

ORSAY  
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD  
CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée

Pour obtenir

Le Titre de DOCTEUR 3<sup>ème</sup> cycle

SPECIALITE : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

PAR

Serge SAADA

**SUJET :** ETUDE D'UNE DECHARGE MICROONDE DANS LES MELANGES ARGON/HELIUM

soutenu le 9 Novembre 1983 devant la Commission d'examen

MM. DELCROIX J.L. Président

BESWICK A.

BLANC D.

DESCOUBES J.P.

MAREC J.



Cette thèse a été préparée dans le Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay, dont le Directeur, Monsieur J.L. DELCROIX, a accepté de présider le jury; je l'en remercie.

J'exprime également toute ma reconnaissance aux membres du jury : Messieurs A. BESWICK, D. BLANC et J.P. DESCUBES pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Je témoigne ma gratitude à Messieurs J. MAREC et P. LEPRINCE qui ont proposé ce travail, en ont assumé la direction scientifique, en me faisant constamment bénéficier de leur expérience et de leurs conseils avec une grande disponibilité.

Je désire remercier Monsieur E. BLOYET qui a apporté un soin particulier à la réalisation des expériences et dont les connaissances m'ont été fort utiles, ainsi que Carlos M. FERREIRA , Caroline LAPORTE et Emil DERVISEVIC pour les nombreuses discussions que nous avons eues.

Enfin, je suis reconnaissant à tous ceux qui de près ou de loin ont aidé à la réalisation de ce travail et particulièrement à Madame VERGAND qui a assuré le tirage de ce mémoire.



## TABLE DES MATIERES

- <u>INTRODUCTION.</u>	1
- <u>CHAPITRE I : PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE.</u>	3
I.1 - Introduction.	3
I.2 - Hypothèses.	4
I.3 - Caractéristiques de l'onde de surface.	7
I.3.1 - Courbe de phase.	7
I.3.2 - Composantes du champ électromagnétique de l'onde.	9
I.3.3 - Energie.	10
I.3.4 - Atténuation.	11
I.4 - Distribution du champ et de l'énergie.	15
I.4.1 - Région des faibles valeurs de $\omega/\omega_p$ .	18
a) Courbe de phase.	18
b) Champ électrique.	18
c) Energie.	20
d) Vitesse de phase, vitesse de groupe.	20
I.4.2 - Région des fortes valeurs de $\omega/\omega_p$ .	24
a) Courbe de phase.	24
b) Champ électrique.	24
c) Energie.	24
d) Atténuation.	25
e) Conclusion.	25
I.4.3 - Région des valeurs intermédiaires.	26
- <u>CHAPITRE II : CARACTERISTIQUES DE LA DECHARGE.</u>	27
II.1 - Dispositifs expérimentaux.	27
II.1.1 - Montage expérimental.	27
a) Création du plasma.	27
b) Couplage de l'énergie.	29
c) Ligne de mesure.	29
d) Tube à plasma.	29
II.1.2 - Mesure de la densité électronique.	30
II.2 - Etude théorique de la décharge.	32
II.2.1 - Description radiale.	32
II.2.2 - Modèle longitudinal.	34
II.2.3 - Calcul du profil de densité électronique.	36
II.3 - Résultats expérimentaux.	39
Conditions expérimentales.	39
II.3.1 - Densité électronique.	39
II.3.2 - Fréquence de collision effective.	44
II.3.3 - Champ électrique.	45
II.3.4 - Paramètre $\theta$ .	45
II.3.5 - Régime de fonctionnement de la décharge.	49
Conclusion.	51

.../...

- <u>CHAPITRE III</u> : EMISSION DES ATOMES ET DES IONS DE LA DECHARGE.	52
III.1 - Mesure de l'intensité des raies.	52
III.2 - Etats excités de l'argon I. Mécanismes de peuplement.	54
III.3 - Etats excités de l'hélium I. Mécanismes de peuplement.	63
III.4 - Etats excités de l'argon II. Mécanismes de peuplement.	71
Conclusion.	82
- <u>CONCLUSION.</u>	85
- <u>APPENDICE.</u>	87
- <u>REFERENCES</u>	95

----

## I N T R O D U C T I O N

Jusqu'à ce jour, la plupart des études sur les décharges continues, type colonne positive, dans les mélanges argon-hélium, se sont limitées au cas où l'un des gaz constituait une impureté. Cette limitation est due au phénomène de cataphorèse qui fait apparaître des gradients de densité longitudinaux des atomes neutres des deux gaz. Au contraire, dans le cas des décharges créées par une onde de surface, on peut obtenir des colonnes de plasma homogènes (ou niveau des neutres) et stables dans les mélanges argon-hélium avec des pourcentages d'hélium atteignant jusqu'à 70 %.

A la base de ce travail se situe une expérience dont l'objet était l'obtention d'un effet laser dans une décharge microonde continue. Cet effet ayant été observé sur la transition  $4p \ ^2D_{5/2}^o \rightarrow 4s \ ^2P_{3/2}$  ( $\lambda = 488 \text{ nm}$ ) de l'argon II avec des proportions d'hélium et d'argon d'environ 50 %, donc très différentes de celles utilisées dans les lasers classiques, nous avons entrepris cette étude pour mettre en évidence le rôle de l'hélium dans ce type de décharges. Dans un premier temps, nous avons examiné l'influence de l'hélium sur les paramètres du plasma (densité électronique, champ électrique, fréquence de collision, etc...), puis dans un deuxième temps sur les processus d'excitation dans la décharge.

Nous étudierons, dans le chapitre I, la propagation de l'onde de surface pour déterminer par exemple la distribution du champ électromagnétique et celle de l'énergie le long de la colonne de plasma car elles conditionnent le fonctionnement de la décharge. Pour cela, il suffit de résoudre l'équation de dispersion qui permet de calculer la courbe de phase  $\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)$  en

fonction de  $\beta$  ( $\omega = \text{constante}$ )). A chaque point de cette courbe correspond un état de l'onde et du plasma : distribution du champ électromagnétique, de l'énergie, etc... Puis dans le chapitre II, nous présenterons un modèle, qui décrit le transfert de l'énergie microonde au plasma et dont l'hypothèse principale repose sur une proportionnalité entre le nombre de paires électron-ion maintenus dans la décharge et la puissance de l'onde absorbée par le plasma. Le facteur de proportionnalité  $\theta$ , indépendant de la puissance incidente, représente donc la puissance moyenne nécessaire au maintien d'une paire électron-ion dans la décharge. Ce modèle détermine un profil longitudinal de la densité électronique en bon accord avec les mesures expérimentales. Son application directe nous permettra, en outre, de calculer une fréquence de collision effective  $\nu$ , le facteur  $\theta$  et le champ électrique, pratiquement constant le long de la colonne de plasma, pour chaque ensemble de conditions expérimentales.

Ce modèle que nous emploierons ici pour traiter le cas d'un mélange argon-hélium pourra être étendu à d'autres gaz ou mélanges de gaz pourvu que le plasma soit peu collisionnel ( $\nu \ll \omega$ ).

Dans le dernier chapitre, nous mettrons à profit l'une des caractéristiques les plus intéressantes des décharges créées par ondes de surface, à savoir la connaissance simultanée de la densité électronique et du champ électrique en tout point de la décharge. Ainsi nous établirons empiriquement des relations entre les intensités des raies émises par le plasma, la densité électronique et le champ électrique. Par comparaison de ces relations avec celles déjà obtenues dans le cas de l'argon pur, nous préciserons quel est le rôle de l'hélium sur le peuplement des niveaux excités de l'argon I et de l'argon II. Puis nous proposerons un bilan des processus d'excitation et de désexcitation de ce type de décharge.

# CHAPITRE I

## PROPAGATION DE L'ONDE DE SURFACE

### I.1. INTRODUCTION

L'utilisation de l'énergie haute fréquence pour créer des plasmas s'est développée ces dernières années. Ces plasmas, dans de nombreux domaines, tendent à remplacer les colonnes positives ; ils présentent des avantages tels que l'absence d'électrodes qui sont source de pollution, une bonne stabilité dans un large domaine de pression, la possibilité de travailler avec différents gaz ou mélanges, en particulier avec certains gaz corrosifs.

Différentes structures ont été mises au point pour générer des décharges microondes [1], [2], [3]. La structure utilisée ici, transmet l'énergie électromagnétique à une décharge fonctionnant sur un mode propre du plasma. Cela permet d'obtenir de longues colonnes de plasma avec un coefficient d'ionisation pouvant atteindre quelques pour mille.

Ces modes propres de plasma limité donnent lieu à la propagation d'ondes de surface. La description et les résultats concernant la propagation de telles ondes dans le plasma sont déjà bien connus [4], [5], [6]. Cependant, dans ce chapitre, nous donnons un rappel concernant les ondes de surface pour la structure utilisée dans l'expérience

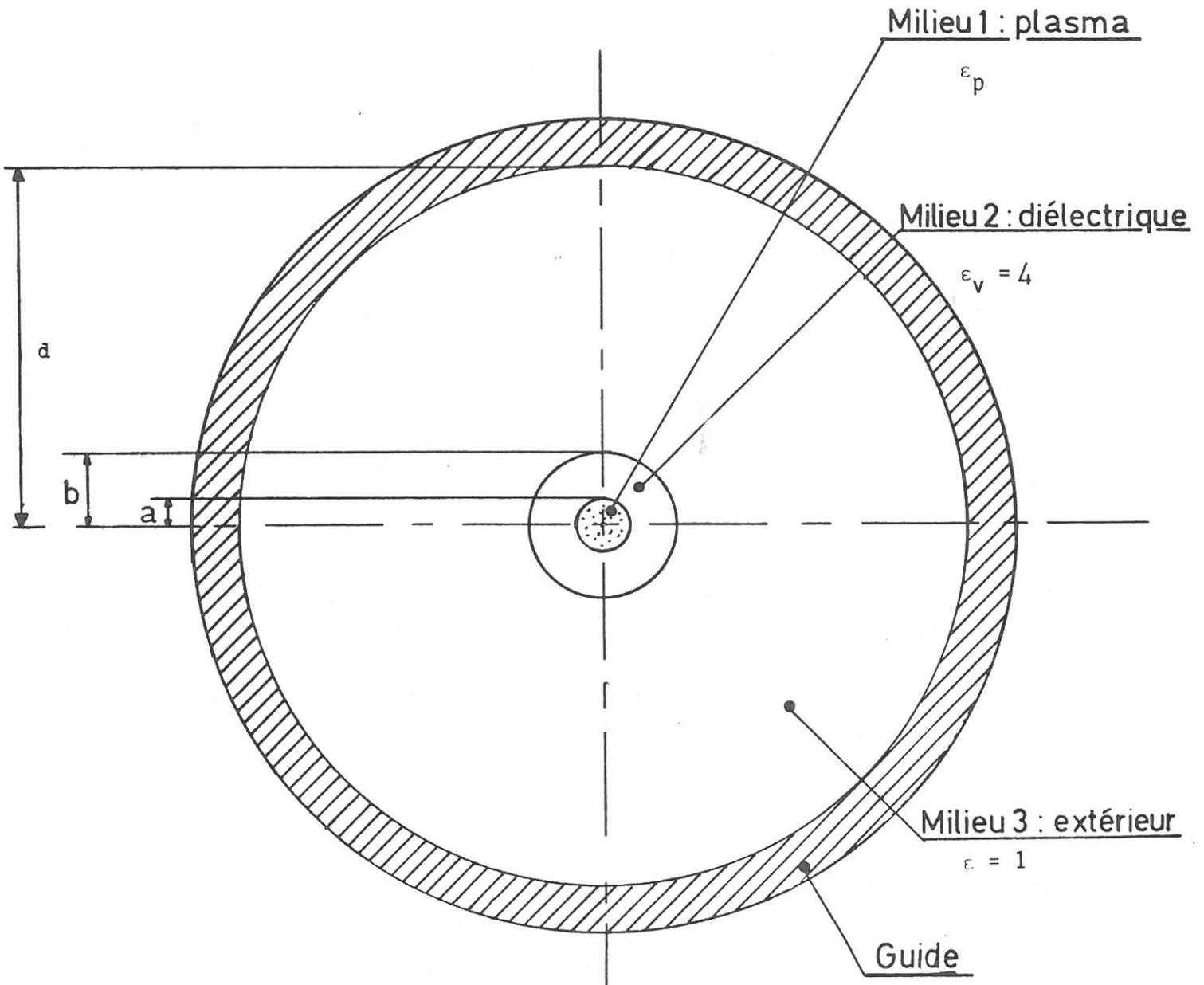


Figure (I.2.1)  
Structure utilisée échelle 3.

## 1.2. HYPOTHESES

Le plasma, par rapport à l'onde électromagnétique, est considéré comme un milieu diélectrique dont la permittivité relative à celle du vide est :

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

où  $\omega_p$  est la fréquence plasma électronique donnée par la relation :  $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ ,  $e$  et  $m$  étant respectivement la charge et la masse de l'électron,  $n$  la densité électronique moyenne dans une section de la colonne,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\nu$  la fréquence de collision électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement et  $\omega$  la fréquence de l'onde.

Comme nous le verrons par la suite, dans les conditions de nos expériences,  $\nu$  est très inférieure à  $\omega$  et la relation (I.1) s'écrit alors :

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

La géométrie de la structure utilisée est celle décrite par la figure (I.2.1).

Le plasma est créé dans un tube de quartz de permittivité relative  $\epsilon_v$ , placé à l'intérieur d'un tube métallique de même axe, considéré comme un conducteur parfait.

Le calcul de l'équation de dispersion (Appendice I) est mené à partir des hypothèses suivantes :

- le plasma est globalement neutre ;
- le champ magnétique extérieur est nul ;

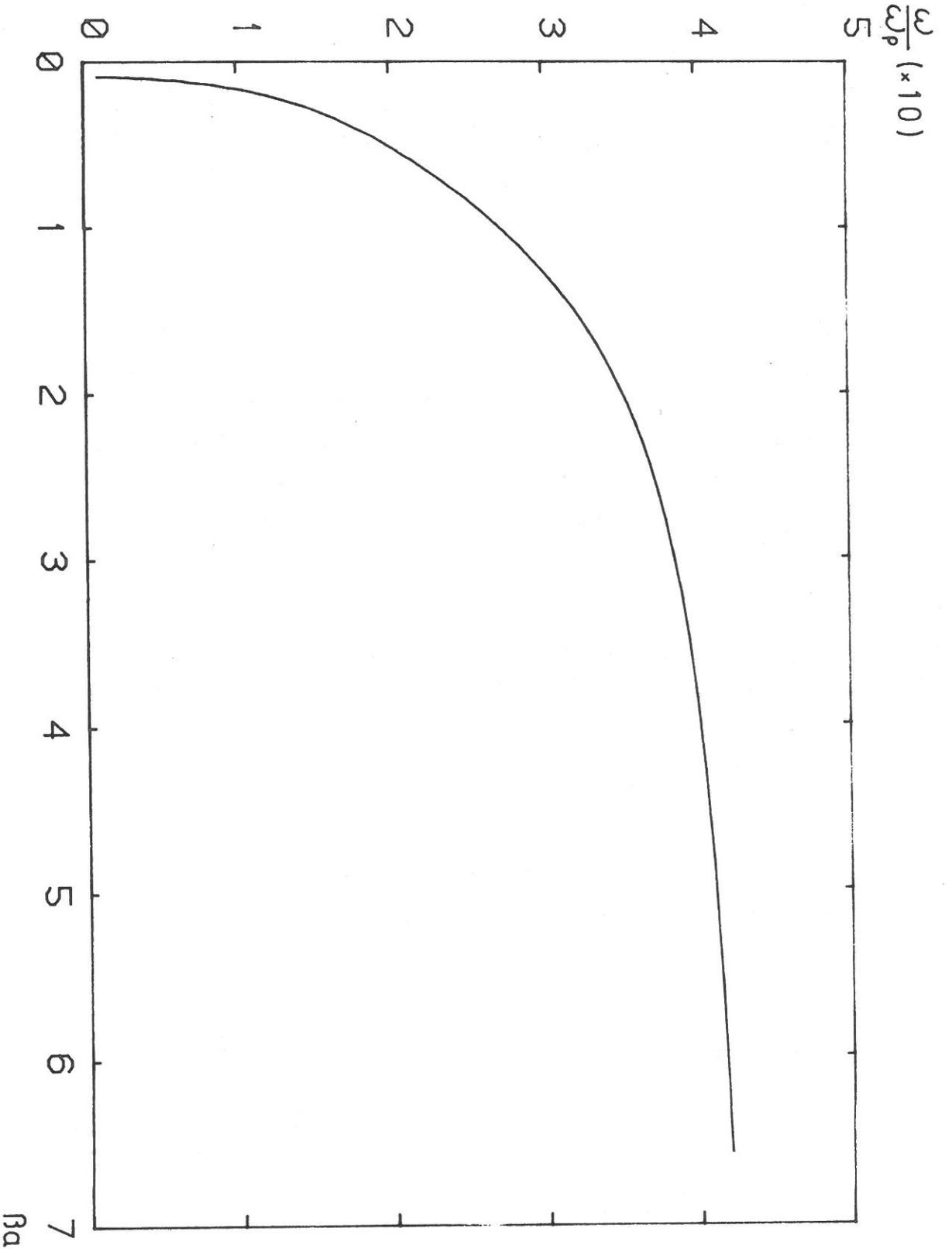


Figure (I.3.1)

Calcul de phase pour la structure utilisée.

- le plasma est froid, c'est-à-dire que dans les équations linéarisées de conservation de la quantité de mouvement, la force due au gradient de pression cinétique est négligée devant la force électrique, ce qui équivaut à négliger la vitesse d'agitation thermique des électrons devant la vitesse de phase de l'onde.

Le mode de propagation de l'onde est celui à symétrie azimutale et compte tenu des conditions aux limites, seule une onde transverse magnétique existe. Ses composantes de champ en coordonnées cylindriques sont  $E_z$ ,  $E_r$  et  $H_\varphi$  avec un vecteur d'onde  $K = (\beta + j\alpha)$  orienté suivant l'axe  $z$  de symétrie du système où :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ est le nombre d'onde,}$$

$\alpha$  l'atténuation relative par unité de longueur.

### I.3. CARACTERISTIQUES DE L'ONDE DE SURFACE

Tous les résultats présentés dans ce chapitre sont caractéristiques de la structure et de la fréquence de l'onde utilisées :

$$\begin{aligned} a &= 1,5 \text{ mm} \\ b &= 4 \text{ mm} \\ d &= 20 \text{ mm} \\ f &= 2450 \text{ MHz.} \end{aligned}$$

#### I.3.1. COURBE DE PHASE

La fréquence de l'onde étant fixée, c'est donc  $\omega_p$  qui varie le long de la colonne et on ne trace pas la courbe de dispersion mais une courbe de phase :  $\omega/\omega_p$  en fonction de  $\beta a$  (figure (I.3.1)).

$N_e (m^{-3})$

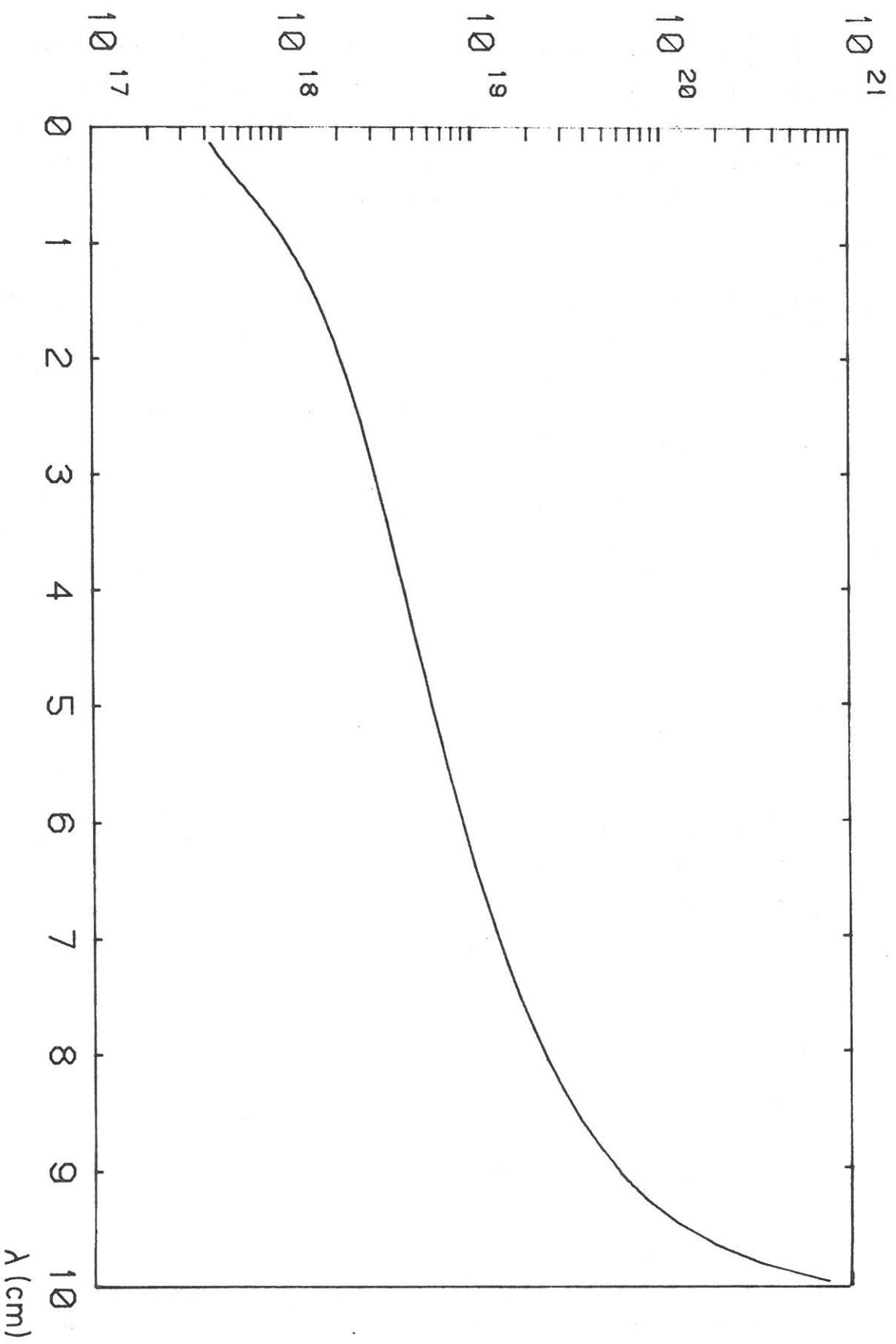


Figure (I. 3. 2)

Densité électronique en fonction de la longueur d'onde.

La limite  $\frac{1}{\sqrt{1+\epsilon_v}}$  de  $\frac{\omega}{\omega_p}$  quand  $\beta \rightarrow \infty$  définit une densité électronique de coupure  $n_c$  au-dessous de laquelle l'onde de surface ne peut plus se propager.

Cette valeur est  $n_c = 3,71 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ .

A partir de la courbe de phase, nous pouvons représenter la variation de la densité électronique en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ . Cette courbe (I.3.2) servira directement à la détermination expérimentale de la densité électronique. (cf chapitre II; II.1.2)

### I.3.2. COMPOSANTES DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE DE L'ONDE

Les composantes des champs dans les différents milieux s'expriment sous la forme  $A(r)e^{j(\omega t - \beta z)}$  où  $A(r)$  s'écrit :

- dans le plasma :

$$E_z = A I_0(\Gamma r)$$

$$E_r = A \frac{j\beta}{\Gamma} I_1(\Gamma r)$$

$$H_\varphi = A \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_p}{\Gamma} I_1(\Gamma r)$$

$$\text{avec } \Gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_p$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c}$$

- dans le diélectrique :

$$\text{si } v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \quad E_z = [E I_0(Rz) + F K_0(Rz)]$$

$$E_r = \frac{j\beta}{R} [E I_1(Rr) - F K_1(Rr)]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{R} [E I_1(Rr) - F K_1(Rr)]$$

$$\text{avec } R^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_v$$

$v_\varphi$  étant la vitesse de phase.

$$\text{Si } v_\varphi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \quad \begin{aligned} E_z &= [E J_0 (Sr) + F Y_0 (Sr)] \\ E_r &= \frac{j\beta}{S} [E J_1 (Sr) + F Y_1 (Sr)] \\ H_\varphi &= \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{S} [E J_1 (Sr) + F Y_1 (Sr)] \end{aligned}$$

avec  $S^2 = k_0^2 \epsilon_v - \beta^2$

- extérieur :

$$\begin{aligned} E_z &= C [K_0 (Td) I_0 (Tr) - I_0 (Td) K_0 (Tr)] \\ E_r &= \frac{Cj\beta}{T} [K_0 (Td) I_1 (Tr) + I_0 (Td) K_1 (Tr)] \\ H_\varphi &= \frac{Cj\omega\epsilon_0}{T} [K_0 (Td) I_1 (Tr) + I_0 (Td) K_1 (Tr)] \end{aligned}$$

avec  $T^2 = \beta^2 - k_0^2$

A, C, E, F étant donnés par le calcul de l'équation de dispersion (voir Appendice I) à condition de normaliser la puissance incidente. Tous les résultats sont donnés pour une puissance incidente totale de un watt.

### I.3.3. ENERGIE

L'énergie électromagnétique totale peut être divisée en trois parties :

$$\begin{aligned} \text{Energie électrique} & U_{et} \\ \text{Energie magnétique} & U_{mt} \\ \text{Energie cinétique} & U_k \end{aligned}$$

où  $U_{et}$  est la somme des énergies électriques dans les trois milieux,

$U_{mt}$  est la somme des énergies magnétiques dans les trois milieux,

$U_k$  est l'énergie cinétique dans le plasma.

Pour une variation en  $e^{j\omega t}$ , les valeurs moyennes dans le temps des énergies par unité de longueur s'expriment par les relations.

- Energie électrique :

$$U_e = \int_S \frac{1}{4} \epsilon_0 \epsilon' |\vec{E}|^2 dS \quad (1.3)$$

$\epsilon' = 1$  pour l'extérieur et le plasma,  
 $\epsilon' = \epsilon_v$  pour le diélectrique.

- Energie magnétique :

$$U_m = \int_S \frac{1}{4} \mu_0 |\vec{H}|^2 dS \quad (1.4)$$

- Energie cinétique :

$$U_k = \int_S \frac{1}{4} \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2} |\vec{E}|^2 dS \quad (1.5)$$

L'intégration est faite sur une section droite du milieu.

La figure (I.3.3.) représente les variations des différents termes de l'énergie électromagnétique totale en fonction de  $\omega/\omega_p$ , et la figure (I.3.4) la variation de l'énergie électromagnétique totale dans les différents milieux en fonction de  $\omega/\omega_p$ .

#### I.3.4. ATTENUATION

L'atténuation de l'onde donnée par la définition classique est :

$$2\alpha = \frac{\text{Puissance absorbée par unité de longueur}}{\text{Puissance incidente}}$$

U(J)

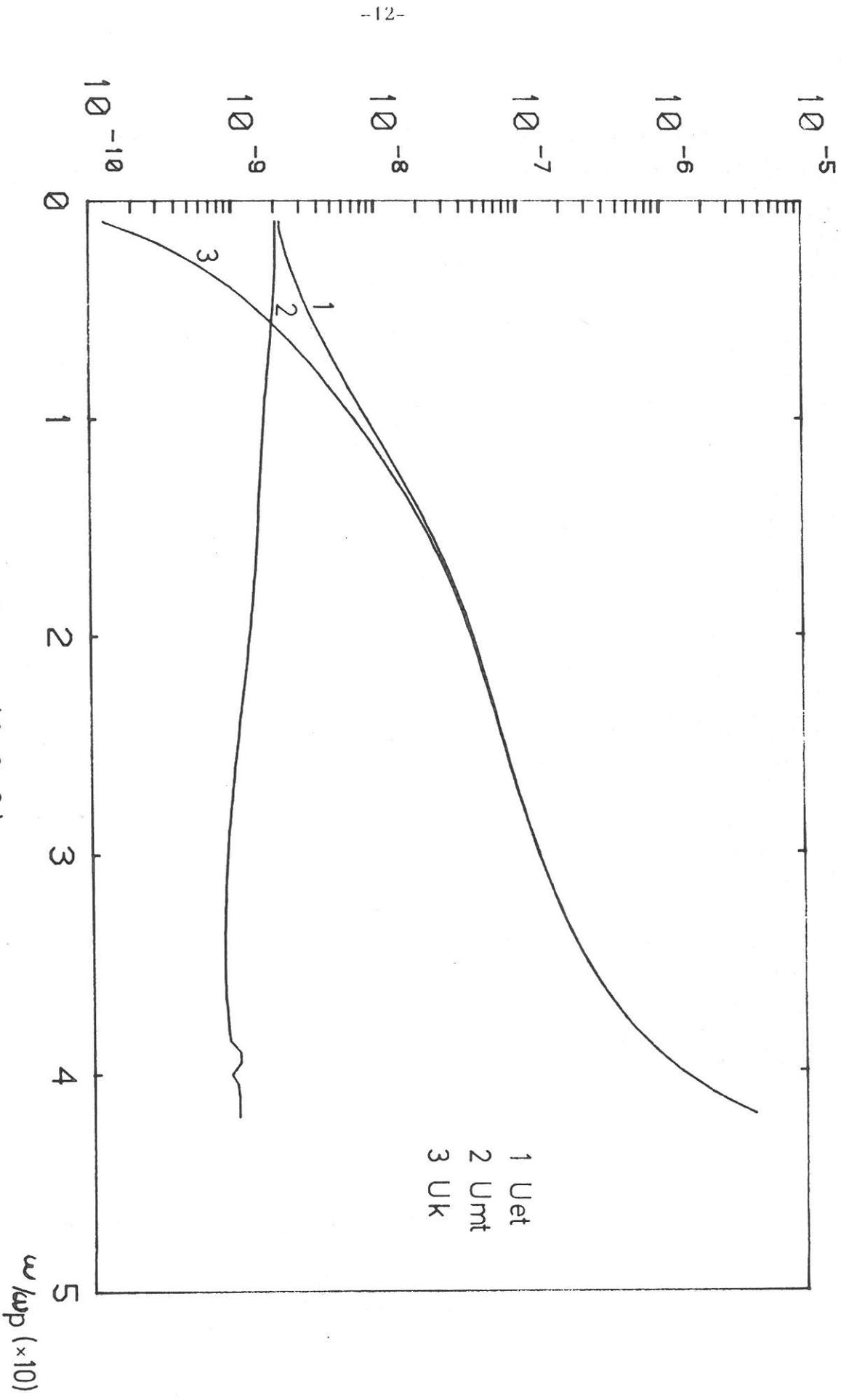


Figure (1.3.3)

variations des différents termes de l'énergie électromagnétique totale en fonction de  $\omega / \omega_p$ .

