-red radiation issued by a He-CO<sub>2</sub> mixture has been observed during the active ionization stage of the mixture.

**1. Introduction.** Les lasers à pompage nucléaire constituent un thème de recherche auquel un effort important est consacré depuis environ quatre ans [1-7]. Bien que les rendements énergétiques soient encore faibles, la perspective de stocker dans un gaz, puis de convertir sous forme lumineuse l'énorme puissance délivrée par les réactions nucléaires, incite à poursuivre ces études.

Un paramètre fondamental est à l'évidence le flux de neutrons; le réacteur Caliban, implanté à Valduc (France), présente à cet égard des caractéristiques intéressantes, puisqu'il émet en son voisinage et en 50  $\mu$ s jusqu'à  $5 \times 10^{13}$  neutrons par  $\text{cm}^2$ , correspondant à un flux intégré du même ordre de grandeur que celui d'un réacteur de type "Triga". Rappelons qu'un effet laser a été obtenu [7] avec ce dernier type de réacteur dans un mélange He-CO<sub>2</sub>, et qu'il a été attribué à une raie de C, de longueur d'onde égale à 1,45  $\mu$ m. En revanche, la durée de l'impulsion est ici différente puisque, dans un réacteur Triga, elle est d'une trentaine de millisecondes donnant un flux crête environ mille fois plus faible. Or le rôle important de la valeur du flux de neutrons a été démontré sur le mélange He-Ne [8], au moyen d'un réacteur à fonctionnement continu: le gaz est amplificateur pour la raie 632,8 nm, avec un effet maximum pour un flux de

$2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , le gain diminuant pour des valeurs supérieures, jusqu'à devenir nul lorsque le flux est de l'ordre de  $10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Il paraît donc important d'observer aussi le rôle de la puissance injectée dans le gaz et de vérifier en particulier si un même effet laser que celui de la réf. [7] peut être observé, mais avec un flux instantané plus intense et de plus courte durée. C'est pourquoi nous avons entrepris de réaliser avec le réacteur Caliban une expérience sur la même cible gazeuse que celle de cette dernière référence.

**2. Dispositif expérimental.** Le mélange de gaz utilisé est constitué de 600 Torr d'He et 10 mTorr de CO<sub>2</sub>, l'effet laser étant attendu sur une longueur d'onde voisine de 1,45  $\mu$ m.

L'enceinte à gaz est constituée d'un tube de verre de 2,6 cm de diamètre, fermé par deux fenêtres de Brewster en Tétrasil S E. Ce matériau est une silice de haute pureté, caractérisée par un bon coefficient de transmission dans l'infra-rouge et connue, parmi les différents type de verre, pour être la moins sensible aux rayonnements nucléaires. Un tube d'aluminium de 50 cm de longueur, revêtu intérieurement de <sup>10</sup>B<sub>2</sub>O a été glissé, au préalable, à l'intérieur du tube de verre. Un cylindre de polyéthylène (épaisseur 2,5 cm) entoure l'ensemble: il a pour fonction de thermaliser les neutrons rapides émis par le réacteur, neutrons qui

<sup>1</sup> Laboratoire associé au C.N.R.S.

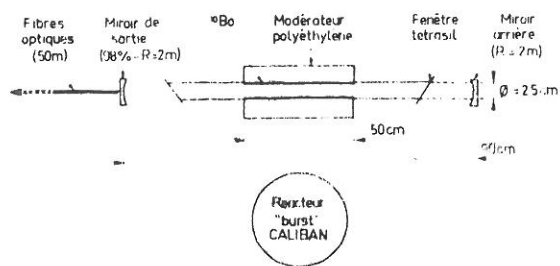


Fig. 1. Schéma de l'expérience.

sont ensuite convertis en particules  $\alpha$  par la réaction  $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ . Ce dispositif est porté par un banc optique situé dans le plan médian du réacteur, à environ 30 cm de celui-ci et sur lequel sont alignés deux miroirs concaves (courbure: 2 m) à couches multi-diélectriques dont les coefficients de réflexion, dans une plage de  $0,3 \mu\text{m}$  autour de  $1,45 \mu\text{m}$ , sont, pour l'un 0,98 et pour l'autre une valeur très proche de 1. Sur l'axe du tube, à l'extérieur de la cavité optique ainsi constituée, sont disposées côte à côte deux fibres optiques en Tétrasil S E (quartz et silice, QSF 600 A) d'un diamètre de 0,6 mm. Elles sont destinées à conduire, sur une longueur de 50 m, la lumière émise par le plasma jusqu'à la salle de mesure. Cette lumière est détectée, d'une part dans le visible par un photomultiplicateur (Hamamatsu R 928) couvrant la plage comprise entre 180 et 900 nm, d'autre part dans l'infrarouge par un détecteur Pb Se (Hamamatsu P 791) dont la réponse spectrale s'étend de 1 à  $5 \mu\text{m}$ . Un filtre interférentiel de largeur à mi-hauteur égale à  $2 \times 10^{-2} \mu\text{m}$  centré sur  $1,46 \mu\text{m}$ , a par ailleurs été utilisé.

**3. Résultats.** L'expérimentation a porté sur six tirs exploitables, dont les deux premiers, en l'absence du dispositif laser, ont été mis à profit pour observer la lumière induite par le réacteur. Ils ont permis de montrer que cette lumière, émise dans le visible pendant une dizaine de ns, ne donne aucun signal mesurable sur le détecteur infrarouge. En présence du dispositif laser, les résultats obtenus, illustrés par les figs. 2 à 4, ont été les suivants:

Pour une durée caractéristique de  $100 \mu\text{s}$  de la bouffée de neutrons, deux types d'émissions lumineuses sont observés:

- (i) dans l'infrarouge une émission de durée comparable à celle de la bouffée de neutrons;
- (ii) dans le visible une émission environ 100 fois

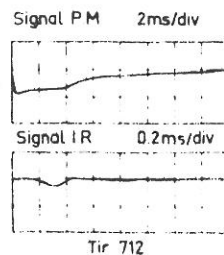


Fig. 2. Traces d'oscilloscope correspondant aux signaux détectés à la sortie du photo-multiplicateur (P.M.) et du détecteur infra-rouge (I.R.).

plus longue semblable en forme et en amplitude à celle obtenue en l'absence du dispositif laser.

La première présente un retard d'une trentaine de  $\mu\text{s}$  par rapport au début de l'impulsion, retard correspondant sensiblement au temps de thermalisation des neutrons par le polyéthylène; le début de l'émission dans le visible est, par contre, en coincidence avec celui de la bouffée de neutrons rapides. Le signal infrarouge est de forte intensité: pour le tir 713 par exemple, il correspond à une puissance de  $25 \mu\text{W}$  au niveau du détecteur, c'est à dire après 50 m de parcours dans la fibre.

Lors du dernier tir (715), le filtre interférentiel à  $1,45 \mu\text{m}$  a été placé entre le détecteur et l'extrémité de la fibre; aucun signal mesurable n'a alors été observé.

**4. Interprétation et conclusion.** Bien que l'aspect très partiel des résultats présentés ne permette pas de conclure de façon certaine à l'évidence d'un effet laser, de solides présomptions existent néanmoins quant à l'existence de cet effet, présomptions qui reposent sur l'ordre de grandeur de la puissance du signal

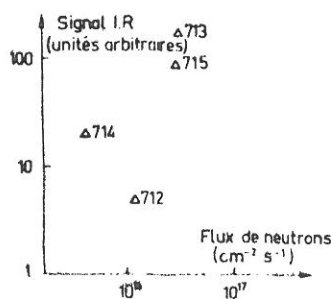


Fig. 3. Amplitudes du signal infrarouge observé pour différents flux de neutrons incidents (le numéro du tir figuré à côté de chaque point).

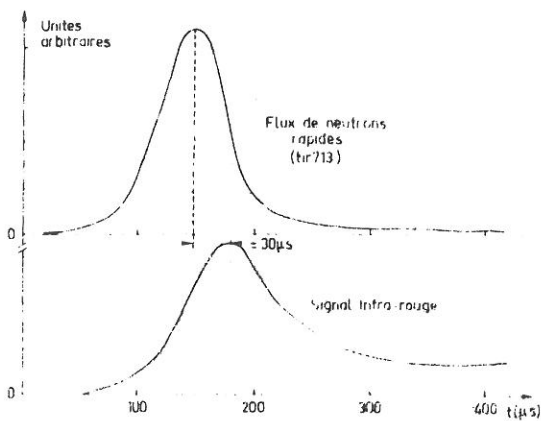


Fig. 4. Evolution temporelle du flux de neutrons et du signal I.R. correspondant (tir 713).

infra-rouge émis dans la plage des longueurs d'ondes détectées.

En effet, compte tenu de l'ouverture des fibres optiques et de leur éloignement de la partie active du gaz, le calcul montre qu'une puissance de  $25 \mu\text{W}$  sur leur face d'entrée (en négligeant les réflexions) correspondrait à une émission spontanée du plasma de  $100 \text{ mW/cm}^3 \text{ sr}$ , pour des longueurs d'onde situées à l'extérieur de la bande de réflectivité du miroir de sortie (soit  $\lambda < 1,2 \mu\text{m}$  et  $\lambda > 1,7 \mu\text{m}$ ) et de  $5 \text{ W/cm}^3 \text{ sr}$  dans la bande de réflectivité maximale de ce même miroir ( $1,3 \mu\text{m} < \lambda < 1,6 \mu\text{m}$ ). De tels niveaux de puissance sont d'autant plus improbables qu'il n'a pas été tenu compte dans ce calcul de l'atténuation introduite par les 50 m de fibre optique, atténuation importante dans le domaine des longueurs d'ondes concernées et qui croît avec la dose de rayonnements reçue [9].

Par contre, dans l'hypothèse d'un effet laser sur une longueur d'onde comprise entre 1,3 et 1,6  $\mu\text{m}$ , une estimation de la puissance lumineuse correspondante conduit à quelques mW, ce qui est du même ordre de grandeur que la puissance du laser de la réf. [7].

Bien entendu, reste posée la question de savoir pourquoi cette longueur d'onde ne se situe pas, ainsi qu'il était attendu, à 1,45  $\mu\text{m}$ . On notera à ce propos que la longueur d'onde donnée par les auteurs de la réf. [7] est définie à  $\pm 1 \text{ nm}$  près et que, compte tenu de l'étroitesse de la raie de transmission du filtre utilisé, la raie laser, si elle existe, pouvait être placée très bas sur cette courbe de transmission.

Différentes mesures complémentaires permettent

éventuellement de confronter ce point de vue. Parmi celles-ci s'imposent un étalonnage de la transmission des fibres optiques dans la gamme de 1 à 5  $\mu\text{m}$  et l'observation avec ces fibres de l'émission spontanée d'un plasma produit dans le même mélange He-CO<sub>2</sub> par un faisceau d'ions issu d'un accélérateur Van de Graaf. De tels faisceaux constituent, en effet, une excellente simulation à petite échelle de l'effet des particules  $\alpha$  produites dans le <sup>10</sup>B<sub>o</sub> pour ce qui est de l'ionisation et de l'excitation produites dans les gaz [10]. En particulier, les densités électroniques ( $\approx 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ) sont très comparables à celles qui sont généralement estimées dans les lasers à pompage nucléaire.

En conclusion, cette première expérience menée sur Caliban a montré qu'un montage simple permet d'observer un fort signal infra-rouge émis, avec de bonnes présomptions qu'il s'agisse d'un effet laser; cet effet reste néanmoins à prouver et la longueur d'onde d'émission à déterminer.

Ce travail est effectué dans le cadre d'une convention D.R.E.T. et d'une R.C.P. du C.N.R.S. L'expérience préliminaire qui est ici rapportée a pu être réalisée grâce à la mise à disposition du réacteur Caliban du C.F.A.-D.A.M. et à l'aide bienveillante du S.E.C.R. de Valduc.

#### Références

- [1] D.A. Mc Arthur et P.B. Tollerud, *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975) 187.
- [2] H.H. Helmick, J.L. Fuller et R.J. Schneider, *Appl. Phys. Lett.* 26 (1975) 327.
- [3] R.J. de Young, W.F. Wells, G.H. Miley et J.C. Verdeyen, *Appl. Phys. Lett.* 28 (1976) 519.
- [4] N.W. Jalufka, R.J. de Young, F. Hohl et M.D. Williams, *Appl. Phys. Lett.* 29 (1976) 188.
- [5] R.J. de Young, N.W. Jalufka et F. Hohl, *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 19.
- [6] M.A. Akerman, G.H. Miley et D.A. Mc Arthur, *Appl. Phys. Lett.* 30 (1977) 409.
- [7] M.A. Prelas, M.A. Akerman, F.P. Body et G.H. Miley, *Appl. Phys. Lett.* 31 (1977) 428.
- [8] B.D. Carter, M.J. Rowe et R.F. Schneider, *Proc. First Intern. Symp. on Nuclear induced plasmas and nuclear pumped lasers* (Orsay, 1978).
- [9] F.J. Triebele, R.E. Jaeger, G.H. Sigel et M.E. Gengerich, *Appl. Phys. Lett.* 32 (1978) 95.
- [10] Groupe Plasmas d'Origine Nucléaire, Caractéristiques électroniques d'un plasma créé par un faisceau d'ions accélérés, soumis pour publication.



