

ORSAY

n° d'ordre:

UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

# THESE

présentée  
pour obtenir

Le TITRE de DOCTEUR-INGENIEUR

par

Philippe ZELLER

**SUJET:** ETUDE EXPERIMENTALE DE LA LUEUR NEGATIVE ET DE L'ESPACE  
CATHODIQUE D'UNE DECHARGE A FAISCEAU D'ELECTRONS.

soutenu le 10 juin 1988 devant la Commission d'examen

M. J.L. DELCROIX Président  
Mme A.M. POINTU  
MM. G.J. COLLINS  
J. DEROUARD  
M. GAILLARD  
S. POULARD

## Merci

à vous tous dont j'ai tellement apprécié la présence  
et l'efficacité tout au long de la préparation de cette thèse:

Anne-Marie, chef d'orchestre, le charme de Mozart, la virtuosité de Liszt, la précision de Bach et la fougue de Ravel, entre autres,  
George, the pioneer of the West, America is wonderful! ,  
Susumu, who shared with me a terrific experience, doomo arigatoo gosaimasu, (nan too!),  
Michel, le maître à grimper, à nager, et à voir le monde avec le regard émerveillé du physicien,  
Emile, le médecin des manip: "impossible n'est pas français (breton en tout cas)",  
Agnès, qui par sa gentillesse s'est mille fois fait pardonner de m'avoir amené dans cette galère,  
Sonia, qui arrive toujours au bon moment avec un petit chocolat, gâteau, café ou... une figure de thèse,  
Mme Buffard et Sylvie, qui font qu'on aime toujours bien aller "au fond du couloir",  
Mme Vergand, preuve vivante qu'il n'y a pas de vitesse maximale de la lumière,  
Désiré et l'équipe de l'atelier, auxquels le tour et la fraise ont révélé tous leurs secrets,  
Mr Milochevitch, le magicien du feu et de la silice, qui a su donner un très net caractère d'oeuvre d'art à la manip,

et à tous les membres du LPGP et du Laser Lab de CSU.

Merci à Mme Rioux-Damidau qui m'a très gentiment aidé avec sa grande compétence.

Merci aux membres du jury, Mr Delcroix, Mr Gaillard, Mr Poulard, et un merci spécial à Jacques qui a bien voulu être rapporteur de ce travail.

Maman, Papa, à qui j'ai donné bien du souci pendant mes vingt-trois années d'école, c'est promis, je ne le ferai plus...





## INTRODUCTION

Le travail qui est présenté dans ce mémoire a été effectué successivement au *Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay* et dans un laboratoire américain du *Department of Electrical Engineering, Colorado State University*. Son unité réside dans le type de décharge dont il est l'objet.

Cette "décharge à faisceau d'électrons" a été initiée à Orsay en 1984 dans une perspective d'application aux lasers. Selon l'idée simple que le pouvoir d'ionisation d'un faisceau d'électrons de 1 keV est semblable à celui d'un faisceau de protons de 2 MeV, elle semblait en effet bien adaptée à la simulation des expériences de "pompage nucléaire des lasers". Par la suite, d'autres applications de la décharge sont apparues, notamment dans le domaine du traitement des surfaces, et son diagnostic est devenu en soi un sujet d'intérêt. Le gaz utilisé (l'oxygène) l'a insérée en particulier dans l'un des pôles de recherche du laboratoire.

L'équipe de CSU, quant à elle, l'utilise depuis le début des années 80, développant successivement des lasers à vapeurs métalliques et des applications au dépôt et au recuit.

Le plan adopté suit la chronologie du travail.

La 1<sup>ère</sup> partie consiste en une présentation de la décharge qui s'appuie sur des mesures effectuées et, pour l'essentiel, sur une étude bibliographique.

La 2<sup>ème</sup> partie est consacrée au diagnostic de la densité et de la température électronique par une méthode de "sonde à induction". Le principe est d'utiliser une bobine entourant le plasma, bobine dont l'inductance, dans le domaine RF, est sensible à la conductivité électronique. Si ce diagnostic n'est pas nouveau dans son principe, sa réalisation a fait apparaître,



tant au niveau théorique que sur le plan expérimental, des difficultés qui avaient été éludées jusqu'ici au moyen d'approximations brutales. Leur résolution a conduit à un diagnostic fiable et précis utilisable même en présence de collisions électroniques relativement importantes et jusqu'à des densités électroniques relativement faibles. Son intérêt pour le plasma étudié réside dans le fait que les mesures habituelles de sondes électrostatiques et de cavité RF sont inapplicables. Les résultats obtenus, s'ils confirment les valeurs attendues pour  $n_e$  et  $T_e$ , mettent en évidence un fort gradient axial de densité électronique qui infirme en revanche l'idée simple évoquée plus haut de l'analogie entre le faisceau de protons et le faisceau d'électrons .

La 3<sup>ème</sup> partie présente un diagnostic de la gaine cathodique dans une décharge d'hélium, gaine fortement anormale pour laquelle aucun modèle n'existe encore. L'étude de la gaine est motivée par l'observation dans la décharge d'un régime de fonctionnement à la fois à forte impédance et forte puissance. Le rendement électrique de création du faisceau d'électrons est alors élevé, et la clef de ce phénomène est à chercher dans les processus cathodiques. Les techniques récemment développées de spectroscopie active par laser fournissent un outil d'investigation très performant et bien adapté à l'étude des gaines qui exige une bonne résolution spatiale. L'expérience décrite ici a consisté à mesurer le champ électrique à travers l'observation de l'effet Stark sur les niveaux de Rydberg de l'atome d'hélium. L'informatisation de l'acquisition des données a permis de recueillir un large ensemble de résultats dont se dégagent avec netteté quelques lois décrivant le fonctionnement de la décharge.

**1ère partie:**

**LA DECHARGE A FAISCEAU D'ELECTRONS.**

**1. UN PEU D'HISTOIRE.**

La décharge à canon d'électrons a deux limites, dont elle conserve quelques traits. La première est le faisceau d'électrons créé dans un vide poussé, la seconde est la lueur négative qui apparaît dans les décharges luminescentes à des pressions de l'ordre du Torr.

Les techniques de production de faisceaux d'électrons de grande puissance en vide secondaire souffrent de leurs contraintes techniques et financières s'accommodant mal à des procédés industriels. ISAACS [1] décrit en 1967 un canon à électrons fonctionnant entre 0.1 et 1 Torr (Fig.1), dans lequel il mesure que 75% de la puissance fournie à l'installation est déposée par le faisceau d'électrons sur une cible, en l'occurrence un calorimètre. HOLLIDAY [2] précise le fonctionnement de cette décharge avec beaucoup de détails et montre qu'on peut obtenir, en utilisant une cathode concave, un faisceau focalisé avec des densités de puissance allant jusqu'à  $10^9$  W/m<sup>2</sup>. Les applications envisagées (soudure, découpage, traitements thermiques) montrent que, compte tenu de sa relative facilité de mise en oeuvre, cette décharge se compare avantageusement aux techniques en vide secondaire.

Parallèlement à l'utilisation du faisceau d'électrons, certaines applications de la décharge tirent aussi profit du plasma créé et qui est de type lueur négative. C'est le cas des études poursuivies par l'équipe du Pr Collins à Colorado State University (désignée désormais par "CSU"), qui s'est intéressée à ce type de décharge depuis environ 1980 avec comme objectif initial le pompage de lasers à vapeurs métalliques [3], puis, depuis 1983, celui du traitement de matériaux pour la microélectronique. L'équipe a acquis une compétence certaine dans la mise en oeuvre de la décharge et poursuit en parallèle des projets de caractère quasi industriel en collaboration avec des entreprises locales, et des études de modélisation.

L'étude des plasmas créés par faisceau d'électrons aux énergies de l'ordre du keV a démarré au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas (LPGP Orsay) en 1984. Elle faisait suite



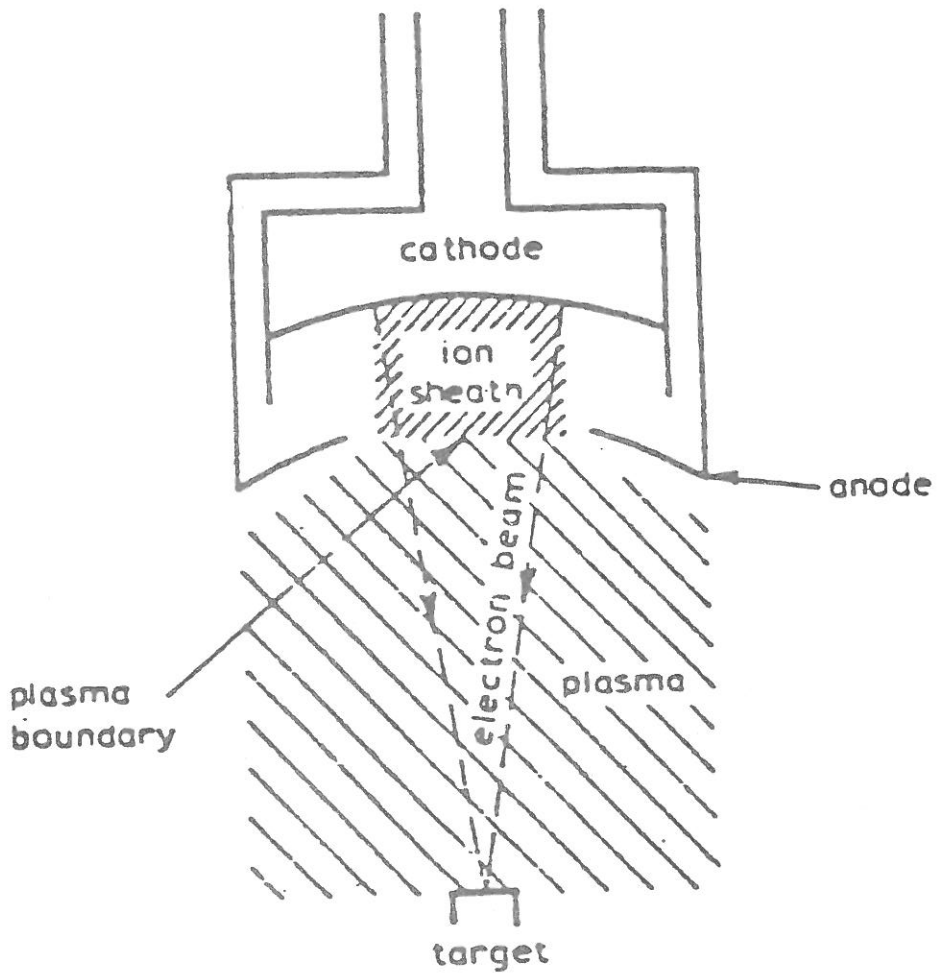


Figure 1 : Canon à électrons à cathode froide  
(d'après [1] )

## 1ère partie

à celle des plasmas créés par faisceau de protons (2 MeV), dont le pouvoir d'ionisation et d'excitation est très semblable, et s'inscrivait à l'origine dans l'optique du pompage nucléaire des lasers. Par ailleurs, les applications de cette décharge au traitement de matériaux font que son étude rentre dans des axes-clés plus récents du LPGP. Le plasma est créé dans l'oxygène, qui est un thème de recherche commun à plusieurs équipes du laboratoire.

## 2. DESCRIPTION DE LA DECHARGE.

### 2a. Schémas de montage.

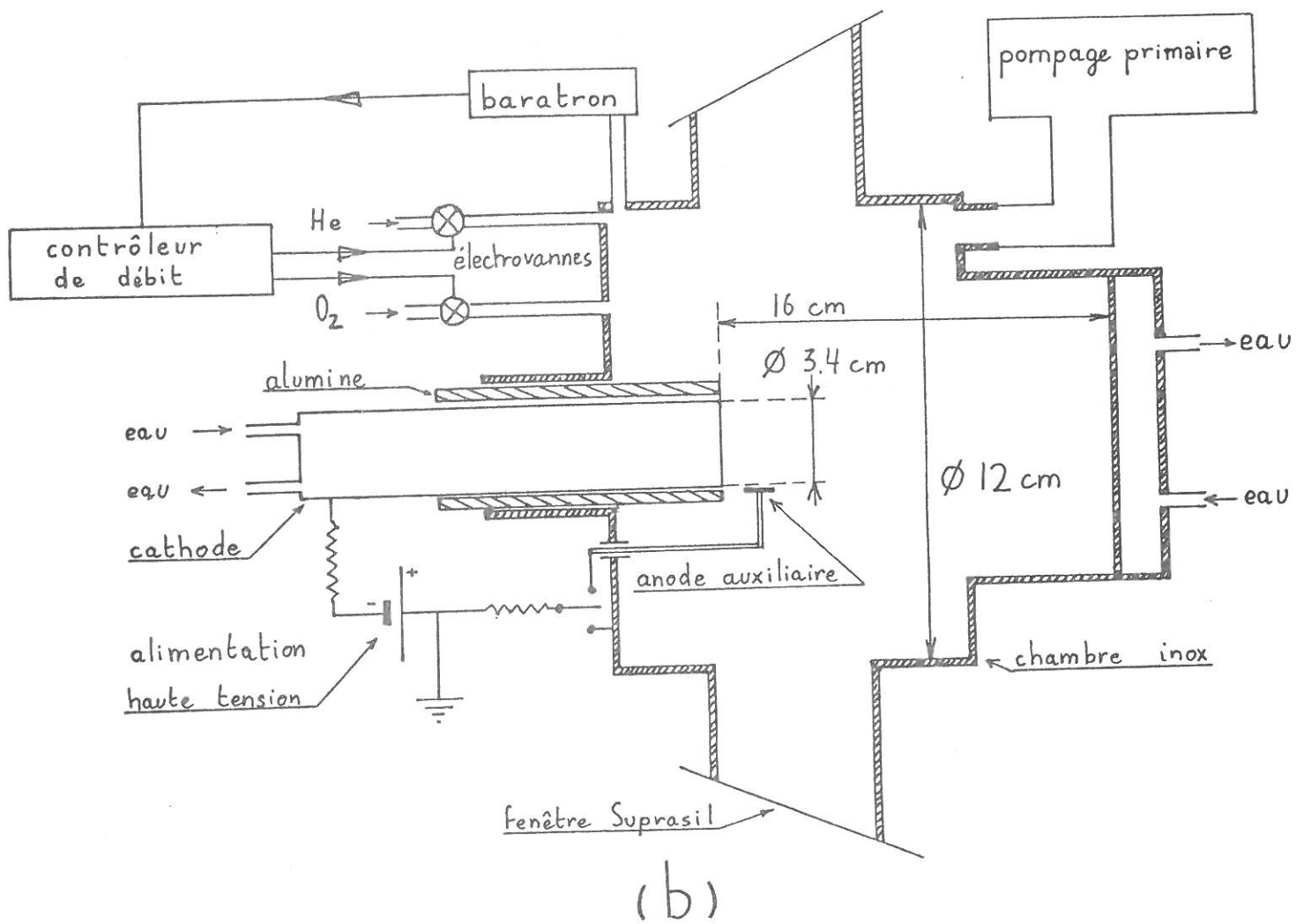
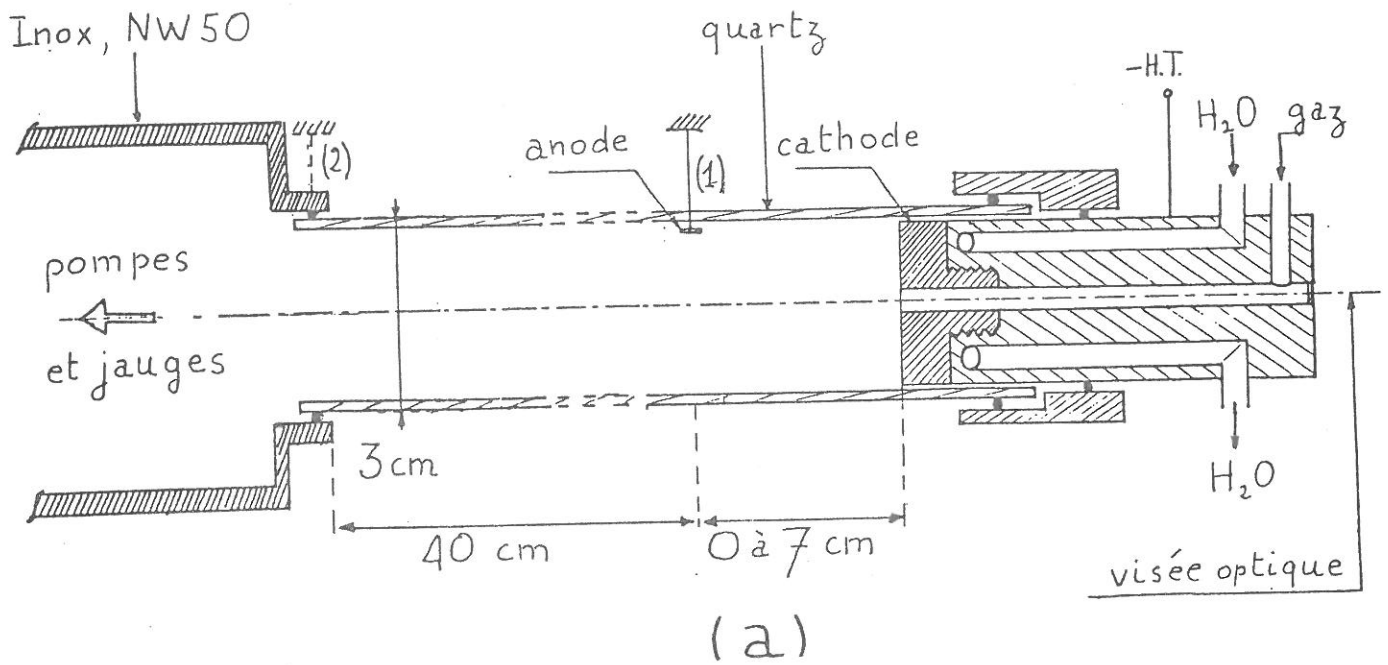
#### **2aa: Décharge d'Orsay.**

Le dispositif est schématisé sur la fig.2a. La décharge est produite dans un tube de quartz supportant les grandes élévations de température et permettant des mesures optiques dans une large bande spectrale. Le canon a été réalisé avec l'aide des Laboratoires de Marcoussis de la CGE, ainsi que plusieurs versions du tube de quartz. La cathode proprement dite est vissée à l'extrémité du canon. Ceci permet de la démonter très facilement lorsqu'il devient nécessaire de la polir, et de remplacer la cathode pleine par une cathode percée d'un canal en son centre de façon à permettre des mesures optiques suivant l'axe du plasma. Par contre, cet avantage a aussi un revers car il nuit au contact thermique cathode-canon et le refroidissement de la cathode perd en efficacité; ceci n'est pas critique dans notre cas, où le courant ne dépasse pas  $20 \text{ mA/cm}^2$ .

#### **2ab: Décharge de CSU.**

La décharge (Fig.2b) est réalisée dans une chambre en inox distribuée commercialement comme intersection de conduites pour des laiteries. Quelques ouvertures ont été rajoutées ainsi qu'un système de refroidissement externe. La partie métallique faisant face à la cathode nécessite un refroidissement renforcé car elle arrête le faisceau d'électrons. La cathode est faite d'un seul bloc de métal et elle est refroidie intérieurement. Elle est insérée dans un cylindre d'alumine qui l'isole électriquement de la chambre. L'étanchéité entre cathode et alumine est réalisée à l'aide d'une résine époxy. Cette installation présente un bon comportement en vide. Le pompage primaire (Alcatel) permet de descendre la pression à





## 1ère partie

environ 1 mTorr, et le taux de remontée par fuites et dégazage est alors de 5 mTorr/heure. Si l'on néglige l'augmentation du dégazage en présence de plasma, ceci correspond à une pollution de l'ordre de 0.1% pendant 10 mn d'expérience à 1 Torr sans flux. En pratique, un faible flux est toujours assuré.

### 2b. Architecture de la décharge.

#### 2ba. Décharge d'Orsay.

La décharge d'Orsay comporte, si l'anode est en position normale 1 (Fig 2a), seulement la gaine cathodique sombre et la lueur négative d'une décharge luminescente classique. En utilisant une anode de surface suffisamment grande, on garantit par ailleurs l'absence d'une lueur anodique quel que soit le courant de décharge dans la gamme permise par l'alimentation. Afin d'aller plus loin dans la comparaison avec la décharge luminescente classique en courant continu, on branche l'anode en position 2; si le courant de décharge est maintenu constant, la tension de décharge augmente et on voit apparaître les autres parties de la décharge luminescente complète [4]: espace sombre de Faraday, colonne positive et lueur anodique; l'allure de la lueur négative, elle, est complètement insensible à cette modification. L'observateur distingue d'emblée les différentes parties de la décharge par les différences d'intensité et de couleur de la lumière émise; ainsi, dans l'oxygène, la lueur négative est blanche et brillante alors que la colonne positive est rose et pâle.

L'évolution de la tension et du courant le long de l'axe de la décharge est alors qualitativement décrite par le schéma de la fig.3.

Revenons à la décharge de cette étude pour laquelle l'anode est en position 1 (fig.2a), c'est à dire dans la lueur négative, et supposons le régime stable établi. La description qualitative qui suit sera reprise en détail dans différents paragraphes. La chute de tension mesurée aux bornes de la décharge se produit totalement, ou à quelques pour cent près, dans la gaine cathodique. Elle y assure la multiplication des électrons par collisions ionisantes, ainsi que leur accélération. Lorsqu'on élève progressivement la tension de décharge, celle-ci passe continûment par les stades dits "normal" et "anormal", puis enfin "décharge à faisceau d'électrons". Mis à part le cas des basses pressions et celui des très fortes tensions, la gaine est d'épaisseur faible par rapport à son diamètre; le champ électrique est par conséquent perpendiculaire à la surface émettrice de la cathode, parallèle à l'axe de la décharge, sur



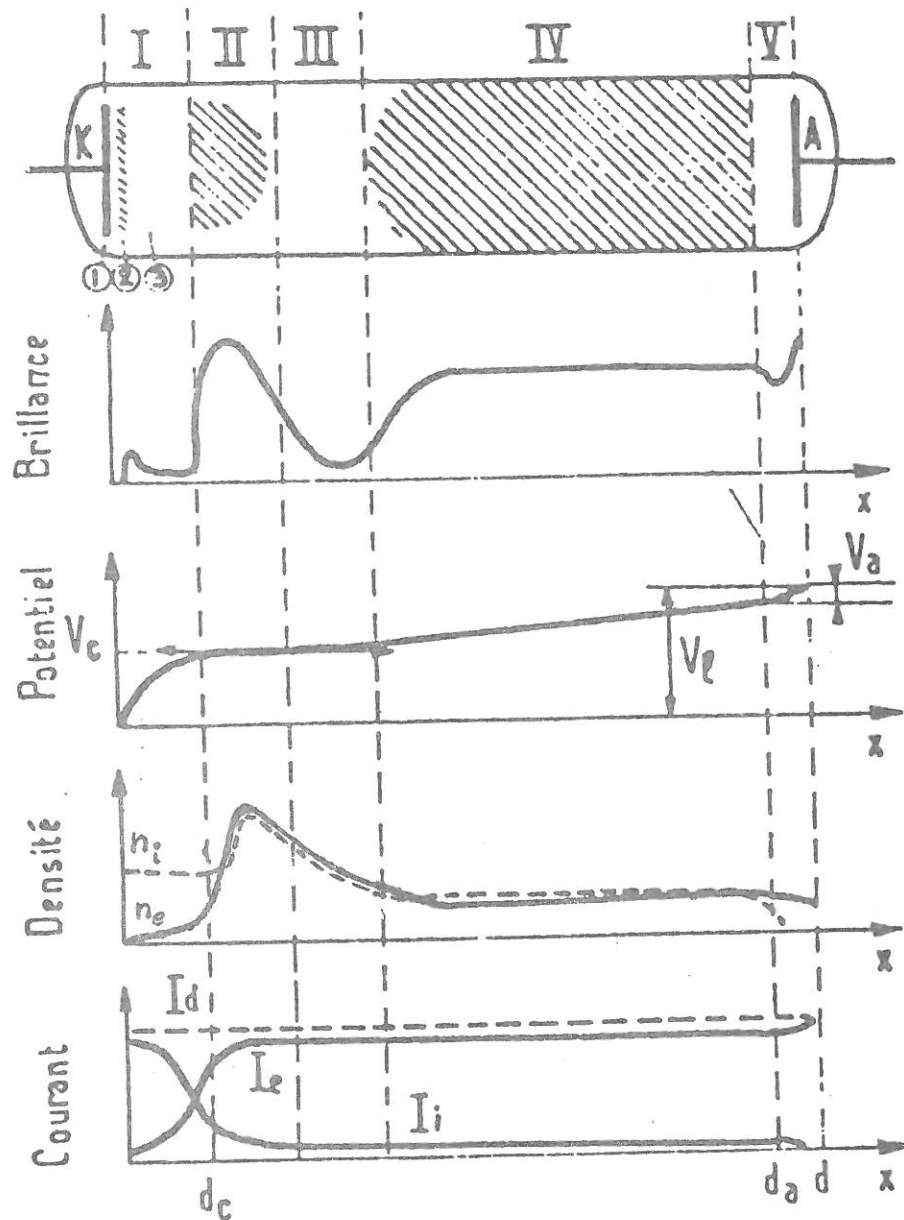


Figure 3 :

Aspect et propriétés principales d'une décharge lumineuse normale à basse pression.

- |                             |                              |
|-----------------------------|------------------------------|
| 1 espace d'Aston            | II lueur négative            |
| 2 gaine cathodique          | III espace sombre de Faraday |
| 3 espace de Crookes-Hittorf | IV colonne positive          |
| I espace cathodique         | V zone anodique              |

1ère partie

toute l'épaisseur de la gaine. Alors, à forte tension, un faisceau d'électrons énergétiques, de vitesse dirigée parallèle au champ, entre dans la lueur négative. Ces électrons dégradent progressivement leur énergie dans des collisions provoquant l'ionisation des neutres. C'est la source de la lueur négative dont la longueur est en première approximation de l'ordre de grandeur de la distance d'arrêt des électrons du faisceau. La lueur négative est une région sans champ électrique; par conséquent, les électrons ne peuvent que perdre de l'énergie lors de collisions avec les neutres avant d'être recombinaisonnés à des ions en volume ou sur les parois; ainsi que nous le verrons plus loin, les électrons du plasma ont une énergie thermique très basse, allant de .05 à .5 eV. L'anode fonctionne de façon semblable à une sonde de Langmuir. Ainsi, elle se polarise par rapport au plasma de sorte que le courant collecté soit égal au courant de décharge. Si elle a une grande surface, son potentiel est proche du potentiel flottant et il n'y a pas de lueur anodique. Par contre, si sa surface est petite, la différence de potentiel avec le plasma se fixe à une valeur telle qu'il y ait de l'ionisation dans la gaine qui les sépare; il y a alors aussi de l'excitation, et on voit apparaître une lueur anodique. Nous utilisons en général un disque de diamètre 8 mm pour lequel il n'y a pas de lueur anodique, et la différence de potentiel entre l'anode et le plasma est petite.

Dans une décharge complète (anode en position 2 sur la fig. 2a), les électrons créés à l'extrémité de la lueur négative dérivent un peu au-delà sous l'effet d'un champ électrique, mais ils n'ont pas assez d'énergie pour exciter ou ioniser d'autres atomes: c'est l'espace sombre de Faraday. Dans la colonne positive ou la lueur anodique, le champ électrique chauffe les électrons de sorte que l'ionisation résultante assure l'entretien du plasma en compensant les pertes d'électrons.

**2bb. Décharge de CSU.**

Il y a deux paramètres géométriques dans la décharge de CSU (fig.2b) provoquant des différences avec la décharge d'Orsay: l'anode est la chambre métallique elle-même, et le plasma n'est pas confiné dans un tube prolongeant la cathode. L'émission visible permet à l'oeil de distinguer nettement deux zones dans le profil radial du plasma: une zone brillante correspondant au maximum du faisceau, constituant un cylindre dont une section est la surface émettrice de la cathode, et une zone moins brillante au delà, résultant de la diffusion du plasma et du

1<sup>ère</sup> partie

faisceau source. Entre cette deuxième zone et les parois, il y a éventuellement un espace sombre, du type de Faraday. Le gaz utilisé est de l'hélium; le plasma est, à basse pression, de couleur verte; il devient rouge sur l'axe de la décharge lorsqu'on augmente la pression et la puissance.

2c. Caractéristiques courant-tension.

Les mesures ont été faites en l'absence de lueur anodique. Celles de la décharge d'Orsay sont illustrées par la fig.4. La croissance de la tension  $V$  avec le courant  $I$  met en évidence le caractère anormal de la décharge. On remarque une courbure inversée par rapport aux caractéristiques connues et interprétées pour le couple  $N_2/Fe$  par von Engel [5], ce qui peut être attribué à un mécanisme d'émission cathodique différent.

Les caractéristiques de la décharge de CSU réalisées avec une cathode en molybdène dans de l'hélium pur, puis avec une cathode en aluminium dans l'hélium pur ou additionné d'oxygène, sont tracées respectivement sur les fig.5, 6 et 7. Sur la fig.5 apparaît l'existence de deux régimes; l'un est stable; l'autre est instable, présente un effet d'hystérésis et existe au delà d'une valeur critique de la tension, de l'ordre de 3 kV. Ce seuil correspond au début de la transition vers un régime d'arc. La pulvérisation de la cathode devient alors intense et les atomes de métal pulvérisés participent au plasma, comme on peut le voir sur la courbe montrant l'intensité de la raie  $6030.7 \text{ \AA}$  de Mo I; l'augmentation brutale de cette raie est à comparer à la croissance lente et régulière de la raie  $5876 \text{ \AA}$  de He I. L'impédance de la décharge tombe à des valeurs très faibles et il n'est plus possible d'augmenter la tension de décharge; il n'y a donc plus dans ce cas de faisceau d'électrons rapides. L'influence des atomes de molybdène sur le plasma est très grande et tend à amplifier cette évolution de la décharge; en effet ils sont facilement ionisés par collisions électroniques (l'énergie d'ionisation est de 7.1 eV au lieu de 24 eV pour l'He) ou par effet Penning suivant la réaction:



car les atomes métastables d'hélium ont une énergie voisine de 20 eV. De plus, les ions molybdène acquièrent une grande énergie cinétique en traces dans l'hélium car ils ne sont pas ralentis comme les ions d'hélium par l'échange de charge symétrique; ceci amplifie l'émissivité de la cathode.

De même, les caractéristiques de la fig.6, correspondant au

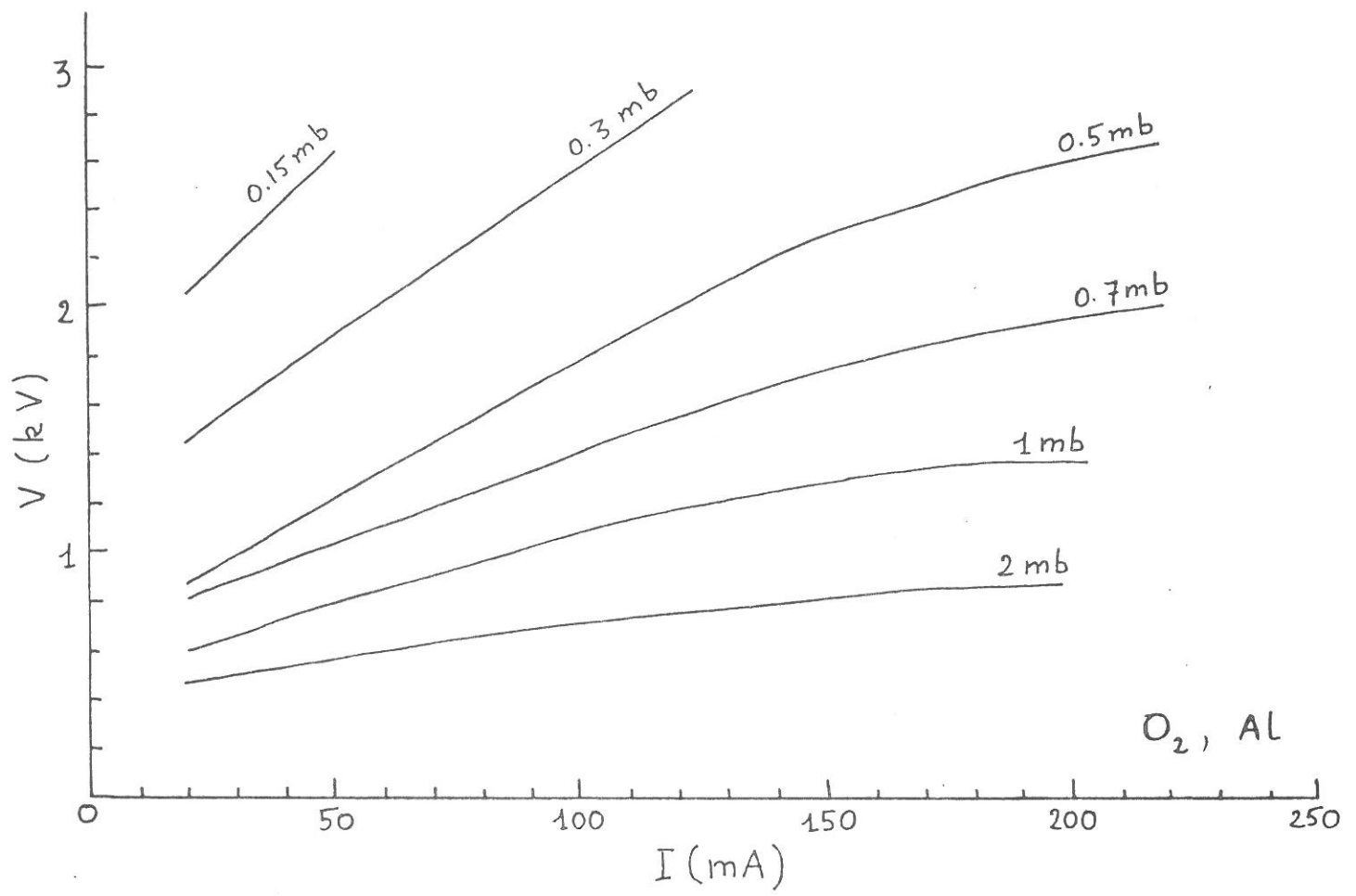
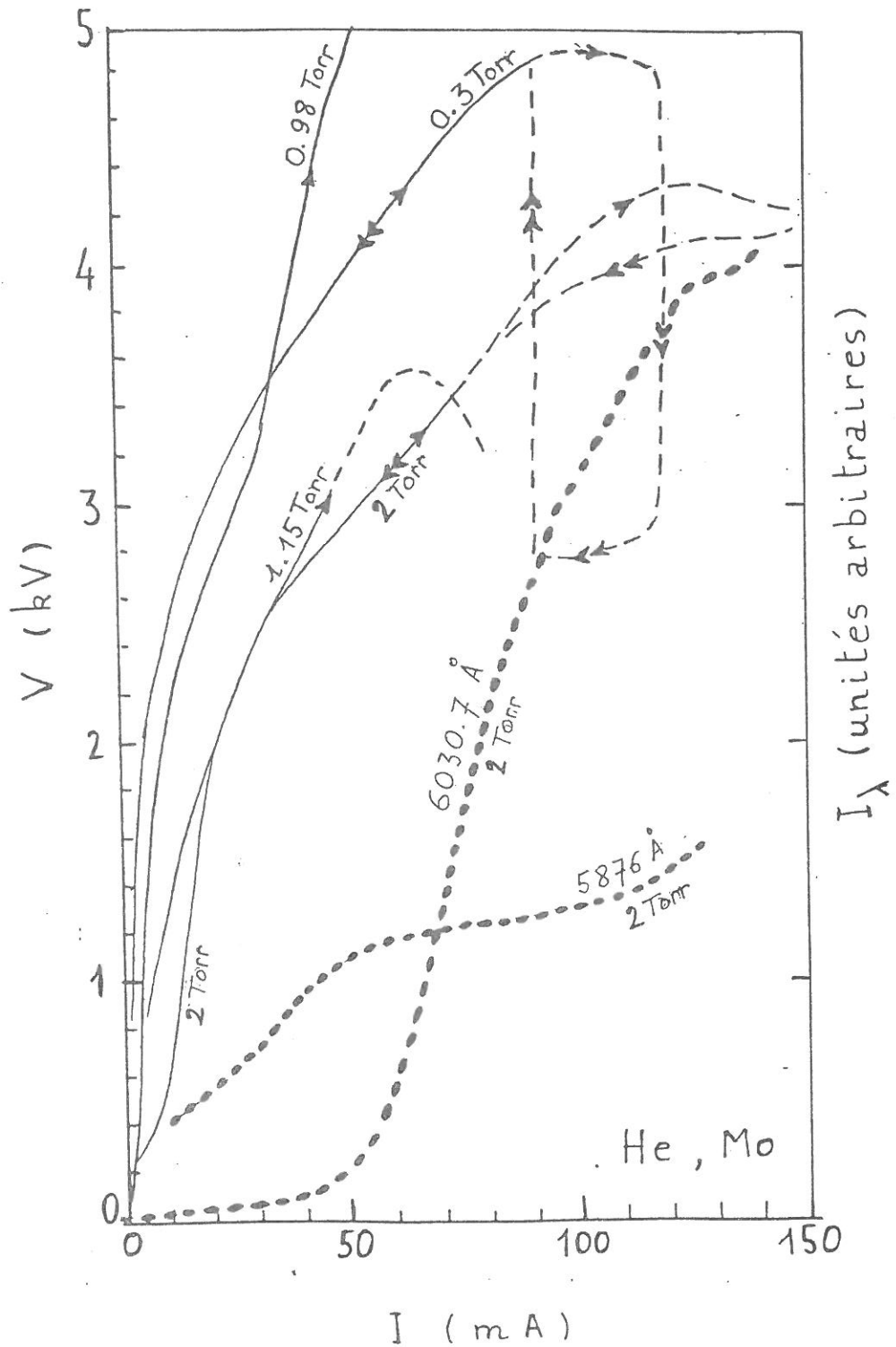


Figure 4 : Caractéristique courant - tension de la décharge d'Orsay



**Figure 5 :** Variation avec le courant de décharge de la tension et de l'intensité de deux raies d'émission dans la décharge de CSU (He, Mo)

— caractéristiques de la décharge stable

--- Zone de passage à l'arc, instable

$6030.7 \text{ \AA}$  : raie de Mo

$5876 \text{ \AA}$  : raie de He



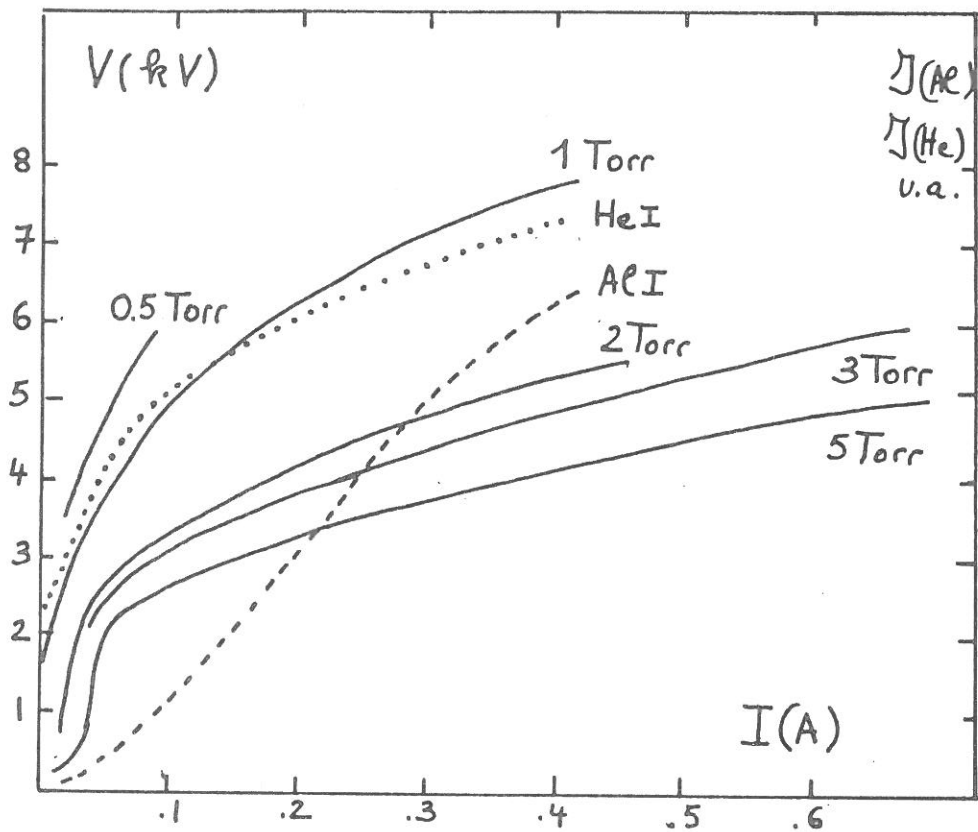
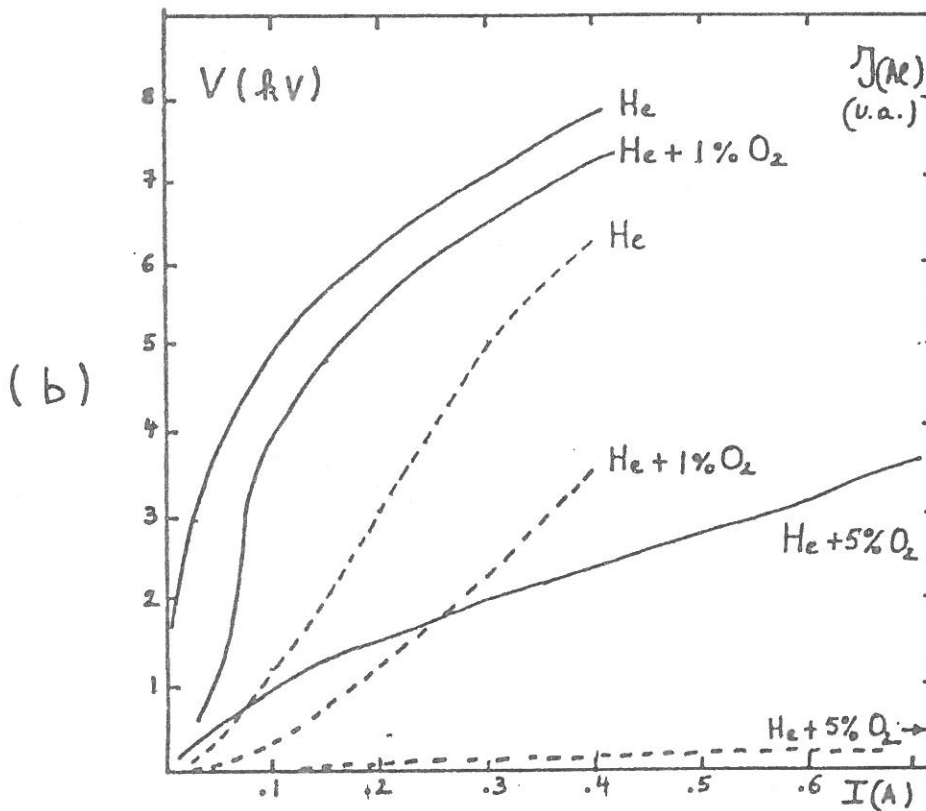
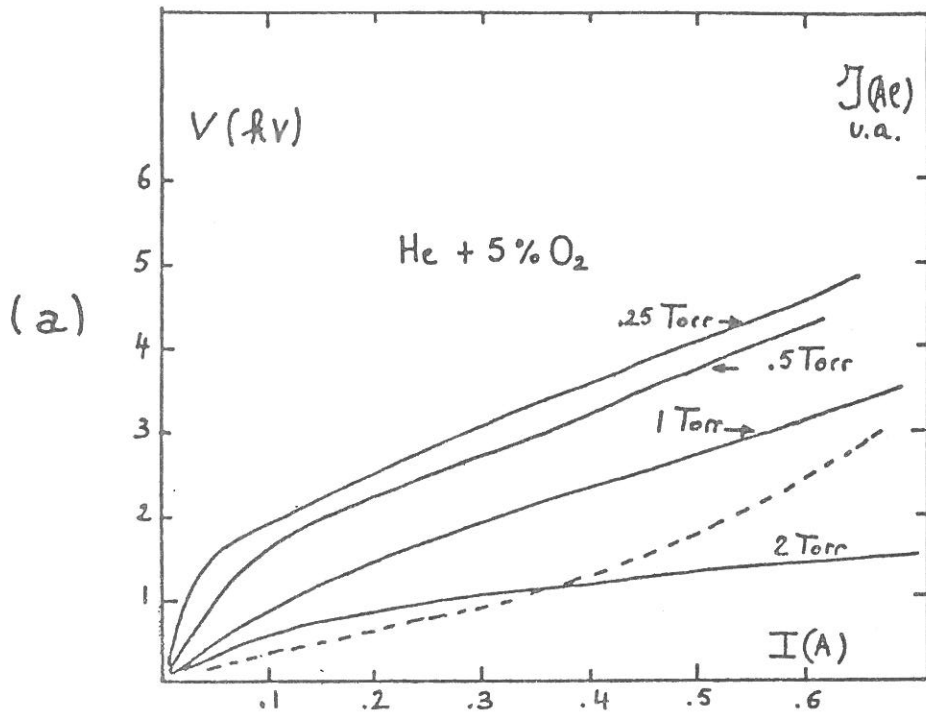


Figure 6 : Variation, en fonction du courant, de la tension et de l'intensité de deux raies d'émission dans la décharge CSU He, Al.

— tension pour différentes pressions  
...., --- raies de He I et de Al I à 1 Torr



**Figure 7:** Variation, en fonction du courant, de la tension et de l'intensité

d'une raie d'émission dans la décharge CSU He +  $O_2$ , Al

a) Mélange He + 5%  $O_2$

— tension à différentes pressions

--- intensité de la raie de Al I à 1 Torr

b) Pression 1 Torr

— tension pour différents mélanges

--- intensité de la raie de Al I pour différents mélanges

## 1<sup>ère</sup> partie

couple He/Al, ont été mesurées tout en observant la raie 3961.5 Å de Al I, sensible au phénomène de pulvérisation cathodique. On constate que la densité d'Al augmente sans pour autant faire chuter l'impédance de décharge de façon aussi importante que dans le cas du molybdène.

Lorsque des traces d'oxygène sont ajoutées au gaz de la décharge précédente, (fig.7a), il apparaît une augmentation importante du courant, à pression et tension données, augmentation qui croît avec la teneur en oxygène (fig.7b). Parallèlement, l'effet de pulvérisation de la cathode diminue, comme l'indique l'intensité de la raie d'aluminium. Ce régime de décharge semble obéir assez bien aux lois d'émission cathodique par effet Malter (§5) [6]. L'intérêt de la décharge à cathode en aluminium et dont la phase gazeuse contient un peu d'oxygène réside justement dans la possibilité d'obtenir un régime haute impédance avec de fortes densités de courant, ce qui, nous l'avons vu, est impossible sans oxygène, que ce soit avec une cathode Al pour laquelle les densités de courant restent faibles, ou avec une cathode molybdène qui entraîne un rapide passage à l'arc.

### 2d. Instabilité faisceau-plasma.

Bien que certaines applications requièrent un faisceau focalisé, ce qui s'obtient avec une cathode incurvée (fig.1), une instabilité se développe lorsque la densité de courant de faisceau atteint un seuil critique, c'est à dire si le faisceau est trop bien focalisé. Le faisceau perd alors totalement son énergie au profit du plasma. Le seuil a été mesuré dans la décharge CSU par Yu et al.[7]. Une intense émission de raies excitées par un processus en deux étapes (telles que la raie 5876 Å de l'hélium) et de bruit dans le domaine micro-ondes (10 GHz) a été enregistrée simultanément à l'apparition de l'instabilité.

Celle-ci a par ailleurs étudiée théoriquement par Self [8] et Bernstein [9] et proposée par Rosenberg [10] pour réaliser un maser.

### 3. POPULATION ELECTRONIQUE DANS LE PLASMA CREE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS.

#### 3a. Les trois groupes d'électrons.

La fonction de distribution des vitesses (fdv) des électrons est une des caractéristiques les plus importantes du plasma. Il en existe de nombreux résultats de mesure ou de calcul dans la littérature. Avant d'en présenter quelques uns dans le détail, des considérations générales quant à la phénoménologie et aux ordres de grandeur peuvent être dégagées. L'allure de la fdv pour la vitesse  $v_z$  suivant l'axe de la décharge à la lisière entre la chute cathodique et la lueur négative est illustrée fig.8a. Suivant une terminologie largement adoptée, elle fait apparaître trois groupes d'électrons:

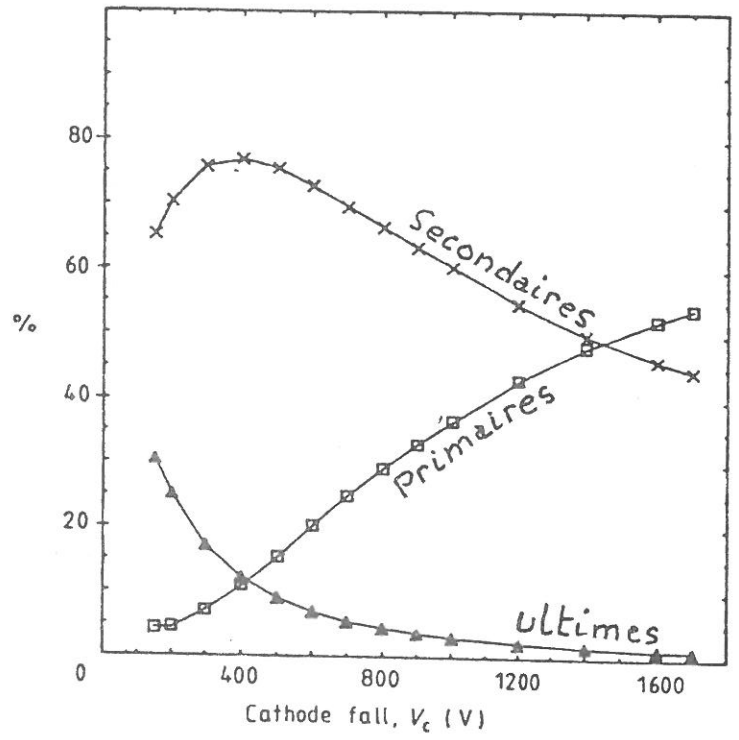
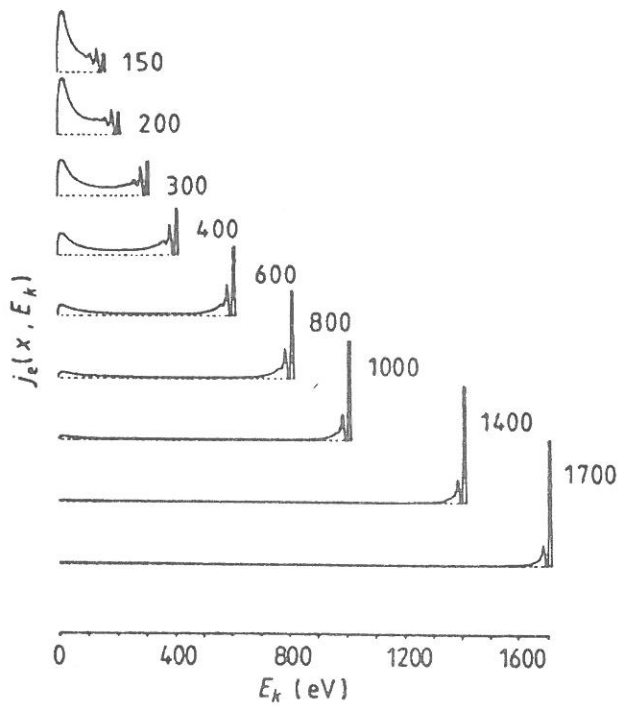
- 1) les "primaires" issus de la cathode et qui ont traversé la chute cathodique sans effectuer de collisions,
- 2) les "secondaires", dont l'énergie est comprise entre celle des primaires et le seuil d'ionisation,
- 3) les "ultimes", électrons lents d'énergie inférieure au seuil d'ionisation.

La population d'électrons dans chacun des trois groupes varie avec la tension de chute cathodique (fig.8b). Les courbes 8a et 8b, calculées dans l'hélium par R.J. Carman et A. Maitland [11], mettent en évidence qu'au delà d'une certaine valeur de  $V_D$ , de l'ordre de 1400 V, les primaires constituent la composante essentielle de la fdv. La décharge peut alors être appelée "décharge à faisceau d'électrons", puisque le flux d'électrons entrant dans la lueur négative est presque monoénergétique, avec une énergie égale à celle de la chute cathodique. Cette situation correspond au fonctionnement de la décharge luminescente fortement anormale qui caractérise l'essentiel de notre étude.

Il est possible, de la même façon, de distinguer les trois groupes d'électrons primaires, secondaires et ultimes dans le corps de la lueur négative: même si les primaires sont dominants à sa lisière, les collisions qu'ils effectuent contribuent en effet à peupler tout le spectre des énergies inférieures. Les fig.9a et 9b montrent que les électrons primaires et secondaires sont dominés par les collisions ionisantes, de libre parcours moyen ( $lpm$ ):

$$l_I = \frac{1}{N q_I}$$

Les primaires ont une vitesse dirigée selon l'axe de la décharge



**Figure 8** : (a) Fonction de distribution électronique à la lisière de la chute cathodique (paramètre  $V_c$ ) dans He.  
(b) Proportions correspondantes des trois groupes d'électrons d'après [11]



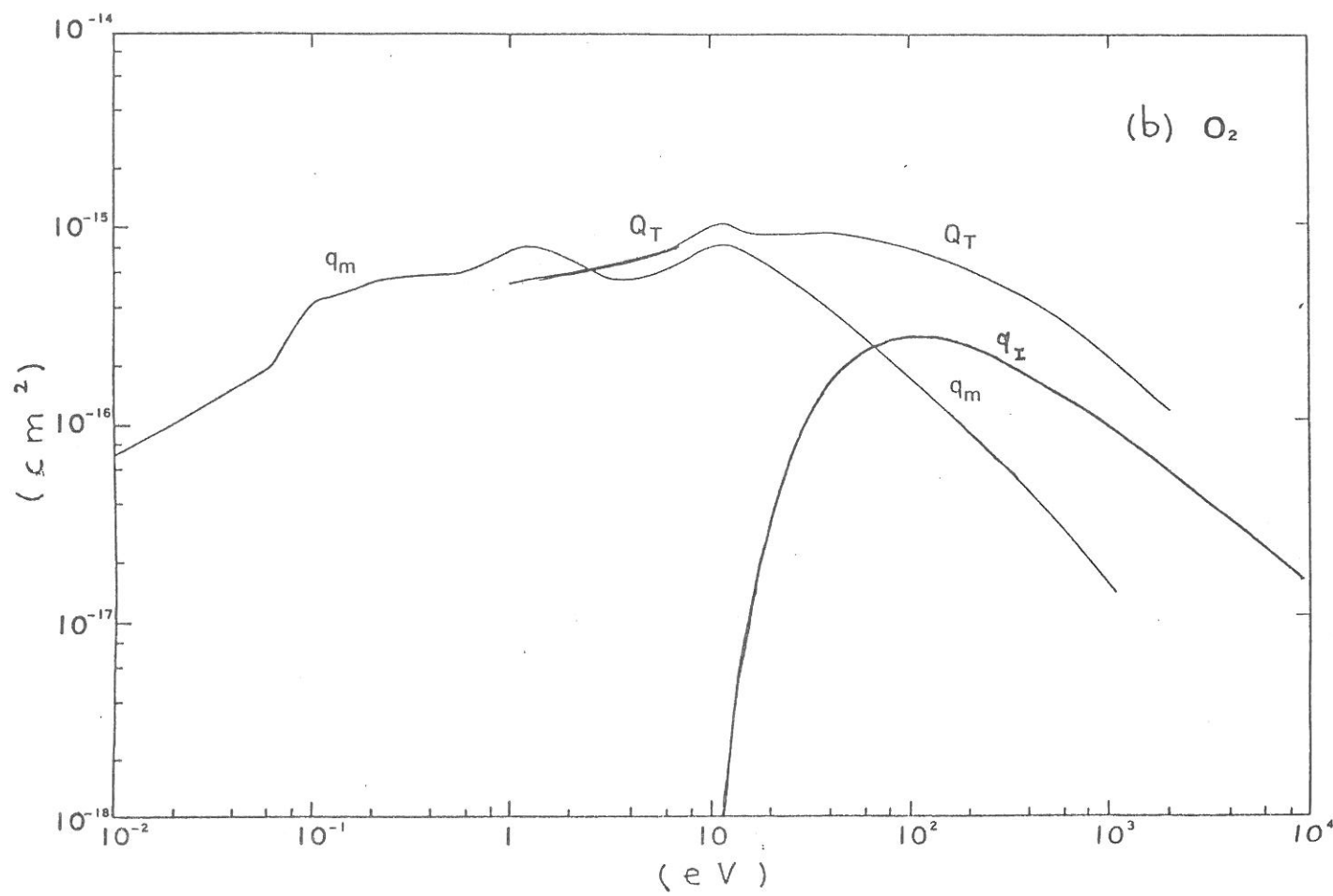
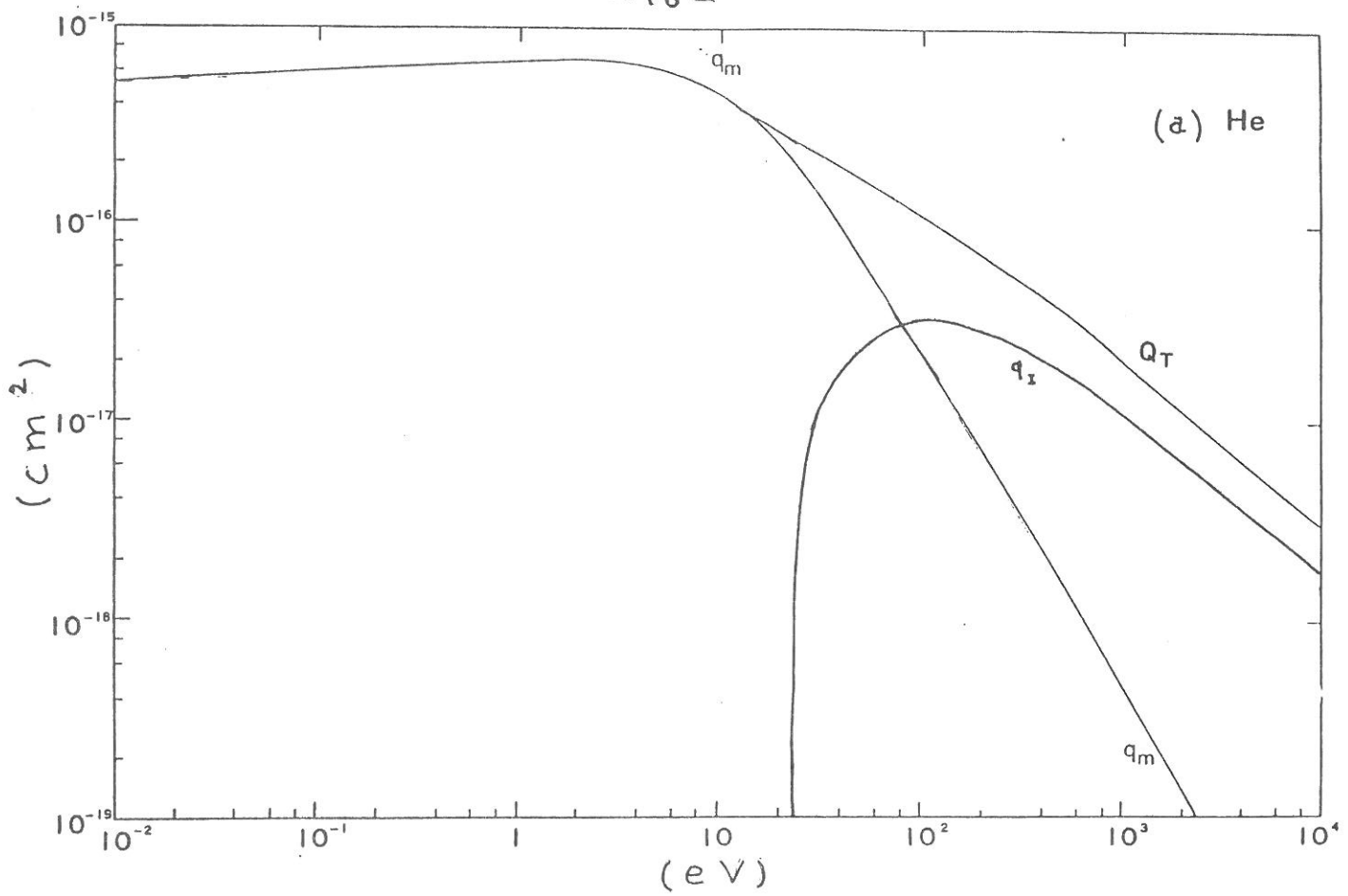


Figure 9 : Sections efficaces de collision pour le transfert de quantité de mouvement ( $q_m$ ) et section efficace totale ( $Q_T$ ) dans H<sub>e</sub> et O<sub>2</sub> (d'après [12])  
Sections efficaces d'ionisation ( $q_i$ ) :  
dans H<sub>e</sub>, d'après [11] - dans O<sub>2</sub>, d'après [13]

1ère partie

(sauf dans des circonstances particulières sur lesquelles nous reviendrons), tandis que les secondaires ont une distribution de vitesses isotrope.

Les ultimes sont constitués des électrons émis par les neutres lors de l'ionisation et des secondaires ayant dégradé toute leur énergie. A une distance de quelques  $l_I$  de la lisière ils forment la population dominante, avec une densité proche de la densité électronique totale,  $n_e$ .

la température électronique,  $T_e$ , est faible en raison de la quasi-absence de champ électrique.

Pour ces électrons, l'inégalité:

$$v_{ee} > \frac{m}{M} v_{eN}$$

est généralement vérifiée. Elles traduisent le fait que les collisions électron-électron assurent des transferts rapides d'énergie entre les électrons, et c'est l'ensemble de cette population électronique qui se refroidit lentement sur les neutres. La longueur de maxwellianisation sous l'effet des collisions e-e est:

$$l_m = \frac{w_e}{v_{ee}} = 1 \text{ cm} \left( \frac{k T_e}{0.2 \text{ eV}} \right)^2 \left( \frac{10^{11} \text{ cm}^{-3}}{n_e} \right)$$

où on a utilisé les valeurs et formules du Tableau I .

On voit que cette longueur est de l'ordre de grandeur des dimensions de notre tube, ce qui ne permet d'affirmer ni que la population est maxwellienne, ni qu'elle ne l'est pas.

Les fréquences de collisions des électrons ultimes vérifient également l'inégalité:

$$v_{ee} \ll v_{eN} .$$

Le mouvement de ces électrons (cf fig.9a et 9b) est par conséquent dominé par les collisions élastiques e-N, de lpm:

$$l_{eN} = \frac{1}{N q_m}$$

Les processus de perte des électrons ultimes sont la diffusion vers les parois (coefficient  $D_a$ ) et la recombinaison en volume (coefficient  $\alpha$ ); leur importance relative dépend de la dimension caractéristique de l'enceinte,  $\Lambda$ , et de la valeur de  $n_e$ . Le tableau I présente les ordres de grandeur de tous les

1<sup>ère</sup> partie

paramètres évoqués précédemment. On voit que, dans le cas de l'oxygène, la recombinaison est dominante, sauf pour les valeurs les plus faibles de  $p$  et de  $n_e$  où les deux processus ont une égale importance. En revanche, ce n'est pas le cas pour l'hélium en raison de la valeur beaucoup plus faible de  $\alpha$ .

