



**HAL**  
open science

# Instabilité cyclotronique collisionnelle dans les gaz ionisés à effet Ramsauer

C. Oddou

► **To cite this version:**

C. Oddou. Instabilité cyclotronique collisionnelle dans les gaz ionisés à effet Ramsauer. Journal de Physique, 1972, 33 (10), pp.861-876. 10.1051/jphys:019720033010086100 . jpa-00207317

**HAL Id: jpa-00207317**

**<https://hal.science/jpa-00207317v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**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.

Classification :  
*Physics Abstracts*  
 14.26, 14.40

## INSTABILITÉ CYCLOTRONIQUE COLLISIONNELLE DANS LES GAZ IONISÉS A EFFET RAMSAUER (\*)

C. ODDOU (\*\*)

GPSP Université Paris VII  
 Tour 33, 2<sup>e</sup> E, 2, place Jussieu, Paris V<sup>e</sup>

(Reçu le 23 décembre 1971)

**Résumé.** — Le rayonnement cyclotronique anormal, dû à l'instabilité cyclotronique collisionnelle d'un gaz ionisé à effet Ramsauer a été étudié dans différentes décharges de gaz rares. Sous certaines conditions, de fortes oscillations de basse fréquence du potentiel du plasma sont accompagnées d'impulsions synchrones de rayonnement hyperfréquence dont le spectre présente une raie intense et étroite au voisinage de la fréquence cyclotronique électronique. Les résultats de la théorie utilisée, basée sur l'étude des fluctuations du mode extraordinaire dans un plasma dense, sont en bon accord avec les observations expérimentales. Il est présenté un modèle où l'édification d'une fonction de distribution à population inversée, nécessaire à l'instabilité, résulte de la présence du champ électrique d'une onde d'ionisation. Dans ce cas, il est montré théoriquement et vérifié expérimentalement que le milieu absolument instable, se comporte comme un oscillateur.

**Abstract.** — Anomalous cyclotron radiation due to a collisional instability in an ionized Ramsauer gas has been studied experimentally in different rare gases discharges. Under specific conditions strong low frequency oscillations in the plasma potential are related to synchronous high frequency radiation pulses. The emission spectrum shows a sharp and intense peak in the vicinity of the electron cyclotron frequency. Calculations based on the theory of fluctuations of dense plasma are in agreement with experimental data. A model is presented where a required bunched velocity distribution function is created by the electric field of an ionisation wave. Under such conditions it is shown that the medium has an absolute instability and behaves like an oscillator.

**Introduction.** — En électronique des gaz, les « microinstabilités » induites par les collisions, dans les plasmas faiblement ionisés, et l'analyse du rayonnement résultant ont été étudiées depuis une dizaine d'années [1]. Il peut paraître paradoxal, en première analyse, de parler d'instabilité engendrée par effet collisionnel, dans la mesure où il est admis généralement, en théorie de la propagation des ondes dans les plasmas, que les collisions ont un effet dissipatif et donc stabilisateur. Cependant, il a été montré expérimentalement et théoriquement que des diodes thermoioniques irradiées [2], [3] ou des triodes à cathodes chaudes [4], [5] emplies de gaz xénon ou krypton présentent, sous certaines conditions, une caractéristique courant-tension à résistance négative. D'autre part, une amplification d'ondes radio ( $\sim 50$  MHz) a pu être observée [6] dans les mêmes types de décharges en l'absence de champ magnétique. Cette amplification est liée à la présence, dans des conditions similaires, d'un rayonnement de freinage très supérieur au bruit thermique. Enfin, ces mêmes effets d'émission

anormale ont été mis en évidence expérimentalement dans le cas du rayonnement cyclotronique [7], [8], [9].

L'explication de l'ensemble des observations est basée sur la théorie du rayonnement des plasmas « hors d'équilibre » [10]. Dans le domaine des ondes radio, en interaction avec les électrons libres d'un milieu ionisé de décharge, il est montré que les transitions stimulées sont beaucoup plus probables que les transitions spontanées. Dans les conditions de « non-équilibre », la dominance de ces transitions peut avoir des conséquences telles que le plasma peut alors être considéré comme un milieu à pertes négatives et, dans certains cas, l'obtention d'un maser à plasma a pu être envisagée.

En langage de la théorie quantique de l'interaction matière-rayonnement deux critères sont nécessaires pour l'obtention d'un tel milieu :

1) Une inversion de population des niveaux d'énergie des électrons, ce qui se traduit dans le cas classique des électrons libres d'un plasma par une distribution des vitesses électroniques  $f(v)$  de « non-équilibre » c'est-à-dire, avec une population importante d'électrons énergétiques. Soit :

$$\frac{df(v)}{dv} > 0 \quad (1)$$

dans un certain domaine des vitesses électroniques.

(\*) Cet article constitue la publication principale de la thèse de Doctorat d'Etat, soutenue le 25 mars 1971 devant l'Université Paris VII. Numéro d'enregistrement CNRS : AO 65.30.

(\*\*) GPSP Université Paris VII. Tour 33, 2<sup>e</sup> E, 2, place Jussieu, Paris V<sup>e</sup>.

2) Un temps de vie plus long, ou une probabilité d'émission plus faible pour les électrons des niveaux supérieurs. Cette condition se traduit, dans le cas de l'émission cyclotron des électrons libres du plasma, par une fréquence de collision  $\nu(v)$  électron neutre satisfaisant :

$$\frac{d}{dv} \left( \frac{v^3}{\nu(v)} \right) < 0 \quad (2)$$

dans le même domaine de vitesses que pour le critère (1).

Les premiers résultats expérimentaux, dans le cas du rayonnement cyclotronique anormal, semblaient en bon accord avec une telle théorie : Le rayonnement, d'une vingtaine de décibels au-dessus du bruit thermique, était observé uniquement à la résonance cyclotronique électronique et pour des gaz ayant un fort effet Ramsauer tels que Xe et Kr ; la largeur du pic dans le spectre ( $\sim 10$  MHz) était très inférieure à la fréquence de collision moyenne  $\langle \nu(v) \rangle$  électrons-atomes ( $\sim 100$  MHz). De plus, ce type de rayonnement n'était détecté que dans la partie cathodique des décharges étudiées où il était possible de supposer qu'une distribution « non maxwellienne » était présente. D'autre part, dans certaines conditions particulières [11], [12] les propriétés d'amplificateur d'un tel milieu avaient pu être mises en évidence.

Cependant, certains points restaient inexplicables :

a) Bien que l'instabilité ait été étudiée théoriquement uniquement dans le cas des plasmas ténus (où les effets collectifs d'interaction coulombienne sur les modes de propagation peuvent être négligés) le pic du rayonnement cyclotronique « anormal » a été observé dans un très large domaine de densités et de fréquences incluant les milieux denses où la fréquence plasma électronique  $\omega_p$  est du même ordre de grandeur que la fréquence cyclotronique électronique  $\omega_c$ . Le problème est alors d'étudier l'influence de la densité du milieu sur la propagation du rayonnement anormal et de déterminer la variation de la polarisation du mode de propagation de cette instabilité en fonction des effets collectifs. Pour cela, une étude, basée sur la théorie des fluctuations, est nécessaire. Elle sera présentée au paragraphe 2 et appliquée au paragraphe 5.

b) Sauf dans le cas où des sondes de Langmuir ont été utilisées, les méthodes employées pour capter le rayonnement (cavité cylindrique ou guide d'onde) ne permettent pas une bonne localisation de la source ni une parfaite détermination de la polarisation. L'une des méthodes utilisées, est l'analyse du rayonnement à travers la fente d'une cavité coaxiale. Cette méthode permet d'éviter ces indéterminations et sera brièvement décrite au paragraphe 3.

c) Il est rapporté, dans ce même paragraphe, un résultat par ailleurs observé par d'autres chercheurs [13], [6] et pour lequel aucune explication théorique satisfaisante n'avait été envisagée. En effet, l'émission apparaît toujours sous forme de brèves impulsions synchrones

avec les oscillations basse fréquence (quelques kilocycles) de tension et courant de la décharge. Le problème soulevé est de connaître la nature de ces oscillations basse fréquence et, par l'intermédiaire de leur influence sur les paramètres du plasma, leur action sur le rayonnement. Notre interprétation est basée sur la théorie des ondes d'ionisation (§ 4) et l'influence de ces ondes sur la fonction de distribution des vitesses électroniques est analysée.

d) En tentant de résoudre ce problème (§ 4) il était prévu de donner une explication à la saturation rapide de l'amplification (ou à l'absence d'amplification) expérimentalement observée [11]. Nous avons donc étudié théoriquement la nature de l'instabilité collisionnelle cyclotronique et montré que dans les conditions d'observation d'un rayonnement anormal important l'instabilité est absolue, ce qui se traduit par un fonctionnement du milieu analogue à un oscillateur.

### 1. Concepts théoriques relatifs à l'instabilité cyclotronique collisionnelle en milieu ténu.

— Dans le cas de magnéto-plasmas faiblement ionisés, hors d'équilibre et peu denses (faible densité électronique  $N_e$ ) l'émission de rayonnement hyperfréquence a été décrite [14], [15] en considérant la propagation d'ondes électromagnétiques planes  $\mathbf{E}_0 \exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$  transverses ( $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}_0$ ) et de faible amplitude. Le plasma ténu est supposé infini, uniforme, à distribution de vitesses électroniques non perturbée  $f_0(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$ , isotrope et plongé dans un fort champ magnétique constant  $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{k}$  (mode extraordinaire en milieu ténu). Dans ce cas, le changement d'énergie d'un paquet d'ondes se déplaçant le long d'un rayon déduit de l'optique géométrique représente l'intensité du rayonnement. Le flux local de puissance dans une direction donnée est alors déterminé à partir des coefficients d'émission et d'absorption locaux. Cette analyse dépend fortement des hypothèses relatives à la validité de la description de l'optique géométrique qui requièrent qu'un paquet d'ondes soit construit et que toutes les phases relatives des ondes composantes puissent être négligées. Le coefficient d'absorption spatiale  $\alpha_\omega$ , pour de telles ondes planes, est obtenu à partir des équations de Maxwell donnant l'évolution du champ électrique  $\mathbf{E}$  :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{\mathbf{K}}} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3)$$

et de l'équation de Boltzmann d'évolution de la fonction de distribution  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left( \frac{\delta f}{\delta t} \right)_c \quad (4)$$