## ANNEXE 2

### MESURE DE LA TEMPERATURE ROTATIONNELLE DES IONS D'AZOTE

La température rotationnelle est généralement égale à la température de translation des molécules, elle a été mesurée d'après la distribution rotationnelle d'une bande vibrationnelle du premier système négatif de l'azote. La température rotationnelle est un paramètre intéressant dans la mesure où les collisions entre particules lourdes peuvent conduire à une surexcitation rotationnelle des molécules [1].

La température rotationnelle se déduit [2] de la mesure de l'intensité lumineuse d'une raie rotationnelle. L'intensité lumineuse émise lors d'une transition entre deux niveaux rotationnels est donnée par :

$$I_R = D \nu^4(J', J'') S(J', J'') \exp \left[ - \frac{Bhc J'(J' + 1)}{kT_R} \right]$$

$J'$  et  $J''$  sont respectivement les niveaux rotationnels supérieurs et inférieurs.  $D$  est une constante,  $S(J', J'')$  est le facteur de Hönl-London.

$B$  est la constante vibrationnelle, dont la valeur est tabulée [3].

$T_R$  est la température rotationnelle caractérisant la distribution de Boltzmann des niveaux  $J'$ .

Le premier système négatif de l'azote est émis entre l'état  $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v')$  et l'état  $N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$ , il existe donc seulement une branche P et une branche R. Nous avons choisi la transition la plus intense de la branche R :  $v' = 0 \rightarrow v'' = 0$  dont la tête de bande (branche P) est à 391,4 nm.

La structure fine des raies rotationnelles résulte du couplage du moment angulaire de rotation avec le spin électronique de la molécule (couplage (b) de Hund). Chaque niveau de nombre quantique  $N$  est décomposé en deux sous-niveaux  $J = N \pm S$ . Les règles de sélection  $\Delta J = \pm 1$  donnent trois composantes de structure fine ;  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_{Q221}$ . Si les différentes composantes ne sont pas séparées le facteur de Hönl-London pour la raie R est :

$$S_R(N', N'') = N'$$

où  $N'$  est le niveau rotationnel supérieur et  $N''$  le niveau rotationnel inférieur.

REFERENCES de l'ANNEXE 2

- [1] J. LEFEBVRE et A. RICARD. Rev. Phys. Appl. 10 (137) 1975.
- [2] G. HERZBERG. Spectra of diatomic molecules. Van Nostrand Reinhold Company. N.Y. 1950.
- [3] *ibid.* table 39.



Classification  
*Physics Abstracts*  
 51.10

## Calculation of the electron distribution function of a rare gas nuclear induced plasma

A. M. Pointu, D. Auphelle, F. Euve, M. Fitaire and M. Vialle

Groupe Plasma d'Origine Nucléaire, Laboratoire de Physique des Plasmas (\*), 91405 Orsay, France

(Reçu le 28 novembre 1979, accepté le 5 juin 1980)

**Résumé.** — La fonction de distribution électronique d'un plasma de gaz rare créé par des particules ionisantes rapides est calculable, dans sa partie à basse et moyenne énergie, sans la connaissance précise des processus inélastiques ni du spectre en énergie des électrons germes. A titre d'exemple, un tel calcul est appliqué au cas du néon irradié par un faisceau continu de protons.

**Abstract.** — The electron distribution function of a rare gas plasma induced by high energy particles can be calculated, in its low and medium energy portion, without accurate knowledge of the inelastic processes, nor of the energy spectrum of the seed electrons. As an example, this calculation is applied to the case of neon irradiated by a D.C. proton beam.

**1. Introduction.** — Among the characteristics of a population of particles, the velocity distribution function is one of the most interesting. It provides access to macroscopic values, such as temperature, or such as the different collision frequencies corresponding to cross-sections generally known by theory or experiment.

We shall deal here with nuclear induced plasmas, which can be simulated effectively by plasmas created by accelerated ion beams [1, 2, 3]. This type of plasma is basically similar to electron beams generated plasmas. Nevertheless, electron beams are generally used as high intensity, short duration pulses. On the contrary, nuclear induced plasmas are characterized by long time scale and low electron density, thus needing a special treatment. The kinetics of electrons of nuclear induced plasma has been investigated in highly elaborate form by Hassan and Deese for some gases and gas mixtures subjected to fission fragments [4]. These authors take into account the elastic collisions with neutrals and the overall inelastic collisions, through time-consuming calculations, subject to the uncertainties of some cross-sections and particularized by the choice of the term source. They also ignore the effect of interelectron collisions, which may be significant at low energy. A similar problem was dealt with by Paola *et al.* [5] to calculate certain macroscopic

characteristics, but in a non self-consistent manner by postulating, *a priori*, that the electron distribution is Maxwellian for low energies.

This paper presents a calculation method serving to investigate, in a self-consistent manner, the low and medium energy portion of the electron distribution function in a pure rare gas. This method is based on a simplified kinetic model which requires neither consideration of inelastic phenomena nor prior knowledge of the energy spectrum of the seed electrons. To provide an example, the method is applied to the case of neon irradiated by a 2 MeV proton beam.

**2. Calculation principle.** — The gas under consideration is not electronegative and we suppose that metastables are few enough to be negligible in electron collision processes.

Moreover, the electrons examined here are not subject to any external electrical field. Owing to the high pressure of the neutrals, the main mechanism of their disappearance is thus recombination. As to their energy exchanges in the low energy range, they are dominated by elastic electron/neutral (e-N) and electron/electron (e-e) collisions, assumed to be numerous enough to make their velocity distribution function  $f(w)$  isotropic. For steady state, Boltzmann's equation describing the variation in  $f(w)$  hence takes the simplified form :

$$- C(w) = df/dt |_0 \quad (1)$$

(\*) Laboratoire associé au C.N.R.S.

where  $C(w) = C_{ee}(w) + C_{eN}(w)$  is the collision operator and  $df/dt|_0$  the creation rate of electrons with velocity  $w$  per unit volume of the velocity space.

In formal terms, it is always possible to write equation (1) as a conservation equation :

$$\nabla_w \cdot \mathbf{F} = df/dt|_0 \quad (2)$$

$\mathbf{F}$ , which is identified with a flux in the velocity space, thus has the dimensions of the product of  $f$  with the acceleration induced by the collisions.

Multiplying eq. (2) by the volume element  $d\underline{w}$  and integrating in the sphere of radius  $w$ , we obtain

$$\iint \mathbf{F} \cdot d\underline{S}_w = \int_0^w df/dt|_0 d\underline{w} \quad (3)$$

where  $d\underline{S}_w$  denotes the vector element of the surface of the sphere of radius  $w$ . The left-hand term of this equation represents the electron density crossing the surface of the velocity sphere per unit time, under the effect of the collisions. It is positive when flowing out and negative when flowing in. Similar to W.P. Allis [6, 7], the first to introduce this formalism, we shall designate this flux by the letter  $G$  so that the above equation takes the form

$$G_{ee}(w) + G_{eN}(w) = \int_0^w df/dt|_0 d\underline{w}. \quad (4)$$

Equation (3) and its application to the calculation of  $G_{ee}$  and  $G_{eN}$  are presented in [6] and [7]. The flux resulting from electron/neutral collisions is :

$$G_{eN} = - (4 \pi m/M) v w^3 \left( f + \frac{kT_g}{mw} \frac{\partial f}{\partial w} \right) \quad (5)$$

where  $M$  and  $T_g$  respectively denote the mass and temperature of the neutral particles,  $m$  the mass of the electrons, and  $v$  their collision frequency with neutrals. The flux  $G_{eN}$  is related in equation (2) to the term corresponding to the collision operator of Chapman and Cowling. The expression of the electron/electron collision flux results from Rosenbluth's diffusion theory. In the case of an isotropic distribution, it takes the form :

$$G_{ee} = - 4 \pi \left( \frac{e^2}{m\epsilon_0} \right)^2 \log A \left\{ f \int_0^w w^2 f dw + \frac{1}{3} \frac{\partial f}{\partial w} \left[ \frac{1}{w} \int_0^w f w^4 dw + w^2 \int_w^\infty f w dw \right] \right\} \quad (6)$$

Coulomb's logarithm,  $\log A$ , which characterizes the extent of the distant collisions, may be evaluated by means of the numerical equation (in MKS) :

$$A = 1.03 \times 10^{13} (kT/e)^{3/2} / n^{1/2} \quad (7)$$

The right-hand term of (4) represents the electron density appearing per unit time in the velocity sphere. It is the difference between the ionization term :

$$s_w = \int_0^w df/dt|_S d\underline{w} \quad (8)$$

and the recombination loss term :

$$P_w = n_e \int_0^w \alpha(w) f d\underline{w} \quad (9)$$

where  $\alpha$  denotes the recombination coefficient for electrons with velocity  $w$  and where  $n_e$  denotes the electron density.

For simplification, we assume that the source term is known only in global form by the electron density created per second by the ionizing beam :

$$S = s_{w \rightarrow \infty} \quad (10)$$

We also assume that  $s_w$  is negligible as compared to  $P_w$  for velocities lower than a threshold value,  $w_L$ . In these conditions, the conservation equation (4) can be written in the form :

$$G_{ee} + G_{eN} = - P_w \quad \text{for } w \leq w_L \quad (11)$$

$$G_{ee} + G_{eN} = s_w - P_w \quad \text{for } w > w_L \quad (12)$$

In particular, at infinity, where  $f$  and hence  $G_{ee}$  and  $G_{eN}$  tend towards zero :

$$S - P_{w \rightarrow \infty} = 0 \quad (13)$$

Finally, if the limit  $w_L$  is greater than the thermal velocity of the electrons, the calculation of  $f$  thus essentially boils down to the resolution of equation (11) of which the three terms are given by equations (5), (6) and (9). In equation (9),  $\alpha$  is generally known as a power of velocity,  $w^h$ . Thus, equation (11) occurs in the form of a non-linear differential equation covering  $f$  and four integrals on the moments of  $f$  ( $f w^j$ ,  $j = 1, 2, 4, 2-h$ ), with an indeterminate coefficient  $n_e$ . This equation can be solved step by step if seven boundary conditions are known. Four are the nullity of  $\int_0^w f w^j dw$  when  $w \rightarrow 0$ . Equation (13) and the normalization of  $f$ ,  $\int_0^w f w^2 dw = n_e / 4 \pi$ , constitute two other conditions, when  $w \rightarrow \infty$ . Finally, within this same limit, where e-N collisions predominate, and where it is reasonable to assume that the recombination effect has reached its asymptotic value  $S$ , equation (11) takes the simplified form  $G_{eN} = - S$ , for which an analytical solution can be found, providing the final necessary condition.

Hence the problem can be solved subject to convergence of the integral of the two moments of  $f, fw^2$  and  $\alpha fw^2$ , for a value below the threshold  $w_L$ . This convergence and the existence of this threshold, constitute the validity limits to the calculation which we shall now develop.

**3. Application to neon ionized by a proton beam. —**

In the case of neon irradiated by a proton beam with approximately 2 MeV energy, the seed electrons have a mean kinetic energy approaching 6.5 eV [8]. By restricting ourselves to an examination of the energy region lower than a few eV, equation (11) then provides a good approximation.

The flux  $G_{eN}$  involves the e-N collision frequency, of which the approximate variation for neon is [1] :

$$\nu \simeq 3.3 \times 10^8 U^\xi p \tag{14}$$

where

- $\xi = 2/3$  when  $U > 1$ .
- $\xi = 0.85$  when  $U < 1$ .

$U$  denotes the electron energy expressed in eV and  $p$  the gas pressure expressed in torrs.

The ions are essentially [2]  $Ne_2^+$  molecular ions whose density is hence comparable to that of the electrons. They disappear by dissociative recombination, with a coefficient given by the approximate equation [9] (in MKS) :

$$\alpha \simeq 1.8 \times 10^{-13} w_g/w \tag{15}$$

where  $w_g = (2kT_g/m)^{1/2}$ .

The e-e collision term only depends on the gas selected via the Coulombian factor  $\log A$ , which is a slow function of the electron variables. We shall take this equal to 8, subject to eventual confirmation of the effect that this approximation may have on the results (see Appendix 3).

The integrated source term corresponding to the mean beam conditions is given by the equation (MKS) [1] :

$$S = 8.64 \times 10^6 Nj \tag{16}$$

where  $N$  is the density of the neutral particles, and  $j$  the proton current density.