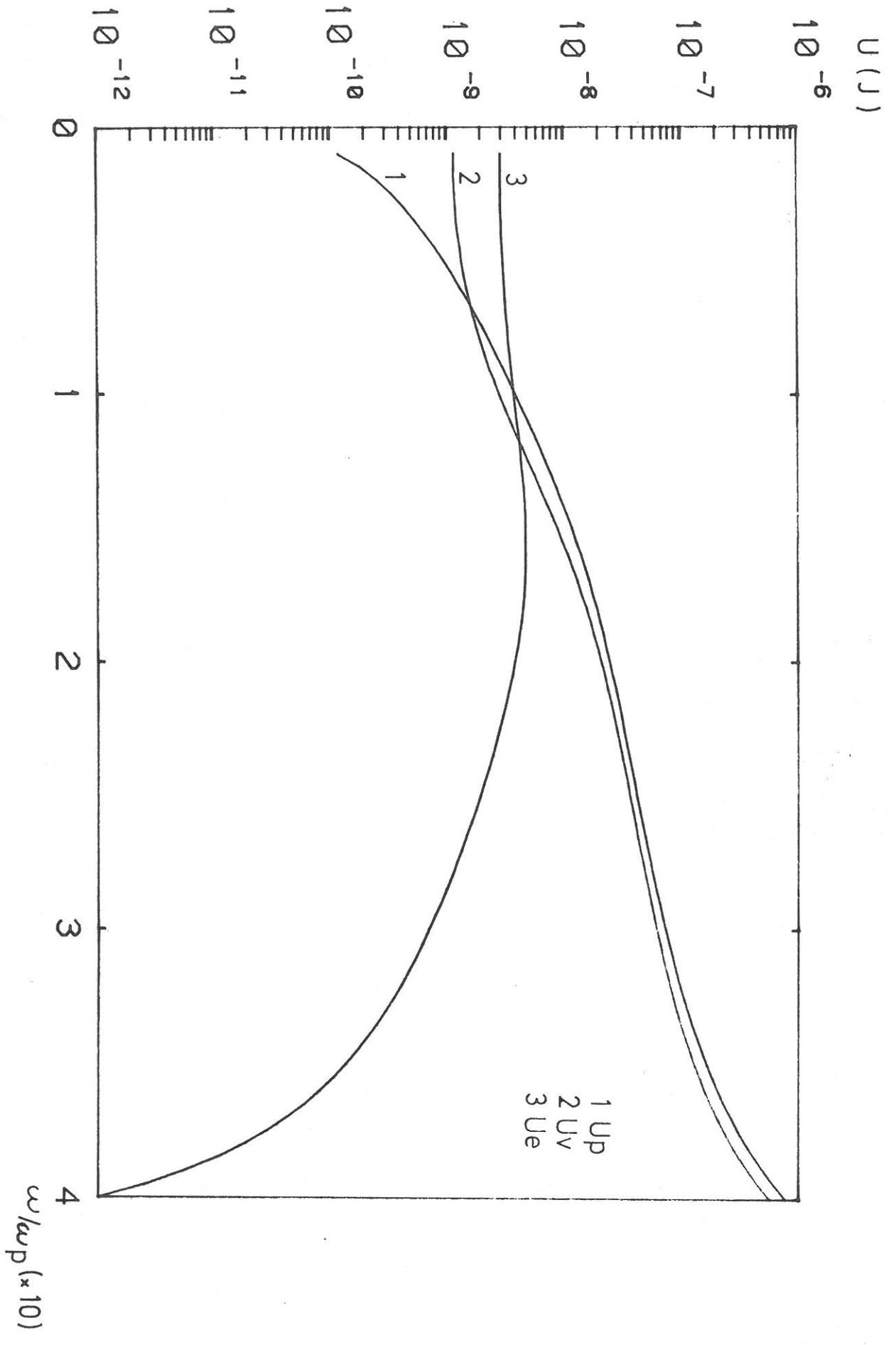


Figure (I.3.4)

Energie électromagnétique totale dans les différents milieux : 1) plasma, 2) diélectrique, 3) extérieur.

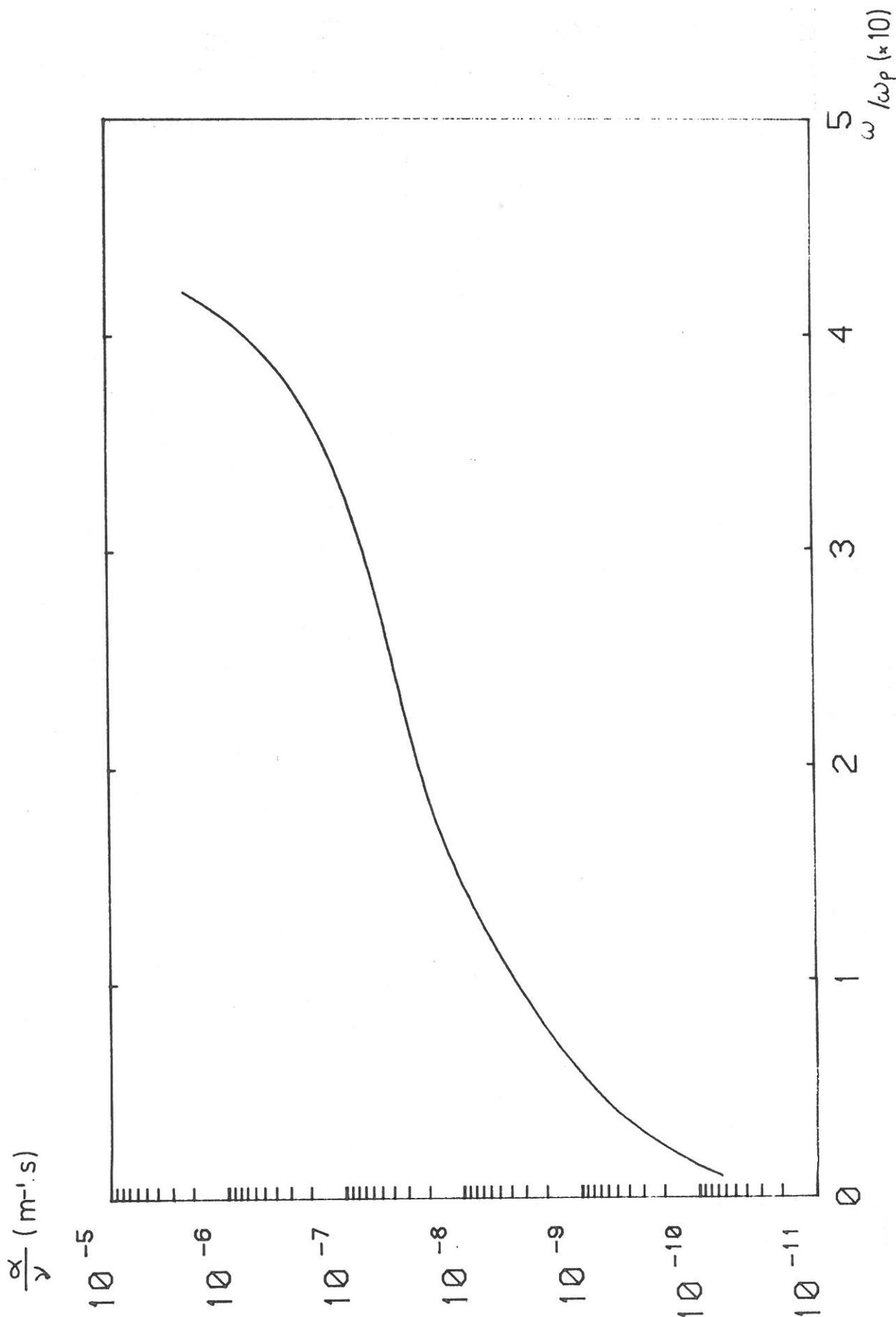


Figure (I.3.5)

Atténuation normalisée par rapport à la fréquence de collision en fonction de  $\omega/\omega_p$ .

D'après Chaker [7], on peut considérer que le seul milieu dissipatif dans la structure étudiée est le plasma. Dans ce cas, l'expression de l'atténuation s'écrit :

$$\alpha = \frac{\nu U_k}{v_g U_t} = \frac{\nu}{2v_g} \left( 1 - \frac{U_{mt}}{U_{et}} \right) \quad (1.6)$$

$U_t$  étant l'énergie totale,  
 $v_g$  étant la vitesse de groupe.

La courbe (I.3.5) représente la variation de  $\alpha/\nu$  en fonction de  $\omega/\omega_p$ .

#### 1.4. DISTRIBUTION DU CHAMP ET DE L'ENERGIE

La terminologie d'onde de surface est utilisée ici dans la mesure où les composantes du champ électromagnétique sont maxima au bord du tube à plasma et minima au centre. Dans le plasma, la composante  $E_z$  du champ électromagnétique prédomine, comme on le voit sur la figure (I.4.1).

Lorsque l'on trace la courbe donnant les variations du rapport du champ  $E_z$  sur le bord ( $r=a$ ) au champ  $E_z$  au centre ( $r=0$ ), en fonction de  $\omega/\omega_p$ , (figure I.4.2), on peut distinguer trois cas, suivant que ce rapport est supérieur ou inférieur à 2. Cette valeur choisie détermine une zone intermédiaire qui correspond aux conditions de la décharge.

- Faibles valeurs de  $\omega/\omega_p$

$\omega/\omega_p < 0,043$ , ce qui correspond à une densité électronique  $n_c > 4.10^{13} \text{ cm}^{-3}$  ;

- Fortes valeurs de  $\omega/\omega_p$

$\omega/\omega_p > 0,34$  ou  $n_c \leq 6,4.10^{11} \text{ cm}^{-3}$  ;

E (V/m)

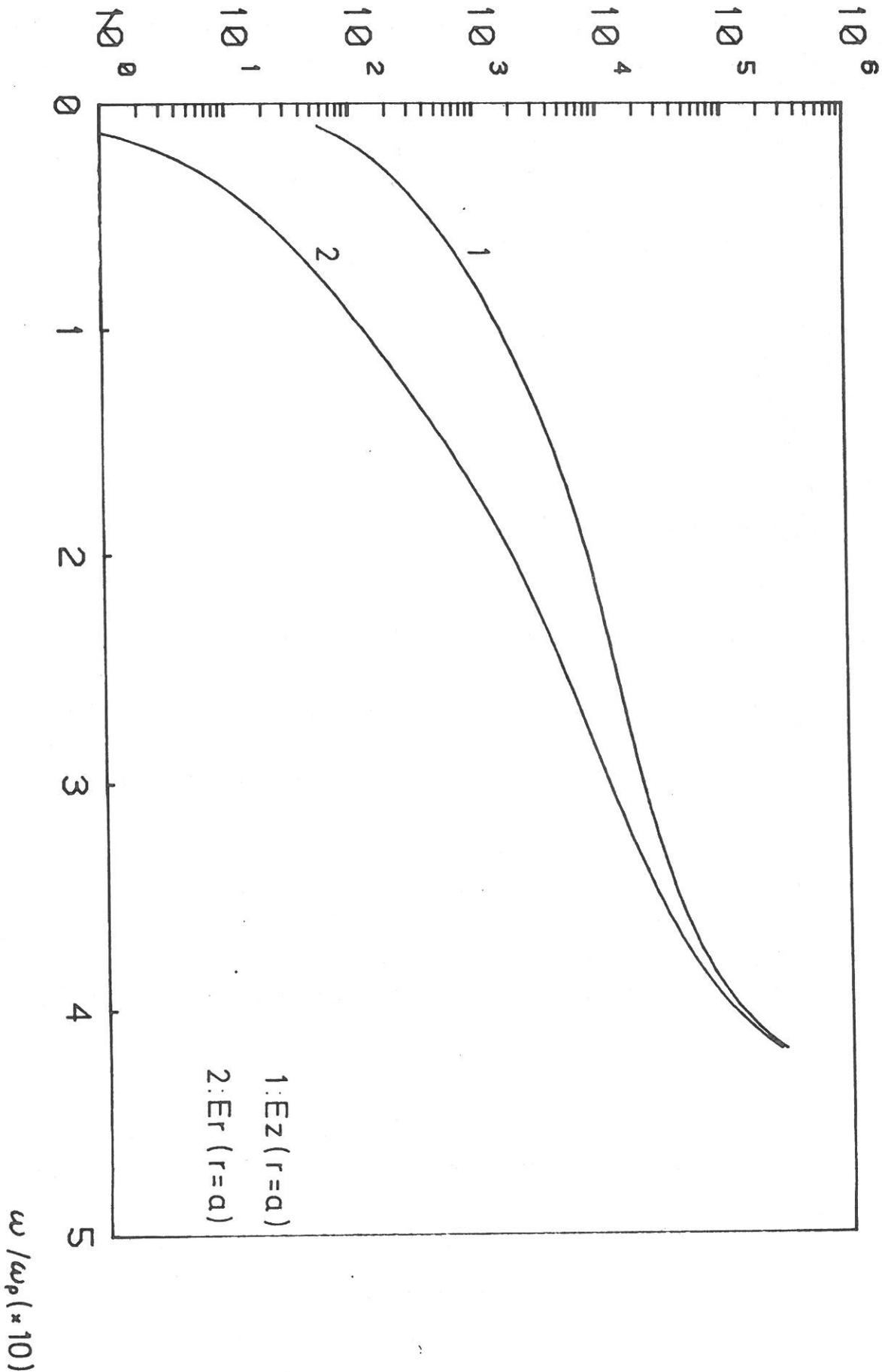


Figure (I.4.1)

Composantes du champ électrique dans le plasma au bord du tube.

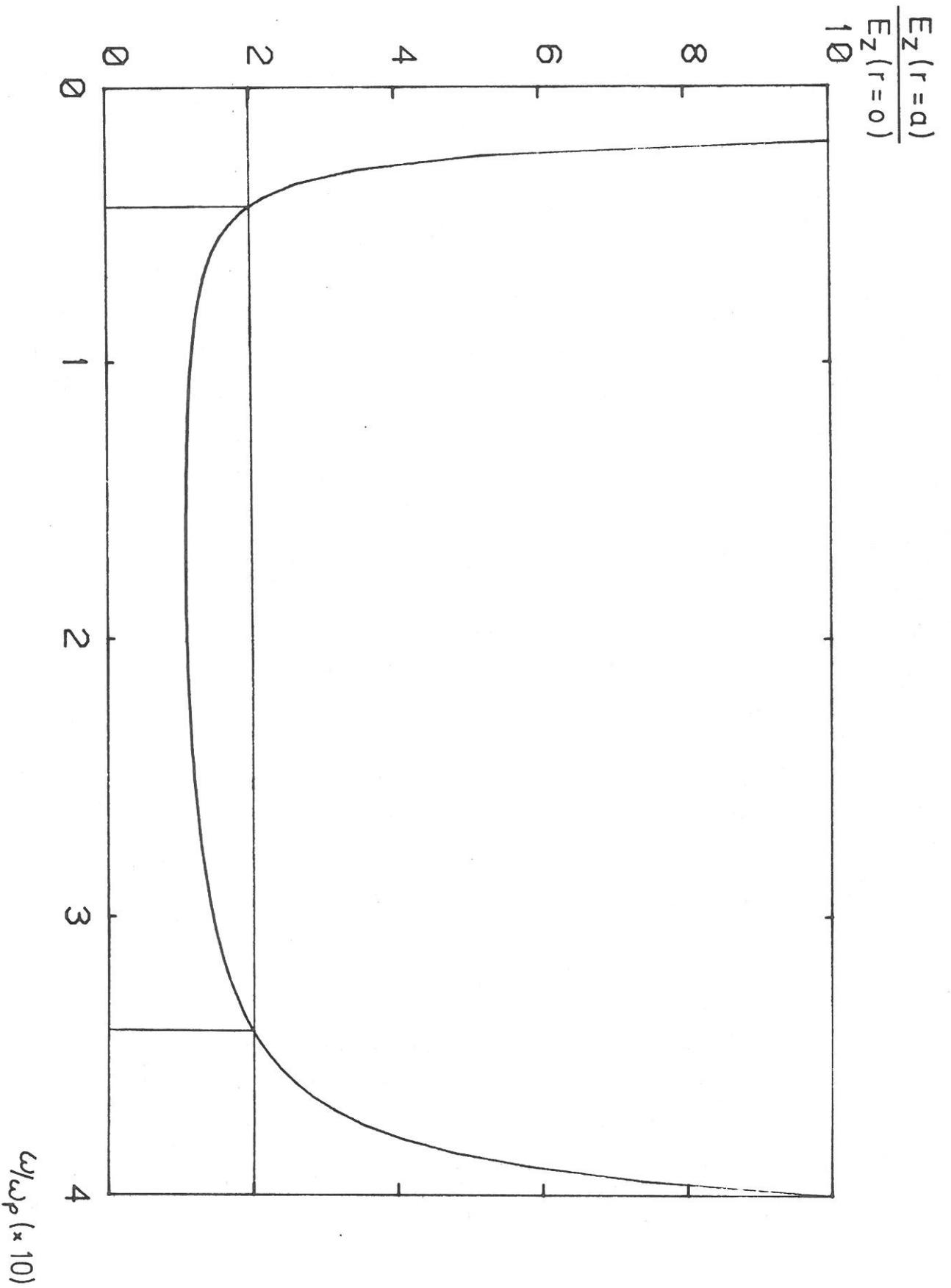


Figure (1.4.2)

Rapport de la composante  $E_z$  du champ au bord à celle au centre en fonction de  $\omega/\omega_p$ .

- Cas intermédiaire

$$0,043 < \omega/\omega_p < 0,34 \text{ ou } 6,4 \cdot 10^{11} < n_c < 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

Nous allons étudier chacun des cas séparément.

#### I.4.1. REGION DES FAIBLES VALEURS DE $\omega/\omega_p$

Au niveau des résultats déduits de la résolution de la courbe de dispersion, plusieurs remarques peuvent être faites :

##### a) Courbe de phase

De fortes variations de  $\omega/\omega_p$  ne correspondent qu'à une légère variation de  $\beta$  : la longueur d'onde demeure proche de celle d'une onde électromagnétique se propageant dans un diélectrique classique de permittivité relative  $\epsilon$ .

##### b) Champ électrique

La figure (I.4.3) représente la répartition radiale des composantes du champ électrique pour  $\omega/\omega_p = 0,01$ .

Dans le plasma, les champs s'atténuent fortement. Cela tient à la forte valeur de  $\Gamma$  dans l'argument des fonctions de Bessel intervenant dans l'expression des champs

$$\Gamma \approx \frac{\omega_p}{\omega} \gg \beta.$$

Dans le diélectrique, le champ  $E_r$  décroît lentement quand  $r$  augmente, par contre le champ  $E_z$  croît légèrement car l'argument  $S_r$  des fonctions de Bessel est petit.

A l'extérieur, les champs s'atténuent faiblement pour la même raison que dans le diélectrique, et le champ  $E_r$  prédomine.

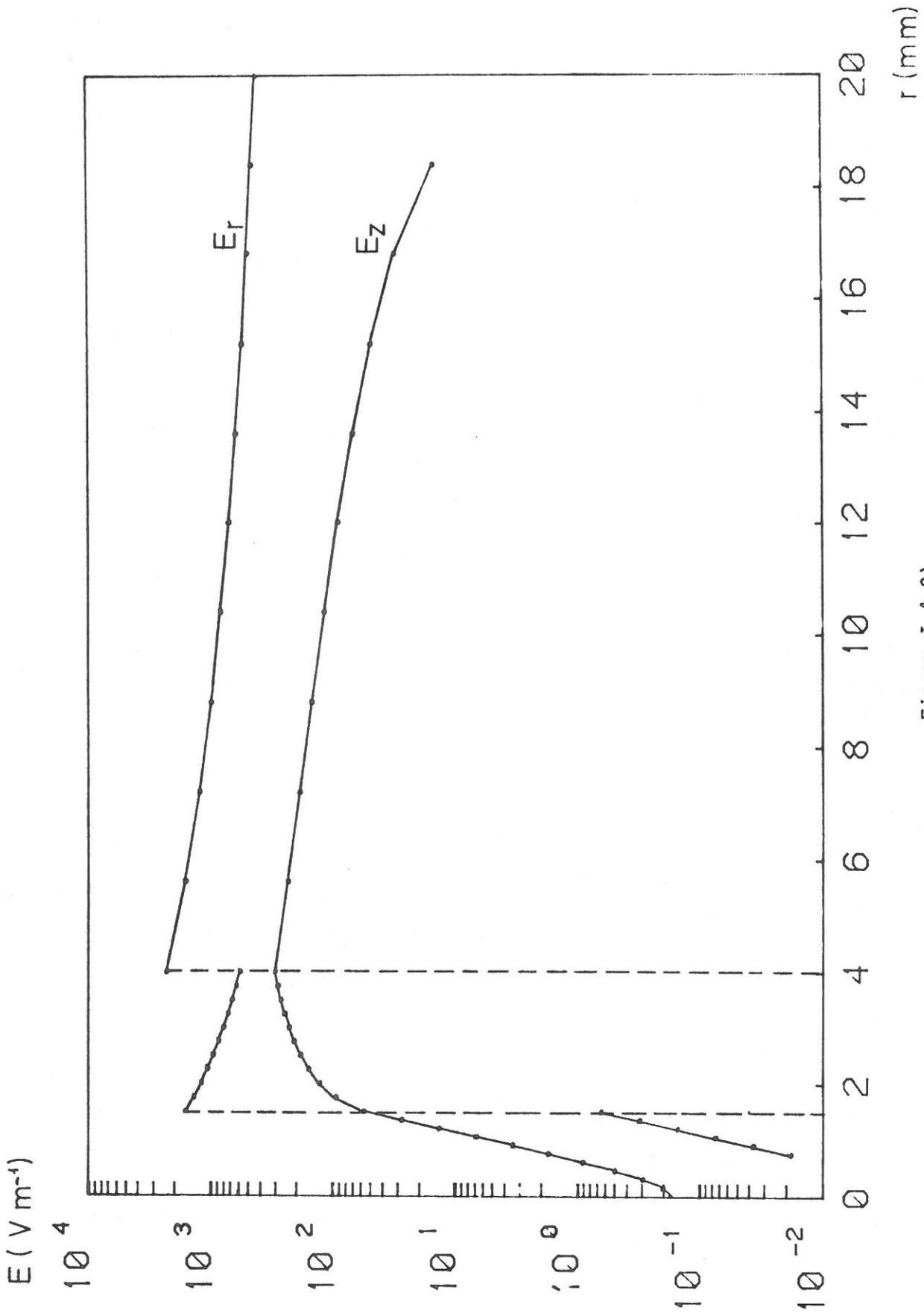


Figure I.4.3)

Composantes du champ électrique en fonction du rayon pour  $\omega/\omega_p = 0,01$ .

On définit le champ électrique moyen par la relation :

$$\langle E \rangle = \frac{1}{\Sigma} \int_L \left[ E_z^2(r) + E_r^2(r) \right]^{1/2} 2\pi r dr \quad (1.7)$$

On note  $\langle E_p \rangle$  le champ électrique dans le plasma, l'intégration se faisant de 0 à a,

$\langle E_v \rangle$  celui dans le diélectrique, l'intégration se faisant de a à b,

$\langle E_e \rangle$  le champ moyen extérieur, l'intégration se faisant de b à d,

$\Sigma$  la surface d'intégration.

D'après la figure (I.4.4), on remarque que le champ électrique moyen dans le plasma est très inférieur aux champs électriques moyens dans le diélectrique et à l'extérieur.

### c) Energie

L'énergie est en grande partie à l'extérieur du plasma. L'énergie électrique totale est sensiblement égale à l'énergie magnétique totale, l'énergie cinétique étant négligeable.

### d) Vitesse de phase, vitesse de groupe

La vitesse de groupe et la vitesse de phase de l'onde sont du même ordre de grandeur que  $\frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$  (figure (I.4.5)).

Compte tenu :

- de la faible pénétration des champs dans le plasma,

- de ce que l'énergie électrique totale est de l'ordre de l'énergie magnétique totale,

- du fait que l'énergie totale oscille entre l'énergie électrique et magnétique,

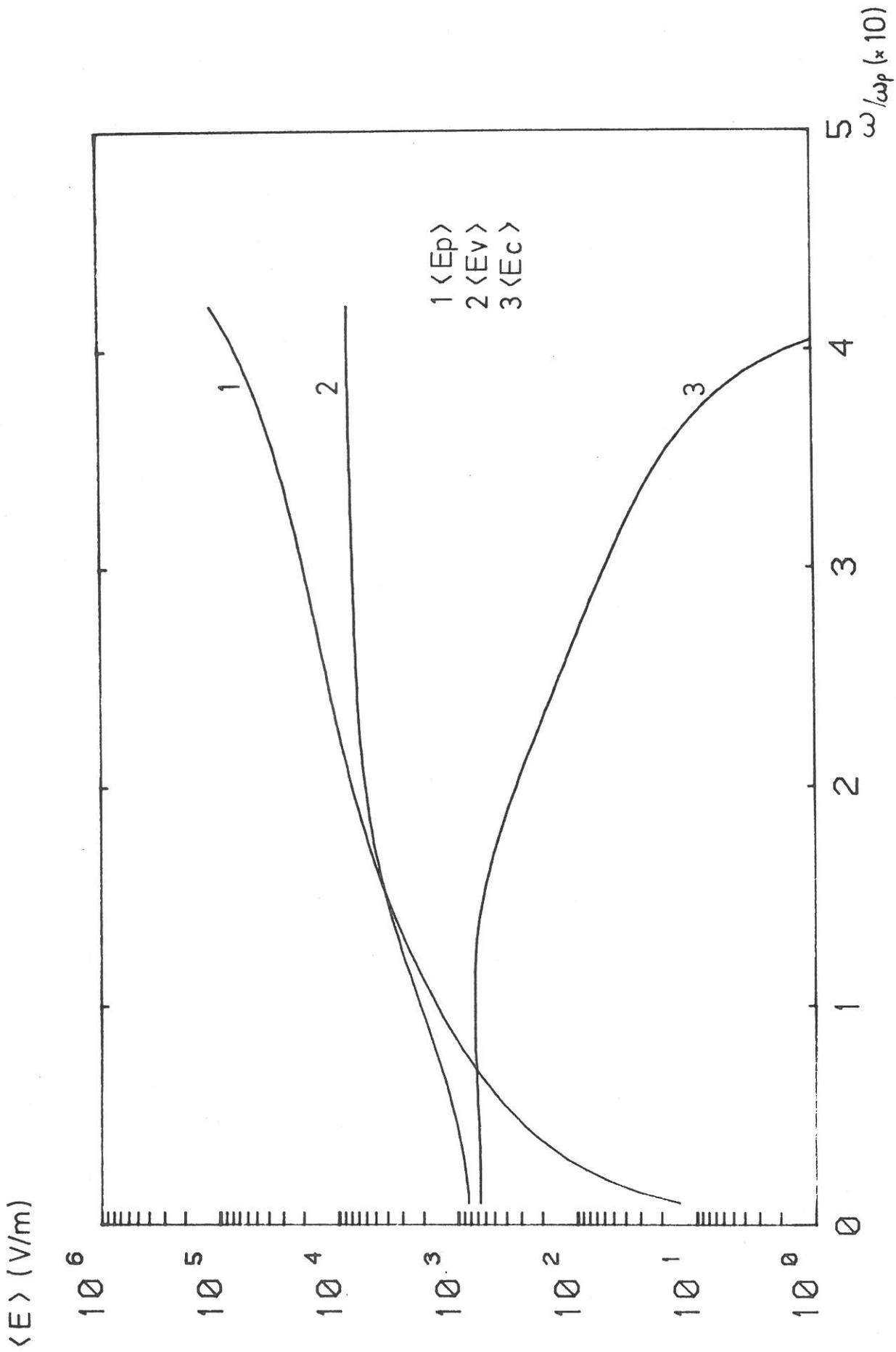


Figure (I.4.4)  
Champ électrique moyen dans les différents milieux en fonction de  $\omega/\omega_p$  : 1) plasma, 2) diélectrique, 3) extérieur.