*-Remarque sur le transport du courant dans la décharge.*

Le courant total transporté par les électrons est:

$$I = I_{\text{faisceau}} + I_{\text{secondaires}} + I_{\text{ultimes}}$$

dans lequel les deux derniers termes seraient nuls si les parties correspondantes de la fdv étaient isotropes. Or dans le cas de la décharge d'Orsay, il est clair qu'aucun courant ne s'écoule en aval de l'anode. Le courant transporté par le faisceau doit donc être annulé par un courant dit "de retour" assuré par les électrons froids, causant une légère anisotropie dans la partie correspondante de la fdv. En supposant que le courant de faisceau est égal au courant de décharge, ce qui en constitue la limite supérieure et est d'autant moins vrai que l'on s'éloigne de l'anode, la vitesse des électrons lents pour assurer le courant de retour est:

$$v_e = \frac{I_{\text{décharge}}}{S q n_e}$$

Or nous verrons dans la partie suivante qu'on a à peu près:

$$\frac{I_{\text{décharge}}}{n_e} = \text{constante} \leq 10^{-12} \text{ A cm}^3$$

ce qui conduit à une vitesse

$$v_e \leq 10^6 \text{ cm s}^{-1},$$

négligeable devant la vitesse thermique d'environ  $2 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$  correspondant à une température électronique de 0.1 eV. Cette limite supérieure de la vitesse est celle qui serait communiquée aux électrons avec un champ réduit de l'ordre de 0.25 V/cm/Torr (donné par la table II de mobilité). Le champ est ici de sens contraire à celui qui existe dans une lueur négative classique. Cependant, dans un cas comme dans l'autre, il joue un rôle négligeable en raison de sa faible valeur; ceci explique que l'on ne voit pas de différence dans la lueur négative à courant constant lorsqu'on positionne l'anode en 1 ou en 2.

| Libres parcours moyens | gaz            | ref  | gamme d'énergie     | formules pratiques                              | Exemples           |
|------------------------|----------------|------|---------------------|---|--------------------|
| $l_{eN}$               | He             | [12] | $0.1 < kT_e < 1$ eV | $l_{eN} = 4.12 \cdot 10^{-2} / p (kT_e)^{0.07}$ | $l_{eN} = 0.04$ cm |
| $l_{eN}$               | O <sub>2</sub> | [12] | $0.1 < kT_e < 1$ eV | $l_{eN} = 4.35 \cdot 10^{-2} / p (kT_e)^{0.21}$ | $l_{eN} = 0.04$ cm |
| $l_I$                  | He             | [11] | $U > 200$ eV        | $l_I = 1.36 \cdot 10^{-2} U^{0.75} / p$         | $l_I = 2.4$ cm     |
| $l_I$                  | O <sub>2</sub> | [13] | $U > 200$ eV        | $l_I = 1.7 \cdot 10^{-3} U^{0.75} / p$          | $l_I = 0.3$ cm     |

Electrons du plasma :  $10^{10} < n_e < 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>  $kT_e = qq$  eV  $0.1 < p < qq$  Torr

| Frequences de transfert d'énergie | He   | O <sub>2</sub>   | He  | O <sub>2</sub>                              |
|-----------------------------------|--|--|---|---|
|                                   | [12]   | [12]   | [16]  | [14]  |
|                                   | $\frac{m}{M} \nu_{eN} = 2 \cdot 10^5 p (kT_e)^{0.6}$ | $\frac{m}{M} \nu_{eN} = 2.35 \cdot 10^4 p (kT_e)^{0.71}$ | $D_a = 7.9 \cdot 10^3 \frac{(T_N/3000)}{p}$ | $D_a = 1.7 \cdot 10^3 \frac{(T_N/3000)}{p}$ |
|                                   | $\nu_{ee} = 2 \cdot 10^{-5} n_e (kT_e)^{1.5}$        | $\nu_{ee} = 1.8 \cdot 10^5 s^{-1}$                       | $D_a/\Lambda^2 = 1.6 \cdot 10^3 s^{-1}$     | $D_a/\Lambda^2 = 0.34 \cdot 10^3 s^{-1}$    |
|                                   |  |  | $\alpha n_e = 0.8 \cdot 10^2 s^{-1}$        | $\alpha n_e = 2.1 \cdot 10^4 s^{-1}$        |
|                                   |  |  |   |   |
|                                   |  |  |   |   |

TABLEAU I : Ordres de grandeur des paramètres électroniques dans les décharges d'He et d'O<sub>2</sub>

(p en Torr, U et kT<sub>e</sub> en eV, n<sub>e</sub> en Cm<sup>-3</sup>, l et  $\Lambda$  en cm).

| E/N (Td) | $\mu_o$<br>(cm <sup>2</sup> /Vsec) | E/N (Td) | $\mu_o$<br>(cm <sup>2</sup> /Vsec) | E/N (Td) | $\mu_o$<br>(cm <sup>2</sup> /Vsec) |
|----------|------------------------------------|----------|------------------------------------|----------|------------------------------------|
| 0.12     | 12333                              | 6.1      | 1776.                              | 114.     | 582.                               |
| 0.18     | 10000                              | 12.1     | 1283.                              | 152.     | 526                                |
| 0.30     | 7895                               | 18.2     | 1096.                              | 190.     | 476.                               |
| 0.49     | 6557                               | 24.3     | 1069.                              | 228.     | 439.                               |
| 0.70     | 5714                               | 30.4     | 1039.                              | 266.     | 406.                               |
| 0.91     | 6579                               | 36.4     | 1009.                              | 304.     | 382.                               |
| 1.2      | 4441                               | 45.6     | 930.                               | 343.     | 349                                |
| 1.5      | 3684                               | 53.1     | 880.                               |          |                                    |
| 3.0      | 3026                               | 60.7     | 822.                               |          |                                    |

$$\mu = \mu_o \frac{p_o}{p} \frac{T}{T_o}$$

$$p_o = 760 \text{ Torr}$$

$$T_o = 293 \text{ K}$$

Tableau II :

Mobilité électronique dans O<sub>2</sub> (d'après [14] )



### 3b. Mesure et calcul de la fonction de distribution dans l'azote.

Suhre et Verdeyen [17] ont calculé la fdv pour un plasma créé par faisceau d'électrons dans l'azote. Les résultats [fig.10] montrent un fort écart à la maxwellienne, avec une queue d'électrons rapides s'étendant jusqu'à l'énergie du faisceau (fig.10a), et, dans la partie basse énergie (fig.10b) une forme étroitement liée à la section efficace d'excitation vibrationnelle de N<sub>2</sub>. Cette dernière partie est en bon accord avec les résultats des mesures effectuées au moyen d'une technique de sonde électrostatique. Il est à noter toutefois que cette technique ne permet pas d'atteindre le corps de la fdv donnant la température et la densité électroniques, et que ces dernières n'ont été que calculées. Leurs valeurs typiques sont de 0.1 eV et de 10<sup>-10</sup> cm<sup>-3</sup> pour un faisceau de 0.16 mA.cm<sup>-2</sup> d'électrons de 500 V dans un gaz à 0.1 Torr.

### 3c. Calcul de la partie "rapide" de la fdv.

Un calcul, fait initialement par Khasilev [18] dans le but d'expliquer l'émission visible dans les décharges RF capacitives, a été repris dans le cas de la décharge d'Orsay par A.M. Pointu [19]. Il permet de déterminer le gradient longitudinal des parties correspondant aux électrons primaires (groupe I) et secondaires (groupe II) de la fdv. La fdv est écrite sous la forme

$$f = f_1 + f_2 ,$$

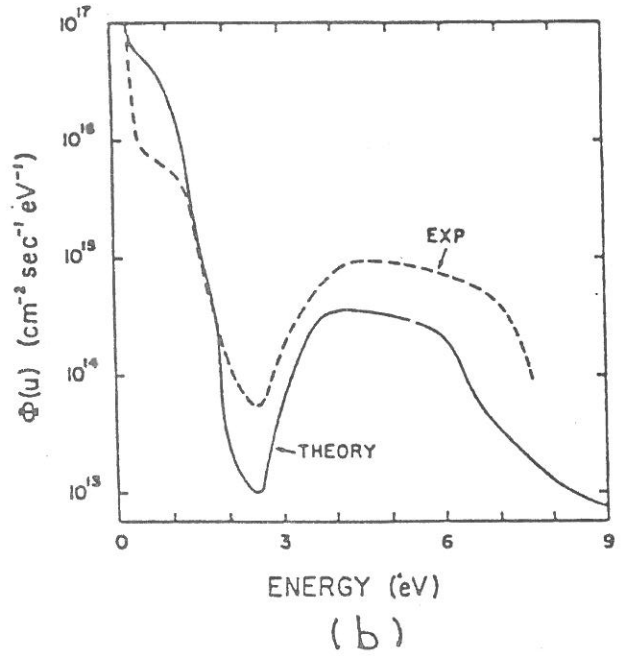
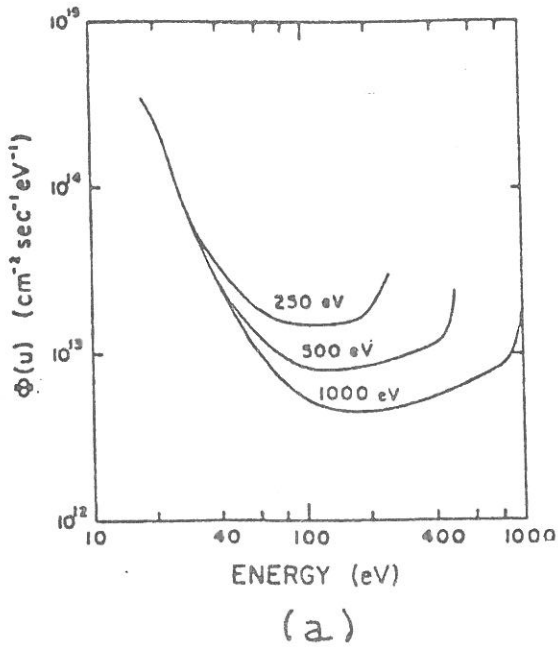
où  $f_1$  décrit le faisceau dirigé, et  $f_2$  les électrons secondaires. Seuls les électrons n'ayant subi aucune collision appartiennent au groupe I. Par conséquent, la décroissance de  $f_1$  le long de l'axe  $z$  est donnée par:

$$f_1 \simeq e^{-z/l}$$

où  $l$  est le libre parcours moyen des électrons du faisceau, d'énergie

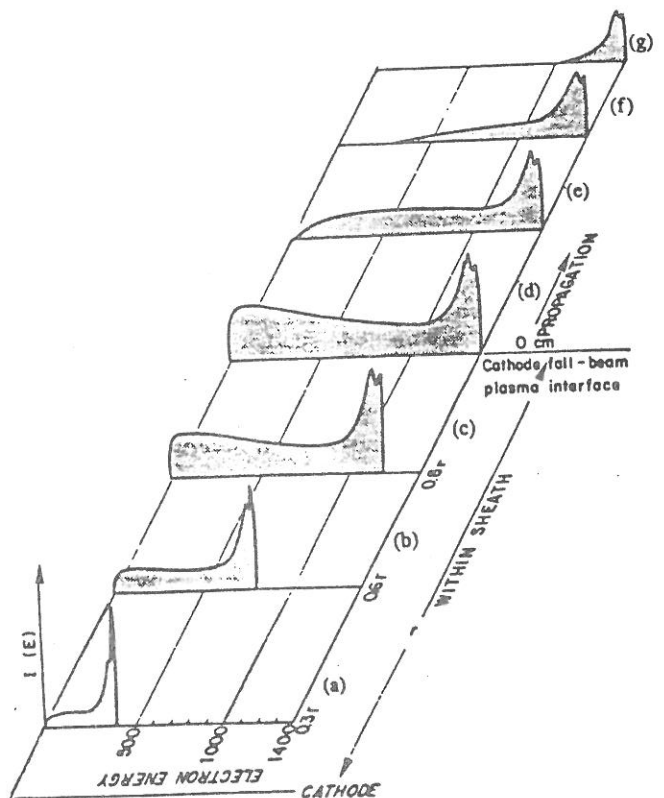
$$U = eV_c = \text{Cste} .$$

On suppose que les électrons secondaires ont une distribution isotrope, ce qui est justifié par le nombre important de



**Figure 10** : Fonction de distribution électronique dans  $N_2$  (d'après [17])  
 (a) Variation avec l'énergie des électrons primaires  
 (b) Comparaison théorie-expérience à 0.2 Torr, 2 mA, 580 eV

**Figure 11** : Calcul de la f.d.e. dirigée dans une décharge  $H_e : O_2$  (98:2) pour 0.25 Torr,  $V_c = 1.4$  kV, à différentes distances de la cathode, mesurées en unité d'épaisseur de gaine,  $r$  (a,b,c), à la lisière de la lueur négative (d), puis à 3 cm (e), 5cm (f), 10 cm (e)(d'après [20] )



1<sup>ère</sup> partie

collisions qu'ils subissent. Le terme source est supposé, lui aussi, isotrope, ce qui revient à dire que les électrons primaires sont diffusés de façon isotrope lors des collisions. Ceci peut conduire à une sous-estimation de la longueur du plasma. L'équation de Boltzmann est ensuite résolue analytiquement pour les électrons secondaires en tenant compte de la diffusion axiale. Le résultat est une fonction des sections efficaces totales,  $Q_T$ , et d'ionisation,  $q_I$ . Il fait apparaître, au delà d'une distance égale à quelques  $l_{pm}$ , une dépendance axiale de chaque point de la fdv en  $\exp(-z/l_I)$ . Dans la mesure où la partie II de la fdv constitue la source des électrons du corps de la distribution, cette source obéit donc elle-même à une loi de variation axiale exponentielle. Nous verrons au §4 que cela corrobore des résultats de spectroscopie d'émission.

3d. Distribution en énergie dirigée.

L'étude des parties haute et moyenne énergie de la fdv sur l'axe de la décharge a été menée théoriquement et expérimentalement par Shi et al [20] dans le plasma de la décharge CSU fonctionnant avec un mélange He/O<sub>2</sub> à des pressions et courants semblables à ceux de cette étude. Les mesures ont été effectuées au moyen d'un analyseur électrostatique mobile, placé sur l'axe du faisceau, face à la cathode. Le modèle numérique simule la fdv dans la chute cathodique et dans la lueur négative, et permet de calculer son évolution le long de l'axe. Les phénomènes pris en compte sont:

- un processus d'émission secondaire lié au seul impact ionique,
- les collisions e-n élastiques, superélastiques, d'ionisation et d'excitation,
- les collisions e-e.

La fig.11 présente un exemple d'évolution de la distribution le long de l'axe depuis la cathode, jusqu'au trou d'extraction de l'analyseur, dans la lueur négative. Les mesures sont en assez bon accord avec le modèle; elles confirment que le pic d'électrons primaires au sens strict a quasiment l'énergie correspondant à une accélération dans toute la chute de potentiel cathodique, et qu'il est séparé par l'énergie d'ionisation de l'hélium (24 eV) d'un pic plus haut et plus large constitué d'électrons ayant subi quelques collisions mais cependant peu diffusés puisque leur trajectoire les conduit à l'analyseur.

### 3e. Calcul analytique de la queue de la fdv.

N. Peyraud [21] a mis au point un formalisme permettant d'inverser l'opérateur de Boltzmann dans la partie haute énergie de la fdv. Cette technique, assez générale, peut être envisagée pour tout plasma, atomique ou moléculaire, créé par faisceau d'électrons. Elle tient compte de toutes les transitions d'excitation (électronique, rovibrationnelle), d'ionisation et éventuellement de désexcitation des molécules excitées dans le premier état vibrationnel. Elle prédit une queue de distribution fortement non maxwellienne et un certain nombre de lois d'échelle. Son application à l'azote à basse pression est en bon accord avec les résultats du §3b.

## 4. SPECTROSCOPIE D'EMISSION DU PLASMA.

### 4a. Décroissance longitudinale du rayonnement de la décharge d'oxygène.

Des mesures d'intensité de raies d'émission ont été faites en différents points de l'axe de la décharge d'Orsay dans l'oxygène, suivant un axe de visée transversal [19]; la cathode étant prise pour origine de l'abscisse, ces mesures mettent en évidence une décroissance exponentielle de toutes les raies d'émission visible, telle que celle de la raie 7774 Å de O I (Fig 12a). La résolution spatiale est de l'ordre de 3 mm. Ceci traduit la même décroissance pour l'excitation des raies, ce qui est bien en accord avec le résultat du §3c. En particulier, comme le prévoit la théorie, la longueur de décroissance varie comme  $V_c^{0.75}/p$  (fig 12b) ainsi que le lpm d'ionisation,  $l_I$ , dans O<sub>2</sub>, donné dans le tableau I.

### 4b. Spectre dans l'hélium.

Le spectre d'émission de 2700 Å à 6000 Å a été enregistré pour des conditions de décharge  $p = 4$  Torr,  $I = 40$  mA et  $V = 1.5$  kV. Les raies de l'ion atomique He II, de structure hydrogénoïde, sont peu nombreuses du fait de la grande dégénérescence des niveaux. Trois d'entre elles sont cependant nettement observables sur le spectre enregistré (Tableau III). Ces raies n'apparaissent qu'aux pressions élevées, et il a été impossible de les détecter pour des pressions inférieures à 2 Torr. Une

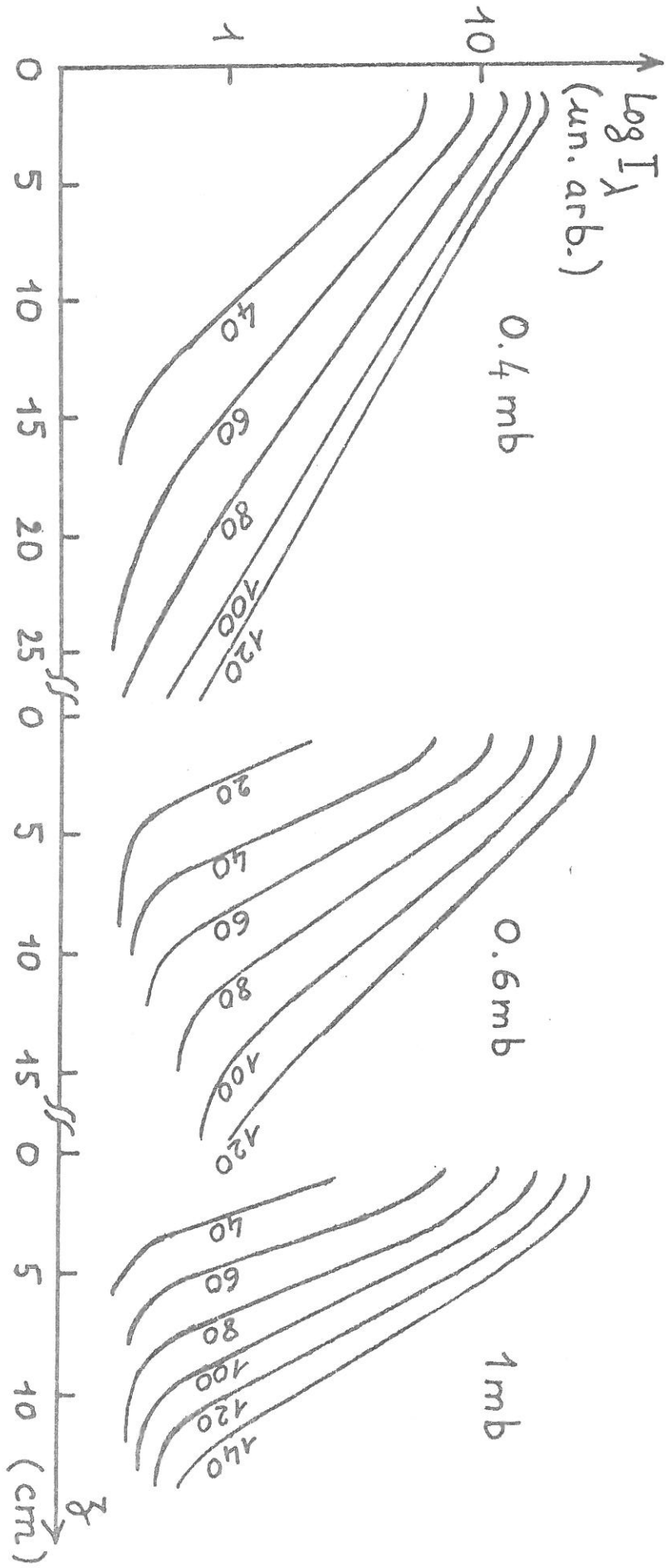


Figure 12a : Variation de  $I$  le long de l'axe de la décharge à différentes pressions (paramètre  $I$  en mA).  
L'origine des  $z$  est à 3 cm en aval de l'anode.



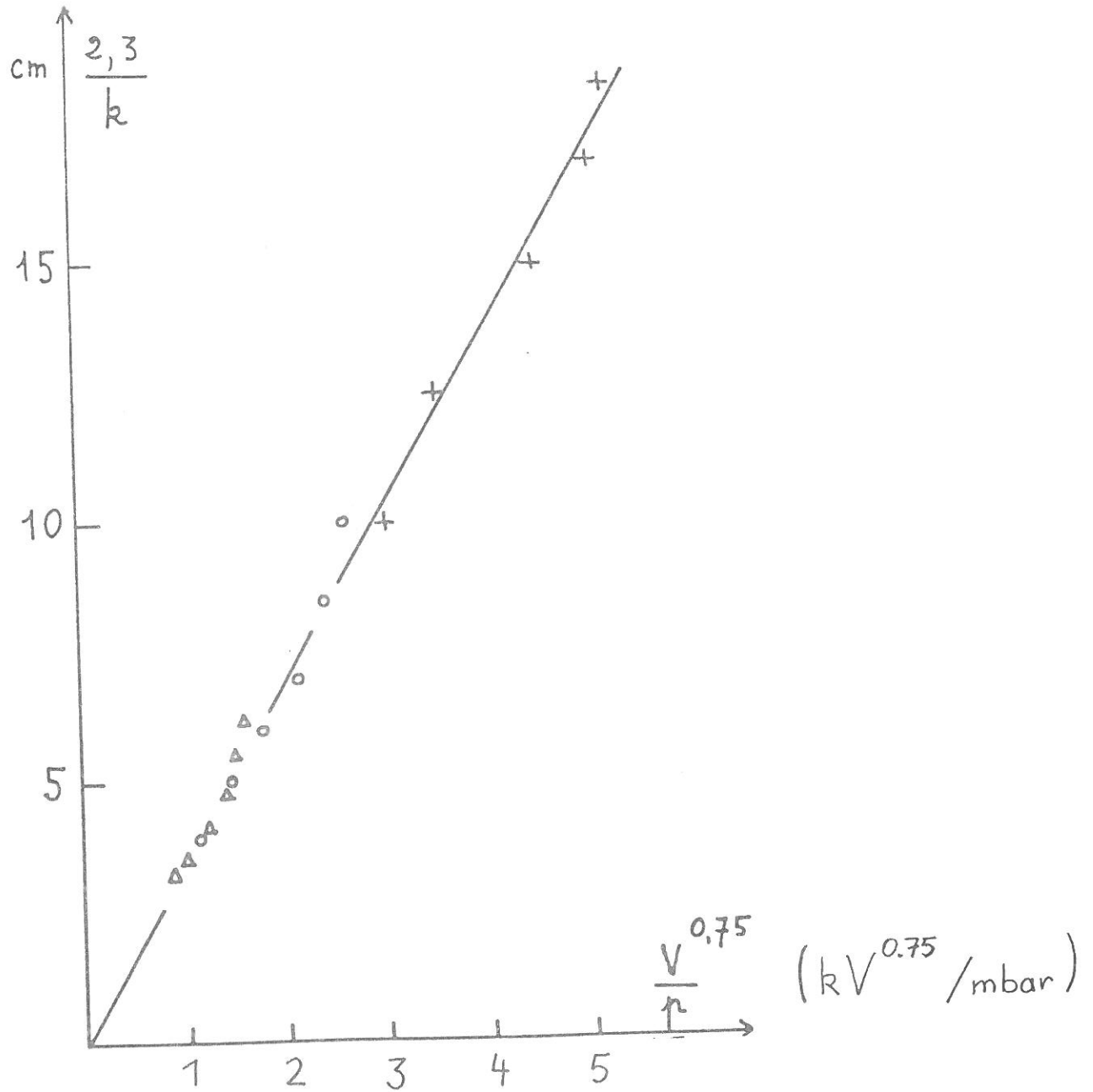


Figure 12b : Variation du coefficient de décroissance de  $I_\lambda$  le long de l'axe en fonction des paramètres de la décharge

+ 0,4 mb ; o 0,6 mb ; Δ 1 mb

| HeI $\lambda(\text{\AA})$ | transition   | seuil (eV) | intensité relative | énergie du max. de section eff. (eV) |
|---------------------------|--------------|------------|--------------------|--------------------------------------|
| 3512.5                    | $12^3D-2^3P$ | 24.48      | 1.1                |                                      |
| 3530.4                    | $11^3D-2^3P$ | 24.47      | 3                  |                                      |
| 3554.4                    | $10^3D-2^3P$ | 24.45      | 5                  |                                      |
| 3587.3                    | $9^3D-2^3P$  | 24.42      | 25                 |                                      |
| 3634.2                    | $8^3D-2^3P$  | 24.37      | 15                 |                                      |
| 3705.0                    | $7^3D-2^3P$  | 24.31      | 37                 |                                      |
| 3819.7                    | $6^3D-2^3P$  | 24.21      | 110                | 34                                   |
| 4026.2                    | $5^3D-2^3P$  | 24.01      | 400                |                                      |
| 3563.0                    | $10^3S-2^3P$ | 24.43      | 0                  |                                      |
| 3599.3                    | $9^3S-2^3P$  | 24.41      | 1.5                |                                      |
| 3652.0                    | $8^3S-2^3P$  | 24.36      | 2                  |                                      |
| 3732.8                    | $7^3S-2^3P$  | 24.28      | 5                  |                                      |
| 3867.5                    | $6^3S-2^3P$  | 24.16      | 12                 |                                      |
| 4120.9                    | $5^3S-2^3P$  | 23.97      | 57                 | 30                                   |

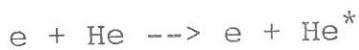
|        |              |       |     |      |
|--------|--------------|-------|-----|------|
| 3833.7 | $10^1D-2^1P$ | 24.45 | 2   |      |
| 3871.8 | $9^1D-2^1P$  | 24.42 | 3   |      |
| 3926.5 | $8^1D-2^1P$  | 24.37 | 8   |      |
| 4009.3 | $7^1D-2^1P$  | 24.31 | 19  |      |
| 4143.8 | $6^1D-2^1P$  | 24.21 | 51  |      |
| 4387.9 | $5^1D-2^1P$  | 24.04 | 155 | 74   |
| 3258.3 | $9^1P-2^1S$  | 24.42 | 2   |      |
| 3296.8 | $8^1P-2^1S$  | 24.37 | 3   |      |
| 3354.5 | $7^1P-2^1S$  | 24.31 | 5   |      |
| 3447.6 | $6^1P-2^1S$  | 24.21 | 17  |      |
| 3613.6 | $5^1P-2^1S$  | 24.04 | 48  | >100 |

| HeII $\lambda(\text{\AA})$ | transition | seuil/<br>niveau fond. | intensité relative |
|----------------------------|------------|------------------------|--------------------|
| 3203.14                    | 5-3        | 52.23                  | $\geq 15$          |
| 4685.8                     | 4-3        | 51.00                  | $\geq 40$          |
| 5411.6                     | 7-4        | 53.31                  | $\geq 3$           |

**Tableau III:** Quelques raies du spectre d'émission de la décharge de CSU dans He (les séries retenues sont celles comportant des raies à seuil d'excitation élevé)

explication possible de cette dépendance est que la population des niveaux de départ se fait à partir du niveau fondamental de l'ion; le taux de production est alors proportionnel au carré de la densité électronique, et celle-ci croît de façon générale avec la pression.

Le spectre de l'atome contient toutes les raies répertoriées dans la référence [22]. Quelques unes d'entre elles ont été reportées dans le tableau III. Comme l'ensemble monochromateur/photomultiplicateur n'a pas été calibré, les intensités indiquées sont relatives et ne permettent pas la comparaison entre des domaines très éloignés du spectre; l'unité arbitraire choisie est telle que l'intensité soit égale au rapport signal/bruit. Les seuils d'excitation indiqués sont les valeurs minimales de l'énergie de l'électron incident dans la réaction produisant le niveau excité à partir du fondamental:



Cependant, le peuplement des niveaux de départ peut aussi avoir lieu à partir d'un atome métastable ou résulter d'une cascade radiative. Par ailleurs, la section efficace électronique de cette réaction peut présenter un maximum pour une énergie de l'électron incident bien supérieure, comme indiqué pour le niveau  $5^1D$  dont l'énergie est d'environ 24 eV et le maximum de section efficace est à 74 eV. Ceci illustre l'incertitude liée aux conclusions qu'on peut tirer de ces mesures sur la population électronique.

## 5. PROCESSUS D'EMISSION SECONDAIRE.

Les caractéristiques du faisceau d'électrons sont déterminées par celles de la gaine cathodique où il est créé. Bien qu'ils ne soient en fait pas indépendants quant à leur influence sur le régime de décharge, les phénomènes décrivant la région cathodique se rassemblent en deux groupes: celui des mécanismes d'émission secondaire, ou émission d'électrons par la cathode, illustré par le "deuxième coefficient de Townsend", et l'amplification du courant électronique à la traversée de la gaine, qui résulte en un "premier coefficient de Townsend". Lorsque la décharge fonctionne, les paramètres de la gaine - épaisseur, champ électrique, densités de courant ionique et électronique - se fixent à des valeurs qui satisfont la condition d'autoentretien de la décharge; celle-ci peut s'énoncer de la manière suivante: un électron émis par la cathode donne lieu, après un certain nombre d'événements, à un processus correspondant à l'émission d'un nouvel électron. La

description autocohérente de la gaine, qui doit rendre compte de processus très nombreux et, pour certains, mal connus, est un problème complexe; il n'existe pas, à notre connaissance, un tel modèle valable pour une composition de gaz quelconque, à plusieurs dimensions d'espace et dans le domaine très anormal. Cependant, de nombreux cas peuvent être décrits par le célèbre modèle analytique monodimensionnel de von Engel [5], pour les décharges faiblement anormales dans lesquelles la photoémission est le mécanisme dominant d'émission cathodique; mentionnons également le récent modèle numérique de Boeuf [33] décrivant des décharges anormales en deux dimensions. L'une des données qui fait le plus défaut lors de l'élaboration d'un tel modèle est le coefficient d'émission secondaire de la cathode. C'est pourquoi il apparaît intéressant de décrire les différents phénomènes d'émission cathodique, afin, en particulier, de mettre en évidence la spécificité des cathodes oxydées.

#### 5a. Cathode métallique.

Dans ce qui suit nous supposons que la surface de la cathode est en métal (Al ou molybdène) et non oxydée, ce qui exclut la présence d'oxygène dans le gaz.

L'émission secondaire résulte alors de l'impact d'un projectile qui peut être un ion, un neutre rapide ou un photon. Le coefficient d'émission secondaire ( $\gamma_i$ ,  $\gamma_n$  ou  $\gamma_p$ ) est le nombre d'électrons émis respectivement par ion, un neutre ou un photon incident; c'est une fonction du métal de la cathode, de son état de surface, de la nature du projectile et de son énergie. La fig.13 montre à titre d'exemple quelques uns de ces coefficients tirés de la littérature.

Ces données sont à manipuler avec précaution. En effet, les coefficients dépendent très fortement de l'état de surface de la cathode et, d'autre part, ils n'ont de sens que s'ils sont reproductibles. Par conséquent, leur détermination est toujours faite dans des circonstances conduisant à un état de surface de la cathode bien contrôlé: en vide poussé pour éviter toute pollution, (même une monocouche de gaz adsorbé sur la cathode en change l'émissivité), après une préparation de la cathode visant à en obtenir le dégazage (gaz absorbé) complet, et enfin dans des gammes d'énergie de projectile excluant toute possibilité de détérioration mécanique de la surface. Mêmes ces précautions peuvent n'être pas suffisantes: la façon même dont la cathode est découpée peut conduire à des taux variables de défauts de structure en surface, des particules provenant de l'outil de coupe peuvent rester incrustées à la surface du métal, et toutes

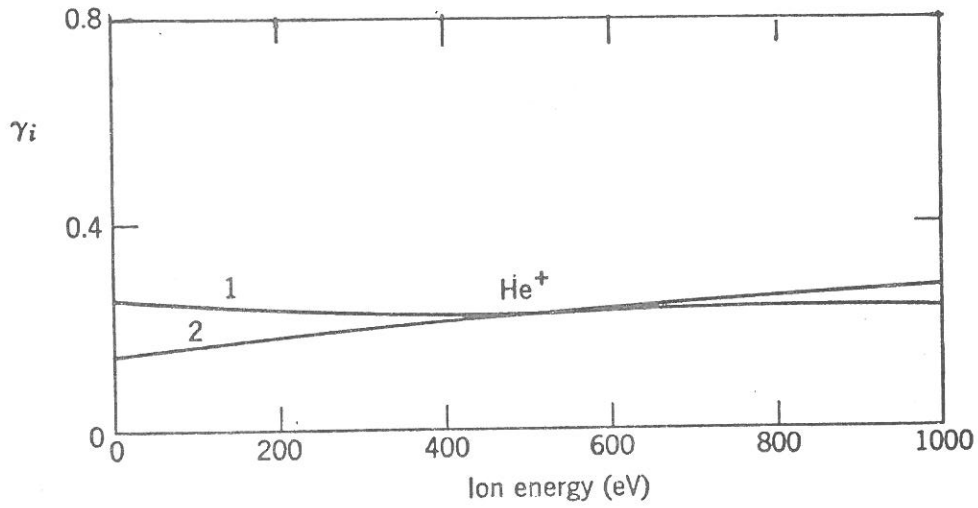


Figure 13 a Coefficient d'émission secondaire pour des ions d'hélium sur une surface de molybdène [23].

1. Molybdène atomiquement propre
2. Molybdène couvert d'une monocouche de gaz

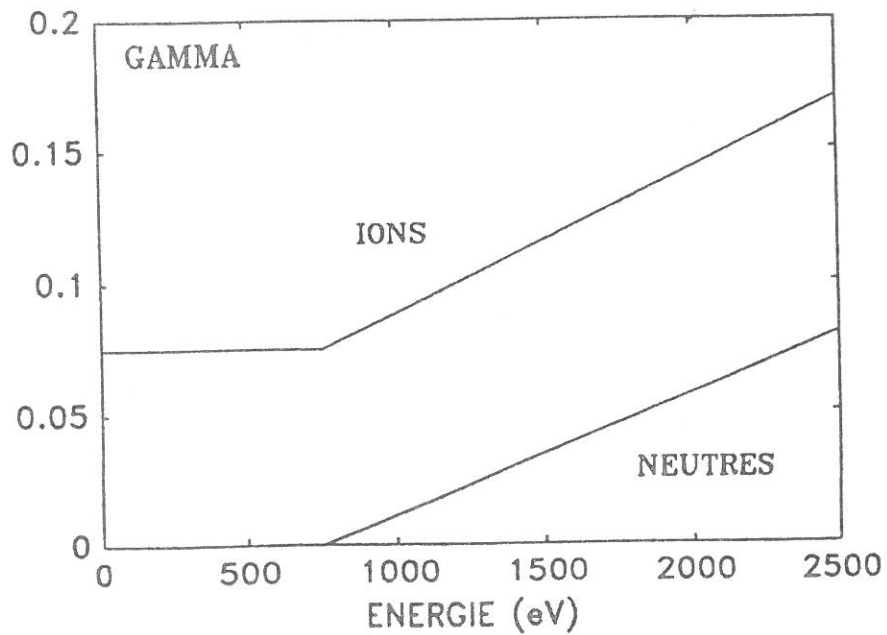


Figure 13 b Coefficient d'émission secondaire pour des ions et des atomes neutres d'argon sur une surface en molybdène [24].

1<sup>ère</sup> partie

ces circonstances influent sur l'émissivité de la cathode. On en obtient une illustration chaque fois que l'on allume la décharge: le temps d'établissement d'un régime stable tension-courant est de l'ordre de l'heure, ce qui dépasse très largement les variations d'origine thermique. Nous avons également observé dans la décharge CSU des oscillations autour du régime stable et de période 10 à 15 mn. De façon plus générale, il est clair que notre décharge ne reproduit jamais les conditions très strictes dans lesquels les coefficients d'émission secondaire ont été déterminés. Il résulte de cette remarque que les coefficients de la fig. 13 doivent être utilisés en tant qu'ordres de grandeur, et encore seulement dans des conditions expérimentales approchant celles qui ont servi à les mesurer.

A titre d'exemple nous allons détailler le mécanisme de l'émission secondaire provoquée par un ion lent, tel qu'il est décrit par Brown [23] (cf fig.14). En l'absence d'ion, les électrons sont confinés dans la bande de conduction du métal; à 0 K, la barrière de potentiel est le travail de sortie du métal (4.2 eV pour Al et 4.4 pour Mo), elle est égale à la différence entre le niveau du vide et le niveau de Fermi. L'approche de l'ion provoque une modification du potentiel confinant les électrons dans le métal. D'une part, la barrière de potentiel est abaissée, et d'autre part elle n'a plus qu'une épaisseur finie. Un électron est finalement capté par l'ion par effet tunnel à travers cette barrière de potentiel, et ce phénomène est d'autant plus probable qu'il est résonnant, c'est à dire qu'il y a égalité entre l'énergie d'un niveau de l'atome excité et celle de l'état initial de l'électron dans le métal; l'ion est ainsi neutralisé. L'énergie rendue disponible par la désexcitation de l'atome est alors utilisée pour extraire un second électron du métal et lui conférer une certaine énergie cinétique:

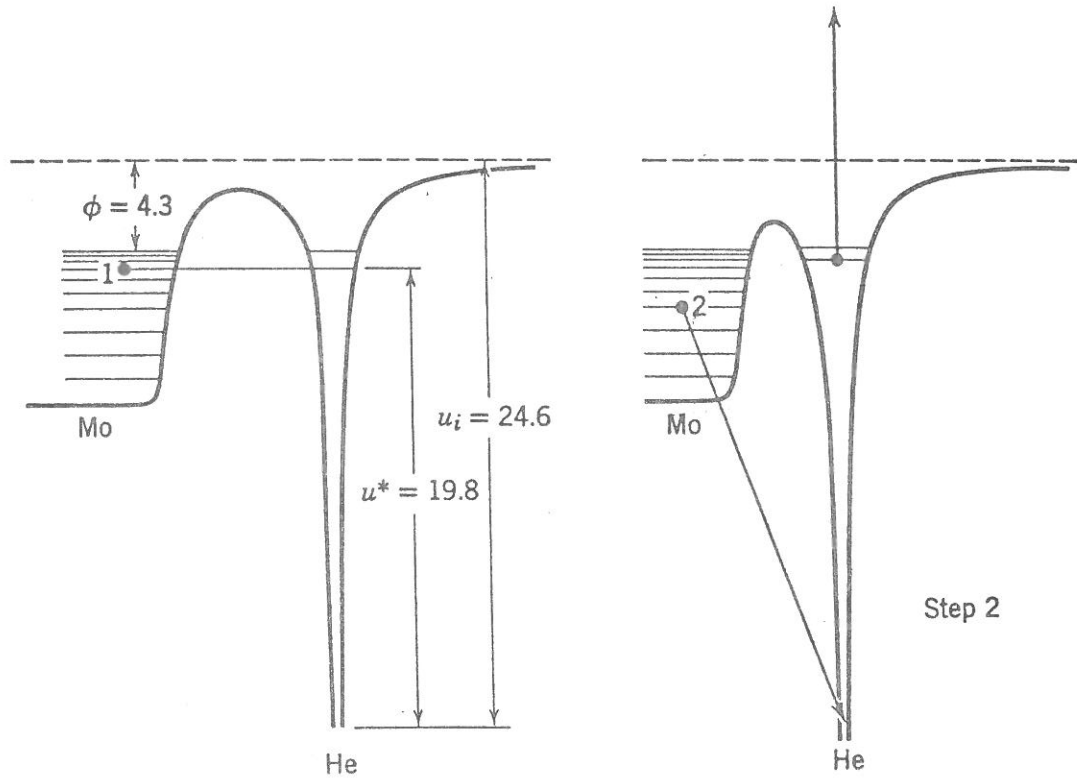
$$W_{cin} = W_{ion} - 2 \varphi ,$$

où  $W_{ion}$  est l'énergie interne de l'ion et  $\varphi$  le travail de sortie.

La distribution en énergie des électrons secondaires émis par du molybdène bombardé par  $He^+$  est représentée fig.15.

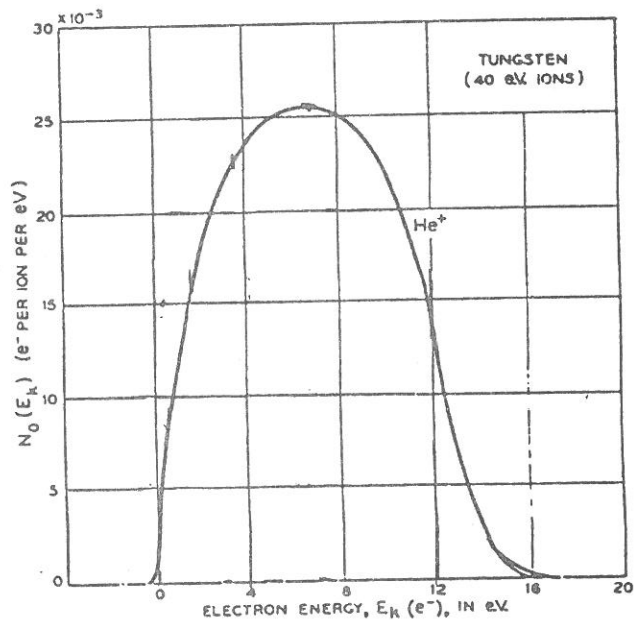
Ceci appelle quelques remarques:

-l'énergie utilisée dans le mécanisme d'émission est l'énergie interne de l'ion et non son énergie cinétique. Ainsi, les métastables de l'hélium ayant 20 eV d'énergie d'excitation sont eux aussi des agents d'émission secondaire.



**Figure 14** : Diagrammes de potentiel montrant l'effet de l'arrivée d'un ion  $\text{He}^+$  sur du molybdène (d'après [23]).

**Figure 15** : Distribution en énergie des électrons émis par du tungstène bombardé par un ion  $\text{He}^+$  de 40 eV. (d'après [25])





1<sup>ère</sup> partie

-on voit que l'énergie cinétique maximale avec laquelle l'électron est émis dépend du travail de sortie du matériau de la cathode, de l'énergie interne du projectile et du nombre d'étapes dans le mécanisme d'émission. Ces données étant disponibles pour de nombreux éléments.

-la partie active de la cathode est constituée des quelques couches les plus proches de la surface, ce qui rejoint les observations qualitatives faites plus haut sur l'influence de l'état de surface.

-l'augmentation de température de la cathode a pour effet de diminuer l'énergie nécessaire pour extraire des électrons du métal, donc de faciliter l'effet tunnel, ce qui augmente l'émission secondaire (théorie "Richardson-Schottky").

-nous avons décrit l'émission en supposant a priori qu'elle se produisait. En fait, il y a une probabilité assez faible pour qu'elle ait lieu, ce que reflète la valeur assez basse du coefficient d'émission (Fig 13). L'ion incident peut en effet soit être réfléchi par la surface sans être neutralisé, soit être neutralisé et se désexciter radiativement.

-la dépendance du coefficient d'émission secondaire par rapport à l'énergie cinétique du projectile est liée au temps de résidence de ce projectile dans le voisinage de la surface.

-cette théorie n'explique pas le mécanisme d'émission secondaire due à l'énergie cinétique des neutres rapides; le coefficient associé à cet effet devient important à des énergies de projectile de l'ordre du keV, ce qui n'est pas le cas ici.

On sait que l'émission secondaire sous l'effet des photons, ou effet photoélectrique, a une efficacité nulle en dessous du seuil et décroissante au-dessus (cf par exemple [25]). Par conséquent, seule une étroite bande spectrale autour de l'énergie correspondant au travail de sortie est efficace. Or, dans la décharge d'hélium avec une cathode de molybdène ( $\phi = 4$  eV), peu de raies sont émises dans la bande efficace ( $\lambda \leq 3000$  Å); on peut donc raisonnablement supposer que la photoémission n'est pas le mécanisme prépondérant.

De même, comme le montre la fig 13b, l'effet des neutres est faible, comparé à celui des ions. L'émission secondaire est donc, dans la décharge CSU, dominée par l'effet des ions et le courant électronique à la cathode est:

$$I_{e0} = \gamma_i I_{i0}$$

Pour la décharge He/Al ou He/Mo, nous retenons, à titre d'ordre de grandeur:

$$\gamma_i = 0.1$$

### 5b. Cathode oxydée.

Lorsque le gaz contient de l'oxygène et que le métal de la cathode peut s'allier à l'oxygène pour former un oxyde stable, les processus d'émission secondaire sont déterminés par cette couche d'oxyde recouvrant la cathode. C'est le cas avec l'aluminium (oxyde  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) et le magnésium (oxyde  $\text{MgO}$ ). L'expérience montre que de telles cathodes ont un très fort rendement en électrons; Rocca et al. [3] mesurent ainsi des "coefficients d'émission secondaire" de cathodes d'aluminium ou de magnésium oxydés, dix fois supérieurs à ceux des métaux purs.

Remarquons que l'aluminium est naturellement oxydé au contact de l'air; par conséquent, lorsqu'on allume une décharge avec cathode en aluminium, on est toujours dans le cas décrit dans le présent paragraphe. Si l'on désire travailler avec une cathode aluminium pur dans de l'hélium, il faut commencer par enlever la couche d'oxyde par pulvérisation cathodique en utilisant de hautes tensions de décharge. Dans le cas où le gaz contient de l'oxygène, il s'établit un régime stationnaire de pulvérisation-oxydation avec une épaisseur de couche d'oxyde constante (mais fonction des paramètres tension, courant et pression de la décharge); la décharge, à la mise en marche, atteint le régime stationnaire en un temps assez bref, de l'ordre de la minute. C'est le cas dans la décharge d'Orsay; le régime ainsi atteint est particulièrement stable, il ne présente pas les fluctuations lentes observées dans la décharge He/Al. Dans la décharge CSU, la présence d'oxygène en faible quantité dans le gaz est un choix délibéré dans certaines expériences, dans le but d'obtenir cette couche d'oxyde qui améliore l'émissivité de la cathode.

Une couche d'oxyde étant isolante dans des conditions "normales", elle ne peut émettre des électrons de façon continue conformément aux processus envisagés précédemment. Pour expliquer l'émissivité des cathodes oxydées froides, il faut donc invoquer un autre phénomène; celui-ci est appelé effet Malter dans les décharges depuis sa mise en évidence par Malter en 1927 [27], et effet de champ dans le cas du claquage haute tension des diélectriques.

Le principe de l'effet Malter est le suivant. Les ions en provenance de la décharge et attirés par le potentiel négatif de la cathode viennent s'accumuler sur la couche d'oxyde. Une importante charge surfacique se développe ainsi de part et

1<sup>ère</sup> partie

d'autre de cette couche, résultant en un très fort champ électrique dans la couche si elle est assez fine. Au delà d'une valeur seuil pour ce champ électrique, des électrons peuvent être extraits du métal et traverser la couche d'oxyde, c'est l'émission par effet de champ. Ils peuvent alors neutraliser des ions à la surface de la cathode ou être émis dans la gaine cathodique, constituant ainsi l'émission secondaire de la cathode.

En pratique un équilibre s'établit pour la densité surfacique d'ions sur la couche d'oxyde, ce qui signifie que le courant d'ions en provenance de la décharge est égal au taux de neutralisation de ces ions par les électrons émis.

Il ne faut pas interpréter l'émission de champ comme l'émission d'un paquet d'électrons lors de la chute d'un ion sur la cathode, comme dans le paragraphe précédent; l'émission résulte dans le cas présent du champ électrique créé par la charge surfacique, qui est elle-même plus ou moins découplée de l'arrivée de chaque ion.

Cependant, l'analyse plus détaillée de l'émission par effet de champ proprement dite (cf paragraphe suivant) montre que des électrons s'accumulent dans l'oxyde à l'interface oxyde-plasma. En condition de décharge, ces électrons sont disponibles pour les mécanismes d'émission secondaire "classiques" décrits au paragraphe précédent. Ainsi, l'effet Malter est la superposition de l'effet de champ et de l'émission secondaire par impact de projectile.

Les caractéristiques tension-courant dans une décharge He/Al présentées au paragraphe 2c montrent le changement énorme dû à la présence de l'oxygène. Bien sûr, il est possible que l'oxygène joue un rôle important dans le plasma et pas seulement dans l'émission cathodique; cependant des résultats semblables ont été obtenus en hélium pur avec une cathode contenant des inclusions d'oxyde (mélange  $Al_2O_3$ - Mo) [3], ce qui montre le rôle déterminant de l'émission cathodique.

La complexité des phénomènes qui interviennent fait que l'effet Malter est très difficile à modéliser quantitativement, d'autant plus que la structure de la couche d'oxyde est inconnue et probablement très hétérogène (elle résulte d'une cinétique de pulvérisation-oxydation).

On peut cependant obtenir des informations qualitatives intéressantes par l'étude de l'effet de champ proprement dit, qui est très étudié dans le domaine du claquage des matériaux sous l'effet d'un fort champ électrique [26].

5c. Emission d'électrons par effet de champ.

L'émission d'un métal dans le vide par effet de champ s'explique simplement par l'effet tunnel (fig 16). L'énergie potentielle d'un électron dans le vide est une fonction linéaire de la distance, la pente de la droite étant proportionnelle à l'intensité du champ électrique. Lorsque ce champ est assez fort, la probabilité pour un électron du métal de franchir la barrière de potentiel (travail de sortie) par effet tunnel devient grande. La densité de courant émis par ce processus suit la loi de Fowler-Nordheim:

$$j \approx \frac{F^2}{\phi} e^{-\frac{\phi^{3/2}}{|F|}} \psi(\phi, F) \quad , \quad \psi \approx 1$$

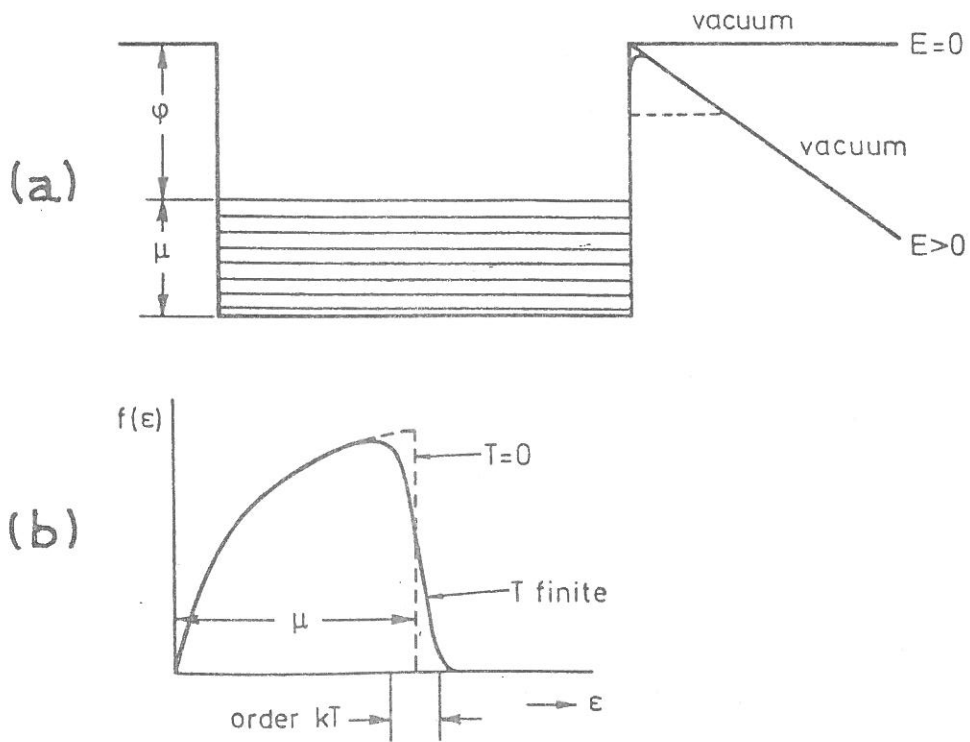
où  $E$  est l'intensité du champ électrique et  $\phi$  est le travail de sortie. Le courant émis atteint des valeurs détectables pour un champ électrique de seuil d'environ  $10^9$  V/m, dans le cas d'un métal dont le travail de sortie est d'environ 4 eV, ce qui n'est jamais atteint dans nos décharges; ce seuil est cependant malheureusement trop faible pour les concepteurs des accélérateurs de particules.

Dans les situations courantes, le champ seuil observé est presque toujours inférieur ou égal à  $10^7$  V/m, et le courant émis suit la loi indiquée si l'on remplace  $F$  par:

$$F_1 = \beta F$$

où  $\beta$ , appelé coefficient d'augmentation du champ, vaut entre 10 et 1000. Bien que l'effet de pointe sur les aspérités de la surface du métal ait pu être invoqué, des expériences montrent que la seule explication possible est que les inévitables inclusions d'oxydes et de particules isolantes dans le métal jouent un rôle essentiel dans l'amplification de ce champ au niveau de la surface. Alors la description du mécanisme d'émission est beaucoup plus délicate.

Pour décrire l'émission à travers une couche d'oxyde, nous suivrons les grandes lignes de l'analyse de Halbritter [28]; celle-ci est fondée sur des observations faites par de nombreuses équipes (cf par exemple [29]) à l'aide de moyens variés d'analyse des surfaces; précisons que les avis des spécialistes sur ce sujet sont parfois très divergents.



**Figure 16** : (d'après [26] )

(a) Diagramme d'énergie potentielle des électrons à l'interface métal-vide

(b) Distribution en énergie des électrons dans le métal.

1<sup>ère</sup> partie

Les étapes du processus sont résumées sur la figure 17. La polarisation de la couche d'oxyde conduit à une déformation du profil de champ électrique. C'est un processus qui s'auto amplifie jusqu'à sa relaxation. Celle-ci survient sous l'effet de l'émission d'un électron par le métal provoquant une avalanche dans la couche d'oxyde. Lors de l'avalanche, certains électrons sont suffisamment chauds ( de l'ordre de 1 eV) pour occuper la bande de conduction de l'oxyde, et, par conséquent, ils y perdent peu d'énergie. Parmi ces derniers, certains passent la barrière de potentiel en sortie et sont ainsi émis.

Ce mécanisme explique différentes caractéristiques de l'effet de champ observées par les auteurs:

-l'émission est pulsée, déclenchée de manière stochastique par le passage d'un électron du métal dans l'oxyde;

-chaque avalanche résulte en l'émission d'un paquet d'électrons; la durée de l'impulsion est typiquement de 1 ns;

-l'intervalle de temps entre les déclenchements varie dans une très grande plage, de 1  $\mu$ s à 100 ms;

-le libre parcours moyen des électrons dans la bande de conduction de l'oxyde est de l'ordre de 3 nm; par conséquent l'augmentation de l'épaisseur de cette couche au-delà de quelques 10 nm n'améliore en rien l'émission de champ, elle ne fait qu'augmenter la différence de potentiel nécessaire pour obtenir cette émission. Ce fait concorde avec l'observation d'émission de champ dans notre décharge avec sur la cathode aluminium uniquement la couche d'oxyde natif.

-l'émission par effet de champ peut avoir lieu en des sites petits et disséminés à la surface du métal, par exemple des inclusions d'impuretés isolantes. Dans le cas de notre décharge, il n'est pas du tout nécessaire d'avoir une couche d'oxyde uniforme, elle peut même ne recouvrir qu'une partie de la surface.

-les électrons sont émis de l'oxyde avec une énergie faible; la largeur de leur distribution en énergie à la sortie de l'oxyde est de l'ordre de la différence de potentiel entre les deux faces de la couche d'oxyde.

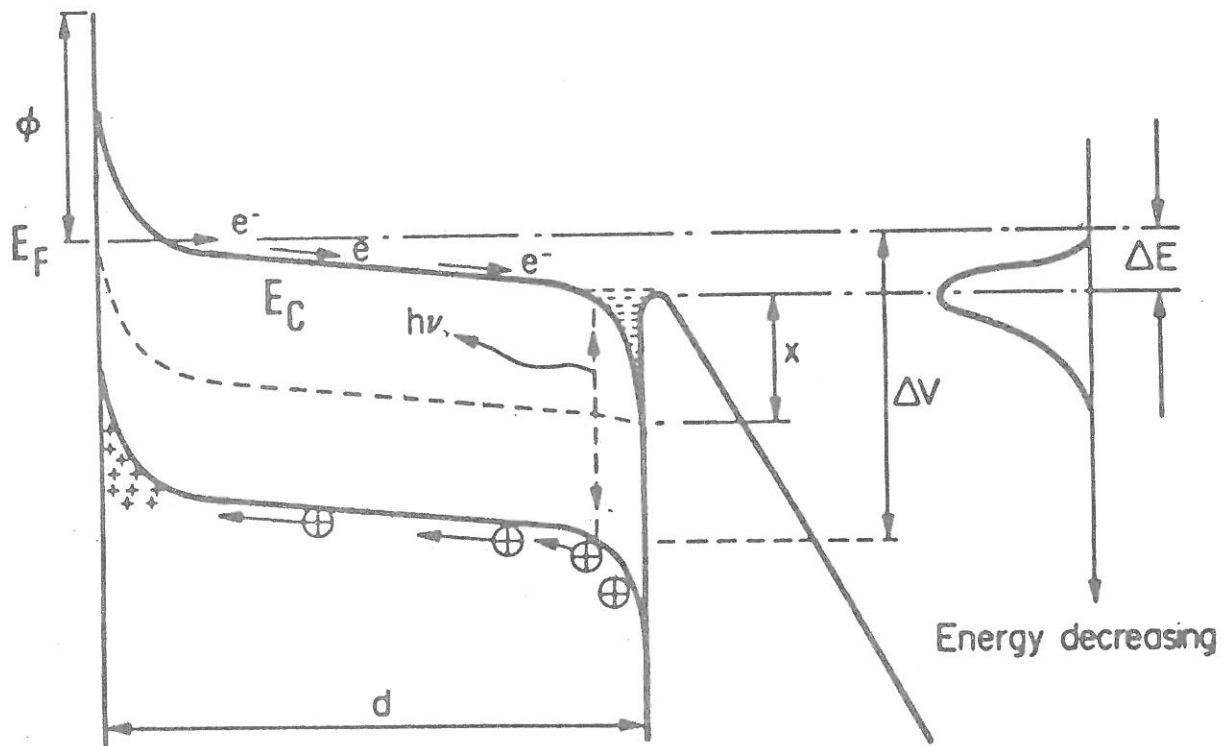


Figure 17 : Diagramme des niveaux d'énergie dans le métal, l'oxyde et le vide sous l'influence d'un champ électrique externe, et énergie des électrons émis (d'après [28] )



## 6. BRUIT.

### 6a. Description.

Les mesures de nature électrique ou électromagnétique qui font l'objet des parties suivantes ont été l'occasion de mettre en évidence le bruit électrique de la décharge. Il n'est pas question ici des fluctuations lentes de la tension ou du courant de la décharge - d'origine thermique ou liées à un mauvais filtrage de la fréquence réseau -, ni du captage très efficace des ondes radio par l'antenne que constitue le plasma, mais d'un bruit ayant des composantes dans un large spectre de fréquence et qui peut parfois brouiller totalement les signaux électriques des mesures.

La description qui suit résulte d'observations faites sur le plasma d'Orsay, dans l'oxygène pur avec une cathode en aluminium. Nous avons affiché à l'oscilloscope la tension aux bornes d'une résistance en série avec la décharge, ainsi que la tension d'une sonde électrostatique placée dans le plasma et reliée à la masse par des impédances variables. Les fig.18a et 18b montre que de brusques pointes transitoires de tension se superposent à la tension continue de la décharge; l'intervalle de temps entre deux pointes successives est variable. On voit sur les fig.18c et 18d que l'évolution temporelle du signal dépend du circuit de mesure. La seule caractéristique du signal indépendante de la façon dont le signal est observé est l'instant initial, ou déclenchement.

Le signal observé sur la sonde, tel qu'il est représenté sur la fig 18c peut être assez bien approximé par une exponentielle de constante de temps  $\tau$  :

$$P(t) = Y(t) e^{-t/\tau} , \quad Y(t) : \text{fonction échelon}$$

L'oscilloscope ne permet de mesurer qu'une valeur par excès du front de montée, d'environ 10 V/ns. La relaxation qui suit se fait en plusieurs étapes de différentes constantes de temps, qui sont respectivement de l'ordre de:

$$\tau_1 = 20 \text{ ns} , \quad \tau_2 = 1 \text{ } \mu\text{s} , \quad \text{et} \quad \tau_3 = 100 \text{ } \mu\text{s}$$

Une interprétation possible de ce signal est qu'une charge négative d'environ  $10^9$  électrons arrive à l'instant du déclenchement sur un circuit de type filtre passif R, C, de constante de temps  $\tau = RC$ . De même, le signal représenté

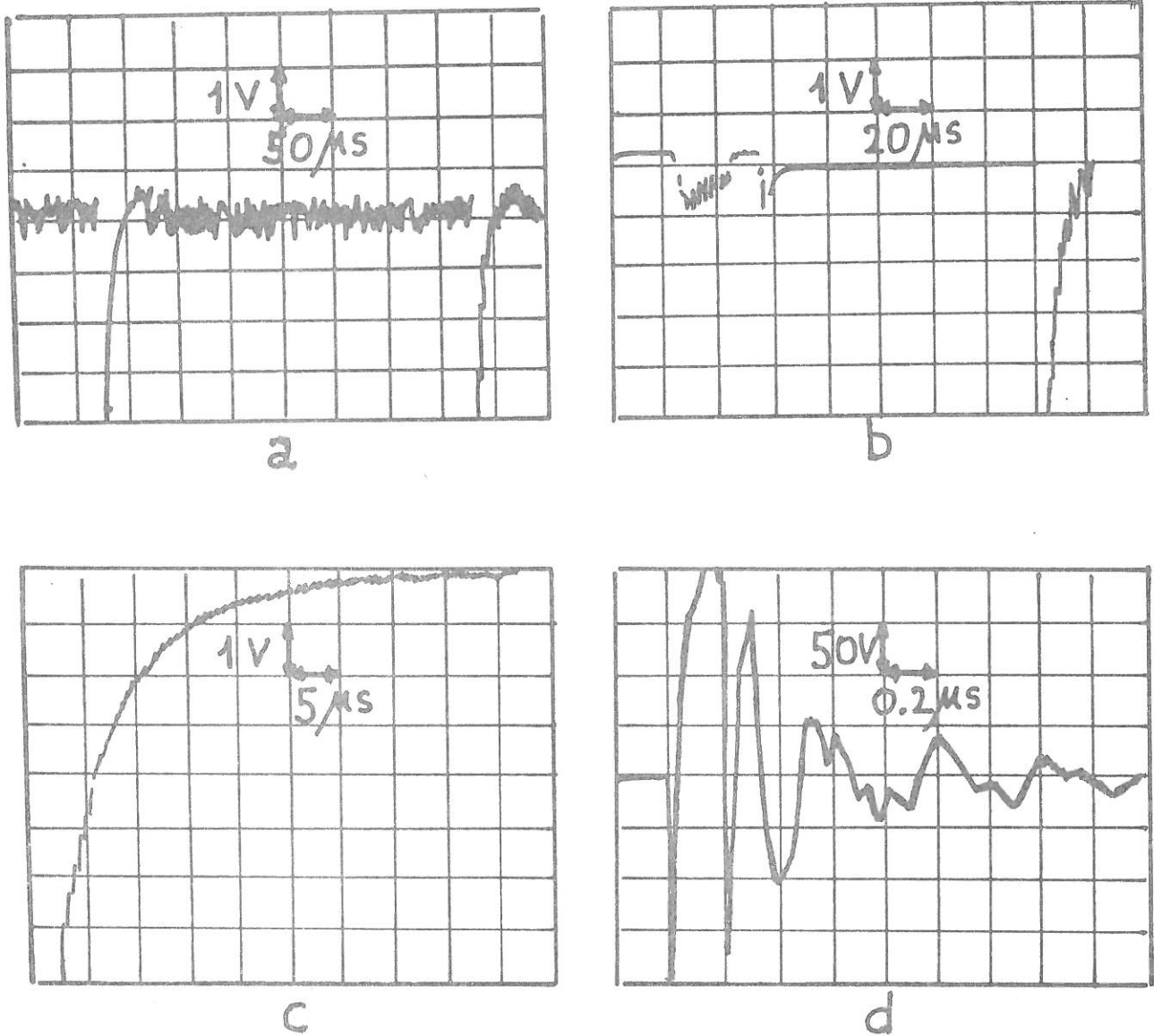


Figure 18 : Bruit de la décharge

d : bruit observé sur le courant de décharge  
a, b, c : bruit observé sur le courant d'une sonde électrostatique placée dans la décharge

$p = 0.15 \text{ m bars}$ ,  $I = 35 \text{ mA}$  (a,c)

$p = 0.15 \text{ m bars}$ ,  $I = 60 \text{ mA}$  (b,d)

1<sup>ère</sup> partie

fig.18d correspond au même phénomène avec un circuit plus compliqué. (Cette explication convient mal pour décrire la constante de temps très faible observée au début du signal, car il s'agit alors d'un phénomène à variation temporelle trop rapide pour une description en termes de circuits). Cependant, l'origine de la charge électrique responsable de la pointe de tension reste inexpliquée.