Substitution in equations (5), (6) and (9) of the values of  $\nu, \alpha$  and  $\log A$ , and the different physical constants, for a temperature of 300 K, leads to the writing of equation (11) in the form :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} \left\{ 1 + \frac{a}{3} \tau x^{-\zeta} \left[ \frac{y_4}{x} + x^2 y_5 \right] \right\} = -a\tau x^{-\zeta} y_1 y_2 - 2xy_1 + b\tau x^{-\zeta} y_3 \tag{17}$$

where the different terms have been defined by the following equations :

$$\left. \begin{aligned} y_1 &= 10^{21} f/n_e \\ x &= w/w_g \\ \tau &= 10^6 n_e/N \\ y_2 &= \int_0^x y_1 x^2 dx \\ y_3 &= \int_0^x y_1 x dx \\ y_4 &= \int_0^x y_1 x^4 dx \\ y_5 &= \int_x^\infty y_1 x dx \end{aligned} \right\} \tag{18}$$

and where the numerical coefficients are given in the following table, depending on values of  $x$ .

	$a$	$b$	$\zeta$
$x \leq 6.22$	14.31	31.71	3.7
$x \geq 6.22$	7.33	16.22	10/3

Before describing the numerical resolution method for equation (17), we shall first examine the asymptotic properties of this equation in both limits of small and high  $x$  values.

3.1 For very low values of  $x$ , if one discards the possibility of a divergence of  $y_1$ , the integrals  $y_2, y_3$  and  $y_4$  vary respectively with the powers 3, 2 and 5 of  $x$ , while  $y_5$  keeps a value near its limit value :

$$y_5(0) = \Phi_5 = y_5(\infty) \tag{19}$$

It can be confirmed easily that the solution to equation (17) is in this case :

$$y_{1x \rightarrow 0} \simeq \Phi_1 e^\beta x \quad \text{with} \quad \beta = 3b/a\Phi_5 \tag{20}$$

3.2 An asymptotical solution can also be found when  $x$  is large (but nevertheless lower than  $x_L$ ). The non-linear terms corresponding to e-e collisions become negligible in this case. Moreover, it is reasonable to assume that the integral  $y_3$ , reflecting the effect of the recombinations, has already reached its asymptotic value  $\Phi_5$ . Equation (17) thus takes the simplified form :

$$\frac{\partial y_1}{\partial x} = -2xy_1 + b\tau x^{-10/3} \Phi_5 \tag{21}$$

leading to the mathematical solution :

$$y_{1x \rightarrow \infty} = K[x^{-13/3} + O(x^{-16/3})] + D e^{-x^2} \tag{22}$$

where :

$$K = b\tau\Phi_5/2.$$

The exponential variation term must be excluded from the physical solution. In actual fact, the cancellation

of the multiplication constant  $D$  amounts to ignoring  $\partial y_1 / \partial x$  in comparison with  $2xy_1$  in equation (21), i.e. ignoring the heating effect of the electrons on the neutrals in the Chapman-Cowling collision term. Hence we consider :

$$y_{1x \rightarrow \infty} \simeq Kx^{-13/3} \quad (23)$$

from which it can be inferred that :

$$y_{5x \rightarrow \infty} \simeq (3K/7)x^{-7/3} \quad (24)$$

3.3 For all intermediate values of  $x$ , equation (17) retains its complete form, which amounts to a system of five coupled differential equations of the first order, of the form :

$$\frac{\partial y_i}{\partial x} = g_i(\tau, x, y_1, y_2, y_3, y_4, y_5) \quad (25)$$

where  $i = 1$  to 5. If the parameter  $\tau$  is fixed, this system can be solved step by step by using the Runge Kutta method with the initial values :

$$x = 0 \quad y_1 = \Phi_1 \quad y_2 = y_3 = y_4 = 0 \\ y_5 = \Phi_5 \quad (26)$$

$\Phi_1$  and  $\Phi_5$  are trial constants adjusted to satisfy two boundary conditions :

1) The first is that the asymptotic variations in  $y_1$  and  $y_5$ , given respectively by equations (23) and (24), must be confirmed.

2) The second is the normalization condition of the distribution function :

$$\int_0^{\infty} f dW = n_e,$$

or :

$$y_2(\infty) = 0.92 \times 10^{-5} \quad (27)$$

It appears clearly that the latter condition can only be analysed to the extent that the function  $y_2(x)$  converges for a value of  $x_0$  lower than the validity limit  $x_1$  of the system of equations (25).

Once the solutions  $y_i(x)$  corresponding to a value of the parameter  $\tau$  are obtained, the macroscopic characteristics of the electrons are easily inferred. The density is obtained by equation (13) which assumes the numerical form (MKS) :

$$n_e = 4.41 \times 10^{30} j / (\tau \Phi_5) \quad (28)$$

making it possible to obtain the pressure (in torr) :

$$p = 1.83 \times 10^{-17} n_e / \tau \quad (29)$$

The mean distribution energy corresponds to a temperature  $T_e$ , which is given by :

$$3 T_e / 2 T_g = y_4(\infty) / 0.92 \times 10^5 \quad (30)$$

Resolution of the problem thus causes a given value of  $T_e$  and of the experimental parameter  $j/p$  correspond to each value of  $\tau$ , i.e. of the ratio  $n_e/p$ . The fact that it was not, at any time, necessary to determine the initial energy spectrum accurately, nor the mean energy of the source term, may appear to be paradoxical. Reference should be made in this case to Appendix 1, which discusses the meaning of the flux equation, and particularly its relationship to the energy balance. It is demonstrated that a variation in initial energy of the seed electrons is reflected by a change in length of the distribution tail, corresponding to a strictly equal variation in energy dissipated by collision with the neutrals.

4. Results and interpretation. — 4.1 Some distribution examples obtained are presented in figure 1.

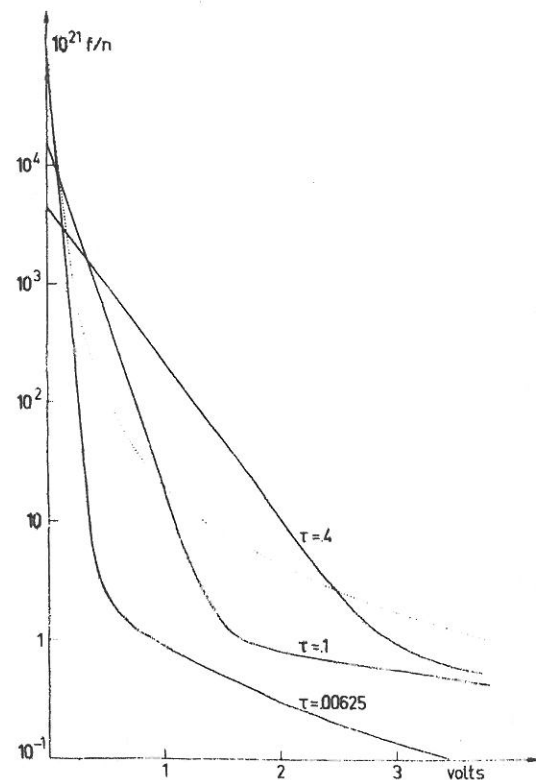


Fig. 1. — Distribution functions obtained for three values of the parameter  $\tau = 10^6 n_e/N = 2.83 \times 10^{-11} n_e/p$  ( $\text{cm}^{-3} \cdot \text{torr}^{-1}$ ). The dotted curve corresponds to the calculation without interelectron collisions, for case  $\tau = 0.1$ .

The calculation parameter  $n_e/p$ , and the distribution normalization constant  $n_e$  are associated with the experimental variables  $p$  and  $j$  by the curve giving  $n_e/j$  as a function of  $n_e/p$  in figure 2, where the variation in temperature  $T_e$  is also plotted. Figures 1 and 2 show the results in the most general form. They serve to obtain the variation in  $f$ ,  $n_e$  and  $T_e$  with current, at a given pressure, or with pressure, at fixed current, as shown in figures 3 and 4.



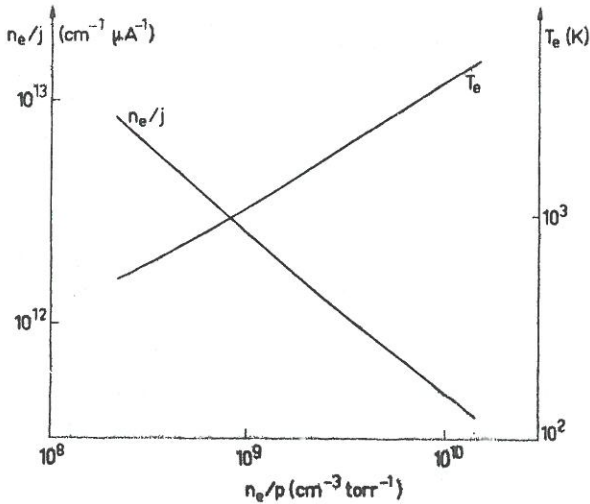


Fig. 2. — General diagram of variation in electron parameters ( $n_e$ ,  $T_e$ ) with experimental conditions (gas pressure  $p$ , beam current density  $j$ ).

4.2 Apart from the area close to the origin, where it is substantially constant, the distribution function  $f$  appears as the superposition of a Maxwellian function  $f_0$ , temperature  $T_M$ , and distribution  $f_1$ . The latter only assumes its meaningful values for energies above a few  $kT_M$ , but contributes in this region to the mean energy  $T_e$ , which is about 20% higher than  $T_M$ . By breaking down the function  $f$  in this way in its variation equation (see Appendix 2), it can be seen that the temperature of the main distribution is the result of equilibrium between its cooling on the neutrals and its heating on the fast electrons of the secondary distribution. Since the latter derive from the seed electrons, it is reasonable to note in figure 4b a rising variation in  $T_e$  with current. In actual fact, to be confirmed subsequently, this variation also results from the change in form of the distribution function, the recombination of slow electrons being the more important when the ions are available in larger numbers, i.e. when the source is more intense. This emptying of the low energy portion of the distribution also contributes to the difference observed between  $T_M$  and  $T_e$ .

Finally, the increase in pressure enhances interaction with the neutrals and causes  $T_e$  to tend asymptotically toward a value approaching  $T_g$ , as illustrated by figure 4a.

4.3 At fixed pressure, figure 4b shows that the density  $n_e$  varies more rapidly than the square root of the current, as pointed out and explained in the experiment in [9]. This is due to the fact that fewer electrons are lost by recombination with rising temperature. The variation follows the approximate relationship  $n_e \propto j^{0.6}$ , which shows good quantitative agreement with the conclusions of [2].

4.4 It is important to know the number of electrons of a given energy and, to do this, the variation in the

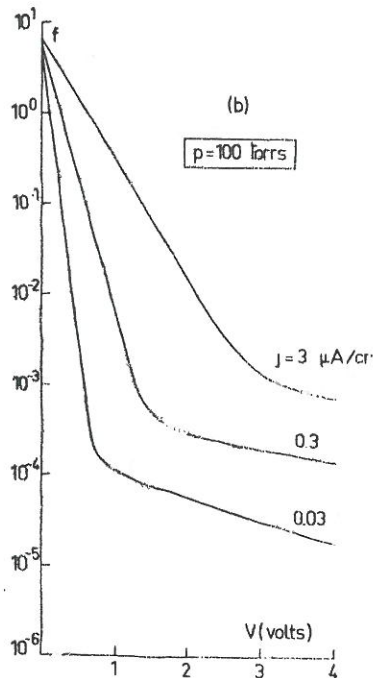
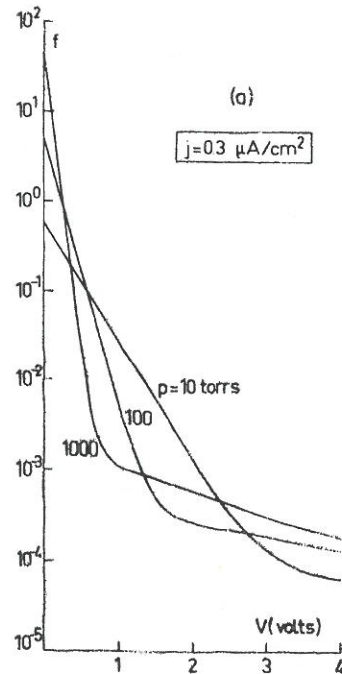


Fig. 3. — Variation in the distribution function : a) with gas pressure; b) with beam current density.

product  $f/w^2$  was plotted in figure 5. This helps to examine density of the fast electron population, corresponding to the secondary maximum. This density appears to be about three orders of magnitude lower than the density of slow electrons. Slow electrons thus constitute the essential part of total electron population.

