

RÉSONANCE D'UNE CAVITÉ PARTIELLEMENT REPLIE DE PLASMA

J. Jouineau, P. Leprince

► **To cite this version:**

J. Jouineau, P. Leprince. RÉSONANCE D'UNE CAVITÉ PARTIELLEMENT RE-
PLIE DE PLASMA. Journal de Physique Colloques, 1968, 29 (C3), pp.C3-206-C3-209.
10.1051/jphyscol:1968354 . jpa-00213593

HAL Id: jpa-00213593

<https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00213593>

Submitted on 1 Jan 1968

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

de faible niveau et de fréquence F_s . En écrivant les équations du champ et du mouvement d'une particule, on parvient à un système de deux équations différentielles couplées, dont la résolution donne la vitesse et l'instant de passage de la particule en un point donné du champ, en fonction de l'instant d'entrée t_e de la particule dans ce champ. L'intégration sur t_e donne ensuite la forme du courant I_s du faisceau à la sortie de l'espace d'interaction. On trouve que le faisceau subit un fort groupement, dont les caractéristiques dépendent de la profondeur de modulation μ à la fréquence F_s , de l'intensité E_p du champ de pompe à la fréquence F_p , du rapport F_p/F_s et de la longueur Z de l'espace d'interaction.

La figure 4 donne un exemple de diagramme de groupement tracé dans le cas particulier où $F_p = 2 F_s$, pour μ et E_p donnés.

La décomposition en série de Fourier du courant I_s donne ensuite la composante fondamentale à la fréquence F_s du signal, d'où le gain en courant. On en déduit enfin le gain en puissance qui s'exprime en fonction des paramètres définissant les coupleurs d'entrée et de sortie. Les calculs numériques effectués dans ces conditions : $F_p = 2 F_s$, avec $F_p = 3,0$ GHz, $F_s = 1,5$ GHz, et pour le cas : vitesse faisceau = vitesse de phase de l'onde de pompe, donnent un gain théorique de 28 dB, valeur qui correspond bien aux résultats expérimentaux. Les calculs se poursuivent actuellement pour préciser l'influence des différents paramètres.

Remarque : Les gains indiqués sur les figures 2 et 3 sont les gains nets en puissance, mesurés entre la sortie et l'entrée du système faisceau-plasma.

RÉSONANCE D'UNE CAVITÉ PARTIELLEMENT REMPLIE DE PLASMA

par J. P. JOUINEAU et P. LEPRINCE

Laboratoire de Physique des Plasmas, Faculté des Sciences, Orsay.

Résumé. — Les résonances d'une petite cavité (longueur d'onde dans le vide plus grande que les dimensions de la cavité) partiellement remplie de plasma sont étudiées et l'on regarde le spectre pour les trois premiers modes azimutaux : modes de plasma froid et de plasma tiède.

Abstract. — The study of resonances of a small cavity partially filled with plasma (the vacuum wavelength of the excited frequency always greater than the dimensions of the cavity) is given ; the spectrum for the three first modes (symmetrical, dipolar and quadripolar) is studied : cold and warm plasma modes.

1. Introduction. — L'étude théorique [1] de la propagation des ondes dans des guides à plasma non soumis à un champ magnétique permet de classer les modes en deux types : les modes de plasma qui n'existent qu'en présence du plasma et les modes de guide qui existent même sans plasma.

Si nous considérons une cavité partiellement remplie de plasma nous retrouverons pour le spectre de résonances ces deux types de modes. Dans ce présent article nous ne parlerons que des modes dus à la présence du plasma, qui peuvent se coupler aux modes de guide.

2. Spectre d'une cavité contenant un plasma. — Connaissant l'équation de dispersion

$$\Delta(\omega, \omega_p, \beta) = 0$$

pour un guide à plasma de structure donnée, nous pouvons calculer les fréquences de résonances d'une cavité de longueur L en posant :

$$\beta = \frac{p\pi}{L}$$

où p est un nombre entier positif.

Pour une cavité contenant une colonne de plasma de densité donnée nous avons un spectre qui peut se diviser en deux séries de résonances :

— les résonances des modes de guide dont les fréquences dépendent principalement des dimensions de la cavité ;

— les résonances des modes de plasma qui ne sont

que très peu influencées par le diamètre de la cavité et dont le spectre se situe autour de la fréquence

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{1 + \epsilon_v}}$$

Lorsque le diamètre du guide diminue ou que la densité augmente, ces deux séries de résonances se rapprochent l'une de l'autre et nous pouvons concevoir que le spectre est nettement plus complexe : il y a couplage entre les modes.