Cette dernière équation traitée par la méthode des perturbations et développement en harmoniques sphériques permet de calculer le tenseur de conductivité  $\overline{\overline{\sigma}}$  et le tenseur diélectrique :

$$\overline{\overline{\mathbf{K}}} = \overline{\overline{\mathbf{I}}} + \frac{\overline{\overline{\sigma}}}{i\omega\epsilon_0} \quad (5)$$

en fonction du terme non perturbé  $f_0(v)$ . Ce terme représente la distribution d'équilibre supposée constante pendant un temps long (devant la période du champ de rayonnement hyperfréquence) et homogène spatialement. Cette distribution n'est pas nécessairement maxwellienne et sa dépendance en vitesse sera déterminée par les champs et processus microscopiques présents dans la décharge (cf. § 4). Dans l'hypothèse des plasmas froids (où la variation spatiale de la phase des quantités perturbées a été négligée), les composantes circulaires droite, gauche et parallèle du tenseur diélectrique ont pour expression :

$$\sigma_{l,r} = \frac{4 \pi N_e e^2}{3} \int_0^\infty \frac{v^4}{i(\omega \pm \omega_b) + \nu(v)} \times \left[ -\frac{1}{mv} \frac{df_0}{dv} \right] dv$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{4 \pi N_e e^2}{3} \int_0^\infty \frac{v^4}{i\omega + \nu(v)} \times \left[ -\frac{1}{mv} \frac{df_0}{dv} \right] dv \quad (6)$$

où  $\omega_b = (e | \mathbf{B}_0 | / m)$  est la fréquence cyclotronique des électrons et  $\nu(v)$  la fréquence de collision électron neutre pour le transfert de la quantité de mouvement. Cette dernière est obtenue à partir de la section efficace de collision  $Q$  (cf. Fig. 1) qui montre que les gaz rares

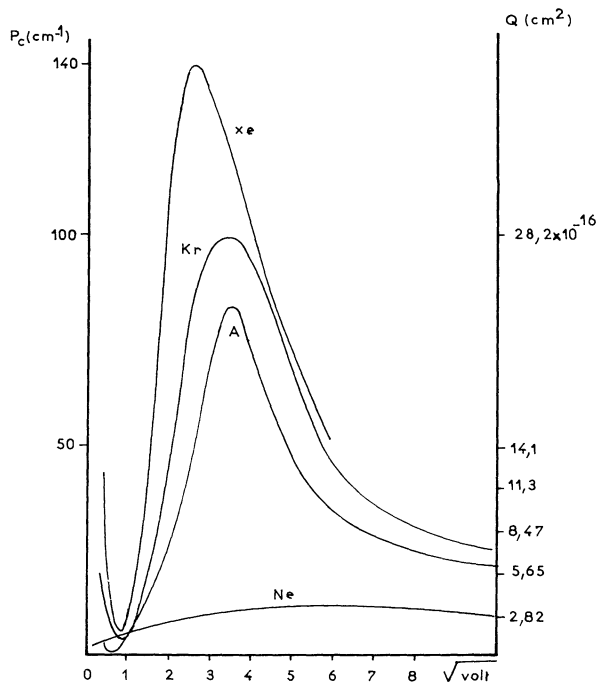


FIG. 1. — Section efficace de collision élastique des gaz rares [16].

Xe, Kr, Ar présentent entre 1 et 2 eV une pente positive importante de la fréquence de collision en fonction des vitesses (effet Ramsauer conduisant à l'inégalité (2)).

Il est alors possible, étant donnés  $\nu$  et  $f_0$  quelconques, de trouver l'équation de dispersion des ondes satisfaisant (3) dans les conditions suivantes :

— plasma peu dense ou fréquence des ondes étudiées assez élevée, telle que la pulsation plasma  $\omega_p$  des électrons soit très inférieure à la pulsation  $\omega$  des ondes, soit :

$$\alpha^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{N_e e^2}{m \epsilon_0 \omega^2} \ll 1, \quad (7)$$

— fréquence de collision moyenne  $\langle \nu \rangle$  électron-atome inférieure à la fréquence des ondes :

$$\gamma = \frac{\langle \nu \rangle}{\omega} < 1 \quad (8)$$

et telle qu'au voisinage de la fréquence cyclotronique des électrons

$$\beta = \frac{\omega_b}{\omega} \simeq 1 \quad (9)$$

on ait la relation :

$$\frac{\alpha^2}{\gamma} < 1. \quad (10)$$

Les composantes du tenseur diélectrique obtenu à partir de (5) sont alors égales à l'unité avec pour la composante droite  $K_r$ , une partie imaginaire petite. On en déduit [17], pour l'onde en propagation perpendiculaire au champ magnétique, polarisée rectilignement dans ces conditions, suivant la direction perpendiculaire à la fois au champ magnétique et à la direction de propagation (onde extraordinaire), que l'indice  $n_x$  du milieu est voisin de l'unité. La partie imaginaire de cet indice conduit au coefficient d'absorption suivant :

$$\alpha_\omega = -2 \operatorname{Im} | \mathbf{k} | = -\frac{2 \omega}{c} \operatorname{Im} n_x = -\frac{4 \pi \omega_p^2}{3 c} \times \int_0^\infty \frac{\nu(v)}{(\omega - \omega_b)^2 + \nu^2(v)} \frac{df_0}{dv} v^3 dv. \quad (11)$$

De cette formule, il est aisé de déduire les conditions (1) et (2) que doivent satisfaire la distribution des vitesses et la fréquence de collision pour que le milieu soit à absorption négative au voisinage de la fréquence cyclotronique. Plus précisément, dans le cas d'une distribution à pic

$$f_0 = \frac{1}{4 \pi v_0^2} \delta(v - v_0)$$

et d'une variation, autour de  $v_0$ , de la fréquence de collision donnée par le paramètre :

$$h = \frac{v}{v(v_0)} \frac{dv}{dv} \Big|_{v=v_0} \quad (12)$$

le spectre d'absorption est donné par la figure 2. Pour une pente de variation en vitesse de la fréquence de collision supérieure à 3 on notera la présence d'absorption négative au voisinage de  $\omega_b$ .

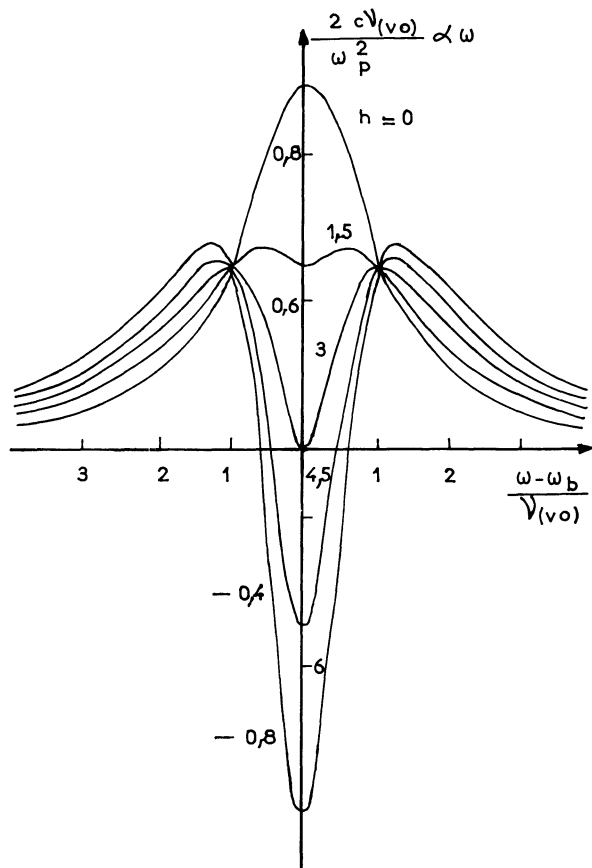


FIG. 2. — Spectre d'absorption cyclotronique pour différentes pentes de la fréquence de collision électrons-atomes.

**2. Résultats théoriques concernant l'absorption négative en milieu dense.** — Le traitement théorique développé précédemment est difficilement applicable aux conditions expérimentales présentées (au § 3). En effet, le plasma est limité par une structure micro-onde (guide ou cavité), très dispersif et dense (fréquence plasma de l'ordre de la fréquence des ondes).

Une généralisation de la température de rayonnement, des plasmas stationnaires de dimensions finies, basée sur la théorie des fluctuations [18] et appliquée aux cas de milieux instables est, par conséquent, plus adaptée à l'expérience. Elle permet de tenir compte, en effet, de la polarisation du rayonnement qui joue un rôle important dans les propriétés dispersives du milieu.

Le problème à résoudre est de trouver les solutions de l'équation de propagation des champs, analogue à (3) :

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\mathbf{K}} \mathbf{E} = -i\omega\mu_0 \mathbf{J}_{\text{mic}} \quad (13)$$

avec un terme source, densité de courant microscopique traduisant les fluctuations du courant dues aux mouvements aléatoires des électrons. Ces solutions sont données en fonction des modes normaux du milieu, sans sources ni collisions, le but à atteindre étant de

déterminer dans quelle mesure de tels modes sont excités par les fluctuations de courant microscopique  $\mathbf{J}_{\text{mic}}$ . L'intérêt d'un tel calcul n'est pas la recherche d'une solution exacte de l'éq. (13) pour une distribution particulière  $\mathbf{J}_{\text{mic}}(\mathbf{r}, \omega)$ , mais d'une moyenne des fluctuations sur un temps long devant la période des ondes, mais néanmoins court par rapport au temps de croissance de l'énergie, dans le cas où le milieu est instable.

L'énergie moyenne totale  $\langle W \rangle$  du système (comprenant les fluctuations des champs électriques et les mouvements induits cohérents des particules) peut être alors mise sous la forme d'une somme des contributions  $\langle W_n \rangle$  de chacun des modes  $n$  (champ électrique  $\mathbf{E}_n$ ), avec :

$$\langle W_n \rangle = \pi \frac{\iint \mathbf{E}_n^*(\mathbf{r}) \cdot \overline{\overline{\Phi}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) \cdot \mathbf{E}_n(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r} \, d\mathbf{r}'}{\iint \mathbf{E}_n^*(\mathbf{r}) \cdot \overline{\overline{\sigma}}_H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_n) \cdot \mathbf{E}_n(\mathbf{r}') \, d\mathbf{r} \, d\mathbf{r}'} \quad (14)$$

où, d'une part,  $\overline{\overline{\Phi}}$  est le tenseur dyadique des fluctuations de courant obtenu à partir de la densité de courant microscopique et, d'autre part,  $\overline{\overline{\sigma}}_H$  la partie hermitique du tenseur conductivité.

La formule (14) est une généralisation des lois de Kirchhoff pour un milieu hors d'équilibre qui relie l'intensité du rayonnement dans ce milieu au rapport des coefficients d'émission et d'absorption. La densité d'énergie dans le mode considéré s'interprète comme un bilan entre le taux d'émission spontanée par les courants aléatoires particulières et leur absorption (ou régénération) à travers les pertes (positives ou négatives). Dans cette théorie, on n'impose pas un milieu uniforme illimité et, au lieu d'examiner les processus de transfert radiatif, on étudie l'amplitude des modes de fluctuations du système.