4.5 Although their ionization rate is very low, nuclear induced plasmas are intermediate plasmas [10] in which e-e collisions, far rarer than e-N collisions,

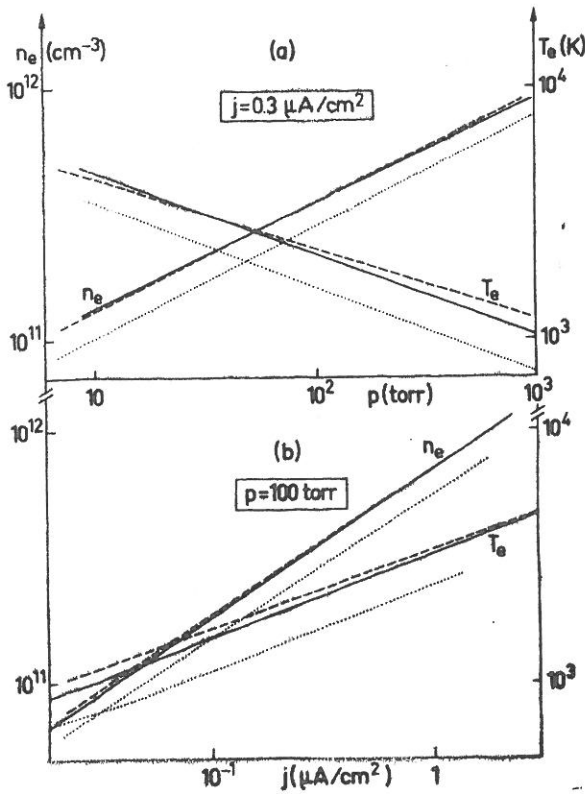


Fig. 4. — Variation in electron parameters : a) with gas pressure ; b) with beam current density ; ..... calculation without inter-electron collisions ; ----- calculation with correction of the Coulombian factor.

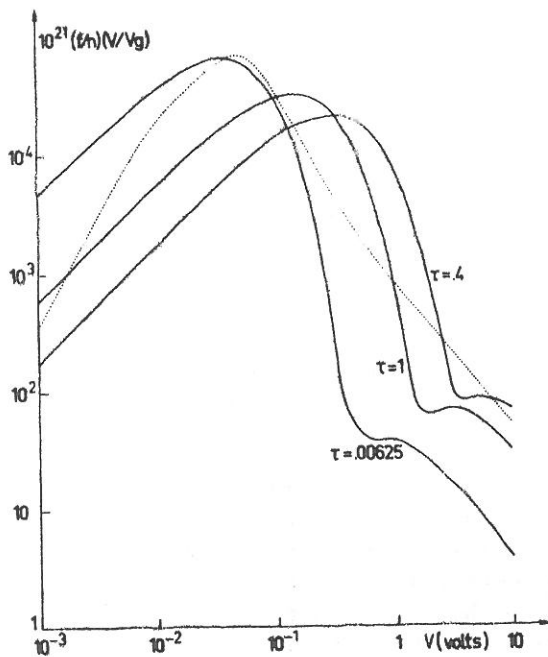


Fig. 5. — Speed distributions obtained for three values of the parameter  $\tau = 10^6 n_e/N = 2.83 \times 10^{-11} n_e/p \text{ (cm}^{-3} \cdot \text{torr}^{-1})$ . The dotted curve corresponds to the calculation without interelectron collisions.

are nevertheless of comparable effectiveness with respect to energy exchanges. This important role of e-e collisions is revealed by the results obtained when they are eliminated in the calculations. For a given value of  $\tau$ , a significantly different distribution function is obtained, illustrated by the dotted curve in figure 1.

Without any apparent Maxwellian portion on the scale of the figure (one actually exists, on a range of a tenth of a volt, with a temperature near 500 K), and with a far slower variation, it only coincides with the solution previously calculated in the region of high energies. In particular, no secondary maximum appears in the population distribution plotted as a dotted line in figure 5. The absence of heating by fast electrons is reflected by a lower « temperature », which has the effect of increasing the recombination efficiency, and hence of also reducing density. Hence the dotted curves in figures 3 and 4 show that the variations in  $n_e$  and  $T_e$  with parameters  $p$  and  $j$  are similar to those previously calculated, to within a translation corresponding to a decrease of about 20 %.

The increase in  $T_e$  with current, in the absence of e-e collisions, is explained by the corresponding change in the recombination term. In effect, the seed electrons resulting from ionization degrade their energy by collision with the neutrals and, when this energy reaches a fairly low value, disappear by recombination. The history of these electrons, in its initial phase, is thus nearly independent of their quantity, whereas it depends heavily on this quantity at the end, as the recombination effect is felt, since the latter is proportional to the ionic density.

Thus, as the source term varies, the form of the distribution remains mainly constant, except in the low energy region, where it is marked by an emptying of slow electrons, which is even more significant as the source term is higher, giving rise to an increase in mean energy.

**5. Conclusions.** The important feature of the method presented here is that it serves to determine the electron distribution function from the origin to a few eV through a simple formalism. This only includes elastic collisions with neutrals Coulombian collisions and recombination and does not imply any knowledge of the primary electron energy distribution. The area thus covered serves to calculate all the macroscopic characteristics of the electrons created in a rare gas plasma by an accelerated ion beam of medium intensity. The application of this method to neon ionized by a 2 MeV proton beam shows that, in the range of pressures and currents employed, the electron distribution is principally Maxwellian. The corresponding temperature is 3 to 10 times higher than the temperature of the neutrals, due to heating of the non-Maxwellian tail formed by the fast electrons. It should be noted that this result is quite different from that of the calculations in [4]. The latter, which do not

account for e-e collisions, give rise, in the low energy portion, to a Maxwellian distribution at the neutral temperature.

The effective temperature (2/3 mean energy) is about 20% higher than the temperature of Maxwellian portion, resulting from the contribution of the distribution tail, and from the disappearance of slow electrons by recombination.

The population of the tail is lower by three orders of magnitude than the main population.

The variation in temperature and electron density with the same parameters agrees with the observations reported in [2] and [9].

**Acknowledgments.** — The authors wish to thank Dr. C. M. Ferreira for the fruitful discussions that they held with him.

This work has been supported by Direction des Recherches Etudes et Techniques (D.R.E.T.).

## APPENDIX 1

**Equation of flux and conservation of energy.** —

In its most general form, equation (4) is written :

$$G(w) = \int_0^w \left( \frac{df}{dt} \Big|_S - \frac{df}{dt} \Big|_P \right) d\underline{w} \quad (A1.1)$$

where the terms  $df/dt|_i d\underline{w}$  represent the number of electrons created ( $i = S$ ) or lost ( $i = P$ ) per unit time in the volume element  $d\underline{w}$  of the velocity sphere.

This equation leads to the charge balance :

$$S = \int_0^\infty \frac{df}{dt} \Big|_S d\underline{w} = \int_0^\infty \frac{df}{dt} \Big|_P d\underline{w} \quad (A1.2)$$

since the fluxes  $G$  are nullified as  $w$  tends towards infinity. It must also confirm the power balance :

$$- \int_0^\infty G d\left(\frac{1}{2}mw^2\right) = \int_0^\infty \left( \frac{df}{dt} \Big|_S - \frac{df}{dt} \Big|_P \right) \frac{1}{2}mw^2 d\underline{w}. \quad (A1.3)$$

In this equation, the left-hand member (l.h.) represents the power dissipated by collisions, and the right-hand member (r.h.) represents the net amount of energy transported per second by the particles which are created and die in the velocity sphere.

Consequently, following integration by parts involving the derivative of equation (A1.1), it can be seen easily that l.h. strictly takes the same form as r.h. The flux equation thus implicitly reflects the conservation of energy.

In the case of the calculation dealt with here, equation (A1.1) has only been resolved below the lower

limit  $w_L$  of the seed electron velocity spectrum, i.e. when it takes the form :

$$G_{\text{calc}}(w) = - \int_0^w \frac{df}{dt} \Big|_P d\underline{w} \quad (A1.4)$$

l.h. can be broken down as follows :

$$\begin{aligned} - \int_0^{w_L} G_{\text{calc}} d\left(\frac{1}{2}mw^2\right) - \int_{w_L}^\infty G d\left(\frac{1}{2}mw^2\right) &= \\ &= - \frac{1}{2}mw_L^2 G_{\text{calc}}(w_L) - \int_0^{w_L} \frac{1}{2}mw^2 \frac{df}{dt} \Big|_P d\underline{w} \\ &\quad - \int_{w_L}^\infty G d\left(\frac{1}{2}mw^2\right). \end{aligned}$$

Based on the assumptions made, the loss term reaches its asymptotic value  $S$  at a velocity lower than  $w_L$ , so that equation (A1.3) is finally reduced to equality :

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}mw_L^2 S - \int_{w_L}^\infty G d\left(\frac{1}{2}mw^2\right) &= \\ &= \int_{w_L}^\infty \frac{df}{dt} \Big|_S \frac{1}{2}mw^2 d\underline{w}. \quad (A1.5) \end{aligned}$$

If the source term is a Dirac function :

$$\frac{df}{dt} \Big|_S d\underline{w} = S \delta(w - w_L) d\underline{w}$$

the flux  $G$  corresponding to velocities  $w > w_L$  is obviously null and equation (A1.5) is only confirmed by the part of the solution corresponding to the calculation.

In the case of a source term of finite size  $\Delta w$ , part of the initial energy (negligible if  $\Delta w \ll w_L$ ) is dissipated by the collisions of electrons belonging to the non-calculated distribution tail lying between  $w_L$  and  $w_L + \Delta w$ . At all events, it is interesting to note that, for given form and amplitude of the source term, a shift in its mean energy  $U_0$  causes no change in the calculated solution. Every increase in  $U_0$  corresponds only to an elongation of the distribution tail, giving rise to an equal increase in the energy dissipation by collision.

## APPENDIX 2

In accordance with the calculation results presented in section 4.2, the function  $f$  can be broken down by setting :

$$f = f_0 + f_1$$

where  $f_0$  is a Maxwellian with temperature  $T_M$ . Hence the electron interaction term (6) can be put into the form :

$$\begin{aligned}
 -k_1^{-1} G_{ee} = & \left( f_1 + \frac{T_M}{2xT_g} \frac{\partial f_1}{\partial x} \right) \int_0^x f_0 x^2 dx + \\
 & + (f_0 + f_1) \int_0^x x^2 f_1 dx + \left( \frac{1}{3x} \frac{\partial f_1}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{T_g}{T_M} f_0 \right) \\
 & \times \left[ \int_0^x f_1 x^4 dx + x^3 \int_x^\infty f_1 x dx \right]
 \end{aligned}$$

where  $k_1$  is a multiplication factor.  
In the region where the function  $f_0$  is predominant :

$$G_{ee} \simeq k_1 \frac{2}{3} \frac{T_g}{T_M} f_0 x^3 \int_x^\infty f_1 x dx.$$

This reflects the fact that, in this region, the most important mechanism for electron interactions is the heating of the Maxwellian electrons on the non-Maxwellian distribution tail.

### APPENDIX 3

**Influence of the Coulombian factor.** — The value of the Coulombian factor  $\log \Lambda$  was taken equal to 8 in the calculations presented in section 3. The appli-

cation of equation (7) to the results illustrated by figure 4 shows that this factor varies typically between 5 and 10. Hence it is important to determine the effect that this approximation is liable to have on the results.

Taking the real value of  $\Lambda$  amounts to defining the calculation parameter  $\tau$  by the equation :

$$\tau = 10^6 (n_e/N) \cdot (8/\log \Lambda).$$

Thus the parameter of the curves  $f(x)$  is no longer  $n_e/p$  but  $8 n_e/p \log \Lambda$ . Moreover, the normalization condition (23) reveals, instead of the ratio  $n_e/j$ , the product  $n_e \log \Lambda/8 j$ . Hence the curves in figure 2 giving  $T_e$  and  $n_e/j$  as a function of  $n_e/p$  are actually curves of  $T_e$  and  $(n_e \log \Lambda/8 j)$  as a function of

$$(8 n_e/p \log \Lambda).$$

At each point of the abscissa, and for a fixed value of  $p$  or  $j$ , it is therefore possible to determine  $\Lambda$  or, since  $T_e$  is known, density  $n_e$ . One can then infer the missing value  $j$  or  $p$ .

The results obtained are illustrated by the curves plotted in dashed lines in figure 4. A comparison with the solid curves corresponding to the approximation  $\log \Lambda = 8$  shows that the discrepancy is always small, less than 15% for temperature, and 10% for density.

