

Orsay

n° d'ordre

Université de Paris Sud

CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

pour obtenir

le Titre de Docteur 3^{ème} cycle

par

M. M'HARZI

.....

Sujet: **ETUDE D'UNE DECHARGE D'HELIUM PUR CREEE PAR ONDE DE SURFACE**

soutenu le 28 Décembre 1987

devant la commission d'examen

MM M. FITAIRE

President

Mme L. ABOUAF

MM. J. MAREC

S. SAADA

Cette thèse a été préparée au laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas, au sein de l'équipe Décharge et Onde.

Je témoigne ma gratitude à Messieurs J. Marec et Ph. Leprince qui m'ont accueilli dans leur équipe.

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur M. Fitaire qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'exprime également toute ma reconnaissance aux membres du jury: Monsieur S. Saada et Madame L. Abouaf pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je remercie également A. Granier, C. Laporte, E. Bloyet, S. Piret avec qui j'ai eu le plaisir de discuter et de travailler.

Tous mes remerciements enfin à Messieurs: P. Devink, L. Lionneti et S. Abousahl ainsi qu'à Madame Vergand qui a pris en charge le tirage de la thèse.

SOMMAIRE

	<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	1
<u>CHAPITRE I</u>	<u>DECHARGE ET ONDE (RAPPEL)</u>	5
	<u>A- PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE</u>	5
	1- Equation de dispersion	
	2- Atténuation de l'onde	
	3- Champs électromagnétiques	
	<u>B- CARACTERISTIQUE DE LA DECHARGE</u>	12
	1- Définition	
	2- Lois d'échelle dans l'argon	
	<u>C- BILAN ENERGETIQUE</u>	16
	<u>D- CONCLUSION</u>	19
<u>CHAPITRE II</u>	<u>ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE D'HELIUM</u>	23
	<u>A- DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	23
	1- Création du plasma	
	2- Conditions de fonctionnement de la décharge	
	a- Tubes utilisés	
	b- Pression	
	c- Puissance et longueur	
	d- Régime d'écoulement	
	e- Gradient de pression	

B- DIAGNOSTICS

29

- 1- Mesure de la densité électronique
 - a- Courbe de phase expérimentale
 - b- Détermination de la densité électronique
- 2- Diagnostics spectroscopiques
 - a- Spectre d'une décharge d'hélium
 - b- Intensités des raies d'hélium
 - c- Réponse du système de détection
 - d- Population des états excités

C- CONCLUSION

43

CHAPITRE III

RESULTATS ET INTERPRETATION

45

INTRODUCTION

A- ETUDE DES GRANDEURS (v , θ et E_{eff}) LE LONG DE LA DECHARGE 45

- 1- Etude des variations de la puissance de maintien le long de la décharge
- 2- Détermination de la fréquence de collision électron-neutre
- 3- Champ effectif de maintien de la décharge

B - INFLUENCE DE LA PRESSION SUR v ET θ

53

C - COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE FONCTIONNANT EN STATIQUE ET EN FLUX

56

- 1- Comparaison flux-statique
- 2- Interprétation
 - a- Influence de la pression
 - b- Influence de la température des neutres

c- Détermination approchée de l'écart de température entre le flux et le statique

D- INFLUENCE DU DIAMETRE DU TUBE SUR LES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE 60

E- BILAN DES RESULTATS DANS L'HELIUM 63

F- COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DES DECHARGES HELIUM-ARGON 68

G- CONCLUSION 74

CHAPITRE IV ETUDE SPECTROSCOPIQUE DE LA LUMIERE EMISE PAR LE PLASMA D'HELIUM 77

INTRODUCTION

A- RESULTATS EXPERIMENTAUX 80

1- Conditions expérimentales

2- Etude des variations longitudinales de l'intensité des raies d'hélium

3- Emission spontanée du plasma

a- Cas de l'argon

b- Cas de l'hélium

4- Comparaison de l'évolution longitudinale de deux intensités de raies

5- Variations longitudinales des intensités des raies de la série n^3D-2^3P

a- Influence du nombre quantique n sur δ

b- Influence de la pression sur δ

- c- Influence du gradient de température sur δ
- d- Discussion des résultats
- 6- Population des états excités d'hélium

B- MODELE SIMPLE POUR ESSAYER D'INTERPRETER NOS RESULTATS 101

- 1- Equation de bilan d'un niveau supérieur $j(n=3)$
- 2- Equations de bilan des niveaux 2^3S et 2^3P ($n=2$)
 - a- Niveaux 2^3P
 - b- Niveaux 2^3S
- 3- Coefficients de réactions collisionnels et radiatifs
 - a- Collisions électroniques
 - i- Excitation directe à partir du niveau fondamental
 - ii- Excitation électronique à partir du métastable 2^3S
 - iii- Excitation électronique à partir du niveau 2^3P
 - b- Collisions atomiques
 - c- Autres processus radiatifs et collisionnels
- 4- Application du modèle au niveau 3^3D et discussion qualitative

CONCLUSION GENERALE 117

ANNEXE GRADIENT DE PRESSION 121

REFERENCES 125

INTRODUCTION GENERALE

Les décharges microondes créées par onde de surface ont été étudiées depuis plusieurs années [6-7]. Elles présentent de nombreux avantages: bonne stabilité, pas de pollution de gaz (absence d'électrodes en contact avec le plasma). Les applications de ces décharges sont nombreuses (dépôts, gravure, traitements de polymère [24-25-26]).

Ce type de décharge a été principalement modélisé dans l'Argon à basse et moyenne pression [6,13] pour d'évidentes raisons de simplicité, tant expérimentales que théoriques. Toutefois, compte-tenu de l'intérêt de l'Hélium dans les mélanges utilisés pour la réalisation des lasers à vapeurs métalliques, il a paru important de lancer un programme d'études sur les décharges dans l'Hélium. Comme nous le verrons, ces études sont complexes et le travail, que nous présentons ici ne sera donc qu'une première approche du problème.

Avant de présenter ce travail, nous rapelons brièvement ce qu'est une onde de surface et le type de plasma qu'elle permet de créer.

Les ondes de surface sont des ondes propres des plasmas à géométrie limitée. Elles ne peuvent se propager que s'il existe un plasma dont la densité électronique est supérieure à une valeur critique. Si, sur l'un de ces modes, on injecte une puissance microonde suffisante, il devient possible de créer un plasma dès que, localement, on a pu créer la densité critique. Il y a ainsi simultanément ionisation du gaz et propagation de l'onde. La création et l'entretien des décharges créées par onde de surface constituent

donc un ensemble de phénomènes complexes, où l'onde crée sont propre milieu de propagation. Les caractéristiques du plasma dépendent donc étroitement de celles de l'onde; et inversement, le champ électromagnétique dans le plasma est a priori hétérogène (E dépend de r et de z). Il dépend directement de la répartition spatiale de la densité électronique qui elle même dépend du transfert d'énergie de l'onde au plasma.

Les différents coupleurs (surfatron, surfaguide [14]) mis au point dans le laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay privilégient la propagation du mode à symétrie azimutale $m=0$ (composante radiale E_r , axiale E_z et azimutale H_ψ). L'onde correspondante est dite "onde de surface" car elle présente des maxima de champ électrique à l'interface "plasma-diélectrique". Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, l'objectif de ce travail est l'étude des décharges d'Hélium pur créées par onde de surface. Pour cette première approche, nous avons suivi une méthodologie analogue à celle qui a permis de modéliser les décharges d'Argon. Le travail expérimental s'est donc effectué à basse pression (50 mTorr à 10 Torr) dans des tubes d'assez faible diamètre (5,8 et 16 mm) tandis que le travail théorique s'est appuyé sur des hypothèses simples (plasma radialement homogène par exemple) pour tenter d'établir des lois d'échelles du type de celles établies dans l'argon.

Ainsi les objectifs de cette étude sont les suivants:

- Vérifier que les grandeurs (fréquence de collision électron-neutre) (puissance nécessaire au maintien d'un électron) et E_{eff} (champ électrique effectif), sont des caractéristiques des décharges d'Hélium, c'est à dire qu'elles ne dépendent que des conditions

expérimentales de création de la décharge telles que pression et diamètre du tube.

- Etudier les variations de ces caractéristiques en fonction des principaux paramètres:

* pression ou débit du gaz

* diamètre du tube

- Examiner si, dans le cas de l'Hélium, on peut trouver des lois d'échelles comme dans le cas de l'Argon.

- Etudier par spectroscopie d'émission la lumière de fluorescence émise par le plasma d'Hélium pour déterminer les processus dominants de peuplement des niveaux excités, en particulier ceux qui devraient participer à l'émission laser dans les mélanges Hélium vapeurs métalliques.

Nous avons divisé ce mémoire en quatre chapitres.

- Le premier est un rappel sur les décharges microondes créées par onde de surface dans l'Argon. On présentera les principaux résultats relatifs à la propagation de l'onde d'une part, et à la décharge d'autre part.

- Le deuxième est une représentation des dispositifs expérimentaux et des techniques de diagnostic utilisés.

- En ce qui concerne le troisième chapitre, nous donnons les résultats expérimentaux concernant la caractérisation de la décharge et le bilan d'énergie ainsi que leur interprétation.

- Quant au dernier chapitre, il sera consacré à l'étude de la lumière émise par le plasma d'Hélium. Ainsi nous établirons empiriquement des relations entre les intensités des raies émises par le plasma, et la densité électronique. Nous essayerons ensuite, à l'aide d'un modèle collisionnel-radiatif, de rendre compte des principaux processus qui contribuent au peuplement et dépeuplement des niveaux excités d'Hélium.

CHAPITRE I

DECHARGE ET ONDE (RAPPEL)

Dans ce chapitre nous rappelons les principaux résultats concernant d'une part les décharges créées par onde de surface, d'autre part leur propagation dans le cas où la fréquence de collision effective electron-neutre, ν est négligeable devant la pulsation ω de l'onde [1-5]. L'onde de surface est un mode propre du plasma, qui ne se propage que si la densité électronique est supérieure à une valeur critique appelé densité électronique de coupure n_{ec} .

Nous nous intéressons dans un premier temps, aux caractéristiques de propagation de l'onde telles que le nombre d'onde, l'atténuation et la répartition radiale du champ électromagnétique. Dans un deuxième temps nous nous intéresserons aux grandeurs caractérisant la décharge : la fréquence de collision effective électron-neutre, ν , la puissance moyenne nécessaire pour maintenir une paire électron-ion dans le plasma Φ , et enfin le champ électrique effectif E_{eff} .

A - PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE :

La propagation de l'onde de surface se fait suivant l'axe de symétrie z d'une structure à géométrie cylindrique comprenant trois milieux différents, le plasma, le quartz, et l'air de permittivité relative valant respectivement ϵ_p , ϵ_v et 1, l'expression générale de ϵ_p est donnée par :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\nu)} \quad (\text{I, A, 1})$$

où ω_p est la pulsation plasma électronique $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}$, e , m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron, ϵ_0 étant la permittivité du vide.

Sur la figure (I, 1) nous avons représenté une section droite de la structure, qui sera désignée par la suite par la notation tube 2a - 2b - 2d. a et b sont respectivement les rayons, intérieur et extérieur, du tube à plasma, d est le rayon intérieur d'un cylindre métallique entourant le tube à plasma.

Pour déterminer l'équation de dispersion de l'onde, ainsi que les grandeurs physiques telles que les composantes du champ électromagnétique, on résoud les équations de Maxwell avec les hypothèses suivantes. Le plasma est froid, globalement neutre, homogène radialement, et aucun champ magnétique extérieur n'est appliqué. La fréquence de collision électron neutre est très inférieure à la pulsation de l'onde, et l'expression (I, A, 1) de ϵ_p s'écrit alors simplement :

$$\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (\text{I, A, 2})$$

Ces hypothèses resteront valables dans toute la suite de notre étude.

1 - EQUATION DE DISPERSION

En résolvant les équations de Maxwell et de continuité aux différentes interfaces on obtient un système de quatre équations à quatre inconnues [7]. Pour obtenir une solution non triviale on annule le déterminant du système. C'est l'équation de dispersion qui peut s'écrire sous la forme :

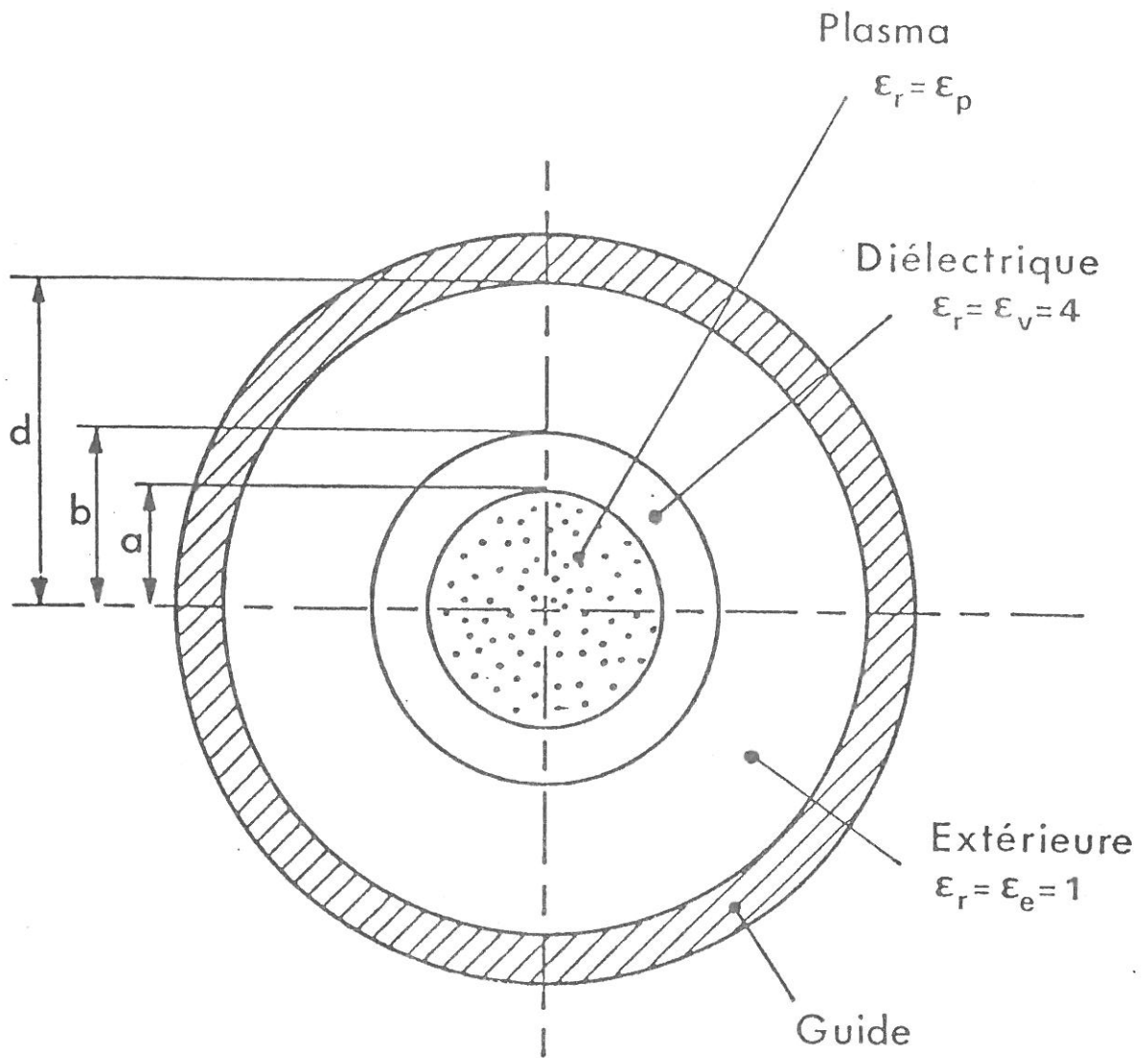
$$f(\omega/\omega_p, \beta a) = 0 \quad \text{ou encore} \quad f(n_e, \lambda) = 0$$

où $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde. L'équation de dispersion dépend en outre des dimensions du tube 2a - 2b - 2d, de ϵ_V et de ω .

La figure (I, 2) donne la courbe de phase à ω fixée, obtenu dans un tube 8-13-40 à 2.45 GHz. On peut constater que ω/ω_p tend vers une limite finie lorsque β tend vers l'infini, cette limite est égale à

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \epsilon_V}} = 0.447 \quad (\epsilon_V = 4 \text{ dans notre cas}), \text{ par conséquent } \omega/\omega_p \text{ est}$$

toujours inférieur à cette limite, ce qui en terme de densité électronique



Tube $2a-2b-2d$ (mm)

Figure I-1 : Géométrie de la Structure

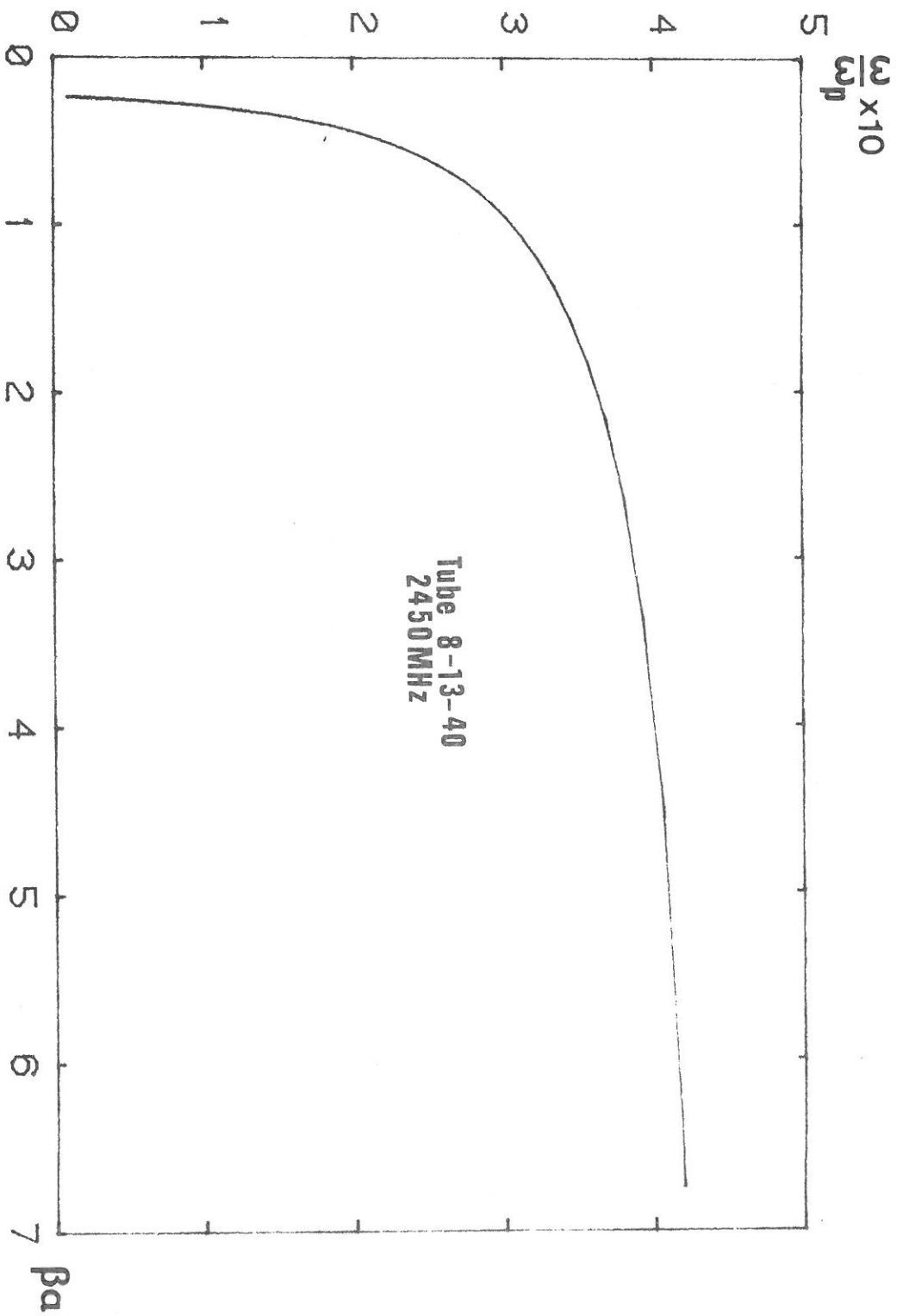


FIGURE I, 2 : Courbe de phase ω/ω_p en fonction de Ba.

peut s'écrire :

$$n_e \geq n_{ec}$$

$$\text{avec } n_{ec} = 1.244 \cdot 10^{-8} f^2 (1 + \epsilon_V) \quad (\text{cm}^{-3}) \quad (\text{I, A, 3})$$

où f est la fréquence d'excitation de l'onde (ici $f = 2450$ MHz).

On définit ainsi la densité de coupure n_{ec} au-dessous de laquelle l'onde de surface ne peut se propager. Elle ne dépend que de la fréquence f et de la permittivité relative du diélectrique ϵ_V . Dans notre cas, $n_{ec} = 3.73 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$.

Par la suite pour obtenir la densité électronique, on utilisera la deuxième forme de l'équation de dispersion (ie : $f(n_e, \lambda) = 0$) qui constitue le lien direct entre la longueur d'onde λ et la densité électronique du plasma n_e . Un exemple de courbe de phase $n_e(\lambda)$ est présenté par la figure (I, 3) pour un tube 8-13-40.

2 - ATTENUATION DE L'ONDE

Le calcul de l'atténuation α de l'onde se fait par une méthode de perturbation [6-11], qui conduit à une relation $\alpha = \nu f(n_e)$. Il est donc commode de représenter le rapport α/ν en fonction de la densité électronique n_e .

La figure (I, 4) présente le résultat obtenu dans un tube 8-13-40 à 2450 MHz.

3 - CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES

Dans le cas du mode à symétrie azimutale, seules trois composantes du champ E_z , E_r et H_φ existent [6-7].

Les composantes E_r et E_φ sont liées à E_z par les relations :

$$E_r = \frac{1}{k^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial r} E_z \right) \quad (\text{I, A, 4})$$

$$H_\varphi = -j\omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{k^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} E_z \right)$$

où k est donné par : $k^2 = k_0^2 \epsilon_r - \beta^2$, où ϵ_r est la permittivité relative des différents milieux (plasma, diélectrique, air), $k_0 = \omega/c$, c étant la vitesse de la lumière.

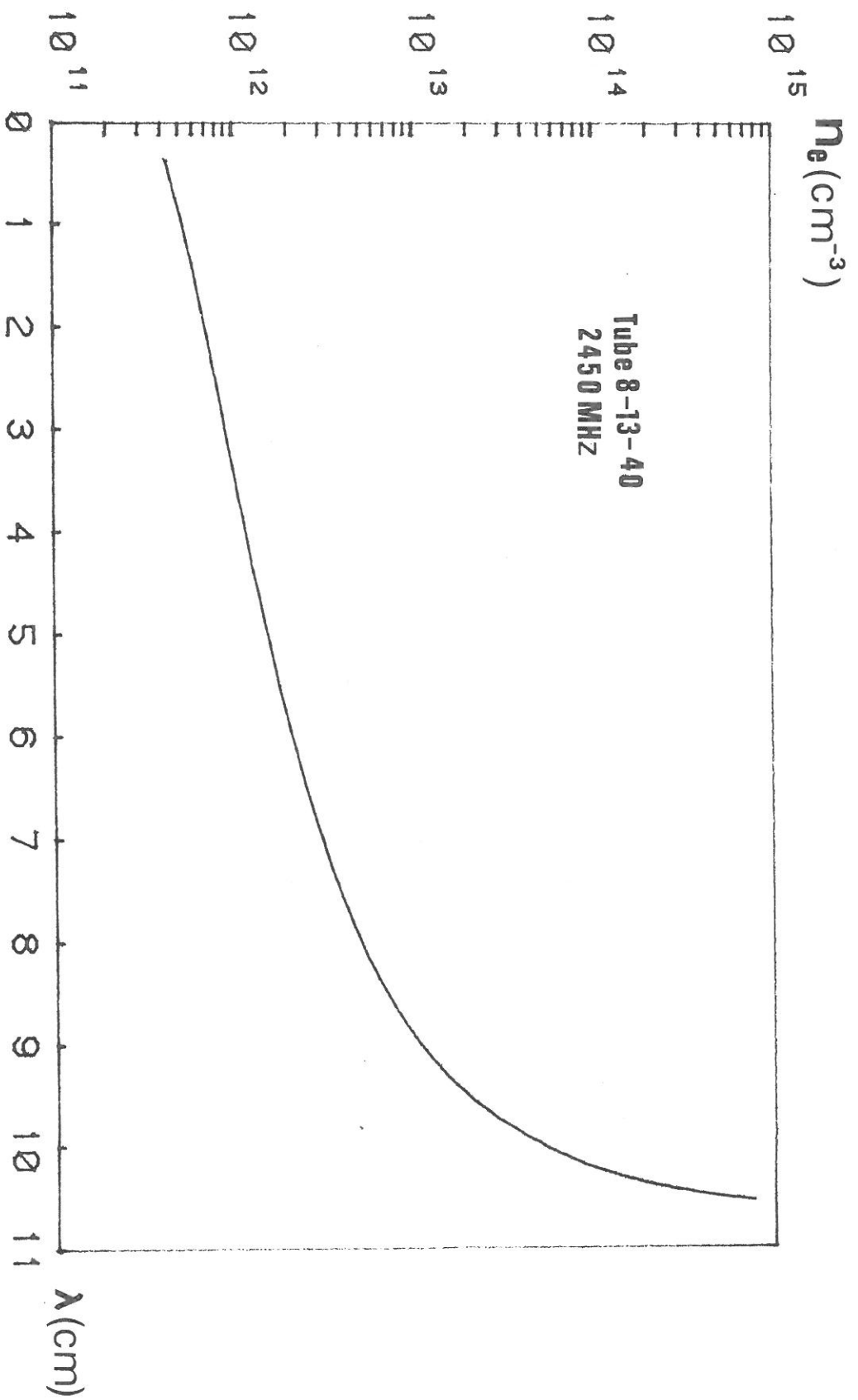


FIGURE I, 3 : Densité électronique en fonction de la longueur d'onde

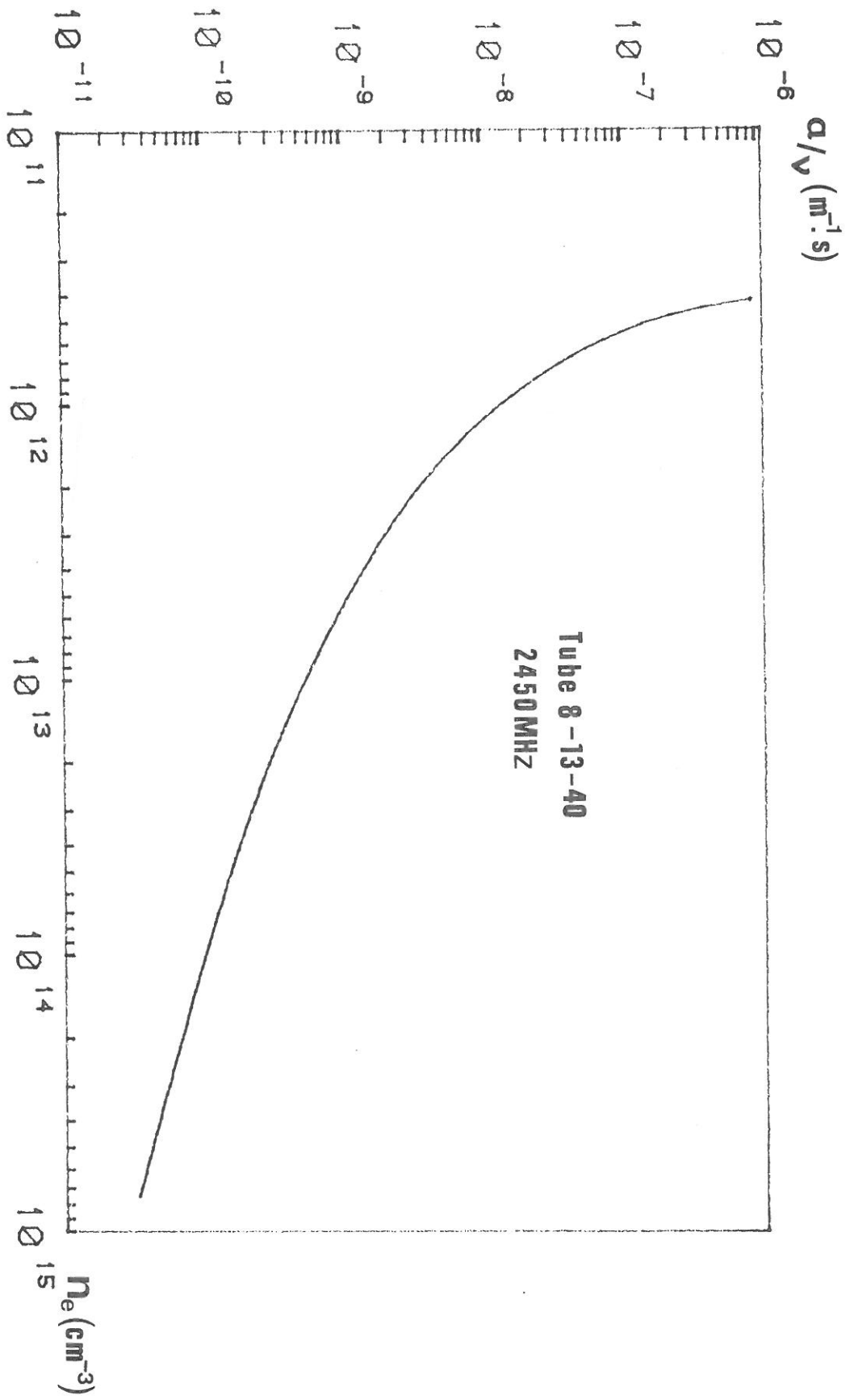


FIGURE I, 4 : Atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collision en fonction de n_e

Pour obtenir les composantes du champ électromagnétique en valeur absolue on utilise l'expression du flux de puissance, guidée à travers une section Σ de loi structure ($\Sigma = \Pi d^2$).

$$P = \frac{1}{2} R_e \left(\iint_{\Sigma} (\vec{E} \cdot \vec{H}^*) \cdot \vec{i}_z \, d\zeta \right) \quad (\text{I, A, 5})$$

$$P = \frac{1}{2} R_e \left(\int_0^d E_r H_{\varphi}^* \cdot 2\pi r \, dr \right)$$

où \vec{H}^* désigne le complexe conjugué de \vec{H} et \vec{P} la puissance injectée dans une section du tube.

Ainsi dans un tube donné, ou reconnaissant la densité électronique et la puissance incidente, on peut déterminer à z donné les composantes du champ électromagnétique en fonction de r .

Nous avons représenté sur la figure (I, 5) pour 1 Watt de puissance incidente (tube 8-13-40, densité électronique $n_e = 3.85 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) la répartition radiale des trois composantes du champ électromagnétique E_r , E_z et H_{φ} .

Le champ E_z est dominant dans le plasma, par contre E_r domine à l'extérieur. Par ailleurs, toutes les composantes du champ électromagnétique sont maximales à l'interface plasma-tube d'où l'appellation "onde de surface".

En conclusion il est important de noter que les résultats concernant l'onde de surface présentés dans ce paragraphe, sont indépendants de la nature du gaz utilisé, et ne dépendent que de la densité électronique n_e .

Ainsi $\alpha/\nu(n_e)$, $\lambda(n_e)$ sont-elles générales.

B - CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

On considère une colonne de plasma créée par onde de surface à basse pression dans le cas faiblement collisionnel ($\nu \ll \omega$). Nous allons rappeler les caractéristiques des principales grandeurs physiques qui permettent de déterminer les propriétés de la décharge.

1 - DEFINITION

Dans ce paragraphe nous définissons les grandeurs physiques dont le comportement est décrit par des lois d'échelle dans le cas de l'Argon

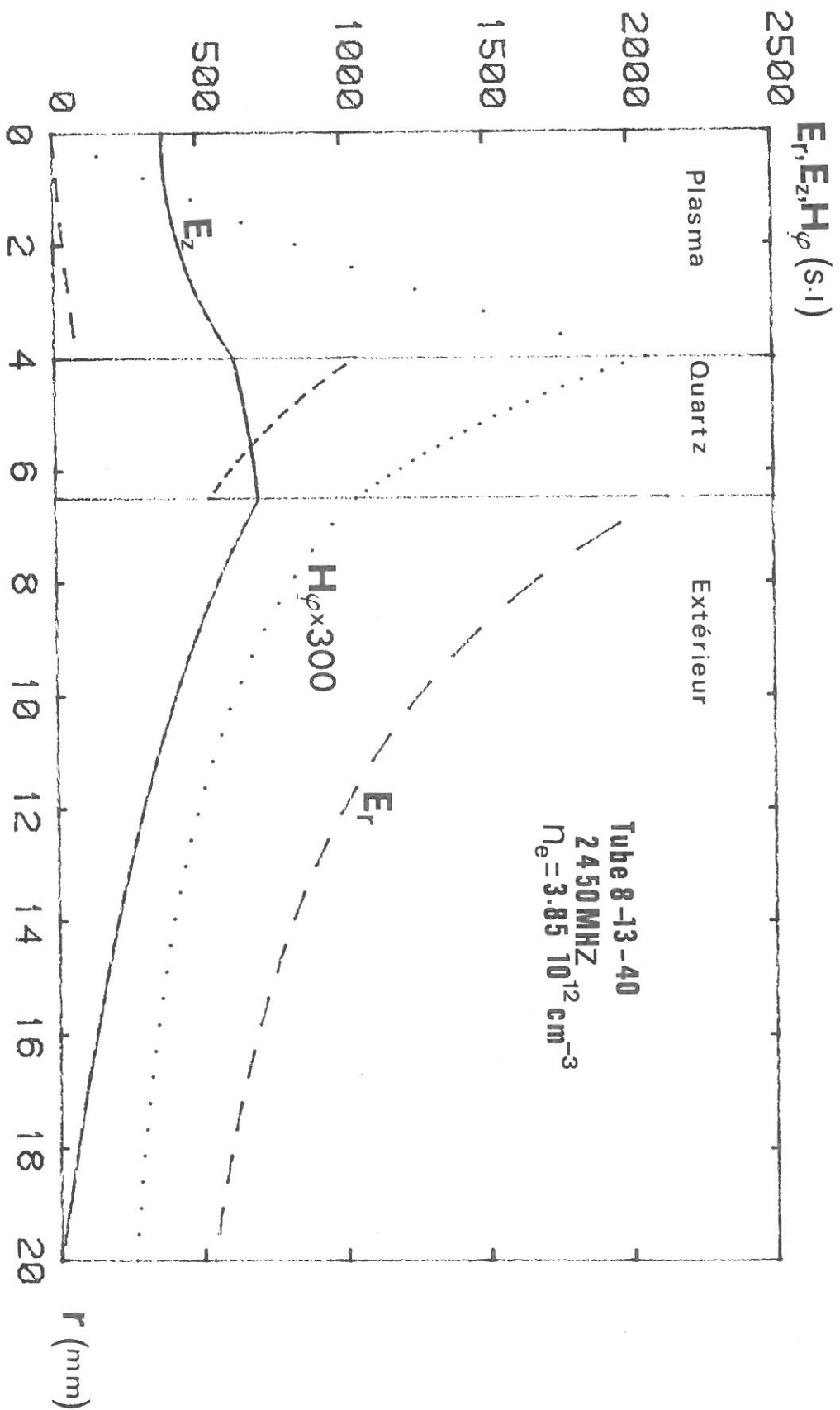


FIGURE I, 5 : Profil radial du champ électromagnétique normalisé pour 1 Watt de puissance incidente

(paragraphe B-2) et qui ferons l'objet de notre étude dans l'Hélium.

- La fréquence de collision effective ν pour le transfert de la quantité de mouvement entre les électrons et les neutres.

$$\nu = - \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} \nu(v_e) \frac{\partial f}{\partial v_e} v_e^3 dv_e \quad (\text{I, B, 1})$$

où f est la fonction de distribution des vitesses électroniques, v_e est la vitesse électronique.

- La puissance nécessaire au maintien d'une paire électron-ion notée ϑ :

$$\vartheta = \frac{1}{\langle n_e \rangle S} \times \frac{dP_{\text{abs}}}{dz} \quad (\text{I, B, 2})$$

où $\langle n_e \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a n_e(r) 2\pi r dr$ est la densité électronique moyenne radiale.

$$\begin{aligned} \frac{dP_{\text{abs}}}{dz} &= \text{Energie microonde absorbée par le plasma} \\ &= \iint_S \frac{1}{2} R_e(\sigma_p) \cdot \vec{E} dS = \frac{e^2}{2m} \int_0^a \nu \frac{E_p^2}{\omega^2} n_e 2\pi r dr \quad (\text{I, B, 3}) \end{aligned}$$

avec σ_p : la conductivité électrique.

$$\rho = -j\epsilon_0 \frac{\omega p^2}{\omega + j\nu}$$

où E_p^2 est le carré du module du champ électrique dans le plasma, et $S = \pi a^2$ est l'aire de la section du plasma.

Pour une densité électronique homogène radialement, (I, B, 2)

ϑ s'écrit :

$$\vartheta = \frac{e^2}{2m} \frac{\nu}{\omega^2} \int_0^a E_p^2 \cdot 2\pi r dr = \frac{e^2}{2m} \frac{\nu}{\omega^2} \langle E_p^2 \rangle \quad (\text{I, B, 4})$$

- Le champ effectif de maintien de la décharge E_{eff} peut être défini, en sachant que l'énergie microonde absorbée par un électron entre deux collisions est égale par définition [11] à :

$$u = \frac{\vartheta}{\nu} = \frac{\langle E_p^2 \rangle}{\nu^2 + \omega^2} \cdot \frac{e^2}{2m} \quad (\text{I, B, 5})$$

Si l'on définit E_{eff} comme le champ continu qui conduirait au même transfert d'énergie de l'onde au plasma entre deux collisions, on peut écrire :

$$u = \frac{E_{\text{eff}}^2}{\nu^2} \cdot \frac{e^2}{m} \quad (\text{I, B, 6})$$

Soit à partir de (I, B, 5)

$$E_{\text{eff}}^2 = \frac{m}{e^2} \cdot \nu \cdot \vartheta \quad (\text{I, B, 7})$$

Cette relation montre que le champ effectif est directement proportionnel au produit $\nu\vartheta$. Ainsi E_{eff} peut se déduire directement à partir des valeurs de ν et de ϑ .

Par la suite nous déterminerons ν et ϑ , ce qui nous permettra de déduire E_{eff} .

2 - LOIS D'ECHELLE DANS L'ARGON

En considérant que la fréquence de collision effective ν est négligeable devant ω , et que l'ionisation se fait en une seule étape à partir du fondamental, dans une décharge d'argon contrôlée par diffusion ambipolaire, C.M. Ferreira a développé un modèle [12] qui permet d'obtenir de façon self consistante les principales grandeurs physiques de la décharge. En particulier, il a montré que les grandeurs ν et ϑ sont indépendantes de la densité électronique $\langle n_e \rangle$, et de la puissance fournie. Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement [9-10].

De plus on montre [13], que dans ces conditions pour des densités électroniques supérieures à la densité de coupure, ν et ϑ vérifient des lois de similitude approchées :

$$\nu/n_0 = f_\nu (n_0 \cdot a)$$

$$\vartheta/n_0 = f(n_0 \cdot a)$$

où n_0 est la densité d'atomes et a le rayon du tube.

Ces lois sont représentées sur les figures (I,6) et (I,7), elles confirment que les grandeurs ν et ϑ sont indépendantes de la densité électronique et de la puissance microonde fournie, elles sont donc pour des paramètres n_0 et a fixés, constantes le long de la colonne de plasma, ce sont des caractéristiques propres à la décharge.

A partir de la relation (I, B, 7) déduit que E_{eff} est aussi caractéristique de la décharge. Ces lois de similitudes ont été vérifiées expérimentalement [6-7-9-10-11] dans le cas de l'Argon. L'un de nos objectifs est d'établir, dans un premier temps si ν , ϑ et E_{eff} sont des caractéristiques d'une décharge d'Hélium et ensuite dans un deuxième temps si l'on peut établir des lois de similitude dans l'Hélium.

C - BILAN ENERGETIQUES

Le gradient de densité électronique axial étant assez faible et la décharge étant contrôlée par diffusion ambipolaire, on peut considérer que la colonne de plasma est formée d'une juxtaposition de tranches considérées comme indépendantes, d'épaisseur dZ . On s'intéresse alors au bilan énergétique local dans une tranche dZ située à l'abscisse.

$$\begin{array}{l} \text{Puissance nécessaire au} \\ \text{maintien du plasma} \end{array} = \begin{array}{l} \text{Puissance perdue} \\ \text{par l'onde} \end{array} \quad (\text{I, C, 1})$$

$$\vartheta \cdot S \cdot n_e(Z) = 2 \cdot \alpha(Z) \text{ Pinc}(Z)$$

$$\text{où } \text{Pinc}(Z) = \text{Pinc}(Z=L) \exp\left(-2 \int_L^{L-Z} \alpha(Z) dZ\right),$$

$\text{Pinc}(Z=L)$ est la puissance incidante au niveau du gap (excitateur). α représente le coefficient d'atténuation de l'onde, il dépend dans un tube donné de ν et de n_e (paragraphe A-3). A priori ϑ dépend également de n_e .