Le terme d'absorption au dénominateur de (14) dépend de la polarisation du champ de rayonnement et celui-ci n'est pas connu avec précision dans les géométries expérimentales étudiées. Comme modèle s'approchant le plus de la réalité, on peut examiner le problème de l'absorption négative dans le cas du mode extraordinaire. La densité d'énergie moyenne de ce mode, à la fréquence  $\omega$ , dans l'hypothèse des plasmas froids, est alors :

$$\langle U_x \rangle = \frac{\text{émission}}{\text{absorption}} = \pi \frac{\mathbf{E}_\omega^*(\mathbf{r}) \cdot \overline{\overline{\Phi}}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})}{\mathbf{E}_\omega^*(\mathbf{r}) \cdot \overline{\overline{\sigma}}(\mathbf{r}, \omega) \cdot \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r})} \quad (15)$$

où les composantes de  $\overline{\overline{\Phi}}$  sont données [18] par des expressions équivalentes à (6) en remplaçant le terme entre crochets par  $[f_0/\pi]$ .

Les composantes circulaires des champs de l'onde extraordinaire sont obtenues à partir des expressions des éléments du tenseur diélectrique [19] :

$$\frac{E_r}{E_l} = -\frac{K_l}{K_r}$$

et il est possible de calculer leur variation en fonction des paramètres du plasma et de la fréquence du mode en imposant la normalisation, à l'unité, du module du champ.

Avec ce formalisme, l'une des questions à résoudre est le domaine de fréquence d'occurrence de l'instabilité. En effet, les divers résultats expérimentaux montrent que, quels que soient les ordres de grandeur des densités, le rayonnement anormal apparaît toujours au voisinage de la fréquence cyclotronique, qui n'est pas un domaine de résonance pour le mode considéré : effectivement, la fréquence de résonance pour le mode extraordinaire, envisagé ici, est la fréquence hybride  $\omega_H = \sqrt{\omega_b^2 + \omega_p^2}$ . Toutefois, si l'on considère les composantes circulaires de la partie hermitique du tenseur diélectrique ou de la dyade des corrélations, la composante droite est résonnante pour les fréquences cyclotroniques électroniques comme le montre la figure 3a. D'autre part, bien qu'en théorie des plasmas froids sans collision, l'onde extraordinaire, au voisinage de la fréquence cyclotronique, soit essentiellement une onde gauche, l'introduction des collisions conduit à une polarisation ayant une composante droite. Cette composante droite peut devenir prépondérante au voisinage de la fréquence cyclotronique dans le cas d'un milieu instable (courbe c de la figure 3b).

Cette théorie permet de tracer les variations de « l'absorption » définie en (15), normalisée à la densité d'énergie du mode dans le vide, en fonction du champ magnétique (paramètre  $\beta$ ). La figure 4 donne le résultat d'un calcul, par ordinateur [20], obtenu dans le cas d'une distribution à pic dont la dépendance en vitesse a été arbitrairement choisie (analyse numérique plus

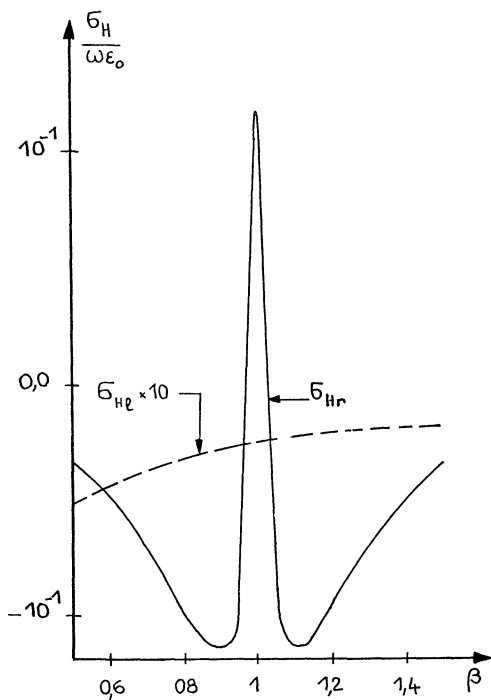


FIG. 3a. — Variation en fonction de  $\beta = \omega_b/\omega$  des composantes circulaires droite  $\sigma_{Hr}$  et gauche  $\sigma_{Hl}$  de  $\sigma_H$  (mêmes paramètres que Fig. 3b-c).

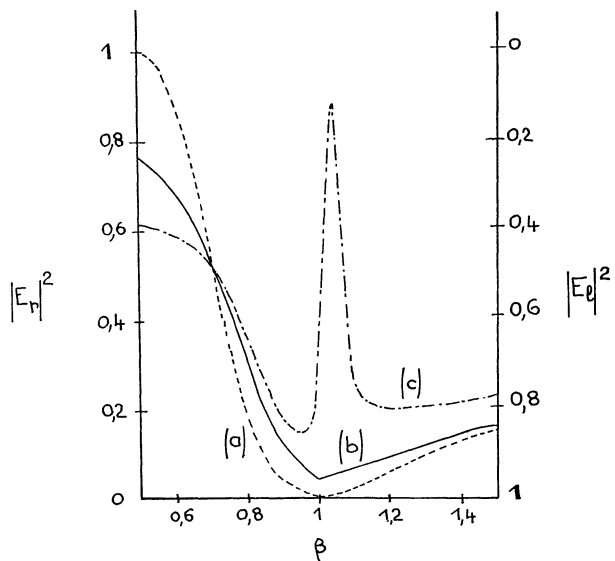


FIG. 3b. — Composantes droite et gauche de l'onde extraordinaire pour  $\alpha^2 = \omega_b^2/\omega^2 = 0,5$  dans les conditions suivantes :

- a) sans collisions  $\gamma = 0$ ,
- b)  $\gamma = \frac{1}{10} \left(\frac{v}{v_0}\right)^3$  ;  $f = f_0 \exp \left[ -\left(\frac{v}{v_0}\right)^4 \right]$ ,
- c)  $\gamma = \frac{1}{10} \left(\frac{v}{v_0}\right)^{4,5}$  ;  $f = f_0 \left(\frac{v}{v_0}\right)^2 \exp \left[ -\left(\frac{v}{v_0}\right)^4 \right]$ .

aisée). Les paramètres imposés (densité, température et pression) ont été déterminés en tenant compte des conditions expérimentales d'observation du rayonnement cyclotronique anormal et correspondent à un milieu relativement dense ( $\alpha$  n'étant plus négligeable devant l'unité). L'absorption, définie ainsi, représente le taux de croissance temporelle de la densité d'énergie du mode extraordinaire et peut être comparée au taux de croissance spatiale défini précédemment dans le cas d'un milieu ténu (cf. Fig. 2). Dans les deux cas, la présence de l'instabilité se traduit par une absorption négative au voisinage de la fréquence cyclotronique dans un domaine étroit ( $\Delta\omega_b \sim 0,1 v$  dans le cas de la figure 4). La condition de milieu peu dense n'étant plus requise, il est possible, avec un tel formalisme, de trouver la variation du maximum d'absorption négative

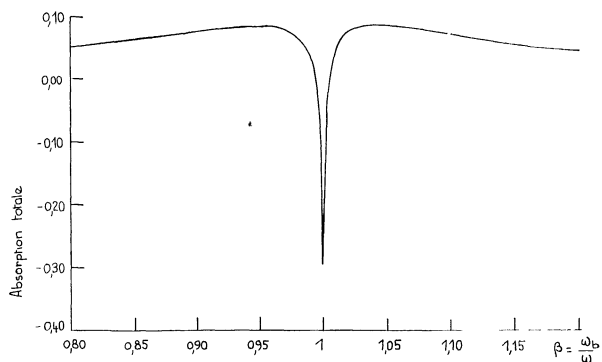


FIG. 4. — Absorption totale calculée de l'onde extraordinaire en fonction de  $\beta = \omega_b/\omega$  pour les paramètres de décharge dans le Xe suivants :

$$\alpha = \frac{\omega_p}{\omega} = 0,2 ; \quad \gamma = \frac{\nu(v)}{\omega} = 0,1 \left(\frac{v}{v_T}\right)^{4,5} ; \quad f = f_0 v^2 e^{-v^4} .$$

en fonction des paramètres du plasma, en tenant compte de la polarisation du mode. Les figures 5a et 5b donnent la valeur de cette absorption négative

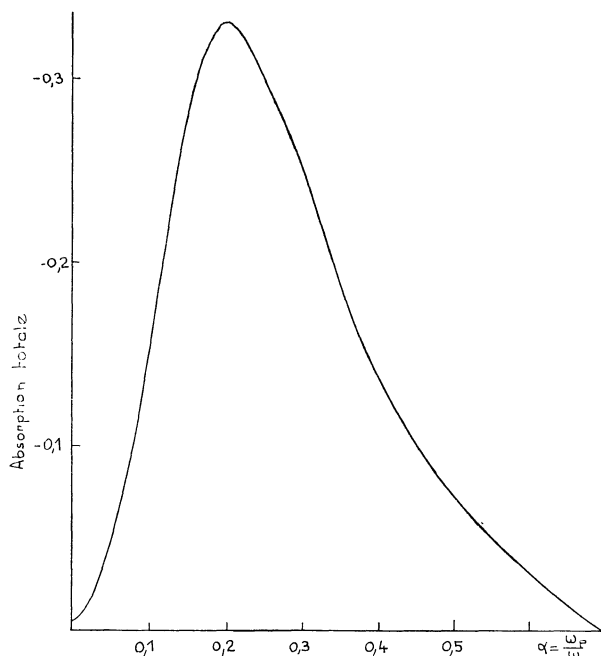


FIG. 5a. — Variation théorique de l'absorption négative maximum au voisinage de  $\beta = \omega_b/\omega \simeq 1$ . En fonction de  $\alpha = \omega_p/\omega$  (distribution des vitesses électroniques  $f = f_0 v^2 e^{-v^4}$ ; fréquence de collision  $\nu(v)$  telle que  $\gamma = \frac{\nu(v)}{\omega} = 0,1 \left(\frac{v}{v_T}\right)^{4,5}$ ).

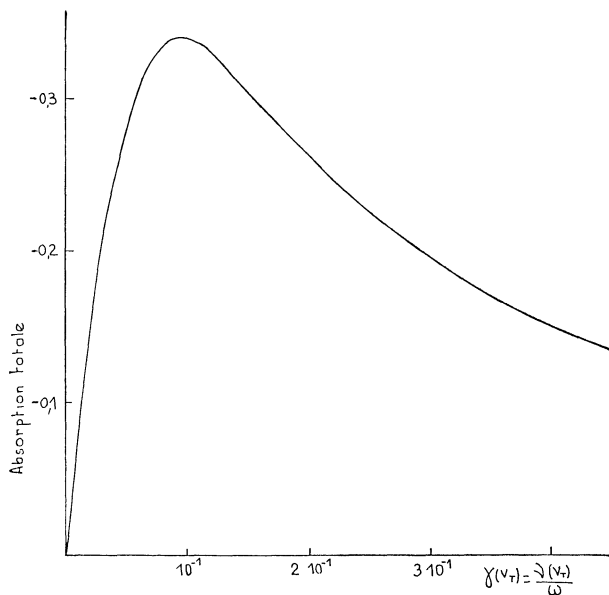


FIG. 5b. — Variation théorique de l'absorption négative maximum au voisinage de  $\beta = \omega_b/\omega \simeq 1$ . En fonction de

$$\gamma(v_T) = \frac{\nu(v_T)}{\omega}.$$

Distribution des vitesses électroniques  $f = f_0 v^2 e^{-v^4}$ ;

$$\alpha = \frac{\omega_p}{\omega} = 0,2;$$

fréquence de collision  $\nu(v)$  telle que

$$\gamma(v) = \frac{\nu(v)}{\omega} = \gamma(v_T) \left(\frac{v}{v_T}\right)^{4,5}.$$

lorsque l'on fait varier, indépendamment, la densité électronique ou la fréquence de collision, et révèlent, comme le suggère l'observation expérimentale, un maximum d'absorption négative pour une certaine valeur des paramètres de densité électronique et pression des neutres.