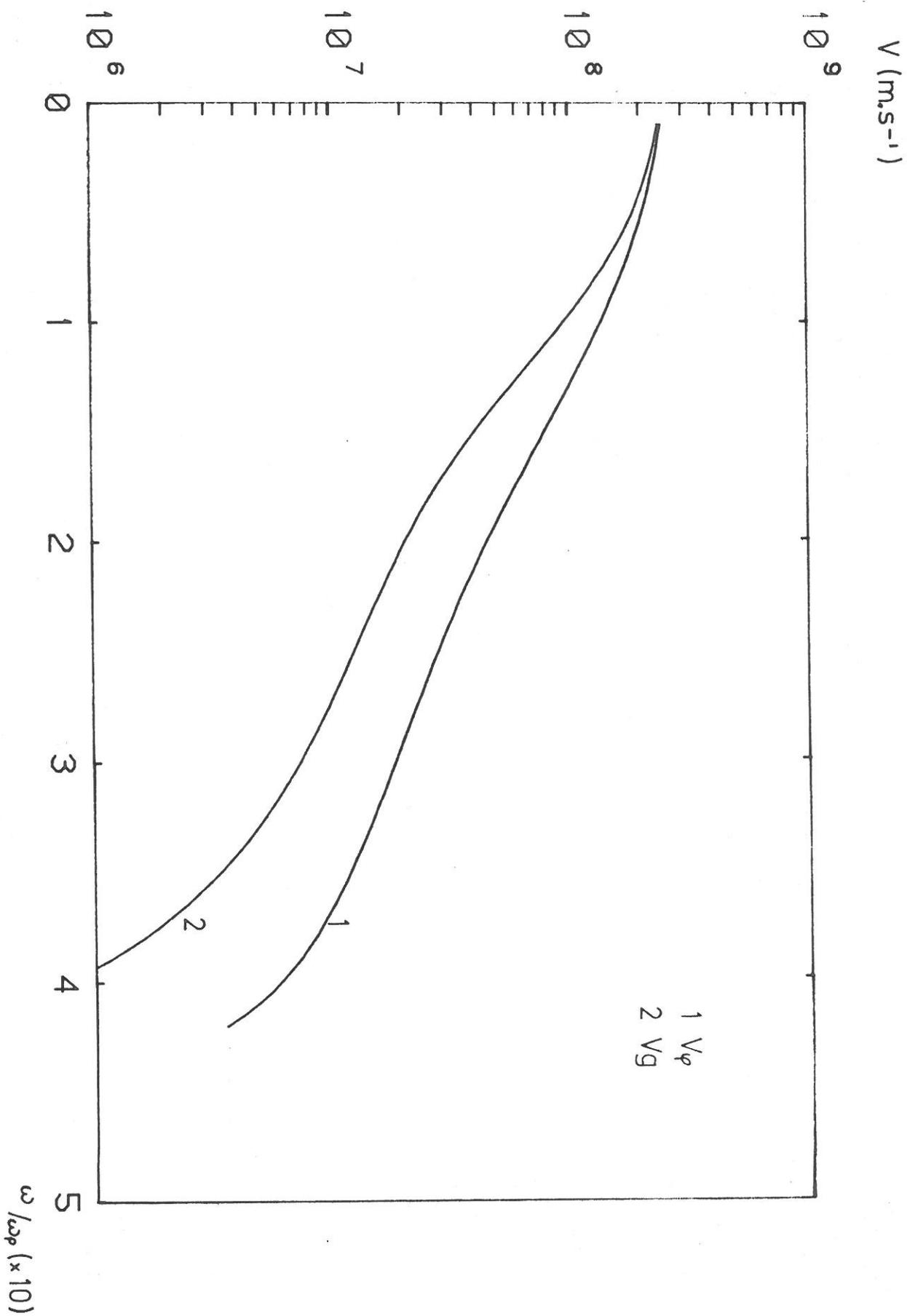


Figure (1.4.5)

Vitesse de phase et vitesse de groupe en fonction de  $\omega / \omega_p$ .

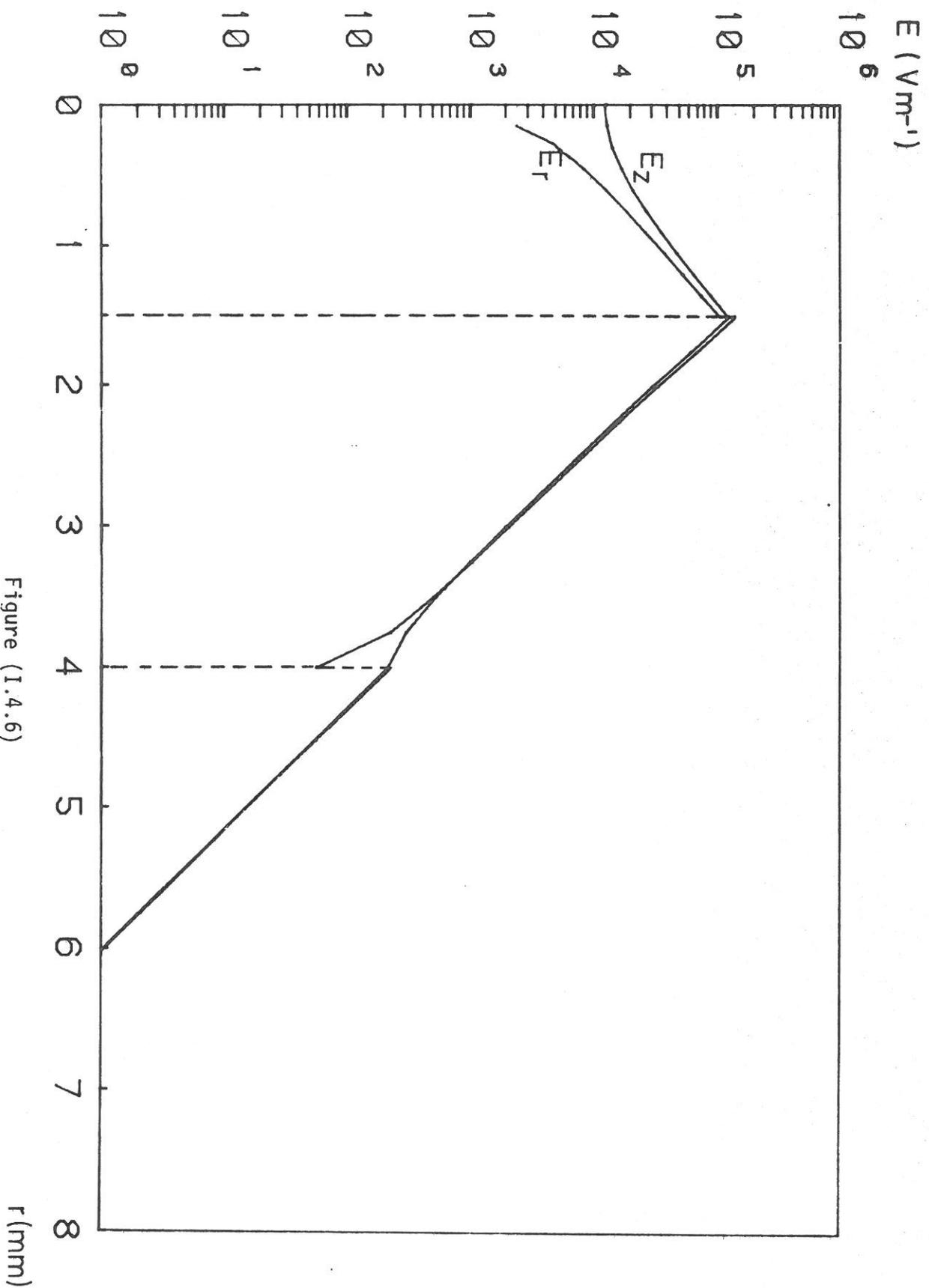


Figure (I.4.6)  
Composantes du champ électrique en fonction du rayon pour  $\omega/\omega_p = 0,4$ .



on peut dire, pour conclure, que les propriétés de l'onde de surface, dans le cas des faibles valeurs de  $\omega/\omega_p$ , sont à rapprocher de celles d'une onde électromagnétique arrivant sur un diélectrique inhomogène, anisotrope et absorbant.

#### I.4.2. REGION DES FORTES VALEURS DE $\omega/\omega_p$

##### a) Courbe de phase

De faibles variations de  $\omega/\omega_p$  entraînent une augmentation importante de  $\beta$ .

##### b) Champs électriques

La courbe (figure (I.4.6)) de la répartition radiale des champs électriques montre que ceux-ci sont maxima à l'interface plasma diélectrique et qu'ils décroissent rapidement dans les différents milieux. Cela s'explique par le fait que les arguments des fonctions de Bessel dans l'expression des champs, respectivement  $\Gamma r$  dans le plasma,  $Rr$  dans le diélectrique,  $Sr$  à l'extérieur, tendent vers une même limite  $\beta$ .

Le champ électrique moyen à l'extérieur est négligeable devant le champ électrique moyen dans les deux autres milieux.

##### c) Energie

L'énergie électromagnétique est répartie entre le plasma et le diélectrique, et compte tenu de la répartition radiale des composantes du champ électrique, elle est concentrée à l'interface plasma diélectrique. Elle se répartit entre l'énergie électrique totale et l'énergie cinétique totale qui sont pratiquement égales. Cf figure (I.3.3).

d) Atténuation

D'après la relation (I.6), l'atténuation est de l'ordre de grandeur de  $\frac{v}{2v_g}$ .

e) Conclusion

En conclusion, nous allons montrer que la région des fortes valeurs de  $\omega/\omega_p$  correspond au cas classique de l'approximation quasi-statique.

En effet, dans ce cas, dans les équations de Maxwell le terme  $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -j\omega \vec{B}$  est négligé, ce qui explique que  $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$ , c'est-à-dire que  $\vec{E}$  dérive d'un potentiel.

Le critère d'utilisation de l'approximation quasi-statique [8] est  $|\epsilon_p \epsilon_o \mu_o \omega^2 L^2| \ll 1$ , où L est la largeur caractéristique du système, dans notre cas, c'est le rayon a du tube à plasma.

Ce critère est vérifié pour les fortes valeurs de  $\omega/\omega_p$ , de plus comme :

- la vitesse de phase est très inférieure à la vitesse de la lumière,

- l'énergie magnétique est négligeable,

- l'énergie électrique totale est sensiblement égale à l'énergie cinétique (Relation de résonance),

- l'atténuation tend vers la limite  $\frac{v}{2v_g}$ .

C'est le cas quasi-statique.

La répartition radiale des champs permet de dire que c'est une onde de surface "vraie".

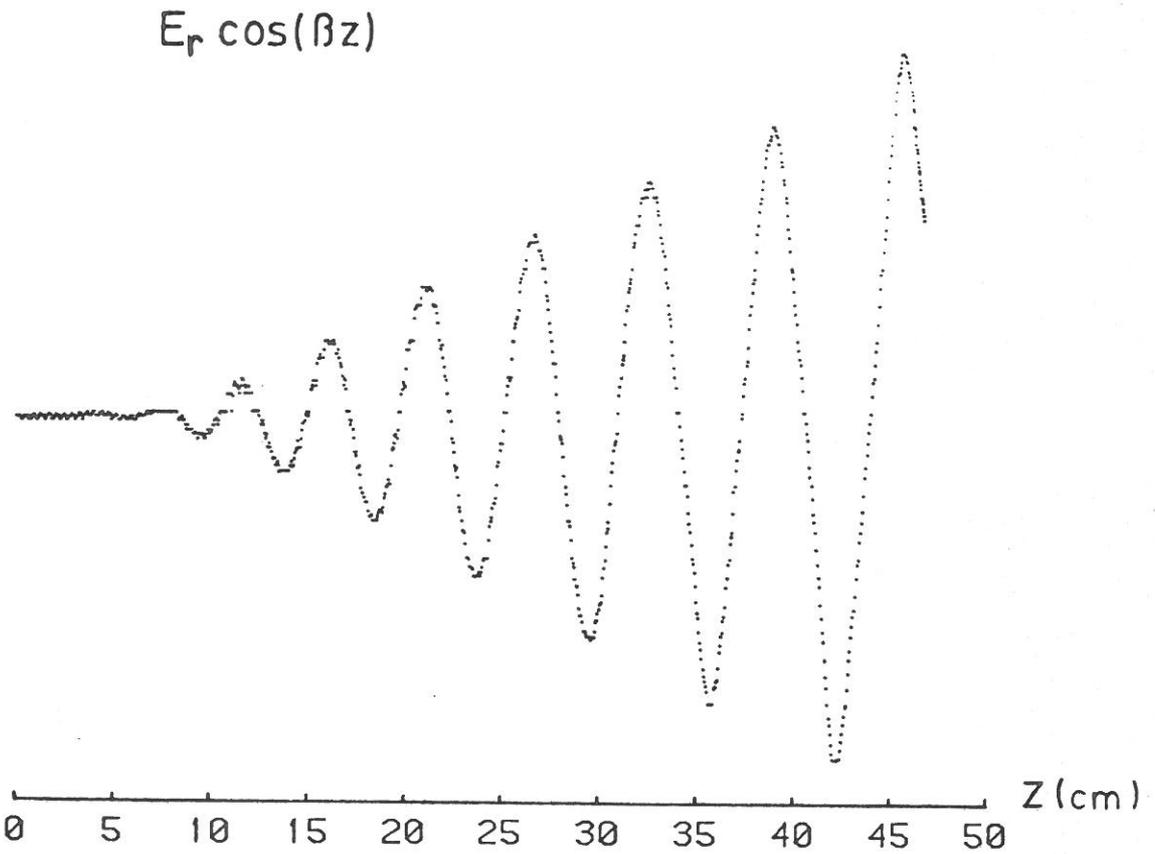


Figure (II.1.2a) Exemple de résultats de la mesure de la phase,  $z = 0$  représente la fin de la colonne.

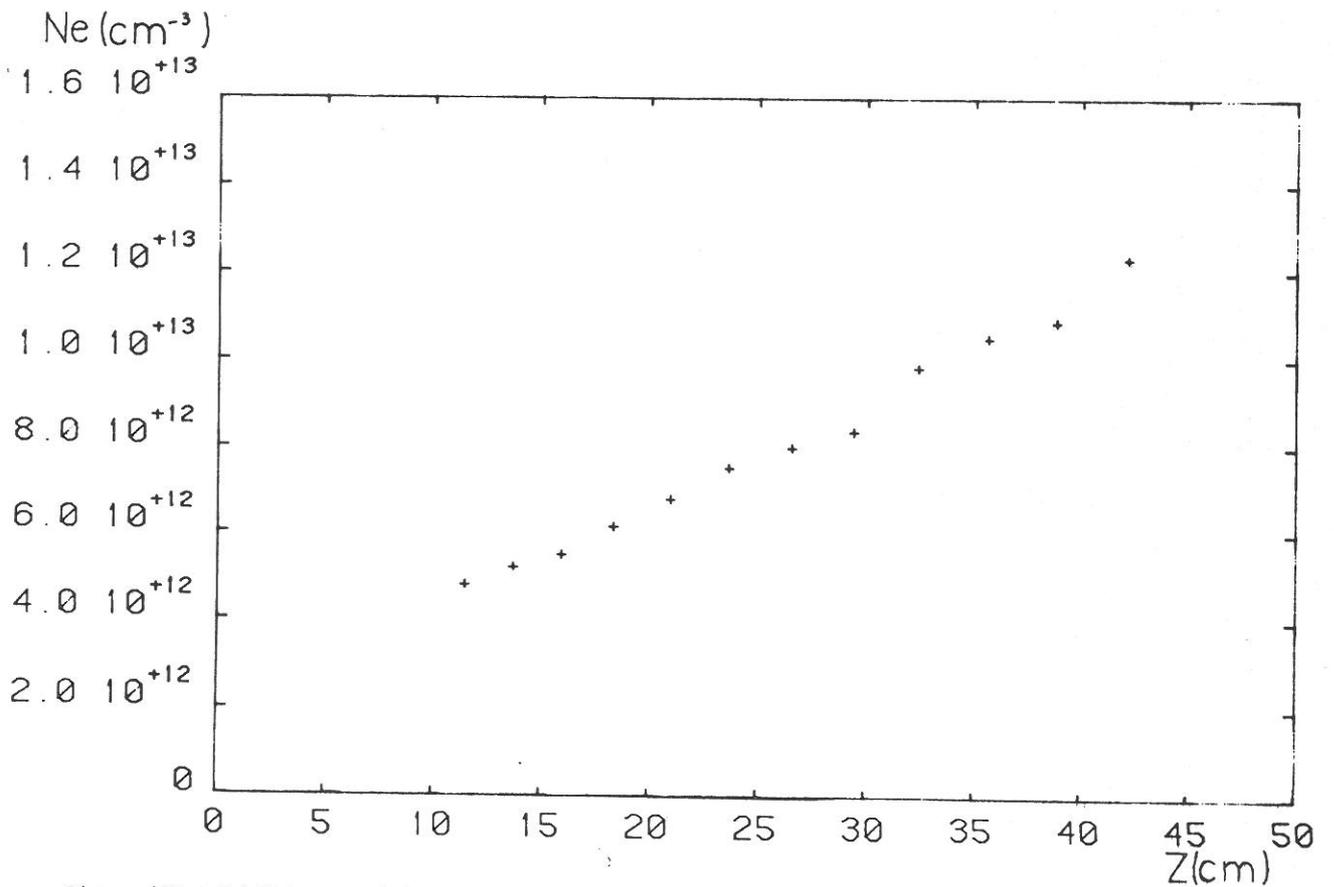


Figure (II.1.2b) Points expérimentaux de densité électronique déduits de la courbe ci-dessus.  
( $p=0.5$  Torr, Argon pur)



## II.2. ETUDE THEORIQUE DE LA DECHARGE

La description de la colonne de plasma est complexe dans la mesure où le champ électromagnétique qui régit l'équilibre de la décharge est hétérogène (fonction de r et de z). Il n'y a pas de solution générale du problème, il faut d'une part rechercher des hypothèses permettant de découpler les équations, d'autre part résoudre séparément ces équations.

### II.2.1. DESCRIPTION RADIALE

On est ainsi amené à faire une étude radiale et une étude longitudinale. L'étude radiale a été faite par C.M. Ferreira [9] en considérant que la décharge fonctionne en régime de diffusion ambipolaire. Le système d'équations à résoudre est formé par :

- L'équation de continuité :

$$\vec{\nabla} \cdot (n \vec{v}_r) = \nu_i n \quad (\text{II.1})$$

où  $\nu_i$  est la fréquence d'ionisation et  $\vec{v}_r$  la vitesse radiale de dérive, identique pour les ions et les électrons dans un plasma que l'on suppose neutre ( $n_e = n_i = n$ ).;

- L'équation de transfert de la quantité de mouvement :

$$\vec{v}_r = -\mu_e \vec{E}_A - \frac{1}{n} \vec{\nabla} (D_e n) \quad (\text{II.2})$$

$$(\vec{v}_r \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_r + \nu_i \vec{v}_r = \frac{e}{M} \vec{E}_A - \left( \frac{kT_i}{M} \right) \frac{1}{n} \vec{\nabla} n - \nu_{in} \vec{v}_r \quad (\text{II.3})$$

où  $\mu_e$  est la valeur absolue de la mobilité électronique,  $D_e$  le coefficient de diffusion libre des électrons,  $\vec{E}_A$  le champ électrique ambipolaire dû à la séparation de charge d'espace,  $T_i$  la température des ions,  $M$  leur masse et  $\nu_{in}$  la fréquence

de collision effective ion-neutre.

- L'équation du bilan énergétique :

C'est une équation d'équilibre local pour les électrons :

$$\frac{e^2}{2m} \left( \frac{E}{\omega} \right)^2 \nu_c = \frac{3m}{M} kT_e \nu_c + \sum_j e V_j N C_j + e V_i N C_i \quad (II.4)$$

où  $\nu_c$  est la fréquence de collision effective pour le transfert de la quantité de mouvement,  $T_e$  la température des électrons,  $N$  la densité des neutres,  $V_i$  le potentiel d'ionisation,  $C_i$  le coefficient d'ionisation par collision électronique et  $C_j$  le coefficient d'excitation électronique pour le niveau atomique de potentiel  $V_j$ .

- Les équations du champ électrique :

Dans un plasma cylindrique dont la permittivité varie radialement, les composantes du champ électrique sont données par l'équation différentielle

$$\frac{d^2 \mathcal{E}_z}{dx^2} + \left[ \frac{1}{x} - \frac{d\epsilon_p(r)}{dx} \frac{1}{\epsilon_p(r)} \frac{\beta^2}{\Gamma^2} \right] \frac{d\mathcal{E}_z}{dx} - (\Gamma a)^2 \mathcal{E}_z = 0 \quad (II.5)$$

et

$$\mathcal{E}_r = \frac{\beta a}{(\Gamma a)^2} \frac{d\mathcal{E}_z}{dx} \quad (II.6)$$

où  $\mathcal{E}_z = E_z/E(0)$  et  $\mathcal{E}_r = E_r/E(0)$  sont les composantes du champ électrique normalisées à l'intensité  $E(0)$  du champ sur l'axe,  $\Gamma$  est défini par la relation :

$$\Gamma^2 = \beta^2 + \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{c^2} \quad (II.7)$$

où  $\beta$  est la valeur du vecteur d'onde obtenue en supposant que  $n(r) = \text{cte}$ ,  $\epsilon_p$  est la constante diélectrique du plasma en l'absence de collisions et  $x$  est le rayon réduit  $x = r/a$ .

Nous ne donnons pas ici les résultats de cette étude. Néanmoins, elle nous permet de faire certaines hypothèses que nous allons utiliser pour la description longitudinale. Ainsi, on considère que la densité électronique et la fréquence de collision effective  $\nu$  sont constantes sur une section droite du tube.

### II.2.2. MODELE LONGITUDINAL

La description longitudinale consiste en une première étape à établir un modèle qui rende compte de l'évolution de la densité électronique le long de la colonne.

Le point de départ du calcul est de considérer que la puissance absorbée par le plasma par unité de longueur est donnée par la relation [10] si  $\nu \ll \omega$

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \int_0^a \frac{e^2}{2m} \left(\frac{E}{\omega}\right)^2 \nu n_e 2\pi r dr \quad (II.8)$$

Compte tenu des hypothèses déduites de l'étude radiale, la relation (II.8) devient :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \frac{\nu \epsilon_0}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \int_0^a E^2 2\pi r dr \quad (II.9)$$

Cette relation est à relier à celle utilisée par Glaude et al. :

$$\frac{dP_{abs}}{dz} = \theta \pi a^2 n_e \quad (II.10)$$

qui suppose que le nombre de paires électron-ion est proportionnel à la puissance absorbée,

$$\text{avec } \theta = \frac{e^2 \nu}{m \omega^2} \frac{1}{a^2} \int_0^a E^2 r dr \quad (II.11)$$

Physiquement  $\theta$  représente la puissance moyenne pour maintenir une paire électron-ion dans la décharge.

Pour déterminer le profil axial  $dn_e/dz$  de la densité électronique, il suffit alors de reprendre la définition classique de l'atténuation donnée au chapitre précédent

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{dP_{abs}/dz}{P_{inc}} \quad (II.12)$$

où  $P_{inc}$  est la puissance incidente à la cote  $z$  et de combiner les équations (II.10) et (II.12) pour obtenir

$$n_e = \frac{2 \alpha P_{inc}}{\theta \pi a^2} \quad (II.13)$$

qui, par différentiation, conduit à :

$$\frac{dn_e}{dz} = \frac{-2 \alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn_e} + \frac{n_e}{\theta} \frac{d\theta}{dn_e}} \quad (II.14)$$

C.M. Ferreira [11] a montré d'une part que  $\theta$  est fonction de la densité de neutres  $N$ , du rayon du tube  $a$  et de la fréquence plasma électronique  $\omega_p$  :

$$\text{soit } \theta = N f \left[ \frac{\omega_p a}{c}, Na \right] \quad (II.15)$$

et d'autre part que la variation de  $\theta$  en fonction de  $\frac{\omega_p a}{c}$  est faible sauf au voisinage de la fréquence de coupure (cas quasi-statique).

Dans ces conditions, la relation (II.14) s'écrit :

$$\frac{dn_e}{dz} = \frac{-2 \alpha n_e}{1 - \frac{n_e}{\alpha} \frac{d\alpha}{dn_e}} \quad (II.16)$$

Cette relation établit la variation de la densité électronique le long de la colonne.

Cependant, pour déterminer le profil théorique de la densité électronique, nous n'utilisons pas cette relation mais un calcul numérique, car dans la relation (II.16) l'atténuation est fonction de  $n_e$  et de  $\nu$ , et nous ne connaissons pas la valeur de la fréquence de collision effective  $\nu$ .

### II.2.3. CALCUL DU PROFIL DE DENSITE ELECTRONIQUE

Le principe du calcul du profil théorique de la densité électronique est le suivant : on découpe le plasma en tranches  $\Delta z$  suffisamment petites pour qu'on puisse supposer que dans une tranche la densité électronique est constante, et par conséquent l'atténuation aussi.

Les données expérimentales nécessaires au calcul sont la puissance incidente  $P_{inc_1}$  et la valeur extrapolée de la densité électronique  $n_1$  moyenne sur la section du tube au niveau de l'excitateur.

La puissance absorbée dans la première tranche est donnée par :

$$P_{abs_1}(\Delta z) = P_{inc_1} \left[ 1 - e^{-2 \int_z^{z+\Delta z} \alpha(z) dz} \right] \quad (II.17)$$

qu'on exprime par :

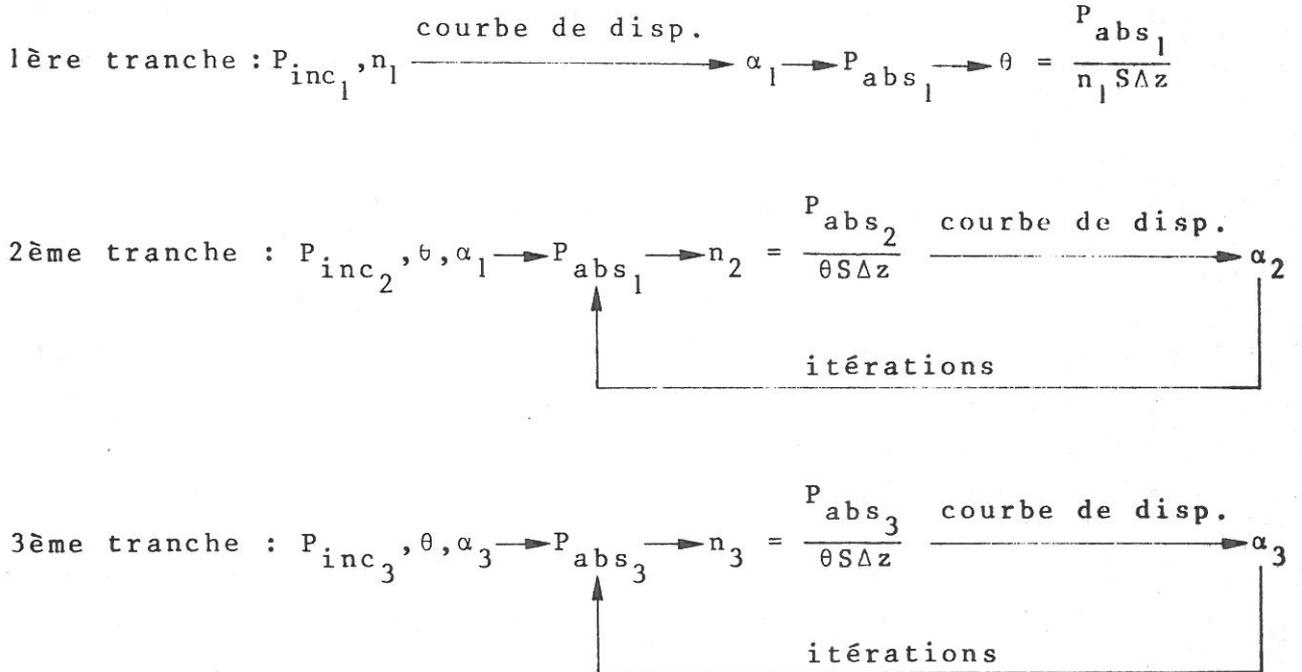
$$P_{abs_1}(\Delta z) = P_{inc_1} \left( 1 - e^{-2\alpha_1 \Delta z} \right) \quad (II.18)$$

où  $\alpha_1$  est déterminée par la courbe  $\frac{\alpha}{\nu} = f(n)$ .

On peut déterminer la valeur de  $\theta$  en utilisant la relation (II.10) :

$$\theta = \frac{P_{abs_1}}{n_1 \pi a^2 \Delta z} = \frac{P_{abs_1}}{n_1 S \Delta z} \quad (II.19)$$

Puis on effectue le calcul numérique suivant :



..... et ainsi de suite jusqu'à obtenir une densité électronique proche de la densité de coupure.

Il faut bien se rappeler que, dans ce calcul, on a supposé fixé un paramètre important : la fréquence de collision effective, compte tenu de  $\alpha = \nu f(n)$ . Pour déterminer  $\nu$ , on ajuste le profil théorique de la densité électronique sur les points expérimentaux (voir figure (II.2.1)).

Ayant ainsi déterminé la fréquence de collision effective, un calcul complet permet de connaître pour chaque tranche par le calcul de la courbe de dispersion toutes les grandeurs définies au chapitre précédent (énergies, champ électromagnétique), en normalisant ici la puissance à la valeur de la puissance incidente de la tranche.