En dérivant l'équation (I, C, 1) par rapport à Z et en considérant que la fréquence de collision effective ν est constante le long de la décharge on peut donc écrire :

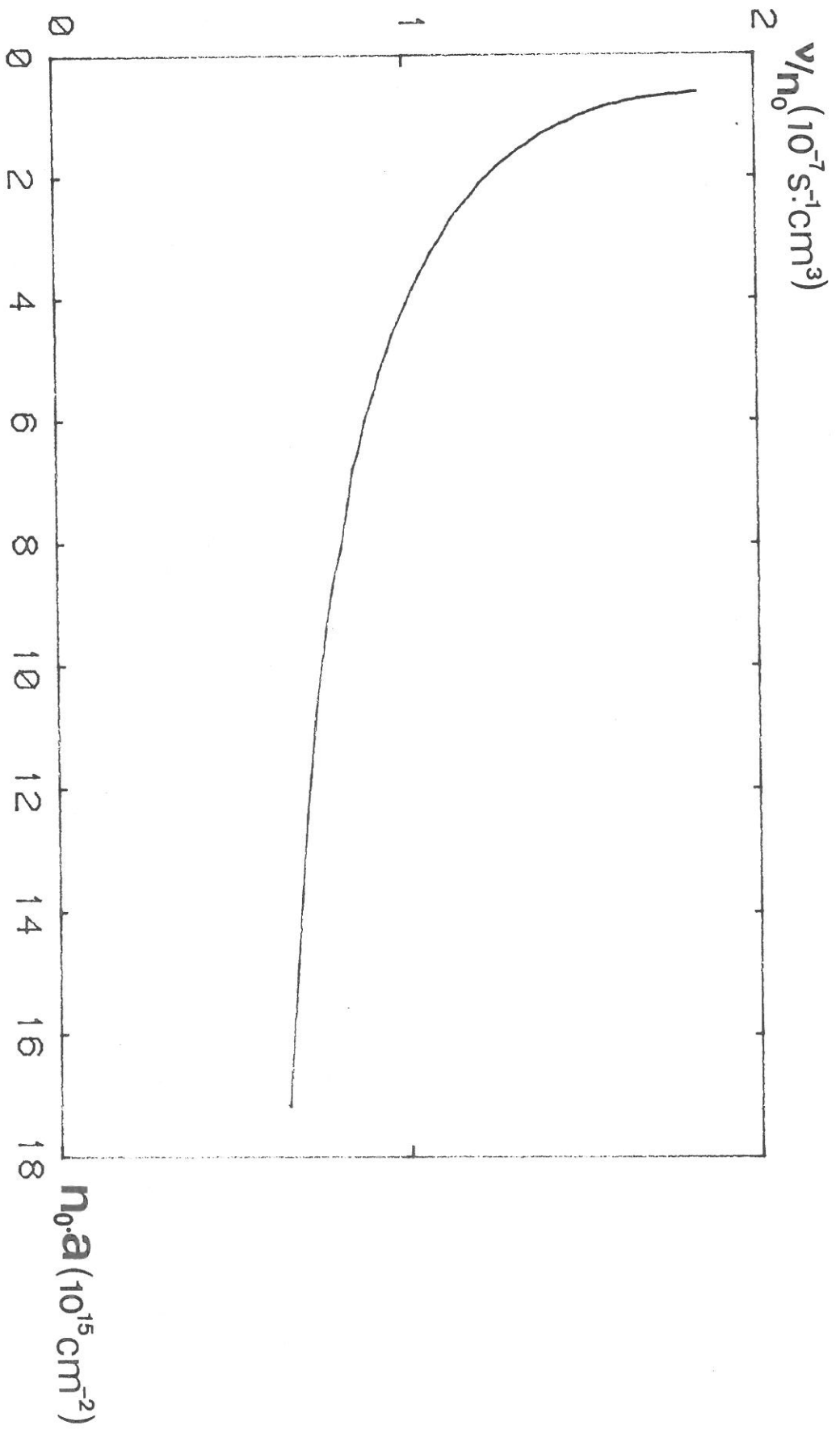


FIGURE I, 6 : Variation de ν/n_0 avec $n_0 a$ pour l'argon

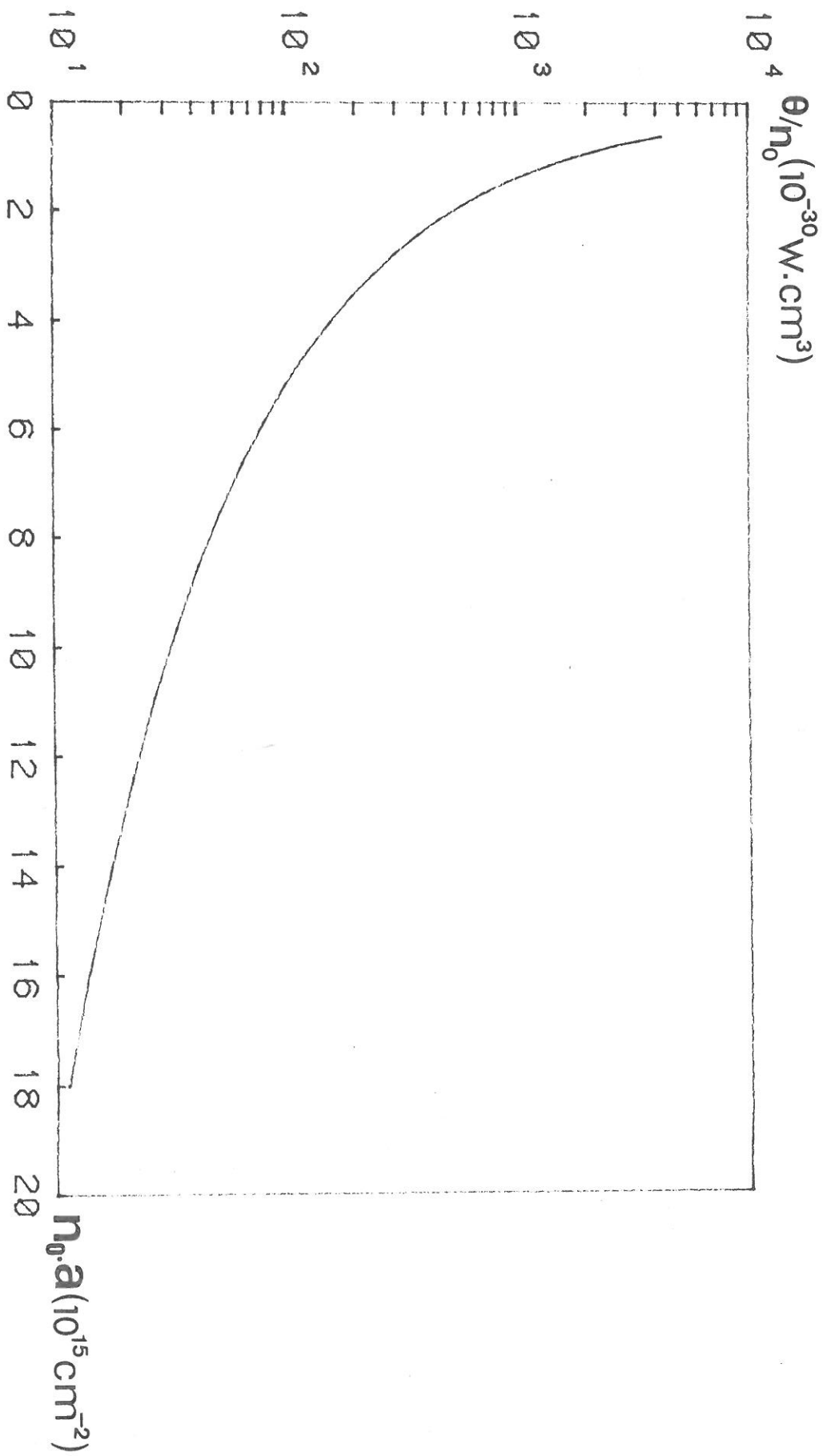


FIGURE I, 7 : Variation de θ/n_0 avec $n_0 a$ pour l'argon

$$S n_e \frac{d\vartheta}{dZ} + \vartheta S \frac{dn_e}{dZ} = 2 \frac{d\alpha}{dZ} \text{Pinc}(Z) - 4 \alpha^2 \text{Pinc}(Z) \quad (\text{I, C, 2})$$

et comme

$$\frac{d\alpha}{dZ} = \frac{d\alpha}{dn_e} \frac{dn_e}{dZ}$$

$$\frac{d\vartheta}{dZ} = \frac{d\vartheta}{dn_e} \frac{dn_e}{dZ}$$

et
$$\text{Pinc}(Z) = \frac{\vartheta \cdot S \cdot n_e}{2 \cdot \alpha}$$

Nous déduisons l'équation du gradient longitudinal de la densité électronique.

$$\frac{dn_e}{dZ} = \frac{2 \alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn_e} + \frac{n_e}{\vartheta} \frac{d\vartheta}{dn_e}} \quad (\text{I, C, 3})$$

Dans le cas où ϑ est également caractéristique de la décharge (ie, indépendante de n_e) l'équation (I, C, 3) s'écrit simplement :

$$\frac{dn_e}{dZ} = \frac{2 \alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn_e}} \quad (\text{I, C, 4})$$

On peut donc calculer des profils de densité électronique $n_e(Z)$, en intégrant numériquement l'équation (I, C, 3), (resp. (I, C, 4) pour ϑ constant), pour différentes valeur de ν on obtient donc dans un tube de diamètre donné des profils théoriques de densité électronique notés $n_e^{\text{th}}(Z)$. La figure (I, 8) présente un exemple de profil théorique $n_{ev}^{\text{th}}(Z)$, obtenu pour un tube 8-13-40 et une fréquence de collision $\nu = 10^9 \text{ s}^{-1}$. Nous verrons plus loin comment déterminer la fréquence de collision effective ν en utilisant $n_{ev}^{\text{th}}(Z)$

D - CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté les principaux résultats concernant la propagation d'une onde de surface dans le cas où la fréquence de collision effective ν est très inférieure à la pulsation excitatrice ω . Puis nous avons défini les grandeurs ν , ϑ et E_{eff} .

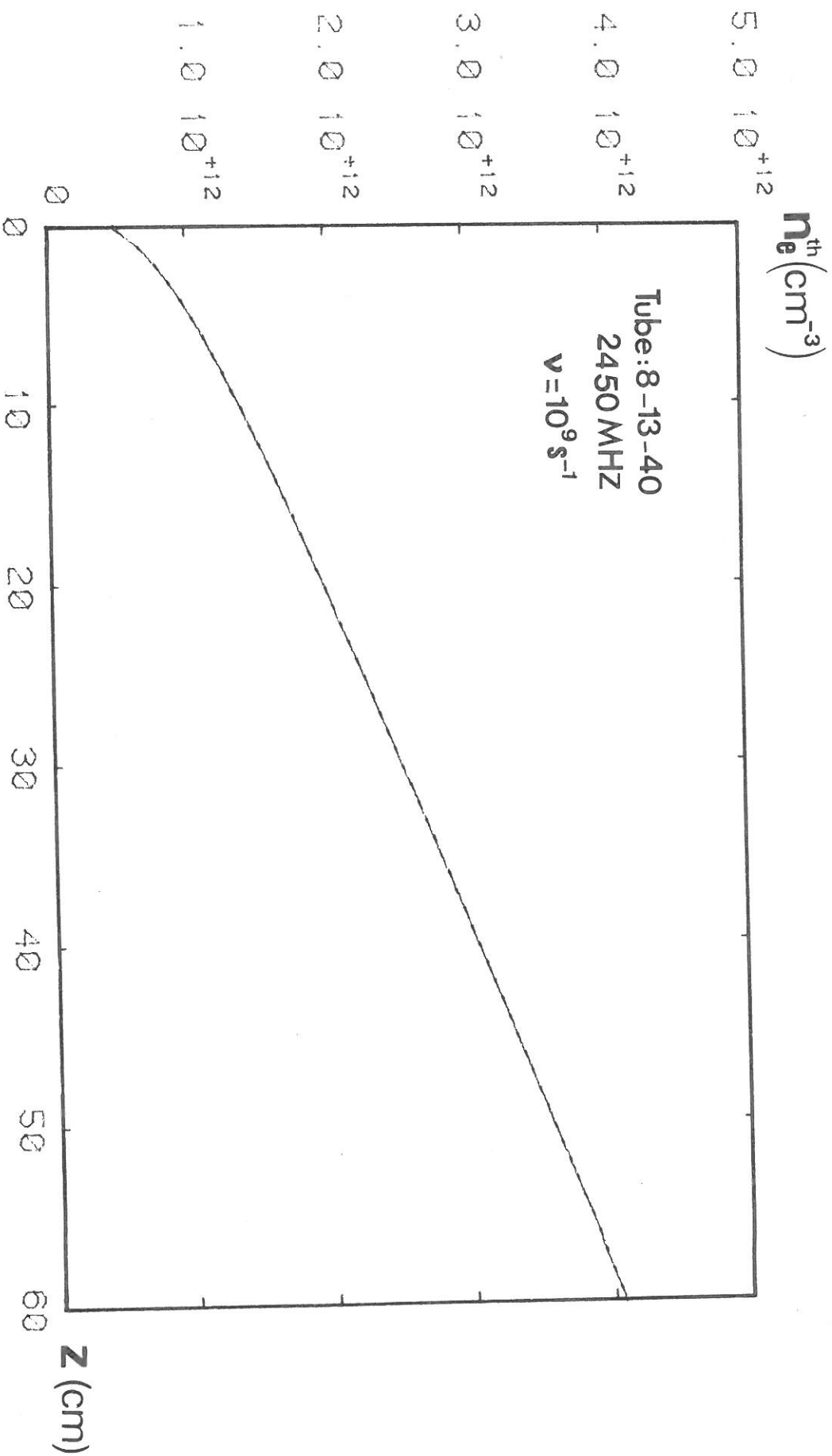


FIG 1,8: PROFIL AXIAL THEORIQUE DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE POUR UNE FRÉQUENCE DE
 COLLISION $\nu = 10^9 \text{ s}^{-1}$

Dans l'Argon ces grandeurs sont des caractéristiques propres de la décharge, indépendantes de la densité électronique et de la puissance microonde fournie.

Par la suite nous nous intéresserons, dans des conditions similaires (i.e. $\nu \ll \omega$, basse pression), aux décharges dans l'Hélium. En particulier nous examinerons si ν , ϑ , E_{eff} sont des caractéristiques des décharges d'Hélium et si de plus elles vérifient des lois de similitude.

CHAPITRE II

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DECHARGE D'HELIUM

Dans ce chapitre nous allons présenter le dispositif expérimental utilisé, d'une part pour créer la décharge d'Hélium et d'autre part pour la caractériser. De plus nous précisons les paramètres de fonctionnement de la décharge, à savoir, diamètre du tube, pression, puissance fournie, débit du gaz si on est en régime d'écoulement.

A - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 - CREATION DU PLASMA :

Le schéma général est représenté sur la figure (II, 1). Le plasma est créé dans des tubes de quartz de longueur voisine de deux mètres, centré à l'intérieur d'un cylindre métallique de diamètre $2d = 40$ mm, ce tube métallique d'une part permet de supprimer les problèmes de rayonnement pour les différents appareils de mesure et d'autre part sert de support mécanique au système de mesures électrique et optique.

L'énergie microonde, fournie par un générateur 2450 MHz (0-3 kW), est couplée au plasma par un "surfaguide" [14] représenté sur la figure (II - 2). Le court circuit variable n° 1 permet de réaliser une bonne adaptation entre la charge (surfaguide + plasma) et la source. Sachant qu'en régime stationnaire, le plasma obtenu se développe symétriquement par rapport au surfaguide, un court-circuit n° 2 est employé pour privilégier une des deux directions de propagation de l'onde de surface et localiser le plasma d'un seul côté du surfaguide.

Le transfert de l'énergie au plasma est caractérisé par le couplage défini comme le rapport de la puissance absorbée par le plasma à la puissance incidente fournie par le générateur. Il est mesuré avec un wattmètre, en prélevant à travers un coupleur 25 db une partie de la

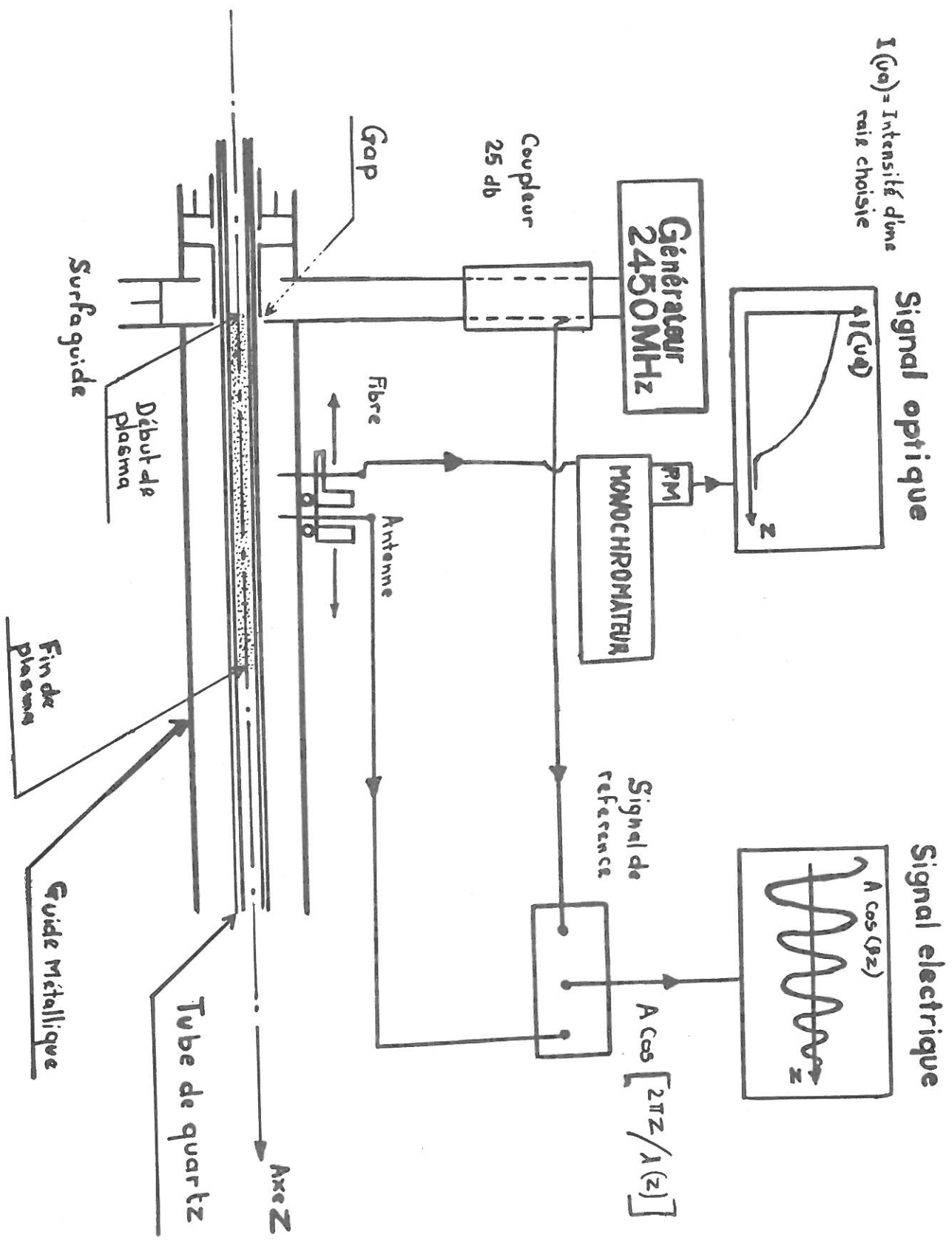


FIG 11,1: SCHEMA DU MONTAGE EXPERIMENTAL

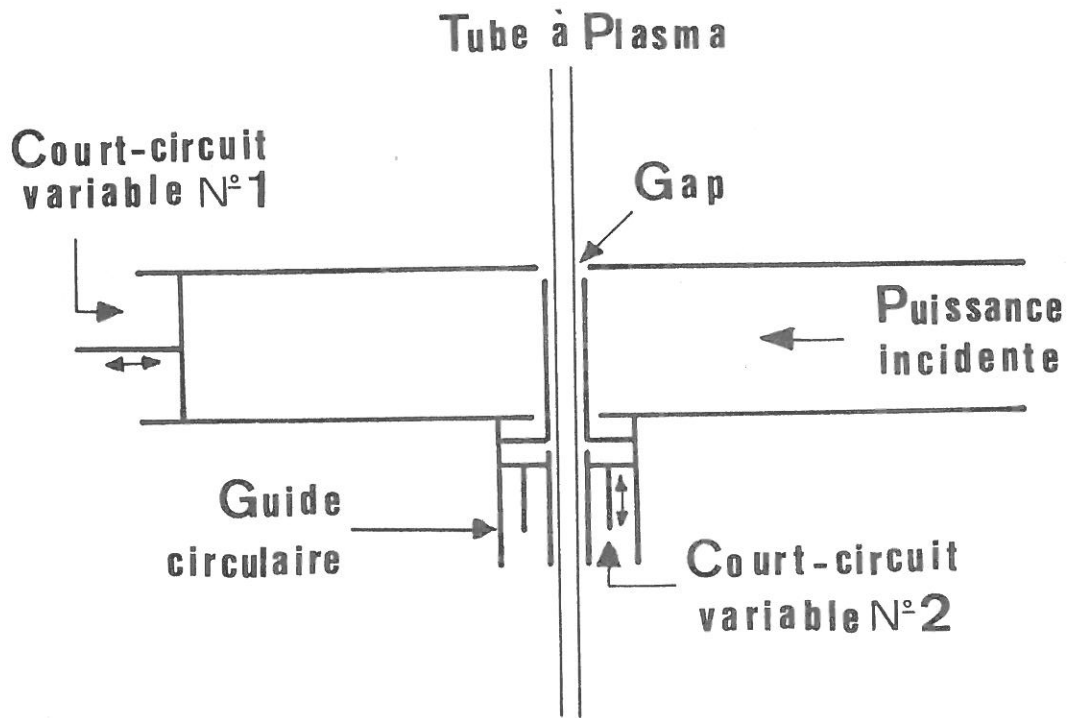


Figure (II, 2) : **SURFAGUIDE**

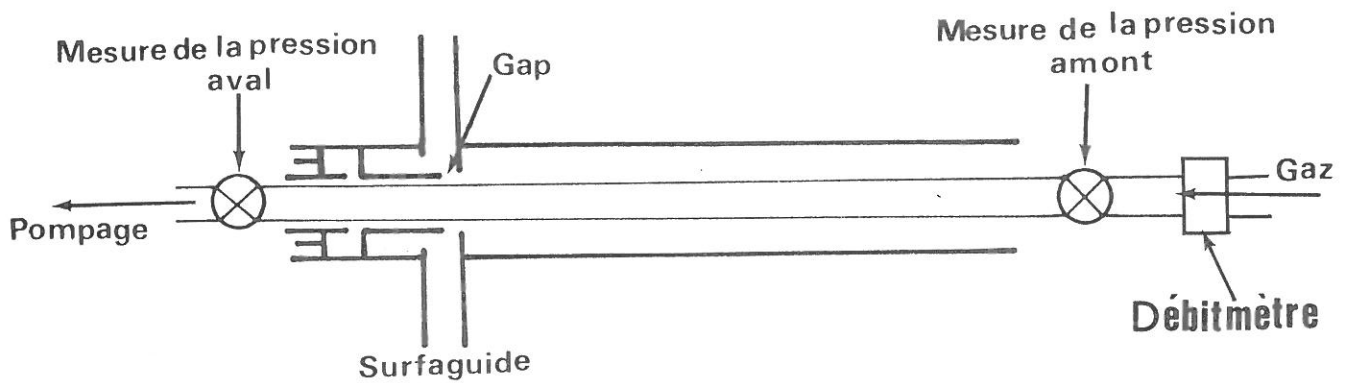


Figure (II, 3) : schéma expérimental : mesure de pression

puissance incidente, et une partie de la puissance réfléchi. Un bon réglage des court-circuits n° 1 et n° 2 permet d'avoir un couplage d'environ 90 %.

2 - CONDITIONS DE FONCTIONNEMENTS DE LA DECHARGE

a - Tubes utilisés

Les décharges d'Hélium pur ont été produites dans trois tubes, ayant respectivement des diamètres intérieurs et extérieurs de :

- 5 mm et 10 mm
- 8 mm et 13 mm
- 16 mm et 19 mm

Nous parlerons par la suite des tubes 5-10-40, 8-13-40 ou 16-19-40 (cf chapitre I). Par la suite nous étudierons plus particulièrement les décharges créées dans un tube 8-13-40.

Les tubes de diamètres intérieurs 5 mm et 16 mm ont été utilisés pour mettre en évidence l'influence du diamètre du plasma sur la décharge d'Hélium

b - Pression

La mesure de pression se fait à l'aide de deux jauges capacitatives montées respectivement en amont et en aval du système comme indiqué dans la figure (II, 3), la deuxième jauge est utile pour une décharge fonctionnant en flux. Quel que soit le mode de fonctionnement utilisé (statique ou flux), la gamme de pression étudiée varie de 50 m Torr à 10 Torr.

c - Puissance et longueur

Des puissances microondes variant entre 400 et 1000 Watts ont permis de créer des colonnes de plasma d'Hélium de longueurs comprises entre 20 et 60 cm. Dans ces conditions la densité de puissance par unité de volume peut atteindre 200 Watt/cm³, ce qui conduit à un échauffement important des neutres, (il y a risque de fusion du tube de quartz dont la température de fusion est d'environ 1700° C) et les parois intérieures peuvent en dégazant introduire des impuretés dans les décharges étudiées. Pour remédier à ces problèmes, on peut, soit refroidir la paroi extérieure du tube avec de l'air comprimé pour une décharge fonctionnant en statique,

soit travailler avec une décharge en écoulement.

d - Régime d'écoulement

La décharge est créée en écoulement avec de faibles flux, variant de 0.4 ml/s à 7 ml/s. Dans nos conditions de pression la vitesse d'écoulement varie donc entre 3 et 10 m/s. Ces flux sont suffisants pour remplacer continuellement le gaz chaud par le gaz froid, et également entraîner les impuretés pouvant se déposer (ou se former) sur les parois du tube.

e - Gradient de pression :

Dans nos conditions expérimentales, le nombre de Knudsen $K = \frac{l.p.m}{a}$ (l.p.m = libre parcours moyen entre atome et a rayon du tube) est inférieur à 10^{-2} , le flux est donc laminaire, il existe un gradient de pression le long de la décharge. Nous supposons la température constante en fonction de Z dans chacune des trois zones que nous définissons ci-après (figure II, 4).

- La zone principale constituée par le plasma qui se trouve à une température moyenne T, dont on donnera plus loin un ordre de grandeur.

- Deux autres zones situées de part et d'autre de la décharge et dont la température est supposée constante et égale à 300 K.

Expérimentalement pour un tube donné, on mesure le débit volumique Q_V (m^3/s), les pressions en amont P(0) et en aval P(D) du système (cf figure (II, 1)).

Compte tenu de ce qui précède on peut en déduire le profil longitudinal de la pression, le détail du calcul est présenté en annexe. On montre que les variations de la pression le long de la colonne de plasma peuvent se mettre sous la forme :

$$P(Z) = P(B) \left(1 - \frac{Z}{Z_{pl.}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (II, A)$$

$$\text{avec } Z_{pl.} = \frac{\Pi \times a^4 \times 47.8 \times P(B)^2}{16Q \times \eta(T) \times T} = \frac{L_{pl.}}{1 - \left[\frac{P(G)}{P(B)} \right]^2}$$

où :

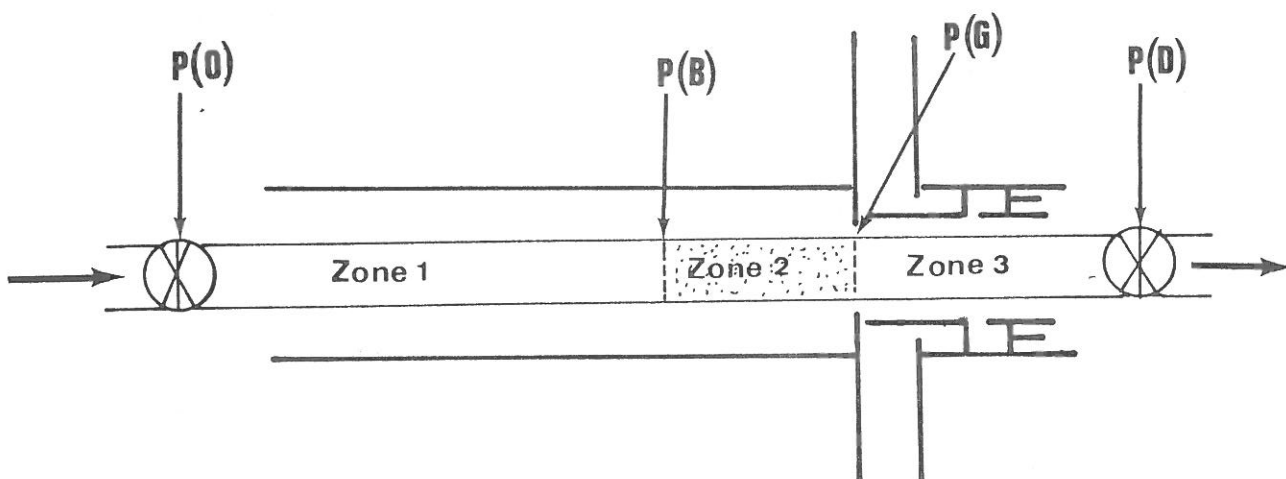


Figure (II, 4)

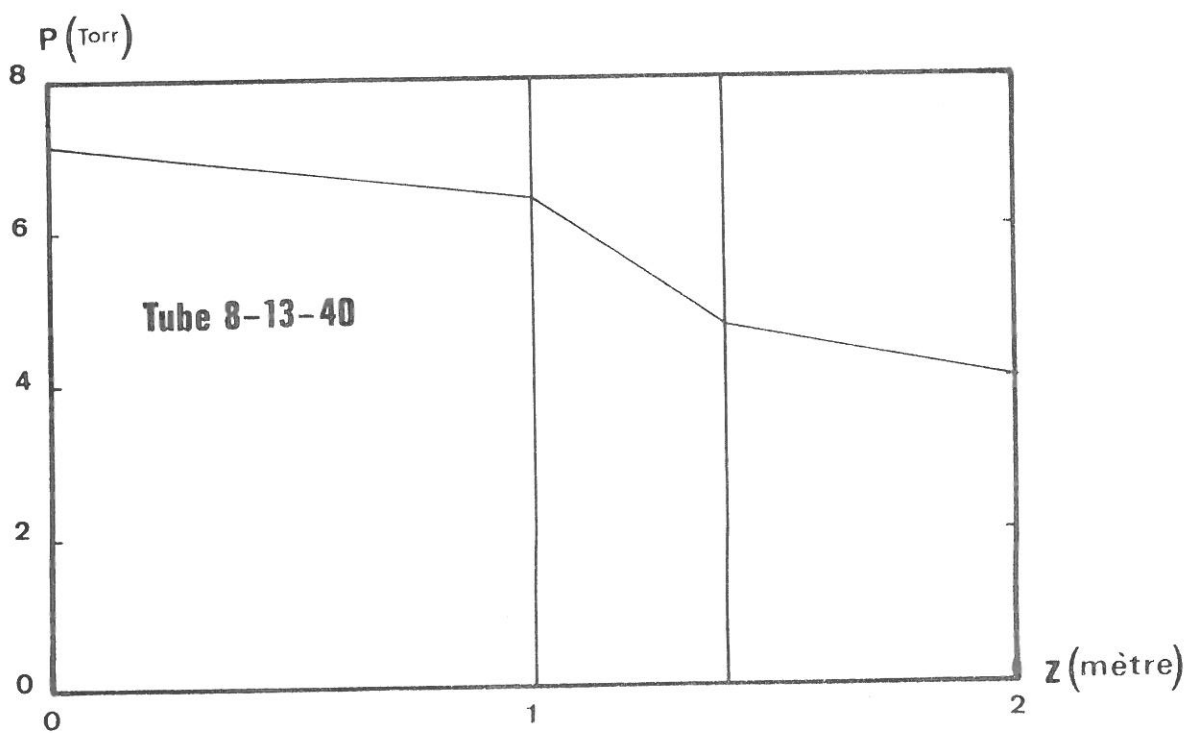


Figure (II, 5) : Profil de pression en fonction de Z

a = Le rayon du tube à plasma en mètre.
 $P(0)$ = La pression en amont exprimée en Torr.
 $P(B)$ = La pression en bout de colonne de plasma en Torr.
 $P(G)$ = La pression au gap en Torr.
 Q = Le débit dans les conditions TPN en (m^3/s).
 $\eta(T)$ = La viscosité dynamique en poiseuille.
 T = La température moyenne en K dans la décharge.
 $L_{pl.}$ = La longueur de la colonne de plasma en mètre.

La figure (II, 5) présente un exemple de profil longitudinal de pression, pour des paramètres :

Tube 8-13-40
 débit $Q = 4.1 \cdot 10^{-6} m^3/s$
 $P(0) = 7.17$ Torr
 $P(D) = 4$ Torr

On trouve un gradient de pression d'environ 30 % sur la décharge. Il est de l'ordre de 50 % pour le tube 5-10-40 et n'est que d'environ 5 % pour le tube 16-19-40.

A partir de l'équation (II, A), on peut déduire approximativement le produit $\eta(T) \times T$ (le produit de la viscosité dynamique pour la température). En connaissant $\eta(T)$ [45], on déduit un ordre de grandeur, pour la température dans la décharge, pour le cas ci-dessus on trouve une température d'environ 760 K.

La figure (II, 6) présente Δp en fonction du débit $Q_V(T.P.N)$ sur la décharge, correspondant ainsi à l'une de nos conditions expérimentales.

B - DIAGNOSTICS

La figure (II, 7) montre le principe des différents diagnostics mis en place sur la décharge. Le chariot, mobile selon Z, porte, une antenne (cable coaxial dénudé) et une fibre optique.

L'antenne prélève le champ électrique à l'extérieur du tube qui peut s'écrire :

$$E_{ext} = E(Z) \cos(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda(Z)} Z).$$

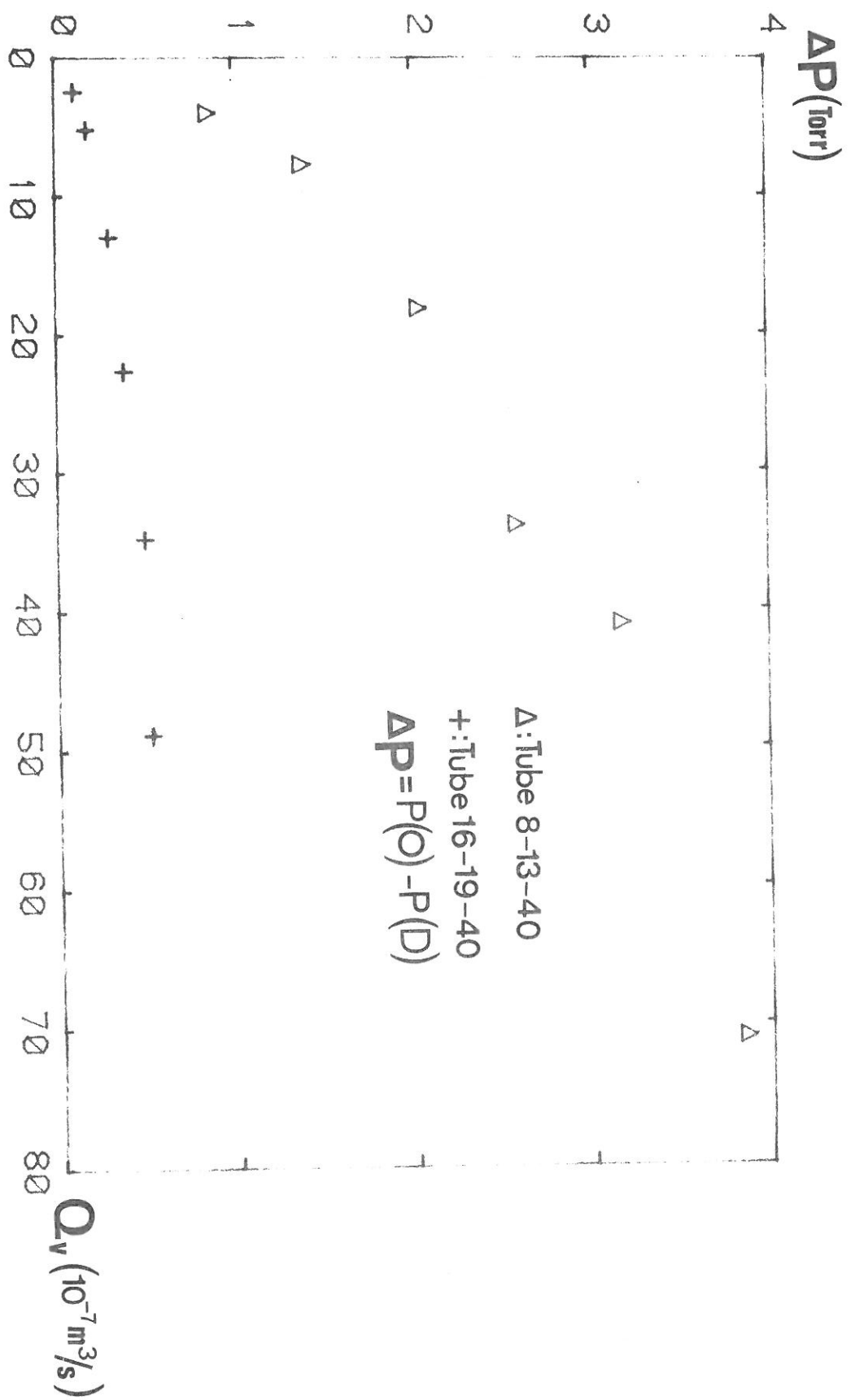


Figure (II, 6) : ΔP en fonction du débit

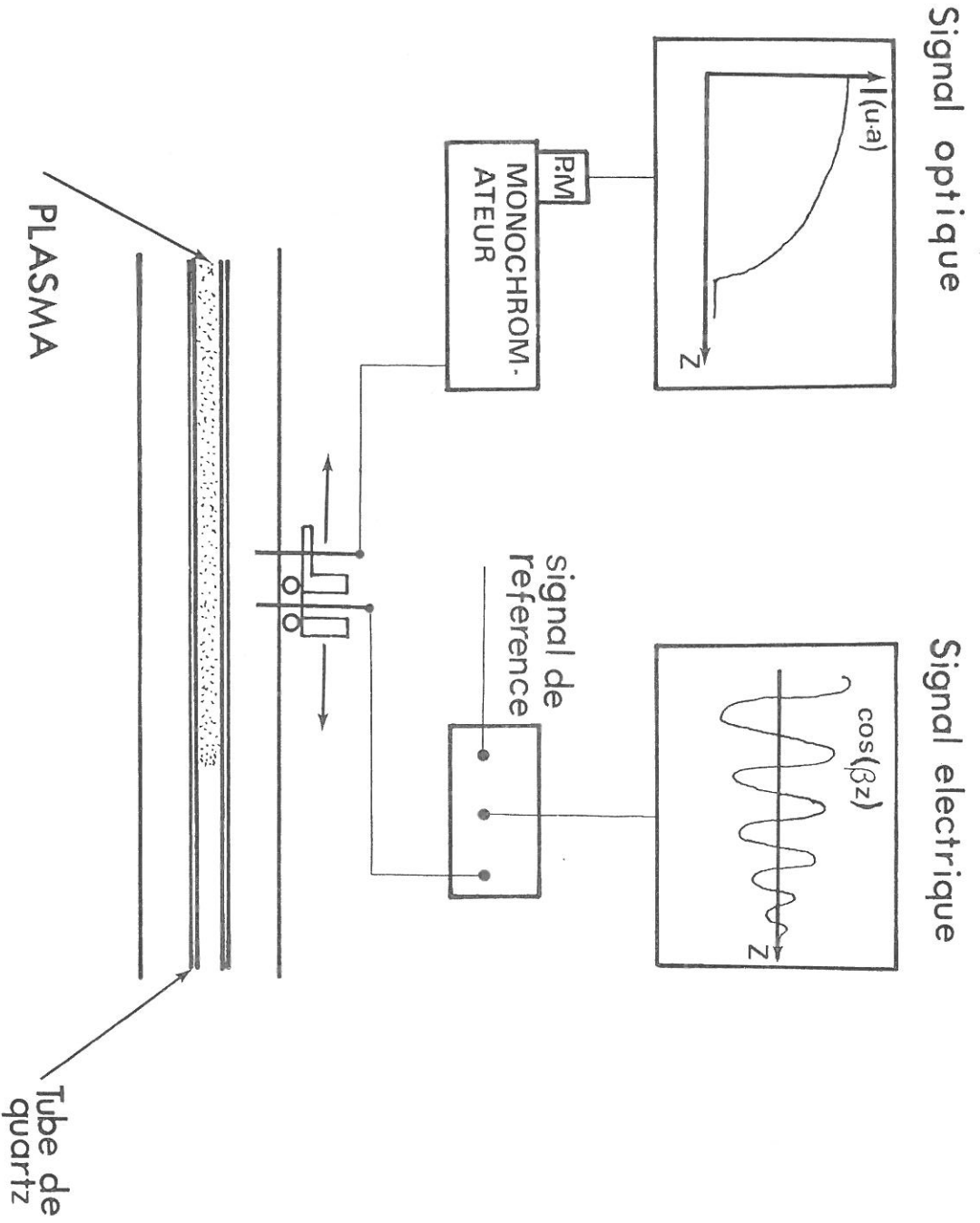


FIG II,7: SCHEMA DU PRINCIPE DES DIAGNOSTICS ÉLECTRIQUES ET OPTIQUES.