**3. Etude expérimentale du rayonnement cyclotronique anormal.** — La mise en évidence de ce phénomène, qui est l'une des manifestations de l'instabilité cyclotronique collisionnelle, est réalisée dans une décharge luminescente d'un gaz présentant l'effet Ramsauer, placée dans un champ magnétique  $\mathbf{B}_0$  longitudinal.

Les différentes décharges étudiées sont du type décharge d'arc produit par passage d'un courant (émis par une cathode à oxyde à chauffage indirect) dans un gaz rare à une pression de l'ordre du torr. Leurs tensions sont de l'ordre du potentiel d'ionisation des gaz expérimentés et leurs caractéristiques  $I(V)$  présentent une constance du potentiel en fonction du courant dans un très large domaine (50 mA à 1 A). A ce potentiel constant se superposent, généralement, des fluctuations à caractère aléatoire dont l'amplitude est de l'ordre du volt et dont l'origine est la zone anodique (oscillations de gaine anodique mises en évidence par leur suppression quand le champ magnétique d'un aimant est localisé à l'anode). Le tableau I qui présente les données relatives aux paramètres caractéristiques des plasmas de xénon, appelle quelques commentaires eu égard à la description de l'interaction onde-plasma adoptée au chapitre précédent. A la lecture de ce tableau, on vérifiera aisément que le mouvement des ions (vitesse thermique négligeable) et les interactions des particules chargées entre elles (fréquences de collisions négligeables par rapport aux collisions électrons-neutres) peuvent être omis. D'autre part, l'importance des collisions élastiques e-n permet de justifier l'hypothèse d'isotropie de la fonction de distribution des vitesses électroniques, et la relative faiblesse de la « température électronique », l'hypothèse des plasmas froids adoptée.

Dans certaines conditions de décharge (dépendant du courant, de la longueur de la décharge, de  $|\mathbf{B}_0|$  et de la pression du gaz), conditions liées à un accroissement du champ électrique statique (par exemple, polarisation d'une grille placée dans la colonne positive de la décharge), des oscillations de basse fréquence ( $\sim$  quelques kHz) apparaissent. Dans le cas de tube avec grille, cet effet ne dépend pas de la position, de la géométrie et de la nature de l'électrode (Electrode annulaire ou véritable grille en fil de tungstène à mailles très serrées). Ces oscillations du courant et du potentiel de décharge sont stables, de forte amplitude (5 à 10 V) et en relation de phase avec l'émission pulsée de rayonnement hyperfréquence.

Ce rayonnement est capté par une « structure hyperfréquence » qui peut être une sonde, un guide, une antenne ou une cavité résonnante, et transmis au radio-

TABLEAU I

Paramètres caractéristiques des décharges de xénon étudiées

Poids atomique du Xe	131
Potentiel d'ionisation	$V_I = 12 \text{ V}$
Premier niveau métastable	$V_m = 8,3 \text{ V}$
Pression du gaz	$p = 0,1 \text{ à } 5 \text{ torr}$
Densité électronique	$N_e = 10^{11} \text{ à } 10^{12} \text{ e/cm}^3$
Degré d'ionisation	$\frac{N_e}{N_a} = 0,6 \cdot 10^{-6} \text{ à } 3 \cdot 10^{-4}$
Température électronique	$\theta = \frac{3}{2} k_B T_e \sim 2 \text{ eV}$
Champ électrique statique	$E_0 \sim 1 \text{ V/cm}$
Mobilité électronique ( $p \sim 1 \text{ torr}$ , $E \sim 1 \text{ V/cm}$ )	$\mu_{e0} \simeq 10^6 \text{ cm}^2/\text{V-s}$
Mobilité ionique ( $p \sim 1 \text{ torr}$ )	$\mu_{i0} \simeq 440 \text{ cm}^2/\text{V-s}$
Fréquence plasma	$f_p \simeq 3 \text{ à } 9 \text{ GHz}$
Fréquence de collision élastique électron-atome Xe	$\nu(v) \simeq 4,25 \cdot 10^8 p \left(\frac{v}{v_0}\right)^{4,4} \text{ s}^{-1}$
Vitesse de l'électron d'1 eV d'énergie	$v_0 (1 \text{ eV}) = 6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
Fréquence de collision ion-atome Xe ( $p \sim 1 \text{ torr}$ )	$\nu_{ia} \simeq 10^7 \text{ (s}^{-1}\text{)}$
Fréquence d'ionisation (plasma maxwellien)	$\nu_I(\theta) = 6,7 \cdot 10^7 a_I p V_I \theta^{1/2} e^{-\nu_I/\theta} \left(1 + \frac{2\theta}{V_I}\right)$
Efficacité d'ionisation directe du Xe	$a_I \simeq 1,0 \text{ cm}^{-1}/\text{V-torr}$
Fréquence de collision électron-ion	$\nu_{ei} = 6,6 \cdot 10^{-6} \frac{N_e (\text{m}^{-3})}{(T (\text{°K}))^{3/2}} G \sim 10^6 \text{ s}^{-1}$
Facteur de Gaunt	$G \sim 10$
Domaine de fréquence du rayonnement étudié	$f = 5,5 \text{ GHz}, 9,3 \text{ GHz}, 35 \text{ GHz}$

mètre à comparaison [21], détecteur très sensible à fréquence fixe  $\omega$ . Dans le domaine de détection par cavité résonnante, nous avons mis au point une méthode d'analyse par cavité coaxiale munie d'une fente étroite permettant une meilleure localisation et détermination de la polarisation [21]. Avec le montage expérimental schématisé par la figure 6, deux aspects

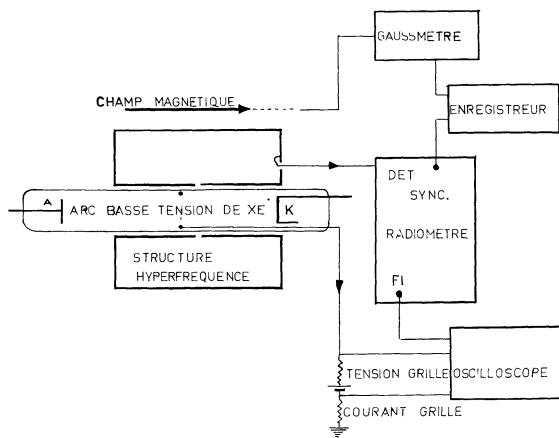


FIG. 6. — Schéma de montage radiométrique.

de la puissance du rayonnement émis par le plasma apparaissent :

1) Le spectre de puissance émise en fonction de  $|\mathbf{B}_0|$  est obtenu en reliant la sortie du détecteur synchrone du radiomètre (donnant la puissance relative du rayonnement de plasma par rapport à une source étalonée) à l'entrée verticale d'un enregistreur dont les déviations horizontales sont rendues proportionnelles au champ magnétique. Dans la mesure où la faible variation de champ magnétique autour de  $|\mathbf{B}_0|$  (tel que  $\omega_b = \frac{e|\mathbf{B}_0|}{m} \sim \omega$ ) n'entraîne pas une modification des autres paramètres (fréquence de collision  $\nu$ , densité volumique des électrons caractérisée par  $\omega_p$ ), ce spectre est équivalent au spectre de rayonnement émis, qui, comme le montre le calcul [22] ne dépend que du paramètre  $\beta$ .

2) En fixant le champ magnétique à sa valeur de résonance ( $\beta \simeq 1$ ) la dépendance temporelle de l'émission est analysée en comparant la sortie à fréquence intermédiaire, après détection à faible constante de temps ( $\tau \sim 1 \mu\text{s}$ ) aux fluctuations de basse fréquence du courant et du potentiel de la décharge.

Les détails des montages expérimentaux et des phénomènes mis en évidence ont été rapportés par ailleurs [9], [20], [21]. Rappelons succinctement les caractéristiques des principaux phénomènes observés (Fig. 7).

(i) Le rayonnement cyclotronique anormal n'est détecté que dans les gaz rares à effet Ramsauer (Xe, Kr, Ar) et ne l'est pas dans les autres gaz rares (Ne, He) bien que les conditions de décharge dans ces

de la puissance du rayonnement émis par le plasma apparaissent :

1) Le spectre de puissance émise en fonction de  $|\mathbf{B}_0|$  est obtenu en reliant la sortie du détecteur synchrone



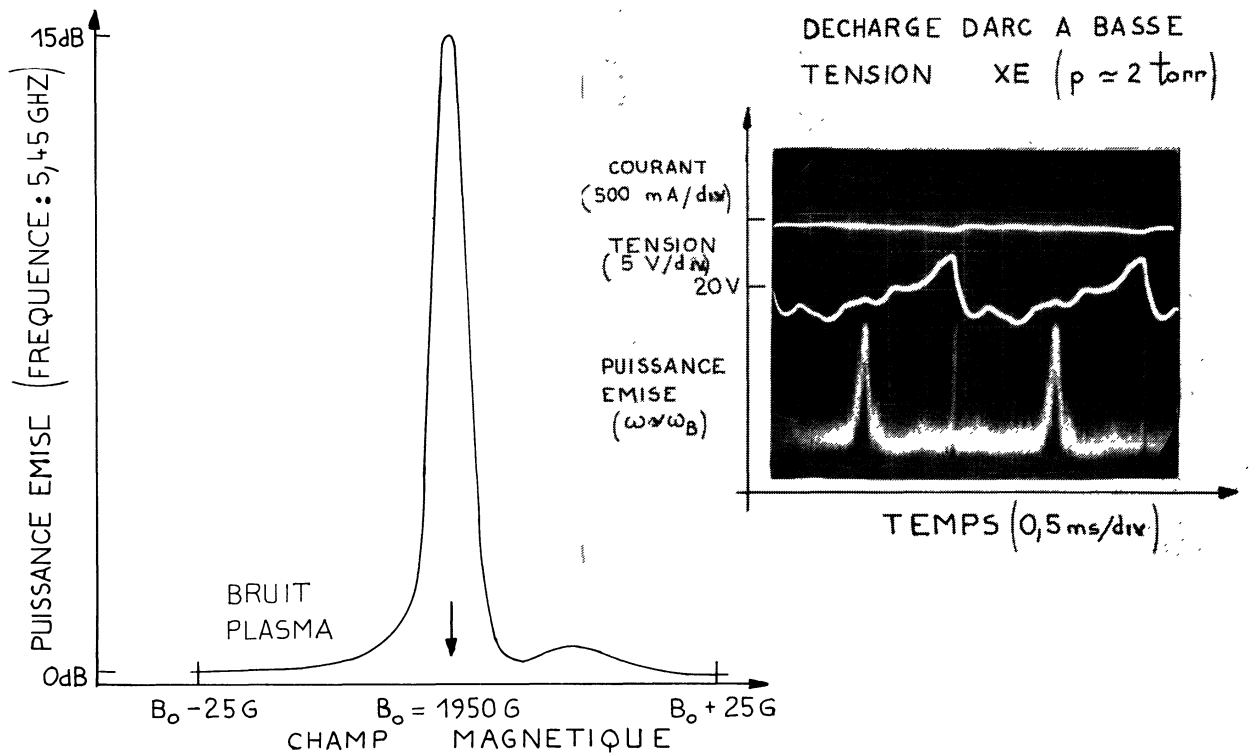


FIG. 7. — Caractéristiques générales de l'émission cyclotronique anormale.

derniers soient les mêmes (décharge d'arc bas voltage avec oscillations de basse fréquence et de forte amplitude du potentiel).