L'intervalle de temps entre deux pointes successives a été mesuré pour une centaine d'événements, et ceci pour plusieurs conditions de décharge. Des valeurs typiques de la moyenne et de l'écart-type sont par exemple:

$$\begin{array}{l} I = 15 \text{ mA} : \quad \bar{T} = 6.9 \text{ ms} \quad , \quad \sigma = 3.9 \text{ ms} \\ I = 70 \text{ mA} : \quad \bar{T} = 2.0 \text{ ms} \quad , \quad \sigma = 0.7 \text{ ms} \end{array}$$

L'écart-type est un peu trop élevé pour qu'on puisse parler d'un phénomène périodique, surtout dans le premier cas; il ne s'agit pas non plus d'un phénomène de Poisson car l'écart-type est différent de la moyenne. Ainsi que l'indiquent ces deux valeurs, l'intervalle de temps moyen diminue quand le courant de décharge augmente. Les valeurs extrêmes observées dans nos conditions de décharge vont de 0.05 ms (fort courant de décharge) à 10 ms (faible courant).

6b. Filtrage du bruit.

Le spectre de fréquence de ce bruit peut être estimé par celui d'un phénomène périodique de période T, où T est l'intervalle moyen mesuré plus haut, et dont un motif est constituée d'une exponentielle décroissante comme celle de la fig.18c.

Le spectre obtenu est représenté fig.19. Le motif représentant une seule pointe de tension, noté P(t), a pour transformée de Fourier la fonction  $\mathcal{F}_P(\omega)$ . A forte puissance de décharge, le bruit est une superposition S(t) de pointes de tensions du type de P(t) survenant à des instants  $T_i$ . Le spectre de fréquence est alors:

$$\mathcal{F}_S(\omega) = \left( \sum_i P_i e^{-\omega T_i} \right) \mathcal{F}_P(\omega)$$

Si l'on effectue une mesure électrique du plasma sur une échelle de temps grande devant l'intervalle entre deux pointes successives, alors les instants  $T_i$  apparaissent comme répartis de façon assez uniforme dans le temps, et la conséquence sur le spectre de bruit est que leur spectres individuels s'ajoutent globalement. Formellement, ceci est strictement valable pour la

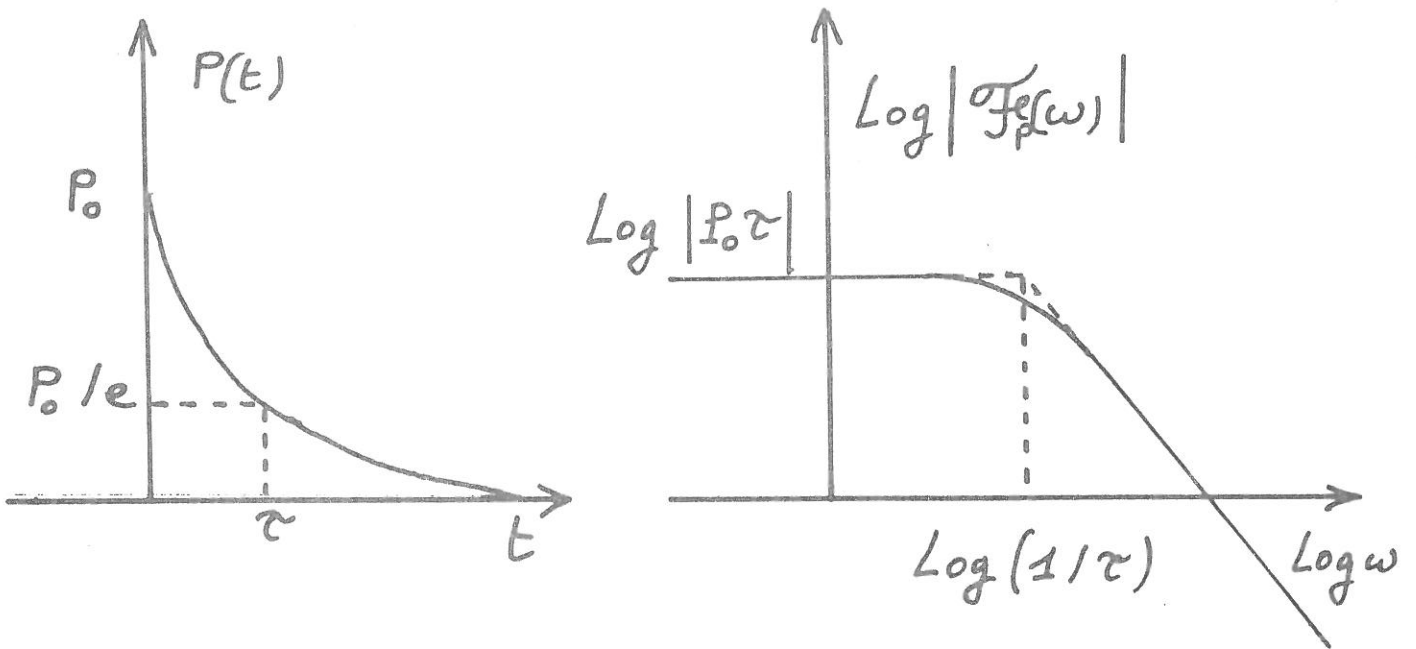


Figure 19a : Motif élémentaire du bruit et sa transformée de Fourier

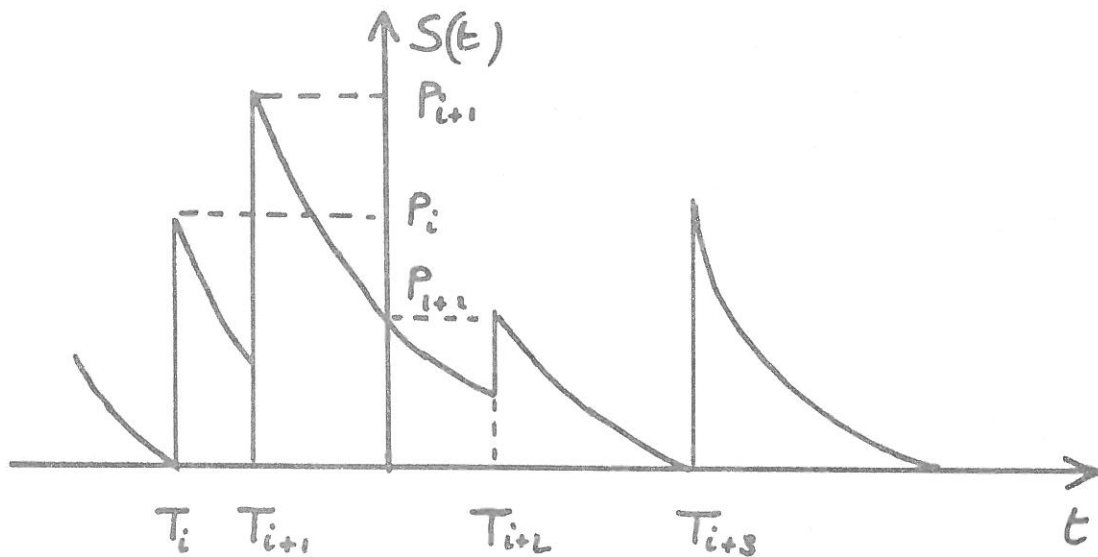


Figure 19b : Bruit à forte puissance de décharge

composante continue,  $\omega = 0$ , de  $\mathcal{F}_S(\omega)$ . Ainsi,  $S(t)$  provoque une dérive de la tension continue; toutes les pointes ayant quasiment la même amplitude, la valeur de cette dérive est:

$$\Delta V = P_0 \frac{\tau}{T}$$

où  $T$  est l'intervalle moyen entre deux pointes.

L'observation des pointes avec le maximum de résolution temporelle permise par l'oscilloscope révèle que la constante de temps en début de relaxation est de l'ordre de 20 ns. Il en résulte que le spectre de bruit s'étend de façon uniforme jusqu'à environ 100 MHz.

Compte-tenu de ce large spectre, il est quasiment hors de question de s'affranchir de l'effet de ce bruit avec un filtre analogique sélectif en fréquence; en effet, d'une part les filtres opérant jusqu'à 100 MHz sont rares, d'autre part le signal que l'on mesure, et qui doit pouvoir traverser le filtre sans atténuation, est situé dans une région du spectre où il y a nécessairement du bruit, qui par conséquent n'est pas filtré non plus.

Les différences entre un signal de mesure et le bruit se situent dans l'amplitude et la situation dans le temps. On peut tirer parti de cette observation en ne faisant la mesure qu'au cours de la relaxation d'une pointe, le plus tard possible au cours de cette relaxation avant que la pointe suivante ne survienne. C'est le principe qui a été adopté dans les mesures de champ électrique présentées dans la 3<sup>ème</sup> partie.

### 6c. Origine.

La décharge CSU, qui a fonctionné dans différents gaz avec différentes cathodes, a permis de mieux caractériser ce bruit par rapport aux paramètres de la décharge et d'en mieux cerner l'origine. Il en ressort que la présence d'oxygène dans la décharge est tout à fait déterminante.

La détection de bruit par le brouillage d'un appareil de mesure électrique sensible à la haute fréquence (oscilloscope, voltmètre numérique), lorsqu'il est proche du plasma, ou de son circuit d'alimentation, coïncide temporellement avec l'observation visuelle d'étincelles à la surface de la cathode. Une corrélation est très nette, lorsque le phénomène est assez rare pour être individualisé, entre chaque étincelle et le signal à l'oscilloscope décrit au §6a.

1<sup>ère</sup> partie

*-Décharges sans oxygène.*

Les décharges sans oxygène (ni dans la phase gazeuse, ni sous forme d'oxyde recouvrant la cathode), qui ont été utilisées au cours de l'étude, étaient des décharges d'hélium pur avec une cathode en aluminium, magnésium ou molybdène. Dans ces décharges, Les étincelles sont localisées en des endroits précis de la surface de la cathode. Après l'observation d'étincelles, ces endroits sont toujours identifiables par la présence d'impuretés, révélées par une couleur non métallique et parfois une épaisseur visible à l'oeil nu; de plus, la fréquence des étincelles varie très nettement dans le même sens que le nombre des impuretés.

La zone sensible est essentiellement la périphérie de la cathode lorsque celle-ci présente un angle de coupe, et cela nous a amenés à toujours arrondir les angles. Cependant, l'effet a aussi été observé en des zones ne présentant pas de défaut évident du type rayure ou autre. A l'inverse, il n'a pas été observé avec une grande amplitude dans le cas de cathodes aluminium, molybdène et Mg dont la rugosité de surface était devenue importante après une pulvérisation intensive par des ions hélium énergétiques, mais dont la surface n'était pas contaminée par des impuretés.

Par conséquent le phénomène est à relier à la présence, sur la surface de la cathode, d'une espèce chimique étrangère, et non pas à des défauts mécaniques de surface. Les étincelles sont probablement des manifestations macroscopiques du claquage des isolants, ou émission par effet de champ à travers une couche isolante tel que le mécanisme a été décrit au paragraphe précédent. Le fait que les défauts mécaniques soient des zones sensibles est dû à l'effet de pointe qui augmente localement l'intensité du champ électrique, rendant l'émission de champ plus probable.

Les cathodes utilisées étant faites de métaux de pureté ordinaire, il n'est pas surprenant que de microscopiques inclusions isolantes soient présentes et que le phénomène puisse y prendre naissance. Cependant, le mécanisme provoquant l'évolution de la taille de ces impuretés jusqu'à l'échelle macroscopique n'est pas clair.

*-Décharges avec oxygène.*

La décharge d'Orsay présente, du point de vue du bruit, un comportement semblable à celle de CSU lorsque celle-là fonctionne avec une cathode aluminium et de l'oxygène en phase gazeuse; la cathode est alors toujours recouverte d'une couche

1ère partie

d'oxyde; nous avons également pu fonctionner à CSU avec de l'hélium pur et une cathode oxydée (et qui le reste tant que la tension n'est pas trop élevée).

Le bruit décrit au paragraphe précédent est alors plus fréquent et plus intense, ce qui va dans le sens de l'interprétation qui en a été donnée en termes de présence d'isolants sur la cathode. L'intensité et le taux moyen d'apparition des pics observés à l'oscilloscope sont des fonctions croissantes de la tension et du courant de décharge. Ils sont en général peu fréquents sur une cathode récemment polie, voire complètement absents à basse tension, et il semble que leur taux d'apparition augmente dans le temps avec le vieillissement de la cathode, ce qui tend à prouver qu'ils provoquent une modification irréversible de l'état de surface et qu'un mauvais état de surface les favorise.

Nous n'avons aucune donnée relative à une décharge d'oxygène fonctionnant avec une cathode non oxydée (en or ou en platine, par exemple); par conséquent il n'est pas possible ici d'indiquer la contribution spécifique du plasma d'oxygène au bruit, par rapport à celle de l'émission cathodique. Cependant la nette ressemblance à l'oscillo entre le bruit et les impulsions de Trichel [30] [31] [32] laisse penser qu'ils peuvent avoir une origine commune, à savoir les instabilités dues aux phénomènes d'attachement-détachement des gaz électronégatifs en champ électrique intense; ceci pourrait être confirmé ou infirmé en travaillant dans un gaz électronégatif inerte vis-à-vis de la cathode en aluminium.

Il en ressort que les mesures électriques sont rendues très difficiles dans une décharge contenant de l'oxygène, au-delà d'une certaine puissance d'alimentation, et qu'elles nécessitent un traitement de filtrage en-dessous de ce seuil de puissance. Nous verrons dans la 3<sup>ème</sup> partie comment ce filtrage est effectué.

## 7.CONCLUSION.

Ce survol de quelques aspects de la décharge à faisceau d'électrons montre que beaucoup de points restent à éclaircir. Nous avons choisi la mesure de la densité d'électrons dans la décharge d'Orsay et la mesure du champ électrique dans celle de CSU, pour des raisons qui apparaîtront au cours de l'exposé.



|   |
|---|
| <p><b>Partie II:<br/>MESURES DE CARACTERISTIQUES<br/>ELECTRONIQUES DU PLASMA.</b></p> |
|---|

## INTRODUCTION.

Les mesures de sonde dans des plasmas d'oxygène présentent des difficultés, d'une part à cause de la forte réactivité de ceux-ci qui oblige à employer des métaux précieux, et d'autre part à cause de la complexité liée à la présence d'ions négatifs en quantité importante. Dans le cas du plasma créé par faisceau d'électrons, il s'y ajoute la nécessité de s'affranchir du bombardement par le faisceau, qui représente un courant constant mais provoque aussi de l'émission secondaire avec une efficacité variable suivant la polarisation de la sonde.

Les mesures de densité électronique par cavité, elles, sont tout simplement inapplicables dans un plasma dont la densité attendue est de l'ordre de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  et dont le rayon est de 3 cm: le plasma aurait en effet le même diamètre que la cavité.

Enfin, les mesures d'interférométrie ou d'élargissement Stark sont insensibles à des densités si faibles.

Nous avons donc été amenés à mettre en oeuvre un diagnostic moins connu, et sa mise au point s'est finalement avérée être toute une étude en soi. Cette partie décrit le diagnostic dans une perspective plus générale que le cadre de notre expérience, et son application à notre décharge.

Ce diagnostic est fondé sur la mesure de la conductivité du plasma dans le domaine radio-fréquence (autour de 20 MHz). Il n'est pas résolu spatialement: il moyenne la densité électronique sur la section du tube de plasma et sur une longueur d'environ 7 cm. Il a cependant l'avantage d'être non perturbateur, insensible à la composition chimique du plasma puisqu'il est externe, et enfin il permet de mesurer la densité électronique dans une gamme inhabituelle:

$$10^9 \text{ cm}^{-3} < n_e < 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3} ,$$

avec une fréquence de collisions électron-neutres pour le transfert de quantité de mouvement:

$$10^7 \text{ Hz} < \nu < 10^8 \text{ Hz} .$$

Le plan adopté est le suivant. Nous décrivons d'abord le principe de la méthode afin de dégager les ordres de grandeur des variables principales. Ensuite, nous en présentons la mise en oeuvre et le dispositif que nous avons réalisé. Puis nous étudions en détail le calcul du champ électromagnétique en géométrie bidimensionnelle, le fonctionnement de notre dispositif de mesure et celui d'autres systèmes relevés dans la littérature, et enfin les résultats des mesures que nous avons effectuées.

## A. PRINCIPE DU DIAGNOSTIC.

### 1. Mesure de conductivité.

Il s'agit de mesurer la conductivité  $\sigma$  du plasma à une fréquence  $\omega/2\pi$ , qui s'écrit:

$$\sigma = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\nu + i\omega} \quad \omega_p^2 = \frac{n_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (1)$$

où  $\omega_p$  est la pulsation plasma électronique,  $n_e$  est la densité électronique du plasma et  $\nu$  est la fréquence de collisions électrons-neutres pour le transfert de quantité de mouvement, que nous désignerons par la suite simplement par "fréquence de collisions". Nous discuterons de la validité de cette formule au §B.II.2.

La détermination de cette conductivité se fait par la mesure de l'impédance d'une bobine (réduite éventuellement à une simple spire) placée autour du tube de plasma. Le courant  $\mathcal{J}$  parcourant la bobine crée un champ électromagnétique dont la structure dépend aussi des courants induits dans le plasma. Le flux de ce champ à travers la bobine est relié à la d.d.p. à ses bornes par:

$$\mathcal{V} = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

ce qui détermine l'impédance  $Z = \mathcal{V}/\mathcal{J}$  de la bobine.

Le choix de la fréquence de travail permet d'avoir une sensibilité à différents paramètres du plasma.

En basse fréquence,  $\sigma$  est réelle:

$$\sigma = \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\nu}$$

Le solénoïde voit sa résistance augmenter par l'effet des pertes Joule dans le plasma.

En haute fréquence,  $\sigma$  est imaginaire pure:

$$\sigma = -i \frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\omega}$$

et c'est l'inductance du solénoïde qui varie en fonction d'un effet d'inductance mutuelle.

(Notons que la fréquence  $\omega/2\pi$  est telle que la densité de courant de conduction  $\vec{j}$  induite dans le plasma par un champ électrique  $\vec{E}$ ,  $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ , est grande devant la densité de courant de déplacement  $\epsilon_0 d\vec{E}/dt$ ; c'est pourquoi nous parlons de la conductivité du plasma plutôt que de sa permittivité diélectrique).

La relation entre  $\sigma$  et l'impédance du solénoïde est établie au moyen d'un calcul dont la complexité peut être assez grande dans le cas général. C'est pourquoi les méthodes que nous avons relevées dans la littérature ont chacune une particularité destinée à faciliter ce calcul; elles seront présentées au §E.

*Remarque sur le cadre de l'étude.*

Dans tout ce qui suit, la longueur d'onde  $\lambda = 2\pi c/\omega$  est telle que:

$$R_e \leq 0.1 \lambda, \text{ soit } R_e \omega / c \leq 0.6, \quad (3)$$

où  $R_e$  est le rayon de la plus petite sphère pouvant contenir la bobine de mesure, et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans notre expérience qui utilise une bobine plate de rayon  $R_b$ ,  $R_e = R_b = 3 \text{ cm}$  et  $\lambda \geq \lambda(50 \text{ MHz}) = 6 \text{ m}$ , donc cette condition est très largement remplie.

Ceci signifie que la phase du champ électromagnétique est sensiblement la même en tout point de la boule limitée par la sphère de rayon  $R_e$ ; cela revient aussi à dire que le champ électromagnétique se propage à vitesse infinie. A chaque instant, ce champ peut alors être déterminé par la théorie des champs lentement variables. La variation temporelle du champ est bien sûr nécessaire pour décrire les courants induits dans le plasma,

mais à chaque instant le champ magnétique est semblable au champ magnétostatique créé par la distribution instantanée de courants dans l'espace (bobine + plasma).

Cette comparaison n'est plus valable si l'on s'éloigne de la bobine d'une distance  $d$  comparable à la longueur d'onde  $\lambda$ , à l'extérieur de la sphère de rayon  $R_e$ ; alors apparaissent des effets de propagation d'ondes.

Ceci est illustré dans notre situation expérimentale par des mesures du champ magnétique sur l'axe de la spire (voir §D.I.2).

Du point de vue des équations de Maxwell, ceci signifie que le courant de déplacement  $\epsilon_0 d\mathcal{E}/dt$  est petit; sa prise en compte conduit à une correction faible du champ magnétique en tout point.

La sphère de rayon  $R_e$  joue un rôle important par rapport au reste de l'espace dans le problème présent. En effet l'inductance de la bobine, que nous voulons calculer, mesure l'énergie stockée dans le champ électromagnétique; or cette énergie, dont la densité par unité de volume est:

$$\frac{dW_{ind}}{d\tau} = \frac{1}{2} (\epsilon \mathcal{E}^2 + \mu \mathcal{H}^2)$$

est essentiellement associée au champ électromagnétique dans le voisinage de la bobine, là où il est le plus intense.

Pour des valeurs  $\lambda$  de l'ordre du rayon  $R_e$ , ce qui est hors du cadre de cette étude, apparaîtraient des phénomènes de résonance liés à des modes propres de type cavité dont l'étude requiert une maîtrise des conditions aux limites incompatibles avec les dispositifs expérimentaux que nous envisageons.

## 2. Modèle unidimensionnel.

Le modèle simple qui suit a été décrit par Tanaca et al.[34]. Les simplifications extrêmes qui sont faites ont l'avantage, si elles ne permettent pas la mise en oeuvre du diagnostic dans notre situation, de présenter les variables qui interviennent et de mettre en évidence leurs ordres de grandeur.

### 2.a. Dispositif.

Le dispositif décrit par ce modèle simple est représenté fig.20. On voit immédiatement qu'il y a un paradoxe avec la remarque faite plus haut: dans ce modèle, relatif à un solénoïde infini, la longueur d'onde ne peut être supérieure à la dimension

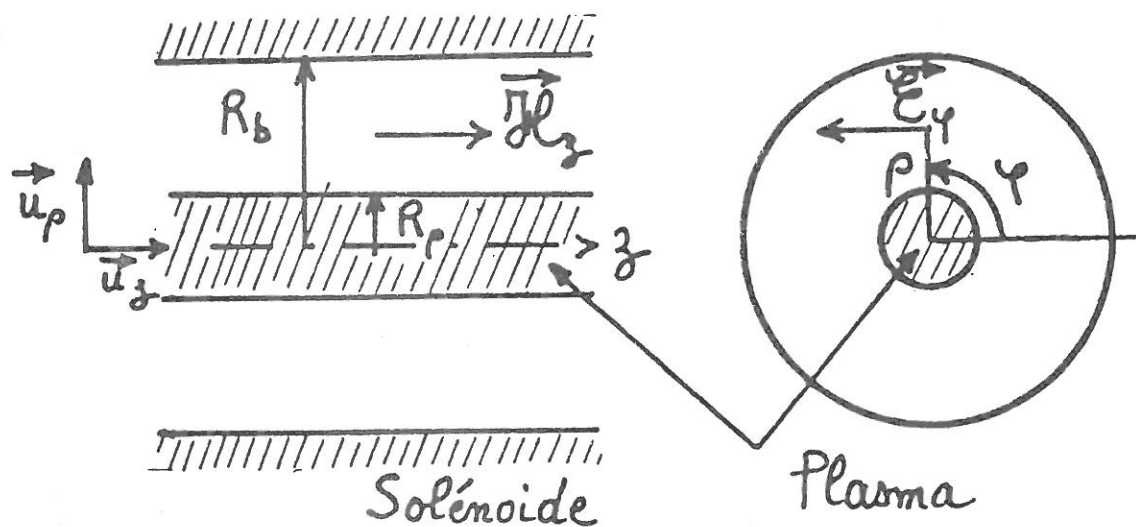


Figure 20: Représentation du dispositif de Tanaca et Hagi [34]

de la bobine que si elle est infinie, c'est à dire à fréquence nulle. En fait, il suffit que la longueur d'onde soit très supérieure à la longueur du solénoïde, elle-même grande devant son rayon, pour permettre d'aboutir à un résultat d'ordre de grandeur correct.

L'inductance  $L$  de la bobine est écrite  $\Phi / \mathcal{I}$ , où  $\Phi$  est le flux magnétique traversant la bobine lorsqu'un courant  $\mathcal{I}$  la parcourt; mathématiquement, cette inductance peut en fait comporter une partie imaginaire, qui représente alors la partie résistive de l'impédance de la bobine:

$$Z = R_s + i L_r \omega \quad (4)$$

$$\Leftrightarrow \frac{Z}{i\omega} = L = L_r + iL_i \quad , \text{ en posant } L_i = -\frac{R_s}{\omega}$$

Ce flux total est la somme d'un flux magnétique traversant le tube à décharge:  $\Phi_p$  avec plasma et  $\Phi_o$  sans plasma, et d'un flux  $\Phi_e$  à l'extérieur du tube mais à l'intérieur de la bobine.

Le modèle simple fait l'hypothèse que  $\Phi_e$  ne dépend pas du plasma; cette approximation est d'autant mieux vérifiée que la fréquence  $\omega/2\pi$  est basse et la distance bobine-plasma  $R_b - R_p$  est grande.

La variation d'inductance due au plasma est alors:

$$\frac{\Delta L}{L} = K \left( 1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_o} \right) \quad (5)$$

où  $K$  est une constante géométrique:

$$K = \frac{\Phi_o}{\Phi_e + \Phi_o}$$

qui dans notre cas vaut environ 0.25 (cf §D.I.2).

Le modèle simple suppose une dépendance des champs selon la coordonnée cylindrique  $r$  seulement; c'est l'approximation du solénoïde long. Les auteurs du modèle ont estimé qu'il suffisait d'effectuer une calibration du dispositif de mesure pour compenser l'effet de cette approximation dans le calcul. En fait cette calibration s'avère incompatible avec la précision que nous cherchons à obtenir dans cette mesure, et c'est pourquoi le calcul du §II. est nécessaire.

2.b. Calcul des champs.

Le calcul des champs et du flux est fait à l'aide des équations de Maxwell et des équations de continuité des champs à l'interface plasma-air. On suppose, dans le modèle simple seulement, que la valeur du champ magnétique à l'interface plasma-vide est liée au courant dans la bobine mais ne dépend pas de l'éventuelle présence du plasma (cf §B.II.1.b.b).

\* En l'absence de plasma:

L'équation d'onde portant sur le champ magnétique auxiliaire dans l'espace intérieur à la bobine est:

$$\vec{\Delta} \vec{\mathcal{H}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{H}}}{\partial t^2} = 0 \quad (6)$$

qui s'écrit, en remplaçant  $\vec{\mathcal{H}}$  par:

$$\vec{\mathcal{H}} = \vec{H} e^{i\omega t} + \vec{H}^* e^{-i\omega t}, \quad (7)$$

et compte-tenu des approximations du modèle simple:

$$\frac{d^2 H}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dH}{dx} + \vec{H} = 0 \quad (8)$$

$$\text{où } x = a \rho \text{ et } a = \omega / c. \quad (9)$$

Compte-tenu de la petitesse de  $x \leq \omega / c R_b$ , on peut négliger  $\vec{H}$ , terme représentant le courant de déplacement, dans (8). La résolution conduit alors à:

$$\vec{H}(\rho) = \vec{H}(R_b) \quad (10)$$

C'est le résultat classique du champ constant à l'intérieur d'un solénoïde.

Cependant, la résolution de (8) complète conduit à:

$$\vec{H}(\rho) = \vec{H}(R_b) \frac{J_0(x)}{J_0(x_b)} = \vec{H}(R_b) \left( 1 + \frac{(x_b^2 - x^2)}{4} \right) \quad (10 \text{ bis})$$

où  $J_0$  est la fonction de Bessel de première espèce. (Notons que les solutions doivent être finies sur l'axe, ce qui interdit l'emploi, dans (10), de la fonction Log, et dans (10bis), de la fonction de Bessel de deuxième espèce  $Y_0$ ).

Ainsi, la prise en compte du courant de déplacement, qui conduit à (10bis), entraîne une correction pour le champ sur l'axe de l'ordre de 40% si  $R_b/\lambda = 0.1$ , et de 0.2% si  $R_b/\lambda = 0.005$  (notre cas).



\* En présence de plasma.

Calculons le champ dans l'espace limité par le tube de plasma.

L'équation d'onde vérifiée par  $\vec{H}$  est cette fois:

$$\vec{\Delta} \vec{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} - \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0$$

qui s'écrit pour l'amplitude de l'onde  $e^{i\omega t}$ :

$$\frac{d^2 \vec{H}}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\vec{H}}{d\rho} + b^2 \vec{H} = 0 \quad (11)$$

$$\text{où } b^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - i\mu_0\sigma\omega \quad (12)$$

$$\text{En posant } \gamma^2 = -i\mu_0\sigma\omega, \quad a = \frac{\omega}{c} \quad (13)$$

$$(12) \text{ devient } b^2 = a^2 + \gamma^2 \quad (14)$$

La résolution de (11) est semblable à celle de (8), et on obtient:

$$H(\rho) = H(R_p) \frac{J_0(b\rho)}{J_0(bR_p)} \quad (15)$$

Les calculs des flux  $\Phi_0$  et  $\Phi_p$  sont semblables.

En utilisant la relation :

$$\int x J_0(x) dx = x J_1(x) \quad (16)$$

on montre facilement que:

$$\Phi_0 = 2\pi \mu_0 H(R_p) \frac{R_p}{a} \frac{J_1(aR_p)}{J_0(aR_p)}$$

Ce modèle simple fait l'hypothèse que  $H(R_p)$  ne dépend pas du plasma; par conséquent:

$$\boxed{\frac{\Phi_p}{\Phi_0} = \frac{a}{b} \frac{J_1(bR_p)}{J_0(bR_p)} \frac{J_0(aR_p)}{J_1(aR_p)}} \quad (17)$$

### 2.c. Ordres de grandeur.

Du fait que  $aR_p$  est petit, on peut simplifier (17) en utilisant les développements:

$$J_0(x) = 1 - x^2/4 + o(x) x^2 \quad (18)$$

$$\text{et } J_1(x) = x/2 (1 - x^2/8) + o(x) x^3 \quad (19)$$

$$\text{Ainsi, si } |b R_p| \ll 1 : \boxed{1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_0} \approx -\gamma^2 \frac{R_p^2}{8}} \quad (20)$$

2ème partie

et la variation relative de flux est donc proportionnelle à la conductivité du plasma.

Si  $|b R_p| \gg 1$ , alors  $|\gamma^2| \gg a^2$  et  $1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_0} \approx -\frac{J_2(\gamma R_p)}{J_0(\gamma R_p)}$

soit  $1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_0} = 1 - 2/x + 1/x^2$ , avec  $x = \gamma R_p$  (21)

Remarquons que :

$$|\gamma^2 R_p^2| = \frac{R_p^2 \omega_p^2}{c^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\omega^2}\right)^{1/2}} \quad (22)$$

Dans le cas où  $v \ll \omega$ ,

$$\delta = \left| \frac{1}{\gamma} \right| = \frac{c}{\omega_p} \quad (23)$$

est une "épaisseur de peau" présentée par le plasma à la pénétration du champ électromagnétique.

Dans le cas où  $v \gg \omega$ , cette épaisseur de peau devient:

$$\delta = \left| \frac{1}{\gamma} \right| = \frac{c}{\omega_p} \sqrt{\frac{v}{\omega}} \quad (24)$$

C'est d'ailleurs dans ce dernier cas que le plasma se conduit vraiment comme un conducteur métallique, car sa conductivité est alors réelle. Le premier cas ne se prête pas vraiment à l'analogie car la conductivité est imaginaire pure. On voit que l'effet des collisions électroniques est, pour une densité électronique donnée, de favoriser la pénétration du champ dans la plasma.

La gamme de conductivités de plasma qui peuvent être mesurées dépend du dispositif de mesure d'impédance employé. Le nôtre permet une lecture de variation absolue  $\Delta Z$  d'impédance de la bobine avec en général trois chiffres significatifs (précision relative de  $10^{-2}$  pour  $\Delta Z$ ) avec  $\Delta Z/Z \geq 10^{-4}$ . Pour avoir une précision de 10% sur  $\sigma$ , la variation relative de flux doit vérifier:

$$10^{-2} < 1 - \frac{\Phi_p}{\Phi_0} < 0.9 \quad (25)$$

A l'aide des formules (20), (21) et (25) auxquelles nous ajouterons:

$$\omega_p = 57000 n_e^{1/2} \text{ et } R_p = 1.5 \text{ cm}, \quad (26)$$

( $n_e$  exprimée en  $\text{cm}^{-3}$  et  $\omega_p$  en rad/s), nous pouvons déterminer la gamme de paramètres du plasma pour lesquels la mesure est possible:

-cas  $\nu \ll \omega$  :

$$2 \cdot 10^9 < n_e < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

-cas où  $\nu \gg \omega$  :

$$2 \cdot 10^9 < n_e \quad \omega / \nu < 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

Ainsi, lorsque la fréquence de collisions est élevée, le diagnostic est sensible à des plasmas plus denses. Il n'est alors sensible qu'au rapport  $n_e/\nu$  et ne permet pas directement la mesure de la densité si la fréquence de collisions est inconnue. Ceci est vrai pour tout diagnostic portant sur  $\sigma$ .

Comme l'indiquent les formules (20) et (21), on peut envisager de tester une autre gamme de densités de plasmas en changeant le rayon du tube, qui dans le cas présent vaut 1.5 cm. Cependant, comme nous le verrons au §C.I., un changement de dimensions du système ou de fréquence RF peut nécessiter de revoir complètement le dispositif de mesure utilisé; il s'agit alors d'une expérience n'ayant en pratique plus rien de commun avec celle que nous décrivons ici.

Il faut par ailleurs noter que lorsque  $\delta/R_p$  est très petit (plasma dense, épaisseur de peau faible devant le rayon du tube), le diagnostic sera complètement insensible à un éventuel gradient radial de densité et donnera une information sur le plasma uniquement à la périphérie du tube. Par contre, si  $\delta \gg R_p$ , l'information obtenue est une moyenne sur la section du tube, dont la fonction poids sera étudiée au §B.II.2.b.a.

Les principaux points faibles de ce modèle simple sont l'approximation monodimensionnelle, celle qui consiste à négliger la variation du flux dans l'espace entre la bobine et le tube en présence et en l'absence de plasma, et les conditions aux limites arbitraires et discutables à l'interface bobine/vide. Pour ce qui est de la mise en oeuvre, elle doit également tenir compte d'un effet capacitif inévitable qui apparaît entre le plasma et la bobine et que nous négligeons dans le calcul d'impédance.

La discussion qui précède n'a porté que sur les cas limites où  $\nu \ll \omega$  ou  $\nu \gg \omega$ . Dans l'expérience que nous rapportons au §D.II.,  $\nu$  et  $\omega$  sont en fait du même ordre, et  $\sigma$  est suffisamment faible pour que l'approximation conduisant à (20) soit valable; en fonction de  $\omega_p$  et  $\nu$ , (20) s'écrit:

2ème partie

$$1 - \frac{\Phi_P}{\Phi_0} = - \gamma^2 R_p^2 / 8$$

$$= \frac{1}{8} \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{1}{1 + \frac{v^2}{\omega^2}} \left( 1 + i \frac{v}{\omega} \right) R_p^2 \quad (29)$$

Ainsi, la partie inductive et la partie résistive de la variation d'impédance dépendent toutes deux des deux paramètres plasma que sont la densité et la fréquence de collisions électroniques.

### 3. Description de la procédure expérimentale.

#### 3.a. Schéma de principe.

Le dispositif complet utilisé pour faire cette mesure est représenté fig.21. La bobine entoure le plasma. La fréquence de l'oscillateur est lue sur un fréquencemètre Systron-Donner indiquant 8 chiffres au maximum. Le voltmètre numérique Keithley permet également la mesure de résistance des potentiomètres utilisés pour régler le gain de l'oscillateur. La bobine est fixée à un support coulissant monté sur un banc optique permettant de déplacer la bobine le long du plasma en maintenant avec précision leurs axes confondus.

Notons que le tube fendu situé entre la bobine et le plasma est destiné à prévenir un couplage de nature capacitive entre le plasma et la bobine. Bien que sa présence soit absolument indispensable, elle n'est pas prise en compte dans le calcul d'impédance de la bobine. Son rôle sera décrit dans le §II.1.b.b.

#### 3.b. Déroulement de la mesure.

L'impédance de la bobine à une fréquence  $f = \omega/2\pi$  s'écrit:

$$Z = R_S + i L_r \omega \quad (30)$$

En l'absence de plasma,  $R_S$  est négligée car très petite (cf B.II.1.a.c.). On note alors:  $L = L_r = L_0$ .

La détermination de la conductivité du plasma est faite à une fréquence telle que son comportement inductif soit dominant, mais les pertes Joule ne sont pas totalement négligeables pour autant. Par conséquent  $\sigma$  est un nombre complexe dont les deux parties, réelle et imaginaire, sont à mesurer, comme l'indique la formule (29).

La mesure d'inductance de la bobine est réalisée en faisant osciller sur sa fréquence de résonance un circuit composé de la bobine et d'une capacité C. La pulsation est alors donnée par

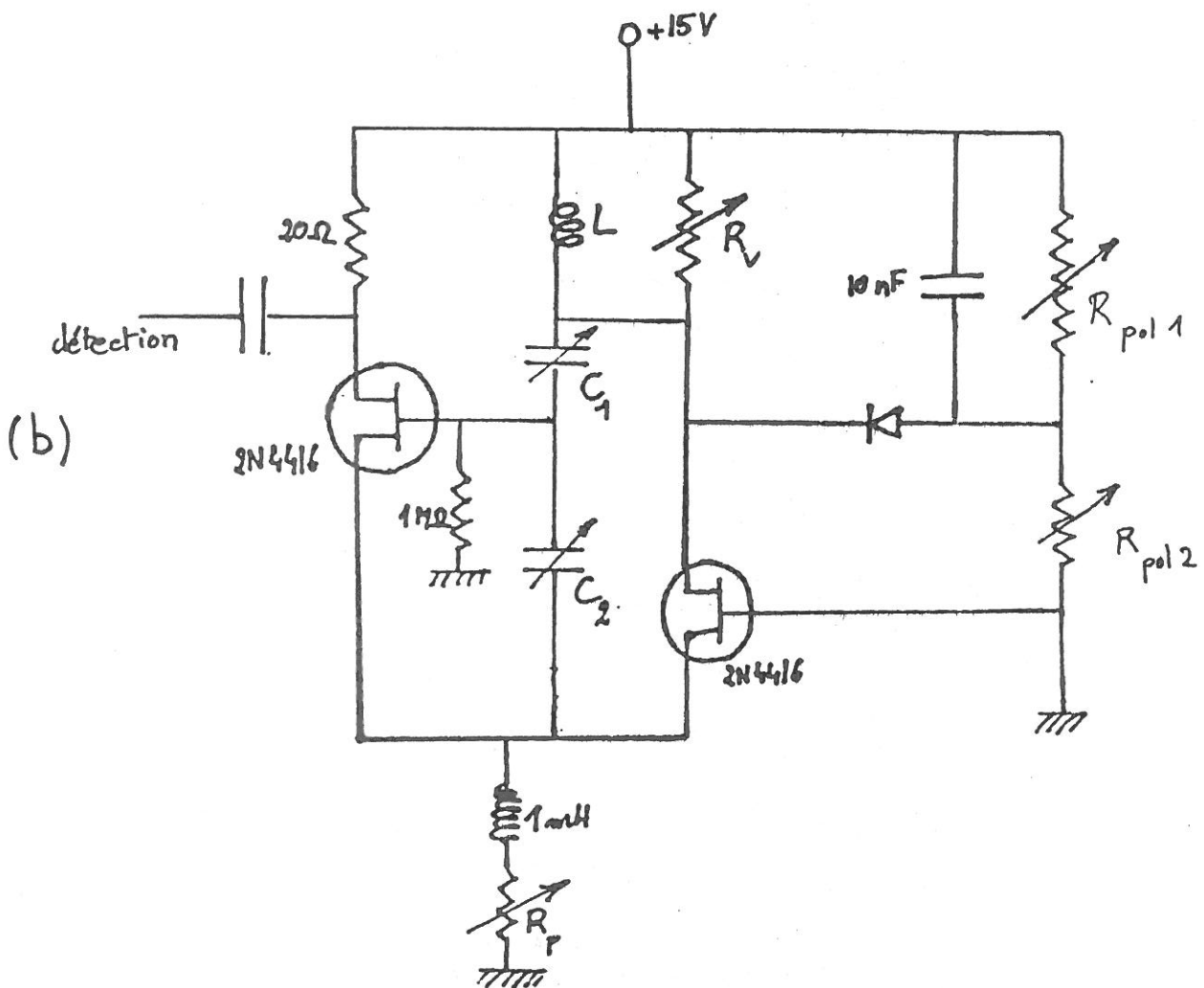
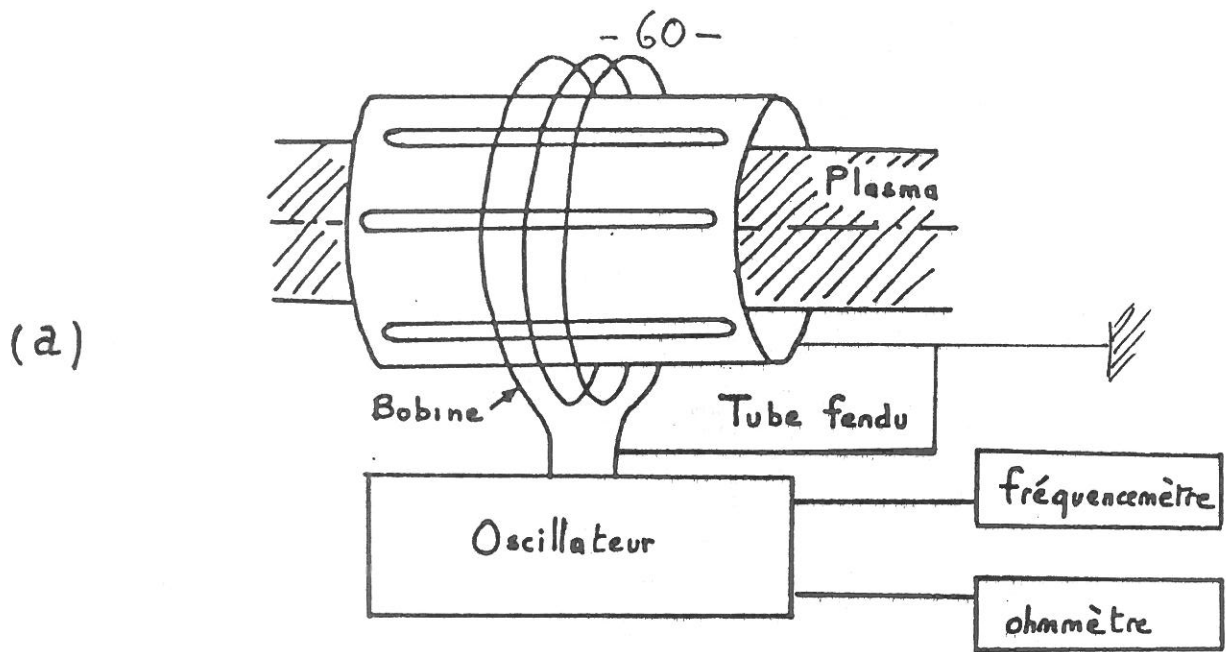


Figure 21:

Schéma du dispositif de mesure

(a) schéma d'ensemble

(b) détail de l'oscillateur (L est l'inductance de l'ensemble bobine + plasma)

la relation (cf §C.I.3):

$$L_r C \omega^2 = 1 \quad (31)$$

Tant qu'elles restent faibles, les variations d'inductance dues au plasma entraînent des variations de pulsation telles que:

$$\frac{L_{r1} - L_{r0}}{L_0} = \frac{\Delta L_r}{L} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta \omega}{\omega} \quad (32)$$

Si ces variations sont grandes, on utilise la relation plus générale:

$$\frac{\Delta L_r}{L} = \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2} - 1 \quad (33)$$

Une fréquence de mesure  $f_1$  est choisie au moyen des capacités variables  $C_1$  et  $C_2$ . Le plasma étant allumé, on règle le gain de l'oscillateur au moyen de la résistance variable  $R_v$  le plus près possible de la limite d'oscillation tout en veillant à ce que la fréquence reste stable. On note la fréquence  $f_1$ . On coupe alors le plasma et on note la fréquence  $f_0$  dite "fréquence à vide". La valeur réelle  $\Delta f/f (f_1)$  constitue une information sur la conductivité  $\sigma$  du plasma. Nous avons vu qu'elle est liée à la partie réelle de la variation d'impédance  $\Delta Z/Z$ , soit  $\Delta L_r/L_0$ , de la bobine (partie inductive), elle-même essentiellement due au comportement inductif du plasma (cf Eq.29).

La conductivité  $\sigma$  étant en fait un nombre complexe équivalent à la donnée de deux réels, il nous faut une deuxième information réelle. Deux méthodes sont envisageables. L'information peut être obtenue soit en changeant la fréquence  $f_1$  en une fréquence  $f_2$  à l'aide des capacités variables et en répétant l'opération qui vient d'être décrite, soit en mesurant la partie imaginaire de  $\Delta Z/Z$ , soit  $\Delta L_i/L_0$ , liée aux pertes ohmiques dans le plasma.

Pour cette deuxième solution, on procède comme suit. Une fréquence  $f$  étant choisie comme précédemment (elle peut d'ailleurs fort bien être la même), on mesure précisément la valeur de la résistance variable  $R_v$  correspondant à la limite d'accrochage de l'oscillateur. Deux mesures sont effectuées: en présence de plasma et en l'absence de plasma. Leur différence est la grandeur cherchée; en effet, la résistance série équivalente du circuit de l'oscillateur est reliée à la partie imaginaire de la variation  $\Delta Z/Z$  d'impédance de la bobine (partie résistive) par:

$$\text{Im} \left( \frac{R_s}{L_r \omega} \right) = -\frac{\Delta L_i}{L} = -\frac{L_i}{L}$$

L'ensemble des deux résultats réels indépendants permet de déterminer sans équivoque la conductivité complexe du plasma, en utilisant pour cela le calcul du champ électromagnétique qui a permis de les relier. De là, on obtient la densité électronique et la fréquence de collision électron-neutres qui apparaissent dans l'expression (1).

En pratique, la structure de la modélisation est telle que l'ordinateur calcule la variation complexe d'impédance  $\Delta Z/Z$  de la bobine comme résultant d'un ensemble de données comprenant une fréquence de travail et une conductivité de plasma. On répète ce calcul de façon à générer, pour chaque fréquence utilisée dans la mesure et pour chacun des deux types  $\text{Re}(\Delta Z/Z)$  ou  $\text{Im}(\Delta Z/Z)$  de grandeur mesurée, des tableaux bidimensionnels indiquant pour chaque couple de coordonnées:

$(n_e = \text{"densité plasma"} , \nu = \text{"fréquence de collision"}) ,$

balayant des gammes relativement larges, le résultat à attendre de la mesure.

Une valeur effectivement mesurée définit alors sur le tableau correspondant une courbe, lieu des points du tableau où elle apparaît. Ces points ont pour coordonnées les couples  $(n_e, \nu)$  de valeurs possibles pour les paramètres plasma. Les tableaux relatifs à différents résultats de mesures effectués sur un même plasma sont tous tracés avec les mêmes échelles pour les axes de coordonnées. Alors l'intersection de deux courbes résultant de ce que nous avons appelé des mesures indépendantes est réduite à un seul point, et nous obtenons ainsi simultanément les valeurs  $n_e$  et  $\nu$  du plasma.

Afin de confirmer les valeurs de  $n_e$  et  $\nu$  ainsi déterminées, nous répétons la mesure de façon à obtenir un ensemble "hyperstatique" de  $2+n$  résultats, les  $n$  valeurs supplémentaires devant, bien sûr, être cohérentes avec le plasma déterminé par les 2 premières.

L'exemple de la fig.22 montre la détermination de  $n_e$  et  $\nu$  dans un plasma à l'aide de 5 mesures de la partie réelle de  $\Delta Z/Z$  effectuées à cinq fréquences différentes.

Bien entendu, les nombreuses mesures ne peuvent être cohérentes que si elles ont trait au même plasma. Comme celui-ci doit être éteint puis rallumé en cours d'expérience, cela suppose qu'il fonctionne dans un régime très stable et reproductible à



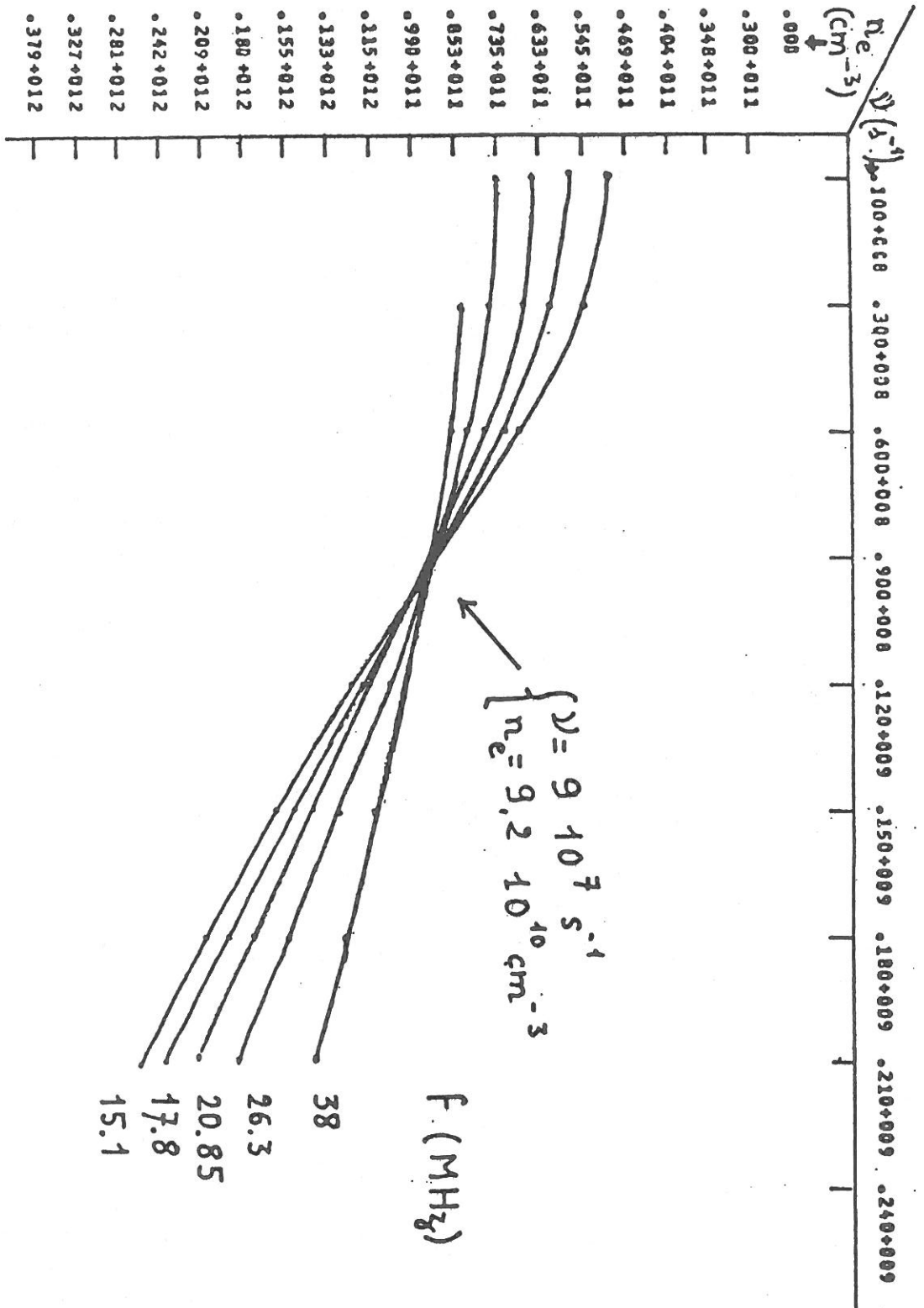


Figure 22: Exemple de courbes  $n_e$  ( $\nu$ ) calculées pour différentes fréquences et pour la valeur

expérimentale correspondante de  $\Delta L_r/L$  à plasma fixé ( $p = 0.2$  mbar,  $l = 30$  mA,

bobine 3 spires,  $R_b = 3.5$  cm).

chaque fois. Le plasma d'Orsay répond très bien à cette exigence, comme nous le verrons plus en détail au §D.II.

#### 4. Présentation des calculs.

La bobine est au centre du diagnostic et des calculs. Elle a un comportement d'antenne vis-à-vis du plasma, et de composant, de type RLC comme en basse fréquence, vis-à-vis de l'oscillateur. Alimentée par l'oscillateur avec une puissance radio-fréquence (RF), elle crée dans tout l'espace un champ électromagnétique  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  dont la structure dépend du plasma et lui confère une impédance  $Z$ .

Le calcul de  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  et  $Z$  en fonction du plasma est décrit dans la partie B. Ce calcul est fait avec deux dimensions d'espace, il peut donc rendre compte de la longueur finie de la bobine et rend caduque l'exigence de calibration liée au modèle unidimensionnel du §2.

La partie C est consacrée à l'étude du fonctionnement de l'oscillateur en fonction de l'impédance  $Z$  de la bobine, et à la façon dont cette impédance est mesurée.

La partie D présente des résultats de tests de la validité du calcul, ainsi que des mesures effectuées sur le plasma créé par faisceau d'électrons dans l'oxygène.

### B.CALCUL DE L'IMPEDANCE D'UNE BOBINE ENTOURANT UNE COLONNE DE PLASMA.

#### I.EXPOSE DU CALCUL.

La méthode employée a été développée par F. Rioux-Damidau [35] pour le calcul de machines asynchrones en électrotechnique. Son écriture pour le cas présent, adaptée ainsi que l'exigeait la simplicité de notre bobine comparée à la complexité des bobinages électrotechniques, a fait l'objet d'une publication [36].

Toutes les différences entre le modèle servant de base au calcul et le dispositif réel seront discutées en détail au §B.II.

I.1. Modélisation et notations.

Les éléments du montage réel intervenant dans le calcul sont modélisés comme indiqué sur la figure 23. Chaque bobine est constituée de plusieurs spires (trois, dans notre expérience); celles-ci sont montées en série, elles sont donc parcourues par le même courant; les fils de connexion sont négligés dans le modèle.

Pour les besoins du calcul, des bobines supplémentaires sont disposées le long de l'axe, régulièrement espacées d'une distance notée  $D$ ,  $D=2\pi/k$ . Les courants parcourant deux bobines voisines sont azimuthaux et circulent dans des sens opposés.

\* *Mode transverse électrique du champ électromagnétique.*

Du fait de l'axisymétrie du système et de l'isotropie du plasma (cf plus loin), le passage dans les spires d'un courant  $\mathcal{J}$ , sinusoïdal à la fréquence  $\omega/2\pi$  et invariant par rotation d'axe  $z$ , est associé à un mode  $TE_0$  du champ électromagnétique. Les champs  $\vec{\mathcal{E}}$  et  $\vec{\mathcal{B}}$  ne dépendent pas de la coordonnée d'espace  $\varphi$ ;  $\vec{\mathcal{E}}$  a une seule composante, dirigée selon  $\vec{u}_\varphi$ ,  $\vec{\mathcal{H}}$  a une composante radiale et une composante axiale.

\* *Dépendance temporelle.*

$\mathcal{E}$ , de même que tous les champs intervenant dans ce calcul, peut être décomposé en série de Fourier par rapport à la variable temps:

$$\vec{\mathcal{E}} = \sum_n \vec{E}_n e^{in\omega t}, \quad n = \pm 1 \quad (34)$$

Les composantes de Fourier temporelles des champs seront écrites en lettres d'imprimerie, sauf  $\mathcal{J}$  que nous écrirons:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \cos \omega t = 2 I \cos \omega t \quad (34bis)$$

\* *Influence de la distance entre bobines.*

L'écartement  $2D$  entre les bobines le long de l'axe est un paramètre du calcul dont la valeur n'est choisie que lors de l'étape finale de calcul sur ordinateur. Il est clair que plus cet écartement est grand, moins les bobines interagissent, car leur inductance mutuelle diminue. Lors du calcul d'impédance de l'une des bobines sur l'ordinateur, le calcul est répété plusieurs fois en augmentant ce paramètre à chaque fois jusqu'à ce que le résultat en soit indépendant, à la précision de l'ordinateur près.

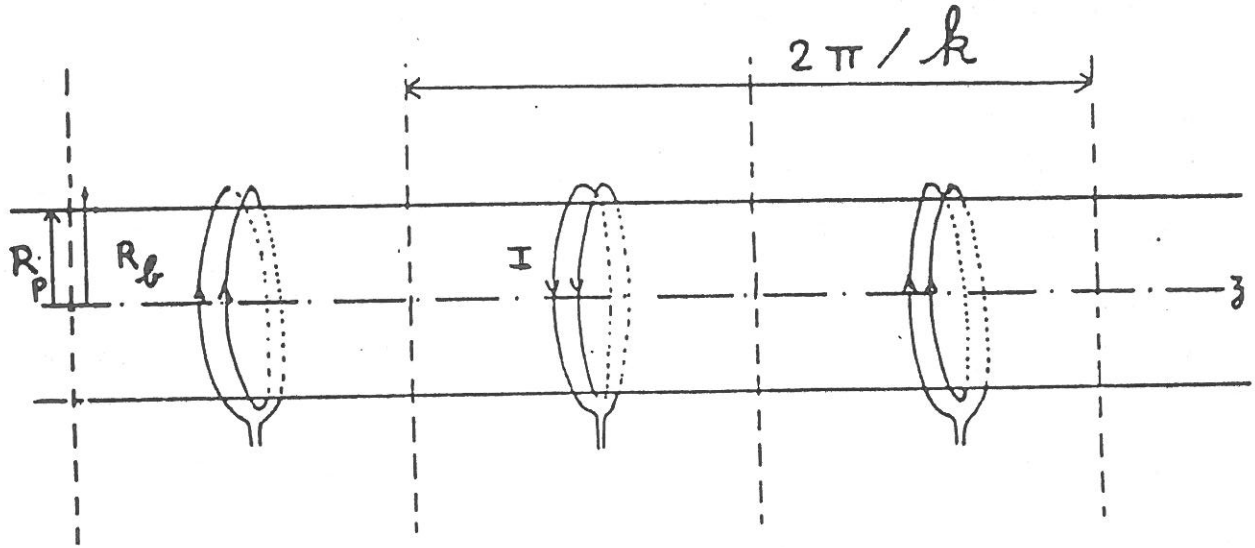


Figure 23: Schéma de l'ensemble bobine-plasma tel qu'il est pris en compte dans le calcul "semi-tridimensionnel".

2<sup>ème</sup> partie

Alors la bobine faisant l'objet du calcul peut être considérée comme indépendante des autres vis à vis du problème que nous résolvons.

\* *Phénomènes décrivant le plasma.*

Le plasma est supposé être un gaz neutre d'ions et d'électrons libres, homogène, isotrope et froid. En présence du champ alternatif haute fréquence  $\vec{E}$  d'amplitude faible, il apparaît en tout point une densité de courant  $\vec{j}$  azimuthale due uniquement au mouvement des électrons sous l'effet de  $E_n = (E_\varphi)_n$  :

$$j_n = \sigma_n E_n \quad (35)$$

où  $\sigma_n = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\nu + i n \omega}$

est la conductivité scalaire du plasma. (Notons que  $E_n$  et  $j_n$  sont les composantes de Fourier temporelles et non les champs réels).

Alors la densité de charge libre alternative associée à ce courant est nulle, comme le montre l'équation de conservation des électrons (en l'absence d'ionisation ou de recombinaison):

$$\frac{dn_e}{dt} = - \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{j}_\varphi(r, z)) = 0$$

\* *Description de l'espace.*

L'espace est assimilé au vide. La permittivité diélectrique est  $\epsilon_0$  et la perméabilité magnétique est  $\mu_0$ . En unités SI (MKSA):

$$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm/A}$$

Afin d'écrire les équations de Maxwell sous une forme condensée, on définit en chaque point de l'espace une densité de courant  $j$  qui vaut:

dans l'air, assimilé au vide:  $\vec{j}=0$

dans les bobines:  $\vec{j} = \mathcal{J}/S \ u_\varphi$  ,

(36)

où  $S$  est la section du fil supposé de section rectangulaire,

compris entre les rayons SI et SE:

$$S = h (SE - SI).$$

Notons dès maintenant qu'il y a là une difficulté: en réalité, si l'opérateur est maître du courant  $\vec{J}$  qui passe dans la bobine, il ne peut pas pour autant imposer une répartition de ce courant dans la section du conducteur.

De même que  $\vec{E}_\varphi$ ,  $\vec{j}$  est donc dirigée en tout point exclusivement selon  $\vec{u}_\varphi$  et ne dépend pas de la variable  $\varphi$ . Nous aurons besoin plus loin d'écrire  $j_n$  sous la forme:

$$\vec{j}_n(\rho, z) = j_{0n} \vec{T}(\rho, z) \quad . \quad (37)$$

Compte-tenu de (34bis):

$$j_{0n} = I/S = I/(h (SE-SI)) \quad . \quad (38)$$

Ceci définit un vecteur  $\vec{T}(\rho, z)$  colinéaire au vecteur densité de courant (donc à  $\vec{u}_\varphi$ ), indépendant de l'indice  $n$ , unitaire là où le courant est présent et nul là où le courant est nul, qu'on peut écrire comme le produit d'une fonction de la variable  $\rho$  par une fonction périodique de la variable  $z$ , notée  $F$ :

$$\vec{T}(\rho, z) = (Y(\rho - SI) Y(SE - \rho)) \vec{F}(z) \quad , \quad (39)$$

$Y$  étant la fonction échelon.

### I.2. Résolution.

La modélisation est telle que toutes les grandeurs  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}_\rho$ ,  $\vec{H}_z$  et  $\vec{j}$  sont des fonctions périodiques de la variable d'espace  $z$ , de période  $2\pi/k$ , et de la variable  $t$ , de période  $2\pi/\omega$ . Chacune de ces fonctions est donc doublement développable en série de Fourier, sur le modèle:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t, \rho, z) &= \sum_n \sum_q E_{nq}(\rho) e^{i(n\omega t + qkz)} \\ \mathcal{H}_\rho(t, \rho, z) &= \sum_n \sum_q (H_\rho)_{nq}(\rho) e^{i(n\omega t + qkz)} \\ \mathcal{H}_z(t, \rho, z) &= \sum_n \sum_q (H_z)_{nq}(\rho) e^{i(n\omega t + qkz)} \end{aligned} \quad (40)$$

## 2ème partie

## I.2.a. Coefficients de Fourier du courant source.

La distribution de courant est décomposable en double série de Fourier sur le temps et sur  $z$ ; la décomposition sur  $z$  est également celle de  $T$  et  $F$ :

$$\begin{aligned} \vec{j}(t, \rho, z) &= \left( \sum_n j_{0n} e^{in\omega t} \right) \vec{T}(\rho, z) \\ &= \left( \sum_n j_{0n} e^{in\omega t} \right) Y(\rho - SI) Y(SE - \rho) \left( \sum_q F_q e^{iqkz} \right) \vec{u}_\varphi \end{aligned}$$

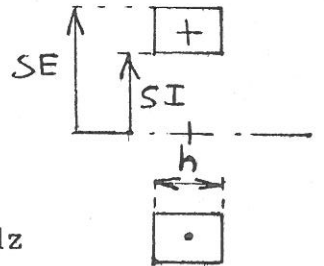
$$\text{soit } (j)_{nq} = j_{0n} Y(\rho - SI) Y(SE - \rho) F_q(\rho) \quad (41)$$

Il reste à calculer la valeur de  $F_q$  pour  $SI < \rho < SE$ .

-Considérons d'abord une distribution  $j_u$  de même période suivant  $z$  mais ne comportant par période qu'une spire, placée à l'origine des abscisses, et d'intensité unité.

La décomposition de  $j_u$  suivant  $z$  est:

$$\begin{aligned} j_u &= \sum_q F_{uq} e^{iqkz} \\ \text{où: } F_{uq} &= \frac{k}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{k}}^{+\frac{\pi}{k}} j_u(z) e^{-iqkz} dz = \frac{k}{2\pi} \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} e^{-iqkz} dz \\ &= \frac{1}{\pi q} \sin \frac{kqh}{2} \end{aligned} \quad (42)$$



- Bobine à une spire.