### References

- [1] AUPHELLE, D., Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Orsay (1978).
- [2] Groupe Plasmas d'Origine Nucléaire, *Physica* 97C (1979) 235.
- [3] MILLER, T. G., WILLIAMS, J. R. and MUNAHAN, M. J., Proc. of 1st International Symposium on Nuclear Induced Plasmas and Nuclear Pumped Laser (Les Editions de Physique, Orsay, France) p. 221.
- [4] HASSAN, H. A. and DEESE, J. E., *Phys. Fluids* 19 (1976) 200; *Phys. Fluids* 20 (1977) 1586; same Proc. as [3] above, p. 103.
- [5] DE PAOLA, B. D., MARCUM, S. D., WRENCH, H. K., WHITTEN, B. L. and WELLS, W. E., Same Proc. as [3] above, p. 133.
- [6] ALLIS, W. P., *Handb. Phys.* 21 (1956) 383.
- [7] ALLIS, W. P., *Principles of Laser Plasmas*, Bekefi Editor, (Wiley and Sons, New York) 1976, Chap. 6.
- [8] REES, D. B., EFFERT, C. B. and ROSE, D. J., *J. Appl. Phys.* 40 (1969) 1884.
- [9] COOLEN, F. C., VAN SCHAIK, N., *Physica* 93C (1978) 121.
- [10] DELCROIX, J. L., *Physique des Plasmas*, Vol. II, Gaz Faiblement Ionisés (Dunod, Paris) 1966.



## Test of an electronic distribution model with macroscopic measurements performed on a proton-beam-induced neon plasma containing nitrogen impurities

J Margot, M Vialle, M Fitaire and A M Pointu

Groupe Plasma d'Origine Nucléaire, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (Laboratoire Associé au C.N.R.S.), 91405 Orsay, France

Received 2 February 1981

**Abstract.** A calculation of the medium- and low-energy part of the electronic distribution function is described, together with its indirect comparison to experimental results. The study deals with a plasma created by a proton beam (2 MeV,  $\sim 2 \mu\text{A cm}^{-2}$ ) impinging on a Ne (about 10 Torr) target, with  $\text{N}_2$  impurities. Microwave measurements of electronic density and effective collision frequency agree satisfactorily with calculations using a theoretical distribution function.

### 1. Introduction

In a recent publication (Pointu *et al* 1980), we presented a simplified theoretical model which served to calculate the electron distribution function, at low and medium energy, of a rare gas plasma created by a low intensity beam of accelerated protons (2 MeV,  $2 \mu\text{A cm}^{-2}$ ). This distribution,  $f(w)$ , is characterised by a low 'temperature', so that the first moments of  $f(w^l, l \leq 3)$  have already converged in the region of the energies investigated, i.e. less than a few eV. In these conditions, and because the direct measurement of  $f$  by a probe technique is a delicate matter, especially at medium pressure (Chang and Laframboise 1976), it seems worthwhile to test the validity of the calculation by comparing it with the results of measurements of macroscopic quantities. We decided to use a resonant microwave cavity method which serves to determine the electron density  $n_e$ , and an effective collision frequency  $\nu_{\text{eff}}$ , related to  $f$  and to the electron-neutral elastic collision frequency  $\nu_{eN}$ , by the following equation (Heald and Wharton 1965):

$$\nu_{\text{eff}} = -\frac{4}{3} \pi \int_0^{\infty} \nu_{eN} (\partial f / \partial w) w^3 dw. \quad (1)$$

The experiment, conducted in neon, actually also involves nitrogen impurities, of which it has been shown (Auphelle *et al* 1979) that they play an important role in the electron kinetics through the ionisation transfer of molecular ions of neon on the nitrogen. Hence it is necessary to take this transfer into account in calculating  $f$ , and this is achieved by a simple modification of the recombination term in Boltzmann's equation.

The comparison of theoretical and experimental results, which will be presented in the forms of the variation of  $n_e$  and  $\nu_{\text{eff}}$  with neon pressure and beam intensity, reveals satisfactory agreement, thus enabling us to conclude on the validity of the simplifying assumptions used for the calculation of  $f$ .

## 2. Calculation of the electron distribution function and associated moments

### 2.1. Principle of the calculation

The calculation previously presented (Pointu *et al* 1980) was applied to the case of pure neon. The consideration of nitrogen impurities does not modify the calculation principle, which we shall recall briefly.

After multiplication by the elementary volume of the velocity space  $d^3w$ , and integration in the sphere of radius  $w$ , the stationary Boltzmann's equation, without a diffusion term, is formally written

$$G(w) = \int_0^w (df/dt)_0 d^3w \quad (2)$$

where  $G(w)$  denotes the electron flux through the area of the sphere, and where the right-hand member denotes the net rate of creation of electrons per unit time in the same sphere. In the case at hand, the electrical field is negligible and the only mechanisms responsible for the flux  $G(w)$  are collisions. It is postulated that within the energy range investigated, lower than a few eV, only the elastic collisions occurring on electrons and neutrals make any significant contribution. In these conditions, the flux  $G(w)$  assumes the form

$$G(w) = -4\pi(e^2/m\epsilon_0)^2 \ln \Lambda \left\{ f \int_0^w w^2 f dw + (\partial f / \partial w) \left[ (1/w) \int_w^\infty f w^4 dw + w^2 \int_0^w f w dw \right] \right\} \\ - (4\pi m/M) v w^3 [f + (KT_N/mw) (\partial f / \partial w)] \quad (3)$$

where  $e$  and  $m$  denote the charge and mass of the electron respectively,  $\ln \Lambda$  the coulomb logarithm,  $M$  and  $T_N$  the atomic mass and temperature respectively.

The creation term is the difference between the ionisation term

$$s(w) = \int_0^w (df/dt)_s d^3w \quad (4)$$

and the recombination loss term

$$P(w) = n_e \int_0^w \alpha(w) f d^3w \quad (5)$$

where  $\alpha(w)$  denotes the recombination factor of electrons of velocity  $w$ , and  $n_e$  denotes the electron density.

The resolution of equation (2) hence implies the knowledge of  $s(w)$  and  $P(w)$ . In view of the usual variation in the recombination factor ( $\alpha \propto 1/w^l$ ,  $l \geq 1$ ), and the small region of the energies investigated, the problem can be simplified appreciably by making a dual assumption, illustrated in figure 1, that the losses occur at 'low' energies ( $w < w_1$ ), and the creations at 'high' energies ( $w > w_2 > w_1$ ). Setting

$$s(w \rightarrow \infty) = S \quad (6)$$

equation (2) takes the two following forms, in accordance with the energy values

$$0 = S - P(w) \quad \text{if } w \rightarrow \infty \quad (7)$$

$$G(w) = -P(w) \quad \text{if } 0 < w < w_2 \quad (8)$$

The calculation of  $f$  in the region investigated thus amounts to the resolution of equation (8), which is independent of the energy spectrum of the seed electrons. Hence, as may be seen, knowledge of the source term  $s(w)$  is only necessary in its asymptotic form  $S$ , to establish a normalisation condition of  $f$  in the form of equation (7). The assumption

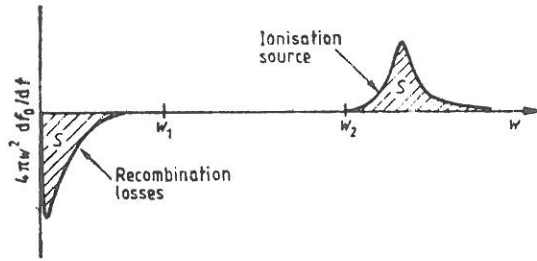


Figure 1. Illustration of the prior assumption to the calculation:  $df_0/dt$  represents the net balance of time variation of the distribution resulting from the creation and loss of electrons of velocity  $w$ ; the area  $S$  corresponds to the total number of electrons created per second, balanced by an equivalent rate of recombination losses.

that the losses occur at lower energy is necessary to make the moment of  $f$  corresponding to this equation fairly rapidly convergent for  $P(w \rightarrow \infty)$  to be only slightly different from  $P(w \rightarrow w_2)$ .

### 2.2. Consideration of nitrogen impurities

The presence of nitrogen in the neon alters the ion population by an ionisation transfer of the neon on the nitrogen, which may be total if the proportion of nitrogen is greater than the ionisation rate. In view of our experimental conditions, it is reasonable to assume, as done by Kasner and Biondi (1965), that the dominant ions are  $N_2^+$  and  $N_4^+$  in this case. In relation to the model presented, these ions must be taken into account in the recombination loss term, which is written in the form

$$P(w) = -(1-r)n_e \int_0^w \alpha(N_2^+)(w)f d^3w - rn_e \int_0^w \alpha(N_4^+)(w)f d^3w \quad (9)$$

where  $r$  denotes the ratio  $[N_4^+]/([N_2^+] + [N_4^+]) = [N_4^+]/n_e$ , and where the recombination factors of the ions  $N_2^+$  and  $N_4^+$  follow the following variations (Biondi 1969)

$$\alpha(N_2^+)(w) = 2.7 \times 10^{-13} (w_N/w)^{2/3} \quad (10)$$

$$\alpha(N_4^+)(w) = 2 \times 10^{-12} (w_N/w)^2 \quad (11)$$

where  $w_N$  denotes the electron velocity at the neutral gas temperature, i.e.  $w_N = (2KT_N/m)^{1/2}$ .

This makes it possible, for any value of  $r$  between 0 and 1, to calculate the distribution function  $f$ . Figure 2 shows two examples of results obtained for the cases  $r=0$  ( $N_2^+$  ion) and  $r=1$  ( $N_4^+$  ion), at given values of beam current ( $I=1 \mu A$ ), neon pressure ( $p=100$  Torr) and temperature ( $T_N=300$  K). As previously (Pointu *et al* 1980), the source term  $S$  was associated with current  $I$  and with neutral density  $N$  by the equation (MKSA)

$$S = 765 NI \quad (12)$$

corresponding to a beam cross-section of  $0.88 \text{ cm}^2$ , and to the ionisation efficiency tabulated (Platzman 1961, Northcliffe and Schilling 1970) for 2 MeV protons in neon. For comparison purposes, the curve corresponding to pure neon, i.e. to a recombination coefficient (Philbrick *et al* 1969) of

$$\alpha(\text{Ne}) = 1.8 \times 10^{-13} w_N/w \quad (13)$$

was plotted on the same figure ( $Ne_2^+$  ion).

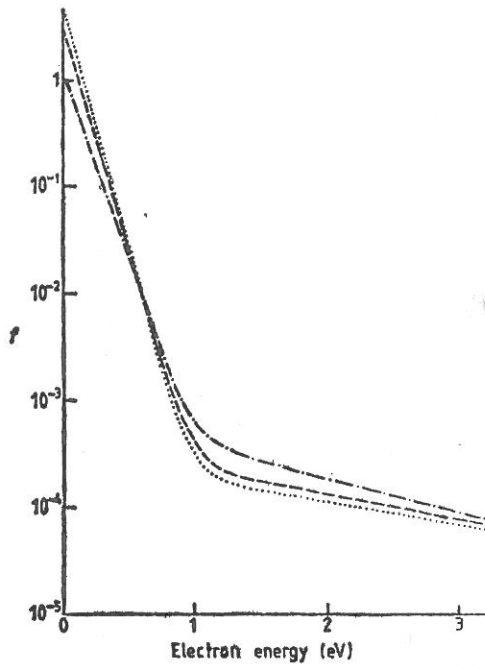


Figure 2. Distribution function calculated in the case of a pressure of 100 Torr of neon at 300 K and a proton current of 1  $\mu$ A for three types of dominant ion:  $\dots$   $\text{Ne}_2^+$  (for pure neon);  $-\cdot-\cdot-$   $\text{N}_2^+$ ;  $-\cdot-\cdot-$   $\text{N}_4^+$ .

Since the function  $f$  is known, it is easy to associate it by calculation with a value of  $n_e$  and of the collision frequency  $\nu_{\text{eff}}$  given by equation (1). By observing the variation of these quantities with the parameters  $I$  and  $p$ , simple equations of the following form are developed:

$$\{n_e, \nu_{\text{eff}}\} = A_{1,2} p^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}} \tag{14}$$

The coefficients  $A_j$  and  $\alpha_j$ ,  $j=1, 2$ , which depend on the ion type considered, are given in table 1.

These overall results show that the microscopic and macroscopic variation resulting from the introduction of nitrogen is mainly sensitive in the event that the dominant ion is the  $\text{N}_4^+$  ion, which is explained by the notable difference between the recombination coefficients given by equations (11) and (13).

In the low-energy section ( $< 1$  eV), the highest value of  $\alpha$  corresponds to more efficient

Table 1. Coefficients corresponding to variations calculated  $\{n_e, \nu_{\text{eff}}\} = A_{1,2} p^{\gamma_{1,2}} I^{1-\gamma_{1,2}}$  for three different ion species ( $p$  in Torr,  $I$  in  $\mu$ A,  $n_e$  in  $\text{cm}^{-3}$ ,  $\nu_{\text{eff}}$  in  $\text{s}^{-1}$ ).

Ion type	Gas Ne		Ne/N <sub>2</sub>	
	Ne <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>2</sub> <sup>+</sup>	N <sub>4</sub> <sup>+</sup>
A <sub>1</sub>	$2.29 \times 10^{10}$	$1.54 \times 10^{10}$	$1.25 \times 10^{10}$	
A <sub>2</sub>	$4.08 \times 10^8$	$4.33 \times 10^8$	$4.78 \times 10^8$	
$\gamma_1$	0.413	0.444	0.337	
$\gamma_2$	0.709	0.717	0.748	

losses: this has the effect of increasing the average distribution energy by a greater truncation effect in the neighbourhood of the origin, and also of decreasing the electron density, which is essentially provided by this portion of the distribution. This effect on density is quantitatively the greatest, because it leads to a reduction by a factor of about 3.