(ii) Cet aspect de l'instabilité cyclotronique a été observé dans un large domaine de fréquence allant des radiofréquences de quelques centaines de MHz [6] aux hyperfréquences en bande X d'une dizaine de GHz [7]. Il n'a pu être mis en évidence en bande K à 35 GHz [9] car les conditions de la décharge sont telles qu'elles inhibent l'apparition d'oscillations de basse fréquence.

(iii) Le spectre observé [23] présente au voisinage de la fréquence cyclotronique  $\omega_b$  un pic intense ( $\sim 20 \text{ dB}$  au-dessus du bruit thermique) et étroit (0,1 v). La position au voisinage de  $\omega_b$  et la largeur de ce pic ne dépendent que très faiblement du courant de décharge.

(iv) Le rayonnement anormal n'apparaît que dans certaines conditions de décharge (domaine restreint des valeurs des courants et pression de gaz de la décharge (cf. § 5)), pour lesquelles le milieu est très dense et collisionnel.

(v) Sa variation temporelle présente un caractère pulsé en relation de phase avec des oscillations de basse fréquence du potentiel, de l'intensité et de la luminosité de la décharge (cf. § 4). Dans le cas de production de ces oscillations par polarisation d'une grille placée dans la colonne positive [21], rayonnement hyperfréquence et ondes de basse fréquence sont localisés entre la grille et la cathode.

(vi) Dans les conditions expérimentales adoptées,

aucun rayonnement anormal n'est détecté aux harmoniques de la fréquence cyclotronique  $n\omega_b$ , ainsi qu'à la fréquence hybride  $\omega_H$ .

(vii) En présence d'instabilité, dans les conditions d'observation de rayonnement anormal, aucune amplification d'un signal incident à la fréquence de l'instabilité n'est observée.

L'absorption d'une onde incidente par le milieu instable a été testée par une expérience de transmission du système cavité-plasma schématisé sur la figure 6. La cavité coaxiale est excitée par le signal modulé (fréquence de modulation 200 c/s) d'un générateur hyperfréquence à amplitude variable. La fréquence de modulation est choisie de façon qu'après détection synchrone, le bruit propre du plasma, y compris le rayonnement anormal modulé à la fréquence des oscillations basse fréquence, soit éliminé. Le signal transmis est détecté par le radiomètre à échantillonnage utilisé en détecteur direct. La figure 8 donne la puissance transmise lorsque le champ magnétique varie ; quelle que soit la puissance incidente, une absorption du signal d'environ 2 dB, au voisinage de la fréquence cyclotronique, est mise en évidence. Variant les conditions de décharge, et par là même l'intensité de l'instabilité, le même phénomène est observé.

**4. Les oscillations de basse fréquence : nature et influence sur la fonction de distribution des vitesses électroniques.** — Les points (ii) et (v) des caractéristiques expérimentalement observées montrent que

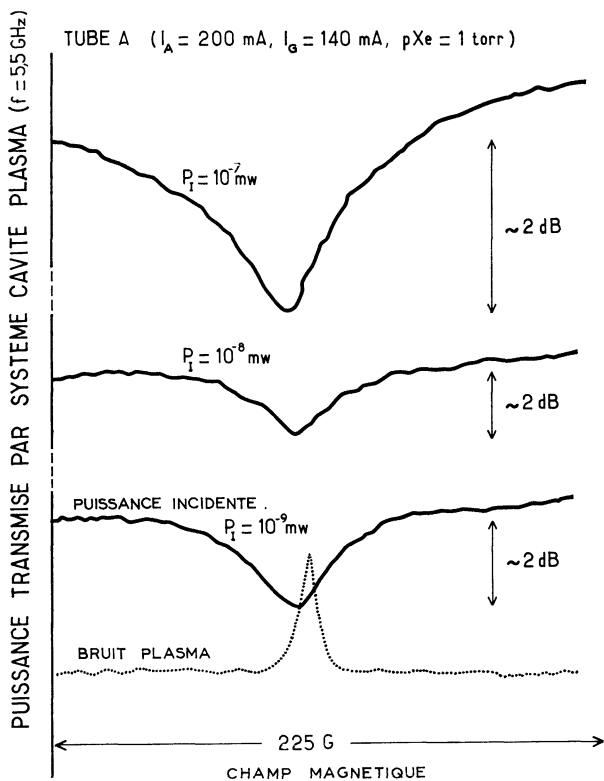


FIG. 8. — Transmission du plasma en fonction du champ magnétique au voisinage de la fréquence cyclotronique.

l'apparition du rayonnement anormal est liée à la présence de fortes oscillations stables de basse fréquence dans la décharge. Dans le cas des longs tubes à plasmas (expérimentés en bande C à 5,5 GHz) munis d'une grille placée dans la colonne positive, les oscillations ne prennent naissance que si une polarisation est appliquée à cette grille dont la caractéristique statique est représentée sur la figure 9 :

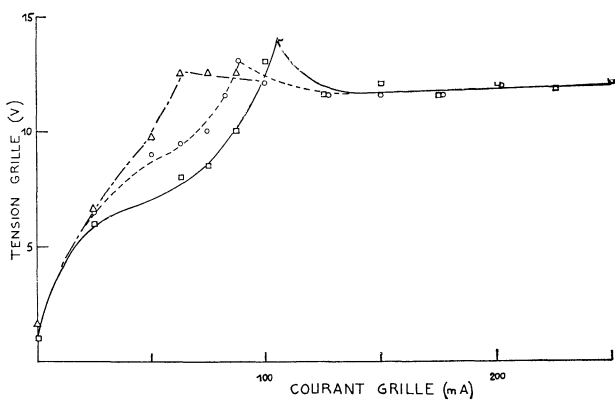


FIG. 9. — Caractéristiques statiques de grille annulaire d'un tube à plasma (distance grille cathode = 4 cm).

Au-dessus d'une certaine valeur du courant de grille (valeur dépendant du courant anodique de décharge), la caractéristique présente une résistance dynamique négative. Ce domaine à pente négative correspond

à la présence de fortes oscillations. Dans le cas de tubes courts (expérimentés en bande X à 10 GHz), des oscillations sont naturellement présentes lorsque la décharge d'arc bas voltage fonctionne dans le mode « boule de feu » [24] dont la caractéristique est également à résistance dynamique négative.

L'analyse de l'émission lumineuse ne révèle aucun phénomène de propagation longitudinale ou azimutale. L'intensité lumineuse émise par le milieu compris entre grille et cathode, dans son ensemble, oscille en phase avec les oscillations du courant alors que les oscillations du potentiel de la grille sont en opposition de phase. La fréquence de ces oscillations peut être mesurée à l'aide de l'analyseur de spectre et sa variation en fonction des paramètres de la décharge étudiée. La pression Xe dans les tubes longs placés dans un champ magnétique de 2 kG est le facteur prépondérant dans la variation de la fréquence, comme le montre la figure 10. Cette figure donne, d'autre

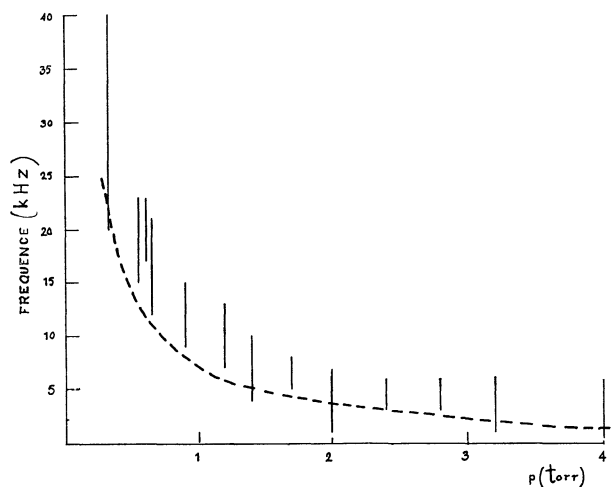


FIG. 10. — Fréquence des oscillations BF en fonction de la pression dans un tube à plasma (distance grille-cathode = 4 cm).

part, à pression fixée, le domaine des fréquences obtenues pour des courants variant de 300 à 600 mA (variation linéairement croissante en fonction du courant). De plus, à pression et courants fixés, la fréquence des oscillations est une fonction linéairement croissante du champ magnétique, avec une pente de l'ordre de quelques kHz/kG.

L'origine des oscillations, de basse fréquence et d'amplitude importante, mises expérimentalement en évidence, doit être recherchée dans un mécanisme d'instabilités d'ondes propres du milieu. Or, plusieurs types d'ondes peuvent être envisagés dans le gaz faiblement ionisé d'une décharge à cathode chaude. Les plus communes, ondes électrostatiques ioniques et électroniques sont liées à la nature du milieu et la prépondérance des forces coulombiennes. Cependant, aux pressions expérimentées, de l'ordre du torr, les collisions élastiques entre les particules chargées et les neutres sont importantes dans de tels gaz faiblement ionisés et ces ondes sont rapidement amorties.

Pour les mêmes raisons, l'influence des collisions sur la propagation des ondes ionosonores, qui en présence d'un courant important sont instables [25] annihile l'évolution d'une telle instabilité. Enfin, en présence d'un champ magnétostatique longitudinal et d'un gradient radial de densité, des ondes de dérive à propagation azimuthale peuvent prendre naissance, mais de tels modes de propagation n'ont pas été détectés expérimentalement.