Un autre signal, de référence, est prélevé au niveau du générateur :

$$E_{\text{ref}} = E_0 \cos \omega t.$$

Ces deux signaux sont ensuite envoyés sur un mélangeur qui effectue leur produit.

Après élimination du signal alternatif, on obtient ainsi un signal continu proportionnel à $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda(Z)} Z\right)$ qui est enregistré sur table traçante. C'est la courbe de phase expérimentale qui nous permettra de déterminer la longueur d'onde selon Z.

La fibre optique transmet la lumière émise par la décharge à la fente d'entrée (80 μm) d'un monochromateur (spectromètre HR 1000 Jobin Yvon). Le signal de sortie est détecté par un photomultiplicateur, et envoyé sur table traçante.

1 - MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE

a - Courbe de phase expérimentale

La figure (II, 8) donne un exemple d'enregistrement d'une courbe de phase obtenue sur une décharge d'Hélium, la longueur d'onde est obtenue en mesurant la distance entre deux maximums (respec. minimums) successifs. Cette valeur est attribuée au minimum (resp. maximum) intermédiaire. On obtient ainsi des valeurs expérimentales de la longueur d'onde le long de la colonne de plasma $\lambda^{\text{exp}}(Z)$, qui décroît du gap vers le bout de colonne.

b - Détermination de la densité électronique :

En connaissant $\lambda^{\text{exp}}(Z)$, on détermine la densité électronique expérimentale, grace aux solutions de l'équation de dispersion $\lambda(n_e)$ (cf chapitre I). La figure (I, 3) montre que la densité électronique est une fonction croissante de la longueur d'onde, cela entraîne que la densité électronique décroît du gap au bout de plasma. La figure (II, 9) illustre la méthode utilisée pour déterminer le profil expérimental de la densité électronique $n_e^{\text{exp}}(Z)$ le long de la colonne. La figure (II, 10) présente un exemple de profils électroniques obtenus par trois pressions 1, 3 et 5 Torr.

Dans notre gamme de pression (50 m Torr - 8 Torr), la densité électronique varie de quelques 10^{11} cm^{-3} (densité de coupure) à 10^{13} cm^{-3} .

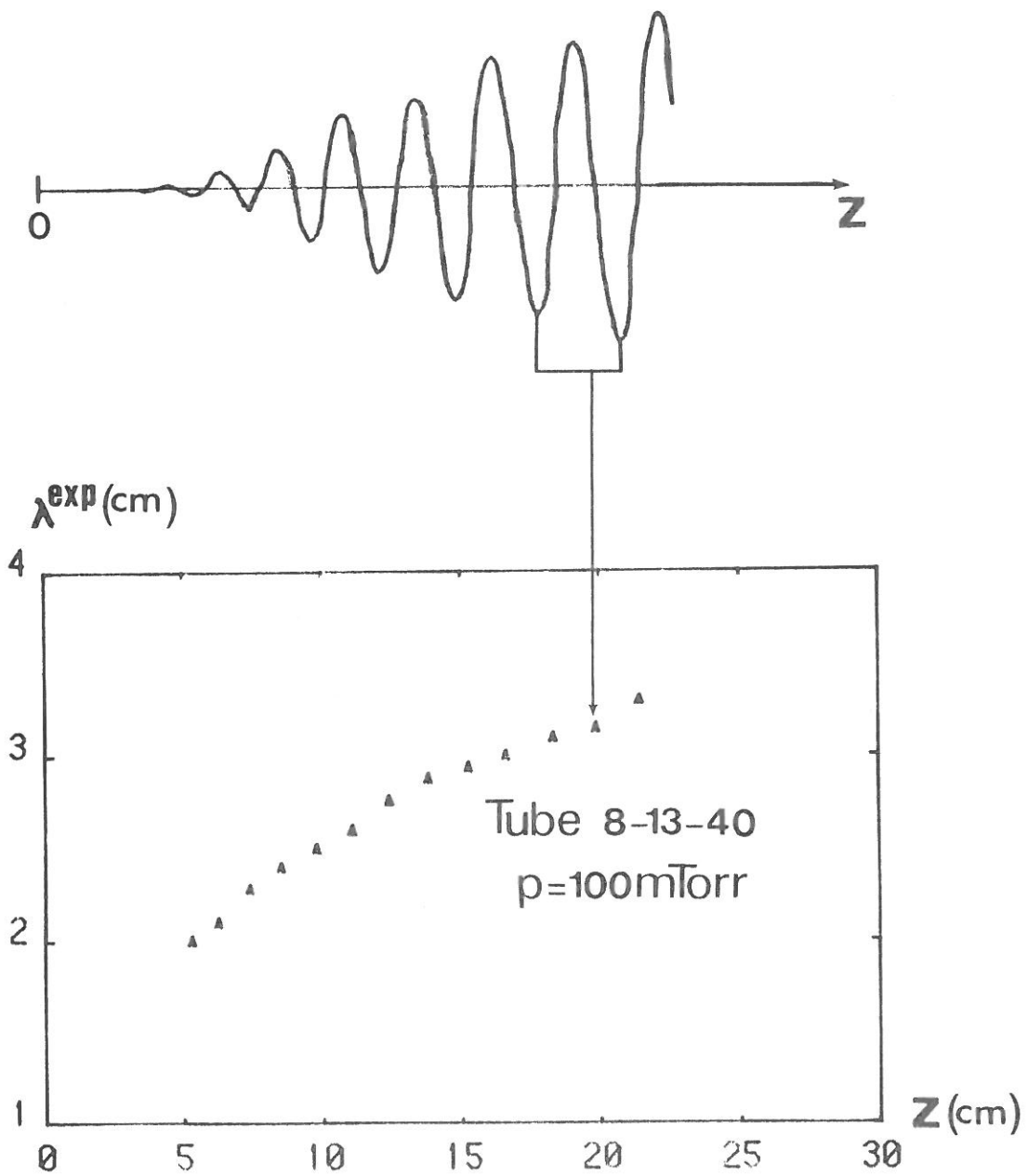


FIG II,8: EXEMPLE D'ENREGISTREMENT D'UNE COURBE DE PHASE EXPÉRIMENTALE.

COURBE DE PHASE
EXPERIMENTALE

SOLUTION DE L'EQUATION
DE DISPERSION ($v \ll \omega$)

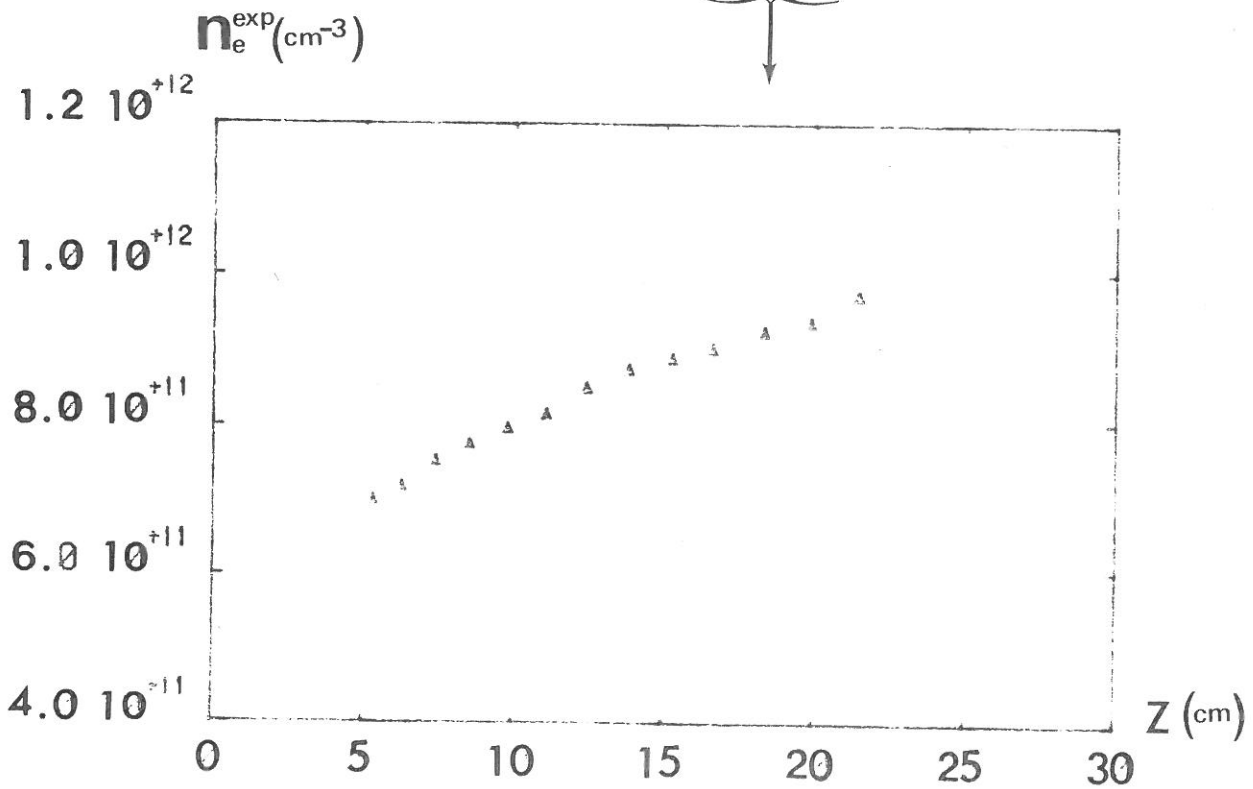
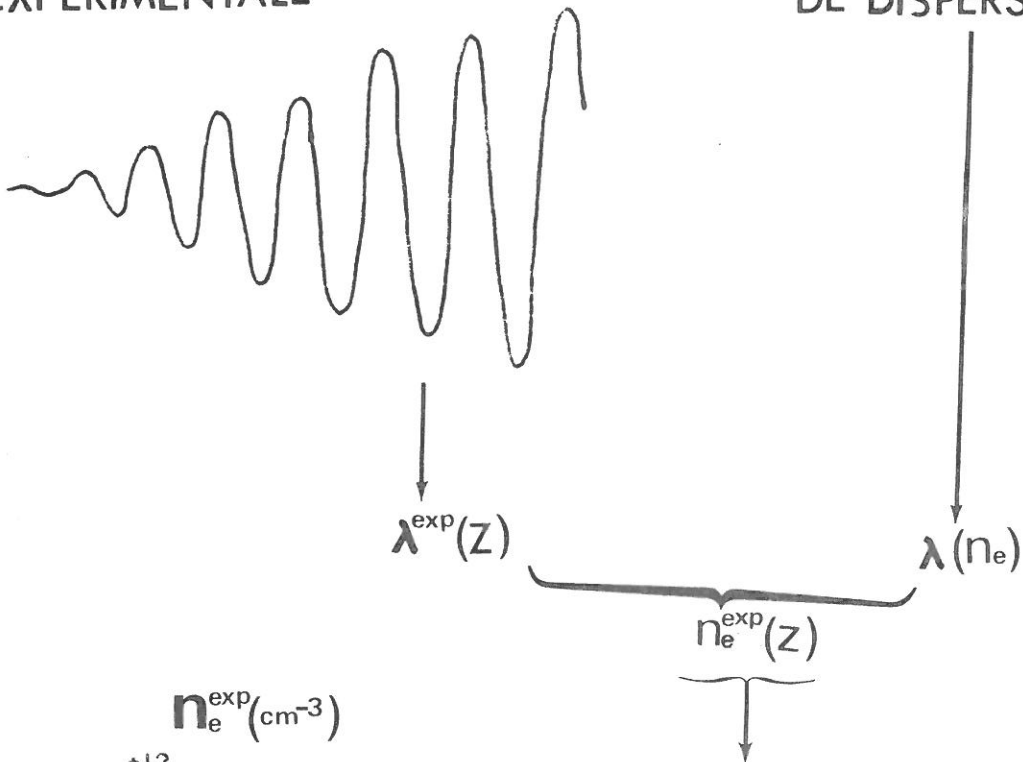


FIG II,9: PROFIL EXPERIMENTAL DE LA DENSITE ELECTRONIQUE
DEDUIT DE LA COURBE DE PHASE EXPERIMENTALE.

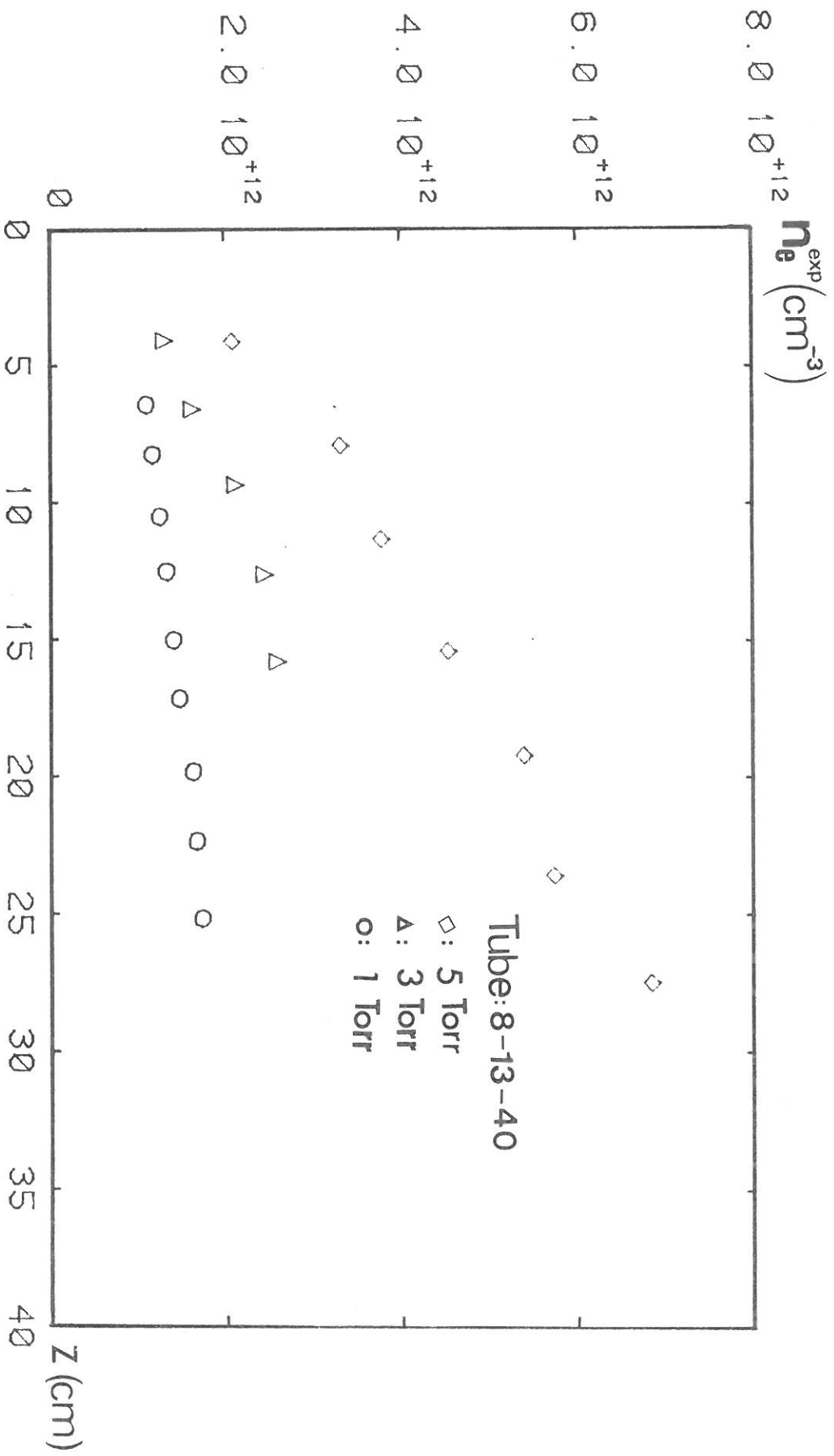


FIG 11,10: PROFILS DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE OBTENUS POUR DES PRESSIONS (1, 3 ET 5 TORR).

2 - DIAGNOSTICS SPECTROSCOPIQUES

La lumière de fluorescence émise par le plasma est analysée au moyen de l'ensemble (monochromateur + photomultiplicateur). On peut enregistrer soit le spectre $I_Z(\lambda)$ de la décharge, obtenu par un balayage en longueur d'onde du monochromateur, la fibre optique étant fixée en une abscisse Z donnée, soit la variation de l'intensité d'une raie $I_\lambda(Z)$ de longueur d'onde fixée λ , le long de la colonne de plasma.

a - Spectre d'une décharge d'Hélium

La figure (II, 11) présente un exemple de spectre d'émission d'une décharge d'Hélium créée par onde de surface, entre 340 nm et 450 nm. Les raies correspondant à des transitions entre les niveaux n^3D et le niveau 2^3P , sont observées pour des valeurs de n comprises entre 3 et 17. Nous en déduisons que les décharges d'Hélium créées par onde de surface permettent d'exciter les niveaux supérieurs de l'atome d'Hélium. En effet sur un spectre d'Hélium obtenu dans les mêmes conditions dans une colonne positive, les raies sont moins intenses, et les transitions (n^3D-2^3P) ne sont observables que pour $n \leq 12$. Le tableau (II, 1) présente quelques transitions auxquelles nous nous intéresserons par la suite.

Nous ferons au quatrième chapitre une étude précise de la variation d'intensité de ces raies d'Hélium selon l'axe de la décharge.

b - Intensité des raies d'Hélium :

Pour l'étude de l'évolution longitudinale de l'intensité des raies d'Hélium nous choisissons parmi les raies observées précédemment, celles qui sont les plus intenses, ainsi nous avons choisi les transitions (n^3D-2^3P) avec $n \leq 12$. Nous verrons plus loin qu'il n'est pas nécessaire de connaître les intensités de raies en valeurs absolues, pour étudier l'intensité des raies en fonction de la densité électronique et de celle des neutres etc...

Cependant pour déterminer la densité des niveaux excités de l'Hélium, il est nécessaire de connaître les intensités des raies en valeur absolue.

Aussi nous avons étalonné l'ensemble (monochromateur + P.M).

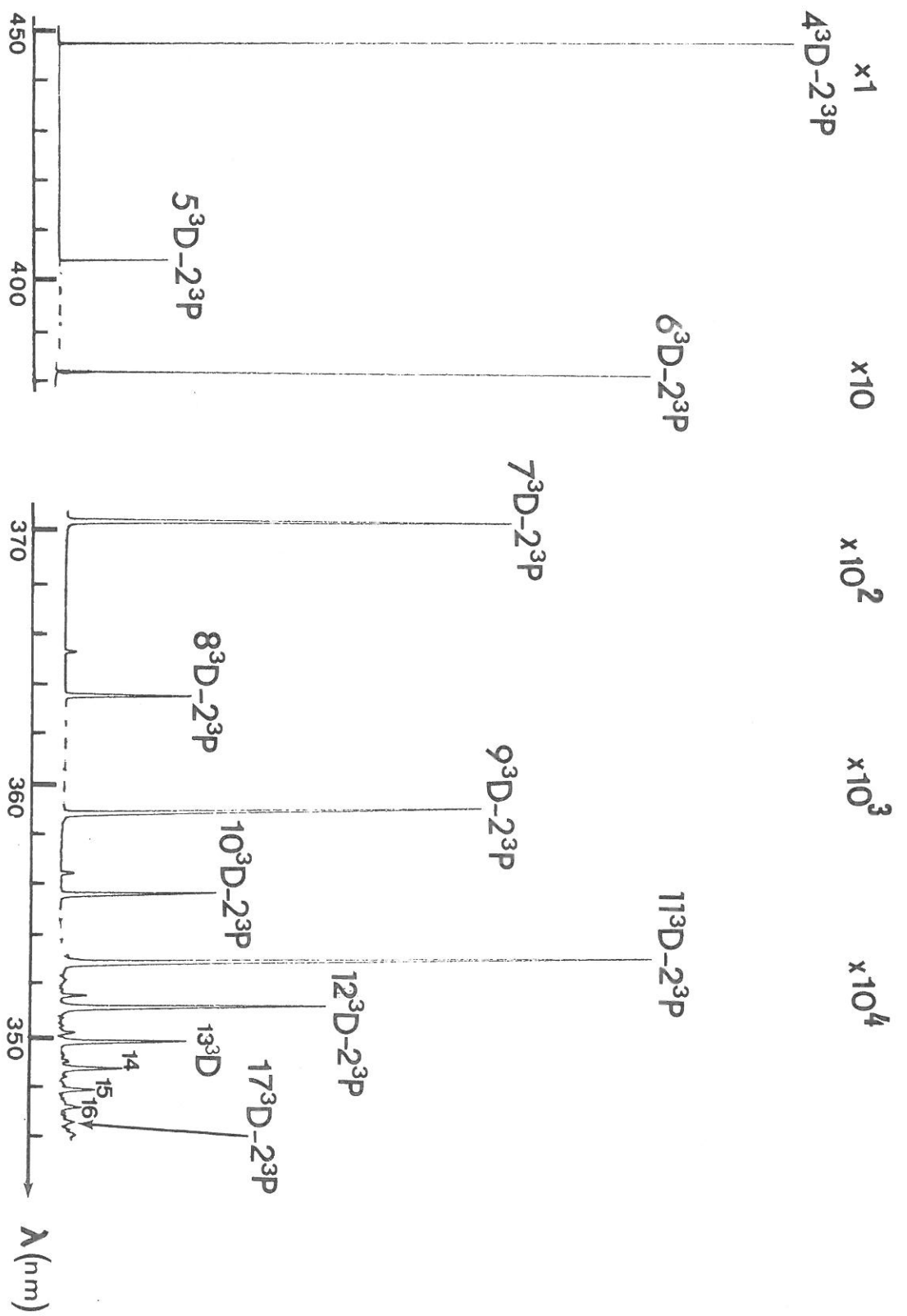


Figure (II, 11) : Intensité relative des raies d'Hélium série ($n^3D - 2^3P$)

TABLEAU II, 1

Raies (nm)	Transitions
706.5	$3^3S - 2^3P$
587.6	$3^3D - 2^3P$
471.32	$4^3S - 2^3P$
447.1	$4^3D - 2^3P$
402.6	$5^3D - 2^3P$
388.9	$3^3P - 2^3S$
381.9	$6^3D - 2^3P$
370.5	$7^3D - 2^3P$
363.42	$8^3D - 2^3P$
358.73	$9^3D - 2^3P$
355.44	$10^3D - 2^3P$
353	$11^3D - 2^3P$
351.25	$12^3D - 2^3P$
349.86	$13^3D - 2^3P$
348.77	$14^3D - 2^3P$
347.9	$15^3D - 2^3P$
347.2	$16^3D - 2^3P$
346.6	$17^3D - 2^3P$
318.77	$4^3P - 2^3S$

c - Réponse du système de détection :

La réponse relative de l'ensemble monochromateur, photomultiplicateur (P.M) en fonction de la longueur d'onde a été déterminée à l'aide d'une source de référence (lampe à ruban de tungstène).

Les mesures ont été faites pour une température du ruban de tungstène de $T_0 = 2466.67$ K (obtenue pour un courant de 16 A) déterminée au moyen d'un pyromètre optique.

L'intensité lumineuse est celle d'un corps gris, c'est-à-dire celle d'un corps noir à la température T_0 corrigée par l'émissivité $\epsilon(\lambda, T_0)$, [16].

$$I_{C.G}(\lambda) = \frac{c}{\lambda^4} \frac{\epsilon(\lambda, T_0)}{\exp \left[\frac{hc}{kT_0 \lambda} \right] - 1} \quad (n\emptyset/cm^2/nm/s) \quad (II, B, 1)$$

où $I_{C.G}$ est l'intensité du corps gris, (nombre de photons ($n\emptyset$) par unité de surface par unité de longueur d'onde et par unité de temps). La figure (II, 12) représente $I_{C.G}$ en fonction de λ .

Le profil expérimental $I_m(\lambda)$ de l'intensité de la lampe à ruban de tungstène, est représenté sur la figure (II, 13) en fonction de la longueur d'onde entre 350 nm et 800 nm. Deux P.M. ont été utilisés, le premier (XP 2212) sensible au bleu a pour bande [300 nm à 650 nm], le deuxième (XP 2013) sensible au rouge et a pour bande [300, 800 nm].

La réponse du système de détection notée $R(\lambda)$ est définie comme le quotient de $I_{C.G}(\lambda)$ (intensité du corps gris) par $I_m(\lambda)$ (en ampère).

$$R(\lambda) = I_{C.G}(\lambda)/I_m(\lambda) \quad (n\emptyset/cm^2/nm/s/A) \quad (II, B, 2)$$

A partir des figures (II, 12) et (II, 13) on obtient la réponse relative du système de détection en fonction de λ , représentée sur la figure (II, 14).

d - Population des états excités :

Maintenant que nous connaissons la réponse du système de détection, nous sommes en mesure de calculer l'intensité des raies en valeurs absolue,

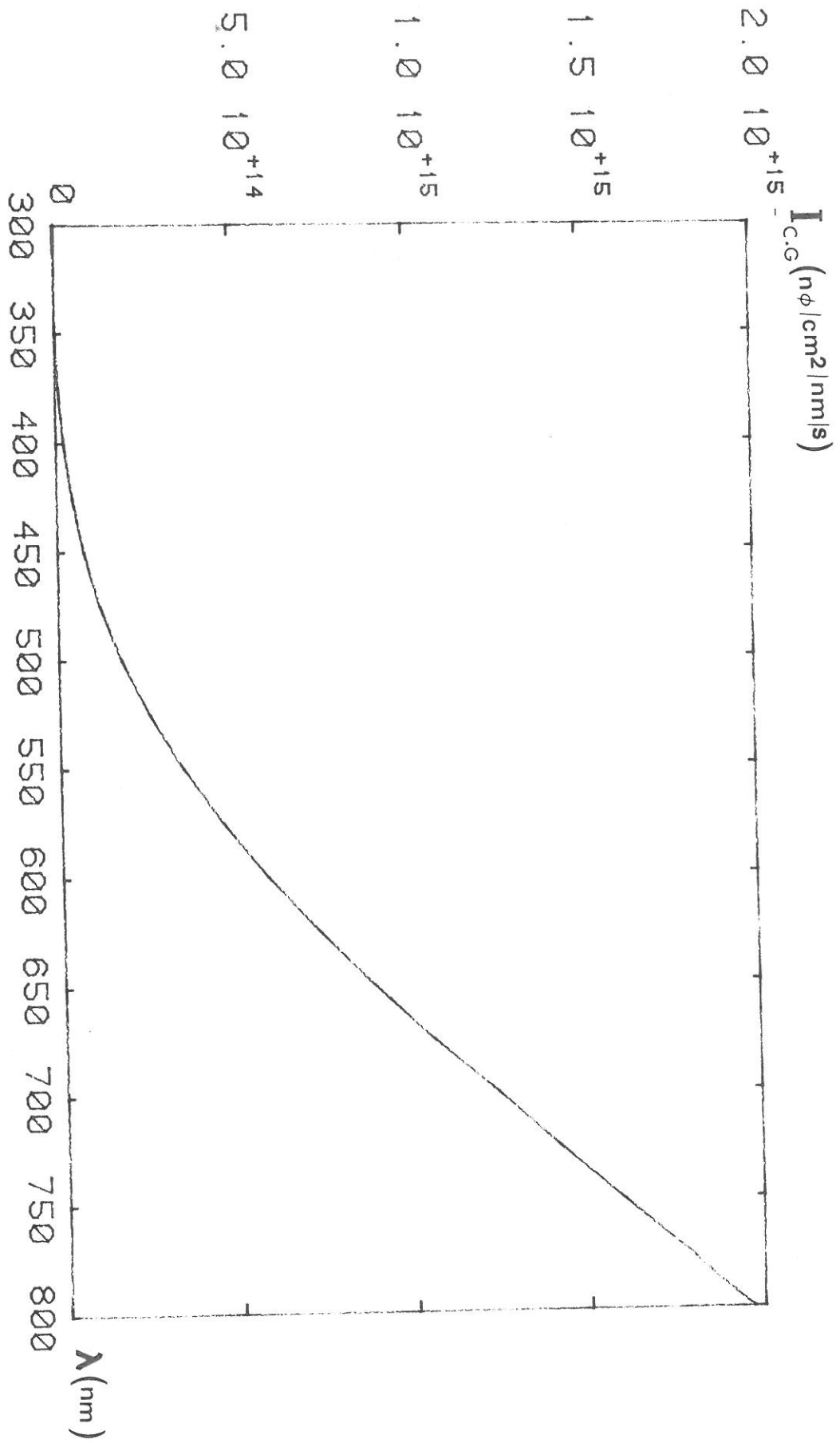


Figure (II, 12) : Intensité du corps gris en fonction de λ .

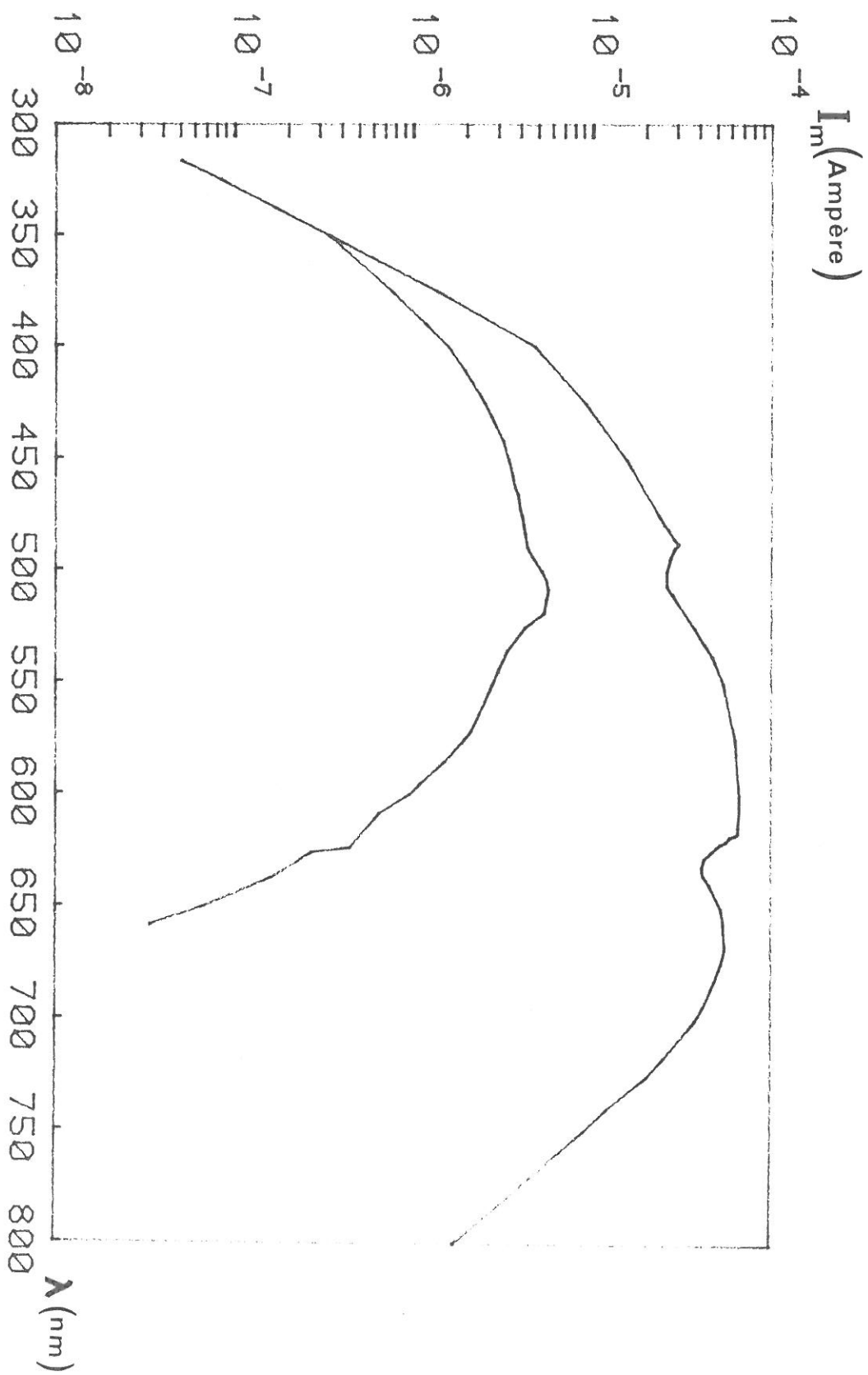


Figure (II, 13) : Profil experimental de l'intensité de la lampe à ruban de tungstène

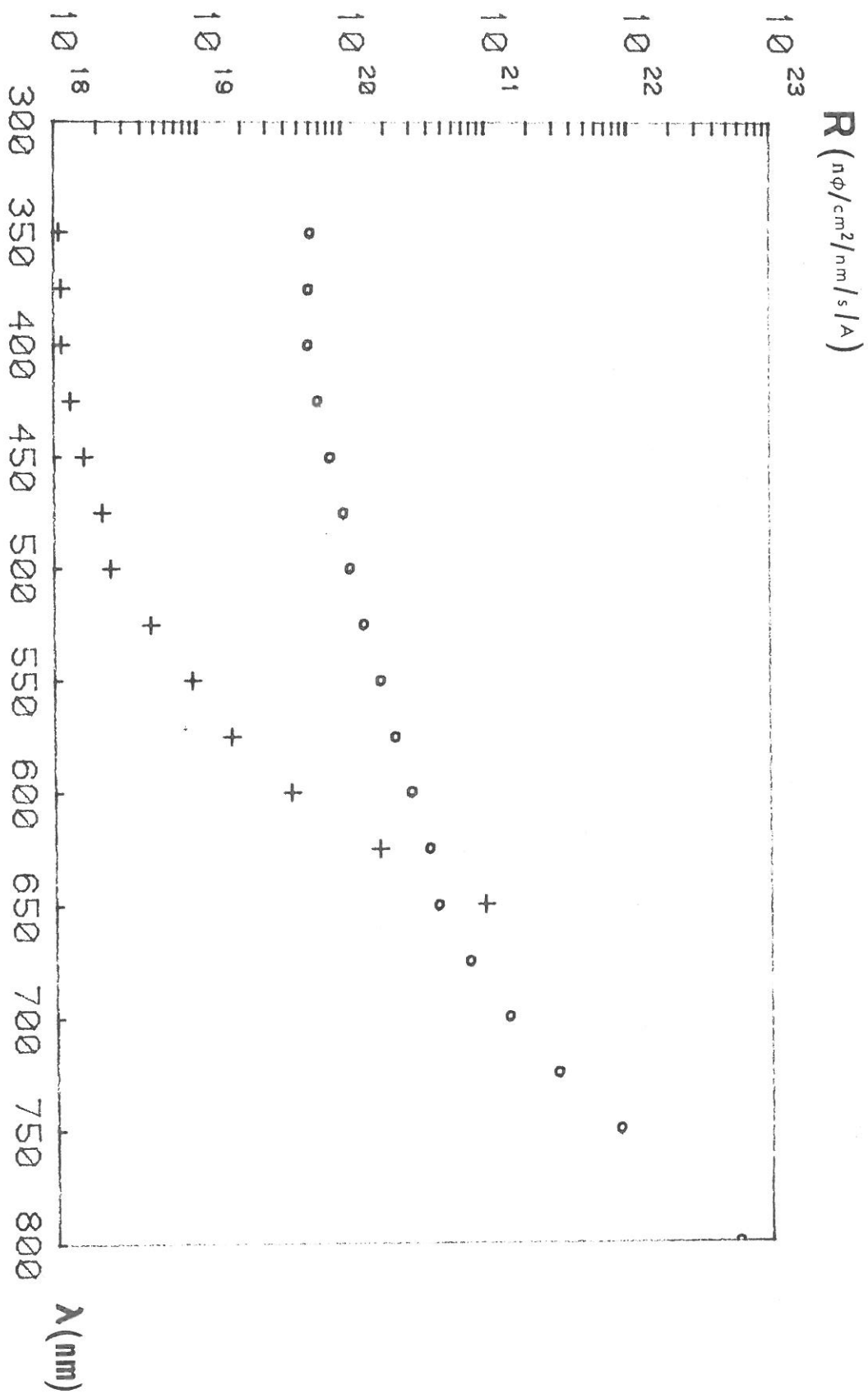


Figure (II, 14) : Réponse du système de détection en fonction de λ .

on a donc.

$$I_{\text{vraie}}^{\text{pl}}(\lambda) = R(\lambda) I_{\text{m}}^{\text{pl}}(\lambda) \quad (\text{II, B, 3})$$

où $I_{\text{m}}^{\text{pl}}(\lambda)$ est l'intensité mesurée expérimentalement, et $I_{\text{vraie}}^{\text{pl}}$ l'intensité en valeur absolue obtenu en multipliant $I_{\text{m}}^{\text{pl}}(\lambda)$ par la réponse du système de détection $R(\lambda)$.

Dans nos conditions expérimentales, le milieu plasma est optiquement mince, l'intensité $I_{\text{vraie},1,k}^{\text{pl}}$ correspondant à une transition entre les niveaux 1 et k, donnée par la relation

$$I_{\text{vraie},1,k}^{\text{pl}} = \frac{1}{4\pi} \times n_1 \times A_{1k} \times 2\alpha \quad (\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1}) \quad (\text{II, B, 4})$$

où A_{1k} est la probabilité de transition de la raie 1k, n_1 est la densité d'atomes du niveau supérieur 1, et 2α le diamètre du tube.

A partir de (II, B, 4) et (II, B, 5) on déduit la densité n_1 .

$$n_1 = \frac{4\pi \times R(\lambda) \times I_{\text{m}}(\lambda)}{A_{1k} \times 2\alpha} \quad (\text{II, B, 5})$$

C - CONCLUSION

Nous avons d'une part précisé les conditions de fonctionnement de la décharge (diamètre du tube, pression, flux de gaz et puissance fournie), d'autre part indiqué les domaines de pression et de puissance concernés par notre étude (50 m Torr à 10 Torr en particulier).

Nous avons également indiqué les moyens de diagnostic dont nous disposons qui permettent de déterminer la distribution axiale des électrons et des grandeurs caractéristiques telles que la fréquence de collision électron-neutre ν , la puissance moyenne de maintien d'une paire d'électron-ion Φ et le champ électrique effectif E_{eff} et les intensités des raies de spectre d'émission de la décharge.

L'exemple de spectre d'émission que nous avons présenté montre bien que le comportement de ces décharges diffère assez sensiblement de celui des décharges classiques (témoins en particulier l'observation (17³D-2³P)

tout à fait inhabituelle). C'est pourquoi notre étude va, dans la suite, se concentrer d'une part sur la détermination des grandeurs caractéristiques de la décharge (en vue d'établir un bilan énergétique dans ces décharges), d'autre part sur l'étude spécifique des transitions n^3D-2^3P dont l'intérêt pour certaines applications laser est évident.

Le chapitre 3 est donc maintenant consacré à la détermination des grandeurs caractéristiques de la décharge et à la modélisation énergétique de celle-ci en suivant une méthode analogue à celle qui a été employée dans l'argon.

CHAPITRE III

RESULTATS ET INTERPRETATION

INTRODUCTION

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé que ν , ϑ et E_{eff} étaient des grandeurs caractéristiques des décharges microondes dans l'argon et qu'elles suivaient des lois de similitude du type $\nu/n_0 = f(n_0 a)$ et $\vartheta/n_0 = f(n_0 a)$.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux relatifs à ces grandeurs dans le cas de l'hélium. Nous devons effectivement vérifier que les décharges dans l'hélium ont un comportement similaire à celui des décharges dans l'argon. En d'autres termes, nous devons vérifier que ν , ϑ et E_{eff} sont des grandeurs qui ne dépendent que des conditions expérimentales de création de la décharge telles que pression et diamètre. Il faudra toutefois tenir compte d'une difficulté supplémentaire due à la nécessité de travailler avec des décharges en flux dans l'hélium. On montrera néanmoins que si les valeurs de ν et de ϑ dans ces conditions sont différentes de celles obtenues en fonctionnement sans flux, ces grandeurs permettent bien de caractériser la décharge.

On examinera ensuite si, dans l'hélium, on peut trouver des lois de similitude (au moins expérimentalement) comme dans le cas de l'argon. Enfin, on effectuera une comparaison des propriétés des décharges microondes dans ces deux gaz.