On the other hand, the medium-energy electrons (a few eV) recombine more slowly, in view of the new equation of variation of  $\alpha$  with  $w$ . Hence they contribute more to heating of the cold population, which tends to raise the temperature of the quasi-Maxwellian portion. With this increase, like that of the average energy, it is reasonable to associate an increase in the collision frequency  $\nu_{\text{eff}}$ .

### 3. Experimental verification

#### 3.1. Use of the RF cavity method

It is well known that the presence of plasma within a microwave cavity modifies the resonance frequency  $f_R$  and the quality factor  $Q$  of the cavity. The corresponding variations, if small, are clearly represented by the equations

$$\Delta f_R/f_R = \eta f_p^2/f_R^2 \quad (15)$$

$$\Delta(1/Q) = -\nu_{\text{eff}} \Delta f_R/\pi f_R^2 \quad (16)$$

where  $\eta$  is a form factor which takes into account the profile of the plasma and the cavity excitation mode, and where the frequency  $\nu_{\text{eff}}$ , given by equation (1), is assumed to be less than  $f_R$ .

Hence it is possible, from measurements of  $\Delta f_R$  and  $\Delta(1/Q)$ , to derive the effective collision frequency  $\nu_{\text{eff}}$  and the plasma frequency  $f_p$ , or even the electron density  $n_e$ .

The microwave cavity employed is cylindrical and excited on its  $TE_{011}$  mode. The plasma is created in a quartz tube with an inside diameter of 0.8 cm, passing through the cavity along its axis of revolution. The form factor  $\eta$  is calculated by considering that the plasma is uniform in the volume of the tube contained within the cavity.

The method for measuring  $\Delta f_R$  and  $\Delta(1/Q)$  has already been described (Vialle *et al* 1981). Note simply that the cavity is inserted into a phase-locked loop that allows automatic adjustment of the frequency of the generator to the resonance frequency  $f_R$  of the charged cavity. The quantity  $\Delta(1/Q)$  is obtained by measuring the curvature of the resonance curve in the neighbourhood of its peak, and this measurement is achieved by modulating the generator frequency over a small range around  $f_R$ .

#### 3.2. Experimental results

The presence of nitrogen in the target gas results from degassing of the walls during the experiment. If, following the establishment of secondary vacuum in the chamber, the latter is filled with neon at the desired pressure, nitrogen ratio  $[N_2]/[Ne]$ , measured by a mass spectrometer, varies typically from  $10^{-4}$  in the initial state to  $10^{-2}$  after some 10 min have elapsed. As the fraction of atoms ionised is less than  $10^{-7}$  at the neon pressures investigated, it is reasonable to assume, in accordance with the discussion in §2.2, that ionisation transfer is total and thus the dominant ion passes progressively from the  $N_2^+$  ion to the  $N_4^+$  ion, this change being accompanied by a decrease in the electron density. In practice, we therefore took two series of measurements, one at the 'initial' time, i.e. just after filling the chamber, and the second after a 'saturation' period, which varies

according to pressure, but is easily measurable by the fact that the electron density stabilises around a level about one-third of its initial value.

The results of these measurements serve to determine the experimental variations in  $n_e$  and  $\nu_{\text{eff}}$  as a function of pressure and current, and to compare them with the theoretical variations expressed by equation (14) with the coefficients given in table 1. As these coefficients  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$  depend exclusively on the predominant ion species, the comparison of theory and experiment is relatively easy and confirms the presumed nature of the ion species. As for the coefficients  $A_1$  and  $A_2$ , a problem emerges related to the fact that they also depend on the source term used in the calculation. Hence they depend not only on the predominant ion species, but also on the proton current. In fact, the current in the presence of gas is difficult to determine locally owing to the divergence related to this gas. The theoretical curves were therefore plotted taking for  $I$  the value of the proton current measured under vacuum,  $I_{\text{vac}}$ . However, it is clear that the effective current is substantially different from  $I_{\text{vac}}$ , to which it is related by an equation of the type

$$I_{\text{eff}} = \lambda I_{\text{vac}}$$

where  $\lambda$  is a normalisation factor less than 1. This factor is determined by adjusting the experimental value of  $n_e$  to the theoretical value at a point. A check is then made that the agreement between the theoretical and experimental values of  $A_2$  and  $A_1$  is satisfactory for all other points. This is even more conclusive that the theoretical ratio  $A_2/A_1$ , at fixed  $I$  and  $p$ , varies substantially with the predominant species ( $1.78 \times 10^{-2}$  for  $\text{Ne}_2^+$ ,  $2.81 \times 10^{-2}$  for  $\text{N}_2^+$ ,  $3.82 \times 10^{-2}$  for  $\text{N}_4^+$ ).

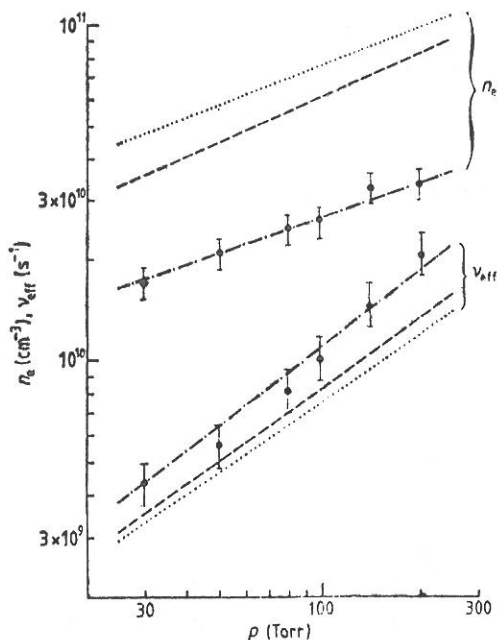


Figure 3. Variation in electron density and collision frequency as a function of pressure at 300 K for a beam current of  $0.3 \mu\text{A}$ . Experimental points measured at 'saturation' time ( $\bullet$ ) and curves calculated for three types of dominant ion:  $\dots$   $\text{Ne}_2^+$ ;  $---$   $\text{N}_2^+$ ; and  $- \cdot - \cdot -$   $\text{N}_4^+$ . Differences between theory and experiment:  $\Delta\gamma_1/\gamma_1 = 9\%$ ;  $\Delta\gamma_2/\gamma_2 = 7\%$ .



Figures 3, 4, 5 and 6 show the variations in  $n_e$  and  $\nu_{\text{eff}}$  as a function of neon pressure at fixed current, and as a function of beam current at fixed pressure, for two series of measurement conditions: 'initial' time and 'saturation' time. The measurements taken at 'initial' time give points which show good agreement with the curves calculated for the dominant ion  $\text{N}_2^+$ . Similarly, those taken at 'saturation' time correspond satisfactorily to the calculations relative to the  $\text{N}_4^+$  ion. It may be noted that this agreement is especially good for  $n_e(p)$  and  $\nu_{\text{eff}}(p)$ . The variations with current are less conclusive,

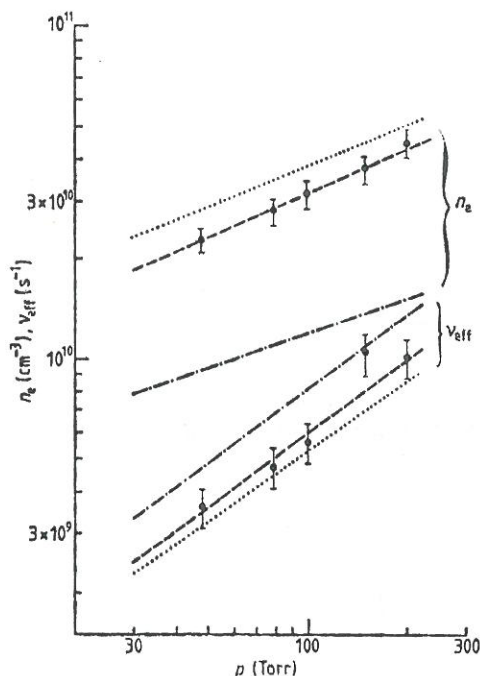


Figure 4. Variation in electron density and collision frequency as a function of pressure at 300 K for a beam current of  $0.092 \mu\text{A}$ . Experimental points measured at 'initial' time ( $\bullet$ ) and curves calculated for three types of dominant ion:  $\dots$   $\text{Ne}_2^+$ ;  $\dots\dots$   $\text{N}_2^+$ ; and  $\dots\dots\dots$   $\text{N}_4^+$ . Differences between theory and experiment:  $\Delta\gamma_1/\gamma_1 = 6\%$ ;  $\Delta\gamma_2/\gamma_2 = 4\%$ .

owing to the poor reproducibility of the beam focusing conditions when the current is varied. A least-squares method applied to the measured points  $n_e(p)$  and  $\nu_{\text{eff}}(p)$  is used to determine the experimental values of  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$ . Comparison of  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$  with theoretical values yields a relative deviation (noted in the corresponding figure captions) which does not exceed 9%. While the points  $n_e(I)$  and  $\nu_{\text{eff}}(I)$  do not allow accurate determination of the coefficients  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$ , they are nevertheless aligned satisfactorily with the theoretical curves, taking account of measurement errors, which we estimate at 10% for  $n_e$ , 15% for  $\nu_{\text{eff}}$  and, when  $I$  is the experimental variable, at 20% for  $I$ .

#### 4. Conclusions

A simplified model enabled us to calculate the electron distribution function, at low and medium energy, of a plasma created by a beam of accelerated protons in neon at medium

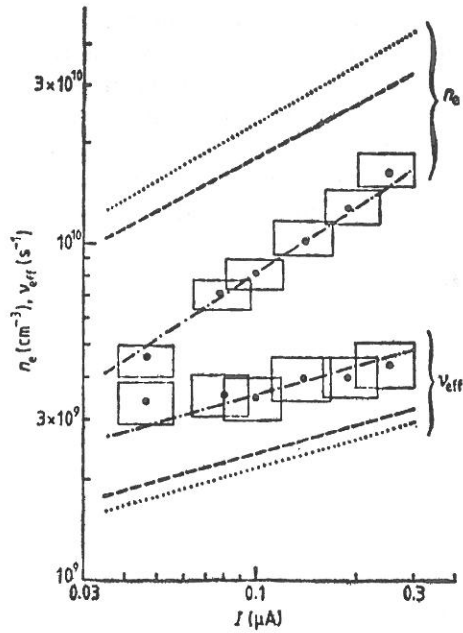


Figure 5. Variation in electron density and collision frequency as a function of beam current for a pressure of 27 Torr at 300 K. Experimental points measured at 'saturation' time (●) and curves calculated for three types of dominant ion: .....  $\text{Ne}_2^+$ ; -----  $\text{N}_2^+$ ; and - · - · -  $\text{N}_4^+$ .

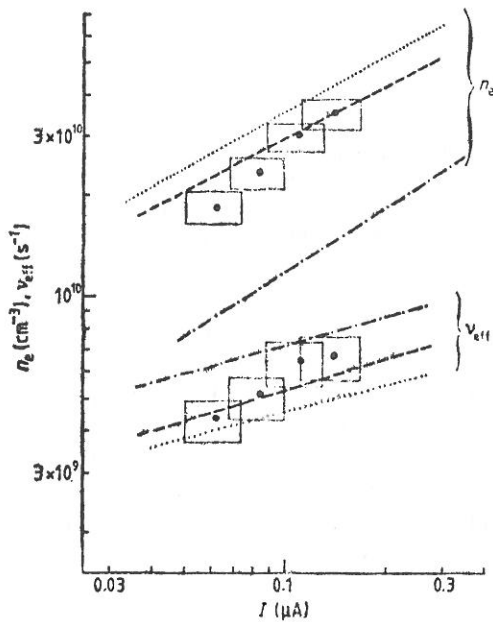


Figure 6. Variation in electron density and collision frequency as a function of beam current for a pressure of 80 Torr at 300 K. Experimental points measured at 'initial' time (●) and curves calculated for three types of dominant ion: .....  $\text{Ne}_2^+$ ; -----  $\text{N}_2^+$ ; and - · - · -  $\text{N}_4^+$ .



pressure, when the latter contains nitrogen impurities in a proportion greater than the ionisation rate. This model is identical to the one presented previously (Pointu *et al* 1980), with a simple change in the recombination loss term related to ions of different types, that we have assumed to be either  $N_2^+$  or  $N_4^+$ , owing to a total ionisation transfer of the  $Ne_2^+$  ions on the nitrogen.