Ces considérations préliminaires conduisent à envisager un autre type d'ondes qui est à l'origine des stries mobiles fréquemment étudiées et mises en évidence dans les décharges de gaz rares (domaine de pression de l'ordre du torr). Le mécanisme fondamental de production de ces ondes est la variation du taux d'ionisation en fonction des paramètres du plasma (température et densité électroniques). En effet, par ce mécanisme, une variation locale (par exemple un excès local) de densité ne tend pas à s'estomper par diffusion longitudinale mais au contraire à se propager (en s'amplifiant sous certaines conditions) dans la direction de la vitesse de dérive des électrons selon les processus suivants : les mobilités différentes des ions et électrons créent dans la zone de la perturbation un champ de charge d'espace local qui tend à diminuer le champ électrique d'équilibre du milieu. En conséquence, les électrons qui se déplacent à travers cette perturbation, voient leur énergie moyenne diminuer par rapport à l'énergie d'équilibre en l'absence de perturbation. Ils ne retrouvent cette énergie moyenne d'équilibre (sous l'influence des échanges d'énergie par collisions élastiques et inélastiques avec les neutres) qu'à une certaine distance (distance de relaxation) de la perturbation initiale dans la direction de la vitesse de dérive des électrons. Dans cette zone de relaxation de l'énergie électronique, où la température des électrons est plus faible que la température d'équilibre, il y a un défaut d'ionisation et donc un manque de particules ionisées. Ce défaut de densité de particules chargées crée à son tour un champ électrique local de charge d'espace inversé par rapport à la perturbation initiale. Il y a donc de proche en proche propagation, dans la direction de la vitesse de dérive des électrons, d'une perturbation de densité de champ électrique et de température électronique.

Le traitement théorique des ondes d'ionisation n'a été mené à bien qu'à partir d'un modèle hydrodynamique du milieu ionisé [26]. Un traitement microscopique du problème a été envisagé en introduisant l'équation cinétique d'évolution de la fonction de distribution des vitesses électroniques [27] mais, la solution n'a été donnée que dans le cadre d'une théorie des perturbations conduisant à une distribution peu perturbée, des vitesses électriques, voisine d'une maxwellienne.

Nous avons appliqué la théorie des ondes d'ionisation au cas d'un modèle simple de décharge qui ne peut être qu'un modèle approché des milieux ionisés que nous avons étudiés expérimentalement. Dans

l'hypothèse de longueurs d'ondes très supérieures à la longueur de Debye électronique et à la longueur caractéristique de relaxation de l'énergie des électrons, l'équation de dispersion obtenue permet de déduire la dépendance de la fréquence en fonction des paramètres macroscopiques de la décharge. En postulant un état d'oscillation stationnaire fixé par les conditions aux limites (entre grille et cathode) la variation de la fréquence en fonction de la pression est obtenue (cf. courbe théorique Fig. 10).

Or, il a été déjà vu [32] par des mesures de sonde que dans le front des stries mobiles ou stationnaires (dont la production relève d'un mécanisme d'onde d'ionisation), la fonction de distribution des vitesses électroniques est fortement perturbée et peut présenter un pic.

En conséquence, l'influence du champ électrique de ces ondes sur la fonction de distribution des vitesses électroniques est étudiée théoriquement. Le problème est simplifié en considérant l'application d'une impulsion de champ électrique au plasma de la colonne positive supposée homogène et dans un état initial stationnaire. Il est recherché une solution dans un temps court, après l'application de l'impulsion avant que le retour vers une distribution stationnaire des vitesses des électrons, sous l'action de leurs chocs réciproques, n'ait pu intervenir.

Avec un tel mécanisme, nous montrons que la fonction de distribution, constamment décroissante avant l'application de l'impulsion de champ électrique, présente un pic après un temps  $\tau_0 \sim 10^{-6}$  s dans les conditions expérimentales étudiées (cf. Fig. 11). On

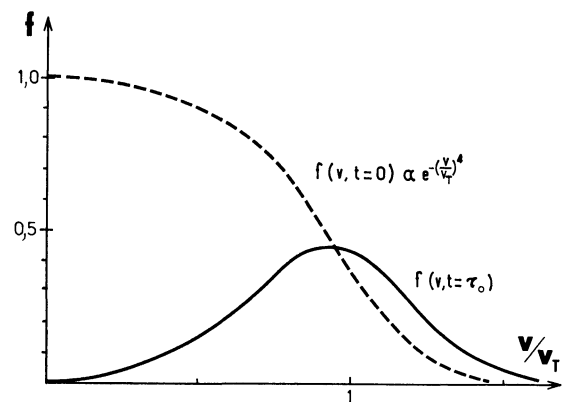


FIG. 11. — Evolution temporelle théorique de la fonction de distribution des vitesses électroniques sous l'action d'une impulsion de champ électrique.

en conclut que le mécanisme de génération de la fonction de distribution « à pic » requis pour l'apparition de l'instabilité cyclotronique collisionnelle peut être le suivant :

- 1) Création de conditions de décharges telles que les ondes d'ionisation soient instables.
- 2) Au cours du temps, modification, sous l'action du champ électrique intense de ces ondes, de la fonc-

tion de distribution stationnaire initiale et création d'une distribution « à pic ».

L'analyse complète de l'évolution de cette distribution ne peut être donnée par la simple théorie évoquée. Par ailleurs, la forme exacte du pic de la fonction de distribution, comme le montre le calcul, n'est pas un facteur prépondérant pour la détermination du taux d'instabilité du mode haute fréquence. N'ayant pu caractériser expérimentalement cette fonction de distribution, nous nous donnons arbitrairement différentes expressions dans les calculs de l'instabilité collisionnelle cyclotronique présentés dans le paragraphe suivant.

**5. Le rayonnement hyperfréquence : résultats expérimentaux et interprétation.** — La condition nécessaire d'apparition de l'instabilité collisionnelle cyclotronique, à savoir présence des ondes d'ionisation de basse fréquence dans le milieu et rôle fondamental dans la fonction de distribution d'un pic localisé dans la région croissante de la section efficace, a déjà été montrée. L'influence des paramètres macroscopiques du plasma (densité électronique et pression des neutres) doit être examinée en tant que condition suffisante pour l'observation du rayonnement anormal. Les conditions imposées pour l'étude expérimentale conduisent à s'appuyer sur un modèle théorique approché, basé sur la théorie des fluctuations (exposée au § 2). D'après (6), les composantes « circulaires » du tenseur de conductivité (ainsi d'ailleurs que celles du tenseur fluctuation de courant) dépendent à la fois de la fonction de distribution des vitesses électroniques et de la fréquence de collision électron-atome. Ces deux données constituent les entrées principales du programme de calcul effectué. La variation de la fréquence de collision en fonction de la vitesse électronique a été déduite des résultats expérimentaux et théoriques les plus récents et précis [28] de section efficace élastique (cf. Fig. 12a). La relation entre section efficace et fréquence de collision dépend de la pression qui est un paramètre du problème traité. La forme de fonction de distribution des vitesses électroniques présentant un pic a été choisie de façon à pouvoir faire varier la position en vitesse

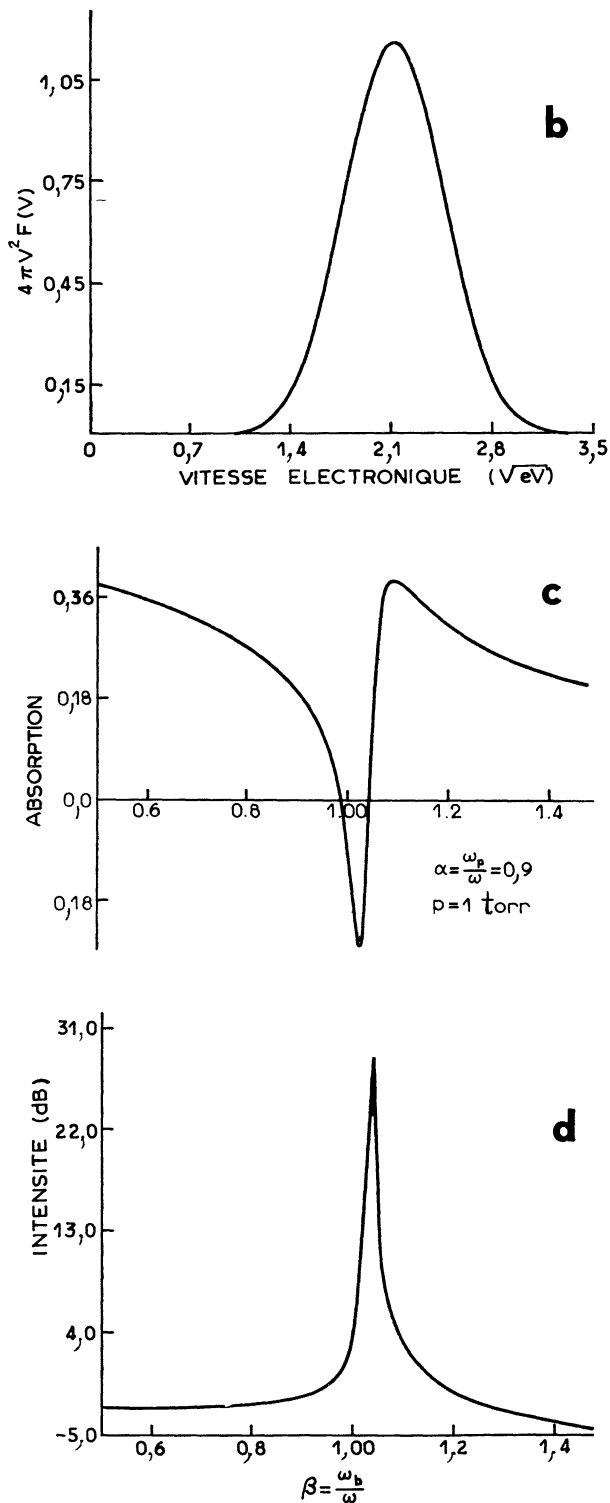


FIG. 12. — Spectres d'absorption (c) et d'émission (d) calculés à partir des données de la section efficace élastique (a) et de la fonction de distribution des vitesses électroniques (b).

et la largeur à mi-hauteur du pic tout en gardant la norme unitaire. La fonction de distribution, dépendant de deux paramètres variables, peut par ailleurs être modifiée de façon à faire apparaître deux populations de vitesses électroniques dont les densités respectives peuvent être changées. La figure 12b, donne

l'aspect d'une telle fonction de distribution, dont le pic est centré sur la partie croissante de la section efficace de collision élastique, respectant ainsi les critères donnés au paragraphe 1. Enfin, deux dernières variables sont introduites, à savoir, la densité électronique (par l'intermédiaire du rapport  $\alpha$  de la fréquence plasma à la fréquence de l'onde considérée) supposée uniforme dans ce modèle approché et la valeur du champ magnétostatique imposé (par le rapport  $\beta$  de la fréquence cyclotronique des électrons à la fréquence de l'onde).