A - ETUDE DES GRANDEURS (ν , ϑ et E_{eff}) LE LONG DE LA DECHARGE :

Dans ce paragraphe nous allons présenter les résultats de l'étude longitudinale sur des décharges d'hélium, obtenus pour des paramètres,

pression et rayon du tube fixés. On présentera en particulier l'ensemble des résultats obtenus sur une décharge créée dans des conditions typiques à savoir :

P = 3 Torr Tube 8-13-40

1 - ETUDE DES VARIATIONS DE LA PUISSANCE DE MAINTIEN LE LONG DE LA DECHARGE

On considère une décharge d'Hélium de longueur L créée par une puissance microonde P_{inc} . De la courbe de phase expérimentale on peut déduire un profil expérimental de la densité électronique $n_e^{exp}(Z)$. En créant successivement n décharges, correspondant à des puissances incidentes P_{inc}^i ($i=1, \dots, n$), de longueur L_i ($i=1, \dots, n$) on peut mesurer sur chacune de ces décharges un profil $n_e^{exp i}(Z)$ en prenant comme origine $Z=0$ la fin de la colonne de plasma, on constate que tous les profils de densité électronique se superposent. Ceci est illustré par la figure (III, 1) pour trois puissances incidentes $P_1 = 596$ W, $P_2 = 771$ W et $P_3 = 971$ W. On trouve que tous les points expérimentaux sont alignés, ce qui signifie que le profil longitudinal de la densité électronique est indépendant de la puissance incidente (ou de la puissance fournie par le générateur). Nous avons donc exploité cette propriété pour définir et calculer une valeur moyenne de $\bar{\vartheta}$ sur une tranche d'épaisseur ΔZ , située à l'abscisse Z.

A partir de la puissance fournie en fonction de la longueur du plasma (figure (III, 2)) on peut déterminer la puissance absorbée par une tranche ΔZ , à savoir :

$$P_{abs}(Z, \Delta Z) = P_{inc}\left(Z + \frac{\Delta Z}{2}\right) - P_{inc}\left(Z - \frac{\Delta Z}{2}\right) \quad (III, A, 1)$$

comme la puissance absorbée dans cette tranche peut s'écrire (cf chapitre I)

$$P_{abs}(Z, \Delta Z) = \bar{\vartheta} S \int_{\Delta Z} n_e(Z) dZ \quad (III, A, 2)$$

On peut mesurer expérimentalement $\bar{\vartheta}$, en connaissant $n_e^{exp}(Z)$ et $P_{abs}(Z, \Delta Z)$, soit :

$$\bar{\vartheta}^{exp}(Z) = \frac{1}{\pi a^2} \frac{P_{abs}(Z, \Delta Z)}{\int_{Z - \frac{\Delta Z}{2}}^{Z + \frac{\Delta Z}{2}} n_e^{exp}(\eta) d\eta} \quad (III, A, 3)$$

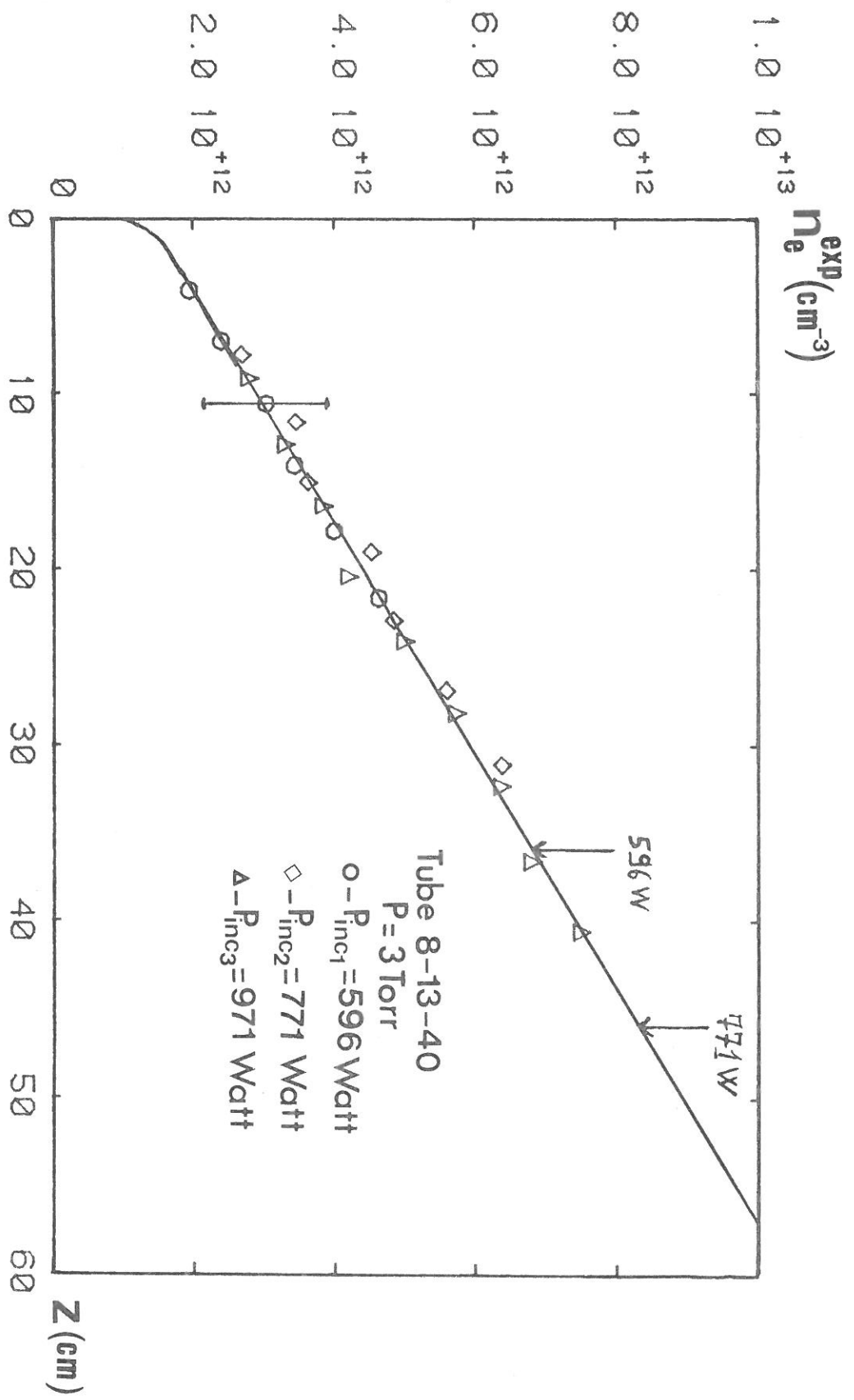


FIG III.1: INVARIANCE DU PROFIL DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE POUR DES PUISSANCES INCIDENTES DIFFÉRENTES.

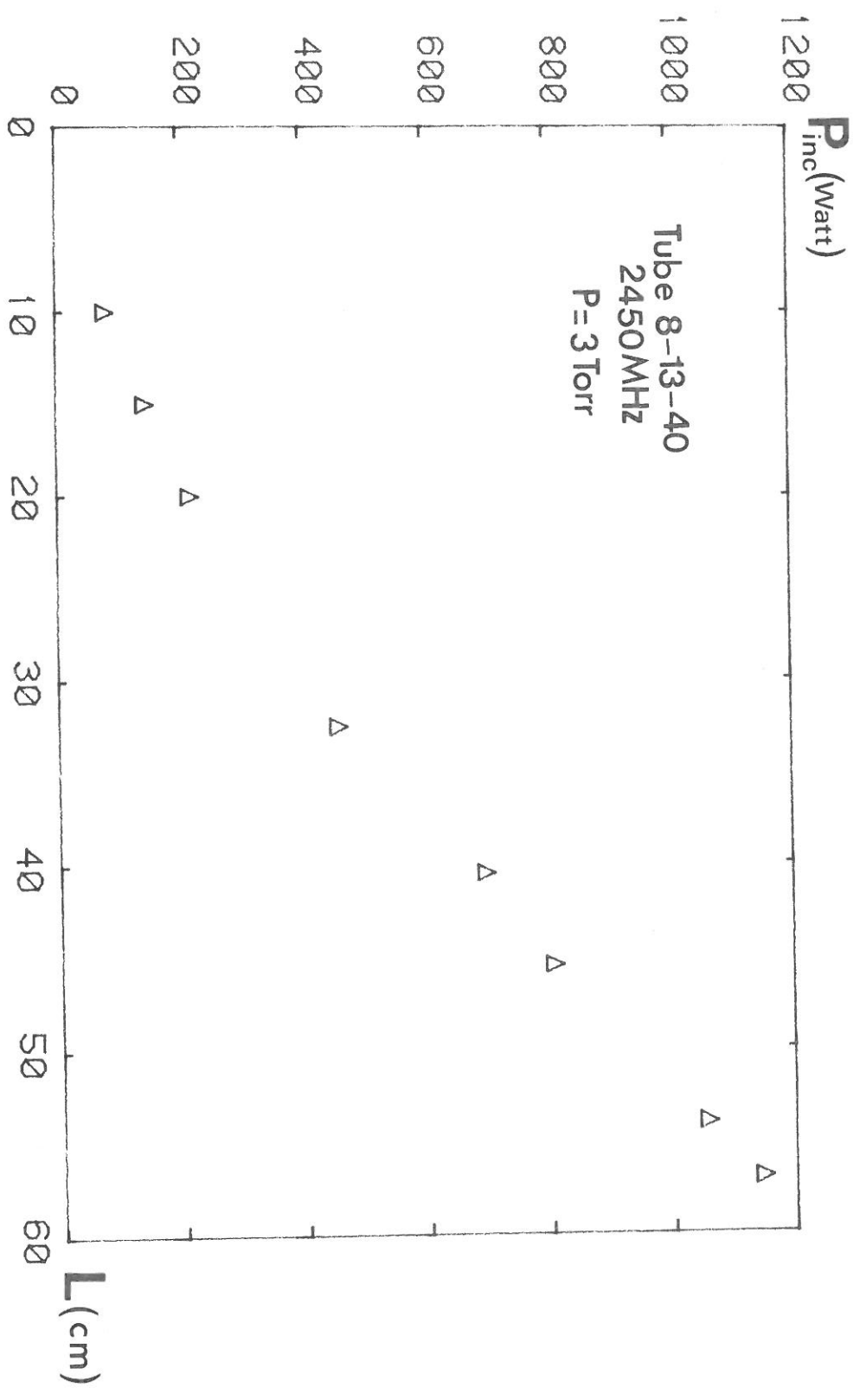


FIG III,2: PUISSANCES INCIDENTES EN FONCTION DE LA LONGUEUR DU PLASMA.

En effet l'intégrale $\int_{Z-\frac{\Delta Z}{2}}^{Z+\frac{\Delta Z}{2}} n_e^{\text{exp}}(\eta) d\eta$ est donnée par l'aire des différentes "tranches" 1, 2, 3..... et $\Pi a^2 \int_{Z-\frac{\Delta Z}{2}}^{Z+\frac{\Delta Z}{2}} n_e^{\text{exp}}(\eta) d\eta$, représente la population totale des électrons de la tranche. Le principe du calcul de $\bar{\nu}$ est schématisé sur la figure (III, 3).

La figure (III, 4) représente les variations de $\bar{\nu}$ en fonction de Z .

A partir de cette figure, on peut donc conclure que $\bar{\nu}$ peut être considéré comme constante le long de la décharge avec une précision d'environ 25 %. $\bar{\nu}$ est par conséquent indépendante de la puissance absorbée dans une tranche, et donc de celle fournie par le générateur. C'est donc une caractéristique de la décharge (pour un tube donné et une pression fixée).

2 - DETERMINATION DE LA FREQUENCE DE COLLISION ELECTRONS-NEUTRES ν :

On a vu au paragraphe (II-b Chap. I), que l'on pouvait calculer des profils théoriques de densité électronique $n_e^{\text{th}}(Z)$ en faisant l'hypothèse $\nu = \text{constante}$ le long de la décharge.

Ces profils théoriques $n_e^{\text{th}}(Z)$ sont calculés pour différentes valeurs de ν et sont comparés au profil expérimental $n_e^{\text{exp}}(Z)$.

La valeur de ν est celle qui correspond au profil théorique $n_{e\nu_0}^{\text{th}}(Z)$ qui donne le moindre écart avec les points expérimentaux $n_e^{\text{exp}}(Z)$.

Cette méthode est illustrée sur la figure (III, 5).

La valeur de ν est ainsi déterminée avec une incertitude relative de 10 %. Quelle que soit la puissance fournie, le profil obtenu avec $\nu = \text{constante}$ coïncide bien avec le profil expérimental sur toute la longueur de la colonne de plasma.

L'hypothèse ν constante le long de la décharge est ainsi justifiée et on peut donc considérer que ν est une caractéristique de la décharge.

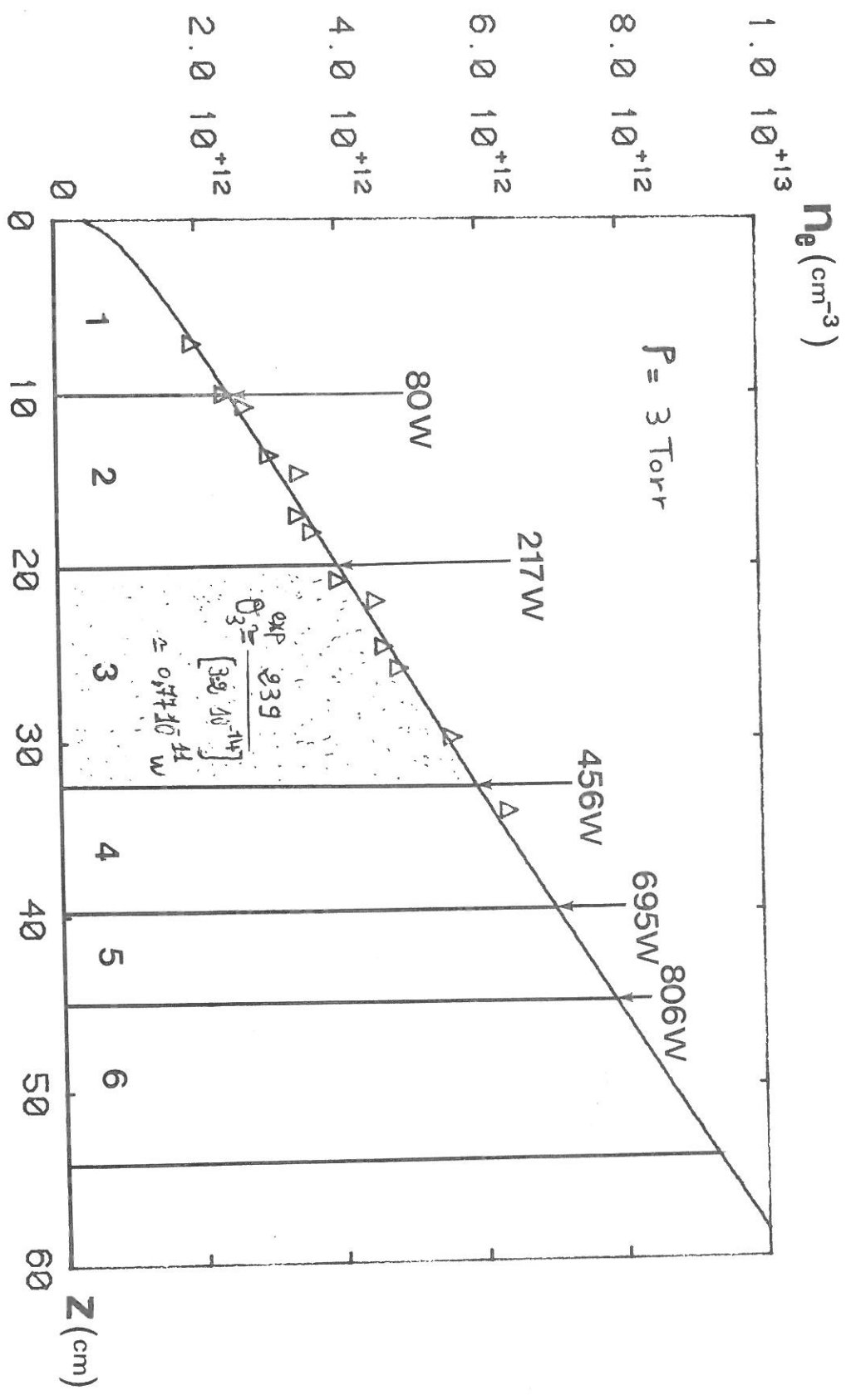


FIG III,3: PRINCIPE DU CALCUL DE θ

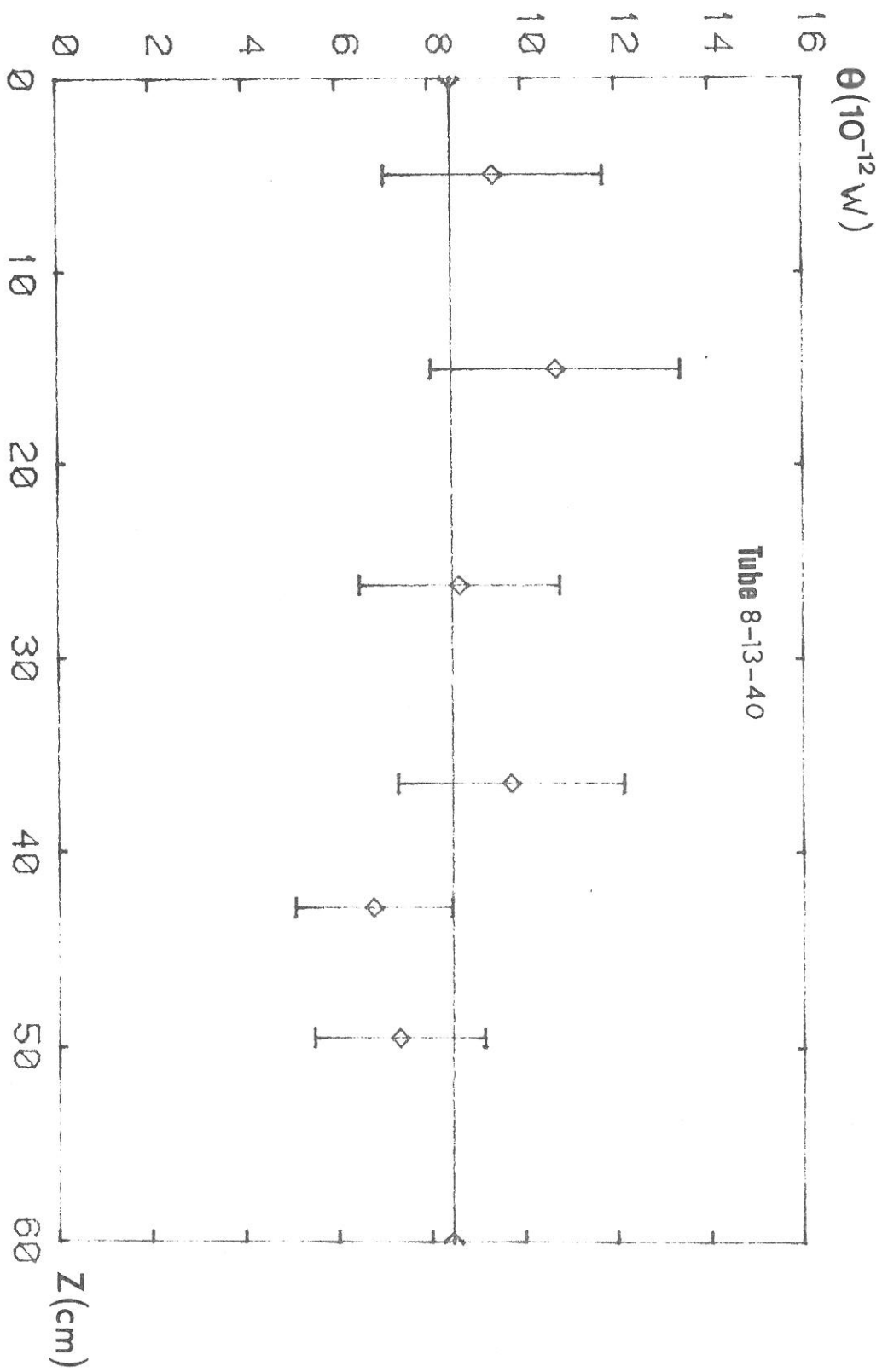


FIG III,4: VARIATION DE LA PUISSANCE DE MAINTIEN EN FONCTION DE Z.

COURBE DE PHASE
EXPERIMENTALE

SOLUTION DE L'EQUATION
DE DISPERSION ($\nu \ll \omega$)

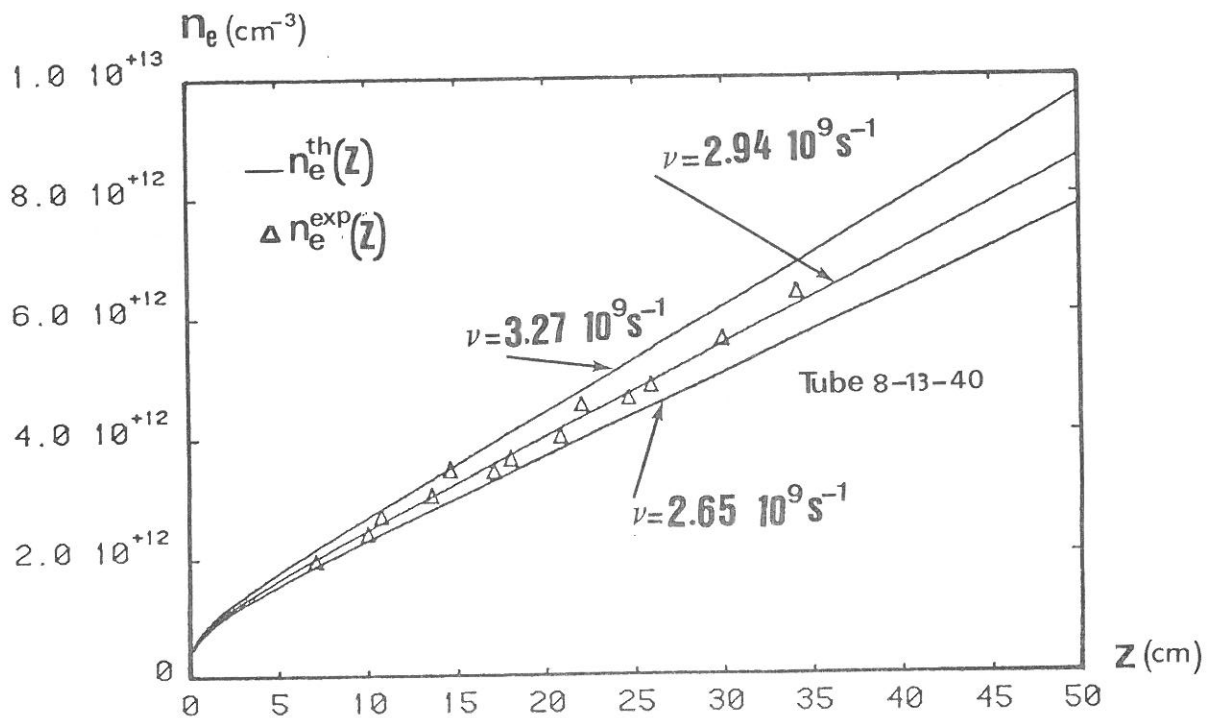
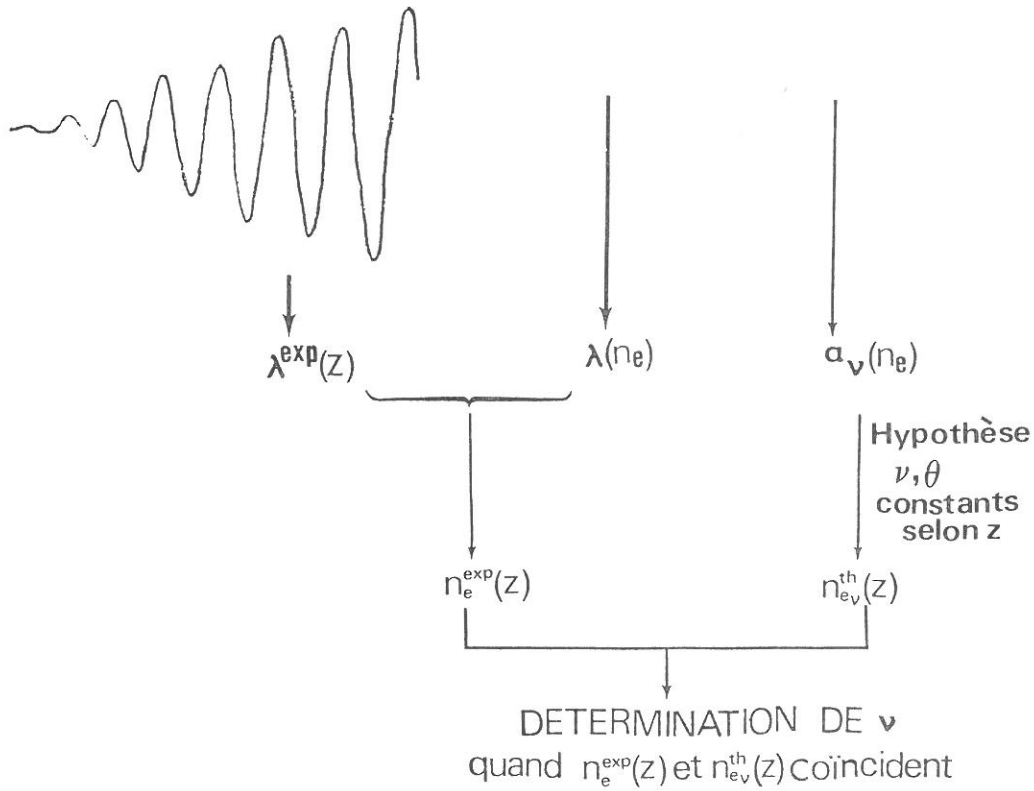


FIG III,5: SCHÉMA DU PRINCIPE DE LA DÉTERMINATION DE LA FRÉQUENCE DE COLLISION ÉLECTRONS-NEUTRES ν

3 - CHAMP EFFECTIF DE MAINTIEN DE LA DECHARGE :

A partir de la relation $E_{\text{eff}}^2 = \frac{m}{v^2} v \cdot \vartheta$ (I-B-6 Chap. I) et sachant que v et ϑ sont des caractéristiques de la décharge, nous pouvons conclure que E_{eff} est également une caractéristique de la décharge, c'est-à-dire constant le long de la décharge à environ 20 % près. Ainsi donc, dans la limite de nos conditions expérimentales les grandeurs ϑ , v et E_{eff} sont des caractéristiques propres à la décharge. Par la suite, nous nous attachons donc à l'étude de ces grandeurs en fonction des paramètres de la décharge. Comme dans notre cas la pulsation excitatrice est fixée, ces paramètres sont réduits à la pression et au rayon du tube.

B - INFLUENCE DE LA PRESSION SUR v ET ϑ .

Nous nous intéressons dans ce paragraphe à l'évolution de v et ϑ avec la densité de neutre n_0 . Notons d'abord que du point de vue expérimental, on mesure directement la pression et non la densité de neutre. C'est pourquoi, nous avons choisi de représenter v et ϑ en fonction de la pression, sur une décharge d'hélium, dans un tube 8-13-40.

Les figures (III, 6) et (III, 7) présentent respectivement les valeurs de v et ϑ obtenues dans une gamme de pressions comprises entre 50 m Torr et 5 Torr.

Ainsi, comme on s'y attendait, v est une fonction croissante de la pression. En effet, v est proportionnelle à n_0 car $v = n_0 \langle \sigma v_e \rangle$ où σ est la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les électrons. Elle est pratiquement indépendante de v_e dans l'Hélium et vaut $\sigma \sim 5.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. On peut donc écrire $v = n_0 \sigma \langle v_e \rangle$ où $\langle v_e \rangle$ est la vitesse électronique moyenne proportionnelle à $\sqrt{T_e}$, T_e étant la température électronique.

Contrairement à v , ϑ est une fonction décroissante de la pression. Ceci s'explique aisément en étudiant les processus de perte des électrons. A basse pression les électrons sont détruits par diffusion ambipolaire, puis recombinaison sur les parois. Le coefficient de diffusion ambipolaire s'écrit $D_a \sim D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right)$, où T_i , D_i sont respectivement la température ionique et le coefficient de diffusion libre des ions.

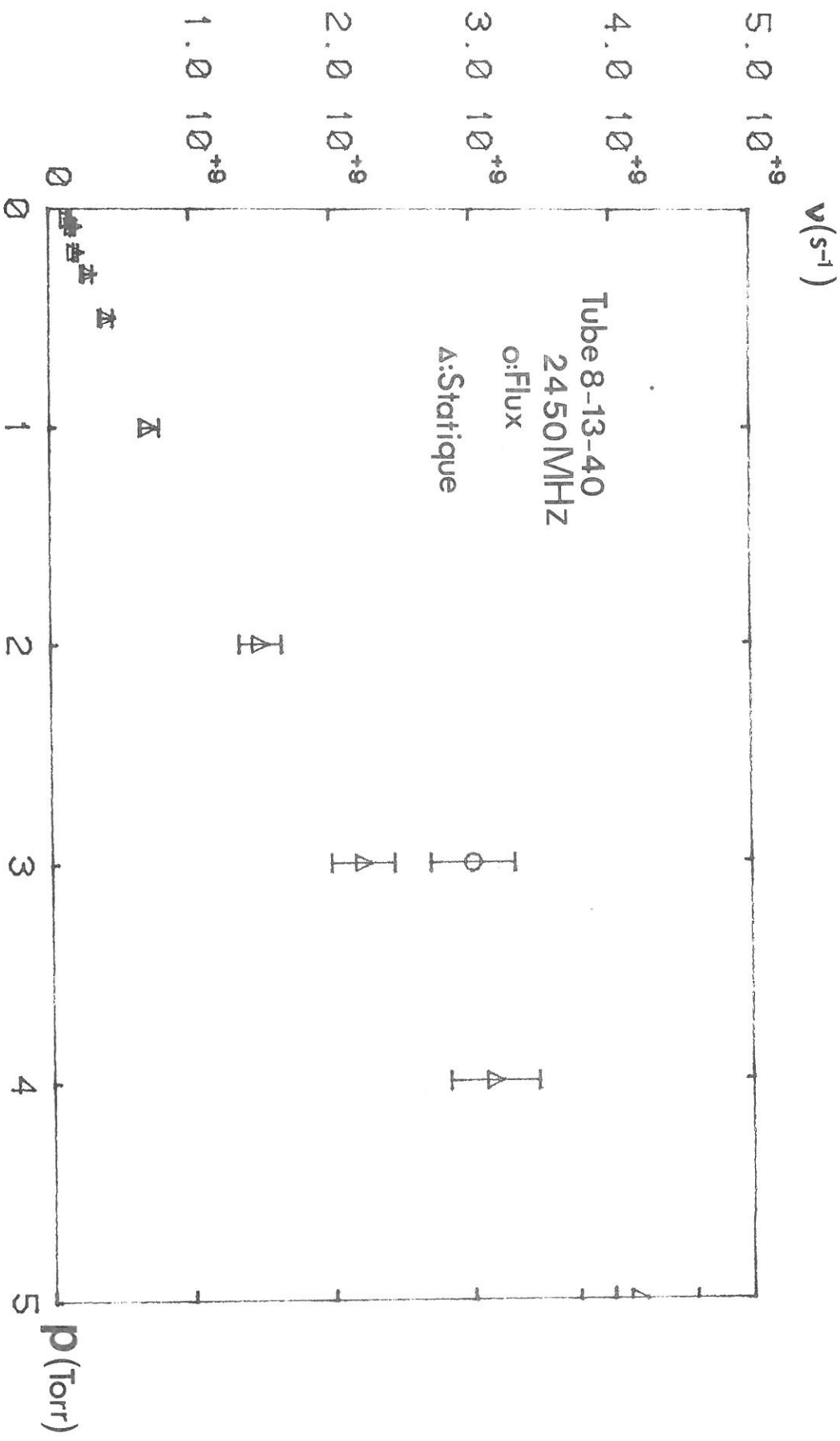


FIG III,6: VARIATIONS DE LA FRÉQUENCE DE COLLISIONS ν AVEC LA PRESSION (INFLUENCE DU FLUX)

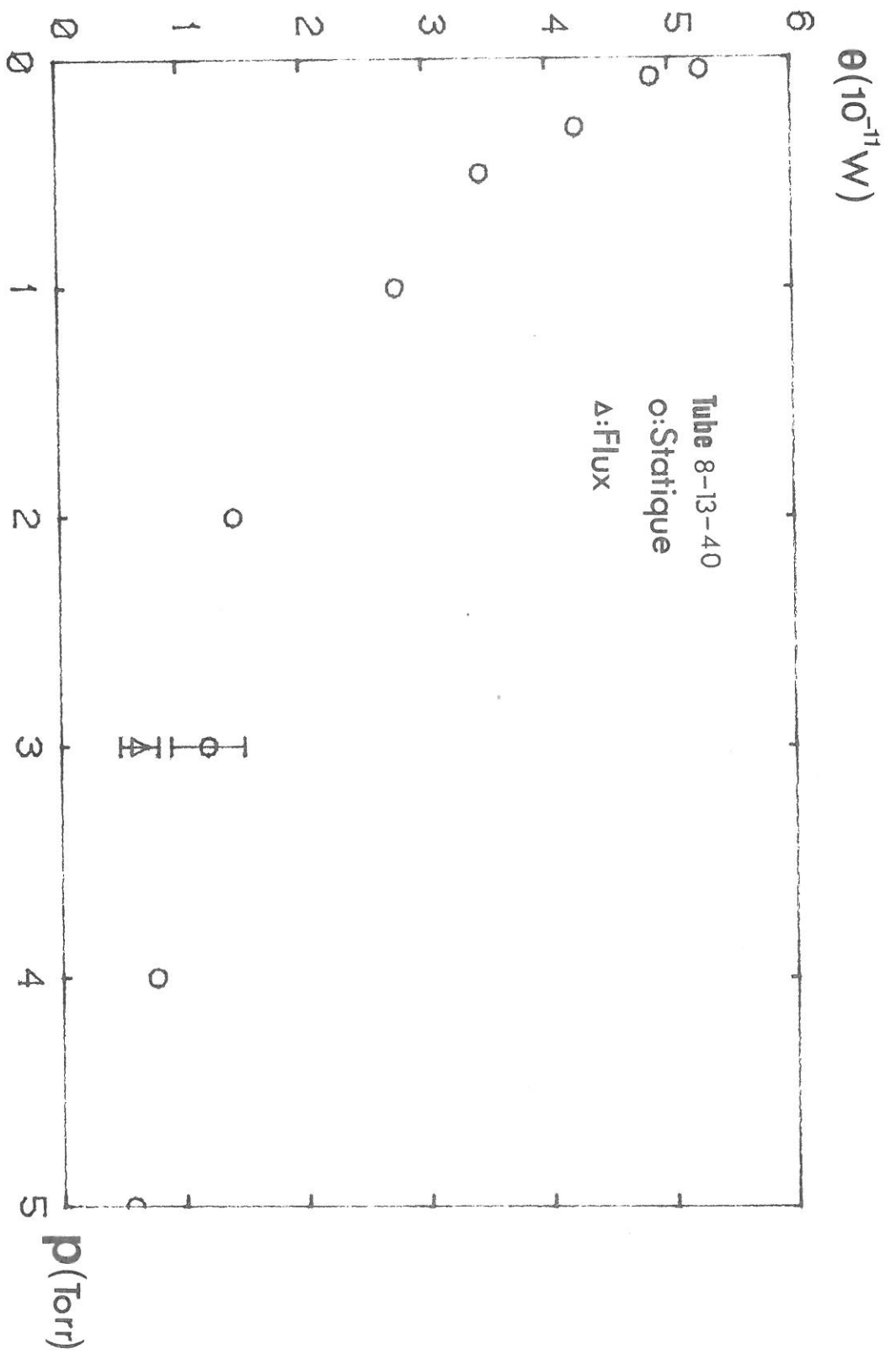


FIG III,7: VARIATIONS DE LA PUISSANCE DE MAINTIEN ○ AVEC LA PRESSION (INFLUENCE DU FLUX)

En supposant que la température est pratiquement égale à celle des neutres on a : $D_i \approx \frac{kT_0}{m_i v_{i0}}$, avec $v_{i0} = n_0 \langle \sigma_{i0} v_i \rangle$, v_i , σ_{i0} sont respectivement la vitesse des ions, et la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les ions. Ainsi, lorsque la pression augmente, D_a diminue si on admet que le gaz suit la loi des gaz parfait. Il faut par conséquent moins d'énergie pour compenser les pertes par diffusion ambipolaire, d'où la décroissance de ϕ avec la densité des neutres.

C - COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE FONCTIONNANT EN STATIQUE ET EN FLUX

Comme nous l'avons vu au chapitre II, nous avons travaillé sur des décharges d'hélium sans flux dans un premier temps puis avec un léger flux, destiné à éviter les problèmes d'échauffement du tube.

Le but du présent paragraphe est de déterminer dans quelle mesure et dans quel sens un faible flux peut modifier les grandeurs v et ϕ . Pour cela nous comparons d'abord les résultats concernant les valeurs de ϕ et v obtenues sur une décharge d'hélium à 3 Torr, créée dans un tube 8-13-40 et fonctionnant avec ou sans flux. Nous donnons ensuite une interprétation des écarts observés.

1 - COMPARAISON FLUX-STATIQUE

Pour faire la comparaison des fonctionnements en flux et en statique nous considérons un exemple précis de décharge, représentatif des résultats obtenus.

La décharge en flux que nous étudions est créée dans les conditions suivantes (cf paragraphe II-1)

$$\text{Débit } Q = 18.17 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$\text{Pression amont } P(0) = 4 \text{ Torr}$$

$$\text{Pression aval } P(D) = 2 \text{ Torr}$$

$$\text{Pression moyenne dans la décharge } P(L_{PL}/2) = 3 \text{ Torr}$$

D'autre part la décharge statique avec laquelle nous effectuons la comparaison a été produite à une pression égale à 3 Torr et notée P_S .

Nous présentons sous forme de tableau les résultats bruts obtenus, expérimentalement pour ν et ϑ :

	$\nu(\text{s}^{-1})$	ϑ (Watt)
Flux	$2.94 \cdot 10^9$	$6.47 \cdot 10^{-12}$
statique	$2.22 \cdot 10^9$	$13.4 \cdot 10^{-12}$

On constate donc que la fréquence de collision effective obtenue en flux est supérieure à celle obtenue en statique. Par contre la valeur de ϑ obtenue en statique est supérieure à celle obtenue en flux. Nous allons tenter maintenant d'expliquer ces différences.

2 - INTERPRETATION

Nous avons montré au début de ce chapitre (cf sections A-1 et A-2) que ν et ϑ étaient des caractéristiques de la décharge, c'est-à-dire qu'elles dépendaient de la densité des neutres n_0 . Donc, seule une variation de n_0 entre les expériences en flux et en statique peut expliquer les écarts observés sur ν et ϑ . Cette variation de n_0 peut être produite soit par une variation de la pression, soit à une variation de la température T_0 des neutres.

a) Influence de la pression:

Dans un premier temps, examinons si l'écart observé entre les valeurs de ν et ϑ en statique et celles de ν et ϑ en flux peut s'expliquer par le gradient de pression qui existe le long de la décharge. Est-il en particulier possible de trouver le long de la décharge une valeur de la pression conduisant à une valeur de ν en flux (respectivement ϑ) qui serait égale à celle de ν en statique (respectivement ϑ) ce qui signifierait que le choix de la pression moyenne au milieu de la décharge n'est pas le bon. Pour cette raison nous avons calculé les valeurs de la pression au début et à la fin de la colonne de plasma puis, à partir des courbes (III, 6) et (III, 7) nous avons déduit les valeurs de ν et ϑ correspondantes.

Nous trouvons ainsi les valeurs suivantes :

Pression en Torr	$\nu(s^{-1})$	$\vartheta(\text{Watt})$
$P_{\text{BOUT}} = 3.51$	$2.67 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^{-12}$
$P_S = 3$	$2.22 \cdot 10^9$	$10.8 \cdot 10^{-12}$
$P_{\text{GAP}} = 2.58$	$1.88 \cdot 10^9$	$12.4 \cdot 10^{-12}$
$Pf(L_{\text{PL.}/2}) = 3$	$2.94 \cdot 10^9$	$6.44 \cdot 10^{-12}$

on voit donc sur ce tableau que, même en prenant les cas limites, nous trouvons que $\nu_{\text{flux}} > \nu_{\text{Bout}}$ et $\vartheta_{\text{flux}} < \vartheta_{\text{GAP}}$.

Il n'y a donc aucune valeur de la pression, en quelque point de la décharge que ce soit, qui permette de trouver des valeurs de ν et ϑ égales à ν_S et ϑ_S . Par conséquent le gradient de pression n'explique pas l'écart observé.