On obtient ainsi l'évolution en fonction de  $z$  :

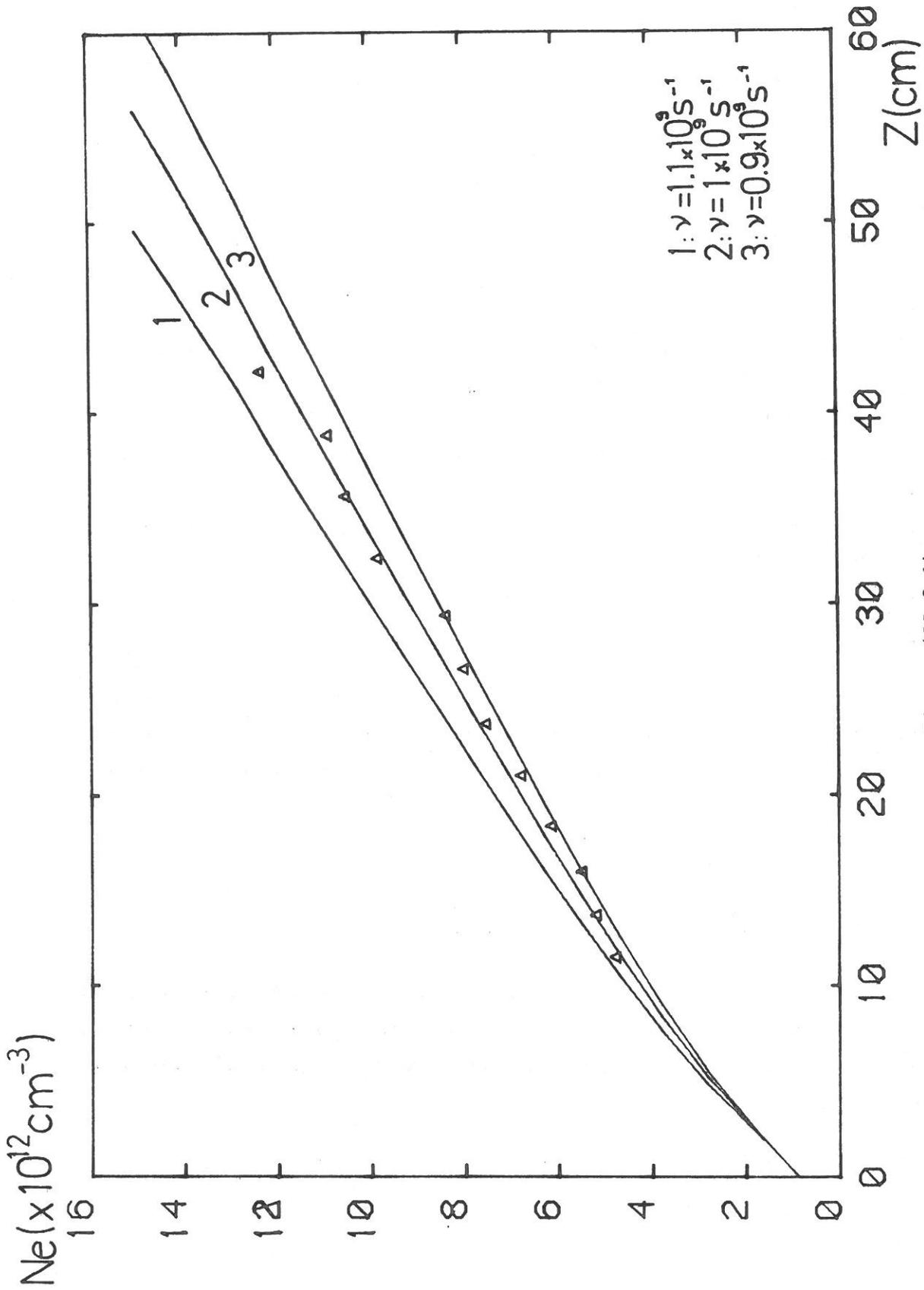


Figure (II.2.1)

Détermination de la fréquence de collision effective par ajustement du profil théorique de densité électronique sur les points expérimentaux :  $p = 0,5$  Torr, Argon pur,  $\nu = 1.10^9 \text{ s}^{-1}$ .

- de la densité électronique,
- des composantes du champ électromagnétique,
- de la puissance absorbée,
- de l'énergie.

## II.3. RESULTATS EXPERIMENTAUX

### CONDITIONS EXPERIMENTALES

Nous avons travaillé à des pressions totales de 500 mTorr, 1 Torr et 2 Torr. Le pourcentage d'hélium dans le mélange varie de 0 % à 50 % ou 60 % suivant la pression. Du fait de l'échauffement trop élevé du tube (risque de fusion), nous n'avons pu obtenir de résultats sur les décharges à pourcentage d'hélium plus élevé (y compris l'hélium pur) dans ces dimensions de tube.

Dans ce type de décharge, il n'y a aucun paramètre indépendant des conditions expérimentales, aussi avons-nous choisi de garder comme référence la longueur de la colonne constante. Pour cela, nous ajustons la puissance incidente.

#### II.3.1. DENSITE ELECTRONIQUE

Les figures (II.3.1a,b,c) donnent les profils longitudinaux de la densité électronique obtenus pour les pressions étudiées et pour les différents mélanges de gaz. L'examen de ces figures montre que :

- la densité électronique est d'autant plus grande que la pression est élevée,

Ne ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ )

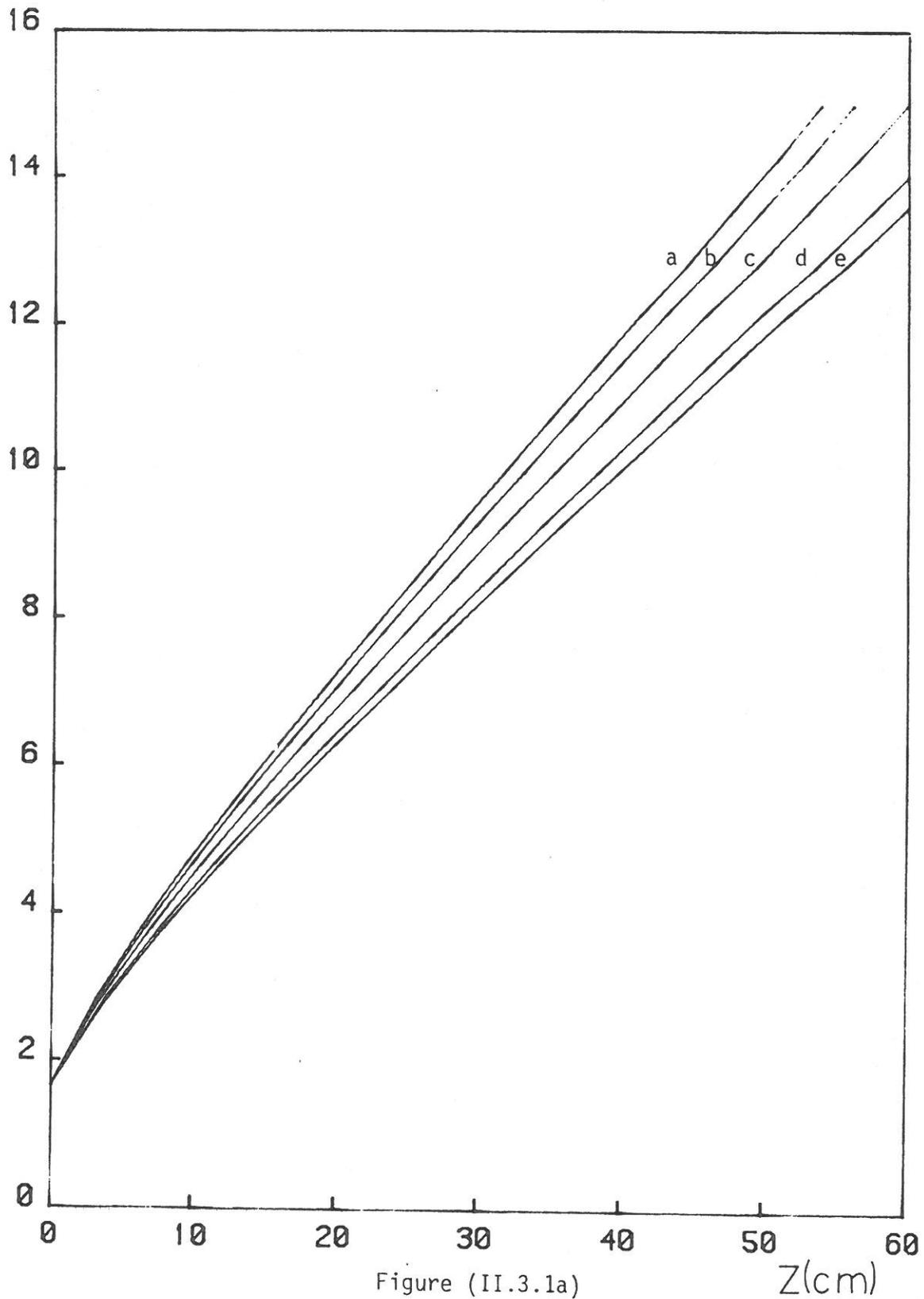


Figure (II.3.1a)

Profils longitudinaux de la densité électronique pour une pression totale de 0,5 Torr et différents pourcentages d'hélium : a) 0 %, b) 20 %, c) 40 %, d) 50 % et e) 60 %.

Ne ( $\times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ )

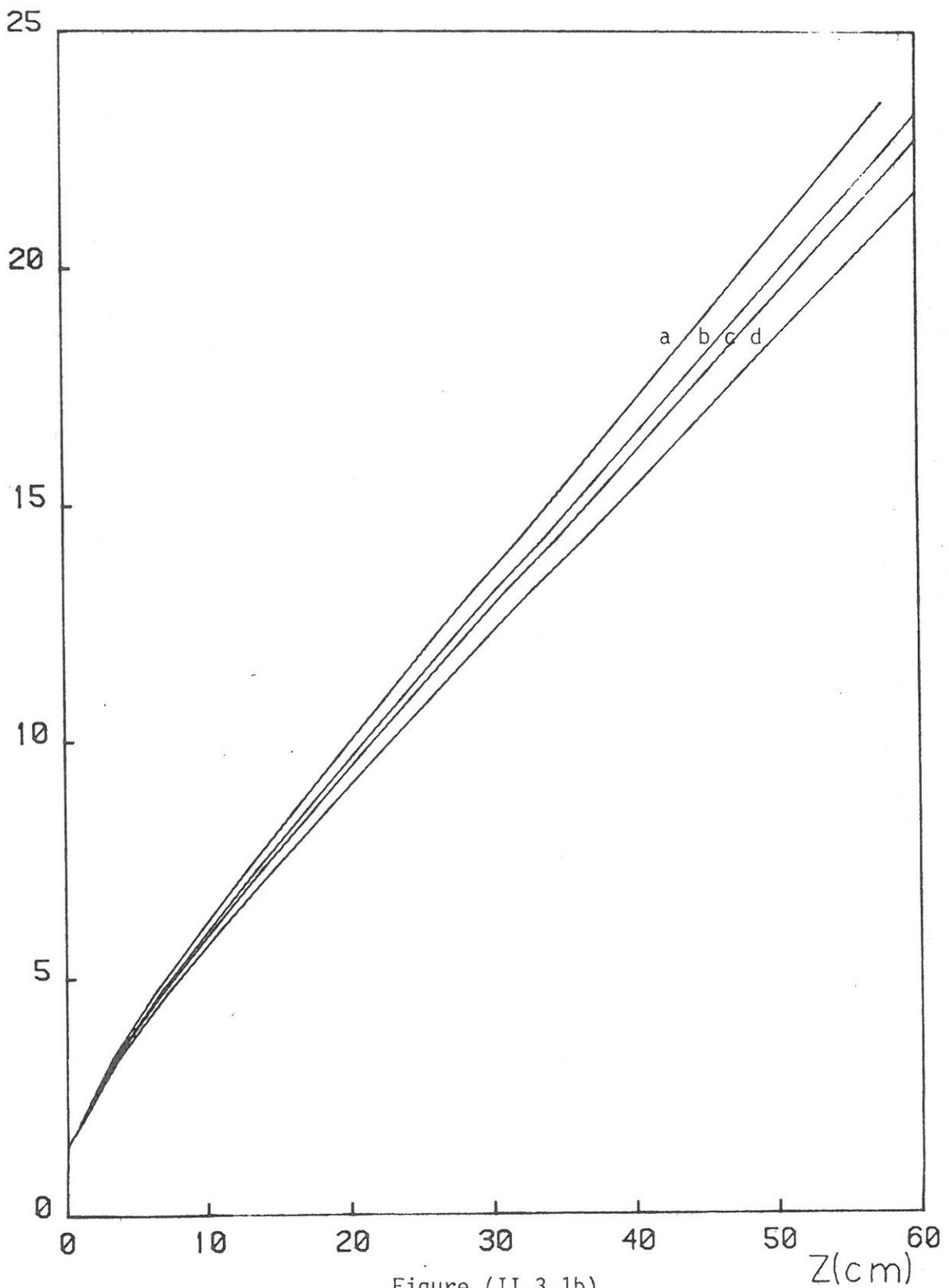


Figure (II.3.1b)

Profils longitudinaux de la densité électronique pour une pression totale de 1 Torr et différents pourcentages d'hélium : a) 0 %, b) 30 %, c) 40 % et d) 50 %.

Ne ( $\times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ )

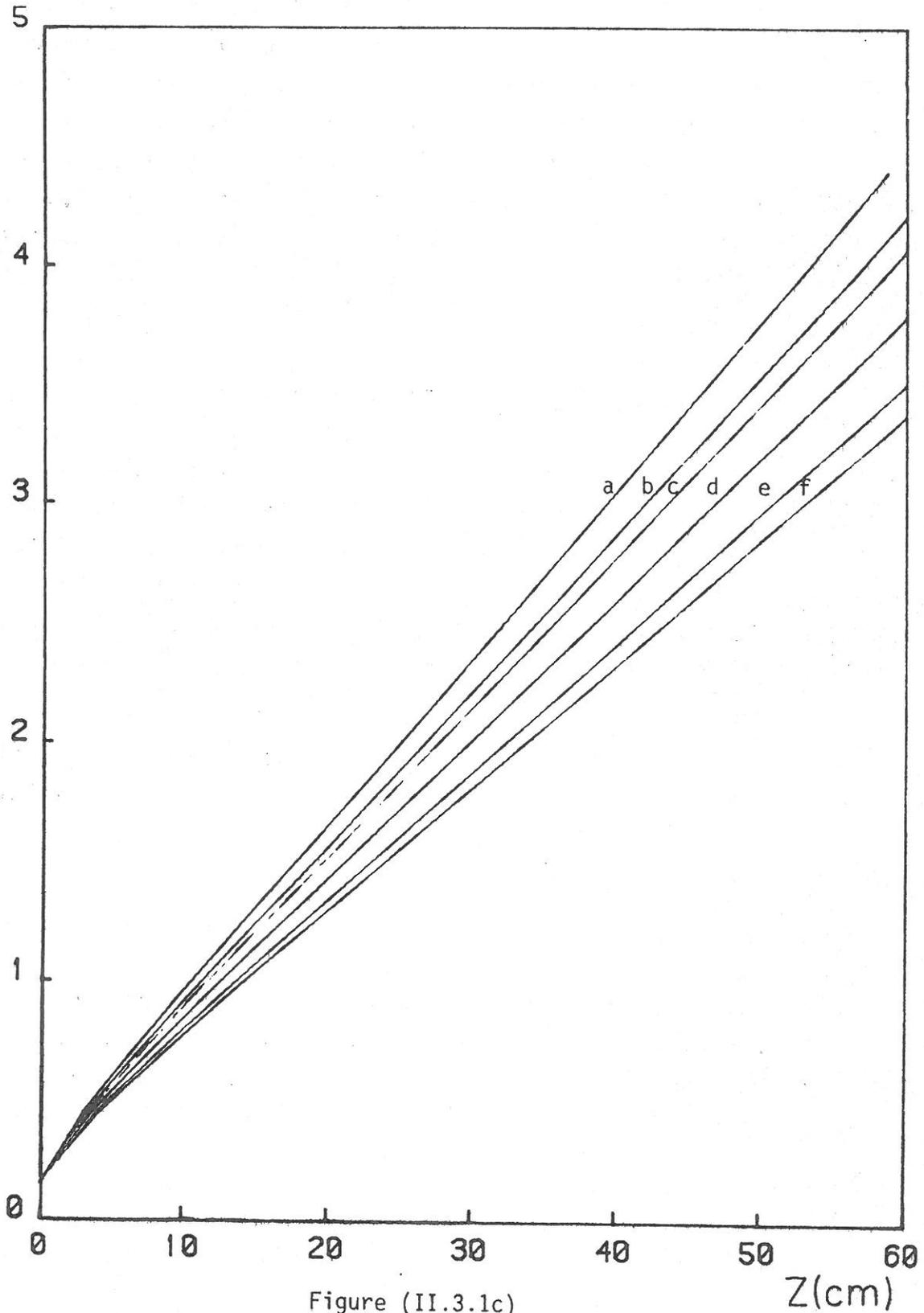


Figure (II.3.1c)

Profils longitudinaux de la densité électronique pour une pression totale de 2 Torr et différents pourcentages d'hélium : a) 0 %, b) 30 %, c) 40 %, d) 55 %, e) 60 % et f) 65 %.

- toutes les courbes  $n_e = f(z)$  sont pratiquement des droites mise à part la fin de la colonne,

- l'influence de l'hélium dans le mélange commence à être significative à partir d'un pourcentage de 30 %. Cette influence se traduit par une diminution de la densité électronique au niveau de l'excitateur et par conséquent une diminution de la pente de  $n_e = f(z)$ . Cela s'explique par le fait que le potentiel d'ionisation de l'hélium ( $V_i = 24,6$  eV) est plus grand que celui de l'argon ( $V_i = 15,75$  eV) et qu'il est donc plus difficile d'ioniser l'hélium que l'argon.

### II.3.2. FREQUENCE DE COLLISION EFFECTIVE

Dans le cas d'un mélange de gaz, la définition de la fréquence de collision effective est la même que celle pour un gaz pur. Nous avons représenté sur la figure (II.3.2) la valeur de la fréquence de collision effective en fonction du pourcentage d'hélium dans la décharge. On observe que :

- la fréquence de collision croît avec la pression,
- pour les trois pressions étudiées, la variation relative est la même, compte tenu de l'échelle semi-logarithmique de la figure,
- la fréquence de collision décroît quand le pourcentage d'hélium augmente.

A titre de comparaison, les mesures effectuées par Chaker [7], dans un tube de rayons intérieur  $a = 3$  mm et extérieur  $b = 4,5$  mm avec la même excitation, donnent à une pression de 500 mTorr :

$$\begin{aligned} \text{pour l'argon pur} \quad \nu &= 1,6 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \\ \text{pour l'hélium pur} \quad \nu &= 0,7 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

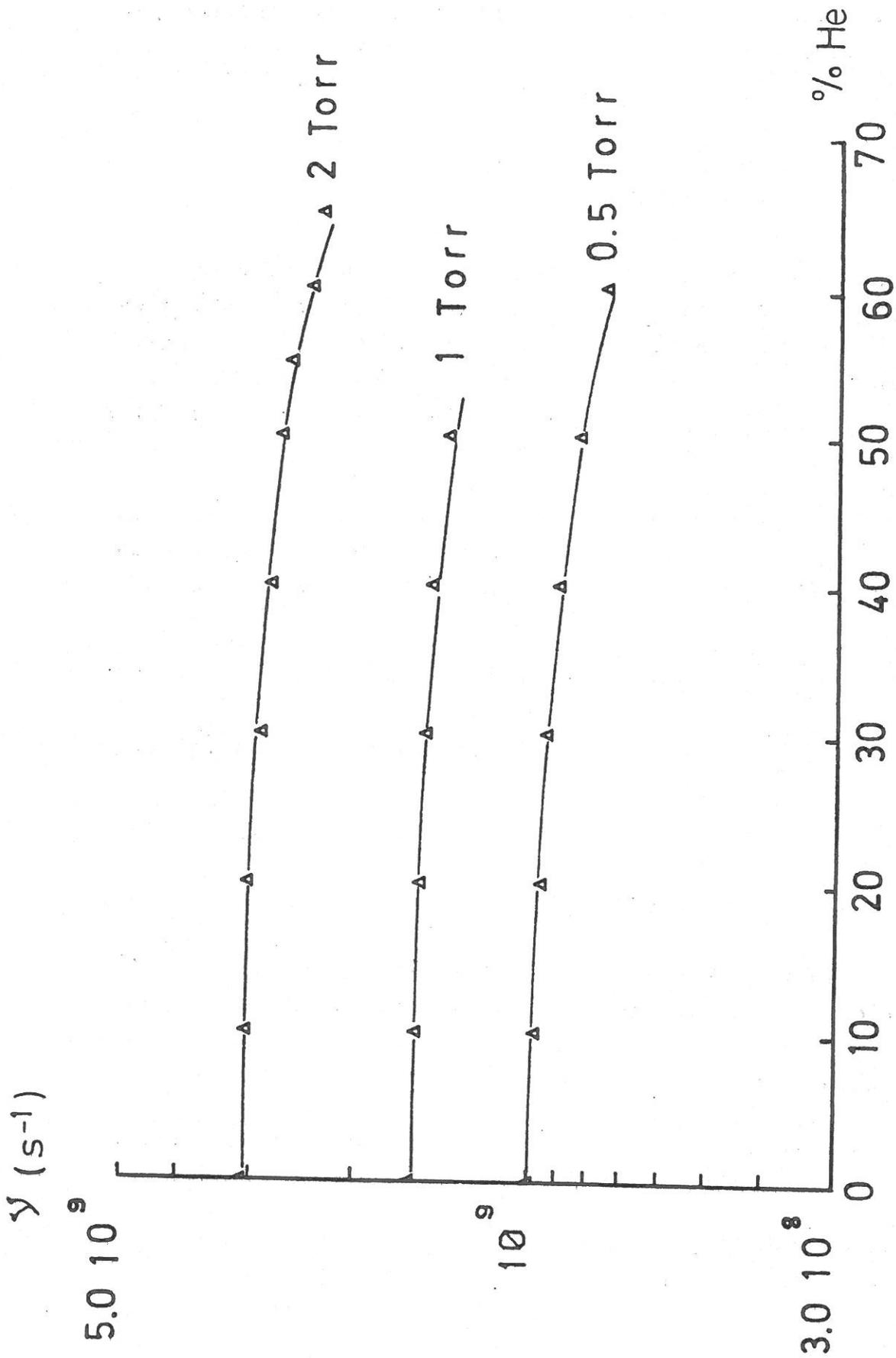


Figure (II.3.2)

Fréquence de collision effective pour les trois pressions en fonction du pourcentage d'hélium.

La fréquence de collision effective dans l'hélium pur est inférieure à celle dans l'argon pur et la figure (II.3.2) montre le passage de l'argon à l'hélium.

### II.3.3. CHAMP ELECTRIQUE

Une caractéristique importante de la décharge est la variation du champ électrique le long de la colonne. La figure (II.3.3) montre cette variation, on constate que le champ électrique moyen dans le plasma est constant le long de la colonne sauf en bout, c'est-à-dire au voisinage de la densité de coupure.

Nous avons représenté sur la figure (II.3.4) la variation du champ électrique moyen dans le plasma en fonction du pourcentage d'hélium dans la décharge. Cette figure montre que :

- le champ électrique décroît quand la pression augmente,
- le champ électrique croît en fonction du pourcentage d'hélium dans le mélange.

### II.3.4. PARAMETRE $\theta$

La figure (II.3.5) montre l'évolution du paramètre  $\theta$  en fonction du pourcentage d'hélium dans la décharge. L'observation de cette courbe nous amène à faire les mêmes remarques que pour le champ électrique.

Les mesures effectuées par Chaker dans les conditions expérimentales indiquées précédemment, donnent :

$$\begin{aligned} \text{pour l'argon pur} \quad \theta &= 8,5 \cdot 10^{-13} \text{ W} \\ \text{pour l'hélium pur} \quad \theta &= 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ W.} \end{aligned}$$

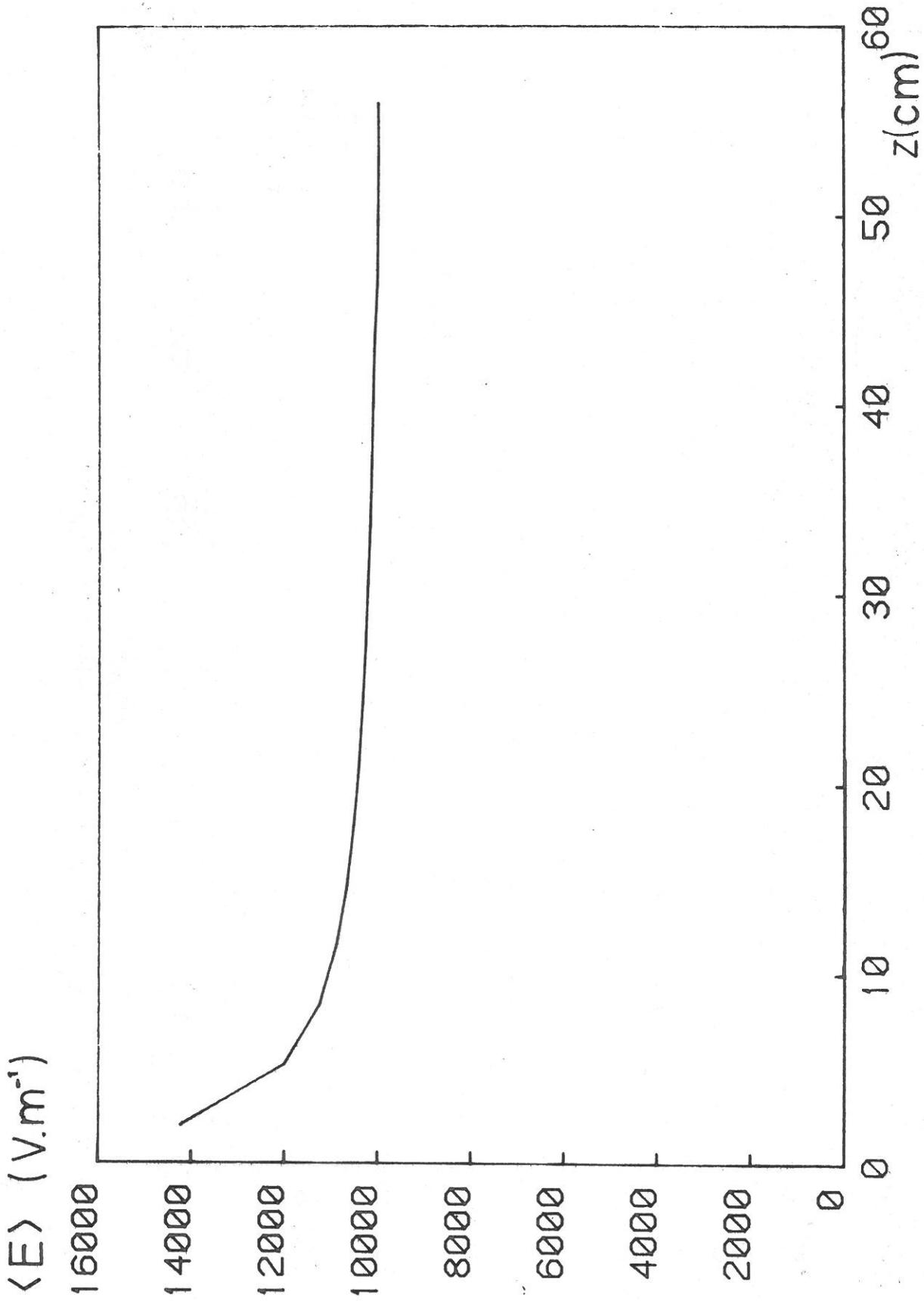


Figure (II.3.3)

Champ électrique moyen dans le plasma le long de la colonne ( $p = 0,5$  Torr, Argon pur).