3. Description de l'expérience. — 3.1 LE TUBE A DÉCHARGE. — Pour ces expériences nous avons utilisé des décharges dans de la vapeur de mercure ou de césium dont les caractéristiques sont les suivantes :

- a) rayon intérieur de la colonne de 4 à 10 mm ;
- b) densité moyenne comprise entre 10^9 et 10^{12} cm^{-3} ; celle-ci est mesurée par la méthode du décalage en fréquence d'une cavité résonnant sur le mode TM_{020} ;
- c) température électronique de l'ordre de 4 eV pour le mercure et de moins d'1 eV pour le césium ;
- d) la pression est de l'ordre de 10^{-3} mm de Hg ; les fréquences de collisions sont donc faibles devant les fréquences d'excitation.

3.2 CIRCUIT HYPERFRÉQUENCE. — La figure 1 montre le schéma de principe des mesures : une cavité de petites dimensions (diamètre de l'ordre de 4 cm et longueur de 2 à 3 cm) entoure la colonne de plasma ; le champ haute fréquence est excité par des antennes radiales et nous mesurons les puissances soit transmise soit réfléchie. Pour faciliter les mesures nous avons

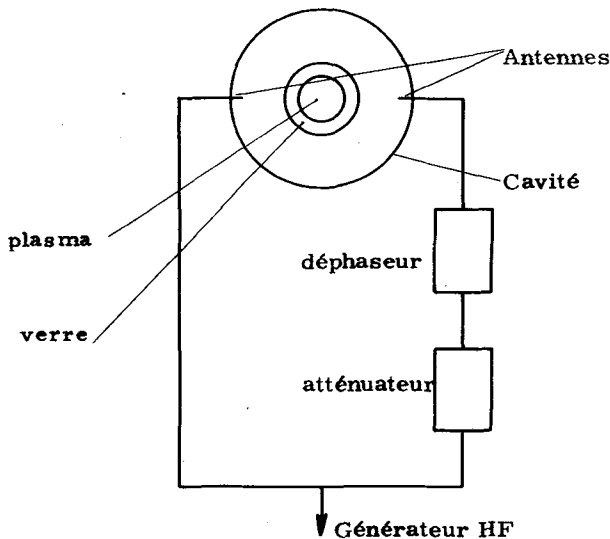


FIG. 1. — Schéma de principe : excitation avec deux antennes.

superposé une tension alternative (50 cs) à la tension anodique : le courant et par suite la densité sont modulés en fonction du temps

$$n = n_0 + n(t).$$

Nous obtenons ainsi directement en excitant une fréquence donnée le spectre de la cavité en fonction de la fréquence plasma.

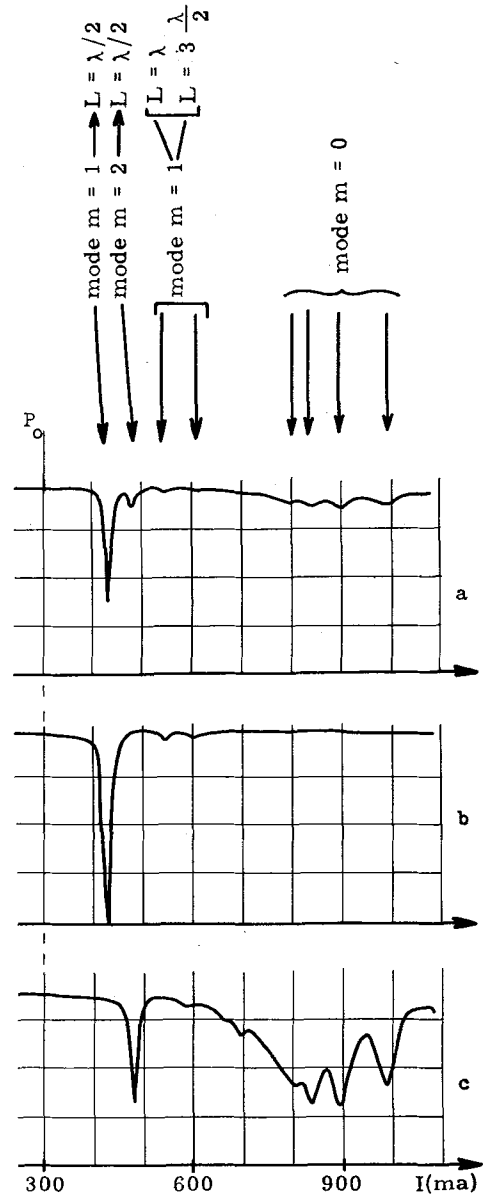


FIG. 2. — Spectre de résonance d'une cavité : modes de plasma froid. Puissance réfléchie P_0 en fonction du courant de décharge ; $F = 1\,560$ Mcs :

- a) excitation avec une antenne,
- b) excitation avec deux antennes en opposition de phase,
- c) excitation avec deux antennes en phase.