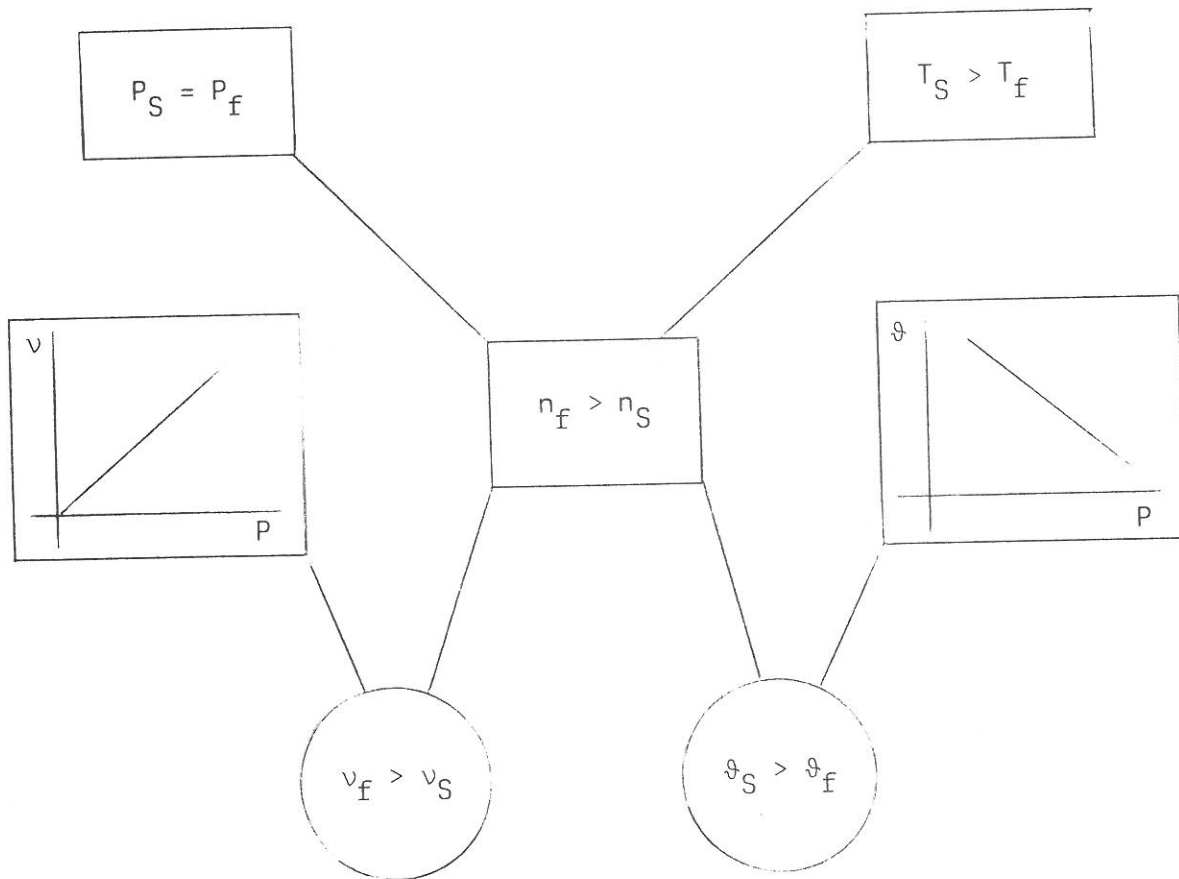
b - Influence de la température des neutres

A une pression p donnée, la température des neutres est plus élevée en statique qu'en flux ($T_S > T_f$), ce qui correspond à une densité des neutres plus faible en statique qu'en flux. En admettant effectivement la loi des gaz parfaits, on trouve à une même pression que $n_S T_S = n_f T_f$, c'est-à-dire $n_f > n_S$.

Comme nous avons vu au paragraphe B, que la fréquence de collision ν , croît avec la densité des neutres n_0 . On conçoit bien que les valeurs de ν obtenues en flux soient supérieures à celles observées en statique. A l'inverse, nous avons trouvé que ϑ décroît avec n_0 , il est donc normal qu'on trouve $\vartheta_S > \vartheta_f$.

La variation de température des neutres entre une décharge statique et une décharge en flux permet de comprendre, d'une part qu'il y ait une différence entre les valeurs statiques et en flux de ν et ϑ , d'autre part le sens des variations de ϑ et ν . Nous résumons la situation sur le schéma suivant :

Comparaison entre flux et statique



Il nous resterait à déterminer si les écarts de température $T_s - T_f$ permettent de rendre compte quantitativement (au moins en ordre de grandeur) des variations de ϑ et v . En fait, nous suivons la démarche inverse consistant, à partir des figures (III, 6) et (III, 7), à déterminer les écarts de température $T_s - T_f$ déduits des variations de v ou de ϑ et à examiner si les ordres de grandeurs obtenus sont ou non réalistes.

c - Détermination approchée de l'écart de température entre le flux et le statique

En faisant l'hypothèse que v et ϑ dépendent uniquement de la densité de neutres n_0 on peut estimer la variation relative de température entre deux décharges en flux et en statique, d'après les résultats expérimentaux obtenus sur v et sur ϑ .

En effet, pour une densité de neutres donnée n on a

$$P_S = nkT_S$$

$$P_f = nkT_f$$

ou encore
$$\frac{P_S - P_f}{P_f} = \frac{T_S - T_f}{T_f}$$

Dans l'exemple précédemment étudié on obtient :

- d'après les résultats sur v (cf Fig. III, 6)

$$\frac{T_S - T_f}{T_f} = 27 \% \quad \text{ou} \quad T_S = 1.27 T_f$$

- d'après les résultats sur ϑ (cf Fig. III, 7)

$$\frac{T_S - T_f}{T_f} = 40 \% \quad \text{ou} \quad T_S = 1.4 T_f$$

Ces résultats donnent un ordre de grandeur de la variation relative de la température entre les décharges créées en flux ou en statique qui paraît acceptable.

D - INFLUENCE DU DIAMETRE DU TUBE SUR LES CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE

Nous montrons sur les figures (III, 8) et (III, 9) les résultats obtenus pour trois tubes de rayons respectifs $a = 2.5$ mm, 4 mm et 8 mm.

On peut constater sur la figure (III, 8), comme prévu que dans le tube 8-13-40, les valeurs de la fréquence de collision effective obtenues en flux sont supérieures à celles obtenues en statique, ce qui confirme bien les remarques faites au paragraphe (C - 1). Par contre, compte tenu des barres d'erreurs et des valeurs assez différentes de la température des neutres avec le diamètre du tube, on ne peut rien conclure quant à l'influence du diamètre de la décharge sur v .

Cependant pour ϑ , on observe sur la figure (III, 9) une nette variation en fonction du rayon du tube. Ainsi pour une pression donnée ϑ est d'autant plus grande que le rayon du tube est petit.

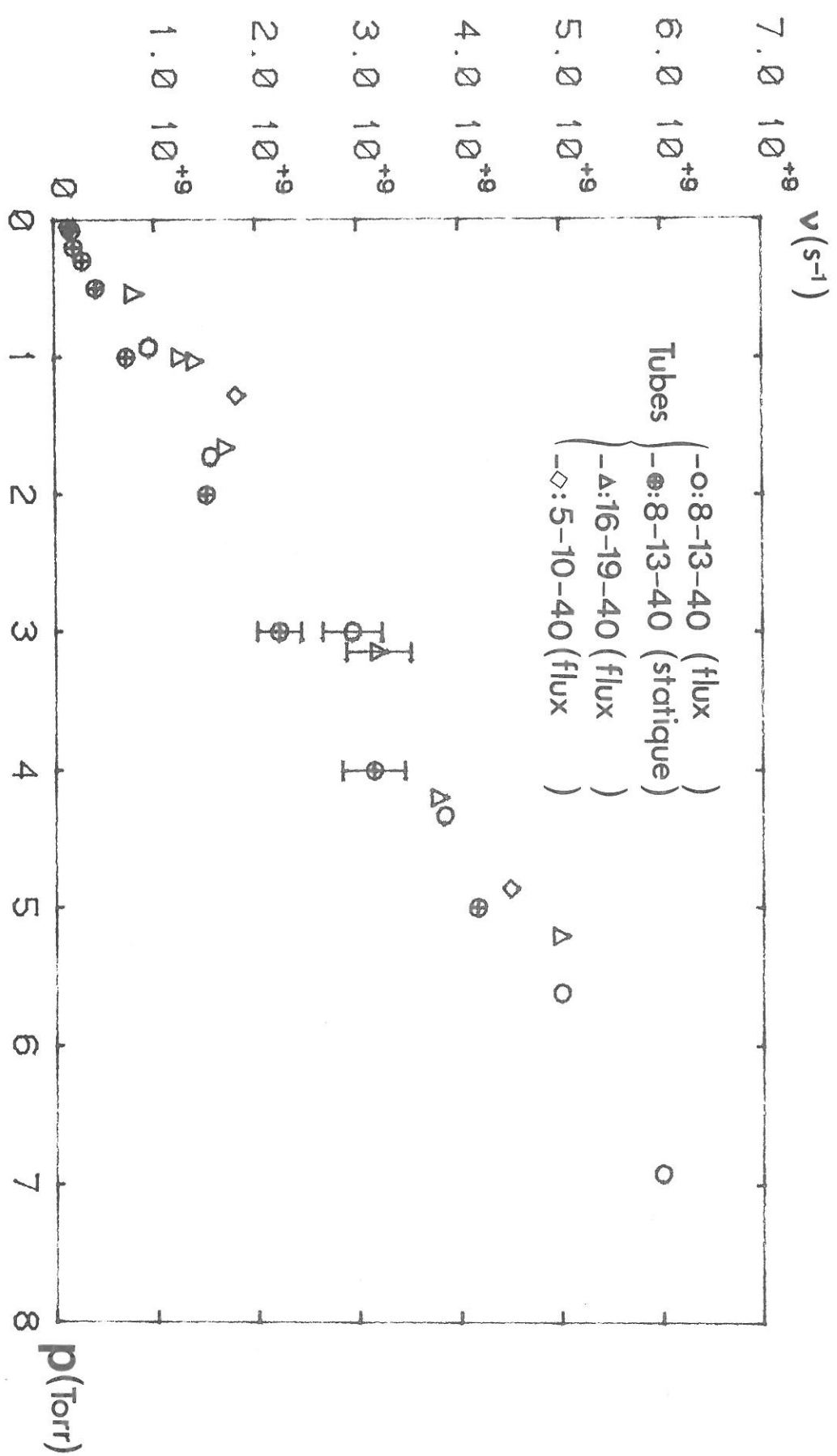


FIG III,8: FRÉQUENCE DE COLLISIONS EN FONCTION DE LA PRESSION.
 PARAMÈTRE: DIAMÈTRE DU TUBE A

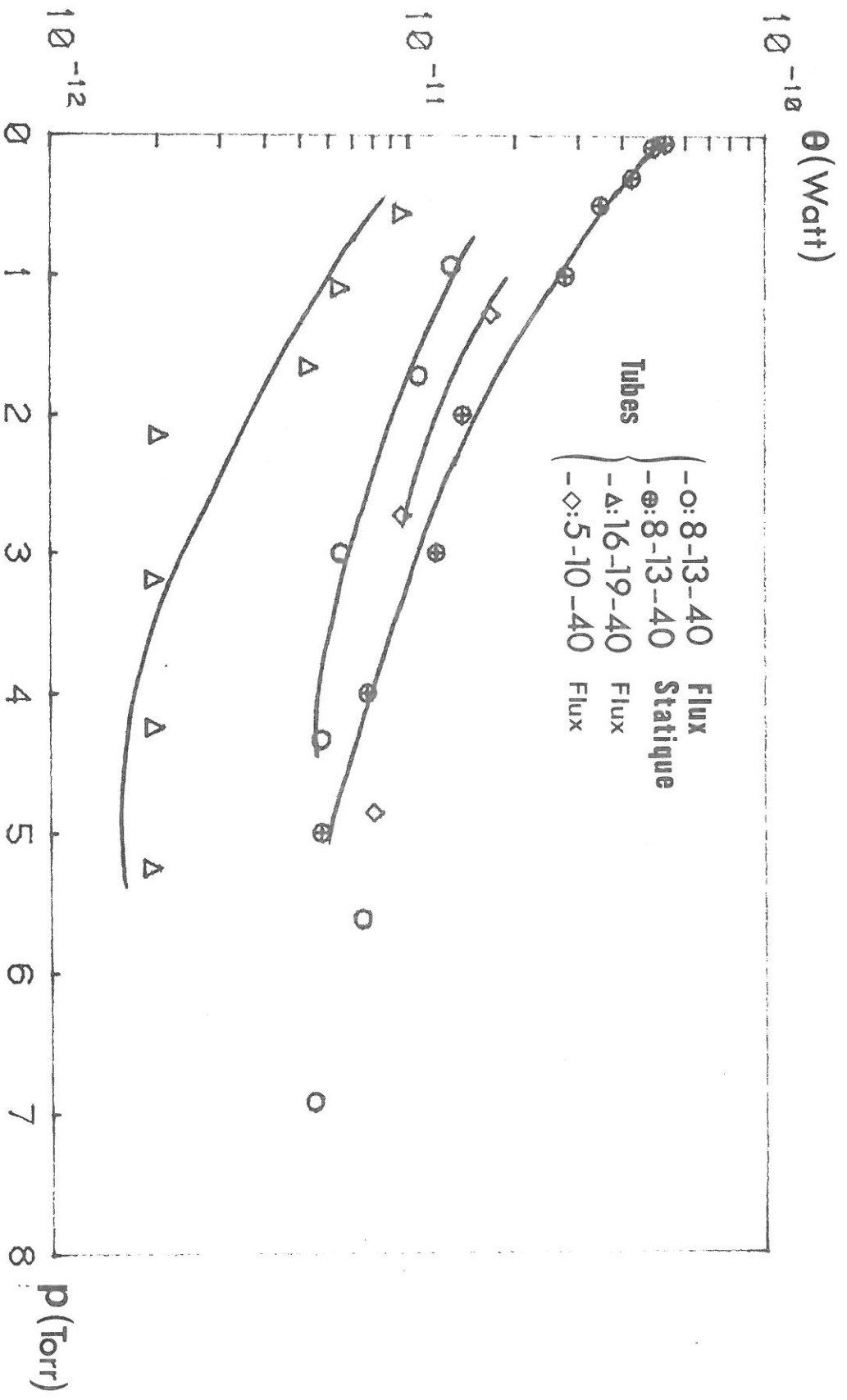


FIG III,9: PUISSANCE DE MAINTIEN Θ EN FONCTION DE LA PRESSION
 PARAMÈTRE: DIAMÈTRE DU TUBE

Ce résultat est à relier au phénomène de diffusion. En effet, les pertes par diffusion ambipolaires sont d'autant plus importantes que le rayon du tube est faible.

Il en résulte que ϑ doit être plus grande pour compenser les pertes. ϑ qui représente l'énergie cédée par unité de temps et par électron au plasma, doit être plus grand.

Avant de comparer les caractéristiques des décharges dans l'hélium et l'argon, il paraît intéressant de faire le bilan des résultats concernant l'évolution des caractéristiques de la décharge dans l'hélium en faisant une approche semblable à celle qui a été suivie dans l'argon.

E - BILAN DES RESULTATS DANS L'HELIUM

Notre étude qui utilise la **méthodologie** employée dans le cas de l'argon, nous a permis de montrer que ν, ϑ et E_{eff} étaient bien des caractéristiques de la décharge microonde dans l'hélium, or pour l'argon on a montré que ces mêmes caractéristiques ν, ϑ et E_{eff} vérifiaient des lois de similitudes approchées du type :

$$(\nu \text{ ou } \vartheta \text{ ou } E_{\text{eff}})/n_0 = f(n_0 \cdot a)$$

(n_0 densité de neutres et a rayon du plasma)

Il faut donc examiner si, dans le cas de l'hélium, ces caractéristiques obéissent, aussi à des lois de similitude. Comme nous l'avons déjà indiqué expérimentalement on mesure la pression du gaz et non la densité des neutres. Nous présentons donc nos résultats sous la forme $\nu/p = f(pa)$, $\vartheta/p = f(pa)$ sur les figures (III, 10) et (III, 11).

On constate, sur ces figures, que ϑ suit bien une loi de similitude alors que, pour ν , la dispersion des points ne permet pas de conclure immédiatement. Pour ϑ , en effet, l'ensemble des points expérimentaux, $\vartheta/p = f(pa)$, compte tenu des incertitudes de mesure, se situe bien sur une même courbe. Pour ν , la dispersion observée peut toutefois s'expliquer si on remarque que l'on a reporté les valeurs de ν/p en fonction de (pa) et non celles de ν/n_0 en fonction de $n_0 a$ comme dans l'argon. En effet la pression est proportionnelle à n_0 et à la température des neutres T_0 .

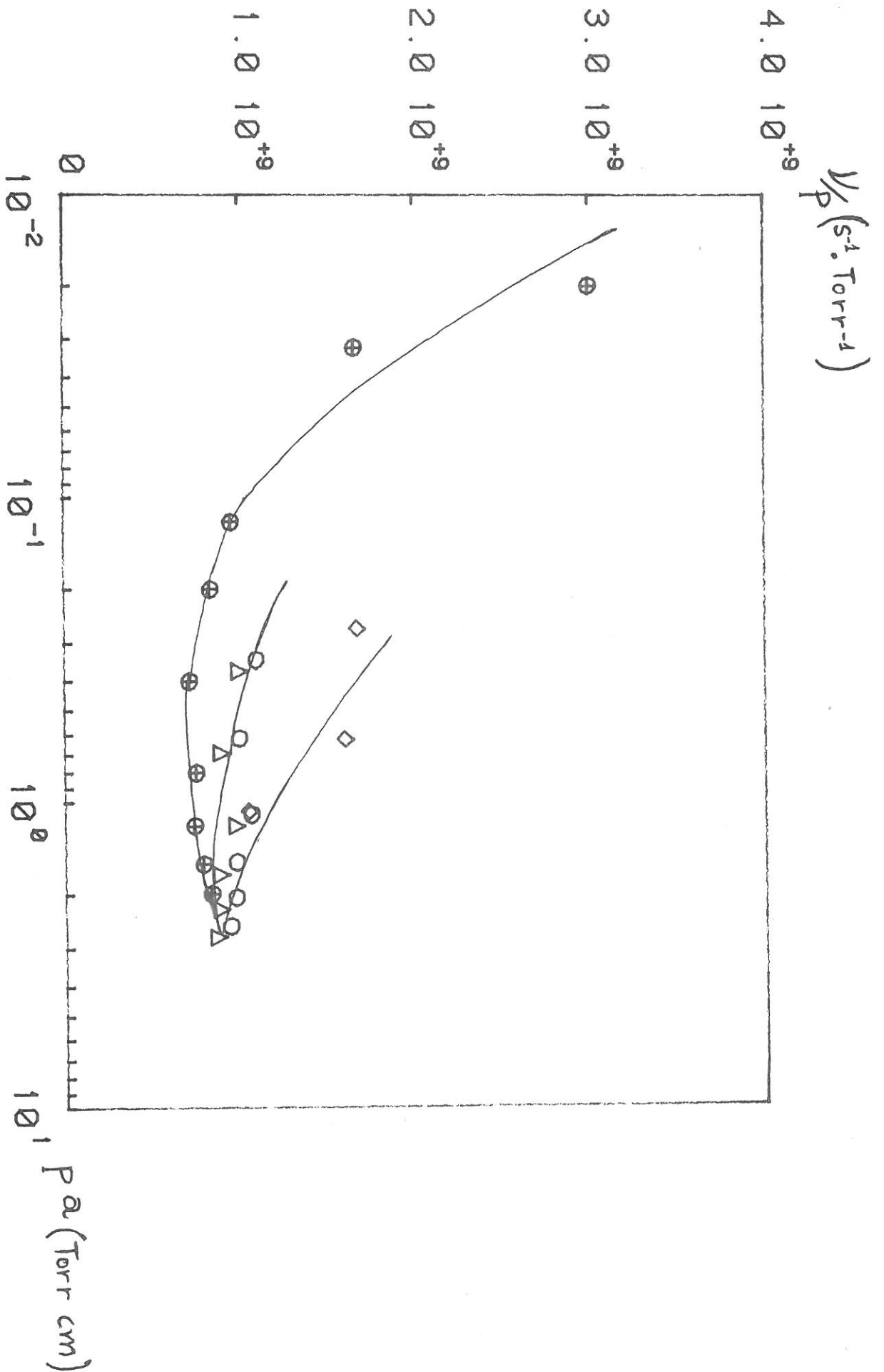


FIG III,10: RÉSULTAT BRUT DE ν/p EN FONCTION DE p

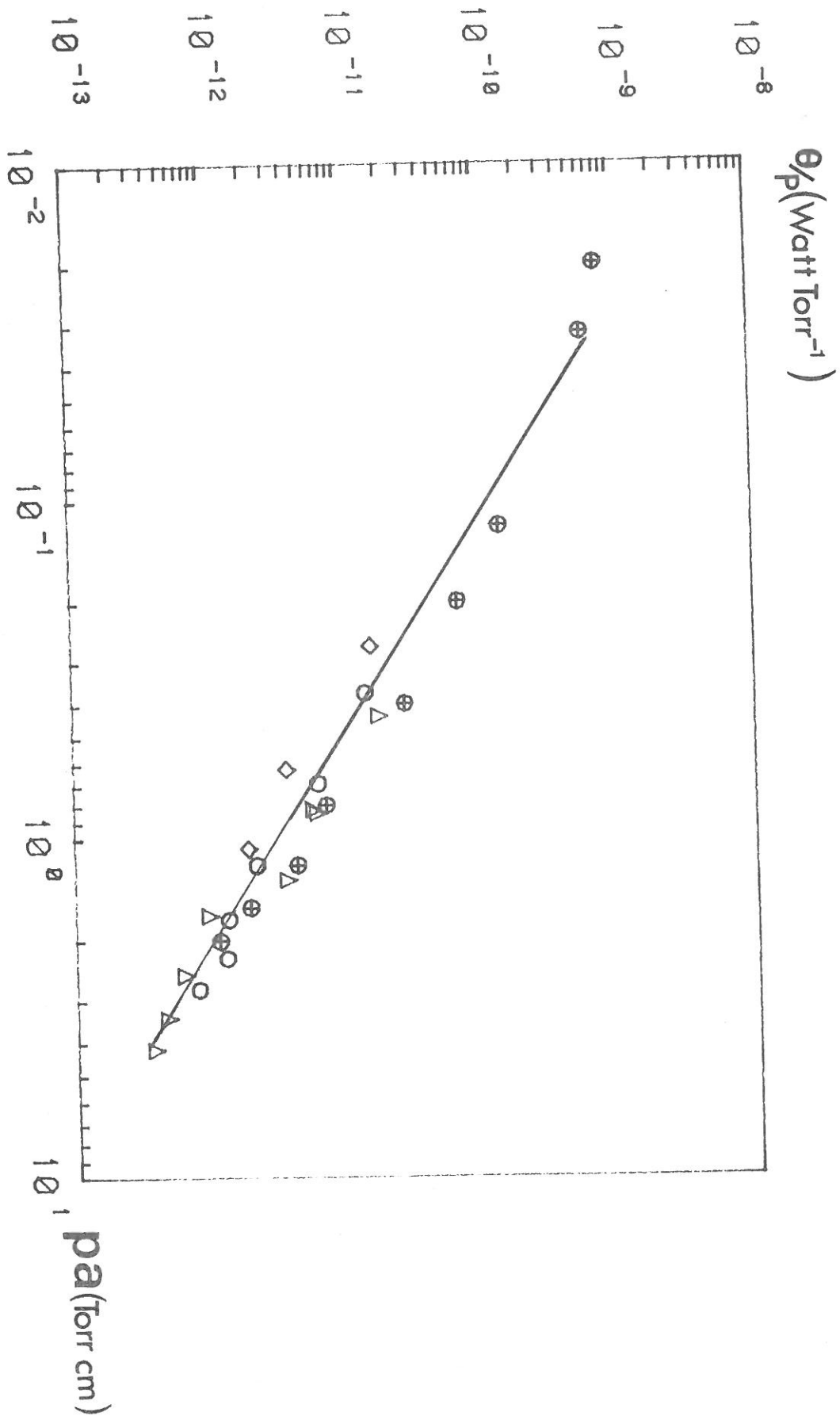


FIG III, 11: LOI D'ÉCHELLE $\theta/p=f_{\theta}$ (pa)

Compte tenu des diamètres des tubes employés, des débits et des puissances, on peut estimer qu'il y a environ un rapport deux entre les températures des neutres dans la décharge la plus froide (environ 700 K) et dans la décharge la plus chaude (environ 1400 K). On peut dès lors construire une courbe "corrigée" $v/p = f(pa)$ à partir de points expérimentaux. On obtient ainsi la figure (III, 12). Cette construction qui n'est évidemment qu'une estimation puisque la température des neutres n'est pas mesurée conduit à trouver que l'ensemble des points se situe bien sur une même courbe, surtout si l'on prend en compte les incertitudes de mesures qui sont d'au moins 25 %.

Il paraît donc raisonnable en première approximation de considérer que la fréquence de collision effective ν suit également une loi de similitude d'autant plus, qu'à priori, les phénomènes qui régissent la décharge dans l'Hélium sont les mêmes que ceux impliqués dans les décharges dans l'argon (décharges contrôlées par la diffusion ambipolaire essentiellement). Moyennant ces constatations, et sachant que E_{eff} se déduit de ϑ et ν par la relation $E_{eff}^2 = m/e^2\nu\vartheta$, on peut dire que le champ effectif suit aussi une loi de similitude et donc que les lois de similitudes sont vérifiées pour l'Hélium.

On peut noter au passage que les points expérimentaux v/p en statique se situent comme prévu au dessous des points correspondants en flux. Cela est dû essentiellement au fait que la température des neutres est plus élevée en statique (cf III - C - 2-c) et si l'on détermine, comme ci-dessus des points corrigés, on voit bien qu'ils se retrouvent approximativement sur la même courbe que les autres.

L'intérêt pratique de ces lois de similitude est qu'elles permettent d'estimer les valeurs des caractéristiques pour des paramètres donnés (pression et diamètre du tube). On peut ainsi passer aisément d'une combinaison de paramètres (n_0 , a) à une autre.

Nous terminerons ce chapitre en effectuant une petite étude comparée des caractéristiques des décharges dans l'argon et dans l'Hélium.

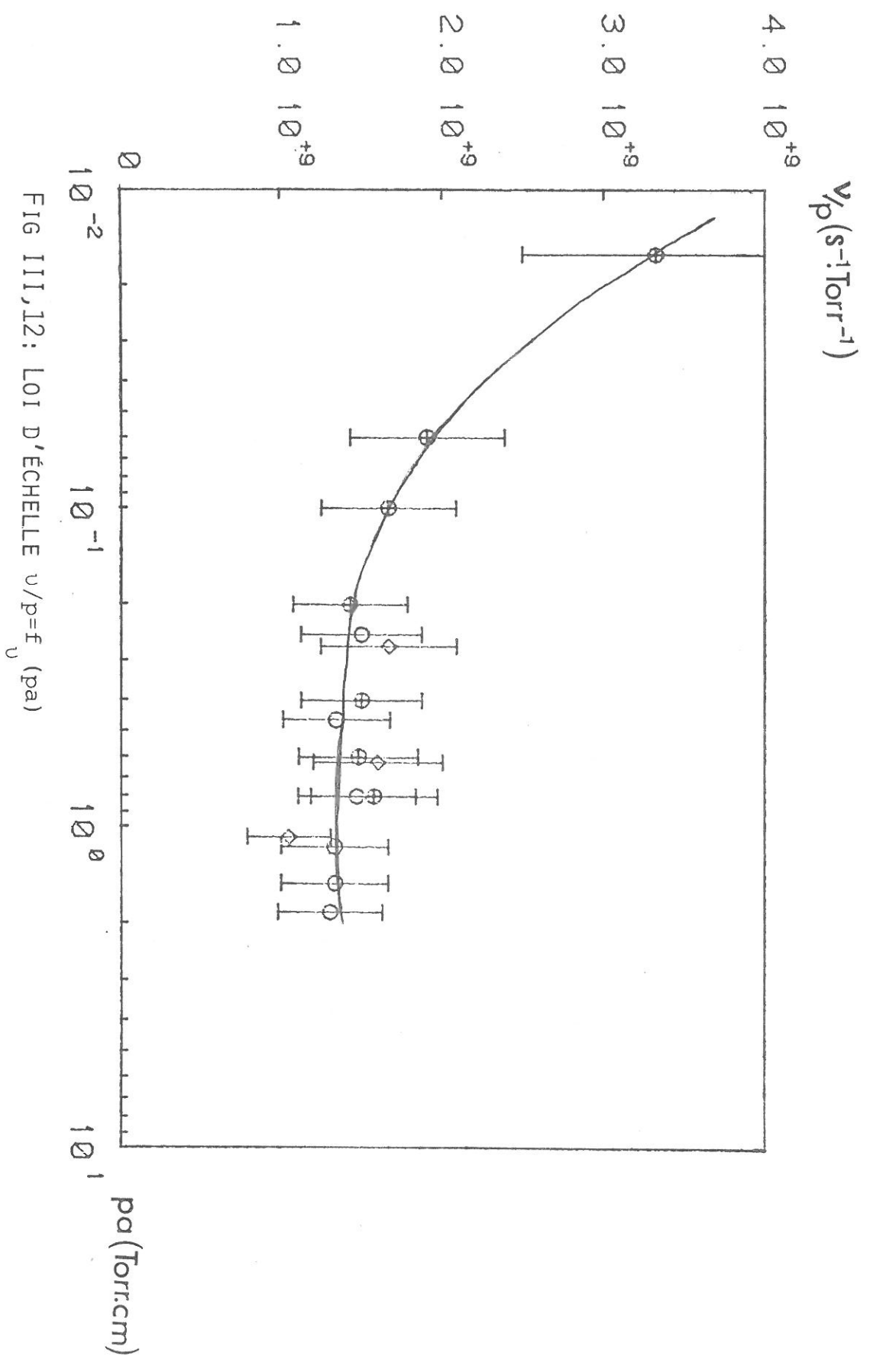


FIG III,12: L01 D'ÉCHELLE $\nu/p = F_{\nu}$ (pa)

F - COMPARAISON DES CARACTERISTIQUES DES DECHARGES :

ARGON - HELIUM :

Il nous a paru intéressant de conclure ce chapitre par une comparaison des caractéristiques des décharges microonde dans l'hélium et dans l'argon. Remarquons tout d'abord que la puissance nécessaire pour obtenir une même longueur de la colonne de plasma, est beaucoup plus grande dans l'hélium que dans l'argon.

On peut donc s'attendre à trouver que la puissance moyenne de maintien d'une paire électron-ion ait une valeur plus élevée dans l'argon que dans l'hélium.

Nous avons représenté sur les figures (III, 13), (III, 14) et (III, 15) respectivement, les valeurs de ϑ , ν et E_{eff} en fonction de la pression obtenues dans un tube 8-13-40 pour l'hélium et l'argon.

On observe sur la figure (III, 13) que pour une pression donnée la valeur de ϑ obtenue dans le cas de l'hélium est de 15 à 20 fois supérieure à celle obtenue dans l'argon, comme le laisse prévoir la remarque préliminaire. Par contre sur la figure (III, 14) on peut constater que la fréquence de collision effective dans l'hélium est environ deux fois plus faible que dans l'argon. On constate qu'enfin sur la figure (III, 15) le champ effectif est plus élevé dans l'hélium que dans l'argon. (E_{eff} dans l'hélium $\sim 3 E_{\text{eff}}$ dans l'argon).

Essayons de donner une explication même simplifiée de ces écarts. Nous commencerons par le cas de la fréquence de collision qui est assez simple. Il suffit en effet de comparer les densités des neutres pour une même pression dans l'argon et dans l'hélium (cf parag. III - B). En effet, la température des neutres est beaucoup plus élevée dans l'hélium que dans l'argon, puisquent la densité de puissance par unité de volume est typiquement de 100 W/cm³ dans l'hélium, contre 9 W/cm³ dans l'argon (cf remarque préliminaire). La densité des neutres est donc plus importante dans une décharge d'argon que dans une décharge d'hélium ce qui conduit pour une pression donnée au résultat trouvé à savoir :

$$\nu_{\text{argon}} > \nu_{\text{Hélium}}.$$

Nous allons donner une explication de l'écart important observé entre les valeurs de ϑ dans l'hélium et dans l'argon. Celle-ci sans être

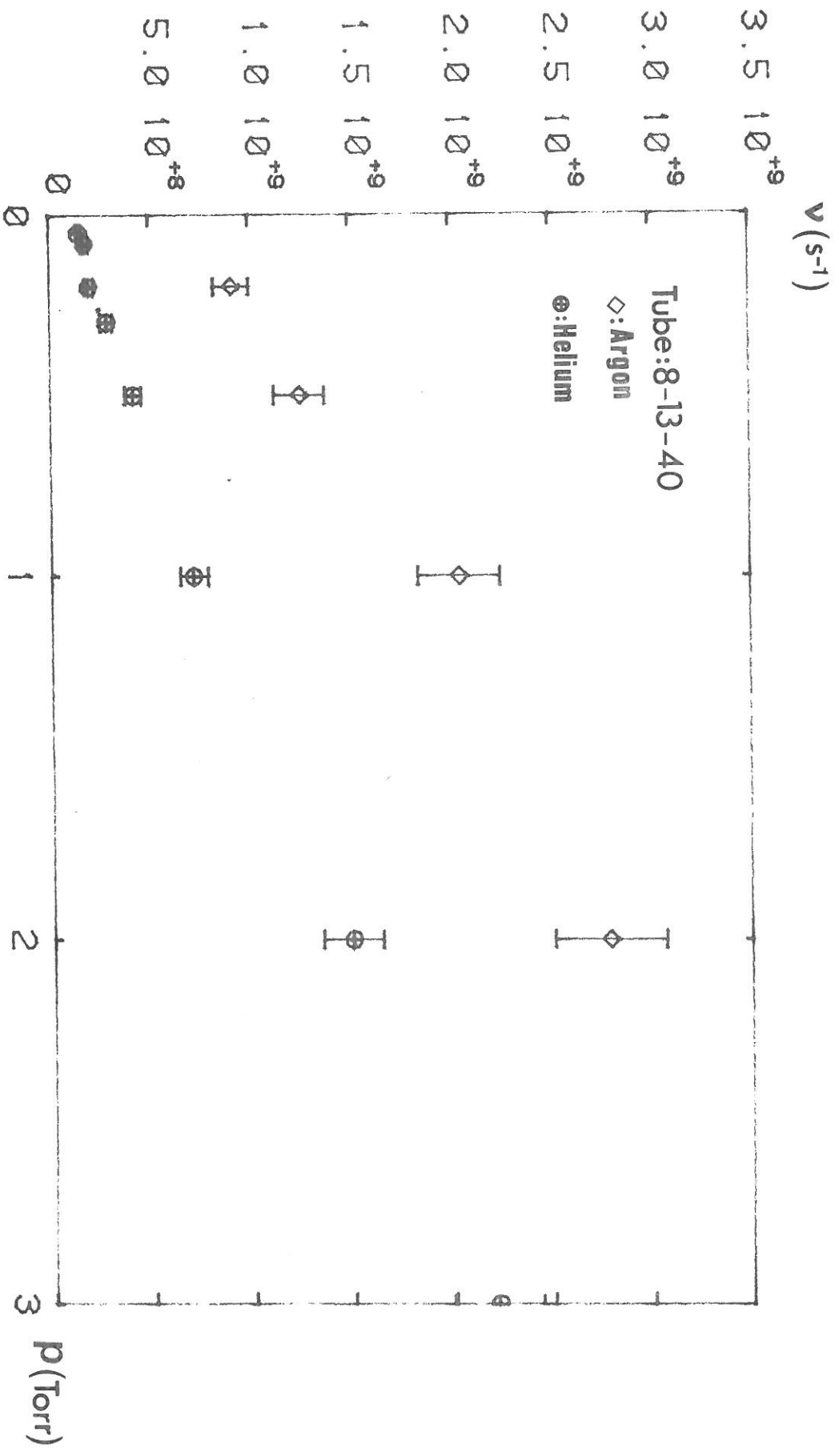


FIG III, 13: FRÉQUENCE DE COLLISIONS EN FONCTION DE LA PRESSION
 PARAMÈTRE: GAZ

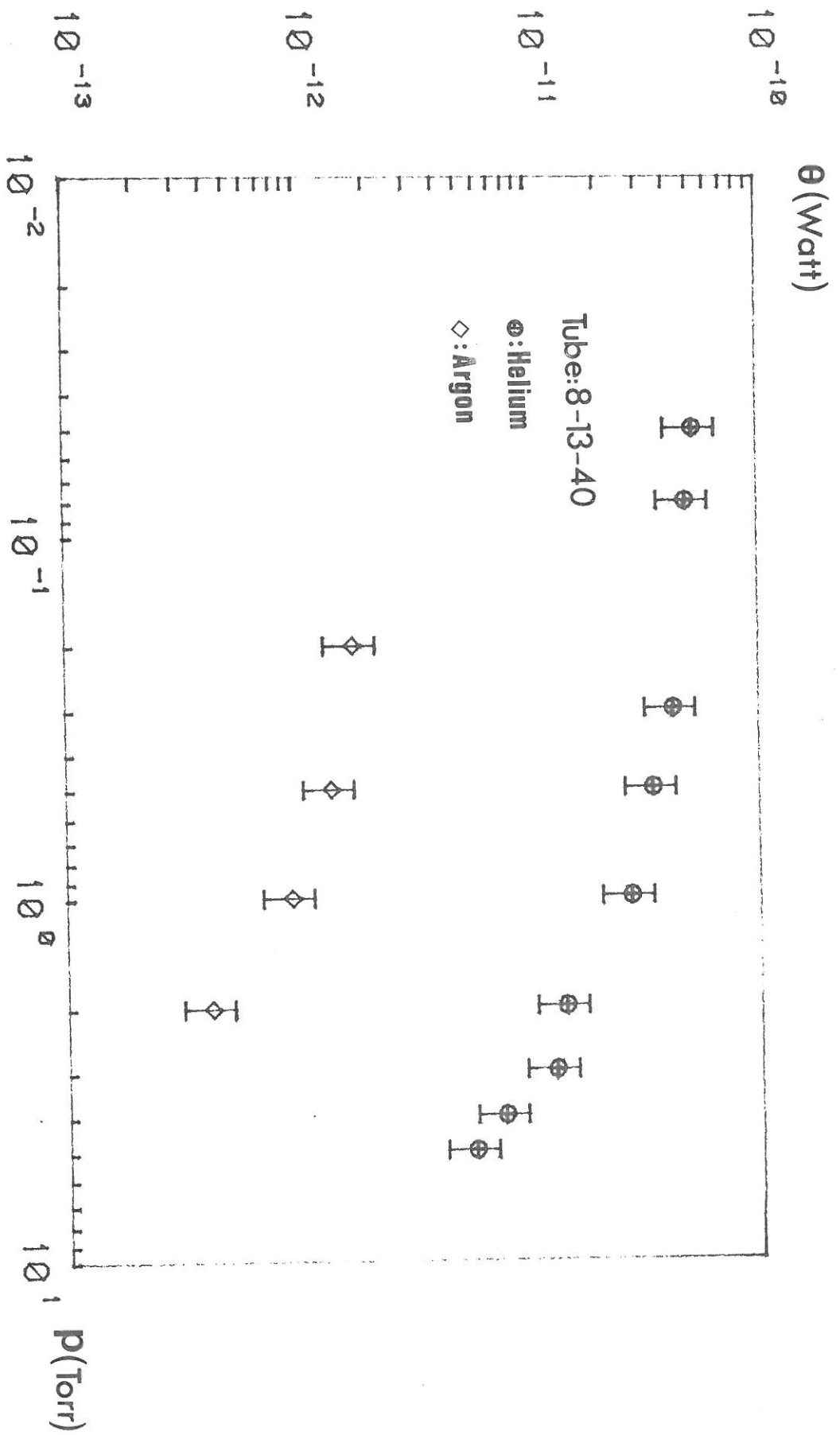


FIG III, 14: PUISSANCE DE MAINTIEN EN FONCTION DE LA PRESSION
 PARAMÈTRE: GAZ

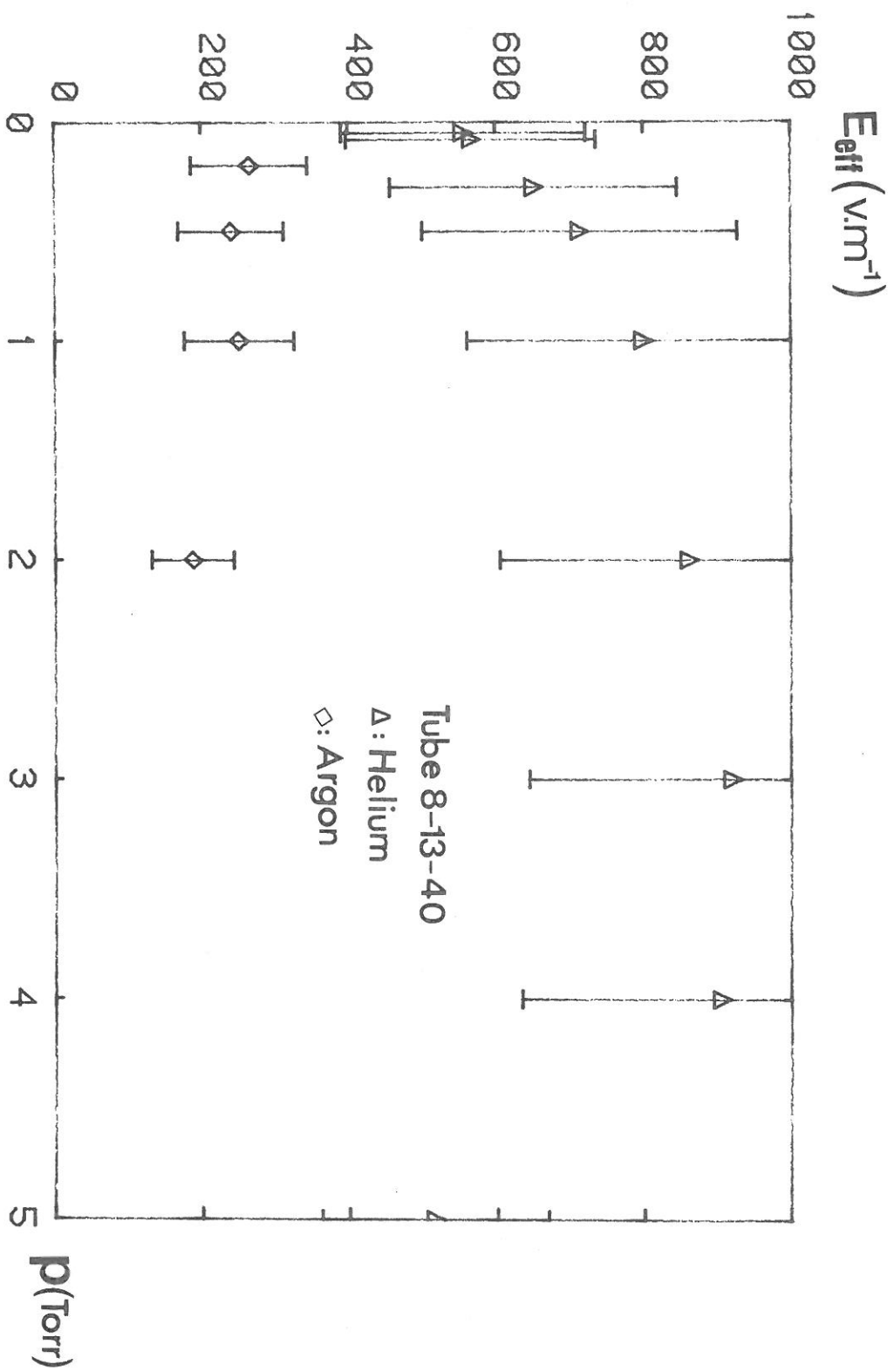


FIG III,15: CHAMP EFFECTIF DE MAINTIEN EN FONCTION DE LA PRESSION
PARAMÈTRE: GAZ

complète permet au moins de comprendre qualitativement (ordres de grandeur compris) l'existence de cet écart.