The difficulty of measuring  $f$  in the pressure range investigated led us to make an indirect comparison of theory with experiment, through two moments of  $f$  which are respectively the electron density  $n_e$  and an effective collision frequency of electrons on the neutral gas,  $\nu_{eff}$ , both having been measured by a microwave cavity technique. These measurements were taken by series corresponding to two characteristic instants in relation to the instant of filling the chamber, for which the nitrogen concentration in the gas is assumed to lead to a dominant ion type which is respectively  $N_2^+$  and  $N_4^+$ . Comparison of theory and experiment shows that the calculated variation of  $n_e$  and  $\nu_{eff}$  with beam current and target gas pressure shows satisfactory agreement with the measurement results. This agreement also appears satisfactory concerning the form of the variation as well as the absolute values, if one accepts the normalisation of the density made at one point of each measurement series, to determine the effective beam current in the cavity.

The calculated distribution  $f$  always consists of a quasi-Maxwellian portion at low energy, with temperature  $T_M$ , and a tail that displays slow variation in the medium energy region. As the density  $n_e$  is essentially determined by the first portion, its order of magnitude is not very different from that which could be estimated by means of a purely macroscopic balance of the type

$$n_e \simeq [S/\alpha(T_M)]^{1/2}$$

which reflects the equilibrium between the ionisation source and the recombination losses. The coefficient  $\alpha$ , which varies according to a  $T^{-\nu}$  equation with  $\nu \leq 1$ , is not highly sensitive to temperature, so that as a first approximation, the density varies with the square root of the pressure and current. The difference from this simplified equation, which is measured here with good precision, accurately reflects the variation in  $T_M$ , which has been shown to involve energy exchanges with the electrons of the distribution tail. Similarly, the frequency  $\nu_{eff}$ , which is given by the integral equation (1), is very sensitive to the transition region between the two parts of the distribution. Hence the form of  $f$ , which itself depends on prior assumptions, fundamentally affects the value of the moments measured. The good agreement of theory and experiment thus provides favourable grounds for the validity of these assumptions and the related calculations.

### Acknowledgments

The authors wish to thank E Leduc for technical collaboration, and the van de Graaf Group of ETCA, Montrouge, for assistance during accelerator experiments. This work was supported by the Direction des Recherches Etudes et Techniques (DRET).

### References

- Auphelle D, Euve F, Fitaine M, Pointu A M, Vialle M and Wartski L 1979 *J. Physique* **40** C 7, 397  
 Biondi M A 1969 *Can. J. Chem.* **47** 1711  
 Chang J S and Laframboise J G 1976 *Phys. Fluids* **19** 25



# Automatic recording of conductivity variations at rf frequencies: Application to nonstationary plasmas

M. Vialle, M. Fitaire, J. Margot, and A. M. Pointu

Groupe Plasma d'Origine Nucléaire, Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, Université Paris-XI, Orsay, France<sup>1</sup>

L. Wartski

Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-XI, Orsay, France<sup>1</sup>

(Received 28 January 1981; accepted for publication 26 July 1981)

A simple device using a Phase-Locked Loop is described which allows automatic recording of the frequency and the quality factor of a rf cavity used to study a nonstationary dielectric medium.

PACS numbers: 06.30.Lz, 52.25.Fi

## INTRODUCTION

As is well known,<sup>1</sup> insertion of a lossy dielectric with conductivity  $\sigma$  in an rf cavity leads to changes in cavity resonance frequency and  $Q$  factor given by:

$$\Delta[1/Q] - 2j\Delta f/f_0 = (2\pi\epsilon_0 f_0)^{-1} \left[ \int_V \sigma E^2 dV / \int_V E^2 dV \right], \quad (1)$$

where  $f_0$  is the resonance frequency of the unloaded cavity, and where the integration is extended to the whole rf electric field  $E$  in the cavity. Measurements of  $\Delta Q$  and  $\Delta f$  thus allows, for a given rf mode, calculation of real and imaginary parts of conductivity  $\sigma$ . In what follows, we describe a method by which these measurements are extended to nonstationary dielectrics with automatic recording of signals proportional to cavity resonance frequency and inverse  $Q$  factor.

As an application of the method, a pseudostationary plasma is used.

## I. EXPERIMENTAL METHOD

A cylindrical cavity (10 GHz) is excited in its  $TE_{011}$  mode by the rf signal of a VCO (varactor-tuned-gunn-oscillator). This cavity is part of a Phase-Locked Loop (PLL) in which it acts as a phase discriminator. The signal  $S$  transmitted through the cavity (Fig. 1) is synchronously detected by the mixer  $M$  and amplified; voltage  $V_1$  at the output part of amplifier  $A_2$  is the tuning voltage of the oscillator. The loop is adjusted so that  $S$  be a maximum, i.e., that the oscillator frequency be tuned to the cavity.

Shifts in cavity resonance frequency give rise to changes of oscillator frequency so as to retain tuning. The lock range  $\Delta f_{\max}$  i.e., the range for which the oscillator tracks the cavity resonance frequency, is fixed by gain constants of amplifiers  $A_1$  and  $A_2$ , varactor and mixer efficiency, and by coupling coefficients  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$  of the cavity. The capture time  $t_c$ , i.e., the time

required for the PLL to produce a dc voltage after a step change in cavity resonance frequency, is lower than  $1/\Delta f_{\max}$ , due to filtering of the loop: it then decreases with wider open loop bandwidth. Voltage  $V_1$  is converted to values of oscillation frequency using a microwave frequency meter. Comparison of voltage  $V_1$  to voltage  $V_{10}$  for unloaded cavity is thus a measure of cavity resonance frequency shifts. This comparison can be conveniently done by recording  $V_1$  on an  $x$ - $y$  plotter as a function of time or as a function of experimental parameter of interest. It can also be easily done by computing  $(V_1 - V_{10})/V_{10}$  from digitized values of these potentials.

The  $Q$  factor of the cavity is measured by adding to  $V_1$  an ac voltage  $\bar{V}_1 = A \cos 2\pi F t$  with  $F$  larger than the bandwidth of amplifier  $A_1$ . This results in a frequency modulation of the rf signal at cavity input and modulation of the amplitude  $|S|$  of signal  $S$  and then of the detected signal  $T = 4K|S|^2$ .

$$T = 4K\beta^2 \{1 + Q^2 [f(t)/f_0 - f_0/f(t)]^2\} \quad (2)$$

with  $f(t) = \delta f \cos 2\pi F t + f_0$ , where  $\delta f$  is the frequency deviation, due to  $\bar{V}_1$  around the cavity resonance frequency  $f_0$ .  $K$  is a proportionality constant fixed by the efficiency of detector  $D$  and output power of the VCO. It should be noted that Eq. (2) implies under-coupling of the cavity, i.e., that  $\beta \ll 1$ .

In our case, the modulation index exceeds unity, i.e., the frequency deviation  $\delta f$  is greater than the modulating frequency  $F$ . As is well known,<sup>2</sup> the frequency modulated wave contains side-band components of importance on either side of the carrier wave over a frequency interval approximating the sum of the frequency deviation and the modulating frequency. The total bandwidth in which the energy of the wave is contained is then twice this value:

$$B = 2(\delta f + F)$$

and remains much smaller than the cavity bandwidth, if the condition  $Q\delta f \ll f_0$  is satisfied. Then, relation (2)

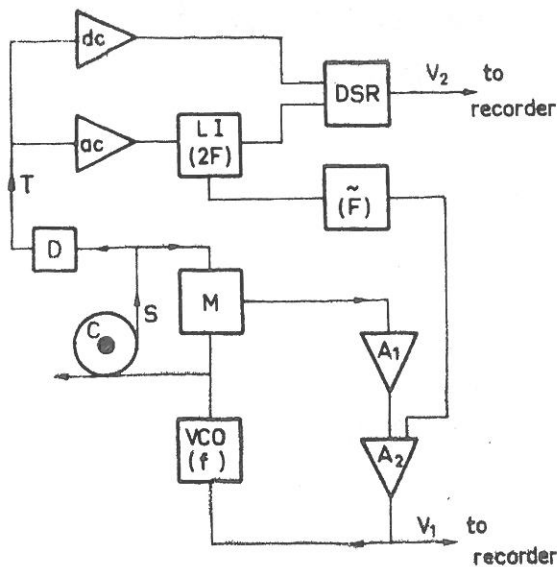


FIG. 1. Block diagram of the experimental setup: VCO: Varactor-tuned-gunn-oscillator; LI: Lock-in amplifier; M: Mixer; D: Detector; C: Cavity; DSR: Divider-square rooter.

can be approximately written:

$$T = 4K\beta^2[1 - 2Q^2\delta f^2(1 + \cos 4\pi Ft)/f_0^2] \quad (3)$$

$T$  has thus an ac component  $T_{2F}$  at frequency  $2F$  and a negligible increase in dc component  $T_0$ . Dividing  $T_0$  by  $T_{2F}$ , one has

$$\rho = T_0/T_{2F} \approx (f_0/\sqrt{2}Q\delta f)^2. \quad (4)$$

The requirement that  $Q\delta f \ll f_0$  may be satisfied by choosing  $V_1$  as small as necessary for a given cavity. But this in turn implies that  $T_{2F}$  be measured with a highly sensitive detector tuned at  $2F$ , i.e., with "lock-in amplifier." A voltage proportional to  $\rho^{1/2}$  is obtained at the output of an analog divider-square rooter which allows one to get a signal  $V_2$  proportional to  $1/Q$ :  $V_2 = \alpha/Q$ . Proportionality constant  $\alpha$  must be known for direct measurements of  $Q$  factors. This is done by comparison with value  $V_{20}$  for unloaded cavity, whose  $Q$  factor is measured by standard (but slow) techniques.

For a time-varying dielectric, the overall conditions to be verified in order to measure resonant frequency from varactor voltage, and quality factor using Eq. (3) is finally:

$$\frac{f_0}{Q} > \delta f > F > (1/t_c) > 1/(\text{time of parameter change}). \quad (4)$$

In our experiment, the lock range  $\Delta f_{\max}$  is about  $\pm 10$  MHz. Although the mixer has a bandwidth of about 100 MHz, the capture time has been limited by the amplifiers bandwidths to about 1 ms. Reduced value of this time could be, if needed, set up at the expense, however, of noise immunity.<sup>3</sup>  $\delta f$  and  $F$  have been respectively fixed to 50 and 10 kHz, thus verifying the first part of inequalities (4) for the unloaded  $Q$  factor of about  $3 \cdot 10^{11}$ .

It is important to recall furthermore that such measurements of  $Q$  factors as presented here imply that the cavity is undercoupled to the waveguides so that the external  $Q$  factor be much larger than the loaded  $Q$  factor of the cavity.

In order to verify this condition, input and output rf powers have been compared, and the coupling coefficient  $\beta$  of each of the two identical holes has been estimated to  $3 \times 10^{-2}$  for the unloaded cavity.

Finally, it can be pointed out that, involving only relative measurements, the method has the advantage of being practically insensitive to variations of rf input power when the frequency is varied.

## II. APPLICATION TO A NONSTATIONARY PLASMA

The previously considered cavity is coaxially aligned with a 2-MeV dc proton beam ( $\approx 1 \mu\text{A}$ ) which crosses the cavity through two small circular holes (diameter  $\approx 1$  cm) bored in its flat ends. The beam produces a plasma in a cylindrical quartz tube with same axis as the cavity. This tube has external and internal diameters respectively equal to 1 and 0.8 cm; it contains a neon gas whose pressure is varied, in order to produce a time variation in the dielectric properties of the plasma, so as to illustrate the suggested method. An example of recorded frequency and inverse quality factor versus pressure is given in Fig. 2. It corresponds to a total recording time of about 3 minutes. These curves illustrate simultaneous increases of conductivity and losses with increasing pressure due to increasing electronic density.

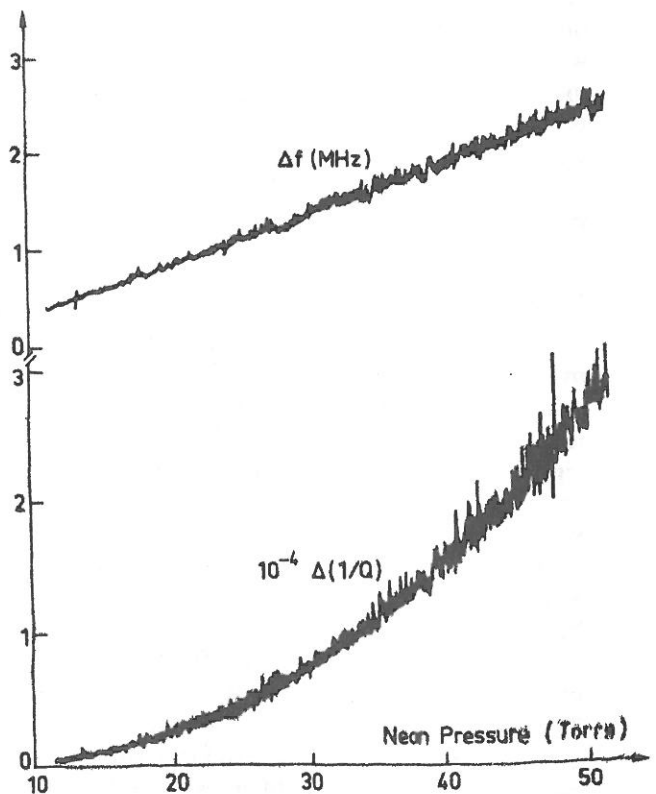


FIG. 2. Recorded variations of resonance frequency  $f$ , and of inverse quality factor ( $1/Q$ ), versus varying neon pressure.