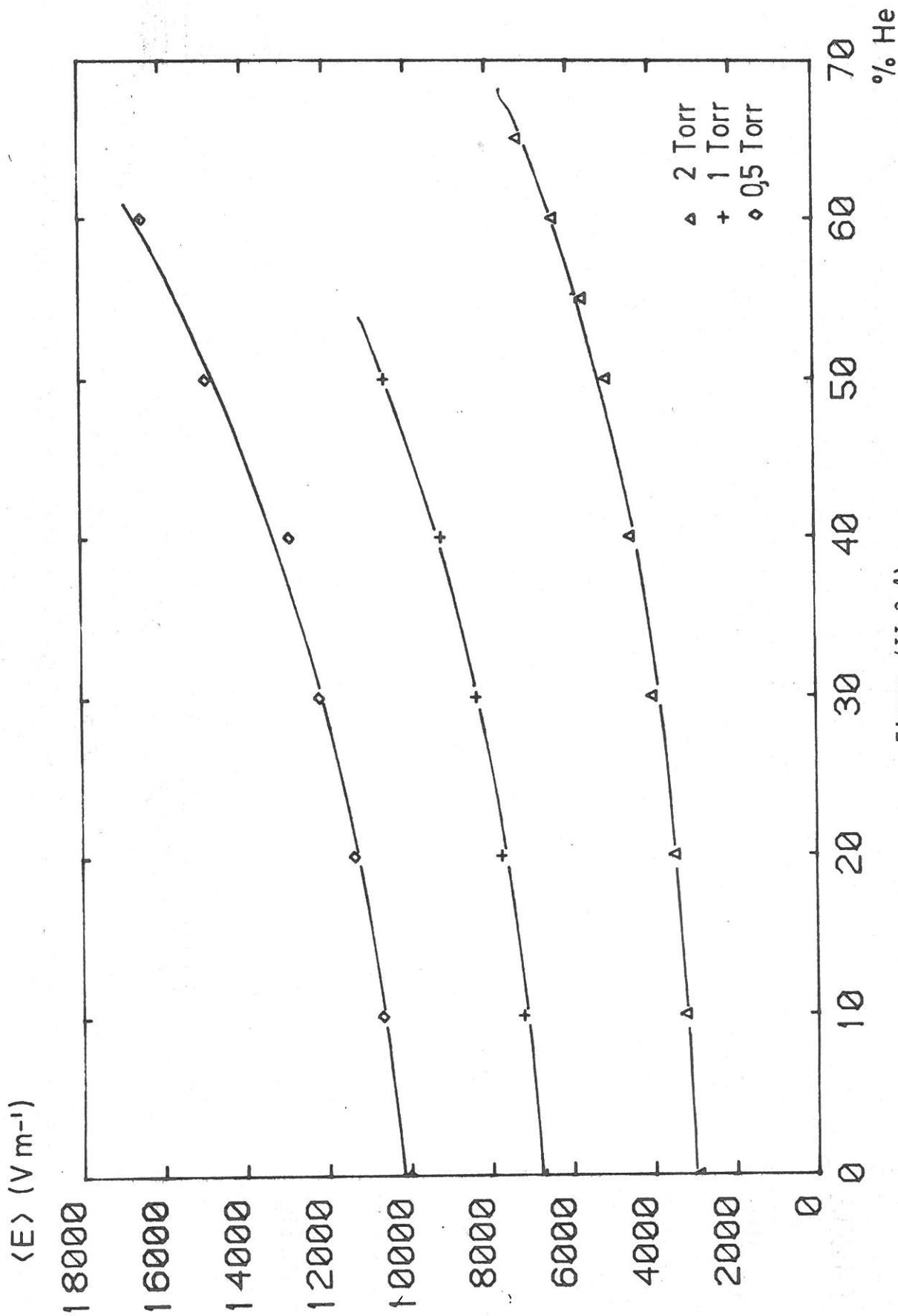
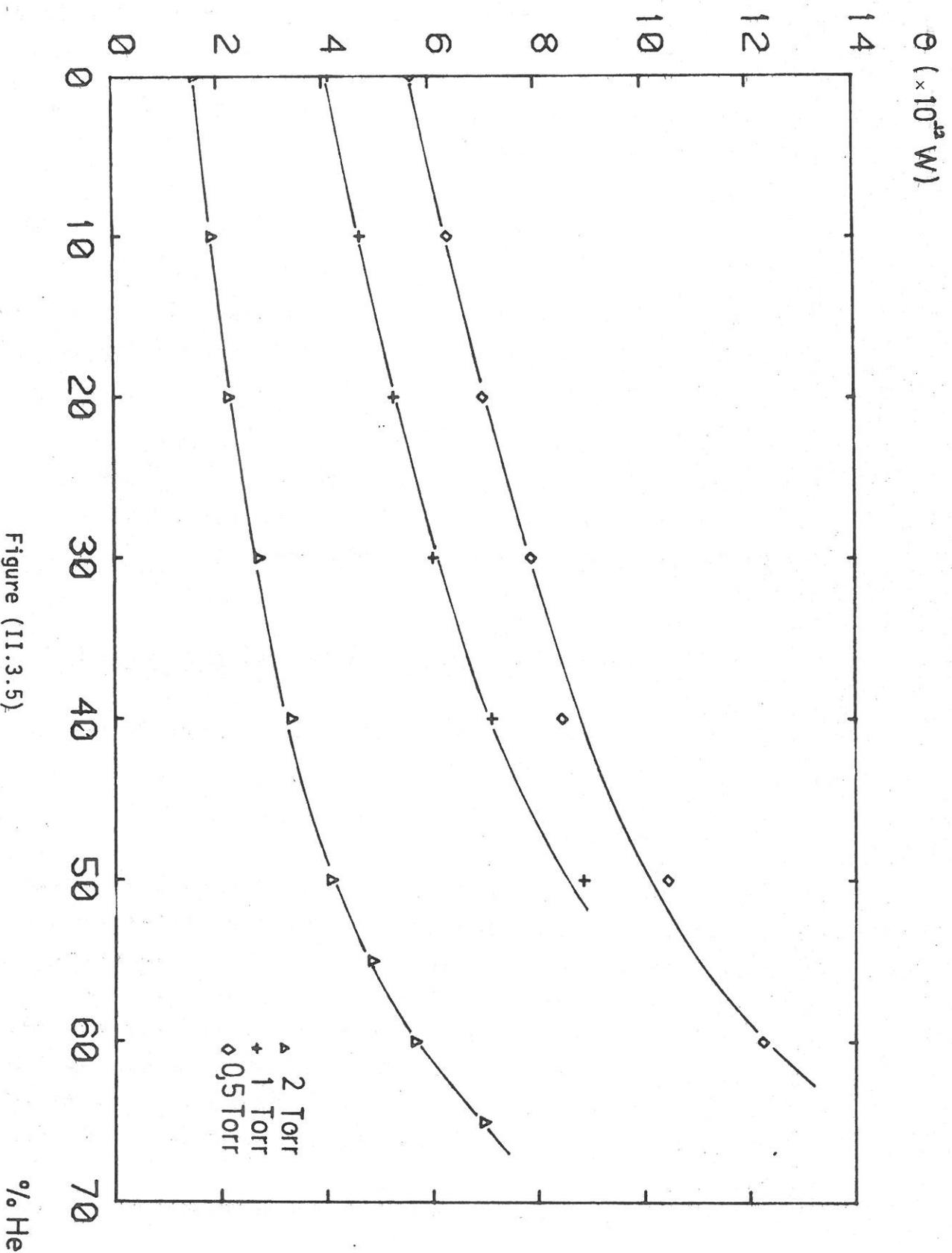


Figure (II.3.4)

Champ électrique moyen en fonction du pourcentage d'hélium.



La figure (II.3.5) traduit donc le passage des valeurs de  $\theta$  dans l'argon à celle de  $\theta$  dans l'hélium.

Par ailleurs, nous avons calculé  $\theta$  à partir de la définition de la relation (II.11) :

$$\theta = \frac{e^2}{m} \frac{v}{\omega^2} \frac{1}{a} \int_0^a E^2 r dr = \frac{e^2}{2m} \frac{v}{\omega^2} \langle E^2 \rangle \quad (\text{II.20})$$

$\langle E^2 \rangle$  étant la valeur moyenne du carré du champ électrique sur une section droite du tube, pour toutes les pressions et pour les différents mélanges.

Nous avons trouvé un excellent accord entre la valeur calculée et la valeur expérimentale. Ceci justifie "a posteriori" la validité du modèle longitudinal et son utilisation pour d'autres gaz ou mélanges.

### II.3.5. REGIME DE FONCTIONNEMENT DE LA DECHARGE

Dans un plasma microonde d'argon pur, une relation importante a été trouvée [12] :

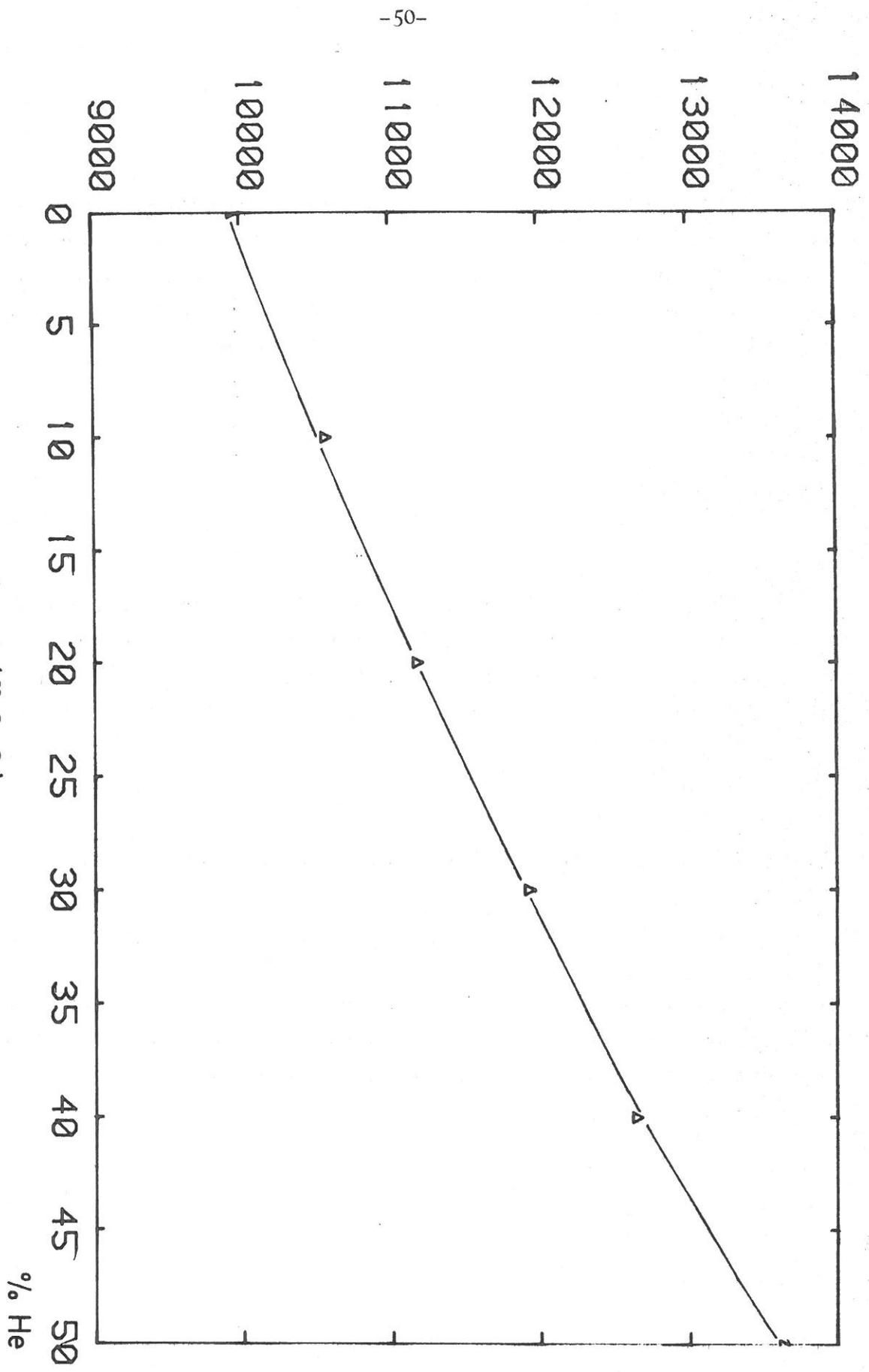
$$\frac{\langle E \rangle v}{\omega} a = \text{cte} \quad (\text{II.21})$$

cette relation traduit le fait que les décharges microondes d'argon créées par onde de surface sont contrôlées par diffusion ambipolaire. Le terme  $\frac{\langle E \rangle v}{\omega}$  peut être interprété comme un champ électrique effectif  $E_{\text{eff}}$ , équivalent au champ continu d'une colonne positive produite dans les mêmes conditions (pression, diamètre du tube) et le rayon du tube  $a$  est un paramètre géométrique proportionnel à la longueur de diffusion. Aussi la relation (II.21) peut être réécrite sous la forme :

$$E_{\text{eff}} \Lambda = \text{cte}, \Lambda \text{ étant la longueur de diffusion} \quad (\text{II.22})$$

Dans notre cas, la fréquence angulaire  $\omega$  et le rayon du tube sont constants, aussi suffisait-il d'étudier le pro-

$\langle E \rangle (\times 10^9 \text{ Vm}^{-1} \text{ s}^{-1})$



-50-

Figure (II.3.6)

Produit  $\langle E \rangle v$  en fonction du pourcentage d'hélium.

duit  $\langle E \rangle v$ .

Nous avons trouvé que pour un pourcentage d'hélium fixé, ce produit est constant pour les trois pressions étudiées et nous avons reporté sur la figure (II.3.6) la valeur de  $\langle E \rangle v$  en fonction du pourcentage d'hélium. Nous trouvons que  $\langle E \rangle v$  augmente avec le pourcentage d'hélium.

### CONCLUSION

Nous pouvons dire que le modèle présenté est en bon accord avec les résultats expérimentaux. La détermination du paramètre  $\theta$  avec précision est importante car ce paramètre sert de lien entre le bilan d'énergie de l'onde donné par la relation (II.20) :

$$\theta = \frac{e^2 v}{2m \omega^2} \langle E^2 \rangle$$

et un bilan d'énergie des électrons donné par la relation (II.4) :

$$\theta = \frac{3m}{M} kT_e v + \sum_j e V_j NC_j + e V_i NC_i.$$

De plus, nous connaissons en chaque point de la colonne la densité électronique et le champ électrique, ce qui va nous permettre de paramétrer certaines grandeurs avec ces deux variables.

## CHAPITRE III

### EMISSION DES ATOMES ET DES IONS DE LA DECHARGE

Dans ce chapitre, nous allons montrer que la mesure de l'évolution de l'intensité des raies le long de la colonne permet de déterminer les mécanismes de peuplement du niveau supérieur des transitions observées. De plus, nous paramétrons l'intensité en fonction de deux grandeurs plasma : la densité électronique et le champ électrique moyen dans le plasma.

#### III.1. MESURE DE L'INTENSITE DES RAIES

Une fibre optique fixée sur le chariot (voir Fig.III.1) permet de mesurer la lumière émise par le plasma en tout point de la décharge. Cette fibre est connectée à un spectromètre muni d'un photomultiplicateur. Nous présentons sur la figure (III.1.1) le spectre du mélange argon-hélium entre 400,0 nm et 500,0 nm. Ce spectre riche en raies de l'argon I et de l'argon II va nous permettre de sélectionner des raies suffisamment intenses et isolées pour qu'on puisse étudier leur évolution le long de la colonne. Dans son principe, cette mesure implique que le profil instrumental soit beaucoup plus grand que la largeur naturelle des raies. On balaye alors en longueur d'onde pour se placer au maximum d'intensité. On mesure ainsi la variation de l'intensité d'une raie le long de la colonne en déplaçant la fibre optique. En fait, nous faisons ainsi une mesure photométrique.

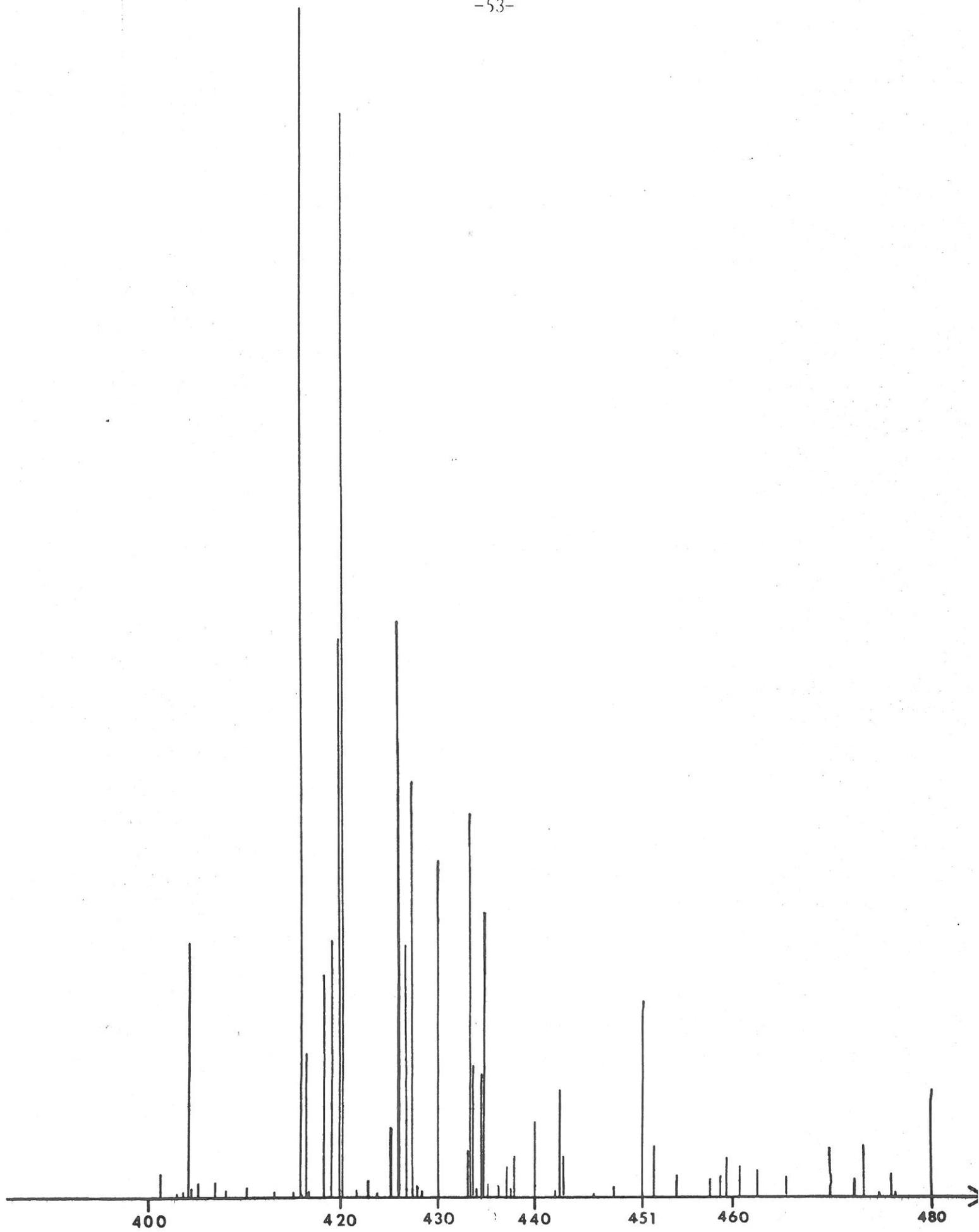


Figure (III.1.1) Spectre d'émission de la décharge entre 400 nm et 480 nm.  $\lambda$ (nm)

### III.2. ETATS EXCITES DE L'ARGON I - MECANISMES DE PEUPELEMENT

Nous avons, dans un premier temps, étudié l'évolution de l'intensité des raies de l'argon I le long de la colonne. Les raies observées correspondent à des transitions entre le niveau  $3p^5 5p$  et le niveau  $3p^5 4s$ . La figure (III.2.1) montre les résultats obtenus dans l'argon pur. En présence d'hélium dans la décharge, l'allure de la variation de l'intensité n'est pas modifiée. Comme nous pouvions nous y attendre, l'intensité des raies d'argon I est proportionnelle à la densité électronique, du fait que le peuplement du niveau supérieur est dû principalement aux collisions électroniques à partir du niveau fondamental de l'atome argon. On peut ainsi écrire la relation :

$$I_{\text{ArI}} = \alpha N_o n_e \quad (\text{III.1})$$

$N_o$  étant la densité de neutres d'argon et  $\alpha$  une constante dépendant du champ électrique moyen.

La dépendance en fonction du champ électrique de l'intensité des raies ne peut être déterminée dans le cas où la pression et le pourcentage d'hélium sont fixés car le champ électrique moyen est pratiquement constant le long de la colonne (cf. chapitre II.3).

C'est donc pour changer le champ électrique que nous avons mesuré, l'intensité des raies de l'argon I au niveau de l'excitateur pour des pressions et des pourcentages d'hélium différents. Nous avons représenté sur la figure (III.2.2) la variation d'intensité de la raie de longueur d'onde  $\lambda = 425,9$  nm, étant entendu qu'un résultat similaire est obtenu pour toutes les transitions entre le niveau  $3p^5 5p$  et le niveau  $3p^5 4s$ . Puis nous avons calculé le rapport de l'intensité, au niveau de l'excitateur, sur le produit  $N_o n_e$  pour chaque cas et tracé les variations de ce rapport sur la figure (III.2.3) en fonction du champ électrique moyen dans le plasma, qui varie en fonction

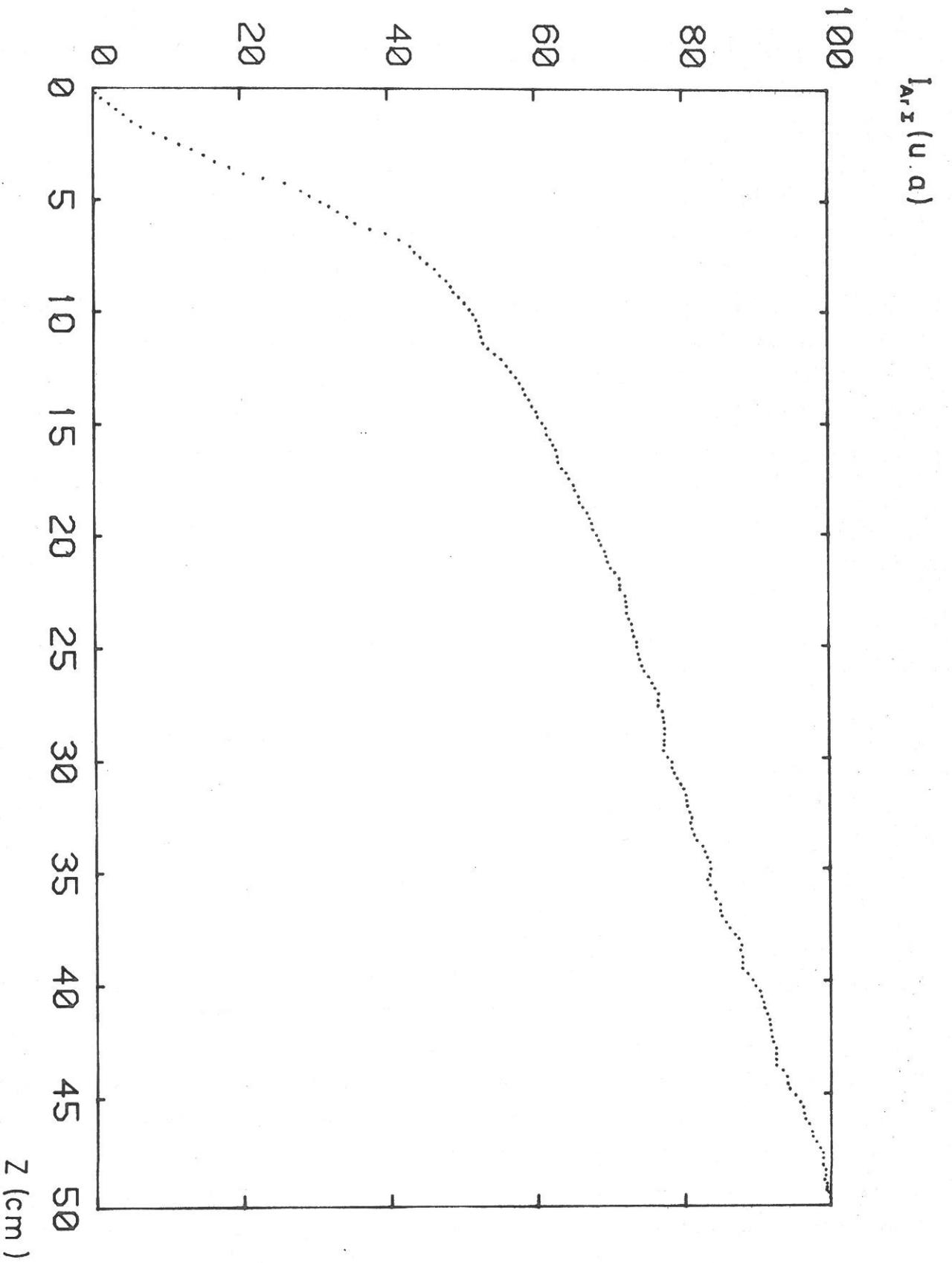


Figure (III.2.1)

Intensité de la raie :  $\lambda = 425,9$  nm en fonction de  $z$ .

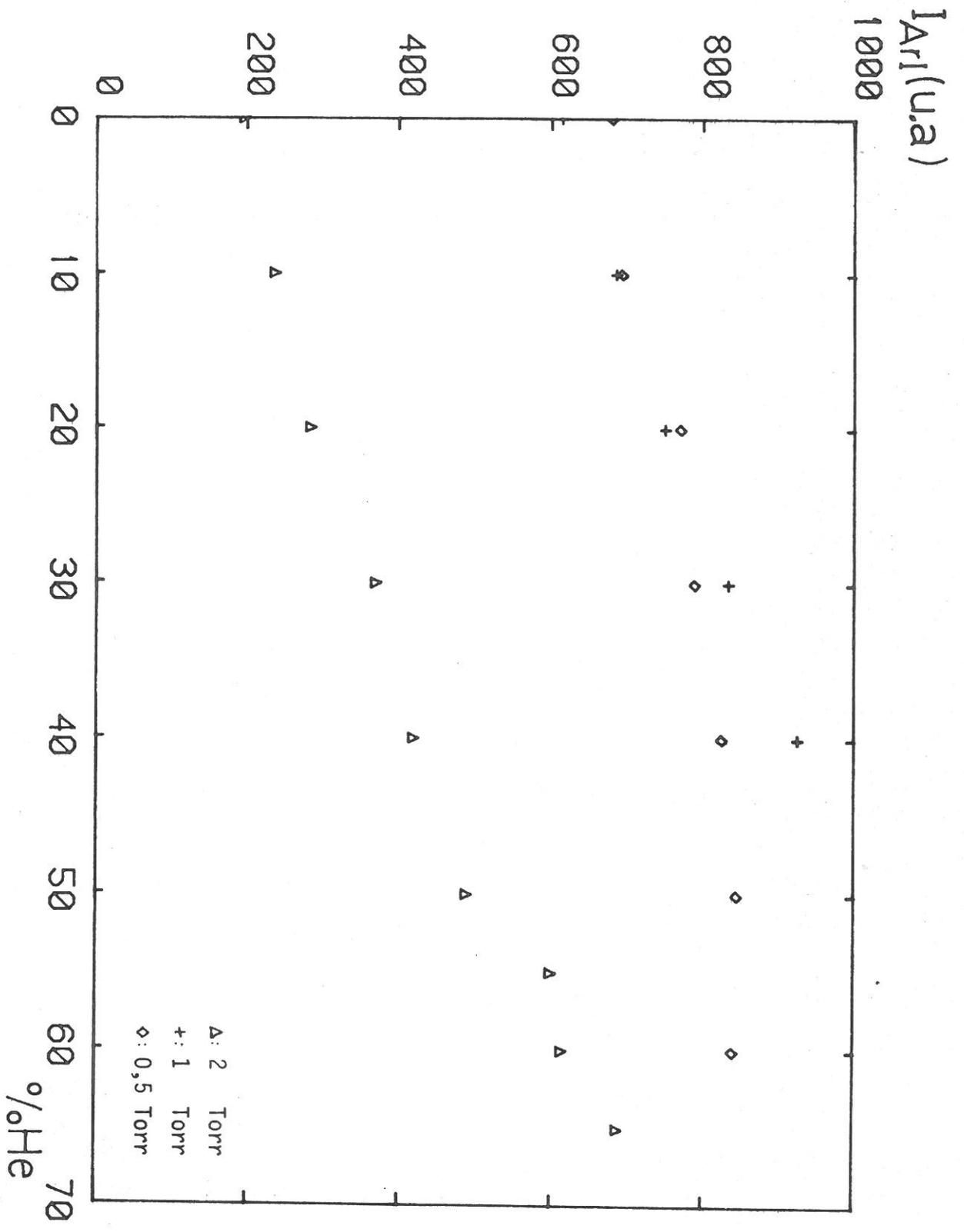


Figure (III.2.2)

Intensité normalisée de la raie :  $\lambda = 425,9$  nm en fonction du pourcentage d'hélium.

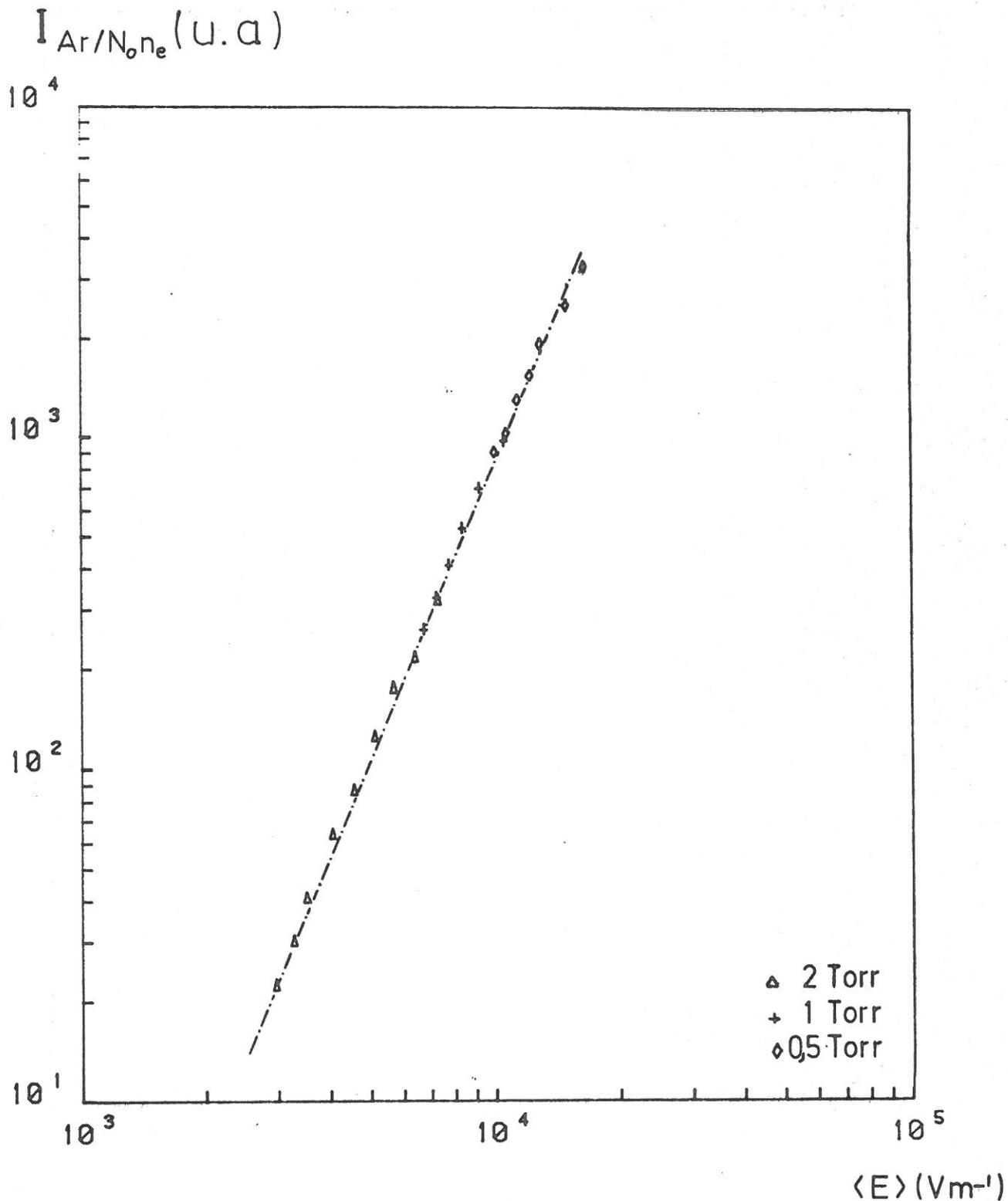


Figure (III.2.3)

Rapport de l'intensité de la raie :  $\lambda = 425,9 \text{ nm}$  à  $N_0 n_e$  en fonction du champ électrique moyen. La densité correspond à  $\langle E \rangle^3$ .

de la pression et du pourcentage d'hélium dans la décharge (voir figure (II.3.3)). Sur la figure (III.2.3) la droite que nous avons tracée correspond à une variation en  $\langle E \rangle^3$ . Les points expérimentaux s'alignant bien sur cette droite, nous obtenons donc la relation :

$$I_{\text{ArI}} = \alpha_1 N_0 n_e \langle E \rangle^3 \quad (\text{III.2})$$

$\alpha_1$  est une constante qui pour chaque transition va dépendre de la population du niveau supérieur, du coefficient d'Einstein et de l'énergie  $h\nu$ .