Si la bobine de notre modèle ne comporte qu'une spire, la distribution de courant  $j_a$  est reliée à  $j_u$  par:

$$\begin{aligned} j_a(z) &= j_u\left(z + \frac{\pi}{2k}\right) - j_u\left(z + \frac{3\pi}{2k}\right) \\ &= \sum_q \left( F_{uq} e^{iq\frac{\pi}{2}} - F_{uq} e^{iq\frac{3\pi}{2}} \right) e^{iqkz} \end{aligned} \quad (43)$$

On obtient ainsi les coefficients de Fourier de  $j_a$ :

$$-q \text{ pair: } F_{aq} = 0$$

$$-q \text{ impair: } q=2q'-1, \quad F_{aq} = -\frac{2}{\pi q} (-1)^{q'} i \sin \frac{kqh}{2} \quad (44)$$

-Bobine à trois spires:

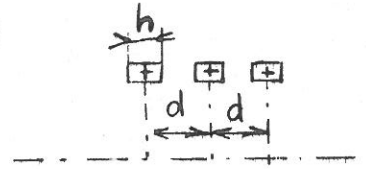
Les spires sont supposées identiques; elles sont distinctes, donc décalées suivant l'axe d'une distance  $d_b$  telle que  $d_b > H$ . Bien sûr, on suppose aussi la période  $2D$  suffisamment grande.



La distribution de courant s'exprime alors à partir de  $j_a$ . Il vient:

$$j(z) = j_a(z) + j_a(z - d) + j_a(z + d) \quad (45)$$

$$D'où: F_q = F_{aq} (1 + 2 \cos qkd) \quad (46)$$



### I.2.b. Expressions générales des champs.

Les équations de Maxwell sont écrites sous la forme suivante:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (47) \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (49)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (48) \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (50)$$

Ce système est transformé pour conduire à l'équation d'onde vérifiée par  $\vec{H}$  :

$$\Delta \vec{H} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = - \vec{\nabla} \wedge \vec{j} \quad (51)$$

Le système composé de l'équation d'onde et de l'équation (49) est ensuite résolu séparément dans chacun des milieux plasma et reste de l'espace, en prenant pour la densité de courant les expressions explicitées plus haut. La linéarité du système, tel que nous l'avons choisi, fait que celui-ci se décompose en sous-systèmes relatifs aux différentes composantes de Fourier des champs. De même, les conditions aux limites sont telles qu'elles n'imposent pas non plus de couplage entre les harmoniques d'ordres différents. Par conséquent, la résolution est faite de façon indépendante pour chaque harmonique, et nous notons pour simplifier:

$$H_1 = (H_1)_{nq} = (H_2)_{nq}(\rho) \quad , \quad (52)$$

$$H_2 = (H_2)_{nq} = (H_\rho)_{nq}(\rho) \quad , \text{ et } j = (j)_{nq}$$

\* Dans le plasma.

$j$  est alors donné par (35):

$$j_m = \sigma_n E_n$$

où le champ électrique s'exprime par:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_n = (\sigma + i \epsilon_0 n \omega) \vec{E}_n \quad (53)$$

Le système à résoudre est donc, pour l'harmonique nq:

$$\begin{cases} \frac{d^2 H_1}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH_1}{d\rho} + \left( -q^2 k^2 + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - i \sigma \mu_0 n \omega \right) H_1 = 0 \\ \frac{d^2 H_2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH_2}{d\rho} + \left( -\frac{1}{\rho^2} - q^2 k^2 + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - i \sigma \mu_0 n \omega \right) H_2 = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \end{cases} \quad (54)$$

b étant défini par:

$$\| \| b^2 = -q^2 k^2 + \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - i \sigma \mu_0 n \omega \quad , \quad (55)$$

H<sub>1</sub> et H<sub>2</sub> s'expriment à l'aide des fonctions de Bessel [37]:

$$\begin{cases} H_1 = A_1 J_0(b\rho) \\ H_2 = A_2 J_1(b\rho) \end{cases} \quad (56)$$

(Les fonctions Y<sub>0</sub> et Y<sub>1</sub> n'interviennent pas car les champs sont continus sur l'axe).

La condition  $\text{div } \vec{H} = 0$  permet de relier les deux constantes A<sub>1</sub> et A<sub>2</sub>:

$$\frac{dH_2}{d\rho} + \frac{H_2}{\rho} + i q k H_1 = 0$$

$$\Leftrightarrow \boxed{A_1 = -\frac{b}{i q k} A_2} \quad (57)$$

\* Hors plasma:

La densité de courant est cette fois une donnée, terme source du champ.

On pose:  $\| \| a^2 = q^2 k^2 - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} \quad (58)$

Bien que la précision avec lequel le modèle approxime la situation réelle soit d'autant plus grande que D, écartement entre les bobines, est grand ( $\Leftrightarrow k$  tend vers zéro), les résultats du calcul effectué sur ordinateur montrent qu'on peut obtenir la précision voulue tout en limitant D à des valeurs telles que:

$$a^2 > 0$$

(58 bis)

Cette restriction a pour seul but d'écrire les champs à l'aide de fonctions de Bessel simples.

Avec le changement de variable:

$$x = a \rho \quad ,$$

(51) s'écrit:

$$\begin{cases} \frac{d^2 H_1}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dH_1}{dx} - H_1 = \frac{1}{a} \left[ \frac{dj}{dx} + \frac{j}{x} \right] \\ \frac{d^2 H_2}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dH_2}{dx} - \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) H_2 = - \frac{iqk}{a^2} j \end{cases} \quad (59)$$

Il s'agit d'un système linéaire avec second membre qui se résoud par la méthode de variation des constantes.

Explicitons le calcul du champ  $H_1$ .

L'équation homogène associée (sans second membre) a pour solution générale:

$$H_1(x) = \lambda_1 I_0(x) + \tilde{\lambda}_1 K_0(x) \quad , \quad (60)$$

où  $\lambda_1$  et  $\tilde{\lambda}_1$  sont des constantes.

Les solutions de l'équation complète (59) s'écrivent comme la somme de (60) et d'une solution particulière de l'équation complète. Pour obtenir cette dernière, on fait dans (59) le changement de fonction inconnue consistant à remplacer  $H_1$  par l'expression (60) dans laquelle les constantes deviennent des fonctions inconnues, et on impose de plus la condition:

$$\lambda_1' I_0 + \tilde{\lambda}_1' K_0 = 0 \quad (61)$$

(59) devient:

$$\begin{aligned} \lambda_1' I_0 + \tilde{\lambda}_1' K_0 &= 0 \\ \lambda_1 I_0' + \tilde{\lambda}_1 K_0' &= \frac{1}{a} \left[ \frac{dj}{dx} + \frac{j}{x} \right] = T_1 \end{aligned} \quad (62)$$

Le wronskien vaut [37]:

$$I_\nu K_\nu' - K_\nu I_\nu' = -\frac{1}{x} \quad (63)$$

Les solutions du système (62) sont donc:

$$\begin{cases} \lambda_1' &= x K_0 T_1 \\ \tilde{\lambda}_1' &= -x I_0 T_1 \end{cases} \quad (64)$$

Pour  $x < a R_p$ ,  $T_1$  est nul, donc  $\lambda_1$  et  $\tilde{\lambda}_1$  sont constantes.  
 Pour  $x > a R_p$  :

$$\begin{cases} \lambda_1 = G_1 + \int_{aR_p}^x u K_0(u) T_1(u) du \\ \tilde{\lambda}_1 = \tilde{G}_1 - \int_{aR_p}^x u I_0(u) T_1(u) du \end{cases} \quad (65)$$

où  $G_1$  et  $\tilde{G}_1$  sont des constantes.

Pour évaluer l'intégrale dans  $\lambda_1$ , remarquons que:

$$(u K_0 j)' = K_0 j + u K_0' j + u K_0 j'$$

et comme [37]:  $K_0' = -K_1$ ,

$$(u K_0 j)' + u K_1 j = u K_0 \left( \frac{j}{u} + \frac{dj}{du} \right) = u K_0 T_1,$$

l'intégrale vaut alors:

$$\begin{aligned} \int_{aR_p}^x u K_0 T_1 du &= \frac{1}{a} [u K_0 j]_{aR_p}^x + \frac{1}{a} \int_{aR_p}^x u K_1 j du \\ &= \rho K_0(a\rho) j(\rho) + \frac{1}{a} \int_{aR_p}^x u K_1 j du \end{aligned} \quad (66)$$

On peut de même calculer l'intégrale de  $\tilde{\lambda}_1$  en utilisant  $I_0' = I_1$ :

$$\int_{aR_p}^x u I_0 T_1 du = \rho I_0(a\rho) j(\rho) + \frac{1}{a} \int_{aR_p}^{a\rho} u I_1 j du \quad (67)$$

En reportant ces expressions de  $\lambda_1$  et  $\tilde{\lambda}_1$  dans  $H_1$ , on obtient:

$$H_1 = [G_1 + C_1(\rho)] I_0(a\rho) + [\tilde{G}_1 + \tilde{C}_1(\rho)] K_0(a\rho) \quad (68)$$

où  $C_1(\rho) = \frac{1}{a} \int_{aR_p}^{a\rho} u K_1 j du$  et  $\tilde{C}_1(\rho) = \frac{1}{a} \int_{aR_p}^{a\rho} u I_1 j du$

De même, le calcul de  $H_2$  conduit à:

$$H_2 = [G_2 + C_2(\rho)] I_1(a\rho) + [\tilde{G}_2 + \tilde{C}_2(\rho)] K_1(a\rho) \quad (69)$$

où  $C_2(\rho) = -i \frac{qk}{a} \frac{1}{a} \int_{aR_p}^{a\rho} u K_1 j \, du$  2<sup>ème</sup> partie  
 et  $\tilde{C}_2(\rho) = i \frac{qk}{a} \frac{1}{a} \int_{aR_p}^{a\rho} u I_1 j \, du$  (69 bis)

On voit que :

$$C_1(\rho) = -\frac{a}{iqk} C_2(\rho) \quad \text{et} \quad \tilde{C}_1(\rho) = \frac{a}{iqk} \tilde{C}_2(\rho) \quad (69 \text{ ter})$$

L'équation  $\text{div } \vec{H} = 0$  permet de diminuer le nombre de constantes inconnues; elle s'écrit:

$$\frac{dH_2}{d(a\rho)} + \frac{H_2}{a\rho} + \frac{iqk}{a} H_1 = 0 \quad (70)$$

Elle se transforme facilement en utilisant les propriétés des fonctions de Bessel [37]:

$$I_1' + \frac{1}{x} I_1 = I_0 \quad \text{et} \quad K_1' + \frac{1}{x} K_1 = -K_0$$

en:

$$G_1 = -\frac{a}{iqk} G_2 \quad \text{et} \quad \tilde{G}_1 = \frac{a}{iqk} \tilde{G}_2 \quad (71)$$

\* Expression des conditions aux limites.

-A l'infini:

Pour  $\rho > SE$ , les fonctions  $C_2$  et  $\tilde{C}_2$  sont constantes. L'annulation de  $H_1$  à l'infini découle alors de celle de  $H_2$  qui elle-même s'exprime par:

$$G_2 = -\lim C_2(\rho) \quad \text{soit} \quad G_2 = -C_2(SE) \quad (72)$$

-A l'interface plasma-vide:

Le champ électrique est continu car tangentiel;  $H_1$  et  $H_2$  sont continus car il n'y a pas de courants de surface.

La continuité de  $H_1$  et  $H_2$  se traduit par:

$$\begin{cases} -\frac{b}{iqk} A_2 J_0(b R_p) = \frac{a}{iqk} (G_2 I_0(a R_p) + \tilde{G}_2 K_0(a R_p)) \\ A_2 J_1(b R_p) = G_2 I_1(a R_p) + \tilde{G}_2 K_1(a R_p) \end{cases} \quad (73)$$

2ème partie

Ceci permet d'exprimer  $A_2$ , intervenant dans (56), et  $G_2$ , dans (69), en fonction de  $G_2 = -C_2(SE)$  (cf (72)):

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{D} = b K_1(a R_p) J_0(b R_p) + a K_0(a R_p) J_1(b R_p) \\ A_2 = \frac{\sigma}{\mathcal{D}} [K_0(a R_p) I_1(a R_p) + K_1(a R_p) I_0(a R_p)] G_2 \\ \tilde{G}_2 = \frac{1}{\mathcal{D}} [-b I_1(a R_p) J_0(b R_p) + a I_0(a R_p) J_1(b R_p)] G_2 \end{array} \right. \quad (74)$$

Ainsi, toutes les constantes sont déterminées par les équations (72), (69), (74), (71) et (57); alors les champs sont connus dans tout l'espace par les équations (56), (68) et (69).

\* Remarque sur le champ électrique:

L'équation (48):

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\mathcal{E}} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t}$$

s'écrit pour la composante  $E_{nq}$  notée simplement E:

$$\left\{ \begin{array}{l} -iqk E = -i\mu_0 n\omega H_2 \\ \frac{dE}{d\rho} + \frac{E}{\rho} = -i\mu_0 n\omega H_1 \end{array} \right. \quad (75)$$

Comme ces équations s'écrivent de façon indépendante du milieu (plasma, vide, métal), la continuité de E est une conséquence de celles de  $H_1$  et de  $H_2$ . Il n'est donc pas nécessaire de l'ajouter dans les équations (72) et (73). S'il s'agissait d'un mode du champ différent de  $TE_0$ , elle interviendrait comme une condition de compatibilité qui prendrait la forme d'une équation de dispersion.

**I.2.c. Calcul de l'impédance de la bobine.**

Dans la référence [35] dont le présent calcul est une adaptation, le calcul d'impédance est fait en deux étapes: on calcule d'abord la tension aux bornes de la bobine, puis les puissances actives et réactives fournies par le générateur. Nous verrons au §II.1.a.c. qu'on peut réunir ces deux étapes en une seule, et éviter ainsi d'avoir à traiter le délicat problème de l'épaisseur non nulle du fil de la bobine.

A ce stade, nous conserverons les deux étapes du calcul.

\* Tension générée aux bornes de la bobine.

(Le calcul qui suit diffère de la méthode employée dans la référence [35], mais le résultat est heureusement identique et les justifications nécessaires relèvent des mêmes problèmes dans les deux cas).

Si on coupe le fil de la bobine en un point afin d'y insérer un générateur de tension, la d.d.p. à appliquer entre les bornes  $\alpha$  et  $\beta$  est:

$$V = \int_{\alpha\beta} \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (76)$$

L'intégrale peut être calculée en utilisant n'importe quel chemin pour aller d'une borne à l'autre, mais nous choisissons une ligne de courant.

(Notons d'ailleurs que  $V$  serait aussi la tension entre les bornes d'un voltmètre si le champ était créé par une autre source que ce générateur).

Cette formule est bien adaptée au cas d'un fil infiniment mince. En fait, le conducteur est un fil de section  $S$  non nulle; transformons cette intégrale simple en intégrale de volume en considérant la section non nulle du fil conducteur:

$$d\vec{l} = \vec{T} dl = \vec{T} d\tau / S, \quad (77)$$

où  $S$  est la section du fil et  $d\tau$  est un volume élémentaire de conducteur.

Alors: 
$$V = \int_{\alpha\beta} \vec{E} \cdot \vec{T} dl = \frac{1}{S} \int_{\alpha\beta} \vec{E} \cdot \vec{T} d\tau$$

$$\Leftrightarrow S V = \iiint_{\text{bobine}} \vec{E} \cdot \vec{T} d\tau \quad (78)$$

Cette formule revient à dire que la tension aux bornes de la bobine est une moyenne arithmétique des tensions entre les extrémités de chaque ligne de courant, affectées de l'élément de surface élémentaire. Elle n'a en fait de sens physique que si toutes ces tensions sont égales. C'est le cas dans la limite où le fil conducteur est très fin, ou dans le cas où le champ électrique  $E$  est constant dans la section du fil.

Nous verrons au §II.1.a.c. comment expliquer qu'elle donne de bons résultats dans notre cas où cependant aucune de ces conditions n'est réalisée.



2ème partie

L'intégration dans (78) peut porter sur tout l'espace, puisque  $T$ , donné par (39), n'est non nul que là où existe le conducteur. Alors (78) devient:

$$\begin{aligned}
 2 S \mathcal{V} &= \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{\rho=0}^{\infty} \int_{z=0}^{\frac{2\pi}{k}} \left( \sum_{nq} E_{nq} e^{in\omega t} e^{iqkz} \right) \left( \sum_{q'} Y(\rho-SI) Y(SI-\rho) F_{q'} e^{iq'kz} \right) \rho d\rho d\theta dz \\
 &= 2\pi \sum_n \left\{ e^{in\omega t} \sum_q \left[ \int_{SI}^{SE} E_{nq} \sum_{q'} \left( F_{q'} \int_0^{\frac{2\pi}{k}} e^{i(q+q')kz} dz \right) \rho d\rho \right] \right\} \\
 &= 2\pi \cdot \frac{2\pi}{k} \sum_n \left\{ e^{in\omega t} \sum_q \int_{SI}^{SE} F_{-q} E_{nq} \rho d\rho \right\} \quad (79)
 \end{aligned}$$

(Le facteur 2 devant  $S \mathcal{V}$  est dû à la présence de deux bobines par période).

$F_{-q}$  est donné par (44) et (46), le champ  $E$  est donné par les formules (75). On obtient alors les composantes de Fourier temporelles de la tension:

$$V_n = \frac{2\pi^2 \mu_0 n \omega}{S k^2} \sum_q \frac{1}{q} \int_{SI}^{SE} F_{-q} (H_2)_{nq} \rho d\rho \quad (80)$$

\* Calcul de l'impédance.

Comme: 
$$\begin{cases} \mathcal{V} = V_1 e^{i\omega t} + V_{-1} e^{-i\omega t} \\ \mathcal{I} = I e^{i\omega t} + I e^{-i\omega t} \end{cases}$$

la définition de l'impédance:  $\mathcal{V} = R_S \mathcal{I} + L \frac{d\mathcal{I}}{dt}$   
conduit à:

$$\begin{cases} V_1 = (R_S + i L_R \omega) I \\ V_{-1} = (R_S - i L_R \omega) I \end{cases} \quad (81)$$

soit: 
$$R_S = \frac{V_1 + V_{-1}}{2 I} \quad (82)$$

et 
$$L_R = \frac{V_1 - V_{-1}}{2 i \omega I}$$

### I.2.d. Exécution du calcul sur ordinateur.

Les formules (82) permettant de déterminer l'impédance de la bobine pour un plasma donné nécessitent l'intégration de (69) et (80) par des méthodes numériques. D'autre part, la conductivité  $\sigma$  étant en général complexe, le calcul fait intervenir les fonctions de Bessel avec argument complexe qui sont disponibles dans la bibliothèque mathématique de l'UNIVAC de Paris-Sud Informatique.

Le programme de calcul des formules (82) a été écrit par Mme F. Rioux-Damidau. Il a été complété par des ordres d'entrées-sorties permettant de générer les tableaux de la fig.22. L'organigramme est représenté fig.24.

A l'exécution, il faut choisir l'écartement des bobines D et le nombre d'harmoniques N retenus dans les séries de Fourier. Les résultats sont indépendants de L et N pour des valeurs:

$$N \geq 100, L \geq R * 10$$

Les calculs sont très rapides.

## II.DISCUSSION DES HYPOTHESES. COMPLEMENTS.

Cette partie a pour but de mettre en évidence la cohérence du modèle d'un point de vue physique, les approximations qui permettent de faire le lien entre le système réel et le modèle et d'évaluer leur impact.

Notons d'emblée que la meilleure justification qu'on puisse donner pour l'ensemble des approximations, c'est que les résultats du calcul sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

### II.1.Aspects électromagnétiques du calcul.

Le problème posé est celui de la variation relative d'impédance de la bobine en présence et en l'absence de plasma. Les expériences que nous avons faites (cf §D) conduisent toujours à des effets faibles. Par conséquent, les imprécisions du calcul sur la valeur absolue de l'impédance de la spire ont des conséquences moins critiques que celles qui affectent la prise en compte du plasma, car elles peuvent être compensées par une calibration.

La résolution complète du problème est en fait très délicate. Pour une discussion plus approfondie de situations du même type, le lecteur pourra consulter la référence [38]. Pour ce qui suit, mentionnons aussi la référence [39] qui expose de façon très claire bon nombre de difficultés de l'électromagnétisme.

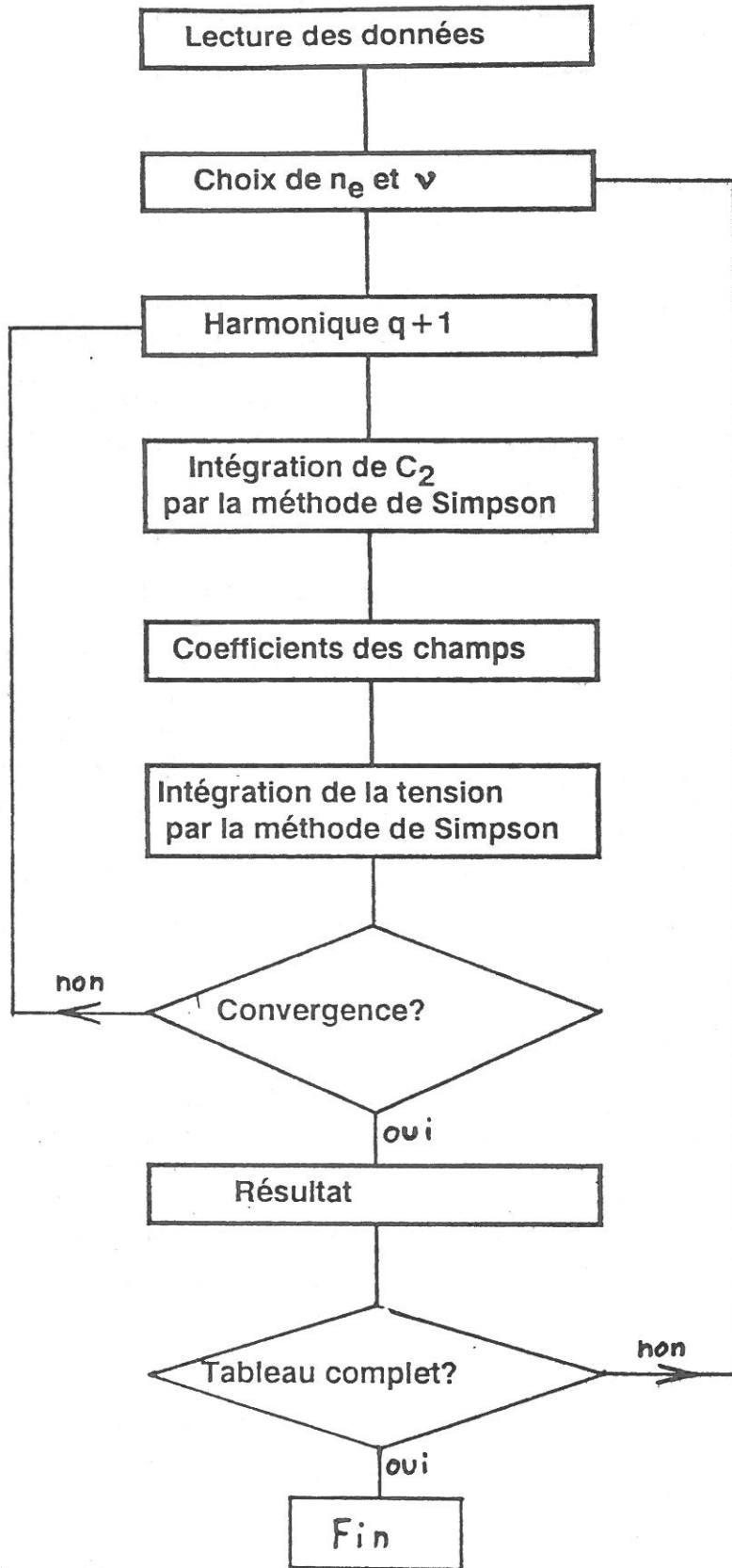


Figure 24:

Organigramme du calcul de l'impédance de la spire à l'aide du modèle "semi-tridirectionnel"

### II.1.a. Cohérence du modèle.

La principale objection que l'on peut faire au calcul précédent est qu'il ne rend pas compte de la distribution réelle du courant dans le conducteur de la bobine. Nous allons voir que ceci est lié aux choix conjugués d'équations de Maxwell et de la source de champ électromagnétique qui ont été faits; ce choix va à l'encontre de la loi d'Ohm.

#### II.1.a.a. Sources du champ électromagnétique.

La répartition de la densité de courant dans la section du conducteur a été arbitrairement supposée homogène et considérée comme la source du champ électromagnétique. Une telle répartition n'est pas physiquement vraisemblable en vertu du phénomène d'effet de peau dans les conducteurs, caractéristique des hautes fréquences.

Le fil de la bobine utilisée est en cuivre, de conductivité  $\sigma = 6 \cdot 10^7$  (ohms.m)<sup>-1</sup>, pour laquelle l'épaisseur de peau à 20 MHz est:

$$\delta_c = 20 \mu\text{m} [39, \text{p}497] .$$

Par conséquent, cet effet est loin d'être négligeable pour le fil de notre bobine, dont le rayon  $R_f = 1$  mm est très supérieur à  $\delta_c$ . L'approximation a été faite dans ce travail parce qu'elle l'était dans le calcul de la référence [35] qui a servi de point de départ à celui-ci; or, l'épaisseur de peau étant à 50 Hz de 1 cm, il est tout à fait justifié de négliger cet effet dans le cadre électrotechnique de la réf [35].

Ceci soulève deux questions: Y aurait-il moyen d'éviter cette approximation? Que peut-on alors prendre comme terme source des champs dans ce calcul si l'on se prive de la densité de courant dans le conducteur?

Tout d'abord il est clair que le désir de prendre dans le modèle un terme source dû au courant dans la bobine est lié au souvenir que nous avons du dispositif réel. Il y a pourtant un paradoxe dans le fait que nous enlevons le générateur, tout en faisant circuler un courant dans la bobine; le calcul semble permettre de déterminer les champs en tout point de l'espace, mais sans laisser la moindre place à un générateur.

2<sup>ème</sup> partie

Suivant une démarche inverse de celle du §A, il est possible de donner au modèle une interprétation physique différente de notre situation expérimentale.

Considérons une source  $\mathcal{S}$  de champ électromagnétique (celui-ci sera noté indifféremment  $C$ , ou  $E$  et  $B$ , pour l'ensemble des champs électrique et magnétique),  $\mathcal{S}$  étant quelconque, limitée spatialement par une surface  $\Sigma$ , mais n'ayant aucun point commun avec la bobine.

En tout point de l'espace hors de cette source  $\mathcal{S}$  et en l'absence de bobine, les champs électrique et magnétique sont  $E_0$  et  $B_0$  et ils vérifient:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_0 = 1/c^2 \dot{\vec{E}}_0 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_0 = - \dot{\vec{B}}_0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_0 = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_0 = 0 \end{array} \right. \quad CL_0 \left\{ \begin{array}{l} \forall M \in \Sigma \\ \vec{E}_0(M) \text{ et } \vec{B}_0(M) \text{ donnés} \end{array} \right. \quad (83)$$

En présence de la bobine, les champs varient. Il y a là un effet semblable à l'inductance mutuelle de deux solénoïdes en interaction où  $S$  jouerait aussi le rôle d'un solénoïde. Les champs sont cette fois  $E_1$  et  $B_1$  et ils vérifient:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_1 = 1/c^2 \dot{\vec{E}}_1 + \vec{j}_1 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1 = - \dot{\vec{B}}_1 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_1 = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_1 = \frac{\rho_1}{\epsilon_0} \end{array} \right. \quad \vec{j}_1 = \sigma_c \vec{E}_1, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_1 = - \dot{\rho}_1 \quad CL_1 \left\{ \begin{array}{l} \forall M \in \Sigma, \\ \vec{E}_1(M) \text{ et } \vec{B}_1(M) \text{ donnés} \end{array} \right. \quad (84)$$

Alors les fonctions vectorielles  $E_s$  et  $B_s$  définies par  $C_s = C_1 - C_0$  vérifient par conséquent:

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_s = \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_1 - \vec{\nabla} \wedge \vec{B}_0 = 1/c^2 \dot{\vec{E}}_s + \vec{j}_1 \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_s = \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1 - \vec{\nabla} \wedge \vec{E}_0 = - \dot{\vec{B}}_s \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B}_s = 0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_s = \rho_1/\epsilon_0 \end{array} \right. \quad \vec{j}_1 = \sigma_c \vec{E}_s + \sigma_c \vec{E}_0, \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_1 = - \dot{\rho}_1 \quad CL_s \left\{ \begin{array}{l} \forall M \in \Sigma, \\ \vec{E}_s(M) \text{ et } \vec{B}_s(M) \text{ donnés} \end{array} \right. \quad (85)$$

On voit que  $E_s$  et  $B_s$  satisfont des équations de type Maxwell. On voit apparaître en plus un terme source dans  $j_1$ ,  $\sigma_c E_0$ , nul à l'extérieur de la bobine. Il ne faut pas perdre de vue que  $C_s$  n'a pas a priori la réalité physique de "champ électromagnétique" qu'est  $C_1$ .

Cependant, on peut imaginer une infinité de configurations de source  $\mathcal{S}$  différentes et produisant sensiblement le même champ  $C_0$  à l'endroit de la bobine; de plus, si  $\Sigma$  est assez loin de la bobine, les conditions aux limites  $CL_s$  influent peu sur la détermination de  $C_s$ ; ceci tend à donner aux champs  $E_s$  et  $B_s$  un caractère de "champs créés par la bobine", puisqu'ils sont dans une certaine mesure indépendants de la source  $\mathcal{S}$ .

Déplaçons la source  $\mathcal{S}$  jusqu'à l'infini en la modifiant de façon à maintenir  $E_0$  constant au niveau de la bobine. Le champ  $C_s$  va tendre en tout point de l'espace vers une limite qui peut être calculée avec le système (85) et des conditions aux limites  $CL_s$  nulles, car l'interaction entre la bobine et la source tend vers zéro. C'est cette limite que nous définissons comme le champ créé par la bobine, sous l'effet d'une source dont on n'a alors besoin de connaître que le champ qu'elle produit dans la bobine. On pourrait représenter les champs  $C_0$ ,  $C_1$  et  $C_s$  schématiquement comme la "diffusion de  $C_0$  par la spire", comme s'il s'agissait de collisions de particules;  $C_1$  est alors le champ total, somme d'une onde plane incidente et d'une onde sphérique diffusée.

Notons que cet artifice n'a pas résolu le problème de la détermination du champ dans les sources, il l'a simplement repoussé loin de la partie de l'espace qui nous intéresse. Cependant, les équations du champ  $C_s$  sont en fait valables de façon très générale, quelle que soit la source de champ, et elles peuvent s'appliquer aussi à notre cas, dans lequel le générateur est inséré entre les bornes de la bobine. Nous reviendrons sur ceci au §II.1.b.

Les équations qui ont été résolues dans le §I.2. sont justement les équations (85) qui déterminent  $C_s$ , mais dans lesquelles le terme  $\sigma_c E_s$  a été négligé. On peut réécrire le terme source en remplaçant  $E_0$  et  $B_0$  par une densité de courant équivalente du point de vue mathématique  $j$  définie par:

$$j = \sigma_c E_0 , \tag{86}$$

et qui, elle, est arbitraire, voire constante. La densité de courant dans la bobine est  $j + \sigma_c E_s$ ; elle vérifie bien sûr la loi d'Ohm si l'écrit avec le champ "vrai"  $E_1 = E_0 + E_s$ , mais elle ne la vérifie pas avec le champ "fictif"  $E_s$ . Le système (85) représente classiquement les équations de Maxwell dans les sources [39].

Reprenons maintenant le calcul du §I.2. Si l'on tient compte de la loi d'Ohm dans le conducteur, comme  $\sigma_c$  n'est pas une fonction constante de la coordonnée  $z$ , elle introduit un couplage entre harmoniques d'ordres différents; on doit alors résoudre simultanément les systèmes (59) pour toutes les harmoniques, et la résolution devient impossible. Ceci constitue en fait la vraie justification de l'approximation.

II.1.a.b. Bilan d'énergie.

Soient  $E$  et  $H$  les champs électrique et magnétique réels alternatifs à la fréquence  $\omega/2\pi$  (et non pas leurs grandeurs complexes associées). Ils vérifient les équations de Maxwell (48), (49), (50), ainsi que (47) écrite sous la forme:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \sigma_r \vec{E} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

dans laquelle  $j$  est la densité de courant source, donnée par (86), et le plasma n'intervient que par des constantes  $\sigma_p$  et  $\epsilon_p$  réelles:

$$\begin{cases} \sigma_r = \sigma_c & \text{dans le conducteur} \\ \sigma_r = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{v(1 + v^2/\omega^2)} = \sigma_p = \text{Re}(\sigma) & \text{dans le plasma} \\ \epsilon_r = 1 & \text{en dehors du plasma} \\ \epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v^2} = \epsilon_p & \text{dans le plasma} \end{cases}$$

Considérons alors une surface fermée  $\Sigma$  délimitant un volume  $\mathcal{C}$  contenant la bobine ainsi que le générateur qui l'alimente. L'équation de bilan d'énergie électromagnétique s'obtient classiquement [39] en calculant le flux du vecteur de Poynting à travers  $\Sigma$ , soit  $\iint_{\Sigma} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S}$ , en utilisant la relation:

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \wedge \vec{H}) = (\vec{\nabla} \wedge \vec{E}) \cdot \vec{H} - \vec{E} \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{H})$$

ainsi que (48) et (47) que nous venons de réécrire. Elle s'écrit:

$$-\iint_{\Sigma} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \frac{d}{dt} \left( \iiint_{\mathcal{C}} \frac{1}{c^2} (\epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}^2 + \mu_0 \vec{H}^2) d\tau \right) + \iiint_{\text{plasma}} \sigma_p \vec{E}^2 d\tau + \iiint_{\text{bobine}} \vec{E} \cdot \vec{j} d\tau \quad (87)$$

En faisant tendre la surface  $\Sigma$  vers l'infini et en réorganisant l'ordre des termes, (87) devient:

$$W_{\text{gén}} = W_{\text{rad}} + W_{\text{bob}} + W_{\text{pl}} + d/dt W_{\text{ind}} \quad (88)$$

dont les termes ont les significations suivantes:

$$* W_{\text{gén}} = \iiint_{\text{bobine}} \vec{E} \cdot \vec{j} d\tau \quad (89)$$

est la puissance instantanée fournie par le générateur à la bobine. Sa moyenne temporelle est celle de  $W_{\text{rad}} + W_{\text{bob}} + W_{\text{pl}}$ , dite puissance active, et constitue une consommation nette d'énergie.  $W_{\text{ind}}$  étant aussi une fonction périodique du temps, sa dérivée temporelle a une moyenne nulle: c'est la puissance réactive.



$$* W_{pl} = \iiint_{\text{plasma}} \sigma_p E^2 dz \quad , \quad \text{où} \quad \sigma_p = \text{Re}(\sigma) \quad (90)$$

constitue la perte d'énergie résistive due à la partie réelle de la conductivité du plasma. Dans les expériences que nous avons réalisées, ce terme correspond à une résistance de plasma d'au moins 10 ohms.

$$* W_{rad} = \lim_{\Sigma \rightarrow \infty} \iint_{\Sigma} (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad (91)$$

est la puissance perdue par rayonnement. Sa moyenne temporelle peut s'écrire:

$$\langle W_{rad} \rangle = 1/2 R_{rad} \mathcal{I}_0^2 \quad ,$$

où  $\mathcal{I}_0$  est l'amplitude du courant parcourant la bobine, et  $R_{rad}$ , appelée résistance de radiation, vaut ([39], p641), en l'absence de plasma:

$$R_{rad} = 197 (2\pi R_b / \lambda)^4 = 0.05 \text{ ohm} \quad ,$$

(l'application numérique correspond à notre cas).

$W_{rad}$  est tout à fait négligeable devant  $W_{pl}$ , en faisant l'hypothèse que la présence du plasma ne la modifie pas.

$$* W_{bob} = \iiint_{\text{bobine}} \sigma_c E^2 d\tau \quad , \quad \sigma_c = 6.10^7 (\Omega.m)^{-1} \quad (92)$$

représente les pertes Joule dans la bobine. Sa moyenne temporelle est:

$$\langle W_{bob} \rangle = 1/2 R_{bob} \mathcal{I}_0^2 \quad .$$

On peut obtenir une approximation de la résistance  $R_{bob}$  en considérant que le courant ne circule qu'à la périphérie du conducteur, sur une épaisseur de peau:

$$R_{bob} = 2\pi R_b \cdot 2\pi R_f \cdot \delta_c = 0.003 \text{ ohm/spire} \quad (93)$$

Cette résistance est petite devant celle du reste du circuit et devant celle qu'induit le plasma.

Ainsi, bien que l'effet de peau soit indispensable pour décrire les champs dans le conducteur, il n'a pas d'influence appréciable sur la résistance de la bobine.

$$* W_{\text{ind}} = \lim_{\Sigma \rightarrow \infty} \iiint_{\Sigma} \frac{1}{2} (\epsilon_0 \epsilon_r E^2 + \mu_0 H^2) d\tau \quad (94)$$

est l'énergie stockée à chaque instant dans le champ électromagnétique dans tout l'espace. Cette énergie fait l'objet d'un transfert permanent du ou vers le générateur. Si, comme nous l'avons supposé jusqu'ici, les champs résultent du comportement inductif de la bobine, on peut écrire:

$$\langle W_{\text{ind}} \rangle = 1/4 L_r \mathcal{J}_0^2 \quad ,$$

où L est l'inductance de la bobine.

II.1.a.c. Application au calcul d'impédance.

*\* Puissance instantanée.*

Finalement, en ne gardant dans (88) que les termes significatifs, il reste:

|   |
|---|
| $W_{\text{gén}} = W_{\text{pl}} + d/dt W_{\text{ind}} \quad (95)$ |
|---|

On peut donc évaluer la résistance et l'inductance de la bobine (avec ou sans plasma) en calculant l'un ou l'autre des deux membres de l'équation (95) indifféremment, à l'aide de (89) ou de (90) et (94). Dans le §I.2.c, c'est en fait  $W_{\text{gén}}$  qui est calculé (voir détail ci-dessous), et bien qu'à la fois le courant  $j$  et le champ  $E$  que nous avons calculés soient tout à fait faux dans le conducteur, l'énergie, ou l'impédance, calculée à partir de ces valeurs fausses est tout de même correcte.

Les expressions (95), (90) et (94) montrent que le plasma modifie l'impédance de la bobine à travers plusieurs effets:

- modification de  $E$  et  $B$  dans tout l'espace,
- perte d'énergie par effet Joule,
- modification de l'énergie stockée dans le champ électromagnétique (= dans l'inductance).

*\* Puissance à partir de la tension.*

$W_{\text{gén}}$  est reliée simplement à l'impédance de la bobine par:

$$W_{\text{gén}} = \mathcal{U}(t) \mathcal{J}(t) = (R_s \mathcal{J} + L_r \frac{d\mathcal{J}}{dt}) \mathcal{J} \quad .$$

En remplaçant  $\mathcal{J}(t)$  par  $2 I \cos \omega t$ , on montre facilement que la décomposition de Fourier temporelle de  $W_{\text{gén}}$  contient les

coefficients:

$$W_0 = 2 R_S I^2 \quad , \quad W_2 = R_S I^2 + i L_R \omega I^2 \quad , \quad W_{-2} = W_2^* .$$

L'expression (89):

$$W_{\text{gén}} = \iiint_{\text{bobine}} \vec{E} \cdot \vec{j} \, d\tau \quad ,$$

où  $\vec{j}$  est le courant source égal à  $\vec{j}_1 - \sigma_c \vec{E}$ ,  $\vec{j}_1$  étant le courant total, aurait pu être utilisée directement pour calculer la puissance aux bornes de la bobine, sans passer par le calcul de la tension aux bornes comme nous l'avons fait au §I.2.c. Cette expression se transforme d'ailleurs, dans le cas limite du fil fin, selon:

$$W_{\text{gén}} = \left( \int_{\text{axe du fil}} \vec{E} \cdot d\vec{l} \right) \left( \iint_{\text{section fil}} \vec{j} \cdot d\vec{S} \right) = \mathcal{V} \cdot \mathcal{J} .$$

Ceci montre que la justification du passage de (76) à (78) fait au §I.2.c est la suivante: la densité de courant source  $j$  étant choisie constante dans la section du fil, elle peut être sortie de l'intégrale, qui ne porte que sur les variables d'espace; l'intégrale a alors la dimension d'une tension intégrée sur une surface, résultant en ce qu'on peut appeler "tension moyenne dans la section de la bobine".

L'emploi de (89) évite ainsi d'avoir à faire de délicates justifications faisant intervenir cette tension moyenne. Pour l'étude d'un mode dipolaire du champ électromagnétique, c'est l'expression correcte (89) qu'il faudrait utiliser. En effet,  $j$  n'étant pas constante le long du fil de la bobine, elle ne pourrait pas être sortie de l'intégrale.

\* Loi d'Ohm.

Le passage de (88) à (95) constitue également la justification du choix des équations de Maxwell qui a été fait au §I.2.b. En effet, écrire (95) revient à négliger  $\sigma_c E_s$  dans les équations (85), si nous oublions  $W_{\text{rad}}$  pour l'instant, et ceci constitue la différence entre (36,47,48,49,50) et (85). Ainsi, les équations de Maxwell sous la forme (47,48,49,50) sont formellement correctes, mais l'approximation a consisté à choisir la densité totale de courant constante et à ne pas appliquer la loi d'Ohm. L'essentiel pour notre objectif est que les champs déterminés par ces deux ensembles d'équations de Maxwell soient identiques en tout point de l'espace où ils contribuent de façon quantitative à  $W_{\text{ind}}$  et  $W_{\text{pl}}$ , ce que nous étudierons au paragraphe suivant. Alors, même s'ils diffèrent beaucoup à l'intérieur du conducteur (effet

2<sup>ème</sup> partie

de peau dans un cas, pas dans l'autre), le calcul de  $W_{\text{gén}}$  n'en est pas influencé, comme l'indique la relation (95).

II.1.a.d. Influence de la répartition du courant dans la bobine.

Si la loi d'Ohm n'avait pas été omise dans la bobine, le calcul du §I aurait permis de déterminer les champs dans tout l'espace, y compris la bobine. De même, les équations de Maxwell ayant été écrites correctement, nous aurions également pu obtenir le champ réel dans tout l'espace si, au lieu de  $j$  constante, nous avions injecté comme donnée de notre calcul la véritable densité totale de courant dans la bobine; celle-ci n'est pas connue de façon exacte, mais on peut en donner facilement des approximations meilleures que celle que nous avons choisie. La question est alors: est-ce que, ce faisant, on améliorerait beaucoup la précision des résultats?

Nous sommes amenés, pour évaluer l'erreur liée à nos résultats, à étudier la dépendance des champs  $E$  et  $B$ , tels qu'ils sont déterminés à l'aide de la méthode du §I, par rapport à une distribution donnée de courant dans la spire.

Compte-tenu du paragraphe précédent, l'effet de peau dans la bobine, quelle que soit sa structure précise, a un impact négligeable sur la résistance de la bobine. Par conséquent, l'erreur sur la grandeur que nous mesurons,  $\Delta L/L$ , se situe à deux niveaux:

- influence de la distribution en effet de peau sur l'inductance  $L$  de la bobine à vide (sans plasma),
- influence de la modification de la densité de courant bobine, sous l'effet de la présence du plasma, sur le calcul de la variation d'inductance  $\Delta L$  de la bobine due au plasma.

Adoptons pour cela une analyse "de causes et d'effets" et les lois de la magnétostatique qui ont été justifiées dans le §A.2. Soit  $C_0$  le champ créé par le courant  $j_0$  parcourant la bobine dans le vide. Lorsque le plasma est présent, le champ  $C_0$  "provoque" dans le plasma l'apparition de courants induits  $j_{p,1}$  auxquels est associé un champ  $C_1$ ; à son tour,  $C_1$  induit un courant  $j_1$  dans la bobine, qui crée un champ  $C_2$ , et ainsi de suite. Bien que la description de causes et d'effets soit incorrecte, le champ total obtenu en sommant tous les  $C_i$  est le champ correct, du fait de la linéarité des équations de Maxwell.

Remarquons que l'impédance de la bobine ne dépend pas du courant total qui la parcourt (pour une répartition fixée). Alors le calcul fait au §I.2 revient, pour ce qui est de la description

présente, à ne conserver que la partie constante ( $J_n/S$ ) des densités de courant  $j_n$  dans la bobine. Dans ce qui suit, nous nous limitons à  $j_0$ , densité de courant en l'absence de plasma, et  $j_1$ .

Le potentiel vecteur  $\vec{\mathcal{A}}_M(N)$  créé en un point N par une densité de courant  $j(M)$  dans le volume  $d\tau$  situé au point M est donné par la loi de Biot et Savart:

$$\vec{\mathcal{A}}_M(N) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{j}(M)}{MN}, \quad MN = |\vec{MN}|$$

Nous n'utiliserons pas les potentiels retardés, conformément à la remarque faite au §A.1. Alors le champ B décroît en  $1/MN^2$ .

On peut alors utiliser des développements limités par rapport au paramètre  $\chi = R_f/d_m$ , où  $R_f$  est le rayon du fil conducteur et  $d_m$  est la plus petite distance entre la bobine et le plasma. Dans notre cas, ce paramètre vaut:

$$\chi = 1/15 \tag{96},$$

et c'est l'une des deux clés de l'approximation.

La deuxième clé est la structure approximative de la densité de courant réelle dans le conducteur. La densité de courant dans un fil rectiligne infini (voir fig.25), en haute fréquence, est calculée dans [40]; nous en retiendrons seulement que le courant est tel que:

$$\iint_{\text{section fil}} |\vec{j}| dS \neq \left| \iint_{\text{section fil}} \vec{j} \cdot d\vec{S} \right| = J$$

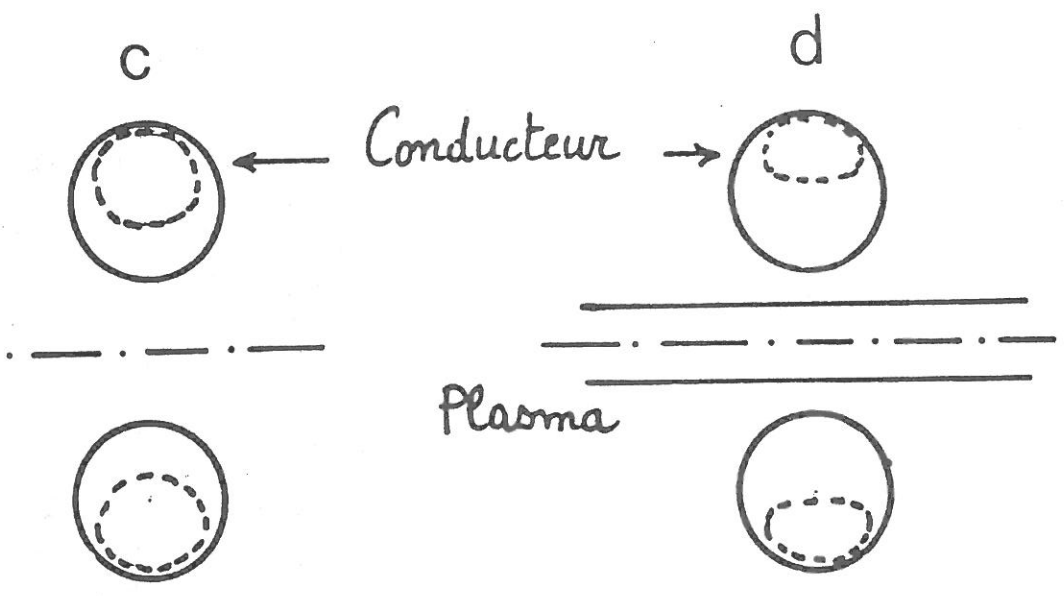
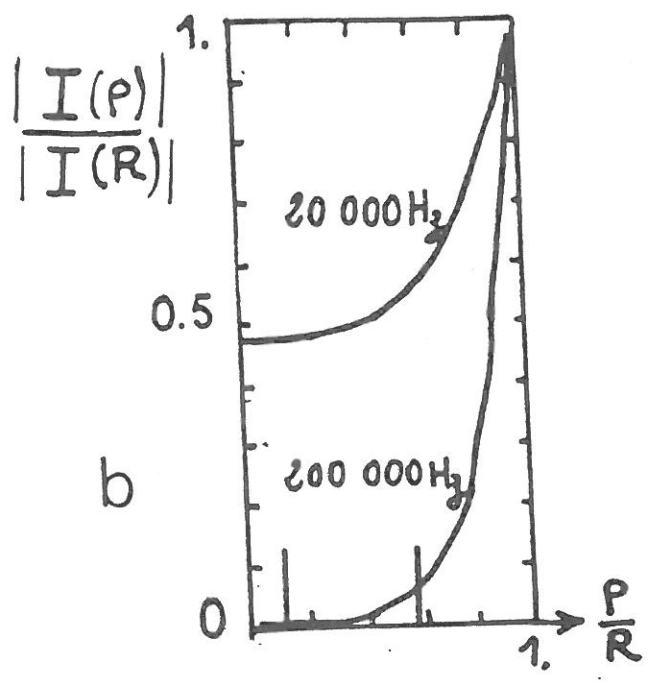
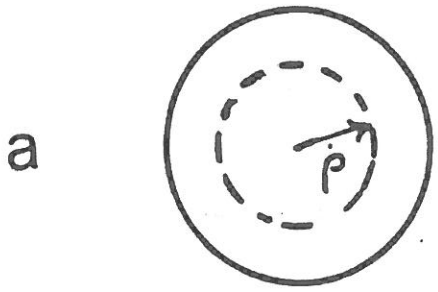
c'est à dire que le courant circule essentiellement dans le même sens en tout point de la section du fil.

Dans un tore (notre cas) tel que  $R_f/R_b \ll 1$  (dans notre cas, ce rapport vaut 1/30), la distribution se déduit de la précédente avec des corrections de l'ordre de  $R_f/R_b$ . (Notons que cette distribution est toujours supposée à symétrie azimuthale).

On peut alors montrer successivement les résultats suivants.

-Le potentiel vecteur  $\mathcal{A}$  créé par un élément de longueur  $dl$  de la bobine en un point M éloigné de la bobine s'écrit:

$$\frac{d\vec{\mathcal{A}}}{dl} \simeq \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{J}}{d} \left( 1 + \left(\frac{R_f}{d}\right)^2 \psi_1 + \frac{R_f^2}{d R_b} \psi_2 \right) \tag{97}$$



**Figure 25:** Répartition du courant en effet de peau dans un fil de section circulaire de rayon R  
(a) et (b) fil rectiligne infini  
(c) tore seul  
(d) tore entourant un plasma

2ème partie

où  $\vec{J}$  est le courant total dans la section du fil,  $d$  est la distance de  $M$  au centre  $\Omega$  de l'élément de courant,  $\psi_1$  et  $\psi_2$  sont deux facteurs de forme de normes comprises entre 0 et 2 et dépendant de la répartition du courant dans la section.

-le potentiel vecteur créé en un point  $M$  de la bobine, situé dans une section du fil de centre  $\Omega$ , par les courants circulant dans le plasma s'écrit:

$$\vec{A}_p(M) \simeq \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{d_m} \left( \vec{A}_0(\Omega) + \frac{|\vec{\Omega M}|}{d_m} \vec{A}_1(M) \right) \quad (98)$$

où  $d_m$  est la distance bobine-plasma,  $A_0$  et  $A_1$  sont deux intégrales d'ordre de grandeur:

$$A_0 \simeq A_1 \simeq \mu_0 \sigma \omega \frac{R_b R_p^3}{d_m} J \quad (99)$$

où  $\sigma$  est la conductivité du plasma.

Notons encore que la densité de courant  $j_1$  dans la bobine résultant de  $\vec{A}_p$  est:

$$\vec{j}_1 = \sigma \vec{E}_1 = \sigma \left( -\frac{d\vec{A}_p}{dt} \right) = -i\omega \sigma \vec{A}_p \quad (100)$$

En reportant la densité de courant  $j_1$  déterminée par (98) et (100) dans le facteur de forme  $\psi_1$  de l'équation (97), il en résulte que l'influence du plasma sur l'hétérogénéité de la répartition du courant dans la bobine est un effet de l'ordre de:

$$\zeta = \pi \cdot \mu_0 \sigma \omega R_f^2 \cdot \mu_0 \sigma \omega R_p^2 \left( \frac{R_f}{d_m} \right)^2 \frac{R_f R_b}{R_p^2} \quad (101)$$

qui, à une fréquence de 20 MHz et pour un plasma de densité  $10^{12}$  e/cm<sup>3</sup>, est voisin de  $10^{-2}$ . Compte-tenu des nombreuses approximations qui conduisent à ce résultat, il est à considérer avec précaution. Il permet néanmoins de montrer quelles sont les variables qui influent sur l'effet étudié de couplage entre le plasma et la répartition du courant dans la bobine.

On voit que  $\zeta$  est sensible à la valeur du rapport  $R_f/d_m$ . Il est également sensible au rapport  $R_f/R_b$  comme l'indique l'équation (97), bien que le terme correspondant n'ait pas été reporté dans l'expression (101); le calcul du §I n'est donc valable que dans la mesure où le fil est fin par rapport au diamètre de la bobine, à cause de l'influence mutuelle des parties de fil en regard.



Dans le cas d'un solénoïde long à spires jointives, le plasma induit une redistribution de la densité de courant entre les faces interne et externe du conducteur, qui n'est pas prise en compte dans le calcul du §I.2, ni d'ailleurs dans le modèle simple du SA.1.

De même, ce calcul ne serait pas valable pour une bobine formée de spires nombreuses et rapprochées, du type bobine plate ou solénoïde. Le calcul de  $\zeta$  pourrait aussi bien s'appliquer à l'effet de couplage entre deux spires de la bobine. On montrerait ainsi que le calcul du §I.2 de l'inductance de la bobine n'est valable que si les spires sont écartées d'une distance grande devant le rayon du fil dont elles sont faites.

Remarquons que tous les problèmes évoqués sont des conséquences de la valeur élevée de  $\omega$ , comme le montre l'équation (99) et bien sûr aussi la dépendance de  $\zeta$  par rapport à  $\omega^2$ . En effet, à potentiel vecteur égal, donc champ magnétique égal, l'effet que nous avons calculé dépend uniquement du champ électrique, qui est lui-même sensiblement proportionnel à  $\omega$ .

Enfin, (101) montre aussi que plus le plasma est conducteur ( $\sigma$  élevée), plus la densité de courant induite  $j_1$  par le plasma dans la bobine sera élevée, et moins notre calcul sera valable.

En conclusion, le calcul présenté au §I est correct car:

- la fréquence n'est pas trop élevée,
- le fil de la bobine est fin, alors que le diamètre de la bobine, la distance bobine plasma et l'écartement entre spires sont grands,
- le plasma n'est pas trop conducteur.

## II.1.b. Comparaison modèle-réalité.

### II.1.b.a. Influence des autres modes du champ.

Dans le modèle envisagé jusqu'à présent, l'impédance de la bobine a été calculée uniquement pour le mode  $TE_0$  du champ électromagnétique. Ceci résulte du choix qui a été fait pour la densité de courant source (courant azimuthal, axisymétrie). En fait, l'expérience montre que d'autres modes du champ peuvent être présents et influencer la valeur de l'impédance de la bobine. Ils sont dus d'une part à la valeur finie de la longueur d'onde et d'autre part à la présence du générateur aux bornes de la bobine, alors que le calcul décrivait des spires parfaites.

\* Modes transverses électriques (TE) d'ordre non nul.

Un mode TE ( $H_\rho$ ,  $H_z$ ,  $E_\varphi$ ) ayant de plus une dépendance par rapport à la variable  $\varphi$  est tel que:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} \neq 0$$

Ce mode ne peut donc pas exister dans le vide où la densité de charge est nulle. Du fait de la continuité des champs du mode TE aux interfaces avec le plasma et la bobine, ce mode ne peut pas être excité sans un mode TM additionnel.

\* Mode transverse magnétique d'ordre zéro (TM<sub>0</sub>).

Pour les modes TM, les champs sont  $E_\rho$ ,  $E_z$  et  $H_\varphi$  et dépendent des variables  $\rho, \varphi$  et  $z$  (Fig.26a). Ces modes ont peu d'importance dans le modèle du §I., où la bobine et le plasma, étant isolés, ont chacun une charge totale constamment nulle. L'interaction bobine-plasma vis à vis de ces modes est du type dipôle-dipôle, donc petite tant que la distance qui les sépare est suffisamment grande (Fig.26a). Par contre, en insérant entre la bobine et le plasma un générateur susceptible d'entretenir entre eux une différence de potentiel, on fait apparaître une charge nette +Q sur l'un et -Q sur l'autre, et l'interaction liée au mode TM devient importante (Fig.26b).

Le mode TM<sub>0</sub> et le mode TE<sub>0</sub> peuvent se superposer; ils sont alors découplés au sens où la résolution des équations de Maxwell peut en principe être faite séparément pour les deux modes. L'énergie totale du champ total est la somme des énergies liées à chaque mode; en effet, si le champ total est  $C = C_1 + C_2$  où l'indice 1 représente TE<sub>0</sub> et l'indice 2 représente TM<sub>0</sub>, les termes de l'équation (88) sont de l'un des types:

$$\iint (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} \quad , \quad \iiint \vec{E}^2 d\tau \quad , \quad \iiint \vec{H}^2 d\tau \quad .$$

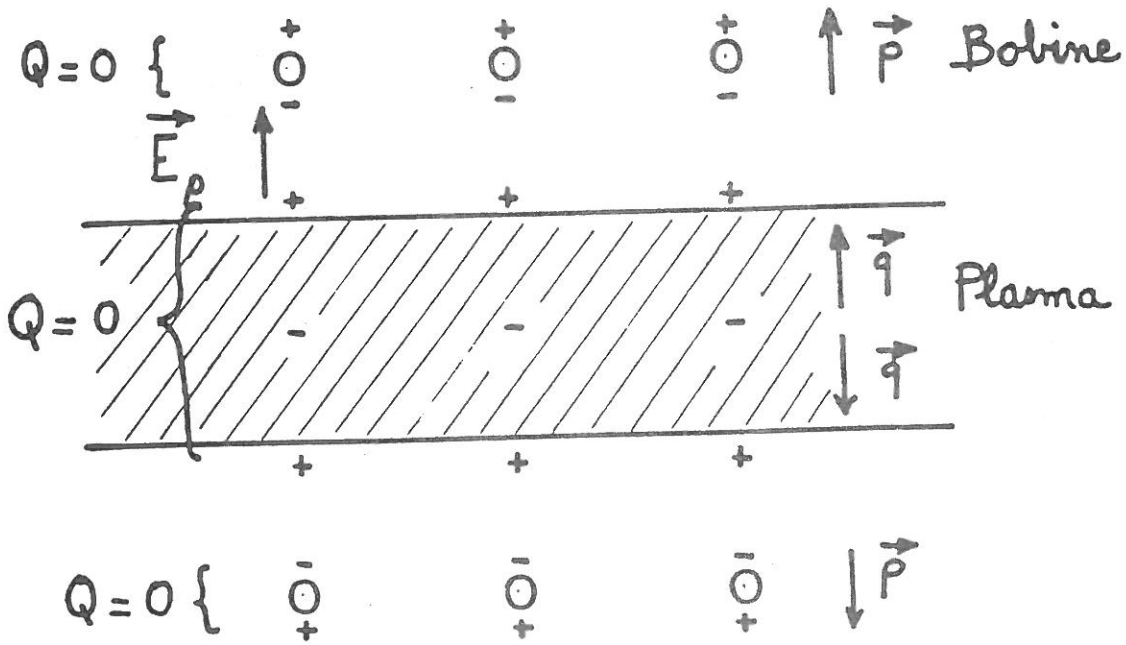
en utilisant l'orthogonalité de  $E_1$  et  $E_2$  ainsi que celle de  $H_1$  et  $H_2$ , il vient:

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = \vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 \quad , \quad \vec{H}^2 = \vec{H}_1^2 + \vec{H}_2^2$$

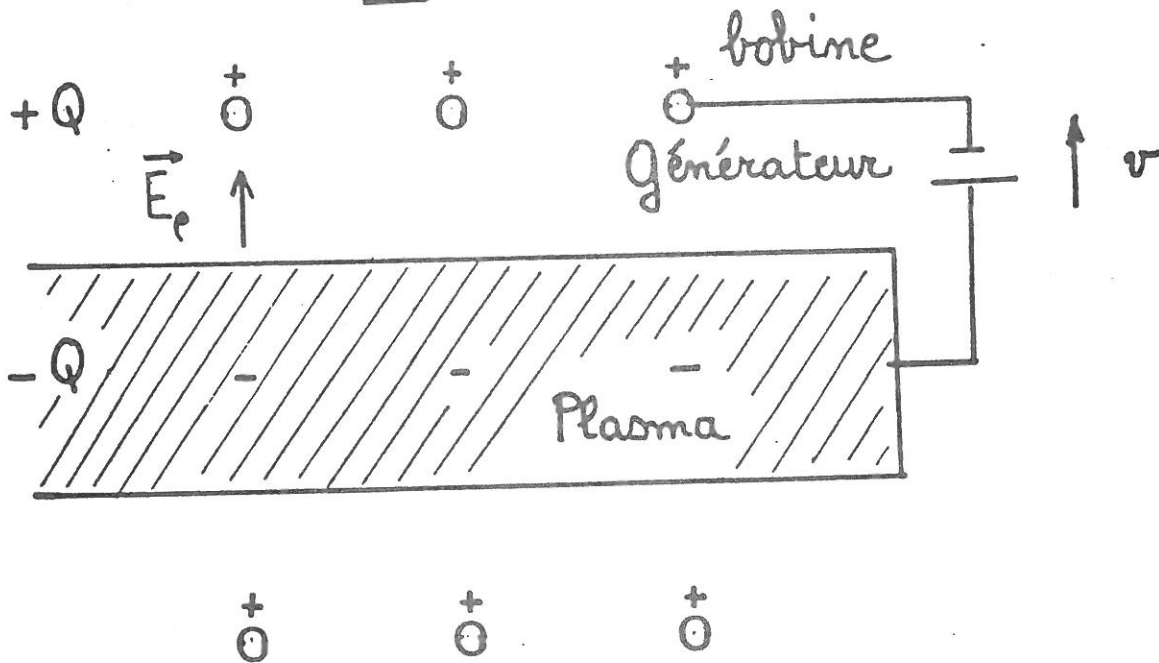
$$\iint (\vec{E} \wedge \vec{H}) \cdot d\vec{S} = \iint (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_1 + \vec{E}_2 \wedge \vec{H}_2 + \vec{E}_1 \wedge \vec{H}_2 + \vec{E}_2 \wedge \vec{H}_1) \cdot d\vec{S}$$

$\vec{E}_1$  et  $\vec{H}_2$  sont tous deux colinéaires à  $\vec{u}_\varphi$ , donc leur produit vectoriel est nul. On transforme la dernière intégrale comme il a été fait au §II.1.a.b. :

- 33 -  
a



b



**Figure 26:**

Champ  $E_p$  d'un mode  $TM_0$   
 (a) bobine et plasma isolés  
 (b) bobine et plasma reliés par un générateur

$$\iint_{\Sigma} (\vec{E}_2 \wedge \vec{H}_1) \cdot d\vec{S} = \iiint_{\tau} \overset{2^{\text{ème}} \text{ partie}}{\vec{\nabla} \cdot (\vec{E}_2 \wedge \vec{H}_1)} d\tau = \iiint_{\tau} [(\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_2) \cdot \vec{H}_1 - \vec{E}_2 \cdot (\vec{\nabla} \wedge \vec{H}_1)] d\tau$$

la première intégrale vaut  $-d/dt \left( \iiint_{\tau} \vec{H}_2 \cdot \vec{H}_1 d\tau \right)$  où  $\vec{H}_1$  et  $\vec{H}_2$  sont orthogonaux; dans la seconde,  $\text{rot } \vec{H}_1$  est colinéaire à  $\vec{u}_{\varphi}$  alors que  $\vec{E}_2$  lui est orthogonal. Ceci achève la démonstration.

Ce découplage des modes est très important dans la pratique; il nous permet de modifier le mode  $TM_0$ , qui est un parasite pour l'expérience, de façon à nous en affranchir, sans que le comportement de la bobine vis à vis du mode  $TE_0$  en soit affecté; ceci est décrit au §II.1.b.b.

\* *Superposition de modes TE et TM d'ordres élevés.*

Toutes les composantes de champs sont alors présentes, il y a dépendance par rapport à la variable  $\varphi$ . Il est paradoxal de parler encore de modes dans ce cas, car toutes les composantes des champs sont couplées, on ne peut pas séparer les équations de Maxwell en deux groupes, et il y a parmi les termes de l'énergie des termes d'interaction entre modes.