L'expression générale de ϑ s'écrit :

$$\vartheta = \underbrace{\frac{3m}{M} kT_e \nu}_{1} + \underbrace{eV_I \nu_{o,I} + \sum_k e(V_I - V_K) \nu_{K,I}}_{2} + \underbrace{\sum_k eV_K \nu_{o,K} + \sum_{\substack{l,m \\ m>1}} e(V_m - V_l) \nu_{l,m}}_{3} \quad (\text{III, F, 1})$$

où

- ν : fréquence de collision électron-neutre
- m : masse de l'électron
- M : masse de l'atome d'Hélium
- V_I : potentiel d'ionisation de d'Hélium
- V_K : potentiel associé au niveau excité K d'Hélium
- $\nu_{o,I}$: fréquence d'ionisation à partir du niveau fondamental
- $\nu_{K,I}$: fréquence d'ionisation à partir du niveau excité K
- $\nu_{o,K}$: fréquence d'excitation à partir du niveau fondamental
- $\nu_{l,m}$: fréquence d'excitation à partir du niveau excité l.

Le premier terme représente la puissance cédée au cours d'une collision élastique entre un électron et un atome neutre.

Le deuxième terme représente la puissance cédée au cours d'une collision inélastique, entraînant l'ionisation de l'atome d'Hélium.

Le dernier terme représente la puissance cédée au cours d'une collision inélastique, entraînant l'excitation de l'atome d'Hélium.

La puissance transférée par collisions élastique est d'environ 10^{-13} pour l'hélium et d'environ 10^{-14} pour l'argon. Elle reste donc très inférieure aux valeurs de ϑ obtenues expérimentalement. On pourra donc négliger le terme élastique dans la contribution à ϑ . Pour estimer le deuxième terme on se servira de l'équation de conservation des électrons qui s'écrit en régime stationnaire :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \nu_I^{\text{eff}} n_e - \nu_P^{\text{eff}} n_e = 0 \quad (\text{III, F, 2})$$

où $v_I^{\text{eff}} n_e$ représente le terme de création par ionisation, en une ou plusieurs étapes et, $v_p^{\text{eff}} n_e$ représente le terme de pertes y compris les pertes par diffusion ambipolaire.

Ainsi le second terme de ϑ peut s'écrire :

$$\vartheta_I = e v_I v_I^{\text{eff}} \quad \text{ou} \quad v_I^{\text{eff}} = v_{I,0} + \sum_k \left(1 - \frac{V_k}{V_I}\right) v_{I,K} \quad (\text{III, F, 3})$$

En tenant compte de l'équation (III, F, 2) on a :

$v_I^{\text{eff}} = v_p^{\text{eff}}$ ou $v_p^{\text{eff}} = D_a \nabla^2 n_e$, est la fréquence de perte par diffusion ambipolaire. En faisant l'hypothèse d'un profil de densité du type profil de Bessel c'est-à-dire en $n_e = n_e^0 J_0(2.4 \frac{r}{a})$, on peut écrire :

$$\vartheta_I = e v_I \left(\frac{2.4}{a}\right)^2 D_a = e v_I \left(\frac{2.4}{a}\right)^2 D_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right) \quad (\text{III, F, 4})$$

où V_I est le potentiel d'ionisation du gaz.

Le coefficient de diffusion D_i étant relié à la mobilité μ_i par la relation : $D_i = \mu_i \frac{kT_i}{e}$ ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$), toujours en faisant l'hypothèse que les températures des ions T_i et des neutres T_0 sont égales.

On trouve pour ϑ_I l'expression suivante :

$$\vartheta_I = 1.38 \cdot 10^{-3} \frac{\mu_{i0} \times e V_I}{\text{pa}^2} T_0 (T_0 + T_e) \quad (\text{III, F, 5})$$

Dans l'expression (III, F, 5) : μ_{i0} représente la mobilité ionique réduite ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) [17], la pression est exprimée en Torr et le rayon du tube (a) en cm. (T_0 et T_e) sont en Kelvin.

Si l'on compare les mobilités réduites de l'Argon et de l'Hélium on trouve [17] :

$$\mu_{i0} (\text{Helium}) \approx 6.5 \mu_{i0} (\text{Argon})$$

Les ions d'Hélium sont donc plus mobiles et par conséquent diffusent plus vite que les ions d'Argon, du fait de leur masse plus légère que celles des ions d'Argon ($M_{\text{Ar}} \approx 10 M_{\text{He}}$).

De plus si l'on compare les potentiels d'ionisation des deux gaz on trouve

$eV_I(\text{He}) = 1.6 eV_I(\text{Ar})$. Ainsi donc, en ne considérant que les mobilités et les potentiels d'ionisation on obtient déjà un facteur 10 entre $\vartheta_I(\text{He})$ et $\vartheta_I(\text{Ar})$. Si de plus on prend en compte les écarts entre les températures électroniques qui sont plus élevées dans l'Hélium que dans l'argon, on voit bien qu'on retrouve l'écart observé entre les puissances moyennes de maintien dans ces deux gaz.

CONCLUSION

Nous avons d'abord mis en évidence puis expliqué les différences observées entre les valeurs de ν et de ϑ selon que la décharge fonctionne avec ou sans flux. Ensuite, nous avons montré que, dans des conditions où le flux est assez faible et la pression inférieure à 10 Torr environ, les grandeurs ν (fréquence de collision) et ϑ (puissance moyenne de maintien d'une paire d'électron-ion) sont des grandeurs caractéristiques de la décharge. Cela signifie, en particulier, qu'elles sont indépendantes de la puissance microonde incidente et donc qu'elles sont constantes le long de la décharge. Elles caractérisent, en fait, pour un gaz donné, un couple pression-diamètre du tube.

Bien que ne disposant pas d'un support théorique, contrairement au cas de l'argon, nous avons pu mettre en évidence l'existence de lois de similitudes exprimées sous la forme $\nu/p = f(pa)$ et $\vartheta/p = f(pa)$ qu'il serait en fait souhaitable d'exprimer en fonction de n_0 et $n_0 a$ ce qui implique une connaissance de la température T_0 des neutres que nous n'avons pas. Il faut signaler toutefois que si la loi de similitude sur ϑ paraît bien claire (dans la mesure où les différents points expérimentaux se retrouvent bien sur une courbe), celle concernant ν est plus délicate à confirmer hors la connaissance précise de la température T_0 . Toutefois, les estimations que nous avons faites, si elles ne permettent pas de déterminer avec précision la courbe "théorique" $\nu/n_0 = f(n_0 a)$, permettent néanmoins d'affirmer l'existence de cette loi. Par voie de conséquence, compte tenu des relations entre ν , ϑ et E_{eff} , nous pouvons également affirmer que E_{eff} est une grandeur caractéristique de la décharge obéissant également à une loi de similitude.

Enfin le bilan comparatif que nous avons fait sur les décharges dans l'argon et dans l'hélium a montré les différences de comportement des

deux types de décharges. Nous avons, en particulier, vu que pour expliquer pourquoi il était "plus coûteux" d'obtenir une décharge dans l'hélium, il fallait comprendre les processus de pertes qui intervenaient. Ceci a orienté la suite de notre démarche. Pour bien comprendre (et éventuellement maîtriser) le comportement des décharges microondes dans l'hélium, nous devons essayer de déterminer les processus d'excitation, d'ionisation, d'émission ... mis en jeu. Ceci nous conduit à des études spectroscopiques (émission, voire absorption) permettant de déterminer les populations des divers états excités. Une partie de ce travail a pu être réalisée dans cette thèse et fait l'objet du chapitre 4.

CHAPITRE IV

INTRODUCTION

L'étude des caractéristiques du plasma d'hélium, faite dans le précédent chapitre, nous a permis d'effectuer un premier bilan d'énergie de la décharge. Le présent chapitre est essentiellement consacré à l'étude de la lumière émise par le plasma et à la détermination des populations des états excités, en particulier ceux susceptibles de participer de façon importante aux mécanismes de transfert Hélium/Argon ou vapeurs métalliques impliqués dans différents effets lasers. Nous avons donc étudié les raies des transitions (4^3P , 3^3P-2^3S); (4^3S , 3^3S-2^3P) et choisi d'étudier principalement la série des raies correspondant aux transitions (n^3D-2^3P) particulièrement abondantes dans le spectre des décharges microondes d'Hélium (Fig(IV,1)); le schéma des niveaux d'énergie d'Hélium est aussi représenté Fig(IV, 2).

Nous présentons d'abord les résultats expérimentaux qui ont été obtenus en mesurant les variations des raies ci-dessus le long de la décharge. En effet le champ électrique moyen dans le plasma étant pratiquement constant le long de la décharge, nous pouvons relier ces variations directement à celles de la densité électronique et ainsi déduire des relations du type $I_{\lambda}(n_e)$. On examinera les différences de comportement des différentes raies: raies correspondant à des transitions issues d'états différents et aboutissant à des états différents, raies issues d'états différents et aboutissant au même état (cas de la série n^3D-2^3P). Dans ce dernier cas, on étudiera l'influence du nombre quantique n et celle du paramètre pression.

Par analogie avec le cas de l'Argon, on étudiera les intensités

Série M^3D-2^3P

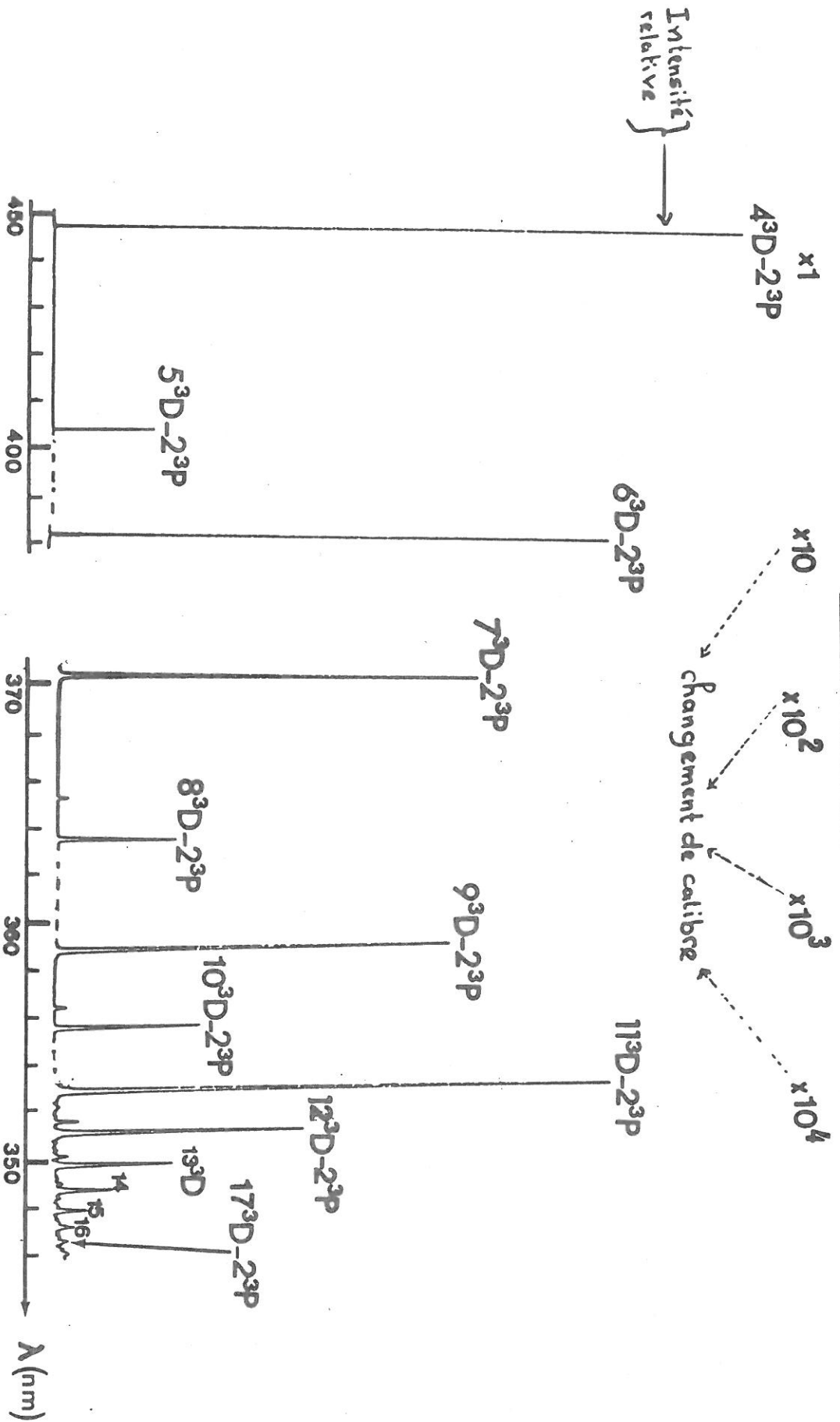


Figure (IX, 1) : Intensité relative des raies d'Hélium série ($n^3D - 2^3P$)

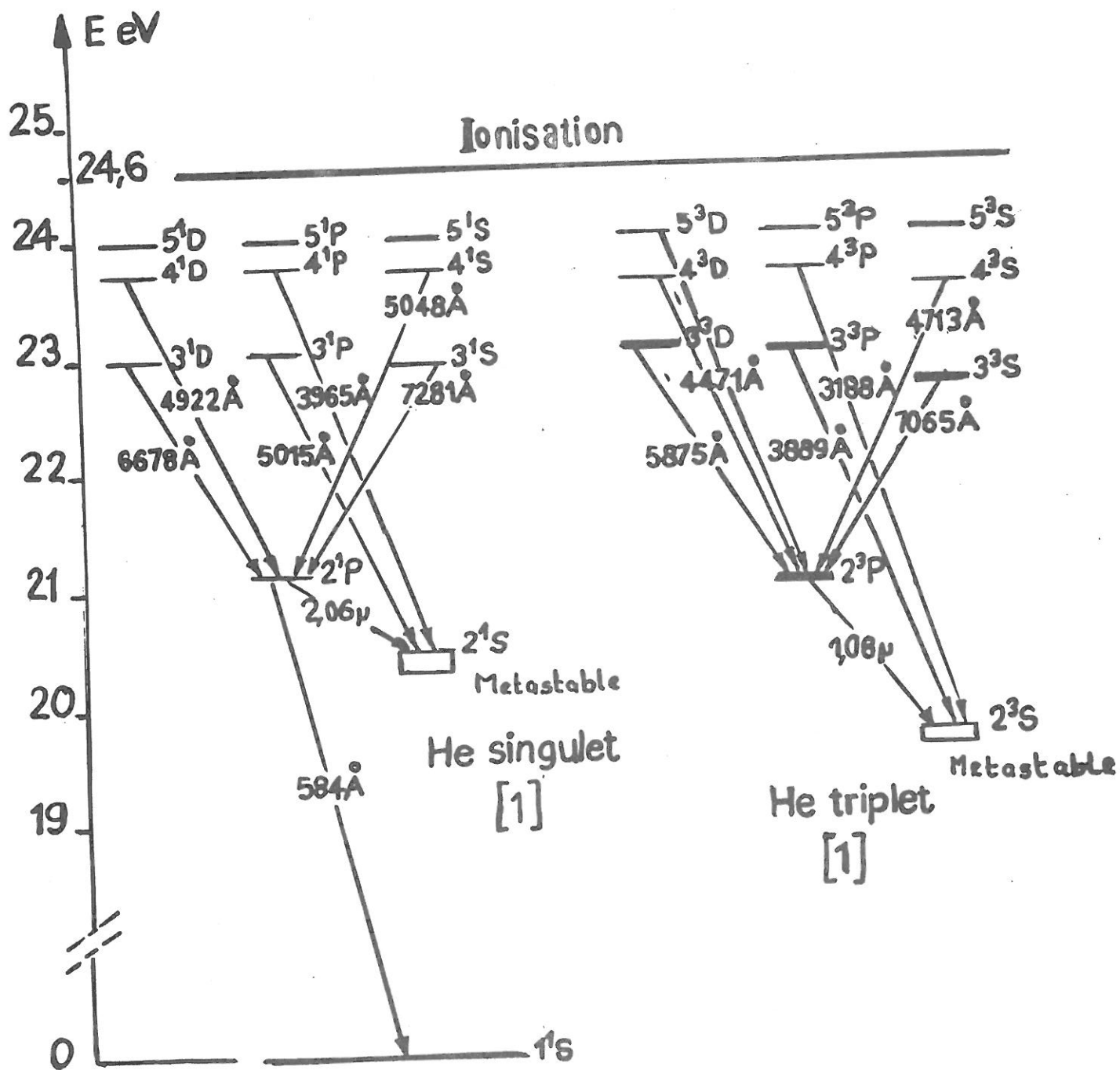


FIG IV,2: DIAGRAMME D'ÉNERGIE DES NIVEAUX D'HÉLIUM

de ces raies en fonction des densités de neutres et d'électrons en les mettant sous la forme $I=Kn_0n_e$ et on tentera de donner une interprétation qualitative des phénomènes à partir d'un modèle radiatif collisionnel. Enfin, on déterminera des ordres de grandeur des populations de quelques niveaux excités et on discutera des limites imposées au modèle par certaines hypothèses (absence d'un gradient de température le long de la décharge en particulier).

A - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Dans tout ce qui suivra, les études spectroscopiques que nous avons faites, en particulier les mesures d'intensités le long de la décharge nécessitent des décharges parfaitement stabilisées. Ceci signifie (cf chapitre II) que nous avons travaillé sur des décharges en flux. Dans ces conditions, comme nous l'avons vu au deuxième chapitre, il existe un gradient de pression le long de la décharge qu'il faut prendre en compte dans toute l'étude.

La lumière de fluorescence émise par le plasma est analysée perpendiculairement à l'axe de plasma au moyen d'une fibre optique qui prélève le signal lumineux et le transmet à la fente d'entrée d'un monochromateur dont on peut optimiser les paramètres de mesure (largeur de fente, vitesse de défilement du réseau). Le signal à la sortie du monochromateur est détecté habituellement par un photomultiplicateur (XP 2212) de bande 300 à 700 nm. Toutefois, pour l'étude de la raie d'émission $He_I(3^3S-2^3P)$ dont la longueur d'onde est hors de la bande passante du précédent photomultiplicateur nous avons utilisé un photomultiplicateur (XP 2013).

Les résultats que nous présentons ont été obtenus, dans le tube 8-13-40. Les principaux paramètres de l'expérience sont: la pression,

le débit du gaz et la puissance incidente. Les domaines de variation de ces différents paramètres pour cette étude sont:

0.5 Torr < pression < 10 Torr

400 W < puissance < 1000 W

30 cm < longueur plasma < 60 cm

qq sccm < débit du gaz < 500 sccm

2 - ETUDE DES VARIATIONS LONGITUDINALES DE L'INTENSITE DES RAIES D'HELIUM

Pour cette étude, nous avons choisi les raies d'émission correspondant aux transitions suivantes (les longueurs d'ondes de ces raies sont reportées dans le tableau II du chapitre II):

(4³S, 3³S- 2³P); (4³P, 3³P- 2³S) et (5³D, 4³D- 2³P).

Les variations d'intensités de ces raies sont données sur les figures (IV, 3, a) à (IV, 3, f) dans différentes conditions expérimentales. Nous pouvons observer que l'allure des variations des intensités de ces raies le long de la décharge est la même. Il faudra toutefois faire une étude $I = f(z)$ puis $I = f(n_e)$ pour savoir plus précisément si les comportements de ces raies sont, ou non, identiques.

A titre d'exemple, examinons plus particulièrement le cas de la transition (5³D- 2³P). Les conditions expérimentales de la décharge sont les suivantes:

débit Q= 108 sccm

pression aval p(D)= 2 Torr

pression amont p(0)= 4 Torr

$\lambda = 402.6$ nm

longueur plasma L_p= 52.5 cm

Nous constatons que l'intensité de la raie est une fonction de z. Si l'on prend comme origine de l'axe le bout du plasma, on observe une

FIG IV,3: VARIATIONS DES INTENSITÉS DE RAIES ($4^3S, 3^3S-2^3P$);
 ($4^3P, 3^3P-2^3S$) ET ($5^3D, 4^3D-2^3P$) LE LONG DE LA COLONNE
 DE PLASMA

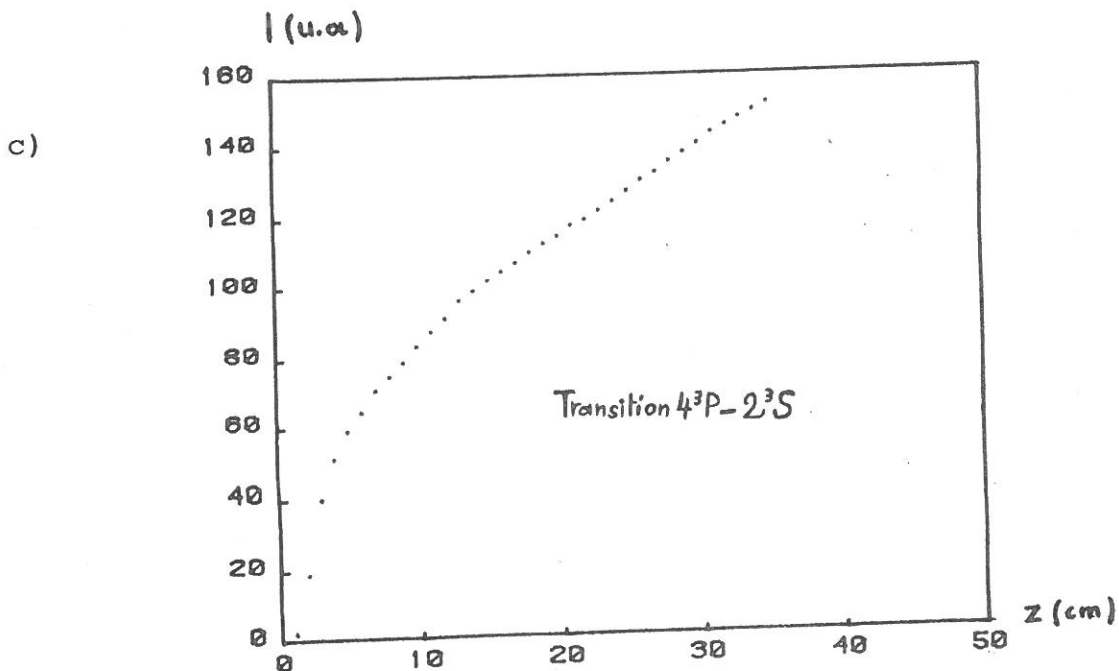
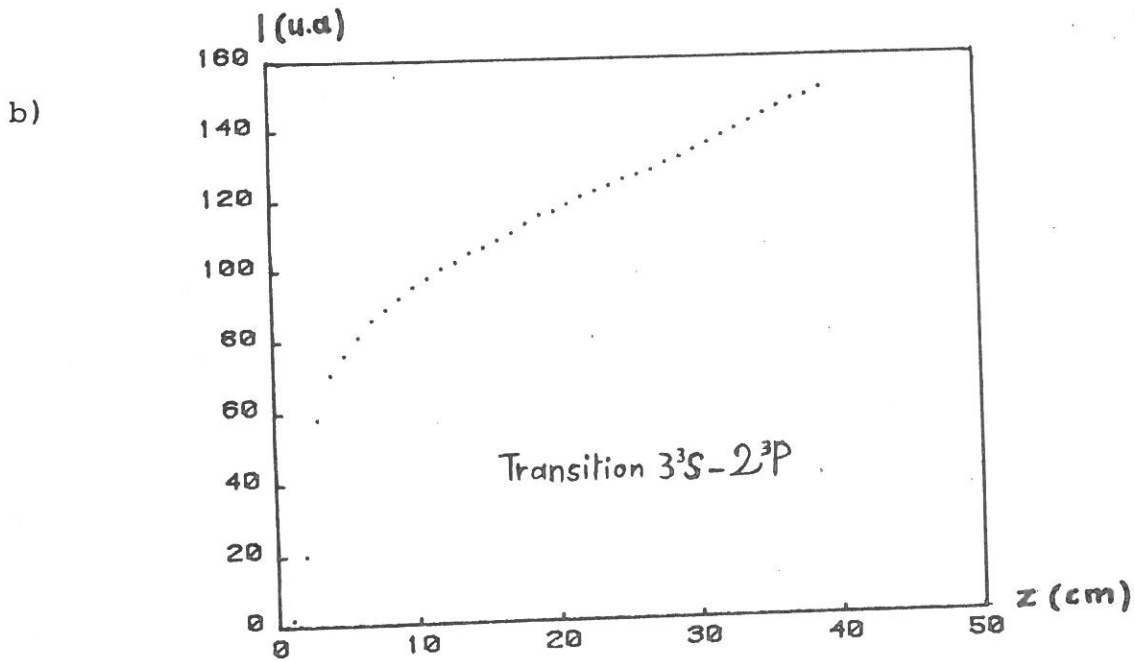
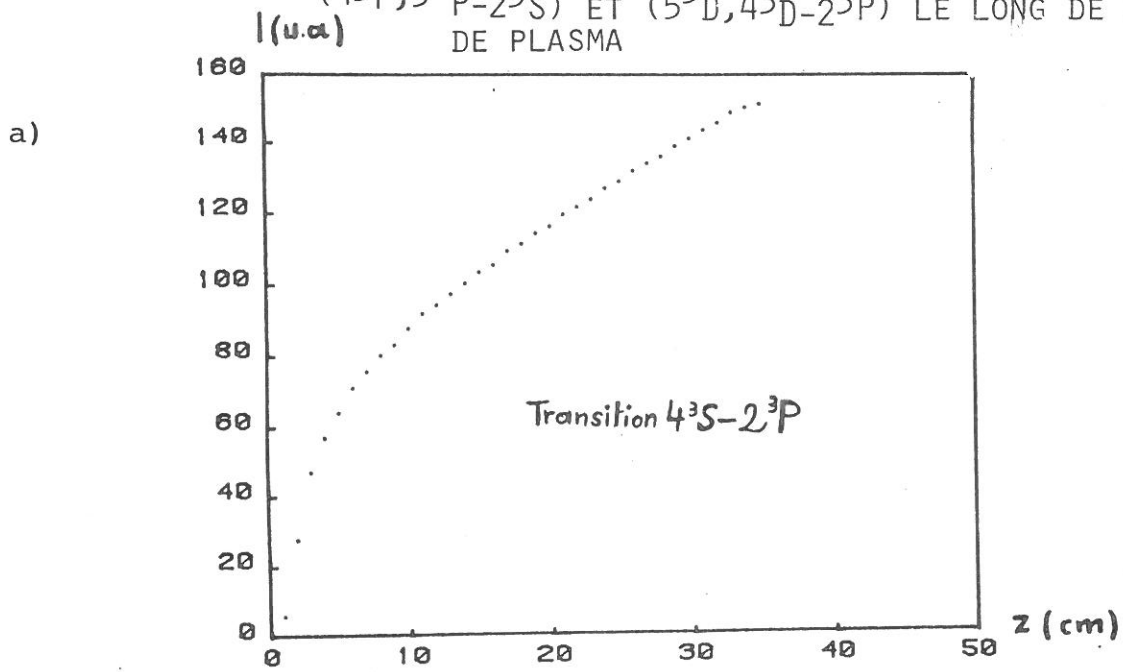
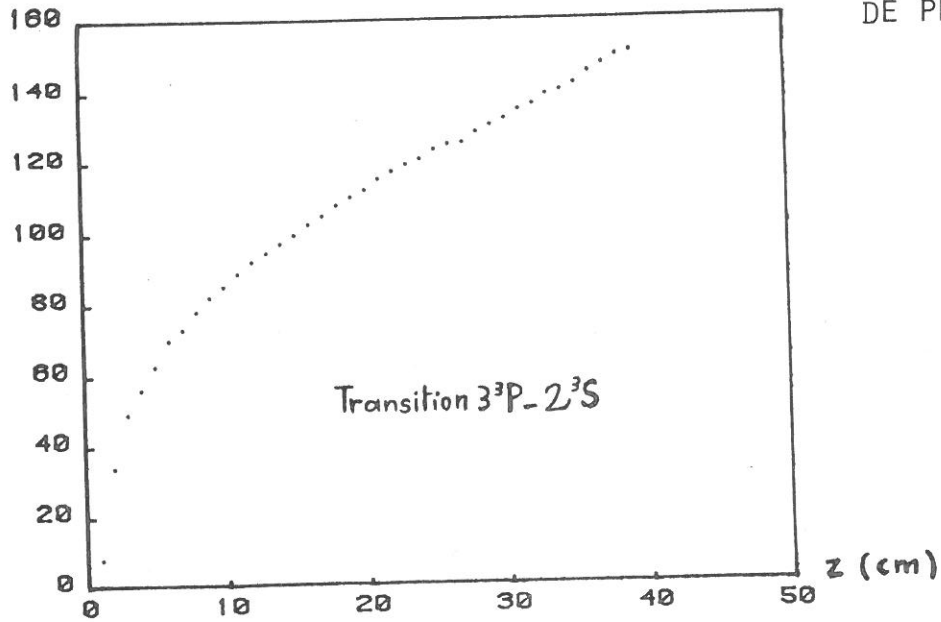
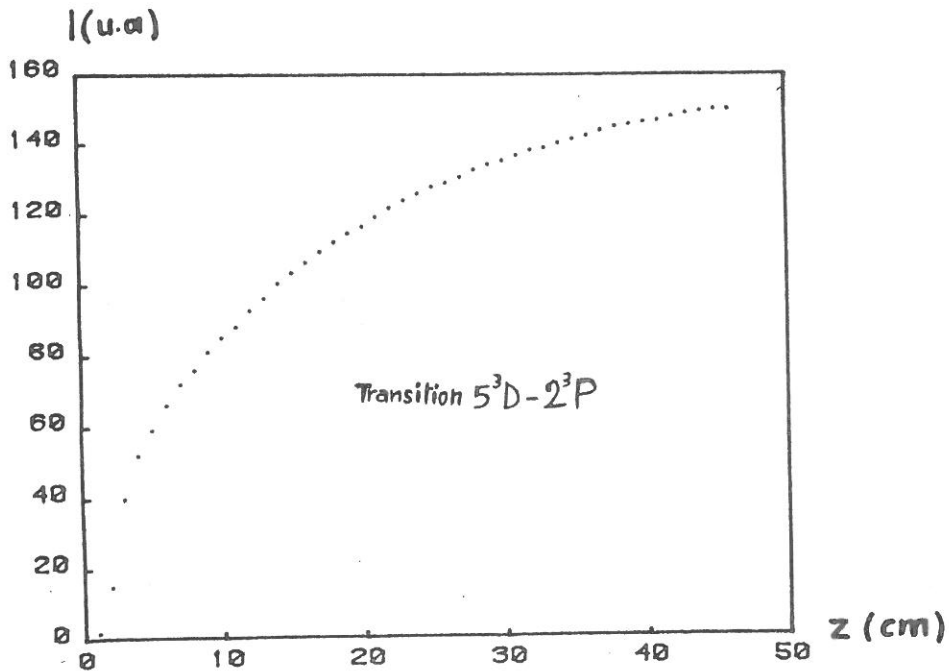


FIG IV,3: VARIATIONS DES INTENSITÉS DE RAIES ($4^3S, 3^3S-2^3P$);
 I (u.a) ($4^3P, 3^3P-2^3S$) ET ($5^3D, 4^3D-2^3P$) LE LONG DE LA COLONNE
 DE PLASMA

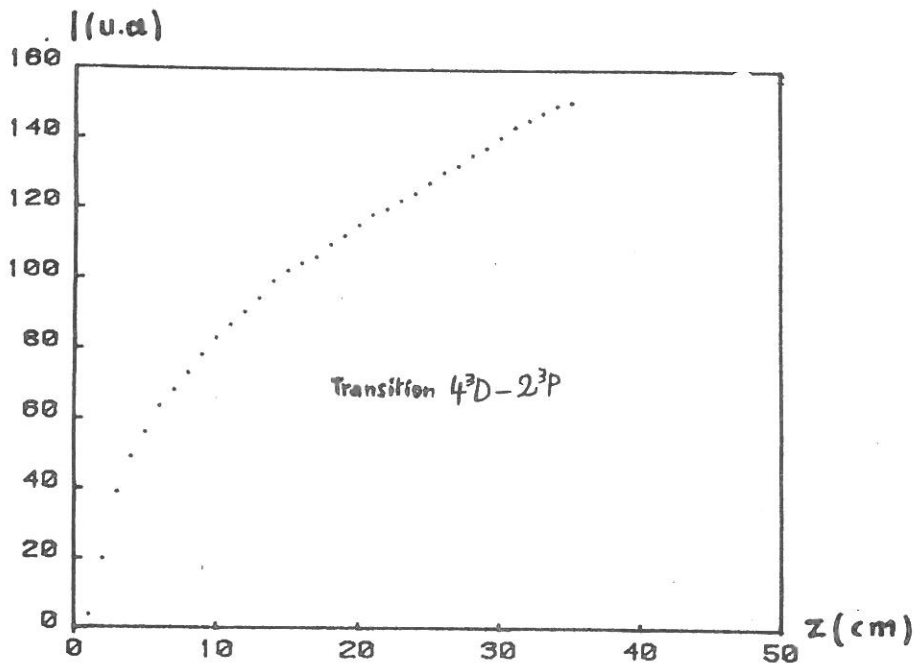
d)



e)



f)



croissance rapide de l'intensité au voisinage du bout de colonne. Pour interpréter ces variations d'intensité des raies, nous suivons la méthode employée dans le cas de l'Argon [17] qui consiste à relier l'intensité de la raie à la densité électronique comme nous le rappelons ici.

3 - EMISSION SPONTANNEE DU PLASMA

a - Cas de l'Argon

L'étude spectroscopique de l'émission d'une décharge produite dans l'Argon, dans des conditions voisines des nôtres (sans flux de gaz toutefois), a permis d'établir des lois semi-empiriques reliant les intensités de raie. Dans le cas des transitions 5P-4S on a trouvé [10].

$$I_{ArI} = \alpha_I n_0 n_e \langle E \rangle^3 \quad (\text{IV, A, 1})$$

α_I : une constante

n_0 : représente la densité d'atome d'Argon neutre

n_e : la densité électronique

$\langle E \rangle$: le champ électrique moyen dans le plasma

Le champ électrique moyen étant pratiquement constant le long de la colonne, l'intensité des raies $I_{ArI}(5P-4S)$ est proportionnelle à $n_0 n_e$. Comme ces expériences étaient faites sans flux avec des températures des neutres qu'on pouvait considérer comme constantes le long de la décharge, la densité n_0 était aussi une constante dans tout le plasma. Dans ces conditions, l'intensité de la raie était proportionnelle à la densité électronique. Nous allons voir que la situation est plus complexe dans le cas des décharges en flux dans l'Hélium.

b - Cas de l'Hélium

Nous avons montré dans le chapitre précédent que le champ électrique effectif (et donc le champ moyen) est constant le long de la décharge et constitue une caractéristique des décharges d'Hélium. On peut donc relier les intensités des raies d'Hélium aux densités de neutres et d'électrons. Cependant, contrairement à ce qui se passait dans le cas de l'Argon, nous ne pouvons plus éliminer la dépendance relative à la densité des neutres du fait du gradient de pression longitudinal lié au fonctionnement en flux de nos décharges dans l'Hélium.

Nous chercherons donc entre I , n_0 et n_e des relations de la forme:

$$I(z) = kn_0(z)[n_e(z)]^\delta \quad (\text{IV, A, 2})$$

où " δ " est une constante qui peut, a priori, dépendre du type de transition considéré. En fait $n_0(z)$ n'est pas une grandeur mesurable expérimentalement. Nous ne connaissons que les valeurs "amont" et "aval" de la pression et nous avons montré (chapitre II et annexe) comment on pouvait déterminer approximativement le profil de pression $p(z)$, à condition d'admettre que la température reste approximativement constante le long de la décharge. Nous verrons plus loin que cette hypothèse n'est pas toujours justifiée et on peut poser un certain nombre de problèmes pour l'interprétation de résultats. Toutefois, moyennant cette hypothèse nous considérerons que la densité des neutres est proportionnelle à la pression, ce qui permet d'écrire l'expression (IV, A, 2) sous la forme:

$$I(z) = k'p(z)[n_e(z)]^\delta \quad (\text{IV, A, 3})$$

Ainsi, à partir des variations longitudinales mesurées de la densité électronique, de l'intensité de la raie d'émission (Fig IV, 4, a) et du gradient de pression calculé, on peut déterminer la constante δ .