Nous avons ainsi paramétré l'intensité d'une raie de l'argon I, correspondant à une transition  $3p^5 5p \rightarrow 3p^5 4s$ , en fonction de la densité des neutres d'argon, de la densité électronique et du champ électrique moyen dans le plasma.

La relation (III.2) est la même que celle trouvée pour l'argon pur [13], la présence d'hélium dans la décharge ne modifie donc pas le peuplement des niveaux excités de l'argon I.

Ce résultat expérimental qui donne les variations d'intensité des raies de l'argon I avec le champ électrique est en très bon accord avec un calcul de C.M. Ferreira [14] pour l'argon pur, qui montre que le coefficient d'excitation directe par collision électronique pour le niveau  $3p^5 5p$  peut être approché par la loi :

$$C_K \propto \left( \frac{E}{\omega} \right)^{2.9}$$

pour une valeur de champ électrique telle que :

$$5 \cdot 10^{-10} < \frac{E}{\omega} < 10^{-8} \text{ V.cm}^{-1} \cdot \text{s} \text{ et } \nu \ll \omega.$$

C.M. Ferreira a en outre calculé les coefficients d'excitation pour d'autres niveaux et il trouve des lois similaires du type :

$$C_K \propto \left( \frac{E}{\omega} \right)^{a_K} \quad (\text{III.3})$$

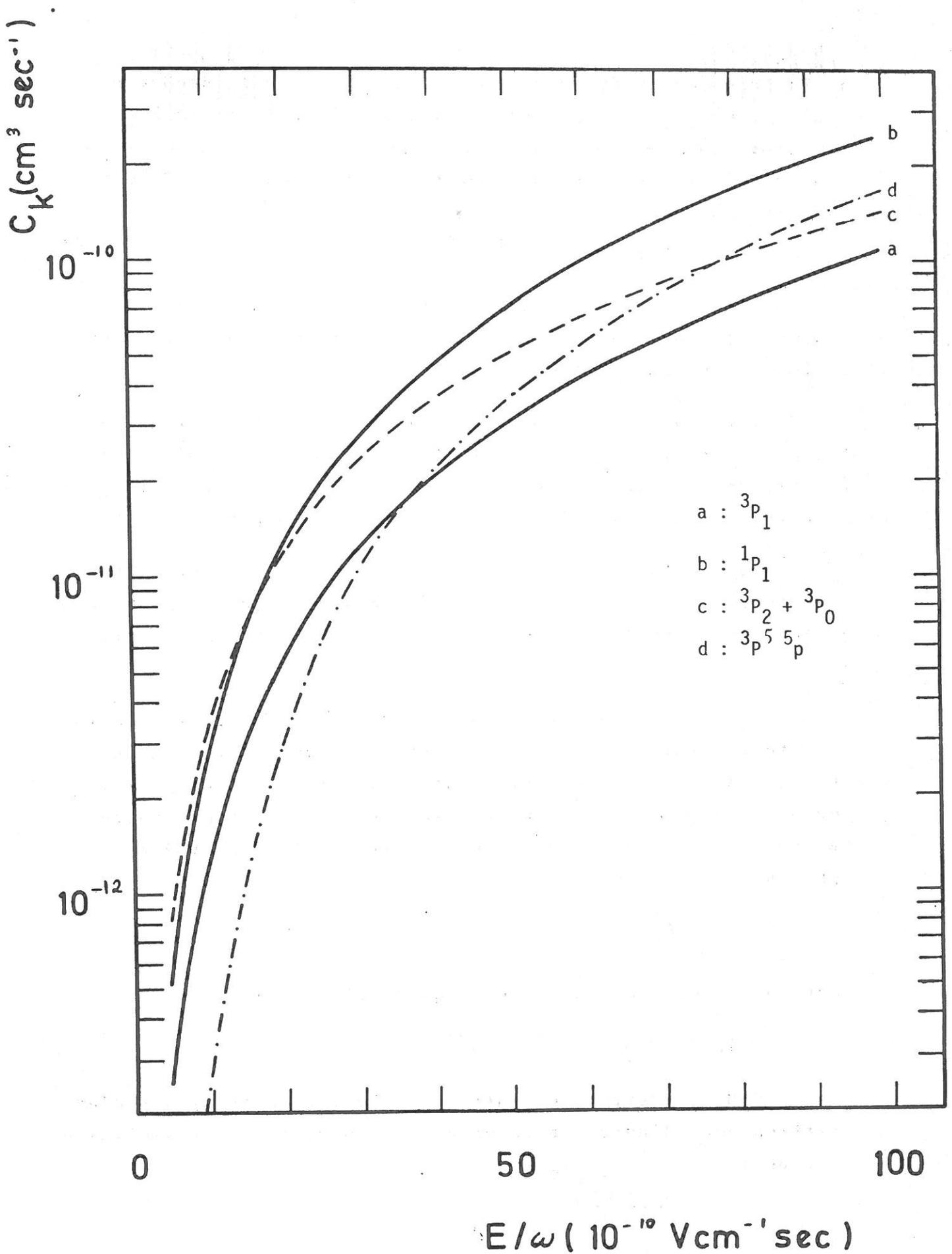


Figure (III.2.4) Coefficients d'excitation en fonction de  $E/\omega$ .

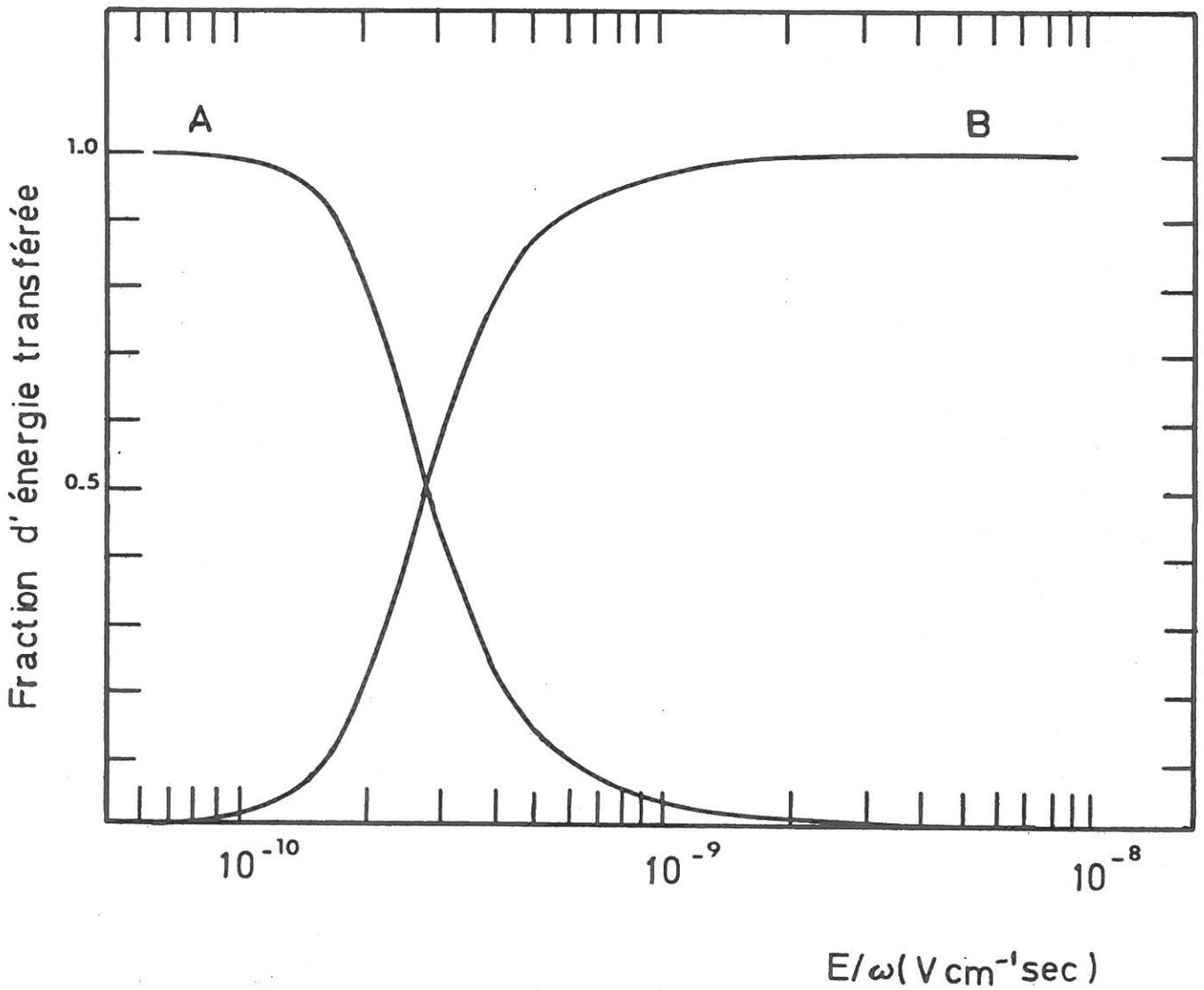


Figure (III.2.5)

Fraction d'énergie transférée en fonction de  $E/\omega$ .

A : pertes élastiques

B : pertes inélastiques

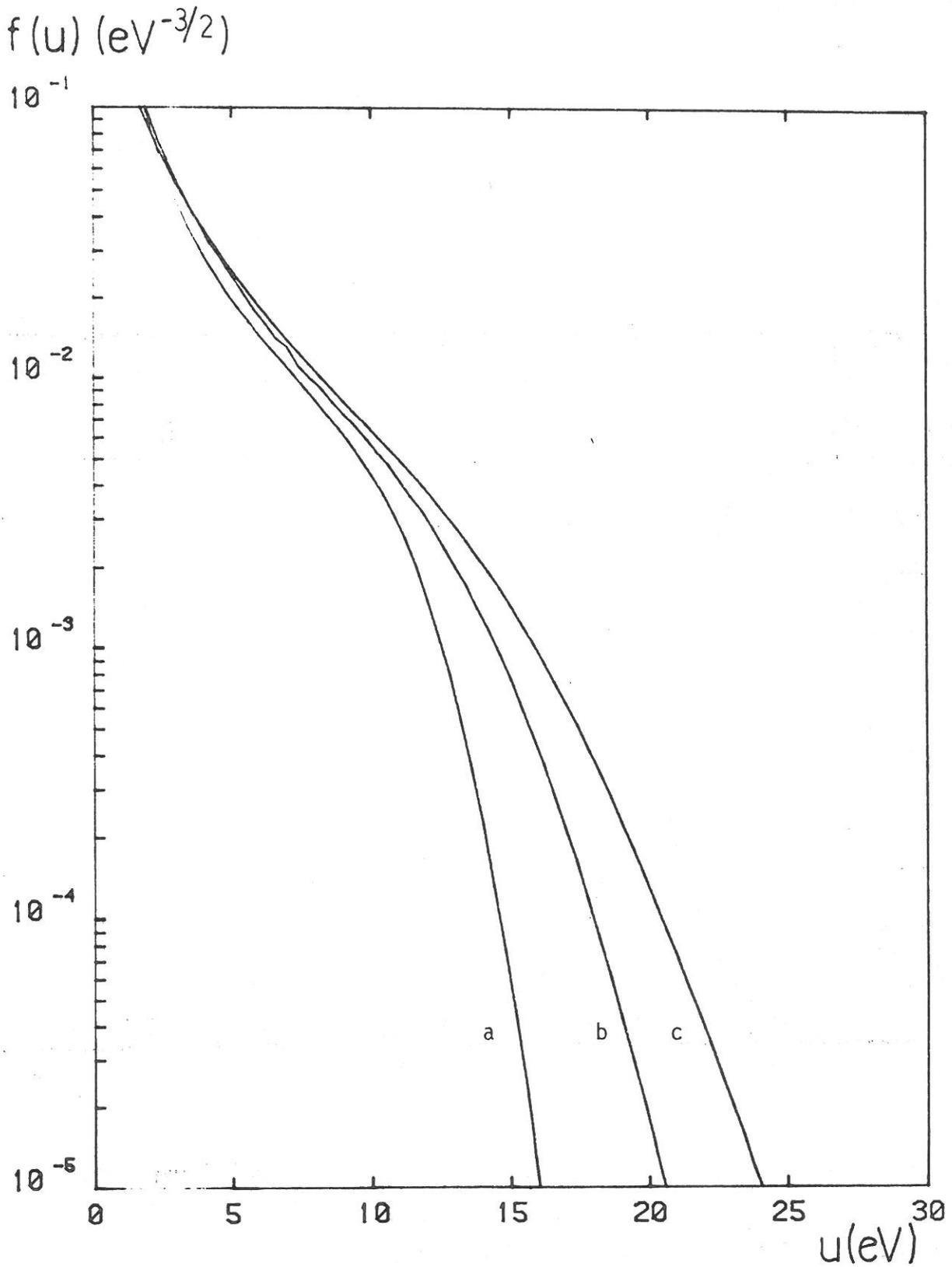


Figure (III.2.6)

Fonction de distribution en énergie des électrons pour l'argon pur  
a :  $p = 2$  Torr, b :  $p = 1$  Torr et c :  $p = 0,5$  Torr.

Normalisation :  $\int_0^{\infty} f(u) \sqrt{u} du = 1$

avec les valeurs  $a_K$  correspondantes : 1,7 pour les métastables  $^3P_2$  et  $^3P_0$  ; 2,0 pour les niveaux résonnants  $^3P_1$  et  $^1P_1$ .

Pour ces niveaux, aucune mesure expérimentale n'a pu être faite car les niveaux résonnants ont des transitions dans le V.U.V. et les niveaux métastables, par définition, n'ont pas de transition. Cependant, dans la mesure où le calcul est self-consistant et où l'un des coefficients d'excitation est en bon accord avec l'expérience, on peut penser que les autres valeurs calculées ne sont pas dépourvues de signification.

Nous avons reporté sur la figure (III.2.4) la variation de ces différents coefficients d'excitation en fonction de  $\frac{E}{\omega}$ .

Ce même calcul permet d'avoir la répartition d'énergie entre les pertes élastiques et inélastiques des électrons en fonction de  $\frac{E}{\omega}$  (figure (III.2.5)). Sur cette courbe on constate que, dans notre cas,  $\frac{E}{\omega}$  étant compris entre  $10^{-9}$  et  $10^{-8}$  V.cm<sup>-1</sup>.s, les pertes inélastiques sont dominantes.

Pour conclure, C.M. Ferreira a calculé les fonctions de distribution des électrons pour l'argon pur, dans le cas des décharges créées par ondes de surface. Pour  $\nu \ll \omega$ , le paramètre important est  $\frac{E}{\omega}$ . Nous avons représenté sur la figure (III.2.6) les fonctions de distribution en énergie des électrons pour l'argon, avec pour valeur de  $\frac{E}{\omega}$  :

$p = 0,5$ Torr	$\frac{E}{\omega} = 4,6 \cdot 10^{-9}$ V.cm <sup>-1</sup> .s
$p = 1$ Torr	$\frac{E}{\omega} = 3,1 \cdot 10^{-9}$ V.cm <sup>-1</sup> .s
$p = 2$ Torr	$\frac{E}{\omega} = 1,36 \cdot 10^{-9}$ V.cm <sup>-1</sup> .s.

On remarque que la fonction de distribution n'est pas une maxwellienne et qu'il y a d'autant plus d'électrons vers les grandes énergies que le rapport  $\frac{E}{\omega}$  est élevé. Ceci est lié au fait que les pertes inélastiques sont dominantes. Le caractère non maxwellien de la fonction de distribution, est une des raisons pour lesquelles nous n'avons pas mesuré de température électronique.

### III.3. ETATS EXCITES DE L'HELIUM I - MECANISMES DE PEUPEMENT

Nous avons étudié la variation d'intensité des raies de l'hélium le long de la colonne. Deux raies ont été étudiées, correspondant au système triplet de l'hélium : les transitions  $3^3P \rightarrow 2^3S$  ( $\lambda = 388,9$  nm) et  $4^3D \rightarrow 2^3P$  ( $\lambda = 447,1$  nm). A faible pourcentage d'hélium dans le mélange ( $\leq 30$  %), ce sont les seules raies observables dans le spectre entre 380 nm et 500 nm. La figure (III.3.1) montre la variation de l'intensité de la raie 388,9 nm le long de la colonne. (Tous les résultats présentés dans cette partie sont relatifs à cette transition, mais en fait pour l'autre transition ils sont identiques). Cette variation est la même quel que soit le pourcentage d'hélium dans le mélange et pour les trois pressions auxquelles nous avons travaillé. (cf Chapitre II, II.3).

De la même façon que pour l'argon I, nous allons essayer de paramétrer l'intensité des raies de l'hélium I en fonction de la densité électronique et du champ électrique dans le plasma.

Nous trouvons, d'après la figure (III.3.1), une relation du type :

$$I_{\text{HeI}} = \beta N_0 n_e^2 \langle E \rangle^b \quad (\text{III.4})$$

$\beta$  est une constante,  $N_0$  la densité d'atomes neutres d'hélium et  $b$  un paramètre que nous déterminerons par la suite.

C'est-à-dire que l'intensité des raies de l'hélium I est proportionnelle au carré de la densité électronique.

Nous allons décrire par un modèle collisionnel-radiatif le processus de peuplement du niveau supérieur de la transition et montrer que celui-ci est en deux étapes et se fait par l'intermédiaire du métastables  $2^3S$  de l'hélium.

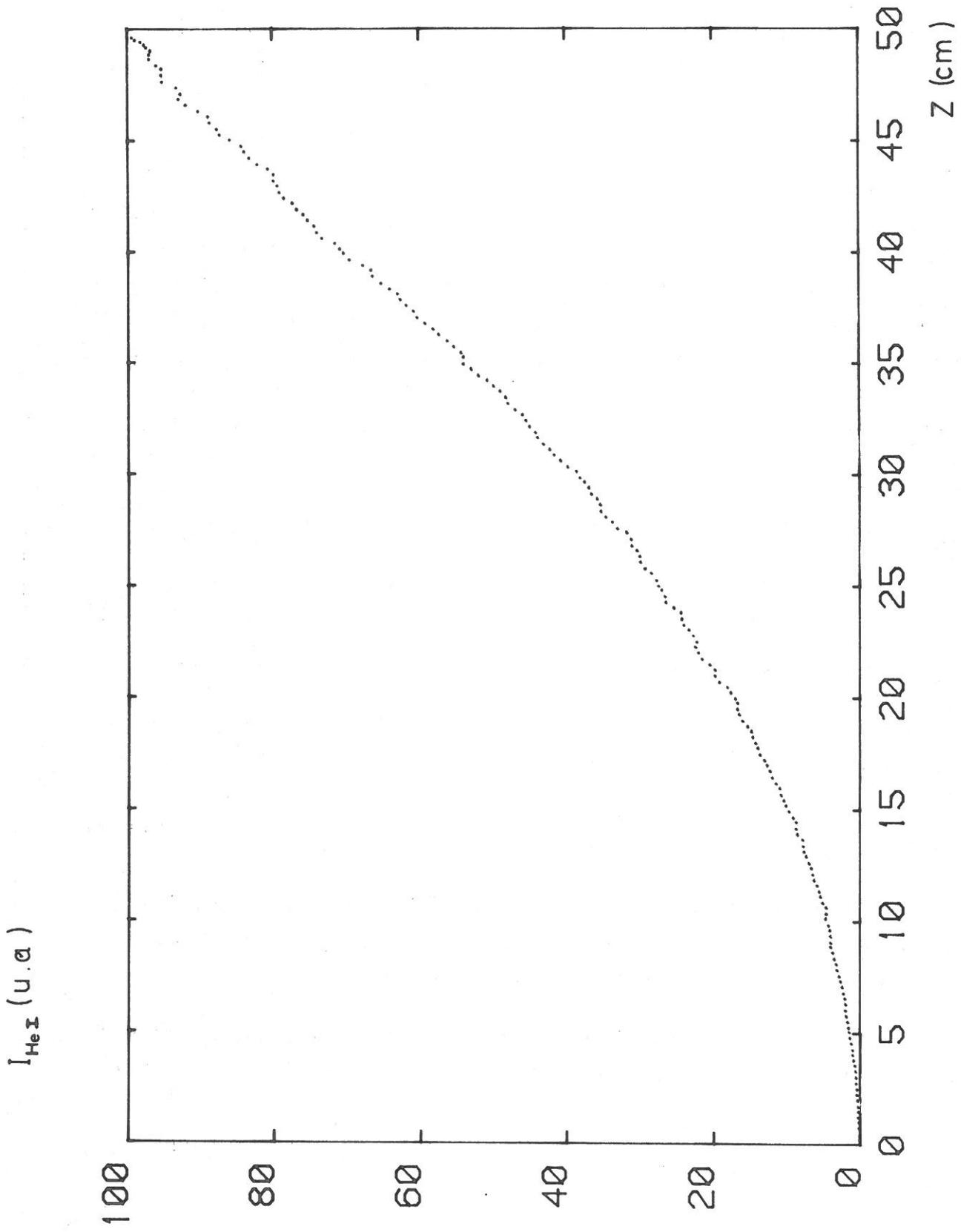


Figure ( III. 3.1 )

Intensité de la raie :  $\lambda = 388,9 \text{ nm}$  en fonction de  $z$ .

Le peuplement du niveau supérieur peut se faire par collisions électroniques, soit à partir du niveau fondamental de l'atome :  $1^1S$ , soit à partir du métastable de l'atome :  $2^3S$ .

Le terme source du niveau supérieur  $s$  est donc :

$$\frac{dN_s}{dt} = N_o n_e \langle \sigma v \rangle_{so} + N_m n_e \langle \sigma v \rangle_{sm} \quad (\text{III.5})$$

$N_o$  étant la densité d'atomes neutres d'hélium du niveau fondamental,  $N_m$  la densité d'atomes métastables du niveau  $2^3S$ ,  $\langle \sigma v \rangle_{so}$  et  $\langle \sigma v \rangle_{sm}$  étant les sections efficaces totales d'excitation par collisions électroniques du niveau  $s$  à partir respectivement du niveau fondamental et du niveau métastable.

Le terme source du niveau métastable est :

$$\frac{dN_m}{dt} = N_o n_e \langle \sigma v \rangle_{mo} \quad (\text{III.6})$$

$\langle \sigma v \rangle_m$  étant la section efficace totale d'excitation du métastable par collisions électroniques.

Le terme perte du niveau métastable est :

$$-\frac{dN_m}{dt} = N_m n_e \langle \sigma v \rangle_{im} + K N_m \quad (\text{III.7})$$

le premier terme du second membre correspond à l'excitation d'un niveau supérieur  $i$  par collisions électroniques et le second terme à la diffusion vers les parois.

Compte tenu des dimensions du tube, les pertes par diffusion vers les parois sont prépondérantes, et à l'équilibre on a :

$$N_m = \frac{N_o n_e}{K} \langle \sigma v \rangle_{mo} \quad (\text{III.8})$$

donc la population du niveau  $2^3S$  est proportionnelle à la densité électronique, ce qui veut dire que ce niveau n'est pas saturé.

Le terme perte du niveau supérieur  $s$ , en considérant qu'il est principalement dû à une désexcitation radiative, est :

$$-\frac{dN_s}{dt} = \frac{N_s}{\tau_s} \quad (\text{III.9})$$

$\tau_s$  est la durée de vie du niveau  $s$ .

A l'équilibre, on a donc :

$$N_s = N_o n_e \tau_s \langle \sigma v \rangle_{so} + \frac{N_o n_e^2}{K} \tau_s \langle \sigma v \rangle_{mo} \quad (\text{III.10})$$

la population du niveau  $s$  sera donc proportionnelle au carré de la densité électronique si :

$$N_o n_e \langle \sigma v \rangle_{so} \ll N_m n_e \langle \sigma v \rangle_{sm} \quad (\text{III.11})$$

Nous allons voir à quelle condition cette inégalité sera vérifiée. Pour cela, nous utilisons les formes analytiques de Drawin pour les sections efficaces électroniques [15].

Pour les transitions optiquement permises, c'est-à-dire dans notre cas  $2^3S \rightarrow 3^3P$ , on a :

$$\sigma_{ij} = 4 \pi a_o^2 \left[ \frac{R}{E_j - E_i} \right]^2 f_{ij} Q_{ij} \frac{U_{ij}^{-1}}{U_{ij}^2} \times \ln \left[ 1,25 U_{ij} \right] \quad (\text{III.12})$$

(en  $\text{cm}^{-3}$ )

avec  $R$  la constante de Rydberg soit  $109737,31 \text{ cm}^{-1}$ ,  $E_j - E_i$  l'écart en énergie de la transition en  $\text{cm}^{-1}$ ,  $a_o$  le rayon de Bohr en  $\text{cm}$  soit  $\pi a_o^2 = 8,79 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ ,  $f_{ij}$  la force d'oscillateur d'absorption de la transition,  $U_{ij}$  le rapport de l'énergie de l'électron incident à l'écart en énergie de la transition,  $Q_{ij}$ , un paramètre ajustable dépendant de la transition étudiée.

Pour les transitions optiquement interdites avec changement de multiplicité, dans notre cas  $1^1S \rightarrow 3^3P$ , on a :

$$\sigma_{ij} = 4 \pi a_0^2 Q_{ij} \frac{U_{ij}^{-1}}{U_{ij}^2} \quad (\text{III.13})$$

Puis nous calculons  $\langle \sigma v \rangle$  en intégrant numériquement sur la fonction de distribution des électrons de l'argon pur donnée au paragraphe précédent, en supposant en première approximation que celle-ci est à peu près la même dans le mélange argon-hélium que dans l'argon pur. (Cette approximation sert uniquement à obtenir un ordre de grandeur et c'est pourquoi nous l'utilisons).

Le résultat du calcul conduit à :

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{sm}}{\langle \sigma v \rangle_{so}} \approx 10^6$$

l'inégalité (III.11) sera donc vérifiée si  $\frac{N_m}{n_e} > 10^{-5}$ . En fait, on peut estimer que, dans la décharge, ce rapport est de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-3}$ .

En conclusion, on peut dire que le processus de peuplement des niveaux supérieurs des transitions observées se fait en deux étapes, par l'intermédiaire du métastable  $2^3S$  qui est non saturé.

Pour déterminer l'exposant  $b$  de la relation (III.4), nous procédons comme pour l'argon I. Nous mesurons l'intensité de la raie au niveau de l'excitateur en fonction du pourcentage d'hélium et pour les trois pressions (figure (III.3.2)). Ensuite à partir de la figure (III.3.3) qui représente le rapport  $I_{HeI}/N_0 n_e^2$  en fonction du champ électrique, nous trouvons la relation :

$$I_{HeI} = \beta N_0 n_e^2 \langle E \rangle^7 \quad (\text{III.14})$$

Ce résultat devrait pouvoir se retrouver par un calcul identique à celui de C.M. Ferreira appliqué à l'hélium.

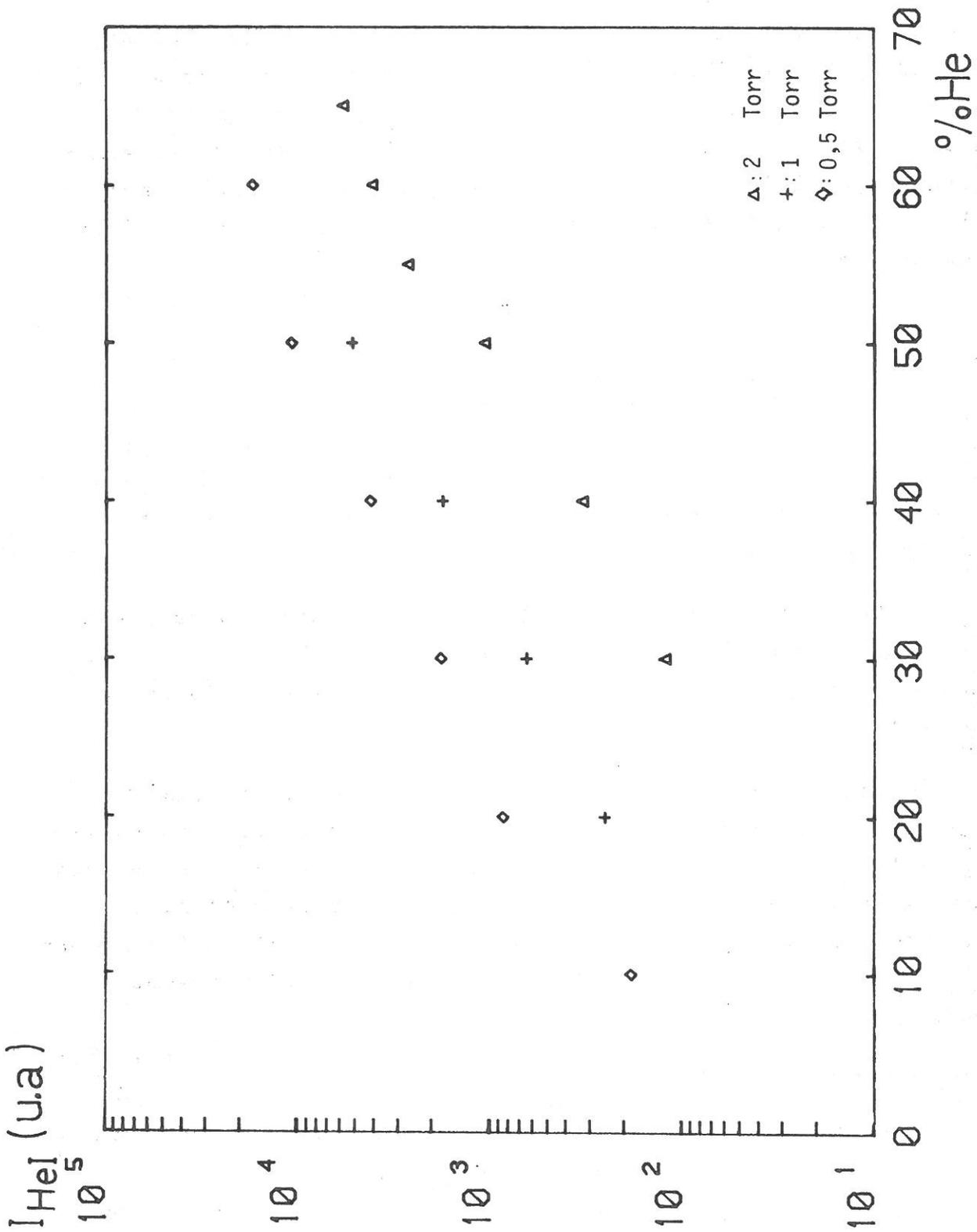


Figure (III.3.2)

Intensité normalisée de la raie :  $\lambda = 388,9$  nm en fonction du pourcentage d'hélium.