Cette structure de champ est en fait présente dès que l'on rompt la symétrie en coupant la bobine pour introduire un générateur. Cependant, l'amplitude des champs correspondants aux modes d'ordres élevés est en général petite devant celle des modes  $TE_0$  et  $TM_0$ . La démonstration en a été faite par H. Bremmer [38], à l'aide d'une étude de la distribution de courant dans le conducteur. Il en ressort que la distribution de courant doit être traitée comme un problème d'oscillations forcées à la fréquence  $\omega/2\pi$ , d'un système dont les fréquences propres  $\omega_n/2\pi$  sont liées aux paramètres géométriques. Dans une antenne linéaire dont le fil a un rayon  $R_f$  petit devant sa longueur, ici  $2\pi NR_b$  pour une bobine de  $N$  spires, les fréquences propres  $\omega_n/2\pi$  les plus basses sont approximativement données par:

$$2\pi NR_b = n \frac{2\pi c}{\omega_n} = n \lambda_n \quad , \text{ où } n \text{ est un entier.}$$

Ainsi, dans notre cas la plus basse fréquence est donnée par:

$$\frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{c}{2\pi NR_b} = 500 \text{ MHz} \quad (\text{avec } NR_b = 10 \text{ cm})$$

Les amplitudes des oscillations forcées sur les modes associés à ces fréquences font intervenir des facteurs du type:

$$\alpha_n = \frac{1}{\omega^2 - \omega_n^2}$$

valeurs petites dans notre cas puisque  $(\omega/\omega_n)^2 < 0.01$ .

En fait, ce résultat sous-estime le problème réel car il ne prend pas en compte la courbure du fil. Ainsi, dans une bobine, les différentes parties du fil en regard ont pour effet d'abaisser beaucoup la première fréquence de résonance. Celle-ci a été mesurée pour les bobines que nous utilisons (cf §D), et elle va de 200 MHz à 60 MHz suivant le nombre de spires. Ces fréquences sont des données très importantes car elles bornent le domaine dans lequel on peut utiliser chaque bobine.

#### II.1.b.b. Intervention du tube fendu.

La modélisation de l'effet capacitif parasite entre la bobine et le plasma lié à la coupure dans la bobine est délicate. Expérimentalement nous nous affranchissons de cet effet au sens où nous rendons le couplage bobine-plasma insensible au mode  $TM_0$  qui lui correspond; alors la variation d'impédance de la bobine due au plasma ne se fait qu'au travers du mode  $TE_0$ . Pour cela, nous utilisons un tube de cuivre fendu de même axe que le plasma, placé entre le plasma et la bobine (Fig.21) et mis à la masse. Il n'est donc pas nécessaire de calculer précisément le mode  $TM_0$  du champ par lequel se fait le couplage bobine-plasma qui constitue cet effet parasite; nous nous contenterons de le décrire qualitativement. Cependant, il est nécessaire de prendre en compte le tube fendu dans le fonctionnement de l'oscillateur, et donc de lui associer des caractéristiques  $R, L, C$ .

#### *\* Non-intervention du tube dans le mode $TE_0$ .*

Il est important de montrer que le tube ne perturbe pas le mode  $TE_0$  par lequel se fait la mesure. Le principe de l'action du tube fendu vis à vis du champ électromagnétique peut être décrit par la théorie des "antennes à diaphragme", utilisées en micro-ondes, telles qu'elles sont décrites par Bremmer [38]. Imaginons d'abord que ce tube soit infiniment long et non fendu; l'espace situé à l'extérieur de ce tube constitue le résonateur où est formé le mode  $TE_0$ , et on cherche à "émettre" ce mode dans l'espace intérieur au tube (bien que cela puisse paraître paradoxal). On transforme alors le résonateur en une antenne en faisant une incision dans le tube. Bremmer écrit: "*La dimension longue de la fente doit être perpendiculaire aux courants qui circulent dans la paroi en l'absence de fente; la distribution de courant est alors perturbée de façon significative, ce qui résulte en un couplage du champ interne du résonateur (-comprendre: l'extérieur du tube -) avec celui de l'espace environnant; la fente devient ainsi un élément émetteur*".

2<sup>ème</sup> partie

Conformément à cette théorie, il suffit d'une seule fente dans le tube pour obtenir l'effet recherché; cependant, il intervient des considérations de rendement en couplage entre l'espace intérieur et l'espace extérieur, et l'expérience montre que plusieurs fentes sont plus efficaces qu'une seule. Par ailleurs le tube ne peut pas être infiniment long, mais on doit le concevoir le plus long possible puisque l'extrémité n'est pas un "élément émetteur". Elle constitue en fait une spire, et l'inductance mutuelle avec la bobine de mesure est d'autant plus grande (et perturbatrice) qu'elles sont voisines.

\* *Découplage bobine-plasma pour le mode  $TM_0$ .*

Pour montrer l'effet d'écran du tube fendu entre le plasma et la bobine vis à vis du mode  $TM_0$  parasite et quantifier le fonctionnement de ce tube fendu, nous allons décrire le système comme une "ligne de transmission".

La raison de ce choix est donnée par R.W. King [38]: " *Un aspect important du problème analytique de la ligne de transmission est le pont qu'il fournit entre les méthodes et les variables de l'analyse des circuits électriques et celles de la théorie du champ électromagnétique. Les variables préférées dans le calcul des circuits sont différence de potentiel et courant; celles de la théorie du champ sont les vecteurs électriques et magnétiques. Avec les variables de la théorie des circuits, la puissance électrique peut être associée aux courants dans les conducteurs et les charges dans les condensateurs; avec les variables de la théorie du champ, elle est associée aux champs dans l'espace vide ou diélectrique dans lequel les conducteurs sont immergés.*" Il serait trop difficile de calculer les champs, donc nous adoptons la théorie des circuits.

La bobine est découpée en morceaux élémentaires de longueur  $dx$ , portés au potentiel  $V(x)$  et parcourus par un courant  $I(x) = j(x) S$ . A chaque morceau est attribué une inductance  $dL = \mathcal{L} dx$  due au champ rayonné et qui représente la contribution au mode TE de la description du modèle jusqu'ici. On tient compte également d'une capacité  $dC = \mathcal{C} dx$  dont l'une des armatures est l'élément de fil considéré et l'autre est constituée de toutes les parties conductrices du montage en regard: nous ne les précisons pas à ce stade, mais il s'agira en fait du plasma ou du tube fendu; nous supposons seulement que ces conducteurs sont équipotentiels vis à vis du courant alternatif.

En réalité ceci est une approximation car il n'est pas possible de considérer ainsi des  $dL$  et  $dC$  intrinsèques à l'élément de fil  $dx$ ; en effet les différents éléments de fil interagissent



fortement entre eux,  $dL$  et  $dC$  dépendent à la fois de la géométrie du fil complet et des distributions de courant et de charge; leur valeur sera d'ailleurs précisée seulement à la fin du calcul, de façon à assurer la cohérence avec le début de cette étude. On devrait également ajouter une résistance en série avec l'inductance et une autre en série avec la capacité  $dC$  pour symboliser les pertes Joules qui peuvent intervenir à travers les modes inductif et capacitif.

La bobine et l'autre armature étant ainsi considérées comme un quadrupôle, leur description est schématisée par la fig.27.

La tension et le courant sont des fonctions de l'abscisse curviligne le long du fil. Leurs amplitudes complexes vérifient les relations:

$$dV = -i\mathcal{L}\omega I dx \quad , \quad dI = -i\mathcal{C}\omega V dx \quad . \quad (102)$$

On en déduit l'équation différentielle vérifiée par  $V$  :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\mathcal{L}\mathcal{C}\omega^2 V \quad (103).$$

Ceci fait apparaître la longueur  $l$  du fil, l'inductance totale de la bobine et la capacité totale de l'ensemble bobine-armature définies par:

$$L = \int_{\text{bobine}} dL = \mathcal{L}l \quad , \quad C = \int_{\text{bobine}} dC = \mathcal{C}l \quad (104)$$

car l'axisymétrie du dispositif fait que  $\mathcal{L}$  et  $\mathcal{C}$  sont constantes le long du fil.

On peut alors exprimer la tension et le courant à une borne de la bobine en fonction de la tension et du courant à l'autre borne:

$$\begin{cases} V(l) = V(0) \cos(\omega\sqrt{LC}) - i I(0) \sqrt{\frac{L}{C}} \sin(\omega\sqrt{LC}) \\ I(l) = -i\sqrt{\frac{C}{L}} V(0) \sin(\omega\sqrt{LC}) + I(0) \cos(\omega\sqrt{LC}) \end{cases} \quad (105)$$

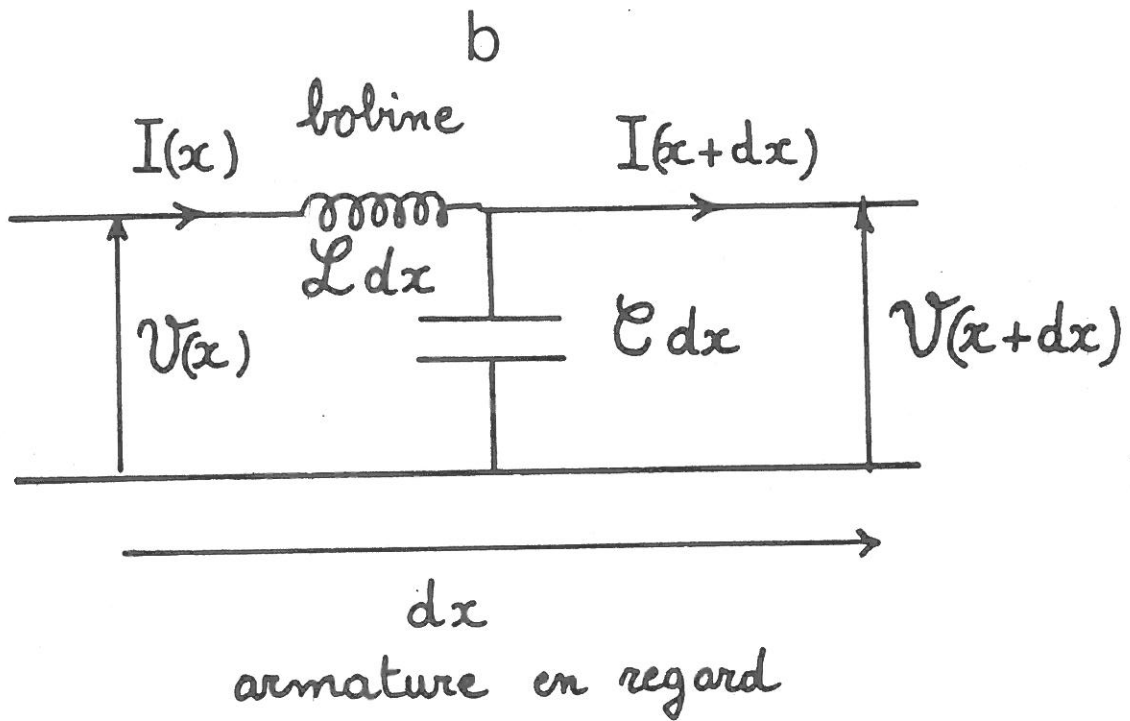
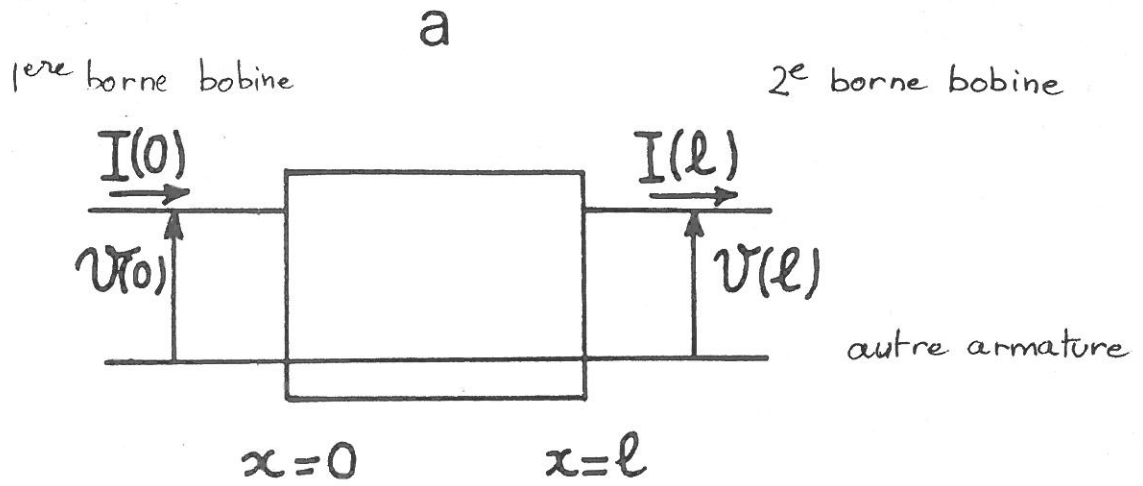
Les fréquences propres ou de résonance sont données par la relation:

$$\omega_n\sqrt{LC} = 2n\pi \quad (106)$$

On peut évaluer très grossièrement la capacité "parasite"  $C$  avec la relation classique du condensateur plan:

$$C = \epsilon_0 S_f/d_m = 1 \text{ pF} \quad ,$$





**Figure 27:** (a) Quadropôle équivalent à l'ensemble bobine + plasma  
(b) Schéma équivalent pour un élément de longueur  $dx$ .

2<sup>ème</sup> partie

où  $S_f$  est la surface du fil de la bobine et  $d_m$  est la distance bobine-plasma. Cette capacité est non négligeable dans la mesure relative au plasma, mais suffisamment petite pour que la fréquence de travail soit toujours très en dessous de la première fréquence propre.

Remarquons que même en l'absence d'autre armature (plasma ou tube fendu), la bobine présente une capacité naturelle intrinsèque due aux parties de fil en regard; c'est pourquoi elle ne garde son caractère d'inductance qu'en-deçà d'une certaine fréquence (cf §D).

Les relations précédentes ne permettent de déterminer  $V(l)$  et  $I(l)$  que si  $V(0)$  et  $I(0)$  sont connues. Pour obtenir les relations manquantes, il faut pouvoir décrire l'écoulement des charges qui est assuré par un générateur (l'oscillateur) placé dans le circuit. Dans le cas où l'autre armature du condensateur est le plasma, celui-ci est relié à la masse de l'oscillateur par un circuit très compliqué, contenant l'alimentation de la décharge, les gaines du plasma et des fils de connexion très longs; il est impossible d'un point de vue pratique de décrire le comportement de tous ces éléments en haute fréquence et d'écrire précisément les relations nécessaires. L'effet parasite est alors incontrôlable, fluctuant, non reproductible et il perturbe grandement la mesure.

Supposons pourtant que l'armature faisant face à la bobine soit à la masse. Nous allons envisager deux montages possibles pour la bobine, et utiliser le fait que:

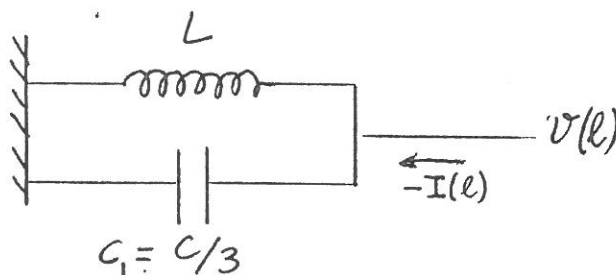
$$\omega^2 L C \ll 1 \quad (107)$$

1<sup>er</sup> montage: c'est le montage usuel lorsque nous faisons la mesure de densité plasma. L'une des bornes de la bobine est à la masse, disons  $x=0$ . On peut alors transformer les relations (105):

$$I(l) = I(0) \cos(\omega \sqrt{LC} l) \quad (108)$$

$$Z = \frac{V(l)}{-I(l)} = i \sqrt{\frac{L}{C}} \operatorname{tg}(\omega \sqrt{LC} l) \approx i L \omega \left( 1 + \frac{LC \omega^2 l^2}{6} \right)$$

L'ensemble bobine+armature est alors équivalent à:



dans lequel l'inductance de l'ensemble est celle de la bobine:

$$L_1 = L \quad (109)$$

et la capacité en parallèle avec la bobine vaut:

$$C_1 = C/3 \quad (110)$$

Ainsi, lorsque nous réalisons la mesure de conductivité du plasma, la variation d'impédance de la bobine est due en partie à la variation de  $L$  telle qu'elle a été calculée dans le § I., et en partie à l'apparition d'une capacité liée au fait que le plasma se comporte comme une armature de condensateur. Des mesures de cet effet seront présentées dans la partie D. Pour les plasmas de faible densité, il est du même ordre de grandeur que l'effet inductif, mais de signe opposé, ce qui rend hors de question de faire la moindre mesure sans s'en affranchir.

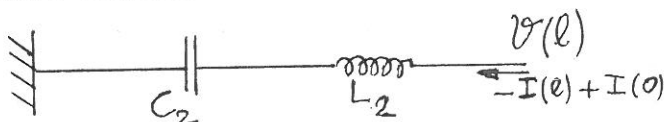
C'est dans ce but que nous utilisons le tube fendu. Celui-ci est (vraiment) à la masse, avec une borne en commun avec la bobine, et joue donc, en l'absence de plasma, le même rôle que le plasma dans le montage qui vient d'être décrit.

2<sup>ème</sup> montage: les deux bornes de la bobine sont réunies, le tube (ou le plasma) en est séparé mais il est toujours à la masse. Les relations (105) deviennent cette fois:

$$V(l) = V(0) = \frac{-i I_0 \sqrt{LC} \sin(\omega \sqrt{LC})}{1 - \cos(\omega \sqrt{LC})} \quad (111)$$

$$Z = \frac{V(l)}{-I(l) + I(0)} = \frac{1}{iC\omega} \cdot \frac{\omega \sqrt{LC} / 2}{\text{tg}(\omega \sqrt{LC} / 2)} = \frac{1}{iC\omega} + \frac{iL\omega}{12}$$

L'ensemble bobine+tube est alors équivalent à:



$$Z = \frac{1}{iC_2\omega} + iL_2\omega$$

2<sup>ème</sup> partie

dans lequel les capacité et inductance sont:

$$C_2 = C \quad , \quad L_2 = L/12 \quad (112)$$

Ce montage permet donc de mesurer la capacité tube-bobine avec plus de précision que le premier, qui n'est sensible qu'à  $C/3$ .

La présence du tube fendu a pour but d'éliminer l'effet capacitif entre le plasma et la bobine sans modifier l'effet inductif.

On conçoit que si le tube n'est pas fendu, compte-tenu de ce qu'il est à la masse et qu'il a une épaisseur très supérieure à l'épaisseur de peau, les effets capacitifs entre bobine et tube d'une part, tube et plasma d'autre part, soient complètement indépendants. Malheureusement dans ce cas la bobine est également insensible au plasma pour l'effet inductif. La présence des fentes diminue un peu l'efficacité de l'écran que représente le tube fendu, mais elle fait que le tube ne perturbe pas le couplage entre la bobine et le plasma pour le mode  $TE_0$  (cf plus haut).

La mesure est alors possible telle qu'elle a été décrite dans l'introduction, et l'effet capacitif parasite est absent. En effet, la capacité entre la bobine et le plasma, est proportionnelle à leur surface en regard, c'est à dire à la surface des fentes, donc petite devant la capacité entre la bobine et le tube fendu, qui elle ne dépend pas de la présence ou de l'absence de plasma.

Bien que ceci soit très qualitatif (la résolution analytique des équations de Maxwell en présence du tube n'a pas été envisagée), les mesures réalisées avec ce dispositif ont bien confirmé l'interprétation qui vient d'être donnée du fonctionnement.

Elles seront exposées au § D.

#### II.1.b.c. Périodicité selon z.

Nous avons vu que le modèle suppose la présence de bobines régulièrement espacées sur l'axe z. Ceci est un artifice mathématique destiné à simplifier l'écriture de la résolution analytique sans pour autant nuire à la précision numérique des résultats.

En effet, la résolution du problème exact de la bobine isolée dans l'espace peut être traitée analytiquement de façon semblable, mais on doit alors utiliser les transformées de Fourier des champs au lieu de leurs séries de Fourier. Lors du calcul du résultat

sur l'ordinateur, la détermination de transformées inverses de Fourier nécessite des intégrations très longues et imprécises numériquement; c'est pourquoi il existe des algorithmes de calcul rapide de ces transformées qui consistent à d'abord les ramener à des séries de Fourier. La méthode [35] utilisée ici consiste donc simplement à opérer cette réécriture des transformées en séries dès le début de la résolution analytique; ceci fait apparaître un coefficient ajustable  $2D$  lors du calcul sur ordinateur et qui est la périodicité du système utilisé dans le modèle.

Remarquons qu'il a été nécessaire d'écrire une condition (58bis) reliant  $\omega$  à la valeur maximale qu'on peut utiliser pour  $D$ ; en pratique, comme  $D$  est lui-même limité vers les valeurs faibles par:

$$D \gg R_b \quad ,$$

on ne peut obtenir un résultat précis à l'ordinateur que pour:

$$\omega \ll \omega_{\text{lim}} = 2 \pi c/R_b \quad .$$

Cependant ceci ne nuit pas du tout à la généralité de la méthode, et on peut reprendre le calcul du §I.2 pour des valeurs plus élevées de  $\omega$  en modifiant seulement l'écriture des fonctions de Bessel intervenant dans quelques harmoniques, celles pour lesquelles  $a^2 < 0$ .

Nous allons cependant envisager deux conséquences physiques de cette opération mathématique.

\* *Champs lointains.*

Une fois que  $D$  a été fixé à une valeur donnée, le calcul des champs en tout point de l'espace est fait alors que les paramètres sont tels que:

$$R_b \ll D \ll \lambda \quad ,$$

où  $D$  est la distance entre bobines et  $\lambda$  est la longueur d'onde. La première inégalité signifie que les champs deviennent, à une distance inférieure à  $D$ , suffisamment petits pour être négligés. En vertu de la seconde inégalité, leurs valeurs sont alors semblables à celles données par les formules du dipôle magnétique en champ lentement variable [41] [39], pour une bobine à une seule spire:

$$\vec{\mathcal{H}}_q = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{m}{r^2} \sin\theta \cos\omega t \quad , \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{\mathcal{H}} \quad , \quad \vec{E} = - \frac{d\vec{\mathcal{H}}}{dt}$$

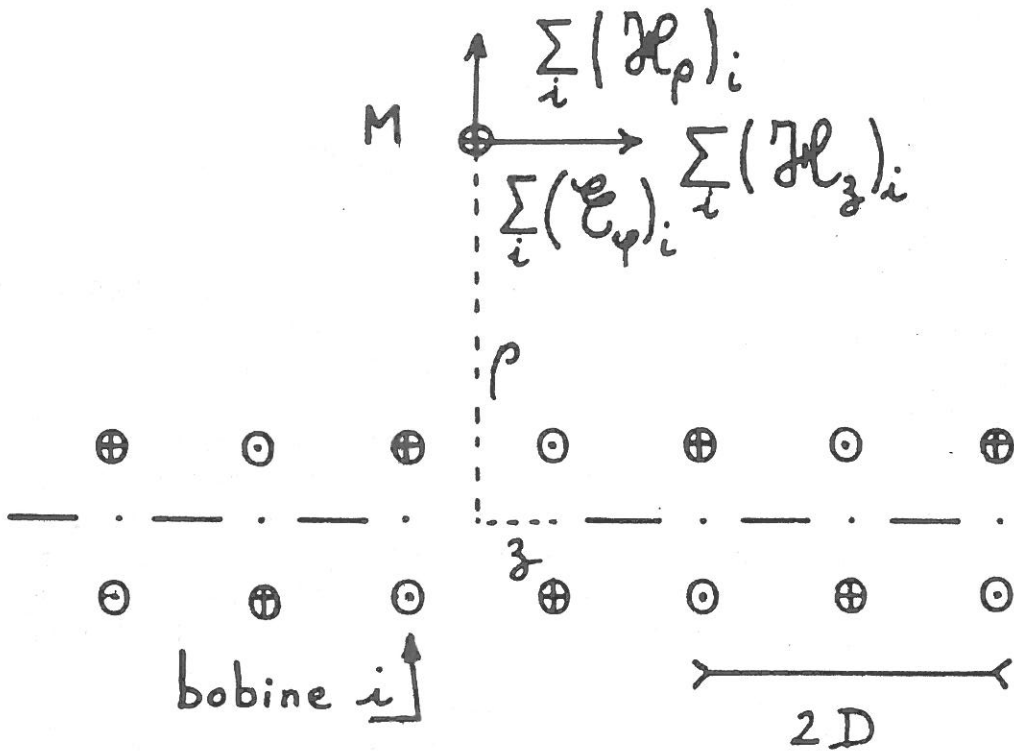


Figure 28: Champ en M créé par une distribution de dipôles

$$\text{où } m = \pi R_b^2 I, \quad J = I \cos \omega t, \quad r = (\rho^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}, \quad \sin \theta = \frac{\rho}{r}.$$

Ces formules sont identiques à celles du champ magnétique statique créé par la bobine, à un facteur  $\cos(\omega t)$  près. Ceci est caractéristique de l'approximation "quasistatique" ou "électrotechnique".

A une distance  $\rho$  de la bobine,  $\rho > \lambda$ , et dans un plan perpendiculaire à l'axe  $z$ , les champs résultent d'une assemblée de dipôles magnétiques (Fig.28), ils n'ont donc plus rien en commun avec les champs créés par un dipôle isolé. Le champ résultant en un point est la somme des champs créés par chaque dipôle. (On ne peut malheureusement utiliser les expressions classiques [39] pour effectuer la somme des champs individuels, car il s'agit d'expressions approchées et ce qu'on néglige dans le terme dominant est plus grand que certains autres termes de la somme). Remarquons que nous n'avons pas cherché à étudier la convergence de ces sommes, qui n'a pourtant en soi rien d'évident; la nullité des composantes de Fourier des champs à l'infini, qui a été imposée dans le calcul du §I., n'est qu'une condition nécessaire, mais peut-être pas suffisante, à cette convergence.

*\* Résistance de radiation.*

Ainsi, le comportement radiatif du dipôle magnétique classique ne peut pas être étudié avec le présent modèle. On peut alors se demander ce que vaut la résistance de radiation du dipôle (cf §II.1.a.b.) à l'issue de notre calcul. Les résultats des calculs que nous avons faits la donnent toujours identiquement nulle, mais peut-être est-ce parce que nous n'avons pas demandé assez de précision à l'ordinateur ( $R_{\text{rad}}$  vaut environ 0.05 ohm). Remarquons seulement que le diagramme de rayonnement de chaque dipôle du modèle est fortement perturbé par rapport à celui d'un dipôle isolé. En effet, le vecteur de Poynting est nul dans tout le plan médiateur entre deux bobines consécutives, car pour raison de symétrie le champ électrique est nul. Le flux d'énergie rayonnée ne peut donc être globalement dirigé que radialement par rapport à l'axe de la bobine; les plans médiateurs agissent en fait comme des guides d'onde parfaitement réfléchissants puisqu'on y impose:

$$\begin{aligned} \vec{H}_z &= \vec{H}_{\text{perpendiculaire}} = 0 \\ \vec{E}_\rho &= \vec{E}_{\text{tangential}} = 0 \\ \vec{H}_\rho &= \vec{H}_{\text{tangential}} \text{ est continu} \end{aligned}$$

En fait, il y a une possibilité de calculer la résistance de



2ème partie

radiation en modifiant légèrement la structure du calcul. On calcule le flux du vecteur de Poynting à travers une surface  $\Sigma$  de rayon très inférieur à D, de façon que les champs créés sur cette surface résultent quantitativement d'une seule bobine. En augmentant D progressivement, ainsi que le rayon de la surface  $\Sigma$ , on répète le calcul jusqu'à ce qu'il converge suffisamment, conformément à la formule (91). Notons que, comme on est amené pour cela à augmenter D à  $\omega$  fixée, la condition (58bis) n'est plus vérifiée et on doit modifier l'écriture des fonctions de Bessl intervenant dans certaines harmoniques (emploi de  $J_n$  et  $Y_n$  au lieu de  $I_n$  et  $K_n$ ).

Dans notre cas, la résistance de radiation est petite devant les pertes ohmiques dans le plasma car  $v/\omega$  est voisin de un. Nous ne l'avons donc pas calculée.

II.1.b.e. Effet du verre.

Le tube de quartz n'a pas été pris en compte dans le calcul du §I. Son influence a cependant été évaluée numériquement en l'incluant dans le modèle unidimensionnel du §A.2. Elle est négligeable dans la gamme de plasma que nous étudions ( $n_e < 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>). Pour des plasmas de densité élevée (épaisseur de peau faible devant le rayon du tube), on doit cependant en tenir compte, ainsi que l'ont montré Basu et al. [42]. Notons que chaque harmonique des champs dans la paroi du tube s'écrit sous la forme:

$$c(\rho) = \alpha I_m(e\rho) + \beta K_m(e\rho) \quad , \quad e = q^2 k^2 - n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_q$$

où  $\epsilon_q$  est la permittivité diélectrique du quartz, et  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes déterminées par les deux conditions aux limites traduisant la continuité aux interfaces plasma-tube et tube-vide. La prise en compte du tube introduit autant de constantes à déterminer que d'équations supplémentaires; il n'apparaît pas de condition de compatibilité.

II.2. Aspects "plasma".

II.2.a. Effet perturbateur de la mesure.

Le champ électrique de mesure doit être suffisamment faible pour ne pas chauffer les électrons du plasma. Dans le plasma créé par faisceau d'électrons, en l'absence du champ électrique de mesure, la température électronique des électrons "ultimes" (cf 1ère partie) résulte d'un bilan de puissance entre un terme source

2<sup>ème</sup> partie

lié à l'arrivée d'électrons chauds dans la région basse énergie de la fonction de distribution électronique, et le transfert convectif que constituent les collisions contre des neutres froids. Afin de quantifier la perturbation apportée par la mesure à ce bilan, on définit un "champ critique d'échauffement" pour lequel la puissance  $\mathcal{P}_J$  cédée au gaz d'électrons par effet Joule dans le champ de mesure est égale à celle que ceux-ci dissipent par collisions sur les neutres:

$$\vec{j}_e \cdot \vec{E} = n_e q \vec{v}_e \cdot \vec{E} = \mathcal{P}_J = 3 k n_e \frac{m_e}{M_{O_2}} v_{eN} (T_e - T_N)$$

Ce champ vaut [16]:

$$E_{crit} = \frac{m_e}{q} v_{eN} \sqrt{\frac{3kT_e}{M}} \quad (113).$$

Avec les ordres de grandeur tirés du tableau I, pour p=1 Torr et  $kT_e=0.2$  eV, on obtient:

$$E_{crit} = 3.4 \text{ V/m}$$

La condition de non perturbation est que:

$$E^2 \ll E_{crit}^2$$

ce qui est à peu près réalisé pour:

$$E < E_{max} \quad , \quad E_{max} = 1 \text{ V/m} \quad (114)$$

Le champ électrique en un point situé à une distance  $\rho$  de l'axe est sensiblement proportionnel à  $\rho$ ; pour une bobine comprenant 3 spires de rayon  $R_b=3.5$  cm entourant un plasma de rayon  $R_p=1.5$  cm, (114) conduit à la tension maximale  $\mathcal{V}_{max}$  que le générateur doit entretenir aux bornes de la bobine:

$$\begin{aligned} \mathcal{V}_{max} &= 3 * 2 \pi R_b E_{max} R_b/R_p \\ &= 1.2 \text{ V} \end{aligned} \quad (115)$$

Dans notre expérience, la tension est limitée à 1 V par une diode écrêteuse (Fig 21).

### II.2.b. Loi d'Ohm dans le plasma.

La loi d'Ohm a été écrite dans le plasma sous la forme (1):

2<sup>ème</sup> partie

$$j = \sigma E \quad , \quad \sigma = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\nu + i\omega}$$

Plusieurs hypothèses sont nécessaires pour déduire cette relation de la théorie cinétique des plasmas [16]. Certaines d'entre elles sont discutées dans la suite de l'étude.

II.2.b.a. Linéarité de la perturbation.

L'écriture de (1) suppose le champ électrique E de mesure suffisamment faible pour que les anisotropies d'ordres supérieurs à 1 qui apparaissent dans la f.d.v. sous l'effet de E soient négligeables. Cette hypothèse est vérifiée si la vitesse de dérive des électrons dans le champ E est petite devant leur vitesse thermique, ce qui s'écrit [16]:

$$E \ll \frac{m}{q} v_{eN} \sqrt{\frac{k T_e}{2m}} = E_{crit} \sqrt{\frac{3M}{2m}}$$

$$\Leftrightarrow E \ll 300 E_{crit}$$

Cette condition est beaucoup moins restrictive que (114), elle est donc facilement vérifiée dans notre expérience.

II.2.b.b. Grandeurs effectives.

La variable  $\nu$  qui intervient dans la formule (1) ne représente la "fréquence de collision électron - neutres pour le transfert de quantité de mouvement" que si elle est indépendante de la vitesse de l'électron, ce qui n'est en fait pas le cas. Plus généralement, la conductivité du plasma doit être écrite [16][43]:

$$\sigma = \frac{q^2}{m} \int_{\nu=0}^{\nu=\infty} f_0(\nu) d \left[ \frac{4\pi \nu^3}{3} \frac{1}{i\omega + \nu_1(\nu)} \right]$$

qu'on peut mettre sous la forme:

$$\sigma = \frac{q^2}{m} \cdot \frac{n_{eff}}{i\omega + \nu_{eff}} \quad , \quad (116)$$

où  $n_{eff} = n_e$  si  $\nu_1(\nu)$  est indépendant de  $\nu$ , et dans laquelle  $\nu_1$  est la "fréquence de relaxation des anisotropies d'ordre un", dont la quantité de mouvement alternative induite par le champ de mesure est un exemple.

Il apparaît ainsi deux grandeurs  $n_{eff}$  et  $\nu_{eff}$  qui peuvent différer sensiblement des véritables densité électronique et

fréquence de collisions  $\nu_1$  [44][45].

Il est nécessaire de connaître ou de faire l'hypothèse d'une forme de la f.d.e. électronique pour pouvoir calculer à l'aide de (116) les facteurs correctifs reliant  $n_{\text{eff}}$  et  $\nu_{\text{eff}}$  à  $n_e$  et  $\nu_1$ . Dans nos expériences sur le plasma créé par faisceau d'électrons, nous supposons la f.d.v. maxwellienne (cf 1<sup>ère</sup> partie); compte-tenu des sections efficaces de collisions dans l'oxygène, les facteurs correctifs sont alors proches de 1 [44].

### II.2.b.c. Anisotropie du plasma.

La loi (1) est généralement établie dans le cas d'un plasma isotrope en l'absence de champ, et pour une onde plane dont la vitesse de phase est voisine de  $c = 3.10^8 \text{m/s}$ , vitesse bien supérieure à celle des électrons du plasma. Par conséquent la force de Lorentz qui s'exerce sur un électron:

$$\vec{F} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad , \quad (117)$$

où  $\vec{v}$  est la vitesse de l'électron, se résume à:  $\vec{F} = q\vec{E}$ , hypothèse nécessaire pour pouvoir écrire (1).

Dans le cas présent, le rapport  $|E_{\varphi}/B|$ , qui a toujours la dimension d'une vitesse de phase, dépend des coordonnées spatiales; il peut être très inférieur à  $c$ , par exemple sur l'axe de la bobine où il est nul. Nous allons étudier l'effet, sur le terme en  $\vec{v} \wedge \vec{B}$ , de deux sources d'anisotropie du plasma: la première est liée au faisceau d'électrons et la seconde au transport de courant par les électrons ultimes.

Lors du passage de l'équation de Boltzmann microscopique à l'équation de transport du courant par l'ensemble des électrons, le terme représentant la force de Lorentz  $\vec{F}$  s'écrit en un point M:

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{q} &= \int_{\mathcal{V}} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{v}}(\vec{v}) \, d^3v \\ &= n_e \vec{E} + n_F \vec{v}_F \wedge \vec{B} + n_e \vec{v}_e \wedge \vec{B} \end{aligned} \quad (118)$$

où l'indice F représente le faisceau, l'indice e représente les électrons ultimes, et on admet que  $n_F \ll n_e$  (cf 1<sup>ère</sup> partie).  $\vec{F}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$ ,  $n_e$  et  $\vec{v}_e$  sont fonctions des coordonnées spatiales.

2<sup>ème</sup> partie

\* Influence du faisceau d'électrons.

Le faisceau d'électrons a une vitesse  $v_F$  dirigée selon l'axe; par conséquent il n'interagit pas avec le champ magnétique axial; dans un solénoïde long, le faisceau n'a ainsi aucune influence. Dans notre bobine courte par contre, le champ magnétique radial provoque l'apparition d'un courant azimuthal à la fréquence  $\omega/2\pi$  lié au faisceau. L'influence de cet effet sur le calcul du §I. est mesurée par le rapport:

$$\chi = n_F v_F B_\rho / (n_e E_\varphi) \quad (119).$$

Nous utilisons l'expression du potentiel vecteur magnétostatique  $A_\varphi$  donnée par Durand [46] dans le cas d'une seule spire de rayon  $R_b$ , ainsi que les relations:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= - \frac{d}{dt} (\vec{A}_\varphi e^{i\omega t}) = -i\omega (\vec{A}_\varphi e^{i\omega t}) \\ B_\rho &= (\vec{\nabla} \wedge \vec{A}_\varphi e^{i\omega t})_\rho = \frac{\partial A_\varphi}{\partial z} e^{i\omega t} \end{aligned}$$

On peut alors montrer à l'aide d'un calcul approché qu'en tout point de l'espace:

$$|B_\rho / E_\varphi| \leq 10 / (\omega R_b) \quad (120)$$

Dans (119), nous ferons l'hypothèse que  $n_F$  e  $v_F$  est égal à la densité de courant de décharge  $I_d/S$ , ce qui constitue une approximation par excès et donc surestime l'influence du faisceau.

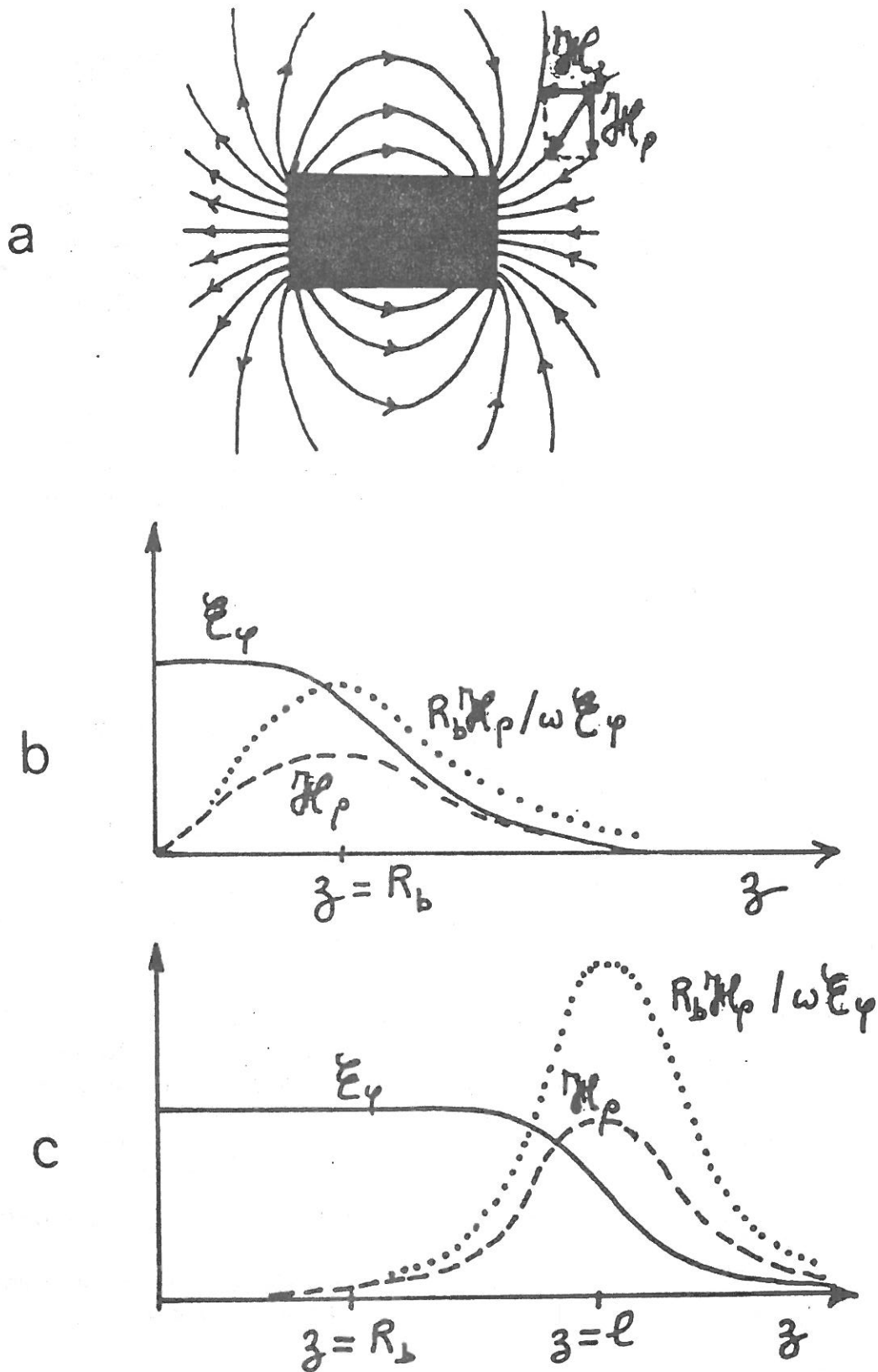
Le rayon du tube de plasma étant de  $R_p = 1.5$  cm, on obtient finalement la condition sur la densité électronique mesurée pour que  $\chi \ll 1$ , c'est à dire que le faisceau n'ait pas d'influence:

$$n_e \gg 3.7 \cdot 10^8 I_d / f \quad (121)$$

où  $n_e$  est en  $\text{cm}^{-3}$ ,  $f$  est la fréquence de mesure en MHz, et  $I_d$  est le courant de décharge en mA.

La relation (121) est toujours largement vérifiée dans nos mesures (cf §D), donc le faisceau n'a qu'une influence négligeable.

Bien que notre situation expérimentale soit celle de la bobine courte, la figure 29 représente qualitativement l'allure comparée des champs  $E_\varphi$  et  $B_\rho$  dans des bobines de rapport longueur/rayon variés. Le cas qui vient d'être traité est celui où  $B_\rho / E_\varphi$  n'est jamais très petit, mais n'est jamais très grand non plus. On voit que dans un solénoïde long, les effets de bout peuvent être très importants; en effet, par rapport à la bobine



**Figure 29:**

Champ d'une bobine  
 (a) carte des champs  
 (b), (c) rapport  $H_p/E_y$  dans les cas respectifs d'un solénoïde court et d'un solénoïde long

2<sup>ème</sup> partie

courte, il y a une diminution nette de  $\chi$  (éq.119) dans la partie centrale du solénoïde, et une grande augmentation aux extrémités. Il est important de se rappeler que  $B_\varphi$  dépend essentiellement de la géométrie de la bobine, alors que  $E_\varphi$ , lui, est proportionnel à la fréquence du courant alternatif. En basse fréquence, l'effet étudié pourrait devenir très important (cf Eq.120).

*\* Influence de la vitesse d'ensemble des électrons ultimes.*

Les électrons du plasma sont animés d'une vitesse de dérive constante dans le temps sous l'effet d'un champ électrique continu (et faible). Le courant correspondant est le courant de décharge et le courant de diffusion vers les parois. Il a été montré dans la 1<sup>ère</sup> partie que la vitesse de dérive axiale  $v_z$  nécessaire pour assurer le retour du courant faisceau vers l'anode, lorsque celle-ci est en position 1, est très faible. Son effet sur le courant alternatif haute fréquence fait par ailleurs intervenir le champ  $B_\varphi$  qui est petit lui aussi. Par conséquent nous négligeons ce terme.

Le profil radial de densité électronique dans la section de la décharge résulte d'un bilan entre les processus de gain, consistant en un terme source  $S$  qu'on suppose constant dans une section du tube, et de perte d'électrons. Si le processus de pertes dominant est la recombinaison, ce qui est le cas pour les valeurs élevées de la densité électronique (cf Tableau I), alors le profil de densité électronique est homogène, correspondant à la valeur constante:

$$n_e = \sqrt{S/\alpha}$$

Il n'y a pas dans ce cas de diffusion radiale. En revanche, dans le cas des faibles densités électroniques, la perte d'électrons est due à la diffusion radiale ambipolaire. Le bilan de création et de pertes est alors:

$$D_a \nabla^2 n_e = S \Rightarrow n_e(\rho) = n_e(0) \left( 1 - \frac{\rho^2}{R_p^2} \right)$$

ce qui traduit un profil radial parabolique de densité électronique.

La vitesse de dérive  $v_\varphi$  des électrons vaut:

$$\vec{v}_\varphi = - D_a \frac{\vec{\nabla} n}{n} = - 2 D_a \frac{\rho}{R_p^2} \vec{u}_\varphi$$

Nous utiliserons les expressions de E et B dans l'approximation du solénoïde long à basse fréquence:



$$\begin{aligned} |\vec{E}_\varphi(\rho)| &= \frac{\omega}{2} B_z(0) \rho \\ |\vec{B}_z(\rho)| &= B_z(0) \end{aligned}$$

Alors dans (118), l'influence comparée du terme principal et du terme en  $v_e \cdot B_z$  est mesurée par:

$$\chi_2 = \frac{v_e B_z}{E_\varphi} = -4 \frac{D_a}{R_p^2 \omega} \quad (122)$$

Compte-tenu des valeurs indiquées dans le tableau I.:

$$\text{pour } f > 1 \text{ MHz, } \chi_2 \leq 0.001 \quad (123).$$

En conclusion, l'anisotropie du plasma n'a pas d'influence sur la mesure.

### II.2.b.d. Effet de peau anormal.

La formule (1) n'est valable que dans l'approximation "des plasmas froids", car il faut pour l'établir négliger le mouvement thermique des électrons. Le phénomène d'effet de peau anormal est bien connu dans les métaux, où il a fait l'objet de nombreuses études. Pour son étude dans les plasmas, nous suivrons une partie de la description de Weibel [47].

Le plasma n'est en fait jamais totalement "froid", et l'effet de peau anormal traduit un "transport" des champs par les électrons en mouvement. Plus précisément, lorsque les collisions électroniques ne sont pas suffisantes pour assurer un comportement hydrodynamique des électrons, la loi d'Ohm n'est plus une relation locale, elle relie le courant électronique en un point du plasma aux valeurs du champ électrique dans toute une région du plasma:

$$\vec{j}(\mathbf{r}) = \int \overline{\mathbf{K}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \vec{E}(\mathbf{r}') d^3r' . \quad (124)$$

Pour que cet effet soit négligeable et que (124), qui est toujours vraie, se simplifie en  $\vec{j}(\mathbf{r}) = \sigma \vec{E}(\mathbf{r})$ , où  $\mathbf{r}$  représente le vecteur position, il faut que l'une au moins des conditions suivantes soient vérifiées:

$$\begin{aligned} l_e &= \frac{w_e}{v} \ll \delta \\ \text{ou} \quad \frac{w_e}{\omega} &\ll \delta \end{aligned} \quad (125)$$

où  $w_e$  est la vitesse thermique des électrons,  $l_e$  est le libre parcours moyen électronique,  $\delta$  est l'épaisseur de peau (cf §A.3.)

et  $\omega$  est la pulsation.

Dans le cas où aucune des conditions (125) n'est vérifiée, les champs pénètrent à l'intérieur du plasma sur une épaisseur de peau donnée alors par [47]:

$$\delta' = \frac{\delta}{q \pi^{1/6}} \left( \frac{c^2 w_e}{\omega_p^2 \omega} \right)^{1/3} \quad (126)$$

(valable en géométrie plane).

Dans le cas de la décharge à faisceau d'électrons, avec les valeurs des paramètres:

$$T_e = 0.2 \text{ eV}, \quad \nu = 10^8 \text{ s}^{-1}, \quad \omega = 2 \cdot 10 \text{ Mrad/s}, \quad n_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3},$$

$$l_e = 3 \text{ mm}, \quad \frac{w_e}{\omega} = 5 \text{ mm}, \quad \delta = 1 \text{ cm};$$

les conditions (125) sont tout juste vérifiées, et l'on constate que les circonstances dans lesquelles l'effet de peau anormal peut se manifester ne sont pas très éloignées des nôtres.

### II.2.c. Hétérogénéité du plasma.

Nous avons vu aux paragraphes §II.2.a et §II.2.b précédents que la loi d'Ohm écrite sous la forme de l'équation (1) convient pour l'expérience présente. Cependant, les grandeurs  $n_e$  et  $\nu$  qui interviennent sont en général variables dans l'espace, et il peut être nécessaire de prendre en compte cette dépendance dans le calcul et l'expérience [48].

#### II.2.c.a. Gradient radial de densité électronique.

L'effet d'un gradient radial de densité électronique, qui apparaît aux faibles valeurs de la densité électronique, a été inclus dans un modèle à une dimension d'espace.

Le champ magnétique auxiliaire  $\vec{H}$  dans le plasma est alors déterminé par l'équation d'onde dans laquelle apparaît le gradient de la conductivité du plasma:

$$\frac{d^2 \vec{H}_z}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \left( 1 - \frac{\rho}{b} \frac{db}{d\rho} \right) \frac{d\vec{H}_z}{d\rho} + b^2 \vec{H}_z = 0$$

$$\text{où } b^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - i\mu_0 \sigma \omega, \quad \sigma = \sigma(\rho).$$

La résolution de cette équation est faite numériquement par ordinateur à l'aide de la méthode de Runge-Kutta. On peut alors continuer la détermination des champs dans les autres milieux comme dans le cas du plasma homogène.

Il en ressort que la densité  $n_e$  d'un plasma homogène et la densité  $n_e(0)$  au centre d'un plasma hétérogène, telles que la variation d'impédance de la bobine soit la même dans les deux cas, sont approximativement reliées, dans la gamme de densité plasma qui nous intéresse, par:

$$n_e(0) = 2 n_e .$$

Ceci peut s'interpréter simplement. En effet, à faible densité électronique, l'épaisseur de peau présentée par le plasma est grande devant son rayon (cf §A.2). Le champ magnétique est alors, même en présence de plasma, sensiblement constant dans une section du tube. Le diagnostic est alors sensible à la densité électronique moyenne dans la section du tube, définie par:

$$\begin{aligned} \overline{n_e} &= \frac{1}{\pi R_p^2} \int_{\text{section tube}} n_e(0) \left( 1 - \frac{\rho^2}{R_p^2} \right) \rho \, d\rho \, d\varphi \\ &= \frac{n_e(0)}{2} \end{aligned}$$

#### II.2.c.b. Gradient longitudinal de densité électronique.

Bien que dans le cas de la décharge créée par faisceau d'électrons le gradient longitudinal de densité soit très fort, ainsi que le montrent les résultats expérimentaux, il n'y a pas, à notre connaissance, de moyen simple de le prendre en compte.

On peut admettre que la bobine est sensible au plasma sur une longueur de l'ordre de son diamètre  $2R_b$ , comme on le verra dans la partie D à propos des mesures de barreaux métalliques. Nous verrons aussi dans la partie D que l'hypothèse selon laquelle le diagnostic conduit à une moyenne volumique de la densité électronique sur une longueur de plasma égale à  $2R_b$  ne peut pas être écartée a priori.

#### **II.2.d. Extension du calcul à d'autres plasmas.**

- *Plasma non stationnaire.*

Une dépendance temporelle de la conductivité du plasma entraîne, par les équations (35) et (47), l'apparition de composantes des champs à diverses fréquences ainsi qu'un couplage

entre harmoniques; ceci empêche l'application de la méthode qui a été employée et présentée ici. Toutefois, si la variation du plasma est faible à l'échelle de la période  $2\pi/\omega$  du signal de mesure, il est bien sûr possible d'utiliser le calcul du §I en prenant  $\sigma = \text{constante} = \sigma(t_0)$ .

Afin d'améliorer la résolution temporelle du diagnostic, on peut être amené à utiliser, au lieu d'un courant sinusoïdal, un courant  $\mathcal{J}(t)$  de dépendance temporelle différente (par exemple un impulsion [50]). Le calcul de la tension  $\mathcal{V}(t)$  présenté au § I. peut être effectué pour un courant  $\mathcal{J}(t)$  quelconque au prix d'une durée de calcul plus grande; en utilisant la linéarité des équations de Maxwell, il suffit alors d'inclure plus d'harmoniques dans la décomposition en série de Fourier sur le temps. Notons cependant que si  $\mathcal{J}$  n'est pas sinusoïdal, on ne peut plus définir l'impédance complexe de la bobine.

- *Sonde immergée.*

Il est possible de mentionner quelques-unes des difficultés nouvelles qui apparaissent lorsque la distance sonde-plasma est très faible. Le calcul du § I. n'est plus valable car l'influence du plasma sur la répartition du courant dans la bobine n'est plus négligeable. Par ailleurs le couplage capacitif entre la bobine et le plasma devient du même ordre de grandeur que le couplage inductif, et on ne peut plus négliger la présence d'une gaine entre la bobine et le plasma. Enfin, les pertes Joule associées au mode TM (capacitif) sont semblables aux pertes Joule liées au mode TE. Il devient alors nécessaire de modéliser ce mode TM, et cela présente des difficultés très grandes à cause des conditions aux limites et des discontinuités aux interfaces. Par contre, il y a un avantage certain si le plasma est illimité dans toutes les directions, car la difficulté principale du problème qui fait l'objet de cette étude est justement la prise en compte de l'interface plasma-air.

- *Plasma magnétisé.*

La conductivité du plasma magnétisé est un tenseur non scalaire reliant les vecteurs  $\mathbf{j}$  et  $\mathbf{E}$  sous une forme semblable à (1) [16]:

$$\vec{j} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E} \quad (127).$$

Alors les équations de Maxwell écrites pour un champ électromagnétique quelconque dans le plasma ne se dissocient pas en deux

groupes d'équations indépendants relatifs l'un à un mode TE et l'autre à un mode TM, comme c'était le cas en plasma sans champ magnétique; le couplage de ces modes est réalisé par la loi d'Ohm.

Le couplage entre les modes TE et TM du champ compromet gravement l'expérience qui fait l'objet de cette étude en raison de la complexité qu'introduit ce mode TM; nous avons déjà mentionné que les conditions aux limites pour les champs du mode TM sont en général mal connues. Il est apparu, par ailleurs, au cours des expériences que nous avons faites, que l'impédance de la bobine ne présente pas, pour le mode TM, la même sensibilité progressive à la densité du plasma que pour le mode TE. Par conséquent, la méthode ne semble pas raisonnablement applicable au cas du plasma magnétisé, et en tout cas la théorie n'en est certainement pas conforme à l'article donné en référence [49], dans laquelle le choix des équations de Maxwell semble avoir été dicté par le hasard.

## Partie II

### C. ETUDE DE L'OSCILLATEUR. MESURE D'IMPEDANCE DE LA BOBINE.

#### INTRODUCTION.

Cette partie décrit essentiellement le fonctionnement de l'oscillateur que nous avons utilisé, et son application à la mesure d'impédance de la bobine. Une autre méthode de mesure d'impédance sera brièvement étudiée à la suite de celle-ci.

Le système adopté doit en fait être capable de déterminer non pas forcément la valeur absolue de l'impédance de la spire, mais des variations relatives de cette impédance de l'ordre de  $10^{-2}$  avec environ trois chiffres significatifs, ceci pour sa partie réelle et sa partie imaginaire. Bien entendu, nous supposons dans cette partie que le bruit électromagnétique du plasma ou de l'extérieur n'affecte pas le fonctionnement du dispositif; la mise en oeuvre révèle malheureusement que la spire constitue une antenne de réception efficace et que ce bruit peut interdire toute mesure.

#### I. OSCILLATEUR.

##### I.1. Principe et schéma.

L'idée directrice est qu'en branchant une capacité en parallèle avec la spire, on constitue un circuit dont la fréquence de résonance est caractéristique de l'inductance de la spire et dont le coefficient de surtension est une mesure de la résistance de cette spire. On ajoute dans le circuit un générateur fonctionnant comme une résistance négative. L'équation différentielle du circuit est alors l'équation classique des circuits RLC, où le terme d'amortissement est remplacé par un terme de gain. Les oscillations forcées de ce circuit sous l'effet du bruit électrique toujours présent résultent en l'amplification des composantes proches de la fréquence de résonance avec une largeur spectrale caractéristique du coefficient de surtension. Dans notre circuit, la résistance négative est constituée de transistors à effet de champ, et comme nous voulons que le diagnostic soit une perturbation faible du plasma, nous limitons l'amplitude du signal à l'aide d'une diode.

Le schéma réel du circuit utilisé est représenté figure 21.

**I.2. Etude de l'amorçage.**

**I.2.a. Fonctionnement des transistors.**

Les transistors utilisés sont de type 2N4416. Ce sont des transistors à effet de champ ayant de bonnes caractéristiques en haute fréquence. Avec les notations de la figure 30, leurs caractéristiques sont voisines de:

-tension de pincement:  $V_p = 2.1 \text{ V} = |V_{GS}|_{\max}$

-courant source de polarisation:

$$I_S = 1.83 \cdot 10^{-3} (2.1 - V_{GS})^2$$

-gain:  $g_m = -3660 (2.1 - V_{GS})$  , (128)

où  $V_{GS}$  est en V,  $I_S$  en mA et  $g_m$  en micro-siemens.

La polarisation peut se faire en n'importe quel endroit de la caractéristique. Nous choisissons néanmoins un point tel que la nonlinéarité du gain soit minimum, c'est à dire un point proche de  $V_p$ ; alors la partie non-linéaire du gain est négligeable dans l'étude de l'oscillateur, car celui-ci fonctionne toujours en petits signaux.

L'ensemble des deux transistors de gain  $g_m$  est équivalent à un seul transistor de gain  $g = g_m/2$ . Le rôle des transistors pour un petit signal alternatif  $\tilde{V}_{GS}$  superposé à la tension continue de polarisation est tel que le courant  $\tilde{I}$  alternatif qui les traverse est:

$$\tilde{I} = g \tilde{V}_{GS} \tag{129}$$

Rappelons que  $\tilde{I}$  est un courant qui circule dans la source et le drain, mais il ne passe pas de courant par la grille; ce courant est par contre commandé par la tension grille.

**I.2.b. Calcul de la fréquence d'amorçage.**

L'étude de l'amorçage des oscillations est faite sur le schéma de principe représenté fig 31a.

Nous définissons la capacité totale:

$$C = C_3 + \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \tag{130}$$

et le gain équivalent  $g'$  tel que  $i = g' v$  :



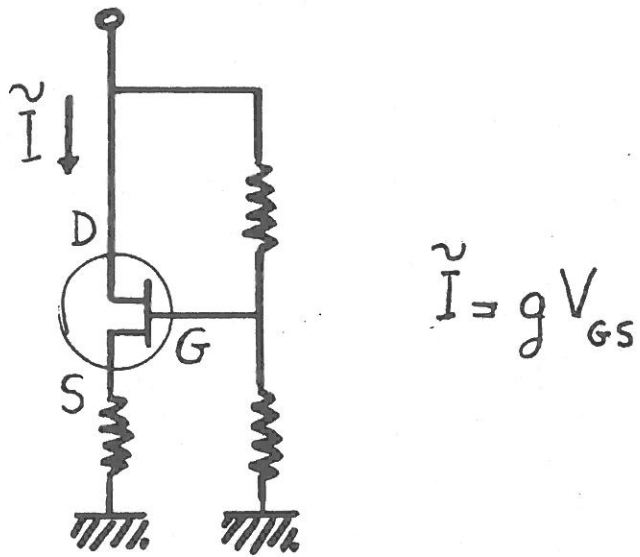


Figure 30: Transistor à effet de champ

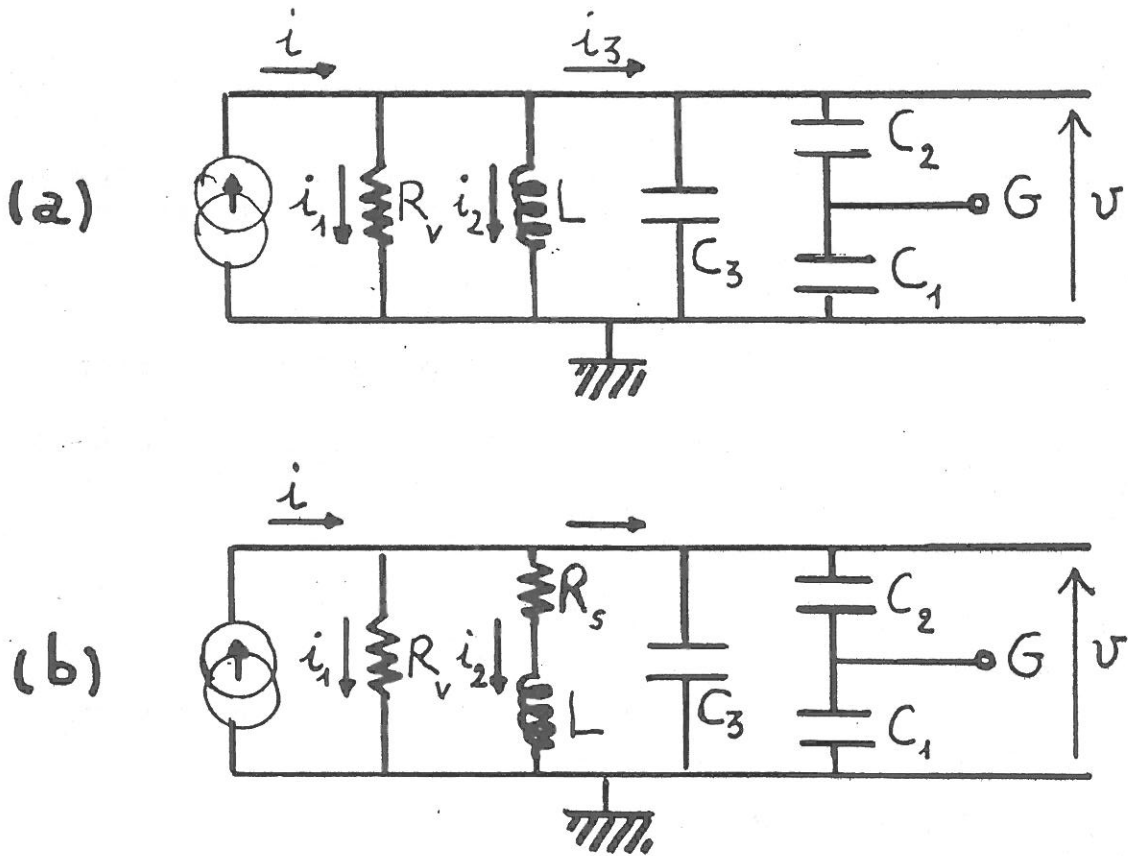


Figure 31: Schéma de principe de l'oscillateur  
 (a) bobine purement inductive  
 (b) bobine avec pertes

$$g' = g / \left(1 + \frac{C_2}{C_1}\right) \quad (131)$$

L'équation du circuit est obtenue en appliquant la loi de Kirchoff:

$$i = i_1 + i_2 + i_3$$

et en remplaçant chaque terme par les relations simples entre tension et courant aux bornes des composants élémentaires; cette équation s'écrit:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \left( \frac{R_v^{-1} - g'}{C} \right) \frac{dv}{dt} + \frac{v}{LC} = 0 \quad (132)$$

Elle admet des solutions non décroissantes dans le temps si, et seulement si:

$$g' \geq \frac{1}{R_v} \quad (133)$$

Ceci constitue la condition d'amorçage.

Les paramètres fixant le gain total sont donc le rapport des capacités  $C_2$  et  $C_1$ , le gain des transistors et les pertes résistives dans le circuit.

### I.3. Fréquence de résonance et fréquence d'oscillation.

La fréquence de résonance est définie comme la fréquence propre de l'équation (132) lorsque le terme d'amortissement-gain est nul:

$$\frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (134)$$

En fait, les solutions de (132) sont, si la condition d'amorçage est vérifiée, du type:

$$v(t) e^{\frac{t}{\tau}} \cos(\omega' t)$$

Ainsi, l'amplitude des signaux croît indéfiniment.

En réalité, le gain des transistors est une fonction non linéaire; l'étude de leur caractéristique montre que l'amplitude du signal, au fur et à mesure qu'elle augmente, est d'abord limitée par la non linéarité quadratique du gain, puis par les disfonctionnements des transistors. L'amplitude du signal peut tout de même, du fait du

coefficient de surtension élevé, atteindre des valeurs très grandes aux bornes de la bobine.

Le circuit que nous utilisons comporte une diode rapide dont le rôle est d'écrêter le signal pour une valeur seuil de l'amplitude que l'opérateur choisit en réglant la polarisation continue de la diode à l'aide de résistances variables (notées  $R_{pol}$ ).