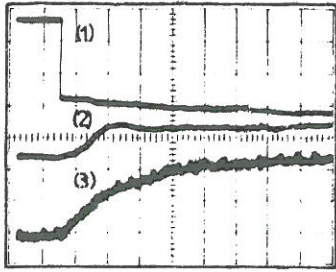


FIG. 3. Oscilloscope traces for a step rising plasma: (1) beam deflecting voltage (2 kV/div); (2) variation in varactor voltage (50 mV/div); (3) signal proportional to variation in  $1/Q$  (1 V/div); horizontal sensitivity: 0.2 ms/div.

One can observe growing noise with increasing pressure. It is due to corresponding decrease in  $Q$  factor, leading to smaller loop gain and thus to smaller tuning stability. This effect is reinforced for the  $1/Q$  curve by bad working conditions of the divider, when smaller signals act as denominator.

In order to estimate the minimum resolution time i.e., the fastest accurately measured parameter variation, the same device has been used to observe a

step rising plasma created by fast disruption of a high voltage deflecting the proton beam. Corresponding rising time of plasma is reasonably estimated to be much less than  $100 \mu\text{s}$ . Figure 3 shows reproduction of oscilloscope traces of simultaneous variations in varactor voltage and  $1/Q$  measured as previously. It exhibits respective response times of 0.5 and 1 ms which constitute the limits for too fast measurements with the actual device.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank E. Leduc and M. Mazubert for technical collaboration and Van de Graaf group of ETCA, Montrouge for assistance during accelerator experiments. This work was supported by the Direction des Recherches Etudes et Techniques (D.R.E.T.).

<sup>01</sup> Laboratoire associé au CNRS.

<sup>1</sup> M. A. Heald and C. B. Wharton, *Plasma Diagnostics with Microwaves* (Wiley, New York, 1965), p. 156.

<sup>2</sup> F. E. Terman, *Radio Engineering* (McGraw-Hill, New York, 1951), p. 483.

<sup>3</sup> A. B. Glaser and G. E. Subak-Sharp, *Integrated Circuits Engineering* (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1977), p. 570.

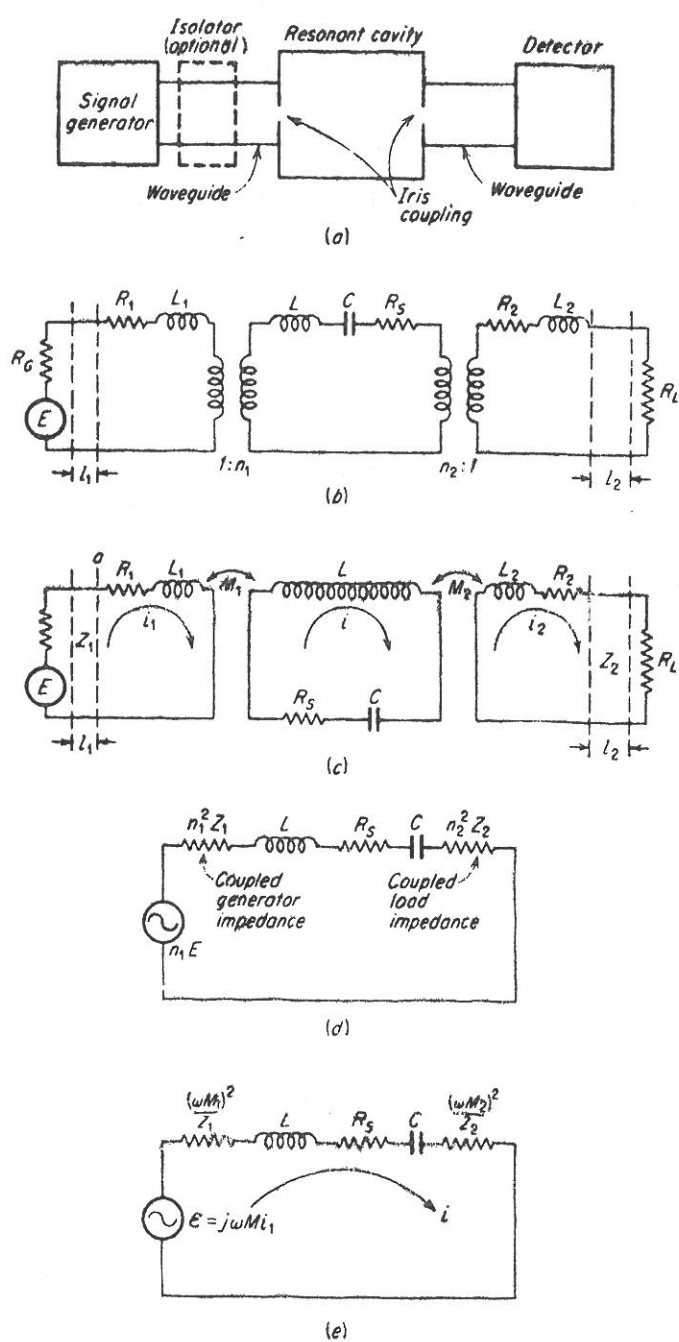


## ANNEXE 6

### CALCUL DU CHAMP ELECTRIQUE DE CHAUFFAGE

#### I - CALCUL DE LA PUISSANCE ABSORBEE $P_a$

Le circuit équivalent à une cavité résonnante en transmission est donné par [1] page 395.



Ce qui permet d'évaluer le rapport

$$\frac{P_t}{P_i} = \frac{4 \beta_1 \beta_2}{(1 + \beta_1 + \beta_2)^2 + 4 Q_0^2 \delta^2} \quad [1] \quad \text{éq. (9.33)}$$

de la puissance transmise  $P_t$  à la puissance incidente  $P_i$

$$\beta_1 = \frac{n_1^2 Z_1}{R_S} \quad , \quad \beta_2 = \frac{n_2^2 Z_2}{R_S}$$

$Q_0$  est le facteur de qualité de la cavité résonnante

$$\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega}$$

où  $f = \frac{2\pi}{\omega}$  est la fréquence du signal et  $f_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$  la fréquence de résonance de la cavité.

La puissance absorbée est  $P_a$

$$P_a = R_S I^2$$

$$P_t = n_2^2 Z_2 I^2 = R_S \beta_2 I^2$$

$$\frac{P_t}{P_a} = \beta_2$$

Dans le cas où les coefficients de couplage  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont faibles :



$$\frac{P_t}{P_i} \neq \frac{4 \beta_1 \beta_2}{1 + 4 Q_0^2 \delta^2}$$

$$Q_0 = \frac{1}{R_S} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad [1] \quad \text{éq. (9.1)}$$

$$\beta_1 = n_1^2 Z_1 Q_0 \sqrt{\frac{C}{L}} = \gamma Q_0$$

$$\gamma = n_1^2 Z_1 \sqrt{\frac{C}{L}}$$

Si on suppose :

$$n_1 = n_2$$

$$Z_1 = Z_2$$

alors  $\beta_1 = \beta_2$  ,  $\frac{P_t}{P_a} = \gamma Q_0$  et  $\frac{P_t}{P_i} = \frac{4 \gamma^2 Q_0^2}{1 + 4 Q_0^2 \delta^2}$

II - CALCUL DE W ENERGIE EMMAGASINEE DANS LA CAVITE

$$W = \frac{Q_0}{\omega_0} P_a = \frac{P_t}{\gamma \omega_0}$$

1) On détermine  $\gamma$ .

A la résonance  $\omega = \omega_0$  donc  $\delta = 0$

$$\left(\frac{P_t}{P_i}\right)_{\max} = 4 \gamma^2 Q_0^2$$

On mesure  $P_t$ ,  $P_i$  et le facteur de qualité  $Q_0$  à la résonance et on en déduit  $\gamma$ .

2) On mesure  $P_t$  et on en déduit  $P_a = \frac{P_t}{\gamma Q_0}$  et  $W$ .

### III - CALCUL DE $\mathcal{E}$ CHAMP ELECTRIQUE DANS LA CAVITE

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2} \mu_0 H^2 = \epsilon_0 E^2 / \text{unité de volume}$$

$$W = \iiint_V \epsilon_0 E^2 dV = \iiint_V \epsilon_0 E^2 r dr d\theta dz$$

$$\vec{E}_{TM_{020}} \begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = 0 \\ E_z = \mathcal{E} J_0 \left( \alpha_{02} \frac{r}{R} \right) \end{cases}$$

$\alpha_{02} = 5,520$  ;  $R$  rayon  
 $L$  longueur } de la cavité cylindrique

$$R = 2,5 \text{ cm}$$

$$L = 2,06 \text{ cm}$$

$$W = 2\pi \epsilon_0 \mathcal{E}^2 L \left( \frac{R}{5,52} \right)^2 \int_0^{5,52} J_0^2(x) x dx$$

$$W = 2\pi \epsilon_0 \mathcal{E}^2 L \left( \frac{R}{5,52} \right)^2 \cdot 1,764.$$

$$\mathcal{E}^2 = \frac{P_t}{2\pi \epsilon_0 \omega Y L \left( \frac{R}{5,520} \right)^2 \cdot 1,764}$$

[1] GINZTON. Microwave measurements. Mc Graw-Hill Book Company N.Y. 1957.

## ANNEXE 7

### COLLISIONS SUPERELASTIQUES

#### PRISE EN COMPTE DANS LE CALCUL DE f

Les collisions superélastiques mettent en jeu les atomes métastables. Lors de ces collisions e.M, le métastable se désexcite, l'énergie ainsi libérée est transmise à l'électron sous forme d'énergie cinétique. Reprenant le formalisme introduit par W.P. Allis on introduit dans l'équation des flux, le "up-flux"  $G_{eM}$  de collisions superélastiques sous la forme :

$$G_{eM} = v_{eM} \Delta w 4\pi w^2 f$$

où  $v_{eM} \Delta w$  représente l'accélération subie par un électron au cours d'un choc superélastique et  $v_{eM}$  la fréquence de collisions électron-métastable directement reliée au taux de collisions superélastiques  $\beta_{eM}$  par

$$v_{eM} = \beta_{eM} n^*$$

$n^*$  étant la densité de métastables.

Si l'on suppose que seul existe le métastable le plus peuplé :  $3P_2$  [1] alors :

$$\beta_{eM} = 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ [1]} .$$

$E_M$  étant l'énergie du métastable,

$$E_M = 16,6 \text{ eV} \text{ et } \Delta w = \sqrt{w^2 - \frac{2E_M}{m}} - w .$$

Ces valeurs permettent d'exprimer le terme de collisions superélastiques  $G_{eM}$  qui est alors introduit dans l'équation de flux. On peut résoudre le problème de manière auto-consistante si l'on est en mesure de relier  $\tau_M = 10^6 \frac{n^*}{N}$  à  $\tau = 10^6 \frac{n_e}{N}$  (Annexe 3). Ceci peut être fait connaissant la relation qui lie le terme source pour la création de métastables  $S_M$  au terme source d'ionisation  $S$ .

$$S_M/S = 0,47 \text{ [2]}$$

On peut évaluer la fréquence de collisions e-M par un simple bilan macroscopique tenant compte du fait que les métastables créés avec un taux  $S_M$  disparaissent par collisions superélastiques ou par collisions Penning.

Si  $\beta_{MM}$  est le taux de collisions Penning ( $\beta_{MM} = 3,7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  [1]) :

$$\beta_{eM} n^* n_e + \beta_{MM} n^{*2} - S_M = 0$$

$$S = \alpha n_e^2$$

$$v_{eM} = \beta_{eM} n^*$$

Dans le cas du néon pur,  $\alpha = \alpha_{\text{Ne}_2}$  on trouve :

$$v_{eM} \approx 65 (P I)^{0,5} \text{ s}^{-1}$$

P en torrs et I en  $\mu\text{A}$ .

Un calcul rapide consiste à comparer le terme de collisions superélastique aux autres termes de l'équation : on constate que ce terme n'est jamais supérieur à 1 % des autres termes.

L'effet des collisions superélastiques sur la fonction de distribution peut donc être considéré comme négligeable.

[1] A.B. Blagoet et T.K. Popov  
Phys. Lett. 66A (1978) 210.

[2] D.B. Rees, C.B. Leffert, D.J. Rose  
J. Appl. Phys. 40 (1969) 1884.