$I_{\text{HeI}} / N_0 n_e^2$  (u.a)

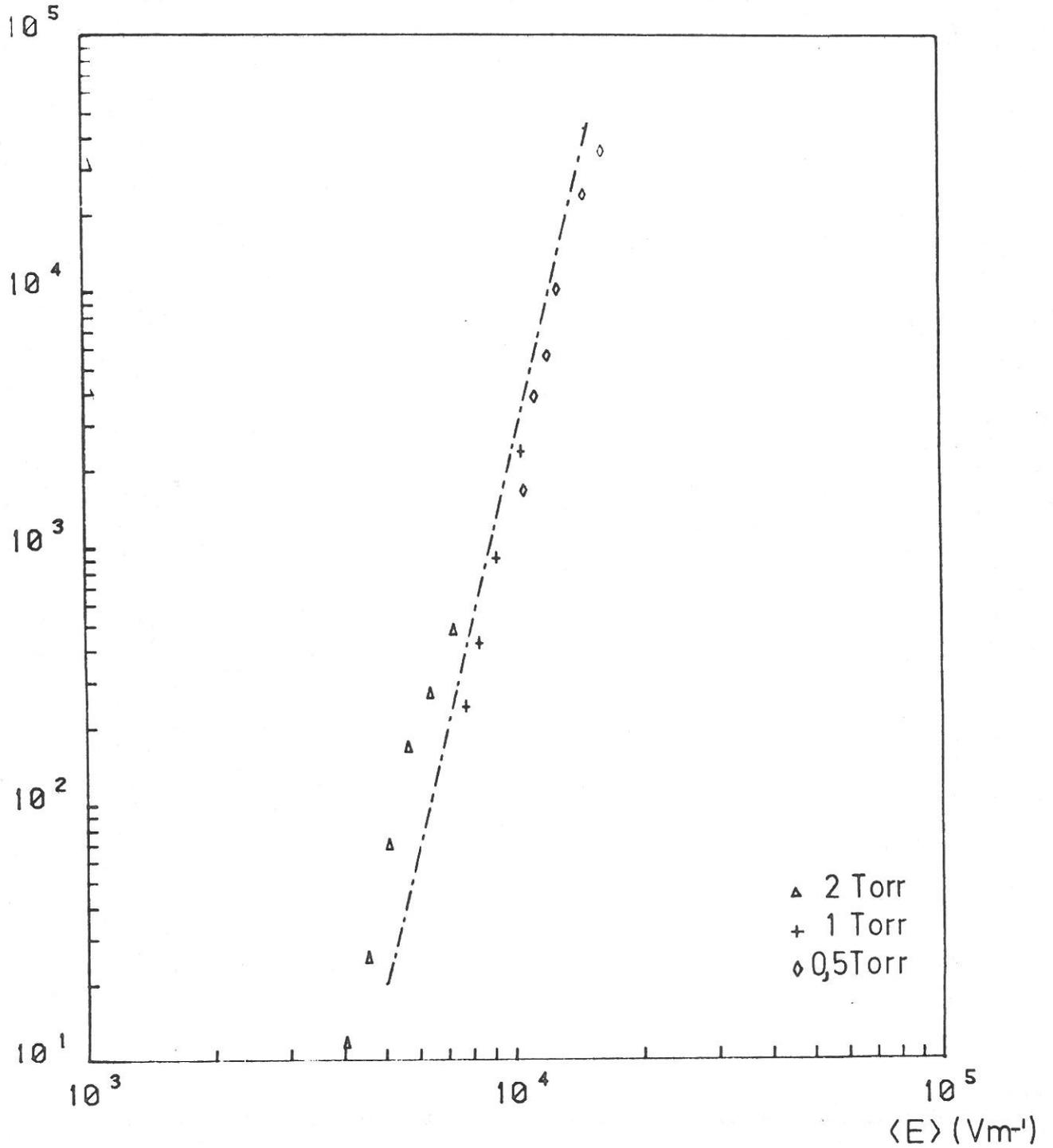


Figure (III.3.3)

Rapport de l'intensité de la raie :  $\lambda = 388,9 \text{ nm}$  à  $N_0 n_e^2$  en fonction du champ électrique moyen. La droite correspond à  $\langle E \rangle^7$ .

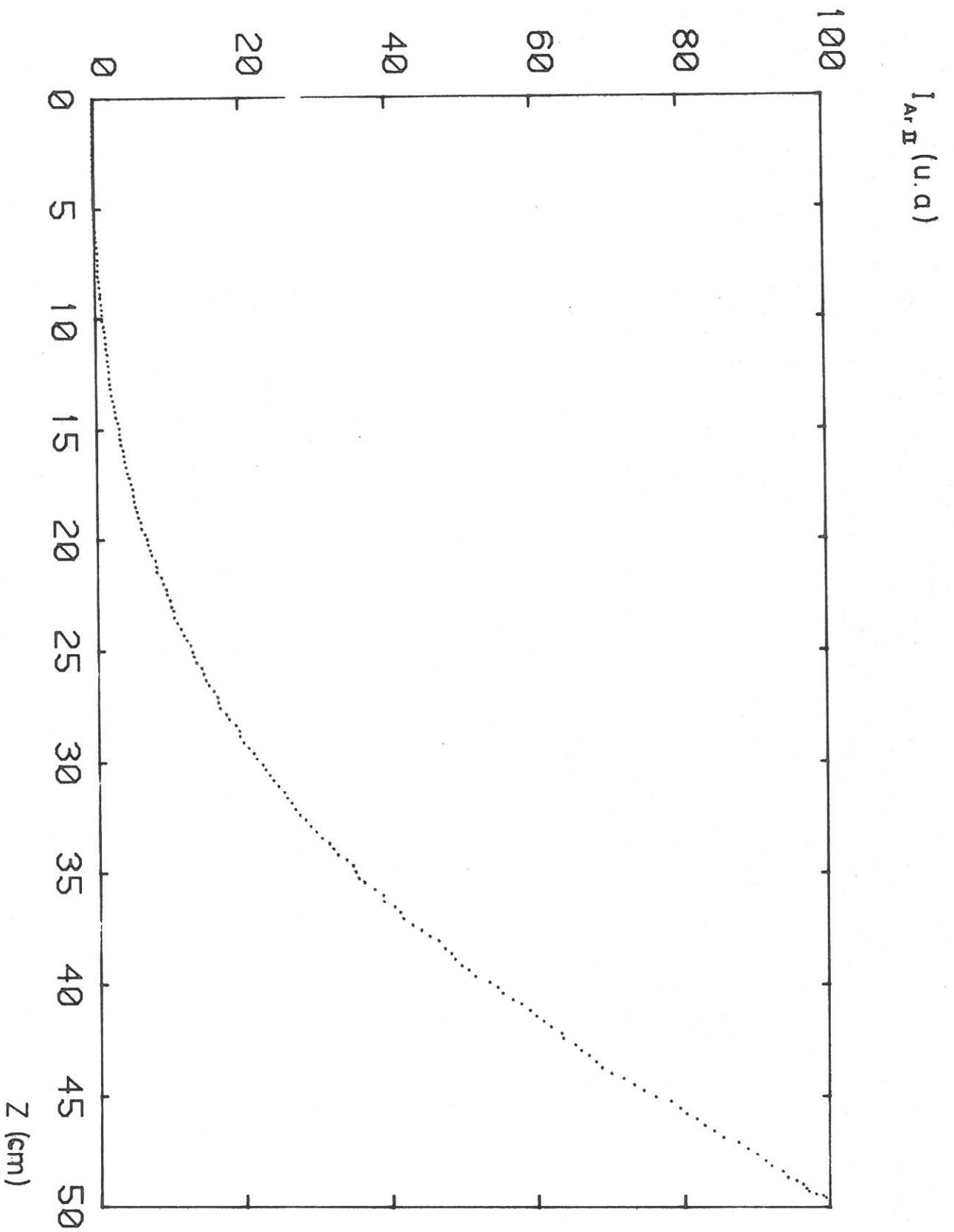


Figure (III.4.1)

Intensité de la raie :  $\lambda = 434,8$  nm en fonction de  $z$ .



### III.4. ETATS EXCITES DE L'ARGON II - MECANISMES DE PEUPEMENT

Nous avons procédé pour les raies de l'argon II de la même façon que pour l'argon I. Les transitions observées sont entre les niveaux  $3p^4 4p' \rightarrow 3p^4 4s'$  et  $3p^4 4p \rightarrow 3p^4 4s$ . Nous présentons sur la figure (III.4.1) la variation de l'intensité d'une raie ( $\lambda = 434,8$  nm) le long de la colonne (à titre d'exemple).

Ainsi nous trouvons une relation de la forme :

$$I_{\text{ArII}} = \gamma N_o n_e^3 \langle E \rangle^c \quad (\text{III.15})$$

$\gamma$  est une constante et  $c$  un paramètre que nous déterminerons par la suite.

Nous allons proposer un modèle collisionnel-radiatif pour expliquer la dépendance de l'intensité des raies d'argon II en fonction du cube de la densité électronique.

Pour cela, nous indiquons sur la figure (III.4.2) tous les processus par collisions électroniques qui interviennent pour peupler les différents niveaux et sur la figure (III.4.3) les processus radiatifs qui les dépeuplent.

Les notations que nous utilisons pour ce calcul sont :

1 : le niveau fondamental de l'atome d'argon et  $N_1$  sa population ;

2 : les niveaux métastables de l'atome et  $N_2$  leur population ;

3 : le niveau fondamental de l'ion (avec  $N_3$ ) ;

4 : les niveaux métastables de l'ion (avec  $N_4$ ) ;

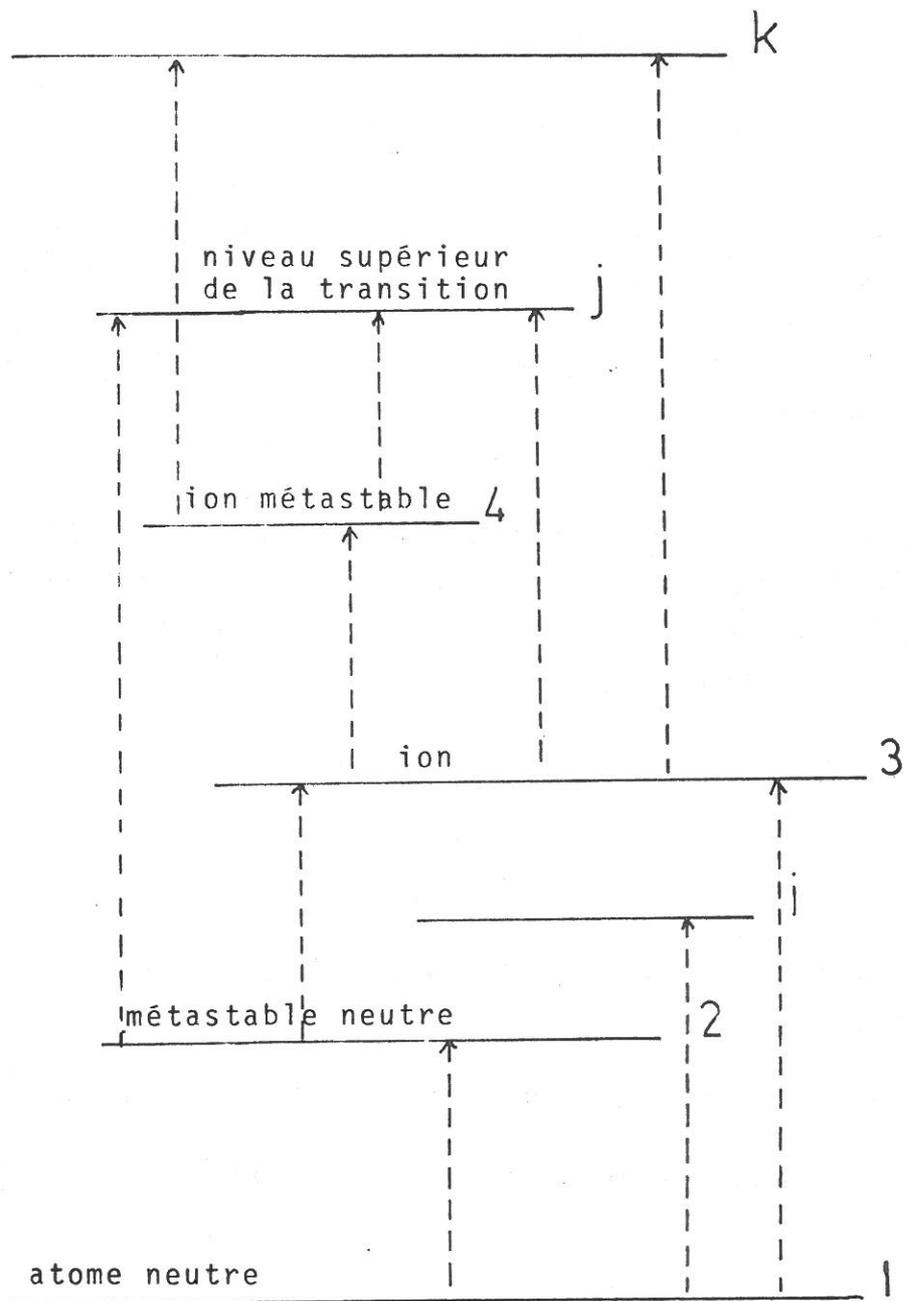


Figure (III.4.2)

Schéma des processus de peuplement par collisions électroniques de l'argon.

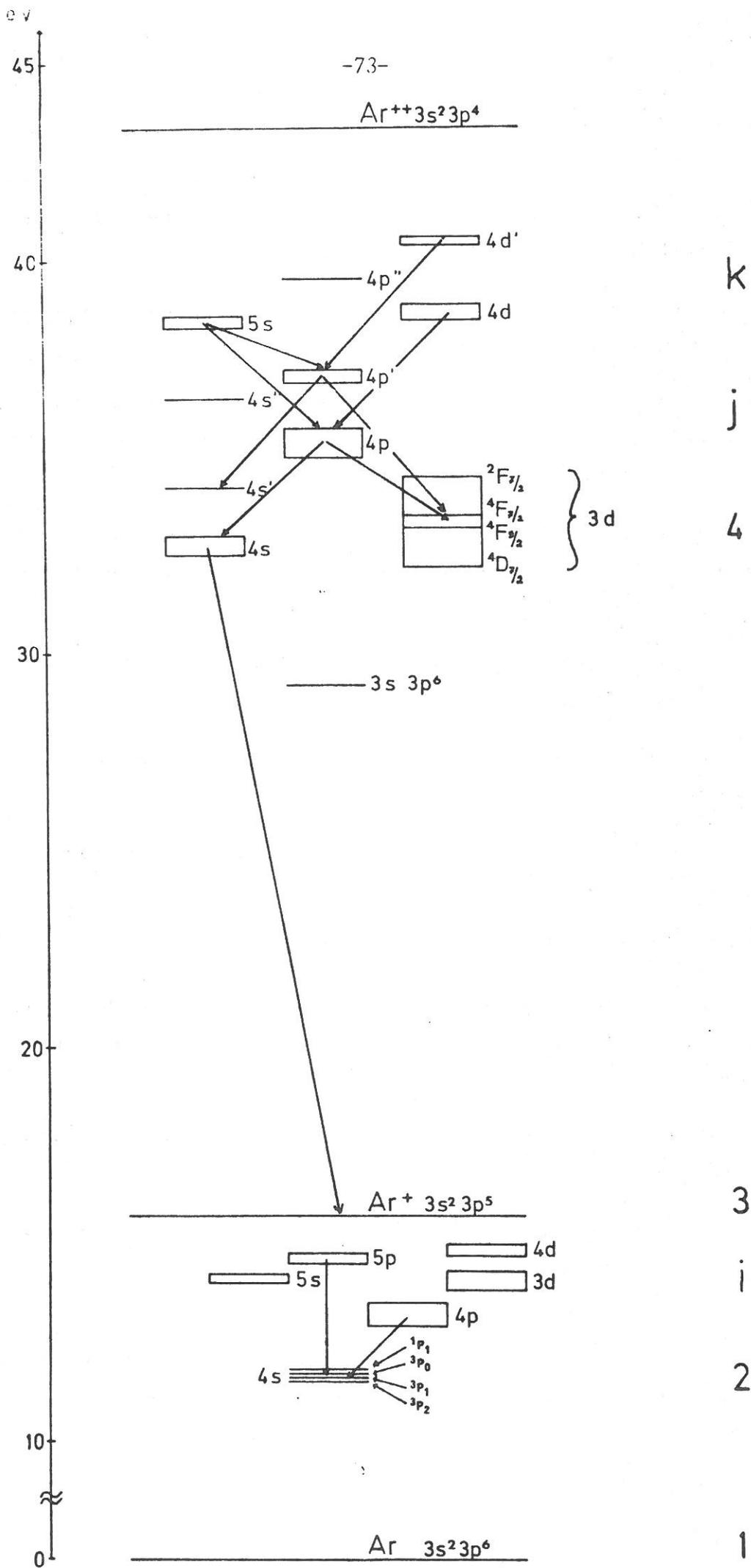


Figure (III.4.3)

i : les niveaux excités non métastables de l'argon I qui peuvent se dépeupler par cascade radiative sur les niveaux métastables de l'atome, (avec  $N_i$ ) ;

j : les niveaux  $3p^4 4p$  et  $3p^4 4p'$ , niveaux supérieurs des transitions observées (avec  $N_j$ ) ;

k : les niveaux de l'argon II qui se dépeuplent par cascade radiative sur les niveaux  $3p^4 4p$  et  $3p^4 4p'$ , en fait ces niveaux sont  $3p^4 5s$ ,  $3p^4 4d$  et  $3p^3 3d'$  (avec  $N_k$ ).

Les différents processus par collisions électroniques qui peuvent intervenir pour peupler le niveau supérieur de la transition sont :

(1) l'excitation directe à partir du niveau fondamental de l'atome d'argon neutre ;

(2) l'excitation à partir des niveaux métastables de l'argon neutre ;

(3) l'excitation à partir du niveau fondamental de l'ion;

(4) l'excitation à partir des niveaux métastables de l'ion ;

(5) l'excitation consécutive à une cascade radiative d'un niveau d'énergie supérieure qui est lui-même peuplé par un ou plusieurs des processus précédents ;

(6) la recombinaison de Ar III donnant le niveau supérieur de la transition.

Pour le processus (1), le terme source du niveau j est :

$$\frac{dN_j}{dt} = N_l n_e \langle \sigma v \rangle_{jl} \quad (\text{III.16})$$

$\langle \sigma v \rangle_{jl}$  est la section efficace d'excitation par collisions électroniques du niveau j à partir du niveau l.

Si le terme perte du niveau  $j$  est dû principalement à l'émission spontanée alors, on a la relation :

$$-\frac{dN_j}{dt} = \frac{N_j}{\tau_j} \quad (\text{III.17})$$

où  $\tau_j$  est la durée de vie du niveau  $j$ .

En négligeant les autres processus, on a à l'équilibre :

$$N_j = N_1 n_e \tau_j \langle \sigma v \rangle_{j1} \quad (\text{III.18})$$

donc la population du niveau  $j$  est proportionnelle à la densité électronique.

Pour le processus (2), le terme source du niveau 2 est :

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 n_e \langle \sigma v \rangle_{21} + \sum_i N_i A_{i2} \quad (\text{III.19})$$

le premier terme du second membre correspond à l'excitation par collisions électroniques à partir du niveau fondamental de l'atome, et le deuxième terme est la sommation sur tous les niveaux de l'atome excité qui cascaded sur le métastable.

$A_{i2}$  est le coefficient d'Einstein.

À l'équilibre, la population des niveaux  $i$  non métastables est :

$$N_i = N_1 n_e \tau_i \langle \sigma v \rangle_{i1} \quad (\text{III.20})$$

et la relation (III.19) s'écrit :

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 n_e \langle \sigma v \rangle_{21} + \sum_i N_1 n_e \tau_i A_{i2} \langle \sigma v \rangle_{i1} \quad (\text{III.21})$$

Le niveau métastable 2 ne pouvant se dépeupler radiativement, son terme perte est principalement dû aux collisions électroniques.

On a ainsi : 
$$-\frac{dN_2}{dt} = N_2 n_e \langle \sigma v \rangle_2 \quad (\text{III.22})$$

$\langle \sigma v \rangle_2$  est la section efficace de destruction du niveau 2 par collisions électroniques.

A l'équilibre, on obtient :

$$N_2 = \frac{N_1 \langle \sigma v \rangle_{21} + \sum_i N_1 \tau_i A_{i2} \langle \sigma v \rangle_{i1}}{\langle \sigma v \rangle_2} \quad (\text{III.23})$$

Cette relation montre que la population des niveaux métastables de l'argon I est indépendante de la densité. Ceci tient au fait que ces niveaux sont saturés.

Le terme source du niveau j est :

$$\frac{dN_j}{dt} = N_2 n_e \langle \sigma v \rangle_{j2} \quad (\text{III.24})$$

à l'équilibre si la destruction du niveau j est principalement due à l'émission spontanée on a :

$$N_j = \frac{n_e \langle \sigma v \rangle_{j2} \tau_j}{\langle \sigma v \rangle_2} \left[ N_1 \langle \sigma v \rangle_{21} + \sum_i N_1 \tau_i A_{i2} \langle \sigma v \rangle_{i1} \right] \quad (\text{III.25})$$

Comme précédemment la population du niveau j est proportionnelle à la densité électronique.

Nous allons étudier simultanément les processus (3), (4) et (5) car nous ne pouvons les découpler complètement.

Pour les métastables de l'ion, le terme source est :

$$\frac{dN_4}{dt} = N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{43} + \sum_i N_j A_{j4} \quad (\text{III.26})$$

où le premier terme du second membre correspond à l'excitation par collisions électroniques à partir du niveau fondamental de l'ion d'argon et le deuxième terme est la sommation sur les niveaux j qui cascaden sur les métastables de l'ion.

Pour les niveaux j, le terme source est :

$$\frac{dN_j}{dt} = N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{j3} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k N_k A_{kj} \quad (\text{III.27})$$

Chacun des termes du second membre correspondant respectivement aux processus (3), (4) et (5).

Pour les niveaux k, le terme source est :

$$\frac{dN_k}{dt} = N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{k3} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4} \quad (\text{III.28})$$

et le terme perte du niveau 4 est :

$$-\frac{dN_4}{dt} = N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4} + K N_4 \quad (\text{III.29})$$

le dernier terme correspond à la diffusion vers les parois.

Le terme perte du niveau j est :

$$-\frac{dN_j}{dt} = \frac{N_j}{\tau_j} \quad (\text{III.30})$$

de même pour le niveau k, on a :

$$-\frac{dN_k}{dt} = \frac{N_k}{\tau_k} \quad (\text{III.31})$$

A l'équilibre, on obtient un système de trois équations :

$$N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{43} + \sum_j N_j A_{j4} = N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4} + K N_4 \quad (\text{III.32})$$

$$N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{j3} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k N_k A_{kj} = \frac{N_j}{\tau_j} \quad (\text{III.33})$$

$$N_3 n_e \langle \sigma v \rangle_{k3} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4} = \frac{N_k}{\tau_k} \quad (\text{III.34})$$

Nous allons résoudre ce système en considérant deux cas suivant que :  $K N_4 \gg N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4}$  ou l'inverse.

1er cas

si  $K N_4 \gg N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4}$

la résolution du système donne :

$$N_j = N_3 n_e \tau_j \left( \langle \sigma v \rangle_{j3} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k3} \tau_k A_{kj} + \frac{\langle \sigma v \rangle_{34}}{\langle \sigma v \rangle_{k4} + \langle \sigma v \rangle_{j4}} \times \left[ \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k4} \tau_k A_{kj} \right] \right) \times 1 / \left( 1 - \frac{A_{j4}}{\langle \sigma v \rangle_{k4} + \langle \sigma v \rangle_{j4}} \left[ \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k4} \tau_k A_{kj} \right] \right) \quad (\text{III.35})$$

En considérant que la densité  $N_3$  d'ions sur le niveau fondamental est proportionnelle à  $n_e$ , la population du niveau  $j$  est donc proportionnelle au carré de la densité électronique.

2ème cas

si  $K N_4 \gg N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{j4} + N_4 n_e \langle \sigma v \rangle_{k4}$

la résolution du système donne :

$$N_j = \left( N_3 n_e^2 \frac{\langle \sigma v \rangle_{43}}{K} \tau_j \left[ \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k4} \tau_k A_{kj} \right] + N_3 n_e \tau_j \left[ \langle \sigma v \rangle_{j3} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k3} \tau_k A_{kj} \right] \right) \times 1 / \left( 1 - n_e \frac{A_{j4}}{K} \tau_j \left[ \langle \sigma v \rangle_{j4} + \sum_k \langle \sigma v \rangle_{k4} \tau_k A_{kj} \right] \right) \quad (\text{III.36})$$

que nous pouvons écrire pour simplifier :

$$N_j = \frac{n_e^3 A + n_e^2 B}{1 - n_e C} \quad (\text{III.37})$$

Le processus (6) est considéré comme négligeable, car la majeure partie des recombinaisons ont lieu sur les parois.

Finalement le seul processus de peuplement du niveau supérieur de la transition qui explique la puissance trois de la densité électronique est un peuplement en trois étapes par l'intermédiaire du fondamental de l'ion, puis de l'ion métastable à condition que celui-ci ne soit pas saturé.

Ainsi dans la relation (III.37), on suppose que :

$$B \ll n_e A \quad \text{et} \quad n_e C \ll 1.$$

Ce processus en trois étapes a été proposé par Gordon et al. [16], mais n'a jamais été observé expérimentalement comme pouvant jouer un rôle important. Jolly [17] a montré qu'un grand nombre de niveaux de la configuration  $3p^4 3d$  se comportent de la même manière que les niveaux métastables, c'est-à-dire qu'ils sont principalement détruits par collisions électroniques. On peut donc penser que l'ensemble des niveaux de la configuration  $3p^4 3d$  peut servir de niveaux intermédiaires pour l'excitation des niveaux  $3p^4 4p$  et  $3p^4 4p'$ .

La figure (III.4.4) représente l'intensité de la raie 434,8 nm mesurée au niveau de l'excitateur pour les différentes pressions en fonction du pourcentage d'hélium, et nous avons reporté sur la figure (III.4.5) le rapport  $I_{\text{ArII}}/N_0 n_e^3$  en fonction du champ électrique dans le plasma. Deux droites sont tracées sur cette figure, l'une passant par les points correspondants à l'argon pur (c'est-à-dire 0 % d'hélium) et une autre passant par les points expérimentaux pour une pression, le pourcentage d'hélium étant variable.

On en déduit ainsi deux relations :

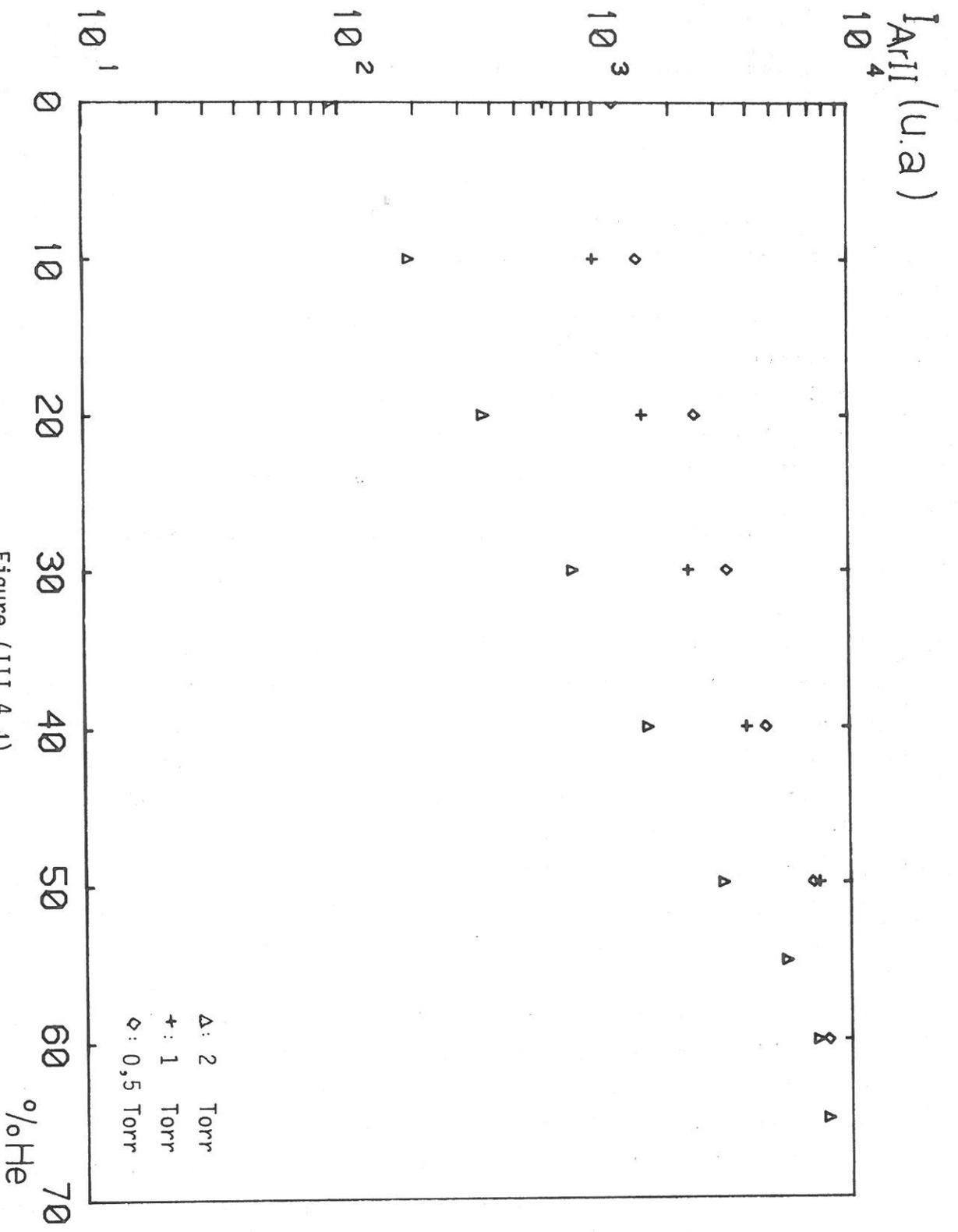


Figure (III.4.4)

Intensité normalisée de la raie :  $\lambda = 434,8$  nm en fonction du pourcentage d'hélium.