La diode a une caractéristique classique de type exponentielle  $i_d = i_0 \exp(eV/kT)$ . L'équation du circuit s'écrit maintenant:

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \frac{1}{C} \left[ \frac{1}{R_v} - g' + \frac{e}{kT} i_0 \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \right] \frac{dv}{dt} + \frac{v}{LC} = 0$$

Nous n'avons pas cherché à la résoudre. Qualitativement, on remarque qu'à la température ordinaire de 20°C, la variation de tension diode  $U_d$  provoquant une diminution du courant diode  $i_d$  d'un facteur 10 est égale à  $\ln(10)kT/e = 50$  mV. Par ailleurs, à l'échelle de l'amplitude du signal, qui est de 1V environ, la diode apparaît soit bloquée, lorsque  $|i_d| \ll |i|$ , soit comme un court-circuit, lorsque  $|i_d| \gg |i|$ ,  $i$  étant le courant transistor; ces deux relations définissent donc, à  $\pm 50$  mV près, la tension maximale aux bornes de la diode, et, de là, la tension à laquelle on doit polariser la diode pour que le signal ait l'amplitude voulue.

L'intervention de la diode assure à l'oscillateur un fonctionnement périodique, mais dont la fréquence fondamentale, ou fréquence d'oscillation, n'est pas en général la fréquence de résonance de l'équation (132) où l'on ferait  $g' - R^{-1} = 0$ , déterminée par  $LC\omega^2 = 1$ .

Durant chaque période, quand la diode est bloquée, la tension est le produit d'une fonction sinusoïdale à une fréquence  $\omega'$ , proche de  $\omega$  si le gain total de l'oscillateur est petit, par une fonction exponentielle croissante.

Une allure possible du signal est représentée figure 32. Les harmoniques de la partie sans diode sont dues au gain élevé des transistors excédant largement, dans le cas représenté, les pertes dans les résistances. L'intervention de la diode ne perturbe pas la continuité du signal, mais elle est probablement associée, du moins à l'échelle de l'amplitude du signal, à une discontinuité très forte de la dérivée de ce signal, ainsi que le laissent penser des observations expérimentales. Ceci constitue un obstacle majeur à la mesure d'impédance telle qu'elle a été décrite plus haut; en effet il n'y a pas, dans ce cas, de relation simple entre la fréquence d'oscillation et la valeur de l'inductance  $L$  de la bobine; la fréquence d'oscillation peut même être dans une large mesure insensible à  $L$ .

Ce problème est d'une grande importance pratique, d'autant plus qu'il n'est pas facilement détectable à l'oscilloscope; en

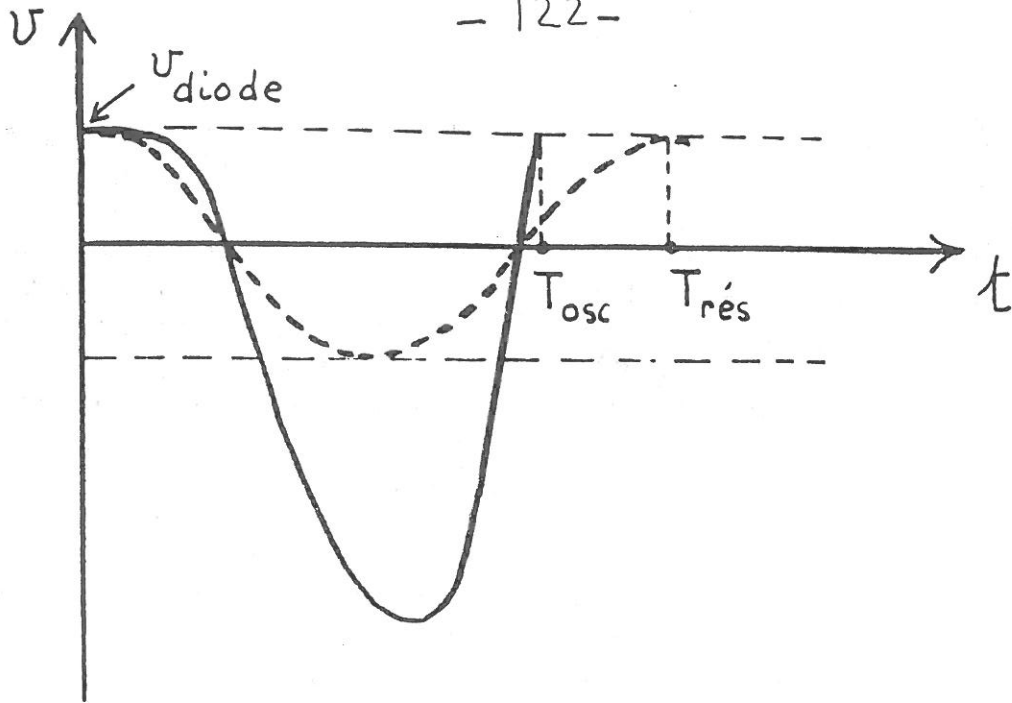


Figure 32:

Variation de la tension aux bornes de la bobine en régime de gain élevé avec limitation d'amplitude par une diode.

----- sinusoïde à la fréquence  $\omega/2\pi = 1/T_{rés}$   
de résonance du circuit

\_\_\_\_\_ tension réelle, de période  $T_{osc}$

$$v = e^{-t/\tau} \cos \omega t$$

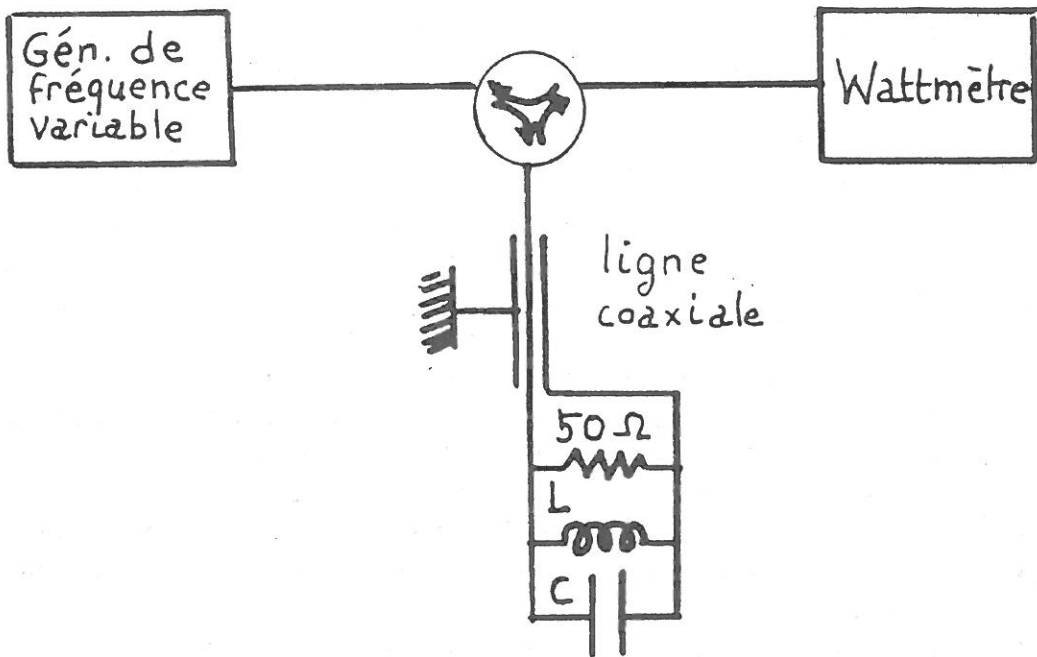


Figure 33:

Schéma du dispositif de mesure par adaptation d'impédance

effet, lorsque la fréquence fondamentale du signal est de l'ordre de 50 MHz, un oscilloscope dont la bande passante est aussi de 50 MHz affiche un signal essentiellement sinusoïdal, l'amplitude de l'harmonique à 100 MHz étant déjà très atténuée, alors que le signal réel peut être extrêmement riche en harmoniques. L'opérateur risque alors de ne pas remarquer la distortion. De même, le fréquencemètre que nous utilisons indique cette même fréquence fondamentale d'oscillation du signal et non pas la fréquence de résonance.

Le paramètre responsable de la différence entre la fréquence d'oscillation et la fréquence de résonance est le gain total de l'oscillateur  $g' - 1/R_V$ . Lorsque le gain est très faible, on peut le faire varier un peu sans que la fréquence d'oscillation change; l'indépendance de la fréquence d'oscillation par rapport au gain est un bon indice de ce qu'elle est aussi proche de la fréquence de résonance. Les expériences de calibration montrent alors que l'oscillateur fonctionne correctement du point de vue de notre objectif, bien que nous ne sachions rien sur le fonctionnement du circuit lorsque la diode est passante.

Au cours des mesures, le gain du circuit est par conséquent toujours réglé suffisamment proche de la limite d'accrochage pour que la fréquence d'oscillation soit proche de la fréquence de résonance, et suffisamment loin de cette limite d'accrochage pour que les oscillations soient stables.

\* *Prise en compte de la résistance de la bobine.*

On peut perfectionner le modèle en ajoutant dans la bobine une partie résistive, que l'on modélise en série avec une inductance pure (Fig. 31b). On peut montrer que l'équation du circuit est cette fois:

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \left[ \frac{R_s}{L} + \frac{R_V^{-1} - g'}{C} \right] \frac{dV}{dt} + \frac{1 + R_s(R_V^{-1} - g')}{LC} V = 0 \quad (135)$$

La condition d'oscillation s'écrit alors:

$$g' \geq \frac{1}{R_V} + \frac{R_s C}{L} \quad (136)$$

Lorsque l'amorçage est réalisé et que le gain total est petit, on peut comme précédemment négliger dans (135) le terme en  $dV/dt$ . Alors la fréquence de résonance, qui est aussi la fréquence d'oscillation, est donnée par:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \left( 1 - \frac{R_s^2 C}{2L} \right) = \omega_0 \left( 1 - \frac{R_s^2 C}{2L} \right) \quad (137)$$

#### I.4. Mesure des caractéristiques du plasma.

En l'absence de plasma, la résistance  $R_S$  est négligeable. Nous avons vu dans la partie A que la présence du plasma fait varier à la fois  $L$ ,  $R_S$  et  $C_p$  qui est la partie de  $C_3$  correspondant à la capacité parasite de la bobine. La présence du tube fendu permet de diminuer beaucoup l'effet de la variation de  $C_p$ , d'autant plus que du point de vue de la fréquence d'oscillation celle-ci ne fait que s'ajouter à la capacité  $C_3$  existant déjà entre la spire et le tube fendu.

##### I.4.a. Pertes résistives faibles.

On peut utiliser en première approximation la formule donnant la fréquence de résonance du circuit en l'absence de pertes dans la bobine. Alors une variation d'inductance de la bobine due au plasma provoque une variation de la fréquence de résonance:

$$\frac{\Delta \omega^2}{\omega^2} = - \frac{\Delta L_r}{L} \quad (138)$$

Pour de petites valeurs de cette variation, on utilise aussi:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \frac{1}{2} \frac{\Delta L_r}{L} \quad (139)$$

##### I.4.b. Mesure des pertes résistives.

Lorsque la pression de gaz est élevée, la fréquence de collisions dans le plasma est grande, et les pertes résistives le sont aussi. On ne peut plus alors négliger la variation de résistance de la bobine dans la détermination de la fréquence de résonance. Il faut alors mesurer d'abord les pertes, puis on obtient la variation d'inductance.

On suppose que la résistance de la bobine est due entièrement au plasma, et donc qu'elle est nulle en l'absence de plasma.

L'expérience consiste à mesurer dans les deux cas avec et sans plasma la valeur exacte de  $R = R_V$ , résistance variable, qui correspond à la limite d'amorçage.

Il vient, d'après (133) et (136):

$$- L_1 \omega = R_S \quad , \text{ soit:}$$

Partie II

$$\begin{aligned} \text{sans plasma: } \frac{1}{R_0} &= g' \\ \text{avec plasma: } \frac{1}{R_1} &= g' + \frac{R_s C}{L} \end{aligned} \Rightarrow \frac{\Delta L_i}{L} = \frac{1}{C\omega} \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right) \quad (140)$$

D'où on tire la résistance de la bobine:

$$\frac{\Delta L_i}{L} = - \frac{R_s}{L\omega} \approx L\omega \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right) \quad (141)$$

I.4.c. Variation d'inductance avec pertes.

La mesure de variation de fréquence de résonance est faite à R constante. Par conséquent, la condition de résonance s'écrit, à l'aide de (134) et (137):

$$\begin{cases} \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_0 C}} \\ \omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C}} \left( 1 - \frac{R_s C}{2L} \right) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\Delta L_i}{L} = - \frac{R_s}{L\omega} \\ \frac{\Delta L_r}{L} = - 2 \frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta L_i}{L} \right)^2 \end{cases} \quad (142)$$

Cette formule doit être utilisée en particulier à forte pression.

II. ADAPTATION D'IMPEDANCE.

Le système utilisé est schématisé sur la figure 33.

L'ensemble formé par la bobine et une capacité en parallèle forme un circuit résonnant à coefficient de surtension élevé; par conséquent, son impédance est une fonction très sensible de la fréquence d'alimentation. L'impédance du circuit est:

$$Z = \frac{1}{\frac{1}{50\Omega} + \frac{1}{iL\omega} + iC\omega}$$

Ce circuit n'est adapté que lorsqu'il est résonnant. Dans cette méthode, le circuit résonnant est alimenté par un générateur haute fréquence au travers d'un câble coaxial; la puissance réfléchie en direction du générateur, détournée sur le puissance-mètre par un circulateur, n'est nulle que lorsque l'adaptation est réalisée, c'est à dire à la résonance.

La détermination du déplacement de la fréquence de résonance en présence de plasma peut se faire en variant la fréquence d'alimentation de façon à minimiser la puissance réfléchie; on mesure alors les pertes dans le plasma en ajustant la résistance du circuit jusqu'à avoir l'adaptation parfaite. Ces deux ajustements



2<sup>ème</sup> partie

doivent en fait être faits plus ou moins simultanément, car ils ne sont pas tout à fait indépendants.

Cette méthode amène à travailler à des fréquences plus élevées que dans la précédente, de l'ordre de la centaine de MHz. L'influence de la capacité parasite entre la spire et le plasma est alors plus importante, ce qui peut rendre la mesure délicate.

Par ailleurs, la sensibilité à la fréquence de collisions est diminuée; si le terme correspondant dans l'impédance de la spire, représentant les pertes Joule dans le plasma, est négligeable, la mesure de la variation d'inductance en est simplifiée; elle peut alors être réalisée à fréquence constante simplement en mesurant la puissance réfléchie. Il suffit pour cela de faire tout d'abord un étalonnage, sans plasma, de la puissance réfléchie en fonction de l'écart à la résonance; la relation obtenue ne dépend pas, en première approximation, de la valeur de la fréquence de résonance.

Cette méthode peut être très utile pour étudier des plasmas variant rapidement dans le temps. Il suffit alors d'avoir un puissance-mètre et un système enregistreur à réponse rapide. Théoriquement, le temps caractéristique de variation du plasma doit simplement être beaucoup plus long que la période du signal de mesure, soit :

$$t \geq 100 \text{ ns}$$

## D.RESULTATS EXPERIMENTAUX.

### I. CALIBRATION. ETALONNAGE.

Différents tests simples des résultats du calcul et du fonctionnement de l'oscillateur ont été effectués.

#### **I.1. Caractéristiques des composants du circuit.**

Les impédances de plusieurs bobines ont été mesurées à l'aide d'un impédancemètre Hewlett-Packard entre 1 et 1000 MHz; on peut déduire de ces mesures les inductance et capacité à vide de chaque bobine. Les résultats sont regroupés dans le tableau IV. On voit que le solénoïde constitué de 12 spires rapprochées a une fréquence d'auto résonance très basse. Aucune mesure n'a été faite avec cette bobine. On constate aussi que la capacité parasite des bobines ne suit pas une loi simple en fonction du nombre de spires; en effet, la distance entre spires est un paramètre également important et qui n'a pas été reporté.

La mesure de la fréquence de résonance du circuit en fonction des capacités marquées utilisées permet la détermination de la capacité résiduelle du circuit ainsi que l'inductance de la spire à l'aide de (134). Un exemple de cette mesure est représenté Fig 34. La comparaison de ce résultat et des mesures réalisées sur l'impédancemètre permet de déduire la valeur de l'inductance et la capacité résiduelles du circuit, qui proviennent de tous les fils conducteurs et en particulier des bornes de la bobine. De nombreuses mesures de ce type ont permis de déterminer des valeurs moyennes assez vraisemblables:

$$L_{rés} = 68 \text{ nH} \quad , \quad C_{rés} = 10 \text{ pF}$$

Une méthode de ce type a également permis de déterminer une capacité entre la spire et le tube fendu de l'ordre de 2pF.

Toutes ces mesures sont faites avec une précision qui n'est pas meilleure que  $10^{-3}$ .

La dépendance de la fréquence d'oscillation du circuit en fonction du gain de l'oscillateur a été observée; il est possible, en réglant le gain au voisinage de la limite d'accrochage, de limiter l'écart relatif entre fréquence d'oscillation et fréquence de résonance à des valeurs de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ , ce qui est

| nombre de spires                               | 2       | 3       | 4      | 12       |
|--|---------|---------|--------|----------|
| inductance $L_R$                               | 338 nH  | 625 nH  | 903 nH | 5400 nH  |
| capacité parasite $C_p$                        | 2.4 pF  | 3 pF    | 3.2 pF | 8.2 pF   |
| fréquence de résonance $1/2\pi \sqrt{L_R C_p}$ | 180 MHz | 116 MHz | 94 MHz | 23.8 MHz |

Tableau IV : Caractéristiques à vide des bobines utilisées

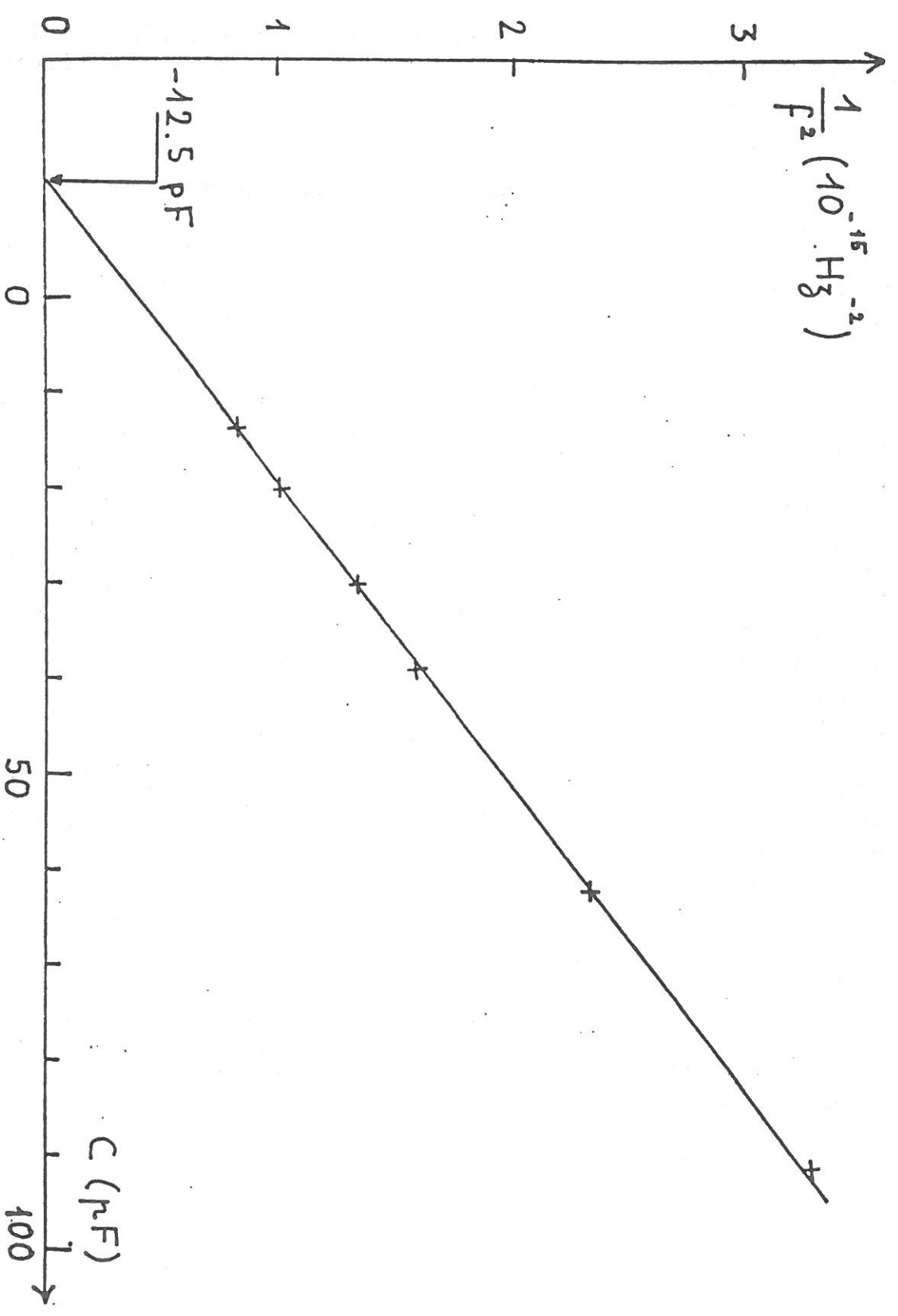


Figure 34: Etalonnage de la bobine (3 spires de fil plat,  $R_b = 3,5 \text{ cm}$ )

x points expérimentaux

— droite d'équation  $1/f^2 = 4\pi^2 L (C + C_{res})$  avec  $C_{res} = 12,5 \text{ pF}$ ,  $L = 793 \text{ nH}$

suffisant pour l'expérience. Le réglage du gain est fait en jouant sur le rapport  $C_2/C_1$  et la résistance variable R.

La polarisation de la diode, qui fixe l'amplitude de la tension de la bobine, est réglée à 1 V à l'aide des résistances variables  $R_{pol}$ .

## I.2. Mesures réalisées sur des barreaux conducteurs.

L'introduction de barreaux métalliques ou de graphite sur l'axe de la spire provoque une variation d'impédance de la spire semblable à celle que cause un tube de plasma.

- *Tube fendu*: ceci a tout d'abord permis de vérifier le fonctionnement du tube fendu. La mise en évidence de l'effet capacitif entre la spire et le barreau se fait aisément avec le montage décrit au §B.II.1.b.b., où les deux bornes de la spire sont reliées; l'ensemble spire/barreau présente alors vis à vis de l'oscillateur essentiellement un comportement capacitif. Dans le montage normal, en l'absence du tube fendu, la fréquence de l'oscillateur est très sensible à l'état isolé ou relié à la masse du barreau conducteur. D'autre part, la variation de fréquence pour des barreaux de petit diamètre est négative, ce qui traduit que la capacité parasite qui apparaît a plus d'influence sur l'impédance de la bobine que la diminution d'inductance que l'on cherche à mesurer. En présence du tube fendu, la fréquence augmente bien comme le prévoit la théorie. Le nombre et la largeur des fentes du tube sont choisis de façon empirique, les critères étant que l'effet capacitif ne soit plus du tout détectable et que la calibration donne des résultats satisfaisants.

- *Calibration*: le calcul présenté dans la partie A a été effectué pour des barreaux de conductivité connue et de différents diamètres. Le rapport entre le résultat du calcul et celui de la mesure est attribué à l'inductance résiduelle du circuit; en effet, le calcul conduit à  $\Delta L_{bob}/L_{bob}$ , alors que la mesure donne  $\Delta L_{bob}/L_{tot}$ ; on détermine ainsi un coefficient:

$$L_{bobine}/L_{totale} = 0.9 ,$$

pour la bobine constituée de trois spires en fil plat utilisée le plus couramment.

Dans ce qui suit, les résultats de mesures de  $\Delta L_r/L$  sont systématiquement divisés par ce facteur.

Les mesures sur barreaux métalliques ou de graphite ont donné

2<sup>ème</sup> partie

des résultats très irréguliers en ce qui concerne la mesure de  $\Delta L_i/L$ . La raison en est probablement que la méthode employée pour mesurer les limites d'oscillations, qui nécessite de modifier le circuit en branchant et débranchant des composants au cours d'une mesure, amène nécessairement un grand degré d'imprécision. Ainsi, une mesure de  $\Delta L_r/L$  sur un barreau de graphite a donné le résultat attendu à 3% près, alors que la mesure de  $\Delta L_i/L$  sur le même barreau est fautive d'un facteur 2.5.

## II. MESURES SUR LE PLASMA CREE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS.

### II.1. Sensibilité du diagnostic.

Nous avons vu au §A que la mesure est réalisée sur des plasmas dont la conductivité a des parties réelle et imaginaire de même ordre de grandeur. D'autre part, la pulsation  $\omega$  est de l'ordre de la fréquence de collisions  $\nu$ . La figure 35 montre la sensibilité de la méthode choisie aux paramètres du plasma; (il s'agit d'un résultat du modèle unidimensionnel, du solénoïde long; par conséquent les valeurs indiquées ne sont pas utilisables pour dépouiller des mesures). Les courbes montrent que le rapport des mesures effectuées aux deux fréquences possède une bonne sensibilité par rapport au paramètre plasma  $\nu$ , tant que celui-ci est inférieur à  $2\omega$  pour une densité plasma de  $3 \cdot 10^9$ , et jusqu'à  $\nu = 4\omega$  pour une densité plasma de  $2 \cdot 10^{12}$ .

### II.2. Techniques de dépouillement.

La principale procédure employée pour faire les mesures et les analyser a été décrite au §A.

-Tableaux ( $n_e, \nu$ ): (voir fig.22).

Cette technique est celle qui permet d'obtenir la meilleure précision dans l'analyse. En effet, la surface de la zone dans laquelle les courbes se croisent permet de déterminer les barres d'erreur.

Aux pressions supérieures ou égales à 0.6 mbar, l'incertitude augmente beaucoup. Ceci est dû à l'influence du fort gradient longitudinal de densité, qui n'est pas pris en compte dans le calcul, et également à la perturbation très importante que constitue le bruit caractéristique de ce plasma (voir 1<sup>ère</sup> partie); à 0.6 mbar, ce bruit empêche quasiment toute mesure au-dessus de 60 mA de courant de décharge.

-Sensibilité à la densité électronique:

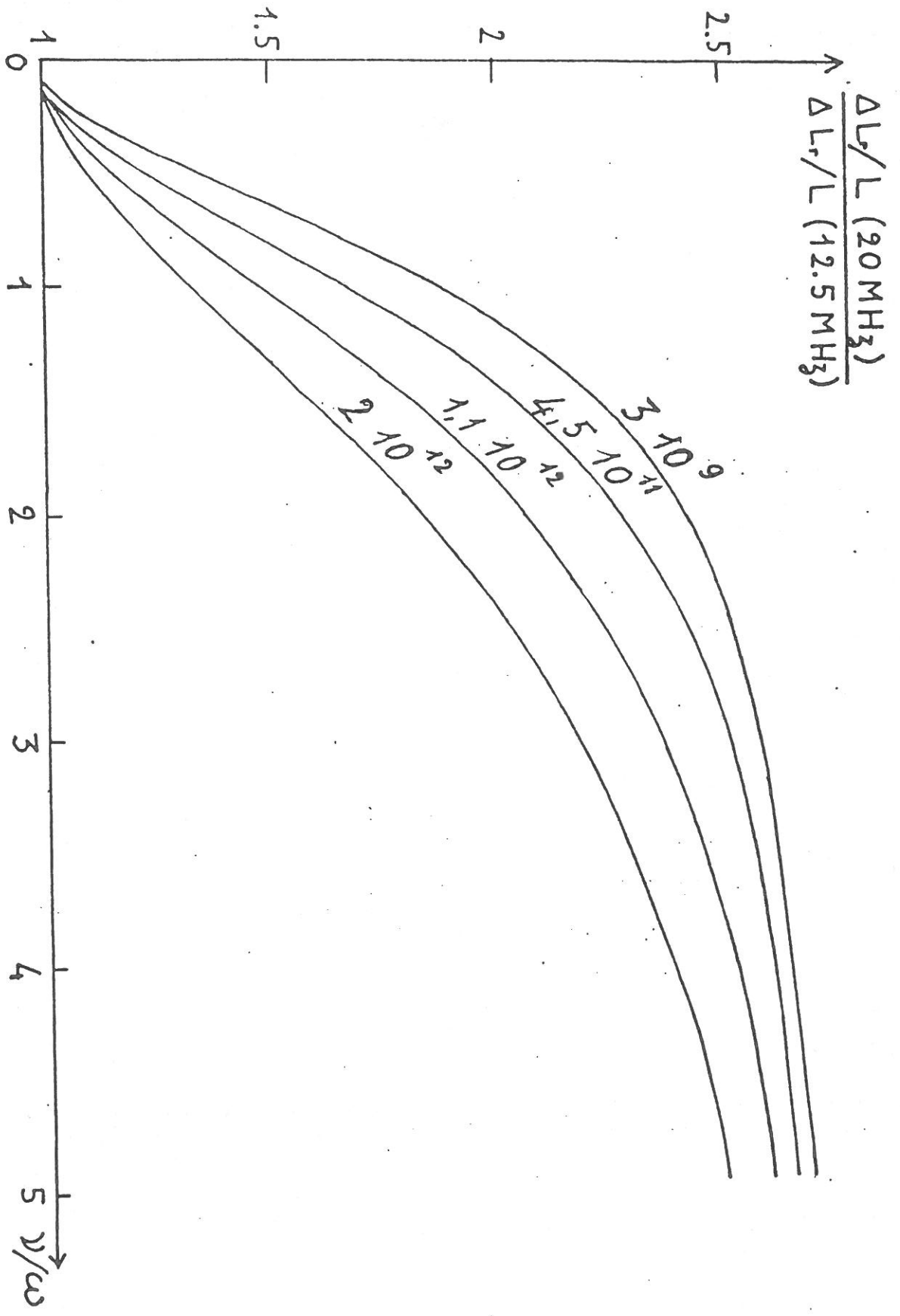


Figure 35: Evolution du rapport des variations relatives d'inductance, calculées pour deux valeurs de la fréquence dans l'approximation du solénoïde long, en fonction de la fréquence de collision exprimée en unité de pulsation  $\omega = 2 \pi \times 20 \text{ Mrad s}^{-1}$ . Le paramètre est  $n_e$  en  $\text{cm}^{-3}$  (bobine de rayon  $R_b = 3,5 \text{ cm}$ ).



2<sup>ème</sup> partie

La figure 36 montre l'effet d'une variation de 10% de  $n_e$  sur le calcul de  $\Delta L_r/L$  pour une valeur de  $\nu$  donnée. Si la fréquence de collision est connue, alors la précision de la mesure peut être meilleure que 10%. En fait, il est possible dans le cas illustré par la figure 36 de conserver un bon accord entre les calculs et les mesures en changeant la valeur de  $\nu$  dans un intervalle d'environ 10% autour de la valeur choisie, et en adaptant  $n_e$  dans la même gamme.

*-Mesures de la conductivité complexe du plasma.*

Bien que les mesures de  $\Delta L_i/L$  soient délicates car elles nécessitent de démanteler l'oscillateur en cours de mesure sans pour autant le perturber, un bon nombre des mesures faites s'est révélé utilisable pour l'interprétation. Ces mesures sont importantes car elles peuvent confirmer le facteur correctif qui affecte les  $\Delta L_r/L$  pour tenir compte de l'inductance résiduelle du circuit, et qui a été auparavant déterminé par calibration (cf § précédent).

Les paramètres plasma de la figure 37 ont été ajustés pour la partie réelle de la mesure, c'est à dire la variation d'inductance. Les mesures de  $\Delta L_i/L$  confirment le résultat avec une assez bonne précision.

*-Evolution avec la fréquence de la partie réelle de la variation relative d'inductance. (Fig.38).*

Les courbes représentées sur la figure 38, bien que ne portant que sur la partie réelle de la variation d'impédance de la bobine, permettent de déterminer  $n_e$  et  $\nu$  avec une grande précision, ici de l'ordre de 5%. Rappelons qu'en principe, deux points expérimentaux suffisent pour identifier chacune des courbes; cependant, comme la précision de la mesure d'impédance peut être facilement compromise par un fonctionnement irrégulier de l'oscillateur, ces nombreuses mesures sont en pratique nécessaires.

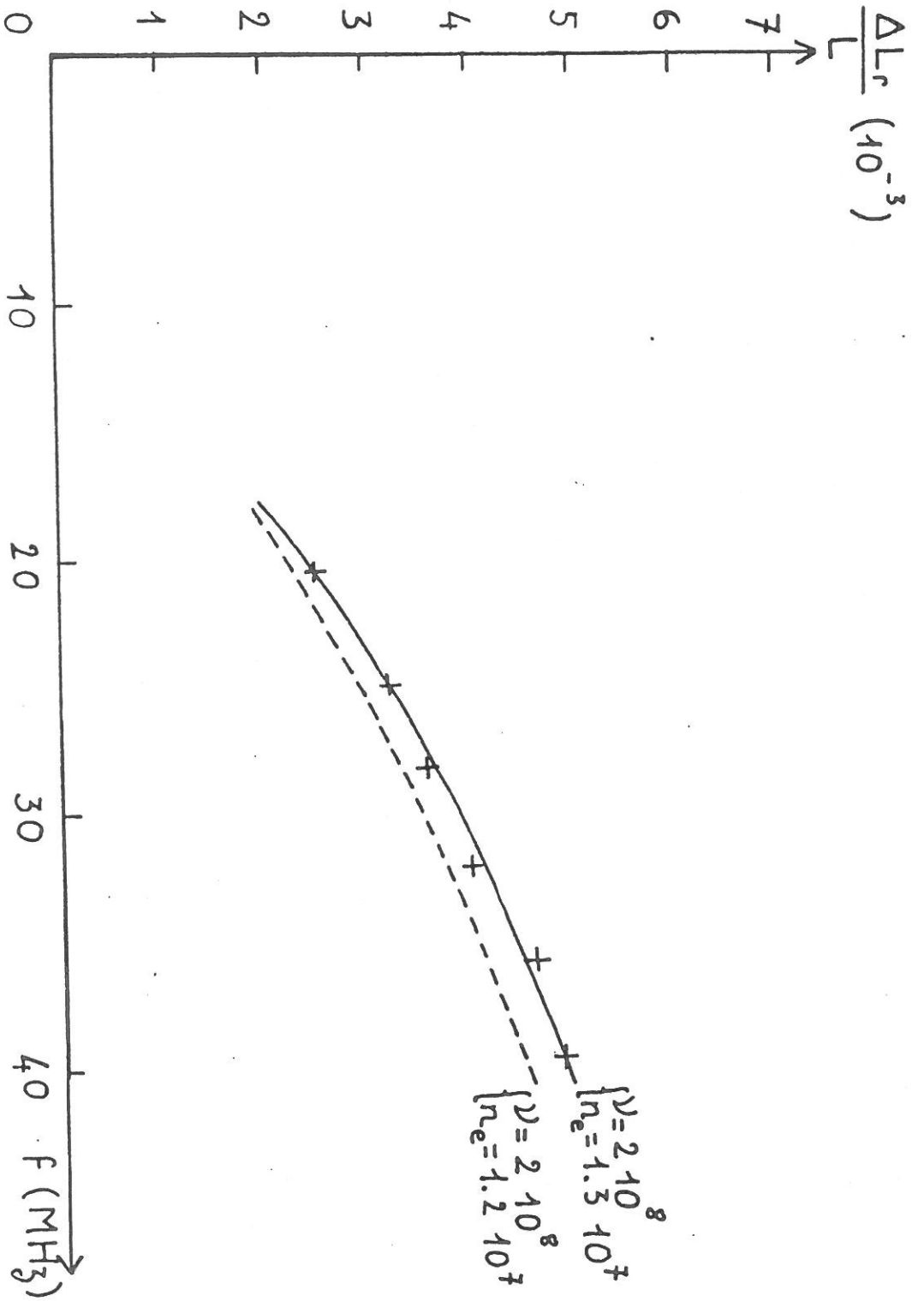
### II.3. Evolution axiale du plasma.

Les courbes des figures 39 et 40 montrent l'évolution de la densité et de la température électronique le long de l'axe de la décharge pour des conditions de décharge fixées.

*\* Résultats à 0.2 mbar:*

La détermination complète de  $n_e$  et  $\nu$  à l'aide d'un ensemble de mesures a été faite seulement en quelques points. Pour les autres points, la fréquence de collision a été supposée constante le long de l'axe, et une seule mesure a permis de déterminer la densité électronique.

La décroissance de la densité électronique le long de l'axe



**Figure 36:** Effet de la variation du paramètre  $n_e$  sur les courbes théoriques (—), ---), décrivant l'évolution de  $\Delta L_r / L$  avec  $f$ . (Bobine 3 spires,  $R_B = 3,5$  cm).  
+ points expérimentaux obtenus pour  $p = 0,5$  mbar,  $I = 50$  mA,  $d = 9$  cm.

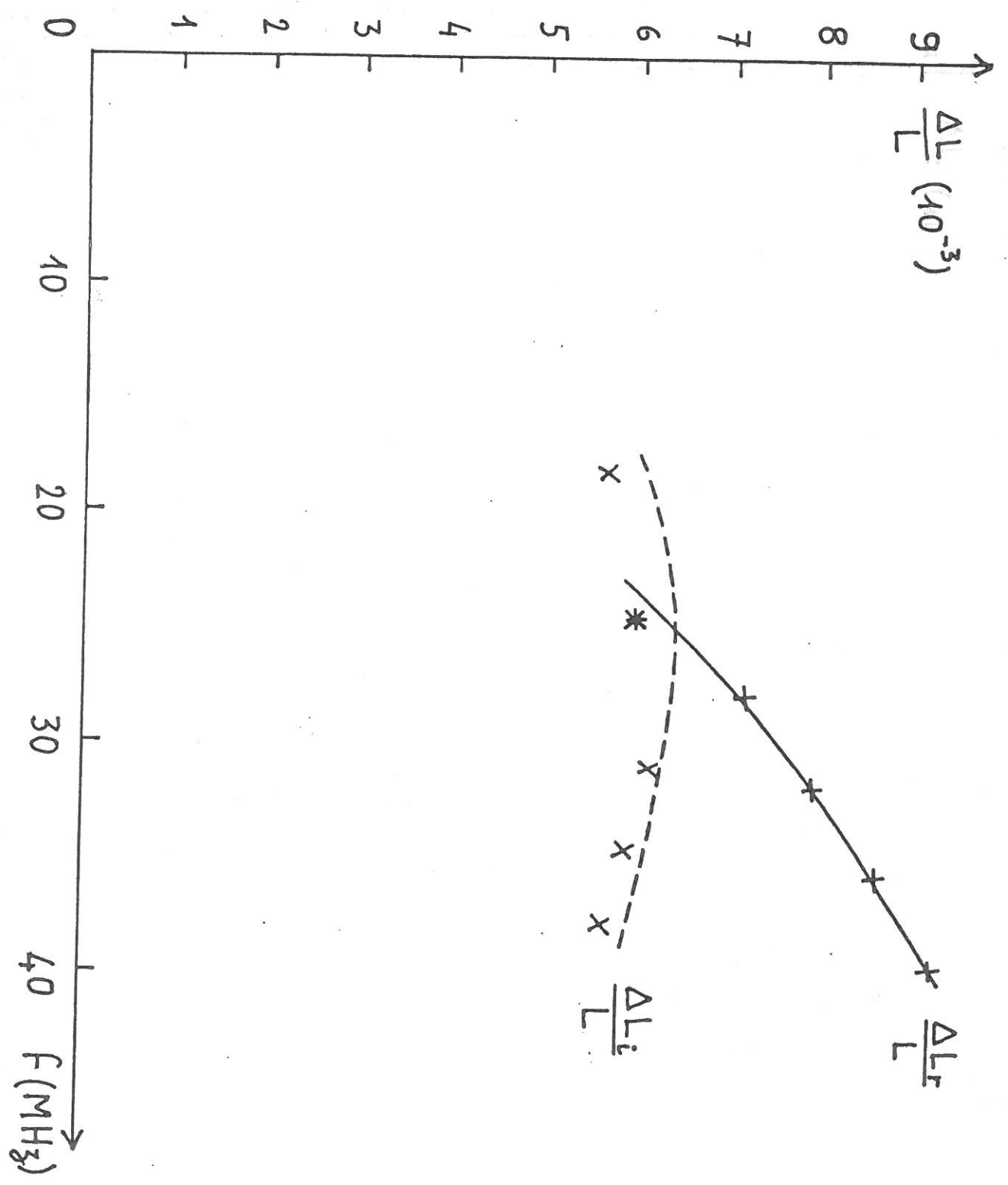


Figure 37:

Evolution avec la fréquence de la partie réelle et de la partie imaginaire de la variation relative d'inductance de la bobine (3 spires,  $R_b = 3,5$  cm). Comparaison des points expérimentaux à  $p = 0,5$  mbar,  $I = 80$  mA,  $d = 9$  cm, avec les courbes théoriques calculées pour  $n_e = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\nu = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

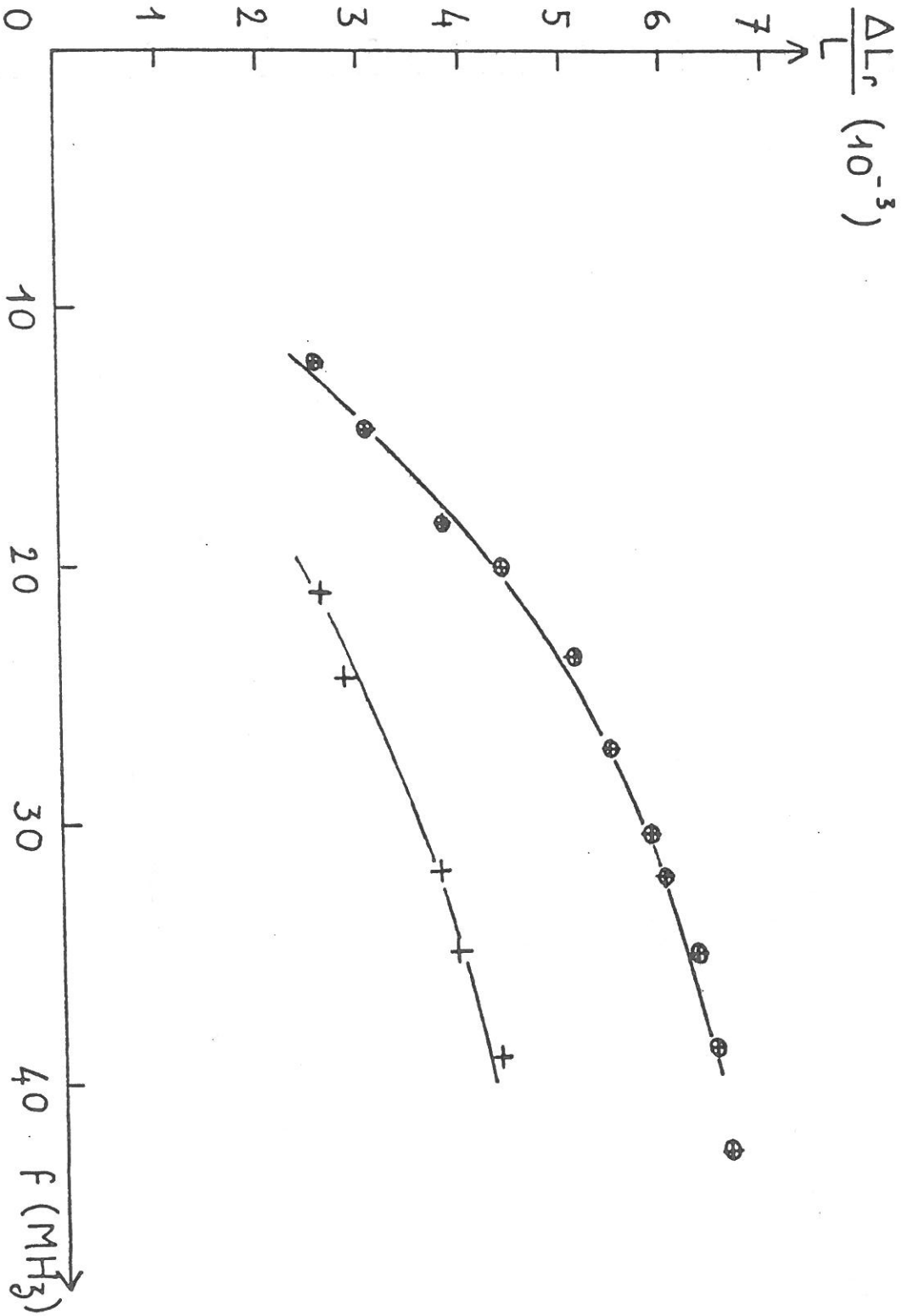
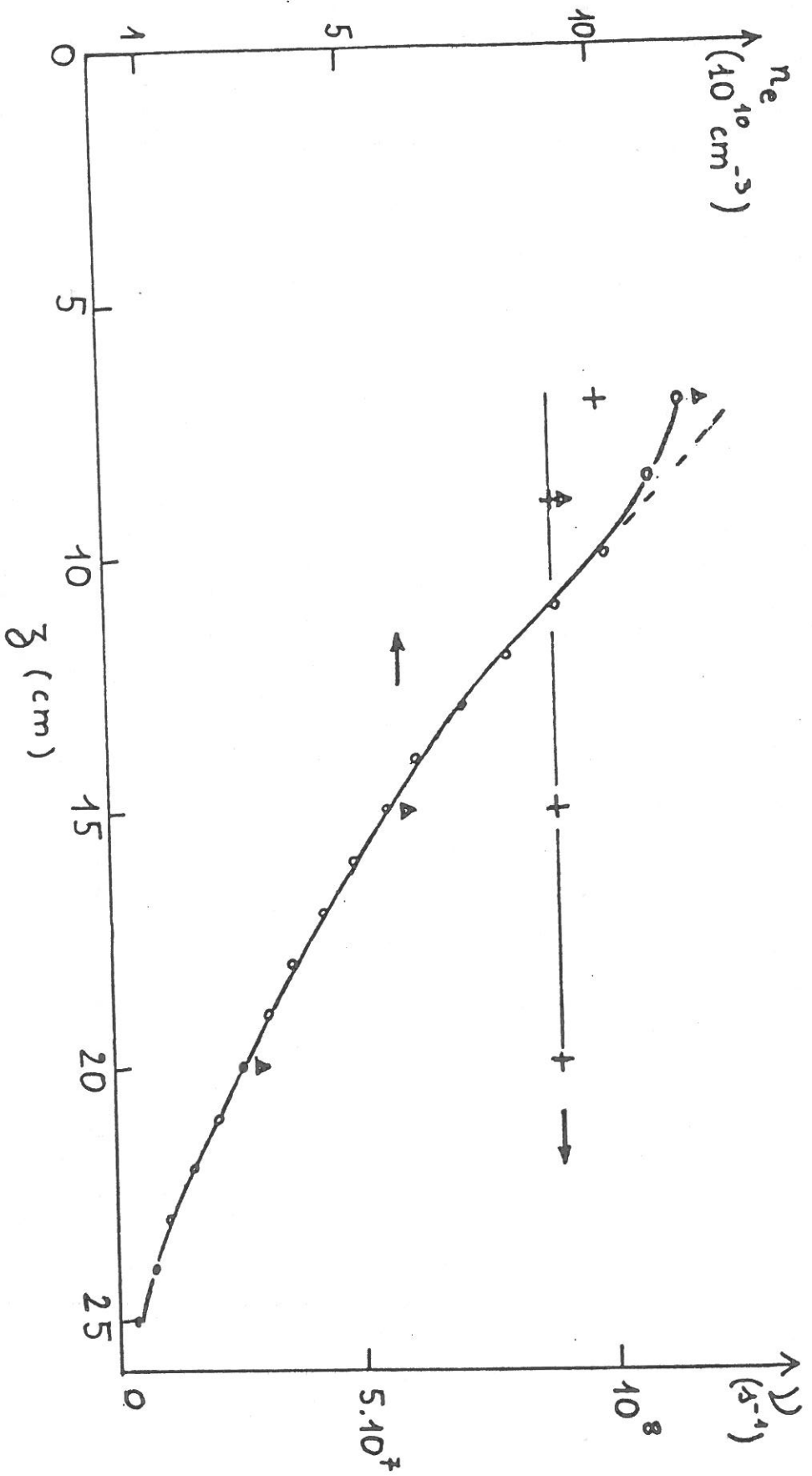


Figure 38: Evolution avec la fréquence de la partie réelle de la variation relative d'inductance de la bobine (3 spires,  $R_b = 3,5$  cm). Comparaison des points expérimentaux avec les courbes

théoriques (—).

+ p = 0,4 mbar,  $l = 35$  mA,  $d = 9$  cm et courbe calculée pour  $n_e = 1,02 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>,  $\gamma = 1,65 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup>

⊕ p = 0,4 mbar,  $l = 50$  mA,  $d = 9$  cm et courbe calculée pour  $n_e = 1,65 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-3</sup>,  $\gamma = 1,3 \cdot 10^8$  s<sup>-1</sup>



**Figure 39:** Variation axiale de  $n_e$  et  $U^{-1}$  à  $p = 0,2 \text{ mbar}$ ,  $I = 30 \text{ mA}$   
 $\circ$  série de mesures de  $n_e$  dépouillées en supposant  $U^{-1} = \text{Cste} = 0,9 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$   
 — courbe corrigée pour tenir compte de la proximité de la cathode  
 $\Delta$ , + autres mesures de  $n_e$  et  $U^{-1}$

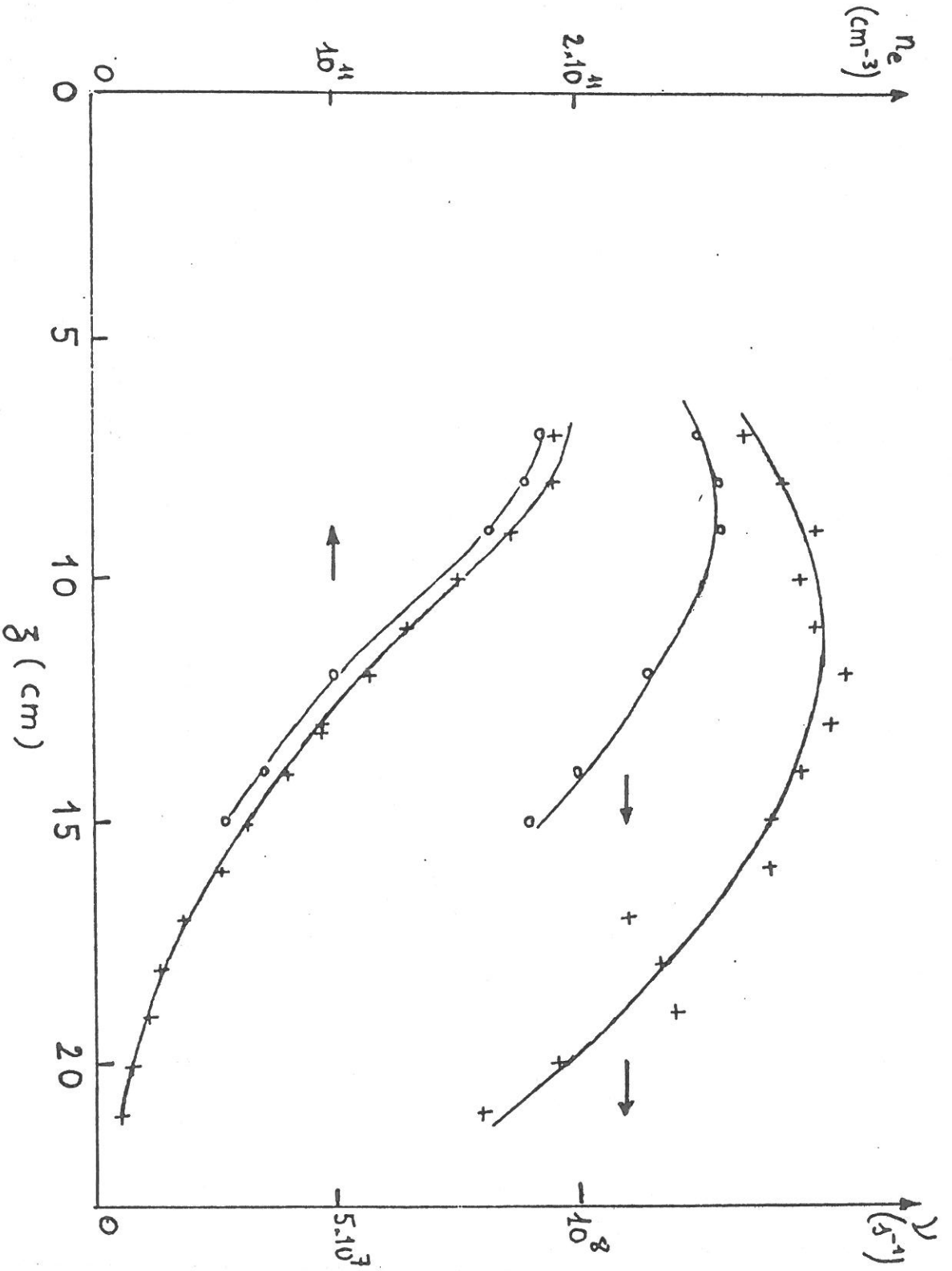


Figure 40: Variation axiale de  $n_e$  et  $\gamma$  à  $p = 0,3$  mbar,  $I = 50$  mA  
O série 1 (effectuée sur plusieurs jours)  
+ série 2

2<sup>ème</sup> partie

confirme un phénomène connu (voir 1<sup>ère</sup> partie). Les résultats présentés ici ne permettent cependant pas de répondre à la question: la décroissance est-elle exponentielle, ainsi que les mesures spectroscopiques d'émission le laissent supposer? En effet, le présent diagnostic n'étant pas résolu spatialement, il est possible que la courbe de la figure 39 soit la convolution d'un profil axial exponentiel de densité et de la "fonction d'appareil" de la bobine.

La mesure de densité ne peut pas être réalisée près de la cathode, car l'anode empêche le positionnement correct du tube fendu; celui-ci, alors trop proche de la bobine, perturbe fortement la structure du champ par un effet d'inductance mutuelle; une possibilité de s'affranchir un peu de cet effet est de fendre le tube jusqu'à son extrémité du côté cathode, mais cela n'a pas été fait. Par ailleurs la cathode elle-même agit elle aussi comme une mutuelle avec la bobine, et ce comportement n'est pas facilement modélisable en présence de plasma. C'est donc la raison pour laquelle il n'y a pas de point d'abscisse inférieure à 7 cm sur les courbes.

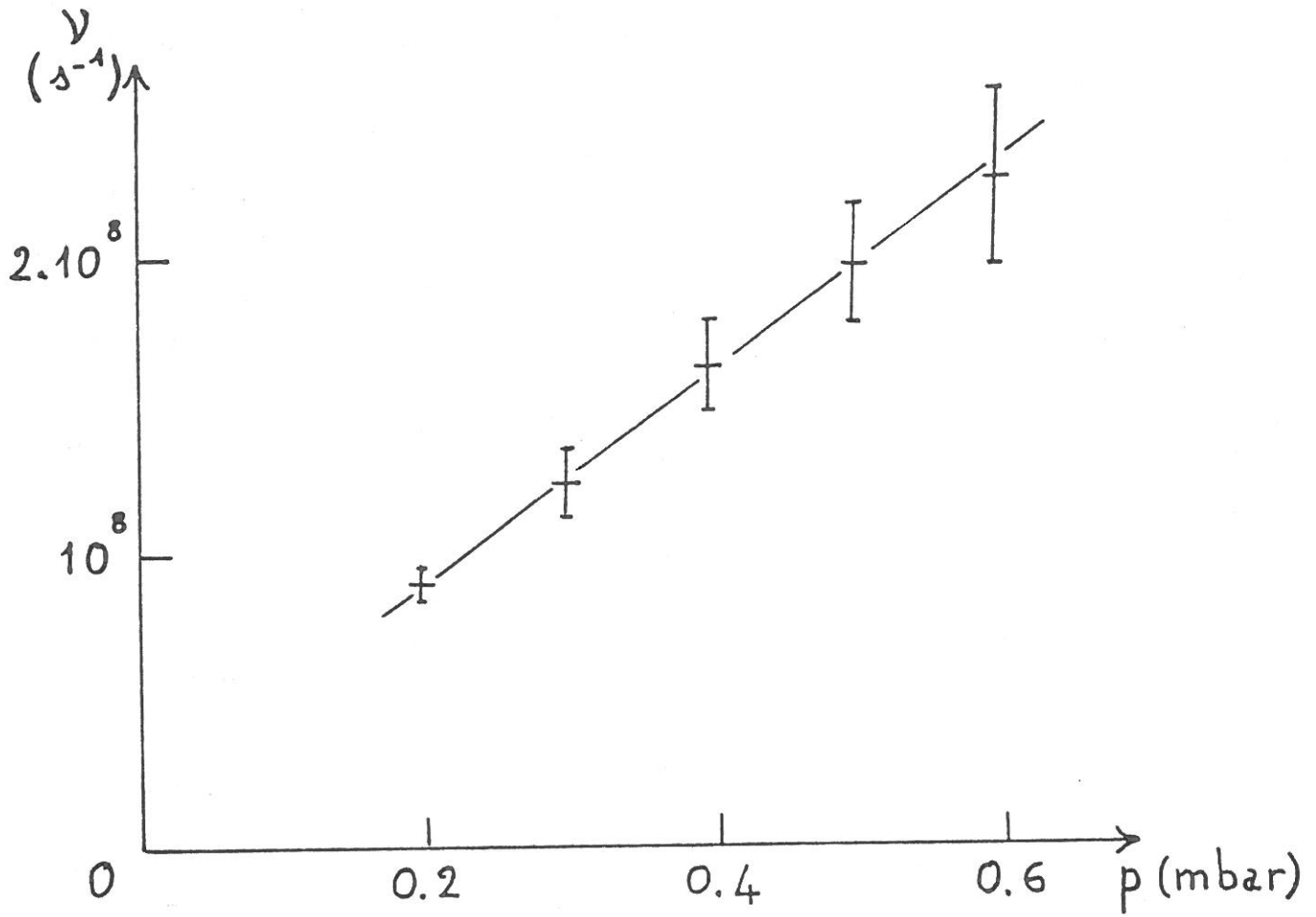
\* Résultats à 0.3 mbar.

La décroissance de la densité le long de l'axe est sensiblement plus rapide qu'à 0.2 mbar. L'effet de convolution est donc encore plus important qu'à 0.2 mbar, rendant l'interprétation de la décroissance impossible. Si la convolution consiste en première approximation en une moyenne de la densité sur un volume utile, alors la décroissance de la densité le long de l'axe est plus rapide qu'il n'apparaît au vu des mesures.

Les mesures représentées sur la figure 40 ayant été faites en plusieurs fois, séparées par des arrêts prolongés de la décharge, il est difficile d'interpréter l'évolution de  $v$ . Une explication possible de la différence entre les deux séries de mesures est que le flux de gaz n'était pas le même; ceci peut induire des différences dans la température du gaz de la décharge et donc dans la densité de neutres à pression donnée. La similitude entre les taux de décroissance de la densité électronique tend à prouver en effet que la pression est bien la même dans les deux cas.

La nette décroissance de la fréquence de collision qu'on mesure le long de l'axe semble témoigner de celle de la "température" électronique. En effet, dans le plasma créé par faisceau d'électrons, la température électronique dépend du mécanisme de pertes d'électrons dominant; celui-ci est la recombinaison en volume à forte densité électronique, ou la diffusion radiale à faible  $n_e$ . Il n'est donc pas surprenant, au vu du fort gradient de  $n_e$  le long de l'axe, qu'on passe d'un régime à l'autre entre la région cathodique et l'extrémité du plasma. La recombinaison affectant en priorité les électrons les plus lents, elle favorise une élévation





**Figure 41:** Variation de la fréquence de collision effective  $\nu$  avec la pression.

de température de la population d'électrons libres. Malheureusement, la diffusion radiale s'accompagne d'un champ électrique de diffusion ambipolaire (car  $l_e \ll R_{\text{tube}}$ ), qui lui aussi favorise une élévation de température électronique par effet Joule. Il n'est donc pas possible de conclure de façon définitive sur l'origine de la variation de température, si c'est vraiment là la raison cherchée, à moins de faire des calculs plus précis et surtout des mesures plus précises et pour un plus grand ensemble de paramètres plasmas.

#### II.4. Température électronique.

Il se dégage d'un ensemble de mesures réalisées dans diverses conditions de décharge que la fréquence de collisions électron-neutres est sensiblement proportionnelle à la pression, comme le montre la figure 41.

Ainsi,  $\nu$  obéit à la loi:

$$\nu/p = 5.33 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ Torr}^{-1}$$

Le tableau I permet alors d'en déduire la valeur de la température électronique:

$$kT_e = \left( \frac{m}{M} \frac{\nu}{p} \frac{1}{2.35 \cdot 10^4} \right) \frac{1}{0.71}$$

$$= 0.26 \text{ eV} ,$$

ce qui constitue une valeur tout à fait typique de ce type de plasma.

La relative indépendance de  $T_e$  par rapport à la pression du gaz marque un contraste avec le cas des colonnes positives; la raison en est que l'équation qui établit la dépendance  $T_e(p)$  dans la colonne positive est un bilan qui n'est pas valable dans le plasma créé par faisceau d'électrons.

### E. BIBLIOGRAPHIE.

Ce chapitre ne prétend pas du tout être exhaustif; en effet la méthode a porté des noms très variés au cours de son existence, ce qui rend la recherche bibliographique assez malaisée.

1. L'article de Persson [50] est à la fois l'un des plus anciens (1961) et des plus riches en informations de toutes sortes sur la mesure de conductivité haute fréquence de plasmas à l'aide d'un mode  $TE_0$ .

L'auteur décrit à la fois un montage expérimental, les calculs et des résultats de mesures. Il utilise un solénoïde long, inséré dans un pont d'impédances opérant en mode pulsé (1  $\mu$ s) afin de faire des mesures résolues en temps sur un plasma en recombinaison temporelle. Il est à noter que ceci introduit une certaine complexité à la fois dans le calcul et les mesures. On peut en particulier douter du bien-fondé des hypothèses faites sur le comportement du solénoïde long en haute fréquence. D'autre part, la fréquence reste trop basse pour que l'auteur ait accès au comportement inductif du plasma, et il ne déduit la densité électronique qu'avec des hypothèses sur la fréquence de collisions.

2. La méthode qui a été présentée dans ce travail s'inspirait d'un article de Tanaca et al. [34]. La mesure est faite à une fréquence de l'ordre de 20 MHz, et la bobine est insérée dans un oscillateur. Les auteurs estiment avoir mesuré des densités de  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , mais ils sont trop imprécis sur de nombreuses conditions expérimentales pour être vraiment convaincants:

- ils ne se sont pas affranchis du mode TM,
- ils utilisent un calcul à une dimension d'espace (cf §A), mais avec une bobine constituée d'une seule spire,
- il ressort de leur article ils n'ont effectué aucun test de cohérence de leurs résultats de mesures,
- ils ne mentionnent aucune précaution particulière quant au régime de fonctionnement de l'oscillateur, qui peut être (cf §C) très erratique.

-contrairement à ce qu'ils affirment, la fréquence est encore trop basse pour pouvoir négliger l'effet des pertes dans le plasma.

3. Moulin et Massé [51] utilisent une bobine longue et de faible diamètre (1cm) immergée dans un jet d'air chaud et

2ème partie

supersonique, faiblement ionisé (conductivité mesurée :10 mho/m), issu d'un générateur de plasma à arc. La fréquence est comprise entre 5 et 12 MHz.

Ils mettent en évidence l'effet capacitif entre la spire et le plasma, très important puisque la distance de la bobine au plasma est faible, mais ne concluent pas de façon claire sur sa prise en compte dans l'analyse des mesures.

Leur méthode de calcul ne peut cependant pas s'appliquer au cas d'une bobine externe au plasma car elle ne peut décrire l'interface air-plasma.

4. Mentionnons aussi les références [52], [53], [54] et [55], qui décrivent des sondes immergées dans différents plasmas, mais toujours de conductivités faibles et à des pressions telles que  $\nu \gg \omega$ .



3<sup>ème</sup> partie:

**ELECTRIC FIELD IN THE CATHODE FALL**

**ABSTRACT.** The electric field is measured in the cathode sheath of an abnormal glow discharge operating between 1 and 5 kV at a He pressure of .2 to 3 Torr. Laser optogalvanic spectroscopy of Stark split He Rydberg atoms is used. Spatial resolution is obtained along the axis of the discharge. The results show a linear decrease of the field intensity along the discharge axis. A discrepancy between the integral of the field across the sheath and the measured voltage appears at the higher voltages, showing the existence of strong radial gradients of field.

**INTRODUCTION.**

1 to 5 keV electron beams created in .2 to 3 torr cold cathodes discharges are widely used for various applications ranging from gas laser excitation to microelectronics films processing [56].