Comme il a été vu précédemment, l'absorption dépend aussi de la polarisation de l'onde et celle-ci n'est pas connue avec précision dans la géométrie expérimentale étudiée. Cependant, le problème de l'onde extraordinaire a été examiné car il se rapproche le plus des caractéristiques du cas expérimental avec ses vecteurs champs électriques et vecteurs d'onde tous deux perpendiculaires à  $\mathbf{B}_0$ , champ magnétostatique appliqué. La polarisation de cette onde en fonction des composantes du tenseur diélectrique a été donnée précédemment et peut être calculée connaissant les composantes du tenseur conductivité. Tous les éléments sont alors rassemblés pour pouvoir calculer l'absorption par unité de volume définie par (15) ; cette dernière sera exprimée en unités de densité volumique d'énergie moyenne de la même onde se propageant dans le vide, de telle sorte que l'expression :

$$\text{Absorption} = \frac{1}{\omega \varepsilon_0} [\sigma_r |E_r|^2 + \sigma_l |E_l|^2] \quad (11)$$

représente encore la perte relative d'énergie (ou le gain d'énergie) pendant une période de l'onde dans un volume unité du milieu. L'absorption, ainsi définie, est une fonction de  $\beta = \omega_b/\omega$ , pour les données suivantes : valeurs de la densité électronique ( $\alpha = \omega_p/\omega$ ), de la pression  $p$ , des variations en vitesse de la section efficace  $Q(v)$  de collision élastique et de la fonction de distribution des vitesses électroniques. Cette absorption représentée en 12c doit être comparée aux figures 2 et 4, obtenues dans le cas des plasmas ténus.

En présence de l'instabilité, la mesure radiométrique décrite au chapitre précédent, ne permet pas d'atteindre directement la température de rayonnement  $T(\omega)$  qui, d'après (15), peut être déduite à partir rapport de l'émission et de l'absorption du plasma. Dans les résultats présentés, cette température est exprimée en unités de température cinétique des électrons, imposée par la donnée de la fonction de distribution, et a pour expression (le facteur  $kB/2\pi$  étant omis)

$$\begin{aligned} \text{Température} = T(\omega) &= \frac{\text{émission}}{\text{absorption}} = \\ &= \frac{\mathbf{E}^*(\omega) \cdot \overline{\overline{\Phi(\omega)}} \cdot \mathbf{E}(\omega)}{\mathbf{E}^*(\omega) \cdot \overline{\overline{\sigma(\omega)}} \cdot \mathbf{E}(\omega)} \quad (12) \end{aligned}$$

L'énergie d'un mode instable (appelée ici « Intensité ») peut être calculée à partir de la « température »

et des propriétés de dispersion du milieu, en utilisant les résultats du transfert radiatif dans le modèle approché d'une tranche plane de plasma homogène (épaisseur  $L$ ). Cette énergie a pour expression :

$$\text{Intensité} = T(\omega)[1 - \exp(2 \text{Im } kL)] \quad (13)$$

où la partie imaginaire du vecteur d'onde  $\text{Im } k$  est obtenue à partir de l'équation de dispersion (3). La variation de cette fonction suivant les valeurs de  $\beta$  est donnée sur la figure 12d, et montre une amplification intense (30 dB) de l'énergie du mode dans le domaine où l'absorption du milieu est négative.

Avec un tel formalisme, il est alors possible d'étudier, à l'aide d'un ordinateur, l'influence, sur l'intensité spectrale de l'instabilité, des différents paramètres que sont la fonction de distribution, la densité électronique et la pression du gaz Xe (dont la section efficace de collision élastique est donnée).

#### 1) INFLUENCE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION.

— Par cette méthode, il a été montré que l'addition, à la fonction de distribution « à pic », d'une population maxwellienne d'électrons froids, (température inférieure au domaine de l'effet Ramsauer où la section efficace est rapidement croissante), même de densité relativement faible ( $\sim 10\%$  des électrons chauds) annihile l'instabilité. Ce résultat vient du fait que la forme de la fonction de distribution intervient non seulement dans le calcul des composantes de la partie hermitique du tenseur de conductivité, mais aussi dans la polarisation à travers l'équation de dispersion et la partie antihermitique du tenseur de conductivité. D'autre part, dans la mesure où la majeure partie du pic de la distribution est située dans le domaine des vitesses où la section efficace satisfait le critère (2), la forme du spectre d'absorption obtenu ne varie pas de façon sensible avec la largeur du pic. Nous avons donc pris, comme distribution théorique, une coquille sphérique dans l'espace des vitesses dont le rayon moyen correspond à l'énergie moyenne de la partie croissante de la section efficace.

2) INFLUENCE DE LA DENSITÉ ÉLECTRONIQUE ET DE LA PRESSION. — a) Pour des densités électroniques élevées (paramètre  $\alpha \sim 1$ ) à pression  $p$  fixée, le maximum d'absorption négative apparaît pour des valeurs de  $\beta$  légèrement supérieures à l'unité, comme le montre la figure 12c. A la pression d'un torr, pour une densité électronique telle que  $\alpha \simeq 1$ , la variation

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \simeq \Delta\left(\frac{\omega_b}{\omega}\right),$$

évaluée théoriquement, vaut  $10^{-2}$  et est en accord avec la détermination expérimentale. Cette variation de la fréquence du maximum de l'instabilité en fonction de la densité du milieu permet de donner une explication aux anomalies d'émission cyclotronique pulsée : la présence de deux impulsions de rayon-

nement à des fréquences différentes s'interprète alors comme la manifestation de l'instabilité en deux intervalles de temps pendant lesquels la densité électronique est différente.

b) Sur la figure 13, la valeur théorique du maximum d'instabilité, à la fréquence de 5,5 GHz est tracée en fonction de la densité électronique (paramètre  $\alpha$ ), pour différentes valeurs de la pression réduite  $p'$  (ce paramètre réduit est introduit car l'instabilité dépend du terme

$$\gamma = \frac{\langle v \rangle}{\omega},$$

donc de la fréquence ;  $p'$  proportionnel à  $p/\omega$ ). Le réseau de courbes obtenues doit être comparé aux résultats des observations du rayonnement cyclotronique anormal, effectuées jusqu'à présent, qui ont été rassemblés dans le tableau porté sur la même figure. Les grandeurs expérimentales (intensité de courant, fréquence du rayonnement et pression dans les décharges étudiées) correspondent au maximum d'intensité du rayonnement anormal observé et traduisent des conditions d'observations très différentes (bande de fréquence, champ magnétique, géométrie des décharges, ...). Les flèches portées sur le graphique indiquent les valeurs expérimentales du paramètre  $\alpha$ ,

	A Tanaka, 1963 Fac. Sciences Kyoto	B Dulieu-Oddou, 1967 Fac. Sciences Paris	C Coccoli, 1965 M. I. T.	D Oddou, 1969 M. I. T.
f(Hz)	$9,50 \times 10^9$	$9,30 \times 10^9$	$3,26 \times 10^9$	$5,50 \times 10^9$
p(torr)	0,25	0,8	0,9	1,7
I <sub>M</sub> (mA)	600	400	100	400
Ne(e/cc)	$1,0 \times 10^{11}$	$3,0 \times 10^{11}$	$1,5 \times 10^{11}$	$7,0 \times 10^{11}$
$\alpha$	0,33	0,5	1	1,33
$p'$	0,15	0,45	1,5	1,7

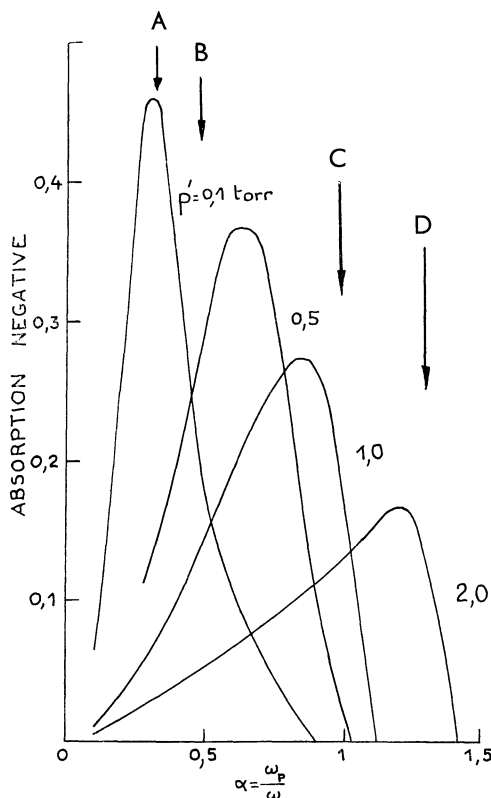


FIG. 13. — Résultats expérimentaux sur l'émission maximum de rayonnement anormal comparés aux résultats théoriques du taux de croissance de l'instabilité cyclotron collisionnelle.

pour lequel le rayonnement est maximum dans chacune des expériences. A chaque flèche correspond une valeur expérimentale de la pression réduite  $p'$  notée dans le tableau, valeur qui doit être comparée aux valeurs théoriques des paramètres  $p'$ , notés sur les courbes. Compte tenu de la diversité des conditions expérimentales et des imprécisions inhérentes aux mesures (pression des neutres et densité des électrons), cette comparaison montre que les résultats expérimentaux concordent de façon satisfaisante avec la théorie utilisée.

c) Sur la figure 14, la valeur théorique de l'intensité maximum, reçue à la fréquence 5,5 GHz, est tracée en fonction de la densité électronique pour différentes valeurs de la pression. Les croix, sur la droite

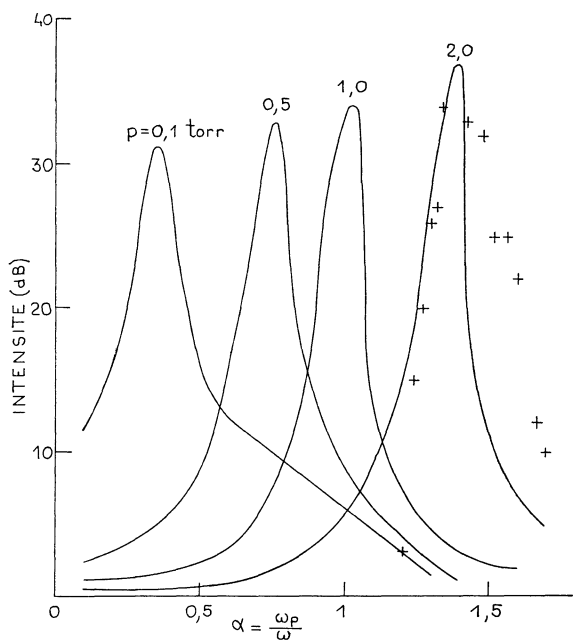


FIG. 14. — Intensité relative théorique et expérimentale du pic de rayonnement cyclotron anormal.

de la figure, donnent les valeurs expérimentales. Ces valeurs correspondent à une pression de 1,7 torr, dont la mesure, compte tenu de la précision des jauges employées dans ce domaine, peut être entachée d'une erreur importante. Une bonne concordance entre valeurs expérimentales et courbe théorique est manifeste, si l'on tient compte du modèle théorique schématisé.