4. **Résultats expérimentaux.** — La figure 2 montre le spectre d'une cavité pour une fréquence donnée (1 560 Mcs) en fonction du courant de décharge ; si nous excitons le plasma avec une seule antenne, nous obtenons plusieurs pics de résonance. Nous pouvons les identifier comme modes pairs ou impairs en utilisant une excitation avec deux antennes (diamétralement opposées) en phase ou en opposition de phase.

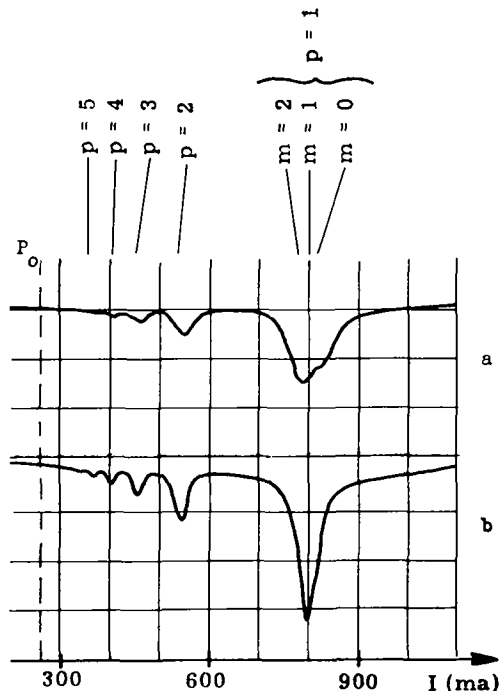


FIG. 3. — Spectre de résonance d'une cavité : modes de plasma « tiède ». Puissance réfléchie P_0 en fonction du courant de décharge, $F = 3\,170$ Mcs :

- a) excitation avec deux antennes en opposition de phase.
b) excitation avec deux antennes en phase.

La figure 3 montre une autre partie du spectre pour une fréquence d'excitation nettement supérieure (3 170 Mcs) en fonction du même courant de décharge.

Les résonances observées se classent en une série représentée par les indices $p = 1, p = 2, \dots$, pour chaque valeur de p nous avons pu mettre en évidence des modes $m = 0, 1, 2$.

5. **Interprétation.** — Le premier spectre (Fig. 2) peut très bien s'expliquer en utilisant une théorie de plasma froid et en prenant une densité électronique indépendante du rayon de la colonne. La concordance

entre la théorie et l'expérience est bonne pour les modes $m = 1$ et $m = 2$.

On peut utiliser l'un de ces modes pour faire des mesures de densité (Fig. 4) ; nous donnons à titre d'exemple une comparaison entre la mesure de densité faite en utilisant la résonance sur le mode dipolaire et celle faite par la méthode du décalage en fréquence de la résonance d'une cavité (mode E_{020}). Le décalage observé entre ces deux méthodes peut très bien s'expliquer si l'on tient compte du gradient radial de densité [2]. Dans ce cas, contrairement à la méthode proposée par Crawford [4], nous ne supposons pas que la résonance est purement transverse mais que la longueur d'onde longitudinale est déterminée par la longueur de la cavité.

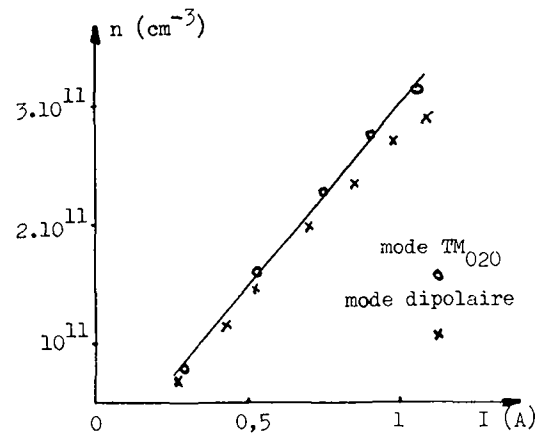


FIG. 4. — Mesure de la densité par une cavité dipolaire.
○ Mode TM_{020} .
× Mode dipolaire.

Le modèle théorique est également valable pour le mode à symétrie axiale mais dans nos expériences la longueur effective de la cavité pour ce mode est très différente de la longueur réelle ; le champ haute fréquence est concentré dans le plasma et les flasques sont de mauvais courts-circuits .

Le second spectre ne peut s'expliquer qu'en tenant compte à la fois de la température électronique et du gradient radial de densité. Ces résonances qui ont été mises en évidence par d'autres méthodes [3-4] ne sont que très peu influencées par les dimensions de la cavité (même la longueur) ; néanmoins ces résonances ne sont pas purement radiales et des expériences de couplage entre ces modes et les modes de guide sont possibles [6].