Their creation results from mechanisms taking place in the cathode region of the discharge, such as an efficient electron emission from the cathode and acceleration in the electric field of the cathodic sheath. Processes of secondary electron emission by impinging ions and fast neutrals, field emission (MALTER effect) across a thin layer of oxide on the cathode as well as the architecture of the cathode sheath are extremely dependent on the electric field intensity at the cathode and distribution in the sheath.

Therefore a measurement of the electric field in the cathode sheath appears as a good basis for a study of the discharge and the electron beam. The method of laser optogalvanic spectroscopy on Rydberg states of helium used in this work is now well established [57,58]. Our purpose here is not to show again its numerous aspects or to prove its validity, but rather to apply it extensively to map the electric field for a large set of available discharge conditions of practical interest.

It has been shown that the electric field in the cathode sheath of He and Ne discharges at voltages lower than 800 V decreases linearly with the distance to the cathode [59]. Our

purpose is to investigate this phenomenon at higher voltages, and check the validity of an assumption made by B.SHI et al. in their computations [20].

## 1. THEORY OF THE EXPERIMENT.

### 1a. Overview.

The electric field diagnostic we use in this work is well described in [57], and the calculations are virtually the same as in [60].

The optical electron in Rydberg atoms is very far from and weakly bound to the core, and there are two important consequences of that for this experiment. First, this electron is very sensitive to external electric fields like the discharge field (Stark effect). Second, the atoms are fragile and easily decay in ionizing collisions.

We use a tunable laser to excite He metastables  $2^1S$  into Rydberg levels of principal quantum numbers  $n=8$  or  $11$ . Ionization occurs within about 100 ns, the resulting ions and free electrons are collected on the discharge electrodes and the corresponding currents are detected in the external electrical circuit of the discharge. Thus, the optogalvanic signal is an increase of discharge current.

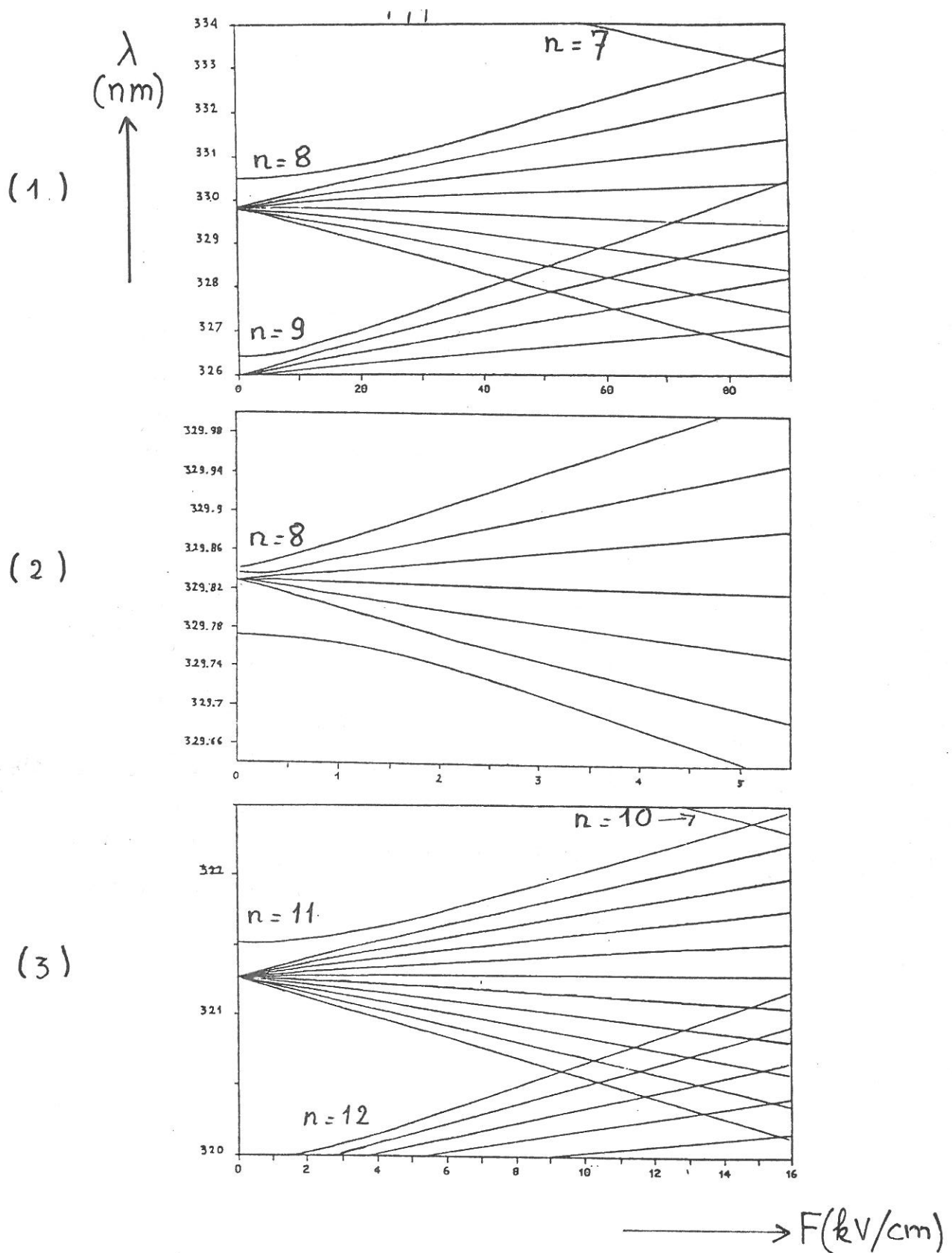
The laser wavelengths provoking these current pulses are simple functions of He atom energy levels in the interaction region. With the help of a theory of the Stark effect the local electric field is deduced from the measured level structure. Fig.42a displays a typical optogalvanic spectrum.

As was noted by Doughty et al. [57], authors of this method, in a glow discharge the high electric fields of the cathode sheath provoke a large Stark effect and also considerably amplify the optogalvanic pulses by charge multiplication through the sheath.

### 1b. Calculation of the Stark effect.

The atom is surrounded by a static electric field of intensity  $F$ ,  $F \leq 20$  kV/cm. A relationship must be established between the energy difference between the levels  $2^1S$  and  $n^1L$  (or the laser wavelength) and  $F$ . The result of the calculation is





**Figure 42b** : Energies des états perturbés en fonction du champ électrique

- (1) niveau  $n = 8$ ,  $m = 0$ , constitué de 8 sous-niveaux. A fort champ, croisements avec les niveaux voisins  $n = 9$  et  $n = 7$ .
- (2) détail du diagramme précédent : mise en évidence de l'effet des défauts quantiques en champ faible.
- (3) niveau  $n = 11$ ,  $m = 0$ , constitué de 11 sous-niveaux.

|                 | (1)       | (2)       | (3)      | (4)       | (5)       |
|-----------------|-----------|-----------|----------|-----------|-----------|
| n = 8<br>m = 0  | 44 kV/cm  | 44 kV/cm  | 50 kV/cm | 105 kV/cm | 156 kV/cm |
| n = 11<br>m = 0 | 9.4 kV/cm | 9.4 kV/cm | 14 kV/cm | 30 kV/cm  | 17 kV/cm  |

Tableau V:

Valeurs du champ électrique délimitant le domaine de validité du calcul, déterminées par 5 critères différents

(1) 1<sup>er</sup> croisement de niveaux Stark obtenu par la méthode de diagonalisation

(2) 1<sup>er</sup> croisement de niveaux Stark obtenu par la méthode de perturbation dans l'hydrogène

(3) égalité des contributions du 1<sup>er</sup> et du 2<sup>nd</sup> ordre dans les séparations de niveaux Stark, calculées par la méthode de perturbation dans l'hydrogène

(4) égalité des contributions du 1<sup>er</sup> et du 3<sup>ème</sup> ordre dans les séparations de niveaux Stark, calculées par la méthode de perturbation dans l'hydrogène

(5) valeurs au-delà desquelles l'ionisation par le champ devient importante

3<sup>ème</sup> partie

The starting point for the comparison between helium and hydrogen atoms is that  $H_0$  can be considered as a perturbation of the hydrogenic hamiltonian  $H_H$ , written:

$$H_0 = H_H + H_{CC} \quad (2)$$

in which  $H_{CC}$  represents core corrections. Thus, helium Stark levels and hydrogen Stark levels are generally similar when  $F$  is high enough for the Stark perturbation on the energy levels to be much stronger than the effect of the core corrections on them. Fig 42b and [61] show that the threshold for  $F$  above which this is the case is approximately 30 kV/cm for the  $(n=8, m=0)$  manifold, and 5 kV/cm for the  $(n=11, m=0)$  manifold.

In this work, Stark energy levels are calculated using the diagonalization method, and we will be interested in the perturbation method on hydrogen (cf §1cb) only in order to get a rough approximation of the slopes of the energy curves of Fig 42b; for this purpose, the threshold  $F_{th}$  is much lower. For example let us consider Fig 42b and the  $(n=8, m=0)$  manifold. If we are not interested in the level corresponding to  $8^1S$  at zero field,  $F_{th}$  is reduced to about 2 kV/cm and limited by the non linear behaviour of the zero field  $8^1P$ . If we also forget about the  $8^1P$ , then  $F_{th}$  is close to 0.5 kV/cm ; however it will be seen that  $8^1P$  is the highest peak in the optogalvanic spectra at low fields, so that it is important not to discard it when evaluating  $F_{th}$ . For the  $(n=11, m=0)$  manifold  $F_{th}$  can be set at about 0.4 kV/cm (not visible on Fig 42b).

In terms of perturbing potentials this neglect of  $H_{CC}$  in  $H_0$  or  $H_1$  is never justified at small distances of the nucleus. The influence of the core corrections is largest for the wavefunctions having the largest eccentricity, e.g. the levels  $n^1S$  (Fig.42b.2).

Also, precise experimental data [60] show that even at high fields the H and non H Rydberg levels may have different behaviours in the regions of crossings between levels of different  $n$ ; this is due to the influence of the quantum defects in the zero field energy levels. In our experimental situations the field remains below the value for which the first level crossing occurs (Fig.42b and table V).

-Before we reach the last approximation we must go further into the detail of the calculation.

The eigenstates  $U_{nlm}$  of  $H_0$  are described by the hydrogenic quantum numbers  $n$ ,  $l$  and  $m$  (in spherical coordinates,  $m$  relative

3<sup>ème</sup> partie

matrix the diagonalization method would be divergent just as the perturbation expansion diverges if it is not truncated to the lowest orders [61].

1c. Theoretical spectra.

1ca. Comparison with absorption spectroscopy.

Optogalvanic and absorption spectroscopy spectra are related through a transfer function describing the transformation of laser excited atoms in charges impinging on the discharge electrodes. More precisely, the absorption signal depends only on the density of Rydberg atoms created by the laser pulse, whereas the optogalvanic signal also depends on how many of those will turn into free charges, the efficiency of this step being a function of the Rydberg level involved, and on the amplification gain between these charges and the optogalvanic signal at the boxcar input, which can show some nonlinearity.

In fact Rydberg atoms have a long radiative lifetime (about 50 ns for  $8 \leq n \leq 11$ ) [64].

According to [65], the first step of their decay is an instantaneous collisional angular momentum mixing that ensures uniformity of the next step with regard to the value of L. Nonetheless the mentioned data refer to L-quasidegenerate sublevels, and this mixing is probably not as efficient in the present case since the L degeneracy is removed by the Stark effect and the energies of the sublevels of a n,m manifold are spread within about  $100 \text{ cm}^{-1}$ . It can also be inferred from [65] that collisional ionization leading to atomic ions is not efficiently induced by neutrals, which is all the more true for the low lying Rydberg levels n=11 and n=8 considered in this work.

Associative ionization is probably the most efficient channel for ionization. Photoionization can also be caused by the laser beam, within the 10 ns of the pulse, or a photon of the discharge.

Thus the ionization mechanism of the Rydberg atoms in the cathode sheath and whether or not it is equally efficient on the different Stark sublevels of a n,m manifold are not clear.

At this point the intensities in calculated optogalvanic spectra are taken to be the same as in absorption spectra.

3<sup>ème</sup> partie

1cb. Peaks positions and natural intensities.

An example of optogalvanic spectrum is shown on Fig. 42a. The position of peak noted p, corresponding to a transition between  $2^1S$  and a level  $nk_m$ , on a wavelength scale is (in the vacuum):

$$\lambda_p = \frac{hc}{(E_{nk_m} - E_{2^1S})} \quad (7)$$

in which  $E(2^1S)$  is the tabulated energy of this level, and  $E_{nk_m}$  is the Stark energy level determined by the diagonalization.

Peak shapes and widths will be examined in §1cc. In the absence of any broadening mechanism, the relative intensity of peak p calculated for only one absorber, for an electric dipole transition between  $2^1S$  and a level  $nk_m$  occurring at a wavelength  $\lambda_p$ , and for a radiation polarization along direction b, is [66]:

$$I_p^{th} \propto P(\lambda) \left| \langle 2^1S | \vec{r}_b | nk_m \rangle \right|^2 \quad (8)$$

where  $P(\lambda)$  is the laser power flux per wavelength interval around  $\lambda$ .

When the laser beam polarization is parallel to the discharge field along the z axis, only  $\Delta m = 0$  transitions are allowed. Since the lower level is  $2^1S$ , only  $m=0$  is possible for the upper level.

According to (8) and the selection rule  $|\Delta L| = 1$  in electric dipole transition,  $I_p^{th}$  is proportional to the square of:

$$\begin{aligned} \langle 2^1S | r_b | nk_0 \rangle &= \sum_{l=0, n-1} P_{n10} \, nk_0 \langle 2^1S | r_b | n1_0 \rangle \\ &= P_{n10} \, nk_0 \langle 2^1S | r_b | n^1P \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

The relative intensities of the peaks in a spectrum involving only one value of n are thus theoretically equal to the square  $(P_{n10} \, nk_0)^2$  of the coordinate of the corresponding eigenfunctions on the  $n^1P$  unperturbed state as computed in the diagonalization.

When the laser polarization is perpendicular to the discharge field  $|\Delta m|=1$  transitions occur. The upper levels have thus m values of + or -1, and the relative intensities of the peaks are proportional to  $(P_{n11} \, nk_1)^2$ .

When the angle between the field and the laser polarization is  $\alpha$ , the spectrum is a linear combination of two spectra corresponding to the same field intensity and weighted with  $\cos^2(\alpha)$  for the  $m=0$  part and  $2 \cdot \sin^2(\alpha)$  for the  $|m|=1$  part

3<sup>ème</sup> partie

(taking the degeneracy into account).

In the case of  $|m|=1$  spectra, from which  $n^1S$  peaks are absent, peak intensities throughout a spectrum show a strong dependence on the quantum defects at much higher field values (up to 5 kV/cm for  $n=11$ ) than peak positions do (up to 2 kV/cm). In other words the field may be such that perturbation theory on hydrogen [61] gives fairly good predictions of energy levels but leads to very incorrect line intensities.

1cc.Line profiles.

If we forget here the distortion in the signal that may result from the nonlinearities in the opto to galvanic conversion, the broadening mechanisms determining the line shape in our conditions of pressure and discharge power are the laser spectral distribution, the Doppler broadening and the Stark effect. Except for the Stark effect all of them have the same effect on the  $n-|m|-1$  peaks of a spectrum at fixed  $n,m$ .

*-Origin of the Stark broadening.* The main source of Stark broadening in the present experiment is the electric field heterogeneity across the volume probed by the laser.

The ion density surrounding the absorbing atoms creates a local isotropic distribution of microfields which might also contribute to this broadening (Holtsmark effect). But at ion densities of  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , the microfield intensity is equal to 37 V/cm [75], and our experimental results show that both this value is the upper limit of sensitivity and the ion density is at least 100 times smaller than  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . This effect is therefore negligible.

The dynamical Stark effect caused by the laser AC electric field consists of an eigenfunction mixing of the  $2^1S$  and  $nkm$  levels of the transition, resulting in a broadening of the transition line between these two levels [67]. No precise attempt has been made to study it, and at this point we will assume that the laser power was too small for this dynamical Stark effect to be visible in our experimental results. However, it still remains a possible explanation of some observed discrepancies between experimental and calculated results.

*-Influence on the spectra.*

An experimental spectrum roughly appears as a linear combination of spectra corresponding to values of the field  $F_1$  in

3<sup>ème</sup> partie

$[F - \Delta F, F + \Delta F]$ , weighted by the densities of atoms "seeing"  $F_1$  and also by the number of photons impinging on these atoms.

When the cathode sheath is mono dimensional, the interval  $\Delta F$  results from the field gradient along the discharge axis combined with the thickness of the laser beam. Because of the gaussian power distribution across the beam (Fig.45), the field value at the points located at the center of the beam is more heavily weighted than the values at points on the edges of the beam.

When the cathode sheath presents a radial structure (at high voltage or low pressure) neither the field nor the metastable density are constant along the laser beam. This also results in

$F \neq 0$  or even to the appearance of two superimposed but not overlapping spectra with very different field values (cf §3g), case which is not considered here.

*-Stark widths.*

To avoid awkward calculations we simply make use of the linear hydrogenic theory of the Stark effect [61] to evaluate a peak width resulting of a field interval  $\Delta F$  around a central value  $F_1$ .

The first order perturbation on the levels of hydrogen in parabolic coordinates leads to linear relationships between a field intensity  $F$  and the perturbation in the energy level  $n$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ :

$$\Delta E = F n (n_1 - n_2) \text{ in atomic units.} \quad (10)$$

We use it to relate a Stark width  $\Delta E$  to a field interval  $\Delta F$  using:

$$\Delta E = \Delta F * n *(2n_1 - n + |m| + 1) , \quad (11)$$

in which  $n_1$  numbers the peaks in the spectrum from left to right and varies from 0 to  $n-2$ .

When  $n$  is even,  $\Delta E=0$  for any  $\Delta F$  for the central peak of the spectrum. This peak is neither Stark shifted not Stark broadened.

*-Lineshapes.*

The lineshape resulting from the Stark broadening mechanism is not simple. Some experimental spectra are approximately



3<sup>ème</sup> partie

fitted with a lorentzian profile, other better with a gaussian one.

Identifying the positions of the peaks is easy when the spectra are well resolved. In the case of overlapping peaks it should require a deconvolution before each peak can be located. To avoid this difficult procedure, subject to high inaccuracies, we operate convolutions of theoretical peaks.

When fitting a theoretical spectrum to an experimental one, the central value of the electric field intensity is determined first.

Then other parameters are fitted if more precision is needed: a line shape, a width constant for all the peaks of a spectrum, and a field interval responsible for the additional Stark width according to Eq.(11).

Fig 43 shows comparisons between experimental and calculated spectra.

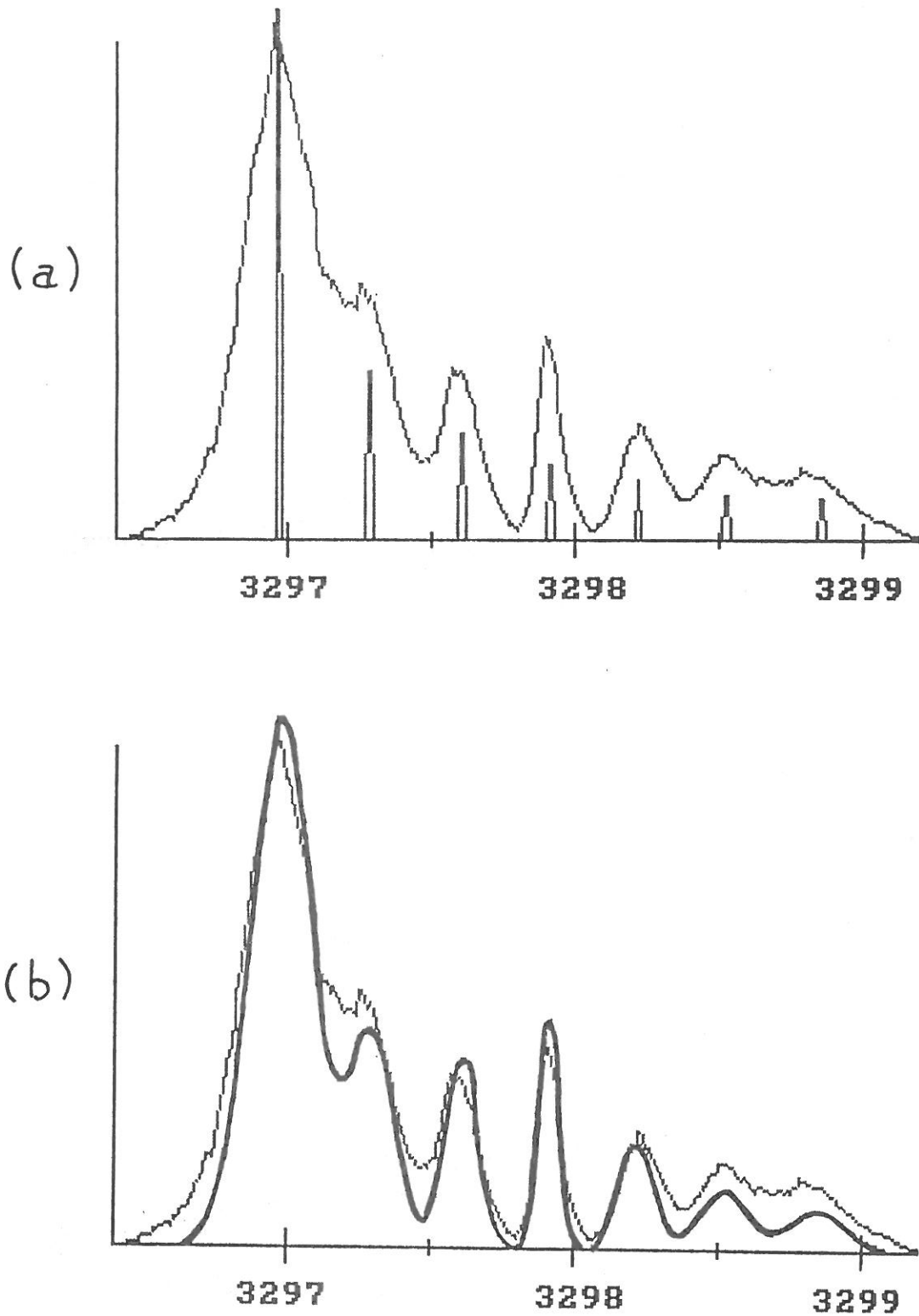
For the higher values of the field involved in this experiment the Stark spectra are well resolved and the determination of the position of the peaks in an experimental spectrum is straightforward. For the smaller values however, ranging from 200 V/cm to 2 kV/cm, the width of the lines may be large compared to their spacing; the peaks overlap their neighbours and the theoretical intensities vary a lot across the spectrum, which strongly biases their positions. For those spectra the convolution which was just exposed is necessary, and one can determine the electric field only by comparing convoluted theoretical spectra to the experimental one. Peaks overlapping does not invalidate the previous calculations of peak intensities because for a given laser wavelength the absorbers contributing to different peaks "see" different fields (or different wavelengths if Doppler broadening is important), so they must be different and their contributions to the signal must be added.

## 2.EXPERIMENTAL SETUP.

The experimental setup is described on Fig.44.

### 2a. Discharge.

A discharge regime is determined by the following operating conditions: gas nature (pure He, He plus aluminum vapor), cathode surface state (flat, rough, oxidized), plus two independent



**Figure 43** : Comparaisons entre spectres expérimentaux et calculés.  
Paramètres du calcul : nombre quantique  $n$  ; champ électrique  $F$  ; largeur naturelle de raie  $H$  ; intervalle de champ  $D$  autour de la valeur  $F$ , responsable de l'élargissement Stark.

a)  $n = 8$  -  $F = 2.4$  kV/cm -  $H = 0$  -  $D = 0$   
b)  $n = 8$  -  $F = 2.4$  kV/cm -  $H = 0.04 \text{ \AA}$  -  $D = 0.3$  kV/cm

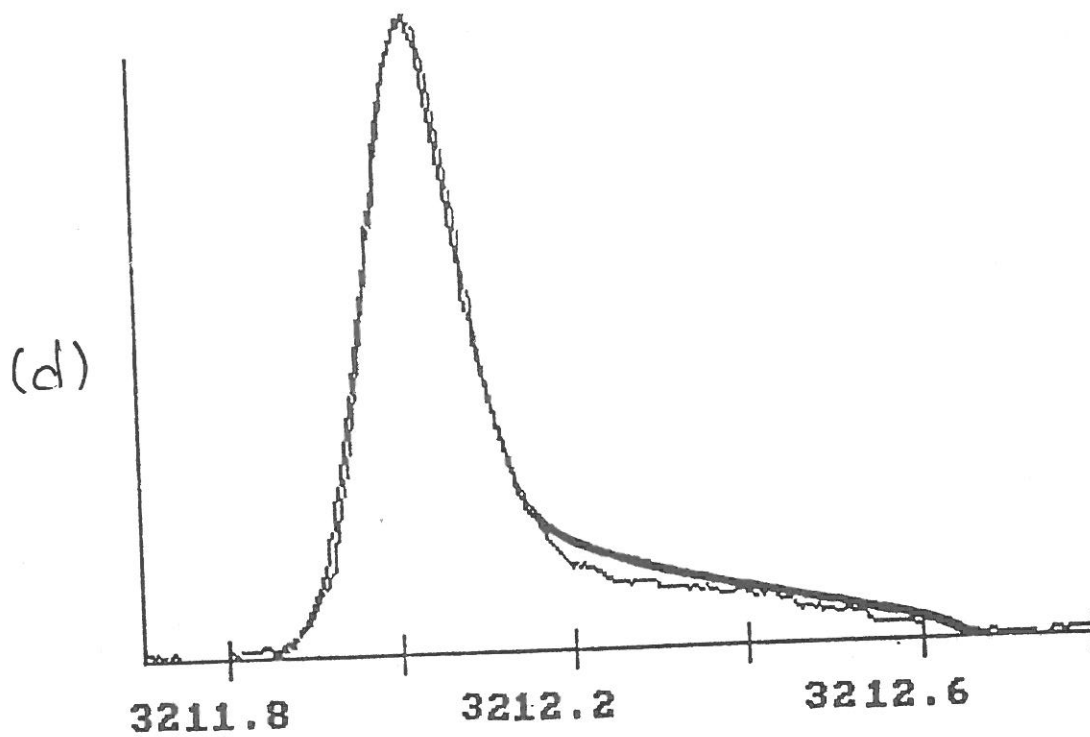
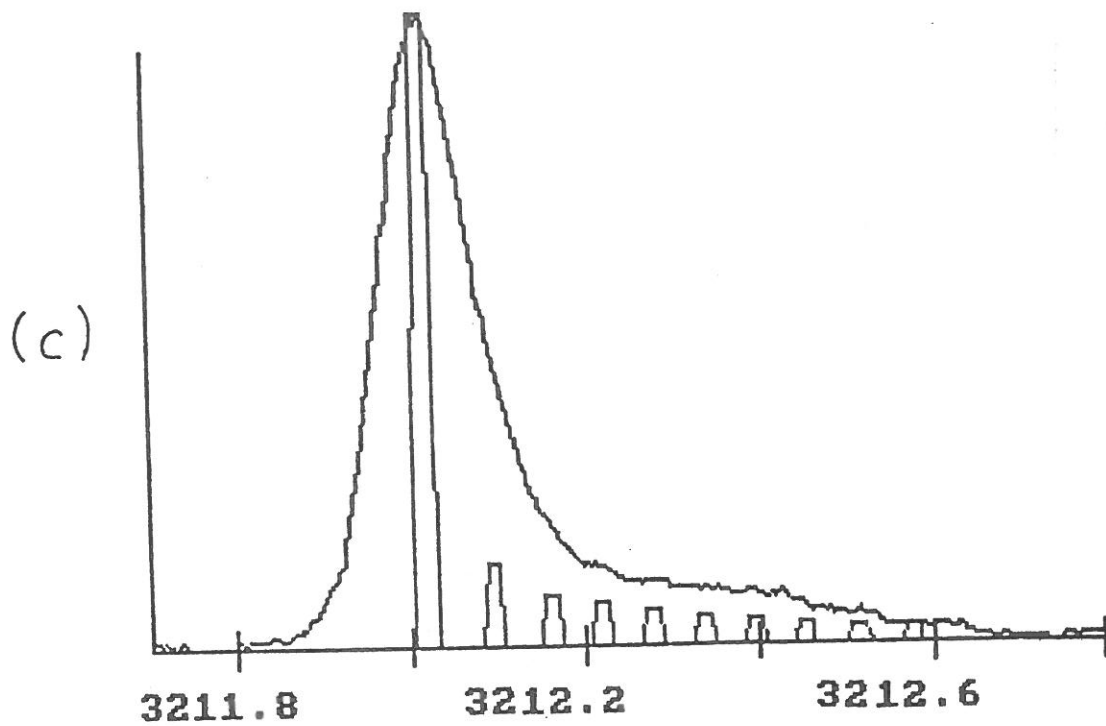


Figure 43 :

c)  $n = 11 - F = 0.37 \text{ kV/cm} - H = 0 - D = 0$

d)  $n = 11 - F = 0.37 \text{ kV/cm} - H = 0.035 \text{ \AA} - D = 0.05 \text{ kV/cm}$

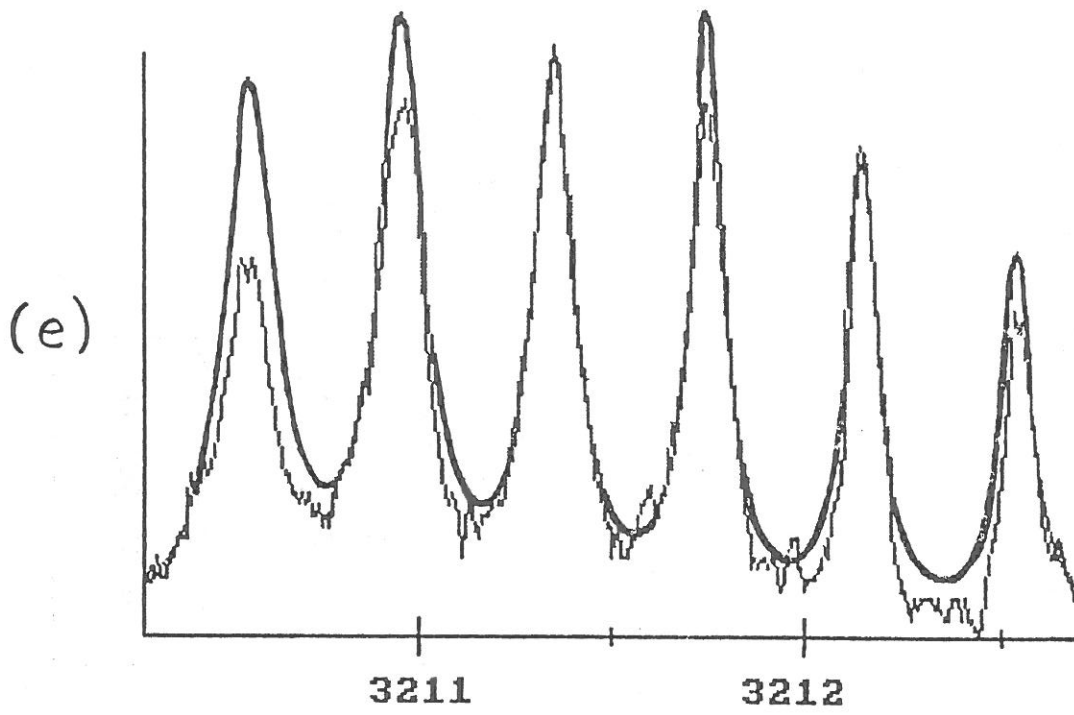


Figure 43 :

e)  $n = 11$  -  $F = 2.6$  kV/cm -  $H = 0.045$  Å -  $D = 0.05$  kV/cm

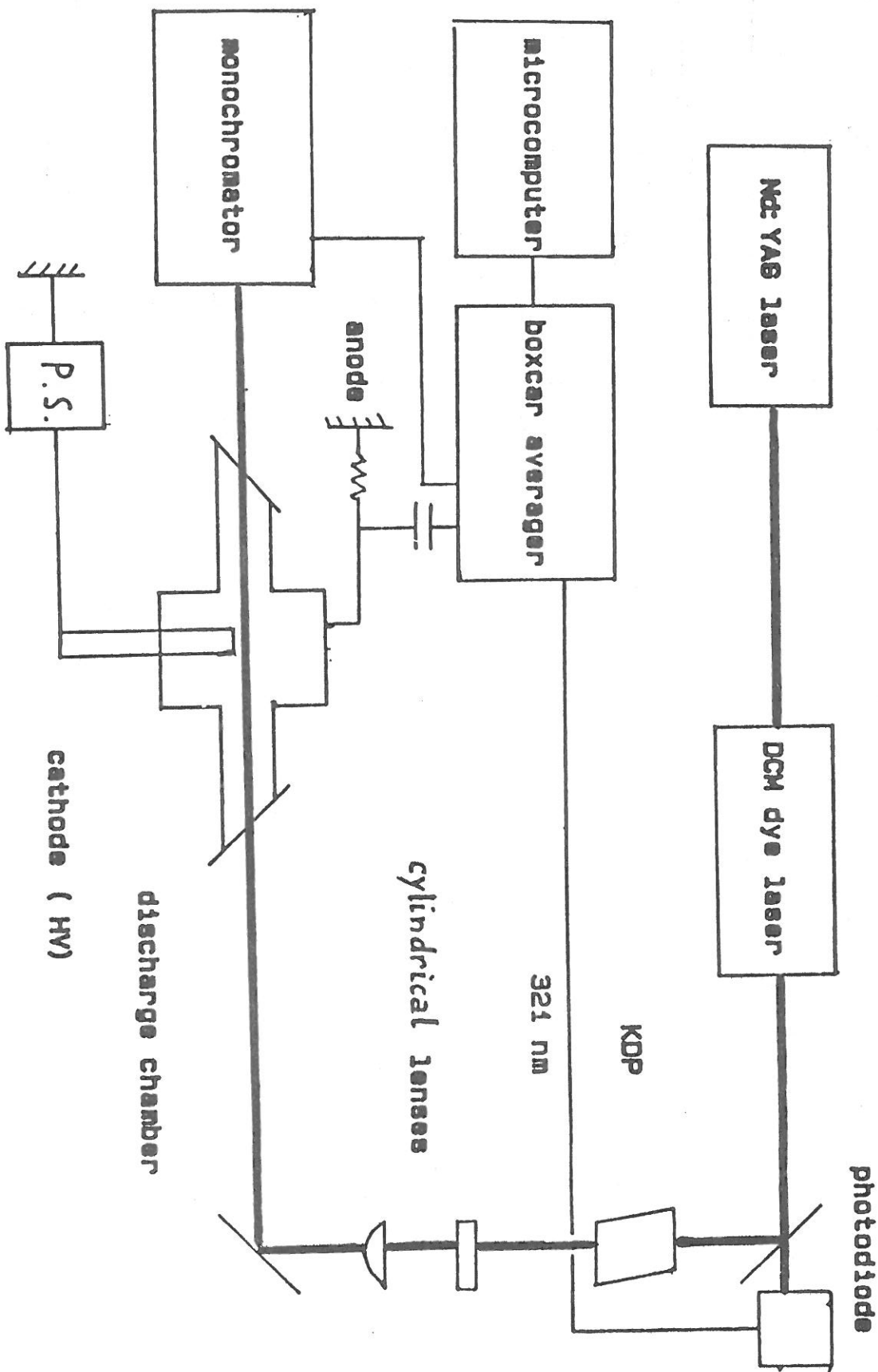


Figure 44 : Schéma du Montage

3<sup>ème</sup> partie

parameters among the three variables pressure, voltage, current. The influence of the gas and cathode temperatures is also important but was neither monitored nor controlled. Slow variations (on a time scale of 1 to 10 mn) of the discharge impedance during experiments were probably to be attributed to temperature effects.

The presence of helium metastables in the gas is necessary because of the technique of measurement itself. The present investigation mainly concerns pure He discharges. The pressure ranges from .2 Torr to 3 Torrs. It is measured with a Granville-Phillips Convectron gauge, the accuracy of which is unknown.

The range of discharge voltages investigated is from .5 to 5. kV. With increasing voltage a strong sputtering of the aluminum cathode occurs above 3 kV. The cathode roughness increases rapidly up to a macroscopic level. The sputtered metal atoms strongly influence the discharge characteristics.

In this work we are interested in discharge regimes determined by a flat Al cathode in pure He. Nevertheless some results have been obtained with an oxidized cathode and are shown for comparison. A magnesium cathode has also been used. The threshold of voltage for sputtering or the threshold of temperature for magnesium evaporation being very low, in our experiment (at 1. kV and 1. Torr) a marked blue emission from the plasma showed that Mg atoms were present in the gas phase.

## 2b. Lasers and optics.

A Quanta-Ray PDL-1 dye laser is pumped by a Quanta-Ray DCR-2 Nd-YAG laser operating at 20 Hz. DCM dye is used in conjunction with a 30 mm long frequency doubler KDP crystal to produce 0.2 mJ (estimated) pulses between 310 and 340 nm with a spectral linewidth  $\leq .004$  nm. The wavelength is tuned by a stepper motor with a precision of .002 nm/step. Except for a shift of 0.05 nm there is an uncertainty of less than .05% in the absolute calibration of the scale, as indicated by the positions of our n=8 and n=11 spectra.

The principal quantum number n=11 is chosen when a high sensitivity to low fields is needed and n=8 when the field is too high for our calculations to still be valid with n=11.

The KDP was initially angle-tuned manually and set so that the phase-matching condition was best realized at a wavelength corresponding to the middle of the spectrum, but this results in two distortions of the optical spectrum with respect to the theoretical pattern. The first one is caused by slow variations

### 3<sup>ème</sup> partie

of the KDP output power across the spectrum and changes the relative intensities of the peaks in the spectrum. The second one results from the spatial variation of the UV laser beam path in the KDP, and also in the lenses if they are not very well aligned, when the wavelength varies. In this case the left part and the right part of the spectrum are recorded at different locations in the plasma and therefore correspond to different fields. In some cases of wide spectra it is possible to see with bare eyes the slight changes in the beam path. Thus an automatic angle tuning with compensation of beam translations appears necessary. We use for that purpose the INRAD Autotracker II. In the spectra recorded without this procedure only the central part has been processed and used to determine the field.

After frequency doubling the beam is shaped with the help of two cylindrical lenses into a narrow strip about 30 mm long and .4 mm wide at the focus point (FWHM) (Fig.45). The beam width is less than .7 mm for about 5 cm along its path around the focus point. This allows us to move the beam instead of the discharge when we investigate different locations on the discharge axis, and the beam is still focused in the interaction region. Moving the beam is readily done with a mirror mounted on a micrometer, with a resolution of 0.025 mm.

#### 2c. Detection.

The anode of the discharge is grounded through a resistor of 40 to 300 ohms and this value is the amplification gain of the optogalvanic current into a voltage signal. The signal is detected in a SRS Gated Integrator and Boxcar Averager. The boxcar input is protected from spikes generated in the discharge by a couple of passive and active components, which in return have the drawback of being nonlinear components. A typical value of the optogalvanic current detected by the boxcar is 10 microamps per 10 mA of discharge current. Temporal features vary according to the operating voltage and the distance from the laser-plasma interaction zone to the cathode, which determine the transit time of the ions created by the laser pulse. The gate delay is set to a value between 100 ns and 1 microsecond, and the gate width between 200 ns and 1 microsecond. The output of the boxcar is an analog exponential moving average with a "time constant" of N pulses, where N is set between 0 and 30 (the result is similar to the output of an analog RC=N filter fed by a staircase function containing the points of the spectrum).

The setup also includes a PMT connected to a second boxcar, in order to measure the intensity of the laser pulse. We initially used it to normalize the intensity of the optogalvanic



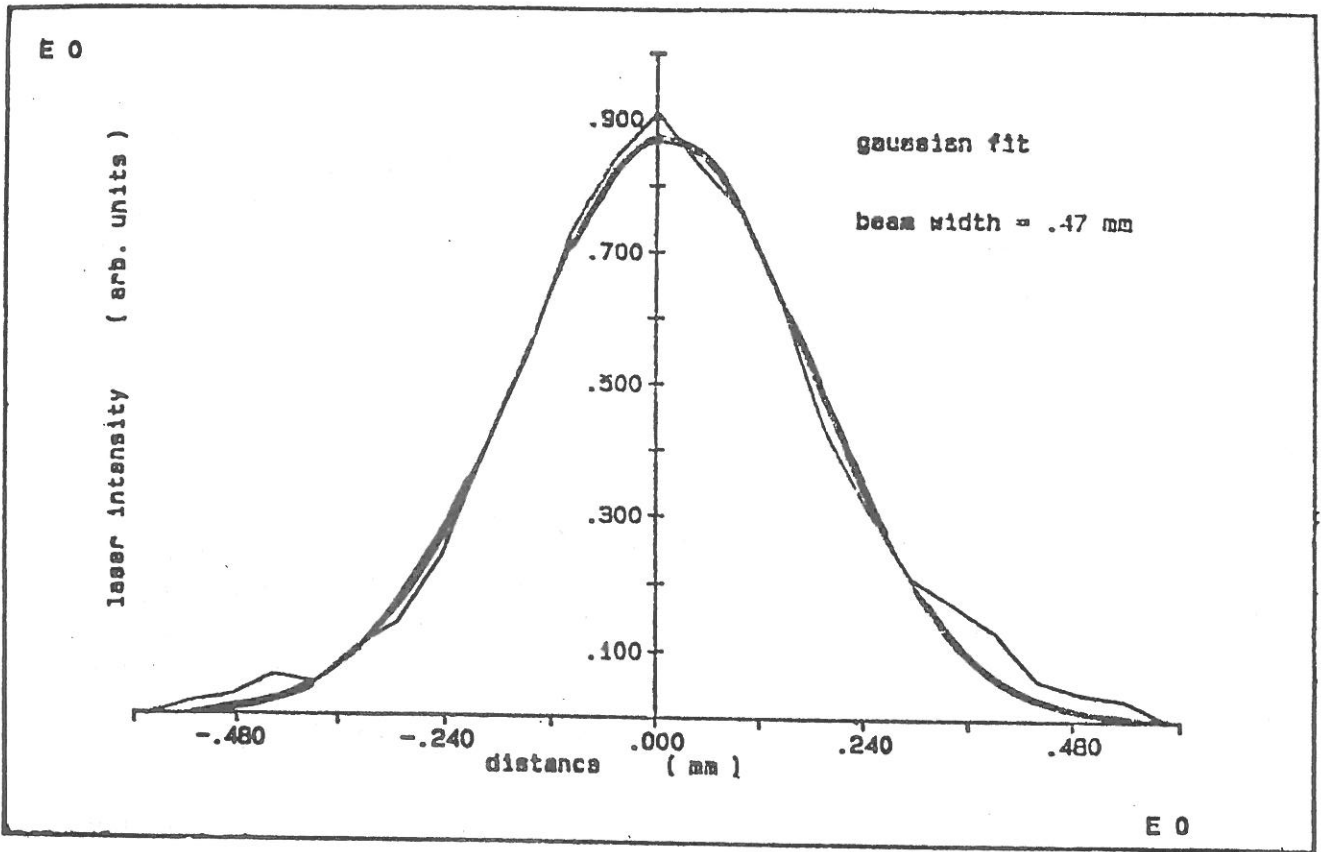


Figure 45 : Répartition de la puissance du faisceau laser, en fonction de la distance au centre, selon sa plus petite dimension.

signal with respect to the number of incident photons, but the shot by shot intensity of the laser pulses turned out to be constant enough with regard to the recording of a spectrum; in addition to this, the normalization was harmful to the signal to noise ratio, so that we stopped using it after a while.

The boxcar output is then digitized and stored in an IBM AT microcomputer.

## 2d. Data processing.

In some experimental spectra the signal to noise ratio is very poor, like 0.01 (Fig.46). This happens when the spectrum is recorded at the edge of the negative glow, where the intensity of the optogalvanic current decreases sharply, or when the discharge itself induces a strong noise background in the electrical circuitry because the cathode surface has become rough after an intensive sputtering by ions and neutrals or because of the presence of an oxide layer on the cathode. In noisy spectra the signal fades away in a cloud of points, most of which are obviously out of range. A digital filter first operates a riddance from these spikes. The remaining points are replaced by their exponential moving average with a selectable parameter (Fig.46).

The next step consists in fitting the experimental spectrum with a theoretical one in which the tunable parameters are the electric field, line shape, natural linewidth and field interval responsible for the Stark broadening of the peaks.

## 3. RESULTS.

### 3a. Optogalvanic spectra.

A common value of the signal to noise ratio is 100 (Fig.43). The various parameters used in fitting these spectra with calculated ones are determined with an uncertainty indicated in parentheses. At low fields and in case of overlapping peaks there is more uncertainty in the determination of the field if peak intensity corrections due to field broadening are important. The reason is that the hydrogenic theory used to compute the field broadening is not adequate at low fields where the effect of the quantum defects is important.

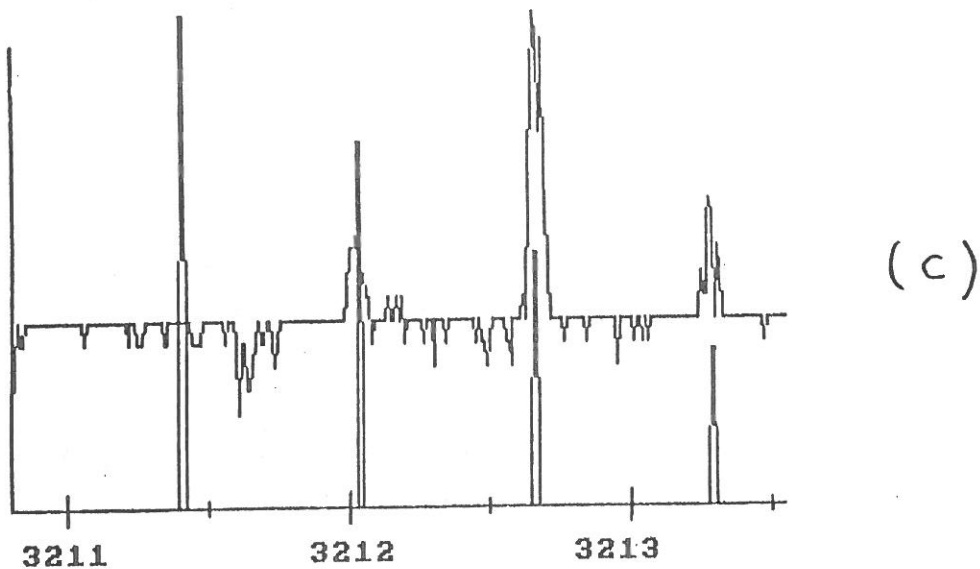
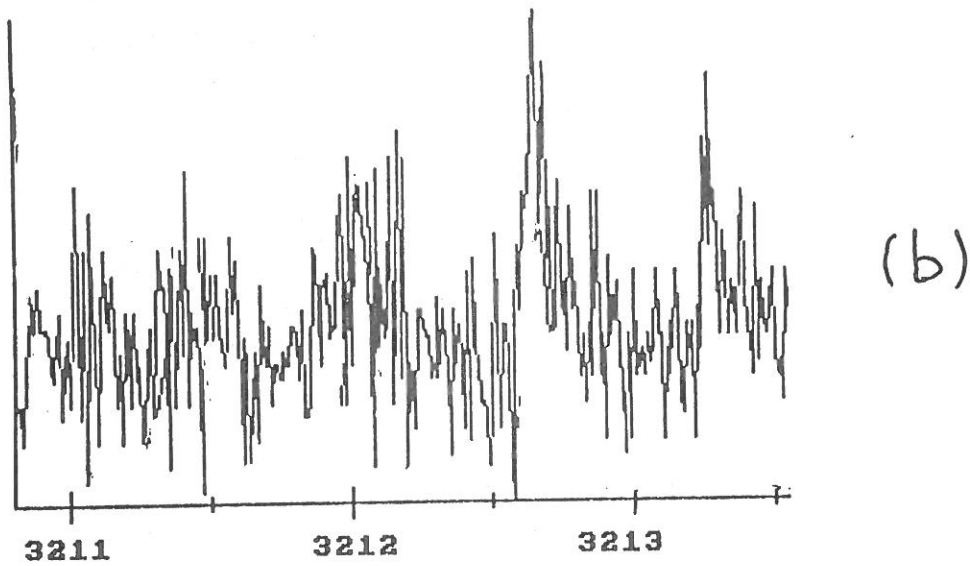
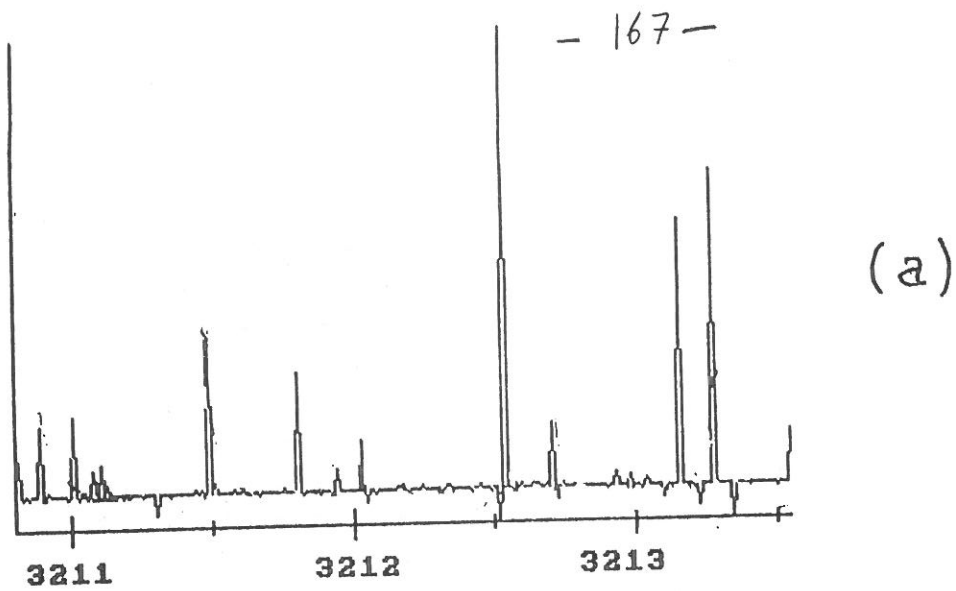


Figure 46 : Filtrage du bruit dans un spectre optogalvanique mesuré

- a) données brutes ; pleine échelle 10 V.
- b) après filtrage; pleine échelle 0,10 V.
- c) après lissage de (b); pleine échelle 0,10 V.

3<sup>ème</sup> partie

- *Field heterogeneity*: some spectra feature more peaks than expected in a single  $n, m$  manifold. When the cathode sheath-negative glow interface is not plane (very low pressures, sheath thickness  $>$  cathode diameter) the laser may be probing at the same time the sheath and the negative glow (Fig.47). The spectra must be interpreted with two values for the field, of which one is zero (more precisely: it is below the resolution of the method). As the laser is sent farther towards the negative glow the signal at  $F \neq 0$  disappears and the one at  $F=0$  increases. An interesting feature is that the optogalvanic effects occurring in the negative glow and in the cathode sheath have opposite signs: the opto to galvanic conversion in the negative glow leads to a reduction of the discharge current, which shows that it results from a different mechanism, probably involving directly the reduction of metastable density after the laser pulse. The optogalvanic signals coming from the sheath and from the negative glow can easily be separated at the boxcar input, for the signal created in the negative glow is detected after a longer delay. Their intensity ratio allows to monitor the sheath-to-negative glow interface geometry.

-*Recording of wide spectra*: although theoretically two consecutive peaks are enough information to measure the electric field, it is safer to record the whole spectrum corresponding to a given level and sometimes even to several levels to take advantage of their different sensitivities.

**3b. Electric field maps.**

The electric field is deduced from most spectra using just the peaks positions. The use of the  $n-m-1$  peaks of a level  $n$  ensures a very good accuracy reaching 2% in a lot of cases. Spectra with only two consecutive peaks available because of the lack of KDP automatic angle tuning, noisy spectra and spectra with overlapping peaks do not allow better than 10% accuracy, and at the edge of the negative glow, close to the sensitivity threshold, there may be 100% uncertainty. The electric field is plotted (Fig.48) versus position on the discharge axis for different sets of discharge parameters (pressure, voltage). The abscissa is read on a micrometer with an accuracy of 0.01 mm. However as was mentioned above, the spectrum recorded at a position  $z$  may be mostly determined by a value of the field at any point lit by the beam, basically within .2 mm on each side of  $z$  and anywhere in the radial direction,

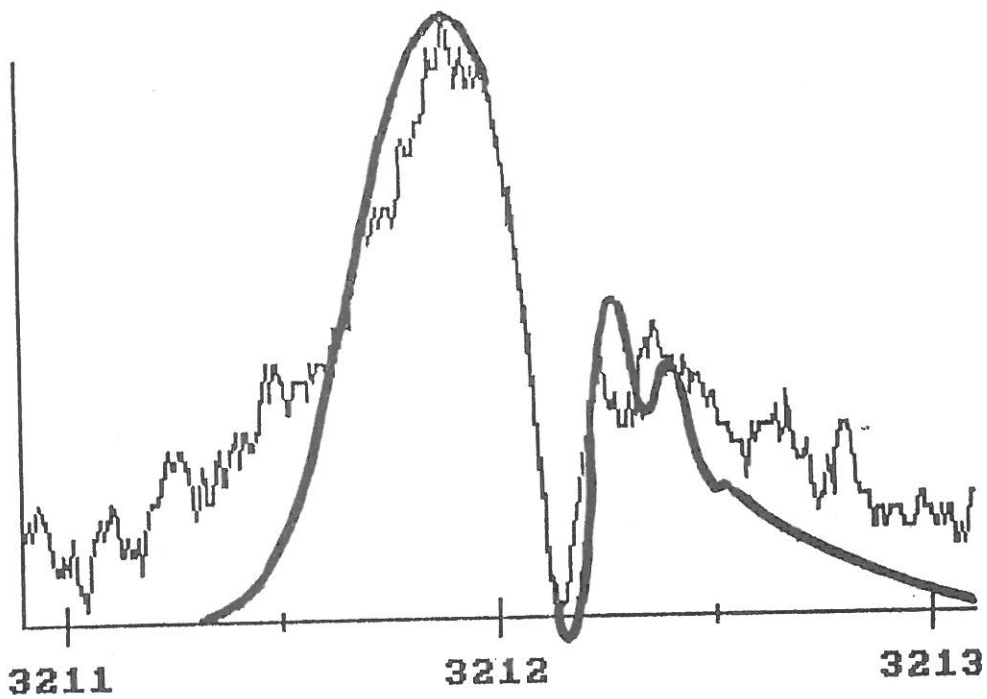
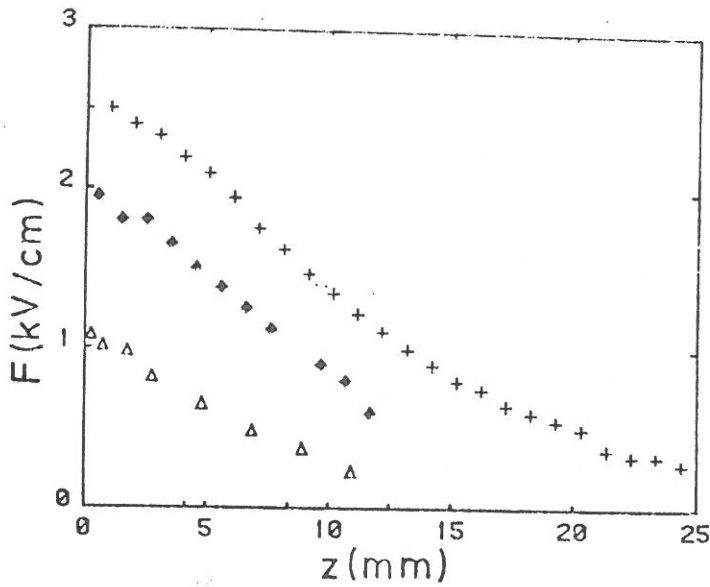
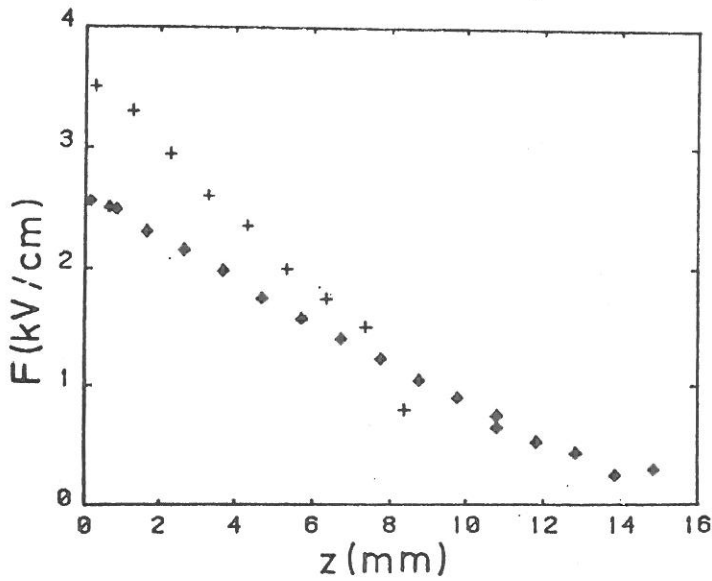


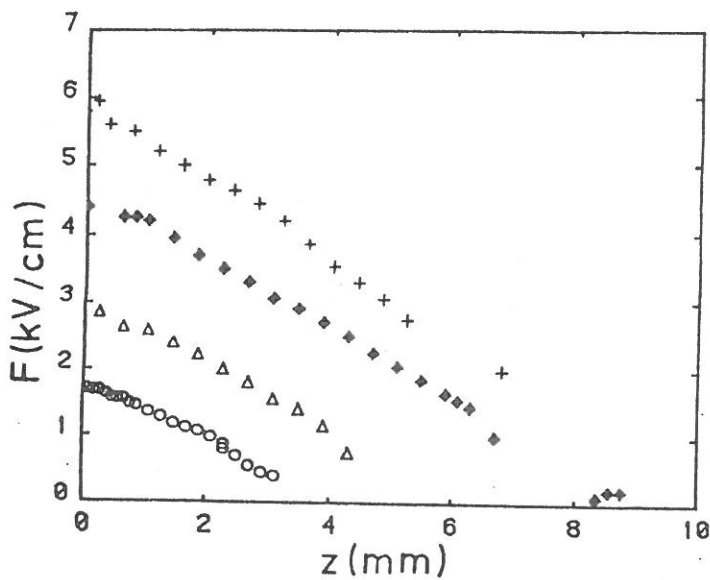
Figure 47 : Eclairage simultané de la gaine et de la lueur négative. Superposition d'un spectre optogalvanique de paramètres ( $F = 0.85 \text{ kV/cm}$  -  $H = 0.04 \text{ \AA}$  -  $D = 0.25 \text{ kV/cm}$ ) et d'un spectre inversé de paramètres ( $F = 0$  -  $H = 0.07 \text{ \AA}$  -  $D = 0$ ).



- a) 0.27 Torr -  
+ 3 kV  $\pm$  0.8  
◆ 2.0 kV  $\pm$  0.2  
Δ 0.8 kV  $\pm$  0.1

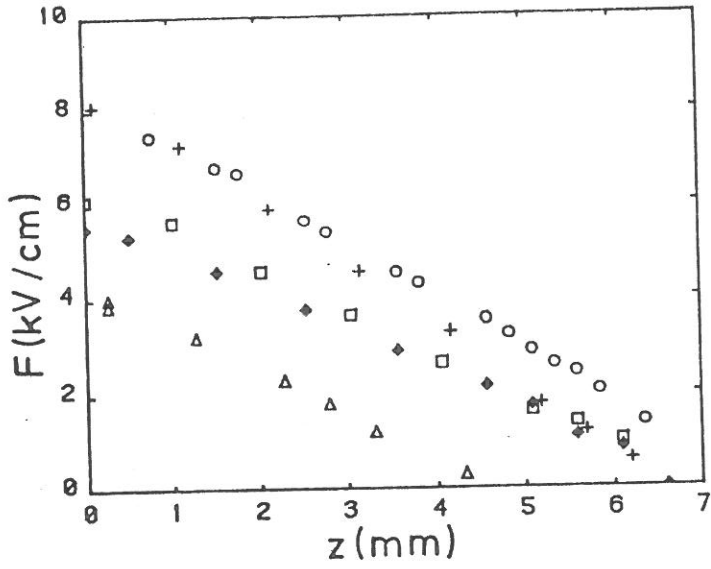


- b) 0.57 Torr  
+ 2.2 kV  $\pm$  0.3  
◆ 1.8 kV  $\pm$  0.2



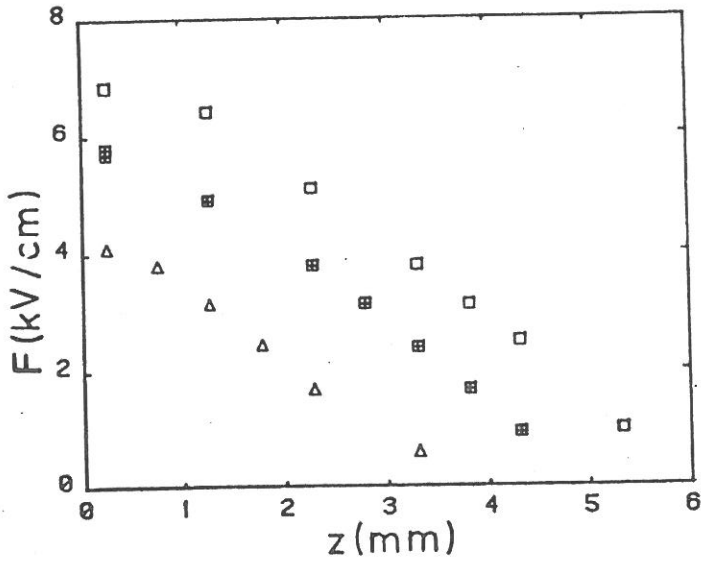
- c) 1 Torr  
+ 2.9 kV  $\pm$  0.4.  
◆ 2.0 kV  $\pm$  0.1  
Δ 0.95 kV  $\pm$  0.1.  
○ 0.35 kV  $\pm$  0.05

Figure 48 : Champ électrique en fonction de la distance axiale.



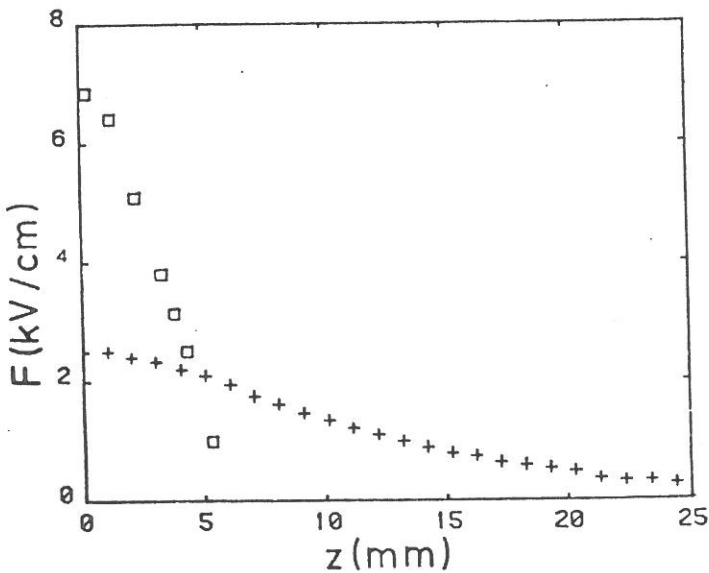
d) 2 Torr

- 2.8 kV  $\pm$  0.3
- + 2.8 kV  $\pm$  0.4
- 2.2 kV  $\pm$  0.3
- ◇ 2.2 kV  $\pm$  0.2
- △ 1.0 kV  $\pm$  0.1



e) 3 Torr

- 2.35 kV  $\pm$  0.15
- ⊠ 1.60 kV  $\pm$  0.1
- △ 0.8 kV  $\pm$  0.05



f)

- 3 Torr / 2.4 kV
- + 0.27 Torr / 3 kV

Figure 48



3<sup>ème</sup> partie

along the beam. Therefore, apart from the high voltage case (see below), a reasonable estimate of the accuracy in the axial distance is 0.2 mm.

The cathode location on the axis is also subject to an uncertainty related to the beam thickness. A decrease of the OG signal intensity by a factor of 2 indicates that the cathode side stops half of the laser beam and we choose this point for origin of the axis. However this effect may be biased by variations of the optogalvanic signal amplification coefficient in the same region, as observed by Lawler et al. [68]. The field measured at small negative abscissas is apparently constant, because most of the optogalvanic signal results from the field value in the regions still lit up by part of the laser beam just in front of the cathode. Thus a zero slope of the curve  $F(z)$  indicates the cathode location. The agreement with the other determination is correct. Farther towards the negative abscissas the field is measured in plasma regions surrounding the cathode sides, and it actually is smaller than just in front of the cathode, as illustrated on Boeuf's two dimensional model of the cathode sheath [69]. These effects are important when interpreting experimental spectra but they are not shown on the figures which display the field on the discharge axis.