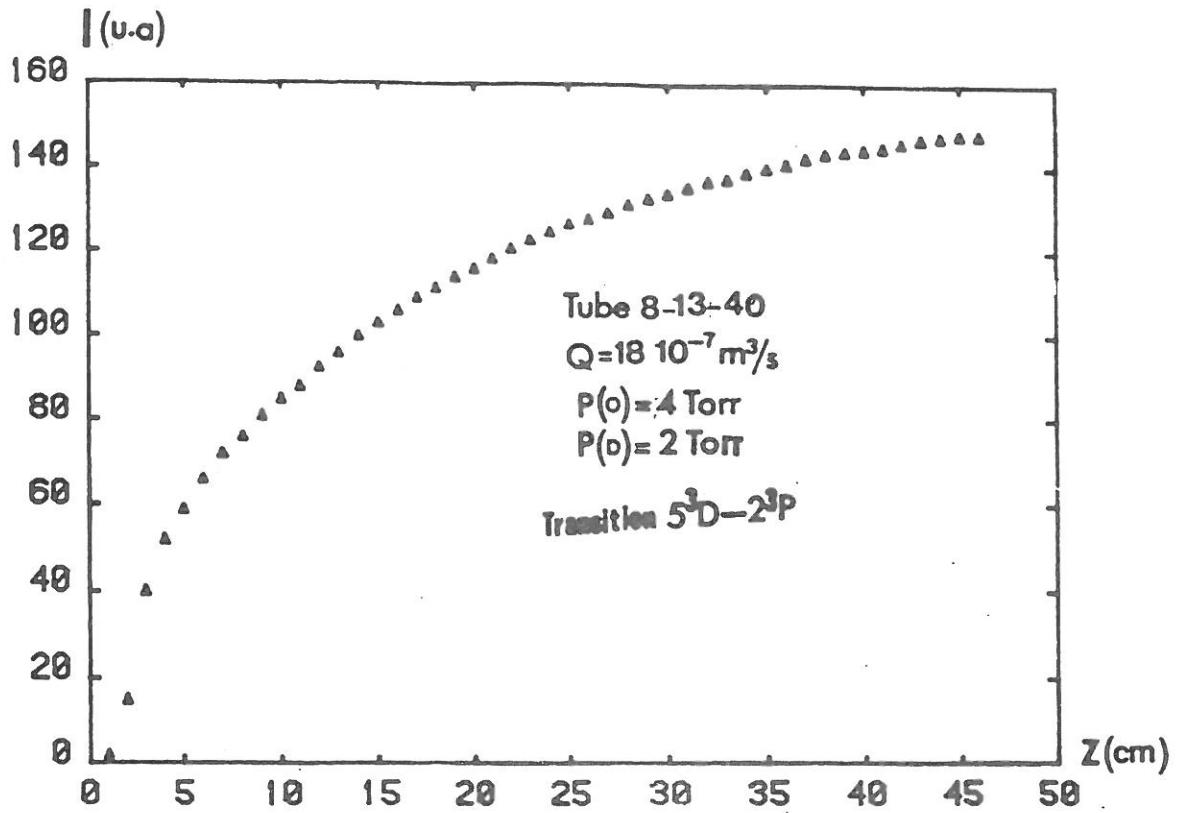


FIG IV,4,a: VARIATIONS DE L'INTENSITÉ DE LA RAIE $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ LE LONG DE LA COLONNE DE PLASMA

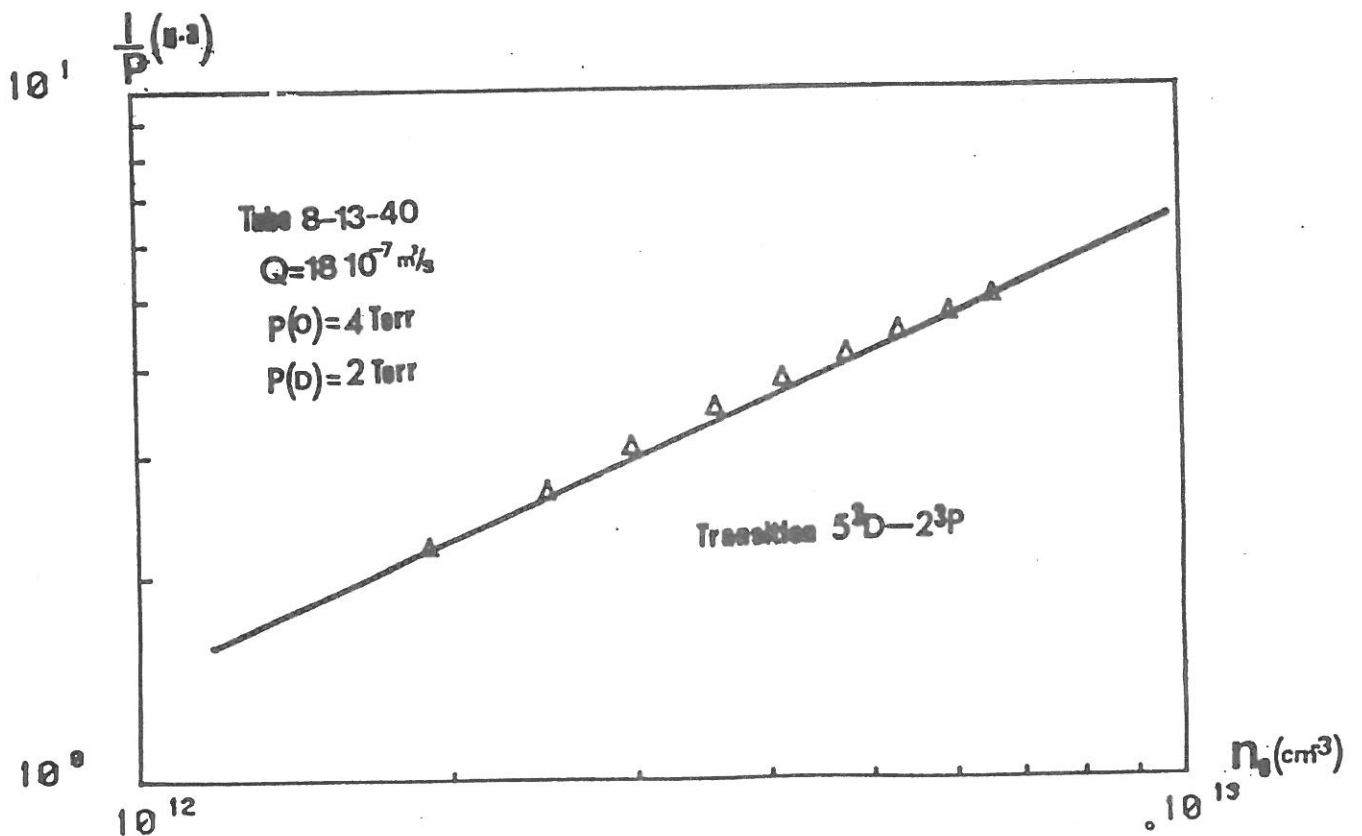


FIG IV,4,b: RAPPORT DE L'INTENSITÉ DE LA RAIE $\lambda = 4026 \text{ \AA}$ À LA PRESSION EN FONCTION DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE (LA PENTE DE LA DROITE $\delta = 0.7$)

Nous donnons, sur la figure (IV, 4, b), un exemple type des variations du rapport I/p en fonction de n_e pour les raies 5^3D-2^3P dans les conditions expérimentales déjà mentionnées au début de cette section. On constate qu'en coordonnées logarithmiques les points expérimentaux s'alignent sur une droite dont la pente détermine la constante δ , à savoir $\delta = 0.7$ dans ce cas.

Ce premier résultat fait apparaître une première différence entre le cas de l'Hélium et de l'Argon. En effet, pour ce dernier, on trouve $\delta = 1$ pour l'ensemble des raies atomiques. Dans l'Argon (pour le même type de transition expérimentales), les niveaux supérieurs des transitions atomiques sont principalement peuplés par collision électronique à partir de l'état fondamental [10] ce qui conduit bien à $\delta = 1$. La valeur que nous avons trouvée nous conduit à penser que, dans l'Hélium, le peuplement des niveaux supérieurs des transitions atomiques se fait à partir de plusieurs processus qu'il nous faudra déterminer.

Toutefois, avant d'examiner les divers processus possibles, nous devons d'abord nous assurer que toutes les raies atomiques de l'Hélium conduisent à une situation identique et sinon regarder dans quelle mesure δ dépend du type de transition considéré.

Pour cela, nous avons donc étudié l'évolution longitudinale des intensités de deux raies.

4 - COMPARAISON DE L'EVOLUTION LONGITUDINALE DES INTENSITES DE DEUX RAIES.

Nous avons choisi deux raies bien isolées (c'est à dire issues de deux niveaux différents), à savoir les raies de longueur d'onde $\lambda = 388.9$ nm et $\lambda = 706.5$ nm correspondant aux transitions (3^3P-2^3S) et (3^3S-2^3P).

Les conditions de décharge sont les suivantes:

débit du gaz $Q = 203.4$ sccm

pression amont $P(0) = 5.6$ Torr

pression aval $P(D) = 3$ Torr

longueur plasma $L_p = 44$ cm

Les figures IV-3, b et c donnent les variations d'intensité $I(z)$ de ces deux raies. Pour se rendre compte des différences de comportement de ces deux transitions, on a normalisé l'intensité de la raie (3^3S-2^3P) à la valeur de l'intensité de la raie (3^3P-2^3S) au gap. La figure (IV, 5, a) présente ainsi les variations "normalisées" de ces deux raies. Nous constatons que les deux intensités de raies évoluent différemment le long de la colonne de plasma. En particulier, l'intensité de la raie HeI(706.5 nm) décroît moins vite le long de la colonne (origine $z=0$ en bout de colonne) que celle de la raie HeI(388.9 nm). Ceci signifie, puisque les conditions de flux et de pression, donc de densité des neutres, sont les mêmes, que la constante δ est différente pour les deux raies.

Pour obtenir δ , nous avons donc tracé l'évolution de I/p en fonction de la densité électronique (l'axe z de la décharge peut en effet être gradué en densité électronique) sur la figure (IV, 5,b). On en déduit que l'intensité de la raie HeI(388.9 nm) est proportionnelle à $n_0n_e^{0.8}$ et celle de la raie HeI(706.5 nm) proportionnelle à $n_0n_e^{0.6}$.

La constante δ est donc une fonction de la transition correspondant à la raie étudiée

$$\delta = f(\text{transition}) \quad (\text{IV, A, 4}).$$

Pour étudier plus précisément la dépendance entre δ et la transition nous avons choisi la série des transitions n^3D-2^3P . L'intérêt de cet ensemble de transitions tient d'une part à l'importance du rôle du niveau 2^3P pour des transferts impliqués dans

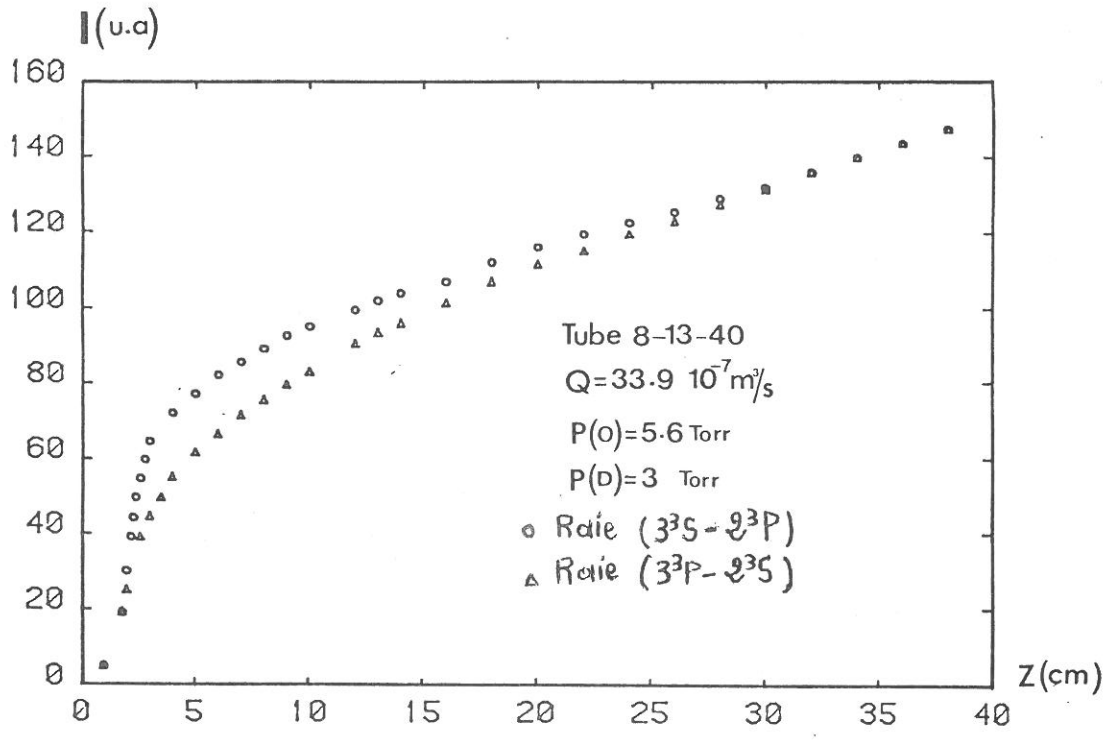


FIG IV,5,a: VARIATIONS "NORMALISÉES" DE DEUX INTENSITÉS DE RAIES LE LONG DE LA DÉCHARGE

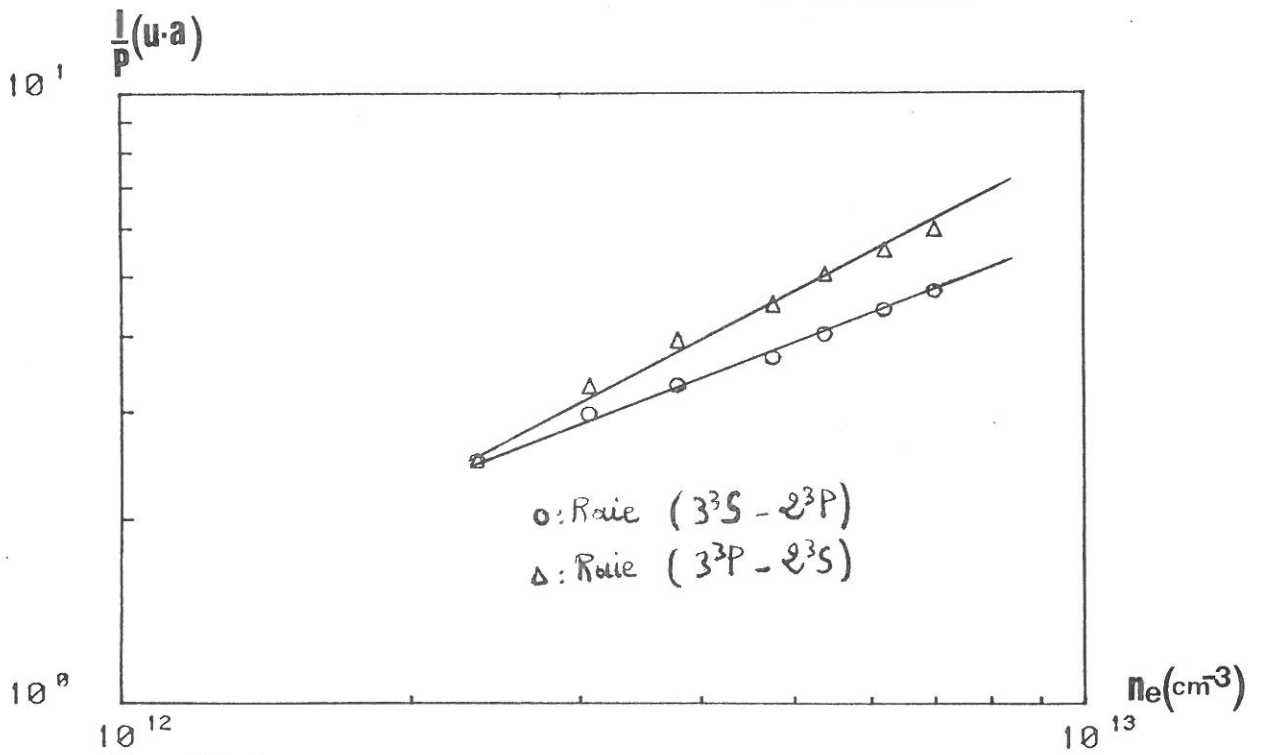


FIG IV,5,b: RAPPORT DE L'INTENSITÉ DES RAIES ($\lambda=3889$ ET 7065 \AA) À LA PRESSION EN FONCTION DE n_e

les lasers He/X, d'autre part au nombre élevé de ces raies, observé dans le spectre des décharges microondes d'Hélium (jusqu'à $n=17$, alors que la plupart des observations faites jusqu'ici, en cathode creuse, se limite à $n=11$ ou 12).

5 - VARIATIONS LONGITUDINALES DES INTENSITES DES RAIES DE LA SERIE n^3D-2^3P .

A l'évidence, le premier paramètre dont nous devons étudier l'influence sur δ est le nombre quantique principal n puisque c'est lui qui détermine le niveau supérieur de la transition considérée, le niveau inférieur restant toujours le même. Toutefois, il est clair que deux autres paramètres "extérieurs" jouent aussi un rôle vis à vis des valeurs de δ : la pression et la température des neutres. On sait en effet que la pression impose le champ électrique moyen le long de la décharge, champ qui intervient dans l'intensité de la raie de transition concernée. Pour la température, nous essaierons de donner quelques indications sur son influence sur δ dans la mesure où nous avons pu déterminer cette température en l'absence d'interféromètre de Fabry-Perot.

a - Influence du nombre quantique n sur δ

Nous avons étudié, dans la série n^3D-2^3P , les raies de nombres quantiques $n=3$ à 10 . Les conditions de la décharge, sur laquelle nous avons travaillé, sont les suivantes:

débit de gaz $Q=46.5$ sccm

pression amont $P(0)=2.4$ Torr

pression aval $P(D)=1$ Torr

longueur plasma $L_{p1}=41$ cm

En étudiant cet ensemble de raies (n^3D-2^3P), nous avons, comme

nous nous y attendions, constaté que leurs intensités présentaient des variations différentes le long de la décharge. A titre d'exemple, la figure (IV, 6) montre les variations le long de l'axe des intensités des raies correspondant à $n = 4, 8$ et 10 . La différence de comportement des intensités de ces raies le long de la décharge, se traduit par des valeurs différentes de δ selon la raie considérée. Nous avons représenté sur la figure (IV, 7) les valeurs du rapport I/P en fonction de n_e , pour les trois transitions ($4^3D - 2^3P$), ($8^3D - 2^3P$) et ($10^3D - 2^3P$).

On constate sur la figure (IV, 7) que plus le nombre quantique n est élevé, plus la pente de la droite $I/P = f(n_e)$ est faible. Autrement dit la "constante" δ est d'autant plus grande que n est faible. On trouve ainsi que $\delta(4^3D - 2^3P) > \delta(8^3D - 2^3P) > \delta(10^3D - 2^3P)$. Ce résultat reste vrai pour toute la série ($n^3D - 2^3P$) étudiée, comme le montre la figure (IV, 8). On peut donc écrire: $\delta = f(n)$ où f est une fonction décroissante. Nous discuterons plus loin ce résultat et tenterons d'en donner une explication. Le champ électrique intervenant dans la constante de proportionnalité entre intensité et densité électronique, la pression doit jouer un rôle que nous allons examiner dans le paragraphe suivant.

b - Influence de la pression sur δ

Nous avons pris comme paramètre, la pression moyenne dans la décharge, telle que nous l'avons définie dans le chapitre précédent. Nous avons étudié, comme précédemment, les variations longitudinales des intensités de raie de la série $n^3D - 2^3P$ dans la gamme de pression 0.5 Torr - 7 Torr.

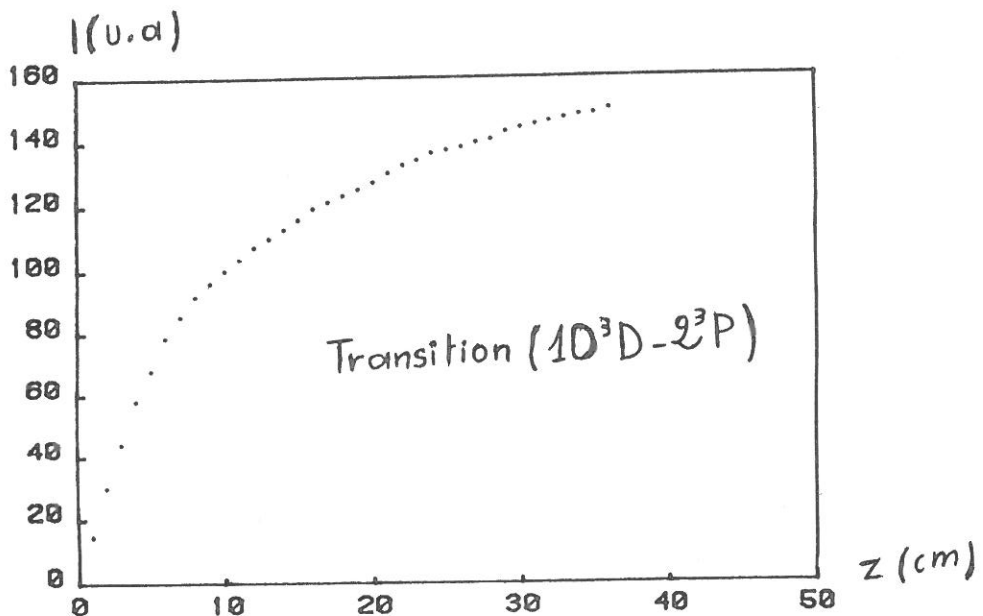
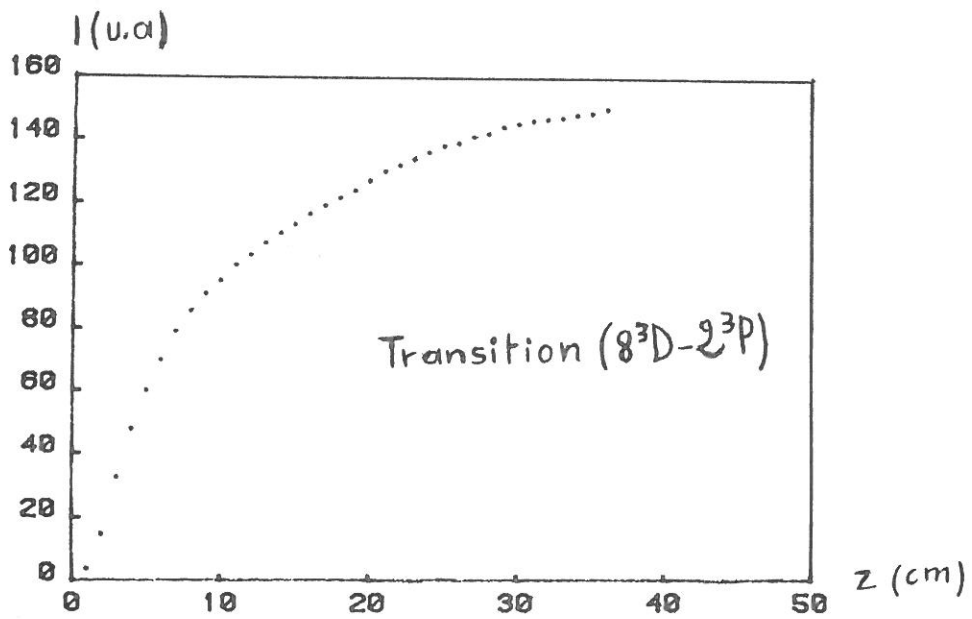
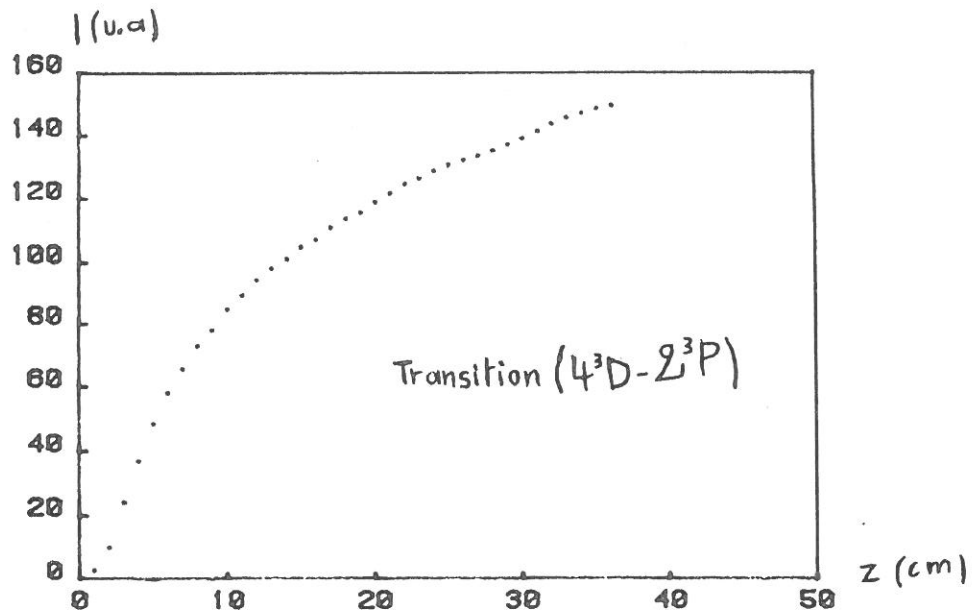


FIG IV,6: VARIATIONS DES INTENSITÉS DES RAIES CORRESPONDANT A $n=4, 8$ ET 10 . . . 92 -

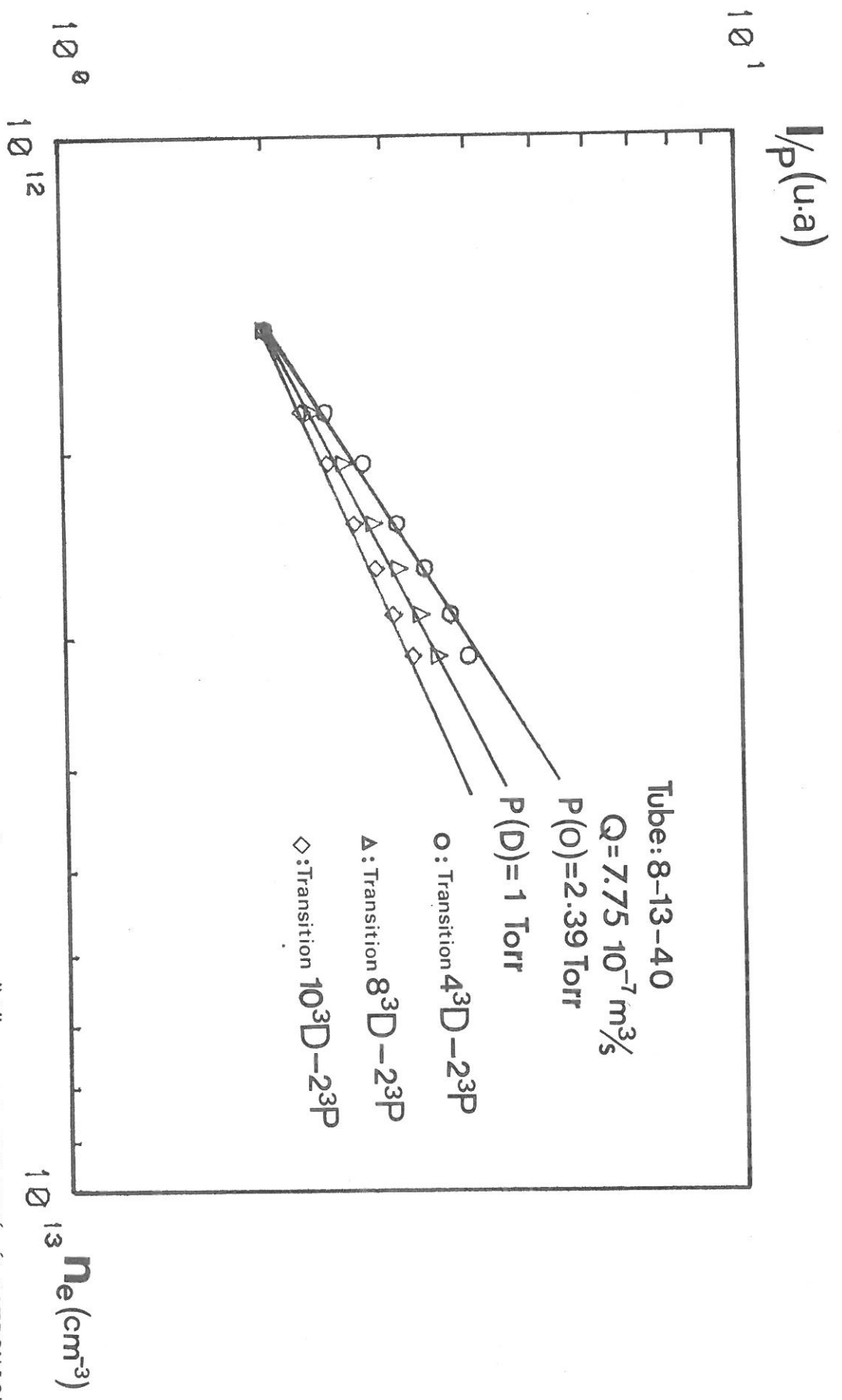


FIG IV,7: INFLUENCE DU NOMBRE QUANTIQUE n SUR L'EXPOSANT " δ " DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE

$10^2 \times \delta$

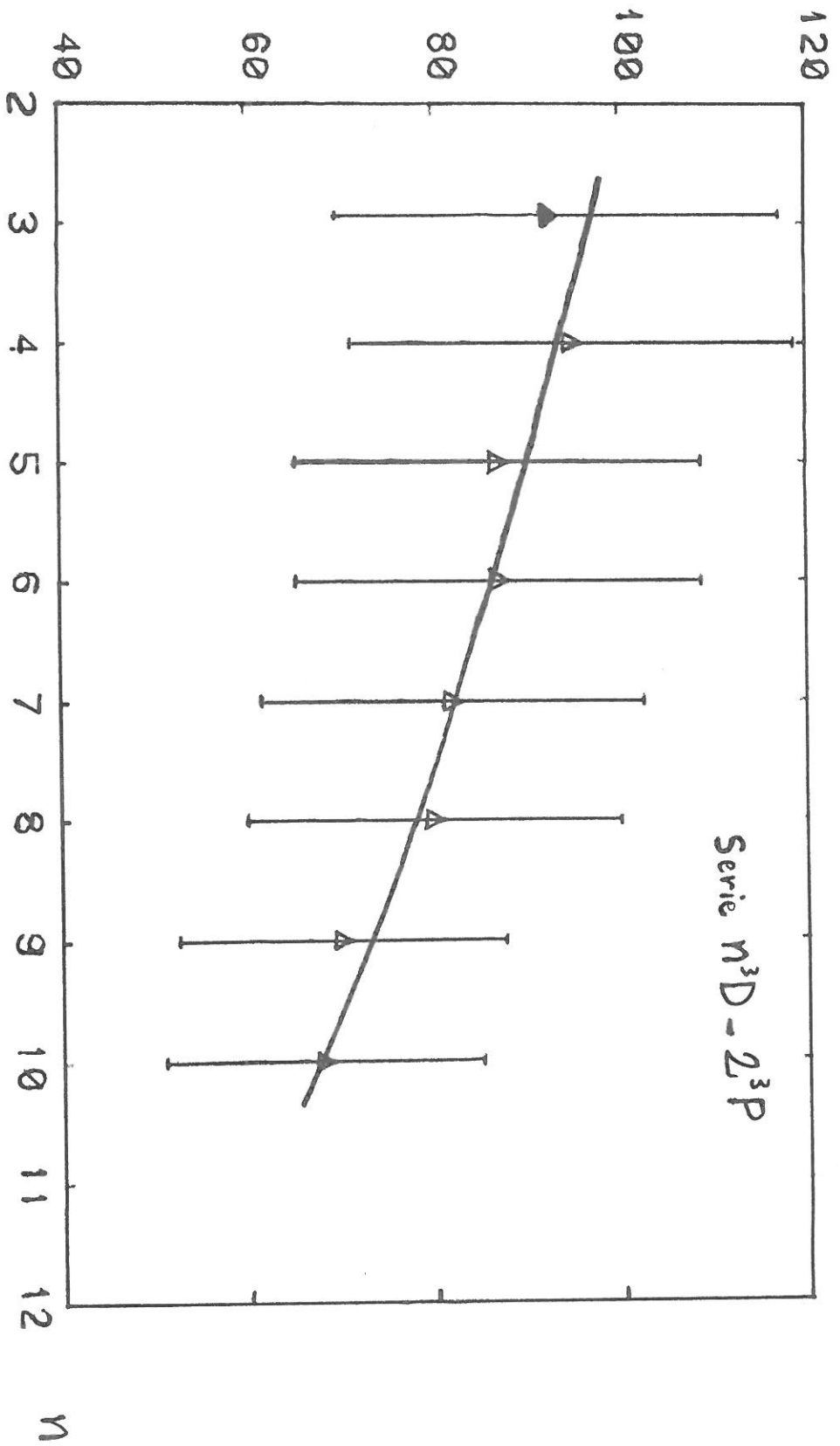


FIG IV,8: VARIATIONS DE L'EXPOSANT " δ " DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE EN FONCTION DU NOMBRE QUANTIQUE n (SÉRIE $n^3D - 2^3P$)

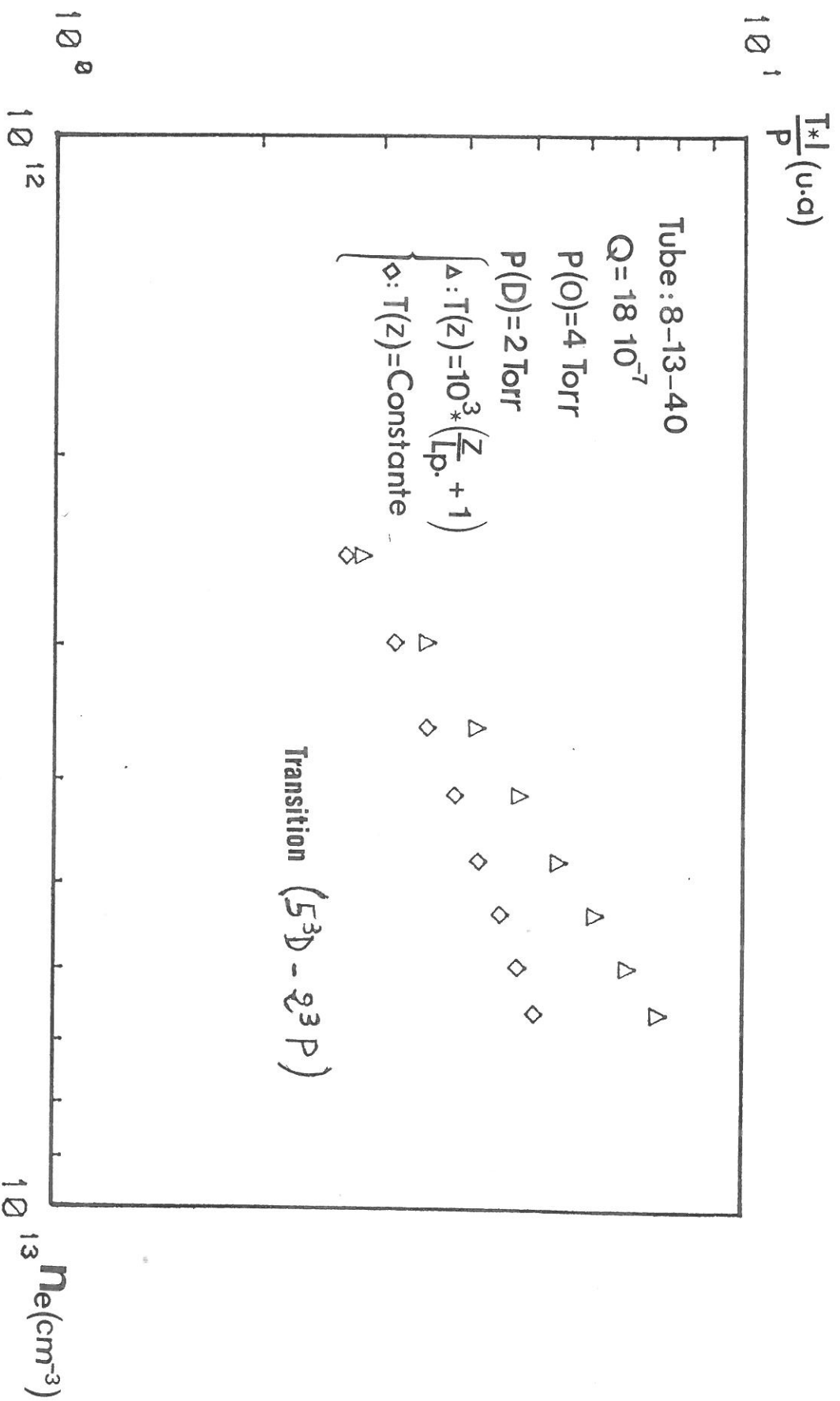


FIG IV,9: INFLUENCE DU GRADIENT DE TEMPÉRATURE SUR L'EXPOSANT " δ " DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE

δ EN FONCTION DE LA PRESSION

Tableau (IV,1)

Transition	Pression moyenne			
	en Torr	0,93	1,7	3
23P-33D		0.88	0.85	0.7
23P-43D		0.97	0.95	0.68
23P-53D		0.93	0.87	0.66
23P-63D		0.87	0.85	0.63
23P-73D		0.84	0.82	0.6
23P-83D		0.84	0.8	0.55
23P-93D		0.79	0.7	0.52
23P-103D		0.77	0.68	
23P-113D		0.73		

Le tableau (IV, 1) montre que le paramètre δ est d'autant plus petit que la pression est plus grande, il fait aussi apparaitre la décroissance de δ lorsque n augmente. δ est donc une fonction décroissante de n et de la pression, nous pouvons donc écrire:

$$\delta = f(n,p) \quad (\text{IV, A, 5})$$

Comme le montre les barres d'erreurs sur la figure 8, on ne peut réellement espérer tirer des informations quantitatives sur des valeurs de δ , d'autant plus que nous n'avons jamais pris en compte les variations de la température des neutres le long de la décharge.

Si nous ne pouvons pas apporter d'information quantitative sur le rôle de la température des neutres, nous pouvons néanmoins donner des indications sur les variations de δ qu'induirait l'existence d'un gradient axial de la température des neutres. C'est ce problème que nous essayons de résoudre dans le paragraphe suivant.

c - Influence d'un gradient de température sur δ

Jusqu'ici, nous avons considéré que la température restait constante tout au long de la décharge. Ceci n'est évidemment qu'une approximation; en réalité, on a pu constater (et même mesurer dans l'Argon par exemple) qu'il y a un gradient de température dans les décharges créées par onde de surface. On peut faire l'hypothèse simple d'une valeur maximum T_0 au gap et d'une valeur minimum $T_0/2$ en fin de colonne. Le choix pour la température d'une valeur moitié en bout de colonne est lié aux observations qui avaient pu être faites antérieurement sur des décharges dans l'Argon. De même, on a pris comme ordre de grandeur $T_0/2 = 1000$ K.

L'expression (IV, A, 2) peut se mettre sous la forme:

$$I_{\text{HeI}}(z) = kP(z)/T(z) \cdot [n_e(z)]^\delta \quad (\text{IV, A, 6})$$

avec $T(z) = 1000(Z/L_p + 1)$, L_p : longueur du plasma.

Pour déterminer la constante δ associée à chaque raie, on reprend la méthode précédente, et l'on étudie cette fois le rapport $I(z)T(z)/P(z)$ en fonction de n_e . Toutes les valeurs de δ ainsi trouvées sont supérieures d'environ 30% aux valeurs précédentes comme le montre l'exemple de la figure (IV, 9) où δ passe de la valeur 0.85 (absence de gradient de la température) à la valeur $\delta = 1.2$ en tenant compte de la variation de la température sur la longueur de la décharge.

d - Discussion des résultats

L'influence de la température des neutres sur la valeur de δ que nous avons montré indique que nous ne pouvons pas espérer obtenir des valeurs de δ qui soient quantitativement significatives. Par contre, il est intéressant de regarder plus attentivement le sens de variation de δ avec le nombre quantique n et la pression p , sens qui n'est pas modifié par le gradient de température.

Pour ce qui est du rôle de la pression, on observe une diminution rapide du champ électrique qui est imposé par la pression dans le tube.

En effet, le champ électrique est implicitement contenu dans la constante de la relation (IV, A, 2) où il apparaît avec un exposant au moins égal à 2. Dès lors, quand on augmente la pression, les valeurs de I/p diminuent tandis que la densité électronique croît légèrement (environ 20% pour un facteur 2 sur la pression). Il paraît donc raisonnable d'observer des valeurs décroissantes de δ lorsqu'on augmente la pression. Si maintenant, nous voulons expliquer les variations de δ avec le nombre quantique n , il faut examiner de plus près la relation entre les populations des niveaux n^3D et δ . Nous avons

montré (relation II, B, 5) que la densité n_j du niveau supérieur j d'une transition (j,k) s'écrit:

$$n_j = \frac{4 \Pi R(\lambda) IP_m^1}{A_{jk} \cdot 2a}$$

A partir de la relation (IV, A, 3) qui exprime IP_m^1 , on peut mettre la relation (II, B, 5) sous la forme:

$$n_j = K n_0 n_e^{\delta_j} \quad (\text{IV, A, 7})$$

Comme pour une même pression (donc une même valeur de n_0) et une puissance incidente identique (donc de même valeur de n_e), les populations n_j décroissent lorsqu'on augmente le nombre quantique n , il est normal de trouver que δ_j décroît lorsque n augmente.

De la relation (IV, A, 7), on peut déduire les densités de populations n_j des états supérieurs j à condition de connaître les intensités absolues des raies correspondant aux transitions $(j-k)$. Ce sont ces résultats que nous présenterons dans la section suivante.

6 - POPULATION DES ETATS EXCITES D'HELIUM

Jusqu'ici, il nous suffisait de connaître les valeurs relatives des intensités des raies émises par la décharge dans l'Hélium. Pour déterminer les populations de certains niveaux de l'Hélium, il est nécessaire de connaître les intensités de raie en valeurs absolues. Pour cela, nous avons procédé à l'étalonnage de l'ensemble (monochromateur + P.M) selon la méthode indiquée dans le chapitre II. Compte-tenu de l'expression (II, B, 5), mentionnée ci-dessus, nous avons pu calculer les populations des niveaux $n= 3$ à 10 de la série n^3D ainsi que celles des niveaux 3^3S , 4^3S , 3^3P et 4^3P . Nous nous sommes en particulier, intéressés à l'évolution de leurs valeurs en fonction de la pression moyenne dans la décharge. Les résultats sont rassemblés dans le tableau (IV, 2).