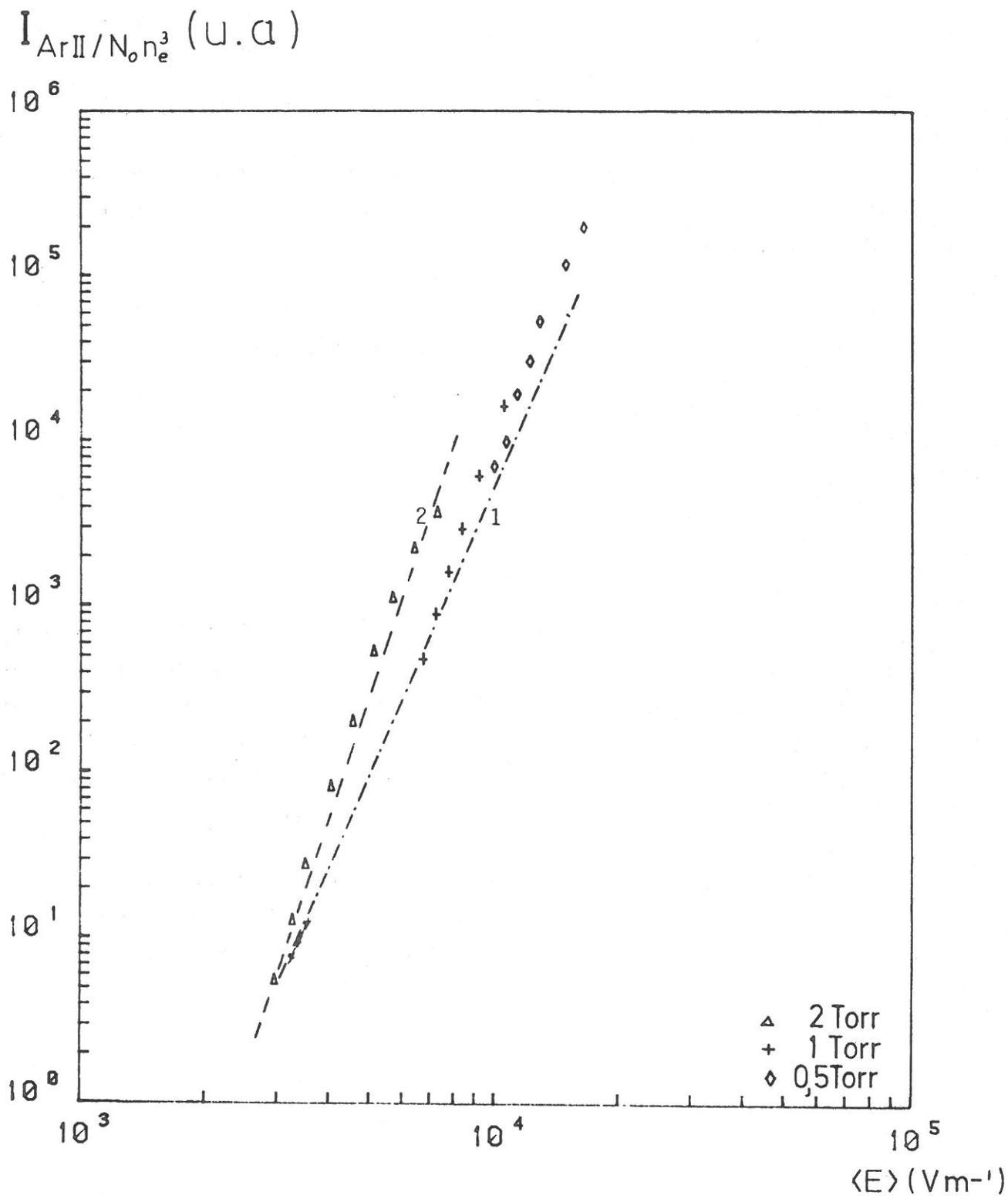


Figure (III.4.5)

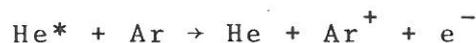
Rapport de l'intensité de la raie :  $\lambda = 434,8 \text{ nm}$  à  $N_0 n_e^3$  en fonction du champ électrique moyen. Les droites 1) et 2) correspondent respectivement à  $\langle E \rangle^{5,7}$  et  $\langle E \rangle^{7,5}$ .

$$\text{pour l'argon pur } I_{\text{ArII}} = \gamma N_o n_e^3 \langle E \rangle^{5,7} \quad (\text{III.38})$$

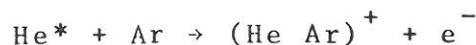
$$\text{et pour le mélange argon-hélium } I_{\text{ArII}} = \gamma N_o n_e^3 \langle E \rangle^{7,5} \quad (\text{III.39}).$$

La différence de comportement de  $I_{\text{ArII}}$  en fonction de  $\langle E \rangle$  dans le cas d'une décharge argon-hélium peut être liée à une modification de la fonction de distribution des électrons résultant d'un processus supplémentaire à prendre en compte pour l'ionisation de l'argon.

Le processus supplémentaire pour l'ionisation de l'argon peut être soit l'ionisation Penning définie par :



soit l'ionisation associative :



A. Pesnelle [19] a mesuré les sections efficaces de chacun de ces deux processus pour  $\text{He}(2^1\text{S})+\text{Ar}$  (figure (III.4.6)) et pour  $\text{He}(2^3\text{S})+\text{Ar}$  (figure (III.4.7)) en fonction de la vitesse des métastables d'hélium. Si l'on suppose que cette vitesse est due principalement à l'agitation thermique, compte tenu de la température des neutres dans la décharge (de l'ordre de 1000 K), le processus dominant est l'ionisation Penning.

Il ne nous a pas été possible de mesurer la densité des métastables d'hélium dans la décharge, aussi nous ne pouvons estimer l'importance de l'ionisation Penning.

## CONCLUSION

L'observation de l'évolution de l'intensité d'une raie le long de la colonne peut nous fournir des informations concernant les processus de peuplement du niveau supérieur de la

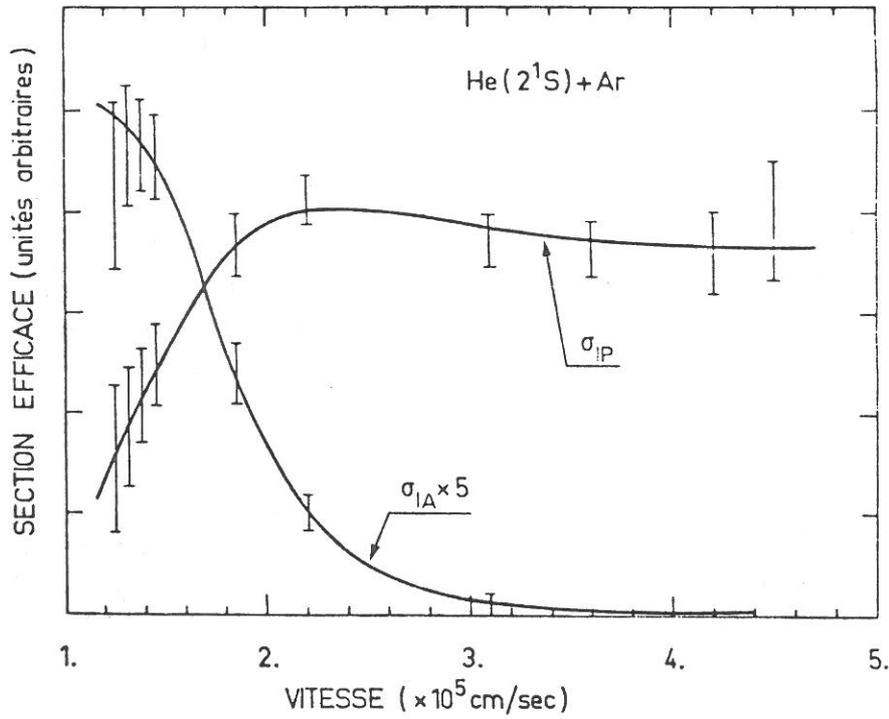


Figure (III,4,6)

- Sections efficaces d'ionisation Penning  $\sigma_{IP}$  et associative  $\sigma_{IA}$  pour He(2<sup>1</sup>S) + Ar. Les valeurs de  $\sigma_{IA}$  ont été multipliées par 5.

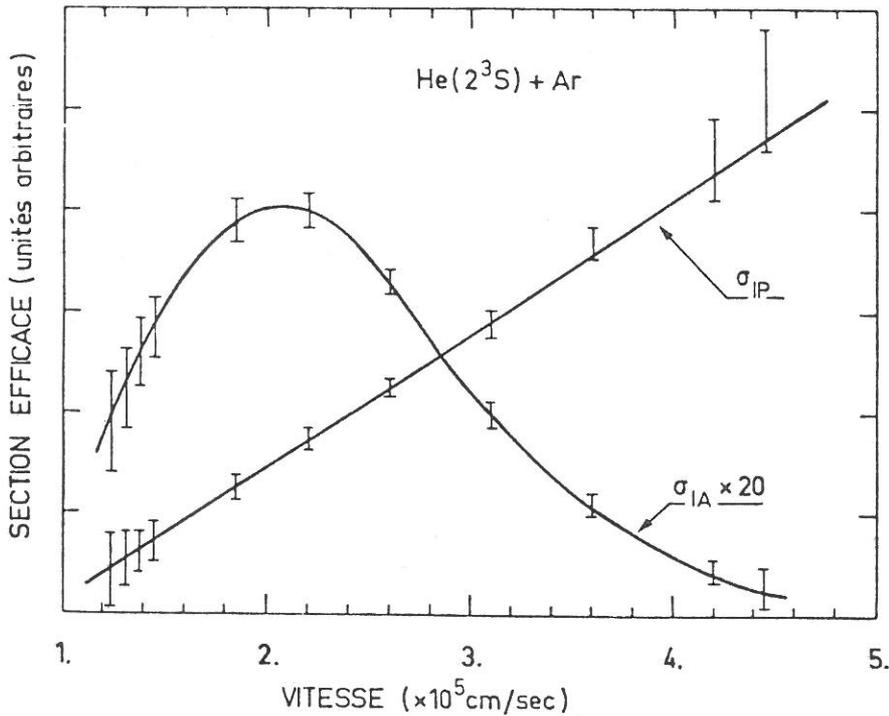


Figure (III,4,7)

- Sections efficaces d'ionisations Penning  $\sigma_{IP}$  et associative  $\sigma_{IA}$  pour He(2<sup>3</sup>S) + Ar. Les valeurs de  $\sigma_{IA}$  ont été multipliées par 20.

transition étudiée.

En effet, la relation qui lie l'intensité d'une raie avec la densité électronique nous permet de savoir si le processus principal de peuplement se fait en une ou plusieurs étapes, et même éventuellement s'il fait intervenir la combinaison de deux processus.

Ainsi, nous avons montré :

- que le processus de peuplement du niveau  $3p^5 5p$  de l'argon I se fait en une étape à partir du fondamental de l'atome ;

- que le processus de peuplement des niveaux  $3p^4 4p$  et  $3p^4 4p'$  de l'argon II se fait en trois étapes par l'intermédiaire du fondamental de l'ion d'argon puis des métastables de l'ion d'argon ;

- que le processus de peuplement des niveaux radiatifs du système triplet de l'hélium se fait en deux étapes par l'intermédiaire du métastable ( $2^3S$ ) de l'hélium.

## C O N C L U S I O N

Nous avons pu établir des relations empiriques entre les intensités des raies émises par le plasma, la densité électronique et le champ électrique moyen dans le plasma du type  $I = \alpha N_o n_e^a \langle E \rangle^b$ . Ces relations nous donnent deux informations : l'exposant de la densité électronique détermine les processus mis en jeu pour peupler le niveau supérieur de la transition et l'exposant du champ électrique peut permettre de déterminer la fonction de distribution en énergie des électrons dans la mesure où le paramètre important de ce calcul est  $\frac{\langle E \rangle}{\omega}$ . En effet, pour le calcul numérique développé par Ferreira qui résout l'équation de Boltzmann et calcule les coefficients d'excitation électronique il faut disposer d'un ensemble complet et "self consistent" de sections efficaces. La comparaison, avec les résultats expérimentaux, peut permettre d'ajuster cet ensemble de sections efficaces.

Ainsi nous trouvons que :

- Pour l'argon I, les niveaux excités sont peuplés par collisions électroniques en une étape à partir du fondamental de l'atome.

- Pour l'hélium I, le peuplement des niveaux supérieurs des transitions observées se fait en deux étapes par l'intermédiaire du métastable  $2^3S$ .

- Pour l'argon II, les niveaux excités (en particulier les niveaux supérieurs laser) sont peuplés par collisions électroniques en trois étapes par l'intermédiaire du fondamental de l'ion puis de l'ion métastable d'argon.

Ce processus en trois étapes semble être l'un des processus dominants dans les lasers argon ionisé de puissance ayant les meilleurs rendements ( $10^{-3}$ ).

L'influence de l'hélium dans la décharge est mis en évidence par un changement de l'exposant du champ dans la relation de l'intensité de l'argon II qui traduit une modification de la fonction de distribution des électrons par suite de l'ionisation Penning.

Cette étude nous permettra de déterminer les proportions d'argon et d'hélium dans le mélange pour obtenir les conditions optimales dans une structure laser.

La modélisation et les diagnostics utilisés ici peuvent servir pour d'autres gaz ou mélanges dans le cas faiblement collisionnel ( $v \ll \omega$ ). Il sera intéressant de produire différents mélanges propices à la réalisation de milieux lasers (ioniques en particulier) et par une étude analogue à celle-ci d'essayer de déterminer les meilleures conditions pour l'effet laser.

## APPENDICE

### EQUATION DE DISPERSION

Pour obtenir l'équation de propagation de l'onde de surface, il nous faut résoudre les équations de Maxwell :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla}_\Lambda \vec{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \vec{\nabla}_\Lambda \vec{H} &= \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{J} \end{aligned}$$

Pour une variation des grandeurs électromagnétiques en  $e^{j\omega t}$  et en utilisant l'équation de conservation de la charge on obtient :

$$\vec{\nabla}_\Lambda \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (1) \qquad \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon_p \vec{E}) = 0 \quad (3)$$

$$\vec{\nabla}_\Lambda \vec{H} = j\omega\epsilon_0 \epsilon_p \vec{E} \quad (2) \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (4)$$

avec  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$

$\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont alors décomposés en composantes longitudinale et transversale

$$\vec{E} = \vec{E}_T + \vec{i}_z E_z \quad (5) \qquad \vec{H} = \vec{H}_T + \vec{i}_z H_z \quad (6)$$

et 
$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_T + \vec{i}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (7)$$

En projetant les équations de Maxwell (1), (2), (3) et (4) sur l'axe Oz et sur un plan perpendiculaire à Oz pour une variation des grandeurs électromagnétiques en  $e^{-j\beta z}$ , en combinant par la suite ces équations, on obtient les équations de propagation des champs  $E_z$  et  $H_z$  :

$$\nabla_T^2 H_z + P^2 H_z = 0 \quad (8)$$

$$\nabla_T^2 E_z + P^2 E_z = 0 \quad (9)$$

avec  $P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon$  où  $\epsilon$  est la permittivité du milieu relative à celle du vide et  $k_0 = \frac{\omega}{c}$

Les champs transverses sont également obtenus, en fonction des champs longitudinaux, et s'expriment de la façon suivante :

$$\vec{E}_T = -\frac{j\beta}{P^2} \vec{V}_T E_z + \frac{j\omega\mu_0}{P^2} \left[ \vec{i}_z \wedge \vec{V}_T H_z \right] \quad (10)$$

$$\vec{H}_T = -\frac{j\beta}{P^2} \vec{V}_T H_z + \frac{j\omega\epsilon_0}{P^2} \left[ \vec{i}_z \wedge \vec{V}_T E_z \right] \quad (11)$$

Dans le cas d'une structure cylindrique, les solutions des équations de la forme :

$$V^2 F_z + P^2 F_z = 0 \quad (12)$$

peuvent s'écrire  $F_z = F_0 R(r) e^{jm\varphi} e^{j\beta z}$  où  $m$  est un entier

Pour nous conformer à notre expérience, nous allons nous intéresser uniquement au cas de la symétrie azimutale ( $m = 0$ ). L'équation (12) s'écrit alors :

$$\left[ \frac{\partial^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] R(r) + P^2 R(r) = 0 \quad (13)$$

La solution de l'équation (13) est une combinaison de fonctions de Bessel. Suivant le signe de  $P^2$ , deux cas se présentent :

$$\text{Si } P^2 > 0 \quad R(r) = AJ_0(Pr) + BY_0(Pr) \quad (14)$$

$$\text{Si } P^2 < 0 \quad R(r) = AI_0(Tr) + BK_0(Tr) \quad (15)$$

$$\text{avec } T^2 = -P^2$$

Seul le mode plasma nous intéresse, la vitesse de phase doit donc être inférieure à la vitesse de la lumière (31). On obtient alors les solutions de propagation relatives aux champs  $E_z$  suivantes :

\* milieu 1 : plasma

$$\epsilon = \epsilon_P \text{ d'où } P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_P = -\frac{\omega^2}{v_\varphi^2} + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\omega_P^2}{c^2}$$

Puisque  $v_\varphi$  est inférieure à  $c$ ,  $P^2$  est donc négatif.  
 $E_z$  s'écrit donc

$$E_z = \left[ AI_0(\Gamma r) + BK_0(\Gamma r) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (16)$$

$$\text{avec } \Gamma^2 = -P^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_P$$

Dans le plasma, en  $r = 0$ , le champ électrique  $E_z$  doit avoir une valeur finie et, par conséquent, la solution  $K_0(\Gamma r)$  doit être exclue, il reste alors :

$$E_z = AI_0(\Gamma r) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (17)$$

\* milieu 2 : diélectrique

$$\epsilon = \epsilon_v \text{ d'où } P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_v$$

Suivant la valeur de la vitesse de phase, deux cas se présentent :

$$- \text{ si } v_\varphi \geq \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \quad P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_v > 0$$

$$E_z = \left[ EJ_0(Sr) + FY_0(Sr) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (18)$$

$$\text{avec } S^2 = P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_v$$

$$- \text{ si } v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}} \quad P^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_v < 0$$

$$E_z = \left[ EI_0(Rr) + FK_0(Rr) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (19)$$

$$\text{avec } R^2 = -P^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_v$$

\* milieu 3 : extérieur

$$r = 1 \quad \text{d'où} \quad p^2 = -\beta^2 + k_0^2 < 0$$

$$E_z = \left[ GI_0(T_r) + HK_0(T_r) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (20)$$

$$\text{avec } T^2 = -p^2 = \beta^2 - k_0^2$$

La résolution de l'équation (8) relative aux champs  $H_z$  donne pour ces derniers les mêmes expressions que celles obtenues pour  $E_z$ . Seules les constantes sont différentes.

### 1.1. CONDITIONS AUX LIMITES

- Entre les milieux (1) et (2) pour  $r = a$  et les milieux (2) et (3) pour  $r = b$ , on applique les conditions aux limites entre deux diélectriques. Ceci se traduit par la continuité des champs  $E_z$  et  $H_\varphi$  ( $H_\varphi$  = champ magnétique donné par l'équation (11)) pour le mode TM, et par la continuité des champs  $H_z$  et  $E_\varphi$  ( $E_\varphi$  : champ électrique donné par l'équation (10)) pour le mode TE.

- Entre le milieu 3 (extérieur) et le guide, si  $d$  est le rayon du guide, les champs  $E_z(r=d)$  et  $H_\varphi(r=d)$  doivent être nuls pour le mode TM, de même pour les champs  $H_z(r=d)$  et  $E_\varphi(r=d)$  pour le mode TE.

D'après l'équation (20), le champ électrique  $E_z$  en  $r = d$  s'écrit donc :

$$E_z(r=d) = \left[ GI_0(Td) + HK_0(Td) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} = 0$$

Cette relation est toujours vérifiée si on choisit :

$$G = CK_k(Td) \quad \text{et} \quad H = -CI_0(Td)$$

Le champ électrique  $E_z$  s'écrit alors dans le milieu 3 :

$$E_z(r) = C \left[ K_0(Td) I_0(Tr) - I_0(Td) K_0(Tr) \right] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (21)$$

On obtient la même expression pour le champ  $H_z$  à la constante multiplicative près.

### 1.2. EQUATION DE DISPERSION

En appliquant les conditions aux limites, on obtient un système homogène de 8 équations à 8 inconnues (A, E, F, C) pour l'onde TM et (A', E', F', C') pour l'onde TE. On remarque que pour le mode à symétrie azimutale, les ondes TE et TM sont entièrement découplées. Pour que chacun de ces deux systèmes d'équations (onde TE et onde TM) soit compatible, il faut que le déterminant de chacun des deux systèmes soit nul. Ces déterminants sont donnés dans le tableau (1). La résolution de ces deux systèmes montre que seule l'onde TM peut satisfaire aux conditions aux limites.

### 1.3. CHAMPS

Tous les champs électromagnétiques s'expriment sous la forme  $F(r)e^{j(\omega t - \beta z)}$ , nous allons expliciter  $F(r)$  dans les différents milieux.

#### milieu 1 : PLASMA

$$E_z = A I_0(\Gamma r)$$

$$E_r = A \frac{j\beta}{\Gamma} I_1(\Gamma r)$$

$$H_\varphi = A \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_p}{\Gamma} I_1(\Gamma r)$$

$$\text{avec } \Gamma^2 = \beta^2 - k_0^2 \epsilon_p$$

A		C	E	F
$E_z(r=a)$	$I_0(\Gamma a)$	0	$-I_0(Ra)$ ou $-J_0(Sa)$	$-K_0(Ra)$ ou $-Y_0(Sa)$
$E_z(r=b)$	0	$\left[ I_0(Td)K_0(Tb) - K_0(Td)I_0(Tb) \right]$	$I_0(Rb)$ ou $J_0(Sb)$	$K_0(Rb)$ ou $Y_0(Sb)$
$H_\varphi(r=a)$	$u I_1(\Gamma a)$	0	$-v I_1(Ra)$ ou $-v' J_1(Sa)$	$v K_1(Ra)$ ou $-v' Y_1(Sa)$
$H_\varphi(r=b)$	0	$-u' \left[ K_0(Td)I_1(Tb) + I_0(Td)K_1(Tb) \right]$	$v I_1(Rb)$ ou $v' J_1(Sb)$	$-v K_1(Rb)$ ou $v' Y_1(Sb)$

déterminant 1 : onde TM ou onde E

avec  $u = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_p}{\Gamma}$ ,  $v = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{R}$ ,  $v' = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{S}$ ,  $u' = \frac{j\omega\epsilon_0}{T}$

A'		C'	E'	F'
$H_z(r=a)$	$I_0(\Gamma a)$	0	$-I_0(Ra)$ ou $-J_0(Sa)$	$-K_0(Ra)$ ou $-Y_0(Sa)$
$H_z(r=b)$	0	$\left[ I_0(Td)K_0(Tb) - K_0(Td)I_0(Tb) \right]$	$I_0(Rb)$ ou $J_0(Sb)$	$K_0(Rb)$ ou $Y_0(Sb)$
$E_\varphi(r=a)$	$I_1(\Gamma a)$	0	$-\frac{t}{R} I_1(Ra)$ ou $-\frac{t}{S} J_1(Sa)$	$\frac{t}{R} K_1(Ra)$ ou $-\frac{t}{S} Y_1(Sa)$
$E_\varphi(r=b)$	0	$-\frac{t}{T} \left[ K_0(Td)I_1(Tb) + I_0(Td)K_1(Tb) \right]$	$\frac{t}{R} I_1(Rb)$ ou $\frac{t}{S} J_1(Sb)$	$-\frac{t}{R} K_1(Rb)$ ou $\frac{t}{S} Y_1(Sb)$

déterminant 2 : onde Te ou onde H

avec  $t = j\omega\mu_0$

TABLEAU 1

\* milieu 2 : DIELECTRIQUE

si  $v_\varphi < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$

$$E_z = \left[ EI_0(Rr) + FK_0(Rr) \right]$$

$$E_r = \frac{j\beta}{R} \left[ EI_1(Rr) - FK_1(Rr) \right]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{R} \left[ EI_1(Rr) - FK_1(Rr) \right]$$

avec  $R^2 = \beta^2 - k_0^2\epsilon_v$

si  $v_\varphi > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_v}}$

$$E_z = \left[ EJ_0(Sr) + FY_0(Sr) \right]$$

$$E_r = \frac{j\beta}{S} \left[ EJ_1(Sr) + FY_1(Sr) \right]$$

$$H_\varphi = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_v}{S} \left[ EJ_1(Sr) + FY_1(Sr) \right]$$

avec  $S^2 = k_0^2\epsilon_v - \beta^2$

\* milieu 2 : EXTERIEUR

$$E_z = C \left[ K_0(Td)I_0(Tr) - I_0(Td)K_0(Tr) \right]$$

$$E_r = C \frac{j\beta}{T} \left[ K_0(Td)I_1(Tr) + I_0(Td)K_1(Tr) \right]$$

$$H = C \frac{j\omega\epsilon_0}{T} \left[ K_0(Td)I_1(Tr) + I_0(Td)K_1(Tr) \right]$$

avec  $T^2 = \beta^2 - k_0^2$

#### 1.4. NORMALISATION

A partir du déterminant 1, on déduit trois équations liant les constantes  $\Lambda$ ,  $C$ ,  $E$  et  $F$ . Le système est donc indéterminé. Afin de lever l'indétermination, il est donc nécessaire de trouver une quatrième équation. Pour cela, nous allons normaliser toutes les grandeurs électromagnétiques par rapport à la puissance incidente. En effet, le flux de puissance dans chacun des milieux est donné par :

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot \vec{i}_z dS \quad (22)$$

$\vec{i}_z$  : vecteur unitaire parallèle à  $z$  et  $S$  la surface du milieu considéré

et en prenant la puissance incidente totale (somme des flux de puissance dans chacun des milieux) égale à un watt, on obtient alors la quatrième équation. Ainsi les constantes  $\Lambda$ ,  $C$ ,  $E$  et  $F$  sont parfaitement déterminées.

## REFERENCES

- [1] J. ASMUSSEN et al.  
Proc. I.E.E.E. 62, p. 109 (1974)
- [2] R.G. BOSISIO et al.  
J. Micr. Power 7, p. 325 (1972)
- [3] M. MOISAN, C. BEAUDRY and P. LEPRINCE  
I.E.E.E. Trans. Plasma Science, PS-3, p. 55 (1975)
- [4] A.W. TRIVELPIECE  
Slow-Wave Propagation in Plasma Waveguides, San Francisco Press (1967)
- [5] W.P. ALLIS, S.J. BUCHSBAUM and A. BERS  
Waves in Anisotropic Plasmas, The M.I.T. Press (1963)
- [6] V.M.M. GLAUDE, M. MOISAN and R. PANTEL ; P. LEPRINCE and J. MAREC  
J. Appl. Phys., 51, n° 11, 5693 (1980)
- [7] M. CHAKER, Rapport interne N° 190  
Université Paris-Sud (1981)
- [8] VAN DEN PLAS PAUL E.  
Electron Waves and Resonances in bounded Plasmas, Interscience Publishers (1968)
- [9] C.M. FERRIERA  
J. Phys. D. Appl. Phys. 14, 1811 (1981)
- [10] J.L. DELCROIX  
Physique des Plasmas, T. 2 (Paris Dunod) (1966).

- [11] C.M. FERREIRA  
J. Phys. D. Appl. Phys. 16 (1983) 1673.
  
- [12] J. MAREC, E. BLOYET, E. DERVISEVIC, C. LAPORTE, P. LEPRINCE,  
M. POUHEY and S. SAADA  
Proc. I.E.E.E. San Diego (1983) 144.
  
- [13] C. LAPORTE, E. BLOYET, E. DERVISEVIC, C. LAPORTE,  
P. LEPRINCE, M. POUHEY and S. SAADA  
Proc. XVI, I.C.P.I.G. (1983) 472.
  
- [14] C.M. FERREIRA and J. LOUREIRO  
à paraître au J. Phys. D. Appl. Phys.
  
- [15] H.W. DRAWIN  
Collision and transport cross section.  
Rapport EUR-CEA (1966).
  
- [16] E.I. GORDON, E.F. LABUDA, R.C. MILLER, C.E. WEBB  
Proc. Phys. Quant. Elec. Conf., Mc Graw Hill (1966).
  
- [17] J. JOLLY  
Rapport interne L.P. n° 165, Université Paris-Sud (1977).
  
- [18] A. PESNELLE  
Thèse d'état, Paris VI (1975).