Voltage and current fluctuations occurred in some experiments. They explain some accidents of the curves like sudden jumps of  $F$ .

The integral  $V_{int} = \int Fdz$  is equal to the total voltage drop across the cathode sheath. Since there is no positive column nor anode glow in our discharge and the negative glow is a region of very low fields, we expect this integral to be very close to the total voltage drop  $V$  across the discharge as measured on an external voltmeter. In most cases the lack of sensitivity of the field measurement at the edge of the negative glow is not too serious because it is also a region of low field. However in some cases there is really not enough data about this region to carry out the integration. The integrated voltage is of course very sensitive to the cathode location on the curve  $F(z)$ , so that the accuracy with which  $V_{int}=V$  is verified is mainly limited by the uncertainty in the cathode position.

### 3c. Cathode sheath thickness.

The cathode sheath limit is the abscissa where the curve  $F(z)$  reaches the  $z$  axis. The cathode sheath thickness is an interesting phenomenological variable because it can easily be compared to a value obtained by visible emission spectroscopy. However in order to deduce this thickness from our electric field maps it is necessary to extrapolate the curves  $F(z)$ . This is a

### 3ème partie

fairly controversial thing to do since opposite opinions have been expressed by Doughty [70] and Lee [71] regarding the dependence of  $F$  on  $z$  at the edge of the cathode sheath. Thus we postpone this investigation until more precision is obtained in the measurements.

In order to compute the integrated voltage  $V_{int}$  we actually extrapolate the curves linearly, and the corresponding voltage drop is accounted for in the uncertainty.

#### 3d. Ion density in the sheath.

The charge density in the cathode sheath is equal to the divergence of the field (in the proper units). For a monodimensional sheath:

$$\rho = 5.53 \cdot 10^8 \quad dF/dz. \quad (17)$$

with  $\rho$  in  $e/cm^3$  and  $dF/dz$  in  $kV/cm^2$ .

The quasi-linearity of the curves  $F(z)$  (Fig.48), except very close to the cathode, shows that this charge density is constant throughout the sheath.

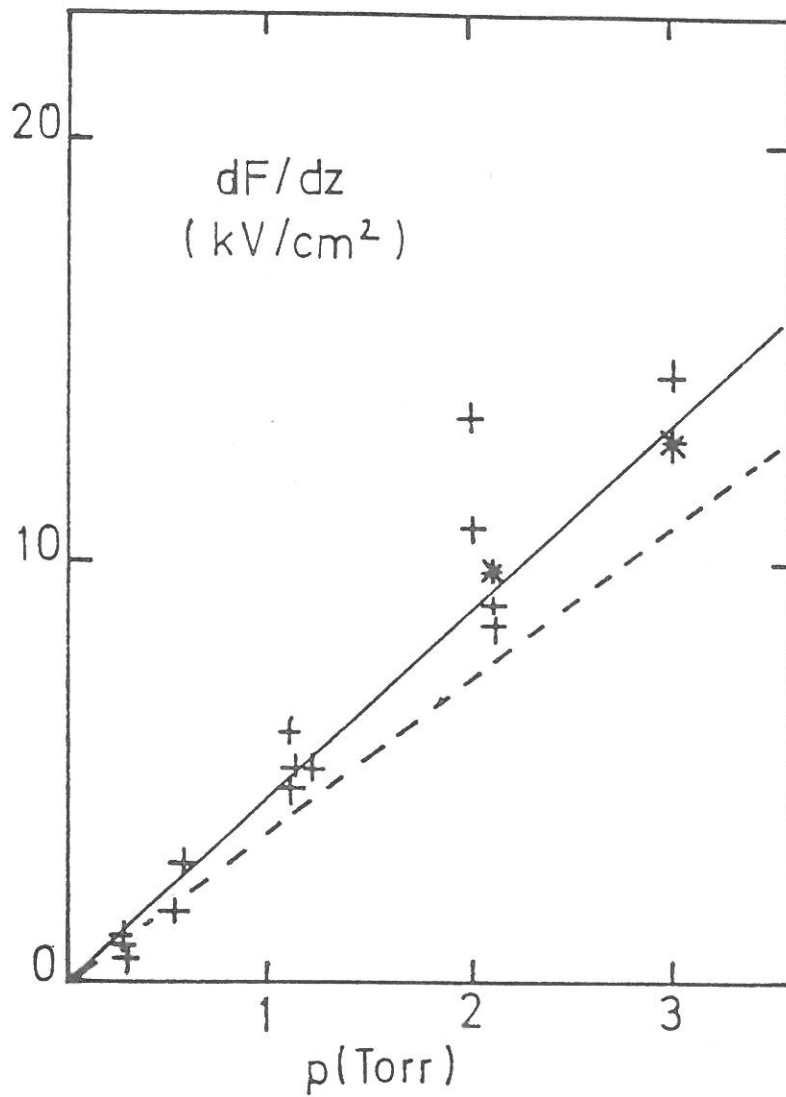
The low pressure curves show a curvature. The sheath thickness being larger than the cathode diameter, there is an evidence of bidimensionality. The slope chosen is an average between extreme values, affected of a large error bar. The high voltage results involve too much uncertainty to be useful in this section.

Field divergence in the sheath is plotted vs. gas pressure on Fig.49.

For discharge regimes corresponding to a clean and flat cathode and no metal atoms in the gas phase we observe that the charge density is fairly independent of the voltage at a given pressure, and it is a linear function of the gas pressure. With regard to this dependency the charge density we measured is not consistent with the results of Doughty [57], probably because their discharges operate at much lower voltages, in ranges where the cathode emission processes are different from what they are in our case, and more probably because their negative glow is obstructed, depriving the cathode sheath of an ion source. In fact the discharge impedance they report is much higher, and ion density much lower, than in our discharge.

#### 3e. Electric field at the cathode.

At moderate reduced electric fields  $F/N$  the ion kinetic energy when they reach the cathode is a function of the local



**Figure 49** : Divergence du champ électrique en fonction de la pression de gaz.

At moderate reduced electric fields the ion kinetic energy when they reach the cathode is a function of the local electric field at the cathode.

3<sup>ème</sup> partie

electric field as opposed to the whole field distribution across the sheath, and this is due to the small value of the ratio mean free path to sheath thickness. Besides, symmetric charge exchange collisions result in the creation of fast neutrals, the kinetic energy of which is related to the ion energy before the collision, so that at the cathode it is also a function of the local field. All this shows the importance of  $F(z=0)$  in most cathodic emission processes (photon related processes not included).

Zero abscissa is the position at which  $F$  can be determined with the smallest uncertainty, for several reasons. The optogalvanic signal is very intense. The field is perpendicular to the cathode surface, even if the remainder of the sheath shows a conspicuous bidimensionality or radial field heterogeneity like at high voltages or low pressures. And as was previously explained the field gradient seems to go down to zero, which makes the measurement of  $F(z=0)$  fairly independent of the exact location of the cathode.

Although the point  $(z=0, F(z=0))$  is usually out of the straight part of the curves  $F(z)$ , if one assumes that the field decreases linearly across the whole sheath one can integrate it to get:

$$V = V_{\text{int}} = \frac{1}{2} F(z=0) \frac{F(z=0)}{dF/dz},$$

and with  $dF/dz$  proportional to the gas pressure (see paragraph 3d), this becomes:

$$F(z=0) = c (p V)^{1/2} \quad (18)$$

in which  $c$  is a constant and  $V$  is the discharge voltage. This is checked on Fig.50, where the plotted value of  $F(z=0)$  is the measured one, not the one which could be deduced of the curves  $F(z)$  by extrapolating the linear part. The linear dependency is well verified. The slope of the straight line thus leads to a value for the proportionality constant relating the charge density and the pressure:

$$\rho / p = (2.0 \pm 0.1) 10^9 \text{ e/cm}^3/\text{Torr}, \quad (19)$$

and the corresponding relationship is plotted as a dashed line on Fig.49.

The points of Fig.49, deduced from the slopes of  $F(z)$  curves of Fig.48, fit better a straight line (solid line on fig.49) corresponding to about  $2.5 10^9 \text{ e/cm}^3/\text{Torr}$ .

The disagreement between the two values of the proportionality constant is possibly explained by the fact that radial fields

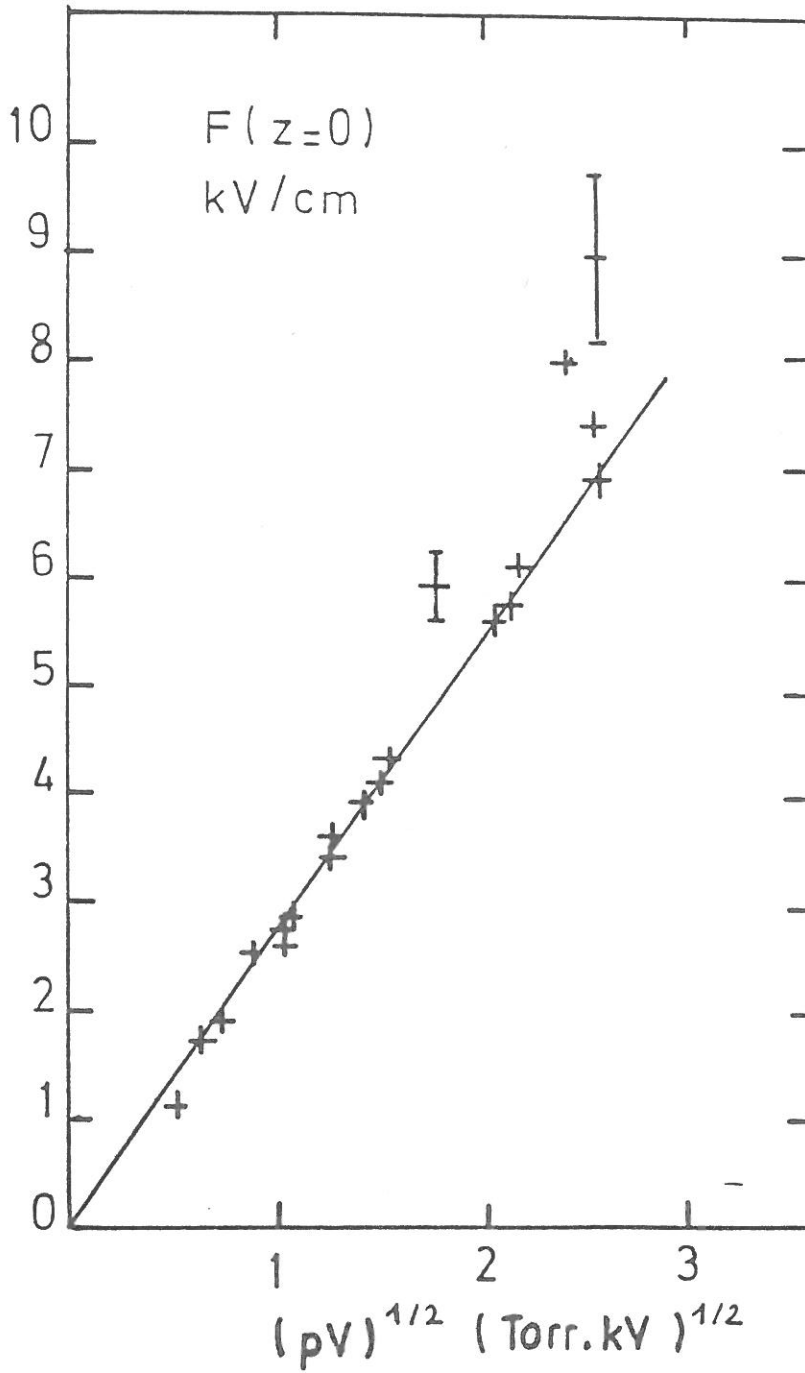


Figure 50 : Champ électrique à la surface de la cathode en fonction du paramètre  $\sqrt{pV}$

exist in the sheath, biasing the measurement of  $\text{div } F$  on the discharge axis. The field at the cathode surface itself is parallel to the axis.

### 3f. Linewidths and Stark broadening.

The quantum defect of the  $8^1S$  level is such that the central energy level of the  $n=8$  Stark manifold is constant at fields up to 8 kV/cm. Thus this peak is fairly insensitive to the Stark broadening and its width  $h$  is caused by all the other broadening mechanisms. At half-height it is equal to  $.008 \pm .002$  nm. This width does not depend on the pressure nor on the voltage, and thus is due to the laser spectral width.

The Stark broadening is measured on the outermost visible peaks of the spectra. It is subject to 10% to 100% uncertainty, depending on the s.t.n. ratio; at abscissas corresponding to the central part of the curves  $F(z)$ , 20% is typical.

This Stark broadening is expressed as a field interval  $\Delta F$ , according to paragraph 1cb. Part of it is caused by the field variation along the discharge axis:

$$\Delta F_a = \frac{1}{2} t \, dF/dz, \quad (20)$$

where  $t$  is a thickness of the laser beam for this effect. The remainder of the field interval is due to the radial heterogeneity. Assuming that the smallest field interval appearing in our experimental set of data is purely caused by the field gradient along the axis, a value

$$t = .4 \text{ mm}$$

is deduced from Eq.(20), and this is consistent with the measured FWHM of 0.42 mm (Fig.45). Thus, a typical value for  $\Delta F$  is between 5% and 10% of  $F$  itself.

The remainder  $\Delta F_r$  of the field interval:

$$\Delta F_r = \Delta F - \Delta F_a \quad (21)$$

is subject to too much uncertainty to be analysed. It never exceeds 50% of  $\Delta F$ , and this maximum value appears in the very low pressure case, when the sheath thickness is equal to its diameter.

Although one could expect a dependency of  $\Delta F$  not only on  $p$  and  $V$  but also on the abscissa  $z$ , this is not obvious. Two effects counteracting each other may ensure the constancy of the field interval: the fields are higher close to the cathode, but

the radial heterogeneity is larger far from the cathode because of the finite diameter of the latter.

As in paragraph 1.c the results of this section concern field values weighted by absorbing atoms densities. The rather small values of field intervals may actually result from a drop of metastable density outside the central part of the discharge facing the cathode. Also, the current pulse following interaction of these atoms with the laser occurs with a different time-lag, so that it may be ignored by the boxcar.

### 3g. Results at high voltage.

The discharge conditions reported here are 5 kV- 2.3Torr and 5.kV-1.3Torr. The cathode surface after the experiment showed a roughness close to 1 mm. The electric field at the cathode is always perpendicular to the metal surface, so that cathode roughness induces field heterogeneity at the cathode itself. Although no attempt was made to measure the density of metal atoms in the gas, their presence is revealed by visible emission lines. It is not the purpose of this work to study their influence on the discharge regime, but it must be emphasized that large departures from the pure He case are to be expected, of course especially for issues relative to the cathode region. The quantity of material sputtered by ions or fast neutrals is proportional to their density and to some positive power of their speed (momentum or kinetic energy or in-between) as long as the threshold for ion implantation is not reached, so that it grows more or less with the discharge current and voltage.

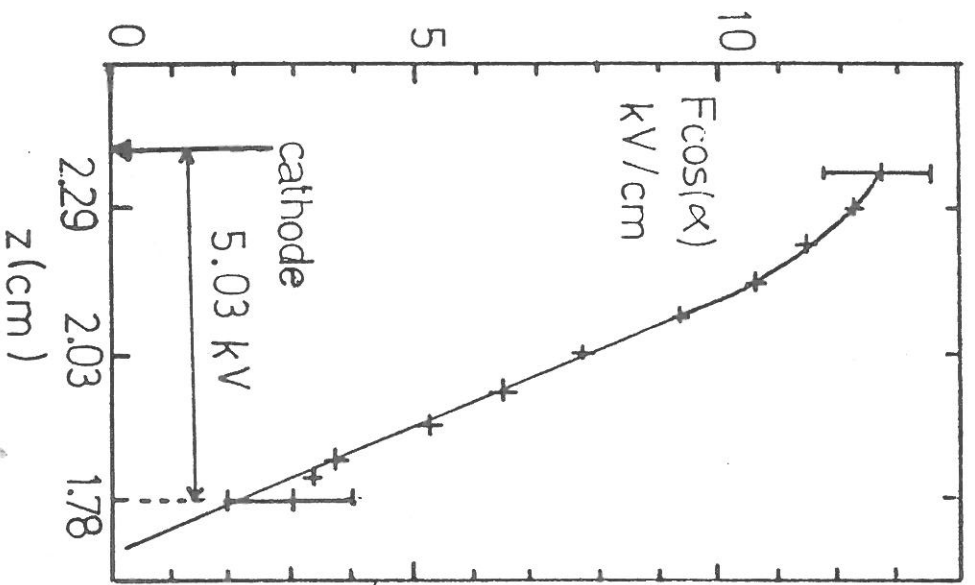
At high voltages the observed field heterogeneity along the laser beam clearly invalidates the assumption of a monodimensional sheath. Some optogalvanic spectra are superpositions of elementary spectra. Fig.52 displays two typical spectra.

At 2.3 Torr the spectra can be interpreted with a single field value and an angle between the field and the z axis. The amount of  $m=0$  polarization in the spectrum is equal to  $\cos^2(\alpha)$ . Comparison with calculated spectra always makes use of a wide field interval around the central value, but it is not superior to  $t/2 \cdot dF/dz$ , where  $t$  was found to be .4mm in a previous section. At low fields (below 4 kV/cm) spectra corresponding to  $m=1$  are hidden by  $m=0$  and the quality of our spectra does not allow us to determine  $\alpha$ .

Fig.51 displays  $F$  and  $F \cdot \cos(\alpha)$  as functions of  $z$ .

At 1.3 Torr and close to the cathode, the spectra do not correspond to a single field intensity. The cathode showed a

(a)



(b)

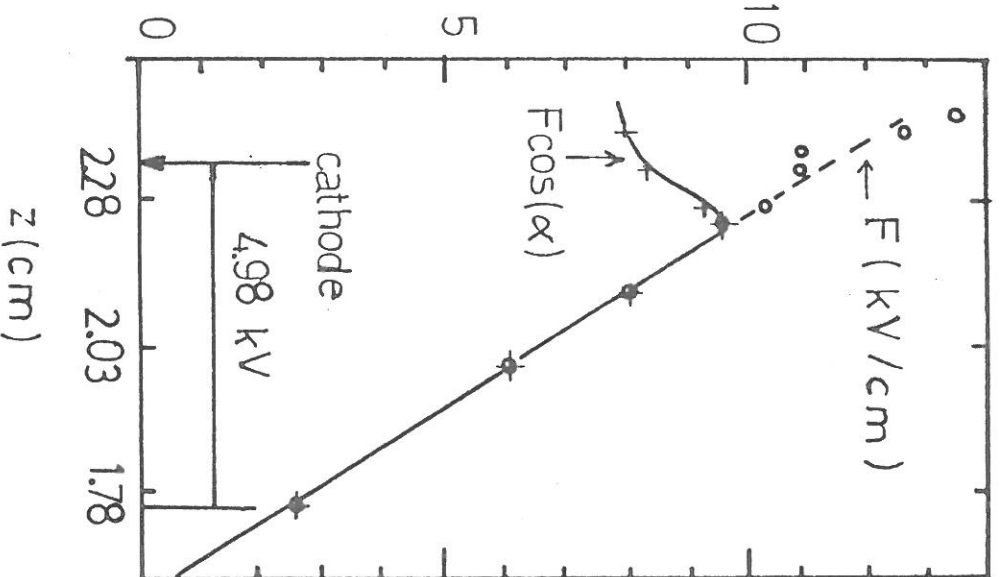


Figure 51 : cartes du champ électrique en régime haute tension

(a)  $p = 2,3$  Torr;  $V = 5$  kV

(b)  $p = 1,3$  Torr;  $V = 5,1$  kV



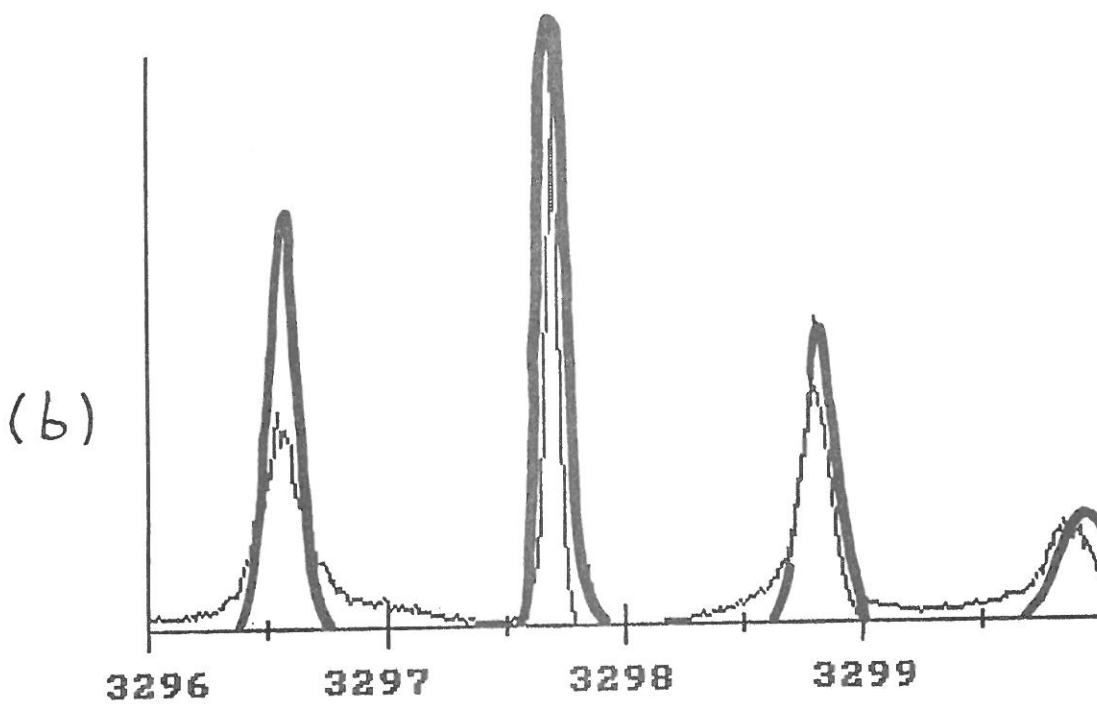
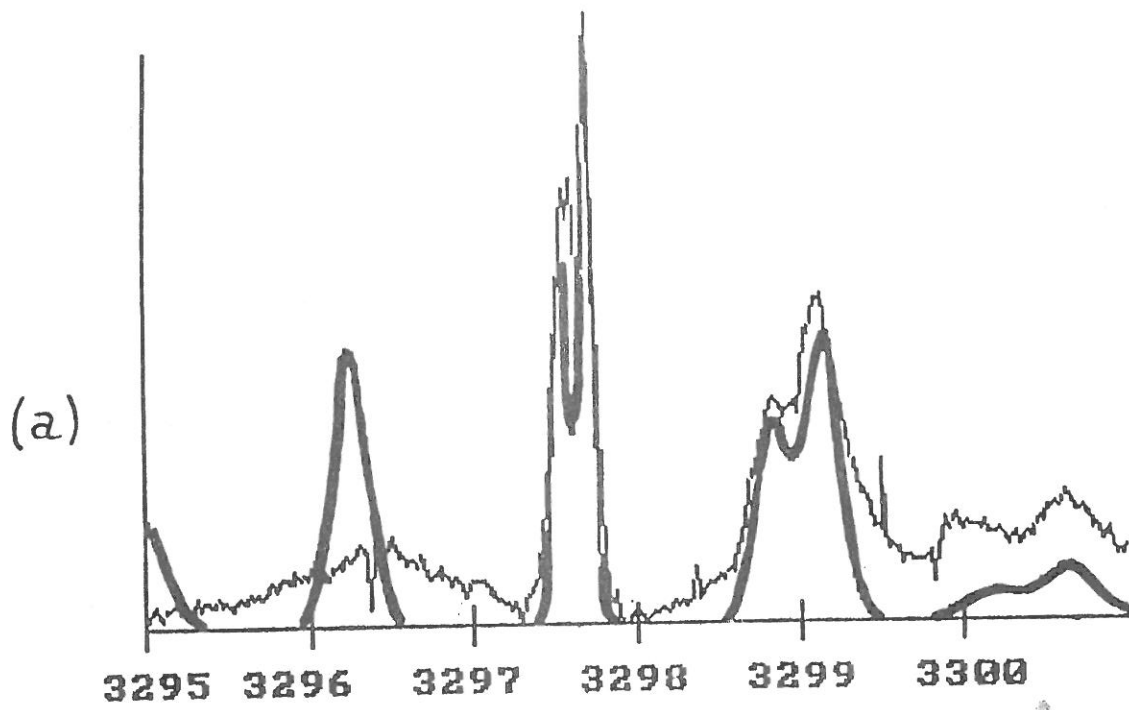


Figure 52 : Spectres optogalvaniques haute tension

En trait épais : spectre calculé

a)  $n = 8$  -  $F = 11$  kV/cm -  $H = 0.05$  Å -  $D = 0.8$  kV/cm

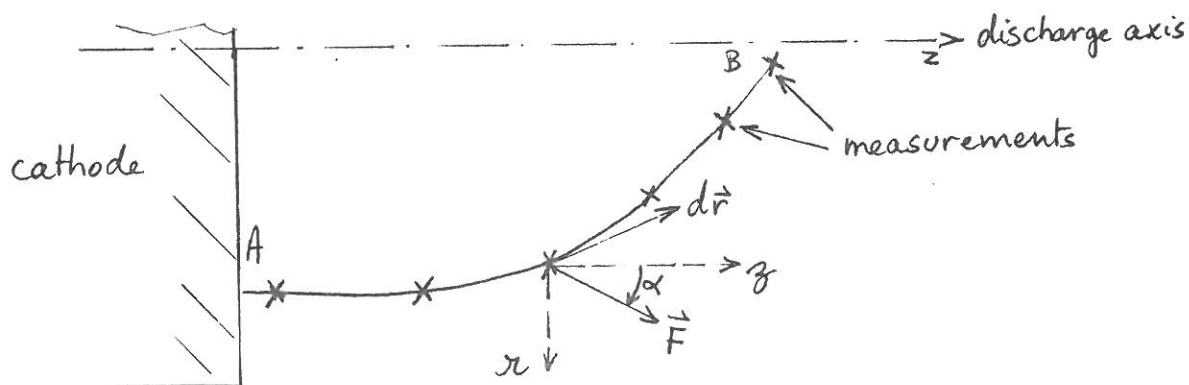
b)  $n = 8$  -  $F = 9.4$  kV/cm -  $H = 0.04$  Å -  $D = 0.4$  kV/cm

3<sup>ème</sup> partie

very high degree of roughness that may explain the field heterogeneity. Interpretation is therefore difficult and subject to a high uncertainty, and this case is at the edge of the reasonable range of investigation of the method. The situation gets better when the laser probes the sheath farther away from the cathode, and the resulting  $F(z)$  curve is shown on Fig.51.

On each spectrum a single value of the field sharply emerges out of the radial field distribution in the discharge. This is explained by the following argument. The whole plane  $z=z_0$  is lit by the laser beam so that the optogalvanic signal intensity relative to each field value  $F(r)$  at a distance  $r$  from the axis is weighted by an amount of metastables  $2\pi rN(r)$  where  $r$  is the radius and  $N(r)$  is the metastable density. Since  $N(r)$  is approximately constant for  $r < R_C$  and zero for  $r > R_C$ , where  $R_C$  is the cathode radius, the field value we measure is closer to  $F(R_C)$  than to  $F(0)$ . The same argument shows that the use of a line instead of a strip for the laser beam shape would improve a lot the sensitivity to the axial field on the discharge axis, which in the present case is theoretically zero. Lee et al. [71] measured the field on the discharge axis using crossed directions for excitation and detection, and they observed a decrease which is still linear within their uncertainty.

It can be seen on the following drawing



that the integral  $\int_{\vec{A}}^{\vec{B}} \vec{F}(z) \cdot d\vec{r}$  along the path joining the points where the field is equal to the value we measure is exactly equal to the measured voltage drop across the cathode sheath. In the decomposition:

$$V_{AB} = \int_A^B \vec{F}(z) \cdot d\vec{r} = \int_A^B F(z) \cos(\alpha) dz + \int_A^B F(z) \sin(\alpha) dr \quad , \quad (22)$$

the second integral is assumed to be small because the path is always close to the  $z$  axis. There remains the first part, which actually is a better approximation of the measured voltage drop than  $\int_{\widehat{AB}} F(z) dz$ ; its value is written under the curve of Fig.51.

3<sup>ème</sup> partie

The technique used in this work is obviously not the best tool for a precise study of bidimensional sheaths, but it could help to check a model. Unfortunately to our knowledge no bidimensional model of the cathode sheath has been published so far, except for the recent calculations of Boeuf et al. [69] at low voltages.

3h. Results with other cathodes.

Fig.53 shows  $F(z)$  measured at 1.kV and 1.Torr with three different cathodes: Al, Al covered with an oxide layer, Mg. Mg was being somewhat sputtered or evaporated, and Mg emission lines were clearly visible out of the plasma. The high electron emission yield of alumina on Al leads to a higher ion density in the sheath and a lower discharge impedance.

3i. Discharge impedance.

The measurement of  $F(z)$  can help to check simple assumptions concerning the current-voltage characteristic.

A common assumption is that the current carried by electrons at the cathode is small compared to the ion current. We further assume that the ion density at the cathode is equal to the constant value calculated using (19) as a function of the pressure.

At the cathode the discharge current is:

$$I_d = S \rho v_+ \quad (23)$$

with  $S$ : cathode surface,  $\rho$ : charge density,  $v_+$ : ion speed, in which only the ion speed is unknown.

If the ion kinetics is determined by collisions with neutrals and for which the cross-sections are independent of the ion speed, the mean free path is:

$$l = 1 / (N_0 \sigma) \quad (24)$$

where  $N_0 = p / (K T)$  is the neutral density and  $\sigma$  is the sum of the various collision cross-sections.

If  $l$  is much smaller than the sheath thickness, the ions have an hydrodynamic behaviour in the sheath. Lawler [72] shows that this is the case in our situation, because of the efficiency of

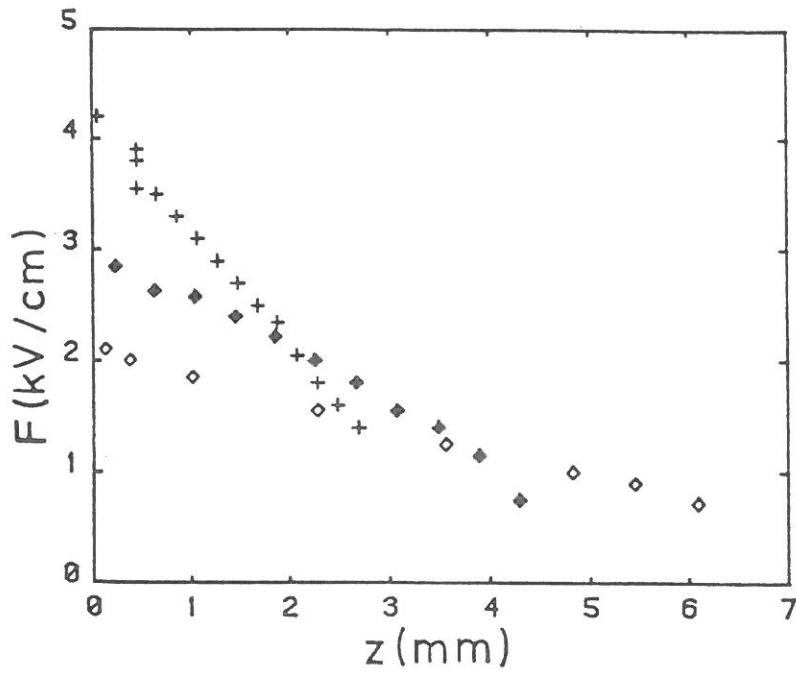
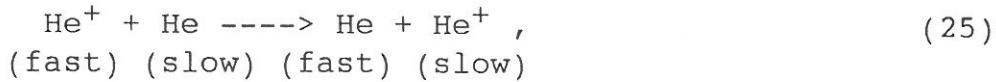


Figure 53 : Cartes du champ électrique

$p = 1$  Torr  $V \approx 1$  kV

- + Cathode Al recouverte d'oxyde
- ◆ Cathode Al
- ◇ Cathode Mg

inelastic symmetric charge exchange collisions:



and the ion speed at the cathode  $v_+$  is such that:

$$E_{\text{kin}} = \frac{1}{2} M v_+^2 = (2/\pi) q F(z=0) l \quad (26)$$

where  $M$  is the ion mass.

Combining (23) and (26) with the experimental relationships (18) and (19) between  $F(z=0)$ ,  $dF/dz$ ,  $p$  and  $V$ , one gets the dependency of the discharge current on the gas pressure and field at the cathode:

$$I_d = Q * ( p F(z=0) )^{1/2} \quad (27)$$

where  $Q$  is a constant.

$I_d$  is plotted vs  $(p F(z=0))^{1/2}$  on Fig.54 .

The cross section for charge exchange is about  $25 \text{ \AA}^2$  [73] , but we will use  $30 \text{ \AA}^2$  [74] which is a total cross section.

Using: Eq.(19),(23),(24),(26) and (27),  
 the Loschmidt number  $N_0=2.69 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$ ,  
 $\sigma = 30 \text{ \AA}^2$ ,  
 a cathode diameter of 3.4 cm,  
 the He atom mass  $M = 4 \cdot 1836 m_e$ ,

one obtains the following numerical expressions for the ion mean free path (in cm), kinetic energy (in eV) , and for the discharge current (in mA):

$$l = 10^{-2} / p \quad (28)$$

$$E_{\text{kin}} = 6.0 F(z=0) / p \quad (29)$$

$$I_d = 5.0 p F(z=0) (T / 300 \text{ K})^{1/2} \quad (30)$$

in which  $p$  is in Torr and  $F(z=0)$  is in kV/cm.

The sheath thickness  $d$  is roughly inversely proportional to the square root of the gas pressure for a given voltage, so that the ratio  $d/l$  is minimum at low pressures. Using the curves of Fig.48, the smallest value of this ratio in our experimental conditions is:

$$d/l = 30 \quad (\text{at } 0.3 \text{ Torr}),$$

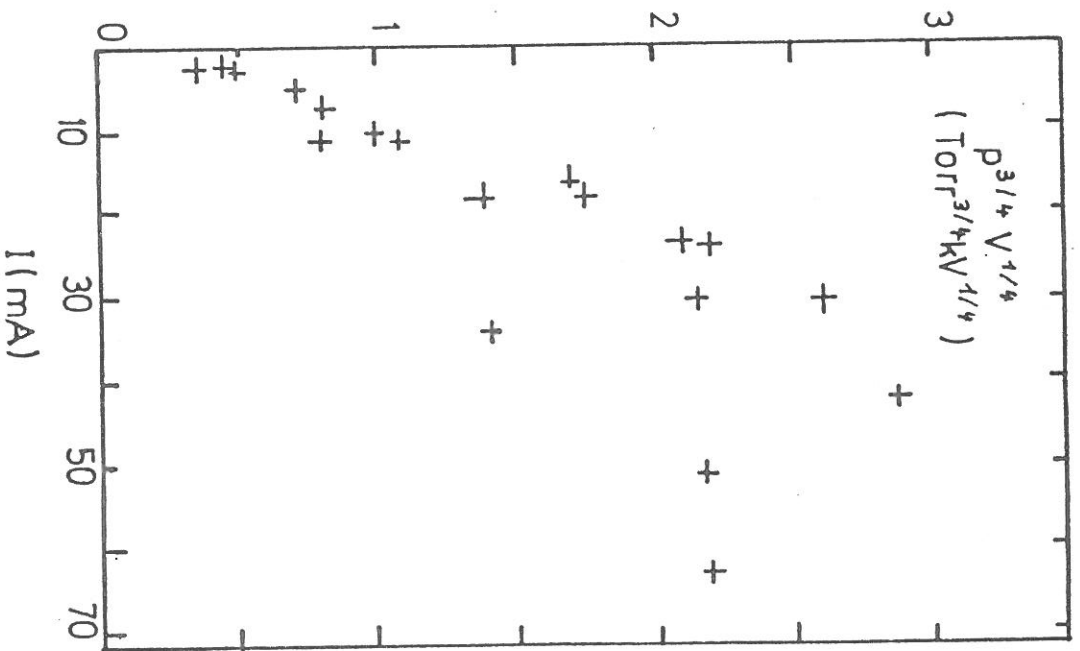
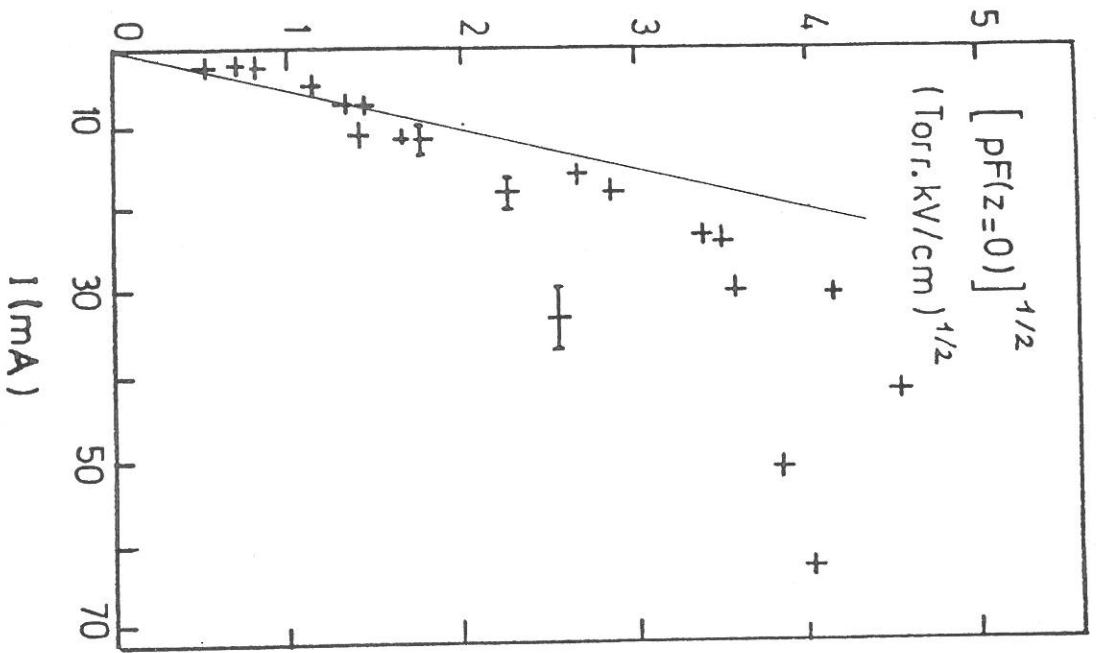


Figure 54 : Deux relations entre le courant, la pression, la tension de la décharge et le champ électrique à la cathode.

3<sup>ème</sup> partie

which justifies the assumption of hydrodynamic ion behaviour.

Using Eq.(18), one obtains another relationship for the ion kinetic energy at the cathode:

$$E_{kin} = 16 (V/p)^{1/2},$$

This energy is maximum at high voltage and low pressure; its maximum value in our experiments is 54 eV (.27 Torr, 3 kV).

According to the prediction of Eq.(30), the discharge current is plotted vs  $(pF(z=0))^{1/2}$  on Fig. 54. The straight line on Fig.54 represents Eq.(30) for a constant temperature of 300 K.

The agreement is fairly good up to 20 mA. It is well known that the gas temperature at the cathode is in equilibrium with that of the cathode surface rather than that of the gas in the discharge. The cathode surface temperature can be very high because of the energetic impinging ions. The correction for temperature variations can explain the discrepancy above 20 mA.

In spite of the poor agreement between the straight line and the experimental results at high voltages, it is visible that the parameter  $pF(z=0)$  is still a good one, for it allows to put a lot of I-V curves together along a single curve. The cases that do not follow the general trend are those in which a strong sputtering of the cathode occurs; the discharge current is then partly carried by metal ions instead of He ions.

## SYNTHESE ET CONCLUSION

Le travail qui a fait l'objet de ce mémoire a permis de dégager les principaux traits qui font la spécificité du plasma créé par faisceau d'électrons d'énergie de l'ordre du keV, dans une décharge luminescente en courant continu, à une pression de l'ordre du Torr.

Le rendement électrique de production du faisceau atteint 80%. La puissance maximale de fonctionnement est limitée par la transition au régime d'arc; une bonne conception du canon à électrons permet d'opérer jusqu'à 5 kW en courant continu. Ceci correspond à un régime de décharge luminescente très anormal.

La génération du faisceau a lieu dans la gaine cathodique. L'énergie des électrons résulte de leur accélération dans cette gaine; exprimée en eV, elle est voisine de la tension de décharge. La nature de la surface émettrice de la cathode est un paramètre déterminant pour l'intensité du faisceau, et l'emploi de cathodes oxydées permet d'obtenir des faisceaux d'assez forte intensité ( $100 \text{ mA/cm}^2$ ).

Le **profil axial de champ électrique** est une variable-clé de la structure de la gaine cathodique. Une partie importante de ce travail a consisté à le mesurer à l'aide d'une technique assez récente de spectroscopie laser optogalvanique résolue suivant une dimension d'espace, l'axe de la décharge. On détermine expérimentalement les niveaux d'énergie des états de Rydberg de l'hélium, qui sont très sensibles à l'effet Stark induit par le champ électrique de la décharge; un calcul de perturbation permet de relier ces niveaux d'énergie et l'intensité des raies du spectre optogalvanique à la valeur locale du champ électrique. L'expérience a été faite dans des décharges d'hélium pur. Un système informatisé d'acquisition et de traitement des données a permis de recueillir et d'analyser un assez large ensemble de résultats. Ceux-ci ont confirmé que le champ électrique décroît linéairement par rapport à la distance à la cathode. Ils ont également permis de dégager, pour une large gamme de conditions opératoires, quelques **lois vérifiées par la décharge** qui faisait l'objet de l'expérience:



- la densité de charge dans la gaine cathodique ne dépend que de la pression de gaz et de la nature de la cathode;
- sa valeur est proportionnelle à la pression du gaz;
- la valeur mesurée du coefficient qui les relie ( $2.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}/\text{Torr}$  pour une cathode aluminium) permet à un modèle simple de prévoir approximativement les caractéristiques tension-courant de la décharge.

En aval de la gaine cathodique, les électrons primaires sont progressivement éjectés du faisceau, c'est à dire isotropisés, lors de collisions ionisantes; ils dégradent ainsi petit à petit toute leur énergie en créant un plasma dans le gaz cible. La fonction de distribution en énergie des électrons du plasma comporte une queue d'électrons rapides s'étendant jusqu'à l'énergie des primaires, ainsi qu'une population d'électrons lents. Des mesures de **spectroscopie d'émission** ont montré que la densité d'électrons rapides décroît de façon exponentielle par rapport à la distance à la cathode.

La **densité électronique et la fréquence de collisions électron-neutres des électrons lents** ont été mesurées. La densité décroît, elle aussi, le long de l'axe de la décharge, mais suivant une loi qui n'a pas pu être établie avec précision; le degré d'ionisation du gaz vaut typiquement  $3 \cdot 10^{-5}$  pour une densité de courant de décharge de  $5 \text{ mA/cm}^2$ . La température électronique, déduite de la mesure de fréquence de collisions, vaut environ  $0.25 \text{ eV}$ , valeur relativement indépendante de la pression dans la gamme  $0.2-0.6 \text{ mbar}$  où les mesures ont été faites. Ces valeurs classent le plasma dans la catégorie des plasmas intermédiaires, et la distribution en énergie des électrons lents est essentiellement maxwellienne; en comparaison avec une colonne positive dans les mêmes conditions de tube, gaz, pression et courant de décharge, ce plasma contient des électrons en densité élevée et de température faible.

Les mesures de densité et fréquence de collisions électrons-neutres ont nécessité un important travail de **mise au point du diagnostic** utilisé, dont seul le principe était publié. Ce diagnostic, tel que nous le décrivons, est applicable à des plasmas tels que:  $5 \cdot 10^9 < n_e < 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

Il consiste à déterminer la conductivité radio-fréquence du plasma qui dépend des deux paramètres densité et fréquence de collisions. Un calcul permet de relier l'impédance d'une bobine entourant le tube de plasma à la conductivité de celui-ci. Le travail expérimental revient alors à déterminer les deux parties, résistive et inductive, de cette impédance. Ceci se fait en mesurant la fréquence de résonance et le coefficient de surtension d'un circuit résonnant de type R,L,C contenant la

bobine; pour cela, on peut utiliser un oscillateur qui présente une grande sensibilité par rapport à l'effet mesuré de variation d'impédance due au plasma, lui-même en général petit.

Les résultats de nos mesures montrent une **grande cohérence** qui tend à prouver la fiabilité et la précision de la méthode; celles-ci ne pourront cependant être établies que par une vérification des résultats à l'aide d'une technique indépendante.

Bien que ce travail n'ait pas mis l'accent sur les applications de la décharge, celles-ci sont nombreuses: applications utilisant le faisceau d'électrons (soudure, recuit, recristallisation de matériaux pour la microélectronique), les électrons secondaires rapides (pompage de lasers, sources de lumière UV) ou les électrons lents du plasma (production d'espèces excitées), elles tirent parti de la spécificité de cette décharge et de sa facilité de mise en oeuvre. Ainsi, un projet de traitement de matériaux a récemment démarré sur la décharge d'Orsay.

Ces applications sont bien sûr autant de motivations pour poursuivre des études de caractère plus fondamental sur la décharge. Ainsi, à Orsay, des mesures de densités d'espèces excitées à longue durée de vie ont été démarrées dans le cadre de l'activité du Groupe Oxygène. A CSU, les mesures de champ électrique dans la gaine cathodique ont été poursuivies à l'aide du montage mis au point au cours de cette thèse, et des résultats ont été obtenus dans une décharge d'hélium contenant aussi 5% d'oxygène; l'interprétation de ces mesures permettra peut-être de préciser le rôle de l'oxygène dans les processus d'émission cathodique.



REFERENCES

- [1] G.G. ISAACS. Electronics Letters 3, 542 (1967).
- [2] J.H. HOLLIDAY, G.G. ISAACS, J. Vac. Sci and Techn, 38, 15 (1971).
- [3] J.J. ROCCA, J.D. MEYER, M.R. FARRELL, G.J. COLLINS, J. Appl. Phys. 56, 790 (1984).
- [4] A.M. POINTU, "Physique des Décharges" dans Réactivité dans les plasmas. Applications aux lasers et aux traitements de surfaces". Editions de Physique, les Ulis (1984).
- [5] A. VON ENGEL. "Ionized Gases", Chap.8. Oxford Univ. Press, London (1955).
- [6] Z.M. YANG, Communication privée.
- [7] Z.Q. Yu, J.J. ROCCA, G.J. COLLINS, J. Appl. Phys. 54, 131 (1983).
- [8] S.A SELF, J. Appl. Phys. 10, 5217 (1969).
- [9] W. BERNSTEIN, J. Geoph. Res. 84, 7271 (1979).
- [10] A. ROSENBERG, J. FELSTEINER, Y. BEN-ARYEH, J. POLITCH, J. Appl. Phys. 60, 559 (1986).
- [11] R.J. CARMAN, A. MAITLAND. J. Phys. D. 20, 1021 (1987).
- [12] M. HAYASHI, "Recommended values of transport cross sections for elastic collision and total cross section for electrons in atomic and molecular gases. IPP. Nagoya Institute of Technology. (1981).

- [13] L.J. KIEFFER, "A compilation of electron collision cross section data for modeling gas discharge laser". Univ. Colorado. Boulder (1973).
- [14] B. ELIASON.  
"Electrical discharge in oxygen". Part 1 : Basic data and rate coefficients". Brown Boveri Rep. (1983).
- [15] J. DUTTON.  
J. Phys. Chem. ref. Data, 4, 577 (1975).
- [16] J.L. DELCROIX, Physique des Plasmas. T.2  
Dunod, Paris (1966).
- [17] D.R. SUHRE, J.T. VERDEYEN, J. Appl. Phys. 47, 4484 (1976).
- [18] V.Y. KHASILEW, V.S. MIKHALEVSKI, G.N. TOLMACHEV, Sov. J. Plasma Phys. 6, 236 (1980).
- [19] A.M. POINTU, Communication privée.
- [20] B. SHI, J. MEYER, Z. YU, G.J. COLLINS, IEEE, Trans. Plasma Sci. PS 14, 523 (1986).
- [21] N. PEYRAUD, Rapport LP 216. LPGP - Orsay (1986). *Egalement J. Phys. B: Atomic, Molecular and optical physics (à paraître).*
- [22] A.N. ZAIDEL', V.K. PROKF'EV, S.M. RAISKII, V.A. SLAVNYI, E.Y. SHREIDER.  
"Tables of Spectral Lines". IFI Plenum, N.Y. (1970).
- [23] S.C. BROWN. "Introduction to electrical discharges in gases" John Wiley. N.Y. (1966).
- [24] B. CHAPMAN, "Glow Discharge Processes". John WILEY. N.Y. (1980).

- [25] L. B. LOEB. "Basic Processes of Gaseous Electronics".  
Univ. of California Press. Berkeley (1961).
- [26] A. VON ENGEL, "Electronic Plasmas : their nature and uses".  
Taylor and Francis. Londres (1983).
- [27] L. MALTER, Phys. Rev. 50, 48 (1936).
- [28] J. HALBRITTER, Appl. Phys. A39, 49 (1986).
- [29] R.J. NOER, Appl. Phys. A28, 1 (1982).
- [30] G.W. TRICHEL, Phys. Rev. 54, 1078 (1938).
- [31] R.J. VAN BRUNT, D. LEEP, J. Appl. Phys, 52, 6588 (1981).
- [32] D.A. SCOTT, G.N. HADDAD, J. Phys. D, Appl. Phys. 20, 1039  
(1987).
- [33] J.P. BOEUF, Phys. rev. A36, 2782 (1987).
- [34] H. TANACA, M. HAGI, Japan. J. Appl. Phys. 3, 335 (1964).
- [35] F. RIOUX-DAMIDAU, Revue Phys. Appl. 18, 113 (1983).
- [36] B. BANDELIER, A.M. POINTU, F. RIOUX-DAMIDAU, P. ZELLER,  
IEEE Trans. Mag. 24, 530 (1988).
- [37] N.W. Mc LACHLAN, "Bessel Functions for Engineers", Clarendon  
Press, Oxford (1961).
- [38] H. BREMMER dans "Handbuch der Physik", Vol XVI, S. FLUGGE  
ed, Springer Verlag, Berlin (1958).  
R.W. P. KING, *ibid*.

- [39] P. LORRAIN, D.R. CORSON, "Champs et Ondes électromagnétiques", Armand Colin, Paris (1979).
- [40] A. ANGOT, "Compléments de Mathématiques", La revue d'Optique, Paris (1957).
- [41] G. FOURNET, "Electromagnétisme à partir des équations locales", 2<sup>e</sup> éd., Masson, Paris (1985).
- [42] J.N. MAITI, J. BASU, Japan. J. Appl. Phys., 10, 533 (1971).
- [43] H. MARGENAU, Phys. rev. 69, 508 (1946).
- [44] C. BOISSE-LAPORTE, P. LEPRINCE, Congrès S.F.P. Div. plasma, Orsay (1988).
- [45] J. BASU, J.N. MAITI, J. Appl. Phys. 44, 3975 (1973).
- [46] E. DURAND, "Electrostatique et Magnétostatique", Masson, Paris (1953).
- [47] E. WEIBEL, Phys. Fluids, 10, 741 (1967).
- [48] M. CIAMPI, N. TALINI, J. Appl. Phys. 38, 3771 (1967).
- [49] J. BASU, J. Appl. Phys. 47, 4234 (1976).
- [50] K.B. PERSSON, J. Appl. Phys. 32, 2631 (1961).
- [51] T. MOULIN, J. MASSE, Rapport Interne, TP 111, ONERA, Chatillon-sous-Bagneux (1964).
- [52] E. STUBBE, Proc. of IEEE 56, 1483 (1968).
- [53] R.A. OLSON and E. LARY, Rev. Sci. Instr. 33, 1350 (1962).

- [54] H.E. KORITZ and J.C. KECK, Rev. Sci. Instr. 35, 201 (1964).
- [55] S. AISENBERG, K.W. CHANG, Proc. of IEEE, 710 (1971).
- [56] Z.Q. YU, J. ROCCA, J. MEYER, G.J. COLLINS, J. Appl. Phys. 53, 4704 (1982).
- [57] D.K. DOUGHTY, J.E. LAWLER, Appl. Phys. Lett. 45, 611 (1984).
- [58] J.R. SHOEMAKER, B.N. GANGULY, B.N. PREPPERNAU, A. GARSCADDEN, 40th Gaseous Electronics Conference, Atlanta, (1987).
- [59] D.K. DOUGHTY, S. SALIH, J.E. LAWLER, Phys. Lett. 103A, 41 (1984).
- [60] M.L. ZIMMERMAN, M.G. LITTMAN, M.M. KASH, D. KLEPPNER, Phys. Rev. A20, 2251 (1979).
- [61] H.A. BETHE, E.E. SALPETER, "Quantum Mechanics of One and Two Electron Atoms", Plenum Publishing Corp, NY (1977).
- [62] W.C. MARTIN, J. Phys. Chem. Ref. Data 2, 257 (1973).
- [63] A.R. EDMONDS, J. PICART, N. TRAN MINH, R. PULLEN, J. Phys. B:Atom Molec. Phys. 12, 2781 (1979).
- [64] M. LARSSON, B. MANNFORS, W.R. PENDLETON, Jr. Phys. Rev. A28, 3371 (1983).
- [65] F. DEVOS, J. BOULMER, J.F. DELPECH., J. Phys. 40, 215 (1979).
- [66] L. SCHIFF, "Quantum Mechanics", 3rd ed., Mc Graw Hill, NY p.405 (1968).
- [67] C. COHEN-TANNOUDJI, Ann Phys. paris 7, 443 (1962).



- [68] J.E. LAWLER, D.K. DOUGHTY, E.A. DEN HARTOG, S. SALIH,  
Nato Report (1986).
- [69] J.P. BOEUF and P. SEGUR, 40th GEC, Atlanta, (1987).
- [70] D.A. DOUGHTY, E.A. DEN HARTOG, J.E. LAWLER, Phys. Rev.  
Lett. 58, 2668 (1987).
- [71] S.A. LEE, L.V.A. ANDERSEN, J.J. ROCCA, M. MARCONI, N.D.  
REESOR, Appl. Phys.Lett. 51, 409 (1986).
- [72] J.E. LAWLER, Phys. Rev. A32, 2977 (1985).
- [73] R.D. RUNDEL, D.E. NITZ, K.A. SMITH, M.W. GEIS, R.F.  
STEBBINGS, Phys. rev. A19, 33 (1979).
- [74] F.L. EISELE, S.W. NAGY, J. Chem. Phys. 65, 752 (1962).
- [75] K.R. LANG, "Astrophysical Formulae", Springer Verlag, 1980.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.

p.1

1ère partie: LA DECHARGE A FAISCEAU D'ELECTRONS.

1. UN PEU D'HISTOIRE. p.3
2. DESCRIPTION DE LA DECHARGE. p.5
  - 2a. Schémas de montage.
    - 2aa: Décharge d'Orsay.
    - 2ab: Décharge de CSU.
  - 2b. Architecture de la décharge.
    - 2ba. Décharge d'Orsay.
    - 2bb. Décharge de CSU.
  - 2c. Caractéristiques courant-tension.
  - 2d. Instabilité faisceau-plasma.
3. POPULATION ELECTRONIQUE DANS LE PLASMA CREE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS. p.16
  - 3a. Les trois groupes d'électrons.
  - 3b. Mesure et calcul de la fonction de distribution dans l'azote.
  - 3c. Calcul de la partie "rapide" de la fdv.
  - 3d. Distribution en énergie dirigée.
  - 3e. Calcul analytique de la queue de la fdv.
4. SPECTROSCOPIE D'EMISSION DU PLASMA. p.26
  - 4a. Décroissance longitudinale du rayonnement de la décharge d'oxygène.
  - 4b. Spectre dans l'hélium.
5. PROCESSUS D'EMISSION SECONDAIRE. p.30
  - 5a. Cathode métallique.
  - 5b. Cathode oxydée.

|                                   |   |       |
|-----------------------------------|---|-------|
| I.2.b.                            | Calcul de la fréquence d'amorçage.                    |       |
| I.3.                              | Fréquence de résonance<br>et fréquence d'oscillation. | p.120 |
| I.4.                              | Mesure des caractéristiques du plasma.                | p.124 |
| I.4.a.                            | Pertes résistives faibles.                            |       |
| I.4.b.                            | Mesure des pertes résistives.                         |       |
| I.4.c.                            | Variation d'inductance avec pertes.                   |       |
| II.                               | ADAPTATION D'IMPEDANCE.                               | p.125 |
| <u>D.RESULTATS EXPERIMENTAUX.</u> |   | p.127 |
| I.                                | CALIBRATION. ETALONNAGE.                              | p.127 |
| I.1.                              | Caractéristiques des composants du circuit.           | p.127 |
| I.2.                              | Mesures réalisées sur des barreaux conducteurs.       | p.130 |
| II.                               | MESURES SUR LE PLASMA CREE PAR FAISCEAU D'ELECTRONS.  | p.131 |
| II.1.                             | Sensibilité du diagnostic.                            | p.131 |
| II.2.                             | Techniques de dépouillement.                          | p.131 |
| II.3.                             | Evolution axiale du plasma.                           | p.133 |
| II.4.                             | Température électronique.                             | p.141 |
| <u>E.ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE.</u>   |   | p.142 |

3ème partie: ELECTRIC FIELD IN THE CATHODE FALL.

|   |       |
|---|-------|
| ABSTRACT.                                     | p.145 |
| INTRODUCTION.                                 | p.145 |
| 1. THEORY OF THE EXPERIMENT.                  | p.146 |
| 1a. Overview.                                 |       |
| 1b. Calculation of the Stark effect.          |       |
| 1c. Theoretical spectra.                      |       |
| 1ca. Comparison with absorption spectroscopy. |       |
| 1cb. Peaks positions and natural intensities. |       |
| 1cc. Line profiles.                           |       |
| 2. EXPERIMENTAL SETUP.                        | p.158 |
| 2a. Discharge.                                |       |
| 2b. Lasers and optics.                        |       |
| 2c. Detection.                                |       |
| 2d. Data processing.                          |       |
| 3. RESULTS.                                   | p.166 |
| 3a. Optogalvanic spectra.                     |       |
| 3b. Electric field maps.                      |       |
| 3c. Cathode sheath thickness.                 |       |
| 3d. Ion density in the sheath.                |       |
| 3e. Electric field at the cathode.            |       |
| 3f. Linewidths and Stark broadening.          |       |
| 3g. Results at high voltage.                  |       |
| 3h. Results with other cathodes.              |       |
| 3i. Discharge impedance.                      |       |
| <u>CONCLUSION GENERALE</u>                    | p.187 |
| <u>REFERENCES</u>                             | p.191 |
| <u>SOMMAIRE</u>                               | p.197 |
| <u>LISTE DES ILLUSTRATIONS</u>                | p.203 |



|                                |
|--------------------------------|
| <b>LISTE DES ILLUSTRATIONS</b> |
|--------------------------------|

|                   |   |      |
|-------------------|---|------|
| <i>Figure 1</i>   | Canon à électrons à cathode froide.                               | p.4  |
| <i>Figure 2</i>   | Les dispositifs de décharge.                                      | p.6  |
| <i>Figure 3</i>   | Propriétés principales d'une décharge lumineuse à basse pression. | p.8  |
| <i>Figure 4</i>   | Caractéristiques courant-tension (Orsay).                         | p.11 |
| <i>Figure 5</i>   | Raies d'émission de He et Mo.                                     | p.12 |
| <i>Figure 6</i>   | Raies d'émission de He et Al.                                     | p.13 |
| <i>Figure 7</i>   | Raies d'émission de He+O <sub>2</sub> et Al.                      | p.14 |
| <i>Figure 8</i>   | Fonction de distribution électronique.                            | p.17 |
| <i>Figure 9</i>   | Sections efficaces électroniques.                                 | p.18 |
| <i>Figure 10</i>  | Fonction de distribution électronique.                            | p.24 |
| <i>Figure 11</i>  | Fonction de distribution électronique.                            | p.24 |
| <i>Figure 12a</i> | Variation d'émission visible le long de l'axe.                    | p.27 |
| <i>Figure 12b</i> | Coefficient de décroissance de l'émission.                        | p.28 |
| <i>Figure 13</i>  | Coefficients d'émission secondaire.                               | p.32 |
| <i>Figure 14</i>  | Interaction ion-surface.  | p.34 |
| <i>Figure 15</i>  | Energie des électrons secondaires.                                | p.34 |
| <i>Figure 16</i>  | Energie potentielle à l'interface métal-vide.                     | p.39 |
| <i>Figure 17</i>  | Niveaux d'énergie décrivant l'émission par effet de champ.        | p.41 |

|           |  |       |
|-----------|--|-------|
| Figure 18 | Bruit de la décharge.                              | p.43  |
| Figure 19 | Spectre de bruit.                                  | p.45  |
| Figure 20 | Dispositif de Tanaca et Hagi [34].                 | p.53  |
| Figure 21 | Schéma du dispositif de mesure.                    | p.61  |
| Figure 22 | Courbes $n_e( )$ .                                 | p.63  |
| Figure 23 | Modélisation de l'ensemble bobine-plasma.          | p.66  |
| Figure 24 | Organigramme du calcul.                            | p.79  |
| Figure 25 | Effet de peau dans un métal.                       | p.89  |
| Figure 26 | Mode transverse magnétique $TM_0$ .                | p.93  |
| Figure 27 | Quadrupôle équivalent.                             | p.93  |
| Figure 28 | Champs créés par un ensemble de dipôles.           | p.103 |
| Figure 29 | Influence de la longueur de la bobine.             | p.110 |
| Figure 30 | Transistor à effet de champ.                       | p.119 |
| Figure 31 | Schéma équivalent de l'oscillateur.                | p.119 |
| Figure 32 | Tension bobine en fonction du temps.               | p.122 |
| Figure 33 | Mesure par adaptation d'impédance.                 | p.122 |
| Figure 34 | Etalonnage de la bobine.                           | p.129 |
| Figure 35 | Sensibilité du diagnostic à .                      | p.132 |
| Figure 36 | Sensibilité du diagnostic à $n_e$ .                | p.134 |
| Figure 37 | Faisceau de mesures relatives<br>à un même plasma. | p.135 |
| Figure 38 | Mesures de paramètres plasma.                      | p.136 |
| Figure 39 | Variation axiale de $n_e$ et à 0.2 mbar.           | p.137 |
| Figure 40 | Variation axiale de $n_e$ et à 0.3 mbar.           | p.138 |

|                    |   |           |
|--------------------|---|-----------|
| <i>Figure 41</i>   | Relation fréquence de collisions-pression.                                      | p.140     |
| <i>Figure 42a</i>  | Spectre optogalvanique expérimental.  | p.147     |
| <i>Figure 42b</i>  | Diagrammes des niveaux Stark.   | p.149     |
| <i>Figure 43</i>   | Comparaison entre spectres calculés et spectres mesurés.                        | p.159-161 |
| <i>Figure 44</i>   | Schéma de l'expérience.   | p.162     |
| <i>Figure 45</i>   | Profil de puissance du faisceau laser.  | p.165     |
| <i>Figure 46</i>   | Filtrage du bruit.  | p.167     |
| <i>Figure 47</i>   | Superposition de spectres.  | p.169     |
| <i>Figure 48</i>   | Cartes du champ électrique.   | p.170-171 |
| <i>Figure 49</i>   | Divergence du champ électrique.   | p.174     |
| <i>Figure 50</i>   | Champ à la surface de la cathode.   | p.176     |
| <i>Figure 51</i>   | Cartes du champ à haute tension de décharge.                                    | p.179     |
| <i>Figure 52</i>   | Spectres optogalvaniques en champ intense.                                      | p.180     |
| <i>Figure 53</i>   | Influence de la nature de la cathode.   | p.183     |
| <i>Figure 54</i>   | Comparaison du modèle d'impédance de la décharge avec les points expérimentaux. | p.185     |
| <br>               |   |           |
| <i>Tableau I</i>   | Paramètres électroniques..  | p.21      |
| <i>Tableau II</i>  | Mobilité électronique dans O <sub>2</sub> .                                     | p.21      |
| <i>Tableau III</i> | Spectre d'émission.   | p.29      |
| <i>Tableau IV</i>  | Caractéristiques des bobines.   | p.128     |
| <i>Tableau V</i>   | Domaine de validité du calcul.  | p.150     |