$n_j \text{ cm}^{-3}$	P (Torr)	1	1.7	3
n(3 ³ D)		2.3x10 ⁹	2.0x10 ⁹	1.8x10 ⁹
n(4 ³ D)		6.0x10 ⁸	4.7x10 ⁸	3.2x10 ⁸
n(5 ³ D)		1.6x10 ⁸	1.2x10 ⁸	7.0x10 ⁷
n(6 ³ D)		5.0x10 ⁷	3.5x10 ⁷	8.0x10 ⁷
n(7 ³ D)		1.6x10 ⁷	1.2x10 ⁷	6.0x10 ⁶
n(8 ³ D)		7.4x10 ⁶	5.0x10 ⁶	2.8x10 ⁶
n(9 ³ D)		3.2x10 ⁶	2.2x10 ⁶	1.0x10 ⁶
n(10 ³ D)		1.8x10 ⁶	1.2x10 ⁶	
n(3 ³ S)			4.5x10 ⁹	
n(3 ³ P)			2.2x10 ⁹	
n(4 ³ P)			6.2x10 ⁹	
n(4 ³ S)			8.0x10 ⁸	

TABLEAU (IV, 2)

On constate, sur ce tableau, que les populations des niveaux n³D décroissent bien quand n augmente (on trouve un facteur 10³ environ entre n= 3 et n= 10) pour une même pression. On trouve également que ces populations, pour un même nombre quantique n, décroissent lorsqu'on augmente la pression. Ces différentes valeurs nous permettront, dans la suite, d'estimer l'importance des différents processus d'excitation et de dépeuplement.

Dans la dernière partie de ce chapitre nous essaierons, à partir d'un modèle simple, de rendre compte de nos résultats expérimentaux au moins en ce qui concerne les sens d'évolution des différents paramètres.

B - MODELE SIMPLE POUR ESSAYER D'INTERPRETER NOS RESULTATS

Les études expérimentales de l'évolution longitudinale des

intensités des raies d'Argon neutre ont montré l'existence d'une loi empirique $I_{ArI} = k_I n_0 n_e$ (n_0 : densité des neutres, n_e : densité électronique). Cette dépendance des intensités avec la densité électronique permet de connaître les processus dominants du peuplement du niveau supérieur de la transition étudiée. Ainsi, il a été montré que les seuls processus collisionnels qui peuvent peupler ce niveau sont:

- soit l'excitation directe à partir du niveau fondamental par collision électronique.
- soit l'excitation à partir d'un niveau métastable saturé (du niveau 4s) par collision électronique.

Dans le cas de l'Hélium neutre, nos résultats expérimentaux conduisent à une relation entre l'intensité étudiée, la densité des neutres n_0 et la densité électronique n_e qui peut s'écrire sous la forme:

$$I_{HeI} = k'' n_0 n_e^\delta$$

où δ : est l'exposant de la densité électronique, c'est un paramètre variable dépendant de la transition étudiée.

En particulier, nous avons montré, en étudiant la série des transitions ($n^3D - 2^3P$), que δ décroît lorsque le nombre quantique principal n augmente. Ainsi donc, contrairement au cas de l'Argon (où δ est toujours égal à 1), il y a nécessairement des processus collisionnels autres que l'excitation directe à partir du niveau fondamental, qui participent au peuplement et dépeuplement du niveau supérieur.

Nous tenterons de rendre compte de ces principaux processus à partir d'un modèle collisionnel radiatif simple que nous allons établir.

L'Hélium a deux systèmes atomiques: un système "singulet" et un

système "triplet". Chaque niveau atomique est couplé aux autres niveaux par des réactions collisionnelles. Puisqu'on s'intéresse au bilan de population du niveau supérieur d'une transition, on conçoit que pour les niveaux plus excités (n grand), les calculs deviennent rapidement difficiles étant donné le grand nombre de niveaux dont on doit tenir compte dans ce bilan.

Pour nous affranchir de cette situation, nous allons nous limiter aux faibles valeurs de n (n < 3), pour lesquelles d'une part les systèmes triplets que nous étudions sont découplés des systèmes singulets, d'autre part le nombre de niveaux excités à prendre en compte est plus restreint et les calculs sont plus simples.

Les niveaux que nous prendrons en compte dans ce modèle sont:

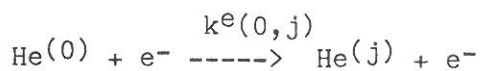
- le niveau fondamental 1^1S , correspondant à n = 1
- le métastable 2^3S et le sous niveau 2^3P , correspondant à n = 2
- les sous niveaux 3^3S , 3^3P et 3^3D , correspondant à n = 3

Ces niveaux sont couplés par des réactions collisionnelles, nous ferons donc une hypothèse, que nous justifierons par la suite, sur les types de réactions qui seront supposés les plus importants.

Nous nous intéresserons aux bilans des sous-niveaux (n = 3). Nous menons le calcul en faisant les hypothèses suivantes:

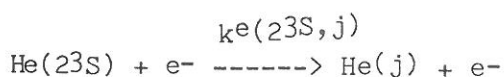
* les processus qui participent au peuplement d'un sous niveau j (n = 3) sont:

- l'excitation directe à partir du niveau fondamental par collision électronique:

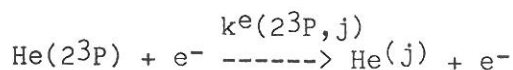


$k^e(0,j)$: coefficient de réaction correspondant

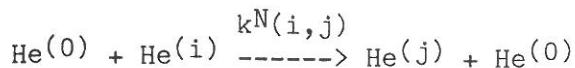
- l'excitation à partir du niveau métastable 2^3S par collision électronique:



- l'excitation à partir du niveau 2³P par collision électronique:

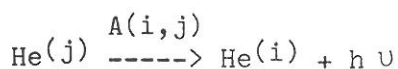


- l'excitation à partir d'un sous niveau i(n= 3) par collision atomique:



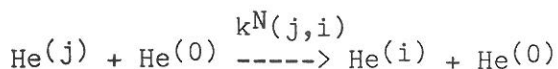
* les processus qui dépeuplent le sous niveau j(n= 3) sont:

- la desexcitation radiative:



A(i,j): coefficient d'Einstein

- la desexcitation par collision atomique:



1 - EQUATION DE BILAN D'UN NIVEAU SUPERIEUR j(n= 3)

Compte-tenu de ce qui précède, nous pouvons exprimer la variation de la population n_j, au cours du temps, d'un niveau supérieur j(n= 3) d'une transition donnée sous la forme:

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = k^e(0,j)n_0n_e + k^e(2^3\text{S},j)n(2^3\text{S})n_e + k^e(2^3\text{P},j)n(2^3\text{P})n_e + \sum_{i \neq j} k^N(i,j)n_0n_i - \sum_{i < j} A(i,j)n_j - \sum_{i \neq j} k^N(j,i)n_0n_j \quad (\text{IV, B, 1})$$

Les termes 1, 2, 3 et 4 représentent la contribution au peuplement du niveau j par les processus collisionnels cités ci-dessus.

Les termes 5 et 6 représentent la contribution au peuplement du niveau j par désexcitation radiative et désexcitation par collision atomique. A l'équilibre, on a $\partial n_j / \partial t = 0$. La population du niveau j peut s'écrire sous la forme suivante:

$$n_j = 1/C [k^e(0,j)n_0n_e + k^e(2^3S,j)n(2^3S)n_e + k^e(2^3P,j)n(2^3P,j)n(2^3P)n_e +$$

$$\sum_{i \neq j} k^N(i,j)n_0n_e] \quad (\text{IV, B, 2})$$

avec $C = \sum_{i < j} A(j,i) + \sum_{i \neq j} k^N(j,i)n_0 =$ constante pour une pression donnée

Les densités de populations $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$ qui figurent dans l'équation (IV, B, 1) sont inconnues expérimentalement, nous avons pour cela déterminé ces grandeurs en faisant une hypothèse sur le type de réactions collisionnelles qui contribuent au peuplement et dépeuplement de ces niveaux.

2 - EQUATIONS DE BILAN DES NIVEAUX 2^3S ET 2^3P ($n=2$)

a - Niveau 2^3P

Le niveau 2^3P peut-être peuplé, soit directement à partir du fondamental soit à partir du métastable 2^3P , par collisions électroniques, il est dépeuplé principalement par désexcitation radiative. La variation au cours du temps de la densité de population du niveau 2^3P s'écrit:

$$\frac{\partial n(2^3P)}{\partial t} = k^e(0,2^3P)n_0n_e + k^e(2^3S,2^3P)n(2^3S)n_e - A(2^3P,2^3S)n(2^3P) -$$

$$\sum_i k^e(2^3P,i)n(2^3P)n_e$$

$$\text{A l'équilibre } \frac{\partial n(2^3P)}{\partial t} = 0$$

$$n(2^3P) = \frac{k^e(0,2^3P)n_0n_e + k^e(2^3S,2^3P)n(2^3S)n_e}{A(2^3P,2^3S) + \sum_i k^e(2^3P,i)n_e} \quad (\text{IV, B, 3})$$

b - Niveau métastable 2^3S

Le peuplement du métastable 2^3S peut se faire, soit directement à partir du niveau fondamental par collisions électroniques, soit par

cascales radiatives qui mènent inévitablement l'atome à l'état métastable 2^3S , puisque les transitions optiques vers le fondamental sont interdites, nous retenons en particulier la désexcitation radiative du niveau 2^3P vers le métastable 2^3S qui est plus importante.

Le dépeuplement du métastable 2^3S peut se faire, soit par diffusion vers les parois du fait de son temps caractéristique de diffusion comparable au temps de vie collisionnel, soit par excitation vers les niveaux supérieurs par collisions électroniques, soit par ionisation. La variation au cours du temps de la population du niveau 2^3S s'écrit:

$$\frac{\partial n(2^3S)}{\partial t} = k^e(0,2^3S)n_0n_e + A(2^3P,2^3S)n(2^3P) - \frac{D}{2}n(2^3S) - \sum_i k^e(2^3S,i)n(2^3S)n_e - S^e_I n(2^3S)$$

Les coefficients de réactions $k^e(i,j)$ de diffusion D et d'ionisation S^e_I seront explicités plus loin.

$$\text{A l'équilibre } \frac{\partial n(2^3S)}{\partial t} = 0 \quad \text{d'où}$$

$$n(2^3S) = \frac{k^e(0,2^3S)n_0n_e + A(2^3P,2^3S)n(2^3P)}{[\sum_i k^e(2^3S,i) + S^e_I]n_e + D/\Lambda^2} \quad (\text{IV, B, 4})$$

Afin de discuter l'importance de chacun des processus collisionnels et radiatifs intervenant dans les équations de bilan des niveaux $j(n=3)$, (2^3S) et (2^3P), il faut déterminer les coefficients de réactions de tous les processus évoqués. Dans le paragraphe suivant, nous indiquons comment nous avons calculé ces coefficients.

3 - COEFFICIENTS DE REACTIONS COLLISIONNELS ET RADIATIFS

a - Collisions électroniques

i - Excitation directe à partir du niveau fondamental

Le coefficients d'excitation par collision électronique à partir du niveau fondamental (1^1S) vers un niveau j , peut s'écrire:

$$k^e(0,j) = \int_0^\infty \bar{Q}(0,j) v_e f_e^M(v_e) dv_e \quad (\text{IV, B, 5})$$

$\bar{Q}(0,j)$: est la section efficace correspondante. Nous utiliserons les sections efficaces analytiques de Drawin [18] qui sont définies pour ce type de transitions par:

$$\bar{Q}(0,j) = 4 \Pi a_0^2 Q(0,j) \frac{E^2 - E_j}{E^2} \quad (\text{cm}^2) \quad (\text{IV, B, 6})$$

où $\Pi a_0^2 = 8.79 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$, a_0 : rayon de Bohr.

$Q(0,j)$: est un paramètre qui dépend de la transition étudiée et qui se calcule à partir d'une loi empirique [19].

$f_e^M(v_e)$: est la fonction de distribution électronique, que nous supposons maxwellienne à $kT_e = 4 \text{ eV}$, pour obtenir un ordre de grandeur des coefficients d'excitation $k^e(0,j)$.

Cette valeur de la température électronique correspond aux valeurs usuelles des décharges à cathode creuse dans des conditions expérimentales similaires.

Dans ces conditions $k^e(0,j)$ peut s'écrire:

$$k^e(0,j) = 4 \Pi a_0^2 \bar{v}_e Q(0,j) \left\{ (U_j+1) \exp(-U_j) - U_j^2 \int_1^\infty \frac{\exp(-U_j x)}{x} dx \right\} \quad (\text{IV, B, 7})$$

où $\bar{v}_e = \sqrt{\frac{8kT_e}{\Pi m_e}}$: est la vitesse moyenne électronique.

$U_j = E_j/kT_e$: E_j est l'énergie du niveau j considéré.

Les valeurs que nous obtenons avec ce calcul pour les niveaux 2^3S , 2^3P , 3^3S , 3^3P et 3^3D sont les suivantes:

$$n=2 \left\{ \begin{array}{l} k^e(0,2^3S) = 8.9 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \\ k^e(0,2^3P) = 1.45 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \end{array} \right.$$

$$n=3 \left\{ \begin{array}{l} k^e(0,3^3S) = 1.9 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \\ k^e(0,3^3P) = 2.2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \\ k^e(0,3^3D) = 2 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1} \end{array} \right.$$

ii - Excitation électronique à partir du niveau métastable 2^3S

Pour les transitions optiquement permises $2^3S \rightarrow n^3P$, les coefficients d'excitations par collisions électroniques à partir du métastable 2^3S s'écrivent [18]:

$$k^e(2^3S, n^3P) = 2.19 \times 10^{-10} [R/\Delta E]^2 \sqrt{T_e} Q(2^3S, n^3P) U(2^3S, n^3P) \Psi_1(U(2^3S, n^3P))$$

(IV, B, 8)

et pour les transitions optiquement interdites $2^3S \rightarrow (3^3S \text{ ou } 3^3D)$, les coefficients d'excitations par collisions électroniques à partir du métastable 2^3S s'écrivent:

$$k^e(2^3S, j) = 2.19 \times 10^{-10} \sqrt{T_e} Q(2^3S, j) U(2^3S, j) \Psi_0(U(2^3S, j)) \quad (\text{IV, B, 9})$$

avec R: est la constante de Rydberg égale à $109\,737.3 \text{ cm}^{-1}$ ou 13.6 eV

$$\Delta E = E(3^3P) - E(2^3S) = 25\,709 \text{ cm}^{-1}$$

$$U(2^3S, 3^3P) = \Delta E / kT_e$$

$$U(2^3S, j) = (E_j - E(2^3S)) / kT_e \text{ avec } j = 3^3S \text{ ou } 3^3D$$

$$\Psi_1(U) = \frac{e^{-U}}{1+U} \left(\frac{1}{20+U} + \text{Ln}[1.25 + (1 + 1/U)] \right)$$

$$\Psi_0(U) = e^{-U} + U E_i(-U)$$

où $E_i(U)$ est l'exponentielle intégrale d'ordre i.

Les valeurs que nous obtenons pour les coefficients d'excitation à partir du niveau 2^3S sont (en ordre de grandeur):

$$k^e(2^3S, 2^3P) = 1.6 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^e(2^3S, 3^3S) = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^e(2^3S, 3^3P) = 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^e(2^3S, 3^3D) = 7.4 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

iii - Excitation électronique à partir du niveau 2³P

Les coefficients d'excitations par collisions électroniques à partir du niveau 2³P sont donnés par l'expression [20].

$$k^e(n,m) = \frac{2.86 \cdot 10^{-6} \cdot n^{4.66}}{T_e^{0.17} \cdot m^3} \exp[R/kT_e(1/m^2 - 1/n^2)] \quad (\text{IV, B, 10})$$

Nous nous intéressons aux transitions entre le niveau 2³P (n=2) et un niveau j(n=3). Ainsi avec nos hypothèses, nous obtenons un même ordre de grandeur pour les trois coefficients $k^e(2^3P, j)$ avec j= 3³S, 3³P et 3³D.

$$k^e(2^3P, j) = 2.7 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

b - Collisions atomiques

Nous examinons ici la contribution au peuplement et au dépeuplement d'un sous-niveau j du niveau n=3, par collisions atomiques. Nous utilisons une loi analytique [19] pour calculer les coefficients de désexcitation par collisions atomiques d'un sous-niveau j vers un sous-niveau i, tous les deux associés au même niveau correspondant à n=3. Les coefficients d'excitations de i vers j par le même processus sont déduits des coefficients de désexcitation par la loi de microréversibilité qui s'écrit:

$$k^N(i,j) = \frac{g(i)}{g(j)} k^N(j,i) \exp[\Delta E_{ij}/kT_0] \quad (\text{IV, B, 11})$$

où ΔE_{ij} est la différence d'énergie entre les deux sous-niveaux i et j, T_0 , la température des neutres ($\sim 10^3$ K), $g(i)$ et $g(j)$ ont respectivement les poids statiques des sous-niveaux i et j.

Les coefficients de désexcitation $k^N(j,i)$ sont donc donnés par les deux expressions suivantes:

$$k^N(j,i) = 7.76 \times 10^{-10} [kT_0/\Delta E_{ij}]^{0.29}/g(j) \quad \text{pour } E_{ij} < kT_0$$

$$k^N(j,i) = 7.76 \times 10^{-10} \frac{\Delta E_{ij}}{kT_0} \exp\left[-\varepsilon \frac{\Delta E_{ij}}{kT_0}\right] x \frac{1}{g(j)} \text{ pour } E_{ij} > kT_0 \text{ (IV,B,12)}$$

où $\varepsilon = 1.28$

Le transfert d'excitation par collisions atomiques auquel nous nous intéressons, se produit entre les sous-niveaux triplets ($n=3$) d'énergie respectivement $E(3^3S) = 183\,237 \text{ cm}^{-1}$, $E(3^3P) = 185\,565 \text{ cm}^{-1}$ et $E(3^3D) = 186\,102 \text{ cm}^{-1}$. Dans nos conditions expérimentales la température des neutres T_0 est de l'ordre de 10^3 K . Nous obtenons ainsi en ordre de grandeur les valeurs suivantes:

$$k^N(3^3D, 3^3P) = 5.6 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^N(3^3P, 3^3S) = 4 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^N(3^3D, 3^3S) = 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^N(3^3P, 3^3D) = 2 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^N(3^3S, 3^3P) = 3.36 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

$$k^N(3^3S, 3^3D) = 3.39 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$$

c - Autres processus: Diffusion, Ionisation, cascades radiatives

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2 parmi les processus qui dépeuplent le métastable 2^3S outre la diffusion vers les parois du tube, il faut aussi prendre en compte le processus de dépeuplement par ionisation. Les expressions semi-empiriques qui permettent de déterminer les coefficients de réactions correspondants sont:

pour la diffusion [19]:

$$D/\Lambda^2 = 0.1284 \times T_0^{3/2} / p [2.4/a]^2 \text{ (s}^{-1}\text{)} \text{ (IV, B, 13)}$$

pour l'ionisation [21]:

$$S e_{\text{I}} = 2.66 \frac{R}{\Lambda^2} \frac{1}{\bar{v}_e} \left[\frac{R}{kT_e} \right]^2 \int_1^{\infty} \frac{u-1}{u} \exp\left(-\frac{\Delta E_{im}}{kT_e} u\right) \ln(1.25u) du \text{ (IV, B, 14)}$$

où $\Delta E_{im} = E_i - E_m$, est l'écart en énergie entre le niveau d'ionisation ($E_i = 198\,411.3 \text{ cm}^{-1}$), et le niveau métastable ($E(2^3S) = 159\,856 \text{ cm}^{-1}$).

Enfin le dernier type de processus que nous prendrons en compte dans ce modèle est le peuplement ou le dépeuplement par cascades radiatives.

Les valeurs des coefficients sont [22]:

$$A(3^3D, 2^3P) = 7.06 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$A(3^3P, 2^3S) = 9.48 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

$$A(3^3S, 2^3P) = 2.78 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$A(2^3P, 2^3S) = 1.02 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

Après avoir présenté le modèle et déterminé les valeurs des différents coefficients nous sommes maintenant en mesure d'apprécier la contribution au peuplement ou au dépeuplement d'un niveau supérieur $j(n=3)$ d'une transition étudiée, de chacun des processus cités dans ce modèle. Nous allons en particulier appliquer ce modèle au niveau 3^3D où le modèle peut être résumé par le schéma de la figure (IV, 10).

4 - Application du modèle au niveau 3^3D , et discussion qualitative

La population du niveau 3^3D se déduit de l'équation (IV, B, 2):

$$n(3^3D) = \frac{1}{C} [\underset{1}{k^e(0, 3^3D)n_0n_e} + \underset{2}{k^e(2^3S, 3^3D)n(2^3S)} + \underset{3}{k^e(2^3P, 3^3D)n(2^3P)n_e} + \underset{4}{k^N(3^3S, 3^3D)n_0n(3^3S)} + \underset{4}{k^N(3^3P, 3^3D)n_0n(3^3P)}] \quad (\text{IV, B, 15})$$

Dans cette équation figure les densités $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$, déjà rencontrées au paragraphe 2. Pour pouvoir comparer les termes 1, 2, 3 et 4 de l'équation (IV, B, 15), il faut connaître les densités n_0 , n_e , $n(2^3P)$, $n(2^3S)$, ainsi que tous les coefficients impliqués dans cette expression. Nous allons pour cela nous placer dans les conditions suivantes:

* $kT_e = 4 \text{ eV}$, $T_0 = 10^3 \text{ K}$, ce qui nous permet d'utiliser les valeurs des coefficients calculées au paragraphe 3.

MODELE

Bilan Du Niveau 3^3D

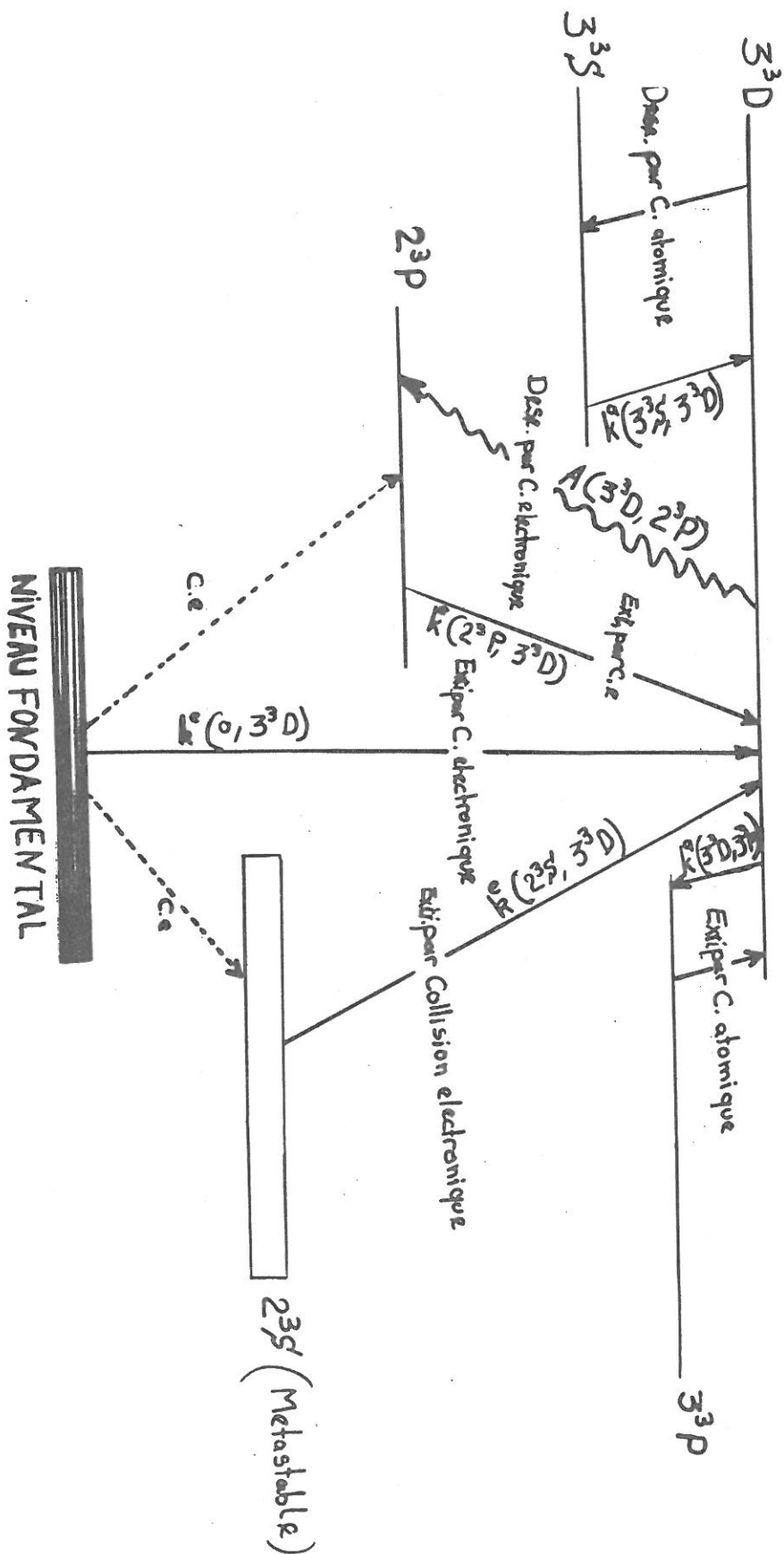


FIG IV, 10: PROCESSUS DE PEUPELEMENT ET DE DÉPEUPELEMENT DU NIVEAU 3^3D

* Expérimentalement les conditions de décharge sont les suivantes:

pression moyenne 1 Torr

longueur de plasma 40 cm

$n_0 \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

$n_e \sim 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

Nous allons donc nous servir de ces valeurs pour déterminer les densités $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$, qui nous permettra ensuite d'évaluer l'importance relative des termes 1, 2, 3 et 4.

Nous rappelons donc les expressions (IV, B, 3) et (IV, B, 4) qui définissent $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$:

$$n(2^3S) = \frac{k^e(0,2^3S)n_0n_e + A(2^3P,2^3S)n(2^3P)}{\sum_i k^e(2^3S,i)n_e + S^e_{I}n_e + D/\Lambda^2}$$

$$n(2^3P) = \frac{k^e(0,2^3P)n_0n_e + k^e(2^3S,2^3P)n(2^3S)n_e}{A(2^3P,2^3S) + \sum_i k^e(2^3P,i)n_e}$$

Ces deux équations dont les inconnues sont $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$ sont couplées et forment un système linéaire simple. A cet égard il est important de noter que les deux dénominateurs de ces deux expressions sont constants, ils constituent les termes de perte: le premier du métastable 2^3S le second du niveau 2^3P . Nous présentons quelques ordres de grandeurs en se plaçant dans les mêmes conditions précédentes, pour estimer l'importance relative des processus de pertes impliqué dans ces expressions:

nous trouvons ainsi:

$$D/\Lambda^2 = 1.1 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$S^e_{I}n_e = 10^5 \text{ s}^{-1}$$

$$\sum_i k^e(2^3S,i)n_e = 9.6 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

Le terme de perte $S^e_{I}n_e$ par ionisation reste donc négligeable par rapport aux pertes par diffusion sur les parois et par collisions électroniques qui sont par contre du même ordre de grandeur. Le terme de perte du niveau 2^3S est de l'ordre de $2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. Quant aux termes

de pertes de niveaux 2^3P , ils sont en ordre de grandeur:

$$A(2^3P, 2^3S) = 10^7 \text{ s}^{-1}$$

$$\sum_i k^e(2^3P, i)n_e = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$$

Nous constatons que le terme de perte par collisions électroniques est légèrement inférieur au terme de perte par désexcitation radiative vers le niveau métastable 2^3S .

Par ailleurs, il est important d'exprimer les densités de populations $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$ en fonction de n_0 et n_e pour essayer d'analyser la dépendance de $n(3^3D)$ en fonction de n_e . Ainsi dans les mêmes conditions précédentes nous obtenons en résolvant le système linéaire en $n(2^3S)$ et $n(2^3P)$, les expressions suivantes:

$$n(2^3P) = \frac{1.4 \times 10^{-18} n_0 n_e + 1.67 \times 10^{-30} n_0 n_e^2}{1 + 7.6 \times 10^{-13} n_e + 1.37 \times 10^{-26} n_e^2} \quad (\text{IV, B, 16})$$

$$n(2^3S) = \frac{10 \times 10^{-18} n_0 n_e + 0.66 \times 10^{-30} n_0 n_e^2}{1 + 10^{-13} n_e + 1.37 \times 10^{-26} n_e^2} \quad (\text{IV, B, 17})$$

Maintenant nous sommes donc en mesure de comparer les termes 1, 2, 3 et 4 de l'équation (IV, B, 15). Pour cela nous résumons ci dessous les résultats obtenus jusqu'ici dans les conditions que nous nous sommes fixées précédemment. A ce stade de la discussion il est utile de noter que pour évaluer le terme 4 de collisions atomiques nous utiliserons les valeurs des populations des sous-niveaux $j(n=3)$ obtenues dans les mêmes conditions expérimentales.

On obtient en ordre de grandeur:

$$n(2^3P) = 9.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$n(2^3S) = 3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{terme 1} = 10^{17}$$

$$\text{terme 2} = 10^{17}$$

$$\text{terme 3} = 10^{17}$$

$$\text{terme 4} = 10^{15}$$

Nous constatons que le terme 4 de collisions atomiques est petit par rapport aux autres, nous négligerons donc la contribution au peuplement et au dépeuplement d'un niveau j par collisions atomiques.

Si maintenant nous remplaçons $n(2^3P)$ et $n(2^3S)$ par leurs expressions dans l'équation du bilan du niveau 3^3D , nous obtenons (en négligeant la contribution des collisions atomiques):

$$n(3^3D) = \frac{n_0 n_e}{K} \left[1 + \alpha \frac{A n_e + B n_e^2}{C + D n_e + E n_e^2} + \beta \frac{A' n_e + B' n_e^2}{C + D' n_e + E n_e^2} \right] \quad (\text{IV, B, 18})$$

où $K, \alpha, \beta, A, B, C, D, E, A', B', D'$ sont des constantes qu'on peut déterminer. A partir de l'équation (IV, B, 18) nous déduisons que δ (exposant de la densité électronique) doit être nécessairement supérieur à l'unité ($\delta > 1$). Ce résultat étant en désaccord avec nos résultats expérimentaux qui donnent des valeurs de $\delta < 1$, il est donc important d'essayer de comprendre l'origine de cette différence.

DISCUSSION ET CONCLUSION

Les causes possibles d'un tel désaccord peuvent provenir:

* D'une part de la détermination expérimentale de δ . En effet on a fait l'hypothèse d'une température du gaz constante le long de la décharge. Or des études ultérieures à notre travail et qui se poursuivent actuellement dans notre laboratoire, ont montré qu'il existe un gradient de température qui, lorsqu'on le prend en compte approximativement, augmente les valeurs de δ d'environ 30%. On peut donc penser qu'en renouvelant nos expériences dans les mêmes conditions mais cette fois en mesurant la température le long de la décharge, on obtiendrait des valeurs expérimentales de δ supérieur à 1.

* D'autre part, le modèle présenté est peut-être trop simple dans la mesure où il ne tient pas compte de la totalité des processus pouvant

intervenir dans le peuplement ou le dépeuplement du niveau $j(n=3)$ étudié. Par contre ce modèle permet de calculer pour les populations des niveaux correspondants à $n=3$ des densités qui sont du même ordre de grandeur que celles fournies par l'expérience. Nous avons ainsi trouvé les résultats suivants:

population du niveau $j(n=3)$	Expérience	Modèle
$n(3^3D)$	$2 \times 10^9 \text{ cm}^3$	$2.3 \times 10^9 \text{ cm}^3$
$n(3^3P)$	$3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$2.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
$n(3^3S)$	$4.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$	$3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
$n(2^3P)$		$9.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$
metastable $n(2^3S)$		$3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$

CONCLUSION GENERALE

Dans ce travail, nous avons entrepris l'étude des décharges microondes dans l'hélium pur à basse pression. Ceci nous a permis d'abord de caractériser ces décharges en suivant une démarche expérimentale. Nous avons ensuite pu établir des lois d'échelle $v/p=f(p)$ et $\theta/p=f(p)$ qui, sans doute, ne sont pas des lois de similitude. Bien qu'on ne dispose pas actuellement des données théoriques nécessaires pour établir ce point, les expériences qui se poursuivent semblent bien infirmer l'existence de telles lois.

Le bilan comparatif que nous avons fait sur les décharges dans l'argon et dans l'hélium a montré les différences de comportement de ces deux types de décharges. Nous avons en particulier vu, qu'il était "plus coûteux" d'obtenir une décharge dans l'hélium que dans l'argon.

Pour comprendre le comportement des décharges microondes dans l'hélium, nous avons effectué des études spectroscopiques qui permettent, en étudiant les intensités des raies d'hélium, de mettre en évidence les principaux mécanismes d'excitation intervenant dans ces décharges. En observant plus particulièrement la série des raies correspondant aux transitions entre les niveaux supérieurs n^3D et le niveau inférieur 2^3P , nous avons constaté que l'on peut distinguer des transitions correspondant à des niveaux supérieurs (n^3D) très élevés jusqu'à $n=17$. Ceci a motivé le choix de ces raies pour étudier l'évolution longitudinale de leur intensité et établir des relations du type $(I_{\alpha n_0 n_e}^\delta)$. Le phénomène remarquable résultant de ces relations est le comportement de δ qui décroît avec le nombre quantique principal n . Ceci montre que contrairement au cas de l'argon le peuplement des niveaux supérieurs des transitions étudiées ne peut-être attribué uniquement aux processus d'excitation directe à partir du niveau

fondamental. Il y a donc nécessairement d'autres processus qui interviennent.

Nous avons, pour en tenir compte développé un modèle collisionnel et radiatif simple qui nous a permis de rendre compte de ces processus supplémentaires. Nous trouvons ainsi que:

le peuplement d'un niveau $j(n=3)$ se fait principalement par:

- excitation directe à partir du niveau fondamental
- excitation à partir du métastable 2^3S
- excitation à partir du niveau 2^3P

le dépeuplement se fait principalement par:

désexcitation radiative.

Ce modèle se limite à $n=3$. Pour $n>3$ les hypothèses simplificatrices utilisées deviennent difficilement justifiables car on doit prendre en compte d'autres processus collisionnels. Cependant ce modèle permet de calculer approximativement les populations des niveaux $j(n=3)$. Pour étendre cette étude à des nombres quantiques ($n>3$) il est nécessaire:

- d'une part d'étudier expérimentalement le maximum d'intensités de raies et de déterminer ainsi les populations des niveaux supérieurs de ces transitions.
- d'autre part, il faut effectuer les mesures de température le long de la décharge pour évaluer rigoureusement les valeurs de T_e , ce qui permettra d'émettre des hypothèses sur les types de processus collisionnels qui peuvent intervenir dans le bilan d'un niveau j étudié.

Par ailleurs, comme nous l'avons vu au paragraphe (B-2-b) l'excitation d'un maximum de niveau triplet, favorise la création des métastables (2^3S), puisqu'ils ne peuvent se désexciter vers le fondamental. Il est donc important de noter à cet égard que les décharges d'hélium créées par onde de surface sont plus avantageuses

pour la production des métastables 2^3S que les décharges à cathode creuses puisque plus riches en raies d'hélium témoin la raie (17^3D-2^3P). Ceci peut être important pour les applications lasers, comme par exemple le laser obtenu sur une décharge d'hélium/cadmium où le transfert d'énergie s'effectue entre le métastable 2^3S de l'hélium et le niveau excité $2D_{3/2}$ du cadmium.

ANNEXE

GRADIENT DE PRESSION

Nous avons utilisé des flux variant entre quelque sccm à 500 sccm pour créer des décharges d'hélium: les pressions amont $P(0)$ et aval $P(D)$ sont ensuite mesurées. La vitesse d'écoulement du gaz varie entre 3 et 10 m/s. Dans ces conditions le nombre de Reynold Re est égal à 339, $Re \ll 2000$ le régime d'écoulement est donc laminaire. On s'intéresse dans ce cas au profil de pression le long du tube à gaz, pour cela comme nous l'avons déjà indiqué au chapitre (II,e), en présence du plasma nous définissons trois zones:

- la zone principale constitué par le plasma se trouve à une température T que nous supposons constante sur toute la colonne.
- les deux autres situées de part et d'autre de la décharge se trouvent à la même température $T_0 = 300K$.

Par ailleurs, le profil de pression dans chacune des zones est obtenu en utilisant la loi de Poiseuille [23].

Ainsi nous pouvons écrire:

dans la zone principale:

$$P(z) = P(B) [1 - z/z_{p1}]^{1/2} \quad (A,1)$$

$$\text{où } z_{p1} = \frac{L_{p1}}{1 - [P(A)/P(B)]^2} \quad (A,2)$$

A ce stade il est utile de préciser les données et paramètres de cette étude:

- pression amont $P(0)$
- pression aval $P(D)$
- débit volumique dans les conditions TPN Q
- longueur du plasma L_{p1}

Données:

OD= 2 m: distance entre les deux points de mesure de la pression aval et amont (Fig(II,4))

GD= 0.59 m (Fig(II,4))

a= 4×10^{-3} m: rayon du tube utilisé

$\eta_0 = 198 \times 10^{-7}$; viscosité dynamique associé à une température

$T_0 = 300$ K dans les deux zones situées de part et d'autre de la zone principale.

Pressions intermédiaires:

L'équation (A,1) fait intervenir deux paramètres supplémentaires qui ne sont pas mesurées expérimentalement:

P(B): la pression en bout de colonne

P(G): la pression au gap

Le paramètre z_{p1} peut s'écrire avec une deuxième expression [23]:

$$z_{p1} = \frac{47.8 \Pi a^4 P(B)^2}{16Q \eta T} \quad (A,3)$$

Dans la décharge cette expression n'est pas immédiatement exploitable à cause de beaucoup d'inconnues P(B), η et T. Par contre en tenant compte des hypothèses faites dans les zones 1 et 3 et des équations (A,1) et (A,2) nous pouvons écrire dans la zone 1:

$$P(B) = P(0) \left[1 - \frac{1.41 - L_{p1}}{z_{01}} \right]^{1/2} \quad (A,4)$$

$$\text{où } z_{01} = \frac{47.8 \Pi a^4 P(0)^2}{16Q \eta_0 T_0} = 4 \times 10^{-7} \frac{P(0)^2}{Q} \quad (A,5)$$

En connaissant les conditions expérimentales P(0), Q et L_{p1} , nous pouvons ainsi déterminer z_{01} et donc la pression en bout de colonne P(B).

zone 3:

$$P(G) = P(D) \left[1 - 0.59/z_{03} \right]^{1/2} \quad (A,6)$$

$$z_{03} = \frac{47.8 \Pi a^4 P(G)^2}{16Q \eta_0 T_0} = z_{01} [P(G)/P(O)]^2 \quad (A,7)$$

En combinant (A,6) et (A,7) on obtient:

$$P(G) = P(D) \left[1 + \frac{0.59}{z_{01}} \left(\frac{P(O)}{P(D)} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A,8)$$

ce qui permet de déterminer la pression au gap.

DEDUCTION D'UNE TEMPERATURE APPROCHE DANS LE PLASMA

En connaissant les deux pressions intermédiaires P(B) et P(G), les expressions (A,2) et (A,3) permettent d'écrire:

$$\eta xT = \frac{47.8 \Pi a^4 [P(B)^2 - P(G)^2]}{16QL_{p1}} \quad (A,9)$$

ou encore en tenant compte des expressions (A,4), (A,5) et (A,9):

$$\eta xT = \frac{2.4 \times 10^{-9}}{QL_{p1}} \left[P(O)^2 - P(D)^2 - \frac{(2 - L_{p1})Q}{4 \times 10^{-7}} \right] \quad (A,10)$$

Ainsi à partir des paramètres de l'expérience on peut déterminer approximativement le produit ηxT , la température est ensuite déterminée [15], un exemple est présenté au chapitre II.

- J.Phys.D., Appl.Phys., 14, 1811 (1981)
- [13] C.M. FERREIRA
J.Phys.D, Appl.Phys., 16, 1673 (1983)
- [14] J. MAREC, E. BLOYET, M. CHAKER, P. LEPRINCE et P. NGHIEM
"Microwaves discharges", Elec.Break and discharges in gases, Plenum-Pub, Corp., Pt. B, 347 (1983)
- [15] HANDBOOK of Chemistry and Physics
Forty-fourth edition 2267
- [16] J.C. De VOS
Physica, 20, 690 (1954)
- [17] J.L. DELCROIX
"Physique des plasmas", Tome 2, Dunod (1966)
- [18] DRAWIN
"Collision and Transport Cross Sections", Rapport EUR-CEA-FC-383 (1966)
- [19] G. GOUSSET
Thèse de doctorat, Orléans (1983)
- [20] "Rydberg states of atoms and molecules"
Ed. R.F Stebbings Cambridge University Press (1983)
- [21] F. DOTHAN and YU M KAGAN
J.Phys.D, Appl.Phys., 14 (1981) 183-97 Printed in Great Britain
- [22] W.L. Wiese, M.W. SMITH, B.M. GLENNON
Atomic Transition
Probabilities. Vol 1. Hydrogen Through Neon NSRSS-NBS-4 (1966)
- [23] R. DE SOUZA
Thèse de doctorat, Orsay (1985)
- [24] Yoshinobu Takanashi, Kenji Fukuta and Takaoki Kaneto
Sae technical paper series - Toyota Motor Corp. February 25 - March 1, 1985
Page (65-72)

- [25] M. Kogoma and G. Turban
Mat. Res. Soc. Symp. Proc Vol 68 1986
Page (401 à 406)
- [26] R. Claude; M. Moisan, M.R. Weitheimer
Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol 68 1986
Page (85 à 91)