Conclusion. — L'étude des résonances d'une colonne de plasma à l'aide de petites cavités peut permettre

de faire des mesures de densité en utilisant les modes de plasma froid ($m = 1$ ou $m = 2$), malgré le faible facteur de qualité de ces résonances. En particulier il est possible d'utiliser l'un de ces modes pour mesurer d'une manière précise les variations de densité d'une colonne de plasma (variations relatives de l'ordre de quelques millièmes) [5-7].

De plus les résonances de plasma tiède peuvent permettre de coupler de la puissance à une colonne de plasma et de faire des études sur les phénomènes non linéaires [7].

Bibliographie

- [1] LEPRINCE (P.), Rapport interne LP 63, Laboratoire de Physique des Plasmas, Orsay.
- [2] POMMIER (J.), Thèse 3^e cycle, Orsay.
- [3] DATTNER (A.), Ericsson Technics n° 1, 1963, Roy. Inst. Tech., Stockholm.
- [4] CRAWFORD (F. W.), IEEE *Trans. Nucl. Sci.*, 1964, **11**, 12.
- [5] BRYANT (G. H.), FRANKLIN (R. F.), *Proc. Phys. Soc.* **81**, p. 531.
- [6] JOUINEAU (J. P.), et LEPRINCE (P.), 8^e conf. sur les phénomènes dans les gaz ionisés Vienne, 1967.
- [7] CONSTANTIN (A.) et al., comm. à ce colloque, *J. Physique*, 1968, supp. au fasc. 4, page C 3-190.

OBSERVATION D'UNE RÉSONANCE DES ÉLECTRONS SUR L'HARMONIQUE 2 DE LA FRÉQUENCE CYCLOTRONIQUE DANS UN PLASMA D'HYDROGÈNE H. F. SOUMIS A UN CHAMP MAGNÉTIQUE

par B. GROLLEAU et L. H. COLLET

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Faculté des Sciences de Nantes

Résumé. — Observation d'un phénomène de résonance électronique cyclotronique sur l'harmonique 2 dans le plasma d'hydrogène d'une source H. F. en couplage inductif, le champ magnétique étant transversal.

Abstract. — Second harmonic cyclotron resonance has been observed in a hydrogen plasma of an H. F. ion source with inductance coupling, the magnetic field being transversal.

Nous nous proposons d'étudier l'influence d'un champ magnétique statique de faible intensité sur un plasma d'hydrogène créé par un champ électromagnétique de haute fréquence.

Dispositif expérimental. — Le montage expérimental est analogue à celui d'une source d'ions à excitation électromagnétique de haute fréquence.

L'enceinte en verre Pyrex contenant le plasma d'hydrogène est un cylindre de 35 mm de diamètre et 130 mm de long, limité par deux disques ; l'un d'eux (« le bouclier à électrons ») protège une petite électrode de tungstène, l'autre, percé en son centre, reçoit une électrode creuse en aluminium (la sonde) qui peut servir à l'extraction des ions du plasma. Dans ce but, une tension continue stabilisée, peut être appliquée entre les deux électrodes.

Le système de pompage permet d'obtenir une pression de l'ordre de 10^{-5} torr dans l'enceinte. L'hydrogène y est introduit par une fuite au palladium ; sa pression, réglable de 1×10^{-3} à 150×10^{-3} torr, est mesurée en permanence au moyen d'une jauge de

Pirani, éloignée du plasma et préalablement étalonnée.

Le générateur de champ électromagnétique H. F. est soit un oscillateur (n° 1) du type Push-Pull (100 W), soit un oscillateur (n° 2) du type Clapp (300 W). Le générateur H. F. est couplé inductivement à l'enceinte de décharge au moyen d'une bobine hélicoïdale de 60 mm de diamètre, comportant 4 spires. La gamme des fréquences utilisées s'étend de 25 à 50 MHz environ. La fréquence et la forme, très sinusoïdale, de l'onde H. F. sont contrôlées à l'oscilloscope. La stabilité du signal H. F. est bonne.

Le champ magnétique statique B perpendiculaire à l'axe de l'enceinte est créé par deux bobines rectangulaires situées de part et d'autre de celle-ci. Le champ magnétique est homogène à 5 % près dans la zone occupée par le plasma ; il est continûment réglable entre 0 et 300 Gauss.

Observation d'une résonance. — Nous avons étudié [1] les variations du courant I recueilli entre les deux électrodes placées aux extrémités de l'enceinte en fonction du champ magnétique B , pour diverses fré-