De plus, il a été noté, au paragraphe 3, que les propriétés de réflexion ou de transmission d'une onde incidente, ne révélaient aucun caractère amplificateur du milieu soumis à une forte instabilité cyclotronique collisionnelle. Plusieurs raisons [23], d'ordre qualitatif, ont été données pour expliquer ce fait : en particulier, un mauvais couplage de l'onde incidente et du mode à absorption négative considéré et une saturation de l'amplification sous l'action de la seule instabilité (effets non linéaires) peuvent être invoqués. Cependant, les essais d'observation d'une amplifica-

tion, effectués dans différentes conditions de milieu instable, ont toujours été négatifs. L'explication de ce résultat expérimental a été recherchée dans la nature même de l'instabilité [29]. Nous avons appliqué au cas des gaz faiblement ionisés à effet Ramsauer les critères de détermination de la nature de l'instabilité. L'étude de l'équation de dispersion du mode extraordinaire d'un plasma à fonction de distribution « hors d'équilibre » a établi l'influence des paramètres macroscopiques (densité et fréquence de collision des électrons) sur la stabilité. Pour les paramètres de décharges expérimentées, les résultats du calcul montrent que l'instabilité est absolue, ce qui conduit à conclure que le milieu fonctionne en oscillateur et qu'aucune amplification d'un signal extérieur ne peut être mise en évidence.

**Conclusion.** — Dans cette étude de l'instabilité cyclotronique collisionnelle et du rayonnement anormal associé, une analyse détaillée des processus microscopiques dans la décharge et des caractéristiques des ondes instables a été effectuée. Elle a été motivée par le souci d'améliorer les résultats et les interprétations des premières observations qui étaient uniquement qualitatifs. Si tous les expérimentateurs, afin d'expliquer l'effet de rayonnement anormal, s'accordaient pour invoquer la théorie linéaire de l'instabilité cyclotronique collisionnelle (liée à l'effet Ramsauer), ils n'étaient pas en mesure de justifier l'un des critères sur lesquels cette théorie est basée : présence d'un « pic » dans la fonction de distribution. Devant cet échec, était même proposée une théorie non linéaire [30] reposant sur l'hypothèse contestable, d'une instabilité d'ondes ioniques dans les décharges expérimentées. D'autre part, les observations expérimentales faites dans des milieux « denses », le caractère pulsé de l'émission anormale (synchrone d'oscillations BF du courant et de la tension de la décharge) et l'absence d'absorption négative d'une onde incidente, n'avaient pu être encore interprétés.

Dans ces conditions, l'expérimentation de tubes munis de grilles polarisables, permettant de contrôler les oscillations de basse fréquence, a été faite, en utilisant une méthode de détection du rayonnement à l'aide d'une cavité coaxiale. L'analyse, tant théorique qu'expérimentale, de l'émission anormale, des oscillations BF et des corrélations entre ces deux phénomènes, permet de dégager clairement qu'il s'agit bien de l'instabilité linéaire collisionnelle et de préciser les deux ensembles de caractéristiques fondamentales de l'émission cyclotron anormale :

1) Caractère pulsé du rayonnement, associé aux oscillations BF de la décharge.

Une théorie macroscopique linéaire des ondes d'ionisation a été utilisée pour expliquer les propriétés observées des oscillations BF et interpréter leur nature. Un accord satisfaisant a été obtenu, bien que celles-ci manifestent un caractère non linéaire évident, permettant alors l'hypothèse de l'existence d'un champ élec-

trique intense qui modifie la fonction de distribution des vitesses électroniques. Sous l'action de ce champ électrique, la partie isotrope  $f_0$  de la distribution initialement décroissante avec la vitesse, se déforme rapidement et présente un « pic » dans le domaine de vitesse (partie décroissante du domaine de l'effet Ramsauer) requis par la théorie linéaire de l'instabilité collisionnelle cyclotronique.

2) Rôle de la densité électronique sur le comportement de l'émission anormale et la nature de l'instabilité.

Une théorie tenant compte des effets collectifs et de la polarisation du mode étudié a été appliquée dans ce cas de plasmas « denses » et, à l'aide d'un ordinateur, a permis de donner la variation du taux d'instabilité en fonction de la densité. Cette théorie a montré, conformément aux observations présentées ici et à celles des différents auteurs que :

(i) Le spectre d'émission est un pic très étroit ( $\Delta\omega \sim 0,1\nu$ ) et de grande intensité ( $\sim 20$  dB).

(ii) Lorsque la densité croît, la fréquence d'émission ne s'écarte que très faiblement de  $\omega_b$ .

(iii) Il n'existe aucun comportement particulier au voisinage de la fréquence hybride, résonnante pour le mode extraordinaire étudié.

(iv) L'instabilité est maximum pour une certaine valeur de la densité prévue par la théorie.

(v) L'instabilité, convective à faible densité, devient absolue au-dessus d'une densité critique.

L'accord constaté entre les théories avancées dans la présente étude et l'ensemble des résultats publiés jusqu'alors dans le domaine des instabilités collisionnelles cyclotroniques, ne saurait cependant faire oublier le caractère approché de ces interprétations. Du point de vue expérimental un progrès important ne pourra être accompli que lorsqu'une méthode de sonde à échantillonnage aura été mise au point, permettant

de mettre en évidence la fonction de distribution et son évolution temporelle. Alliée à une méthode de radiométrie, elle-même à échantillonnage, elle devrait permettre une étude plus détaillée et probante de la corrélation ondes BF-ondes HF. Il serait alors possible d'utiliser cette étude comme moyen d'investigation de la décharge d'arc bas voltage, où les phénomènes microscopiques sont mal connus, ainsi que comme diagnostic puissant des ondes d'ionisation instables qui y prennent naissance. D'un point de vue théorique, les modèles adoptés ici ne sont qu'approchés, dans la mesure où, pour les ondes BF, le traitement est macroscopique et linéaire et, pour le rayonnement HF, les problèmes de géométrie finie et de milieu non homogène ont été écartés.

Signalons, néanmoins, qu'une telle étude, même avec ces limites, dans la mesure où elle a permis d'approfondir la compréhension des mécanismes de l'instabilité cyclotronique collisionnelle, peut déboucher sur des progrès intéressants en Electronique des gaz, aussi bien en physique des collisions, que pour l'étude des décharges. Enfin, on rencontre dans la nature, et en particulier dans la basse ionosphère, des conditions similaires à celles étudiées ici : électrons non thermiques produits par photoionisation [31] en présence de molécules d'azote ; les instabilités collisionnelles correspondantes pourraient être la source de bruits radioélectriques observés au sol ou sur engin spatial.

**Remerciements.** — Que G. Bekefi, Professeur au Massachusetts Institute of Technology, veuille bien trouver ici l'expression de mon amicale gratitude pour sa bienveillante hospitalité, ses précieux conseils et la mise à ma disposition, pendant plus d'un an, des dernières techniques de son groupe de Physique des Plasmas. Ma profonde reconnaissance va à D. Quemada, Professeur à l'Université de Paris VII, pour les fructueuses discussions que nous avons eues et l'aide théorique efficace qu'il a apportée dans l'interprétation des résultats expérimentaux.

#### Bibliographie

- [1] BEKEFI (G.) and BROWN (S. C.), *American Journal of Physics*, 1961, **29**, 404.  
 [2] FORMAN (R.), *Phys. Rev.*, 1962, **128**, 1487.  
 [3] FORMAN (R.), GHORMLEY (J. A.), REISS (J. R.), *Phys. Rev.*, 1962, **128**, 1493.  
 [4] OHARA (S.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, **17**, 1483.  
 [5] OHARA (S.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1963, **18**, 852.  
 [6] TANAKA (S.), TAKAYAMA (K.), *J. Phys. Soc. Japan*, 1966, **21**, 2372.  
 [7] TANAKA (S.), MITANI (K.), KUBO (H.), Nagoya University Institute of Plasma Physics, Report IPPJ, **6**, Feb. 1963.  
 [8] COCCOLI (J. D.), Quaterly Progress, Report n° 72, Research Laboratory of Electronics, MIT, 1964, 102.  
 [9] DULIEU (B.), ODDOU (C.), Rapport Interne LEGI, n° 62, Fac. Sciences, Paris, 1967.  
 [10] BEKEFI (G.), HIRSHFIELD (J. L.), BROWN (S. G.), *Phys. Fluids*, 1961, **4**, 173.  
 [11] TERUMICHI (Y.), IDEHARA (L.), TAKAHASHI (I.), KUBO (H.) and MITANI (K.), *J. Phys. Soc. of Japan*, 1965, **20**, 1705.  
 [12] WATCHEL (J. M.) and HIRSHFIELD (J. L.), *Phys. Rev. Letters*, 1967, **19**, 293.  
 [13] COCCOLI (J. D.), Quaterly Progress, Report n° 73, Research Laboratory of Electronics, MIT, 1964, 35.  
 [14] BEKEFI (G.), HIRSHFIELD (J. L.), BROWN (S. C.), *Phys. Rev.*, 1961, **122**, 1037.  
 [15] BROWN (S. C.) and BEKEFI (G.), *Nuclear Fusion Suppt* 3, 1962, 1089.  
 [16] BROWN (S. C.), *Basic Data of Plasma Physics*, MIT, 1959.  
 [17] ODDOU (C.), Thèse 3<sup>e</sup> cycle, Paris, 1966.  
 [18] WRIGHT (B. L.), BEKEFI (G.), *Phys. of Fluids*, 1971, **14**, 1764.  
 [19] ALLIS, BUCHSBAUM, BERS, *Waves in Anisotropic Plasmas*, MIT, 63.



- [20] ODDOU (C.), Quaterly Progress, Report n° 95, Research Laboratory of Electronics, MIT, 1969.
- [21] ODDOU (C.), Quaterly Progress, Report n° 93, Research Laboratory of Electronics, MIT, 1969.
- [22] BEKEFI (G.), Radiation Processes in Plasmas, J. Wiley, New York, 1966.
- [23] ODDOU (C.) and WRIGHT (B. L.), Paper presented at the Los Angeles, DDP Meeting of the APS, 1969.
- [24] MALTER (L.), JOHNSON (E. O.) and WEBSTER (W. N.), *RCA Review*, 1951, **XII**, 415.
- [25] FIELD (E. C.) and FRIED (B.), *Physics of Fluids*, 1964, **7**, 1937.
- [26] PEKAREK (L.), Review Paper ICPIG, Bucharest, 1969.
- [27] GENTLE (K. W.), *Physics of Fluids*, 1966, **9**, 2203.
- [28] FROST (L. S.) and PHELPS (A. V.), *Phys. Rev.*, 1964, **136**, **6A**, 1538.
- [29] ODDOU (C.), *C. R. Acad. Sci.*, Paris (à paraître).
- [30] LIVSHITZ (M. A.) and TSYTOVICH (V. N.), *Soviet Physics JETP*, 1968, **26**, 927.
- [31] PERKINS (F. N.) ALPETER (E. E.) and YNGBESSON (K. U.), *Phys. Rev. Letters*, 1965, **14**, 579.
- [32] RAYMENT (S. N.) and TWIDDY, Symposium on one particle Distribution Functions in Plasmas, Marburg, Germany, 1968.